

Chapitre 3

Le photon

3.1 Energie

Tout échange d'énergie lié au champ électromagnétique s'effectue de manière quantique via les photons. Lorsqu'ils sont associés à une onde électromagnétique de fréquence ν , leur énergie vaut:

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (3.1)$$

(avec $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ J.sec). En général E ne se mesure pas en Joule, qui est une unité bien trop grande. Souvent on utilise l'eV dont l'ordre de grandeur est bien approprié à la gamme "optique" du spectre électromagnétique, et qu'on peut associer aux transitions entre états électroniques. Cependant le spectroscopiste mesure plus souvent la longueur d'onde que l'énergie d'un photon, et à ce titre son unité "d'énergie" préférée reste le " cm^{-1} " que l'on peut relier directement à λ :

$$E(\text{cm}^{-1}) = \frac{10^7}{\lambda(\text{nm})} \quad (3.2)$$

Dans la gamme des microondes c'est au contraire la fréquence des photons que l'on mesure, quantité également proportionnelle à l'énergie. Par extension, le MHz et le GHz sont des unités dont l'ordre de grandeur est bien adapté à la caractérisation d'énergies plus faibles que le " cm^{-1} ". Il est bon de retenir les équivalences suivantes:

$$(\lambda = 1\mu\text{m}) \equiv \frac{1}{\lambda} = 10000\text{cm}^{-1} \quad (3.3)$$

$$1\text{cm}^{-1} \equiv 30\text{GHz}(= c/10^{-2}) \quad (3.4)$$

$$1\text{eV} \equiv 8065\text{cm}^{-1} \quad (3.5)$$

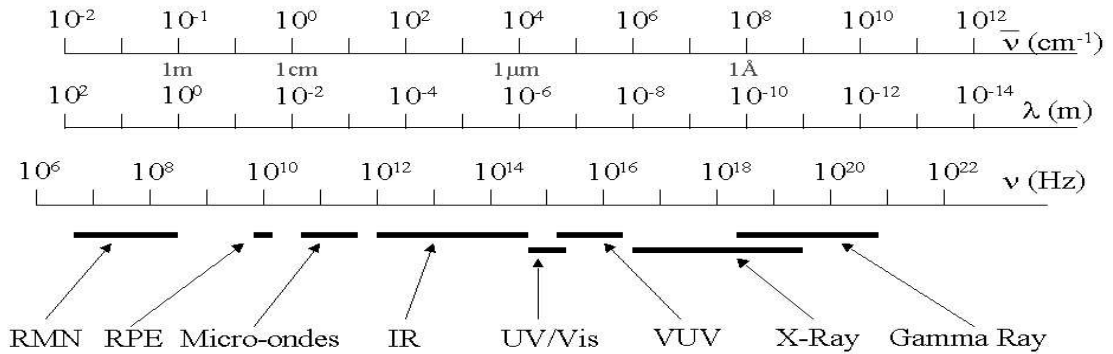


FIG. 3.1 – *Gammes du spectre électromagnétique*

$$1\text{eV} \equiv 1240\text{nm} \quad (3.6)$$

Ajoutons aussi la relation utile:

$$k_B T \equiv 209\text{cm}^{-1} (T = 300\text{Kelvin}) \quad (3.7)$$

L'étendue du spectre électromagnétique peut se diviser suivant les différentes régions indiquées sur la Fig. 3.1.

Par ailleurs indiquons:

- La fenêtre visible par l'oeil humain $0,4\text{-}0,8\mu\text{m}$
- la limite à 200nm en dessous de laquelle l'air absorbe fortement, et qui impose donc de travailler avec des montages sous vide d'air (d'où le nom de "VUV" pour "Vacuum-Ultra-Violet")
- la limite à 100nm en dessous de laquelle tous les matériaux condensés absorbent fortement, et qui impose de travailler sans fenêtre et sous vide (la matière redevient progressivement plus transparente lorsqu'on atteint la gamme X).

3.2 Quantité de mouvement

3.2.1 Pression de radiation en électromagnétisme classique

En électromagnétisme classique on montre que tout flux d'énergie transportée par une onde est associé un flux de quantité de mouvement, avec le rapport (Energie)/(Quantité de mouvement)= c , où c est la vitesse de la lumière. Il en résulte que toute absorption d'énergie par un objet s'accompagne d'une variation de la quantité de mouvement de l'objet, ce qui traduit l'existence d'une force exercée par le rayonnement ("pression de radiation").

Voici une "démonstration" qui permet de s'en convaincre:

Considérons une onde plane polarisée rectilignement suivant Ox , et se propageant suivant la direction Oz avec le vecteur d'onde \vec{k} . Les champs associés valent:

$$\vec{E} = E_0 \cos(\omega t - kz) \vec{u}_x \quad (3.8)$$

$$\vec{B} = B_0 \cos(\omega t - kz) \vec{u}_y \quad (3.9)$$

où on rappelle que $B_0 = E_0/c$

Considérons l'action exercée par cette onde sur une particule de charge q . Dans ces conditions la force moyenne dans le temps appliquée à q s'écrit:

$$\langle \vec{F} \rangle = q \langle \vec{E} \rangle + q \langle \vec{v} \times \vec{B} \rangle \quad (3.10)$$

où $\langle \rangle$ désigne la moyenne temporelle. Le premier terme est à moyenne nulle. Par ailleurs on devine que l'action du champ électrique est prépondérante, de telle sorte que la particule va prendre un mouvement d'oscillation forcée de vitesse quasiment dirigée suivant Ox . Alors $\vec{v} \simeq v \vec{u}_x$ et le deuxième terme est dirigé suivant Oz . Ainsi:

$$\langle \vec{F} \rangle = q \langle \frac{v}{c} \vec{E} \rangle \vec{u}_z \quad (3.11)$$

Ceci met bien en évidence l'existence d'une force moyenne $F_z \vec{u}_z$ dirigée suivant \vec{k} . Pour relier cette force à l'énergie absorbée, exprimons la puissance moyenne développée par la force:

$$\langle \frac{dW}{dt} \rangle = \langle \vec{F} \cdot \vec{v} \rangle = q \langle \vec{E} \cdot \vec{v} \rangle + q \langle \vec{v} \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \rangle \quad (3.12)$$

Comme le deuxième terme est nul (produit mixte), on a donc:

$$\langle \frac{dW}{dt} \rangle = q \langle \vec{E} \cdot \vec{v} \rangle = \quad (3.13)$$

ce qui d'après la relation précédente montre que

$$\langle \frac{dW}{dt} \rangle = c \langle F_z \rangle \quad (3.14)$$

Sachant que $F_z = \frac{dp_z}{dt}$ on voit que le débit de quantité de mouvement (force) est bien égal au débit d'énergie (puissance) divisé par c .

Si l'on admet qu'un photon associé à une onde de fréquence ν transporte une énergie $h\nu$, alors il est immédiat de lui associer une quantité de mouvement $p = h\nu/c$, cohérente avec la relation de de Broglie $p = h/\lambda$. Pour une onde plane progressive caractérisée par le vecteur d'onde \vec{k} , cette relation s'écrit:

$$\vec{p} = \hbar \vec{k} \quad (3.15)$$

3.2.2 Manifestations physiques et applications

Bien que dans la vie quotidienne cette "pression de radiation" soit une force de grandeur insignifiante, dans d'autres situations ses effets peuvent être spectaculaires. Citons par exemple l'action de la pression du rayonnement solaire, qui pousse la queue des comètes dans la direction opposée au soleil. L'équilibre des étoiles est également assuré par la pression de radiation qui contrebalance les effets de la gravitation qui tendraient à faire s'effondrer l'étoile (c'est d'ailleurs ce qui se passe lorsque les réactions nucléaires cessent faute de combustible et que l'étoile ne peut plus rayonner comme avant).

Un exemple d'application touchant un peu plus le domaine de la physique atomique est celui de la "fusion inertielle" par laser. Dans ce cas on focalise le rayonnement de plusieurs faisceaux laser sur une cible de petite taille. Prenons le cas de deux faisceaux laser de $W=1$ Joule chacun d'une durée de $\Delta t=1$ ns et focalisés sur une cible de diamètre $d=0,1$ mm (cf Fig. 3.2). Un tel laser n'a rien d'exceptionnel. Calculons la pression P exercée sur la cible:

Pression = $2 \times$ Force / Surface

Force = Impulsion / temps

Impulsion = Energie / c

D'où:

$$P = 2 \frac{W}{\Delta t} \frac{1}{c} \frac{4}{\pi d^2}$$

soit $P = 6.10^8$ Pascals, ou 6kBar. Avec un ensemble de faisceaux laser totalisant une énergie de 10^6 Joule (projet "laser Megajoule") actuellement en cours de réalisation, on peut s'attendre ainsi à des pressions exercées de plusieurs milliers de Mbar, soit environ mille fois la pression régnant au centre de la terre. Associée à l'élévation de température considérable liée à l'absorption de l'énergie, on pense y atteindre ainsi les conditions favorables au déclenchement de réactions thermonucléaires.

Un autre exemple est celui du ralentissement d'un jet d'atomes. Une telle expérience a été réalisée en premier par W. Phillips (prix Nobel de Physique 1997). Dans ce cas on part d'un jet atomique d'atomes de sodium,

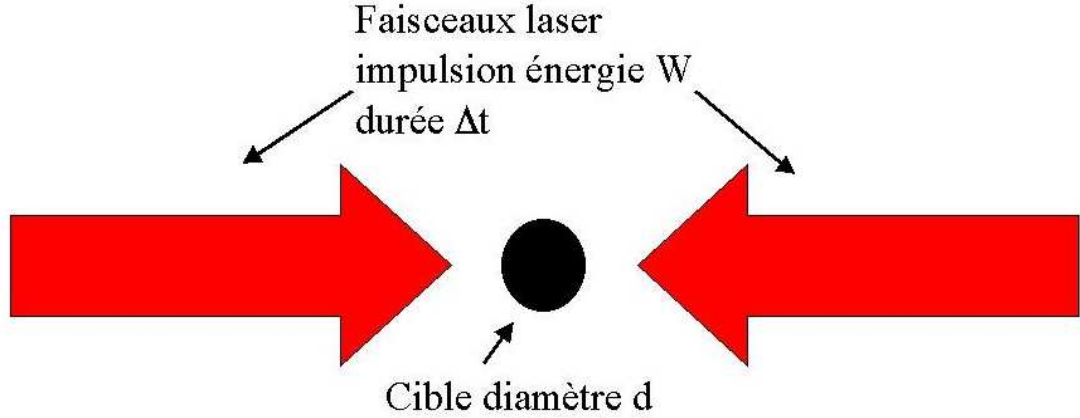


FIG. 3.2 – Principe de la fusion inertielle par laser

animé d'une vitesse d'environ 1000m/s, sur lequel on envoie un faisceau laser de longueur d'onde 890nm accordée sur la transition connectant l'état fondamental de l'atome à son premier état excité (cf Fig. 3.3). Les atomes absorbent le rayonnement, se retrouvent dans l'état excité, et se désexcitent spontanément vers l'état fondamental au bout d'un temps caractéristique $\tau \sim 16\text{ns}$. La puissance du laser est telle que très rapidement ils absorbent un autre photon et se retrouvent à nouveau dans l'état excité. Le cycle se reproduit ainsi environ $1/16 \cdot 10^{-9} = 6 \cdot 10^7$ fois par seconde (en fait la moitié de ce chiffre, à cause des processus d'émission stimulée cf Chapitre 4). A chaque absorption l'atome absorbe aussi une quantité de mouvement $\hbar\vec{k}$ opposée à sa vitesse. A chaque émission spontanée il reperd une quantité $\hbar\vec{k}'$, où \vec{k}' a la direction du photon émis. Le point important est que la direction du photon de fluorescence émis est aléatoire, et qu'il y a autant de chances qu'il soit émis dans une direction donnée que dans la direction opposée. Ainsi sur un grand nombre de cycles les quantités de mouvement perdues par l'atome lors des émissions spontanées se compensent. Du coup la quantité de mouvement de l'atome varie de $\Delta\vec{p} = \hbar\vec{k}$ fois le nombre de cycles absorption-fluorescence pendant Δt ce qui correspond à une force:

$$\vec{F} = \frac{\Delta\vec{p}}{\Delta t} \sim \frac{\hbar\vec{k}}{\tau} \quad (3.16)$$

Cela donne

$$F \sim \frac{h}{\lambda} \times \frac{1}{\tau} \quad (3.17)$$

soit $F \sim 4 \cdot 10^{-20}$ Newton. Cette force semble petite. Cependant, quand on la rapporte à la masse de l'atome, $m=23\text{uma}=23.1,66 \cdot 10^{-27}\text{kg}$ elle est

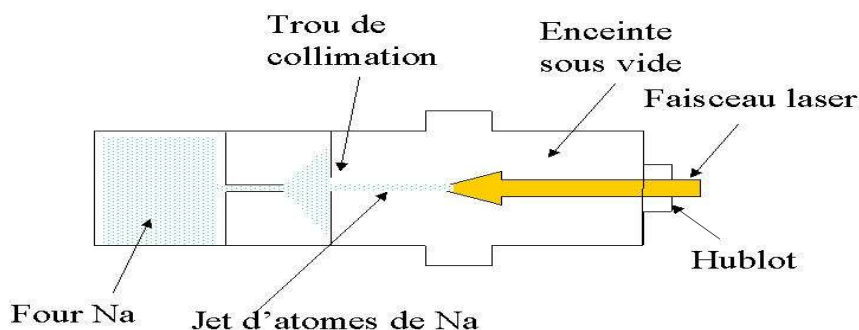


FIG. 3.3 – *Principe du ralentissement d'un jet atomique par laser*

capable de lui communiquer l'accélération assez gigantesque de 10^6m.s^{-2} , équivalente à 10^5 fois l'accélération de la pesanteur, et donc de stopper net le jet sur une distance d'environ 0,5m. (cf TD)

Un autre exemple bien connu de la manifestation de la quantité de mouvement du photon est l'effet Compton, qui lie le changement de fréquence du photon à sa direction de diffusion. (Une application dans le cas ultrarelativiste est la génération de photons gamma d'énergie accordable à partir de photons visibles diffusés sur le faisceau d'électrons à 6GeV du synchrotron de l'ESRF (expérience "GRAAL")). La quantité de mouvement du photon est également responsable de la légère différence d'énergie entre les photons émis et absorbés par un atome ou un noyau lors d'une transition radiative entre deux niveaux d'énergie donnés (cf TD)

3.2.3 Forces dipolaires et piégeage radiatif

La pression de radiation n'est pas la seule manifestation "mécanique" de la quantité de mouvement du photon. Il existe aussi un autre type de force, nommée force dipolaire, (en anglais "dipolar force" ou "gradient force"). Elle n'est pas liée à l'absorption, mais à la diffusion du rayonnement. Toute diffusion s'accompagne en effet d'un changement de direction de la lumière et donc d'un échange de quantité de mouvement avec la matière, donc d'une force appliquée. La réfraction de la lumière au passage d'un dioptre rentre dans ce cadre.

Cette force est liée à l'interaction du rayonnement avec le moment dipolaire qu'elle induit dans la matière. Considérons en effet une particule, soumise à un champ électrique \vec{E} . Elle acquiert un moment dipolaire $\vec{\mu} = \alpha\vec{E}$ auquel est associé une énergie d'interaction

$$W = \int_0^E -\alpha E \cdot dE = -\alpha E^2/2 \quad (3.18)$$

Dans le cas d'une onde électromagnétique d'amplitude E_0 , on a

$$\langle W \rangle = -\alpha \langle E^2 \rangle / 2 = -\alpha E_0^2 / 4 \quad (3.19)$$

qu'on peut relier à l'intensité (flux d'énergie) $I = \frac{1}{2}\epsilon_0 E_0^2 \cdot c$:

$$\langle W \rangle = -\frac{\alpha I}{2\epsilon_0 \cdot c} \quad (3.20)$$

Il en résulte une force

$$\vec{F} = -\vec{\nabla}W = \frac{\alpha}{2\epsilon_0 \cdot c} \vec{\nabla}I \quad (3.21)$$

qui est donc directement reliée au *gradient* de l'intensité lumineuse. Si $\alpha > 0$, ce qui est le cas pour des particules diélectriques, cette force tend donc à rappeler les particules vers les régions de forte intensité. Ceci permet alors de les piéger au point focal d'un faisceau. Pour estimer l'ordre de grandeur de cette force, remarquons que $\alpha = N \cdot V \cdot \alpha_{at}$ où N est la concentration d'atomes par unité de volume, V le volume de la particule, et α_{at} la polarisabilité par atome. Suivant la formule de Lorentz-Lorenz (cf par exemple Bruhat-Kastler, ou Born et Wolf) α_{at} peut être relié à l'indice de réfraction du matériau par:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{N\alpha_{at}}{3\epsilon_0} \quad (3.22)$$

de telle sorte que:

$$\langle W \rangle = -\frac{3V}{2c} \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot I \quad (3.23)$$

Exemple: Soit une particule de volume $1\mu m^3$ d'indice $n = 1,4$ (soit $n^2 \sim 2$) placée au coeur d'un faisceau laser de puissance 100mW focalisé suivant une tache focale de taille $10\mu m \times 10\mu m$. On a alors

$$\langle W \rangle \sim \frac{3 \cdot 10^{-18}}{6 \cdot 10^8} \frac{2 - 1}{2 + 2} \cdot \frac{10^{-1}}{10^{-10}} = 1,25 \cdot 10^{-18} \text{ Joule}$$

On a donc dans ce cas $\langle W \rangle \sim 10$ eV. Cette énergie est largement supérieure à $k_B T$ de telle sorte que la particule est facilement piégée. L'intensité de la force correspondante vaut $F \sim \langle W \rangle / 10\mu m = 1,25 \cdot 10^{-13}$ Newton, largement supérieure au poids $mg \sim 10^{-14}$ N.

Ces effets sont actuellement largement utilisés pour manipuler de petites particules, spécialement en biologie où on s'en sert pour étudier les propriétés mécaniques des cellules et de leurs composants.

Pour une particule constituée d'un seul atome, la polarisabilité est a priori de nombreux ordres de grandeur plus petite que pour une particule diélectrique de taille micronique, alors que l'énergie thermique $3/2k_B T$ est la même. Le piégeage d'atomes a cependant été réalisé en jouant sur deux effets:

- En utilisant du rayonnement de fréquence ν voisine d'une fréquence absorbée par l'état fondamental de l'atome, la polarisabilité atteint des valeurs gigantesques.
- En refroidissant les atomes à très basse température (microKelvin), on réduit l'énergie thermique en dessous de la profondeur du piège.

Pour un exposé de la théorie et des applications des forces radiatives au refroidissement et au piégeage des atomes, voir le site du Laboratoire Kastler-Brossel de l'Ecole Normale Supérieure:

http://www.lkb.ens.fr/~dalibard/Notes_de_cours/DEA_atomes_froids.pdf

Voir aussi les cours du collège de France de C. Cohen-Tannoudji:

<http://www.phys.ens.fr/cours/college-de-france/>

3.3 Moment cinétique

3.3.1 Couple exercé par une onde électromagnétique

On a vu plus haut que l'absorption d'énergie à partir d'une onde électromagnétique s'accompagne de l'application d'une force moyenne sur l'objet absorbant, phénomène que l'on a interprété en terme de quantité de mouvement du photon.

De la même manière, on peut montrer que cette absorption d'énergie peut s'accompagner de l'application d'un couple sur l'objet absorbant, phénomène que l'on va interpréter en terme de moment cinétique intrinsèque du photon.

Pour montrer que le rayonnement transporte du moment cinétique, considérons une onde électromagnétique monochromatique se propageant suivant la direction Oz , cette fois-ci *polarisée circulairement*:

$$\vec{E} = \frac{E_0}{\sqrt{2}}(\cos \omega t \vec{u}_x + \sin \omega t \vec{u}_y) \quad (3.24)$$

Considérons l'action de cette onde sur une molécule ayant la forme d'un cigare. Le champ électrique va induire un déplacement des charges électriques à l'intérieur de cette molécule, qui va se traduire par l'apparition d'un moment dipolaire \vec{M} (Fig. 3.4). Ce moment dipolaire est en première approximation proportionnel au champ électrique qui l'induit, mais à cause

de l'anisotropie de la molécule il ne lui est pas colinéaire, car ce moment n'a pas la même intensité suivant que le champ est appliqué parallèlement ou perpendiculairement à l'axe de la molécule. On écrit ainsi:

$$\vec{\mathcal{M}} = \alpha_{\parallel} E_{\parallel} \vec{u}_{\parallel} + \alpha_{\perp} E_{\perp} \vec{u}_{\perp} \quad (3.25)$$

Supposons que notre molécule soit disposée dans le plan xOy . Sous l'effet du champ électromagnétique naît donc un dipôle, et on conçoit que, telle une boussole, la molécule a tendance à s'orienter et à suivre la direction du champ tournant autour de Oz . Si les forces de dissipation ne sont pas trop importantes, on atteint un régime stationnaire où la molécule tourne comme \vec{E} à la vitesse angulaire $\vec{\omega} = \omega \vec{u}_z$, avec cependant un angle ϕ constant dans le temps entre \vec{E} et \vec{u}_{\parallel} . Dans ces conditions on a:

$$\vec{\mathcal{M}} = \alpha_{\parallel} \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos \phi \vec{u}_{\parallel} + \alpha_{\perp} \frac{E_0}{\sqrt{2}} \sin \phi \vec{u}_{\perp} \quad (3.26)$$

Il se crée alors un couple $\vec{\Gamma}$ entre ce dipôle et le champ donné par:

$$\vec{\Gamma} = \vec{\mathcal{M}} \times \vec{E} = (\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}) \frac{E_0^2}{2} \cos \phi \sin \phi \vec{u}_z \quad (3.27)$$

On voit ainsi que l'onde lumineuse peut exercer un couple sur la particule, et que ce couple est directement lié à l'anisotropie de la particule. Si la particule tourne avec la vitesse angulaire $\vec{\omega}$ le couple appliqué fournit de l'énergie à la particule, et on peut exprimer la puissance développée par le couple:

$$\frac{dW}{dt} = \vec{\Gamma} \cdot \vec{\omega} = (\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}) \frac{E_0^2}{2} \cos \phi \sin \phi \times \omega \quad (3.28)$$

Ceci montre que:

$$\Gamma_z = \frac{dW}{dt} / \omega \quad (3.29)$$

Comme $\Gamma_z = \frac{d\mathcal{J}_z}{dt}$ où \mathcal{J}_z est la projection du moment cinétique suivant Oz on voit que le débit de moment cinétique (couple) est égal au débit d'énergie (puissance) divisé par ω . Si l'on admet qu'un photon associé à l'onde de fréquence angulaire ω transporte une énergie $h\nu$, alors il semble naturel de lui associer une quantité de moment cinétique:

$$h\nu/\omega = h/2\pi = \hbar \quad (3.30)$$

Une autre argumentation physique à propos des manifestations mécaniques du moment cinétique du photon est développée dans le livre de Cagnac et Pébay-Peyroula ("expérience de Beth", chapitre XI). Remarquons que dans ces exemples l'échange de moment cinétique entre la matière et

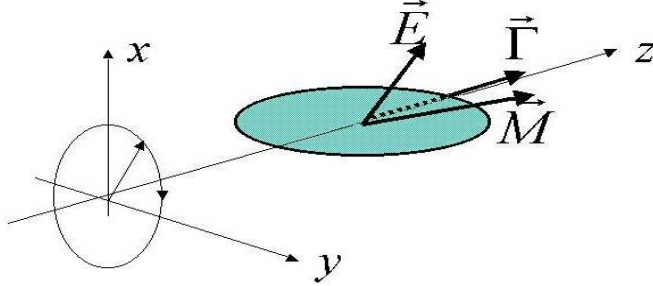


FIG. 3.4 – *Couple exercé par une onde polarisée circulairement sur un objet non sphérique*

le rayonnement ne s'accompagne d'aucune absorption d'énergie (cette situation est similaire à la diffusion élastique de la lumière, où de la quantité de mouvement est échangée avec la matière sans que de l'énergie soit échangée).

Remarquons une différence essentielle entre le spin et la quantité de mouvement du photon. Contrairement à la quantité de mouvement, le spin est indépendant de l'énergie du photon.

3.3.2 Interprétation quantique: spin du photon et états de polarisation de la lumière

De fait, le photon est une particule de spin 1, dont l'état quantique peut être relié à l'état de polarisation de l'onde à laquelle il est associé. En principe un spin 1 donne lieu à trois états de base définis par la valeur de la projection du moment cinétique suivant un axe de quantification quelconque. Cependant on peut montrer (cf par exemple Landau-Lifshitz, théorie quantique relativiste section 8) qu'en prenant pour axe de quantification la direction Oz de propagation de l'onde, les photons associés ne se développent que suivant les deux états $|J_z = +1\rangle$ et $|J_z = -1\rangle$, le premier étant associé à une onde polarisée circulairement "droite" comme celle du paragraphe précédent, le deuxième à une onde polarisée circulairement "gauche", c'est à dire tournant dans l'autre sens.

Toute combinaison linéaire de ces deux états peut alors être associée à une onde de polarisation elliptique, de la même façon qu'une onde elliptique peut être associée à une combinaison linéaire d'ondes circulaires droite $\vec{E}_-(t)$ et gauche $\vec{E}_+(t)$.

Remarquons qu'une combinaison à base de coefficients c_- et c_+ réels donne une polarisation elliptique dont les axes sont dirigés suivant les direc-

tions Ox et Oy . Une polarisation elliptique inclinée d'un angle θ par rapport à ces directions implique une combinaison de polarisations circulaires droite et gauche *déphasées* dans le temps de $\Delta t = 2\theta/\omega$, du type:

$$\vec{E}(t) = c_+ \vec{E}_+(t) + c_- \vec{E}_-(t + \Delta t) \quad (3.31)$$

Il est alors commode de représenter cette situation en utilisant la notation complexe:

$$\vec{E}(t) = \Re(c_+ \tilde{E}_+ + c_- e^{-2i\theta} \tilde{E}_-) \quad (3.32)$$

où

$$\tilde{E}_+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{-i\omega t} \vec{u}_x + ie^{-i\omega t} \vec{u}_y) \quad (3.33)$$

et

$$\tilde{E}_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{-i\omega t} \vec{u}_x - ie^{-i\omega t} \vec{u}_y) \quad (3.34)$$

Une telle onde peut être associée à un état quantique du spin du photon du type:

$$|\psi\rangle = c_+ | +1 \rangle + c_- \exp(-2i\theta) | -1 \rangle \quad (3.35)$$

Quant à l'état $|J_z = 0\rangle$, il existe bel et bien. Un tel état peut en particulier être représenté sous la forme:

$$|J_z = 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|J_x = +1\rangle + |J_x = -1\rangle) \quad (3.36)$$

Il correspond à une onde de polarisation rectiligne dirigée suivant la direction Oz . Mais à cause du caractère transverse du champ électrique, qui fait que sa composante suivant la direction de propagation de l'onde est forcément nulle, cet état ne peut être contenu que dans celui d'une onde se propageant suivant une direction non parallèle à Oz . On peut bien sûr généraliser ceci à n'importe quelle direction de polarisation.

Remarquons qu'une onde elliptique peut aussi bien être représentée en terme de superposition d'ondes circulaires droite et gauche qu'en terme de superposition d'ondes polarisées rectilignes suivant deux directions orthogonales (Ox et Oy ou tout autre couple de directions orthogonales du plan de l'ellipse). Cela signifie que l'on peut décrire l'état quantique d'un photon associé à une onde se propageant suivant Oz soit sur la base des $\{|J_z = +1\rangle, |J_z = -1\rangle\}$, soit sur celle $\{|J_x = 0\rangle, |J_y = 0\rangle\}$.

Les ondes de polarisation circulaire + par rapport à la direction Oz sont appelées " σ^+ ", celles de polarisation circulaire - sont appelées " σ^- ", et

celle de polarisation linéaire perpendiculaire à Oz sont appelées " π ". Bien notez que cette dénomination sous entend un choix de direction suivant laquelle on repère les états de polarisation de l'onde, ou de manière équivalent une base d'états de spin des photons associés (c'est à dire un "axe de quantification").

Un mot à propos de la description la plus générale de la polarisation d'une onde lumineuse. En général un système quantique n'est pas descriptible en terme de "vecteur d'état" $|\psi\rangle$, mais en terme de mélange statistique de vecteurs d'état, que l'on représente au moyen d'une "matrice densité" (cf Cohen-Tannoudji, Diu, Laloë, complément EIII) du type:

$$\rho = \sum_i (|\psi_i\rangle\langle\psi_i|) \quad (3.37)$$

Le rayonnement électromagnétique n'échappe pas à cette règle. Dans le cas général la polarisation d'une onde se propageant suivant une direction donnée se décrit au moyen d'une matrice 2×2 . Pour exprimer cette matrice on peut se servir aussi bien de la base $\{|J_x = 0\rangle, |J_y = 0\rangle\}$, que de la base $\{|J_z = +1\rangle, |J_z = -1\rangle\}$. Dans ce dernier cas les éléments de la matrice sont simplement reliés aux "paramètres de Stokes" cf Born et Wolf, "Principles of Optics", Cambridge Univ. Press., 7ème ed., section 10.9.3.

Retenons de tout ceci:

- Toute onde se propageant suivant la direction Oz peut se décrire simplement au moyen des états $|J_z = +1\rangle$ et $|J_z = -1\rangle$ ou $|J_x = 0\rangle$ et $|J_y = 0\rangle$.
- Toute onde polarisée rectilignement suivant une direction \vec{n} quelconque peut être associée à l'état quantique pur $|J_n = 0\rangle$.
- Toute onde "non polarisée" peut être considérée comme un mélange statistique incohérent de $|J_z = +1\rangle$ et $|J_z = -1\rangle$ ou de $|J_x = 0\rangle$ et $|J_y = 0\rangle$.

3.3.3 Spin du photon, conservation du moment cinétique et règles de sélection lors de transitions radiatives

Avoir en tête le spin du photon et son lien avec la polarisation de l'onde lumineuse est essentiel pour comprendre les "règles de sélection" régissant les transitions entre états atomiques et moléculaires. En effet, la conservation du moment cinétique est une loi générale de la physique. Par exemple considérons l'absorption d'un photon par un atome initialement dans un état $|\alpha, J'', M_J''\rangle$, qui se retrouve excité dans un état $|\beta, J', M_J'\rangle$. La conservation du moment cinétique impose simplement que l'état $|J', M_J'\rangle$ se déduit de $|J'', M_J''\rangle$ par l'addition du moment cinétique du photon absorbé. Il en résulte immédiatement les règles:

$$J' - J'' = 0, +1, -1$$

$$M'_J - M_{J''} = 0, +1, -1$$

et plus précisément:

- $M'_J - M_{J''} = +1$ dans le cas de l'absorption d'un photon associé à une onde σ^+
- $M'_J - M_{J''} = -1$ dans le cas de l'absorption d'un photon associé à une onde σ^-
- $M'_J - M_{J''} = 0$ dans le cas de l'absorption d'un photon associé à une onde π

Ainsi la connaissance de la polarisation du photon permet de connaître son état vis à vis de la projection de son spin suivant l'axe de quantification, et donc de prédire quel(s) M'_J sera ou seront excités à partir d'un $M_{J''}$ donné. De plus, en raisonnant sur la direction initiale de \vec{J}'' , on est en mesure de deviner quelles valeurs de J' seront préférentiellement excitées (Bien entendu un calcul quantique exact des états formés lors du couplage de états de moment cinétique est nécessaire pour préciser les choses).

Ces considérations permettent de comprendre le phénomène de "pompage optique" permettant d'orienter la direction du moment cinétique (et donc de créer une aimantation) d'une population d'atomes en l'éclairant par de la lumière polarisée. Par exemple, soit un atome comportant un niveau fondamental 1 caractérisé par une valeur $J = 1/2$ du moment cinétique et un niveau excité 2 de $J = 3/2$ (cf Fig. 3.5); si on l'éclaire par du rayonnement polarisé σ^+ de longueur d'onde accordée sur la différence d'énergie $E_2 - E_1$, on se rend compte qu'au bout de quelques cycles (absorption-émission spontanée) la population de l'atome dans l'état fondamental va s'accumuler uniquement dans l'état $M_{J''} = +1/2$. Cet effet, proposé par le physicien français A. Kastler, a eu de très nombreuses applications, l'une des dernières en date étant la production de gaz aimantés pour l'imagerie des poumons par résonance magnétique en médecine (cf le problème d'examen de février 2004).

3.3.4 Moment cinétique orbital de la lumière et transitions multipolaires

Dans ce qui précède on n'a considéré que le moment cinétique intrinsèque du rayonnement associé au spin du photon. Pour des particules matérielles on sait qu'au moment cinétique intrinsèque peut s'ajouter le moment cinétique orbital $\vec{r} \times \vec{p}$. En fait on peut de même définir pour le photon associé à un certain champ de rayonnement une observable moment cinétique orbital. Une image simple est celle d'un faisceau laser (qui schématise un rayonnement assez bien localisé spatialement) frappant un rotor absorbant à une certaine distance de son axe de rotation. Dans ce cas il est clair qu'en principe le

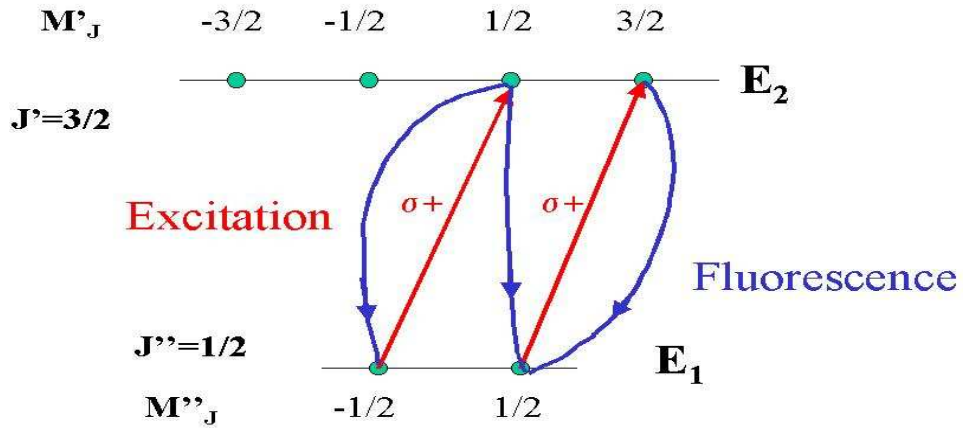


FIG. 3.5 – Schéma illustrant le principe du "pompage optique"

rotor va subir un couple lié au moment $\vec{r} \times \hbar \vec{k}$ de la quantité de mouvement communiquée par les photons absorbés.

Un cas analogue à cette situation macroscopique peut se rencontrer à l'échelle microscopique. On remarquera bien sûr que la distance r ne peut être définie à mieux que $1/k = \lambda/2\pi$, de telle sorte que le moment cinétique orbital correspondant ne peut être défini à mieux que $1/k \times \hbar k \sim \hbar$, ce qui est attendu. La conséquence de ceci est que les règles de sélection des transitions radiatives ne sont en principe pas strictement limitées à $\Delta J \leq 1$. Cela cependant indique que le photon devra "passer" relativement loin de l'atome, à une distance typiquement supérieure à λ , ce qui implique une probabilité d'interaction relativement faible. Cela correspond aux transitions dites "multipolaires" qui apparaissent dans le cadre d'un développement en puissance de r/λ du hamiltonien d'interaction de l'atome avec le champ de rayonnement. Les transitions obéissant à la règle $\Delta J \leq 1$ correspondent au terme d'ordre le plus bas ("transitions dipolaires électriques") et qui sont les plus intenses. (cf Cohen-Tannoudji, Diu et Laloë, complément AXIII).