

relle : $I_P = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I_0 \cos^2 \alpha d\alpha = \frac{I_0}{2}$. On retrouve ainsi le facteur de transmission de 50 % d'un polarisateur rectiligne idéal.

9.5 POLARISATION PAR DIFFUSION

9.5.1. Polarisation de la lumière du ciel – Diffusion Rayleigh

Lorsqu'on regarde le ciel à travers un polariseur rectiligne, on constate une variation de la luminosité en fonction de la direction d'observation et de l'orientation du polaroïd. Ceci est illustré figure 9.11.a et b, où la photographie d'une ferme a été prise au Soleil couchant à environ 90° de la direction incidente du Soleil (à droite), pour deux orientations perpendiculaires du polaroïd. Lorsque la direction de transmission du polaroïd est horizontale (figure 9.11.b), la lumière du ciel est presque totalement absorbée : car au Soleil couchant, elle est **partiellement polarisée**, avec une direction de polarisation verticale près de l'horizon.



b) Direction de transmission horizontale du polariseur

direction du Soleil (à droite), pour deux directions de transmission du polaroïd est horizontale, figure b, la lumière du ciel crépusculaire, absorbée.

Le premier à avoir observé et analysé la polarisation du ciel est le physicien François Arago, en 1811. À l'aide d'un polarimètre, il analyse également la polarisation de la lumière émise par la queue des comètes et par la surface réfléchissante de la Lune. Pour la Lune, la polarisation partielle résulte d'une réflexion diffuse sous incidence oblique. Dans le cas du ciel ou de la queue des comètes, il s'agit d'un phénomène de diffusion. L'origine de la couleur bleue du ciel fut longtemps un mystère. En 1869, John Tyndall se livre à une série d'expériences de diffusion de la lumière à l'aide de fines particules de fumée en suspension dans l'air. Il constate que la lumière diffusée apparaît blanche dans une direction d'observation oblique. Il avance alors que la lumière bleue du ciel résulte de la diffusion de la lumière solaire par de fines particules en suspension dans la haute atmosphère. Cette hypothèse s'imposera pendant quelques décennies. Puis, Lord Rayleigh entreprend un traitement quantitatif du problème de la diffusion. Dans un article publié en 1899, il montre que les molécules de l'air peuvent également diffuser la lumière solaire et que le ciel nous apparaît bleu même en l'absence de particules en suspension²¹. Il trouve par le calcul que l'intensité diffusée dans une direction donnée est inversement proportionnelle à la puissance quatrième de la longueur d'onde λ , dans le vide : $I \propto 1/\lambda^4$. Celle-ci étant environ 1,6 fois plus courte dans le bleu ($\lambda_{\text{bleu}} = 430 \text{ nm}$) que dans le rouge ($\lambda_{\text{rouge}} = 700 \text{ nm}$), l'intensité diffusée est environ sept fois plus importante dans le bleu. La lumière diffusée latéralement par une molécule sera donc « enrichie en bleu », et celle transmise dans la direction d'incidence « appauvrie relativement en bleu » ou « enrichie en rouge »²².

Ce mécanisme explique bien l'origine de la couleur bleue du ciel, mais ne rend pas compte à lui seul de ses variations de pureté (cf § 1.4.1, chapitre 1) et de luminosité en fonction de la direction d'observation. La pureté p de la lumière bleue du ciel décroît du zénith, où elle vaut environ 40 %, à l'horizon où elle est quasiment nulle et où une bande blanchâtre d'environ 5° est observée, même en l'absence d'aérosols²³. La luminosité varie en sens inverse, et est donc maximale à l'horizon. Ces variations s'expliquent par les diffusions multiples que subit la lumière solaire lors de sa traversée de l'atmosphère. Lorsqu'un observateur 1 regarde le ciel au zénith, le nombre de diffusions multiples sur le trajet est faible et la lumière bleue diffusée par les molécules

²¹ Par contre, la Lune étant dépourvue d'atmosphère, le ciel vu depuis sa surface apparaît noir et les étoiles restent visibles même lorsque le Soleil est au-dessus de l'horizon.

²² Il faut comprendre que pour un même nombre initial de photons « rouges » et « bleus », un plus grand nombre de ces derniers seront diffusés latéralement, et feront donc défaut dans la composition de la lumière transmise.

²³ C.F. BOHREN and A.B. FRASER, « Colors of the sky », The physics teachers, vol. 23, n° 5 mai 1985, p. 271.

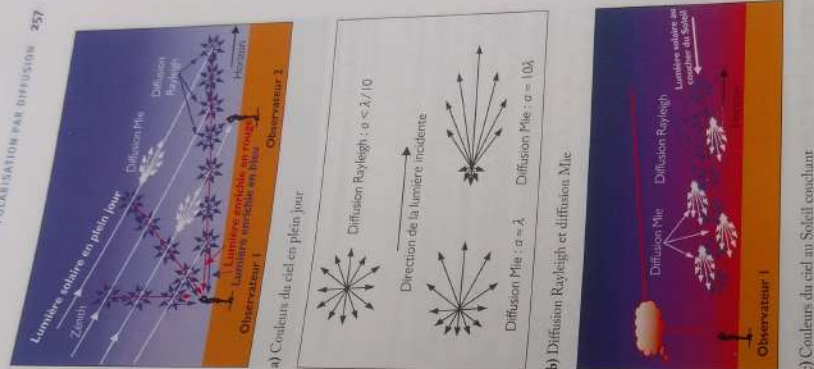
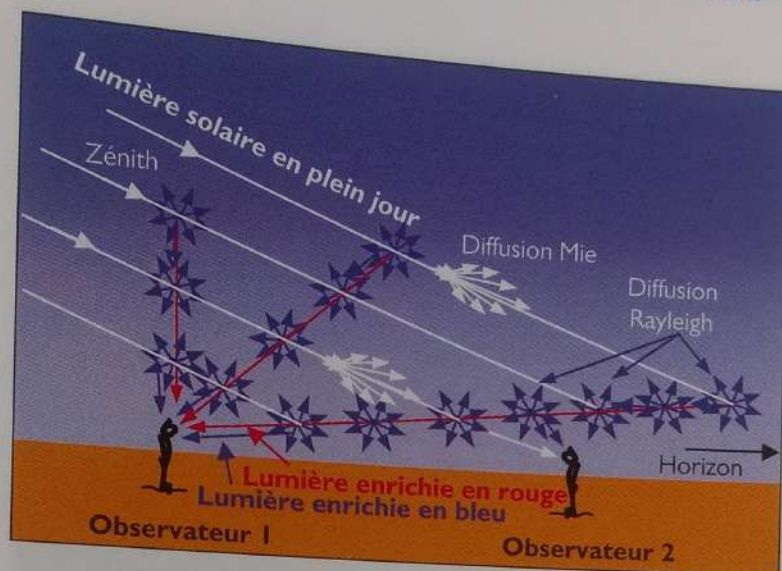


Figure 9.42 Diffusion et couleurs du ciel.

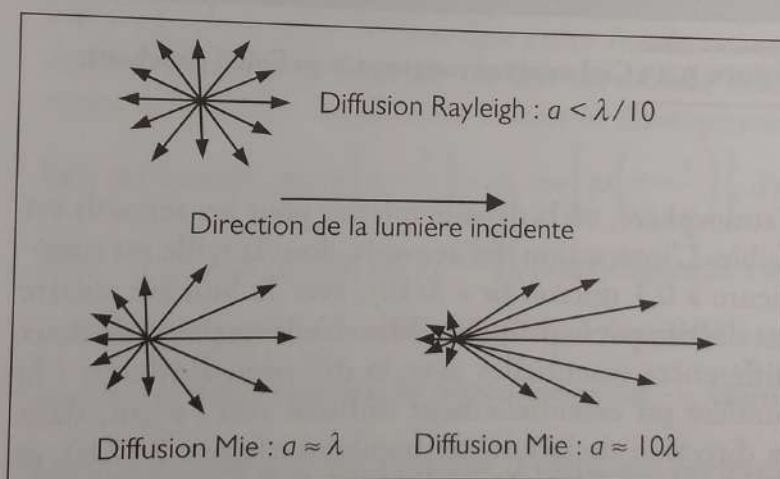
proches de lui est prépondérante (figure 9.12.a). Lorsqu'il regarde dans une direction proche de l'horizon, il reçoit toujours la lumière bleue diffusée par les molécules proches de lui, mais il reçoit également la lumière diffusée par des molécules éloignées. Celle-ci subit des diffusions latérales multiples avant de parvenir jusqu'à lui, et est donc « enrichie en rouge », d'où une perception résultante de blanc. Cependant, la diffusion Rayleigh ne s'applique que pour des particules dont la taille est inférieure au dixième de la longueur d'onde ($a < \lambda/10$) comme les molécules de l'air, et n'est prépondérante que dans les hautes couches de

la polarisa-
go, en 1811.
nent la pola-
s comètes et
our la Lune,
xion diffuse
iel ou de la
ène de **dif-**
el fut long-
e livre à une
ère blanche
ension dans
paraît bleu-
e. Il avance
de la diffu-
ules en sus-
hypothèse
Puis, Lord
atif du pro-
ié en 1899,
également
as apparaî-
en suspen-
té diffusée
roportion-
d'onde λ_0
on 1,6 fois
ue dans le
st environ
ière diffu-
« enrichie
on d'inci-
« enrichie

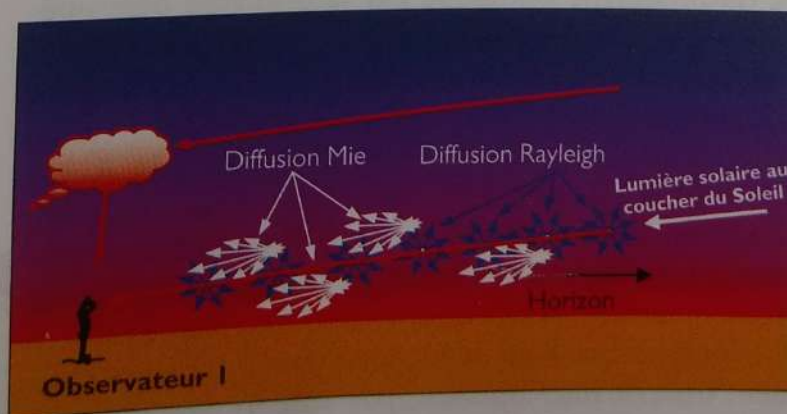
la couleur
seul de ses
t de lumi-
ration. La
du zénith,
e est quasi
est obser-
uminosité
l'horizon.
multiples
de l'at-



a) Couleurs du ciel en plein jour



b) Diffusion Rayleigh et diffusion Mie



c) Couleurs du ciel au Soleil couchant

Figure 9.12 Diffusion et couleurs du ciel.



Figure 9.13 Ciel nuageux rougeoyant au Soleil couchant.

l'atmosphère, où la densité relative pour les aérosols est faible. L'interaction des aérosols, dont la taille est supérieure à 0,1 micron ($a > \lambda/10$), avec la lumière solaire est décrite par la **diffusion Mie**. Celle-ci présente deux différences essentielles avec la diffusion Rayleigh : la lumière est essentiellement diffusée vers l'avant, dans la direction de la lumière incidente (figure 9.12.b), et l'intensité diffusée dépend peu de la longueur d'onde : $I \propto 1/\lambda^n$, où $n = 1,2$. Ainsi, la blancheur des nuages ou du brouillard s'explique par la diffusion Mie opérant sur de minuscules gouttelettes d'eau, car l'efficacité de cette diffusion est à peu près indépendante de la longueur d'onde. Lorsqu'un observateur 2 regarde en plein jour en direction du Soleil (figure 9.12.a), il perçoit une zone blanchâtre – l'auréole – autour de celui-ci, car en présence d'aérosols, la diffusion Mie est prépondérante dans la direction de la lumière incidente. Au coucher du Soleil (figure 9.12.c), tous les rayons qui arrivent dans l'œil de l'observateur 1 ont nécessairement traversé une couche importante d'atmosphère, de sorte que la lumière directe ou indirecte (ex. : rediffusée par un nuage) qui lui parvient est fortement enrichie en rouge par les diffusions Rayleigh multiples. Cependant, pour un ciel pur dépourvu d'aérosols, on n'observerait pas un ciel rougeoyant (figure 9.13) mais plutôt jaune-orangé. La couleur rouge d'un coucher de Soleil ne peut donc s'expliquer que par l'existence simultanée de diffusion Rayleigh et de diffusion Mie par des aérosols présents dans la basse atmosphère (figure 9.12.c)²⁴.

9.5.3. Mécanisme de polarisation par diffusion

Essayons maintenant de comprendre le mécanisme de polarisation de la lumière qui accompagne la diffusion Rayleigh²⁶. Supposons qu'une onde plane progressive sinusoidale de pulsation ω , polarisée rectilignement selon Oz, arrive sur une molécule de l'air²⁷ (figure 9.15). Les nuages électroniques de celle-ci entrent en vibration, tandis que les noyaux, beaucoup plus lourds, restent fixes. La molécule se **polarise** et se comporte comme un **dipôle de moment dipolaire**²⁸ \vec{p} qui oscille à la même pulsation ω et à peu près dans la même direction que le champ électrique incident \vec{E}_i , selon Oz. Adoptons un système de coordonnées sphériques (r, θ, φ) d'axe Oz parallèle à la direction du dipôle oscillant et d'origine O, position du dipôle. Toute charge électrique accélérée rayonnant de l'énergie, le dipôle oscillant va donc rayonner un champ électromagnétique $\{\vec{E}_d, \vec{B}_d\}$ dont l'expression approchée est la suivante²⁹ :

$$\vec{E}_d = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\ddot{p}\left(t - \frac{r}{c}\right)}{r^2} \sin\theta \vec{e}_\theta \quad \vec{B}_d = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\ddot{p}\left(t - \frac{r}{c}\right)}{r^2} \sin\theta \vec{e}_\varphi$$

où r est la distance du dipôle au point d'observation, θ l'angle d'observation mesuré à partir de l'axe Oz du dipôle (figure 9.15.a et c), c la célérité de la lumière dans le vide et ϵ_0 et μ_0 deux constantes caractérisant respectivement les phénomènes électrique et magnétique.

- La dépendance en $\ddot{p}\left(t - \frac{r}{c}\right)$ montre d'une part que l'onde rayonnée est une onde progressive divergente, et d'autre part que l'amplitude de l'onde est proportionnelle à l'accélération de la particule rayonnante (\ddot{p} est la dérivée seconde de p par rapport au temps).

- L'onde électromagnétique rayonnée par le dipôle présente localement la structure d'une onde plane se propageant radialement selon \vec{e}_r ; les champs électrique et magnétique sont reliés par la relation : $\vec{E}_d = c\vec{B}_d \wedge \vec{e}_r$, avec $E_d = \|\vec{E}_d\| = c\|\vec{B}_d\| = cB_d$.

- La puissance rayonnée par l'onde diffusée est mesurée par le flux du vecteur de Poynting

$$\vec{\pi} = \frac{\vec{E}_d \wedge \vec{B}_d}{\mu_0} = \frac{E_d^2}{\mu_0 c} \vec{e}_r = \frac{1}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \frac{\ddot{p}^2\left(t - \frac{r}{c}\right)}{r^2} \sin^2\theta \vec{e}_r$$

²⁶ D'autres phénomènes naturels, comme l'arc-en-ciel ou les halos, conduisent à une polarisation partielle de la lumière.

Cf. R. JOUANISSON, « La lumière polarisée dans la Nature », *Bull. Un. Phys.* n° 857 (1), octobre 2003, p. 1259-1279.

²⁷ O₂ ou N₂, ou encore l'ozone O₃ situé dans les hautes couches de l'atmosphère, etc.

²⁸ Un dipôle peut être modélisé par un doublet de charges opposées (+q, -q). Il est caractérisé par son moment dipolaire $\vec{p} = q\vec{a}$, où \vec{a} est la distance entre les deux charges opposées et \vec{a} un vecteur unitaire dirigé de la charge -q vers la charge +q.

²⁹ Pour le calcul détaillé du rayonnement du dipôle oscillant on pourra consulter par exemple : J.-M. BRÉBEC et al., *Ondes*, Hachette Prépa, 2^e année PC-PC*, PSI-PSI*, 1997, p. 158-175.

Soit dP la puissance rayonnée à travers une surface élémentaire dS , repérée dans la direction angulaire moyenne (θ, φ) et vue depuis O à l'intérieur d'un cône d'angle solide³⁰ $d\Omega = \frac{dS}{r^2}$ (figure 9.15.c).

$dP = \vec{\pi} \cdot \vec{dS} = \pi(r, \theta, \varphi) \vec{e}_r \cdot dS \vec{e}_r = \pi(r, \theta, \varphi) r^2 d\Omega$, d'où l'expression de la puissance rayonnée par unité d'angle solide³¹ :

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{\ddot{p}^2\left(t - \frac{r}{c}\right) \times \sin^2\theta}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3}$$

À partir de cette expression, on peut en déduire deux propriétés importantes.

- En adoptant pour l'interaction entre l'onde sinusoidale incidente et la molécule de l'air un modèle mécanique simple (i.e. modèle de l'électron élastiquement lié), on montre que $p\left(t - \frac{r}{c}\right) = p_0 \cos\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right]$, d'où $\ddot{p}\left(t - \frac{r}{c}\right) = -\omega^2 p_0 \cos\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right]$, proportionnelle à ω^2 .

La puissance rayonnée est proportionnelle à ω^4 , soit à $\frac{1}{\lambda_0^4}$. On retrouve la dépendance en $\frac{1}{\lambda_0^4}$ établie par Lord Rayleigh, qui explique la diffusion préférentielle dans le bleu.

- La puissance rayonnée par unité d'angle solide $\frac{dP}{d\Omega}$ n'est pas isotrope et dépend de l'angle θ . On appelle **diagramme de rayonnement** la représentation graphique de $\frac{dP}{d\Omega}$ en fonction de l'angle θ . La figure 9.15.a représente une vue en coupe de ce diagramme dans le plan xOz . Les flèches radiales issues de \vec{p} indiquent les différentes directions angulaires θ dans le plan, l'angle θ étant mesuré à partir de l'axe du dipôle. La longueur des flèches est proportionnelle à $\sin^2\theta$, donc à $\frac{dP}{d\Omega}$. Le champ électrique diffusé \vec{E}_d est représenté par des flèches orthoradiales perpendiculaires aux précédentes (l'onde diffusée est transversale). On constate que la puissance rayonnée et l'amplitude du champ diffusé augmentent avec l'angle θ , pour $0 < \theta < \pi/2$.

La puissance rayonnée par unité d'angle solide $\frac{dP}{d\Omega}$ est nulle selon l'axe Oz du dipôle ($\theta = 0$). Elle est

³⁰ L'angle solide est une généralisation à trois dimensions de l'angle défini dans un plan euclidien. Il caractérise la portion d'espace occupée par un objet vu depuis un point origine (ex. : l'œil d'un observateur). L'angle solide est matérialisé à l'aide d'un cône issu du point origine et s'appuyant sur les contours de l'objet.

³¹ La puissance totale rayonnée P , s'obtiendrait par intégration sur toutes les directions angulaires moyennes (θ, φ) possibles. On trouve :

$$P = \frac{\ddot{p}^2\left(t - \frac{r}{c}\right)}{6\pi\epsilon_0 c^3}$$

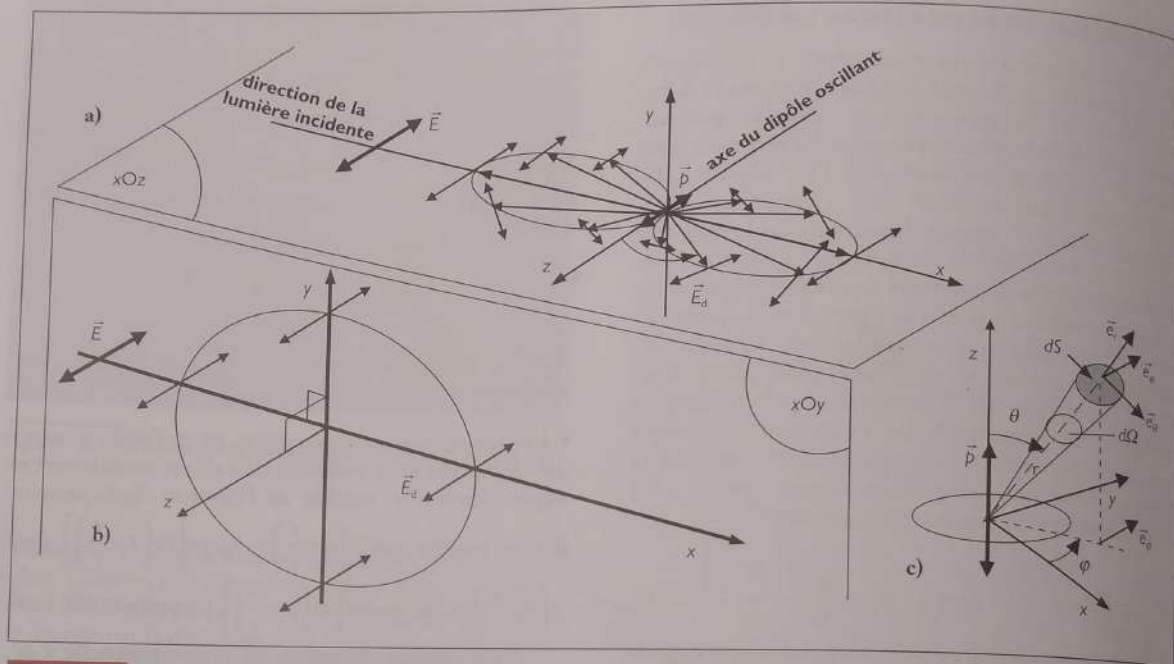


Figure 9.15 Diffusion d'une onde plane polarisée rectilignement - Diagramme de rayonnement du dipôle oscillant.

- a) Dans le plan xOz , la puissance rayonnée par unité d'angle solide $dP/d\Omega$, la direction de polarisation et l'amplitude du champ électrique diffusé \vec{E}_d varient avec l'angle θ (angle que fait l'axe du dipôle oscillant avec la direction d'observation). $dP/d\Omega$ est nulle selon l'axe Oz du dipôle et maximale dans le plan perpendiculaire xOy .
 b) Dans le plan xOy , la puissance rayonnée par unité d'angle solide $dP/d\Omega$, la direction de polarisation et l'amplitude du champ électrique diffusé \vec{E}_d sont uniformes.
 c) Cône de direction angulaire moyenne (θ, ϕ) et d'angle solide $d\Omega$, dans lequel est rayonnée la puissance dP

maximale dans le plan xOy , perpendiculaire à ce dernier ($\theta = \pi/2$), et la puissance rayonnée, l'amplitude et la direction de polarisation de \vec{E}_d y sont uniformes, avec \vec{E}_d parallèle à \vec{p} (figure 9.15.b). **L'anisotropie du champ et de la puissance rayonnée constitue la clef du phénomène de polarisation de la lumière.**

La lumière solaire est non polarisée. Son champ électrique \vec{E} peut être décomposé en deux composantes orthogonales de même amplitude mais incohérentes entre elles, notées ici \vec{E}_y et \vec{E}_z . Leurs vibrations, perpendiculaires à la direction de propagation Ox , sont représentées figure 9.16, respectivement en trait fin et en trait gras. L'état de polarisation de l'onde diffusée s'obtient par superposition incohérente des états de polarisation associés par la diffusion à chacune des deux composantes.

Dans les deux directions perpendiculaires à la direction de propagation incidente (directions 3 et 4), une des deux composantes du champ diffusé est éliminée et la lumière diffusée est polarisée rectilignement. En effet, le dipôle oscillant induit par \vec{E}_z est parallèle à Oz et ne rayonne donc aucune puissance selon cette direction : l'onde diffusée selon Oz est polarisée selon Oy (direction 3). De même, le dipôle oscillant induit

par \vec{E}_y est parallèle à Oy et ne rayonne aucune puissance selon cette direction : l'onde diffusée selon Oy est polarisée selon Oz (direction 4).

Les dipôles oscillants étant perpendiculaires à la direction de propagation initiale, le champ diffusé vers l'arrière (direction 1) ou vers l'avant (direction 2) possède deux composantes de même amplitude. La lumière diffusée dans les directions 1 et 2 est non polarisée. Dans la direction intermédiaire 5, située dans le plan xOz , l'amplitude de l'onde diffusée associée à \vec{E}_y est maximale, tandis que celle de l'onde diffusée associée à \vec{E}_z est relativement faible. L'onde diffusée possède deux composantes d'amplitudes différentes. La lumière diffusée dans cette direction est partiellement polarisée. Cet état est représenté symboliquement par deux flèches perpendiculaires de longueurs différentes (direction 5). Adoptons maintenant le point de vue de l'observateur terrestre. Quel degré de polarisation et quelle direction de polarisation correspondront à chaque point de l'hémisphère céleste ? Pour le déterminer, il existe deux règles simples :

Règle n° 1 : les lieux de même taux de polarisation sont des cercles centrés sur l'axe Soleil-point antisolaire.

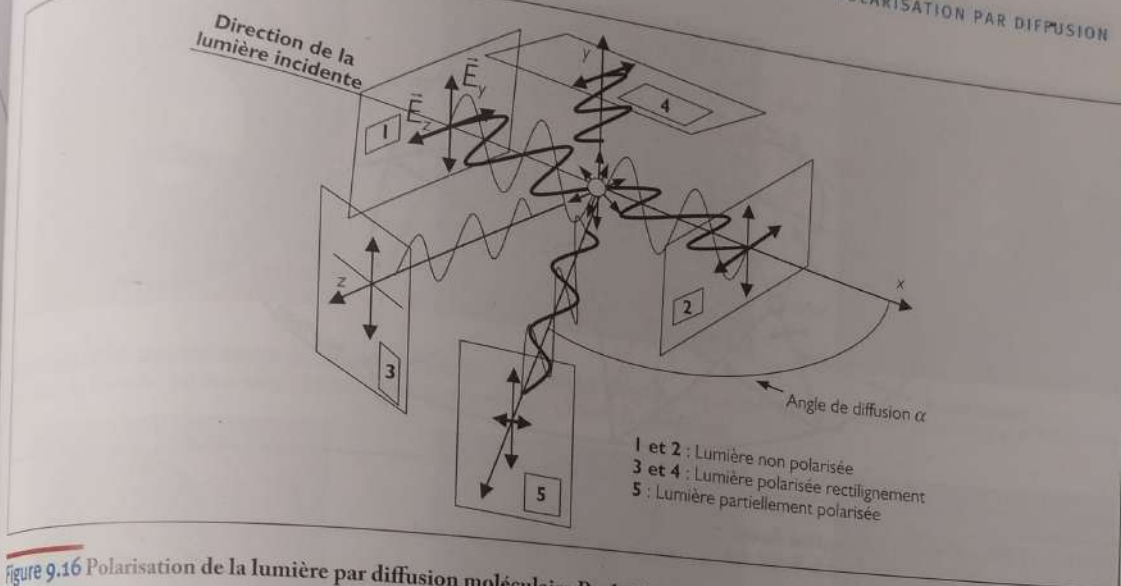


Figure 9.16 Polarisation de la lumière par diffusion moléculaire Rayleigh.

Le taux de polarisation théorique τ_α varie avec l'angle de diffusion α (figure 9.16)³² : $\tau_\alpha = \frac{\sin^2 \alpha}{1 + \cos^2 \alpha}$. Il est égal à 14 % pour $\alpha = 30^\circ$, 33 % pour $\alpha = 45^\circ$, 60 % pour $\alpha = 60^\circ$, et 100 % pour $\alpha = 90^\circ$. En pratique, le taux maximal ne dépasse guère 80 %, en raison de l'anisotropie des molécules diffusantes et des diffusions multiples se produisant dans l'atmosphère³³.

Règle n° 2 : la direction de polarisation (partielle) est dirigée selon la normale au plan défini par le triangle (Soleil, observateur, point de l'hémisphère céleste visé par l'observateur)³⁴.

Cette règle est illustrée sur le diagramme de polarisation du ciel représenté figure 9.17. En un point donné de l'hémisphère céleste, la direction de polarisation et le taux de polarisation varient au cours de la journée, selon la position du Soleil sur son « vertical », demi-grand cercle passant par le Soleil et le zénith du

lieu d'observation. Si l'on vise par contre un point de ce « vertical », la direction de polarisation est toujours parallèle à l'horizon. Au coucher du Soleil, le diagramme de polarisation du ciel devient relativement simple, avec une direction de polarisation verticale en tout point de l'horizon en dehors du « vertical » (cf. figure 9.11.b), et un taux de polarisation maximal au zénith.

La polarisation de la lumière du ciel au Soleil couchant peut-être mise en évidence de manière spectaculaire. Sur la figure 9.19, un nuage a été photographié à travers un polariseur, dans une direction perpendiculaire au Soleil couchant. À gauche (figure 9.19.a), le polariseur a une direction de transmission parallèle à la direction de polarisation dominante de la lumière diffusée. Le nuage est peu visible, comme en l'absence de polariseur. À droite (figure 9.19.b), la direction de transmission du polariseur est cette fois perpendiculaire à la direction de polarisation partielle. Le ciel est nettement assombri, tandis que le nuage blanc est mis en relief. La lumière diffusée par le nuage est faiblement polarisée et donc peu sensible à l'orientation du polariseur (diffusion Mie). La polarisation de la lumière du ciel peut être mise à profit pour déterminer la position du Soleil, même par temps nuageux. Il semble que les vikings aient été capables de s'orienter en mer en utilisant comme analyseur un monocristal de cordiérite, la « pierre bleue » décrite dans les sagas. Celle-ci est un cristal dichroïque qui possède la propriété de changer de couleur en fonction de son orientation relative par rapport à la direction de polarisation partielle de la lumière du ciel³⁵.

³² L'intensité diffusée se décompose en $I_d = I_{d//} + I_{d\perp}$. $I_{d//}$ et $I_{d\perp}$ sont les intensités associées aux composantes du champ \vec{E}_d respectivement parallèle et orthogonale au plan de diffusion (défini par les vecteurs d'onde incident et diffusé), ici xOz . $E_{d\perp} = E_{dy}$ est maximale ($\theta = 90^\circ$), et $E_{d//} = E_{dx} \sin \theta = E_{dx} \cos \alpha$. La lumière diffusée, polarisée partiellement selon $E_{d\perp}$, possède un taux de polarisation défini par :

$$\tau_\alpha = \frac{I_{d\perp} - I_{d//}}{I_{d//} + I_{d\perp}} = \frac{1 - \cos^2 \alpha}{1 + \cos^2 \alpha} = \frac{\sin^2 \alpha}{1 + \cos^2 \alpha}$$

³³ La brume peut aussi faire baisser sensiblement le taux de polarisation.

³⁴ L'explication de cette règle est donnée figure 9.18. Soit le vecteur unitaire \vec{u}_i indiquant la direction incidente du Soleil et le vecteur unitaire \vec{u}_o indiquant la direction d'observation. La lumière étant une onde transverse, l'onde plane incidente polarise les molécules dans un plan perpendiculaire à \vec{u}_i . Parmi tous les dipôles oscillant dans ce plan, il en existe un qui donne une intensité diffusée maximale dans la direction d'observation : il s'agit du dipôle de moment dipolaire \vec{p}_0 parallèle au produit vectoriel $\vec{u}_i \wedge \vec{u}_o$, dont la direction indique bien la normale au plan (Soleil, observateur, point de visée).

³⁵ J. WALKER, « Expériences d'amateur », revue Pour la Science, n° 5 mars 1978, p. 120-125 ou D. PVE, *Polarized light in Science and Nature*, IOP, 2001, p. 66.

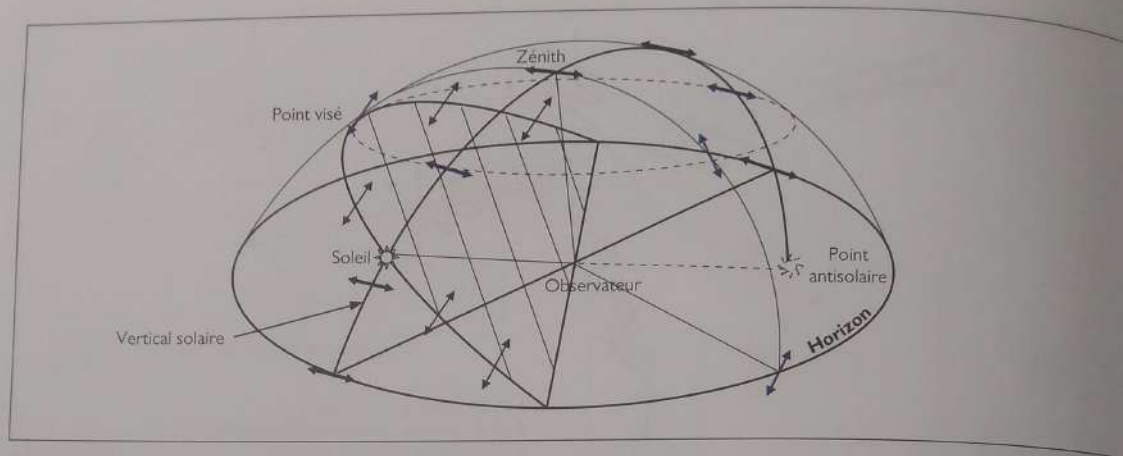


Figure 9.17 Diagramme de polarisation du ciel.

Le plan hachuré est le plan formé par le Soleil, l'observateur et le point visé dans le ciel.

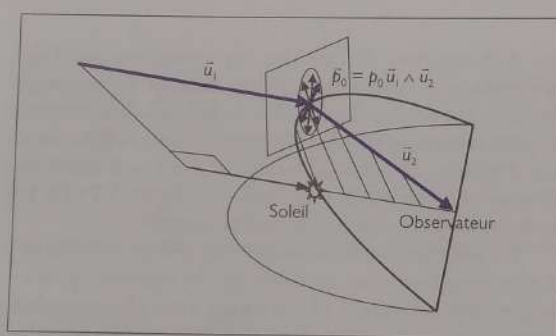


Figure 9.18 Justification de la règle n° 2.

Le dipôle oscillant qui donne une intensité diffusée maximale dans la direction d'observation est celui dont le moment dipolaire est parallèle à $\vec{u}_1 \wedge \vec{u}_2$.

Pour repérer de manière assez précise la direction du Soleil, on peut confectionner le polariscopes suivant. On découpe deux morceaux de polaroids, de directions de transmission perpendiculaires, que l'on accole ensuite sur une des faces d'une rondelle en bois (figure 9.20.a). Sur l'autre face, on dispose une lame biréfringente, constituée ici de deux épaisseurs de scotch (utiliser un ruban de grande largeur). Lorsque le polariscopes est orienté vers une source artificielle de lumière (figure 9.20.a), ou dans la direction du Soleil couchant (figure 9.20.d), aucune couleur ou aucune différence de clarté n'apparaît. Lorsqu'une lumière polarisée du ciel est observée, on distingue une moitié sombre et une moitié claire si le scotch est placé côté observateur (figure 9.20.b et e), et deux couleurs complémentaires si

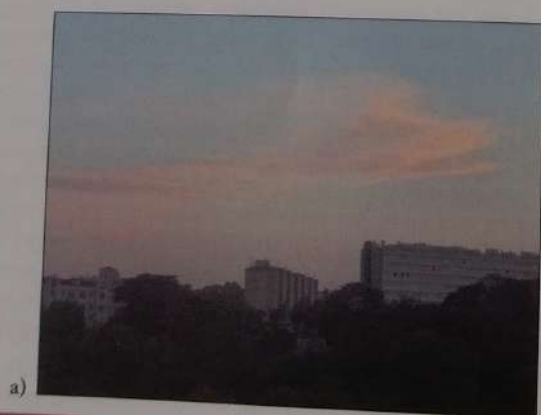


Figure 9.19 Polarisation de la lumière du ciel et amélioration du contraste d'une photographie.

Direction de transmission du polariseur a) parallèle b) perpendiculaire à la direction de polarisation dominante de la lumière diffusée.