

# Principes de la télédétection

Applications à l'observation  
de la Terre et son climat

**Hélène Chepfer**

Professeure à Sorbonne Université

**Laurence Picon**

Professeure à Sorbonne Université

**Marine Bonazzola**

Maîtresse de conférences à Sorbonne Université

**Hélène Brogniez**

Professeure à l'université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines

**Marjolaine Chiriaco**

Maîtresse de conférences à l'université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines

**Solène Turquet**

Professeure à Sorbonne Université

**DUNOD**

Le travail sur cet ouvrage a bénéficié d'une aide de l'État gérée par l'Agence Nationale de la Recherche au titre du programme Investissements d'Avenir portant la référence n° ANR-11-IDEX-0004 - 17-EURE-0006.

Uniformisation des illustrations : Bernadette Coléno

Illustration de couverture : [https://www.esa.int/ESA\\_Multimedia/Images/2014/02/Sentinel-1\\_radar\\_modes](https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2014/02/Sentinel-1_radar_modes). Copyright : ESA/ATG medialab.

Le pictogramme qui figure ci-contre mérite une explication. Son objet est d'alerter le lecteur sur la menace que représente pour l'avenir de l'écrit, particulièrement dans le domaine de l'édition technique et universitaire, le développement massif du photocopillage.

Le Code de la propriété intellectuelle du 1<sup>er</sup> juillet 1992 interdit en effet expressément la photocopie à usage collectif sans autorisation des ayants droit. Or, cette pratique s'est généralisée dans les établissements

d'enseignement supérieur, provoquant une baisse brutale des achats de livres et de revues, au point que la possibilité même pour

les auteurs de créer des œuvres nouvelles et de les faire éditer correctement est aujourd'hui menacée.

Nous rappelons donc que toute reproduction, partielle ou totale, de la présente publication est interdite sans autorisation de l'auteur, de son éditeur ou du Centre français d'exploitation du

droit de copie (CFC, 20, rue des Grands-Augustins, 75006 Paris).



© Dunod, 2023

11, rue Paul Bert, 92240 Malakoff

[www.dunod.com](http://www.dunod.com)

ISBN 978-2-10-084332-9

Le Code de la propriété intellectuelle n'autorisant, aux termes de l'article L. 122-5, 2° et 3° a), d'une part, que les « copies ou reproductions strictement réservées à l'usage privé du copiste et non destinées à une utilisation collective » et, d'autre part, que les analyses et les courtes citations dans un but d'exemple et d'illustration, « toute représentation ou reproduction intégrale ou partielle faite sans le consentement de l'auteur ou de ses ayants droit ou ayants cause est illicite » (art. L. 122-4).

Cette représentation ou reproduction, par quelque procédé que ce soit, constituerait donc une contrefaçon sanctionnée par les articles L. 335-2 et suivants du Code de la propriété intellectuelle.

# Table des matières

<b>Avant-propos</b>	VI
<b>Remerciements</b>	VIII
<b>Chapitre 1 Principes physiques</b>	1
1. Notions de rayonnement	1
2. Notions de transfert radiatif pour la télédétection passive	24
3. Notions de transfert radiatif pour la télédétection active	34
<b>Chapitre 2 Mission spatiale : quelques éléments</b>	43
1. Notions d'orbitographie	43
2. Les instruments de mesure	52
3. Observations collectées	62
4. Quelques autres aspects d'une mission spatiale	66
<b>Chapitre 3 Observer les gaz atmosphériques</b>	69
1. Composition chimique de l'atmosphère	69
2. Caractériser la quantité d'un gaz atmosphérique	78
3. Principe de la mesure	85
4. Missions spatiales	111
5. Exemples d'enjeux scientifiques actuels	119

<b>Chapitre 4</b>	<b>Observer les aérosols, les nuages, et les précipitations</b>	128
1.	Aérosols, nuages et précipitations	128
2.	Caractériser les aérosols, nuages et précipitations	132
3.	Mesures par télédétection	141
4.	Missions spatiales	159
5.	Enjeux scientifiques actuels	165
<b>Chapitre 5</b>	<b>Observer l'océan</b>	173
1.	Description de l'océan	173
2.	Température de la surface de la mer	181
3.	Hauteur des océans	187
4.	Courants marins	191
5.	Salinité	200
6.	Couleur de l'eau	204
7.	Glace de mer	209
8.	Enjeux scientifiques actuels	214
<b>Chapitre 6</b>	<b>Observer les surfaces continentales</b>	224
1.	Les surfaces continentales	224
2.	Végétation	232
3.	Feux de biomasse	246
4.	Hydrologie continentale	248
5.	Exemples d'enjeux scientifiques actuels	263
<b>Chapitre 7</b>	<b>Observer le bilan radiatif de la Terre</b>	271
1.	Le bilan radiatif au sommet de l'atmosphère terrestre	271
2.	Bilan énergétique à la surface de la Terre	295

3. Termes du bilan radiatif et énergétique de la Terre	301
4. Enjeux scientifiques	305
<b>Réponses aux QCM</b>	323
<b>Index</b>	324

# Avant-propos

Ce livre présente les principes physiques fondamentaux de la télédétection et décrit leurs différentes applications à l'observation spatiale de la Terre et de son climat, sous forme de chapitres thématiques.

Il s'adresse à toute personne désirant s'informer sur les méthodes scientifiques utilisées dans le domaine de l'observation spatiale. Il est destiné notamment aux étudiant.e.s en licence de physique, mathématique, électronique et aux étudiant.e.s de niveau master et doctorat d'autres disciplines (sciences et vie de la Terre, sciences de l'environnement, géographie, informatique, science des données, intelligence artificielle...). Il intéressera aussi les professionnels souhaitant compléter leur formation (professeur.e.s de lycées, ingénieur.e.s dans l'industrie, chercheur.se.s dans des domaines connexes). Les formalismes mathématiques et physiques sont de niveau première ou deuxième année post-bac.

La télédétection spatiale touche un public nombreux et varié parce qu'elle contribue à faire progresser les connaissances sur l'environnement et le climat de la Terre, et parce qu'une mission spatiale d'observation de la Terre agrège de nombreuses personnes ayant des expertises scientifiques variées venues d'horizons et de formations initiales diverses.

Le premier chapitre présente les principes physiques généraux de la télédétection. Il contient quelques équations mais les concepts physiques et mathématiques ne sont pas complexes. Le deuxième chapitre décrit les principales briques qui composent toute mission spatiale d'observation de la Terre. La plupart des éléments présentés dans ces deux premiers chapitres sont transposables à l'observation spatiale des autres planètes du système solaire qui utilisent les mêmes principes de la télédétection, les mêmes concepts instrumentaux, les mêmes équations de l'orbitographie, etc.

Les chapitres 3 à 6 décrivent les applications de la télédétection spatiale dédiées à l'observation de la Terre : les gaz atmosphériques (Chapitre 3), les aérosols, les nuages et les précipitations (Chapitre 4), l'océan (Chapitre 5), et enfin les surfaces continentales (Chapitre 6). Ces chapitres partagent la même structure : tout d'abord une description succincte des caractéristiques du milieu que l'on cherche à observer, puis l'exposé du principe de la mesure, en adaptant les notions générales présentées dans les chapitres 1 et 2 aux cas précis examinés dans chaque chapitre. Ensuite, les principales caractéristiques des missions spatiales dédiées à l'observation de ce milieu sont abordées. Enfin, chaque chapitre se termine par la présentation des enjeux scientifiques actuels en lien avec l'observation spatiale.

Les milieux présentés dans les chapitres 3 à 6 sont observés par satellite à l'échelle globale pour de nombreuses raisons : la surveillance des cyclones, des sécheresses, des

inondations, les rendements agricoles, la gestion des forêts, la pêche, la surveillance des feux de forêt, comprendre le climat de la Terre, etc. Un lecteur intéressé par l'observation spatiale d'un milieu particulier pourra lire directement le chapitre correspondant tout en s'appuyant sur les chapitres 1 et 2.

Le septième et dernier chapitre est consacré à l'observation spatiale du bilan radiatif de la Terre, une grandeur fondamentale exclusivement dédiée à la surveillance de notre climat, et qui met en jeu les différentes composantes du système Terre vues dans les chapitres 3 à 6.

Chaque chapitre contient des exercices d'application ainsi que des QCM permettant de vérifier que les notions de base ont été bien comprises. Sur le site des éditions Dunod, à la page de présentation de l'ouvrage, le lecteur trouvera en complément de nombreux exercices corrigés pour s'entraîner, des interviews d'experts scientifiques travaillant sur les missions spatiales d'observation de la Terre en orbite actuellement ou en projet, des annexes permettant d'approfondir certaines notions abordées dans l'ouvrage. En ligne, le lecteur trouvera également des liens vers des bases de données collectées par satellites et une bibliographie référençant des livres anglophones de niveau avancé pour aller plus loin.

L'intégralité des droits d'auteurs est reversée à l'association Femmes & Sciences.

# Remerciements

Nous remercions les nombreux étudiant-es qui ont choisi depuis des années de suivre nos enseignements de télédétection dans différents établissements d'enseignement supérieur. Leur curiosité, leur envie d'apprendre, leurs questions toujours bienvenues, nous stimulent au quotidien et nous font progresser dans nos travaux de recherche. Leurs demandes récurrentes de support pédagogique en français sur la télédétection et l'observation spatiale à leur niveau, ont abouti à des photocopiés plus ou moins matures, précurseurs de ce manuel d'enseignement.

Nous tenons à remercier chaleureusement nos collègues enseignant-es, chercheur-ses, ingénieur-es pour avoir partagé avec nous leur expertise scientifique ou technique, relu des parties de cet ouvrage, donné des conseils de rédaction, suggéré des illustrations et des lectures. Nous avons apprécié la richesse de nos échanges et leur adhésion à notre projet : Sabine Arnaud, Assia Arouf, Jordi Badosa, Silvano Bonazzola, Jacqueline Boutin, Anne Boynard, Philippe Chambon, Isabelle Chiapello, Olivier Chomette, Cathy Clerbaux, Nicolas Clerbaux, Francis Codron, Pierre Coheur, Corinne Evesque, Artem Feofilov, Yves Goulas, Fatima Karbou, Marjolaine Krug, Alice Le Gall, Audrey Martini, Alexis Mouche, Vincent Noel, Luis Olivera, Catherine Ottlé, Odile Picon, Patrick Raberanto, Nicolas Rambaux, Jean-Claude Roger, Nico Sneeuw, Nicolas Viltard, Simon Whitburn, Dave Winker.

Nous remercions sincèrement nos trois relectrices représentantes du public visé par cet ouvrage, étudiante en licence, étudiante en master, et enseignante au lycée, pour avoir accepté de partager avec nous leurs questions et leurs incompréhensions à la lecture de la première version de ce manuscrit. Leurs réactions et leurs commentaires nous ont été très utiles pour faire mûrir cet ouvrage d'enseignement : Beatrice Altamura, Louise Killian, Sandrine Irace-Guigand.

Nous remercions vivement l'Établissement Universitaire de Recherche Climate Graduate School de l'Institut Pierre Simon Laplace pour avoir soutenu ce projet. En particulier Hervé Le Treut directeur du volet éducation et Estelle Fournel cheffe de projet éducation qui ont permis la concrétisation de cet ouvrage.

Cet ouvrage contient des illustrations construites à partir des observations mises à disposition, au nom de leur pays, par les agences spatiales Européenne (ESA), Française (CNES), Américaine (NASA), Japonaise (JAXA) et par les services qui leur sont associés (ex. Copernicus, EUMETSAT). Nous en sommes reconnaissants.

Nous remercions Laetitia Jammot pour nous avoir fait confiance ainsi que Vanessa Beunèche. Elles ont patiemment guidé nos pas dans le monde de l'édition d'ouvrages d'enseignement. Nous remercions également Bernadette Coléno pour son travail sur les illustrations.

## Introduction

Ce chapitre présente les principes physiques généraux de la télédétection pour l'observation de la Terre depuis l'espace. Il introduit les notions élémentaires de rayonnement, les définitions des grandeurs utilisées en télédétection, puis les principes de la télédétection passive et de la télédétection active.

## Objectifs

**Connaître** les grandeurs utilisées en télédétection pour décrire le rayonnement

**Identifier** les propriétés physiques pilotant le rayonnement mesuré par télédétection

**Comprendre** l'équation de transfert radiatif

**Expliquer** les termes importants de l'équation de transfert radiatif pour la télédétection

## Plan

- 1 Notions de rayonnement
- 2 Transfert radiatif appliqué à la télédétection passive
- 3 Transfert radiatif appliqué à la télédétection active

## 1 Notions de rayonnement

Le mot « télédétection » signifie détection à distance. Il décrit « l'ensemble des techniques et connaissances utilisées pour déterminer des caractéristiques physiques ou biologiques d'objets par des mesures effectuées à distance, sans contact matériel avec ceux-ci »<sup>1</sup>. On se focalise ici sur les mesures faites depuis l'espace vers la Terre dans les domaines de longueurs d'onde comprises entre environ 100 nm et environ 30 cm.

La télédétection consiste à mesurer le rayonnement émis, diffusé, ou réfléchi par un milieu pour en déduire les propriétés de ce milieu. Dans cette section, nous introduirons les grandeurs utilisées pour définir le rayonnement (§ 1.1) ainsi que les interactions élémentaires entre une onde électromagnétique et un milieu (§ 1.2) puis nous présenterons

1. d'après Terminologie de Télédétection et Photogrammétrie, 1997.

les sources de rayonnement naturel et artificiel utilisées en télédétection (§ 1.3), et nous introduirons l'équation dite **du transfert radiatif** utilisée pour l'observation de la Terre dans sa forme la plus générale (§ 1.4). Elle sera ensuite développée dans chaque chapitre en fonction des spécificités de l'objet étudié.

## 1.1 Définitions du rayonnement et des interactions onde-milieu

### • Grandeurs et unités du rayonnement

En télédétection, on utilise le champ électrique  $\vec{E}$  transporté par une onde électromagnétique, que l'on peut écrire :

$$\vec{E} = E_{//} \vec{i} + E_{\perp} \vec{j} \quad (1.1)$$

où  $E_{//}$  et  $E_{\perp}$  sont les deux composantes du vecteur  $\vec{E}$  dans un plan  $(0, \vec{i}, \vec{j})$ , perpendiculaire à la direction  $\vec{k}$  de propagation de l'onde (Figure 1.1.a). Le champ électrique est une grandeur dont la valeur dépend de sa position dans l'espace et du temps, caractérisé par son amplitude et sa phase. On associe à la propagation de l'onde électromagnétique, la longueur d'onde  $\lambda$ , son intensité, et son état de polarisation.

Lorsque l'onde entre en interaction avec un milieu, les propriétés du champ  $\vec{E}$  peuvent être modifiées, c'est pourquoi en télédétection on distingue le champ incident  $\vec{E}_{inc}$  avant l'interaction avec le milieu, du champ émergent  $\vec{E}_{emerg}$  après l'interaction avec le milieu (Figure 1.1.b).

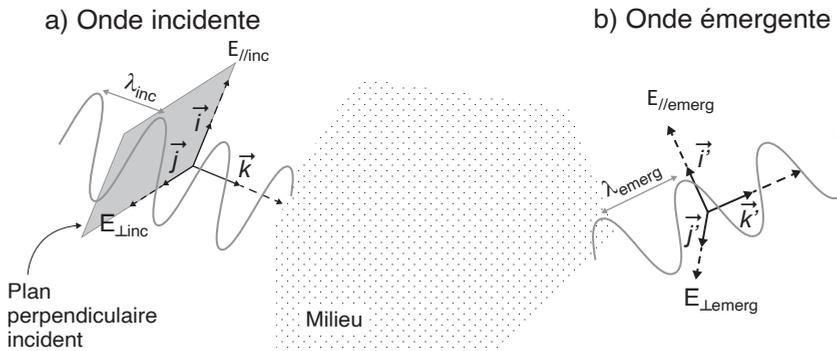
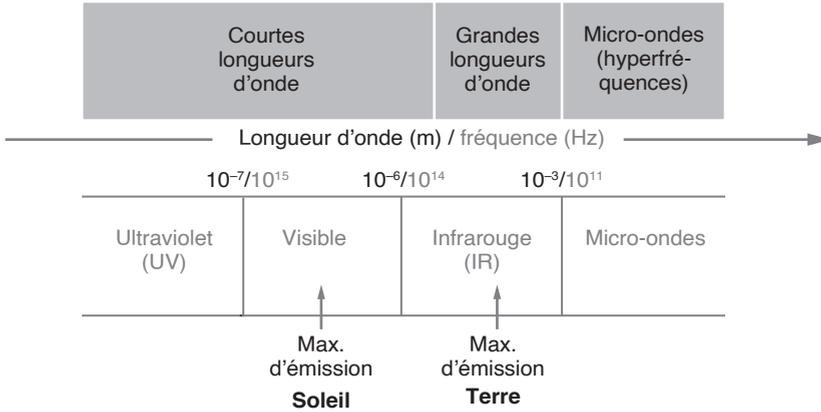


Figure 1.1 – Représentation de l'onde incidente (indice inc) et émergente (indice emerg).

La figure 1.2 présente les domaines spectraux d'intérêt pour l'observation de la Terre par télédétection : ceux-ci s'étendent de l'ultraviolet aux micro-ondes. On distingue le domaine des **courtes longueurs d'onde** qui inclut l'**ultraviolet**, le **visible** et le **proche infrarouge**, le domaine des **grandes longueurs d'onde** qui inclut l'**infrarouge**, et le domaine des **micro-ondes**. Le domaine spectral du rayonnement est décrit par la longueur d'onde  $\lambda$ . Il peut s'exprimer également en fréquence en utilisant les relations données ci-dessous.



**Figure 1.2** – Les principaux domaines spectraux utilisés en télédétection pour l’observation de la Terre et les intervalles spectraux d’émission maximale des rayonnements solaire et terrestre.

Les définitions des différentes grandeurs utilisées pour décrire le rayonnement en télédétection ainsi que les relations entre ces grandeurs sont données dans l’encart ci-dessous.

### GRANDEURS UTILISÉES POUR DÉCRIRE LE RAYONNEMENT

- **Grandeurs caractérisant le domaine spectral du rayonnement**

**Longueur d’onde**  $\lambda$  (m) ; fréquence  $\nu = \frac{c}{\lambda}$  (Hz) avec  $c = 3 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  ; nombre d’onde  $\bar{\nu} = 1/\lambda$  ( $\text{m}^{-1}$ ), pulsation  $\omega = 2\pi\nu$  ( $\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$ ).

- **Notion d’angle solide**

L’angle solide  $\Omega$ , mesuré en stéradians (sr), est l’équivalent tridimensionnel de l’angle. Il s’agit de l’aire  $S$  ( $\text{m}^2$ ) divisée par  $R^2$  où  $S$  est la portion de la surface d’une sphère de rayon  $R$  (m) interceptée par un cône dans la direction  $(\theta, \phi)$ ,  $S$  étant perpendiculaire à l’axe du cône (Figure 1.3) :  $\Omega = \frac{S}{R^2}$ . En coordonnées sphériques, l’angle solide élémentaire est donné par :  $d^2\Omega = \sin\theta \, d\theta \, d\phi$ .

- **Grandeurs caractérisant le champ électrique monochromatique en un point de l’espace**

$E_{\lambda //} = E_{o //} \exp(i(\omega t + \phi))$ , et son complexe conjugué  $E_{\lambda //}^* = E_{o //} \exp(-i(\omega t + \phi))$   
 $E_{\lambda \perp} = E_{o \perp} \exp(i(\omega t + \phi))$ , et son complexe conjugué  $E_{\lambda \perp}^* = E_{o \perp} \exp(-i(\omega t + \phi))$   
 où  $\phi$  est le déphasage de l’onde (rad),  $E_{o //}$  l’amplitude du champ suivant l’axe  $\vec{i}$  et  $E_{o \perp}$  l’amplitude du champ suivant l’axe  $\vec{j}$ .

**Rappel de la notation complexe.**  $\exp(i(\omega t + \phi)) = \cos(\omega t + \phi) + i \sin(\omega t + \phi)$  où  $\cos(\omega t + \phi)$  est la partie réelle et  $\sin(\omega t + \phi)$  la partie imaginaire du nombre complexe, avec  $i^2 = -1$ . Le complexe conjugué de  $\exp(i(\omega t + \phi))$  est  $\exp(-i(\omega t + \phi)) = \cos(\omega t + \phi) - i \sin(\omega t + \phi)$ .

2. Ne pas confondre avec la norme du vecteur d’onde  $\frac{2\pi}{\lambda}$ .

- **Grandeurs caractérisant l'intensité du rayonnement monochromatique, c'est-à-dire à une longueur d'onde  $\lambda$**

**Énergie élémentaire**  $dW_\lambda$  (Joules) émise, transportée ou reçue à la longueur d'onde  $\lambda$ .

**Puissance élémentaire** :  $dP_\lambda = \frac{dW_\lambda}{dt}$  (watts, W).

**Luminance**  $L_\lambda$  ( $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\mu\text{m}^{-1}$ ) : énergie traversant une surface  $dS$  par unité de temps  $dt$  dans une direction  $\theta$  par rapport à la normale à  $dS$ , dans un intervalle spectral fini  $d\lambda$ , dans une unité d'angle solide  $d^2\Omega$  (Figure 1.3) :  $L_\lambda = \frac{d^5W_\lambda}{(d\lambda d^2\Omega dt dS \cos(\theta))}$ .

**Flux**  $F_\lambda$  ( $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\mu\text{m}^{-1}$ ) : énergie traversant une surface de  $1 \text{ m}^2$  par unité de temps, dans un intervalle spectral défini, provenant d'une demi-sphère (supérieure ou inférieure) (Figure 1.3) :  $F_\lambda = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{1}{2} L_\lambda(\theta, \varphi) \cos\theta \sin\theta d\theta d\varphi$ . Attention, en toute rigueur  $F_\lambda$  ( $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\mu\text{m}^{-1}$ ) est une densité de flux, même s'il est d'usage de l'appeler flux.

Lorsque ces grandeurs sont intégrées sur un intervalle spectral  $\Delta\lambda$ , elles sont notées  $F_{\Delta\lambda}$  et  $L_{\Delta\lambda}$ .

- **Grandeurs caractérisant l'état de polarisation du champ électrique**

**Vecteur de Stokes** dans une direction donnée  $I_\lambda, Q_\lambda, U_\lambda, V_\lambda$

$$I_\lambda = E_{\lambda//} E_{\lambda//}^* + E_{\lambda\perp} E_{\lambda\perp}^*$$

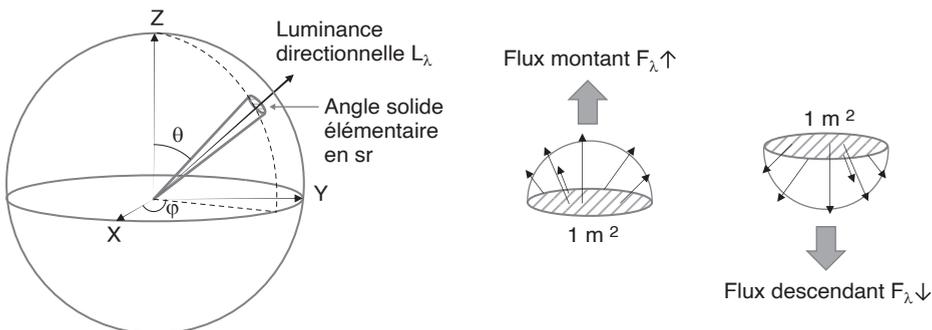
où  $I_\lambda$  est proportionnel à la luminance  $L_\lambda$

$$Q_\lambda = E_{\lambda//} E_{\lambda//}^* - E_{\lambda\perp} E_{\lambda\perp}^*$$

$$U_\lambda = E_{\lambda//} E_{\lambda\perp}^* + E_{\lambda\perp} E_{\lambda//}^*$$

$$V_\lambda = E_{\lambda//} E_{\lambda\perp}^* - E_{\lambda\perp} E_{\lambda//}^*$$

L'énergie transportée par l'onde par unité de temps est mesurée en watts (W). La luminance indique quant à elle l'énergie transportée par l'onde par unité de temps dans une direction précise par opposition au flux qui indique l'énergie transportée par l'onde par unité de temps intégrée sur une demi-sphère (Figure 1.3).



**Figure 1.3** – Représentation de la luminance (à gauche) et des flux montant (au milieu) et descendant (à droite).

La luminance est une grandeur directionnelle dont la direction est indiquée par les coordonnées sphériques  $(\theta, \varphi)$ .

La **luminance** et le **flux** sont les deux grandeurs clés pour décrire le rayonnement en télédétection. Ces deux termes sont employés soit pour décrire le rayonnement intégré sur tout le spectre électromagnétique, soit pour décrire l'intensité du rayonnement intégré sur un intervalle spectral donné  $\Delta\lambda$  ou à une longueur d'onde précise  $\lambda$  (cas monochromatique). La luminance  $L_\lambda$  est proportionnelle à l'**intensité**  $I_\lambda$  qui s'écrit :

$$\begin{aligned}
 I_\lambda &= E_{\lambda//} \cdot E_{\lambda//}^* + E_{\lambda\perp} \cdot E_{\lambda\perp}^* \\
 &= E_{o//} e^{i(\omega t + \phi)} \cdot E_{o//} e^{-i(\omega t + \phi)} + E_{o\perp} e^{i(\omega t + \phi)} E_{o\perp} e^{-i(\omega t + \phi)} \\
 &= E_{o//} E_{o//} + E_{o\perp} E_{o\perp} = I_{\lambda//} + I_{\lambda\perp}
 \end{aligned}
 \tag{1.2}$$

Pour obtenir une description plus complète de l'onde au-delà de son intensité dans une direction donnée, on caractérise son état de polarisation en combinant les deux composantes du **champ électromagnétique**  $E_{//}$  et  $E_{\perp}$  (Figure 1.1) et leurs complexes conjugués  $E_{//}^*$  et  $E_{\perp}^*$  en quatre éléments distincts (I, Q, U, V) appelés **éléments du vecteur de Stokes** définis dans l'encadré précédent.

**Exercice d'application**

Calculer les quatre éléments du vecteur de Stokes (I, Q, U, V) dans les cas suivants. Pour chaque cas, représenter le vecteur électrique  $\vec{E}$ , et préciser s'il s'agit d'une onde polarisée elliptiquement, circulairement ou linéairement.

- a)  $E_{o,\lambda\perp} = 0$
- b)  $E_{o,\lambda\perp} = E_{o,\lambda//}$  et  $E_{\lambda\perp} = E_{\lambda//} e^{i(\frac{\pi}{2})}$
- c)  $E_{o,\lambda//} = 0$

**SOLUTION**

- a)  $(2I_{o\lambda//}, 2I_{o\lambda//}, 0, 0)$  polarisation linéaire suivant  $\vec{i}$
- b)  $(2I_{o\lambda//}, 0, 0, 2I_{o\lambda//})$  polarisation circulaire
- c)  $(2I_{o\lambda\perp}, -2I_{o\lambda\perp}, 0, 0)$  polarisation linéaire suivant  $\vec{j}$

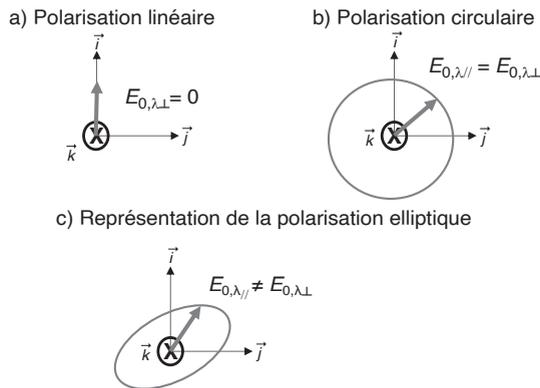


Figure 1.4 – Représentation de l'état de polarisation de  $\vec{E}$ .

## 1.2 Interaction rayonnement - milieu

### a) Interactions entre une onde et un milieu

Le milieu contient des objets de dimension  $r$  (en mètres, m). Ces objets peuvent avoir des dimensions  $r$  différentes. La concentration d'objets dans ce milieu est décrite par une **distribution en taille**  $n(r)$  (en nombre·m<sup>-3</sup> · μm<sup>-1</sup>) qui indique le nombre d'objets de dimension  $r$  par unité de volume<sup>3</sup>. Chaque objet contenu dans le milieu est composé de molécules. Les niveaux énergétiques de ces molécules sont discrets et dépendent des atomes qui constituent les molécules.

La capacité d'une onde à interagir avec un milieu dépend en premier lieu de deux paramètres : le rapport entre la taille des objets  $r$  et la longueur d'onde  $\lambda$ , et la distribution en taille des objets  $n(r)$ . Une onde interagit avec un objet isolé si la taille de celui-ci est plus grande ou comparable à la longueur de l'onde  $\lambda$ . À l'inverse, lorsqu'un objet est beaucoup plus petit que la longueur d'onde  $\lambda$ , la probabilité d'interaction est très faible et l'onde se propagera sans « voir » l'objet isolé. Un milieu étant composé de plusieurs objets et non d'un seul, une onde pourra éventuellement interagir avec un milieu composé d'objets de petites tailles par rapport à  $\lambda$  si ceux-ci sont présents en forte concentration dans le milieu.

Lorsque l'**interaction** a lieu, elle peut être de deux types : diffusion ou absorption.

- Lors d'une **diffusion**, l'onde est déviée (il y a un changement de direction) lors de son interaction avec le milieu, mais la longueur l'onde  $\lambda$  n'est généralement pas modifiée par cette interaction. Dans ce cas, la longueur de l'onde incidente  $\lambda_{inc}$  est égale à la longueur de l'onde émergente  $\lambda_{emerg}$ . On appelle **réflexion** la diffusion entre deux milieux matériels différents dans des directions particulières
- Lors d'une **absorption**, l'onde incidente  $\lambda_{inc}$  est absorbée par le milieu, puis réémise de manière isotrope, – les propriétés de l'onde réémise sont identiques dans toutes les directions – à une longueur d'onde  $\lambda_{emerg}$  qui peut éventuellement être différente de la longueur d'onde incidente  $\lambda_{inc}$ . Pour que l'onde puisse être absorbée par le milieu, il faut que la longueur d'onde  $\lambda_{inc}$  corresponde à un niveau de transition énergétique des molécules qui composent les objets contenus dans le milieu (Chapitre 3).

Ces processus sont représentés sur la figure 1.5. Sans rentrer dans les détails, l'état de polarisation de l'onde peut également être perturbé par l'interaction onde/milieu.

---

3. En toute rigueur,  $n(r)$  décrit le nombre d'objets de dimension comprise entre  $r$  et  $r + dr$  (où  $dr$  tend vers 0) par unité de volume.

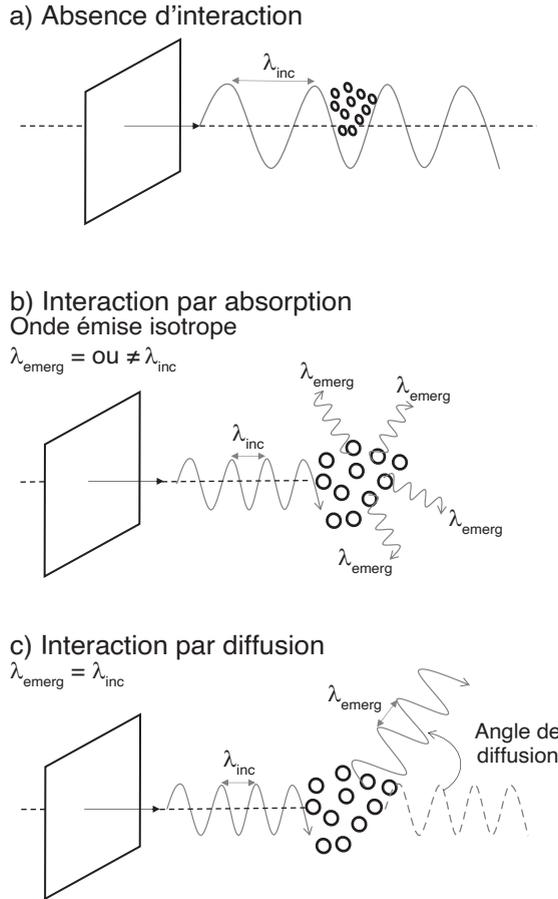


Figure 1.5 – Représentation des phénomènes d'interaction, d'absorption et de diffusion.

Ces différentes interactions entre une onde  $\lambda_{\text{inc}}$  et un milieu sont décrites par les grandeurs physiques présentées ci-dessous. On distingue les grandeurs associées à un objet isolé de taille  $r$  de celles associées à un milieu composé de nombreux objets de différentes tailles.

Les **efficacités d'extinction**  $Q_{\lambda,\text{ext}}$ , de **diffusion**  $Q_{\lambda,\text{diff}}$  et d'**absorption**  $Q_{\lambda,\text{abs}}$  d'un objet isolé (de taille  $r$ ) avec une onde incidente de longueur d'onde ( $\lambda$ ) sont des grandeurs sans dimension.

Elles sont additives :  $Q_{\lambda,\text{ext}} = Q_{\lambda,\text{diff}} + Q_{\lambda,\text{abs}}$

En l'absence d'interaction,  $Q_{\lambda,\text{ext}} = Q_{\lambda,\text{diff}} = Q_{\lambda,\text{abs}} = 0$

En présence d'interaction,  $Q_{\lambda,\text{ext}} > 0$ .

La figure 1.6 illustre l'allure de l'évolution de  $Q_{\lambda,\text{ext}}$ , en fonction de  $\chi = \frac{2\pi r}{\lambda}$  appelé le **paramètre de taille** de l'objet à la longueur d'onde ( $\lambda$ ). Elle montre que  $Q_{\lambda,\text{ext}}$  est proche de 0 lorsque l'objet est petit par rapport à la longueur d'onde ( $\chi$  proche de 0) puis  $Q_{\lambda,\text{ext}}$

augmente avec  $\chi$  donc avec la taille de l'objet à une longueur d'onde fixe.  $Q_{\lambda,ext}$  atteint 1 lorsque l'objet est suffisamment grand par rapport à la longueur d'onde pour qu'il y ait systématiquement une interaction.  $Q_{\lambda,ext}$  peut même tendre vers 2 lorsque des phénomènes de diffraction dévient l'onde incidente et s'ajoutent aux phénomènes de diffusion en l'absence d'absorption ( $Q_{\lambda,abs} = 0$ ).

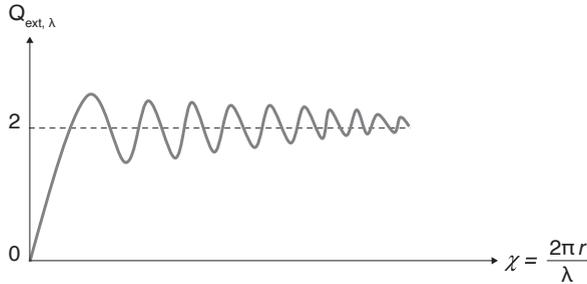


Figure 1.6 – Exemple de l'allure de l'évolution de  $Q_{ext,\lambda}$  en fonction de  $\chi$ .

La **section efficace d'extinction**  $C_{\lambda,ext}(r)$  (en  $m^2$ ) d'un objet isolé de taille  $r$  à une longueur d'onde ( $\lambda$ ) s'exprime en fonction de l'efficacité d'extinction  $Q_{\lambda,ext}$  et de la taille de l'objet  $r$  :

$$C_{\lambda,ext}(r) = Q_{\lambda,ext} \pi r^2 \quad (1.3)$$

Les **sections efficaces d'absorption**  $C_{\lambda,abs}(r)$  et **de diffusion**  $C_{\lambda,diff}(r)$  s'expriment de la même manière en fonction de  $Q_{\lambda,abs}$  et  $Q_{\lambda,diff}$ .

Elles sont additives :  $C_{\lambda,ext} = C_{\lambda,diff} + C_{\lambda,abs}$

Soit un ensemble d'objets de distribution en taille  $n(r)$  contenus dans un élément de volume,  $r_{min}$  est le rayon du plus petit objet et  $r_{max}$  le rayon du plus grand objet dans ce milieu. Nous utilisons le **coefficient d'extinction**  $\sigma_{\lambda,ext}$  ( $m^{-1}$ ) pour décrire la capacité de cet ensemble d'objets à atténuer une onde de longueur d'onde ( $\lambda$ ) :

$$\sigma_{\lambda,ext} = \int_{r_{min}}^{r_{max}} C_{\lambda,ext}(r) n(r) dr \quad (1.4)$$

Les **coefficients d'absorption**  $\sigma_{\lambda,abs}(r)$  et **de diffusion**  $\sigma_{\lambda,diff}(r)$  en  $m^{-1}$  s'expriment de la même manière en fonction des sections efficaces  $C_{\lambda,abs}$  et  $C_{\lambda,diff}$ .

Ces coefficients sont additifs :  $\sigma_{\lambda,ext} = \sigma_{\lambda,diff} + \sigma_{\lambda,abs}$

L'importance relative de la diffusion par rapport à l'absorption dans un milieu donné à une longueur d'onde ( $\lambda$ ) donnée est quantifiée grâce à une grandeur sans dimension appelée **albédo de diffusion simple** ( $\bar{\omega}_0$ ) compris entre 0 (pour un milieu entièrement absorbant) et 1 (pour un milieu entièrement diffusant) :

$$\bar{\omega}_0 = \frac{\sigma_{\lambda,diff}}{\sigma_{\lambda,ext}} = \frac{\sigma_{\lambda,diff}}{\sigma_{\lambda,abs} + \sigma_{\lambda,diff}} \quad (1.5)$$

Notons que l'albédo de diffusion simple ( $\bar{\omega}_0$ ) ne doit pas être confondu avec l'albédo de surface ou l'albédo planétaire ( $\alpha_p$ ) qui seront définis dans les chapitres 6 et 7.

La capacité d'absorption d'un milieu dépend des niveaux de transitions énergétiques des molécules constituant les objets qui composent le milieu. Elle est souvent décrite à l'échelle macroscopique par la partie imaginaire de l'**indice de réfraction** du milieu  $m_{i,\lambda}$  avec :

$$m_{i,\lambda} = \frac{\lambda \sigma_{\lambda,abs}}{4\pi} \quad (1.6)$$

Donc  $Q_{\lambda,abs} = 0$  quand  $m_{i,\lambda} = 0$ .

Rappelons que l'indice de réfraction décrivant la propagation de l'onde dans ce milieu s'écrit  $m_\lambda = m_{r,\lambda} - im_{i,\lambda}$ . Sa partie réelle  $m_{r,\lambda}$  est égale à  $c/v$  où  $c$  est la vitesse de propagation de la lumière dans le vide et  $v$  sa vitesse de phase dans le milieu.

Cet indice de réfraction est lié aux propriétés diélectriques du milieu. En effet, certains milieux sont électriquement neutres mais les charges électriques peuvent y avoir un mouvement de faible amplitude et former un dipôle sous l'effet d'un champ électrique extérieur. Ces milieux sont caractérisés par leur **constante diélectrique**  $\epsilon_{c\lambda}$  :

$$\epsilon_{c\lambda} = \epsilon' + i \epsilon''$$

où la partie réelle  $\epsilon'$  est appelée **permittivité**. La **constante diélectrique relative**  $\epsilon_{r\lambda}$  est définie par :

$$\epsilon_{r\lambda} = \frac{\epsilon_{c\lambda}}{\epsilon_{0\lambda}}$$

où  $\epsilon_{0\lambda}$  est la constante diélectrique du vide. Cette constante diélectrique relative dépend de la répartition des charges électriques dans le milieu. Elle dépend des propriétés physiques et chimiques du milieu et elle est liée à son indice de réfraction complexe  $m_\lambda$  par la relation :

$$m_\lambda = \sqrt{\epsilon_{r\lambda}} \quad (1.7)$$

Les propriétés diélectriques de l'eau, en particulier la répartition entre partie réelle et partie imaginaire, sont importantes dans le domaine micro-ondes.

## GRANDEURS CARACTÉRISANT LES INTERACTIONS ENTRE UNE ONDE ET UN MILIEU

**Efficacités** d'extinction  $Q_{\lambda,ext}$ , de diffusion  $Q_{\lambda,diff}$  et d'absorption  $Q_{\lambda,abs}$  (sans unité) d'un objet isolé (de taille  $r$ )

**Sections efficaces** d'extinction  $C_{\lambda,ext}(r)$ , d'absorption  $C_{\lambda,abs}(r)$  et de diffusion  $C_{\lambda,diff}(r)$  (en  $m^2$ ) d'un objet isolé de taille  $r$

**Coefficient** d'extinction du milieu  $\sigma_{\lambda,ext}$ , d'absorption  $\sigma_{\lambda,abs}(r)$  et de diffusion  $\sigma_{\lambda,diff}(r)$  en  $m^{-1}$

**Albédo de diffusion simple** du milieu  $\bar{\omega}_0$  (sans unité)

**Indice de réfraction** du milieu  $m_\lambda = m_{r,\lambda} - im_{i,\lambda}$  avec  $m_{i,\lambda} = \frac{\lambda \sigma_{\lambda,abs}}{4\pi}$

**Constante diélectrique** du milieu  $\epsilon_{c\lambda}$ , et relative  $\epsilon_{r\lambda}$  (sans unité)

b) Propagation d'une onde dans un milieu

Lors de sa propagation dans un milieu selon le chemin  $\vec{l}$ , la puissance transportée par l'onde électromagnétique est modifiée. Pour un milieu de coefficient d'extinction  $\sigma_{\lambda,ext}$ , la luminance  $L_\lambda$  est atténuée de  $-\sigma_{\lambda,ext} L_\lambda$  pour chaque unité de longueur  $dl$  parcourue. La variation de luminance due à l'atténuation le long du trajet s'écrit :

$$dL_\lambda = -\sigma_{\lambda,ext} L_\lambda dl \tag{1.8}$$

La figure 1.7 montre l'atténuation le long d'un trajet  $dl$ .

En introduisant le **chemin optique**  $ds_\lambda$ , une grandeur sans dimension qui décrit l'atténuation du rayonnement le long de son trajet dans ce milieu avec  $ds_\lambda = \sigma_{\lambda,ext} dl$ , on obtient :

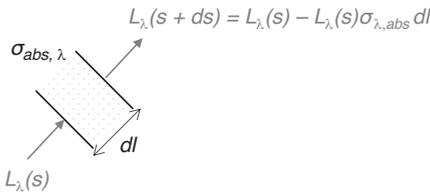
$$dL_\lambda = -L_\lambda ds_\lambda \text{ soit } \frac{dL_\lambda}{L_\lambda} = -ds_\lambda$$

Si on intègre  $dL_\lambda$  entre deux points A et B le long du chemin optique, on obtient la **loi de Beer-Lambert** :

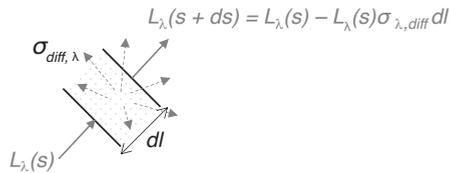
$$L_\lambda = L_{0,\lambda} \exp\left(-\int_A^B ds_\lambda\right) = L_{0,\lambda} \exp\left(-\int_A^B \sigma_{\lambda,ext} dl\right) = L_{0,\lambda} \mathcal{T}_{milieu} \tag{1.1}$$

où  $L_{0,\lambda}$  est le rayonnement incident au point A et  $L_\lambda$  le rayonnement émergent au point B et  $\mathcal{T}_{AB} = \exp\left(-\int_A^B \sigma_{\lambda,ext} dl\right)$  est appelée **transmission du milieu**.

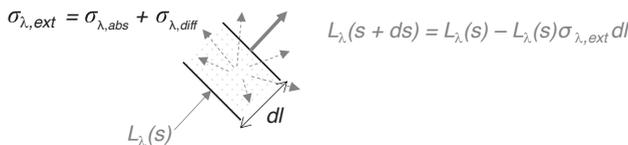
a) Milieu absorbant



b) Milieu diffusant



c) Milieu absorbant et diffusant



**Figure 1.7** – Atténuation le long d'un trajet  $dl$  pour le cas d'un milieu a) absorbant, b) diffusant, ou c) les deux.

L'atmosphère de la Terre étant stratifiée, il est parfois commode d'utiliser le chemin optique  $ds_\lambda$  projeté sur la verticale  $dz$  appelé **épaisseur optique**  $d\delta_\lambda$  plutôt que le chemin optique  $ds_\lambda$  lui-même :

$$d\delta_\lambda = ds_\lambda \cos \theta \tag{1.9}$$

où  $\theta$  est l'angle zénithal c'est-à-dire l'angle entre la verticale et la direction  $ds_\lambda$  (Figure 1.8).

$$d\delta_\lambda = \sigma_{\lambda,ext} \cos\theta dl = (\sigma_{\lambda,abs} + \sigma_{\lambda,diff}) \cos\theta dl$$

$$d\delta_\lambda = d\delta_{\lambda,abs} + d\delta_{\lambda,diff}$$

L'épaisseur optique peut ainsi s'écrire comme la somme des épaisseurs optiques dues à l'absorption  $\delta_{\lambda,abs}$  et à la diffusion  $\delta_{\lambda,diff}$ .

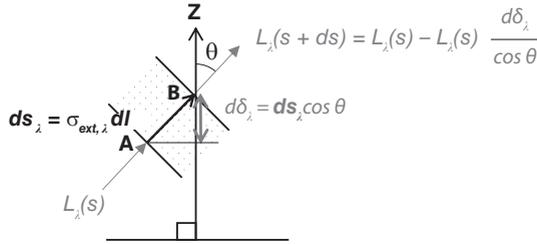


Figure 1.8 – Représentation du chemin optique  $ds_\lambda$  et de l'épaisseur optique  $d\delta_\lambda$

La loi de Beer-Lambert peut alors s'exprimer en fonction de l'épaisseur optique et devient :

$$L_\lambda = L_{\lambda,0} \exp\left(-\frac{\delta_\lambda(z_B, z_A)}{\cos\theta}\right) \quad (1.10)$$

L'épaisseur optique est une grandeur sans dimension qui informe sur l'opacité du milieu. Lorsque l'épaisseur optique du milieu est grande ( $\delta_\lambda \gg 1$ ), le milieu est opaque et la transmission du milieu tend vers 0, l'onde ne peut pas traverser le milieu. Lorsque l'épaisseur optique est faible ( $\delta_\lambda \ll 1$ ) le milieu est semi-transparent, la transmission tend vers 1 et une partie de l'onde peut traverser le milieu. L'épaisseur optique caractérise le trajet optique vertical entre deux niveaux d'altitudes  $z_A$  et  $z_B$  que l'on choisit. En télédétection, lorsque l'épaisseur optique est donnée sans préciser les altitudes, il s'agit implicitement des altitudes du sommet et de la base de l'atmosphère.

## GRANDEURS CARACTÉRISANT LA PROPAGATION D'UNE ONDE DANS UN MILIEU

Le **chemin optique**  $ds_\lambda$  (sans unité)

La **transmission** du milieu  $\mathcal{T}_{AB}$  entre deux points A et B (sans unité)

L'**épaisseur optique** du milieu  $\delta_\lambda(z_A, z_B)$  définie entre deux altitudes  $z_A$  et  $z_B$  (sans unité)

### Exercice d'application

Exprimer l'épaisseur optique d'un milieu  $\delta_\lambda(z_A, z_B)$  entre les points A et B en fonction de l'efficacité d'extinction  $Q_{\lambda,ext}(z)$  et de la distribution en taille du milieu  $n(r, z)$ .

**SOLUTION.** 
$$\delta_\lambda(z_A, z_B) = \int_{z_A}^{z_B} \left( \int_{r_{min}}^{r_{max}} Q_{\lambda,ext}(z) \pi r^2 n(r, z) dr \right) dz \quad (1.11)$$

### 1.3 Sources de rayonnement utilisées en télédétection

#### a) Sources naturelles de rayonnement : corps noir et gris

Tout corps de température non nulle émet naturellement du rayonnement : l'intensité et la longueur d'onde du rayonnement émis dépendent de la température du corps,  $T$ . On appelle **corps noir** (CN) un corps qui absorbe tout le rayonnement qu'il reçoit, puis réémet tout le rayonnement qu'il a reçu, et ce de manière isotrope c'est-à-dire avec la même quantité de rayonnement dans toutes les directions. Ce corps idéalisé n'existe pas dans la réalité.

La luminance  $L_\lambda^{CN}$  émise par un corps noir de température absolue  $T_{CN}$  dans un angle solide élémentaire, c'est-à-dire dans une direction donnée, et à une longueur d'onde  $\lambda$  donnée est décrit par la **loi de Planck** et s'écrit :

$$L_\lambda^{CN} = \frac{c_1}{\lambda^5 \left[ \exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]} \quad (1.12)$$

Avec  $c_1 = 2hc^2 = 1,19 \times 10^{-16} \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$ ,  $c_2 = hc/k_B = 1,44 \times 10^{-2} \text{ m}\cdot\text{K}$ ,  $h = 6,6261 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$  la constante de Planck,  $c = 3 \times 10^8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  la vitesse de la lumière, et  $k_B = 1,3806 \times 10^{-23} \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}$  la constante de Boltzmann.

$L_\lambda^{CN}$  ne dépend pas de l'angle d'émission, elle est isotrope.

Le flux  $F_{CN}$  émis par le corps noir de température  $T_{CN}$  à toutes<sup>4</sup> les longueurs d'ondes dans toutes les directions  $F_{CN} = \int F_\lambda^{CN} d\lambda = \int \int \int L_\lambda^{CN}(\theta, \varphi) \cos\theta \sin\theta d\theta d\varphi d\lambda$  est donné par la **loi de Stefan-Boltzmann** et s'écrit :

$$F_{CN} = \sigma T_{CN}^4 \quad (1.13)$$

où  $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann  $\sigma = 5,670 \times 10^{-8} \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}$ ,  $T_{CN}$  la température du corps noir en K, et  $F_{CN}$  est le flux en  $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ .

L'équation (1.12) montre que la quantité de rayonnement émise par un corps noir est différente à chaque longueur d'onde. La fonction  $L_\lambda^{CN} = f(\lambda)$  admet un maximum à une longueur d'onde appelée  $\lambda_{\max}$  qui est inversement proportionnelle à la température. Cette loi appelée **loi de Wien** permet de calculer facilement la longueur d'onde du maximum d'émission  $\lambda_{\max}$  pour un corps noir de température  $T_{CN}$ . Elle s'écrit :

$$\lambda_{\max} \cdot T_{CN} = 2,8988 \times 10^{-3} \text{ m}\cdot\text{K} \quad (1.14)$$

Les éléments constituant le système Terre ne sont pas parfaitement noirs et n'absorbent/n'émettent donc pas tout le rayonnement qu'ils reçoivent. L'**émissivité**  $\epsilon$  ou  $\epsilon_\lambda$  décrit la capacité d'un corps naturel à la température  $T$  à absorber/émettre le

4. Lorsque les bornes des intégrales ne sont pas précisées, on intègre sur toutes les valeurs possibles de la variable.

rayonnement par rapport à celle d'un corps noir qui aurait la même température  $T$  que ce corps naturel. Ainsi, le flux  $F$  émis par un corps naturel s'écrit

$$F = \varepsilon F_{CN} \text{ et } F_\lambda = \varepsilon_\lambda F_\lambda^{CN} \quad (1.15)$$

Et la luminance s'écrit

$$L = \varepsilon L^{CN} \text{ et } L_\lambda = \varepsilon_\lambda L_\lambda^{CN} \quad (1.16)$$

Les grandeurs sans indice  $\lambda$  sont intégrées sur tout le spectre, les grandeurs avec indice correspondent à une longueur d'onde donnée.

L'émissivité  $\varepsilon_\lambda$  est une grandeur sans dimension qui vaut 1 pour un corps noir, et 0 pour un corps blanc qui n'absorbe pas du tout le rayonnement qu'il reçoit. À une longueur d'onde donnée, les éléments présents sur Terre ou dans son atmosphère absorbent une partie seulement du rayonnement qu'il reçoit, leur émissivité  $\varepsilon_\lambda$  est donc comprise entre 0 et 1. La **loi de Kirchhoff** précise qu'à l'équilibre thermodynamique local, à une longueur d'onde donnée, un corps réémet tout le rayonnement qu'il a absorbé.

La **température de brillance**  $T_\lambda^B$  est une grandeur fréquemment utilisée en télédétection. Elle est différente de la température réelle du milieu  $T$ .  $T_\lambda^B$  est la température qu'aurait un corps noir s'il émettait la même luminance dans la même direction que le corps considéré. La température de brillance est déduite de la luminance à partir de la loi de Planck.

### GRANDEURS CARACTÉRISANT LE RAYONNEMENT ÉMIS PAR UN CORPS

Émissivité  $\varepsilon$  et émissivité spectrale  $\varepsilon_\lambda$  (sans unité).

Température de brillance  $T_\lambda^B$  (en K).

#### Exercice d'application

Calculer la température de brillance d'un corps émettant une luminance de  $200 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\mu\text{m}^{-1}$  dans l'infrarouge à  $\lambda = 10 \mu\text{m}$ . La température réelle de ce corps est de  $273 \text{ K}$  : quelle est son émissivité  $\varepsilon_{10\mu\text{m}}$  ?

**SOLUTION.**  $T_{10\mu\text{m}}^B = 243,7 \text{ K}$  et  $\varepsilon_{10\mu\text{m}} = 0,89$

### b) Sources naturelles de rayonnement pour la télédétection

Aux échelles de temps et d'espace que nous considérons dans cet ouvrage, les sources de rayonnement naturel sont le Soleil, la surface de la Terre et l'atmosphère terrestre.

Le spectre réel d'émission du Soleil est assez proche de celui d'un corps noir émettant à la température d'environ  $5\,800 \text{ K}$  (Chapitre 7, § 7.1). En assimilant le Soleil à un corps noir et en utilisant la loi de Planck (1.12), nous obtenons le spectre de luminance émis par le Soleil de manière isotrope dans chaque unité d'angle solide. La figure 1.9.a montre que le Soleil émet du rayonnement principalement dans les courtes longueurs d'onde

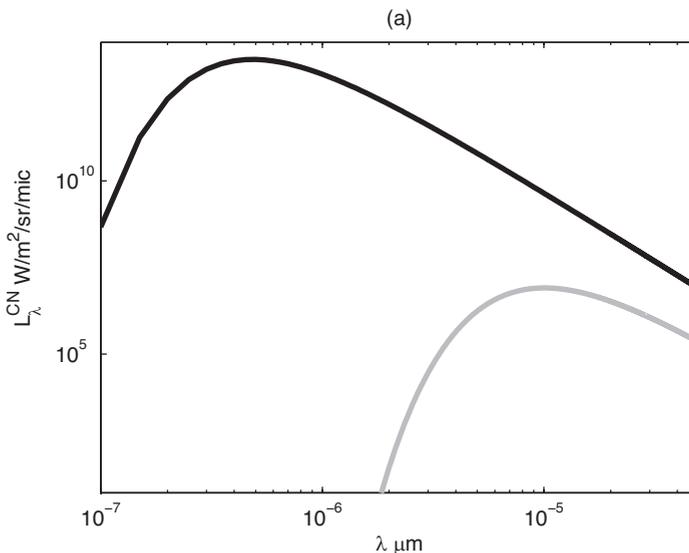
( $\lambda < 4 \mu\text{m}$ ) et sa longueur d'onde d'émission maximale est située dans le domaine visible ( $\approx 0,5 \mu\text{m}$ ).

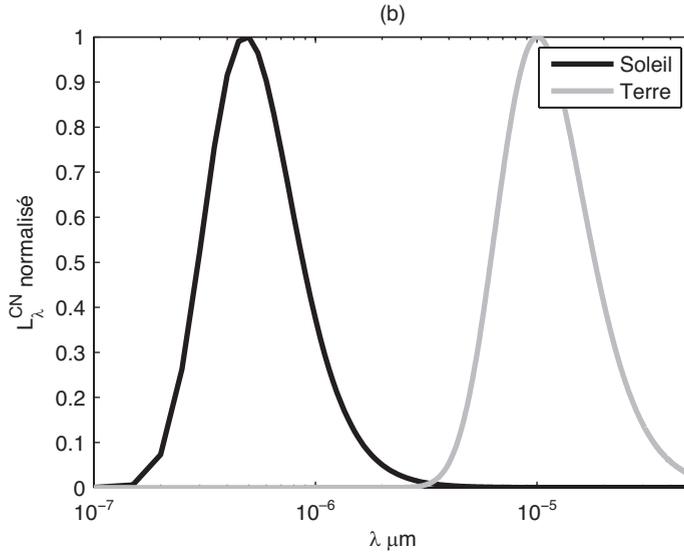
De la même manière, en assimilant la Terre et son atmosphère à un corps noir de température  $T_{\text{Terre}} = 288 \text{ K}$  (soit  $15 \text{ }^\circ\text{C}$ ) et en utilisant la loi de Planck (1.12), nous obtenons le spectre de la luminance émise par la Terre de manière isotrope dans chaque unité d'angle solide (Figure 1.9.a). La figure 1.9.a montre que la Terre et les gaz atmosphériques émettent du rayonnement principalement dans les longueurs d'onde  $\lambda > 5 \mu\text{m}$ , avec un maximum d'émission dans l'infrarouge thermique ( $\lambda$  autour de  $10 \mu\text{m}$ ). La température de la Terre étant environ 20 fois plus faible que la température considérée pour l'émission du Soleil, le rayonnement qu'elle émet (Figure 1.9.a) est beaucoup moins importante. Le maximum d'émission de la Terre se situe à une longueur d'onde beaucoup plus grande celle du Soleil (Figure 1.9.a).

Lorsque nous divisons les courbes présentées figure 1.9.a par leur maximum respectif, nous obtenons les courbes présentées figure 1.9.b. Celles-ci indiquent que les spectres d'émissions du Soleil et de la Terre sont presque distincts. Le faible recouvrement des spectres d'émission du Soleil et de la Terre permet de simplifier les problèmes de télédétection.

### CONSÉQUENCE

Tout le rayonnement naturel observé/mesuré dans le domaine des courtes longueurs d'onde ( $\lambda < 2 \mu\text{m}$ , c'est-à-dire l'UV, le visible et le proche infrarouge) provient du Soleil. Tout le rayonnement naturel observé/mesuré dans les grandes longueurs d'onde ( $\lambda > 5 \mu\text{m}$ , c'est-à-dire l'infrarouge thermique et lointain, et les micro-ondes) provient principalement de la Terre et de son atmosphère. Dans l'intervalle spectral intermédiaire ( $2 \mu\text{m} > \lambda > 5 \mu\text{m}$ ), le rayonnement observé/mesuré provient à la fois du Soleil et de la Terre et de son atmosphère.





**Figure 1.9** – Spectre de la luminance  $L_{\lambda}^{CN}$  de Planck pour les températures du Soleil (traits noirs) et de la Terre (traits gris).

a) Valeurs absolues en  $W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot \mu m^{-1}$ . b) Valeurs normalisées en divisant chaque courbe par son maximum.

### Exercice d'application

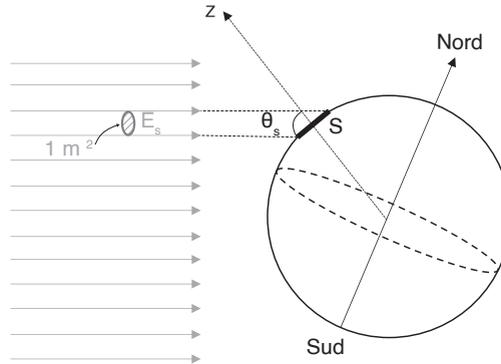
Tracer le spectre de luminance du rayonnement émis par la lave d'un volcan ( $T = 700 \text{ K}$ ), par le Soleil ( $T = 6\,000 \text{ K}$ ), et par la Terre ( $T = 288 \text{ K}$ ). Puis calculer les longueurs d'onde de leurs maxima d'émission de rayonnement, les comparer.

**SOLUTION.** En utilisant la loi de Planck puis la loi de Wien, on trouve  $\lambda_{max,lave} = 4,1 \mu m$ ,  $\lambda_{max,Soleil} = 0,5 \mu m$ , et  $\lambda_{max,Terre} = 10,1 \mu m$ .

La distance Terre-Soleil est très grande ( $\approx 150 \times 10^6 \text{ km}$ ) par rapport à la taille de la Terre par conséquent le rayonnement solaire reçu par la Terre est **unidirectionnel (ou monodirectionnel)**. Tous les points du globe éclairés (pôles, équateur) reçoivent au même moment la même quantité de flux de rayonnement solaire au sommet de l'atmosphère, appelée **éclairement solaire**  $E_s$  en ( $W \cdot m^{-2}$ ). On appelle **sommet de l'atmosphère** (SDA) l'altitude au-dessus de laquelle on peut considérer que l'espace est atteint. La définition de cette altitude dépend de l'application, elle se situe entre la haute stratosphère et l'ionosphère. Ainsi  $E_s$  est proportionnel au spectre représenté sur la figure 1.9. Contrairement à  $E_s$ , le **rayonnement solaire** entrant au sommet de l'atmosphère terrestre à travers une surface  $S$  orientée perpendiculairement à l'axe ( $Oz$ ) (Figure 1.10) n'est pas le même en tout point du globe. Il s'écrit :

$$E_s \cos \theta_s \tag{1.17}$$

où  $\theta_s$  est l'angle zénithal solaire entre la verticale à la surface de la Terre et la direction incidente de l'éclairement solaire  $E_s$ . La valeur de  $\theta_s$  dépend de l'heure de la journée, de la saison et de la latitude. La valeur de  $\theta_s$  atteint son minimum annuel durant l'été : par exemple à Paris le 21 juin à midi solaire  $\theta_s \approx 25^\circ$ , dans les tropiques l'été  $\theta_s$  peut être nul, aux pôles  $\theta_s$  est toujours grand en été. L'éclairement  $E_s$  est la source de rayonnement principale pour la télédétection passive dans les courtes longueurs d'onde.



**Figure 1.10** – L'éclairement solaire ( $E_s$ ) reçu par la Terre au SDA est unidirectionnel.

La surface  $S = \frac{1\text{m}^2}{\cos\theta_s} > 1\text{m}^2$ , normale à la verticale du lieu intercepte le rayonnement solaire reçu au SDA. Donc le rayonnement solaire entrant dans l'atmosphère à travers une surface de  $1\text{m}^2$  est unidirectionnel et vaut  $E_s \cos\theta_s$ .

Le rayonnement émis par la Terre et par son atmosphère est appelé **rayonnement tellurique**. Ce rayonnement émis par exemple par un élément de surface de la Terre en un point donné repéré par sa latitude/longitude/date ou par un élément de volume d'atmosphère est isotrope. Il émet la même quantité de rayonnement dans toutes les directions. En cela, il est très différent du rayonnement solaire incident au sommet de l'atmosphère.

### DÉFINITION

Le **rayonnement solaire** reçu au sommet de l'atmosphère terrestre est **unidirectionnel (ou monodirectionnel)** et maximal dans le domaine spectral **visible**.

Le **rayonnement émis par la Terre et son atmosphère** est considéré comme **isotrope** et maximal dans le domaine **infrarouge**.

### c) Sources artificielles de rayonnement

La télédétection utilise le rayonnement naturel émis par le Soleil et la Terre (et son atmosphère) comme source de rayonnement (télédétection passive), mais des sources artificielles de rayonnement peuvent aussi être exploitées (télédétection active). Dans ce cas, les technologies d'émission d'ondes électromagnétiques doivent être adaptées aux contraintes spatiales. L'usage de sources artificielles permet de choisir certaines caractéristiques du rayonnement émis en fonction des objets à étudier. On choisira ainsi

d'émettre un rayonnement continu ou discontinu, ainsi que la longueur d'onde, la puissance, la direction d'incidence, et l'état de polarisation du rayonnement.

Dans la majorité des cas, la source de rayonnement artificielle sera choisie intermittente contrairement aux sources de rayonnement naturelles qui sont continues. Les sources de rayonnement discontinues sont appelées **sources pulsées** : elles envoient un **paquet d'onde** (pulse) à intervalle de temps régulier. Le nombre de paquets d'onde envoyé chaque seconde indique la **fréquence de tir** de la source. Les sources de rayonnement pulsées permettent de faire de la **téléométrie** (mesure d'une distance). Comme nous le verrons dans la section suivante, il s'agit là d'un apport fondamental des sources de rayonnement artificielles à la télédétection pour l'observation de la Terre.

Mis à part la fréquence de tir, le rayonnement émis par une source artificielle est décrit par les mêmes grandeurs monochromatiques que celles décrivant le rayonnement naturel, listées dans les définitions.

- La **longueur d'onde du rayonnement** émis par la source artificielle sera choisie en fonction des propriétés (taille, composition, densité etc.) des objets à observer. Ce point précis sera détaillé par la suite. Notons que contrairement aux sources de rayonnement naturel qui émettent dans de larges intervalles spectraux (Figure 1.9), les sources artificielles émettent dans des intervalles spectraux étroits voire monochromatiques.
- La **puissance du rayonnement** émis par les sources artificielles est généralement choisie la plus grande possible au vu des capacités technologiques. En effet, en pratique, l'onde émise par la source artificielle s'ajoutera aux ondes naturellement émises par le Soleil et la Terre (et son atmosphère) dont on a vu précédemment qu'elles émettaient en permanence dans de très larges domaines spectraux. La puissance du rayonnement émis par la source artificielle doit donc être bien supérieure aux sources naturelles, à la longueur d'onde considérée, pour pouvoir être détectée et non noyée dans le rayonnement naturel.
- L'**état de polarisation du rayonnement** émis par la source artificielle sera en général choisi délibérément linéaire ou circulaire contrairement aux sources naturelles dont le rayonnement est polarisé aléatoirement (également appelé non polarisé). Les composantes de son vecteur de Stokes seront donc de la forme :  $I, Q, U = 0, V = 0$ . Si l'onde incidente sur un milieu est polarisée linéairement et que l'onde émergente est polarisée différemment, ceci nous informe sur les propriétés du milieu comme nous le verrons dans les chapitres d'application.

En pratique ces sources sont constituées essentiellement de lasers ou bien d'émetteur radar dont les caractéristiques sont largement pilotées par les contraintes et les progrès technologiques. Actuellement, on ne sait pas par exemple construire un laser pulsé stable de haute puissance émettant à n'importe quelle longueur d'onde. Il s'agit donc de trouver le meilleur compromis possible entre le rayonnement « idéal » que l'on souhaiterait produire pour observer un objet donné par télédétection et la capacité des technologies actuelles à produire ce rayonnement. Cette approche ouvre un large champ des possibles en évolution constante pour l'observation de la Terre.

**Exercice d'application**

Montrer que pour une onde polarisée linéairement telle que celle émise par certains lasers utilisés en télédétection, on a  $I_\lambda = Q_\lambda$  et  $U_\lambda = V_\lambda = 0$ .

Montrer que pour une onde polarisée aléatoirement comme le rayonnement émis naturellement, on a  $Q_\lambda = U_\lambda = V_\lambda = 0$ . Dessiner les ondes.

**SOLUTION.** Vous utiliserez les relations données dans l'encart de définitions (§ 1.1.a) et la correction de l'exercice d'application (§ 1.1.a).

## 1.4 Généralités sur le transfert de rayonnement pour la télédétection

### a) Équation générale du transfert radiatif

Les interactions entre le rayonnement et les éléments du système Terre (l'atmosphère, le sol, l'océan) sont décrites par une équation générale appelée **équation du transfert radiatif**, qui est la même quelle que soit la source de rayonnement naturelle ou artificielle et quelle que soit la longueur d'onde considérée.

Soit une luminance incidente  $L_\lambda(\vec{l})$  selon une direction de propagation  $\vec{l}$  donnée, parcourant un trajet  $d\vec{l}$  dans un milieu à la température  $T(l)$  caractérisé par  $\sigma_{\lambda,ext}(l)$ ,  $\sigma_{\lambda,abs}(l)$ , et  $\sigma_{\lambda,diff}(l)$ . La luminance émergente  $L_\lambda(\vec{l} + d\vec{l})$  ayant parcouru un trajet  $dl$  selon la même direction ( $\vec{l}$ ) que la luminance incidente s'écrit :

$$L_\lambda(\vec{l} + d\vec{l}) = L_\lambda(\vec{l}) - \sigma_{\lambda,ext}(l) L_\lambda(\vec{l}) d\vec{l} + \sigma_{\lambda,ext}(l) J_{\lambda,source}(\vec{l}) d\vec{l} \quad (1.18)$$

Le terme  $-\sigma_{\lambda,ext} L_\lambda(\vec{l}) d\vec{l}$  représente la perte de rayonnement le long du chemin  $d\vec{l}$  par diffusion et absorption représenté sur la figure 1.7. Le terme  $+\sigma_{\lambda,ext}(l) J_{\lambda,source}(\vec{l}) d\vec{l}$  représente le rayonnement gagné le long du chemin  $dl$  par diffusion provenant d'autres directions ( $\vec{l}'$ ) puis diffusé par le milieu dans la direction émergente  $\vec{l}$ , et par émission par le milieu lui-même (Figure 1.11).  $J_{\lambda,source}$  ( $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ ) est appelée **fonction source**. Il s'agit ici de sources secondaires de rayonnement à ne pas confondre avec la source de rayonnement principale incidente sur le milieu  $L_\lambda(l)$  :

$$J_{\lambda,source}(\vec{l}) = J_{\lambda,source\text{diffusion}}(\vec{l}) + J_{\lambda,source\text{émission}}(\vec{l}) \quad (1.19)$$

$J_{\lambda,source\text{diffusion}}(\vec{l})$  représente le rayonnement provenant de toutes les directions  $\vec{l}'$  diffusé par le milieu dans la direction émergente  $\vec{l}$  :

$$J_{\lambda,source\text{diffusion}}(\vec{l}) = \frac{\bar{\omega}_{0,\lambda}(l)}{4\pi} \cdot \int \int p_\lambda(\vec{l}, \vec{l}') L_\lambda(\vec{l}') d^2\Omega' \quad (1.20)$$

avec  $L_\lambda(\bar{l})$  le rayonnement incident dans le milieu dans la direction  $\bar{l}'$ ,  $p_\lambda(\bar{l}, \bar{l}')$  la probabilité de diffusion de la direction  $\bar{l}'$  vers la direction  $\bar{l}$ ,  $d\Omega'$  l'angle solide de la direction incidente  $\bar{l}'$  et  $\bar{\omega}_{0,\lambda} = \frac{\sigma_{\lambda,diff}}{\sigma_{\lambda,ext}}$  l'albédo de diffusion simple qui indique la capacité du milieu à diffuser le rayonnement.

$J_{\lambda,source\acute{e}mission}(\bar{l})$  représente le rayonnement émis par le milieu et émergeent dans la direction  $\bar{l}$  :

$$J_{\lambda,source\acute{e}mission}(\bar{l}) = \epsilon_\lambda(l) L_\lambda^{CN}(T(l)) \tag{1.21}$$

où  $L_\lambda^{CN}(T)$  est la luminance émise par un corps noir ayant la température  $T(l)$  du milieu et  $\epsilon_\lambda$  est l'émissivité du milieu telle que  $\epsilon_\lambda = 1 - \bar{\omega}_{0,\lambda}(l) = \frac{\sigma_{\lambda,abs}(l)}{\sigma_{\lambda,ext}(l)}$ .

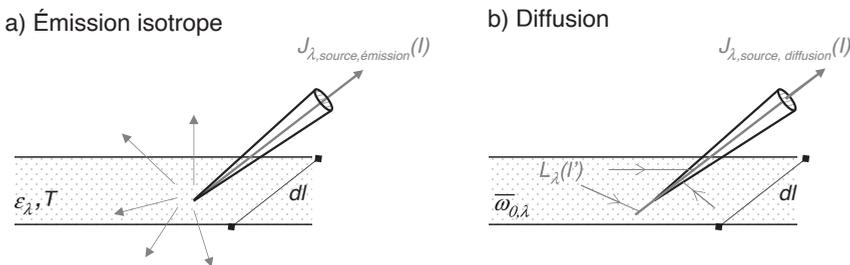
La variation  $dL_\lambda$  de la luminance le long du chemin  $dl$  s'écrit donc :

$$dL_\lambda(\bar{l}) = L_\lambda(\bar{l} + d\bar{l}) - L_\lambda(\bar{l}) = -\sigma_{\lambda,ext}(l) L_\lambda(\bar{l}) d\bar{l} + \sigma_{\lambda,ext}(l) J_{\lambda,source}(\bar{l}) d\bar{l}$$

Que l'on peut également écrire :

$$\frac{dL_\lambda(\bar{l})}{dl} = -\sigma_{\lambda,ext}(l) [L_\lambda(\bar{l}) - J_{\lambda,source}(\bar{l})] \tag{1.22}$$

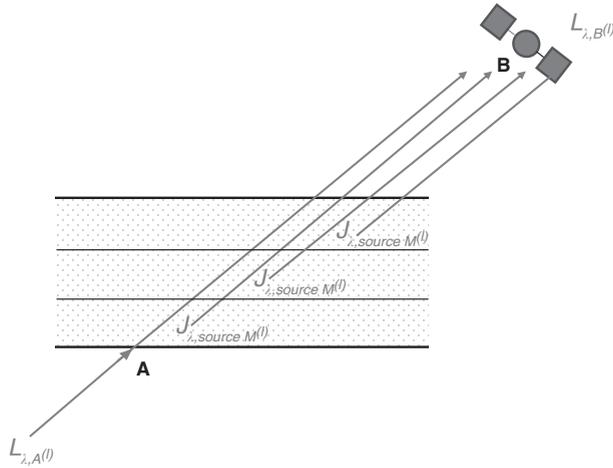
Cette équation est l'**équation du transfert radiatif**, aussi appelée équation de Schwarzschild. Notons que lorsque l'on néglige le terme source secondaire  $J_{\lambda,source}(\bar{l}) = 0$ , on retrouve la loi de Beer-Lambert (1.10), Figure 1.8.



**Figure 1.11** – Illustration des termes sources secondaires  $J_{\lambda,source\acute{e}mission}$  et  $J_{\lambda,source\acute{e}diffusion}$  dans le cas d'une émission isotrope (cas a) et de la diffusion (cas b)

### b) Équation du transfert radiatif pour la télédétection

Le rayonnement mesuré depuis l'espace par un satellite (point B) visant dans la direction  $\bar{l}$  et provenant d'un point A est obtenu en intégrant l'équation ci-dessus le long du trajet AB (Figure 1.12).



**Figure 1.12** – Illustration des termes sources secondaires  $J_{\lambda,source\,diffusion}$  et  $J_{\lambda,source\,émission}$  le long d'un trajet AB.

La luminance  $L_{\lambda,B}(\bar{l})$  mesurée par le satellite en B dans la direction de visée  $\bar{l}$ , s'écrit :

$$L_{\lambda,B}(\bar{l}) = L_{\lambda,A}(\bar{l}) \exp\left(-\int_A^B \sigma_{\lambda,ext}(l') dl'\right) + \int_A^B J_{\lambda,source,M}(\bar{l}) \exp\left(-\int_M^B \sigma_{\lambda,ext}(l') dl'\right) \sigma_{\lambda,ext}(l) dl \quad (1.23)$$

Le terme  $L_{\lambda,A}(\bar{l}) \exp\left(-\int_A^B \sigma_{\lambda,ext}(l') dl'\right)$  correspond à  $L_{\lambda,A}(\bar{l})$  la luminance au point A dans la direction  $\bar{l}$  atténuée de  $\exp\left(-\int_A^B \sigma_{\lambda,ext}(l') dl'\right)$  lors de son trajet direct linéaire suivant la direction  $\bar{l}$  jusqu'au satellite au point B.

Le terme  $J_{\lambda,source,M}(\bar{l}) \sigma_{\lambda,ext}(l)$  correspond à la luminance émise ou diffusée en un point M du milieu dans la direction  $\bar{l}$  (source secondaire). Cette luminance est atténuée de  $\exp\left(-\int_M^B \sigma_{\lambda,ext}(l') dl'\right)$  lors de son trajet direct linéaire du point M jusqu'au satellite au point B. On intègre ensuite de A à B pour prendre en compte les contributions de tous les points M situés sur cette droite.

**Exercice d'application**

Montrer que l'équation de transfert radiatif (1.22) peut s'écrire sous la forme (1.23)

**SOLUTION.**

$$\frac{dL_{\lambda}(\bar{l})}{dl} = -\sigma_{\lambda,ext}(l) [L_{\lambda}(\bar{l}) - J_{\lambda,source}(\bar{l})] \quad (1)$$

On résout cette équation différentielle par la méthode de la variation de la constante. Pour alléger la notation, on omet  $\lambda$  et la flèche du vecteur  $l$  car tous les termes sont colinéaires.

a) Équation homogène :  $\frac{dL(l)}{L(l)} = -\sigma_{\lambda,ext}(l) dl \Rightarrow$

Solution :  $L_H(l) = C \cdot \exp\left(-\int_A^l \sigma_{\lambda,ext}(l') dl'\right)$  (2)

b) Solution particulière sous la forme :  $L_P(l) = C(l) \exp\left(-\int_A^l \sigma_{\lambda,ext}(l') dl'\right)$  (3)

d'où :  $\frac{dL_P}{dl} = \frac{dC(l)}{dl} \exp\left(-\int_A^l \sigma_{\lambda,ext}(l') dl'\right) - C(l) \sigma_{\lambda,ext}(l) \exp\left(-\int_A^l \sigma_{\lambda,ext}(l') dl'\right)$  (4)

On injecte (3) et (4) dans l'équation (1) d'où :

$$C(l) = \int_A^l \sigma_{\lambda,ext}(l'') \cdot J_{source}(l'') \cdot \exp\left(\int_A^{l''} \sigma_{\lambda,ext}(l') dl'\right) \cdot dl''$$
 (5)

En injectant l'expression (5) dans l'équation (3) :

$$L_P(l) = \exp\left(-\int_A^l \sigma_{\lambda,ext}(l') dl'\right) \int_A^l \sigma_{\lambda,ext}(l'') J_{source}(l'') \exp\left(\int_A^{l''} \sigma_{\lambda,ext}(l') dl'\right) dl''$$
 (6)

c) La solution totale est la somme des solutions générale (2) et particulière (6).

Au point B :

$$L(B) = C(l) \exp\left(-\int_A^B \sigma_{\lambda,ext}(l') dl'\right) + \exp\left(-\int_A^B \sigma_{\lambda,ext}(l') dl'\right) \int_A^B \sigma_{\lambda,ext}(l'') J_{source}(l'') \exp\left(\int_A^{l''} \sigma_{\lambda,ext}(l') dl'\right) dl''$$
 (7)

On note :  $I = \exp\left(-\int_A^B \sigma_{\lambda,ext}(l') dl'\right) \int_A^B \sigma_{\lambda,ext}(l'') \cdot J_{source}(l'') \exp\left(\int_A^{l''} \sigma_{\lambda,ext}(l') dl'\right) dl''$

Le terme  $\exp\left(-\int_A^B \sigma_{\lambda,ext}(l') dl'\right)$  étant une constante, on peut écrire I sous la forme :

$$I = \int_A^B \sigma_{\lambda,ext}(l'') J_{source}(l'') \exp\left(\int_A^{l''} \sigma_{\lambda,ext}(l') dl' + \int_B^A \sigma_{\lambda,ext}(l') dl'\right) dl''$$

d'où  $I = \int_A^B \sigma_{\lambda,ext}(l'') J_{source}(l'') \exp\left(\int_B^{l''} \sigma_{\lambda,ext}(l') dl'\right) dl''$  (8)

En injectant l'expression (8) dans l'équation (7) on obtient l'expression recherchée :

$$L_B = L_A \cdot \exp\left(-\int_A^B \sigma_{\lambda,ext}(l') dl'\right) + \int_A^B \sigma_{\lambda,ext}(l'') J_{source}(l'') \exp\left(-\int_{l''}^B \sigma_{\lambda,ext}(l') \cdot dl'\right) dl''$$

Il est souvent utile de faire apparaître la variable altitude z dans l'équation de transfert radiatif. Pour cela, on introduit l'angle zénithal  $\theta$  entre l'axe (0z) et la direction  $\vec{dl}$  tel que  $dz = \cos(\theta) dl$ . De même, il est parfois souhaitable de faire apparaître l'épaisseur optique  $\delta$ , pour ce faire on utilise la relation  $d\delta_\lambda = \sigma_{\lambda,ext} dz = \sigma_{\lambda,ext} \cos(\theta) \cdot dl$

**Exercice d'application**

Écrire l'équation du transfert radiatif 1.23 en fonction de l'altitude.

**SOLUTION.**

$$L_{\lambda,B}(\vec{l}) = L_{\lambda,A}(\vec{l}) \exp\left(-\int_{z_A}^{z_B} \sigma_{\lambda,ext}(z) \frac{dz}{\cos\theta}\right) + \int_{z_A}^{z_B} J(z, \vec{l}) \frac{\sigma_{\lambda,ext}(z)}{\cos\theta} \exp\left(-\int_z^{z_B} \sigma_{\lambda,ext}(z') \frac{dz'}{\cos\theta}\right) dz.$$

d'où :  $L_{\lambda,B}(\vec{l}) = L_{\lambda,A}(\vec{l}) \exp\left(-\frac{\delta_{\lambda,AB}}{\cos\theta}\right) + \int_{z_A}^{z_B} J_{\lambda,source}(z, \vec{l}) \exp\left(-\frac{\delta_{\lambda,zB}}{\cos\theta}\right) dz$  (1.24)

Dans la suite de ce chapitre et tout au long des différents chapitres de cet ouvrage nous formulerons l'équation de transfert radiatif pour différentes applications de la télédétection. La complexité du transfert radiatif réside dans la détermination des **sources secondaires**  $J_{\lambda,source}(z, \vec{l})$  qui prennent des formes très complexes (§ 1.4.a) et nécessitent d'utiliser des formalismes de calcul et des méthodes numériques que nous n'aborderons pas dans cet ouvrage. Les lecteurs intéressés sont invités à consulter des ouvrages dédiés au transfert radiatif de niveau avancé (voir la section « pour aller plus loin » à la fin de ce chapitre). Ici, nous utiliserons des formulations simplifiées de ces fonctions sources secondaires  $J_{\lambda,source}(z, \vec{l})$  qui permettent d'appréhender les termes les plus importants pour la télédétection.

### c) Transmission atmosphérique en ciel clair

Il est utile de garder à l'esprit que quelle que soit l'application de la télédétection à l'observation de la Terre, certains éléments sont invariants. Nous discutons ces éléments ici.

Les satellites d'observation de la Terre sont toujours mis en orbite à des altitudes de plusieurs centaines de kilomètres au-dessus de la surface de la Terre (Chapitre 2). 90 % de la masse de l'atmosphère terrestre est contenue dans les vingt premiers kilomètres au-dessus de la surface. Cette masse atmosphérique contient en permanence naturellement des molécules gazeuses de dioxyde d'azote ( $N_2$ ) et de dioxyde d'oxygène ( $O_2$ ) en grande quantité, et aussi en plus petite quantité de l'ozone ( $O_3$ ), de la vapeur d'eau ( $H_2O$ ) et du dioxyde de carbone ( $CO_2$ ). Ces gaz seront étudiés en détail dans le chapitre 3. Ici nous décrivons uniquement en quoi leur présence permanente impacte la télédétection depuis un satellite. On appelle **ciel clair** une atmosphère ne contenant que ces gaz permanents à l'exclusion de tout autre composant tels que les gaz polluants émis par l'espèce humaine, les gaz émis par des éruptions volcaniques ponctuelles, les aérosols, nuages, pluies, neige, etc. Le rayonnement récolté par un instrument devra toujours traverser ce ciel clair pour atteindre le satellite et interagira donc toujours avec ces gaz présents en permanence.

Si l'atmosphère était inexistante, le rayonnement  $L_{\lambda,surf}$  émis à la surface de la Terre et le rayonnement  $L_{\lambda,SDA}$  récolté sur le satellite seraient égaux. De la même manière, le rayonnement solaire incident au sommet de l'atmosphère et le rayonnement récolté par un capteur à la surface de la Terre seraient égaux. En présence des gaz permanents, en ciel clair, le rayonnement émergent est différent du rayonnement incident, et le rapport entre les deux est appelé **transmission atmosphérique en ciel clair**  $\mathcal{T}_{\lambda,atmclaire}(z_{SDA}, z_{sol})$ .

$$\frac{L_{\lambda,SDA}}{L_{\lambda,surf}} = \mathcal{T}_{\lambda,atmclaire}(z_{SDA}, z_{sol})$$

$$\text{avec } \mathcal{T}_{\lambda,atmclaire}(z_{SDA}, z_{sol}) = \exp\left(\frac{-\delta_{\lambda}(z_{SDA}, z_{sol})}{\cos\theta}\right)$$

L'angle  $\theta$  dépend de la direction  $\vec{l}$  du rayonnement incident. La transmission atmosphérique  $\mathcal{T}_{\lambda,atm}(z_{SDA}, z_{sol})$  indique la capacité d'une onde de longueur d'onde  $\lambda$  à traverser l'atmosphère sans être absorbée ou diffusée.  $\mathcal{T}_{\lambda,atm}(z_{SDA}, z_{sol}) = 1$  lorsque

100 % du rayonnement traverse l'atmosphère sans interaction, on parle alors d'une atmosphère transparente ;  $\mathcal{T}_{\lambda,atm}(z_{SDA}, z_{sol}) = 0$  lorsque l'intégralité du rayonnement est absorbée et/ou diffusée par l'atmosphère, il s'agit alors d'une atmosphère complètement opaque. Il est parfois utile d'exprimer la transmission entre deux points qui ne sont pas le sommet de l'atmosphère et la surface, par exemple M et N. Dans ce cas, on note  $\mathcal{T}_{\lambda,atm}(z_M, z_N)$  ou  $\mathcal{T}_{\lambda,atm}(M, N)$ .

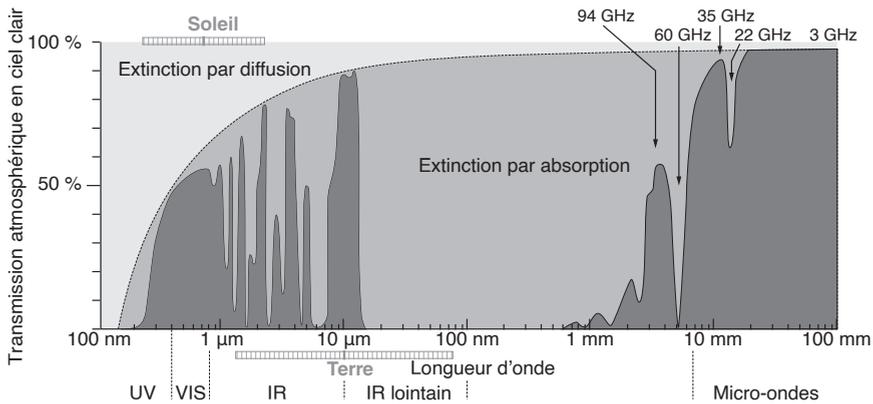
**Exercice d'application**

Écrire l'équation de transfert radiatif (1.24) en utilisant la transmission.

**SOLUTION.** À partir de l'équation obtenue dans l'exercice d'application précédent, on obtient :

$$L_{\lambda,B}(\bar{l}) = L_{\lambda,A}(\bar{l}) \mathcal{T}_{\lambda,atm}(z_A, z_B) + \int_{z_A}^{z_B} J_{\lambda,source}(z, \bar{l}) \mathcal{T}_{\lambda,atm}(z, z_B) dz \quad (1.25)$$

Les interactions par diffusion et par absorption pilotent la valeur de la transmission atmosphérique  $\mathcal{T}_{\lambda,atm}$ . La figure 1.13 montre l'impact de la **diffusion** sur  $\mathcal{T}_{\lambda,atm}$  (gris clair), et l'impact de l'**absorption** sur  $\mathcal{T}_{\lambda,atm}$  (gris foncé) à chaque longueur d'onde sur tout le spectre entre 100 nm et 100 mm. Les deux contributions (diffusion, absorption) sont séparées par la courbe noire en pointillés.



**Figure 1.13** – Transmission atmosphérique entre la surface et le SDA en fonction de la longueur d'onde pour une atmosphère ne contenant que des gaz (en quantité standard).

Les barres horizontales hachurées indiquent les domaines spectraux où les quantités de rayonnements émis par le Soleil et la Terre sont les plus importantes.

**CONSÉQUENCES**

Il existe des **fenêtres de transmission atmosphérique** c'est-à-dire des domaines spectraux dans lesquels l'atmosphère est partiellement transparente :

- 1) La première fenêtre de transmission atmosphérique ( $\mathcal{T}_{\lambda,atm}(z_{SDA}, z_{sol}) \approx 50\%$ ) se situe dans le domaine visible (0,4-0,8  $\mu\text{m}$ ). Et il se trouve que l'émission solaire est maximale dans ce même domaine spectral.

- 2) La deuxième fenêtre de transmission atmosphérique ( $T_{\lambda,atmclaire}(z_{SDA},z_{sol}) \simeq 80\%$ ) se situe dans le domaine infrarouge thermique, dans une bande spectrale relativement étroite (8-12  $\mu\text{m}$ ). Et il se trouve que l'émission tellurique est maximale dans ce même domaine spectral.
- 3) La troisième fenêtre de transmission atmosphérique ( $T_{\lambda,atmclaire}(z_{SDA},z_{sol}) > 80\%$ ) se situe dans le domaine des micro-ondes.

Une partie des rayonnements solaire et tellurique sont donc émis dans les mêmes domaines spectraux que les deux premières fenêtres de transmission atmosphériques. Ces rayonnements peuvent donc traverser facilement l'atmosphère dans ces fenêtres lorsque l'atmosphère est claire. Par conséquent, on choisira de mesurer la luminance à des longueurs d'onde contenues dans une des fenêtres atmosphériques pour observer tout élément qui n'est pas un gaz : le sol, l'océan, l'eau, les nuages, les aérosols, la pluie. En dehors de ces fenêtres atmosphériques, l'essentiel des rayonnements tellurique et solaire sera absorbé ou diffusé par les molécules (gaz présents en permanence dans l'atmosphère), empêchant presque toute interaction avec les autres éléments (le sol, l'océan, l'eau, les nuages, les aérosols, la pluie). Au contraire, si l'on souhaite mesurer la quantité d'un gaz ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{O}_3\dots$ ), on choisira de mesurer la luminance à une longueur d'onde où le rayonnement interagit avec le gaz étudié. Idéalement, on choisira une longueur d'onde où seul le gaz étudié absorbe le rayonnement (Chapitre 3).

## 2 Notions de transfert radiatif pour la télédétection passive

---

En télédétection passive, la source de rayonnement principale est naturelle, et la variable mesurée est la luminance. Dans cette section, nous établirons l'expression approchée de la luminance mesurée par satellite dans quelques cas très simples pour observer les nuages, les aérosols, les gaz, les surfaces, la cryosphère ou l'océan. L'objectif de cette section est de mettre en évidence les termes de l'équation de transfert radiatif dans chaque cas. Les expressions plus précises et plus exhaustives de ces luminances seront présentées dans les chapitres 3 à 7.

### 2.1 Télédétection passive dans le visible

#### a) Géométrie de visée

Dans le domaine visible, la source principale naturelle de rayonnement est le Soleil. Ce rayonnement arrive sur Terre dans une seule direction (§ 1.3.b). Dans la fenêtre atmosphérique visible (0,4-0,8  $\mu\text{m}$ , Figure 1.13), l'interaction entre le rayonnement solaire et les objets étudiés (aérosols, nuages, surface, océans, continents) se fait essentiellement sous forme de diffusion, à l'exception de certains gaz. On parlera alors du **rayonnement réfléchi** ou de **reflectance**, c'est-à-dire de rayonnement renvoyé vers l'espace après avoir subi des diffusions.

La géométrie de visée du satellite repérée par le vecteur  $\vec{l}$  dans le paragraphe précédent peut être décrite par le système d'angles de la figure 1.14. Les angles  $\theta_s$  et  $\theta_v$  sont respectivement l'angle zénithal du rayonnement solaire incident (déjà introduit précédemment) et l'angle zénithal de visée du satellite. L'angle  $\theta_s$  dépend de la position de la Terre par rapport au Soleil, c'est-à-dire de l'heure et du lieu (latitude et longitude) de la mesure. L'angle  $\theta_v$  dépend de la position du satellite et de l'orientation de l'instrument à bord de la plateforme : si l'instrument vise exactement à la verticale, alors  $\theta_v = 0$ , c'est ce que l'on appelle la visée au **nadir**. L'angle  $\varphi_s$  représente quant à lui l'**azimut** solaire,  $\varphi_v$  l'azimut de la visée, et  $\varphi_v - \varphi_s$  l'azimut relatif que l'on utilisera par la suite pour caractériser le rayonnement mesuré au niveau du satellite.

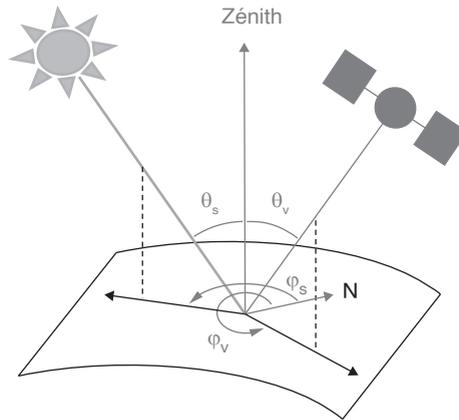


Figure 1.14 – Système angulaire décrivant la visée d'un satellite.

Le zénith indique la direction verticale du lieu et N indique le Nord.

Au sommet de l'atmosphère, on caractérise la répartition angulaire de la réflexion par la **réflectance bidirectionnelle** monochromatique (ou spectrale) notée  $\rho_{\lambda,SDA}(\theta_s, \varphi_s, \varphi_v - \varphi_s)$ , qui est le rapport de la luminance spectrale réfléchie par le milieu dans une direction donnée  $L_{\lambda,r,SDA}^\uparrow(\theta_s, \theta_v, \varphi_v - \varphi_s)$ , et le flux incident monochromatique  $E_\lambda^\downarrow(\theta_s, \varphi_s) \cos \theta_s$ , au facteur  $\pi$  près qui permet d'obtenir une grandeur sans unité. La luminance réfléchie (« réflexion ») au sommet de l'atmosphère dans une direction d'observation  $(\theta_v, \varphi_v - \varphi_s)$  provient du rayonnement diffusé vers le haut par l'ensemble des éléments de l'atmosphère et de la surface terrestre :

$$\rho_{\lambda,SDA}(\theta_s, \varphi_s, \varphi_v - \varphi_s) = \frac{\pi L_{\lambda,r,SDA}^\uparrow(\theta_s, \theta_v, \varphi_v - \varphi_s)}{E_\lambda^\downarrow(\theta_s, \varphi_s) \cdot \cos \theta_s} \quad (1.26)$$

On appelle **réflecteurs isotropes** ou **réflecteurs lambertiens**, les milieux qui ont la propriété de réfléchir ou diffuser de façon identique dans toutes les directions. La luminance réfléchie ne dépend plus de l'angle d'observation. La réflectance bidirectionnelle est donc identique sous toutes les directions d'observation et ne dépend que des angles solaires :  $\rho_{\lambda,isotrope}(\theta_s, \varphi_s)$ .