

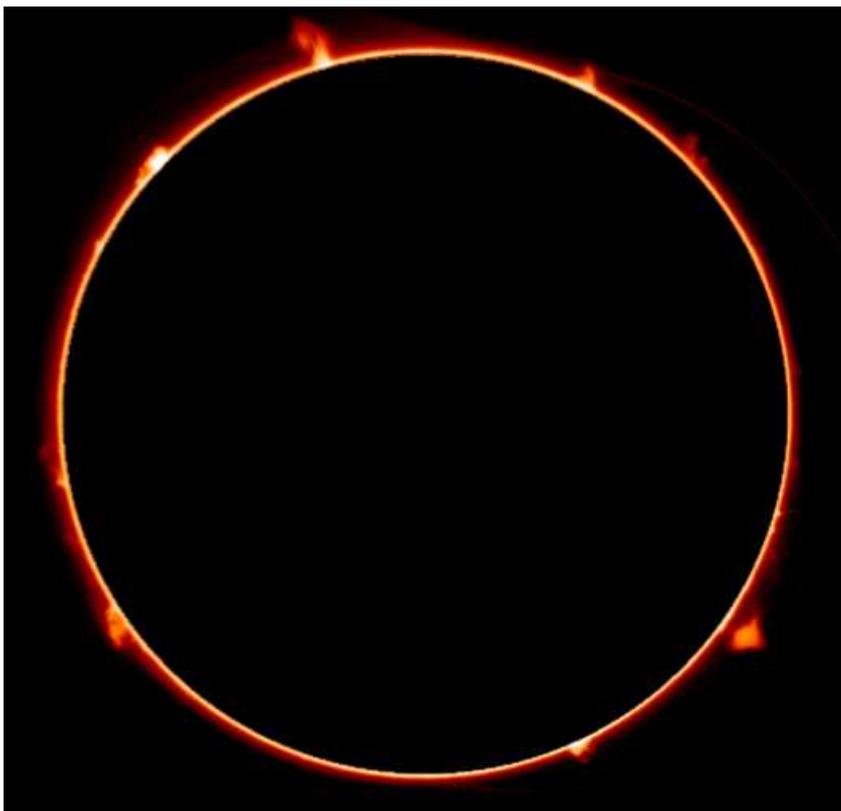


Observatoire astronomique de la Pointe du diable



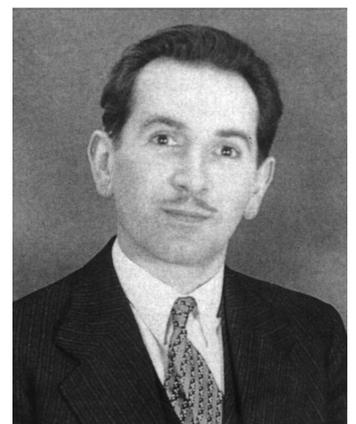
2. Le coronographe de Lyot

Le coronographe est un système optique assez complexe conçu pour observer les protubérances solaires en réalisant une sorte « d'éclipse artificielle »



Serge Deconihout,
constructeur
du coronographe
et du télescope

Bernard Lyot
Astronome français
1897-1952



2.1. La couronne solaire

2.1.1. Nature physique de la couronne

La couronne solaire et les jets coronaux de plasma que l'on nomme aussi protubérances solaires sont observables à l'occasion des éclipses totales du Soleil par la Lune.

La couronne, qui s'étend sur plusieurs diamètres solaires, est constituée d'un plasma très ténu et très chaud (1 million de degrés!). Elle est 10^6 fois moins lumineuse que le disque solaire et encore 10^2 fois moins lumineuse que le bleu du ciel.

La couronne solaire photographiée à l'occasion de l'éclipse totale de 1999.



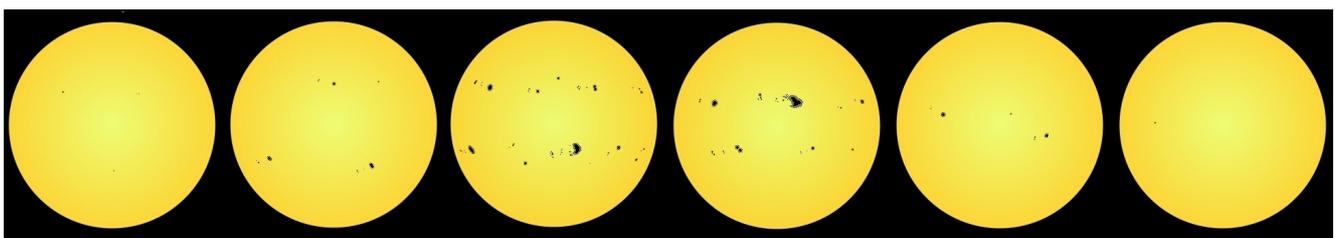
Les jets coronaux sont des plasmas beaucoup plus froids constitués principalement d'hydrogène et d'hélium.



Un jet coronal particulièrement spectaculaire.
En haut à gauche, le petit cercle est une image de la Terre à l'échelle.

2.1.2. Les cycles solaires

L'activité solaire est cyclique. Le phénomène n'est pas périodique, mais la durée moyenne des cycles observée sur plus de 250 ans est de l'ordre de 11 années.



2008
Début de cycle
Pas ou peu
de taches

après 2,5 ans
quelques taches
apparaissent

2013
après 5 ans
maximum
d'activité

...

2019 ?
fin de cycle
(durée moyenne
de 11 ans)

En début de cycle, il n'y a pas (ou très peu) de taches solaires. Leur nombre augmente progressivement et devient maximal en général au bout de 5 ans.

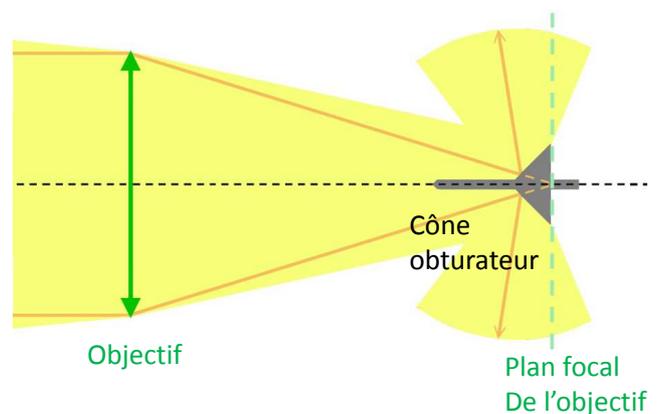
Nous sommes en 2014 au beau milieu du 24^e cycle solaire. Ce cycle est tout à fait atypique, le nombre de taches solaires ayant été particulièrement faible.

L'apparition des protubérances étant directement liée à l'existence des taches solaires, leur nombre et leur ampleur varie selon le même cycle.

2.2. Le montage de Lyot

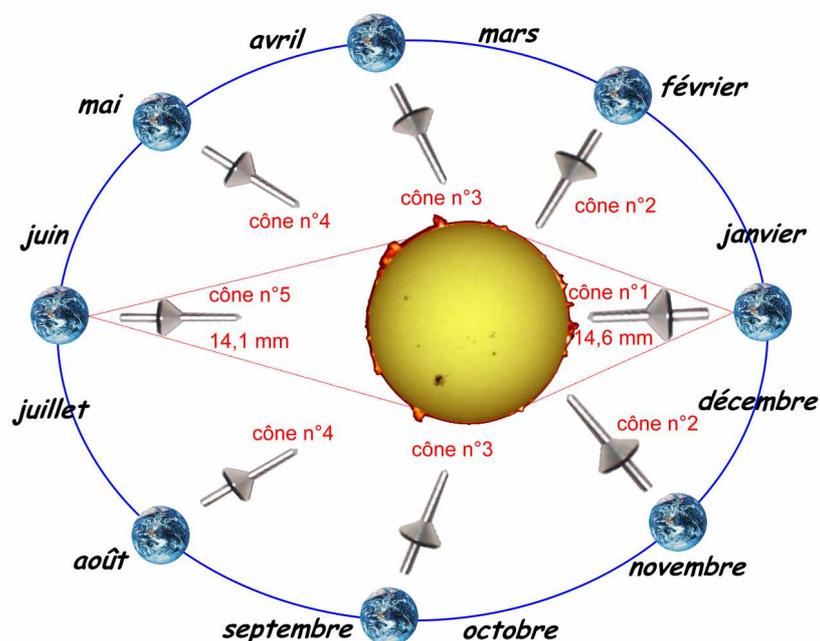
2.2.1. Première action : occultation de l'image du disque solaire

Un cône métallique est disposé de telle sorte que sa base corresponde à l'image du disque solaire. L'essentiel du flux d'énergie incident est ainsi éliminé.



La Terre décrivant autour du soleil une orbite elliptique d'excentricité $e = 0,0167$, le diamètre apparent du Soleil varie de 3,3 % selon la saison.

Pour cette raison, nous disposons d'un jeu de cinq cônes de diamètres différents, le plus grand devant être utilisé autour du 2 janvier (date de passage au *périhélie*) et le plus petit autour du 2 juillet (date de passage à l'*aphélie*).

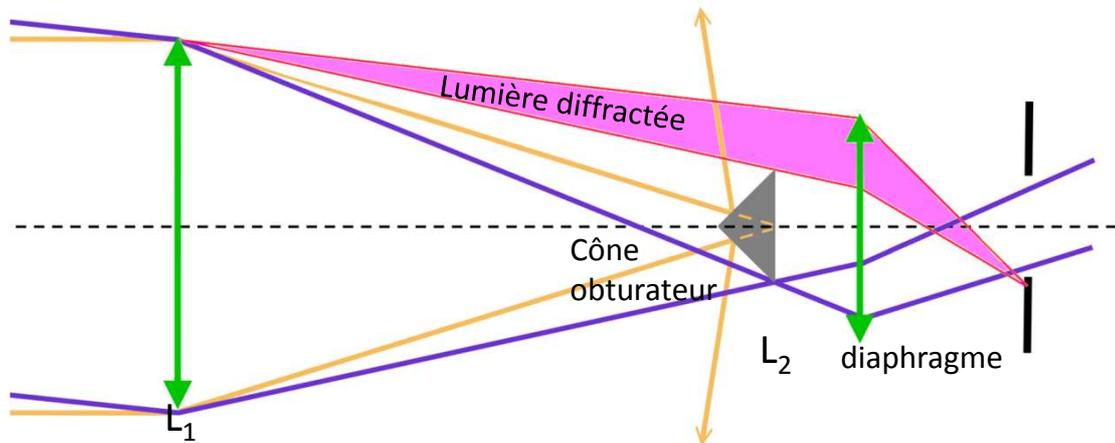


2.2.2. Deuxième action : interception de la lumière diffractée

Lyot dispose une deuxième lentille L_2 sur l'axe optique et un diaphragme circulaire à la position conjuguée de l'objectif L_1 par rapport à L_2 . Le diamètre du diaphragme est choisi de telle sorte que les ondelettes émises par diffraction par le bord de l'objectif soient interceptées.

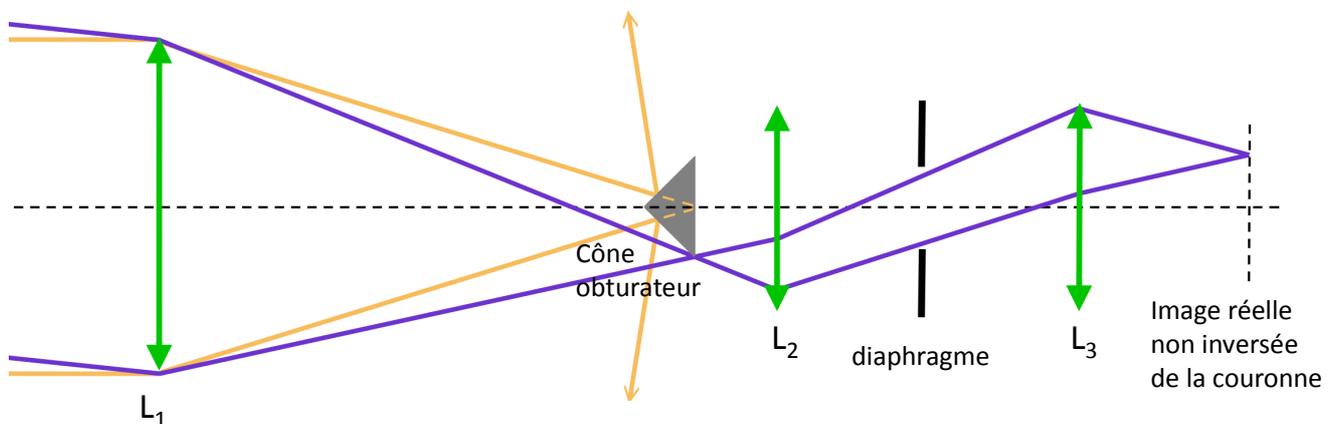
Par contre, **les rayons lumineux en provenance de la couronne solaire** passent à travers la pupille.

C'est en cela que consiste l'idée principale émise par l'astronome français Bernard Lyot en 1930.



2.2.3. Troisième action : réalisation de l'image de la couronne

Une troisième lentille convergente L_3 est disposée sur l'axe optique derrière le diaphragme. Son rôle est de former une image réelle non inversée de la couronne solaire dans le plan focal du coronographe. Cette image pourra ensuite être directement recueillie sur un capteur photographique ou observée à l'œil à l'aide d'un oculaire.



À ce stade, l'ennemi principal pour l'observation éventuelle des protubérances solaires est le bleu du ciel, fond diffus de lumière émise par l'atmosphère par le phénomène de *diffusion Rayleigh*.

2.3 Filtrage H_α

2.3.1. La diffusion dipolaire électrique ou diffusion Rayleigh

Les longueurs d'ondes lumineuses visibles ($400 \text{ nm} < \lambda < 7500 \text{ nm}$) sont très grandes par rapport aux dimensions des petites molécules (de 0,1 à 1 nm). En conséquence, soumises à une onde lumineuse, les molécules d'un gaz se polarisent et se comportent comme autant de dipôles oscillants.

Ces dipôles rayonnent de l'énergie électromagnétique de même fréquence que la lumière excitatrice : c'est le phénomène de *diffusion Rayleigh*. L'énergie rayonnée par diffusion est proportionnelle à la puissance quatrième de la fréquence :

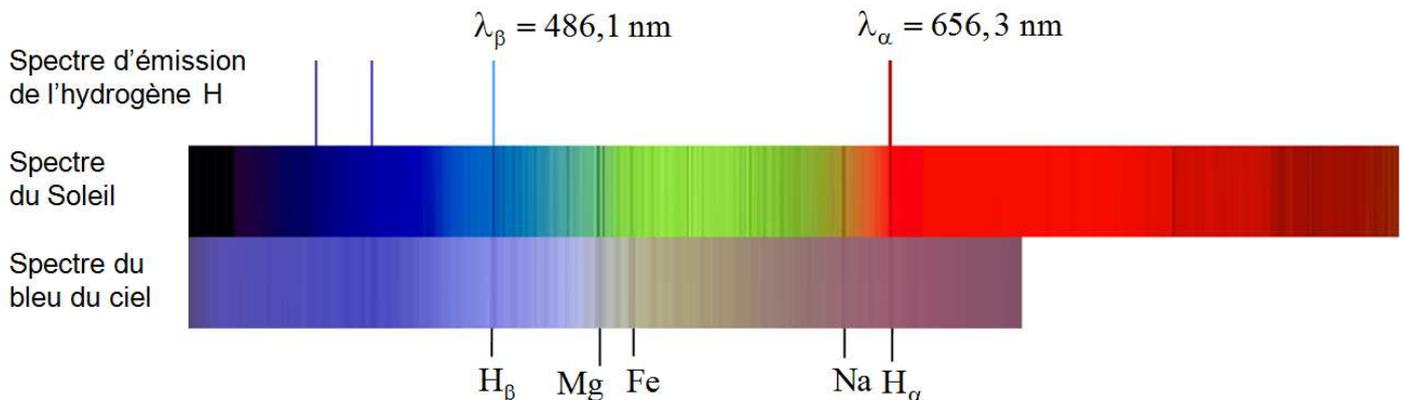
$$\langle P \rangle = \frac{4\pi^3 \mu_0 p_0^2}{3\epsilon_0 c^3} \nu^4 = \frac{4\pi^3 \mu_0 p_0^2 c}{3\epsilon_0} \frac{1}{\lambda^4}$$

Entre la limite ultra violette du spectre visible et la limite infra rouge, le rapport des longueurs d'onde élevé à la puissance quatre est voisin de 12 : le bleu est beaucoup plus diffusé que le rouge et cela n'est pas sans conséquences.

1. Première conséquence : **le ciel est bleu**.
2. Deuxième conséquence : le Soleil, la Lune et les étoiles apparaissent **rouges** lorsqu'ils sont proches de l'horizon, que ce soit au lever ou au coucher.

La figure suivante représente trois spectres de lumière.

- Le premier est le spectre d'émission de l'hydrogène monoatomique dans le domaine visible : il nous sert de spectre étalon.
- Le second est un spectre de la lumière solaire dans lequel apparaissent des raies d'absorption.
- Le troisième est un spectre du bleu du ciel. L'observation de la coïncidence des raies d'absorption permet de comparer ce qui est comparable : la lumière diffusée est très appauvrie en lumière rouge.

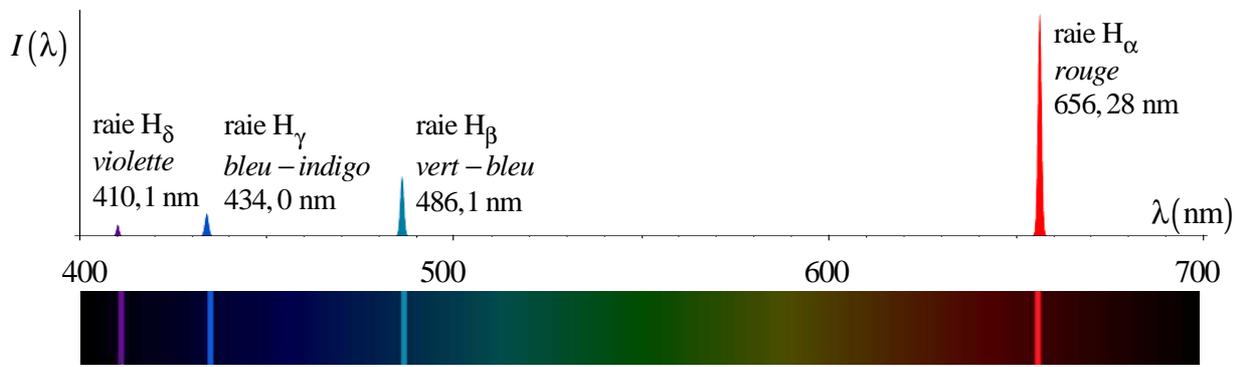


2.3.2. Qu'est-ce que la lumière H_α ?

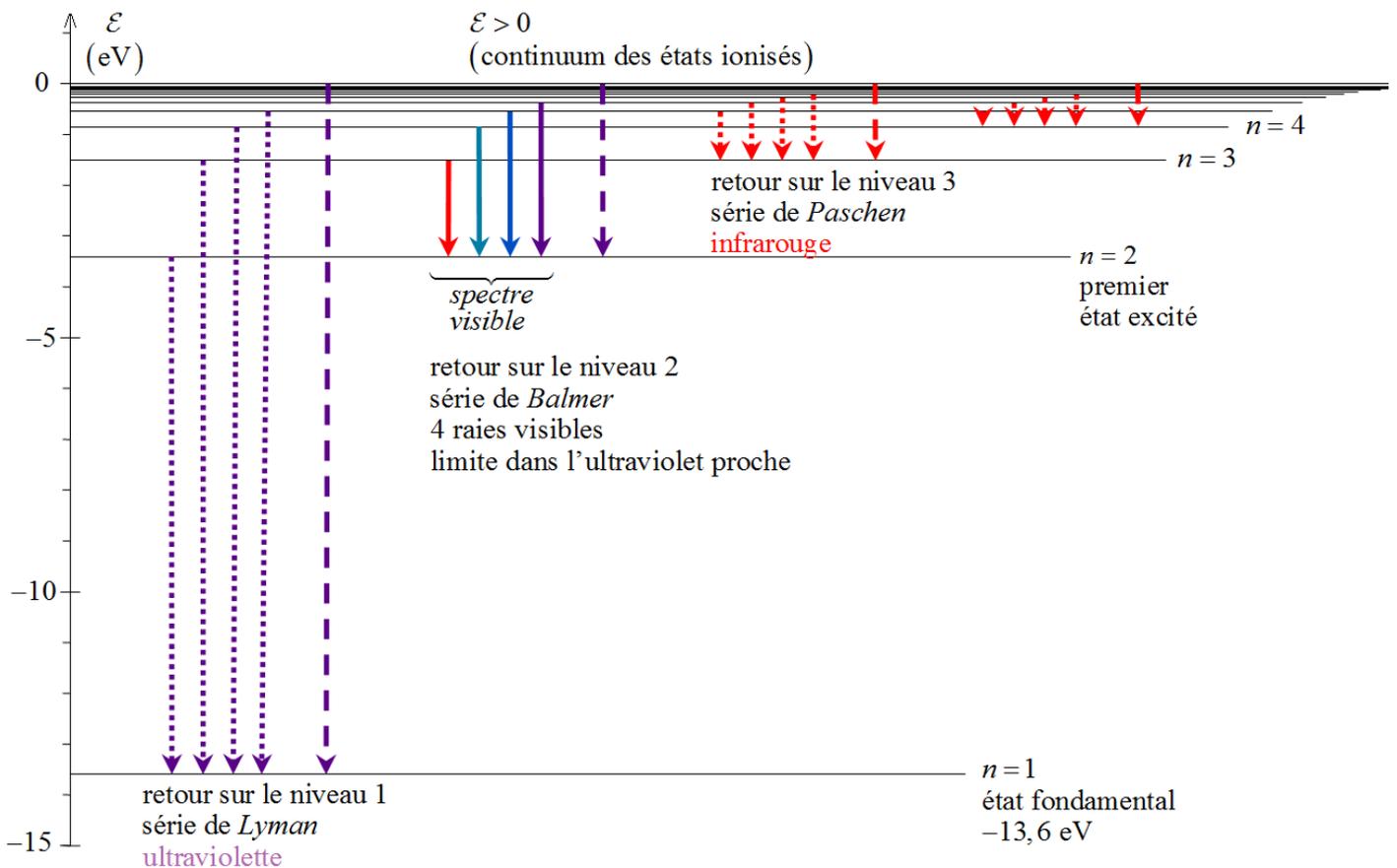
Chaque élément chimique, chaque espèce moléculaire, est caractérisé par une signature électromagnétique. Pour l'hydrogène monoatomique, l'atome H, le spectre d'émission est constitué, pour sa partie visible, de quatre raies. La formule de Balmer exprime les longueurs d'ondes de ces quatre raies sous forme des quatre premiers termes d'une série.

$$\sigma = \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{p^2} \right) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} n = 2 \\ p = 3, 4, 5 \text{ et } 6 \end{cases}$$

L'atome H est très présent dans les jets coronaux de plasma qui se trouvent être de puissants émetteurs H_α .



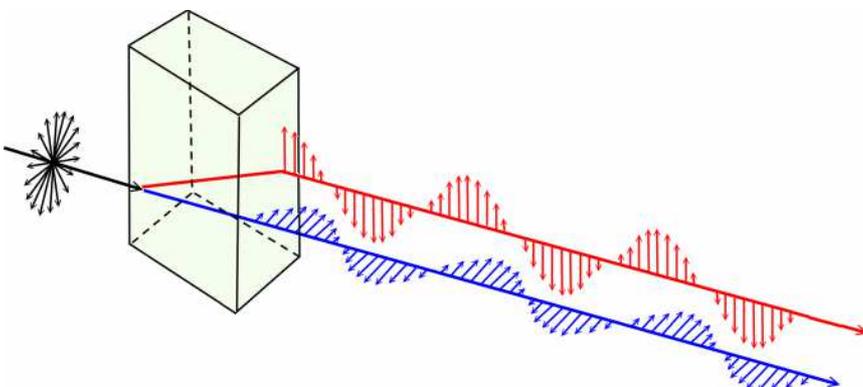
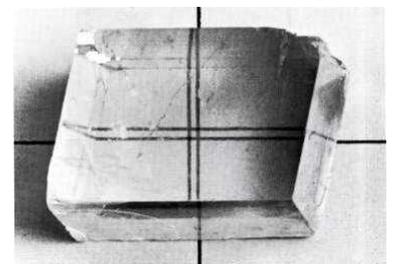
spectre d'émission de l'hydrogène monoatomique



Quantification de l'énergie de l'atome d'hydrogène

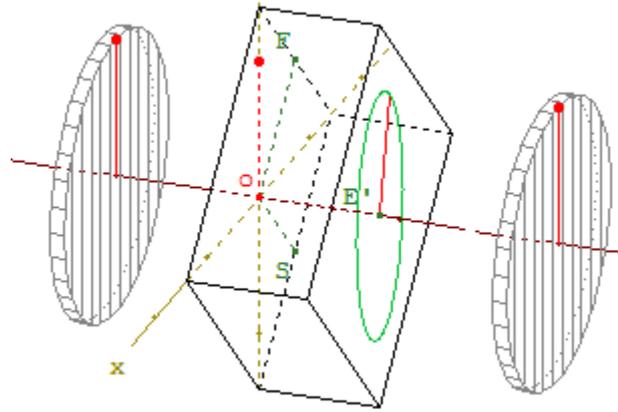
2.3.3. Filtre de Lyot

Le filtre de Lyot est construit à partir de lames cristallines en *spath d'Islande*. Ces cristaux sont biréfringents : un ray de lumière incident non polarisé émerge en deux rayons dotés de polarisations rectilignes orthogonales cohérentes entre elles mais déphasés de $\pi/2$, les indices n' étant pas les mêmes pour les deux modes de propagation.

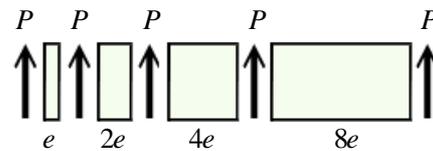


$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n e \quad \text{avec} \quad \Delta n = 0,172$$

Une lame de spath d'épaisseur e placée entre deux polariseurs rectilignes placés à 45° des axes principaux a un coefficient de transmission : $T_1 = \cos^2(\varphi/2)$

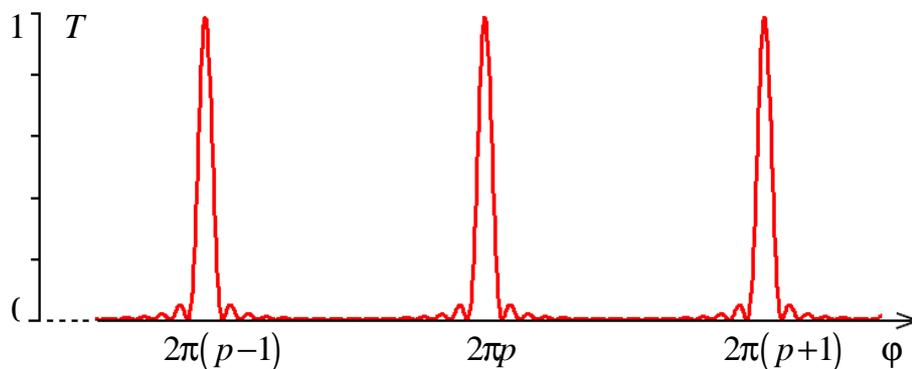


Un filtre de Lyot est constitué de N cellules de ce type, la première d'épaisseur e , la seconde $2e$ et la N ème $2^{N-1}e$.



Le coefficient de transmission devient alors une fonction très sélective de la longueur d'onde du type *fonction de réseau* :

$$T = \prod_{k=1}^N \cos^2\left(2^{k-1} \frac{\varphi}{2}\right) = \frac{\sin^2\left(2^N \frac{\varphi}{2}\right)}{2^{2N} \sin^2 \frac{\varphi}{2}}$$



2.3.4. Filtre interférentiel

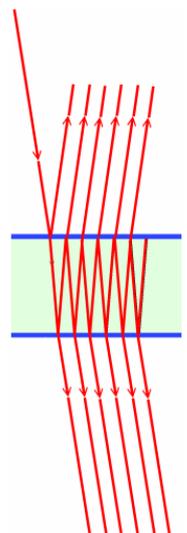
On associe au filtre de Lyot un ou deux filtres interférentiels dans le but d'isoler une cannelure.

Ces filtres interférentiels sont constitués d'une lame de verre d'indice n recouverte sur ses deux faces d'un dépôt métallique leur conférant un coefficient de réflexion en énergie R proche de l'unité.

Seules peuvent être transmises les ondes qui introduisent un déphasage multiple de 2π dans l'aller-retour à l'intérieur de la lame. Sous incidence normale, ce déphasage ϕ entre deux rayons transmis consécutif a pour valeur :

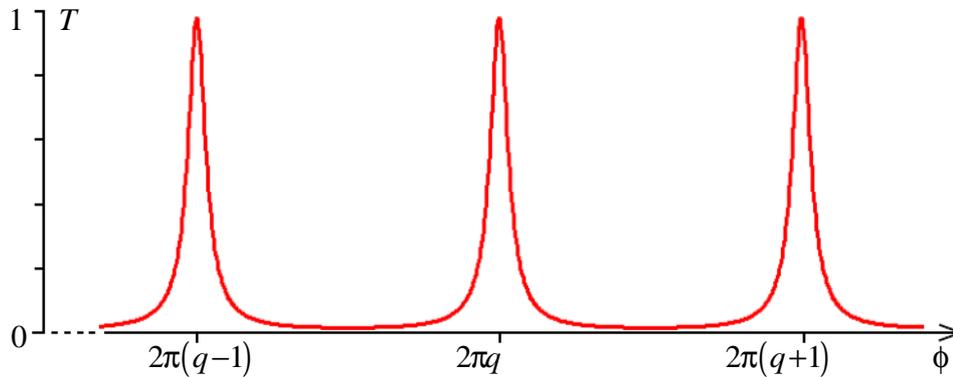
$$\phi = \frac{4\pi n e}{\lambda}$$

La sommation des amplitudes transmises conduit tous calculs faits à un coefficient de transmission en énergie qui s'écrit :



$$T = \frac{1}{1 + m \sin^2 \frac{\phi}{2}} \quad \text{avec} \quad m = \frac{4R}{(1-R)^2}$$

La transmission est, comme dans le cas précédent, une fonction périodique du déphasage ϕ . Cependant, les ordres de grandeurs ne sont pas les mêmes.



2.3.5. Filtre sélectif H_α

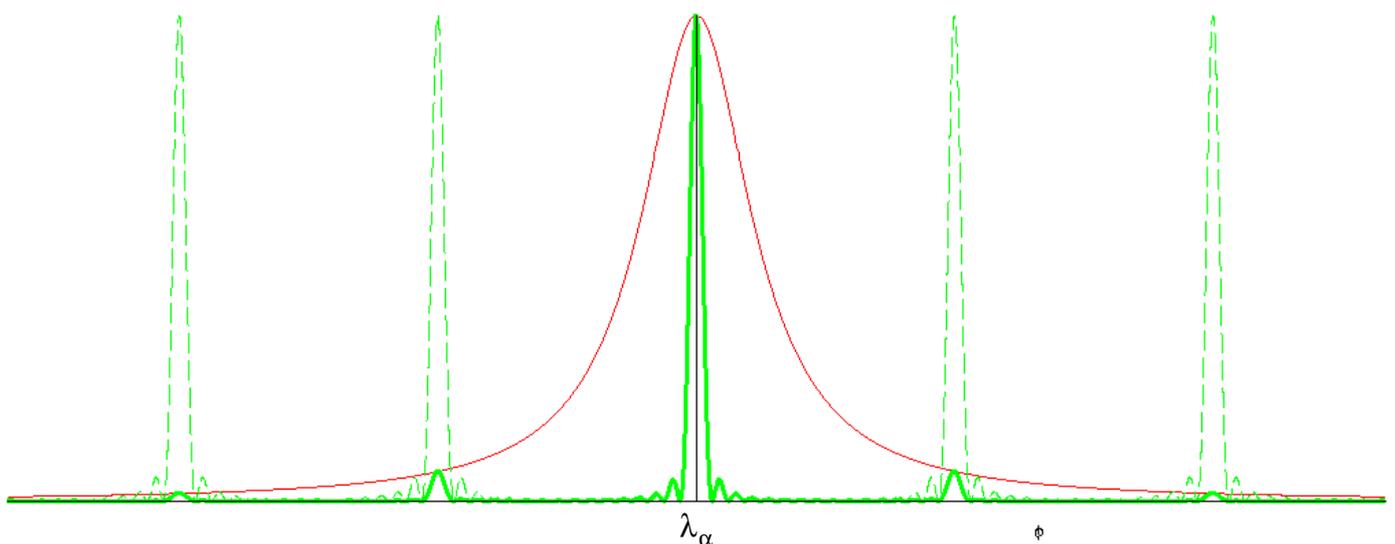
On réalise un filtre de Lyot dont l'épaisseur des lames cristallines est telle que la longueur d'onde $\lambda_\alpha = 656,28 \text{ nm}$ coïncide avec un ordre entier m du filtre.

Par exemple, un filtre constitué de trois lames cristallines d'épaisseurs 1,5 mm, 3,0 mm et 6,0 mm et de quatre polariseurs rectilignes définit une bande passante de 0,2 nm, parfaitement efficace pour laisser passer toute la lumière H_α (la largeur de la raie est de l'ordre de grandeur de 0,2 nm).

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_\alpha^2}{2^N \Delta n e} = 0,20 \text{ nm}$$

On associe ce filtre à un ou deux filtres interférentiels qui permettent d'isoler une cannelure. Le filtre interférentiel doit, de toutes façons, être passant à un ordre entier q pour la longueur d'onde λ_α . La bande passante doit être calibrée pour atténuer fortement les cannelures d'ordre $p-1$ et $p+1$ du filtre de Lyot. Par exemple, la bande passante du filtre interférentiel peut correspondre à la distance entre deux cannelures du filtre de Lyot. Cela s'écrit :

$$\frac{\lambda_\alpha (1-R)}{\pi\sqrt{R}} = \lambda_{p+1} - \lambda_p \approx \frac{\lambda_\alpha^2}{\Delta n e} \quad \text{soit} \quad R \approx 1 - \frac{\pi\lambda_\alpha}{\Delta n e} \approx 0,99$$



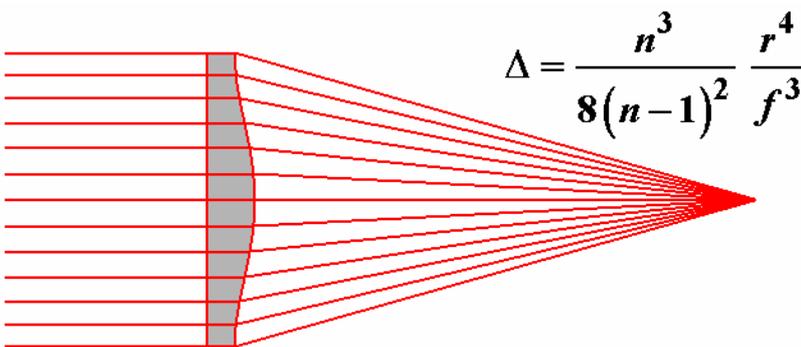
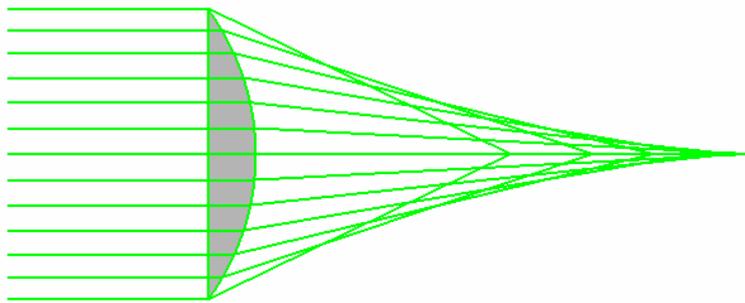
2.3.6. Lentille objectif asphérique parfaitement stigmatique H_α

Et voici la cerise sur le gâteau ...

La correction de forme à apporter à une lentille plan sphérique pour qu'elle soit rigoureusement stigmatique est parfaitement connue : il suffit d'ajuster la forme pour que le chemin optique entre la face plane de la lentille et le foyer soit indépendant de la cote d'incidence du rayon.

Cette correction dépend de l'indice et donc de la longueur d'onde. Comme nous observons ici en lumière parfaitement monochromatique, il est possible de faire cette correction.

Ainsi, le coronographe est-il équipé d'une lentille objectif asphérique.



$$\Delta = \frac{n^3}{8(n-1)^2} \frac{r^4}{f^3}$$

