

On commencera chaque exercice par un schéma. Dans tous les exercices, on prendra l'indice de l'air égal à 1,000.

Exercices d'application : Réfractomètre, émergence du prisme, à la pêche, catadioptrique, fibre optique.

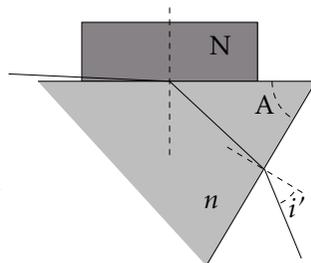
Culture en sciences physiques : Émergence du prisme, construction de Descartes, lame, arc-en-ciel, réfraction atmosphérique.

Corrigés en TD : Réfractomètre, à la pêche, fibre optique, arc-en-ciel.

Exercice 1 : Réfractomètre de Pulfrich

On étudie un dispositif permettant de mesurer l'indice de réfraction d'un objet. Un rayon lumineux provenant d'un milieu d'indice inconnu N tombe sur un prisme (indice n , angle A , placé dans l'air, d'indice 1) sous une incidence rasante (ie pratiquement dans le plan du dioptré comme indiqué sur le schéma). Il émerge du prisme en faisant l'angle i' avec la normale à la face de sortie.

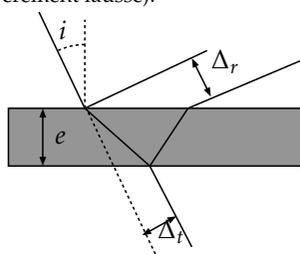
- Établir une relation entre A , i' , N et n .
- Quel angle choisiriez-vous pour déterminer facilement N ?
Application numérique pour $n = 1,73$ et $i' = 30^\circ$.
- Quel intérêt ce dispositif présente-t-il par rapport à la mesure du minimum de déviation dans un prisme?



Exercice 2 : lame à face parallèles

Un rayon lumineux tombe avec un angle i sur une lame de verre d'indice $n = 1,5$, d'épaisseur $e = 1$ mm à faces parallèles placée dans l'air (attention la figure ci-contre est délibérément fautive).

- Faire un dessin et représenter le chemin suivi par les deux premiers rayons réfléchis. Donner l'expression de la distance Δ_r les séparant en fonction de i , e et n . Application numérique pour $i = 20^\circ$.
- On considère maintenant le premier rayon transmis. Calculer le déplacement Δ_t induit par la lame. Faire également l'application numérique.

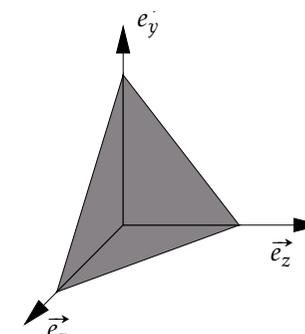


Exercice 3 : Construction de Descartes d'un rayon réfracté

- On considère un rayon lumineux tombant avec un angle i sur un dioptré plan. Déterminer une construction géométrique du rayon réfracté en utilisant des cercles dont le centre est le point d'impact du rayon incident sur le dioptré et dont les rayons sont les indices des milieux séparés par le dioptré.
- Retrouver la condition de réfraction limite.

Exercice 4 : Dispositif catadioptrique

Un « coin de cube » est un ensemble de 3 miroirs accolés perpendiculairement deux à deux. Un rayon lumineux, caractérisé par son vecteur directeur \vec{k} , vient s'y réfléchir. Trouver la direction du faisceau après qu'il a subi une réflexion sur chacune des faces^a. Un tel coin de cube a été déposé sur la face visible de la Lune par la mission Apollo XI. Quelle est à votre avis son utilité?

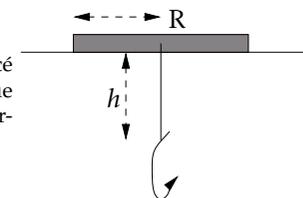


^a. Indication : choisir un repère dont les axes sont les normales aux trois plans et y décomposer les vecteurs unitaires dirigeant les rayons.

Réflexion totale et réfraction

Exercice 5 : À la pêche

Un pêcheur utilise le dispositif représenté ci-contre : un hameçon est placé à une profondeur h sous un flotteur qu'on modélisera comme un disque mince de rayon R . À quelle condition l'hameçon est-il invisible de la surface? On prendra $n = 1,33$ pour l'indice de l'eau.



Exercice 6 : Conditions d'émergence d'un prisme

- Quel phénomène peut empêcher un rayon lumineux de sortir d'un prisme d'indice n plongé dans un milieu d'indice 1?
- On désigne par A l'angle au sommet du prisme. Déterminer les valeurs entre lesquelles doit être compris l'angle d'incidence i pour qu'un rayon émerge. On poseraⁱ $\theta_l = \arcsin \frac{1}{n}$.
- En déduire une valeur limite pour l'angle A pour qu'un rayon émerge et déterminer les valeurs de l'angle d'émergence i' en fonction de i . On prêter attention au cas $A = \theta_l$. Déterminer les valeurs des angles remarquables pour des indices usuels.

ⁱ. arcsin est la fonction définie sur $[-1; 1]$ et à valeurs dans $[-\pi/2; \pi/2]$ telle que pour tout $x \in [-\pi/2; \pi/2]$: $\arcsin(\sin(x)) = x$. Elle est croissante sur $[-1; 1]$.

Optique atmosphérique (traités en TD)

Exercice 7 : Réfraction atmosphérique \neq

On étudie dans cet exercice un effet de l'atmosphère sur les observations astronomiques. L'indice de l'air varie en effet avec l'altitude et les rayons lumineux en provenance d'une étoile se propagent dans un milieu inhomogène avant d'atteindre le sol.

- On modélise l'atmosphère par un empilement de couches horizontales d'indice variableⁱⁱ. L'indice vaut $n_S = 1,000293$ au niveau du sol et $n_\infty = 1$ en dehors de l'atmosphère.
 - Illustrer par un schéma la courbure des rayons traversant l'atmosphère.
 - Justifier qu'en notant $i(z)$ l'angle par rapport à la verticale d'un rayon à l'altitude z où l'indice est $n(z)$, la quantité $n(z) \sin i(z)$ est une constante au cours de la traversée de l'atmosphère.
- On s'intéresse à la position d'une étoile (par exemple Proxima du Centaure) E vue par un observateur O situé à la surface de la Terre. Celle-ci est déterminée par la distance zénithale α , c'est-à-dire l'angle formé par la verticale (axe Oz) et la direction OE .
 - Justifier qu'on peut considérer que le faisceau arrivant sur Terre est constitué de rayons parallèles.
 - Montrer que l'observateur voit E à une distance zénithale apparente α' qu'on exprimera en fonction de n_S et α . Que vaut-il pour $\alpha = 10^\circ, 50^\circ$.
- Peut-on considérer le Soleil comme ponctuel? On le caractérise par son diamètre angulaire θ , l'angle entre les deux rayons extrêmes du disque solaire parvenant sur Terre.
 - Calculer θ en l'absence d'atmosphère.
 - Calculer en présence d'atmosphère le diamètre angulaire apparent quand le soleil est au zénith. Sa forme est-elle modifiée?
 - En considérant maintenant la courbure de la Terre, expliquer qualitativement par un schéma la forme aplatie du soleil à son coucher.
 - On rappelle que la dispersion de l'atmosphère courbera d'avantage les rayons de plus courte longueur d'onde. De quel couleur devrait paraître le Soleil juste à l'instant de son coucher.

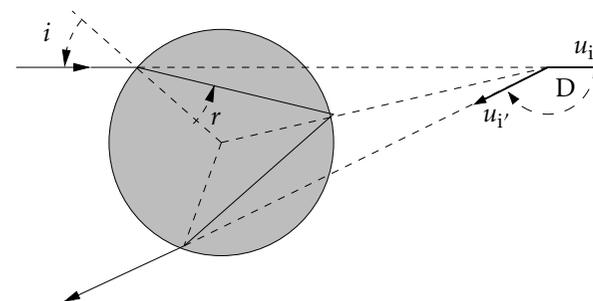
Données Rayon terrestre $R_T = 6,4 \cdot 10^6$ m, rayon solaire $R_S = 6,96 \cdot 10^8$ m, distance Terre-Proxima du Centaure $D = 4,0 \cdot 10^{16}$ m, distance Terre-Soleil $d = 1,5 \cdot 10^{11}$ m.

Exercice 8 : Arc en ciel \neq

Le phénomène de l'arc en ciel a été expliqué par Descartes dans *Le Discours de la Méthode* en 1637 grâce aux lois de Snell et Descartes. Nous en présentons ici une interprétation simplifiée. Nous allons voir qu'il peut être compris en considérant les réflexions et réfractions subies par un rayon lumineux frappant une goutte d'eau.

Pour alléger les notations, et éviter d'introduire plusieurs orientations d'angles, on utilisera ici des angles non orientés.

ii. On néglige ici pour simplifier la courbure de la Terre



- Exprimer la déviation D subie par le rayon incident en fonction de l'angle d'incidence i et de l'angle du premier rayon réfracté r .
- Dériver, par rapport à i , l'expression de D obtenue et la relation de Snell et Descartes en faisant apparaître $\frac{dr}{di}$.
 - En déduire $\frac{dD}{di}$ en fonction de $\cos i$, $\cos r$ et n , puis une relation entre $\cos i$ et $\cos r$ quand $\frac{dD}{di} = 0$.
 - Déterminer, en élevant cette relation au carré, la valeur de $\sin(i)$ pour laquelle la déviation D est extrême. On notera avec un indice e les valeurs des angles correspondants (i_e, r_e, D_e). Calculer, pour $i = i_e$, l'angle $\alpha_e = \pi - D_e$ pour une goutte d'eau d'indice $n = 1,33$.
 - Interpréter la présence de cet extremum en terme de quantité de lumière reçue par l'œil de l'observateur.
- On suppose maintenant que la répartition des gouttes dans l'atmosphère est uniforme. On considère le soleil ponctuel.
 - On néglige pour l'instant la dispersion de l'eau ($n = cst$). Montrer que les gouttes qui apparaissent brillantes à l'observateur sont situées sur un cône de centre l'observateur, d'axe la direction Soleil-observateur et de demi-angle au sommet α .
 - Montrer que $\frac{d\alpha_e}{dn} = -\frac{4}{n} \tan r_e$. En déduire le signe de cette expression et expliquer la répartition des couleurs dans un arc en ciel en considérant la dispersion de l'eau.
 - Estimer la variation d'angle entre l'arc rouge et l'arc violet, pour lesquels l'indice vaut respectivement $1,33 - 5 \cdot 10^{-3}$ et $1,33 + 5 \cdot 10^{-3}$ au moyen d'un développement de Taylor d'ordre 1, en écrivant : $\alpha_e(n_2) \simeq \alpha_e(n_1) + (n_2 - n_1) \frac{d\alpha_e}{dn}(n_1)$.

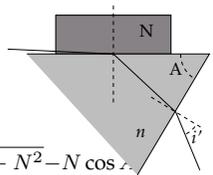
Correction de l'exercice 1

1. On utilise les formules du prisme :

$$\text{géométrie: } A = t + t' \quad \text{Descartes} \begin{cases} N &= n \sin t \\ \sin i' &= n \sin t' \end{cases}$$

On obtient alors :

$$\sin i' = n \sin t' = n \sin(A - t) = n (\sin A \cos t - \sin t \cos A) = \sin A \sqrt{n^2 - N^2} - N \cos A$$



2. La formule précédente se simplifie pour $A = 90^\circ$. On a alors : $N = \sqrt{n^2 - \sin i'^2} = 1,66$.

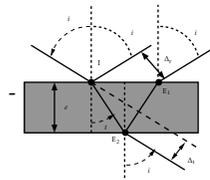
3. Dans ce dispositif, on n'a pas besoin de disposer d'un prisme d'un matériau donné pour déterminer son indice, on peut ainsi par exemple déterminer l'indice d'une goutte d'eau.

Correction de l'exercice 2

Faire bien attention que pour une lame de verre placée dans l'air le rayon réfracté dans le verre se rapprochera de la normale au dioptre air-verre lors de la première réfraction.

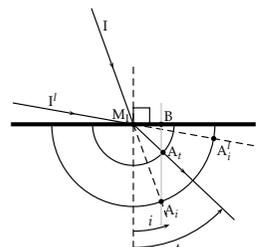
1. On a $\Delta_r = \cos i I E_1$. Comme par ailleurs $I E_1 = 2e \tan t$ et $n \sin t = \sin i$, on obtient, après calculs : $\Delta_r = \frac{2e \sin i \sqrt{1 - \sin^2 i}}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}} = 0,44 \text{ mm}$.

2. On a maintenant $\Delta_t = \sin(i - t) I E_2$ et $I E_2 = e / \cos t$. On en déduit, après calculs : $\Delta_t = e \sin i \left(1 - \frac{\cos i}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}} \right) = 0,12 \text{ mm}$.



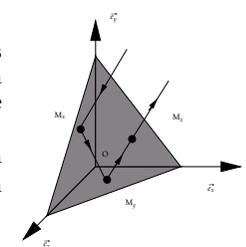
Correction de l'exercice 3

On trace deux cercles concentriques, de centre le point d'incidence (M) et de rayons R_i (cercle C_i pour le rayon incident) et R_t (cercle C_t pour le rayon réfracté) tels que $R_i/R_t = n_1/n_2$. L'intersection A_i du prolongement du rayon incident I (angle i) avec C_i permet de déterminer le point B tel que $MB = n_1 \sin i$. L'intersection de $A_i B$ avec C_t donne le point A_t par où passe le rayon réfracté T puisqu'il assure $n_2 \sin t = MB = n_1 \sin i$. On a représenté sur le schéma le cas de la réfraction vers un milieu moins réfringent : on retrouve la réflexion totale pour le deuxième rayon incident (I') pour lequel on ne peut pas déterminer le point A_t .



Correction de l'exercice 4

Notons \vec{k} le vecteur unitaire dirigeant le rayon incident et k_x, k_y et k_z ses coordonnées dans la base $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$. Le rayon va se réfléchir sur chacun des plans yOz (resp. xOz, xOy) au point M_x (resp. M_y, M_z). Au cours de la réflexion sur la face orthogonale à \vec{e}_x , le nouveau vecteur unitaire, \vec{k}_1 conserve les coordonnées sur \vec{e}_y et \vec{e}_z et celle sur \vec{e}_x change de signe. En effet, on a alors $\vec{k}_1 - \vec{k} = 2k_x \vec{e}_x$: le vecteur \vec{k}_1 vérifie bien la relation vectorielle de la réflexion : $\vec{k}_1 - \vec{k} \propto \vec{e}_x$, et conserve sa norme.

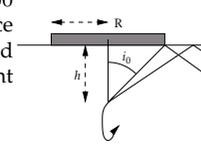


On en conclut immédiatement qu'au cours des trois réflexions, les signes de chacune des trois composantes de \vec{k} seront opposés : le rayon repartira exactement en sens inverse.

De tels dispositifs catadioptriques sont utilisés sur les pédales de vélo, dans les peintures de signalisation routière...

Correction de l'exercice 5

L'hameçon sera invisible de la surface si tous les rayons qu'il « émet » subissent une réflexion totale à l'interface eau air. Ceci est envisageable, puisque l'air $n = 1,00$ est moins réfringent que l'eau ($n_e = 1,33$). Or tous les rayons atteindront la surface de l'eau avec un angle d'incidence supérieur à celui, noté i_0 , du rayon rasant le bord du flotteur, il faut donc que i_0 soit supérieur à l'angle de réflexion limite i_l vérifiant $n_e \sin i_l = 1$. Comme on a $\tan i_0 = R/h$, on a donc :



$$\tan i \geq \tan i_l \quad \frac{R}{h} \geq \frac{1/n_e}{\sqrt{1 - 1/n_e^2}} \quad \text{soit} \quad h \leq R \sqrt{n_e^2 - 1} = 0,88 R$$

Correction de l'exercice 6

- Si le prisme est plongé dans l'air, il peut se produire une réflexion totale sur la face de sortie si, avec les notations du cours, $n \sin t' = 1$, soit $t' = \theta_l$
- Un rayon émergera donc si $t' \leq \theta_l$. Les relations du prisme assurent alors : $t \geq A - \theta_l$ et $n \sin t = \sin i$, soit :

$$i \geq i_l = \arcsin(n \sin(A - \theta_l)) \quad \text{soit } i \in [0; i_l]$$
 puisque arcsin est croissante sur $[-1; 1]$. On remarque que i_l est positif pour $A \geq \theta_l$ et négatif sinon.
- L'angle i_l n'est défini que si $|n \sin(A - \theta_l)| \leq 1$.

- Cette condition est immédiatement vérifiée pour $A \in [0; \theta_l]$ où $n \sin(A - \theta_l) \in [-1; 0]$.
- Pour $A \geq \theta_l$, la condition $0 \leq n \sin(A - \theta_l) \leq 1$ implique $A - \theta_l \leq \theta_l$, soit $A \leq 2\theta_l$.

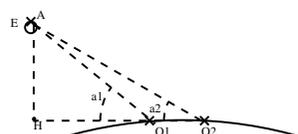
Par ailleurs l'angle d'incidence est à chaque fois compris entre i_l , pour lequel $i' = \pi/2$, et $\pi/2$. D'après le principe du retour inverse, l'angle i' de sortie correspondant à $i = \pi/2$ vaut lui aussi i_l . On peut donc établir le tableau suivant :

	$0 < A < \theta_l$	$A = \theta_l$	$\theta_l < A < 2\theta_l$	$A = 2\theta_l$
$i_{\min} \rightarrow i_{\max}$	$i_l < 0 \rightarrow \pi/2$	$i_l = 0 \rightarrow \pi/2$	$i_l > 0 \rightarrow \pi/2$	$i_l = \pi/2$
i'	$\pi/2 \rightarrow i_l < 0$	$\pi/2 \rightarrow i_l = 0$	$\pi/2 \rightarrow i_l > 0$	$i_l = \pi/2$

Pour une valeur typique d'indice de verre, $n = 1,5$, on obtient $\theta_l = 42^\circ$, soit $A \in [42^\circ; 84^\circ]$.

Correction de l'exercice 7

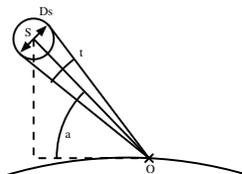
1. À la traversée de chacun des dioptres fictifs délimitant deux milieux d'indices différentes, la troisième loi de Descartes assure que $n \sin i$.



Attention, la figure n'est pas du tout à l'échelle...

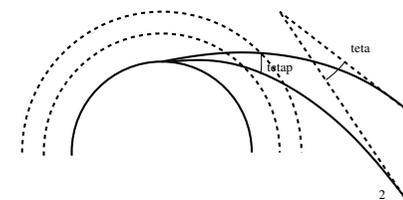
2. (a) On considère deux points (O_1 et O_2) de la surface terrestre, distants d'environ 1 kilomètre. On peut négliger à cette échelle la courbure de la Terre (de rayon $R_T \simeq 6400$ km). Un point A quelconque de l'astre E est vu du point O_1 (resp. O_2) sous l'angle α_1 (resp. α_2) tel que $\sin \alpha_1 = HA/AO_1$ (resp. $\sin \alpha_2 = HA/AO_2$). Pour A sur Proxima du Centaure, $AO_1 \simeq AO_2 = 4 \cdot 10^{16}$ m et donc $O_1O_2 \simeq 1$ km $\ll HO_i$: les deux angles sont pratiquement égaux.

- (b) On obtient immédiatement $n_\infty \sin \alpha = n_s \sin \alpha'$ soit numériquement :
- $$\begin{cases} \alpha = 10,00^\circ & \alpha' = 9,997^\circ \\ \alpha = 50,00^\circ & \alpha' = 49,98^\circ \end{cases}$$



3. (a) Bien que tous les rayons issus d'un point A du soleil parviennent avec le même angle α sur une surface de l'ordre de plusieurs km^2 , la différence de distance zénithale entre deux points distincts du soleil peut être perçue à l'œil : le soleil nous apparaît comme un disque, pas comme un point.
On calcule le diamètre angulaire θ en considérant la figure ci-contre. En introduisant le diamètre du soleil $D_s = 2R_s$, et la distance Terre-Soleil OS , on a : $\tan \frac{\theta}{2} = \frac{R_s}{OS}$, soit $\theta = 0,5317^\circ$.
Les rayons extrêmes seront chacun courbés par la réfraction dans l'atmosphère, changeant le diamètre apparent du soleil.
- (b) Quand le soleil est au zénith, les distances zénithales extrêmes sont $-\theta/2$ et $\theta/2$, qui selon la loi du 1, deviennent θ' défini par $n_s \sin \theta'/2 = n_\infty \sin \theta/2$. On obtient numériquement : $\theta' = 0,5315^\circ$.
Au zénith, le système présente une symétrie de révolution autour de l'axe vertical et son image après réfraction dans l'atmosphère reste donc circulaire.
- (c)

Le problème est compliqué dans cette configuration car on ne peut plus strictement considérer l'atmosphère comme constituée de couches parallèles d'indice constant, les couches sont en effet des sphères concentriques. Le schéma ci-contre permet cependant de comprendre qualitativement que le rayon 2, ayant traversé une plus grande épaisseur d'atmosphère sera plus dévié que le rayon 1 : on aura à nouveau $\theta' \leq \theta$.



Par ailleurs, on n'a plus ici la symétrie de révolution que présentait le soleil au zénith, les rayons ne sont pratiquement pas déviés dans le plan perpendiculaire à la feuille et la réduction d'angle ne s'effectuera que dans une seule direction : le soleil apparaît donc « aplati » au coucher.

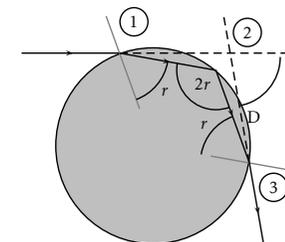
- (d) Comme on peut le voir sur le schéma précédent, le soleil paraît encore visible alors qu'il est couché. Comme cet effet sera d'autant plus marqué que l'indice est élevé, les différentes composantes du spectre solaire seront visibles plus ou moins longtemps après le coucher géométrique du soleil à cause de la dispersion de l'atmosphère. Théoriquement, le bleu du soleil devrait être la dernière composante à se coucher et le soleil paraître bleu. Pour des raisons que nous ne détaillerons pas ici, le bleu est très diffusé dans l'atmosphère et le soleil apparaît vert : c'est le fameux « rayon vert ».

Correction de l'exercice 8

Remarque préliminaire On étudie ici le trajet d'un rayon particulier : celui qui rentre dans la goutte, y subit une réflexion et en sort. Si on ne traite pas les autres trajets, par exemple celui du rayon qui sort en étant réfracté sans subir de réflexion, c'est pour ne regarder que la cause de l'arc-en-ciel principal.

Pour alléger les écritures et éviter d'introduire plusieurs orientations d'angles, on utilisera ici des angles non orientés.

1. Il faut commencer par souligner les symétries importantes du problème. L'angle r du rayon réfracté avec la normale se conserve à chaque réflexion la réfraction permettant la sortie du rayon après une réflexion se fait donc avec le même angle i avec la normale que pour le rayon incident.



Aux points 1, 2 et 3, les déviations successives sont $i - r$, $\pi - 2r$ et à nouveau $i - r$. La déviation totale est donc : $D = \pi - 4r + 2i$. La relation de Snell et Descartes s'écrit par ailleurs : $\sin i = n \sin r$, avec n l'indice de l'eau.

1. (a) On dérive cette relation ainsi que celle de Snell et Descartes pour obtenir :

$$\frac{dD}{di} = -4 \frac{dr}{di} + 2 \quad \text{et} \quad \cos i = n \cos r \frac{dr}{di}.$$

- (b) On en déduit :

$$\frac{dr}{di} = \frac{\cos i}{n \cos r} \quad \text{soit} \quad \frac{dD}{di} = -4 \frac{\cos i}{n \cos r} + 2 = 2 \left(1 - 2 \frac{\cos i}{n \cos r} \right) \quad \text{et} \quad \frac{dD}{di} = 0 \Leftrightarrow 2 \cos i = n \cos r.$$

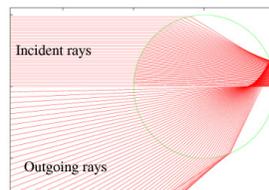
- (c) On simplifie cette condition en l'élevant au carré :

$$4 \cos^2 i = n^2 \cos^2 r \rightarrow 4 (1 - \sin^2 i) = n^2 \left(1 - \frac{\sin^2 i}{n^2} \right) \quad \text{soit} \quad \sin i_e = \sqrt{\frac{4 - n^2}{3}}.$$

Pour $n = 1,33$, on obtient numériquement $\sin i_e = 0,861$, $\sin r_e = 0,646$; d'où l'angle α_e , complémentaire de la déviation D_e : $\alpha_e = 4r_e - 2i_e = 42,1^\circ$.

(d)

La présence de cet extremum indique que les rayons atteignant une goutte avec un angle d'incidence proche de i_e réalisant l'extremum émergeront tous à peu près dans la même direction : il y aura donc une accumulation de lumière dans la direction du rayon émergent correspondant à cette incidence comme on peut le constater sur la figure ci-contre.



Trajet des rayons atteignant une goutte d'eau avec différentes incidences.

2. (a)

Le soleil, considéré ponctuel, émet des rayons formant tous le même angle avec l'horizontale. Ces rayons atteignent les gouttes de l'atmosphère sous des incidences i variables et subissent tous une déviation différente. Cependant tous les rayons atteignant une goutte sous une incidence proche de i_e sont renvoyés dans la même direction, caractérisée par α_e . La goutte apparaîtra brillante à l'observateur s'il se trouve sur la trajectoire de ce rayon.

Les gouttes pouvant ainsi recevoir un rayon sous l'incidence i_e et le renvoyer, dans l'œil de l'observateur, en le déviant de D_e sont donc situées dans un cône centré sur l'observateur et d'axe la direction des rayons du soleil au point où se situe l'observateur.

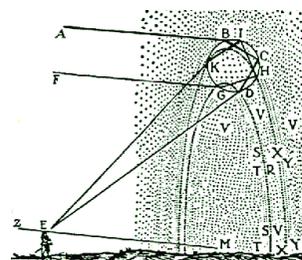


Illustration tirée du *Traité des Météores* de Descartes.

- (b) i. Si on considère maintenant la dispersion de l'eau, l'angle α sera différent pour chaque longueur d'onde, on peut en calculer la dérivée par rapport à n , en utilisant encore une fois les formules géométriques et de Descartes :

$$\frac{d}{dn} \begin{cases} \alpha_e & = 4r_e - 2i_e \\ n \sin r_e & = \sin i_e \end{cases} \quad \begin{cases} \frac{d\alpha_e}{dn} & = 4 \frac{dr_e}{dn} - 2 \frac{di_e}{dn} \\ \sin r_e + n \cos r_e \frac{dr_e}{dn} & = \cos i_e \frac{di_e}{dn} \end{cases}$$

$$\text{soit } \frac{d\alpha_e}{dn} = -\frac{4}{n} \tan r_e + 2 \frac{di_e}{dn} \left(2 \frac{\cos i_e}{n \cos r_e} - 1 \right) = -\frac{4}{n} \tan r_e,$$

puisque i_e et r_e sont justement définis par $2 \cos i_e = n \cos r_e$. On vérifie que $\frac{d\alpha_e}{dn} \leq 0$.

Comme de plus $\frac{dn}{d\lambda} \leq 0$, on constate que $\frac{d\alpha}{d\lambda} \geq 0$: le rouge est bien à l'extérieur de l'arc en ciel et le violet à l'intérieur.

- ii. On estime les différences d'angle entre le rouge et le violet en assimilant les variations de la fonction $\alpha(n)$ à celles de sa tangente. Autrement dit, on réalise un *développement limité d'ordre*

1, en écrivant que $\alpha(n_2) \simeq \alpha(n_1) + \alpha'(n_0)(n_2 - n_1)$, avec $n_1 \simeq n_2 \simeq n_0$. On obtient ici, pour $n \simeq n_0 = 1,33$: $\alpha(n_{\text{rouge}} - n_{\text{violet}}) \simeq \frac{-4}{n_0} \tan r_e(n_0) (n_{\text{rouge}} - n_{\text{violet}})$. Avec :

$$\tan r_e = \frac{\sin r_e}{\sqrt{1 - \cos^2 r_e}} = \frac{\sqrt{\frac{4/n_0^2 - 1}{3}}}{2\sqrt{\frac{1 - 1/n_0^2}{3}}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{4 - n_0^2}{n_0^2 - 1}},$$

on obtient finalement : $\alpha(n_{\text{rouge}} - n_{\text{violet}}) \simeq \frac{2}{n_0} \sqrt{\frac{4 - n_0^2}{n_0^2 - 1}} (n_{\text{violet}} - n_{\text{rouge}}) \simeq 1,25^\circ$.