

## Chapitre 2

### Les modes d'un résonateur : l'approche de Fox et Li

#### Objectifs spécifiques du chapitre 2:

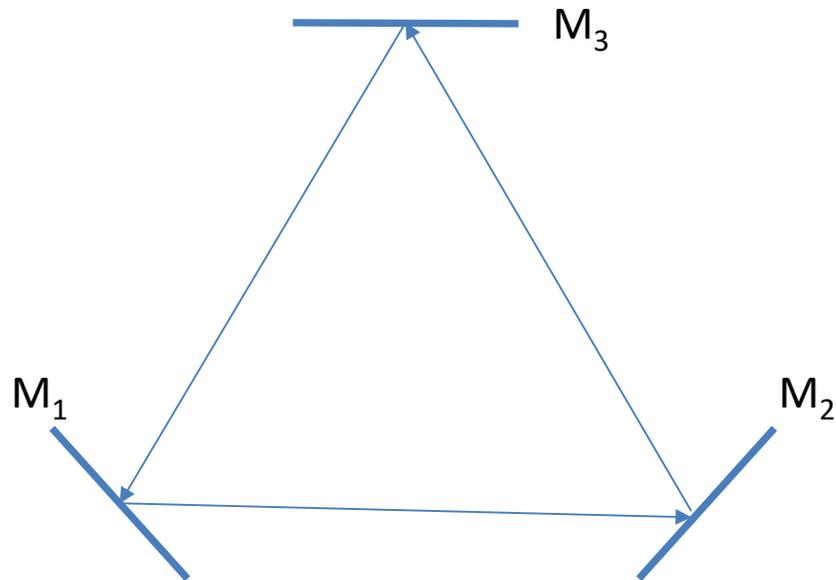
- 1) Établir la forme que prend l'amplitude complexe d'une onde sphérique en fonction du rayon de courbure de son front d'onde;
- 2) Pouvoir retrouver la convention de signe pour le rayon de courbure d'un front d'onde;
- 3) Montrer l'effet d'un miroir parabolique ou d'une lentille sur un faisceau  $u(x,y,z)$  dans l'approximation de l'optique paraxiale;
- 4) Expliquer la notion de "mode" de résonateur et énumérer quelques-unes de ses propriétés;
- 5) Expliquer une méthode pour extraire les modes d'un résonateur basée sur le filtrage modal ;
- 6) Implémenter numériquement cette méthode pour le calcul des modes d'un résonateur (Devoir 1);
- 7) Calculer les pertes d'énergie d'un mode dans un résonateur passif (Devoir 1).

Les notions vues dans ce chapitre sont mises en application dans le premier devoir, dans lequel on demande à l'étudiant de calculer les modes d'un résonateur. Des informations complémentaires utiles pour ce devoir peuvent être trouvées dans : Siegman, *Lasers*, chap.14 et dans l'article de A. G. Fox et T. Li [1].

Nous avons vu au chapitre 1 comment on pouvait calculer la distribution de champ d'un faisceau monochromatique se propageant dans un milieu homogène, linéaire et isotrope à différentes positions à partir d'une distribution initiale  $u_0(x, y, z=0)$  dans le cadre de l'approximation de l'optique paraxiale. Cette approximation est valable pour des faisceaux faiblement divergents. Plus spécifiquement, à partir de l'équation de Helmholtz et de l'approximation paraxiale, nous avons établi une équation différentielle appelée *équation d'onde paraxiale* (éq. 1.12). Nous avons proposé une solution s'écrivant comme une superposition d'ondes planes ayant diverses orientations du vecteur d'onde  $\vec{k}$ , ce qui nous a menés à l'intégrale de Huygens-Fresnel (éq. 1.29). L'intégrale de Huygens-Fresnel peut également être établie avec la théorie de la diffraction et le principe de Huygens: le champ en un point résulte de la superposition d'ondelette sphériques prenant naissance à chaque point sur une surface située en amont. Ceci s'exprime par la formule de diffraction scalaire de Rayleigh-Sommerfeld, à laquelle on applique l'approximation paraxiale pour obtenir à nouveau l'équation 1.29. Ces deux approches correspondent aux mêmes approximations et sont deux façons équivalentes de traiter le problème de propagation d'un faisceau dans l'approximation paraxiale.

Le cas des lasers apporte cependant une complexité supplémentaire par rapport à la propagation dans l'espace libre à cause de la présence d'un résonateur. Ce dernier est constitué le plus souvent de deux miroirs, souvent plans ou concaves, placés face à face. Le résonateur Fabry-Perot [2] est un cas particulier de résonateur où les faces des miroirs sont planes et parallèles. Généralement, la réflectance des miroirs est proche de l'unité, ce qui permet d'emmagasiner une grande quantité d'énergie électromagnétique à l'intérieur d'un résonateur et ce, d'autant plus que la réflectance des miroirs est élevée et que leur alignement est précis [3]. Le champ électromagnétique dans un résonateur se présente soit sous la forme d'une onde progressive (on parle de résonateur en anneau), soit d'une onde stationnaire qui résulte de la superposition de deux ondes qui se propagent en sens opposés, Cf. Fig. 1. Dans la suite, nous discutons du cas d'une onde stationnaire mais tous les arguments présentés s'appliqueront aussi pour le résonateur à anneau, avec des modifications mineures.

## Résonateur en anneau:



## Résonateur à onde stationnaire:



Fig. 1 Illustration d'un résonateur en anneau (en haut) et d'un résonateur à onde stationnaire (en bas). Dans le premier cas, la lumière se propage dans un seul sens (anti-horaire sur la figure). Dans le second cas, deux ondes se propagent en sens opposés et une onde stationnaire se forme dans le résonateur.

Dans le cas d'un résonateur à onde stationnaire, le faisceau fait des allers-retours à l'intérieur de celui-ci; ce faisant, la distribution transverse  $u(x,y,z)$  du faisceau change durant sa progression. Trois facteurs vont contribuer à changer la forme du faisceau: d'abord, il y a la diffraction du faisceau au cours

de sa propagation; ensuite il y a les réflexions sur des miroirs (concaves, plans ou convexes) qui modifient la distribution de la phase du champ  $u$ ; finalement, il y a une perte du champ  $u(x,y,z)$  dans la périphérie du faisceau à cause de la présence de diaphragmes placés dans le résonateur ou simplement à cause de la taille des miroirs, qui peut être comparable à, voire plus petite que, la taille du faisceau.

Cependant, pour qu'une onde stationnaire puisse se former dans le résonateur, il faut d'abord que la distribution transverse du champ puisse se reproduire après un aller-retour dans le résonateur. Ceci implique que la distribution d'amplitude du champ  $u$  se reproduise dans un aller-retour, à un facteur d'échelle près. Il faut aussi que le déphasage accumulé dans un aller-retour soit un multiple entier de  $2\pi$ ; ce dernier effet, qu'on appelle 'condition de résonance' sera vue plus en détails au chapitre 4. Dans ce chapitre, nous allons nous attarder à la première condition, qui requiert la réplique du champ  $u(x,y,z_0)$  dans un plan  $z=z_0$  après un cycle complet, i.e., un aller-retour pour un résonateur à onde stationnaire et un tour complet pour un résonateur à anneau. Concernant la possibilité de réplique de la distribution transverse de  $u$  dans un aller-retour, deux questions importantes se posent : d'abord, de telles distributions  $u(x,y,z)$  qui se répliquent, à un facteur constant près, après un aller-retour dans le résonateur, existent-elles? Si oui, comment les calcule-t-on? Nous allons répondre à ces questions dans les trois prochains chapitres et ces idées seront aussi mises en pratique dans les deux premiers devoirs.

## 2.1 Description de la réflexion du champ $u$ par un miroir de taille finie.

### 2.1.1 Effet de la courbure des miroirs sur le champ $u$ après réflexion.

Considérons d'abord un résonateur formé de deux miroirs placés face à face. Deux exemples de tels résonateurs sont montrés aux Fig. 2 et 3, soit deux miroirs plans (Fig. 2) et deux miroirs concaves réfléchissants placés face à face (Fig. 3). Attardons au résonateur montré à la Fig. 3. Nous avons vu au

chapitre 1 comment on pouvait calculer l'effet de la propagation d'un faisceau dans l'espace libre. Il nous reste à déterminer l'effet de la réflexion sur un miroir sur la structure du champ  $u$ .

D'abord, notons que la distance focale d'un miroir parabolique de rayon de courbure  $R$  est donnée, pour une incidence normale, par:

$$f = R/2. \quad (1)$$

Nous prenons la convention qu'à un miroir concave (convexe) correspond un rayon de courbure positif (négatif). Pour un miroir courbe, la réflexion va introduire un changement de courbure du front d'onde, sans modifier, au voisinage du miroir, la distribution d'amplitude. Ce changement dans la courbure du front d'onde se manifeste dans la phase de  $u$ . Une lentille mince a un effet similaire mais fonctionne en transmission. La réflexion sur le miroir de rayon  $R=2f$  va changer le rayon de courbure du faisceau selon la loi [4] :

$$\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} = \frac{1}{f}, \quad (2)$$

où  $R_1$  et  $R_2$  sont les rayons de courbure des fronts d'onde des faisceaux incident et émergent d'un miroir ou d'une lentille de focale  $f$  respectivement. On utilise la convention de signe suivante:  $R_i > 0$  pour une onde divergente et  $R_i < 0$  pour une onde convergente. *Attention de ne pas confondre le rayon de courbure d'un front d'onde avec le rayon de courbure d'un miroir!* Le changement de courbure d'un front d'onde incident sur une lentille de focale  $f$  est illustré à la Fig. 4. En symétrie cylindrique, le front d'onde sphérique incident de rayon  $R_1$  a une distribution donnée dans un plan  $z = z_0$  par :

$$u(r, z_0) = A(r) \exp\left(\frac{i\pi r^2}{R_1 \lambda}\right), \quad (3)$$

où  $A$  est la distribution d'amplitude et  $r$  est la variable radiale des coordonnées cylindriques, i.e.,  $r^2 \equiv x^2 + y^2$ . D'après l'équation (2), l'amplitude complexe de l'onde, associée à un rayon de courbure du front d'onde,  $R_1$ , est transformée selon la loi suivante :

$$\exp\left(\frac{i\pi r^2}{R_2\lambda}\right) = \exp\left(\frac{i\pi r^2}{R_1\lambda}\right) \times \exp\left(-\frac{i\pi r^2}{f\lambda}\right), \quad (4)$$

où  $R_2$  est le rayon du front d'onde après la transmission par une lentille. La transmission dans une lentille mince correspond donc à l'application d'un facteur multiplicatif appliquée au champ  $u$  (Cf. Fig. 5) :

$$u \rightarrow u \times \exp(-i\pi r^2 / f\lambda). \quad (5a)$$

Pour un miroir de rayon de courbure  $R$ , on utilisera :

$$u \rightarrow u \times \exp(-2i\pi r^2 / R\lambda). \quad (5b)$$

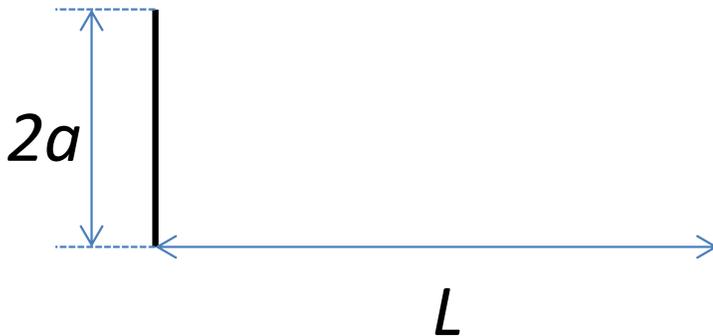


Fig. 2 Résonateur plan-plan de longueur  $L$  et avec des miroirs plans supposés de section circulaire de rayon  $a$  espacés d'une distance  $L$ .

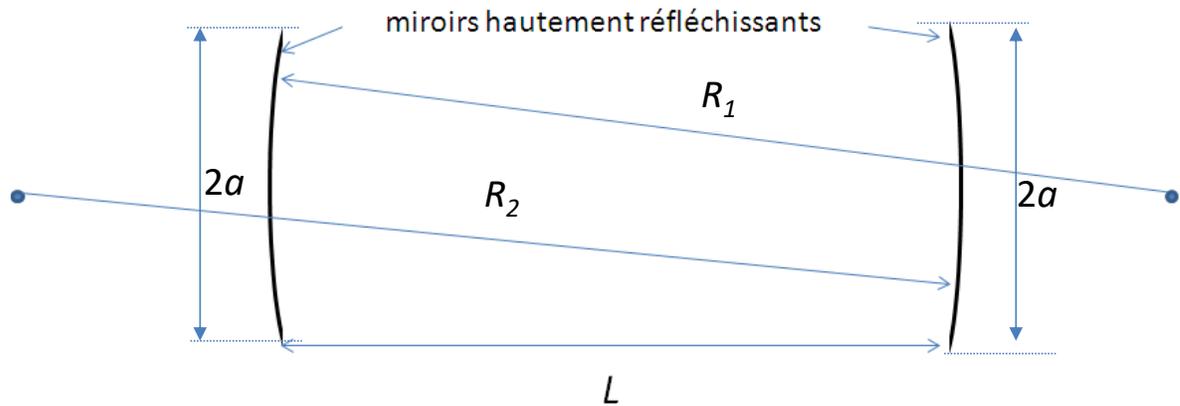


Fig. 3 Résonateur de longueur  $L$  constitué de deux miroirs concaves placés face à face.

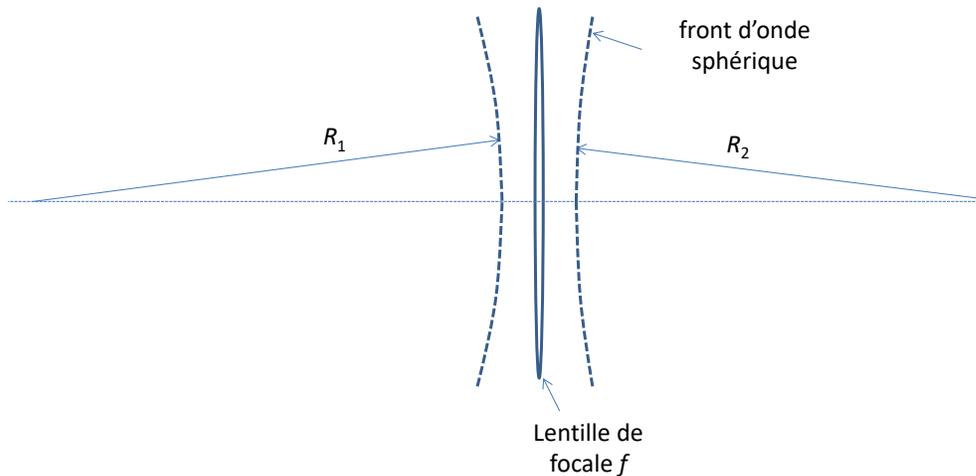


Fig. 4. Transformation d'un front d'onde par une lentille de focale  $f$ , avec  $f > 0$ . Un front d'onde de rayon de courbure  $R_1$  est transformé en un autre front d'onde de rayon  $R_2$  par la relation :  $1/R_1 - 1/R_2 = 1/f$ . Par convention, à un front d'onde divergent (convergent) correspond une valeur positive (négative) de rayon de courbure. Notons que pour une onde se propageant vers la droite,  $R_1 > 0$  et  $R_2 < 0$ .

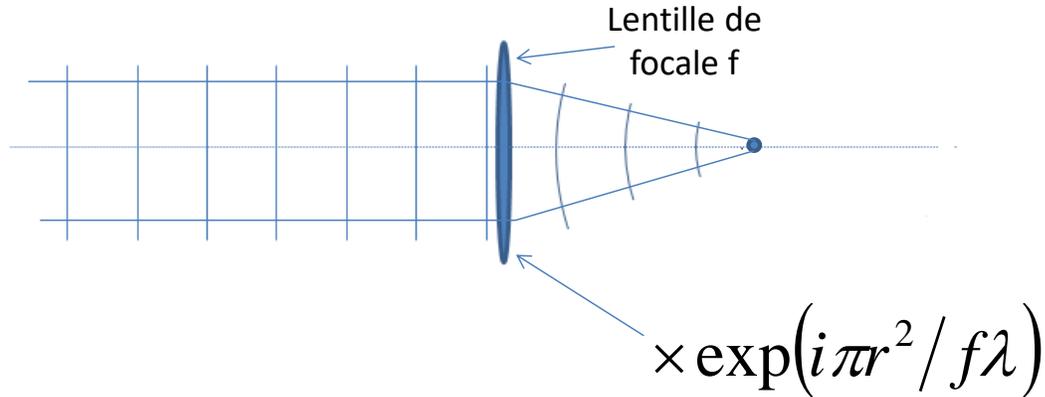


Fig. 5. L'effet d'une lentille mince sur un front d'onde plan transformé par celle-ci en un front d'onde sphérique. La lentille mince transforme un front d'onde arbitraire par un produit par l'opérateur :  $\times \exp(i\pi r^2 / f\lambda)$ .

### 2.1.2 Effet de la taille finie des miroirs sur le champ $u$ après réflexion.

Ensuite, étant donné la taille finie du miroir, il se peut que la partie périphérique du faisceau ne frappe pas le miroir et ainsi ne soit pas réfléchi par le miroir si la taille du faisceau est plus grande que celle du miroir. La distribution du champ  $u$  au voisinage des bords du miroir est un problème difficile à traiter car il fait intervenir les conditions de continuité des composantes tangentielles des champs électrique et magnétique aux frontières du miroir. Règle générale, puisque le miroir est un objet tridimensionnel, les équations de continuité vont coupler entre elles les trois composantes des champs, ce qui va invalider l'hypothèse du champ scalaire faite au chapitre 1 qui nous permet de traiter les composantes du champ séparément et d'utiliser l'équation d'onde scalaire (Éq. 1.12). Afin de simplifier ce problème, nous allons faire les hypothèses suivantes, connues sous le nom d'*hypothèses de Kirchhoff* [5] :

- 1) Immédiatement après la réflexion sur un miroir, l'amplitude du champ à l'extérieur de la surface du miroir est identiquement nulle;
- 2) Le champ complexe sur la surface du miroir est modifiée en amplitude et en phase tel que spécifié pour le miroir considéré.

Bref, on ignore la transition de  $u(x,y,z)$  au voisinage immédiat des bords du miroir. Cette transition se produit sur une échelle de l'ordre de la longueur d'onde. Ainsi, dès lors que la taille du miroir est significativement supérieure à la longueur d'onde utilisée, la quantité de lumière diffusée et diffractée par les bords sera faible en comparaison avec la lumière réfléchi par le miroir et celle transmise autour du miroir et nous pouvons ainsi la négliger. Notons par ailleurs que la lumière diffusée ou diffractée à des angles importants n'est pas compatible avec l'approximation paraxiale et, du reste, ne sera pas efficacement piégée par le résonateur au cours des va-et-vient dans le résonateur; ceci constitue alors une raison de plus pour la négliger.

En résumé de la section 2.1, on peut considérer la réflexion par un miroir comme ayant les effets suivants :

- 1) Réflexion sur le premier miroir de rayon de courbure  $R$ . Ceci revient à multiplier le champ  $u$  par

$$u \rightarrow u \times \exp(-i2\pi r^2/R\lambda).$$

- 2) Amputation du champ réfléchi pour une distance  $r$  à l'axe optique supérieure à  $a$ . Ceci revient à multiplier le champ  $u$  par une fonction créneau :

$$u \rightarrow u \times \Pi(r), \text{ où } \Pi(r) = \begin{cases} 1 & \text{si } r \leq a \\ 0 & \text{si } r > a \end{cases}.$$

## 2.2 Effet d'un aller-retour complet dans un résonateur sur le champ $u$ .

Si maintenant on fait le bilan d'un aller-retour complet dans un résonateur axi-symétrique tel que celui montré à la Fig. 3, en partant de la réflexion sur un miroir de rayon de courbure  $R_1$ , les événements et les opérations mathématiques correspondantes suivantes sont effectuées:

- 1) Réflexion sur le premier miroir de rayon de courbure  $R_1$ :  $u \rightarrow u \times \exp(-i2\pi r^2/R_1\lambda)$

- 2) Troncature du champ réfléchi pour une distance  $r$  supérieure à  $a_1$ . Ceci revient à multiplier le

$$\text{champ } u \text{ par une fonction créneau : } u \rightarrow u \times \Pi(r), \text{ où } \Pi(r) = \begin{cases} 1 & \text{si } r \leq a_1 \\ 0 & \text{si } r > a_1 \end{cases}.$$

- 3) Propagation dans l'espace libre sur une distance  $L$ . On applique l'intégrale de Fresnel (éq. 1.29):

$$u(x, y, z) = \frac{1}{i\lambda L} \iint_{s_0} u(x', y', z_0) \exp\left(ik \frac{\left((x-x')^2 + (y-y')^2\right)}{2L}\right) dx' dy', \text{ où } L = z - z_0.$$

- 4) Réflexion sur le second miroir de rayon de courbure  $R_2$  :  $u \rightarrow u \times \exp\left(-i2\pi r^2/R_2\lambda\right)$ .

- 5) Troncature du champ réfléchi pour une distance  $r$  supérieure à  $a_2$  (comme en 2)) :

$$u \rightarrow u \times \Pi(r), \text{ où } \Pi(r) = \begin{cases} 1 & \text{si } r \leq a_2 \\ 0 & \text{si } r > a_2 \end{cases}$$

- 6) Propagation dans l'espace libre sur une distance  $L$  (comme en 3).

*Ces six étapes forment ce que nous allons appeler l'opérateur  $M$  associé à la transformation du champ*

*$u(x, y, z)$  lors d'un aller-retour dans le résonateur.*

Il est commode de remplacer le système fermé du résonateur par un système périodique équivalent, dans lequel on a remplacé le miroir plan de diamètre  $2a$  par un diaphragme de taille identique et le miroir concave sphérique par une lentille mince convergente de focale correspondante immédiatement suivie d'un diaphragme de même taille (Cf. Fig. 6-7). Dans le cadre des hypothèses de Kirchhoff, l'effet d'une réflexion totale sur un miroir de taille finie est le même sur le champ que celui d'une transmission par un diaphragme de même rayon (si l'on ignore le déphasage global subi par l'onde lors de la réflexion). Notez cependant que ces deux systèmes ne seront pas équivalents lorsque l'on prendra en considération la condition sur la phase dans un aller-retour, considéré en détails au chapitre 4.

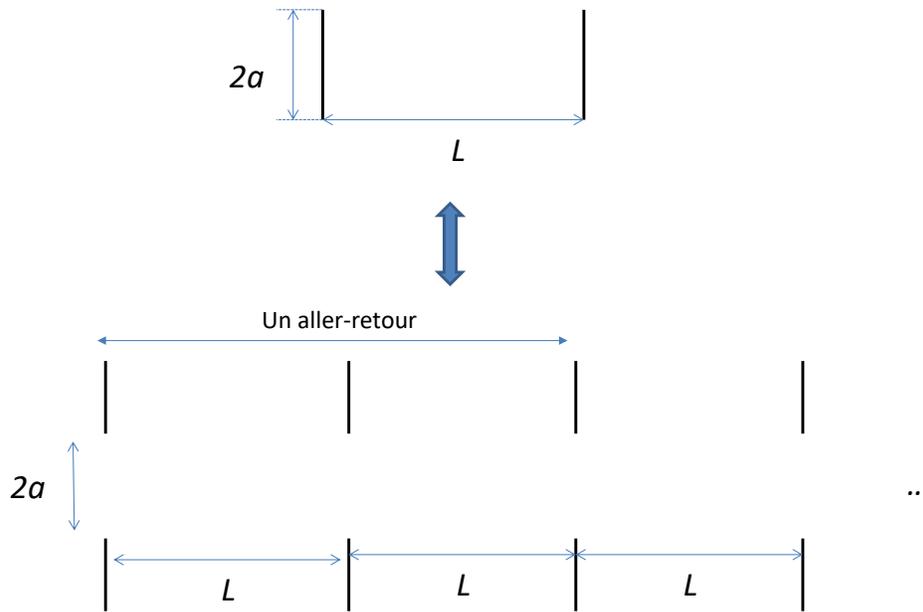


Fig. 6. Résonateur plan-plan de longueur  $L$  et avec des miroirs de diamètre  $2a$ , avec son équivalent périodique équivalent constitué de diaphragmes espacés d'une distance  $L$ .

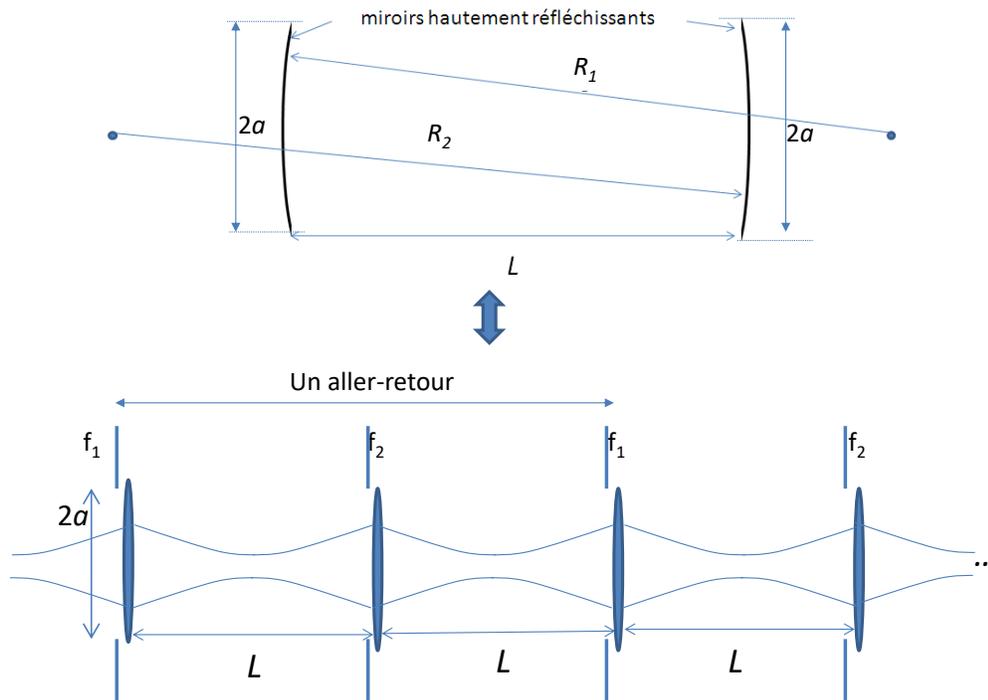


Fig. 7 Résonateur de longueur  $L$  constitué de miroirs concaves avec son équivalent périodique équivalent constitué de lentilles convergentes espacées d'une distance  $L$ . La focale équivalente de la lentille est donnée par :  $f_i = R_i/2$ .

### 2.3 L'équation aux valeurs propres de l'opérateur aller-retour $M$ .

#### 2.3.1 Définition de l'équation aux valeurs propres

L'équation aux valeurs propres associée à un aller-retour dans le résonateur (ou encore à une période pour le système déplié équivalent), peut s'écrire:

$$M u_i = \gamma_i u_i, \quad (6)$$

où  $M$  est l'opérateur d'un aller-retour décrit à la section précédente et  $\gamma_i$  est la valeur propre associée à une distribution transverse de champ  $u_i(x,y)$ ; ce dernier est appelée *fonction propre* de l'opérateur  $M$ . L'indice  $i$ , où  $i=1,2,3, \dots$ , apparaît au cas où il existerait plusieurs distributions différentes du champ,  $u_i$ , qui peuvent se reproduire dans un aller-retour, chacun ayant sa propre valeur propre  $\gamma_i$ . L'équation (6) possède très souvent un grand nombre de solutions distinctes, comme nous allons le voir au chapitre 4.

*On appelle "modes" du résonateur l'ensemble  $\{u_i\}$  des solutions de l'équation (6).*

Il faut toutefois noter que cette définition de *mode* ne tient pas compte de la condition de résonance, qui a un impact sur les valeurs propres possibles que l'équation (6) peut prendre. Donc, la condition de résonance introduit une contrainte supplémentaire sur les longueurs d'onde possibles qu'un mode peut prendre (Cf. chapitre 4).

#### 2.3.2 Hypothèse de la propriété de fermeture des fonctions propres de $M$ .

Si l'on fait l'hypothèse que l'ensemble des fonctions propres  $\{u_i\}$  forme une base, i.e., ensemble complet minimal de fonctions qui génère un espace vectoriel [6,7], on peut alors supposer qu'une distribution arbitraire initiale de champ  $u$  pourra s'écrire sous la forme :

$$u^{[0]}(x, y, z) = \sum_i c_i u_i(x, y, z), \quad (7)$$

où les  $c_i$  sont des coefficients complexes et l'indice supérieur entre crochets sert à numéroter le nombre d'allers-retours effectués dans le résonateur, avec le symbole  $u^{[0]}$  comme distribution de départ. Dans le cas particulier où les modes sont orthogonaux, on pourra déterminer facilement les valeurs des coefficients  $\{c_i\}$  qui permettent de reproduire une distribution arbitraire de champ  $u$  en utilisant le produit scalaire :

$$c_i = \iint u_i^*(x, y, z) u^{[0]}(x, y, z) dx dy, \quad (8)$$

où l'on a supposé les champs  $u_i$  et  $u^{[0]}$  normalisés, c.-à-d.,  $\iint u_i^* u_i dx dy = \iint u^{[0]*} u^{[0]} dx dy = 1$  et où le symbole  $*$  indique le complexe conjugué. Les propriétés de fermeture et d'orthogonalité des modes seront à peu près réalisées dans le cas de résonateurs avec peu pertes. [8]

#### 2.4 Le filtrage des modes au cours de la propagation dans le résonateur

Après un cycle, i.e., un aller-retour pour un résonateur à ondes stationnaires, dans le résonateur, le champ  $u$  devient :

$$u^{[1]}(x, y, z) = \sum_i c_i \gamma_i u_i(x, y, z), \quad (9)$$

Après  $n$  cycles, nous avons:

$$u^{[n]}(x, y, z) = \sum_i c_i \gamma_i^n u_i(x, y, z). \quad (10)$$

Maintenant, à différents modes  $u_i(x, y, z)$  correspondent différentes valeurs de  $\gamma_i$ . En effet, les pertes dans un résonateur diffèrent selon le mode considéré. Dans l'exemple que nous avons considéré, ces pertes proviennent de la troncature du faisceau par les miroirs. Or, les modes ayant chacun une structure qui lui est

propre, certains subiront plus que d'autres les troncatures par les miroirs. La Fig. 8 ci-dessous donne un exemple de modes réellement observés dans un résonateur à onde stationnaire. On constate que les modes d'indices plus élevés sont plus gros que ceux d'indices moins élevés. Si on numérote les modes par ordre décroissant de la valeur de  $|\gamma_i|$ , i.e., tels que :

$$|\gamma_1| \geq |\gamma_2| \geq |\gamma_3| \geq \dots, \quad (11)$$

alors on peut voir que, pour une valeur de  $n$  suffisamment grande, l'éq. (10) s'approche de :

$$u^{[n]}(x, y, z) = \sum_i c_i \gamma_i^n u_i(x, y, z) \rightarrow c_1 \gamma_1^n u_1(x, y, z), \quad (12)$$

avec un niveau d'approximation d'autant meilleur que la valeur de  $n$  est grande. Donc, à partir d'une distribution initiale quelconque,  $u^{[0]}(x, y, z)$ , l'effet d'un grand nombre de cycles dans le résonateur est de produire une structure du champ  $u$  qui s'approche du mode ayant le moins de pertes. Cela suppose bien sûr que le mode en question,  $u_1$ , est contenu dans le champ  $u^{[0]}$  choisie arbitrairement au départ. Si  $u^{[0]}$  ne contient pas  $u_1$ , alors ce sera un autre mode, celui que  $u^{[0]}$  contient avec le moins de pertes qui émergera des autres après un grand nombre  $n$  de cycles dans le résonateur. Cela suppose aussi que différents modes ont des pertes différentes afin qu'un mécanisme de filtrage modal puisse exister.

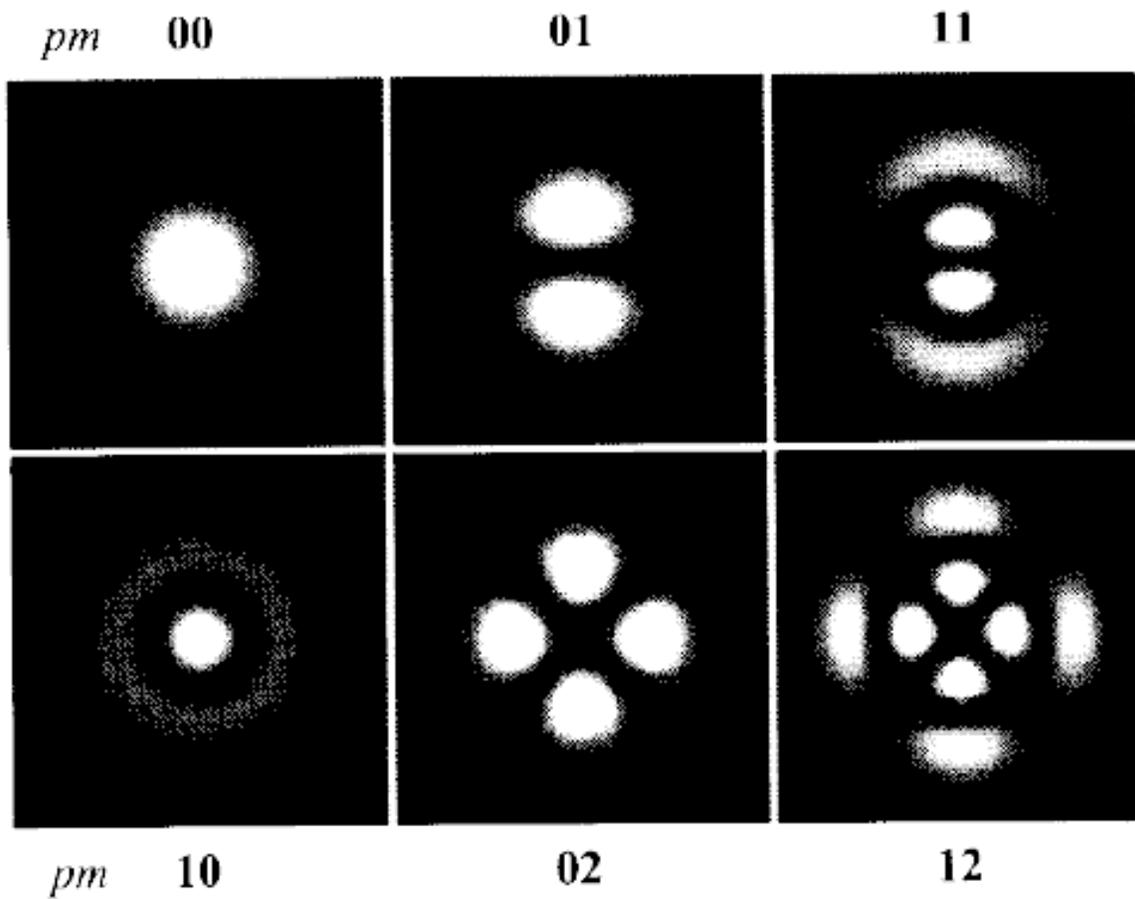


Fig. 8 Exemples de modes  $\text{TEM}_{pm}$  de Laguerre-Gauss d'un résonateur. On constate que la distribution et l'étendue spatiale des modes change selon le mode.

## 2.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons établi la transformation d'un champ  $u$  par une lentille mince de focale  $f$  ou un miroir de rayon de courbure  $R$  :

$$u \rightarrow u \times \exp(-i\pi r^2 / f\lambda), \quad (5a)$$

$$u \rightarrow u \times \exp(-2i\pi r^2 / R\lambda). \quad (5b)$$

Nous avons ensuite établi un opérateur  $M$  décrivant l'ensemble des transformations du champ  $u$  lors d'un cycle complet dans un résonateur. Nous avons défini un mode  $u_i$  comme étant une structure de champ qui garde sa forme, à un facteur d'échelle près après un tel cycle:

$$M u_i = \gamma_i u_i, \quad (6)$$

Finalement, nous avons vu que la propagation d'un champ arbitraire  $u^{[0]}$  dans le résonateur avait un effet de filtrage modal et la répétition d'un grand nombre d'allers-retours permettait en principe d'extraire le mode ayant le moins de pertes.

### Exercices et problèmes

1. Définir ce qu'est une base d'un espace vectoriel.
2. Définir ce qu'est un ensemble complet de fonctions dans un espace de Hilbert.
3. Démontrer que la distribution de phase d'un front d'onde sphérique monochromatique de rayon  $R$  se propageant dans la direction des  $z$  positifs est donnée, dans l'approximation paraxiale, par :

$$u(r, z) = A(r, z) \exp(i\phi(r, z)), \text{ où } \phi(r) = \frac{\pi r^2}{R\lambda}, \text{ où } r^2 = x^2 + y^2 \text{ et vérifier la convention de}$$

signe énoncée dans ce chapitre.

4. Quelles sont les étapes et les arguments qui permettent de passer de l'équation 7 aux équations 9 et 10.
5. Discuter des valeurs que peuvent prendre les valeurs propres  $\gamma_i$  pour un résonateur passif dans les cas où :
  - a) la taille finie des composants fait en sorte que le champ est tronqué lors de la transmission ou la réflexion;

b) le cas idéal où le champ électromagnétique n'est pas tronqué au cours de sa propagation et que les miroirs ont une réflectance égale à l'unité (un résonateur parfait).

6. La méthode expliquée dans ce chapitre permet d'extraire le mode ayant le moins de pertes. Généraliser cette méthode afin de pouvoir extraire les autres modes qui ont plus de pertes.

### Références et commentaires :

<sup>1</sup> A. G. Fox, T. Li, "Resonant modes in a maser interferometer", Bell Sys. Tech. J. **40**, 453-488, 1961.

<sup>2</sup> Ce type de résonateur, formé de deux miroirs plans et parallèles, a été proposé par Charles Fabry et Alfred Perot en 1899 dans le contexte de la spectroscopie appliquée à l'astronomie. Voir C. Fabry et A. Perot, *Théorie et applications d'une nouvelle méthode de spectroscopie interférentielle*. *Ann. Chim. Phys.* **16** (7), 1899.

<sup>3</sup> On utilise souvent le facteur de qualité,  $Q$ , d'un résonateur, qui est un paramètre sans dimension qui désigne la capacité d'un résonateur d'emmagasiner l'énergie électromagnétique à l'intérieur de celui-ci. Il est défini par :

$$Q = 2\pi \times \frac{\text{énergie moyenne emmagasinée}}{\text{perte d'énergie par période}}$$

Voir C. Delsart, *Lasers et optique non linéaire*, section 2.1.2 pour détails.

<sup>4</sup> Voir E. Hecht, "Optics", 4<sup>ème</sup> éd., section 5.2.3 pour des informations supplémentaires sur les lentilles minces.

<sup>5</sup> J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, 2<sup>ème</sup> Éd., McGraw-Hill, 1996.

<sup>6</sup> Les résonateurs géométriquement stables et sans pertes ont un ensemble de modes orthogonaux. Les modes d'Hermite-Gauss et de Laguerre-Gauss en sont un exemple (Cf. chapitre 4).

<sup>7</sup> Voir les notes de cours de Mécanique quantique de Normand. Beaudoin ou encore C. Cohen-Tannoudji, R. Diu, F. Laloë, "Mécanique quantique tome I", chapitre II-A pour en savoir plus sur la notion de base et d'ensemble complet de fonctions.

<sup>8</sup> L'information suivante sort du cadre de ce cours : dans le cas de résonateurs avec des pertes importantes, tels que les résonateurs instables ou bien des résonateurs ayant des pertes par troncature par des diaphragmes, on peut montrer que les modes ne sont pas orthogonaux, mais plutôt bi-orthogonaux; en pratique, cela veut dire qu'un mode est orthogonal aux autres modes au même endroit dans le résonateur mais se propageant en sens inverse. Voir Siegman, *Laser*, section 21.7 et 14.2, p. 568-569 pour plus de détails.