



HAL
open science

Le Laser

Humbert Christophe, A. Peremans, C. Silien

► **To cite this version:**

Humbert Christophe, A. Peremans, C. Silien. Le Laser. *Revue des questions scientifiques*, 2005, 176 (2), pp.97-162. hal-02112670

HAL Id: hal-02112670

<https://hal.science/hal-02112670>

Submitted on 14 May 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Le Laser

CHRISTOPHE HUMBERT, ANDRÉ PEREMANS, CHRISTOPHE SILIEN

Laboratoire de Spectroscopie Moléculaire de Surface

Facultés Universitaires Notre-Dame de la Paix

INTRODUCTION

Peu d'innovations du siècle passé ont autant changé notre vie quotidienne que le laser. Au départ, une simple curiosité de laboratoire, objet d'une compétition acharnée entre équipes américaines pour être la première à démontrer son fonctionnement pour la lumière visible, le laser apparaît aujourd'hui n'avoir que peu de limites quant à ses applications. C'est par un matin de printemps de 1951 que Charles TOWNES (1915-), directeur du «Columbia Radiation Laboratory» à la «Columbia University» de New York, assis sur un banc du Franklin Park à Washington, a pressenti le premier système maser – ancêtre du laser – et noté ses pensées au dos d'une enveloppe. Le maser exploite les mêmes principes fondamentaux que le laser mais émet une radiation microonde. Le premier maser fut assemblé en 1953 par TOWNES et son équipe. Il partagea avec les russes Nikolai BASOV (1922-2001) et Alexandre PROKHOROV (1916-2002) le prix Nobel de physique en 1964 pour «leurs recherches fondamentales dans le domaine de l'électronique quantique qui ont conduit au développement à la fois du maser et du laser, appareils générant des faisceaux de microondes et de lumière, monochromatiques, parallèles et cohérents». TOWNES et son beau-frère Arthur SCHAWLOW (1921-1999) des «Bell Laboratories» ont ensuite proposé et détaillé, dans un article en 1958, l'extension des principes de fonction-

nement du maser aux longueurs d'onde de la lumière visible, c'est-à-dire la réalisation d'un laser. SCHAWLOW partagea le prix Nobel de physique en 1981 pour «sa contribution au développement des spectroscopies lasers». La véritable naissance du laser s'est toutefois réalisée dans un climat de polémiques et a engendré de nombreux conflits juridiques.

C'est toujours à la «Columbia University» par une nuit de novembre 1957, qu'un candidat à un doctorat en physique, Gordon GOULD (1920-2005), alors qu'il se trouvait dans son lit, fit l'avancée cruciale qui rendit possible l'invention du laser. Il remplit six pages d'un carnet de notes, détaillant le fonctionnement d'un tel système. GOULD fut le premier à faire référence au terme «laser». Il fit rapidement authentifier ses notes dans une confiserie locale mais ne déposa pas de brevet pour son idée : il pensait, à tort, qu'il devait d'abord réaliser un prototype en état de marche. TOWNES et SCHAWLOW partagèrent le brevet de l'invention du laser. Une bataille juridique entre TOWNES et GOULD longue de 20 années en a résulté, ce dernier accusant l'autre de s'être approprié ses idées. C'est seulement dans les années 1970 et 1980 que GOULD remporta plusieurs batailles légales importantes, lui attribuant un certain nombre de brevets liés au laser. L'ironie de l'histoire est que c'est Théodore MAIMAN (1927-) du «Hughes Research Laboratory» à Malibu en Californie qui est parvenu à faire fonctionner le premier laser en 1960. MAIMAN n'a obtenu ni brevet, ni prix Nobel.

Aujourd'hui, le terme laser est entré dans le langage courant puisque, grâce à ses caractéristiques particulières, le rayonnement laser est exploité dans de très nombreuses applications : dans nos salons et nos bureaux, il permet la lecture optique des supports CD et DVD qui présentent des capacités élevées de données; dans les centres médicaux, le laser est utilisé pour l'ablation de tissus, la rectification de défauts visuels tels que la myopie, le durcissement des amalgames dentaires, etc.; dans l'industrie, il permet le découpage de métaux, le nettoyage non destructif et non chimique de surfaces; le rayonnement laser est également utilisé comme outil d'alignement pour effectuer des mesures précises sur de grandes distances sur les chantiers de construction, pour la recherche spatiale ou fondamentale; au niveau militaire, les lasers sont développés pour le guidage des missiles, voire comme arme directe. Dans les laboratoires de recherche fondamentale tels que le nôtre, le laser est utilisé pour l'analyse et la modification des molécules et des matériaux. Dans d'autres labora-

toires, il est également utilisé pour capturer des atomes dans un espace confiné afin de comprendre les propriétés fondamentales de la matière. Finalement, des lasers de plus en plus puissants sont utilisés pour faciliter les processus de fission, voire de fusion nucléaires.

Historiquement donc, les phénomènes d'amplification des ondes électromagnétiques par émission stimulée de radiation, c'est-à-dire l'effet laser, étaient connus dans le domaine des microondes bien avant le domaine des ondes lumineuses visibles. Le MASER de TOWNES (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) était basé sur les transitions énergétiques entre deux états de configuration géométrique différente de la molécule d'ammoniac qui émettent un rayonnement centimétrique. MAIMAN réalisa en 1960 le premier maser optique; ce terme a peu à peu disparu pour laisser place au terme LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation).

Dans ce document, dans un premier temps, nous rappelons les notions d'onde électromagnétique et d'émission de radiation par un corps à l'équilibre thermique, afin d'offrir une compréhension palpable de l'émission stimulée de radiations par la matière (le concept fondamental sur lequel repose le fonctionnement d'un laser). Dans une seconde partie, nous utilisons l'ensemble de ces notions pour décrire un laser, essentiellement le laser à rubis démontré par MAIMAN en 1960. Nous décrivons les rôles respectifs du milieu actif, de la cavité optique et du pompage du laser. Il est possible de classer les lasers en trois groupes : les lasers à gaz, tels que le classique He-Ne; les lasers à semiconducteurs, tels que les diodes lasers; et les lasers à isolant dopé, tels que le laser à rubis. Des exemples de lasers appartenant aux deux premières classes sont donnés dans la troisième partie de cet article. Nous n'abordons pas les cas des lasers fondés sur l'accélération de particules chargées, tels que les lasers à électrons libres. La quatrième et dernière partie décrit le système que nous exploitons au laboratoire LASMOS des Facultés Universitaires Notre-Dame de la Paix à Namur. Il s'agit d'un laser à isolant dopé rendu accordable lorsqu'il est couplé avec un oscillateur paramétrique optique. L'accordabilité, c'est-à-dire la possibilité de modifier la fréquence, i.e. la couleur des radiations émises par le laser, résulte de processus optiques non linéaires. De brèves notions d'optique non linéaire sont introduites dans cette quatrième partie, afin d'assurer la compréhension des effets présentés.

PREMIÈRE PARTIE : EMISSION STIMULÉE

1. Ondes électromagnétiques

1.1. Le champ électrique

Déjà dans l'antiquité, on avait observé que certains corps, après avoir été frottés, manifestaient entre eux des phénomènes de répulsion et/ou d'attraction. Ces effets sont faciles à reproduire. Si on frotte deux tiges de plexiglas avec une peau de chat, il est constaté que les deux extrémités frottées se repoussent. Les mêmes constatations sont effectuées lorsque l'opération est répétée avec deux tiges en plastique. Cependant, le plastique et le plexiglas préalablement frottés s'attirent.

Ces observations sont impossibles à expliquer par la force de gravitation, puisque cette dernière est uniquement attractive. Au 18^e siècle, il a donc fallu inventer une nouvelle force, à laquelle on a associé une nouvelle propriété caractéristique de la matière, que l'on a appelée la charge électrique et désignée par la lettre q (du mot quantité). Le mot électrique vient du grec « $\epsilon\lambda\epsilon\kappa\tau\rho\nu$ » qui signifie «ambre» : c'est une résine fossile qui s'électrise facilement par frottement. Des expériences analogues ont conduit Benjamin FRANKLIN (1706-1790) à proposer l'existence de deux types de charges électriques, positives lorsqu'on frotte certains corps (comme le plexiglas), négatives lorsqu'on en frotte d'autres (comme le plastique). L'expérience montre aussi que la peau de chat qui a servi à frotter le plexiglas attire ce dernier. On en déduit que deux corps frottés l'un sur l'autre se chargent d'électricités de signes contraires. Un grand nombre d'expériences ont conduit à admettre que l'électrisation par frottement provient du passage, d'un corps à l'autre, de particules très légères et portant toutes la même charge négative $-e$: ce sont les électrons. Le corps sur lequel se fixent les électrons acquiert une charge nette négative $q = -Ne$ où N est le nombre (entier) d'électrons transférés. Le corps qu'ils quittent, étant neutre au départ, acquiert une charge positive $q' = +Ne$.

Pour des raisons de précision de mesure, l'unité fondamentale en électricité n'est pas la charge mais l'intensité d'un courant électrique, c'est-à-dire la quantité de charge q qui s'écoule par seconde. C'est l'unité d'intensité de courant, l'ampère (A), qui est l'unité utilisée dans le système international

(SI), qu'on appelle pour cette raison MKSA (Mètre Kelvin Seconde Ampère). En vertu des définitions ci-dessus, l'unité de charge électrique ou coulomb (C) est la charge qui s'écoule par seconde dans un courant électrique dont l'intensité est de 1 A. Cette charge est énorme puisque la charge de l'électron ne vaut que $-1,6 \times 10^{-19}$ C et la charge du proton $+1,6 \times 10^{-19}$ C.

La notion de champ est une notion très importante en physique. La force électrique a été découverte, comme toute force, par l'observation de ses effets et notamment par le fait qu'elle peut mettre en mouvement des charges électriques. Comme pour la gravitation, cette action se fait à distance : il n'est pas nécessaire que des charges électriques se touchent pour qu'elles puissent agir l'une sur l'autre. Cependant, intuitivement, nous avons tendance à penser qu'il faut une «collision», un contact entre des corps pour que le mouvement de l'un puisse être modifié par l'autre.

Pour résoudre la difficulté de l'interaction à distance, les physiciens ont inventé la notion de «champ». Lorsqu'une charge électrique Q est créée, elle engendre à son tour, partout dans l'espace, un «champ électrique». C'est celui-ci même qui entre en contact avec les autres charges électriques et qui agit sur elles à l'endroit où elles se trouvent. Le champ électrique est donc un intermédiaire qui sert essentiellement à déterminer la force électrique. Mathématiquement, il apparaît comme un champ de vecteurs, c'est-à-dire un ensemble de vecteurs, dont les composantes sont définies en chaque point de l'espace. Pour mieux visualiser la manière dont le champ varie avec la position, on définit la ligne de champ comme la courbe à laquelle le champ électrique est tangent en tout point. On oriente cette courbe dans le sens du champ électrique. Pour une charge électrique ponctuelle, les lignes de champ sont radiales. Elles divergent pour une charge positive et convergent pour une charge négative (voir Figure 1). Le tracé des lignes de champ électrique obéit aux trois règles suivantes :

- les lignes partent toujours des charges positives pour aboutir aux charges négatives (si la charge nette n'est pas nulle, elles peuvent partir ou aboutir à l'infini),
- deux lignes de champ électrique ne peuvent pas se croiser ou se toucher,
- le nombre de lignes quittant une charge positive ou aboutissant à une charge négative, est proportionnel à la grandeur de la charge électrique.



Figure 1 : Dans le cas de monopôles, les lignes de champ électrique sont radiales. Elles sont divergentes pour une charge positive et convergentes pour une charge négative.

Le dipôle, constitué de 2 charges $+Q$ et $-Q$ séparées par une distance d , est la distribution de charges la plus simple après les monopôles. Le principe de superposition des champs électriques, permet d'écrire le champ $\vec{E}(P)$ en un point comme la somme vectorielle des deux champs électriques engendrés par les deux monopôles :

$$\vec{E}_{+Q}(P) = \vec{E}_{+Q}(P) + \vec{E}_{-Q}(P). \quad (1)$$

Lorsque le dipôle est orienté parallèlement à une direction, les lignes de champ se présentent telles qu'illustrées à la Figure 2. Les lignes de champ sont issues de la charge positive et aboutissent à la charge négative. À grande distance du dipôle, la norme du champ électrique du dipôle peut s'écrire :

$$E(r) \cong \frac{Qd}{4\pi\epsilon_0 r^3} \quad (\text{avec } r \gg d), \quad (2)$$

où r est la distance par rapport au dipôle où le champ est évalué et d la séparation entre les charges. Notons que l'intensité du champ diminue plus vite que dans le cas des monopôles, pour lesquels les champs décroissent en $1/r^2$.

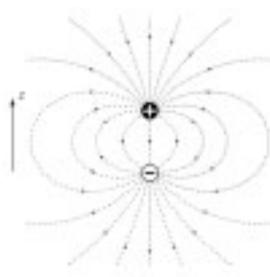


Figure 2 : Représentation des lignes de champ d'un dipôle électrique.

1.2 Le champ magnétique

Le magnétisme a été mis en évidence dans l'antiquité, vers 2500 avant J.-C., depuis qu'avaient été découvertes dans la colonie de Magnésie, en Asie Mineure, des pierres qui avaient l'étrange pouvoir d'attirer le fer. Ces pierres sont faites d'un minerai d'oxyde de fer Fe_3O_4 appelé «magnétite». La notion de pôle magnétique fut introduite en 1269 par l'ingénieur militaire français Pierre de MARICOURT. Il appela «pôle nord», le pôle de l'aimant qui se dirige vers le pôle nord géographique et «pôle sud», le pôle opposé. Il mit en évidence la loi fondamentale affirmant que des pôles identiques se repoussent et que des pôles différents s'attirent. MARICOURT tenta sans succès d'isoler un pôle, c'est-à-dire de créer un «monopôle». Chaque fois qu'il coupait un aimant en deux, il obtenait un nouvel aimant présentant toujours un pôle nord et un pôle sud.

Plus tard, à la fin du 18^e siècle, Charles COULOMB, fort du succès de la loi qu'il avait déduite pour expliquer les forces agissant entre des charges électriques, proposa une loi du même type pour expliquer les forces magnétiques, en introduisant la notion de «masses magnétiques», m_i :

$$F = k \frac{m_i m_{i2}}{r_{12}^2} . \quad (3)$$

On n'est jamais parvenu à démontrer cette loi parce que les masses magnétiques n'existent pas, ou du moins on n'est jamais parvenu à prouver leur existence. C'est André-Marie AMPERE (1775-1836) qui donna l'explication en suggérant que le magnétisme n'est pas dû à l'existence d'hypothétiques «masses magnétiques» mais qu'il résulte de l'interaction entre des courants électriques. Nous connaissons déjà l'interaction électrique entre des charges électriques immobiles. Lorsque ces mêmes charges sont en mouvement, il apparaît entre elles une interaction supplémentaire qui est l'interaction magnétique.

De la même façon qu'on a procédé pour le champ électrique, on peut tracer autour d'un fil parcouru par un courant électrique, un réseau de lignes de «champ magnétique» qui serviront d'intermédiaire pour calculer la force magnétique. Toutefois, contrairement au cas des lignes de champ électrique qui partaient d'une charge positive et allaient vers une charge négative, les lignes de champ magnétique sont fermées (les «charges magnétiques»

n'existent pas) ce qui implique que dans n'importe quelle situation, le flux du champ magnétique à travers une surface fermée sera nul.

L'expression de la force magnétique, à partir du champ magnétique, est compliquée, parce que contrairement au champ électrique, la force magnétique ne s'exerce pas dans la direction du champ, mais dans la direction perpendiculaire à ce dernier. C'est Michael FARADAY (1791-1867) qui découvrit en 1831, la possibilité de générer un courant électrique en modifiant le flux d'un champ magnétique. Par exemple, si on approche un aimant permanent d'une boucle métallique, on y fait apparaître un courant transitoire détectable grâce à un galvanomètre sensible (appareil de mesure de courants très faibles).

1.3. Les équations de Maxwell et les ondes électromagnétiques

De ces considérations sur les champs électriques et magnétiques, il est possible de définir la notion d'onde électromagnétique. Une charge électrique immobile crée dans l'espace autour d'elle, uniquement un champ électrique constant et ne crée pas de champ magnétique. Une charge électrique en mouvement rectiligne uniforme crée un champ électrique variable qui se déplace avec elle, et un champ magnétique constant. Si la charge électrique est accélérée, alors, et dans ce cas seulement, elle émettra à la fois un champ électrique variable et un champ magnétique variable. À cause de leurs variations, ces deux champs peuvent s'entretenir l'un l'autre et donner naissance à une onde électromagnétique. En effet, un champ électrique variable produit un champ magnétique et à son tour, le champ magnétique variable produira un champ électrique. Ces champs sont périodiques dans l'espace et dans le temps : une onde électromagnétique est donc une onde progressive. Dans le vide, les ondes électromagnétiques se déplacent à la vitesse de la lumière.

L'électromagnétisme se fonde sur les quatre équations établies par MAXWELL (1831-1879) :

$$\begin{aligned}
 \vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} \\
 \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \\
 \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\
 \vec{\nabla} \times \vec{B} &= \mu_0 \vec{j} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}
 \end{aligned} \tag{4}$$

Ces relations gouvernent l'électricité et le magnétisme. Il s'agit de quatre équations à deux inconnues : le champ électrique \vec{E} (et) le champ magnétique \vec{B} . ρ et \vec{j} et sont les densités de charge et de courant électrique. ϵ_0 et μ_0 sont la permittivité et la perméabilité magnétique du vide et valent respectivement $8,85 \times 10^{-12} \text{ C}^2 \text{N}^{-1} \text{m}^{-2}$ et $4\pi \times 10^{-7} \text{ NA}^{-2}$ de telle sorte que :

$$1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = 3 \times 10^8 \text{ m/s} = c, \quad (5)$$

c'est-à-dire la vitesse de la lumière dans le vide (c). Ceci n'est pas dû au hasard puisque la lumière possède les propriétés physiques d'une onde électromagnétique.

Ces quatre équations sont aussi nommées respectivement lois de GAUSS, GAUSS magnétique, FARADAY et AMPERE-MAXWELL du nom des scientifiques qui ont établi leur validité expérimentale et théorique. Il suffit de chercher une solution aux équations de MAXWELL pour modéliser la propagation de la lumière dans le vide ou dans la matière (réfraction, réflexion, biréfringence). Ainsi, dans le vide, c'est-à-dire pour un milieu sans charge électrique ($\rho = 0$) et sans densité de courant électrique ($\vec{j} = 0$), les solutions en ondes planes obtenues pour les champs électrique et magnétique ont la forme d'une onde progressive transversale, c'est-à-dire que le champ électrique et le champ magnétique sont non seulement perpendiculaires à la direction de propagation de l'onde mais également perpendiculaires entre eux comme représenté à la Figure 3. Dans un espace à trois dimensions comme le nôtre cela signifie aussi qu'il ne peut y avoir que deux directions perpendiculaires de polarisation. En résumé, une onde électromagnétique est caractérisée principalement par :

- une fréquence : ν (en hertz ou Hz, s^{-1}) qui définit la «couleur» de l'onde,
- un vecteur d'onde : \vec{k} de norme $k=2\pi/\lambda$ (en m^{-1}) qui définit sa direction de propagation,
- une polarisation, c'est-à-dire une orientation du champ électrique par rapport à la direction de propagation. Deux polarisations linéaires sont possibles, comme il est expliqué ci-dessus.

La fréquence est reliée à la longueur d'onde λ (en m) par la vitesse de propagation v (en m/s) dans le milieu considéré : $v = \lambda\nu$. Dans le vide, $v = c$ (vitesse de la lumière). De plus, la fréquence ν est directement reliée

à la période T (en s) de l'onde par : $\nu = 1/T$. Finalement, on définit la pulsation de l'onde par $\omega = 2\pi\nu$ (en radians/s).

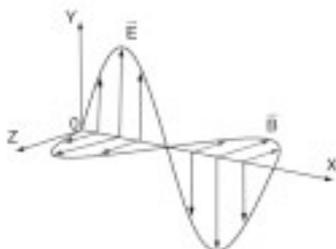


Figure 3 : Représentation d'une onde électromagnétique se propageant dans la direction x . Le champ électrique est orienté selon l'axe y (direction de polarisation).

Le laser, qui fait l'objet de ce document, est une source de radiation électromagnétique particulière. Elle n'est pas unique mais elle présente de nombreux avantages en comparaison à d'autres sources. Une autre source de radiation électromagnétique largement utilisée est l'antenne linéaire qui émet dans le domaine des ondes radio (voir ci-dessous). Elle correspond à un dipôle électrique oscillant. Les deux charges électriques égales et de signes opposés se déplacent dans des directions opposées le long d'un conducteur électrique. Les sens de déplacement sont inversés périodiquement (voir Figure 4). La modulation du dipôle dans le temps conduit à une modification des lignes de champ électrique en comparaison avec le cas stationnaire représenté à la Figure 2. Elles prennent la géométrie illustrée à la Figure 4 : les lignes de champ se ferment sur elles-mêmes lorsque les charges se superposent au centre de l'antenne et s'élargissent dans le cas contraire. À un instant particulier, l'analyse de l'intensité du champ électrique le long de l'axe perpendiculaire au dipôle montre que ce champ est oscillant. Notons que puisque les charges se déplacent de façon oscillatoire, elles correspondent à un courant électrique variable qui produit également un champ magnétique \vec{B} oscillant dont les lignes de champ sont contenues dans le plan perpendiculaire à la direction du mouvement. Les champs oscillants \vec{E} et \vec{B} sont en phase l'un avec l'autre : ils augmentent et diminuent en même temps et sont, à tout moment, perpendiculaires l'un à l'autre, tout en restant constamment perpendiculaires à la direction de propagation de l'onde. À grande distance du dipôle, nous observons dès lors une onde électromagnétique transversale (*TEM*). La fréquence ν de l'onde est identique à la fréquence du mouvement d'oscillation des

charges dans l'antenne. Dans le vide, la longueur d'onde λ est donnée par la relation $\lambda = c / \nu$.

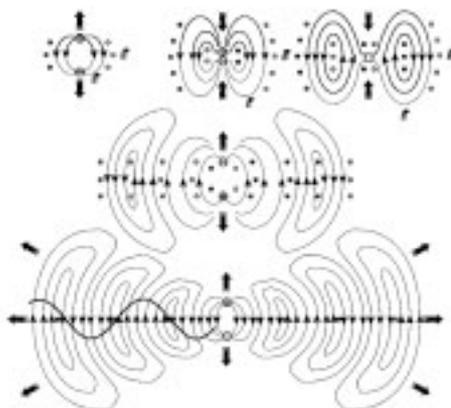


Figure 4 : Création d'une onde électromagnétique par un dipôle oscillant.

1.4. Spectre électromagnétique

La lumière visible ne constitue qu'une toute petite partie du spectre des ondes électromagnétiques pour des longueurs d'onde de 0,8 (rouge) à 0,4 μm (violet). Le spectre recouvre en réalité différents domaines, bien plus vastes, classés en fonction de leur fréquence ou longueur d'onde (voir Figure 5). Ce spectre s'étend depuis des ondes de très grande longueur d'onde (supérieure au km) jusqu'à des ondes de très courte longueur d'onde (inférieure au femtomètre, soit 10^{-15} m). Cette étendue sur plus de 20 ordres de grandeur explique la richesse du spectre des radiations électromagnétiques et les propriétés extrêmement différentes que ces ondes présentent selon leur fréquence, ou longueur d'onde caractéristique.

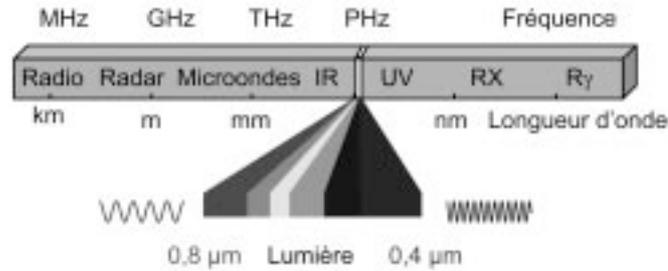


Figure 5 : Dénomination des ondes électromagnétiques en fonction de leur fréquence et longueur d'onde.

C'est en astronomie que l'on retrouve le mieux toutes les fréquences du spectre. Elle tente, à travers les signaux qu'elle détecte, de retrouver la nature des sources galactiques ou extragalactiques qui les émettent. Ces sources peuvent être d'immenses amas d'étoiles en régime de pulsation, mais aussi de simples protons de très haute énergie voyageant dans l'espace et émettant un rayonnement de freinage, ou encore des rayons gamma dus à des collisions nucléaires. Hormis le cas de l'astronomie, les sciences et les techniques sont souvent cantonnées dans un domaine de rayonnement bien spécifique, ce domaine ayant des propriétés physiques ou physico-chimiques bien particulières dans leur interaction avec la matière. C'est en partant de ces propriétés que nous pouvons définir les différents domaines du spectre des radiations électromagnétiques.

Ondes radio

Les ondes radio forment la partie extrême du spectre électromagnétique, dans le domaine des grandes longueurs d'onde, et donc des basses fréquences, jusqu'à 3 GHz. Les plus grandes longueurs d'onde observées à ce jour proviennent du cosmos et ont des longueurs d'onde de plusieurs millions de km. Pour les télécommunications et les émissions de radio et de télévision, on distingue plusieurs gammes de fréquences : basses fréquences (LF), hautes fréquences (HF), très hautes fréquences (VHF), ultra hautes fréquences (UHF), etc. Ces ondes sont émises par des déplacements de charges électriques dans des conducteurs qui servent d'antennes.

Ondes radars et microondes

Les ondes radars et les microondes sont des ondes électromagnétiques dont la fréquence varie approximativement entre 3 GHz et 300 GHz, c'est-

à-dire dont les longueurs d'onde sont comprises entre 10 cm et 1 mm. Ces ondes peuvent traverser l'atmosphère sans atténuation, c'est pourquoi elles servent pour les radars, les GSM et les communications avec les satellites. Les microondes sont également utilisées ($\nu = 2,45$ GHz ou $\lambda = 12,2$ cm) dans les fours du même nom, où elles réchauffent les aliments en faisant tourner les molécules d'eau. En effet, dans une molécule d'eau, l'atome d'oxygène attire à lui les électrons des deux atomes d'hydrogène. Il se forme donc un dipôle électrique, qui, lorsqu'il est exposé à un champ électromagnétique, tourne sur lui-même pour s'orienter avec le champ. Les molécules d'eau vont alors absorber de façon très efficace les microondes qui ont la bonne fréquence et il se produira un effet de «résonance» augmentant très fortement leurs amplitudes d'oscillation. Cette énergie de rotation est rapidement convertie en énergie thermique par collisions avec les autres molécules ce qui entraîne un chauffage efficace des aliments qui tous contiennent de l'eau, tandis que l'assiette qui les contient restera froide.

Infrarouge

Le domaine infrarouge (IR) va de 300 GHz (1 mm) jusqu'à environ 400 THz (0,8 μm). L'action du rayonnement infrarouge est ressentie comme un effet calorifique. Contrairement aux micro-ondes, qui induisent des rotations des molécules, le rayonnement infrarouge fait vibrer les molécules et est donc une manière très efficace de leur fournir de la chaleur.

Lumière

La lumière constitue le domaine du spectre des radiations électromagnétiques que nous pouvons «voir» directement avec nos yeux. Il s'agit d'une bande très étroite comprise entre 0,8 μm (rouge) et 0,4 μm (violet). Chaque couleur correspond à une longueur d'onde (et donc une fréquence) bien spécifique. Une onde de couleur correspondant à une seule fréquence est appelée onde «monochromatique». Ce que nous percevons comme lumière blanche n'est rien d'autre qu'un ensemble de couleurs mélangées. La source de lumière naturelle la plus importante, à notre échelle, est le rayonnement solaire dont la longueur d'onde dominante et perceptible par l'œil (0,55 μm) se trouve dans le jaune. Du point de vue atomique, on sait que les électrons circulent autour des noyaux sur des orbites dont les

rayons sont «quantifiés» : seules certaines valeurs sont permises. En fournissant de l'énergie à l'atome on peut envoyer un électron sur une orbite plus éloignée du noyau. À un moment donné, l'électron retombera sur l'orbite de départ en émettant un photon de lumière dont la couleur dépend de la différence d'énergie entre l'orbite de départ et celle d'arrivée. Les couleurs des différents objets dépendent ainsi de leurs structures électroniques.

Ultraviolet

Le rayonnement ultraviolet (UV) correspond à un domaine de fréquences allant de 8×10^{14} Hz ($\lambda = 0,4 \mu\text{m}$) à 3×10^{17} Hz ($\lambda = 10 \text{ nm}$). Comme pour la lumière visible, il est émis par les électrons liés qui, après avoir été excités, reviennent sur leurs orbitales initiales en restituant la différence d'énergie de liaison sous forme de rayonnement électromagnétique. Dans le cas de la lumière visible, ce sont les électrons extérieurs (les électrons de valence) peu liés au noyau qui contribuent. Dans le cas du rayonnement ultraviolet, ce sont des électrons plus liés au noyau qui interviennent, émettant ainsi un rayonnement plus énergétique. Ce type de rayonnement électromagnétique est produit dans des «lampes à décharge», où les électrons des atomes d'un gaz sont excités par une décharge électrique intense. Heureusement pour nous, les longueurs d'onde UV inférieures à $0,3 \mu\text{m}$ sont complètement absorbées par l'ozone de la haute atmosphère sans quoi aucune vie ne serait possible sur terre. La bande comprise entre $0,3$ et $0,4 \mu\text{m}$ peut être détectée par un film. Elle est appelée bande photographique UV.

Rayons X

Le domaine de fréquences du rayonnement X découvert par Wilhelm RÖNTGEN en 1895, s'étend de 3×10^{17} Hz (10 nm) à 3×10^{19} Hz ($0,1 \text{ \AA}$). La source traditionnelle de rayonnement X est l'émission de photons par des particules chargées ayant une grande vitesse, qui sont brutalement freinées. L'énergie d'un photon de rayonnement X est importante (de 100 eV à 200 keV) ce qui fait qu'il est très pénétrant et qu'il interagit fortement avec la matière. Il constitue aussi ce qu'on appelle un rayonnement «ionisant», capable de séparer les électrons des atomes et donc de produire des dégâts considérables dans les tissus humains. C'est pourquoi, dans le domaine médical, les rayons X sont utilisés aujourd'hui avec beaucoup de

précaution et aux doses les plus faibles possibles.

Rayons γ

Le rayonnement gamma (γ) qui varie de 10^{19} Hz à 10^{21} Hz est un rayonnement électromagnétique extrêmement énergétique produit lors de réactions nucléaires. Il se trouve en abondance dans le rayonnement cosmique. Il faut noter que certains rayonnements X ayant comme origine des déplacements de charges dans les espaces interstellaires ou même dans les étoiles, peuvent être d'énergie aussi élevée que celle des rayons gamma.

2. L'émission stimulée

Le principe «d'émission stimulée» de la lumière a été introduit en 1917 par Albert EINSTEIN (1879-1955). Il fait suite notamment aux travaux de Max PLANCK (1858-1947) qui, en 1900, sur base des concepts de la mécanique statistique classique, s'est attelé à résoudre le problème de la répartition spectrale du rayonnement du «corps noir», introduisant à cette occasion la quantification de l'énergie rayonnée interagissant avec le corps.

Le corps noir est un objet idéal qui absorbe toute l'énergie électromagnétique qu'il reçoit, sans en réfléchir ou en transmettre. Puisque la lumière est une onde électromagnétique, elle est intégralement absorbée et donc l'objet apparaît effectivement comme noir. Il est évident qu'un tel objet n'existe pas. Par définition, lorsque le corps noir est à l'équilibre thermique, il doit émettre de l'énergie puisque absorbant l'intégralité du rayonnement auquel il est exposé, sa température augmenterait sans cesse. Le corps noir, à l'équilibre thermique, rayonne donc de l'énergie sous la forme d'onde électromagnétique. Wilhelm WIEN (1864-1928) utilisa un four percé sur une de ses faces par un petit trou pour simuler expérimentalement un corps noir : les parois internes du four constituant le corps noir, et le petit trou permettant d'analyser le rayonnement interne sans en altérer l'état d'équilibre. C'est cette distribution spectrale du «rayonnement du corps noir» en équilibre thermique qui a été expliquée par PLANCK. Pour y parvenir, ce dernier a postulé que les échanges d'énergie (E) entre un faisceau électromagnétique et les parois du corps sont quantifiés selon la relation :

$$E = n h \nu, \quad (6)$$

où n est un nombre entier, h est une constante valant $6,62 \times 10^{-34}$ Js et ν est la fréquence de l'onde électromagnétique considérée. La grandeur h porte aujourd'hui le nom de constante de PLANCK et le terme $h\nu$ est appelé «quantum» d'énergie. La quantification de l'énergie rayonnée par le corps noir est un des fondements de la mécanique quantique et valut à PLANCK de recevoir le prix Nobel de physique en 1918. Sur base de ces travaux, EINSTEIN inventa par la suite le concept de photon en 1905, qui lui valut également le prix Nobel de physique en 1921.

2.1. Le corps noir

Notre expérience personnelle nous apprend que, lorsqu'il est chauffé, un corps rayonne de l'énergie (par exemple : le soleil, le filament d'une ampoule électrique, etc.). Ce rayonnement, qualifié de thermique, est un processus de transport de l'énergie. Il se distingue d'autres types de transport de chaleur tels que la convection et la conduction qui décrivent le transport d'énergie supporté par de la matière. Le «rayonnement thermique» est un moyen de transport de l'énergie ne nécessitant pas de milieu matériel. Il correspond en réalité à un flux d'ondes électromagnétiques.

En 1859, Gustav Robert KIRCHHOFF (1824-1887), le mentor de PLANCK, avait analysé les échanges d'énergie rayonnante pour des corps en équilibre thermique à une température donnée T et en avait déduit sa fameuse «loi du rayonnement», basée sur l'aptitude d'un corps à émettre et absorber l'énergie électromagnétique :

$$\varepsilon_\nu = \alpha_\nu \rho(\nu). \quad (7)$$

Dans cette relation ε_ν , correspond à l'énergie émise par le corps, par unité de surface, par unité de temps et par unité d'intervalle de fréquence autour de ν . α_ν est le pouvoir d'absorption du corps dans cette bande de fréquence et est sans dimension. $\rho(\nu)$ est la densité d'énergie en équilibre thermique avec le corps. Cette loi est fondamentale et signifie que, pour toute température fixée T , les parois de l'enceinte rayonnent autant d'énergie qu'elles en absorbent. Ceci est valable quelle que soit la nature des parois du corps et pour chaque fréquence prise individuellement. La notion de corps noir est basée sur cette relation particulière. Le corps noir est défini comme un corps parfaitement absorbant (α_ν vaut 1). Il est évident que dans ce cas il doit paraître noir. Cette définition impose cepen-

dant que l'énergie qu'il émet ϵ_ν est égale à $\rho(\nu)$ qui peut donc être à présent définie comme la fonction de distribution spectrale du rayonnement du corps noir. Concrètement, à l'instar de WIEN, il est possible de modéliser un corps noir en utilisant une enceinte complètement close dans laquelle un petit orifice est percé. La distribution de l'énergie irradiée qui en sortira doit être équivalente à celle d'un corps noir parfait, à la même température. Notons que KIRCHHOFF n'a pas donné d'expression à la fonction de distribution $\rho(\nu)$. Ce défi a été relevé en plusieurs étapes et nous en décrivons quelques unes ci-dessous.

Avant les travaux de PLANCK, divers expériences et développements théoriques ont permis d'établir les «lois du rayonnement thermique». STEFAN et BOLTZMANN ont ainsi démontré, respectivement expérimentalement et théoriquement, que la puissance totale (en watt ou W) du rayonnement émis à toutes les longueurs d'ondes, à travers la surface d'un corps noir est proportionnelle à la quatrième puissance de sa température (T) :

$$P = \sigma ST^4 \quad (8)$$

où σ est la constante de STEFAN-BOLTZMANN et vaut $5,6703 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$. La loi de WIEN exprime la dépendance entre la température du corps noir et la longueur d'onde de référence émise par ce dernier :

$$\lambda T = \text{constante} \quad (9)$$

où la constante vaut $0,002898 \text{ m} \times \text{K}$, si la longueur d'onde de référence est prise au maximum de la courbe d'intensité du rayonnement du corps noir. Bien que remarquables, ces relations ne nous renseignent en rien sur la répartition en longueur d'onde ou en fréquence du rayonnement du corps noir, à une température T déterminée.

2.2. Distribution spectrale du rayonnement du corps noir

Expérimentalement, la distribution spectrale du rayonnement solaire se présente selon la Figure 6a. Dans une certaine mesure, le modèle d'émission électromagnétique du corps noir doit pouvoir justifier les observations expérimentales. Les distributions de RAYLEIGH-JEANS et ensuite de PLANCK tentent d'y parvenir. Dans cette section, nous dérivons la première.

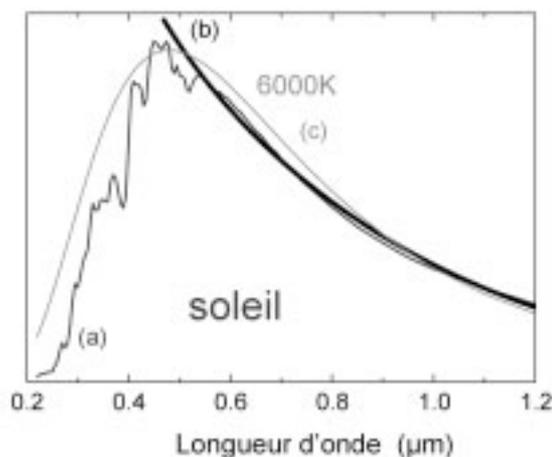


Figure 6 : Comparaison entre la distribution du rayonnement solaire mesurée (a) et les distributions de Rayleigh-Jeans (b) et de Planck (c) pour un corps noir de température 6000 K.

Nous considérons le corps noir comme une boîte cubique de côté L . Les dimensions finies de la boîte conditionnent fortement les ondes électromagnétiques pouvant y exister (voir Figure 7) puisque pour y exister celles-ci doivent interférer de manière constructive avec leur réflexion sur les parois. Ainsi, seules les ondes de longueurs d'onde λ qui sont telles qu'un nombre entier de fois $\lambda/2$ égale la dimension de la boîte, peuvent exister. Puisqu'elles sont confinées dans le cube, au vu de la relation entre k et λ , seules celles possédant un vecteur d'onde donné par :

$$k = \frac{\pi}{L} \sqrt{l^2 + m^2 + n^2}, \quad (10)$$

sont permises. l , m et n sont des nombres entiers positifs. Il n'y a donc pas une distribution continue des vecteurs d'onde ou des fréquences des modes électromagnétiques enfermés dans le cube. En considérant que les deux polarisations des champs sont permises, la densité de ces modes par unité de volume et dont la fréquence (et donc la longueur d'onde) est comprise dans un intervalle de fréquence $d\nu$ (et donc de longueur d'onde $d\lambda$) s'exprime :

$$P(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} d\nu \left[P(\lambda) = \frac{8d\lambda}{\lambda^4} \right]. \quad (11)$$

Pour formuler la distribution spectrale d'un corps noir à l'équilibre, avant les travaux de PLANCK, l'approche était de considérer chaque mode

comme satisfaisant à la statistique classique de BOLTZMANN et donc possédant une énergie moyenne uniquement fonction de la température :

$$\langle E \rangle = k_B T, \quad (12)$$

où k_B (qui vaut $1,3806 \times 10^{23}$ J/K) est la constante de BOLTZMANN. La fonction de distribution recherchée est dès lors le produit des deux quantités précédentes :

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi\nu^2 k_B T}{c^3} \text{ soit } (\rho(\lambda) = \frac{8\pi k_B T}{\lambda^4}). \quad (13)$$

$f\rho(\nu)$ est la « fonction de distribution de l'énergie de RAYLEIGH-JEANS ». Elle n'est cependant correcte que pour les grandes longueurs d'onde (petites fréquences) et dévie significativement des observations expérimentales pour les rayonnements ultraviolets (voir Figure 6b). Ce désaccord est connu comme la « catastrophe ultraviolette » et la résolution de ce problème est le grand succès de PLANCK.

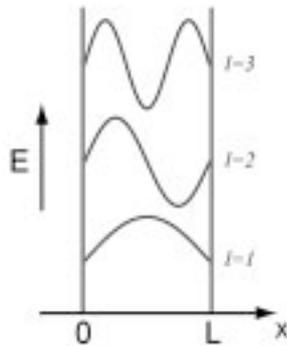


Figure 7 : Quantification des ondes dans une boîte unidimensionnelle. Le corps noir est modélisé par une boîte tridimensionnelle qui impose une quantification semblable dans chacune des trois directions de l'espace, plus complexe à représenter.

2.3. Quantification de l'énergie par Planck

Pour résoudre le problème de la catastrophe ultraviolette, PLANCK a postulé que l'énergie des ondes électromagnétiques est quantifiée, c'est-à-dire que l'énergie totale des radiations se décompose en éléments finis d'énergie, qui sont appelés « quanta » et dont la grandeur est déterminée par la fréquence des ondes électromagnétiques considérées (voir éq. 6).

Avec cette hypothèse, l'énergie moyenne $\langle E \rangle$ d'une onde électromagnétique n'est plus égale à $k_B T$ mais dépend de la fréquence :

$$\langle E \rangle = \frac{h\nu}{e^{h\nu/k_B T} - 1} \quad (14)$$

La fonction de distribution de l'énergie s'exprime dès lors :

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1} \quad \text{soit} \quad \rho(\lambda) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda_B T} - 1} \quad (15)$$

et apparaît en très bon accord avec la courbe du rayonnement émis par le soleil pour une température proche de 6000K, qui est donc la température estimée de la surface de notre étoile (Figure 6c).

L'hypothèse de PLANCK implique donc que l'échange d'énergie entre un faisceau optique et la matière ne peut se faire que par un nombre entier de quanta, particules d'énergie valant toutes $h\nu$. C'est cette quantification des échanges d'énergie qui permet de justifier le spectre d'émission de radiations par un corps tel que le soleil (Figure 6). EINSTEIN étendit plus loin encore cette notion de quantification en postulant que les ondes électromagnétiques sont elles-mêmes composées de particules de lumière, appelées «photons». La lumière doit donc être représentée autant par une onde que par des particules. Aussi paradoxal que cela paraisse, cette dualité onde-corpuscule est en réalité observée pour toutes les particules : les électrons, les protons, les atomes, etc. La mécanique quantique en donne une justification théorique, mais de nombreuses expériences attestent de cette dualité des propriétés de la matière en général.

2.4. Einstein et l'émission stimulée

Le concept de l'émission stimulée est le fondement des lasers. C'est ce phénomène qui est à l'origine de la cascade de photons qui forme le faisceau intense, monochromatique et si peu dispersif. Le concept est dû à EINSTEIN et résulte de son travail en 1922 sur le rayonnement du corps noir. Dans les paragraphes précédents, les échanges quantifiés d'énergie entre les ondes électromagnétiques et la matière sont toujours spontanés. Il n'y a pas de corrélation entre le moment où de l'énergie lumineuse est absorbée par la matière et celui où la matière émet son énergie sous la forme de radiations.

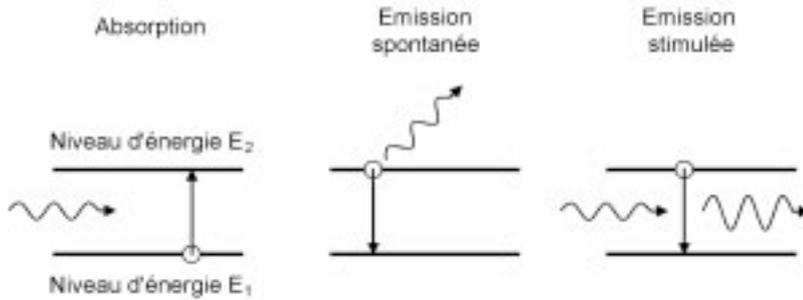


Figure 8 : Mécanismes d'absorption d'une radiation (flèche ondulée) par un atome de la matière, d'émission spontanée d'une radiation par désexcitation de la matière et d'émission stimulée d'une radiation correspondant à une désexcitation couplée à la présence d'une radiation initiale.

Nous considérons un ensemble d'atomes caractérisés par seulement deux niveaux (non dégénérés) : un niveau fondamental d'énergie E_1 et un niveau excité d'énergie E_2 . Ces atomes sont enfermés dans un volume unitaire et l'ensemble est à l'équilibre thermodynamique à température T . Les seules interactions possibles avec l'environnement sont l'émission ou absorption de quanta de lumière (photons) d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$. Puisque le nombre d'atomes qui sont «excités» par unité de temps, de l'état 1 vers l'état 2 par absorption d'un photon est proportionnel au nombre N_1 d'atomes dans l'état 1 et à la densité $\rho(\nu)$ de rayonnement électromagnétique à la bonne fréquence (ν), nous écrivons que la variation du nombre d'atomes dans l'état 1, due à l'absorption, est :

$$dN_1 = - B_{12} \rho(\nu) N_1. \quad (16)$$

B_{12} est un coefficient de proportionnalité qui est appelé «coefficient d'absorption». Le nombre d'atomes qui se désexcitent, par unité de temps, de l'état 2 vers l'état 1 par émission spontanée d'un photon est simplement proportionnel au nombre N_2 d'atomes dans l'état 2 :

$$dN_2 = - A_{21} N_2. \quad (17)$$

A_{21} est un coefficient de proportionnalité qui est appelé «coefficient d'émission spontanée». À l'équilibre thermodynamique, le nombre de molécules dans l'état 1 ou 2 est stationnaire, il est donc nécessaire que les changements de niveaux dN_1 et dN_2 soient identiques en valeurs absolues. Finalement, puisque la statistique de BOLTZMANN implique que :

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-(E_2-E_1)/k_b T} = e^{-hv/k_b T}, \quad (18)$$

nous pouvons écrire que :

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{12}} e^{-hv/k_b T}. \quad (19)$$

Cette distribution de radiations en équilibre avec la matière est incompatible avec le spectre du corps noir discuté dans la section précédente et ne reproduit pas le spectre du rayonnement solaire. Pour rendre ces expressions compatibles, EINSTEIN a postulé l'existence d'un second processus d'émission qui est qualifié «d'émission stimulée» et qui est proportionnel à la densité spectrale des radiations. Ce sont les radiations présentes qui engendrent elles-mêmes ce nouveau principe de désexcitation du niveau 2 vers le niveau 1. Dans ces conditions, l'équation 17 devient :

$$dN_2 = -A_{21}N_2 - B_{21}\rho(\nu)N_2. \quad (20)$$

B_{21} est le «coefficient d'émission stimulée». Puisque l'ensemble est à l'équilibre, l'expression 19 devient :

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{12}e^{hv/k_b T} - B_{21}} \quad (21)$$

et correspond à présent à la distribution spectrale théorique du corps noir obtenue dans la section précédente (voir équation 15) pour autant que :

$$B_{12} = B_{21}, \text{ et que } \frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}. \quad (22)$$

Si les mécanismes d'absorption et d'émission spontanée d'une radiation sont intuitifs, l'émission stimulée de photon ne l'est pas *a priori*. Pourtant, les lignes précédentes montrent qu'il est nécessaire de prendre en compte ce phénomène afin de reproduire l'émission de radiation d'un corps tel que le soleil.

L'émission spontanée décrit donc la possibilité qu'à un atome de passer spontanément d'un niveau d'énergie supérieur excité à un niveau d'énergie inférieur, sans aucune excitation externe, en émettant un photon

au hasard. Autrement dit, le photon émis est incohérent et ne partage pas les propriétés d'autres photons éventuellement présents. L'émission stimulée, introduite par EINSTEIN, correspond également à une désexcitation mais qui est cette fois couplée à la présence d'une autre radiation. Le rayonnement nouvellement émis possède non seulement la même énergie mais il partage également ses autres caractéristiques reflétant l'aspect ondulatoire de la lumière, telles que sa phase, sa polarisation et sa direction de propagation. Les deux radiations, ou photons, sont «cohérentes». Cette dernière affirmation est difficile à justifier puisqu'elle requiert un traitement quantique du phénomène. Toutefois, elle est fondamentale, puisque c'est effectivement la cohérence entre les photons initialement présents et ceux émis par le processus stimulé qui donne à la lumière laser ses propriétés particulières.

DEUXIÈME PARTIE : LE LASER

En faisant preuve d'un peu d'ingéniosité, il est possible de mettre à profit l'existence de l'émission stimulée pour amplifier une radiation. L'acronyme anglais LASER signifie «Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation», qui se traduit en français par «amplification de lumière par émission stimulée de radiation». Le processus d'émission stimulée proposé par EINSTEIN, et décrit dans la première partie, tient un rôle central dans la possibilité de réaliser un laser. À l'équilibre, la population d'atomes dans les niveaux d'excitation de plus haute énergie est plus faible que celle des niveaux de plus basse énergie. La mise en place de l'émission stimulée de photons n'est donc pas très efficace. L'obtention de radiations lasers nécessite donc de modifier cette occupation des états à l'équilibre en opérant ce qui est appelé une «inversion de la population». Il est également nécessaire d'inclure une source d'énergie extérieure, dont l'action est d'effectuer le «pompage» du laser, c'est-à-dire d'exciter un nombre maximum d'atomes. Enfin, puisque l'émission stimulée est, par définition, une désexcitation cohérente induite par un premier photon, une «cavité optique» doit confiner les radiations afin de déclencher la cascade de photons lasers.

3. Niveaux d'énergie

3.1. Transition électronique

Comme nous l'avons sous-entendu dans la première partie, les atomes et molécules présentent un spectre d'émission discontinu, tel que les fréquences émises correspondent aux écarts en énergie entre deux niveaux d'excitation. L'atome d'hydrogène, par exemple, présente un spectre caractérisé par seulement quatre raies fines dans le visible : violette (410.0 nm), bleue (434.0 nm), verte (486.1 nm) et rouge (656.2 nm). En toute rigueur, la compréhension de ce spectre discret nécessite un traitement quantique de l'atome d'hydrogène. C'est-à-dire qu'il est nécessaire de résoudre l'équation de SCHRÖDINGER pour un électron soumis au potentiel électrostatique d'un proton, ce qui fait en général l'objet d'un chapitre complet d'un cours de mécanique ou de chimie quantique.

Toutefois, ce que la théorie quantique apporte dans ce cas rejoint les observations de RYDBERG et les interprétations intuitives de BOHR. Comme nous l'avons précisé plus haut, les expériences montrent que, lorsqu'ils sont excités par une décharge électrique, les atomes d'hydrogène émettent des radiations de longueurs d'onde bien déterminées. En 1890, BALMER montra que ces longueurs d'onde vérifient la loi :

$$\frac{1}{\lambda} = R_y \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (23)$$

où R_y est la constante de RYDBERG et n est un nombre entier positif. Une fois énoncée, cette relation se vérifie aisément. Ainsi, les longueurs d'onde d'émission citées au début de cette section correspondent à n valant respectivement 6, 5, 4 et 3. Les raies d'émission ne sont donc pas indépendantes les unes des autres mais suivent une règle qui reflète la structure quantique de la matière. BOHR justifia cette loi en proposant un modèle de l'atome d'hydrogène où, d'une part, l'électron est en orbite circulaire autour du proton et où, d'autre part, seules certaines orbites sont permises (voir Figure 9). L'émission d'une radiation correspond dès lors au passage de l'électron d'une orbite de plus haute énergie vers une orbite d'énergie inférieure, la différence d'énergie étant émise sous la forme d'une radiation électromagnétique. Dans l'équation (23), n précise l'orbite de départ et le nombre «deux» indique que l'électron termine sa transition sur la seconde orbite permise autour du proton. Pour BOHR, les orbites permises sont telles que le moment angulaire de l'électron, c'est-à-dire le produit de la masse de l'électron par sa vitesse et par le rayon de l'orbite, est égal à un nombre entier de fois $h/2\pi$. Cette hypothèse est, à ce stade, purement heuristique mais permet de reproduire la loi énoncée par BALMER. Finalement, l'énergie totale de l'électron sur la $n^{\text{ième}}$ orbite s'écrit selon BOHR :

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{e^4 m_e}{8\epsilon_0^2 h^2} \quad (24)$$

avec la charge e de l'électron et sa masse (voir Figure 9).

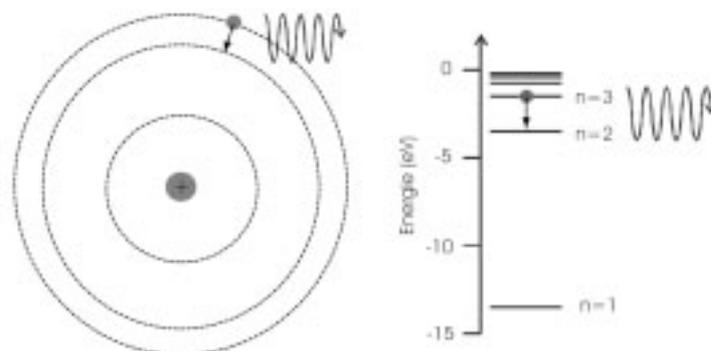


Figure 9 : (à gauche) Modèle de Bohr pour l'atome d'hydrogène, où l'électron est sur une trajectoire circulaire autour du proton. Seuls certains rayons sont permis. (à droite) Schéma des niveaux énergétiques obtenus pour le modèle de Bohr de l'hydrogène. L'émission d'un photon correspond au déplacement de l'électron d'un état d'énergie vers un autre d'énergie inférieure.

Le modèle d'orbite n'est cependant pas correct et est aujourd'hui abandonné au profit de la notion d'orbitale issue de la mécanique quantique. Toutefois, même si les orbitales électroniques ne correspondent pas rigoureusement aux trajectoires proposées par BOHR, le processus décrit reste correct, et l'émission et l'absorption d'une radiation sont toujours les résultats de la transition d'un électron d'une orbitale vers une autre. En chimie ou mécanique quantique, la solution du problème passe par la résolution de l'équation de SCHRÖDINGER qui s'écrit pour un électron à proximité d'un proton :

$$\frac{-\hbar}{2m_e} \nabla^2 \psi - V\psi = E\psi \quad (25)$$

Dans ce formalisme, l'électron est représenté par une fonction d'onde, notée ψ . Ceci résulte de la dualité onde-corpuscule déjà relevée dans la partie précédente pour les photons. Cette dualité est générale et valable aussi pour les particules. Le potentiel V est bien entendu dans ce cas le potentiel électrostatique entre les deux charges :

$$V = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R}, \quad (26)$$

avec R leur séparation. Le terme ∇^2 est en mathématique l'opérateur «laplacien» et vaut :

$$\nabla^2 \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} . \quad (27)$$

E est à nouveau l'énergie totale de l'électron. Pour l'atome d'hydrogène, l'équation peut être résolue exactement et les valeurs d'énergie permises par la mécanique quantique sont exactement celles obtenues de manière heuristique par BOHR. Elles demeurent une fonction du nombre entier n qui est appelé nombre quantique principal. Les ondes ψ permettent de localiser l'électron autour du proton et dépendent, en plus de n , d'autres nombres entiers qui sont notés l (compris entre 0 et $n - 1$ et noté s, p, d, f, ...), m (compris entre $-l$ et $+l$) et s (valant $+1/2$ ou $-1/2$) appelés respectivement nombres quantiques orbital, magnétique et de spin. Comme pour le modèle de BOHR où à chaque énergie E correspond une orbite, la mécanique quantique précise qu'à chaque énergie E correspond une fonction d'onde ψ . Ainsi, l'état fondamental de l'atome d'hydrogène où $n = 1$ et où l ne peut valoir que 0 se note 1s. Un état excité où $n = 2$ et $l = 1$ se note 2p. Ces deux états sont représentés à la Figure 10.

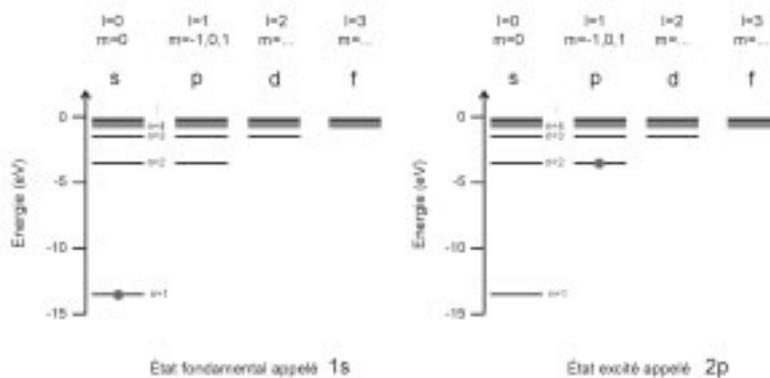


Figure 10 : Occupation des niveaux d'énergie électroniques de l'atome d'hydrogène dans son état fondamental 1s (à gauche) et dans l'état excité 2p (à droite).

Il n'est malheureusement pas possible de résoudre analytiquement l'équation de SCHRÖDINGER dans le cas d'un atome à plusieurs électrons, c'est-à-dire d'un atome autre que l'hydrogène, et la difficulté est encore plus importante dans le cas de molécules. En effet, dans le cas d'un

atome composé d'un noyau positif ponctuel et d'un ensemble d'électrons distribués autour de celui-ci, le potentiel électrostatique devient la somme de toutes les interactions possibles. Pour deux électrons, le potentiel se décompose en trois termes, pour trois électrons, en 6 termes, quatre électrons, en 10 termes,... Les physiciens ou chimistes doivent donc procéder à des approximations. Dans la limite où ces dernières sont valables, les solutions sont comparables à celles obtenues dans le cas de l'atome d'hydrogène. Ainsi, pour l'atome de Ne qui possède 10 électrons, en première approximation, la structure électronique est similaire à celle d'un atome d'hydrogène (à des valeurs d'énergie différentes!). À l'état fondamental, les 10 électrons sont distribués comme représenté à la Figure 11. Un état excité possible est également présenté. Les configurations de ces états fondamental et excité se notent $1s^2 2s^2 2p^6$ et $1s^2 2s^2 2p^5 3d^1$. Le nombre d'électrons occupant chaque niveau d'énergie n est donné par les nombres quantiques l , m et s . Ainsi, deux électrons peuvent occuper un niveau de symétrie s , alors que 6 peuvent se retrouver sur un niveau p .

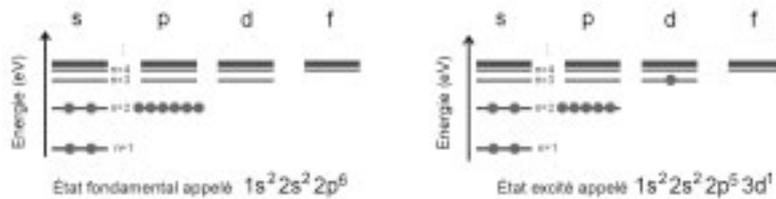


Figure 11 : Occupation des niveaux d'énergie de l'atome de néon dans son état fondamental et dans un état excité.

Dans les paragraphes précédents, l'excitation ou la désexcitation d'un atome, et l'absorption ou l'émission d'un photon qui en découle, reviennent à modifier le niveau électronique sur lequel se trouve un électron. La quantification des couches électroniques dans la matière est bien une réalité expérimentale, également modélisée avec succès par la mécanique quantique. La quantification des excitations dans la matière est cependant beaucoup plus généralisée et d'autres effets peuvent être mis à profit pour générer des radiations. Ainsi, les déplacements atomiques eux-mêmes sont quantifiés et les mouvements de vibration et de rotation des molécules peuvent également générer des radiations électromagnétiques. Elles seront toutefois d'énergie inférieure au cas des transitions électroniques et correspondront à une émission dans les longueurs d'onde infrarouges.

3.2. Transition vibrationnelle

Dans l'absolu, lorsque l'on considère une molécule, il est nécessaire de prendre en compte à la fois les noyaux et les électrons. Puisque dans la section précédente, il apparaît déjà difficile de prendre en compte plusieurs électrons sans procéder à des approximations, il est clair que la complexité du problème d'une molécule, qui comporte plus d'un noyau et d'autant plus d'électrons, le rend difficile voire impossible à résoudre. Toutefois, puisque la masse d'un électron est environ deux mille fois plus faible que celle d'un proton, il est possible de séparer les mouvements des électrons et des noyaux. Les physiciens et chimistes appellent cette décomposition l'approximation de BORN-OPPENHEIMER. D'une part, nous pourrions déterminer les niveaux d'énergie des électrons autour des noyaux considérés fixes. Ce problème est similaire à ceux présentés dans la section précédente mais avec une complexité accrue en raison de la présence des différents noyaux, même si ceux-ci sont fixes. D'autre part, il est possible de ne traiter que les noyaux. Nous considérons à présent ce problème dans le cas le plus simple qui est celui d'une molécule diatomique.

La molécule peut être considérée comme un petit oscillateur, c'est-à-dire deux petites masses, qui sont les noyaux, et un ressort qui représente la force de rappel entre les noyaux, schématisant en quelque sorte la liaison chimique dans la molécule. Ce modèle est en effet justifié puisque les atomes tendent à se maintenir ni trop éloignés ni trop proches. Trop éloignés : la molécule est dissociée et donc n'existe pas. Trop proches, les atomes doivent fusionner : hors nous savons la fusion atomique bien difficile à réaliser. Les masses sont donc maintenues à une distance d'équilibre par une force de rappel similaire à celle d'un ressort. La mécanique classique permet de montrer qu'il existe une fréquence particulière à laquelle le système peut osciller. Ce problème est conceptuellement équivalent au pendule : les horloges à balancier présentent une tendance au balancement à une fréquence déterminée par la longueur du pendule. Sans cette caractéristique, il ne serait pas possible d'utiliser ce principe pour réaliser les horloges qui doivent battre précisément la seconde. Dans le cas du modèle diatomique, les calculs montrent que la fréquence d'oscillation ν_0 vaut :

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m_v}} \quad (28)$$

où k précise l'élasticité du ressort (constante de raideur) et m_v est la masse réduite de la molécule pour la vibration. Dans le cas de molécules possédant trois atomes, par exemple, la molécule peut vibrer de trois façons différentes. Nous en reparlons plus tard dans le cas de la molécule de CO_2 . Chaque «mode de vibration» apparaît à une fréquence caractéristique, fonction des masses et forces de rappel entre les atomes. En mécanique classique, notre molécule diatomique peut se trouver dans n'importe quel état d'énergie. En mécanique quantique, la résolution de l'équation de SCHRÖDINGER montre dans ce cas que la molécule ne peut être excitée que dans des états d'énergie discrets, tels que :

$$E_v = \left(n + \frac{1}{2} \right) h\nu_0 . \quad (29)$$

n est de nouveau un nombre entier positif. Le diagramme des niveaux d'énergie correspond alors à une suite de niveaux séparés d'une même quantité d'énergie $h\nu_0$. Ce qui est important c'est que cette quantification de l'énergie vibrationnelle implique également la quantification des échanges avec le milieu extérieur à la molécule. Si la molécule est dans un état vibrationnel excité, par exemple celui où $n=1$, et qu'elle se désexcite dans l'état fondamental ($n = 0$), la molécule doit céder une quantité d'énergie valant $h\nu_0$, qu'elle peut émettre sous la forme d'une radiation lumineuse d'énergie équivalente. De tels photons sont infrarouges puisque typiquement les fréquences des vibrations des molécules sont de l'ordre du térahertz (voir Figure 5).

3.3. Transition rotationnelle

Comme nous l'avons mentionné plus haut, les molécules disposent d'un dernier degré de liberté qui est la rotation. En physique, le moment d'inertie I d'un corps décrit avec quelle facilité celui-ci peut être mis en rotation. Par exemple une danseuse sur la glace peut en maintenant les bras parallèles à son corps réduire son moment d'inertie et ainsi accroître sa vitesse de rotation, en comparaison avec l'instant où elle a les bras étendus horizontalement. En mécanique classique, l'énergie cinétique de rotation est proportionnelle au moment d'inertie I_r et au carré de la vitesse de rotation ω :

$$E = \frac{I_r \omega^2}{2} \quad (30)$$

En mécanique quantique, le traitement de ce degré de liberté à l'aide de l'équation de SCHRÖDINGER aboutit de nouveau à une quantification de l'énergie rotationnelle :

$$E = j(j+1) \frac{h^2}{8\pi^2 I_r}, \quad (31)$$

où j est un nombre entier positif. La différence d'énergie entre l'état rotationnel fondamental et le premier état excité vaut $h^2 / 4\pi I_r$, et correspond à la plus petite quantité d'énergie qui peut être échangée entre la molécule en rotation et son environnement; elle fixe donc la longueur d'onde du photon éventuellement créé lors de la désexcitation de l'état rotationnel. En pratique les valeurs de ces quanta sont encore inférieures à celles des modes de vibration et correspondent typiquement à des longueurs de microondes. Ce sont les mouvements de rotation des molécules d'eau qui sont mis en œuvre dans les fours à microondes. Une fois les molécules excitées par le faisceau de radiations microondes, leur rotation les conduit à entrer en collision avec les autres molécules présentes dans les aliments et ainsi produire un réchauffement macroscopique de la nourriture. Le premier « laser » fonctionnait en réalité dans le domaine des microondes et s'appelait pour cette raison un « maser ».

3.4. Synthèse

La mécanique quantique permet de justifier la réalité expérimentale de la discrétisation des échanges d'énergie à l'échelle des atomes et des molécules. Selon les propriétés de la matière mises en jeu, ces échanges d'énergie peuvent conduire à l'émission de radiations de diverses longueurs d'onde, l'énergie des photons émis correspondant à l'énergie cédée par la matière. Lorsqu'il s'agit de transitions électroniques, les photons sont généralement visibles ou ultraviolets, voire des rayons X lorsque ce sont des niveaux dits de cœur, c'est-à-dire très fortement liés au noyau, qui interviennent. Lorsqu'il s'agit de transitions vibrationnelles, les photons sont infrarouges tandis que pour les transitions rotationnelles, ils sont généralement des microondes. Les diverses propriétés de la matière permettent donc de couvrir une très large gamme de longueurs d'onde. Lors de la réalisation d'un laser, il est dès lors utile de s'interroger sur la gamme d'émission recherchée et de choisir de manière appropriée le

type de matériau, sa composition, son état, etc. Pour synthétiser les trois paragraphes précédents, nous présentons la Figure 12, où sont schématisés des niveaux d'énergie électronique, vibrationnelle et rotationnelle de la molécule de CO. La figure met en évidence les échelles d'énergie impliquées dans les différentes transitions.

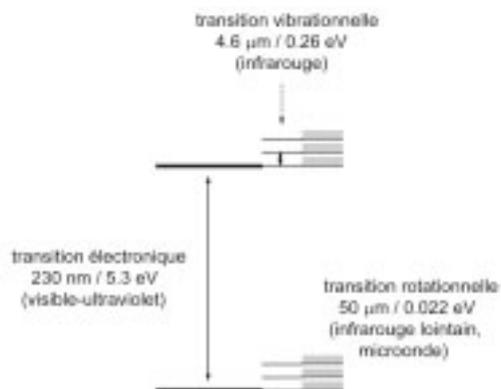


Figure 12 : Diagramme d'énergie de la molécule de CO limité à deux niveaux électroniques et illustrant les différences d'énergie entre les transitions électroniques, vibrationnelles et rotationnelles.

4. Laser à trois niveaux : le laser à rubis

4.1. Milieu actif

C'est un rubis rose dopé que T.H. MAIMAN (1927-) a utilisé pour mettre au point le premier laser en 1960. Il s'agit d'un laser à «isolant dopé», où le milieu actif est un cristal de rubis rose, c'est-à-dire un cristal d' Al_2O_3 isolant avec un dopage de 0.05 % en poids de Cr_2O_3 . L'aluminium et l'oxygène sont inertes et ne jouent qu'un rôle d'hôtes pour les ions Cr^{3+} . Ce sont ces ions de chrome dispersés dans le rubis qui constituent les composants véritablement actifs du milieu. Leur concentration est d'environ $1,62 \times 10^{19}$ ions/cm³. Dans la matrice de rubis, les niveaux électroniques des ions de chrome se présentent selon le schéma de la Figure 13.

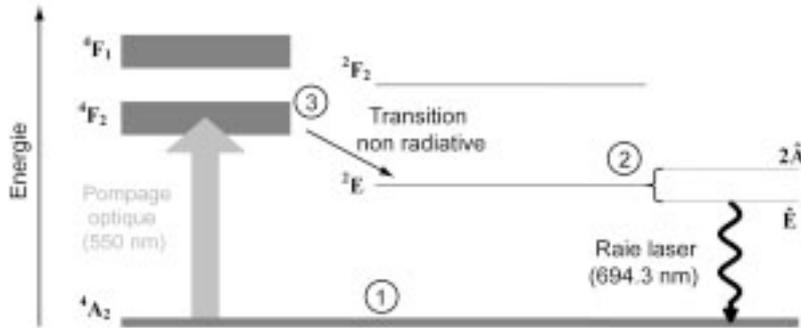


Figure 13 : Niveaux d'excitation du rubis rose dopé au chrome, les niveaux fondamental (1), de pompage (3) et intermédiaire (2) sont précisés.

Le laser à rubis est un «laser à trois niveaux». Outre le niveau fondamental de symétrie 4A_2 (Figure 13-1), l'émission d'un photon laser nécessite l'intervention de deux autres niveaux d'excitation électroniques. Il s'agit d'exciter le milieu pour que les ions de chrome viennent occuper un premier niveau excité, de symétrie 4F_2 dans ce cas (Figure 13-3) et de temps de vie relativement bref. Les ions se désexcitent alors dans un état intermédiaire, de symétrie 2E , de temps de vie beaucoup plus long (Figure 13-2). Puisque le rubis entourant les ions perturbe ces derniers, ce niveau 2E est en réalité scindé en deux. C'est la désexcitation de ce dernier niveau vers l'état fondamental 4A_2 qui produit l'émission de photons de 694.3 nm de longueur d'onde et dont la lumière laser est composée.

À ce stade de notre description, nous avons montré que le rubis dopé est capable d'émettre des photons. Toutefois, il n'y a pas encore d'effet laser véritable. Comme nous l'avons précisé plus haut, cet effet laser est engendré lorsque l'émission de photons est stimulée. Il est dès lors nécessaire de disposer le milieu actif, les atomes de Cr^{3+} dans des conditions permettant de provoquer cette émission stimulée (cohérente et amplifiée) de photons. Dans un premier temps, il est nécessaire de favoriser l'occupation du niveau 2E , au détriment du niveau fondamental, en maximisant le nombre d'ions qui sont dans cet état d'excitation. Cette opération est appelée «inversion de population».

4.2. Pompage et inversion de population

De manière générale, la matière tend à minimiser son énergie. Il est donc beaucoup plus probable que les atomes de chrome occupent le niveau fondamental 4A_2 . Si le matériau est à une température T , à l'équilibre thermique, il existe toutefois une certaine probabilité, certes bien plus faible, que des niveaux excités soient, éventuellement partiellement, occupés. La population des niveaux est donnée par la statistique de BOLTZMANN. Quoiqu'il en soit, le faible taux d'occupation des niveaux d'énergies supérieures et le fort remplissage des niveaux d'énergies inférieures implique l'absence d'émission significative de photons. Il est nécessaire «d'inverser la population des niveaux», c'est-à-dire de maximiser l'occupation des niveaux excités et de réduire celle des niveaux de faibles énergies. Dans le cas du rubis dopé, il faut libérer le niveau 4A_2 et remplir le niveau 2E .

La rupture de l'équilibre thermique du milieu actif requiert un apport d'énergie qui ne peut provenir que d'une source extérieure. Un «système de pompage» est donc couplé au milieu actif. Dans le cas du laser à rubis de T.H. MAIMAN, il s'agit «d'un pompage optique», réalisé par une lampe flash. Celle-ci est un tube de quartz contenant du xénon et dans lequel une décharge électrique soudaine est appliquée. En se désexcitant, les atomes de xénon émettent des radiations très intenses de lumière verte autour de 550 nm. L'absorption de ces photons verts par le milieu actif du laser est très efficace et conduit les atomes de chrome dans le rubis à occuper la bande 4F_2 . Notons qu'avec de telles intensités, il est difficile d'évacuer l'énergie thermique générée dans le cristal. Pour éviter sa destruction, la source de pompage n'est pas appliquée de manière continue mais sous la forme d'impulsions. Le laser à rubis de MAIMAN est donc un «laser pulsé». Le temps de vie du niveau 4F_2 est relativement bref, aussi les atomes de chrome se désexcitent quasi instantanément notamment vers le niveau 2E par des processus non radiatifs, tels que ceux résultant de collisions avec les autres atomes du milieu. Le niveau 2E est un état métastable, c'est-à-dire que son temps de vie est relativement long. Puisque la réduction de la population du niveau fondamental 4A_2 par le pompage est par contre très rapide, il est dès lors possible d'inverser l'occupation de ces états.

À ce stade, la désexcitation du niveau 2E vers le niveau 4A_2 peut se faire par émission stimulée. En effet, un premier photon, émis par émission

spontanée, a le temps d'induire l'émission d'un second par émission stimulée, au vu de la durée de vie importante de l'état 2E . De la lumière laser est générée. Toutefois, le rendement d'émission stimulée n'est pas suffisant pour permettre la génération d'un faisceau intense de radiations cohérentes. Pour accroître l'émission stimulée de radiation, il est tentant de simplement allonger le milieu actif, le rubis dans le cas de MAIMAN. Cette solution est cependant peu pratique et très coûteuse. De même, augmenter le nombre d'atomes de chrome actifs dans la matrice de rubis n'est pas non plus une bonne solution puisque, y agissant comme des impuretés, les ions Cr^{3+} en fragilisent la structure. Une imperfection majeure du système décrit plus haut est que les photons stimulés sont en réalité émis dans toutes les directions de l'espace, puisque les photons émis de manière spontanée sont eux-mêmes émis dans toutes les directions. Il est toutefois possible de générer une radiation laser directionnelle et donc de concentrer l'intensité émise dans un angle solide très réduit, en installant le milieu actif, le rubis, dans une «cavité optique» ou résonateur.

4.3. Cavité optique et amplification de la lumière

Pour le laser à rubis de MAIMAN, la cavité optique est réalisée en polissant deux faces opposées du barreau de rubis et en les recouvrant d'un film argenté, formant ainsi deux miroirs. Cette configuration favorise l'émission stimulée de radiation dans la direction déterminée par les deux miroirs. Nous illustrons les trois étapes du processus à la Figure 14. Dans un premier temps, l'énergie de pompage est fournie au milieu actif et l'inversion de population entre les niveaux E_2 et E_1 est induite (voir Figure 14a). Ensuite, les atomes de chrome sont susceptibles de se désexciter en émettant des photons de manière spontanée, dans toutes les directions (voir Figure 14b). Puisque le milieu actif est placé entre les deux miroirs, seuls les photons émis dans l'axe de la cavité sont réfléchis et traversent à nouveau le milieu actif. Chacun de ces photons est susceptible d'induire la désexcitation stimulée d'un atome, et donc de provoquer l'émission de photons se propageant à nouveau dans la direction axiale. À chaque passage, d'autres photons stimulés sont émis. Un phénomène d'amplification en cascade des radiations dans l'axe de la cavité résulte donc de la présence des deux miroirs (voir Figure 14c). L'un des miroirs est généralement partiellement transparent, si bien qu'une partie des radiations est

extraite de la cavité. C'est le faisceau de lumière laser. Au vu des processus physiques intervenant, il est monochromatique (car fonction des niveaux d'énergie discrets mis en jeu), directionnel (cavité optique) et intense (amplification en cascade).

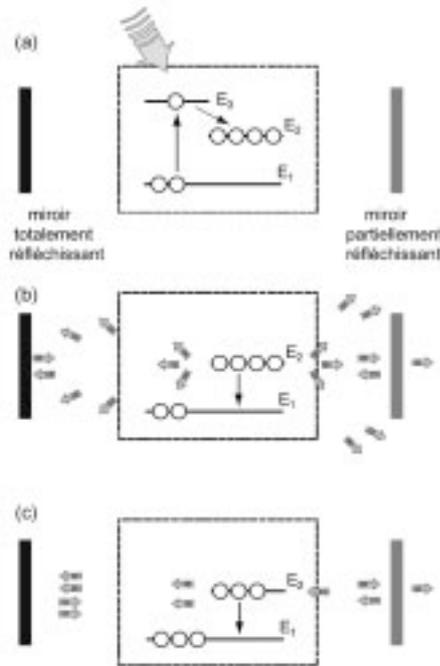


Figure 14 : Emission stimulée dans une cavité optique. (a) L'inversion de population est réalisée par le pompage. (b) Des photons sont émis de manière spontanée par désexcitation du milieu actif. (c) Les photons spontanés réfléchis dans l'axe de la cavité induisent l'émission stimulée d'autres photons. Une radiation laser intense s'établit parallèlement à l'axe de la cavité. Elle en est en partie extraite partiellement par un miroir partiellement réfléchissant.

5. Laser à quatre niveaux : le laser Nd : YAG

Lorsque le pompage et la désexcitation du milieu actif fonctionnent sur la base de quatre niveaux, il est possible d'utiliser des sources de pompage optique moins intense. Les cristaux de Nd : YAG sont largement utilisés dans les lasers à isolants dopés à quatre niveaux. Le Nd : YAG est une matrice de grenat d'oxyde d'aluminium (Al_2O_3) et d'yttrium (Y_2O_3) dans laquelle sont dispersés des atomes de néodyme (Nd^{3+}). Leur concentration est de l'ordre de 1 % correspondant à une densité de $1,4 \times 10^{20}$

ions/cm³. La matrice est très dure et permet la réalisation de barreaux de bonne qualité optique et présentant une bonne conductivité thermique pour l'évacuation de la chaleur lors du pompage.

Le barreau est généralement pompé par des sources lumineuses émettant dans un très large spectre puisque les bandes de pompage sont nombreuses dans le Nd : YAG. Même un apport modéré d'énergie au barreau y induit un remplissage rapide de ces bandes (Figure 15-4). Les ions de néodyme pompés se désexcitent rapidement par des transitions non radiatives vers l'état métastable ${}^4F_{3/2}$ (Figure 15-3). Les émissions spontanée et stimulée sont le résultat de la désexcitation de ce niveau vers le niveau $I_{11/2}$ (Figure 15-2). Celui-ci ne correspond pas à l'état fondamental des ions Nd^{3+} et la population de l'état $I_{11/2}$ est donc relativement faible, d'autant plus qu'il se désexcite rapidement de manière non radiative vers l'état fondamental $I_{9/2}$ (Figure 15-1). Ainsi, il est relativement peu coûteux d'engendrer une inversion de population entre les niveaux ${}^4F_{3/2}$ et $I_{11/2}$. Ceci résulte des différences de durée de vie entre ces états, et de la faible population du second puisqu'il n'est pas l'état fondamental du milieu actif. Nous comprenons ainsi le grand avantage des lasers à quatre niveaux.

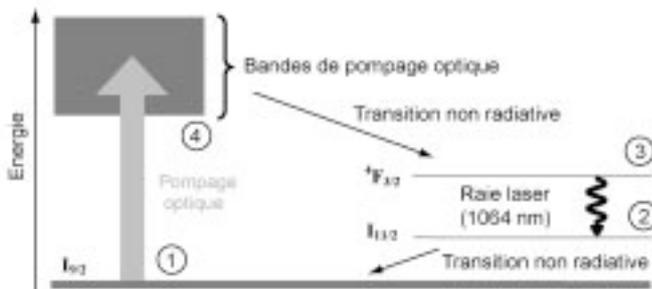


Figure 15 : Niveaux d'excitation du Nd : YAG, les niveaux fondamental (1) et de pompage (4) sont précisés. L'inversion de population et l'émission de radiation laser sont réalisées entre les niveaux (3) et (2). Le milieu actif fonctionne avec quatre niveaux.

6. Modes électromagnétiques de cavité

Tout comme dans le cas de la boîte représentant le corps noir à la section 2.2, le positionnement des miroirs de cavité impose une quantification des modes électromagnétiques du laser. En négligeant la taille finie des miroirs et du milieu actif, les champs électriques permis dans la cavité

correspondent à des ondes planes stationnaires oscillant le long de l'axe z de la cavité :

$$E(z) = E_0 \sin(2\pi\nu_n t) \sin(-k_n z) \quad (32)$$

$$\text{avec } k_n = n \frac{\pi}{L} \quad (33)$$

L est la longueur de la cavité, définie par les deux miroirs et n est un nombre entier positif. À chaque valeur de n , deux modes sont en réalité possibles. Ils correspondent aux deux polarisations transversales (section 1.3). Puisque chaque mode est caractérisé par une fréquence :

$$\nu_n = n \frac{c}{2L} \quad (34)$$

les modes sont espacés d'un intervalle de fréquence valant :

$$\Delta\nu = n \frac{c}{2L} \quad (35)$$

L'existence de la cavité impose donc des contraintes aux radiations émises par le milieu actif : à l'état stationnaire, elles doivent correspondre à des «modes longitudinaux» de la cavité. C'est donc le recouvrement entre les propriétés d'émission du milieu actif et les caractéristiques de la cavité qui détermine finalement l'émission laser. Entre autres, le profil spectral d'émission du milieu actif doit recouvrir, au moins en partie, les fréquences imposées par la géométrie de la cavité (éq. 34). C'est dès lors l'intersection des deux profils spectraux qui détermine les modes effectivement présents dans la cavité laser et, *a fortiori*, émis au travers du miroir partiellement réfléchissant. Dans le cas général où le profil spectral d'émission du laser est plus large que l'espacement en fréquence entre les modes longitudinaux (éq. 35), plusieurs modes optiques peuvent être entretenus dans la cavité. En pratique, pour limiter le nombre de modes dans la cavité, un des miroirs est choisi tel que son coefficient de réflexion est maximum pour une fréquence. Le mode correspondant à cette fréquence est ainsi nettement favorisé lors de l'amplification.

Une cavité optique laser est un système complexe présentant des gains (émission stimulée) et des pertes d'énergie (réflexions imparfaites sur les miroirs). Le fonctionnement stationnaire ne peut donc être entretenu que lorsque les gains compensent les pertes. Le «rendement d'un laser» est défini comme le rapport entre la puissance utilisée pour le

pompage et la puissance de sortie du faisceau laser extrait de la cavité par le miroir partiellement réfléchissant. Ces rendements sont en général très faibles et valent au mieux quelques pourcents. La puissance de pompage non convertie se dissipe principalement sous forme de chaleur, aussi il est généralement nécessaire de refroidir le milieu actif. Le «facteur de qualité» Q de la cavité est défini comme le rapport entre l'énergie stockée dans la cavité et l'énergie dissipée lors d'un aller-retour des photons dans la cavité :

$$Q = \frac{2\pi\tau}{\Delta T}, \quad (36)$$

avec τ le temps de vie des photons dans la cavité et $\Delta T = 2L/c$, avec L la longueur de cavité.

En réalité, on n'utilise pas deux miroirs plans pour définir la cavité et notre discussion des modes de cavité en ondes planes stationnaires est donc une modélisation trop primitive. Elle illustre toutefois simplement ce que sont les modes de cavité. En pratique, l'utilisation de deux miroirs plans conduit à une cavité instable car elle ne permet pas de confiner les radiations dans la cavité. Il est donc préférable d'utiliser des miroirs courbes. Ainsi, une cavité est dite «stable» lorsqu'un rayon lumineux ne se propageant pas parfaitement parallèlement à l'axe de la cavité y reste cependant localisé. Les modes de cavité ne sont dès lors plus des ondes planes et peuvent présenter différentes distributions spatiales. Quelques-unes sont illustrées à la Figure 16. En général, le mode TEM_{00} est le plus simple et le plus recherché puisqu'il présente la distribution radiale la plus confinée.

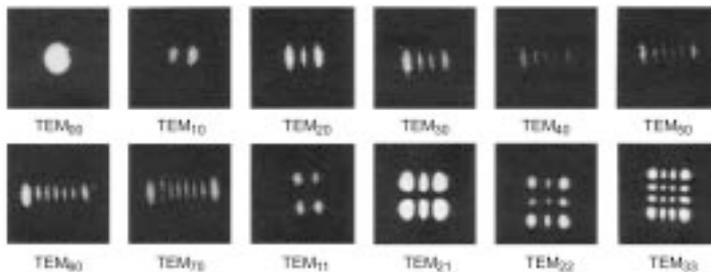


Figure 16 : Images de différents modes électromagnétiques transversaux (TEM) dans une cavité optique laser.

TROISIÈME PARTIE : LES LASERS À GAZ ET À SEMICONDUCTEURS

7. Les Lasers à gaz

7.1. Le laser He-Ne

Dans cette section, nous discutons du laser à hélium (He) et néon (Ne). Précédemment, nous avons précisé la nécessité, pour engendrer le processus d'émission stimulée, de maintenir une «sur-occupation» d'au moins un niveau des atomes du milieu actif, c'est-à-dire de mettre en place une «inversion de la population» des états. Dans les lasers à gaz et, en particulier, dans le laser He-Ne, ceci est obtenu dans un tube à décharge, qui consiste essentiellement en un tube scellé contenant le mélange gazeux. Le schéma d'un montage typique est présenté à la Figure 17. Les composants principaux sont indiqués, tels que le tube, la cathode, l'anode et les miroirs. L'énergie nécessaire au maintien de l'inversion de population provient donc d'une décharge électrique dans le gaz, qui est obtenue en appliquant une haute tension électrique entre l'anode et la cathode. L'émission laser est ainsi intrinsèquement liée à l'établissement et à la stabilité d'un plasma, mélange gazeux d'atomes ionisés et d'électrons, dans le tube à décharge. Le plasma est généralement allumé par l'application d'une surtension transitoire entre l'anode et la cathode, ou, éventuellement, par un filament chauffé qui émet des électrons dans le mélange gazeux. Avec l'application d'une haute tension entre les anode et cathode, les quelques électrons et atomes ionisés, générés lors de la phase d'allumage du plasma, sont accélérés vers les électrodes. Lors de leurs déplacements, ils entrent ainsi en collision avec d'autres atomes encore neutres dans le mélange, les ionisant à leur tour et engendrant progressivement le plasma. Une régulation des courants ionique et électronique dans le tube permet le maintien d'un plasma stable et donc le fonctionnement continu du laser. Un contrôle approprié du plasma permet d'obtenir une émission laser pulsée lorsque celle-ci est recherchée.

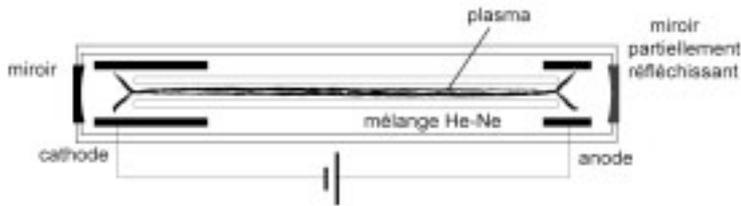


Figure 17 : Représentation d'un laser à gaz et de son tube à décharge. Les atomes ionisés et les électrons composant le plasma sont également schématisés, de même que les deux miroirs fermant la cavité laser.

Dans le cas du laser He-Ne, le gaz est un mélange de ces deux types d'atomes. Toutefois, ce sont les atomes de Ne qui sont responsables de l'activité optique. Les atomes d'He sont ajoutés parce qu'ils favorisent le processus de pompage, c'est-à-dire l'inversion de population dans les niveaux du Ne. Un schéma des différents niveaux électroniques des atomes de Ne et d'He est présenté à la Figure 18. Les photons lasers correspondent à la désexcitation du Ne depuis les niveaux 5s ou 4s vers les niveaux 3p ou 4p. L'inversion de population est effectivement possible puisque le temps de vie des premiers niveaux est de l'ordre de 100 ns, alors qu'il n'est que d'environ 10 ns pour les seconds. La longueur d'onde la plus utilisée vaut 632.8 nm et correspond à la lumière rouge bien caractéristique du laser He-Ne. Toutefois, d'autres transitions optiques sont permises et c'est en choisissant des miroirs présentant un coefficient de réflexion approprié à une de ces longueurs d'onde que la fréquence d'émission du laser est sélectionnée dans la cavité.

L'occupation des niveaux 5s ou 4s du Ne peut en principe résulter uniquement des collisions entre les atomes de Ne et les particules chargées du plasma. La probabilité d'excitation du Ne vers ces états est toutefois fortement accrue par la présence des atomes d'He. Ces derniers sont en effet aisément excités vers leurs niveaux 2³s ou 2¹s. Les atomes de Ne peuvent alors être efficacement excités dans les états métastables 5s ou 4s, grâce à la possibilité d'un transfert d'énergie résonnant lors des collisions avec les atomes d'He excités. L'inversion de population tend donc à s'établir et à être entretenue par le plasma. Comme il est expliqué précédemment, la désexcitation cohérente vers les niveaux inférieurs de temps de vie limité, 3p ou 4p, engendre l'émission stimulée de photons dans la cavité.

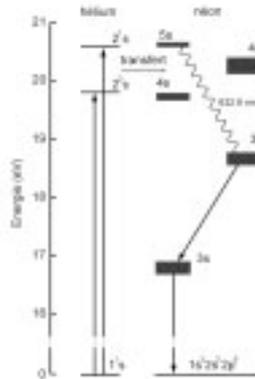


Figure 18 : Schéma des niveaux électroniques des atomes de Ne et d'He contribuant à l'établissement de l'effet laser.

Les autres lasers à gaz fonctionnent selon un principe similaire, reposant sur l'établissement d'un plasma dans un tube à décharge. Les longueurs d'onde émises sont caractéristiques des atomes ou molécules composant le mélange gazeux. Nous présentons ci-dessous quelques lasers parmi ceux qui sont fréquemment utilisés et soulignons quelques aspects techniques qui leur sont propres.

7.2. Les lasers à gaz rare

L'argon (Ar) est un des atomes de gaz rare les plus utilisés dans cette gamme de lasers. Il est responsable d'une émission laser visible verte, correspondant à une longueur d'onde de 514 nm. Le potentiel d'ionisation de l'Ar est relativement élevé, aussi, dans ce cas, il n'est pas nécessaire de le mélanger à un autre gaz pour obtenir un plasma. Des collisions multiples sont toutefois nécessaires pour engendrer l'excitation des atomes vers les états électroniques appropriés à l'établissement d'une inversion de population, aussi ces lasers se distinguent par une très forte densité de plasma, de deux ordres de grandeur supérieure à celle d'un laser He-Ne, et par un rendement peu élevé, de l'ordre de 0.1 %. Les puissances accessibles sont comprises entre 100 mW et 20 W. Pour des puissances supérieures à 1W, il est nécessaire de refroidir le tube de gaz, généralement par un courant d'eau.

D'autres gaz rares peuvent également être exploités : le krypton (Kr),

le néon ou encore le xénon (Xe). Le Kr est particulièrement intéressant car il engendre une lumière laser blanche, qui est la superposition des raies d'émission rouge à 647 nm, jaune à 568.2 nm, verte à 520.8 nm et bleue à 476.2 nm.

7.3. Les lasers à vapeur de métal

Le laser à hélium et cadmium (Cd) est certainement le plus représentatif de cette classe de lasers, où les transitions optiques actives résultent de transitions électroniques entre états excités d'atomes métalliques ionisés. Ces lasers ont la particularité d'émettre à des longueurs d'onde plus courtes que les lasers He-Ne et à gaz rares cités précédemment. Pour le He-Cd, elles valent 441 nm et 325 nm, soit situées à la fin du spectre de la lumière visible et dans l'ultraviolet. Le principe de fonctionnement est toutefois très similaire au laser He-Ne. Le Cd est, ici, l'élément optiquement actif et l'He favorise le maintien d'un plasma stable. Tout comme les atomes de Ne dans le laser He-Ne, les atomes de Cd sont efficacement ionisés et excités vers un état métastable par la réaction de transfert résonant d'énergie lors des collisions avec des atomes d'He ionisés dans le plasma. La dispersion des atomes de Cd dans la phase gazeuse est assurée par sublimation à partir d'un four. Le tube à décharge doit dès lors être maintenu à haute température afin de prévenir la condensation des atomes de Cd. Les puissances possibles sont de l'ordre de 50 mW en continu à 441 nm et 10 fois moins à 325 nm. Ces lasers présentent donc des caractéristiques complémentaires au laser He-Ne, mais fonctionnent dans des gammes de fréquences plus élevées et à moyenne puissance.

7.4. Le laser moléculaire à CO₂

Pour obtenir un rayonnement laser dans l'infrarouge, il apparaît judicieux d'exploiter les degrés de liberté de vibration des molécules, plutôt que les transitions électroniques, comme cela était le cas pour les lasers à hélium et néon, argon et vapeur de cadmium, discutés ci-dessus. Dans cette section, nous présentons le laser à dioxyde de carbone CO₂ qui est largement utilisé en laboratoire et dans l'industrie. Il permet de générer dans l'infrarouge des puissances allant jusqu'à plusieurs kW.

La molécule de CO₂ possède trois modes de vibration qui peuvent être aisément exploités : les modes de déformation à 667 cm⁻¹, d'élongation

symétrique à 1337 cm^{-1} et d'élongation asymétrique à 2347 cm^{-1} . L'inversion de population correspond à exciter majoritairement les molécules dans le mode d'élongation asymétrique. En se désexcitant vers les modes de déformation ou d'élongation symétrique, les molécules de CO_2 émettent des photons de 9.4 et 10.6 μm , respectivement. Toutefois, l'excitation des molécules de CO_2 requiert l'utilisation d'un mélange contenant également de l'azote (N_2) et de l'hélium (He). La composition et la pression des gaz varient fortement en fonction du type de laser. Cependant, un laser continu standard présentera une pression totale du mélange entre 10 et 50 Torr, avec des concentrations d'environ 15 % pour le CO_2 et le N_2 , et de 70 % pour l'He. Comme dans les exemples précédents, c'est la présence de l'hélium qui garantit l'existence du plasma et ainsi l'excitation des modes de vibration des molécules de N_2 et de CO_2 . Diatomique, le N_2 ne présente qu'un seul mode de vibration à 2330 cm^{-1} . Au vu de la proximité de cette fréquence avec celle du mode d'élongation asymétrique du CO_2 , une fois qu'il est excité, le N_2 peut se relaxer en transférant de manière résonante son énergie au CO_2 . Un pompage efficace de l'occupation du niveau vibrationnel asymétrique du CO_2 est donc assuré et l'inversion de population par rapport au niveau fondamental ainsi réalisée. Notons qu'en plus de maintenir le plasma, l'He entrant en collision avec le CO_2 favorise la désexcitation des modes de vibration inférieurs de la molécule, favorisant d'autant l'inversion de population et ainsi l'émission stimulée dans la cavité.

Bien qu'indispensable au fonctionnement d'un laser à CO_2 , le plasma est à l'origine d'une dissociation partielle de la molécule. En pratique, il est donc indispensable de disposer de catalyseurs favorisant la réoxydation du CO en CO_2 , ou de remplacer constamment le mélange gazeux. Enfin, afin d'éviter le peuplement thermique des deux modes de vibration inférieurs du CO_2 , la température du mélange gazeux ne peut pas trop s'élever. L'alimentation continue en mélange gazeux suivant l'axe de la cavité évite ces problèmes de dégradation du mélange par décomposition du CO_2 et de surchauffe du gaz. Les puissances que cette configuration autorise peuvent atteindre quelques kW, pour une consommation en gaz de l'ordre de 240 litres d'He, 30 litres de CO_2 et 45 litres de N_2 par heure et par kW. En l'absence de flux, les puissances possibles ne sont que de seulement quelques watts, voire quelques dizaines de watts si le tube est refroidi.

7.5. Les lasers à excimère

Le terme excimère provient de la contraction du terme anglais «excited-dimer». Il fait référence à la formation de dimères, c'est-à-dire de molécule diatomiques, possédant un état électronique excité associatif et un état fondamental dissociatif. En d'autres termes, le mélange gazeux est cette fois composé de deux types d'atomes A et B qui ne forment pas une molécule dans leur état fondamental mais qui forment un dimère A^*B lorsque A se trouve dans un état excité A^* . Un diagramme d'énergie est schématisé à la Figure 19.

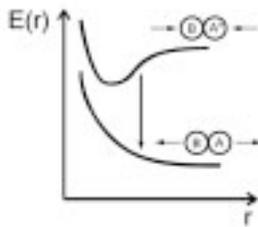


Figure 19 : Représentation des niveaux d'énergie d'un dimère dans le laser à excimère.

L'excimère le plus utilisé résulte de l'interaction entre un atome de gaz rare, par exemple l'argon (Ar^*), et un atome halogène, par exemple le fluor (F). De l'hélium est à nouveau incorporé au mélange afin de favoriser la formation d'un plasma dans le tube à décharge. Les gaz rares présentent une couche électronique externe complète, ce qui les rend naturellement très peu réactifs et donc peu enclins à former un dimère quand ils sont dans leur état fondamental. Par exemple la structure électronique de l'argon est $1s^22s^22p^63s^23p^6$. La situation des atomes halogènes est tout à fait différente. Ceux-ci présentent une couche externe incomplète : il leur manque un électron pour compléter leur orbitale p externe. Dans le cas du fluor, la structure électronique est $1s^22s^22p^5$. Il a donc une forte tendance à se lier avec un atome pouvant lui céder un électron afin de compléter sa couche p. Dans un laser à excimère ArF , la collision des atomes d'argon avec les électrons du plasma (résultant de la présence d'He) engendre l'excitation d'un électron de la couche 3p vers une orbitale supérieure. Cet électron de l'Ar est à présent disponible pour les atomes de F. Aussi, une liaison ionique peut s'établir entre l'atome d'argon excité (Ar^*) et l'atome de fluor. Le dimère Ar^*F est donc caractérisé par un transfert de charge de

l'Ar* vers le F. L'état métastable Ar*F se relaxe en 1 ns, voire 1 ms vers l'état fondamental qui, lui, est très instable et se dissocie en environ 1 ps. Ces processus sont exploités pour engendrer l'inversion de population dans les lasers à excimère. Les longueurs d'onde émises correspondent donc à la différence d'énergie entre les états excités et fondamentaux du dimère et sont en général dans le bleu ou l'ultraviolet.

Les lasers à excimère fonctionnent généralement en mode pulsé ce qui permet d'atteindre un rendement de conversion de 4 %. Typiquement, ils émettent des impulsions de quelques nanosecondes avec une énergie de quelques mJ à quelques dizaines de mJ et un taux de répétition de 10 Hz à 1 kHz. Pour les mélanges ArF, KrF et XeCl, les longueurs d'ondes émises valent respectivement 193 nm, 249 nm et 308 nm.

7.6. Le laser chimique

Dans les cas précédents, l'énergie requise pour engendrer l'inversion de population entre états est directement fournie par le plasma maintenu dans le tube à décharge. Pour le laser chimique, l'énergie est apportée par une réaction chimique exothermique qui excite les molécules dans un état vibrationnel. Tout comme dans le cas du laser moléculaire à CO₂, ce sont les modes de vibrations qui sont exploités et donc l'émission laser est également infrarouge. Le laser HF est le plus connu. Ici, les réactifs sont les gaz H₂ et F₂ qui produisent le HF suivant deux réactions exothermiques. La réaction implique un transfert de charge entre les atomes. Celui-ci est très rapide et se réalise avant même que la distance d'équilibre pour former la liaison ionique entre l'hydrogène et le fluor ne soit atteinte. La molécule de HF est donc laissée dans un état vibrationnel très excité pouvant correspondre à une dizaine de photons.

8. Le laser à semiconducteur (diode laser)

Dans les lasers à gaz, tels que ceux à He-Ne ou à Argon, les transitions responsables de l'effet laser résultent de transferts d'électrons entre des niveaux électroniques localisés sur les atomes. Dans un semiconducteur cristallin, les électrons impliqués dans les processus laser peuvent se déplacer librement à travers le matériau, sautant d'un atome vers un atome voisin. Les états électroniques ne sont plus caractérisés par des orbitales localisées sur un atome mais par des fonctions d'onde délocalisées sur

l'ensemble du matériau. Contrairement au cas d'un atome isolé, le diagramme d'énergie se présente dès lors sous la forme d'une distribution continue d'états, comme illustrée à la Figure 20. Ainsi, dans un semiconducteur, nous pouvons distinguer des densités continues d'états appelées «bande de valence» et «bande de conduction», séparées par une «bande interdite» dans laquelle il n'y a pas d'état électronique. Dans son état fondamental, à basse température, le semiconducteur intrinsèque est isolant puisque tous les états électroniques de la bande de valence sont occupés et que tous les états de la bande de conduction sont vides. À plus haute température, quelques électrons du haut de la bande de valence sont excités vers le bas de la bande de conduction. Ces électrons peuvent se déplacer dans le semiconducteur en sautant d'un atome voisin à un autre. De manière analogue, les lacunes de la bande de valence peuvent également se déplacer dans le semiconducteur. Les électrons de la bande de conduction et les lacunes (trous) de la bande de valence sont responsables de la conductivité électrique du semiconducteur intrinsèque.

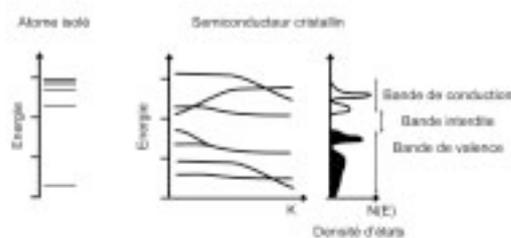


Figure 20 : Niveaux d'énergie pour un atome isolé et diagramme de dispersion de l'énergie et densité d'états électroniques pour un semiconducteur cristallin.

Puisque l'excitation d'un électron dans la bande de conduction est accompagnée par l'apparition d'un trou dans la bande de valence, le processus est défini comme la création d'une «paire électron-trou». La recombinaison d'une paire électron-trou peut être radiative, c'est-à-dire qu'elle peut s'accompagner de l'émission d'un photon. C'est cet effet qui est à la base des diodes semiconductrices luminescentes (LED) utilisées en électronique en général, et des diodes lasers en particulier, où l'inversion de population et l'amplification stimulée de lumière peuvent être obtenues en excitant un grand nombre de paires électrons-trous. Ceci est aisément réalisé lorsque la structure du semiconducteur est modifiée selon le schéma d'une diode.

Le principe d'une diode LED est illustré à la Figure 21. Il repose sur le dopage du semiconducteur, c'est-à-dire sur le remplacement d'atomes du matériau par d'autres, donneurs ou accepteurs d'électrons. Les premiers sont appelés «dopants de type N» et les seconds «dopants de type P». L'injection de dopants N permet de peupler la bande de conduction par des électrons. Dans le cas des dopants P, ce sont des trous qui sont ajoutés dans la bande de valence. Les semiconducteurs ainsi dopés sont des conducteurs électriques à température ambiante. Une diode est une structure formée par un semi-conducteur intrinsèque (I) entouré de part et d'autre par des zones dopées respectivement N et P. Lorsque le passage d'un courant est imposé à travers la diode, il y aura déplacement à la fois des électrons de la zone N et des trous de la zone P vers la région intrinsèque centrale. Le courant génère donc de nombreuses paires électrons-trous dans la région centrale, qui s'y désexcitent en émettant notamment des photons.

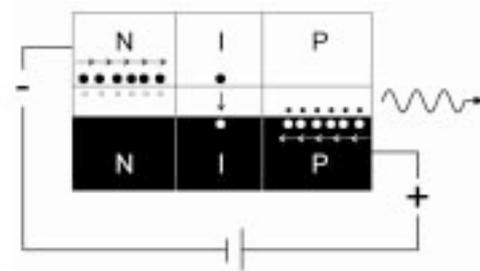


Figure 21 : Principe de fonctionnement d'une diode électroluminescente.

Dans le cas d'une diode laser, il est nécessaire de former une cavité afin d'assurer l'efficacité du processus d'émission stimulée. Ceci est simplement obtenu en polissant les faces de la diode puisque l'indice de réfraction élevé du semiconducteur garantit un coefficient de réflexion suffisant. Les semiconducteurs utilisés pour les diodes lasers, sont généralement construits à partir de composés binaires : GaAs, CdS, PbS, InAs, InSb ou de composés ternaires, qui permettent de moduler continûment la largeur de la bande interdite en modifiant la stoechiométrie des composés. Nous présentons dans le Tableau 1 les longueurs d'onde émises pour diverses diodes à semiconducteurs. En pratique donc, les lasers à semiconducteur ont une structure complexe, appelée hétérostructure, correspondant à un empilement de couches présentant des indices de

réfraction différents. Ceci permet de mieux délimiter les dimensions latérales de la cavité laser ainsi que la région où les paires électrons-trous se recombinent. Notons que la cavité d'une diode laser est extrêmement réduite (par exemple : $100 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$), aussi l'intervalle spectral entre les modes longitudinaux de la cavité est très large et de l'ordre de $\Delta\nu = c/2L = 0.3 \text{ THz}$.

	InGaN	InGaAsP/InAsP	InGaAs/GaAs	InGaAs/GaAs	AlGaAsP/GaAs
λ	417	630-700	720-850	900-110	1200-1600

Tableau 1 : Longueurs d'onde émises (nm) pour diverses diodes à semiconducteur.

Une diode laser est caractérisée par un rendement de conversion extrêmement élevé, de l'ordre de 60 %, mais pour un volume très réduit. La dissipation de chaleur au sein de la diode est dès lors critique dans les diodes lasers de puissance. Pour des applications requérant plus de puissance, les diodes lasers peuvent être réalisées en réseau linéaire sur un même semiconducteur. Ces structures linéaires peuvent ensuite être empilées sur une structure métallique refroidie par eau. De tels réseaux de diodes lasers peuvent générer des puissances de plusieurs dizaines de watts, voire de plus d'un kW.

QUATRIÈME PARTIE : LASER À ISOLANT DOPÉ ET PROCESSUS NON LINÉAIRES

9. Fonctionnement d'un oscillateur Nd : YAG pulsé

Deux exemples de lasers à isolants dopés ont été donnés dans les sections précédentes. Dans cette section, nous désirons décrire avec plus de détails le fonctionnement d'une cavité laser basée sur le Nd : YAG. Ce type de laser est utilisé dans notre laboratoire aux Facultés Universitaires Notre-Dame de la Paix à Namur et nous permet par l'utilisation de cristaux non linéaires, de générer des faisceaux lasers accordables de manière continue dans le visible et dans l'infrarouge. Avant de détailler les processus non linéaires, nous discutons le cas du laser Nd : YAG et passons en revue ses trois modes de fonctionnement : le mode simplement pulsé, le mode déclenché et le blocage de modes qui permettent de générer des impulsions de respectivement, quelques μs , ns et ps.

Le laser Nd : YAG est généralement pompé en mode pulsé par une lampe flash à Xe. Un générateur de haute tension (jusqu'à 2 kV) charge un condensateur de typiquement 30 à 60 microfarads. L'énergie stockée dans le condensateur, de quelques joules à 100 joules, est déchargée dans la lampe flash pendant une période d'environ 150 μs avec un taux de répétition généralement de l'ordre de 25 Hz. Ce temps de décharge est choisi légèrement inférieur au temps de vie du niveau excité du néodyme. Pour 100 J d'énergie électrique dissipée à chaque tir dans les lampes flash, seulement 5 % seront effectivement convertis en rayonnement laser. 95 % de l'énergie injectée se dissipera donc sous forme de chaleur. Celle-ci sera évacuée grâce à une circulation d'eau autour du barreau Nd : YAG et des lampes. La lumière générée par les lampes flash est préférentiellement réfléchiée vers le barreau. Dans les têtes lasers plus performantes, la cavité de la tête est elliptique et tapissée d'une couche réfléchive ou d'un diffuseur approprié, pour favoriser la concentration du rayonnement lumineux de pompage vers le barreau. Dans les têtes modernes, le barreau laser et les lampes flash sont placés à l'intérieur d'une structure en quartz.

Une fois le barreau Nd : YAG placé dans une cavité optique fermée par deux miroirs, en l'absence de toute contrainte de déclenchement, le

laser fonctionne en «mode relaxé». Toute inversion de population est quasiment instantanément convertie en énergie optique dans la cavité. L'impulsion laser aura une longueur approximative de 150 μs avec un profil temporel se rapprochant du profil d'intensité de la lampe flash. Le profil d'intensité de l'émission laser apparaît très bruité et est caractérisé par de nombreux pics appelés oscillations de relaxation. Ces pics sont causés par une interaction ou «oscillation» permanente entre l'évolution de l'intensité dans la cavité et le gain dans le barreau YAG. Cette instabilité du fonctionnement du laser, caractéristique des pompages courts ($\sim 100 \mu\text{s}$), disparaît dans le cas d'un pompage continu. Pour obtenir une émission pulsée stable de ces lasers, il est préférable de choisir un fonctionnement en mode déclenché ou par blocage de modes.

L'objectif du fonctionnement en «mode déclenché» est de concentrer l'énergie optique stockée dans le barreau YAG dans une impulsion brève. Le laser est toujours pompé par la lampe flash de Xe, avec des impulsions de 150 μs . Le principe est simple, il consiste à «fermer» la cavité laser, c'est-à-dire à empêcher les photons d'y osciller, pendant le pompage du barreau. Lorsque l'inversion de population atteint sa valeur maximale, la cavité laser est rapidement ouverte. Le gain par passage étant très élevé, l'énergie optique stockée dans le barreau est rapidement transférée dans le faisceau optique et une impulsion optique géante est générée, à l'instar d'une immense vague déclenchée par la rupture d'un barrage hydraulique. Ce mode de fonctionnement est aussi appelé «Q-switch». En effet, fermer la cavité consiste à y induire des pertes importantes, de manière à empêcher son fonctionnement, tandis qu'ouvrir la cavité consiste à augmenter rapidement son facteur de qualité. Nous présentons ci-après la méthode la plus couramment utilisée pour déclencher un laser Nd : YAG. La Figure 22 illustre les différents éléments optiques d'une cavité laser déclenchée, à savoir les deux miroirs de cavité, le barreau Nd : YAG, la cellule de POCKELS¹, le polariseur GLAN² et la lame quart-d'onde³.

Lorsque aucune tension n'est appliquée à la cellule de POCKELS, la cavité laser est fermée, c'est-à-dire que l'oscillation laser n'est pas permise (Figure 22-a). En effet, dans ce cas, le passage d'un faisceau éventuel au travers de la cellule ne voit pas sa polarisation changer. Néanmoins, la polarisation de ce faisceau sera tournée de 90° , après son double passage dans la lame quart-d'onde. Un faisceau de polarisation verticale deviendra

donc de polarisation horizontale. Or le polariseur GLAN n'autorise que des polarisations verticales dans la cavité, les polarisations horizontales étant déviées hors de la cavité. Il s'ensuit qu'aucun faisceau ne peut osciller dans la cavité. La cavité est « fermée » et donc le facteur de qualité Q est très proche de zéro.

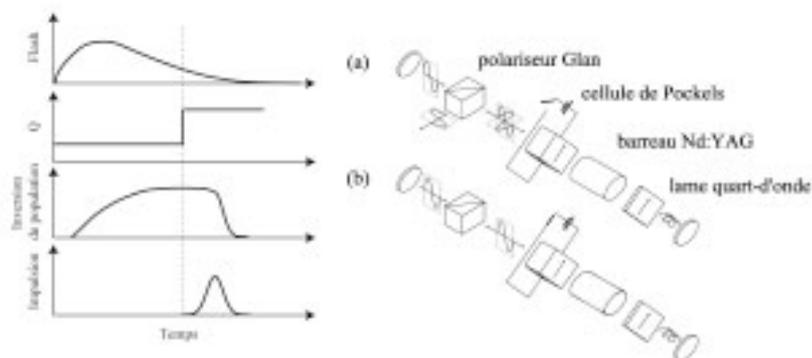


Figure 22 : A gauche : évolution temporelle de diverses grandeurs pour un fonctionnement du laser Nd : YAG en mode déclenché.

À droite : schéma d'un oscillateur Nd : YAG fonctionnant en mode déclenché.

Lorsque l'énergie optique stockée dans le barreau est maximale, une haute tension transitoire de quelques kV correspondant à un retard quart d'onde est appliquée à la cellule de POCKELS. Le double passage au travers de la cellule sous tension compense l'effet de la lame quart d'onde et la polarisation verticale du faisceau laser peut donc traverser le polariseur GLAN et une oscillation laser peut s'établir dans la cavité (Figure 22-b). La cavité laser est « ouverte », c'est-à-dire que son facteur de qualité Q est maintenant élevé. L'énergie optique stockée dans le barreau est rapidement convertie en rayonnement lumineux. La durée des impulsions lasers ainsi générées sera très courte, de l'ordre de grandeur du temps de vie des photons dans la cavité, c'est-à-dire de l'ordre de 10 ns.

1. La cellule de Pockels permet, par l'application d'une haute tension sur un cristal biréfringent, de modifier la polarisation d'une onde électromagnétique. Le changement de polarisation est contrôlé par la valeur de la tension appliquée.
2. Le GLAN correspond à un assemblage de deux prismes triangulaires accolés. Le film diélectrique entre les deux faces en contact induira la transmission ou la réflexion à 90° d'une onde selon sa polarisation.
3. La lame quart-d'onde est construite à partir d'un matériau biréfringent et permet de modifier la polarisation d'une onde électromagnétique.

Si l'utilisation d'une cellule de POCKELS est très répandue, d'autres procédés sont également couramment utilisés pour déclencher le laser. Pour dégrader la qualité de la cavité, on peut par exemple utiliser un modulateur acousto-optique. Ce dispositif est constitué d'un cristal traversé par une onde acoustique. Cette onde est générée grâce à un «transducteur», c'est à dire une électrode piézo-électrique collée au cristal et alimentée par une tension électrique oscillante. L'onde acoustique engendre des contraintes périodiques au sein du cristal, qui résultent en une modulation spatiale de son indice de réfraction. Le faisceau laser perçoit un réseau qui diffracte son énergie hors de l'axe de la cavité. La qualité de la cavité est restaurée en interrompant l'alimentation du transducteur.

Le fonctionnement en mode déclenché permet d'obtenir des impulsions d'une durée de l'ordre de quelques nanosecondes. La durée minimum de ces impulsions étant limitée par le temps nécessaire à réaliser quelques allers-retours au sein de la cavité. Il est possible d'obtenir des impulsions plus brèves, de trois ordres de grandeur, par la technique de couplage de mode.

Le principe de ce mode de fonctionnement est très simple. Remarquons d'abord, qu'en mode déclenché ou relaxé, l'énergie optique du faisceau se répartit dans toute la cavité laser. Cette répartition n'est pas parfaitement homogène et l'on observe des pics de sur-intensité temporelle (et donc spatiale) du faisceau. L'objectif du «couplage de mode» consiste à concentrer l'énergie optique de la cavité dans une seule impulsion très courte qui va osciller au sein de la cavité. Le faisceau émis à travers le miroir partiellement transparent au bout de la cavité se présentera donc sous la forme d'un train d'impulsions. Typiquement il est possible d'obtenir un train d'impulsions de longueur temporelle correspondant à quelques centaines de microsecondes et composées de centaines d'impulsions de durée inférieure à la nanoseconde. La dénomination couplage de modes provient du fait que ce mode de fonctionnement est décrit mathématiquement comme l'imposition d'une corrélation entre les phases temporelles des champs électriques oscillants dans chaque mode longitudinal TEM de la cavité. Pour obtenir le couplage de modes, il suffit, en principe, d'installer un obturateur rapide (mode blocage actif) au sein de la cavité, synchronisé avec la fréquence d'oscillation des impulsions lasers, correspondant à l'inverse du temps nécessaire pour réaliser un aller-retour

dans la cavité. Pour une cavité d'une longueur de 1.5 m, la période d'oscillation est de ~ 10 ns. La fréquence de notre obturateur doit donc être de 100 MHz. Un tel obturateur peut être réalisé à l'aide d'un modulateur acousto-optique, modulé à $\nu = 50$ MHz, puisque l'amplitude de la déformation interne du cristal s'annule à la fréquence 2ν , soit 100 MHz. Lorsque la déformation est non nulle, le faisceau laser est diffracté dans une direction hors de l'axe de la cavité laser et Q est proche de zéro. Cette technique permet d'obtenir des impulsions d'une durée approximative de 100 ps, correspondant à une longueur d'impulsion de 30 mm.

Une deuxième méthode de couplage de modes consiste à insérer un absorbeur saturable dans la cavité (mode blocage passif). Un absorbeur saturable se présente sous la forme d'un colorant dissous dans un solvant et circulant dans une cellule placée à l'extrémité de la cavité laser. Un absorbeur saturable présente un coefficient d'absorption qui diminue pour les intensités élevées du faisceau. Avant l'interaction avec le faisceau laser, l'ensemble des molécules se trouvent dans un état fondamental et présentent donc un coefficient d'absorption élevé, la valeur de Q est donc proche de zéro. Au fur et à mesure que le rayonnement est absorbé, le niveau fondamental se dépeuple au bénéfice du niveau excité. L'absorbeur saturable absorbe donc les faisceaux de faible intensité, mais il est blanchi, c'est-à-dire devient transparent, pour des faisceaux intenses. Un bon facteur Q est ainsi obtenu uniquement au maximum d'intensité des impulsions. Ces dernières se raccourcissent donc à chaque passage dans la cavité. La présence du colorant permet d'obtenir des impulsions d'une durée de 25 ps. Cette durée est limitée par la largeur spectrale de la transition optique responsable de l'émission stimulée.

Mathématiquement, la relation entre la durée minimum ($\Delta\tau_{LTMH}$ = largeur totale à mi-hauteur) de l'impulsion et la largeur de raie ($\Delta\nu_{LTMH}$ = largeur totale à mi-hauteur) est donnée par l'analyse de FOURIER. Pour un profil Gaussien, le produit de ces deux quantités est toujours supérieur à une valeur minimum :

$$\Delta\nu_{LTMH} \Delta\tau_{LTMH} \geq 2\ln 2 / \pi = 0,44 \quad (37)$$

Pour un laser Nd : YAG, puisque la largeur de raie est de 120 GHz (ou 4.5 Å à 1064 nm), la durée d'impulsion sera donc ≥ 4 ps. En pratique, les durées d'impulsion les plus courtes jamais obtenues sont de l'ordre de 8 ps

pour des impulsions mises en forme par la méthode du couplage des modes et d'un «miroir non linéaire». Cette durée est donc très proche de la durée minimale théorique. Nous détaillons comment il est possible d'y parvenir dans la section suivante. Toutefois, nous proposons dans un premier temps de rappeler quelques notions élémentaires d'optique non linéaire.

10. Miroir non linéaire : un nouveau type de mode-blocage efficace

10.1. Principes d'optique non linéaire

De manière générale, l'application à la matière d'un champ électromagnétique oscillant y induit un déplacement de charges appelé champ de polarisation. Celui-ci existe à toute fréquence, en absence de toute absorption. Si le champ électrique est faible, le champ de polarisation induit lui est proportionnel :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \tilde{\chi}^{(1)} \vec{E}. \quad (38)$$

$\tilde{\chi}^{(1)}$ est la susceptibilité linéaire du matériau. Cette grandeur est reliée à l'indice de réfraction par la relation. $n = \sqrt{1 + \tilde{\chi}^{(1)}}$. Toutefois, si le champ électrique appliqué est intense, comme c'est le cas pour les lasers, la relation (38) n'est plus vérifiée et la polarisation s'écrit :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \tilde{\chi}^{(1)} \vec{E} + \epsilon_0 \tilde{\chi}^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \dots \quad (39)$$

$\tilde{\chi}^{(2)}$ est la susceptibilité du second ordre, elle est responsable des phénomènes non linéaires d'ordre deux que nous allons évoquer un peu plus loin. La polarisation d'ordre deux induite par l'application d'un champ électrique s'écrit :

$$P_x^{(2)} = \epsilon_0 \chi_{xxx}^{(2)} [E_{x1} \cos(\omega_1 t - k_1 z)]^2. \quad (40)$$

En vertu de la relation trigonométrique élémentaire $2\cos^2 a = 1 + \cos 2a$, la polarisation non linéaire s'exprime comme la somme de deux contributions :

$$P_x^{(2)} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi_{xxx}^{(2)} E_{x1}^2 \cos(2\omega_1 t - 2k_1 z) + \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi_{xxx}^{(2)} E_{x1}^2. \quad (41)$$

La première composante de la polarisation correspond à la génération du second harmonique (SHG) et la seconde à la rectification optique. Le processus de génération du second harmonique nous intéresse directement pour l'utilisation d'un «miroir non linéaire» tel que proposé par STANKOV et mis en oeuvre dans notre laboratoire par A.A. MANI et A. PEREMANS. Dans la relation (41), nous observons que la polarisation non linéaire SHG est caractérisée par une fréquence double de celle de l'onde incidente $2\omega_1$ et d'un vecteur d'onde double de celui de l'onde incidente $2k_1$. Une onde caractérisée par une fréquence ω_2 et un vecteur k_2 se propageant simultanément dans le milieu pourra échanger efficacement de l'énergie avec l'onde issue de la polarisation SHG pour autant qu'elles soient en phase en tout temps et point de l'espace. Cette condition, dite d'accord de phase, s'écrit :

$$\begin{aligned} k_2 &= 2k_1 \\ \omega_2 &= 2\omega_1 \end{aligned} \quad (42)$$

Pour satisfaire aux équations de MAXWELL, le vecteur d'onde du champ issu de la polarisation SHG et celui du champ incident doivent s'exprimer comme :

$$k_i = \frac{\omega_i n(\omega_i)}{c} \quad (43)$$

Pour satisfaire aux conditions d'accord de phase, il apparaît donc que les indices de réfraction $n(\omega_2)$ et $n(2\omega_1)$ pour les ondes (k_2, ω_2) et $(2k_1, 2\omega_1)$ doivent être identiques. L'indice de réfraction est toutefois une propriété fortement dépendante de la fréquence de sorte que l'égalité de ces valeurs d'indice de réfraction ne peut être obtenue que pour des matériaux au moins biréfringents.

Un matériau «biréfringent de type uniaxe» présente en effet deux indices de réfraction en fonction de l'orientation de la polarisation du rayonnement par rapport à l'axe optique du cristal. L'onde dont la polarisation est perpendiculaire à cet axe est appelée «ordinaire», son indice de réfraction est noté $n_o(\omega)$. Pour l'autre polarisation, c'est-à-dire pour l'onde dont le champ électrique oscille dans un plan comprenant l'axe du cristal, l'indice de réfraction dépend de l'angle entre sa direction de propagation et l'axe du cristal (θ). L'onde est dite «extraordinaire» et l'indice de réfraction est noté $n_e(\theta, \omega)$.

Pour obtenir un accord de phase, il suffit donc de choisir un cristal pour lequel l'angle de coupe θ_{coupe} des faces par rapport à l'axe est tel que :

$$n_e(\theta_{coupe}, 2\omega_2) = n_o(\omega_2) \quad (44)$$

Dans ce cas, on choisira un faisceau (k_2, ω_2) polarisé suivant l'onde ordinaire, tandis que le faisceau $(2k_1, 2\omega_1)$ sera polarisé suivant l'onde extraordinaire. Il est évident que ce raisonnement est valable quelles que soient les valeurs de k_2 et de ω_2 et donc, en particulier, pour celle de l'onde incidente (k_1, ω_1) . La condition pour qu'il y ait échange d'énergie entre une onde incidente (k_1, ω_1) et l'onde SHG qu'elle induit dans le milieu est donc :

$$n_e(\theta_{coupe}, 2\omega_1) = n_o(\omega_1) \quad (45)$$

Ceci implique que les deux faisceaux fondamental et harmonique sont polarisés perpendiculairement l'un à l'autre. Ce type d'accord de phase est appelé de type I. Il est aisément observable notamment pour un cristal de β -BaB₂O₄ (BBO) qui est à même d'engendrer le second harmonique d'une onde de 1064 nm fournie par un oscillateur Nd : YAG. L'angle de coupe vaut 22.8° pour garantir un bon accord de phase et donc une conversion optimale. Les conditions initiales de phase entre les deux ondes à l'entrée dans le cristal favoriseront soit la conversion du fondamental vers le second harmonique ou la conversion inverse.

10.2. Miroir non linéaire pour le raccourcissement de l'impulsion

Le miroir non linéaire permet de réduire la durée d'une impulsion laser circulant dans la cavité. Ce «miroir» est composé d'un cristal BBO capable de convertir l'onde fondamentale du Nd : YAG dans l'infrarouge (1064 nm) vers son second harmonique de couleur verte caractéristique (532 nm) et d'un miroir dichroïque, dont le coefficient de réflexion dépend de la longueur d'onde. Dans ce cas, le miroir réfléchit 31 % du fondamental et presque 100 % du second harmonique. Les 69 % du fondamental qui sont transmis correspondent au faisceau laser extrait de la cavité. La distance entre le miroir dichroïque et le cristal BBO est ajustée pour que les ondes, fondamentale et SHG, réfléchies sur le miroir dichroïque soient à nouveau en accord de phase dans le cristal, mais cette fois tel que la conversion de l'onde SHG vers le fondamental est favorisée. Après ce second passage, seul le faisceau à 1064 nm subsiste donc.

Toutefois, l'impulsion à 1064 nm est, après sa réflexion sur le «miroir non linéaire», plus étroite dans l'espace et dans le temps. En effet, lors du premier passage dans le cristal, la conversion en SHG (532 nm) est plus efficace pour les hautes intensités. Ainsi l'impulsion SHG est plus courte que la fondamentale. Puisqu'une partie de la fondamentale est éjectée hors de la cavité par le miroir dichroïque, après reconversion de la SHG vers le fondamental, l'impulsion à 1064 nm est plus courte elle aussi. Il y a donc une réduction de la longueur d'impulsion à chaque réflexion sur le miroir non linéaire.

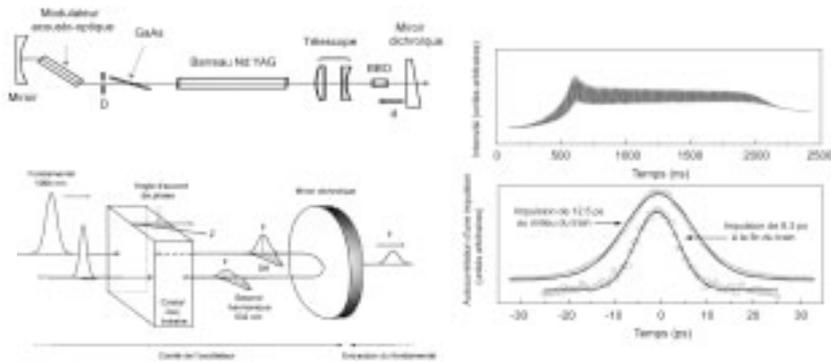


Figure 23 : A gauche : schéma de l'oscillateur Nd : YAG et principe de la réduction d'impulsion par la technique du miroir «non linéaire». À droite : train d'impulsions à la sortie de l'oscillateur et mesure de la durée d'impulsion en milieu et fin de train.

L'oscillateur Nd : YAG se présente donc tel que sur la Figure 23. Le miroir partiellement transparent classique est remplacé par le «miroir non linéaire» (BBO et miroir dichroïque). Le mode par blocage de modes est, ici, assuré par un modulateur acousto-optique. Afin de maximiser le nombre d'allers-retours dans la cavité, des lames semiconductrices de GaAs sont également introduites. L'absorption à deux photons est également non linéaire, aussi si l'intensité de l'impulsion devient trop importante, les lames de GaAs la limitent. Ceci réduit la consommation de l'énergie injectée dans le barreau YAG par les lampes flashes et maximise le nombre d'allers-retours que peuvent effectuer les impulsions dans la cavité. La Figure 23 montre l'allure typique d'un train d'impulsions du système extrait de la cavité. Le taux de répétition est de 25 Hz. Les trains sont d'environ 100 μ s et contiennent une centaine d'impulsions, correspondant à autant d'allers-retours dans la cavité. En fin de train, des impulsions aussi courtes que 8 ps sont mesurées.

10.3. Autres types de lasers à isolants dopés

L'ion néodyme peut être incorporé dans différentes matrices, telles que de la silice (verre). Dans ce cas, la largeur de raie de la transition laser est supérieure à 7500 GHz, de sorte que des impulsions lasers plus courtes de l'ordre de 100 fs peuvent être générées. D'autres matrices telles que du fluorure d'yttrium et de lithium YLF (LiYF_4), du vanadate d'yttrium (YVO_3) ou du saphir (Al_2O_3) peuvent être choisies afin d'adapter les caractéristiques du milieu actif à l'application laser (largeur de raie, densité maximum d'ions actifs, propriétés thermiques, durée de vie de l'état métastable, etc.) Le tableau suivant illustre pour les trois matrices les plus courantes, la variation de ces propriétés et mentionne l'application laser à laquelle le milieu actif est adapté.

	Nd : YAG	Nd : Verre (Silice)	Nd : YLF
Largeur de raie (GHz)	120	7500	~600
Durée de vie de l'état métastable (μs)	140	300	480
conductivité thermique (W/cm K)	0,14	0,012	0,06
Biréfringence	isotrope	isotrope	biréfringent
Application	barreau économique, génération d'impulsions ns et ps	génération d'impulsions courtes de 100 fs	génération d'impulsions courtes de 3 ps

Tableau 2 : Propriétés des matrices les plus courantes et mention de l'application laser pour laquelle le milieu actif est le mieux adapté.

Parmi les ions de terres rares (néodyme, holmium, erbium, thulium, ytterbium), nous noterons que le laser Er : YAG est particulièrement intéressant car le milieu Er^{3+} : YAG permet l'amplification stimulée la plus éloignée dans l'infrarouge à 2,94 μm pour un laser à isolant dopé. Outre les terres rares, les ions métalliques comme les ions de chrome, de titane, de cobalt et de nickel peuvent aussi être utilisés comme éléments actifs dans une matrice d'isolant. De cette dernière catégorie, nous rappelons que le laser à rubis basé sur des ions de Cr^{3+} dispersés dans une matrice d'alu-

mine est le milieu actif qui a été utilisé par MAIMAN pour démontrer le fonctionnement du premier laser.

Le même ion Cr^{3+} est utilisé dans le laser à alexandrite dans une nouvelle classe de lasers solides dit « accordables ». Cette propriété résulte d'une largeur de raie particulièrement importante. Dans le cas du laser à alexandrite, les ions de chrome sont dispersés dans une matrice de chrysobéryl ($\text{Cr}^{3+} : \text{BeAl}_2\text{O}_4$) qui présente une large raie de 100 nm centrée à 760 nm. Le déclenchement du laser à alexandrite est semblable à celui du laser Nd : YAG. Il s'agit du seul laser à isolant dopé, pompé par lampe flash, qui soit accordable. La fréquence d'émission est obtenue en modifiant la température du cristal.

Un second laser accordable à ions dopés très popularisé est le laser titane saphir ($\text{Ti}^{3+} : \text{Al}_2\text{O}_3$). Dans ce laser, la portion d'ion Ti^{3+} ayant substitué des ions Al^{3+} est de 0.1 %. De par la largeur spectrale importante ($\Delta\nu = 400$ nm de $\nu = 790$ nm) de la transition optique active, la section efficace d'amplification est réduite, de sorte que le laser titane saphir est généralement pompé, non pas par le spectre large du rayonnement d'une lampe flash mais par un source chromatique, c'est-à-dire par un autre faisceau laser émettant dans le vert. Ce dernier peut être un laser argon ionisé ou un laser YAG doublé en fréquence émettant dans le vert. En modes couplés, le laser Ti : Saphir permet d'émettre des impulsions optiques extrêmement brèves pouvant atteindre quelques femtosecondes.

10.4. Oscillateur paramétrique optique

Les sources lasers décrites dans cet article ne permettent pas de modifier leur(s) fréquence(s) caractéristiques qui dépendent des matériaux utilisés et du type de laser. Un matériau que l'on désire étudier ou modifier à l'aide d'un laser ne présente toutefois pas la même réponse à toutes les longueurs d'onde. Il apparaît dès lors très intéressant de pouvoir choisir la fréquence à laquelle on désire que le laser émette. À ce propos, les processus non linéaires du second ordre dans les cristaux apparaissent comme des outils puissants pour générer, amplifier et mélanger des ondes électromagnétiques depuis l'infrarouge lointain jusque dans le proche ultraviolet. Dans cette section, nous présentons les oscillateurs paramétriques optiques. De tels oscillateurs sont couramment utilisés dans notre laboratoire. De nouveaux types sont également en cours de développement.

Nous avons discuté plus haut de la réponse non linéaire du second ordre d'un matériau lorsqu'il est traversé par une onde électromagnétique intense (voir éq. 41). Si l'impulsion électromagnétique totale traversant le matériau résulte de la présence de deux ondes, $E_{x1} \cos(\omega_1 t - k_1 z)$ et $E_{x2} \cos(\omega_2 t - k_2 z)$, il est possible de montrer que la polarisation induite dans la matière vaut :

$$\begin{aligned}
 P_x^{(2)} &= 1/2 \varepsilon_0 \chi_{xxx}^{(2)} E_{x1}^2 \cos(2\omega_1 t - 2k_1 z) \\
 &= 1/2 \varepsilon_0 \chi_{xxx}^{(2)} E_{x2}^2 \cos(2\omega_2 t - 2k_2 z) \\
 &= \varepsilon_0 \chi_{xxx}^{(2)} E_{x1} E_{x2} \cos[(\omega_1 + \omega_2)t - (k_1 + k_2)z] \\
 &= \varepsilon_0 \chi_{xxx}^{(2)} E_{x1} E_{x2} \cos[(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)z] \\
 &= 1/2 \varepsilon_0 \chi_{xxx}^{(2)} (E_{x1}^2 + E_{x2}^2)
 \end{aligned} \tag{46}$$

Les deux premières composantes de la polarisation correspondent à la génération du second harmonique (SHG) pour chacune des fréquences incidentes, les deux suivantes respectivement à la génération de fréquence-somme (SFG) et de fréquence-différence (DFG), et la dernière à la rectification optique. Le processus DFG nous intéresse directement dans le cadre des oscillateurs paramétriques :

$$P_{DFG}^{(2)} = \varepsilon_0 \chi_{xxx}^{(2)} E_{1x} E_{2x} \cos[(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)z] \tag{47}$$

Cette polarisation engendre une onde $E_{x3} \cos(\omega_3 t - k_3 z)$ dans le matériau. De manière générale, les processus non linéaires du second ordre DFG vont permettre la coexistence de ces trois ondes, ainsi que les échanges d'énergie entre ces ondes, pour autant que les relations d'accord de phase suivantes soient vérifiées :

$$\begin{aligned}
 k_3 &= k_1 - k_2 \\
 \omega_3 &= \omega_1 - \omega_2
 \end{aligned} \tag{48}$$

Dans le cadre des processus paramétriques, un faisceau incident intense (k_{pompe} , ω_{pompe}) est injecté dans le cristal. Les deux autres faisceaux, (k_{signal} , ω_{signal}) et (k_{idler} , ω_{idler}) sont issus du bruit quantique. On note par définition «idler» (de l'anglais idler = ralenti) l'onde de plus faible fréquence. Les conditions d'accord de phase n'autorisent toutefois un transfert significatif d'énergie de la pompe vers les ondes «signal» et «idler» que si les relations suivantes (qui correspondent à la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement) sont réalisées :

$$\begin{aligned}k_{pompe} &= k_{signal} - k_{idler} \\ \omega_{pompe} &= \omega_{signal} - \omega_{idler}.\end{aligned}\tag{49}$$

Dans un oscillateur paramétrique optique, le faisceau signal oscille dans une cavité formée par deux miroirs, dans laquelle se trouve le cristal non linéaire. Le faisceau pompe est injecté avec une faible déviation par rapport à l'axe de cette cavité. Selon les conditions d'accord de phase recherchées et donc l'orientation du cristal, la fréquence des faisceaux «signal» et «idler» peut être choisie de manière continue, pour autant que les relations (49) restent vérifiées. Notons que, comme dans le cas de la génération du second harmonique, les conditions d'accord de phase ne peuvent être vérifiées que si le cristal non linéaire est au moins biréfringent et que les polarisations des différents faisceaux sont choisies de manière appropriée. Dans notre laboratoire, c'est un cristal de niobate de lithium (LiNbO_3) qui est généralement utilisé. Il est pompé par le faisceau intense à 1064 nm issu de l'oscillateur Nd : YAG, après son passage par un étage d'amplification. Il permet un accord de phase de type I, c'est-à-dire où les polarisations des faisceaux «signal» et «idler» sont toutes les deux ordinaires et celle de la pompe extraordinaire ($e \rightarrow o + o$). L'«idler» peut varier de 2.1 à 4.3 μm et le «signal» de 2.1 à 1.4 μm pour un angle d'accord de phase variant de 45.25° à 50°. En choisissant un angle de coupe de 46°, on obtient un faisceau «idler» variant autour de 3 μm . Il est évident que la gamme des fréquences disponibles dépend de l'angle de coupe, de la transparence du matériau, de ses propriétés non linéaires et de la fréquence du faisceau pompe. Il est à noter que la longueur de la cavité de l'OPO doit être ajustée sur celle de l'oscillateur Nd : YAG afin de synchroniser dans le temps le «signal» oscillant dans la cavité de l'OPO et les impulsions provenant de la pompe. Il est également important de mentionner que la largeur de bande du gain dans l'OPO varie entre 50 et 10 cm^{-1} . On place donc en général une lame étalon dans la cavité OPO, afin de réduire cette grandeur. La résolution de l'OPO monté au laboratoire est de 1.5 cm^{-1} .

Nous utilisons le faisceau «idler» qui est émis hors de l'axe de la cavité de l'OPO et récolté par deux miroirs tournants, tel que présenté à la Figure 24. Pour un «idler» à 3.4 μm , l'efficacité mesurée de l'OPO est d'environ 35 %. Un faisceau pompe d'environ 300 mW permet d'obtenir environ 30 mW. Les fréquences de l'«idler» sont obtenues en pilotant la

rotation du cristal de LiNbO_3 . La rotation de la lame étalon est également motorisée.

Puisque les fréquences en sortie d'un oscillateur paramétrique optique sont fonction du type de cristal non linéaire utilisé, il est possible de couvrir l'ensemble des spectres infrarouge et visible. Pour générer un faisceau visible, nous utilisons un cristal de BBO. Dans ce cas, le faisceau pompe utilisé est toujours issu de l'oscillateur Nd : YAG (1064 nm) mais après doublage (532 nm) et triplage (355 nm) de sa fréquence, à l'aide de cristaux non linéaires (BBO et LBO). De cette manière, un faisceau laser visible accordable peut être généré, depuis l'ultraviolet jusqu'au rouge. Une résolution de quelques cm^{-1} peut à nouveau être obtenue si une lame étalon est introduite dans la cavité. Il est important d'insister à ce stade sur le fait que les propriétés des radiations issues des OPO dépendent directement de celles des ondes utilisées pour le pompage. Le faisceau en sortie peut donc toujours être considéré comme un faisceau laser.

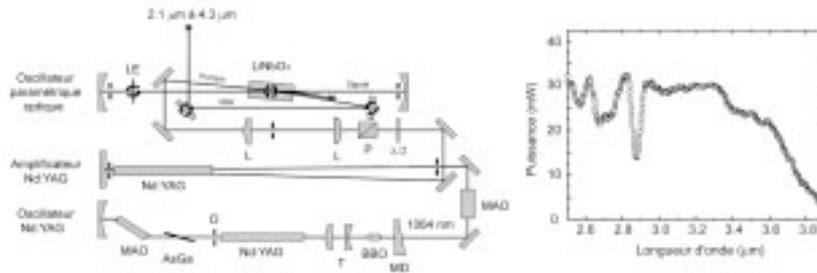


Figure 24 : (à gauche) Schéma de l'oscillateur Nd : YAG, de l'amplificateur Nd : YAG et de l'oscillateur paramétrique optique basé sur un cristal de LiNbO_3 . Les symboles MAO, T, MD, P, L et LE signifient respectivement modulateur acousto-optique, télescope, miroir dichroïque, polariseur, lentille et lame étalon. (à droite) Puissance infrarouge mesurée en fonction de la longueur d'onde. Les bandes d'absorption à faibles longueurs d'onde résultent de l'absorption dans l'air et dans le cristal.

CONCLUSIONS

Plusieurs notions fondamentales ont été revues dans cet article. Certaines plus élémentaires sont enseignées dans les cours de sciences dans le cycle de l'enseignement secondaire, telles que les notions de charge et de champ magnétique, voire d'ondes électromagnétiques. Le laser est une source d'ondes électromagnétiques, c'est-à-dire de lumière au sens large, puisque nous ne faisons pas ici de différence entre la lumière visible, perçue par l'œil humain, les rayons X ou les microondes. Toutes ces radiations ont la même nature. Elles sont toutefois de fréquence et d'énergie différentes et ont des effets distincts sur la matière. D'autres concepts sont étudiés en baccalauréat ou en licence en sciences, comme c'est le cas pour l'optique non linéaire, par exemple, ou encore pour l'analyse de la distribution spectrale du corps noir à l'équilibre thermique et pour l'émission stimulée qui en découle. Le rappel de ces notions a offert plus de facilités pour introduire le concept d'amplification de radiation qui est réellement le fondement du laser. Une large partie de ce travail a décrit comment le rayonnement laser, puissant, monochromatique, parallèle et cohérent, dépend du juste concours des émissions de radiations par la matière, d'une cavité optique dont la géométrie doit être adéquate et d'un pompage qui apporte l'énergie nécessaire.

Le matériau qui est à l'origine des radiations est appelé milieu actif du laser. Il peut être solide, c'est le cas pour les lasers à semiconducteurs et à isolants dopés, ou à gaz, comme pour les lasers à He-Ne par exemple. Les raies lasers sont le résultat des transitions entre différents états électroniques, vibrationnels ou rotationnels des atomes dans la matière. Au vu de leur nature diverse, chacun des trois processus émet des longueurs d'onde différentes, correspondant à des rayonnements ultraviolets, visibles, infrarouges et microondes. Notons que cette distinction est en réalité quelque peu grossière puisque, comme l'a remarqué le lecteur attentif, des transitions électroniques donnent parfois lieu à une émission infrarouge ; c'est le cas du laser Nd : YAG.

L'effet laser est la conséquence directe de l'existence de l'émission stimulée de photons lorsque les atomes dans la matière se désexcitent. L'émission stimulée est en réalité en compétition avec l'émission spontanée. Pour favoriser la première, il est nécessaire de réaliser une inversion

de la population entre les niveaux d'excitation de la matière. En effet, à l'équilibre, les niveaux les moins énergétiques sont plus peuplés. Or inverser cette propriété est indispensable pour accroître la probabilité qu'un photon incident stimule l'émission d'un second puisque, à l'évidence, cette désexcitation stimulée n'est possible que si, lors du passage du premier photon, il existe effectivement un atome excité prêt à émettre un photon. L'inversion de population est favorisée lorsque le temps de vie de l'état excité est relativement long par rapport aux autres états dans lesquels peuvent se trouver les atomes du milieu actif. L'inversion de population est obtenue en apportant de l'énergie au milieu actif, par le pompage du laser. Le pompage, continu ou pulsé dépend fortement des matériaux utilisés. Bien entendu une forte puissance continue dégradera rapidement les matériaux. C'est pourquoi de nombreux lasers sont pulsés.

La cavité optique formée par deux miroirs de part et d'autre du milieu actif, est indispensable. Elle agit pour que l'émission stimulée de photons soit favorisée dans une direction bien déterminée, engendrant le faisceau de radiation laser parallèle et intense qui est recherché. La géométrie de la cavité conditionne les modes électromagnétiques qui sont réellement émis.

Dans la troisième partie du document, nous avons passé en revue quelques lasers typiques. Ils sont classés en trois familles : les lasers à gaz, à semiconducteurs et à isolants dopés. Nous en avons notamment précisé les principes de fonctionnement et les longueurs d'onde émises.

Enfin, nous avons consacré la dernière partie à une introduction à un laser émettant des impulsions courtes d'une dizaine de picosecondes et accordables aussi bien dans l'infrarouge que le visible. Un tel laser est utilisé dans notre laboratoire aux FUNDP pour analyser la surface des matériaux et comprendre la chimie et la physique s'y déroulant. Il met en œuvre des processus non linéaires dans la matière. Le concept diffère donc quelque peu des lasers tels que ceux décrits dans les trois premières parties. Nous utilisons dans ce cas un oscillateur paramétrique optique. Une brève introduction à l'optique non linéaire a été également présentée afin que les principes d'accord de phases et de mélange de couleurs, inhérents à ce type de laser puissent être appréhendés.

BIBLIOGRAPHIE

- J.P. Gordon, H.J. Zeigler, C.H. Townes, Phys. Rev. 99 (1955) 1264.
 K. Shimoda, T.C. Wang, C.H. Townes, Phys. Rev. 102 (1956) 1308.
 A.L. Schawlow, C. H. Townes, Phys. Rev. 112 (1958) 1940.
 T.H. Maiman, Phys. Rev. Lett. 4 (1960) 564.
 T.H. Maiman, Nature 187 (1960) 493.
 A.L. Schawlow, G.E. Devlin, Phys. Rev. Lett. 6 (1961) 96.
 T.H. Maiman, Phys. Rev. 123 (1961) 1145.
 T.H. Maiman, Phys. Rev. 123 (1961) 1151.
 W.E. Lamb, W.P. Schleich, M.O. Scully, C.H. Townes, Rev. Mod. Physics 71 (1999) S263.
- «Physique», E. Hecht, Editions de Boeck, 1^{re} édition, 1999.
 «Fundamentals of Photonics», B.E.A. Saleh, M.C. Teich, Ed. John Wiley and Sons Inc., 1991.
 «Le laser, principes et techniques d'application», H. Maillat, Technique et documentation Lavoisier, 1990.
 «Lasers», Anthony E. Siegman, University Science Books, Sausalito, California, 1986.
 «Optical waves in crystals, propagation and control of laser radiation», Y. Ammon, P. Yeh, Ed. John Wiley & Sons Inc, 1984.
 «Lasers and their applications», M.J. Beesley, Taylor & Francis LTD, 1976.
 «Applications of the Laser», L. Goldman, CRC Press, 1973.
 «Solid-State Laser Engineering», W. Koechner, Springer, 5th edition, 1999.
 «Solid-State Mid-Infrared Laser Sources», Topics in Applied Physics Vol. 89, eds. I.T. Sorokina K.L. Vodopyanov, Springer, 2003.
 «Development of a Sum-Frequency Generation Spectrometer», A.A. Mani, Thèse de Doctorat, Facultés Universitaires Notre-Dame de la Paix, 2004.

REMERCIEMENTS

C.H., A.P. et C.S. sont respectivement Chargé de Recherche, Maître de Recherche et Collaborateur Scientifique du Fonds National de la Recherche Scientifique (FNRS). Les auteurs remercient le professeur P.A. Thiry et le docteur Y. Caudano pour leur relecture critique du manuscrit. La recherche originale présentée dans la quatrième partie a fait l'objet de la thèse doctorale de A.A. Mani au laboratoire LASMOS (Facultés Universitaires Notre-Dame de la Paix à Namur), financée par une bourse de la Commission de l'Energie Atomique (CEA) de Syrie. Cette dernière partie a également été financée par la Région Wallonne et le Pôle d'Attraction Interuniversitaire (PAI-05), initié par BELSPO (Politique Scientifique Fédérale de Belgique).