PHQ111 Optique

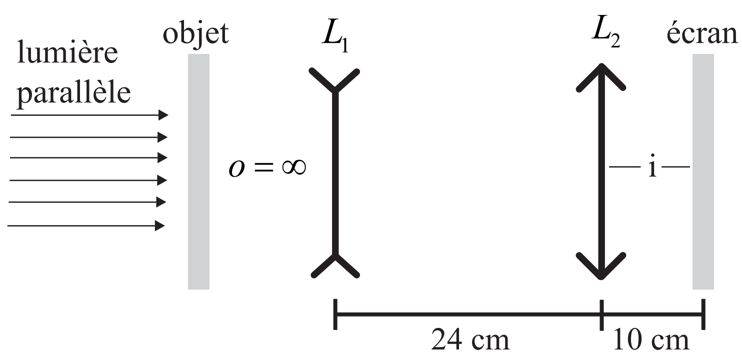
Sécurité : Respecter les consignes de sécurité qui vous seront fournies par le moniteur. Le port de lunettes est obligatoire avec les lasers. Vous utiliserez un laser He-Ne comme source lumineuse. Le laser est de trop faible puissance pour causer des brulures cutanées mais l'intensité est cependant suffisante pour endommager la rétine de l'œil dans le cas d'une observation directe. Par conséquent, il ne faut JAMAIS regarder directement le faisceau lumineux sortant du laser, et ce, même avec les lunettes de protection. Les lunettes de protection sont des lunettes d'alignement. : elles protègent adéquatement contre les rayons diffus mais pas contre le faisceau direct.
Les lasers à gaz sont alimentés par une très haute tension. Ne jamais débrancher le laser de son alimentation électrique lorsque ce dernier est en fonction.

Devoir à remettre à votre arrivée au laboratoire

Sachant que :

- o > 0 si l'objet est devant la lentille (objet réel)
- o < 0 si l'objet est derrière la lentille (objet virtuel)
- i > 0 si l'image est derrière la lentille (image réelle)
- i < 0 si l'image est devant la lentille (image virtuelle)

Sachant que L_1 est une lentille divergente et que L_2 est une lentille convergente, calculer f_2 à partir du schéma ci-dessous avec $f_1 = -10\,\text{cm}$



note : Comme les rayons qui traversent l'objet sont tous parallèles, la position de l'objet se retrouve à l'infini.

Buts : Déterminer la distance focale de lentilles biconvexes et biconcaves.
Déterminer l'indice de réfraction du verre BK-7 à l'aide de la réflexion totale interne dans un prisme ainsi qu'à l'aide de l'angle de Brewster.
Déterminer comment obtenir une polarisation circulaire à l'aide d'une lame quart d'onde.

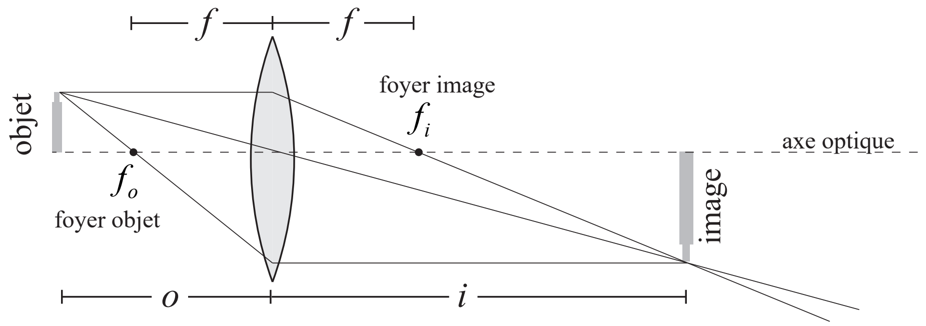
1 Optique géométrique

1.1 Lentilles minces

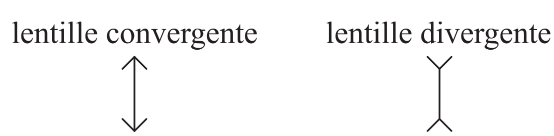
On rappelle ici l'équation utilisée pour comprendre la formation des images d'un système formé d'une lentille mince :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{o} + \frac{1}{i} \tag{1}$$

f : distance focale de la lentille.
o : distance entre l'objet et la lentille.
i : distance entre l'image et la lentille.

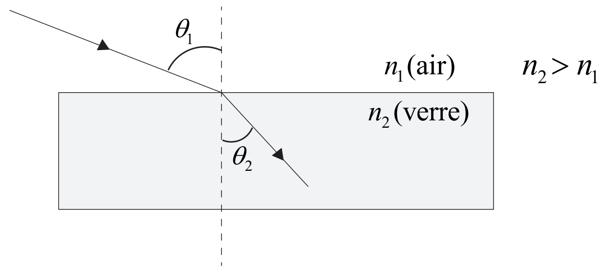


Un rayon qui passe par le foyer de la lentille en ressort parallèle à l'axe optique et un faisceau qui passe par le centre de la lentille est non dévié. La figure suivante donne les symboles respectifs des lentilles divergentes et convergentes.



1.2 La réfraction (Snell-Descartes)

Lorsqu'un rayon lumineux passe d'un milieu d'indice n_1 à un milieu d'indice n_2, il subit une réfraction.

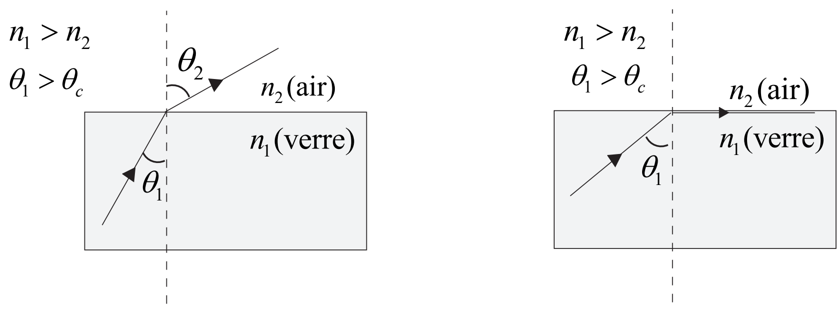


La loi de Snell-Descartes nous dit que :

$$n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2 \tag{2}$$

Lorsque $n_2 > n_1$, on aura un rayon réfracté pour toute valeur de l'angle θ_1.

Cependant, si $n_1 > n_2$ (passage de verre à l'air par exemple), il existe un angle critique θ_c à partir duquel il n'y a plus de réfraction. Le rayon lumineux est alors totalement réfléchi à l'interface, et on appelle θ_c l'angle de réflexion totale interne.



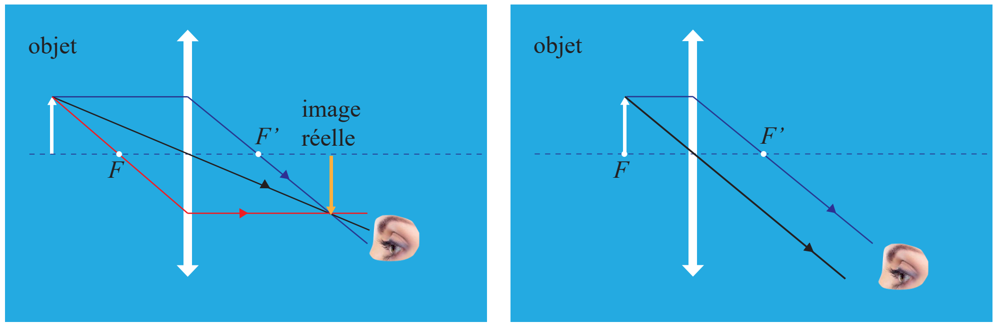
À cet angle d'incidence θ_c, le faisceau réfracté ressort parallèlement à l'interface entre les deux milieux (voir figure ci-dessus). C'est ce phénomène de réflexion totale interne qui rend possible le confinement de la lumière dans une fibre optique.

1.3 Lunettes astronomiques de Kepler et Galilée

La paternité de l'invention de la lunette astronomique n'est pas clairement définie. Par contre on sait que c'est vers 1608 qu'un opticien hollandais, Hans Lippershey (1570-1619) serait l'un des premiers artisans de cette invention. Galilée (1564-1642) a réalisé la sienne à l'aide d'une lentille concave et d'une autre convexe ; la lunette de Képler étant formée de deux lentilles convexes.

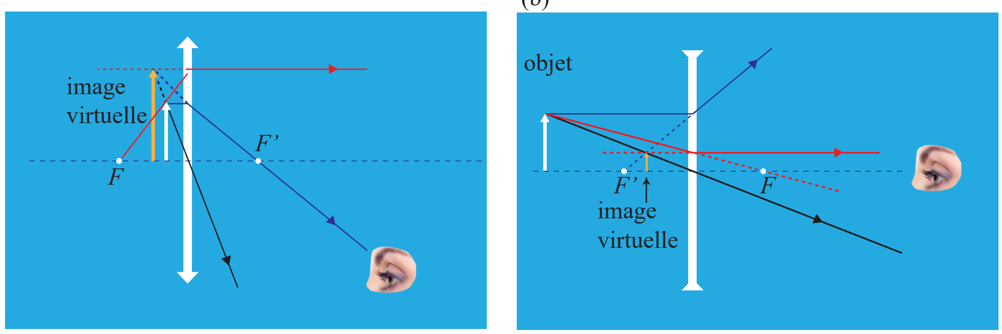
Avant de regarder le principe de fonctionnement d'une lunette astronomique, commençons par rappeler les propriété d'une simple lentille convexe et d'une autre concave.

(a) (b)



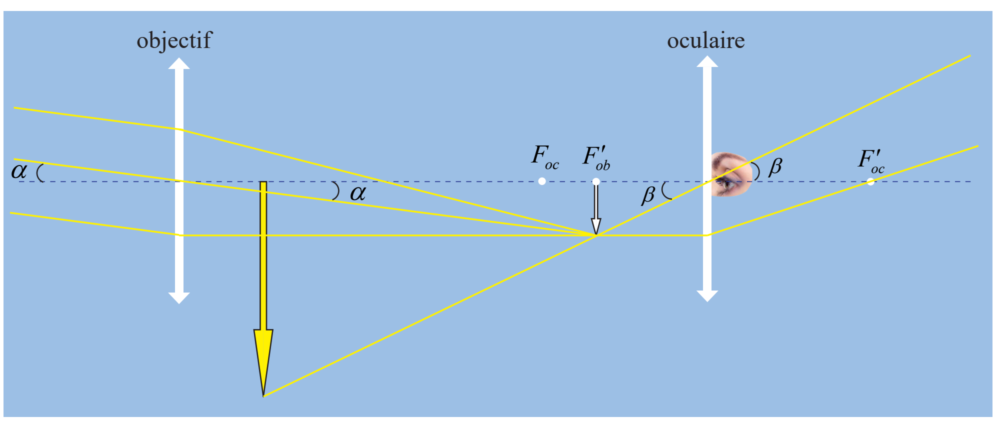
Lorsque l'objet est situé à une distance supérieure à F (a), l'image est réelle et inversée. Dans le cas (b), l'objet est situé au foyer de la lentille ; l'image est à l'infini.

(c) (b)



Dans le cas (c), toujours avec une lentille convergente, l'objet est plus près que le foyer objet ; l'image est droite et agrandie (c'est le principe de la loupe). Dans le cas (d), la lentille est divergente ; l'image est virtuelle et plus petite que l'objet.

Voyons maintenant comment est construite la lunette astronomique la plus simple possible.



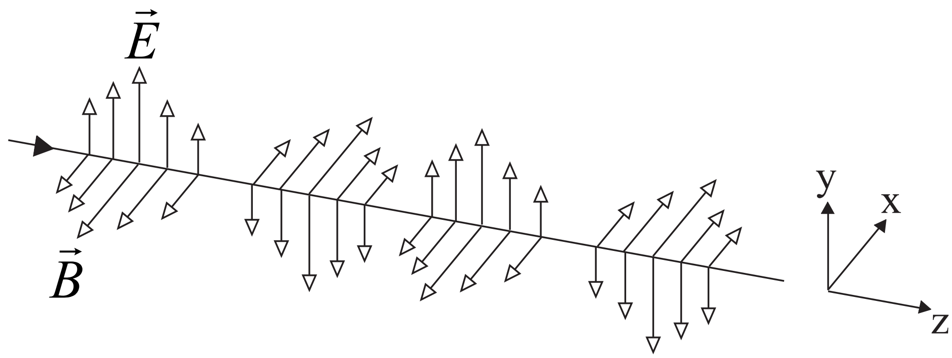
Supposons un objet très lointain de sorte que ses rayons lumineux parviennent à l'objectif sous forme de rayons parallèles. L'objectif a pour fonction de produire une image réelle à distance inférieure au foyer de l'oculaire ; l'oculaire joue donc le rôle d'une loupe. On peut montrer que le grossissement sera donné par le rapport :

$$G = \frac{\beta}{\alpha}$$

Bien qu'utile pour regarder les étoiles, la lunette astronomique n'est pas utilisée comme lunette de visée à cause qu'elle produit une image inversée. Dans une lunette de visée, une autre lentille située ente l'objectif et l'oculaire sert à redresser l'image.

2 Optique ondulatoire

On peut se représenter la lumière comme une onde constituée d'un champ électrique perpendiculaire à un champ magnétique qui se déplace perpendiculairement au plan des champs $\overrightarrow{E}$ et $\overrightarrow{B}$ à la vitesse c (dans le vide). Les champs $\overrightarrow{E}$ (selon x) et $\overrightarrow{B}$ (selon y) oscillent tous deux à la fréquence ν (où $\nu = c/\lambda$, λ étant la longueur d'onde). La figure ci-dessous montre une représentation instantanée d'une onde polarisée linéairement.



L'onde se déplace vers la droite à la vitesse c. Le plan contenant le vecteur $\overrightarrow{E}$ et la direction de propagation constitue ce qu'on appelle le *plan de polarisation*. Souvent, on ne trace que les vecteurs représentant le champ $\overrightarrow{E}$.

La vitesse de la lumière dépend de l'indice de réfraction du milieu dans lequel elle se déplace car $v = c/n$ (n est généralement une fonction de la longueur d'onde, et donc, de la fréquence de la lumière). Dans les cristaux, la vitesse de la lumière dépend généralement de la direction de propagation relativement aux axes cristallins. En effet, plusieurs cristaux possèdent un indice de réfraction n_o dit « *ordinaire* » dans un plan et un indice de réfraction n_e dit « *extraordinaire* » dans la direction perpendiculaire à ce plan. La lumière se déplacera donc à des vitesses différentes selon ces deux axes.

En optique, on utilise souvent des polariseurs. Ce sont des matériaux constitués de longues molécules qui n'absorbent l'énergie lumineuse que si elles sont placés parallèlement au champ électrique de la lumière. Ils nous indiquent donc la direction du champ électrique de la lumière. On dit que les polariseurs ont un axe ; c'est-à-dire qu'ils laissent passer la lumière polarisée linéairement lorsque le plan de polarisation est parallèle à l'axe du polariseur. Lorsque l'axe du polariseur est placé perpendiculairement au plan de polarisation, l'intensité à sa sortie sera nulle.

2.1 Le polariseur (tiré de Wikipedia)

Le film Polaroïd était, dans sa version originale, un arrangement de nombreux cristaux d'herapathite. Sa version suivante feuille H ressemble plutôt au polariseur en grille métallique. Elle est faite de plastique d'alcool polyvinylique (PVA) dopé à l'iode. Le PVA étant une longue molécule, l'étirement de la feuille permet de l'aligner dans une direction particulière. Seule la polarisation perpendiculaire aux longues molécules peut traverser le polariseur. Cette matière pratique à utiliser, peu fragile, peu chère et relativement facile à produire, est le type de polariseur le plus largement répandu. On le retrouve en photographie, dans l'affichage à cristaux liquides, ainsi que dans certaines lunettes de soleil.

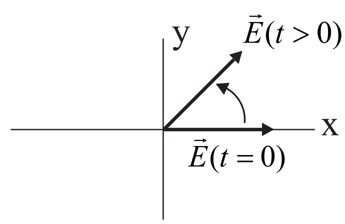
2.2 Lame quart d'onde et polarisation circulaire

Les champs électrique et magnétique d'une onde lumineuse oscillent dans le temps et dans l'espace. Pour une onde polarisée linéairement (supposons verticalement), cela veut dire qu'en un point précis de l'espace son vecteur champ électrique oscille en amplitude de haut en bas. Dans ce qui suit, nous verrons qu'il est possible de fabriquer d'autres types de polarisation différents de la polarisation linéaire.

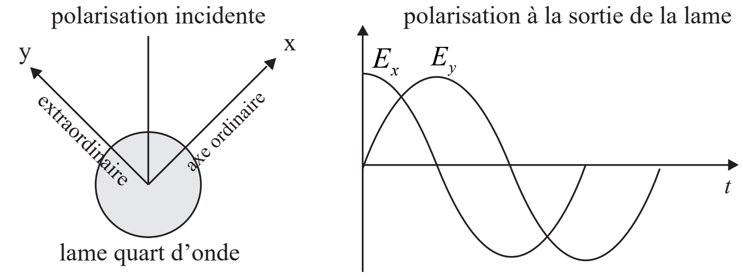
Montrons d'abord que l'on peut fabriquer une polarisation circulaire à partir de deux polarisations linéaires déphasées de $\pi/2$. Soient :

$$E_x = E_0 \cos(\omega t)$$
$$E_y = E_0 \sin(\omega t)$$

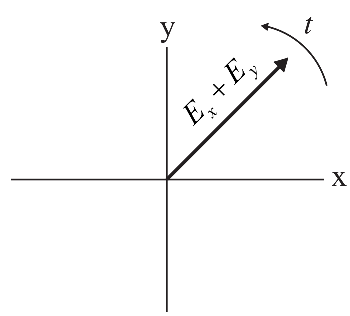
les composantes du champ électrique en $z = 0$. La figure suivante montre la polarisation qui résulte de l'addition de ces deux champs électriques.



L'addition de ces deux polarisations linéaires donne une polarisation circulaire gauche : c'est à dire un vecteur champ électrique résultant qui tourne, dans le temps, dans le sens antihoraire. La question qui se pose maintenant est comment produire une telle polarisation à partir d'une polarisation linéaire. Il existe dans la nature plusieurs matériaux biréfringents : c'est-à-dire possédant deux indices de réfraction (un appelé indice ordinaire et l'autre indice extraordinaire). Rappelons que si les indices de réfraction (pour des directions différentes) sont différents, la vitesse de la lumière sera différente selon l'axe où elle se propage. Ces matériaux sont donc capables d'introduire un déphasage entre les deux composantes du champ $\vec{E}$. On utilisera donc un faisceau lumineux (polarisé linéairement) traversant une lame d'un de ces matériaux pour transformer la polarisation linéaire en polarisation circulaire. Rappelons d'abord que le déphasage nécessaire pour produire une polarisation circulaire à partir de deux polarisations linéaires est de $\pi/2$. Comme un cycle complet, donc une longueur d'onde, correspond à 2π, il faut un déphasage de $\lambda/4$, d'où l'appellation de « lame quart d'onde » . C'est l'épaisseur de la lame qui est ajustée en fonction de la longueur d'onde utilisée et des indices de réfraction du matériau biréfringent pour réussir à produire un déphasage de $\lambda/4$. La figure ci-dessous illustre le principe de fonctionnement.

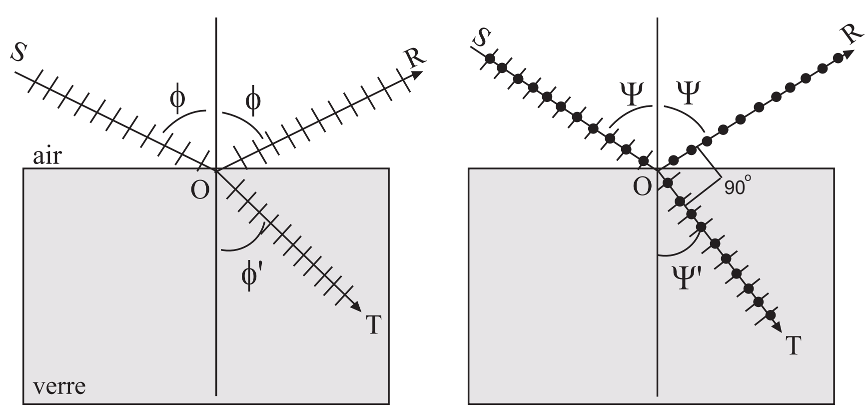


On envoie une polarisation linéaire sur une lame quart d'onde (son épaisseur est ajustée pour obtenir un déphase de $\lambda/4$ pour la longueur d'onde de notre laser). Si la polarisation est selon un des axes de la lame, elle ressortira dans la même direction. Par contre, si la polarisation incidente est à 45 degrés des axes ordinaire et extraordinaire, la polarisation ressortira selon l'addition des deux composante E_x et E_y de la figure précédente. Le résultat est le suivant :



On obtient une polarisation qui tourne dans le sens antihoraire : une polarisation circulaire gauche. On pourrait obtenir une polarisation circulaire droite en inversant les axes de la lame (en la tournant tout simplement).

2.3 Polarisation et angle de Brewster



Les tirets indique que la direction du champ électrique est dans le plan de la feuille alors que les points noirs indique un champ électrique qui oscille perpendiculairement au plan de la feuille.

Considérons un faisceau de lumière non polarisée ayant un angle d'incidence ϕ avec la normale de la surface d'un diélectrique. Il y a toujours une partie du faisceau qui est réfléchie OR et une partie qui est transmise OT dans le diélectrique. On observe que le faisceau réfléchi OR est partiellement polarisé linéairement. Lorsque l'angle d'incidence atteint une certaine valeur notée ψ, le faisceau réfléchi devient entièrement polarisé linéairement (dans la direction sortant de la feuille). C'est Brewster qui fut le premier à observer qu'à cet angle d'incidence ψ, le faisceau réfléchi et le faisceau transmis étaient à angle droit. Cette observation nous permet de déterminer l'indice de réfraction. En effet, utilisons la loi de Snell-Descartes :

$$\frac{\sin\phi}{\sin\phi'} = n$$

où on a posé $n_{air} = 1$ et $n_{verre} = n$. Comme l'angle ROT=90º lorsque l'angle d'incidence ψ, on a alors que :

$$\begin{aligned}\sin\psi' &= \sin\left[180 - (\psi + 90)\right]\\ &= \sin(\psi + 90)\\ &= cos\psi\end{aligned}$$

Ce qui nous permet d'écrire :

$$\frac{\sin\psi}{\sin\psi'} = \frac{\sin\psi}{\cos\psi} = \tan\Psi = n \tag{3}$$

Cette relation s'appelle la *loi de* Brewster, à partir de laquelle on peut déterminer n connaissant ψ.

3 Partie expérimentale

3.1 Lentilles minces

Sécurité : Respecter les consignes de sécurité qui vous seront données par le moniteur. Port de lunettes obligatoire avec les lasers.

Vous avez à votre disposition deux lentilles (une convexe et l'autre concave) dont les distances focales sont inconnues. Vous devez déterminer ces distances focales en réalisant des montages simples. Comme objet, utiliser la plaque de métal contenant une lettre que vous allez éclairer à l'aide d'un laser en prenant soin de fabriquer un large (environ 2 cm) faisceau circulaire qui ne diverge pas, et ce, à l'aide de l'agrandisseur de faisceau disponible (il y a un ajustement à l'avant). Vous avez également un écran blanc qui vous servira à observer les images.

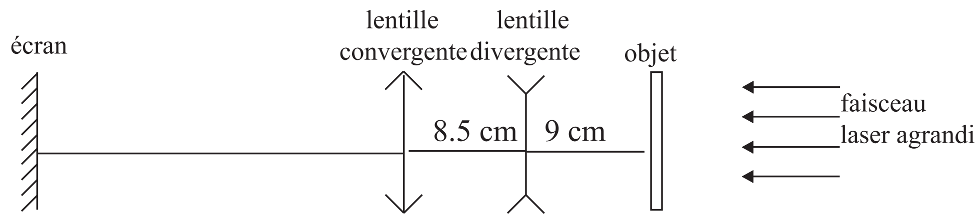
1) Déterminer la distance focale de la lentille convexe. Expliquer la procédure à suivre :

$f_{convexe} =$ ____________

Procédure :

Calculs :

2) En vous servant de $f_{convexe}$, déplacer l'écran de façon à pouvoir déterminer la distance focale de la lentille concave en plaçant les lentilles de la façon suivante :



Calculs :

3) Fabriquer un télescope à partir d'une lentille de 20 cm de focale et d'une autre de 2.5 cm de focale. Essayer de visualiser un objet situé assez loin (les résidences pour étudiants). Noter vos observations et mesurer la distance entre vos deux lentilles lorsque l'image est claire. Discuter de votre résultat.

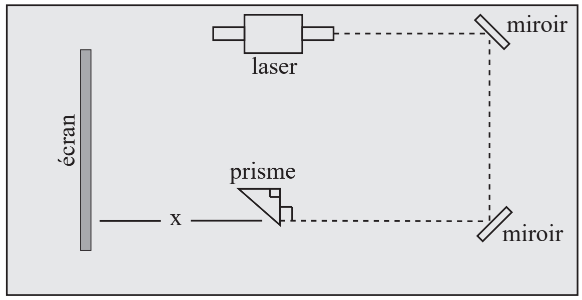
Distance entre les deux lentilles : ___________

Discussion :

3.2 Réflexion totale interne

Note : La longueur d'onde du laser He-Ne utilisé est de 6328 Å

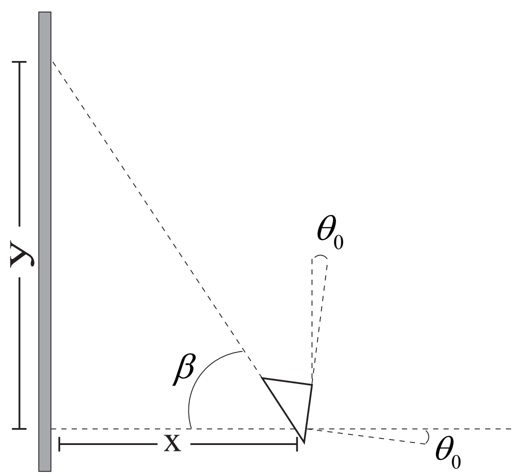
Vous allez maintenant déterminer l'indice de réfraction d'un prisme fait de verre BK-7 à l'aide du phénomène de réflexion totale interne. Installer le prisme comme sur la figure ci-dessous de façon à ce que le faisceau laser soit perpendiculaire à la surface du prisme. En enlevant le prisme, cela donne un point de référence que vous devez inscrire au crayon sur l'écran. Noter l'angle θ_i du support de rotation du prisme lorsque le faisceau laser est parfaitement perpendiculaire à l'arrête du prisme (il faut que le faisceau laser revienne sur lui-même).



$\theta_i =$ ___________

Comme indiqué sur la prochaine figure, tourner le prisme jusqu'à ce que le faisceau de sortie apparaisse sur l'écran et noter l'angle θ_f. Il y a alors réflexion totale interne et le faisceau de sortie est parallèle à l'hypoténuse du prisme.

$\theta_f =$ ______ $\theta_0 = \theta_f - \theta_i =$ ______ $x =$ ______ $y =$ ______ $\beta =$ ______



Montrez géométriquement que : $\theta_0 = \beta - 45^o$

Connaissant θ_0, calculer l'indice de réfraction du verre BK-7 ($n_{BK7} = 1.51$ à 6300 Å) à partir de l'équation suivante démontrée en annexe :

$$n^2 = \sin^2\theta_0 + (\sqrt{2} + \sin\theta_0)^2 \tag{4}$$

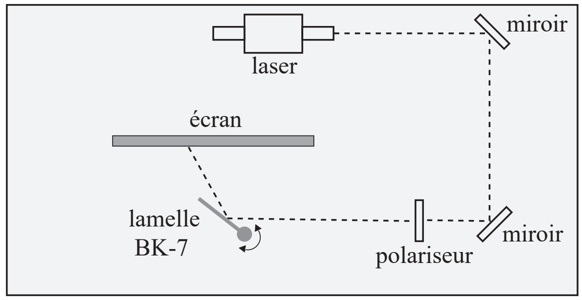
n_{BK-7} =______

3.3 Les polariseurs

Éteindre le laser. Utiliser maintenant deux polariseurs dont on connait les axes de polarisation (petites lignes à l'arrière des polariseurs). Aligner les axes ensemble et regarder la lumière du jour au travers des deux polariseurs superposés. Faire tourner un des deux polariseurs et décrire vos observations.

3.4 Angle de Brewster

Réaliser le montage ci-dessous :



Quelle polarisation faut-il choisir pour mettre en évidence le phénomène (horizontale ou verticale) ?

Réponse = ____________

Trouver l'angle de Brewster et déterminer l'indice de réfraction du verre BK-7.

$\theta_{Brewster}$ = ____________ n_{BK-7} = ____________

Décrire ce que vous avez observé et discuter des résultats obtenus.

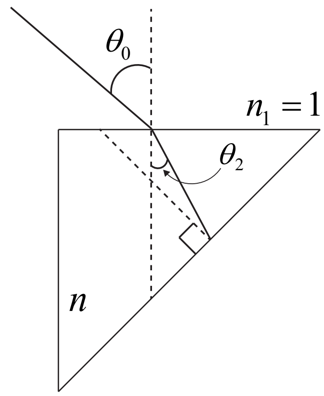
3.5 Lame quart d'onde

Expliquer comment procéder pour obtenir une polarisation circulaire à l'aide de deux polariseurs et d'une lame quart d'onde.

Réaliser le montage optique permettant d'obtenir une polarisation circulaire. Une fois cette configuration obtenue, aller chercher le moniteur pour lui montrer que vous avez effectivement obtenu une polarisation circulaire.

Conclusion

Annexe A : Démonstration reliée à la réflexion totale interne

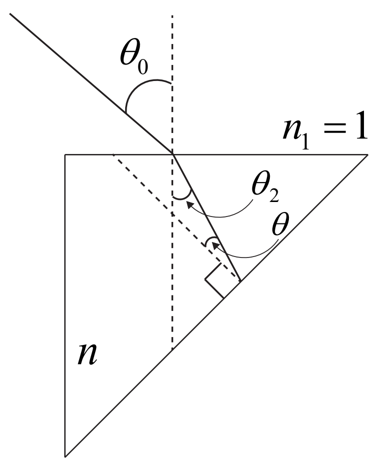


On démontre l'équation du protocole de la façon suivante :

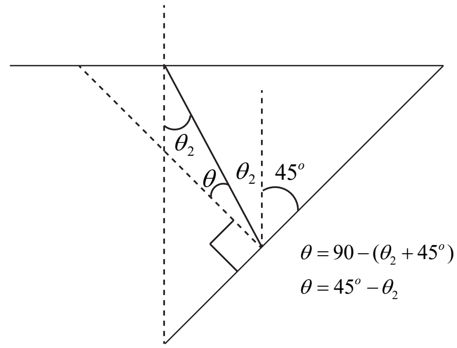
La première réfraction se produit avec un angle d'incidence θ_0, ce qui donne :

$$\begin{aligned} n_1 \sin\theta_0 &= n \sin\theta_2 \\ \sin\theta_0 &= n \sin\theta_2 \end{aligned}$$

Cherchons maintenant l'angle d'incidence θ de la seconde réfraction :



Comme notre prisme est un triangle rectangle isocèle (un angle droit et les deux autres de 45°), on se retrouve avec la situation suivante :



On a donc que :

$$n\sin(45^o - \theta_2) = n_1 \sin(90^o)$$
$$n\sin(45^o - \theta_2) = 1$$

À l'aide de l'identité $\sin(a-b) = \sin a\, \cos b - \cos a\, \sin b$, l'équation précédente devient :

$$n\left[\sin(45^o)\, \cos(\theta_2) - \cos(45^0)\, \sin(\theta_2)\right] = 1$$
$$n\left[\frac{\cos(\theta_2)}{\sqrt{2}} - \frac{\sin(\theta_2)}{\sqrt{2}}\right] = 1$$
$$n\left[\frac{\cos(\theta_2)}{\sqrt{2}} - \frac{\sin(\theta_0)}{n\sqrt{2}}\right] = 1$$
$$n\cos(\theta_2) - \sin(\theta_0) = \sqrt{2}$$

Comme $\cos^2(\theta) = 1 - \sin^2(\theta)$, on a que :

$$n\sqrt{1 - \sin^2(\theta_2)} - \sin(\theta_0) = \sqrt{2}$$
$$n\sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta_0)}{n^2}} = \sqrt{2} + \sin(\theta_0)$$
$$n\left(1 - \frac{\sin^2(\theta_0)}{n^2}\right) = \left(\sqrt{2} + \sin(\theta_0)\right)^2$$

d'où l'on tire finalement que :

$$n^2 = \sin^2(\theta_0) + \left(\sqrt{2} + \sin\theta_0\right)^2$$