

# Laser

Dunod 2022  
PC-7C\*  
Laser  
1

1953: 1<sup>er</sup> MASER

1960: 1<sup>er</sup> LASER

microwave amplification by stimulated emission of radiation  
↓  
Light

• À l'éq thermique, l'E EM ds fréq entre  $\nu$  et  $\nu + d\nu$  est :  $d\mathcal{E} = u(\nu) V d\nu$  Loi de Planck

avec  $u(\nu) = \frac{8\pi R \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1}$  densité spectrale d'énergie  
[J.m<sup>-3</sup>.Hz<sup>-1</sup>]

• soit milieu (atomes) avec 2 niveau d'E tq  $E_2 > E_1$  : fréq. propre :  $\nu_0 = \frac{E_2 - E_1}{h}$

• loi distribut<sup>o</sup> Maxwell-Boltzmann : est loi de proba pour connaître nb d'atomes d'énergie E en éq. thermique avec thermostat à temp T

$$N = K e^{-\frac{E}{k_B T}}$$

K cste de normalisation

= rapport population des 2 niveaux  $\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{k_B T}} < 1$

+ T ↑ + N<sub>2</sub> est peuplé mais reste tjr < N<sub>1</sub>

• Modèle d'Einstein d'interact<sup>o</sup> lumière-matière : il y a 3 processus :

1) Absorption = transfert net d'E de l'onde vers la matière

proba ←  $P_{abs} = B_{12} u(\nu_0)$  ← cste q- dépend des niveaux  
il faut avoir le bon  $\nu$

taux de variation des populations

$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{abs} = -P_{abs} N_1$$

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{abs} = +P_{abs} N_1$$

2) Emission induite (stimulée)

$$P_{ei} = B_{21} u(\nu_0)$$

$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{ei} = +P_{ei} N_2$$

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{ei} = -P_{ei} N_2$$

$\hat{m} E = \hat{m} \nu (= \nu_0)$   
 $\hat{m} \vec{p} = \hat{m}$  direct<sup>o</sup> propg.  
 $\hat{m} \vec{L} = \hat{m}$  état polarisé<sup>o</sup>  
= onde induite est cohérente et en phase avec onde existante

3) Emission spontanée par Heisenberg  $\tau \Delta E_2 \geq \frac{h}{2}$  = durée de vie de l'état 2 est finie

$$P_{es} = A_{21}$$

ne dépend pas de la présence d'autres photons

$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{es} = P_{es} N_2$$

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{es} = -P_{es} N_2$$

soit  $p(t)$  proba que l'atome soit encore à l'état excité =  $p(t+dt) = p(t) [1 - A_{21} dt]$  es pendant dt

$$= \frac{dp}{dt} + A_{21} p(t) = 0$$

$$= p(t) = e^{-A_{21} t}$$

durée de vie  $\tau = \frac{1}{A_{21}}$

par OG  $\tau = A_{21} \sim 10^8 \text{ s}^{-1}$

Le photon émis a  
fréq aléatoire mais  
proche de  $\nu_0$   
et direct<sup>o</sup> aléatoire  
et polarisé<sup>o</sup> aléatoire



$$\frac{dN_1}{dt} = -B_{12} u(\nu_0) N_1 + B_{21} u(\nu_0) N_2 + A_{21} N_2$$

$$\frac{dN_2}{dt} = B_{12} u(\nu_0) N_1 - B_{21} u(\nu_0) N_2 - A_{21} N_2$$

par  $N_1 + N_2 = \text{cte} \Rightarrow \frac{dN_1}{dt} + \frac{dN_2}{dt} = 0 \Rightarrow (B_{12} N_1 - B_{21} N_2) u(\nu_0) = A_{21} N_2$

par  $\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{h\nu_0}{k_B T}}$  (Boltzmann)  $\Rightarrow u(\nu_0) = \frac{A_{21}}{B_{12} e^{-\frac{h\nu_0}{k_B T}} - B_{21}}$

par identification avec loi Planck  $\left| \begin{array}{l} B_{12} = B_{21} \\ A_{21} = \frac{8\pi h \nu_0^3}{c^3} \end{array} \right. \rightarrow$  l'émission stimulée est sym à absorption

+  $\nu \nearrow$  +  $A_{21} \nearrow$  = + spontanée est grande comparée à stimulée ( $A_{21} \nearrow \approx \nu \nearrow$ )

c pk 1<sup>er</sup> dispositif d'amplification lumineuse MASER était ds domaine ondes centimétriques

c pour cela aussi q'il est très difficile de réaliser LASER ds domaine des rayons X

• PK il y a élargissement de raie (spectrale):

prop. intrinsèque  $\leftarrow$  •  $E_1$  et  $E_2$  sont bien définies  $\Rightarrow \tau$  court  $\rightarrow$  on mais c pas le cas  $\Rightarrow$  il y a  $\Delta E_1$  et  $\Delta E_2$   
= photons dont fréq sont proche de  $\nu_0$  peuvent interagir (stimulée pas exactement à  $\nu_0$ )

environnement des atomes

• effet Doppler  
• chaos entre atomes q' provoque saut de phase ds leur émission (modèle train d'onde)

• minkowski  $\Rightarrow$  Forme de raie normalisée  $\varphi(\nu) = \int_0^\infty \varphi(\nu) d\nu = 1$  tq cette fct est max à  $\nu_0$

= au lieu de  $u(\nu_0) \rightarrow \varphi(\nu) u_{em}$

déterminée par mécanique quantique

• Amplification lumineuse ds gaz: le gaz n'est plus en éq. thermo. en présence de l'onde EM et on ne connaît pas  $u$  ni  $\varphi$   $\Rightarrow$  on raisonne par flux photon et sect<sup>o</sup> efficace

= sort faisceau de sect<sup>o</sup>  $S$  et flux  $\Phi$  = nb moyen de photon traversant  $S$  par unité de  $t$

$$dN = \Phi dt \quad \text{nb } \gamma \text{ traversant } S$$

une fraction de  $dN$  est absorbée  $\Rightarrow \frac{\sigma_{abs}}{S}$  tq  $\sigma_{abs}$  = sect<sup>o</sup> eff. d'absorption

et  $\sigma_{abs}$  est  $\propto B_{12}$  = dépend de  $\nu$  (elle est max à  $\nu_0$  et diminue pd  $\nu$  s'écarte de  $\nu_0$ )

$$dN_{abs} = N_1 \frac{\sigma_{abs}}{S} \Phi dt \quad dN_{ei} = N_2 \frac{\sigma_{ei}}{S} \Phi dt$$

• Lien entre sect<sup>o</sup> eff. et coeff. Einstein: pour OEM q' est OPPH  $\Rightarrow \langle \pi \rangle = c u_{em}$

$$P = \Phi h\nu = c u_{em} S \Rightarrow u_{em} = \frac{\Phi h\nu}{c S}$$

$$dN_{abs} = N_1 \frac{\sigma_{abs}}{S} \Phi dt = N_1 B_{12} \varphi(\nu) u_{em} dt \Rightarrow \sigma_{abs} = B_{12} \varphi(\nu) \frac{h\nu}{c}$$

$$\sigma_{ei} = B_{21} \varphi(\nu) \frac{h\nu}{c} \quad \text{par } B_{12} = B_{21}$$

pas de  $\sigma_{es}$  car spont. pas besoin de photons = indep de  $\Phi$

$$\Rightarrow \sigma_{abs} = \sigma_{ei} = \sigma$$



$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{\sigma}{S} \Phi N_2 - \frac{\sigma}{S} \Phi N_1 + A_{21} N_2$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{\sigma}{S} \Phi N_2 + \frac{\sigma}{S} \Phi N_1 - A_{21} N_2$$

soit  $D = N_2 - N_1 \Rightarrow \frac{dD}{dt} = -2 \frac{\sigma}{S} \Phi D - 2 A_{21} N_2$

par  $N = N_1 + N_2 \Rightarrow N_2 = \frac{N+D}{2} \Rightarrow \frac{dD}{dt} + \left( 2 \frac{\sigma}{S} \Phi + A_{21} \right) D = -A_{21} N$

$\Rightarrow D(t)$  évolue à temps caract.  $T = \frac{1}{\left( 2 \frac{\sigma}{S} \Phi + A_{21} \right)}$  vers valeur asymptotique  $D_{as} = \frac{-A_{21} N}{T} < 0$

selon :  $D(t) = D_{as} + (D(0) - D_{as}) e^{-\frac{t}{T}}$

initialement, niveau excité est - peuplé que niv. fond.

$D_{as} < 0 \Rightarrow$  population excitée reste tjr < fond. et m si  $\Phi \rightarrow \infty$   $N_2 \nearrow$  et se rapproche de  $N_1$  mais reste <  $N_1$

### • Bilan énergétique

soit OFM selon  $oz$  :  $P(z) = \pi(z) S = \Phi(z) h\nu$

On néglige car l'émission spont. devant induite car spont est de toutes direct° - peu sont selon  $oz$  et en plus pas en phase avec l'onde

$$P(z+dz) = P(z) + \frac{\sigma}{S} \Phi N_2 h\nu S dz - \frac{\sigma}{S} \Phi N_1 h\nu S dz$$

à OFM  
p. prov. de l'indite

p. perdue de OFM par absorpt

$$\Rightarrow \frac{dP}{dz} = \sigma (N_2 - N_1) P(z) \Rightarrow \underline{P(z) = P_0 e^{-\alpha z}} \quad \text{tq } \alpha = -\sigma (N_2 - N_1)$$

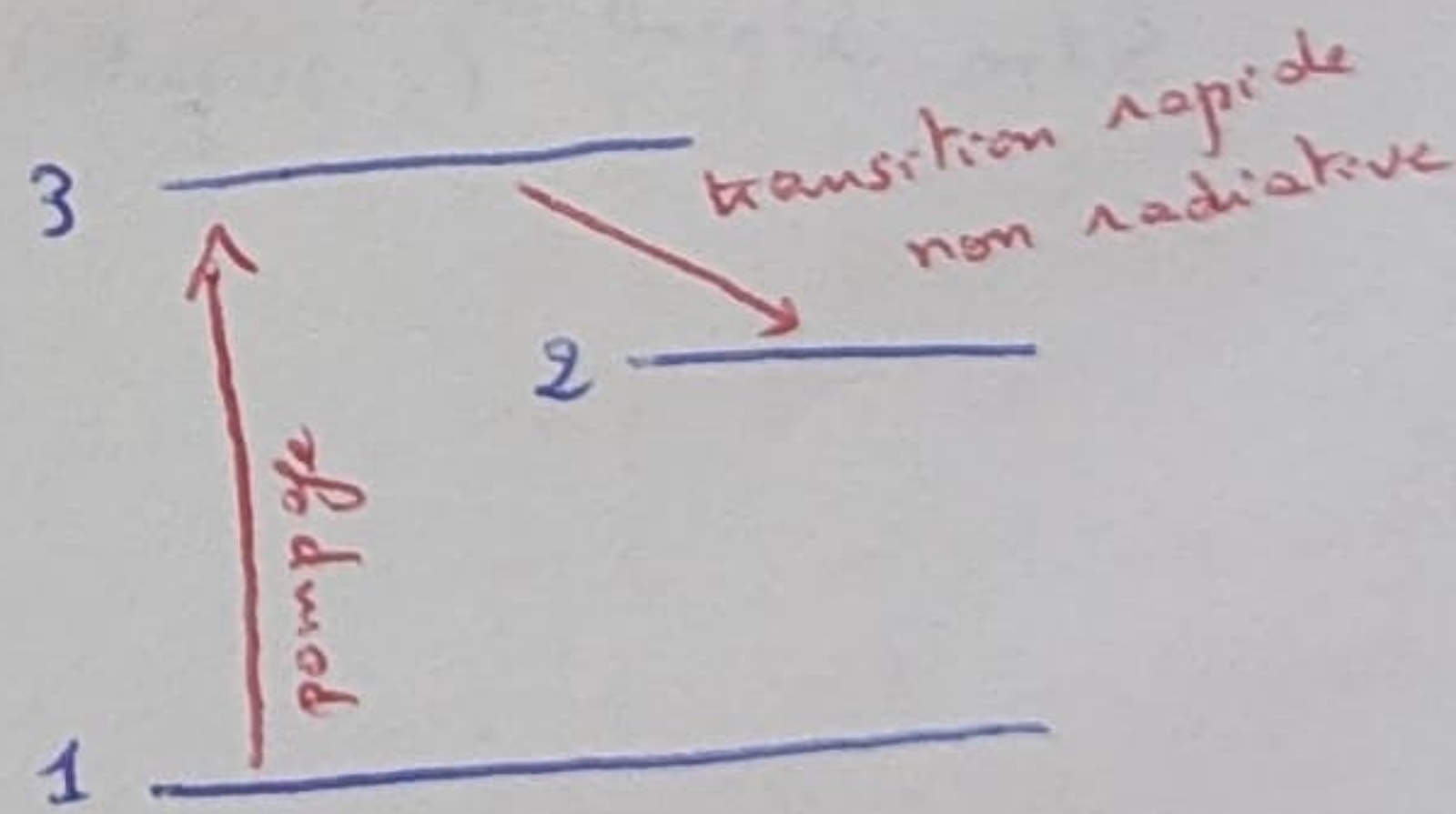
$\Rightarrow N_2 - N_1 < 0 \Rightarrow \alpha > 0 \Rightarrow$  onde s'atténue progressivement ds le pg !!  
car absorpt° emporte sur l'indite...

$\Rightarrow$  pour amplifier l'onde il faut avoir inversion de population ( $N_2 > N_1$ )  $\Rightarrow \alpha < 0$

### • Pompage optique = technique pour avoir inversion population

- le pompage est soit optique ou électrique vers 3 puis partent vers 2 sans émission photon

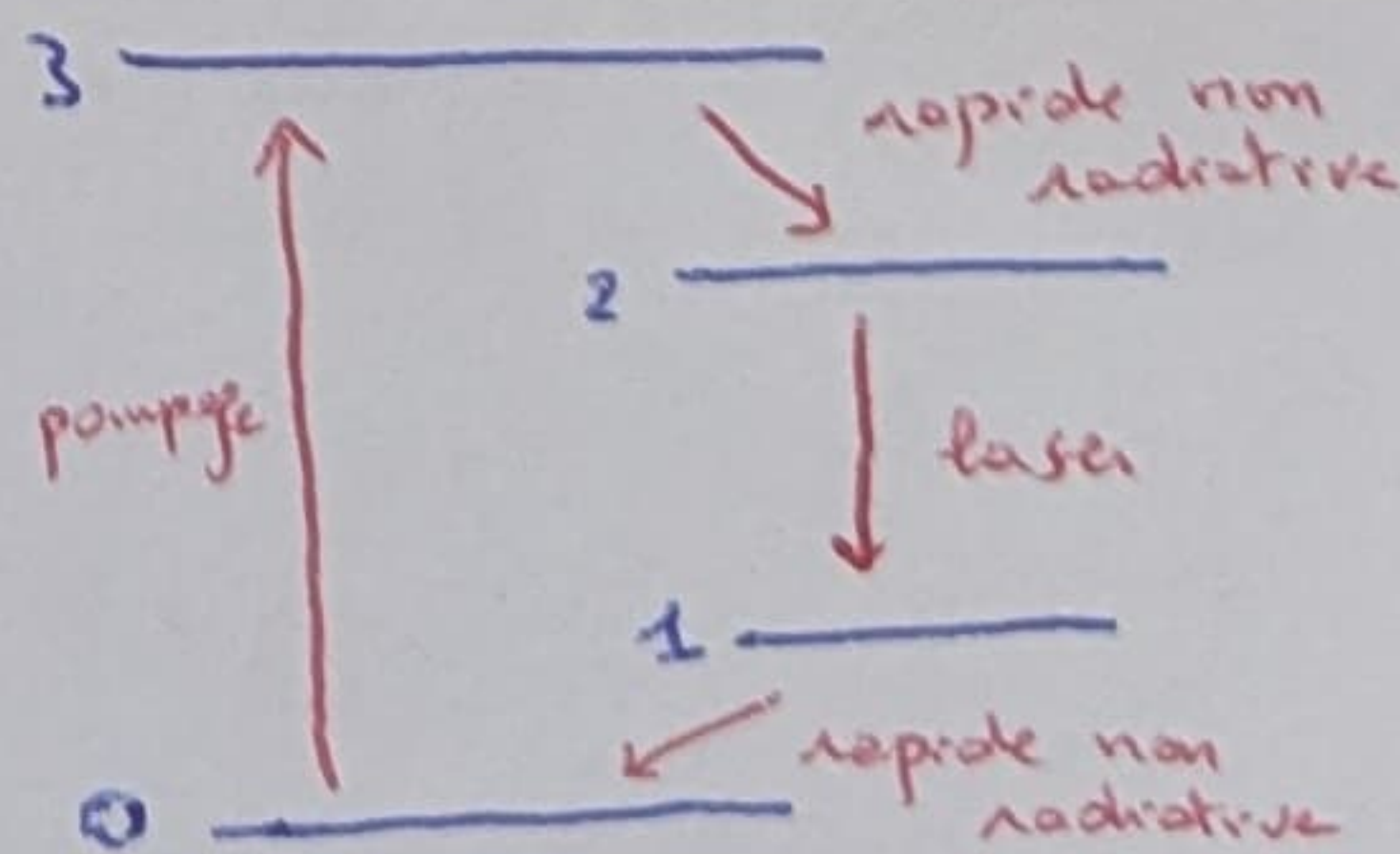
-  $n=2$  est état métastable  
- transition  $2 \rightarrow 1$  = laser



donc d'avoir ( $N_2 - N_1$ ) le + grand possible par configuration à 3 niveaux car  $N_1$  est tjr très peuplé

$\Rightarrow$  syst à 4 niveaux

$\Rightarrow N_1 \neq$  état fondamental - mais état de courte durée de vie  $\Rightarrow (N_2 - N_1) \nearrow$  et  $N_1$  reste tjr  $\searrow$



ex He-Ne  $\rightarrow$  émet lumière

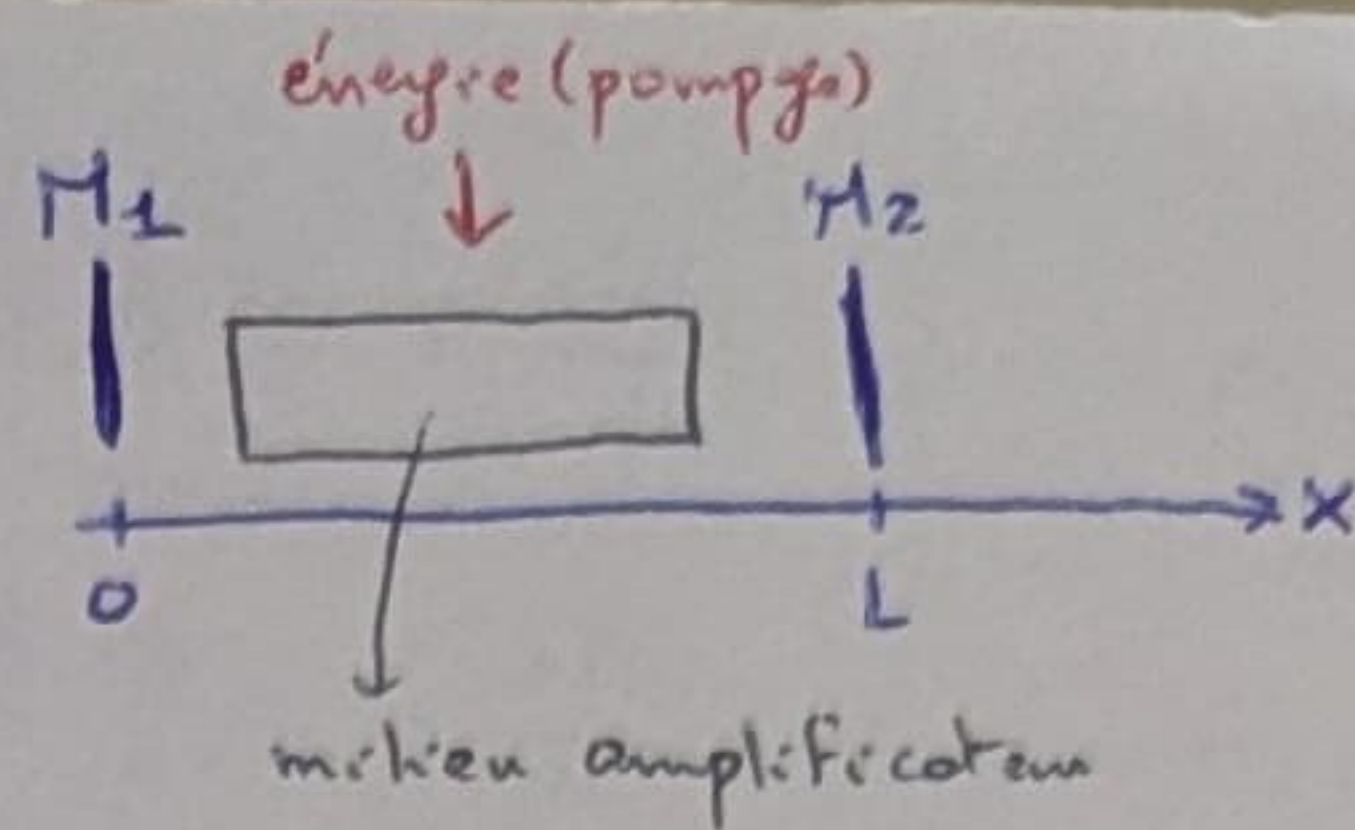
$\rightarrow$  pompage par collision avec Ne

= 80-90% He  
10-20% Ne



## • Cavity Laser

maintenant, il faut transformer un  
amplificateur en oscillateur  $\Rightarrow$  miroir



pour avoir amplification, il faut que les ondes soient en phase

$\Rightarrow$  chemin optique de la cavité (= 1 aller retour) doit être = nb entier de  $\lambda$

on retrouve m relation que pour corde vibrante fixée aux 2 extrémités :  $L = p \frac{\lambda_p}{2}$

par  $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$  et  $\lambda_0 = \frac{c}{\nu} \Rightarrow \nu_p = p \frac{c}{2nL}$   $p \in \mathbb{N}^*$

$\Rightarrow$  aller-retour =  $2L$   
= entier  $\lambda$

- pas besoin d'une onde incidente, 1 émission spontanée suffit pour commencer l'induite qui sera amplifiée de la cavité

La cavité sélectionnera les fréq correspondant à ces modes propres

- 1 des 2 M a réflectivité  $> 99,8\%$  et l'autre transmet  $99\%$ .

Donc le spectre émis a 3 prop :

- 1) Oscillateur optique impose que ce soit spectre de raie dont raies ont fréq. multiples de  $\frac{c}{2nL}$
- 2) milieu amplificateur impose que ces raies aient fréq voisine de fréq émission atome  
(largeur de raie de l'atome est suffisamment grande pour contenir plusieurs multiples de  $\frac{c}{2nL}$ )
- 3) fréq trop éloignées du max sont très peu amplifiées

largeur raie émission  $\Delta \nu_D$  dépend de temp.

$$\Delta \nu_c = \frac{c}{2nL}$$

$\Delta \nu_m$  dépend du facteur qualité cavité  
( $\therefore$  des pertes)

