

SÉRIE A, n° 1804  
N° D'ORDRE : 2670

n° 627  
1083

# THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

**Charles LAPICQUE**

**1<sup>re</sup> THÈSE.** — L'OPTIQUE DE L'ŒIL ET LA VISION DES CONTOURS.

**2<sup>e</sup> THÈSE.** — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le

devant la Commission d'examen.

MM. FABRY, *Président*.

LAUGIER }  
CHRÉTIEN } *Examineurs.*

Éditions de la *Revue d'Optique théorique et instrumentale*

3 et 5, Boulevard Pasteur, Paris (XV<sup>e</sup>)

1938

L'optique de l'œil et la vision  
des contours.



000004864/ ex 01

Institut d'Optique - Bibliothèque

Alexandrie(tm)

# L'OPTIQUE DE L'ŒIL ET LA VISION DES CONTOURS

---

## SOMMAIRE

Contribuer à une meilleure connaissance des images rétinienne grâce à une méthode unissant de façon parfaite l'optique géométrique de l'œil et la diffraction ; montrer comment cette connaissance purement optique éclaire certains caractères très simples et importants de la vision des contours et des lignes — tels sont les buts qu'on se propose d'atteindre.

### I. — LE POINT LUMINEUX.

1. *Exposé de la méthode.* — L'œil est avant tout un instrument non corrigé du chromatisme. Action du chromatisme : défaut de mise au point en fonction de la longueur d'onde.
2. *Diffraction et défaut de mise au point.* — Armature des calculs de Conrady, Buxton et Martin, tels qu'exposés par M. Chrétien.
3. *Diffraction et chromatisme dans l'œil humain.* — Calculs s'appuyant sur les précédents, donnant l'image rétinienne d'un point lumineux blanc.
4. *Longueur d'onde de mise au point.* — On montre que la meilleure mise au point est sur la longueur d'onde 580 m $\mu$ . Accord avec les conclusions du docteur Polack.
5. *L'image centrale.* — Persistance dans l'image pour toute pupille d'une partie centrale nettement détachée, pas plus large que le disque de diffraction pure pour la même pupille.
6. *Coloration de l'image.* — L'image d'un point blanc se compose d'une partie centrale jaune entourée d'un halo bleu.
7. *Ouverture achromatique.* — Pour l'œil et pour tout instrument non corrigé du chromatisme, la coloration de l'image disparaît pour une ouverture non nulle. Calcul de cette ouverture : pour l'œil elle correspond à une pupille de 1 mm.
8. *Irrégularités optiques.* — Elles existent, mais on peut les négliger, surtout si le but qu'on se propose est l'étude des contours.

### II. — LE CONTOUR NOIR SUR BLANC.

9. *Formation de l'image d'un contour :* par intégration à partir de l'image d'un point.
10. *Dégradé visuel standard du contour.* — La lumière ne varie pas brusquement dans l'image rétinienne d'un contour, mais s'étale suivant un dégradé. On montre que ce dégradé est le même pour toutes les pupilles naturelles, lesquelles se valent donc toutes.
11. *Dégradation visuelle d'une bande.* — Une fine bande lumineuse produit un éclaircissement rétinien moindre qu'une plage illimitée de même brillance. On propose d'appeler « dégradation visuelle » le rapport du deuxième éclaircissement au premier et on montre que cette dégradation est la même pour toutes les pupilles naturelles : elle ne dépend que de la finesse de la bande.

12. *Contraste-objet et contraste-image.* — On passe à l'étude de bandes noires ou grises sur fond clair ; on démontre que pour de telles bandes le contraste-image est le quotient du contraste-objet par la dégradation visuelle.
  13. *Largeur apparente minimum.* — On établit théoriquement et expérimentalement que deux bandes, toutes deux plus fines que cette largeur (environ 40" pour les pupilles naturelles), et provoquant le même contraste-image, ne peuvent absolument pas se distinguer l'une de l'autre.
  14. *Contraste-image de disparition.* — Par une série d'expériences et moyennant les théories qui précèdent, on établit que, quel que soit le contraste-objet d'une bande sombre sur fond clair, cette bande disparaît quand le contraste-image est de 2 %, cela pour de bonnes conditions d'éclairément.
  15. *Reconstitution du noir-objet.* — On trouve qu'il n'y a pas correspondance univoque entre le contraste-image (rétinien) et la sensation de noirceur, mais, dans une certaine mesure, reconstitution de la noirceur de l'objet.
  16. *Dégradation par le ton et par la finesse.* — Lorsque le fond est clair, l'image rétinienne peut être dégradée (avoir un faible contraste), soit parce que le ton de la bande-objet est pâle (l'objet est alors lui-même dégradé), soit parce que cette bande-objet est fine (ce qui provoque la dégradation visuelle). On donne la condition générale exprimant la visibilité de la bande et on étudie les caractères, très différents, de ces deux modes de dégradation.
  17. *L'espace transparent.* — C'est celui dans lequel le ton des objets ne change pas quand ils s'éloignent (dans la nature) ou sont supposés s'éloigner (dans la peinture). Mais s'éloignant ils deviennent petits à la vue, ce qui provoque la dégradation visuelle. Le spectateur saisit les caractères propres de cette dégradation et, tout en situant correctement l'objet lointain, se sent en intime contact avec lui. Exemples chez quelques peintres primitifs.
-

## LE POINT LUMINEUX

### 1. Exposé de la méthode.

L'image rétinienne d'un point lumineux est la donnée élémentaire de laquelle on déduit, comme on le verra plus loin (§ 9), l'image d'un contour, d'une ligne, et plus généralement d'une figure quelconque. C'est donc par l'étude de l'image d'un point qu'il faut commencer.

Supposons que toutes les surfaces optiques de l'œil soient de révolution autour de l'axe visuel, c'est à peu près le cas pour les bons yeux. Supposons en outre que les matières transparentes qui séparent ces surfaces soient homogènes : ce n'est pas le cas, même pour les meilleurs yeux connus, mais admettons-le sous réserve de discussion ultérieure (voir § 8). L'œil n'est entaché alors que de défauts qu'on peut appeler réguliers : ce sont les aberrations dites géométriques et aussi la diffraction. Nous nous intéressons de façon particulière à la vision nette, qui est la vision fovéale. La fovea est extrêmement petite, le champ de l'instrument qui nous occupe est donc pratiquement nul. On sait que dans ces conditions les aberrations géométriques possibles se réduisent à deux : le chromatisme et l'aberration sphérique.

Nous avons montré dans un travail antérieur que, pour des pupilles petites et moyennes, l'action de l'aberration sphérique peut être négligée [10 et 11 *quater*]. Pour de grandes pupilles (disons de diamètre supérieur à 5 mm), l'aberration sphérique devient importante et en même temps très individuelle (1). On se bornera donc ici aux pupilles de diamètre égal ou inférieur à 5 mm (pupille d'entrée, mesurée dans l'espace extérieur) et on négligera l'aberration sphérique.

Il ne reste plus comme aberration géométrique que le chromatisme, qui se combine avec cet inévitable défaut : la diffraction. Soit sur l'axe optique de l'œil un point lumineux éloigné émettant de la lumière blanche. Le chromatisme agit de la façon suivante : si l'œil est « au point » pour une des radiations monochromatiques constituant cette lumière, il ne peut l'être pour les autres, parce que sa convergence varie avec la longueur d'onde. La figure 1 montre cette variation de convergence, telle que mesurée par le docteur Polack. Analysons dans ces conditions la formation de l'image. Sur la figure 2 (schématique) nous sommes dans l'espace-image. Les

---

(1) Voir à ce sujet les publications de Tscherning [29], Ames et Proctor [1] et Van Heel [35].

ondes, limitées par la pupille de sortie <sup>(1)</sup>, restent sphériques après avoir traversé l'instrument. L'une d'elles,  $\Omega_1$ , correspond à la radiation pour laquelle l'œil est

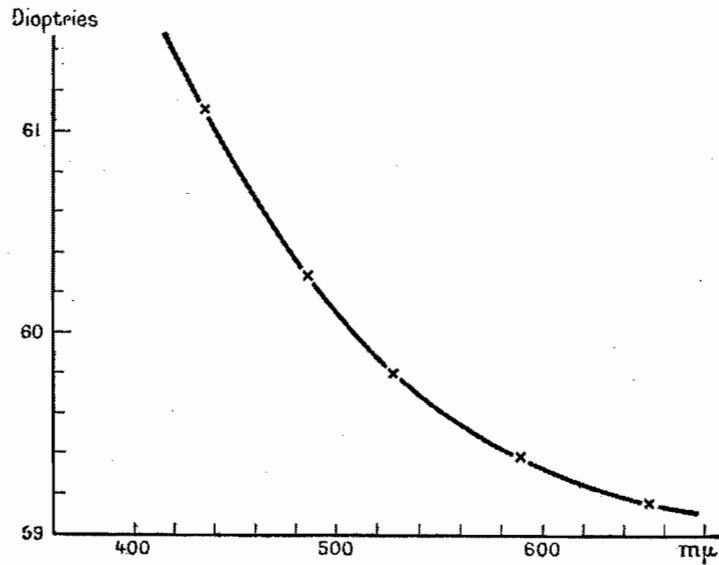


FIG. 1.

Abscisses : longueurs d'onde en millimicrons.  
Ordonnées : convergence de l'œil en dioptries.

bien au point : elle a son centre sur la rétine. Le centre de l'onde est donc aussi le centre de la tache-image. En ce point les lumières venant des différentes parties

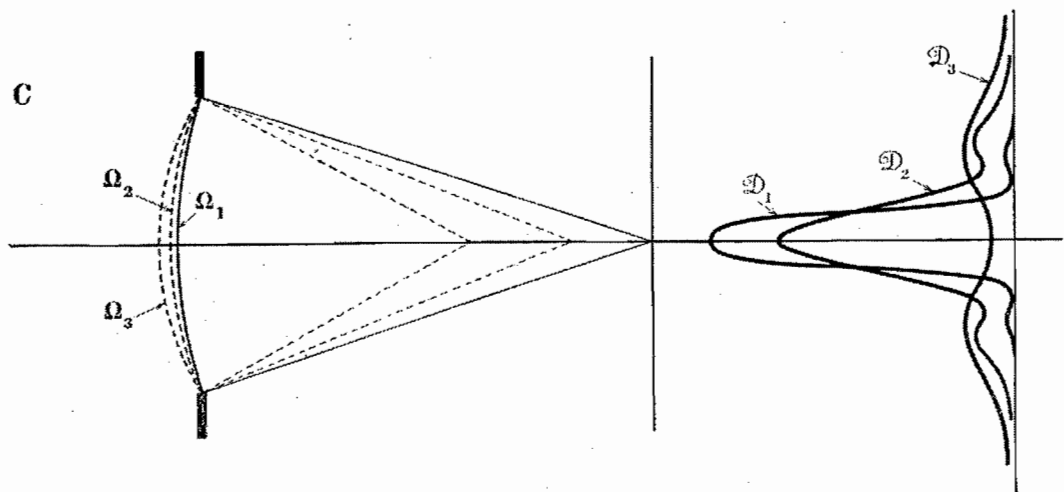


FIG. 2 (schématique). — Disque de diffraction classique et disques dégradés.

de l'onde arrivent en parfaite concordance de phase. L'image qui résulte est, en raison de la diffraction, une tache dans laquelle les éclaircissements se répartissent

(1) Image du trou de l'iris dans l'espace-image.

suivant le solide de révolution classique appelé « disque de Airy », dont la coupe est  $D_1$ . D'autres ondes  $\Omega_2$  et  $\Omega_3$  correspondent à des radiations monochromatiques pour lesquelles l'œil n'est pas au point : leur centre est hors du plan de la rétine. Au centre de la tache-image il y a donc variation de marche entre les lumières venant des diverses parties de l'onde. Les images que ces ondes fournissent sont alors des taches dans lesquelles l'éclairement se répartit suivant des disques de diffraction  $D_1$  et  $D_2$ , appelés disques dégradés de Airy, toujours plus aplatis que le disque classique. Le degré d'aplatissement dépend de la plus grande différence de marche, au centre de la tache-image, entre les lumières venant des différentes parties de l'onde ; il est d'autant plus grand que cette différence est plus grande, donc que le défaut de mise au point est plus grand.

La sommation en chaque point de la rétine des éclairissements monochromatiques répartis comme il vient d'être dit donne, compte tenu des facteurs de visibilité, l'éclairement visuel total en ce point.

Voilà l'essentiel de la méthode employée, qui va maintenant être développée en détail.

## 2. Diffraction et défaut de mise au point.

La clé du problème est donc le calcul des effets de la diffraction lorsqu'il y a défaut de mise au point. Or, toute une série de travaux ont été publiés sur le calcul de la diffraction à travers des instruments entachés d'aberrations diverses, aberrations dont la plus simple est précisément un tel défaut de mise au point. Nous avons eu particulièrement recours aux mémoires de Conrady [4], Buxton [2], Martin [12 et 15] et à l'exposé très général et détaillé de M. Chrétien [3]. Nous adopterons les notations de M. Chrétien et nous n'indiquerons de la théorie que les points les plus saillants.

Soit donc  $\Omega$  une onde sphérique (fig. 3) limitée par une pupille de sortie de rayon  $H_M$ , onde dont le centre de courbure est en  $O$ . Dans le plan  $R$  de la rétine,  $X$  est le centre de la tache-image, situé, ainsi que le point-objet, sur l'axe de révolution  $x'x$  de l'instrument.  $C$  est dans le plan de la rétine un point quelconque, où l'on cherche l'éclairement créé par l'onde  $\Omega$  ; ce point est à distance  $c$  du centre de l'image  $X$ . Soit, d'autre part,  $M$  le sommet de l'onde sur l'axe,  $P$  un point quelconque de l'onde, entouré d'une petite aire  $d\omega$ , dont les effets vont d'abord être étudiés. Soit  $l_0$  la distance  $PX$ ,  $l$  la distance  $PC$ ,  $r$  le rayon de l'onde et  $\delta x$  le défaut de mise au point mesuré sur l'axe.

Au temps  $t$ , l'amplitude vibratoire en  $C$ , due à l'action de la petite surface  $\delta\omega$ , est :

$$k. \frac{A}{l} \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{l}{\lambda} \right),$$

expression dans laquelle  $T$  est la période,  $A$  l'amplitude vibratoire en  $P$ ,  $k$  un

coefficient numérique fonction de l'inclinaison de la droite PC sur la surface  $d\omega$  ; dans les cas qui correspondent à la présente étude, C est voisin du centre O, PC est sensiblement normal à l'élément  $d\omega$ . Il en résulte que le facteur  $k/l$  est sensi-

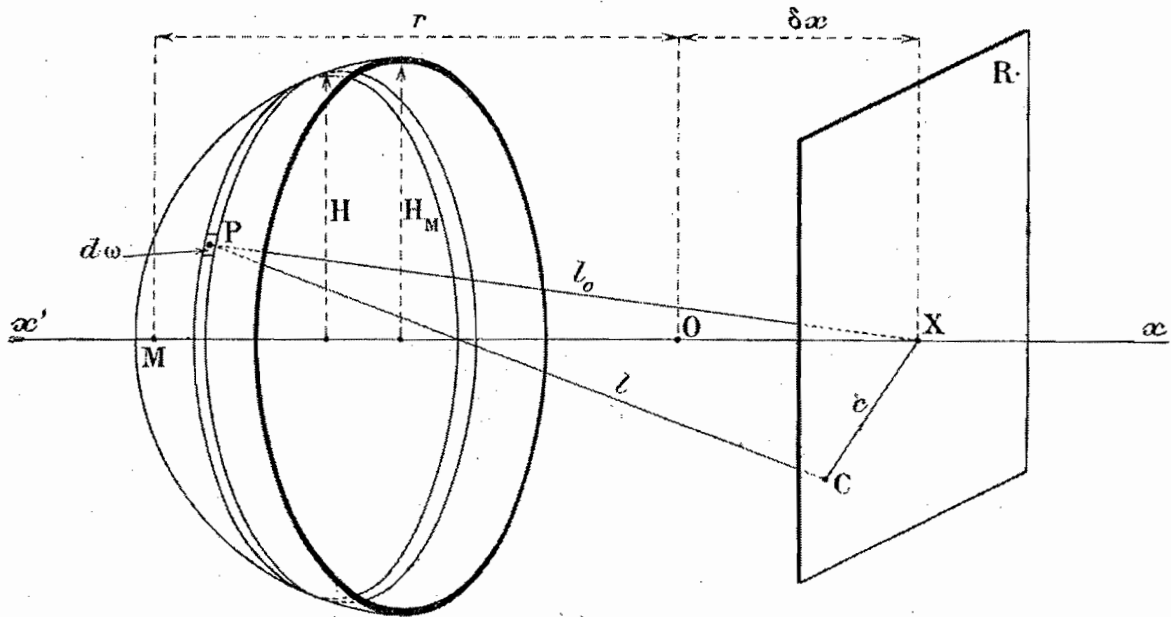


FIG. 3.

blement constant. L'amplitude en C, due à l'action de la totalité de l'onde, est alors proportionnelle à l'intégrale :

$$\iint_{(\Omega)} \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{l}{\lambda} \right) d\omega.$$

On cherche d'abord l'action d'une zone élémentaire dont les points sont à la distance H de l'axe. Si l'on pose :

$$(1) \quad \omega = 2\pi \frac{H}{l_0} \frac{c}{\lambda},$$

le résultat peut s'énoncer sous la forme simple suivante : l'amplitude en X de la vibration due à la zone étant prise comme unité, celle au point C est égale à la fonction de Bessel  $J_0(\omega)$  <sup>(1)</sup>, fonction dont on possède des tables. La première intégration se ramène donc à la lecture d'une table <sup>(2)</sup>. Le paramètre  $\omega$  a la signification suivante : c'est la demi-différence de phase la plus grande au point C entre les lumières venant de deux points diamétralement opposés de la zone.

(1)  $J_0(\omega) = \int_0^\pi \frac{1}{\pi} \cos(\omega \sin \varphi) d\varphi.$

(2) Cela est vrai, même si l'onde n'est pas sphérique : il suffit qu'elle soit de révolution autour de l'axe.

Pour obtenir l'action de la totalité de l'onde, il faut ensuite intégrer par rapport à la variable  $H$  ; on établit que l'intégration à effectuer est de façon précise :

$$\int_0^1 J_0(\omega) \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{l_0}{\lambda} \right) d\left( \frac{H}{H_M} \right).$$

D'autre part, on peut écrire (fig. 4) :

$$l_0 = r + \delta l.$$

L'intégrale se décompose alors en deux autres :

$$(2) \quad \begin{cases} A = \int_0^1 J_0(\omega) \cos \psi d\left( \frac{H}{H_M} \right)^2 \\ B = \int_0^1 J_0(\omega) \sin \psi d\left( \frac{H}{H_M} \right)^2 \end{cases}$$

en posant :

$$(3) \quad \psi = - \frac{2\pi}{\lambda} \delta l.$$

$\psi$  est la différence de phase en X sur l'axe, entre la lumière venant d'un point tel que P sur la zone, et celle venant du sommet M de l'onde.

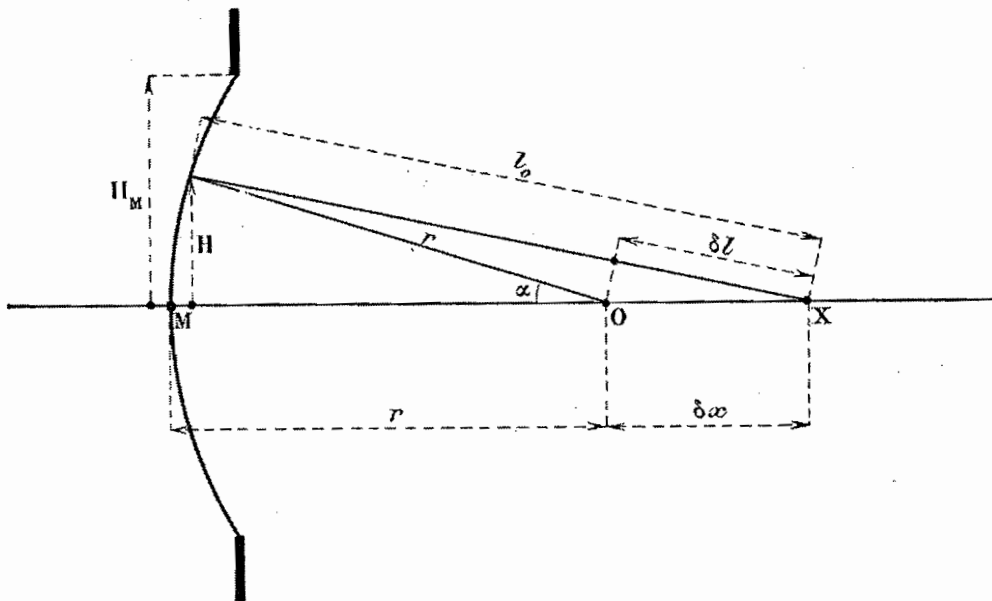


FIG. 4.

Les deux composantes A et B de l'amplitude étant en quadrature, l'intensité I au point C de la rétine sera :

$$I = A^2 + B^2.$$



Il faut évaluer  $\delta l$ . Lorsque l'onde à la sortie de l'instrument reste sphérique (lorsqu'il n'y a pas d'aberration de sphéricité), ce que nous supposons dans cette étude, on voit que (fig. 4) :

$$\delta l = \frac{\delta x}{\cos \alpha},$$

expression qui diffère peu de :

$$\delta l = - \delta x \frac{H^2}{2 r^2},$$

de sorte que :

$$(4) \quad \psi = \frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{H}{r} \right) \delta x.$$

Tout est connu dans les expressions A et B, mais il faut cette fois effectuer les intégrations. Pour ce faire, la méthode a été indiquée par Conrady. M. Chrétien la décrit en détail et en donne une variante plus rapide.

Les mémoires des auteurs anglais précités et le traité de Martin contiennent des tables numériques et des courbes donnant directement la répartition des éclaircissements créés sur un plan tel que R par une onde sphérique ayant son centre hors de ce plan. Cette répartition dépend de deux paramètres. L'un doit exprimer le défaut de mise au point de l'onde : on a choisi la valeur maximum de  $\psi$ , c'est-à-dire pour le point X sur l'axe, la différence de phase entre la lumière venant du bord de la pupille et celle venant du centre de l'onde. Si donc  $H_M$  est le rayon de la pupille de sortie, ce paramètre est, d'après (4) :

$$(5) \quad \Psi = \frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{H_M}{r} \right)^2 \delta x.$$

Un second paramètre doit exprimer la distance, dans le plan R, du centre de la tache-image X au point C où l'on cherche l'éclaircissement : on a adopté la valeur maximum de  $\omega$ , c'est-à-dire la demi-différence de phase la plus grande en C entre la lumière venant d'un bord de la pupille et celle venant du bord diamétralement opposé. Ce paramètre est donc, d'après (1) :

$$W = \frac{2 \pi}{\lambda} \left( \frac{H_M}{l_0} \right) c$$

ou, comme les défauts de mise au point et les dimensions de la tache-image sont supposés faibles :

$$(6) \quad W = \frac{2 \pi}{\lambda} \left( \frac{H_M}{r} \right) c.$$

Ces deux paramètres  $\Psi$  et  $W$  sont des angles, on les trouve exprimés de diverses manières. Chez les auteurs anglais,  $W$  est généralement en degrés. Le tableau I donne les principaux résultats pour le cas actuellement envisagé : diffraction avec défaut de mise au point. Pour un couple de valeurs de  $\Psi$  et  $W$  on lit directement un nombre proportionnel à l'éclairement en  $C$ .

TABLEAU I

W	$\Psi$							
	0	$\pi/2$	$\pi$	$3\pi/2$	$2\pi$	$3\pi$	$4\pi$	$8\pi$
0°	1,0000	0,8192	0,4051	0,0900	0,0000	0,0453	0,0000	0,0005
40°	0,8845	0,7175	0,3590	0,0802	0,0004	0,0097	0,0001	0,0005
80°	0,6008	0,4890	0,2498	0,0617	0,0047	0,0277	0,0012	0,0007
120°	0,2953	0,2477	0,1437	0,0542	0,0174	0,0155	0,0043	0,0015
160°	0,0871	0,0884	0,0853	0,0654	0,0353	0,0065	0,0090	0,0028
200°	0,0066	0,0302	0,0721	0,0760	0,0475	0,0052	0,0120	0,0038
240°	0,0042	0,0283	0,0708	0,0794	0,0474	0,0048	0,0119	0,0037
280°	0,0164	0,0315	0,0574	0,0433	0,0393	0,0067	0,0095	0,0028
320°	0,0145	0,0212	0,0336	0,0393	0,0330	0,0104	0,0067	0,0017
360°	0,0046	0,0076	0,0153	0,0269	0,0330	0,0156	0,0059	0,0010
400°	0,0000	0,0023	0,0100	0,0240	0,0349	0,0143	0,0047	0,0014
440°	0,0021	0,0041	0,0112	0,0209	0,0320	0,0138	0,0047	0,0008
480°	0,0041	0,0055	0,0102	0,0180	0,0238	0,0143	0,0050	0,0012
520°	0,0027	0,0031	0,0058	0,0236	0,0144	0,0146	0,0061	0,0011
560°	0,0004	0,0005	0,0021	0,0057	0,0124	0,0179	0,0052	0,0016
600°	0,0002	»	0,0018	0,0031	0,0121	0,0162	0,0051	0,0010
640°	0,0014	»	0,0028	0,0055	0,0090	0,0064	0,0062	0,0011
680°	0,0015	»	0,0025	0,0044	0,0077	0,0128	0,0073	0,0010
720°	0,0006	»	0,0011	0,0023	0,0045	0,0114	0,0095	0,0014
760°	0,0000	»	0,0004	0,0012	0,0033	0,0113	0,0108	0,0020
800°	0,0003	»	0,0007	0,0021	0,0035	0,0106	0,0112	0,0024
840°	0,0008	»	0,0011	0,0020	0,0033	0,0120	0,0097	0,0026
880°	0,0006	»	0,0007	0,0015	0,0023	0,0050	0,0088	0,0027
920°	0,0005	»	0,0002	0,0007	0,0013	0,0030	0,0082	0,0028
960°	0,0000	»	0,0001	0,0003	0,0009	0,0016	0,0074	0,0030
1000°	0,0003	»	0,0005	0,0006	0,0021	0,0032	0,0068	0,0035

### 3. Diffraction et chromatisme dans l'œil humain.

Soit comme source un point lumineux éloigné, sur l'axe, émettant une lumière définie comme suit : la puissance émise dans le spectre en fonction de la longueur d'onde est uniforme (c'est une lumière blanche peu différente de celle qui nous vient du Soleil). Faisons l'hypothèse que l'œil est au point pour une certaine radiation de longueur d'onde  $\Lambda_0$  que nous appellerons longueur d'onde de mise au point (1). Il faut évaluer le défaut de mise au point pour une autre radiation, défaut qui provient du chromatisme.

(1) On affectera de l'indice zéro les données relatives au milieu-objet, qui est l'air, réservant les lettres sans indice pour le milieu-image, qui est le corps vitré.

Les données sur le chromatisme de l'œil sont prises dans les mesures effectuées par le docteur Polack [24]. Pour différentes longueurs d'onde, cet auteur a donné la convergence  $\varphi$  de l'œil (en dioptries) et les indices de réfraction des divers milieux. Nous retiendrons l'indice  $n$  du corps vitré, qui est le milieu-image, en notant que celui de l'humeur aqueuse lui est pratiquement égal pour toutes les radiations. Voici les chiffres donnés par le docteur Polack (la longueur d'onde  $\lambda_0$  est celle de la radiation incidente, dans l'air) (1).

TABLEAU II

	Raie				
	C	D	E	F	G'
$\lambda_0$	656,3m $\mu$	589,3	527	486,1	434
$\varphi$	59,16	59,38	59,81	60,29	61,10
$n$	1,33483	1,33670	1,33915	1,34119	1,34464

Par interpolation, le tableau II, ligne 2, donne la convergence  $\Phi$  pour la longueur d'onde de mise au point  $\Lambda_0$ , et celle  $\varphi$  pour une autre longueur d'onde  $\lambda_0$  quelconque : d'où le défaut de mise au point en dioptries pour cette dernière :

$$\delta\varphi = \varphi - \Phi.$$

D'autre part, si  $f$  est la distance focale image de l'œil, pour chaque radiation la relation suivante est satisfaite :

$$f\varphi = n,$$

d'où, par différentiation logarithmique :

$$(7) \quad \frac{\delta f}{f} + \frac{\delta\varphi}{\varphi} = \frac{\delta n}{n}.$$

D'autre part encore, on peut constater par le calcul que le déplacement du plan principal image, quand la longueur d'onde varie, est négligeable. Le docteur Polack, par exemple, trouve entre les raies C et G' du spectre un déplacement de 0,002 mm pour ce plan principal, alors que la variation de distance focale est de l'ordre de 0,5 mm pour la même variation de longueur d'onde. Donc, la variation de distance focale  $\delta f$  est égale pratiquement au défaut de mise au point sur l'axe  $\delta x$ , puisque le point-objet est à l'infini.

Enfin, ayant à choisir entre les différents yeux types, nous nous sommes arrêté à celui calculé par Tscherning [29], d'après ses propres mesures ; la distance focale image  $\gamma$  est :  $f = 22,89$  mm.

(1) Dans un travail antérieur [11 bis], nous avons montré le bon accord général entre les données que nous possédons sur le chromatisme de l'œil humain.

D'où le défaut de mise au point sur l'axe, d'après (7) :

$$\delta x = - 22,89 \left( \frac{\delta \varphi}{\varphi} - \frac{\delta n}{n} \right),$$

les quantités du second membre étant déduites du tableau II, lignes 2 et 3.

Il faut fixer la demi-ouverture de l'instrument  $\frac{H_M}{r}$ . On prend :

$$(9) \quad \frac{H_M}{r} = 0,110.$$

Tscherning établit pour son œil type que le rapport des rayons  $H_M^o$  et  $H_M$  des pupilles d'entrée et de sortie est :

$$(10) \quad \frac{H_M^o}{H_M} = \frac{45}{42}.$$

Or, on connaît la relation (évidente, fig. 5) :

$$(11) \quad \frac{H_M^o}{f} = \frac{H_M}{r},$$

d'où :

$$r = 22,89 \times \frac{42}{45} = 21,3 \text{ mm};$$

d'où, encore, d'après (9) et (10) :

$$(12) \quad \begin{cases} H_M = 2,535 \text{ mm}; \\ H_M^o = 2,5 \text{ mm}. \end{cases}$$

Le choix fait pour l'ouverture entraîne donc un diamètre de 5 mm pour la pupille d'entrée (trou de l'iris vu dans l'espace extérieur).

Tout est connu dans l'expression du paramètre  $\Psi$ , car  $\lambda$  (longueur d'onde dans le milieu-image de la radiation qui, dans l'air, a la longueur d'onde  $\lambda_0$ ) est donnée par :

$$(13) \quad \lambda = \frac{\lambda_0}{n},$$

ce qui découle du tableau II, ligne 3.

A titre d'exemple, la figure 5 montre la courbe de  $\Psi$  en fonction de  $\lambda_0$  pour la longueur d'onde de mise au point  $\lambda_0 = 580 \text{ m}\mu$ . La signification de ce paramètre peut s'exprimer comme suit : pour  $\Psi = 2 \pi$ , il y a, au centre de la tache-image (point X), une différence de marche de 1 longueur d'onde entre la lumière



flux total : tous les disques dégradés de Airy d'une table ont même volume. Dans le cas présent, pour conserver ce même volume, il faut diviser les éclairagements de chaque répartition par  $\lambda^2$ . On obtient ainsi les éclairagements énergétiques de la rétine correspondant à une série de minces bandes spectrales toutes d'égale largeur en longueurs d'onde, puisque la source est supposée, pour chacune de ces

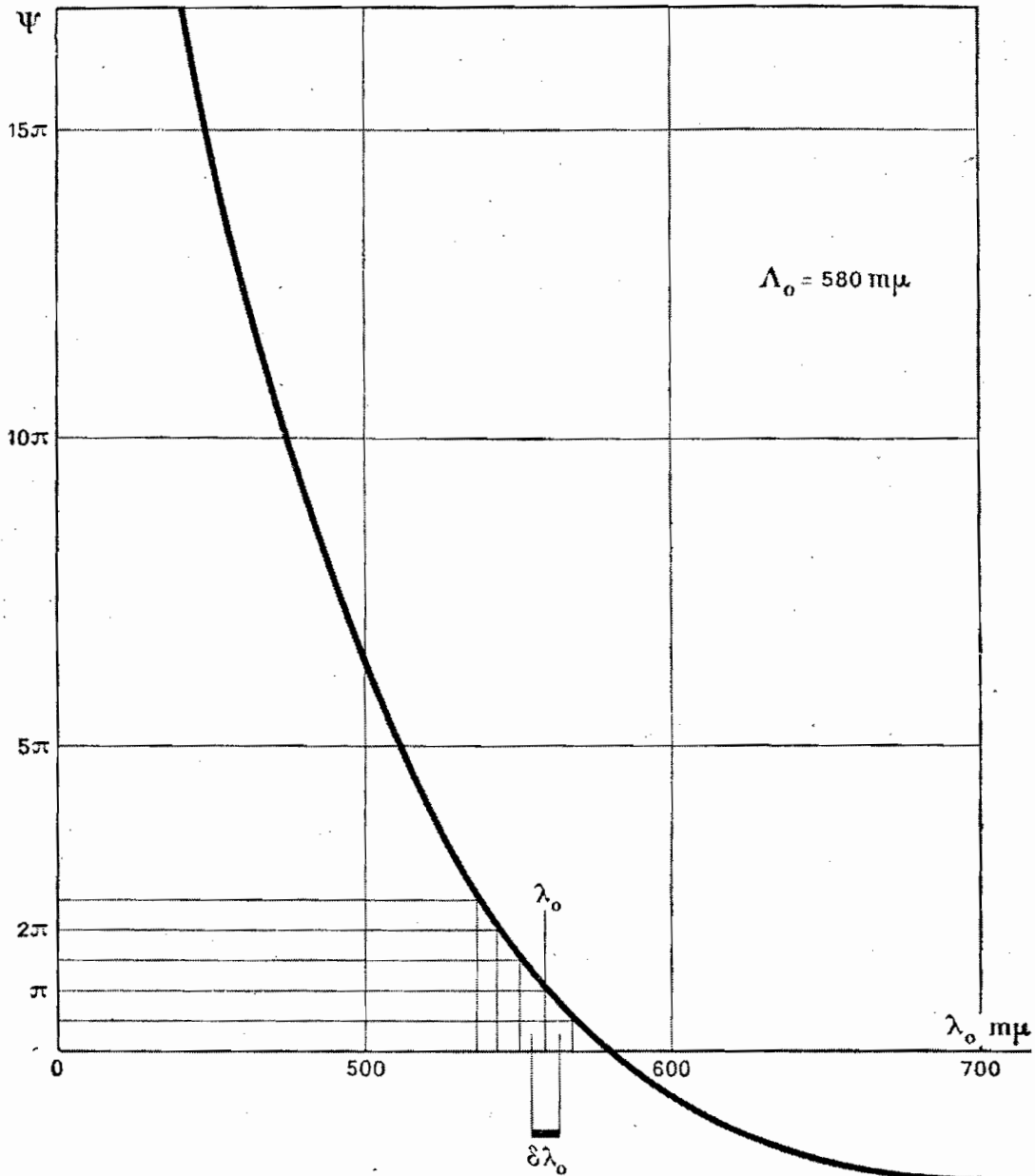


FIG. 6.

bandes égales, envoyer dans l'œil un même flux énergétique. La figure 7 montre les répartitions d'éclairement à ce stade du calcul, pour différentes longueurs d'onde  $\lambda_0$ , l'œil étant accommodé sur  $580 \text{ m}\mu$ .

D'autre part, en prévision de la sommation qu'il faudra effectuer pour avoir l'action de tout le spectre, la répartition des éclairagements dus à une radiation de longueur d'onde  $\lambda_0$  (fig. 6) doit être multipliée par un nombre proportionnel à  $\delta\lambda_0$  ( $\delta\lambda_0$  étant la largeur de la bande représentée fig. 6 pour laquelle on admet

une même valeur de  $\Psi'$ ). On n'omettra ainsi l'action d'aucune partie du spectre car ces bandes sont jointives. Le second facteur du coefficient d'intensité est donc  $\delta\lambda_0$ .

Enfin il faut tenir compte pour chacune de ces bandes  $\delta\lambda_0$  d'un facteur de

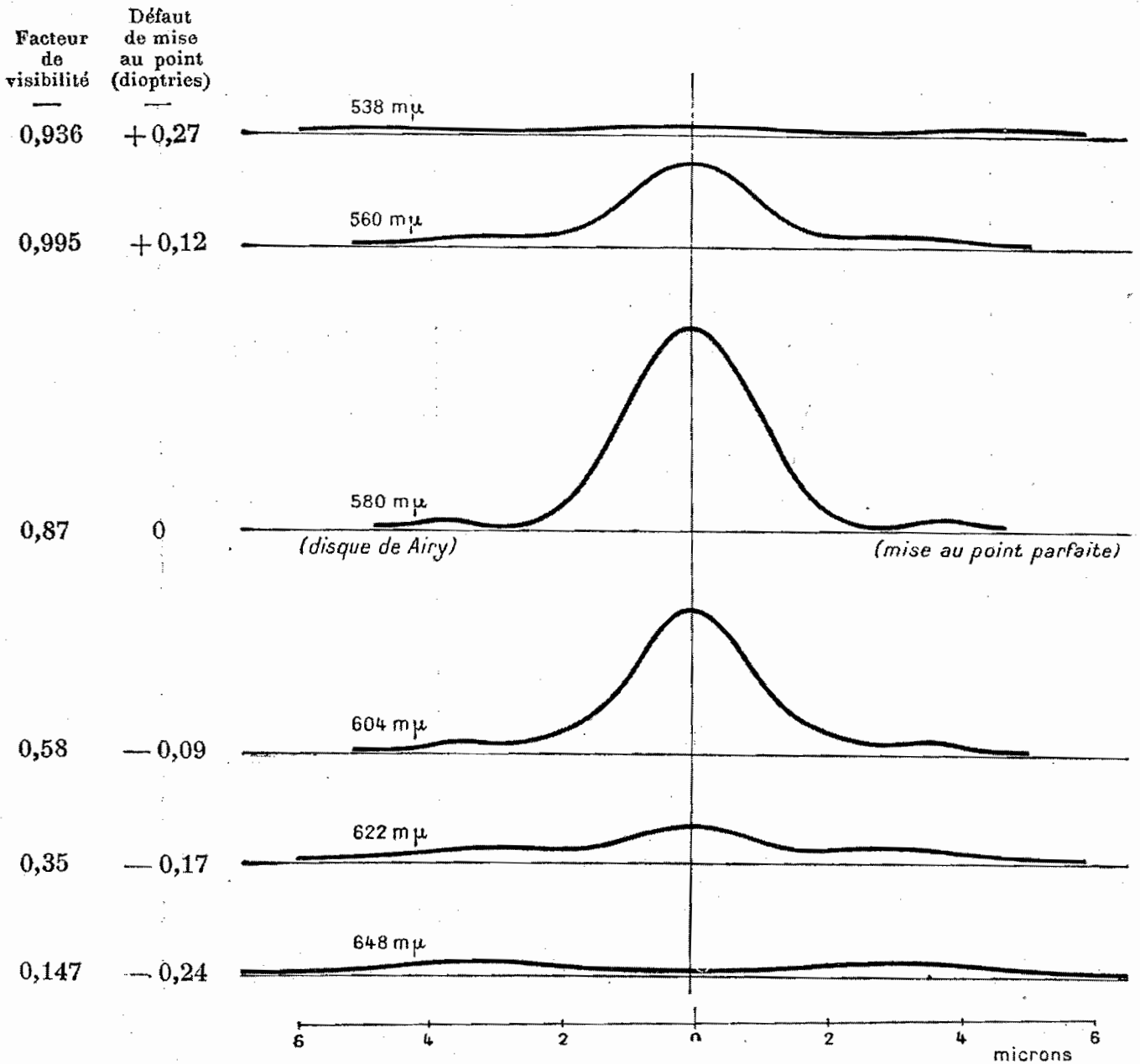


FIG. 7.

Abscisses : longueurs en microns sur la rétine à partir du centre de la tache-image.

Ordonnées : éclairagements énergétiques de la rétine produits par des flux de même puissance, sous forme de radiations monochromatiques diverses, l'œil étant au point pour la longueur d'onde 580 mμ.

visibilité  $V$ , afin d'avoir l'éclaircement visuel : nous avons pris ce facteur tel que déterminé par Gibson et Tyndall [8], dont les résultats ont été condensés par M. Ch. Fabry [6 et 7].

En résumé, pour une longueur d'onde  $\lambda_0$  de la lumière incidente qui correspond dans le milieu-image à la longueur d'onde  $\lambda$ , les chiffres de la table en  $\Psi'$  et  $W$  sont affectés d'un coefficient :

$$(15) \quad k = \frac{V \cdot \delta \lambda_0}{\lambda_2}$$

Pour obtenir en un point d'abscisse  $c$  sur la rétine l'éclairement visuel global, il ne reste plus qu'à faire la somme en ce point de tous les éclairagements partiels monochromatiques.

#### 4. Longueur d'onde de mise au point.

La répartition de l'éclairement rétinien dans l'image d'un point lumineux blanc éloigné, obtenue par les calculs développés ci-dessus, est représentée par

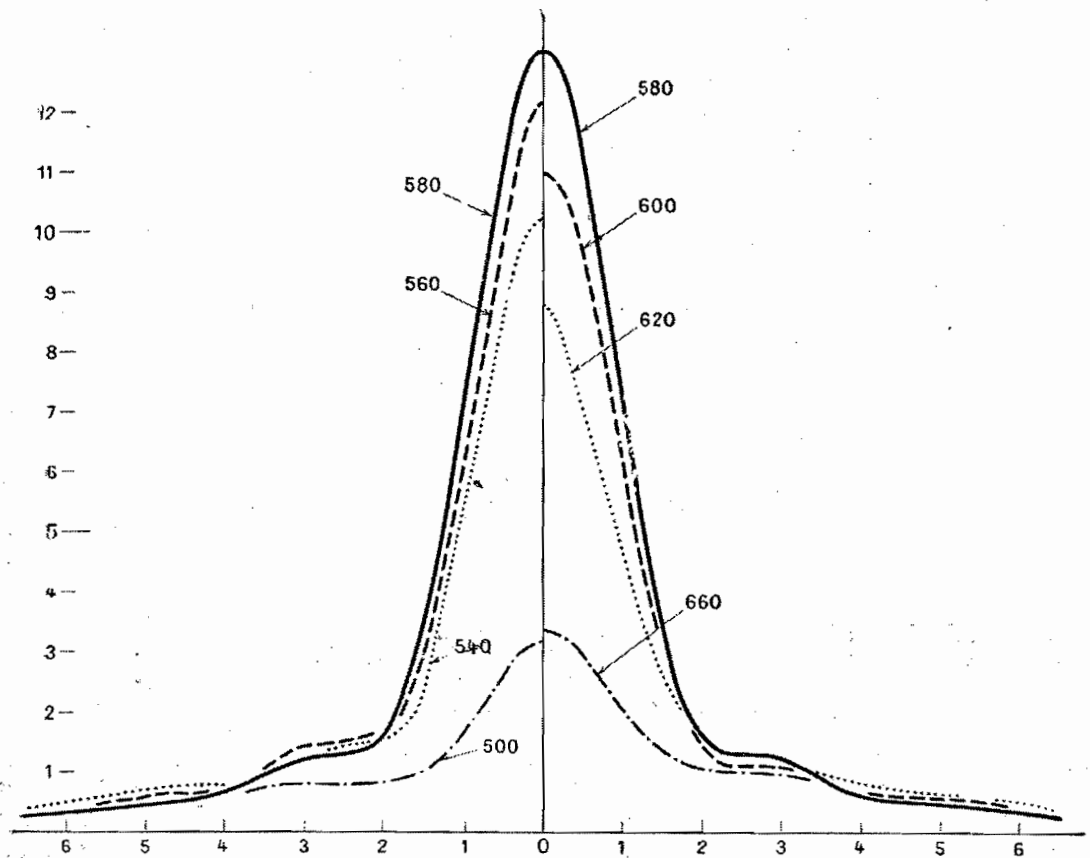


FIG. 8.

Abscisses : longueurs sur la rétine en microns.  
Ordonnées : éclairagements rétinien pour différentes longueurs d'onde de mise au point.

la figure 8, où l'abscisse est la distance sur la rétine en microns à partir du centre de la tache-image, l'ordonnée, l'éclairement visuel de la rétine. Différentes hypothèses ont été faites quant à la longueur d'onde de mise au point, laquelle est indiquée en regard de chaque courbe. La longueur d'onde de mise au point 580 mμ



se signale immédiatement comme la plus avantageuse, celle donnant la meilleure concentration de la lumière. Or, c'est bien à peu près sur cette longueur d'onde que l'œil emmétrope est au point ; cela ressort particulièrement des observations du docteur Polack [ 26 ]. On rejoint donc les conclusions de cet auteur et on peut affirmer qu'à peu de chose près *l'œil emmétrope est au point pour la longueur d'onde 580 m $\mu$ .*

### 5. L'image centrale.

Nous avons recommencé exactement le même calcul que celui exposé ci-dessus (§ 3) pour d'autres grandeurs de la pupille, toujours mesurée par son diamètre dans l'espace-objet. Plus la pupille diminue, plus l'action du chromatisme s'affai-

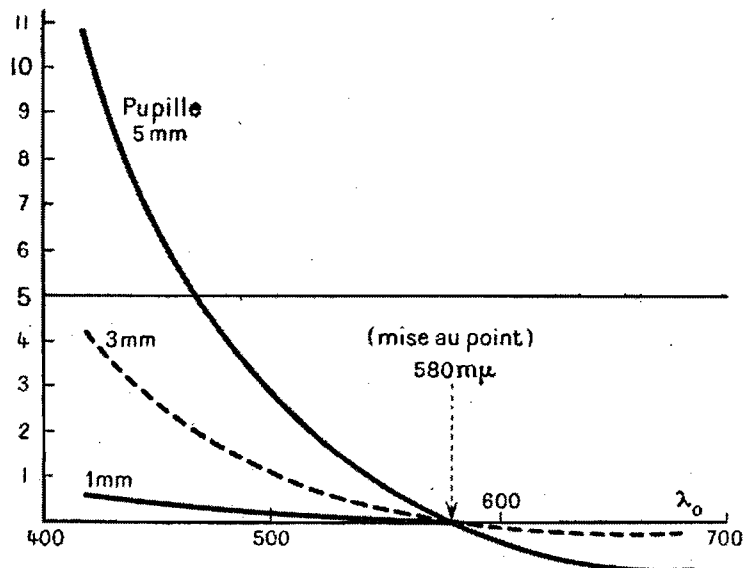


FIG. 9.

Abscisses : longueurs d'onde en millimicrons.  
 Ordonnées : différences de marche maxima au centre de la tache-image pour les pupilles indiquées, l'œil étant au point pour 580 m $\mu$  (différences exprimées en longueurs d'onde).

blit, plus celle de la diffraction augmente. L'action du chromatisme dépend, comme nous l'avons exposé (§ 2), de la différence de marche maximum entre les lumières qui, des divers points d'une onde, parviennent au centre de la tache-image. La figure 9 montre la variation dans le spectre de cette différence de marche maximum, pour quelques valeurs de la pupille, l'œil étant supposé au point pour la longueur d'onde 580 m $\mu$ . Aux très petites pupilles, la dégradation des disques de diffraction devient négligeable, quelle que soit la région du spectre considérée ; seulement alors le disque de Airy lui-même devient extrêmement étalé (sa largeur est inversement proportionnelle au diamètre de la pupille). Il en résulte que de toute façon, les répartitions de lumière sont assez étalées, mais de manière bien différente suivant que la pupille est grande ou petite. La figure 10 précise ces

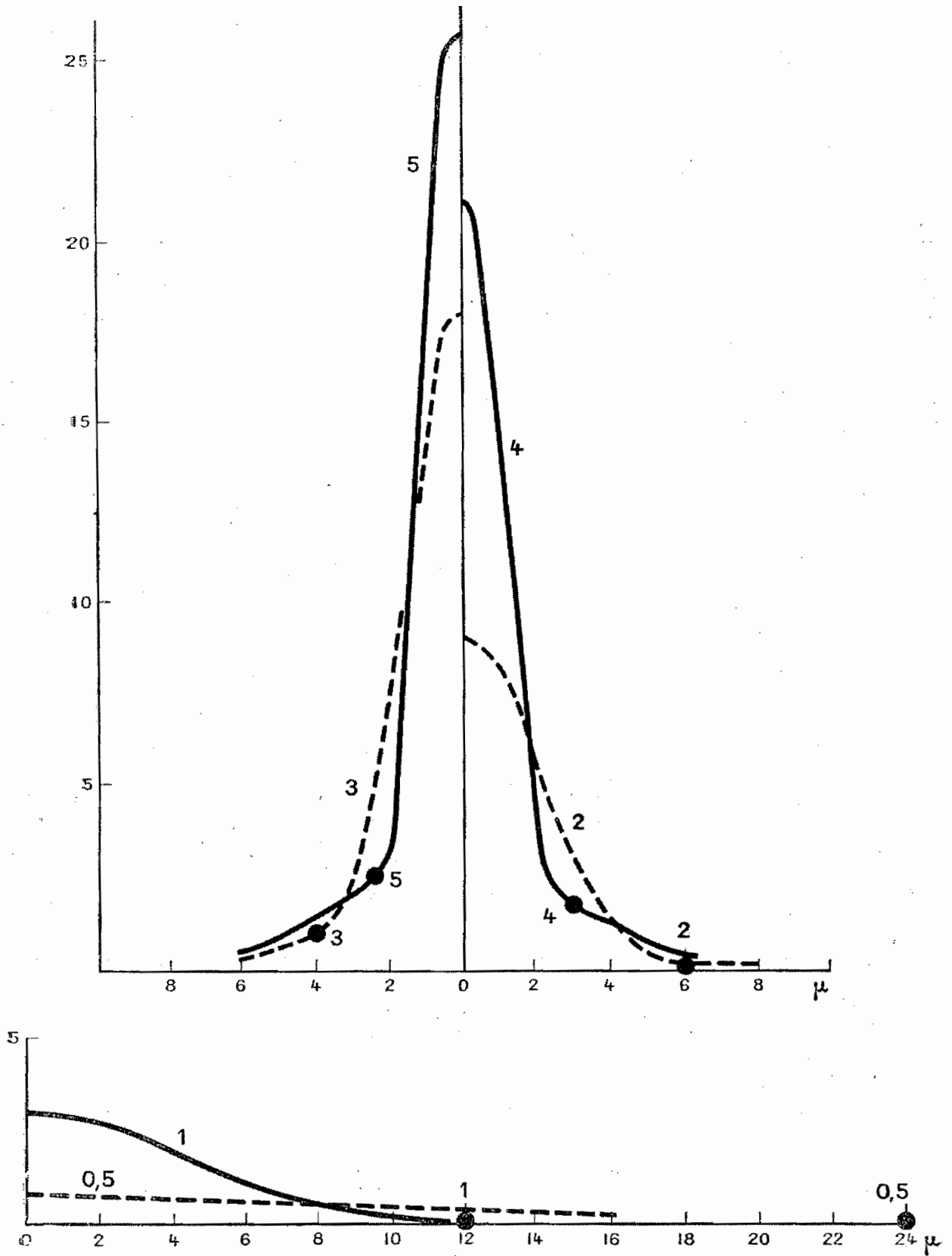


FIG. 10.

Abcisses : longueurs sur la rétine en microns.  
Ordonnées : éclairements de l'image pour diverses grandeurs de la pupille.

répartitions pour différents diamètres de la pupille, ces diamètres sont les chiffres mis en regard de chaque courbe (1). Toutes ces courbes sont établies pour un même flux pénétrant dans l'œil. Sur chaque courbe est marqué un point affecté du même chiffre que la courbe. Il fixe la largeur du disque de Airy auquel se réduirait l'image, pour la même pupille, en lumière monochromatique bien au point de longueur d'onde 580 m $\mu$ . On voit que l'image comporte, quelle que soit la pupille, une partie centrale nettement détachée qui n'est pas plus large que ce disque de diffraction pure ; seulement pour les pupilles moyennes et grandes cette partie centrale est entourée d'un halo très important et étendu. On a des raisons de penser que très souvent ce halo n'est pas visible (parce que son éclaircissement est faible) ; ainsi il est naturel (et bien conforme à l'expérience) que l'image perçue d'un point lumineux n'ait généralement pas des dimensions plus grandes que celles qui résulteraient de la diffraction pure, en l'absence de toute aberration.

On sait que la théorie classique du pouvoir séparateur de l'œil pour deux points lumineux s'établit en exprimant que les deux taches de diffraction pure (disques de Airy) qui constituent les images ne se recouvrent pas trop. On pouvait à juste titre s'étonner de l'accord assez bon de cette théorie avec l'expérience, puisque l'œil est entaché de chromatisme. Cet accord s'explique assez bien par la présence de ces concentrations de lumière nettement détachées dans les images, pas plus larges que le disque de Airy pour la même ouverture.

Nous appellerons *images centrales* ces concentrations de lumière.

## 6. Coloration de l'image.

Il va sans dire que l'image comporte des colorations, puisque le défaut agissant est le chromatisme. Ayant distingué deux parties dans l'image, l'une perçue (image centrale), l'autre non perçue (halo), il est naturel de rechercher la coloration moyenne de chacune de ces deux parties. Nous allons tracer la courbe spectrale de l'image centrale, c'est-à-dire pour chaque longueur d'onde la fraction de lumière qui se trouve rassemblée dans cette partie centrale. Le calcul se fait sans difficulté, d'après les répartitions monochromatiques dont certaines sont indiquées fig. 7. Le résultat est montré fig. 11 pour diverses grandeurs de la pupille dont le diamètre en millimètres est le chiffre accompagnant chaque courbe. On voit que l'image centrale est colorée en jaune franc pour les pupilles moyennes et même pour celle déjà petite de 2 mm. Le halo, de couleur exactement complémentaire, puisque la lumière totale est blanche, est donc bleu. Or regardant un point lumineux blanc, une étoile par exemple, on ne voit pas du tout un point jaune entouré de bleu, on voit un point blanc et rien autour.

(1) Les pupilles de 1 mm et 0,5 mm ne sont pas naturelles, mais peuvent se rencontrer en vision instrumentale, sous forme de la pupille de sortie de l'instrument.

Cela est si troublant qu'il faut se demander si quelque influence négligée ne vient pas brouiller le phénomène — par exemple la lumière diffusée par cette multitude de petites irrégularités intérieures à l'œil. L'étude d'Yves Le Grand [ 34 ] permet de suivre l'éclairement rétinien dû à cette lumière diffusée depuis des points de la rétine très éloignés du centre de l'image jusqu'à environ 300  $\mu$  de ce centre. Or la région qui nous intéresse (l'image centrale et la majeure partie du halo) est comprise dans un cercle de 30  $\mu$  de rayon ayant pour centre le centre de l'image. Dans cette région le champ reste libre aux hypothèses. Les irrégula-

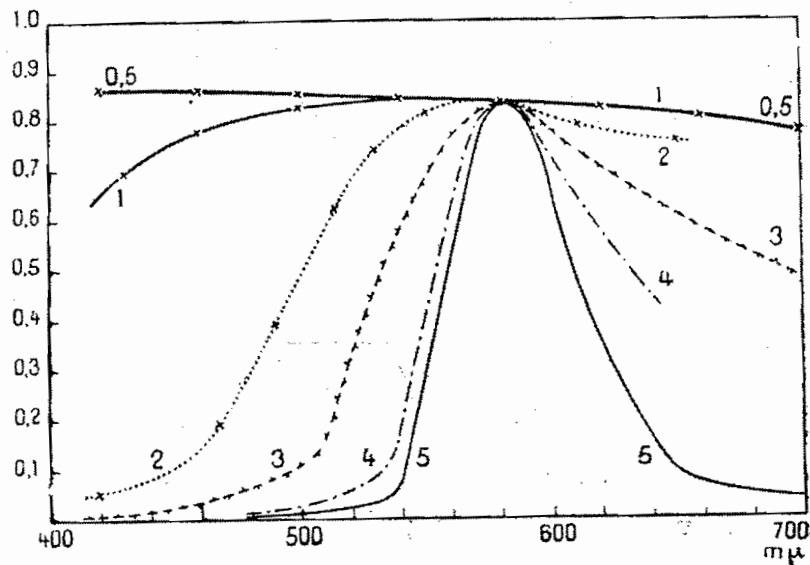


FIG. 11.

Abscisses : longueurs d'onde dans l'espace-objet en m $\mu$ .  
Ordonnées : fraction de la lumière contenue dans l'image centrale.

rités diffusantes, qui agissent à peu près autant sur toutes les longueurs d'onde, ne provoquent-elles pas un re-mélange du jaune et du bleu, que nous croyons avoir séparés ?

Cette supposition ne doit pas être retenue, car toutes les expériences publiées et enseignées par le docteur Polack prouvent que l'image centrale et le halo sont colorés différemment. En voici une particulièrement directe. Si on regarde un point lumineux blanc à travers un écran violet ne laissant passer que les extrémités rouge et bleue du spectre (comme par exemple l'écran Wratten, n° 34), on perçoit un centre parfaitement rouge entouré d'un halo bleu. Si la diffusion de la lumière dans l'œil était cause d'un re-mélange des radiations que le chromatisme aurait normalement séparées, on verrait un centre violet et un halo violet.

Ainsi la partie centrale de l'image d'un point blanc est bien jaune, elle est seule perçue, mais elle est perçue blanche. Il y a là ce qu'on pourrait appeler une *reconstitution de la blancheur*, dont le mécanisme ne semble pas avoir été expliqué.

## 7. Ouverture achromatique.

Considérant toujours la figure 11, un autre point retient l'attention, c'est l'annulation pratique de la coloration pour la pupille de 1 mm et le léger renversement de cette coloration pour la pupille de 0.5 mm : pour cette dernière, ce sont les radiations de courtes longueurs d'onde qui dominent légèrement dans l'image centrale. Cet effet est produit par la diffraction, qui étale plus la lumière de grande longueur d'onde et tend donc à la rejeter dans le halo, quand toutefois la pupille est devenue assez petite pour que l'effet de la diffraction soit important et celui de la dispersion au contraire très petit. La diffraction joue donc un léger rôle *antidispersif*.

Ainsi l'œil, bien que non corrigé du chromatisme <sup>(1)</sup>, donne une image incolore pour une pupille de 1 mm. D'une façon générale on peut montrer que tout système non corrigé du chromatisme donne néanmoins une image incolore pour une ouverture non nulle, que nous proposons d'appeler *ouverture achromatique* et dont la valeur est :

$$(16) \quad \Omega_A = \sqrt{\frac{2 \lambda_0 v}{f}}$$

expression dans laquelle  $v$  est la constringence de la substance (unique) ;  $\lambda_0$  la longueur d'onde de valeur 450 (en  $m\mu$ ) ;  $f$  la longueur focale de l'instrument. Voici la démonstration.

Cherchons à caractériser l'ouverture qui donne cette image incolore pour l'œil (pupille de 1 mm) : elle est telle que, la mise au point étant parfaite pour  $\lambda_0 = 580 m\mu$ , la différence de marche soit  $\frac{\lambda}{4}$  pour l'onde qui a dans l'espace-objet la longueur d'onde  $\lambda_0 = 450 m\mu$  (cela se voit en gros sur la figure 9 et d'une façon plus précise, sans difficulté, par les calculs exposés § 2 et § 3). Le facteur  $\Psi$  défini § 2 est donc :

$$(17) \quad \Psi = \frac{\pi}{2},$$

pour  $\lambda_0 = 450 m\mu$ .

Mais d'après (5) et (11) :

$$\Psi = \frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{H^0_M}{f} \right)^2 \delta x,$$

---

(1) Il peut être considéré comme formé d'une seule substance de constringence  $v = 53$ , comme nous l'avons montré dans un travail antérieur [11 bis]. La constringence est le rapport  $v = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$ .

ce qui devient, appelant ouverture  $\Omega$  l'expression  $\frac{2 H^c_M}{f}$  et tenant compte de (13) :

$$(18) \quad \Psi = \frac{\pi}{\lambda_0} \left( \frac{\Omega}{2} \right)^2 \delta x,$$

d'où d'après (17) :

$$(19) \quad \frac{\pi}{2} = \frac{\pi}{\lambda_0} \left( \frac{\Omega}{2} \right)^2 \delta x.$$

D'autre part, le défaut de mise au point sur l'axe  $\delta x$  est en valeur absolue, d'après (8) :

$$(20) \quad \delta x = f \left( \frac{\delta \varphi}{\varphi} - \frac{\delta n}{n} \right) = f \frac{\delta n}{n(n-1)}.$$

Mais  $\delta n$  est la différence ( $n_{450} - n_{580}$ ) des indices pour  $\lambda_0 = 450$  et pour  $\Lambda_0 = 580 \text{ m}\mu$ , puisque l'appareil est au point pour cette dernière longueur d'onde. Or on pourra vérifier que, quelle que soit la substance, ( $n_{450} - n_{580}$ ) est pratiquement égal à ( $n_F - n_C$ ), différence d'indice entre la raie F du spectre et la raie C. De sorte que  $\frac{\delta n}{n-1}$  n'est autre que le facteur de constringence  $\nu$  de la substance.

Donc :

$$(21) \quad \delta x = \frac{f}{n \nu}.$$

Portant dans (19) et appelant  $\Omega_A$  l'ouverture achromatique, on retrouve bien la valeur annoncée :

$$(16) \quad \Omega_A = \sqrt{\frac{2 \lambda_0 \nu}{f}}.$$

On peut résumer ce calcul en langage courant comme suit. Un appareil non corrigé du chromatisme étant au point pour la longueur d'onde  $\Lambda_0 = 580 \text{ m}\mu$ , si la différence de marche n'est que  $\frac{\lambda}{4}$  pour l'onde de longueur d'onde  $\lambda_0 = 450 \text{ m}\mu$ , alors l'image est incolore et cela arrive pour l'ouverture donnée par l'expression (16).

L'ouverture achromatique est généralement faible ; toutefois elle peut devenir notable pour des instruments très petits. Ainsi un système en crown de longueur focale 1 mm serait achromatique pour une ouverture de 1/4.

Il faut remarquer qu'à des quantités négligeables près (formes un peu différentes des courbes de dispersion), si la mise au point est prise la meilleure pour l'observation visuelle ( $\Lambda_0 = 580 \text{ m}\mu$ ), le chromatisme et la diffraction ne peuvent se combiner que d'une seule manière, en sorte que la famille de courbes de la

figure 11 épuise entièrement l'histoire de la coloration des images pour un instrument non corrigé du chromatisme.

La figure 11, donnant les courbes spectrales des lumières qui forment les images centrales pour l'œil et pour les pupilles de 1, 2, 3, etc. mm, donne donc du même coup ces courbes spectrales pour tout instrument non corrigé du chromatisme et pour des ouvertures de 1 fois, 2 fois, 3 fois, etc. l'ouverture achromatique.

### 8. Irrégularités optiques.

Nous n'avons considéré que l'action des défauts réguliers du système optique de l'œil, c'est-à-dire des aberrations géométriques et de la diffraction. Si l'œil n'avait vraiment pas d'autres défauts, l'observateur normal regardant une source ponctuelle monochromatique devrait éprouver des sensations compatibles avec les répartitions de lumière régulièrement dégradées représentées figure 7 (1). Or nous avons dessiné les figures que nous percevons personnellement en regardant, dans différents états de mise au point, une source très ponctuelle et intense de lumière du sodium ( $\lambda_0 = 590 \text{ m}\mu$ ). Il s'agit d'un œil que tout porte à faire considérer comme normal; d'ailleurs des figures très analogues à celles-là ont été décrites ou dessinées par de nombreux auteurs, par exemple Young [30] et Tscherning [29]. Ces figures, dites figures « étoilées », correspondent à coup sûr à des répartitions irrégulières de lumière sur la rétine et décèlent donc l'existence d'irrégularités optiques dans l'œil.

Laissant ici de côté les mécanismes suivant lesquels ces déformations se produisent, mécanismes certainement complexes et sur lesquels on ne possède encore que des vues partielles (2), nous allons chercher à nous faire une opinion sur le point suivant : ces déformations étant ce qu'elles sont, peut-on, les négligeant, prévoir les phénomènes les plus importants de la vision ?

Regardant un astre ponctuel, on ne perçoit pas seulement un petit rond brillant, mais aussi quelques rayons qui font donner le nom d'« étoile » à cet astre : c'est à peu près l'apparence reproduite figure 12 en bas (bonne mise au point). Pour ce qui est des déformations témoignées par la figure 12 en montant (défauts de mise au point croissants), on peut penser qu'elles n'affectent pratiquement pas la vision.

---

(1) Nous supposons qu'il n'y a pas d'astigmatisme, défaut qui ne peut être classé tout à fait ni comme régulier ni comme irrégulier. Si l'œil est affecté de ce défaut de manière qui ne soit pas trop prononcée, et s'il est corrigé avec soin, les conclusions que nous tirons restent valables.

(2) Voir notamment dans le compte rendu de la 2<sup>e</sup> Réunion de l'Institut d'Optique 1936 les communications de M. Ch. Fabry [7 bis], d'Yves Le Grand [34 bis] et la nôtre [11 quater].

En effet, ce qui dans l'image d'un point blanc n'est pas au point, c'est ce qui constitue le halo. Mais le halo, avons-nous dit, n'est pas perçu (§ 6) : il n'est donc pas question que les déformations des images accumulées qui le forment soient perçues. Toutefois, quoique non perçues, ces déformations pourraient altérer beaucoup les répartitions de lumière calculées théoriquement. Voyons ce qu'on peut penser à ce sujet. Chacune des radiations monochromatiques non mises au point et constituant le halo est affectée d'un défaut de mise au point qui lui est

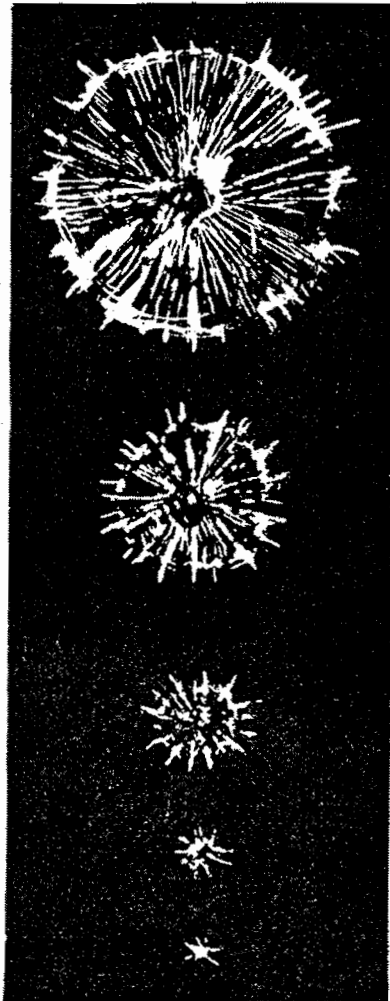


FIG. 12. — Figures étoilées perçues par un observateur regardant une source ponctuelle monochromatique, soit bien au point (en bas), soit avec des défauts de mise au point croissants (en montant) par excès de convergence.

propre et diffère de celui qui affecte les autres radiations non au point ; il s'ensuit une déformation propre, qui diffère de forme et de grandeur pour chacune des radiations non au point (figure 12 en montant). Il y a donc certainement confusion générale des déformations d'images pour ces radiations non au point. D'ailleurs si, voulant créer un défaut de mise au point général, on observe une source ponctuelle blanche à travers un écran bleu laissant passer tout le bleu du spectre, on n'observe rien de semblable aux déformations de la figure 12 (lesquelles sont obtenues en lumière monochromatique du sodium, le défaut de mise au point étant créé par des verres convergents) : on ne voit au contraire qu'une tache



bleue imprécise, qui est justement le halo. Ce halo, qui doit être régulièrement étalé d'après la théorie, se retrouve régulièrement étalé, compte tenu des irrégularités déformantes.

Reste encore à examiner ceci, au sujet du halo : cet étalement régulier réel diffère-t-il beaucoup ou peu de l'étalement régulier théorique ? Il ne faut pas, à cet égard, se laisser impressionner par la noirceur et la netteté des ombres dans les dessins de la figure 12 ; ces dessins sont destinés à fixer la forme des taches perçues : la noirceur des taches sombres lors de l'expérience est notablement moindre que celle qui leur est donnée sur les dessins. D'autre part, nous avons déjà attiré l'attention sur ce que de très petites taches de lumière ou d'ombre sur la rétine paraissent nettes, ou ne paraissent pas [11 *quater*] ; autrement dit la sensation de flou n'existe pas à cette échelle (on peut considérer approximativement que 1 mm sur la figure 12 représente 5  $\mu$  sur la rétine). Nous verrons plus loin à propos de l'étude des lignes sombres (§ 15) qu'à une répartition de lumière molle donnant un faible contraste rétinien, correspond une sensation de netteté parfaite et souvent d'assez grande noirceur. Tout compte fait, rien ne permettrait d'affirmer que les contrastes rétinien provoquant les sensations illustrées figure 12 soient supérieurs, disons, à 10 %. Dans ces conditions, le plus naturel est d'admettre, tant que rien de contraire ne se manifeste, que le halo théoriquement calculé et le halo réel diffèrent l'un de l'autre de façon négligeable.

Pour terminer, il faut encore se demander si la déformation étoilée de l'image centrale est bien importante, du point de vue de la quantité de lumière répartie — nous avons vu qu'elle est sensible, puisqu'on voit les rayons de l'étoile, mais cela ne prouve pas grand'chose quant à son importance. Or rappelons que l'œil sépare deux points lumineux voisins angulairement, comme la seule théorie des défauts réguliers permet de le prévoir (voir § 5). On doit donc conclure que les « rayons » provenant des irrégularités optiques et donnant à l'image centrale l'aspect d'une étoile ne troublent pas beaucoup la répartition totale de la lumière. Ils affectent plutôt l'apparence des points lumineux.

Regardons maintenant le bord rectiligne d'une feuille de papier blanc sur fond noir. Il n'y a plus trace des déformations étoilées et cela se comprend bien : chacun des points lumineux en lesquels on peut décomposer la source étendue qu'est la feuille de papier, fournit bien quelques branches d'étoile, mais celles-ci se fondent avec celles des points voisins. De sorte que le bord de la feuille de papier ne revêt pas comme le point lumineux isolé une fausse apparence visuelle, mais qu'il apparaît bien comme il est : parfaitement régulier et rectiligne.

Or les points lumineux ont surtout de l'importance par rapport à certaines sciences ou activités spéciales (astronomie, signalisation, etc.). Ce qui se présente couramment à la vue, c'est un ensemble de plages souvent assez uniformes, bordées de contours les séparant des plages voisines, et plus ou moins semées de taches et de lignes. Pour de tels spectacles, si l'œil est bien au point, on peut con-

sidérer que les déformations irrégulières n'interviennent d'aucune manière, ni en leur donnant jamais une fausse apparence, ni en causant des écarts importants entre la répartition de lumière dans l'image rétinienne réelle et la répartition calculée.

Nous allons donc étudier l'image rétinienne des éléments constitutifs (contours, lignes, etc.) de tels spectacles courants, cela d'après l'étude théorique de l'image du point lumineux à laquelle il a été procédé ci-dessus.

---

## LE CONTOUR NOIR SUR BLANC

### 9. Formation de l'image d'un contour.

Le problème à résoudre est maintenant le suivant : déduire la répartition des éclairissements rétiniens dans l'image d'une plage lumineuse uniforme, connaissant cette répartition dans l'image d'un point. Cette dernière répartition est donnée par la figure 10, qui montre pour un point lumineux blanc les éclairissements rétiniens à partir du centre de la tache-image et en fonction de la distance en microns sur la rétine. Prenons l'une des courbes de cette figure et faisons-la tourner autour de l'axe de symétrie (centre de l'image) : nous obtiendrons un solide de révolution auquel il sera donné le nom de *solide des éclairissements*.

Soit une plage blanche limitée par un contour rectiligne. Une très petite surface prise dans cette plage est une source ponctuelle ; les éclairissements créés sur la rétine par cette petite surface se répartissent donc suivant le solide des éclairissements dont le sommet, sur cette rétine, surplomberait l'image géométrique de la petite surface. L'éclairissement en un point quelconque de la rétine est la somme des éclairissements dus à toutes ces petites surfaces élémentaires dont l'ensemble constitue la plage ; car les points de la plage émettent des radiations sans relation de phase et donc aucune interférence ne se produit. La sommation ainsi nécessaire est grandement facilitée par ce qu'on peut appeler le « principe de réciprocité ». Soit sur la rétine (fig. 13 en haut) B l'image géométrique d'une petite aire élémentaire fonctionnant comme source ponctuelle ; posons-y le centre du solide des éclairissements (en pointillé sur la figure) : l'éclairissement en un point A de la rétine est proportionnel à la hauteur, en ce point, du solide. Or la figure rend évident que si l'on pose le centre du solide en A, la hauteur en B est alors ce qu'elle était précédemment en A. On en déduit très simplement que, si la plage est uniforme, l'éclairissement qu'elle produit en A est proportionnel au volume de la partie du solide des éclairissements qui, son centre étant en A, surplombe l'image géométrique de la plage. Ainsi sur la figure 13 en bas, l'éclairissement en A est proportionnel à la partie hachurée du solide des éclairissements, partie qui s'obtient par une sommation. Recommencant une telle sommation pour divers points A situés sur une perpendiculaire à l'image géométrique du contour, on obtient une *coupe en travers* de l'éclairissement rétinien créé par le contour. Ce sont de telles coupes que nous représenterons.

De la même manière on trace la coupe en travers de l'éclairissement rétinien per-

pendiculairement à l'image géométrique d'une bande : il n'y a qu'à supposer (fig. 13 en bas) que la plage lumineuse est bornée de deux côtés, par deux contours parallèles au lieu d'un.

De telles coupes en travers de l'éclairement rétinien, nous les appellerons souvent par brièveté : *image rétinienne du contour, de la bande, etc.*

Dans la présente étude il s'agira toujours d'objets blancs sur fond noir, ou noirs sur fond blanc, ou gris sur fond gris (1). L'image, naturellement, est colorée, car elle dérive de celle du point, qui est colorée (§ 6). Par exemple, dans la figure 13

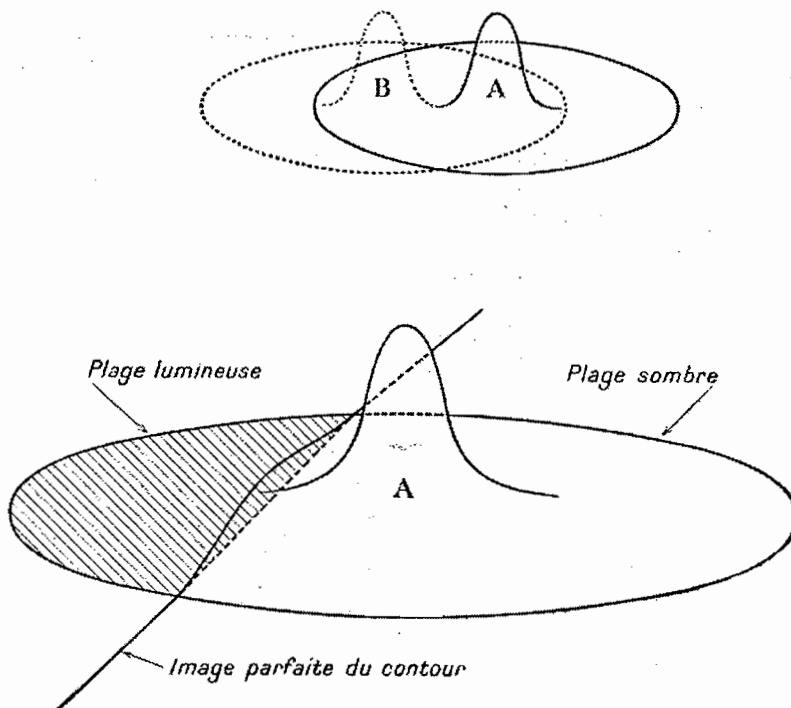


FIG. 13.

En haut : principe de réciprocité.  
En bas : image d'un contour.

en bas, l'éclairement en A serait constitué surtout de lumière bleue, parce que le volume du solide des éclairagements qui peut être considéré comme le représentant (partie hachurée) se trouve tout entier dans le halo. Pourtant, négligeant cette coloration, nous étudierons uniquement la répartition sur la rétine de l'éclairement visuel, c'est-à-dire celui tenant compte du facteur de visibilité des diverses radiations — cela se fait automatiquement, puisqu'il a déjà été tenu compte de ce facteur pour établir l'image d'un point (§ 3). Cette simplification se justifie parce que, si l'œil est bien au point (ce que nous supposons toujours), jamais aucune coloration n'est perçue quand on regarde un objet blanc sur noir, noir sur blanc ou gris sur gris.

(1) Dans un travail antérieur nous avons étudié l'effet des combinaisons colorées les plus typiques [11].

### 10. Dégradé visuel standard du contour.

La figure 14 montre l'image rétinienne du contour rectiligne blanc sur noir pour diverses grandeurs de la pupille. Les diamètres des pupilles sont les chiffres qui accompagnent les diverses courbes. On voit que, si on excepte les pupilles de 1 et 0,5 mm (qui ne se rencontrent qu'en vision instrumentale), toutes les courbes qui restent, c'est-à-dire toutes celles correspondant à des pupilles natu-

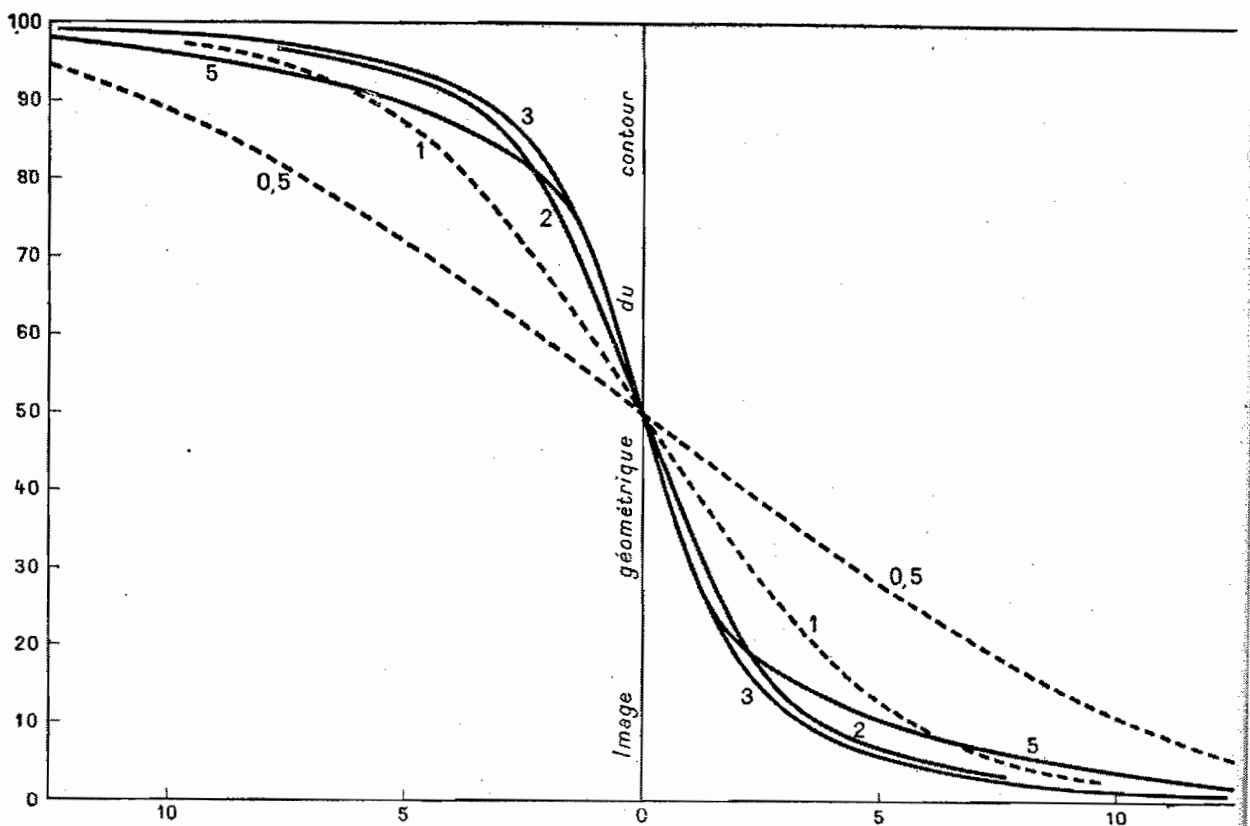


FIG. 14.

Abcisses : distances en microns sur la rétine.  
Ordonnées : éclairement de la rétine perpendiculairement au contour pour les pupilles indiquées.

relles, sont de même allure et très voisines les unes des autres. La partie avoisinant l'image géométrique, partie certainement capitale du point de vue de la distinction du contour, est pratiquement la même pour toutes ces pupilles naturelles. On ne retrouve pas du tout ici les différences énormes entre les diverses pupilles, rencontrées lors de l'étude de l'image d'un point (fig. 10).

Comparons la formation de l'image et la perception qui s'y associe dans les deux cas envisagés : image d'un point et image d'un contour. On a vu tout d'abord que dans le cas du point (fig. 10), l'éclairement rétinien au centre de l'image varie

fortement en fonction de la pupille, malgré l'hypothèse admise qu'un même flux pénètre toujours dans l'œil (ce qui revient à supposer que l'« éclat » du point-objet est inversement proportionnel au carré du diamètre pupillaire). Au contraire dans le cas d'un contour, si l'hypothèse correspondante est admise (c'est-à-dire si la « brillance » de la plage-objet est inversement proportionnelle au carré du diamètre pupillaire), l'éclairement rétinien tend vers la même valeur maximum pour toutes les pupilles (valeur maximum qui est prise égale à 100 sur toutes les courbes présentées ici). La forme même de la répartition des éclairissements diffère beaucoup suivant la pupille dans le cas du point, ainsi du reste que la perception qui en résulte. Pour les grandes pupilles il y a concentration étroite de lumière, seule perçue, déformée en étoile (entourée d'un halo important, mais non perçu). Plus la pupille devient petite, plus la concentration centrale s'élargit, plus les déformations étoilées diminuent, plus le halo (non perçu) devient faible ; si bien que pour les très petites pupilles (0,5 mm), on perçoit une grosse tache bien ronde et même le premier anneau de diffraction. Pour les pupilles intermédiaires, la perception est intermédiaire. Dans le cas du contour, rien de semblable ne se produit : quelle que soit la pupille, jamais aucune déformation, dédoublement, irrégularité ne se produisent, le contour paraît toujours ce qu'il est : régulier et rectiligne — ce qui est bien cohérent avec l'allure uniforme des courbes de la figure 14 et la remarque que nous avons faite (§ 8), que les irrégularités optiques de l'œil ne peuvent pas être perçues dans la vision du contour.

Considérant de nouveau la figure 14 et particulièrement les courbes qui correspondent aux pupilles de 2 à 5 mm de diamètre (pupilles naturelles), nous tirerons la conclusion suivante : *par rapport à la vision du contour noir sur blanc, toutes les pupilles naturelles se valent* ; ou encore, considérant que, par rapport à la chute abrupte de lumière dans l'image géométrique, le fonctionnement optique de l'œil crée un dégradé, nous dirons : *il y a un dégradé visuel standard du contour, le même pour toutes les pupilles naturelles.*

On rejoint ainsi, en la justifiant, la belle insouciance du sens commun à l'égard de la pupille. Qui, sauf un opticien distingué, se préoccupe jamais du diamètre de sa propre pupille ? Que pendant la jeunesse la pupille varie beaucoup et soit fréquemment dilatée ; qu'avec l'âge elle se fixe peu à peu à une assez faible ouverture, cela n'a pas d'importance, l'image du monde est toujours la même.

#### 11. Dégradation visuelle d'une bande.

On a tracé l'image rétinienne de bandes lumineuses diversement fines, par le procédé décrit § 9 et pour les pupilles de 0,5 à 5 mm de diamètre. A titre d'exemple, les figures 15 et 16 montrent ces images pour les pupilles de 5 mm et 1 mm. Chaque courbe est accompagnée du chiffre donnant la largeur angulaire de la bande : à droite en microns sur la rétine, à gauche en minutes. On voit que déjà une bande

dont l'image géométrique sur la rétine fait  $29 \mu$  de largeur (elle est vue sous un angle de 6,6 minutes) ne produit nulle part tout à fait l'éclairement que produirait une plage indéfinie de même brillance (ce dernier pris égal à 100 sur la figure). Quant aux bandes plus étroites, elles produisent un éclaircissement encore beaucoup moindre ; nous dirons que, en raison de leur finesse, elles subissent une *dégradation visuelle*.

Pour exprimer cette dégradation, cherchons d'abord à déterminer la largeur de l'image perçue pour chacune des bandes considérées. Pour des objets pas trop

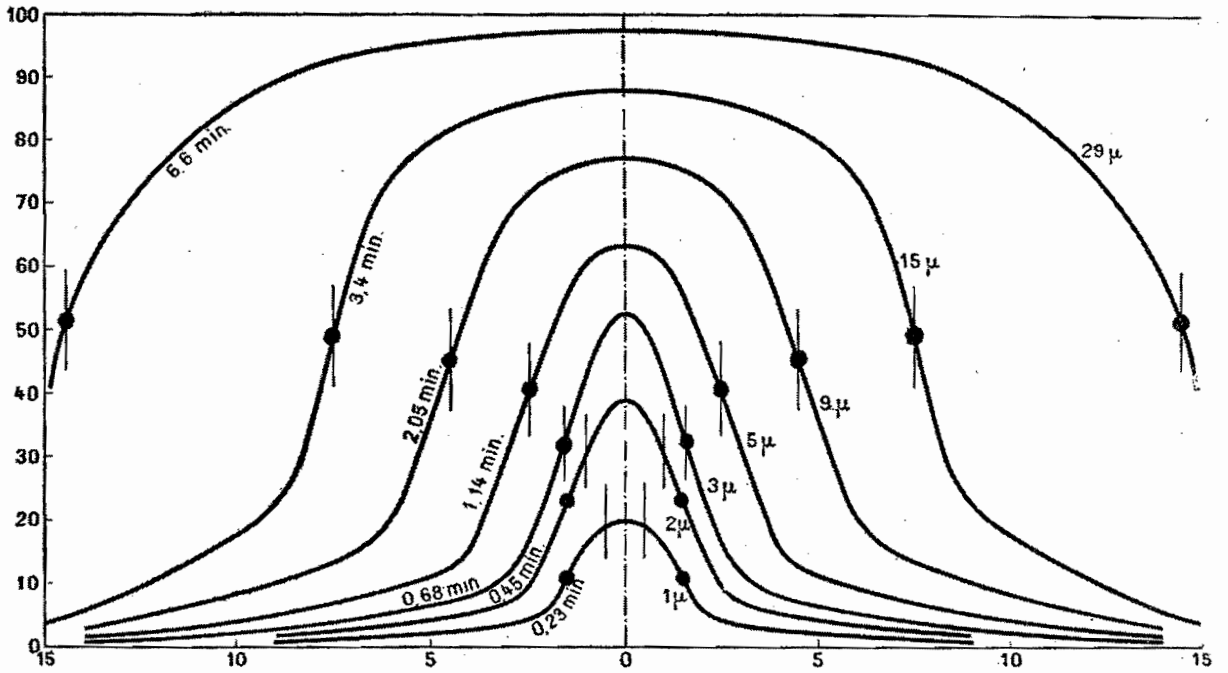


FIG. 15.

Images d'une bande. Pupille de 5 millimètres.

Abscisses : longueurs sur la rétine en microns.

Ordonnées : éclaircissement de la rétine pour les largeurs de bandes indiquées.

petits, c'est un fait d'expérience qu'ils paraissent avec la dimension qu'ils ont réellement, à très peu de chose près (l'extension des plages claires par irradiation ne se manifeste de façon marquée qu'aux fortes brillances). C'est dire que, pour les plus larges bandes étudiées ici, l'image perçue a même largeur que l'image géométrique. Il est très remarquable que, malgré les dégradés de l'image, les limites des objets sont perçues nettes et non pas floues. Donc par exemple pour la pupille de 5 mm (fig. 15) et pour la bande de largeur  $29 \mu$ , nous allons indiquer de part et d'autre, par un trait vertical sur la courbe, la limite de l'image géométrique. Puis nous mettrons aussi en cet endroit de la courbe un gros point rond qui signifie : c'est ici la limite de l'image perçue. Nous ferons la même opération sur d'autres courbes, descendant vers de plus fines bandes et remarquant bien quel est le caractère de la courbe en cet endroit : c'est précisément le point d'inflexion de la

courbe, donc l'endroit où l'éclairement varie le plus rapidement. Mais pour les bandes fines cela n'est plus ainsi ; pour la bande de largeur  $1 \mu$  par exemple, il serait ridicule de penser que la limite de l'image perçue se place à la limite de l'image géométrique, car cette dernière est sur la partie toute plate de la courbe. On va donc, à partir de là où il faudra, dissocier les deux limites : celle de l'image géométrique (trait vertical) et celle de l'image perçue (point rond toujours situé au lieu d'inflexion et de chute maximum de la courbe). La même opération a été faite pour toutes les pupilles (voir figure 16 pour celle de 1 mm).

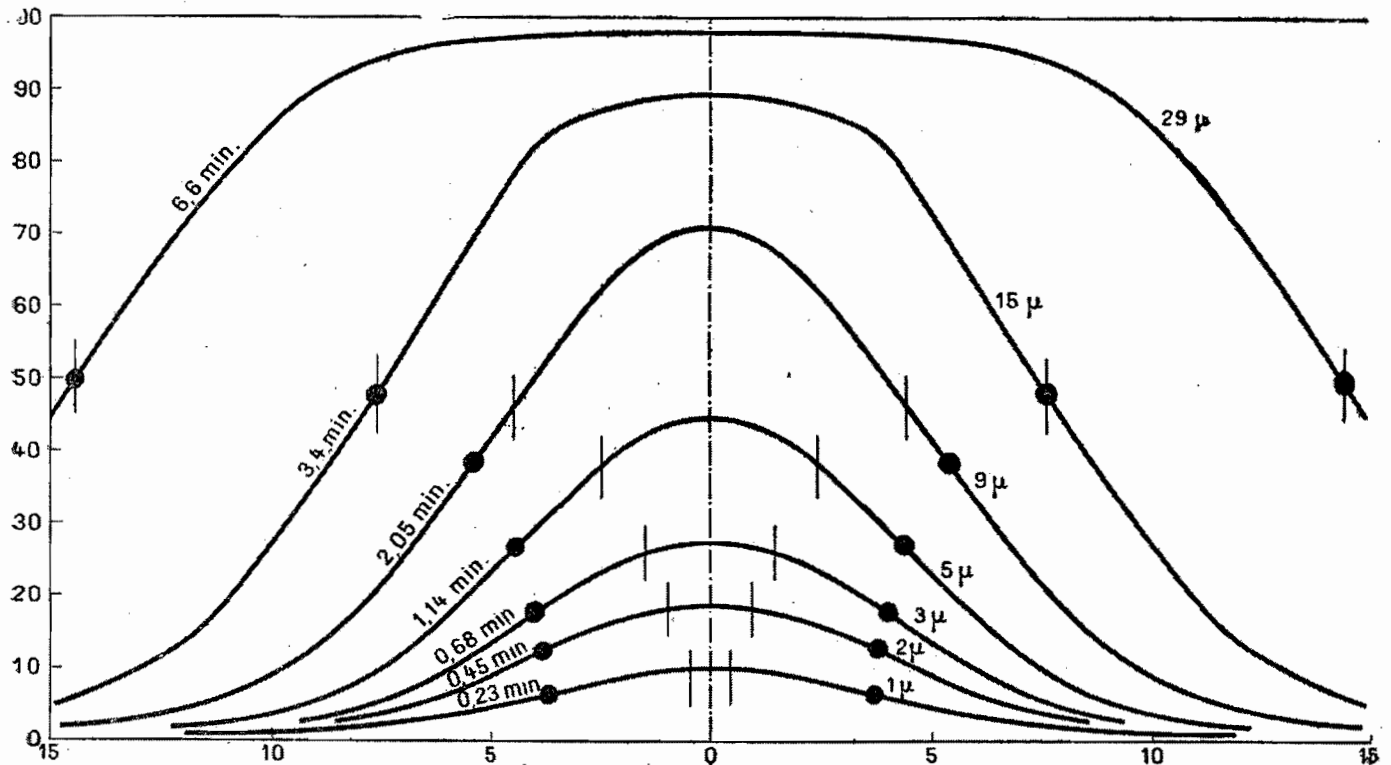


FIG. 16.

Images d'une bande. Pupille de 1 millimètre.

Abscisses : longueurs sur la rétine en microns.

Ordonnées : éclairement de la rétine pour les largeurs de bandes indiquées.

Ayant donc défini l'image perçue (1), on peut calculer l'éclairement moyen dans cette image perçue : soit  $e$  cet éclairement moyen. Si  $E$  est l'éclairement rétinien que produirait une plage indéfinie de même largeur que la bande ( $E = 100$  sur les figures), nous appellerons *dégradation visuelle* le rapport :

$$j = \frac{E}{e}.$$

La figure 17 montre la variation de la dégradation visuelle en fonction de la largeur de la bande pour diverses pupilles. On remarque que pour les pupilles naturelles (de 2 à 5 mm) les courbes diffèrent peu — et même pas du tout pour les fines bandes —, de sorte qu'on peut affirmer ceci : *toutes les pupilles naturelles*

(1) On vérifiera plus loin (§ 13) la justesse de cette définition de l'image perçue.



se valent par rapport à la dégradation visuelle d'une bande ; ou encore : il existe une dégradation visuelle standard d'une bande, la même pour toutes les pupilles naturelles.

Il est intéressant de montrer, à la faveur des données ainsi trouvées sur la dégradation, ce qu'on sent souvent confusément, à savoir qu'on ne gagne pas autant qu'on le croit, du point de vue de l'éclaircissement rétinien, à entourer d'écrans diffusants étendus les sources de lumière de petite dimension. Soit par exemple une lampe-tube un peu longue contenant un filament incandescent de  $1/3$  de

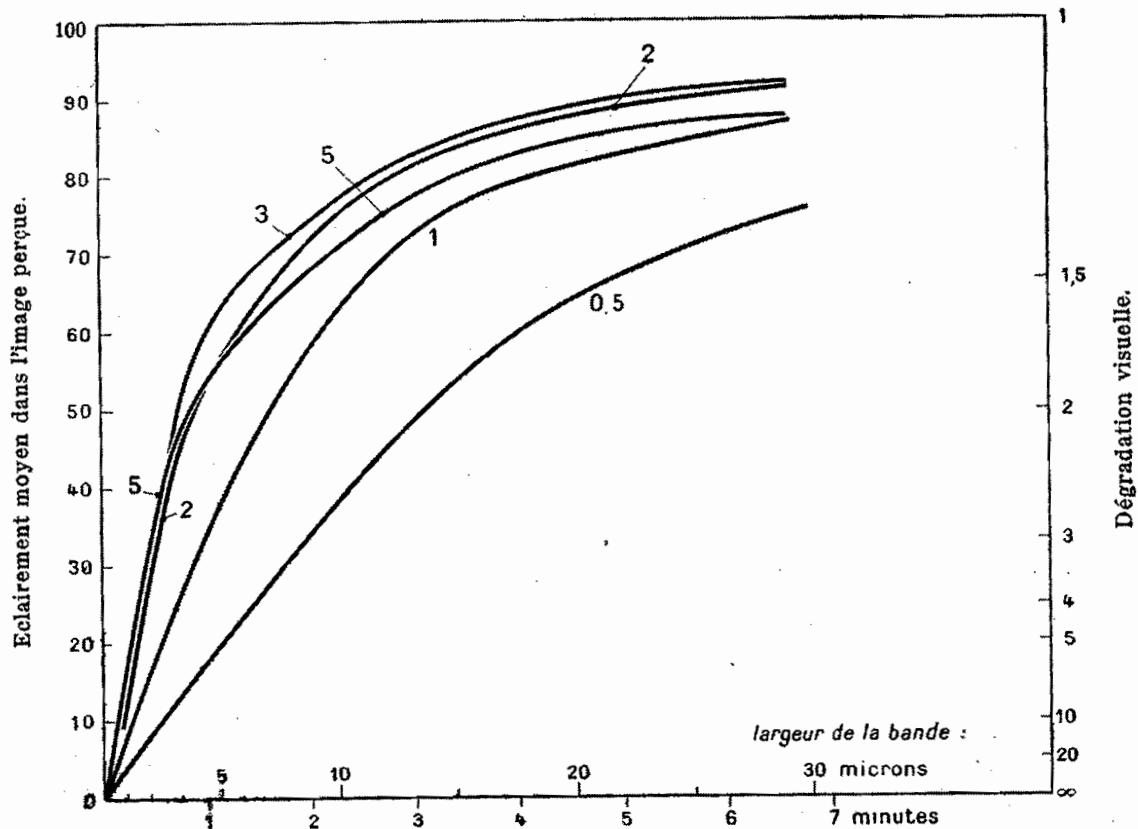


FIG. 17.  
Dégradation visuelle d'une bande.

millimètre de diamètre ; pour se protéger contre l'éblouissement, on rend translucide le tube, qui a 50 mm de diamètre. On suppose que les pertes dans le matériau translucide sont compensées (par exemple en poussant un peu plus la lampe), de façon que si la brillance du filament est initialement  $B_0$ , celle du tube translucide est finalement  $\frac{B_0}{150}$ . Si l'on n'y prend pas garde, on croit diviser par 150 l'éclaircissement rétinien de celui qui, par inadvertance, fixerait la lampe du regard. Mais il n'en est rien, car le filament donne une image rétinienne très dégradée ; si l'observateur est à 5 m de la lampe, le filament se projette géométriquement sur la rétine avec une largeur de  $1 \mu$ , son facteur de dégradation est environ 10, de sorte

qu'il n'éclaire la rétine que comme une source étendue de brillance  $\frac{B_0}{10}$ , tandis que le tube, étant une source étendue, éclaire la rétine selon toute l'intégrité de sa brillance  $\frac{B_0}{150}$ . Finalement, le facteur de réduction d'éclairement rétinien, quand on passe du filament nu au filament protégé, n'est que de 15 au lieu de 150.

## 12. Contraste-objet et contraste-image.

Nous étudierons maintenant tout spécialement les *bandes sombres sur fond clair*, qui présentent un intérêt capital pour les raisons suivantes. D'abord la visibilité de bandes ou lignes <sup>(1)</sup> de cette sorte est étonnante : rappelons que dans les campagnes les petits branchements électriques sont en fil de 3 mm de diamètre, minimum imposé par les règlements, et que couramment on les voit encore se détacher comme une ligne sombre sur le ciel à la distance de 300 m. Ensuite il y a une certaine constance de la visibilité d'une ligne sombre sur fond clair, bien que la brillance du fond change, pourvu qu'elle reste suffisante : par exemple une fine ligne noire sur papier blanc n'est guère moins visible dans un intérieur bien éclairé qu'en plein soleil <sup>(2)</sup> — au contraire la visibilité d'une ligne claire sur fond noir est proportionnelle à la brillance de cette ligne. Enfin, pour qu'une très fine ligne brillante sur fond noir soit visible, il faut lui donner une si forte brillance que l'irradiation se produit de façon notable et déplace de façon très gênante les contours perçus —, tandis que des bandes ou lignes sombres de toutes tailles sur fond clair sont couramment observées sans irradiation appréciable.

Les figures 15 et 16 se transposent de façon très simple pour représenter l'image de bandes sombres sur fond clair : il suffit de les mettre le haut en bas. Chaque bande sombre crée dans l'image rétinienne un manque de lumière suivant la courbe correspondante. La courbe de dégradation visuelle reste strictement valable (fig. 17). Si  $M$  est le manque de lumière dans l'image qui serait produite par une bande noire de largeur infinie ( $M = 100$  sur les courbes),  $m$  le manque de lumière moyen dans l'image perçue de la bande considérée, la dégradation visuelle est évidemment :

$$(26) \quad j = \frac{M}{m}.$$

Mais nous voulons étendre cette étude au cas où la bande sur fond clair n'est pas absolument noire. La figure 18 schématise les rapports entre l'image et l'objet.

(1) Nous appelons ligne une bande très étroite.

(2) Le rapport des brillances peut être de 1 000 dans les deux expériences ; il ne faut pas que la brillance du fond devienne franchement faible, car alors la visibilité baisse énormément, comme M. Ch. Fabry l'a fait observer [7 ter].

Pour l'objet,  $B_o$  est la brillance du fond clair,  $b_o$  celle de la bande sombre,  $M_o = B_o - b_o$  le manque de lumière-objet et

$$(27) \quad \gamma_o = \frac{M_o}{B_o} \text{ le contraste-objet.}$$

Pour l'image,  $B$  est l'éclairement rétinien uniforme dû au fond clair,  $b$  celui qui serait créé par une plage indéfinie de brillance  $b_o$ ,  $M = B - b$  le manque de

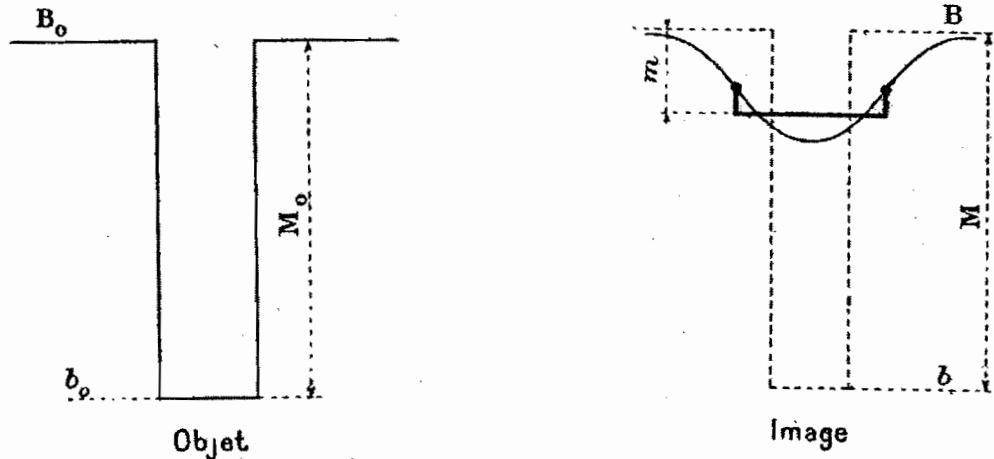


FIG. 18.

lumière dans l'image géométrique, tandis que le *manque de lumière-image* véritable est d'après (26)  $m = \frac{M}{j}$ . Quant au *contraste-image* il est :

$$\gamma = \frac{m}{B} = \frac{1}{j} \frac{M}{B}.$$

Mais les éclairements-image  $B$ ,  $b$ , sont respectivement proportionnels aux brillances-objet  $B_o$ ,  $b_o$  (1), de sorte que le contraste-image devient :

$$(28) \quad \gamma = \frac{\gamma_o}{j},$$

c'est-à-dire : le *contraste-image* est égal au *contraste-objet* divisé par la *dégradation visuelle*.

On comprend l'intérêt de cela : l'expression (28) jointe à la figure 17 permet le calcul du contraste-image créé par une bande d'un gris quelconque et d'une finesse quelconque.

(1) Sur la figure 18 le coefficient de proportionnalité est pris égal à 1.

### 13. Largeur apparente minimum.

On voit sur les figures 15 et 16 que, tandis que l'image géométrique d'une bande diminue indéfiniment avec la finesse de la bande, ce que nous avons estimé être l'image perçue tend vers une limite bien définie, que nous appellerons *largeur*

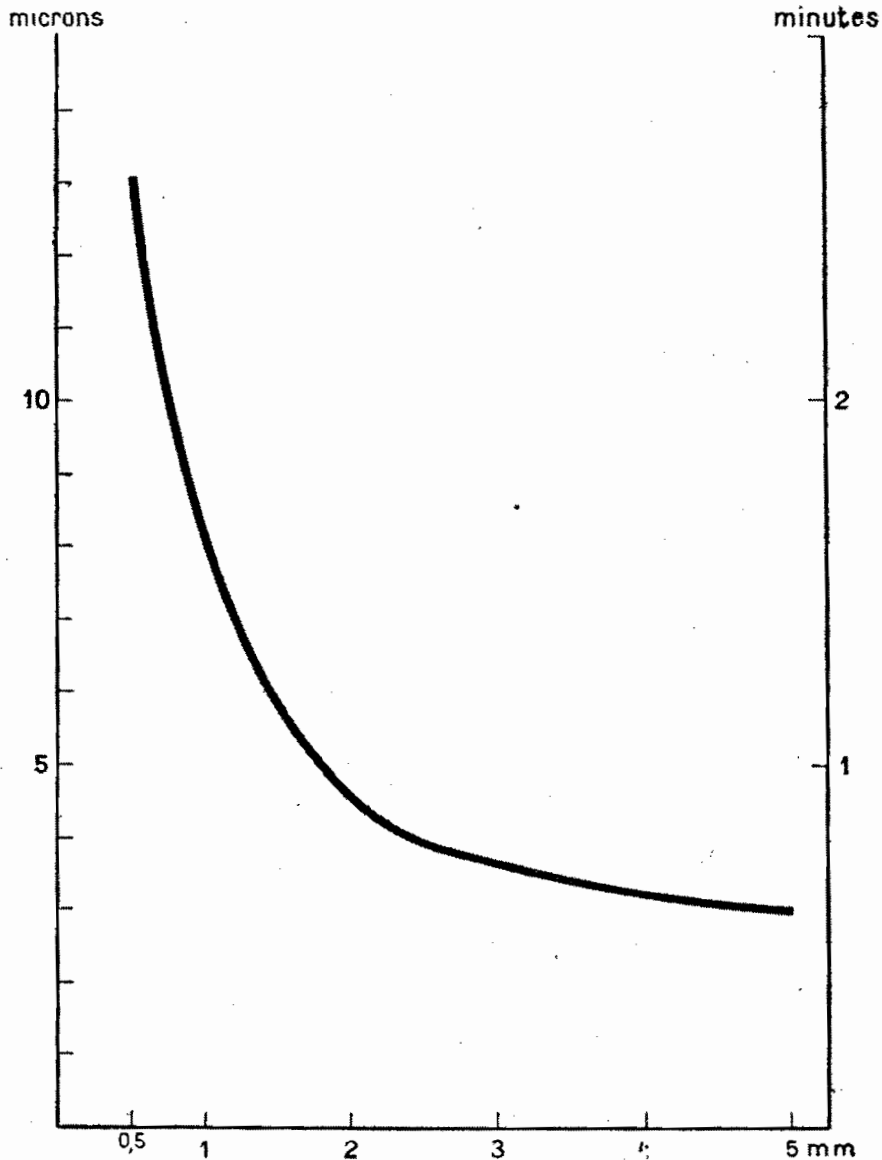


FIG. 19.

Abscisses : diamètres pupillaires.  
Ordonnées : largeur apparente minimum.

*apparente minimum*. La figure 19 donne la variation de cette largeur en fonction de la pupille. Elle varie peu pour toutes les pupilles naturelles (de 2 à 5 mm de diamètre), mais augmente notablement pour les très petites pupilles (1 et 0,5 mm).

Pour vérifier expérimentalement ces vues, nous avons employé des tests tels que celui de la figure 20. Sur fond blanc, deux bandes se succèdent, ayant même axe, l'une de largeur  $l_0$  et de contraste-objet  $\Gamma_0$ , l'autre de largeur  $L_0$  et de contraste-objet  $\gamma_0$ . La bande la plus mince est aussi la plus noire et l'on a la relation :

$$(29) \quad l_0 \Gamma_0 = L_0 \gamma_0.$$

Ayant placé le test en bon éclairage, on s'éloigne jusqu'à une distance où il devient impossible de distinguer les deux parties de la bande. Le contrôle est fait par un aide, qui retourne le test à l'insu de l'observateur et demande à celui-ci où est la bande mince et noire. On est d'abord surpris de ne plus pouvoir distinguer une partie de l'autre, car cela se produit lorsque le tout est encore extrêmement visible, pourtant cela s'explique très simplement par la théorie de la largeur



FIG. 20.

minimum apparente développée ci-dessus. Quand cette largeur (angulaire) est atteinte pour la plus large bande, la bande plus mince ne peut revêtir une apparence différente que si elle cause un contraste-image différent, car sa largeur par elle-même n'est plus perceptible. Or, comme on va le voir par les valeurs ci-dessous, il s'agit de bandes assez minces pour que l'on se trouve dans la région où la courbe de dégradation est une droite, ce qui veut dire que le facteur de dégradation visuelle  $j$  est proportionnel à la largeur de la bande pour une distance donnée de celle-ci. Les deux bandes formant le test sont à la même distance constamment, de sorte que, étant donné la relation (29), le contraste-image  $\gamma = \frac{\gamma_0}{j}$  est le même pour les deux parties du test. Donc rien absolument ne peut permettre de juger

que la bande mince et noire diffère de la plus large. Cette expérience est la vérification directe de la largeur apparente minimum prévue théoriquement, laquelle est fournie par la largeur apparente de la bande la plus large au moment précis où toute différence cesse d'être perçue entre les deux parties du test.

Nous avons employé particulièrement un test dont les caractéristiques sont les suivantes :

largeur de la bande mince :  $l_0 = 5$  mm

contraste de la bande mince :  $\gamma_0 = 1$

largeur de la bande large :  $L_0 = 10$  mm

contraste de la bande large :  $\Gamma_0 = 1/2$

longueur de chaque bande : 25 cm.

Voici les résultats obtenus :

Pupille (millimètres)	Largeur apparente minimum (microns sur la rétine) <sup>(1)</sup>	
	théorique	mesurée
0,5	13	14,5
1	8	7,8
2	4,5	4,7
3	3,6	3,7

Les chiffres sont les moyennes d'une vingtaine de mesures. Les observations ont été faites en plein air, à découvert par temps gris clair.

On n'a pas trouvé de différences systématiques entre plusieurs observateurs doués d'une vue normale. Voici donc notre conclusion : *deux bandes toutes deux plus fines que la largeur apparente minimum et provoquant le même contraste-image ne peuvent absolument pas se distinguer l'une de l'autre.*

#### 14. Contraste-image de disparition.

Fixons contre la vitre d'une pièce où nous sommes un fil de 0,05 mm de diamètre de façon qu'il se projette (en sombre car la pièce n'est pas éclairée) sur le ciel. En se reculant peu à peu, on trouve qu'il disparaît quand on s'est écarté de 5 à 6 m, en moyenne de 5 m, 50 (nous n'avons trouvé que de faibles différences entre plusieurs observateurs doués d'une vue normale). Cette distance reste la même, que la pupille soit de 2,3 ou 4 mm, mais diminue fortement pour des pupilles de 1 et 0,5 mm. Considérant le fil comme noir, on détermine aisément sur

(1) Rappelons que 1 mm à 15 m se projette géométriquement sur la rétine suivant 1 micron.

la figure 17 le contraste-image  $\gamma$  qui correspond à la disparition. Les résultats sont consignés dans le tableau suivant (fil de 0,05 mm de diamètre, longueur 15 cm) :

Pupille	Distance de disparition	Largeur de la bande sur la rétine	Contraste-image de disparition
4	5,50 m	0,137 $\mu$	0,021
2	5,50	0,137	0,021
1	3,00	0,25	0,020
0,5	1,50	0,5	0,020

Les mêmes résultats se retrouvent avec des fils plus gros : il faut se reculer davantage, mais la disparition se produit pour la même largeur angulaire géométrique, pourvu que la longueur du fil soit tenue à peu près proportionnelle à la distance de disparition (ainsi un fil noir sur le ciel, de 0,1 mm de diamètre, disparaît à la distance de 11 m en moyenne, pourvu que sa longueur soit au moins 30 cm). Les mêmes résultats s'obtiennent encore avec des traits tracés sur papier très blanc au tire-ligne à l'encre de Chine. Deux précautions sont à observer dans ce cas : d'abord vérifier au microscope que le trait est uniformément noir (ce qui est à peu près impossible à obtenir si le trait est très fin) ; ensuite éclairer fortement le fond blanc (il faut opérer en plein air à découvert pour retrouver les mêmes chiffres qu'avec les fils sur le ciel). Toutefois il faut noter que, même dans des conditions médiocres (mauvaise uniformité du trait, éclairage d'un appartement moyen, de jour), on ne trouve que des distances peu inférieures à celles obtenues pour des fils sur le ciel. Du point de vue de l'aspect, on remarque que le fil ou le trait, au fur et à mesure que sa largeur angulaire géométrique diminue, paraît de plus en plus pâle. Finalement, bien qu'étant en réalité parfaitement noir, c'est par excès de pâleur qu'il semble s'évanouir, et cela a lieu quand le contraste-image est pratiquement 2 %.

Voilà donc les conditions de disparition d'une bande bien noire par amincissement pur. Passons à la possibilité opposée, la disparition d'une large bande par diminution du contraste-objet. Nous avons employé, pour cette étude, particulièrement le dispositif très simple de la figure 21 : c'est le secteur noir tournant classique, qui crée sur un disque bien blanc un anneau gris. On observe donc une bande grise circulaire et non rectiligne, mais si le diamètre est suffisant et si l'on fixe bien un point tel que A, l'image rétinienne est pratiquement celle de la bande rectiligne : le contraste-image en particulier ne peut pas être changé par la courbure. Nous avons employé un disque dont les dimensions étaient (fig. 21)  $D_1 = 20$ ,  $D_2 = 30$ ,  $D_3 = 50$  en centimètres. Voici ce qui a été observé. Au fur et à mesure que le contraste-objet diminue (par diminution du secteur noir), la bande circulaire paraît de plus en plus pâle, jusqu'à un degré de pâleur telle qu'une personne

non prévenue hésite un peu à décrire ce qu'il y a sur le disque. A ce moment, le contraste-objet est de 2 % et, comme il n'y a pratiquement point de dégradation visuelle, le contraste-image est donc aussi de 2 %. Les observations ont été faites à des distances variant de 0 m,30 à 6 m, toutes distances où l'on peut considérer que la dégradation visuelle d'une bande si large n'existe pas. Ce qui est remarquable, c'est qu'on ne distingue pas mieux de tout près : on ne gagne absolument pas à s'approcher à une distance plus petite que 5 ou 6 m, lorsque le contraste-objet atteint de si faibles valeurs. Si on diminue encore ce contraste, prenant 1 % par exemple, voici ce qui se passe. D'abord une personne non avertie ne distingue

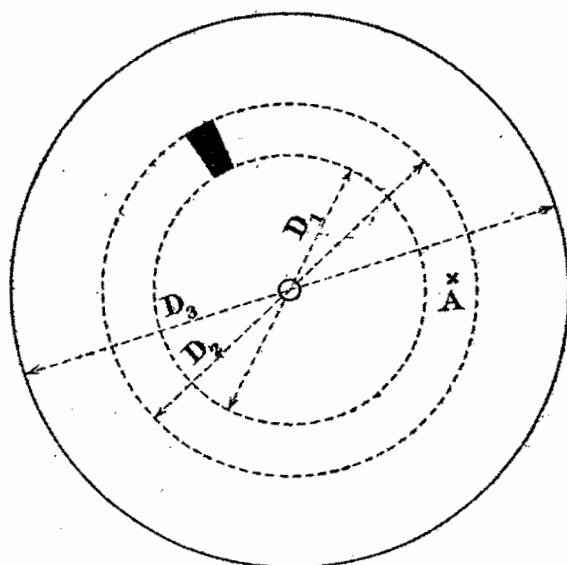


FIG. 21.

rien à aucune distance. Quant à l'observateur bien averti, il distingue parfois un peu le centre de la bande, mais pas du tout les bords. Nous rejetterons ces contrastes si faibles, car il n'est pas possible de dire, quand ils sont atteints, qu'on voit une bande. Nous dirons donc que le contraste-image de disparition est encore 2 % pour une bande très large qui disparaît par pure pâleur de l'objet. Pour ce qui est des conditions d'éclairément, elles ont été toujours les meilleures : celles comprises entre l'éclairément en plein air à découvert et l'éclairément dans un intérieur bien éclairé.

Il reste à combiner les deux moyens, finesse et pâleur-objective et observer comment se produit la disparition. L'expérience se trouve déjà virtuellement faite si la bande est d'un gris assez foncé pour ne disparaître qu'après avoir atteint la largeur apparente minimum. Elle disparaît alors juste comme une bande tout à fait noire et plus fine, car, avons-nous constaté (§ 13), rien ne l'en distingue plus à notre vue. Cela n'est pas de peu d'importance. En effet on admettra que (fig. 19) une valeur acceptable moyenne de la largeur minimum perceptible est  $3,5 \mu$  sur la rétine pour toutes les pupilles naturelles (de 2 à 5 mm). Il s'ensuit (fig. 17) une



dégradation visuelle uniformément égale à  $j = 2$  pour toutes les pupilles naturelles lorsque la largeur minimum perceptible est atteinte. La bande noire disparaît lorsque le contraste-image est  $\gamma = 2\%$  et à ce moment elle a rigoureusement même apparence qu'une certaine bande ayant la largeur minimum perceptible et d'un gris bien choisi. Mais quel gris ? C'est un gris tel que le contraste-image  $\gamma = \frac{\gamma_0}{j}$  soit le même que celui créé par la bande noire  $\gamma = 2\%$  ; le contraste-objet est donc  $\gamma_0 = j\gamma = 4\%$ . Voilà ce qui définit le gris de cette bande. Or c'est un gris excessivement clair. Si on le réalise au moyen du disque de la figure 21, on se trouve en présence d'une bande annulaire très peu différente de celle réalisée précédemment, de contraste 2 %. Ce contraste de 4 % est presque le plus faible donnant une sensation de netteté parfaite sur les bords d'une large bande. Or pour tout gris plus foncé, avons-nous dit, la bande disparaît ayant rigoureusement le même aspect qu'une bande noire plus fine. Donc en étudiant à l'état pur les deux moyens de disparition (par la finesse ou par la pâleur-objet), nous nous trouvons pratiquement avoir étudié du même coup la disparition d'une bande réalisant une combinaison quelconque de ces deux moyens.

Voici donc la conclusion générale : *quel que soit le contraste-objet d'une bande sombre sur fond clair, elle disparaît toujours par excès de pâleur et la disparition a lieu quand le contraste-image est 2 %*. Rappelons que ce contraste-image est donné par l'expression (28) jointe à la figure 17.

Rappelons aussi les conditions d'observation. Le fond blanc doit être bien lumineux : la luminosité d'une feuille de papier blanc en bonne lumière dans un intérieur est tout à fait un minimum. Quant à l'observateur, il doit être doué d'une vue normale, mais non entraîné et même non prévenu, et il doit déclarer qu'il voit une bande, ou une ligne.

### 15. Reconstitution du noir-objet.

Une question importante se pose maintenant : y a-t-il correspondance univoque entre le contraste-image  $\gamma$  et la sensation de pâleur ? Autrement dit, deux bandes d'inégale largeur dont les noirceurs-objet sont telles qu'elles créent le même contraste-image, sont-elles perçues également noires ? La théorie et l'expérience ont déjà fourni leur réponse, concordante, dans le cas où les deux bandes sont plus fines que la largeur apparente minimum : oui, dans ce cas les deux bandes paraissent également noires, puisque absolument rien ne permet de les distinguer l'une de l'autre. Voyons ce qui arrive quand une au moins des deux bandes est de largeur (angulaire) supérieure à ce minimum. Pour fixer les idées, soit un test sur fond blanc comme celui de la figure 20, dans lequel la petite bande est tout à fait noire ( $\gamma_0 = 1$ ) et sa largeur  $l_0 = 3$  mm ; la large bande est de contraste-objet moitié ( $\Gamma_0 = 1/2$ ) et de largeur  $L_0 = 21$  mm. A 15 m l'image géométrique réti-

nienne de la petite bande est de  $3 \mu$  de largeur, celle de la large bande de  $21 \mu$ . Opérant en plein air (pupille d'environ 3 mm), on trouve figure 17 les facteurs de dégradation : pour la large bande,  $J = 1,1$  ; pour la mince bande,  $j = 2,2$ , soit le double. Il s'ensuit, d'après l'expression (28), que les contrastes-image sont les mêmes pour les deux bandes formant le test. Or l'expérience montre qu'à cette distance de 15 m les deux bandes ne paraissent pas du tout également pâles. Chacune paraît à peu près ce qu'elle est, la petite, particulièrement, très noire. *Il n'y a donc pas correspondance univoque entre le contraste rétinien et la sensation de noirceur, mais dans une certaine mesure reconstitution de la noirceur de l'objet.*

Il ne faudrait pas pour autant abandonner le contraste-image, pensant qu'il ne signifie rien. D'abord cette reconstitution ne fonctionne pas indéfiniment quand la bande s'affine, il y a défaillance de cette faculté au voisinage des conditions de disparition : finalement, comme on l'a vu (§ 14), toutes les bandes disparaissent dans la plus extrême pâleur apparente, aussi bien celles qui sont tout à fait noires que les autres. Ensuite, même quand cette reconstitution se produit, le contraste-image garde une signification. En effet, une petite bande noire est perçue comme elle est, avec sa dimension, avec sa qualité noire, mais elle est perçue *doucement* ; tandis qu'une large bande noire est perçue comme elle est, large et noire, mais *durement*. Tout n'est pas dit quand on sait que la représentation se fait correctement, il reste en effet cette autre face de la perception, la face *affective*, dont rien absolument ne peut donner la moindre idée, si ce n'est justement le contraste-image rétinien. Aux grands contrastes correspond le dur, aux petits le doux.

#### 16. Dégradation par le ton et par la finesse.

On peut considérer que l'objet lui-même est dégradé si son contraste diffère de l'unité, et appeler *dégradation-objet* la quantité :

$$(30) \quad \delta_o = \frac{1}{\gamma_o} .$$

Appelant encore *dégradation-image* (rétinienne) la quantité :

$$(31) \quad \Delta = \frac{1}{\gamma} ,$$

on voit apparaître d'après (28) la relation :

$$(32) \quad \Delta = j \delta_o,$$

qui s'énonce : *la dégradation-image est le produit de la dégradation-objet par la dégradation visuelle.*

Picturalement, la dégradation-objet s'obtient *par le ton*, en faisant la bande d'un gris de plus en plus pâle ; la dégradation visuelle s'obtient *par la finesse* des bandes ou traits (en supposant une certaine distance d'observation). La relation (32), jointe à nos observations sur le contraste-image de disparition, permet de conclure comme suit :

*La dégradation par le ton et celle par la finesse peuvent se combiner de toutes les façons possibles, mais leur produit ne doit pas excéder 50 sous peine de disparition.*

A la faveur de la présente étude, il est possible d'apporter quelques précisions nouvelles sur les propriétés respectives de l'une et l'autre de ces dégradations.

1° Dégradation par le ton. Quand on observe de larges bandes ou taches fortement dégradées objectivement (donc de faible contraste avec le fond), ce qui frappe est la constance de leur aspect en fonction de la distance, comme nous l'avons signalé (§ 14). Cette propriété se retrouve en observant les peintres qui ont beaucoup dégradé les tons, comme Claude Lorrain par exemple. Les lumineuses marines du Musée du Louvre (salles du xvii<sup>e</sup> siècle français) comportent presque toutes quelque roche ou tour éloignée (de quelques centaines de mètres semble-t-il), peinte d'un ton extrêmement voisin du fond. Ayant découvert cet objet d'assez loin (à 10 ou 12 m du tableau), on est tout étonné de ne pas le voir mieux en s'approchant jusqu'à toucher la toile.

2° Dégradation par la finesse. C'est tout le contraire qui se produit quand le peintre compte surtout sur la petitesse pour dégrader (visuellement) les objets qu'il représente : l'apparence est extraordinairement variable avec la distance du spectateur. Il y a au Musée du Louvre, dans les petites salles de peinture hollandaise, une marine de Van de Velde représentant un navire courant grand largue, avec tous ses cordages tracés du même ton presque noir, mais de degrés de finesse différents (suivant qu'ils figurent par exemple la drisse de pavillon ou la grande écoute). Or voici ce qu'on observe : d'abord qu'à la distance de 2 m du tableau on ne voit plus qu'environ la moitié des cordages, les autres ayant disparu par finesse ; ensuite qu'à toute distance certains cordages paraissent bien noirs (reconstitution du noir), les autres à la fois plus fins et plus pâles (défaillance de la faculté de reconstitution du noir). Ce qui est assez curieux, c'est que, placé devant un ensemble de ce genre, assez complexe et cohérent, le spectateur juge assez bien pour chaque objet le genre de dégradation dont il est affecté, si elle est surtout objective ou surtout visuelle.

## 17. L'espace transparent.

On sait que si l'atmosphère n'est pas parfaitement transparente, un panneau noir qu'on éloigne paraît de plus en plus pâle au fur et à mesure que des couches de fluide de plus en plus grandes sont interposées entre lui et le spectateur. C'est

ce qu'on appelle *dégradation atmosphérique* et qu'on traduit picturalement en recouvrant le panneau d'un gris de plus en plus clair au fur et à mesure qu'on le suppose plus éloigné. Dans la nature comme dans la peinture, cette dégradation est une dégradation-objet ou dégradation par le ton. L'espace, alourdi de cette espèce de surcharge, paraît ainsi par autre chose que lui-même. Or on ne doit pas oublier que par lui-même il paraît à la vue, non seulement parce qu'il rend les objets plus petits angulairement, mais de plus parce que, les rendant petits, il les dégrade visuellement. Tel est l'effet de l'espace pur, de l'espace parfaitement transparent.

Cet effet se transpose en peinture de la façon la plus simple du monde. Sans changer la noirceur qu'on attribue à tel objet, il suffit de le représenter, au fur et à mesure de son éloignement supposé dans l'espace, avec toute la finesse que cet éloignement comporte. La dégradation visuelle se produit et *l'espace transparent* apparaît, avec toutes ses qualités propres, qui sont très particulières.

Une de ces qualités est de faire saisir les objets éloignés comme lointains et proches à la fois, à la faveur de cette reconstitution du ton de l'objet que nous avons mise en évidence (§ 15). Prenons un objet noir pour simplifier ; il est éloigné, on le représente donc petit, ainsi il est visuellement dégradé, il est perçu très doucement et se trouve parfaitement à sa place dans le plan lointain où on le situe. Mais si sa finesse n'est pas trop extrême (s'il n'est pas trop près de disparaître par finesse), on voit se produire cette reconstitution du noir qui fait que, bien que perçu doucement, l'objet est perçu noir, du même noir semble-t-il que s'il était proche. On garde ainsi avec cet objet lointain un contact intime, de sorte qu'il paraît lointain et proche tout à la fois. Autrement dit, cet espace transparent, c'est celui dont la puissance d'isolement se trouve réduite au minimum.

Voilà ce qui se passe, disons pour la meilleure distance d'observation du tableau. Une autre qualité, qui résulte directement de ce que la dégradation visuelle est seule en jeu, est qu'il y a autant d'aspects que de distances d'observation : cela fait qu'on ne contemple pas une seule œuvre, toujours la même, mais une infinité d'œuvres différentes. Si on s'éloigne beaucoup, la représentation devient défaillante pour la plupart des objets lointains, ce qui donne à l'ensemble une grande simplicité. Si on s'approche beaucoup, au contraire, il n'est pas d'objet si petit qu'on ne puisse constater en quelque sorte sa dignité picturale, ce qui donne à penser par la suite, quand de loin il paraît tout pâle et dégradé, qu'il n'est pas réellement ainsi, mais que notre vue seule est cause de cette apparence. D'une seconde manière, par cette approche toujours possible, on se trouve, dans cet espace transparent, intimement relié au lointain.

Beaucoup de peintres primitifs ont aimé ce genre d'espace. On peut l'observer par exemple au Musée du Louvre dans le tableau de Van Eyck, « la Vierge au Donateur » (galerie des Primitifs flamands). Les personnages sur le pont et dans les rues de la ville, les fenêtres des maisons, les arbres, les haies, les clochers loin-

tains sont très foncés, mais d'une extrême finesse. De très près (à 20 cm) on reconnaît tous ces objets individuellement, on constate qu'ils sont peints sans aucune atténuation, beaucoup d'entre eux sont franchement noirs, les fenêtres des maisons en particulier, qui sont des rectangles allongés, très noirs, d'environ  $1/4$  à  $1/2$  millimètre de largeur. A cette distance d'observation, l'espace n'apparaît pas, tous les objets lointains semblent collés contre les premiers plans. Au contraire si on s'éloigne un peu (entre 1 m, 50 et 2 m on est à très bonne distance), les objets s'étagent dans un espace d'une admirable transparence. Beaucoup de ces objets (les fenêtres par exemple) gardent leur noirceur à cette distance, quoiqu'on les sente très doucement et tout à fait à leur plan lointain.

L'espace possède cette même qualité dans le triptyque du « Christ Rédempteur » de Van der Weyden (même salle). Des forêts, des haies, des arbres isolés sur le ciel, peints sans atténuation, paraissent à leur juste place, grâce à une petitesse savamment dosée, à leur juste place dans un espace si limpide qu'une extraordinaire intimité nous unit au lointain. On peut compter les feuilles aux arbres de telle forêt pourtant éloignée, et ce cavalier qui marche à sa lisière, il semble qu'on entende craquer les branches sèches sous les pas de son cheval.

---

## BIBLIOGRAPHIE

1. AMES et PROCTOR. — Dioptrics of the Eye. *Journ. Opt. Soc. Amer.* 5 (1921), p. 22.
2. BUXTON (A.). — The determination of the Intensities in the Airy Spurious Disc. *Monthl. Notices Roy. Astr. Soc.*, 81 (1921), p. 547.
3. CHRÉTIEN. — Calcul des combinaisons optiques, 3<sup>e</sup> édition, chapitre XIII (*Editions de la Revue d'Optique*).
4. CONRADY. — Star Discs. *Monthl. Not. Roy. Astr. Soc.*, 79 (1919), p. 575.
5. DUCLAUX (J.) et JEANTET (P.). — Liquides réfringents pour combinaisons optiques. *Rev. Opt.*, 14 (1935), p. 345.
6. FABRY (Ch.). — Introduction générale à la photométrie (*Editions de la Revue d'Optique*, Paris, 1927).
7. — La photométrie astronomique et celle des physiciens. *Ann. Bur. des Longitudes*, 1933 ; *Mém. sc. phys.*, 24 (1934).
- 7 bis. — Les imperfections des images optiques. 2<sup>e</sup> Réunion. *Inst. Opt.* 1936.
- 7 ter. — Le pouvoir de résolution visuel. 1<sup>re</sup> Réunion. *Inst. Opt.* 1936.
8. GIBSON (K. S.) et TYNDALL (E. P. T.). — Visibility of Radiant Energy. *Scient. Papers Bur. of Standards*, 19 (1923), p. 132.
9. GRIFFITHS (Mrs C. H.). — Diffraction Patterns in the presence of Spherical Aberration. *Trans. Opt. Soc. London*, 21 (1920), p. 87.
10. LAPICQUE (Ch.). — Répartition de la lumière dans l'image rétinienne d'un point éloigné. *C. R.*, 200 (1935), p. 1098.
11. — Le rouge et le bleu dans les arts. *Réunion Inst. Opt.*, 21 mai 1935 (*Editions de la Revue d'Optique*).
- 11 bis. — Etude sur les images rétinienne. *Rev. d'Opt.*, 15 (1936), p. 122.
- 11 ter. — Eléments d'optique visuelle. *Encyclopédie Française*, t. XVII, Chap. II.
- 11 quater. — Les images rétinienne et leurs déformations. 2<sup>e</sup> Réunion. *Inst. Opt.*, 3 mars 1936.
- 11 quinter. — Structure optique du corps vitré. *C. R. Acad. Sc.*, 203 (1936), p. 122.
12. MARTIN (L. C.). — Star Discs, the effect of Coma. *Monthl. Not. Roy. Astr. Soc.*, 82 (1922), p. 310.
13. — A Physical Study of Spherical Aberration. *Trans. Opt. Soc. London*, 23 (1921), p. 63.
14. — A Physical Study of Coma. *Trans. Opt. Soc. London*, 24 (1923), p. 1.
15. — An Introduction to Applied Optics, vol. 1, pp. 117-128, Londres, 1930.
16. NUTTING. — Axial Chromatic Aberration of the human Eye. *Washington Acad. Sc. Journ.*, 4 (1914), p. 385.
17. DUVERGER (C.) et VELTER. — Biomicroscopie du cristallin. Paris, 1930.
18. HELMHOLTZ. — Handbuch der Physiologischen Optik. 3<sup>e</sup> édition, Hamburg et Leipzig, 1896.
19. — Optique physiologique (trad. Javal et Klein, d'après la 1<sup>re</sup> édition). Paris, 1867.
20. KOPY (Ed.). — Biomicroscopie du corps vitré. Paris, 1932.
21. — Le rôle optique des bulles en microscopie oculaire. *Arch. ophthal.*, 42 (1925), 280.
22. MAWAS (J.). — Introduction à l'étude de la myopie. Rapport présenté à la Société d'ophtalmologie, 18 nov. 1934.
23. — Biomicroscopie de la chambre antérieure, de l'iris et du corps ciliaire. Paris, 1928.

24. POLACK (A.). — Le chromatisme de l'œil. *Bull. Soc. ophtalm.*, n° 9 bis (1923), p. 498.
  25. — Sur un objectif hyperchromatique. *Bull. rech. et inv.* (1922), p. 350.
  26. — Sur l'emploi des verres au didyme. *C. R.* (1935), p. 488.
  27. REDSLOB (E.). — Le corps vitré. Paris, 1932.
  28. ROCHON-DUVIGNEAUD (A.). — Comment un appareil d'optique, l'œil, a pu être réalisé avec des tissus mous. *Bull. Soc. ophtalm.* (1926), p. 75.
  29. TSCHERNING. — Leçons d'optique physiologique. Paris, 1898.
  30. YOUNG (Th.). — On the Mechanism of the Eye. *Phil. Trans. Roy. Soc.*, séance du 27 nov. 1800, impr. par Bullmer. Londres, 1801.
  31. BERKELEY (G.). — Théorie de la Vision. Paris (traduction Beaulavon et Parodi), 1895.
  32. JAVAL (E.). — Physiologie de la lecture. Paris, 1906.
  33. BOURDON. — La Perception visuelle de l'espace.
  34. LE GRAND (Y.). — Thèse de Doctorat ès sciences, Série A, n° 1690, n° 2556.
  - 34 bis. LE GRAND (Y.). — Mode de vision éliminant les défauts optiques, 2<sup>e</sup> Réunion. Inst. Opt. 1936.
  35. VAN HEEL. — Influencing the spherical Aberration of the eye. *The Dioptric Review*, 37 (1935), p. 496.
  36. ARNULF (A.). — Etude de la limite de séparation visuelle, 1<sup>re</sup> Réunion. Inst. Opt. 1936.
-

## DEUXIÈME THÈSE

---

Propositions données par la Faculté :

Diffraction dans les instruments  
doués d'aberrations.

Vu et approuvé :

*Paris, le 17 mars 1938.*

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

G. ROUSSY.