

Sur les phénomènes de diffraction de Fresnel, avec une source large

M.F. Wolfers

▶ To cite this version:

M.F. Wolfers. Sur les phénomènes de diffraction de Fresnel, avec une source large. Journal de Physique et le Radium, 1934, 5 (12), pp.585-596. 10.1051/jphysrad:01934005012058500. jpa-00233280

HAL Id: jpa-00233280

https://hal.science/jpa-00233280

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.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

SUR LES PHÉNOMÈNES DE DIFFRACTION DE FRESNEL, AVEC UNE SOURCE LARGE

Par M. F. WOLFERS.

Laboratoire de Physique Générale de la Faculté des Sciences d'Alger.

Sommaire. — Après un exposé général du problème, on développe l'étude théorique des figures de diffraction d'un écran à bord rectiligne éclairé par une fente large, d'éclat uniforme, qui lui est parallèle. L'étude de la position des franges en fonction de la largeur de la source révèle des pseudo-discontinuités qui obéissent à des lois très simples..

On examine en particulier les conditions dans lesquelles se superposent les franges de diffraction et les franges supplémentaires; celles-ci peuvent être suivies jusque assez loin hors de la pénombre, et l'ensemble présente une très grande variété d'aspects.

Description des expériences de contrôle effectuées jusqu'ici; l'accord parait entièrement satisfaisant, tant en ce qui concerne la diffraction que les franges supplémentaires. Incidemment, on signale un moyen très simple pour filtrer la raie Hg 4 350.

I. Introduction.

1. Po sition du problème (*). — Soit un corps opaque éclairé par une source lumineuse quelconque; sur un écran placé plus loin on examine le bord de l'ombre projetée. Les phénomènes qu'on observe ainsi de façon simple et immédiate, devraient être familiers presque au même titre que la pierre qui tombe : or ils apparaissent, de prime abord, radicalement différents de ce que ferait prévoir la lecture des ouvrages d'enseignement élémentaire; et quant aux traités, même les plus récents et les plus complets, — si l'on met à part le cas classique où la source est un point ou une fente très étroite, - ils sont généralement muets sur la question ou contiennent de graves erreurs. Aussi le lecteur m'excusera-t-il si je reprends la question par le commencement, d'autant plus qu'il reste bien des points à élucider.

Sans diminuer la généralité des raisonnements, nous pourrons supposer le corps opaque limité par un bord rectiligne. Quant à la source, nous lui supposerons la forme d'une fente à bords parallèles entre eux et au bord de l'écran, et assez allongée pour que l'effet des bords perpendiculaires puisse être négligé. Nous la supposerons en outre monochromatique et de brillance uniforme sur toute sa surface. Si nous arrivons dans ces conditions à des résultats exacts et complets, tous les cas plus généraux s'en déduiront, sans difficulté de principe, par superposition d'effets partiels ou intégrations.

(*) Abréviations : F. D. = Franges de diffraction; F. S. = Franges supplémentaires; P. I. = Points d'inflexion.

Soit d'abord le cas où la fente est infiniment fine; tout le monde sait comment Fresnel réussit à expliquer les franges qu'on observe alors. Sa théorie a été vérifiée par lui-même, très exactement quant à la position des franges, assez grossièrement quant aux intensités. La théorie fut perfectionnée depuis par de nombreux auteurs sur la base de la théorie électromagnétique; elle a été étendue à des cas divers: bords opaques en forme de coin, à faces plus ou moins réfléchissantes, bords cylindriques, etc.; mais du point de vue expérimental il ne semble pas que la question ait jamais été reprise bien sérieusement, et l'on s'est borné en tout cas à vérifier la position des franges prévues ou à estimer assez grossièrement leur intensité. Or une étude approfondie est devenue particulièrement nécessaire depuis que la découverte des « franges supplémentaires » (1) est venue compliquer les choses et montrer qu'en tout état de cause la théorie classique ne saurait expliquer tous les faits observés.

Avant Fresnel, Young (2) avait déjà tenté d'expliquer les franges de diffraction en partant de la théorie ondulatoire de la lumière: il admettait qu'il y avait interférence entre les rayons venant de la source et passant librement non loin du bord de l'obstacle d'une part, et des rayons réfléchis sous une incidence rasante sur cet obstacle d'autre part. Mais les franges ainsi prévues ne pouvaient pas avoir la même disposition dans l'espace que trouva Fresnel, et d'ailleurs les mots « réflexion » et « incidence rasante » perdent leur sens précis lorsqu'il s'agit d'écrans limités par une arête vive; l'idée d'Young fut donc abandonnée. Pourtant cette idée aurait pu facilement devenir féconde; car si

l'expérience de son temps donna entièrement raison à Fresnel, Young n'était pas tout à fait dans l'erreur : il suffit de remplacer les termes : « réflexion rasante sur l'obstacle » par « diffusion cohérente par le bord de l'obstacle » pour retrouver la base de la théorie des franges supplémentaires (F.S.); celles-ci, découvertes si longtemps après, sont, à très peu près, disposées comme Young aurait voulu que le fussent les franges de diffraction (F.D.). En fait les deux phénomènes coexistent et il importe de préciser les conditions de leur superposition.

Je ne m'occuperai pas ici des F. S. en elles-mèmes; j'ai montré depuis longtemps (³) à quelles difficultés on se heurtait pour en donner une théorie complète, difficultés qui n'ont pas encore pu être levées et qui en font peut-être le principal intérêt. Mais il est permis d'espérer que les recherches dont nous allons parler pourront, plus tard, guider vers la solution. Ces recherches peuvent se classer en trois groupes:

1° Si l'on remplace la fente fine prise comme source par des fentes suffisamment larges, on trouve que les F. D. existent toujours; la première d'entre elles reste visible à l'æil nu. Les F. S. et les F. D. se juxtaposent sans se confondre et peuvent être observées séparément: c'est dans ces conditions que je m'étais placé jusqu'ici. En rétrécissant peu à peu la source, les deux effets se superposent et se pénètrent dans des conditions que nous décrirons;

2º Si la source devient trop étroite, on trouve que les F.S. ne se manifestent plus à l'observation directe; il est évident qu'elles doivent alors, ou bien s'évanouir plus ou moins progressivement suivant une loi à découvrir, ou bien continuer à influencer les F.D., très légèrement quant à leur position, plus nettement quant à leur intensité. Des mesures de pré cision doivent donc être entreprises dans ce domaine, travail de longue haleine sur lequel nous espérons revenir plus tard;

3º On peut penser que la lumière diffusée qui explique les F. S. doit aussi se manifester de quelque manière dans d'autres cas, par exemple dans des expériences telles que celles de Gouy, où la lumière provenant du bord diffringent est étudiée directement dans les différents azimuts, des points de vue de sa constitution, de son intensité et de sa polarisation. Une telle étude de la diffraction, tant proche qu'éloignée, a été reprise par la base, sur ma demande, par J.Savornin(4); les expériences se pour suivent avec succès.

Nous n'exposerons ci-dessous que les résultats obtenus dans les recherches du premier type, après avoir quelque peu approfondi, préambule indispensable, l'étude encore imparfaite des F. D. d'une source large.

II. Partie théorique.

2. Calcul des intensités. Notations. — Soit S (fig. 1) la trace sur le plan du papier d'une fente lumineuse très fine perpendiculaire à ce plan; E la trace du bord diffringent parallèle à la fente; Π celle du plan d'observation et O celle du bord de l'ombre géométrique dans Π. Tous les points P du plan Π

seront définis par leur distance PO depuis O, comptée positivement vers le côté éclairé. Pour calculer l'in-

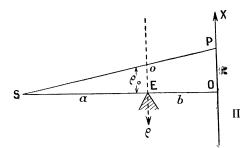


Fig. 1.

tensité et la phase de la lumière en P.on a coutume de considérer les distances ρ au pôle o de l'onde, des différents éléments de l'onde qui va vers P, et de poser :

$$v = \rho \sqrt{\frac{2(a+b)}{\lambda ab}},$$

avec SE = a, EO = b, λ étant la longueur d'onde utilisée. On sait que les intensités s'expriment alors au moyen des intégrales de Fresnel:

$$\xi_0^v = \int_0^v \sin \frac{\pi v^2}{2} dv \quad \text{et} \quad \eta_0^v = \int_0^v \cos \frac{\pi v^2}{2} dv.$$

Soit ρ_0 la valeur de ρ au bord E de l'écran : l'intensité i (ρ_0) en P est alors donnée par :

$$i(
ho_0) = rac{i_0}{2} \left[\left(rac{1}{2} + \xi_0^{v_0}
ight)^2 + \left(rac{1}{2} + \eta_0^{v_0}
ight)^2
ight], \quad (1 \, a)$$

où v_0 correspond à ρ_0 ;

 i_0 désigne l'intensité qu'on aurait en O si l'écran E était enlevé.

On peut écrire aussi, puisque

$$\xi_0^{\infty} = \eta_0^{\infty} = \frac{1}{2}, \quad \xi_a^b = \xi_a^c + \xi_c^b \quad \text{et} \quad \eta_a^b = \eta_a^c + \eta_c^b :$$

$$i(\rho_0) = \frac{i_0}{2} \left[\left(\xi_{-\infty}^{v_0} \right)^2 + \left(\eta_{-\infty}^{v_0} \right)^2 \right]. \tag{1 b}$$

D'autre part il est bien préférable d'introduire directement la longueur OP =X(grandeur mesurée) au lieu de ρ ; et comme OP $=\rho \frac{a+b}{a}$, on a de suite

$$v_0 = 0$$
P $\sqrt{\frac{2 a}{h b(a+b)}} = \frac{X}{\rho} = x$. Cela montre immédia-

tement que les phénomènes sont identiquement les mêmes quelles que soient les conditions d'observation,

pourvu que l'expression
$$p=\sqrt{rac{\lambda b(a+b)}{2\ a}}$$
 conserve la

même valeur. Nous conserverons donc x comme seule variable, c'est-à-dire que nous conviendrons de mesurer les longueurs dans le plan Π en prenant p pour unité de longueur. Nous transcrirons alors l'équation (1) comme suit :

$$i(x) = \frac{i_0}{2} \left[\left(\frac{1}{2} + \xi_0^x \right)^2 + \left(\frac{1}{2} + \eta_0^x \right)^2 \right]$$

$$= \frac{i_0}{2} \left[\left(\xi_{-\infty}^x \right)^2 + \left(\eta_{-\infty}^x \right)^2 \right]. \quad (1c)$$

Enfin, nous n'avons considéré que les rayons situés dans le plan de la figure ; cela ne restreint en rien la généralité des résultats, pourvu que la longueur l de la fente soit assez petite pour que l'indétermination que l produit sur p soit négligeable. Or on vérifie immédiatement que, avec une fente de 2 cm de long et une distance a + b de 1 m (a et b étant du même ordre), p ne varie pas du dix-millième de sa valeur entre les divers points de la source. Il n'y a donc pas de correction à envisager du fait de la longueur de la fente (*). De plus cette valeur de l est largement suffisante pour que l'influence des extrémités de la fente soit imperceptible, comme il convient (Cf. § 1, page 585).

Enfin, on sait comment la spirale de Cornu résume en elle tous les résultats de la théorie. J' et J désignant les points asymptotiques (fig. 2) et la longueur de de l'arc OP ayant pour mesure $v_0 = x$, la longueur du vecteur JP mesure l'amplitude résultante en P et son carré représente la parenthèse des équations (1); en même temps l'angle de J'P avec J'J donne la différence de phase entre les vibrations résultantes en P et en O.

Les résultats de la discussion sont classiques. Nous avons reproduit autrefois (**) à une échelle suffisante, les courbes connues qui donnent en fonction de x les intensités et aussi les phases des vibrations lumineuses.

3. Cas d'une fente large. — Passons maintenant au cas d'une source large supposée rectangulaire, de brillance uniforme, le bord de longueur l étant parallèle à E et à II; soit F (fig. 3) sa « largeur » suivant l'autre bord (F peut être plus grand que l). A cette fente correspond dans le plan II une pénombre de largeur f = F.b/a; f, comme X, doit être mesuré avec p pour unité, de sorte que la largeur de la fente sera définie numériquement par la valeur de $\alpha = f/p$. D'autre part nous admettrons (ce qui ne paraît guère contestable) qu'on peut décomposer la fente en éléments parallèles infiniment étroits, de largeur d $F = \frac{a}{b} \cdot df = \frac{a}{b} \cdot p d x$, et que ces éléments constituent autant de sources indépendantes, c'est-à-dire incohérentes entre elles et par ailleurs identiques Chaque élément donne alors en P une intensité dI proportionnelle à dx et que nous écrirons : dI = i(x).dx $=i(x).d\varphi$; et ces intensités s'additionnent simplement.

$$I_0 = \int_0^z i_0 \, \mathrm{d} x = i_0 \, \varphi : \tag{2}$$

Si E n'existait pas, l'intensité totale en O serait

Il conviendra donc de prendre pour unité d'intensité, l'intensité io qu'on aurait en O, l'écran diffringent étant enlevé, avec une source de largeur $\varphi = 1$ (ou F

 $=p.a/b\,;\,f=p)\,(^\star).$ Si maintenant l'écran E est rétabli, l'intensité $I(x_4, \varphi)$ en un point P tel que OP = x_4 (fig. 3) est donnée par la relation:

$$I = \int_{x_1 - \infty}^{x_1} i(x). \, \mathrm{d}x; \tag{1}$$

si x_1 est grand devant φ , $i(x) = i_0$ = Cte, et l'on trouve bien ainsi, comme il convient, pour la région de pleine lumière : $I_{\infty} = i_0 = I_0$. Nous poserons désormais, pour simplifier : $i_0 = 1$.

On ne peut guère calculer I algébriquement ; mais nous avons publié depuis longtemps (9) les résultats obtenus par intégration graphique. Il nous semble utile de reproduire encore une fois ici (fig. 4) le réseau des courbes qui donnent I en fonction de $x_1 = \overline{OP}_s$ pour les valeurs de $\varphi = f/p$ allant de 0,2 à 4.0 par dixièmes d'unité (**). Les points M, m, portés sur l'axe des abscisses donnent les positions des maxima et des minima de I pour $\varphi = 0$.

4. Etude de la fonction $I(x_i, \varphi)$. — Cherchons maintenant à aller plus loin et à préciser les principales propriétés de nos courbes. Il faut partir de l'équation ci-dessous, qui résulte immédiatement de (1) et de (3), avec $i_0 = 1$:

$$I = \frac{1}{2} \int_{x_{1-x}}^{x_{1}} \left[(\xi_{-\infty}^{x})^{2} + (\eta_{-\infty}^{x}) \right] \mathrm{d}x \tag{4}$$

a) Laissons d'abord x₁ constant, c'est-à-dire donnons-nous un point P fixe et faisons varier F de zéro à l'infini, de sorte que, O restant fixe (Cf. fig. 3), le bord K de la pénombre géométrique s'éloigne depuis O(x=0) jusqu'à $+\infty$. — La figure 5 reproduit les courbes obtenues, construites par points à partir des courbes I pour les valeurs $x_1 = 1$; 2; 3 et 4. La courbe relative à $x_4 = 0$ (point 0) a déjà été publiée (***). L'ensemble des deux réseaux définit complètement la surface $\psi(I, x_1, \varphi) = 0$.

Analytiquement, on trouve pour les deux premières

$$(I')_{x_1} = \frac{\partial I}{\partial \varphi} = i \left(x_1 - \varphi \right) = \frac{1}{2} \left[\left(\xi_{-\infty}^{x_1 - \varphi} \right)^2 + \left(\eta_{-\infty}^{x_1 - \varphi} \right)^2 \right] \quad (3)$$

$$(I'')_{x_1} = \frac{\partial^2 I}{\partial \varphi^2} = -\left(\xi_{-\infty}^{x_1 - \varphi} \cos \frac{\pi (x_1 - \varphi)^2}{2} + \eta_{-\infty}^{x_1 - \varphi} \sin \frac{\pi (x_1 - \varphi)^2}{2}\right). \quad (6)$$

Toutes deux ne dépendent que de $(x_1 - \varphi)$, qui mesure la distance KP du point examiné au bord de la pénombre; appellons points correspondants des points tels que cette distance y ait la même valeur : les cour-

^(*) Toutefois si la fente et le bord E ne sont pas exactement parallèles, tout se passe comme si l'on avait une fente élargie; l'intervient alors dans le calcul de la correction nécessaire sur la largeur de la source.
(**) J. Phys, t. 6 (1925), p. 396.

^(*) Cf. Ann. Phys., 1927, t. VII, p. 267. (**) Sur ce graphique, les valeurs de φ sont notées s. (***) J. Phys., t. 6 (1925), p. 312.

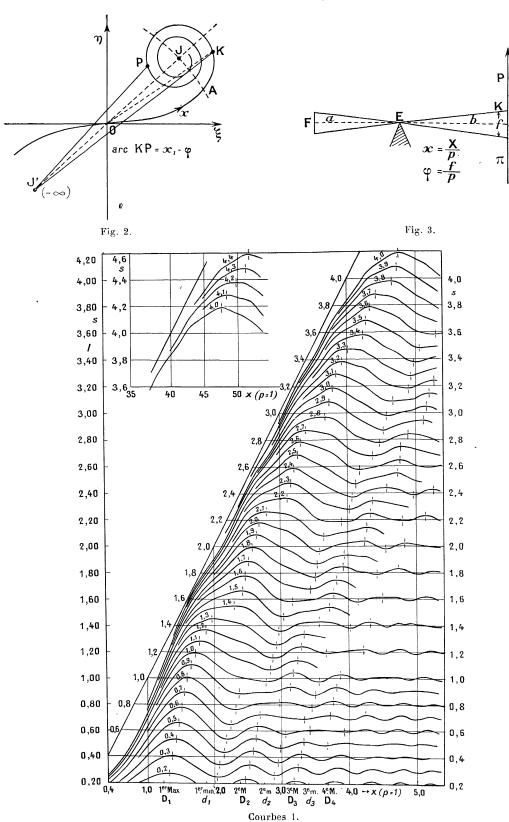


Fig. 4.

bes du réseau II seront, en de tels points, semblables et parallèles entre elles.

La première dérivée, toujours positive, ne s'annule que pour $\varphi=\infty$; alors I tend vers $\int_{-\infty}^x i(x) \ \mathrm{d} \, x$, valeur bien définie. L'intensité en chaque point tend donc asymptotiquement vers une limite quand la source s'élargit de plus en plus, O restant fixe.

Les points d'in/lexion (P. I.) sont donnés par la condition $(I'')_{x_1} = 0$, d'où :

$$ext{tg}\left(rac{\pi \left(x_{1}-arphi
ight)^{2}}{2}
ight)\!=\!rac{1+2\,\xi_{_{0}}^{\,x_{1}-arphi}}{1+2\,\eta_{_{-}}^{\,x_{1}-arphi}};$$

mais puisque, d'après (5), $i(x_4 - \varphi)$ y est maximum ou minimum, on les obtiendra directement à partir de

la courbe de Cornu. En effet ils correspondent aux maxima et minima du vecteur $\overline{J'}K$ (fig. 2), la coordonnée curviligne de K étant $(x_1 - \varphi)$. A mesure que φ augmente, les P. I. successifs restent à distance invariable de la pénombre; ils se correspondent et les tangentes aux courbes y sont parallèles.

Prenons encore les points correspondants K, où $x_1 = \varphi$: on a alors $\frac{\partial I}{\partial \varphi} = 1/4$, d'après (5); en particulier $\sin \varphi$ tend vers zèro et en rétablissant i_0 , cela donne: $\mathrm{d} I = i.\,\mathrm{d} x = \frac{i_0}{4}\,\mathrm{d} \varphi$, ou $i = i_0/4$, résultat bien connu de la théorie de Fresnel. Remarquons encore, quand φ tend vers zéro, que $(I')_{x_1}$ tend vers i(x) et $(I'')_{x_1}$ vers $\mathrm{d} i/\mathrm{d} x$; les abscisses des P. I. viennent donc $I_0 = 1$ se confondre, à la limite, avec celles des maxima et minima donnés par une fente fine (*).

On constatera aussi que, si x_1 croît et dépasse la valeur 1,217 (abscisse du premier maximum de i(x), fente fine), les courbes en (I, x) commencent à décrire des fluctuations autour de la direction moyenne $I = \varphi$; la tangente à l'origine, qui est donnée

par la valeur de i(x), effectue alors des oscillations autour de cette direction, données par la même loi que les variations de $i(\S 2)$. Enfin on pourra vérifier la

relation:
$$\frac{\partial^2 I}{\partial \varphi \partial x_1} = -\frac{\partial^2 I}{\partial \varphi^2}$$
.

Ces deux dérivées étant nulles en même temps, toutes les courbes relatives à des valeurs voisines de x_1 sont parallèles entre elles aux P. I.; et il en est de même pour les mêmes valeurs de x_1 et de φ , pour les courbes du réseau de la figure 4.

(*) (Cf. § 5, page 591, et la planche III).

On peut aller un peu plus loin au moyen des fonctions M et N de Gilbert (*), qui sont définies par les relations :

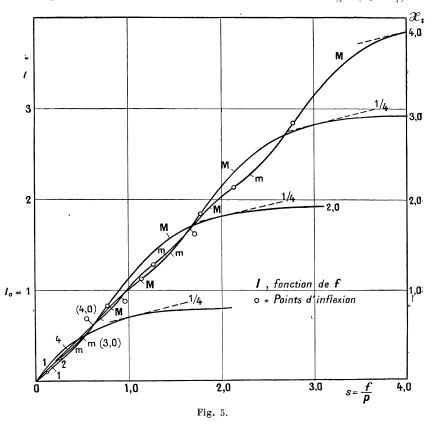
$$\xi_{o}^{x} = \frac{1}{2} + M \sin \frac{\pi x^{2}}{2} - N \cos \frac{\pi x^{2}}{2}$$

$$\eta_{o}^{x} = \frac{1}{2} - M \cos \frac{\pi x^{2}}{2} - N \sin \frac{\pi x^{2}}{2};$$
(7)

Le tableau I, ci-dessous, résume le sens des variations de ces fonctions pour x>0. Posons pour simplifier : $\beta=\frac{\pi\ (x_1-\phi)^2}{2}$, et portons les valeurs (7) dans l'équation (6); il vient :

$$(\tilde{I}')_{x_1} = N_{(x_1 - \varphi)} - \sin \beta - \cos \beta. \tag{8}$$

Cette expression s'annule pour $N/\sqrt{2} = \sin{(\beta + \pi/4)}$; les solutions sont faciles à construire. Si $(x_1 - \varphi)$ est



assez grand, N devient vite très petit; ainsi pour les valeurs de x:1,2,2,0,2,5, les valeurs de $N/\sqrt{2}$ sont respectivement : 0,03, 0,0085 et 0,0045. Supposons donc que φ croisse à partir de zéro, et soit j le numéro d'ordre des P. I. successifs; si N est assez petit on

aura:
$$j\pi \pm N/\sqrt{2} = \frac{\pi(x_1 - \varphi)^2}{2} + \pi/4$$
,
ou: $x_1 - \varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\pm \frac{4N}{\pi\sqrt{2}} + 4j - 1} \left(\pm \frac{\text{si } j \text{ pair}}{\sin j \text{ impair}} \right)$; (9)

(*) Voir Bouasse; Diffraction. page 13.

et si l'on s'écarte assez loin hors de la pénombre il reste, en négligeant N :

$$x_1-\varphi=\sqrt{\frac{4j-1}{2}}.$$

TABLBAU I.

x < 0	М	N
0,0	0,500	0 500
0,1	493	408
0,5	399	1736
1,0	280	0617
2,0	4566	0118
3,0	4067	0037
4,0	0794	0016
4,9	0650	0009

Tout cela peut se vérifier sur les courbes de la figure 5; nous croyons inutile d'insister (*).

b) Donnons maintenant à φ des valeurs fixes et faisons croître x_1 de $-\infty$ à $+\infty$; cela correspond au réseau des courbes I. On trouve alors:

$$\frac{\partial I}{\partial x} = (I)_{\bar{\gamma}} = i(x_1) - i(x_1 - \bar{\gamma}), \tag{10}$$

relation qu'il est inutile d'expliciter : les maxima et minima s'en déduisent grâce à la spirale de Cornu. Les points P et K décrivent en effet cette spirale à distance (curviligne) constante, et si l'on fait $(I')_{\bar{\tau}} = 0$, l'équation (10) exprime l'égalité des deux vecteurs \overline{JP} et \overline{JK} (fig. 2 et 8). Faisons de suite une remarque essentielle : cette condition peut-être satisfaite, même si F est très grand; donc, contrairement à ce qu'on lit souvent, mais d'accord avec l'expérience, les F. D. existent toujours. Le premier maximum, qui correspond au cas où le point K se trouve dans la région A de la spirale, se présente toujours avec une particulière netteté. D'ailleurs les calculs directs, tant pour les positions que pour les intensités, paraissent inextricables.

D'autre part il y a inflexion quand la différence arithmétique | $J'P \mid - \mid J'K \mid$ est maxima. Ici encore les fonctions de Gilbert peuvent être utiles : explicitons $(I')_{\circ}$ et dérivons une seconde fois ; il vient :

$$\frac{\partial^2 I}{\partial x_1^2} = (I'')_{\text{\forall}} = \left(\frac{1}{2} + \xi_{\text{\circ}}^{x_1}\right) \cos \frac{\pi x_1^2}{2} + \left(\frac{1}{2} + \eta_{\text{\circ}}^{x_1}\right) \sin \frac{\pi x_1^2}{2}$$

(10)
$$-\left(\frac{1}{2} + \xi_0^{x_1 - \varphi}\right) \cos \frac{\pi (x_1 - \varphi)^2}{2} - \left(\frac{1}{2} + \eta_0^{x_1 - \varphi}\right) \sin \frac{\pi (x_1 - \varphi)^2}{2}.$$

TABLEAU II.

Posons
$$\alpha = \frac{\pi x_1^2}{2}$$
 et $\beta = \frac{\pi (x_1 - \varphi)^2}{2}$; exprimons les ξ , et les η au moyen de M_{x_1} , N_{x_1} , $M_{(x_1 - \varphi)}$ et $N_{(x_1 - \varphi)}$: les M s'éliminent comme plus haut et il reste :

$$(I'')_{\varphi} = (\cos \alpha + \sin \alpha - N_{x_1}) - (\cos \beta + \sin \beta - N_{x_1 - \varphi}),$$

ou:

$$(I'')_{\varphi} = 2\sqrt{2}\sin\frac{\alpha-\beta}{2}\cdot\cos\left(\frac{\alpha+\beta}{2} + \pi/4\right) + N_{x_1} - N_{x_1-\varphi} \quad (11)$$

expression qu'on pourrait discuter. Cherchons par exemple les P. I. hors de la pénombre $(x_1 > \varphi)$, et assez loin pour que la différence des N soit négligeable ; on doit avoir :

(*) Remarquons toutefois que la loi (9) est la même que celle des maxima et minima de $\left[\left(\xi_0^x\right)^2+\left(r_0^x\right)^2\right]$, c'est-à-dire du vecteur $\overline{\text{OK}}$ (fig. 2).

$$\frac{a-\beta}{2} = k \pi,$$

ou bien:

(b)
$$\frac{\alpha+\beta}{2} + \pi/4 = (2K+1)\frac{\pi}{2}$$

 $(k \ {\rm et} \ K \ {\rm entiers}).$ La condition (b) par exemple donne finalement

$$x_1 - \varphi/2 = \sqrt{\frac{4K+1}{2} - \frac{\varphi^2}{4}};$$
 (12)

et si φ tend vers zéro on retrouve bien $x_1 = \sqrt{(4K+1)/2}$, comme à partir de la relation (9). Le tableau II donne les valeurs de x pour ces P. I, d'après (a) et (b), et aussi, en x (c), d'après l'examen des courbes I, pour $\varphi = 1$ et pour $\varphi = 2$. Nous croyons inutile de pousser plus loin cette discussion.

5. « Sauts » des maxima et minima de diffraction. — Reportons notre attention sur les maxima D et minima d des F. D. Nous les désignerons par D_l , d_m : l, m, seront leurs numéros d'ordre respectifs en les

comptant à partir de l'ombre. Les calculs semblant impraticables, j'ai opéré graphiquement et construit, en partant des courbes I (*), le nouveau réseau des courbes de la figure 6. Supposons qu'une fente

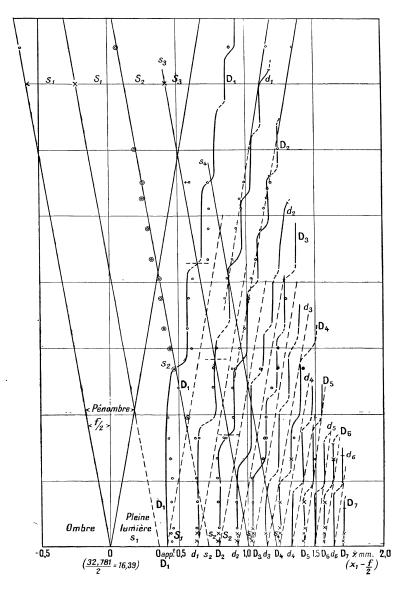


Fig. 6.

d'abord infiniment étroite projette en O_o (fig. 7) le bord de l'ombre géométrique de l'écran, puis qu'elle s'élargisse peu à peu symétriquement. Nous portons en ordonnées les valeurs de φ et en abscisses les distances Y, à partir du point initial O_o , des points intéressants de la figure de diffraction. On a $\gamma = X_1 - f/2$ et $y = x_1 - \varphi/2$. Le bord O de l'ombre décrira la droite O_oO , et celui de la pénombre la droite symétrique O_oK . Traçons maintenant les courbes (y, φ)

relatives aux D et d (***); elles présentent l'aspect surprenant que montre la figure : y reste à très peu près constant pour de larges intervalles de φ , pour sauter de temps en temps à une valeur plus grande. Dans l'étendue de ces sauts (relativement très brus-

^(*) On peut aussi se servir des courbes de la figure 15, Ann. Phys., t. 7 (1927), p. 270.

^(**) Ne pas confondre ces courbes avec les sections (x, φ) de la surface ψ , § 4 a, p. 587.

ques) les D et d s'élargissent, s'estompent, et leur place exacte devient difficile à saisir tandis qu'ils glissent de la première position « stable » à la suivante. Nous verrons (§§ 8 et 9) que l'expérience confirme toutes ces prévisions; les points et les croix portées sur la figure 6 résultent des mesures que nous décrirons tout à l'heure (*).

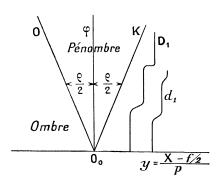
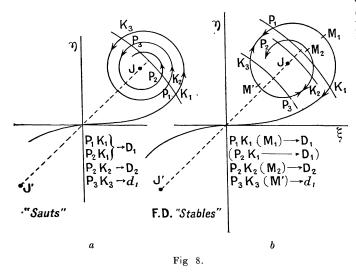


Fig. 7.

Ce comportement peut se prévoir, au moins qualitativement, à l'aide de la spirale de Cornu (fig. 8). Pour chaque D ou d on doit avoir constamment $\overline{J'P} = \overline{J'K}$. Soit M le milieu de l'arc \widehat{PK} (arc $\widehat{KM} = \varphi/2$); son abscisse curviligne est y. Si φ aug-



mente, M reste à peu près immobile tant que P et K se trouvent sur des branches opposées de la spirale (fig. 8 a); si au contraire ils sont sur des branches voisines (du même côté de J, fig. 8 b), les arcs qu'ils décrivent sont presque égaux et M se déplace considé-

rablement pour une très faible variation de l'arc $\widehat{PK} = \varphi$.

Incidemment, ces propriétés des F. D. rappellent étrangement certaines discontinuités dont traitent les théories modernes, et ce fait présente à nos yeux un certain intérèt philosophique. Si les effets que nous venons de signaler avaient été découverts avant l'édification de la théorie de la diffraction, il semble bien probable que les physiciens actuels en eussent cherché l'expression et l'interprétation dans le langage du discontinu; cela d'autant plus que les « sauts » des F. D. obéissent à des lois très simples que nous énoncerons cidessous. Réciproquement, il est permis de penser que, parmi les faits connus qui s'expliquent à l'aide des quanta, il en est qui pourraient se ramener aux théories antérieures du continu, par exemple à la théorie électromagnétique; mais que, les développements nécessaires devant être très compliqués sinon inextricables, il est plus simple et plus commode, partant plus utile, de partir d'une base nouvelle, quitte à chercher plus tard à rétablir l'unité. L'histoire des anciennes et des nouvelles théories quantiques et de la mécanique ondulatoire semble s'accorder avec ce point de vue.

6. Lois quantitatives des « sauts ». — Laissons donc de côté toute théorie et partons du réseau des courbes de la figure 6, considéré si l'on veut comme un fait expérimental. On constate que les « sauts » obéissent à des lois numériques extrêmement simples. Mais il faut d'abord compléter le graphique en y faisant figurer les F. S. Nous désignerons par S_l , s_m , les maxima et minima comptés à partir de l'ombre; et comme leur distance de O est indépendante de φ , le lieu des S et s est un ensemble de droites parallèles à O_o 0. Ces droites coupent donc les F. D., et l'on voit comment les deux sortes de franges s'enchevêtrent à mesure que φ diminue. Les points \odot entourés d'un cercle correspondent à de nouvelles mesures sur s_2 , et la droite s_2 est extrapolée (en pointillé) vers les plus petites valeurs de φ (*).

Rappelons que les distances $\Sigma_k = 0S$ ou 0s sont données par la relation (**):

$$\Sigma = 2p$$
. II, avec II = $\sqrt{\frac{k}{2} - \frac{1}{4} + \frac{\Psi}{2\pi}}$. (13a)

 ψ est la différence de phase introduite par la diffraction (§ 2, p. 587); elle est presque toujours négligeable, comme le montre le tableau III déduit de la courbe de Cornu. Posons pour simplifier :

$$a = 0.50 - \frac{\Psi}{2\pi};$$

il vient, avec p pour unité:

$$\sigma_k = \frac{\Sigma_k}{p} = \sqrt{2}\sqrt{k-a}. \tag{13b}$$

(*) Contrairement à ce que nous avions cru à la suite de nos premières recherches, les F. S. s'observent parfaitement même au delà de la pénombre.

(**) J. Phys., t. 6 (1925), p. 362.

^(*) Sur ce graphique, les Y sont portés (en mm.), au lieu des y; p=0,3367 mm. Nous avons porté sur le même graphique le lieu des points d'inflexion (I') $_{7}=0$ des courbes II: d'après (6), $(x_{1}-\varphi)$ reste constant avec φ pour chacun d'eux; les lieux cherchés sont donc des droites parallèles à $O_{0}K$, lesquelles passent, pour $\varphi=0$, aux points qui correspondent aux D et aux d (où di/dx=0).

TABLEAU III.

k:	3	4	5	6	7	8	9
$\psi/2\pi$:	- 0,015	+ 0,01	— 0,007 ₅	$+0.007_{5}$	+ 0,005	- 0,005	< 0.005
a:	0.53	0,49	0 515	0,485	0,490	0,510	0,500

a) Soit maintenant i le numéro d'ordre des maxima et minima des F. D., impair pour les D_l (i=2l-1), pair pour les d_m ((i=2m). Soit n le numéro d'ordre des sauts pour chaque D ou d, compté dans le sens des φ croissants: l'examen du graphique montre que les sauts coïncident avec les superpositions entre une F. S. et une F. D., à raison d'un s sur un D ou d'un S sur un d. Cette loi s'exprime par les relations (*):

$$k = i + 2n \quad \text{et} \quad x_{i,n} = \sigma_k, \tag{14}$$

où les $x_{i,n}$ sont les distances OP (fig. 3) pour les sauts; on aura donc :

$$x_{i,n} = \sqrt{2}.\sqrt{i + 2n - a}. (15)$$

Le tableau IV montre comment cette relation se vérifie.

TABLEAU IV.

k	3	4	ອັ	6	7	8	9	10
$X_k (0.01 \text{ mm})$	74	88	101	110	122	130	138	146
$x_k = X/p$	$2,19_{7}$	2,613	$3,00_{5}$	3,27	$3,62_{2}$	$3,86_2$	4,10	4,34
$\sqrt{2} \sqrt{k-a}$	2,22	$2,65_{\scriptscriptstyle 5}$	2,99	3,32	3,61	3,87	4,12	4,36

b) On constate d'autre part que, pour un i donné (une même frange), les sauts se produisent toujours à la même distance de la pénombre; c'est-à-dire que la longueur $z_{i, n} = (x_{i, n} - \varphi)$ n'est fonction que de i, non de n. On mesure sur le graphique les valeurs données dans le Tableau V. Traçons donc la courbe (z_i, i) : on constate que c'est une parabole qui répond à l'équation:

$$(X_i - t)^2 = 0.224 (i - 0.66).$$

 $(X_i = OP \text{ étant donné en mm comme sur le graphique}); ou, en divisant par <math>p$:

$$z_i^2 = 1,975 (i - 0,66),$$
 (16a)

ou encore, avec la même exactitude (en tenant compte de l'incertitude sur la définition de la « position » d'un saut, et des erreurs graphiques possibles):

$$z_i^2 = 2(i - 2/3).$$
 (16b)

TABLEAU V.

Franges :	D_{i}	d_1	D_2	d_2	D_3	d_3	D_4	d_4	$D_{\mathfrak s}$	$d_{\mathfrak{s}}$	$D_{\scriptscriptstyle 6}$	$d_{\scriptscriptstyle 6}$
i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$f = \overline{KP}_{mes.} (mm)$	0,26	0,55	0.72_{s}	0,86	0,98	1,08	1,18	1,27	1,36	1,45	1,5 2	1,60
z_i	6,773	$1,63_3$	2,14	2,55	2,90	3,21	3,51	3,77	4,05	4,31	4 52	4,76
zpar.	0,819	1,625	2,145	2,57	2,93	3,24	3,54	3,81	4,06	4,30	4,52	4,73
zcalc.	0,815	1,62	2,16	2,58	2,94	3,26	3,56	3,83	4,08	4,32	4,54	4,76
İ												

La ligne z_{par} du tableau V donne les valeurs de z tirées de (16 a), et la ligne z_{calc} , donne celles tirées de 16 b).

Des deux relations (15) et (16), on tire, puisque $y=x-\varphi$:

(*) $k \ge 3$; il n'y a pas de superposition pour k < 3.

$$\varphi = \sqrt{2} \cdot (\sqrt{i + 2n - a} - \sqrt{i - 2/3}),$$
 (17)

relation facile à vérifier sur le graphique, et qui donne les largeurs de la source pour lesquelles ont lieu les divers sauts (Tableau VI).

c) Cherchons à exprimer $y_{i,n} = x_{i,n} - \varphi/2$; on peut écrire, en faisant a = 1/2:

$$y_{i,n} \sqrt{\frac{4(i+n)-1}{2} + \frac{2}{3} - \frac{\varphi^2}{4}}$$
 (18)

alors que l'analyse nous avait donné pour les points d'inflexion au delà de la pénombre (qui s'intercalent entre les D et les d) la relation approchée (12):

$$y_{\rm infl.} = \sqrt{\frac{4 k + 1}{2} - \frac{\varphi^2}{4}};$$

l'analogie est évidente.

d) Quant aux positions « stables » des franges, ce sont celles des points M sur la courbe de Cornu (fig. 5); or ceux-ci demeurent très voisins des points pour lesquels $\mathrm{OM^2} = (\xi_0^x)^2 + (\gamma_0^x)^2$ est maximum, ce qui donne la condition $approchée: x = \sqrt{(4k-1)/2},$ qu'il est facile de vérifier; l'écart n'est important que pour les premières franges. L' « amplitude » des sauts diminue, elle aussi, régulièrement avec n et avec i, comme il découle des résultats cidessus.

TABLEAU VI.

FRANGE	i	n	φealc. (17)	φmes. (courbes)	FRANGE	i	n	φealc. (17)	φ _{mes.} (tourbes)
D_1	1	4 2 3 4 5	1,44 2,19 2,79 3,31 3,78	1,37 2,44 2,75 3,34 3,75	D_3	5	1 2 3 4	0,66 1,17 1,64 2,06	0,60 4,45 4,69 2,05
		1 2 3	$egin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	0,95 1,65 2,15	d_3	6	1 2 3	$\begin{bmatrix} 0,61 \\ 1,09 \\ 1,53 \end{bmatrix}$	0,55 1,08 1,5
d_1	2	5 6	2,73 2,73 3,47 3,57	2,15 2,65 3,45 3,55	D_4	7	1 2 3	0,55 1,02 1,44	0,53 0,95 4,45
D_2	3	1 2 3	0,85 1,44 1,93	0,85 1,38 1,97	d_{4}	8	1 2	0,54	0,45 0,95
		4 5	2,42 2,84	2,40 2,72	D_{z}	9	1 2	$\begin{matrix}0,49\\0,92\end{matrix}$	0,45 0,95
d_2	4	1 2 3	0,73 1,29 1,76	0,67 1,28 1,65	d_{5}	10	1 2	0,48	0,45 0,95
		4	2,21	$\frac{1,05}{2,05}$	D_6	11	1	0,47	0,45
					d_6	12	1	0,44	0,45

7. Conclusions. — Nous terminerons ces considérations théoriques par deux remarques. D'abord, les relations (14) et (15) expriment une corrélation tout à fait inattendue entre les F. D et les F. S. S'agit-il d'une coïncidence, ou d'un lien plus étroit entre les deux phénomènes? La première alternative me parait plus probable, mais il n'est pas possible actuellement de donner une réponse définitive.

D'un autre côté, soit une source S et un écran opaque E; si S est connue, l'examen des F. D. données par deux bords opposés de E permet de trouver la largeur de E; mais l'inverse n'est pas vrai: E étant connu, les F. D. ne donnent pas de renseignements précis sur les dimensions de S; et cette restriction ne s'applique pas aux F. S. Cette remarque pourrait avoir une certaine importance, par exemple, si l'on avait en vue des

applications astronomiques; l'observation des F. S., mais non celle des F. D., pourrait renseigner éventuel-lement sur le diamètre apparent d'un objet.

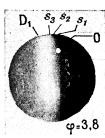
III. Partie expérimentale.

8. Dispositif expérimental. — La source était une fente de spectroscope longue de 1 cm environ, réglable au moyen d'une vis micrométrique. La graduation de cette vis a été vérifiée et corrigée en mesurant directement la largeur F de la fente avec une machine de Beaudouin, la même qui servit à la mesure des clichés; F était ainsi connu au moins à 4 μ près. La lumière provenant d'un arc au mercure Gallois de grand éclat traversait d'abord les filtres nécessaires pour isoler la raie violette $\lambda = 4355,6$ λ , puis une glace

				ř,
			·	
,				
				,
		ı		

JOURNAL DE PHYSIQUE

PLANCHE.



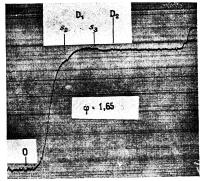
φ=3,8 D2 D1 S2 81

 D_2 D_1 S_2 $\varphi = 1,65$

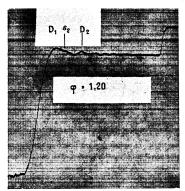
Cliché 1. - Positif × 4,5.

Cliché 2. — Négatif × 4,5.

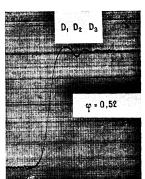
Cliché 3. — Négatif \times 4,5.



Cliché 4.



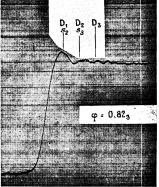
Cliché 5.



Cliché 6.



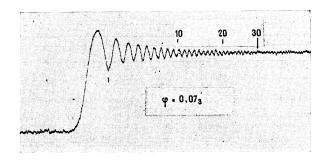
Cliché 7. - Négatif × 4,5.



Cliché 8.



Cliché 9.



Cliché 10.

EXPLICATION DES CLICHÉS

Cliché 1. — Positif $\varphi=3.8$. On voit clairement le premier maximum de diffraction D_1 , et les franges supplémentaires dans

In pénombre.

Cliché 2. — Le même que ci-dessus, en négatif.

Cliché 3. — $\varphi = 1.65$ (fente de 1,1 mm.); on voit deux maxima de diffraction, plus un minimum supplémentaire (s2) vers le milieu de la pénombre.

Cliché 4. — Enregistrement au microphotomètre du cliché 3. Cliché 5. — $\varphi=4,20$. Le microphotomètre montre la frange D_1 ,

toute semblable à la courbe théorique correspondante de la figure 4, mais avec une frange supplémentaire (s_2) superposée. Cliché 6. $\varphi = 0.82$ (fente de 0.55 mm.); la frange D_1 est élargie (saut) et la frange supplémentaire s_3 s'y trouve superposée.

Cliché 7. Correspond à l'enregistrement ci-dessus; D_2 a l'aspect d'un doublet; 6 franges sont visibles sur l'original.

Clichés 8 et 9. $\varphi = 0.07_3$ (fente de 0.05 mm.); on a compté sur l'original plus de 32 franges.

F. WOLFERS.

finement dépolie sur ses deux faces et appliquée sur la face d'entrée de la fente. L'écran était une lame de rasoir Gibbs à bords bien parallèles; toutes les dispositions étaient prises pour que les plans de la fente, de l'écran et de la plaque photographique fussent bien parallèles entre eux et normaux au rayon moyen; a et b ont été mesurés à l'aide d'un microscope monté horizontalement sur une machine à diviser. Il n'y a pas lieu d'entrer dans les détails, car la précision atteinte (moins de 0,1 pour 100 sur p) dépasse de beaucoup celle des résultats que nous voulons donner ici et qui résultent du pointé souvent incertain de franges parfois larges, avec la machine à mesurer.

Le grain de la plaque joue un rôle très important; j'ai utilisé des plaques Lumière « tons noirs », sauf avec les fentes les plus fines où je me suis contenté de plaques « micro » pour éviter les poses trop longues. D'ailleurs, nous avons essayé divers révélateurs et constaté les meilleurs résultats avec le « Glyconiol » (*), qui s'est montré supérieur, quant aux contrastes obtenus, même à un révélateur composé suivant la formule de Baldet. Ainsi, il n'a pas été possible avec ce dernier de mettre en évidence la frange s3 sur les clichés 7 et 8 de la planche.

Rappelons encore qu'il faut prendre de grandes précautions pour éviter toute lumière parasite, et qu'on y parvient aisément par l'emploi systématique de papier noir « velours ». Voici enfin quelques données numériques sur notre montage; nous avions, en mm: (a + b) = 1.033; b = 346,0; p = 0.3367; largeur de la lame : $2 e = 21,80_0$. La seule variable était F qui variait de 0,02 à 5 mm environ.

Filtres. — Pour isoler la raie 4 355 Å, j'ai adopté, après d'assez nombreux essais, les filtres suivants: 1º un verre Corning « ultra » nº 585, épais de 3 mm, qui supprime pratiquement toutes les longueurs d'onde supérieures à 4440 Å; 2º une solution saturée d'azotite de soude, sous 1 cm d'épaisseur, qui supprime toutes les radiations courtes à peu près aussi bien que le sulfate de quinine, avec l'avantage (très grand en cas de poses longues) de ne pas s'altérer avec le temps. La raie violette est ainsi transmise seule et peu affaiblie, comme en témoignent des spectrogrammes (**); aucune autre des substances essayées n'a donné d'aussi bons résultats.

9. Résultats. - Avec le dispositif décrit, j'ai pris un grand nombre de clichés, F variant régulièrement, et avec des temps de pose variés pour chaque valeur de F, de façon à saisir tous les aspects des figures de diffraction. Sur les clichés, nous avons dans tous les cas vérifié l'identité d'aspect des images données par les deux bords opposés de la lame opaque. La planche donne la reproduction de quelques microphotographies, prises avec un grossissement voisin de 4. Nous avons reproduit aussi quelques très beaux microphotogrammes dus à l'exceptionnelle obligeance de M. Cabannes, qui a bien voulu les relever luimême avec le microphotomètre Zeiss dont il dispose à Montpellier; je tiens à lui exprimer ici mes plus vifs remerciements (*).

Quant aux mesures proprement dites, j'ai déterminé sur les clichés la distance MM' des points M et M' qui correspondent aux D_i , aux d_i et aussi aux s_2 pour les deux arêtes opaques. On a (fig. 6):

$$00' = 2e. \frac{a+b}{a} - f \text{ et } KK' = 2e. \frac{a+b}{a} + f;$$

d'où les distances:

DIFFRACTION DE FRESNEL

$$X = OM = 1/2 (MM' - OO');$$

$$Y = X - f/2 = \frac{MM'}{2} - e^{\frac{a+b}{a}},$$

etc. (**).

Les résultats sont portés sur le graphique de la figure 6, qui fait ressortir suffisamment l'accord avec la théorie; il n'y a d'écarts notables que pour D_1 , comme il faut s'y attendre en raison de la largeur de cette frange. Quant à la frange s₂ des F. S., les points (entourés d'un cercle) se placent exactement sur la droite tracée selon ma théorie.

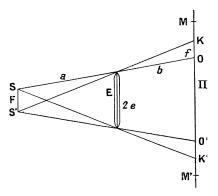


Fig. 9.

Sur nos clichés et sur nos courbes, on vérifie notamment les particularités suivantes :

- 1. La netteté des franges ne décroît qu'assez lentement et irrégulièrement quand F croît; le tableau VII donne le nombre N des franges que j'ai pu compter sur divers clichés.
- (*) L'amplification est environ 14; la sensibilité est réglée de façon à montrer l'ensemble de la figure de diffraction; pour en étudier les détails avec plus de précision, et surtout en vue de mesures d'intensité, il faudrait évidemment enregistrer les parties d'opacité très différente séparément.
- *) Les valeurs ci-dessus de a et de b comportent des corrections géométriquement évidentes, mais totalement négligeables dans les présentes expériences.

^(*) Chez Poulenc. (**) Je tiens à remercier ici MM. Sabatié et Angla, du Laboratoire de Chimie Agricole et Industrielle du Gouvernement Général de l'Algérie, grâce à l'obligeance desquels j'ai pu disposer d'un spectrographe pour ces essais.

TABLEAU VII.

F(mm.)	φ	N
$0.03 \\ 0.05$	0,04 0,07	25 32 (¹)
0,097 0,106	0.14_{5} 0.16	18
$\begin{matrix}0,23\\0,35\end{matrix}$	$\begin{matrix}0,34\\0,52\end{matrix}$	7 8 9
0,45 0,55	$0,67 \\ 0,82 \\ 4,80$	7 5 (2)
$\substack{0,80\\1,00}$	1,20 1,49	4 (³)

- (1) Cas des fig. 9 et 10 de la planche.
- (2) Cas des fig. 7 et 8 de la planche.
- (3) Cas de la fig. 5 de la planche.

Si l'on pouvait raisonner ici comme pour la visibilité des franges d'interférence, les F. D. devraient disparaître pour une valeur de f de l'ordre de $X(d_1) = X(D_1) = 0.23 \,\mathrm{mm}$, ou $F = 0.46 \,\mathrm{mm}$ environ. En fait, les clichés et les courbes montrent que D_4 ne disparaît que vers $\varphi = 1.35 \,(F = 0.90 \,\mathrm{mm})$, mais pour reparaître vers $\varphi = 1.5 \,(\mathrm{Cf.}$ les courbes I); D_3 disparaît vers $\varphi = 2.2; D_2$ ne disparaît que vers $\varphi = 5 \,(F = 3 \,\mathrm{mm})$. D_4 subsiste sur tous les clichés; elle est d'ailleurs visible, en tout cas, à l'æil nu. On remarque encore que

 d_1 est particulièrement large et estompée pour $\varphi = 0.9$, très fine au contraire vers $\varphi = 1.4$. $-D_2$ est très élargie pour $\varphi = 0.8$ (clichés 7 et 8 de la planche), et de même D_4 vers $\varphi = 0.6$.

2. Quant à la superposition avec les F. S., elle s'observe facilement quand φ est compris entre 2 et 0,8 environ. Les clichés 3 et 4 ($\varphi = 1,65$) montrent s_2 déjà voisin de D_1 ; s_3 se trouve entre D_1 et d_1 . Pour $\varphi = 1,35$, s_2 se trouve juste sur D_1 : cette frange, large et noire (sur les négatifs), porte alors sur sa crête un sillon clair étroit. Pour $\varphi = 2,15$, c'est s_3 qui vient sur D_1 .

Vers $\varphi = 0,9$, s_2 vient à côté de d_1 qui paraît anormalement large. Pour $\varphi = 0,85$, s_3 vient sur D_2 (qui est d'ailleurs très élargi dans ce cas) (*), et cette frange prend alors l'aspect remarquable d'un doublet. La reproduction du cliché original avec une suffisante netteté est très difficile (cliché 7 de la planche, mais les microphotogrammes, identiques pour les deux bords de l'écran, ne peuvent laisser aucun doute (cliché 8 de la planche).

Enfin, si $\varphi > 2.5$ environ, les F. S. ne se voient plus que dans la pénombre OK et paraissent tout à fait séparées des F. D.; au contraire, si φ est plus petit qu'environ 0,7, l'intensité des F. D. masque complètement les F. S. à l'observation directe; pour suivre leur évolution dans ce domaine, de nouvelles recherches concernant principalement les intensités restent nécessaires.

(*) Il y a là un « saut » : Cf. § 6, p. 592.

Manuscrit reçu le 13 septembre 1934.

BIBLIOGRAPHIE

⁽¹⁾ F. Wolfers. — J. Phys., 1925, t. 6, p. 305. — Comptes Rendus, 1923 et 1924, passim.

⁽²⁾ THOMAS YOUNG. — Lectures on Natural Philosophy; Taylor and Walton, London 1845, t. 1, p. 367.

⁽³⁾ F. Wolfers. — Ann. Phys., 1927, t. 7, pp. 287, 304 et suiv.;

Thèse, Paris, 1927. Plus tard: Journ. Phys., 1928, t. 9. p. 170.

(4) J. SAVORNIN. — Comptes Rendus, 1934, t. 198, p. 647 et t. 199, p. 941.

⁽⁵⁾ F. Wolfers. J. Phys., 1925, t. 6, pp. 308 et 309.