



HAL
open science

La largeur des raies spectrales et la théorie cinétique des gaz

H. Buisson, Ch. Fabry

► **To cite this version:**

H. Buisson, Ch. Fabry. La largeur des raies spectrales et la théorie cinétique des gaz. J. Phys. Theor. Appl., 1912, 2 (1), pp.442-464. 10.1051/jphystap:019120020044200 . jpa-00241768

HAL Id: jpa-00241768

<https://hal.science/jpa-00241768>

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.

LA LARGEUR DES RAIES SPECTRALES ET LA THÉORIE CINÉTIQUE DES GAZ ;

Par MM. H. BUISSON et Ch. FABRY (1).

Nous nous proposons d'exposer quelques résultats nouveaux que nous avons obtenus dans l'étude des radiations émises par les gaz. Dans ces recherches, nous avons eu constamment pour guide la théorie de la largeur des raies basée sur la théorie cinétique des gaz. Nous commencerons par rappeler les principes de la théorie pour passer ensuite aux résultats obtenus.

THÉORIE DE LA LARGEUR DES RAIES.

Un gaz à faible pression peut être rendu lumineux par un courant électrique. Il émet alors une lumière qui, analysée au spectroscopie, donne un spectre formé d'un nombre plus ou moins grand de lignes brillantes distinctes. En première approximation, chacune de ces lignes peut être regardée comme formée par une radiation rigoureusement monochromatique ; mais, si l'on en prend une et qu'on l'étudie par des moyens de plus en plus puissants, on finit toujours par s'apercevoir qu'elle occupe, dans la série des longueurs d'onde, une largeur finie ; elle est formée d'une infinité de radiations ; c'est un tout petit morceau de spectre continu, qui ne peut être complètement défini que par sa courbe de répartition de l'énergie en fonction de la longueur d'onde, courbe qui pourra avoir l'aspect indiqué dans la *fig. 1*.

Que les lignes soient de largeur finie, cela n'a rien de surprenant ; le contraire n'aurait même aucun sens. Une ligne de largeur nulle, correspondant à une radiation rigoureusement monochromatique, n'est qu'une conception de l'esprit, comme le point en géométrie. Une pareille radiation ne peut être engendrée que par un phénomène rigoureusement périodique et se prolongeant indéfiniment sans aucun amortissement ni perturbation.

Toutefois, la largeur totale est souvent si faible (elle peut ne pas dépasser quelques millièmes d'angström) qu'elle échappe à la plupart des spectroscopes, qui ne peuvent nous apprendre quelque

(1) Conférence faite par M. Ch. Fabry à la Société française de Physique. le 10 avril 1912.

chose sur la largeur des raies que si la limite de leur pouvoir de définition est plus étroite que cette largeur. Or les spectroscopes à prismes ou à réseau définissent rarement beaucoup au-dessous de 0,1 angström; avec ces appareils, des raies dont les largeurs se chiffrent par centièmes ou millièmes d'angström ne se distinguent pas de lignes qui seraient infiniment fines. Sauf des cas exceptionnels, les méthodes interférentielles seules ont permis d'aborder le problème.

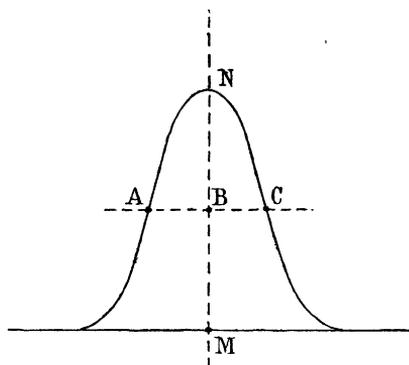


FIG. 1.

En dehors de toute perturbation du phénomène périodique qui engendre les ondes lumineuses, la théorie cinétique des gaz permet de prévoir une cause très simple d'élargissement des raies ⁽¹⁾. L'explication de la largeur des raies reposera alors sur les bases suivantes :

Dans un gaz lumineux, toutes les particules participent au mouvement d'agitation. Quelques-unes de ces particules sont aussi des émetteurs de lumière; ce sont peut-être des atomes, ou des morceaux d'atomes, ou au contraire des associations d'atomes; celles qui émettent une certaine radiation sont toutes pareilles; soient m leur masse, T la température absolue du gaz. On suppose que le phénomène périodique qui se passe dans ces particules est d'une stabilité, d'une régularité quasiment parfaites; si ces particules étaient immo-

(1) LIPPICH, *Pogg. Ann.*, t. CXXXIX, p. 463 (1870); LORD RAYLEIGH, *Nature*, t. VIII, p. 474 (1873); ID., *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XXVII, p. 298 (1889); PFAUNDLER, *Wiener Akad.*, t. LXXVI, p. 832 (1877); EBERT, *Wiedemann Ann.*, t. XXXVI, p. 466 (1889); MICHELSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XXXIV, p. 280 (1892); ID., *Astro-physical Journal*, t. II, p. 231 (1893).

biles, elles émettraient une radiation si peu différente d'une radiation rigoureusement monochromatique que la largeur de la raie serait au-dessous de tout ce que nous pouvons déceler. Mais ces particules se déplacent selon les règles de la théorie cinétique des gaz. Leur vitesse moyenne est :

$$v = A \sqrt{\frac{T}{m}},$$

A étant une constante dont la valeur est connue. Il y a deux causes de perturbations : les chocs et l'effet Doppler-Fizeau. Les chocs produisent des perturbations brusques du mouvement lumineux. Le résultat dépend du nombre des vibrations entre deux chocs ; ces effets décroissent à mesure que la densité du gaz diminue. Le calcul montre (voir plus loin) qu'aux faibles pressions utilisées dans les tubes de Geissler, ces effets sont négligeables. Reste l'effet Doppler-Fizeau, qu'il est relativement facile d'analyser.

On peut faire un calcul simple en raisonnant comme si les vitesses des particules avaient toutes la même valeur v (vitesse moyenne), mais des directions orientées en tous sens. Si V est la vitesse de la lumière, une vitesse radiale u produit un changement de longueur d'onde $d\lambda = \lambda \frac{u}{V}$. Comme u prend toutes les valeurs possibles entre $+v$ et $-v$, la raie aura une largeur finie, égale à $2\lambda \frac{v}{V}$. Remplaçant v par sa valeur, on voit que la largeur de la raie sera proportionnelle à $\lambda \sqrt{\frac{T}{m}}$. Les raies fines seront donc produites par des particules de masse élevée dans un gaz à faible température.

Un calcul plus complet doit tenir compte des vitesses inégales des diverses particules. Ce calcul a été fait par lord Rayleigh, puis par Michelson, et repris avec tous les soins voulus par Schönrock⁽¹⁾. On obtient comme résultat la loi de répartition de l'énergie en fonction de la longueur d'onde. Si λ est la longueur d'onde de la radiation émise par les particules immobiles, $\lambda + x$ une radiation voisine, la courbe qui donne l'intensité en fonction de x a pour équation :

$$I = Ce^{-kx}.$$

(1) *Annalen der Physik*, 4^e série, t. XX, p. 995 (1906), et t. XXII, p. 209 (1907).

La forme de la courbe est indiquée dans la *fig. 1*. La constante k suffit à la définir. On peut remplacer cette constante par la quantité suivante : menons la ligne ABC à une hauteur égale à la moitié de l'ordonnée maximum ($MB = \frac{MN}{2}$). L'intervalle $AB = \epsilon$ définit complètement, en valeur relative, la forme de la courbe. On trouve pour sa valeur, exprimée avec la même unité que la longueur d'onde :

$$\epsilon = 3,58 \times 10^{-7} \lambda \sqrt{\frac{T}{m}},$$

formule dans laquelle T est la température absolue et m la masse des particules lumineuses rapportée au système ordinaire des masses atomiques.

L'intensité lumineuse décroît très vite au delà de AC ; à une distance du milieu M égale à $1,5\epsilon$, l'intensité est réduite à $1/3$ du maximum. Une largeur totale peu supérieure à 2ϵ renferme presque toute la lumière.

Pour définir avec précision ce qu'il faut entendre par largeur de la raie, il faut étudier théoriquement le phénomène même qui va servir à la mesurer. Ce phénomène est un phénomène d'interférence, dans lequel on fait croître la différence de marche jusqu'à disparition des franges. Soit un système ordinaire d'interférences, c'est-à-dire à deux ondes. Lorsque la différence de marche est X, l'ordre d'interférence est $n = \frac{X}{\lambda}$. Si la répartition de la lumière est celle que l'on vient d'indiquer, la visibilité des franges, parfaite pour n faible, doit décroître lorsque n augmente, d'abord très lentement, puis extrêmement vite, si bien que l'on pourra noter très exactement la valeur de n pour laquelle les franges cesseront d'être visibles. Le calcul permet de fixer cette limite, et l'on trouve que les franges doivent disparaître lorsque l'ordre d'interférence atteint la valeur :

$$N = 0,441 \frac{\lambda}{\epsilon} = \frac{\lambda}{2,3 \times \epsilon}.$$

On peut poser $\Delta = 2,3 \times \epsilon =$ largeur totale de la raie, et l'on a alors :

$$(1) \quad N = \frac{\lambda}{\Delta}$$

Les franges disparaissent lorsqu'il y a discordance entre les interférences produites par les radiations de longueurs d'onde λ et

$$\lambda + \frac{\Delta}{2}.$$

Portant dans Δ la valeur de ϵ , il vient :

$$\Delta = 0,82 \times 10^{-6} \times \lambda \sqrt{\frac{T}{m}}.$$

Δ est la largeur en valeur absolue ; c'est une différence de longueurs d'onde ; on l'exprimera en fraction d'angström, et l'on voit que l'équation (1) donne Δ si l'on a observé la limite d'interférence N. Au lieu de la valeur absolue, il peut être commode de considérer la largeur en valeur relative, $\frac{\Delta}{\lambda}$, dont l'inverse est justement la limite d'interférence N. Ce nombre N peut être appelé la finesse de la raie. Si la théorie cinétique exprime bien les faits, on doit avoir :

$$(2) \quad N = 1,22 \times 10^6 \sqrt{\frac{m}{T}}$$

Dans le cas des interférences à plusieurs ondes (lames argentées), les calculs sont un peu plus difficiles, mais le résultat est, pratiquement, le même ; les ondes $2p$ fois réfléchies, qui jouent un rôle important pour de faibles différences de marche, n'interviennent presque plus lorsqu'on approche de la limite de visibilité des franges.

C'est, en définitive, la formule (2) qu'on vérifiera. Mais auparavant, pour ne pas revenir sur la théorie, il convient de dire quelques mots de l'autre cause d'élargissement.

Effet des chocs. — Nous avons dit qu'aux faibles pressions l'effet des chocs était négligeable ; il n'en est pas toujours ainsi. Ces effets ont été étudiés théoriquement, en particulier par Schönrock. Sans vouloir exposer en détails ses calculs, voici les grandes lignes de la théorie.

On suppose que chaque choc, sans supprimer la vibration, lui apporte une perturbation telle que sa phase est complètement changée ; c'est, après le choc, comme une nouvelle vibration qui recommence. On traite le mouvement comme ayant une durée finie sans perturbation, la durée étant celle qui sépare deux chocs.

Ce qui intervient, c'est alors le nombre de vibrations entre deux

chocs, et non plus la vitesse. Si l'effet des chocs existe seul, on trouve une courbe de répartition de l'énergie analogue (non identique) à celle que donnait l'effet Doppler-Fizeau. On obtient pour la largeur de la raie :

$$\Delta_1 = 0,50 \times 10^{-6} \frac{\lambda^2}{L} \sqrt{\frac{T}{m}},$$

en désignant par L la longueur du libre parcours moyen et par m , T et λ les mêmes quantités que précédemment.

On peut comparer Δ_1 (largeur due aux chocs) avec Δ (largeur due à l'effet Doppler-Fizeau) ; on a :

$$\frac{\Delta_1}{\Delta} = 0,61 \frac{\lambda}{L}.$$

On voit que l'effet des chocs est négligeable toutes les fois que L est grand devant λ , ce qui arrive toujours aux faibles densités. Par exemple, dans un tube de Geissler, où la pression est de l'ordre du millimètre, le libre parcours est voisin de 100μ , et le rapport $\frac{\lambda}{L}$ est très petit.

S'il y a à la fois les deux effets, Schönrock admet que la largeur totale de la raie est $\Delta + \Delta_1$.

Dans les applications, la difficulté est d'évaluer L , surtout lorsque le gaz est un mélange et que sa température est élevée. Dans un gaz pur, on connaît L aux températures ordinaires. On ne peut le calculer dans d'autres conditions qu'en supposant qu'il ne dépende que du nombre de molécules, ce qui est très incertain. De plus, rien ne prouve que les particules lumineuses subissent les mêmes chocs que les molécules, surtout dans un gaz traversé par un courant. Il se peut fort bien que certaines particules ne soient pas neutres et subissent des chocs plus nombreux de la part des électrons.

Enfin, une autre cause d'élargissement des raies, bien connue, mais tout à fait accessoire, peut provenir de l'absorption. Lorsque l'épaisseur de la masse lumineuse augmente, les nouvelles couches émettent, mais aussi absorbent ; l'intensité tend vers une limite, ce qui a pour effet d'élargir la raie en diminuant l'intensité relative du maximum de la courbe. Cette cause d'élargissement peut intervenir dans le cas de flammes de grande épaisseur, mais ne joue aucun rôle dans l'émission par le gaz d'un tube de Geissler.

En somme, le cas le plus simple est celui où l'effet Doppler-Fizeau agit seul. Il sera d'abord question uniquement de ce cas.

VÉRIFICATION DE LA THÉORIE. — ÉTUDE DES GAZ RARES DE L'ATMOSPHÈRE.

A l'époque où les principes de cette théorie ont été indiqués, on avait peu de données permettant de la vérifier. On connaissait, par des expériences d'interférence de Fizeau, la largeur des raies du sodium dans la flamme; mais la pression y est trop élevée pour que la théorie puisse s'y appliquer sans tenir compte des chocs. On ne savait rien sur les largeurs de raies émises par les gaz à faible pression, sauf dans le cas de l'hydrogène. La largeur observée était à peu près d'accord avec le résultat du calcul. Peu de temps après, les recherches de Michelson vinrent fournir des vérifications importantes. Cet ensemble de recherches est trop connu pour qu'on le décrive en détail. Nous rappellerons qu'il est basé sur l'emploi d'interférences ordinaires (à deux ondes); on détermine le nombre limite N et l'on évalue ainsi la largeur des raies. Les observations de netteté des franges donnent aussi des indications, d'ailleurs incomplètes, sur la constitution des raies complexes. Michelson étudia ainsi les radiations de vapeurs métalliques à faible pression. La limite d'interférence N observée concorde en général bien avec celle tirée de la formule, en introduisant dans celle-ci, pour m la masse atomique du corps, et pour T la température ambiante (celle de l'étuve) dans l'échelle absolue. Par exemple pour le mercure, $m = 200$, $T = 400^\circ$; la formule donne $N = 860.000$; Michelson trouve⁽¹⁾ 770.000. Pour le cadmium, $m = 112$, $T = 600^\circ$; le calcul donne $N = 520.000$; l'observation donne 450.000.

Il s'est trouvé que bon nombre des raies étudiées étaient complexes, si bien que l'on pouvait se demander si cette complexité n'était pas la règle et les raies simples l'exception. Cela est particulièrement ennuyeux pour les applications métrologiques; les raies du mercure, les plus fines de toutes, ne sont pas utilisables comme éta-

(1) Une interprétation inexacte de leurs expériences avait conduit Lummer et Gehrcke en 1903 à attribuer une finesse beaucoup plus grande aux raies du mercure. Ce résultat, erroné comme ces auteurs l'ont implicitement reconnu (GHRCKE et VON BAEYER, *Ann. der Phys.*, 4^e série, t. XX, p. 269; 1906), était dû aux imperfections de l'appareil interférentiel employé, dont la construction parfaite était très difficile.

lons fondamentaux. On a été forcé de prendre les raies du cadmium, un peu moins fines, et encore la seule raie rigoureusement simple est la raie rouge, qui n'est pas commodément placée dans le spectre. On reviendra plus loin sur ces raies complexes.

Depuis les recherches de Michelson, de nouveaux moyens d'étude ont été mis entre les mains des physiciens. La découverte des gaz rares de l'atmosphère donne des corps gazeux à la température ordinaire et même beaucoup plus bas, à poids atomiques variés, et possédant des spectres intenses et pas trop compliqués. Nous avons entrepris l'étude de la largeur des raies de ces corps, dans le double but de vérifier la théorie et de perfectionner les sources de radiations monochromatiques. Le résultat le plus intéressant est la confirmation de ce fait prévu par la théorie que, si l'on abaisse la température ambiante T , les raies deviennent plus fines, de telle sorte que la finesse des raies est de beaucoup augmentée lorsque le tube à gaz est plongé dans l'air liquide.

Appareils. — 1° *Partie optique.* — Pour mesurer la largeur des diverses raies, nous produisons avec chacune d'elles des interférences entre deux surfaces argentées, planes et parallèles, dont la distance peut s'élever jusqu'à plusieurs décimètres. L'ordre d'interférence s'obtient en divisant par la longueur d'onde le double de la distance des surfaces. On fait croître cette distance jusqu'à ce que les franges cessent d'être visibles, ce qui donne l'ordre d'interférence limite N (1).

Cette méthode a tous les avantages de celle de Michelson (pouvoir de définition croissant aussi loin que l'on veut, ou que l'exige la finesse des phénomènes étudiés, en augmentant la différence de marche). De plus, on obtient la véritable composition des raies complexes, et l'on voit chaque satellite à sa place, comme dans un spectroscopie. Cette particularité est commune à tous les appareils à ondes multiples. Il en a été inventé plusieurs autres (échelon de Michelson, lame de Lummer); mais le pouvoir de définition de ces appareils est fixe et ne peut pas s'adapter à la finesse des phénomènes étudiés; d'autre part, leur construction est très difficile, ce

(1) Pour étudier la largeur d'une raie, il ne serait pas nécessaire d'aller jusqu'à la limite d'interférence : il suffirait d'employer une différence de marche telle que le pouvoir de définition soit suffisant et d'étudier la loi de répartition de la lumière dans les franges. Koch a montré que cela était possible en opérant par photographie (*Annalen der Physik*, 4^e série, t. XXXIV, p. 377; 1911).

qui peut rendre illusoire les avantages théoriques (voir note de la page 448).

2° *Sources de lumière.* — Nous avons employé des tubes de Geissler de la forme ordinaire, alimentés par une bobine de Ruhmkorff ou mieux par du courant alternatif. Les diverses radiations données par les tubes sont séparées par un spectroscope préliminaire, dans lequel la partie capillaire du tube sert de fente, et qui projette sur l'appareil interférentiel une des images monochromatiques. Le tube est plongé soit dans un bain d'eau à la température du laboratoire, soit dans un vase à double paroi non argenté contenant de l'air liquide. Le passage du courant n'augmente pas sensiblement la vitesse d'évaporation de l'air liquide; le nombre de watts fournis au tube est très faible, et une partie notable de cette puissance est rayonnée.

Résultats. — Nous avons étudié l'hélium, le néon et le krypton. A la température ordinaire, les limites d'interférence trouvées pour les trois gaz sont données dans le tableau suivant (quatrième colonne). Elles sont très exactement d'accord avec les limites calculées par la formule, en y faisant $T = 290^\circ$ absolus (cinquième colonne).

Gaz	Masse atomique m	Longueur d'onde λ	Température ordinaire		Air liquide N' observé	$\frac{N'}{N}$
			N observe	N calculé		
Hélium.	4	5876	144000	144000	241000	1,66
Néon...	20	5852	324000	321000	515000	1,60
Krypton	83	5570	600000	597000	950000	1,58

L'effet du refroidissement du tube sur la largeur des raies est tout à fait remarquable : lorsque, le tube étant à la température ordinaire, on est arrivé à la limite d'interférence, on fait reparaître brillamment les franges en plongeant le tube dans l'air liquide. Les nouvelles limites d'interférence N' sont données dans la sixième colonne du tableau.

D'après la théorie, les limites d'interférence dans le cas d'un même gaz à deux températures différentes doivent être entre elles comme la racine carrée du rapport inverse des températures absolues. Pour nos deux séries d'expériences, dans l'air liquide et à la température ordinaire, le rapport devrait être 1,73. Les rapports trouvés expérimentalement sont, pour les trois gaz : 1,66, 1,60 et 1,58. Un léger excès de la température du gaz sur celle du bain expliquerait la petite différence entre le nombre théorique et le résultat des mesures.

L'ensemble de ces résultats constitue une confirmation des principes de la théorie cinétique des gaz. La vérification porte sur les valeurs de la vitesse d'agitation, qui se manifeste d'une façon directe, en quelque sorte purement cinématique, tandis que dans beaucoup d'autres cas la vitesse d'agitation intervient sous forme dynamique (force vive ou quantité de mouvement). On voit les molécules se déplacer, comme on voit tourner le Soleil en comparant les spectres de ses deux bords.

Toutes les raies étudiées nous ont paru simples; bien que nous n'ayons pas examiné cette question en détail, des satellites un peu intenses ne nous auraient pas échappé. Comment se fait-il que Michelson ait rencontré tant de raies multiples que l'on pouvait croire que les raies simples étaient l'exception? Il a étudié, naturellement, les raies fortes de la partie visible; pour le mercure, le cadmium, le zinc, le thallium, ces raies fortes sont presque toutes des raies de la deuxième série secondaire; la plupart des raies n'appartenant pas à cette série sont simples. Il est très probable que l'on ne peut pas dire que la plupart des raies sont complexes, mais bien que les raies de la seconde série secondaire des métaux lourds sont des raies complexes. La raie rouge du cadmium n'est pas de celles-là.

Quoi qu'il en soit, le fait que les raies des gaz rares sont simples est une circonstance heureuse, si l'on veut les employer en métrologie; elles sont de plus remarquablement fines. La raie 5570 donnée par le krypton dans l'air liquide est la raie la plus fine actuellement connue. Sa largeur est seulement 0,006 angström; la limite d'interférence 950.000 correspond à une différence de marche de 53 centimètres (26^{cm},5 d'épaisseur); c'est la plus grande différence de marche observée jusqu'ici dans les phénomènes d'interférence des ondes lumineuses.

On sait que l'étude de beaucoup de phénomènes délicats et certaines applications (métrologie) exigent l'emploi de radiations aussi monochromatiques que possible; selon les cas, on a besoin d'aller plus ou moins loin dans cette voie, mais tout progrès dans l'art d'obtenir des radiations monochromatiques permet des applications nouvelles. Or les moyens dont on dispose ne sont pas aussi parfaits qu'on pourrait le désirer. Le brûleur à sel de sodium est incommode, peu lumineux et n'est qu'un procédé bien grossier pour la production de lumière monochromatique. La lampe Hewitt est souvent très commode, mais ne répond pas à tous les besoins. Pour les applica-

tions métrologiques, le nombre des radiations utilisables est très limité. Il ne serait pas surprenant que les tubes à gaz rares deviennent la source de choix pour les questions d'optique fine ⁽¹⁾.

De ce qui précède il faut encore conclure cette conséquence importante : les irrégularités ou l'amortissement du phénomène vibratoire n'interviennent pas, ou très peu, pour élargir les raies. Le mouvement est donc régulier, pendant des millions de vibrations, avec une amplitude peu décroissante. Cela est très remarquable. Il n'est cependant pas possible que ce mouvement soit éternel. Si l'on pouvait immobiliser la particule lumineuse, elle émettrait une raie encore de largeur finie, et l'on serait alors renseigné sur son amortissement. Cette raie serait-elle dix fois ou cent fois plus fine que ce que nous avons trouvé ? On n'en sait rien. Comme conséquence des propriétés qu'il attribue à l'électron, Lorentz calcule que, pour une longueur d'onde de 6.000 angströms, l'amortissement doit être si faible que l'amplitude serait réduite à la moitié après quinze millions de vibrations ⁽²⁾.

Dans le même ordre d'idées, on pourrait essayer diverses choses que nous n'avons pas pu faire. Pour augmenter encore la finesse des raies, il faudrait accroître m ou abaisser T . Le xénon ($m = 128$) n'est pas gazeux à la température de l'air liquide ; à la température ordinaire, sa limite d'interférence serait voisine de 750.000 ; on doit pouvoir le refroidir vers -150° ; à cette température la limite d'interférence dépasserait probablement un million. L'émanation ($m = 222$) donne, dit-on, un spectre très intense. A la température ordinaire, ce gaz doit donner des interférences jusqu'à un million de longueurs d'onde ; cela serait une vérification de son poids atomique, qui a été déterminé par des mesures très soignées, mais très difficiles.

D'autre part, on sait obtenir des températures beaucoup plus basses que celle de l'air liquide ; il serait intéressant de les utiliser jusqu'à la congélation de chaque gaz. Pour le néon, on pourrait probablement descendre au moins jusque vers 25° absolus, ce qui donnerait environ un million comme limite d'interférence, si la loi s'applique encore. L'hélium a encore une tension appréciable à la température la plus basse obtenue, 4° absolu ; la limite d'interférence serait supérieure à deux millions, soit, pour la raie 5876, une diffé-

⁽¹⁾ Quelques raies de l'hélium et du néon ont déjà été mesurées par interférences, en les comparant à la raie rouge du cadmium, par Lord Rayleigh, par Eversheim et par Priest.

⁽²⁾ LORENTZ, *The theory of electrons*, p. 239.

rence de marche de plus de 125 centimètres. Il est d'ailleurs loin d'être certain que les choses se passeraient ainsi, une très faible différence de température entre le gaz et le milieu extérieur ayant alors une influence considérable.

APPLICATIONS.

1° **Étude des masses des particules lumineuses.** — La théorie étant bien établie peut donner des indications sur T et sur m et fournir quelque lumière sur des problèmes difficiles de spectroscopie.

Dans bien des cas, il y a incertitude sur la nature des particules qui, dans un gaz lumineux, émettent la lumière. On a souvent essayé d'expliquer par l'existence de particules de masses très différentes l'existence des divers spectres d'une même substance. L'étude de la largeur des raies peut fournir des indications précieuses sur la masse atomique de ces particules.

On sait, par exemple, que l'hélium donne six séries de raies, formant deux groupes de trois séries, et chaque groupe a la constitution ordinaire du spectre complet d'un corps. On avait émis l'hypothèse de l'existence de deux gaz distincts dans l'hélium, et chacun des groupes des trois séries était attribué à un de ces gaz, auxquels on avait donné les noms d'hélium et de parhélium. Or les raies 5876 attribuée à l'hélium et 5016 attribuée au parhélium nous ont donné exactement les mêmes limites d'interférence ; elles sont donc émises par des particules de même masse, et l'hypothèse de la dualité de l'hélium est ainsi rendue inadmissible. L'insuccès des tentatives de séparation des deux gaz hypothétiques avait d'ailleurs conduit au même résultat.

Spectres de l'hydrogène. — L'hydrogène donne deux spectres très différents : l'un (premier spectre) composé de raies dont la répartition obéit à la loi de Balmer, l'autre (second spectre) dont les raies sont très nombreuses et irrégulièrement distribuées. On a longtemps discuté sur l'origine de ce second spectre, que certains auteurs attribuaient à des impuretés. Bien que cette opinion puisse être considérée maintenant comme insoutenable, la question reste de savoir si l'un ou l'autre de ces spectres n'est pas émis par un édifice complexe, par exemple par la molécule. L'étude de la largeur des raies permet de déterminer la masse des particules qui émettent les diverses radiations.

Nous avons trouvé comme limite d'interférence donnée par les raies du second spectre le numéro d'ordre 72.000, lorsque le tube à hydrogène est maintenu dans un bain d'eau à la température du laboratoire. La formule (2) permet alors de calculer la masse m ; on trouve très sensiblement $m = 1$, c'est-à-dire que les raies du second spectre ne sont pas émises par une association de plusieurs atomes, mais par des corpuscules identiques à l'atome ou qui en diffèrent très peu.

L'étude des raies qui forment la série de Balmer est plus difficile : ces raies sont doubles, ce qui complique l'étude de leur largeur ; de plus, il existe pour elles une autre cause d'élargissement que l'agitation moléculaire.

Nos appareils dédoublent sans aucune difficulté la première raie de la série (raie rouge H_{α} , 6563). Lorsque le tube est à la température ordinaire, les deux composantes sont assez larges pour presque se toucher ; lorsque le tube est immergé dans l'air liquide, elles sont parfaitement séparées parce qu'elles sont plus étroites. Ce dédoublement avait été annoncé par Michelson et aperçu par Janicki (1) au moyen d'un échelon ; mais aucune indication n'avait pu être donnée sur la position respective des deux composantes, qui sont d'inégale intensité. Nos observations montrent que la composante de plus grande longueur d'onde est la plus intense. C'est là un caractère commun à tous les doublets de séries secondaires, tandis que la disposition est inverse dans les séries principales. La série de Balmer, la seule donnée par les tubes à hydrogène, est donc bien une série secondaire, comme l'a supposé Rydberg. La distance des deux composantes est de 0,132 angström. La raie bleue (H_{β} 4861) aussi est double, avec l'intervalle qui convient dans une série secondaire, mais les deux composantes sont à la fois plus larges et plus serrées que pour la raie rouge, et par suite empiètent l'une sur l'autre.

D'autre part, pour les raies de cette série, l'agitation moléculaire n'est pas la seule cause d'élargissement comme le montre l'expérience suivante : lorsqu'on met en dérivation sur le tube une capacité avec distance explosive, les raies de série se renforcent beaucoup, pendant que celles du second spectre s'affaiblissent ; en même temps, les raies de la série subissent un élargissement qui peut devenir considérable, tandis que les raies du second

(1) JANICKI, *Annalen der Physik*, 4^e série, t. XIX, p. 36 ; 1906.

spectre s'affaiblissent sans s'élargir. Ce n'est donc pas une élévation de température liée à la présence du condensateur qui produit l'élargissement, car l'effet d'une élévation de température du gaz se ferait évidemment sentir sur toutes les raies. D'ailleurs, dans la série, les termes successifs s'élargissent de plus en plus. Il y a donc une cause particulière d'élargissement, peut-être liée à la densité de courant dans le tube, et par suite aux chocs des électrons sur les particules qui émettent ces raies. Il est du reste bien connu que les raies de cette série peuvent, dans certaines conditions, devenir excessivement larges; elles appartiennent à celle des séries secondaires que Rydberg appelle série diffuse.

La raie rouge H_{α} nous a donné comme limites d'interférence 50.000 lorsque le tube est à la température ordinaire et 68.000 dans l'air liquide. Ces nombres sont un peu plus faibles que ceux que l'on calculerait avec la masse atomique 1, mais il n'y a pas lieu d'en être surpris: d'une part, l'existence d'une raie double rend l'observation des interférences plus difficile, et, d'autre part, la cause d'élargissement qui existe lorsque la décharge électrique est soudaine peut encore se faire sentir lorsque le courant est peu intense.

On peut donc conclure que les raies de l'hydrogène, aussi bien celles du spectre secondaire que celles du spectre de série, sont émises par des particules ayant la masse de l'atome d'hydrogène.

Il peut paraître surprenant que dans de l'hydrogène à une température peu élevée se trouvent des particules ayant la masse de l'atome. Il faut remarquer que les particules qui émettent la lumière ont dû subir d'importantes modifications, dont le premier effet a pu être de décomposer la molécule. D'ailleurs, l'émission par des particules ayant la masse de l'atome paraît une chose toute naturelle dans le cas d'un gaz monoatomique comme la vapeur de mercure; or l'analogie entre la série de raies de l'hydrogène et celles données par d'autres corps est telle qu'il est difficile de ne pas admettre l'analogie de constitution des particules qui les émettent.

2° **Étude de la température des gaz lumineux.** — Nous touchons là à une des questions les plus difficiles et les plus controversées de la spectroscopie. Les opinions les plus diverses ont été défendues. L'un des partis extrêmes est celui de Pringsheim, d'après qui la température seule ne peut jamais rendre un gaz lumineux. En chauffant un gaz pur, en l'absence de tout phénomène électrique ou chimique, à des températures aussi élevées que l'on voudra, le gaz

ne deviendrait jamais lumineux. Pringsheim ne nie pas que, dans une flamme salée, il n'y ait de la vapeur de sodium à température élevée, mais il soutient qu'à la même température de la vapeur de sodium pure ne serait point lumineuse. Cette opinion paraît bien difficile à défendre lorsqu'on voit de la vapeur de sodium ou de fer, dans un vase clos, sans aucun phénomène électrique, émettre le spectre de ces gaz. D'autres raisons très fortes ont été récemment données contre cette opinion.

Le parti opposé raisonne comme si la température seule expliquait tous les cas de rayonnement des gaz. Dans un tube de Geissler, dans une lampe Hewitt, le courant ne serait qu'un moyen de chauffage, et la température du gaz enfermé dans ces vases de verre serait de milliers de degrés.

La largeur des raies peut nous fournir des indications, sinon sur la cause du rayonnement, du moins sur la vraie température du gaz lumineux.

Lorsque la pression du gaz est très faible, l'effet perturbateur des chocs entre particules est négligeable, et la largeur des raies s'explique complètement par l'effet Doppler-Fizeau correspondant aux vitesses d'agitation thermique. L'étude de la largeur des raies dans le cas des gaz à faible pression illuminés par un courant électrique (tube de Geissler) montre qu'il y a concordance parfaite entre la théorie et les résultats expérimentaux en prenant pour température du gaz celle du milieu ambiant. La largeur des raies suit les variations de cette température de la manière indiquée par la théorie. La largeur des raies diminue beaucoup lorsque le tube passe d'un bain d'eau à un bain d'air liquide, résultat qui serait incompréhensible si la température du gaz était, dans tous les cas, très élevée. On peut donc tenir comme établi que, dans un tube de Geissler, le gaz lumineux est à la température extérieure ; son rayonnement ne peut, par suite, être regardé comme ayant une origine thermique.

Nous avons appliqué les mêmes considérations à l'étude de quelques autres cas.

La lampe Cooper-Hewitt donne les raies du mercure moins fines que ne les donne un tube avec faible densité de courant. Nous avons trouvé ⁽¹⁾ comme limite d'interférence le numéro d'ordre 400.000.

(¹) *C. R.*, t. CXLII, p. 785 (1906).

Si l'on voulait expliquer la largeur de ces raies par le seul effet de la vitesse d'agitation, on serait conduit à admettre une température d'environ 4.200° C. Cette température ne suffit certainement pas à expliquer le rayonnement. D'ailleurs, la valeur ainsi trouvée est un maximum : dans la lampe Hewitt, la pression de la vapeur de mercure n'est pas négligeable, et l'effet des chocs doit intervenir pour une part appréciable dans l'élargissement des raies, ce qui conduit à admettre une température encore notablement plus basse que celle que l'on vient d'indiquer.

Il semble que l'opinion inverse se soit fait jour dans ces derniers temps, comme interprétation fautive d'expériences de M. Féry. Ce physicien a essayé d'observer le renversement des raies du mercure dans la lampe Hewitt, en prenant comme source de spectre continu d'abord l'arc, puis le Soleil. Il faut d'abord faire une réserve sur ce qu'il était possible de voir : si le renversement avait eu lieu, M. Féry n'aurait pas pu l'observer ; la raie noire n'aurait pas été plus large que la raie d'émission correspondante ; or celle-ci a 0,014 angström de large ; le spectroscopie dont se servait M. Féry était certainement incapable de montrer une raie noire aussi fine, car dans un spectre continu on ne peut voir une raie noire que si sa largeur n'est pas trop au-dessous de la limite de définition du spectroscopie ; ici, la largeur de la raie était probablement cent fois moindre. Tout ce que l'on aurait pu observer, c'est la disparition de la raie brillante. Ce phénomène ne s'est pas produit. Il semble que l'on ait voulu en conclure que le gaz de la lampe est plus chaud que la source de spectre continu, c'est-à-dire que le cratère de l'arc ou même que le Soleil. Cette conclusion ne serait acceptable que si le rayonnement de la lampe Hewitt était d'origine purement thermique. L'existence de températures excessivement élevées dans cette lampe est, comme on vient de le voir, inconciliable avec la théorie cinétique des gaz (1).

S'il est donc très probable que la température seule peut rendre les gaz lumineux, il est certain que les gaz peuvent émettre de la lumière sans être chauds, et même en étant très froids.

L'arc électrique entre tiges de fer, jaillissant dans une atmosphère

(1) Les lampes en quartz à vapeur de mercure, lorsqu'elles fonctionnent à régime peu poussé, sont dans les mêmes conditions que la lampe Hewitt. Leur riche rayonnement ultra-violet ne peut donc pas être attribué à une température élevée.

à très faible pression, nous a donné ⁽¹⁾ des raies de largeur 0,030 angström dans la région 5.300. L'effet des chocs étant négligeable, on peut calculer la température, et l'on trouve 2.400° C. Il est possible qu'à cette température le rayonnement soit, au moins en partie, d'origine thermique.

Le même arc sous la pression atmosphérique donne des raies de largeur environ double ⁽²⁾. La perturbation due aux chocs doit être notable, et il est impossible de calculer la température.

Dans le cas des flammes, l'effet des chocs n'est pas non plus négligeable. Une flamme peu chaude avec une faible quantité d'un sel de sodium donne des raies ayant pour largeur environ 0,08 angström. Pour comparer ce résultat avec la théorie, il faudrait pouvoir calculer la longueur du libre parcours moyen des particules lumineuses dans l'atmosphère de la flamme. On peut faire un calcul vraisemblable de la manière suivante : on supposera que le libre parcours varie en raison inverse de la densité du gaz, et par suite, pour une pression donnée, proportionnellement à la température absolue ; on admettra qu'à la température ordinaire cette longueur est de 0,4. On trouve alors qu'à la température absolue de 2.000° la flamme devrait donner les raies du sodium avec une largeur de 0,07 angström, résultat bien voisin de celui que donne l'expérience.

Hypothèse des dissociations atomiques. — Certaines raies ne sont émises que dans des conditions déterminées, par exemple les raies d'étincelles (*enhanced lines*). Pour expliquer ces particularités, Lockyer a émis sa célèbre hypothèse des proto-éléments : les atomes des métaux seraient susceptibles de se dissocier en atomes plus simples ; de même que les métaux sont décelés par leurs spectres, ces proto-éléments, qui n'existeraient qu'à des températures élevées, seraient caractérisés par leurs raies.

Si cette hypothèse était exacte, les raies de cette espèce seraient émises par des particules plus légères que l'atome du métal. Les faits ne vérifient pas cette conséquence. Les tubes à cadmium de Hamy, qui donnent les raies d'étincelle du cadmium, ne les donnent pas plus larges que les autres raies. Dans un tube à mercure, on peut avoir les raies d'étincelle ; elles ne sont pas plus larges que les raies

⁽¹⁾ *J. de Phys.*, 4^e série, t. IX, p. 308 ; 1910.

⁽²⁾ *J. de Phys.*, 4^e série, t. IX, p. 308 ; 1910.

ordinaires. D'une façon générale, les hypothèses sur les cassures d'atomes pour expliquer la diversité des phénomènes spectroscopiques semblent inventées uniquement pour les besoins de la cause⁽¹⁾. Les corps radioactifs offrent, bien certainement, des exemples de ruptures d'atomes, mais les divers fragments de l'atome primitif ne se recombinent pas.

Quant à la question de température, il est certain que les raies *enhanced* peuvent être émises sans température élevée; cela résulte de ce qui précède. Dans l'arc au fer, nous avons découvert sur les électrodes les raies d'étincelle du fer⁽²⁾; elles nous ont semblé avoir la même largeur que les autres, ce qui n'indique ni une masse plus faible ni une température plus élevée. Il semble que, lorsque ces raies sont émises électriquement, la condition de leur émission soit un champ électrique intense; peut-être faut-il que l'atome soit fortement choqué par des électrons. S'il en est ainsi, on conçoit que la raie ne puisse être émise thermiquement qu'à des températures très élevées, lorsque le mouvement d'agitation est très violent. Dans les étoiles, si le phénomène d'émission est purement thermique, la présence de ces raies serait vraiment l'indice d'une température élevée.

En résumé, l'étude de la largeur des raies donne une méthode pour la détermination soit des températures, soit des poids atomiques. Evidemment les nombres ainsi obtenus n'ont pas une haute précision; l'intérêt de cette méthode est qu'elle s'applique à des cas où les autres sont complètement en défaut, ce qui laissait le champ libre aux hypothèses les plus contradictoires.

APPLICATIONS ASTRONOMIQUES.

Les résultats qui précèdent peuvent faire espérer quelques applications à des problèmes d'astrophysique. Ce que nous savons sur les astres, nous le savons surtout par la lumière qu'ils nous envoient. Toute découverte en optique donne l'espoir d'une découverte en astronomie, et cet espoir s'est déjà bien des fois réalisé. C'est ainsi que la découverte des spectres des gaz et de la relation entre l'émission et l'absorption a renouvelé nos connaissances sur le Soleil et les

(¹) Il s'agirait ici de véritables cassures de l'atome, en deux ou plusieurs parties de même ordre de grandeur, et non pas de la perte d'un ou de plusieurs électrons; mais il ne s'ensuit pas que la particule lumineuse soit identique à l'atome ordinaire, ni que les diverses raies d'un corps soient émises par les mêmes particules.

(²) *J. de Phys.*, 4^e série, t. IX, p. 943; 1910.

J. de Phys., 5^e série, t. II. (Juin 1912.)

étoiles, et conduit à la découverte de l'unité de composition chimique de l'univers; que le principe de Doppler-Fizeau a ouvert de nouvelles voies à toute l'astronomie; que le phénomène de Zeeman a permis de découvrir le champ magnétique qui existe en certains points de la surface solaire; que le déplacement des raies par la pression donne une évaluation de la pression dans la chromosphère, et que la connaissance des lois du rayonnement du corps noir permet d'aborder la détermination des températures des astres. Il n'y a pas de raison pour que les phénomènes dont on vient de parler ne puissent jeter un peu de lumière sur quelques problèmes d'astrophysique.

Soleil. — Si l'on suppose valable la relation classique entre l'émission et l'absorption, les considérations développées plus haut sont applicables aux raies noires du spectre solaire. Toutefois le calcul donnera pour la largeur de chaque raie un minimum, qui pourra être dépassé si la quantité de vapeur absorbante est très grande. Il est très remarquable que les largeurs des raies du spectre solaire, calculées en partant de la théorie cinétique des gaz, concordent très exactement avec les résultats de l'observation. En admettant la température absolue de 6.000° pour l'atmosphère solaire, une pression de 6 atmosphères, valeur obtenue par l'étude du déplacement des raies vers le rouge ⁽¹⁾, et faisant le calcul du libre parcours moyen des particules comme on l'a indiqué pour les flammes, on trouve que dans la région 4.400 du spectre, les raies du fer doivent avoir la largeur 0,068 angström. Nous avons trouvé ⁽²⁾ que, dans cette même région, les raies les plus fines ont 0,070 angström de large. Le tableau suivant donne, en angströms, les largeurs calculées pour quelques autres raies et les largeurs indiquées par Rowland :

Raie	Corps	Longueur d'onde	Largeur calculée	Largeur observée
C	H	6563	0,90	0,96
F	H	4861	0,58	0,75
D ₁	Na	5896	0,165	0,160
D ₂	Na	5890	0,165	0,175
	Fe	4400	0,068	0,070

Les raies les plus larges sont, comme l'indique la théorie, celles des corps à poids atomique faible. Celles des métaux à fort poids atomique

⁽¹⁾ *J. de Phys.*, 4^e série, t. IX, p. 312; 1910.

⁽²⁾ *J. de Phys.*, 4^e série, t. IX, p. 313; 1910.

n'ont pas été observées dans le spectre solaire; si elles y existent, on aurait des chances de les trouver parmi les raies les plus fines et par suite les plus difficiles à voir.

Seules, les raies H et K du calcium sont d'une largeur incomparablement plus grande que celle qu'indiquerait la théorie, et présentent ainsi une exception remarquable.

Il serait très intéressant de mesurer les largeurs de raies d'émission des protubérances. Il est probable que la pression doit être faible; on aurait ainsi une évaluation de la température.

Nébuleuses. — On peut espérer obtenir des résultats intéressants en appliquant les considérations qui précèdent à l'étude des nébuleuses. Nous savons si peu de choses sur elles que toute indication nouvelle, même imparfaite, ne peut être qu'utile. Nous avons commencé à faire quelques essais sur la nébuleuse d'Orion.

Rappelons que le spectre de cette nébuleuse comprend :

1° Les raies de l'hydrogène (série de Balmer);

2° De fortes raies d'origine inconnue, en particulier les raies 5007 et 4959 dites du nébulium, qui paraissent dues à un même corps, parce que dans les diverses régions de la nébuleuse et dans des nébuleuses différentes elles conservent le même rapport d'intensité. Une très forte raie ultra-violette, 3726, aussi d'origine inconnue, est probablement due à un autre gaz;

3° Des raies plus faibles, parmi lesquelles quelques raies de l'hélium.

Sur la température des nébuleuses, nous ne savons absolument rien. On a pu parler avec une égale vraisemblance de températures voisines de 40.000° ou du zéro absolu. Les observations sur les largeurs de raies pourraient conduire à une indication de température au moyen des raies de l'hydrogène. Ce premier point une fois établi, l'étude de la largeur des raies d'origine inconnue donnerait une idée du poids atomique des gaz qui les émettent. Dans un ordre d'idées différent, l'application de la méthode interférentielle permettra d'obtenir les longueurs d'onde exactes de ces mêmes raies, ce qui serait utile pour l'identification possible avec des corps terrestres. On s'est, par exemple, demandé si la raie 3726 n'appartiendrait pas à l'oxygène, mais on ne peut rien dire faute de valeur exacte de la longueur d'onde. Enfin, on pourrait avoir exactement les vitesses radiales aux divers points de la nébuleuse et étudier la circulation des gaz dans cet astre.

C'est un vaste programme. Il nous a semblé que la méthode interférentielle, seule, permettrait de l'aborder. Les essais que nous avons faits pendant les hivers 1910-11 et 1911-12 nous donnent l'espoir que l'on pourra arriver à quelques résultats.

Il s'agit d'observer des interférences avec la lumière de la nébuleuse, comme nous en observons avec celle d'une source artificielle. Il est désirable qu'il n'y ait pas mélange des radiations provenant des divers points de l'astre, c'est-à-dire que l'on ait à la fois sur la plaque photographique ou sur la rétine l'image de la nébuleuse et celle des anneaux. La manière la plus simple d'arriver à ce résultat serait de placer l'appareil interférentiel en avant de tout appareil d'observation ; mais on serait limité, pour le diamètre utile de l'objectif, par la largeur de la lame argentée, et de plus, le diamètre apparent des anneaux serait trop grand par rapport à celui de la nébuleuse. Le dispositif suivant supprime ces deux difficultés.

A la suite d'une lunette, mise au point sur la nébuleuse pour un œil visant à l'infini, et formant par suite un système afocal, on place l'appareil interférentiel, et l'on regarde à travers celui-ci. Si l'œil accommode à l'infini, il verra avec netteté l'image de la nébuleuse sur laquelle se projettent les anneaux. On n'utilise plus qu'une faible surface de lame argentée, à peine supérieure à celle de l'anneau oculaire ; le diamètre apparent des anneaux n'est pas changé, tandis que celui de la nébuleuse est multiplié par le grossissement de la lunette. Pour l'observation photographique, la lumière qui a traversé l'ensemble précédent est reprise par un objectif de court foyer, dans le plan focal duquel se superposent l'image réelle de la nébuleuse et celle des anneaux. On peut enfin examiner visuellement cette image avec un oculaire.

Nous avons pu réaliser ce dispositif grâce à l'aide de M. Bourget, directeur de l'observatoire de Marseille, qui a fait tous les essais avec nous, mettant à notre disposition non seulement les instruments de son observatoire, mais aussi son expérience d'astronome qui nous faisait défaut.

Pendant l'hiver 1910-1911, nous avons fait des premiers essais avec l'équatorial (réfracteur de 26 centimètres d'ouverture et 3^m,10 de distance focale). On a pu observer visuellement les interférences. Pour de pareilles observations, l'emploi de la photographie est bien préférable ; malheureusement, l'objectif de l'équatorial, achromatisé pour les observations visuelles, se prêtait mal à l'emploi de la pho-

tographie. Malgré cela, on a réussi à obtenir un cliché sur lequel on voit les anneaux d'interférence, bien que les étoiles de la nébuleuse y soient représentées par de larges taches.

En mars 1912, nous avons pu commencer d'autres essais avec un instrument plus puissant et mieux approprié : l'observatoire de Marseille possède un télescope réflecteur, dont le miroir, taillé par Foucault, a 80 centimètres de diamètre et 4^m,50 de foyer. Sa monture, en bois, et sa coupole, entièrement vitrée, étaient malheureusement très imparfaites ; le mouvement d'entraînement était inutilisable. Après quelques améliorations, on a pu se servir du télescope à la fin de l'hiver, malgré des conditions encore assez précaires.

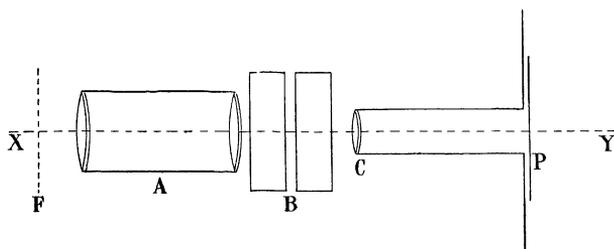


FIG. 2.

La lumière réfléchiée par le miroir du télescope vient, à l'extrémité ouverte du tube de l'instrument, traverser sans aucune réflexion supplémentaire le dispositif pour la production et la photographie des interférences, constitué de la manière suivante, et représenté *fig. 2*, sur laquelle la droite XY se confond avec l'axe du tube, le miroir étant à gauche. L'ensemble A de deux lentilles achromatiques, ayant chacune 19 millimètres de diamètre et 86 millimètres de foyer, forme un système dont la distance focale est de 56 millimètres. On le place de manière que son plan focal F se confonde avec celui du miroir du télescope ; l'ensemble du miroir et du système A constitue ainsi un système afocal, dont le grossissement angulaire est $\frac{450}{5,6} = 80$. L'appareil interférentiel B est formé de deux lames planes argentées maintenues au parallélisme. L'image de la nébuleuse grossie 80 fois, en même temps que celle des anneaux non grossis, est projetée par l'objectif achromatique C (diamètre 10 millimètres, distance focale 45 millimètres) sur la plaque photographique P. L'image photographiée de la nébuleuse est identique à celle qui

serait donnée par un objectif ayant 3^m,60 de foyer et un rapport d'ouverture de $\frac{1}{4,5}$, tandis que les anneaux sont projetés par une lentille ayant le même rapport d'ouverture et une distance focale de 45 millimètres. L'appareil, placé à l'ouverture du tube du télescope, ne couvre qu'une faible surface et n'intercepte que quelques centièmes de la lumière incidente.

Nous avons réussi à obtenir un cliché, avec une pose de quarante-cinq minutes, montrant de beaux anneaux d'interférence avec une différence de marche de 2 millimètres, produits par la raie 3726 ; le numéro d'ordre de ces anneaux est d'environ 5300. Un autre cliché montre encore des interférences avec une différence de marche double. Si l'on suppose peu élevé le poids atomique du gaz qui produit la radiation 3726, l'existence d'interférences d'ordre 10600 n'est pas favorable à l'hypothèse de températures excessivement élevées dans la nébuleuse d'Orion. D'autre part, pour la mesure exacte de la longueur d'onde de la radiation, il serait nécessaire de photographier avec le même appareil interférentiel des anneaux de comparaison produits par une radiation terrestre connue ; ces mêmes anneaux de comparaison seront encore nécessaires pour l'étude des vitesses radiales des différents points.

Les essais entrepris jusqu'ici n'avaient d'autre but que de montrer dans quelles conditions la méthode pourrait s'appliquer. Les résultats obtenus sont encourageants et donnent l'espoir que la méthode pourra être appliquée avec succès.

L'ensemble des résultats que nous venons d'exposer constitue une vérification directe des principes de la théorie cinétique des gaz, d'autant plus intéressante qu'elle porte sur un ordre de phénomènes pour lequel la théorie n'avait pas été imaginée. On voit avec quelle précision la comparaison des résultats théoriques avec ceux de l'expérience peut être poursuivie, et combien les hypothèses qui ont servi de point de départ en sont fortifiées. L'introduction des idées atomistiques, qui se sont montrées si fécondes dans d'autres branches de la physique, présente un égal intérêt dans l'étude du rayonnement des gaz. La théorie cinétique une fois posée et vérifiée, nous permet d'aborder des problèmes en face desquels les autres méthodes nous laissent désarmés.
