

## Erratum de la première édition (1998), corrigé dans la deuxième édition (2001)

6<sup>ème</sup> page de garde

### Illustration de couverture :

Combinaison linéaire de modes de Laguerre-Gauss

page 2

Le premier laser n'a guère plus de 35 ans et pourtant son usage est maintenant couramment répandu dans la vie quotidienne. Le mot « laser » est un acronyme : *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* qui met clairement en évidence le mécanisme de l'amplification de la lumière par les atomes. C'est un oscillateur du domaine optique et l'ensemble des lasers couvre maintenant une grande partie du spectre électromagnétique (voir fig. 1).

page 26

2. Un laser à Rubis possède les caractéristiques suivantes : inversion au seuil  $D_s = 7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , largeur de la transition  $\Delta\nu = 3,6 \cdot 10^{11} \text{ Hz}$ ,  $\tau_{sp} = A_{21}^{-1} = 3 \text{ ms}$  et longueur d'onde dans le vide  $\lambda = 0,6943 \mu\text{m}$ . L'indice du milieu est  $n = 1,77$ . En fonction de ces paramètres, calculer le gain du laser. On pourra s'aider des relations établies en fin de complément A.

page 32

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (10b)$$

page 33

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \frac{1}{2} E(x, y, z) e^{i\omega t} \mathbf{n} + \text{c.c.} \quad (20)$$

page 37

$$A(z) = \frac{C}{1 - i\frac{z}{z_R}} = \frac{C}{\sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}}} e^{-i\varphi(z)} = C \frac{w_0}{w(z)} e^{-i\varphi(z)} \quad (40)$$

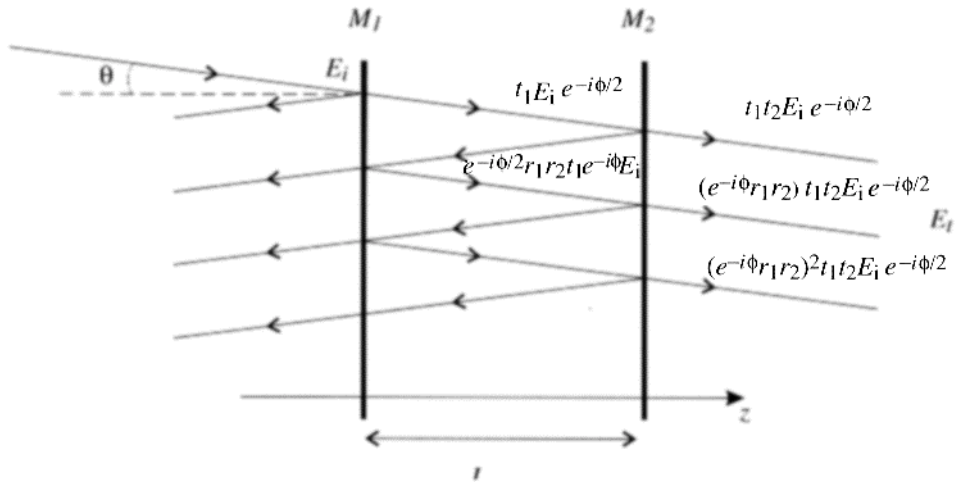
page 38

$$I(r, z) = \left[ \frac{w_0}{w(z)} \right]^2 \exp \left[ -\frac{2r^2}{w^2(z)} \right] \quad (44)$$

page 53

$$\alpha_{mn} = k \left[ 1 - \frac{2}{hk} (m+n+1) \right]^{1/2}$$

page 56



page 57

$$E_t = E_i t_1 t_2 \left[ 1 + r_1 r_2 e^{-i\phi} + (r_1 r_2 e^{-i\phi})^2 + \dots \right] e^{-i\phi/2} \quad (1)$$

L'expression (1) apparaît sous la forme d'une progression géométrique de raison  $r_1 r_2 e^{-i\phi}$ .  $E_t$  s'écrit alors :

$$E_t = \frac{E_i t_1 t_2}{1 - r_1 r_2 e^{-i\phi}} e^{-i\phi/2} \quad (3)$$

$$I_t = \frac{I_i}{1 + \left(\frac{2}{\alpha}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\pi\nu}{c/2L}\right)} \quad (4)$$

page 58

alors définir la  *finesse de la cavité*   $F$  par le rapport de  $\Delta\nu_L$  à  $\Delta\nu$  :

$$F = \frac{\Delta\nu_L}{\Delta\nu} = \frac{\pi\sqrt{R}}{T} \quad (11)$$

$$I_c = \frac{I_i}{T} \approx \frac{F}{\pi} I_i \quad (12)$$

page 61

$$\begin{aligned} r_N &= c_0 e^{iN\phi} r_0 + c_1 e^{-iN\phi} r_1 \\ &= (c_0 r_0 + c_1 r_1) \cos N\phi + i (c_0 r_0 - c_1 r_1) \sin N\phi \end{aligned} \quad (23)$$

- La cavité confocale est définie par  $R_1 = |R_2| = L$ . Les caractéristiques en fréquence sont, pour  $g_1 = g_2 = 0$ ,  $\Delta\nu_T = \Delta\nu_L/2$ . Si  $L = 1$  m par exemple,  $\Delta\nu_L = 150$  MHz et  $\Delta\nu_T = 75$  MHz. L'expression (36) se met sous la forme  $\nu_{q,s} = \Delta\nu_T(2q + s + 1)$  (où  $s = m + n$  ou  $s = 2p + l$  pour les modes d'Hermite-Gauss ou de Laguerre-Gauss). On trouve ici une forte dégénérescence : les modes d'indice  $(q, s)$  sont dégénérés avec les modes de la famille  $(q - 1, s + 2)$ ,  $(q - 2, s + 4)$  ...
- La cavité hémisphérique a pour paramètres  $R_1, L$  et  $R_2 = \infty$  ( $R_1 > L$ ). Le miroir  $R_2$  est plan et coïncide avec la position du rayon de ceinture du faisceau. Le rayon  $w_0$  prend la valeur :

$$w_0^2 = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{(R_1 - L)L} \quad (42)$$

- 
- Terminons notre analyse par celle du résonateur quasi-concentrique :  $R_1 = |R_2| = L(1 + \epsilon)/2$  ( $\epsilon \rightarrow 0$ ). Dans ce cas,  $g_1 = g_2 = -1 + 2\epsilon$ , le résonateur est stable pour  $\epsilon > 0$ . La position du rayon de ceinture est, pour des raisons de symétrie, au centre de la cavité. On a donc  $s_1 = L/2$  et la longueur de Rayleigh  $z_R = L\sqrt{\epsilon}/2$ . On obtient facilement le rayon de ceinture et le rayon sur les miroirs,  $w_0^2 = \lambda L\sqrt{\epsilon}/2\pi$  et  $w_1^2 = \lambda L / (2\epsilon\sqrt{2\epsilon})$ . Nous retrouvons ici un faisceau de longueur de Rayleigh  $s_R \rightarrow 0$ , très divergent. Cette caractéristique se traduit par un rayon de ceinture  $w_0 \rightarrow 0$  et un rayon  $w_1 \rightarrow \infty$  sur le miroir  $R_1$ .

$$I(t = \Delta t) = [(1 - T_1)(1 - T_2)] I(t = 0) = R_1 R_2 I(t = 0) \quad (48)$$

Dans la limite  $R_1 = 1, R_2 = R = 1 - T \rightarrow 1$  ( $\ln R \approx -T$ ) :

$$\kappa = \frac{cT}{2L} \quad (52)$$

et :

$$Q = \frac{2\pi\nu}{\Delta\nu_L T} \quad (53)$$

On rappelle également que la finesse de cavité (11) est donnée ici par :

$$I = \frac{\Delta\nu_L}{\nu} Q = \frac{2\pi}{T} \quad (54)$$

6. Un faisceau gaussien, caractérisé par son rayon de ceinture  $w_0$ , est focalisé par une lentille et est envoyé dans une cavité de longueur  $l$  dont l'un des miroirs est plan et l'autre sphérique de rayon de courbure  $|R| = 2l$  (voir fig. 20).
  - (a) Déterminer les caractéristiques que doit prendre le faisceau dans la cavité en précisant le rayon de courbure complexe sur chacun des miroirs en fonction de  $l$ .
  - (b) On suppose que la lentille est placée à une distance  $d = 2l$  de la position du rayon de ceinture du faisceau incident. Trouver les valeurs de  $f$  et  $w_0$  en fonction de  $l$  pour que le faisceau incident soit adapté au résonateur récepteur (on supposera que le miroir de gauche est transparent et laisse passer le faisceau sans en altérer les caractéristiques).

page 98

En comparant à (2), l'enveloppe  $\mathcal{P}$  obéit à l'expression :

$$\mathcal{P} = 2N\mu c_1^* c_2 e^{-ik_1 z} e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t} \quad (\text{B.14})$$

page 131

$$I(t) = \frac{I_0 I_\infty}{I_0 + (I_\infty - I_0) e^{-\kappa(A_f - 1)t}} \quad (\text{D.2})$$

page 167

Nous choisissons de définir par  $|A_i|^2 = n_i |\mathcal{E}_i|^2 / \omega_i$  une grandeur proportionnelle au flux de photons de fréquence  $\omega_i$ . Le changement de variable  $\mathcal{E} \rightarrow A$  donne à (16) une forme plus synthétique :

page 221

## Chapitre II

3. On montrera au préalable les équations suivantes :

$$(f - d)z'_R = (f - D)z_R$$

7. Le faisceau est circulaire lorsque  $w_x(d_0) = w_y(d_0)$  soit pour  $d_0 = 12 \mu\text{m}$ . Au-delà  $w_x(z) < w_y(z)$ .

page 222

2. (a)  $\lambda = 532 \text{ nm}$  :  $z_R = 0,6 \text{ m}$ ,  $w_0 = 0,32 \text{ mm}$ ,  $\theta = 0,53 \text{ mrad}$ ,  $w = 0,36 \text{ mm}$ ,  $\Delta\nu_L = 500 \text{ MHz}$ ,  $\Delta\nu_T = 0,5\Delta\nu_L$ . (b)  $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$  :  $z_R = 0,6 \text{ m}$ ,  $w_0 = 1,42 \text{ mm}$ ,  $\theta = 2,36 \text{ mrad}$ ,  $w = 1,59 \text{ mm}$ ,  $\Delta\nu_L = 500 \text{ MHz}$ ,  $\Delta\nu_T = 0,14\Delta\nu_L$ .

4. La fraction d'énergie perdue est donnée par  $e^{-2\sigma^2/w^2} \sim 10^{-34}$  et  $10^{-27}$  sur les miroirs plan et concave respectivement. La fraction d'énergie perdue par transmission vaut 2% par aller et retour. Les pertes de cavité sont  $\kappa = 10^7 \text{ s}^{-1}$ .

5.  $\kappa = 5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ ,  $Q = 6 \cdot 10^6$ ,  $F = 314$ .

6. (a)  $Q = il$  sur le miroir plan et  $Q = il - l$  sur le miroir de rayon de courbure  $R = -2l$ . (b) Deux solutions sont obtenues :  $f = 2l$  et  $z_R = 4l$  ou  $f = 5l/4$  et  $z_R = l$ ,  $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$  est la longueur de Rayleigh du faisceau incident.

7.  $\mathcal{J} = 18,5 \text{ Wcm}^{-2}$ ,  $\mathcal{J}_{\text{ext}} = 93 \text{ mWcm}^{-2}$ ; si  $\alpha_0 = 0,02 \text{ m}^{-1}$ , le gain est inférieur aux pertes.