CHAPITRE 28 : PHYSIQUE DU LASER

Les lasers sont une source de lumière formidable !

-> excellente cohérence spatiale, faible divergence angulaire, forte concentration d'énergie.

-> excellente cohérence temporelle, très faible largeur spectrale.

I. Principe de l'amplification de la lumière

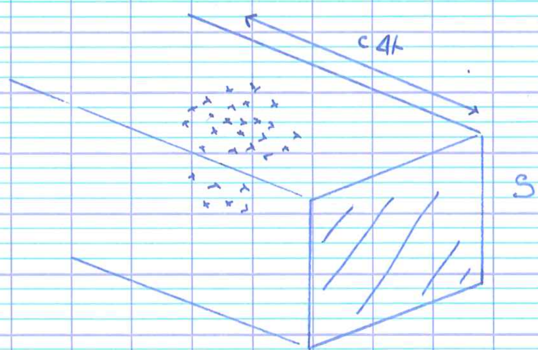
1. Grandeurs décrivant le rayonnement

On considère un faisceau monochromatique de fréquence ν_0.

Notons,

- N_{ph} la densité volumique de photons (m^{-3}).
- u la densité d'énergie ($J.m^{-3}$)

  $\rightarrow u = N_{ph} h \nu_0$.
- I l'intensité du rayonnement ($W.m^{-2}$).



Posons $\Delta \mathcal{E} = u S c \Delta t$.

Alors,

$$I = \frac{\Delta \mathcal{E}}{S \Delta t} = c u$$

$$= N_{ph} h \nu_0 c$$

Plus précis, on effectue une répartion spectrale continue.

Dans $[\nu, \nu + d\nu]$, on définit :

- $dN_{ph} = N_\nu(\nu) d\nu$ (N_ν en $Hz^{-1}.m^{-3}$)
- $du = dN_{ph} h\nu = N_\nu(\nu) h\nu \, d\nu$
- $dI = c \, du$

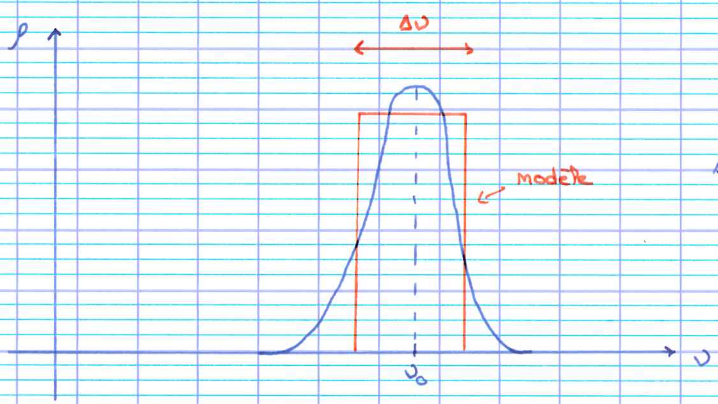
On pose $\rho(\nu) = N_\nu(\nu) h\nu$ (en $J.Hz^{-1}.m^{-3}$) tel que
$$\begin{cases} du = \rho(\nu)\,d\nu \\ dI = c\rho(\nu)\,d\nu \end{cases}$$

N.B. : sur ν

En intégrant sur le spectre :

- $N_{ph} = \int N_\nu(\nu)\,d\nu$
- $u = \int \rho(\nu)\,d\nu$
- $I = c\int \rho(\nu)\,d\nu = cu$.

En général, on a :



$\Delta\nu \ll \nu_0$.

Alors,

- $u = \rho(\nu_0)\Delta\nu$
- $N_{ph} = N_\nu(\nu_0)\Delta\nu$
- $\rho(\nu_0) = N_\nu(\nu_0) h\nu_0$

2. Interaction du rayonnement avec la matière

(cf. FIGURE 1)

Pour une transition entre deux niveaux d'énergie, on a :

$$\boxed{E_m - E_n = h\nu_{mn}}$$

N.B. : cette différence est toujours utilisée dans le sens où le résultat est algébriquement positif.

N.B. : cette différence d'énergie représente l'énergie du photon.

Trois processus décrivent l'interaction entre un atome et le rayonnement :

- absorption
- émission stimulée
- émission spontanée.

→ (cf. encadré)

3. Coefficients

(cf. encadré)

A. Ecriture simplifiée

N.B. : $E_2 - E_1 = h\nu_0$

Pendant dt, chacun des 3 mécanismes a une certaine probabilité d'occurence.

Pour un atome au niveau E_2, la probabilité d'émission spontanée est : $dP_{e,sp} = A_{21}\, dt$.

N.B. : A_{21} est en s^{-1}

S'il y a N_2 atomes, le nombre d'émissions spontanées (/unité de volume) sera :

$$dN_{e,sp} = N_2\, dP_{e,sp}$$
$$= N_2 A_{21}\, dt$$

S'il y a N_1 atomes au niveau 1, le nombre d'absorptions (/unité de volume) sera :

$$dN_{abs} = N_1\, dP_{abs}$$
$$= N_1 B_{12}\, \rho(\nu_0)\, dt$$

N.B. : B_{12} est en $m^3.J^{-1}$

S'il y a N_2 atomes au niveau 2, le nombre d'émissions stimulées (/unité de volume) sera : $dN_{e,st} = N_2 \, dP_{e,st}$

$$= N_2 B_{21} \rho(\nu_0) \, dt$$

On admet :

$$\boxed{B_{12} = B_{21} \quad \text{et} \quad B_{21} = \frac{c^3}{8\pi h \nu_0^3} A_{21}}$$

B. Durée de vie de l'état excité

En l'absence de rayonnement, $\rho(\nu_0) = 0$.

Seule l'émission spontanée est possible.

Alors, N_2 diminue au fil du temps.

$$dN_2 = - dN_{2,sp}$$

$$= - N_2 A_{21} \, dt$$

donc $$\frac{dN_2}{dt} = - N_2 A_{21}$$

donc $$N_2 = N_2(0) \, e^{-A_{21} t}$$

La durée de vie à l'état excité est donc : $\tau = \dfrac{1}{A_{21}}$.

C. Profil de résonance atomique

(cf. FIGURE 2)

Plutôt qu'à une fréquence exacte ν_0, les 3 mécanismes ont lieu dans un intervalle de fréquences.

N.B. : $\int g(\nu)\,d\nu = 1$

N.B. : $g(\nu)$ est le profil de raie spectrale ou encore le profil de résonance atomique.

On introduit une fonction de profil $g(\nu)$.

Dans la bande $[\nu ; \nu + d\nu]$, les probabilités sont :

* $d^2 P_{abs} = B_{12}\, \rho(\nu)\, g(\nu)\, d\nu\, dt$
* $d^2 P_{e,sp} = A_{21}\, g(\nu)\, d\nu\, dt$
* $d^2 P_{e,st} = B_{21}\, \rho(\nu)\, g(\nu)\, d\nu\, dt$

On retrouve la version simplifiée en intégrant sur ν.

4. Condition d'amplification

Dénombrons le nombre de photons du faisceau dans la cavité laser.

Les photons émis spontanément ne font pas partie du faisceau laser.
En effet, ils sont émis de manière anarchique.
Au contraire, les photons stimulés, par leurs propriétés, enrichissent le faisceau.

N.B. : $dN_{e,st}$ compte uniquement les bons photons car $\rho(\nu_0)$ compte uniquement les bons photons, ceux qui partent dans la bonne direction.

Pendant dt, N_{ph} varie de :

$$dN_{ph} = dN_{e,st} - dN_{abs}$$
$$= N_2 B_{21}\, \rho(\nu_0)\, dt - N_1 B_{12}\, \rho(\nu_0)\, dt$$

Ainsi, $$\frac{dN_{ph}}{dt} = B\, \rho(\nu_0)\,(N_2 - N_1)$$

N.B. : en général, $N_1 < N_2$, sinon il y aurait des lasers partout.

N_{ph} croît, le faisceau s'amplifie, ssi $\underline{\underline{N_2 > N_1}}$.
C'est la condition d'amplification.
Cette condition s'appelle inversion de population puisqu'elle est extraordinaire.

Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation.

ALESR

5. Méthodes d'inversion

(cf. FIGURE 3)

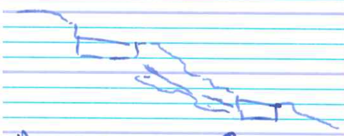
A l'équilibre thermique,

- $N_1 = C e^{-E_1/k_B T}$
- $N_2 = C e^{-E_2/k_B T}$

Comme $E_2 > E_1$, $N_2 < N_1$.

L'inversion de population est obtenue en maintenant un déséquilibre.

N.B. :



il y aura toujours plus d'eau dans ce bassin

On utilise des méthodes de pompage.
Cela permet de porter les atomes du niveau 1 au niveau 2.

Deux méthodes principales :

- pompage optique : envoi de photons
- décharges électriques dans un gaz. (pompage électrique)

II. Le LASER : un oscillateur optique

Non seulement le laser amplifie, mais il produit un faisceau.

1. Principe d'un oscillateur à réaction

(cf. FIGURE 4 et FIGURE 5)

Comme vu en électronique, un tel système peut osciller seul.

$$\underline{s} = \underline{\mu}(\underline{e} + \underline{\beta}\,\underline{s})$$

$$\underline{s}(1 - \underline{\mu}\underline{\beta}) = \underline{\mu}\underline{e}$$

Si $\underline{e} = 0$ et $\underline{s} \neq 0$: $1 - \underline{\mu}\underline{\beta} = 0$

D'où le critère de Barkhausen : $\underline{\beta}\underline{\mu} = 1$.

Conséquences :

→ $|\underline{\beta}\underline{\mu}| = 1$. (condition de gain).

→ $\arg(\underline{\beta}\underline{\mu}) = 2\pi p$ où $p \in \mathbb{Z}$ (condition de phase).

Ces résultats sont valables lorsque des oscillations sinusoïdales ont lieu.
Le démarrage des oscillations tour après tour, en optique cela nécessite $|\underline{\beta}\underline{\mu}| > 1$.

La croissance des oscillations est bornée par la non linéarité de l'amplificateur : $\underline{s}$ n'est plus proportionnelle à l'entrée $\underline{e} + \underline{\beta}\underline{s}$.

2. Cas du laser

(cf. FIGURE 6)

Ici, la grandeur $\underline{s}$ est le scalaire optique.

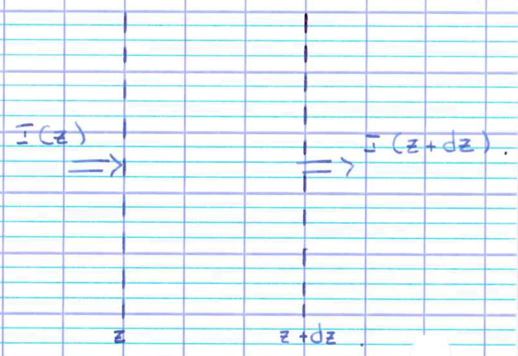
On s'intéresse à $I = \frac{1}{2}\underline{s}\underline{s}^*$.
On remplace $\underline{\mu}$ par $G = \underline{\mu}\underline{\mu}^*$ (gain en intensité de la chaîne directe) et $\underline{\beta}$ par $\underline{\beta}\underline{\beta}^* = B$ (qui est le gain en intensité de la chaîne de retour).

G est le gain de la cavité laser dû à l'inversion de population.
La chaîne de retour est constituée d'un jeu de miroir.

3. Gain de la cavité amplificatrice

On rappelle :

- $u = N_{ph} h \nu_0$
- $I = uc$
- $\rho = \dfrac{u}{\Delta\nu} = \dfrac{I}{c\Delta\nu}$.



Pendant $dt = \dfrac{dz}{c}$, le système échange :

* $$dN_{ph} = B_{21}\rho\, dt\, N_2 - B_{12}\rho\, dt\, N_1$$
$$= B_{12}\rho\, dt\, (N_2 - N_1).$$

donc
$$dI = c\,du$$
$$= ch\nu_0\, dN_{ph}$$
$$= ch\nu_0 B_{12}\rho\, dt\, (N_2 - N_1).$$
$$= h\nu_0 B_{12}\, dz\, (N_2 - N_1)\rho$$
$$= h\nu_0 B_{12}\, dz\, (N_2 - N_1)\frac{I}{c\Delta\nu}.$$

Posons $\alpha = \dfrac{h\nu_0 B_{12}(N_2 - N_1)}{c\Delta\nu}$

Alors, $dI = \alpha I\, dz$

$$\frac{dI}{dz} = \alpha I.$$

donc $I = I_0 e^{\alpha z}$.

Si $N_2 > N_1$, $\alpha > 0$ et l'intensité croît.

Dans un aller-retour, I est multiplié par $G = e^{2\alpha L_1}$.

N.B. : en général, on a $L_1 = L$.

Ainsi, $G = e^{2\alpha L}$

4. Condition de démarrage du laser

(cf. FIGURE 7)

On note r_1 et r_2 les coefficients de réflexion des miroirs.
Alors, $R_1 = |r_1|^2$ et $R_2 = |r_2|^2$.

On avait $B = |\beta|^2 = R_1 R_2 < 1$.

La condition de démarrage est $GB > 1$.
donc $G > \frac{1}{B}$.

La condition devient $G > G_{seuil}$ où $G_{seuil} = \frac{1}{B}$.

Comme G dépend de $\alpha \propto N_2 - N_1 = \Delta N$, ΔN doit dépasser un seuil.
Dans la version raffinée des coefficients d'Einstein, on introduit une fonction $g(\nu)$ et on résonne par bandes infinitésimales.
On obtiendrait alors $G(\nu)$ et $\alpha = \frac{h\nu_0 B_{12} (N_2 - N_1)}{c \Delta \nu} g(\nu)$.

Le gain dépend alors de ν.
Avec un pompage assez fort, le laser peut démarrer sur un intervalle de fréquences.

5. Sélection de longueur d'onde par la cavité.

On note $\varphi = \arg(\beta_{\nu})$ le déphasage du rayon lumineux lors d'un aller-retour.

$$\varphi = \underbrace{\arg(r_1) + \arg(r_2)}_{\text{on n'en tiendra pas compte.}} + \frac{2\pi n L}{\lambda} \times 2.$$

N.B. : $n_{gaz} \simeq 1$.

Il y a interférences constructives si $\Psi = 2p\pi$ où $p \in \mathbb{N}$.

$$\frac{2\pi}{\lambda} L \times 2 = 2p\pi .$$

$$L = \frac{p\lambda}{2} .$$

donc $\nu_p = \frac{c}{\lambda} = \frac{pc}{2\lambda}$.

Ce sont les fréquences propres de la cavité.
Ils sont également appelés les modes du laser.

A.N. Laser He-Ne : $L = 50 cm$.

$$\Delta\nu = \nu_1 = \frac{c}{2L} = 3 \cdot 10^8 \ Hz \quad (\ll 10^{14} \ Hz) .$$

Ces lasers ont souvent 2 modes, le laser est presque monochromatique.

L'idéal serait un laser monomode.

6. Limitation de la puissance

(cf. FIGURE 8 et FIGURE 9).

Si I augmente, les émissions stimulées sont plus nombreuses, N_2 diminue, α diminue donc G diminue.

Alors, $G(I, \mathcal{P}_{pompe})$.

avec $\frac{\partial G}{\partial I} < 0$ et $\frac{\partial G}{\partial \mathcal{P}} > 0$.

Le démarrage doit être apprécié lorsque $I = 0$.

N.B. : $G(0, \mathcal{P})$ est appelé le gain à froid.

Une des conditions devient : $G(0, \mathcal{P}) > G_{seuil}$.

Ensuite, le laser démarre, I augmente et se stabilise si $G\mathcal{B} = 1$,

i.e. $G(I_{stable}, \mathcal{P}) = \frac{1}{\mathcal{B}} = G_{seuil}$.

i.e. $G(I_{stable}, \mathcal{P}) = G_{seuil}$.