

Bulletin de l'Union des Physiciens

Association de professeurs de Physique et de Chimie

Introduction à la physique des lasers

par J.-P. BARRAT,

U.E.R. Sciences, Université de Caen,
14032 Caen Cedex.

Le mot laser est formé avec des initiales : « *Light Amplifier by Stimulated Emission of Radiation* » (amplificateur de lumière par émission induite de rayonnement). C'est en 1958 que les Américains SCHAWLOW et TOWNES ont proposé le principe du laser, en transposant celui des masers déjà existants au cas de la lumière visible (maser : « *Microwave Amplifier by Stimulated Emission of Radiation* », amplificateur de microondes par émission induite de rayonnement ; le premier maser avait été conçu et réalisé en 1954 par TOWNES). MAIMAN fit fonctionner en 1960 le premier laser à rubis ; la réalisation du premier laser à gaz, utilisant le mélange hélium-néon, est due en 1961 à JAVAN, BENNETT et HERRIOTT (cf. ci-après paragraphes 4.1. et 4.2.). Le développement des lasers a pris depuis lors une importance scientifique et industrielle considérable.

L'objet de cet article est de décrire les principes physiques du fonctionnement des lasers. Quelques exemples seront donnés comme illustration, mais il n'est pas question d'énumérer tous les modèles de laser ni d'étudier en détail les propriétés et les applications du rayonnement laser (au rythme auquel progresse l'innovation dans ces domaines, une actualisation réalisée au moment où l'auteur écrit ces lignes risquerait d'être périmée lors de la parution de l'article!) Ces principes physiques reposent sur les différents processus d'interaction entre un photon et un système atomique, que nous étudierons donc au préalable, après avoir rappelé quelques résultats de physique quantique et de physique statistique.

1. QUELQUES RAPPELS DE PHYSIQUE QUANTIQUE ET DE PHYSIQUE STATISTIQUE.

Pour abrégé et simplifier le langage, nous utiliserons dans ce qui suit le terme « atome » pour désigner un système atomique

quelconque, atome, molécule, radical, ion, etc. Nous nous intéresserons au cas d'atomes dans un gaz à basse pression, dont les interactions sont négligeables et qui sont isolés les uns des autres à l'exception des collisions. Les résultats concerneront donc surtout les lasers à gaz, mais les modifications à apporter dans le cas des autres lasers sont minimes et seront indiquées si nécessaire.

On sait que l'énergie d'un atome ne peut prendre que certaines valeurs discrètes (*niveaux d'énergie*) ; le niveau dont l'énergie est la plus faible est le *niveau fondamental*, les autres sont les *niveaux excités*. Lors d'une transition entre deux niveaux d'énergie E_2 et E_1 ($E_2 > E_1$), avec absorption ou émission de rayonnement électromagnétique, l'atome absorbe ou émet un photon d'énergie $E_2 - E_1$; la fréquence ν_{21} et la longueur d'onde λ_{21} de l'onde associée sont donc telles que (fig. 1) :

$$h \nu_{21} = \frac{hc}{\lambda_{21}} = E_2 - E_1 \quad (1)$$

(h = constante de Planck, c = célérité de la lumière dans le vide).

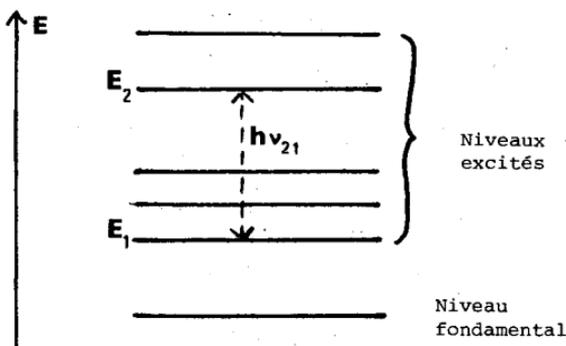


Fig. 1. — Niveaux d'énergie.

Si des états quantiques de l'atome ont même énergie, mais sont néanmoins différents par telle ou telle propriété (orientation du moment cinétique dans l'espace par exemple), on dit qu'ils sont *dégénérés*. On appelle *degré de dégénérescence* g (ou *poids statistique*) du niveau le nombre d'états quantiques différents ayant la même énergie.

La *population* d'un niveau est le nombre (parfois le pourcentage) d'atomes qui se trouvent dans ce niveau. Dans un ensemble d'atomes en équilibre thermique à la température thermodynamique T , les populations N_1 et N_2 de deux niveaux d'éner-

gie E_1 et E_2 , de poids statistiques g_1 et g_2 , sont reliées par la loi de Boltzmann :

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp \left[-\frac{E_2 - E_1}{kT} \right] \quad (2)$$

k est la constante de Boltzmann :

$$k = \frac{R}{N_A} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1},$$

R étant la constante des gaz parfaits et N_A le nombre d'Avogadro.

Aux températures voisines de la température ambiante, l'énergie kT vaut environ 1/40 eV. Si la transition entre les niveaux 1 et 2 correspond au domaine de la lumière (visible, ou proche infrarouge, ou proche ultraviolet), $E_2 - E_1$ est de l'ordre de quelques eV ($E_2 - E_1 = 1$ eV pour $\lambda_{21} \sim 1,25 \mu\text{m}$, donc $E_2 - E_1 = 5$ eV pour $\lambda_{21} \sim 0,25 \mu\text{m}$); g_1 et g_2 sont de quelques

unités, de sorte que $\frac{N_2}{N_1}$ est extrêmement petit. Pour $T = 300$ K,

$\exp \left[-\frac{E_2 - E_1}{kT} \right]$ vaut $1,6 \cdot 10^{-17}$ si $E_2 - E_1 = 1$ eV, et 10^{-24} si

$E_2 - E_1 = 5$ eV. On peut dans ce cas admettre que $N_2 = 0$, même si N_1 est appréciable : à l'équilibre thermique, seul le niveau fondamental est peuplé, et éventuellement quelques niveaux excités qui en sont très proches (une petite fraction d'eV).

2. LES MODALITES DE L'INTERACTION MATIERE-RAYONNEMENT.

Dans ce paragraphe, nous considérons seulement les transitions entre deux niveaux d'énergie E_2 et E_1 ($E_2 > E_1$), dues à l'interaction avec le champ électromagnétique. La distance en énergie $E_2 - E_1$ peut être quelconque. Nous supposons que les atomes sont isolés les uns des autres. Les deux niveaux peuvent être peuplés, ou seulement l'un des deux, et nous ne faisons aucune hypothèse sur l'origine de ce peuplement. Le système des atomes peut très bien ne pas être en équilibre thermique; si $N_2 \neq 0$ à la température ordinaire avec $E_2 - E_1$ de l'ordre d'au moins 1 eV, il n'y est sûrement pas; on peut par exemple obtenir ce résultat dans un gaz à l'aide d'une décharge, dans laquelle des atomes sont portés dans des états excités par suite des collisions contre des électrons.

Quand on étudie en mécanique quantique les transitions entre les niveaux 1 et 2 avec absorption ou émission d'un photon, on est conduit à distinguer trois processus : l'émission spontanée, l'absorption et l'émission induite (ou stimulée).

2.1. L'émission spontanée.

C'est un processus d'émission, dans lequel un photon est émis pendant que l'atome passe du niveau 2 au niveau 1. Il est spontané, en ce sens qu'il se produit du seul fait que la population du niveau supérieur 2 est non nulle, et qu'il est impossible d'exercer une action qui le modifie. S'il était la seule cause des variations des populations N_1 et N_2 au cours du temps, ces variations seraient régies par :

$$\left(\frac{dN_2}{dt} \right)_{\text{és}} = - \left(\frac{dN_1}{dt} \right)_{\text{és}} = -A_{21} N_2(t) \quad (3)$$

(bien entendu, $\frac{dN_2}{dt}$ et $\frac{dN_1}{dt}$ ont des valeurs opposées, puisque

le nombre total d'atomes reste constant). A_{21} est un paramètre dont les dimensions sont celles de l'inverse d'un temps, qui dépend de la nature de l'atome et des niveaux mis en jeu. La fraction des atomes excités à l'instant t qui se désexcitent par émission spontanée entre t et $t + dt$, donnée

par $\left| \frac{(dN_2)_{\text{és}}}{N_2} \right| = A_{21} dt$, représente la probabilité de cette

désexcitation pendant la durée dt . C'est pourquoi A_{21} est appelé *probabilité d'émission spontanée par unité de temps*.

La relation (3) a la même forme que celle qui exprime la décroissance d'une population de noyaux radioactifs. Ce n'est pas une coïncidence ; il s'agit d'une désintégration du type :

atome dans le niveau 2 \rightarrow atome dans le niveau 1 + photon.

Le formalisme utilisé en mécanique quantique pour toutes ces désintégrations est le même et conduit au même résultat. D'ailleurs, la radioactivité γ n'est autre que l'émission spontanée de rayonnement électromagnétique par les noyaux.

Pour un ensemble d'atomes mis dans le niveau 2 à l'instant $t = 0$, et si l'on fait toujours l'hypothèse que l'émission spontanée est la seule cause de variation de N_2 , la relation (3) donne : $N_2(t) = N_2(0) e^{-A_{21}t} = N_2(0) e^{-t/\tau}$; la grandeur $\tau = A_{21}^{-1}$ est la *durée de vie* (ou vie moyenne) du niveau 2. S'il y avait plusieurs niveaux d'énergie $E_i < E_2$ où l'atome peut arriver après émission spontanée de photons d'énergie $E_2 - E_i$, on aurait : $\tau = (\sum_i A_{2i})^{-1}$.

Les durées de vie des niveaux atomiques excités sont en général de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-9} s ; exceptionnellement, elles peuvent atteindre des valeurs supérieures à 10^{-7} s ou de l'ordre de 10^{-10} s. A_{21} est donc en général de l'ordre de 10^8 s $^{-1}$ pour une

transition du domaine optique. Pour certains couples de niveaux 1 et 2, A_{21} est strictement nul ; on dit alors que la transition est *interdite* ; les conditions sur les nombres quantiques des niveaux 1 et 2 pour que A_{21} ne soit pas nul sont appelées *règles de sélection*.

Un caractère important de l'émission spontanée est son isotropie. En l'absence de direction privilégiée dans l'espace pour les atomes placés dans le niveau 2 (par exemple, pas d'orientation d'ensemble de leurs moments cinétiques), les photons d'émission spontanée sont émis avec une égale probabilité dans une direction quelconque (fig. 2).

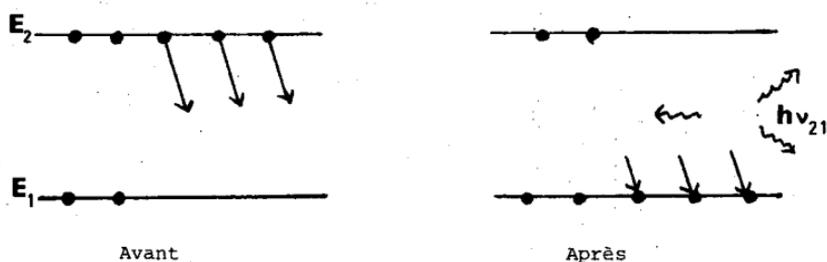


Fig. 2. — Emission spontanée.

2.2. L'absorption.

Une onde électromagnétique transporte de l'énergie. Comme un train d'ondes n'est jamais parfaitement monochromatique, on peut caractériser ce transport par la densité d'énergie $u(\nu) \delta\nu$ contenue dans l'onde dans la bande de fréquence $(\nu, \nu + \delta\nu)$; $u(\nu)$ est la *densité spectrale d'énergie par unité de volume*.

Lorsque le spectre de fréquence de l'onde recouvre la raie atomique de fréquence ν_{21} , les atomes soumis à son champ électromagnétique peuvent passer du niveau 1 dans le niveau supérieur 2 en absorbant des photons (fig. 3). Si la seule cause de variation des populations N_1 et N_2 était l'absorption, on aurait :

$$\left(\frac{dN_1}{dt} \right)_{abs} = - \left(\frac{dN_2}{dt} \right)_{abs} = - B_{12} u(\nu_{21}) N_1. \quad (4)$$

Le facteur B_{12} est appelé « *coefficient d'Einstein* » pour l'absorption (attention ! ce soi-disant coefficient a des dimensions) ; son expression sera donnée plus loin (paragraphe 2.4.).

L'équation (4) montre en particulier que le nombre d'atomes qui absorbent par unité de temps, $\left| \left(\frac{dN_1}{dt} \right)_{abs} \right|$, et la puis-

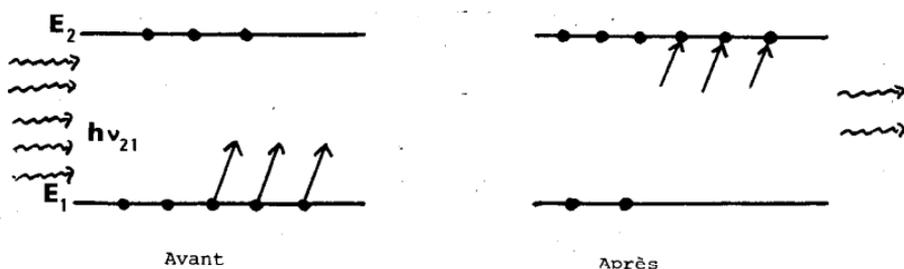


Fig. 3. — Absorption.

sance absorbée $h\nu_{21} \left| \left(\frac{dN_1}{dt} \right)_{abs} \right|$, sont proportionnels au nombre d'atomes absorbeurs N_1 , et à la densité spectrale d'énergie dans l'onde, $u(\nu_{21})$. C'est cette dernière proportionnalité qui permet la définition du coefficient d'absorption d'une onde par un milieu matériel.

2.3. L'émission induite (ou stimulée).

Ce processus a de nombreux caractères communs avec l'absorption, et est représenté par des équations très analogues. L'action de l'onde électromagnétique dont le spectre de fréquence recouvre la fréquence ν_{21} peut être de transférer des atomes du niveau supérieur 2 vers le niveau inférieur 1 ; chaque atome ainsi transféré émet un photon d'énergie $E_2 - E_1 = h\nu_{21}$ (fig. 4). Mais

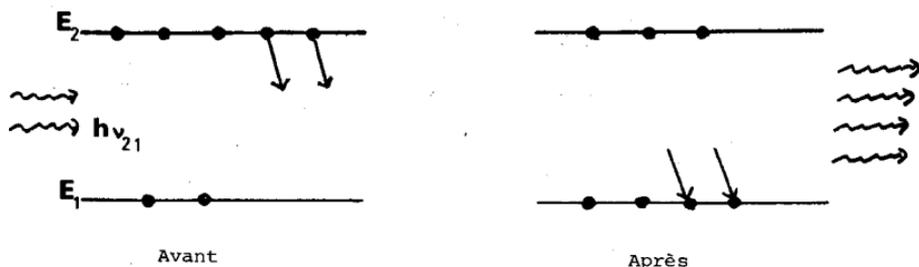


Fig. 4. — Emission induite.

ce processus est complètement différent de l'émission spontanée. D'abord, il est provoqué par la présence de l'onde ; en effet s'il existait seul, il en résulterait des variations de N_1 et N_2 proportionnelles à $u(\nu_{21})$:

$$\left(\frac{dN_2}{dt} \right)_{ei} = - \left(\frac{dN_1}{dt} \right)_{ei} = -B_{21} u(\nu_{21}) N_2. \quad (5)$$

Le coefficient B_{21} est le « coefficient d'Einstein » pour l'émission induite. En outre, les photons d'émission induite ne sont pas émis de manière isotrope comme ceux d'émission spontanée. Ils s'incorporent à l'onde incidente, qu'ils viennent ainsi renforcer. Le processus est donc à tous égards symétrique de l'absorption, pour les atomes comme pour l'onde. Une onde qui traverserait un milieu matériel en ne provoquant que de l'absorption sortirait affaiblie de ce milieu (fig. 5 a); si elle ne provoquait que de l'émission induite, elle sortirait amplifiée (fig. 5 b).

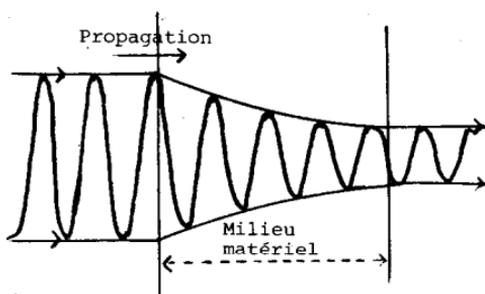


Fig. 5 a. — Absorption seule.

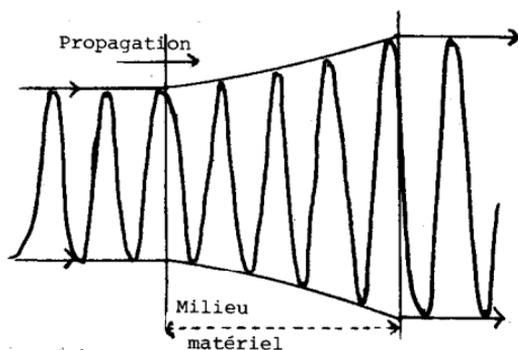


Fig. 5 b. — Emission induite seule.

2.4. Relations entre les coefficients d'Einstein, ordres de grandeur.

La mécanique quantique montre que :

$$\frac{B_{12}}{B_{21}} = \frac{g_2}{g_1} \quad (6 a)$$

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8 \pi h}{\lambda_{21}} \quad (6 b)$$

Historiquement, les relations (6) ont été obtenues en 1917 par EINSTEIN, qui a le premier conçu l'existence de l'émission

induite, bien avant les calculs de mécanique quantique qui permettent de les démontrer. EINSTEIN s'est servi d'un raisonnement faisant appel au bilan des échanges d'énergie entre des atomes et du rayonnement en équilibre thermique ; le lecteur intéressé trouvera l'essentiel de ce raisonnement en appendice.

Naturellement, l'émission spontanée, l'absorption et l'émission induite se produisent en même temps. En présence d'une onde pour laquelle $u(\nu_{21}) \neq 0$, les variations totales de N_1 et N_2 dues au rayonnement sont données par l'addition de (3), (4) et (5) :

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_r = -\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_r = -[A_{21} + B_{21}u(\nu_{21})]N_2 + B_{12}u(\nu_{21})N_1. \quad (7)$$

En optique, avec des sources usuelles, les relations (6) montrent que l'émission induite peut être négligée devant l'émission spontanée. Imaginons qu'une source lumineuse donne un faisceau parallèle de section $S = 100 \text{ cm}^2$, transportant une puissance $P = 1 \text{ W}$, uniformément répartie sur une bande de fréquence $\Delta\nu = 1000 \text{ MHz} = 10^9 \text{ Hz}$ (pour $\lambda \sim 0,5 \mu\text{m}$, cela correspondrait à un éclairage de l'ordre de $6 \cdot 10^4 \text{ lux}$, ce qui est beaucoup pour une raie presque monochromatique ; la largeur $\Delta\nu$ est de l'ordre des largeurs des raies émises par une lampe spectrale). L'énergie $P \Delta t$ traversant la surface S pendant la durée Δt est l'énergie $(u(\nu)\Delta\nu)(Sc \Delta t)$ contenue dans une longueur du faisceau égale à $c \Delta t$ (fig. 6). Donc :

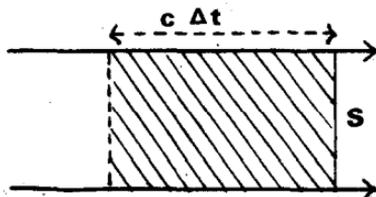


Fig. 6. — Propagation d'un faisceau parallèle.

$$u(\nu) = \frac{P \Delta t}{\Delta\nu S c \Delta t} = 3,3 \cdot 10^{-16} \text{ Jm}^{-3} \text{ Hz}^{-1}.$$

On en déduit : $\frac{B_{21}}{A_{21}} u(\nu) \lesssim 2,5 \cdot 10^{-3}$. Dans le premier terme du second membre de (7), on peut donc négliger le terme représentant l'émission induite devant celui d'émission spontanée.

Nous verrons ci-après (paragraphe 2.5.) que, sauf circonstances exceptionnelles rencontrées précisément dans les lasers ou avec des faisceaux lasers, on peut aussi très souvent négliger

l'émission induite devant l'absorption en optique. C'est ce qui explique qu'on ne mentionne souvent même pas ce phénomène. Mais si l'on passe du domaine optique à celui des radiofréquences, le facteur λ^3 varie énormément (il est multiplié par 10^{15} si λ passe de $0,5 \mu\text{m}$ à 5cm); or il est facile de rendre $u(\nu)$ aussi grand, et même plus, qu'en optique; le rapport Bu/A devient très grand et c'est au contraire l'émission spontanée qui peut être négligée. En effet, les termes Bu gardent des ordres de grandeur raisonnables, mais la probabilité d'émission spontanée devient très faible pour une transition de fréquence radio. Dans ce domaine du spectre, on n'observe donc que des transitions induites.

2.5. Absorption ou amplification d'une onde par un milieu matériel.

Soit une onde plane, qui traverse un milieu contenant N_1 et N_2 atomes dans les niveaux 1 et 2 respectivement et provoque des transitions entre ces niveaux (fig. 7). Le nombre de transi-

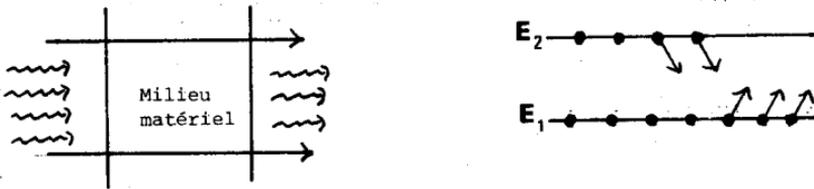


Fig. 7. — $\frac{N_2}{g_2} < \frac{N_1}{g_1}$, l'absorption l'emporte sur l'émission induite.

tions par unité de temps est $B_{12} u(\nu_{21}) N_1$ pour l'absorption, $B_{21} u(\nu_{21}) N_2$ pour l'émission induite, et chacune met en jeu l'énergie $h \nu_{21}$. La puissance reçue par l'onde est donc :

$$\begin{aligned}
 P &= [B_{21} u(\nu_{21}) N_2 - B_{12} u(\nu_{21}) N_1] h \nu_{21} \\
 &= -B_{12} \left[N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right] u(\nu_{21}) h \nu_{21} \quad (8)
 \end{aligned}$$

Ce bilan ne tient pas compte des photons émis par émission spontanée. Ceux-ci sont émis dans toutes les directions, et seule une très petite fraction a la direction et le sens de l'onde incidente. En outre, ils ne se « raccrochent pas en phase » à cette onde.

Si les atomes sont en équilibre thermique, d'après (2), on obtient :

$$P = -B_{12} u(\nu_{21}) N_1 \left[1 - \exp\left(-\frac{h \nu_{21}}{kT}\right) \right] h \nu_{21} < 0. \quad (9)$$

Cette valeur négative de P signifie que l'absorption l'emporte sur l'émission induite. En pratique, aux températures usuelles, N_2 est quasi nul, et N_1 l'est aussi, sauf si l'état 1 est le niveau fondamental ou un niveau très voisin. L'émission induite est donc négligeable, et l'absorption ne se produit que pour les raies aboutissant au niveau fondamental (ou à un niveau très voisin).

Mais il arrive que l'on opère avec un système atomique écarté de l'équilibre thermique (par excitation optique ou bombardement électronique par exemple, voir paragraphes 4.1. et 4.2.). Le

rapport $\frac{N_2}{N_1}$ peut être alors très différent de la valeur donnée par (2). On peut même réaliser des conditions telles que

$\frac{N_2}{N_1} > \frac{g_2}{g_1}$, qui est la valeur limite du rapport à l'équilibre thermique pour une température infinie. Le niveau supérieur est,

compte tenu de son degré de dégénérescence, plus peuplé que le niveau inférieur. On dit qu'on a réalisé une *inversion des populations*. Dans ce cas, $P > 0$: le milieu fournit à l'onde, par émission induite, plus de puissance qu'il n'en absorbe. On a réalisé un *amplificateur optique*, l'onde qui en sort est plus intense que l'onde incidente (fig. 8).

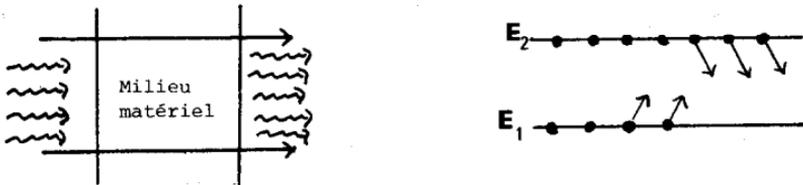


Fig. 8. — $\frac{N_2}{g_2} > \frac{N_1}{g_1}$, l'émission induite l'emporte sur l'absorption.

Naturellement, cette amplification n'est pas gratuite. L'énergie communiquée à l'onde provient des atomes excités, donc du dispositif fournisseur d'énergie qui crée l'inversion de population. Nous décrirons plus loin (paragraphe 4.) quelques-uns de ces dispositifs. Au préalable, voyons comment on transforme cet amplificateur optique en émetteur de lumière.

3. REALISATION D'UN LASER EMETTEUR A PARTIR D'UN AMPLIFICATEUR OPTIQUE.

3.1. Principe de la transformation d'un amplificateur en émetteur.

Un amplificateur linéaire est en général un dispositif qui fournit, à partir d'une grandeur d'entrée E , une grandeur de sor-

tie que nous supposons de même nature, $S = GE$ (10). G est le gain de l'amplificateur (fig. 9 a). Prélevons une fraction α du signal de sortie S et ajoutons-la à l'entrée imposée E_0 (fig. 9 b), de sorte que l'entrée effective est :

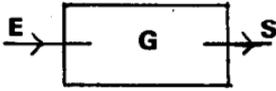


Fig. 9 a

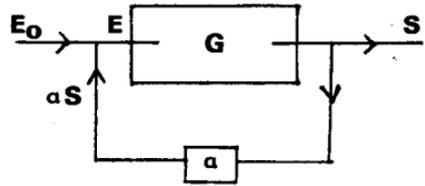


Fig. 9 b

$$E = E_0 + \alpha S \quad (11).$$

On a alors : $S = G(E_0 + \alpha S)$ (12), d'où l'on tire :

$$S = \frac{G}{1 - \alpha G} E_0 = G'E_0. \quad (13)$$

Le gain est devenu G' . Si $\alpha < 0$, $G' < G$; on a une boucle de contre-réaction. Si $0 < \alpha < \frac{1}{G}$, $G' > G$, on a une boucle de réaction.

Nous ne discuterons pas ici de l'intérêt que peuvent présenter pour l'amplification ces deux montages, souvent utilisés en électronique. Remarquons seulement que l'équation (13) donne

un résultat absurde si α atteint ou dépasse $\frac{1}{G}$, car il est exclu

que le niveau de sortie puisse devenir infini. Que se passe-t-il donc dans ce cas ? Pour décrire une telle situation, le modèle de l'amplificateur linéaire devient insuffisant et il faut faire intervenir la saturation : la sortie $S = f(E)$ est représentée en réalité par une courbe C (fig. 10), qui ne se confond avec la droite $S = GE$ qu'au voisinage de l'origine des axes (E, S). Lorsque αG atteint et dépasse 1, le point de coordonnées (E, S) s'écarte trop de l'origine pour que l'approximation linéaire reste valable. On résout le problème graphiquement, en cherchant l'intersection des courbes d'équations :

$$S = f(E) \quad (14 a) \quad \text{courbe C,}$$

et :

$$E = E_0 + \alpha S \quad (14 b) \quad \text{droite D.}$$

Pour $0 < \alpha < \frac{1}{G}$, la pente de D est supérieure à la pente G de la tangente à l'origine T à la courbe C (fig. 10 a). Si $E_0 = 0$

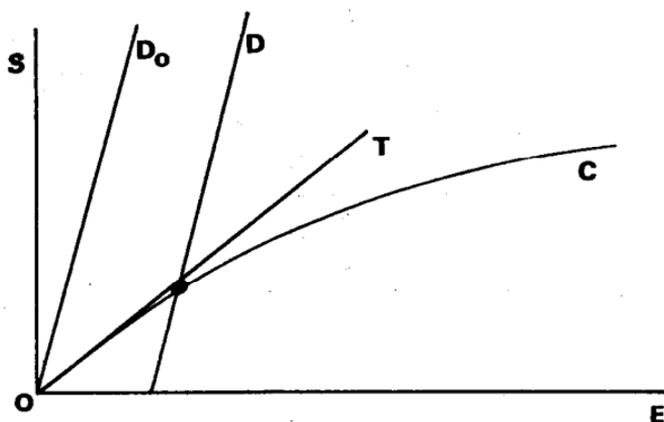


Fig. 10 a. — Cas où $0 < \alpha < \frac{1}{G}$.

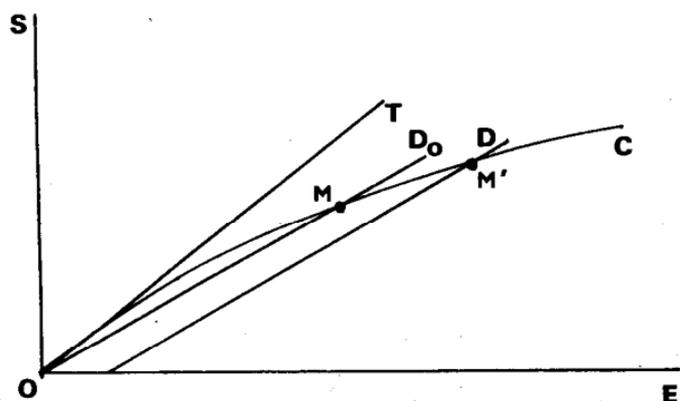


Fig. 10 b. — Cas où $\alpha > \frac{1}{G}$.

(droite D_0), l'intersection est en O (signal de sortie nul pour un signal d'entrée nul). Si $E_0 \neq 0$, l'intersection reste voisine de 0 tant que E_0 n'est pas trop grand (tant que l'on ne sature pas l'amplificateur); on peut alors assimiler la courbe C et la droite T, et les équations (12) et (13) sont valables.

Au contraire, pour $\alpha > \frac{1}{G}$, il y a une intersection M autre

que O même lorsque le signal d'entrée E_0 est nul (fig. 10 b). Le signal de sortie est fixé par l'ordonnée de M, nécessairement situé

dans la partie courbée de C (région de saturation). Le point M représente le seul régime stable, car l'apparition d'une entrée $E_0 \neq 0$ le déplace en M', mais fait disparaître l'intersection en O.

Ce modèle correspond au principe du fonctionnement d'un grand nombre d'oscillateurs auto-entretenus. Il est d'ailleurs encore insuffisant et doit être perfectionné, car on amplifie en général une grandeur sinusoïdale et nous n'avons tenu aucun compte des déphasages que peuvent introduire l'amplificateur et la boucle de réaction. Nous nous bornerons à indiquer comment ce modèle peut être adapté au cas du laser (1).

3.2. La cavité optique (Interféromètre de Fabry-Perot).

Supposons qu'on sache, à l'aide d'une inversion de population, transformer un milieu en amplificateur de lumière de gain G. Pour réaliser l'équivalent d'une boucle de réaction, il suffit de renvoyer le faisceau amplifié sur le milieu à l'aide d'un miroir. On le placera donc entre deux miroirs plans parallèles (fig. 11); l'un au moins sera partiellement transparent, de

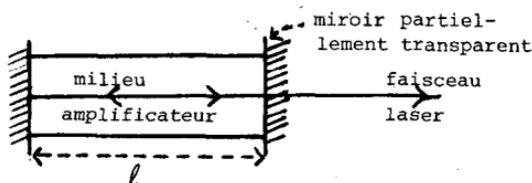


Fig. 11. — Principe de la construction d'un laser.

manière à laisser sortir une partie de l'énergie du faisceau. L'ensemble n'est autre qu'un interféromètre de FABRY-PEROT. Soit r le coefficient de réflexion pour l'intensité de chacun des deux miroirs, supposés identiques pour simplifier. La condition d'oscillation est : $Gr > 1$ (G est le gain pour un trajet aller). L'oscillation est amorcée par les photons d'émission spontanée. Le faisceau laser obtenu est perpendiculaire aux miroirs.

Ce raisonnement ne tient pas encore compte des déphasages. En réalité, l'oscillation ne peut se produire que si l'onde qui revient en un point après un aller et retour est en phase avec l'onde initiale; sinon, les ondes correspondant à des nombres

(1) Un raisonnement analogue intervient dans d'autres domaines de la physique, par exemple pour interpréter la ferroélectricité et le ferromagnétisme; dans la théorie de Weiss du ferromagnétisme, l'aimantation joue le rôle de S et le champ appliqué celui de E_0 ; la « réaction » se fait par l'intermédiaire du champ local, qui dépend de l'aimantation; les cas $\alpha G > 1$ et $\alpha G < 1$ correspondent respectivement à des températures inférieures et supérieures à la température de Curie.

différents d'allers et retours auraient des phases réparties aléatoirement et leur superposition donnerait zéro. Le déphasage pour

un aller et retour est $2\pi \times \frac{2l}{\lambda} + 2\varphi$ où l est la distance des miroirs et φ le déphasage dû éventuellement à la réflexion. La

condition de phase est : $4 \frac{\pi l}{\lambda} + 2\varphi = 2n\pi$, où n est entier. On

obtient donc des *modes propres d'oscillation*, dont les fréquences

sont : $\nu_n = \frac{c}{\lambda_n} = \frac{c}{4\pi l} (2n\pi - 2\varphi) = n \frac{c}{2l} - \frac{c}{l} \frac{\varphi}{2\pi}$.

L'équidistance de ces modes dans l'échelle des fréquences est :

$\Delta\nu_n = \nu_{n+1} - \nu_n = \frac{c}{2l}$ (15); pour $l = 1$ m, on a : $\Delta\nu_n = 150$ MHz

(ordres de grandeur courants pour un laser à gaz).

Par ailleurs, la transition entre deux niveaux d'énergie ne donne jamais une raie parfaitement monochromatique. Dans un gaz à basse pression, la largeur $\Delta\nu$ de la raie résulte principalement de l'agitation thermique : la fréquence émise ou absorbée par chaque atome dans une direction donnée est décalée par suite de l'effet Doppler, proportionnellement à la vitesse de l'atome dans cette direction. Les vitesses des atomes sont de l'ordre de quelques centaines de ms^{-1} , de sorte que :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \sim \frac{v}{c} \sim 10^{-6},$$

et que $\Delta\nu \sim 10^9$ Hz est un ordre de grandeur raisonnable (2). On

(2) Même en l'absence d'effet Doppler, la raie ne serait pas monochromatique en raison de la largeur naturelle des niveaux : l'énergie d'un niveau de durée de vie τ n'est définie qu'avec une précision de

l'ordre de $\frac{h}{\tau}$. Pour des atomes de vitesse donnée, la largeur en fréquence de la raie qui relie les niveaux 1 et 2, de durées de vie τ_1

et τ_2 , est la largeur naturelle $\Delta\nu_N = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right)$. Dans un

gaz, $\Delta\nu_N$ est en général plus faible que l'élargissement Doppler $\Delta\nu_D$. Il arrive néanmoins que la durée de vie effective des niveaux soit plus courte que la durée de vie radiative en raison de collisions. Ceci augmente $\Delta\nu_N$, mais ne modifie pas l'ordre de grandeur de la largeur résultante $\Delta\nu$, sauf aux pressions élevées.

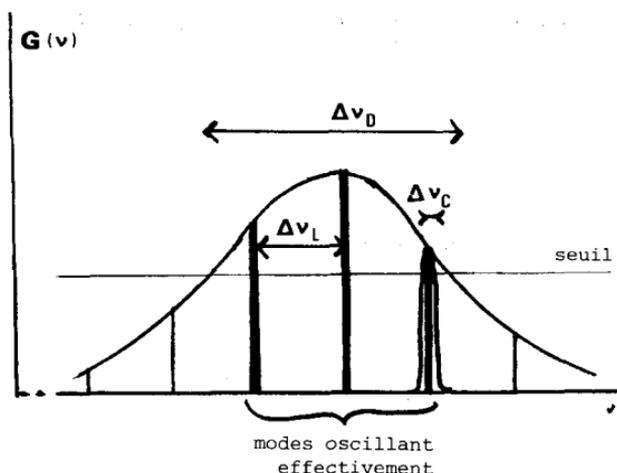


Fig. 12. — Courbe de gain et modes oscillant dans un laser à gaz.

démontre le résultat suivant, assez prévisible d'ailleurs : la courbe qui donnerait le gain $G(\nu)$ pour une onde incidente parfaitement monochromatique de fréquence ν a la forme et la largeur de la raie d'émission spontanée, et ses ordonnées sont proportion-

nelles à l'inversion de population $\frac{N_2}{g_2} - \frac{N_1}{g_1}$. On peut marquer

sur la figure où l'on a tracé la courbe $G(\nu)$ (fig. 12) les positions des modes propres de la cavité résonnante que constitue le FABRY-PEROT. Les modes qui oscillent sont ceux pour lesquels la condition de seuil $G(\nu) r > 1$ est remplie.

Remarque.

Une étude plus approfondie conduit à chercher systématiquement les conditions stationnaires qui peuvent s'établir entre les miroirs. On trouve alors non seulement les modes longitudinaux que nous avons mentionnés, mais aussi des modes transversaux, pour lesquels l'amplitude de l'onde s'annule sur certaines lignes dans le plan des miroirs, et dont les fréquences diffèrent peu de celles des modes longitudinaux (écart de l'ordre du MHz pour $l = 1$ m). Les pertes d'énergie lors de la réflexion ne résultent pas seulement du fait que le coefficient de réflexion est inférieur à 1, mais sont aussi causées par la diffraction de l'onde. L'étude peut être étendue au cas de miroirs sphériques ; les figures 13 a et 13 b montrent la marche des rayons dans le cas d'un interféromètre confocal ou concentrique (miroirs concaves de même rayon de courbure, de même foyer ou de même centre) ; on conçoit que des dispositions de ce type, qui « rabattent » les rayons, donnent

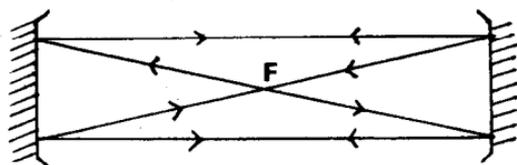


Fig. 13 a. — Interféromètre confocal : marche des rayons.

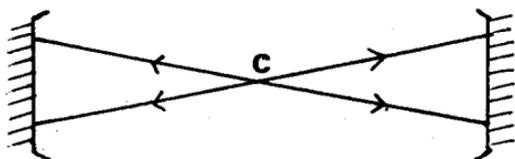


Fig. 13 b. — Interféromètre concentrique : marche des rayons.

des pertes par diffraction nettement moindres que des miroirs plans parallèles. Dans tous les cas, l'angle d'ouverture du faisceau

laser sortant de l'interféromètre est $\theta \approx \frac{\lambda}{a}$, où a est la dimen-

sion transversale des miroirs, comme on peut le prévoir à partir de la théorie élémentaire de la diffraction (fig. 14).

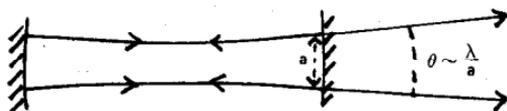


Fig. 14. — Allure du faisceau correspondant à un mode longitudinal.

3.3. Q de la cavité, largeur des modes.

En l'absence de tout milieu amplificateur, l'interféromètre de FABRY-PEROT est une cavité résonnante optique. Il est intéressant de calculer son coefficient de qualité Q . Imaginons qu'on ait établi une onde optique stationnaire dans la cavité vide ; elle s'amortit progressivement à cause des pertes par diffraction et de la transmission non nulle des miroirs. Le coefficient Q est donné par :

$$Q = 2\pi \frac{\text{énergie emmagasinée}}{\text{énergie perdue par période}}. \quad (16)$$

Pour des miroirs de surface S , de distance l , l'énergie emmagasinée est $W = USl$, U étant la densité moyenne d'énergie dans l'onde.

L'onde stationnaire est la somme de 2 ondes progressives de sens opposés, ayant chacune la densité d'énergie $\frac{U}{2}$. En une période, chaque onde avance de λ (fig. 15). L'énergie $\frac{US\lambda}{2}$ contenue dans le volume $S\lambda$ vient se réfléchir sur chaque miroir. Seule la fraction r est réfléchiée. L'énergie perdue en une période sur les 2 miroirs est donc :

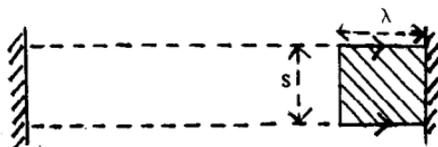


Fig. 15. — Réflexion sur un miroir d'une des ondes progressives qui constituent l'onde stationnaire.

$$2 \times \frac{US\lambda}{2} \times (1-r) = US\lambda(1-r).$$

Si l'on néglige les pertes par diffraction, on trouve donc :

$$Q = 2\pi \frac{USl}{US\lambda(1-r)} = \frac{2\pi}{1-r} \frac{l}{\lambda}. \quad (17)$$

Avec $l = 1$ m, $\lambda = 0,6 \mu\text{m}$ (fréquence $\nu = 5 \cdot 10^{14}$ Hz), $r = 0,98$, on obtient : $Q = 5 \cdot 10^8$.

Les pertes par diffraction sont du même ordre que les pertes lors des réflexions si l'on utilise des miroirs plans ; cela conduirait à $Q \simeq 2,5 \cdot 10^8$ avec les valeurs précédentes. Avec des miroirs sphériques, le plus souvent utilisés, elles sont beaucoup plus faibles. Nous garderons donc $Q \simeq 5 \cdot 10^8$ pour les ordres de grandeur qui suivent.

Cette valeur de Q a la signification suivante : l'énergie d'une onde stationnaire établie dans la cavité est divisée par e au bout

d'un nombre de périodes égal à $\frac{Q}{2\pi}$ ($\sim 8 \cdot 10^7$ ici). D'autre part, si

on envoie dans la cavité une onde incidente de fréquence ν , on provoque une onde stationnaire particulièrement intense (résonance) pour $\nu = \nu_m$, fréquence de l'un des modes ; la largeur de cette résonance (largeur des modes de la cavité) est :

$$\Delta\nu_c = \frac{\nu}{Q} \quad (\Delta\nu_c \sim 1 \text{ MHz dans l'exemple choisi}).$$

Récapitulons les ordres de grandeur pour un laser à gaz (fig. 12) :

$\Delta\nu$ = largeur de la raie atomique $\simeq 10^9$ Hz = 1 000 MHz,

$\Delta\nu_L$ = intervalle entre modes $\simeq 150$ MHz,

$\Delta\nu_C$ = largeur d'un mode de la cavité $\simeq 1$ MHz.

On démontre que la largeur spectrale théorique du faisceau laser pour un mode qui oscille sur une transition entre 2 niveaux de populations N_1 et N_2 est :

$$\Delta\nu' = \frac{2\pi h\nu}{P} (\Delta\nu_C)^2 \frac{N_2}{N_2 - N_1} \quad (18)$$

P étant la puissance émise.

Avec des ordres de grandeur correspondant à un laser à hélium-néon, on trouve $\Delta\nu' \lesssim 1$ Hz. Des largeurs si faibles ne peuvent jamais être observées, en raison des instabilités de toute nature. Une stabilité relative à court terme de l'ordre de 10^{-11} sur une fréquence de l'ordre de 10^{14} Hz correspond à des largeurs de raie de l'ordre du kHz.

Pour des lasers d'autres types que les lasers à gaz à basse pression (en particulier, à solides, à colorants), les ordres de grandeur sont assez différents. En général, la distance l est beaucoup plus faible, $\Delta\nu_L$ et $\Delta\nu_C$ sont donc beaucoup plus grands. Mais la largeur de la raie atomique $\Delta\nu$ est aussi beaucoup plus grande ; l'allure de la fig. 12 reste donc la même. Il arrive que le milieu puisse amplifier sur une bande assez large (plusieurs centaines d'Å pour des lasers à colorants) ; dans ce cas, on sélectionne en général une bande plus étroite à l'aide d'un dispositif dispersif placé dans la cavité pour obtenir l'oscillation, qui se produit néanmoins sur un grand nombre de modes.

3.4. Condition de seuil et saturation.

Pour obtenir la valeur de l'inversion de population minimale permettant les oscillations, on écrit que la puissance P fournie à l'onde par le milieu amplificateur est au moins égale à la puissance P' perdue par l'onde par diffraction et transmission à travers les miroirs. Le calcul fait en appendice 2 conduit à :

$$\eta (B_{21} n_2 - B_{12} n_1) h \geq \frac{\Delta\nu}{Q}. \quad (19)$$

Dans cette relation, n_2 et n_1 sont les populations des niveaux 2 et 1 par unité de volume ; η est le coefficient de remplissage, fraction du volume compris entre les miroirs effectivement rempli par le milieu amplificateur. Le facteur $B_{21} n_2 - B_{12} n_1$ peut être

écrit : $B_{21} g_2 \left(\frac{n_2}{g_2} - \frac{n_1}{g_1} \right)$. Comme on pouvait le prévoir, l'oscillation se produit d'autant plus facilement que l'inversion de populations est plus grande, que la raie atomique est plus fine et que le Q de l'interféromètre est plus élevé.

Comme tout amplificateur, le laser doit présenter un phénomène de saturation, qui limite l'amplitude de l'oscillation (cf. paragraphe 3.1.). En l'absence d'émission laser, l'inversion de population que l'on obtient résulte de la compétition entre les actions qui la créent (décharge, pompage optique, cf. ci-après paragraphe 4.) en apportant de l'énergie, et les mécanismes dits de relaxation, qui tendent à provoquer le retour des atomes à l'équilibre thermique. Lorsque le laser émet, l'émission induite est une cause supplémentaire de diminution de la population du niveau supérieur 2 ; l'inversion de population est donc moins importante lors de l'oscillation, en raison même de cette oscillation qui extrait de l'énergie du milieu atomique. C'est bien là un effet de saturation.

4. REALISATION D'UNE INVERSION DE POPULATION ; LES PRINCIPAUX TYPES DE LASER.

Nous avons déjà dit qu'il existe trop de types de lasers pour que nous puissions les passer tous en revue. Nous nous limiterons ici à indiquer les principes des méthodes utilisées pour créer dans un milieu une inversion de population, en les illustrant à l'aide d'exemples de lasers couramment utilisés sans donner aucun détail sur les techniques de réalisation pratique.

4.1. Décharge dans un gaz.

Dans une décharge, les atomes sont portés dans des niveaux excités par suite des collisions contre des électrons ; ils retombent dans l'état fondamental, directement ou par étapes. A l'état stationnaire, la population d'un niveau donné résulte de la compétition entre les mécanismes de peuplement (excitation par les électrons à partir d'un niveau inférieur, désexcitation à partir de niveaux supérieurs) et ceux de dépeuplement (émission spontanée, collisions). On conçoit qu'il puisse dans certains cas en résulter des inversions de population.

Dans le cas particulier du laser utilisant un mélange hélium-néon, l'effet laser est obtenu avec le néon, mais l'hélium joue un rôle essentiel. Les 2 niveaux excités de l'hélium les plus bas en énergie sont déjà fort élevés au-dessus du fondamental (19,8 eV et 20,5 eV), et ce sont des niveaux métastables. Cela veut dire que les règles de sélection interdisent la possibilité pour les atomes dans ces niveaux de retomber dans le fondamental avec

émission d'un photon. Ce retour ne peut se faire que lors d'une collision contre un autre atome, qui encaisse alors l'énergie d'excitation de l'hélium. Dans l'hélium pur, les collisions hélium métastable-hélium non excité ne peuvent conduire qu'à un échange d'énergie entre deux atomes d'hélium; elles ne modifient donc pas le nombre des métastables, qui ne peuvent se désexciter que par collision contre les parois. Les niveaux métastables sont alors très peuplés et constituent une sorte de réservoir d'énergie. Mais si l'on introduit une pression partielle de néon de l'ordre de $1/10^e$ de la pression totale, les collisions du type :



portent les atomes de néon préférentiellement dans des niveaux dont l'énergie d'excitation est voisine de l'énergie des métastables d'hélium (fig. 16). Il en résulte des inversions de population entre de nombreux couples de niveaux du néon. La fig. 17 et le tableau

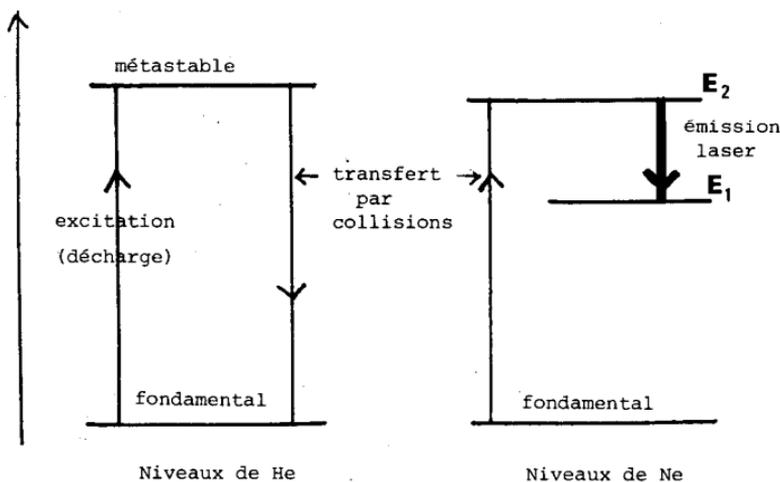


Fig. 16. — Principe de la réalisation d'une inversion de population dans le laser He-Ne.

donnent, avec leurs désignations spectroscopiques traditionnelles, les niveaux mis en jeu dans les principales transitions laser observables et les longueurs d'onde correspondantes; le premier laser à hélium-néon a fonctionné avec les raies à 1,12 et 1,15 μm ; les lasers rouges courants fonctionnent sur la raie à 0,6328 μm . Les puissances obtenues sont de quelques mW. Signalons que sur les transitions pour lesquelles le gain est faible, on peut éviter les pertes par réflexion à la traversée des glaces qui limitent le

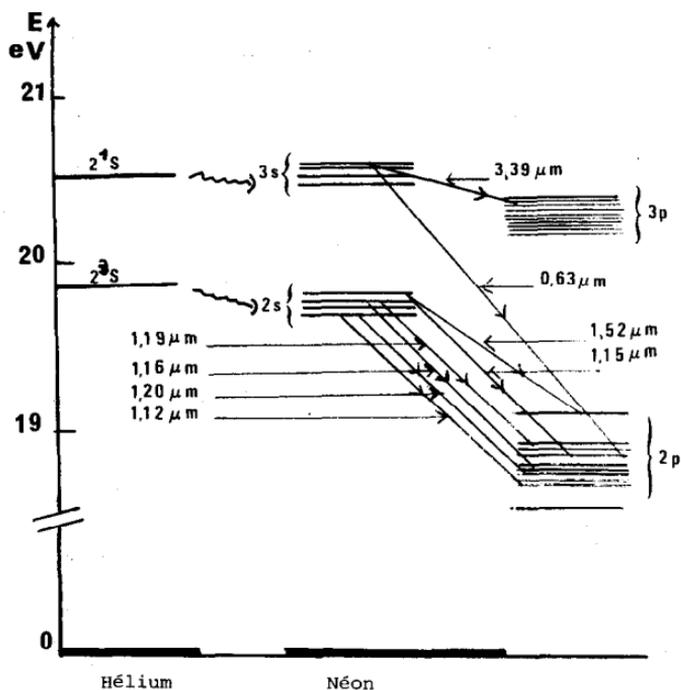


Fig. 17. — Niveaux d'énergie de l'hélium et du néon et raies laser du néon.

Tableau
TRANSITIONS LASER DU NEON

Longueur d'onde (μm)	Transition du néon	
	du niveau	vers le niveau
0,6328	$3s_2$	$2p_4$
1,1177	$2s_5$	$2p_9$
1,1523	$2s_2$	$2p_4$
1,1614	$2s_3$	$2p_5$
1,1985	$2s_3$	$2p_2$
1,2066	$2s_5$	$2p_6$
1,5231	$2s_2$	$2p_1$
3,3913	$3s_2$	$3p_4$

tube à décharge en inclinant celles-ci à l'incidence de BREWSTER ; la lumière du faisceau laser est alors polarisée (fig. 18) (3).

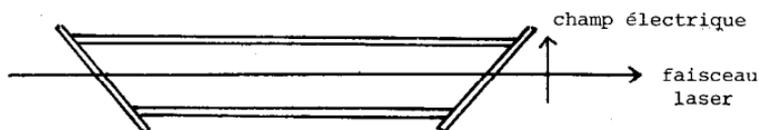


Fig. 18. — Tube pour laser à gaz avec fenêtres à incidence de Brewster.

D'autres lasers utilisent le même principe, par exemple le laser à $\text{CO}_2 + \text{N}_2$. La molécule d'azote a un niveau excité de vibration métastable assez voisin du fondamental (0,3 eV environ). Les collisions N_2 métastable + CO_2 non excité portent les molécules de CO_2 dans un état désigné par les nombres quantiques des modes de vibration (001) ; l'effet laser à $10,6 \mu\text{m}$ et $9,6 \mu\text{m}$ a lieu entre ce niveau et les niveaux désignés par (100) et (020) (fig. 19). La situation est compliquée par la structure de rotation des niveaux de vibration. Ce type de laser peut fournir des puissances considérables (plusieurs dizaines de kW).

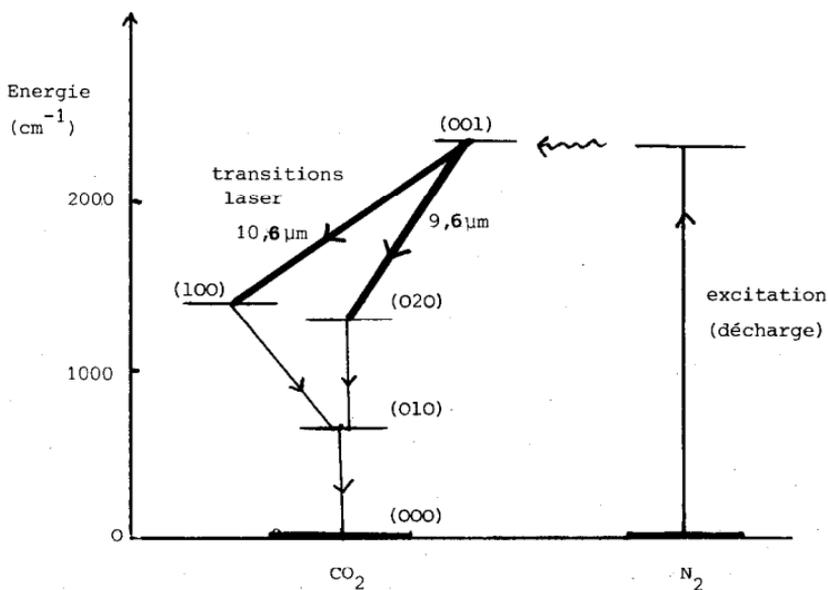


Fig. 19. — Niveaux d'énergie des molécules N_2 et CO_2 intervenant dans les lasers à CO_2 . Les énergies sont en cm^{-1} , c'est-à-dire qu'on a porté E/hc en unités cgs.

(3) Rappelons que pour cet angle d'incidence, le coefficient de transmission des dioptries est égal à 1 si le champ électrique de l'onde est dans le plan d'incidence.

D'autres exemples de lasers à gaz ne font intervenir qu'une seule espèce atomique ou moléculaire : lasers à azote ou à argon ionisé par exemple. Dans le cas du laser à azote, le fonctionnement ne peut avoir lieu que par impulsions ; en effet, le niveau inférieur de la transition est métastable, or il se peuple très rapidement par suite du fonctionnement même du laser, et l'inversion de population créée par la décharge disparaît ; l'émission laser ne peut reprendre que lorsque les collisions ont dépeuplé le niveau métastable. On obtient ainsi des impulsions laser de quelques millijoules, de durée voisine de la nanoseconde, à $\lambda = 0,337 \mu\text{m}$; la fréquence de répétition est de l'ordre de 100 Hz. Le laser à argon ionisé fonctionne en continu ; une décharge puissante dans l'argon ionise les atomes et crée des inversions de populations entre des niveaux excités des ions ; on peut accorder le laser, c'est-à-dire le faire osciller sur une raie au choix parmi plusieurs (dans le vert, le bleu et le proche U.V.) ; à cet effet, on dispose entre les miroirs un prisme que l'on peut tourner, de façon à choisir la longueur d'onde des rayons qui reviennent sur eux-mêmes (fig. 20) ; on peut obtenir sur certaines raies des puissances de plusieurs watts.

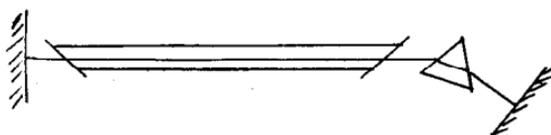


Fig. 20. — Schéma de principe d'un laser accordable.

4.2. Pompage optique (4).

On désigne ainsi le procédé qui consiste à « pomper » les atomes de leur niveau fondamental vers le niveau excité 2 de la transition en leur faisant absorber de la lumière. En général, cette absorption les porte vers un niveau intermédiaire 3 d'énergie supérieure à E_2 ; divers mécanismes (relaxation) les transfèrent dans le niveau 2 où ils s'accumulent. On peut ainsi réaliser l'inversion de population avec le niveau 1. Lorsque le laser fonctionne, un mécanisme de relaxation ramène les atomes du niveau 1 vers le fondamental. C'est le principe du laser à 4 niveaux (fig. 21).

(4) La méthode est inspirée du pompage optique imaginé par A. Kastler, mais elle transfère des atomes d'un niveau à un autre niveau dont l'énergie est très différente. La méthode de Kastler consistait à l'origine à transférer, par une absorption suivie d'une émission spontanée, des atomes d'un sous-niveau Zeeman d'un niveau d'énergie à un autre sous-niveau Zeeman du même niveau. Les sous-niveaux Zeeman résultent de la décomposition d'un niveau par un champ magnétique ; leur écartement est très faible (de l'ordre de $5 \cdot 10^{-5}$ eV pour 1 tesla).

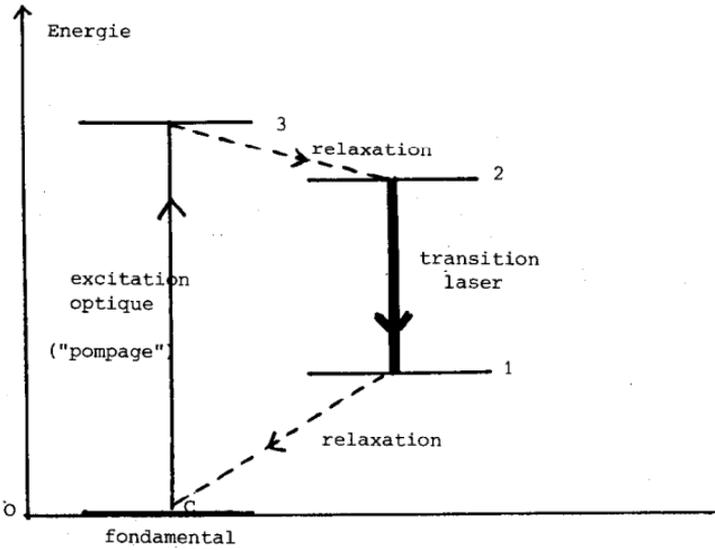


Fig. 21. — Principe du laser à 4 niveaux.

a) LASERS A SOLIDES.

Les lasers à néodyme en sont un bon exemple. Les niveaux de l'ion Nd^{3+} dans un cristal ou dans un verre sont représentés schématiquement sur la fig. 22. L'atmosphère électronique de l'ion

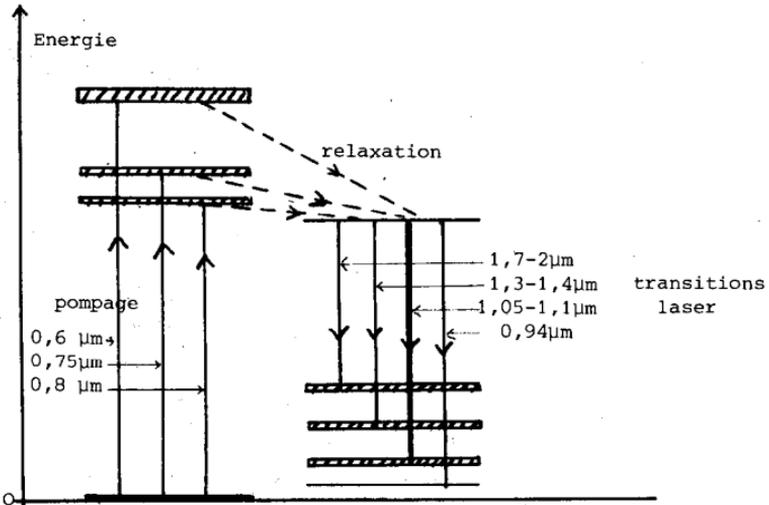


Fig. 22. — Schéma des niveaux de l'ion Nd^{3+} .

est perturbée par son environnement dans le solide, ce qui élargit les niveaux et on a en fait des bandes d'énergie. L'inversion de population est produite par un flux lumineux intense correspondant à une bande d'absorption; on utilise une lampe flash qui peut être constituée d'un tube enroulé en spirale autour du barreau de verre ou de cristal contenant les ions Nd^{3+} ; pour concentrer la lumière, on peut utiliser aussi un miroir cylindrique à section elliptique, le tube et le barreau laser sont alors parallèles aux génératrices et passent par les foyers des sections droites. Un matériau particulièrement intéressant est le grenat d'yttrium et d'aluminium $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (en abrégé YAG), dopé au néodyme (1 % en masse environ); les lasers Nd-YAG peuvent donner des impulsions de quelques joules, durant quelques microsecondes; on peut aussi obtenir, en fonctionnement continu, une puissance de l'ordre de 100 W.

Le laser à rubis, premier laser à avoir fonctionné, repose sur un principe voisin. Le rubis est un cristal d'alumine dopé d'ions chrome Cr^{3+} . Les niveaux d'énergie sont représentés sur la fig. 23.

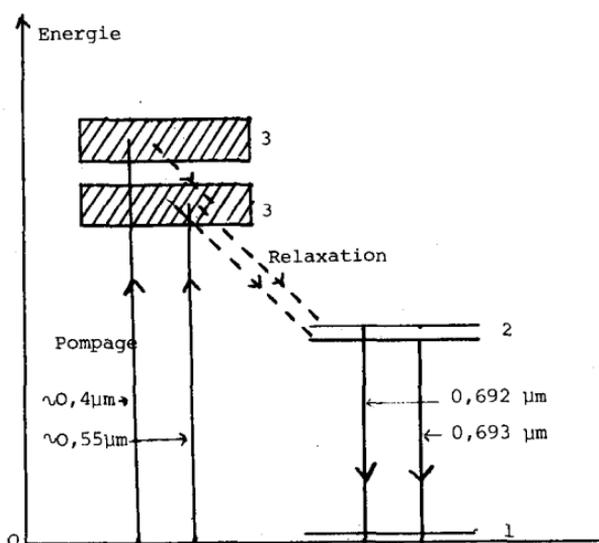


Fig. 23. — Niveaux de l'ion Cr^{3+} dans Al_2O_3 (rubis rose).

Le pompage porte les ions Cr^{3+} dans les niveaux 3 de bandes supérieures aux niveaux 2 des transitions laser, où ils retombent rapidement par relaxation (transfert d'énergie aux vibrations du réseau); le niveau inférieur de la transition laser est le niveau fondamental (qui est double comme les niveaux excités).

On peut augmenter la puissance des lasers à néodyme ou à rubis en faisant passer le faisceau dans un cristal ou un verre de

même nature, soumis au pompage optique, qui sert d'amplificateur de lumière.

Dans ces lasers à solide, si l'on ne prend pas de précautions particulières, l'émission laser a généralement lieu par impulsions de relaxation (« spikes »). Elle commence dès que l'inversion de population seuil est atteinte, mais provoque justement un effondrement de la population du niveau supérieur, de sorte qu'elle cesse jusqu'à ce que le pompage ait rétabli l'inversion de population nécessaire. D'où une série d'impulsions très courtes qui n'emportent chacune qu'une faible partie de l'énergie totale émise. Pour concentrer celle-ci dans le temps, on peut empêcher l'oscillation de démarrer lorsque le seuil d'inversion de population est atteint, et la laisser s'établir seulement lorsque le nombre d'atomes dans le niveau supérieur dépasse de beaucoup la valeur du seuil. On obtient lors du déclenchement une impulsion géante. Divers procédés peuvent être utilisés : on peut faire tourner l'un des miroirs de la cavité en synchronisme avec le pompage optique, ou introduire dans la cavité un interrupteur électrooptique (cristal placé entre deux polariseurs parallèles, qui devient une lame demi-onde sous l'effet d'un champ électrique, de sorte que l'ensemble cristal + polariseur est alors opaque ; l'interruption du champ électrique rétablit la transparence, ce qui déclenche l'oscillation).

En continu, le laser fonctionne en général sur un grand nombre de modes. On peut obtenir encore des impulsions très courtes et très intenses en « bloquant » les modes, c'est-à-dire en s'arrangeant pour que les champs électriques des différents modes aient tous la même phase à l'origine. L'addition des champs de N modes, supposés avoir même amplitude pour simplifier, donne :

$$\sum_{q=0}^{N-1} E_0 \cos(2\pi \nu_{n+q} t + \alpha) = \sum_{q=0}^{N-1} E_0 \cos \left[2\pi \left(\nu_n + q \frac{c}{2l} \right) t + \alpha \right]$$

Le calcul se conduit comme pour l'addition des amplitudes diffractées par les fentes d'un réseau. On trouve :

$$E_0 \cos \left[2\pi \left(\nu_n + \frac{(N-1)c}{4l} \right) t + \alpha \right] \frac{\sin \pi Nct/2l}{\sin \pi ct/2l}$$

L'intensité présente de forts maxima (proportionnels à N^2), avec une périodicité $\frac{2l}{c}$; la durée de chaque impulsion est de l'ordre de $\frac{2l}{Nc}$. Une façon d'obtenir cette mise en phase des divers modes est de moduler le Q de la cavité à la fréquence

$\frac{c}{2l}$ égale à l'intervalle entre modes ; on peut par exemple y disposer un interrupteur optique que l'on module.

L'association de ces diverses techniques (amplification, déclenchement, blocage des modes) permet d'obtenir des impulsions extrêmement courtes (jusqu'à une dizaine de picosecondes, soit 10^{-11} s) et dont la puissance de crête peut être colossale (jusqu'au térawatt, soit 10^{12} W).

b) LASERS A COLORANTS.

Ils peuvent être considérés schématiquement comme des lasers à 4 niveaux. La fig. 24 représente le niveau électronique

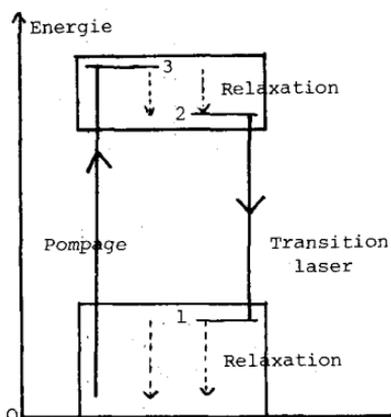


Fig. 24. — Schéma du principe d'un laser à colorant.

fondamental et le premier niveau électronique excité d'une molécule de colorant ; ces niveaux diffèrent par la fonction d'onde des électrons de la molécule. Chacun d'eux se subdivise en niveaux de vibration des liaisons moléculaires, et de rotation de la molécule. Pratiquement on a une bande fondamentale et une bande excitée. Le pompage se fait depuis les niveaux inférieurs de la bande fondamentale, seuls peuplés à l'équilibre thermique, vers les niveaux supérieurs de la bande excitée, qui jouent le rôle du niveau 3. La relaxation ramène très rapidement les molécules vers les niveaux inférieurs de la bande excitée (niveaux 2). L'effet laser a lieu vers les niveaux supérieurs de la bande fondamentale (niveaux 1). L'intérêt de ces lasers est qu'ils sont accordables : un dispositif dispersif introduit dans la cavité laser permet de faire varier de manière continue la longueur d'onde de l'oscillation dans une assez large gamme pour un colorant donné (plu-

sieurs centaines d'Å). Le gain de ces lasers est souvent très élevé ; les dimensions du récipient qui contient le liquide (que l'on fait généralement circuler en circuit fermé) sont de l'ordre du cm, et l'on utilise couramment comme faisceau pompe le faisceau issu d'un laser puissant, que l'on ne peut accorder de façon continue, par exemple, un laser YAG ou un laser à argon ionisé.

4.3. Lasers à semi-conducteurs.

On sait que, dans un semi-conducteur pur (intrinsèque), les niveaux d'énergie permis pour les électrons constituent des bandes. Au zéro absolu, la bande occupée la plus élevée est la bande de valence, séparée par une bande interdite (dont la largeur est de l'ordre de l'électron-volt) de la bande immédiatement supérieure appelée bande de conduction (fig. 25 a). A une température absolue non nulle, l'agitation thermique permet à des électrons de passer dans la bande de conduction, laissant quelques niveaux vides dans la bande de valence (fig. 25 b). Si l'on intro-

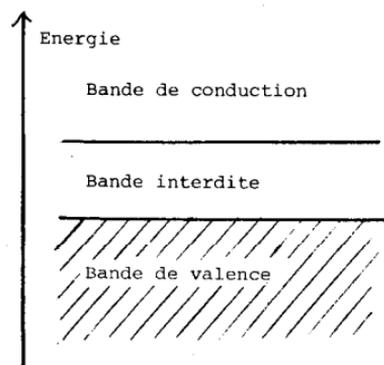


Fig. 25 a. — Semi-conducteur intrinsèque au zéro absolu (la bande de valence seule a ses niveaux occupés).

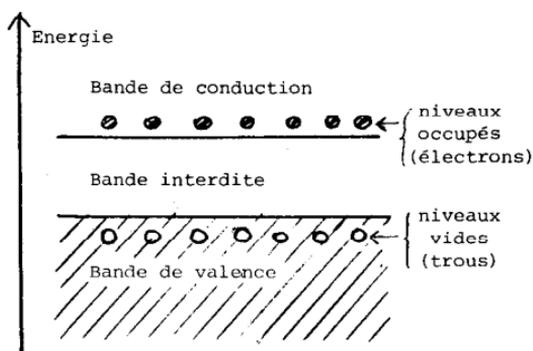


Fig. 25 b. — Semi-conducteur intrinsèque à une température non nulle.

duit une impureté qui apporte un électron de plus que l'atome qu'elle remplace (dopage N), les électrons supplémentaires occupent des niveaux donneurs, situés dans la bande interdite très près du bas de la bande de conduction (fig. 26 a) ; ils se libèrent facilement pour passer dans cette bande, où la concentration en électrons est plus forte que dans le semi-conducteur intrinsèque ; au contraire, la concentration en trous dans la bande de valence est beaucoup plus faible. C'est le contraire dans le cas du dopage P ; l'impureté a un électron de moins que l'atome qu'elle remplace et fournit des niveaux pièges pour les électrons de la bande de valence (fig. 26 b).

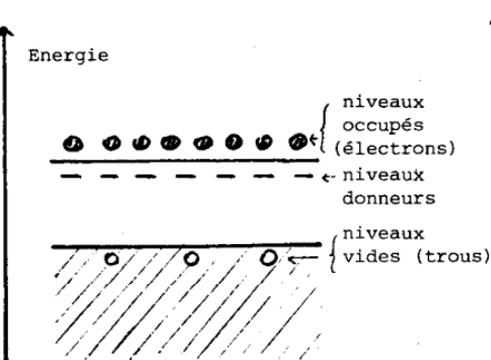


Fig. 26 a. — Semi-conducteur dopé N.

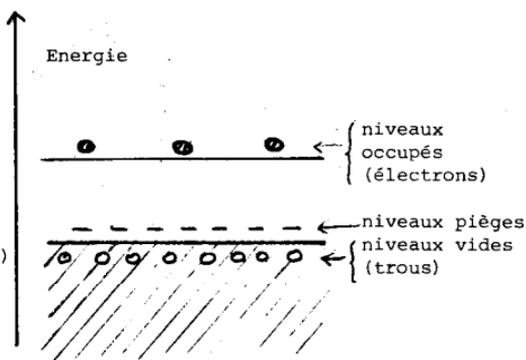


Fig. 26 b. — Semi-conducteur dopé P.

Une diode électroluminescente est constituée d'une jonction P-N entre semi-conducteurs fortement dopés. Si on polarise la jonction dans le sens direct qui permet le passage du courant (potentiel de P supérieur à celui de N), il existe une région de faible épaisseur où il y a à la fois des électrons dans la bande de conduction et des trous dans la bande de valence (fig. 27). On

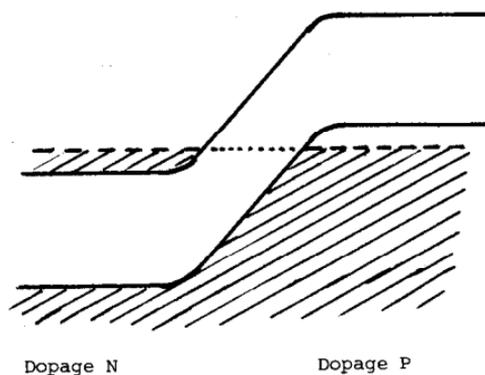


Fig. 27 a. — Jonction p-n fortement dopée sans tension appliquée.

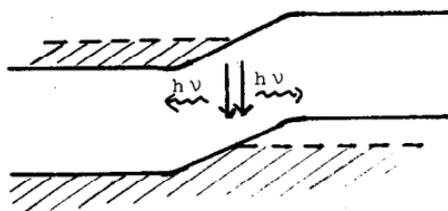


Fig. 27 b. — Jonction p-n fortement dopée avec tension appliquée : principe de la diode électroluminescente.

se trouve devant une situation d'inversion de population. Les électrons émettent des photons en retombant vers les niveaux vides (recombinaisons électron-trou). L'émission peut être spontanée ou induite. Le laser à semi-conducteurs n'est autre qu'une diode électroluminescente dont les faces sont polies pour constituer la cavité optique ; l'émission laser se produit si le courant dépasse un certain seuil. La longueur d'onde dépend des semi-conducteurs en présence ; elle est généralement dans le rouge ou le proche infrarouge ($\sim 0,9 \mu\text{m}$ pour GaAs). Etant donné la minceur de la région d'émission (quelques μm), l'étalement du faisceau par diffraction est considérable (angle d'ouverture de l'ordre de 10°). Les premiers lasers à semi-conducteurs ne fonctionnaient qu'à basse température et par impulsions. On sait maintenant réaliser des lasers donnant une fraction de watt en continu, avec un courant seuil de l'ordre de l'ampère. Ces lasers sont particulièrement intéressants par leurs petites dimensions et la facilité avec laquelle on peut les moduler par l'intermédiaire du courant (application aux télécommunications par fibres optiques).

4.4. Lasers chimiques.

Dans certaines réactions chimiques, les molécules formées apparaissent dans un état excité, de sorte qu'il peut en résulter une inversion de population et une émission laser. On a utilisé en particulier les réactions de l'hydrogène ou du deutérium sur le chlore ou le fluor. Les raies laser obtenues à partir des molécules créées dans des niveaux vibrationnels excités sont dans l'infrarouge (vers 2 ou 3 μm). La puissance du faisceau laser peut être considérable (on a obtenu des impulsions de plusieurs kilojoules, avec une puissance de crête dépassant 10^{11} W).

Les lasers à excimères peuvent être rattachés à cette catégorie. On appelle excimère (pour dimère excité) une molécule dont l'état fondamental n'est pas stable chimiquement, aucune liaison n'étant possible entre les atomes constitutants à l'état fondamental. C'est le cas de molécules comportant des atomes de gaz rares : Ar_2 , Xe_2 , ArO , ArF , etc. Si l'on produit une molécule de ce type dans un état excité, on crée forcément une inversion de population, puisque l'état fondamental de la molécule se dépeuple par dissociation sitôt créé. Un effet laser peut être obtenu si la transition vers l'état fondamental est radiative. On utilise, pour produire les excimères, le passage dans un gaz à pression élevée (plusieurs atmosphères) d'un faisceau intense d'électrons fourni par un canon à électrons (tensions de l'ordre de 10^6 V, courant de 10^5 A en impulsions de 50 ns environ). On a pu obtenir ainsi des émissions laser dans l'ultraviolet relativement lointain (jusqu'à $0,126 \mu\text{m}$ avec Ar_2).

5. PROPRIETES ET APPLICATIONS DU RAYONNEMENT LASER.

Nous ne développerons pas ce paragraphe, qui n'est pas le sujet principal de cet article, mais nous devons rappeler néanmoins que la propriété principale du rayonnement laser est sa cohérence. Le faisceau laser émis en continu par un laser monomode n'est pas loin de l'onde plane idéale, monochromatique et de phase à l'origine invariable, $\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(2\pi\nu t + \alpha)$. La réalité n'est cependant pas tout à fait aussi simple. Nous avons vu que le faisceau est toujours quelque peu divergent en raison de la diffraction. Mais cette divergence est faible et peut être encore diminué à l'aide d'un élargisseur de faisceau, constitué essentiellement comme une lunette fonctionnant à l'envers (fig. 28). La

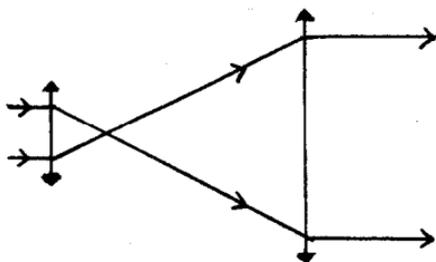


Fig. 28. — Schéma du principe d'un élargisseur de faisceau.

directivité du faisceau permet la focalisation dans une tache de dimensions très petites, égales à $f\theta$, où f est la focale de la lentille utilisée et θ la divergence angulaire du faisceau. Pour

$$\theta \sim \frac{\lambda}{a} \sim 10^{-4} \text{ rad. (cf. remarque du paragraphe 3.2.), avec}$$

$f \sim 1 \text{ cm}$, on focalise sur une surface de l'ordre du μm^2 . On peut obtenir ainsi une puissance par unité de surface (éclairage) absolument gigantesque.

La cohérence dont nous venons de parler est la cohérence spatiale, propriété de l'onde d'avoir une différence de phase bien déterminée entre deux points. La cohérence temporelle, qui est relative à la stabilité de la phase à l'origine de la vibration, n'est pas moins importante. Elle permet d'obtenir des interférences avec des différences de marche élevées (on a pu atteindre une centaine de mètres). Elle se manifeste également par l'observation de battements entre les modes d'un laser : quand on observe les modes dont les champs électriques sont :

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{10} \cos(2\pi\nu_1 t + \alpha_1) \quad \text{et} \quad \vec{E}_2 = \vec{E}_{20} \cos(2\pi\nu_2 t + \alpha_2),$$

les détecteurs photoélectriques sensibles à l'intensité moyenne $\langle (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^2 \rangle$, calculée sur des intervalles grands à l'échelle des périodes ν_1^{-1} et ν_2^{-1} , « suivent » à la fréquence $(\nu_1 - \nu_2)$ qui apparaît dans cette intensité.

La cohérence spatiale et temporelle et l'intensité des faisceaux lasers sont à la source d'un développement technologique extraordinaire : mesure des distances, des faibles déplacements, des vitesses, guidage, holographie, télécommunications, usinage, traitement des matériaux, applications médicales, voire fusion nucléaire... et cette liste n'est pas limitative. Il ne faudrait pas oublier les applications d'ordre purement scientifique : les lasers à colorants sont utilisés comme sources en spectroscopie et permettent d'exciter des atomes ou molécules dans des niveaux que l'on ne peut atteindre avec les sources traditionnelles trop peu brillantes ; l'extrême monochromaticité des lasers à gaz permet des déterminations très précises de structures fines ou hyperfines ; pour finir, indiquons que la comparaison de fréquence par battement entre un laser de longueur d'onde connue et un harmonique d'une horloge atomique a permis une détermination de la vitesse de la lumière avec une précision améliorée d'un facteur 100 sur les mesures antérieures (la précision atteinte est de 1 ms^{-1}).

APPENDICE 1

**DEMONSTRATION DES RELATIONS
ENTRE LES COEFFICIENTS D'EINSTEIN**

L'équation (7) donne les variations de population de 2 niveaux d'énergie d'atomes soumis à une irradiation par un champ électromagnétique de densité spectrale d'énergie $u(\nu)$ par unité de volume :

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_r = -\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_r = -[A_{21} + B_{21} u(\nu_{21})] N_2 + B_{12} u(\nu_{21}) N_1. \quad (7)$$

Supposons que les atomes soient en équilibre thermique dans une cavité à la température thermodynamique T . Les nombres N_1 et N_2 restent fixes malgré les transitions incessantes entre les niveaux ; celles-ci sont alors dues au rayonnement purement thermique (corps noir), donné par la loi de PLANCK :

$$u_{th}(\nu) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}. \quad (20)$$

Par ailleurs, on a :

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{h\nu_{21}}{kT}\right). \quad (21)$$

Or, on tire de (7), avec $\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_r = \left(\frac{dN_1}{dt}\right)_r = 0$, et $u(\nu_{21})$

remplacé par $u_{th}(\nu_{21})$:

$$\begin{aligned} u_{th}(\nu_{21}) &= \frac{A_{21} N_2}{B_{12} N_1 - B_{21} N_2} \dots \\ &\dots = \frac{A_{21}}{B_{12} g_1/g_2 \exp\left(\frac{h\nu_{21}}{kT}\right) - B_{21}}. \end{aligned} \quad (22)$$

On a utilisé (21). On voit que (22) s'identifie à (20) si et seulement si les relations (6) données au paragraphe 2.4. sont vérifiées.

APPENDICE 2

CONDITION DE SEUIL D'OSCILLATION

L'équation (8) donne la puissance fournie à l'onde par le milieu amplificateur, lorsque sa largeur spectrale est plus grande que la largeur de raie atomique. Lorsqu'au contraire l'onde a une largeur spectrale $\delta\nu$ inférieure à la largeur de la raie atomique (c'est le cas pour l'onde laser), on montre qu'il faut remplacer (8) par :

$$P = [B_{21} N_2 - B_{12} N_1] u(\nu) f(\nu) \delta\nu h\nu.$$

La fonction $f(\nu)$ représente la forme de la raie atomique (intensité de l'émission spontanée en fonction de ν), normalisée

de façon que $\int_0^\infty f(\nu) d\nu = 1$. La fonction $f(\nu)$ et la fonction $G(\nu)$ définie au paragraphe 3.2. sont proportionnelles.

Les nombres d'atomes N_1 et N_2 sont : $N_{(1 \text{ ou } 2)} = n_{(1 \text{ ou } 2)} S/\eta$.
Donc :

$$P = (B_{21} n_2 - B_{12} n_1) \eta S u(\nu) f(\nu) \delta\nu h\nu.$$

La puissance perdue P' est le produit par la fréquence ν de la puissance perdue par période, $\frac{2\pi W}{Q}$, où W est l'énergie emmagasinée :

$$W = S u(\nu) \delta\nu$$

$$P' = \frac{2\pi}{Q} w\nu = \frac{2\pi}{Q} S u(\nu) \delta\nu \nu.$$

La condition de seuil est : $P > P'$, ce qui donne :

$$\eta (B_{21} n_2 - B_{12} n_1) f(\nu) hQ > 1.$$

Au centre de la raie, où $f(\nu)$ est maximal, l'ordre de grandeur de $f(\nu)$ est $\frac{1}{\Delta\nu}$. C'est ce qui conduit à la condition (19).

BIBLIOGRAPHIE

La littérature anglo-saxonne sur les lasers est très abondante, mais il existe assez peu d'ouvrages en langue française. Citons néanmoins :

a) Ouvrages de Physique Générale contenant une étude de lasers :

- G. BRUHAT, *Cours de Physique Générale, Optique*, 6^e édition, revue par A. Kastler, Masson, 1965, ch. XXXVI.
- B. CAGNAC et J.-C. PEBAY-PEYROULA, *Physique Atomique*, Dunod, 1971, ch. IV.

b) Ouvrages plus spécialisés :

- F. HARTMANN, *Les lasers*, collection « Que sais-je », Presses Universitaires de France, 1974.
 - D.-C. O'SHEA, W.-R. CALLEN et W.-T. RHODES, *Introduction aux lasers et à leurs applications*, traduit par A. Blanc, Eyrolles, 1980.
 - A. ORSZAG et G. HEPNER, *Les lasers et leurs applications*, Masson, 1980.
-