

Introduction aux interactions champ-matière 3/3: électrodynamique quantique et laser

S. Fumeron et S. Lebègue

Formation Ingénieur Civil des Mines 2^{ème} année

Décembre 2023

Plan

- 1 Des problèmes insurmontables
- 2 Electrodynamique quantique
- 3 Physique du LASER
- 4 Perspectives

Nombre d'électrons dans une boîte



On considère un électron au repos placé dans un puit cubique de dimension L ($U = 0$). Son état est décrit par la fonction d'onde ψ solution de l'équation de Schrödinger :

$$\hat{H}\psi = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m_e} = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (1)$$

où m_e est la masse de l'électron.

D'après les inégalités d'Heisenberg, sa quantité de mouvement (par exemple selon x) vérifie :

$$\Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2L} \quad (2)$$

et son énergie (cinétique) est donc non nulle :

$$E = \frac{\Delta p^2}{2m_e} = \frac{3\hbar^2}{8m_e L^2} \quad (3)$$

Nombre d'électrons dans une boîte



Cette énergie ne vient pas de nulle part : elle est liée au vide quantique, auquel la particule a "emprunté" temporairement la quantité de mouvement $\Delta p_x, \Delta p_y, \Delta p_z$.

Définissons la longueur d'onde de Compton de l'électron :

$$\lambda_c = \frac{\hbar}{m_e c} \quad (4)$$

Si la boîte est suffisamment petite (i.e. $L < \lambda_c/4$), alors $E > 2m_e c^2$: des paires d'électron-positron peuvent se matérialiser puis se dématérialiser dans la boîte \Rightarrow Le nombre d'électrons n'est plus constant et le problème n'est donc plus décrit par (1).

Comment représenter les fonctions d'onde d'un système où le nombre de particules peut changer ?

Masse de l'électron



Dans les formules précédentes apparaît m_e , la masse de l'électron. Quelle valeur de m_e est prévue par l'électrodynamique classique ?

Admettons tout d'abord que l'électron est ponctuel. En effet, si l'électron n'est pas ponctuel, on peut calculer sa vitesse de rotation équatoriale à partir de la valeur de son moment cinétique propre (Pauli, 1925) :

$$v_e = \frac{c}{\alpha} \approx 137c \quad (5)$$

$v_e > c$, donc l'électron doit être ponctuel.

L'électron ponctuel génère autour de lui un champ électrique coulombien. L'énergie de ce champ diverge

$$\mathcal{E}_{\text{elec}} = \int_{\text{espace}} \frac{\epsilon_0 E^2}{2} d^3r = \int_0^{+\infty} \frac{e^2}{32\pi^2 \epsilon_0 r^4} 4\pi r^2 dr \rightarrow +\infty$$

Masse de l'électron



D'après la formule d'Einstein, $\mathcal{E} = mc^2$, donc l'énergie du champ généré par l'électron contribue à sa masse ("self-interaction").

La masse totale de l'électron est la somme de deux termes

- la masse inertielle m_0 de l'électron "nu" (pas observable)
- la masse électromagnétique notée $m_{em} = \mathcal{E}_{elec}/c^2 \rightarrow +\infty$ dûe au champ \mathbf{E} qu'il crée autour de lui

Alors qu'expérimentalement on a $m_e = m_0 + m_{em} = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg, l'électrodynamique classique prévoit une divergence de la masse de l'électron \Rightarrow Une description correcte de l'électrodynamique requiert aussi la quantification du champ électromagnétique.

Comment quantifier le champ électromagnétique ?

Idée générale



La bonne façon de répondre aux problèmes précédents, c'est de travailler dans le cadre de la **seconde quantification**.

- Jusqu'ici, on a quantifié les degrés de liberté finis de particules : les variables position et impulsion ont été promues au statut d'opérateurs. Le champ électromagnétique (nombre infini de degrés de liberté) a été traité classiquement. Cette procédure constitue la première quantification.
- On va maintenant promouvoir les champs classiques au statut de champs quantiques : à un point donné est associé une "valeur" du champ qui est maintenant un opérateur. Les particules vont être traitées comme des excitations élémentaires de champs quantiques (électron = quantum de champ électronique). Cette procédure est appelée seconde quantification.



Degrés de liberté du champ libre

Quel est le jeu de variables dynamiques minimal requis pour décrire le champ électromagnétique ?

Le Hamiltonien du champ classique est donné par :

$$H = \frac{1}{2} \int \left(\epsilon_0 E^2 + \frac{B^2}{\mu_0} \right) d^3r \quad (6)$$

Les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} dérivent des potentiels :

$$\mathbf{E} = -\nabla V - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (7)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (8)$$

On se place en jauge de Coulomb, où le potentiel vecteur est purement transverse

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0 \quad (9)$$



Degrés de liberté du champ libre

D'après (7), cela signifie que la seule contribution longitudinale au champ électrique est due à V . Pour le champ libre (purement transverse), on a donc en jauge de Coulomb que $V = 0$.

Le Hamiltonien s'écrit alors :

$$H = \frac{1}{2} \int \left(\varepsilon_0 \dot{\mathbf{A}}^2 + \frac{(\nabla \times \mathbf{A})^2}{\mu_0} \right) d^3r \quad (10)$$

Effectuons une décomposition de Fourier du potentiel vecteur (= décomposition en onde plane) :

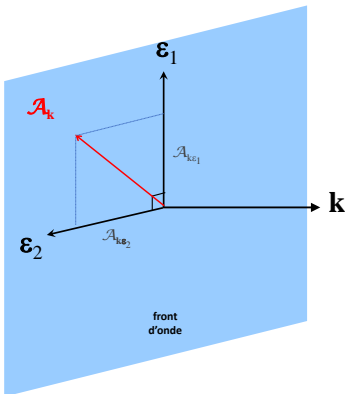
$$\mathbf{A}(t, \mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \mathcal{A}_{\mathbf{k}}(t) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} d^3k \quad (11)$$

Degrés de liberté du champ libre

On démontre alors les 4 propriétés suivantes

$$(\mathcal{A}_{\mathbf{k}})^* = \mathcal{A}_{-\mathbf{k}} \quad (12)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0 \quad \Rightarrow \quad \mathbf{k} \cdot \mathcal{A}_{\mathbf{k}} = 0 \quad (13)$$



Quantification canonique du champ libre



$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \dot{\mathcal{A}}_{\mathbf{k}}(t) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d^3k \quad (14)$$

$$\nabla \times \mathbf{A} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int i\mathbf{k} \times \mathcal{A}_{\mathbf{k}}(t) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d^3k \quad (15)$$

D'après le théorème de Parseval-Plancherel

$$H = \frac{1}{2} \int \left(\epsilon_0 |\dot{\mathcal{A}}_{\mathbf{k}}|^2 + \frac{|i\mathbf{k} \times \mathcal{A}_{\mathbf{k}}|^2}{\mu_0} \right) d^3k \quad (16)$$

$$= \frac{1}{2} \epsilon_0 \int \left(|\dot{\mathcal{A}}_{\mathbf{k}}|^2 + k^2 c^2 |\mathcal{A}_{\mathbf{k}}|^2 \right) d^3k \quad (17)$$

Quantification canonique du champ libre



La densité hamiltonienne est de la même forme que l'énergie de l'oscillateur harmonique 3D classique :

$$H = \frac{1}{2}m|\dot{\mathbf{r}}|^2 + \frac{k}{2}|\mathbf{r}|^2 \quad (18)$$

On peut alors calquer la méthode de Dirac utilisée pour quantifier les différents degrés de liberté de l'oscillateur harmonique :

$$\hat{a}_{x_j}^+ = \sqrt{\frac{m}{2\hbar\omega}}(\omega\hat{x}_j - i\dot{\hat{x}}_j) \quad \longrightarrow \quad \hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j}^+ = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{2\hbar\omega}}\left(\omega\hat{\mathcal{A}}_{\mathbf{k}\epsilon_j}^+ - i\dot{\hat{\mathcal{A}}}_{\mathbf{k}\epsilon_j}^+\right)$$

$$\hat{a}_{x_j} = \sqrt{\frac{m}{2\hbar\omega}}(\omega\hat{x}_j + i\dot{\hat{x}}_j) \quad \longrightarrow \quad \hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{2\hbar\omega}}\left(\omega\hat{\mathcal{A}}_{\mathbf{k}\epsilon_j} + i\dot{\hat{\mathcal{A}}}_{\mathbf{k}\epsilon_j}\right)$$

Quantification canonique du champ libre



L'opérateur $\hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j}^+$ (resp. $\hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j}$) est l'opérateur de création (resp. d'annihilation) d'un "photon de mode \mathbf{k} " = d'impulsion $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$, d'énergie $E = \hbar\omega = \hbar kc$ et de polarisation ϵ_j (\leftrightarrow spin). Ils vérifient les relations de commutation (bosons) :

$$\left[\hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j}, \hat{a}_{\mathbf{k}'\epsilon'_j}^+ \right] = \delta_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} \delta_{\epsilon_j\epsilon'_j} \hat{I} \quad (19)$$

L'opérateur nombre d'occupation $\hat{N}_{\mathbf{k}\epsilon_j} = \hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j}^+ \hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j}$ compte le nombre de photons $n_{\mathbf{k}\epsilon_j}$ dans le mode \mathbf{k} . Chaque opérateur $\hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j}^+$ et $\hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j}$ n'agit que sur son mode \mathbf{k} et ne modifie que le nombre d'occupation. Le Hamiltonien du champ libre s'écrit :

$$\hat{H} = \sum_{j=1,2} \int \hbar\omega(k) \left(\hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j}^+ \hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j} + \frac{1}{2} \right) d^3k \quad (20)$$

Etats propres



Pour trouver les états propres, on peut utiliser tous les résultats qui ont été établis pour l'oscillateur harmonique où on avait identifié les états propres (cas 1D) comme étant les $\{|n\rangle\}$ tels que

$$\begin{aligned}\hat{a}^+ |n\rangle &= \sqrt{n+1} |n+1\rangle & \hat{a} |n\rangle &= \sqrt{n} |n-1\rangle \\ \hat{H} |n\rangle &= \hbar\omega\left(\hat{N} + \frac{1}{2}\right) |n\rangle = \hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right) |n\rangle\end{aligned}\quad (21)$$

Pour le champ libre, les états propres appartiennent à un espace de Fock et possèdent la structure suivante :

$$|\text{Etat propre}\rangle = |n_{\mathbf{k}_1 \varepsilon_{j_1}}\rangle \otimes \dots |n_{\mathbf{k}_n \varepsilon_{j_n}}\rangle \otimes \dots \equiv |n_{\mathbf{k}_1 \varepsilon_{j_1}}, \dots, n_{\mathbf{k}_n \varepsilon_{j_n}}, \dots\rangle \quad (22)$$

Etats propres



Partant de l'état fondamental noté $|\text{vac}\rangle$ qui est un état à 0 photon

$$|\text{vac}\rangle = |n_{\mathbf{k}_1\varepsilon_{j1}} = 0, \dots, n_{\mathbf{k}_n\varepsilon_{jn}} = 0, \dots\rangle \quad (23)$$

alors on remplit les différents modes avec \hat{a}^+ et on les vide avec \hat{a} :
le nombre de particules n'est pas constant.

Quelques exemples illustrant l'effet des opérateurs de création et d'annihilation de photon dans le mode \mathbf{k} :

- $\hat{a}_{\mathbf{k}_1\varepsilon_1}^+ |\text{vac}\rangle = |n_{\mathbf{k}_1\varepsilon_{j1}} = 1, \dots, n_{\mathbf{k}_n\varepsilon_{jn}} = 0, \dots\rangle$
- $\hat{a}_{\mathbf{k}_3\varepsilon_{j3}}^+ |\dots, n_{\mathbf{k}_3\varepsilon_{j3}}, \dots\rangle = \sqrt{n_{\mathbf{k}_3\varepsilon_{j3}} + 1} |\dots, n_{\mathbf{k}_3\varepsilon_{j3}} + 1, \dots\rangle$
- $\hat{a}_{\mathbf{k}_1\varepsilon_1} |\text{vac}\rangle = 0$
- $\hat{a}_{\mathbf{k}_3\varepsilon_{j3}} |\dots, n_{\mathbf{k}_3\varepsilon_{j3}}, \dots\rangle = \sqrt{n_{\mathbf{k}_3\varepsilon_{j3}}} |\dots, n_{\mathbf{k}_3\varepsilon_{j3}} - 1, \dots\rangle$



Expressions des champs quantiques

A partir des définitions des opérateurs de création et d'annihilation, on obtient (point de vue d'Heisenberg)

$$\hat{\mathcal{A}}_{\mathbf{k}}(t) = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{2\hbar\omega}} \sum_{j=1,2} \left(\hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j} + \hat{a}_{-\mathbf{k}\epsilon_j}^+ \right) \epsilon_j \quad (24)$$

En prenant la transformée de Fourier inverse, on trouve :

$$\hat{\mathbf{A}}(t, \mathbf{r}) = \sum_{j=1,2} \int \sqrt{\frac{\hbar}{16\pi^3\epsilon_0\omega}} \left(\hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j} e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)} + \hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j}^+ e^{-i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)} \right) \epsilon_j d^3k \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{E}}(t, \mathbf{r}) &= -\frac{\partial \hat{\mathbf{A}}}{\partial t} \\ &= i \sum_{j=1,2} \int \sqrt{\frac{\hbar\omega}{16\pi^3\epsilon_0}} \left(\hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j} e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)} - \hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j}^+ e^{-i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)} \right) \epsilon_j d^3k \end{aligned} \quad (26)$$



Fluctuations quantiques du vide

Dans l'état vide de photons, on a vu que $\hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j}|\text{vac}\rangle = 0$, ce qui implique $\langle\text{vac}|\hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j}^+ = 0$. Le nombre moyen de photons dans un mode \mathbf{k} est donc

$$\langle\text{vac}|\hat{N}_{\mathbf{k}\epsilon_j}|\text{vac}\rangle = \langle\text{vac}|\hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j}^+\hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j}|\text{vac}\rangle = 0 \quad (27)$$

Le champ électrique est lui aussi nul en moyenne (idem pour le champ magnétique)... mais pourtant, sa variance n'est pas nulle : si on prend son carré, il apparaît des termes en

$$\hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j}\hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j} \quad \hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j}^+\hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j}^+ \quad \hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j}^+\hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j} \quad \hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j}\hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j}^+ \quad (28)$$

Fluctuations quantiques du vide



Tous ces termes sauf le dernier ont une valeur moyenne nulle : en effet d'après la relation de commutation

$$\langle \text{vac} | \hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j} \hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j}^+ | \text{vac} \rangle = \langle \text{vac} | \hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j}^+ \hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j} + \hat{1} | \text{vac} \rangle = 1 \quad (29)$$

Alors qu'on est dans le vide, les champs fluctuent. Ces fluctuations habillent les objets (atomes, électrons) de photons virtuels et sont responsables d'un grand nombre d'effets : déplacement de Lamb, émission spontanée...

Hamiltonien atome+champ



Au final, on a donc un Hamiltonien pour l'interaction champ-matière qui s'écrit :

$$\hat{H} = \sum_i \frac{(\hat{\mathbf{P}}_i - q_i \hat{\mathbf{A}})^2}{2m_i} + V_C + \sum_{j=1,2} \int \hbar \omega_k \left(\hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j}^+ \hat{a}_{\mathbf{k}\epsilon_j} + \frac{1}{2} \right) d^3 k \quad (30)$$

avec V_C le terme d'interaction électrostatique de Coulomb. Il reste encore énormément de travail pour obtenir une théorie quantique complète (renormalisation). Ce travail a été mené dans les années 1970 par Bethe, Feynman, Schwinger, Tomonaga et Dyson.

« *Because of its extreme complexity, most physicists will be glad to see the end of QED* » PAM Dirac (1937).



Hamiltonien atome+champ



Dans l'approximation dipolaire électrique ($\lambda \gg$ toute longueur), on peut utiliser ce modèle pour calculer les probabilités de transition d'un atome à deux niveaux du fait de ses interactions avec le champ = processus d'émission spontanée, stimulée et d'absorption.

Pour le système atome + champ, les états propres du Hamiltonien sont de la forme

$$|g, \text{vac}\rangle \quad |e, \text{vac}\rangle \quad \{|g, \mathbf{k}\epsilon_j\rangle\} \quad \{|e, \mathbf{k}\epsilon_j\rangle\} \quad \{|g, 2\mathbf{k}\epsilon_j\rangle\} \dots \quad (31)$$

et les énergies correspondantes sont (après avoir "ôté" le terme de point zéro)

$$E_g \quad E_e \quad E_g + \hbar kc \quad E_e + \hbar kc \quad (32)$$

avec $E_g < E_e$.

Modèle d'Einstein



On considère un système isolé constitué d'atomes à 2 niveaux en équilibre thermodynamique avec un champ électromagnétique. La densité d'énergie du champ est donnée par la loi de Planck :

$$u_\nu(T) = h\nu \times \frac{1}{e^{\beta h\nu} - 1} \times \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \quad (33)$$

La population N_i d'un niveau E_i ne peut varier qu'en raison de 3 types de processus :

- L'**émission spontanée** = transition de $|e, \text{vac}\rangle$ vers $\{|g, \mathbf{k}\epsilon_j\rangle\}$ (= diminution de N_e). La probabilité de cette transition est notée A et le taux de transition vers $|g\rangle$ est d'autant plus fort que le niveau $|e\rangle$ est peuplé :

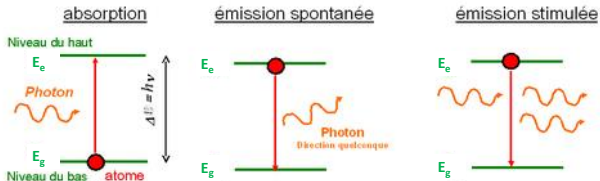
$$\frac{dN_e}{dt} = -AN_e \quad \text{avec} \quad A = \frac{8\pi^2 e^2 \nu^3}{3\epsilon_0 \hbar c^3} |\langle g, \mathbf{k}\epsilon_j | \hat{\mathbf{r}} | e, \text{vac} \rangle|^2 \quad (34)$$

Modèle d'Einstein



- L'**absorption** = transition de $\{|g, \mathbf{k}\epsilon_j\rangle\}$ vers $|e, \text{vac}\rangle$ (= augmentation de N_e). La probabilité de cette transition est notée B . Le taux de transition vers $|e\rangle$ est d'autant plus fort que le niveau $|g\rangle$ est peuplé et que le réservoir de photons à absorber est important :

$$\frac{dN_e}{dt} = +BN_g u_\nu(T) \text{ avec } B = \frac{e^2}{6\epsilon_0 \hbar^2} |\langle e, \text{vac} | \hat{\mathbf{r}} | g, \mathbf{k}\epsilon_j \rangle|^2 \quad (35)$$



Modèle d'Einstein



- L'**émission stimulée** est un processus proposé par Einstein en 1917 pour expliquer le spectre du corps noir. Elle correspond à une transition de $\{|e, \mathbf{k}\epsilon_j\rangle\}$ vers $|g, 2\mathbf{k}\epsilon_j\rangle$ (= diminution de N_e) provoqué par un photon incident dont le processus produit une copie. Cette fois, on s'attend à ce que le taux de transition vers $|e\rangle$ soit d'autant plus fort que le niveau $|g\rangle$ est peuplé et que le réservoir de photons soit important :

$$\frac{dN_e}{dt} = -B' N_e u_\nu(T) \quad (36)$$

La probabilité de cette transition notée B' est égale à B lorsque les niveaux haut et bas sont non-dégénérés.

Inversion de population



Au global, la condition d'équilibre thermodynamique donne :

$$\frac{dN_e}{dt} = -\frac{dN_g}{dt} = Bu_\nu(T)(N_g - N_e) - AN_e = 0 \quad (37)$$

avec

$$\frac{N_e}{N_g} = e^{-\beta(E_e - E_g)} < 1 \quad (38)$$

A température ambiante, le rapport des termes d'émission est très en faveur de l'émission spontanée

$$\frac{\text{em. sp.}}{\text{em. st.}} = \frac{-AN_e}{-Bu_\nu(T)N_e} = e^{\beta h\nu} - 1 \approx e^{\beta h\nu} \gg 1 \quad (39)$$

Contrairement à l'émission stimulée, l'émission spontanée du photon est équiprobable dans toutes les directions de l'espace, comportement qui s'accroît à hautes fréquences.

Inversion de population



Pour concevoir une source intense, monochromatique et collimatée, il faut au contraire maximiser l'émission stimulée devant l'émission spontanée et devant l'absorption.

Une condition nécessaire et suffisante est que

$$\frac{\text{em. st.}}{\text{abs.}} = \frac{B_{u\nu}(T)N_e}{B_{l\nu}(T)N_g} \gg 1 \Rightarrow N_e > N_g \quad (40)$$

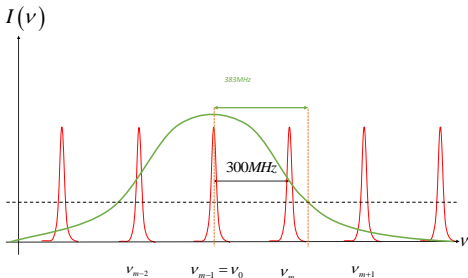
C'est une situation hors équilibre thermodynamique appelée inversion de population. Pour qu'elle puisse avoir lieu, il existe différentes techniques, comme le pompage optique, qui requièrent un apport en énergie.

Principe des MASER et LASER



Réalisation d'un résonateur optique

- Amplification lumineuse (gain G_ν^2) due à l'émission stimulée dans un milieu avec inversion de population.
- Interférences constructives ("rebouclage en phase") dans la cavité lors des allers-retours des ondes dans la cavité.
Fréquences des modes longitudinaux : $\nu_p = \frac{pc}{2L}$.



Principe des MASER et LASER



Constituants des MASER et LASER

- Cavité Fabry-Pérot composée de miroirs (parfois convexes) dont l'un est partiellement réfléchissant.
- Milieu amplificateur (NH_3 , He-Ne...) hors équilibre dans lequel est réalisé l'inversion de population.
- Source de pompage (optique, thermique, électrique,..) qui maintient l'inversion de population.

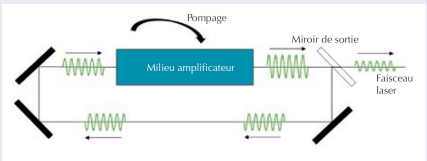


Schéma de principe pour la cavité en anneau.

Vers la réalisation des premiers MASER/LASER



Historique

- **1905** : modèle d'Einstein.
- **1949** : Kastler (Nobel 1966) et Brossel : premier pompage optique et première inversion de population.
- **1954** : premier MASER à ammoniac par Townes (Nobel 1964).
- **1960** : premier laser à rubis dopé avec du chrome dans le domaine optique par Maiman. « *Une solution à la recherche d'un problème* ».
- **1960** : premier laser à gaz (He-Ne), premier laser continu et premier pompé optiquement.

Laser et Maser

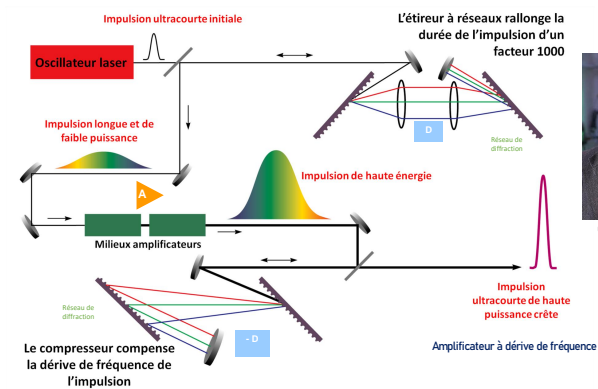


Historique (Suite)

- **1962** : laser à gaz He-Ne de couleur rouge.
- **1962** : premier laser à semi-conducteur par Robert N. Hall.
- **1964** : laser à CO₂ (K.Patel).
- **1966** : laser à colorants pulsés (rouge, orange, jaune) (P. Sorokin).
- **1970** : laser à colorants continus (rouge, orange, jaune) (N.Basou).
- **1976** : laser à électrons libres (J. Madey).
- **1982** : laser Ti-saphir (P.F. Moulton).
- **1994** : laser à cascades quantiques (C. Sirtori/F. Capasso).

Utilisation du LASER

- **Puissance** : du mW à 10^{18} W.
- **Mode de fonctionnement** : continu ou impulsionnel (Q-switching, mode locking).
- **Durée d'impulsion la plus brève** : $67 \cdot 10^{-18}$ s (2019).



Gérard Mourou
Nobel 2018

Donna Strickland
Nobel 2018

Une solution à la recherche d'un problème...



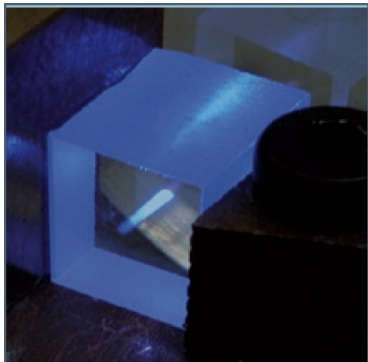
... ou une solution à presque tous les problèmes ?



Laser à solides

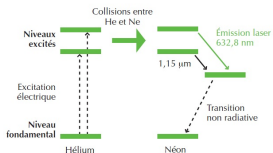
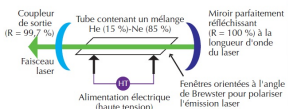


- **Milieu amplificateur** : cristaux dopés avec des ions de métaux de transition ou terres rares.
- **Intérêt** : gains importants sur des petits volumes.
- **Pompage** : optique.
- **Dimensions** : millimétrique.



Cristal d'oxyapatite dopé à l'ytterbium ($\text{Yb}^{3+}:\text{SrY}_4(\text{SiO}_4)_3\text{O}$), utilisé comme milieu amplificateur solide dans un laser. © IOGS - F. Druon

Laser à gaz



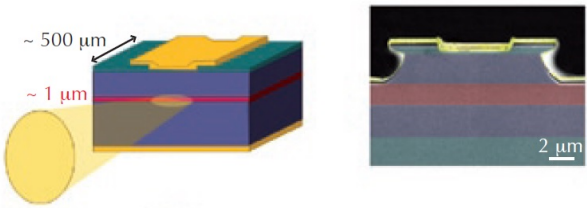
Un exemple typique de laser à gaz : le laser hélium-néon. À gauche : schéma d'un laser à hélium-néon (en haut) et des niveaux d'énergie (en bas). L'hélium est utilisé comme gaz tampon. Une alimentation électrique cède de l'énergie aux atomes d'hélium, qui transfèrent par collision cette énergie aux atomes de néon. Ceux-ci émettent alors des raies laser de longueur d'onde 633 nm. À droite : photos du laser He-Ne, émettant un faisceau rectiligne de lumière rouge (en bas, le laser est « ouvert » pour que l'on puisse observer la fluorescence). © IPL UPI3 / CNRS S. Forget.

- Milieu amplificateur : gaz (He-Ne, CO₂).
- Intérêt : étroit en fréquence, plus ou moins simple à mettre en œuvre.
- Pompage : électrique (décharge),
- Dimensions : décimétrique.

Laser à semi-conducteurs



- **Milieu amplificateur** : matériaux SC (InP, GaAs,..), sous forme de jonction PN ou hétérostructure.
- **Intérêt** : taille très faible, pas besoin de miroirs.
- **Pompage** : électrique.
- **Dimensions** : micrométrique.



Laser à colorants



Exemple de laser pulsé à colorant solide. En vert, le laser de pompe, et, en rouge, le faisceau laser produit par une couche d'épaisseur micrométrique de polymère, dopé avec de la rhodamine. © IPL, S. Forget

- **Milieu amplificateur** : liquide (souvent), molécules organiques.
- **Intérêt** : accordabilité en fréquence, sélectionnée par la cavité.
- **Pompage** : optique.
- **Dimensions** : large gamme.

Pour aller beaucoup plus loin...

