

LP 37 Absorption et émission de lumière

Niveau : Licence

Pré-requis : optique ondulatoire, notion de photon, rayonnement d'équilibre à la température T , notion de mécanique quantique, statistique de Maxwell Boltzmann

Biblio :

- Les lasers, D.Dangoisse, Dunod 2013
- Physique tout en un PC-PC*, Dunod 2016

Plan :

I- Interaction lumière matière

1. Modèles adoptés
2. Mécanisme d'émission spontanée
3. Mécanisme d'absorption
4. Mécanisme d'émission stimulée

II. Equilibres

1. Bilan de population
2. Équilibres avec le rayonnement

III- Application aux LASER

1. Principe
2. Condition d'amplification
3. Inversion des populations

NOTES

Introduction

Dans une enceinte :

- Rayonnement d'équilibre à la température T

Loi de Planck (1900) : densité spectrale d'énergie volumique

- Particules libres indépendantes au contact avec un thermostat à la température T_n à l'équilibre thermodynamique.

Distribution de Maxwell Boltzmann : population des niveaux d'énergie.

Objectifs leçon :

- Enceinte avec rayonnement et particules, au contact avec un thermostat à la température T :
à l'équilibre : quels processus d'interaction ?
- Application pour créer une lumière monochromatique : LASER

I- Interaction lumière matière

1. Modèles adoptés

Rayonnement :

- Caractérisé par son intensité et son spectre en fréquence

Rappel :

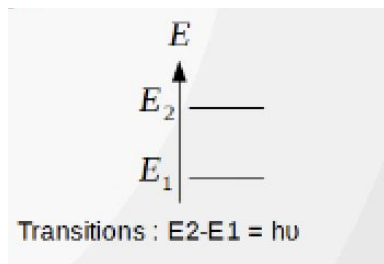
Densité spectrale volumique d'énergie $u(\nu)$

$$e_{EM} = \int_0^{\infty} u(\nu) d\nu$$

Densité volumique d'énergie e_{EM} dans le faisceau lumineux :

Atomes :

- Échange d'énergie entre le rayonnement et un atome, une molécule, un ion ...
- Population de N atomes, $N = \text{cte}$. Description quantique : niveaux d'énergies quantifiés
- Spectre : niveaux d'énergie accessible au système {électrons-noyaux}.
modélisés par système quantiques à deux niveaux d'énergie



Niveau fondamental (plus bas), niveau excité (plus haut)

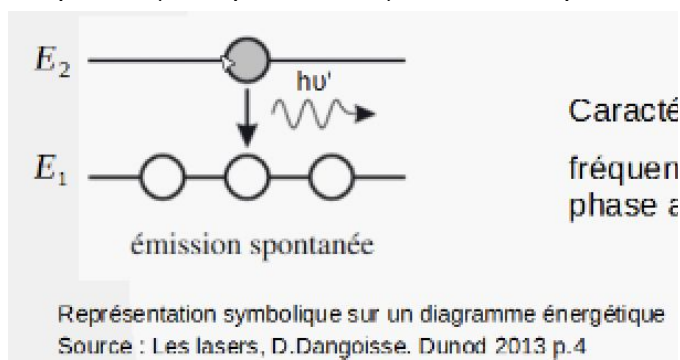
Populations N_1 et N_2 , $N = N_1 + N_2$

Chaque niveau sera considéré comme non dégénéré

2. Mécanisme d'émission spontanée

Caractéristiques du photon émis :

Fréquence (mais proche de ν), direction et phase aléatoires



Expression de l'évolution élémentaire des populations pendant dt :

$$dN_{2sp} = -A_{21} N_2 dt \quad dN_{1sp} = +A_{21} N_2 dt$$

Coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée A_{21} (s^{-1})

probabilité ou taux d'émission spontanée par atome et par unité de temps

Loi de désexcitation de la population du niveau 2 liée à l'émission spontanée :

$$N_2(t) = N_2(t=0)e^{-t/\tau}$$

Durée de vie radiative du niveau 2

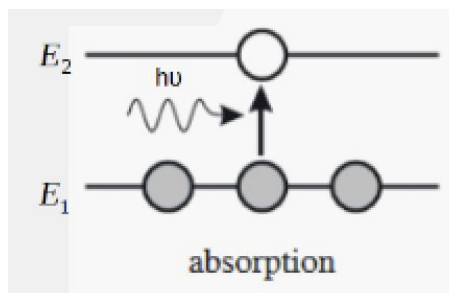
$$\tau \equiv 1/A_{21}$$

Ex. de valeurs numériques du taux d'émission spontanée A_{21}

exemple	transition	A_{21} [s ⁻¹]
Laser CO ₂	10,6 μm	0,3
Laser He-Ne	633 nm	800
Laser YAG	1,06 μm	$1,4 \cdot 10^6$

A_{21} : caractéristique de l'atome et de la transition considéré

3. Mécanisme d'absorption



Caractéristiques

Absorption aléatoire : chaque atome absorbe indépendamment des autres

Expression de l'évolution élémentaire des populations pendant dt :

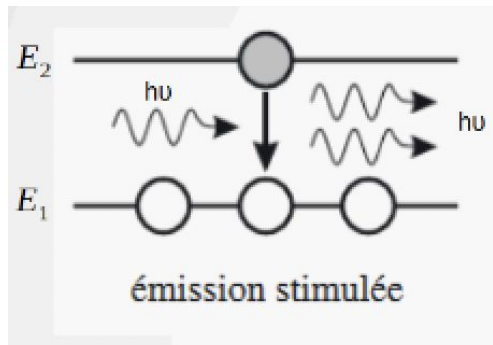
$$dN_{1\text{abs}} = -B_{12} \cdot u_\nu \cdot N_1 \cdot dt$$

$$dN_{2\text{abs}} = +B_{12} \cdot u_\nu \cdot N_1 \cdot dt$$

B_{12} : coefficient d'Einstein pour l'absorption

B_{12} est caractéristique du milieu

4. Mécanisme d'émission stimulée



Caractéristiques du photon émis

Clone du photon incident : même direction de propagation, même phase, même énergie (fréquence)

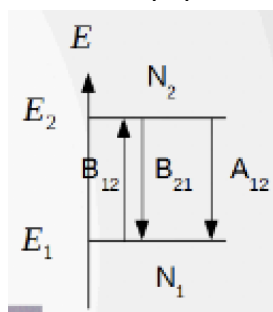
- Introduit par Einstein pour retrouver les propriétés du corps noir
- Expression de l'évolution élémentaire des populations pendant dt :

$$dN_{2\text{sti}} = -B_{21} \cdot u_\nu \cdot N_2 \cdot dt$$

$$dN_{1\text{abs}} = +B_{21} \cdot u_\nu \cdot N_2 \cdot dt$$

II. Equilibres

1. Bilan de population



- A l'équilibre entre le rayonnement et la matière :

$$N = N_1 + N_2 \quad \frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} = 0$$

- Evolution de la population d'atomes sur le niveau excité puis rapport des populations :

$$\frac{dN_2}{dt} = [-A_{21}N_2 - B_{21}N_2 u_\nu + B_{12}(N - N_2)u_\nu] = 0$$

$$\text{d'où } N_2 = \frac{u_\nu B_{12}}{A_{21} + u_\nu (B_{12} + B_{21})} N$$

$$N_1 = \frac{A_{21} + u_\nu B_{21}}{A_{21} + u_\nu (B_{12} + B_{21})} N$$

$$\text{Puis } \frac{N_1}{N_2} = \frac{A_{21} + u_\nu B_{21}}{u_\nu B_{12}}$$

2. Équilibres avec le rayonnement

- Dans un milieu atomique à l'équilibre thermo. à une température T , rapport des populations d'atomes donnée par la loi de Boltzmann :

$$\frac{N_1}{N_2} = \exp\left(-\frac{E_1 - E_2}{k_B T}\right) = \exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right)$$

- Discussion équilibre thermodynamique/équilibre thermique :

Bien que les atomes n'échangent pas avec un thermostat (mais avec un rayonnement), on considère que le système atteint un équilibre thermique : nous avons attendu suffisamment longtemps pour que les populations aient atteint un régime stationnaire.

- Etude des comportements limites quand T tend vers l'infini

$$\frac{N_1}{N_2} \rightarrow 1 \text{ et } u_\nu \rightarrow \infty$$

$$\frac{N_1}{N_2} \sim \frac{B_{21}}{B_{12}} \rightarrow 1 \quad B_{21} = B_{12} = B$$

- Densité spectrale d'énergie volumique u_ν .

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{A_{21} + u_\nu B}{u_\nu B} = \exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right)$$

$$u_\nu = \frac{A_{21}}{B} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1}$$

on retrouve la loi de Planck pour le rayonnement du corps noir.

- Par identification :

$$\frac{A_{21}}{B} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}$$

- Présence du mécanisme d'émission stimulée indispensable pour obtenir l'expression correcte de la loi de Planck

- Connaître 1 coef, c'est connaître les trois

ODG Compétition entre les deux processus d'émissions

Comparaison des désexcitations par émission spontanée et par émission stimulée dans le cas du rayonnement thermique.

$$\frac{dN_2 dt}{dN_2 \text{ spont.}} = \frac{-\mu_\nu B_{21} N_2 dt}{-A_{21} N_2 dt} = \frac{B_{21}}{A_{21}} \mu_\nu$$

$$= \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T} - 1\right)}$$

À T ordinaire : T=300 K

λ visible ou proche (λ 100 nm à 1μm) dN2 spon >> dN2 stim
 λ=70 μm dN2 spon = dN2 stim
 Ondes centimétriques dN2 stim >> dN2 spon

Source thermique : T=3000 K

λ visible ou proche (λ 100 nm à 1μm) dN2 spon >> dN2 stim
 λ=7 μm dN2 spon = dN2 stim

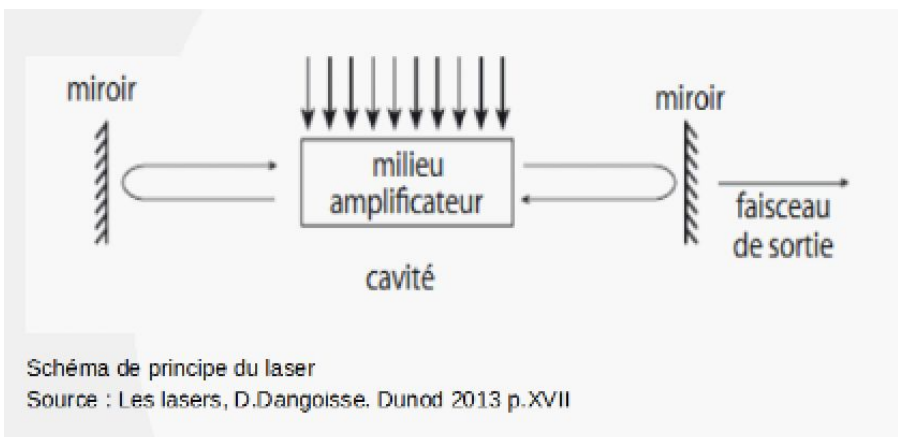
III- Application aux LASER

1. Principe

Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

Propriétés du laser :

- directif
- monochromatique
- cohérent spatialement



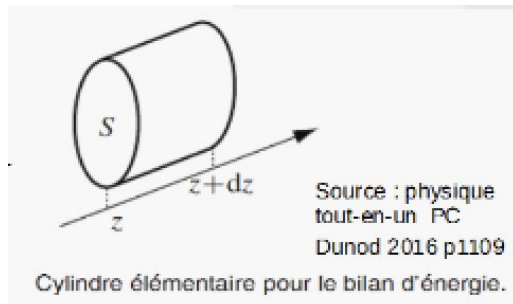
Combinaison de :

- milieu amplificateur : amplifie le faisceau par émission stimulée
- cavité optique : sélectionne parmi toutes les fréquences amplifiables celles qui le seront vraiment

2. Condition d'amplification

Démarche :

- Bilan d'énergie EM dans une petite tranche du milieu amplificateur compris entre z et $z+dz$ et entre t et $t+dt$
- Tranche de volume $dV = Sdz$ pendant dt



Bilan temporel :

- On introduit la densité volumique d'énergie électromagnétique e_{EM} [$J \cdot m^{-3}$]

$$\begin{aligned} \text{à l'instant } t: d\mathcal{E}_t &= e_{em}(z, t) d\mathcal{V} \\ \text{à l'instant } t+dt: d\mathcal{E}_{t+dt} &= e_{em}(z, t+dt) d\mathcal{V} \\ d^2\mathcal{E} &= d\mathcal{E}_{t+dt} - d\mathcal{E}_t = \frac{\partial e_{em}}{\partial t} dt d\mathcal{V} \end{aligned}$$

Bilan spatial :

On introduit

- vecteur de Poynting $\vec{\pi}(z, t)$ [$W \cdot m^{-2}$]
- populations volumiques dans l'état 1 (resp 2)

$$n_1 = \frac{dN_1}{d\tau} \quad n_2 = \frac{dN_2}{d\tau}$$

$$\begin{aligned} d^2\mathcal{E} &= \mathcal{E}_{entrant}(z) - \mathcal{E}_{sortant}(z+dz) + \mathcal{E}_{émission} - \mathcal{E}_{absorption} \\ \mathcal{E}_{entrant}(z) - \mathcal{E}_{sortant}(z+dz) &= \pi(z, t) S dt - \pi(z+dz, t) S dt \\ &= -\frac{\partial \pi}{\partial z} dz S dt \end{aligned}$$

Mécanisme d'émission spontanée négligeable devant l'émission stimulée :

Rmq $v_0 = v$

$$\begin{aligned}
 \mathcal{E}_{\text{émission}} &= h\nu_0 |dN_{2, \text{st}}| \\
 &= h\nu_0 B_{21} u(\nu_0) m_2 d\Omega dt \\
 \mathcal{E}_{\text{absorption}} &= h\nu_0 |dN_{1, \text{abs}}| \\
 &= h\nu_0 B_{12} u(\nu_0) m_1 d\Omega dt
 \end{aligned}$$

D'où le bilan, sachant que $B_{12} = B_{21}$:

$$\begin{aligned}
 d^2\mathcal{E} &= -\frac{\partial \Pi}{\partial z} d\Omega S dt + h\nu_0 B_{21} u(\nu_0) (m_2 - m_1) d\Omega dt \\
 \frac{\partial e_{\text{EM}}}{\partial t} + \frac{\partial \Pi}{\partial z} &= h\nu_0 u(\nu_0) (m_2 - m_1)
 \end{aligned}$$

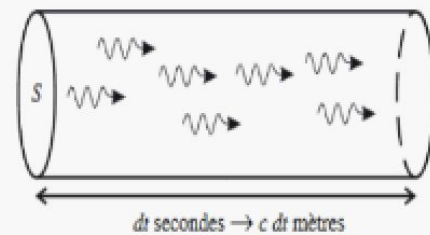
Montrons que e_{EM} et Π sont proportionnels

Energie dE qui traverse la surface pendant dt :

$$dE = e_{\text{EM}} V = e_{\text{EM}} S c dt$$

$$dE = \Pi S dt$$

$$\Pi = c e_{\text{EM}}$$



Source : Les lasers, D.Dangoisse, Dunod 2013 p.51

Ainsi :

$$\frac{\partial e_{\text{EM}}}{\partial t} + \frac{\partial \Pi}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial \Pi}{\partial t} + \frac{\partial \Pi}{\partial z}$$

Deuxième chose :

Montrons la relation entre la densité volumique d'énergie e_{EM} et la densité spectrale $u(\nu)$ pour une fréquence donnée ν_0 .

$$e_{\text{EM}} = \int_0^{\infty} u(\nu) d\nu \quad \text{Intégration sur tout le spectre}$$

$$u(\nu) = e_{\text{EM}} \varphi(\nu) \quad \text{où } \varphi \text{ est une fonction normalisée : } \int \varphi(\nu) d\nu = 1$$

$$\text{D'où } u(\nu_0) = e_{\text{EM}} \varphi(\nu_0) \quad \text{et donc } u(\nu_0) \propto e_{\text{EM}} \propto \Pi$$

Ce qui donne :

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \pi}{\partial t} + \frac{\partial \pi}{\partial z} = h \nu_0 \frac{\varphi(\nu_0)}{c} (n_2 - n_1) \pi$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \pi}{\partial t} + \frac{\partial \pi}{\partial z} = k (n_2 - n_1) \pi$$

En régime stationnaire : la dérivée par rapport au temps s'élimine → dérivée du second ordre

Si la pop est plus importante au niveau fondamentale qu'au niveau excitée :

En régime permanent :

$$\frac{\partial \Pi}{\partial z} = k (n_2 - n_1) \Pi \quad \text{avec } k > 0$$

- Si $n_1 > n_2$

Milieu atténuateur

$$\text{On pose } k(n_1 - n_2) = \frac{1}{\delta} \quad \delta : \text{distance caractéristique}$$

$$\pi(z) = \pi_0 \exp\left(-\frac{z}{\delta}\right)$$

- Si $n_2 > n_1$

Milieu amplificateur

$$\text{On pose } k(n_2 - n_1) = \frac{1}{\delta} \quad \delta > 0$$

$$\pi(z) = \pi_0 \exp\left(+\frac{z}{\delta}\right)$$

3. Inversion des populations

Milieu où y'a équilibre thermique = milieu atténuateur. Ca ne nous arrange pas.

Populations à l'équilibre thermique

- Dans un milieu atomique à une température T donnée, rapport des populations d'atomes donnée par la loi de Boltzmann :

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{k_B T}\right) \quad \text{or } E_2 > E_1 \text{ donc } N_2 < N_1$$

- => impossible de réaliser l'amplification à l'équilibre thermique
- Un milieu à l'équilibre thermique est atténuateur

Nécessité d'une inversion de population

Cond amplification $N_2 > N_1$: inversion des prédominances dans les populations de niveaux par rapport à la situation de l'équilibre thermique

Réalisation de l'inversion de population

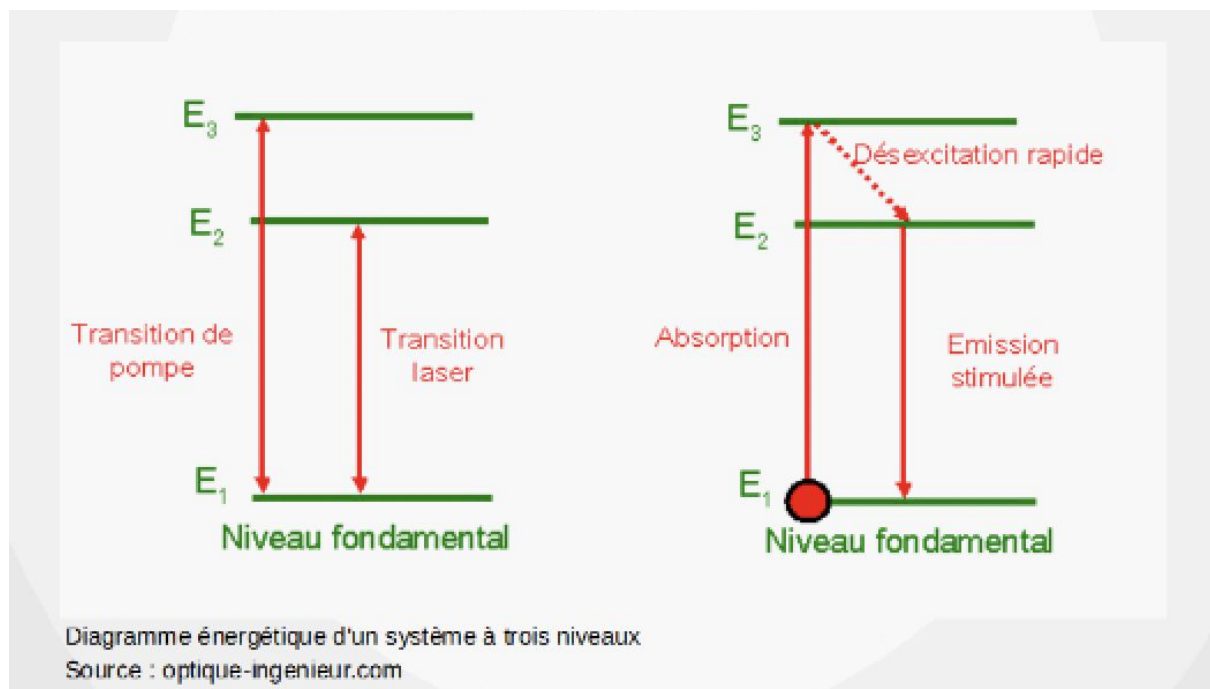
Pompage optique (A.Kastler, nobel 1966)

Décharge électrique dans une vapeur

...

Principe de réalisation :

Utilisation d'un troisième niveau auxiliaire



Conclusion

- 3 processus d'émission et d'absorption, coef d'Einstein : description des phénomènes d'interaction lumière-matière
- Ceux-ci sont à la base du fonctionnement des lasers
- On s'est intéressé au fonctionnement continu du laser mais il existe un fonctionnement par impulsions brèves (femtosec)
- A partir de qqch dont on se demandait à quoi ça allait servir, vaste domaine d'application des lasers

Questions :

- C'est la fonction ou la valeur de la fonction ?

$$dN_{1,abs} = - B_{12} \cdot u_\nu \cdot N_1 \cdot dt$$

$$dN_{2,abs} = + B_{12} \cdot u_\nu \cdot N_1 \cdot dt$$

C'est la valeur de la fonction

Il faudrait intégrer la fonction $u(\nu)$ sur $d\nu$

- Le mécanisme d'émission stimulée n'a pas de cavité ?

se fait dans le milieu amplificateur

Y a t il une cavité pour avoir amplification?

La cavité sert à traverser plusieurs fois le milieu amplificateur pour amplifier plusieurs fois

Si on traverse qu'une fois le milieu amplificateur on est amplifié qu'une fois.

- ?

cavité a ses modes.

Dispersion des fréquences du rayonnement dans la cavité.

Toutes

les fréquences amplifiables parmi celles qui le sont vraiment ?

Pq il y a la dispersion?

-

Réconcilier les bilans de flux → Einstein

Équilibre entre les trois flux → le plus important

Construire un laser

L'effet laser repose sur l'émission spontanée. Imaginons un matériau, le milieu amplificateur, où les atomes sont pour la plupart dans un état excité. **Tôt ou tard, un atome va émettre un photon par émission spontanée, et ce photon va entraîner une cascade d'émissions stimulées qui vont le « photocopier » un grand nombre de fois, jusqu'à atteindre une grande puissance : le faisceau laser est là. (Figure 1.2).** Pour assurer une émission dans la direction choisie, et augmenter l'effet de l'émission stimulée, on place le milieu amplificateur entre deux miroirs de manière à ce que la lumière fasse plusieurs allers-retours avant d'être émise : grâce à cette cavité optique, l'amplification gagne en efficacité.

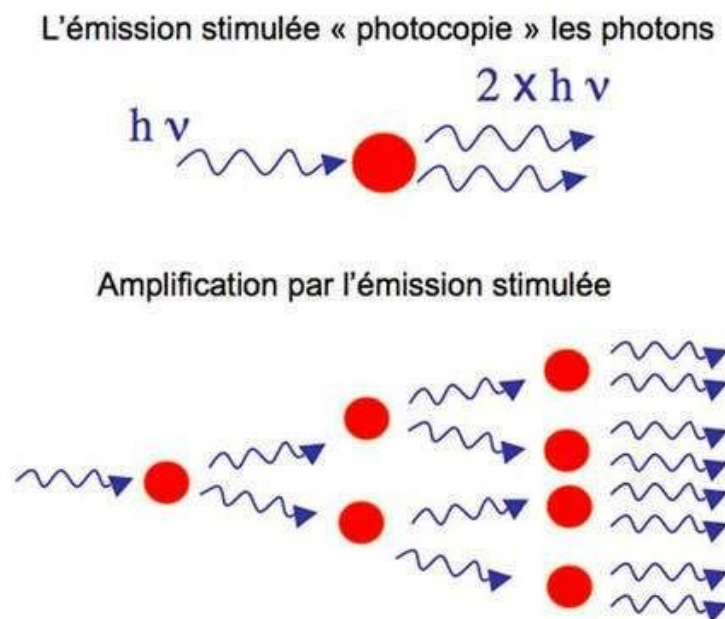


Figure 1.2. Amplification de photons. Les points rouges représentent les atomes excités
La variété des lasers provient de la variété des milieux amplificateurs, mais aussi des techniques utilisées pour y exciter les atomes : avec des décharges électriques, une lampe, un autre laser, une réaction chimique...