

Séance de TP 1 et 2  
Optique et astronomie

Romain BEL

19 novembre 2001

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Rappels et définitions</b>	<b>3</b>
1.1	Diamètre apparent . . . . .	3
1.2	Calculs d'incertitude . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Expériences et mesures</b>	<b>6</b>
2.1	Vérification de la relation $\alpha = \frac{h}{d}$ . . . . .	6
2.2	Mesure de la distance entre deux bâtiments de Jussieu . . . . .	8
2.3	Principe et utilisation d'un sténopé . . . . .	9
2.3.1	Principe du sténopé . . . . .	9
2.3.2	Expérience . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Exercices astronomiques</b>	<b>13</b>
3.1	Calcul de la distance de l'horizon . . . . .	13
3.2	Calcul du rayon de la Terre . . . . .	14
3.3	Calcul du rayon de la Lune et de la distance Terre-Lune . . . . .	15
3.4	Calcul de la distance Terre-Soleil . . . . .	16
3.5	Calcul de la vitesse de la lumière . . . . .	18
3.5.1	Quelques définitions . . . . .	18
3.5.2	Méthode de Römer . . . . .	18

# 1 Rappels et définitions

## 1.1 Diamètre apparent

Lorsque l'on observe un objet, celui-ci, lorsqu'il s'éloigne, nous semble plus petit, bien que sa taille réelle ne varie pas. Afin de caractériser quantitativement ce phénomène, on appelle *diamètre apparent* la grandeur définie comme l'angle sous lequel on voit un objet de taille  $h$  situé à une distance  $d$  (fig 1).

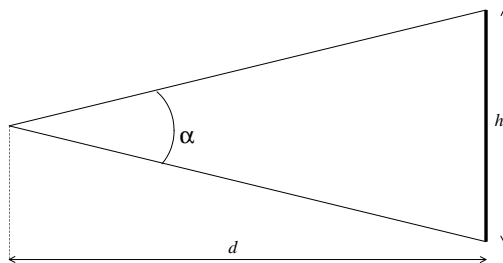


FIG. 1 – *Diamètre apparent  $\alpha$  d'un objet de taille  $h$  situé à  $d$*

La relation entre les trois paramètres caractérisant l'objet se déduit aisément de la figure 1 :

$$\tan \frac{\alpha}{2} = \frac{h}{2d} \quad (1)$$

Cette relation peut par ailleurs se simplifier, en utilisant le fait que, quand les angles sont petits et *en radians*, on a  $\tan \alpha \approx \alpha$ , ce qui implique ici:

$$\alpha \approx \frac{h}{d} \quad (2)$$

## 1.2 Calculs d'incertitude

Toute expérience de physique procède de *mesures* . Ces mesures ne pouvant pas être infiniment précises, elles sont nécessairement accompagnées d'*incertitudes*.

Ces incertitudes, ou erreurs sur la mesure, peuvent provenir de plusieurs choses :

- la précision intrinsèque des appareils de mesure. C'est par exemple le dernier chiffre sur un voltmètre, dépendant du calibre.
- la précision de la lecture, qui procède de l'expérimentateur et du dispositif expérimental. C'est par exemple l'impossibilité pour l'expérimentateur de distinguer, sur un appareil, entre deux mesures voisines.
- la précision du modèle théorique employé pour exploiter ces données. Tous les résultats en physique procèdent d'approximations, de modèles qui ont pour but de simplifier l'analyse des données. On fait ce genre d'erreur lorsque l'on utilise une formule approchée, ou lorsque l'on néglige un phénomène physique dans la mesure, par exemple la diffraction dans un appareil d'optique.

Toutes ces erreurs doivent être au préalable estimées, tout du moins en ordre de grandeur, afin de voir la ou lesquelles sont prépondérantes. C'est en définitives celles-ci que l'on va utiliser. Elles ne s'évaluent pas "au pifomètre" : les erreurs sur une mesure doivent être le reflet honnête de la difficulté de faire cette mesure. Par exemple, lorsque l'on mesure une température avec un thermomètre usuel, on ne peut pas espérer avoir une résolution meilleure que le degré. Par contre, avec des appareils plus perfectionnée, on peut abaisser cette résolution à  $10^{-5}$  degrés.

Par la suite, une exploitation de ces données procède en général d'une *relation* entre les différents paramètres. Les incertitudes expérimentales vont alors induire une erreur sur la grandeur à calculer.

De manière générale donc, on a une relation du type:

$$g_0 = f(g_1, g_2, \dots, g_n)$$

où  $g_0$  est la grandeur à calculer et les  $g_i$  les grandeurs mesurées, *supposées indépendantes entre elles*, accompagnées de leurs incertitudes respectives  $\Delta g_i$ . On va alors évaluer l'incertitude sur  $g_0$  en utilisant le fait que:

$$dg_0 = \sum_{i=1}^n \frac{\partial f}{\partial g_i} dg_i$$

On associe alors les différentielles de chaque grandeur à son incertitude, et comme on doit ajouter toutes les erreurs, on trouve:

$$\Delta g_0 = \sum_{i=1}^n \left| \frac{\partial f}{\partial g_i} \right| \Delta g_i$$

Par exemple, si l'on prend la relation donnant le champ électrique en fonction du potentiel et la distance entre les plaques dans un condensateur plan:

$$E = \frac{V}{d}$$

on aura l'incertitude sur  $E$  qui vaudra:

$$\Delta E = \frac{1}{d}\Delta V + \frac{V}{d^2}\Delta d$$

De manière générale, la grandeur  $\Delta g_0$  s'appelle *l'incertitude absolue sur  $g_0$* . Elle a la même dimension que  $g_0$ .

On peut calculer une autre grandeur, appelée *incertitude relative sur  $g_0$* , qui est elle sans dimension, et qui vaut  $\frac{\Delta g_0}{g_0}$ . Dans le cas précédent, elle vaut:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta d}{d}$$

On a accès très facilement à cette grandeur lorsque l'on est en présence d'une relation du type:

$$g_0 = \prod_{i=1}^n h(g_i)$$

où  $h(g_i)$  est une fonction de  $h_i$  seulement.

En effet, si on prend le ln de cette expression, on a:

$$\ln(g_0) = \sum_{i=1}^n \ln[h(g_i)]$$

qui donne simplement l'incertitude relative:

$$\frac{\Delta g_0}{g_0} = \sum_{i=1}^n \left| \frac{h'(g_i)}{h(g_i)} \right| \Delta g_i$$

Ceci est extrêmement utile pour des relations du type:

$$g_0 = \frac{g_1^\alpha g_2^\beta}{g_3^\delta g_4^\gamma}$$

qui donne comme incertitude relative:

$$\frac{\Delta g_0}{g_0} = \alpha \frac{\Delta g_1}{g_1} + \beta \frac{\Delta g_2}{g_2} + \delta \frac{\Delta g_3}{g_3} + \gamma \frac{\Delta g_4}{g_4}$$

## 2 Expériences et mesures

### 2.1 Vérification de la relation $\alpha = \frac{h}{d}$

On dispose pour cette expérience d'un banc gradué, sur lequel on peut faire se déplacer un rapporteur ainsi qu'un panneau recouvert de papier millimétré sur lequel on a dessiné un objet. On connaît donc avec précision la distance entre le rapporteur et l'objet  $h$ , ainsi que la taille de l'objet  $d$ .

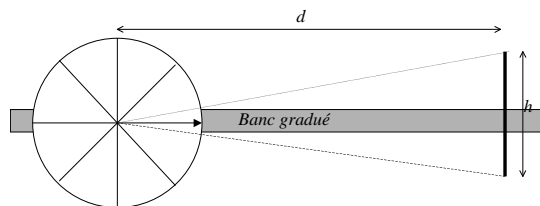


FIG. 2 – Schéma du dispositif expérimental

Cette expérience a plusieurs intentions:

- d'une part vérifier la relation liant le diamètre apparent aux dimensions de l'objet.
- d'autre part déterminer à quelle moment, en fonction des incertitudes expérimentales, la relation approchée  $\tan \alpha \approx \alpha$  cesse d'être valable.
- enfin de matérialiser les incertitudes sur un exemple concret.

En ce qui concerne le premier but, il suffit de relever, dans un certain nombre de cas, l'angle  $\alpha$  mesuré ainsi que la distance  $d$ , puis de comparer la taille de l'objet calculée par la relation  $2, d_{calc}$ , à la distance  $d$  mesurée, et de voir si les barres d'erreurs associées à ces deux grandeurs se recouvrent.

Une expérience a relevé les valeurs suivantes:

Mesure	$h$ (cm)	$\Delta h$ (cm)	$d$ (cm)	$\Delta d$ (cm)	$\alpha$ (deg)	$\Delta\alpha$ (deg)	$d_{calc} = \frac{h}{\alpha}$ (cm)	$\Delta d_{calc}$ (cm)	$\left  \tan\left(\frac{\alpha}{2}\right) - \frac{\alpha}{2} \right $ (rad)
1	15	0,2	7,7	0,5	93	4	9,2	0,5	0,24
2	15	0,2	20	0,5	43	4	20	2,1	0,018
3	15	0,2	30	0,5	28	4	30,6	4,8	0,005
4	15	0,2	100	0,5	8	4	107,1	55,0	0,0001

La valeur de l'incertitude absolue  $\Delta d_{calc}$  a été calculée à l'aide de la relation:

$$\Delta d_{calc} = d \left( \frac{\Delta h}{h} + \frac{\Delta\alpha}{\alpha} \right)$$

Tous les angles ont été convertis en radians pour les calculs, ce qui donne en particulier:

$$\frac{\Delta\alpha}{2} = 0,035$$

De ce tableau on peut tirer plusieurs choses:

- dans les mesures 2,3 et 4, la relation est vérifiée, en ce sens que l'on a toujours  $d_{calc} - \Delta d_{calc} < d < d_{calc} + \Delta d_{calc}$ . On a donc bien vérifié la relation, dans la limite de notre résolution expérimentale.
- par contre, la première mesure ne donne pas une vérification de la relation. En effet, la valeur maximale que peut prendre  $d$  est  $7,7 + 0,5 = 8,2cm$ , et la valeur minimale que peut prendre  $d_{calc}$  est  $9,2 - 0,5 = 8,7cm$ . Il faut maintenant chercher à quoi ceci peut-il être dû. On voit alors, grâce à la dernière colonne, que la relation approchée n'est plus valable dans la limite de nos approximations. En effet, la différence  $\left| \tan\left(\frac{\alpha}{2}\right) - \frac{\alpha}{2} \right|$  n'est plus négligeable devant  $\frac{\Delta\alpha}{2}$ . Calculons alors  $d_{calc}$  en utilisant la relation exacte 1. On trouve  $d_{calc} = 7,1 \pm 0,5$ , si l'on garde l'incertitude calculée avec la relation approchée. On s'aperçoit alors que la relation est bien vérifiée, mais que l'approximation consistant à considérer  $\alpha$  comme petit n'est plus valable (ce qui se comprend bien, vu que  $\alpha \approx \frac{\pi}{2}$ ).
- ce n'est pas le cas ici, mais il arrive que la loi ne soit pas vérifiée, même lorsque l'approximation est valide. Ceci arrive en particulier quand l'on a sous-estimé les incertitudes sur les mesures.

Cette méthode — l'utilisation du diamètre apparent — est souvent utilisée pour déterminer la distance à un objet, une tour par exemple. Il faut cependant faire attention à la rotondité de la terre qui au delà d'une certaine distance, cache une partie de l'objet dont on veut mesurer la distance (cf 3.1).

## 2.2 Mesure de la distance entre deux bâtiments de Jussieu

Nous allons appliquer cette méthode dans un cas sensé (la première expérience n'ayant qu'un intérêt didactique, la distance à l'objet pouvant être mesurée beaucoup plus précisément), à savoir la mesure de la distance entre deux bâtiments de Jussieu.

On met donc en place le dispositif schématisé figure 3.

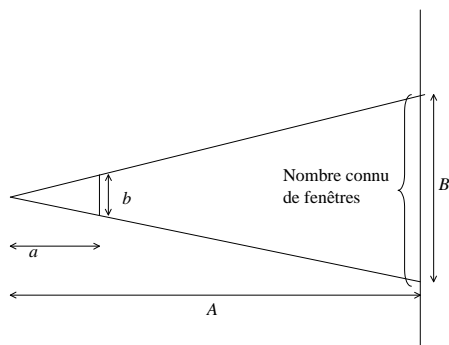


FIG. 3 – *Dispositif permettant de mesurer la distance entre deux tours*

Il s'agit de déterminer la distance  $d = A - a$ . Pour cela, il nous faut connaître  $B$ ,  $a$  et  $b$ , et en déduire  $A$ . Afin de déterminer  $B$ , on mesure la largeur d'une fenêtre, en supposant que les fenêtres d'en face ont la même longueur que les fenêtres du laboratoire où nous nous trouvons.

Lorsque l'on va faire la mesure, est-il avantageux de viser une ou plusieurs fenêtres? Un petit calcul préalable nous permet de régler la question. On a en effet, si on désigne par  $L$  la largeur d'une fenêtre:

$$d = \frac{n.L}{\alpha}$$

où  $n$  est le nombre de fenêtres visé. Si l'on calcule alors l'incertitude sur  $d$ , on a:

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta \alpha}{\alpha}$$

L'incertitude relative n'est donc pas affectée par ce choix. Ce résultat, apparemment étrange, vient du fait que la grandeur réellement mesurée est  $L$  et non pas



la distance couverte par toutes les fenêtres, et donc que l'erreur absolue sur  $L$  est elle aussi multipliée par  $n$ . Cependant, l'incertitude relative sur l'angle va elle être fortement réduite si l'on prend un nombre grand de fenêtre, de même que l'incertitude sur  $b$ .

Une mesure, effectuée sur une seule fenêtre donne alors  $B = 121 \pm 1\text{cm}$ ,  $a = 32 \pm 5\text{cm}$ ,  $b = 0,8 \pm 0,2\text{cm}$ . En appliquant le théorème de Thalès, qui n'est pas autre chose que d'appliquer deux fois la relation du diamètre apparent, mais en s'affranchissant du problème de l'approximation pour les petits angles, on obtient:

$$A = \frac{B}{b}a \approx 48m$$

, et que

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{\Delta B}{B} + \frac{\Delta b}{b} + \frac{\Delta a}{a} \approx 0,41$$

soit

$$\Delta A \approx 20m$$

On a donc:

$$d = 48 \pm 20m$$

On n'a ici pas tenu compte du fait que la distance désirée était  $A - a$  et non pas  $a$ , attendu que  $a$  est négligeable devant  $A$  compte tenu des incertitudes sur  $A$ , et que  $\Delta a$  est bien négligeable devant  $\Delta A$ .

## 2.3 Principe et utilisation d'un sténopé

### 2.3.1 Principe du sténopé

Un sténopé est un appareil constitué par une boîte dont l'intérieur est totalement opaque, percé d'un côté et muni d'un film photographique disposé à l'intérieur sur la face opposée au trou (fig 4).

Le sténopé constitue le dispositif le plus élémentaire pour prendre une photographie. Le principe est le suivant : si on photographie un objet, alors les rayons lumineux issus de l'objet vont aller, via le trou du sténopé, sur le film photographique, qui après développement restituera une image (inversée, on verra pourquoi ultérieurement) de l'objet.

Quelles sont alors les limitations de cet appareil, et pourquoi un appareil photographique commercial est-il plus performant?

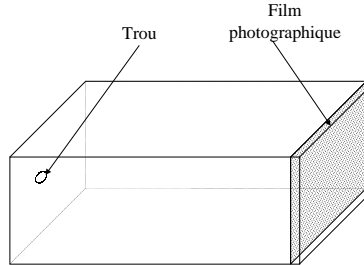


FIG. 4 – Schéma d'un sténopé

Les seuls réglages que l'on peut faire sur le sténopé sont sa position par rapport à l'objet que l'on veut photographier, sa profondeur (c'est-à-dire la distance trou-film), la taille du trou et le temps d'exposition du film à la lumière.

En ce qui concerne la distance à l'objet et la profondeur de l'appareil, ils fixent le grandissement. En effet, on a, d'après le théorème de Thalès, en appelant  $h_o$  la taille de l'objet et  $h_i$  la taille de l'image (fig.5:

$$\frac{h_o}{h_i} = \frac{d_o}{d_i}$$

Ceci implique qu'une fois la profondeur  $d_i$  fixée, on est limité dans le choix de la distance à l'objet puisqu'il faut, en appelant  $h$  la dimension maximale du film, que:

$$\frac{h_o d_i}{d_o} \leq h$$

Plus exactement, si l'on veut que l'objet remplisse au maximum le film, on doit avoir:

$$\frac{h_o d_i}{d_o} = h$$

ce qui fixe  $d_o$ . Il s'agit là d'une différence de taille avec un appareil photo commercial, qui lui — grâce à la fonction de "zoom" — garde le degré de liberté sur la distance à l'objet.

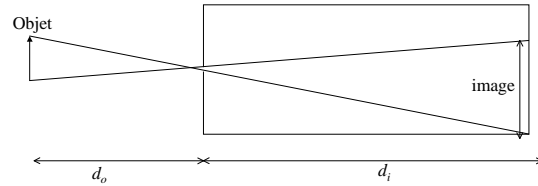


FIG. 5 – *Relation entre distance et grandissement*

En ce qui concerne le trou, à présent, on voit sur la figure 6 qu'un point de l'objet va donner sur le film une tache de taille  $a$ , ce qui va impliquer une image floue. L'application une nouvelle fois du théorème de Thalès donne pour  $a$ , avec  $t$  la taille du trou :

$$a = t \frac{h_i}{h_0}$$

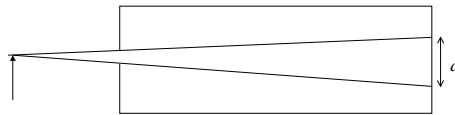


FIG. 6 – *Influence de la taille du trou*

On voit donc que l'on a intérêt à diminuer la taille du trou  $t$  le plus possible, selon cette relation. Cependant, il n'est pas utile et même nuisible de faire tendre  $a$

vers zéro. En effet, la résolution va très vite être limitée par le *grain du papier photo*  $a_0$ , qui vaut typiquement quelques dizaines de microns, et qui constitue la "tache infinitésimale" du papier. Ceci signifie qu'il est inutile de diminuer  $a$  au-dessous de cette taille, puisque le papier ne pourra pas distinguer deux images séparées sur le film de moins de  $a_0$ .

Par ailleurs, si l'on réduit trop le trou, il va apparaître un phénomène de diffraction, qui va lui augmenter la taille de l'image que l'on observera sur l'écran. Pour plus d'informations sur l'appareil photographique, consulter l'adresse:

<http://mapage.noos.fr/romain.bel/romain.bel/Lecons/LP46.doc>

Enfin, le temps d'exposition va déterminer la quantité de lumière que va recevoir la pellicule. Il ne doit ni être trop long, ni trop court : un temps d'exposition trop long va noyer l'image dans le "bruit lumineux", et va rendre une photo toute noire (ou toute blanche si on utilise un négatif ou non), et un temps d'exposition trop court va générer une photo dont le contraste sera très faible.

### 2.3.2 Expérience

Au niveau de l'expérience, on a photographié un papillon, qui était chiral (non symétrique), ce qui permettait de voir si l'image que l'on observait sur la photo était inversée ou non. La "mise au point" se faisait à l'aide d'une boîte identique au sténopé, mais munie en son fond d'un papier diffusant (papier calque) permettant de voir l'image que l'on photographie. Sur le papier calque, on constate que

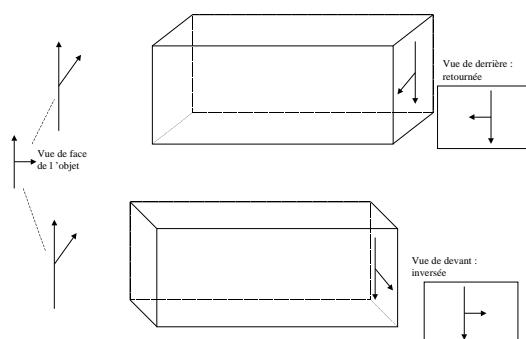


FIG. 7 – *Phénomène d'inversion de l'image*

l'image n'est pas inversée, mais uniquement retournée. Par contre, sur la photogra-

phie développée, l'image est, elle, inversée. Ceci semble paradoxal, mais s'explique aisément si l'on considère que le film va se comporter du point de vue de l'observateur comme un miroir : l'image, vue du derrière du film, ne serait pas inversée, mais vue par devant, elle l'est, puisqu'il s'agit d'une observation par réflexion (fig. 7).

### 3 Exercices astronomiques

#### 3.1 Calcul de la distance de l'horizon

On cherche à calculer ici la distance maximale  $d$  à laquelle un observateur situé à une altitude  $h$  voit un point situé au niveau du sol, connaissant le rayon de la terre (cf. 3.2).

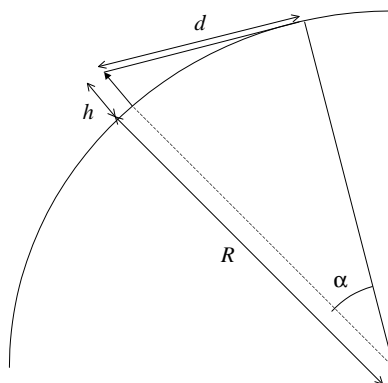


FIG. 8 – *Distance de l'horizon*

D'après la figure 8, on voit que dans le triangle rectangle on a :

$$\frac{R}{h + R} = \cos \alpha \approx 1 - \frac{\alpha^2}{2}$$

On peut par ailleurs assimiler  $d$  à l'arc de cercle correspondant en écrivant :

$$d = R\alpha$$

Ensuite, puisque  $h \ll R$ , on a :

$$\frac{R}{h+R} = 1 - \frac{h}{R}$$

En réunissant les deux dernières équations, on a :

$$1 - \frac{h}{R} = 1 - \frac{d^2}{2R^2}$$

soit :

$$\frac{h}{R} = \frac{d^2}{2R^2}$$

On en tire donc :

$$d = \sqrt{2RH} \approx 5km$$

avec  $R = 6400km$  et  $h = 2m$ .

On voit bien *a posteriori* que  $d \ll R$  et que  $\alpha = \arccos \frac{R}{h+R} \approx 8.10^{-4} \ll 1$ , ce qui justifie les approximations effectuées.

### 3.2 Calcul du rayon de la Terre

Le calcul du rayon de la Terre a été effectué par les grecs anciens, plus exactement par Eratosthène. Celui-ci apprend, par l'intermédiaire de voyageurs que le jour du solstice d'été, au même instant (c'est-à-dire au zénith), le soleil éclaire le fond d'un puits à Syène et qu'à Alexandrie l'ombre d'un obélisque de 80 pieds de haut mesure exactement 9,82 pieds. Par ailleurs, Erathosthène mesure la distance entre les deux villes, et l'évalue à 5000 stades (1 stade=600 pieds, et 1 pied=0,2625 m). Pour faire ce calcul, on considère que le soleil est infiniment loin, c'est-à-dire que tous les rayons arrivent parallèlement sur la Terre (fig. 9).

Si on appelle  $h$  la hauteur de l'obélisque,  $l_o$  la longueur de l'ombre,  $d$  la distance entre les deux villes et  $R$  le rayon de la Terre, on a :

$$\frac{d_o}{h} = \tan \alpha \approx \alpha$$

Par ailleurs, on a :

$$d = R\alpha$$

ce qui implique directement que :

$$R = \frac{d}{\alpha} = \frac{dh}{d_o} \approx 6400km$$

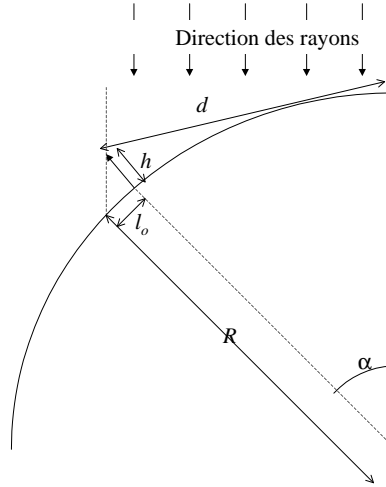


FIG. 9 – Rayon de la Terre

Ce résultat est très proche de la valeur mesurée beaucoup plus tardivement, ce qui est impressionnant compte-tenu de la méthode utilisée.

Ici encore on a  $\alpha \approx 0,12 \ll 1$ , ce qui justifie le développement de  $\tan$ .

### 3.3 Calcul du rayon de la Lune et de la distance Terre-Lune

Un autre grec, Aristarque de Samos, contemporain d'Eratosthène, a élaboré une méthode permettant d'évaluer la taille de la Lune. Pour ce faire, il observe une éclipse de Lune, et mesure deux temps : le temps total de l'éclipse, c'est-à-dire le temps qui s'écoule entre le moment où la lune commence à entrer dans l'ombre et le moment où elle finit de sortir de l'ombre (5h20), et le temps pendant lequel elle est à l'intérieur de l'ombre. On comprend mieux la situation en regardant la figure 10.

Si on regarde le parcours du point rouge, on voit que le temps qui s'écoule entre le moment où il rentre de l'ombre et celui où il en sort vaut  $3h20 + \frac{5h20-3h20}{2} = 260mn$ . Ceci correspond au diamètre de la Terre. Par ailleurs, le temps que met la lune à rentrer dans l'ombre de la Terre vaut  $\frac{5h20-3h20}{2} = 60mn$ , et correspond au diamètre de la Lune. On a donc :

$$\frac{D_L}{D_T} = \frac{3}{13}$$

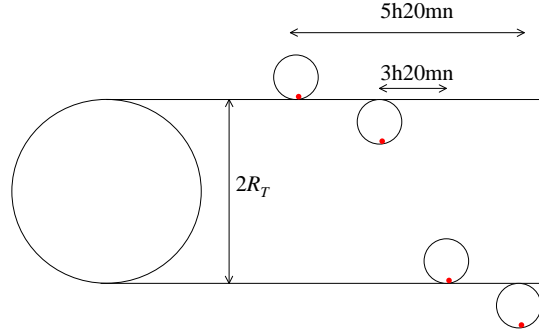


FIG. 10 – Schéma d'une éclipse de lune

soit:

$$R_L = R_T \frac{3}{13} \approx 1480km$$

Sachant enfin que le diamètre apparent de la lune vaut  $32'$  d'arc (c'est-à-dire 32 soixantième de degré), on trouve que la distance terre lune vaut:

$$d_{T-L} = \frac{D_L}{32'} = \frac{2 \cdot R_L \cdot 60 \cdot 180}{32 \cdot \pi} \approx 318000km$$

Ceci correspond bien à la valeur mesurée récemment, qui correspond, pour mémoire, à 1 seconde-lumière.

### 3.4 Calcul de la distance Terre-Soleil

Cette méthode, élaborée par les grecs (encore!), consiste à effectuer des mesures le jour du premier quartier. La situation des trois astres dans cette situation est donnée fig. 11.

On a alors immédiatement:

$$d_{T-S} = \frac{d_{T-L}}{\cos \alpha}$$



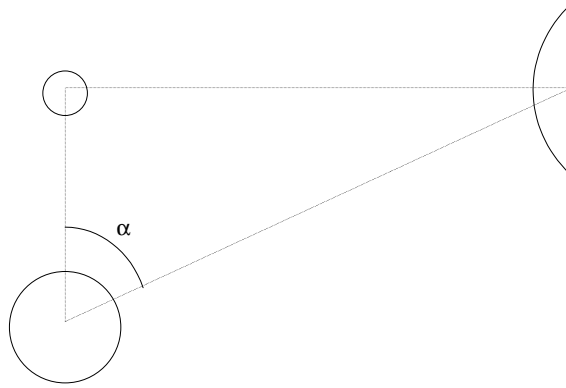


FIG. 11 – Schéma du premier quartier

Les grecs avaient mesuré  $\alpha_g \approx 84$ , ce qui donne une distance Terre-Soleil  $3.10^9 km$ , valeur bien en-deçà de la valeur réelle. La vraie valeur vaut  $90 - 8'$ , ce qui donne la distance  $1,36.10^{11} km$  (en fait il s'agit de 150 millions de km).

Le problème de cette mesure est que l'incertitude sur cette distance diverge quand  $\alpha$  tend vers  $90^\circ$ . En effet:

$$\frac{\Delta d_{T-S}}{d_{T-S}} = \frac{\Delta d_{T-L}}{d_{T-L}} + \tan \alpha \Delta \alpha$$

Ceci donne une incertitude relative qui vaut, en prenant  $\Delta \alpha \approx 1'$ :

$$\frac{\Delta d_{T-S}}{d_{T-S}} \approx 12,5\%$$

ce qui montre que la moindre erreur sur la mesure de l'angle donne une incertitude très vite élevée sur la distance Terre-Soleil.

## 3.5 Calcul de la vitesse de la lumière

### 3.5.1 Quelques définitions

Avant d'introduire la méthode de Römer pour mesurer la vitesse de la lumière<sup>1</sup>, posons quelques définitions:

- on appelle *révolution sidérale* le temps que met un astre à faire le tour de l'astre autour duquel elle gravite.
- on appelle *révolution synodique* le temps qui sépare les deux instants où un astre, l'astre autour duquel il gravite et la Terre se retrouvent dans la même position relative. Ceci signifie par exemple que le temps qui sépare deux moments où la Terre et une planète sont alignées avec le soleil est la révolution synodique de cette planète.

### 3.5.2 Méthode de Römer

Römer observe, le 31 juillet 1676, date à laquelle Jupiter est le plus proche de la Terre, la disparition d'IO à 23h31mn30s. Il sait par ailleurs qu'une révolution synodique d'IO vaut 42h28mn24s, soit 152904s, et qu'une révolution synodique de Jupiter vaut environ 400 jours.

Il en conclut que le temps séparant le moment où Jupiter et la Terre sont le plus proche de celui où ces deux planètes sont le plus éloignées vaut environ 200 jours, ce qui correspond à 113,012 révolutions synodiques d'IO, c'est-à-dire à 113 révolutions et 1835 secondes. Il s'attend donc à observer une nouvelle occultation à 23h31mn30s-1835s soit à 23h00mn55s<sup>2</sup>. Or il l'observe à 23h21mn45s, ce qui fait un écart de  $\delta t = 1250s$ . Il impute alors ce décalage dans la mesure au fait que Jupiter est plus éloignée de la Terre, et donc que l'information (la lumière) met 1250s de plus à lui arriver. La distance entre la Terre et Jupiter ayant varié entre ces deux dates de  $\delta d = 2d_{T-S} \approx 3.10^{11} km^3$ , il en déduit la vitesse de la lumière :

$$c = \frac{\delta d}{\delta t} \approx 240000 km.s^{-1}$$

---

1. Rappelons que la vitesse de la lumière ne se mesure plus. Elle est fixée comme constante fondamentale, ainsi que la seconde, et le mètre s'en déduit

2. Cette occultation doit être en avance par rapport à l'heure correspondant à 200 jours, puisque cette période correspond à un nombre entier de révolutions *plus* 0,12 révolutions. A 23h31mn30s, l'occultation a déjà commencé. Ce n'est pas ce que j'avais considéré durant la séance de TP, et je m'excuse pour cette erreur

3. Pendant la séance, j'avais pris seulement la distance Terre-Soleil. Or la figure 12 montre que c'est deux fois cette distance qu'il faut prendre. Veuillez encore une fois me pardonner cette petite erreur

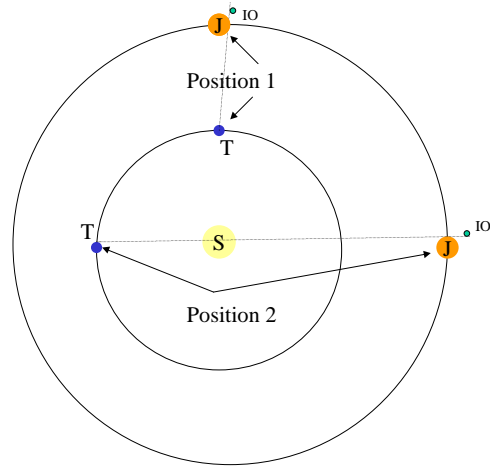


FIG. 12 – *Demi-révolution synodique de Jupiter. Le temps séparant la position 1 de la position 2 vaut environ 200 jours*

On peut par ailleurs estimer l'erreur relative sur cette mesure due au fait que l'entrée de IO dans l'ombre dure 200s, ce qui fait une erreur totale sur les deux mesures de  $\Delta t = 400s$  :

$$\frac{\Delta c}{c} = \frac{\Delta t}{t} = \frac{400}{1250} = 32\%$$

La vitesse de la lumière mesurée par Römer vaut donc :

$$c = 240.000 \pm 77000 km.s^{-1}$$

ce qui correspond tout à fait, aux erreurs expérimentales près, à la vitesse de la lumière actuellement tabulée ( $\approx 299792 km.s^{-1}$ ).