

INTRODUCTION AUX LASERS

CM 12h

Plan du cours :

I Les grandes dates de la découverte et des progrès des LASER

II Théorie du corps noir et émission stimulée

II Etude de la propriété d'amplification d'un système à deux niveaux à partir du modèle d'Einstein.

III Equations fondamentales de l'oscillateur LASER, application au cas d'un laser continu

IV LASER à impulsion

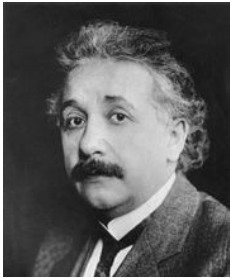
V Faisceaux Gaussiens

Bibliographie :

Ce cours s'inspire largement de l'excellent ouvrage de Bernard Cagnac et Jean Pierre Faroux « Lasers », EDP sciences, CNRS éditions.

I Les grandes dates de la découverte et des progrès des LASER

Dans cette première partie, les grandes lignes de l'historique des LASER sont retracées.



Albert Einstein
Nobel 1921



Alfred Kastler
Nobel 1962



Charles Townes
Nobel 1964

1917 : Le principe de l'émission stimulée (ou émission induite) est introduit dès 1917 par Albert Einstein, afin de mieux comprendre la loi du corps noir et la mécanique quantique.

1952 : Alfred Kastler (lauréat du prix Nobel de physique en 1966) et son équipe, travaillant sur les mécanismes d'excitation et de relaxation des atomes, valide le concept de pompage optique.

1953 : Premier MASER (initialement "Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation", puis Molecular ..., maser au gaz ammoniac) est conçu par J. P. Gordon, H. J. Zeiger et Ch. H. Townes. Townes et son équipe cherchait à réaliser pour la marine américaine des sources micro-ondes plus petites, opérant à des longueurs d'onde plus courtes que celle traditionnellement utilisées. Des travaux similaires étaient menés également par Nikolay Basov et Alexander Prokhorov en URSS à l'institut Lebedev de Physique.

1960 : Le physicien américain Théodore Maiman crée la surprise en obtenant pour la première fois une émission LASER, c'est un dire un MASER opérant dans le domaine visible ("Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation" appelé aussi Optical MASER) au moyen d'un cristal de rubis.

1961 : Ali Javan met au point un laser au gaz (hélium et néon).

1962 : Premier LASER à semiconducteur GaAs (850 nm) (Robert N. Hall).

1965 : Démonstration des potentialités du laser pour l'usinage du Diamant.

1974 : Introduction des lecteurs de codes barres.

1980 : Le laser s'impose comme un outil de production industrielle dans le micro-usinage.

1982 : Disque compact. Le laser permet alors de lire un grand volume de données.

En conclusion, le LASER est une des applications importantes des principes de la mécanique quantique, et découle directement des notions de photons, quantification des niveaux d'énergie électronique et émission stimulée.

II Théorie du corps noir et émission stimulée

Dans un article de 1917 (« de la nature quantique du rayonnement »), Einstein propose une autre interprétation à la loi du corps noir, ou plus exactement à la densité volumique spectrale d'énergie u du rayonnement d'une cavité :

$$u(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp\left[\frac{h\nu}{kT}\right] - 1}$$

u s'exprime en $\text{j m}^{-3} \text{s}$. Einstein suppose que chaque atome constituant la cavité est un système quantique qui ne prend que des valeurs d'énergies discrètes E_i . Il suppose également que les électrons peuvent passer d'un niveau d'énergie E_1 donné à un autre E_2 en absorbant un photon d'énergie correspondant à la transition $E_2 - E_1$. Par ailleurs, il suppose également que les électrons peuvent se dé exciter, soit spontanément, soit de manière induite par un rayonnement (émission stimulée). Alors que l'émission spontanée est proportionnelle uniquement à la concentration d'électrons dans un état excité N_2 , l'émission stimulée (comme l'absorption) est proportionnelle également à la densité spectrale d'énergie du rayonnement ω .

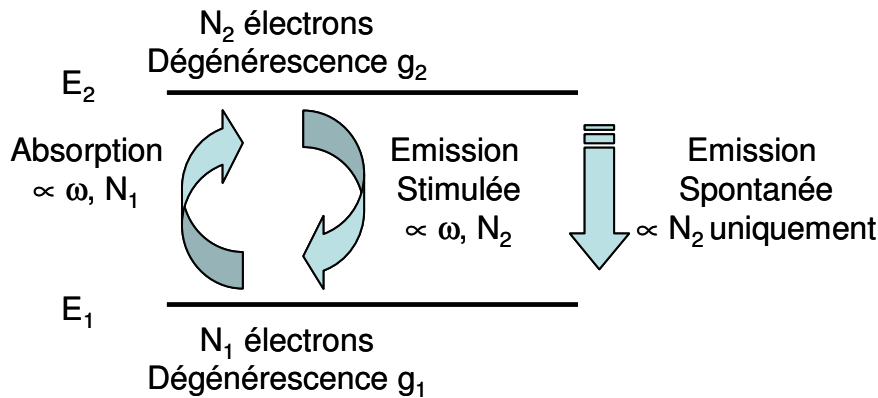


Fig. 1 : Représentation schématique des notions d'absorption, d'émission stimulée et spontanée d'un rayonnement de densité spectrale d'énergie u , entre deux niveaux électroniques E_1 et E_2 .

A l'équilibre thermodynamique, on doit donc avoir équilibre entre les mécanismes d'émission et d'absorption :

$$B_{12} N_1 u = B_{21} N_2 u + A N_2$$

où B et A sont des coefficients de proportionnalité. Par ailleurs, à l'équilibre thermodynamique, on doit avoir (statistique de Boltzmann) :

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{g_1 \exp(-E_1/kT)}{g_2 \exp(-E_2/kT)}$$

$$\text{Donc } B_{12} g_1 \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right) u = B_{21} g_2 \exp\left(-\frac{E_2}{kT}\right) u + A g_2 \exp\left(-\frac{E_2}{kT}\right)$$

On remarque que si $T \rightarrow \infty$, alors $u \rightarrow \infty$, on en déduit que : $B_{12} g_1 = B_{21} g_2$.

(Remarquons que si $g_1 = g_2$, alors $B_{12} = B_{21}$). On peut en déduire donc l'expression de u :

$$u = \frac{A / B_{21}}{\exp\left(\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) - 1} = \frac{A / B_{21}}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}$$

On retrouve donc la loi du corps noir en supposant que $\frac{A}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}$.

Une conséquence importante de cette équation est que l'émission spontanée est un mécanisme d'autant plus rapide, d'autant plus important que la fréquence ν est élevée (ce qui explique qu'il était plus facile d'obtenir un MASER à partir d'un rayonnement micro onde qu'un LASER à partir d'un rayonnement optique).

L'ensemble des équations précédentes constitue un formalisme simple pour étudier des notions élémentaires de physique du LASER. Il est à noter qu'il reste phénoménologique, c'est-à-dire essentiellement plus intuitif que rigoureux. Il faudrait avoir recours à un traitement quantique pour aller plus loin (hors du cadre de ce cours).

II Etude de la propriété d'amplification d'un système à deux niveaux à partir du modèle d'Einstein.

21 Evolution dans le temps d'un système à deux niveaux

Dans cette section, en partant du formalisme d'Einstein, nous allons étudier plus en détail les mécanismes d'absorption et d'émission à l'œuvre dans un système à deux niveaux.

En règle générale, un rayonnement incident se propageant dans un tel milieu est progressivement absorbé. Cependant, on peut se poser la question suivante : en tirant profit du mécanisme d'émission stimulée, est-il possible d'amplifier un rayonnement incident, et si oui à quelles conditions ?

Contrairement au cas précédent, on supposera que le rayonnement présent aura été artificiellement injecté dans le milieu, on ne se trouvera donc pas dans un état d'équilibre thermodynamique.

Par ailleurs, même si c'est assez improbable, on supposera que $g_1 = g_2$, ce qui permet de simplifier considérablement les notations et les calculs. Ainsi, $B_{12} = B_{21} = B$.

Enfin, on attribue une certaine largeur de raie aux transitions entre les niveaux 1 et 2 (on examinera plus en détails les causes possibles de ces largeurs de raie dans la suite). La largeur de raie normalisée sera notée $\varphi(\nu)$. On a :

$$\int_0^{\infty} \varphi(\nu) d\nu = 1$$

Par conséquent, pour comparer avec les notations précédentes, on remplace la densité spectrale volumique par $\omega \varphi$, où ω est la densité volumique d'énergie et φ la largeur de raie normalisée. Insistons sur le fait que le produit $\omega \varphi$ n'est en général pas égal à la loi du corps noir, puisque en utilisant un rayonnement extérieur, le système n'est plus à l'équilibre thermodynamique.

Les concentrations d'électrons dans les deux niveaux évoluent de la manière suivante :

$$\frac{d n_2}{dt} = -B \varphi(\nu) \omega(\nu) n_2 + B \varphi(\nu) \omega(\nu) n_1 - A n_2$$

$$\frac{d n_1}{dt} = B \varphi(\nu) \omega(\nu) n_2 - B \varphi(\nu) \omega(\nu) n_1 + A n_2$$

On remarque que la concentration totale d'électrons $n = n_1 + n_2$ se conserve, puisque

$$\frac{d n_2 + n_1}{dt} = 0.$$

Par ailleurs, il est commode pour résoudre ce système d'équations différentielles couplées de faire intervenir la grandeur **D différence des populations** :

$$D = n_2 - n_1$$

On peut déduire n_1 et n_2 connaissant D à partir des relations suivantes :

$$n_2 = \frac{1}{2}(n + D), \quad n_1 = \frac{1}{2}(n - D)$$

Remarquons que D est le plus souvent une grandeur négative, puisque généralement $N_2 < N_1$. C'est le cas à l'équilibre par exemple, puisque :

$$n_2 / n_1 = \exp[-(E_2 - E_1)/kT] = \exp[-hv/kT] \ll 1$$

Enfin, D obéit à l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dD}{dt} = -2B \varphi(\nu) \omega(\nu)(n_2 - n_1) - 2An_2 = -[2B \varphi(\nu) \omega(\nu) + A]D - An$$

Dont la solution est :
$$D(t) = (D(0) - D_s) \exp\left(-\frac{t}{T}\right) + D_s$$

Avec $T = \frac{1}{[2B \varphi(\nu) \omega(\nu) + A]}$ et $D_s = -\frac{A}{2B \varphi(\nu) \omega(\nu) + A}N$

D_s est la différence de population atteinte au bout d'un temps assez long $t \gg T$ (Phénomène de saturation). On remarque que D_s est toujours négative, c'est-à-dire que n_2 reste toujours inférieure à n_1 , même si $\omega \rightarrow \infty$. Dans ce dernier cas limite, $D_s \rightarrow 0$, ce qui signifie que l'on peut au mieux s'approcher d'une situation où n_2 tends vers n_1 (en restant inférieur).

Remarque au niveau des unités :

Symbole	Nom	Unité
n, n_1, n_2	Concentration d'électrons	m^{-3}
φ	Forme de raie normalisée	Hz^{-1} ou s
ω	Densité volumique d'énergie	$J m^{-3}$
B	Coefficient d'Einstein d'Emission stimulée ou d'Absorption	$J^{-1} m^3 s^{-2}$
A	Coefficient d'Einstein Emission Spontanée	s^{-1}

22 Notion de section efficace d'émission ou d'absorption

Conformément à l'approche historique d'Einstein, nous avons écrit les équations d'évolution des concentrations n_1 et n_2 en fonction de la densité spectrale d'énergie du rayonnement ω . Dans la suite (notamment pour étudier le coefficient d'absorption linéique), il est plus commode de faire intervenir le flux de photon Φ . ($\Phi =$ Nbre de photon traversant une surface donné, par unité de temps unité s^{-1}).

Pour cela, remarquons que la puissance lumineuse P (Watt) est donnée par :

$$P = \Phi h\nu = S c \omega$$

S est la surface du rayonnement considérée, c la vitesse de la lumière.

On en déduit que : $\omega = \frac{\Phi h\nu}{S c}$. Sachant que : $\nu = \frac{1}{T}$ et $\lambda = cT$, alors : $\omega = \frac{h}{S \lambda} \Phi$.

L'équation bilan précédente donnée par :

$$\frac{d n_2}{dt} = -B \varphi(\nu) \omega(\nu) n_2 + B \varphi(\nu) \omega(\nu) n_1 - A n_2$$

$$s'écrit donc : \frac{d n_2}{dt} = -B \varphi(\nu) \frac{h}{\lambda} \frac{1}{S} \Phi n_2 + B \varphi(\nu) \frac{h}{\lambda} \frac{1}{S} \Phi n_1 - A n_2.$$

La quantité $\sigma(\nu) = B \varphi(\nu) \frac{h}{\lambda}$, homogène à une surface, s'appelle section efficace d'émission stimulée (ou suivant le cas d'absorption. Ici, comme tenu de nos hypothèses, ces deux sections efficaces sont égales). Tout se passe comme si chaque atome dans l'état 1 ou 2 arrêta tous les photons qui traversent une petite surface σ centrée sur cet atome. La probabilité qu'un atome dans l'état 1 ou 2 absorbe (ou émette par émission stimulée) un photon est égale à σ / S . On a donc :

$$\frac{d n_2}{dt} = -\frac{\sigma(\nu)}{S} \Phi n_2 + \frac{\sigma(\nu)}{S} \Phi n_1 - A n_2$$

Remarque au niveau des unités :

Symbole	Nom	Unité
Φ	Flux de photons	s^{-1}
σ	Section efficace d'émission stimulée (ou d'absorption)	m^2

$$B \varphi \frac{h}{\lambda} \text{ a bien pour dimension } j^{-1} m^3 s^{-2} s j s m^{-1} = m^2$$

23 Coefficient d'absorption linéique et conditions d'amplification

Un faisceau lumineux se propageant dans un milieu amplificateur voit donc son amplitude varier en fonction des mécanismes d'absorption et d'émission.

Considérons un flux de photons se propageant sur une section S le long d'un axe (Oz). En un point z , sur une tranche d'épaisseur dz , la variation du flux de photon est donnée par :

$$\Phi(z + dz) - \Phi(z) = \frac{\sigma(\nu)}{S} n_2 S dz \Phi(z) - \frac{\sigma(\nu)}{S} n_1 S dz \Phi(z)$$

Les photons provenant du mécanisme d'absorption spontanée ne sont pas pris en compte dans la mesure où la fraction d'entre eux émis dans la direction du faisceau incident est tout à fait négligeable. On obtient :

$$\frac{d \Phi}{dz} = \sigma(\nu) (n_2 - n_1) \Phi(z) = \sigma(\nu) D \Phi(z)$$

Il s'agit bien relation du type « loi d'absorption de Beer Lambert », donnée par :

$$\Phi = \Phi_0 \exp(-\alpha z)$$

où α est un coefficient d'absorption linéique, dont l'expression, dans le cadre d'un système à deux niveaux, est donnée par :

$$\alpha = -\sigma(\nu) D$$

Commentaires importants :

- puisque D est toujours négatif, le coefficient d'absorption est positif, l'onde s'atténue et n'est pas amplifiée. Pour avoir amplification, il faudrait obtenir $n_2 > n_1$, c'est-à-dire une **inversion de population**. Nous examinerons dans la suite les conditions nécessaires pour obtenir cette inversion de population, mais nous savons déjà compte tenu des résultats du paragraphe précédent, que ce n'est pas possible avec un simple système à deux niveaux.
- le coefficient d'absorption diminue quand D diminue. Or nous avons vu précédemment que D diminuait quand ω (ou Φ) augmente. Autrement dit, à fort flux

lumineux, on observe une augmentation de la transparence des matériaux absorbants : on parle de **transparence induite**.

24 Obtention d'une inversion de population

Il existe plusieurs façons d'obtenir une inversion de population. Celle ayant permis de réaliser le premier MASER (tri sur jet moléculaire) n'est pas celle qui finalement aura eu le plus de succès par la suite.

Système à trois niveaux : exemple le Rubis Ions Cr^{3+} dans une matrice Al_2O_3

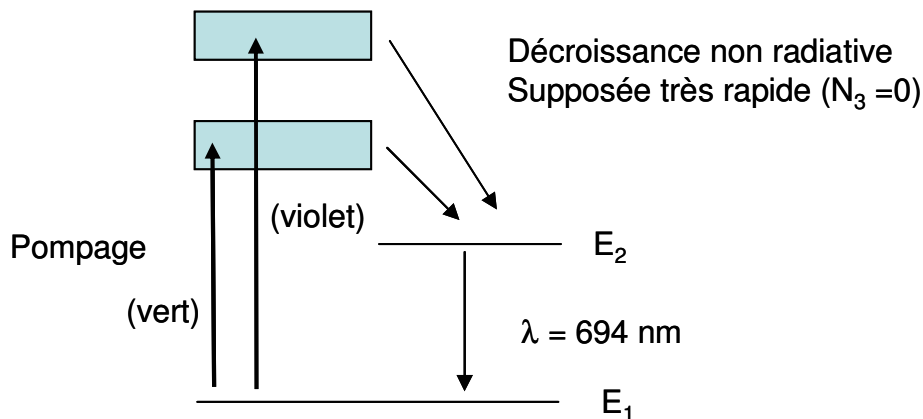


Fig. 2 : Principe d'un laser à trois niveaux : exemple le laser à Rubis

L'approche la plus courante, utilisant la technique du « pompage optique » inventée par Kastler et al. (1952), consiste à alimenter le second niveau par une source optique secondaire permettant de faire transiter les électrons du niveau E_1 vers le niveau E_2 . Pour que cette technique soit possible, il faut utiliser un rayonnement de pompage de longueur d'onde différente (souvent plus grande) que la longueur d'onde de la transition $2 \rightarrow 1$.

Dans le cas du rubis (laser à trois niveaux), la transition entre le niveau 3 et le niveau 2 est supposée tellement rapide (et non radiative = sans émission de photons), que tout se passe comme si le mécanisme de pompage permettait de faire transiter directement de 1 vers 2.

III Equations fondamentales de l'oscillateur LASER, application au cas d'un laser continu

Dans la suite, le milieu amplificateur précédent est inséré dans une cavité résonnante, telle qu'une cavité Fabry Péroù par exemple. A l'équation d'évolution des niveaux électroniques, il faut donc à présent tenir compte d'une équation décrivant l'évolution du flux lumineux, évolution résultante d'un part des pertes de la cavité, et d'autre part de l'amplification lumineuse.

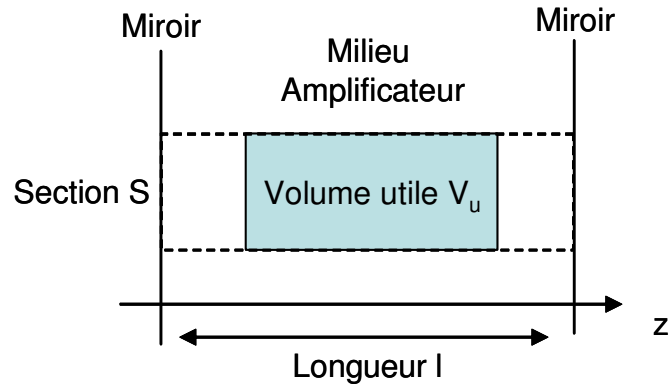


Fig. 3 : Schéma d'une cavité idéale simplifiée

31 Equation différentielle de l'énergie lumineuse. Seuil d'un LASER.

Soit W_{cav} l'énergie lumineuse totale stockée dans la cavité, et ω_{cav} sa densité volumique. Dans la suite, on supposera pour simplifier que ω_{cav} est uniforme, c'est-à-dire que :

$$W_{cav} = \omega_{cav} S l$$

Cette approximation n'est certainement pas très précise, comme on verra lorsque l'on étudiera la structure électromagnétique du rayonnement dans la cavité. En effet, l'onde lumineuse dans la cavité est une onde stationnaire (résultante d'interférences entre deux ondes se propageant dans des directions opposées), présentant des modes transverses. On a donc $\omega_{cav}(x,y,z)$ dans le cas général.

L'équation d'évolution de l'énergie lumineuse est donc du type :

$$\frac{d W_{cav}}{dt} = hv [B \varphi(\nu) \omega_{cav}(\nu) n_2 - B \varphi(\nu) \omega_{cav}(\nu) n_1] V_u - \frac{W_{cav}}{\tau_c}$$

Elle exprime à la fois l'amplification et l'absorption du rayonnement total par le milieu amplificateur, ainsi que l'existence de pertes optiques dans la cavité. Comme précédemment, l'émission spontanée n'est pas prise en compte. On peut la réécrire :

$$\frac{d W_{cav}}{dt} = hv B \varphi(\nu) D \eta W_{cav} - \frac{W_{cav}}{\tau_c}$$

en posant $\eta = \frac{V_u}{Sl}$ coefficient de remplissage de la cavité.

On s'aperçoit que si on veut que le rayonnement soit amplifié, il faut donc comme expliqué précédemment que $D > 0$ (inversion de population). Cependant, cette condition est nécessaire, mais pas suffisante. Il faut en plus que D soit supérieure à un certain seuil D_S donné par :

$$D_S(\nu) = \frac{1}{\eta h \nu \tau_c B \varphi(\nu)} = \frac{1}{\eta c \tau_c \sigma(\nu)}$$

Ce seuil est d'autant plus élevé que les pertes de la cavités sont importantes (τ_c petit).

Enfin, remarquons que même si la condition de seuil est satisfaite, pour démarrer, le LASER a besoin d'avoir dW_{cav} / dt positive, ce qui implique que la cavité doit contenir une énergie stockée W_{cav} non nulle. Ceci est possible grâce à la quantité même très faible d'émission spontanée, on dit que **le LASER démarre sur l'émission spontanée.**

En utilisant cette définition de la différence de population au seuil, l'équation d'évolution de l'énergie s'écrit :

$$\frac{d W_{cav}}{dt} = \left(\frac{D}{D_s} - 1 \right) \frac{W_{cav}}{\tau_c}$$

32 Equation différentielle des populations

Cette équation ne peut pas se résoudre dans le cas général, car D est une fonction de W_{cav} , qui s'obtient également en résolvant une équation différentielle. En effet, si on se place dans le cas d'un système à trois niveau de type Rubis (où $n_3 = 0$), on a alors :

$$\frac{d n_2}{dt} = -B \varphi(\nu) \omega_{cav}(\nu) n_2 + B \varphi(\nu) \omega_{cav}(\nu) n_1 - A n_2 + P n_1$$

$$\frac{d n_1}{dt} = B \varphi(\nu) \omega_{cav}(\nu) n_2 - B \varphi(\nu) \omega_{cav}(\nu) n_1 + A n_2 - P n_1$$

(il s'agit des mêmes équations qu'au II, sauf que l'on a tenu compte du mécanisme de pompage à travers le terme $P n_1$). En combinant ces équations comme précédemment, on obtient :

$$\frac{d D}{dt} = -2B \varphi(\nu) \omega_{cav}(\nu) D - A(D + n) + P(n - D)$$

$$\frac{d D}{dt} = -[2B \varphi(\nu) \omega_{cav}(\nu) + A + P]D + (P - A)n$$

Cette équation ne se résout pas dans le cas général, on peut cependant examiner un cas particulier important : celui où $\omega_{cav} = 0$. Ce cas particulier a lieu en l'absence d'oscillation : c'est-à-dire pour un milieu amplificateur en présence de pompage, mais sans cavité (comme dans la partie II). On a également ω_{cav} négligeable en démarrage de l'oscillation LASER.

Supposons donc que $\omega_{cav} = 0$, on a alors :

$$\frac{d D}{dt} = -(P+A)D + (P-A)n \text{ soit } D = (D(0) - D_p)e^{-t/T_p} + D_p$$

avec $D_p = \frac{P-A}{P+A} n$

D_p correspond à l'inversion de population que l'on peut obtenir en « pompant » pendant un temps infini (grand devant $1 / (P+A)$). On s'aperçoit que si le pompage excède l'émission spontanée, on peut en principe obtenir une inversion de population totale ($n_2 = n$ et $n_1 = 0$).

On peut réécrire l'équation d'évolution des populations en fonction du paramètre D_p :

$$\frac{d D}{dt} = (A + P) \left[D_p - \left(1 + \frac{\omega_{cav}}{\omega_r} \right) D \right] \text{ avec } \omega_r(\nu) = \frac{P + A}{2B \varphi(\nu)}$$

ω_r est une énergie lumineuse critique : en effet, si $\omega \gg \omega_r$, ce qui correspond au démarrage d'un laser, alors $dD / dt > 0$. On a souvent $dD / dt < 0$ dans le cas contraire.

33 Notion de pertes optiques d'une cavité

Il est possible d'explicitier plus en détail la notion de pertes de la cavité W_{cav} / τ_c .

En effet, dans le cadre d'un modèle élémentaire de cavité Fabry Péro, sur un aller retour de l'onde lumineuse dans la cavité, à cause des pertes des miroirs, l'énergie stockée dans la cavité à diminué de :

$$\delta W_{\text{cav}} = -(1 - R_A + 1 - R_B) W_{\text{cav}}$$

où R_A est le coefficient de réflexion en énergie du miroir A.

L'aller retour dure un temps $\delta t = 2l / c$, donc sur une échelle de temps grande devant δt :

$$\frac{dW_{\text{cav}}}{dt} \approx \frac{\delta W_{\text{cav}}}{\delta t} = -\frac{c}{2l} (1 - R_A + 1 - R_B) W_{\text{cav}}$$

La constante de temps τ_c de la cavité est donnée par :

$$\boxed{\frac{1}{\tau_c} = \frac{c}{2l} (1 - R_A + 1 - R_B)}$$

Cette grandeur est reliée à la finesse F de la cavité Fabry Pérot, ainsi qu'à son facteur de qualité $Q = \omega \tau_c$. En effet, la finesse, illustrée sur la figure 5, est donnée par :

$$F = \frac{2\pi}{\delta\phi} = \frac{2\pi}{(1 - R_A + 1 - R_B)}$$

Durée d'un aller retour $\delta t = 2l / c$

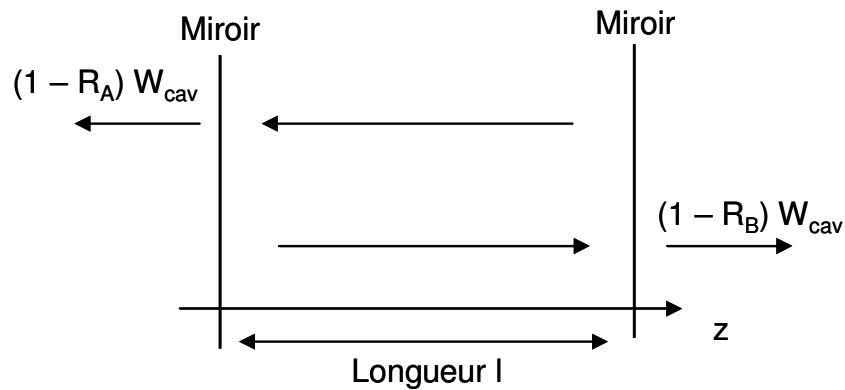


Fig. 4 : Bilan énergétique sur une oscillation aller retour

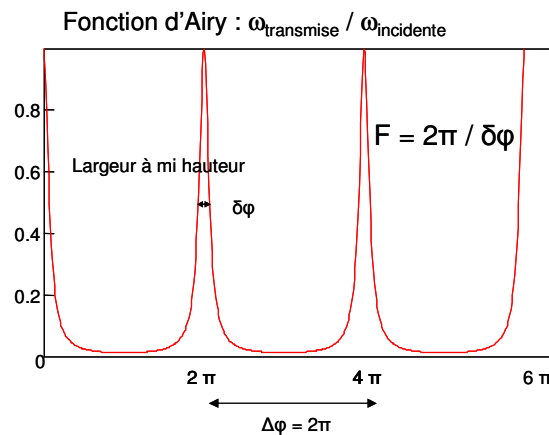


Fig. 5 : illustration graphique de la finesse F d'une cavité Fabry Pérot

Il est à noter que cette modélisation des pertes est un peu simpliste, il y a bien entendu d'autres sources de pertes optiques, comme par exemple diffraction dans la cavité, absorption dans les revêtements du miroir ...

34 LASER en régime de fonctionnement continu

Pour un fonctionnement en régime continu (c'est-à-dire en supposant que les pertes et le pompage sont constants dans le temps), on obtient donc après un régime transitoire un régime stationnaire, dont on va examiner ici les principales caractéristiques.

Tout d'abord, $\frac{dW_{cav}}{dt} = \left(\frac{D}{D_s} - 1\right) \frac{W_{cav}}{\tau_c}$ implique $\boxed{D = D_s}$ en régime continu ($dW_{cav}/dt = 0$).

En régime continu (contrairement au démarrage, où en général $D \sim D_p$), **l'oscillateur continue fonctionne en permanence au seuil.**

Par ailleurs, l'équation $\frac{dD}{dt} = (A + P) \left[D_p - \left(1 + \frac{\omega_{cav}}{\omega_r}\right) D \right]$ implique :

$$\boxed{\omega_{cav}(v) = \omega_r(v) \left(\frac{D_p}{D_s(v)} - 1 \right)}$$

Par conséquent, la puissance lumineuse en sortie du laser (en supposant qu'elle sort par le miroir B) :

$$\boxed{P_{cont} = ScT_B \frac{\omega_{cav}}{2} = ScT_B \frac{\omega_r}{2} \left(\frac{D_p}{D_s} - 1 \right)}$$

On comprend donc qu'il est important d'avoir une inversion de population au seuil D_s faible (par exemple en minimisant les pertes) et un pompage efficace pour maximiser D_p .

De cette équation, on peut en déduire la dépendance de la puissance lumineuse en sortie en fonction de la puissance de pompe qui est quasiment linéaire.

$$P_{cont} = ScT_B \frac{P + A}{4B\phi} \left(\frac{n}{D_s} \frac{P - A}{P + A} - 1 \right)$$

Si $D_p \gg D_s$ (ce que l'on souhaite avoir en pratique), alors on a tout simplement :

$$P_{cont} \approx ScT_B \frac{1}{4B\phi} \frac{n}{D_s} (P - A)$$

L'impact de la transparence du miroir T_B n'est pas simple et nécessite une optimisation, puisque que T_B intervient aussi dans D_s (Augmenter T_B d'une part augmente le flux sortant du LASER, mais d'autre part augmente aussi ses pertes).

En effet, on a $D_s = \frac{1}{\eta hv \tau_c B \phi} = \frac{c}{2l} (T_A + T_B) \frac{1}{\eta hv B \phi}$.

Pour mettre en évidence la dépendance de P_{cont} en fonction de T_B , on pose :

$$\alpha = Sc \frac{\omega_r}{2} \quad \gamma = \frac{2l}{c} D_p \eta hv B \phi \quad \text{et} \quad P_{cont} = \alpha T_B \left(\frac{\gamma}{(T_A + T_B)} - 1 \right)$$

Le calcul de la valeur idéale de T_B donne $T_B = \sqrt{T_A \gamma} - T_A$, et :

$$\boxed{P_{cont} = \alpha \left[\sqrt{\gamma} - \sqrt{T_A} \right]^2}$$

Tab. 12.3 - Paramètres caractéristiques de lasers courants (ordres de grandeur).

Type de LASER	Décharge dans les gaz			Milieux condensés		
	He-Ne	Ar ⁺	CO ₂	Rubis ou Nd	Colorants	semi- conducteurs
$1/A = \tau_1$ (sec)	10 ⁻⁸	10 ⁻⁸	0,2(*)	10 ⁻³	10 ⁻⁸	10 ⁻⁹
$\varphi(\nu_0) = \frac{1}{\Delta\nu_{\text{hom}}}$ ou τ_2 (sec)	10 ⁻⁸	10 ⁻⁸	$(4,4 \times 10^7/\text{Torr})^{-1}$	10 ⁻¹²	10 ⁻¹³	10 ⁻¹⁴
$\frac{1}{\Delta\nu_{\text{inhom}}}$ ou T_2^* (sec)	10 ⁻¹⁰	10 ⁻¹⁰ /3	$(3,14 \times 10^8)^{-1}$	10 ⁻¹⁰	10 ⁻¹³	—
Section efficace d'émission σ_{21} (cm ²)	10 ⁻¹²	10 ⁻¹²	10 ⁻¹⁵	3×10^{-20}	3×10^{-16}	10 ⁻¹⁵
Densité atomique n (cm ⁻³)	10 ⁹	10 ¹⁰	10 ¹⁴	10 ¹⁹	10 ¹⁵	10 ¹⁸
Coefficient d'amplification α opposé du coefficient d'absorption K	10 ⁻³	10 ⁻²	0,1	0,3	3	50
Longueur typique l (cm)	10	10 ²	10 ²	10	0,1	3×10^{-2}

D'après B. Cagnac et J. P. Faroux « Lasers », EDP sciences, CNRS éditions.