
ABSORPTION ET ÉMISSION DE LA LUMIÈRE

Niveau

Commentaires du jury

- 2017 : Cette leçon ne peut se résumer à une présentation des relations d'Einstein.
- 2015 : Cette leçon peut être traitée de façons très variées, mais il est bon que les candidats aient réfléchi aux propriétés des diverses formes de rayonnements émis, aux dispositifs exploitant ces propriétés et au cadre théorique permettant de les comprendre.
- 2010 : Le laser n'est pas la seule application de cette leçon. Le Laser He-Ne n'est pas l'illustration la plus simple. Il est maladroit d'introduire les coefficients d'Einstein dans une situation de rayonnement parfaitement monochromatique.

Bibliographie

- Sanz PC
- Laser

pré-requis

- Optique ondulatoire
- Distribution de Maxwell-Boltzmann
- Notion de photon

Expériences

—

Table des matières

1 Interaction lumière matière	2
1.1 Émission spontanée	2
1.2 Absorption	3
1.3 Emission stimulée	3
2 Comparaison entre les différents processus	3
2.1 Lien entre les coefficient d'Einstein	3
2.2 Importance relative des différents terme	4
3 Application au laser	4
3.1 Principe	4
3.2 Mise en équation et importance du pompage	5
3.3 Laser à trois niveau	5
3.4 Modes propre de de la cavité (Pour le leçon laser)	6
3.5 Application au refroidissement d'atomes	6

4 Faisceau Laser (Pour la leçon 2020 Laser)	7
4.1 Propagation	7
4.2 Faisceau gaussien	7
4.3 Action d'une lentille sur un faisceau	7

Introduction

Au cours de vos séances de TP, vous avez utilisé différentes sources lumineuses que l'on peut séparer en deux catégories :

- Les sources à incandescence pour lesquelles la lumière est émise par un corps chaud à température élevée, comme par exemple les lampes quartz-iode. *Ces sources lumineuses peuvent être décrites par le modèle du corps noir que nous avons vu dans le chapitre sur le rayonnement d'équilibre thermique ?* Elles ont un spectre d'émission continu.
- Les sources dites à luminescence, ce sont les lampes spectrales et les LASERS par exemple. La lumière est émise par des atomes et le spectre d'émission de ces sources est composé de raies discrètes. Dans cette leçon, nous allons nous intéresser à ce deuxième type de sources lumineuses, celles pour lesquelles la lumière émise dépend de la nature des atomes mis en jeu et non pas de la température d'un filament

On montre des spectres avec un prisme à vision directe ou avec un réseau Vidéo

1 Interaction lumière matière

Système : On considère une collection de N atomes. Les atomes étudiés seront réduits à deux niveaux d'énergie, non dégénérés, notés 1 et 2. La matière est donc un ensemble de N atomes avec N_1 atomes dans l'état 1 et N_2 atomes dans l'état 2, tels que $N = N_1 + N_2$

Pertinence d'un système à deux niveau : L'hypothèse des deux niveaux est peu restrictive parce que l'interaction électromagnétique concernant les processus de transition est résonante autour d'une fréquence centrale, ν_0 . Elle ne met donc en jeu que deux niveaux résonants tels que $E_2 - E_1 = h\nu_0$.

1.1 Émission spontanée

C'est le processus par lequel un atome excité au niveau E_2 se désexcite vers le niveau E_1 , de manière spontanée. Faire un dessin avec des niveaux d'énergie et des flèches. Il vérifie plusieurs propriétés :

Conservation de l'énergie : La fréquence du photon est donnée par $h\nu = E_2 - E_1$. L'énergie est donc conservée lors de l'émission.

Phénomène aléatoire : le photon émis a une phase, une direction et une polarisation aléatoire. On dit que l'émission spontanée est incohérente et isotrope.

Description mathématique : la désexcitation d'un atome suit une cinétique d'ordre 1. On la caractérise donc par un temps caractéristique τ :

$$N_2(t) = N_2(t_0)e^{-(t-t_0)/\tau}$$

C'est la même cinétique que pour les désintégrations radioactives. On justifie ce modèle en disant que le nombre d'atomes qui se désexcitent est proportionnel au nombre d'atomes excités. Le coefficient d'Einstein A_{21} traduit cela :

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

ce qui est strictement équivalent à la forme intégrée.

Cas des lampes spectrales : dans une lampe spectrale, les atomes sont excités par des collisions avec des électrons accélérés avec une différence de potentiel. Les atomes peuvent se désexciter en émettant un photon. Les transitions entre niveaux d'énergie dans les atomes sont quantifiées (conservation de la parité des moments cinétiques orbital et de spin, bonjour le retour de AML), donc ce sont toujours les mêmes qui ont lieu.

Ordre de grandeur : pour la raie jaune du sodium, $A_{21} \approx 10^8$ Hz, soit un temps caractéristique de 10^{-8} s.

Autres processus de désexcitation : l'émission spontanée n'est pas le seul processus de désexcitation.

Origine de l'émission spontanée (bonus) : électrodynamique quantique... Le couplage entre les fluctuations du vide et les états excités fait que l'état excité d'un atome n'est plus un état propre du hamiltonien...

Emission en pratique : le modèle présenté prévoit des raies spectrales infiniment fines. Ce, n'est pas le cas en pratique.

- Elargissement naturel : linéarité de Heisenberg temps-énergie implique une largeur spectrale de l'ordre de 10^{-5} nm.
- Elargissement collisionnel : les chocs entre particules modifient légèrement leurs états énergétiques. Ca dépend de la fréquence des chocs, donc de la section efficace et de la densité (donc de la pression, donc ils dominent dans les lampes haute pression). L'élargissement est de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-2} nm.
- Elargissement Doppler thermique : toutes les particules sont animées d'une vitesse, dont la répartition est isotrope. Par effet Doppler, toutes les émissions n'ont pas la même fréquence dans le référentiel du labo. Plus la température de la source est chaude, plus les vitesses sont élevées et plus l'effet est marqué. L'élargissement a le même ordre de grandeur que dans le cas de l'élargissement collisionnel, mais prédomine dans les lampes basse pression.

1.2 Absorption

L'atome est dans l'état 1 et passe à l'état 2 en absorbant un photon dont l'énergie correspond à l'écart énergétique entre les deux niveau.

Observation : Vidéo. C'est pas très beau ca manière de manipuler... **Description mathématique :** La probabilité qu'un tel événement se produise est d'autant plus importante que le rayonnement possède de photon à cette longueur d'onde. Aussi la probabilité de transition s'écrit : $p = u(\nu_0)B_{12}$. Avec B_{12} coefficient d'Einstein en $m^3J^{-1}s^{-2}$ et $u(\nu_0)$ la densité spectrale d'énergie $Jm^{-3}s$. On a donc :

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

1.3 Emission stimulée

L'Emission stimulée correspond au processus de désexcitation provoqué par un photon incident de fréquence ν_0 . Un photon est alors émis, avec la même fréquence, direction, polarisation et en phase. Les deux photons sont ainsi cohérents.

Description Mathématique : La probabilité qu'un tel événement se produise est d'autant plus importante que le rayonnement possède de photon à cette longueur d'onde.

Aussi la probabilité de transition s'écrit : $p = u(\nu_0)B_{21}$. Avec B_{21} coefficient d'Einstein en $m^3J^{-1}s^{-2}$. On a donc :

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

Ce mécanisme est apte à augmenter l'intensité d'une onde lumineuse puisque tous les photons sont "jumeaux". On pressent des propriétés de cohérence.

Approche d'Einstein (bonus) : sans le mécanisme d'émission stimulée, on a un bilan énergétique incompatible avec la loi du rayonnement de Planck.

Finalement on a l'équation d'évolution des populations :

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

On s'est limité à 2 niveaux. En pratique, il y en a beaucoup plus...

2 Comparaison entre les différents processus

2.1 Lien entre les coefficient d'Einstein

Sanz PC page 1107. Les coefficient d'einstein ne dépendent pas de l'état du gaz, ni à la répartition des population, mais uniquement de ν_0 . On peut étudier à l'équilibre thermodynamique

On considère un rayonnement d'équilibre thermique donc caractériser par la loi de Planck :

$$u_\lambda(\lambda, T) = \frac{8\pi}{\lambda^4} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \frac{hc}{\lambda} = \frac{\nu^2}{c} u(\nu) \implies u(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1}$$

On considère le système en régime permanent :

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} = 0 \implies A_{21}N_2 = u(\nu_0)(B_{12}N_1 - B_{21}N_2) \implies u(\nu_0) = \frac{A_{21}}{(B_{12}\frac{N_1}{N_2} - B_{21})}$$

Or à l'équilibre thermodynamique, les population suivent la statistique de Boltzmann (sans dégénérescence) donc :

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(\frac{\Delta E}{k_B T}\right) = \exp\left(\frac{h\nu_0}{k_B T}\right)$$

Donc on a :

$$u(\nu_0) = \frac{A_{21}}{B_{12} \exp\left(\frac{h\nu_0}{k_B T}\right) - B_{21}} = \frac{\frac{A_{21}}{B_{21}}}{\frac{B_{12}}{B_{21}} \exp\left(\frac{h\nu_0}{k_B T}\right) - 1}$$

On identifie avec la loi de Planck :

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

Il suffit de connaître un des coefficients pour les connaître tous.

2.2 Importance relative des différents terme

On compare la d'excitation par émission stimulé et par émission spontané :

$$\frac{p_{\text{stimulé}}}{p_{\text{spontané}}} = \frac{u(\nu_0)B_{21}}{A_{21}} = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1}$$

— A T=300K et pour des longueur d'onde du visible : l'exponentiel vaut 4×10^{41} . Donc l'émission spontané domine

— Pour une source à 3000 K (1à fois plus chaud que le soleil), les deux phénomènes sont équiprobable si $\lambda = 7\mu m$. On en déduit que dans le visible, pour les sources thermique c'est toujours l'émission spontané qui domine.

Il faut donc être hors de l'équilibre thermique.

3 Application au laser

Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation.

3.1 Principe

Le laser c'est un bel exemple d'addition de travaux de recherche : de la cavité Fabry-Pérot (1898) au premier LASER (1960), de nombreux apports ont été nécessaire : l'apport d el'émission stimulée par Einstein en 1916, l'idée du pompage optique en 1949 par Kastler et Brossel...

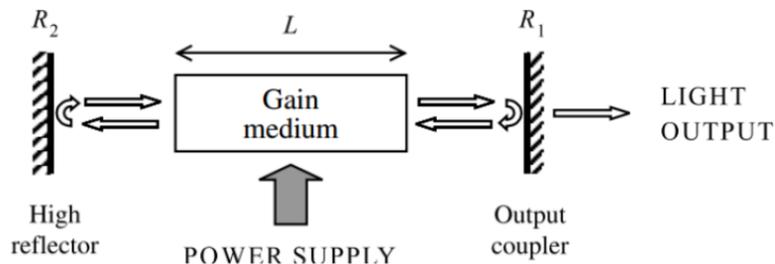


FIGURE 1 – Schéma bloc du laser.

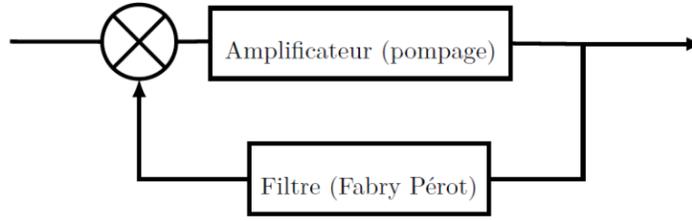


FIGURE 2 – Schéma bloc du laser.

Description : un LASER est constitué d'une cavité avec un milieu amplificateur. Le milieu amplificateur est ce qui réalise l'inversion de population : c'est une zone où il y a plus d'atomes dans l'état d'énergie E_2 que E_1 . La cavité est en fait une cavité Fabry-Pérot : elle est constituée de 2 miroirs en vis-à-vis, légèrement courbés. Elle permet de sélectionner des longueurs d'onde avec une finesse plus ou moins grande en fonction des coefficients de réflexion des miroirs. Plus les miroirs ont un bon coefficient de réflexion, plus les photons font d'allers-retour et la fréquence est sélectionnée finement. En faisant plusieurs allers-retour dans le milieu amplificateur, on assure également le bouclage : les photons peuvent être "réutilisés" pour faire de l'émission stimulée.

Pompage et inversion : dans un LASER helium-néon, le pompage est réalisé par une décharge électrique. Cela accélère des électrons, qui excitent des atomes en les choquant. EN pratique, on cherche à exciter les atomes vers des états d'énergie $E_i > E_2$, qui relaxent rapidement vers E_2 . (attention l'Helium Néon c'est pas facile, parce que la décharge électrique excite l'Helium qui va ensuite exciter le Néon et il y a inversion de population du Néon.)

Démarrage : il faut un photon d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$ pour commencer : il est obtenu par l'émission spontanée.

3.2 Mise en équation et importance du pompage

Bilan de puissance : Go tout-en-un PC Ed. 4 p. 1108. Puissance émise et absorbée par unité de volume, pertes (photons qui sortent, émission spontanée et diffraction sur les miroirs). Bilan sur un volume élémentaire de cavité. On trouve avec P le module du vecteur de poyning :

$$\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial P}{\partial t} = \gamma(\nu)P - \pi_{\text{perte}} \quad \text{avec} \quad \gamma(\nu) = B_{21}(N_2 - N_1)h\nu \frac{g_\nu}{2\pi c}$$

La g_ν correspond au profil de la raie pour une raie étroite, il "prend" la dépendance en la fréquences des coefficient d'Einstein et nous permet de les considéré monochromatique. La transition à lieux à une fréquence fixe ν_0 en théorie mais en pratique c'est pas le cas, il y a une certaine largeur spectrale. C'est ce que g traduit : la probabilité d'absorber à ν , sachant que le max est à ν_0 . L'intégrale de g sur tout le spectre c'est 1. À l'équilibre thermodynamique on a vu que $N_2 < N_1$ ainsi $\gamma < 0$. En régime stationnaire on a donc $\frac{\partial I}{\partial z} < 0$. L'intensité du faisceau décroît dans la cavité. Pour que le milieu soit amplificateur on doit donc avoir $N_2 > N_1$:d'où la nécessité d'une inversion de population.

Expression du gain par unité de longueur. On retrouve la condition $N_2 > N_1$ pour l'amplification.

Saturation du gain : La puissance dans la cavité augmente exponentiellement. Sauf que plus il y a de photns, plus l'émission spontanée arrive souvent, donc plus il y a d'atomes qui se dés excitent.

Condition d'accrochage : Sans PC Ed. 4 p 1123

laser He-Ne :Dans l'exemple du He-Ne, la source d'énergie du laser (ou « source de pompage ») est une décharge électrique de :1kV appliquée à l'anode et à la cathode, de part et d'autre du tube de verre, ce qui accélère des électrons et excite les atomes du milieu par collision. Dans le cas d'une émission continue on utilise le plus souvent un courant de 5 à 100 mA. Le miroir de "output coupler" a un coefficient de réflexion de 99%.Les lasers hélium-néon sont généralement de petite taille avec une cavité optique mesurant de 15 à 50 cm delong et une puissance de sortie de 1 à 100 mW. Pour des longueurs de cavité de 15 à 50 cm, cela permet à 2 à 8 modes longitudinaux oscillent simultanément.

3.3 Laser à trois niveau

Limite du système à 2 niveaux : on considère le taux de variation du nombre d'atomes N_2 dans le système à 2 niveaux. N_2 varie par émission spontanée : $-A_{21}N_2$; par absorption de photons : σJN_1 (σJ est la section efficace fois le flux surfacique de photon) ($u = Jh\nu$; et par émission spontanée : $-\sigma JN_2$. Ainsi,

$$\dot{N}_2 = -\sigma J(N_2 - N_1) - A_{21}N_2$$

A l'équilibre, $\dot{N}_2 = 0$: on a donc $N_2 - N_1 = -\frac{A_{21}N_2}{\sigma_f} < 0!!$ Le milieu est absorbant !

(une autre façon de le voir (des éléments) c'est qu'en partant de $N_2 < N_1$ on augmente N_2 jusqu'à $N_2 = N_1$ à ce moment là si on veut augmenter N_2 par pompage optique il faut augmenter l'absorption. Or en voulant augmenter l'absorption on augmente du même coup l'émission stimulée car les coefficients d'Einstein sont les mêmes et que la dépendance en le flux surfacique est également la même. Donc on augmente de la même manière un phénomène qui tend à augmenter et diminuer N_2 . Conclusion on ne peut pas augmenter N_2)

Pour réaliser l'inversion de population, on utilise un autre niveau d'énergie E_3 . Le problème vient de l'égalité entre les coefficients d'absorption et d'émission stimulée. En introduisant un troisième niveau, on peut pomper fortement le niveau E_1 sans provoquer d'émission stimulée du niveau E_2 , puisque ce n'est plus la même fréquence.

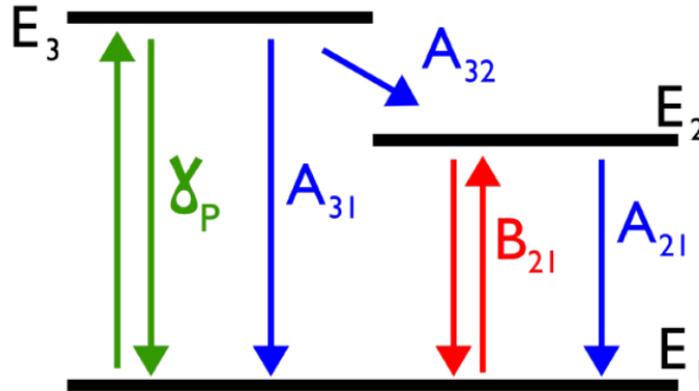


FIGURE 3 – Schéma des niveaux d'énergie.

Le troisième état doit être de durée de vie très courte et majoritairement se désexciter en E_2 (plutôt que E_3). On peut faire un bilan de population comme dans la leçon des éléments.

3.4 Modes propre de de la cavité (Pour le leçon laser)

Les fréquences sélectionné par la cavité sont :

$$\nu_p = \frac{pc}{2nL}$$

Cavité fabry perrot On peut mesurer l'écart des mode et la largeur des modes (voir montage spectrométrie optique)

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

3.5 Application au refroidissement d'atomes

cf leçon effet Doppler. Ou comme le dit Camille Normand, l'émission spontanée c'est pas toujours embêtant.

Conclusion

On a vu le fonctionnement du Laser, basé sur les mécanismes d'émission et d'absorption. On a vu éventuellement d'autres trucs mais ca c'est à adapter le jour J.

Les applications des LASER sont plus que nombreuses, mais on va pas commencer à ouvrir sur les LASERS. Plutôt parler de photoluminescence ; phénomène radiatif du à une excitation lumineuse. Peut être de 2 types : fluorescence : absorption puis ré-émission spontanée rapide d'un photon. Ca donne un effet de brillance qui s'estompe presque instantanément lorsqu'on arrête d'allumer. *La transition quantique est autorisée par les règles de*

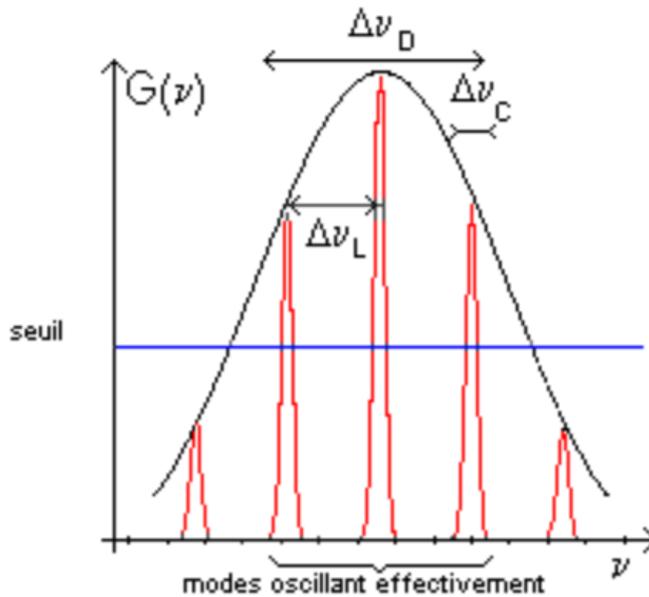


FIGURE 4 – Condition de laser

sélection (concernant la parité des moments cinétique et orbital). Phosphorescence : la désexcitation directe n'est pas autorisée (pour des raisons de couplage spin-orbite). Il y a passage par un état intermédiaire, ce qui ralentit le processus et fait que la phosphorescence est visible même après extinction de la source de lumière.

4 Faisceau Laser (Pour la leçon 2020 Laser)

Sanz PC p. 1131

4.1 Propagation

La propagation de la lumière suit l'équation de d'Alembert. Si on cherche des solutions en ondes planes, on aboutit à l'équation de Helmholtz.

$$\Delta s = \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} \quad \text{avec} \quad s(M, t) = \underline{a}(M) \exp(i\omega t) \implies \Delta a = k^2 a$$

4.2 Faisceau gaussien

Expression admise pour l'amplitude.

$$s = a_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{w(z)^2}\right)$$

$w(z)$ est un hyperbole : le faisceau diverge. Son rayon minimal est le Waist et il est globalement parallèle sur une distance $2z_r$. Faire des dessins, calculer l'éclairement :

$$\mathcal{E} = \langle |\vec{\Pi}| \rangle = \epsilon_0 n c |a|^2$$

$$\theta \simeq 2w_0/z_r = \lambda/(\pi w_0)$$

4.3 Action d'une lentille sur un faisceau

Une partie qualitative ou on fait des dessins. Selon la longueur de Rayleigh, l'effet d'une lentille sur un faisceau est différent.

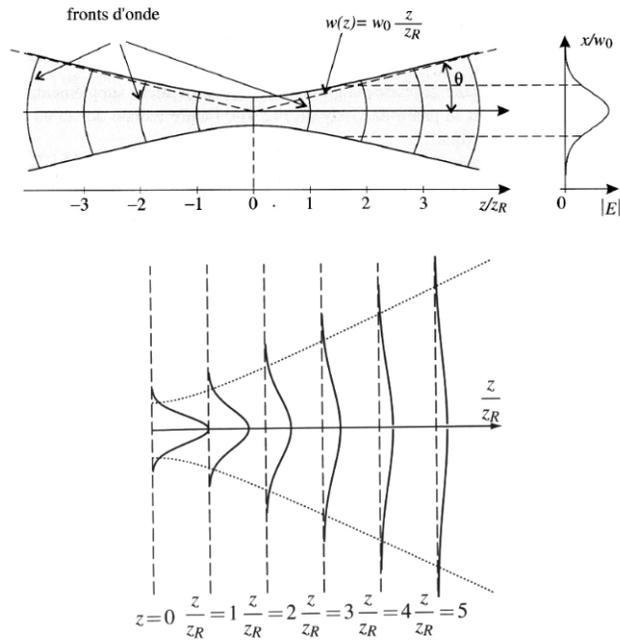


FIGURE 5 – Profil

Laser	λ	θ	w_0	z_R
He-Ne	633 nm	1.5 mrad	140 μm	90 mm
Pointeur laser	700 nm	0.2 mrad	1 mm	4.5 m

FIGURE 6 – ODG

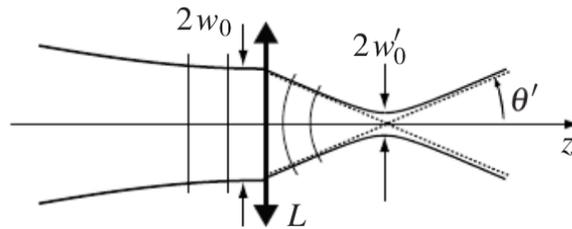


FIGURE 7 – Transformation par une lentille telle que $f' \ll z_R$. Physique tout-en-un PC Ed. 4.

Lentille convergente vers le waist :

Ca a pour effet de réduire le waist, et donc focaliser le faisceau. Cela permet d'avoir une forte puissance surfacique.

Nouvel angle d'ouverture : $\theta' = w_0/f'$. Or, on a vu que l'angle d'ouverture était donné par : $\theta' = \frac{\lambda}{\pi w_0'}$.

Doublet afocal :

L'élargissement du faisceau diminue sa divergence. On peut exprimer le nouveau waist et la nouvelle divergence du faisceau en fonction des focales. On peut en profiter pour épurer le faisceau.

Conclusion Laser

Les lasers sont ultra utilisés partout.

On rappelle les propriété principale du laser qui sont essentielles :

- Grande longueur de cohérence
- Très directif

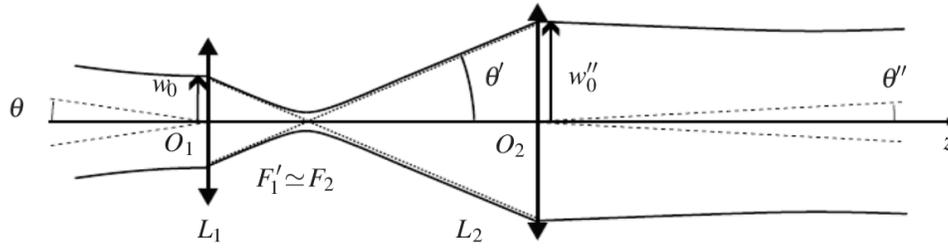


FIGURE 8 – *Effet d'un doublet afocal sur un faisceau gaussien, même source.*

— Intense

On a besoin de réduire la divergence des faisceau pour mesurer la distance Terre-Lune grâce aux coins de cubes qui sont posés là-bas. Sans réduction de leur divergence, la tache sur la lune ferait 150 km! Trop d'énergie perdue (surtout que ca rediffracte au retour). Distance Terre-Lune pour la question : 384400 km en moyenne (mais ca fluctue parce que trajectoire elliptique...). Pour avoir un faisceau convergent, on utilise un télescope afocal (de type Cassegrain pour les connaisseur.euses). On multiplie le diamètre du faisceau par 125 donc sa divergence est réduite d'autant. On attend un tache sur la lune de 1.2 km... sans prendre en compte l'effet de l'atmosphère.

On peut les utiliser pour le refroidissement Doppler, ou le piégeage optique.