

Le laser c'est formidable !

↳ excellente cohérence spatiale, faible divergence, forte concentration d'énergie

↳ excellente cohérence temporelle, très faible largeur spectrale

Ceci résulte d'une production très spécifique de la lumière

I - Principe de l'amplification de la lumière

1. Grandeurs décrivant le rayonnement

* flux de photons, fréquence unique ν_0

• N_{ph} : nb de photons par unité de volume $[m^{-3}]$

• u : densité volumique d'énergie $[J \cdot m^{-3}]$

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

• I : intensité $[W \cdot m^{-2}]$

$$I = uc$$

(cf. OET. analogue de $j = \rho v$)

* Pour décrire un rayonnement polychromatique, on utilise une description plus fine.

* dans la bande de fréquence $[\nu, \nu + d\nu]$, on a :

$dN_{ph} = N_\nu(\nu) d\nu$ $[m^{-3}]$
juste pour dire que c'est pour rapport de fréquences

$du = \rho(\nu) d\nu$ $[J \cdot m^{-3}]$
juste pour dire que c'est pour rapport de fréquences

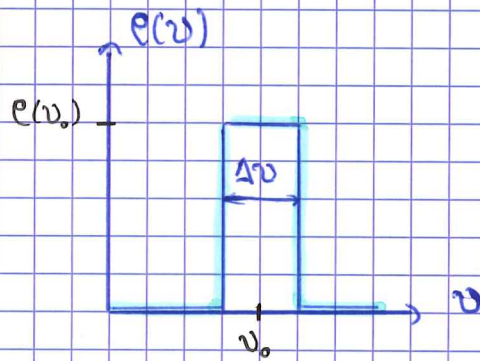
$$\rho(\nu) = N_\nu(\nu) h \nu$$

$dI = I_\nu(\nu) d\nu$ $[W \cdot m^{-2}]$
juste pour dire que c'est pour rapport de fréquences

$$I_\nu = \rho(\nu) c$$

Ces grandeurs sont à intégrer sur ν .

Souvent on utilise un modèle simple :



$$u = \rho(\nu_0) \Delta \nu$$

$$u = N_0(\nu_0) h \nu_0 \Delta \nu$$

$$\rho(\nu_0) = N_0(\nu_0) h \nu_0$$

2. Interaction du rayonnement avec la matière.

cf. Figure 1.

L'émission et l'absorption de photons sont associés à la transition entre des niveaux d'énergie d'un atome.

On a $E_{mn} = E_m - E_n = h\nu$

Il est fondamental de distinguer l'émission spontanée de l'émission stimulée. cf. encadré.

3. Coefficients d'Einstein.

a. Ecriture simplifiée.

cf. coefficients d'Einstein.

Pour une population d'atomes avec N_1 atomes/unité de volume au niveau 1 et N_2 atomes/unité de volume au niveau 2.

On écrit des nombres d'événement pendant dt .

↑ par unité de volume

$$\bullet dN_{\text{esp}} = N_2 A_{21} dt$$

$$\bullet dN_{\text{abs}} = N_1 B_{12} \rho(\nu_0) dt$$

$$\bullet dN_{\text{est}} = N_2 B_{21} \rho(\nu_0) dt$$

b. Durée de vie de l'état excité

2.

En l'absence de stimulation et d'absorption, la population du niveau 2 décroît.

$$dN_2 = - dN_{\text{esp}}$$

$$dN_2 = - A_{21} N_2 dt$$

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

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

(en chimie : cinétique d'ordre 1).

La constante de temps de cette décroissance est : $\tau = \frac{1}{A_{21}}$

On l'appelle durée de vie de l'état excité.

c. Profil de résonance atomique (HP mais pas trop) pas par ♥

$$E_2 - E_1 = h\nu_0$$

Les phénomènes précédents impliquent des photons de fréquence voisine de ν_0 .

cf. Figure 2.

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

Pour les photons de l'intervalle $[\nu, \nu + d\nu]$:

$$\bullet d^2 N_{\text{esp}} = N_2 A_{21} g(\nu) d\nu dt$$

$$\bullet d^2 N_{\text{abs}} = N_1 B_{12} g(\nu) \rho(\nu) d\nu dt$$

$$\bullet d^2 N_{\text{scr}} = N_2 B_{21} \rho(\nu) g(\nu) d\nu dt$$

4. Condition d'amplification

On écrit la variation du nombre de photons faisant partie du faisceau laser, ce qui exclut ceux produits par émission spontanée.

$$\text{Pendant } dt, \quad dN_{ph} = dN_{est} - dN_{abs} \\ = B_{21} \rho(\nu_0) N_2 dt - B_{12} \rho(\nu_0) N_1 dt$$

$$\text{or } B_{21} = B_{12}$$

$$dN_{ph} = B_{12} \rho(\nu_0) dt (N_2 - N_1)$$

Le faisceau s'amplifie si $\frac{dN_{ph}}{dt} > 0$ i.e. $N_2 - N_1 > 0$ i.e. $N_2 > N_1$

A l'équilibre thermique, cette condition n'est pas vérifiée, en effet le facteur de Boltzmann indique :

$$N_1 \propto e^{-\frac{E_1}{k_B T}} \quad \text{et} \quad N_2 \propto e^{-\frac{E_2}{k_B T}}$$

$$\text{or } E_2 > E_1 \text{ donc } N_2 < N_1$$

Obtenir $N_2 > N_1$, c'est réaliser une inversion de population.

On la réalise dans un laser, d'où l'acronyme LASER:

Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation.

5. Méthodes d'inversion (HP)

On "pompe" le système en portant en permanence des atomes du niveau inférieur vers le niveau supérieur, de manière à maintenir le déséquilibre.

- pompage optique : un faisceau excitateur fait monter les atomes au niveau supérieur.
- pompage électrique : décharges électriques qui excitent le gaz.

En pratique, on utilise des systèmes à 3 ou 4 niveaux.

cf. Figure 3

II- Le laser : un oscillateur optique.

3.

Non seulement un laser amplifie la lumière, mais il la fait naître (marque comme un oscillateur électrique).

1. Principe d'un oscillateur à réaction.

cf. Figure 4 système bouclé : l'additionneur donne $\underline{e} + \underline{B}\underline{s}$

$$\text{donc } \underline{s} = \underline{\mu} (\underline{e} + \underline{B}\underline{s})$$

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

Avec $\underline{e} = 0$ (rien à l'entrée), on peut avoir $\underline{s} \neq 0$ si $1 - \underline{\mu}\underline{B} = 0$

$$\text{càd } \underline{B}\underline{\mu} = 1$$

Critère de Barkhausen

cf. TP oscillateur à pont de Wien.

On a donc 2 conditions nécessaires à l'oscillation :

- * $|\underline{B}\underline{\mu}| = 1$
- * $\arg(\underline{B}\underline{\mu}) = 2p\pi \quad p \in \mathbb{Z}$

Le démarrage des oscillations a lieu si $|\underline{B}\underline{\mu}| > 1$

la croissance des oscillations est bornée par la saturation (ou non-linéarité) de la chaîne directe (amplificateur) cf. Figure 5

2. Cas du laser.

En optique, $\underline{s}$ est le scalaire optique ou une composante du champ électrique

$$I = \frac{1}{2} \underline{s} \underline{s}^*$$

Le gain pour l'intensité est $G = \underline{\mu}\underline{\mu}^* = |\underline{\mu}|^2$

Le gain de la chaîne retour est $B = \underline{B}\underline{B}^* = |\underline{B}|^2$

La condition d'oscillation s'écrit : $GB = 1$

La condition de démarrage s'écrit : $GB > 1$

et ajouter déphasage $= 2p\pi \quad p \in \mathbb{Z}$

On réalise le bouclage dans une cavité optique.

cf. Figure 6.

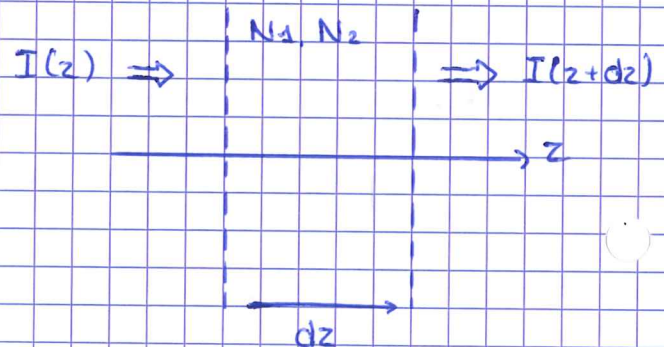
Dans une cavité linéaire, G et B sont enhomolés.

- G : amplification par émission stimulée
- B : le retour et les pertes.

3. Gain de la cavité amplificatrice

Rappel :

$$\begin{cases} u = N_{ph} \hbar \nu_0 \\ I = uc = N_{ph} \hbar \nu_0 c \\ \rho = \frac{u}{\Delta \nu} = \frac{I}{c \Delta \nu} \end{cases}$$



Pendant $dt = \frac{dz}{c}$, le faisceau parcourt dz et N_{ph} varie :

$$\begin{aligned} dN_{ph} &= dN_{est} - dN_{abs} \\ &= B_{21} \rho(\nu_0) N_2 dt - B_{12} \rho(\nu_0) N_1 dt \\ &= B_{12} \rho(\nu_0) dt (N_2 - N_1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} dI &= dN_{ph} \hbar \nu_0 c \\ &= B_{12} \rho(\nu_0) dt (N_2 - N_1) \hbar \nu_0 c \\ &= B_{12} \frac{I}{c \Delta \nu} \frac{dz}{c} (N_2 - N_1) \hbar \nu_0 c \end{aligned}$$

$$\frac{dI}{dz} = \alpha I \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{B_{12} (N_2 - N_1) \hbar \nu_0}{c \Delta \nu} \quad [m^{-1}] \quad \text{taux d'amplification par unité de longueur}$$

$$I(z) = I_0 e^{\alpha z}$$

En parcourant la longueur L , le faisceau est amplifié (facteur $e^{\alpha L}$) dans un aller-retour : $G = e^{2\alpha L}$

Dans une description plus fine, on tient compte du profil spectral,

$$\text{dans ce cas, } \alpha_\nu(\nu) \text{ dépend de } \nu : \alpha_\nu(\nu) = \frac{B_{12} (N_2 - N_1) \hbar \nu g(\nu)}{c \Delta \nu}$$

4. Condition de démarrage du laser

4.

- coefficients de réflexion sur les miroirs :

$$R_1 = |\underline{r}_1|^2$$

$$R_2 = |\underline{r}_2|^2$$

- autres pertes : e^{-A} (absorption parasite).

$$B = R_1 R_2 e^{-A}$$

Le laser démarre si $GB > 1$, i.e. $G > \frac{1}{B}$ i.e. $G > \frac{1}{R_1 R_2 e^{-A}}$
 G_{seuil}

En résumé, sur un tour, on veut un gain supérieur aux pertes. $G > G_{seuil}$

cf. Figure 7 Si le pompage est assez fort, toutes les fréquences d'un intervalle peuvent "laser".

Si le pompage est plus fort, $N_2 - N_1$ est plus élevé, alors α augmente et G augmente.

déphasage

5. Sélection de longueur d'onde pour la cavité

$$\Psi = \arg(\underline{\mu} \underline{\beta}) = 2p\pi \quad p \in \mathbb{Z}$$

- $\arg(\underline{\beta}) = \arg(\underline{r}_1 \underline{r}_2)$: déphasage dû aux réflexions sur les miroirs
→ laissé de côté pour la suite

- $\arg(\underline{\mu}) = \frac{2\pi}{\lambda} \times 2L$: cf optique avec $n=1$.

$$\text{Condition de phase : } \frac{2\pi}{\lambda} \times 2L = 2p\pi \quad : \quad \underline{\lambda}_p = \frac{2L}{p} \quad \text{ou} \quad L = \frac{p\lambda}{2}$$

$$\underline{\nu}_p = \frac{c}{\lambda} = p \frac{c}{2L}$$

Il en résulte une sélection des fréquences cf. Figure 7

L'intervalle $\frac{c}{2L}$ est l'intervalle spectral libre.

Le laser fonctionnera sur un nombre fini de modes propres de la cavité.

6. Limitation de la puissance

Si $I \nearrow$, $P(N_0) \nearrow$, $dN_{est} \nearrow$ ce qui tend à dépeupler le niveau 2. donc $\Delta N = N_2 - N_1 \searrow$, $\alpha \searrow$ donc $G \searrow$

Soit β l'efficacité de la pompe alors $G(\beta, I)$

Vis-à-vis de I , G est une fonction décroissante.

Vis-à-vis de β , G est une fonction croissante

Au départ, $I = 0$ et la condition de démarrage s'écrit $G(\beta, 0) > G_{seuil}$, le laser démarre puis $I \nearrow$ donc $G \searrow$ et un régime permanent est atteint lorsque $G(\beta, I_s) \beta = 1$ c'est-à-dire $G(\beta, I_s) = G_{seuil}$. (le gain compense exactement les pertes).

Figure 8.

cf. Figure 8. et 9

Rq: En pratique, un des deux miroirs est légèrement transparent pour laisser sortir une partie du faisceau.

$$I_{utile} = T_1 I_s = (1 - R_1) I_s$$