

Werk

Label: Article

Jahr: 1947

PURL: https://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?31311028X_0072|log20

Kontakt/Contact

[Digizeitschriften e.V.](#)
SUB Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen

✉ info@digizeitschriften.de

Théorie photométrique de la pénombre pendant les éclipses de Lune.

F. Link, Praha.

(Reçu le 17 avril 1947.)

La théorie photométrique de la pénombre permet de mettre en évidence un excès de lumière au voisinage de la limite de l'ombre. L'auteur l'explique par la luminescence du sol lunaire sous l'effet des rayons ultraviolets émis par l'atmosphère solaire. Dans la lumière globale de la Lune non éclipsée la proportion de la composante luminescente pourrait atteindre 10%. On discute ensuite quelques conséquences de cette hypothèse de travail.

1. Introduction. — Nous avons développé il-y-a une dizaine d'années la théorie photométrique des éclipses de Lune concernant uniquement l'ombre terrestre projetée sur la Lune [1]. Dans le présent travail nous nous proposons de donner quelques remarques concernant la théorie de la pénombre négligée jusqu'à présent.

Un observateur situé sur la surface lunaire dans la pénombre verrait une éclipse partielle de Soleil par la Terre. Nous allons d'abord envisager une théorie simplifiée en supposant le disque solaire éclipsé par la Terre circulaire et dépourvue de l'atmosphère ou d'autre milieu absorbant.

2. Théorie simplifiée de la pénombre. — Un observateur placé sur la Lune à la distance γ du centre de l'ombre voit une éclipse partielle de Soleil. Du point de vue photométrique c'est en somme le cas d'une variable à éclipses dont la théorie est assez connue pour permettre un calcul rapide de la densité de la pénombre.

Posons l'intensité du Soleil non éclipsé égale à 1. Pendant une certaine phase de l'éclipse l'intensité du Soleil sera diminuée de α et cette perte de lumière est une fonction de la distance des centres du Soleil et de la Lune γ_1 ,¹⁾ du rapport de leurs rayons $k = R_{\odot}/\pi r$ et de la répartition de la brillance b sur le disque solaire. Pour cette dernière on admet en général la loi suivante

¹⁾ On a $\gamma_1 = 0,998\gamma$. Dans la suite nous poserons $\gamma_1 = \gamma$. La même remarque est valable pour R_{\odot} vu de la Terre et de la Lune.

$$b(R) = 1 - \kappa + \frac{\kappa}{R_{\odot}} \sqrt{R^2_{\odot} - R^2}$$

où κ est une constante — fonction de la longueur d'onde. Cette constante peut être déterminée par des mesures directes sauf peut être au voisinage immédiat du bord solaire.

Dans la théorie des variables à éclipses on pose généralement

$$\gamma = \pi_{\zeta} [1 + k p(\alpha, k, \kappa)] \quad (2)$$

où la fonction p est donnée par différentes tables notamment par celles de Zessewitsch [2, 3]. La densité de la pénombre sera alors

$$D = -\log_{10} (1 - \alpha) \quad (3)$$

à la distance définie par (2).

Le rapport des rayons k varie assez peu entre 0,25 et 0,30, autour de la valeur moyenne $k = 0,28$. Son influence sur la fonction p ne dépasse pas 0,009 pour une variation de k entre 0,25 et 0,30 ce qui donne une variation de la distance γ égale à 0,16'. Si nous adoptons alors la valeur moyenne $k = 0,28$, l'erreur commise sur γ sera toujours inférieure à 0,1' ce qui est parfaitement tolérable. La formule (2) deviendra donc

$$\gamma = \pi_{\zeta} + R_{\odot} p(\alpha, 0,28, \kappa). \quad (4)$$

On peut mesurer les distances du bord de l'ombre géométrique²⁾ et nous aurons simplement

$$\begin{aligned} \gamma' &= \gamma - \pi_{\zeta} - \pi_{\odot} + R_{\odot} = R_{\odot} [1 + p(\alpha, 0,28, \kappa)] - \pi_{\odot} = \\ &= \pi_{\odot} \{109,05 [1 + p(\alpha, 0,28, \kappa)] - 1\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Tableau I.

| $D \backslash \kappa$ | 0,0 | 0,2 | 0,4 | 0,6 | 0,8 | 1,0 |
|-----------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| 0,05 | 26,10 | 25,95 | 25,74 | 25,50 | 25,24 | 24,91 |
| 0,10 | 20,59 | 20,49 | 20,37 | 20,25 | 20,10 | 19,94 |
| 0,30 | 15,10 | 15,13 | 15,16 | 15,20 | 15,24 | 15,31 |
| 0,40 | 12,62 | 12,67 | 12,78 | 12,89 | 13,00 | 13,15 |
| 0,52 | 10,04 | 10,18 | 10,34 | 10,53 | 10,70 | 10,94 |
| 0,70 | 7,38 | 7,57 | 7,76 | 7,99 | 8,26 | 8,50 |
| 0,82 | 5,99 | 6,14 | 6,36 | 6,60 | 6,90 | 7,22 |
| 1,00 | 4,42 | 4,63 | 4,83 | 5,07 | 5,37 | 5,73 |
| 1,10 | 3,77 | 3,95 | 4,14 | 4,37 | 4,69 | 5,06 |
| 1,22 | 3,06 | 3,23 | 3,44 | 3,65 | 3,94 | 4,31 |
| 1,40 | 2,29 | 2,44 | 2,57 | 2,78 | 3,07 | 3,40 |
| 1,52 | 1,85 | 1,97 | 2,14 | 2,30 | 2,57 | 2,95 |

²⁾ $= \pi_{\zeta} + \pi_{\odot} - R_{\odot}$.

On voit que la densité de la pénombre, étant une fonction de la distance au bord de l'ombre géométrique, est indépendante de la parallaxe lunaire.³⁾ La même propriété possède aussi approximativement l'ombre au voisinage du son bord comme nous l'avons déjà trouvé auparavant [1].

Dans le tableau suivant sont données quelques valeurs de γ' calculées pour la parallaxe moyenne $\pi_{\odot} = 8,8''$. Etant donné la précision des bases de calcul, l'erreur à craindre atteint quelques unités de la dernière décimale.

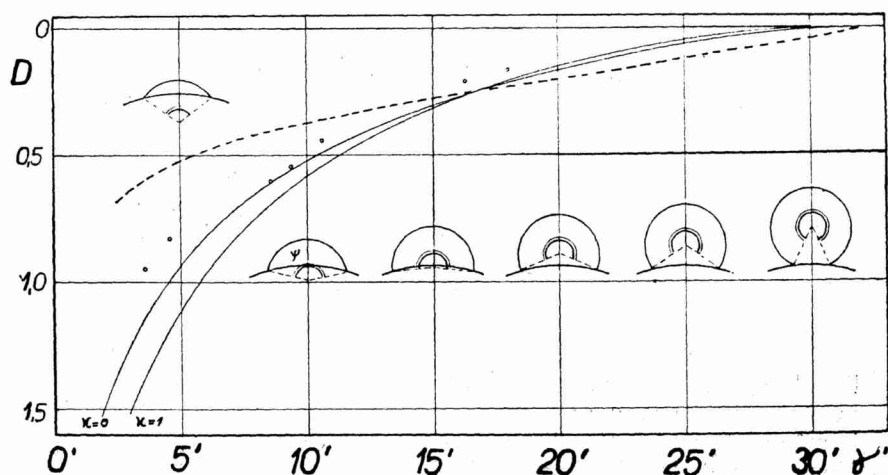


Fig. 1. Densité de la pénombre d'après la théorie simplifiée. Les positions relatives du Soleil et de la Terre pour les multiples de 5' en distances au bord de l'ombre. Petits ronds: Eclipse du 14 septembre 1932 en rouge et en vert d'après Rougier comme exemple d'une éclipse claire. Courbe interrompue: les densités des radiations excitatrices = $-\log_{10} \epsilon$.

Sur la fig. 1 sont représentées les courbes qui donnent les chiffres ci-dessus. On y voit clairement l'influence de la longueur d'onde qui change de signe au voisinage de $\gamma' = 16'$. Là, en effet, le disque solaire est bisecté par la Terre et l'influence de la répartition de la brillance devient sensiblement nulle.

3. Influence de l'atmosphère terrestre. — Supposons, comme il est d'ailleurs tout à fait naturel, que les rayons solaires subissent une absorption dans l'atmosphère terrestre. Cette perte sera en première approximation la fonction de la distance au centre de la Terre. Pour pouvoir l'étudier nous sommes obligés de calculer l'intensité lumineuse di d'un anneau élémentaire découpé sur le Soleil par les

³⁾ Dans les limites d'approximation concernant la valeur de k .

rayons r et $r + dr$ (voir la fig. 2). Nous avons trouvé dans un travail antérieur [1]:

$$\frac{di}{dr} = (1 - \varkappa) \varphi_0 r + \frac{\varkappa r}{R_\odot} \sqrt{2r\gamma} I_m \quad (6)$$

avec

$$I_m = \frac{1}{8} \pi m \sqrt{2} (1 + \frac{1}{3} m + \dots), \quad (7)$$

$$m = 4 \sin^2 \frac{1}{2} \varphi_0 = \frac{R_\odot^2 - (r - \gamma)^2}{r\gamma}, \quad \pi = 3,1416\dots$$

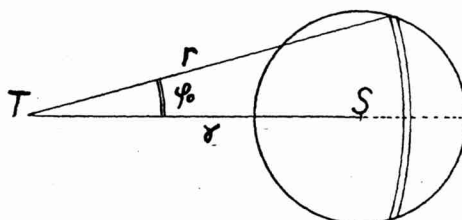


Fig. 2. L'élément de la surface solaire.

Dans notre cas on aura toujours $r > 54'$ ce qui donne pour l'angle φ_0 la limite supérieure $\varphi_0 < 17^\circ$ environ. On peut donc écrire avec une erreur ne dépassant pas 1,5% $\sin \varphi_0 \doteq \varphi_0$ et négliger avec la même approximation le second terme dans l'expression pour I_m . Nous aurons alors les formules suivantes simplifiées

$$di = (P - kQ) dr \quad (8)$$

avec les quantités auxiliaires

$$P = \sqrt{\frac{r}{\gamma} \sqrt{R_\odot^2 - (r - \gamma)^2}} \quad (9)$$

et

$$Q = \sqrt{\frac{r}{\gamma} \sqrt{R_\odot^2 - (r - \gamma)^2}} \left(1 - \frac{\pi}{4R_\odot} \sqrt{R_\odot^2 - (r - \gamma)^2} \right)$$

contenues dans le tableau suivant.

L'extrait du tableau publié ici a été calculé par M. Fr. Hřebík, membre de la Section de calculs de la Société astronomique tchécoslovaque à Prague. En vue d'applications ultérieures ce tableau a été étendu pour les valeurs de $r < 54'$. Toutefois l'erreur qui en résulte ne dépasse pas 0,1 en P et en Q . Pour les $\gamma < 46'$ on trouve le tableau analogue dans [1].

Tableau II.

| $\begin{array}{l} \gamma \\ r-\gamma \end{array}$ | 46' | 50' | 54' | 58' | 62' | 66' | 68' |
|---|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| | <i>P</i> <i>Q</i> | <i>P</i> <i>Q</i> | <i>P</i> <i>Q</i> | <i>P</i> <i>Q</i> | <i>P</i> <i>Q</i> | <i>P</i> <i>Q</i> | <i>P</i> <i>Q</i> |
| -15 | 4,6 3,3 | 4,6 3,4 | 4,7 3,4 | 4,8 3,5 | 4,8 3,5 | 4,9 3,6 | 4,9 3,6 |
| -14 | 6,5 4,0 | 6,6 4,1 | 6,7 4,1 | 6,7 4,2 | 6,8 4,2 | 6,9 4,3 | 6,9 4,3 |
| -13 | 7,9 4,2 | 8,0 4,3 | 8,1 4,4 | 8,2 4,4 | 8,3 4,4 | 8,4 4,5 | 8,4 4,5 |
| -12 | 9,1 4,4 | 9,2 4,4 | 9,3 4,5 | 9,4 4,5 | 9,5 4,6 | 9,6 4,6 | 9,6 4,6 |
| -11 | 10,1 4,3 | 10,3 4,3 | 10,4 4,4 | 10,5 4,4 | 10,5 4,4 | 10,6 4,5 | 10,7 4,5 |
| -10 | 11,0 4,3 | 11,2 4,3 | 11,3 4,4 | 11,4 4,4 | 11,4 4,5 | 11,5 4,5 | 11,6 4,5 |
| -9 | 11,9 4,2 | 12,0 4,2 | 12,1 4,2 | 12,1 4,4 | 12,2 4,3 | 12,3 4,3 | 12,3 4,3 |
| -8 | 12,6 4,0 | 12,7 4,1 | 12,8 4,1 | 12,9 4,1 | 12,9 4,1 | 13,0 4,2 | 13,0 4,2 |
| -7 | 13,3 3,9 | 13,3 3,9 | 13,4 3,9 | 13,5 4,0 | 13,6 4,0 | 13,6 4,0 | 13,6 4,0 |
| -6 | 13,8 3,8 | 13,9 3,8 | 14,0 3,8 | 14,0 3,8 | 14,1 3,8 | 14,1 3,8 | 14,2 3,9 |
| -5 | 14,3 3,6 | 14,4 3,7 | 14,5 3,7 | 14,5 3,7 | 14,6 3,7 | 14,6 3,7 | 14,6 3,7 |
| -4 | 14,8 3,5 | 14,8 3,6 | 14,9 3,6 | 14,9 3,6 | 15,0 3,6 | 15,0 3,6 | 15,0 3,6 |
| -3 | 15,2 3,3 | 15,2 3,5 | 15,3 3,5 | 15,3 3,5 | 15,3 3,5 | 15,4 3,5 | 15,4 3,5 |
| -2 | 15,2 3,4 | 15,6 3,4 | 15,6 3,4 | 15,6 3,4 | 15,6 3,4 | 15,6 3,5 | 15,6 3,5 |
| -1 | 15,8 3,4 | 15,8 3,4 | 15,8 3,4 | 15,8 3,4 | 15,8 3,4 | 15,8 3,4 | 15,9 3,4 |
| 0 | 16,0 3,4 | 16,0 3,4 | 16,0 3,4 | 16,0 3,4 | 16,0 3,4 | 16,0 3,4 | 16,0 3,4 |
| +1 | 16,1 3,5 | 16,1 3,5 | 16,1 3,5 | 16,1 3,5 | 16,1 3,5 | 16,1 3,5 | 16,1 3,5 |
| +2 | 16,2 3,6 | 16,2 3,6 | 16,2 3,6 | 16,1 3,6 | 16,1 3,6 | 16,1 3,6 | 16,1 3,6 |
| +3 | 16,2 3,7 | 16,2 3,7 | 16,1 3,7 | 16,1 3,7 | 16,1 3,7 | 16,1 3,7 | 16,0 3,7 |
| +4 | 16,2 3,9 | 16,1 3,8 | 16,1 3,8 | 16,0 3,8 | 16,0 3,8 | 16,0 3,8 | 15,9 3,8 |
| +5 | 16,0 4,1 | 15,9 4,0 | 15,9 4,0 | 15,8 4,0 | 15,8 4,0 | 15,8 4,0 | 15,7 4,0 |
| +6 | 15,8 4,3 | 15,7 4,3 | 15,6 4,3 | 15,6 4,2 | 15,5 4,2 | 15,5 4,2 | 15,4 4,2 |
| +7 | 15,4 4,5 | 15,4 4,5 | 15,3 4,5 | 15,2 4,5 | 15,2 4,5 | 15,1 4,4 | 15,1 4,4 |
| +8 | 15,0 4,8 | 14,9 4,8 | 14,8 4,7 | 14,8 4,7 | 14,7 4,7 | 14,7 4,7 | 14,6 4,7 |
| +9 | 14,5 5,1 | 14,4 5,0 | 14,3 5,0 | 14,2 5,0 | 14,2 5,0 | 14,1 4,9 | 14,1 4,9 |
| +10 | 13,8 5,3 | 13,7 5,3 | 13,6 5,3 | 13,5 5,2 | 13,5 5,2 | 13,4 5,2 | 13,4 5,2 |
| +11 | 12,9 5,5 | 12,8 5,4 | 12,8 5,4 | 12,7 5,3 | 12,6 5,3 | 12,6 5,3 | 12,5 5,3 |
| +12 | 11,9 5,7 | 11,8 5,7 | 11,7 5,6 | 11,6 5,6 | 11,6 5,6 | 11,5 5,5 | 11,5 5,5 |
| +13 | 10,6 5,6 | 10,5 5,6 | 10,4 5,6 | 10,3 5,5 | 10,2 5,5 | 10,2 5,5 | 10,2 5,4 |
| +14 | 8,8 5,5 | 8,8 5,4 | 8,7 5,4 | 8,6 5,3 | 8,6 5,3 | 8,5 5,3 | 8,5 5,3 |
| +15 | 6,4 4,6 | 6,3 4,6 | 6,3 4,6 | 6,2 4,5 | 6,2 4,5 | 6,2 4,5 | 6,1 4,5 |

4. Théorie générale. — Dans la théorie générale, que nous allons développer, on tient compte de l'atmosphère terrestre qui peut modifier d'une certaine façon l'éclairement dans la pénombre. D'après notre théorie [1] de l'ombre, l'éclairement à la distance γ du centre est donné par l'intégrale

$$e = \int_{\gamma-R_{\odot}}^{\gamma+R_{\odot}} T(r) [P - \kappa Q] dr \quad (10)$$

ou le facteur $T(r)$ donne l'affaiblissement des rayons qui est fonction de la distance r au centre de l'ombre auxiliaire. Dans les régions externes de celle-ci cet affaiblissement est seulement due à la réfraction, si nous négligeons l'absorption par l'ozone. On aura alors

$$T(r) = \frac{1}{1 - \frac{d\omega}{dh_0} \frac{1}{\pi_{\zeta} + \pi_{\odot}}} \quad (11)$$

pour

$$r = (\pi_{\zeta} + \pi_{\odot}) (1 + h_0) - \omega \quad (12)$$

où ω est le double de la réfraction horizontale à l'altitude h_0 , qui est l'altitude minimum des rayons dans l'atmosphère terrestre. Dans les parties élevées de l'atmosphère on peut simplifier cette expression en écrivant

$$\frac{d\omega}{dh_0} = -\beta_0\omega, \quad \omega = c\rho\sqrt{6,28\beta_0} \quad \text{ou} \quad \beta_0 = \frac{d\rho_0}{dh_0} : \rho_0$$

est le gradient relatif de la densité ρ .

Nous aurons alors

$$T(r) = \frac{1}{1 + \frac{c\sqrt{6,28}}{\pi_{\zeta} + \pi_{\odot}} \beta_0^{\frac{3}{2}} \rho_0} \quad (13)$$

ce qui nous permettra d'évaluer l'intégrale de l'éclairement. En dehors de l'éclipse nous aurons

$$E = \frac{3,14R^2_{\odot}}{2} \left(1 - \frac{\varkappa}{3}\right) \quad (14)$$

et le rapport

$$D = \log_{10} \frac{E}{e} \quad (15)$$

donne la densité de la pénombre.

Nous donnerons ici un exemple du calcul de l'éclairement dans la pénombre à la distance $\gamma = 43'$ du centre, c'est-à-dire à la distance $\gamma' = 1,9'$ du bord de l'ombre (pour $\pi_{\zeta} = 57'$).

Sur la fig. 3 la courbe inférieure $DAB'BF$ donne les valeurs de $P - \varkappa Q$ en fonction de la distance r au centre de l'ombre auxiliaire. L'aire de cette courbe complète entre $r = 59'$ et $r = 27'$ donne l'éclairement E en dehors de l'éclipse. La courbe supérieure en plein trait donne la densité de l'ombre auxiliaire — $\log T(r)$, la courbe en pointillé comprend encore l'absorption par l'ozone vers $0,6\mu$ que nous négligerons dans la suite. De ces deux courbes (en haut et en bas) résulte à l'aide de la formule (10) la courbe $DAE'E$ dont l'aire

donne l'éclairement e suivant la formule en question. L'aire de la courbe $DAB'BC$ correspond à l'éclairement calculé d'après la théorie simplifiée du No. 2. On voit alors que l'effet de l'atmosphère diminue l'éclairement dans la pénombre. Autrement dit les valeurs du tableau I représentent les densités minima qui auraient lieu en absence de l'atmosphère.

Les densités de l'ombre auxiliaire entre $r = 57'$ et $57,8'$ correspondent aux altitudes des rayons entre 35 et 75 km. Nous y avons adopté les valeurs de ρ et de β d'après nos Tables dioptriques [4]. Ces

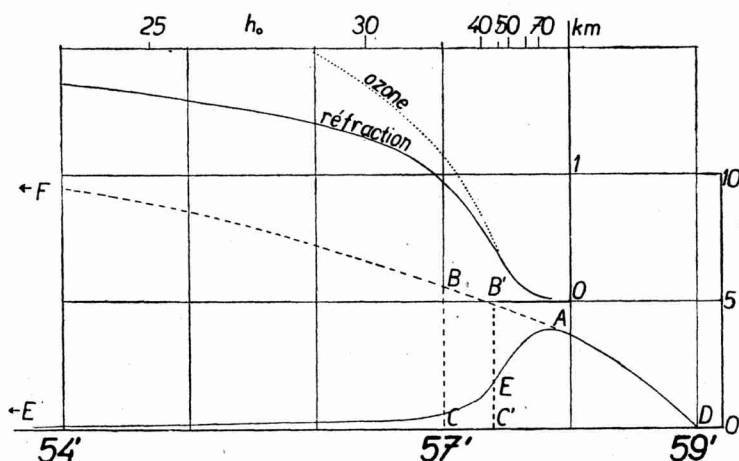


Fig. 3. En haut: La densité de l'ombre auxiliaire. En bas: L'intégration de l'éclairement pour la distance $\gamma = 43'$.

valeurs sont forcément plus ou moins approchées mais leur influence ne peut faire augmenter l'éclairement de telle façon qu'il puisse dépasser les valeurs du tableau I.

Nous insistons tout particulièrement sur ce point parce que les observations montrent que l'éclairement au voisinage du bord de l'ombre est parfois plus grand que l'éclairement théorique, même quand on tient compte dans son calcul de tous les facteurs susceptibles de l'augmenter.

Remarquons encore à la fin que du point de vue théorique tout se passe comme si l'atmosphère terrestre était opaque jusqu'à une altitude voisine de 45 km et complètement transparente audessus. Ceci revient à dire que les aires $AB'E'$ et $E'C'E$ sont égales. Dans ce cas il faudrait prendre pour le bord de l'ombre la circonférence $r = 57,4'$ et compter les distances γ' à partir de cette limite.

5. Lumière diffusée dans l'atmosphère terrestre. — L'observateur placé sur la Lune verrait l'atmosphère terrestre vivement

éclairée par le Soleil et diffusant par suite de la lumière dans l'ombre. Nous pouvons nous demander avec Dubois [5], si cette frange atmosphérique peut donner un effet appréciable dans l'ombre ou dans la pénombre. Il est assez facile d'en fixer l'ordre de grandeur.

Admettons que l'atmosphère diffuse d'une manière appréciable jusqu'à l'altitude de 11 km. En effet d'après ce que nous disent les aviateurs stratosphérique le ciel paraît dans la stratosphère très sombre et sa brillance est négligeable par rapport à celle observée à la surface terrestre. Une telle frange vue de la Lune apparaît sous un angle solide de $3 \cdot 10^{-6}$ stéradian. La brillance du ciel pur à la surface terrestre est de l'ordre de 1500 bougies/m² et celle d'un ciel voilé très brillant 10⁴ bougies/m². Adoptons ce dernier chiffre qui nous donne l'éclairement sur la Lune

$$e' = \text{brillance} \times \text{angle solide} = 3 \cdot 10^{-2} \text{ lux.} \quad (16)$$

Or la densité de l'ombre au centre étant de l'ordre de 4, l'éclairement y sera de l'ordre de 13 lux environs. Nous voyons que l'influence de la lumière diffusée par l'atmosphère est négligeable vis-à-vis de l'éclairement solaire au centre de l'ombre et a fortiori dans la pénombre. On pourrait invoquer l'effet des poussières atmosphérique, qui diffusent plus de lumière dans le sens des rayons incidents mais de tels effet ne peuvent augmenter plus que dix fois la brillance que nous avons déjà adoptée très grande. Même dans ce cas extrême l'éclairement par la frange atmosphérique ne ferait que 2,3% de l'éclairement mesuré au centre de l'ombre.

De cette façon nous avons épuisé tous les facteurs capables d'augmenter l'éclairement dans la pénombre. Au contraire nous avons négligé l'absorption par l'ozone et celle de la haute atmosphère qui ne peuvent que le diminuer.

6. Comparaison avec les observations. — Maintenant nous sommes en état de comparer notre théorie avec les observations. Pour cela nous avons utilisé les observations suivantes:

1. 1921 X. 16. A. Danjon, C. R. 173 (1921), 706.
2. 1932 IX. 14. G. Rougier, J. d. Obs. 17 (1934), 65.
3. 1932 IX. 14. F. Link, C. R. 195 (1932), 1236.
4. 1936 I. 8. F. Link, J. d. Obs. 19 (1936), 129.
5. 1938 XI. 7. F. Link et Vl. Guth, Zeit. f. Astroph. 18 (1939), 207.
6. 1942 III. 3. G. Rougier et J. Dubois
7. 1942 VIII. 26. G. Rougier et J. Dubois
8. 1943 II. 20. G. Rougier et J. Dubois
9. 1943 VIII. 15. G. Rougier et J. Dubois
10. 1945 XII. 18. G. Rougier et J. Dubois

(4)

4) D'après l'aimable communication des auteurs.

Les numéros se rapportent aux points de la fig. 4 où l'on donne les différences: densité observée-calculée en fonction de la distance γ' au bord de l'ombre. Pour le calcul nous avons adopté $\kappa = 0,6$ ce qui correspond au milieu du spectre visible et les valeurs du tableau I.

On constate à première vue qu'il-y-a des éclipses qui donnent les densités plus faibles que la théorie. Les différences $O - C$ sont variables d'une éclipse à autre, mais l'allure moyenne des différences peut être représentée par la courbe à traits interrompus, que nous avons dessinée sur la fig. 4. A part de ces éclipses claires, il-y-a aussi quelques éclipses normales par ex. No. 5 ou sombres comme

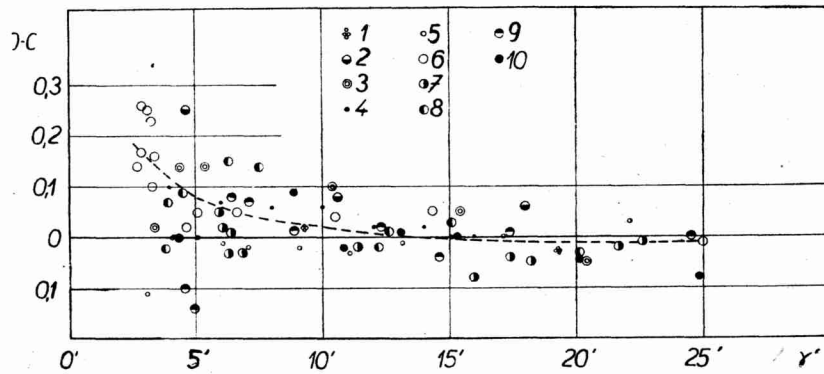


Fig. 4. Différences: densité observée — calculée pour les différentes éclipses en fonction de la distance γ' au bord de l'ombre.

No. 9. Comme dans notre théorie l'absorption par l'ozone a été négligée, ce sont plutôt les éclipses sombres qui doivent représenter le cas normal, tandis que les autres sont affectées d'une source d'éclairement supplémentaire qui diminue la densité théorique.

Pour expliquer cet excès d'éclairement dans la pénombre nous avons proposé l'hypothèse de la luminiscence du sol lunaire excitée par les rayons dont le chemin diffère de celui des rayons optiques [6]. L'existence de la luminiscence de notre satellite paraît probable étant donné le bombardement par les rayons ultraviolets et corpusculaires qui ne sont pas arrêtés par l'atmosphère lunaire. D'après ce que nous enseignent les recherches solaires et ionosphériques le Soleil doit émettre une grande quantité des rayons ultraviolets. Il-y-a quelques indications que cette émission soit localisée dans l'atmosphère solaire et nos recherches qui suivent semblent confirmer ce point de vue.

En ce qui concerne la luminiscence elle-même nous pouvons donner ici quelques chiffres qui nous fixent sur l'ordre de grandeur. La brillance des produits spécialement préparés atteint environ

23 stilb par watt d'énergie excitatrice. La brillance moyenne de la Pleine Lune est de 0,3 stilb. Comme nous verrons plus loin la brillance hypothétique de la Lune due à la luminiscence atteint parfois $\frac{1}{10}$ de cette valeur, soit environ 0,03 stilb. D'autre part l'éclairement énergétique solaire accessible à nos mesures à la surface terrestre et extrapolé à la limite de l'atmosphère est égale à $S=0,13$ watt/cm². Pour obtenir la brillance observée de 0,03 stilb, il suffirait d'avoir un éclairement excitateur de 0,0013 watt/cm² soit $\frac{1}{100}$ de S . Ceci est valable pour une surface de grand pouvoir luminescent. Avec les matières moins luminescentes il faudrait alors admettre l'excitation solaire plus forte. Une valeur minimum de $\frac{1}{10} S$, qui paraît déjà probable, donnerait la limite supérieure du pouvoir luminescent de la surface lunaire égale à 2—3 stilb/watt.

7. Eclairement par la basse atmosphère solaire. — Si la basse atmosphère solaire, c'est-à-dire la chromosphère ou bien la couronne intérieure sont les sources des radiations excitatrices, l'intensité de ces radiations sera *grosso modo* proportionnelle à l'angle ψ (voir la fig. 1). Il est facile de voir que cet angle varie d'une façon différente que la surface découverte du disque solaire. Autrement dit, l'éclairement excitateur varie d'une autre manière en fonction de la distance au bord que l'éclairement optique.

Ecrivons la brillance d'une plage lunaire en dehors de l'éclipse comme une somme de $1 - p$ de la brillance optique et de p de la brillance luminescente. En appelant e et ε les intensités de l'éclairement optique et excitateur à la distance γ' au bord de l'ombre, on aura la brillance de la plage en ce point

$$b = (1 - p)e + p\varepsilon \quad \text{ou bien} \quad b = e + p(\varepsilon - e). \quad (17)$$

La différence $b - e = p(\varepsilon - e) = O - C$ donne alors la différence entre la brillance observée et la brillance optique calculée. Pour calculer ε nous avons posé $\varepsilon = \psi/360^\circ$ ou l'angle ψ se détermine par un procédé géométrique évident. Quelques valeurs des différences $\varepsilon - e$ en fonction de la distance au bord γ' sont contenues dans le tableau suivant (pour $\kappa = 0,6$)

Tableau III.

| γ' | 2,5' | 5' | 10' | 15' | 20' | 25' | 30' |
|-------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| ε | 0,21 | 0,30 | 0,42 | 0,53 | 0,62 | 0,76 | 0,91 |
| e | 0,03 | 0,10 | 0,28 | 0,49 | 0,69 | 0,87 | 0,98 |
| $\varepsilon - e$ | +0,18 | +0,20 | +0,14 | +0,04 | -0,07 | -0,09 | -0,07 |

On voit qu'il y a une inversion au voisinage de $\gamma' = 15'$. C'est là que les différences $O - C$ doivent changer de signe. En

effet si nous nous reportons à la figure 4, nous voyons qu'une telle inversion existe pour la moyenne des mesures. Cela prouve qu'en moyenne la source des radiations excitatrices se comporte suivant notre hypothèse ci-dessus. Nous avons de cette façon déterminé approximativement $p = 0,1$ et les écarts $O - C$ ainsi calculés donnent la courbe moyenne sur la fig. 4. Naturellement les différences individuelles s'expliquent du fait que la couronne ou la chromosphère ne possèdent pas toujours de symétrie autour du centre de Soleil.

Il ne faut pas perdre de vue aussi l'influence possible des rayons corpusculaires qui peuvent également exciter la luminescence lunaire. La Lune peut être atteinte par les faisceaux de ces rayons émanés du Soleil et déviés dans le champs magnétique terrestre et peut-être aussi lunaire. Dans ces conditions il faudrait trouver simultanément avec les brillance anormales de la pénombre des perturbations magnétiques. Jusqu'à présent des telles correlations n'ont pu être constatées d'une façon sûre, mais des recherches ultérieures basées sur un nombre plus grande d'éclipses permettront d'éclaircir cette question.

8. Autres conséquences de la luminescence lunaire. — Nous avons trouvé que pendant plusieurs éclipses la proportion de la lumière luminescente a atteint environ 10% de la lumière totale de la Pleine Lune. On peut se demander quelles sont les autres conséquences de ce fait. Nous en discuterons ici quelques unes.

a) *Fluctuations de la lumière globale de la Lune* doivent atteindre parfois le chiffre ci-dessus, c'est-à-dire 10% environ. Pour les deceler il faut alors mesurer l'éclairement produit par la Lune à la surface terrestre en le corrigeant de l'effet d'extinction, de l'effet de phase et de distance. Parmi ces corrections, c'est la première qui est la plus délicate. Les mesures de ce genre dont nous disposons jusqu'à présent, ayant visé d'autres buts, se prêtent assez mal à ce genre d'études. Pour cela il faudrait mesurer systématiquement en plusieurs stations convenablement choisies la lumière globale de la Lune. Néanmoins les mesures de Rougier [7] semblent prouver l'existence de fluctuations de ce genre.

Note ajoutée à la correction des épreuves. Nous avons pu établir une corrélation entre les variations de la constante solaire et celles de la magnitude globale de la Lune avec le coefficient de corrélation $r = 0,438 \pm 0,054$ (e. p.), $n = 94$. Une variation de 1% dans la constante solaire produit une variation environ 30 fois plus grande dans l'intensité de la Lune. Nous pouvons rapprocher ces résultats à ceux d'Abbot qui a trouvé que le rapport des variations spectrales et des variations de la constante solaire croit vers les courtes longueurs d'onde et atteint la valeur de

6 environ vers 3500 Å. Ce rapport doit croître d'avantage vers vers les limites du spectre comme le semblent prouver les mesures optiques de Pettit et les résultats ionosphériques. Suivant notre hypothèse de travail les variations lunaires seraient régies par les variations de l'ultraviolet solaire, inaccessible directement dans tout son étendue à nos mesures directes. (Extrait d'une Note présentée à la Réunion de Lyon, septembre 1947.)

b) *Le phénomène Linné* consiste à l'augmentation de diamètre de la tache blanchâtre entourant un cratère (existant ou non) de ce nom pendant que celui-ci s'enfonce dans la pénombre. On y voyait l'effet de la gelée ou d'autres effets dus au refroidissement progressif de la surface ou une illusion optique. Mais il se peut que la tache blanche soit constituée d'une matière du pouvoir luminescent plus élevé que l'entourage et que dans la pénombre grâce à la prépondérance des rayons ultraviolets sur les rayons optiques (voir le tableau III) sa visibilité et son diamètre augmentent de ce fait.

Les mesures photométriques de cette plage seraient alors un indicateur plus sensible que les mesures de toute la surface lunaire.

c) *La loi de Danjon* relie la luminosité générale des éclipses avec l'activité solaire [8]. Cette loi peut être bien comprise sur la base de la luminescence lunaire. Dans ce cas il semble que ce sont plutôt les radiations corpusculaires qui entrent en jeu. Sous leur influence la surface lunaire émettrait une luminescence plus faible que celle que nous avons étudiée ici. Son influence ne pourrait se manifester que dans les parties centrales de l'ombre où l'éclairement optique est déjà faible. Avant le minimum des taches la zone de celles-ci et aussi la source des radiations corpusculaires descendent vers l'équateur solaire. Il en résulte la probabilité croissante pour que les corpuscules atteignent la Lune et aussi la luminosité croissante des éclipses. Après le minimum de taches, les sources en basses latitudes disparaissent et sont remplacées par les sources en latitudes élevées. L'influence de celles-ci est naturellement moins grande d'où une chute brusque dans la luminosité des éclipses, qui est le fait le plus caractéristique de la loi de Danjon. A l'appui de cette explication nous pouvons encore ajouter que la densité de l'ombre dans les parties marginales ne semble pas suivre le rythme de l'activité solaire [9]. Donc l'influence du Soleil doit se manifester soit dans la basse atmosphère terrestre soit sur la Lune elle-même comme nous avons tenté de prouver.

d) *La composition spectrale de la lumière de Lune* pourrait être étudiée du point de vue de la luminescence. Le spectre de luminescence contient en général quelques bandes assez mal définies. Un tel spectre serait assez difficile à déceler dans le spectre de la Lune en dehors de la pénombre où son intensité est une faible fraction (0,1)