



HAL
open science

Diffraction par un bord rectiligne avec une source large

F. Wolfers

► **To cite this version:**

F. Wolfers. Diffraction par un bord rectiligne avec une source large. *Journal de Physique et le Radium*, 1925, 6 (10), pp.305-312. 10.1051/jphysrad:01925006010030500 . jpa-00205220

HAL Id: jpa-00205220

<https://hal.science/jpa-00205220>

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

DIFFRACTION PAR UN BORD RECTILIGNE AVEC UNE SOURCE LARGE ;

par M. F. WOLFERS.

Sommaire. — On connaît exactement la figure de diffraction donnée par un écran à bord rectiligne avec, comme source, une fente fine parallèle au bord : par intégration, il est possible de prévoir ce que l'on obtiendrait *avec une source de plus en plus large*. Cette intégration a été faite graphiquement, des réseaux de courbes ont été tracés, et des conclusions en ont été tirées quant à la position et à l'importance des franges. Pratiquement, le premier maximum seul reste toujours très net; de même, le plus souvent, le premier minimum. Celui-ci, moins large, permet des pointés plus précis.

Ces résultats ont été vérifiés expérimentalement dans leur ensemble, mais des mesures micro-photométriques seraient désirables. De plus, un nouveau phénomène, que la théorie ne peut prévoir, se superpose aux apparences décrites, sans d'ailleurs troubler celles-ci. Enfin quelques possibilités d'application ont été suggérées.

1. — Au cours de mes recherches sur certains phénomènes sommairement décrits ailleurs⁽¹⁾ et que je me propose d'étudier ici-même dans un prochain article, j'ai été amené à examiner en détail ce que deviennent les phénomènes classiques de diffraction par un écran à bord rectiligne, si l'on se sert d'une source de plus en plus large. Nous allons exposer les résultats de ce travail préliminaire. Il n'existe guère, à notre connaissance, de publications sur ce sujet; toutefois, Satyendra Ray⁽²⁾ a montré que la diffraction pouvait, dans certains cas, donner lieu à des sortes d'images, grâce à la prédominance du premier maximum. Reprenons la question par le début, en résumant d'abord des faits bien connus.

2. **La source est une fente étroite parallèle au bord de l'écran.** — Soit (fig. 1)

S la trace sur le plan du papier d'une fente fine servant de source lumineuse; E, un écran opaque à bord rectiligne parallèle à la fente; P, la trace d'une plaque photographique perpendiculaire à SE. Si l'on observe directement à l'aide d'un oculaire ou d'un microscope, P représentera le plan sur lequel on met au point. Suivant la notation habituelle, posons : $SE = a$,

et $EP = b$. On sait que le système des franges de diffraction observé en P est entièrement déterminé par la grandeur

$$p = \sqrt{\frac{\lambda b (a + b)}{2a}}$$

(1) *C. R.*, t. 176, (1923), p. 1385; t. 177, (1923), p. 32; t. 178, (1924), p. 1704.

(2) SATYENDRA RAY, *Phil. Mag.*, t. 46 (1923), p. 79.

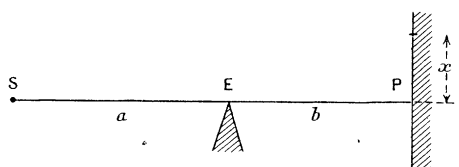


Fig. 1.

Dans le tableau I, nous donnons les distances x des maxima et minima successifs au bord H de l'ombre géométrique, en prenant p pour unité de longueur; nous donnons en même temps les valeurs i des intensités correspondantes, en prenant pour unité l'intensité qui

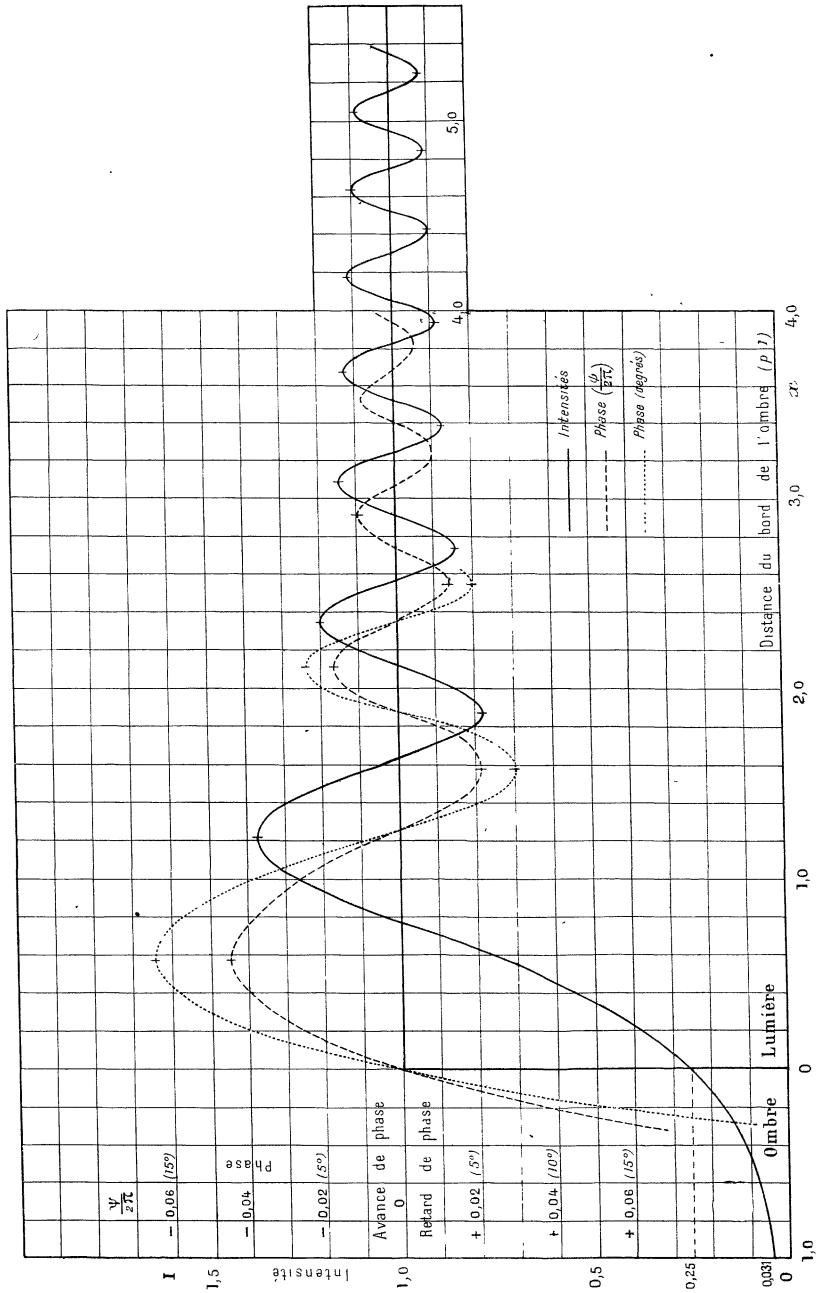


Fig. 2.

serait observée en H s'il n'y avait pas d'écran. La figure 2 reproduit la courbe $i = F(x)$; la ligne ponctuée donne en même temps les valeurs ψ de la phase en chaque point, en fractions de 2π . Toutes ces valeurs numériques se calculent à l'aide des intégrales de Fresnel, et peuvent s'obtenir à partir de la courbe de Cornu.

TABLEAU I.

MAXIMA		MINIMA	
x	I	x	I
1,217	1,370	1,873	0,778
2,345	1,199	2,739	0,843
3,082	1,145	3,391	0,872
3,674	1,126	3,937	0,889
4,183	1,110	4,416	0,900
4,637	1,099	4,847	0,909
5,050	1,091		

3. — Les résultats qui précèdent sont basés sur une théorie qui n'est pas tout à fait rigoureuse. Toutefois, Sommerfeld a montré que, si l'on ne s'écarte pas trop de l'ombre géométrique (cas de la diffraction éloignée), la théorie électromagnétique complètement développée est d'accord avec la théorie élémentaire, pour un écran infiniment mince et parfaitement réfléchissant. La théorie et l'expérience ont montré, d'autre part, qu'avec des écrans d'une certaine épaisseur et plus ou moins absorbants, seules les intensités relatives des maxima et des minima sont légèrement modifiées, et qu'à une distance suffisante de l'écran ces modifications deviennent négligeables (1). Ceci est vrai, en particulier, pour un écran cylindrique en métal, parallèle à la fente. Les résultats qui suivent, rigoureux seulement pour l'écran mince réfléchissant, sont alors valables, au moins en première approximation, si b est grand devant le rayon du cylindre. C'est dans ce cas que je me suis placé dans toutes mes expériences.

4. La source est une fente large. — Supposons maintenant qu'on élargisse la source, dont la largeur devient $S_1 S_2 = F$ (Fig. 3). Soit

$$f = F \times \frac{b}{a}$$

la largeur de la pénombre OK; cette largeur devra rester petite devant a et b . Nous considérerons la source comme formée par la juxtaposition d'une infinité d'éléments infiniment étroits et nous admettons,

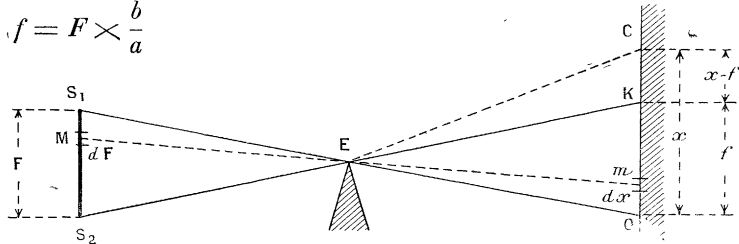


Fig. 3.

ce qui, dans la plupart des cas, ne paraît guère discutable, que les vibrations de ces éléments sont sans relation de phase entre elles. Soit I_0 l'intensité que l'on observerait en O, sans diffraction, avec une tranche de la source qui donnerait une pénombre de largeur $f=1$; l'intensité sur la plaque croîtrait linéairement, s'il n'y avait pas de diffraction, depuis la valeur zéro en O, jusqu'à une certaine valeur I_s au point K; au delà de K, dans la région de pleine lumière, l'intensité resterait constante et égale à I_s , et l'on a

$$I_s = \int_0^f I_0 dx = I_0 f.$$

Cherchons maintenant l'intensité I en un point quelconque C de la plaque, déterminé par sa distance $OC = x$ de l'ombre, et tenons compte de la diffraction. Soit un élément M de la source, de largeur dF , auquel correspond, en m , sur la plaque, un élément de surface allongé parallèlement à la source et de largeur $dx = dF \times b/a$. L'élément M donne en

(1) Voir notamment : LORD RAYLEIGH, *Phil. Mag.*, t. 37 (1919). — BASU, *Phil. Mag.*, t. 35 (1918), p. 79. — DEBYE, *Physik. Zts.*, t. 9 (1908), p. 773, etc.

chaque point de la plaque une intensité proportionnelle à dF , c'est-à-dire à $a/b \times dx$ et, par suite, en raison du choix de l'unité d'intensité, à $I_0 dx$. Cette valeur doit être multipliée par la valeur de la fonction $F(x)$ qui correspond aux positions respectives des points m et C , et qui varie donc de $F(x)$ à $F(x - f)$. Il reste à faire la somme des valeurs $I_0 F(x) dx$, pour tous les éléments M : il en résulte l'expression suivante :

$$I = \int_{x-f}^x I_0 F(x) dx = I_0 \int_{x-f}^x F(x) dx.$$

Si x est grand. $F(x) = 1$ et l'on retrouve bien la valeur $I_0 f$.

Les valeurs de I ne peuvent guère se calculer algébriquement, à cause de la complexité

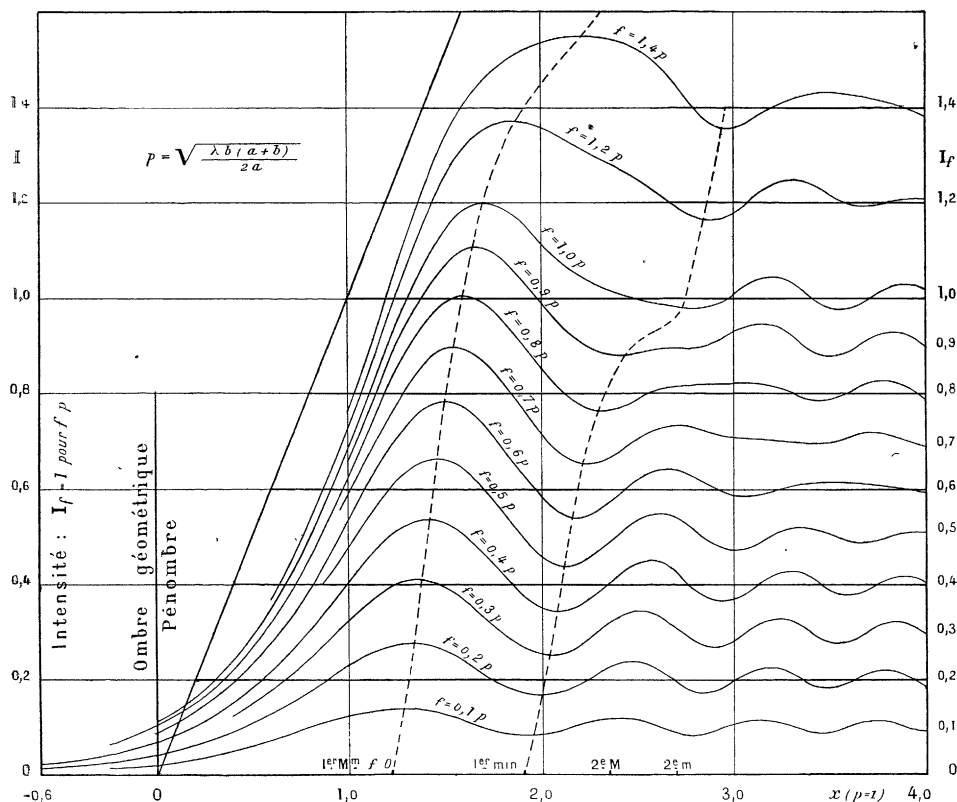


Fig. 4.

de la fonction $F(x)$; mais il est facile, bien que long et fastidieux, de les obtenir graphiquement : Il suffit de construire soigneusement, sur du papier millimétré, la courbe $i = F(x)$ (fig. 1) et d'évaluer les surfaces comprises entre la courbe, l'axe des x , et les ordonnées x et $f-x$. J'ai construit ainsi, par points, les courbes des intensités en fonction de x , pour des largeurs de la source allant de $f=0$ à $f=4,5p$, et en progressant par dixièmes d'unité, tant pour x que pour f . Les figures 4 et 5 reproduisent le réseau de courbes obtenu, en posant $I_0=1$ et en mesurant x et f avec p pour unité de longueur. La figure 4 correspond à des sources de faible largeur ($f=0$ à $f=1,0$) et la figure 5 aux largeurs plus grandes.

5. Résultats. — De l'examen de ces courbes, on peut tirer les conclusions suivantes :

1° A mesure que la source s'élargit, le premier maximum de diffraction s'éloigne du bord de l'ombre géométrique ; il reste toujours au delà de la limite de la pénombre. D'plus il conserve toujours assez de netteté, tandis que les maxima et minima suivant

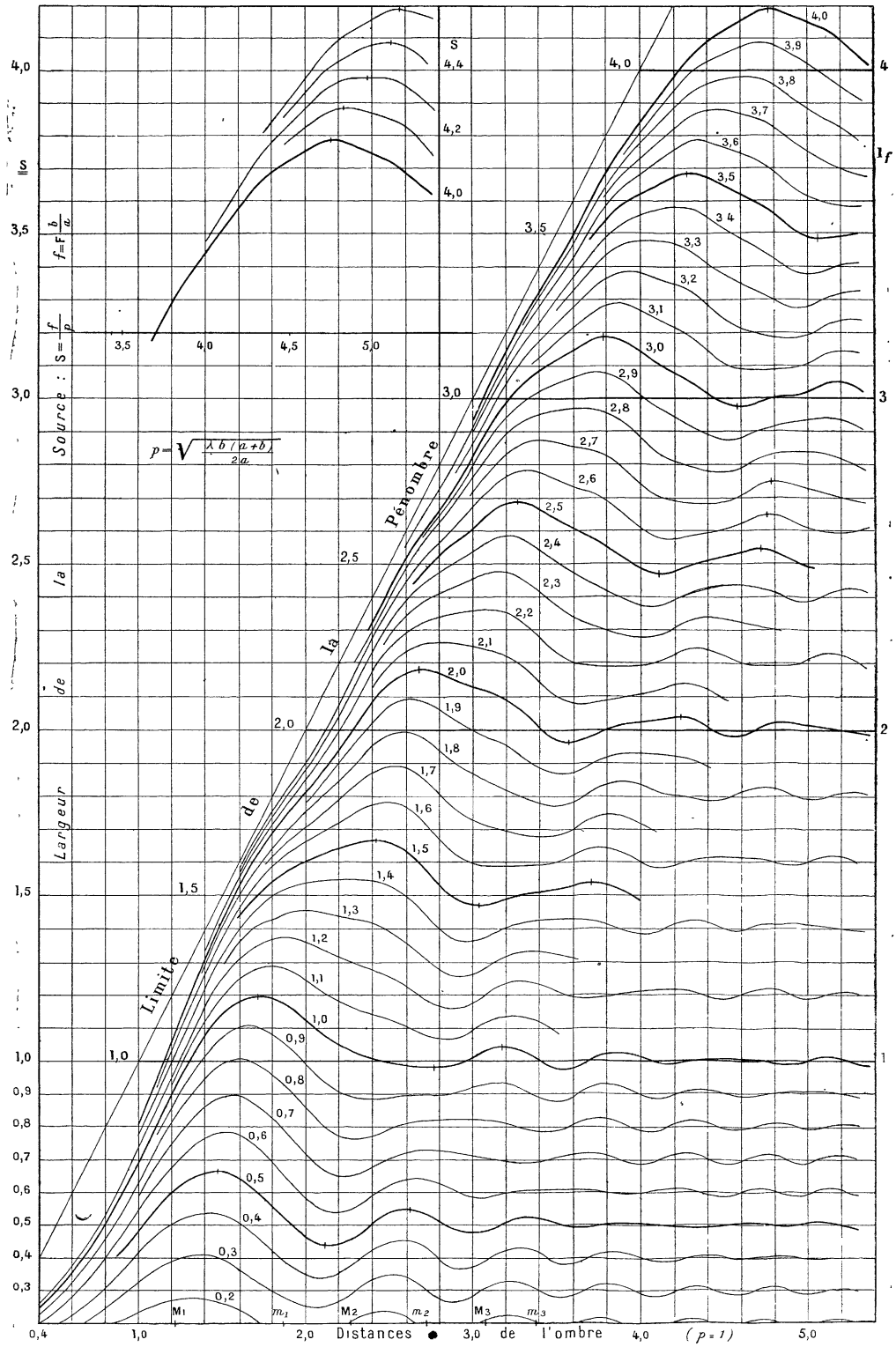


Fig. 5.

s'estompent plus ou moins. Ce fait n'est pas nouveau, mais, à notre connaissance, il n'avait encore été énoncé que qualitativement.

2° Dans tous les cas, l'intensité croît de façon continue et régulière à travers toute la pénombre.

3° La distance de chacun des maxima et minima au bord de la pénombre n'est pas constante; elle oscille autour d'une valeur moyenne, comme le montrent les courbes en trait plein de la figure 6. Cette valeur moyenne est atteinte, à la limite, avec une source très large; elle est égale à $0,78p$ pour le premier maximum; $2,14p$, pour le deuxième, et $1,65p$ pour le premier minimum et $2,50$ pour le deuxième.

4° La netteté des maxima et minima varie également à mesure que la fente s'élargit; les

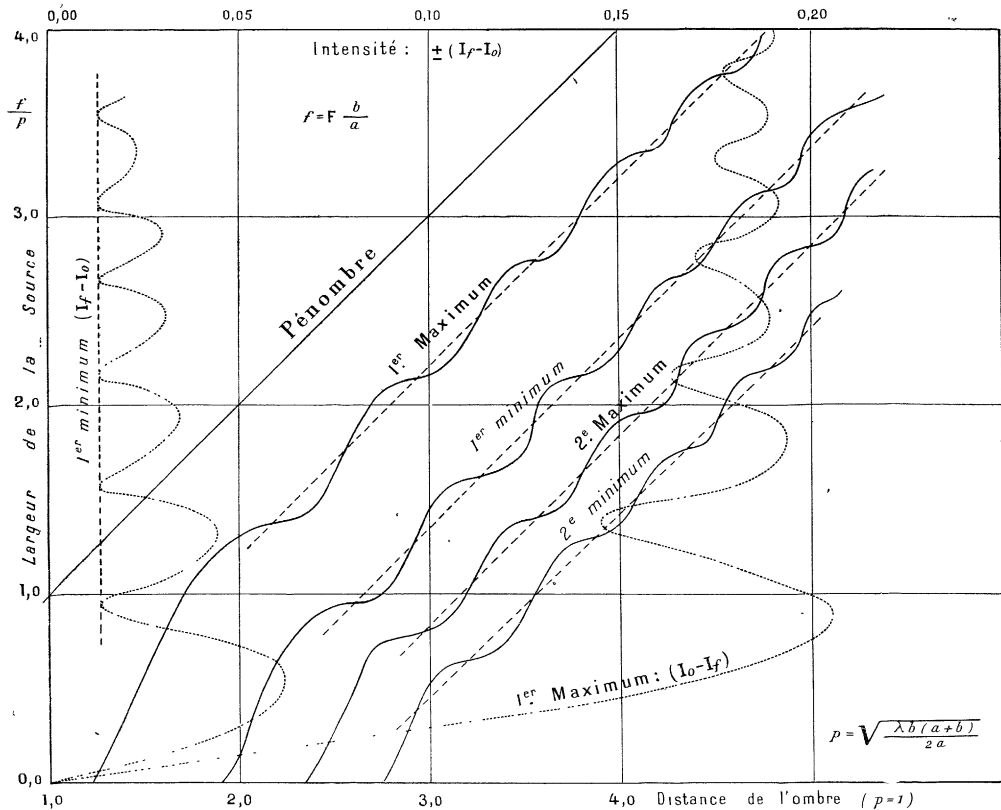


Fig. 6.

courbes pointillées de la figure 6 le font voir quantitativement. La courbe de droite donne, en fonction de $s = f/p$, la différence entre l'intensité I_M du premier maximum et l'intensité I_s du fond uniformément éclairé à quelque distance dans la région de pleine lumière, soit les valeurs de $I_M - I_s$. De même, la courbe de gauche donne les valeurs correspondantes $I_s - I_m$ pour le premier minimum, et ainsi de suite.

Ces fluctuations, elles aussi, s'atténuent à mesure que la source s'élargit.

6. **Vérifications expérimentales.** — Les résultats ci-dessus se vérifient aisément: Prenons un écran de largeur connue $2R$, normal à la direction moyenne des rayons lumineux tangents, projetons sur une plaque sensible à grains fins l'ombre donnée par une source de largeur F , et mesurons a et b . On calcule alors aisément la largeur OO' de l'ombre géométrique (fig. 7). Reste à déterminer la distance LL' des premiers maxima, d'où $x = \frac{LL' - OO'}{2}$. Pourtant, il n'est pas très commode d'obtenir un écran ayant ses deux

bords exactement parallèles, et de l'orienter convenablement; cette difficulté disparaît si l'on prend pour écran un cylindre dont l'axe est orienté parallèlement à la source et à la plaque. D'autre part, le premier maximum est trop large pour être pointé exactement; mais le premier minimum apparaît parfois très nettement; c'est lui que j'ai surtout utilisé et, de la comparaison des valeurs de x trouvées avec celles que donne la courbe du premier minimum (fig. 6), résulte une vérification satisfaisante de la théorie. Des mesures microphotométriques seront nécessaires pour un contrôle plus étendu.

Les courbes des figures 4 et 5 permettent d'ailleurs de se placer dans les conditions les plus favorables et de choisir les variables de façon à ce que la frange que l'on veut pointer se détache le plus nettement possible. Pour le premier maximum, on a avantage à prendre une source de largeur s comprise entre 0,6 et 1,0, entre 1,7 et 1,9, ou vers 2,5 ou 3,1. De même, pour le premier minimum les meilleures valeurs seraient environ 0,4 à 0,6; 1,3; 1,8; 2,5; et ainsi de suite.

Comme source, on peut prendre, par exemple, une lampe à filament rectiligne, précédée d'une fente réglable, de façon à n'utiliser qu'une portion du filament de longueur déterminée; pour les calculs, c'est la fente, et non la portion correspondante du filament, qui doit être considérée comme source.

Dans la plupart des expériences, je me suis servi d'une lampe à vapeur de mercure en quartz disposée horizontalement; la lumière émise latéralement par l'arc traversait d'abord des filtres destinés à séparer les diverses radiations, puis une lame de verre dépoli immédiatement suivie d'une fente de spectroscope. Celle-ci avait pour longueur 9,175 mm, et sa largeur pouvait varier entre 0 et 3 mm environ; la fente étant horizontale, on avait donc $F=9,175$ mm, et, en la plaçant verticalement, F variait de 0 à 3 mm. L'écran était le plus souvent un cylindre de métal, de diamètre exactement connu (de l'ordre de 10 mm). Il est particulièrement commode aussi de prendre une bille d'acier avec, pour source, une fente horizontale très fine: On obtient alors sur le même cliché: aux extrémités du diamètre vertical de la bille, l'image classique de diffraction par une fente fine et, aux extrémités du diamètre horizontal, l'image donnée par une source large; suivant les directions obliques, on trouve les aspects intermédiaires. Enfin, j'ai utilisé comme filtres: pour l'ultra-violet ($\lambda=3660\text{\AA}$), un verre de Wood de 1 cm d'épaisseur, et, pour la raie verte ($\lambda=5460\text{\AA}$), une solution de sulfate de cuivre et de nitrate de didyme. Pratiquement, la lumière était ainsi suffisamment monochromatique.

C'est au cours de ces expériences, que j'ai constaté l'existence de franges nouvelles, que la théorie ne pouvait prévoir, et qui sont décrites ailleurs (*loc. cit.*); quant à la question qui nous occupe en ce moment, les résultats prévus plus haut se sont vérifiés de façon satisfaisante, au moins en première approximation; seules les mesures photométriques pourront permettre un contrôle plus précis.

7. Applications. — Le travail que nous venons d'exposer était nécessaire pour l'étude des nouveaux phénomènes déjà mentionnés; mais il semble pouvoir donner lieu à quelques autres applications. Soit un écran de largeur d , placé à la distance b d'une plaque ou du plan focal d'un oculaire à micromètre; si l'on mesure la distance LL' de deux franges correspondantes dues aux deux bords opposés de l'écran, on pourra en déduire b connaissant d , ou bien d si l'on connaît b . On pourra prendre une fente de largeur finie, ce qui rend l'expérience très facile, et choisir cette largeur, comme nous l'avons montré plus haut (§5), de façon à rendre les pointés aussi précis que possible. Ce procédé pourrait s'appliquer pour

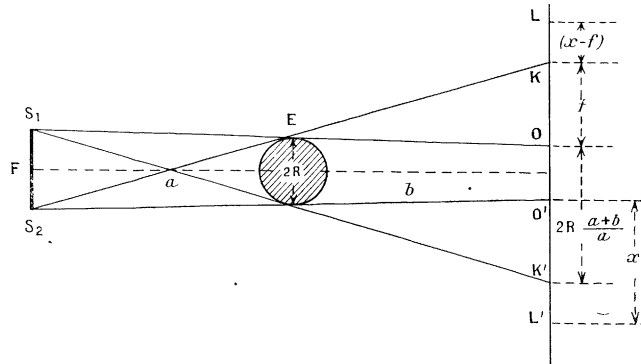


Fig. 7.

déterminer, soit les dimensions, soit la position d'un écran qui ne serait pas directement accessible ⁽¹⁾.

8. Intensité au bord de l'ombre. — Pour clore cette étude préliminaire, j'ai calculé, en fonction de la largeur de la source, l'intensité au bord géométrique de l'ombre. Les intégrales de Fresnel permettent de calculer l'intensité diffractée en des points même assez éloignés de l'ombre (fig. 2), et la même intégration graphique que précédemment conduit

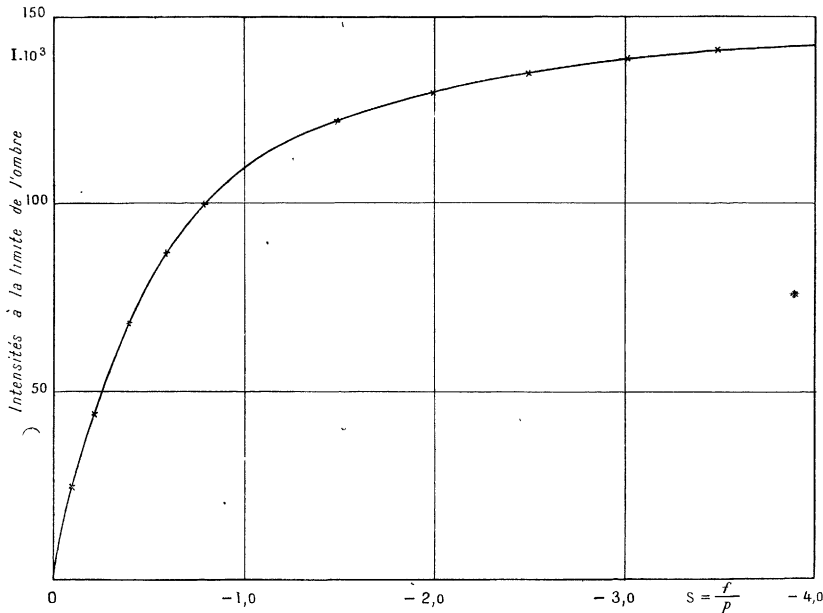


Fig. 8.

au résultat. La courbe de la figure 8 donne les intensités ainsi trouvées, pour des largeurs de la source allant de $f = 0$ à $f = 4p$.

On voit que les intensités, évaluées avec la même unité que précédemment, croissent d'abord à peu près linéairement avec la largeur de la source, puis augmentent de moins en moins vite pour tendre vers une limite pour les sources très larges : Cette limite a une valeur voisine de $0,145 I_0$.

⁽¹⁾ J'ai vérifié, à titre d'exemple, que l'on pouvait ainsi mesurer rapidement, mais d'une façon approchée, la tension superficielle d'un liquide qui mouille une paroi transparente. Il suffit d'interposer, entre la source et la plaque, une cuve à faces parallèles et verticales contenant le liquide. Les bords de l'écran sont alors constitués : 1° par la surface inférieure du ménisque, sur laquelle la diffraction se fait comme pour une surface cylindrique ; 2° par le bord supérieur du volume liquide soulevé le long du verre. Si le liquide est peu transparent, ce bord agit comme un écran mince ; même dans le cas contraire, la diffraction s'y produit encore, sans changer d'aspect de façon sensible. D'ailleurs, on vérifie qu'à une distance de quelques microns seulement au-dessous du bord, la masse liquide forme déjà un prisme d'angle notable. Ce point ne saurait être précisé actuellement, car la théorie complète de la diffraction par un tel écran transparent d'épaisseur évanouissante n'a pas été faite, à notre connaissance. Quoi qu'il en soit, les résultats ci-dessus s'appliquent au moins en première approximation. On déterminera donc comme il a été dit la hauteur h dont le liquide est soulevé le long du verre, d'où l'on déduit la constante superficielle A au moyen de la formule classique $h^2 = \frac{2A}{\rho g}$.

On peut d'ailleurs facilement disposer l'expérience de telle façon que l'une des faces de la cuve intervienne seule. Pour des mesures grossières et rapides, il est parfaitement suffisant d'opérer en lumière blanche, et d'observer directement avec un oculaire à réticule micrométrique dont le foyer objet soit réel (ceci pour faciliter la mesure de h). En prenant quelques précautions concernant la propreté des surfaces et en vue d'empêcher l'évaporation, il semble facile d'atteindre une précision d'au moins un pour cent ; l'emploi du cathétomètre est en tout cas évité.