

MONTAGE 3 : SPECTROMETRIE OPTIQUE, COULEUR

La spectrométrie optique se divise en deux grandes parties :

- **La spectrométrie dispersive (à prisme ou à réseau)**

Le principe consiste à faire l'image d'une fente fine éclairée par une source lumineuse, puis à insérer un objet dispersif (réseau ou prisme) qui dévie l'image de la fente d'un angle θ dépendant de la longueur d'onde λ , ce qui fait apparaître le spectre de la lumière.

La connaissance de la loi de dispersion $\theta(\lambda)$ nécessite un étalonnage préalable avec une source émettant des raies dont les longueurs d'ondes d'émission sont connues.

Cela permet de faire des **mesures de longueur d'onde de raies d'émission** et d'identifier les composants d'une vapeur atomique par exemple.

Si on utilise comme source une lampe blanche, dont le spectre est continu, on peut aussi visualiser les bandes d'**absorption** d'un colorant interposé dans le faisceau.

Cette technique et ses applications sont décrites ici en utilisant un **réseau**, sachant que les expériences proposées peuvent être réalisées de la même façon avec un prisme.

- **La spectrométrie interférentielle (Michelson, Fabry-Pérot)**

Le principe est d'analyser les interférences produites par une source lumineuse dont on cherche à analyser le spectre. Connaissant la différence de marche introduite, on peut remonter à la longueur d'onde λ d'une raie ou à l'écart de longueur d'onde $\Delta\lambda$ entre deux raies proches (cette technique est mieux adaptée que la précédente dans ce dernier cas).

Cette technique est décrite dans le TP sur les **interférences (montage M6, §4)**.

Depuis 2013, le mot « couleur » a été ajouté au titre du montage. Il est donc important de discuter aussi l'aspect perception / reproduction des couleurs (partie II).

I - SPECTROMETRIE A RESEAUX (*Sextant 215, Duffait d'Agreg 121, Journeaux 400, Prépas Sciences 2^{ème} année PC méthode 26.4*)

Les expériences sont proposées ici en projection sur écran plutôt qu'avec un goniomètre (plus précis mais moins visible pour le public). On pourra ensuite remplacer l'écran par un capteur numérique afin d'illustrer le principe des spectromètres à CCD (§8).

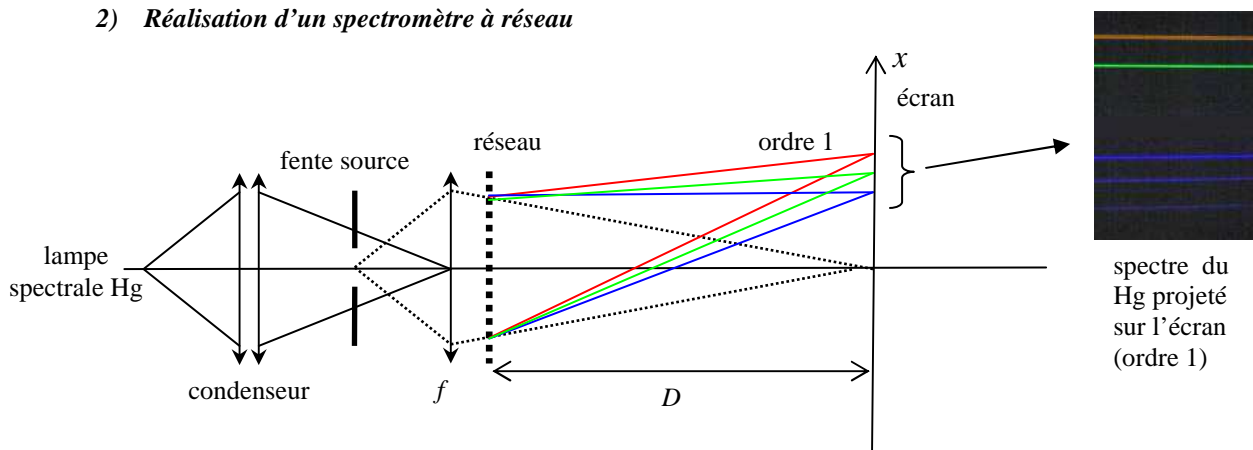
La spectroscopie consiste en mesure de longueur d'onde mais aussi étude de spectres (forme, intensité) d'émission ou d'absorption. On fera alors le lien avec la couleur de la lumière ou de l'objet absorbant étudié.

1) Détermination expérimentale de la période du réseau (facultatif)

Avant de commencer le montage de spectrométrie, on peut mesurer la période p du réseau que l'on va utiliser en observant la diffraction d'un laser de longueur d'onde λ supposée connue : voir **M6 - Interférences** – §2.

On choisit un réseau 300 à 600 traits/mm (valeur constructeur) : assez dispersif pour obtenir un spectre bien visible de loin et résoudre facilement le doublet du mercure (§5). Estimez sa période p ainsi que la précision de mesure Δp . Comparez à la valeur constructeur (nombre de traits / mm = $1/p$ où p est exprimé en mm).

2) Réalisation d'un spectromètre à réseau

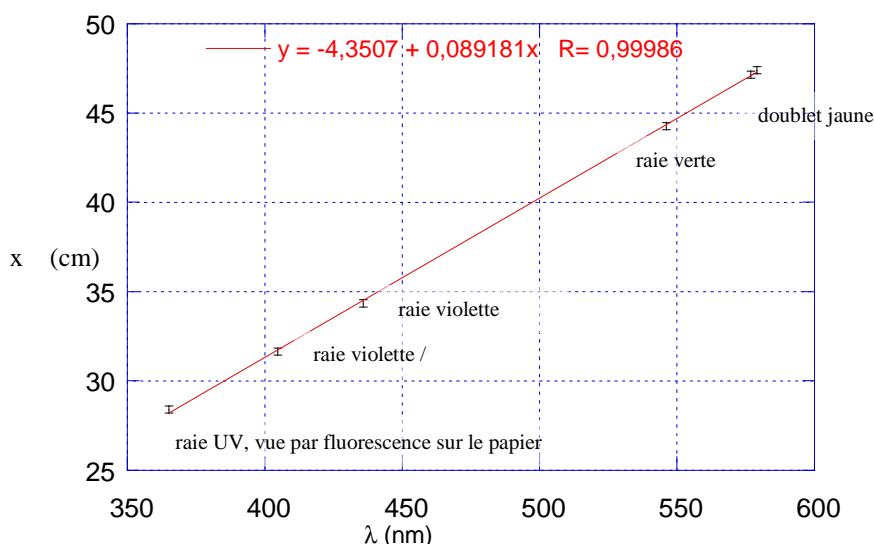


Sur le principe du schéma ci-dessus, projetez sur un écran le spectre d'une lampe spectrale étalon (ici une lampe à vapeur de mercure Hg), qui émet des raies qu'on supposera connues (cf. tables). On utilisera une lentille de focale $f \approx 200$ mm, afin d'avoir à distance $D \approx 1$ ou 2 m un spectre assez étalé (typiquement sur 20 cm). On soignera l'image de la fente avant d'introduire le réseau (régler la position de la lampe et du condenseur de façon à éclairer la fente sur toute sa hauteur et la lentille près de son centre). Choisir une fente assez fine pour avoir une bonne résolution (pas trop fine pour avoir suffisamment de luminosité). On fera des mesures dans l'ordre 1 (attention : certains réseaux – blazés, cf. §6 - diffractent plus de lumière d'un côté que de l'autre : travailler dans l'ordre le plus lumineux).

3) Etalonnage du spectromètre à réseau

On observe sur l'écran, pour chaque longueur d'onde émise par la lampe, une image de la fente. La position x de l'image dépend de la longueur d'onde λ . L'étalonnage consiste à déterminer la loi $x(\lambda)$. On va le réaliser en utilisant les raies tabulées de Hg. Il y en a 5 clairement visibles : une raie jaune (en fait, un doublet, que l'on peut résoudre si la fente est assez fine), une raie verte, une raie violette (indigo), une raie violette/limite UV et une raie UV. Ces deux dernières raies peuvent être visualisées en mettant sur l'écran une feuille blanche. En effet, le papier blanc contient des azurants optiques qui permettent de faire apparaître en bleu les raies UV par fluorescence (décalage vers les basses énergies de l'émission par rapport à l'absorption).

Relever sur l'écran les positions x des 5 raies de Hg. Tracer la courbe $x(\lambda)$ et modéliser par une loi linéaire (exemple de mesure ci-dessous), qui sera notre courbe d'étalonnage, valable uniquement pour un montage optique donné (attention alors à ne pas déplacer le matériel, seule la lampe peut être changée ; on aura intérêt à tout fixer sur un banc d'optique).



Vous pouvez déduire de la pente de cette courbe la période du réseau et comparer à la valeur déterminée précédemment au laser (à l'approximation des petits angles près) ou à la valeur constructeur. Cette détermination n'est toutefois pas nécessaire pour la suite, car pour les mesures spectroscopiques on utilisera toujours la courbe d'étalonnage déterminée expérimentalement avec la lampe étalon et non la loi théorique attendue compte tenu de la période du réseau.

4) Applications

- Spectrométrie d'émission

Remplacer la lampe étalon (Hg) par une lampe « inconnue » (par exemple une lampe HgCdZn, contenant donc deux éléments supplémentaires). Relever les positions des raies « inconnues » (ici celles de Cd et Zn) et les reporter sur la courbe d'étalonnage déterminée précédemment.

Mesurer en particulier la longueur d'onde de la raie bleu-vert (du Cd) et son incertitude. Comparer à la valeur tabulée (voir le Duffait – cette raie a été « oubliée » dans le Sextant).

Remarque : on s'intéresse ici exclusivement au réseau, mais celui-ci pourrait être remplacé par un prisme. Le principe est le même, la différence est que la dispersion est due à la réfraction (et non à la diffraction), l'indice du verre dépendant de la longueur d'onde. Le prisme a l'avantage d'être plus lumineux que le réseau (il n'a pas plusieurs ordres) mais l'inconvénient d'avoir une dispersion non linéaire (l'indice du verre suit la loi de Cauchy $n(\lambda) = A + B/\lambda^2$), ce qui complique l'étalonnage. En conséquence, pour les mesures on préfère le réseau mais pour les projections qualitatives de spectres on préfère parfois le prisme. On peut vérifier cela en remplaçant le réseau par un prisme (de préférence à vision directe, qui est un assemblage de 3 prismes différents donnant un spectre dans l'axe du montage optique).

- Spectrométrie d'absorption

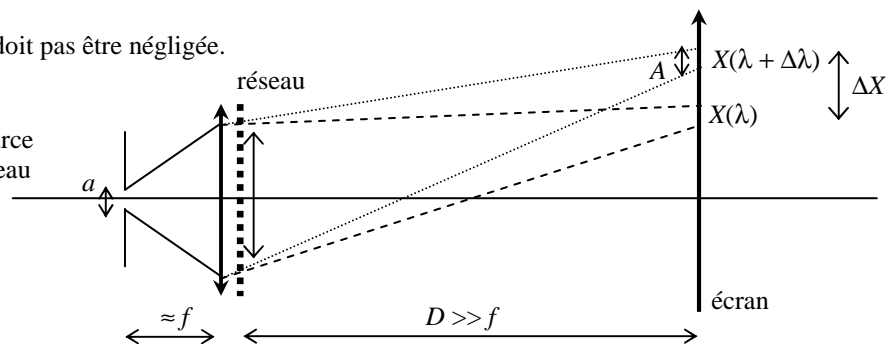
On remplace la lampe spectrale par une lampe à incandescence, de façon à avoir un spectre continu contenant toutes les longueurs d'onde du domaine visible. On place ensuite dans le montage optique un objet coloré translucide, par exemple un filtre coloré, pour caractériser sa bande passante grâce à la courbe d'étalonnage.

On peut utiliser par exemple une cuve contenant du KMnO_4 . On trouve des bandes d'absorption dans le vert, qui expliquent la couleur magenta (synthèse additive du bleu et du rouge) du permanganate.

5) Pouvoir de résolution

Cette partie est très importante et ne doit pas être négligée.

a = largeur de la fente source
 A = largeur de l'image de la fente source
 L = largeur de la zone éclairée du réseau



Le pouvoir de résolution d'un spectromètre mesure sa capacité à séparer deux longueurs d'onde voisines λ et $\lambda + \Delta\lambda$ (P.R. = $\lambda/\Delta\lambda_{\min}$). Ces deux longueurs d'onde ne peuvent être résolues que si l'écart ΔX correspondant à $\Delta\lambda$ est supérieur à la largeur A de l'image de la fente source. Cette largeur peut être limitée par 2 phénomènes (en négligeant les aberrations des lentilles) :

- **Limitation par la diffraction :** si la fente source avait une largeur nulle, son image aurait une largeur imposée par la diffraction par la largeur L de la zone éclairée du réseau : $A_{\text{diff}} \approx \lambda D/L$
- **Limitation géométrique :** la largeur a de la fente source étant en réalité finie, son image a une largeur $A_{\text{geom}} = G \times a$ (G étant le grandissement du montage : $G \approx D/f$ si on projette à grande distance, c'est-à-dire si $D \gg f$) en négligeant le phénomène de diffraction cité précédemment.

En utilisant la loi théorique de dispersion des réseaux ($p \sin\theta = k \lambda$ en incidence normale, où p est la période du réseau et k l'ordre d'interférence choisi), vérifiez par le calcul que le pouvoir de résolution s'écrit :

Limitation par la diffraction : P.R. = $\lambda/\Delta\lambda_{\min} = N k$ ($N = L/p =$ nombre de traits éclairés)

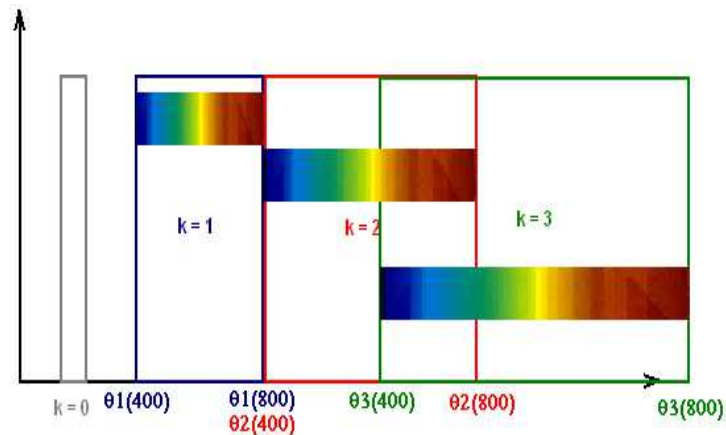
Limitation géométrique : $\Delta\lambda_{\min} \approx p a / f k$

Dans les conditions de nos montages, c'est la limitation géométrique qui l'emporte (on le vérifie bien puisque le doublet du mercure ne peut être résolu que si la fente source est assez fine). On exprime alors souvent la résolution du spectromètre par la donnée de $\Delta\lambda_{\min}$ en nm/mm de fente source. Vous pouvez ainsi calculer la résolution du spectromètre que vous avez réalisé, pour une taille de fente source donnée (on obtient environ une résolution de 1 nm pour une fente source de largeur 100 μm). Déterminez expérimentalement et par le calcul la largeur limite de fente source permettant de résoudre le doublet du mercure ($\Delta\lambda = 2,1$ nm).

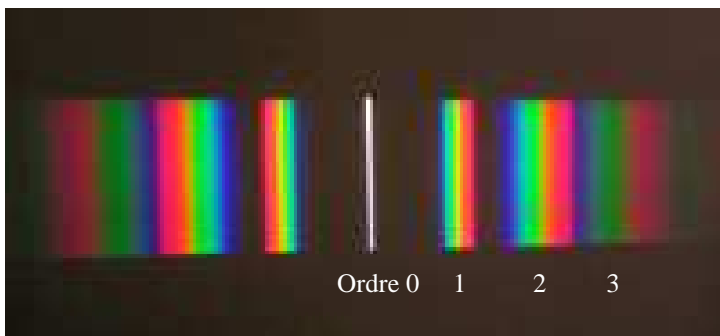
6) Les différents ordres du réseau

- **Réseaux blazés** : On a vu que le réseau a l'inconvénient d'être en général moins lumineux que le prisme car la lumière se répartit sur les différents ordres. Cette répartition géométrique dépend de la géométrie exacte **du motif** constituant chaque trait élémentaire du réseau. Il existe des réseaux blazés qui remédient à cet inconvénient : tous les ordres sont pratiquement éteints à l'exception d'un seul où toute l'énergie lumineuse incidente est concentrée (*cf Prépas Sciences 2^{ème} année PC ex. 26.7*).

- **Zone spectrale libre de recouvrement des ordres** : Un autre inconvénient de la présence de plusieurs ordres de diffraction est le problème de recouvrement. Par exemple, dans le cas d'une source dont le spectre s'étend sur tout le visible, on a recouvrement des ordres 2 et 3, comme on peut le vérifier en écrivant la loi des réseaux (dans l'approximation des petits angles : $\theta = k\lambda/p$) :



Pour que les ordres ne se recouvrent pas, il faut travailler aux petits ordres ou alors dans une faible zone spectrale. Pour l'étude du visible, on doit travailler uniquement dans l'ordre 1.



Mise en évidence : Utilisez un réseau peu dispersif (100 traits/mm), non blazé pour bien voir les ordres supérieurs. On peut ainsi visualiser un recouvrement au premier ordre si la lampe émet de l'UV (rouge ordre 1 + UV ordre 2) et aux ordres supérieurs de façon encore plus flagrante (rouge ordre 2 + violet ordre 3 donne par synthèse additive une teinte magenta).

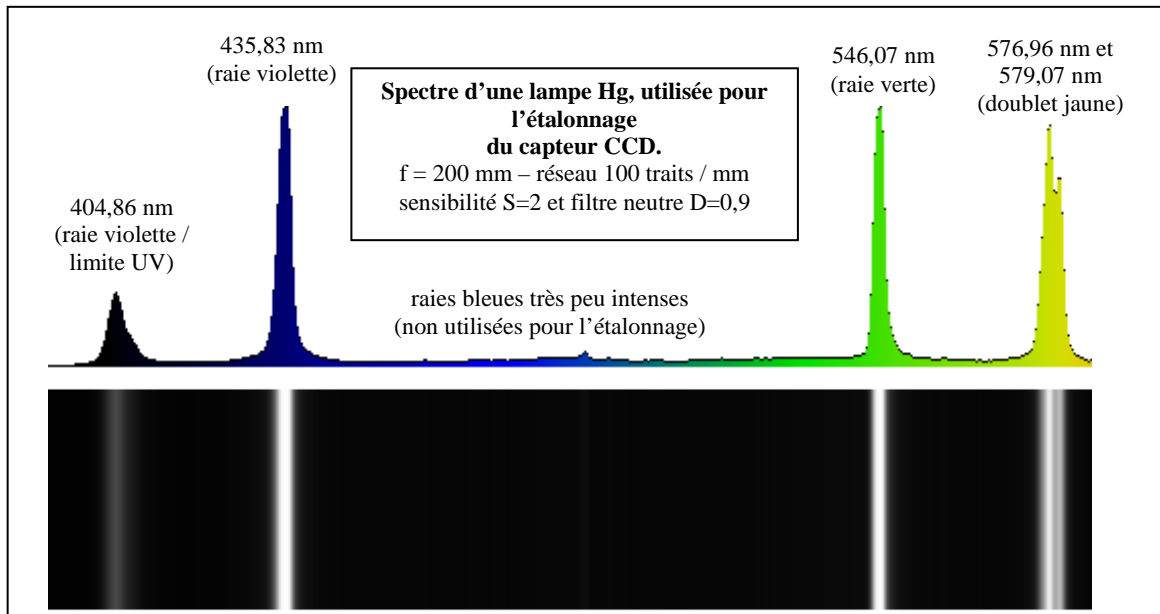
7) Principe du monochromateur

Cet appareil fonctionne sur le même principe que celui réalisé ci-dessus mais on remplace l'écran par une fente dite « de sortie ». Suivant sa position dans le spectre, elle laissera passer une certaine longueur d'onde. Le « monochromateur » peut donc être vu comme un filtre de longueur d'onde ajustable.

8) Principe du spectromètre à CCD

Cet appareil fonctionne aussi sur le même principe, mais cette-fois-ci l'écran est remplacé par une barrette CCD, ce qui permet d'obtenir quasi-instantanément un spectre, analysé par un ordinateur. En général, le logiciel qui pilote le spectromètre est déjà étalonné en longueur d'onde. On obtient donc les mesures simplement en pointant avec un curseur.

On pourra réaliser un modèle de ce type d'appareil avec la barrette CCD *Caliens*. Il faut projeter un spectre assez petit pour tenir sur la largeur (environ 3 cm) du capteur, donc en particulier prendre un réseau moins dispersif (100 ou 300 traits/mm). Le logiciel *Caliens* permet de réaliser très rapidement un étalonnage sur le même principe que ci-dessus mais en utilisant les curseurs (voir le fichier *Annexe-Optique-SpectroCCD* sur Chamilo, donnant un exemple de mesure) :



II – VISION ET REPRODUCTION DES COULEURS

Vous devez savoir comment l'œil perçoit les couleurs (rôle des cônes, principe de la trichromie) et comment on reproduit les couleurs (impression : synthèse soustractive ; projection : synthèse additive).

On propose ici quelques illustrations expérimentales possibles :

1) En spectroscopie (partie précédente)

N'oubliez pas de commenter la teinte perçue lorsqu'on éclaire un écran blanc avec la lumière émise par les différentes lampes étudiées (discuter en particulier la perception du « blanc » : il n'est pas nécessaire que le spectre de la lampe soit continu pour que la lumière perçue à l'œil soit blanche), ou avec celle transmise par les différents objets absorbants étudiés. Comparez la couleur perçue aux composantes spectrales du spectre d'émission de la lampe ou de transmission de l'objet absorbant et interprétez, en lien avec le fonctionnement de l'œil.

2) Sur une image numérique

- Pour mettre en évidence le codage numérique RVB de chaque pixel d'une image affichée sur l'écran d'un ordinateur, commencez par l'observer à l'aide d'une loupe puissante. Vérifiez que chaque pixel est composé de l'association de trois émetteurs juxtaposés, émettant plus ou moins fortement les 3 couleurs primaires de la synthèse additive (rouge, vert et bleu).
- Dans le panneau de configuration de l'affichage du moniteur (clic droit sur le bureau, puis choisissez « propriétés » – « bureau » – « couleur » – « autres »), on peut montrer simplement que chaque couleur affichée sur l'écran est codée par 3 nombres compris entre 0 et 255 (8 bits = $2^8 = 256$ niveaux). Essayez par exemple la combinaison $R = 255, V = 255, B = 0$: quelle est la couleur perçue ? Faire remarquer qu'une même perception peut être obtenue avec différents spectres (rouge + vert \rightarrow même perception qu'un jaune monochromatique !). Vous pouvez appuyer votre démonstration par une analyse du spectre émis par un pixel de l'écran, en pointant dessus la fibre optique d'un spectromètre à CCD.
- On peut en donner une autre illustration en superposant des spots de lumière colorée (ex. un spot rouge superposé à un spot vert \rightarrow perception jaune, si l'éclairement des deux spots est bien dosé). Vous pouvez essayer avec deux faisceaux laser rouge et vert (attention il faut qu'ils soient de puissance et taille comparables) : la couleur perçue est jaune alors que le spectre (que vous pouvez observer avec un spectromètre à CCD) montre clairement 2 pics monochromatiques et aucune émission monochromatique dans le jaune !

- Autre idée : illustrer la notion de température de couleur avec un appareil photo numérique (APN) : prendre en photo un objet montrant des zones très colorées, d'autres blanches, éclairé par une certaine source lumineuse (par exemple une lampe à incandescence) en utilisant successivement les différents réglages (incandescent, fluo, lumière du jour, ...) de l'APN et comparez les résultats. En déduire que la couleur perçue dépend bien sûr de l'objet mais aussi de la source lumineuse qui l'éclaire et du capteur qui l'observe. Le résultat le plus naturel devrait apparaître lorsque le réglage de l'APN correspond à l'éclairage réellement utilisé lors de la prise de vue. Toutefois, ce réglage n'étant pas toujours satisfaisant, certains appareils permettent d'enregistrer un « blanc » de référence (on prend en photo un objet sensé être blanc sous l'éclairage ambiant) ou de rentrer une valeur de température de couleur (sensée être la température du corps noir dont l'émission est la plus proche de celle de la source de lumière utilisée lors de la prise de vue).

On retiendra que la couleur perçue dépend de la façon dont l'objet observé renvoie les différentes composantes spectrales de la lumière, mais aussi du spectre de la source lumineuse et de la sensibilité du capteur : une bonne vision des couleurs nécessite un bon éclairage et un capteur adapté. Exemple : dans un tunnel éclairé par des lampes au sodium, il est difficile de deviner les couleurs des voitures ! Pour illustrer cela dans une salle de TP : faire l'obscurité la plus totale possible, allumer une lampe au sodium, présenter des feuilles de différentes couleurs : on ne perçoit quasiment pas leur teinte !

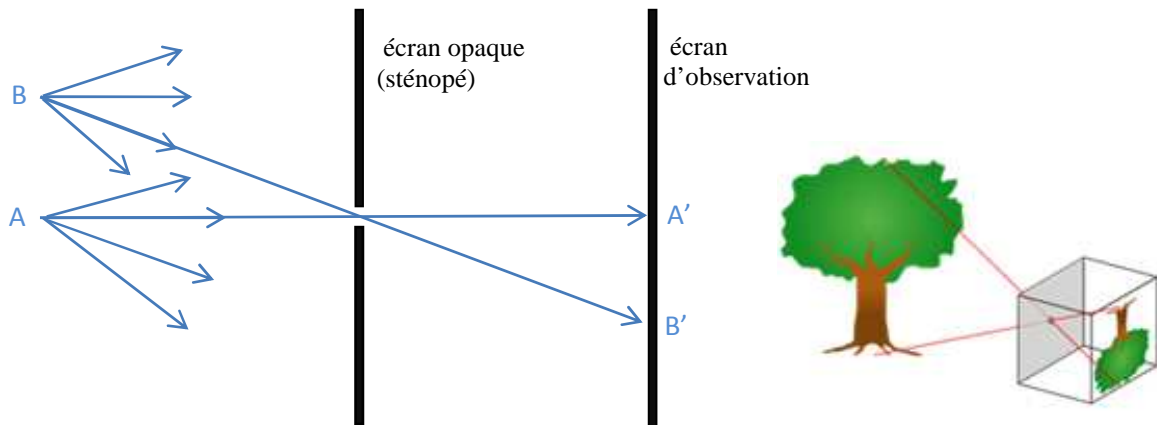
MONTAGE 4 : VISION ET IMAGE

Pour tenir compte des nouveaux programmes, on veillera à introduire au moins une expérience sur les images numériques. L'aspect couleur sera traité dans le montage 3 (spectrométrie optique, couleur).

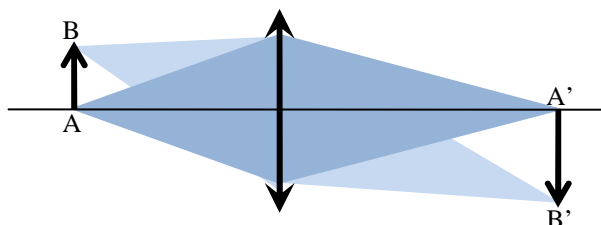
I – Préliminaire : Ou'est-ce que « faire une image » ? Illustration : passage du sténopé à la lentille

En optique, la définition de l'image s'appuie sur la notion de stigmatisme : le faisceau de lumière émis par chaque point (ou une partie) d'un objet se concentre en un point (ou pas loin en cas de stigmatisme approché) de ce qu'on appelle l'image. Il peut être intéressant de commencer par illustrer cela en montrant d'abord le principe du sténopé (chambre noire) avant d'utiliser une lentille :

- **Le sténopé** : placez un objet diffusant et bien lumineux devant la lampe, puis un diaphragme de diamètre assez petit pour que l'image soit visible sur un écran pas trop éloigné. Commentez :
 - avantages ? (simplicité ; l'image est partout : pas de relation de conjugaison à vérifier, profondeur de champ infinie ; pas d'aberration si le trou est assez gros pour la diffraction ne joue pas)
 - inconvénients ? (pour que l'image soit nette – condition de stigmatisme – le trou doit être petit, mais alors l'image est peu lumineuse !)



- **La lentille** : elle va jouer le même rôle que le trou du sténopé, mais en collectant un large faisceau lumineux (celui qui s'appuie sur sa surface). Avantage : image plus lumineuse. Inconvénient : l'image ne se forme pas partout mais à une position donnée par la relation de conjugaison, fonction de la position de l'objet et de la distance focale de la lentille. Le stigmatisme n'est pas parfait (aberrations en dehors des conditions de Gauss), la profondeur de champ est réduite (d'autant plus que la lentille a un grand diamètre et que le capteur a une bonne résolution).

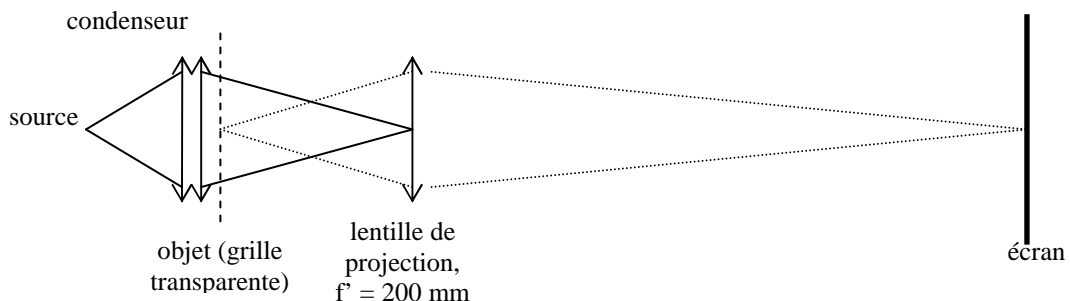


II – Projection de l'image réelle d'un objet réel (Duffait Agreg p.33, Sextant p.19, Journeaux p.322)

Cette expérience vous permettra de revoir les principes de base utiles dans tout montage optique (utilisation correcte du condenseur, choix de la lentille de projection en particulier) et peut servir à illustrer le principe d'un instrument d'optique réel : **rétroprojecteur**, **projecteur de diapositives ou vidéoprojecteur** (objet transparent) ou **appareil photographique** (objet diffusant).

Projetez d'abord l'image d'une grille **transparente** :

- **rôle du condenseur** : capter un maximum de lumière venant de la source pour la renvoyer vers l'objet puis la lentille, c'est donc une lentille convergente de grande ouverture et de courte focale (≈ 7 cm pour les nôtres)
- **placez l'objet tout contre le condenseur** pour obtenir un champ important (il sera limité par l'ouverture du condenseur)
- **choisissez la focale de la lentille de projection** de façon à obtenir par exemple un grandissement de 10 à environ 2 m : si on projette assez loin, la distance lentille – objet est quasiment égale à la focale, donc le grandissement peut s'estimer rapidement par $|\gamma| \approx D/f'$ (où D est la distance de projection). On choisit donc ici $f' \approx 2\text{m} / 10 = 200$ mm.
- **pour diminuer les aberrations**, on placera la lentille de projection près du point de convergence du condenseur, ainsi elle sera éclairée près de son centre, donc pas loin des conditions de Gauss.
- **réglez la distance source - condenseur** afin de pouvoir mettre la lentille au point de convergence du condenseur (cf ci-dessus) tout en arrivant à faire la mise au point sur l'écran : on voit donc que sur ce montage, chaque élément a sa place, rien n'est mis au hasard !
- **soignez l'alignement du montage** en vérifiant que chaque élément est bien centré dans le faisceau, que celui-ci est bien horizontal
- **schéma de principe du montage réalisé** (il devra figurer au tableau) :

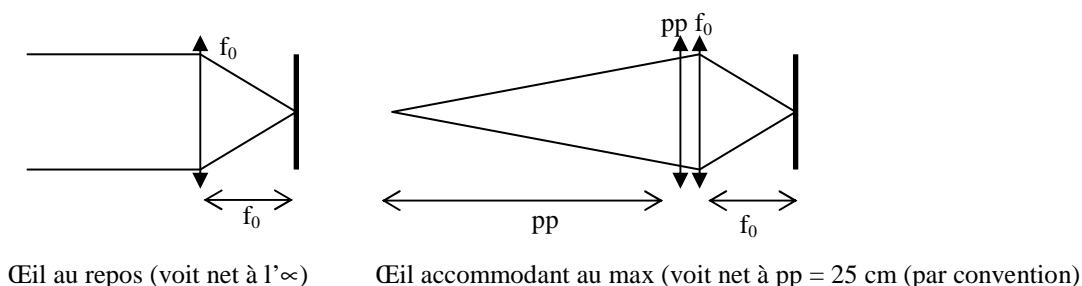


- **changez de lentille pour obtenir un grandissement différent** : vérifiez qu'une lentille de focale plus grande donne un grandissement plus faible (attention : ceci est valable pour un agrandisseur seulement ; dans un appareil photo c'est l'inverse). Il faudra penser à changer la distance source – condenseur de façon à toujours faire converger la lumière de la lampe au voisinage de la lentille.
- **une deuxième image réelle possible** : vérifiez en déplaçant seulement la lentille qu'un autre réglage permet d'avoir une image réelle, rétrécie cette fois-ci (le grandissement est inversé : principe de retour inverse de la lumière).
- **encombrement minimum** : pour une lentille donnée, montrez que si vous rapprochez l'écran la mise au point n'est possible que jusqu'à une certaine limite (la relation de conjugaison impose que la distance objet réel – image réelle doit être supérieure à $4 \times f'$). Le grandissement atteint $|\gamma| = 1$ dans la position limite dite $2f-2f$.
- revenir à un grandissement de 10 environ puis remplacez la grille transparente par une grille **diffusante** et comparez : impossible maintenant d'obtenir un faisceau convergent sur la lentille, elle est forcément largement éclairée. La seule solution pour minimiser les aberrations est alors d'utiliser une lentille de petite ouverture, mais on perd alors en luminosité. En pratique, on remplace la lentille simple par une association complexe (objectif) calculée pour minimiser les aberrations pour une utilisation donnée.

III – Modélisation de l'œil, principe de la loupe (Sextant p.27, Journeaux p.340)

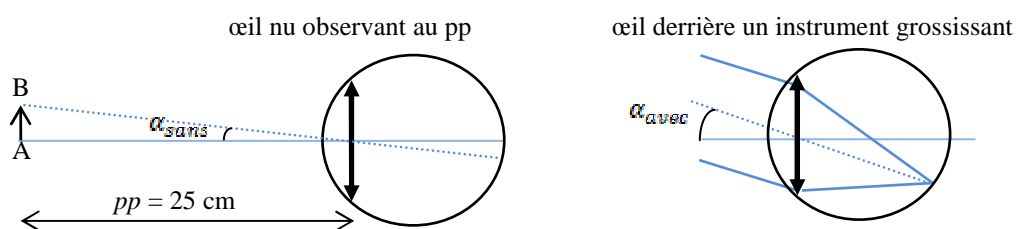
On travaille maintenant sur banc d'optique (petits bancs Jeulin). On utilisera comme objet un « F » diffusant. On modélise un œil avec une lentille convergente (cristallin) placé à distance fixe d'un écran (rétine). Certains supports permettent de translater l'ensemble en gardant cette distance fixe.

- **Œil au repos** : illustrez l'observation d'un objet à l'infini (l'objet sera envoyé à l'infini à l'aide d'une lentille convergente réglée par auto-collimation) : l'œil doit être réglé de façon à ce que la distance cristallin – rétine soit égale à la focale du cristallin.
- **Accommodation** : illustrez l'observation d'un objet à distance finie. L'accommodation correspond à une augmentation de la convergence (donc diminution de la focale) du cristallin. Elle sera réalisée expérimentalement en accolant une seconde lentille convergente contre l'œil (pour réaliser l'accommodation maximale, il faut ajouter une lentille de distance focale égale au *ponctum proximum*, qu'on prendra égal à 25 cm si le matériel disponible le permet ; cette lentille joue le rôle de « lunette de repos ») :



- **Œil myope** : un œil myope est trop convergent, même au repos. Sa focale au repos est donc plus courte que la distance cristallin - rétine. Réalisez un modèle d'œil myope simplement en augmentant cette distance par rapport au 1^{er} montage. Mesurez son *ponctum remotum* (l'infini pour un œil « normal »). Montrez qu'on peut corriger ce défaut en accolant une lentille divergente de focale égale au *ponctum remotum* (il vaut mieux prendre le problème à l'envers : d'abord choisir une lentille divergente en fonction de ce qu'on a sous la main, et réaliser un œil myope qu'on pourra corriger avec cette lentille ...).

- **Loupe** : commencez par réaliser un œil normal regardant un objet à une distance égale au *ponctum proximum* ($pp = 25$ cm), donc accommodant au maximum (cf schéma ci-dessus), mesurez la taille de l'image sur la rétine. Revenez ensuite à un œil au repos (inutile de le fatiguer !) en retirant la lentille de focale pp et ajoutez une loupe (lentille de focale $f < pp$ si on veut un grossissement supérieur à 1). Mesurez la nouvelle taille de l'image sur la rétine. Le grossissement de la loupe est égal au rapport des angles sous lequel on voit l'objet avec et sans la loupe, donc au rapport des dimensions de l'image sur la rétine (puisque la distance cristallin - rétine est constante ici). Comparez à la valeur théorique $G = pp/f$.



N.B. On prendra garde à ne pas confondre la notion de grandissement (caractérise un projecteur : objet réel \rightarrow image réelle ; compare l'image à l'objet) et de grossissement (caractérise une image virtuelle vue par l'œil à travers une loupe ou un oculaire, compare avec et sans l'instrument d'optique).

La loupe seule ne permet pas d'obtenir d'importants grossissements (il faudrait pour cela une très faible focale, ce qui implique de fortes aberrations). Dans les microscopes, on l'associe à un agrandisseur, modélisé par une première lentille qui produit une image réelle agrandie. Le grossissement du microscope est alors égal au produit du grandissement de l'objectif (= agrandisseur) par le grossissement de l'oculaire (= loupe).

IV – Image formée par un instrument d'optique constitué de plusieurs éléments : rôle des diaphragmes (Duffait d'agreg p.101, Duffait CAPES p.180, Journeaux p.346, Sextant p.42)

Il peut être intéressant de montrer sur un modèle d'association de lentilles les notions de **diaphragme d'ouverture et de champ**, afin de discuter de la **luminosité et de l'étendue visible de l'image**. Pour cela, réaliser une projection à l'aide de deux lentilles. Placer un diaphragme contre chacune d'elle, puis faire varier son diamètre et observer l'effet sur l'image.

On peut le faire simplement dans le cas d'une image réelle projetée sur écran, ou dans le cas d'une image virtuelle vue par un œil fictif. Dans ce dernier cas, on peut en plus discuter le rôle de la pupille de l'œil, qu'on modélisera aussi par un diaphragme, et mettre en évidence le **cercle oculaire**. Le montage peut être réalisé sur les petits bancs Jeulin.

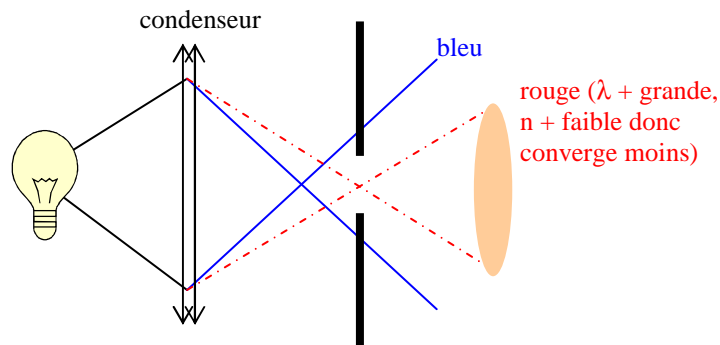
Le schéma ci-dessous représente la situation correspondant à une lunette astronomique (objet à l'infini, image à l'infini, grossissement G égal au rapport des distances focales de l'objectif et de l'oculaire). La monture de l'objectif est diaphragme d'ouverture, celle de l'oculaire diaphragme de champ (avec un effet de vignettage : existence d'un champ de contour, dans lequel la luminosité de l'image baisse progressivement). Si la pupille de l'œil est dans le plan du cercle oculaire, elle est diaphragme d'ouverture (normalement, on s'arrange pour que le cercle oculaire soit plus petit que la pupille de l'œil, donc non diaphragmé), sinon elle est diaphragme de champ.

VI – Défauts des images

- **Aberrations** (Duffait d'agreg p.24, Journeaux p.323)

- Aberrations chromatiques

Observez d'abord les aberrations dues au condenseur, en déplaçant un diaphragme sur l'axe optique, de part et d'autre du point de convergence de la lumière. Interprétez qualitativement les couleurs observées sur l'écran ou dans le plan du diaphragme en vous aidant du schéma suivant (d'après la loi de Cauchy : $n = A + B/\lambda^2$, les rayons rouges convergent moins vite que les rayons bleus :



Un diaphragme placé peu après (resp. avant) le point de convergence moyen coupe plutôt la lumière bleue (resp. rouge), donc l'écran derrière se colore de rouge (resp. bleu).

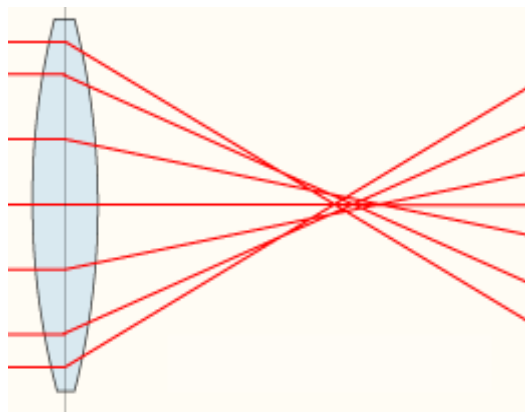
Projetez ensuite l'image du diaphragme avec une lentille de projection et, en déplaçant l'écran sur l'axe optique, mettez en évidence cette fois-ci les aberrations de cette lentille (on la choisira de faible ouverture, pour ne pas être gêné par les aberrations géométriques, que l'on cherchera à mettre en évidence plus loin) : la tache lumineuse se borde de rouge peu avant le plan image, de bleu peu après (ce qui montre que l'image correspondant aux rayons rouge se forme plus loin que l'image bleue).

On corrige cette aberration en réalisant un *achromat* : on accole une lentille convergente à une autre divergente, réalisée avec un verre différent, de façon à ce que la dispersion de l'une soit compensée par l'autre, l'ensemble ayant la vergence voulue (voir Faroux ch.3 ex. C1)

- Aberrations géométriques

On verra ici uniquement l'*aberration sphérique* (les autres sont : *la coma*, *l'astigmatisme*, *les courbures de champ* et *les distorsions*). Elle apparaît lorsqu'on fait l'image d'un point sur l'axe optique : si les rayons arrivant sur la lentille sont très inclinés, l'image n'est pas ponctuelle.

Pour le montrer, on utilise comme objet un petit diaphragme, placé au point de convergence du condenseur de façon à éclairer toute la surface de la lentille placée derrière. On choisira cette lentille de focale relativement courte (200 mm) et de grande ouverture (diamètre 12 cm), de façon à renforcer l'aberration. Sur un écran, on observe une tache plus ou moins grande :



Cette aberration s'explique en considérant que les rayons *paraxiaux* (proches de l'axe optique) convergent moins vite que ceux qui passent près du bord de la lentille (cf. schéma ci-contre).

Définissez les *nappes tangentielle et sagittale* (Sextant p.39), l'*image de Gauss* (point où convergent les rayons paraxiaux) et le *cercle de moindre diffusion* (section minimale du faisceau). On peut visualiser la *caustique* (enveloppe du faisceau) dans une cuve contenant de l'eau et de la fluorescéine.

Montrez que cette aberration devient moins forte si l'on diaphragme la lentille (ou si on utilise une lentille de plus faible ouverture). D'où l'importance de *toujours placer la lentille de projection au point de convergence du condenseur pour faire de belles images*.

- **Diffraction**

Le pouvoir de résolution des télescopes et microscopes est limité (entre autres) par la diffraction par la monture de l'objectif (bien que sa taille soit $\gg \lambda$, la diffraction joue quand même un rôle car on cherche à voir des choses très fines). On peut le montrer en réalisant l'expérience décrite dans le Duffait d'agreg p. 109 : on projette l'image d'une bifente (qui sert d'objet, elle modélise par exemple une étoile double) avec une lentille contre laquelle on place une fente diffractante d'ouverture variable (qui sert à modéliser un objectif d'ouverture faible). Au fur et à mesure qu'on diaphragme d'objectif, l'image de l'« étoile double » se brouille. Une application numérique permet de quantifier la limite de résolution en fonction de l'ouverture de la lentille.

- **Taille du capteur élémentaire (pixel pour un CCD, grain pour une pellicule, cône pour l'œil)**

Un capteur de grande surface est plus sensible (donc l'image sera plus lumineuse ou moins bruitée) mais moins résolvant (deux points image tombant sur le même pixel apparaissent confondus). Il est difficile de mettre en évidence cette limitation expérimentalement par un brouillage d'image, mais on peut la chiffrer comme suit :

- **Avec la barrette CCD Caliens** : cette barrette est utilisée directement comme écran (ou « rétine »). Sa résolution est donc directement donnée par la taille de ses pixels, que vous pouvez mesurer en rapprochant au maximum les deux curseurs, après avoir fait un zoom sur le signal. Attention : pour mettre en évidence cette limite, il faut retirer le lissage numérique appliqué par défaut par le logiciel. (on trouve $14 \mu\text{m}$)
- **Avec la camera OVIO** : elle peut être vue comme un « œil numérique », constitué d'une lentille (« cristallin ») suivie d'un capteur CCD 640×480 pixels (« rétine »). Utilisez-la pour imager une règle graduée (faites la mise au point soigneusement). Déduisez-en la largeur de son champ de vision. Ensuite, connaissant le nombre de pixels sur la largeur du capteur, calculez la résolution correspondante. (on trouve $\approx 80 \mu\text{m}$, chiffre qui varie ici avec la distance de projection)
- **Cas de l'œil**, intérêt (ou non ?) d'investir pour vos photos dans un APN avec beaucoup de pixels : quel est le plus petit détail que l'on peut distinguer à l'œil à 25 cm (punctum proximum) compte tenue de la limite de résolution de l'œil (≈ 1 min d'angle) ? Si vous imprimez vos photos numériques sur un format 10×15 cm, de combien de pixels pouvez-vous vous contenter ? Et si vous les observez sur un écran d'ordinateur ?

MONTAGE 6 : INTERFERENCES

A priori, ce montage ne se restreint pas à l'optique. On peut aussi par exemple faire des interférences dans le domaine des ondes acoustiques (expérience des trous d'Young avec deux émetteurs ultrasonores synchrones car alimentés par un même GBF, cf. **M2 – Ondes acoustiques**) ou mécaniques (corde de Melde, cf. **M15 – Résonance** ; cuve à ondes, cf. **M15 – Propagation des ondes**).

Remarque du jury 2006 : « Ce montage qui peut donner lieu à de belles expériences doit montrer l'existence des interférences, en dégager les propriétés et les conditions d'obtention, à cette occasion il est d'ailleurs utile d'illustrer la notion de cohérence. Mais il faut aussi montrer des exemples d'utilisation des interférences, par exemple en métrologie des longueurs. »

Un descriptif assez complet des mesures en optique (diffraction, fentes d'Young, Michelson, lame mince) est accessible sur Chamilo (annexes sur l'optique ondulatoire utilisant le capteur Caliens, et les interférences de lame mince).

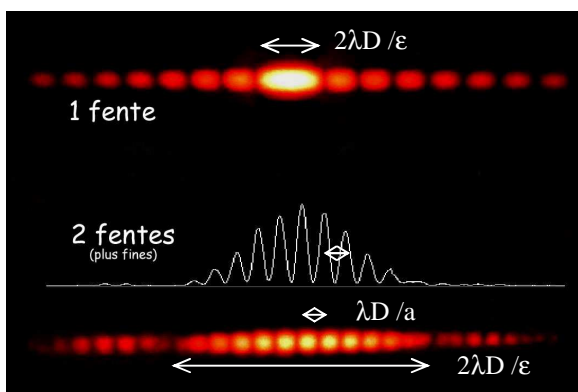
Voir aussi les vidéos sur [Montrer la Science](#) (bifente de Young, lame de savon, Michelson).

1) Fentes d'Young. (Sextant 161 et 174, Journeaux 110, Duffait d'Agreg 55)

Cette expérience peut être menée de façon semblable avec une seule fente au lieu de deux pour le montage **M7 – Diffraction**. Mesurer la largeur de la tache centrale de diffraction et non l'interfrange.

- Etude en lumière monochromatique (cohérente)

Comparez qualitativement la figure de diffraction par une fente et 2 fentes, éclairées par un laser (S115, D 44). Repérez bien ce qui est dû à la *diffraction par une fente* et ce qui est dû aux *interférences* entre les faisceaux *diffractés* par chacune des deux fentes :



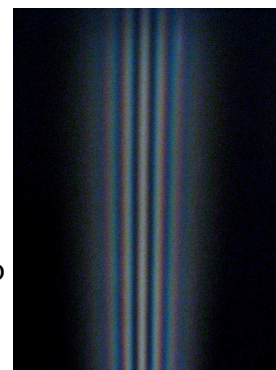
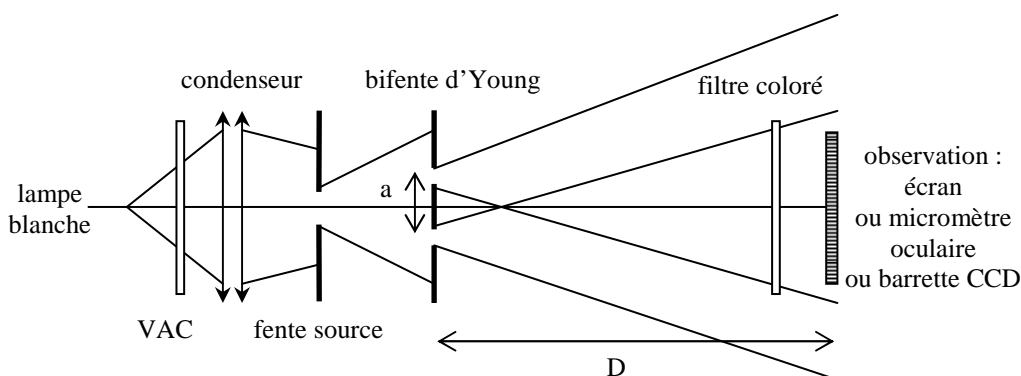
- la diffraction par une fente de largeur ϵ donne une tache centrale de largeur $2\lambda D/\epsilon$, deux fois plus large et beaucoup plus lumineuse que les autres taches de diffraction (D = distance fente – écran)

- les interférences dues à deux fentes espacées de a donnent en plus une modulation plus fine, bien visible dans le pic central de diffraction, de période $i = \lambda D/a$.

A.N. Mesurez l'interfrange (à la règle ou sur un ordinateur à l'aide d'une barrette CCD : système *Caliens*) et déduisez-en une mesure de la distance entre fentes : $a = \lambda D/i$.

Faites un calcul d'incertitudes : $(\Delta a/a)^2 = (\Delta\lambda/\lambda)^2 + (\Delta D/D)^2 + (\Delta i/i)^2$. Repérez le paramètre qui limite la précision de la mesure (i en général, $\Delta\lambda$ est négligeable avec un laser). Ecrivez le résultat final sous la forme : $a \pm \Delta a$ (attention au nombre de chiffres significatifs) et comparez cet intervalle à la valeur attendue pour a (indication du constructeur).

- Etude en lumière blanche (mise en évidence des conditions d'obtention des interférences)



Eclairez la bifente par une lampe à incandescence suivie d'un verre anti-calorique, d'un condenseur et d'une fente source. La bifente sera placée à 20-30 cm derrière la fente source. Réglez finement le parallélisme fente source/bifente et la largeur de la fente source (elle doit être très fine) de façon à avoir une image bien contrastée (forcément peu lumineuse). Inutile d'ajouter une lentille pour faire l'image de la fente source sur l'écran si vous choisissez deux fentes assez rapprochées.

- Montrez la **non-localisation** des interférences en déplaçant l'écran : ces interférences (obtenues par **division du front d'onde**) sont visibles dans tout le champ d'interférences
- Montrez l'influence de la largeur de la fente source (**cohérence spatiale**) : le contraste des interférences diminue quand la fente source est élargie
- Observez les **irisations** des franges correspondant à une grande différence de marche, c'est-à-dire loin du centre (inclinez l'écran pour augmenter l'interfrange et améliorer ainsi la visibilité). Elles sont dues au fait que l'interfrange dépend de la longueur d'onde
- Etude quantitative : mesurez l'**interfrange** pour 2 ou 3 longueurs d'onde différentes, en ajoutant des filtres de différente couleur, afin de vérifier que l'interfrange est proportionnelle à λ . Utilisez un micromètre oculaire ou une barrette CCD car la luminosité est trop faible pour permettre des mesures sur écran.

2) Interférences à N-ondes : le réseau

Cette expérience peut aussi entrer dans le montage **M7 - Diffraction** et servir à déterminer la période du réseau utilisé en spectrométrie pour le montage **M3 Spectrométrie**.

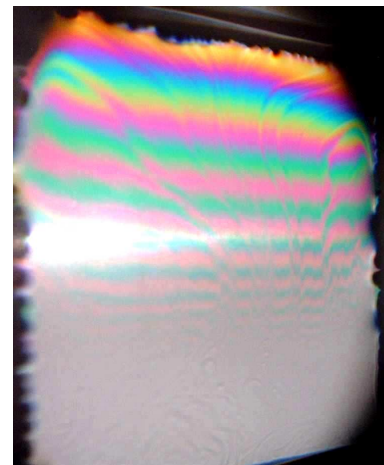
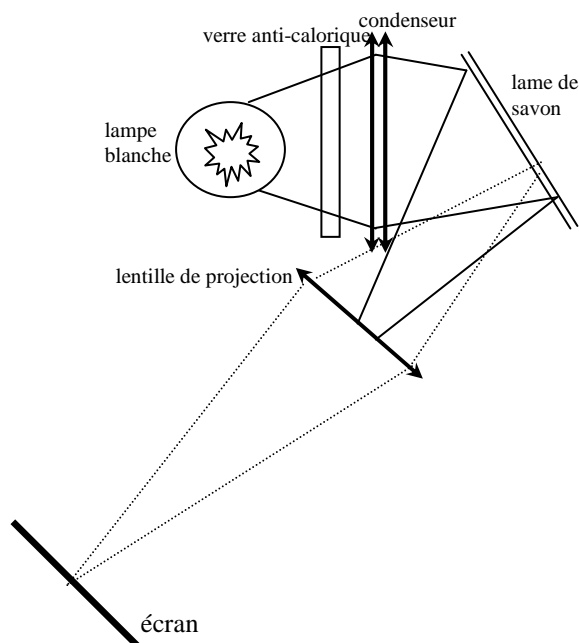
Cette expérience peut être vue comme une généralisation de la précédente. Eclairez un réseau de diffraction avec un laser. Mesurez sur un écran la distance entre les taches de diffraction, qui correspondent aux directions dans lesquelles les *interférences* entre tous les faisceaux *diffractés* par chacune des fentes sont *constructives*. Déduisez-en une mesure de la période p du réseau en utilisant la loi : $p \sin \theta = k \lambda$ (k = ordre d'interférences).

Cette expérience peut aussi être réalisée en réflexion sur un disque CD (mesure de la période des sillons, attention à ne pas envoyer des rayons laser n'importe où).

3) Franges d'égalé épaisseur : lame de savon ou anneaux de Newton. (Duffait d'Agreg 55, Sextant 155)

Ce montage est plus simple à mettre en œuvre que l'interféromètre de Michelson en coin d'air et permet de mettre en évidence les mêmes notions (interférences par **division d'amplitude**), au moins qualitativement.

Montage : Commencez par observer les interférences en réflexion en regardant simplement la lame de savon (ou le dispositif des anneaux de Newton) à l'œil. Réalisez ensuite un montage permettant de projeter ces interférences sur un écran éloigné : utilisez une source de lumière blanche, suivie d'un condenseur formant un faisceau peut convergeant éclairant toute la surface de la lame, placée juste après le condenseur. Inclinez un peu la lame de façon à renvoyer le faisceau réfléchi vers une lentille, placée près du point de convergence du condenseur. Soignez la qualité de l'image.



- Le **contraste** est moins bon si on observe le faisceau transmis et non réfléchi par la lame (vous pouvez le vérifier expérimentalement). Cela est dû au fait que le contraste est maximum si les deux faisceaux qui interfèrent ont des intensités comparables, ce qui est le cas en réflexion mais pas en transmission (le faisceau directement transmis est beaucoup plus intense que celui transmis après un aller-retour dans la lame).
- Les interférences sont **localisées** sur le plan de la lame (Pérez 286). On peut le vérifier en déplaçant la lentille : on ne voit des franges bien contrastées que si elle fait l'image de la lame sur l'écran.
- Il n'est pas nécessaire d'éclairer le dispositif par un faisceau rigoureusement parallèle (qui nécessiterait un trou source) si on observe le phénomène dans le plan de localisation : les interférences par division d'amplitude **ne nécessitent pas l'emploi d'une source ponctuelle**.
- Interprétez l'**irisation** observée en lumière blanche (comme pour les fentes d'Young). Observez le **blanc d'ordre supérieur**, situé dans la partie épaisse de la lame (attention : l'image est inversée !) : dès que l'épaisseur optique devient supérieure à quelques microns, la cohérence temporelle de la source blanche ne permet plus d'observer des interférences à l'œil. Ajoutez un filtre coloré : les interférences réapparaissent dans cette zone si la source devient monochromatique.
- En lumière monochromatique, remarquez qu'entre deux franges successives, l'épaisseur optique de la lame a varié de $\lambda/2$. Des mesures peuvent être faites sur les anneaux de Newton (mesure du rayon des anneaux pour en déduire le rayon de courbure du dispositif).
- **Application pour le montage M6 - interférences** : Plus généralement, insister sur le fait que l'étude des franges d'égale épaisseur produite par une lame mince permet d'en mesurer localement l'épaisseur optique ou de visualiser en temps réel des déformations (voir par exemple Pérez 290). La précision ultime de ce type de mesure est une fraction de la longueur d'onde de la lumière, soit typiquement 100 nm.
- **Application pour le montage M3 – spectrométrie** : Utiliser ici le dispositif des anneaux de Newton et placez un filtre coloré devant la lampe. Comptez approximativement le nombre N d'anneaux ayant un assez bon contraste. Le centre des anneaux correspond à l'ordre d'interférences $p = 0$, donc le Nième anneau correspond à l'ordre N c'est-à-dire à une différence de marche $\delta = N \times \lambda$. On en déduit ainsi la longueur de cohérence $L_c \approx N \times \lambda$ puis une valeur approximative de la largeur spectrale $\Delta\lambda$ du filtre coloré par $L_c = \lambda^2 / \Delta\lambda$. Comparer un filtre coloré et un filtre interférentiel. Cette expérience n'est pas très précise mais elle permet d'illustrer le principe de la spectrométrie interférentielle sans avoir à utiliser un interféromètre de Michelson.

3) L'interféromètre de Michelson

(à ne tenter que si vous connaissez déjà un peu l'appareil, sinon contentez-vous de l'expérience précédente)

a) Réglages. (Duffait d'Agreg 68, Sextant 146)

Avant de commencer, pensez à placer les boutons de réglage fin de l'orientation des miroirs à mi-course.

Procédez alors aux réglages « géométriques » : à l'aide d'un faisceau laser, réglez le parallélisme séparatrice / compensatrice, puis grossièrement l'orthogonalité des miroirs en faisant se superposer les taches.

Ensuite, éclairez le Michelson avec un faisceau laser élargi (ajouter un objectif de courte focale) : on doit observer des interférences. On cherche alors à s'approcher du contact optique (différence de marche nulle). Pour cela, on retiendra deux principes (il faut évidemment savoir les interpréter) :

- si on voit des anneaux, on chariote (translation du miroir mobile) pour les faire rentrer vers l'intérieur
- si on voit des franges, on règle l'orientation des miroirs pour augmenter l'interfrange

ceci jusqu'à obtenir un champ uniforme : les deux bras du Michelson sont alors quasiment symétriques par rapport à la séparatrice. Notez la position du miroir mobile.

Passez ensuite à une lampe spectrale Hg haute pression (les lampes spectrales mettent longtemps à chauffer ; si vous les éteignez il faut attendre qu'elles refroidissent avant de les rallumer) suivie d'un condenseur. Essayez d'obtenir des anneaux bien contrastés (affinez les réglages de parallélisme des miroirs). Ne pas oublier d'ajouter une lentille de projection car la source n'étant plus ponctuelle, les interférences deviennent localisées (division d'amplitude). Si vous ne voyez rien sur l'écran, vous pouvez

commencer le réglage en regardant directement à l'œil, après avoir placé un dépoli contre la source pour ne pas être ébloui (il ne faut pas le faire avec un laser ...).

En partant du contact optique, on peut :

passer au système d'anneaux (d'égale inclinaison) en translatant le miroir mobile (on produit une lame d'air) ; il faut alors penser à faire converger la lumière de la lampe sur les miroirs pour avoir diverses inclinaisons, et à ajouter une lentille de grande focale à la sortie (> 100 cm) de façon à projeter dans son plan focal les anneaux (localisés à l'infini)

passer au système de franges (d'égale épaisseur) en inclinant un miroir avec une vis de réglage fin (coin d'air) ; il faut alors penser à faire un faisceau de lumière peu convergent sur les miroirs de façon à les éclairer de façon homogène, et à ajouter une lentille à la sortie (focale 20-30 cm) de façon à projeter sur un écran l'image agrandie des miroirs

b) Mesures en lame d'air (anneaux d'égale inclinaison), avec une lampe spectrale (Hg haute pression). (Duffait d'Agreg 76, Sextant 239, Journeaux 382)

Isolez la raie verte du mercure (avec un verre coloré adapté, ou un filtre interférentiel). Vérifiez la loi théorique donnant la progression du rayon des anneaux mesurés sur l'écran, pour une épaisseur optique donnée (indiquée sur le Vernier du Michelson). Ne cherchez pas à en déduire une mesure de λ , ce serait très imprécis par cette méthode.

c) Application à la spectroscopie par transformée de Fourier (spectroscopie interférentielle).

Toujours en lame d'air avec une lampe Hg haute pression, en chariotant (c'est à dire en déplaçant le miroir mobile pour augmenter la différence de marche), vérifiez que le contraste des interférences diminue progressivement à partir du contact optique, sur une certaine distance qu'on appelle la longueur de cohérence (L_c) de la source. On peut en déduire une estimation de la largeur spectrale $\Delta\lambda$ de la raie verte par $L_c \approx \lambda^2/\Delta\lambda$.

Isolez ensuite le doublet jaune du mercure avec un filtre adapté. Vérifiez que le contraste s'annule périodiquement (anti-coïncidences) quand on chariote. En comptant plusieurs anti-coïncidences, déterminez l'écart $\Delta\lambda$ du doublet (estimez l'incertitude).

Ces mesures illustrent le principe de la **spectrométrie par Transformée de Fourier** (qui rentre dans le montage **M3 – Spectrométrie optique, couleurs**). C'est une technique de spectroscopie haute résolution, limitée par la course maximale e_{\max} du Michelson : $\Delta(1/\lambda) \approx 1/e_{\max}$. Par exemple, pour $e_{\max} \approx$ quelques cm, on obtient une résolution $\Delta\lambda = \lambda^2/e_{\max} \approx 0,01$ nm (pour un spectro à réseau courant, elle est de l'ordre de 1 nm).

5) Interférences à N-ondes : le filtre interférentiel

Le principe du Fabry-Pérot est à connaître, mais sa manipulation n'est pas conseillée ici (plus résolvant que le Michelson mais très peu lumineux).

On propose plutôt de montrer le principe du **filtre interférentiel** (Sextant 9). Il est composé (entre autre) d'une cavité d'épaisseur optique ne bien choisie pour sélectionner finement une longueur d'onde (telle que $2ne = k\lambda$).

Placer un filtre interférentiel dans un faisceau de lumière parallèle. Montrer que la couleur transmise par le filtre se décale vers le bleu quand on l'incline (la loi est $2ne \cos \theta_r = k\lambda$: λ diminue si l'angle de réfraction θ_r , donc aussi d'incidence, augmente) : la couleur n'est donc pas due ici à l'absorption d'un colorant (comme c'est le cas dans un verre coloré).

MONTAGE 7 : DIFFRACTION

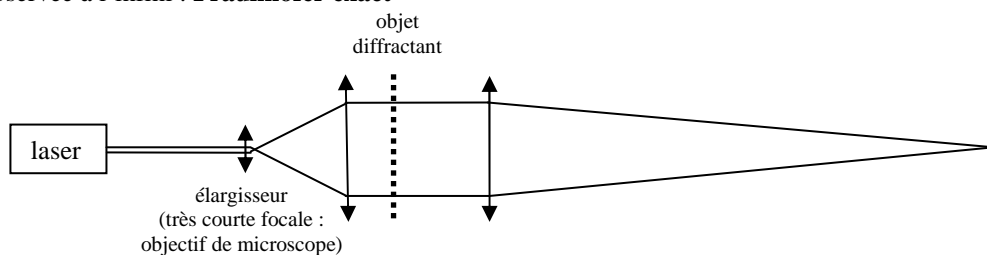
A priori, ce montage ne se restreint pas à l'optique. On peut aussi, au moins lors d'une introduction qualitative, faire diffracter des ondes acoustiques (plutôt ultrasonores, car leur longueur d'onde n'est pas trop grande) ou des ondes à la surface de l'eau (cuve à ondes).

Les remarques des derniers rapports du jury imposent plus ou moins le contenu de ce montage :

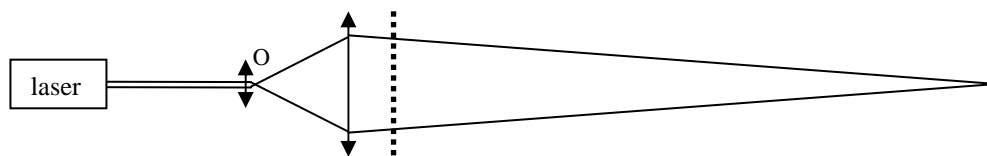
- ne pas se restreindre à la diffraction à l'infini, montrer aussi la diffraction de Fresnel (§1)
- ne pas se restreindre au laser, montrer que la diffraction est possible aussi pour de la lumière blanche (§1 et 5)
- montrer que la diffraction est un des facteurs limitant le pouvoir de résolution des instruments d'optique (§4)
- montrer que l'effet de la diffraction n'est pas toujours négatif (exemple : filtrage d'image, strioscopie, §5)

DIFFERENTS MONTAGES DE DIFFRACTION DE FRAUNHOFER**AU LASER :**

M1a) Montage avec 1 élargisseur + 2 lentilles, objet diffractant éclairé par une onde plane, diffraction observée à l'infini : **Fraunhofer exact**



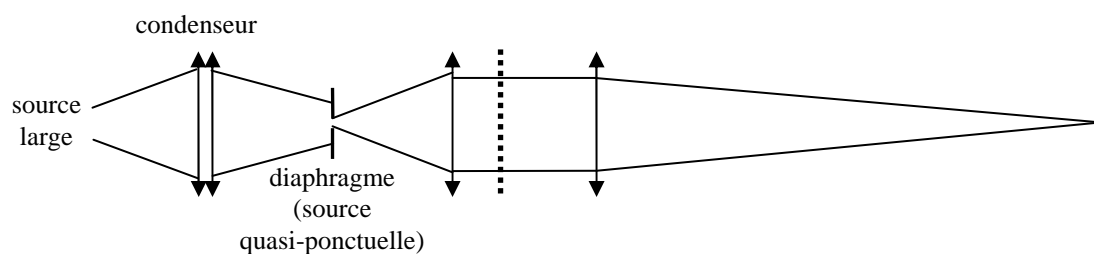
M1b) Montage avec 1 élargisseur + 1 lentille, projection à distance finie, dans le plan conjugué avec le « point » source O : **Fraunhofer approché**



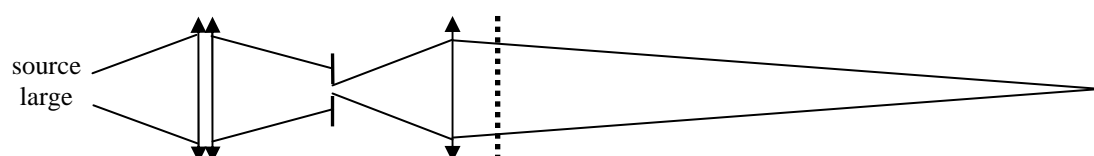
M1c) Montage sans élargisseur, possible si l'objet diffractant est de taille $<$ section du faisceau, projection à distance D grande mais finie : **Fraunhofer approché** (vérifiez que $\lambda D/\epsilon \gg \epsilon$)

**EN LUMIERE BLANCHE :**

M2a) Montage à 2 lentilles, objet diffractant éclairé par une onde plane, diffraction observée à l'infini : **Fraunhofer exact**. C'est le montage qu'on utilisera pour l'expérience d'Abbe.

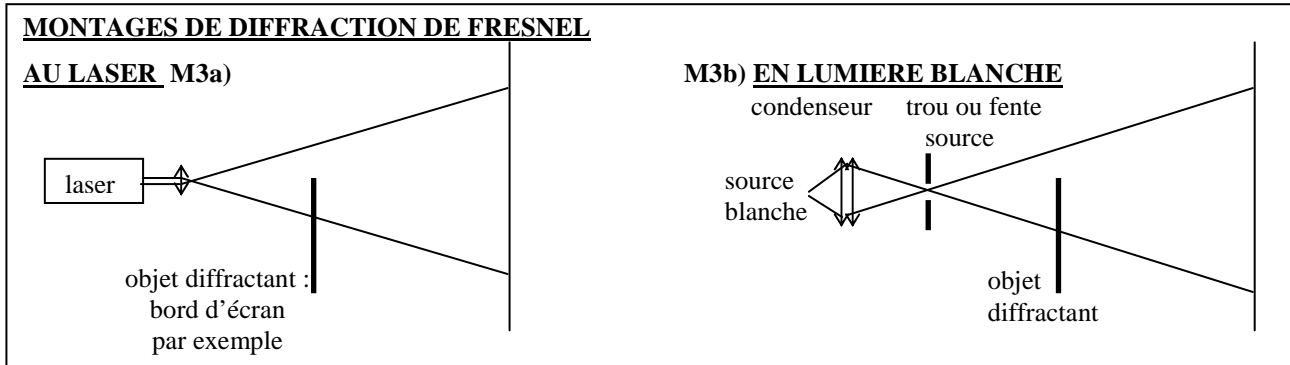


M2b) Montage à 1 lentille, projection à distance finie, dans le plan conjugué avec le point source : Fraunhofer approché (ce montage est important, car il apparaît **dans la formation des images**)



La plupart des expériences seront réalisées dans les conditions de **Fraunhofer**. Vous devez connaître les différents montages permettant de se placer dans ces conditions (**diffraction à l'infini OU dans le plan conjugué avec le plan de la source**), de manière exacte ou approchée, voir ci-dessus (DA 43, S 107 et 137, voir aussi Hprépa ex14 p.188).

Ci-dessous sont représentées deux montages permettant de faire apparaître la diffraction de Fresnel (distance finie) d'un objet, en lumière laser ou blanche :



Pour des questions de luminosité, on préférera souvent utiliser comme source un laser (dont il faudra élargir le faisceau si l'objet diffractant est étendu) mais il ne faudra pas s'en contenter : faire au moins un montage en lumière blanche.

Voici les règles de sécurité à connaître concernant l'utilisation des laser :

ATTENTION : DANGERS LIES A L'UTILISATION DES LASERS – PRECAUTIONS A PRENDRE :

Les lasers sont répertoriés suivant leur classe de sécurité (qui dépend de leur puissance, de leur longueur d'onde).

Cette classe est indiquée par une étiquette de sécurité collée sur le laser :

Classe 1 : Aucun danger dans tous les cas.

Classe 2 ($P < 1 \text{ mW}$) : Aucun danger grâce au réflexe palpébral de l'œil (la paupière se referme en 0,25 s en cas de fort éclairage), fatigue en cas d'exposition répétée.

Classe 3a ($1 < P < 5 \text{ mW}$) : Danger si le faisceau est focalisé ou perçu pendant plus de 0,25 s (absence de réflexe palpébral).

Classe 3b ($5 \text{ mW} < P < 0,5 \text{ W}$) : Le faisceau direct ou ses réflexions sont dangereux pour l'œil.

Classe 4 ($P > 0,5 \text{ W}$) : Même la lumière diffusée peut être dangereuse. Dangers possibles aussi pour la peau.

Seuls les lasers de classe 1 et 2 ($P < 1 \text{ mW}$) sont autorisés dans l'enseignement secondaire.

Les lasers que nous utilisons ici en TP sont des lasers de classe 2, ou plus souvent 3a (leur puissance nominale est 1 mW, mais leur puissance réelle est en fait souvent un peu inférieure pour cause de vieillissement). Ils ne sont donc vraiment dangereux que si vous regardez le faisceau à travers une optique grossissante (par exemple, un micromètre oculaire) ou si vous vous forcez à garder l'œil ouvert dans le faisceau ...

Même s'il n'y a donc pas de grand danger, vous devez apprendre à manipuler proprement : orientez toujours le faisceau vers un écran, attention aux réflexions parasites, attention aussi à ne pas mettre la tête dans le faisceau en vous penchant (en particulier quand vous faites des mesures sur écran). Coupez l'alimentation du laser ou obturez le faisceau quand il ne sert plus, laissez la lumière de la pièce allumée si possible (la pupille de l'œil est alors plus fermée).

Remarque : la puissance indiquée sur l'étiquette de sécurité figurant sur le tube laser n'est pas la puissance nominale du laser (celle-ci est indiquée dans la notice). Il s'agit seulement de la gamme de puissance correspondant à la classe de sécurité.

Attention à faire que les expériences soient visibles de loin (au besoin, utiliser une caméra), ne pas laisser le jury dans le noir pendant 50 min (surtout si vous avez préparé un beau tableau ...).

1) Diffraction à distance finie (Fresnel) (qualitatif, peut servir d'expérience d'intro) (DA 41, J 358)

Placer un objet diffractant (fente, cheveu, bord d'écran, ...) dans un **faisceau divergent** issu d'une source ponctuelle et observez la lumière diffractée sur un écran placé à **distance finie**.

Vous pouvez utiliser comme source un laser suivi d'un objectif de microscope (montage M3a ci-dessus), mais alors attention à choisir du matériel donnant peu de « speckle » (« grains » dans le profil d'intensité du laser), sinon la diffraction de Fresnel est très bruitée et difficile à voir.

Pour cette raison, on préférera utiliser une lampe blanche rendue ponctuelle à l'aide d'un condenseur suivi d'un trou source (montage M3b ci-dessus), ou plutôt une fente source parallèle à l'objet diffractant, si la diffraction se produit principalement dans une seule direction (bord d'écran ou fente parallèle à la fente source).

2) Diffraction de Fraunhofer par une fente. (S109, J 107)

Réaliser le montage M1c (laser). Etudiez l'influence des différents paramètres (largeur ε de la fente, distance D à l'écran, longueur d'onde λ).

Etudiez d'abord qualitativement l'influence de la largeur de la fente. Comparez à ce qui a été vu en Fresnel : remarquez qu'ici, la figure de diffraction garde toujours la même structure (fonction $\text{sinc}X = \sin X / X$) quelque soit la largeur de la fente (c'est juste un changement d'échelle). Quand on élargit la fente, on ne voit en particulier pas apparaître de franges noires dans la tache centrale de diffraction, on la voit juste devenir plus petite. C'est ce que prédit la théorie de Fraunhofer : la figure de diffraction est donnée par la **Transformée de Fourier de la transmittance de l'objet diffractant**, ici une fonction rectangle. On obtient donc toujours pour le profil de diffraction une fonction *sinc*, moins étalée quand la fente s'élargit.

Etude quantitative : mesurez à la règle la position des minima d'intensité et vérifiez qu'ils apparaissent périodiquement tous les $\lambda D/\varepsilon$, D étant la distance fente – écran et ε la largeur de la fente. Vérifiez que la tache centrale de diffraction est deux fois plus large que les autres ($2\lambda D/\varepsilon$). On a utilisé ici l'approximation des petits angles : justifiez-la (calculez le rapport $\tan\theta / \theta$ - en radian ! – et comparez à 1).

Si vous disposez d'une barrette CCD (*Caliens*) vous pouvez faire des mesures plus précises (utilisation de curseurs) et aussi une étude plus complète en comparant le profil d'intensité expérimental et théorique (voir les options du logiciel). Voir l'annexe sur l'optique ondulatoire sur Chamilo, des exemples complets de mesure y sont décrits.

Si vous disposez d'un laser d'une autre couleur (on trouve maintenant assez couramment des diodes laser vertes), faites une autre mesure pour montrer que l'angle de diffraction a varié.

Comparez la diffraction par une fente et un cheveu : les figures sont identiques, sauf au centre (on observe un point lumineux en plus dans le cas du cheveu, correspondant à la lumière non diffractée). Cette expérience illustre le **théorème de Babinet**, conséquence directe du lien de TF qui existe en Fraunhofer entre le profil de l'objet et de la diffraction : la TF de deux fonctions complémentaires (*ie* dont la somme est une constante) est identique, sauf au centre.

Application : par la mesure de la taille X de la tache centrale de diffraction produite par un cheveu, déterminez son diamètre (S112) : $\varepsilon = 2\lambda D/X$. Faites une estimation de la précision de cette mesure : $(\Delta\varepsilon/\varepsilon)^2 = (\Delta\lambda/\lambda)^2 + (\Delta D/D)^2 + (\Delta X/X)^2$. Pour éviter de faire un calcul lourd et inutile, estimez séparément l'ordre de grandeur de chaque incertitude relative : en général le paramètre limitant la précision de mesure est X donc on a simplement $\Delta\varepsilon/\varepsilon \approx \Delta X/X$.

Autre conséquence du lien de TF caractéristique de la diffraction de Fraunhofer : la figure de diffraction est inchangée si on **translate l'objet diffractant dans son plan** (en effet, la TF d'une fonction n'est affectée dans une translation que par un facteur de phase, or on est sensible ici à l'intensité seulement). En Fraunhofer, la figure de diffraction est centrée sur l'image géométrique de la source, elle ne se déplace pas avec l'objet diffractant. Vous pouvez vérifier qu'en Fresnel en revanche (montage précédent) la figure de diffraction suit le mouvement de l'objet diffractant.

3) Diffraction par plusieurs objets identiques.

Objets répartis aléatoirement : utilisez de la poudre de lycopode (petits champignons de forme circulaire) pour visualiser la figure d'Airy. Déduisez-en le diamètre d'un lycopode (DA 45, S 122). Cette figure d'Airy se rencontre aussi quand on s'intéresse à la résolution des instruments d'optique, où la diffraction par l'objectif circulaire joue un rôle important.

Objets répartis régulièrement : comparer les figures de diffraction d'un faisceau laser par une fente, deux fentes et par un réseau de fentes. Bien faire apparaître ce qui est dû à la diffraction par chaque motif élémentaire (la fente) et ce qui est dû à la périodicité du réseau (voir **Montage M6. §1,2 : interférences**).

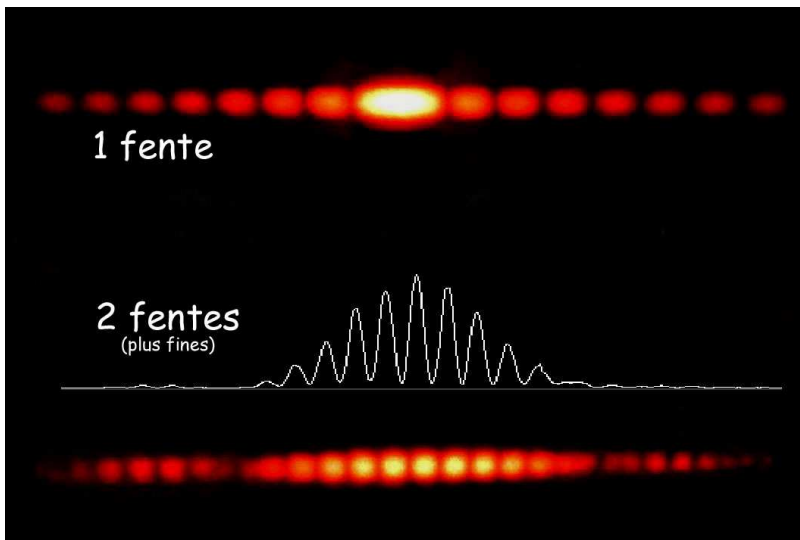


Figure de diffraction d'un faisceau laser HeNe par une fente, puis deux fentes identiques (mais plus fines que la 1^{ère}).

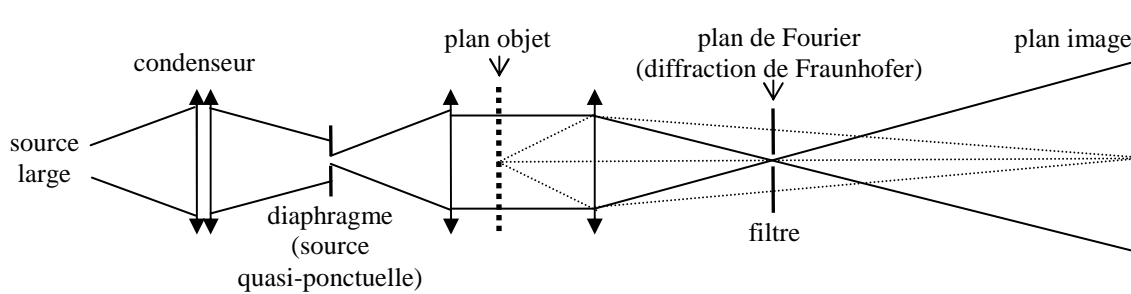
Attention à ne pas confondre diffraction et interférences (entre les ondes diffractées par chacune des deux fentes) : dans la courbe ci-contre montrant le profil de diffraction par une bifente, l'enveloppe est due à la fente (= motif qui se répète), les oscillations rapides à l'intérieur de l'enveloppe à la présence de 2 fentes.

4) Limitation du pouvoir de résolution des instruments d'optique

Le pouvoir de résolution des télescopes et microscopes est limité (entre autres) par la diffraction par la monture de l'objectif (bien que sa taille soit $\gg \lambda$, la diffraction joue quand même un rôle car on cherche à voir des choses très fines). On peut le montrer en réalisant l'expérience décrite en *DA 109* : on projette l'image d'une bifente (attention : elle sert ici d'objet à imager et non d'objet diffractant, elle modélise par exemple une étoile double) avec une lentille contre laquelle on place une fente diffractante d'ouverture variable (qui sert à modéliser un objectif d'ouverture faible). Au fur et à mesure qu'on diaphragme d'objectif, l'image de l'« étoile double » se brouille.

5) Application au filtrage des fréquences spatiales (D 45, S 128)

Faites cette expérience de préférence en lumière blanche (il s'agit d'un montage de formation d'image, donc c'est plus intéressant ainsi, et cela permettra de ne pas tout faire au laser). Réalisez le montage Fraunhofer exact (montage 2b) :



Dans ce montage, la dernière lentille a **deux rôles** : projeter dans son plan focal la figure de diffraction de Fraunhofer de l'objet (**plan de Fourier**) et former sur un plan situé plus loin l'image de l'objet (**plan image**). On réalise ainsi dans l'espace les opérations mathématiques suivantes :

$$\text{plan objet} \xrightarrow{TF} \text{plan de Fourier (diffraction de Fraunhofer)} \xrightarrow{TF^{-1}} \text{plan image}$$

En plaçant dans le plan de Fourier un filtre (passe-bas : fente ou diaphragme ; passe-haut : point noir ; ...) on observe directement sur l'écran les modifications de l'image. On propose ici deux applications classiques (c'est le même montage : seul l'objet et le type de filtre change) :

- **Expérience d'Abbe** (D 45, S 128) :

Utilisez comme objet une grille (assez grossière pour que l'image projetée soit bien visible sur l'écran). Filtrez avec une fente fine bien centrée dans le plan de Fourier. Si la fente est verticale, vous filtrez les composantes horizontales de la figure de diffraction, qui proviennent des traits verticaux de la grille. Sur l'écran, il ne restera donc que les traits horizontaux !

Remarque : Cette technique de filtrage optique n'est plus très utilisée pour le traitement des images : on procède maintenant souvent par un traitement numérique de TF à 2D sur ordinateur.

- **Strioscopie / contraste de phase** : Utilisez comme objet :

- **un objet opaque** présentant des bords nets (plume, pointe d'un stylo, lame de rasoir, ...)

- **un objet de phase** (objet transparent mais dont l'indice ou l'épaisseur varie sur sa surface) : empreinte digitale sur une lame de verre bien propre, cuve contenant de l'eau dans laquelle on fait tomber un liquide transparent (goutte de glycérol, éthanol, eau sucrée ou salée), objet chaud mis dans de l'eau (résistance chauffante), ...

Coupez la fréquence nulle avec un petit **cache noir circulaire** bien centré dans le plan de Fourier (le cache doit être juste assez gros pour couper entièrement le faisceau lumineux en l'absence d'objet diffractant). On doit voir alors apparaître uniquement les **contours de l'objet opaque (strioscopie) sur fond noir** : seule la lumière diffractée est visible. L'objet transparent, invisible en projection normale, **apparaît** sur fond noir.

Remarque : Cette technique est mise à profit dans les microscopes à contraste de phase (très utilisés en biologie), où elle permet de visualiser des objets quasi-transparents avec un meilleur contraste.

Voir page suivante quelques exemples d'observations possibles :

- Objet = 2 réseaux perpendiculaires superposés, filtre = fente verticale :

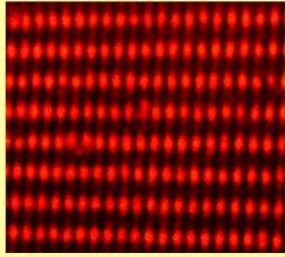
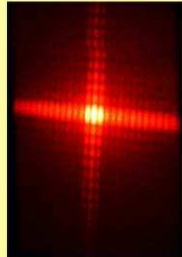
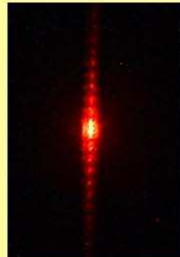


Image sans filtrage



TF



TF filtrée

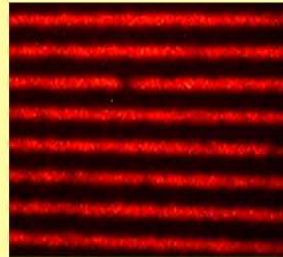


Image filtrée

- Objet = Photo tramée (diapo et réseau vertical superposés),
filtre = fente verticale :



Image sans filtrage



Image filtrée

Optique de Fourier Filtrage spatial

- Objet = grille, filtre = petit cache circulaire noir (passe-haut) :

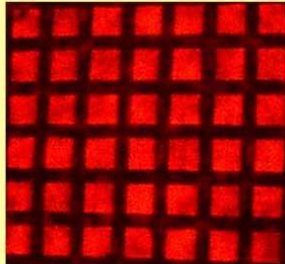
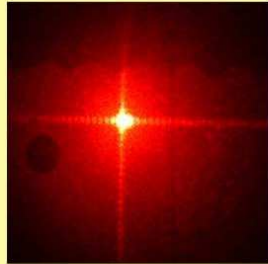
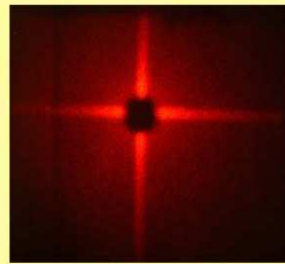


Image sans filtrage



TF



TF filtrée

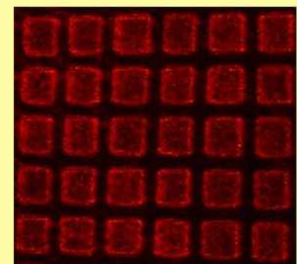
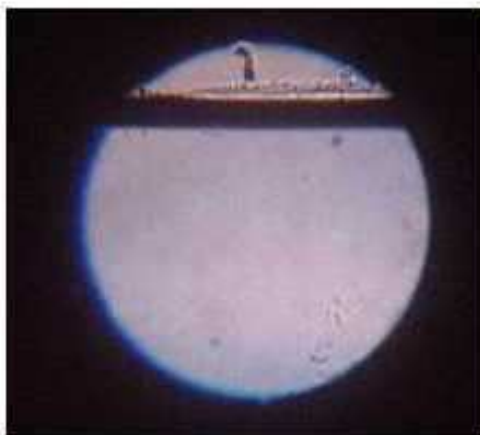


Image filtrée

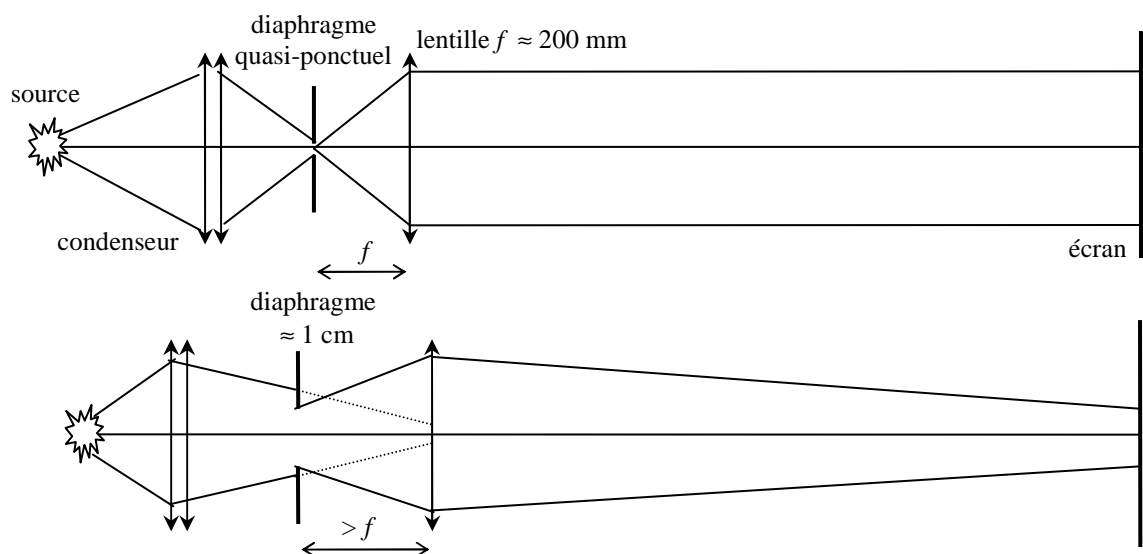


Projection de l'image
d'une goutte de
glycérol tombant dans
l'eau, en éclairage
normal puis avec
filtrage passe-bas
(fond noir).

MONTAGE 16 : POLARISATION DE LA LUMIERE

On ne peut parler de polarisation de la lumière que si le faisceau a une direction de propagation bien définie. On doit donc travailler ici avec des faisceaux de lumière relativement parallèles. Pour cela, 3 montages optiques possibles :

- laser : montage le plus simple, aucune lentille à ajouter. La lumière est alors monochromatique mais attention au choix du laser (il en existe qui sont polarisés et d'autres à polarisation aléatoire)
- faisceau parallèle de lumière blanche issue d'une lampe à incandescence (non polarisée) : placer un petit diaphragme (diamètre ≈ 1 mm) au foyer objet d'une lentille. Régler la distance ampoule – condenseur pour faire converger la lumière de la lampe sur le diaphragme, puis réglez la position de la lentille par auto-collimation à l'aide d'un petit miroir (voir 1^{er} schéma ci-dessous)
- faisceau quasi-parallèle de lumière blanche : projeter l'image d'un diaphragme assez ouvert (≈ 1 cm) sur un écran placé à grande distance (≈ 2 m). Le faisceau n'est alors pas rigoureusement parallèle mais ce qu'on observe sur l'écran (image nette du diaphragme) est plus présentable. Pour une image lumineuse et de bonne qualité, régler la distance ampoule - condenseur pour faire converger le faisceau sur la lentille et non sur le diaphragme comme dans le montage précédent (voir 2^{ème} schéma ci-dessous)

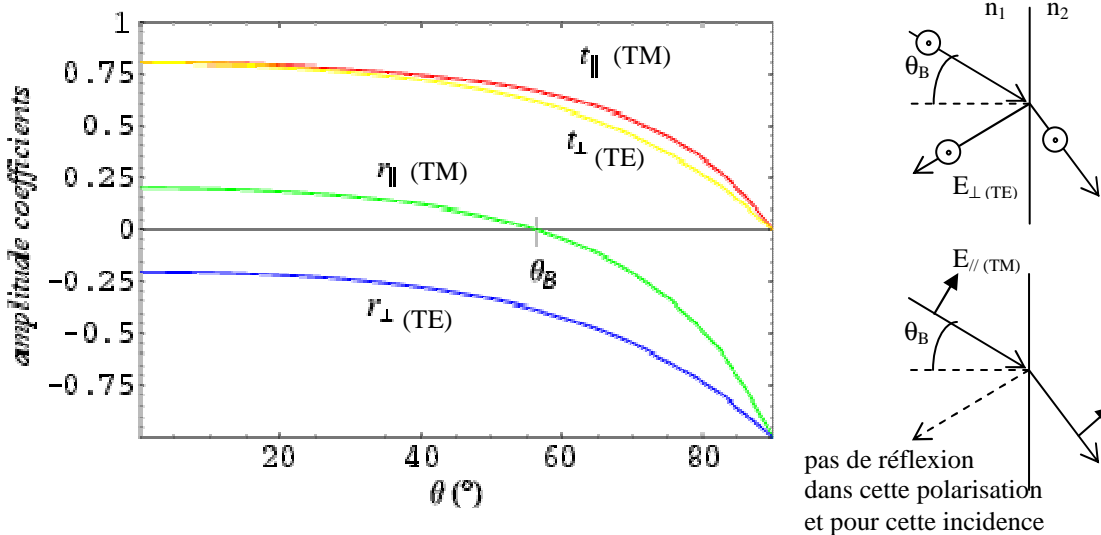
**I – Polarisation rectiligne****1) Production / analyse avec un polaroïd (Sextant p.264)**

Les *polaroïds* absorbent la composante de la lumière polarisée dans une certaine direction. Ils peuvent servir soit de *polariseur* soit d'*analyseur*, suivant l'endroit (entrée ou sortie) où ils sont placés dans un montage.

- Utilisation comme analyseur A** : vérifier que les sources de lumière courantes (lampe à incandescence, lampe spectrale, tube fluorescent, soleil) ne sont pas polarisées. Qu'en est-il des lasers ? (HeNe, diode laser). Le laser HeNe peut être soit polarisé, soit « non polarisé » (en fait « random polarised » : polarisation aléatoire, celle-ci pouvant varier sur une échelle de temps assez longue, parfois pendant la durée de l'expérience, il faut donc éviter d'utiliser ce type de laser ici !). La diode laser est toujours polarisée mais avec un taux de polarisation moins bon que l'HeNe (≈ 1 % : visible à l'œil dans l'obscurité mais très peu sur le tracé de la loi de Malus).
- Utilisation comme polariseur P** : vérifiez (à l'aide d'un polaroïd-analyseur) qu'une lumière initialement non polarisée le devient après traversée d'un polaroïd - polariseur.
- Loi de Malus** : Avec une photodiode comme capteur, vérifiez quantitativement la loi de Malus, qui dit que lorsqu'une onde polarisée rectilignement traverse un analyseur, l'intensité transmise varie en $\cos^2\theta$, θ étant l'angle entre la polarisation incidente et la direction de transmission de l'analyseur. Cette expérience sera réalisée soit avec un laser polarisé et un polaroïd, soit avec une source de lumière blanche et deux polaroïds (le premier sera le *polariseur P*, le second l'*analyseur A*). Dans ce dernier cas, mettez absolument un verre anticalorique car les polaroïds ne fonctionnent pas dans l'infrarouge (et la photodiode les voit très bien !). De plus, cela permet de protéger les polaroïds, qui risqueraient d'être endommagés par la chaleur émise par la lampe. Si vous préférez utiliser un laser, choisissez-le polarisé (à cause du problème cité ci-dessus on obtiendrait de fortes fluctuations du signal avec un laser non polarisé) et vérifiez la stabilité de sa puissance de sortie (laisser le laser allumé au moins $\frac{1}{2}$ h avant de prendre les mesures, et les prendre rapidement).

2) Production par réflexion sur un diélectrique (lame de verre) à l'incidence de Brewster (Sextant p.270)

Lorsqu'une onde se réfléchit sur une interface entre deux diélectriques, elle est partiellement réfléchi et transmise. La proportion de lumière réfléchi et transmise est donnée par les coefficients de transmission et réflexion, qui dépendent de l'indice des deux milieux, de l'angle d'incidence, mais aussi de la polarisation de la lumière. Il se trouve qu'en polarisation TM (transverse magnétique, ie $B \perp$ au plan d'incidence, ou encore $E //$ au plan d'incidence), le coefficient de réflexion (noté $r_{//}$ dans le graphique ci-dessous) s'annule pour un certain angle d'incidence, appelé angle de Brewster θ_B , dont la tangente est égale au rapport des indices des deux milieux :



Les autres coefficients ne s'annulent jamais. On en déduit qu'à l'incidence de Brewster, une onde initialement non polarisée le deviendra par réflexion puisque seule la composante TE ($E \perp$ au plan d'incidence) est réfléchi.

Eclairez une lame de verre avec un faisceau parallèle de lumière blanche, sous incidence oblique. Ajoutez un polaroïd (qui sert ici de *polariseur*) avant la lame pour polariser la lumière dans le plan d'incidence et cherchez l'incidence de Brewster, qui correspond à l'extinction du faisceau réfléchi.

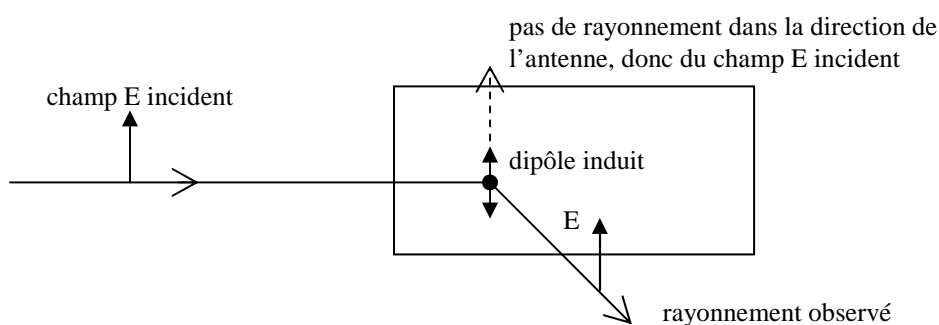
Retirez le polaroïd et placez-le maintenant après la lame de verre (il devient *analyseur*). Vérifiez que le faisceau réfléchi est totalement polarisé dans la direction perpendiculaire au plan d'incidence (on trouve un minimum d'intensité nul quand on tourne l'analyseur). Le faisceau transmis est lui polarisé partiellement (minimum non nul) dans le plan d'incidence.

Application : c'est sur ce principe que l'on réalise des lasers HeNe polarisés. (Sextant p.268 : cherchez l'erreur !)

3) Production par diffusion Rayleigh (Sextant p.273 ; vidéo sur le site « Montrer la science »)

Si les particules qui interagissent avec la lumière ont une dimension plus petite que sa longueur d'onde, on parle de diffusion de type Rayleigh, qui correspond à un rayonnement dipolaire électrique, fortement anisotrope (en particulier il n'y a pas d'émission dans la direction du dipôle, qui est aussi la direction du champ E induisant cette antenne) et dépendant fortement de la longueur d'onde (il est beaucoup plus important pour le bleu que pour le rouge : en $1/\lambda^4$). C'est ce qui explique que le ciel (quand il est assez pur) diffuse une lumière polarisée et bleue.

Mettez quelques gouttes de lait dans une cuve contenant de l'eau. Eclairez la cuve avec un faisceau parallèle de lumière blanche. Pour mettre en évidence l'anisotropie de ce type de diffusion, commencez par mettre un *polariseur* à l'entrée de la cuve et observez la lumière diffusée par la cuve à 90° du faisceau incident, horizontalement et verticalement, suivant que la direction du polariseur est horizontale ou verticale. Interprétez en termes de rayonnement dipolaire :



Pour montrer la conséquence de cette anisotropie sur la polarisation de la lumière diffusée : retirez le polariseur à l'entrée et observez la lumière diffusée à 90° (horizontalement ou verticalement) à travers un *analyseur*. Alors que la lumière incidente était non polarisée, la lumière diffusée l'est.

N.B. Vous pouvez utiliser le même polaroïd dans les 2 phases de cette démonstration. Bien insister sur le fait que celui-ci change de rôle en passant de l'entrée à la sortie : de polariseur il devient analyseur. C'est important de le faire remarquer pour bien comprendre la logique de ces 2 phases de la démonstration.

Au passage, observez la couleur du faisceau diffusé (légèrement bleuté) et celle du faisceau transmis par la cuve (orangé).

Remarque : Si vous mettez des particules trop grosses (par exemple, du lait en poudre mal dissout), vous verrez une diffusion blanchâtre et non polarisée : c'est de la diffusion de Mie (taille des particules $> \lambda$). C'est ce qui se passe dans les nuages (diffusion par les gouttelettes d'eau).

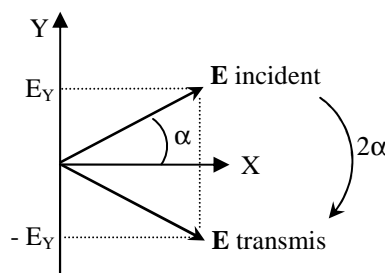
4) Applications courantes

Les deux derniers phénomènes s'observent facilement dans la nature : observez à travers un polaroïd par exemple la lumière des tubes fluorescents du plafond réfléchi sur le sol, ou un objet à travers une vitrine, ou encore la lumière diffusée par un ciel bleu (si le temps le permet !).

Applications : filtres anti-reflets, filtres polarisants pour les appareils photographiques, lunettes de glacier ou de pêcheur.

5) Modification de la direction d'une polarisation rectiligne : lame demi-onde

Une lame demi-onde permet de changer la direction de polarisation d'une onde rectiligne, sans en modifier la puissance (contrairement au polaroïd, qui l'atténue selon la loi de Malus).



Elle est réalisée dans un matériau biréfringent, milieu anisotrope dans lequel la vitesse de propagation de la lumière dépend de la direction de polarisation de l'onde. Si la polarisation incidente fait un angle α par rapport à l'une des lignes neutres (X, Y) de la lame, l'action de la lame consiste à ajouter une différence de marche de $\lambda/2$ entre les composantes X et Y du champ électrique de l'onde (soit un déphasage de π : si par exemple on conserve la composante E_X , la composante E_Y devient $-E_Y$). La polarisation transmise par la lame est donc symétrique de la polarisation incidente par rapport à l'une (quelconque : vérifiez que cela revient au même) des lignes neutres, ce qui revient à le faire tourner d'un angle 2α .

Vérifiez-le expérimentalement en plaçant une lame demi onde dans un faisceau de lumière parallèle polarisée (de longueur d'onde adaptée à la lame : utilisez un filtre coloré si nécessaire). Commencez par repérer les lignes neutres de la lame entre P et A croisés : tourner la lame dans son plan jusqu'à obtenir extinction. On a alors $P // X$ ou Y . Tourner ensuite la lame d'un angle α et vérifier qu'on retrouve une extinction en fin de montage en tournant A de 2α . Faire un schéma explicatif en vous inspirant de celui-ci-dessus (avec les directions de X, Y, P et A).

II - Polarisation elliptique et circulaire

1) Production d'une polarisation elliptique par biréfringence : utilisation d'une lame quart d'onde (Sextant p.283)

Reprendre l'expérience précédente en remplaçant la lame demi-onde par une lame quart d'onde. Celle-ci produit une différence de marche de $\lambda/4$ donc un déphasage de $\pi/2$ entre les composantes E_X et E_Y du champ suivant ses lignes neutres. Elle transforme donc généralement une polarisation **rectiligne** (composantes E_X et E_Y en phase) en **elliptique** (composantes E_X et E_Y en quadrature).

Tester le cas $\alpha = 20^\circ$ (par exemple) : en tournant A, montrer que la polarisation transmise par la lame est elliptique (l'intensité transmise par A varie entre un maximum et un minimum non nul). Caractériser l'ellipse obtenue (axes // X et Y ; degré d'ellipticité $E_Y/E_X = \tan \alpha$). Le sens de rotation pourrait être déterminé sachant quel est l'axe rapide et l'axe lent de la lame quart d'onde, mais en général il n'est pas connu.

2) Cas particulier : polarisation circulaire

Reprendre l'expérience précédente avec $\alpha = 45^\circ$ et montrer, toujours en tournant A, que la polarisation transmise par la lame est circulaire (intensité transmise constante).

Application : lunettes 3D, filtres anti-reflet (*Sextant p.289*). Imaginez une expérience permettant de montrer que les lunettes de cinéma 3D sont constituées de polariseurs circulaires gauche et droit (constitués de l'association d'un polaroïd et d'une lame quart d'onde convenablement orientée).

III – Modification de la polarisation à la traversée d'un milieu anisotrope : polarisation rotatoire (*Sextant p.318, vidéo sur le site « Montrer la science »*)

1) Mise en évidence en lumière monochromatique

Une solution contenant des molécules chirales a pour effet de faire tourner la direction d'une polarisation rectiligne, d'un angle α proportionnel à la distance L parcourue par la lumière dans la solution, mais aussi à sa concentration C . Après étalonnage, la mesure de l'angle de rotation de la polarisation permet donc de réaliser un dosage.

Cet effet dépendant également de la longueur d'onde de la lumière, pour les mesures on travaillera de préférence en lumière monochromatique. Le plus simple est d'utiliser un laser polarisé, qu'on envoie à travers une cuve contenant de l'eau très sucrée. On place à la sortie un analyseur.

- Commencer par tourner l'analyseur de façon à avoir extinction sur l'écran en l'absence de cuve : l'analyseur est alors perpendiculaire à la polarisation incidente.

- Introduire ensuite la cuve avant l'analyseur : vous devez voir réapparaître la lumière sur l'écran, ce qui prouve que la cuve a pour effet de modifier la polarisation du laser, qui n'est plus perpendiculaire à l'analyseur

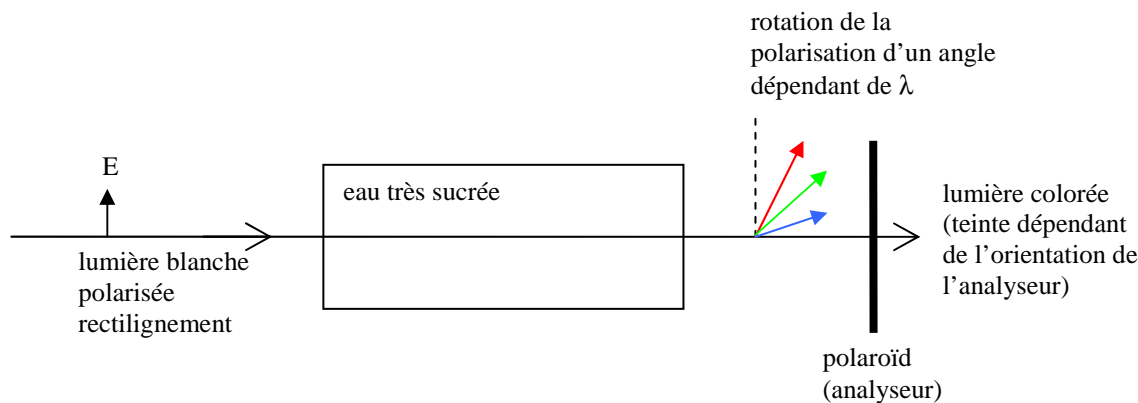
- En tournant l'analyseur d'un angle α , on rétablit l'extinction, ce qui prouve que la polarisation transmise par la cuve est toujours rectiligne, mais qu'elle a tourné d'un angle α

(bien insister à chaque par étape : qu'est-ce qu'on observe ? qu'est-ce qu'on en déduit ?)

- Mesures : on peut montrer que l'angle α suit une loi du type $\alpha = A C L$ où A est un coefficient dépendant du type de sucre. On peut aussi déterminer le sens de rotation (certaines molécules sont lévogyres, d'autres dextrogyres).

2) En lumière blanche

Pour finir, un petit « tour de magie » : l'angle α dépendant assez fortement de la longueur d'onde (en $1/\lambda^2$), si on éclaire la cuve en lumière blanche, chaque composante monochromatique va tourner d'un angle différent et donc être plus ou moins atténuée par l'analyseur. La solution de sucre transmet alors une lumière teintée, d'une couleur qu'on peut changer en tournant le polariseur ou l'analyseur !



L'apparition de couleurs en lumière polarisée / analysée (c'est-à-dire entre P et A) est utilisée dans les microscopes polarisants pour visualiser des objets quasi-transparents (donc peu visibles) en éclairage naturel. Pour qu'une couleur apparaisse, il faut que l'objet ait une « activité optique » : pouvoir rotatoire (cas du sucre) ou biréfringence (cristaux de quartz, certains plastiques sous contrainte mécanique).

N.B. Pour vous aider à visualiser la vibration de l'onde et sa propagation dans l'espace, ainsi que l'effet d'un déphasage entre les composantes E_x et E_y d'un champ électrique, vous pouvez utiliser le logiciel EMANIM (ElectroMag ANIMATION) à télécharger librement sur le net et présent sur le bureau des PC de la salle de TP d'optique.

MONTAGE 19 : TRANSFERTS QUANTIQUES D'ENERGIE

Nouveau programme de T^{ale} S : Transferts quantiques d'énergie

<p>Émission et absorption quantiques. Émission stimulée et amplification d'une onde lumineuse. Oscillateur optique : principe du laser.</p>	<p>Connaître le principe de l'émission stimulée et les principales propriétés du laser (directivité, monochromaticité, concentration spatiale et temporelle de l'énergie). <i>Mettre en œuvre un protocole expérimental utilisant un laser comme outil d'investigation ou pour transmettre de l'information.</i></p>
<p>Transitions d'énergie : électroniques, vibratoires.</p>	<p>Associer un domaine spectral à la nature de la transition mise en jeu.</p>

I – Amplification de lumière par émission radiative stimulée : le LASER

Dans cette nouvelle partie sur les transferts quantiques d'énergie, le programme insiste sur le laser. Il est difficile de présenter en montage une expérience illustrant l'émission stimulée (il aurait été intéressant d'avoir une cavité laser ouverte réglable, mais il n'y en aura pas a priori à l'oral du concours). On peut quand même montrer certains points cités par le programme :

- **Directivité et concentration spatiale du faisceau** : on peut estimer la **divergence** d'un faisceau laser par la mesure de la largeur du spot à grande distance. Avec un **laser HeNe** (divergence ≈ 2 mrad), le spot a un diamètre d'environ 1 cm à 5 m. La théorie de la diffraction relie cette divergence α au « **waist** » w_0 (diamètre minimum du faisceau, tout près de la sortie du tube laser) par $\alpha = 2\lambda / \pi w_0$ (diffraction de Fraunhofer d'un faisceau gaussien par une ouverture circulaire de rayon w_0). On peut ainsi en déduire le waist du faisceau par le calcul (il est difficile de le mesurer directement). On trouve environ 200 μm : c'est très petit. Pour insister sur le caractère concentré du faisceau, on peut chiffrer la puissance du faisceau par unité de surface : pour un laser 1 mW, on en déduit au niveau du waist (concentration maximale) une **intensité lumineuse** moyenne d'environ 3 W/cm^2 , qu'on peut comparer à la lumière du soleil au Zénith par exemple (0,1 W/cm^2). Une **diode laser** est beaucoup moins directive qu'un laser HeNe (la lumière est diffractée perpendiculairement au plan des couches du composant). Certaines diodes laser sont équipées d'une lentille collimatrice permettant de peut rattraper un peu cette divergence. Pour montrer la **concentration temporelle** de l'énergie, il faudrait manipuler un laser pulsé, matériel peu courant dans l'enseignement secondaire (en laboratoire, il en existe qui par exemple sont pulsés à 1 ns, soit un train d'onde de 30 cm). Penser à faire le lien avec les applications (directivité \rightarrow lecteur de code barre, télémétrie, alignement ; concentration spatiale \rightarrow découpe laser, chirurgie).
- **Monochromaticité** : envoyer le faisceau d'un laser dans un spectromètre à CCD pour mesurer sa **longueur d'onde** λ . En testant plusieurs lasers, vous pouvez remarquer que cette valeur est constante avec une grande précision pour un HeNe (tous les HeNe rouge émettent à 632,8 nm) puisque cela correspond à une transition entre des niveaux atomiques, alors qu'elle ne l'est pas aussi précisément pour une diode laser (l'émission d'un laser à semi-conducteur dépend de la composition chimique précise de l'alliage le constituant, elle peut varier aussi un peu avec la température, ou la valeur du courant circulant dans le composant). On peut donc discuter de l'intérêt des lasers à gaz en **métrologie** (pour une mesure de dimension par interférence ou diffraction, la longueur d'onde du laser sert d'étalon et doit donc être connue et constante). La raie laser est trop monochromatique pour qu'on puisse mesurer sa **largeur** $\Delta\lambda$ à l'aide d'un spectromètre courant : la largeur de raie mesurée (≈ 1 nm en général) est liée à la résolution de l'appareil, la largeur naturelle d'émission est bien plus faible (la **longueur de cohérence temporelle** d'un laser HeNe est d'environ 100 m, je vous laisse calculer la largeur de raie associée par $L_c = \lambda^2 / \Delta\lambda$).
- **Application à la transmission de l'information** : il existe des dispositifs comprenant une diode laser modulable (qu'on module par la sortie d'un GBF, ou si on veut un signal plus intéressant la sortie d'un micro amplifié : le courant d'alimentation de la diode laser étant modulé, l'émission lumineuse l'est aussi), une fibre optique, un détecteur (photodiode + ampli). La sortie du détecteur peut être envoyée sur un oscillo (on compare le signal de modulation et le signal capté en sortie de fibre) ou sur un haut-parleur (transmission de la voix par exemple). Ici, il n'est pas nécessaire de démoduler puisque la porteuse (la lumière !) oscille à 10^{14} Hz : le capteur ne montre qu'une moyenne temporelle du signal. Savoir quels sont les intérêts de la télécom optique (porteuse haute fréquence \rightarrow plus de canaux possibles ; transport dans une fibre optique sur de grandes distances, qqes 100 km typiquement sans trop d'atténuation). Connaitre le principe des fibres optiques (réflexion totale), l'intérêt des fibres monomodes et multimodes (dispersion, ouverture numérique).

- **Emission spontanée et stimulée** : si on veut illustrer ces deux aspects de l'émission de lumière, fondamentaux pour comprendre l'effet laser, on peut comparer l'émission d'une DEL (diode électroluminescente : émission spontanée, donc peu directive, peu monochromatique, peu polarisée) et celle d'une diode laser (composant assez proche dans son principe à la DEL, mais inséré dans une cavité optique permettant de produire l'émission spontanée). Aussi, en sous-alimentant une diode laser (si vous en avez une qui le permet), on peut montrer qu'on retrouve une émission spontanée comme pour une DEL (l'émission stimulée ne se fait qu'au-delà d'un certain seuil de courant). Expérimentalement, on teste si l'émission est spontanée ou stimulée en envoyant le faisceau dans un spectromètre (test de la monochromaticité), en mesurant le taux de polarisation (avec un filtre polarisant) ou en observant la divergence du faisceau.

II – Effet photoélectrique

On peut montrer que l'effet photoélectrique ne se produit pas lorsque l'énergie d'un photon individuel ne dépasse pas un certain seuil, qui correspond à l'énergie d'extraction du métal constituant la cathode de la cellule, et ce quelle que soit la puissance lumineuse : autrement dit, c'est l'énergie portée par chaque photon qui compte et non l'énergie du faisceau lumineux.

Pour cela, on utilise une cellule photoélectrique (consulter la notice) qu'on éclaire alternativement avec les différentes raies d'émission d'une lampe à mercure (on choisit cette lampe car elle émet des raies puissantes dans l'UV, suffisamment énergétiques pour produire l'effet photoélectrique : attention aux yeux ; une lampe avec ampoule en quartz permet d'avoir plus d'UV mais les lampes classiques avec ampoule en verre en émettent suffisamment). Pour séparer les différentes raies d'émission, on pourrait utiliser un prisme ou un réseau (comme le suggère la notice), mais il faut alors mettre une fente devant la lampe pour pouvoir séparer finement les raies dans l'espace, ce qui réduit beaucoup la luminosité. L'usage de filtres interférentiels adaptés aux différentes raies d'émission du mercure (jaune 578 nm, vert 546 nm, indigo 436 nm) est plus simple et permet d'avoir plus de puissance. Pour les raies UV (405 et 365 nm), on utilise un filtre de Wood (verre noir).

Pour chaque raie isolée, concentrer la lumière de la lampe sur la cellule photoélectrique, insérée dans un circuit permettant de la polariser avec une tension de freinage V_{CA} entre la cathode et l'anode, et de mesurer le courant I . Pour cela, il faut du matériel de précision : un microampèremètre (le courant à mesurer est de l'ordre de 10 nA) ou une grande résistance (ex. 10 M Ω) avec un microvoltmètre de haute impédance à ses bornes.

Montrer qu'avec la raie jaune on n'obtient jamais de courant significatif, quelle que soit la puissance et la tension appliquée : l'énergie d'un photon ne permet pas d'arracher un électron.

Avec une raie de plus haute énergie, on obtient un courant I d'autant plus fort que la puissance lumineuse est forte, avec un seuil de tension de freinage (valeur de V_{CA} telle que $I = 0$) dépendant de la longueur d'onde (plus grand dans l'UV) mais indépendant de la puissance. En effet, l'énergie cinétique d'un électron arraché est donnée par la différence entre l'énergie gagnée par absorption d'un photon et l'énergie perdue par l'extraction. Au seuil on a donc $h\nu = E_{ex} + eV_{CA}$: la tension seuil croît avec l'énergie du photon mais pas avec la puissance lumineuse.

La mesure de la variation de la tension seuil en fonction de la longueur d'onde de la lumière permettrait de déterminer la constante fondamentale h/e , mais cette mesure est déconseillée ici car délicate et assez peu précise (incertitude $\approx 25\%$ avec notre matériel) car le courant très faible et fluctuant rend difficile la mesure du seuil. Le principe consiste à tracer la courbe $I = f(V_{CA})$ pour chaque raie, extrapoler à $I = 0$ pour trouver la valeur de la tension seuil. Ensuite tracer la tension seuil en fonction de la fréquence, qui doit donner une relation linéaire dont la pente donne directement la constante h/e (le passage de λ à f ne fait intervenir que la constante C , dont la valeur numérique est fixée : elle ne se mesure pas !).

III – Rendement quantique d'une photodiode

On peut illustrer assez simplement le transfert d'énergie d'un photon vers un électron par la mesure du rendement quantique d'une photodiode (*Sextant p.69*).

On commence par mesurer la sensibilité S du capteur :

Réaliser un circuit électrique (*Sextant p.66*) pour polariser la photodiode en inverse sous quelques volts et faire débiter le courant dans une résistance de quelques k Ω .

Eclairer la surface de la photodiode par un faisceau laser en prenant garde à ce que toute la surface du faisceau soit incluse dans la surface du capteur.

Mesurer la tension aux bornes de la résistance. En déduire l'intensité I du photocourant (courant induit par l'éclairement).

Utiliser un puissance-mètre adapté pour mesurer la puissance P du faisceau laser (on peut aussi consulter la notice du laser pour la connaître, mais c'est moins précis car la puissance réelle est souvent assez différente de la puissance nominale ; ne pas utiliser la valeur indiquée sur l'étiquette de sécurité du laser, qui est la puissance maximale correspondant à la classe de sécurité du laser et peut donc être assez différente de la puissance réelle ; le puissance-mètre laser que vous utilisez fonctionne aussi sans doute avec une photodiode, il faut entrer dans l'appareil la longueur d'onde du laser pour que l'étalonnage donne une mesure correcte de sa puissance).

La sensibilité S de votre photodiode s'obtient alors par le rapport $S = I / P$. Elle s'exprime en A / W et dépend de la longueur d'onde.

On en déduit ensuite le rendement quantique ρ du capteur, par un calcul :

On a $S = I / P$ où $I = nb$ d'électrons par unité de temps \times charge d'un électron

$P = nb$ de photons par unité de temps \times énergie d'un photon

donc $S = (nb \text{ d'électrons} / nb \text{ de photons}) \times e / (hc/\lambda)$

Le rendement quantique est $\rho = nb \text{ d'électrons} / nb \text{ de photons}$. Il est donc relié à la sensibilité par $S = \frac{e}{hc} \times \lambda \times \rho$, soit, après calcul de la constante $\frac{e}{hc}$ et en mettant la longueur d'onde dans une unité pratique :

$$\boxed{S_{(A/W)} \approx 0,81 \times \rho_{(e-/photon)} \times \lambda_{(\mu m)}}$$

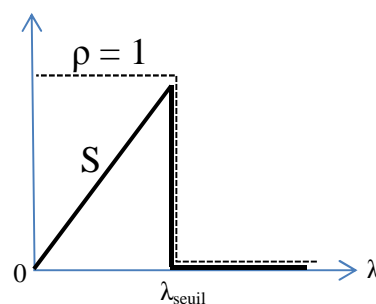
Utilisez cette formule pour calculer le rendement quantique ρ de votre photodiode à la longueur d'onde du laser utilisé. Vérifiez que ce rendement est inférieur à 1 : au mieux un photon produit la circulation d'un électron dans le circuit.

Exemple de mesure :

Une photodiode de rendement quantique 60 % dans le rouge a une sensibilité d'environ 0,3 A/W et donne donc lorsqu'elle reçoit un faisceau laser HeNe de 1 mW (maximum pour la classe 2) un courant de 0,3 mA, qui, traversant une résistance de 1 k Ω , donne une tension de 0,3 V, facilement mesurable (on justifie ainsi le choix de la valeur de la résistance).

En conclusion :

- Un capteur photoélectrique sans dispositif d'amplification ne peut avoir un rendement quantique supérieur à 1. Ceci limite la sensibilité des capteurs quantiques à environ 0,4 A/W dans le visible ($\lambda \approx 0,5 \mu m$). Les dispositifs à amplification (photodiode à avalanche, photomultiplicateur) permettent de dépasser cette limite.
- Un capteur dont le rendement quantique serait indépendant de la longueur d'onde aurait une sensibilité variant linéairement avec la longueur d'onde (ceci est dû à la définition de la sensibilité, en chiffrée en A / W : pour une puissance lumineuse donnée, le flux de photons est plus fort à grande longueur d'onde, puisqu'un photon transporte alors moins d'énergie, donc le courant fourni est plus fort). La sensibilité d'un capteur quantique idéal (rendement $\rho = 1$) à seuil photoélectrique (l'absorption des photons n'est possible qu'au-delà d'une certaine énergie) est donc du type :



IV – Spectre d'émission de l'hydrogène

La quantification des niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène a une expression simple : l'énergie de chaque état dépend d'un seul nombre quantique n , entier :

$$E_n = \frac{R_H}{n^2} \quad \text{où} \quad R_H = \frac{me^4}{8h^2\epsilon_0^2} \text{ est l'énergie de Rydberg, constante fondamentale}$$

Convertie en nombre d'onde ($\sigma = 1/\lambda$), la constante de Rydberg $\sigma_H = \frac{1}{\lambda_H} = \frac{R_H}{hc} = \frac{me^4}{8h^3c\epsilon_0^2}$ vaut $1,097\,373\,156\,853\,9\,(85).10^7\text{ m}^{-1}$: c'est la constante fondamentale que l'on connaît avec le plus de précision. Elle est déterminée par spectroscopie.

Par absorption d'un photon, un atome d'hydrogène peut passer d'un niveau à un autre niveau si l'énergie du photon est égale à la différence d'énergie entre ces deux niveaux, donc $E_n - E_{n'} = R_H \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right)$.

On propose ici d'illustrer ce transfert d'énergie par l'observation et la mesure des raies de la série de Balmer, c'est-à-dire les transitions qui se font entre un niveau $n' > 2$ et le niveau $n = 2$. Cette série a plusieurs raies dans le domaine visible, alors que la série de Lyman ($n = 1$) est dans l'UV, celle de Paschen ($n = 3$) est dans l'IR (les niveaux d'énergie évoluant en $1/n^2$, plus n est grand plus les niveaux sont rapprochés).

On fait ici une mesure spectroscopique : voir le montage M3 « Spectrométrie optique, couleur » pour connaître le principe de fonctionnement d'un spectromètre.

Observation qualitative du spectre d'émission de l'hydrogène :

Allumer une lampe spectrale à hydrogène et attendre quelques minutes qu'elle soit bien chaude. Pour commencer, observer à l'œil la teinte de la lumière émise par la lampe : magenta. Ce n'est pas une couleur pure (elle n'est pas dans l'arc-en-ciel), elle est donc due à au moins deux raies d'émission : une dans le rouge, une dans le bleu.

Pour préciser les choses, observer l'ampoule à travers un prisme à vision directe (la projection du spectre sur un écran est très peu lumineuse : on voit mieux directement à l'œil ; l'ampoule ayant une forme verticale très allongée, on n'a pas besoin de mettre de fente source devant la lampe). Vous devez voir nettement une raie rouge, une bleu, plus faiblement une violette (la suivante est proche UV donc difficile à voir).

Mesure des raies d'émission de la lampe à Hydrogène à l'aide d'un spectromètre à CCD :

Les raies d'émission de l'hydrogène peuvent être pointées très précisément en utilisant un spectromètre à CCD. Auparavant, il est bon de vérifier l'étalonnage du spectromètre à l'aide de raies d'émission connues, par exemple les raies du mercure, un laser HeNe : en comparant les valeurs mesurées par le spectro et les données des tables, on détermine l'**erreur d'étalonnage** $\Delta\lambda$ (en général moins d'un nm), qui constitue la principale source d'erreur systématique (que l'on peut éventuellement corriger). Il faut y ajouter une autre source d'erreur (aléatoire celle-ci) due à la **résolution** de l'appareil (liée à la largeur de la fente d'entrée et à celle du réseau, voir montage M3): la largeur des pics d'intensité mesurés détermine la précision $\Delta\lambda$ de pointé de chaque raie. Avec les appareils courants, celle-ci est en général de moins de 1 nm, soit un peu plus que la résolution due à la **pixellisation** du capteur CCD sur lequel se forme le spectre, comme on peut le vérifier en déplaçant le curseur : le saut minimum correspond au passage d'un pixel au suivant (pour un spectromètre visible 400-800 nm à 2048 pixels, cela correspond à un écart de longueur d'onde de $(800 - 400) / 2048 \approx 0,2\text{ nm}$).

Ensuite, il faut faire attention à repérer les raies de l'hydrogène au milieu d'autres raies parasites (oxygène en particulier) qui peuvent être plus puissantes. Si on suppose que l'on connaît une valeur approximative de la constante de Rydberg, on peut repérer les raies qui nous intéressent. La série de Balmer correspond à $\frac{1}{\lambda_{n'}} = \sigma_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n'^2} \right)$, ce qui donne $\lambda_3 \approx 656\text{ nm}$ (rouge) ; $\lambda_4 \approx 486\text{ nm}$ (bleu) ; $\lambda_5 \approx 434\text{ nm}$ (violet) ; $\lambda_6 \approx 410\text{ nm}$ (limite UV).

Vérification de la loi $\frac{1}{\lambda_{n'}} = \sigma_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n'^2} \right)$ et mesure de la constante de Rydberg σ_H :

Le graphique ci-dessous montre un exemple de mesure (précision environ 0,1 % avec du matériel courant dans l'enseignement : insister sur la précision des mesures spectroscopiques !)

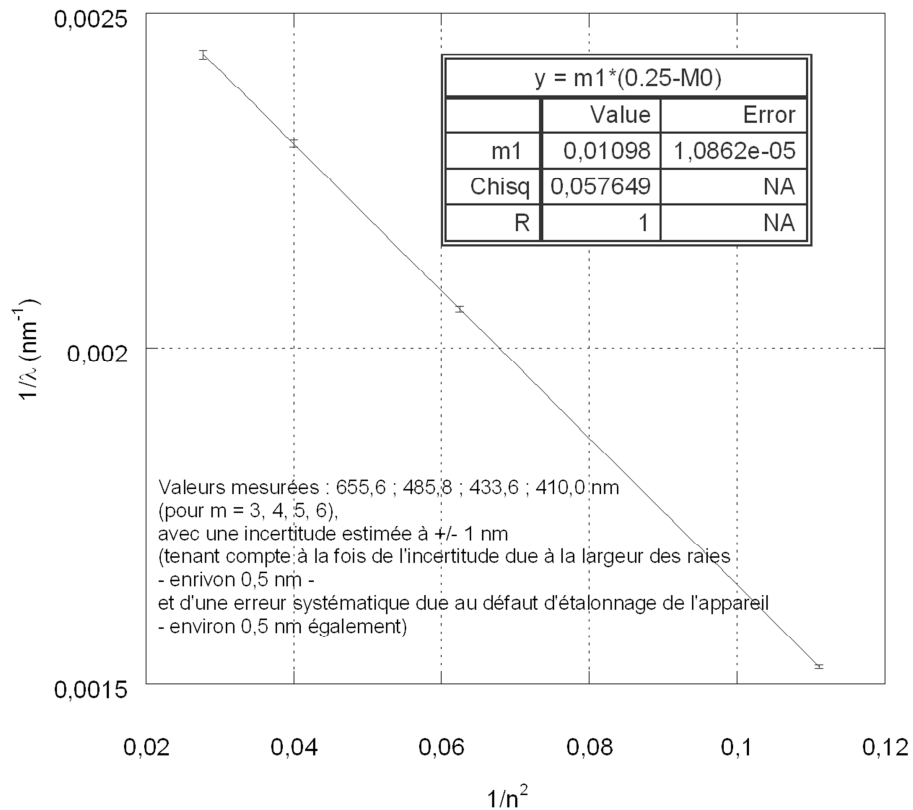
Mesure du Rydberg - lampe Balmer + spectro USB 204

4 points, 1 paramètre : χ^2 théorique = $(4-1) \pm [2(4-1)]^{1/2} = 3 \pm 2,5$

χ^2 exp = 0,05, inférieur au χ^2 théorique :

le modèle est validé avec des incertitudes qui paraissent un peu surestimées (autrement dit, la droite modèle passe sans mal dans les 4 barres d'erreur).

La pente vaut $Ry/hc = (1,098 \pm 0,001) \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$ (précision 0,1% - Ry tabulé = $1,09737 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$)



Le modèle est validé (cf valeur du χ^2) avec un seul paramètre ajustable (la valeur de n ne peut pas être considérée comme un paramètre ajustable puisque la théorie prévoit que n est un entier : ici on prend $n = 2$ exactement) : la constante de Rydberg, dont on détermine une valeur cohérente avec celle donnée dans les tables, et avec une précision de 10^{-3} alors qu'on n'a que 4 points de mesure !

