

Diamètre, aplatissement et propriétés optiques de la haute atmosphère de Neptune d'après l'occultation de l'étoile BD - 17° 4388

J. KOVALEVSKY et F. LINK*

Bureau des Longitudes, Institut d'Astrophysique

Reçu le 15 avril 1969

Diameter, Flattening and Optical Properties of the Upper Atmosphere of Neptune as Derived from the Occultation of BD - 17° 4388

The occultation of BD-17° 4388 by Neptune that occurred on April 7, 1968 was observed photometrically in Japan and Australia. Precise photometric curves obtained at Dodaira and Okayama observatories were carefully studied and this paper presents the results of this new reduction (Kovalevsky et Link, 1968).

The principle of the astrometric reduction of the occultation is described. The phenomenon is studied in projection on a plane perpendicular to the Earth-Star direction with an angular scale corresponding to the actual distance Earth-Neptune. The apparent geocentric motion of Neptune is deduced from a series of positional observations by Miller on April 5th to April 8th. It is in good agreement with the ephemerides and gives the scaling with a maximum relative error of 0.001.

The formulae relating the relative position of Neptune and the star at a given time, the equatorial radius of Neptune and eventually its apparent flattening are given (8) and (10). It is assumed that the apparent direction of the axis of flattening is known from other sources (Gill and Gault, 1968).

What is actually obtained is the apparent dimensions and shape of a certain atmospheric layer at which the ratio of the light flux from the star arriving at the Earth is reduced to one half, and which we call the half-intensity layer.

As the results of the reduction of the actual observations, we obtained the following results:

Position of Neptune versus the star at 16^h00 U.T.

$$\alpha_{\text{NEP}} - \alpha_* = - 0^{\circ}07023 \pm 0^{\circ}00002 ,$$

$$\delta_{\text{NEP}} - \delta_* = + 0^{\circ}760 \pm 0^{\circ}001 .$$

Equatorial radius of the half-intensity layer, corrected of refraction and relativistic effects, at the reference distance of 30.055 A.U.

$$R_0 = 1^{\circ}1570 \pm 0^{\circ}0014 ,$$

corresponding to a diameter

$$D = 50450 \pm 60 \text{ km.}$$

The flattening of the half-intensity layer is found to be:

$$\alpha = 0.021 \pm 0.004 .$$

Formulae (32) give the relations between the time of observation and the apparent distance of the star to the half-intensity layer.

It appears, that the description of the optical phenomena during the occultation by formulae (12) and (13) applied to an exponential model of the atmosphere does not fit the observation as shown by Fig. 5. It is therefore necessary to consider that the scale height varies with the height. A method to obtain the refraction directly from the light curve is given and then the density is obtained from the integral Eq. (24). A method of solving this equation using the error function is described.

This theory is applied to the photometric curves obtained in Japan. Assuming that the atmosphere is composed essentially of molecular hydrogen, the density and the temperature of the atmosphere as function of the height is obtained for the morning and the evening side of Neptune (Fig. 8 and 9).

The results obtained for the radius of the half-intensity layer and the densities are partly incompatible with the low values of the diameter of Neptune obtained by micrometric measurements. This suggests a possible systematic error in these measurements.

Finally, the structure of the light-curves suggests that the fluctuations may be due to a certain stratification of the atmosphere of Neptune rather than scintillation.

Key words: stellar occultation — planet Neptune — diameter — flattening — atmosphere properties

* En congé de l'Institut Astronomique de l'Académie des Sciences, Prague

I. Introduction

L'occultation d'une étoile par une planète est un phénomène rare qui, lorsqu'il est observé avec soin par plusieurs observatoires, permet de déterminer la forme géométrique de la planète — ou plutôt de la couche de son atmosphère à partir de laquelle son influence devient importante — et d'étudier certaines propriétés de cette atmosphère (Pannekoek, 1903; Fabry, 1929).

L'occultation de l'étoile BD — 17° 4388, de magnitude 7,8 par Neptune (magnitude 7,7) qui a eu lieu le 7 avril 1968 se présentait d'une façon particulièrement favorable pour des mesures photométriques. Elle avait été signalée pour la première fois par Shuart (1967) et l'importance de ces observations, ainsi que ses éphémérides, avaient été signalées par l'un d'entre nous dans des circulaires de l'Union Astronomique Internationale (NN° 2050 et 2055).

L'occultation a été observée photométriquement dans d'excellentes conditions à l'Observatoire du Mount Stromlo par Freeman (télescope de 127 cm) et Lynga (télescope de 76 cm) et les instants des phénomènes ont été enregistrés par Miller et Grimsley (Miller, 1968a). De même des courbes photométriques de l'immersion et de l'émersion ont été obtenues aux observatoires de Dodaira et de Okayama à l'aide de télescopes de 91 cm. Des instants pour lesquels la luminosité de l'étoile était de 1; 0,75; 0,50; 0,25 et 0 ont été publiés (Hirose, 1968). D'autres observations de ces phénomènes ont été faites par Thomsen, Ficher et Gilmore à l'observatoire Carter de Wellington (Thomsen, 1968) et par Stokes et Serkowski à Siding Spring Observatory (Miller, 1968a) et, enfin, à l'observatoire de Sydney par Wood (non publié).

Des réductions préliminaires de ces observations ont été effectuées par Taylor (1968) et un des auteurs (Kovalevsky, 1968) puis précisées avec Link, compte tenu des propriétés de l'atmosphère qu'on peut tirer de ces observations (Kovalevsky et Link, 1968). Les résultats obtenus par ces auteurs étaient en bon accord. Les diamètres apparents de Neptune à la distance de référence 30,055 U.A. trouvés étaient:

$$2'' 30 \pm 0'' 01 \quad (\text{Taylor})$$

et

$$2'' 306 \pm 0'' 007 \quad (\text{Kovalevsky et Link}).$$

Toutefois, les courbes photométriques japonaises ont été ensuite publiées (Takenouchi *et al.*, 1968 et Osawa *et al.*, 1968) et les originaux nous ont été aimablement envoyés par H. Hirose. Aussi, bien que

les courbes analogues des observations australiennes n'aient pas pu être obtenues, il nous est apparu que l'on pouvait grandement préciser ces résultats préliminaires. Ce sont ces nouveaux résultats que présente cet article, ainsi que la description détaillée des méthodes employées.

II. Principe de la réduction astrométrique de l'occultation

1. Axes de coordonnées

Nous utiliserons un système d'axes auxiliaires géocentriques dont l'axe Tz est dirigé vers l'étoile E, Ty lui étant perpendiculaire dans le plan méridien et Tx étant dirigé vers les ascensions droites croissantes. L'ensemble du phénomène est étudié en projection sur le plan Txy.

On voit aisément que les coordonnées de la projection d'une station A sur ce plan sont:

$$x = R \cos \phi \sin H, \quad (1)$$

$$y = -R \cos \phi \sin \delta \cos H + R \sin \phi \cos \delta,$$

où R est le rayon terrestre correspondant à A,

ϕ est la latitude géocentrique de A,

H est l'angle horaire de E pris de A à l'instant considéré

et δ est la déclinaison de l'étoile.

En fait on choisira pour unités dans ce plan, la seconde de degré géocentrique en supposant les longueurs vues à la distance Terre-Neptune au moment du phénomène, soit $D = 29,531$ U.A. (Connaissance des Temps pour 1968, p. 220, et *Astronomical Ephemeris* 1968, p. 228.)

$$\text{Nous prendrons: } \frac{R}{D} = \frac{\omega_0}{29,531} = 0'' 29779,$$

où $\omega_0 8'' 794$ est la parallaxe du Soleil. Les coordonnées de A dans ce système sont donc:

$$x = 0'' 29779 \rho \cos \phi' \sin H, \quad (2)$$

$$y = 0'' 29779 (\rho \sin \phi' \cos \delta - \rho \cos \phi' \sin \delta \cos H),$$

où $\rho \cos \phi'$ et $\rho \sin \phi'$ sont les coordonnées réduites de l'observatoire.

2. Mouvement de Neptune

Grâce au choix des axes, le mouvement du centre de gravité de Neptune est donné directement par la différence entre les coordonnées apparentes de Neptune et de l'étoile occultée. On peut considérer que, pendant la durée du phénomène (environ une heure), le mouvement de la projection de Neptune sur ces

axes est rectiligne et uniforme. Comme, d'autre part, la position de l'étoile donnée par le catalogue peut avoir une erreur de quelques dixièmes de secondes de degré et que les éphémérides de Neptune ont des erreurs systématiques analogues, on considérera comme inconnue la position relative de Neptune et de l'étoile à un instant de référence.

Soient donc x_0 et y_0 , les coordonnées de Neptune dans le système d'axes décrits ci-dessus, le 7 avril à 16^h00 T.U. A un instant t mesuré en minutes à partir de cette origine, nous supposons que les coordonnées de Neptune sont données par

$$\begin{aligned} x &= x_0 + t \Delta x, \\ y &= y_0 + t \Delta y. \end{aligned} \quad (3)$$

Pour obtenir Δx et Δy , deux méthodes ont été utilisées.

a) A partir des éphémérides. On a calculé, à l'aide du programme de calcul des coordonnées apparentes, les corrections à apporter aux coordonnées apparentes de Neptune pour obtenir les coordonnées astrométriques moyennes — les seules qui représentent

quent, la vitesse apparente au moment de la conjonction est exacte. Ceci donne les variations suivantes par minute:

$$\begin{aligned} \Delta x &= \frac{15 \cos \delta}{1440} \frac{d\alpha}{dT} = -0,047824, \\ \Delta y &= \frac{1}{1440} \frac{d\delta}{dT} = +0,013014. \end{aligned} \quad (4)$$

Un calcul analogue, effectué à partir des éphémérides de la Connaissance des Temps réduites également à l'instant de la conjonction donne:

$$\begin{aligned} \Delta x &= -0,047865, \\ \Delta y &= +0,012993. \end{aligned} \quad (5)$$

b) A partir des observations. Quatre clichés de Neptune et de BD - 17°4388 ont été obtenus par M. J. Miller à l'aide d'un télescope de 66 cm d'ouverture à l'Observatoire du Mount Stromlo. Ces observations ont été publiées (Miller, 1968 b) mais plus tard, l'auteur nous adressa un rectificatif et nous donnons, en Tableau 1, la liste corrigée de ces observations.

Tableau 1

Date (T.U.)	$\Delta \alpha \cos \delta$	$\Delta \delta$	Séparation	Angle de position
avril 5,58124	141,806	- 37,942	146,795 ± 0,038	284°58'45" ± 1'29"
6,63211	71,556	- 18,811	73,988 ± 0,029	284°43'45" ± 1'52"
7,72176	- 2,603	1,138	2,842 ± 0,136	113°48'37" ± 2°10'22"
8,61529	- 64,831	18,179	67,332 ± 0,049	105°39'51" ± 3'02"

exactement la position relative apparente d'une planète et d'une étoile. Aux erreurs d'arrondi près, on peut mettre les positions astrométriques de Neptune du 6 au 9 avril 1968 inclusivement, sous forme d'un polynôme du second degré du temps.

A l'aide des données de l'Astronomical Ephemeris on obtient:

$$\begin{aligned} \alpha &= 15^{\text{h}}36^{\text{m}}52,221 - 4,8400 T - 0,0465 T^2, \\ \delta &= -17^{\circ}33'47,47 + 18,774 T + 0,130 T^2, \end{aligned}$$

où T est exprimé en jours à partir du 8 avril 0^h T.U.

Pour le 7 avril à 17^h45 T.U. — heure de la conjonction d'après ces éphémérides — on obtient:

$$\frac{d\alpha}{dT} = -4,8158 \text{ et } \frac{d\delta}{dT} = +18,740.$$

On admettra que l'erreur de l'éphéméride est surtout une erreur de longitude, et que, par consé-

On peut encore exprimer les variations de $\Delta \alpha \cos \delta$ et $\Delta \delta$ sous forme d'un polynôme du second degré en t par la méthode des moindres carrés. Les coefficients de t dans ces expressions représentent les quantités cherchées. On obtient:

$$\begin{aligned} \Delta x &= -0,04782, \\ \Delta y &= +0,01299, \end{aligned} \quad (6)$$

en bon accord avec celles qui sont déduites des éphémérides (4) et (5).

Nous adopterons, en définitive, ces valeurs, en admettant par comparaison avec les résultats des formules (4) et surtout (5) que l'erreur relative sur ces nombres ne dépasse pas 0,001. Cette erreur étant ainsi une erreur d'échelle, nous admettrons qu'elle se répercute intégralement sur la valeur calculée du rayon de Neptune.

3. Principe du calcul du rayon de Neptune

Supposons que l'observatoire A ait observé l'immersion ou l'émergence de l'étoile à l'instant t (compté depuis 16^h T.U.). Les coordonnées x, y de sa projection A' sur le système d'axes défini ci-dessus sont données par (2). La position N' de Neptune dans ce même système est donnée par (3) et (6). Nous écrirons que $A'N'^2 = r_0^2$ où r_0 est le rayon correspondant de Neptune dont le contour apparent est supposé circulaire. Cette condition s'écrit :

$$(x - x_0 + 0,04782 t)^2 + (y - y_0 - 0,01299 t)^2 = r_0^2, \quad (7)$$

ou encore

$$2x_0(x + 0,04782 t) + 2y_0(y - 0,01299 t) + (r_0^2 - x_0^2 - y_0^2) = (x + 0,04782 t)^2 + (y - 0,01299 t)^2. \quad (8)$$

Les seconds membres sont connus; (8) représente donc une équation linéaire à trois inconnues: x_0 et y_0 , la position relative de Neptune et de l'étoile à l'instant origine et $z_0 = r_0^2 - x_0^2 - y_0^2$ d'où on peut déduire r_0 .

On résout le système d'Eq. (8), écrit d'après les observations, par la méthode des moindres carrés.

4. Principe du calcul de l'aplatissement apparent

On peut interpréter les Eqs. (7) et (8) de deux façons différentes. Soit, par exemple, l'observation d'une immersion et d'une émergence. A l'instant du premier phénomène, le centre de Neptune est en N_1 et A en A_1 (Fig. 1). Au moment de l'émergence, ils sont respectivement en N_2 et A_2 . La condition (7) signifie

que

$$A_1 N_1 = r_0 = A_2 N_2.$$

Mais on peut faire subir aux vecteurs $A_1 N_1$ et $A_2 N_2$ les translations $N_1 C$ et $N_2 C$.

N_1 et N_2 vont en C, A_1 et A_2 en A'_1 et A'_2

La condition (8) signifie que A'_1 et A'_2 sont sur un cercle de rayon r_0 centré en C. En répétant l'opération pour toutes les observations, on obtient ainsi un ensemble de points qui sont placés sur le contour apparent de Neptune ramené à l'instant origine.

Si ce contour apparent est une ellipse d'aplatissement $\epsilon = \frac{a-b}{a}$, ces points se placeront sur une ellipse. Or, l'axe de rotation de Neptune est bien connu et sa position a été récemment précisée (Gill et Gault, 1968):

$$\begin{aligned} \alpha &= 294^\circ,91, \\ \delta &= 40^\circ,53. \end{aligned} \quad (1950,0)$$

Cette direction se projette suivant la direction Cz faisant avec Ey l'angle de position $\theta = 42^\circ,3$. Si donc $A'_1, A'_2 \dots$ sont sur une ellipse d'aplatissement ϵ dont le grand axe est PP' perpendiculaire à Cz, les points $B'_1 \dots$ tels que $H'_1 B'_1 = H'_1 A'_1 (1 + \epsilon)$ sont eux sur un cercle dont le rayon r_0 est le rayon équatorial de Neptune.

On applique donc aux coordonnées x et y des points A dans les Eqs. (8) une correction :

$$\begin{aligned} \xi &= \epsilon r_0 \sin(\phi - \theta) \sin \theta, \\ \eta &= \epsilon r_0 \sin(\phi - \theta) \cos \theta, \end{aligned} \quad (9)$$

où ϕ est l'angle de position de CA.

On détermine les angles ϕ à partir d'une première solution circulaire puis on écrira (7) sous la forme

$$(x + \xi - x_0 + 0,04782 t)^2 + (y + \eta - y_0 - 0,01299 t)^2 = r_0^2, \quad (10)$$

qui donne une équation du type (8), linéaire en $x_0, y_0, (r_0^2 - x_0^2 - y_0^2)$ et ϵ à condition de négliger ϵ^2 et supposer que x_0 ou y_0 est connu lorsqu'il est en facteur de r_0 dans ξ et η .

On peut résoudre ces équations à quatre inconnues, mais nous avons préféré donner à ϵ des valeurs successives et déterminer celle qui minimise la somme des carrés des résidus obtenus en résolvant le système (8) ainsi modifié.

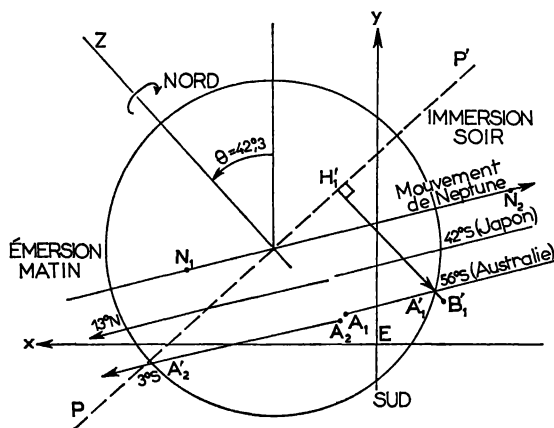


Fig. 1. Schéma de l'occultation en projection sur les axes $Ex Ey$. On y a aussi reporté les positions apparentes des phénomènes vus de l'Australie et du Japon

III. Forme et dimension apparentes de la haute atmosphère de Neptune

Les observations utilisées se partagent en deux groupes.

1. Les observations photométriques de Mount Stromlo et du Japon

Nous donnons le poids 1 à chacune d'entre elles. Mais pour simplifier les calculs, nous prendrons la moyenne des observations de Mount Stromlo et lui affecterons le poids de 2. L'erreur de temps est inférieure à la seconde.

2. Les autres observations décrites au paragraphe I

Leur précision est de l'ordre de 20 secondes pour Siding Spring (pour lequel on a pris aussi la moyenne des mesures qui diffèrent de 17 secondes) et les évaluations sont probablement encore plus imprécises pour les autres observatoires. Après avoir essayé de leur donner un poids faible (Kovalevsky, 1968), nous avons décidé de ne pas les considérer dans la solution finale dans laquelle elles ne peuvent qu'introduire des erreurs systématiques. Nous donnerons toutefois leurs résidus.

les résultats suivants:

$$x_0 = -0,9949 \pm 0,0021 ;$$

$$y_0 = +0,7681 \pm 0,0071 ,$$

$$r_0 = 1,1688 \pm 0,0030 .$$

Le Tableau 3 donne, en secondes de degré, les résidus des 12 observations.

Le résidu quadratique moyen est $\sigma = 0,0069$.

2ème solution. En substituant les valeurs de x_0 et y_0 trouvées ci-dessus dans les coefficients de ε dans ξ et η des Eqs. (9), on a résolu le système d'équations aux conditions (10) successivement pour $\varepsilon = 0,010$; $\varepsilon = 0,020$, puis $\varepsilon = 0,019$, $\varepsilon = 0,021$ et $\varepsilon = 0,022$.

On a obtenu des résidus quadratiques moyens suivants:

$$\varepsilon = 0,019 \quad \sigma = 0,00116 ,$$

$$\varepsilon = 0,020 \quad \sigma = 0,00101 ,$$

$$\varepsilon = 0,021 \quad \sigma = 0,00094 ,$$

$$\varepsilon = 0,022 \quad \sigma = 0,00101 ,$$

$$\varepsilon = 0,023 \quad \sigma = 0,00115 .$$

Tableau 2

N°	Observatoire	Longitude (Est)	Latitude	Altitude (m)	T (T.U.)		Poids total
					Immersion	Emersion	
1 et 2	Mount Stromlo	95 ^h 6 ^m 1 ^s 41	- 35°19'18''	808	15 ^h 56 ^m 29 ^s	16 ^h 36 ^m 46 ^s	2
3	Dodaira	9 16 46,45	+ 36 0 10	879	15 56 25,5	16 41 28	1
4	Okayama	8 54 23,10	+ 34 34 23	365	15 56 55,5	16 41 51,5	1
5	Siding Spring	9 54 44	- 31 16 0	1164	15 56 36	16 37 9	0
6	Sydney	10 4 49,2	- 33 51 41	44	15 56 5	16 36 14	0
7	Wellington	11 39 3,7	- 41 17 4	129	15 54 55	16 34 35	0

Le Tableau 2 fournit les données d'observation définitivement adoptées, en particulier après réexamen des courbes photométriques japonaises ramenées à une même échelle par D.T. Vu et pour lesquelles on a tracé des courbes adoucies (Fig. 2 et 3) et réévalué les instants des phénomènes.

Ces instants correspondent à la luminosité E de l'étoile égale à la moitié de la luminosité initiale ($E_0/E = 2$).

1ère solution. On suppose $\varepsilon = 0$ et on résout les Eqs. (8) pour les observations 1 à 4. On a ainsi obtenu

On constate une amélioration par un facteur supérieur à six de la première solution. Nous adopterons $\varepsilon = 0,021$. Cette solution nous donne:

$$x_0 = -1,00439 \pm 0,00029 ;$$

$$y_0 = +0,76001 \pm 0,00097 ; \quad (11)$$

$$r_0 = 1,17248 \pm 0,00042 .$$

r_0 représente cette fois le rayon équatorial de l'ellipse de mi-intensité dont l'aplatissement est $\varepsilon = 0,021 \pm 0,004$ en estimant l'erreur de l'aplatissement par extension du tableau ci-dessus.

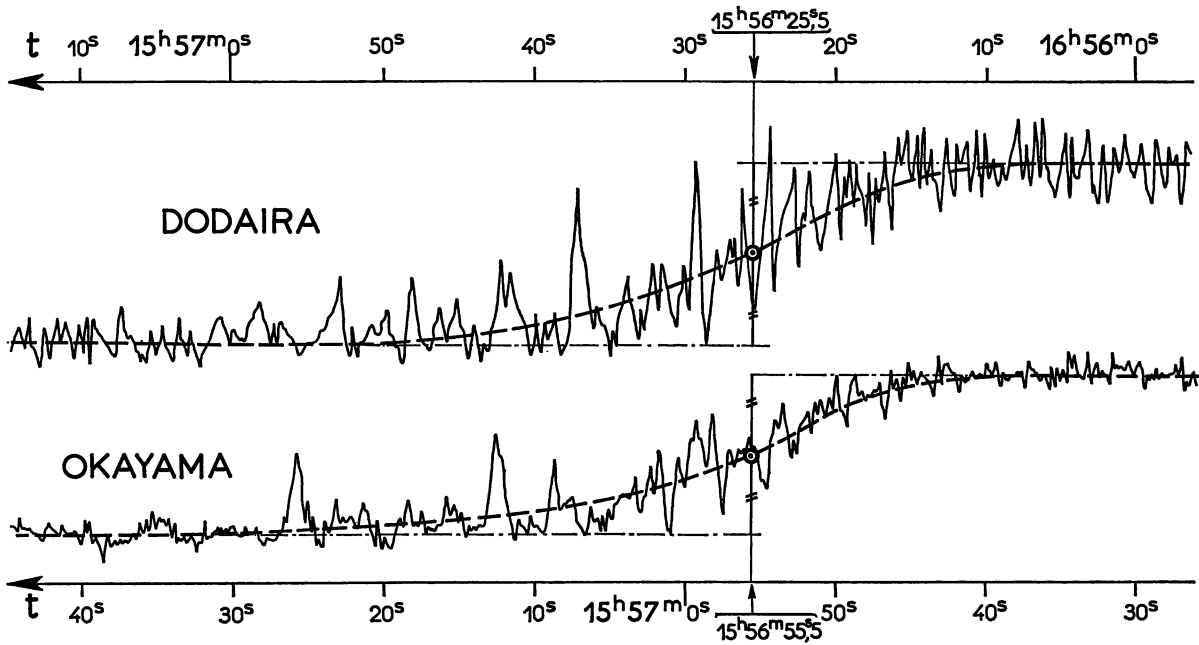


Fig. 2. Courbes de lumière à l'immersion. L'échelle de temps (T.U.) supérieure se rapporte à Dodaira et l'inférieure à Okayama. Les cercles représentent les points à mi-intensité et la courbe en pointillé, la courbe moyenne

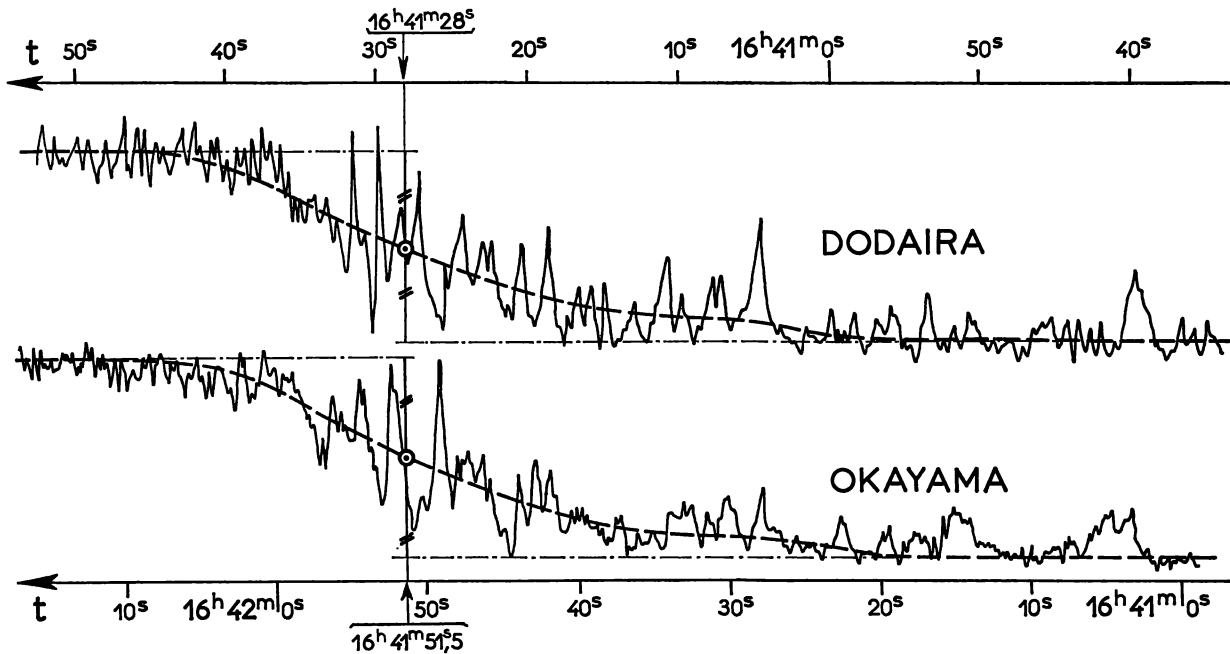


Fig. 3. Courbes de lumière à l'émersion. L'échelle de temps (T.U.) supérieure se rapporte à Dodaira et l'inférieure à Okayama. Les cercles représentent les points à mi-intensité et la courbe en pointillé, la courbe moyenne

Tableau 3

N°	Observatoire	Phénomène	1ère solution			2ème solution	
			Résidus en "	Résidus en "	Résidus en temps d'observation	Résidus en "	Résidus en temps d'observation
1 et 2	Mount Stromlo	imm.	- 0,0057	+ 0,00011	0,0		
		ém.	+ 0,0056	- 0,00004	0,0		
3	Dodaira	imm.	+ 0,0064	+ 0,00119	- 0,6		
		ém.	- 0,0060	- 0,00078	- 0,4		
4	Okayama	imm.	+ 0,0038	- 0,00133	+ 0,7		
		ém.	- 0,0041	+ 0,00078	+ 0,4		
5	Siding Spring	imm.	- 0,0299	- 0,0244	+ 14		
		ém.	+ 0,0244	+ 0,0192	+ 11		
6	Sydney	imm.	+ 0,0117	+ 0,0174	- 10		
		ém.	- 0,0448	- 0,0506	- 30		
7	Wellington	imm.	- 0,0385	- 0,0327	+ 20		
		ém.	+ 0,0211	- 0,0038	- 2		

Nous donnons, dans le Tableau 3, les résidus de cette seconde solution, en secondes de degré, ou encore en temps d'observation. On constate que l'amélioration des résidus des observations photométriques est considérable. Les résidus des autres observations, très importants, ne montrent pas d'amélioration notable.

En conclusion, nous adopterons cette seconde solution comme solution finale de la réduction astrométrique de l'occultation de BD - 17°4388 par Neptune et, nous obtenons en définitive les trois résultats suivants:

1. Position de Neptune

A 16^h T.U., la position de Neptune par rapport à l'étoile est donnée par x_0 et y_0 . On a:

$$\alpha_{\text{Nep}} - \alpha_* = - 0,07023 \pm 0,00002,$$

$$\delta_{\text{Nep}} - \delta_* = + 0,760 \pm 0,001.$$

2. Diamètre équatorial de l'ellipse de mi-intensité

On corrigera r_0 obtenu de la correction de déviation relativiste des rayons lumineux:

$$\varepsilon = + 0,0026$$

et d'une correction de réfraction calculée plus loin (voir Tableau 5)

$$\omega = + 0,0027.$$

On obtient, à la distance de 29,531 U.A.

$$\psi = r + \omega + \varepsilon = 1,1777 \pm 0,0014,$$

où on a ajouté à l'écart quadratique moyen l'effet de l'incertitude relative sur la détermination de la vitesse apparente du déplacement de Neptune que nous avons estimé à 0,001.

A la distance de référence de 30,055 U.A., on obtient:

$$R_0 = 1,572 \pm 0,0014,$$

soit un diamètre linéaire:

$$D = 50450 \pm 60 \text{ km},$$

en admettant

$$\bar{\omega}_0 = 8,794 \text{ (parallaxe solaire)}$$

et

$$R = 6378,16 \text{ km (rayon équatorial terrestre).}$$

3. Aplatissement de l'ellipsoïde de mi-intensité

L'aplatissement apparent, $\varepsilon = 0,021$ doit être transformé en aplatissement réel, compte tenu de l'inclinaison $\psi = 9,2^\circ$ de l'axe de rotation de Neptune sur le plan xy . En fait, par suite de la petitesse de ψ , cet effet est négligeable, et l'ellipsoïde de mi-intensité a pour aplatissement:

$$\alpha = 0,021 \pm 0,004.$$

IV. Dioptrique de l'atmosphère planétaire

1. Dioptrique de l'atmosphère planétaire exponentielle

Entre les distances angulaires géométriques r et apparente ψ de l'étoile occultée au centre de la planète nous avons la relation évidente (Fig. 4) déjà utilisée dans la réduction astrométrique.

$$r = \psi - \omega - \varepsilon$$

et

$$\psi = r_p \left(1 + \frac{h}{a} \right),$$

d'où

$$r = r_p \left(1 + \frac{h}{a} \right) - \omega - \varepsilon, \tag{12}$$

où en plus de la réfraction ω , nous avons introduit la déviation d'Einstein ε et où r_p représente le rayon géométrique angulaire de la planète.

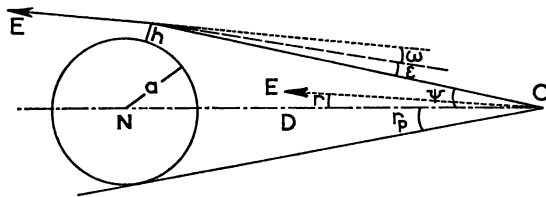


Fig. 4. Schéma de l'occultation, définition des notations utilisées

L'éclat de l'étoile occultée, c'est-à-dire l'éclairement reçu sur la Terre sera modifié (affaibli) par la déviation différentielle.

$$\frac{E_0}{E} - 1 = F = - \frac{a}{r_p} \left(\frac{d\omega}{dh} + \frac{d\varepsilon}{dh} \right). \tag{13}$$

Comme $\frac{d\omega}{dh} \gg \frac{d\varepsilon}{dh}$, on peut négliger cette dernière et la formule photométrique de l'occultation devient:

$$F = - \frac{a}{r_p} \frac{d\omega}{dh} = - D \frac{d\omega}{dh}. \tag{14}$$

Les formules (12) et (13) décrivent complètement le phénomène de l'occultation planétaire.

On peut le discuter analytiquement en adoptant avec Fabry (1929) une structure exponentielle de l'atmosphère où la densité ρ varie avec l'altitude h suivant la formule:

$$\rho = \rho_0 \exp \left(- \frac{h - h_0}{H} \right),$$

avec une échelle de hauteur H constante. Dans cette hypothèse on a aussi:

$$\frac{d\omega}{dh} = - \frac{\omega}{H}.$$

En choisissant comme niveau de référence l'altitude des rayons h^* où l'éclat de l'étoile occultée tombe à la moitié de sa valeur normale ($F = 1$) on obtient après quelques transformations:

$$r - r_0 = - \frac{H}{D} (\text{Log}_e F + F) = - \frac{H}{D} \mathcal{F}. \tag{16}$$

La représentation graphique de la différence $r - r_0$ donnée par la solution astrométrique (§ III) et $\text{Log}_e F + F$ donné par la courbe de lumière devrait être donc une droite si l'hypothèse de $H = \text{const.}$ est correcte. Mais les observations (Fig. 5) semblent être contraires à cette hypothèse.

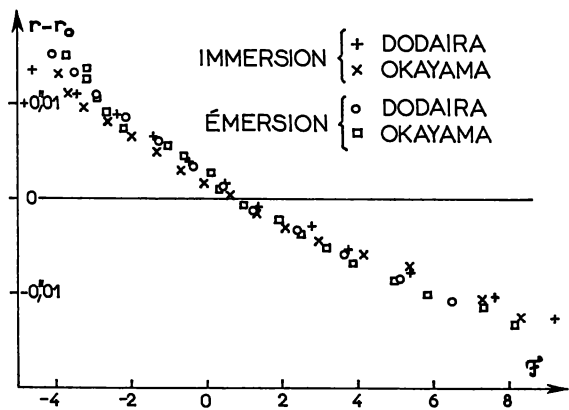


Fig. 5. Graphique de Fabry pour les quatre séries d'observations

Il faut encore élucider l'importance des phénomènes secondaires tels que l'extinction et la diffraction. L'extinction dépend en premier lieu de la masse d'air traversée par les rayons. On obtient dans l'atmosphère exponentielle pour la masse d'air exprimée en kilomètres d'air de densité normale, l'expression suivante:

$$M = H \frac{\omega}{c}, \tag{17}$$

où la réfractivité c est au minimum égale à 28,5'' pour une atmosphère d'hydrogène moléculaire H_2 . Comme d'autre part, la réfraction sera $\omega < 0,01''$ et que H est de l'ordre de 50 km, la masse d'air sera très faible $M < 0,02$ km environ. L'extinction sera donc totalement négligeable.

Quant à la diffraction, la théorie de Fresnel (voir Fabry, 1929) donne une série de maximums et de minimums au voisinage de la limite géométrique de l'ombre. La partie importante de la courbe de lumière due à la diffraction comprise entre les inten-

sités $E/E_0 = 0,25$ et $0,90$ correspond à l'intervalle :

$$\Delta r = 6 \sqrt{\frac{\lambda}{2D}} \tag{18}$$

où λ est la longueur d'onde, vers 5000 \AA en l'occurrence. Ceci donne :

$$\Delta r = 2,6'' \times 10^{-5}$$

ou, dans le cas de notre occultation,

$$\Delta t = 0,04^s .$$

Le phénomène de diffraction, même s'il n'était pas effacé par la diminution trop grande de la lumière au bord de la planète, serait totalement noyé dans la scintillation.

2. Détermination de la réfraction en fonction de l'altitude

On peut résoudre ce problème à partir de la courbe de lumière sans faire d'hypothèse sur la structure atmosphérique. En différenciant la formule (14) par rapport à h , on obtient :

$$\frac{dr}{dh} = \frac{r_0}{a} - \frac{d\omega}{dh} . \tag{19}$$

Le rapport $d\omega/dh$ étant donné par (14) et compte tenu de (13), on trouve :

$$dr = \frac{1}{D} (1 + F) dh = \frac{1}{D} \frac{E_0}{E} dh .$$

En intégrant entre les limites h_1 et h_2 ou bien $r_1 - r_0$ et $r_2 - r_0$, on a :

$$h_2 - h_1 = D \int_{r_1}^{r_2} \frac{E}{E_0} dr . \tag{20}$$

Autrement dit, l'aire de la courbe de lumière (Fig. 6) entre r_2 et r_1 est proportionnelle à la différence des altitudes $h_2 - h_1$ ce qui permet donc de déterminer l'altitude des rayons rasants.

Pour déterminer ensuite la réfraction ω on part de l'Eq. (14)

$$d\omega = -\frac{1}{D} F dh ,$$

dont l'intégration conduit à :

$$\omega_2 - \omega_1 = \frac{1}{D} \int_{h_2}^{h_1} F dh . \tag{21}$$

La courbe de F en fonction de h donne par son aire entre les altitudes h_1 et h_2 la différence correspondante des réfractons $\omega_2 - \omega_1$. En choisissant l'altitude h_1 assez grande pour que la réfraction ω_1 soit encore

négligeable, on obtient par (21) les valeurs de la réfraction ω_2 en fonction de l'altitude h .

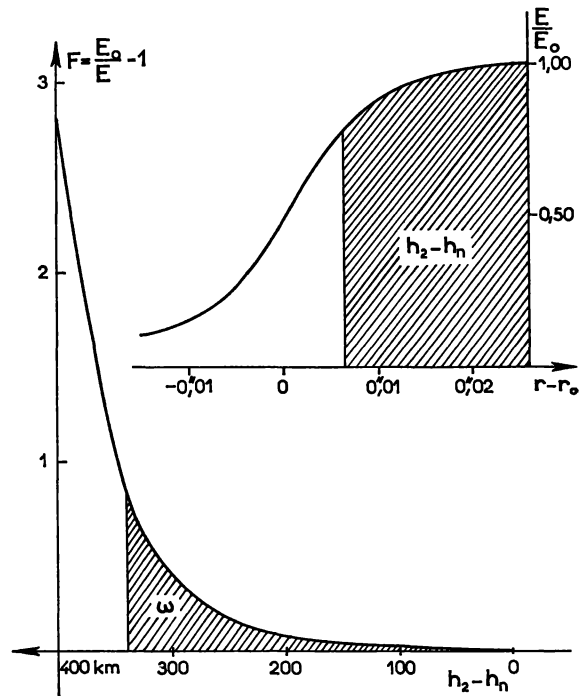


Fig. 6. Détermination graphique par intégration des altitudes (en haut) et de la réfraction (en bas) pour l'émergence

3. Calcul de la densité de l'atmosphère

On peut calculer à partir des valeurs numériques de la réfraction les densités de l'atmosphère à différents niveaux. La théorie classique de la réfraction donne (Fig. 7)

$$d\omega = \frac{d\mu}{\mu} \operatorname{tg} i , \tag{22}$$

avec l'indice de réfraction :

$$\mu = 1 + c\rho$$

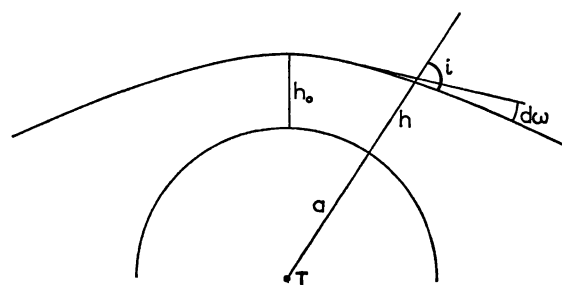


Fig. 7. Marche des rayons au voisinage de la planète

et l'angle i

$$\sin i = 1 - \frac{h - h_0}{a} + c(\varrho_0 - \varrho). \quad (23)$$

Etant donné la petitesse de ϱ on peut écrire avec une approximation suffisante :

$$\operatorname{tg} i = \sqrt{\frac{a}{2}} \frac{1}{\sqrt{h - h_0}},$$

et finalement :

$$\omega(h_0) = c\sqrt{2a} \int_h^\infty \frac{d\varrho}{dh} \frac{1}{\sqrt{h - h_0}} dh. \quad (24)$$

C'est une équation intégrale d'Abel qui donne l'inversion :

$$\varrho(h) = -\frac{1}{\pi c\sqrt{2a}} \int_h^\infty \frac{\omega(h_0)}{\sqrt{h_0 - h}} dh_0. \quad (25)$$

Pour la solution graphique on introduit la variable auxiliaire :

$$Z = \sqrt{h_0 - h},$$

qui conduit à :

$$\varrho(h) = -\frac{1}{\pi c} \sqrt{\frac{2}{a}} \int_0^\infty \omega(h_0) dZ.$$

On peut aussi résoudre l'équation intégrale (24) de la manière suivante. Nous écrivons que la densité est voisine d'une fonction exponentielle dont l'échelle de hauteur est H :

$$\varrho \cong \varrho_0 \exp(-h/H),$$

en posant

$$\frac{d\varrho}{dt} = \frac{\varrho_0}{H} = \exp(-h/H) \varphi(h)$$

où φ est une fonction lentement variable de h . (24) s'écrit :

$$\omega(h_0) = c\sqrt{2a} \int_{h_0}^\infty \frac{1}{\sqrt{h - h_0}} \frac{\varrho_0}{H} \exp(-h/H) \varphi(h) dh. \quad (26)$$

Or, il est connu que l'on a (voir, par exemple Gradshteyn et Ryzhik, 1965)

$$\int_1^\infty \frac{\exp(-\mu x)}{\sqrt{x - 1}} dx = \sqrt{\frac{\pi}{\mu}} \exp(-\mu)$$

et

$$\int_0^\infty \frac{\exp(-\mu x)}{\sqrt{x + \beta}} dx = \sqrt{\frac{\pi}{\mu}} \exp(\beta\mu) [1 - \Phi(\sqrt{\beta\mu})],$$

où

$$\Phi(x) = \operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\pi} \int_0^x \exp(-t^2) dt.$$

On peut déduire de la première formule, en posant $z = y/x$,

$$\begin{aligned} \int_x^\infty \frac{\exp(-\mu y)}{\sqrt{y - x}} dy &= \int_x^\infty \frac{\sqrt{x} \exp(-\mu x z)}{\sqrt{z - 1}} dz \\ &= \sqrt{\frac{\pi}{\mu}} \exp(-\mu x) \end{aligned}$$

et, en posant $z = y - x'$, puis $\beta = x' - x$,

$$\begin{aligned} \int_{x' > x}^\infty \frac{\exp(-\mu y)}{\sqrt{y - x}} dy &= \int_0^\infty \frac{\exp(-\mu z - \mu x')}{\sqrt{z + x' - x}} dz \\ &= \sqrt{\frac{\pi}{\mu}} \exp(-\mu x) [1 - \Phi(\sqrt{(x' - x)\mu})], \end{aligned} \quad (27)$$

d'où on déduit aisément :

$$\begin{aligned} \int_x^{x'} \frac{\exp(-\mu y)}{\sqrt{y - x}} dy \\ = \sqrt{\frac{\pi}{\mu}} \exp(-\mu x) \Phi(\sqrt{(x' - x)\mu}) \end{aligned} \quad (28)$$

et

$$\begin{aligned} \int_x^{x''} \frac{\exp(-\mu y)}{\sqrt{y - x}} dy \\ = \sqrt{\frac{\pi}{\mu}} \exp(-\mu x) [\Phi(\sqrt{(x'' - x)\mu}) - \Phi(\sqrt{(x' - x)\mu})]. \end{aligned} \quad (29)$$

L'expression (26) s'écrit, avec $\mu = 1/H$ et en divisant par le coefficient multiplicatif $k = \frac{c\sqrt{2a}\varrho_0}{H}$.

$$\frac{\omega(h_0)}{k} = \int_{h_0}^\infty \frac{\exp(-\mu h)}{\sqrt{h - h_0}} \varphi(h) dh. \quad (30)$$

On peut diviser l'intervalle $h_0 - h_n$ en n segments égaux de longueur $\delta h = h_i - h_{i-1}$ et choisir h_n suffisamment grand pour que, dans l'intervalle $h_n - \infty$, la réfraction soit très faible. Pour chaque intervalle δh , on considérera que $\varphi(h)$ est constant, ce qui permet de le mettre en dehors du signe de l'intégrale. Dans ces conditions (30) s'écrit, en appli-

Tableau 4

<i>t</i> (T.U.)	Immersion			
	<i>r</i> - <i>r</i> ₀	<i>E</i> / <i>E</i> ₀	<i>F</i>	\mathcal{F}
Dodaira				
15 ^h 56 ^m 09 ^s	+ 0,01365	0,99	0,01	- 4,59
12	0,01126	0,97	0,03	3,48
15	0,00887	0,925	0,08	2,44
18	0,00648	0,82	0,22	1,35
21	0,00409	0,71	0,42	- 0,48
24	+ 0,00171	0,56	0,78	+ 0,49
27	- 0,00069	0,45	1,23	1,40
30	0,00308	0,34	1,90	2,77
33	0,00547	0,26	2,76	3,76
36	0,00786	0,19	4,27	5,45
39	0,01025	0,14	6,25	7,60
42	- 0,01264	0,095	10,52	+ 9,28
Okayama				
15 ^h 56 ^m 38 ^s ₅	+ 0,01298	0,98	0,02	- 3,89
40,5	0,01139	0,975	0,02	3,58
42,5	0,00979	0,965	0,03	3,23
44,5	0,00820	0,94	0,06	2,63
46,5	0,00660	0,895	0,12	2,00
48,5	0,00501	0,82	0,22	1,31
50,5	0,00342	0,75	0,33	0,75
52,5	0,00182	0,65	0,54	- 0,03
54,5	+ 0,00023	0,56	0,78	+ 0,60
56,5	- 0,00136	0,465	1,15	1,29
58,5	0,00295	0,385	1,61	2,09
57 0,5	0,00456	0,31	2,20	2,99
2,5	0,00614	0,25	3,00	4,10
4,5	0,00773	0,20	4,05	5,45
6,5	0,01092	0,15	5,59	7,31
8,5	- 0,01251	0,135	6,47	+ 8,33

Tableau 4 (suite)

<i>t</i> (T.U.)	Emersion			
	<i>r</i> - <i>r</i> ₀	<i>E</i> / <i>E</i> ₀	<i>F</i>	\mathcal{F}
Dodaira				
16 ^h 41 ^m 48 ^s	+ 0,01559	0,985	0,017	- 4,05
45	0,01320	0,97	0,03	3,47
42	0,01081	0,95	0,05	2,95
39	0,00842	0,90	0,11	2,09
36	0,00603	0,82	0,22	1,29
33	0,00364	0,645	0,44	- 0,39
30	+ 0,00125	0,57	0,75	+ 0,44
27	- 0,00114	0,465	1,14	1,25
24	0,00353	0,355	1,82	2,42
21	0,00592	0,27	2,65	3,62
18	0,00831	0,22	3,47	5,10
15	- 0,01070	0,17	4,90	+ 6,49
Okayama				
16 ^h 42 ^m 10 ^s ₅	+ 0,01547	0,98	0,023	- 3,75
8,5	0,01387	0,96	0,04	3,18
6,5	0,01228	0,96	0,04	3,18
4,5	0,01069	0,95	0,05	2,95
2,5	0,00910	0,94	0,065	2,67
0,5	0,00750	0,91	0,10	2,20
16 ^h 41 ^m 58,5	0,00591	0,815	0,225	1,03
56,5	0,00432	0,72	0,39	- 0,55
54,5	0,00272	0,625	0,60	+ 0,09
52,5	+ 0,00113	0,59	0,70	0,34
50,5	- 0,00046	0,515	1,11	1,01
48,5	0,00205	0,40	1,52	1,94
46,5	0,00365	0,35	1,85	2,47
44,5	0,00524	0,305	2,28	3,10
42,5	0,00683	0,26	2,85	3,90
40,5	0,00843	0,215	3,68	4,98
38,5	0,01002	0,185	4,46	5,85
36,5	0,01161	0,15	5,55	7,27
34,5	- 0,01320	0,135	6,28	+ 8,12

quant (27), (28) et (29):

$$\frac{\omega(h_0)}{k} = \sqrt{\frac{\pi}{\mu}} \exp(-\mu h_0) A \quad \text{avec} \quad (31)$$

$$A = \begin{bmatrix} \Phi(\sqrt{\mu \delta h}) \varphi(h_0) + [1 - \Phi(\sqrt{\mu n \delta h})] \varphi(h_n) \\ + \sum_{j=1}^{n-1} [\Phi(\sqrt{\mu(j+1) \delta h}) - \Phi(\sqrt{\mu j \delta h})] \varphi(h_j) \end{bmatrix}$$

En considérant successivement les valeurs de ω à des hauteurs h_i séparées par des intervalles δh , pour h compris entre 0 et h_N , on obtient $N+1$ équations linéaires à $N+1$ inconnues $\varphi(h_j)$ $0 \leq j \leq N$ dont la matrice est triangulaire et que l'on peut donc résoudre sans difficulté.

On passe à ϱ en intégrant numériquement (25).

V. Etude de l'atmosphère de Neptune

1. Application à l'occultation du 7 avril 1968

La base indispensable de toute analyse photométrique de l'occultation est la solution astrométrique (voir II, 2ème solution) qui donne l'angle r ou mieux la différence $r - r_0$ en fonction du temps. On arrive ainsi aux formules suivantes:

Dodaira

Immersion: $r - r_0 = + 0,00050'' - 0,000796''$

($t - 15^{\text{h}}56^{\text{m}}25,5^{\text{s}}$),

Emersion: $r - r_0 = - 0,00034'' + 0,000796''$

($t - 16^{\text{h}}41^{\text{m}}28^{\text{s}}$).

Okayama

Immersion: $r - r_0 = - 0,00057'' - 0,000796''$

$$(t - 15^h 56^m 55^s.5),$$

Emersion: $r - r_0 = + 0,00033'' + 0,000796''$

$$(t - 16^h 41^m 51^s.5). \quad (32)$$

A l'aide des courbes de lumière enregistrées on a tracé les courbes adoucies qui donnent l'intensité de l'étoile occultée E/E_0 en fonction du temps (voir Fig. 2 et 3). En se servant des formules ci-dessus (32) et des formules (13) et (16), on obtient F et \mathcal{F} (Tableau 4). On passe aux courbes de lumière de E/E_0

en fonction de $r - r_0$ dont l'intégration suivant la formule (20) fournit les différences des altitudes $h - h_n$ (Tableau 5). L'intégration des courbes $F = E_0/E - 1$ en fonction de $h - h_n$ donne ensuite à l'aide de la formule (21) les réfractions ω en fonction de l'altitude contenues également dans le Tableau 5. Finalement l'intégration suivant la formule (31) conduit aux densités ρ de l'atmosphère en fonction de $h - h_n$ (Fig. 8). A titre de vérification, on a également déterminé plusieurs valeurs de ρ à l'aide de la formule (25).

Dans toutes ces opérations on a traité séparément l'immersion et l'émersion en réunissant les résultats

Tableau 5

$r - r_0$ (0,0001)	$h - h_n$ (km)		$h - h_n$ (km)		ω (0,00001)		$\log \rho + 10$		H (km)	
	imm.	ém.	imm.	ém.	imm.	ém.	imm.	ém.	imm.	ém.
+ 190		00	50		2			1,053		
180		21	100		5		1,740	2,294		30,9
170		43	150		20		2,956	2,804	34,2	50,0
160		64	200		60		3,527	3,201	51,3	56,5
150	00	85	210		75		3,629	3,279	43,5	57,1
140	21	106	220		92		3,728	3,354	44,2	58,8
130	42	126	230		113		3,825	3,427	46,3	60,2
120	64	147	240		137		3,919	3,498	48,3	62,1
110	83	167	250		166		4,004	3,568	52,4	62,1
100	105	188	260		203		4,086	3,638	51,8	59,5
90	125	208	270		244*		4,173	3,714	52,3	58,8
80	145	227	280		294		4,251	3,787	53,8	61,3
70	164	246	290		358		4,338	3,857	52,4	64,1
60	182	264	300		436		4,424	3,923	48,8	64,1
50	201	285	310		536		4,516	3,994	46,3	62,1
40	217	296	320		667		4,613	4,064	43,8	64,1
30	232	311	330		866		4,714	4,130	42,2	64,1
20	246	325	340		1128		4,820	4,201		60,2
+ 10	259	338	350		272*			4,274		60,2
0*	270	349	360		322			4,346		60,2
- 10	282	359	370		381			4,419		58,9
20	290	369	380		455			4,494		58,9
30	298	378	390		548			4,568		57,2
40	305	385	400		667			4,646		55,0
50	312	390	410		819			4,726		53,0
60	317	398	420		1023			4,810		50,5
70	322	404	430		1310			4,899		
80	326	409								
90	331	413								
100	334	417								
110	337	420								
120	339	424								
130	342	427								
140	345	430								
150	347	432								
- 160		435								

* Niveau à mi-intensité.

obtenus à Dodaira et Okayama. Pour calculer les densités ρ nous avons admis la composition en hydrogène moléculaire (Tableau 6). Pour les autres compositions plausibles (He ou CH₄) il faut diminuer proportionnellement à c , la densité ρ ou décaler vers le bas l'échelle de $\log \rho$ de la Fig. 8.

Tableau 6

Gaz	H ₂	He	CH ₄
m	2	4	16
$c = \mu - 1$	$138 \cdot 10^{-6}$	$35 \cdot 10^{-6}$	$441 \cdot 10^{-6}$

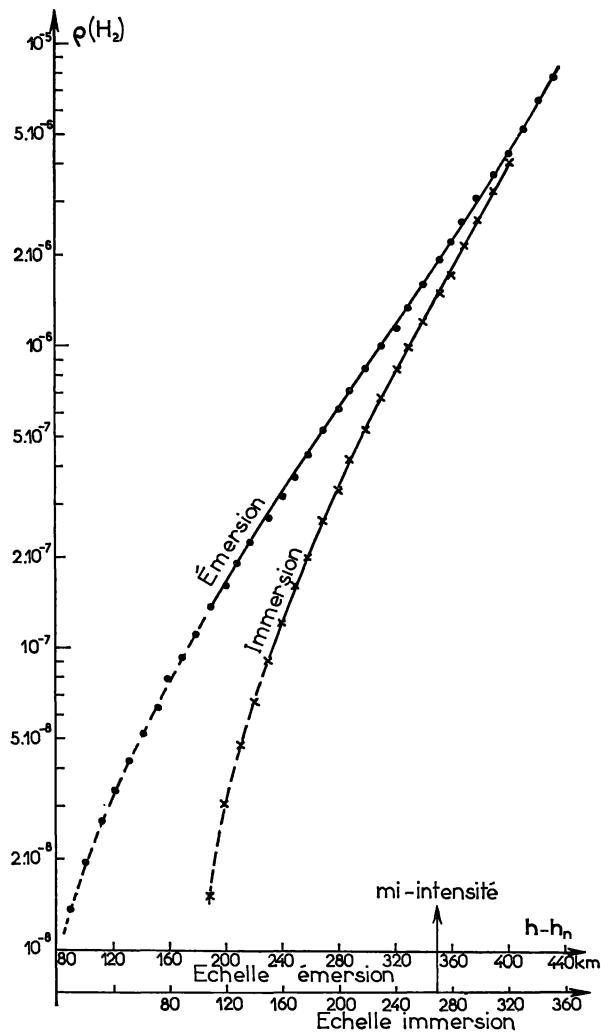


Fig. 8. Densité de l'atmosphère pour H₂. Seule la partie en trait plein des courbes est digne de confiance

Les résultats obtenus diffèrent légèrement de ceux que nous avons donnés précédemment pour deux raisons, à savoir que notre première supposition sur la constance de l'échelle de hauteur n'est pas tout à fait exacte et que d'autre part le nouveau matériau d'observation sous forme des courbes de lumière est plus complet.

Les courbes de $\log \rho$ donnent par leurs pentes les valeurs de l'échelle de hauteur :

$$H = \frac{RT}{mg}, \quad (33)$$

où on désigne par :

m , la masse moléculaire,

T , la température en °K,

$g = 1090 \text{ cm s}^{-1}$ l'accélération de la pesanteur à 25000 km du centre,

$R = 8,31 \times 10^7 \text{ C.G.S.}$ la constante des gaz.

Les valeurs de H en fonction de $h - h_n$ ainsi que celle de la température calculées à l'aide de $T = 2,62H \text{ km}$ (en admettant la présence de l'hydrogène moléculaire, $m = 2$) sont représentées dans la Fig. 9.

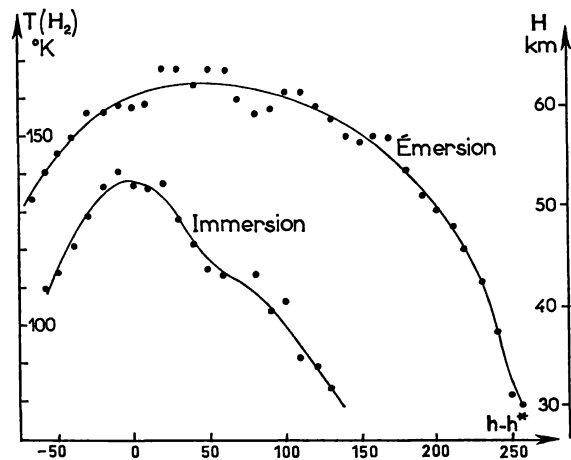


Fig. 9. Echelle de hauteur et température calculées pour H₂ en fonction de l'altitude $h - h^*$ au-dessus du niveau de mi-intensité

Les températures ainsi obtenues sont systématiquement plus basses à l'immersion (42 °S) qu'à l'émergence (13 °N) ce qui est probablement l'effet de la latitude géographique, les régions équatoriales étant plus chaudes que les régions tempérées. Etant donné le sens admis de la rotation, l'effet diurne

serait inverse, car l'immersion se produit au bord vespéral de la planète.

Les courbes montrent aussi une variation de la température avec l'altitude ce qui nous paraît sujet à caution étant donné les incertitudes dans le tracé des courbes de lumière adoucies. Rappelons de toute façon que les mesures récentes de Berge (1968) à l'aide des radiations de 3,12 cm indiquent une température du disque de $115 \text{ }^\circ\text{K} \pm 36 \text{ }^\circ\text{K}$.

Pour d'autres compositions telles que He ou CH_4 les températures seraient plus élevées dans la proportion de $m/2$ (Tableau 6). Ceci rend peu probable l'existence de ces gaz dans la haute atmosphère de Neptune.

D'autre part, les valeurs des densités obtenues à l'altitude voisine de 10% du rayon de la planète sont relativement élevées. En les extrapolant à la surface visible de la planète à l'aide de :

$$\rho_0 = \rho^* \exp \frac{h^*}{H},$$

avec $H = 60 \text{ km}$, on arrive aux densités énormes $\rho_0 \approx 10^8$. Pour les éviter il faudrait admettre une augmentation considérable de l'échelle de hauteur H et par suite aussi celle de la température T vers la surface de la planète, à moins que les évaluations du rayon de la planète d'après les mesures récentes (Camichel, 1953; Dollfus, 1954; Kuiper, 1955) donnant R_0 de l'ordre de $1'05$ ne soient systématiquement trop faibles, par exemple à cause de l'assombrissement centre-bord.

2. Bord apparent de la planète

Dans certains cas, comme celui de Mars, le bord apparent de la planète est donné par les rayons tangents à la surface. Il en est autrement dans les atmosphères plus denses où la condition

$$\rho_{cr} = \frac{H}{(a + h_{cr})c}, \quad (34)$$

est satisfaite à l'altitude critique $h_{cr} > 0$. Les rayons tangents ne peuvent alors pénétrer plus bas que cette altitude.

Si, d'autre part, l'atmosphère entre h_{cr} et h^* est exponentielle, et on doit avoir

$$\rho_{cr} = \rho^* \exp \frac{h^* - h_{cr}}{H}. \quad (35)$$

ce qui donne avec la formule précédente :

$$h^* - h_{cr} = 2,30 \dots H \log \frac{H}{c \rho^* (a + h_{cr})}. \quad (36)$$

Avec la valeur maximale de $H = 60$ et la valeur de $\rho^* = 1,34 \cdot 10^{-6}$ trouvées dans l'intervalle de nos mesures on obtient,

$$h^* - h_{cr} = 985 \text{ km.}$$

Autrement dit, les rayons tangents qui servent à déterminer le rayon angulaire de la planète ne peuvent pénétrer plus bas que 1000 km environ au-dessous du niveau de mi-intensité c'est-à-dire jusqu'à la distance de $25200 - 1000 = 24200 \text{ km}$ du centre de la planète. Les mesures modernes qui donnent la valeur nettement plus basse seraient donc entachées d'erreurs systématiques dues probablement à l'assombrissement du bord. Il serait alors très utile de faire au laboratoire quelques mesures de simulation avec des disques dégradés pour examiner la possibilité et la grandeur de cette erreur.

On peut encore calculer la densité au niveau critique $\rho_{cr} = 17$, soit environ $0,022 \text{ gm cm}^{-3}$.

3. Fluctuations de l'intensité de l'étoile occultée

Les fluctuations observées sur la courbe de lumière présentent des aspects différents suivant la phase du phénomène et nous avons essayé d'en trouver les causes. Il y a d'abord le bruit de fond du photomètre qui se manifeste seul sur les enregistrements du ciel. On constate que l'amplitude de ces fluctuations est relativement faible et nous la négligerons dans la suite.

Avant l'entrée et après la sortie où l'on enregistre le flux lumineux de l'ensemble étoile-Neptune, les fluctuations sont dues à la scintillation dans l'atmosphère terrestre. Leur amplitude peut être estimée à $\pm 9\%$ de la déviation totale. Par contre quand l'étoile est cachée derrière la planète l'amplitude atteint $\pm 14\%$. Ceci est conforme à ce que nous savons de la relation inverse entre l'étendue angulaire de la source lumineuse et l'amplitude de la scintillation.

Pendant l'occultation, c'est-à-dire sur la descente ou sur la montée des courbes de lumière, on observe des fluctuations beaucoup plus importantes (Fig. 2, 3) dont l'amplitude dépasse largement $\pm 50\%$. Il s'agit donc d'un autre phénomène que la scintillation terrestre. Cette différence se manifeste aussi dans la période des fluctuations, la période de la scintillation terrestre étant nettement plus courte (1 seconde) que la période des grandes fluctuations (2-3 secondes).

De premier abord on serait tenté d'attribuer ces fluctuations à la scintillation dans l'atmosphère de Neptune comme le suggèrent Osawa *et al.*, 1968, en

parlant des variations aléatoires de la réfraction causées par la turbulence dans l'atmosphère de Neptune. Or la comparaison des courbes de lumière obtenues en deux stations japonaises permet de corriger dans une certaine mesure cette assertion.

On constate que les fluctuations observées en deux stations distantes de plusieurs centaines de kilomètres montrent à la sortie une bonne corrélation (Fig. 3). Dans l'esprit de l'explication de Osawa la scintillation planétaire devrait être simultanée à cette distance, ce qui nous paraît peu probable. C'est pour cette raison que nous préférons attribuer leur cause à la stratification dans l'atmosphère de Neptune qui pourrait se conserver sur l'étendue qui sépare les deux rayons de visée. Pendant l'entrée la corrélation des deux fluctuations est beaucoup moins bonne (Fig. 2).

Naturellement, il ne faut pas s'attendre à la ressemblance parfaite des deux courbes déformées d'une façon aléatoire par la scintillation terrestre.

Nous voudrions encore mettre l'accent sur l'amplitude des fluctuations planétaires. Il arrive parfois que l'éclat de l'étoile occultée réduit déjà plus qu'à moitié ($E_0/E \geq 2$) remonte brusquement (Fig. 2 et 3) presque à sa valeur normale. Cela demanderait une diminution notable sinon l'annulation de la variation $d\omega_1/dh$ dans la formule (13) pour les couches atmosphériques traversées en ce moment par les rayons lumineux et partant, une structure particulière de l'atmosphère planétaire.

Considérant cette difficulté et la nécessité d'admettre et d'expliquer une réfraction beaucoup trop forte à l'altitude de 2000 km, on peut envisager en guise d'hypothèse de travail la présence des nuages de poussières à ce niveau. La courbe observée de lumière serait alors due à l'absorption dans cette couche dont les lacunes laisseraient passer la lumière de façon à produire les fluctuations constatées. Mais cette explication qui soulève certaines difficultés d'ordre aéronomique et optique ne saurait être admise sans réserve.

VI. Conclusion

1. L'analyse photométrique des courbes de lumière permet d'explorer l'atmosphère de Neptune dans un intervalle de quelques centaines de kilomètres d'altitude.

2. La distance de cette zone au centre de la planète a pu être définie par le niveau de mi-intensité qui, à l'équateur, se trouve à la distance de $1'1777 \pm 0'0014$ (25225 ± 30 km) et présente l'aplatissement polaire de $0,021 \pm 0,004$.

3. La position relative de Neptune par rapport à l'étoile occultée a pu être déterminée:

$$\alpha_{\text{Nep}} - \alpha_* = 0^{\circ}07023 \pm 0^{\circ}00002, \\ \delta_{\text{Nep}} - \delta_* = 0''760 \pm 0''001. \quad \text{à } 16^{\text{h}} \text{ T.U.}$$

4. La densité de l'atmosphère supposée composée d'hydrogène moléculaire est au niveau de mi-intensité voisine de 10^{-6} de celle de l'air (TPN).

5. Dans ces conditions la température de l'atmosphère se situe entre 110°K (42°S) et 130°K (13°N) suggérant ainsi l'influence de la latitude planétocentrique sur la température.

6. Les fluctuations d'éclat de l'étoile occultée semblent avoir leur origine plutôt dans la stratification de l'atmosphère que dans la scintillation planétaire.

7. Le bord optique de la planète doit se trouver au moins 1000 km au-dessous du niveau de mi-intensité ou même plus en tenant compte de l'assombrissement du bord planétaire.

8. Les valeurs des densités obtenues à ce niveau, qui serait voisine de 10% du rayon de la planète, sont relativement élevées.

Bibliographie

- Berge, G.L. 1968, *Astroph. Lett.* **2**, 127.
 Camichel, H. 1953, *Ann. Astroph.* **16**, 41.
 Dollfus, A. 1954, *C. R. Acad. Sci. Paris* **238**, 1475.
 Fabry, Ch. 1929, *J. Observateurs* **12**, 1.
 Gill, J.R., et Gault, B.L. 1968, *Astron. J.* **73**, 595.
 Gradshteyn, I.S., et Ryzhik, I.M. 1965, *Table of Integrals, Series and Products*, Academic Press, London, p. 315.
 Hirose, H. 1968, *Circ. Bur. cent. int. Télégr. astr.* N° 2068, 22 avril 1968.
 Kovalevsky, J. 1968, *C. R. Acad. Sci. Paris*, série B, **267**, 594.
 Kovalevsky, J., et Link, F. 1968, *C. R. Acad. Sci. Paris*, série B, **267**, 1241.
 Kuiper, G.P. 1955, *Transactions of the IAU* **9**, 250.
 Miller, M.J. 1968a, *Circ. Bur. cent. int. Télégr. astr.*, Nr. 2067, 18 avril 1968.
 Miller, M.J. 1968b, *Circ. Bur. cent. int. Télégr. astr.* N° 2086, 24 juillet 1968.
 Osawa, K., Ichimura, K., et Shimizu, M. 1968, *Tokyo Astr. Bull.* 2e série, N° 184.
 Pannekoek, A. 1903, *Astr. Nachr.* **164**, N° 3913.
 Shuart, R.A. 1967, *Sky Telesc.* **34**, 290.
 Takenouchi, T., Tomita, K., et Hirayama, T. 1968, *Tokyo Astr. Bull.* 2e série, N° 183.
 Taylor, G.E. 1968, *Nature* **219**, 474.
 Thomsen, L. 1968, *Circ. Bur. cent. int. Télégr. astr.* N° 2067, 18 avril 1968.

J. Kovalevsky
 Bureau des Longitudes
 3 rue Mazarine, F-75 Paris 6, France

F. Link
 Institut d'Astrophysique
 98 bis Bld Arago, F-75 Paris 14, France