Optique

Master 2 Outils et Systèmes de l'Astronomie et de l'Espace

Cours 1

7 octobre 2025

Raphaël Galicher
raphael.galicher @ obspm.fr

Plan

- Présentation et introduction
- Résolution angulaire de l’oeil et tailles angulaires de quelques objets
- Lunettes astronomiques
- Télescopes
- Rappels sur la Transformée Fourier
- Diffraction
  - Mise en évidence du phénomène
  - Électromagnétisme
  - Postulat de Huyguens-Fresnel
  - Modèles de diffraction
  - Implications pratiques

Rappels d'optique géométrique : L'oeil

D'après l'optique géométrique :

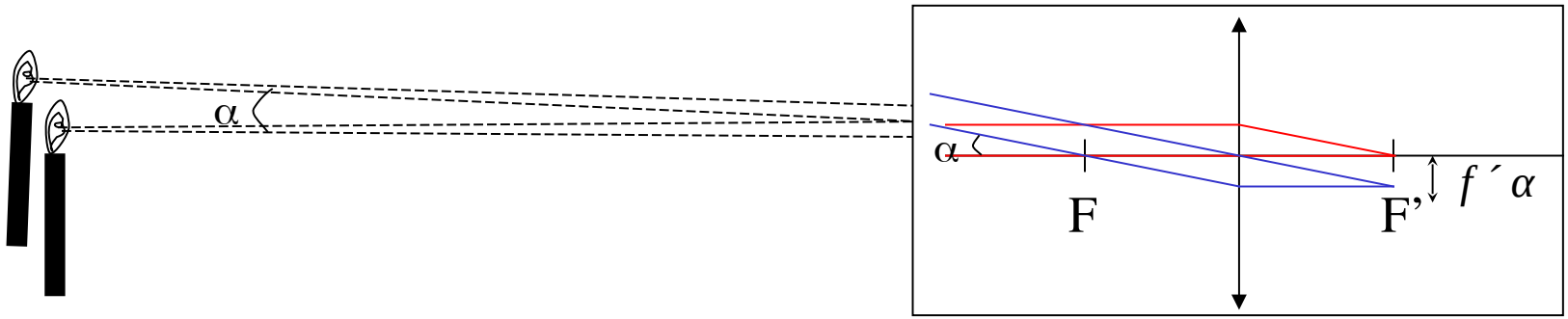
Les images de deux objets ponctuels sont séparées sur le détecteur (la rétine) si elles sont séparées d'au moins un élément sensible de la rétine (les pixels de l'oeil).

Taille d'un élément sensible de la rétine ~ 10µm

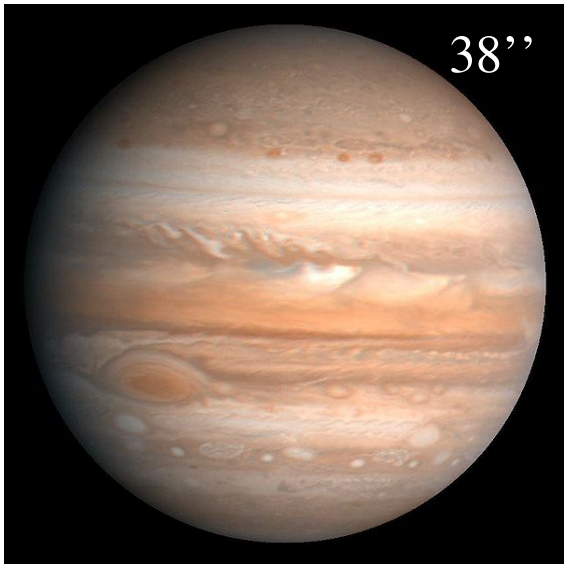
Focale de l'oeil ~ 3cm

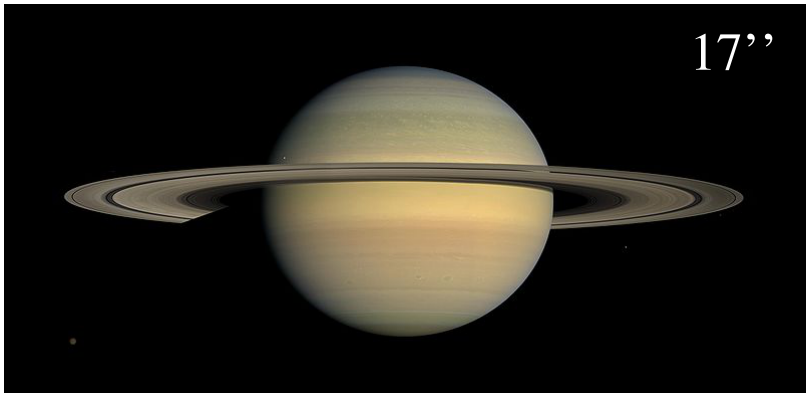
L'oeil peut séparer les images de deux sources si l'écart angulaire est supérieur à :

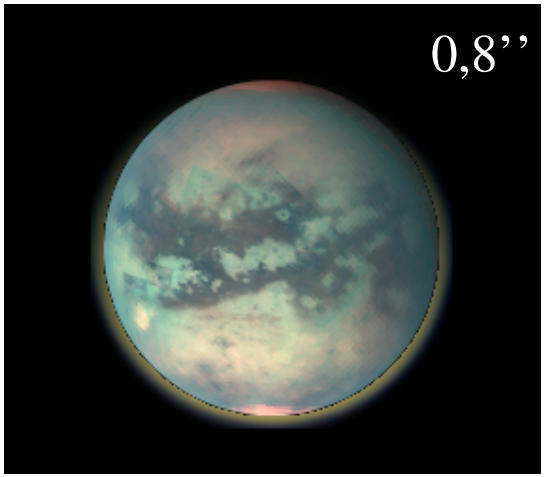
$$\alpha \simeq \frac{10\,\mu m}{3\,cm} \simeq 300\,\mu rad = 1\,\text{minute d'angle}$$



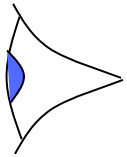
Tailles angulaires de quelques objets







Résolution de l’œil :
1’ = 60’’



Besoin d’instruments optiques !

Plan

- Présentation et introduction
- Résolution angulaire de l’oeil et tailles angulaires de quelques objets
- Lunettes astronomiques
- Télescopes
- Rappels sur la Transformée Fourier
- Diffraction
  - Mise en évidence du phénomène
  - Électromagnétisme
  - Postulat de Huyguens-Fresnel
  - Modèles de diffraction
  - Implications pratiques

Pourquoi des lunettes astronomiques ?

Deux raisons :

1) Le faible pouvoir collecteu

Surface collectrice ~ quelq

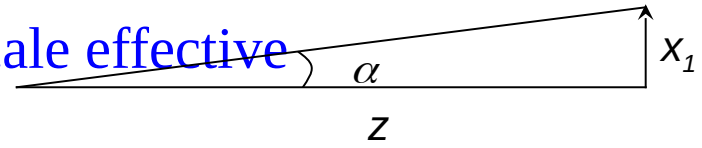
→ on ne voit que les objets (tr

Solution : augmenter la surface collectrice

2) Le faible pouvoir de résolution de l'oeil

Résolution angulaire ~ 1'

Solution : augmenter la focale effective



Lunette de Galilée

Invention collective : fin du XVI – début du XVII

Application en astronomie : 1609

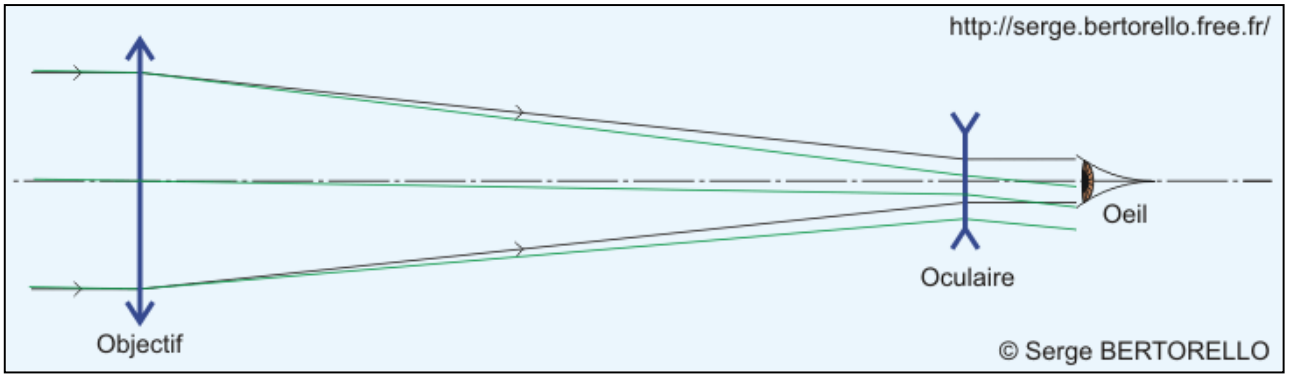
Constituée d'une lentille convergente (objectif) et d'une lentille divergente (oculaire)

Limitation : faible champ de vue et faible grandissement

Galilée a pu obtenir un grandissement de 10

→ résolution angulaire de 6''

→ suffisant pour détecter les anneaux de Saturne

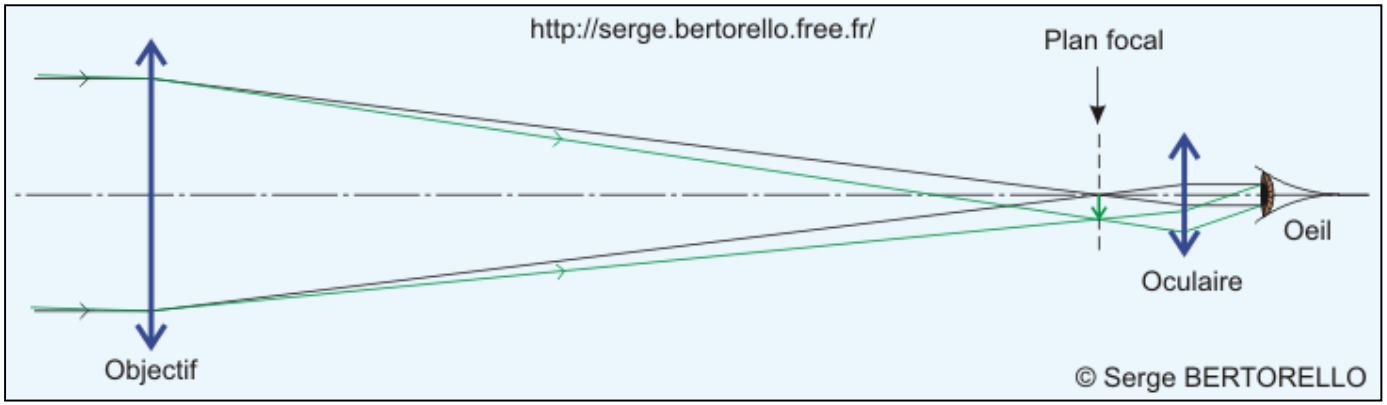


Lunette (de Kepler) astronomique

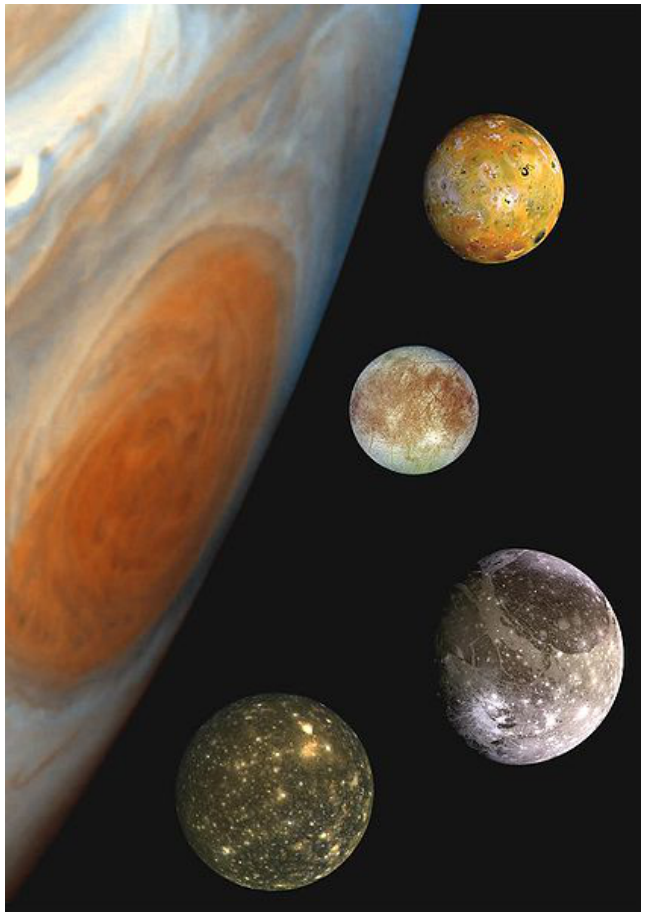
Constituée de deux lentilles convergentes

L'oculaire est de courte focale → fort grossissement

Inconvénient : inversion des images



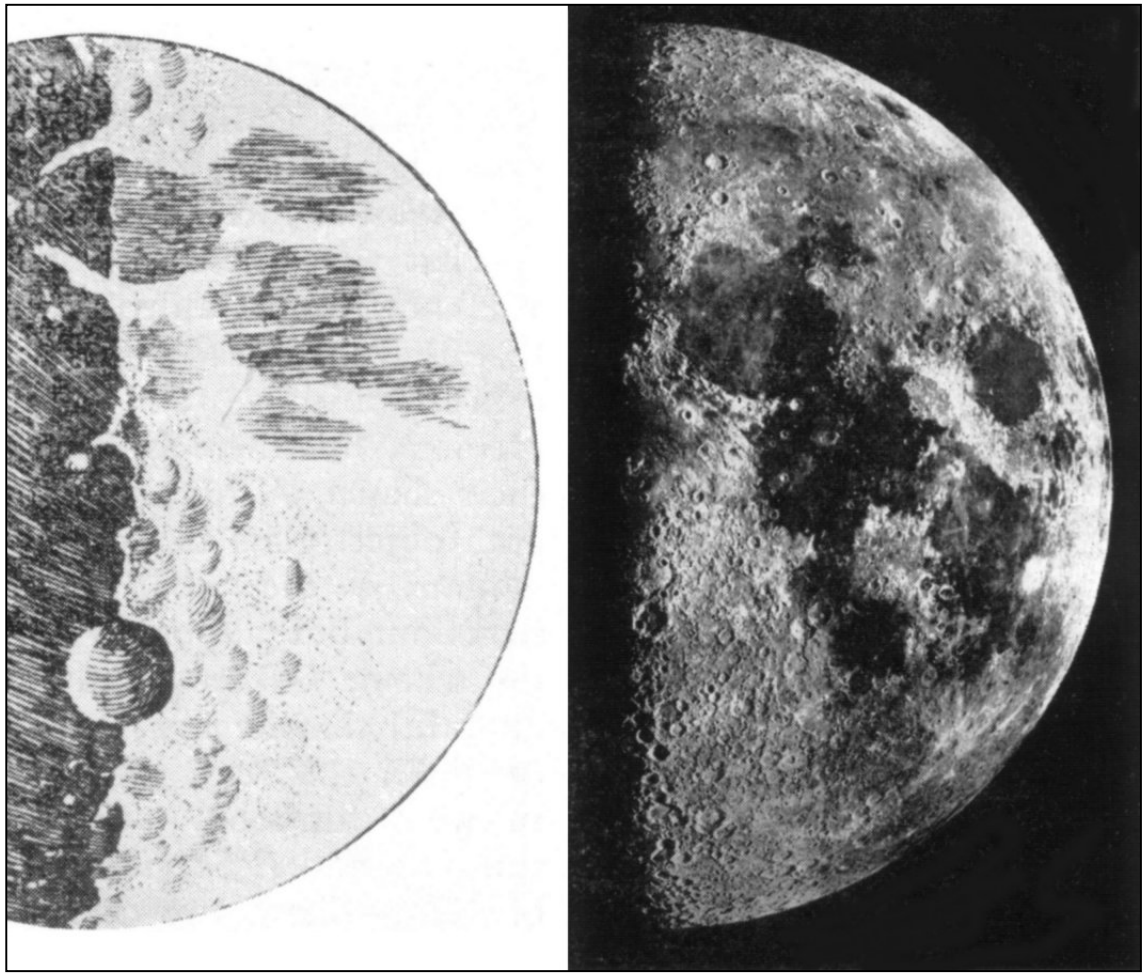
Premières découvertes avec des lunettes (1/3)



Les satellites de Jupiter (1610) :
Io, Europe, Ganymède et Callisto

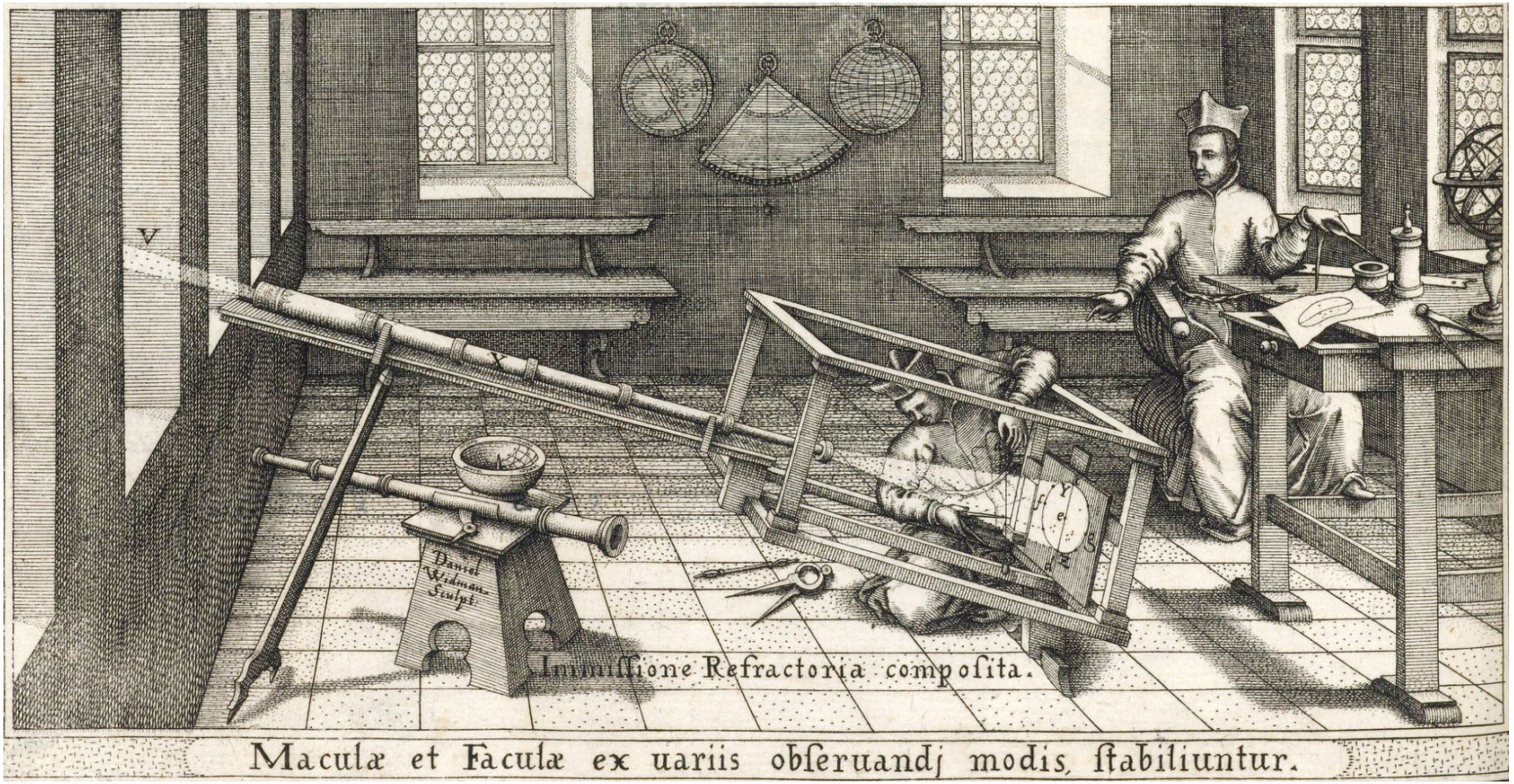
Les reliefs de la Lune
(1609, Thomas Harriot)

Premières découvertes avec des lunettes (2/3)



Dessin original de Galilée

Premières découvertes avec des lunettes (3/3)



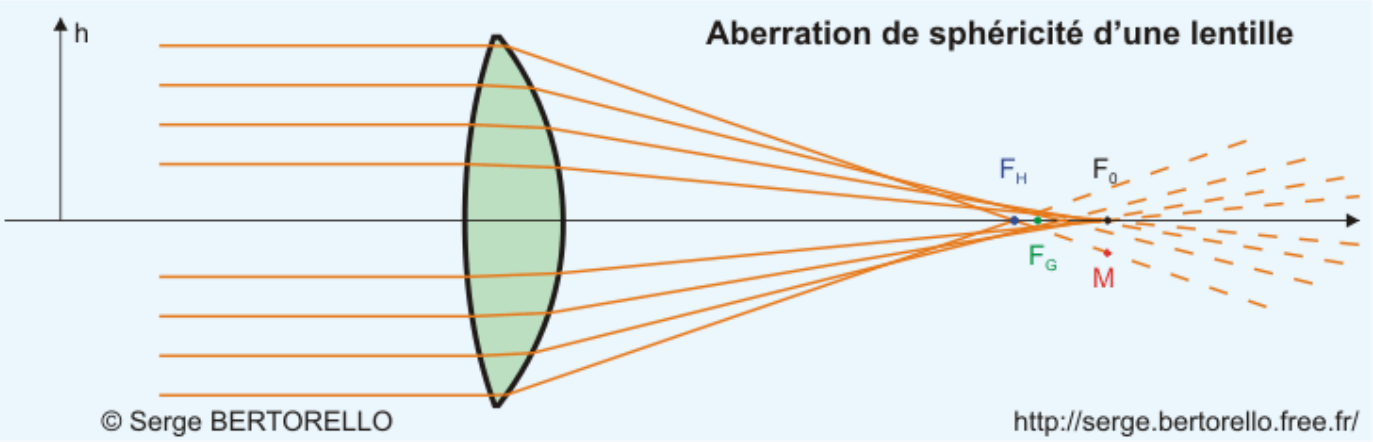
Taches solaires (1611)

Johann Fabricius, Christophe Scheiner, par projection

Les grandes lunettes et les limitations

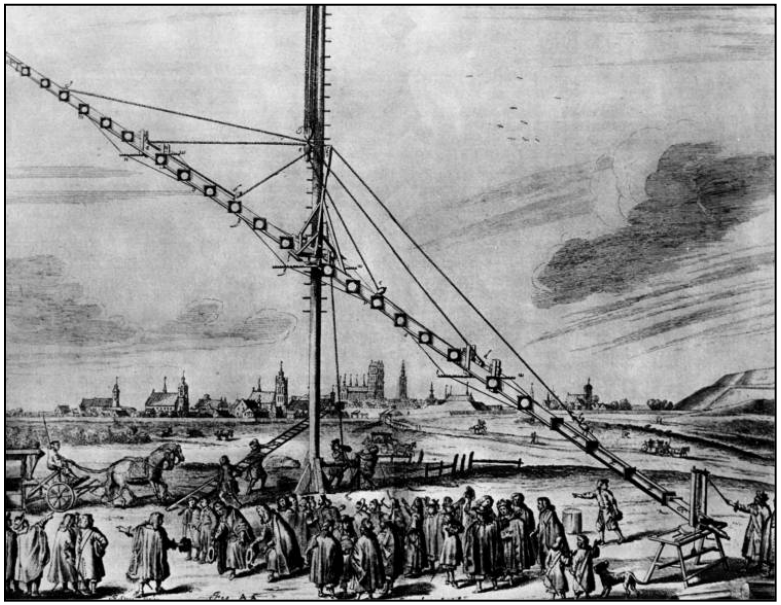
La lentille est stigmatique (image d'un point est un point) dans les conditions de Gauss (faisceaux faiblement inclinés)

En dehors des conditions de Gauss, système astigmatique → aberrations optiques



Pour minimiser les aberrations → augmenter la focale

Deux exemples de grandes lunettes



Lunette (sans tube) de 49 m
de focale d'Hévélius (1673)

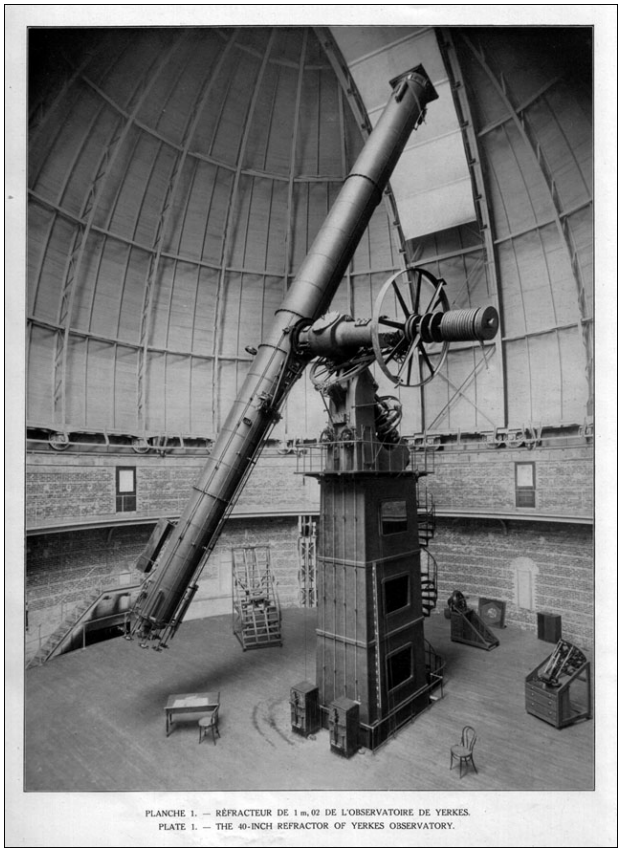


PLANCHE 1. — RÉFRACTEUR DE 1 m, 02 DE L'OBSERVATOIRE DE YERKES.
PLATE 1. — THE 40-INCH REFRACTOR OF YERKES OBSERVATORY.

Compensation du chromatisme et de l'aberration sphérique
→ grandes lunettes plus maniables au XIX
La plus grande est celle de Yerkes, USA avec 102cm de diamètre

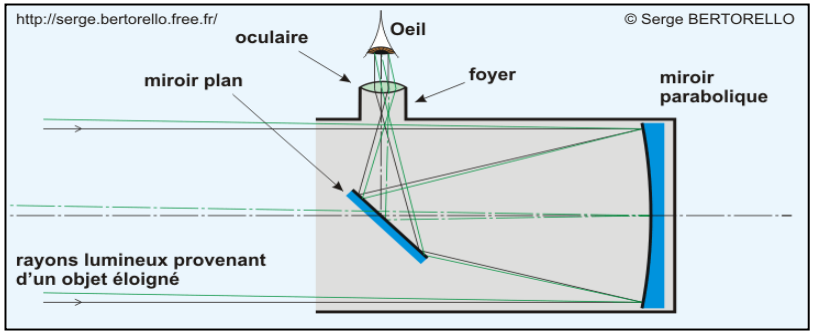
Plan

- Présentation et introduction
- Résolution angulaire de l’oeil et tailles angulaires de quelques objets
- Lunettes astronomiques
- Télescopes
- Rappels sur la Transformée Fourier
- Diffraction
  - Mise en évidence du phénomène
  - Électromagnétisme
  - Postulat de Huyguens-Fresnel
  - Modèles de diffraction
  - Implications pratiques

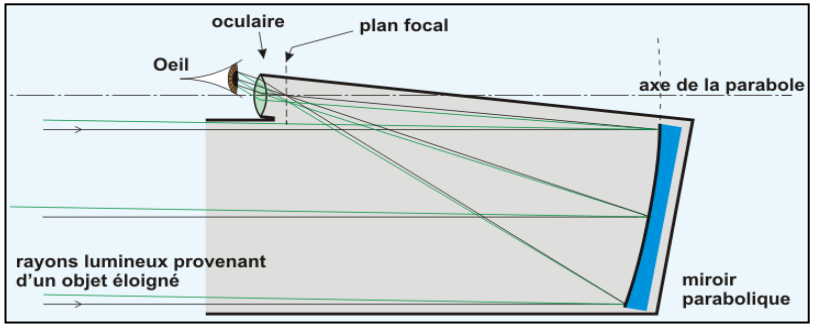
Nombreuses configurations optiques pour les télescopes

Télescope → utilisation de miroirs

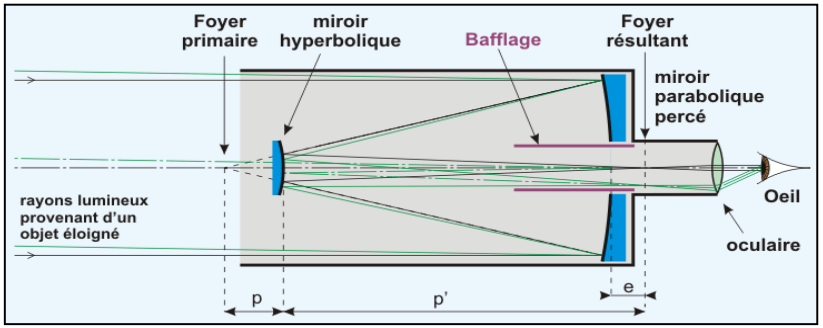
Télescope de Newton (1668)
Miroir primaire parabolique



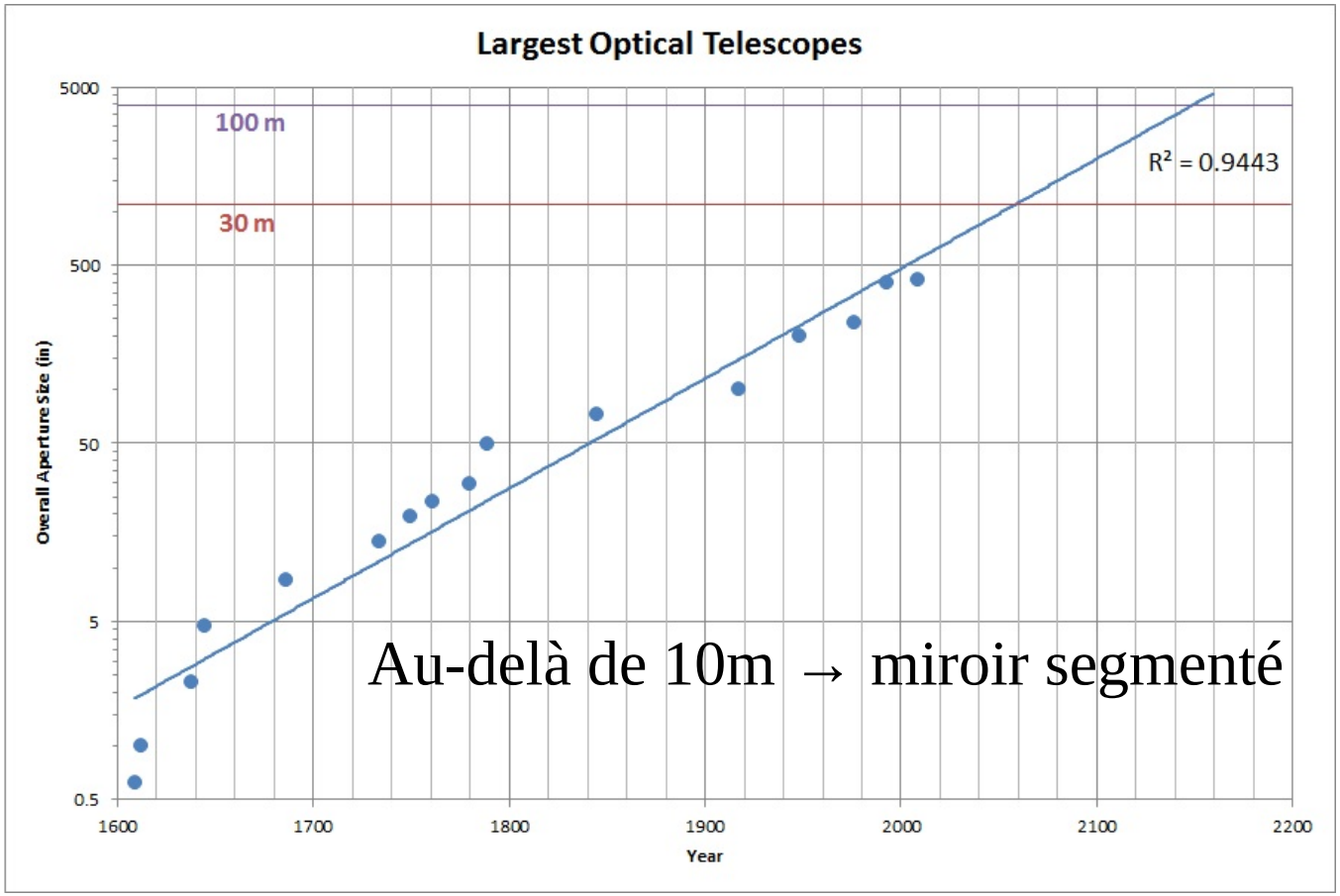
Télescope de Herschel (XVIII siècle)
Miroir primaire parabolique hors axe



Télescope Cassegrain (1672)
Miroir primaire parabolique
Miroir secondaire hyperbolique



La course au gigantisme

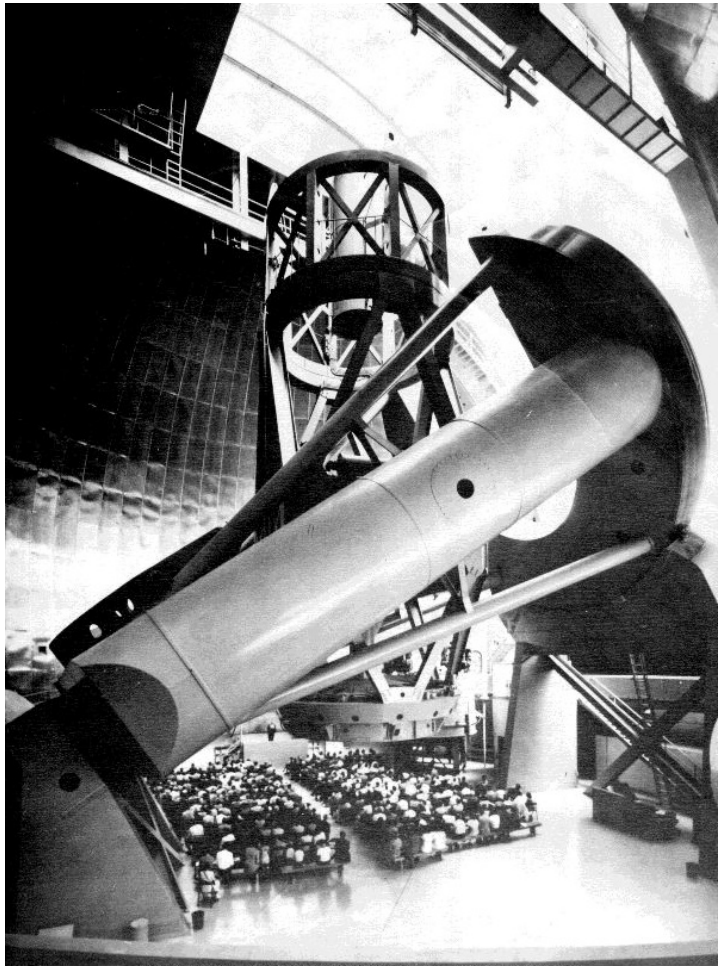


Pourquoi toujours plus gros ?

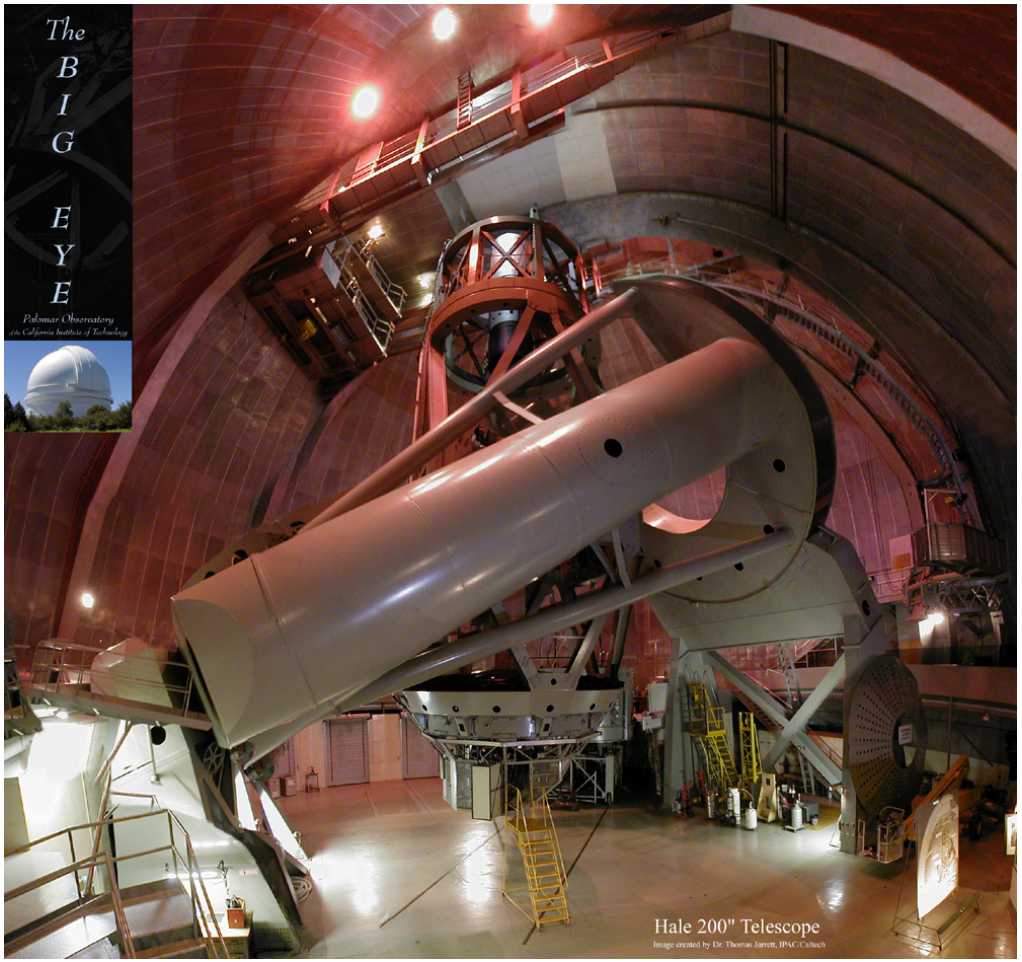
Pour voir plus loin

Pour voir plus petit

Télescope de 5m du Mont Palomar (Californie)



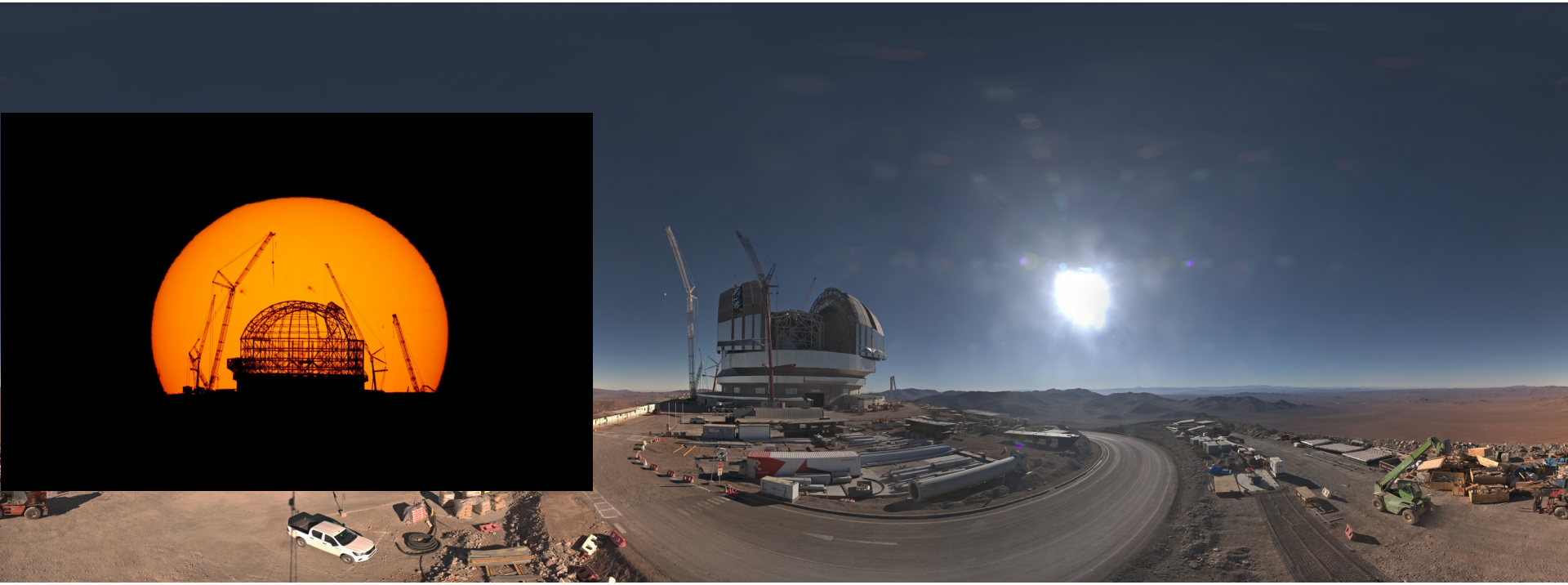
Inauguration du télescope en 1948 :
plus de 1000 invités



© Thomas Jarrett

Very Large Telescope, 1999, 4 x 8.2m

Extremely Large Telescope, 2027, 39m



Primaire (M1) → 39m de diamètre (798 segments)
M2 et M3 → ~4m
M4 (adaptatif) → 2,4m
M5 (tip-tilt) → elliptique et plan (2,2m x 2,7m)

Plan

- Présentation et introduction
- Résolution angulaire de l’oeil et tailles angulaires de quelques objets
- Lunettes astronomiques
- Télescopes
- Rappels sur la Transformée Fourier
- Diffraction
  - Mise en évidence du phénomène
  - Électromagnétisme
  - Postulat de Huyguens-Fresnel
  - Modèles de diffraction
  - Implications pratiques

Transformée de Fourier discrète (1/2)

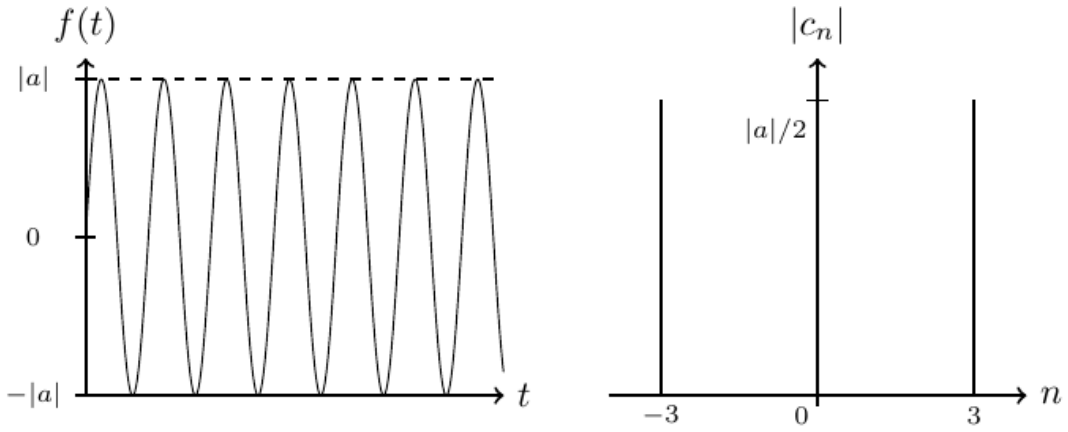
Une fonction f de période $T_1 = 1/\nu_1$ peut être définie sans ambiguïté
- soit par son expression $f(t)$,
- soit par les coefficients c_n associés aux fréquences discrètes $\nu_n = n\,\nu_1$.

De plus, l'égalité de Bessel-Parseval indique que l'énergie dans l'espace direct (fonction de t) est égale à l'énergie dans l'espace des fréquences (fonction de ν) :

$$< |f(t)|^2 >_t = \frac{1}{T_1} \int_0^{T_1} |f(t)|^2 \, \mathrm{d}t = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} |c_n|^2$$

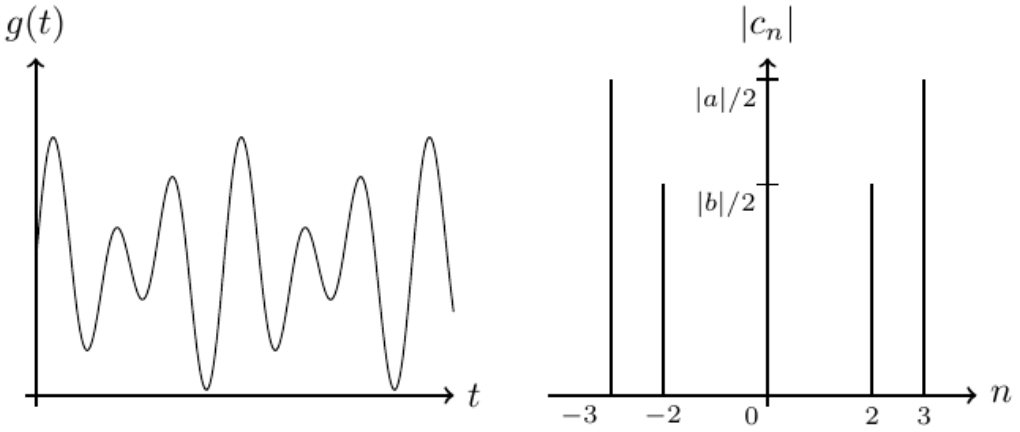
où $<>_t$ représente la moyenne temporelle.

Exemple 1 : un sinus

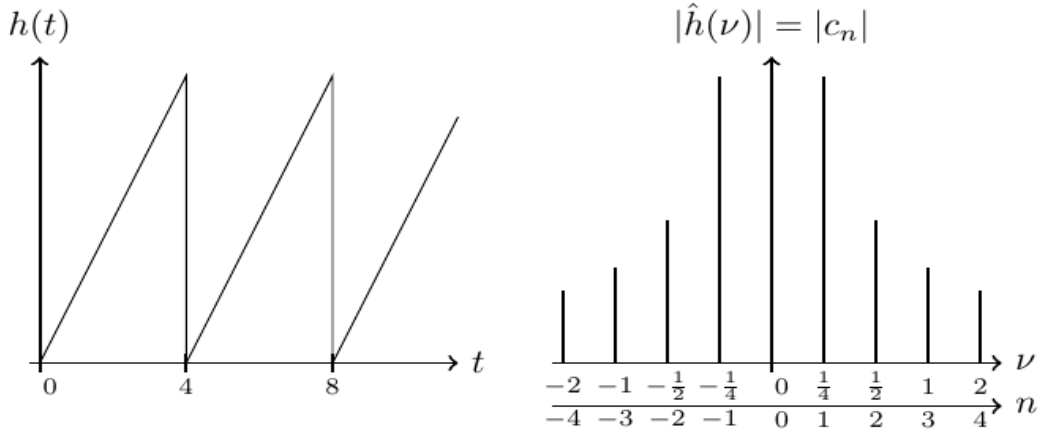


Transformée de Fourier discrète (2/2)

Exemple 2 :
Somme de deux sinus



Exemple 3 :
fonction périodique
à spectre infini



Transformée de Fourier : fonction quelconque

N'importe quelle (« bonne ») fonction peut être décomposée en une somme infinie de fonctions sinusoïdales avec un spectre continu. Ainsi, une fonction quelconque f peut être définie sans ambiguïté :
- soit par son expression $f(t)$,
- soit par sa transformée de Fourier $\hat{f}(\nu)$.

La fonction f et sa transformée de Fourier $\hat{f}$ en fréquence sont définies par

$$f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{f}(\nu)\, \exp\left(i\, 2\, \pi\, \nu\, t\right) \mathrm{d}\nu \quad \Leftrightarrow \quad \hat{f}(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)\, \exp\left(-i\, 2\, \pi\, \nu\, t\right) \mathrm{d}t$$

La relation de Plancherel-Parseval s'écrit

$$\int_{\mathbb{R}} |f(t)|^2 \, \mathrm{d}t = \int_{\mathbb{R}} \left|\hat{f}_\nu(\nu)\right|^2 \, \mathrm{d}\nu$$

Transformée de Fourier : notation et propriétés

Nous utiliserons une autre notation pour la transformée de Fourier de la fonction f calculée au point ν :

$$\mathrm{TF}\left[f\right](\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)\, \exp\left(-i\, 2\,\pi\,\nu\, t\right) \mathrm{d}t \tag{30}$$

Voici quelques propriétés de la transformée de Fourier :

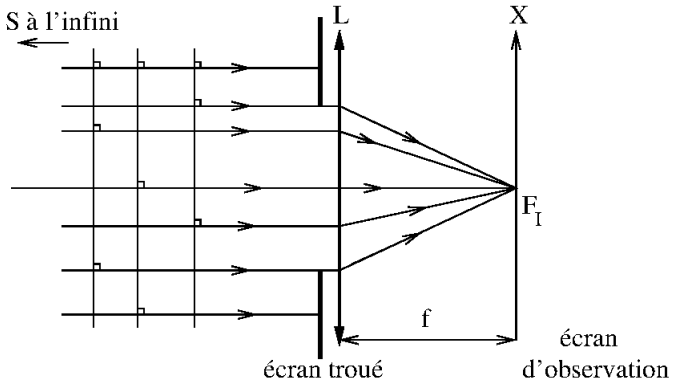
$$\begin{aligned}
\mathrm{TF}^{-1}\left[\hat{f}\right](t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{f}(\nu)\, \exp\left(i\, 2\,\pi\,\nu\, t\right) \mathrm{d}\nu && (31)\\
\mathrm{TF}^{-1}\left[\mathrm{TF}(f)\right](t) &= f(t) && (32)\\
\mathrm{TF}\left[f\, g\right](\nu) &= \mathrm{TF}\left[f\right] \star \mathrm{TF}\left[g\right](\nu) && (33)\\
\mathrm{TF}\left[f \star g\right](\nu) &= \mathrm{TF}\left[f\right](\nu)\ \mathrm{TF}\left[g\right](\nu) && (34)\\
\mathrm{TF}\left[\exp\left(i\, 2\,\pi\,\alpha\, t\right)\right](\nu) &= \delta\left(\nu - \alpha\right) && (35)\\
\mathrm{TF}\left[\delta\left(t - \beta\right)\right](\nu) &= \exp\left(-i\, 2\,\pi\,\nu\,\beta\right) && (36)
\end{aligned}$$

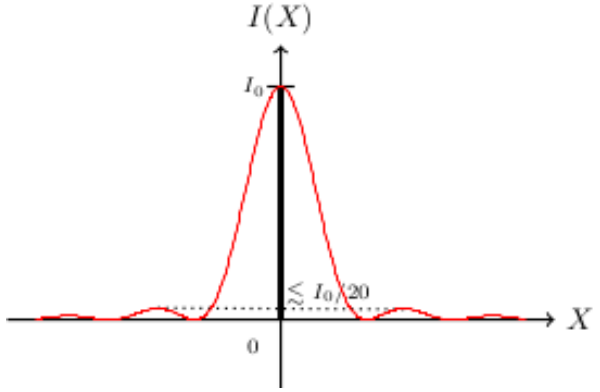
où f et g sont deux fonctions, δ est la distribution de Dirac, TF^{-1} est la transformée de Fourier inverse et $\star$ représente le produit de convolution.

Plan

- Présentation et introduction
- Résolution angulaire de l’oeil et tailles angulaires de quelques objets
- Lunettes astronomiques
- Télescopes
- Rappels sur la Transformée Fourier
- Diffraction
  - Mise en évidence du phénomène
  - Électromagnétisme
  - Postulat de Huyguens-Fresnel
  - Modèles de diffraction
  - Implications pratiques

Mise en évidence du phénomène





Diffraction par un trou

Regardez ici →

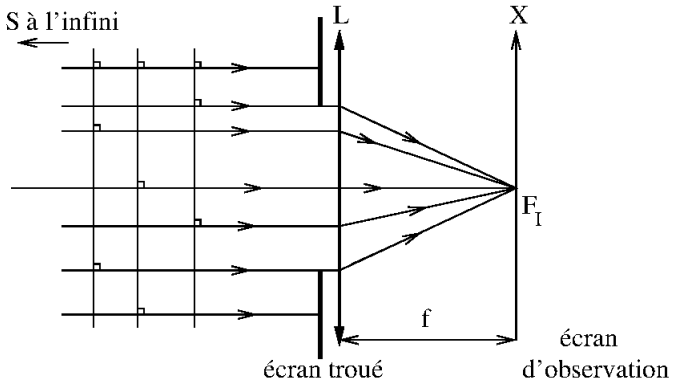
Collez la carte à votre œil et regardez une source ponctuelle à quelques mètres de vous à travers le trou.

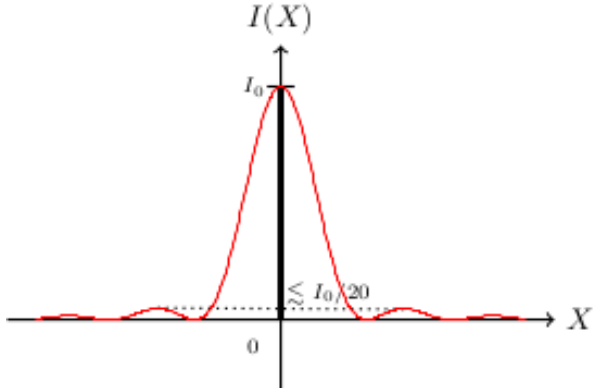
La distribution d'intensité :

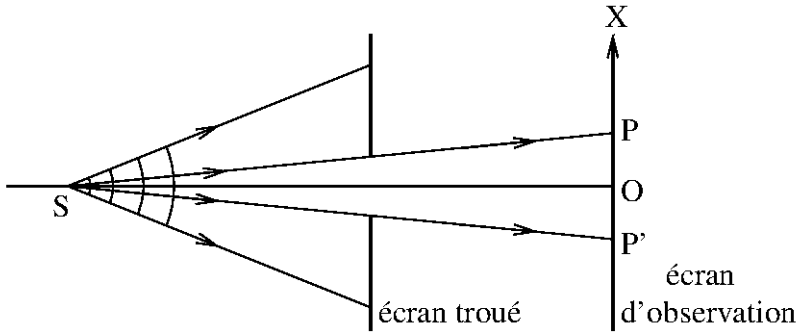
- est une tache de taille finie
- tourne quand on tourne la carte

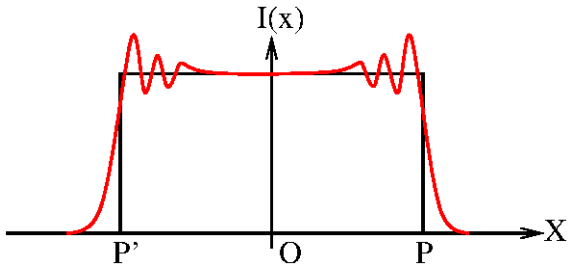
→ c'est le trou qui crée la diffraction !

Limites de l'optique géométrique









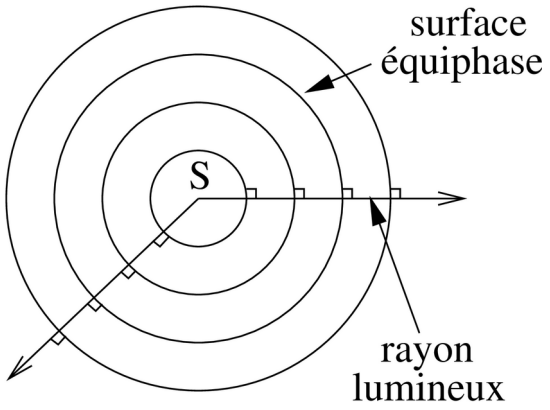
L'intensité lumineuse ne varie pas comme le prédit l'optique géométrique

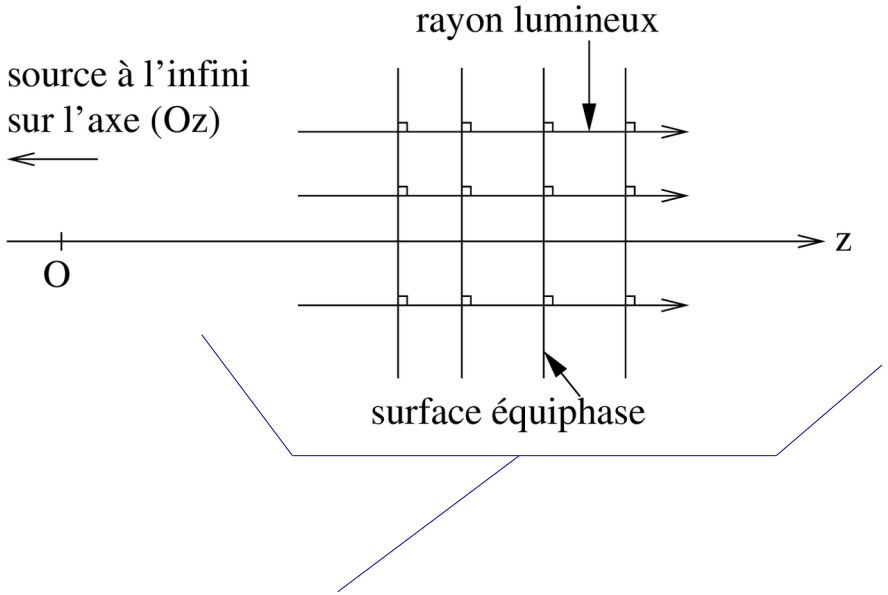
→ **besoin de modèles plus fins** !

Plan

- Présentation et introduction
- Résolution angulaire de l’oeil et tailles angulaires de quelques objets
- Lunettes astronomiques
- Télescopes
- Rappels sur la Transformée Fourier
- Diffraction
  - Mise en évidence du phénomène
  - Électromagnétisme
  - Postulat de Huyguens-Fresnel
  - Modèles de diffraction
  - Implications pratiques

Source ponctuelle monochromatique et surface d'onde





Pour une source ponctuelle monochromatique à l'infini, on peut exprimer son champ électrique complexe par

$$\underline{\vec{E}}(\vec{r},\, t) = \underline{\vec{E_0}} \exp\left[i\left(\vec{k}.\vec{r} - \omega\, t\right)\right] \qquad (16)$$

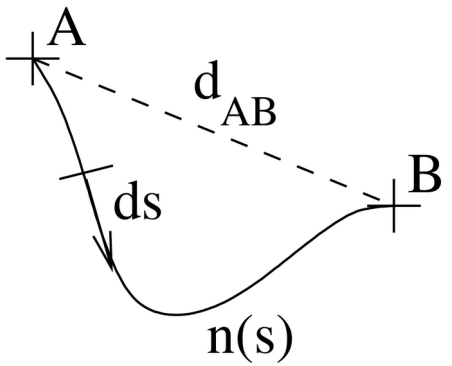
avec $\vec{E_0}$ un vecteur constant complexe orthogonal à l'axe de propagation

avec $\omega/k = v_\Phi = c/n$

Chemin optique et longueur optique

Chemin optique = chemin qu'emprunte la lumière pour aller d'un point à un autre

$$
\begin{aligned}
& \vec{E}(z_B, t) && = \vec{E_0} \exp\left[i\,(k\,z_B - \omega\,t)\right] \\
\Leftrightarrow \quad & && = \vec{E_0} \exp\left[i\,(k\,z_A - \omega\,t + k\,(z_B - z_A))\right] \\
\Leftrightarrow \quad & && = \vec{E}(z_A, t) \exp\left[i\,(k\,(z_B - z_A))\right] \\
\Leftrightarrow \quad & \vec{E}(z_B, t) && = \vec{E}(z_A, t) \exp\left(i\,\Delta\phi_{AB}\right)
\end{aligned}
$$



Puis :

$$
\begin{aligned}
& \Delta\phi_{AB} && = k\,(z_B - z_A) \\
\Leftrightarrow \quad & && = \frac{\omega}{v_\Phi}\,(z_B - z_A) \\
\Leftrightarrow \quad & && = \frac{\omega}{c}\,n\,(z_B - z_A) \\
\Leftrightarrow \quad & && = \frac{2\,\pi}{\lambda_0}\,n\,(z_B - z_A) \\
\Leftrightarrow \quad & \Delta\phi_{AB} && = \frac{2\,\pi}{\lambda_0}\,\ell_{AB}
\end{aligned}
$$

Définition de la longueur optique

$$\ell_{AB} = \int_A^B n(s)\,\mathrm{d}s$$

Si milieu homogène :

$$\ell_{AB} = n\,(z_B - z_A)$$

Intensité lumineuse

En optique (UV et IR aussi)

Période de l'onde = $\frac{2\pi}{\omega} \ll T$ = temps de pose du détecteur

Le détecteur enregistre l'intensité moyenne sur le temps de pose

$$I_\lambda(\vec{r}) \simeq \left\langle \left\| \vec{E}_\lambda(\vec{r},t) \right\|^2 \right\rangle_t$$

Si deux états de polarisations (s et p) : $I_{\lambda,\text{totale } s+p}(\vec{r}) = I_{\lambda,s}(\vec{r}) + I_{\lambda,p}(\vec{r})$

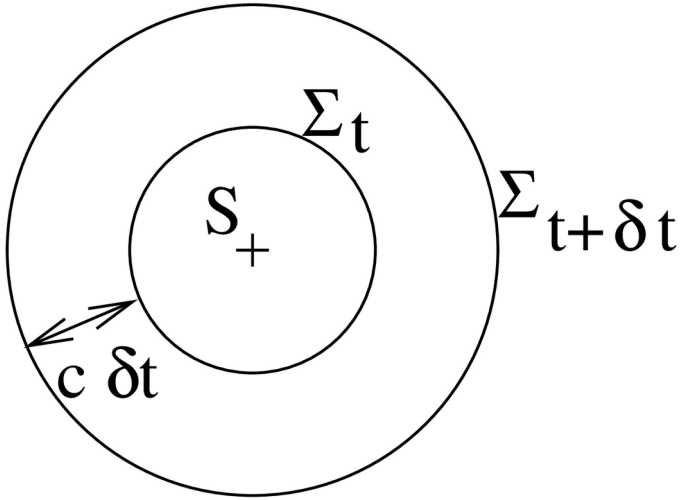
Si source polychromatique : $I_{\text{totale}\,\Delta\lambda}(\vec{r}) \simeq \int_{\Delta\lambda} I_\lambda(\vec{r})\,\mathrm{d}\lambda$

Plan

- Présentation et introduction
- Résolution angulaire de l’oeil et tailles angulaires de quelques objets
- Lunettes astronomiques
- Télescopes
- Rappels sur la Transformée Fourier
- Diffraction
  - Mise en évidence du phénomène
  - Électromagnétisme
  - Postulat de Huyguens-Fresnel
  - Modèles de diffraction
  - Implications pratiques

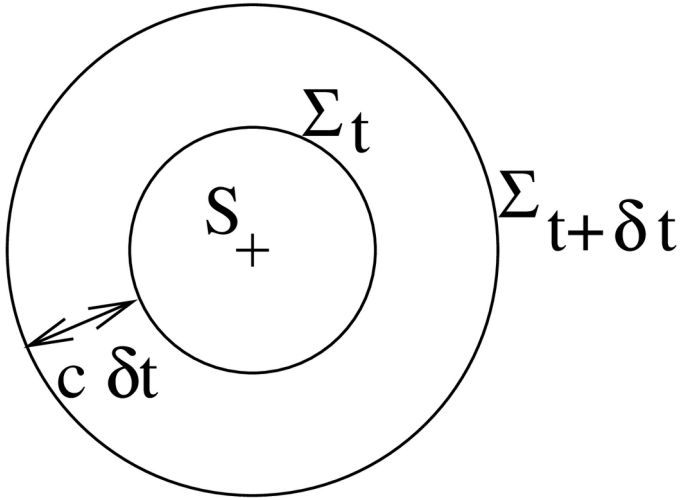
Principe de Huygens, 1678

Depuis 1670, on sait que la vitesse de la lumière est finie



Principe de Huygens, 1678

Depuis 1670, on sait que la vitesse de la lumière est finie

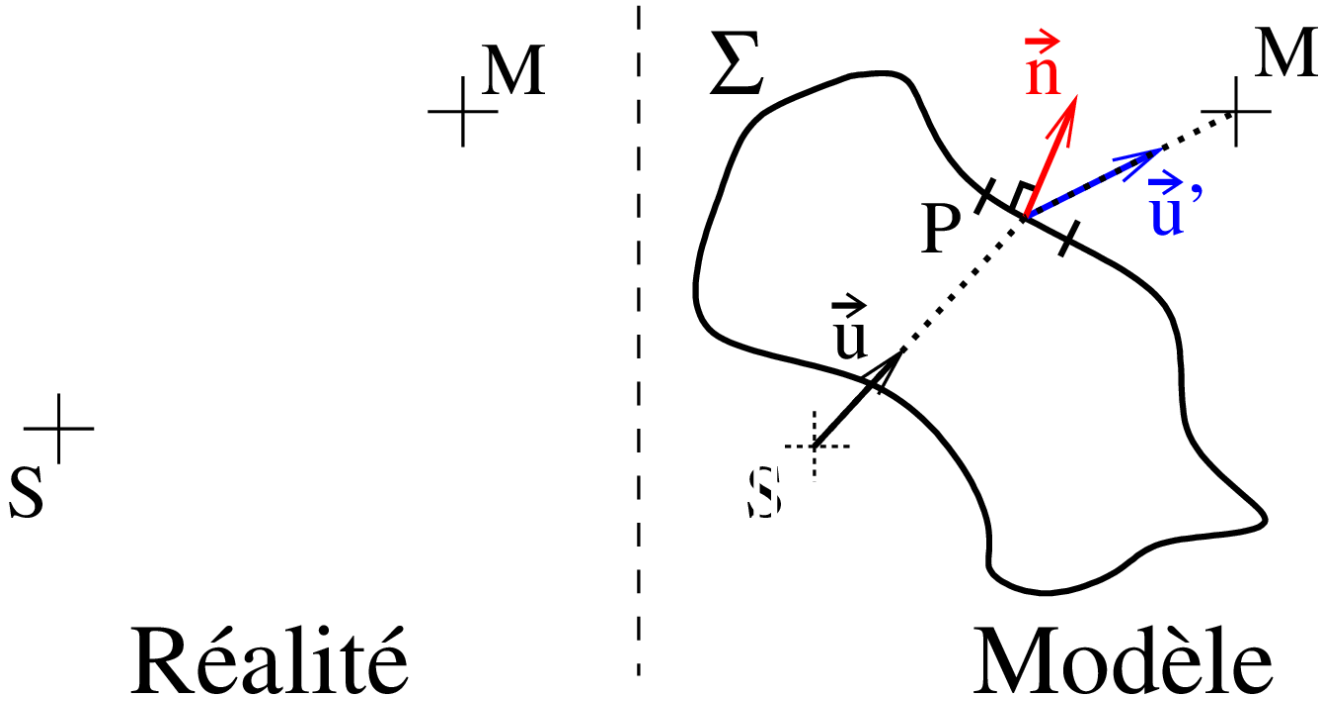


Postulat de Huyguens

La surface d'onde $\Sigma_{t+\delta t}$ à l'instant $t + \delta t$ est l'enveloppe des ondes émises à l'instant t par des sources secondaires qui se trouvent sur la surface d'onde Σ_t.

Principe de Fresnel, 1818 (1/2)

Pour calculer l'onde émise par une source S et reçue en un point M à l'instant t, on peut remplacer la source réelle S par une répartition sur une surface fermée Σ de sources secondaires P qui émettent proportionnellement à l'onde qu'elles reçoivent de S et à la surface qu'elles occupent



Principe de Fresnel, 1818 (2/2)

En faisant les hypothèses que :

$$\mathscr{H}\mathbf{1}\ :\quad r_{SP} = \left\|\overrightarrow{SP}\right\| \gg \lambda$$

$$\mathscr{H}\mathbf{2}\ :\quad r_{PM} = \left\|\overrightarrow{PM}\right\| \gg \lambda$$

on peut écrire

$$E_S(M,\,t) = K \iint_{\Sigma} E_S(P,\,t)\,\frac{\mathrm{e}^{i\,k\,r_{PM}}}{r_{PM}}\,\frac{\cos\left(-\overrightarrow{n},\overrightarrow{u}'\right)+\cos\left(-\overrightarrow{n},\overrightarrow{u}\right)}{2}\,\mathrm{d}\Sigma_p \tag{37}$$

avec

$$\begin{cases} K &= \dfrac{1}{i\,\lambda} \\ \overrightarrow{u} &= \dfrac{\overrightarrow{SP}}{\left\|\overrightarrow{SP}\right\|} \\ \overrightarrow{u}' &= \dfrac{\overrightarrow{PM}}{\left\|\overrightarrow{PM}\right\|} \end{cases}$$

Les termes de l'équation 37 représentent

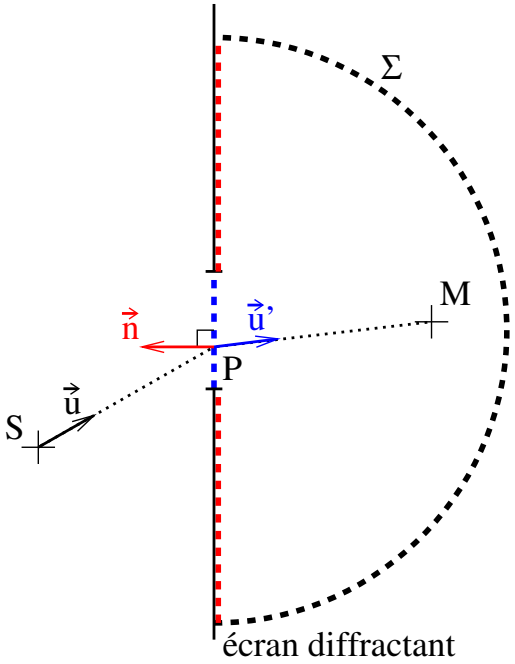
- **Le champ électrique $E_S(M,\,t)$ reçu de S en M à l'instant t.**
- **Le champ électrique $E_S(P,\,t)$ reçu de S en P à l'instant t.**
- **Le terme de phase dû au parcours de P à M divisé par PM car P émet une onde sphérique.**
- **Le terme géométrique $\left[\cos\left(-\overrightarrow{n},\overrightarrow{u}'\right)+\cos\left(-\overrightarrow{n},\overrightarrow{u}\right)\right]/2$.**
- **La surface $\mathrm{d}\Sigma_p$ occupée par la source secondaire P.**

Plan

- Présentation et introduction
- Résolution angulaire de l’oeil et tailles angulaires de quelques objets
- Lunettes astronomiques
- Télescopes
- Rappels sur la Transformée Fourier
- Diffraction
  - ✔ Mise en évidence du phénomène
  - ✔ Électromagnétisme
  - ✔ Postulat de Huyguens-Fresnel
  - ✔ Modèles de diffraction
  - ✔ Implications pratiques

Modèle de Fresnel-Kirchhoff (1/2)

Négligeable la plupart du temps



$$E(M,t) = K \iint_{\mathscr{T}} E_S(P,t)\,\frac{e^{i\,k\,r_{PM}}}{r_{PM}}\,\frac{\cos(-\vec{n},\vec{u}') + \cos(-\vec{n},\vec{u})}{2}\,d\Sigma_p$$

$$+K \iint_{\mathscr{T}_2} E_S(P,t)\,\frac{e^{i\,k\,r_{PM}}}{r_{PM}}\,\frac{\cos(-\vec{n},\vec{u}') + \cos(-\vec{n},\vec{u})}{2}\,d\Sigma_p$$

$$+K \iint_{\mathscr{T}_3} E_S(P,t)\,\frac{e^{i\,k\,r_{PM}}}{r_{PM}}\,\frac{\cos(-\vec{n},\vec{u}') + \cos(-\vec{n},\vec{u})}{2}\,d\Sigma_p$$

Rigoureusement nulle

Modèle de Fresnel-Kirchhoff (2/2)

Les hypothèses du modèle de Kirchhoff sont

$$\mathscr{H}\mathbf{1}: \quad r_{SP} = \left\|\overrightarrow{SP}\right\| \gg \lambda$$

$$\mathscr{H}\mathbf{2}: \quad r_{PM} = \left\|\overrightarrow{PM}\right\| \gg \lambda$$

$$\mathscr{H}\mathbf{3}: \quad \eta \gg \lambda$$

avec η la grandeur caractéristique de l'ouverture $\mathscr{T}$. Dans ces conditions, l'expression du champ électrique diffracté $E(M,\,t)$ au point M à l'instant t s'écrit en fonction du champ électrique E_S à l'intérieur de l'ouverture diffractante

$$E(M,\,t) = K \iint_{\mathscr{T}} E_0 \, \frac{\mathrm{e}^{i\,(k\,r_{SP} - \omega\,t)}}{r_{SP}} \, \frac{\mathrm{e}^{i\,k\,r_{PM}}}{r_{PM}} \, \frac{\cos\left(-\vec{n}\,,\vec{u}\,'\right) + \cos\left(-\vec{n}\,,\vec{u}\right)}{2} \, \mathrm{d}\Sigma_p \tag{38}$$

Remarque : le champ $E(M,\,t)$ ne dépend pas du matériau de l'écran. Ceci est une conséquence de $\mathscr{H}\mathbf{3}$.

Modèle de Fresnel : champ proche

Les hypothèses nécessaires pour appliquer le modèle de diffraction de Fresnel sont

$$\begin{aligned}
&\mathscr{H}\mathbf{1}: \quad r_{SP} = \left\|\overrightarrow{SP}\right\| \gg \lambda \\
&\mathscr{H}\mathbf{2}: \quad r_{PM} = \left\|\overrightarrow{PM}\right\| \gg \lambda \\
&\mathscr{H}\mathbf{3}: \quad \eta \gg \lambda \\
&\mathscr{H}\mathbf{4}: \quad r_{PM} \gg \eta \\
&\mathscr{H}\mathbf{5}: \quad r_{SP} \gg \eta \\
&\mathscr{H}\mathbf{6}: \quad Z \gg Z_{\text{Fresnel}} = \eta \left(\sqrt[3]{\frac{\pi\,\eta}{4\,\lambda}}\right)
\end{aligned}$$

avec η la grandeur caractéristique de l'ouverture $\mathscr{T}$.
Dans ces conditions, l'expression du champ électrique diffracté $E(X,\,Y,\,Z,\,t)$ au point M de coordonnées $(X,\,Y,\,Z)$ à l'instant t s'écrit en fonction du champ électrique $E_S(x,\,y,\,t)$ dans l'ouverture diffractante :

$$E(X,\,Y,\,Z,\,t) = K\,\frac{\mathrm{e}^{i\,\phi_0}}{Z} \iint_{\mathscr{T}} E_S(x,\,y,\,t)\,\mathrm{e}^{-i\,\frac{k}{Z}\,(x\,X+y\,Y)}\,\mathrm{e}^{i\,\frac{k}{2\,Z}\,\left(x^2+y^2\right)}\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y \tag{39}$$

avec $\phi_0 = k\,Z + k\,\left(X^2+Y^2\right)/(2\,Z)$ et $K = -i/\lambda$.

Quelques remarques :
- l'exponentielle complexe $\mathrm{e}^{i\,\phi_0}$ est un terme de phase qui disparaîtra quand on s'intéressera à l'intensité lumineuse.
- l'exponentielle complexe $\mathrm{e}^{-i\,\frac{k}{Z}\,(x\,X+y\,Y)}$ est le terme de Fraunhofer.
- l'exponentielle complexe $\mathrm{e}^{i\,\frac{k}{2\,Z}\,\left(x^2+y^2\right)}$ est le terme de Fresnel.

Modèle de Fraunhofer : champ lointain, hypothèses

Les hypothèses nécessaires pour appliquer le modèle de diffraction de Fraunhofer sont

$$\mathscr{H}\mathbf{1}: \quad r_{SP} = \left\|\overrightarrow{SP}\right\| \gg \lambda$$

$$\mathscr{H}\mathbf{2}: \quad r_{PM} = \left\|\overrightarrow{PM}\right\| \gg \lambda$$

$$\mathscr{H}\mathbf{3}: \quad \eta \gg \lambda$$

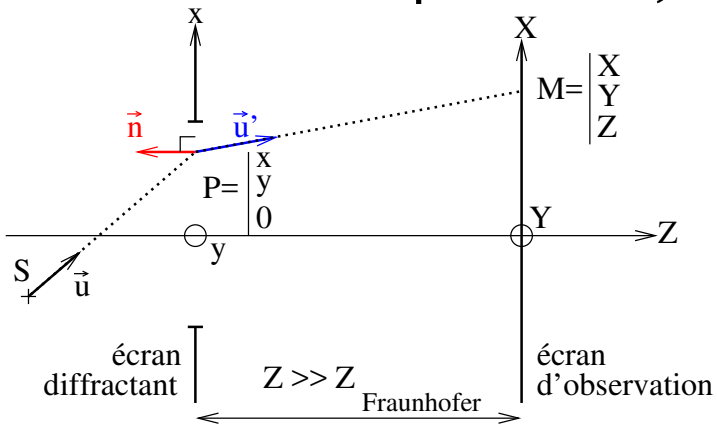
$$\mathscr{H}\mathbf{4}: \quad r_{PM} \gg \eta$$

$$\mathscr{H}\mathbf{5}: \quad r_{SP} \gg \eta$$

$$\mathscr{H}\mathbf{6}: \quad Z \gg Z_{\text{Fraunhofer}} = \frac{k\,\eta^2}{2} \Rightarrow \frac{\lambda}{\eta} \gg \pi\,\frac{\eta}{Z} \ \textbf{(condition de Fraunhofer)}$$

avec η la grandeur caractéristique de l'ouverture $\mathscr{T}$.

Modèle de Fraunhofer : champ lointain, montage optique 1



Montage optique 1

Le montage optique de la figure 41 permet d'être approximativement dans les conditions de Fraunhofer. L'expression du champ électrique diffracté $E(X,\,Y,\,Z,\,t)$ au point M de coordonnées $(X,\,Y,\,Z)$ à l'instant t s'écrit en fonction du champ électrique $E_S(x,\,y,\,t)$ dans l'ouverture diffractante :

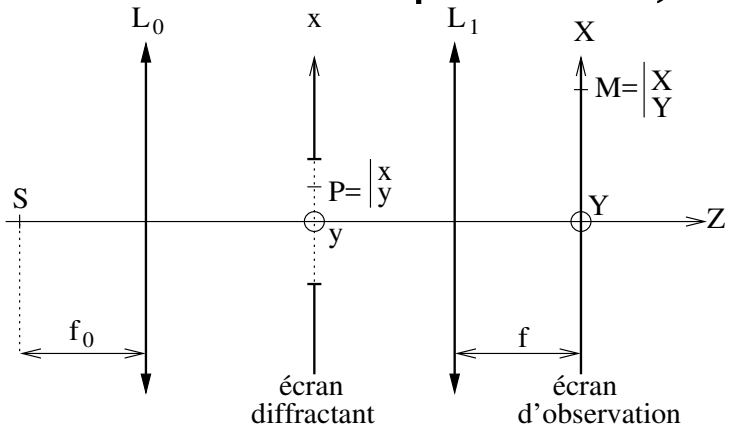
$$E(X,\,Y,\,Z,\,t) = K\,\frac{\mathrm{e}^{i\,\phi_0}}{Z}\iint_{\mathscr{S}} E_S(x,\,y,\,t)\,\mathrm{e}^{-i\,\dfrac{k}{Z}\,(x\,X\,+\,y\,Y)}\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y \qquad (40)$$

avec $\phi_0 = k\,Z + k\,\left(X^2+Y^2\right)/(2\,Z)$ et $K = -i/\lambda$. Cette équation fait apparaître la transformée de Fourier de la fonction $E_S\,\Pi_\mathrm{T}$ calculée au point de coordonnées $(k_X,\,k_Y) = (k\,X/Z,\,k\,Y/Z)$. Le champ électrique $E_S(x,\,y,\,t)$ est celui dans le plan de l'ouverture diffractante et $\Pi_\mathrm{T}(x,\,y)$ est la fonction qui décrit l'ouverture diffractante :

$$E(X,\,Y,\,Z,\,t) = K\,\frac{\mathrm{e}^{i\,\phi_0}}{Z}\,\mathrm{TF}\left[E_S\Pi_\mathrm{T}\right](k_X,\,k_Y) \qquad (41)$$

L'exponentielle complexe $\mathrm{e}^{i\,\phi_0}$ est un terme de phase qui disparaîtra quand on s'intéressera à l'intensité lumineuse.

Modèle de Fraunhofer : champ lointain, montage optique 2



Montage optique 2

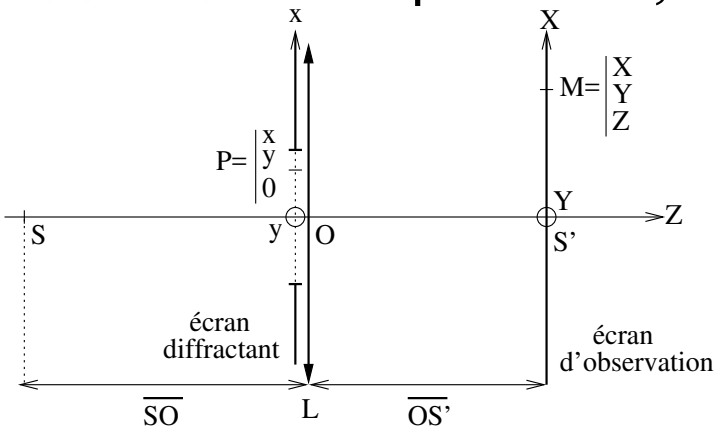
Si les dimensions de l'ouverture vérifient $\mathscr{H}3$, alors le montage représenté sur la figure 42 permet de rigoureusement vérifier les autres hypothèses du modèle de Fraunhofer et le champ électrique diffracté $E(X,\,Y,\,t)$ au point M de coordonnées $(X,\,Y)$ dans le plan focal d'une lentille de focale f est donné par

$$E(X,\,Y,\,t) = K_f \iint_{\mathscr{T}} E_S(x,\,y,\,t)\,\mathrm{e}^{-i\,\frac{k}{f}\,(x\,X + y\,Y)}\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y \qquad (42)$$

avec K_f un nombre complexe de module constant. De nouveau, le champ électrique $E(X,\,Y,\,t)$ diffracté dans le plan focal de la lentille est proportionnel à la transformée de Fourier de la fonction $E_S\,\Pi_{\mathscr{T}}$ calculée au point $(k_{Xf},\,k_{Yf}) = (k\,X/f,\,k\,Y/f)$ avec $E_S(x,\,y,\,t)$ le champ électrique dans l'ouverture diffractante qui est décrite par la fonction $\Pi_{\mathscr{T}}(x,\,y)$

$$E(X,\,Y,\,t) = K_f\,\mathrm{TF}\,[E_S\,\Pi_{\mathscr{T}}]\,(k_{Xf},\,k_{Yf}) \qquad (43)$$

Modèle de Fraunhofer : champ lointain, montage optique 3



Montage optique 3

Un dernier montage permet d'être rigoureusement dans les conditions de Fraunhofer (figure 43). Il faut que :
- l'écran diffractant soit accollé à la lentille de centre O et de focale f.
- le plan d'observation (perpendiculaire à l'axe optique et passant par S') soit conjugué au plan où se trouve la source (plan perpendiculaire à l'axe optique et passant par S) :

$$\frac{1}{\overline{OS'}} - \frac{1}{\overline{OS}} = \frac{1}{f}$$

Si les dimensions de l'ouverture vérifient $\mathscr{H}3$, alors le champ électrique diffracté s'écrit

$$E(X,\, Y,\, t) = K_f\, \mathrm{TF}\left[E_S\, \Pi_{\mathscr{T}}\right](k_{Xf},\, k_{Yf}) \tag{44}$$

avec K_f une constante complexe, $k_{Xf} = k\,X/f$ et $k_{Yf} = k\,Y/f$.

Optique géométrique ou diffraction ?

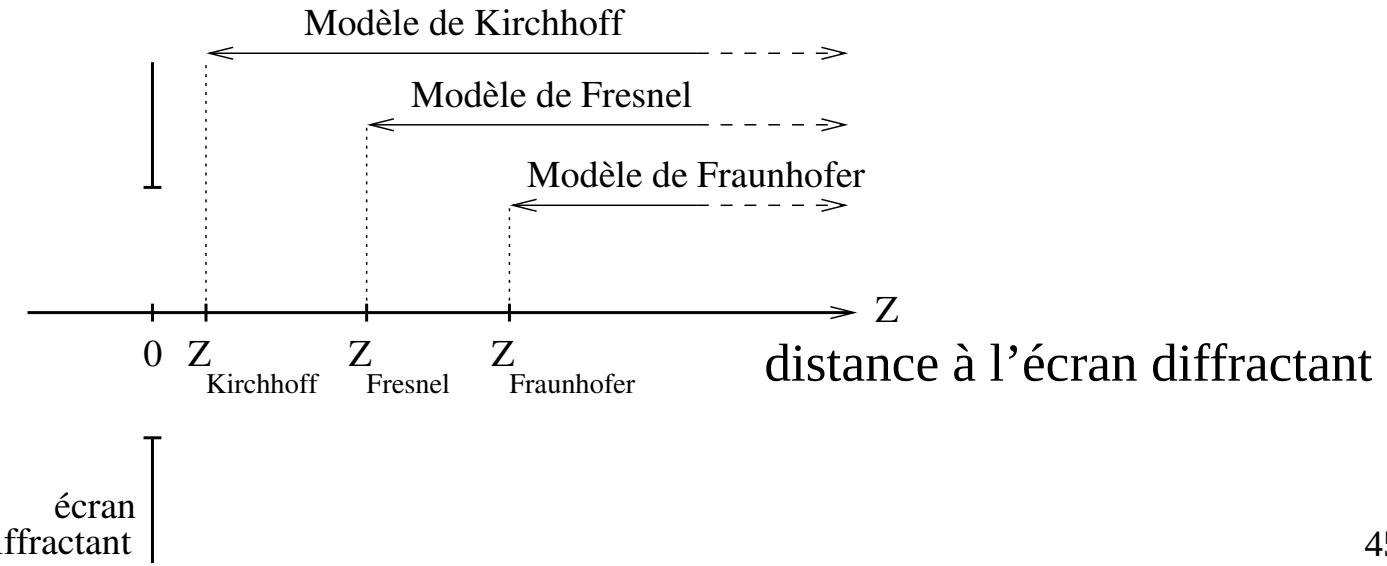
Plusieurs modèles de propagation de la lumière

- Optique géométrique
- Diffraction quand $\lambda/D > D/Z$ <=> **$Z > Z_R = D^2/\lambda$ = distance de Rayleigh**

→ Plusieurs modèles de diffraction

Très souvent : modèle de Fraunhofer

Parfois : modèle de Fresnel



Plan

- Présentation et introduction
- Résolution angulaire de l’oeil et tailles angulaires de quelques objets
- Lunettes astronomiques
- Télescopes
- Rappels sur la Transformée Fourier
- Diffraction
  - ✔ Mise en évidence du phénomène
  - ✔ Électromagnétisme
  - ✔ Postulat de Huyguens-Fresnel
  - ✔ Modèles de diffraction
  - ✔ Implications pratiques

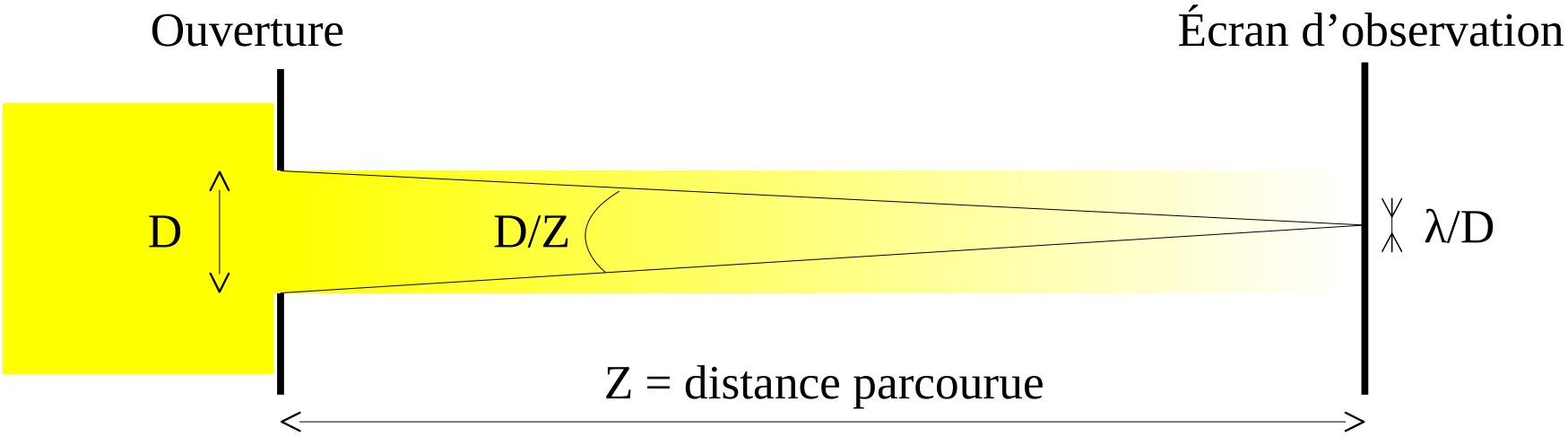
Quand prendre en compte la diffraction ?

Soit un faisceau collimaté de diamètre D en Z=0. Après propragation sur une grande distance Z :

- Optique géométrique : la taille du faisceau est D
- Diffraction : la taille de la tache de diffraction est $\lambda Z/D$

C'est la taille la plus grande qui définit quel modèle est approprié.

Donner les domaines de Z pour l'optique géométrique et pour la diffraction ?



Quand prendre en compte la diffraction ?

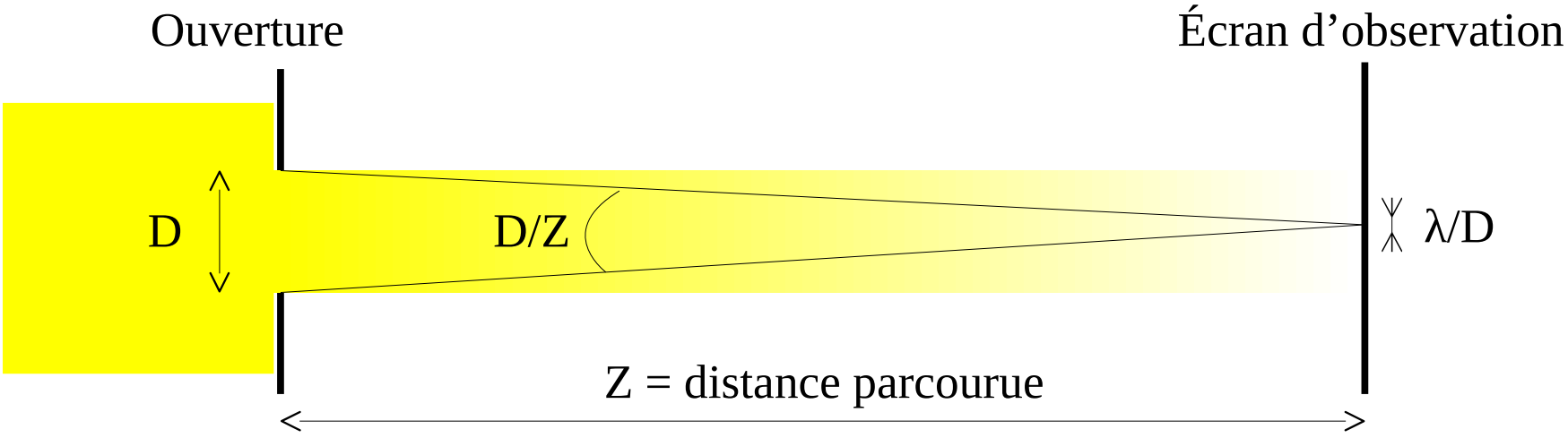
Soit un faisceau collimaté de diamètre D en Z=0. Après propragation sur une grande distance Z :

- Optique géométrique : la taille du faisceau est D
- Diffraction : la taille de la tache de diffraction est $\lambda Z/D$

C'est la taille la plus grande qui définit quel modèle est approprié.

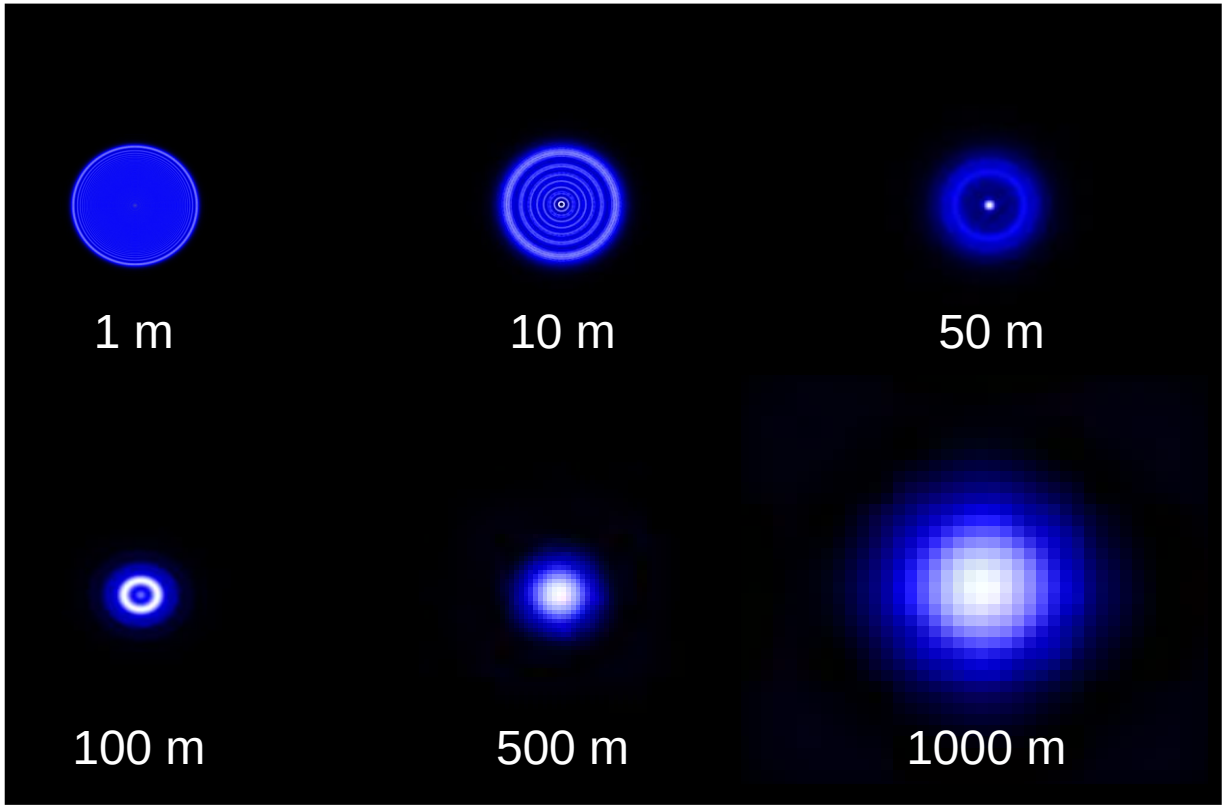
- Si $D > \lambda Z/D \Leftrightarrow Z < D^2/\lambda$ → optique géométrique
- Si $D < \lambda Z/D \Leftrightarrow Z > D^2/\lambda$ → diffraction

Le faisceau s'élargit à partir de la distance de Rayleigh $Z_R = D^2/\lambda$



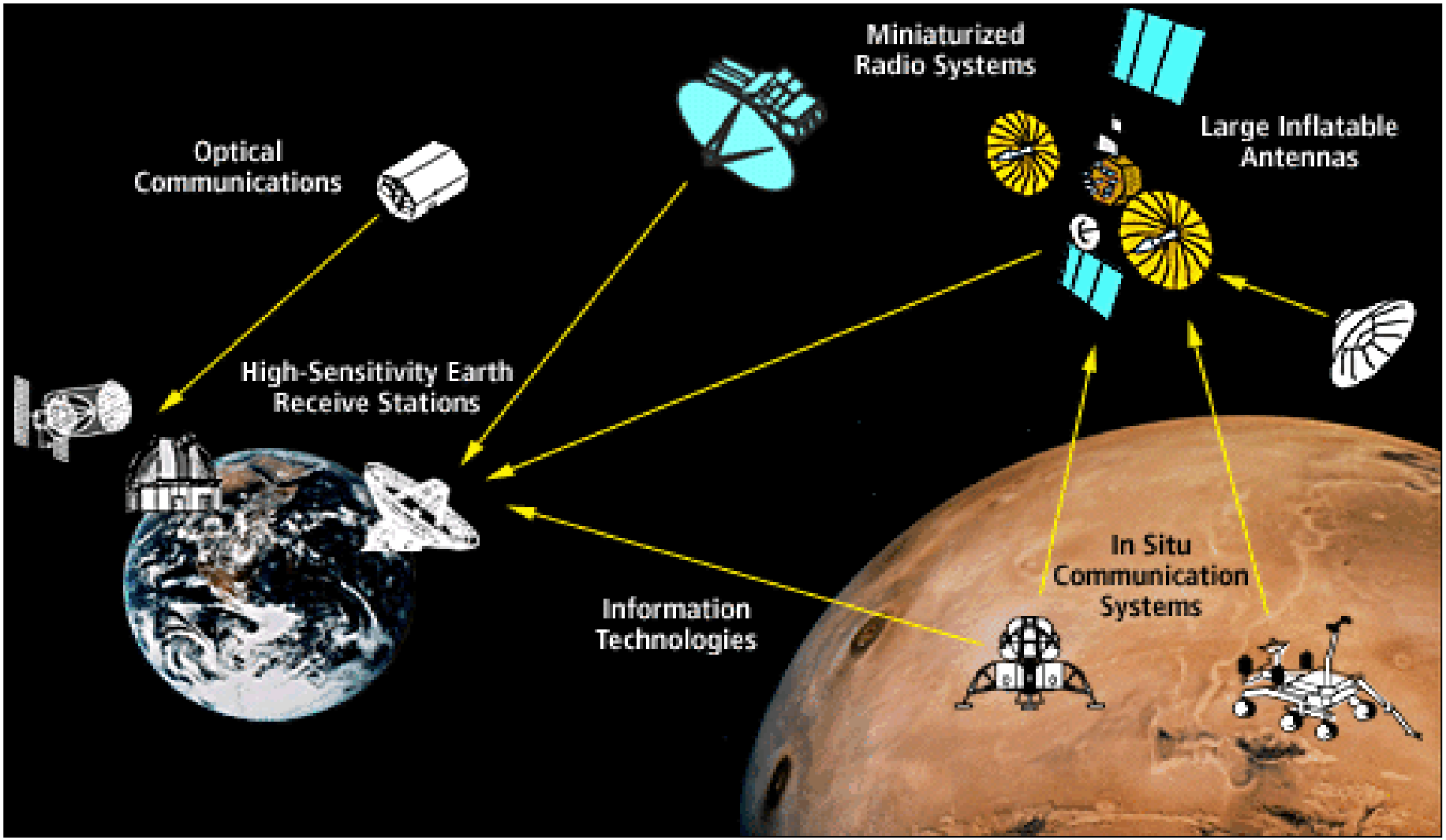
Élargissement d'un faisceau

Exemple : faisceau de D=8 cm, λ = 10 µm et $z_R = D^2/\lambda$ = 640 m

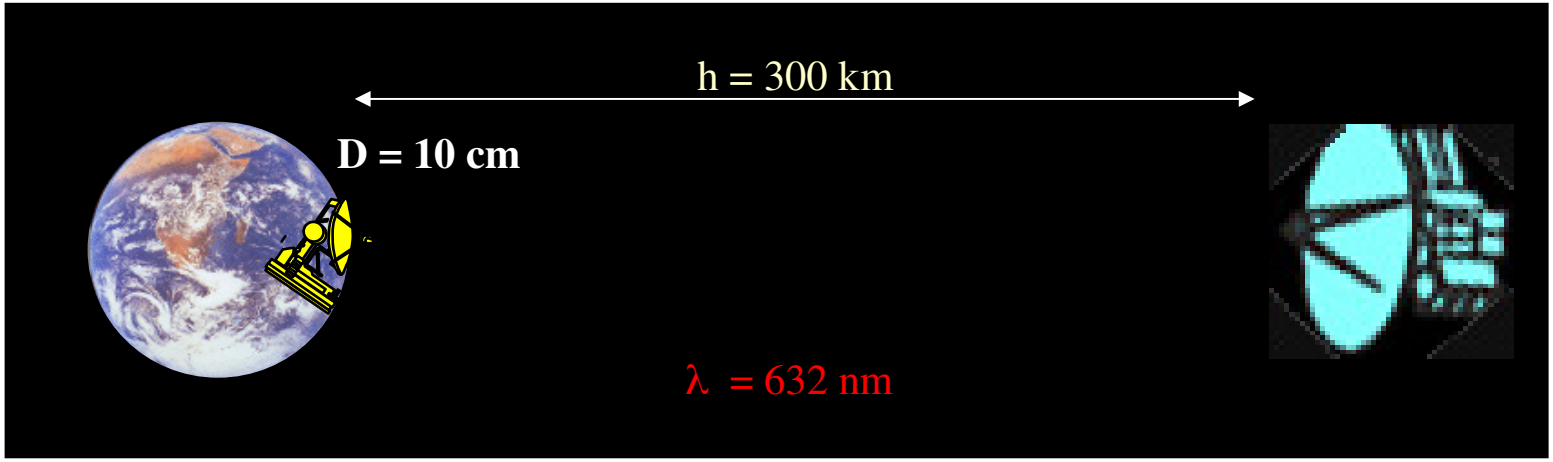


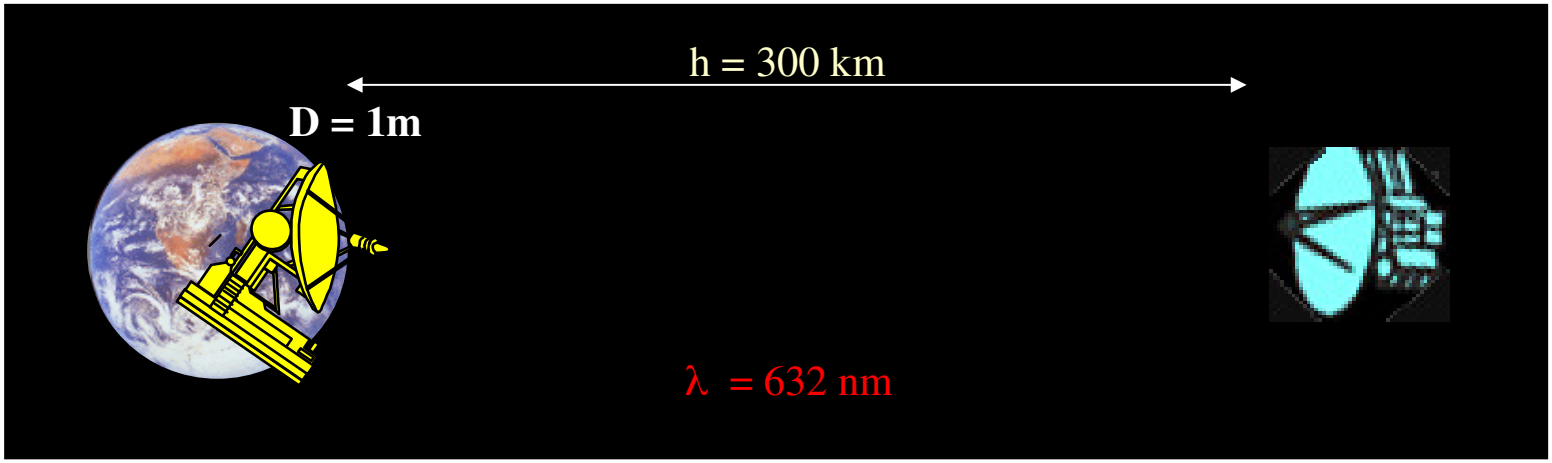
Cas particulier : un faisceau gaussien qui diffracte en se propageant reste gaussien
Mais il s'élargit !

Communication spatiale

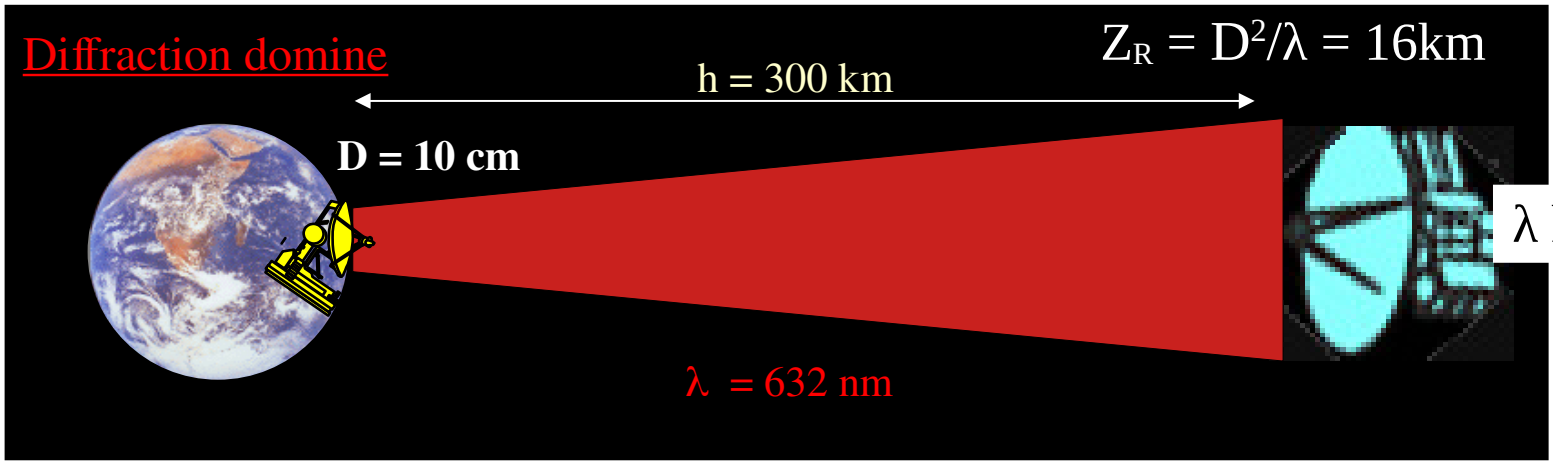


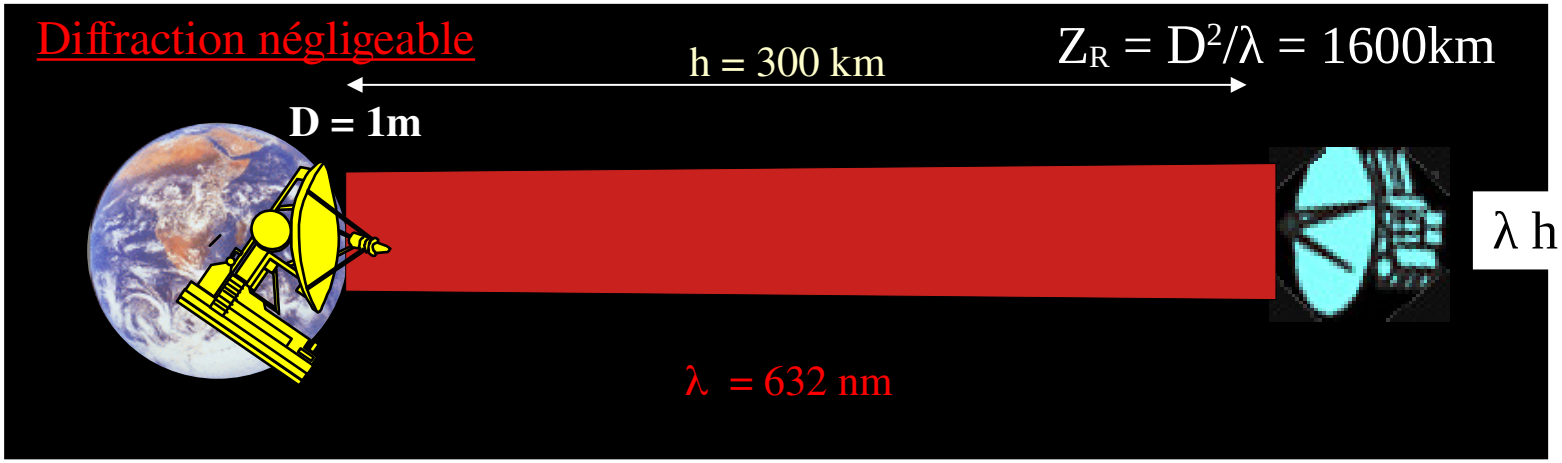
Exemple d'une communication spatiale optique à 300km



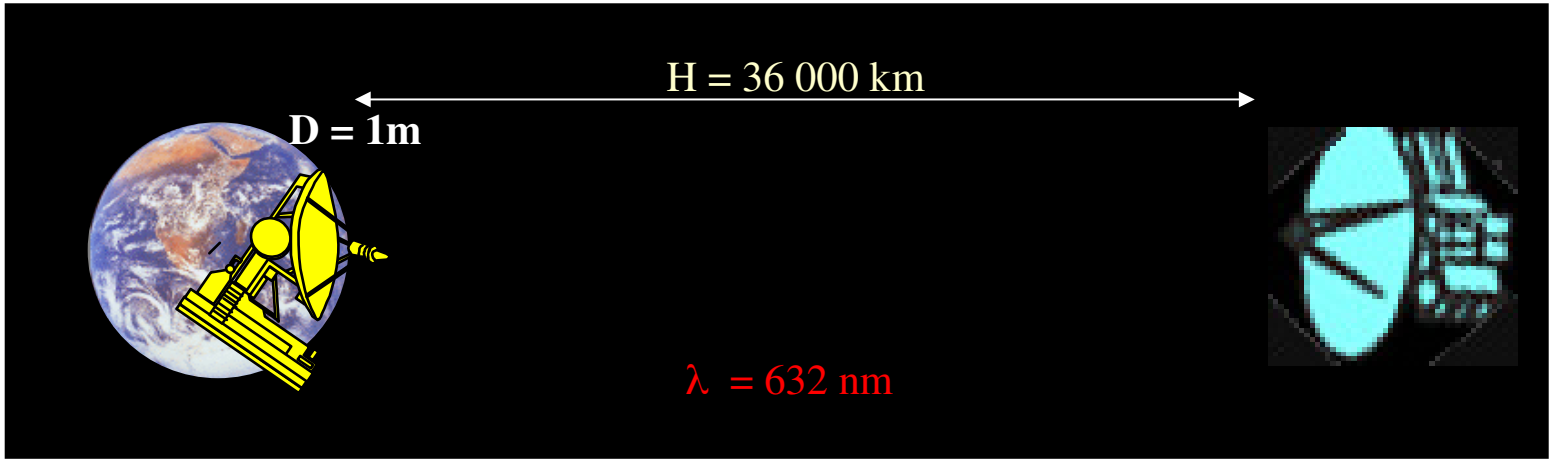


Exemple d'une communication spatiale optique à 300km

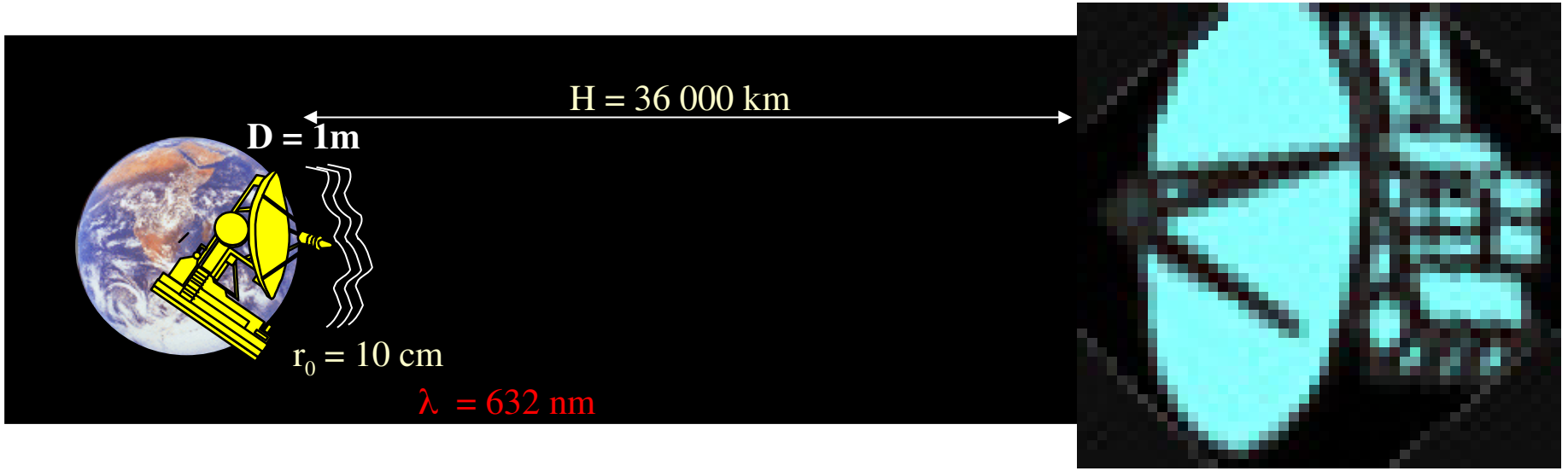




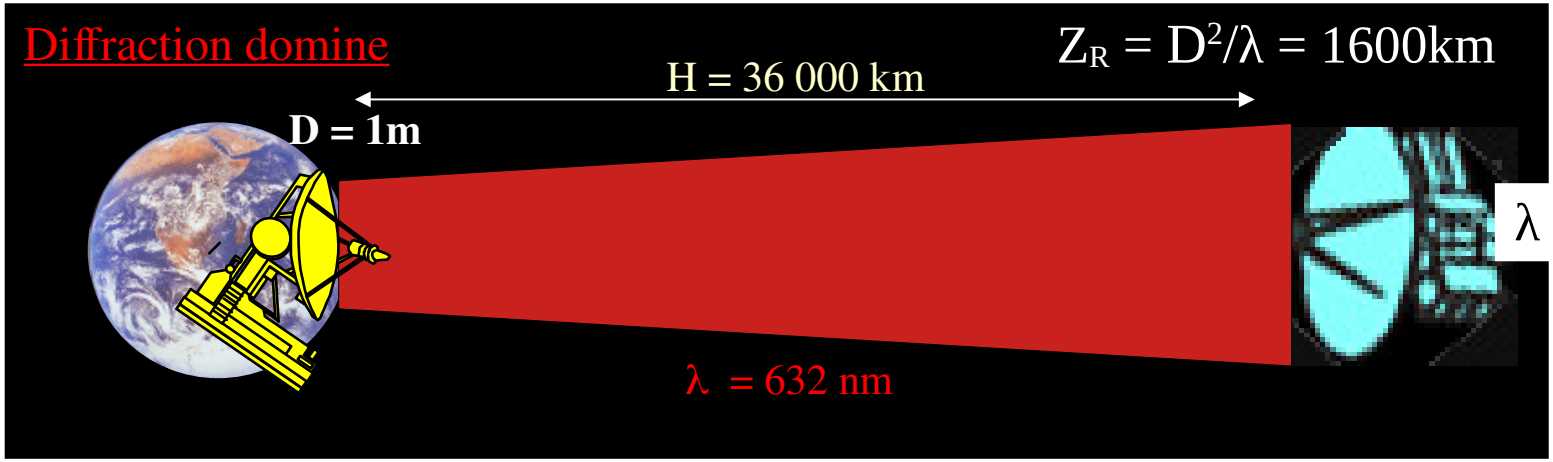
Exemple d'une communication spatiale optique à 36 000km



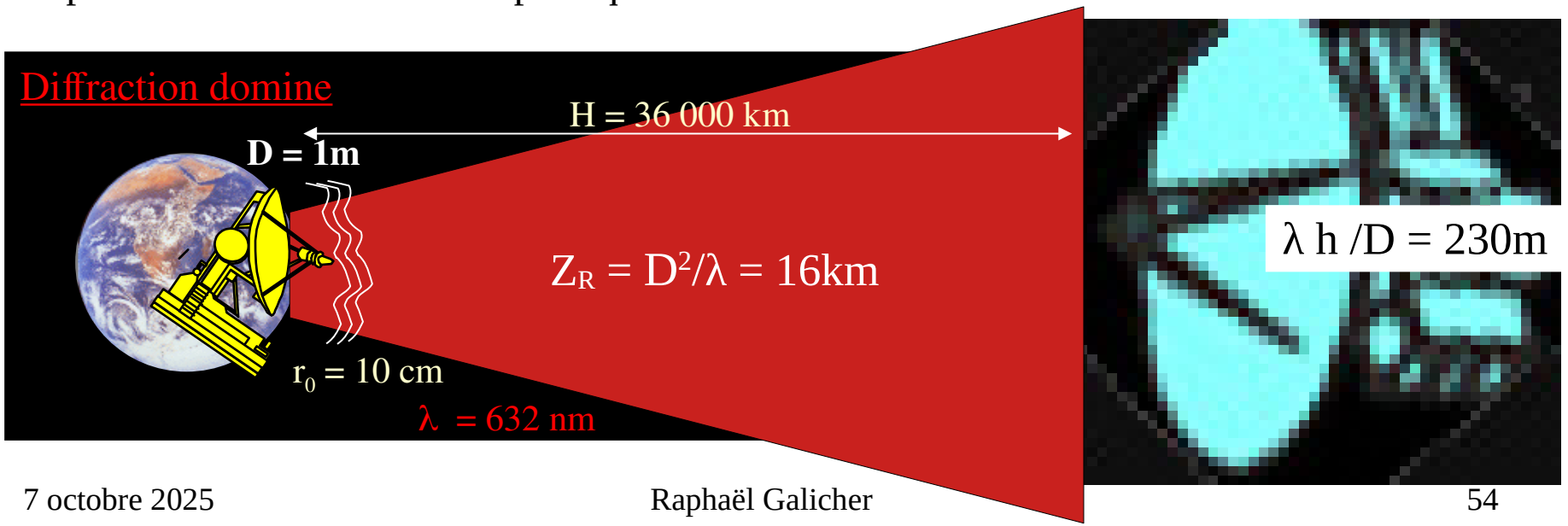
Impact de la turbulence atmosphérique terrestre !



Exemple d'une communication spatiale optique à 36 000km



Impact de la turbulence atmosphérique terrestre !



Fin du cours 1