



**HAL**  
open science

# Les principes de Doppler-Fizeau et de W. Michelson, et les raies d'absorption

A. Perot

► **To cite this version:**

A. Perot. Les principes de Doppler-Fizeau et de W. Michelson, et les raies d'absorption. J. Phys. Theor. Appl., 1912, 2 (1), pp.171-176. 10.1051/jphystap:019120020017100 . jpa-00241738

**HAL Id: jpa-00241738**

**<https://hal.science/jpa-00241738>**

Submitted on 4 Feb 2008

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

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

**LES PRINCIPES DE DOPPLER-FIZEAU ET DE W. MICHELSON  
ET LES RAIES D'ABSORPTION;**

Par M. A. PEROT.

M. W. Michelson a montré que, lorsque, entre une source de lumière et un observateur, se trouvent une série de milieux, et que les surfaces séparant ces milieux se déplacent, la longueur d'onde de la lumière reçue par l'observateur est altérée, si la source est monochromatique; la durée du trajet de la lumière dans l'ensemble des milieux étant variable avec le temps, il se produit un effet comparable à l'effet Doppler-Fizeau.

Un cas particulier a été observé récemment par M. Dufour, c'est celui où une source monochromatique se meut dans un milieu qui peut absorber la longueur d'onde émise; il a montré l'influence de la dispersion anormale, qui rend le phénomène différent, suivant que la source s'éloigne ou s'approche de l'observateur.

M. Cotton a attiré dernièrement l'attention sur l'effet Michelson dans le cas des raies brillantes émises par une source, et a indiqué que les considérations qu'il a développées peuvent avoir une application à l'astronomie physique, en particulier à l'étude du Soleil.

Je me suis proposé d'étudier, au point de vue physique, le cas où la source est une source de lumière blanche, donnant dans un spectroscope un spectre continu, réservant pour plus tard l'application aux phénomènes solaires des résultats obtenus.

Dans ce qui va suivre, je ferai abstraction de l'entraînement des ondes par la matière pondérable, quoique cette approximation soit certainement hasardée lorsque, comme au voisinage des raies d'absorption, l'indice prend des valeurs élevées.

Je rappellerai tout d'abord que l'intensité dans un spectre, pour une longueur d'onde  $\lambda$ , est le quotient  $\frac{dw}{d\lambda}$ , de la quantité d'énergie lumineuse  $dw$  transmise par seconde par les radiations de longueur d'onde comprises entre  $\lambda$  et  $\lambda + d\lambda$ , par l'intervalle  $d\lambda$ .

Le problème général à résoudre est le suivant: Une source S de lumière blanche en mouvement par rapport à un observateur est entourée d'un milieu absorbant qui se meut; quel est le spectre de la lumière reçue par l'observateur?

Avant de considérer le cas général, j'étudierai le cas particulier où la source S, en mouvement ou au repos, est entourée d'un milieu absorbant qui, limité par une surface de révolution autour d'un axe A, tourne autour de cet axe avec une vitesse angulaire constante, comme un corps solide, la lumière étant reçue dans la direction SX par un observateur et analysée par lui au spectroscopie (fig. 1).

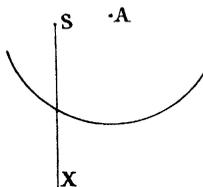


FIG. 1.

Il y a lieu de remarquer que le mouvement du milieu n'interviendra que pour faire varier la longueur d'onde de la raie d'absorption, l'effet Michelson n'existera pas ; supposons en effet la source immobile en S, la durée du trajet SX sera la même à quelque époque qu'on le suppose effectué par les ondes lumineuses, et, par suite, la période du mouvement reçu sera la période du mouvement émis ; les longueurs d'onde ne seront pas altérées par le milieu. Si d'autre part la source se déplace, il se produira un effet Doppler-Fizeau que je vais examiner, en supposant le milieu immobile et tenant compte

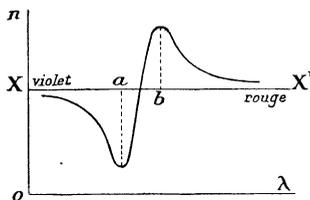


FIG. 2.

du mouvement qu'il peut avoir, et déplaçant, d'après le mouvement réel de ce milieu, la courbe des indices en fonction de la longueur d'onde vers le rouge ou vers le violet suivant le sens du mouvement.

Imaginons dès lors que la source se déplace vers l'observateur avec la vitesse radiale  $v$ , l'indice du milieu étant  $n$ , représenté en fonction de la longueur d'onde par la courbe de la fig. 2 (correction faite de

l'effet du déplacement). L'altération d'une longueur d'onde  $\lambda$  est :

$$\lambda - \lambda' = \frac{v}{V} n\lambda, \quad \text{d'où} \quad \lambda' = \lambda \left(1 - \frac{nv}{V}\right),$$

où  $V$  est la vitesse de la lumière dans le vide.

L'énergie par seconde  $dw$ , correspondant à l'intervalle  $d\lambda$ , va alors correspondre dans le spectre reçu par l'observateur à l'intervalle  $d\lambda'$ , et on aura,  $i$  et  $i'$  étant les intensités :

$$dw = id\lambda = i'd\lambda',$$

d'où

$$\frac{i' - i}{i'} = \frac{d\lambda - d\lambda'}{d\lambda};$$

or

$$d\lambda' = d\lambda \left(1 - \frac{nv}{V}\right) - \lambda \frac{v}{V} \frac{dn}{d\lambda} d\lambda,$$

que l'on peut écrire,  $\frac{nv}{V}$  étant petit vis-à-vis l'unité :

$$d\lambda' = d\lambda \left(1 - \lambda \frac{v}{V} \frac{dn}{d\lambda}\right);$$

on aura donc :

$$\frac{i' - i}{i'} = \lambda \frac{v}{V} \frac{dn}{d\lambda}$$

ou, grâce à la petitesse du terme correctif :

$$i' = i \left(1 + \lambda \frac{v}{V} \frac{dn}{d\lambda}\right).$$

La variation relative d'intensité produite par le phénomène aura le signe de  $v \frac{dn}{d\lambda}$ , et lui sera à très peu de chose près proportionnelle, si l'on considère un intervalle assez restreint du spectre.

La fig. 2 montre que, pour les longueurs d'onde inférieures à  $Xa$  ou supérieures à  $Xb$ ,  $\frac{dn}{d\lambda}$  est négatif; il est positif pour celles qui sont comprises entre ces deux valeurs. Si donc  $v$  est positif, c'est-à-dire si la source s'approche de l'observateur, l'intensité sera accrue pour la région  $ab$ , diminuée pour les régions  $Xa$  et  $bX'$ . L'inverse aurait lieu si la source s'éloignait ( $v < 0$ ).

Si  $f(\lambda)$  représente le facteur par lequel l'intensité de la source

doit être multipliée pour obtenir l'intensité de la lumière absorbée, on aura pour la lumière émergente :

$$i_1 = i_0 f(\lambda) \left( 1 + \lambda \frac{v}{V} \frac{dn}{d\lambda} \right),$$

$i_0$  étant l'intensité de la lumière émise.

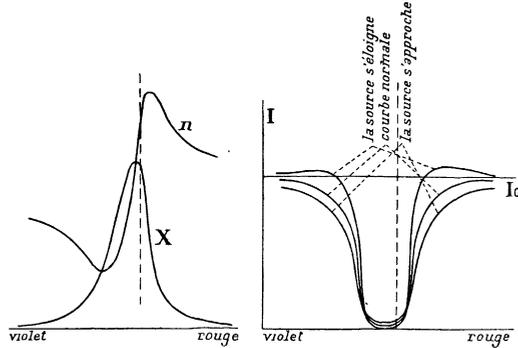


FIG. 3.

Il faut donc, pour résoudre le problème, connaître le facteur  $f(\lambda)$  et l'indice en fonction de la longueur d'onde.  $f(\lambda)$  dépend de l'épaisseur traversée et du coefficient d'absorption  $X$ . Celui-ci et l'indice sont donnés par les relations suivantes :

$$n^2 - X^2 = n_0^2 - \frac{M_0^2 \Delta}{1 + \Delta}, \quad 2nX = \frac{M_0^2}{1 + \Delta},$$

où  $\Delta$  est une quantité proportionnelle à la différence entre la fréquence considérée  $\nu$  et la fréquence de résonance  $\nu_0$ ,  $\Delta = a(\nu_0 - \nu)$ , et où  $M_0^2$  caractérise l'absorption.  $M_0^2$  est grand quand l'absorption est forte; il peut au contraire être très petit si le nombre des centres absorbants n'est pas grand par centimètre cube. Le maximum de l'absorption, c'est-à-dire la raie tout entière, se porte vers le violet quand l'absorption croît.

Les courbes de la *fig. 3* représentent l'intensité dans le spectre dans le cas considéré pour de fortes absorptions et pour des vitesses de signes contraires de la source, relativement à l'observateur.

La figure qui donne l'indice  $n$  et le coefficient d'absorption  $X$  est tirée de l'ouvrage de M. Voigt (*Magneto und Electrooptik*).

L'effet n'est pas symétrique, la courbe des indices et par suite  $\frac{dn}{d\lambda}$  ne l'étant pas. La dissymétrie produite sera d'ailleurs faible. Le centre de la raie ne sera pas déplacé, mais dans ce cas des fortes absorptions donnant des raies larges, le bord rouge sera plus élargi que le violet quand la source s'approche, plus net au contraire quand la source s'éloigne. De part et d'autre, dans ce dernier cas, existeront deux lignes brillantes d'inégales intensités.

Dans le cas des gaz et des vapeurs,  $M_2^2$  est toujours petit; pour un gaz à 0° et à 760 millimètres, il est de l'ordre du produit de  $10^6$  par la proportion des centres actifs; or celle-ci est, d'après les recherches faites, inférieure à  $10^{-8}$ , il est donc de l'ordre de  $10^{-2}$ ; pour un gaz raréfié dont la pression est 1 millimètre, il est de l'ordre de  $10^{-5}$ ; il y a lieu de tenir compte de ce fait dans la discussion des formules précédentes. Les courbes donnant l'indice et le coefficient d'absorption deviennent alors symétriques ou presque, elles sont données ci-dessous, et les courbes en résultant pour l'intensité s'en déduisent comme précédemment (fig. 4).

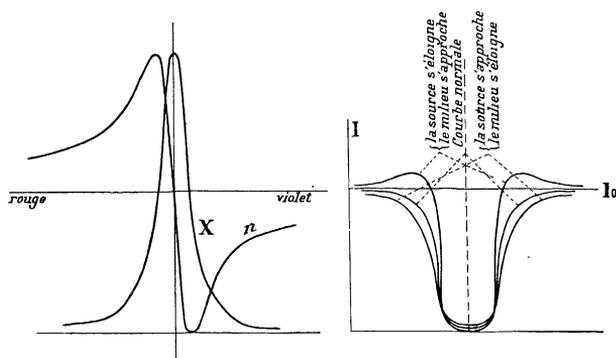


FIG. 4.

La courbe des intensités est symétrique, et les deux lignes brillantes qui bordent la ligne noire sont d'égales intensités.

On voit combien ce cas diffère de celui que M. Dufour a rencontré dans l'étude de l'arc au mercure; là la source était monochromatique, il s'agissait de déplacement de raies et non d'intensité dans un spectre. Dans le cas d'une source monochromatique, la longueur d'onde est diminuée ou augmentée par le fait du mouvement de la

source, et cette variation est augmentée ou diminuée par la dispersion anormale, suivant le sens du mouvement de la source.

Lorsqu'une source blanche immobile est plongée dans un milieu réfringent limité du côté de l'observateur par une surface  $\Sigma$  (fig. 5) qui se déplace avec une vitesse radiale  $u$ , l'effet Michelson est donné,  $n$  et  $n'$  étant les indices, par l'expression :

$$\lambda' = \lambda \left( 1 + \frac{(n - n') u}{V} \right), \quad d\lambda' = d\lambda \left( 1 + \lambda \frac{u}{V} \frac{dn}{d\lambda} \right),$$

en supposant  $n'$  indépendant de  $\lambda$ , et  $u$  étant compté positivement vers l'observateur.

On aura comme précédemment :

$$\frac{dw}{i} = \frac{id\lambda}{i} = i'd\lambda', \quad \frac{i' - i}{i} = \frac{d\lambda - d\lambda'}{d\lambda} = -\lambda \frac{u}{V} \frac{dn}{d\lambda}.$$

Cette expression est la même que celle qui donne l'effet Doppler-Fizeau, le signe seul en est changé, et on observera les mêmes formes de raies que celles qui ont été trouvées pour cet effet (fig. 4).

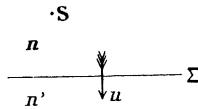


FIG. 5.

Enfin, dans le cas où la source sera mobile ainsi que la surface terminale du milieu, les deux effets se combineront, et l'on aura pour la longueur d'onde correspondant à une longueur d'onde  $\lambda$  :

$$\lambda' = \lambda \left( 1 - \frac{nv}{V} + \frac{(n - n') u}{V} \right) = \lambda \left( 1 - \frac{n(v - u)}{V} - \frac{n'u}{V} \right);$$

la différence des vitesses de la source et du milieu interviendra, les courbes représentatives de l'intensité se déduiront de celles qui sont données plus haut et auront des formes analogues.

On voit que, dans le cas des absorptions ordinaires, telles que celles produites par les gaz et les vapeurs, les raies d'absorption resteront symétriques. Dans le cas seulement des très fortes absorptions, une dissymétrie apparaîtra, mais sera toujours très faible.