

# Introduction à la photométrie

PASCAL PICART  
JEAN LOUIS MEYZONNETTE

# Table des matières

<b>I. Présentation</b>	<b>3</b>
<b>II. Cours</b>	<b>4</b>
1. Définitions de base.....	<b>5</b>
1.1. Flux.....	<b>5</b>
1.2. Angle solide.....	<b>6</b>
1.3. Intensité.....	<b>9</b>
1.4. Luminance.....	<b>9</b>
1.5. Eclairement.....	<b>10</b>
1.6. Exitance.....	<b>10</b>
1.7. Quantité de lumière.....	<b>11</b>
1.8. Exposition ou fluence.....	<b>11</b>
1.9. Etendue géométrique.....	<b>11</b>
2. Relations entre grandeurs.....	<b>14</b>
2.1. Flux et intensité.....	<b>14</b>
2.2. Flux et luminance.....	<b>14</b>
2.3. Intensité et luminance.....	<b>15</b>
2.4. Luminance et exitance.....	<b>15</b>
2.5. Eclairement et intensité : loi de Bouguer.....	<b>15</b>
2.6. Eclairement et luminance.....	<b>16</b>
2.7. Cas des rayonnements uniformes en luminance.....	<b>17</b>
2.8. Cas des diffuseurs parfaits.....	<b>20</b>
3. Relations photométriques dans les systèmes optiques.....	<b>21</b>
3.1. Transfert de l'étendue géométrique et de la luminance à la réfraction.....	<b>22</b>
3.2. Collecteurs de flux.....	<b>24</b>
3.3. Capteurs d'images.....	<b>25</b>
3.4. Cas des systèmes à champ large.....	<b>27</b>
4. Grandeurs spectrales.....	<b>28</b>
4.1. Spectre d'un rayonnement.....	<b>28</b>
4.2. Surfaces et milieux de propagation.....	<b>29</b>
4.3. Conversion entre unités énergétiques et unités photoniques.....	<b>29</b>
4.4. Conversion entre unités énergétiques et unités visuelles.....	<b>30</b>
4.5. Rayonnement corps noir.....	<b>31</b>
4.6. Quelques ordres de grandeurs.....	<b>33</b>
5. Annexe : efficacité visuelle du corps noir.....	<b>35</b>

# I.Présentation

## *Module :*

---

Métrologie optique

## *Auteur(s) :*

---

Pascal PICART & Jean Louis MEYZONNETTE - Institut d'Optique – Graduate School & Université du Maine

## *Résumé :*

---

-

## *Mots-clés :*

---

-

## *Pré-requis :*

---

-

## *Objectif(s) pédagogique(s) :*

---

-

## *Plan du cours :*

---

- Introduction
- Définitions de base
- Relations entre grandeurs
- Relations photométriques dans les systèmes optiques
- Grandeurs spectrales
- Annexe : efficacité visuelle du corps noir

## *Conception & production :*

---

PRN - Le Mans Université

## *Licence :*

---

Licence GNU<sup>1</sup>

1 - <http://www.gnu.org/licenses/fdl.txt>

## II. Cours

La radiométrie optique, ou photométrie, est la discipline concernant la caractérisation théorique et expérimentale des rayonnements optiques. Elle a pour objet les grandeurs qui définissent les rayonnements, les lois qui en régissent l'émission, la propagation et la détection. La photométrie est concernée par les rayonnements optiques qui couvrent le visible, l'infrarouge et l'ultraviolet. Elle joue un rôle très important dans la conception et la qualité d'un instrument d'optique ou optronique. En effet, elle sert à établir le budget énergétique des diverses solutions techniques et elle permet d'évaluer théoriquement les performances du système. Généralement, les capteurs optiques permettent la traduction en signaux électriques de l'information portée par de la lumière visible ou des rayonnements de longueurs d'ondes voisines : infrarouge et ultraviolet. Cependant, le spectre des ondes électromagnétiques est beaucoup plus riche que la simple fenêtre spectrale offerte par la sensibilité de l'œil (figure 1.1).

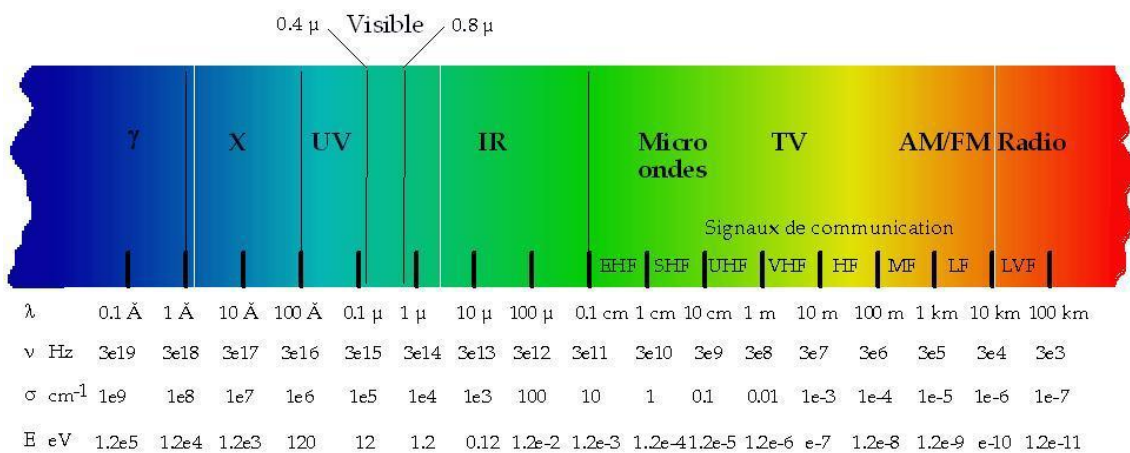


Figure 1.1 : spectre des ondes électromagnétiques

La lumière présente à la fois un aspect géométrique (voir Fascicules « Optique Géométrique et Instrumentale », un aspect ondulatoire et un aspect corpusculaire. Considérée sous son aspect ondulatoire, la lumière apparaît constituée d'ondes électromagnétiques émises lors de transitions électroniques entre niveaux d'énergie des atomes de la source. Ces ondes se propagent dans le vide à la vitesse  $c = 299792458 \text{ m.s}^{-1}$  (soit environ  $3 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$ ) et à une vitesse réduite  $c/n$  dans la matière. La fréquence  $\nu$  et la longueur d'onde sont liées par la relation  $\lambda = c/\nu$  où  $\lambda$  est la longueur d'onde du rayonnement dans le vide.

Si on considère la théorie corpusculaire de la lumière, alors chaque photon transporte une énergie individuelle  $E$  proportionnelle à la fréquence du rayonnement suivant la relation suivante

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$

où  $h = 6,62 \times 10^{-34} \text{ J.s}$  est la constante de Planck.

Le rayonnement est généralement émis par une source de lumière. On distingue différents types de sources.

Les lampes à filament de tungstène sont constituées d'un filament de tungstène placé dans une ampoule en verre ou en quartz contenant un gaz rare ou un halogène (iode) destiné à limiter l'évaporation du filament. Celui-ci est chauffé par un courant dont l'intensité détermine la température vraie. Le filament se comporte alors comme un corps noir et émet de la lumière dans le visible. L'intérêt de ce type de lampe vient de leur spectre très étendu et du

rayonnement dans tous l'espace ; en revanche, leur durée de vie est limitée et elles sont fragiles aux chocs, de plus l'inertie thermique rend toute modulation impossible.

Les diodes électroluminescentes (DEL ou en anglais LED) ont des spectres plus étroits que les lampes à filament de tungstène. Elles fonctionnent avec des jonctions PN dans lesquelles la recombinaison d'un électron et d'un trou conduit à l'émission d'un photon. Leur temps de réponse est faible et ces sources sont robustes et fiables. En revanche, elles sont sensibles à la température et leur rayonnement est faiblement énergétique.

Dans les sources laser, il y a amplification de lumière (voir cours « Laser », ENSIM 1) ce qui conduit à des rayonnements fortement énergétiques avec un spectre quasi monochromatique et une très grande directivité. Il existe différents types de lasers : à gaz (HeNe, CO<sub>2</sub>), à solide (Néodyme YAG, Titane-Saphire, diode laser), à colorants ou chimique (eximères).

Ce fascicule propose une introduction à la photométrie. Il se focalise dans un premier temps sur les définitions et grandeurs de base de la photométrie. Dans une seconde partie, les relations entre les grandeurs puis la photométrie des systèmes optiques sont abordés.

## 1. Définitions de base

Une source est un générateur de lumière à partir de diverses formes d'énergie telles que les énergies électriques (lampe à filament de tungstène, lasers, diodes,..) électronique (tube à rayons cathodiques, lampe à luminescence,..), thermique (rayonnement en fonction de la température, soleil,..) ou optique (scènes naturelles vues par réflexion ou par diffusion de l'éclairage ambiant,..). Les sources de rayonnement reposent sur les caractéristiques suivantes : géométrie de l'émetteur, géométrie de son rayonnement, spectre, forme de l'émission dans le temps (continue ou impulsionnelle). Les éléments tels que rendement énergétique, consommation électrique, masse, dimensions,.. sont généralement imposés par le cahier des charges du système.

### 1.1. Flux

Tout rayonnement optique transporte de l'énergie. Le débit d'énergie qui en résulte à chaque instant, par unité de temps, est appelé **flux énergétique**. On le note  $\phi$  et il est exprimé en **Watts (W)**. La théorie électromagnétique montre que le flux énergétique est égal au flux de son vecteur de Poynting. La valeur moyenne temporelle du vecteur de Poynting est donnée par

$$\langle \|\vec{S}\| \rangle = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \|\vec{E}_0\|^2$$

où  $\epsilon$  et  $\mu$  sont la permittivité et la perméabilité magnétique du milieu,  $E_0$  étant le vecteur champ électrique. Le flux énergétique est aussi appelé **puissance** (en particulier on parle de la puissance d'un laser).

Le flux énergétique d'un rayonnement constitué de photons de même énergie est donc égal au produit de son débit de photons (par unité de temps) par l'énergie individuelle de chaque photon. Le débit de photons par unité de temps est appelé flux photonique, noté  $\phi_p$ . On a

$$\Phi = E \times \Phi_p = \frac{hc}{\lambda} \Phi_p$$

On définit un troisième flux appelé **flux lumineux** dont l'unité est le **lumen (lm)** pour quantifier les simulations visuelles des rayonnements sur un observateur standard.

## 1.2. Angle solide

L'angle solide sous lequel un objet est vu depuis un point d'observation  $O$  est le rapport entre l'aire de la projection conique du contour apparent de cet objet sur une sphère centrée en  $O$ , par le carré du rayon de la sphère (figure 2.1).

Cette grandeur, qui est le rapport entre une surface et le carré d'une distance, est exprimée en **stéradians (sr)**. Elle représente l'extension dans l'espace de la notion d'angle qui est défini généralement dans un plan. On a

$$\Omega = \frac{S}{d^2}$$

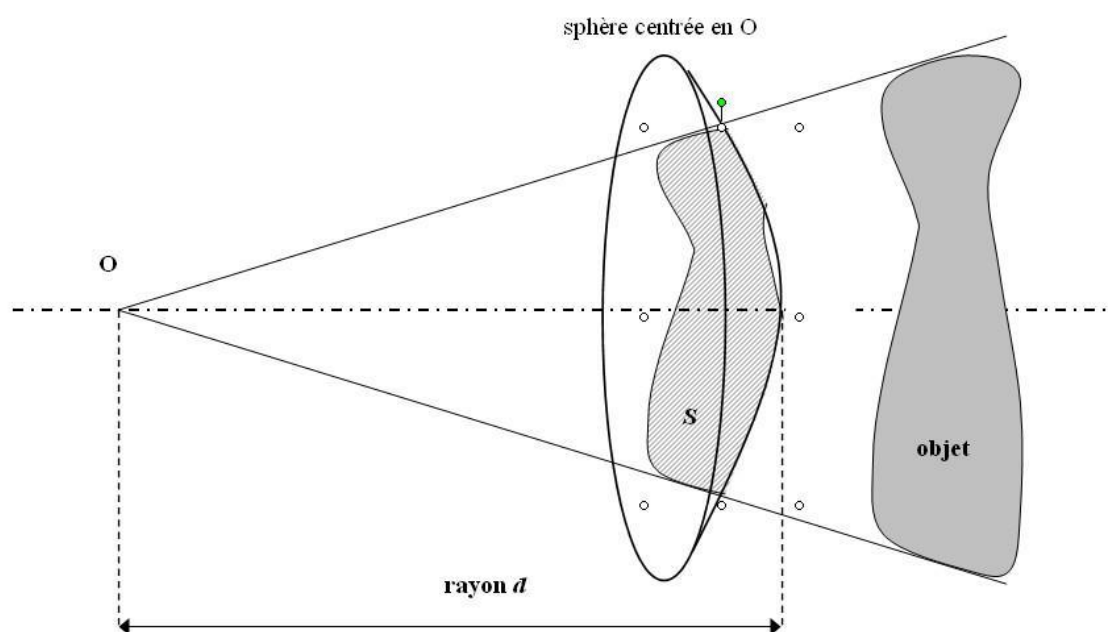


Figure 2.1 : définition de l'angle solide

Si l'objet est plan et si ses dimensions transversales sont petites vis à vis de sa distance au point  $O$ , l'angle solide élémentaire s'exprimera

$$d\Omega = \frac{dS \cos \theta}{d^2}$$

$dS$  étant la surface réelle de l'objet et  $\theta$  étant l'angle entre la normale de l'objet et la direction d'observation (figure 2.2). Le terme  $dS \cos \theta$  est la surface apparente de l'objet dans la direction d'obliquité dont le facteur est  $dS \cos \theta$ .

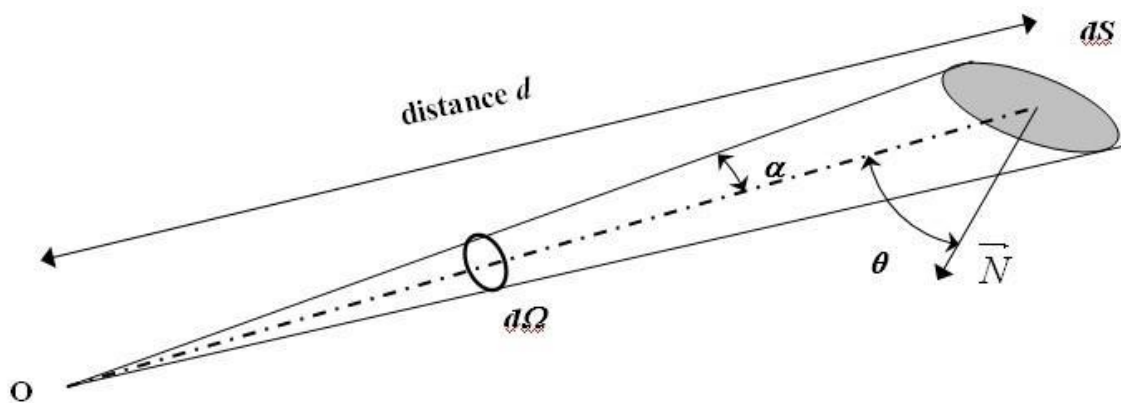


Figure 2.2 : angle solide élémentaire

Si l'objet est perçu sous la forme d'un disque de rayon  $R$  ( $dS = \pi R^2$ ) dont le rayon angulaire  $\alpha$  (demi angle au sommet) est petit alors l'angle solide pour cet objet est donné par (figure 2.3)

$$\Omega = \frac{\pi R^2}{d^2} \approx \pi \alpha^2$$

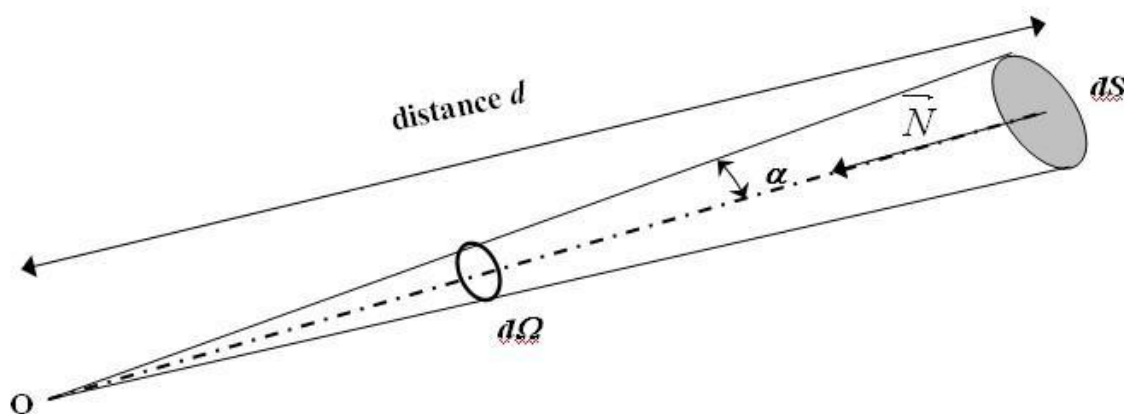


Figure 2.3 : angle solide pour un disque

Considérons maintenant un angle solide élémentaire défini par une couronne de rayon  $R$  dont le rayon angulaire moyen est  $\alpha$  et la largeur angulaire  $d\alpha$ . Le disque de rayon  $R$  a une surface  $S = \pi R^2$  et pour une variation  $dR$  du rayon, la surface de la couronne  $dS = 2\pi R dR$  (figure 2.3). L'angle solide vaut donc

$$d\Omega = \frac{dS \cos \alpha}{d^2} = \frac{2\pi R dR \cos(\alpha)}{d^2} = 2\pi \frac{R}{d} \frac{dR}{d} \cos(\alpha)$$

comme  $\tan(\alpha) = \frac{R}{d}$  et  $d\alpha = \frac{dR}{d}$ , il vient :

$$d\Omega = 2\pi \sin(\alpha) d\alpha$$

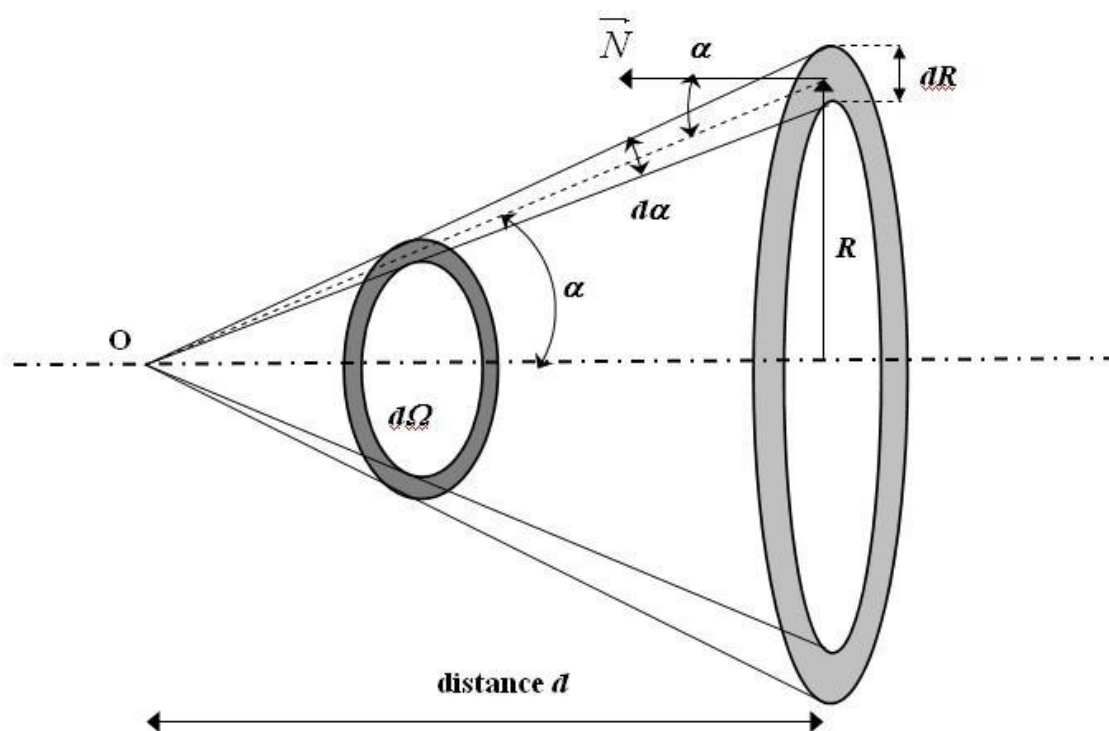


Figure 2.4 : angle solide pour une couronne

Pour un cône de révolution de demi-angle au sommet  $\alpha_M$ , l'angle solide est donné par

$$\Omega = \int_0^{\alpha_M} d\Omega = \int_0^{\alpha_M} 2\pi \sin(\alpha) d\alpha = 2\pi(1 - \cos\alpha_M)$$

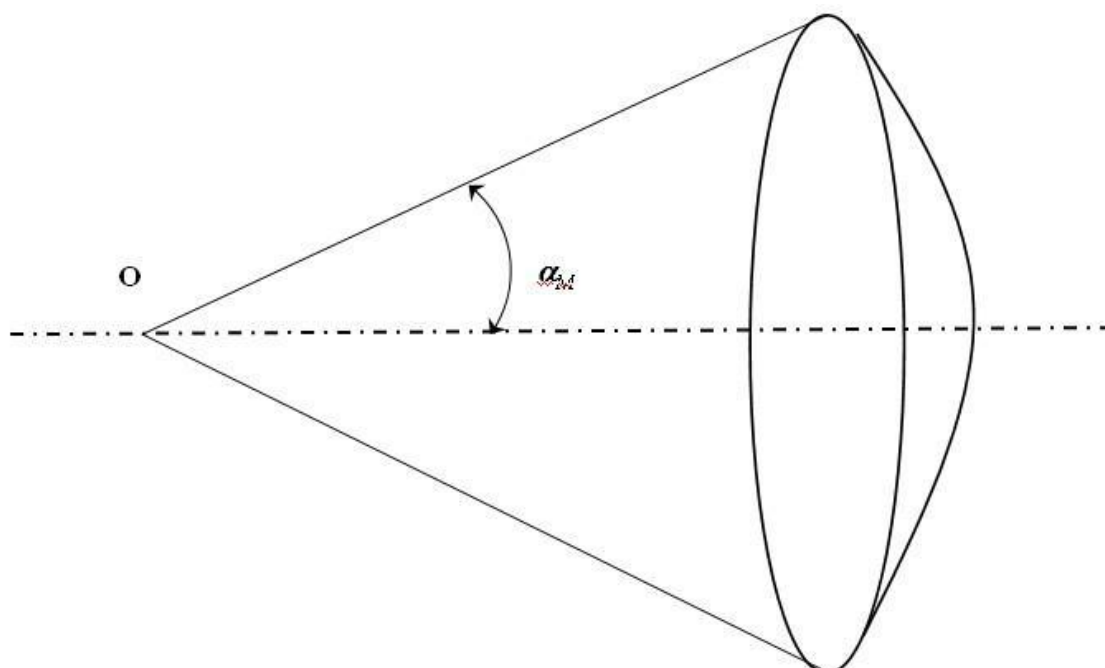


Figure 2.5 : angle solide pour un cône de révolution

L'angle solide correspondant à un demi espace est donné par

$$\Omega_{demi-espace} = \int_0^{\pi/2} d\Omega = 2\pi \text{ sr}$$

et pour l'espace tout entier on a

$$\Omega_{espace} = \int_0^{\pi} d\Omega = 4\pi \text{ sr}$$

### 1.3. Intensité

L'intensité d'un émetteur dans une direction donnée est le flux qu'il émet par unité d'angle solide dans la direction considérée. L'**intensité** est notée  $I_s$  et elle s'exprime en  $W.sr^{-1}$ . On a

$$I_s = \frac{d\Phi}{d\Omega_s}$$

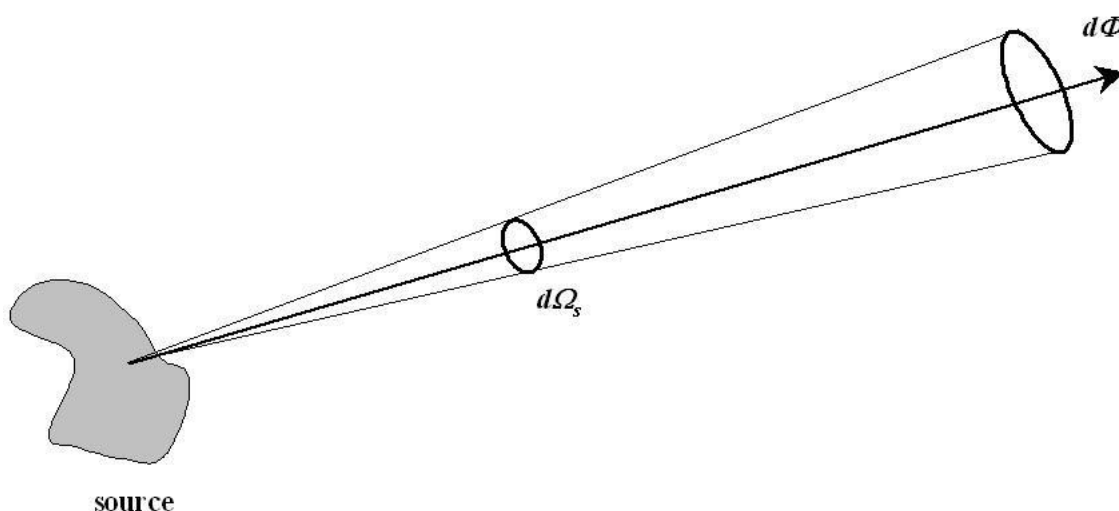


Figure 2.6 : intensité d'une source

Une source dite isotrope est une source dont l'intensité est indépendante de la direction d'émission. Cependant cette situation est très peu fréquente en pratique. Le comportement angulaire d'un rayonnement est caractérisé par l'indicatrice d'intensité ou diagramme de rayonnement. L'indicatrice d'une source isotrope est une sphère.

### 1.4. Luminance

La notion d'intensité ne donne pas accès à la répartition spatiale des émetteurs de la source, à leur géométrie, à leur importance relative. Pour caractériser le rayonnement par ses propriétés spatiales et angulaires, on définit la luminance.

La luminance est définie comme étant l'intensité par unité de surface apparente dans une direction donnée, soit

$$L_s = \frac{dI_s}{dA_s \cos\theta_s}$$

où  $A_s$  est l'élément de surface de source et  $\theta_s$  est l'angle entre la normale à la source et la direction d'émission. On a donc

$$L_s = \frac{d^2 \Phi}{dA_s \cos \theta_s d\Omega_s}$$

La **luminance** s'exprime en  $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ . La luminance est parfois appelée brillance ou luminosité. Avec la relation précédente, il vient

$$d^2 \Phi = L_s dA_s d\Omega_s \cos \theta_s$$

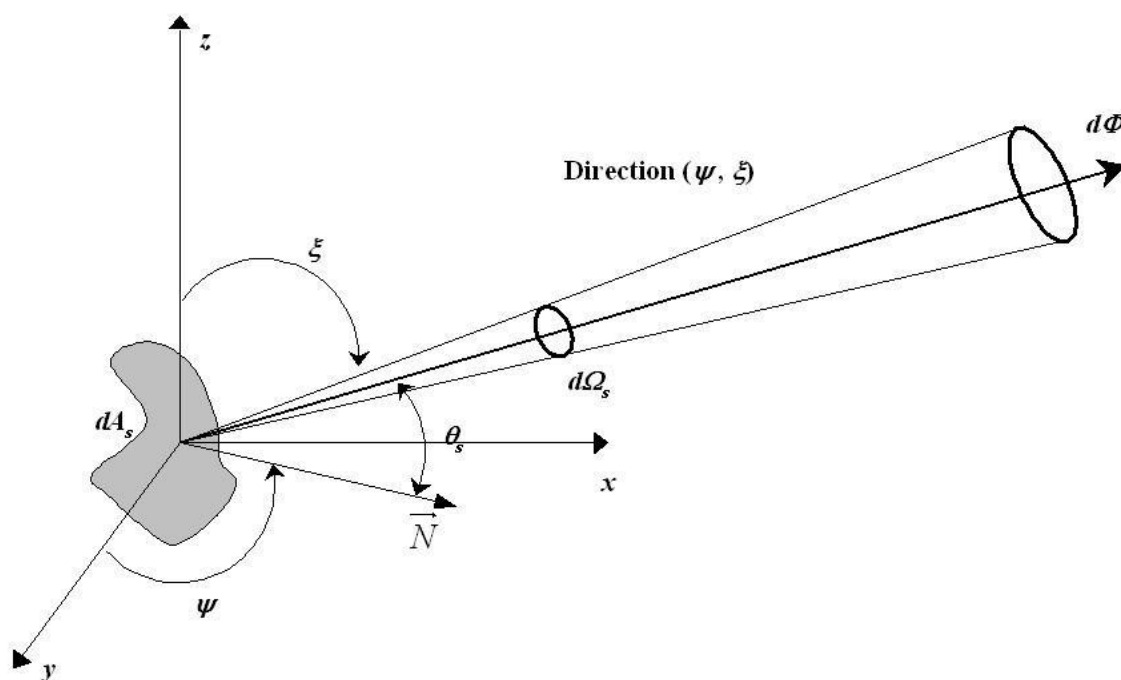


Figure 2.7 : luminance d'une source

Pour un point donné de l'espace, la luminance dépend en général de la direction d'émission et les propriétés angulaires du rayonnement issu de cet endroit sont définies par son indicatrice de luminance. Cette indicatrice est le lieu du vecteur  $L_s(\psi, \xi)$  dont l'origine maintenue fixe est le point considéré.

## 1.5. Eclairement

L'éclairement d'un plan en un point donné est le flux incident par unité de surface en ce plan, au point considéré. On a donc

$$E = \frac{\Phi}{A_R}$$

où  $A_R$  est la surface éclairée. L'**éclairement** s'exprime en  $\text{Wm}^{-2}$ .

## 1.6. Exitance

L'exitance d'une surface émissive en un point est le flux émis dans un **demi-espace** par unité d'aire de la surface émissive centrée en ce point. On a

$$M = \frac{d\Phi}{dA_s}$$

L'**exitance** s'exprime en  $\text{Wm}^{-2}$ . Cette dénomination remplace les termes anciens d'émittance et de radiance.

### 1.7. Quantité de lumière

La quantité de lumière délivrée par un rayonnement dont le flux est  $\phi$  pendant une durée  $\Delta t = t_2 - t_1$  est donnée par

$$f = \int_{t_1}^{t_2} \Phi(t) dt$$

Si le flux est constant sur la durée  $\Delta t$ , il vient  $f = \phi \Delta t$ . La **quantité de lumière** s'exprime en joules ( $J$ ).

### 1.8. Exposition ou fluence

L'exposition d'une surface pendant une durée  $\Delta t$  est donnée par

$$\zeta = \int_{t_1}^{t_2} E(t) dt$$

L'**exposition** s'exprime en joules ( $\text{Wm}^{-2}$ ).

### 1.9. Étendue géométrique

Il ressort du paragraphe 2.4 que

$$d^2 \Phi = L_s dA_s d\Omega_s \cos \theta_s$$

Le flux est donc proportionnel à la luminance du rayonnement et à la quantité

$$d^2 G = dA_s d\Omega_s \cos \theta_s$$

qui est une caractéristique de la géométrie d'émission (surface et angle solide). Cette grandeur est appelée **étendue géométrique** du pinceau de lumière considéré.

L'angle solide exprimé dans la relation ci dessus est celui sous lequel la source voit le récepteur. Pour un pinceau lumineux défini par deux diaphragmes de surface  $dA_R$  et  $dA_S$  situés à la distance  $d$ , l'étendue géométrique s'exprime par l'une des trois relations suivantes

$$d^2 G = dA_s d\Omega_s \cos \theta_s$$

$$d^2 G = dA_R d\Omega_R \cos \theta_R$$

$$d^2 G = \frac{dA_S dA_R \cos \theta_S \cos \theta_R}{d^2}$$

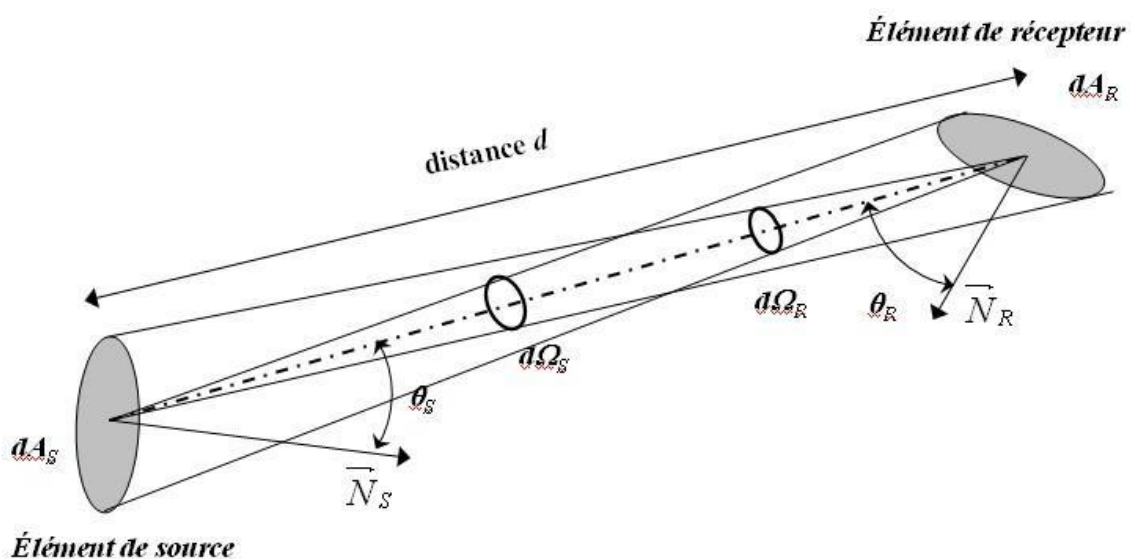


Figure 2.8 : étendue géométrique d'un pinceau de lumière

Dans le cas général, si les éléments de source et de récepteurs ne sont plus considérés comme « élémentaires », comme dans le cas du pinceau de lumière, l'étendue géométrique  $G$  est la somme des étendues géométriques élémentaires de tous les pinceaux dont elle est constituée. On a donc

$$G = \int_{\text{surface source}} \int_{\text{surface récepteur}} d^2 G$$

Un cas fréquemment rencontré est celui où émetteur et récepteur sont coaxiaux et où la source voit le récepteur circulaire sous un rayon angulaire  $\alpha_M$ .

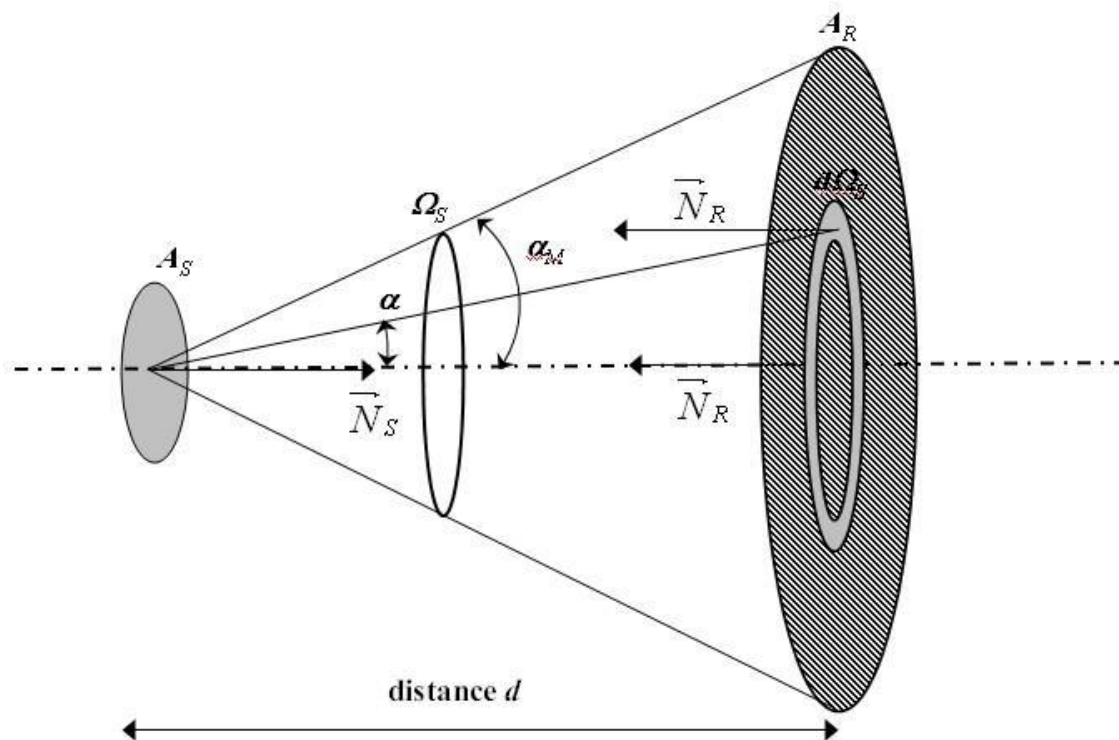


Figure 2.9 : étendue géométrique d'un faisceau

Dans ce cas, on exprime l'étendue élémentaire sous la forme

$$d^2 G = dA_S d\Omega_S \cos\theta_S$$

avec  $\theta_S = \alpha$  et , d'où  $d\Omega_S = 2\pi \sin(\alpha)d\alpha$

$$d^2 G = 2\pi dA_S \sin(\alpha) d\alpha$$

et on a

$$G = \int_{\substack{\text{surface} \\ \text{source}}} \int_{\substack{\text{angle} \\ \text{source ouverture}}} d^2 G = \pi \int_{\text{source}} dA_S \int_0^{\alpha_M} 2 \sin \alpha \cos \alpha d\alpha$$

donnant

$$G = \pi A_S \sin^2 \alpha_M$$

### a) Conservation de la luminance

Considérons la figure 2.8, si le milieu de propagation est homogène sans pertes, le flux émis par la source est aussi le flux reçu par le récepteur, dans l'angle solide concerné par la source et le récepteur. On a donc  $d^2 \Phi_S = d^2 \Phi_R$  et par conséquent il apparaît que la luminance est conservée tout au long d'un pinceau lumineux, depuis la source jusqu'au récepteur.

Si le milieu introduit des pertes, on appelle facteur de transmission du milieu sur le trajet considéré le rapport

$$T = \frac{d^2 \Phi_R}{d^2 \Phi_S}$$

La facteur de transmission d'un milieu est donc un rapport de flux.

### b) Unités de base

Le tableau suivant résume les principales unités radiométriques du système international que l'on doit employer pour quantifier les grandeurs énergétiques, photoniques et lumineuses d'un rayonnement.

Grandeur	Unités énergétiques	Unités photoniques	Unités visuelles
Flux	W	s <sup>-1</sup>	lm
Intensité	W sr <sup>-1</sup>	s <sup>-1</sup> sr <sup>-1</sup>	candela (cd)
Luminance	W m <sup>-2</sup> sr <sup>-1</sup>	s <sup>-1</sup> m <sup>-2</sup> sr <sup>-1</sup>	cd m <sup>-2</sup>
Eclairement	W m <sup>-2</sup>	s <sup>-1</sup> m <sup>-2</sup>	lux
Exitance	W m <sup>-2</sup>	s <sup>-1</sup> m <sup>-2</sup>	lm m <sup>-2</sup>
Quantité de lumière	J	nombre de photons	lm s
Exposition	J m <sup>-2</sup>	nombre de photons m <sup>-2</sup>	lm s m <sup>-2</sup>

Figure 2.11 : tableau des grandeurs énergétiques, photoniques et visuelles

## 2. Relations entre grandeurs

### 2.1. Flux et intensité

D'après la définition de l'intensité, le flux lumineux émis dans un angle solide  $\Omega_S$  est donné par

$$d\Phi = I_S d\Omega_S$$

soit

$$\Phi = \int_{\Omega_S} I_S d\Omega_S$$

Si une source est isotrope d'intensité  $I_0$ , alors le flux émis dans tout l'espace ( $4\pi\text{sr}$ ) est égal à

$$\Phi_{\text{espace}} = 4\pi I_0$$

### 2.2. Flux et luminance

Comme il a été signalé précédemment, pour une source de luminance  $L_S$ , nous avons

$$d^2 \Phi = L_S dA_S d\Omega_S \cos \theta_S = L_S d^2 G$$

et le flux émis est donné par

$$\Phi = \int_{\substack{\text{surface} \\ \text{source}}} \int_{\substack{\text{surface} \\ \text{récepteur}}} L_S d^2 G$$

Dans le cas où la luminance est uniforme, le flux émis est simplement

$$\Phi = L_S G$$

### 2.3. Intensité et luminance

Considérons la relation  $d^2 \Phi_S = L_S dA_S d\Omega_S \cos \theta_S$  et évaluons le flux émis par l'ensemble de la source dans l'élément d'angle solide. Nous avons

$$d\Phi_S = \int_{\text{source}} d^2 \Phi_S = d\Omega_S \int_{\text{source}} L_S \cos \theta_S dA_S$$

Comme l'intensité est définie par le flux que la source émet par unité d'angle solide le long du pinceau de lumière, on a

$$I_S = \frac{d\Phi_S}{d\Omega_S} = \int_{\text{source}} L_S \cos \theta_S dA_S$$

### 2.4. Luminance et exitance

Le flux élémentaire émis dans l'élément d'angle solide par la source de luminance  $L_S$  est donné par

$$d^2 \Phi = L_S dA_S d\Omega_S \cos \theta_S$$

Le flux émis par la source dans un demi-espace est donné par la sommation des contributions élémentaires sur toutes les directions d'émission, soit

$$\Phi_{\substack{\text{demi} \\ \text{espace}}} = dA_S \int_{\substack{\text{demi} \\ \text{espace}}} L_S \cos \theta_S d\Omega_S$$

De part la définition de l'exitance, on en déduit que

$$M = \frac{\Phi_{\substack{\text{demi-espace}}}}{dA_S} = \int_{\substack{\text{demi} \\ \text{espace}}} L_S \cos \theta_S d\Omega_S$$

### 2.5. Eclairement et intensité : loi de Bouguer

Si une source est petite ou quasi-ponctuelle vis à vis de la distance qui la sépare du point de mesure, l'intensité est le paramètre qui la caractérise le mieux. Le flux élémentaire issu de la source et reçu à une distance  $d$  par une surface plane élémentaire  $dA_R$  éclairée sous l'angle  $\theta_R$  est donné par

$$d\Phi_R = I_S d\Omega_S = I_S \frac{dA_R \cos\theta_R}{d^2}$$

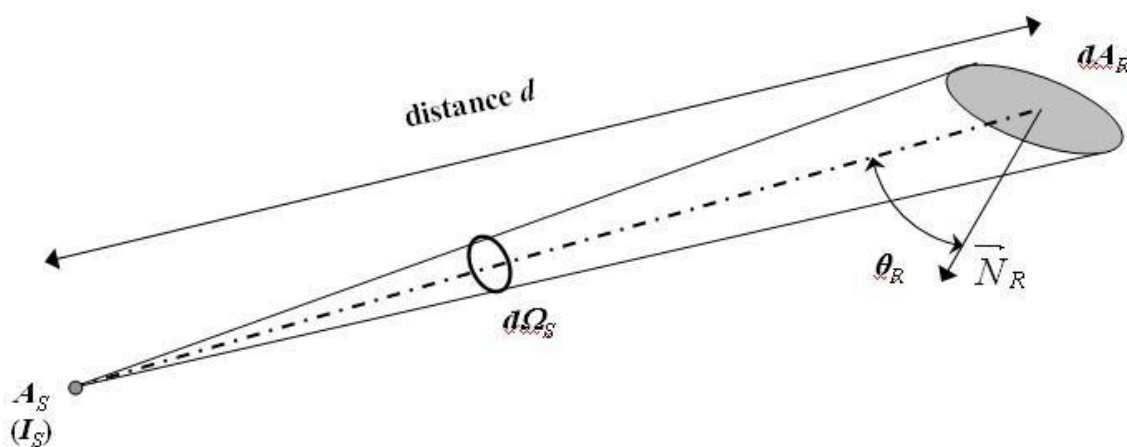


Figure 3.1 : loi de Bouguer

L'éclairement de la surface est donc

$$E_R = \frac{d\Phi_R}{dA_R} = \frac{I_S \cos\theta_R}{d^2}$$

ce qui constitue la **loi de Bouguer**.

## 2.6. Eclairement et luminance

Pour une source étendue, le paramètre à considérer est la luminance. Si  $L_R$  est la luminance apparente de la zone éclairée,  $\theta_R$  l'angle d'incidence et  $d\Omega_R$  l'angle solide du pinceau, le flux élémentaire arrivant sur la surface  $dA_R$  est donné par

$$d^2\Phi_R = L_R dA_R d\Omega_R \cos\theta_R$$

et l'éclairement résultant est égal à

$$dE_R = \frac{d^2\Phi_R}{dA_R} = L_R \cos\theta_R d\Omega_R$$

Dans le cas d'un éclairage hémisphérique de luminance non uniforme, la contribution d'éclairement  $dE_R$  provenant de l'angle solide élémentaire doit être intégrée sur le demi-espace pour déterminer l'éclairement total. Dans ce cas, on aura

$$E_R = \int_{\text{demi espace}} dE_R = \int_{\text{demi espace}} L_R \cos\theta_R d\Omega_R$$

## 2.7. Cas des rayonnements uniformes en luminance

La luminance est le paramètre qui dépend à la fois d'une position dans l'espace (coordonnées  $x, y$  sur la source) et de la direction d'émission (coordonnées angulaires  $\Psi, \zeta$ ). Pour un certain nombre de sources, la luminance peut être considérée comme uniforme, c'est à dire que  $L_S(x, y, \Psi, \zeta) = L_S$

Considérons un rayonnement à luminance uniforme traversant un diaphragme constitué d'un cône de demi-angle au sommet  $\theta_M$  (figure 3.2).

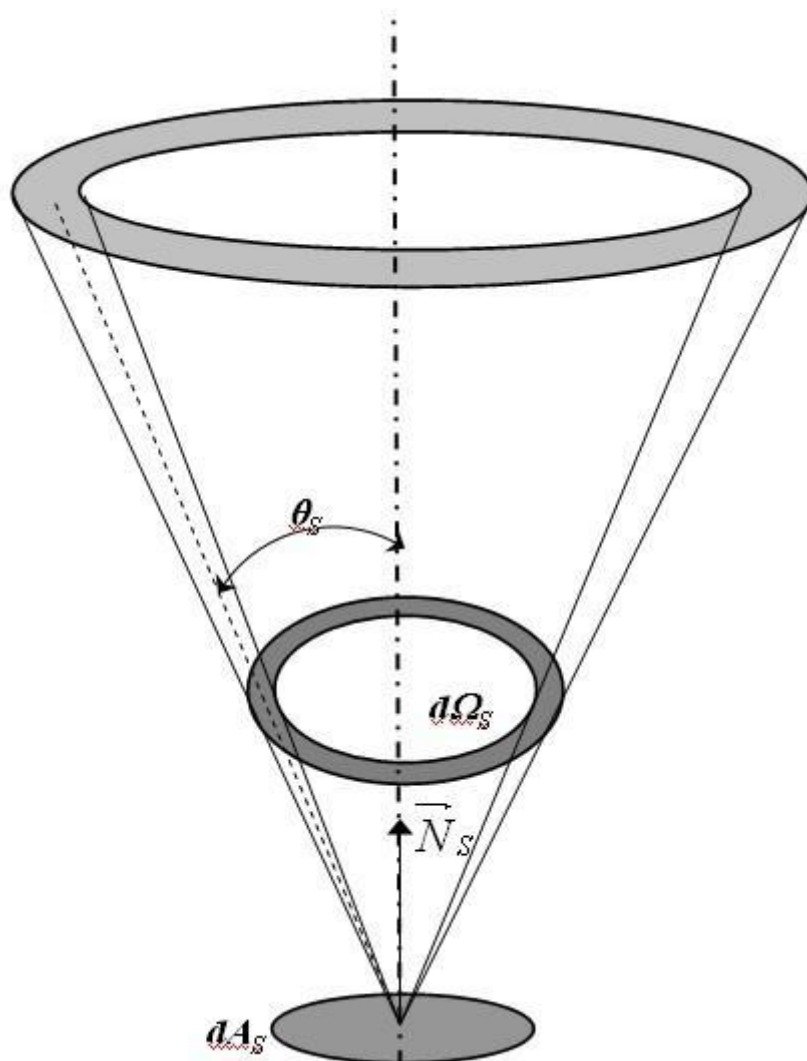


Figure 3.2 : relation luminance-exittance

L'angle solide est décomposé en anneau comme il a été décrit au paragraphe 2.2. Puisque la luminance est uniforme, l'exittance de la source est donnée par

$$M_S = \frac{\Phi_{S \text{ cône}}}{dA_S} = L_S \int_{\text{cône}} \cos(\theta_S) d\Omega_S = L_S \int_0^{\theta_M} 2\pi \sin(\theta_S) \cos(\theta_S) d\theta_S$$

donnant

$$M_S = \pi L_S \sin^2 \theta_M$$

Pour un rayonnement dans le demi-espace, on a  $\theta_M = \pi/2$  et il vient

$$M_{S, \text{demi-espace}} = \pi L_S$$

De la relation précédente, on déduit le flux émis par la source. On a

$$\Phi_{S, \text{source}} = \int_{\text{source}} M dA_S = \int_{\text{source}} \pi L_S \sin^2 \theta_M dA_S$$

et pour la luminance uniforme sur l'ensemble de la surface de la source, on a

$$\Phi_{S, \text{source}} = \pi L_S A_S \sin^2 \theta_M$$

Pour un rayonnement uniforme dans le demi-espace, on a  $\theta_M = \pi/2$  et il vient

$$\Phi_{S, \text{demi-espace}} = \pi L_S A_S$$

Dans le cas de la luminance globalement uniforme, il a été vu plus haut que l'intensité de la source est donnée par

$$I_S = \int_{\text{source}} L_S \cos \theta_S dA_S = L_S \int_{\text{source}} \cos \theta_S dA_S$$

Comme le terme  $dA_S \cos \theta_S$  est équivalent à la surface apparente de la source, on a finalement,

$$I_S = L_S A_{S, \text{apparente}}$$

Considérons maintenant le cas de l'élément de surface plane  $dAR$  éclairé par un rayonnement uniforme en luminance à l'intérieur d'un angle solide fini  $\Phi_R$  supposé être de révolution autour de l'axe de la surface (figure 3.3).

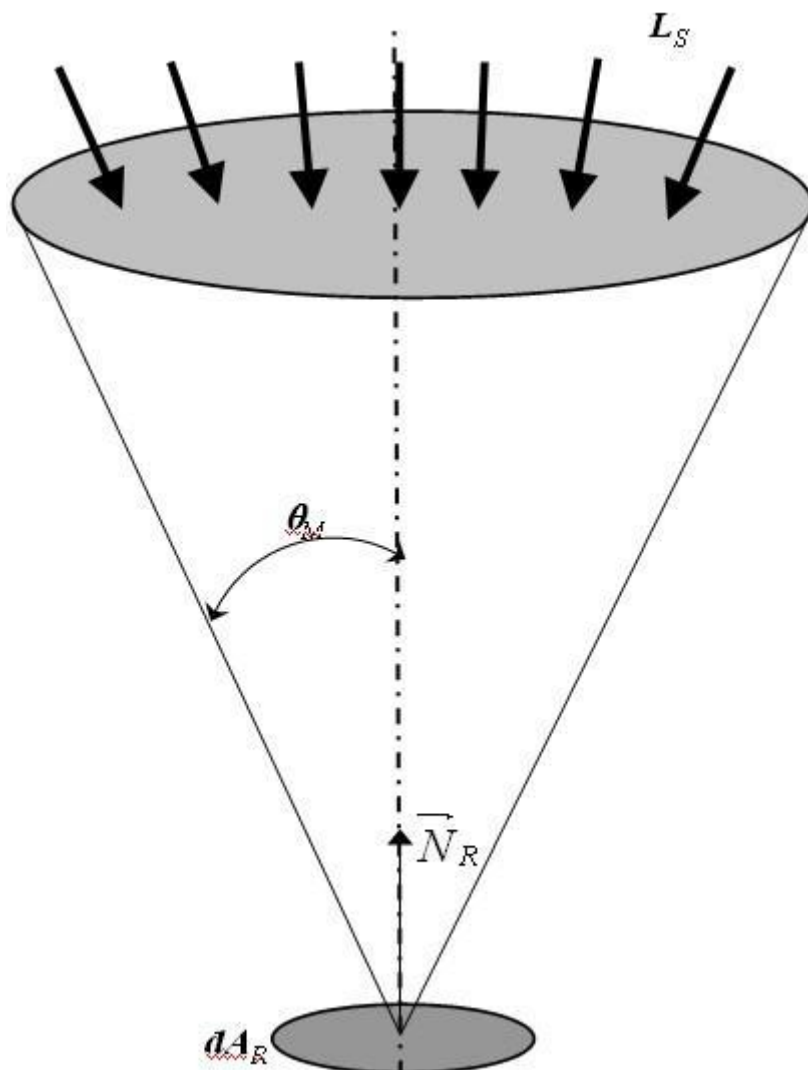


Figure 3.3 : relation éclairement-luminance

Le flux élémentaire reçu par cet élément de surface est

$$d\Phi_R = \int_{\Omega_R} L_S dA_R d\Omega_R$$

De par la symétrie de révolution de la géométrie du problème, on a

$$d\Phi_R = L_S dA_R \int_0^{\theta_M} 2\pi \sin(\theta_R) \cos(\theta_R) d\theta_R = \pi L_S dA_R \sin^2 \theta_M$$

et l'éclairement s'écrit donc

$$E_R = \frac{d\Phi_R}{dA_R} = \pi L_S \sin^2 \theta_M$$

Pour un angle  $\theta_M$  petit, on peut écrire  $E_R = L_S \Omega_M$  où  $\Omega_M$  est l'angle solide sous lequel est vue la source. Dans le cas où le rayonnement est uniforme dans le demi-espace, on a  $\theta_M = \pi/2$  et il vient

$$E_R = \pi L_S$$

## 2.8. Cas des diffuseurs parfaits

Un **diffuseur parfait** est une surface qui réfléchit ou qui transmet la **totalité** du flux incident avec une **luminance uniforme** dans un demi-espace quelle que soit la géométrie de l'éclairage. Ce demi-espace sera amont pour un diffuseur en réflexion et aval pour un diffuseur en transmission.

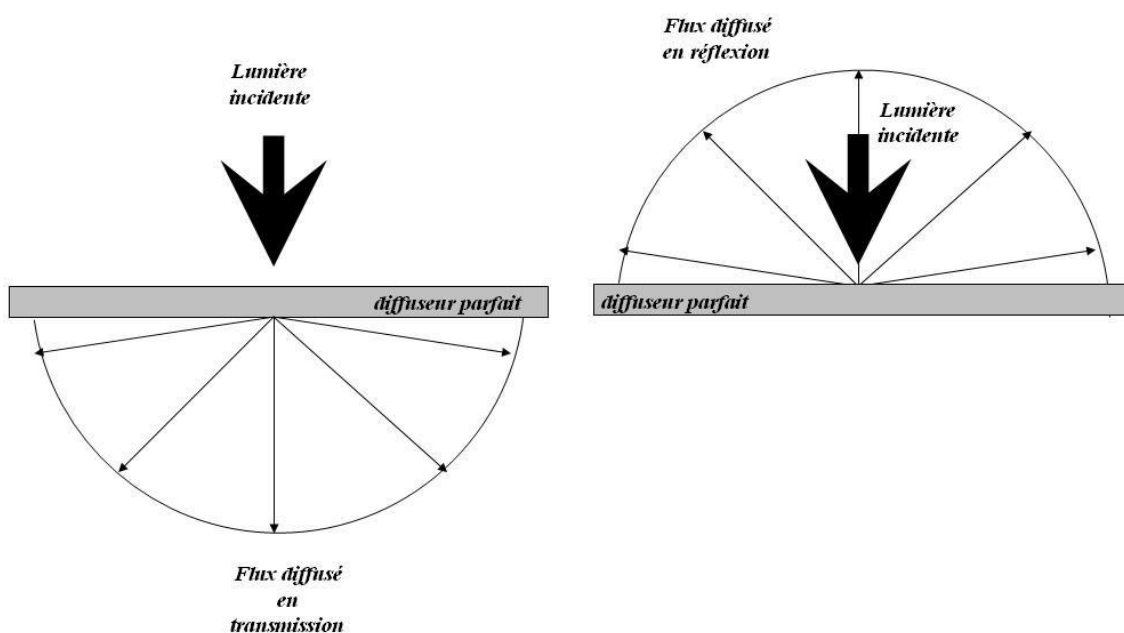


Figure 3.4 : diffusion du flux incident dans le demi-espace

Un diffuseur sera **orthotrope** ou **lambertien** si il réfléchit ou transmet une **fraction** du flux incident avec une **luminance uniforme**. Cette fraction est dénommée **albédo** de la surface ou facteur de réflexion (respectivement transmission).

Cette définition du diffuseur parfait montre que l'existance de ce dernier est égale à l'éclairement reçu et que sa luminance est uniforme et donnée par la relation

$$L_S = \frac{M_S}{\pi} = \frac{E_R}{\pi}$$

Dans le cas d'une surface orthotrope ou lambertienne, le facteur de réflexion ou de transmission n'est plus égal à 1 et on obtient

$$L_S = \frac{\rho_d E_R}{\pi}$$

où  $\rho_d$  est l'albédo du diffuseur.

Sous l'effet d'un flux incident  $\phi_R$ , l'intensité d'un diffuseur plan lambertien dans une direction faisant un angle  $\theta$  avec sa normale est donnée par

$$I_S = \int_{\substack{\text{surface} \\ \text{éclairée}}} L_S \cos \theta dA_S = \int_{\substack{\text{surface} \\ \text{éclairée}}} \frac{\rho_d E_R \cos \theta}{\pi} dA_S$$

et si l'albédo est constant sur toute la surface éclairée on a

$$I_S(\theta) = \frac{\rho_d \cos \theta}{\pi} \int_{\substack{\text{surface} \\ \text{éclairée}}} E_R dA_S = \frac{\rho_d \phi_R \cos \theta}{\pi}$$

L'indicatrice d'intensité en réflexion ou transmission d'un diffuseur plan lambertien est une sphère tangente au diffuseur et dont la valeur maximale est obtenue le long de la normale (figure 3.5).

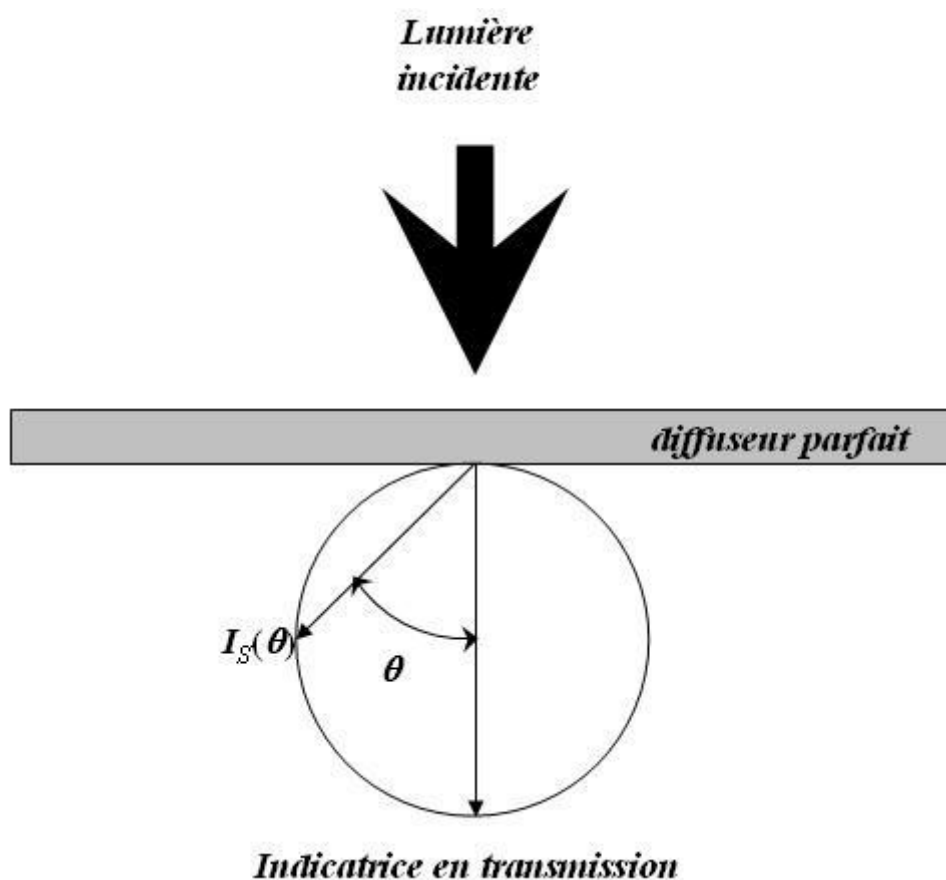


Figure 3.5 : indicatrice d'intensité du diffuseur lambertien

### 3. Relations photométriques dans les systèmes optiques

Ce paragraphe aborde les relations entre les grandeurs photométriques décrites précédemment pour une propagation dans des milieux optiques différents ou dans des composants des systèmes optiques.

### 3.1. Transfert de l'étendue géométrique et de la luminance à la réfraction

Dans le cas d'une propagation dans un milieu homogène avec pertes, le flux est atténué le long du parcours. La luminance est donc également atténuée en cours de propagation, proportionnellement à la transmission du milieu. Cependant, puisque l'angle solide est invariant, l'étendue géométrique reste également invariante. Si la lumière se propage en changeant de milieu, comme c'est le cas pour la réfraction à travers un dioptre, il convient d'évaluer l'étendue géométrique et la luminance tout au long du trajet. Considérons donc un pinceau de lumière d'étendue  $d^2G$ , incident sur un dioptre séparant deux milieux d'indices  $n$  et  $n'$ . On suppose que l'étendue géométrique est limitée par deux petits diaphragmes de cotés  $(dx, dy)$  et  $(dx', dy')$  situés à la distance  $d$  de l'interface (figure 4.1). On considère  $dx = dy$  et par conséquent  $dx' = dy'$ .

L'étendue géométrique définie par le faisceau incident s'exprime comme

$$d^2G = \frac{dA_S dA_0 \cos \theta_S \cos \theta_R}{d^2} = \frac{dx dy}{d^2} dA_0 \cos^2 \theta = d\theta^2 \cos^2 \theta dA_0$$

L'étendue géométrique du pinceau transmis par réfraction s'exprime par

$$d^2G' = \frac{dA_R dA_0 \cos \theta'_S \cos \theta'_R}{d^2} = \frac{dx' dy'}{d^2} dA_0 \cos^2 \theta' = d\theta'^2 \cos^2 \theta' dA_0$$

La loi de la réfraction appliquée au problème donne

$$n \sin \theta = n' \sin \theta'$$

et par différentiation on obtient

$$n \cos \theta d\theta = n' \cos \theta' d\theta'$$

donnant

$$n^2 \cos^2 \theta d\theta^2 = n'^2 \cos^2 \theta' d\theta'^2$$

et par conséquent il vient

$$n^2 d^2G = n'^2 d^2G'$$

Ce résultat se généralise aux faisceaux de dimensions finies en sommant les étendues géométriques élémentaires des pinceaux dont il est composé et on obtient

$$n^2 G = n'^2 G'$$

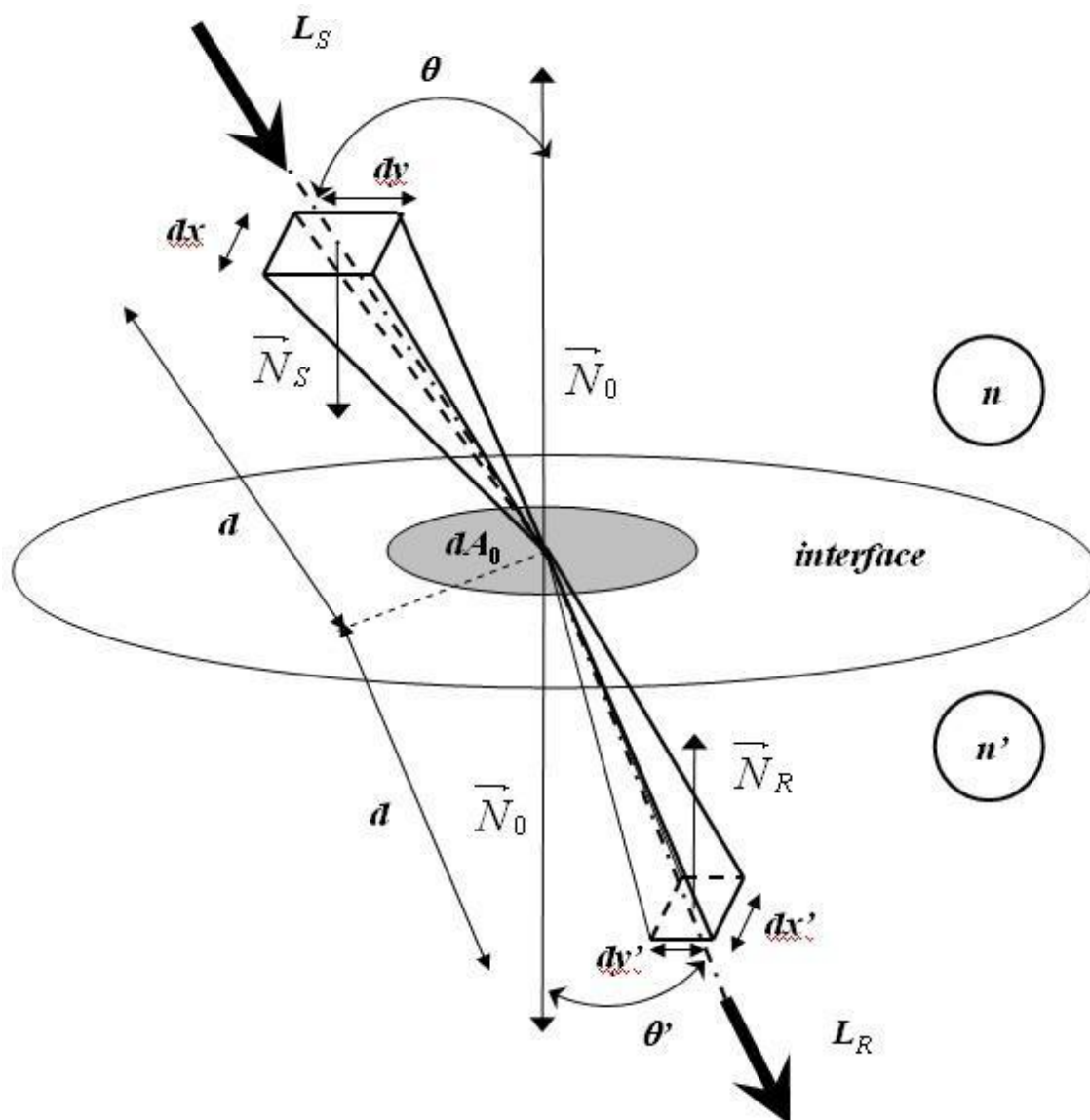


Figure 4.1 : étendue géométrique à la réfraction

Il en résulte que pour un faisceau de lumière qui se réfracte à la surface d'un dioptre séparant deux milieux d'indices différents, le produit de l'étendue géométrique par le carré de l'indice est constant. La conservation de l'étendue géométrique d'un faisceau est maximale dans le vide ou dans l'air.

Si  $T_{opt}$  est le facteur de transmission de l'interface, le flux élémentaire se propageant après réfraction est lié au flux élémentaire incident par

$$d^2 \Phi' = T_{opt} d^2 \Phi$$

On a donc également

$$L'_S d^2 G' = T_{opt} L_S d^2 G$$

où  $L_S$  et  $L'_S$  sont les luminances respectives dans le premier et le second milieu. Ainsi, il vient la relation entre les luminances des deux milieux :

$$L'_S \frac{n^2}{n'^2} d^2 G = T_{opt} L_S d^2 G$$

donnant

$$L'_S = T_{opt} \frac{n'^2}{n^2} L_S$$

### 3.2. Collecteurs de flux

Un collecteur de lux est un système optique qui capte l'ensemble du flux émis par une source. La géométrie typique d'un tel collecteur est décrite sur la figure 4.2.

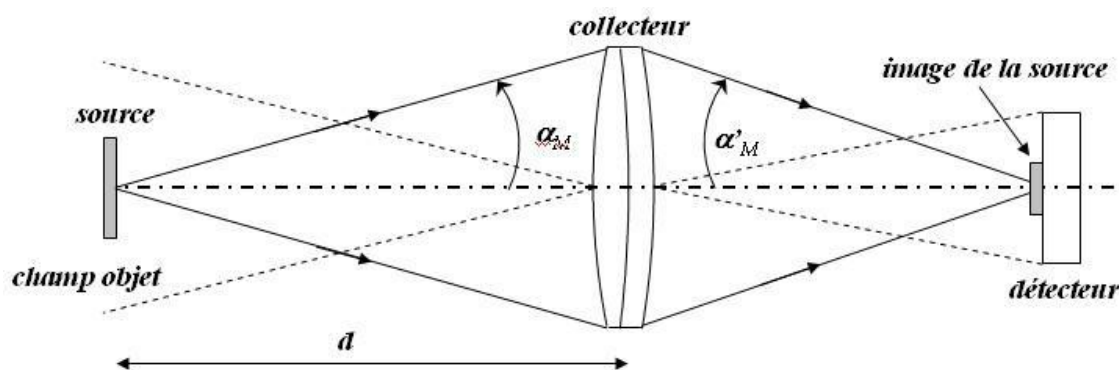


Figure 4.2 : collecteur de flux

Soient  $T_{opt}$  et  $T$  les facteurs de transmission de l'optique et des milieux environnant, respectivement.

Le flux incident sur le détecteur est égal au flux incident sur la pupille du capteur multiplié par les facteurs de transmission.

Pour une source ponctuelle d'intensité  $I_S$  dans la direction du capteur, on a donc

$$\Phi_R = T_{opt} T I_S \Omega_S$$

où  $\Omega_S$  est l'angle solide sous lequel la pupille est vue depuis la source. D'après les résultats précédents, nous avons

$$\Omega_S = 2\pi(1 - \cos \alpha_M)$$

d'où

$$\Phi_R = 2\pi T_{opt} T I_S (1 - \cos \alpha_M)$$

Dans le cas où la source est étendue de surface  $A_S$  et de luminance  $L_S$ , le flux est donné par

$$\Phi_R = T_{opt} T L_S G_S$$

où  $G_S$  est l'étendue géométrique objet de la source à la pupille. Compte tenu de ce qui précède, on a

$$\Phi_R = \pi T_{opt} T L_S A_S \sin^2 \alpha_M$$

### 3.3. Capteurs d'images

Un capteur d'images est plus complexe qu'un capteur de flux car il doit respecter au mieux la géométrie et la photométrie de la scène. L'objet, la scène ou la source sont résolus par le capteurs qui fournit une matrice de pixels et la dimension de l'objet est supérieure à celle d'un pixel. Le flux incident sur chaque pixel est proportionnel à la luminance de l'image,  $L'_S$ , et à l'étendue géométrique  $G_R$  de réception entre optique et pixel. On a donc

$$\Phi_R = L'_S G_R$$

avec, d'après la loi de conservation de la luminance,

$$L'_S = T_{opt} T \frac{n'^2}{n^2} L_S$$

L'étendue géométrique  $G_R$  peut être évaluée dans l'espace image (figure 4.3). Dans le cas où la pupille est circulaire, on a

$$G_R = \pi A_d \sin^2 \alpha'_M$$

Dans le cas où le capteur « regarde à l'infini », on a également

$$\sin \alpha'_M = \frac{1}{2N}$$

$N$  étant le nombre d'ouverture de l'objectif ( $N = f'/D$ ,  $D$  diamètre du diaphragme d'ouverture). Dans ce cas,

$$G_R = \frac{\pi A_d}{4N^2}$$

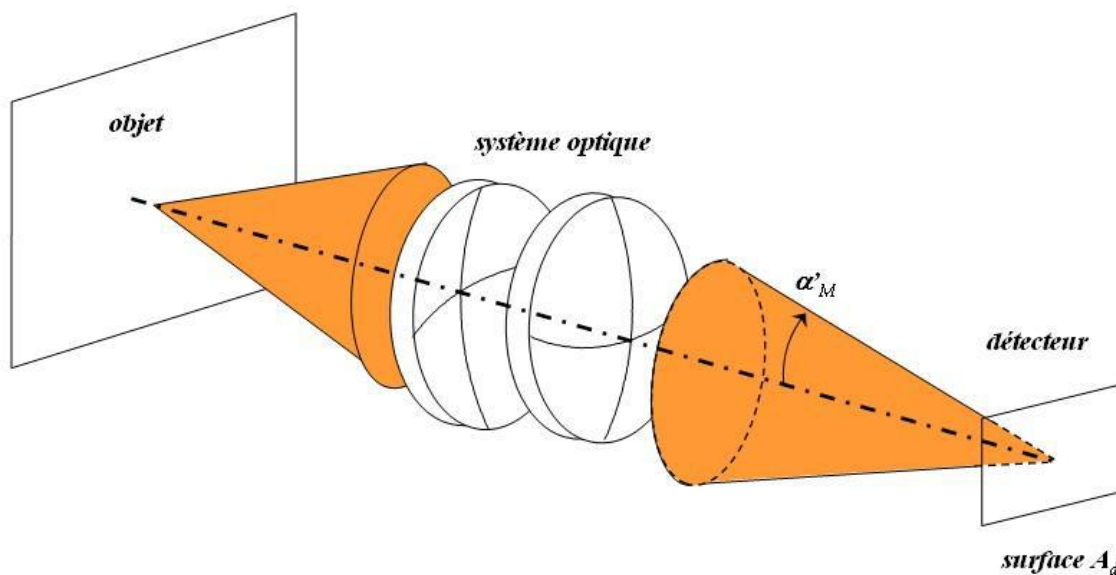


Figure 4.3 : capteur d'images

Le flux reçu dans le cas général (pas d'observation à l'infini) est donc égal à

$$\Phi_R = \pi T_{opt} T \frac{n'^2}{n^2} L_S A_d \sin^2 \alpha'_M$$

Dans le cas où l'image de l'objet couvre la surface  $A_d$ , l'éclairement est donné par

$$E_R = \frac{\Phi_R}{A_d} = \pi T_{opt} T \frac{n'^2}{n^2} L_S \sin^2 \alpha'_M$$

Si le système optique peut être considéré mince, c'est à dire que si le grandissement pupillaire entre la pupille d'entrée et la pupille de sortie du système optique est voisin de 1, on montre aisément que

$$\sin \alpha'_M = \frac{1}{2N(1-g_y)}$$

où  $g_y = \frac{n}{n'} \frac{\overline{H'A'}}{\overline{HA}}$  est le grandissement transversal entre le plan image et le plan objet. L'éclairement devient donc

$$E_R = \frac{\pi n'^2 T_{opt} T L_S}{4 n^2 N^2 (1-g_y)^2}$$

Généralement, la bague du diaphragme de l'objectif est graduée pour des valeurs de  $N$  en progression géométrique de raison  $\sqrt{2}$ , par exemple,  $N = \{2; 2,8; 4; 5,6; 8; 11,3; 16; 22,6; 32\}$ . Ainsi chaque augmentation de la valeur de  $N$  induit une diminution de l'éclairement d'un facteur 2.

### 3.4. Cas des systèmes à champ large

Le paragraphe précédent a traité du flux reçu par un détecteur et de l'éclairement correspondant dans le cas où les objets sources sont situés autour de l'axe du système. Cependant dans le cas de forts champs, supérieurs à 30°, l'éclairement dans le plan image peut varier fortement entre le centre du champ et ses bords. Considérons le capteur d'images de la figure 4.4. L'étendue géométrique image pour un objet au voisinage de l'axe est donnée par

$$G_R = \frac{A_d A_{pup}}{p'^2}$$

où  $A_{pup}$  est la surface de la pupille de sortie et  $p'$  est la distance entre la pupille de sortie et le plan image.

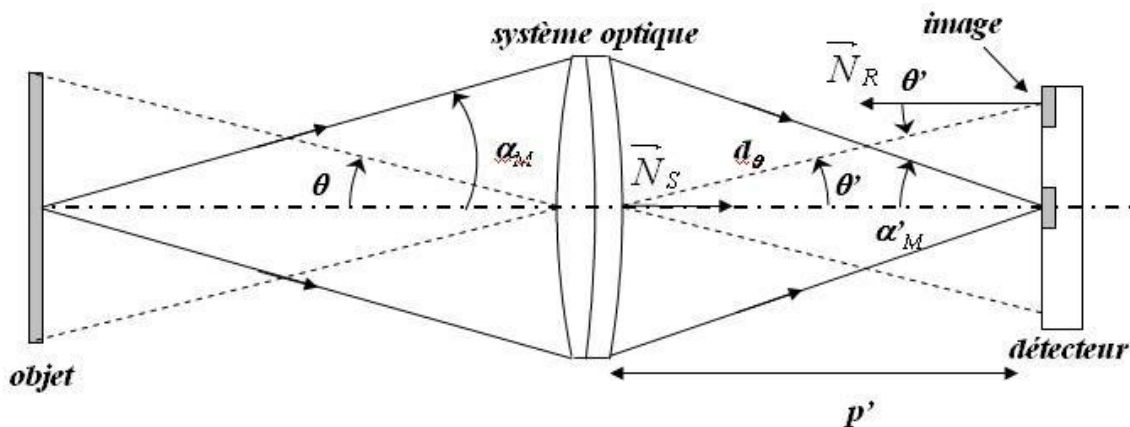


Figure 4.4 : capteur à fort champ

Dans le cas où l'objet est très étendu, pour un angle de champ de  $\theta$ , l'étendue géométrique image devient maintenant

$$G_R^\theta = \frac{(A_d \cos \theta')(A_{pup} \cos \theta')}{d_\theta^2} = \frac{(A_d \cos \theta')(A_{pup} \cos \theta')}{(p'/\cos \theta')^2} = G_R \cos^4 \theta'$$

et l'éclairement en bord de champ s'écrit maintenant

$$E_R^\theta = E_R \cos^4 \theta' = \frac{\pi n'^2 T_{opt} TL_S \cos^4 \theta'}{4 n^2 N^2 (1 - g_y)^2}$$

Il résulte donc que l'éclairement décroît dans le champ en suivant une loi dite en « cosinus 4 téta ».

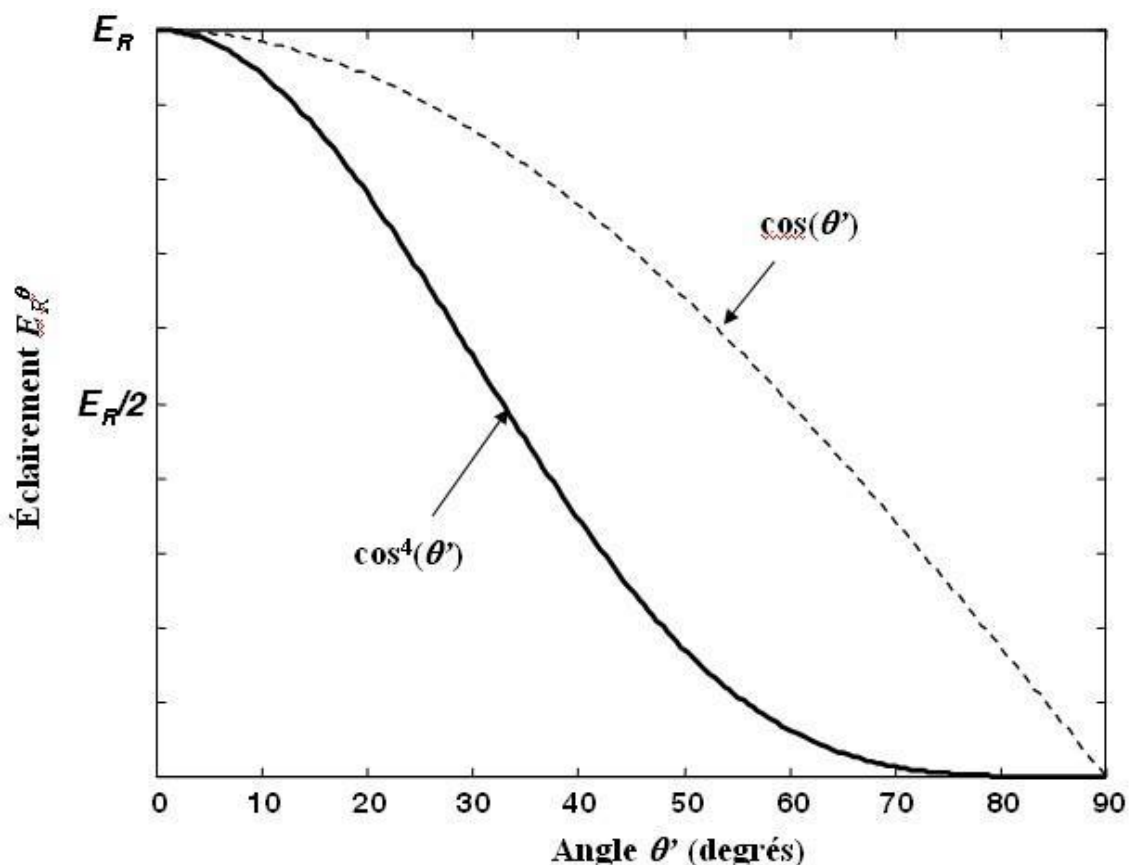


Figure 4.5 : variation de l'éclairement dans le champ

## 4. Grandeurs spectrales

### 4.1. Spectre d'un rayonnement

Toute source a un spectre d'émission qui peut être quasi-monochromatique ou plus ou moins étendu en longueurs d'ondes. Dans le cas où le spectre est monochromatique, le rayonnement est qualifié par les paramètres tels que flux, luminance, intensité ou éclairement. Dans le cas où le rayonnement est à spectre large, on le caractérise par des « grandeurs spectrales » qui sont les densités des grandeurs photométriques flux, luminance, intensité ou éclairement, par unité de paramètre spectral (longueur d'onde, nombre d'onde ou énergie des photons). Par exemple si  $g$  est la grandeur photométrique d'intérêt (flux, luminance, intensité ou éclairement), et si le rayonnement émet une contribution élémentaire  $dg$  qui provient du domaine spectral compris entre  $\lambda$  et  $\lambda + d\lambda$ , on dira que ce rayonnement, possède à la longueur d'onde  $\lambda$ , une grandeur spectrique  $\delta g / \delta \lambda$  définie par

$$dg = \frac{\partial g}{\partial \lambda} d\lambda$$

Le tableau suivant présente les différentes grandeurs spectrales.

Grandeur	Dénomination	Notation	Unités
Flux	Flux spectrique	$\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda}$	W $\mu\text{m}^{-1}$ s <sup>-1</sup> $\mu\text{m}^{-1}$ lm $\mu\text{m}^{-1}$
Intensité	Intensité spectrique	$\frac{\partial I}{\partial \lambda}$	W sr <sup>-1</sup> $\mu\text{m}^{-1}$ s <sup>-1</sup> sr <sup>-1</sup> $\mu\text{m}^{-1}$ cd $\mu\text{m}^{-1}$
Luminance	Luminance spectrique	$\frac{\partial L}{\partial \lambda}$	W m <sup>-2</sup> sr <sup>-1</sup> $\mu\text{m}^{-1}$ s <sup>-1</sup> m <sup>-2</sup> sr <sup>-1</sup> $\mu\text{m}^{-1}$ cd m <sup>-2</sup> $\mu\text{m}^{-1}$
Eclairement	Eclairement spectrique	$\frac{\partial E}{\partial \lambda}$	W m <sup>-2</sup> $\mu\text{m}^{-1}$ s <sup>-1</sup> m <sup>-2</sup> $\mu\text{m}^{-1}$ lux $\mu\text{m}^{-1}$

Figure 5.22 : grandeurs spectrales

## 4.2. Surfaces et milieux de propagation

Les composants optiques, les surfaces et les milieux de propagation ont comme les rayonnements un comportement qui dépend de la longueur d'onde, en fonction de leur composition chimique, de leur concentration, de leur état de surface, etc.. Ainsi on définit différents paramètres pour caractériser cette dépendance spectrale.

Le facteur spectral de réflexion régulière est défini comme le rapport des valeurs de la luminance du rayonnement après ( $r$ ) et avant ( $i$ ) réflexion

$$L_r(\lambda) = \rho_r(\lambda) L_i(\lambda)$$

De même on définit le facteur spectral de réflexion diffuse pour une surface lambertienne par

$$L_r(\lambda) = \frac{\rho_d(\lambda)}{\pi} E_i(\lambda)$$

et le facteur spectral de réflexion par le rapport entre les flux spectrales après et avant réflexion

$$\Phi_r(\lambda) = R(\lambda) \Phi_i(\lambda)$$

## 4.3. Conversion entre unités énergétiques et unités photoniques

La conversion d'un flux énergétique spectrique ( $e$ ) en flux photonique spectrique ( $p$ ) est obtenue simplement à partir de l'énergie du photon à la longueur d'onde  $\lambda$ . Soit

$$\frac{\partial \Phi_e}{\partial \lambda} = \frac{hc}{\lambda} \frac{\partial \Phi_p}{\partial \lambda}$$

Si un rayonnement est caractérisé par sa répartition spectrale énergétique entre  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ , son flux photonique compris entre  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  est donné par

$$\Phi_p = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\partial \Phi_p}{\partial \lambda} d\lambda = \frac{1}{hc} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda \frac{\partial \Phi_e}{\partial \lambda} d\lambda$$

#### 4.4. Conversion entre unités énergétiques et unités visuelles

L'observation d'un rayonnement par un être humain se traduit par un ensemble de stimulations visuelles interprétées par le cerveau en terme de couleurs et de niveaux. La photométrie visuelle a pour objet de quantifier les niveaux de stimulation visuelle d'un observateur face aux rayonnements lumineux. Les résultats essentiels reposent d'une part sur la mesure de la sensibilité spectrale relative de l'œil et d'autre part sur le raccordement en absolu des unités lumineuses avec les unités énergétiques. L'œil humain est sensible aux rayonnements de longueurs d'ondes comprises entre 0,4 et 0,7  $\mu\text{m}$  ce qui correspond au domaine dit « visible ». En revanche la sensibilité dans ce domaine n'est pas uniforme et pour une même personne elle varie en fonction des conditions ambiantes, de l'âge et de la santé. Les courbes de sensibilités sont donc des valeurs moyennes obtenues avec un grand nombre de personnes. Ainsi, on peut définir 2 courbes standards de sensibilités relatives de l'œil en fonction des conditions d'éclairage ambiant.

La première courbe,  $V(\lambda)$  correspond à la vision de jour, dite photopique, pour des niveaux d'éclairage supérieurs à  $10 \text{ cd.m}^{-2}$ . Cette courbe met en jeu la vision par les cônes de la rétine. Le maximum de sensibilité de l'œil en vision de jour se situe à  $\lambda = 0,555 \text{ nm}$ .

La seconde courbe,  $V'(\lambda)$  correspond à la vision de nuit, dite scotopique, pour des niveaux d'éclairage inférieurs à  $0,001 \text{ cd.m}^{-2}$ . Cette courbe met en jeu la vision par les bâtonnets de la rétine. Le maximum de sensibilité de l'œil en vision de nuit se situe à  $\lambda = 0,510 \text{ nm}$ .

Pour les niveaux d'éclairage intermédiaires compris entre  $0,001 \text{ cd.m}^{-2}$  et  $10 \text{ cd.m}^{-2}$  la vision est dite mésopique et la courbe correspondante dépend du niveau d'éclairage.

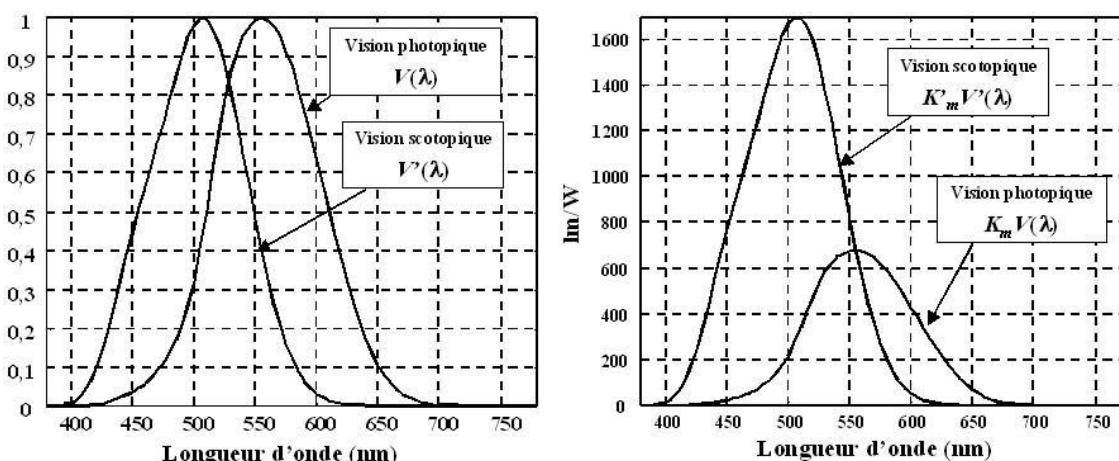


Figure 5.2 : courbes de sensibilités spectrales relatives (gauche) et absolues (droite) de l'œil

Le raccordement entre le système énergétique et le système visuel est basé sur une correspondance dans le cas de sources monochromatiques.

En vision **photopique**, le rapport entre le flux visuel  $\phi_v$  et le flux énergétique  $\phi_e$  est donné par

$$\Phi_v(\lambda) = K_m V(\lambda) \Phi_e(\lambda)$$

avec  $K_m = 683 \text{ lm.W}^{-1}$ .

En vision **scotopique**, le rapport entre le flux visuel  $\phi_v$  et le flux énergétique  $\phi_e$  est donné par

$$\Phi_v(\lambda) = K'_m V'(\lambda) \Phi_e(\lambda)$$

avec  $K'_m = 1703 \text{ lm.W}^{-1}$ .

#### 4.5. Rayonnement corps noir

Un corps quelconque recevant un rayonnement absorbe, réfléchit et transmet ce rayonnement. Si on note  $\alpha(\lambda)$  le coefficient d'absorption,  $\rho_d(\lambda)$  l'albédo et  $\tau(\lambda)$  le coefficient de transmission ce corps alors, par conservation de l'énergie, nous avons

$$\alpha(\lambda) + \tau(\lambda) + \rho_d(\lambda) = 1$$

Pour un corps opaque, on a  $\tau(\lambda) = 0$  et  $\alpha(\lambda) + \rho_d(\lambda) = 0$ .

La loi de Kirchhoff postule que le pouvoir émissif d'un corps est égal à son coefficient d'absorption, c'est à dire que le corps ré-émet tout le rayonnement qu'il absorbe.

Un corps noir est un corps pour lequel le pouvoir émissif est constant et indépendant de la longueur d'onde, soit

$$\varepsilon(\lambda) = \rho_d(\lambda) = 1$$

Un tel corps se comporte comme une source lambertienne, sa luminance est indépendante de la direction d'émission.

$$\varepsilon(\lambda) = \rho_d(\lambda) = 1$$

Max Planck a montré que la luminance spectrique d'un corps noir est donnée par la relation suivante

$$\frac{\partial L_{CN}}{\partial \lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} \quad (\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-1})$$

où  $T$  est la température du corps et  $k = 1,380662 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$  est la constante de Boltzmann. La figure 5.3 montre la luminance spectrique d'un corps noir en fonction de sa température. Plus le corps est chaud plus son maximum de luminance tend vers le domaine du visible.

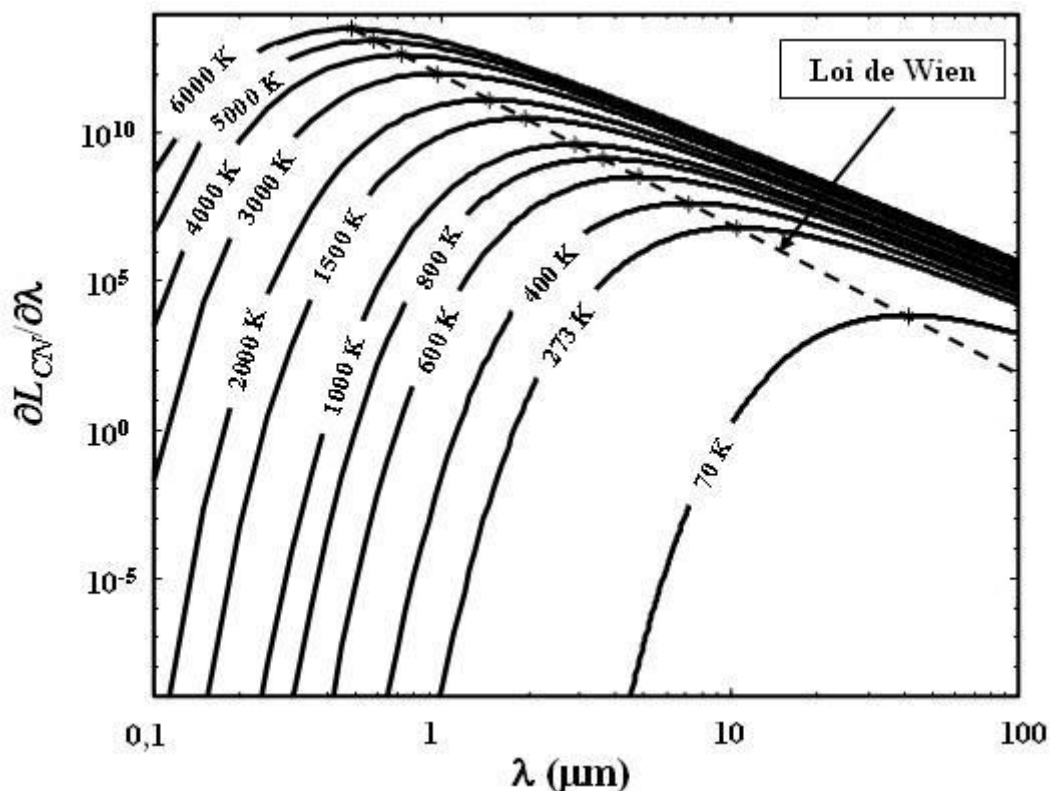


Figure 5.3 : courbes de luminances spectrales du corps noir

Par exemple, la braise de barbecue se comporte comme un corps noir. Elle est noire à l'œil nu, lorsqu'on souffle dessus, elle chauffe et elle paraît alors orangée. Ceci est dû à l'augmentation de sa température qui induit un déplacement de son rayonnement vers le visible.

Le maximum de luminance spectrique est donné par la loi de Wien,

$$\frac{\partial L_{CN}}{\partial \lambda} \Big|_{\max} = \frac{2 \times 5^5 k^5}{h^4 c^3 (e^5 - 1)} T^5$$

où

$$\frac{2 \times 5^5 k^5}{h^4 c^3 (e^5 - 1)} = 4,095 \times 10^{-6} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$$

La longueur d'onde du maximum d'émission est donné par

$$\lambda_{\max} T = \frac{hc}{5k} = 2897,79 \text{ } \mu\text{m} \cdot \text{K}$$

A la température  $T$ , un corps noir a une luminance totale qui est donnée par la loi de Stephan,

$$L_{CN} = \int_0^{+\infty} \frac{\partial L_{CN}}{\partial \lambda} d\lambda = \frac{\pi^5}{15} \frac{2k^4}{h^3 c^2} T^4 \text{ (W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}\text{)}$$

avec

$$\eta_{CN}(T) = K_m \frac{\int_0^{+\infty} \frac{\partial L_{CN}}{\partial \lambda} V(\lambda) d\lambda}{\int_0^{+\infty} \frac{\partial L_{CN}}{\partial \lambda} d\lambda} = \frac{K_m}{L_{CN}} \int_0^{+\infty} \frac{\partial L_{CN}}{\partial \lambda} V(\lambda) d\lambda$$

Le corps noir émet majoritairement dans le domaine infrarouge. L'œil n'est donc sensible qu'à une très petite partie de son spectre de longueur d'onde. On définit alors l'efficacité lumineuse du corps noir à la température  $T$  comme le rapport entre la luminance visuelle du corps noir et sa luminance énergétique. On a donc en vision photopique

$$\eta_{CN}(T) = K_m \frac{\int_0^{+\infty} \frac{\partial L_{CN}}{\partial \lambda} V(\lambda) d\lambda}{\int_0^{+\infty} \frac{\partial L_{CN}}{\partial \lambda} d\lambda} = \frac{K_m}{L_{CN}} \int_0^{+\infty} \frac{\partial L_{CN}}{\partial \lambda} V(\lambda) d\lambda$$

La figure suivante montre la courbe d'efficacité en fonction de la température.

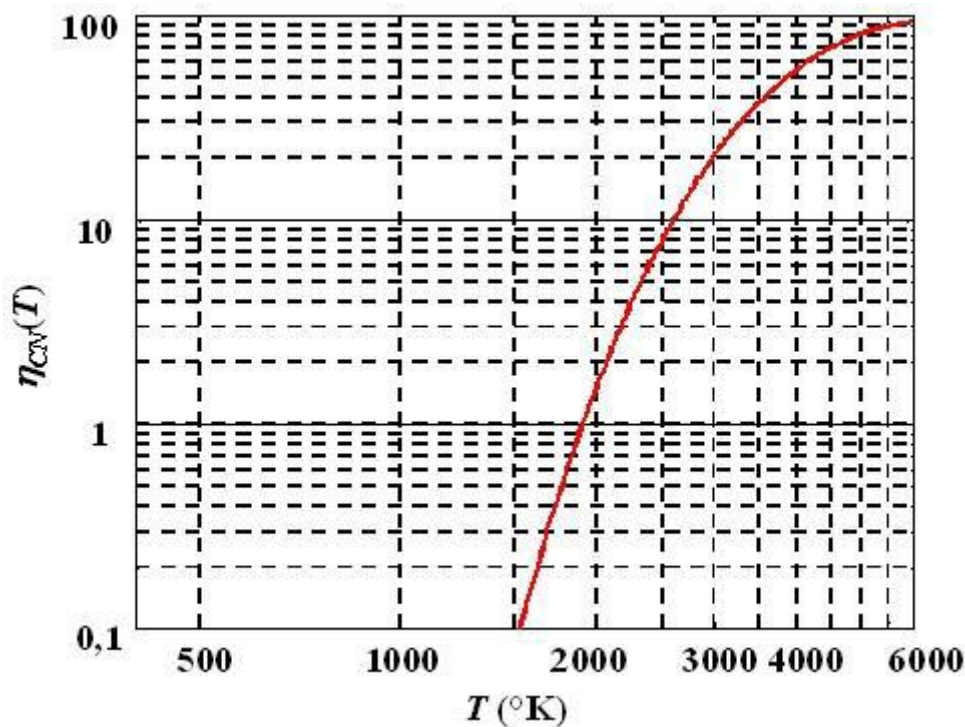


Figure 5.4 : courbes d'efficacité lumineuse du corps noir en vision photopique

Les valeurs de l'efficacité en fonction de la température sont données en annexe.

#### 4.6. Quelques ordres de grandeurs

Les tableaux suivants donnent les ordres de grandeurs des sources lumineuses naturelle telles que Soleil et Lune.

Source	Luminance	Eclairement
Soleil sur un plan de front au niveau de la Terre, hors atmosphère	$2 \times 10^9 \text{ cd.m}^{-2}$ $2 \times 10^7 \text{ W.sr}^{-1}.\text{m}^{-2}$	$1,27 \times 10^5 \text{ lux}$ $1,35 \times 10^3 \text{ W.m}^{-2}$
Soleil sur un plan de front au niveau de la mer sous ciel bleu	$1 \times 10^4 \text{ cd.m}^{-2}$ $1,3 \times 10^7 \text{ W.sr}^{-1}.\text{m}^{-2}$	$1 \times 10^5 \text{ lux}$ $1 \times 10^3 \text{ W.m}^{-2}$
Soleil sur un plan de front au niveau du sol, diffuseur orthotrope d'albédo $\rho = 0,6$	$1,9 \times 10^4 \text{ cd.m}^{-2}$ $1,9 \times 10^2 \text{ W.sr}^{-1}.\text{m}^{-2}$	
Jour sous ciel voilé très brillant	$1 \times 10^4 \text{ cd.m}^{-2}$	
Jour sous ciel bleu à $75^\circ$ du Soleil	$1,5 \times 10^3 \text{ cd.m}^{-2}$	
Jour sous ciel couvert	$< 1 \times 10^3 \text{ cd.m}^{-2}$	
Nuit avec pleine Lune au zénith	$2 \times 10^3 \text{ cd.m}^{-2}$	
Nuit avec pleine Lune au zénith sur un plan de front au sol		$8 \times 10^{-2} \text{ lux}$
Nuit avec pleine Lune au zénith sur un plan de front au sol d'albédo	$7,6 \times 10^{-3} \text{ cd.m}^{-2}$	
Emission moyenne de la Terre	$6,1 \times 10^1 \text{ W.sr}^{-1}.\text{m}^{-2}$	
Lampe filament de tungstène avec atmosphère Argon-Azote	$7 \times 10^6 \text{ cd.m}^{-2}$	
Lampe filament de tungstène avec iode	$1 \times 10^7 \text{ cd.m}^{-2}$	
Corps noir à 2850 K	$1,8 \times 10^7 \text{ cd.m}^{-2}$	

Figure 5.26 : ordres de grandeurs de sources de lumière

Le tableau ci dessous donne les ordres de grandeurs des éclairements lasers limites pour l'œil et la peau avec utilisation de lasers continus. La durée d'exposition limite est  $\Delta t$ .

Laser	$\lambda$ (nm)	Oeil	Peau
Helium-Cadmium Helium-Neon Argon Krypton YAG doublé	441,5 632,8 488 - 514,5 647,1 532	$2,5 \text{ mW.cm}^{-2}$ pour $\Delta t = 0,25\text{s}$ $10 \text{ C}_B \text{ mJ.cm}^{-2}$ pour $\Delta t = 10 \text{ à } 10000\text{s}$ $\text{C}_B \mu\text{W.cm}^{-2}$ pour $\Delta t > 10000\text{s}$	$0,2 \text{ W.cm}^{-2}$ pour $\Delta t > 10\text{s}$
YAG:Nd <sup>3+</sup> AsGa	1064 905	$2,84 \text{ mW.cm}^{-2}$ pour $\Delta t > 100\text{s}$ $0,57 \text{ mW.cm}^{-2}$ pour $\Delta t > 100\text{s}$	$1 \text{ W.cm}^{-2}$ pour $\Delta t > 10\text{s}$ $0,5 \text{ W.cm}^{-2}$ pour $\Delta t > 10\text{s}$
Helium-Cadmium Azote	325 337,1	$1 \text{ J.cm}^{-2}$ pour $t > 10\text{s}$	$1 \text{ J.cm}^{-2}$ pour $\Delta t = 10 \text{ à } 1000\text{s}$ $1 \text{ mW.cm}^{-2}$ pour $\Delta t > 1000\text{s}$
CO <sub>2</sub> et autres lasers 1,4 à 1000 $\mu\text{m}$	10,6 $\mu\text{m}$	$0,1 \text{ W.cm}^{-2}$ pour $\Delta t > 10\text{s}$	$0,1 \text{ W.cm}^{-2}$ pour $\Delta t > 10\text{s}$

Figure 5.27 : ordres de grandeurs d'éclairements limites pour l'utilisation de lasers continus

Le tableau ci dessous donne les ordres de grandeurs des éclairements lasers limites pour l'œil et la peau avec utilisation de lasers impulsionnels. La durée d'exposition limite est  $\Delta t$ .

Laser	$\lambda$ (nm)	durée d'impulsion	Oeil	Peau
Rubis (relaxé)	694,3	$\approx 1$ ms	$10^{-5} \text{ J.cm}^{-2}$	$0,2 \text{ J.cm}^{-2}$
Rubis (déclenché)		5 à 100 ns	$5 \times 10^{-7} \text{ J.cm}^{-2}$	$0,02 \text{ J.cm}^{-2}$
Colorant (R6G)	500 – 700	10 à 20 $\mu\text{s}$	$5 \times 10^{-7} \text{ J.cm}^{-2}$	$0,07 \text{ J.cm}^{-2}$
YAG :Nd (relaxé)	1064	$\approx 1$ ms	$5 \times 10^{-5} \text{ J.cm}^{-2}$	$1,0 \text{ J.cm}^{-2}$
YAG :Nd (déclenché)	1064	5 à 100 ns	$5 \times 10^{-6} \text{ J.cm}^{-2}$	$0,1 \text{ J.cm}^{-2}$

Figure 5.28 : ordres de grandeurs d'éclaircements limites pour l'utilisation de lasers impulsionsnels

## 5. Annexe : efficacité visuelle du corps noir

T (°K)	Efficacité	T (°K)	Efficacité	T (°K)	Efficacité	T (°K)	Efficacité
1500	0,09	2630,04	10,73	3760,09	46,63	4890,13	79,26
1520,18	0,1	2650,22	11,19	3780,27	47,33	4910,31	79,68
1540,36	0,12	2670,4	11,67	3800,45	48,03	4930,49	80,09
1560,54	0,14	2690,58	12,15	3820,63	48,72	4950,67	80,5
1580,72	0,16	2710,76	12,65	3840,81	49,42	4970,85	80,9
1600,9	0,18	2730,94	13,15	3860,99	50,11	4991,03	81,3
1621,08	0,21	2751,12	13,66	3881,17	50,8	5011,21	81,69
1641,26	0,24	2771,3	14,19	3901,35	51,48	5031,39	82,08
1661,44	0,27	2791,48	14,72	3921,52	52,17	5051,57	82,45
1681,61	0,31	2811,66	15,26	3941,7	52,85	5071,75	82,83
1701,79	0,35	2831,84	15,81	3961,88	53,52	5091,93	83,19
1721,97	0,4	2852,02	16,37	3982,06	54,19	5112,11	83,55
1742,15	0,45	2872,2	16,93	4002,24	54,86	5132,29	83,91
1762,33	0,51	2892,38	17,51	4022,42	55,53	5152,47	84,25
1782,51	0,57	2912,56	18,09	4042,6	56,19	5172,65	84,6
1802,69	0,63	2932,74	18,68	4062,78	56,84	5192,83	84,93
1822,87	0,7	2952,91	19,28	4082,96	57,5	5213	85,26
1843,05	0,78	2973,09	19,89	4103,14	58,15	5233,18	85,58
1863,23	0,86	2993,27	20,5	4123,32	58,79	5253,36	85,9
1883,41	0,95	3013,45	21,12	4143,5	59,43	5273,54	86,21
1903,59	1,05	3033,63	21,75	4163,68	60,06	5293,72	86,52
1923,77	1,15	3053,81	22,38	4183,86	60,69	5313,9	86,82
1943,95	1,26	3073,99	23,02	4204,04	61,32	5334,08	87,11
1964,13	1,38	3094,17	23,67	4224,22	61,94	5354,26	87,4
1984,3	1,51	3114,35	24,32	4244,39	62,56	5374,44	87,68
2004,48	1,64	3134,53	24,97	4264,57	63,17	5394,62	87,96
2024,66	1,78	3154,71	25,63	4284,75	63,77	5414,8	88,23
2044,84	1,93	3174,89	26,3	4304,93	64,37	5434,98	88,5
2065,02	2,09	3195,07	26,97	4325,11	64,97	5455,16	88,75
2085,2	2,26	3215,25	27,64	4345,29	65,56	5475,34	89,01
2105,38	2,44	3235,43	28,32	4365,47	66,14	5495,52	89,26
2125,56	2,63	3255,61	29,01	4385,65	66,72	5515,7	89,5
2145,74	2,83	3275,78	29,69	4405,83	67,29	5535,87	89,74
2165,92	3,03	3295,96	30,38	4426,01	67,86	5556,05	89,97
2186,1	3,25	3316,14	31,08	4446,19	68,42	5576,23	90,19
2206,28	3,48	3336,32	31,77	4466,37	68,98	5596,41	90,42
2226,46	3,71	3356,5	32,47	4486,55	69,53	5616,59	90,63
2246,64	3,96	3376,68	33,17	4506,73	70,07	5636,77	90,84
2266,82	4,22	3396,86	33,87	4526,91	70,61	5656,95	91,05
2287	4,49	3417,04	34,58	4547,09	71,14	5677,13	91,25
2307,17	4,77	3437,22	35,29	4567,26	71,67	5697,31	91,44
2327,35	5,06	3457,4	35,99	4587,44	72,19	5717,49	91,63

Figure 6.1 : efficacité visuelle du corps noir en vision photopique

2347,53	5,36	3477,58	36,7	4607,62	72,7	5737,67	91,81
2367,71	5,67	3497,76	37,41	4627,8	73,21	5757,85	91,99
2387,89	6	3517,94	38,12	4647,98	73,71	5778,03	92,17
2408,07	6,33	3538,12	38,83	4668,16	74,21	5798,21	92,34
2428,25	6,68	3558,3	39,55	4688,34	74,7	5818,39	92,5
2448,43	7,03	3578,48	40,26	4708,52	75,18	5838,57	92,66
2468,61	7,4	3598,65	40,97	4728,7	75,66	5858,74	92,81
2488,79	7,78	3618,83	41,68	4748,88	76,13	5878,92	92,96
2508,97	8,17	3639,01	42,39	4769,06	76,59	5899,1	93,11
2529,15	8,57	3659,19	43,1	4789,24	77,05	5919,28	93,25
2549,33	8,98	3679,37	43,81	4809,42	77,51	5939,46	93,38
2569,51	9,4	3699,55	44,52	4829,6	77,95	5959,64	93,51
2589,69	9,83	3719,73	45,22	4849,78	78,39	5979,82	93,64
2609,87	10,28	3739,91	45,93	4869,96	78,83	6000	93,76

Figure 6.2 : efficacité visuelle du corps noir en vision photopique (suite)