

Les lasers

Tout le catalogue sur
www.dunod.com



D. Hennequin,
V. Zehnlé,
D. Dangoisse

Les lasers

Cours et exercices corrigés

3^e édition

DUNOD

Matériel protégé par le droit d'auteur

Illustration de couverture : Laser organique solide en cavité externe, pompé dans l'ultra-violet (355 nm, 10 Hz) et émettant dans l'orange (molécules de Pyrrométhène, accordable autour de 590 nm).

Crédit : Sébastien Forget, Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13/CNRS.

<p>Le pictogramme qui figure ci-contre mérite une explication. Son objet est d'alerter le lecteur sur la menace que représente pour l'avenir de l'écrit, particulièrement dans le domaine de l'édition technique et universitaire, le développement massif du photocopillage.</p> <p>Le Code de la propriété intellectuelle du 1^{er} juillet 1992 interdit en effet expressément la photocopie à usage collectif sans autorisation des ayants droit. Or, cette pratique s'est généralisée dans les établissements</p>	<p>d'enseignement supérieur, provoquant une baisse brutale des achats de livres et de revues, au point que la possibilité même pour les auteurs de créer des œuvres nouvelles et de les faire éditer correctement est aujourd'hui menacée.</p> <p>Nous rappelons donc que toute reproduction, partielle ou totale, de la présente publication est interdite sans autorisation de l'auteur, de son éditeur ou du Centre français d'exploitation du droit de copie (CFC, 20, rue des Grands-Augustins, 75006 Paris).</p>
--	--



DANGER
LE PHOTOCOPIAGE
TUE LE LIVRE

© Dunod, Paris, 2013

ISBN 978-2-10-059050-6

Le Code de la propriété intellectuelle n'autorisant, aux termes de l'article L. 122-5, 2° et 3° a), d'une part, que les « copies ou reproductions strictement réservées à l'usage privé du copiste et non destinées à une utilisation collective » et, d'autre part, que les analyses et les courtes citations dans un but d'exemple et d'illustration, « toute représentation ou reproduction intégrale ou partielle faite sans le consentement de l'auteur ou de ses ayants droit ou ayants cause est illicite » (art. L. 122-4).

Cette représentation ou reproduction, par quelque procédé que ce soit, constituerait donc une contrefaçon sanctionnée par les articles L. 335-2 et suivants du Code de la propriété intellectuelle.

Matériel protégé par le droit d'auteur

REMERCIEMENTS

Cet ouvrage a bénéficié du concours de nombreux collègues et étudiants. Nous remercions tout particulièrement R. Bocquet, G. Bouwmans, J.M. Brunnetaud, A. Deffontaine, J.C Garreau, P. Glorieux, P. Niay et J. Ringot. Cette troisième édition a pu être réalisée grâce à l'aide précieuse de S. Biewlaski, S. Forget, S. Randoux, A. Savoia et à la collaboration renouvelée de G. Bouwmans. Qu'ils trouvent ici l'expression de toute notre reconnaissance !

CONSEILS DE LECTURE

Il est totalement impossible de réussir une description exhaustive du laser dans un livre d'environ trois cents pages. Ce constat nous a conduits à un effort de sélection, de hiérarchisation et de structuration de l'information au risque d'être incomplet voire superficiel ou de manquer de rigueur scientifique. Ce livre est l'occasion d'une première approche du laser. Il est conçu pour permettre au lecteur d'aborder ensuite la lecture d'ouvrages plus complets et d'un niveau plus élevé.

Ce livre est composé de huit chapitres. Les quatre premiers, sont consacrés aux fondements ainsi qu'aux notions de la physique des lasers. Le chapitre 1 expose les principes de base du laser et en donne une modélisation dans le cadre d'une approche phénoménologique. Le chapitre 2 décrit la structure du faisceau laser en terme des modes gaussiens. Les cavités et la notion de modes propres associée sont développées dans un 3ème chapitre. Le chapitre 4 complète la description des lasers entreprise au chapitre 1 et développe ce qu'on appelle la théorie semi-classique du laser ; il peut paraître plus difficile pour le lecteur qui n'est pas familier avec la mécanique quantique. Une introduction à l'optique non linéaire, champ d'application extrêmement important des lasers, est présentée dans le chapitre 5. Le chapitre 6 porte sur l'étude des régimes dynamiques des lasers : régimes transitoires, impulsions, en modes synchronisés ou encore injectés. La présentation des principaux lasers d'usage actuel est donnée au chapitre 7. Le chapitre 8 donne un bref aperçu des différentes applications des lasers.

Chaque chapitre comporte deux parties distinctes : un texte principal suivi d'une série de compléments.

- Les notions de base font l'objet du texte principal. Elles sont développées dans un cadre qui se veut accessible à un étudiant de deuxième ou troisième cycle universitaire. Le texte principal est indépendant des compléments.

Remarque

Les remarques rédigées en petits caractères peuvent être ignorées en première lecture.

- Les compléments sont de différents types. Certains ont pour objectif d'approfondir des notions ou calculs abordés de manière plus intuitive dans le texte principal. D'autres, plus indépendants du texte principal, apportent des informations détaillées sur un sujet précis. Ces compléments présentent des niveaux de difficulté variés. Ils ne sont pas indispensables en première lecture et restent indépendants

Les lasers

entre eux. Chaque chapitre (excepté les chapitres 7 et 8) se termine par des exercices. Les solutions sont données en fin d'ouvrage.

Le lecteur trouvera en fin du livre deux index. Le premier renferme les constantes physiques utilisées dans cet ouvrage et définit les variables qui apparaissent régulièrement dans le texte. Le deuxième index, sous une forme standard, reprend les mots clés rencontrés en physique des lasers.

TABLE DES MATIÈRES

Remerciements	V
Conseils de lecture	VII
Introduction	XIII
Chapitre 1. Principes de base et modélisation	1
1.1 Interaction matière-rayonnement	1
1.2 Modélisation du laser à deux niveaux	7
1.3 Conclusion	16
Compléments	16
A Coefficients d'Einstein	16
B Laser à trois niveaux	19
C Laser à quatre niveaux	23
D Équations réduites du laser	25
E Stabilité des régimes stationnaires du laser	26
Exercices	29
Chapitre 2. Faisceaux gaussiens	33
2.1 Propagation d'un rayon lumineux : les matrices ABCD	33
2.2 Équations de Maxwell	36
2.3 Faisceaux gaussiens	39
2.4 Propagation d'un faisceau gaussien	48
Compléments	53
A Quelques exemples de matrices ABCD	53
B Transformation des faisceaux gaussiens par une lentille mince	57
Exercices	59
Chapitre 3. Les cavités	65
3.1 Résonateur de Perot-Fabry	66
3.2 Stabilité des résonateurs avec miroirs sphériques	69
3.3 Modes propres de cavité	74
3.4 Pertes dans un résonateur ouvert	80
3.5 Conclusion	84
Compléments	84
A Cavité en anneau	84
B Les cavités guide d'onde	86
C Optimisation du couplage vers l'extérieur	88
Exercices	89

Les lasers

Chapitre 4. Théorie semi-classique du laser	93
4.1 Interaction matière-rayonnement	93
4.2 Équations de Maxwell-Bloch	102
4.3 Forme de raie	110
4.4 Résumé	115
Compléments	117
A Modèle de l'électron élastiquement lié	117
B Équations de Bloch du laser	118
C Classification des différents lasers	121
D Lamb dip	122
E Solutions stationnaires du laser	123
F Largeur de Schawlow-Townes	126
Exercices	128
Chapitre 5. Optique non linéaire	131
5.1 Polarisation non linéaire	133
5.2 Mélange à trois ondes	140
5.3 Mélange à quatre ondes	151
5.4 La diffusion stimulée	152
Compléments	157
A Oscillateur forcé dans un potentiel anharmonique	157
B Accord de phase par biréfringence	159
C Conversion paramétrique de fréquence	162
D Effet Pockels	163
E Modèle classique de diffusion Raman	165
F Modèle classique de diffusion Brillouin	167
Exercices	172
Chapitre 6. Comportement dynamique des lasers	179
6.1 Comportement dynamique intrinsèque	180
6.2 Modulation des paramètres du laser	186
6.3 Impulsions courtes et ultracourtes	195
6.4 Laser à signal injecté	202
Compléments	205
A Le chaos déterministe	205
B Laser à absorbant saturable	208
C Laser bimode	212
D Notion de dispersion de vitesse de groupe	215
E Localisation temps-fréquence d'une impulsion lumineuse gaussienne	218
F Propagation d'une impulsion gaussienne dans un milieu dispersif linéaire	219
Exercices	223
Chapitre 7. Principaux lasers	225
7.1 Lasers à semi-conducteur	226
7.2 Autres lasers	234
Compléments	251
A Bandes d'énergie dans un semi-conducteur	251
B Dopage d'un semi-conducteur	256

Chapitre 8. Quelques applications des lasers	259
8.1 Directivité	260
8.2 Focalisation	269
8.3 Monochromaticité	278
8.4 Puissance	288
8.5 Cohérence	294
Compléments	299
A Sécurité laser	299
B Balayage d'un faisceau	301
Solutions des exercices	303
Bibliographie	317
Index des notations	319
Index	323

INTRODUCTION

Le laser s'est peu à peu imposé dans notre vie sans que nous en soyons forcément conscients. Incontournable dans la fabrication d'objets aussi divers que les smartphones, les écrans LCD, les cellules photovoltaïques ou l'Airbus A380, il est tout aussi indispensable au fonctionnement d'Internet et joue un rôle crucial en médecine. Toute l'industrie du numérique – musique, vidéo, informatique – repose sur les lasers. De plus en plus utilisé pour l'analyse des matériaux, on le trouve dans les laboratoires de police scientifique, dans les usines de l'agroalimentaire, ou même sur Mars ! En 2007, plus de 800 millions de lasers ont été fabriqués dans le monde. Si cette production a ensuite stagné pendant quelques années, elle est repartie à la hausse dès 2011, et on peut parier que le seuil du milliard de lasers vendus tous les ans sera dépassé vers 2015. Il s'agit pour l'essentiel de lasers à semi-conducteur : moins de 200 000 autres lasers, notamment des lasers à gaz, des lasers à fibre et des lasers à état solide, sont fabriqués chaque année.

Malgré cette production massive, le laser fait encore l'objet de recherches intenses, pour atteindre des puissances plus élevées, des impulsions plus courtes, des caractéristiques spectrales meilleures, des rendements plus importants, ou tout simplement de nouvelles longueurs d'onde. Par exemple, en 2012, l'un des plus importants challenges de la recherche industrielle dans le domaine des lasers a été la réalisation d'un laser à semi-conducteur émettant dans le vert. L'objectif est de compléter les lasers bleus et rouges déjà largement maîtrisés, afin de produire des images vidéo couleur, et de réaliser ainsi des petits vidéoprojecteurs puissants. La conception de nouveaux lasers est donc toujours d'actualité, et les questions que se posent aujourd'hui les chercheurs, ainsi que les problèmes auxquels ils sont confrontés pour concevoir ces lasers, sont les mêmes que ceux rencontrés par les pionniers de la discipline, il y a plus de 50 ans (fig. 1).

La première brique : l'émission stimulée

C'est le 16 mai 1960 qu'un chercheur américain, Theodore Maiman, réussit à produire le premier rayon laser. Mais l'histoire du laser commence 43 ans plus tôt avec Albert Einstein. Dans un article de 1917 intitulé « *Zur Quantentheorie der Strahlung*¹ », il donne une interprétation de la loi du rayonnement du corps noir de Planck. Pour résoudre ce problème, il décrit les échanges d'énergie entre matière et rayonnement par les processus connus à l'époque, c'est-à-dire l'émission spontanée et l'absorption. Mais ces processus ne suffisent pas, et il a l'idée lumineuse d'ajouter un nouveau processus : l'émission stimulée.

1. Sur la théorie quantique du rayonnement.

Les lasers

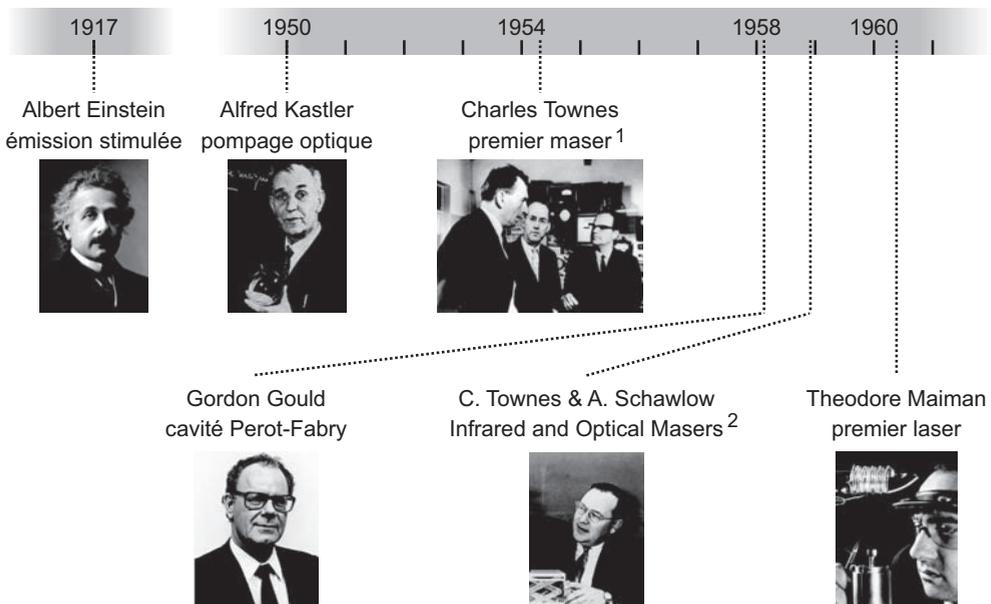


Figure 1 - Principales étapes de l'histoire des lasers. ¹ De gauche à droite sur la photo : A. Prokhorov, C. Townes et N. Basov. ² Sur la photo, A. Schawlow.

L'émission stimulée est à la base du fonctionnement du laser. L'effet laser repose en effet sur l'interaction du milieu atomique avec le rayonnement électromagnétique : deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 de l'atome ($E_1 < E_2$) sont couplés au rayonnement de fréquence $\nu = (E_2 - E_1)/h$, par des processus incluant l'émission spontanée, l'absorption et l'émission stimulée. Si l'on envoie un photon sur un atome excité dans le niveau d'énergie E_2 , celui-ci peut se désexciter en émettant un photon identique au photon incident. Ce processus apparaît donc comme une machine à cloner les photons. Si l'on est capable d'exciter un grand nombre d'atomes dans le niveau E_2 , on peut produire un grand nombre de photons tous identiques, de même fréquence, de même direction, de même phase. On obtient alors un faisceau de lumière aux caractéristiques très particulières : on parle de lumière cohérente.

La deuxième brique : l'inversion de population

Mais pour obtenir cette lumière cohérente, il faut exciter massivement les atomes. En fait, nous verrons qu'il faut que dans un échantillon, la population d'atomes excités devienne supérieure à la population d'atomes non excités. On appelle cela réaliser une inversion de population. C'est la découverte du pompage optique, en 1950, par le physicien français Alfred Kastler, qui donne une première méthode pour réaliser cette inversion de population. Le pompage optique permet d'exciter un grand nombre d'atomes, et ouvre ainsi la porte à la réalisation d'un rayonnement cohérent.

Le maser

Dès lors, deux groupes de physiciens se lancent dans la réalisation d'une source de lumière cohérente, le maser. Ces deux groupes ne communiquent pas entre eux et travaillent indépendamment, pour la simple raison qu'ils sont de part et d'autre du rideau de fer. Charles Townes, de l'université de Columbia, à New-York, affirme avoir eu l'idée du maser dès 1951, mais ce n'est qu'en 1954 qu'il construisit le premier maser avec deux de ses collaborateurs, J. P. Gordon et H. J. Zeiger. Ces résultats furent publiés en juillet 1954. Au contraire, à l'Institut de Physique Lebedev, à Moscou, Nikolay G. Basov et Aleksandr M. Prokhorov présentent publiquement le principe du maser dès 1952, lors d'une conférence organisée par l'Académie des Sciences, à Moscou. Leurs résultats théoriques furent publiés en septembre 1954, et ils réalisèrent leur premier maser en 1955.

Maser est l'acronyme de *Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, c'est-à-dire amplification d'un rayonnement micro-onde par émission stimulée. Le choix de travailler sur une source micro-onde est un héritage de la seconde guerre mondiale : les laboratoires de recherche ont fortement contribué au développement des radars, un enjeu stratégique majeur pendant la guerre. Le matériel dans ce domaine de longueur d'onde ne manque donc pas dans les laboratoires...

Quelle est l'idée de Townes, Basov et Prokhorov ? Utiliser l'émission stimulée pour produire de la lumière cohérente, puis un dispositif pour amplifier ce rayonnement. Pour réaliser un maser, il faut donc deux ingrédients : l'atome ou la molécule possédant deux niveaux d'énergie séparés par l'énergie correspondante à la longueur d'onde recherchée ; et un moyen d'amplifier l'effet. Pour le premier point, les développements récents du domaine micro-onde fournissaient de nombreux candidats. Le premier maser fut un maser à ammoniac, mais de nombreux autres suivirent. Quant au second point, l'idée qui vient naturellement à l'esprit est la cavité résonante. Avec des longueurs d'onde λ de l'ordre du cm, réaliser des cavités résonantes de $\lambda/2$ de côté ne posait pas de problème particulier.

La troisième brique : la cavité Perot-Fabry

Dès 1954, l'idée de faire un maser à des longueurs d'onde plus courtes, dans l'infrarouge ou le visible, commença à faire son chemin. Mais la réalisation est autrement plus complexe. En particulier, il n'est pas envisageable, à l'époque, de réaliser une cavité résonante d'une fraction de micromètres de côté. Il faut donc trouver une nouvelle idée...

La solution tarde à venir. Charles Townes en discute avec de nombreux chercheurs, en particulier dans sa propre université, à Manhattan, et avec ses collègues des Bell Laboratories, dans le New Jersey, à une quarantaine de kilomètres de là. C'est finalement Gordon Gould, doctorant à Columbia, qui trouve la solution, en

novembre 1957. Conscient de l'importance de sa découverte, il la consigne dans son cahier de laboratoire, et confie ce cahier à un notaire, avec l'idée de la faire breveter ultérieurement. Puis il commence immédiatement à travailler à la réalisation d'un laser. Il abandonne sa thèse et l'université de Columbia, qui interdit à ses chercheurs de travailler dans des domaines de sciences appliquées, et rejoint la société TRG, à Long Island. Pour financer ses recherches, il demande une subvention de 300 000 \$ à l'ARPA², une agence de la défense des États-Unis. Le contexte est particulièrement favorable, car on s'intéresse beaucoup, à l'époque, à la possibilité de réaliser des « rayons de la mort » popularisés par les bandes dessinées de Buck Rogers ou les films de science fiction. Enthousiasmée par la perspective de réaliser un tel « rayon de la mort », l'ARPA alloue à TRG un million de dollars, une somme trois fois plus importante que celle demandée ! Mais avec la condition expresse que G. Gould, qui milita dans un groupe marxiste dans sa jeunesse, ne soit que consultant sur ce projet, et n'en connaisse pas les détails. Cette condition eut probablement un gros impact sur le fait que TRG ne réalisa pas le premier laser.

Car de son côté, la communauté scientifique continue de chercher une solution. Quatre mois après G. Gould, en février 1958, Arthur Schawlow, un ami de Charles Townes, travaillant aux Bell Labs, trouve lui aussi la solution. A. Schawlow et C. Townes ne réagissent pas comme des « inventeurs », mais comme des chercheurs : ils approfondissent leur idée, écrivent un article et le soumettent à *Physical Review*, la plus prestigieuse revue de physique de l'époque. Leur article est publié en décembre 1958. Intitulé « *Infrared and optical masers* », il a un impact considérable sur la communauté scientifique.

Quelle est cette solution ? Dans son cahier de laboratoire, G. Gould intitule sa page : « *Some rough calculations on the feasibility of the LASER : Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*³. » Puis autour d'un schéma dont la figure 2 s'est inspirée, il écrit : « *Conceive a tube terminated by optically flat partially reflecting mirrors*⁴ ». C'est le principe de la cavité Perot-Fabry : piéger la lumière selon une seule direction spatiale en lui faisant faire des allers-retours entre deux miroirs. On remarque aussi la première apparition de l'acronyme LASER.

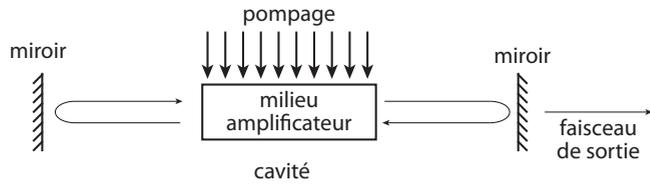
On sait donc maintenant de quoi sera constitué un laser : d'une part, un milieu amplificateur qui génère le rayonnement par émission stimulée, et d'autre part, une cavité qui joue le rôle de « circuit » de réaction de l'oscillateur. Le laser, contrairement à ce que laisse entendre son nom, n'est donc pas simplement un amplificateur, mais

2. *Advanced Research Projects Agency*, c'est-à-dire Agence pour les Projets de Recherche Avancée. L'ARPA est depuis devenue la DARPA, où le D fait référence à la défense.

3. « Quelques calculs préliminaires sur la faisabilité d'un LASER : Amplification de la Lumière par Émission Stimulée de Radiation ».

4. « Concevoir un tube fermé par des miroirs optiques plans partiellement réfléchissants ».

Figure 2 - Représentation schématique d'un oscillateur du domaine optique.



bien un oscillateur du domaine optique⁵. Ce principe est illustré par la figure 2. La cavité est un filtre à bande étroite qui assure la réinjection « en phase » vers l'entrée de l'amplificateur d'une partie du signal amplifié.

La course au laser

Dès la parution de l'article de C. Townes et A Schawlow, démarre ce qu'on appelle alors la course au laser. Car il reste à trouver l'atome ou la molécule qui permettra d'obtenir un rayonnement cohérent dans le visible. Cette course dure près d'un an et demi, et mobilise un grand nombre de laboratoires de la côte est des États-Unis. Mais c'est finalement un outsider, T. Maiman, chercheur aux Hughes Research Laboratories⁶, qui observe le premier faisceau laser, le 16 mai 1960. Theodore Maiman a l'expérience des masers, notamment ceux fonctionnant avec des rubis. Et c'est avec ces mêmes rubis qu'il réalise un petit laser qui tient dans la main. L'inversion de population est réalisée grâce à un petit flash d'appareil photo, et le laser émet un faisceau pulsé rouge.

Pour un laboratoire privé, une telle « première » est importante, mais avant toute annonce publique, T. Maiman doit publier ces résultats. L'article est soumis en juin à *Physical Review Letters*, une toute nouvelle revue qui publie les articles les plus marquants soumis à *Physical Review*. L'éditeur de cette revue passe à côté de l'importance de cette découverte, et refuse de publier l'article. T. Maiman soumet alors un résumé de 300 mots à la revue *Nature*, qui l'accepte. Mais les Hughes Research Laboratories ne veulent plus attendre pour annoncer la découverte, et ils organisent une conférence de presse le 7 juillet, un mois avant la parution de l'article de *Nature*.

Les chercheurs des grands laboratoires de la côte est découvrent donc le laser dans un article qui fait la une du *New York Times*. Intitulé « *Light Amplification claimed by Scientist* », on y trouve notamment une soi-disant photo du laser de Maiman. Mais cette photo fournie par le photographe des Hughes Research Laboratories ne repré-

5. D'ailleurs, lors d'une conférence en 1959, A. Schawlow fit remarquer avec humour que l'acronyme utilisé par G. Gould était impropre, et qu'il faudrait plutôt utiliser l'acronyme loser (qui signifie raté, loser, en français).

6. Situés sur la côte ouest, à Malibu, ce sont les laboratoires privés du milliardaire Howard Hughes, réalisateur de films à succès, aventurier et aviateur, et dont une partie de la vie a été retracée dans le film *Aviator*.

Les lasers

sente pas le vrai laser. En effet, le photographe juge que le laser de Maiman est trop peu spectaculaire, et il fait poser ce dernier avec un énorme flash (fig. 1). Les chercheurs de la côte est, qui veulent reproduire l'expérience de Maiman, achètent donc un gros flash, et construisent tout de suite des lasers bien plus encombrants. C'est notamment le cas pour A. Schawlow, qui réalise un laser à rubis puissant dès le 1^{er} août.

Dans les mois qui suivirent, d'autres lasers virent le jour. En novembre, P. Sorokin et M. Stevenson, chez IBM, réalisaient deux nouveaux lasers, à base d'uranium et de samarium. Puis en décembre, c'est Ali Javan, aux Bell Labs, qui fit fonctionner le laser hélium-néon, le premier laser à gaz. Le premier laser à semi-conducteur fut réalisé dès 1962 par Robert N. Hall et son groupe des laboratoires de recherche de General Electric.

Des centaines d'applications

Avant même ces premières réalisations, les physiciens étaient bien conscients du potentiel extraordinaire des lasers en termes d'applications. Les tout premiers lasers de laboratoire servirent immédiatement à effectuer des tests d'applications. Par exemple, le premier LIDAR fut réalisé dès 1960, tout comme la première communication téléphonique par laser. C'est en 1961 qu'eut lieu le premier recollement de rétine au laser, et dès la réalisation du laser CO₂ en 1963, on procéda à des soudures au laser. En 1964, T. Maiman accorde d'ailleurs une longue interview au *New York Times*, dont voici un extrait : « *That scientific breakthrough in 1960, the first optically-pumped ruby laser, has led to several years of intensive experimentation throughout the world. The laser is used to weld metals, to put a detached retina in its proper place, to carry messages long distances and for hundreds of others uses. "A Laser," Dr Maiman concluded, "is a solution seeking a problem"* »⁷.

Et l'avenir lui donna plus que raison, car on ne compte plus aujourd'hui les applications des lasers. Mais quelles sont donc ces propriétés des lasers qui les rendent tellement plus performants que des sources de lumière traditionnelles ?

Une source de lumière monochromatique

Les sources de lumière d'usage courant ne sont pas, en général, monochromatiques. Par exemple, la décomposition du rayonnement solaire à l'aide d'un prisme montre que son spectre lumineux couvre tout le domaine visible et s'étend même bien au-delà, surtout dans l'infrarouge. Sa largeur spectrale – ou étalement en fréquence –

7. Cette découverte capitale de 1960, le premier laser à rubis pompé optiquement, a mené à plusieurs années d'expérimentations intenses dans le monde entier. Le laser est utilisé pour souder des métaux, pour remettre à sa place une rétine décollée, pour envoyer des messages sur de longues distances et pour des centaines d'autres usages. "Le laser", conclut le Dr Maiman, "est une solution à la recherche de problèmes à résoudre".

est très importante et prend typiquement la valeur $\Delta\nu = 10^{15}$ Hz : la lumière solaire présente des composantes significatives de 350 nm à 2400 nm. Une ampoule à incandescence possède un spectre légèrement décalé vers le rouge par rapport au soleil, mais encore plus large ! Les LED de couleur ont des largeurs spectrales beaucoup plus étroites, typiquement de quelques dizaines de nm, soit de l'ordre de 10^{13} Hz. De même, si le spectre émis par des atomes placés dans une décharge électrique (ce qu'on appelle une lampe spectrale) ne comporte que quelques raies isolées, chaque composante spectrale possède néanmoins une largeur de l'ordre de 10^{10} Hz⁸ et l'onde émise est loin d'être monochromatique.

La largeur spectrale de ces sources de lumière est notamment liée au fait que leur rayonnement n'est pas cohérent. En effet, chaque atome émet une onde qui ne présente *a priori* aucun lien de phase avec celle de ses voisins, même les plus proches : le rayonnement est spatialement incohérent. De plus, la phase des trains d'onde émis successivement par le même atome est aléatoire. Il en résulte une absence de cohérence temporelle. Le temps de cohérence $\Delta t = 1/\Delta\nu$ mesure le temps au bout duquel le champ « perd la mémoire de sa phase » et permet de caractériser l'importance des fluctuations de phase d'une source de lumière : on ne peut prédire la phase du champ sur une durée supérieure à Δt .

Un filtre à bande étroite peut être utilisé pour réduire la largeur spectrale de l'émission au prix d'une très forte diminution de la puissance disponible. Mais en raison du caractère aléatoire de la fluorescence, l'onde filtrée conserve d'importantes fluctuations d'amplitude et de phase qui la rendent impropre aux applications faisant appel, par exemple, à l'interférométrie.

Au contraire, la largeur spectrale d'un laser monomode est en général très étroite : $\Delta\nu$ est compris entre 1 Hz et quelques centaines de kHz suivant le type de laser. On peut donc considérer le laser comme une source de lumière quasi monochromatique par rapport aux autres sources de lumière.

La limitation de la cohérence de la lumière laser, qui est liée à la largeur spectrale de l'émission, est avant tout d'ordre technique. La cavité est soumise à des fluctuations qui tendent à élargir le spectre d'émission du laser. Parmi les multiples causes d'élargissement spectral, on peut citer les vibrations mécaniques, la dérive thermique, la réinjection incontrôlée ou accidentelle d'une partie de l'onde émise dans la cavité de l'oscillateur. . . La stabilité à court terme peut varier typiquement de quelques hertz à quelques centaines de kHz. La dérive à long terme d'origine thermique est souvent beaucoup plus importante.

Même si les fluctuations d'ordre technique sont maîtrisées, la largeur spectrale du laser demeure limitée par le bruit quantique. Cet effet provient de l'émission spontanée. Ce processus revêt un caractère aléatoire et provoque des fluctuations d'am-

8. Pour la raie verte du mercure dans une lampe spectrale commerciale.

Les lasers

plitude et de phase de l'onde même quand l'émission stimulée est le mécanisme prépondérant. Les fluctuations d'amplitude sont en général bien contrôlées, car en grande partie corrigées par le mécanisme de *saturation* du gain : tout accroissement de l'amplitude de l'onde provoque une diminution du gain, ce qui en retour a pour conséquence de diminuer l'amplitude de l'onde. Il en résulte un amortissement des fluctuations d'amplitude de l'onde laser. Par contre, il n'existe aucun mécanisme de base susceptible d'amortir les fluctuations de phase.

La largeur spectrale ultime d'un rayonnement laser – une fois qu'on s'est affranchi des fluctuations techniques – résulte principalement des fluctuations de phase. Elle dépend des caractéristiques de la cavité et de la puissance du laser. Elle a été évaluée pour la première fois par C. Townes et A. Schawlow et se situe autour de 10^{-3} Hz pour le laser He-Ne.

Une source de lumière directionnelle

Les sources de lumière conventionnelles émettent en général sur un angle solide très large, supérieur à 2π stéradians. Seules les LED permettent d'obtenir des faisceaux plus directifs, avec par exemple des ouvertures de 20° . Si l'on veut des faisceaux moins divergents, on adjoint à la source des lentilles ou des miroirs paraboliques. On trouve ainsi dans les théâtres ou les plateaux de télévision des spots dont la divergence ne dépasse pas 8° .

La divergence d'un faisceau laser est liée à la géométrie de sa cavité, et notamment à l'étendue spatiale du faisceau à la sortie du laser. Le profil transverse (c'est-à-dire dans le plan perpendiculaire à sa direction de propagation) d'un faisceau laser est de forme gaussienne, et on peut donc le caractériser par la largeur de cette gaussienne. Les lasers à semi-conducteur délivrent des faisceaux très étroits, avec une largeur de l'ordre du μm , mais ils sont relativement très divergents, de plusieurs dizaines de degrés. Les autres lasers fournissent des faisceaux plus larges, mais beaucoup moins divergents. Par exemple, un laser rouge pourra délivrer un faisceau avec une largeur de 1 mm et une divergence de 0,5 mrad, soit moins de $0,03^\circ$. Le diamètre d'un tel faisceau n'augmente que de 0,5 mm par mètre de propagation.

Une source de lumière puissante

Les sources de lumière artificielle sont en général moins puissantes que la lumière du jour. L'éclairement énergétique maximal du soleil à la surface de la Terre, de l'ordre de 1000 W/m^2 , réparti sur un spectre large de $2 \mu\text{m}$, nous fournit donc un bon ordre de grandeur de la puissance des sources de lumière traditionnelles.

Un faisceau laser de puissance modérée atteint des intensités bien supérieures. Par exemple, le faisceau d'un pointeur laser de 1 mW concentré sur une surface de 1 mm^2 atteint déjà une intensité de 1000 W/m^2 , comme la lumière du jour, mais

concentrée sur une gamme spectrale très étroite. C'est bien entendu la directivité du laser qui permet d'obtenir des intensités aussi élevées : on peut facilement vérifier qu'une puissance de 1 mW dans un cône de 1 mrad donne localement la même intensité qu'une puissance de 3000 W émise sur 3π rad. Un laser de 1 mW délivre donc la même intensité lumineuse qu'une ampoule à incandescence de 30 000 W (l'efficacité énergétique de telles ampoules est de 10 %). Et l'intensité crête de certains lasers impulsionnels peut dépasser 10^{26} W/m² !

Un laser pour chaque longueur d'onde

Le laser est donc une source de lumière aux propriétés très différentes des autres sources. D'autant qu'à celles que nous venons de passer en revue, il convient d'ajouter les propriétés spécifiques au régime impulsionnel : la forme, la largeur et le taux de répétition des impulsions. Toutes ces propriétés sont la force du laser, mais sont parfois aussi un handicap. Par exemple, en spectroscopie, la largeur spectrale du laser est un atout, car elle permet par exemple de différencier des raies très rapprochées, mais encore faut-il trouver un laser qui émette effectivement à la longueur d'onde concernée. Pendant longtemps, la faible couverture spectrale réelle des lasers a été un frein au développement de la spectroscopie laser. Aujourd'hui, la situation est très différente. D'une part, le développement des lasers dont la fréquence d'émission est continûment accordable permet, dans une gamme de longueurs d'onde donnée, d'accéder à n'importe quelle longueur d'onde. Et d'autre part, le spectre couvert par les lasers s'élargit sans cesse (voir fig. 3).

Des lasers naturels

Contrairement à ce que l'on pourrait croire, la génération de rayonnements cohérents n'est pas un monopole de la technologie, et il existe des sources naturelles dans l'espace. Les premières observations, en 1965, concernaient un maser OH. Depuis, de nombreux masers astrophysiques ont été identifiés, en plusieurs endroits de l'univers : par exemple au voisinage d'étoiles très jeunes ou dans les enveloppes circumstellaires d'étoiles en fin de vie. Dans le domaine infrarouge, c'est dans l'atmosphère de Vénus et de Mars qu'on détecta en 1976 des émissions à $10 \mu\text{m}$, en provenance de lasers CO₂. Et au début des années 2000, des émissions à $1 \mu\text{m}$ furent détectées au voisinage de l'étoile géante bleue Eta Carinae. L'attribution de ces rayonnements à des lasers et masers naturels s'appuie sur leur puissance anormalement élevée et leurs caractéristiques spectrales. Ces sources n'étant pas associées à des cavités résonantes, il s'agit donc bien d'amplificateurs, et non d'oscillateurs.

Les lasers

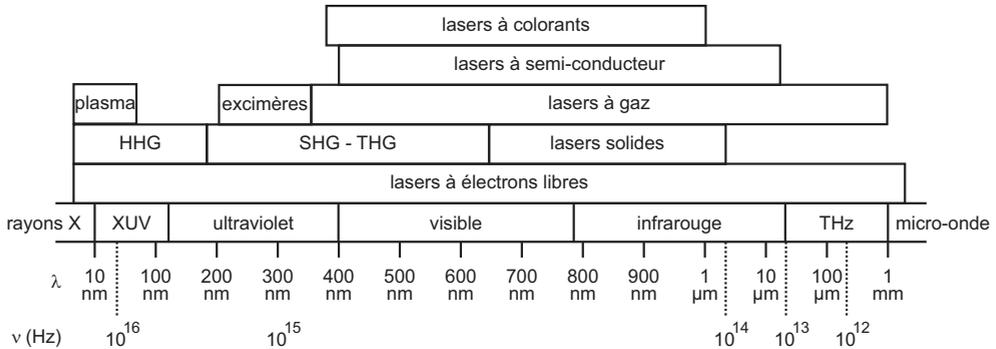


Figure 3 - Couverture spectrale des lasers.

L'échelle des abscisses est hybride : linéaire entre 100 nm et 1 μ m, logarithmique de part et d'autre. λ et ν sont respectivement la longueur d'onde et la fréquence. Les domaines de longueurs d'onde se réfèrent au vocabulaire habituellement employé dans le domaine des lasers. Les intervalles indiqués pour les lasers indiquent la gamme spectrale sur laquelle on peut trouver ces lasers. L'intervalle SHG-THG indique une région où des sources de lumière cohérentes sont obtenues en doublant ou en triplant la fréquence de lasers émettant à des longueurs d'onde plus élevées. Et dans la région HHG, on utilise des harmoniques encore plus élevés.

De nombreux prix Nobel

En conclusion, on ne peut omettre d'évoquer le rôle central joué par le laser dans les avancées de la science au cours des 50 dernières années. On peut ainsi dénombrer au moins douze prix Nobel attribués à la fois pour les travaux fondateurs du laser et pour des résultats obtenus grâce au laser. Parmi les inventeurs du laser, Charles H. Townes, Nicolay G. Basov et Aleksandr M. Prokhorov reçurent le prix Nobel en 1964, *pour des travaux fondamentaux dans le domaine de l'électronique quantique, conduisant à la construction d'oscillateurs et d'amplificateurs basés sur le principe du maser-laser*. Deux ans plus tard, Alfred Kastler reçut aussi le prix Nobel, *pour la découverte et le développement de méthodes optiques pour l'étude des résonances hertziennes dans les atomes*. En 1981, Arthur L. Schawlow partage la même récompense avec Nicolaas Bloembergen, *pour le développement de la spectroscopie laser*. Arthur Maiman fut sélectionné deux fois pour le prix Nobel, mais jamais retenu. Il reçut cependant d'autres prix prestigieux, notamment le prix Wolf et le Japan Prize. Gordon Gould, dont le rôle réel dans l'invention du laser est toujours contesté par une partie de la communauté scientifique, a été élu au *National Inventors Hall of Fame*, une organisation américaine qui honore les plus grands inventeurs. C'est la plus haute récompense qu'il reçut, si l'on exclut les millions de dollars qu'il a gagné grâce à ses brevets, dont la validité a été reconnue à la suite d'une longue bataille judiciaire qui dura 30 ans.

PRINCIPES DE BASE ET MODÉLISATION

1

Nous nous proposons dans ce chapitre de donner une description phénoménologique des lasers en nous concentrant essentiellement sur les mécanismes qui sont à la base de l'amplification lumineuse. Ceux-ci reposent sur des échanges d'énergie entre la matière et un rayonnement électromagnétique. Le modèle présenté ici est construit sur le bilan énergétique global de ces échanges, sans prendre en compte le caractère quantique des interactions. Cette approche, qui permet de se familiariser avec les notions fondamentales du mécanisme laser, aboutit à un modèle appelé *modèle du bilan*, certes incomplet, mais toutefois suffisant pour décrire le fonctionnement qualitatif des lasers. Des notions essentielles, telles que le *seuil d'oscillation*, le *gain* du laser, ou encore la *saturation*, sont dégagées. Ces développements sont approfondis dans le chapitre 4 qui donne une description des processus d'interaction matière-rayonnement dans le cadre de la mécanique quantique.

La section 1.1 introduit les notions de « matière » et de « rayonnement » puis détaille les différents échanges d'énergie à prendre en compte. La section 1.2 développe une description du laser basée sur le *modèle à deux niveaux* d'énergie matérielle. Les compléments B et C sont consacrés à une étude des lasers à 3 et 4 niveaux.

1.1 INTERACTION MATIÈRE-RAYONNEMENT

1.1.1 Description du milieu matériel

Le milieu matériel amplificateur du rayonnement peut être constitué d'atomes, de molécules ou d'ions. Dans la suite, nous faisons souvent référence à un milieu atomique, mais les propriétés que nous utilisons ne sont pas spécifiques à ce type de milieu, et tous les résultats obtenus dans ce chapitre s'appliquent aussi à un milieu moléculaire.

L'énergie interne d'un atome ou d'une molécule ne peut prendre qu'une suite discrète de valeurs. Ceci est illustré sur la figure 1.1a qui montre quelques-uns des niveaux d'énergie électroniques de l'atome de néon. Dans un milieu moléculaire, la structure des niveaux est encore plus complexe, puisque chaque niveau électronique regroupe un ensemble de sous-niveaux vibrationnels eux-mêmes constitués de sous-niveaux rotationnels. Cependant, en pratique, les processus décrits ci-dessous font intervenir un nombre de niveaux souvent très restreint. Il est donc possible de simplifier le diagramme d'énergie en ne retenant que les niveaux essentiels à la description du laser (voir fig. 1.1b). Ainsi, les développements portant sur un atome à seulement deux niveaux d'énergie permettent de rendre compte – du moins qualitativement – des processus de base de fonctionnement du laser.

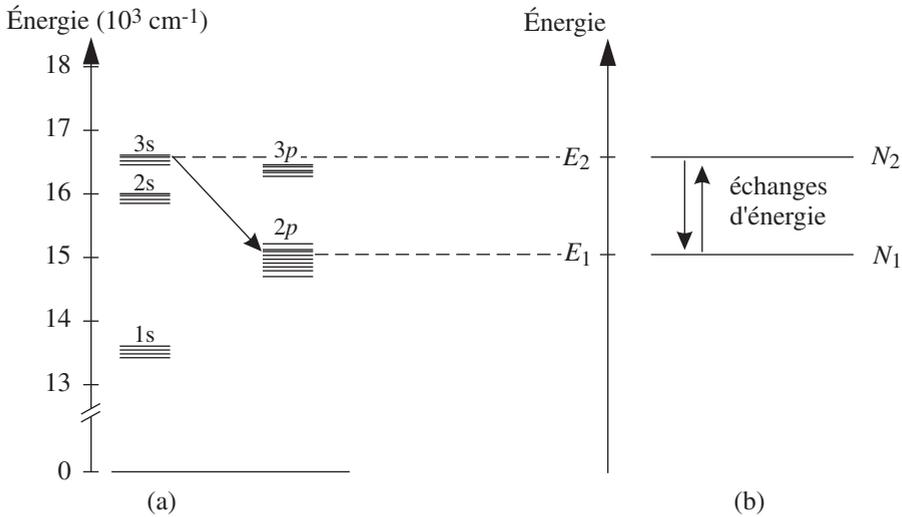


Figure 1.1 - Exemple de distribution d'énergie d'un atome ou d'une molécule. En (a), diagramme d'énergie de l'atome de Néon. Seuls quelques niveaux d'énergie électroniques sont représentés. La flèche indique la transition laser. En (b), diagramme d'énergie schématique, ne retenant que les deux niveaux E_1 et E_2 de la transition laser.

Chaque niveau d'énergie i est caractérisé par les quantités suivantes :

- son énergie E_i ;
- sa dégénérescence g_i . Le niveau peut alors être considéré comme un ensemble de g_i sous-niveaux de même énergie ;
- le nombre d'atomes possédant cette énergie dans le système considéré. Ce nombre d'atomes par unité de volume occupé par le milieu atomique, est appelé *densité de population*, ou plus simplement population du niveau i et est noté N_i ;
- la *durée de vie* τ_i du niveau d'énergie E_i . C'est le temps caractéristique de dépeuplement de ce niveau : si la population du niveau i est $N_i(0)$ à l'instant $t = 0$, elle sera à un instant $t > 0$ égale à $N_i(t) = N_i(0)e^{-t/\tau_i}$. Le *taux de relaxation* $\gamma_i = 1/\tau_i$ représente l'inverse de la durée de vie. De nombreux processus sont à l'origine du dépeuplement d'un niveau. Citons l'émission spontanée, discutée dans la section suivante, les collisions entre atomes ou encore l'excitation de phonons dans un solide.

À l'équilibre thermodynamique, la population des niveaux suit la loi de Boltzmann. Les populations de deux niveaux 1 et 2 sont reliées par :

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{g_1}{g_2} e^{-(E_1 - E_2)/k_B T} \quad (1.1)$$

où k_B est la constante de Boltzmann et T la température absolue. Par exemple, si $E_2 > E_1$ et $g_1 = g_2$ (voir fig. 1.1b), la population à l'équilibre du niveau 2 est inférieure à celle du niveau 1. Le niveau fondamental est le plus peuplé et la population est une fonction décroissante de l'énergie.

1.1.2 Échanges d'énergie entre un système atomique à deux niveaux et un rayonnement

On s'intéresse ici aux principaux processus d'interaction entre un atome à deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 (voir fig. 1.1b), et un rayonnement électromagnétique. Ces processus typiquement quantiques ont trouvé leur modélisation grâce aux travaux d'A. Einstein en 1917, alors que les fondements de la mécanique quantique étaient encore mal établis (voir complément A). Ce sont *l'émission spontanée*, *l'absorption* et *l'émission induite*. Dans chaque cas, l'atome subit une modification de son énergie d'une quantité $E_2 - E_1$, alors que le champ perd ou gagne un photon de fréquence :

$$\nu_a = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (1.2)$$

1.1.2.1 Émission spontanée

Dans le processus d'émission spontanée, un atome transite spontanément du niveau 2 vers le niveau 1 en émettant un photon d'énergie $h\nu_a$ (voir fig. 1.2). Le niveau 2 se dépeuple donc au profit du niveau 1. La probabilité ou *taux d'émission spontanée* par atome et par unité de temps, notée A_{21} , est dénommée coefficient d'Einstein. Elle s'exprime en s^{-1} . La population du niveau 2 varie de la quantité dN_{2sp} pendant l'intervalle de temps dt suivant la loi :

$$dN_{2sp} = -A_{21}N_2dt \quad (1.3)$$

où le signe « moins » indique le dépeuplement du niveau 2. Cette équation signifie aussi que le nombre de photons émis par unité de temps et de volume est égal à $A_{21}N_2$. Bien entendu, au cours de ce processus, la population N_1 augmente de la même quantité :

$$dN_{1sp} = +A_{21}N_2dt \quad (1.4)$$

On remarquera cette fois le signe « plus ». La loi de désexcitation de la population du niveau 2 liée à l'émission spontanée est exponentielle :

$$N_2(t) = N_2(t=0)e^{-t/\tau} \quad (1.5)$$

$\tau \equiv 1/A_{21}$ définit la durée de vie radiative du niveau 2.

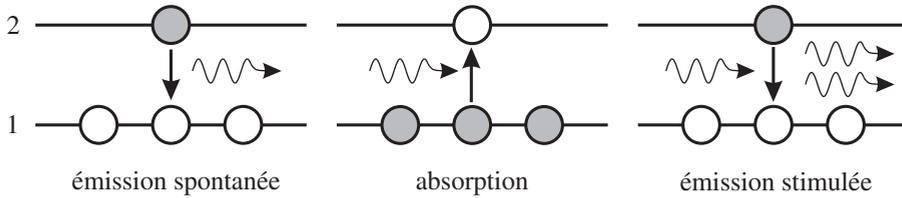


Figure 1.2 - Modèle d'Einstein. Les flèches ondulées désignent des photons. L'atome en grisé, après la transition, vient augmenter la population d'atomes « blancs ».

Le taux d'émission spontanée est une caractéristique de l'atome et de la transition considérés. Il peut varier de plusieurs ordres de grandeur d'une transition à l'autre : par exemple, pour les lasers CO₂ (transition P20 à 10,6 μm), He-Ne (633 nm) et Nd³⁺ :YAG (1,06 μm), A_{21} vaut respectivement 0,3 s⁻¹, 800 s⁻¹ et 1,4 10⁶ s⁻¹.

Remarque

L'émission spontanée n'est pas le seul mécanisme de dépeuplement des niveaux. Des désexcitations non radiatives (c'est-à-dire sans émission de photons) peuvent également avoir lieu. On peut citer par exemple la désexcitation par collision au cours de laquelle l'atome cède de l'énergie à d'autres atomes du milieu ou encore, pour un milieu solide, une excitation de phonons. Si l'on tient compte de tous les mécanismes, la durée de vie τ_2 du niveau est donc inférieure à sa durée de vie radiative τ ($A_{21} \leq \gamma_2$).

L'intensité d'un faisceau de lumière est proportionnelle au *flux de photons* \mathcal{J} , c'est-à-dire au nombre de photons incidents par unité de surface et de temps (unité : s⁻¹ m⁻²). La variation d'intensité lumineuse en terme de flux de photons peut s'obtenir en remarquant que les photons qui traversent la surface S pendant le temps dt occupent un volume $S c dt$ (voir fig. 1.3), où c est la vitesse de la lumière dans le milieu (on notera c_0 la vitesse de la lumière dans le vide). Les $A_{21}N_2$ photons émis par unité de temps et de volume correspondent donc à une variation de flux :

$$d\mathcal{J}_{sp} = A_{21}N_2 c dt \tag{1.6}$$

Remarque

En physique des lasers, l'*intensité* est définie comme le produit du flux de photons par l'énergie d'un photon. Elle est donc égale à $h\nu\mathcal{J}$ et s'exprime en W/m². Par abus de langage, le terme « intensité » est aussi utilisé pour désigner le flux de photons et le carré de la norme du champ électrique.

1.1.2.2 Absorption

Dans le processus d'absorption, un atome du niveau 1 atteint le niveau 2 en absorbant un photon d'énergie $h\nu_a$: le niveau 2 se peuple aux dépens du niveau 1. L'absorption est un processus induit par le champ électromagnétique : la probabilité de transition

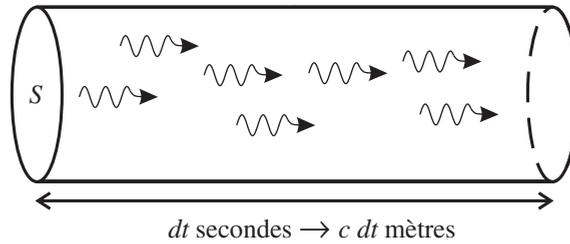


Figure 1.3 - Les photons, représentés ici par des flèches ondulées, se propagent dans une direction perpendiculaire à la surface S . Ceux qui traversent S à l'instant t parcourent pendant le temps dt la distance cdt . Les photons qui ont traversé S pendant le temps dt occupent donc un volume $Scdt$.

par atome et par unité de temps est donc proportionnelle au flux de photons. On l'écrit sous la forme $\sigma_{12}\mathcal{J}$ (en s^{-1}). Compte tenu de la dimension de \mathcal{J} , le coefficient de proportionnalité σ_{12} possède la dimension d'une surface et porte le nom de *section efficace d'absorption*. C'est une grandeur caractéristique du milieu atomique. Sa valeur est déterminée dans le cadre de la description quantique du couplage entre le champ et le milieu atomique (voir chapitre 4). Le nombre d'atomes du niveau 2 varie de la quantité $dN_{2_{abs}}$ pendant l'intervalle de temps dt suivant la loi :

$$dN_{2_{abs}} = +\sigma_{12} \mathcal{J} N_1 dt \quad (1.7)$$

Dans le même temps, la population du niveau 1 diminue :

$$dN_{1_{abs}} = -\sigma_{12} \mathcal{J} N_1 dt \quad (1.8)$$

et le nombre de photons absorbés est :

$$d\mathcal{J}_{abs} = \sigma_{12} \mathcal{J} N_1 c dt \quad (1.9)$$

1.1.2.3 Émission induite

Le processus d'émission induite, ou émission stimulée, est sans doute le moins intuitif des concepts abordés dans cette section. C'est pourtant lui qui est à la base du fonctionnement des lasers. Lors de l'émission induite, un photon d'énergie $h\nu_a$ induit la désexcitation d'un atome du niveau 2 sur le niveau 1. Celle-ci s'accompagne de l'émission d'un photon de caractéristiques identiques à celles du photon inducteur : même fréquence, même direction de propagation et même état de polarisation (voir fig. 1.2). Le faisceau incident de lumière « s'enrichit » en photons identiques et il y a amplification de la lumière. Le bilan de ces processus pour les populations est le suivant :

$$dN_{2_{ind}} = -\sigma_{21} \mathcal{J} N_2 dt \quad (1.10a)$$

$$dN_{1_{ind}} = +\sigma_{21} \mathcal{J} N_2 dt \quad (1.10b)$$

Pour le nombre de photons, on obtient :

$$d\mathcal{J}_{ind} = \sigma_{21} \mathcal{J} N_2 c dt \quad (1.11)$$

$\sigma_{21} \mathcal{J}$ est la probabilité (ou taux) d'émission stimulée et σ_{21} la *section efficace d'émission stimulée*. Il pourrait sembler que l'émission induite est un processus similaire à l'émission spontanée, mais cependant deux propriétés fondamentales les distinguent :

- dans l'émission spontanée, la présence préalable de photons n'est nullement nécessaire. En revanche, dans l'émission induite, c'est un photon qui déclenche le processus. L'émission induite est donc caractérisée par un taux *proportionnel* à \mathcal{J} , alors que le taux d'émission spontanée en est indépendant ;
- le photon créé par émission induite possède les mêmes propriétés que le photon « déclencheur » (fréquence, direction de propagation, état de polarisation). *Ces caractéristiques sont à la base de la cohérence des faisceaux laser*. L'émission spontanée est par contre un processus désordonné, au caractère aléatoire. Par exemple, elle donne naissance à un rayonnement dont toutes les directions de propagation sont équiprobables.

1.1.2.4 Relations entre les taux d'émission et d'absorption

La condition d'équilibre entre l'atome et le rayonnement se traduit par deux relations importantes (voir complément A) :

- si les niveaux 1 et 2 possèdent la même dégénérescence, les sections efficaces d'absorption et d'émission induite sont égales :

$$\sigma_{12} = \sigma_{21} = \sigma \quad (1.12)$$

- le rapport entre l'émission induite et l'émission spontanée s'écrit :

$$\frac{\sigma \mathcal{J}}{A_{21}} = \frac{\lambda^2 \mathcal{J}}{8\pi \Delta\nu} \quad (1.13)$$

où $\lambda = c/\nu$ est la longueur d'onde du rayonnement et $\Delta\nu$ sa largeur naturelle. Ce rapport varie donc comme le carré de la longueur d'onde. Ainsi, dans l'infrarouge lointain, l'émission induite est le phénomène prépondérant alors que dans l'ultraviolet, l'émission spontanée est loin d'être négligeable : elle joue par exemple un rôle 2500 fois plus important à $\lambda = 200$ nm qu'à $\lambda = 10$ μ m. Ceci a des conséquences pratiques importantes, puisque l'émission spontanée tend à réduire l'amplification lumineuse et nuit au bon fonctionnement d'un laser.