

# INSTRUMENTS ASTRONOMIQUES

## Cours de l'option d'astronomie du DEUG SM2

L. Duriez

Université des Sciences et Technologies de Lille

6 décembre 2003

### Table des matières

<b>1</b>	<b>Notions de photométrie</b>	<b>2</b>
1.1	Photométrie physique	2
1.2	Photométrie astronomique	4
1.2.1	Photométrie astronomique visuelle	4
1.2.2	Photométrie astronomique photographique et photoélectrique	5
1.2.3	Effets atmosphériques	7
<b>2</b>	<b>Instruments astronomiques</b>	<b>9</b>
2.1	Lunettes et télescopes	10
2.1.1	Principes de construction	10
2.1.2	Pouvoir séparateur d'un instrument	11
2.1.3	Montages optiques de télescopes	13
2.1.4	Montures instrumentales	15
2.2	Autres instruments astronomiques	22
2.2.1	Radiotélescopes	22
2.2.2	Télescopes à rayons X et $\gamma$	23
<b>3</b>	<b>Techniques d'observation</b>	<b>23</b>
3.1	Observation visuelle	23
3.2	Observation photographique	24
3.3	Observation photographique numérique : Capteurs CCD	25
3.3.1	Technologie des CCD	25
3.3.2	Prétraitement d'une image CCD	26
3.3.3	Traitements des images astronomiques numérisées	27
3.4	Observation spectrale	28
3.5	Observation interférométrique	29
3.5.1	Notions de traitement du signal	29
3.5.2	Diffraction de la lumière par une ouverture	30
3.5.3	Montages interférométriques	31

<b>4 Voir ou détecter des planètes extra-solaires</b>	<b>33</b>
4.1 Détection photométrique	33
4.2 Détection dynamique par mesures de vitesses radiales	34
4.3 Détection dynamique par chronométrie	35
4.4 Détection par microlentilles gravitationnelles	35
<b>5 Bibliographie</b>	<b>36</b>

Dans cette option, on aborde l'astronomie par son aspect observationnel : Sachant que c'est le rayonnement électromagnétique qui nous transmet l'essentiel des informations émises par les astres, on introduit les notions utiles de photométrie astronomique et quelques propriétés de la propagation de la lumière. On détaille ensuite comment les instruments (lunettes et télescopes et leurs capteurs associés) sont conçus et utilisés pour l'acquisition de ces informations dans le domaine de l'astrométrie, puis de l'astrophysique avec finalement l'exemple de la recherche des planètes extrasolaires.

## 1 Notions de photométrie

### 1.1 Photométrie physique

Une source ponctuelle, telle une étoile lointaine, émet de l'énergie sous forme de rayonnement électromagnétique véhiculée par des photons de toutes énergies (dépendant de la fréquence  $\nu$  ou de la longueur d'onde  $\lambda$  du rayonnement associé) :

$$\mathcal{E}_\lambda = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$

En **photométrie globale**, on considère l'énergie  $\mathcal{E}$  sommée pour toutes les longueurs d'ondes ; une source ponctuelle  $s$  émet cette énergie dans toutes les directions. Un écran de surface  $dS$  placé perpendiculairement à la direction du rayonnement venant de  $s$  reçoit chaque seconde un **flux d'énergie**  $d\varphi$ . L'**éclairage** de cet écran est par définition :

$$E = \frac{d\varphi}{dS}$$

On le mesure en  $\text{W/m}^2$ . Si la normale à l'écran fait un angle  $\theta$  avec la direction du rayonnement incident, c'est la surface projetée qui compte :  $E = d\varphi/dS \cos \theta$

L'**angle solide**  $d\Omega$  sous lequel est vu, depuis la source  $s$ , un élément de surface  $dS$  situé à la distance  $D$  de la source, est par définition :

$$d\Omega = \frac{dS \cos \theta}{D^2}$$

On le mesure en stéradians (sr). L'**intensité** de la source émettant le flux  $d\varphi$  dans le cône d'angle solide  $d\Omega$  est par définition :

$$I = \frac{d\varphi}{d\Omega}$$

mesurée en  $\text{W/sr}$ . L'intensité d'une source dépend ainsi en général de la direction d'émission, direction définie par le cône représentant l'angle solide. On en déduit encore :

$$E = \frac{I}{D^2}$$

Une source non ponctuelle est décomposée en éléments de surface  $ds$ . Chaque élément se comporte comme une source ponctuelle, émettant une intensité élémentaire  $dI$  dans une direction faisant l'angle  $\alpha$  avec la normale à la surface  $ds$ . La **luminance** de cet élément de source est par définition :

$$L = \frac{dI}{ds \cos \alpha}$$

On la mesure en  $W/m^2/sr$ .

On en déduit l'éclairement élémentaire  $dE$  d'un écran de surface  $dS$  par une source élémentaire de surface  $ds$  et de luminance  $L$  située à la distance  $D$  de l'écran :

$$dE = \frac{d^2\varphi}{dS} = \frac{L ds \cos \vartheta \cos \alpha}{D^2}$$

En **photométrie spectrale**, on définit les mêmes notions d'éclairement, d'intensité et de luminance, mais à partir du flux spectral, mesuré en  $W/m$  :

$$\varphi_\lambda = \frac{d\varphi}{d\lambda}$$

Le flux global vu précédemment est alors simplement :  $\varphi = \int_0^\infty \varphi_\lambda d\lambda$ . On en déduit les quantités spectrales :

$$E_\lambda = \frac{d\varphi_\lambda}{dS} \quad I_\lambda = \frac{dI}{d\lambda} = \frac{d\varphi_\lambda}{d\Omega} \quad L_\lambda = \frac{dL}{d\lambda} = \frac{dI_\lambda}{ds \cos \alpha}$$

Ces notions supposent la considération de sources lumineuses présentant un spectre continu et dérivable, par exemple les corps noirs auxquels les étoiles sont généralement apparentées : Ce sont des sources dont l'émission lumineuse ne dépend que de leur température  $T$  (*spectre thermique*), selon la *loi de Planck* :

$$L_\lambda = \frac{C_1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(C_2/(\lambda T)) - 1}$$

avec  $C_1 = 3.74185 \cdot 10^{-16} W.m^2$  et  $C_2 = 0.0143883 m.K$ . Cette luminance spectrale tend vers zéro pour  $\lambda$  tendant vers zéro et vers l'infini, et possède un seul maximum correspondant à la longueur d'onde  $\lambda_{max}$  telle que (*loi de Wien*) :

$$\lambda_{max}T = \text{Constante} = 0.002898 m.K$$

Intégrant  $L_\lambda$  entre zéro et l'infini, on obtient la luminance globale du corps noir (*loi de Stefan*) :

$$L = \int_0^\infty L_\lambda d\lambda = \sigma T^4$$

avec  $\sigma = 5.669 \cdot 10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}$

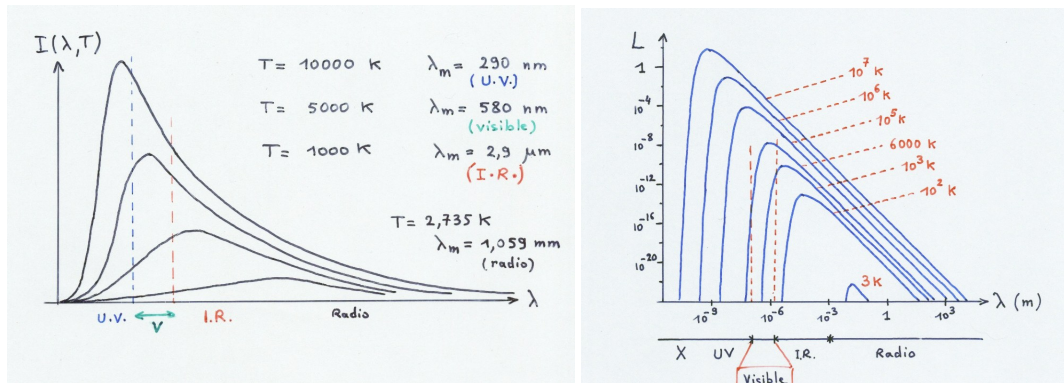


Figure 1 - Graphe de la fonction de Planck pour diverses températures (à droite en échelles logarithmiques).

Lorsqu'on observe avec un *filtre*, cela revient à multiplier le flux spectral par une *fonction de visibilité*  $F(\lambda)$ , nulle partout sauf dans un intervalle  $[\lambda_1, \lambda_2]$  où elle prend ses valeurs entre 0 et 1. On définit ainsi le flux spectral observé :

$$\varphi_{obs,\lambda} = \varphi_\lambda F(\lambda)$$

puis les quantités analogues  $E_{obs,\lambda}$ ,  $I_{obs,\lambda}$  et  $L_{obs,\lambda}$ . Le flux global observé à travers le filtre est alors

$$\varphi_{obs} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_\lambda F(\lambda) d\lambda$$

En **photométrie visuelle**, la fonction de visibilité représente la façon dont l'œil est sensible aux longueurs d'onde : L'intervalle de sensibilité de l'œil est sensiblement [390 nm , 750 nm], avec un maximum d'efficacité vers 555 nm. Le flux visuel global est alors l'intégrale du flux spectral filtré entre les bornes du filtre visuel  $V(\lambda)$  :

$$\varphi_{vis} = \int_{390}^{750} \varphi_{\lambda} V(\lambda) d\lambda$$

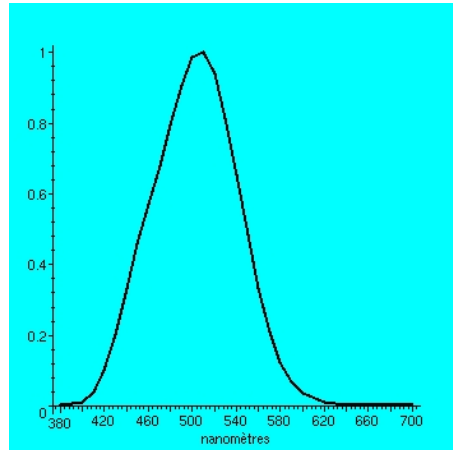


Figure 2 - Fonction de visibilité de l'œil en vision nocturne.

Ce flux visuel global se mesure en **lumen** (lm). On en déduit ensuite les notions d'éclairement visuel global :  $E_{vis} = d\varphi_{vis}/dS$  mesuré en **lux** (lx)(ou lumen par m<sup>2</sup>), d'intensité visuelle globale :  $I_{vis} = d\varphi_{vis}/d\Omega$  mesurée en **candela** (cd) et de luminance visuelle globale :  $L_{vis} = dI_{vis}/ds \cos \alpha$  mesuré en cd/m<sup>2</sup>. La candela est par définition l'intensité lumineuse émise dans une direction donnée, d'une source monochromatique à 555 nm dont l'intensité énergétique dans cette direction vaut 1/683 W/sr. Le lumen est alors défini comme étant le flux lumineux émis dans un angle solide d'un stéradian, par une source ponctuelle uniforme, placée au sommet de l'angle solide et ayant une intensité lumineuse d'une candela.

La limite de sensibilité de l'œil est de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-8}$  lux.

Notons que dans la vision nocturne, les seuils de sensibilité de l'œil sont légèrement déplacés par rapport à ceux donnés ci-dessus ([380 nm, 680 nm] avec maximum d'efficacité à 510 nm).

On définirait de la même manière une photométrie photographique basée sur l'utilisation de filtres sensibles dans des bandes plus ou moins larges, soit vers le bleu ou vers le rouge, ou d'autres parties du spectre comme l'infra-rouge (IR) ou l'ultra-violet (UV). Si la fonction de visibilité d'une plaque photographique est identique à celle de l'œil, elle est dite "plaque orthochromatique".

## 1.2 Photométrie astronomique

### 1.2.1 Photométrie astronomique visuelle

On utilise la notion de magnitude pour quantifier la luminosité des astres (étoiles, planètes ou nébuleuses). L'éclairement visuel global s'appelle en astronomie "**éclat visuel apparent**" :  $e_v$  ; il est mesuré dans des unités propres à l'astronomie, l'unité d'éclat apparent  $e_{v_0}$  correspondant à  $2 \cdot 10^{-6}$  lux et représentant en fait l'éclat visuel apparent de l'étoile Vega ( $\alpha$  Lyrae). Le Soleil a un éclat de l'ordre de 200 000 lux et les étoiles les plus faibles actuellement observables ont un éclat de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-18}$  lux. Les différences considérables entre les éclats possibles suggèrent l'emploi d'une échelle logarithmique : La **magnitude visuelle apparente**  $m_v$  est ainsi définie par la relation (**loi de Pogson**) :

$$m_v = -2,5 \log_{10} \frac{e_v}{e_{v_0}}$$

Le Soleil a alors la magnitude  $-27,5$ , Vega la magnitude  $0$  et les étoiles les plus faibles la magnitude  $+30$ . Etant donnée la limite de sensibilité de l'œil, on voit à l'œil nu les astres de magnitude inférieure à  $5$ . La formule précédente montre aussi que diviser l'éclat d'une source par 100 revient à augmenter sa magnitude de 5.

Si deux astres proches ont des éclats respectifs  $e_1$  et  $e_2$  correspondant aux magnitudes  $m_1$  et  $m_2$ , la magnitude globale des deux astres n'est pas bien sûr la somme des magnitudes, mais  $-2,5 \log(e_1 + e_2)$  soit encore :

$$-2,5 \log(10^{-0,4m_1} + 10^{-0,4m_2})$$

Un astre ponctuel d'intensité visuelle globale  $I_{vis}$  situé à la distance  $D$  de l'observateur a l'éclat visuel apparent :  $e_v = I_{vis}/D^2$ . Dans des unités telles que  $e_{v0} = 1$ , on en déduit sa magnitude visuelle :

$$m_v = -2,5 \log I_{vis} + 5 \log D$$

Le même astre vu avec la magnitude  $m_1$  lorsqu'il est à la distance  $d_1$  est alors vu avec la magnitude  $m_2$  lorsqu'il est à la distance  $d_2$ , où  $m_1$  et  $m_2$  vérifient :

$$m_1 - m_2 = 5 \log \frac{d_1}{d_2}$$

Une planète située à la distance  $\Delta$  de la Terre et à la distance  $r$  du Soleil a alors une magnitude de la forme :

$$m = C + 5 \log(r\Delta)$$

où  $C$  est une constante dépendant de la surface  $\pi R^2$  de la planète, de l'*albédo*  $A$  de celle-ci et de l'intensité visuelle globale  $I_v$  du Soleil. C'est en effet le Soleil qui éclaire la planète, laquelle ne réfléchit qu'une fraction  $A$  (albédo) de la lumière reçue, soit  $A I_v \pi R^2 / r^2$  et c'est cette intensité réémise par la planète qui est perçue depuis la Terre à la distance  $\Delta$ . Cette expression de la magnitude d'une planète suppose que la totalité de sa face éclairée par le Soleil est vue depuis la Terre. Si la planète présente un effet de phase important (par exemple les planètes intérieures Vénus et Mercure, ou la Lune), sa magnitude doit être mise sous la forme :  $m = C + 5 \log(r\Delta) + f(\phi)$  dans laquelle la fonction  $f(\phi)$  dépend de cette phase. Les planètes extérieures (Mars et au delà) présentent généralement aussi un effet de phase mais bien moindre que celui des planètes intérieures.

Lorsqu'on observe visuellement un astre à l'oculaire d'une lunette ou d'un télescope, on peut considérer que cet instrument est un "entonnoir à photons" qui amplifie le flux lumineux dans le rapport des surfaces de l'objectif et de la pupille de l'œil. Plus précisément, si  $D$  et  $d$  sont les diamètres de l'objectif et de la pupille de l'œil, le flux visuel global  $\varphi_1$  reçu par l'œil derrière l'instrument représente le flux visuel global  $\varphi_0$  qui serait reçu par l'œil nu amplifié d'un facteur  $T (D/d)^2$  où  $T$  est le facteur de transmission de l'instrument ( $T < 1$ ). Si un astre est vu à l'œil nu avec la magnitude  $m_{oeil}$ , le même astre sera vu à travers l'instrument avec la magnitude

$$m_{inst} = m_{oeil} - 5 \log \frac{D}{d} - 2,5 \log T$$

Si l'astre est effectivement visible à l'œil nu, sa magnitude  $m_{oeil}$  est inférieure à  $5$ , et sa magnitude  $m_{inst}$  est encore plus petite, signifiant que l'astre est plus lumineux lorsqu'il est vu à travers l'instrument. Si l'astre n'est pas visible à l'œil nu, il pourra le devenir à travers l'instrument si  $m_{inst}$  devient inférieur ou égal à  $5$ . L'instrument permet donc de voir des astres jusqu'à la magnitude  $5 + 5 \log \frac{D}{d} + 2,5 \log T$ . Par exemple, avec  $T = 0,8$  et  $d = 6$  mm, un télescope de 200 mm d'ouverture permet d'atteindre la magnitude 12,4.

### 1.2.2 Photométrie astronomique photographique et photoélectrique

Alors que l'œil voit son environnement de manière quasi-instantanée (les images sur la rétine sont interprétées par le cerveau au rythme d'environ 10 par seconde), une plaque photographique, bien que moins sensible que l'œil, a l'avantage de permettre l'accumulation des photons en un point de celle-ci lors de "poses" plus ou moins longues, avec toutefois un *seuil de sensibilité* et jusqu'à un certain niveau de *saturation*. Lorsqu'on forme sur la plaque l'image

d'une source ponctuelle comme une étoile, on obtient une tache non ponctuelle dépendant de la finesse des grains de l'émulsion photographique. Entre ce seuil et ce niveau maximal, le noircissement des "grains" de la plaque (ou le rayon de la tache image) est sensiblement proportionnel à l'éclat de la source et à la durée de la pose. Cette sensibilité dépend aussi de la bande spectrale pour laquelle la plaque a été conçue (filtre par une certaine fonction de visibilité  $F(\lambda)$ ).

On définit des *magnitudes photographiques* de la même manière que la magnitude visuelle, par la relation :

$$m_{pg} = -2,5 \log e_{pg}$$

où  $e_{pg}$  est l'éclat photographique d'un astre, défini à partir du flux spectral filtré par la fonction de visibilité  $F(\lambda)$  de la plaque photographique. Cet éclat est mesurable, après calibration, par le rayon de la tache image de l'étoile formée sur la plaque. Si la fonction  $F(\lambda)$  coïncide avec celle  $V(\lambda)$  de l'œil (plaques orthochromatiques), les magnitudes sont dites "photovisuelles" et notées  $m_{pv}$ . Les plaques photographiques usuelles sont davantage sensibles dans la partie "bleue" du spectre (vers 430 nm), alors que les "orthochromatiques" le sont dans le "jaune" (vers 550 nm). En général, une même étoile n'a pas la même magnitude dans ces deux bandes spectrales, car cela dépend de la couleur de l'astre. La différence

$$I_{B-V} = m_{pg} - m_{pv}$$

entre ces magnitudes est un "*indice de couleur*" de l'astre, noté généralement simplement  $B - V$ . Comme la couleur d'une étoile dépend essentiellement de la température de sa surface (loi de Wien vue pour les corps noirs), il existe une relation entre cette température et l'indice de couleur  $B - V$  :

température	indice $B - V$
35 000 K	-0,45
9 700 K	0
6 500 K	0,45
4 000 K	1,11

Cela veut dire par exemple qu'une étoile à 35 000 K et de magnitude visuelle  $m_v$  aura une magnitude photographique plus petite :  $m_{pg} = m_v - 0.45$

On utilise aussi des cellules photoélectriques (ou mieux des photomultiplicateurs) associées à divers filtres colorés à bande étroite, permettant de définir des magnitudes pour chacun de ces filtres. Les plus utilisés sont les filtres U (dans l'U.V.) à 365 nm, B (bleu) à 440 nm et V (visible) à 550 nm, conduisant à une photométrie  $U - B - V$  à 3 couleurs. Associés à ces mêmes filtres, les caméras CCD que l'on verra plus loin permettent de remplacer les photomultiplicateurs pour déterminer les indices  $U - B - V$  des étoiles à partir de leurs images obtenues à travers ces filtres

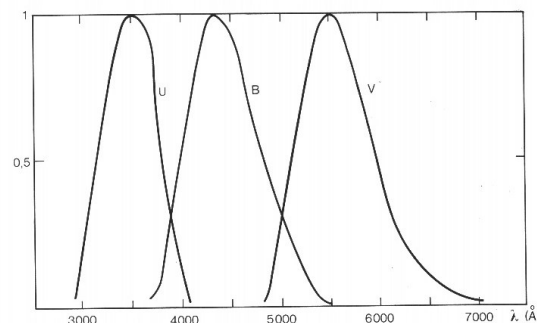


Figure 3 - Courbes des fonctions de sensibilités relatives du système U-B-V.

Enfin des récepteurs thermoélectriques (bolomètres) permettent de déterminer l'éclat (ou éclairement) énergétique global reçu sur le capteur par la mesure de son échauffement. Dirigé vers un astre, ce type de récepteur conduit à définir de manière analogue une *magnitude bolométrique* à partir de cet éclat.

### 1.2.3 Effets atmosphériques

L'observation du ciel depuis la surface terrestre est gênée par l'atmosphère qui absorbe, en fonction de sa longueur d'onde, tout ou partie du rayonnement qui la traverse. Elle gêne aussi par sa turbulence et altère par réfraction la propagation des rayons lumineux.

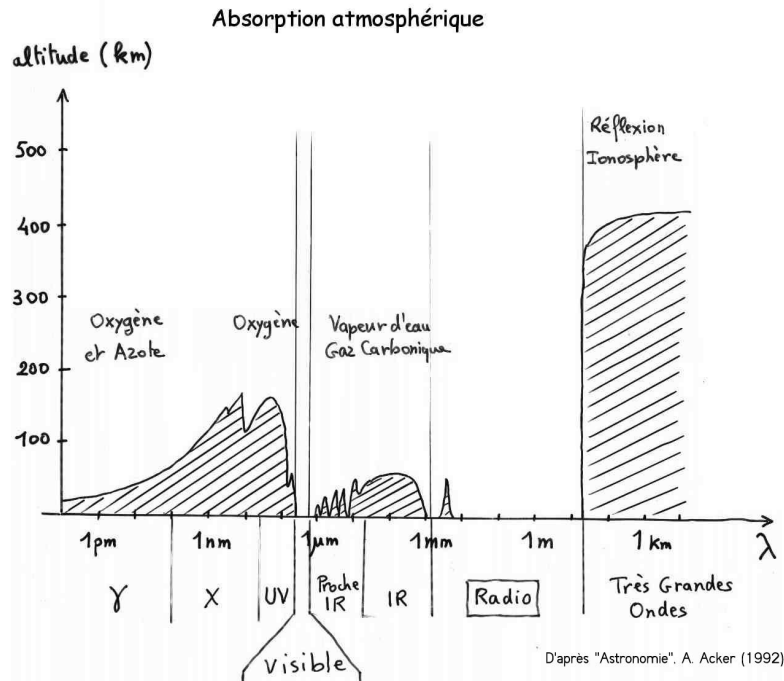


Figure 4 - Variations de l'absorption atmosphérique du rayonnement électromagnétique en fonction de sa longueur d'onde et de l'altitude du lieu d'observation.

**Absorption atmosphérique** D'un point de vue général, lorsqu'un flux de rayonnement traverse un écran absorbant, il en ressort affaibli d'un facteur  $T < 1$  appelé *facteur de transmission* : Entre les flux entrant  $\varphi_1$  et sortant  $\varphi_2$  on a la relation :

$$\varphi_2 = T \varphi_1$$

Si on superpose deux écrans de facteurs de transmission  $T_1$  et  $T_2$ , le facteur de transmission de l'ensemble est  $T = T_1 T_2$ . En définissant la *densité optique* d'un écran absorbant :

$$d = -\log_{10} T$$

on voit que superposer plusieurs écrans revient à additionner leurs densités optiques. Quand on a un milieu continu absorbant traversé par du rayonnement sur une longueur  $L$ , on peut le décomposer en une superposition de couches élémentaires d'épaisseur  $\Delta l$ , chacune ayant une densité optique proportionnelle à son épaisseur :  $\Delta d = k \Delta l$ . Le facteur  $k$  est le *coefficient d'absorption* du milieu (en toute rigueur  $k = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \frac{\Delta d}{\Delta l}$ ). Ce coefficient dépend en général de la composition du milieu, de sa densité et de la longueur d'onde. La densité optique du milieu traversé sur la longueur  $L$  est alors :

$$d = \int_0^L k(l) dl \quad \text{d'où l'on tire son facteur de transmission :} \quad T = 10^{-d}$$

Si le milieu est homogène,  $k$  ne dépend pas de  $l$  et on a simplement  $T = 10^{-kL}$

Appliquons ces notions à l'atmosphère terrestre : On sait que celle-ci a une densité maximum au niveau du sol égale à environ  $1,25 \text{ kg/m}^3$  et tendant vers 0 lorsqu'on s'élève indéfiniment ; en fait, le coefficient d'absorption est directement proportionnel à cette densité, et globalement, l'absorption d'une colonne d'air verticale de densité variable est la même que celle d'une colonne homogène de même poids ; pour la pression atmosphérique normale (1 bar ou  $10^5$

pascals ou  $\text{N/m}^2$ ) le poids de  $1 \text{ m}^3$  d'air au niveau du sol est d'environ  $12,5 \text{ N}$  de sorte que la colonne d'air verticale homogène équivalente à l'atmosphère est haute d'environ  $8000 \text{ m}$ . On peut ainsi assimiler l'atmosphère à une couche homogène d'épaisseur  $h = 8 \text{ km}$  dont le coefficient d'absorption moyen se trouve être de l'ordre de  $0,01$  par  $\text{km}$ . Si un rayon lumineux la traverse en faisant l'angle  $z$  avec la direction de la verticale ascendante ou *zénith* ( $z$  est la *distance zénithale* de la direction d'observation), la longueur d'atmosphère traversée est  $h/\cos z$ , d'où le facteur de transmission (en utilisant la fonction sécante :  $\sec z = 1/\cos z$ ) :

$$T = 10^{-0,08 \sec z}$$

Le flux  $\varphi$  reçu au niveau du sol (et donc aussi l'éclat apparent) est égal au flux hors atmosphère  $\varphi_0$  multiplié par  $T$ , et on a ainsi pour la magnitude observée au sol :  $m = m_0 - 2,5 \log(10^{-d})$ , soit finalement :

$$m(z) = m_0 + 0,2 \sec z$$

où  $m_0$  est la magnitude constante qu'on aurait sans atmosphère. Cette modification de la magnitude par l'atmosphère vaut donc au moins  $0,2$ . Cette formule n'est cependant valable que si on peut considérer l'atmosphère constituée de couches planes, c'est à dire pour des angles  $z$  ne dépassant pas  $60^\circ$ . Le coefficient  $0,2$  qui apparaît dans cette formule n'est pas vraiment connu précisément car il n'est pas constant, dépendant notablement de l'humidité de l'air et des conditions locales de pression et température ; en fait, pour déterminer la valeur  $m_0$  d'une étoile, on mesure sa magnitude au sol  $m(z)$  pour  $n$  valeurs  $z_k$  de  $z$  (en profitant du mouvement diurne qui fait varier  $z$ ) et on ajuste au mieux  $m_0$  et la constante  $K$  dans le système d'équations linéaires (ou droite de Bouguer) :

$$m_0 = m(z_k) - K X_k \quad \text{avec} \quad X_k = \sec z_k \quad \text{et} \quad k = 1..n$$

C'est la magnitude  $m_0$  qui est donnée dans les catalogues d'étoiles, car elle est indépendante du lieu et heure des observations.

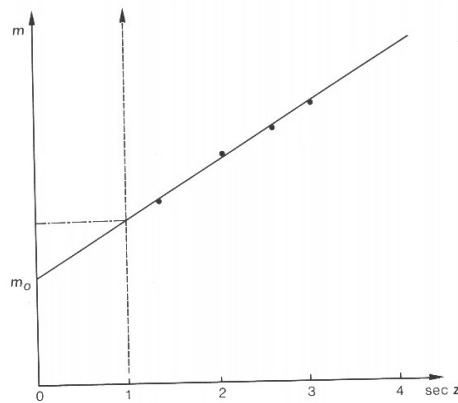


Figure 5 - Exemple de droite de Bouguer.

**Diffusion atmosphérique** La diffusion atmosphérique est un autre effet qu'on peut rapprocher du phénomène d'absorption : Les molécules de l'air diffusent la lumière de manière sélective en fonction de la longueur d'onde (la diffusion moléculaire varie comme  $1/\lambda^4$ ) le bleu étant ainsi 16 fois plus diffusé que le rouge (d'où le "*bleu du ciel*"). Les astres paraissent ainsi plus rouge qu'ils ne le sont en réalité, d'autant plus que l'épaisseur d'air traversé est plus grande comme c'est le cas des astres vus près de l'horizon. Dans le cas d'une atmosphère chargée de poussières ou d'humidité (nuages), la diffusion ne dépend plus de  $\lambda$ , les particules absorbant la lumière sans changer sa couleur, d'où la teinte grise des nuages.

**Réfraction atmosphérique** Autre effet atmosphérique : Un astre observé à travers l'atmosphère est vu dans une *direction apparente* qui diffère généralement de la *direction vraie* dans laquelle on le verrait sans l'atmosphère. En effet, le rayonnement passe du vide où l'indice de réfraction vaut 1, au sol où l'indice de réfraction vaut  $n_0 = 1,00029$



(pour des conditions normales de température et de pression). Si on fait l'hypothèse que l'atmosphère terrestre est constituée de couches planes, si l'angle d'incidence est nul ( $z = 0$ ), l'angle réfracté est aussi nul et il n'y a pas de déviation ; mais si le rayonnement pénètre dans l'atmosphère avec un angle  $z_{reel}$  non nul il arrive au niveau du sol avec un angle  $z_{apparent}$  plus petit à cause de la loi de Descartes vérifiée tout le long du trajet :

$$n \sin z = (n + \Delta n) \sin(z + \Delta z)$$

Ceci montre que la quantité  $n \sin z$  est invariante depuis le vide où elle vaut  $\sin z_{reel}$  jusqu'au sol où elle vaut  $n_0 \sin z_{app}$ , d'où l'équation :  $n_0 \sin z_{app} = \sin z_{reel}$  qui montre que *la réfraction relève les astres* d'un angle

$$R = z_{reel} - z_{app} \simeq (n_0 - 1) \tan z_{app} = 60'' \tan z_{app}$$

Comme pour l'absorption atmosphérique, cette formule n'est valable que pour des distances zénithales inférieures à  $60^\circ$  environ. Il faut utiliser un modèle de couches sphériques pour obtenir la réfraction à l'horizon (pour  $z = 90^\circ$ ) : On trouve qu'elle y atteint environ  $37'$  et ainsi, le Soleil ou la Lune qui ont un diamètre apparent d'un demi degré, sont relevés au dessus de l'horizon d'une valeur supérieure à leur diamètre lorsqu'ils se lèvent ou lorsqu'ils se couchent, ce qui veut dire qu'ils sont déjà en réalité sous l'horizon quand on les voit encore juste au dessus de lui. Les catalogues d'étoiles ou les éphémérides de planètes donnent des positions qui ne tiennent pas compte de la réfraction atmosphérique ; il faut leur ajouter les effets de la réfraction pour obtenir des positions apparentes, en fonction du lieu et de l'heure de l'observation.

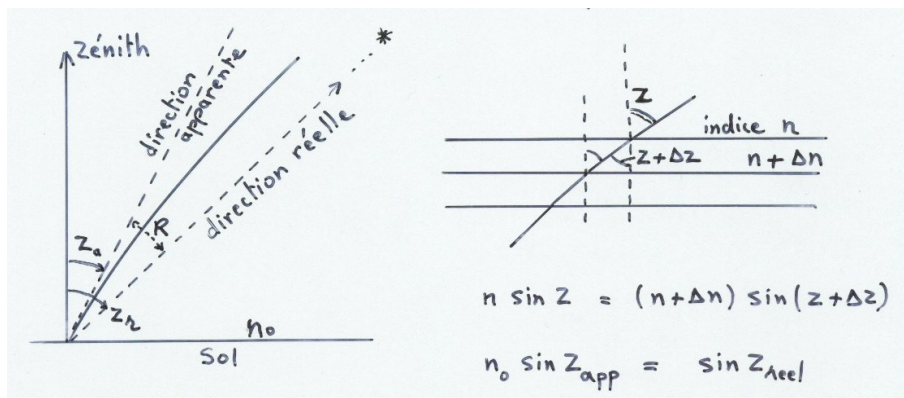


Figure 6 - Réfraction de la lumière dans l'atmosphère.

Les vents et les variations de température dans l'atmosphère entraînent des variations aléatoires et souvent rapides de l'indice de réfraction ; en conséquence, les réfractions aléatoires provoquent des fluctuations de l'image des étoiles vues à travers l'atmosphère (*scintillation*).

La diffusion et la réfraction atmosphériques se combinent pour modifier l'aspect des éclipses totales de Lune : La réfraction raccourcit le cône d'ombre de la Terre (l'atmosphère se comportant comme une lentille convergente) et la diffusion élimine la composante bleue du spectre solaire. Bien que la Lune soit dans le cône d'ombre géométrique, elle reste éclairée par les rayons réfractés et rougis et reste alors visible avec une couleur rouge sombre.

## 2 Instruments astronomiques

Les instruments utilisés en astronomie dépendent avant tout du domaine spectral envisagé : En astronomie optique (ou visuelle), on utilise des lunettes et des télescopes ; dans les domaines radio, infra-rouge et ultra-violet ce sont essentiellement des télescopes (en radioastronomie ils sont appelés radiotélescopes) ; dans les domaines des rayons X et  $\gamma$ , ce sont des instruments particuliers ne ressemblant plus vraiment aux télescopes usuels et basés sur d'autres principes d'observation. Tous ces instruments servent à collecter le rayonnement sur leur surface d'entrée permettant ensuite de former une image d'objets très distants dans un "plan" dit focal accessible à l'observateur.

## 2.1 Lunettes et télescopes

### 2.1.1 Principes de construction

Les *lunettes astronomiques* sont des instruments d'optique comportant une lentille convergente (*objectif réfracteur*) qui donne d'une source infiniment lointaine une image réelle dans son plan focal. Cependant, avec une lentille simple, on observerait des *aberrations chromatiques* (position du foyer dépendant de la longueur d'onde); on utilise généralement à sa place un doublet achromatique c'est-à-dire un système de deux lentilles accolées, l'une convergente et l'autre divergente, dont les verres ont des indices de réfraction et des dispersivités différents de façon à réduire ces aberrations chromatiques en concentrant au mieux les foyers des diverses longueurs d'onde en un seul foyer. Cependant, l'aberration chromatique n'est jamais totalement supprimée et peut rester prohibitive, obligeant alors à ne travailler qu'à travers des filtres. On profite cependant du fait qu'un doublet achromatique présente 4 surfaces à tailler pour ajuster leur courbure de façon à corriger au mieux d'autres aberrations géométriques : l'*aberration de sphéricité* et l'aberration extra-axiale appelée *la coma*; cela permet alors à une lunette d'être utilisée avec un angle de champ notable (de l'ordre de quelques degrés) (lunette aplanétique).

Les *télescopes* utilisent au contraire un *objectif réflecteur* qui est généralement un simple miroir parabolique (paraboloïde de révolution) qui donne lui aussi d'une source infiniment lointaine une image réelle dans son plan focal, mais la position de cette image ne dépend pas de la longueur d'onde de sorte qu'un tel miroir bénéficie d'un achromatisme absolu (d'où l'usage universel des miroirs paraboliques comme objectif de tous les télescopes destinés à observer dans l'un des domaines X, UV, visible, IR ou radio). On montre que la forme paraboloidale du miroir assure la focalisation d'un faisceau parallèle à l'axe optique en un point unique de cet axe, le foyer : Un tel miroir est rigoureusement stigmatique sur l'axe. Ce ne serait pas le cas avec un miroir sphérique dont on montre qu'un faisceau parallèle à l'axe optique converge en des points différents de l'axe en fonction de la distance de ce faisceau à l'axe (*aberrations de sphéricité*). Cependant, hors de l'axe optique, un miroir parabolique donne des aberrations appelées *la coma* qui ne permettent pas de l'utiliser avec un grand champ.

**Ouverture d'un instrument** Une lunette ou un télescope est caractérisé par le diamètre  $D$  de son objectif et par sa longueur focale  $f$ . Le *rapport d'ouverture* d'un instrument est la valeur  $f/D$ . Plus ce rapport est grand, plus l'image d'un objet étendu est grande dans le plan focal, mais moins elle est lumineuse. Pour minimiser les aberrations de l'objectif, les lunettes sont construites avec un rapport  $f/D$  élevé (au moins 12), tandis que pour les télescopes on peut descendre ce rapport jusqu'à 3 ou 4; les télescopes sont donc généralement plus "lumineux" que les lunettes, mais au prix d'un champ de vision réduit à seulement quelques minutes de degré. En conséquence encore, la longueur du tube d'une lunette ou d'un télescope étant de l'ordre de  $f$ , le tube d'une lunette est toujours beaucoup plus long que celui d'un télescope de même diamètre.

**Précision du polissage** Pour un même diamètre d'objectif  $D$ , les télescopes sont plus économiques à construire que les lunettes puisqu'ils nécessitent de ne polir qu'une seule face de verre, alors qu'un doublet achromatique comporte 4 faces polies; de plus, le verre doit être de meilleure qualité pour une lunette puisque la lumière doit le traverser. Le surfaçage des miroirs doit être réalisé de manière à ce que les plus grands défauts de polissage de la surface par rapport à la surface idéale (parabolique) ne dépassent pas *1/10 de la longueur d'onde du rayonnement utilisé*, soit environ  $0,05 \mu\text{m}$  en astronomie optique et seulement quelques millimètres en radioastronomie (justifiant l'emploi de grillage pour réaliser la surface des radiotélescopes). Bien sûr, le matériau utilisé pour le miroir diffère selon le domaine de longueur d'onde utilisé : En optique c'est une céramique spéciale sans dilatation recouverte d'une très fine couche métallique (aluminium) pour réfléchir les ondes électromagnétiques; en radioastronomie, c'est un assemblage métallique soutenant la surface grillagée.

**Support de l'objectif** L'objectif d'une lunette ou d'un télescope est aussi grand que possible pour concentrer en son foyer le maximum de lumière (le flux lumineux reçu par l'objectif est en effet proportionnel à sa surface, donc à  $D^2$  si  $D$  est son diamètre). Cependant, comme l'objectif d'une lunette doit être traversé par la lumière, on ne peut le soutenir que par ses bords, et le diamètre d'un tel objectif est alors en pratique limité à environ 1 m (grande lunette de Yerkes

aux USA) ; pour de plus grandes dimensions, les lentilles de l'objectif se déformeraient de manière prohibitive sous leur propre poids. Au contraire, le miroir d'un télescope est constitué d'une surface polie sur une seule des 2 faces d'un disque de verre ; cette face est rendue réfléchissante par le dépôt d'une très fine couche d'aluminium ; la lumière ne doit pas traverser le verre et donc le miroir peut être soutenu sur sa face arrière en de multiples points pour éviter qu'il ne se déforme, ou pour contrôler ses déformations. On sait ainsi actuellement construire des télescopes ayant un miroir monolithique jusqu'à plus de 8 mètres de diamètre pour une utilisation dans le domaine visible ou infra-rouge (télescopes de l'ESO [European Southern Observatory] à Cerro Paranal au Chili), et jusqu'à 300 m de diamètre en radioastronomie (à Arecibo au Porto Rico). Cette différence de taille entre télescope optique et radioastronomique tient à la longueur d'onde d'utilisation, et aux défauts tolérés correspondants ( $\lambda/10$ ).

### 2.1.2 Pouvoir séparateur d'un instrument

Un objectif astronomique de diamètre  $D$  (lentilles ou miroir quelque soit le domaine de longueur d'onde utilisé) ne donne pas dans le plan focal une image strictement ponctuelle même si la source est strictement ponctuelle : Le *phénomène de diffraction* par le bord (circulaire) de l'objectif donne dans ce plan, pour la longueur d'onde  $\lambda$ , une tache "lumineuse" circulaire entourée d'anneaux lumineux concentriques (*tache d'Airy*). Près de 98% de l'énergie se trouve dans la tache centrale, limitée par un premier anneau sombre de rayon égal à

$$r = 1,22 \frac{\lambda f}{D}$$

où  $f$  est la distance focale de l'objectif (on ne voit généralement que le premier anneau brillant autour de cette tache centrale car leur luminosité décroît rapidement avec leur rayon). Le rayon angulaire de la tache de diffraction est alors

$$\varepsilon = 1,22 \frac{\lambda}{D}$$

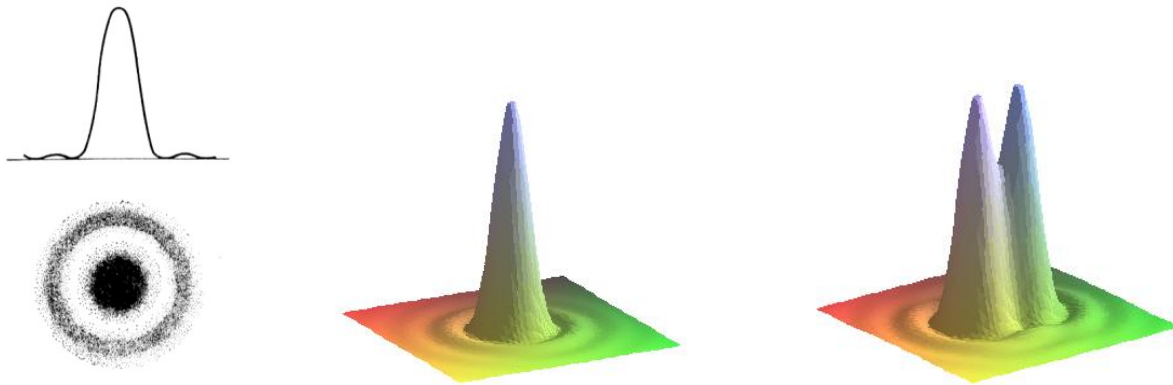


Figure 7 - Tache d'Airy donnée par un objectif circulaire ; à droite pour 2 images juste séparées

On voit donc que si deux sources ponctuelles sont séparées angulairement d'un angle inférieur à cet  $\varepsilon$ , leurs deux taches de diffraction se recouvrent en partie et ne sont donc pas parfaitement séparées l'une de l'autre. On estime qu'avec un angle de séparation égal à cet  $\varepsilon$ , les deux taches sont tout juste globalement discernables, sous forme d'une tache sensiblement allongée dans une certaine direction. C'est pourquoi on dit que  $\varepsilon$  est le *pouvoir séparateur* d'un objectif de diamètre  $D$  à la longueur d'onde  $\lambda$ .

Ainsi, un télescope de 20cm de diamètre utilisé dans le visible a un pouvoir séparateur de l'ordre de  $0''6$ , tandis qu'un radiotélescope de 20m de diamètre utilisé à une longueur d'onde de 20cm a un pouvoir séparateur de seulement  $42'$ . Quant au télescope spatial "Hubble", de 2,4m de diamètre, son pouvoir séparateur est de  $0''05$ .

**Turbulence atmosphérique** Pour les instruments terrestres, cette valeur de  $\varepsilon$  est malheureusement assez théorique car d'autres effets causés par la *turbulence atmosphérique*, viennent altérer les images dans le plan focal, celles-ci

apparaissant alors comme des taches fluctuantes en forme et en intensité, au rythme des fluctuations de la réfraction atmosphérique dues par exemple au vent ou aux gradients de température. Cela entraîne que la surface d'onde du rayonnement provenant d'un astre n'est plus plane quand elle traverse l'atmosphère terrestre, mais présente des "creux" et des "bosses" ; ces fluctuations ou défauts de planéité s'étendent sur des distances de l'ordre de la dizaine de centimètres, ce qui fait que seuls des petits instruments (de diamètre inférieur aux dimensions des fluctuations) sont capables de voir les anneaux de diffraction. Seuls des sites réputés pour la stabilité des images astronomiques (comme l'observatoire du Pic du Midi dans les Pyrénées) permettent d'exploiter pleinement des télescopes de l'ordre du mètre. Le "seeing" d'un site d'observation astronomique représente la dimension angulaire des taches fluctuantes observées au foyer du fait de la turbulence atmosphérique ; dans un site ordinaire le seeing est de l'ordre de 1". Pour limiter les effets néfastes de l'atmosphère, les grands observatoires sont ainsi placés au sommet de montagnes (par exemple le Pic du Midi dans les Pyrénées en France, le volcan Mauna Kea à Hawaï, le Cerro Paranal dans la Cordillère des Andes au Chili...)

**Optique active et adaptative** On arrive depuis quelques années à limiter la dégradation des images provoquée dans les télescopes par la turbulence atmosphérique. Auparavant, les miroirs de télescope étaient taillés dans des disques de verre ou de céramique suffisamment épais pour qu'ils ne se déforment pas sous leur propre poids ou lors des changements de leur orientation. En utilisant maintenant des miroirs moins épais et donc déformables, on peut contrôler et modifier leur surface pour qu'ils aient une forme parfaite ; par exemple, les miroirs de plus de 8m de diamètre évoqués plus haut sont épais d'une vingtaine de cm seulement, tandis que le miroir de 5m du télescope du Mont Palomar construit vers les années 1950 est rigidifié par une épaisseur dépassant 50cm.

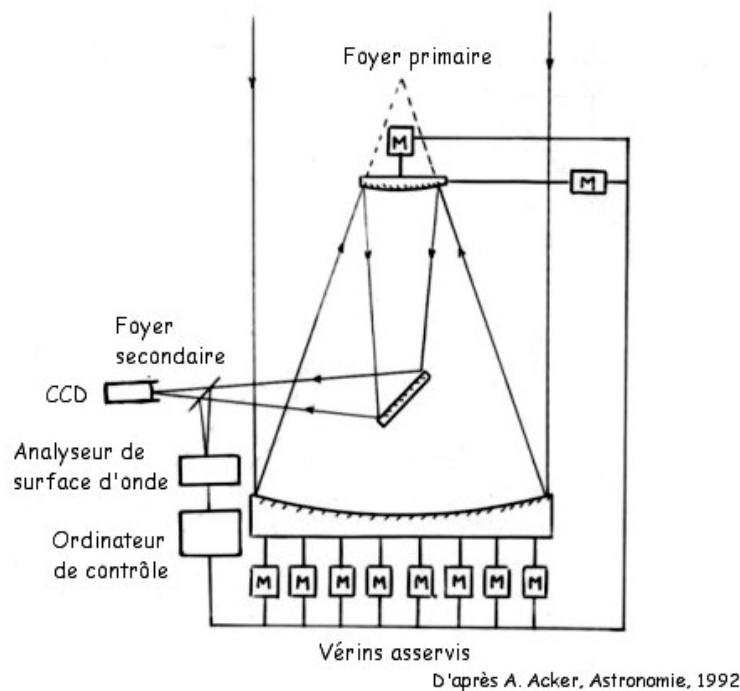


Figure 8 - Principe du télescope NTT (New Technology Telescope) de 3,5m de diamètre, implanté depuis 1990 à l'ESO (Observatoire Européen Austral).

L'*optique active* consiste maintenant à contrôler l'image d'une étoile donnée au foyer par le système optique d'un télescope de manière à pouvoir agir sur ce système pour améliorer cette image ; un tel système comprend le miroir principal et un ou plusieurs miroirs secondaires disposés de manière à renvoyer le foyer vers l'endroit le plus commode pour l'observation (voir ci-après les divers montages optiques réalisables). La forme du miroir principal est ajustable en appliquant sur sa face arrière des pressions adéquates fournies par des vérins pilotés par ordinateur (il suffit généralement de pouvoir créer des déformations de quelques microns d'amplitude) ; d'autres moteurs permettent d'affiner la position et l'orientation du miroir secondaire pour parfaire la mise au point au foyer : Pour cela on analyse en temps réel les éventuels défauts de l'image des étoiles au foyer (qui devraient être des taches parfaitement

circulaires) ; on en déduit quelle devrait être la forme exacte du miroir primaire et quelles pressions il faut appliquer et en quels points pour corriger sa forme actuelle ; on détermine aussi quelles sont les corrections à apporter aux position et orientation du miroir secondaire. Toutes ces corrections ne peuvent compenser que les déformations lentes du télescope occasionnées par ses changements d'orientation lorsqu'il suit un astre dans son mouvement diurne (voir plus loin les montures des télescopes).

D'autres déformations des images, dues à la turbulence atmosphérique, sont plus rapides (fréquences de l'ordre du Hertz). Pour les compenser, on utilise l'*optique adaptative* qui consiste à analyser en temps réel les défauts de planéité (creux et bosses) de la surface d'onde qui arrive sur le miroir principal, et de réagir rapidement en compensant ces défauts par la déformation ajustée d'une lame mince interposée dans le faisceau au voisinage du foyer.

Les performances de ces systèmes d'optique active et adaptative sont tels que l'on arrive maintenant à neutraliser presque complètement la turbulence atmosphérique sur les très gros télescopes construits ces dernières années, et ceci sur des champs de vision de l'ordre de quelques minutes de degré. Ces instruments bénéficient alors pleinement du pouvoir séparateur théorique vu plus haut.

### 2.1.3 Montages optiques de télescopes

Un télescope est constitué essentiellement d'un miroir parabolique (*miroir primaire*) placé au fond d'un tube dont la longueur est de l'ordre de la distance focale du miroir. Lorsqu'on observe le ciel avec un télescope, le tube est orienté avec son ouverture dirigée vers l'astre visé ; la lumière parcourt le tube avant de se réfléchir sur le miroir pour revenir vers le foyer au sommet du tube. Pour atteindre ce foyer dit *foyer primaire*, l'observateur doit donc se placer dans le faisceau, interceptant une partie du flux destiné au miroir. Pour éviter de trop obstruer le faisceau, on utilise généralement un ou plusieurs petits miroirs placés près du foyer primaire pour renvoyer ce dernier vers un endroit plus accessible, alors appelé *foyer secondaire*. Voici les principales dispositions utilisées :

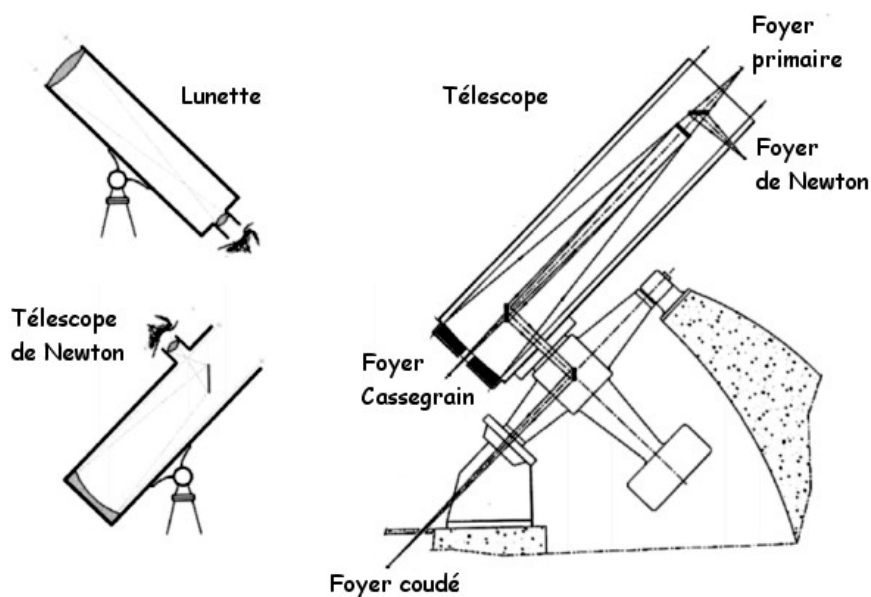


Figure 9 - Divers montages optiques de télescopes.

Dans la disposition dite de "*Newton*", on place peu avant le foyer primaire (à une distance du miroir principal inférieure à la focale), un petit miroir plan incliné de  $45^\circ$  sur l'axe optique du miroir principal de façon à ce que le foyer secondaire se retrouve sur le côté en haut du tube.

Dans la disposition de "*Cassegrain*", on place de manière analogue peu avant le foyer primaire, un petit miroir convexe "hyperbolique" de même axe optique que le miroir principal et dont un des foyers coïncide avec le foyer primaire ; ce petit miroir hyperbolique fait converger le faisceau vers son second foyer, qui se situe alors près du miroir principal ; celui-ci est dans ce cas percé en son centre de façon à ce que le faisceau réfléchi par le miroir secondaire se focalise à travers cette ouverture au delà du miroir principal, conférant à cette disposition un usage

analogue à celui d'une lunette (mais un tel instrument est beaucoup plus compact qu'une lunette). Avec une telle disposition, l'ouverture finale  $f/D$  de l'instrument devient comparable à celle d'une lunette, mais avec une longueur de tube bien moindre. Une variante dite "*Cassegrain coudé*" évite de percer le miroir principal : Un deuxième petit miroir plan placé un peu au dessus du miroir principal et incliné à  $45^\circ$  sur l'axe optique renvoie le faisceau et le foyer secondaire sur le côté du tube, mais cette fois vers le bas du tube.

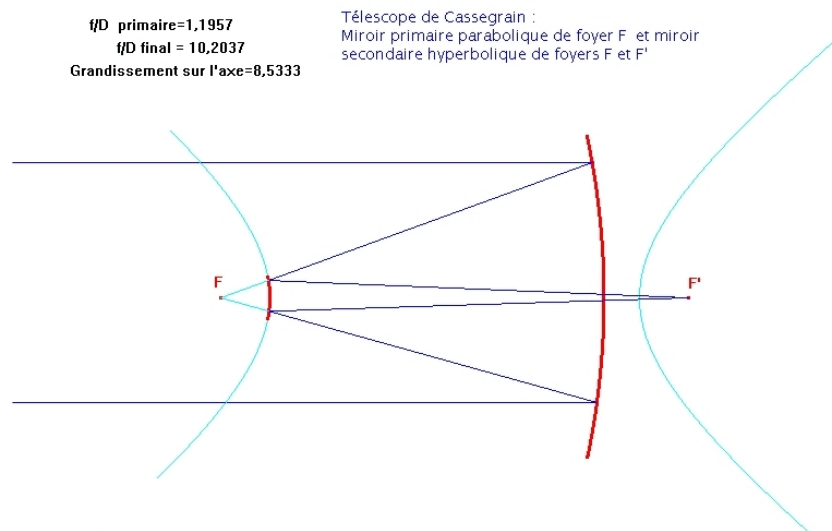


Figure 10 - Montage optique de Cassegrain.

Dans la disposition de "*Gregory*", on utilise plutôt un miroir concave "elliptique" placé au delà du foyer primaire, de même axe optique que le miroir principal et dont un des foyers coïncide avec le foyer primaire ; ce petit miroir elliptique fait converger le faisceau vers son second foyer, situé généralement près du miroir principal (comme pour le Cassegrain) ; la disposition de Grégory donnant un instrument plus encombrant que le Cassegrain, n'est utilisée en pratique que pour des petits télescopes

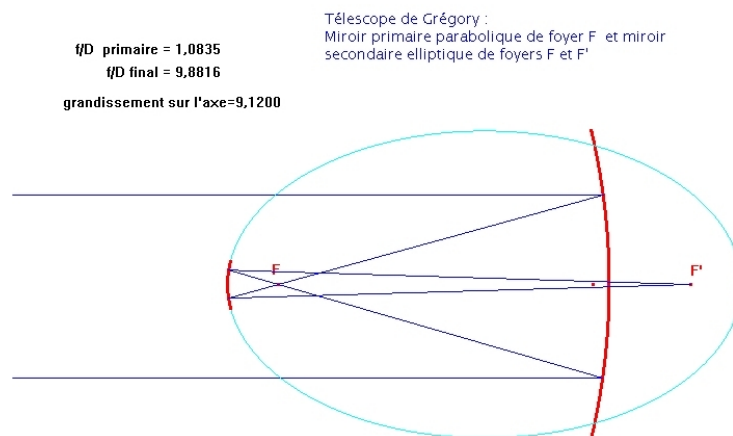


Figure 11 - Montage optique de Gregory.

Dans ces diverses dispositions, le tube est généralement ouvert vers le ciel ; malheureusement, les échanges thermiques entre l'air situé à l'intérieur du tube et l'extérieur, créent des turbulences qui dégradent les images. Pour éviter ces échanges et leurs conséquences néfastes sur les images, on peut fermer le tube par une lame à faces parallèle ou *lame de fermeture*, à condition que l'instrument ne soit pas trop grand (diamètre maximum de l'ordre du mètre). Dans le cas des très grands instruments, on facilite au contraire ces échanges de manière à uniformiser la température dans leur voisinage en supprimant les parois du tube, lequel est alors réduit à une structure ouverte.

Dans la disposition de “*Schmidt*”, le miroir primaire n’est plus parabolique mais sphérique, en vue d’obtenir un grand champ, à condition de corriger les aberrations de sphéricité. On utilise pour cela une lame de fermeture spéciale, de diamètre plus petit le miroir primaire, dont une des faces est plane et l’autre déformée pour supprimer les aberrations de sphéricité. Un tel instrument peut alors avoir un champ utilisable jusqu’à une dizaine de degrés (alors que le champ focal utilisable d’un télescope de Newton ou de Cassegrain ne dépasse pas généralement une dizaine de minutes). Cependant, la surface focale n’est pas plane mais sphérique, située à mi-chemin entre le miroir et la lame de fermeture, elle-même placée au niveau du centre de courbure du miroir, impliquant une longueur du tube de l’ordre de  $2f$ . Ce type d’instrument est utilisé exclusivement pour la photographie à grand champ ; les plaques photographiques doivent alors être assez minces pour pouvoir être déformées et s’adapter à la surface focale sphérique. L’ouverture  $f/D$  d’un tel instrument peut être très réduite ; par exemple le grand télescope de Schmidt du Mont Palomar a les caractéristiques suivantes :  $D = 183$  cm,  $f/D = 2,5$ , diamètre de la lame de Schmidt 122 cm, champ  $6^\circ$ .

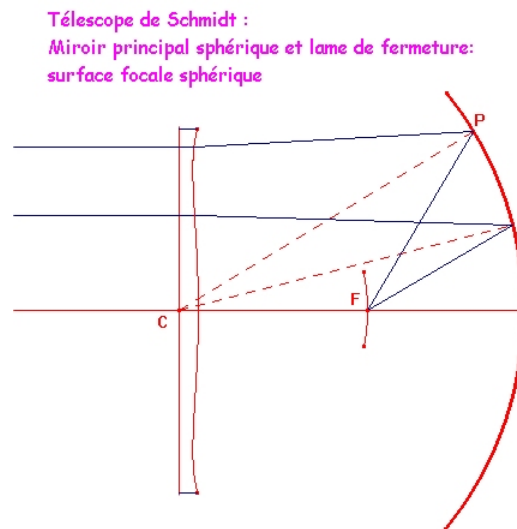


Figure 12 - Montage optique de Schmidt.

#### 2.1.4 Montures instrumentales

Les instruments astronomiques sont montés sur des structures mécaniques adaptées à l’observation des astres et dépendant fortement du lieu d’observation.

**Notions d’astrométrie** Les astres apparaissent sur la voûte céleste sans indication évidente de leur distance à la Terre de sorte qu’on les repère tout d’abord par leur direction ou *ligne de visée* ; il est alors commode de les projeter sur une sphère de rayon 1 centrée sur l’observateur : la *sphère céleste*. Les étoiles quasiment fixes les unes par rapport aux autres dessinent alors sur cette sphère des figures quasi-immuables désignées historiquement par des noms de *constellations*.

L’observation des astres depuis le sol nécessite de pouvoir diriger lunettes et télescopes dans leur direction. Or la Terre tournant sur elle-même en 23h 56m 4s (soit 1 jour sidéral) autour de son axe (l’axe des pôles), dans un repère local (lié au sol), la ligne de visée d’une étoile change au cours du temps, suivant un *mouvement diurne* ou rotation apparente des étoiles autour de la direction des pôles (pour simplifier, ce mouvement sera considéré dans la suite comme uniforme, mais en réalité il subit de très petites variations saisonnières plus ou moins régulières). Suivant la *latitude*  $\phi$  du lieu d’observation (qu’on peut déterminer en mesurant la hauteur du pôle céleste Nord au dessus de l’horizon de ce lieu), certaines étoiles, assez proches du pôle, restent visibles en permanence dans le voisinage de ce pôle (*étoiles circumpolaires*), d’autres plus éloignées du pôle se lèvent vers l’Est, montent au dessus de l’horizon jusqu’à leur passage au *méridien* (plan vertical orienté Nord-Sud contenant les directions du pôle et du zénith), pour redescendre ensuite et se coucher vers l’Ouest ; les autres enfin sont toujours invisibles, étant en permanence sous l’horizon.

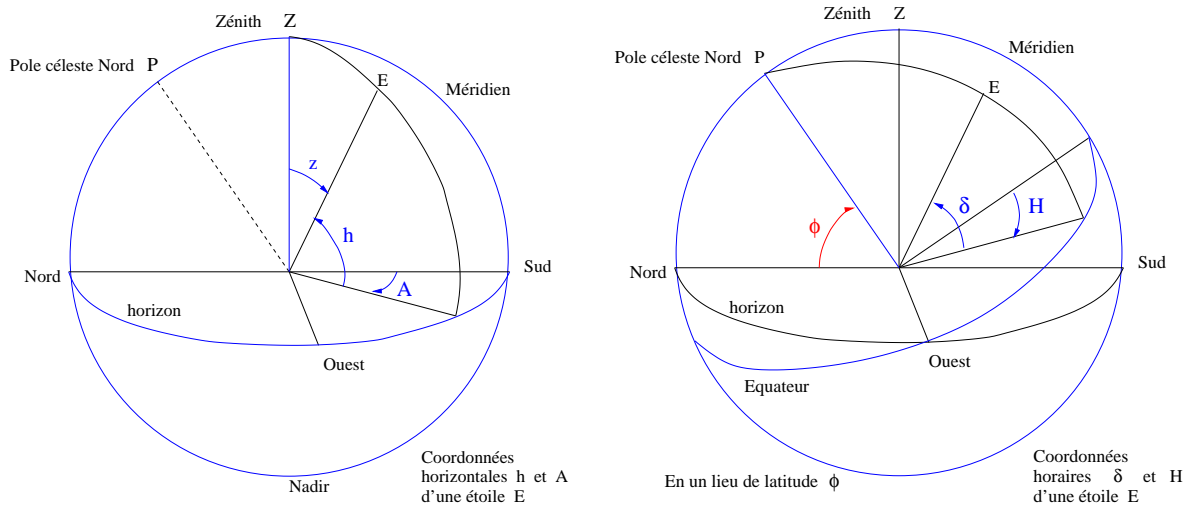


Figure 13 - Coordonnées sphériques horizontales et horaires d'une étoile E.

Pour un lieu de latitude  $\phi$  donnée, on peut définir un *repère horizontal* local : plan de base l'horizon local, perpendiculaire à la direction verticale du zénith, et dont la direction origine dans l'horizon est celle du Sud (située dans le plan méridien) ; dans ce repère chaque étoile a deux coordonnées sphériques : *azimut*  $A$  et *hauteur*  $h$  au dessus de l'horizon (ou son complément la *distance zénithale*  $z = \pi/2 - h$ ). L'azimut est mesuré à partir du méridien Sud dans le sens rétrograde. Le mouvement diurne montre que les deux coordonnées ( $A$  et  $h$ ) sont variables avec en particulier  $dA/dt$  quantité variable positive (sauf pour l'étoile qui serait exactement dans la direction du pôle).

Dans un autre repère local appelé *repère horaire* : plan de base l'équateur, perpendiculaire à l'axe des pôles, et dont la direction origine dans l'équateur est aussi celle du Sud (ou celle du plan méridien vers le Sud) ; dans ce repère chaque étoile a deux coordonnées sphériques : *angle horaire*  $H$  et *déclinaison*  $\delta$  (ou hauteur au dessus de l'équateur). L'angle horaire est mesuré comme l'azimut à partir du méridien Sud dans le sens rétrograde, mais cette fois  $dH/dt$  est une constante positive représentant la vitesse angulaire de rotation de la Terre. Du fait du mouvement diurne, chaque étoile décrit sur la sphère céleste un petit cercle d'axe l'axe des pôles : Sa déclinaison est constante, tandis que son angle horaire croît linéairement avec le temps à raison d'un tour par jour sidéral. De là vient l'habitude de mesurer l'angle horaire en heures, minutes d'heure et secondes d'heure, un tour ou  $360^\circ$  valant alors  $24^h$  de chacune  $60^m$  de chacune  $60^s$ , et  $1^h$  valant  $15^\circ$ , ou  $1^\circ$  valant  $4^m$ . On montre que les coordonnées locales ( $A, h, H, \delta$ ) sont reliées entre elles par ces relations, dites de Gauss :

$$\begin{aligned} \sin \delta &= \sin \phi \sin h - \cos \phi \cos h \cos A \\ \cos \delta \sin H &= \cos h \sin A \\ \cos \delta \cos H &= \cos \phi \sin h + \sin \phi \cos h \cos A \end{aligned} \quad (\text{A})$$

$$\begin{aligned} \sin h &= \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos H \\ \cos h \sin A &= \cos \delta \sin H \\ \cos h \cos A &= -\cos \phi \sin \delta + \sin \phi \cos \delta \cos H \end{aligned} \quad (\text{B})$$

Si les étoiles sont considérées comme fixes les unes par rapport aux autres (vrai en première approximation), elles ont des coordonnées sphériques constantes dans un repère qui serait indépendant de la rotation de la Terre et auquel elles seraient liées. On définit pour cela le *repère équatorial* : plan de base l'équateur, perpendiculaire à l'axe des pôles (supposé fixe aussi par rapport aux étoiles), et dont la direction origine dans l'équateur est celle d'une étoile choisie conventionnellement dans ce plan ; dans ce repère chaque étoile a deux coordonnées sphériques constantes : *ascension droite*  $\alpha$  et *déclinaison*  $\delta$  (même valeur pour  $\delta$  que dans le repère horaire). En fait, pour des raisons pratiques, l'origine des ascensions droites n'est pas une étoile donnée mais le *point  $\gamma$*  défini sur la sphère céleste comme étant le point où le Soleil traverse l'équateur à l'instant de l'*équinoxe de printemps*. Par définition, l'ascension droite du point  $\gamma$  est nulle et on appelle *temps sidéral local* son angle horaire en un lieu donné. Si  $\theta$  désigne ce temps sidéral local (angle



variant de 24<sup>h</sup> en 1 jour sidéral), on a cette relation entre l'angle horaire  $H$  d'un astre quelconque et son ascension droite  $\alpha$  (mesurée comme  $H$  et  $\theta$  en heures d'angle, mais dans le sens direct) :

$$H = \theta - \alpha \tag{C}$$

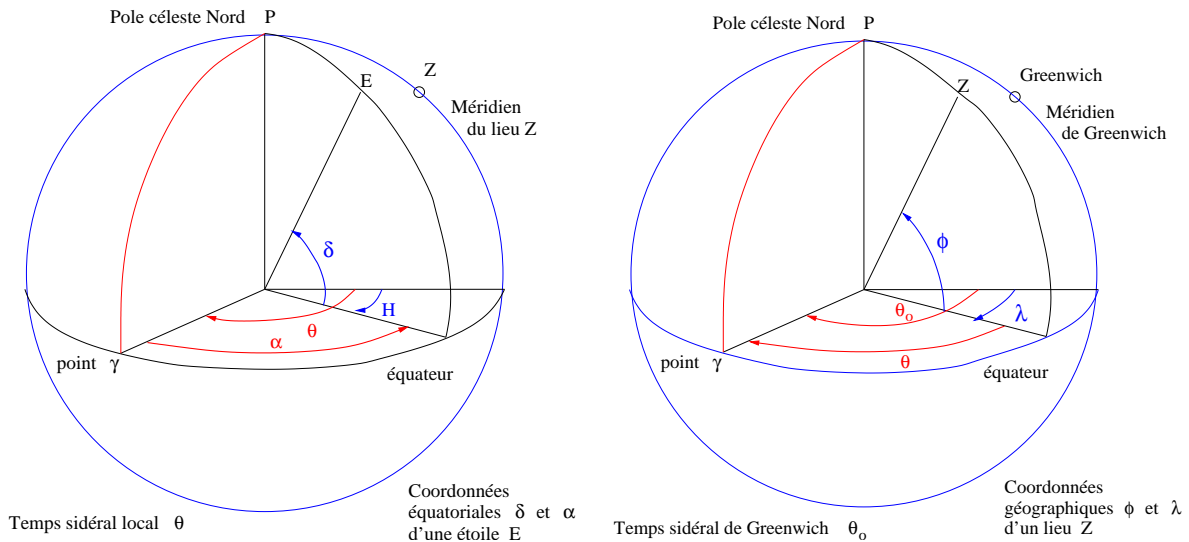


Figure 14 - Coordonnées équatoriales d'une étoile E et géographiques d'un lieu Z.

Le temps sidéral local se calcule à tout instant à partir de la connaissance du temps sidéral d'un lieu de référence : Si  $\theta_0$  désigne par exemple le temps sidéral de Greenwich et si  $\lambda$  est la longitude du lieu par rapport au méridien de Greenwich (mesurée positivement à partir de 0° à l'ouest de ce méridien), on a :

$$\theta = \theta_0 - \lambda \tag{D}$$

Une valeur approchée de  $\theta_0$  est donnée pour chaque jour à 0h TU par cette expression linéaire :

$$\theta_0 = a + bT \quad \text{avec} \quad a = 6^{\text{h}}41^{\text{m}}50^{\text{s}},5484 \quad \text{et} \quad b = 8\,640\,184^{\text{s}},812 \text{ par siècle} \tag{E}$$

et où  $T$  est compté en siècles de 36525 jours à partir de J2000.0 (date julienne<sup>1</sup> 2 451 545, 0). On pourra trouver d'autres précisions sur les calculs astrométriques dans les éphémérides publiées par exemple par le Bureau des longitudes (<http://www.imcce.fr>)

Pratiquement, les étoiles sont nommées ou numérotées dans des catalogues stellaires, où l'on indique pour chacune ses coordonnées équatoriales ( $\alpha, \delta$ ) ; cependant celles-ci ne sont pas exactement constantes car les étoiles bougent lentement les unes par rapport aux autres et parce que l'axe de rotation de la Terre n'est pas non plus fixe par rapport aux étoiles : Son mouvement et celui du plan équatorial entraîne le point  $\gamma$  dans un lent mouvement (*précession des équinoxes*) d'environ 50'', 290 par an sur le plan de l'*écliptique*<sup>2</sup>. On trouve alors dans un catalogue d'étoiles les coordonnées équatoriales correspondant à une date donnée (qui fixe la position du point  $\gamma$  pour cette date), et les variations annuelles de ces coordonnées (*mouvements propres en ascension droite et en déclinaison*, le plus souvent bien inférieurs à 1'' par an). On y trouve aussi leur distance (si elle est connue) et leurs propriétés photométriques (magnitudes diverses, indices de couleur, type spectral ...)

Les expressions (A) à (E) permettent de calculer le mouvement diurne d'un astre ; par exemple, si une étoile est repérée par des coordonnées équatoriales ( $\alpha, \delta$ ) données, on peut calculer si elle est visible d'un lieu donné (par sa longitude  $\lambda$  et sa latitude  $\phi$ ) à un instant donné (par sa date  $t$ ), ou encore déterminer l'instant  $t_1$  où elle passe au méridien sud de ce lieu ( $H$  est alors nul). La relation (C) montre que le temps sidéral local est aussi l'ascension droite

<sup>1</sup>Pour faciliter les calculs d'intervalle de temps, les dates sont généralement remplacées par un numéro de jour dans la chronologie Julienne ; celle-ci démarre (jour zéro) le 1<sup>ier</sup> Janvier 4713 avant JC à 12h et ainsi, le jour numéro 2 451 545, noté J2000.0, correspond au 1<sup>ier</sup> Janvier 2000 à 12h TU. Les heures, minutes et secondes après 12h sont alors converties en une fraction décimale de jour qu'on ajoute au numéro du jour pour avoir la date julienne.

de l'étoile à l'instant de son passage au méridien de ce lieu, d'où  $t_1 = (\alpha + \lambda - a)/b$ . Lors du passage au méridien, les relations (A) donnent d'ailleurs :  $\sin h = \cos z = \cos(\delta - \phi)$  d'où  $z = \pm(\delta - \phi)$  pour le passage au méridien sud ( $H = 0$ ) ou  $z = \pi \pm (\delta + \phi)$  pour le passage à l'azimut nul ou égal à  $\pi$ . Par ailleurs, pour une étoile circumpolaire, Les distances zénithales minimum  $z_m$  et maximum  $z_M$  sont données par :

$$z_m = \delta - \phi \quad \text{et} \quad z_M = \pi - \delta - \phi \quad (\text{F})$$

en prenant la convention de mesurer négativement les distances zénithales dans le méridien sud lorsqu'elles correspondent à un azimut nul.

**Montures pour observations terrestres** Pour pouvoir viser une étoile, il faut qu'elle soit présente au dessus de l'horizon et qu'on puisse éventuellement la suivre malgré le mouvement diurne. Une lunette ou un télescope doivent ainsi pouvoir être animés suivant les deux degrés de liberté correspondant aux deux angles des coordonnées sphériques. Deux types principaux de montures réalisent mécaniquement les deux sortes de repères locaux décrits précédemment :

- la *monture altazimutale* possède un premier axe de rotation, l'*axe d'azimut*, vertical (dirigé vers le zénith), et un second, l'*axe de hauteur*, horizontal, qui lui est perpendiculaire. Le tube de la lunette ou du télescope peut être orienté dans n'importe quelle direction en la faisant tourner autour de chacun de ces axes. Les lunettes terrestres (telles les *théodolites*) sont le plus souvent montées selon ce principe. Pour suivre une étoile dans son mouvement diurne, le tube est calé sur ces deux axes mais il faut faire tourner simultanément ces deux axes selon des mouvements non uniformes de façon à reproduire le mouvement diurne (en appliquant les formules (B) et (C) ci-dessus pour calculer à chaque instant les coordonnées horizontales en fonction du lieu d'observation et des coordonnées équatoriales de l'étoile visée).
- La *monture équatoriale* possède un premier axe de rotation, l'*axe horaire*, parallèle à l'axe de rotation de la Terre, et un second, l'*axe de déclinaison*, qui lui est perpendiculaire. Le tube de la lunette ou du télescope peut être orienté dans n'importe quelle direction en la faisant tourner autour de chacun de ces axes. Pour suivre une étoile dans son mouvement diurne, le tube est calé sur ces deux axes mais on entraîne uniquement l'axe horaire d'un mouvement uniforme à la vitesse de 1 tour par jour sidéral dans le sens du mouvement diurne, c'est-à-dire aussi dans le sens opposé à la rotation de la Terre sur elle-même. On compte quatre principales réalisations techniques différentes de montures équatoriales : monture allemande, à fourche, à berceau simple, à berceau en fer à cheval.

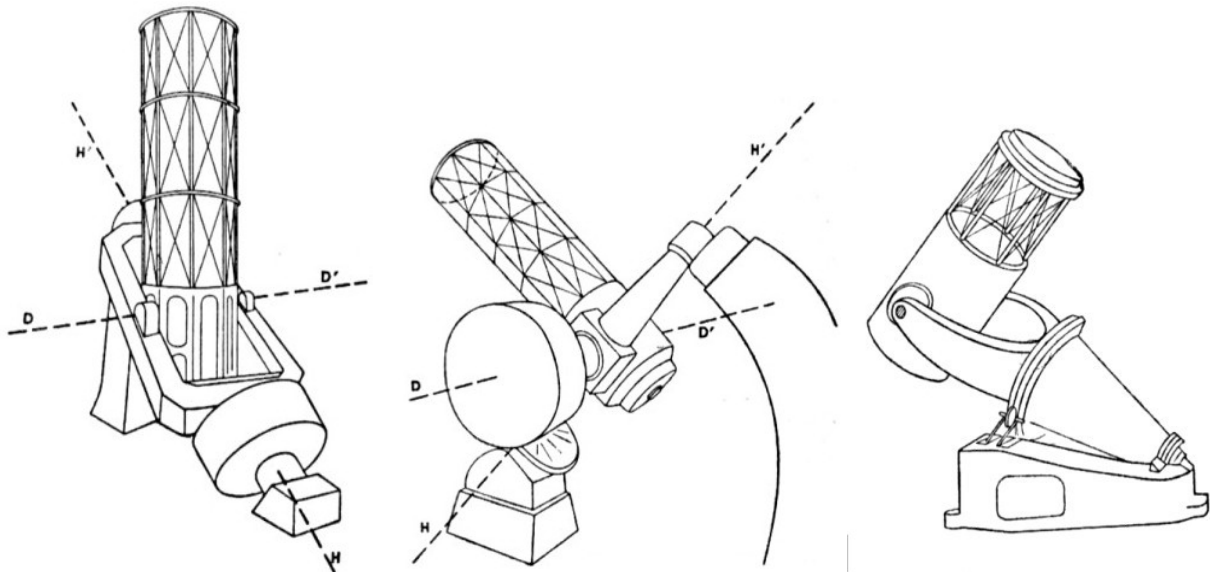


Figure 15 - Montures équatoriales à berceau (à gauche), allemande (au centre) et à fourche (à droite).

La simplicité de manœuvre de la monture équatoriale fait qu'elle est adoptée pour supporter la plupart des instruments astronomiques ; cependant, pour les grands instruments, il apparaît des contraintes mécaniques importantes et

<sup>2</sup>C'est par définition le plan de l'orbite de la Terre autour du Soleil ou plan de la trajectoire apparente du Soleil autour de la Terre.

variables sur l'axe de déclinaison dont l'inclinaison sur la verticale varie au cours du suivi d'une étoile ; c'est pourquoi les très grands télescopes modernes adoptent plutôt la monture altazimutale, plus stable mécaniquement, malgré la complication de devoir entraîner les deux axes de rotation. Notons aussi qu'avec une monture altazimutale entraînée pour suivre le mouvement diurne, le champ observé tourne par rapport au tube du télescope (*rotation de champ*), alors qu'il n'y a pas de rotation du champ avec une monture équatoriale.

On peut encore compenser la rotation de la Terre au moyen d'un *cælost* : Il s'agit simplement d'un miroir principal plan disposé parallèlement à l'axe de rotation de la Terre et qu'on fait tourner autour de cet axe avec une vitesse angulaire égale à la moitié de celle de la Terre et dans le même sens que le mouvement diurne. Le faisceau provenant d'une étoile de déclinaison  $\delta$  est réfléchi par un tel miroir dans une direction fixe par rapport à la Terre et faisant l'angle  $-\delta$  avec le plan de l'équateur. Un deuxième miroir fixe permet ensuite de renvoyer le faisceau dans une autre direction fixe qui sera généralement celle d'une instrumentation fixe, trop encombrante pour être montée au foyer d'un télescope équatorial ou altazimutal (solution adoptée par exemple dans les tours solaires utilisées pour l'observation du Soleil). Il existe aussi des dispositifs plus complexes à un seul miroir (*sidérostats*) renvoyant dans une direction fixe par rapport au sol le faisceau mobile provenant d'une étoile.

**Montures pour observations astrométriques** Certains instruments astronomiques sont spécialisés en *astrométrie*, c'est-à-dire le domaine de l'astronomie dont l'objet est la mesure de la position des astres et la détermination de leurs mouvements dans des repères qu'elle définit (mesures d'angles, de longueurs et de temps). Leur monture peut être simplifiée pour n'observer les astres que dans certaines directions.

- La *instrument méridien* est ainsi une lunette munie d'un réticule de visée, montée sur 2 piliers de façon à pouvoir tourner autour d'un axe  $\Delta$  perpendiculaire à la ligne de visée (ou axe optique de la lunette) et disposé horizontalement sur ces piliers dans la direction Est-Ouest (c'est-à-dire perpendiculairement au plan méridien local) ; si le réticule est réglé de façon à représenter le plan méridien, le mouvement diurne fait passer les étoiles sur le réticule, correspondant alors à leur passage au méridien, et l'on peut chronométrer l'instant de ce passage. Grâce à un cercle gradué de haute précision, d'axe  $\Delta$ , on peut aussi mesurer l'orientation de la lunette dans le plan méridien et ainsi déterminer la distance zénithale ou la hauteur des astres à l'instant de leur passage dans ce plan : Il suffit pour cela que la direction du zénith soit repérée sur ce cercle de façon à ce que la lecture du cercle donne la distance zénithale (on repère en fait la direction du *nadir*, opposée au zénith, en plaçant la lunette verticalement et en visant par *autocollimation* un bain de mercure placé sous la lunette).

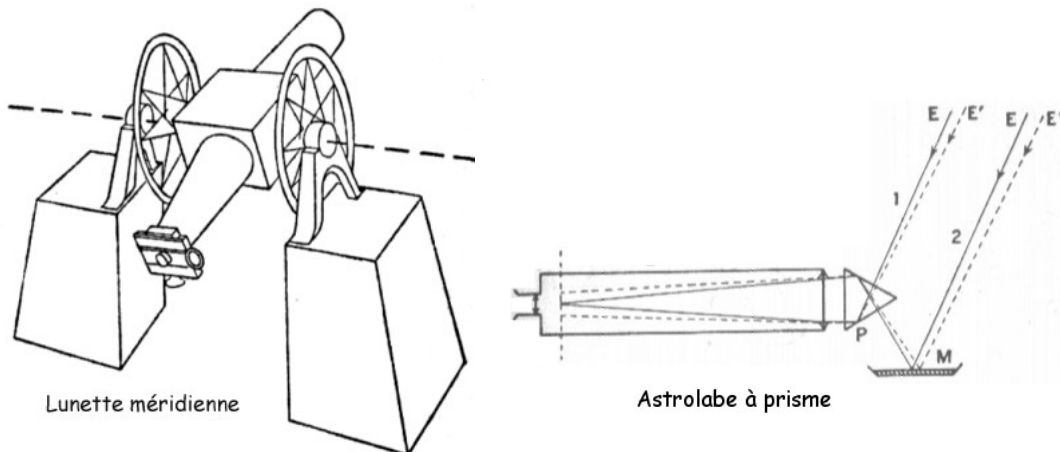


Figure 16 - Instrument méridien et schéma de l'astrolabe à prisme.

En observant les distances zénithales  $z_M$  et  $z_m$  (voir Eq. (F)) des deux passages au méridien d'une même étoile circumpolaire, la lunette méridienne permet de déterminer précisément la latitude du lieu :  $\phi = \pi/2 - (z_M + z_m)/2$ . La déclinaison d'une telle étoile est alors simplement  $\delta = \pi/2 - (z_M - z_m)/2$ . Pour une étoile non circumpolaire, on aura sa déclinaison en mesurant  $z_m$  et en utilisant la valeur de  $\phi$  obtenue par les circumpolaires. L'observation des instants de passage au méridien de 2 étoiles permet de déterminer la différence d'ascension droite de ces étoiles, et l'observation du passage du point  $\gamma$  par l'intermédiaire du Soleil,

permet de suivre aussi avec précision les petites variations de la rotation de la Terre autour de son axe.

- L'*astrolabe* est une lunette mobile autour d'un axe vertical et dont l'axe optique est maintenu horizontal ; la lunette est solidaire d'un prisme "équilatéral" placé devant l'objectif de sorte que l'une des faces soit verticale et perpendiculaire à l'axe optique et que les 3 arêtes du prisme soient horizontales ; lorsqu'une étoile passe à la distance zénithale  $30^\circ$  dans le plan vertical contenant l'axe optique de la lunette, l'une des faces inclinées du prisme réfléchit son image directement vers la lunette, tandis qu'un miroir horizontal réalisé par un bain de mercure renvoie le faisceau vers l'autre face inclinée du prisme qui le réfléchit aussi vers la lunette. Ainsi on voit dans l'astrolabe les 2 images provenant d'une même étoile, l'une vue directement, l'autre après réflexion sur le bain de mercure. A cause du mouvement diurne et des réflexions différentes, les 2 images traversent le champ de la lunette, l'une en montant, l'autre en descendant. A l'instant où elles se croisent, la distance zénithale de l'étoile vaut exactement  $30^\circ$ . Le prisme de ce dispositif peut d'ailleurs être remplacé par un jeu de 2 miroirs plans faisant entre eux un angle constant, non forcément égal à  $60^\circ$ , permettant alors à l'astrolabe de faire des mesures à d'autres distances zénithales.

Cet instrument sert aussi à suivre les variations de la rotation de la Terre.

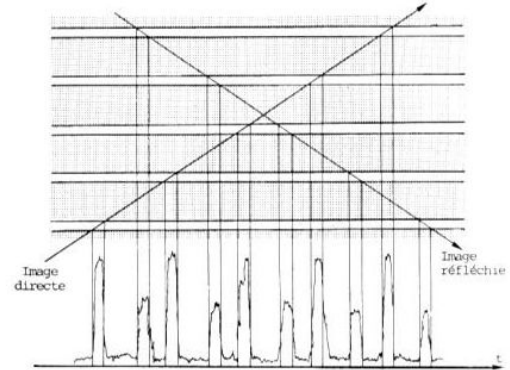
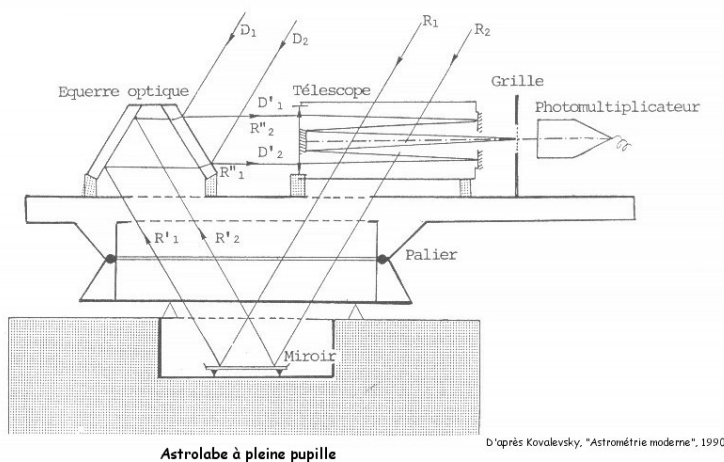


Figure 17 - Schéma de l'astrolabe à pleine pupille, et en haut à droite, observation du passage des 2 images sur la grille photoélectrique ; en bas, la courbe de lumière donnée par les 2 images lors de ce passage. L'instant  $t_0$  du croisement des 2 trajectoires peut être obtenu à la milliseconde près par l'analyse de cette courbe de lumière.

L'instrument méridien et l'astrolabe utilisent tous deux la rotation de la Terre pour provoquer le défilement d'une ou deux images dans leur champ de visée. Pour analyser ce défilement et déterminer l'instant de passage au méridien ou à la distance zénithale  $30^\circ$ , on dispose dans le plan focal une *grille photométrique* constituée d'une rangée de plusieurs centaines (voire des milliers) de fines "barres" équidistantes (dans le plan focal, la distance entre 2 barres successives correspond sur le ciel à un angle de l'ordre de la seconde de degré) ; les images d'étoiles qui défilent dans le plan focal sont observées à travers cette grille, les masquant ou les laissant visibles alternativement, donnant finalement un flux de lumière variable et périodique en fonction du temps, représentable par une *courbe de lumière*. L'analyse temporelle de ce flux par un photomètre permet de déterminer avec précision (quelques millisecondes) les instants de passage évoqués plus haut. L'intérêt de ces 2 instruments est que, observant à une distance zénithale constante, les mesures d'instant de passage ne sont pas affectés par les effets de la réfraction atmosphérique. Ce sont ces types d'instrument qui ont permis de constituer dans le passé les catalogues donnant les positions, distances et mouvements propres des étoiles (dans des repères astronomiques qu'on s'efforce de déconnecter des mouvements de la Terre sur elle-même et autour du Soleil). Cependant, du fait de leurs dimensions modestes, ces instruments ne peuvent observer que quelques milliers d'étoiles brillantes, et les effets de la turbulence atmosphérique limitent toujours la précision des mesures à un peu moins d'un dixième de seconde de degré. On verra plus loin comment l'observation spatiale permet d'améliorer cette situation.

**Montures pour observations spatiales** L'observation spatiale procure l'avantage de ne plus subir les contraintes dues à la rotation de la Terre. Un télescope spatial peut alors être réduit à un tube muni de son optique et placé sur

une plateforme stabilisée en directions par des gyroscopes et des roues d'inertie ; l'orientation de la plateforme est réglée au moyen de ces roues pour que le télescope soit dirigé en permanence vers l'astre qu'on veut observer. Cette orientation est connue en permanence par l'observation d'étoiles brillantes de coordonnées connues et repérées par des senseurs optiques liés à la plateforme. L'exemple le plus célèbre est le télescope spatial *HUBBLE* (ou HST) de 2,4 m de diamètre, équipé de caméras, spectrographes et photomètres fonctionnant de l'UV à l'IR.

Les orbites des satellites astronomiques sont très variées. Elles sont bien sûr choisies pour faciliter les observations et la transmission de leurs données vers la Terre. L'orbite géostationnaire, par exemple, a ainsi l'intérêt de nécessiter une seule station terrestre pour établir une liaison permanente avec le satellite. Une autre situation intéressante, utilisée pour observer le Soleil de manière permanente, est de placer le satellite d'observation au point d'équilibre de Lagrange  $L_1$ , entre la Terre et le Soleil (satellite *SOHO*). Dans d'autres circonstances, on peut vouloir un satellite qui balaye le ciel avec ses instruments en leur évitant de "voir" le Soleil : On peut le placer pour cela sur une orbite géocentrique quasi-polaire, de telle sorte que les perturbations par l'aplatissement de la Terre font tourner son plan orbital à raison d'un tour par an, le Soleil étant alors en permanence dans une direction perpendiculaire à ce plan ...

Notons que l'observation spatiale est la seule possible pour étudier les astres en infrarouge (satellite *ISO* par exemple), et dans les domaines de longueur d'onde plus courte que l'ultraviolet (satellite *CHANDRA* notamment en rayons X). Citons encore le satellite *COBE* qui, observant en ondes radio millimétriques (vers  $\lambda = 3$  mm), a affiné considérablement notre connaissance du rayonnement cosmologique, confortant par ses observations la théorie du Big Bang qui explique comment s'est formé l'Univers dans lequel nous sommes. Nous ne donnerons ici davantage de détails que pour un satellite dont les résultats sont fondamentaux pour l'astronomie stellaire, à savoir le satellite astrométrique *HIPPARCOS* (initiales de High Precision PARallaxe Collecting Satellite) :

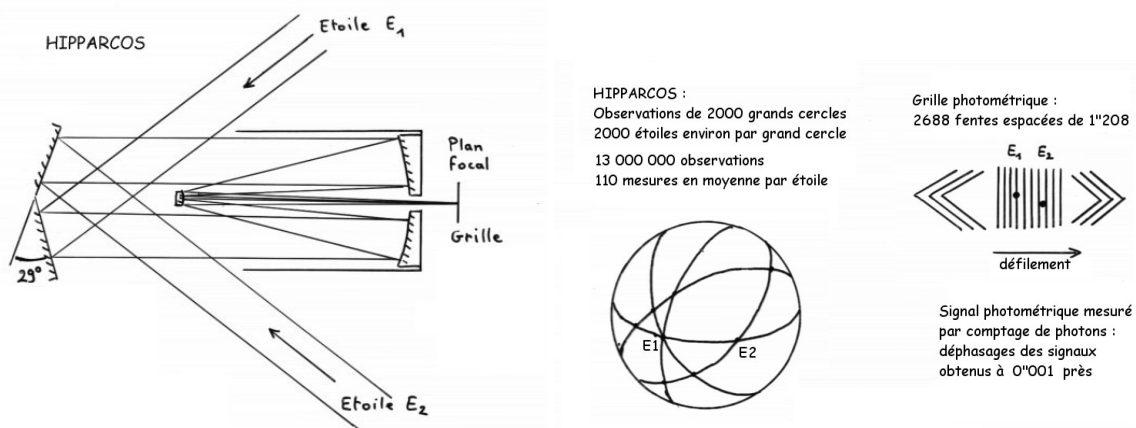


Figure 18 - Schémas du satellite astrométrique HIPPARCOS.

Pour améliorer notre connaissance de la position des étoiles obtenue par les lunettes méridiennes et astrolabes, on a pu récemment réaliser dans l'espace des mesures astrométriques ; l'absence d'atmosphère permet d'y faire des mesures d'angle au millième de seconde près. Le satellite astrométrique HIPPARCOS lancé en 1995 a ainsi observé pendant 3 ans plus de 100 000 étoiles avec cette précision. Le principe de cet instrument est un peu analogue à l'astrolabe : On utilise un télescope devant lequel on place deux miroirs plans faisant entre eux un angle maintenu parfaitement constant ( $29^\circ$ ). Ces miroirs permettent de renvoyer dans le télescope les faisceaux de lumière provenant de 2 étoiles distantes angulairement de l'angle double de l'angle des deux miroirs. En faisant tourner le satellite sur lui-même autour d'un axe perpendiculaire au plan contenant les directions des deux étoiles, les images des deux étoiles défilent, dans le plan focal, sur une grille photométrique qui y est disposée ; l'analyse temporelle du flux périodique de lumière traversant la grille permet de déterminer la distance angulaire des 2 étoiles au millième de seconde près. La rotation du satellite sur lui-même est pilotée de façon à faire un tour en 2h 8m, balayant dans ce temps un grand cercle de la voûte céleste et y mesurant en moyenne 2000 étoiles par grand cercle. Pour que tout le ciel soit balayé, l'axe de rotation du satellite est lui-même animé d'un lent mouvement de précession en 56 jours, imposant que cet axe soit toujours à  $43^\circ$  de la direction du Soleil. Finalement, ce satellite a fourni les positions et parallaxes (ou distances) de plus de 100 000 étoiles de magnitude inférieure à 10 à la précision de  $\pm 0''002$  et leur mouvement propre à la précision de  $\pm 0''0005$  par an (*catalogue Hipparcos*). Pour plus de 500 000 autres étoiles, jusqu'à la magnitude 12, il a fourni

des positions (sans parallaxe) et des mouvements propres dix fois moins précis, mais il a aussi mesuré leur magnitude à 0,01 près (*catalogue Tycho*). Cette mission a été fondamentale pour toute l'astronomie car de la connaissance des distances d'étoile découle un bien meilleur étalonnage des lois de la physique qui régissent la formation et l'évolution des étoiles.

## 2.2 Autres instruments astronomiques

Les lunettes sont utilisables seulement en lumière visible. Au contraire, on a vu que les miroirs de télescope sont utilisables dans des domaines de longueur d'onde plus vastes suivant la qualité optique de leur surface (les défauts de surface devant être inférieurs à  $\lambda/10$ ). Aux très grandes longueurs d'ondes ou aux très courtes, les solutions techniques diffèrent.

### 2.2.1 Radiotélescopes

Pour les longueurs d'onde supérieures au millimètre, les radiotélescopes sont construits avec des miroirs paraboliques métalliques dont la surface doit être d'autant plus lisse que la longueur d'onde utilisée est plus courte, mais surtout leur diamètre  $D$  doit être le plus grand possible pour que leur pouvoir séparateur soit le meilleur possible (le *lobe d'antenne* correspond à  $\varepsilon = 1,22 \lambda/D$ , mais est ici insensible à la turbulence atmosphérique). Par exemple, pour avoir un pouvoir séparateur équivalent à celui de l'œil ( $1'$  environ, soit  $3 \cdot 10^{-4}$  radians),  $D$  doit valoir plus de  $4000 \lambda$ , soit 40 m à  $\lambda = 1$  cm et 4 km à  $\lambda = 1$  m, et ceci pour une résolution finalement assez médiocre !

On trouve ainsi des radiotélescopes aux longueurs d'onde millimétriques ayant des diamètres de quelques dizaines de mètres et orientables dans toutes les directions grâce à leur monture de type altazimutale (par exemple le radiotélescope millimétrique de 30 m de l'Institut de Radio Astronomie Millimétrique (*IRAM*) instrument européen placé à 2850 m d'altitude sur le *Pico Veleta* en Espagne). Le plus grand radiotélescope altazimutal fait 100 m de diamètre et fonctionne aux longueurs d'onde supérieures à 15 cm (il est situé à *Effelberg* en Allemagne). Les difficultés de construction sont liées aux problèmes de déformation mécanique (sous leur propre poids et par leur prise au vent) et aux dilatations thermiques des structures ; pour réduire ces problèmes, les plus petits radiotélescopes peuvent encore être protégés par un radôme. Le capteur des ondes radio placé au foyer du radiotélescope doit aussi être protégé des émissions ambiantes, dont notamment les émissions thermiques de l'environnement de l'instrument.

Au delà de ces dimensions, on utilise un miroir sphérique fixe qui renvoie le faisceau vers la surface focale, elle-même sphérique, située à mi-chemin du rayon de courbure autour de l'axe de symétrie de l'antenne. On peut dans une certaine mesure déplacer le capteur sur la surface focale pour observer l'image des radiosources dans le voisinage de cet axe. C'est ainsi qu'à *Arecibo* (Porto Rico), une antenne ayant la forme d'une calotte sphérique de 305 m de diamètre et de 51 m de profondeur est placée horizontalement dans la cuvette naturelle d'un ancien volcan ; l'antenne focale est suspendue à 150 m au dessus du réflecteur sur une poutre fixe sur laquelle elle peut se déplacer jusqu'à  $20^\circ$  de l'axe vertical de l'instrument. Seule une bande de ciel large de  $40^\circ$  en déclinaison est alors accessible à l'observation lors de son balayage par le mouvement diurne. La qualité de sa surface lui permet d'observer entre 3 cm et 6 m de longueur d'onde. De même, la grande antenne du radiotélescope décimétrique de *Nancay* (en Sologne) est un grand miroir sphérique placé verticalement, de forme rectangulaire (300 m  $\times$  35 m), d'axe horizontal orienté vers le Sud (dans le plan méridien) et de 560 m de rayon. Un grand miroir plan (200 m  $\times$  40 m) inclinable autour d'un axe horizontal orienté Est-Ouest joue en partie le rôle d'un cœlostate : Il renvoie vers le grand miroir sphérique le faisceau provenant d'une direction proche du plan méridien mais de hauteur quelconque ; ce miroir focalise ensuite le faisceau vers l'antenne réceptrice ; cette dernière est mobile sur la surface focale grâce à un rail de 100 m épousant la forme circulaire de cette surface, permettant ainsi de suivre sur quelques degrés les radiosources lors de leur passage au méridien. Ce radiotélescope observe le ciel aux longueurs d'onde comprises entre 9 cm et 30 cm.

En faisant interférer les signaux provenant de plusieurs "petites" antennes réparties sur une grande étendue et observant simultanément la même radiosource, on verra plus loin que le pouvoir de résolution de l'ensemble augmente comme si, d'une certaine manière, on avait une antenne unique de dimension égale à la distance maximum des petites antennes (observation en mode interférométrique).

## 2.2.2 Télescopes à rayons X et $\gamma$

L'observation astronomique des sources X et  $\gamma$  est possible uniquement à partir de l'espace.

Pour les rayons X "mous" ( $\lambda > 0.1$  nm) le pouvoir réflecteur des surfaces métalliques est très faible sauf sous *incidence rasante* (inférieure au degré), d'où la disposition très particulière des miroirs pour avoir une telle incidence : On utilise plusieurs surfaces de révolution paraboliques de même axe et de même foyer, tronquées comme des cylindres et emboîtées les unes dans les autres ; le rayonnement arrivant parallèlement à l'axe est réfléchi sur ces surfaces sous incidence rasante pour converger au foyer commun. Pour diminuer l'encombrement d'un tel instrument, on utilise une disposition analogue au télescope de Cassegrain : Un premier miroir parabolique utilisé sous incidence rasante renvoie le faisceau également sous incidence rasante, vers un second miroir, hyperbolique, placé à l'intérieur du premier et de même axe ; la focalisation se fait au second foyer de l'hyperbole (satellite *CHANDRA*) On a l'avantage ici d'un grand pouvoir séparateur même avec des miroirs de petite dimension (quelques centimètres suffisent déjà pour une séparation de 1"). L'image formée au foyer est analysée par photomultiplicateurs ou caméras de télévision, enregistrable sous forme électronique et transmise au sol par voie téléométrique

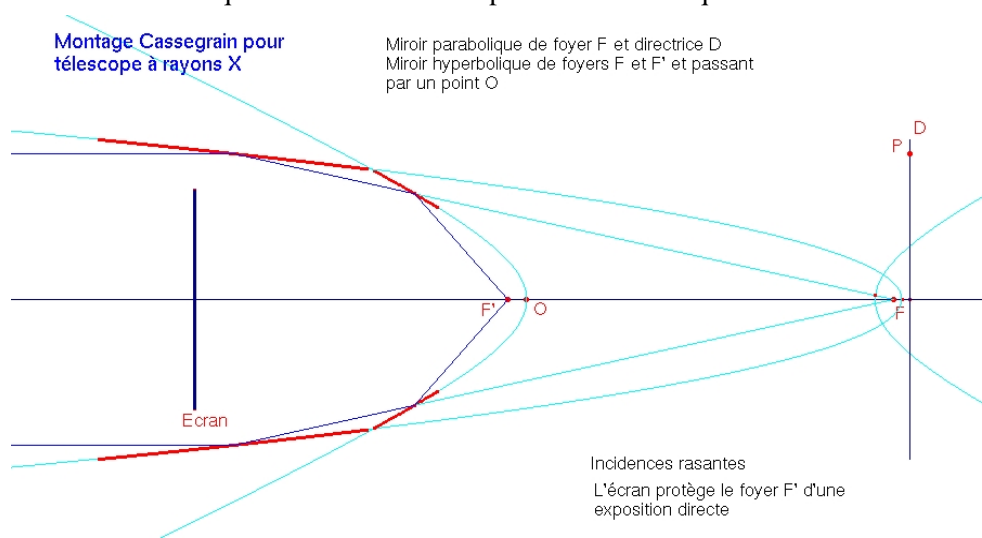


Figure 19 - Schéma de principe d'un télescope Cassegrain à rayons X.

Pour les longueurs d'onde plus courtes, il n'y a plus aucun moyen de focaliser les rayonnements pour former une image des sources. On doit se contenter de détecter et de repérer la direction du rayonnement : Pour repérer une source dans le ciel, il suffit de supprimer le rayonnement provenant de toutes les directions sauf celle de cette source, d'où l'emploi de systèmes à *collimateurs* (faisceaux constitués d'un grand nombre de petits tubes juxtaposés et d'axes parallèles) ne laissant passer le rayonnement qu'au voisinage d'une direction (celle de l'axe des tubes) (satellite *SIGMA*). Les meilleurs collimateurs arrivent à limiter le champ visé à une minute de degré.

Pour l'astronomie  $\gamma$ , on utilise les techniques de détection mises au point pour l'observation des rayonnements émis par les accélérateurs de particules : *chambres à étincelles* dans lesquelles un rayon  $\gamma$  se transforme en une paire électron-positon qui vont laisser des traces de leur déplacement dans la chambre ; la mesure de ces traces permet de reconstituer l'énergie et la direction du photon initial. La position d'une source peut ainsi être déterminée avec une précision de l'ordre du degré.

## 3 Techniques d'observation

### 3.1 Observation visuelle

Lorsqu'une lunette ou un télescope est utilisé en observation visuelle on place derrière le foyer de l'objectif un *oculaire*. Celui-ci est généralement un dispositif convergent de focale  $f'$ , composé de plusieurs lentilles, qui sert de "loupe" pour grossir l'image réelle d'un astre formée dans le plan focal par l'objectif. On place généralement l'oculaire de façon à ce que son foyer soit confondu avec celui de l'objectif et que leurs axes optiques soient aussi confondus.

Alors, un faisceau lumineux entrant par l'objectif parallèlement à l'axe optique, sort de l'oculaire parallèlement aussi à cet axe (combinaison afocale permettant à l'œil de voir à l'infini, sans fatigue puisque sans accommodation).

Deux sources séparées angulairement d'un angle  $\alpha$  donnent deux images distantes de  $\alpha f$  dans le plan focal de l'objectif (supposé de focale  $f$ ) ; celles-ci sont vues dans un oculaire de focale  $f'$  comme étant séparées d'un angle  $\alpha'$  tel que  $\alpha f = \alpha' f'$ . Le *grossissement* donné par un oculaire est par définition :

$$G = \frac{\alpha'}{\alpha} \quad \text{soit encore} \quad G = \frac{f}{f'}$$

Sachant que l'œil sépare tout juste deux points séparés angulairement de  $1'$ , et que l'objectif de diamètre  $D$  a un pouvoir séparateur  $\varepsilon = 1,22 \lambda/D$ , le *grossissement résolvant* est le grossissement tel que 2 points à l'infini séparés de l'angle  $\varepsilon$  soient vus derrière l'oculaire sous un angle de  $1'$  soit  $2,91 \cdot 10^{-4}$  rad. On obtient alors :  $G_{res} = 2,38 \cdot 10^{-4} \frac{D}{\lambda}$ , ce qui donne pour  $\lambda = 0,55 \cdot 10^{-3}$  mm :

$$G_{res} = 0,43 D \simeq R$$

où  $R = D/2$  : Ainsi, le grossissement résolvant est donné par la valeur du rayon de l'objectif *exprimé en mm*.

Pour que l'observation à l'oculaire permette à l'œil de voir toute la lumière entrant par l'objectif, il faut que l'oculaire soit muni d'une pupille de sortie qui soit simplement l'image de l'objectif dans l'oculaire et que cette pupille soit plus petite ou égale à la pupille de l'œil (soit environ 6mm en condition de vision nocturne). Le *grossissement équipupillaire* correspond à une pupille de sortie de l'oculaire égale à celle de l'œil. En calculant cette pupille de sortie en fonction du diamètre  $D$  de l'objectif et des focales de l'objectif et de l'oculaire, on obtient :

$$G_{ep} = \frac{D}{6} = \frac{R}{3}$$

où  $R$  et  $D$  sont exprimés en mm.

Ainsi, avec une petite lunette de 50mm d'ouverture, le grossissement résolvant est d'environ 25 et le grossissement équipupillaire de 8. On n'a pas intérêt à grossir moins que le grossissement équipupillaire car cela revient à diaphragmer l'objectif.

Enfin, le champ de vision accessible à travers un oculaire est une fonction croissante du diamètre des lentilles qui le composent.

### 3.2 Observation photographique

La plaque photographique utilisée en astronomie est constituée d'une fine couche d'émulsion gélatino-bromure d'argent déposée sur une plaque de verre ; exposé à la lumière et après développement et fixage, le gélatino-bromure d'argent laisse des amas de grains d'argent opaques aux points qui ont reçu des photons (avec cependant un rendement de quelques pourcents seulement). Placée dans le plan focal d'un instrument astronomique, elle enregistre une image du ciel, révélant des objets d'autant plus faibles que la *pose* a été plus longue (jusqu'à plusieurs dizaines d'heures en plusieurs nuits, mais limitée de toutes façons par la luminosité intrinsèque du ciel nocturne qui correspond dans les meilleurs sites à une magnitude égale à 21 par seconde carrée). Pour que les images d'étoiles soient bien ponctuelles, il convient alors d'utiliser des instruments équatoriaux, guidés très précisément pour corriger les inévitables défauts d'entraînement de la monture ou les déplacements des images dus aux variations de la réfraction atmosphérique.

Ce sont les dimensions des grains d'argent opacifiés par les photons qui imposent une limite à la résolution des images. Les plaques à grain fin (quelques  $\mu\text{m}$ ) sont peu sensibles alors que les émulsions très sensibles ont un grain plus gros (15 à 20  $\mu\text{m}$ ). Il n'est plus question dans ce cas de grossissement, mais d'*échelle de l'image* : La distance angulaire de 2 sources est (en radians) le rapport de la distance linéaire de leurs images sur la plaque à la distance focale de l'objectif. Comme le flux lumineux observé est proportionnel à  $D^2$  (où  $D$  est le diamètre de l'objectif), et qu'on doit employer des instruments à longue focale pour avoir une bonne séparation des images, les instruments photographiques qui cherchent à bien séparer des objets faibles doivent avoir un grand diamètre et une longue focale, avec en outre un rapport  $f/D$  assez grand pour augmenter le champ utilisable (lunettes ou télescopes Cassegrain)



Par ailleurs le phénomène de diffusion augmente progressivement la dimension des amas de grains d'argent au cours de la pose, mais la densité optique  $d$  de l'image obtenue n'est pas tout-à-fait proportionnelle au temps de pose  $t$  : Si  $I$  est l'intensité lumineuse d'une étoile, au delà du seuil de sensibilité et avant saturation, on a

$$d = c \log_{10} I t^p + \text{constante}$$

où  $c$  est le coefficient de contraste, voisin de 1, et  $p$  de l'ordre de 0,8. Cette relation montre que l'efficacité du procédé photographique décroît avec le temps de pose (doubler la durée de la pose permet de voir avec une densité  $d$  donnée des étoiles seulement  $2^p$  ( $= 1,74$ ) fois moins lumineuses (et non 2 fois moins)).

Les photographies astronomiques réalisées depuis plus de 150 ans représentent une *archive du ciel*, permettant de mesurer la position des objets célestes à diverses dates et d'en déduire leurs déplacements, mais aussi de déterminer leur luminosité et ses variations éventuelles. Elles servent aussi à enregistrer leurs spectres lorsqu'elles sont utilisées à la sortie d'un spectrographe.

Cependant, l'efficacité médiocre des plaques photographiques fait que d'autres capteurs plus performants (les CCD) les remplacent maintenant de plus en plus, mais pour le moment, les images du ciel à grand champ (sur plusieurs degrés) sont seulement réalisables avec des grandes plaques photographiques placées au foyer de lunettes aplanétiques ou de télescopes de Schmidt (Atlas photographique de la Carte du Ciel, *Sky Survey*)

### 3.3 Observation photographique numérique : Capteurs CCD

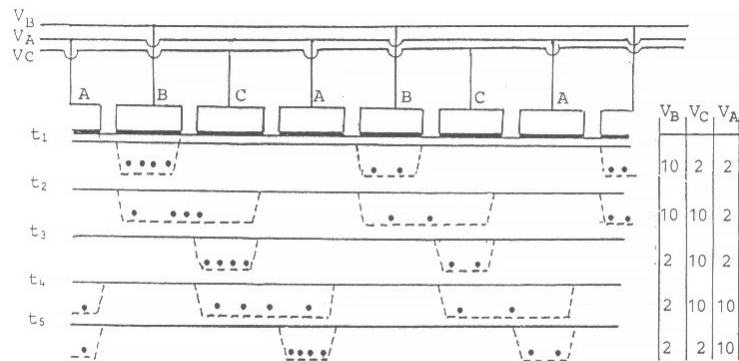
Bien des progrès en Astronomie ces dernières années viennent de l'emploi de capteurs CCD placés dans des "caméras" ou des photomètres. Ils sont extrêmement performants car ils "voient" jusqu'à 80% des photons incidents, au lieu des quelques pourcents seulement qui impressionnent les plaques photographiques. De ce fait, les capteurs CCD remplacent maintenant les photomètres qui exploitaient l'effet photoélectrique dans des tubes à vide appelés *photomultiplicateurs*. En imagerie astronomique, l'emploi des capteurs CCD est maintenant généralisé, mais il faut pour le moment se contenter encore d'images à petit champ, les images à grand champ restant dans le domaine de la photographie classique avec notamment les télescopes de Schmidt.

#### 3.3.1 Technologie des CCD

Un capteur CCD (initiales de Charge Coupled Device) se traduirait en français par DTC : "*dispositif à transfert de charge*". C'est un circuit intégré qui comporte essentiellement une "puce" de silicium carrée ou rectangulaire de 20 à 60 millimètres de côté. La puce est tapissée d'une multitude de petites cellules de forme carrée quasiment jointives, faisant chacune 10 à 20  $\mu\text{m}$  de côté. Chacune de ces cellules est sensible à la lumière : Elle convertit en électrons les photons qu'elle reçoit et confine ces charges à sa surface faisant en sorte qu'ils n'aillent pas sur les cellules voisines. On les appelle pour cela *photosites* ou *photoéléments*. C'est donc cette puce qui, placée au foyer d'un télescope, enregistre une image, tout comme le ferait une plaque photographique, les photosites accumulant des charges proportionnellement au nombre de photons reçus. Avant que toutes les cellules ne soient saturées, lorsqu'on estime que la pose a assez duré, cette image "électronique" est "révélée" par un dispositif qui "compte" le nombre de charges présentes dans chaque photosite. Ce comptage s'effectue par "transfert de charge" :

Pour comprendre comment cela fonctionne, il faut voir que chaque photosite comporte une couche de matière semi-conductrice (silicium dopé) sensible aux photons dans une certaine bande d'énergie, lesquels engendrent des électrons par *effet photoélectrique* ; le nombre d'électrons produits est proportionnel au nombre de photons reçus. Cette couche est surmontée d'une fine couche isolante et d'une électrode portée à une certaine tension positive et modifiable (de l'ordre de quelques Volts) qui attire les électrons libérés par les photons. L'espace qui sépare un photosite de ses voisins est calculé pour que par exemple une tension de 10 V appliquée à un photosite, empêche les électrons de s'échapper vers les photosites voisins si ceux-ci sont seulement à 2 V (confinement dans un puits de potentiel), mais inversement, les électrons présents sur un site à 2 V se déplaceront vers un éventuel voisin qui serait à 10 V.

Considérons alors une rangée de photosites telle que par exemple on ait alternativement un photosite à 10 V puis deux photosites à 2 V ; les électrons présents dans un celui initialement à 10 V pourront se déplacer vers le photosite voisin à sa droite si on inverse leur tensions (celui à 10 V passant à 2 V et inversement).



D'après Kovalevsky, "Astrométrie moderne", 1990

Figure 20 - Schéma de principe du transfert de charges dans un CCD.

En exécutant cette inversion de tension en même temps sur chaque groupe de 3 photosites consécutifs de cette rangée, on aura alors déplacé toutes les charges de la rangée d'une position vers la droite. En répétant ce *transfert de charge* un certain nombre de fois avec un certain cycle d'horloge, on peut amener successivement toutes les charges une à une en bout de rangée. La charge qui se trouve à un instant donné au bout de la rangée est "déversée" sur une diode préchargée qui perd alors une partie de sa charge, générant un courant proportionnel à cette charge, qu'on amplifie, qu'on échantillonne, qu'on numérise, puis qu'on enregistre dans une mémoire d'ordinateur (la numérisation consiste à représenter la valeur échantillonnée de la charge contenue dans le photosite par un nombre compris entre 0 et  $2^k - 1$  où  $k$ , par exemple égal à 16, est le nombre de bits réservés pour mémoriser cette charge). Un cycle plus tard, c'est la charge suivante qui arrive en bout de rangée, puis lue de la même façon et l'information numérisée qu'elle contient est enregistré dans la mémoire voisine et ainsi de suite. Les charges étant comptées séquentiellement dans un ordre bien défini, il existe une relation directe entre l'instant d'arrivée d'une charge en bout de rangée et l'endroit du capteur d'où provenait initialement cette charge ; on peut ainsi reconstituer en mémoire une image de cette rangée sous forme de "*pixels*" codés sur un ou plusieurs octets représentant chacun un nombre proportionnel au nombre de charges reçues par le photosite correspondant. On procède de la même façon pour toutes les rangées du capteur, ce qui donne finalement une image numérisée en  $n \times m$  pixels (pour un CCD comportant  $m$  rangées de  $n$  photosites), et représentée par un tableau de valeurs numériques à 2 dimensions :  $I_0(n, m)$ .

Précisons enfin que c'est souvent un unique ordinateur (un simple PC suffit) qui pilote le capteur en lui envoyant sur programme les signaux de déclenchement de début et de fin de pose, et qui ordonne la "lecture" des photosites puis le transfert de l'information numérisée vers sa mémoire.

### 3.3.2 Prétraitement d'une image CCD

Cependant, l'image astronomique numérique  $I_0$  ainsi obtenue à l'issue d'une pose de durée  $T$  n'est pas exactement représentative du nombre de photons reçu durant ce temps par chaque photosite car les charges qui y sont accumulées ne sont pas uniquement dues à l'effet photoélectrique. Il faut corriger cette image "brute" en tenant compte de plusieurs effets :

- *bruit thermique* : Même en l'absence de tout photon incident, la chaleur ambiante génère des électrons dans chaque photosite proportionnellement au temps de pose. En astronomie, on réduit cet effet en refroidissant le plus possible le capteur (par exemple thermoélectriquement par effet Peltier ou en faisant circuler un fluide cryogénique comme l'azote liquide) mais il n'est jamais totalement éliminé. Pour connaître l'influence de l'effet thermique sur l'image brute  $I_0$ , on peut faire une *image d'obscurité*  $I_{obs}$  du bruit thermique en posant avec la même durée  $T$  dans l'obscurité totale (CCD avec obturateur fermé). La linéarité de cet effet avec le temps de pose permet aussi de faire des images d'obscurité pour d'autres durées et d'en déduire par le calcul l'image  $I_{obs}(T)$  correspondant à la durée  $T$ .

- *bruit électronique* : La “lecture” du nombre de charges présentes dans chaque photosite dépend du mécanisme électronique du transfert de charges, de l’amplification et de l’échantillonnage du signal électrique obtenu pour chaque photosite ; ces opérations ne sont jamais parfaites et génèrent un bruit qui se confond avec des charges parasites. Pour connaître l’influence de ce bruit, on peut faire une *image d’offset*  $I_{off}$  en posant avec une durée nulle dans l’obscurité totale. Cet effet est caractéristique de chaque capteur CCD et l’image d’offset qui en résulte est assez stable (on vérifie cette stabilité en réalisant des images d’offset de temps en temps, par exemple une fois chaque semaine).
- *défaut d’uniformité* : Dépendant du substrat de silicium dopé qui les compose, les photosites d’un capteur CCD ne sont pas également sensibles à la lumière, de sorte que si ils recevaient tous exactement le même flux de photons, il en résulterait des charges accumulées différentes d’un photosite à l’autre. Pour connaître l’influence de ce défaut d’uniformité, on peut faire l’image  $I_{plu}$  d’une *Plage de Lumière Uniforme* (image d’un écran de luminosité uniforme) en posant avec une durée suffisante mais assez courte pour ne pas saturer les photosites. Ce défaut est aussi caractéristique de chaque capteur CCD, mais les défauts de focalisation du télescope sur le capteur et les défauts de réflectivité ou de transparence de l’optique du télescope donnent des effets variables qui se superposent au défaut d’uniformité de sensibilité du capteur ; il est donc indispensable de faire des images de PLU plusieurs fois par nuit d’observation.

Comme les images sont numérisées et mémorisées dans un ordinateur, elles ont l’avantage de pouvoir être corrigées numériquement. Pour obtenir une image  $I_c$  corrigée des effets précédents, il faut effectuer les opérations suivantes : l’image d’offset est soustraite de l’image brute, ainsi qu’aux images d’obscurité et aux images de PLU ; une image d’obscurité calculée pour la durée de la pose de l’image brute s’en déduit, de même qu’une image moyenne de PLU. Finalement, cela revient à faire l’opération suivante pour chaque pixel  $(i, j)$  :

$$I_c(i, j) = (I_0(i, j) - I_{off}(i, j) - I_{obs}(i, j, T)) \frac{\bar{I}_{plu}}{I_{plu}(i, j)}$$

où  $\bar{I}_{plu}$  est la valeur moyenne de l’ensemble des  $I_{plu}(i, j)$ .

### 3.3.3 Traitements des images astronomiques numérisées

Les images astronomiques prétraitées peuvent être utilisées par un *logiciel de traitement d’images* pour mettre en évidence les particularités des objets observés, en modifiant par exemple le contraste ou la luminosité, ou en faisant agir des filtres numériques qui accentueront de fins détails de l’image. Ces logiciels permettent en effet des transformations géométriques (translations, rotations, changements d’échelle suivant une ou deux directions) et arithmétiques (addition ou soustraction d’images pixel par pixel, multiplication par un scalaire, application d’une transformation logarithmique, calcul de moyenne etc...). Ils permettent aussi d’analyser, beaucoup plus facilement qu’avec la photographie, l’image des objets astronomiques pour faire de l’astrométrie ou de la photométrie. Cependant, la dimension  $D$  des CCD (jusqu’à 60mm) fait que la portion de ciel observée est généralement très faible : au foyer d’un instrument de focale  $F$ , le champ angulaire est de l’ordre de  $D/F$  soit seulement quelques minutes de degré (800'' par exemple pour  $D = 40\text{mm}$  et  $F = 10\text{m}$ ) ; par ailleurs chaque photosite, de largeur  $d$ , sous-tend l’angle  $d/F$  (égal par exemple à 0''2 pour  $d = 10\mu\text{m}$  et  $F = 10\text{m}$ ).

Par exemple, un logiciel de traitement d’images astronomiques permet de déterminer à mieux que le dixième de pixel près la position  $(x, y)$  du photocentre de l’image d’une étoile supposée circulaire : on ajuste une surface de Gauss (ou “en cloche”) à la surface représentée par la fonction de luminosité de cette étoile :

$$I_c(i, j) = I_c(x_i, y_j) = I \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\sigma^2}\right)$$

sur les différents pixels  $(i, j)$  que son image recouvre. Après avoir appliqué ce traitement à plusieurs étoiles d’une même image, on peut déterminer leurs positions relatives puis utiliser ces positions pour faire de l’astrométrie...

Autre exemple, on peut calculer la somme des pixels recouverts par l’image d’une étoile ; cette somme est représentative de l’éclat de l’étoile, et permet d’aboutir à sa magnitude apparente. On peut ainsi comparer les magnitudes apparentes des étoiles présentes sur la même image.

Autre application : On peut par exemple superposer plusieurs poses courtes d'un même objet pour en déduire l'image qu'on aurait obtenu plus difficilement avec une pose unique de durée égale à la somme de ces poses. Il faut pour cela déterminer précisément la position d'une même étoile sur chaque image (en déterminant la position de son photocentre à une fraction de pixel près), puis traduire les images de façon à ce que cette étoile ait des coordonnées identiques sur chaque image ; si ces images ont été prises en série par le même instrument, on peut considérer que l'échelle des images est la même pour toutes, de même que leur orientation ; il suffit alors d'additionner les images traduites pour obtenir une superposition parfaite des images (sinon il faudrait déterminer la rotation et le facteur d'échelle à appliquer à chacune avant de les additionner).

Bien d'autres applications sont possibles, par exemple pour obtenir des images en couleurs en superposant les 3 images prises avec 3 filtres correspondant aux 3 couleurs fondamentales, ou pour visualiser des contours photométriques, ou pour faire des transformations complexes des images de planètes pour obtenir des planisphères... Les capteurs CCD sont aussi utilisés de manière extensive en spectrographie. C'est enfin grâce à la numérisation des images CCD que les satellites ou sondes spatiales sont capables de nous envoyer les images fantastiques des corps célestes vus depuis l'espace.

### 3.4 Observation spectrale

L'analyse spectrale des sources célestes utilise les mêmes instruments que la physique : *spectrographes à prismes* ou *spectrographes à réseaux* utilisés au foyer d'un télescope. Le principe de ces spectrographes est ici supposé connu, mais on verra d'une certaine façon les réseaux dans le paragraphe concerné par l'interférométrie. L'image au foyer d'un astre est généralement projetée sur la fente du spectrographe qui devient une source de lumière focalisée ensuite à travers un système dispersif sur une plaque photographique ou un capteur CCD. On encadre généralement le spectre de l'astre par un spectre de référence parfaitement connu (par exemple les raies du fer) de manière à pouvoir déterminer les raies du spectre de l'astre par comparaison avec le spectre de référence.

La dispersion du spectrographe peut être très grande (moins du millième de nanomètre par millimètre par exemple) pour les objets très lumineux comme le Soleil ou les étoiles les plus brillantes, mais les sources faibles comme les nébuleuses ou la plupart des étoiles ne peuvent pas être analysées aussi facilement, d'autant plus que leur grand nombre rend difficile leur étude une par une. Pour prendre en une seule pose le spectre de beaucoup d'étoiles, on utilise un spectrographe peu dispersif appelé *prisme objectif* : On place devant l'objectif du télescope un prisme de grande dimension mais d'angle faible (comme une lame à faces presque parallèles) recouvrant l'objectif ; ce dernier focalise l'image de chaque étoile vue dans le champ sous forme d'un petit spectre sensiblement filiforme. Pour pouvoir repérer les longueurs d'onde des raies sur tous ces spectres, on ne peut pas les encadrer chacun d'un spectre de référence ; en fait, à mi-pose, il suffit de faire tourner le prisme objectif de 180° dans son plan et de décaler légèrement la ligne de visée pour que chaque étoile donne sur la même plaque un deuxième spectre légèrement décalé et de sens contraire (seule la raie éventuelle correspondant au minimum de déviation du prisme se retrouve en vis-à-vis sur les deux spectres). C'est ainsi qu'on a pu déterminer le type spectral d'un très grand nombre d'étoiles.

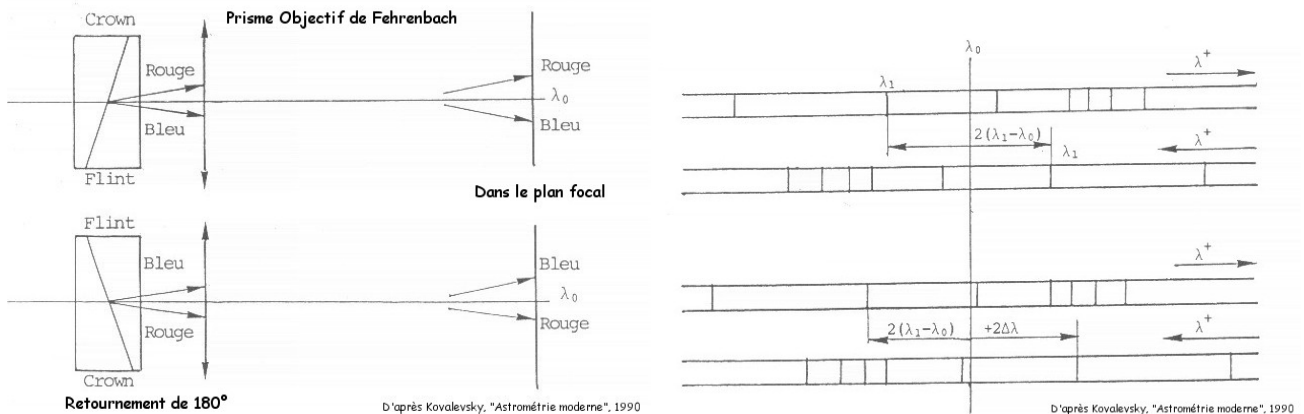


Figure 21 - Principe d'utilisation du prisme-objectif et deux exemples montrant les 2 spectres retournés d'une étoile sans vitesse radiale (en haut) et ceux d'une autre avec vitesse radiale (en bas).

Pour obtenir simultanément les spectres de nombreuses étoiles voisines, visibles ensemble dans le champ d'un télescope, on utilise aussi une instrumentation particulière utilisant un plus ou moins grand nombre de *fibres optiques* (recepteur OCTOPUS) : Chaque fibre est placée à la demande avec une de ses extrémités sur l'image d'une étoile sélectionnée dans le plan focal ; elle véhicule ensuite la lumière de cette étoile vers le dispositif d'analyse qui peut être un spectrographe ou un photomètre.

Une grande application des observations spectrales est la détermination des vitesses radiales des astres, basées sur l'observation de l'effet Doppler-Fizeau ( $v_r/c = \Delta\lambda/\lambda$ ). Actuellement, la dispersion et la stabilité des spectrographes est telle que l'on peut mesurer les vitesses radiales avec une précision de l'ordre de 2 m/s et sur des périodes de temps de l'ordre de quelques années : La vitesse radiale d'une source est une quantité mesurée à un instant donné, et la répétition de cette mesure à des dates réparties sur plusieurs années permet de mettre en évidence les éventuelles variations de sa vitesse radiale avec cette précision (voir plus loin l'application à la recherche des planètes extrasolaires).

### 3.5 Observation interférométrique

Des télescopes peuvent aussi regroupés pour observer simultanément un même astre en faisant interférer leurs images. Ils constituent alors des *interféromètres*.

On va montrer qu'en utilisant ainsi des instruments regroupés en interféromètre, on obtient un pouvoir séparateur meilleur que celui qu'on aurait avec un seul de ces instruments. Cette technique est utilisée depuis longtemps en radioastronomie, par exemple avec le VLA (*Very Large Array* construit en 1981 dans un désert du Nouveau Mexique, USA) qui regroupe 27 radiotélescopes de 25 m de diamètre chacun et qu'on peut déplacer et répartir sur 3 voies ferrées de 24 km de long disposées selon 3 directions à 120° l'une de l'autre. Un tel ensemble fonctionnant en mode interférométrique donne des images dont la définition est comparable à un instrument unique de plus de 40 km de diamètre. On commence aussi à réaliser des interféromètres optiques, tel celui construit à *Cerro Paranal*, avec 4 grands télescopes de 8,2m de diamètre qui sont regroupés sur un site d'une cinquantaine de mètres de côté.

#### 3.5.1 Notions de traitement du signal

Les ondes électromagnétiques sont des vibrations représentables par une fonction complexe du temps, somme de termes monochromatiques de la forme :

$$F(t) = \sum_i A_i \exp \sqrt{-1}(\omega_i t + \varphi_i)$$

où les pulsations  $\omega_i = 2\pi\nu_i$  sont fonctions des fréquences ou des longueurs d'onde ( $\nu_i = c/\lambda_i$  exprimables en Hertz) et où les phases ( $\varphi_i = 2\pi l/\lambda_i$  en radians) correspondent à une propagation sur une distance  $l$ . Si  $\lambda_i = 1$  m, on obtient  $\nu_i = 300$  MHz, et pour  $\lambda_i = 1 \mu\text{m}$ ,  $\nu_i = 300$  THz. Sauf en radioastronomie, ces variations en fonction de  $t$  ne sont pas exploitables directement : En optique on n'observe en effet que les effets moyennés dans le temps, dépendant de variations éventuelles des phases (interférences). Avant de voir les interféromètres à ondes électromagnétiques, il peut être intéressant d'étudier un comportement analogue qu'on obtient avec "ondes" plus simples : les *signaux temporels*.

Considérons un signal temporel périodique représenté par la fonction périodique de  $t$  :

$$f(t) = A \exp \sqrt{-1}(\omega t + \varphi)$$

où  $\varphi$  est fixé et supposons que ce signal est observé pendant une durée limitée dans le temps :  $t \in I_T = [-T/2, +T/2]$  ; généralement de manière discontinue, à des dates  $t_k$  dans cet intervalle. Ce signal peut représenter tout phénomène périodique qu'on observerait, par exemple en astronomie, des mouvements périodiques de planètes, des phénomènes répétitifs d'éclipses ...

L'analyse pratique de ce signal revient à déterminer son *spectre*, c'est-à-dire son amplitude  $A$ , sa fréquence  $\omega/2\pi$  et sa phase  $\varphi$ , à partir des valeurs  $f(t_k)$  observées. Il est plus simple de supposer pour commencer que  $f(t)$  est la fonction donnée ci-dessus, connue dans  $I_T$ , que l'on va transformer pour mettre en évidence son spectre : On utilise

pour cela le *produit de convolution*, qui correspond à la transformation :

$$f(t) \mapsto g(\nu) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} f(t) \exp(-\sqrt{-1}\nu t) dt$$

où  $\nu$  est une nouvelle variable ayant la dimension d'une fréquence (mais ce n'est pas ici la quantité  $c/\lambda$ ). En posant  $a = A \exp \sqrt{-1}\varphi$ , on obtient par intégration l'expression :

$$g(\nu) = a \frac{\sin((\omega - \nu)T/2)}{(\omega - \nu)T/2}$$

Cette fonction vaut  $a$  en  $\nu = \omega$  et tend vers zéro en oscillant lorsque  $\nu$  s'éloigne de cette valeur :

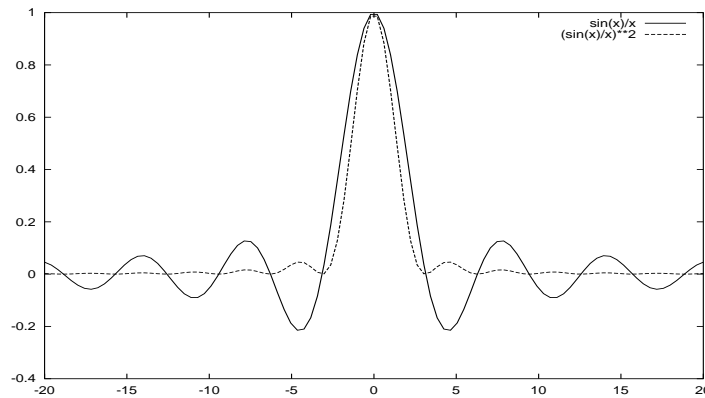


Figure 22 - Spectre d'une fonction périodique observée sur un intervalle de temps limité

Le module de  $g(\nu)$  (ou son carré) représente le *spectre de puissance* du signal  $f(t)$ . Les zéros de ce spectre correspondent à  $\nu = \omega \pm 2k\pi/T$  pour  $k \neq 0$ . On voit que si  $T$  est fini, le spectre présente une *raie* dont la demi-largeur vaut  $2\pi/T$ , donc d'autant plus fine que la durée d'observation est plus longue. Si on remplaçait la fonction  $f(t)$  par la somme  $f_1(t) + f_2(t)$  de 2 fonctions périodiques analogues à  $f(t)$  correspondant à 2 fréquences voisines  $\omega_1$  et  $\omega_2$ , le graphe de la fonction correspondante  $g_1(\nu) + g_2(\nu)$  montrerait deux raies bien séparées si les fréquences sont suffisamment distinctes, à savoir :  $|\omega_1 - \omega_2| > 2\pi/T$ . On voit ici que le *pouvoir séparateur* est aussi d'autant plus grand que la durée d'observation du signal est plus longue. Pratiquement, pour un signal  $F(t)$  qui superposerait un certain nombre de fréquences différentes, la détermination du spectre de  $F$  revient à rechercher les valeurs de  $\nu$  qui correspondent à des maxima locaux de  $G(\nu) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} F(t) \exp(-\sqrt{-1}\nu t) dt$ ; on peut montrer qu'à partir de valeurs de  $F(t_k)$  observées de manière discontinue dans  $I_T$ , on sait calculer  $G(\nu)$  par quadrature numérique pour diverses valeurs de  $\nu$  pour localiser puis préciser ces maxima qui donnent finalement le spectre de  $F$ .

### 3.5.2 Diffraction de la lumière par une ouverture

Le spectre d'un signal périodique de  $t$ , observé dans un intervalle de temps fini, est assez simple à déterminer comme on vient de le voir, mais surtout, on va montrer que ce spectre est en fait très comparable au phénomène plus complexe de la diffraction de la lumière traversant une ouverture limitée par des bords rectangulaires (une fente par exemple). En ne regardant le phénomène que dans une dimension, on considère une ouverture rectiligne de largeur  $l$  éclairée par un rayonnement monochromatique  $\lambda$  d'amplitude  $a$ , venant de l'infini (source ponctuelle) et dont le plan d'onde fait un angle  $i_0$  avec cette ouverture ; en théorie de la diffraction, on considère que chaque élément  $dx$  de l'ouverture reçoit la partie  $a dx/l$  de l'onde et se comporte comme une source qui la réémet dans toutes les directions ; dans la direction faisant un angle  $i$  avec la normale à l'ouverture, on a alors l'onde élémentaire :

$$dL = a \frac{dx}{l} \sin(\omega t - \vartheta x)$$

où  $\vartheta x$  représente le déphasage dans la direction  $i$  entre la source élémentaire située à l'abscisse  $x$  et celle située au milieu de l'ouverture :  $\vartheta = 2\pi(\sin i_0 + \sin i)/\lambda$ . Par intégration sur  $x$  entre  $-l/2$  et  $+l/2$ , on obtient :

$$L(\vartheta) = a \frac{\sin(\vartheta l/2)}{\vartheta l/2} \sin \omega t$$

Si  $i_0$  est nul, l'intensité dans la direction  $i$  (définie comme étant le carré de l'amplitude) varie ainsi comme

$$\left( a \frac{\sin(\pi l \sin i/\lambda)}{\pi l \sin i/\lambda} \right)^2$$

et l'on a un maximum principal de lumière dans la direction  $i = i_0 = 0$  entouré de franges sombres correspondant aux minima où  $\sin i = k \lambda/l$  pour  $k \neq 0$  (voir de nouveau Fig 22). Plus l'ouverture est grande plus les franges sont serrées (interfrange  $\approx \lambda/l$ ). Pour une fente étroite au contraire, les franges peuvent être fort espacées. On pourrait les observer en plaçant cette ouverture devant un objectif qui les focaliserait alors dans son plan focal. Si à la place d'une ouverture rectangulaire on avait considéré un trou circulaire de diamètre  $D$ , les calculs seraient plus complexes mais aboutiraient à la tache de diffraction d'Airy, avec son premier anneau sombre à  $\varepsilon = 1,22 \lambda/D$ .

### 3.5.3 Montages interférométriques

Comme il y a une bonne analogie entre l'analyse d'un signal temporel dans un intervalle de temps fini et la diffraction de la lumière par une ouverture, on peut voir maintenant ce qui se passe avec la fonction  $f(t)$  définie plus haut lorsqu'on l'analyse à partir de son observation dans 2 ou plusieurs intervalles de temps finis et disjoints ; le résultat donnera une bonne idée de ce qui se passe lorsqu'on fait interférer 2 ou plusieurs faisceaux lumineux provenant d'une même source ponctuelle observée simultanément par de 2 ou plusieurs télescopes.

Supposons pour simplifier 2 *fenêtres d'observation* de même durée  $T_1$  espacées d'une durée  $T_0$ , avec  $T_1 \leq T_0$  et une durée totale de  $T_0 + T_1$ . L'intégrale entre  $-T/2$  et  $+T/2$  qui définissait  $g(\nu)$  dans le paragraphe 3.5.1 devient :

$$\begin{aligned} g(\nu) &= \frac{1}{T_0 + T_1} \left[ \int_{-(T_0+T_1)/2}^{-(T_0-T_1)/2} f(t) \exp \sqrt{-1}(-\nu t) dt + \int_{(T_0-T_1)/2}^{(T_0+T_1)/2} f(t) \exp \sqrt{-1}(-\nu t) dt \right] \\ &= \frac{2T_1}{T_0 + T_1} \times \frac{\sin[(\omega - \nu)T_1/2]}{(\omega - \nu)T_1/2} \times \cos[(\omega - \nu)T_0/2] \end{aligned}$$

et le spectre de puissance est une fonction montrant que la figure de diffraction associée à  $T_1$  (en  $(\sin x/x)^2$ ) est maintenant l'enveloppe supérieure de franges d'interférences équidistantes représentatives des variations du  $\cos^2[(\omega - \nu)T_0/2]$ , avec un interfrange de  $2\pi/T_0$ . On peut calculer de même que si l'on prend  $n$  "fenêtres" de durée  $T_1$  espacées 2 à 2 de  $T_0$  (soit une durée totale de  $(n-1)T_0 + T_1$ ), les franges d'interférence se retrouvent sous la même enveloppe, représentatives du carré de la fonction

$$\frac{nT_1}{(n-1)T_0 + T_1} \times \frac{\sin[(\omega - \nu)T_1/2]}{(\omega - \nu)T_1/2} \times \frac{\sin[n(\omega - \nu)T_0/2]}{n \sin[(\omega - \nu)T_0/2]}$$

L'interfrange est encore de  $2\pi/T_0$  mais chaque frange est plus fine, d'autant plus fine que  $n$  est grand puisque de largeur égale à  $2\pi/(nT_0)$ . Si on avait dans la fonction  $f(t)$  deux fréquences voisines, espacées de  $2\pi/(nT_0)$ , elles seraient tout juste séparées avec des observations faites dans les  $n$  fenêtres alors qu'elles ne seraient pas séparables si on observait dans une seule de ces fenêtres (pour lequel le pouvoir de résolution est  $2\pi/T_1$ ). Les observations dans ces  $n$  fenêtres donnent le même pouvoir de résolution que celui correspondant à une fenêtre unique de durée  $T = nT_0$  (voir Fig 23).

On obtiendrait un résultat tout à fait comparable en optique en faisant interférer le rayonnement issu de  $n$  fentes de largeur  $D_1$  espacées de  $D_0$  (voisin de  $D_1$ ) et constituant un *réseau de diffraction* comme ceux utilisés dans les spectrographes : Les franges sont espacées de  $\lambda/D_0$  mais fines comme  $\lambda/(nD_0)$ , et dispersées en fonction de  $\lambda$  (sauf dans la frange centrale). On peut de la même manière considérer  $n$  télescopes de diamètre  $D_1$  disposés en réseau, c'est-à-dire alignés sur un axe et espacés 2 à 2 d'une même distance  $D_0$  : A l'intérieur de la tache de diffraction donnée par

un seul télescope (de rayon  $1,22 \lambda/D_1$ ), les franges d'interférence sont alors espacées d'une quantité égale à  $\lambda/D_0$  et sont d'autant plus fines que  $n$  est grand. Le pouvoir séparateur d'un tel interféromètre est sensiblement le même que si on avait un télescope de diamètre  $nD_0$ . Cependant le pouvoir de résolution est fortement amélioré uniquement dans la direction de l'alignement des télescopes ; dans la direction perpendiculaire, on garde le pouvoir séparateur correspondant à un seul télescope. Pour gagner en résolution dans toutes les directions, il faudrait disposer les télescopes au moins sur deux axes orthogonaux, ou sur 3 axes à  $120^\circ$  comme le VLA évoqué plus haut.

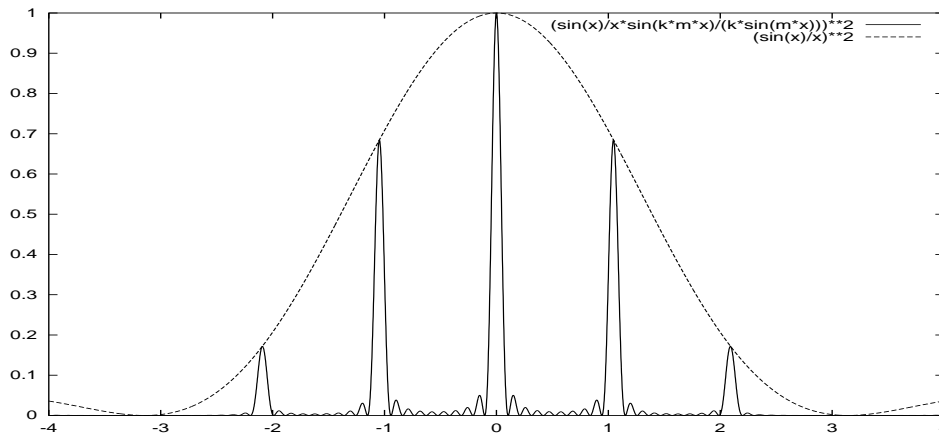
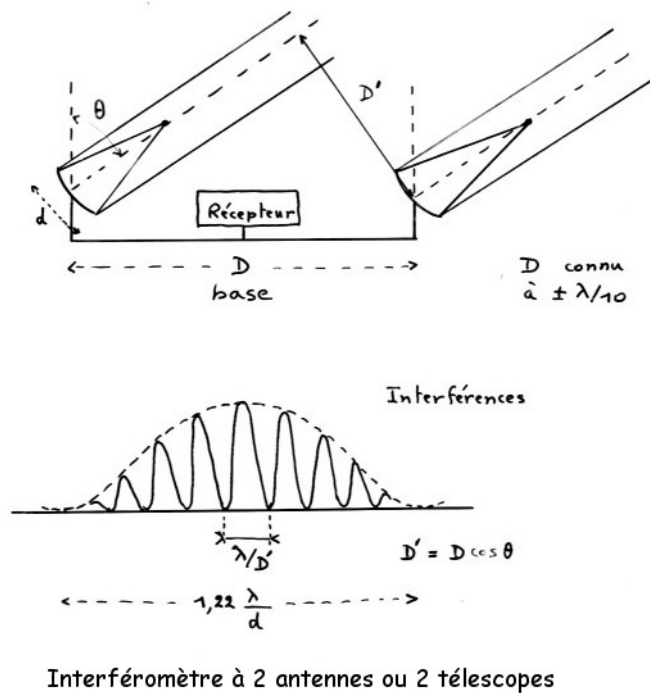


Figure 23 - Franges d'interférences données par 10 fenêtres de largeur  $T_1$  espacées de  $T_0 = 3T_1$  (ici  $m = 3$  et  $k = 10$ )

En radioastronomie, une technique d'observation utilisant des radiotélescopes placés en réseau est par exemple de les disposer selon une ligne Est-Ouest et de les pointer tous dans le plan méridien. Lorsque mouvement diurne fait passer une radiosource dans ce plan on voit alors défiler les franges d'interférence données par le réseau au rythme de ce mouvement, un peu comme les images vues dans une lunette méridienne. 2 radiosources voisines pourront être vues séparément si les franges données par chacune d'elles sont suffisamment séparées pour être détectées isolément. Il est aussi possible de reconstruire l'image en 2 dimensions d'une radiosource non ponctuelle, mais il faut faire appel à des calculs plus complexes (à base de transformées de Fourier).



Interféromètre à 2 antennes ou 2 télescopes

Figure 24 - Franges d'interférences données par deux télescopes fonctionnant en mode interférométrique  
Cette technique d'interférométrie peut même être mise en œuvre avec 2 radiotélescopes situés à plusieurs milliers



de km l'un de l'autre (par exemple l'un en Europe et l'autre en Amérique) : C'est le *VLBI* ou *Very Long Base Interferometre*. Grâce aux possibilités actuelles de synchronisation des signaux d'horloge à mieux que la microseconde, on peut observer la même source en même temps sur les deux sites, enregistrant sur chaque site le rayonnement radio de cette source et des signaux d'horloge ; puis en faisant par ordinateur les interférences à partir des deux enregistrements, on reproduit le défilement des franges et on les mesure. On arrive ainsi à des mesures d'angle de l'ordre de la milliseconde, équivalente à la précision atteinte en optique avec la mission Hipparcos.

Cette technique interférométrique commence à être utilisée en astronomie optique, notamment pour mesurer directement de rayon d'étoiles géantes ou supergéantes.

## 4 Voir ou détecter des planètes extra-solaires

On se propose dans cette dernière partie de présenter l'un des grands objectifs actuels de l'astronomie que représente la recherche et l'observation des éventuelles planètes qui tourneraient autour d'étoiles autres que le Soleil.

Pour se rendre compte des difficultés inhérentes à l'observation directe d'une planète autour d'une étoile, il suffit de calculer comment serait vue la Terre ou une planète comme Jupiter si on les observait depuis une étoile proche : Vus depuis 3,3 al (années de lumière), le Soleil, la Terre et Jupiter auraient des magnitudes apparentes respectives égales à 0, à 23,3 et à 20,7, et la Terre et Jupiter s'écarteraient au maximum du Soleil d'un angle de 1'' et 5'', 2 respectivement. Pour les éventuelles planètes extrasolaires, la difficulté est ainsi de pouvoir voir en même temps une étoile et un astre très proche 2 milliards de fois moins lumineux qu'elle. Cette difficulté est contournée actuellement par l'utilisation de méthodes indirectes permettant non pas de voir les planètes mais de détecter leur présence.

Ce domaine de l'astronomie est en évolution très rapide, aussi les résultats de ces recherches peuvent être suivis presque jour après jour sur le site internet de J. Schneider de l'Observatoire de Paris-Meudon :

<http://www.obspm.fr/planets>

### 4.1 Détection photométrique

On peut envisager de détecter la présence d'une planète si celle-ci, passant entre l'observateur et l'étoile, entraîne une variation sensible de la luminosité de l'étoile. Cela peut se faire si la Terre se trouve pratiquement dans le plan d'orbite de cette planète, permettant de "voir" la planète passer devant ou derrière son étoile lors de son mouvement orbital, en détectant des *variations périodiques de la magnitude apparente* (avec la période de ce mouvement).

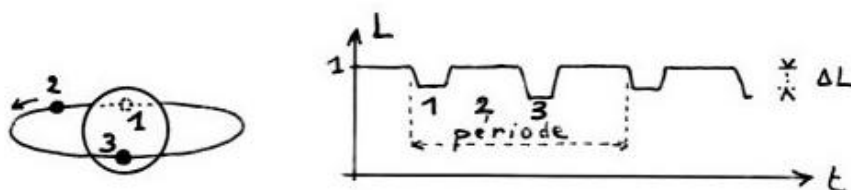


Figure 24 - Détection photométrique d'une planète (éclipses)

Si l'on imaginait pouvoir ainsi voir Jupiter passer devant le Soleil, cela produirait une variation relative de luminosité du Soleil de l'ordre de 1% pendant 25 heures tous les 6 ans environ ; c'est dire encore la difficulté d'une telle observation : Une seule planète (autour de l'étoile HD209458) sur la centaine de planètes découvertes à ce jour se trouve dans cette situation de détection photométrique ; cette dernière est facilitée par la très petite périodicité du mouvement (3,5247 jours seulement) impliquant un demi grand axe de 0,045 ua si cette étoile a la même masse que le Soleil ; la masse de cette planète, évaluée par la méthode de détection dynamique présentée ci-dessous, vaut 0,69 fois celle de Jupiter. La présence d'une telle planète (gazeuse comme Jupiter) à une aussi petite distance de son étoile n'est pas encore expliquée, ni encore moins l'histoire de sa formation ou de son évolution. C'est lors du passage de cette planète devant son étoile qu'on a pu aussi découvrir fin 2001 que son atmosphère contient du sodium.

### 4.2 Détection dynamique par mesures de vitesses radiales

Si une planète  $P$  de masse  $M_P$  gravite autour d'une étoile  $E$  de masse  $M_E$ , ce mouvement orbital s'effectue en fait, pour la planète comme pour l'étoile, autour du centre de masse  $G$  des 2 corps : Chacun des 2 corps décrit une orbite autour de  $G$ , le rapport de leurs distances à  $G$  étant constant et égal au rapport de leurs masses, ainsi que le rapport de leurs vitesses autour de  $G$  :

$$\frac{GE}{GP} = \frac{M_P}{M_E} = \frac{V(E/G)}{V(P/G)}$$

Or, par la spectroscopie, on sait déterminer la *vitesse radiale* de l'étoile par rapport à la Terre (effet Doppler-Fizeau) :

$$V_r(E/Terre) = V_r(E/G) + V_r(G/Terre) = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$$

On ne voit en effet que la lumière émise par l'étoile, et sa vitesse radiale varie si une planète tourne autour d'elle (variations entre deux extrêmes  $V_{r,min}(E/Terre)$  et  $V_{r,max}(E/Terre)$  auxquels correspondent les décalages  $\Delta\lambda_{min}$  et  $\Delta\lambda_{max}$ ). Le mouvement orbital d'une planète est alors détectable par l'observation de variations périodiques de la vitesse radiale de l'étoile autour de  $G$  : La vitesse radiale de  $G$ , supposée constante, est déterminée comme valeur moyenne  $(V_{r,min}(E/Terre) + V_{r,max}(E/Terre))/2$ , et  $V_r(E/G)$  est ensuite à chaque instant l'écart de  $V_r(E/Terre)$  à cette valeur moyenne.

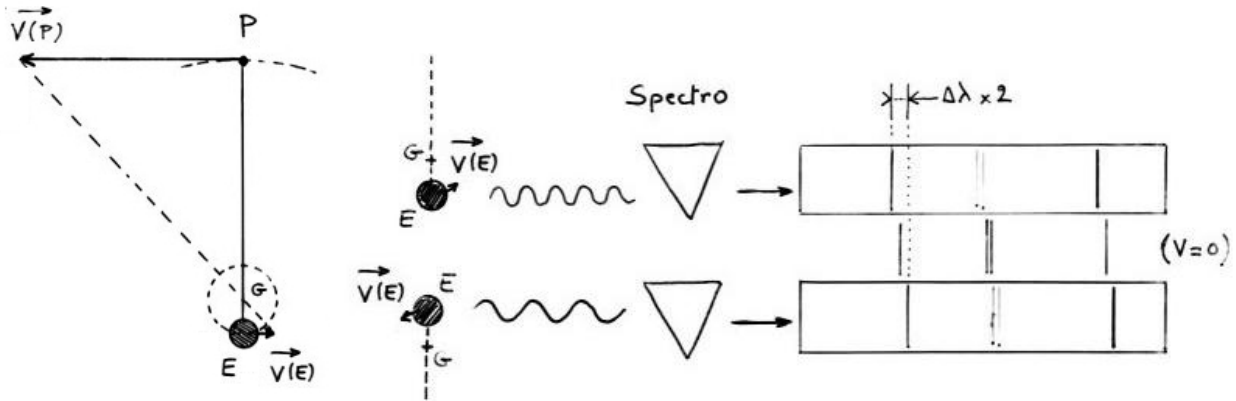


Figure 25 - Détection spectroscopique d'une planète par les variations de vitesse radiale de l'étoile autour de laquelle elle tourne.

Cependant, une vitesse radiale est une vitesse projetée sur la direction de l'observateur de sorte que l'écart maximum à cette vitesse moyenne est plutôt égal à :

$$V(E/G) \times \sin I = c \frac{\Delta\lambda_{max} - \Delta\lambda_{min}}{2\lambda}$$

où  $I$  est l'inclinaison, ou angle de la normale au plan d'orbite avec la direction d'observation. La période  $T$  des variations est égale à la période du mouvement, laquelle permet de calculer le demi-grand axe  $a$  de l'orbite par la troisième loi de Kepler :  $a^3 = T^2 M_E$  (où les unités sont l'unité astronomique pour  $a$ , l'année pour  $T$  et la masse du Soleil pour  $M_E$  ; cette masse est connue par ailleurs grâce aux propriétés spectrophotométriques de l'étoile et en vertu de la relation connue<sup>1</sup> entre la Masse d'une étoile et sa Luminosité. Si pour simplifier on considère que l'orbite de la planète est circulaire de rayon  $a$ , on calcule aussi :  $V(P/G) = 2\pi\sqrt{M_E/a}$ , d'où finalement la possibilité de déterminer la quantité  $M_P \sin(I)$  :

$$M_P \sin I = M_E \frac{c}{V(P/G)} \frac{\Delta\lambda_{max} - \Delta\lambda_{min}}{2\lambda}$$

<sup>1</sup>L'étude des mouvements des étoiles doubles permet de déterminer leur masse, et l'étude de leurs spectres détermine leur luminosité intrinsèque ou intensité. On trouve que l'on a alors cette relation entre masse et luminosité :  $\log L = 3.45 \log M$  où  $L$  et  $M$  sont mesurés respectivement par rapport à la luminosité et à la masse du Soleil.

Notons que  $\sin I$  reste généralement inconnu. Faute de mieux, on considère donc qu'une planète gravite autour d'une étoile si la valeur  $M_P \sin I$  ainsi obtenue est inférieure à 13 fois la masse de Jupiter<sup>2</sup>. Notons que la détection des variations de vitesse radiale d'une étoile est très délicate car la vitesse de  $E$  autour de  $G$  est toujours faible : par exemple, dans le cas du Soleil et de Jupiter,  $V(E/G) = 13 \text{ m/s}$  et dans celui du Soleil et de la Terre cette vitesse est inférieure à  $10 \text{ cm/s}$ . Comme les méthodes de spectrographie actuelles permettent de détecter seulement des vitesses supérieures à  $2 \text{ m/s}$ , la détection dynamique des planètes comparables à la Terre n'est pas encore possible. De fait, la centaine de planètes détectées actuellement sont toutes comparables aux planètes géantes du système solaire, mais ont des orbites beaucoup plus petites, parcourues en des périodes comprises entre 1,2 et 5400 jours (38 planètes ont une période comprise entre 1,2 et 100 j, 42 autres entre 100 et 1000 j, et 25 entre 1000 et 5400 j). Les vitesses radiales mesurées sont généralement de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de mètres par seconde.

### 4.3 Détection dynamique par chronométrie

Les seules planètes de masse comparable à celle de la Terre ont été détectées autour d'un pulsar, par une méthode chronométrique. En effet, les *pulsars* sont des astres qui émettent un signal radio sous forme d'impulsions périodiques d'une très grande stabilité, avec une période comprise entre 10 millisecondes et 5 secondes environ. On arrive à compter ces impulsions et à chronométrer à la microseconde près l'instant d'observation de ces impulsions. Si aucune planète ne gravite autour du pulsar, ces impulsions arrivent à la Terre de manière très uniforme, linéairement en fonction du temps (après correction du mouvement connu de la Terre) ; au contraire, s'il possède une planète, le pulsar décrit une petite orbite autour de leur centre de masse  $G$  ; si l'observateur sur Terre est dans le plan de cette orbite, il "voit" le pulsar s'approcher et s'éloigner périodiquement avec la période du mouvement orbital car les impulsions sont alors reçues périodiquement en avance ou en retard par rapport à une fonction linéaire du temps. L'amplitude des écarts à cette fonction linéaire représente le temps mis par l'onde radio pour parcourir le rayon de l'orbite du pulsar autour de  $G$ . En multipliant ce temps par la vitesse de la lumière, on obtient le rayon  $a$  de cette orbite (si l'orbite est inclinée, on obtient plutôt la quantité  $b = a \sin I$ ). Avec la période des variations et la 3<sup>ème</sup> loi de Kepler, on calcule le rayon  $GP$  de l'orbite de la planète et finalement :

$$M_P \sin I = M_E \frac{b}{GP}$$

La masse  $M_E$  d'un pulsar est de l'ordre d'une masse solaire, mais on arrive à la déterminer plus précisément si plusieurs planètes gravitent autour du pulsar : la chronologie des impulsions reçues dépendra alors de plusieurs périodes orbitales qu'on saura extraire par analyse de Fourier, et l'application de la 3<sup>ème</sup> loi de Kepler pour chaque période obtenue donne plusieurs équations qu'il faut satisfaire au mieux avec la même masse  $M_E$ . La précision de la méthode permet de détecter des masses planétaires jusqu'à quelques pourcents de masse terrestre. Ainsi, les 4 planètes détectées autour du pulsar PSR1257+12 ont des masses  $M_P \sin I$  égales à 0,015 , 3,4 , 2,8 et 100 masses terrestres, pour des orbites de rayons respectifs 0,19 ua, 0,36 ua, 0,47 ua et 40 ua décrites respectivement en 25,34 j, 66,54 j, 98,22 j et 170 ans. Cependant, on ne sait pas comment de telles planètes peuvent encore exister autour d'un pulsar, quand on sait qu'un tel objet est le résidu de l'explosion catastrophique (supernova) qui arrive à la fin de l'évolution d'une étoile massive.

### 4.4 Détection par microlentilles gravitationnelles

Les photons, ayant une masse équivalente à leur énergie ( $mc^2 = h\nu$ ), sont sensibles à la gravitation universelle : Ils sont déviés par rapport à leur trajectoire rectiligne lorsqu'ils passent à proximité d'une masse ; la relativité générale montre qu'un rayon lumineux passant à la distance  $r$  d'une masse  $M$  est dévié de l'angle

$$\delta = \frac{4kM}{r c^2}$$

<sup>2</sup>On considère généralement qu'un corps est une planète si sa masse  $M_P$  est inférieure à  $1/20$  de la masse du Soleil, mais à cause du  $\sin I$  inconnu, on descend la limite de  $M_P \sin I$  à  $13/1000$  c'est-à-dire 13 fois la masse de Jupiter

où  $k$  est la constante de la gravitation universelle. Ainsi, lorsqu'un observateur cherche à voir 2 étoiles exactement alignées sur la même ligne de visée, la plus lointaine (qui est "cachée" par la plus proche) peut devenir visible, comme focalisée vers l'observateur, pour apparaître sous forme d'un anneau lumineux (si les distances entre étoiles et observateur sont dans des proportions convenables). C'est un effet dit de *lentille gravitationnelle*. Si on ne voit pas l'anneau parce qu'il est généralement trop petit, on observe cependant un bref accroissement de luminosité de l'étoile lorsque l'étoile lointaine passe "derrière" l'étoile proche. La plus ou moins grande "brièveté" du phénomène dépend de la différence de vitesses angulaires des 2 étoiles par rapport à l'observateur ; la durée de cet accroissement de luminosité peut ainsi atteindre plusieurs mois. Si l'étoile défectrice est de plus accompagnée d'une planète, il se produira un second effet de lentille, moins intense et plus bref (quelques jours pour une planète comme Jupiter, quelques heures pour une autre comme la Terre). On estime qu'en suivant pendant 8 ans quelques 35 millions d'étoiles dans la direction du centre de notre galaxie, on pourrait détecter par cette méthode quelques centaines de planètes géantes et quelques dizaines de planètes comparables à la Terre. Cependant, une telle méthode a le grand désavantage que chaque planète ainsi détectée n'est observée qu'une seule fois.

Ces diverses méthodes de détection indirecte devraient permettre d'établir bientôt des statistiques sur la distribution en masses des planètes, mais celle-ci est encore fortement biaisée en faveur des planètes géantes. On pourrait détecter directement des planètes extrasolaires de toutes dimensions si on arrivait à diminuer la luminosité de l'étoile au niveau de la luminosité de ses éventuelles planètes. On a commencé à le faire en utilisant une technique de *coronographie* qui consiste à éclipser artificiellement une étoile pour pouvoir observer son environnement proche (c'est ainsi qu'on a découvert récemment un disque de poussières autour de l'étoile  $\beta$  Pictoris, interprété comme l'amorce d'un système planétaire). Pour résoudre le problème de la faible séparation angulaire entre une étoile et ses planètes vues de la Terre, on commence aussi à utiliser les techniques d'interférométrie évoquées dans ce cours, et on améliore enfin la résolution en éliminant les turbulences atmosphériques par l'usage de l'optique adaptative. Ces nouvelles technologies, employées à la limite de la précision des instruments modernes devraient permettre aux astronomes du XXI<sup>ème</sup> siècle de renouveler complètement notre vision de l'Univers (voir par exemple un article sur les *hypertélescopes* du futur avec leurs miroirs géants en "pointillé" dans la revue "la Recherche" de Mars 2000).

## 5 Bibliographie

Ce cours n'est qu'une petite introduction à l'observation astronomique. Pour en savoir plus sur l'astronomie moderne et ses techniques d'observation, voici quelques ouvrages à la portée des étudiants de Deug :

- L'optique astronomique, par J. Terrien, collection "Que sais-je", PUF.
- Le monde des étoiles, par D. Benest, C. Froeschlé, L. Gouguenheim, M. Loulgerge, JP. Rozelot, C. Wealkens, JP. Zahn, 1995, collection "les fondamentaux", chez Hachette.
- L'univers des galaxies, par D. Benest, A. Blanchard, L. Bottinelli, S. Collin, C. Froeschlé, L. Gouguenheim, J. Lefèvre, L. Nottale, 1995, collection "les fondamentaux", chez Hachette.
- Astronomie – introduction, par A. Acker, 1992, Collection "De caelo", chez Masson.
- Articles "La lumière", "Lunettes et télescopes", "Radioastronomie" et "Rayons X et  $\gamma$  cosmiques"... dans l'encyclopédie Universalis.

On pourra aussi voir les nombreux sites internet consacrés à l'astronomie, comme celui par exemple de l'Observatoire de Paris (<http://www.obspm.fr/>), ou ceux qu'on atteindra en recherchant des mots-clés citant tel ou tel observatoire, ou des instruments, ou des noms de mission spatiale...

On trouvera aussi de très nombreuses images d'objets célestes variés, réalisées par toutes sortes d'instruments au sol ou spatiaux, sur le site (<http://www.cidehom.com/>).