

Effets non linéaires en optique guidée

G. Vitrant

Laboratoire d'Électromagnétisme, Micro-ondes, Optoélectronique (LEMO), UMR 5530, École Nationale Supérieure d'Électronique et de Radio-Électricité de Grenoble, BP. 257, 23 avenue des Martyrs, 38016 Grenoble cedex 01, France

Résumé : Les non-linéarités sont largement présentes dans le monde qui nous entoure et font l'objet d'études de plus en plus approfondies. Malgré des non-linéarités très faibles, l'optique n'est pas en reste et a permis de mettre en évidence et d'exploiter des manifestations spectaculaires, mélanges de fréquences, effets paramétriques, etc. C'est l'avènement des lasers qui a permis la découverte des non-linéarités optiques de volume, grâce à une augmentation des puissances optiques disponibles. Quant à elle, l'optique guidée a récemment permis d'ouvrir de nouveaux horizons à l'optique non linéaire, cette fois-ci en permettant de réaliser un rêve, celui de propager la lumière sur de grandes longueurs en s'affranchissant de la diffraction et de renforcer les effets non linéaires par accumulation. Toutefois ce domaine des effets non linéaires en optique guidée n'est sans doute encore qu'émergent, ainsi qu'en atteste la proportion élevée d'articles théoriques. De nombreuses réalisations expérimentales attractives demeurent irréalisables à cause d'exigences technologiques difficiles à atteindre. Le but du cours est de donner au lecteur un aperçu des résultats marquants des quinze dernières années et des tendances actuelles, en se limitant aux non-linéarités cubiques. Le choix a été fait d'aborder la plupart des aspects en privilégiant une description qualitative des phénomènes et une analyse intuitive des concepts, nécessairement incomplète, et de renvoyer le lecteur à des références pour plus de détails. La propagation en régime soliton, les non-linéarités dans les fibres, les dispositifs pour le traitement tout optique du signal, les effets spatiaux et dynamiques dans les coupleurs distribués, la spectroscopie des lignes noires figurent parmi les thèmes abordés.

1. INTRODUCTION

L'apparition de l'optique comme discipline des sciences non linéaires ne date que de 1962. Cela faisait déjà longtemps que les phénomènes non linéaires étaient étudiés dans d'autres domaines de la physique, mécanique, acoustique, dynamique des fluides, électronique, ou de la chimie. En règle générale les non-linéarités optiques sont faibles et nécessitent des champs optiques importants pour être mis en évidence.

Rapidement l'optique n'a pas été qu'une nouvelle discipline non linéaire mais a constitué un nouveau champ d'investigation qui a permis de mettre en évidence de nouvelles manifestations non linéaires. La possibilité du mélange d'ondes par une non-linéarité du deuxième ordre est tout à fait générale. Par contre, le renforcement considérable de cet effet lorsque les différentes ondes en présence se propagent en synchronisme est une spécificité de l'optique. L'autofocalisation d'une onde grâce à son interaction avec le milieu non linéaire ou

l'émergence d'une onde avec une phase renversée par rapport à l'onde incidente sont des manifestations non linéaires qui étaient inconnues avant l'étude des non-linéarités en optique.

Les années 80 ont vu émerger de nouveaux thèmes de recherche particulièrement fascinants en optique non linéaire comme le développement de sources cohérentes largement accordables par oscillation paramétrique ou celui des impulsions ultracourtes. C'est aussi de cette période que date l'intérêt pour les non-linéarités dans des guides d'ondes optiques ou des fibres optiques. Il s'agit là encore d'un thème particulièrement riche. Sans l'introduction des non-linéarités en optique guidée, toute cette physique fascinante des solitons n'aurait pas été possible, sans oublier leur potentiel pour les communications longues distances.

Après une description des concepts généraux de l'optique guidée et intégrée linéaire et non linéaire dans la partie 2, le cours abordera les manifestations non linéaires. La mise en œuvre de matériaux à non-linéarités quadratiques dans des guides d'ondes fait l'objet d'un autre chapitre de cet ouvrage [1]. Aussi nous ne parlerons ici que des non-linéarités cubiques. Après une brève partie sur les modulateurs (partie 3), nous nous intéresserons aux solitons spatiaux et temporels qui constituent l'une des manifestations non linéaires les plus spectaculaires et les plus importantes en optique non linéaire guidée (partie 4). La réalisation de dispositifs non linéaires pour le traitement tout optique ultrarapide du signal constitue un autre domaine d'utilisation des non-linéarités cubiques qui doit tirer profit de l'optique intégrée. Ce sujet sera l'objet de la partie 5. Enfin les coupleurs distribués non linéaires et leurs applications pour la spectroscopie ou le renforcement des non-linéarités seront décrits dans la partie 6.

2. CONCEPTS GÉNÉRAUX À L'OPTIQUE NON LINÉAIRE GUIDÉE.

2.1 Intérêt de l'optique intégrée pour l'optique non linéaire

Les non-linéarités optiques étant généralement faibles, il est particulièrement important de les exploiter au mieux dans des configurations optiques judicieusement choisies. À cet égard, la géométrie du guide d'onde paraît très avantageuse. Elle permet de concentrer la lumière dans la faible section du guide dont la surface est typiquement de quelques microns carrés. Plus encore, la spécificité unique du guide d'onde est d'autoriser la propagation de la lumière comme s'il n'y avait pas de diffraction, c'est-à-dire de maintenir le fort confinement latéral sur une grande longueur de propagation, ce qui est impossible en optique de volume. La figure 1 illustre cet avantage en comparant la propagation en optique de volume, dans un guide planaire et dans un guide confiné dans les deux dimensions transverses. Pour la non-linéarité optique de Kerr, l'effet non linéaire total (déphasage cumulé par exemple) est proportionnel à l'éclairement et à la longueur de propagation, L . À cause de la diffraction, L est limitée dans les deux premiers cas à w^2/λ où w est la largeur du faisceau. La configuration planaire permet déjà de renforcer la non-linéarité dans un rapport w/h où h est l'épaisseur du guide. Dans la configuration du guide canal, il n'y a plus de diffraction et la longueur L peut être aussi grande qu'on le veut. Toutefois d'autres limitations existent, par exemple celles liées aux pertes linéaires et non linéaires de propagation qui seront analysées au paragraphe 5.1.

2.2 Guide d'onde linéaire – optique intégrée.

De nombreuses technologies ont maintenant acquis un degré de maturité suffisante pour qu'on puisse considérer la fabrication de composants d'optique intégrée simple comme quasiment standard. Dans tous les cas il s'agit de fabriquer une "circuiterie" optique sur un substrat

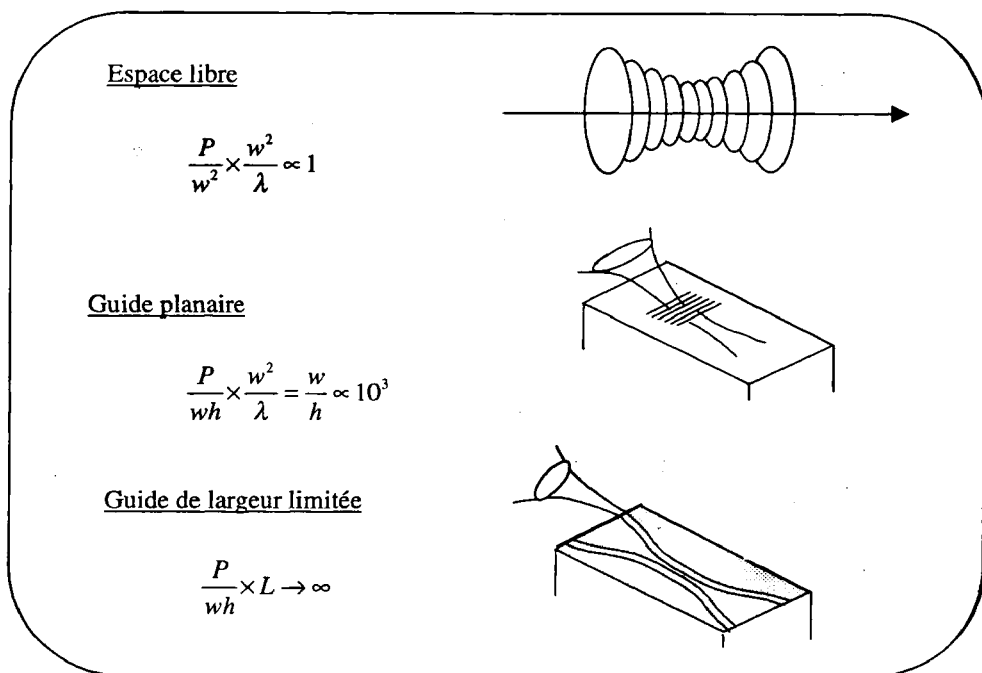


Figure 1 : Renforcement du champ dans un guide d'onde

planaire, un peu comme en microélectronique mais pour les photons. Les guides sont généralement constitués d'un cœur dont l'indice est plus élevé que le milieu environnant. La figure 2 donne une représentation schématique du profil d'indice pour des guides planaires (à gauche) ainsi que pour quelques guides de largeur limitée (à droite). La marche visible à droite des graphes pour les guides planaires figure la présence d'un prisme de haut indice. Ce prisme permet l'excitation des ondes guidées par effet tunnel optique selon une configuration appelée coupleur distribué et qui sera décrite en détail dans la partie 6

2.3 Guide d'onde non linéaire - intégrale de recouvrement.

En présence d'un effet non linéaire, la structure guidante sera plus ou moins sensible suivant la conception de la structure. La polarisation non linéaire induite dans la structure constitue une modification du guide d'onde. La théorie des modes couplés montre qu'il est encore possible

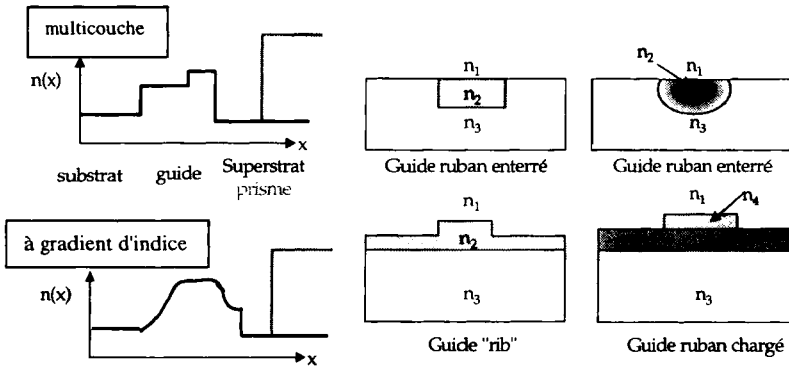


Figure 2 : Profils d'indice de guides d'ondes planaires (à gauche) et confinés (à droite).

de décomposer le champ sur les modes de la structure non perturbée, c'est-à-dire linéaire. En régime stationnaire, l'amplitude a_m d'un mode propre, par exemple un mode guidé, évolue au cours de la propagation selon z , suivant l'équation différentielle :

$$N_m \frac{da_m}{dz} = jN_m \gamma_m a_m - j\omega \langle \vec{E}_m \cdot \vec{P}^{NL} \rangle \tag{1}$$

dans laquelle γ_m désigne la constante de propagation du mode et N_m sa constante de normalisation. Le dernier terme de l'équation (1) représente la projection de la polarisation non linéaire (à la pulsation ω considérée) sur la carte de champ du mode guidé et est appelé intégrale de recouvrement. Cette équation de base est donnée ici en raison de sa richesse et de sa simplicité. Délibérément nous épargnerons au lecteur l'établissement de cette équation qui nécessite de rentrer en détails dans la théorie des modes couplés. Le lecteur intéressé pourra consulter les références [2].

L'équation (1) permet de décrire tous les types d'interactions non linéaires. Il est toutefois nécessaire d'en préciser la nature pour aller plus avant dans l'analyse physique. Prenons l'exemple du mélange à trois ondes par la non-linéarité du deuxième ordre à l'origine de l'amplification paramétrique optique [3] ou de la génération de deuxième harmonique quand deux fréquences sont dégénérées. À la pulsation $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ la polarisation non linéaire est proportionnelle au produit $[\chi^{(2)}] \cdot \vec{E}_n(\omega_1) \cdot \vec{E}_p(\omega_2)$ du tenseur non linéaire par les cartes de champ des modes n et p respectivement à ω_1 et ω_2 . Toutes ces grandeurs sont fonctions des coordonnées transverses, x et/ou y suivant qu'il s'agit d'un guide planaire ou confiné latéralement. L'intégrale de recouvrement fait intervenir le produit des trois cartes de champ aux trois fréquences considérées. On voit ainsi apparaître la double problématique liée à la mise en œuvre des non-linéarités quadratiques dans des guides d'ondes : réaliser l'accord de phase longitudinal, comme en optique de volume, mais aussi s'assurer que l'intégrale de recouvrement est aussi grande que possible. Ces aspects sont décrits plus en détails par De Micheli dans cet ouvrage [1] à partir de réalisations expérimentales sur niobate de lithium.

Dans ce chapitre nous nous concentrerons essentiellement sur les non-linéarités d'ordre 3. L'un des effets essentiels est la non-linéarité optique de Kerr qui peut être vue comme une modification $\Delta n(x, y)$ de l'indice de réfraction du matériau sous l'effet de la lumière :

$$\Delta n(x, y) = n_2(x, y) |E_m(x, y)|^2 \tag{2}$$

où n_2 est le coefficient Kerr et E_m la carte de champ du mode guidé considéré, supposé polarisé TE. Dans ce cas particulier l'intégrale de recouvrement prend une forme simple qui se déduit aisément en traitant de manière perturbative la variation Δn d'indice (équation. 2). En effet, dans l'approximation scalaire, les modes guidés sont donnés par les valeurs propres d'une équation de propagation qui est analogue à l'équation de Schrödinger :

$$\frac{d^2 E_m}{dx^2} + \frac{d^2 E_m}{dy^2} + [k^2 n^2(x, y) - \beta^2] E_m = 0 \quad (3)$$

avec $k = 2\pi/\lambda$ et $\beta = k n_{eff}$ où n_{eff} est l'indice effectif du mode guidé. La valeur de $-\beta^2$ correspond à un niveau d'énergie dans le potentiel $V = -k^2 n^2$. La théorie des perturbations stationnaires [4] conduit à une expression de la variation de l'indice effectif du mode :

$$\Delta n_{eff} = \frac{1}{n_{eff}} \frac{\iint n(x, y) |E_m(x, y)|^2 \Delta n(x, y) dx dy}{\iint |E_m(x, y)|^2 dx dy} \quad (4)$$

L'équation (4) montre qu'il est nécessaire d'optimiser le recouvrement entre la variation d'indice et la carte de champ du mode. Cette équation s'applique à tous les cas de variation d'indice, qu'il s'agisse d'un capteur basé sur un effet réfractif, d'un modulateur électro-optique dans lequel l'indice d'un matériau est modifié par une tension appliquée ou d'une non-linéarité optique de Kerr. Dans ce dernier cas Δn doit être remplacé par l'équation (2). L'usage est de définir aussi n_2 comme $\Delta n = n_2 I$ où I est l'intensité lumineuse, au lieu de $\Delta n = n_2 |E|^2$ ce qui ne prête généralement pas à ambiguïté. Dans le cas d'une onde guidée on peut alors écrire :

$$\Delta n = n_2 I = n_2 \frac{\epsilon_0 c}{2} n_{eff} |E_m(x, y)|^2 |A_g|^2 \quad (5)$$

où A_g est l'amplitude guidée. En reportant (5) dans (4), on peut introduire un indice non linéaire effectif tel que :

$$\Delta n_{eff} = n_{2eff} P_g \quad (6)$$

où P_g est la puissance guidée dont l'expression en polarisation TE est :

$$P_g = \frac{\epsilon_0 c}{2} n_{eff} \left[\iint |E_m|^2 dx dy \right] |A_g|^2 \quad (7)$$

Le coefficient non linéaire effectif est alors donné par l'expression (8) dans laquelle n_2 est défini en intensité. Dans le cas où le milieu non linéaire est homogène, il est intéressant d'introduire une aire effective non linéaire A_{eff} , définie par la seconde égalité de l'équation (8). Cette notion d'aire effective permet d'apprécier directement le confinement optique dans le guide d'onde.

$$n_{2eff} = \frac{1}{n_{eff}} \frac{\iint n n_2 |E_m|^4 dx dy}{\left[\iint |E_m|^2 dx dy \right]^2} = \frac{n_2}{A_{eff}} \quad (8)$$

3. MODULATEURS, COMMUTATEURS ET DÉFLECTEURS.

Les recherches sur les matériaux non linéaires efficaces trouvent, entre autres, des applications dans ces dispositifs "actifs" en optique intégrée. Plusieurs effets physiques peuvent être utilisés pour modifier les conditions de propagation de la lumière : électro-optique, acousto-optique ou thermo-optique.

Le montage de base pour réaliser un modulateur électro-optique intégré consiste à utiliser un interféromètre de Mach-Zehnder réalisé dans un matériau électro-optique et dont l'indice de l'un des bras est modulé par l'application d'une tension (figure 3).

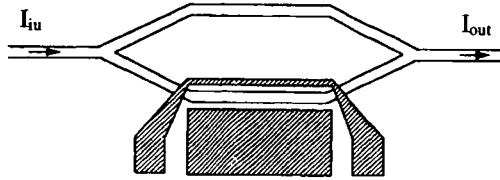


Figure 3 : Modulateur électro-optique basé sur un interféromètre de Mach-Zehnder.

La transmission est donnée par :

$$T = \frac{I_{out}}{I_{in}} = \cos^2 \left(\frac{\pi V}{2 V_{\pi}} \right) \text{ avec } V_{\pi} = \frac{\lambda}{L} \frac{1}{n^3 r} \eta G \Gamma \tag{9}$$

dans laquelle V est la tension appliquée, G la distance entre électrodes, L la longueur de propagation, r le coefficient électro-optique et Γ l'intégrale de recouvrement entre le mode optique guidé et le matériau électro-optique.

L'optique guidée présente sur l'optique de volume trois avantages essentiels :

- a) réduction de la tension de commande.
- b) réduction de la puissance de commande.
- c) possibilité d'intégration de plusieurs fonctions.

La réduction de la puissance de commande constitue un avantage incontournable de l'optique guidée. En effet la puissance par bande passante consommée dans un modulateur de section $a.b$ et de longueur L vaut :

$$P/\Delta f = \frac{4.10^9}{\pi} \frac{\epsilon_o \epsilon \lambda_o^2}{n^6 r^2} ab \frac{1}{L} \tag{10}$$

En espace libre, les dimensions transverses a et b ne peuvent pas être réduites en dessous de $\sqrt{2L\lambda/n}$ à cause de la diffraction. Dans un guide d'onde, a et b peuvent être réduits à des valeurs de l'ordre de λ . Pour LiNbO_3 on obtient une puissance consommée de l'ordre de 20 mW/MHz en espace libre alors qu'elle est environ 1000 fois plus faible en configuration guidée. On a là une première illustration de l'avantage fondamental que présente l'utilisation d'un guide d'onde dans lequel la propagation se fait sans diffraction.

De nombreux efforts portent sur le développement de modulateurs électro-optiques efficaces. Des modulateurs électro-optiques sur LiNbO_3 avec des bandes passantes de plus de 20 GHz sont actuellement commercialement disponibles. Une des tendances actuelles consiste à utiliser comme matériau électro-optique des polymères qu'ils soient à matrice organique ou inorganique (par exemple silice fabriquée par procédé sol-gel). L'avantage de cette approche réside dans les perspectives d'intégration de plusieurs fonctions sur un même substrat. Ceci peut être obtenu en déposant une couche de polymère sur un circuit d'optique intégré dans lequel on aura au préalable aménagé des zones d'interaction électro-optique à certains endroits, par exemple au moyen d'ouvertures dans une couche protectrice. Ainsi on peut ajouter la fonction électro-optique à des technologies bien adaptées à la réalisation de composants passifs ou amplificateurs. Parmi de nombreux travaux qu'il n'est pas possible de mentionner exhaustivement ici, citons ceux de Faderl et al. [5] qui illustrent bien les problèmes posés : l'optimisation de l'intégrale de recouvrement Γ , et la transition entre le

guide passif et la structure guidante électro-optique. La structure schématisée sur la figure 4 montre une transition entre un guide ruban en Si_3N_4 entouré de silice (à gauche) et le même ruban recouvert d'une couche de polymère électro-optique, ici PU11. Une transmission optique de 92.5% à la transition est ainsi obtenue par un bon recouvrement des cartes de champ (figure 4b).

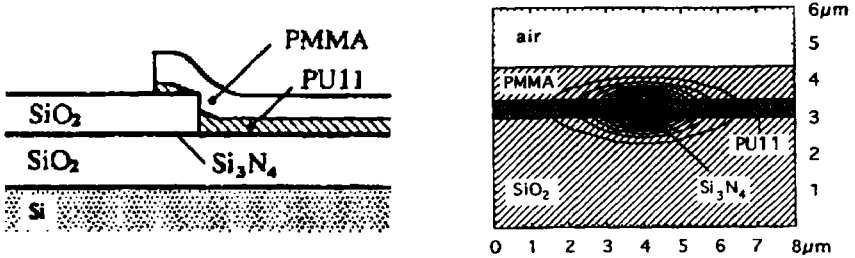


Figure 4 : Transition entre un guide passif en Si_3N_4 et un guide électro-optique en polymère (d'après [5]).

D'autres solutions ont été récemment proposées. Certaines utilisent des guides en polymères réalisés par photoblanchiment [6].

La déflexion d'un faisceau lumineux est un autre exemple d'application qui peut tirer profit de la spécificité unique du guide d'onde de constituer un milieu artificiel de propagation sans diffraction. Le principe, basé sur le découplage d'un onde guidée au moyen d'un coupleur distribué (voir section 6) à prisme ou à réseau est illustré sur la figure 5. L'angle d'émergence dépend de l'indice effectif de propagation du mode guidé, lui-même lié à la variation d'indice Dn qu'il est possible de produire dans le matériau électro-optique. L'amplitude de la déflexion est alors inévitablement limitée à $\Delta\theta_{defl} = \Gamma \Delta n / \cos(\theta)$. Au contraire la divergence du faisceau émergent $\Delta\theta_{div} = \lambda / (\pi L)$ est inversement proportionnelle à la longueur L de découplage. En l'absence de diffraction il est possible d'augmenter indéfiniment (avec cependant des limitations technologiques et pratiques!) la longueur de découplage et donc d'augmenter le nombre de points angulaires qu'il est possible de résoudre : $N_{res} = \Delta\theta_{defl} / \Delta\theta_{div}$.

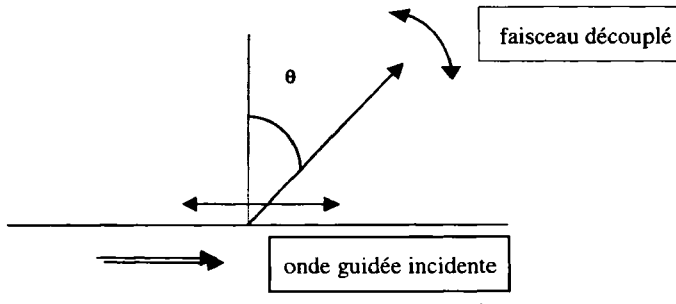


Figure 5 : Principe d'un déflecteur électro-optique.

4. LES SOLITONS SPATIAUX ET TEMPORELS

La première observation d'un onde "solitaire" se propageant dans un milieu non linéaire date de J.S. Russel [7]. Il ne s'agissait pas d'optique mais d'une vague se propageant à la surface de

l'eau d'un canal. C'est sans doute grâce à l'optique guidée, notamment dans les fibres optiques, que cette manifestation "exotique" n'est pas restée une curiosité d'intérêt académique. Malgré une non-linéarité très faible ($n_2 = 0.6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{V}^2$), les faibles pertes de propagation dans les fibres optiques permettent d'obtenir des déphasages non linéaires cumulés de plusieurs π et donc d'explorer ce domaine extraordinaire de la propagation en régime de soliton. L'un des objectifs de cette section est de dégager les concepts nouveaux associés aux solitons et de montrer leur potentiel. De plus, les effets non linéaires cubiques, justement ceux qui sont à l'origine des solitons, sont très importants en pratique dans les systèmes de communication à fibre. Il est essentiel de comprendre quelles distorsions ils induisent sur le signal optique transporté. Les solitons eux-mêmes constituent un moyen de transporter des informations avec un haut débit temporel. Après une baisse d'engouement pour les transmissions par solitons temporels optiques au début des années 90, on assiste depuis quelques années à un retour en force de ce concept avec les fibres à dispersion contrôlée. Dans le domaine de l'optique intégrée planaire, le soliton spatial est l'équivalent spatial du soliton temporel.

4.1 Introduction aux solitons [8].

On fait généralement la différence entre onde solitaire et soliton. La différence est plus que sémantique et reflète des différences profondes dont l'exposé complet dépasse de beaucoup le cadre de ce chapitre. Une onde solitaire est une onde capable de se propager sans déformation. Il peut s'agir d'une impulsion brève qui se propage sans s'étaler dans un milieu dispersif (soliton temporel), ou d'un faisceau stationnaire qui se propage sans divergence (soliton spatial). Dans tous les cas une non-linéarité est nécessaire pour compenser l'étalement qui existe en régime linéaire. On parle alors d'onde solitaire.

En optique linéaire, par définition, deux faisceaux ou impulsions peuvent se croiser sans interagir. En régime non linéaire, il en va tout autrement puisque le terme non linéaire est justement sensible à l'intensité totale du champ et couple donc les amplitudes des différentes composantes en présence, qu'il s'agisse d'une décomposition en intégrale de Fourier ou autre. Les solitons, bien qu'existant en régime non linéaire, ont la propriété extraordinaire de pouvoir survivre à un croisement, quoique étant légèrement perturbés. Il s'agit d'une propriété essentielle qui repose sur le fait que les équations différentielles auxquelles obéissent la propagation sont intégrables [9,10].

4.2 Solitons spatiaux

Un faisceau de largeur limitée se propage en obéissant aux lois de la diffraction (figure 6a), caractérisée par la longueur de Rayleigh $L_D \approx r/\theta_D \approx 2n_0 r^2/\lambda$ où r est le rayon de l'ouverture. C'est la longueur de propagation au bout de laquelle le diamètre du faisceau a été multiplié par deux. Dans le cas où un milieu à non-linéarité positive est placé à droite de l'ouverture (figure 6b), le faisceau induit une augmentation d'indice $\Delta n = n_2 I$. L'angle critique de réflexion totale entre les deux milieux, $\theta_c = \sqrt{2\Delta n/n_0}$ permet de définir une longueur caractéristique d'autofocalisation, $L_{NL} = r/\theta_c$. L'onde solitaire (fig. 6c) correspond à un équilibre entre diffraction et auto-focalisation : $\theta_c = \theta_D$ ou $L_{NL} = L_D$ d'où l'on déduit l'intensité d'autofocalisation :

$$I = \frac{\pi\lambda^2}{8n_0n_2r^2} \quad (11)$$

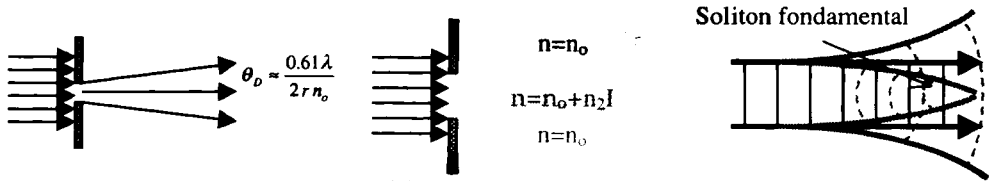


Figure 6 : Propagation d'un faisceau en régime : (a) linéaire, (b) non linéaire, (c) soliton.

Les solitons spatiaux ont la propriété remarquable d'être instables en espace libre (2D) alors qu'ils sont stables en 2D, par exemple dans un guide planaire. Cette propriété repose fondamentalement sur des considérations de stabilité de l'équation de Schrödinger non linéaire. Il est toutefois aisé d'en comprendre les fondements physiques à partir des considérations ci-dessus. En espace libre, un faisceau soliton de diamètre $2r$ doit transporter la puissance $P_c = \pi r^2 I$ où I est donné par l'équation (11). La puissance P_c est donc fixée. Si la puissance effectivement transportée par le faisceau est supérieure à P_c , l'autofocalisation l'emporte sur la diffraction et le faisceau converge. Dans ce modèle rien n'arrête la concentration de l'énergie qui sera limitée de fait par des termes non linéaires d'ordres supérieurs ou un claquage du matériau par exemple. Dans un guide d'onde planaire, la lumière est confinée selon la direction x perpendiculaire à la couche dans un mode de dimension $2h$. La puissance transportée, $P_c = \pi r h I$ est alors inversement proportionnelle au diamètre $2r$ du faisceau guidé. Un raisonnement analogue au précédent permet de conclure que le soliton est stable.

La première observation expérimentale de solitons spatiaux est due à Barthélémy et al. [11] qui ont utilisé un montage expérimental particulièrement ingénieux et élégant. Un système de franges d'interférences induit une stratification "optique" d'un milieu initialement homogène, de sorte que la lumière se propage comme si elle se trouvait dans un milieu bidimensionnel. Il est alors possible d'observer des solitons spatiaux stables. D'autres mises en évidence dans des guides d'ondes non linéaires ont suivi, notamment dans des verres [12,13] et plus récemment dans des guides d'AlGaAs [14].

4.3 Solitons temporels

Dans le cas des solitons temporels il s'agit de compenser la dispersion naturelle du milieu de propagation par l'effet non linéaire. La dispersion de vitesse de groupe se caractérise par :

$$\beta_2 = -\frac{1}{v_g^2} \frac{dv_g}{d\omega} = \frac{2}{c} \frac{dn}{d\omega} + \frac{\omega}{c} \frac{d^2n}{d\omega^2} \quad (12)$$

où n doit être compris comme l'indice effectif du mode dès lors qu'on parle de propagation guidée. Il y a deux cas où l'on peut observer des solitons temporels. En régime de dispersion

anormale ($\beta_2 < 0$) en présence d'une non-linéarité positive. C'est le cas le plus courant que l'on rencontre en particulier dans les fibres optiques qui possèdent un régime de dispersion anormale, pour $\lambda \geq 1.3 \mu m$, dans la bande de transparence, grâce à la contribution de la dispersion modale. La deuxième combinaison qui permet d'obtenir un soliton temporel correspond à l'association d'une non-linéarité négative et d'un milieu de propagation de dispersion normale ($\beta_2 > 0$) [15]. Dans les deux autres cas, la non-linéarité ne fait que renforcer la dispersion linéaire qui se traduit par un élargissement temporel de l'impulsion.

La figure 7 illustre le principe du soliton temporel dans le cas d'une dispersion anormale. En régime linéaire (a), la partie "bleue" du spectre se propage plus vite que la partie "rouge" de sorte que l'impulsion arrive déformée après propagation. En présence d'une non-linéarité, l'onde arrive en plus avec un déphasage non linéaire $\Delta\phi = k n_2 I L$, après propagation sur une longueur L . Ce déphasage dépend de l'intensité lumineuse et est donc plus important au centre de l'impulsion que sur les bords. Pour une impulsion gaussienne, il aura l'allure présentée sur la courbe du haut de la figure 7b. Par définition, la dérivée de ce déphasage donne la variation de la fréquence instantanée, due à la non-linéarité (fig. 7b).

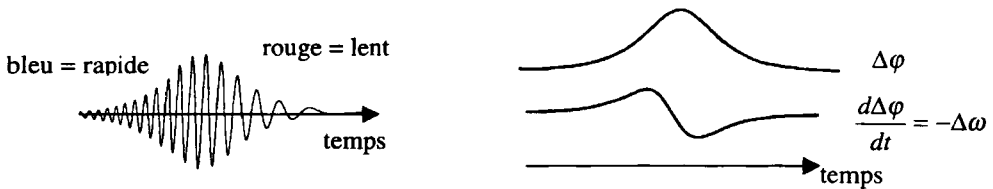


Figure 7 : Déformation d'une impulsion temporelle dans les cas : (a) linéaire, (b) non linéaire.

On voit alors que le déphasage non linéaire peut compenser l'effet de la dispersion, comme schématiquement présenté sur la figure 8.

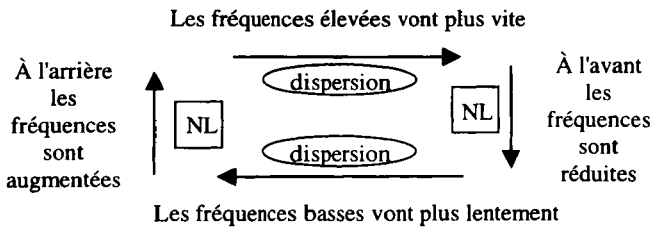


Figure 8 : Soliton temporel : équilibre entre dispersion et décalage non linéaire de fréquence.

4.4 Équation de Schrödinger non linéaire.

Les sections 4.1 et 4.2 ci-dessus ont l'avantage de présenter simplement les concepts physiques en jeu mais deviennent insuffisants pour une analyse quantitative. Le parallélisme entre solitons spatiaux et temporels se retrouve dans le cadre commun de l'équation de Schrödinger non linéaire qui les décrit. Dans le cas spatial, en régime stationnaire, deux dimensions sont à prendre en compte, la direction de propagation (z) et une dimension

transverse (x). Dans le cas temporel il s'agira de t et de z . En régime linéaire une décomposition en ondes planes, caractérisées par la composante transverse k_x du vecteur d'onde, permet de décrire la propagation d'un faisceau dont l'amplitude du champ électrique est notée $a(z, x)$:

$$\frac{d}{dz} a(z, k_x) = i\beta(k_x) a(z, k_x) \quad (13)$$

La composante longitudinale β du vecteur d'onde est elle-même une fonction de k_x dont on peut obtenir une expression approchée :

$$\beta(k_x) = \sqrt{k_o^2 - k_x^2} \approx k_o - \frac{1}{2k_o} k_x^2 \quad \text{soit} \quad \frac{d\beta}{dk_x} = 0, \quad \frac{d^2\beta}{dk_x^2} = -\frac{1}{k_o} \quad (14)$$

Une transformation de Fourier de (13) en tenant compte de (14) donne l'équation d'évolution spatio-temporelle de l'amplitude de l'onde :

$$i \frac{\partial}{\partial z} a(z, x) + \frac{1}{2k_o} \frac{\partial^2 a}{\partial x^2} = 0 \quad (15)$$

Il reste à tenir compte du déphasage non linéaire qui est défini dans l'espace réel par :

$$\Delta a = i\kappa |a(z, x)|^2 a \Delta z \quad \text{avec} \quad \kappa = \frac{\partial k_o}{\partial |a|^2} = k_o n_2 \frac{\epsilon_o c n_{\text{eff}}}{2 A_{\text{eff}}} \quad (16)$$

pour obtenir l'équation d'évolution non linéaire, appelée Schrödinger non linéaire :

$$i \frac{\partial}{\partial z} a(z, x) + \frac{1}{2k_o} \frac{\partial^2 a}{\partial x^2} + \kappa |a|^2 a = 0 \quad (17)$$

Dans le cas des solitons temporels, k_x doit être remplacé par ω dans les équations (13) et (14) qui deviennent :

$$\frac{d}{dz} a(z, \omega) = i\beta(\omega) a(z, \omega) \quad (18)$$

$$\beta(\omega) \approx \beta_o + \frac{1}{v_g} \Delta\omega + \frac{\beta_2}{2} \Delta\omega^2 \quad \text{soit} \quad \frac{d\beta}{d\omega} = \frac{1}{v_g}, \quad \frac{d^2\beta}{d\omega^2} = \beta_2 \quad (19)$$

L'équation d'évolution d'une impulsion temporelle dans un milieu dispersif obéit à l'équation (20) formellement équivalente à (17) :

$$i \frac{\partial}{\partial z} a(z, t) - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} + \kappa |a|^2 a = 0 \quad (20)$$

On voit toutefois apparaître une différence entre solitons spatiaux et temporels, avec le signe du terme non linéaire. Il est toujours positif dans le cas spatial (la divergence ne peut faire que s'étaler un faisceau) alors qu'il peut être positif ou négatif dans le cas temporel suivant le signe de β_2 . De là découle le fait déjà mentionné, que les solitons temporels peuvent exister quel que soit le signe de n_2 .

L'équation de Schrödinger non linéaire supporte des solutions particulières qui se propagent sans déformation, appelées ondes solitaires. Dans ce cas, il est possible de montrer que l'équation de Schrödinger non linéaire est intégrable et on peut parler de solitons.

On déduit respectivement des équations (17) et (20) l'expression du champ associée au soliton brillant fondamental qui constitue une solution particulière de ces équations. Prenons l'exemple du cas temporel (le cas spatial étant analogue) :

$$a(z,t) = A_0 \operatorname{sech} \left(\frac{t}{\tau} \right) \exp \left(i \frac{\kappa |A_0|^2}{2} z \right) \text{ avec } \frac{1}{\tau^2} = - \frac{\kappa |A_0|^2}{\beta_2} \quad (21)$$

Bien sûr, le produit $\beta_2 \cdot \kappa$ doit être négatif. Le soliton a une enveloppe en *sech* mais une largeur quelconque. Par contre, afin d'assurer l'équilibre entre dispersion (resp. divergence) et non-linéarité, la puissance crête est inversement proportionnelle à la durée (resp. largeur) du soliton. L'énergie véhiculée dans l'impulsion que constitue le soliton temporel est alors inversement proportionnelle à la durée :

$$E = 2\tau |A_0|^2 = 2 \frac{|\beta_2|}{\kappa \tau} \quad (22)$$

La caractéristique extraordinaire des solitons, qui fait tout leur intérêt est leur robustesse. De manière assez surprenante, l'injection d'un soliton spatial ou temporel avec un profil d'excitation même assez éloigné de celui de ce soliton conduira, après une certaine distance de propagation, au profil du soliton. La raison repose sur l'intégrabilité déjà mentionnée de l'équation de Schrödinger non linéaire. En termes simples, le profil d'excitation peut se décomposer sur le soliton + d'autres ondes. Cette dernière composante va s'étaler temporellement (resp. spatialement) et donc se "diluer" par rapport au soliton qui va rester confiné.

4.5 Implications pour les télécommunications optiques.

Dans les systèmes de communications optiques, les puissances utilisées peuvent être telles que les effets non linéaires d'ordre 3 ne peuvent plus être ignorés [16]. Il peut s'agir de l'automodulation de phase, responsable d'un élargissement spectral des impulsions (cf. section 4.2). Les composantes spectrales ainsi générées ne se propagent plus à la même vitesse et conduisent à un étalement temporel qui peut devenir responsable d'une augmentation du taux d'erreurs du système de transmission. Il peut s'agir aussi du mélange à quatre ondes entre les divers canaux d'un système fonctionnant en multiplexage de longueur d'onde. Cet effet sera responsable de diaphonie entre les différents canaux.

L'idée de tirer profit de la non-linéarité de la fibre optique et d'utiliser les solitons temporels pour transporter l'information remonte au début des années 70 [17]. Cette idée était rendue possible par l'introduction de la fibre optique monomode à très faibles pertes. À la fin des années 80, une autre révolution technologique a rendu cette idée de la transmission par soliton particulièrement attractive. C'est la mise au point d'amplificateurs optiques fiables par émission stimulée [18]. Une solution d'ores et déjà industriellement utilisée consiste à utiliser des fibres dopées Erbium et des solutions plus compactes en optique intégrée sont maintenant disponibles. Par exemple des systèmes de communication transatlantiques (TAT-12/TAT-13) actuellement utilisés utilisent une cascade de 140 amplificateurs optiques pour 6500 km. L'amplification tout optique s'effectue sans passage par l'électronique et le mécanisme d'amplification par émission stimulée présente une bande passante suffisamment large pour autoriser l'amplification d'impulsions solitoniques brèves (dans le domaine picoseconde).

Cette possibilité de transmission à haut débit temporel est séduisante. Toutefois jusqu'à ces dernières années, les solutions à base de solitons temporels n'avaient pas la faveur, en grande partie à cause de limitations fondamentales. La principale, appelée effet Gordon-Haus se traduit par des fluctuations temporelles inéluctables à l'arrivée des impulsions solitons [19]. L'origine de ces fluctuations appelées "gigue" réside dans la présence même des

amplificateurs optiques qui introduisent des fluctuations inhérentes au processus quantique d'amplification. Rappelons que l'amplification est indispensable pour maintenir le niveau de puissance requis pour assurer l'équilibre entre dispersion et automodulation de phase. Il est intéressant d'examiner l'expression de la variance de la gigue temporelle :

$$\langle \delta t^2 \rangle = F \frac{D}{\tau} z (z^2 + 7.4 z_c^2) \text{ avec } z_c \approx \frac{\tau^2}{4D} \quad (23)$$

dans laquelle τ est la durée des impulsions et F est un facteur qui dépend des caractéristiques d'atténuation de la ligne dont la dispersion D est définie par :

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d\beta}{d\omega} = \frac{d\beta}{d\lambda} \quad (24)$$

L'expression (23) repose sur l'hypothèse que l'amplification compense exactement les pertes de propagation. La longueur de dispersion z_c est généralement petite devant la longueur de propagation z , de sorte, qu'aux grandes longueurs, les fluctuations croissent comme le cube de la longueur de propagation. D'autres sources de fluctuations existent, gigue d'interaction entre solitons, gigue de polarisation, gigue d'électrostriction, gigue d'intensité qui peuvent être analysées de manière analogue à la gigue temporelle [18, 20]. Rien qu'en tenant compte de l'effet Gordon-Haus, les conclusions ne sont guère optimistes puisqu'une fibre de dispersion $D=3ps/nm/km$ ne permet de transporter un signal à 10 GHz que sur une distance de 2360 km! [19]. Ces analyses théoriques ont été expérimentalement confirmées avec un excellent accord (voir par exemple la référence [21]).

Plusieurs solutions ont été proposées notamment celles basées sur l'insertion en ligne de filtres étroits dans le but de limiter les fluctuations de la fréquence centrale des solitons qui sont associées aux fluctuations temporelles [22]. Des solutions très ingénieuses ont même été imaginées qui consistent à utiliser des filtres étroits dont la fréquence centrale est décalée le long de la ligne de transmission [23]. Dans ce cas, la robustesse des solitons leur permet de mieux franchir (c'est-à-dire avec une transmission plus élevée) ces chicanes fréquentielles que ne le fait le bruit basse puissance qui se comporte de manière linéaire, ce qui permet d'améliorer ainsi le rapport signal à bruit. Ce concept a permis en laboratoire de transporter un signal modulé à 10 GHz sur 20000 km [24].

Toutefois une révolution est survenue ces dernières années avec l'idée de ne plus utiliser des fibres homogènes mais des fibres dont la dispersion est modulée [25]. Un nouveau type de soliton peut survivre à ces modulations périodiques. En ajustant les dispersions et les longueurs des différents tronçons, on peut obtenir une "dispersion moyenne" très faible qui permet de réduire les fluctuations temporelles comme le montre l'équation (23). Les modes de transmission NRZ et solitons deviennent alors simultanément possibles avec des débits également élevés dans les mêmes systèmes de communications [26]. Cette description ne peut être complète dans un cadre aussi étroit. L'objectif est de montrer la richesse et la variété des possibilités ouvertes par les solitons. Un dernier exemple que je citerais pour montrer combien le champ est vaste est celui des solitons vectoriels. Ici, c'est la paroi de domaine qui sépare deux états de polarisations différents de la lumière qui permet son autoconfinement temporel au cours de la propagation [27].

5. DISPOSITIFS TOUT OPTIQUES ULTRARAPIDES.

Les effets réfractifs non linéaires permettent de contrôler la phase d'une onde au moyen de sa puissance. La puissance lumineuse du faisceau permet alors de contrôler la transmission d'un

montage interférométrique, tout comme le fait la tension de commande appliquée à un modulateur électro-optique (voir section 3). La différence principale se situe dans le fait que la non-linéarité optique de Kerr contient un mécanisme de contre-réaction inhérent : la lumière agit sur le matériau qui agit en retour sur les conditions de propagation de la lumière. Cette spécificité a conduit à imaginer des dispositifs bistables basés sur l'existence conjointe de contre-réaction et de non-linéarité. La bistabilité peut être intrinsèque lorsqu'elle exploite la contre-réaction intrinsèque de l'interaction laser-matière. Plus fréquemment la bistabilité est due à une contre-réaction optique artificiellement introduite par la présence de miroirs qui renvoient la lumière sur elle-même [28]. C'est le cas des résonateurs de Fabry-Perot non linéaires par exemple (voir la référence [3] pour une description plus détaillée).

Il y a quelques années on rêvait beaucoup de mémoires optiques ultrarapides basées sur ces effets. Il me semble que l'intérêt pour cette fonction est quelque peu retombé pour plusieurs raisons en particulier une énergie de stockage trop élevée qui n'a jamais été en faveur de l'optique. Au contraire, pour d'autres utilisations de traitement du signal, comme la commutation ou l'aiguillage de faisceaux, ou encore la gestion d'interconnexions avec de nombreuses entrées/sorties, les systèmes à non-linéarités optiques sont très étudiés et fort prometteurs.

Dans le domaine de l'optique intégrée, qui est l'objet de ce cours, les efforts portent plutôt depuis une dizaine d'années, sur la réalisation de dispositifs intégrés pour le traitement tout optique du signal. Encore une fois, les télécommunications optiques constituent un domaine d'applications privilégié, même si d'autres utilisations sont envisageables. Cette voie du traitement tout optique, par opposition au traitement hybride qui requiert une conversion électrique du signal optique, prend tout son intérêt dans le contexte d'une transmission à très haut débit temporel. C'est par exemple le cas des transmissions soliton dont nous avons parlé ci-dessus.

5.1 Déphasage non linéaire : figures de mérite des matériaux.

5.1.1 Absorption non linéaire

Les équations (2) à (8) sont valables pour un coefficient n_2 (donc un coefficient effectif $n_{2\text{eff}}$) complexes. L'analyse développée dans cette partie est valable aussi bien en configuration guidée qu'en propagation libre. Aussi, l'indice eff sera omis afin d'alléger la notation.

Rappelons qu'il suffit simplement de diviser n_2 par l'aire effective non linéaire A_{eff} pour obtenir le coefficient non linéaire effectif guidé.

L'usage est cependant de séparer les parties réelles et imaginaires de n_2 et d'introduire un coefficient d'absorption non linéaire α_2 aussi appelé β :

$$\alpha_2 = \frac{4\pi}{\lambda} \Im m(n_2) \quad (25)$$

L'équation de propagation non linéaire se réécrit alors :

$$\begin{cases} \frac{dI}{dz} = -\alpha_2 I^2 & \text{(a)} \\ \frac{d\Phi_{NL}}{dz} = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I \Rightarrow \Phi_{NL} = \frac{2\pi}{\lambda} \int n_2 I dz & \text{(b)} \end{cases} \quad (26)$$

Dans le cas d'un guide planaire, l'intensité I doit être remplacée par la puissance par unité de longueur (selon y). dans le cas d'un guide confiné à deux dimensions, elle doit être remplacée par la puissance guidée P_g .

Le problème qui nous intéresse ici est lié au fait que la puissance guidée $P_g(z)$ décroît au cours de la propagation en raison des pertes linéaires mais aussi des pertes non linéaires. Au premier ordre les pertes non linéaires sont dues à un mécanisme à deux photons décrit phénoménologiquement par le coefficient α_2 . Plusieurs phénomènes physiques peuvent être ainsi décrits. Il peut s'agir par exemple d'absorption à deux photons mais tout aussi bien de l'absorption à un photon d'une onde de deuxième harmonique qui serait générée dans le milieu. Quoiqu'il en soit, l'effet non linéaire réfractif (lié à n_2) décroît alors au cours de la propagation de manière proportionnelle à la puissance guidée.

Si l'on isole la contribution de l'absorption non linéaire, l'équation (26a) nous indique que la longueur caractéristique d'atténuation de l'onde est $L_{2\omega} = (\alpha_2 I)^{-1}$. C'est la longueur "effective" de propagation de l'onde à pleine puissance. La deuxième équation (26b) nous montre alors que le déphasage non linéaire maximal qu'il est possible d'induire est de l'ordre de :

$$\Phi_{NL} = \frac{2\pi}{\lambda} . I . L = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_2}{\alpha_2} \quad (27)$$

Il faut remarquer que ce maximum est indépendant de la géométrie du guide puisque α_2 et n_2 sont tous deux affectés du même facteur A_{eff} . Mizrahi et al. [29] ont alors introduit un facteur de mérite qui constitue une caractéristique du matériau :

$$T = \frac{\alpha_2 \lambda}{n_2} = 4\pi \frac{\Im m(n_2)}{\Re e(n_2)} < 1 \quad (28)$$

Le critère que doit satisfaire un matériau est toujours de l'ordre de $T < 1$ mais la condition peut varier quelque peu d'un dispositif à l'autre. Disons qu'avec $T=1$, un faisceau lumineux est susceptible d'induire un déphasage non linéaire cumulé de 2π . C'est grosso modo une valeur minimale pour qu'un dispositif non linéaire puisse fonctionner. Un interféromètre qu'il soit à deux ondes ou qu'il soit multiple (résonateur de Fabry-Perot par exemple) exige toujours un déphasage cumulé de π à la commutation. Dans le cas du Fabry-Perot, il s'agit du déphasage non linéaire cumulé sur la longueur "dépliée" du résonateur (voir la référence [3] pour une analyse détaillée du fonctionnement du Fabry-Perot non linéaire). Le lecteur pourra trouver dans la référence [30] une discussion détaillée des niveaux d'exigence comparés des différents dispositifs. Il est important de mesurer qu'un matériau doit être utilisé dans des conditions (de longueur d'onde par exemple) où le critère $T < 1$ est satisfait pour qu'un dispositif non linéaire basé sur un effet réfractif fonctionne et que cette condition est en fait très exigeante.

5.1.2 Absorption linéaire

L'absorption linéaire limite la longueur effective de propagation à $1/\alpha_1$ où α_1 est le coefficient d'absorption linéaire. Il faut qu'un déphasage non linéaire suffisant (de l'ordre de π) soit induit sur cette longueur. Ce ne serait pas une limitation s'il n'y avait pas de saturation de la non-linéarité puisqu'il suffirait d'augmenter la puissance lumineuse pour obtenir le déphasage non linéaire requis sur la distance imposée. Malheureusement une saturation de la non-linéarité (termes d'ordres supérieurs) ou d'autres phénomènes (claquage, destruction du matériau, etc.)

sont toujours présents. Le matériau doit donc satisfaire une autre condition dans laquelle intervient l'éclairement maximal supporté (I_{\max}) et la non-linéarité :

$$W = \frac{\Phi_{NL, \max}}{2\pi} = \frac{n_2 I_{\max}}{\lambda \alpha_1} > 1 \quad (29)$$

La condition $W=1$ correspond à un déphasage non linéaire maximal de 2π .

5.2 Quelques exemples de matériaux non linéaires

Il y a de nombreux mécanismes physiques par lesquels la lumière peut modifier l'indice de réfraction d'un matériau. Dans tous les cas les conditions (28) et (29) devront être satisfaites pour pouvoir utiliser le matériau dans un dispositif. Comme mécanisme physique on peut citer :

- Les effets thermo-optiques. Le milieu est chauffé par absorption de la lumière ce qui change son indice. La condition (28) est vérifiée car il n'y a pas d'absorption non linéaire. Par contre il faudra tenir compte de l'absorption linéaire.
- Les effets photochimiques. Dans les systèmes moléculaires, l'état occupé par une molécule peut être modifié par l'absorption d'un photon. Il peut s'agir d'un changement de conformation accompagné ou non d'une redistribution orientationnelle des molécules [31]. Dans tous les cas, le passage de la lumière s'accompagne d'une absorption qui induit un changement d'indice généralement associé à un changement de biréfringence.
- Déphasage par conversion de fréquence ("cascading"). Le génération de second harmonique et le retour à l'harmonique fondamentale s'accompagnent d'un déphasage. Il est ainsi possible d'induire un déphasage non linéaire (c'est-à-dire un $\chi^{(3)}$) par l'intermédiaire d'un $\chi^{(2)}$.
- Déphasage dans les milieux à gain. L'amplification optique par émission stimulée s'accompagne d'un déphasage de l'onde. Ce déphasage est dû au phénomène de saturation du gain à haute intensité de signal. Cette saturation se décrit par un coefficient d'amplification qui dépend de l'intensité du signal, de manière tout à fait analogue à un coefficient d'absorption qui dépend de l'intensité. En vertu des relations de Kramers-Krönig la variation de gain s'accompagne d'une variation d'indice qui produit un déphasage.
- Non-linéarités électroniques. Les systèmes organiques ou inorganiques à forte polarisabilité non linéaire électronique ont fait l'objet de recherches importantes.

Quelques exemples de non-linéarités électroniques sont données dans le tableau 1. Les pertes de propagation sont données en dB/cm ($1\text{cm}^{-1} = 4.34\text{ dB/cm}$), le coefficient non linéaire n_2 en cm^2/kW et l'absorption non linéaire α_2 en cm/kW . La silice présente une figure de mérite exceptionnellement bonne malgré une non-linéarité très faible. Le semi-conducteur AlGaAs étudié dans la référence [29] a été pris dans des bonnes proportions d'aluminium et d'arsenic pour que la longueur d'onde de 1.55 microns corresponde à une énergie juste inférieure à la moitié du gap. Dans ces conditions la figure de mérite est très bonne. Cette propriété n'est pas spécifique de l'AlGaAs. Ainsi que l'ont montré Sheik-Bahae et al. [32], tous les semi-conducteurs ont la même dépendance spectrale de la non-linéarité d'origine électronique, à des facteurs de normalisation près qui font intervenir l'énergie de gap du semi-conducteur et la force d'oscillateur de la transition interbande. En particulier, tous les semi-conducteurs présentent une zone d'énergie étroite, légèrement en dessous (en énergie) de la moitié du gap,

dans laquelle la figure de mérite est favorable [32]. Le coefficient non linéaire n_2 est renforcé par la présence proche des résonances à deux photons, alors que l'absorption non linéaire α_2 est faible parce que l'énergie des photons est légèrement inférieure à la moitié de l'énergie du gap. Les verres de chalcogénure dont $\text{As}_{0.38}\text{S}_{0.62}$ est un exemple sont très prometteurs. Ils présentent une excellente figure de mérite avec un coefficient non linéaire raisonnable.

Tableau 1 : Non-linéarités de matériaux

	Pertes linéaires	Non-linéarité	Figure de mérite
SiO_2	0.2 dB/km	$n_2 = 2.410^{-13}$	$T \ll 1$
$\text{AlGaAs } \lambda \approx 1.55\mu\text{m}$ [33]	0.5 dB/cm	$n_2 = 2.10^{-10}$	$T < 0.1, W > 8$
$\text{As}_{0.38}\text{S}_{0.62} \lambda > 1.32\mu\text{m}$ [34]	0.1 dB/cm	$n_2 = 4.210^{-11}$	$T < 0.1, W = 16$
DANS $\lambda \approx 1.064\mu\text{m}$ [35]	1 dB/cm	$n_2 = 1.510^{-10}$ $\alpha_2 = 8.10^{-6}$	$T = 5.5, W = 35$
DANS $\lambda \approx 1.32\mu\text{m}$ [36]	1 dB/cm	$n_2 = 8.10^{-11}$ $\alpha_2 = 10^{-7}$	$T = 0.2$
DR1 $\lambda \approx 1.32\mu\text{m}$ [37]	1 dB/cm	$n_2 = -3.610^{-10}$ $\alpha_2 = 2.10^{-6}$	$T \leq 0.5$

Dans le domaine des organiques, nous citerons l'exemple des polymères greffés avec des colorants constitués de molécules conjuguées à forte hyperpolarisabilité cubique. L'exemple du DANS montre bien la dépendance spectrale de la figure de mérite. À la longueur d'onde de 1.064 microns, une forte absorption non linéaire dégrade très fortement la figure de mérite. Ainsi, à cette longueur d'onde là, il ne sera jamais possible de réaliser un dispositif non linéaire. Plus loin dans l'infrarouge, à 1.32 micron par exemple, les conditions sont nettement plus favorables. Des polymères greffés avec du DR1 montrent aussi des conditions très favorables dans un certain domaine de longueur d'onde.

Toutefois, il faut noter que les seules démonstrations de dispositifs non linéaires d'optique intégrée ont été réalisées avec la silice et l'AlGaAs. Ceci tient pour une part à des raisons technologiques liées au haut degré d'exigence demandé aux matériaux pour l'optique intégrée. En effet la mise en forme des matériaux sous forme de guides d'ondes sans dégradation de la figure de mérite W par rapport au matériau massif constitue déjà une difficulté. D'autre part les figures de mérites effectivement observées doivent tenir compte des compétitions entre différents mécanismes physiques tels que polarisabilité électronique, effets thermiques liés à l'absorption de la lumière, etc. C'est ainsi que les déphasages non linéaires observés vont dépendre de la durée des impulsions lumineuses, mais aussi du taux de répétition.

5.3 Interféromètre de Mach-Zehnder: l'exemple de la silice.

Il s'agit là d'une des toutes premières démonstrations de commutateur tout optique [38]. Le schéma de principe de l'interféromètre de Mach-Zehnder est présenté sur la figure 5a. La première jonction Y divise l'onde incidente en deux voies qui sont recombinaées dans la deuxième jonction. Seule la composante des ondes qui arrivent en phase dans les deux voies

du Y de sortie se retrouve dans le guide de sortie. La composante en opposition de phase est couplée dans les modes rayonnés et perdue. La transmission T du dispositif dépend alors du déphasage ϕ entre les deux bras de l'interféromètre.

Le montage décrit dans la référence [38] utilise comme interféromètre les deux voies d'une fibre à double cœur de 200 μm de long. Les deux bras étant non linéaires, un déphasage non linéaire différentiel entre les deux voies de sortie est produit par l'utilisation de jonctions Y asymétriques qui permettent de coupler des puissances différentes dans les deux bras. L'expérience montre bien que la transmission T du dispositif dépend de la puissance incidente. Le montage n'étant pas symétrique, la commutation n'est pas totale.

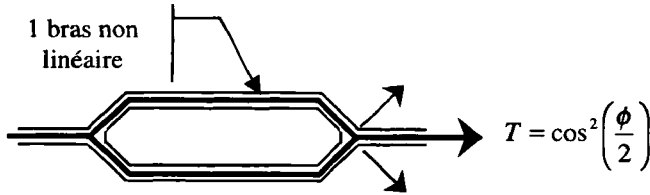


Figure 9 : Schéma de principe de l'interféromètre de Mach-Zehnder non linéaire.

5.4 Coupleur directionnel : exemple de l'AlGaAs.

Le coupleur directionnel est un montage interférométrique qui présente l'avantage par rapport à l'interféromètre de Mach-Zehnder d'avoir deux voies de sortie. Il n'y a alors pas de lumière "perdue". Le schéma et le principe du coupleur linéaire sont présentés sur la figure 10. Comme deux oscillateurs couplés, deux guides identiques en interaction vont pouvoir échanger de l'énergie au cours de la propagation avec une périodicité appelée longueur de battement, L_b . Le coupleur schématisé sur la figure 10 est quant à lui coupé à la longueur de battement, $L_b = L_c/2$. Le fonctionnement du dispositif se comprend bien à partir des deux modes de base de la structure totale constituée des deux guides (supermodes). L'un symétrique, l'autre asymétrique (opposition de phase entre les ondes des deux guides) ont des indices effectifs de propagation différents. L'excitation d'un seul guide peut se décomposer comme une combinaison linéaire de ces deux modes qui, en se recombinant après propagation sur L_b mènent à un échange d'énergie entre les deux guides (fig. 10).

L'autre intérêt du dispositif est d'offrir une grande versatilité. L'échange d'énergie est total lorsque les guides sont identiques mais ne sera au maximum que partiel si les guides sont différents. Rien n'empêche d'avoir des guides ou un espacement entre les guides variables au cours de la propagation. Il peut même être avantageux d'utiliser des guides courbes pour réaliser des filtres en longueur d'onde [39].

En régime non linéaire, la décomposition sur les supermodes perd de sa pertinence puisque le principe de superposition ne s'applique plus. Il est alors nécessaire de recourir à des méthodes numériques. Il est toutefois possible de comprendre intuitivement l'effet d'un déphasage non linéaire sur un coupleur linéaire. Le guide dans lequel le faisceau incident est injecté aura un indice modifié par l'effet non linéaire. Les deux guides ne seront plus identiques et l'échange d'énergie empêché. Un effet de commutation analogue à celui obtenu avec le Mach-Zehnder a ainsi été observé en optique intégrée dans des guides couplés réalisés

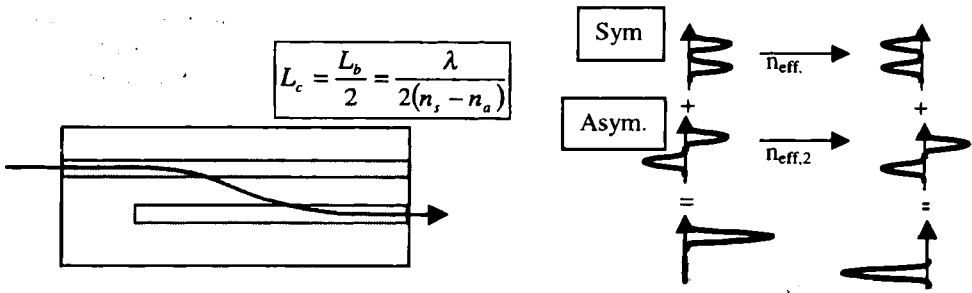


Figure 10 : Coupleur directionnel linéaire.

en AlGaAs [40]. La non-linéarité de ce matériau étant très supérieure à celle de la silice, quelques centimètres de guide suffisent au lieu de centaines de mètres.

L'optique intégrée permet de concevoir des montages optiques bien maîtrisés dans lesquels la lumière se propage sans diffraction. La propagation d'impulsions brèves met en jeu dispersion, effets non linéaires et échanges d'énergie dont la dynamique non linéaire est très riche. Nous avons là des structures de choix pour mettre en évidence de nouveaux effets de dynamique non linéaire. Un effet de cisaillement d'impulsion a par exemple été mis en évidence [41]. Le centre de l'impulsion transporte une puissance suffisamment intense pour empêcher la commutation alors que les ailes se retrouvent sur l'autre voie (fig. 11). Le coupleur directionnel peut être utilisé pour le démultiplexage temporel d'impulsions. Une impulsion de contrôle de haute intensité envoyée simultanément à une impulsion de signal empêche l'échange d'énergie de se produire [42].

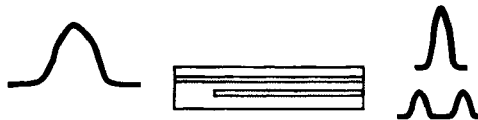


Figure 11 : Cisaillement d'impulsion dans coupleur directionnel non linéaire.

6. COUPLEURS DISTRIBUÉS : PRINCIPE

Les coupleurs distribués constituent le moyen d'ouvrir le guide d'onde vers l'extérieur et de permettre les échanges entre l'espace libre et le guide d'onde. Les configurations à prisme et à réseau sont les plus fréquentes. Dans le premier cas l'ouverture du guide se fait par effet tunnel optique à travers le gap bas indice (réflexion totale frustrée), dans le deuxième par l'existence d'ordres diffractés rayonnés qui se propagent dans le milieu supérieur.



Figure 12 : Coupleurs à prisme et à réseau.

Plusieurs aspects sont abordés dans cette partie. Tout d'abord une première section est consacrée au cas linéaire et à la spectroscopie des lignes noires. Dans une deuxième partie nous nous intéressons à la modélisation en régimes linéaire et non linéaire, principalement à partir des modes à fuite qui permettent de bien exploiter les résonances de ces structures. À ce propos il est intéressant de montrer que la notion d'onde plane est complètement inopérante en régime non linéaire et conduit à des prédictions complètement erronées. Ceci fait partie de la section 6.4

6.1 Spectroscopie des lignes noires.

Parce que les rayons sont quasiment rasant sur les interfaces, les coupleurs distribués constituent des résonateurs à haute finesse. Ils permettent ainsi une analyse précise des propriétés optiques de couches minces par la méthode appelée spectroscopie des lignes noires "Mlines". En régime linéaire, cette technique très sensible s'utilise indifféremment avec un faisceau convergent (fig. 13a) ou un faisceau parallèle (fig. 13b).

En éclairage convergent la ligne noire est observée sur un écran ou, de préférence, à l'infini, dans le plan focal d'une lentille. La résolution angulaire est alors fixée par le pouvoir de séparation du système de détection : $\delta\theta = \delta x/f$. En éclairage parallèle, la réflectivité est directement enregistrée en fonction de l'angle d'incidence grâce à un montage $\theta-2\theta$ qui permet au détecteur de tourner deux fois plus vite que l'échantillon. La résolution angulaire est alors fixée par la qualité du faisceau incident, divergence et plus généralement spectre de Fourier des fréquences spatiales. Dans les deux cas l'homogénéité de l'échantillon conditionne la résolution de la mesure.

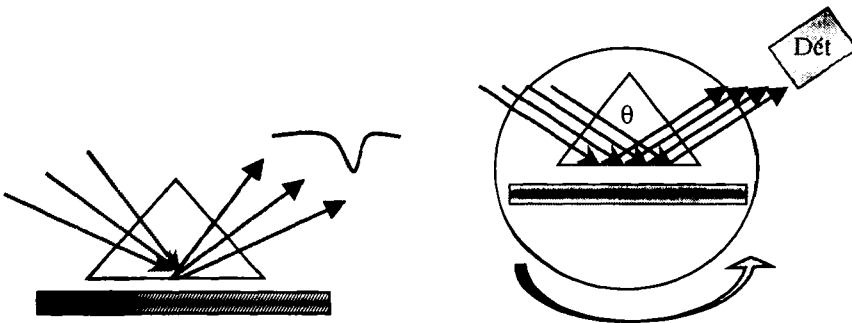


Figure 13 : Utilisation en faisceau convergent (a) ou parallèle (b)

Un exemple de résultat en régime non linéaire est donné sur la figure 14. Dans ce cas les deux montages ne sont pas équivalents et seul celui en faisceau parallèle convient. D'une part la décomposition en fréquences spatiales après l'échantillon (fig. 13a) est interdite en régime non linéaire, d'autre part elle ne permet pas de coupler suffisamment de lumière dans la couche pour que les effets non linéaires soient importants. On remarque le très bon accord entre expérience (points) et théorie (lignes). Lorsqu'une puissance lumineuse suffisamment élevée est couplée dans le guide, son indice est modifié par la non-linéarité et la réflectivité est modifiée. Le décalage angulaire est directement lié au changement d'indice. De son côté, le changement de forme est dû, d'une part à la diminution de l'efficacité de couplage en régime

non linéaire, d'autre part à l'absorption non linéaire [43]. Une analyse fine permet de déduire de ces données le coefficient non linéaire complexe, ici $n_2 = (-3.6 + 0.25j)10^{-10} \text{ cm}^2 / \text{kW}$ [37].

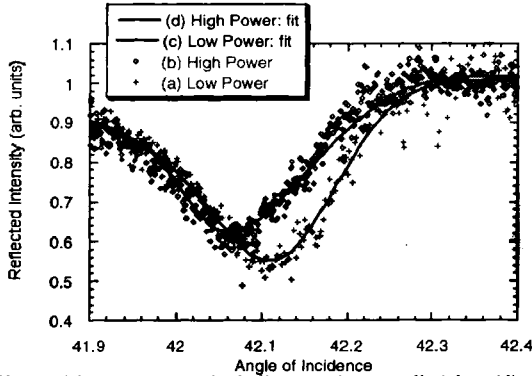


Figure 14 : Spectroscopie de lignes noires non linéaires (d'après [37])

En réalité la forme et l'existence même des lignes noires, déjà en régime linéaire, est suffisamment délicate pour qu'on s'y attarde quelque temps. Considérons tout d'abord le cas du coupleur à prisme linéaire d'un guide sans pertes de propagation. En théorie on ne devrait pas pouvoir observer de raies de résonance à l'infini. En effet, la réflectivité en onde plane d'une telle structure a toujours un module unité : $|R(\theta)| = 1$. Ce résultat s'obtient par un calcul électromagnétique et se comprend aisément : en l'absence de pertes la conservation impose que l'amplitude de l'onde plane émergente est égale à celle de l'onde plane incidente. Les lignes noires observées avec un coupleur à prisme sont donc dues :

- à des pertes de propagation,
- ou à une courbure de l'échantillon (gap d'épaisseur variable).

Dans le cas d'un coupleur à réseau, la situation est tout à fait différente [44]. La présence de deux faisceaux émergents (fig. 12b) au lieu d'un seul autorise des échanges d'énergie entre ces deux faisceaux. On observe ainsi généralement une ligne brillante en réflexion et une ligne noire en transmission, encore que ce ne soit pas une règle absolue et que le résultat dépende de la position de la zone modulée dans la structure guidante (voir la figure 15, section 6.2).

6.2 Modélisation électromagnétique : développement aux pôles.

Un faisceau incident quelconque peut être décrit par son spectre d'ondes planes. Il s'agit de la représentation longitudinale :

$$E_i(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} A_i(\gamma) \varphi_z(\gamma, x) e^{i\gamma z} d\gamma \quad (30)$$

dans laquelle γ est la composante longitudinale du vecteur d'onde. Comme c'est toujours le cas au premier ordre pour tout résonateur, l'amplitude guidée excitée est décrite, au voisinage de la résonance par une lorentzienne dans laquelle γ_p est le pôle et ξ le coefficient de couplage :

$$A_g(\gamma) = \frac{\xi A_i(\gamma)}{\gamma - \gamma_p} \quad (31)$$

En régime non linéaire, γ_p dépend de l'amplitude guidée excitée $A_g(z)$ définie dans l'espace réel, donc transformée de Fourier de $A_g(\gamma)$:

$$\frac{dA_g(z)}{dz} = \left(\gamma_p + \zeta |A_g(z)|^2 - \gamma_o \right) A_g(z) + \xi A_i(z) \quad (32)$$

où γ_o est le vecteur d'onde moyen de l'onde incidente. ζ est un coefficient non linéaire égal à $k.n_{2eff}$. L'équation (32) permet de calculer en tout point l'amplitude guidée excitée en régime linéaire comme non linéaire, lorsque le coupleur est excité par un faisceau de profil quelconque. Il nous reste, pour décrire la structure, à obtenir une expression des champs émergents rayonnés. Les ondes émergentes résultent de la superposition cohérente de deux termes, l'un constant provient de la réflectivité directe de l'onde incidente. Il est insensible à la résonance. L'autre est issu du découplage de l'onde guidée excitée et est résonant :

$$A_{ray}(z) = \mu A_i(z) + \nu A_g(z) = r \frac{\gamma - \gamma_z}{\gamma - \gamma_p} A_i(z) \quad (33)$$

L'addition de ces deux termes peut se réécrire en faisant apparaître un zéro γ_z comme dans le deuxième membre de (33). Pour $\gamma = \gamma_z$ la réflectivité devient nulle. Notons que γ_z est généralement complexe alors que γ est réel par définition. Une réflectivité nulle ne peut être effectivement observée expérimentalement que si γ_z devient réel. Dans un coupleur à prisme cette situation se produit lorsque les pertes par absorption sont égales aux pertes par rayonnement. Dans un coupleur à réseau, la situation est plus complexe et des zéros peuvent apparaître sur certains ordres diffractés. Insistons sur le fait que le pôle γ_p est lié à la résonance et est le même pour tous les ordres rayonnés, alors que le coefficient r et le zéro γ_z dépendent de l'ordre émergent.

La figure 15 illustre numériquement la validité de cette approche. L'amplitude diffractée dans différents ordres d'un coupleur à réseau est tracée en fonction de l'angle d'incidence. Le calcul dit "modal" résulte de l'approche développée ci-dessus. Le calcul dit "exact" a été réalisé à partir de la méthode différentielle [45] qui consiste à résoudre numériquement de manière exacte les équations de Maxwell dans la structure diffractante. L'accord est excellent en régime linéaire comme non linéaire [46].

Nous souhaiterions finir cette partie en mentionnant les difficultés d'un traitement électromagnétique rigoureux de ces structures ouvertes non linéaires, difficultés masquées par le développement au pôle décrit ci-dessus. Justement parce que la structure est ouverte sur un milieu infini la constitution d'une base pour un développement du champ est délicate. La notion de mode guidé disparaît dès l'ouverture de la structure pour laisser la place à un mode à fuite. Toutefois ce mode à fuite est exponentiellement divergent à l'infini de sorte qu'il est non normalisable et ne peut pas être complété pour former une base. En particulier l'équation (8) ne peut pas être utilisée pour calculer n_{2eff} puisque les intégrales sont divergentes.

En régime linéaire, il est facile de résoudre le problème par un développement en ondes planes caractérisées par la composante longitudinale du vecteur d'onde (représentation longitudinale). On peut aussi développer le champ sur la base constituée des modes guidés et des modes rayonnés, caractérisés par la composante transverse (représentation transverse) (fig. 16). Dans le cas des structures ouvertes, les modes guidés n'existent plus et il ne reste plus qu'un développement sur les modes rayonnés. Cette formulation ne fait plus ressortir le rôle essentiel des résonances. Les modes à fuite associés aux résonances apparaissent comme des paquets de modes rayonnés d'amplitude plus importante.

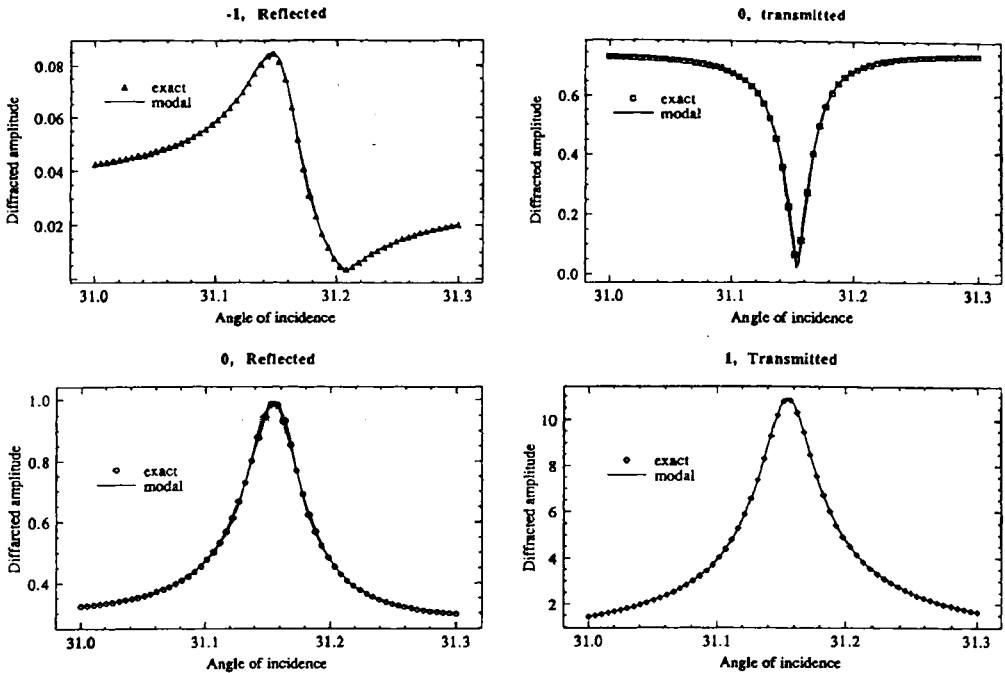


Figure 15 : Test numérique de la validité du développement au pôle pour un coupleur à réseau.

Cette situation devient très délicate en régime non linéaire, puisque tous les modes sont alors couplés par la non-linéarité dans l'espace réel et non dans l'espace de Fourier des fréquences spatiales. D'où l'intérêt d'utiliser dans ce cas un mode unique, qui décrit le champ total dans le résonateur. Ce mode a clairement un rapport avec le mode à fuite avec les difficultés dont on a déjà parlé. Ces difficultés mathématiques ont sans doute un lien avec le fait que la structure rayonnante introduit des résonances dans le continuum des modes de l'espace libre [47].

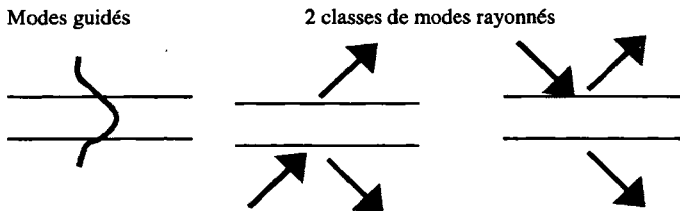


Figure 16 : Modes rayonnés.

6.3 Effets transverses et dynamiques

De façon évidente, un coupleur distribué est en quelque sorte un résonateur de Fabry-Perot utilisé sous incidence oblique. La valeur de l'angle d'incidence (nul ou non) joue un rôle fondamental sur lequel nous allons insister. Il est bien connu que le résonateur de Fabry-Perot non linéaire est bistable lorsqu'il est éclairé sous incidence normale. L'existence de la

bistabilité peut être vue comme due à une contre-réaction, assurée par la polarisation non linéaire qui couple les modes propres qui se propagent dans des directions contraires [48] (fig. 17).

Sous incidence oblique (angle d'incidence grand devant la largeur angulaire des résonances), la symétrie est brisée et l'une des ondes est grandement favorisée devant l'autre qui devient négligeable (fig. 17b). Il n'y a ainsi plus de contre-réaction et donc plus de possibilité de comportement bistable. Cette disparition de la bistabilité s'accompagne d'autres manifestations. Le résonateur non linéaire de Fabry-Perot éclairé par un faisceau de largeur limité en régime dynamique possède une dynamique très riche, formation de structures

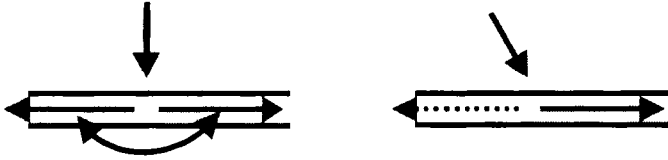


Figure 17 : Résonateur plan sous incidence normale et oblique.

spatiales auto-organisées [49] associées à une instabilité modulationnelle de l'onde plane. Dans certaines conditions ces structures spatiales ne sont pas stables et peuvent devenir auto-oscillantes. Après passage par des bifurcations de Hopf [49], il apparaît des régimes oscillants de plus en plus complexes qui conduisent au chaos. Toute cette dynamique disparaît pour une incidence suffisamment inclinée [50]. Sous incidence normale, la composante selon z (parallèle au plan des miroirs) est très faible. À mesure que l'angle d'incidence augmente, le terme de transport qui décrit la propagation de l'énergie le long de l'interface devient de plus en plus important. Il induit un "transport" selon z du profil de modulation spatiale et inhibe finalement sa formation par un effet de moyenne.

Un exemple illustre bien l'importance du mélange d'onde dans les systèmes non linéaire, c'est celui de l'approximation de l'onde plane, pour un coupleur distribué, donc sous incidence oblique. Les résultats apparaissent sur la figure 18 où on a porté la puissance transmise, proportionnelle à la puissance stockée dans le résonateur en fonction de la puissance incidente. L'approximation de l'onde plane conduit à prédire un comportement bistable. Les durées des impulsions T_p sont données en unités de temps de remplissage de la cavité, T_c . L'effet de ralentissement critique qui apparaît au voisinage du point tournant se traduit par un agrandissement du cycle de la réponse dynamique par rapport au cas stationnaire. Il est clairement visible jusqu'à des durées d'impulsions T_p aussi longues que plusieurs centaines de T_c . Pour $T_p = 1000$ le régime stationnaire est quasiment atteint. Sur la figure de droite, tracée dans les mêmes conditions, les effets de propagation et la largeur finie du faisceau ont été pris en compte. Le cycle de bistabilité n'existe plus, quelle que soit la largeur spatiale du faisceau, il est remplacé par une commutation [51].

Ainsi, la prise en compte de l'extension du faisceau incident dans le domaine des fréquences spatiales, aussi réduite soit-elle, modifie radicalement la réponse prédite par rapport au cas de l'onde plane. Ce dernier cas revient à remplacer le profil des fréquences spatiales par une fonction de Dirac. L'approximation onde plane tire sa validité en optique linéaire du théorème de superposition. Elle n'est plus valide en optique non linéaire. L'approximation du régime harmonique, équivalent dans le domaine temporel de l'approximation onde plane dans le domaine spatial n'est pas valide non plus.

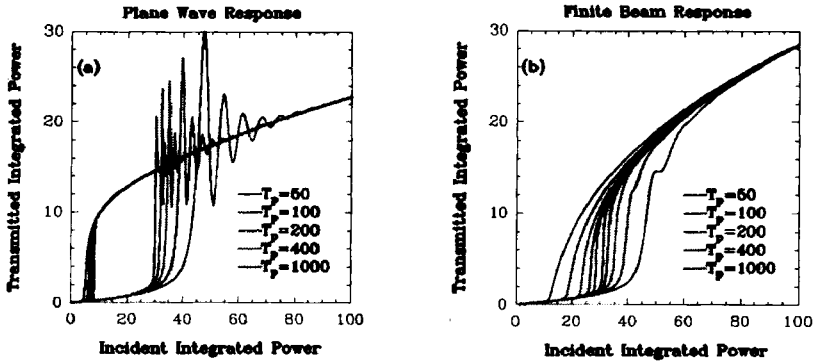


Figure 18 : Réponse onde plane (à gauche) et faisceau limité (à droite) d'un coupleur distribué (après [51]).

La prise en compte correcte des effets dynamiques dans les coupleurs distribués montre qu'il est possible d'observer des effets de commutation très brève [52] dont le temps de réponse est largement inférieur à T_c . Des expériences de conjugaison de phase dans des guides d'ondes non linéaires confirment les modélisations. Un excellent accord a été obtenu entre expérience et théorie lorsque tous les effets sont pris en compte : couplage non linéaire, absorption non linéaire au cours de la propagation, ainsi qu'absorption non linéaire croisée entre les deux faisceaux de pompe [35].

6.4 Filtrage et renforcement des effets non linéaires

Le guide d'onde n'est pas l'espace libre et les atomes et molécules qui y sont placés ne voient pas un environnement isotrope. Dans le cas d'un coupleur distribué ils voient, au contraire, une densité spectrale de modes qui fait apparaître des pics au voisinage des modes à fuite. Une distribution typique est donnée sur la figure 19 en ne considérant que les modes impairs [53]. Les modes à fuites sont représentés par des lignes verticales de hauteur proportionnelle au coefficient d'atténuation.

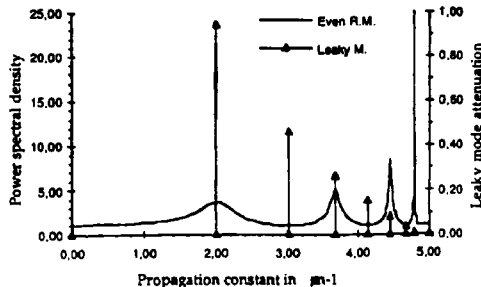


Figure 19 : Densité spectrale de modes propres dans un coupleur distribué.

Dans ces conditions, on comprend aisément qu'un atome se désexcitera préférentiellement là où la densité spectrale est la plus grande, c'est-à-dire dans les directions de découplage des modes à fuite. Cela a été très bien observé expérimentalement par exemple dans des expériences de fluorescence guidée [54] mais aussi en spectroscopie Raman renforcée [55].

Le fait que la lumière de fluorescence, par essence incohérente, soit émise dans des directions privilégiées signifie que la présence du guide induit une certaine cohérence entre les dipôles émetteurs. Cette mise en phase peut aller jusqu'à favoriser l'émergence de mécanisme d'émission stimulée. C'est ainsi qu'un régime de diffusion Raman stimulée a été observé dans des guides avec des puissances de pompe très basses [56].

7. CONCLUSION

Les progrès technologiques récents de l'optique intégrée pour laquelle un marché certain commence à émerger devraient pouvoir stimuler de nouvelles études, aussi pour les dispositifs non linéaires. Outre leur intérêt technologique, j'espère avoir convaincu le lecteur que les dispositifs d'optique guidée non linéaire peuvent constituer un superbe (parce que contrôlé) laboratoire pour l'étude des systèmes non linéaires.

Références

- [1] De Micheli M.P. "Mélange de fréquences", cet ouvrage
- [2] Reinisch R., Vitrant G. et Haelterman M. "Coupled-mode theory of diffraction-induced transverse effects in nonlinear optical resonators", *Phys. Rev. B* **44** (1990) p. 7870-7878.
- [3] Roch J.F., "principes fondamentaux de l'optique non linéaire", cet ouvrage.
- [4] Cohen-Tanoudji C., Dupont-Roc J., Laloë F., "Mécanique Quantique", Ediscience.
- [5] Faderl I., Labeye P., Gidon P. et Mottier P., "Integration of an Electrooptic polymer in an integrated optics circuit on silicon," *J. Lightwave Technol.* **13**, (1995), p. 2020.
- [6] Lee M.H et al., *Thin solid Film*, 303, (1997) p. 287.
- [7] Russel J.S., "Report on waves", *Proc. Roy. Soc. Edinburgh* (1844), p. 319-320.
- [8] Boardman A., Bontemps P., Koutoupes T. et. Xie K "Temporal and spatial solitons: an overview," dans "Beam shaping and control with nonlinear optics", NATO ASI series vol 369, ed. F. Kajzar, R. Reinisch (1998).
- [9] Drazin P.G. et Johnson R.S. "Solitons: an introduction" Cambridge University Press (1983).
- [10] Gutzwiller M.C. "Chaos in classical and quantum mechanics", Springer Verlag (1990).
- [11] Barthélémy A, Maneuf S. et Froehly C., "Propagation soliton et auto-confinement de faisceaux laser par non linéarité optique de Kerr", *Optics Comm.* **55** (1985) p. 201.
- [12] Aitchison J.S., Silberberg Y., Weiner A.M., Leaird D.E., Oliver M.K, Jackel J.L., Vogel E.M et Smith P.W.E. "Spatial optical solitons in planar glass waveguides", *J. Opt. Soc. Am. B* **8** (1991), pp. 1290-1297.
- [13] Aitchison J.S., Al-Hemyari K., Ironside C.N., Grant R.S. et Sibbett W. "Observation of spatial solitons in AlGaAs waveguides", *Electron. Lett.* **28** (1992) p. 1879.
- [14] Kang J.U., Stegeman G.I., Villeneuve A. et Aitchison J.S. "AlGaAs below half bandgap: a laboratory for spatial soliton physics," *Pure and Applied Optics* **5** (1996) p. 583.
- [15] Dumais P., Villeneuve A. et Aitchison J.S. "Bright temporal solitonlike pulses in self-defocusing AlGaAs waveguides near 800nm" *Optics Letters* **21** (1996) p. 260.
- [16] Chraplyvy A.R., *Optics & Photonics News*, mai 1994, p. 16.

- [17] Hasegawa A. et Tapert F., "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. anomalous dispersion," *Appl. Phys. Lett.* **23** (1973), p. 142.
- [18] Vandamme P., Thomine J.B. et Devaux F. "La transmission par solitons" *L'echo des recherches* n°166 (1996), pp. 15-28.
- [19] Gordon J.P. et Haus H.A. "Random walk of coherently amplified solitons in optical fiber transmission," *Optics Lett.* **11** (1986), p. 665.
- [20] Haus H.A. et Wong W.S. "Solitons in optical communications" *Reviews of modern physics* **68** (1996), pp. 423-444.
- [21] Shum P. et Ghafouri-Shiraz H. "Effects of Gordon-Haus jitter on soliton transmission" *Fiber and Integrated Optics* (1997), pp. 303-319.
- [22] Mecozzi A., Moores J.D., Haus H.A. et Lai Y. "Soliton transmission control", *Opt. Lett.* **16** (1991), p. 1026.
- [23] Mollenauer L.F., Gordon J.P. et Evangelides S.G. "The sliding-frequency guiding filter: an improved form of soliton jitter control", *Opt. Lett.* **17** (1992) p. 1575.
- [24] Mollenauer L.F., Lichtman E., Neubelt M.J. et Harvey G.T. "Demonstration, using sliding-frequency guiding filters, of error-free soliton transmission over more than 20 Mm at 10 Gbit/s, ..." *Electron. Lett.* **29** (1993) p. 910.
- [25] Smith N.J., Doran N.J, Forsysiak W. et. Knox F.M, *J. Lightwave Technol.* **15** (1997) p. 1808.
- [26] Jacob J.M., Golovchenko E.A., Pilipetskii A.N., Carter G.M. et Menyuk C.M. "10-Gb/s transmission of NRZ over 10 000 km and solitons over 13 500 km error-free in the same dispersion-managed system" *IEEE Photonics Technology Letters* **9** (1997) p. 1412.
- [27] Haelterman M. et Badolo M. "Dual-frequency wall solitary waves for nonreturn-to-zero signal transmission in W-type single-mode fibers" *Optics letters* **20** (1995), p. 2285.
- [28] Reinisch R. et Vitrant G., "Optical Bistability", *Prog. in Quant. Electron.*, **18** (1994) pp. 1-38.
- [29] Mizrahi V., DeLong K.W., Stegeman G.I., Saïfi M.A. et Andrejco M.J., "Two-photon absorption as a limitation to all-optical switching", *Optics Lett.* **14** (1989) p. 1140.
- [30] Stegeman G.I., Wright E.M., Finlayson N., Zanoni R. et Seaton C.T. "Third order nonlinear integrated optics", *J. Lightwave technol.* **6** (1988) p. 953.
- [31] Dumont M., Froc G. et Hosotte S. "Alignment and orientation of chromophores by optical pumping", *Nonlinear Optics* **9** (1995) p. 327.
- [32] Sheikh Bahae M., Hutchings D.C., Hagan D.J. et VanStryland E.W., *IEEE J. Quant. Electron.* **27** (1991) p. 1296.
- [33] Kang et al., *IEEE JQE* **33** (1997), p. 341
- [34] Asobe et al., *Optics Letters* **18**, (1993), p. 1056.
- [35] Malouin C., Villeneuve A., Vitrant G., Cottin P. et Lessard R.A. "Degenerate four-wave mixing for characterization of thin-film waveguides", *JOSA B* **15** (1998), p. 826.
- [36] Kim, *Applied Physics Letters* **62** (1993), p. 290.
- [37] Vitrant G., Mayollet L., Vögele B., Rameix A., Reinisch R., Stegeman G.I., Möhlmann G.R., Horsthuis W.H.G., Chollet P.A. et Kajzar F., *Nonlinear Optics* **8** (1994), p. 251.
- [38] Nayar B.K., Finlayson N., Doran N.J., Davey S.T., Williams D.L. et Arkwright J.W., *Optics Letters* **16** (1991), p. 408.
- [39] Valée R., filtres coupleurs cohérents courbes.

- [40] Al-Hemyari K., Villeneuve A., Kang J.U., Aitchison J.S., Ironside C.N. et Stegeman G.I., *Appl. Phys. Lett.* **63** (1993), p. 3562.
- [41] Stegeman G.I., Villeneuve A., Kang J., Aitchison J.S., Ironside C.N., AL-Hemyari K., Yang C.C., Lin C.H., Lin H.H., Kennedy G.T., Grant R.S. et Sibbett W., "AlGaAs below half bandgap: the silicon of nonlinear optical materials" *J. NL Opt.Phys.* **3** (1994) p. 347.
- [42] Villeneuve A., Mamayshev P., Kang J.U., Stegeman G.I., Aitchison J.S. et Ironside C.N., *IEEE J. Quantum Electron.* **31** (1995) p. 2165.
- [43] Vitrant G., Reinisch R. and Kajzar F. "M-line spectroscopy for nonlinear characterization of polymeric waveguides," *Optical Engineering* **34**, p. 3418, (1995).
- [44] Golubenko G.A., Svakhin A.S., Sychugov V.A., Tishenko A.V., Popov E. et Mashev L., *Optical and Quant. Electron.* **18** (1986) p. 123
- [45] Vincent P. "Differential methods" dans "Electromagnetic theory of gratings, ed. R. Petit, Springer Verlag (1980).
- [46] Reinisch R., Nevière M., Vincent P. et Vitrant G. "Radiated diffracted orders in Kerr-type gratings couplers" *Optics Comm.* **91** (1992) p. 51.
- [47] Prigogine I. "La fin des certitudes", ed. Odile Jacob (1996).
- [48] Haelterman M., Vitrant G. et Reinisch R. "Transverse effects in nonlinear planar resonators" *J Opt. Soc. Am B* (1990) p. 1309 et Vitrant G., Haelterman M. et Reinisch R., *J. Opt. Soc. Am B* (1990) p. 1319.
- [49] Danckaert J. and Vitrant G., "Modulation Instabilities in diffusive Kerr-type resonators", *Opt. Comm.* **104**, (1993) pp. 196-206.
- [50] Vitrant G. and Danckaert J., "Suppression of Modulational Instabilities by Optical Transport in Nonlinear Kerr-type Resonators", *Chaos, Solitons & Fractals*, **4**, (1994), p. 1369-1385.
- [51] Vitrant G., Haelterman M., Reinisch R., Comment on "Optical response of nonlinear planar resonators under pulsed beam excitation", *Phys. Rev. B* **48**, (1993) p. 15465.
- [52] Fick J. and Vitrant G., "Fast optical switching in nonlinear prism couplers," *Optics Letters* **20**, (1995) p. 1462.
- [53] Benech P. et Khalil D. "Rigorous spectral analysis of leaky structures: application to the prism coupling structure", *Optics Comm.* **118** (1995) p. 220.
- [54] Roux J.F. et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **12** (1995) p. 429.
- [55] Baltog I. et al., *Appl. Phys. Lett.* **66** (1995) p.1187.
- [56] Baltog I. et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **13** (1995) p. 656.