

Université Joseph Fourier
Ecole Doctorale de Physique

**Actions mécaniques de la
lumière. Principes et
Applications**

Jacques DEROUARD, Professeur
Janvier 2009

Chapitre 1

Historique et introduction

L'idée que la lumière puisse exercer une force sur la matière semble avoir été émise en premier par Huyghens en 1619, qui avait noté que la queue des comètes était orientée de manière opposée au soleil. S'en sont suivies plusieurs tentatives de mise en évidence directe sur terre, avec des résultats confus et contradictoires à cause de l'importance des effets thermiques "radiométriques", dont le plus bel exemple est le "radiomètre de Crookes" (1873) (cf Appendice A). Cette même année Maxwell publie son célèbre traité et conclut que les ondes électromagnétiques exercent une pression "numériquement égale à l'énergie par unité de volume". Mentionnons qu'en 1876, indépendamment de Maxwell, Bartoli propose la même formule en se fondant sur des arguments thermodynamiques (Noter que cette formule ressemble, mais n'est pas identique, à la loi des gaz parfait -il manque le facteur $3/2$!).

C'est au tout début du 20ème siècle que Lebedev puis Nichols et Hull mettent directement en évidence l'existence de la pression de radiation et confirment la formule de Maxwell. En 1954 Jones et Richard mesurent la force exercée par le rayonnement se réfléchissant sur un miroir immergé dans un milieu diélectrique et montrent que cette force est multipliée par l'indice du milieu, en dépit d'une controverse qui n'en finit pas sur la valeur de l'impulsion du champ électromagnétique dans un milieu matériel. En astrophysique l'importance de la pression de radiation dans l'équilibre (ou le déséquilibre...) gravitationnel des étoiles est également soulignée dès le début du 20ème siècle par Schwarzschild en 1909, Eddington en 1916.

Mais c'est véritablement en 1970 que l'étude des forces radiatives prend son essor avec Ashkin. Tirant parti des propriétés du rayonnement laser il montre pour la première fois la propulsion mais surtout le guidage, et le confinement, de particules matérielles par la lumière. Il évoque explicitement la possibilité d'appliquer le concept au cas de particules atomiques. En 1983 Philips stoppe un jet atomique au moyen de la pression de radiation mais en 1986 c'est l'équipe d'Ashkin et Chu qui réalise le piégeage de particules

au point focal d'un faisceau laser, puis d'un nuage d'atomes refroidis. Ces travaux sont suivis de développements spectaculaires tant dans le domaine de la physique des atomes froids (Mise au point du piège magnéto-optique par Chu et al en 1987, condensation de Bose-Einstein par Cornell et Wieman en 1995), que dans celle de l'utilisation des pinces optiques en biologie, physique et biophysique et on reste étonné qu'Ashkin n'ait pas partagé le prix Nobel avec Chu... En 1998 Grier inaugure l'utilisation d'optiques diffractives reconfigurables ouvrant la voie à de multiples développements pour toutes sortes d'opérations de manipulation complexes de particules.

Mentionnons pour finir que la lumière peut exercer non seulement des forces mais également des couples. L'expérience pionnière dans ce domaine est celle de Beth en 1936 qui a permis de mesurer mécaniquement le moment cinétique de spin du photon. En 1992 Allen et al ont montré que le rayonnement électromagnétique peut également transporter du moment cinétique orbital. On verra comment la lumière peut être utilisée pour provoquer la rotation de micro-objets.

Annexe A

Forces radiométriques

La première mise en évidence des "effets radiométriques" par Crookes date de 1873. Le dispositif de Crookes se compose d'un tourniquet comportant des pales dont un côté est réfléchissant, l'autre noirci. Eclairé on constate qu'il tourne les faces réfléchissantes vers l'arrière. Crookes y voyait la manifestation de la pression de radiation exercée par la lumière absorbée par les faces noircies. En réalité la pression de radiation devrait être encore plus forte du côté des faces réfléchissantes, de telle sorte que le tourniquet devrait tourner dans l'autre sens ! On a montré depuis que ce n'est pas la pression de radiation que l'on met ici en évidence, mais un effet lié à un transfert de quantité de mouvement accompagnant un transfert de chaleur entre les faces noircies et les faces réfléchissantes par le gaz raréfié se trouvant dans l'ampoule. De fait si le vide dans l'ampoule est suffisamment poussé l'effet disparaît.

Un modèle grossier conduit à estimer que le couple "radiométrique" ainsi exercé est égal au couple exercé par la pression de radiation multiplié par un facteur de l'ordre du rapport entre la vitesse de la lumière et la vitesse thermique des molécules du gaz, soit de l'ordre de 10^5 à 10^6 !

En effet, la pression dans l'ampoule vaut

$$P = N.k_B.T = 2N \frac{m \langle u_z^2 \rangle}{2}$$

où m est la masse des molécules du gaz de l'ampoule, en concentration N et $\langle u_z^2 \rangle$ est la vitesse quadratique moyenne projetée suivant une direction quelconque de l'espace, par exemple suivant la normale Oz aux pales du tourniquet. On peut réécrire cette expression sous la forme :

$$P = \frac{N \sqrt{\langle u_z^2 \rangle}}{2} . 2m \sqrt{\langle u_z^2 \rangle}$$

où le premier terme apparaît comme un flux effectif de particules incidentes sur la pale, et le deuxième est la quantité de mouvement échangée en moyenne lors d'une collision d'une molécule avec la dite pale.

En présence d'un rayonnement d'intensité I la face noircie s'échauffe, et en régime stationnaire un flux de chaleur s'établit entre cette face noircie et l'autre face. Supposons que ce flux s'effectue uniquement via le gaz résiduel de l'ampoule (ce qui revient à négliger la conduction à travers l'épaisseur de la pale). Alors en régime stationnaire chaque molécule incidente sur la face noircie repart avec en moyenne un excès d'énergie $\delta\epsilon$ de telle sorte que

$$I = \frac{N\sqrt{\langle u_z^2 \rangle}}{2} \cdot \delta\epsilon$$

Par ailleurs

$$\delta\epsilon = m \cdot u \delta u = \frac{1}{3} m \cdot u_z \delta u_z$$

si on suppose l'équipartition de l'énergie suivant les 3 directions, ce qui fait apparaître un excès de quantité de mouvement transférée par molécule de

$$\delta p_z = m \cdot \delta u_z$$

correspondant à une pression

$$\delta P = \frac{N\sqrt{\langle u_z^2 \rangle}}{2} \cdot m \cdot \delta u_z = \frac{N\sqrt{\langle u_z^2 \rangle}}{2} \cdot \frac{3I}{u_z \cdot N\sqrt{\langle u_z^2 \rangle}/2}$$

soit

$$\delta P = \frac{3I}{u_z}$$

où u_z doit être considéré comme une vitesse moyenne des molécules se dirigeant dans un sens parallèlement à la normale Oz à la pale. Sachant que suivant la théorie de Maxwell la pression de radiation vaut I/c , alors on voit que

$$P_{radiométrique} \sim P_{radiation} \cdot \frac{c}{u}$$

Ce modèle est grossier et ne prend pas en compte les interactions entre molécules dans le gaz raréfié, qui n'est en général pas dans les conditions de vide moléculaire. En toute rigueur le mouvement des pales résulte des forces hydrodynamiques exercées par le gaz mis en mouvement par le gradient thermique. Malgré tout la grande valeur du facteur c/u indique l'importance de ces effets radiométriques face aux forces radiatives.