

LES MODES VIBRATOIRES D'UNE CAVITÉ

La cavité laser formée par les deux miroirs parallèles est l'analogue optique d'une cavité acoustique telle qu'une corde vibrante fixée à ses deux extrémités. On sait que la mise en mouvement d'une telle corde se traduit par une superposition de modes de vibration. Qu'est-ce qu'un mode de vibration ? C'est une résonance naturelle de la corde. Si on excite celle-ci par une source monochromatique (de fréquence unique), la corde vibre à la fréquence de la source avec une amplitude qui dépend de la fréquence. Pour certaines valeurs de cette dernière, la réponse de la corde est particulièrement forte, avec une amplitude de vibration considérable par rapport à l'amplitude moyenne observée pour une fréquence quelconque.

La corde vibre préférentiellement à ces fréquences de résonance plutôt qu'à une fréquence quelconque. Il en est de même pour une cavité laser, où l'amplitude du champ lumineux joue l'équivalent de l'amplitude de vibration de la corde. Dans le cas de la corde, les fréquences de résonance sont des multiples d'une fréquence fondamentale qui est inversement proportionnelle à la longueur de la corde (a). Il en est de même pour les fréquences de résonance de la cavité laser, qui sont des multiples d'une fréquence fondamentale inversement proportionnelle à la longueur de

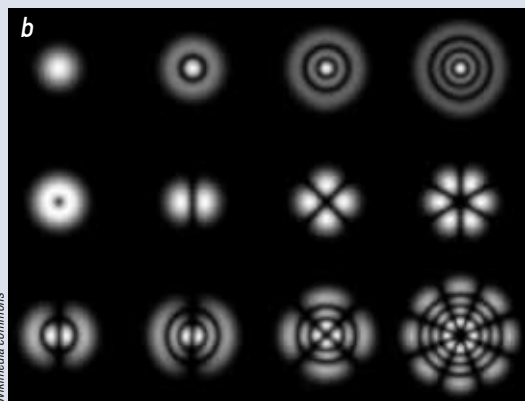
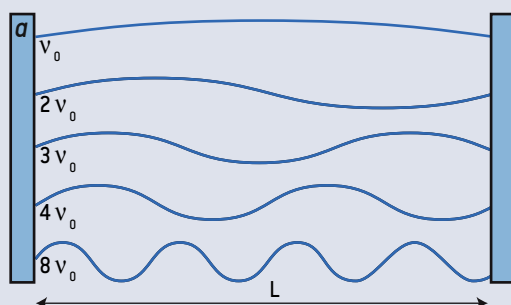
la cavité, soit à la distance entre les deux miroirs.

Cette fréquence fondamentale est aussi la différence des fréquences de deux résonances voisines. Plus la cavité est longue, plus cette différence est faible. Pour une cavité de longueur un mètre (laser à gaz), cette différence vaut 150 mégahertz, alors que pour une cavité de l'ordre de 100 micromètres (laser à semi-conducteur), elle est 10 000 fois plus élevée. Généralement, la différence des fréquences de deux résonances voisines est plus faible que la largeur du spectre de photons émis par le milieu amplificateur du laser. Plusieurs résonances peuvent ainsi être favorisées dans la cavité, ce qui conduit à un laser à plusieurs modes.

Ces résonances le long de la cavité sont nommées modes longitudinaux. Si l'analogie avec la corde vibrante permet de comprendre leur structure, elle ne peut décrire les variations transverses du champ, celles qui se produisent dans toute section perpendiculaire

à l'axe de la cavité. Liées à la section finie de la cavité, ces variations se traduisent par des modes transverses, caractérisés par leur profil spatial dans une telle section (b). Parmi ceux-ci, le premier (*en haut à gauche*) est celui dont les pertes par diffraction sur les bords des miroirs sont les plus faibles. Ce mode est en général caractérisé par un haut degré de corrélation de l'amplitude et de la phase des ondes dans une section transverse du faisceau. Désignée sous le nom de cohérence spatiale, cette propriété se traduit par la directivité du faisceau laser.

Le meilleur faisceau possible sera donc celui qui n'excitera qu'un unique mode longitudinal, et ce dans le premier mode transverse, ce qui lui assurera respectivement cohérence temporelle et cohérence spatiale. Soulignons que c'est la cavité qui confère au faisceau laser ses propriétés. Le rôle du milieu atomique n'est que de fournir le gain nécessaire à l'excitation des modes de cavité.



Comme les modes de vibration d'une corde de longueur L , les modes longitudinaux d'une onde lumineuse dans une cavité de longueur L sont des vibrations à des fréquences multiples d'une fréquence fondamentale ν_0 inversement proportionnelle à L (a). Les modes transverses d'une onde lumineuse dans une cavité (b) sont liés à la section finie de la cavité.

hors de la cavité (un des miroirs n'est pas parfaitement réfléchissant pour laisser sortir le faisceau laser), à la diffraction due à la taille finie des miroirs, à l'absorption ou à la diffusion sur des particules ou des obstacles présents dans la cavité. Cela se traduit par l'existence d'un seuil d'excitation à partir duquel l'émission laser se déclenche. Dans de nombreux lasers, le gain du milieu amplificateur est faible. Pour minimiser les pertes, on utilise des miroirs de sortie à fort pouvoir réfléchissant, de telle sorte qu'une très faible fraction du faisceau soit extraite de la cavité.

Ces considérations soulignent une préoccupation permanente des fabricants de lasers : pour améliorer les performances d'un laser, il faut la meilleure cavité possible en termes de minimisation des pertes. En particulier, toute impureté ou particule diffusante présente dans le milieu actif est nuisible au fonctionnement du laser.

La découverte du laser aléatoire

Si le rôle de la cavité dans un laser classique est si essentiel, comment un effet laser a-t-il pu être obtenu en l'absence de miroirs ? C'est pourtant bien ce qu'ont observé la physicienne Hui Cao et son groupe à l'Université Northwestern, à Chicago, en 1999, avec une poudre d'oxyde de zinc (voir la figure 3). D'autres équipes ont suivi avec divers systèmes actifs constitués de particules diffusantes.

Émise dès la fin des années 1960 par le physicien russe Vladilen Letokhov, l'idée d'un laser sans miroirs, fondé sur l'amplification de la lumière diffuse, est née dans le contexte des masers interstellaires. Des faisceaux micro-ondes intenses sont émis et amplifiés par les nuages de gaz qui entourent les étoiles en fin de vie. La diffusion possible des micro-ondes dans ces gaz, de même que celle des photons dans les poudres, allonge le chemin parcouru dans le milieu amplificateur, un peu comme le fait la cavité d'un laser classique. Ici, cependant, le milieu est complètement ouvert et la lumière finit par s'échapper librement par les bords.

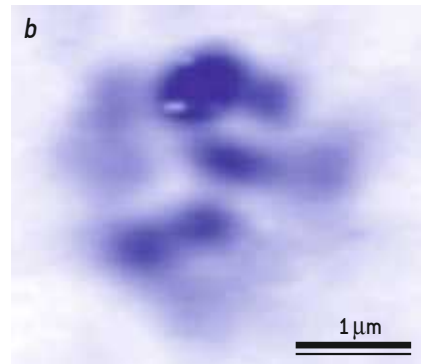
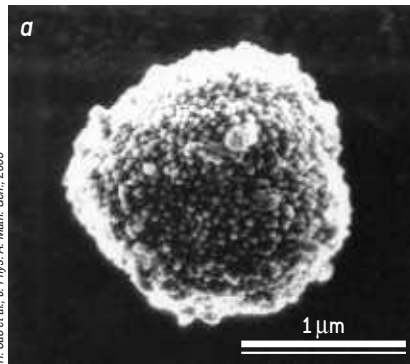
Par diffusion, les photons explorent tout le volume du milieu actif et la probabilité d'engendrer un nouveau photon par émission stimulée croît donc avec le volume. En revanche, les pertes sont proportionnelles à la surface qui entoure ce volume. Lorsque la taille du système augmente, le volume

croît plus vite que la surface. Il existe donc une taille critique au-delà de laquelle chaque photon parvient à en engendrer un autre avant de s'échapper du milieu. Cela déclenche une réaction en chaîne qui crée un nombre croissant de photons.

Les premières démonstrations expérimentales ont été réalisées dans des poudres de cristaux et dans des suspensions d'oxyde de titane (principal composant de la peinture blanche) ou dans une solution de colorant organique à fort gain. À chaque fois, la signature était la même : au-dessus d'un seuil d'excitation bien défini, on observait un rétrécissement spectral de l'émission lumineuse. En quelque sorte, le spectre d'émission du milieu actif se resserrait autour d'une fréquence, autrement dit d'une couleur particulière. Cependant, l'émission ne présentait pas les raies spectrales fines d'un laser conventionnel. L'effet observé semblait plutôt s'apparenter au phénomène d'amplification d'émission spontanée, observé par exemple lors de l'amorçage des lasers classiques, lorsque les résonances de la cavité n'ont pas encore été excitées : un photon spontanément émis par le milieu actif est amplifié par ce milieu, préférentiellement à la fréquence où le gain du milieu est maximal. Les observations expérimentales furent d'ailleurs qualifiées d'effet laser « avec rétroaction non résonante ». Et pour cause, en l'absence de cavité, les notions de résonance le long de l'axe ou perpendiculairement à celui-ci n'avaient *a priori* pas lieu d'être.

L'observation, en 1999, de raies laser étroites comparables à celles d'un laser classique dans des poudres d'oxyde de zinc excitées optiquement fut donc une surprise (voir la figure 3). Elle remettait en cause la compréhension acquise jusqu'alors : l'apparition de raies étroites signifiait que des résonances du système avaient été excitées. Mais de quelles résonances s'agissait-il en l'absence de cavité ? Les toutes premières interprétations s'orientèrent vers l'existence de résonances localisées, à l'intérieur du système désordonné. Pourquoi localisées ? Tout simplement parce qu'en étant localisées loin des bords, les résonances n'entraîneraient que de faibles fuites de lumière vers l'extérieur – suffisamment faibles pour que les résonances jouent un rôle similaire aux modes vibratoires d'une cavité classique à deux miroirs.

Comment, cependant, de telles résonances peuvent-elles apparaître dans ces systèmes diffusifs ouverts ? En fait, un tel



cas existe : il s'agit des systèmes diffusifs dans le régime de localisation d'Anderson. En 1958, l'Américain Philip Anderson a prédit qu'en présence de désordre spatial, la conduction électronique d'un métal pouvait s'annuler et le rendre isolant, ce qui lui a valu le prix Nobel en 1977.

Ce phénomène très général s'applique à tout type d'onde, en particulier la lumière : dans les systèmes très diffusants, la lumière est piégée dans une région finie de l'espace et ne se propage plus. Une telle région est caractérisée par sa taille, appelée longueur de localisation. Cette longueur diminue lorsque le système devient de plus en plus diffusant, par exemple lorsque l'on utilise des particules d'indice de réfraction de plus en plus élevé. Si la longueur de localisation est supérieure à la taille du système étudié, la lumière s'échappe par les bords du système avant de pouvoir être piégée par le désordre. Mais si la longueur de localisation est inférieure à la taille du système, la lumière ne peut plus s'échapper du système. Il existe alors, dans ce régime, des résonances similaires à celles d'une cavité à deux miroirs, mais de structures spatiales très différentes (voir la figure 8).

Des modes vibratoires sans cavité

La présence de telles résonances dans les systèmes diffusifs à gain pourrait expliquer l'apparition d'un spectre de raies étroites correspondant à l'excitation laser de ces modes. Un tel régime reste cependant difficile à atteindre en optique, car il exige des milieux très diffusants. L'analyse des échantillons utilisés dans les expériences de Hui Cao et dans d'autres expériences similaires a en outre montré que l'on se trouvait loin du régime de localisation d'Anderson. L'excitation de résonances localisées n'était donc pas à l'origine des raies laser observées. Face à cette énigme,

3. UN MICROLASER ALÉATOIRE constitué d'un agrégat d'environ 20 000 nanoparticules d'oxyde de zinc, observé en microscopie électronique (a). L'excitation optique des nanoparticules conduit à l'émission laser de l'agrégat dans l'ultraviolet (b).

✓ BIBLIOGRAPHIE

Ad Lagendijk et al., *Fifty years of Anderson localization*, *Physics Today*, vol. 62, pp. 24-29, 2009.

Hakan Türeci et al., *Strong interactions in multimode random lasers*, *Science*, vol. 320, pp. 643-646, 2008.

Randal Polson et Valy Vardeny, *Random lasing in human tissues*, *Applied Physics Letters*, vol. 85, pp. 1289-1291, 2004.

Hui Cao, *Lasing in random media*, *Waves in Random Media*, vol. 13, pp. R1-R39, 2003.

Hui Cao et al., *Random laser action in semiconductor powder*, *Physical Review Letters*, vol. 82, pp. 2278-2281, 1999.