



# Caractérisation multispectrale imageante du champ de lumière de sources et de matériaux pour la photosimulation

Pierre Boulenguez

► **To cite this version:**

Pierre Boulenguez. Caractérisation multispectrale imageante du champ de lumière de sources et de matériaux pour la photosimulation. Autre [cs.OH]. Université Paris-Est, 2010. Français. <NNT : 2010PEST1008>. <tel-00587367>

**HAL Id: tel-00587367**

**<https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-00587367>**

Submitted on 20 Apr 2011

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Paris-Est

THÈSE  
pour obtenir le grade de  
Docteur de l'Université Paris-Est

Spécialité : Informatique

Présentée et soutenue publiquement par  
Pierre Boulenguez  
le 4 janvier 2010

# Caractérisation Multispectrale Imageante du Champ de Lumière de Sources et de Matériaux pour la Photosimulation

Multispectral Imaging Assessment of Sources and Materials for  
Photosimulation

## Rapporteurs

Prof. assoc. Marilynne Andersen	Massachusetts Institute of Technology
Prof. Hans Brettel	Centre National de la Recherche Scientifique/Télécom ParisTech
Prof. Xavier Briottet	Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales
Prof. ém. Bernard Péroche	Université Claude Bernard Lyon 1

## Directeur

Prof. Laurent Najman	École Supérieure d'Ingénieurs en Électronique et Électrotechnique
----------------------	---

## Encadrants

Dr. Samuel Carré	Centre Scientifique et Technique du Bâtiment
MCF. Benoît Piranda	Université de Franche-Comté



# Remerciements

Je tiens à remercier Prof. Assoc. Marilynne Andersen, Prof. Hans Brettel, Prof. Xavier Briottet et Prof. Bernard Péroche, qui ont accepté de rapporter ce travail.

Je remercie également Prof. Laurent Najman (directeur de thèse) ainsi que Dr. Samuel Carré et MCF. Benoît Piranda (co-encadrants).

Je remercie par ailleurs M. Michel Garcia (Ingénieur au Centre Scientifique et Technique du Bâtiment) pour son aide dans la réalisation des instruments présentés dans la thèse.

Je remercie aussi Melle Caroline Gloaguen, Melle Estel Leou Cham, et M. Pierre Peigné (stagiaires de l'École Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers) qui ont participé à la fabrication de ces instruments.

Je remercie enfin Mme Christiane Boulenguez (ma mère), Mme Cécile Jacomet Boulenguez (ma sœur), Mme Edith Brunelière, Melle Cécile Grève, Melle Claire Coutzac, M. Anthony Giroud, Prof. Didier Arquès, M. Matthieu Fonchain, Dr. Michel Perraudeau, ainsi que Dr. Nicolas Noé, pour leurs conseils avisés sur ce document.





# Hommage



Avec une bêche à l'épaule,  
Avec à la lèvre un doux chant,  
Avec à la lèvre un doux chant,  
Avec à l'âme un grand courage,  
Il s'en allait trimer aux champs.

Pauvre Martin, pauvre misère,  
Creuse la terre, creuse le temps.

Pour gagner le pain de sa vie,  
De l'aurore jusqu'au couchant,  
De l'aurore jusqu'au couchant,  
Il s'en allait bêcher la terre,  
En tous les lieux, par tous les temps.

Pauvre Martin, pauvre misère,  
Creuse la terre, creuse le temps.

Sans laisser voir sur son visage,  
Ni l'air jaloux ni l'air méchant,  
Ni l'air jaloux ni l'air méchant,  
Il retournait le champ des autres,  
Toujours bêchant, toujours bêchant.

Pauvre Martin, pauvre misère,  
Creuse la terre, creuse le temps.

Et quand la mort lui a fait signe,  
De labourer son dernier champ,  
De labourer son dernier champ,  
Il creusa lui-même sa tombe,  
En faisant vite, en se cachant.

Pauvre Martin, pauvre misère,  
Creuse la terre, creuse le temps.

Il creusa lui-même sa tombe,  
En faisant vite, en se cachant,  
En faisant vite, en se cachant,  
Et s'y étendit sans rien dire  
Pour ne pas déranger les gens.

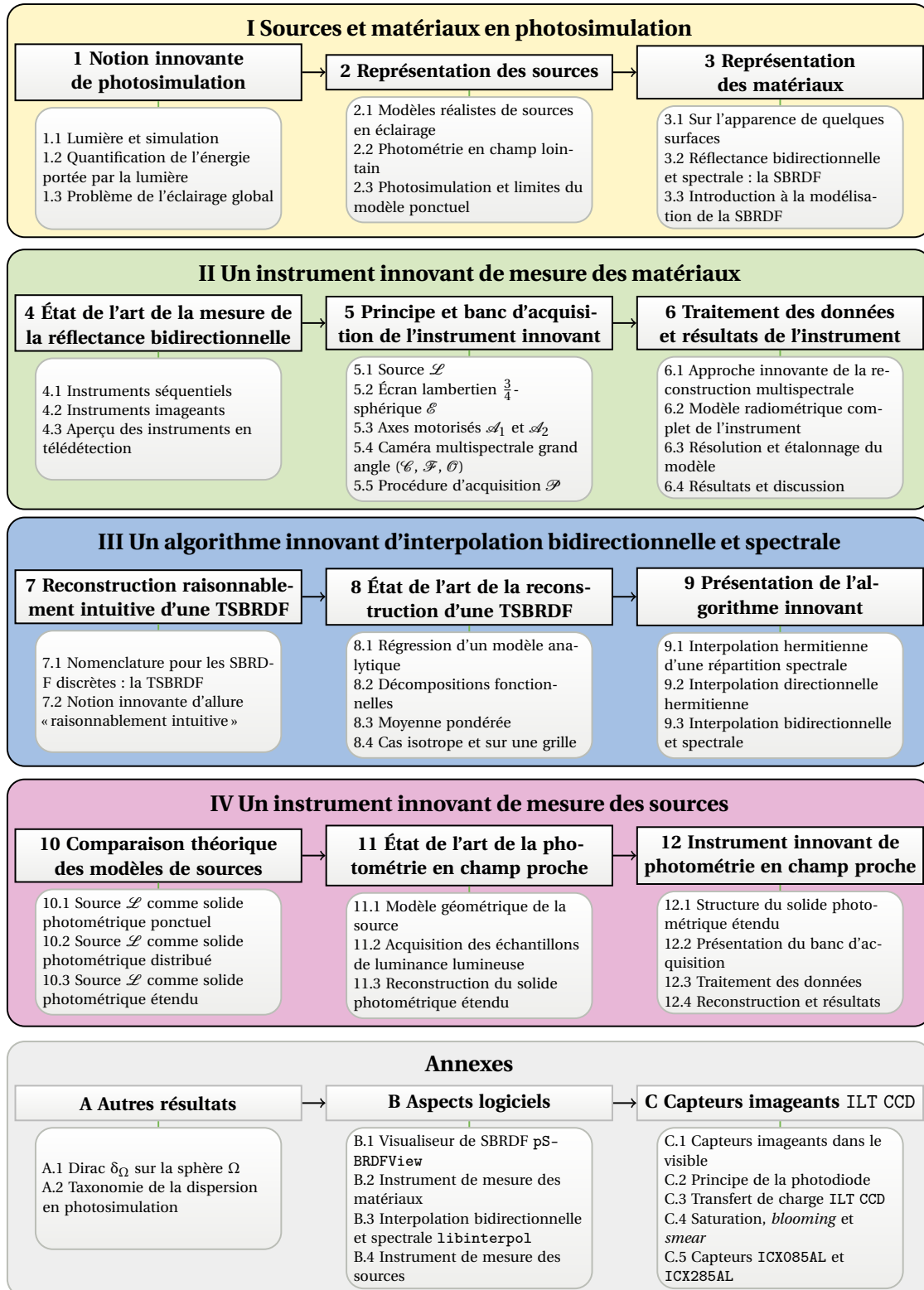
Pauvre Martin, pauvre misère,  
Dors sous la terre, dors sous le temps.

Pauvre Martin - Brassens<sup>1</sup>.

1. Georges Brassens (1921-1981).



# Plan de la thèse



**Séquences de lecture alternatives.**

**Instrument de mesure de matériaux/SBRDF :** (1, 3, C, 4) 5, 6, B.2

**Interpolation de fonctions directionnelles :** 7.2, 9.2, B.3

**Interpolation de SBRDF discrètes :** (1, 3) 7, 8, 9, B.3

**Instrument de mesure de sources :** (1, 2, C, 10, 11) 12, B.4



# Table des matières

Titre . . . . .	i
Remerciements . . . . .	iii
Hommage . . . . .	v
Plan de la thèse . . . . .	vii
Table des matières . . . . .	ix
Table des figures . . . . .	xv
Table des tableaux . . . . .	xix
Table des procédures . . . . .	xxi
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Sources et matériaux en photosimulation</b>	<b>3</b>
<b>1 Notion innovante de photosimulation</b>	<b>5</b>
1.1 Lumière et simulation . . . . .	6
1.1.1 Modèles physiques de la lumière . . . . .	6
1.1.2 Lumière physique et simulation . . . . .	7
1.2 Quantification de l'énergie portée par la lumière . . . . .	8
1.2.1 Grandeurs radiométriques spectrales . . . . .	9
1.2.2 Grandeurs photométriques et colorimétriques . . . . .	11
1.3 Problème de l'éclairage global . . . . .	14
1.3.1 Équation des transferts radiatifs . . . . .	14
1.3.2 Algorithmes d'éclairage global . . . . .	15
Conclusion du chapitre . . . . .	15
<b>2 Représentation des sources</b>	<b>17</b>
2.1 Modèles réalistes de sources en éclairage . . . . .	18
2.1.1 Introduction à l'éclairage . . . . .	18
2.1.2 Modèles de sources « solides photométriques » . . . . .	19
2.2 Photométrie en champ lointain . . . . .	19
2.2.1 Principe du goniophotomètre . . . . .	19
2.2.2 Visualisation et stockage de l'intensité lumineuse . . . . .	21
2.3 Photosimulation et limites du modèle ponctuel . . . . .	21
2.3.1 Solide photométrique ponctuel . . . . .	21
2.3.2 Solide photométrique distribué . . . . .	21
2.3.3 Solide photométrique étendu . . . . .	22
Conclusion du chapitre . . . . .	22

<b>3</b>	<b>Représentation des matériaux</b>	<b>25</b>
3.1	Sur l'apparence de quelques surfaces . . . . .	25
3.1.1	Phénomène spéculaire . . . . .	26
3.1.2	Phénomène lambertien . . . . .	26
3.1.3	Critère de rugosité de Rayleigh . . . . .	27
3.1.4	Phénomène brillant . . . . .	28
3.1.5	Phénomène opalescent . . . . .	29
3.1.6	Phénomène de rétro réflexion . . . . .	29
3.1.7	Phénomène anisotrope . . . . .	30
3.1.8	Phénomène en couches . . . . .	30
3.1.9	Phénomène iridescent . . . . .	31
3.1.10	Phénomènes fluorescents et phosphorescents . . . . .	31
3.1.11	Bilan sur l'apparence . . . . .	32
3.2	Réflectance bidirectionnelle et spectrale : la SBRDF . . . . .	32
3.2.1	Définition de la SBRDF . . . . .	33
3.2.2	Conservation de l'énergie d'une SBRDF . . . . .	33
3.2.3	Réciprocité de Helmholtz . . . . .	34
3.2.4	Condition d'isotropie de Noé [Noé99] . . . . .	35
3.3	Introduction à la modélisation de la SBRDF . . . . .	35
3.3.1	Modèle lambertien . . . . .	35
3.3.2	Modèle spéculaire . . . . .	36
3.3.3	Modèle des microfacettes de Cook et Torrance [CT82] . . . . .	39
3.3.4	Modèle d'optique ondulatoire de He <i>et al.</i> [HTSG91] . . . . .	41
3.3.5	Modèle historique de Minnaert [Min41] . . . . .	43
3.3.6	Modèles du lobe de cosinus de Phong [Pho75] et Blinn [Bli77] . . . . .	43
3.3.7	Modèle anisotrope de Ward [War92] . . . . .	45
3.3.8	Modèle à lobes de cosinus généralisés de Lafortune <i>et al.</i> [LFTG97] . . . . .	46
	Conclusion du chapitre . . . . .	46
<b>II</b>	<b>Un instrument innovant de mesure des matériaux</b>	<b>49</b>
<b>4</b>	<b>État de l'art de la mesure de la réflectance bidirectionnelle</b>	<b>51</b>
4.1	Instruments séquentiels . . . . .	52
4.1.1	Gonioréfectomètre de Serrot <i>et al.</i> [SBBC98] . . . . .	52
4.1.2	Gonioréfectomètre de Deniel [Den02] . . . . .	53
4.1.3	Gonioréfectomètre LIGHT TEC REFLET 90 [TEC07] . . . . .	54
4.2	Instruments imageants . . . . .	54
4.2.1	Instruments imageants directs . . . . .	55
4.2.2	Instruments imageants indirects . . . . .	56
4.3	Aperçu des instruments en télédétection . . . . .	63
	Conclusion du chapitre . . . . .	64
<b>5</b>	<b>Principe et banc d'acquisition de l'instrument innovant</b>	<b>67</b>
5.1	Source $\mathcal{L}$ . . . . .	69
5.2	Écran lambertien $\frac{3}{4}$ -sphérique $\mathcal{E}$ . . . . .	71

5.3	Axes motorisés $\mathcal{A}_1$ et $\mathcal{A}_2$ . . . . .	74
5.4	Caméra multispectrale grand angle $(\mathcal{C}, \mathcal{F}, \mathcal{O})$ . . . . .	75
5.4.1	Caméra ILT CCD $\mathcal{C}$ . . . . .	75
5.4.2	Filtre LCTF $\mathcal{F}$ . . . . .	76
5.4.3	Objectif <i>fish-eye</i> $\mathcal{O}$ . . . . .	78
5.4.4	Assemblage optique $(\mathcal{C}, \mathcal{F}, \mathcal{O})$ . . . . .	80
5.5	Procédure d'acquisition $\mathcal{P}$ . . . . .	83
5.5.1	Pilotes de périphériques . . . . .	83
5.5.2	Architecture logicielle . . . . .	84
5.5.3	Stockage des données . . . . .	85
	Conclusion du chapitre . . . . .	85
<b>6</b>	<b>Traitement des données et résultats de l'instrument</b>	<b>89</b>
6.1	Approche innovante de la reconstruction multispectrale . . . . .	89
6.1.1	Niveau d'un pixel et éclairage spectrique du capteur $\mathcal{C}$ . . . . .	90
6.1.2	Problème de la reconstruction multispectrale . . . . .	92
6.1.3	Solution au problème de la reconstruction multispectrale . . . . .	96
6.2	Modèle radiométrique complet de l'instrument . . . . .	101
6.2.1	Luminance spectrique de l'écran $\mathcal{E}$ . . . . .	101
6.2.2	Luminance spectrique de l'échantillon $\mathcal{M}$ . . . . .	104
6.2.3	Expression de la SBRDF de l'échantillon $\mathcal{M}$ . . . . .	107
6.3	Résolution et étalonnage du modèle . . . . .	109
6.3.1	Résolution numérique des termes du modèle . . . . .	109
6.3.2	Compensation des interréflections dans l'écran $\mathcal{E}$ . . . . .	116
6.3.3	Subdivision de l'hémisphère $\Omega^+$ . . . . .	118
6.3.4	Discrétisation de la luminance spectrique $L_\lambda(\vec{x}_e)$ de l'écran $\mathcal{E}$ . . . . .	120
6.3.5	Étalonnage du modèle avec une mesure de référence . . . . .	121
6.4	Résultats et discussion . . . . .	123
	<b>Conclusion et perspectives de la partie</b>	<b>125</b>
 <b>III Un algorithme innovant d'interpolation bidirectionnelle et spectrale</b>		<b>127</b>
<b>7</b>	<b>Reconstruction raisonnablement intuitive d'une TSBDF</b>	<b>129</b>
7.1	Nomenclature pour les SBRDF discrètes : la TSBDF . . . . .	129
7.2	Notion innovante d'allure « raisonnablement intuitive » . . . . .	130
7.2.1	Interpolation . . . . .	130
7.2.2	Dérivabilité . . . . .	131
7.2.3	Masquage d'échantillons . . . . .	131
7.2.4	Métrie sphérique . . . . .	132
7.2.5	Support local . . . . .	132
7.2.6	Enveloppe convexe . . . . .	132
7.2.7	Neutralité . . . . .	132
7.2.8	Reproductibilité . . . . .	133



7.2.9	Artefact bidirectionnel . . . . .	133
	Conclusion du chapitre . . . . .	133
<b>8</b>	<b>État de l'art de la reconstruction d'une TSBPDF</b>	<b>135</b>
8.1	Régression d'un modèle analytique . . . . .	135
8.2	Décompositions fonctionnelles . . . . .	136
8.2.1	Base des polynômes circulaires de Zernike . . . . .	136
8.2.2	Base des harmoniques sphériques . . . . .	137
8.2.3	Bases d'ondelettes . . . . .	138
8.2.4	Bilan de la reconstruction par décompositions fonctionnelles . . . . .	139
8.3	Moyenne pondérée . . . . .	139
8.3.1	Pondération $w_{k,\rho,j}$ de Noé et Péroche [NP00] . . . . .	140
8.4	Cas isotrope et sur une grille . . . . .	142
8.4.1	Algorithme de Noé [Noé99] pour une BRDF supposée isotrope . . . . .	142
8.4.2	Algorithme de DeYoung et Fournier [DF97] sur une grille . . . . .	143
	Conclusion du chapitre . . . . .	144
<b>9</b>	<b>Présentation de l'algorithme innovant</b>	<b>145</b>
9.1	Interpolation hermitienne d'une répartition spectrale . . . . .	145
9.1.1	Interpolant spline d'ordre zéro . . . . .	146
9.1.2	Interpolant spline d'ordre un . . . . .	146
9.1.3	Interpolant spline d'ordre trois hermitien . . . . .	147
9.1.4	Bilan des interpolants spectraux . . . . .	149
9.2	Interpolation directionnelle hermitienne . . . . .	150
9.2.1	Interpolant spline d'ordre zéro . . . . .	151
9.2.2	Topologie des échantillons par triangulation sphérique . . . . .	152
9.2.3	Interpolant spline d'ordre un . . . . .	156
9.2.4	Interpolant spline d'ordre trois hermitien . . . . .	159
9.2.5	Bilan des interpolants directionnels . . . . .	165
9.3	Interpolation bidirectionnelle et spectrale . . . . .	166
9.3.1	Interpolant directionnel et spectral . . . . .	166
9.3.2	Interpolant bidirectionnel et spectral . . . . .	166
	<b>Conclusion et perspectives de la partie</b>	<b>169</b>
<b>IV</b>	<b>Un instrument innovant de mesure des sources</b>	<b>171</b>
<b>10</b>	<b>Comparaison théorique des modèles de sources</b>	<b>173</b>
10.1	Source $\mathcal{L}$ comme solide photométrique ponctuel . . . . .	174
10.2	Source $\mathcal{L}$ comme solide photométrique distribué . . . . .	174
10.3	Source $\mathcal{L}$ comme solide photométrique étendu . . . . .	175
	Conclusion du chapitre . . . . .	176
<b>11</b>	<b>État de l'art de la photométrie en champ proche</b>	<b>179</b>
11.1	Modèle géométrique de la source . . . . .	179
11.2	Acquisition des échantillons de luminance lumineuse . . . . .	180

11.3 Reconstruction du solide photométrique étendu . . . . .	181
Conclusion du chapitre . . . . .	182
<b>12 Instrument innovant de photométrie en champ proche</b>	<b>183</b>
12.1 Structure du solide photométrique étendu . . . . .	183
12.2 Présentation du banc d'acquisition . . . . .	184
12.2.1 Aspects mécaniques . . . . .	185
12.2.2 Détecteur composite $\mathcal{R}$ . . . . .	185
12.2.3 Considérations relatives aux lampes . . . . .	186
12.2.4 Pilotage de l'acquisition . . . . .	187
12.3 Traitement des données . . . . .	187
12.3.1 Calibrage géométrique . . . . .	187
12.3.2 Calibrage radiométrique . . . . .	188
12.3.3 Calibrage photométrique . . . . .	190
12.4 Reconstruction et résultats . . . . .	192
12.4.1 Reconstruction du solide photométrique étendu . . . . .	192
12.4.2 Résultats de l'instrument . . . . .	192
<b>Conclusion et perspectives de la partie</b>	<b>195</b>
<b>Synthèse et perspectives</b>	<b>197</b>
<b>Annexes</b>	<b>203</b>
<b>A Autres résultats</b>	<b>203</b>
A.1 Dirac $\delta_{\Omega}$ sur la sphère $\Omega$ . . . . .	203
A.2 Taxonomie de la dispersion en photosimulation . . . . .	205
<b>B Aspects logiciels</b>	<b>207</b>
B.1 Visualiseur de SBRDF <code>pSBRDFView</code> . . . . .	208
B.2 Instrument de mesure des matériaux . . . . .	208
B.2.1 Pilotage de l'acquisition $\mathcal{P}$ . . . . .	208
B.2.2 Traitement des données . . . . .	210
B.3 Interpolation bidirectionnelle et spectrale <code>libinterpol</code> . . . . .	210
B.4 Instrument de mesure des sources . . . . .	210
<b>C Capteurs imageants ILT CCD</b>	<b>215</b>
C.1 Capteurs imageants dans le visible . . . . .	216
C.2 Principe de la photodiode . . . . .	217
C.3 Transfert de charge ILT CCD . . . . .	218
C.4 Saturation, <i>blooming</i> et <i>smear</i> . . . . .	218
C.5 Capteurs ICX085AL et ICX285AL . . . . .	219

**Bibliographie** 221

**Résumé/Abstract** 233

# Table des figures

1.1	Quelques applications de la photosimulation. . . . .	5
1.2	Intervalle des longueurs d'onde des rayonnements visibles. . . . .	8
1.3	Géométrie de la luminance spectrique. . . . .	9
1.4	Éclairement spectrique induit par la luminance spectrique d'une surface. . .	10
1.5	Fonction d'efficacité lumineuse $V_\lambda$ . . . . .	12
1.6	Fonctions d'adaptation colorée 2° CIE 1931 XYZ. . . . .	13
2.1	Rendu d'une applique murale (images Carré). . . . .	17
2.2	Terre la nuit (image Mayhew et Simmon, détail). . . . .	18
2.3	Goniophotomètre pour la mesure d'un solide photométrique ponctuel. . . .	20
3.1	Échelles de représentation de la dispersion optique (image [WAT92]). . . . .	26
3.2	Réflexion spéculaire sur un lac (image tozofoto). . . . .	26
3.3	Réflexion lambertienne sur une sphère intégratrice. . . . .	27
3.4	Microgéométrie rugueuse dans le critère de Rayleigh. . . . .	27
3.5	Réflexion brillante sur du bronze (image Robert in Toronto). . . . .	28
3.6	Réflexion brillante sur du plastique (image riphtheskull). . . . .	28
3.7	Réflexion opalescente sur une <i>teapot</i> . . . . .	29
3.8	Rétro réflexion d'une canopée (image Mat Disney/NERC CTCD). . . . .	29
3.9	Réflexion anisotrope sur un métal brossé (image dylan c). . . . .	30
3.10	Réflexion multicouches (image lunarpersuasion). . . . .	30
3.11	Réflexion iridescente sur un ormeau (image Xerones). . . . .	31
3.12	Fluorescence de quelques minéraux (image Hannes Grobe). . . . .	31
3.13	Aigle phosphorescent (image Luu Ly). . . . .	32
3.14	Géométrie de la SBRDF. . . . .	33
3.15	Géométrie des lois de la réflexion et de la réfraction. . . . .	36
3.16	Réflectance de Fresnel pour un dioptré air↔eau. . . . .	37
3.17	Polarisation de la réflectance de Fresnel. . . . .	38
3.18	Microgéométrie en distribution de microfacettes (d'après auteur inconnu). .	39
3.19	Influence de la rugosité dans le modèle Cook et Torrance (images [CT82]). .	40
3.20	Ombrage et masquage d'une microfacette en V. . . . .	40
3.21	Microgéométrie en distribution statistique d'altitudes. . . . .	41
3.22	Modèle du lobe de cosinus de Phong [Pho75]. . . . .	44
3.23	Évolution de la brillance dans le modèle de Phong [Pho75]. . . . .	44
3.24	Comparaison des modèles de Phong et Ward (images [War92]). . . . .	45
3.25	Note de Léonard de Vinci sur la couleur de la brillance. . . . .	47
4.1	Taxonomie des bancs de mesure de la réflectance bidirectionnelle. . . . .	51

4.2	Gonioréfectomètre de Serrot <i>et al.</i> (image [Cla03]). . . . .	52
4.3	Principe du gonioréfectomètre de Serrot <i>et al.</i> . . . . .	53
4.4	Gonioréfectomètre de Deniel (image [Den02]). . . . .	53
4.5	Gonioréfectomètre LIGHT TEC REFLET 90 (image [TEC07]). . . . .	54
4.6	Banc imageant direct avec un échantillon sphérique (image [Mar98]). . . . .	55
4.7	Image de mesure d'un velours (image [NDM05]). . . . .	56
4.8	Principe du banc direct cylindrique de Ngan <i>et al.</i> . . . . .	56
4.9	Principe du banc indirect spéculaire hémio elliptique de Ward. . . . .	57
4.10	Image de mesure d'un aluminium brossé (image [War92]). . . . .	57
4.11	Banc indirect spéculaire hémio elliptique de Andersen <i>et al.</i> (image [ASGB09]).	58
4.12	Banc de Dana (images [Dan01]). . . . .	59
4.13	Principe du banc indirect spéculaire parabolique hors-axe de Dana. . . . .	59
4.14	Banc de Han et Perlin (images [HP03]). . . . .	60
4.15	Principe du banc indirect spéculaire kaléidoscopique de Han et Perlin. . . .	60
4.16	Banc de Deniel (images [Den02]). . . . .	61
4.17	Principe du banc indirect lambertien cubique de Deniel. . . . .	61
4.18	Banc de Hawkins <i>et al.</i> (images [HED05]). . . . .	62
4.19	Principe du banc indirect lambertien sphérique de Hawkins <i>et al.</i> . . . . .	62
4.20	Principe du banc indirect brillant hémio elliptique de Peers <i>et al.</i> . . . . .	63
4.21	Principe d'une mesure avec un satellite géostationnaire. . . . .	64
5.1	Modèle 3D à l'échelle du banc d'acquisition de l'instrument innovant. . . . .	67
5.2	Principe de l'instrument multispectral imageant indirect innovant. . . . .	68
5.3	Lampe aux iodures métalliques MASTER MHN-SA (image constructeur). . . . .	69
5.4	Spectre de la lampe Philips MASTER MHN-SA (données constructeur). . . . .	69
5.5	Composants de la source $\mathcal{L}$ . . . . .	70
5.6	Détail de l'intérieur de l'écran lambertien $\frac{3}{4}$ -sphérique $\mathcal{E}$ . . . . .	71
5.7	Variation de l'angle d'incidence $\theta_i$ par rotation du disque support $\mathcal{D}$ . . . . .	72
5.8	Réflectance lambertienne $\rho_{\lambda, \mathcal{E}}$ de l'écran $\mathcal{E}$ . . . . .	73
5.9	Détail de l'axe motorisé $\mathcal{A}_1$ (entraîne l'échantillon $\mathcal{M}$ ). . . . .	74
5.10	Composants de la caméra multispectrale grand angle ( $\mathcal{C}, \mathcal{F}, \mathcal{O}$ ). . . . .	75
5.11	Efficacité quantique $q_{\lambda, \mathcal{C}}$ de la caméra $\mathcal{C}$ (données constructeur). . . . .	76
5.12	Transmittance $\tau_{\lambda, \mathcal{F}}(\mu)$ du filtre $\mathcal{F}$ . . . . .	77
5.13	Principe d'un objectif <i>fish-eye</i> . . . . .	79
5.14	Géométrie de la projection photographique. . . . .	79
5.15	Aperçu d'une image de mesure. . . . .	81
5.16	Visualisation sur 8 bits des images de mesure 12 bits (suite). . . . .	82
5.17	Exemple d'échantillon $\mathcal{M}$ mesuré (revêtement au sol d'un gymnase). . . . .	85
5.18	Images de mesure de l'échantillon $\mathcal{M}$ figure 5.17. . . . .	86
5.18	Images de mesure de l'échantillon $\mathcal{M}$ figure 5.17 (suite page précédente). . .	87
5.19	Deux pistes abandonnées. . . . .	87
6.1	Filtre $\mathcal{F}$ adapté en amont de la caméra $\mathcal{C}$ . . . . .	92
6.2	Réponse $g(\mu, \lambda)$ de la caméra multispectrale grand angle ( $\mathcal{C}, \mathcal{F}, \mathcal{O}$ ). . . . .	94
6.3	Spectre synthétique témoin. . . . .	96
6.4	Pseudoinverse de Moore-Penrose. . . . .	97

6.5	Minimisation non négative du résidu moindres carrés. . . . .	98
6.6	Normalisation par l'intégrale. . . . .	99
6.7	Normalisation par l'intégrale relaxée. . . . .	100
6.8	Radiométrie de la caméra multispectrale grand angle $(\mathcal{C}, \mathcal{F}, \mathcal{O})$ . . . . .	102
6.9	Angle solide $\Omega_{\mathcal{O}}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$ soutenu par l'objectif $\mathcal{O}$ sur l'écran $\mathcal{E}$ . . . . .	103
6.10	Décomposition de l'hémisphère $\Omega^+$ en $\mathcal{U} \cup \mathcal{D} \cup \mathcal{O} \cup \mathcal{M} \cup \mathcal{E}$ . . . . .	105
6.11	Géométrie de l'angle solide $\Omega_{\mathcal{M}}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$ . . . . .	106
6.12	Géométrie de l'angle solide $\Omega_{\mathcal{U}}(\vec{x}_{\mathcal{M}})$ . . . . .	108
6.13	Relation entre l'indice $p$ d'un pixel et la direction $\vec{\omega}_p$ . . . . .	109
6.14	Distance de $\vec{x}_{\mathcal{O}}$ à $\vec{x}_{\mathcal{E}}$ , en fonction de l'indice $p$ , avec $\varphi_i = 0$ radian. . . . .	113
6.15	Géométrie pour le calcul de l'angle solide approché $\Omega_{\mathcal{M},\approx}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$ . . . . .	113
6.16	Géométrie pour le calcul de l'angle solide exact $\Omega_{\mathcal{M}}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$ . . . . .	114
6.17	Géométrie pour la compensation des interrélflexions $E_{\lambda,\mathcal{E}}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$ . . . . .	117
6.18	Subdivisions usuelles de l'hémisphère $\Omega^+$ . . . . .	118
6.19	Subdivision de l'hémisphère $\Omega^+$ en igloo à $n_g = 651$ faces. . . . .	119
6.20	Détail de la $j^{\text{e}}$ face de l'igloo. . . . .	120
6.21	Lobes de SBRDF à $\lambda = 500$ nanomètres de l'échantillon de la figure 5.17. . . . .	122
7.1	Masquage par l'échantillon $x_c$ (d'après Shepard [She68]). . . . .	131
7.2	Illustration de l'artefact bidirectionnel sur le lobe $f_c$ . . . . .	133
8.1	BRDF décomposée en harmoniques sphériques (images [Noé99]). . . . .	138
8.2	Premières fonctions de la base de Bio-Haar (image [SS95]). . . . .	138
8.3	Pondération intermédiaire $v_{k,\rho,j} : \Omega^+ \rightarrow \mathbb{R}^+$ . . . . .	140
8.4	Pondération sur le bihémisphère $w_{k,\rho,j} : \Omega^{+,2} \rightarrow \mathbb{R}^+$ . . . . .	141
8.5	Rotation des lobes dans l'interpolant bidirectionnel de Noé [Noé99]. . . . .	142
9.1	Interpolation du spectre mystique.astm par la spline d'ordre zéro. . . . .	146
9.2	Interpolation du spectre mystique.astm par la spline d'ordre un. . . . .	147
9.3	Interpolation du spectre mystique.astm par la spline d'ordre trois hermitienne. . . . .	148
9.4	Interpolation du spectre mystique.astm par la spline cubique naturelle. . . . .	149
9.5	Rendu du spectre mystique.astm. . . . .	149
9.6	Localisation des $n = 314$ directions d'échantillonnage. . . . .	150
9.7	Interpolation du lobe de la figure 9.6 par la spline d'ordre zéro. . . . .	151
9.8	Interpolation de la couleur aux sommets d'un polygone. . . . .	152
9.9	Triangulation sphérique des 314 directions d'échantillonnage de la figure 9.6. . . . .	153
9.10	Insertion de $\vec{\omega}_s$ dans le triangle sphérique $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$ . . . . .	155
9.11	Permutation du grand arc $(\vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$ assurant l'intégrité. . . . .	155
9.12	Interpolation linéaire en $\vec{\omega}$ le long du grand arc $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_{a'})$ . . . . .	157
9.13	Géométrie pour le calcul de la direction $\vec{\omega}_{a'}$ . . . . .	157
9.14	Interpolation du lobe de la figure 9.6 par la spline d'ordre un. . . . .	159
9.15	Géométrie pour l'interpolation de la valeur et du gradient. . . . .	163
9.16	Interpolation du lobe de la figure 9.6 par la spline d'ordre trois hermitienne. . . . .	165
9.17	Géométrie pour le calcul de la direction $\vec{\omega}_{r,a}$ . . . . .	167
10.1	Scène pour la comparaison des modèles ponctuels, étendu et distribué. . . . .	173

10.2	Représentation solide photométrique ponctuel de la source $\mathcal{L}$ . . . . .	174
10.3	Représentation solide photométrique étendu de la source $\mathcal{L}$ . . . . .	175
10.4	Représentation solide photométrique distribué de la source $\mathcal{L}$ . . . . .	175
10.5	Erreur induite par le modèle du solide photométrique ponctuel. . . . .	177
11.1	Simplification du domaine spatial de la luminance lumineuse. . . . .	179
11.2	Bancs de mesure en champ proche. . . . .	181
12.1	Parallélépipède rectangle virtuel $\mathcal{V}$ englobant un plafonnier $\mathcal{L}$ . . . . .	184
12.2	Banc d'acquisition des échantillons de luminance lumineuse. . . . .	184
12.3	Carte de déformation de la caméra $\mathcal{R}_c$ . . . . .	188
12.4	Éclairage lumineux à la position $\vec{x}_{\mathcal{R}}$ induit par le $i^e$ carreau. . . . .	191
12.5	Géométrie pour l'évaluation de $L_V(\vec{x}_{\mathcal{V},i}, \omega_{\mathcal{V},i})$ . . . . .	192
12.6	Visualisation de solides photométriques étendus mesurés. . . . .	193
12.7	Principales contributions de la thèse. . . . .	197
12.8	Quelques développements envisagés. . . . .	199
A.1	Taxonomie étendue d'un ensemble de paramètres de la dispersion. . . . .	205
B.1	Captures d'écran du visualiseur de SBRDF pVisualiseSBRDF. . . . .	208
B.2	Captures d'écran du programme pMesureSource (sous Windows). . . . .	211
B.3	Captures d'écran du programme pAnalyseSource (sous Linux). . . . .	212
B.4	Captures d'écran du programme pVisualiseSource (sous Linux). . . . .	212
C.1	Gros plan sur un capteur CCD (image Fox O'Brian). . . . .	215
C.2	Taxonomie des capteurs imageants dans le visible (d'après [HGP04]). . . . .	216
C.3	Principe d'une photodiode au silicium. . . . .	217
C.4	Principe du transfert de charge séquentiel ILT CCD. . . . .	218

# Table des tableaux

1.1	Grandeurs radiométriques et photométriques utilisées dans la thèse. . . . .	13
5.1	Composants des axes motorisés $\mathcal{A}_1$ et $\mathcal{A}_2$ . . . . .	74
5.2	Spécifications de la caméra $\mathcal{C}$ . . . . .	75
5.3	Paramètres et niveaux des images de la figure 5.18. . . . .	87
6.1	Performances des méthodes de reconstruction multispectrale. . . . .	101
9.1	Flux énergétique et flux lumineux en fonction de l'interpolant. . . . .	149
9.2	Écarts sur les coordonnées CIE RGB en fonction de l'interpolant. . . . .	150
9.3	Performances comparées des interpolants. . . . .	165
12.1	Spécifications de la caméra $\mathcal{R}_c$ . . . . .	186
12.2	Paramètres intrinsèques de la caméra $\mathcal{R}_c$ (unité pixel). . . . .	188
B.1	Statistiques du programme pVisualiseSBRDF. . . . .	208
B.2	Statistiques des programmes $\mathcal{P}$ de pilotage du banc de mesure de SBRDF. . . . .	209
B.3	Statistiques du programme de traitement du banc de mesure de SBRDF. . . . .	210
B.4	Statistiques de la bibliothèque d'interpolation directionnelle libinterpol. . . . .	210
B.5	Statistiques des programmes du banc de de mesure des sources. . . . .	211





# Table des procédures

5.1	Interpolation de la transmittance $\tau_{\lambda, \mathcal{F}}(\mu)$ du filtre $\mathcal{F}$ . . . . .	78
5.2	Synthèse du pilotage $\mathcal{P}$ de l'acquisition. . . . .	83
6.1	Subdivision de l'hémisphère $\Omega^+$ en igloo. . . . .	119



# Introduction

L'éclairage est un domaine où d'importantes économies d'énergie sont réalisables : il représente près de 15% de la consommation électrique des ménages et plus de 25% de celle du secteur tertiaire (statistiques [BA07] pour l'Union Européenne des 25 en 2006). La réalisation de ces économies passe toutefois par l'amélioration de l'outil numérique d'optimisation de l'éclairage que constitue la simulation, dont la principale limite réside aujourd'hui dans la prise en compte des propriétés des objets réels.

Dans l'équation des transferts radiatifs, ces propriétés se résument à l'émissivité des surfaces, non nulle uniquement pour les sources, et à la dispersivité, appelée dispersion optique, interactions lumière-matière, *shader*, BRDF, matériaux, *etc.*, selon la discipline. La simulation des phénomènes lumineux intéresse en effet d'autres communautés que celle de l'éclairage, telles celles de la synthèse d'images physiquement réalistes, de la télédétection, de l'optique... Des synergies entre ces disciplines sont à exploiter.

Une problématique partagée réside dans l'intégration du champ de lumière des objets réels dans les simulations, qui implique la fabrication de nouveaux instruments de mesure – précis, ergonomiques, et économiques – ainsi que la conception d'algorithmes pour la reconstruction des champs de lumière discrets mesurés.

L'essor de la radiométrie imageante – l'usage d'une caméra comme détecteur multi-points – a rendu ces objectifs réalistes. Andersen *et al.* [ASGB09] par exemple, ont récemment développé un instrument de mesure des matériaux, qui repose sur la capture par une caméra *fish-eye*, de la BRDF d'un échantillon, projetée sur un écran hém elliptique. Ashdown et Salisbury [AS06] ont fabriqué un instrument de mesure des sources, fondé sur le déplacement en champ proche autour de la source, d'une caméra couplée à un spectrophotomètre. Enfin, pour la reconstruction des champs de lumière discrets, Noé et Péroche [NP00] puis Albin et Péroche [AP03], respectivement, pour des données de matériaux et de sources, ont proposé des algorithmes fondés sur des moyennes pondérées à support local.

Les principales contributions de cette thèse, au problème de la mesure et de la reconstruction du champ de lumière des objets réels, sont :

- un instrument de mesure de BRDF spectrales (**partie II, 78 pages**), multispectral imageant indirect,
- un instrument de mesure de sources (**partie IV, 25 pages**), ou de « photométrie en champ proche »,
- un algorithme d'interpolation de fonctions directionnelles ou bidirectionnelles discrètes (**partie III, 43 pages**), telles que les grandeurs mesurées par les deux instruments précédents,
- une notion de photosimulation (**partie I, 45 pages**), approche interdisciplinaire de la simulation des phénomènes lumineux.

La suite de la thèse est alors structurée en quatre parties (et trois annexes). La première partie introduit la notion de photosimulation, avec un éclairage particulier apporté aux représentations des sources et des matériaux. La deuxième partie s'intéresse au problème de la mesure des matériaux, représentés par la fonction de distribution de la réflectance bidirectionnelle et spectrale (SBRDF). Un nouvel instrument est présenté, fondé sur la capture de la SBRDF d'un échantillon de surface (dans le visible) par une caméra multispectrale grand angle. Un nouveau cadre théorique pour la radiométrie imageante est proposé pour calibrer l'instrument. La troisième partie adresse le problème de la reconstruction des fonctions directionnelles discrètes. Un nouvel algorithme est proposé, fondé sur une triangulation sphérique des échantillons et une extension à la surface du triangle sphérique de l'interpolant spline cubique de Hermite<sup>2</sup>. La quatrième partie s'attaque au problème de la mesure des sources. Un second instrument est présenté, fondé sur la capture du champ de lumière de la source, résolu dans sa dépendance directionnelle, spatiale, et photométrique, par une caméra couplée à un luxmètre, déplacée sur une trajectoire hémisphérique relative à la source. Le calibrage de l'instrument repose sur le cadre théorique de radiométrie imageante établi au cours de la seconde partie et sur l'algorithme d'interpolation de la troisième partie.

L'annexe A présente deux résultats qui n'ont pas pu trouver leur place dans le corps du manuscrit. L'annexe B apporte quelques informations supplémentaires sur les logiciels développés au cours de la thèse. L'annexe C présente le principe de fonctionnement d'un capteur imageant ILT CCD.

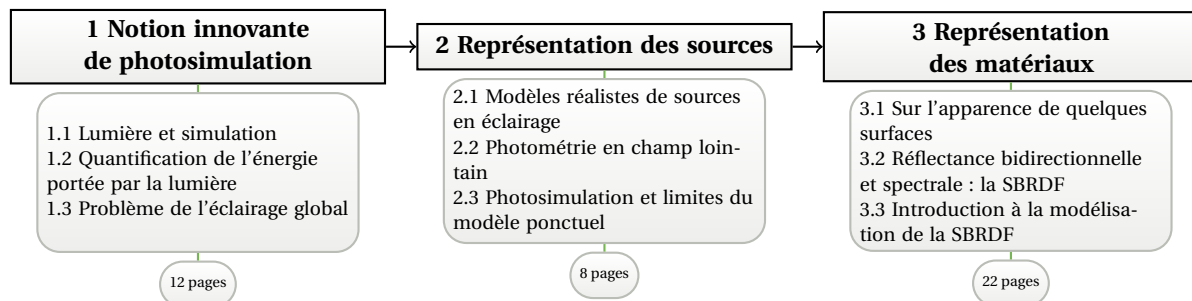
---

2. Charles Hermite (1822-1901).

# Première partie

## Sources et matériaux en photosimulation

Cette première partie introduit la notion de photosimulation. Un éclairage particulier est apporté aux représentations des sources et des matériaux (pour lesquels deux instruments de mesure et un algorithme d'interpolation sont proposés par la suite).



Le plan de la partie est le suivant : la notion de photosimulation est introduite dans le chapitre 1 ; les représentations des sources sont discutées dans le chapitre 2 ; les modèles de matériaux (et en particulier la SBRDF) sont étudiés dans le chapitre 3.

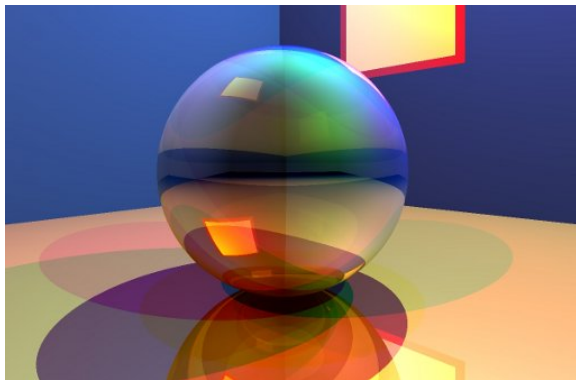
### Contributions

- Notion originale de « photosimulation » (fédération d'approches en synthèse d'images physiquement réalistes, éclairage, télédétection, optique, *etc.*).
- Science de l'éclairage comme optimisation (sous contraintes) du confort lumineux ; description des modèles réalistes de sources.
- Observation et classification du comportement optique d'un ensemble de matériaux.

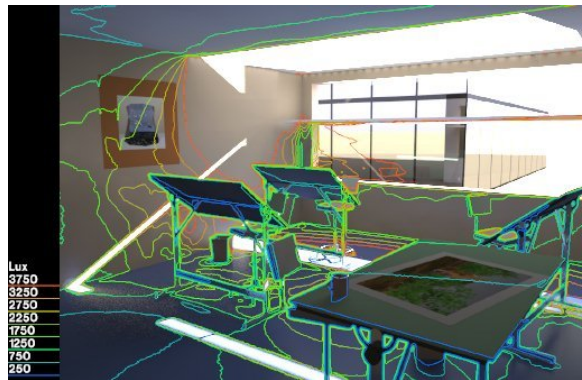


# Chapitre 1

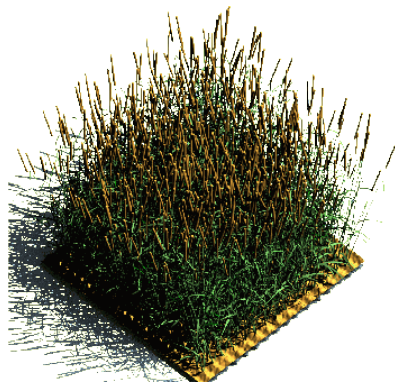
## Notion innovante de photosimulation



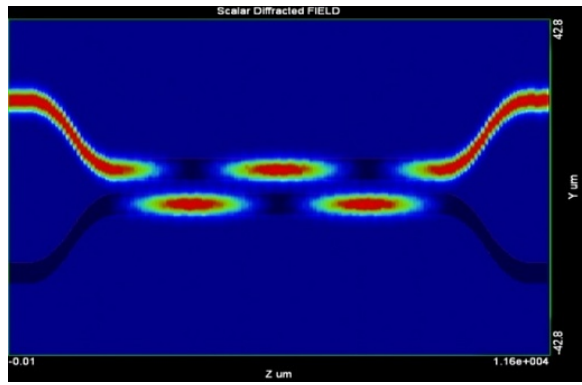
(a) Synthèse d'images - lancer de rayons sur trois canaux.



(b) Éclairage - simulation spectrale et visualisation isolux (image Greg Ward/RADIANCE).



(c) Télédétection - estimation de la BRDF d'un champ d'orge (image CCTD).



(d) Conception optique - champ de lumière diffracté (image ASAP [webi]).

**Figure 1.1** - Quelques applications de la photosimulation.

Dans la suite de la thèse, il est désigné par photosimulation, la simulation informatique des phénomènes lumineux occurrants dans un environnement géométrique tridimensionnel (pouvant intégrer d'autres dimensions, telles que le temps). La notion s'est révélée utile pour fédérer l'assortiment des approches numériques de la résolution des problèmes d'optique dans les domaines de la synthèse d'images physiquement réalistes, de la conception



optique, de l'éclairage, de la télédétection... Les contours de la photosimulation sont précisés au cours de cette première partie.

Le plan du chapitre est le suivant : dans la section 1.1, les fondements optiques de la photosimulation sont discutés ; dans la section 1.2, les grandeurs radiométriques, photométriques et colorimétriques sur lesquelles reposent la suite de la thèse sont définies ; dans la section 1.3, la formalisation par l'équation des transferts radiatifs du problème de l'éclairage global est rappelée.

**Note.** *Les modèles de matériaux et de sources pour lesquels sont proposés deux instruments de mesure (dans les deuxième et quatrième parties, respectivement) et un algorithme d'interpolation (dans la troisième partie) se comprennent dans le cadre de l'équation des transferts radiatifs.*

## 1.1 Lumière et simulation

Les trois principales théories physiques de la lumière – l'optique géométrique, l'optique ondulatoire, et l'optique quantique – sont le fruit d'une épopée scientifique qui bien que passionnante, dépasse malheureusement le cadre de cette thèse.

Aussi, seul un bref rappel historique est réalisé (sous-section 1.1.1) ; les implications de ces théories pour la photosimulation – la résolution numérique d'un problème d'optique – sont alors étudiées (sous-section 1.1.2).

### 1.1.1 Modèles physiques de la lumière

Le modèle géométrique de propagation de la lumière, en ligne droite dans un milieu homogène, régie par les lois de la réflexion (attribuée à Héron d'Alexandrie<sup>1</sup> autour de 40 après J.-C.) et de la réfraction (publiée par Ibn Sahl<sup>2</sup> en 984) à un dioptré, reflète bien son comportement quand la longueur d'onde est négligeable devant les dimensions des objets avec lesquels la lumière interagit. Le principe de Fermat<sup>3</sup>, énoncé en 1657, constitue l'axiome principal de l'optique géométrique : entre deux positions, la lumière se propage sur des trajectoires telles que la durée du parcours est stationnaire.

Les observations de Grimaldi<sup>4</sup> sur la diffraction sont diffusées en 1665 (*post mortem*). Cette même année, dans *Micrographia*, Hooke<sup>5</sup> propose de représenter la lumière par une onde. En 1666, Newton<sup>6</sup> démontre que la lumière blanche se décompose en toutes les couleurs de l'arc-en-ciel ; diffractées à des degrés divers par un prisme. En 1678, Huyguens<sup>7</sup> découvre la polarisation. En 1690, il publie le *Traité de la lumière*, première véritable théorie ondulatoire.

L'expérience réalisée par Young<sup>8</sup> en 1801 confirme cette théorie mais, en pleine période de guerres napoléoniennes, les résultats ne sont pas diffusés. La théorie ondulatoire ne s'impose qu'en 1821, avec la publication par Fresnel<sup>9</sup> des équations qui régissent l'intensité et l'état de polarisation de la lumière réfléchi et réfractée par un dioptré. En 1873, Maxwell<sup>10</sup>,

1. Héron d'Alexandrie (circa 100 ap. J.-C.),  $\theta_i = \theta_r$ .  
2. Ibn Sahl (circa 940-1000),  $n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t$ .  
3. Pierre de Fermat (circa 1600-1665),  $\frac{dt}{dp} = 0$ .  
4. Francesco Maria Grimaldi (1618-1663).  
5. Robert Hooke (1635-1703).

6. Sir Isaac Newton (1643-1727).  
7. Christiaan Huyguens (1629-1695).  
8. Thomas Young (1773-1829).  
9. Augustin Fresnel (1788-1827).  
10. James Clerk Maxwell (1831-1879).

qui a lié électricité et magnétisme sous la forme de quatre équations fondamentales, précise que la lumière est une onde électromagnétique transverse.

Hertz<sup>11</sup> découvre l'effet photoélectrique en 1886. Comme le spectre du corps noir, la fluorescence et la phosphorescence, ce phénomène demeure inexplicable dans le cadre électromagnétique. En 1900, Planck<sup>12</sup> découvre la loi de répartition spectrale du corps noir. En 1905, Einstein<sup>13</sup> explique l'effet photoélectrique dans le cadre d'une nouvelle représentation corpusculaire de la lumière.

Les théories électromagnétique et corpusculaire ne sont réconciliées que par la mécanique quantique, développée dans les années 1920 sous l'impulsion notamment de Bohr<sup>14</sup>, De Broglie<sup>15</sup>, Heisenberg<sup>16</sup>, Pauli<sup>17</sup> et Schrödinger<sup>18</sup>.

Dans les années 1970, le modèle standard replace la mécanique quantique dans un cadre plus large comprenant interactions fortes, faibles et électromagnétiques. La gravitation reste à unifier (la mise en évidence du boson de Higgs<sup>19</sup> dans le *Large Hadron Collider*/LHC constitue un espoir dans cette quête).

### 1.1.2 Lumière physique et simulation

L'optique quantique décrit les phénomènes lumineux à l'échelle des particules du modèle standard (fermions, bosons, *etc.*). La fluorescence et la phosphorescence s'expliquent dans ce cadre, tout en restant observables à l'échelle macroscopique (ces deux phénomènes sont discutés plus en détail dans le chapitre 3 consacré aux matériaux).

**Note.** *L'échelle macroscopique est caractérisée, dans la thèse, par le pouvoir de résolution de l'œil humain. Proche d'une minute d'arc, il permet de discriminer un détail de 1 millimètre sur un objet situé à 3 mètres ou de 100 kilomètres sur la surface de la lune.*

L'émergence des phénomènes optiques macroscopiques d'une description à l'échelle quantique demeure un problème de physique fondamentale ouvert. Aussi, pour la photosimulation d'un environnement macroscopique, l'optique quantique est-elle jugée, *a fortiori*, trop détaillée.

L'optique ondulatoire, fondée sur la théorie électromagnétique de Maxwell, est considérée comme valide lorsque la longueur d'onde est proche de la taille des objets avec lesquels la lumière interagit. Cette théorie permet notamment de comprendre les phénomènes de diffraction, d'interférence et de polarisation. Les iridescences macroscopique sur la coquille d'un ormeau s'expliquent dans ce cadre (l'iridescence est discutée plus en détail dans le chapitre 3).

Les photosimulations où la lumière est effectivement représentée par une onde électromagnétique sont presque exclusivement réservées à la conception optique (tels qu'avec les moteurs de photosimulation ASAP [[webi](#)] et Zemax [[webj](#)]) et à la physique fondamentale. En synthèse d'images physiquement réalistes, des phénomènes ondulatoires sont simulés localement (les paramètres ondulatoires ne peuvent être inférés globalement).

---

11. Heinrich Rudolf Hertz (1857-1894).

12. Max Karl Ernst Ludwig Planck (1858-1947).

13. Albert Einstein (1879-1955).

14. Niels Bohr (1885-1962).

15. Duc Louis Victor de Broglie (1892-1987).

16. Werner Heisenberg (1901-1976).

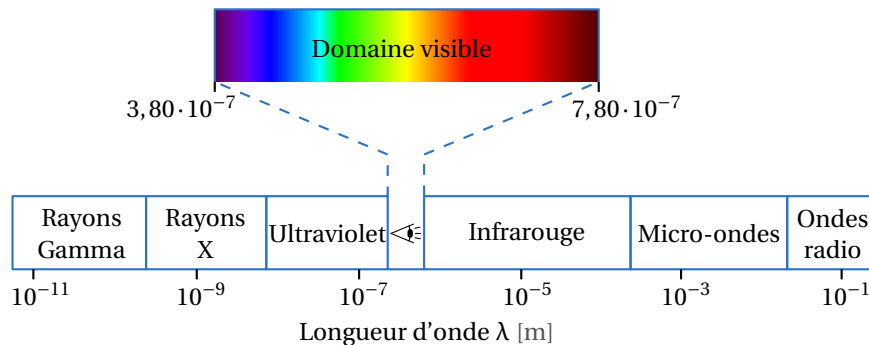
17. Wolfgang Ernst Pauli (1900-1958).

18. Erwin Rudolf Josef Alexander Schrödinger (1887-1961).

19. Peter Ware Higgs (1929-·).

L'optique géométrique, jugée valide pour des longueurs d'onde négligeables devant la taille des objets, repose sur le principe de Fermat, dont sont déduits la propagation en ligne droite en milieu homogène et les lois de la réflexion et de la réfraction. La majorité des moteurs de photosimulation en éclairage, en synthèse d'images physiquement réalistes et en télédétection, se placent dans ce cadre.

## 1.2 Quantification de l'énergie portée par la lumière



**Figure 1.2** - Intervalle des longueurs d'onde des rayonnements visibles.

Quels que soient les événements qui ocurrent sur le parcours de la lumière depuis une source jusqu'à l'œil, seule l'énergie portée par cette lumière est détectée (et dans une moindre mesure, sa polarisation, cf. note ci-dessous). La figure 1.2 illustre l'intervalle des longueurs d'ondes dans lequel l'œil humain est sensible.

**Note.** De façon anecdotique, l'œil humain est sensible à la polarisation, comme le montre le phénomène des pinceaux de Haidinger<sup>20</sup>. Rothmayer et al. [RDF<sup>+</sup> 07] ont récemment proposé une explication du phénomène par la biréfringence des tissus de la cornée.

La radiométrie est la science de la mesure de l'énergie portée par la lumière, indépendamment de tout observateur. Les grandeurs radiométriques quantifient cette énergie (sous-section 1.2.1). Les grandeurs photométriques et colorimétriques, pendant des grandeurs radiométriques, prennent en compte la réponse spectrale particulière de l'œil humain (sous-section 1.2.2).

**Note.** Les grandeurs radiométriques et photométriques usuelles ont été normalisées par la Commission Internationale de l'Éclairage (CIE) et la Commission Électrotechnique Internationale (CEI) dans l'ouvrage [Com87b].

Selon le principe du rasoir d'Occam<sup>21</sup>, l'ensemble des grandeurs utilisé dans la thèse a été maintenu minimal. Ces grandeurs sont : le flux, la luminance, l'éclairement et l'intensité. Dans ce chapitre, le symbole générique X est utilisé pour identifier indifféremment l'une ou l'autre de ces grandeurs. Alors, chaque grandeur X se spécialise alors en un pendant radiométrique, appelé « X énergétique » (sous-section 1.2.1) et un pendant photométrique, appelé « X lumineux » (sous-section 1.2.2).

20. Wilhelm Karl Ritter von Haidinger (1795-1871). *non est ponenda sine necessitate.*)

21. Guillaume d'Occam (*circa* 1285-1347 (*Pluralitas*

## 1.2.1 Grandeurs radiométriques spectrales

Dans cette sous-section, la définition de la répartition spectrale d'une grandeur radiométrique  $X$  énergétique, appelée «  $X$  spectrique » (paragraphe 1.2.1.1) est d'abord rappelée ; les grandeurs du flux spectrique (paragraphe 1.2.1.2), de la luminance spectrique (paragraphe 1.2.1.3), de l'éclairement spectrique (paragraphe 1.2.1.4), et de l'intensité spectrique (paragraphe 1.2.1.5), sont alors définies.

### 1.2.1.1 Répartition spectrale

La répartition spectrale d'une grandeur énergétique  $X$  appelée  $X$  spectrique – notée  $X_\lambda$ , d'unité  $[X]$  par mètre – est le rapport entre la quantité  $dX$  contenue dans l'intervalle élémentaire autour de  $\lambda$  et la largeur  $d\lambda$  de cet intervalle :

$$X_\lambda = \frac{dX}{d\lambda} \quad [X \cdot \text{m}^{-1}]. \quad (1.1)$$

### 1.2.1.2 Flux spectrique

Le flux spectrique – noté  $\Phi_\lambda$  en watt par mètre – est la puissance reçue, émise ou transmise par une lumière monochromatique de longueur d'onde  $\lambda$ .

Le flux spectrique est lié à une représentation quantique de la lumière par la relation :

$$\Phi_\lambda = \frac{hc}{\lambda} \frac{dn_\lambda}{dt} \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-1}], \quad (1.2)$$

où  $t$  est le temps,  $n_\lambda$  le nombre de photons de longueur d'onde  $\lambda$  reçus, émis ou transmis,  $h \approx 6,626\,075\,5 \cdot 10^{-34}$  joules-secondes est la constante de Planck et  $c \approx 299\,792\,458$  mètres par seconde est la vitesse de la lumière dans le vide.

### 1.2.1.3 Luminance spectrique

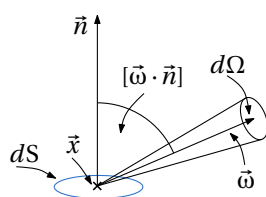


Figure 1.3 - Géométrie de la luminance spectrique.

Considérons la figure 1.3. La luminance spectrique, en une position  $\vec{x}$  d'une surface réelle ou virtuelle dans une direction  $\vec{\omega}$  – notée  $L_\lambda(\vec{x}, \vec{\omega})$  en watt par mètre cube par stéradian – est le flux spectrique incident sur, passant par, ou quittant, la surface dans l'angle solide élémentaire de sommet  $\vec{x}$  et de direction  $\vec{\omega}$ , par unité de surface  $dS$  et d'angle solide projeté sur la surface  $[\vec{\omega} \cdot \vec{n}] d\Omega$  :

$$L_\lambda(\vec{x}, \vec{\omega}) = \frac{d^2\Phi_\lambda}{dS [\vec{\omega} \cdot \vec{n}] d\Omega} \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1}], \quad (1.3)$$

où  $\vec{n}$  est la normale à la surface et  $[\vec{\omega} \cdot \vec{n}]$  le cosinus de l'angle que forme la direction  $\vec{\omega}$  avec la normale  $\vec{n}$ . Nicodemus et Kostkowski [NK76] ont montré que la luminance spectrique se conserve le long d'un rayon dans le vide.

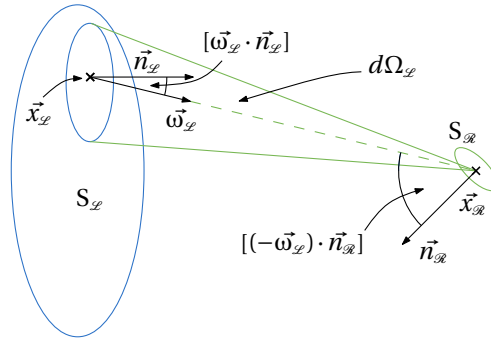
**Note.** Par la suite, le produit scalaire de deux vecteurs  $\vec{a}$  et  $\vec{b}$  est noté  $[\vec{a} \cdot \vec{b}]$  (lorsque les vecteurs sont normés, le terme correspond au cosinus de l'angle que forme les vecteurs).

**Note.** L'angle solide est l'extension à la troisième dimension de la notion d'angle. Un angle – en radian – est la longueur de l'arc sur le cercle unité formé par deux segments sécants au centre du cercle. Un angle solide – en stéradian – est l'aire de la surface sur la sphère unité formée par l'intersection entre la sphère et un cône, une pyramide, un tétraèdre, etc., de sommet le centre de la sphère).

### 1.2.1.4 Éclairement spectrique

L'éclairement spectrique, en une position  $\vec{x}$  d'une surface – noté  $E_\lambda(\vec{x})$  en watt par mètre cube – est le flux énergétique reçu par la surface élémentaire autour de la position  $\vec{x}$ , sur l'aire  $dS$  de cette surface :

$$E_\lambda(\vec{x}) = \frac{d\Phi_\lambda}{dS} \quad [W \cdot m^{-3}]. \quad (1.4)$$



$S_r$  : surface réceptrice,  $\vec{x}_r$  : position sur  $S_r$ ,  $\vec{n}_r$  : normale à  $S_r$  en  $\vec{x}_r$ ,  
 $S_s$  : surface émettrice,  $\vec{x}_s$  : position sur  $S_s$ ,  $\vec{n}_s$  : normale à  $S_s$  en  $\vec{x}_s$ ,  
 $\vec{\omega}_r$  : direction  $\vec{x}_s \rightarrow \vec{x}_r$   $\vec{\omega}_s$  : direction  $\vec{x}_r \rightarrow \vec{x}_s$  ( $-\vec{\omega}_r$ ).

**Figure 1.4** - Éclairement spectrique induit par la luminance spectrique d'une surface.

Considérons la figure 1.4. D'après les définitions précédentes, l'éclairement spectrique reçu par la surface réceptrice  $S_r$ , noté  $E_\lambda(\vec{x}_r)$ , induit par la luminance spectrique de la surface source  $S_s$ , notée  $L_\lambda(\vec{x}_s, \vec{\omega}_s)$ , est :

$$E_\lambda(\vec{x}_r) = \int_{\vec{x}_s \in S_s} L_\lambda(\vec{x}_s, \vec{\omega}_s) [(-\vec{\omega}_s) \cdot \vec{n}_r] d\Omega_s \quad [W \cdot m^{-3}], \quad (1.5)$$

où  $\vec{x}_s$  est une position sur la surface  $S_s$ ,  $\vec{\omega}_s$  la direction de la position  $\vec{x}_s$  à la position  $\vec{x}_r$ , et  $d\Omega_s$  l'angle solide de sommet  $\vec{x}_r$  qui s'appuie sur la surface élémentaire  $dS_s$  autour de la position  $\vec{x}_s$ . Dans le cas général, l'équation 1.5 n'est pas intégrable analytiquement.

Toutefois, soient notées  $d_{\mathcal{S}}$  la « plus grande dimension » de la surface  $S_{\mathcal{S}}$  (par exemple, si la surface  $S_{\mathcal{S}}$  est un disque, son diamètre) et  $\vec{x}_{\mathcal{S}}$  la position de son « centre ». Alors, si d'une part, le « diamètre »  $d_{\mathcal{S}}$  est petit devant la distance  $\|\vec{x}_{\mathcal{S}} - \vec{x}_{\mathcal{R}}\|$ , et d'autre part, que la luminance spectrique  $L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{S}}, \vec{\omega}_{\mathcal{R}})$  varie « modérément » en fonction de la position  $\vec{x}_{\mathcal{S}}$  et de la direction  $\vec{\omega}_{\mathcal{R}}$ , l'équation 1.5 peut alors être approchée par :

$$E_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{R}}) \approx L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{S}}, \vec{\omega}_{\mathcal{R}}) [(-\vec{\omega}_{\mathcal{R}}) \cdot \vec{n}_{\mathcal{S}}] \Omega_{\mathcal{S}} \quad (1.6)$$

où  $\Omega_{\mathcal{S}}$  est l'angle solide total que soutient la surface  $S_{\mathcal{S}}$  en  $\vec{x}_{\mathcal{R}}$ . En outre, si la géométrie de la surface  $S_{\mathcal{S}}$  est proche de celle d'un disque, l'angle solide  $\Omega_{\mathcal{S}}$  est bien approché par :

$$\Omega_{\mathcal{S}} \approx \frac{\pi d_{\mathcal{S}}^2 [\vec{\omega}_{\mathcal{R}} \cdot \vec{n}_{\mathcal{S}}]}{4 \|\vec{x}_{\mathcal{S}} - \vec{x}_{\mathcal{R}}\|^2} \quad [\text{sr}]. \quad (1.7)$$

En revanche, si les deux conditions précédentes de validité de l'équation 1.6 ne sont pas satisfaites, la résolution numérique de l'éclairement spectrique  $E_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{R}})$  passe généralement par une subdivision de la surface  $S_{\mathcal{S}}$  (pour lesquelles les conditions sont alors satisfaites).

**Note.** *Le rapport dimension/distance à partir duquel l'équation 1.6 devient applicable dépend du contexte. En synthèse d'images physiquement réalistes, pour un disque, de luminance spectrique constante, un rapport de un dixième est généralement considéré comme acceptable. En éclairage, dans un goniophotomètre (instrument de mesure d'une source, détaillé dans le chapitre suivant), ce rapport est fixé à un vingtième.*

### 1.2.1.5 Intensité spectrique

L'intensité spectrique d'un objet, considéré comme ponctuel, dans une direction  $\vec{\omega}$  – notée  $I_{\lambda}(\vec{\omega})$  en watt par mètre par stéradian – est le rapport entre le flux spectrique qui quitte l'objet dans l'angle solide élémentaire autour de la direction  $\vec{\omega}$  et la valeur  $d\Omega$  de cet angle solide :

$$I_{\lambda}(\vec{\omega}) = \frac{d\Phi_{\lambda}}{d\Omega} \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}]. \quad (1.8)$$

L'éclairement spectrique  $E_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{R}})$  en une position  $\vec{x}_{\mathcal{R}}$  d'une surface  $S_{\mathcal{R}}$  de normale  $\vec{n}_{\mathcal{R}}$ , induit par l'intensité spectrique  $I_{\lambda}(\vec{\omega})$  d'un objet ponctuel situé en  $\vec{x}_{\mathcal{S}}$  est :

$$E_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{R}}) = \frac{I_{\lambda}(\vec{\omega}_{\mathcal{R}})}{\|\vec{x}_{\mathcal{R}} - \vec{x}_{\mathcal{S}}\|^2} [(-\vec{\omega}_{\mathcal{R}}) \cdot \vec{n}_{\mathcal{R}}] \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-3}], \quad (1.9)$$

où  $\vec{\omega}_{\mathcal{R}}$  est la direction de la position  $\vec{x}_{\mathcal{S}}$  à la position  $\vec{x}_{\mathcal{R}}$ .

## 1.2.2 Grandeurs photométriques et colorimétriques

Les grandeurs radiométriques quantifient donc l'énergie portée par la lumière par unité de longueur d'onde, indépendamment de tout observateur. Les grandeurs photométriques et colorimétriques quantifient quant à elles, l'intensité de la stimulation visuelle induite par une telle énergie chez un observateur humain.

Les pendents photométriques (paragraphe 1.2.2.1), puis colorimétriques (paragraphe 1.2.2.2), des grandeurs radiométriques précédentes sont définies dans cette sous-section.

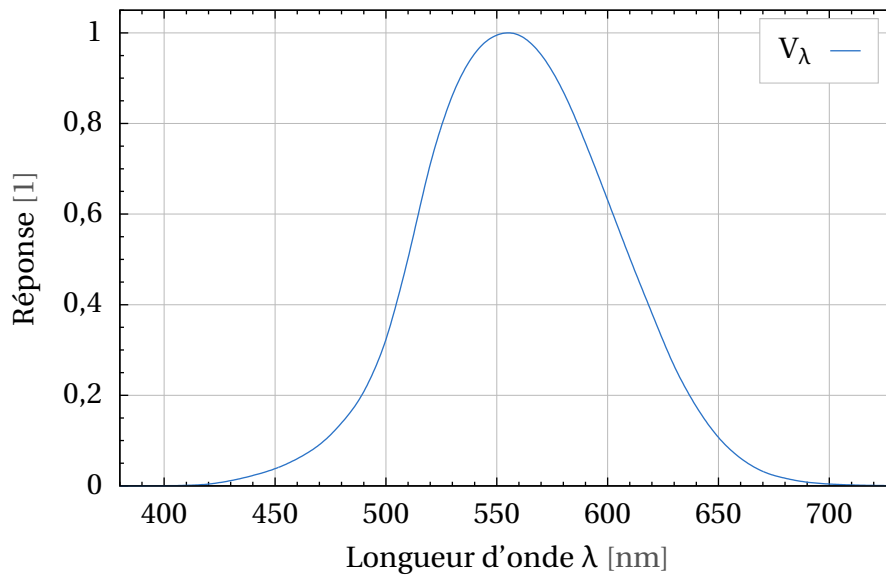


Figure 1.5 - Fonction d'efficacité lumineuse  $V_\lambda$ .

### 1.2.2.1 Éléments de photométrie

À toute grandeur radiométrique « spectrique » – notée  $X_\lambda$  d'unité watt par mètre par [X] – correspond une grandeur photométrique « lumineuse » – notée  $X_V$  d'unité lumen par [X] – (du latin *lumen*/lumière). Cette grandeur photométrique est l'intégrale sur les longueurs d'onde de la grandeur radiométrique, pondérée par la fonction d'efficacité lumineuse – notée  $V_\lambda$ , adimensionnelle – soit :

$$X_V = k \int_{\lambda=0}^{\infty} X_\lambda V_\lambda d\lambda \quad [\text{lm} \cdot \text{X}], \quad (1.10)$$

où  $k = 683,002$  lumens par watt est une constante de compatibilité avec une ancienne définition de la candela (unité définie ci-après).

La fonction d'efficacité lumineuse  $V_\lambda$ , ou fonction photopique, tracée sur la figure 1.5, constitue le cœur de la photométrie. Normalisée par la CIE en 1924, la fonction caractérise l'intensité du stimulus visuel induit chez un observateur humain « standard », par de la lumière portant une même quantité d'énergie à différentes longueurs d'onde. Cette quantité d'énergie correspond à celle rencontrée dans des conditions de vision diurne.

**Note.** Une fonction analogue existe pour la vision nocturne : la fonction scotopique  $V'_\lambda$ . La caractérisation de la réponse dans des conditions de pénombre (ou mésopiques) est un travail en cours, pris en charge par le comité technique TC1-58 de la CIE.

Le nom d'une grandeur photométrique se déduit de son pendant radiométrique : « X spectrique » est transformé en « X lumineux ». Le tableau 1.1 synthétise l'ensemble des grandeurs radiométriques et photométriques utilisées dans la thèse (maintenu minimal, selon le principe du rasoir d'Occam). L'unité [cd] correspond à la candela (du latin *candela*/chandelle). L'unité [lx] désigne le lux (du latin *lux*/lumière, comme *lumen*). Ces deux unités sont liées au lumen par les relations suivantes :  $[\text{cd} = \text{lm} \cdot \text{sr}^{-1}]$  et  $[\text{lx} = \text{lm} \cdot \text{m}^{-2}]$ .

Symbole	Nom français	Nom anglais	Unité S.I.
$\Phi_\lambda$	flux spectrique	<i>spectral radiant flux</i>	$[\text{W} \cdot \text{m}^{-1}]$
$\Phi_V$	flux lumineux	<i>luminous flux</i>	[lm]
$L_\lambda$	luminance spectrique	<i>spectral radiance</i>	$[\text{W} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1}]$
$L_V$	luminance lumineuse	<i>luminance</i>	$[\text{cd} \cdot \text{m}^{-2}]$
$E_\lambda$	éclairage spectrique	<i>spectral irradiance</i>	$[\text{W} \cdot \text{m}^{-3}]$
$E_V$	éclairage lumineux	<i>illuminance</i>	[lx]
$I_\lambda$	intensité spectrique	<i>spectral radiant intensity</i>	$[\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}]$
$I_V$	intensité lumineuse	<i>luminous intensity</i>	[cd]

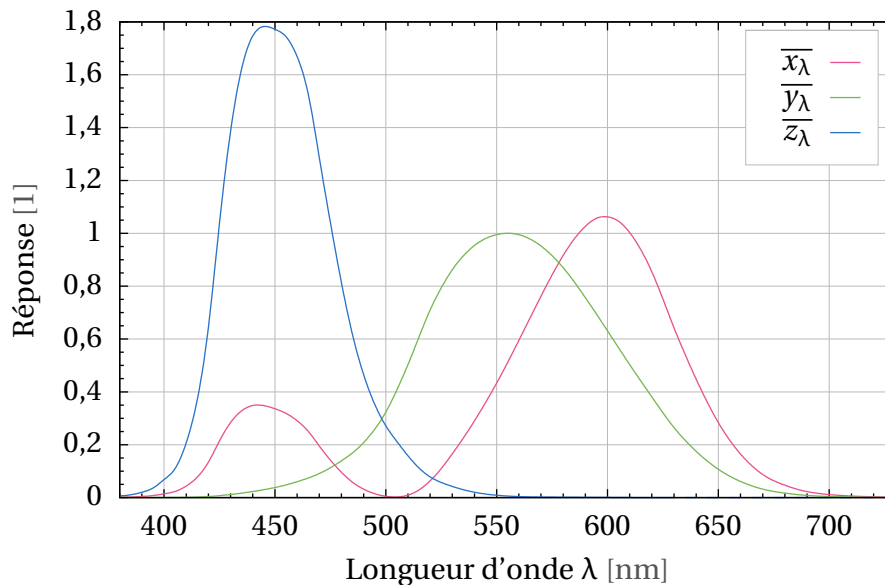
**Tableau 1.1** - Grandeurs radiométriques et photométriques utilisées dans la thèse.

Les instruments photométriques (tels que luxmètre, luminancemètre, luminancemètre imageant, *etc.*) sont catégorisés en classes : A (la meilleure), B ou C, selon un ensemble de critères normalisés par la CIE [Com87a]. Un de ces critères, l'erreur  $f'_1$ , quantifie l'écart entre la réponse de l'instrument et la fonction d'efficacité lumineuse  $V_\lambda$ , par :

$$f'_1 = \frac{\int_{\lambda=0}^{\infty} |V_\lambda - r_\lambda| d\lambda}{\int_{\lambda=0}^{\infty} V_\lambda d\lambda} \quad [1], \quad (1.11)$$

où  $r_\lambda$  est la réponse de l'instrument. Un instrument de classe A doit avoir une erreur  $f'_1$  inférieure à  $3 \cdot 10^{-2}$ .

### 1.2.2.2 Éléments de colorimétrie



**Figure 1.6** - Fonctions d'adaptation colorée 2° CIE 1931 XYZ.

Indépendantes de la longueur d'onde, les grandeurs photométriques simplifient la définition de normes en éclairage. Le niveau de lumière recommandé pour la lecture est par



exemple de 300 lux. Leur usage exclut cependant toute notion colorée de la perception de la lumière.

Cette perception colorée s'explique par les quatre types de « microdétecteurs » qui tapissent le fond de l'œil : les cônes S (*short*), M (*medium*), L (*long*) et les bâtonnets. Comme les bâtonnets ne jouent un rôle que dans les visions nocturne et de pénombre (seule la vision diurne est colorée), trois réels déterminent une couleur (la relation n'est pas bijective).

Pour les besoins de la suite de la thèse, seule la propriété suivante est rappelée : une grandeur énergétique spectrique  $X_\lambda$  peut être convertie en un triplet RGB *via* son expression dans l'espace CIE XYZ par les relations suivantes :

$$X = \int_{\lambda=0}^{\infty} X_\lambda \bar{x}_\lambda d\lambda \quad [1], \quad Y = \int_{\lambda=0}^{\infty} X_\lambda \bar{y}_\lambda d\lambda \quad [1], \quad \text{et} \quad Z = \int_{\lambda=0}^{\infty} X_\lambda \bar{z}_\lambda d\lambda \quad [1], \quad (1.12)$$

où  $\bar{x}_\lambda$ ,  $\bar{y}_\lambda$  et  $\bar{z}_\lambda$  sont les fonctions d'adaptation colorée 2° CIE 1931. Tracées sur la figure 1.6, elles sont les pendants colorés de la fonction d'efficacité lumineuse  $V_\lambda$  (et peuvent être interprétées, en première approche, comme les réponses des cônes S, M et L). Pour plus de détails sur la colorimétrie, le lecteur pourra se référer à l'ouvrage [WS00] de Wyszecki et Stiles ou, pour le *tone mapping*, à l'ouvrage [RWPD05] de Reinhard *et al.*

## 1.3 Problème de l'éclairage global

L'équation 1.5 constitue un exemple du transfert radiatif entre deux surfaces d'une grandeur radiométrique, photométrique ou colorimétrique. Les propriétés de réflexion et de transmission des deux surfaces ne sont cependant pas prises en compte.

L'équation des transferts radiatifs (sous-section 1.3.1) exprime ces propriétés ; et constitue le fondement des algorithmes d'éclairage global (sous-section 1.3.2).

### 1.3.1 Équation des transferts radiatifs

L'équation des transferts radiatifs (ou équation de rendu de Kajiya [Kaj86] en synthèse d'images) s'exprime par :

$$L_\lambda(\vec{x}, \vec{\omega}_r) = L_{\lambda, \varnothing}(\vec{x}, \vec{\omega}_r) + \int_{\Omega} f_r(\vec{x}, \vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda) L_\lambda(\vec{x}, \vec{\omega}_i) [\vec{\omega}_i \cdot \vec{n}] d\vec{\omega}_i \quad [W \cdot sr^{-1} \cdot m^{-3}]. \quad (1.13)$$

où  $L_\lambda(\vec{x}, \vec{\omega}_r)$  est la luminance spectrique d'une surface, de normale  $\vec{n}$ , en une position  $\vec{x}$  dans une direction  $\vec{\omega}_r$ . Cette luminance spectrique s'exprime comme la somme de :

- la luminance spectrique « intrinsèque » de la surface  $L_{\lambda, \varnothing}(\vec{x}, \vec{\omega}_r)$  (non-nulle uniquement pour les surfaces « sources »),
- et l'intégrale  $\int_{\Omega} f_r(\vec{x}, \vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda) L_\lambda(\vec{x}, \vec{\omega}_i) [\vec{\omega}_i \cdot \vec{n}] d\vec{\omega}_i$ , sur l'ensemble des directions de la sphère  $\Omega$ , qui représente la capacité de la surface à réfléchir et à transmettre, dans la direction  $\vec{\omega}_r$ , la luminance spectrique  $L_\lambda(\vec{x}, \vec{\omega}_i)$ , incidente à la position  $\vec{x}$  depuis l'ensemble des directions incidentes  $\vec{\omega}_i$  possibles de la sphère  $\Omega$ .

La fonction  $f_r(\vec{x}, \vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda)$ , appelée *Spectral and Bidirectional Scattering-Distribution Function* (SBSDF), est donc une fonction de passage de la luminance spectrique incidente dans la direction  $\vec{\omega}_i$  à la luminance spectrique réfléchie ou transmise dans la direction  $\vec{\omega}_r$ .

Elle est définie dans le chapitre 3 ; la deuxième partie de la thèse est consacrée à la mesure de sa partie réfléchie (la SBRDF).

### 1.3.2 Algorithmes d'éclairage global

L'éclairage global (*global illumination*) désigne une classe d'algorithmes de photosimulation qui s'appuient sur l'équation des transferts radiatifs pour représenter la capacité d'une surface éclairée à se comporter comme une source vis à vis de son environnement.

La résolution de l'équation en toute position  $\vec{x}$  de l'environnement (ou plus simplement sur la surface d'un détecteur virtuel) et pour toutes les directions  $\vec{\omega}_r$  de la sphère  $\Omega$  est un problème numériquement complexe. Un état de l'art des algorithmes mis en œuvre pour gérer cette complexité dépasse le cadre de cette thèse. Seul un bref aperçu est exposé ici.

Dans le lancer de rayons de Whitted [Whi80], les surfaces de l'environnement sont purement spéculaires et la SBSDF  $f_r$  est un Dirac<sup>22</sup>. Dans la radiosité de Goral *et al.* [GTGB84], les surfaces sont lambertiennes<sup>23</sup> et la SBSDF  $f_r$ , une constante. Sans ces hypothèses excessivement simplificatrices sur la SBSDF  $f_r$ , les algorithmes d'éclairage global se fondent sur une dispersion statistique de la lumière « la plus probable ».

Parmi ces méthodes stochastiques, peuvent être citées celles de type Monte Carlo du tracé de chemins (*path tracing*) de Kajiyā [Kaj86], du tracé de photons (*light tracing*) de Arvo [Arv86], du tracé de chemins bidirectionnel (*bidirectional path tracing*) de Lafortune [Laf96] ou de la propagation de Metropolis<sup>24</sup> (*Metropolis light transport*) de Veach [Vea98]. Ainsi que les méthodes de cache d'éclairement (*irradiance caching*) de Ward *et al.* [WRC88], de cartes de photons (*photon mapping*) de Jensen [Jen96] ou de radiosité instantanée (*instant radiosity*) de Keller [Kel97]. L'ouvrage [DBB03] de Dutré *et al.* reprend l'ensemble de ces algorithmes dans un formalisme unifié.

## Conclusion du chapitre

Ce premier chapitre pose les briques théoriques fondamentales sur lesquelles repose le reste de la thèse. La radiométrie est la science de la mesure de l'énergie portée par la lumière, la photométrie la science de la mesure de sa perception non colorée et la colorimétrie la science de la mesure de sa perception colorée. Les grandeurs du flux (l'énergie par unité de temps), de la luminance (le flux par unité de surface et d'angle solide projeté), de l'éclairement (le flux par unité de surface), et de l'intensité (le flux par unité d'angle solide) ont été définies dans leur pendant radiométrique « spectrique » et photométrique « lumineux ».

Une notion de photosimulation est en outre proposée (précisée dans les deux chapitres suivant), afin de fédérer les approches de la simulation des phénomènes lumineux dans les domaines de la synthèse d'images physiquement réalistes, de l'éclairage, de la télédétection, de l'électromagnétisme, de l'optique... En tant que résolution numérique d'un problème d'optique, il est nécessaire que toute photosimulation se place dans le cadre strict d'une théorie physique de la lumière (géométrique, ondulatoire, quantique), ainsi produisant un résultat calibré ; depuis l'apparence d'une bille de chrome sur un échiquier, jusqu'à la diffrac-

---

22. Paul Adrien Maurice Dirac (1902-1984).

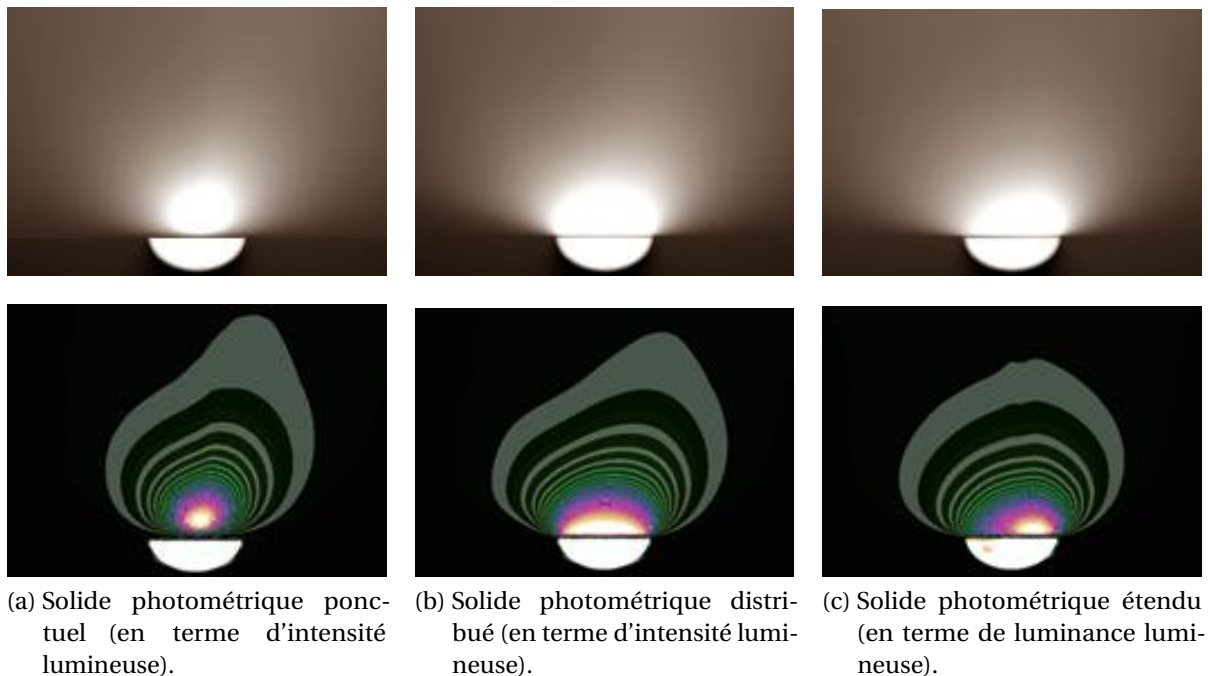
24. Nicholas Constantine Metropolis (1915-1999).

23. Johann Heinrich Lambert (1728-1777).

tion d'un faisceau par une petite ouverture, en passant par la réflectance bidirectionnelle d'un champ d'orge ou les performances d'un luminaire pour l'éclairage...

## Chapitre 2

### Représentation des sources



**Figure 2.1** - Rendu d'une applique murale (images Carré).

Les sources de lumière sont un ingrédient fondamental de l'environnement dans une photosimulation. Dans le domaine de l'éclairage, les modèles pour ces sources reposent sur des grandeurs physiques mesurées. Ce chapitre présente ces modèles, appelés « solides photométriques ».

Le plan du chapitre est le suivant : dans la section 2.1, le problème de la représentation des sources est introduit ; dans la section 2.2, le modèle du solide photométrique ponctuel et le principe de sa mesure goniophotométrique en champ lointain sont précisés ; dans la section 2.3, les limites du solide photométrique ponctuel sont discutées, justifiant la recherche du modèle plus avancé du solide photométrique étendu.

**Note.** *La quatrième partie de la thèse (chapitres 10, 11, et 12) est consacrée à la mesure de la représentation solide photométrique étendu d'une source réelle, ou « photométrie en champ ».*

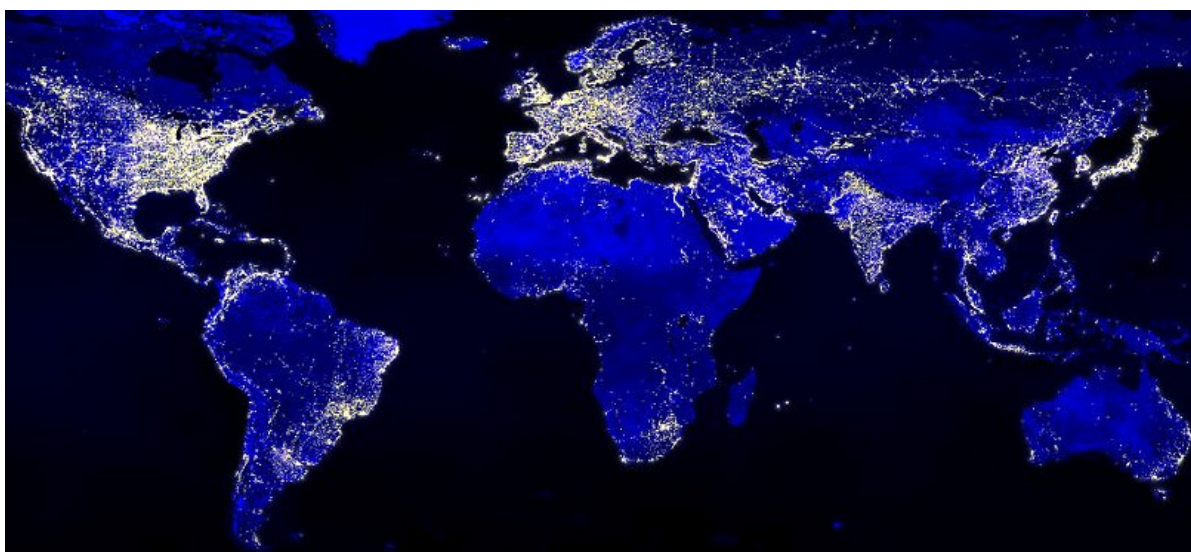
*proche* » (*near field photometry*).

## 2.1 Modèles réalistes de sources en éclairage

C'est dans le domaine de l'éclairage que les modèles réalistes de sources de lumière sont les plus avancés.

Dans cette section, une brève introduction au domaine est d'abord proposée (sous-section 2.1.1) ; les trois principaux modèles réalistes de sources, ou « solides photométriques », sont alors décrits (sous-section 2.1.2).

### 2.1.1 Introduction à l'éclairage



**Figure 2.2** - Terre la nuit (image Mayhew et Simmon, détail).

La science de l'éclairage peut être vue comme l'optimisation du confort lumineux des usagers d'un environnement, sous des contraintes de coût, de maintenance, de sécurité, d'esthétique, de consommation d'énergie, de développement durable... La photosimulation spectrale est l'outil (numérique) de prédilection pour cette optimisation.

La figure 2.2 est une composition d'images satellites qui témoigne des pertes d'énergie liées à cet éclairage. Comme énoncé dans l'introduction, le secteur représentait, d'un point de vue quantitatif, en 2006, dans l'Union européenne des vingt-cinq, 12 % de la consommation électrique des ménages et 26 % de celle du secteur tertiaire ; le nombre de lampes mises en service avoisinant par ailleurs le milliard d'unités (statistiques [BA07]).

**Note.** *En éclairage, les sources sont distinguées en sources « artificielles » ou « naturelles ». Une source est artificielle si son fonctionnement implique l'Homme. Une source naturelle est définie comme une source non artificielle (même si l'Homme naturel, l'artificiel devrait constituer une spécialisation du naturel).*

L'ouvrage de référence [Rea00] recense les différents types de sources. Dans la suite, seules les sources artificielles sont considérées.

## 2.1.2 Modèles de sources « solides photométriques »

Considérons une photosimulation intégrant une lampe à incandescence. À un certain niveau de détail, la lampe peut être représentée par un filament, régi par la loi du corps noir, dont la lumière est diffusée par la poudre sur la paroi interne de l'ampoule. Pour un observateur à l'extérieur de l'ampoule, ce modèle est néanmoins indiscernable d'une représentation par la seule surface de l'ampoule, munie d'une luminance spectrique intrinsèque. Ce principe s'applique récursivement à la surface d'un luminaire contenant la lampe, à celle d'une pièce contenant le luminaire, *et cætera*.

Ce principe est en cohérence avec l'équation des transferts radiatifs (cf. sous-section 1.3.1), où les sources sont représentées par des surfaces munies de luminances spectriques intrinsèques  $L_{\lambda, \mathcal{L}}(\vec{x}, \vec{\omega})$ . Les cinq degrés de liberté cette luminance spectrique (deux pour la position  $\vec{x}$ , deux pour la direction de propagation  $\vec{\omega}$ , et une pour la longueur d'onde  $\lambda$ ) rendent cependant cette représentation difficile à mesurer, à stocker, et à reconstruire.

En conséquence, un premier niveau de simplification consiste-t-il à considérer uniquement la projection photométrique de la luminance spectrique  $L_{\lambda, \mathcal{L}}(\vec{x}, \vec{\omega})$  : la luminance lumineuse  $L_{V, \mathcal{L}}(\vec{x}, \vec{\omega})$ , à quatre dimensions. Lorsque le spectre de la source est indépendant de la position  $\vec{x}$  et de la direction  $\vec{\omega}$ , cas général des sources en éclairage, le renoncement à la dimension spectrale ne détériore pas la représentation : le spectre unique pouvant être mesuré séparément. Ce modèle porte le nom de « solide photométrique étendu ».

Un deuxième niveau de simplification consiste à réduire la dimension spatiale de la luminance lumineuse  $L_{V, \mathcal{L}}(\vec{x}, \vec{\omega})$  à un point. Le champ de lumière autour du point est alors caractérisé par l'intensité lumineuse  $I_{V, \mathcal{L}}(\vec{\omega})$ , à deux dimensions. Ce modèle, connu sous le nom de « solide photométrique », est appelé « solide photométrique ponctuel » dans cette thèse. Il est le standard en éclairage ; en synthèse d'images physiquement réalistes, Albin et Péroche [AP03] le considèrent comme avancé.

## 2.2 Photométrie en champ lointain

La photométrie en champ lointain désigne la science de la mesure de la représentation solide photométrique ponctuel d'une source réelle. Dans le cas général, cette mesure est réalisée à l'aide d'un instrument appelé goniophotomètre, dont le principe est décrit (sous-section 2.2.1) ; la visualisation et le stockage standards de l'intensité lumineuse mesurée sont ensuite présentés (sous-section 2.2.2).

### 2.2.1 Principe du goniophotomètre

La figure 2.3 illustre le principe du goniophotomètre (de *gonia*/angle en grec) ; fondé sur le déplacement d'un luxmètre  $\mathcal{R}$  sur une trajectoire sphérique centrée sur la source  $\mathcal{L}$ . L'intensité lumineuse  $I_{V, \mathcal{L}}(\vec{\omega})$  de la source  $\mathcal{L}$ , dans la direction du luxmètre  $\mathcal{R}$ , notée  $\vec{\omega}_{\mathcal{R}}$ , est alors retrouvée à partir de la mesure de l'éclairement lumineux  $E_V(\vec{x}_{\mathcal{R}})$  par :

$$\begin{aligned} I_{V, \mathcal{L}}(\vec{\omega}_{\mathcal{R}}) &= \frac{E_V(\vec{x}_{\mathcal{R}}) \|\vec{x}_{\mathcal{L}} - \vec{x}_{\mathcal{R}}\|^2}{[(-\vec{\omega}_{\mathcal{R}}) \cdot \vec{n}_{\mathcal{R}}]} && \text{(d'après l'équation 1.9)} \\ &= E_V(\vec{x}_{\mathcal{R}}) \|\vec{x}_{\mathcal{L}} - \vec{x}_{\mathcal{R}}\|^2 && [\text{cd}], \end{aligned} \tag{2.1}$$

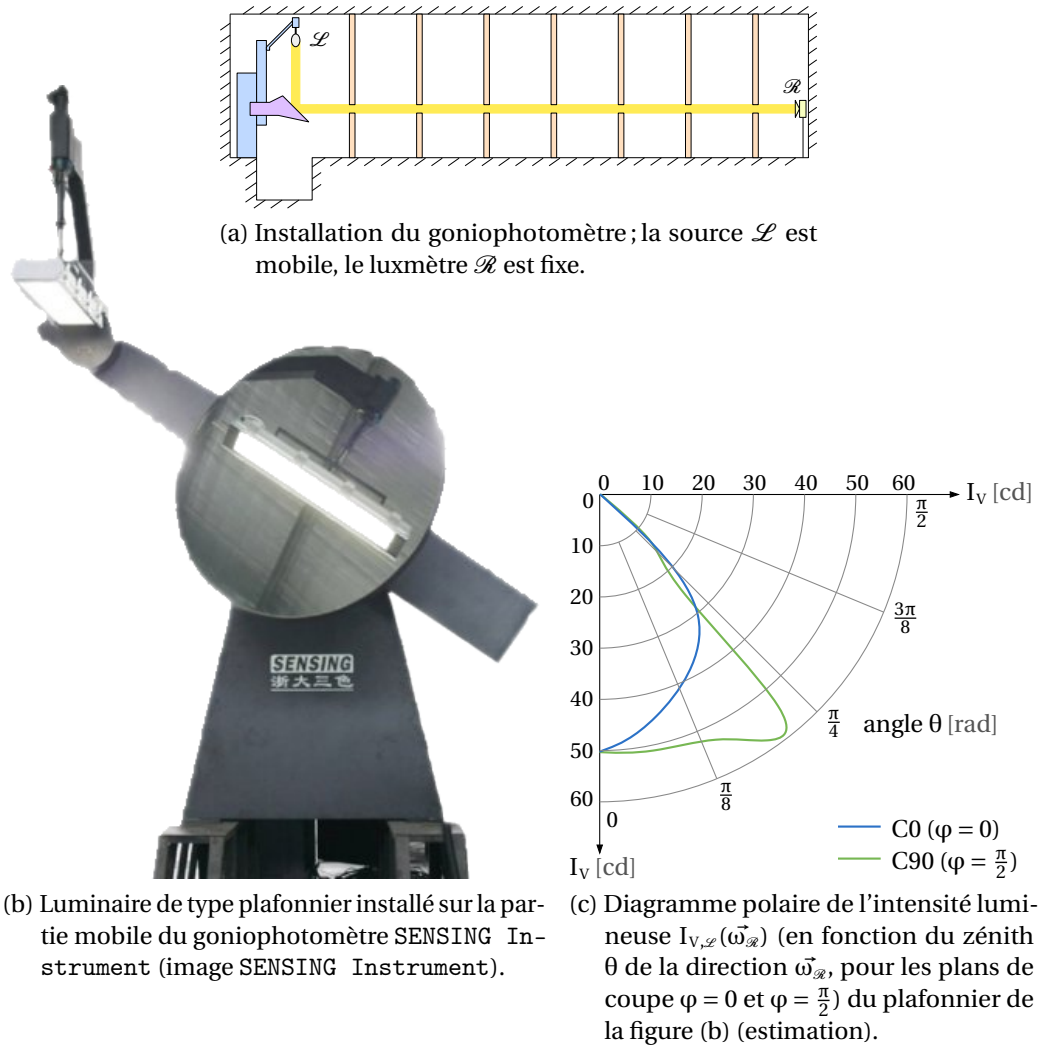


Figure 2.3 - Goniophotomètre pour la mesure d'un solide photométrique ponctuel.

où  $\vec{x}_{\mathcal{L}}$  est la position de la source  $\mathcal{L}$  (le centre de la trajectoire sphérique du luxmètre  $\mathcal{R}$ ),  $\vec{x}_{\mathcal{R}}$  est la position du luxmètre  $\mathcal{R}$ ,  $\vec{n}_{\mathcal{R}}$  sa normale (orientée vers  $\vec{x}_{\mathcal{L}}$ ), et  $\vec{\omega}_{\mathcal{R}}$  la direction de  $\vec{x}_{\mathcal{L}}$  à  $\vec{x}_{\mathcal{R}}$  (colinéaire à la normale  $\vec{n}_{\mathcal{R}}$ ).

Pour pouvoir considérer la source  $\mathcal{L}$  comme ponctuelle à la position  $\vec{x}_{\mathcal{R}}$  du luxmètre  $\mathcal{R}$ , l'usage est de prendre, pour distance  $\|\vec{x}_{\mathcal{L}} - \vec{x}_{\mathcal{R}}\|$ , au moins vingt fois la plus grande dimension de la source  $\mathcal{L}$  (cf. paragraphe 1.2.1.4). Heureusement, avec un goniophotomètre, le déplacement du luxmètre  $\mathcal{R}$  sur une trajectoire sphérique est relatif à la source  $\mathcal{L}$ . Dans le référentiel terrestre, le luxmètre  $\mathcal{R}$  est fixe et c'est la source  $\mathcal{L}$  qui est mobile (substituant un long couloir à un grand local sphérique).

**Note.** Le goniophotomètre présenté sur la figure 2.3b est muni d'un miroir, qui permet de maintenir la source  $\mathcal{L}$  dans sa position de fonctionnement quelle que soit la direction  $\vec{\omega}_{\mathcal{R}}$  de mesure.



## 2.2.2 Visualisation et stockage de l'intensité lumineuse

L'intensité lumineuse  $I_{V,\varphi}(\vec{\omega}_{\varphi})$  mesurée est visualisée de façon standard sous la forme d'un diagramme polaire, tel qu'illustré sur la figure 2.3c, fonction de l'angle zénithal  $\theta$  de la direction  $\vec{\omega}_{\varphi}$ , pour deux plans de coupe d'azimuts  $\varphi = 0$  et  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ .

**Note.** *Le diagramme polaire de l'intensité lumineuse du plafonnier de la figure 2.3b est ramenée à un quart de cercle, par symétrie d'une part, et d'autre, parce que l'émission est restreinte à l'hémisphère inférieure  $\Omega^-$ . L'angle zénithal  $\theta$  varie dans l'intervalle  $[0; \frac{\pi}{2}]$ ; les courbes C0 et C90 (standards) correspondent aux plans de coupe d'azimuts  $\varphi = 0$  et  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  radians.*

Les formats IES [III02] et EULUMDAT [webc] sont les deux standards pour le stockage des solides photométriques ponctuels. Les constructeurs de luminaires communiquent les caractéristiques de leurs sources dans l'un ou l'autre de ces formats, qui sont interfacés par les moteurs de photosimulation avancés. La figure B.3a (de l'annexe B) offre un aperçu de l'information contenue dans l'en-tête d'un fichier IES. L'intensité lumineuse échantillonnée est ensuite stockée, selon une paramétrisation de la sphère  $\Omega$  sur une grille régulière en angles zénithaux et azimutaux  $(\theta, \varphi)$ .

**Note.** *Le solide photométrique ponctuel d'un luminaire est le plus souvent communiqué pour des lampes génériques de 1 000 lumens; le flux lumineux absolu des lampes étant mesuré séparément dans une sphère intégrante (instrument illustré sur la figure 3.3 du chapitre suivant).*

## 2.3 Photosimulation et limites du modèle ponctuel

L'intégration dans une photosimulation de l'intensité lumineuse mesurée, sous la forme d'un solide photométrique ponctuel (sous-section 2.3.1), ou d'un solide photométrique distribué (sous-section 2.3.2), est étudiée; justifiant l'usage du modèle plus avancé du solide photométrique étendu (sous-section 2.3.3).

### 2.3.1 Solide photométrique ponctuel

L'intégration d'un solide photométrique ponctuel dans une photosimulation consiste, en premier lieu, en son positionnement et son orientation dans l'environnement. L'éclairement lumineux induit en toute position de l'environnement est alors retrouvé par l'équation 1.9 (en l'absence de milieu participant et d'occultation). La figure 2.1a présente un rendu d'une applique murale représentée par un solide photométrique ponctuel.

### 2.3.2 Solide photométrique distribué

Un procédé plus sophistiqué engendre un modèle intermédiaire entre solides photométriques ponctuels et étendu, appelé « solide photométrique distribué » (dans cette thèse; ou « carte spatiale d'intensité » par Rykowski et Wooley [RW97] et « source surfacique » par Deniel [Den02]), consiste, au moment de la photosimulation, à répartir l'intensité lumineuse



$I_{V,\varphi}(\vec{\omega}_{\mathcal{R}})$  en plusieurs positions distribuées sur une surface représentant la source. En chacune de ces positions, l'intensité lumineuse  $I_{V,\varphi}(\vec{\omega})$  est alors mise à l'échelle de sorte qu'en champ lointain, l'éclairement lumineux induit par la représentation ponctuelle soit retrouvé.

La figure 2.1b présente le rendu de l'applique murale représentée par le modèle distribué. L'apparence de la source est plus réaliste en champ proche ; de plus, lorsque la visibilité de la surface est partiellement occultée, le modèle rend un effet de pénombre (ou ombre douce).

### 2.3.3 Solide photométrique étendu

Le modèle du « solide photométrique étendu » repose donc sur une surface qui représente la source, le long de laquelle la luminance lumineuse  $L_{V,\varphi}(\vec{x}, \vec{\omega})$  est connue, en toute position  $\vec{x}$  et pour toute direction de propagation  $\vec{\omega}$ . La figure 2.1c est un rendu de l'applique murale représentée par un solide photométrique étendu. Seul ce modèle restitue l'orientation de la lampe à l'intérieur du luminaire.

Au-delà de l'apparence, le modèle améliore les photosimulations en conception optique. Jenkins et Mönch [JM00], par exemple, estiment les performances de différentes géométries de luminaire par photosimulation, s'appuyant sur une représentation étendue de la lampe. Le modèle permet aussi l'évaluation de l'éblouissement par le calcul de l'UGR (cf. note ci-dessous ; qui nécessite l'information de la luminance lumineuse de la source, autrement dit, de la représentation étendue). Enfin, pour les écrans à cristaux liquides (*Liquid Crystal Display*, LCD) ou les matrices de diodes électroluminescentes organiques (*Organic Light-Emitting Diode*, OLED), la caractérisation de la dimension spatiale du champ de lumière revêt une importance aussi fondamentale que celle de la variation directionnelle.

**Note.** *L'Unified Glare Rating (UGR), défini par la CIE dans [Com95], est une quantification de l'éblouissement, induit chez un observateur, par des objets dans un environnement intérieur (généralement des sources). Il est calculé comme suit :*

$$UGR = 8 \log_{10} \frac{0.25}{L_{V,b}} \sum_{k=1}^n \frac{L_{V,\varphi,k}(\vec{x}_k, \vec{\omega}_k) \Omega_{\varphi,k}}{P_k^2}, \quad (2.2)$$

où  $L_{V,b}$  est la luminance lumineuse de fond,  $L_{V,\varphi,k}$  la luminance du  $k^e$  objet, à la position  $\vec{x}_k$ , dans la direction  $\vec{\omega}_k$  de l'observateur,  $\Omega_{\varphi,k}$  est l'angle solide sous lequel cet objet est vu, et  $P_k$  l'indice de position de Guth<sup>1</sup>.

## Conclusion du chapitre

Un confort accru des usagers et d'importantes économies d'énergie sont possibles par une meilleure distribution de la lumière émise par les sources. La photosimulation est l'outil de prédilection pour cette optimisation, mais nécessite d'être amélioré afin de mieux prendre en compte le champ de lumière des sources réelles.

Fondés sur des quantités physiques mesurées, les modèles du solide photométrique ponctuel, du solide photométrique distribué, et du solide photométrique étendu sont les représentations les plus avancées pour ces sources ; le modèle étendu ne présentant en théorie

1. Sylvester K. Guth (?-?).

que des avantages puisqu'il contient toute l'information contenue dans les représentations ponctuelles et distribuées, et est en plus, valide en champ proche (c.à.d., à des distances inférieures à vingt fois la plus grande dimension de la source).

La mesure de la représentation solide photométrique étendu d'une source réelle, ou photométrie en champ proche (*near field photometry*), demeure aujourd'hui en revanche, un problème non résolu. La principale difficulté réside dans la prise en compte de la dimension spatiale du champ de lumière, en plus de sa dimension directionnelle comme avec un goniophotomètre. Un nouvel instrument de photométrie en champ proche est proposé dans la quatrième partie de la thèse.



# Chapitre 3

## Représentation des matériaux

Les sources font rarement l'objet d'une observation prolongée, aux notables exceptions des écrans et des étoiles. À chaque instant, le regard se pose en revanche sur des surfaces qui réfléchissent et transmettent la lumière. En photosimulation, ces propriétés optiques dispersives sont appelées : matériaux, interactions lumière-matière, *shader*, modèle local d'illumination, fonction de dispersion, SBSDF, SBRDF, *etc.*, selon la discipline.

Le plan du chapitre est le suivant : la section 3.1 est une introduction à la dispersion optique, à l'origine de l'apparence des surfaces ; la section 3.2 rappelle la définition de la SBRDF, qui caractérise cette dispersion, et ses principales propriétés ; la section 3.3 est une introduction à la modélisation de cette SBRDF.

**Note.** *La deuxième partie de la thèse (chapitres 4, 5, et 6) est consacrée à la mesure de la SBRDF d'un échantillon de surface.*

### 3.1 Sur l'apparence de quelques surfaces

La figure 3.1 rappelle les principales échelles de représentation des phénomènes optiques dispersifs en photosimulation. Cette section propose une exploration intuitive de ces phénomènes, aux origines de l'apparence.

Les phénomènes spéculaire (sous-section 3.1.1) et lambertien (sous-section 3.1.2) sont d'abord étudiés ; puis, le critère de Rayleigh<sup>1</sup> est rappelé (sous-section 3.1.3) ; les phénomènes brillant (sous-section 3.1.4), opalescent (sous-section 3.1.5), de rétro réflexion (sous-section 3.1.6), anisotrope (sous-section 3.1.7), à couches (sous-section 3.1.8), d'iridescence (sous-section 3.1.9), de fluorescence et de phosphorescence (sous-section 3.1.10) sont ensuite discutés ; un bilan est alors dressé (sous-section 3.1.11).

---

1. Lord John William Strutt Rayleigh (1842-1919).

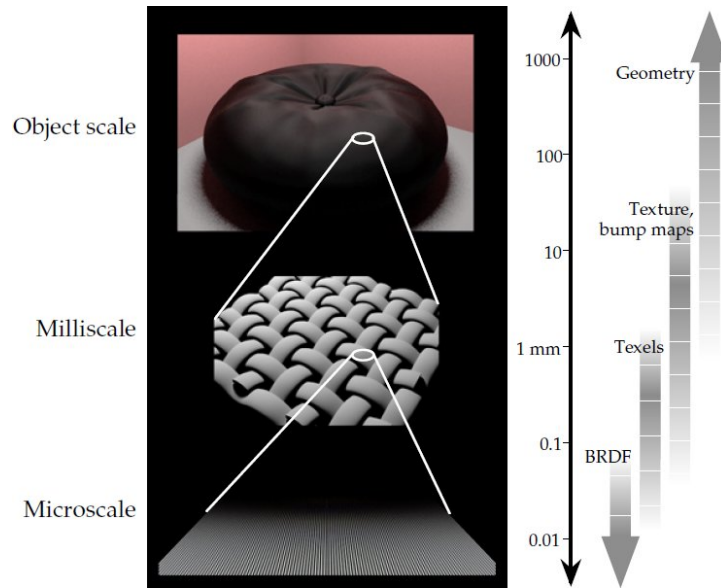


Figure 3.1 - Échelles de représentation de la dispersion optique (image [WAT92]).

### 3.1.1 Phénomène spéculaire

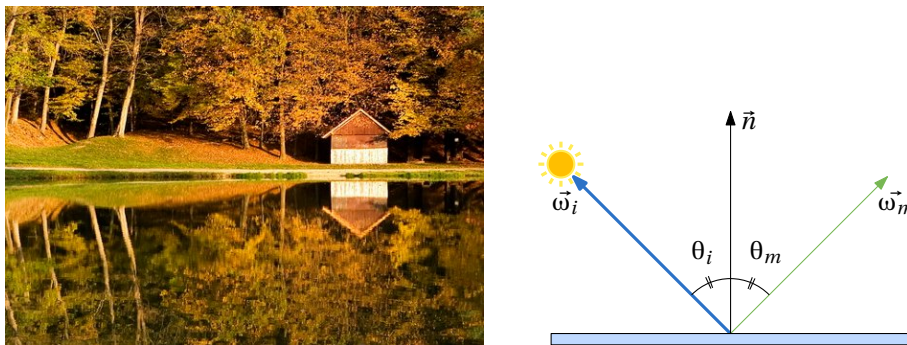


Figure 3.2 - Réflexion spéculaire sur un lac (image tozofoto).

Considérons la figure 3.2. La lumière incidente dans la direction  $\vec{\omega}_i$  est réfléchiée dans une direction unique, notée  $\vec{\omega}_m$  (pour miroir), symétrique de la direction  $\vec{\omega}_i$  par rapport à la normale, notée  $\vec{n}$ .

La réflexion spéculaire, cas idéal, peut être considérée comme l'une des extrémités de l'éventail des possibles.

### 3.1.2 Phénomène lambertien

La réflexion lambertienne se trouve alors à l'autre extrémité. Considérons la figure 3.3. La lumière incidente dans la direction  $\vec{\omega}_i$  est dispersée uniformément dans toutes les directions de l'hémisphère  $\Omega^+$ .

Le phénomène s'explique dans le cadre de l'optique géométrique, par la multitude de réflexions spéculaires que subissent un ensemble de rayons sur la microgéométrie d'une surface parfaitement rugueuse. *A contrario*, une surface spéculaire est parfaitement lisse.

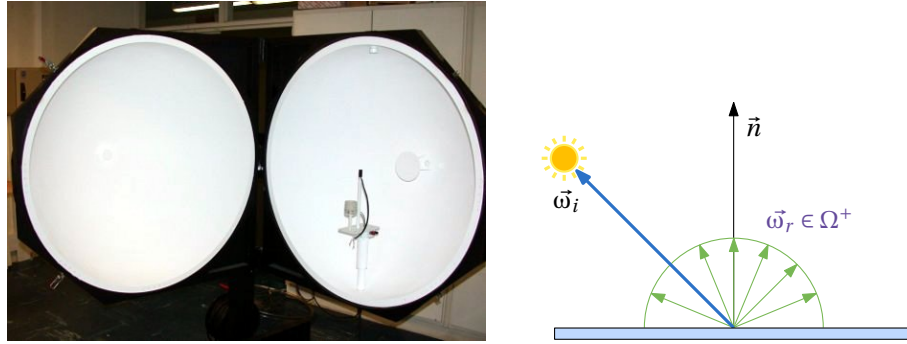


Figure 3.3 - Réflexion lambertienne sur une sphère intégratrice.

Note. Le matériau lambertien de référence en télédétection est le « gazon anglais ».

### 3.1.3 Critère de rugosité de Rayleigh

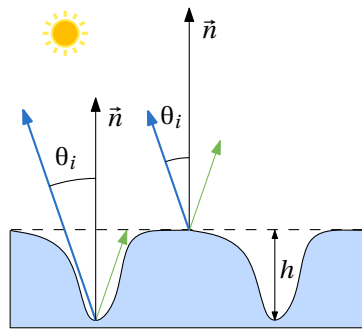


Figure 3.4 - Microgéométrie rugueuse dans le critère de Rayleigh.

Le critère de Rayleigh caractérise justement la rugosité optique d'une surface. Pour le décrire, considérons la figure 3.4. La différence de marche entre deux rayons réfléchis, notée  $\Delta m$ , est telle que :

$$\Delta m = \frac{2h}{\cos\theta_i} \quad [\text{m}], \quad (3.1)$$

et la différence de phase, notée  $\Delta p$ , est telle que :

$$\begin{aligned} \Delta p &= 2\pi \frac{\Delta m}{\lambda} \\ &= 4\pi \frac{h}{\lambda \cos\theta_i} \quad [1]. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Selon le critère de Rayleigh, une surface est lisse pour une différence de phase  $\Delta p$  inférieure ou égale à  $\frac{\pi}{2}$ , rugueuse au-delà.

Note. Selon Rayleigh, la rugosité optique n'est pas donc une propriété intrinsèque de la surface, mais dépend de la direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$  et de la longueur d'onde  $\lambda$ . À incidence

rasante, toutes les surfaces sont lisses. À incidence normale et dans le visible ( $\lambda$  dans l'intervalle [380nm; 780nm]), une surface est rugueuse pour des aspérités de profondeur supérieure ou égale à 47,5 nanomètres.

### 3.1.4 Phénomène brillant

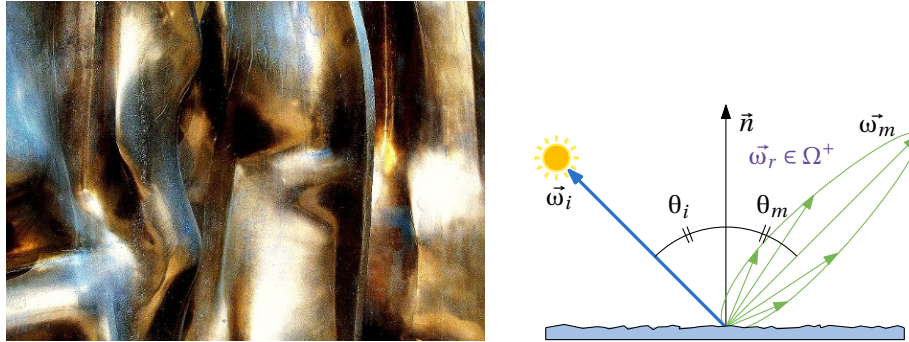


Figure 3.5 - Réflexion brillante sur du bronze (image Robert in Toronto).

Considérons la figure 3.5. Le cas de la réflexion brillante est un phénomène intermédiaire entre réflexions spéculaire et lambertienne. La lumière incidente dans la direction  $\vec{\omega}_i$  est réfléchié dans toutes les directions de l'hémisphère  $\Omega^+$ , avec une plus grande quantité réfléchié autour d'une direction privilégiée.

Sur la figure 3.5, cette direction privilégiée correspond à la direction spéculaire  $\vec{\omega}_m$ . Plus généralement, il peut se produire un décalage entre ces deux directions, qui a par ailleurs souvent tendance à augmenter avec le zénith  $\theta_i$  de la direction d'incidence. Ce phénomène est connu sous le nom de *off-specularity*, appelé « brillance extraspéculaire » dans la thèse.

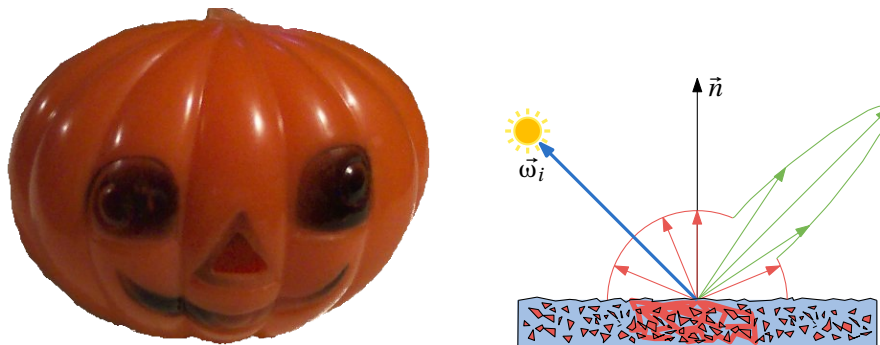
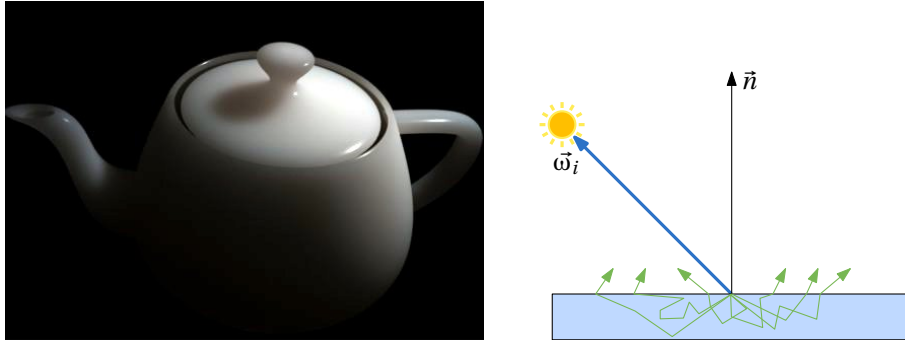


Figure 3.6 - Réflexion brillante sur du plastique (image riphtheskull).

Considérons la citrouille en plastique de la figure 3.6. La réflexion sur sa surface présente deux composantes, une purement lambertienne et une brillante, de couleurs distinctes. Le phénomène s'explique par la nature d'un plastique typique, composé d'un substrat transparent ou blanc, dans lequel sont piégés des pigments colorés. La composante lambertienne est le produit de la pénétration de la lumière à l'intérieur du substrat et son interaction, en une multitude de réflexions, avec les pigments colorés. La composante brillante est un

reflet sur la surface première du plastique (le substrat transparent ou blanc). Cette composante brillante est alors de la couleur non altérée de la source, tandis que la composante lambertienne est de la couleur de la source, altérée par celle des pigments.

### 3.1.5 Phénomène opalescent



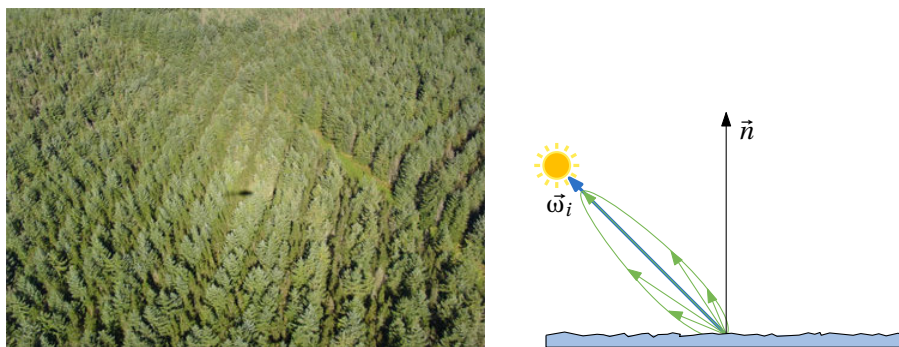
**Figure 3.7** - Réflexion opalescente sur une *teapot*.

Dans le cas de la citrouille de la figure 3.6, il a été supposé que la lumière qui pénètre à l'intérieur de la matière réémerge à la même position sur la surface. Ce n'est généralement pas le cas mais tant que la distance qui sépare les points d'entrée et de sortie demeure restreinte, le phénomène est négligeable pour l'apparence.

Lorsque ce n'est plus le cas, des phénomènes d'opalescence peuvent apparaître, tels que simulés sur la *teapot* de la figure 3.7.

**Note.** *La photosimulation de l'opalescence revêt une importance particulière en synthèse d'images (appelée diffusion sous-surface/subsurface scattering dans ce domaine), notamment pour son importance dans l'apparence de la peau.*

### 3.1.6 Phénomène de rétro réflexion



**Figure 3.8** - Rétro réflexion d'une canopée (image Mat Disney/NERC CTCD).

Sur la figure 3.8, l'ombre d'un hélicoptère se distingue au centre d'un reflet. Dans les conditions de la prise de vue, la surface, la source, l'observateur, sont alignés. Le phénomène



d'augmentation de la quantité de lumière réfléchie dans la direction d'éclairage est connu sous le nom de « rétro réflexion ».

Il s'explique, dans le cadre de l'optique géométrique, par la diminution dans la direction d'éclairage de l'auto-ombrage et de l'auto-masquage (auto-ombrage et auto-masquage d'une microgéométrie sont discutés en détail dans la sous-section 3.3.3 consacrée au modèle de Cook et Torrance [CT82]).

**Note.** La rétro réflexion est appelée hotspot en télédétection, où son étude revêt une importance particulière.

### 3.1.7 Phénomène anisotrope

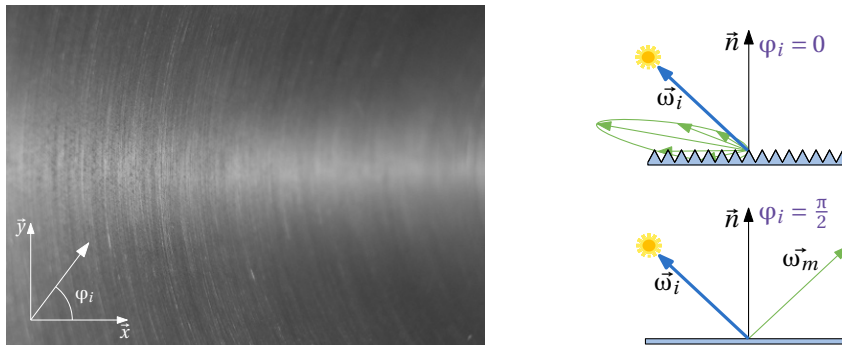


Figure 3.9 - Réflexion anisotrope sur un métal brossé (image dylan c).

Dans les exemples précédents, la dispersion de la lumière était invariable par rotation de la surface autour de sa normale  $\vec{n}$ . Une telle réflexion est dite « isotrope ».

La dispersion par le métal brossé de la figure 3.9 varie fortement selon que la direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$  est alignée ou non avec les rainures du brossage : la réflexion est anisotrope.

### 3.1.8 Phénomène en couches

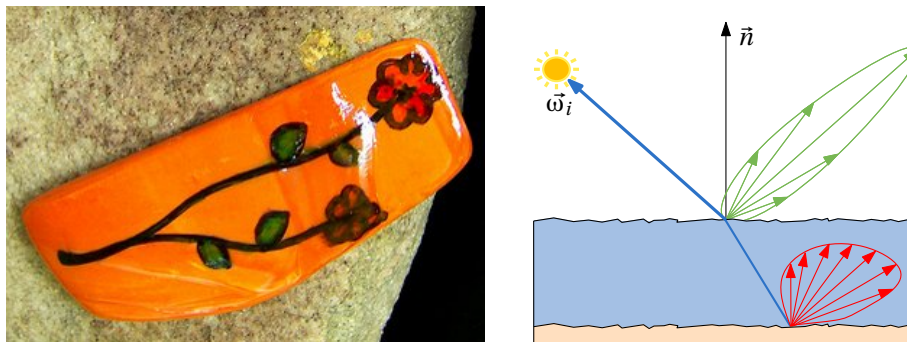


Figure 3.10 - Réflexion multicouches (image lunarpersuasion).

Considérons la figure 3.10. La surface est composée de deux couches : un vernis transparent brillant et un substrat opaque davantage lambertien. L'apparence de la surface s'explique par la composition des deux phénomènes.

### 3.1.9 Phénomène iridescent

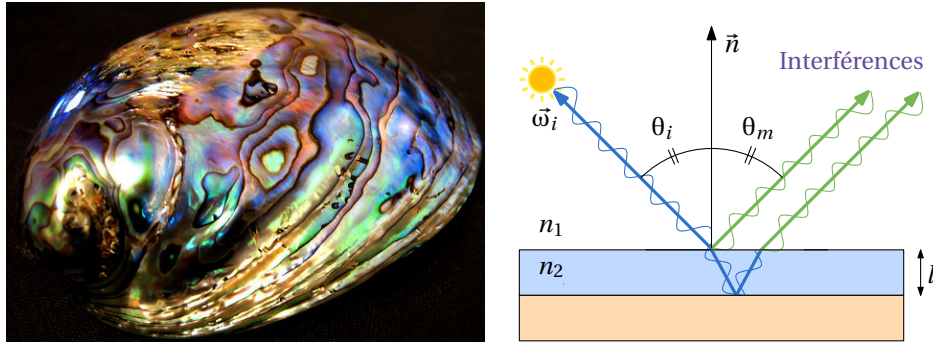


Figure 3.11 - Réflexion iridescente sur un ormeau (image Xerones).

Les iridescences (de *iris*/arc-en-ciel en grec ; ou goniochromisme) sur l'ormeau de la figure 3.11 (observées aussi sur une tache d'huile ou une bulle de savon) s'expliquent dans le cadre de l'optique ondulatoire.

Quand l'épaisseur des couches d'un matériau à couches se restreint jusqu'à tendre vers la longueur d'onde de la lumière incidente, les ondes réfléchies par des couches successives entrent potentiellement en interférence, renforçant ou atténuant certaines longueurs d'onde. Sur la figure 3.11, la différence de marche entre les deux ondes réfléchies est fonction de l'épaisseur  $l$  de la couche transparente, des indices de réfraction  $n_1$  et  $n_2$ , et de la direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$ . Le long de la surface de l'ormeau, il peut être considéré que seule la direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$  varie, produisant ces motifs colorés cycliques caractéristiques.

### 3.1.10 Phénomènes fluorescents et phosphorescents



Figure 3.12 - Fluorescence de quelques minéraux (image Hannes Grobe).

La fluorescence des minéraux de la figure 3.12 s'explique dans le cadre de l'optique quantique. Dans le cas général de la fluorescence, un objet éclairé par de la lumière de longueur d'onde  $\lambda_i$  réémet de la lumière à une longueur d'onde  $\lambda_r$ , supérieure à  $\lambda_i$ . Lorsque plusieurs photons sont absorbés pour un seul réémis, la longueur d'onde  $\lambda_i$  est supérieure à  $\lambda_r$  ; le phénomène est alors appelé luminescence anti-Stokes<sup>2</sup>.

2. Georges Gabriel Stokes (1819-1903).



Figure 3.13 - Aigle phosphorescent (image Luu Ly).

La phosphorescence de l'aigle sur la figure 3.13 est un autre phénomène quantique, où un objet éclairé au temps  $t_i$  réémet la lumière au temps  $t_r$ , supérieur à  $t_i$ .

### 3.1.11 Bilan sur l'apparence

L'apparence s'explique donc par l'agrégation des propriétés optiques dispersives à différentes échelles : particules du modèle standard, pigments colorés d'un plastique, feuilles d'une canopée...

Or, pour une photosimulation à l'échelle macroscopique, rendre cette apparence par un modèle à l'échelle la plus fine demeure aujourd'hui trop complexe numériquement. Aussi, les surfaces de l'environnement sont-elles représentées lisses, munies d'une description phénoménologique de leurs propriétés optiques dispersives.

D'après l'étude de la section, une fonction caractérisant cette dispersion devrait dépendre, *a minima*, de la direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$ , de la direction de réflexion  $\vec{\omega}_r$ , de la longueur d'onde  $\lambda$ , de l'état de polarisation  $(\phi, \epsilon)$ , et du temps  $t$ . L'annexe A.2 propose une nouvelle taxonomie de ces paramètres pour la photosimulation.

## 3.2 Réflectance bidirectionnelle et spectrale : la SBRDF

Dans la suite de la thèse, seuls les paramètres de la direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$ , de la direction de réflexion  $\vec{\omega}_r$  et de la longueur d'onde  $\lambda$  sont considérés. Résolue dans sa dépendance bidirectionnelle et spectrale, la dispersion optique est alors caractérisée par une fonction appelée SBRDF.

Dans cette section, la SBRDF est d'abord définie (sous-section 3.2.1) ; les contraintes qu'imposent à la fonction les principes de conservation de l'énergie (sous-section 3.2.2) et de réciprocité de Helmholtz<sup>3</sup> (sous-section 3.2.3) sont alors étudiées ; enfin, la condition nécessaire et suffisante d'isotropie de Noé [Noé99] est rappelée (sous-section 3.2.4).

3. Hermann Ludwig Ferdinand von Helmholtz (1821-1894).

### 3.2.1 Définition de la SBRDF

La réflexion de la lumière, en une position  $\vec{x}$  d'une surface plane, résolue dans sa dépendance bidirectionnelle et spectrale, est caractérisée par une fonction, introduite par Nicodemus *et al.* [NRH<sup>+</sup>77], appelée « Fonction de Distribution de la Réflectance Bidirectionnelle et Spectrale » (*Spectral Bidirectional Reflectance-Distribution Function/SBRDF*).

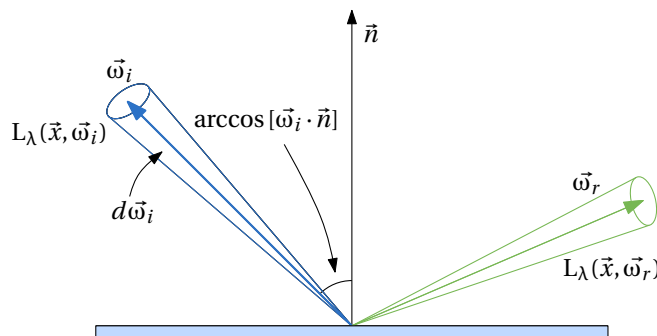


Figure 3.14 - Géométrie de la SBRDF.

Considérons la figure 3.14. La SBRDF de la surface à la position  $\vec{x}$  – notée  $f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda)$ , d'unité par stéradian – est le rapport entre la luminance spectrique élémentaire  $dL_\lambda(\vec{x}, \vec{\omega}_r)$  qui quitte la surface dans la direction réfléchi  $\vec{\omega}_r$  et l'éclairement spectrique élémentaire  $dE_\lambda(\vec{x})$  reçu depuis la direction incidente  $\vec{\omega}_i$  :

$$\begin{aligned} f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda) &= \frac{dL_\lambda(\vec{x}, \vec{\omega}_r)}{dE_\lambda(\vec{x})} \\ &= \frac{dL_\lambda(\vec{x}, \vec{\omega}_r)}{L_\lambda(\vec{x}, \vec{\omega}_i) [\vec{\omega}_i \cdot \vec{n}] d\vec{\omega}_i} \quad [\text{sr}^{-1}]. \end{aligned} \quad (3.3)$$

La SBRDF est définie de  $\Omega^{+,2} \times \mathbb{R}^{+,*} \rightarrow \mathbb{R}^+$ . Dans cette thèse, l'étude de la dispersion est restreinte au visible, soit au domaine  $\Omega^{+,2} \times [380\text{nm}; 780\text{nm}] \rightarrow \mathbb{R}^+$ .

La SBRDF caractérise les propriétés optiques des surfaces (en réflexion) dans l'équation des transferts radiatifs (cf. sous-section 1.3.1).

### 3.2.2 Conservation de l'énergie d'une SBRDF

Le principe physique de conservation de l'énergie (l'énergie réfléchi est au plus égale à l'énergie reçue) impose une contrainte sur la SBRDF, exprimée dans cette sous-section.

Soit noté  $\Phi_{\lambda,i}$  le flux spectrique reçu par une surface élémentaire depuis toutes les directions de l'hémisphère, tel que :

$$\Phi_{\lambda,i} = \int_{\Omega^+} L_\lambda(\vec{x}, \vec{\omega}_i) [\vec{\omega}_i \cdot \vec{n}] d\vec{\omega}_i. \quad (3.4)$$

Soit par ailleurs noté  $\Phi_{\lambda,r}$  le flux spectrique réfléchi par cette même surface. Alors :

$$\Phi_{\lambda,r} = \int_{\Omega^+} L_\lambda(\vec{x}, \vec{\omega}_r) [\vec{\omega}_r \cdot \vec{n}] d\vec{\omega}_r. \quad (3.5)$$

Or, d'après la définition de la SBRDF (cf. sous-section 3.2.1) :

$$dL_\lambda(\vec{x}, \vec{\omega}_r) = f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda) L_\lambda(\vec{x}, \vec{\omega}_i) [\vec{\omega}_i \cdot \vec{n}] d\vec{\omega}_i, \quad (3.6)$$

dont est déduit que :

$$\Phi_{\lambda,r} = \int_{\Omega^+} \int_{\Omega^+} f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda) L_\lambda(\vec{x}, \vec{\omega}_i) [\vec{\omega}_i \cdot \vec{n}] [\vec{\omega}_r \cdot \vec{n}] d\vec{\omega}_i d\vec{\omega}_r. \quad (3.7)$$

Finalement, le principe de conservation de l'énergie impose l'inégalité  $\frac{\Phi_{\lambda,r}}{\Phi_{\lambda,i}} \leq 1$ , soit :

$$\frac{\int_{\Omega^+} \int_{\Omega^+} f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda) L_\lambda(\vec{x}, \vec{\omega}_i) [\vec{\omega}_i \cdot \vec{n}] [\vec{\omega}_r \cdot \vec{n}] d\vec{\omega}_i d\vec{\omega}_r}{\int_{\Omega^+} L_\lambda(\vec{x}, \vec{\omega}_i) [\vec{\omega}_i \cdot \vec{n}] d\vec{\omega}_i} \leq 1. \quad (3.8)$$

Cette inégalité doit être vérifiée pour toute distribution de luminance spectrique incidente.

Supposons que la lumière ne soit incidente que depuis une direction unique, telle que la direction  $\vec{\omega}_i$  soit égale à  $\vec{\omega}_r$ , c'est-à-dire que la luminance spectrique incidente soit telle que :

$$L_\lambda(\vec{x}, \vec{\omega}_i) = L_\lambda \delta_\Omega(\vec{\omega}_i - \vec{\omega}_r) \quad (3.9)$$

où  $\delta_\Omega$  est la distribution de Dirac étendue à l'ensemble  $\Omega$  des directions (ce Dirac  $\delta_\Omega$  est formellement défini dans l'annexe A.1). L'équation 3.8 devient alors :

$$\int_{\Omega^+} f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda) [\vec{\omega}_r \cdot \vec{n}] d\vec{\omega}_r \leq 1 \quad \forall (\vec{\omega}_i, \lambda). \quad (3.10)$$

Cette inégalité est une condition nécessaire de la conservation de l'énergie puisqu'elle exprime l'équation 3.8 pour une distribution particulière de la lumière incidente. C'est aussi une condition suffisante si l'on considère que la luminance spectrique incidente dans une direction  $\vec{\omega}_{i,a}$  n'influence pas la SBRDF pour une autre direction  $\vec{\omega}_{i,b}$ ; et de même pour deux longueurs d'onde  $\lambda_a$  et  $\lambda_b$ .

**Note.** De l'inégalité 3.10, peut être déduite une interprétation de la SBRDF qui peut sembler plus intuitive. Supposons en effet que la SBRDF varie peu dans un petit angle solide, noté  $\Delta\vec{\omega}_r$ , autour d'une direction réfléchie  $\vec{\omega}_r$ . Soit notée  $\overline{f_r}$  la moyenne de la SBRDF dans ce petit angle solide. Alors, comme la SBRDF est positive ou nulle :

$$\overline{f_r}(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda) [\vec{\omega}_r \cdot \vec{n}] \Delta\vec{\omega}_r \leq 1. \quad (3.11)$$

Le terme de gauche de l'inégalité est la proportion de la lumière incidente dans la direction  $\vec{\omega}_i$  réfléchie dans la direction  $\vec{\omega}_r$ . Cette conception de la SBRDF peut sembler plus intuitive dans la mesure où un détecteur réel observe toujours une surface sous un angle solide non élémentaire.

### 3.2.3 Réciprocité de Helmholtz

Le principe physique de la réciprocité de Helmholtz impose que la SBRDF soit symétrique par rapport à ses variables directionnelles, soit :

$$f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda) = f_r(\vec{\omega}_r, \vec{\omega}_i, \lambda), \quad \forall (\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda). \quad (3.12)$$

### 3.2.4 Condition d’isotropie de Noé [Noé99]

L’anisotropie (cf. sous-section 3.1.7) est le cas général de la réflexion. En coordonnées sphériques, le paramètre bidirectionnel  $(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r)$  est déterminé par quatre angles, notés  $\theta_i$ ,  $\varphi_i$ ,  $\theta_r$  et  $\varphi_r$ . La SBRDF d’une surface isotrope est invariante par rotation de la bidirection  $(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r)$  autour de la normale à la surface  $\vec{n}$ . La bidirection peut alors être paramétrée par seulement trois angles  $\theta_i$ ,  $\theta_r$  et  $\varphi_\delta = |\varphi_i - \varphi_r|$ .

Noé [Noé99] a montré la condition nécessaire et suffisante d’isotropie d’une SBRDF suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial f_r(\theta_i, \varphi_i, \theta_r, \varphi_r, \lambda)}{\partial \varphi_i} + \frac{\partial f_r(\theta_i, \varphi_i, \theta_r, \varphi_r, \lambda)}{\partial \varphi_r} = 0, \\ \frac{\partial f_r(\theta_i, \varphi_i, \theta_r, \varphi_r, \lambda)}{\partial \theta_i} + \frac{\partial f_r(\theta_i, \varphi_i, \theta_r, \varphi_r, \lambda)}{\partial \theta_r} = 0. \end{array} \right. \quad (3.13)$$

## 3.3 Introduction à la modélisation de la SBRDF

La modélisation de la dispersion optique a suscité de longue date un vif intérêt dans des communautés scientifiques diverses (électromagnétisme, télédétection, synthèse d’images physiquement réalistes, éclairage, optique, *etc.*). La quantité de publications réalisées est en conséquence astronomique, et dans divers formalismes. Cette multitude rend complexe un abord systématique du domaine.

Cette dernière section du chapitre présente quelques modèles classiques en éclairage et en synthèse d’images, dans un formalisme unifié, avec l’espoir de faciliter son abord à d’autres chercheurs (les modèles présentés sont en outre tous réutilisés dans la suite de la thèse, en cohérence avec le rasoir d’Occam).

Les formes que prennent la SBRDF pour des surfaces idéales lambertienne (sous-section 3.3.1) et spéculaire (sous-section 3.3.2) sont d’abord étudiées. Deux modèles physiques de surfaces rugueuses sont ensuite présentés : le modèle d’optique géométrique de Cook et Torrance [CT82] (sous-section 3.3.3) ; et le modèle d’optique ondulatoire de He *et al.* [HTSG91] (sous-section 3.3.4). Cinq modèles empiriques sont alors considérés : le modèle d’astronomie de Minnaert [Min41] (sous-section 3.3.5) ; les modèles du lobe de cosinus de Phong [Pho75] et Blinn [Bli77] (sous-section 3.3.6) ; le modèle anisotrope de Ward [War92] (sous-section 3.3.7) ; et enfin, le modèle à lobes de cosinus généralisés de Lafortune *et al.* [LFTG97] (sous-section 3.3.8).

**Note.** *Widlowski et al. [WRD<sup>+</sup>08] ont récemment proposé un outil de comparaison automatique des nombreux modèles de SBRDF de canopées en télédétection.*

### 3.3.1 Modèle lambertien

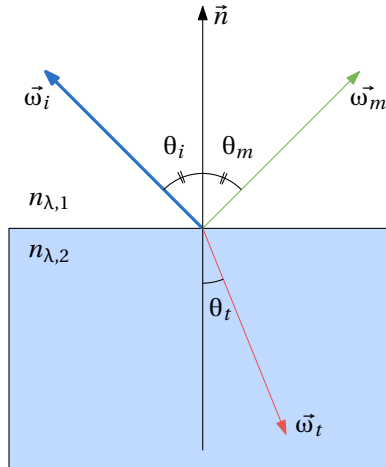
Le phénomène lambertien (cf. sous-section 3.1.2), idéal, traduit l’indépendance d’une dispersion par rapport aux directions d’incidence  $\vec{\omega}_i$  et de réflexion  $\vec{\omega}_r$ . La SBRDF prend alors la forme suivante :

$$f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda) = \frac{\rho_\lambda}{\pi} \quad [\text{sr}^{-1}]. \quad (3.14)$$

où  $\rho_\lambda$  est le facteur de réflexion (ou albedo) compris entre 0 et 1.

**Note.** La réflexion lambertienne est dépolarisante (le phénomène s'explique par la multitude de réflexions, chaotiques, que subissent les rayons d'un faisceau sur la microgéométrie d'une surface rugueuse).

### 3.3.2 Modèle spéculaire



**Figure 3.15** - Géométrie des lois de la réflexion et de la réfraction.

La réflexion spéculaire est régie par les lois de la réflexion et de la réfraction, illustrées sur la figure 3.15. La direction spéculaire  $\vec{\omega}_m$  a pour coordonnées sphériques  $(\theta_i, \varphi_i + \pi)$ , soit :

$$\vec{\omega}_m = 2 [\vec{\omega}_i \cdot \vec{n}] \vec{n} - \vec{\omega}_i, \quad (3.15)$$

**Note.** D'après la loi de la réfraction, les coordonnées sphériques de la direction transmise  $\vec{\omega}_t$  sont  $(\arcsin(\frac{n_{\lambda,1}}{n_{\lambda,2}} \sin \theta_i), \varphi_i + \pi)$ , ou :

$$\vec{\omega}_t = \left( \frac{n_{\lambda,1}}{n_{\lambda,2}} [\vec{\omega}_i \cdot \vec{n}] - \sqrt{1 - \left( \frac{n_{\lambda,1}}{n_{\lambda,2}} \right)^2 (1 - [\vec{\omega}_i \cdot \vec{n}]^2)} \right) \vec{n} - \frac{n_{\lambda,1}}{n_{\lambda,2}} \vec{\omega}_i,$$

où  $n_{\lambda,1}$  et  $n_{\lambda,2}$  sont les indices de réfraction du dioptre.

#### 3.3.2.1 Facteurs de Fresnel

La proportion de la lumière réfléchiée dans la direction  $\vec{\omega}_m$  est donnée par les facteurs de Fresnel (dont la découverte a constitué un argument déterminant en faveur de la théorie ondulatoire ; cf. sous-section 1.1.1). Dans ce paragraphe, ces facteurs sont rappelés, avec pour objectif l'expression de la SBRDF d'une surface spéculaire. Le lecteur est renvoyé aux ouvrages de référence en électromagnétisme pour de plus amples détails.

Le facteur de réflectance de Fresnel, pour de la lumière polarisée dans le plan d'incidence, noté  $F_{\lambda,\parallel}$ , est :

$$F_{\lambda,\parallel} = \frac{\tan^2(\theta_t - \theta_i)}{\tan^2(\theta_t + \theta_i)} \quad [1]. \quad (3.16)$$



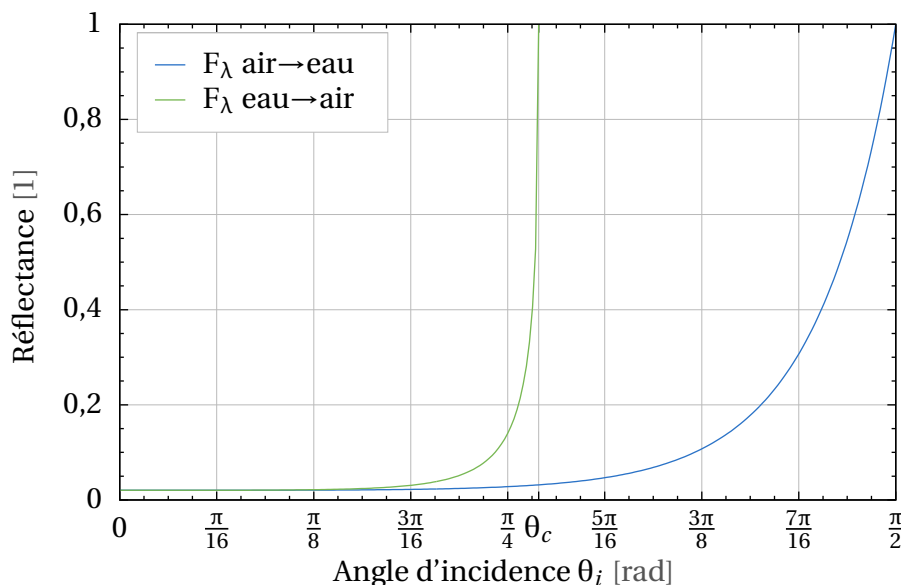
Le facteur de réflectance de Fresnel, pour de la lumière polarisée dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence, noté  $F_{\lambda,\perp}$ , est :

$$F_{\lambda,\perp} = \frac{\sin^2(\theta_t - \theta_i)}{\sin^2(\theta_t + \theta_i)} \quad [1], \quad (3.17)$$

Enfin, pour de la lumière non polarisée, le facteur de réflectance de Fresnel, noté  $F_\lambda$ , est la moyenne des facteurs polarisés  $F_{\lambda,\parallel}$  et  $F_{\lambda,\perp}$  :

$$F_\lambda = \frac{F_{\lambda,\perp} + F_{\lambda,\parallel}}{2} \quad [1]. \quad (3.18)$$

### 3.3.2.2 Étude la réflectance de Fresnel d'un dioptre air↔eau



**Figure 3.16** - Réflectance de Fresnel pour un dioptre air↔eau.

La figure 3.16 est un tracé du facteur dépolarisé  $F_\lambda$  pour un dioptre air↔eau (à la longueur d'onde  $\lambda = 587,6$  nanomètres, avec les indices  $n_{\lambda,\text{air}} \approx 1$  et  $n_{\lambda,\text{eau}} \approx 1,3$  dans les Conditions Normales de Température et de Pression).

Remarquons que la réflectance varie fortement avec le zénith  $\theta_i$  de la direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$ , passant d'une valeur proche de 0 (un milieu transparent) à 1 (un miroir parfait). Cette variation explique par exemple, l'apparence de la surface du lac de la figure 3.2, évoluant d'un milieu transparent à incidence normale à un miroir à incidence rasante. L'angle noté  $\theta_c$  sur l'axe des abscisses est l'angle de réflexion critique à partir duquel, lorsque l'indice  $n_{\lambda,1}$  est supérieur à l'indice  $n_{\lambda,2}$ , toute la lumière est réfléchi.

Les facteurs polarisés  $F_{\lambda,\perp}$  et  $F_{\lambda,\parallel}$  et le facteur non polarisé  $F_\lambda$  sont tracés sur la figure 3.17. Comme la réflectance dépend de la polarisation de la lumière incidente, la réflexion spéculaire est polarisante. Le phénomène est utilisé en photographie, où des filtres polarisants suppriment les reflets spéculaires. Il permet aussi d'imaginer un dispositif de mesure de la SBRDF, où celle-ci serait naturellement décomposée en termes spéculaire polarisé et



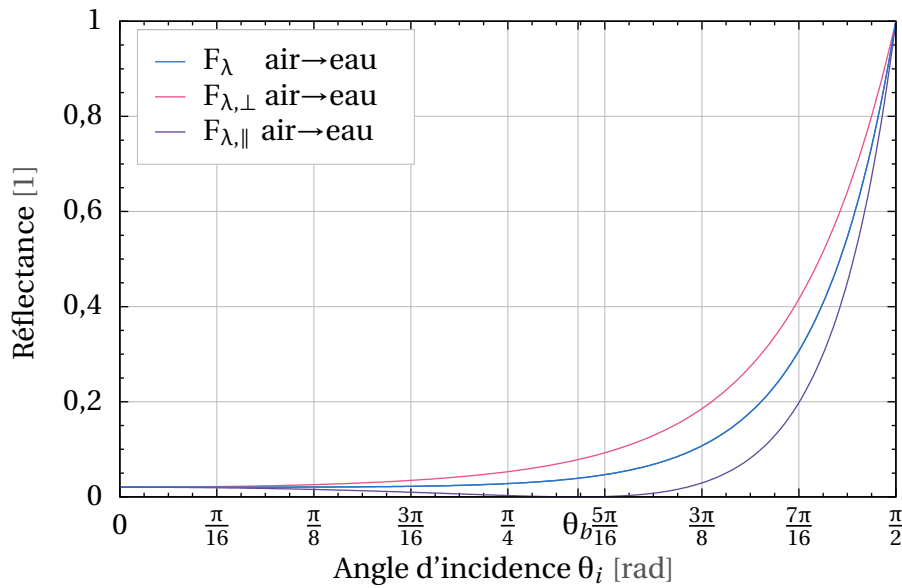


Figure 3.17 - Polarisation de la réflectance de Fresnel.

lambertien dépolarisé. L'angle noté  $\theta_b$  sur l'axe des abscisses est l'angle de Brewster<sup>4</sup>, pour lequel aucune lumière polarisée parallèlement au plan d'incidence n'est réfléchi.

### 3.3.2.3 Cas des conducteurs

L'indice de réfraction complexe, noté  $\hat{n}_\lambda$ , est tel que :

$$\hat{n}_\lambda = n_\lambda(1 + ik_\lambda) \quad [1], \quad (3.19)$$

où  $n_\lambda$  est l'indice de réfraction réel et  $k_\lambda$  un coefficient d'extinction. Ce dernier n'étant cependant significatif que pour les matériaux conducteurs et semiconducteurs, il est généralement négligé pour les diélectriques.

Les facteurs de Fresnel complexes se déduisent de la loi de la réfraction et des relations 3.16 à 3.18. Leur présentation n'est pas nécessaire ici. Ils pourront être trouvés, ainsi que les répartitions spectrales de  $n_\lambda$  et de  $k_\lambda$  pour un ensemble de métaux, dans l'ouvrage [Cal98] de Callet.

Remarquons simplement que pour un conducteur, la réflectance de Fresnel varie beaucoup moins que pour un diélectrique. À titre d'exemple, le facteur  $F_\lambda$  croit de 0,02 à 1 pour le dioptre air→eau mais seulement de 0,85 à 1 pour un dioptre air→aluminium (avec les mêmes paramètres que précédemment).

### 3.3.2.4 Expression de la SBRDF d'une surface spéculaire

D'après la loi de la réflexion et les facteurs de Fresnel, la SBRDF d'une surface spéculaire est de la forme :

$$f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda) = c_\lambda \delta_\Omega(\vec{\omega}_r - \vec{\omega}_m) \quad [\text{sr}^{-1}], \quad (3.20)$$

4. David Brewster (1781-1868).

où  $\delta_\Omega$  est le Dirac sur les directions (cf. annexe A.1) et  $c_\lambda$  une fonction de la réflectance de Fresnel. Par ailleurs, d'après l'équation des transferts radiatifs (cf. sous-section 1.3.1) :

$$L_\lambda(\vec{x}, \vec{\omega}_m) = c_\lambda L_\lambda(\vec{x}, \vec{\omega}_i) [\vec{\omega}_i \cdot \vec{n}] \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1}]. \quad (3.21)$$

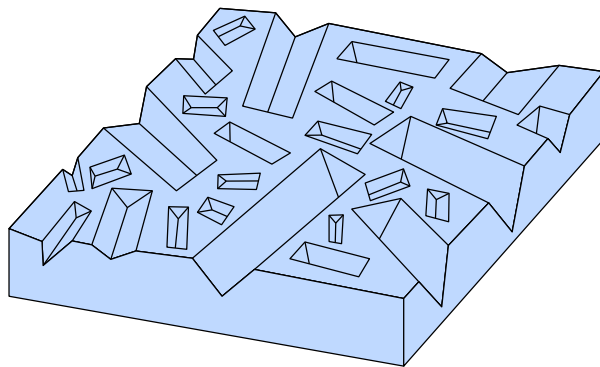
Or, le facteur de Fresnel  $F_\lambda$  vérifie :

$$F_\lambda = \frac{L_\lambda(\vec{x}, \vec{\omega}_m)}{L_\lambda(\vec{x}, \vec{\omega}_i)} \quad [1], \quad (3.22)$$

dont est déduite l'expression de la SBRDF d'une surface spéculaire :

$$f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda) = \frac{F_\lambda}{[\vec{\omega}_i \cdot \vec{n}]} \delta_\Omega(\vec{\omega}_r - \vec{\omega}_m) \quad [\text{sr}^{-1}]. \quad (3.23)$$

### 3.3.3 Modèle des microfacettes de Cook et Torrance [CT82]



**Figure 3.18** - Microgéométrie en distribution de microfacettes (d'après auteur inconnu).

Dans le cadre de l'optique géométrique, le modèle de Cook et Torrance [CT82] (adaptation à la synthèse d'images du modèle de Torrance et Sparrow [TS67]) représente la microgéométrie d'une surface rugueuse par une distribution statistique de « microfacettes », telle qu'illustrée sur la figure 3.18. Chaque microfacette est une rainure en V spéculaire – un micromiroir – symétrique par rapport à l'axe longitudinal et parallèle à la surface moyenne. Les orientations des microfacettes sont équiprobables, la dispersion est donc isotrope.

#### 3.3.3.1 Expression du modèle

Le modèle s'exprime par :

$$f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda) = \frac{F_\lambda^2}{\pi} \frac{DG}{[\vec{\omega}_i \cdot \vec{n}] [\vec{\omega}_r \cdot \vec{n}]} \quad [\text{sr}^{-1}], \quad (3.24)$$

où  $F_\lambda$  est le facteur de Fresnel et D et G, deux coefficients compris entre 0 et 1, explicités dans les paragraphes 3.3.3.2 et 3.3.3.3 suivants.

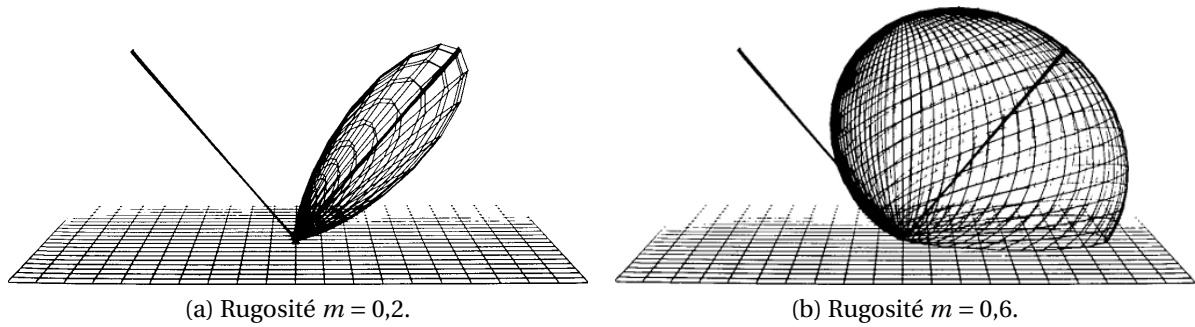


Figure 3.19 - Influence de la rugosité dans le modèle Cook et Torrance (images [CT82]).

### 3.3.3.2 Distribution statistique de l'orientation des microfacettes D

D'après les propriétés spéculaires des microfacettes, pour une bidirection  $(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r)$  donnée, seules participent à la SBRDF les microfacettes dont la normale est telle que la direction réfléchie  $\vec{\omega}_r$  est la direction spéculaire de la direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$ . Cette normale, notée  $\vec{\omega}_h$ , est la direction bissectrice entre  $\vec{\omega}_i$  et  $\vec{\omega}_r$  telle que :

$$\vec{\omega}_h = \frac{\vec{\omega}_i + \vec{\omega}_r}{\|\vec{\omega}_i + \vec{\omega}_r\|}. \quad (3.25)$$

Le facteur D est la distribution statistique de Beckmann et Spizzichino [BS63], qui caractérise la fraction de l'aire totale de la surface, orientée selon la direction  $\vec{\omega}_h$ . Soit noté  $\alpha$  l'angle que forme la direction  $\vec{\omega}_h$  avec la normale à la surface moyenne  $\vec{n}$ . Ce facteur est tel que :

$$D = \frac{1}{m^2 \cos^4 \alpha} e^{-\frac{\tan^2 \alpha}{m^2}} \quad [1], \quad (3.26)$$

où  $m$ , la moyenne quadratique des pentes des microfacettes, paramètre la rugosité. La figure 3.19 illustre l'influence du paramètre  $m$  sur le modèle : plus la surface est rugueuse, plus la SBRDF est lambertienne et de brillance extraspéculaire.

### 3.3.3.3 Atténuation géométrique par ombrage et masquage G

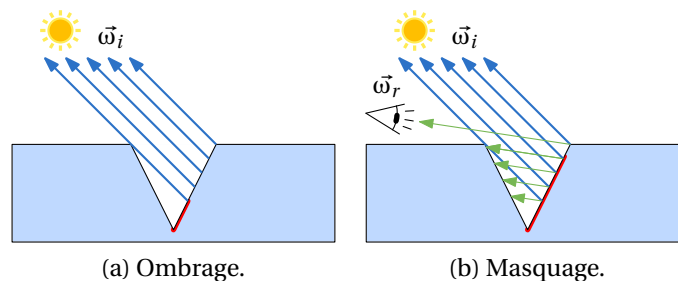


Figure 3.20 - Ombrage et masquage d'une microfacette en V.

Considérons la figure 3.20. Par des phénomènes d'ombrage (a) et de masquage (b), seule une fraction de la surface d'une microfacette orientée selon la direction  $\vec{\omega}_h$  participe à la

SBRDF. Le terme géométrique  $G$  représente cette atténuation, reprenant son estimation suivante par Blinn [Bli77] :

$$G = \min \left( 1, \frac{2 [\vec{\omega}_h \cdot \vec{n}] [\vec{\omega}_r \cdot \vec{n}]}{[\vec{\omega}_r \cdot \vec{\omega}_h]}, \frac{2 [\vec{\omega}_h \cdot \vec{n}] [\vec{\omega}_i \cdot \vec{n}]}{[\vec{\omega}_r \cdot \vec{\omega}_h]} \right) \quad [1]. \quad (3.27)$$

### 3.3.3.4 Bilan du modèle de Cook et Torrance [CT82]

Le modèle de Cook et Torrance [CT82] représente la brillance extraspéculaire, tout en restant simple, puisqu'il ne dépend que d'un seul paramètre  $m$ , relié de plus à la notion de rugosité. À ce titre, il est très utilisé en synthèse d'images et en éclairage.

De nombreuses variations autour du concept de microfacettes existent dans la littérature. Buhl *et al.* [BWR68] par exemple représentent la surface par une collection de cavités hémisphériques. Poulin et Fournier [PF90] s'appuient sur une collection d'hémicylindres parallèles. Oren et Nayar [ON94] reprennent quant à eux la microgéométrie avec des rainures en V, mais supposent que les microfacettes sont lambertiennes (des microdiffuseurs à la place de micromiroirs) ; les interréllections jusqu'à l'ordre 2 sont en outre représentées explicitement (représentées par une simple constante dans Cook et Torrance [CT82]).

Se plaçant dans le cadre de l'optique géométrique, tous ces modèles ne représentent donc pas les phénomènes d'interférence, de diffraction, ou de polarisation.

### 3.3.4 Modèle d'optique ondulatoire de He *et al.* [HTSG91]

Le modèle de He *et al.*, dans le cadre de l'approximation du plan tangent en optique ondulatoire, représente la diffraction, l'interférence et la polarisation.

**Note.** L'approximation du plan tangent dans la théorie de Kirchhoff<sup>5</sup> est une hypothèse sur le rayon de courbure des objets, supposé grand devant la longueur d'onde.

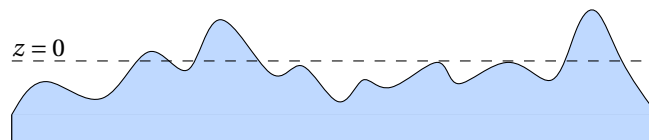


Figure 3.21 - Microgéométrie en distribution statistique d'altitudes.

La microgéométrie de la surface est représentée par une distribution statistique d'altitudes gaussienne<sup>6</sup>, isotrope, et de moyenne nulle. Illustrée sur la figure 3.21, elle est déterminée par deux paramètres réels : la rugosité  $\sigma_0$  et la distance d'autocorrélation  $\tau$ .

**Note.** Précisément, la distribution des altitudes est déterminée, d'une part, par la probabilité  $p(z_1) dz$  qu'une position  $(x_1, y_1)$  ait une altitude comprise entre  $z_1$  et  $z_1 + dz$  :

$$p(z_1) = \frac{1}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{z_1^2}{2\sigma_0^2}} \quad [1], \quad (3.28)$$

5. Gustav Robert Kirchhoff (1824-1887).

6. Johann Carl Friedrich Gauss (1777-1855).

où  $\sigma_0$  est la moyenne quadratique de la rugosité de la surface, et d'autre part, par la probabilité jointe  $p(z_1, z_2)$  que deux positions  $(x_1, y_1)$  et  $(x_2, y_2)$  aient des altitudes comprises entre  $z_1$  et  $z_1 + dz$  et  $z_2$  et  $z_2 + dz$ . Cette probabilité est telle que :

$$p(z_1, z_2) = \frac{1}{2\pi\sigma_0^2\sqrt{1 - e^{-2\frac{r^2}{\tau^2}}}} e^{-\frac{\left(z_1^2 + z_2^2 - 2e^{-\frac{r^2}{\tau^2}} z_1 z_2\right)}{2\sigma_0\left(1 - e^{-2\frac{r^2}{\tau^2}}\right)}} \quad [1], \quad (3.29)$$

où  $r$  est la distance euclidienne qui sépare la position  $(x_1, y_1)$  de la position  $(x_2, y_2)$ .

### 3.3.4.1 Expression du modèle

Le modèle s'exprime comme la somme de termes lambertien, spéculaire et brillant, soit :

$$f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda) = \rho_l + \rho_s + \rho_b \quad [\text{sr}^{-1}]. \quad (3.30)$$

Ces trois termes sont explicités dans les paragraphes 3.3.4.2 à 3.3.4.4 suivants.

### 3.3.4.2 Terme lambertien $\rho_l$

Le terme lambertien  $\rho_l$ , constant, représente les interrélflexions :

$$\rho_l = a(\lambda) \quad [\text{sr}^{-1}]. \quad (3.31)$$

### 3.3.4.3 Terme spéculaire $\rho_s$

Le terme spéculaire  $\rho_s$  représente la réflexion spéculaire sur la surface moyenne (d'altitude  $z = 0$ ) :

$$\rho_s = e^{-g} S \frac{F\lambda}{\cos\theta_i} \delta_\Omega(\vec{\omega}_r - \vec{\omega}_m) \quad [\text{sr}^{-1}]. \quad (3.32)$$

L'expression d'une SBRDF spéculaire (cf. équation 3.23) est pondérée par deux facteurs  $e^{-g}$  et  $S$ , compris entre 0 et 1. Le facteur  $g$ , fonction des paramètres  $(\sigma, \theta_i, \theta_r, \lambda)$ , représente la rugosité de la surface, le facteur  $S$ , fonction de  $(\sigma, \tau, \theta_i, \theta_r)$ , prend en compte l'atténuation géométrique par ombrage et masquage. Le lecteur est renvoyé à la publication originale pour les expressions complètes de  $S$  et de  $g$ . Simplement, pour une surface lisse, les deux termes sont égaux à 1.

### 3.3.4.4 Terme brillant $\rho_b$

Le terme brillant  $\rho_b$ , exprimé dans la note ci-dessous, se comprend dans le cadre de l'approximation du plan tangent dont le détail dépasse le cadre de cette introduction à la modélisation. Simplement, pour une surface lisse, le terme  $\rho_b$  est égal à 0 ; et pour une surface rugueuse : avec le rapport  $\sigma/\lambda$  petit, la direction du maximum de la brillance coïncide avec la direction spéculaire  $\vec{\omega}_m$  ; avec le rapport  $\sigma/\lambda$  moyen, un phénomène extraspéculaire apparaît ; pour un rapport  $\sigma/\lambda$  grand, le maximum se trouve dans la direction rasante.

**Note.** Le terme brillant  $\rho_b$  s'exprime par :

$$\rho_b = \frac{\mathcal{H}S}{\cos\theta_i \cos\theta_r} \frac{\tau^2}{16\pi} \frac{\pi^2 \tau^2}{4\lambda^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{g^m e^{-g}}{m!m} e^{-\frac{v_{xy}^2 \tau^2}{4m}} \quad [\text{sr}^{-1}], \quad (3.33)$$

où  $\mathcal{H}$  est une fonction des facteurs de Fresnel polarisés et de la polarisation de la lumière incidente, et  $v_{xy}$  est une fonction des directions d'incidence et de réflexion ( $g$  et  $S$  sont tels que décrits dans le paragraphe précédent).

### 3.3.4.5 Bilan du modèle de He *et al.* [HTSG91]

Le modèle de He *et al.* est l'un des plus avancés en synthèse d'images physiquement réalistes, l'un des plus complexes aussi et, pour cette raison, est moins fréquent que le modèle de Cook et Torrance [CT82] par exemple.

### 3.3.5 Modèle historique de Minnaert [Min41]

Le modèle de Minnaert [Min41] fut l'un des premiers modèles de SBRDF purement empirique. Il représente la surface de la lune, comme le modèle de Öpik [Öpi24] sur lequel il est fondé, assurant en plus la réciprocité de Helmholtz (cf. sous-section 3.2.3).

Son expression est :

$$f_r(\vec{x}, \vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r) = \frac{k(\vec{x}, \varphi_i) + 1}{2\pi} [\vec{\omega}_i \cdot \vec{n}]^{k(\vec{x}, \varphi_i) - 1} [\vec{\omega}_r \cdot \vec{n}]^{k(\vec{x}, \varphi_i) - 1} \quad [\text{sr}^{-1}], \quad (3.34)$$

où  $\vec{x}$  est une position sur la surface de la lune,  $\vec{\omega}_i$  et  $\vec{\omega}_r$  sont des directions depuis  $\vec{x}$ , respectivement vers le soleil et la terre, et où  $k$  est une fonction, de la position  $\vec{x}$  et l'azimut de la direction d'incidence  $\varphi_i$ , prenant ses valeurs dans l'intervalle  $[0; 1]$  (selon notamment que la position  $\vec{x}$  se trouve sur un continent ou une maria/mer lunaire).

Malgré son domaine initial d'application et son âge vénérable, Dempski et Viale [DV04] remarquent que le modèle de Minnaert reste fréquemment utilisé en synthèse d'images, pour simuler l'apparence du velours, le modèle produisant une atténuation de la réflectance pour les directions rasantes, caractéristique de ce matériau.

### 3.3.6 Modèles du lobe de cosinus de Phong [Pho75] et Blinn [Bli77]

Le lobe de cosinus de Phong [Pho75] est le modèle le plus courant en synthèse d'images. Purement empirique comme le modèle de Minnaert [Min41], il s'exprime par :

$$f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r) = \rho_l + \rho_b \max([\vec{\omega}_r \cdot \vec{\omega}_m]^n, 0) \quad [\text{sr}^{-1}]. \quad (3.35)$$

Autrement dit, la somme d'un terme lambertien  $\rho_l$  constant, et d'un terme brillant, dont l'amplitude est  $\rho_b$  et l'allure, obtenue par élévation à la puissance  $n$  du cosinus  $[\vec{\omega}_r \cdot \vec{\omega}_m]$  de l'angle que forme la direction réfléchie  $\vec{\omega}_r$  avec la direction spéculaire  $\vec{\omega}_m$  (plus précisément, le seuil positif de ce cosinus).

Le modèle est tracé sur la figure 3.22, en fonction de la direction  $\vec{\omega}_r$  (pour la direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$  fixée à  $(\theta_i = \frac{\pi}{4}, \varphi_i = 0)$  et avec les paramètres  $\rho_l = 0,2$ ,  $\rho_b = 1$  et  $n = 30$ ). Le segment blanc est la direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$ . Quelques informations sur le programme de

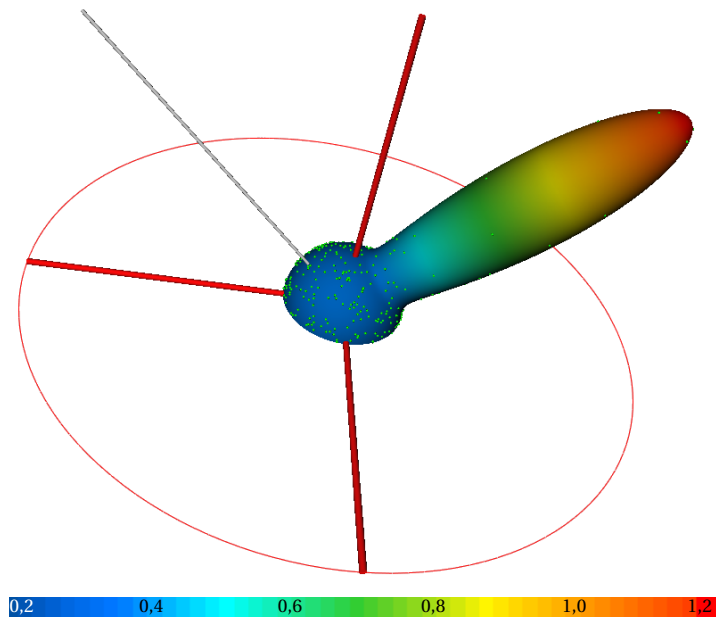


Figure 3.22 - Modèle du lobe de cosinus de Phong [Pho75].

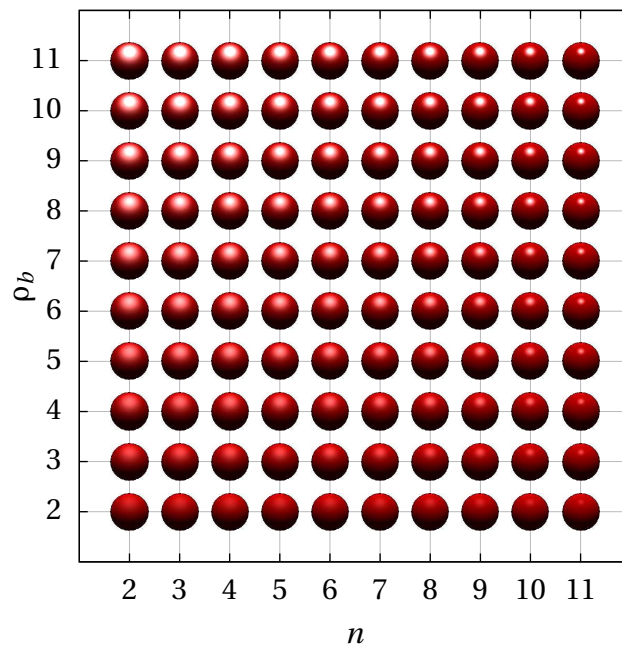


Figure 3.23 - Évolution de la brillance dans le modèle de Phong [Pho75].

visualisation `pVisualiseSBRDF`, qui permet d'obtenir ce type de tracé, sont données dans l'annexe B.1.

La figure 3.23 est un rendu de l'apparence d'une sphère pour différentes valeurs des paramètres  $\rho_b$  et  $n$ , avec  $\rho_l$  constant. La couleur blanche du reflet (comme la source) induit un aspect plastique (l'altération de la couleur par les pigments d'un plastique a été discutée dans la sous-section 3.1.4). Un reflet de la couleur du terme lambertien (ici rouge) produirait une apparence métallique.

Le modèle de Phong n'est pas physiquement plausible (cf. note ci-dessous ; de même que le modèle de Minnaert) mais il produit un aspect assez réaliste pour les métaux et les plastiques et demeure à ce titre et en raison de sa simplicité, très utilisé en synthèse d'images.

**Note.** *La plausibilité physique d'un modèle de SBRDF, notion introduite par Lewis dans [Lew93], indique que la SBRDF est positive ou nulle (d'après la définition de la fonction ; cf. sous-section 3.2.1), conserve l'énergie (cf. sous-section 3.2.2), et assure la réciprocité de Helmholtz (cf. sous-section 3.2.3).*

Blinn [Bli77] a légèrement modifié le modèle de Phong, substituant au cosinus  $[\vec{\omega}_r \cdot \vec{\omega}_m]$ , le cosinus  $[\vec{\omega}_h \cdot \vec{n}]$  (avec la direction bissectrice  $\vec{\omega}_h$  ; cf. équation 3.25), réduisant le nombre d'opérations nécessaires à son évaluation (sans en modifier fondamentalement l'allure). Le modèle de Blinn-Phong est le *shader* par défaut de la bibliothèque `OpenGL`.

### 3.3.7 Modèle anisotrope de Ward [War92]



(a) Chaise avec un modèle isotrope type Phong. (b) Chaise avec le modèle anisotrope de Ward.

**Figure 3.24** - Comparaison des modèles de Phong et Ward (images [War92]).

Le modèle anisotrope de Ward [War92] est lui aussi empirique, mais est en revanche physiquement plausible. Le modèle se fonde sur une microgéométrie en distribution statistique d'altitudes, comme le modèle de He *et al.* [HTSG91], mais anisotrope, déterminée par deux écarts types (ou rugosités), notées  $\sigma_x$  et  $\sigma_y$ , selon deux axes perpendiculaires.



L'expression du modèle est :

$$f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r) = \frac{\rho_l}{\pi} + \rho_b \frac{1}{\sqrt{\cos\theta_i \cos\theta_r}} \frac{1}{4\pi\sigma_x\sigma_y} e^{-\tan^2\theta_h \left( \frac{\cos^2\varphi_h}{\sigma_x^2} + \frac{\sin^2\varphi_h}{\sigma_y^2} \right)} \quad [\text{sr}^{-1}], \quad (3.36)$$

où le terme  $\rho_l$  paramètre l'amplitude du terme lambertien,  $\rho_b$  l'amplitude du terme brillant, et où  $(\theta_h, \varphi_h)$  sont les coordonnées sphériques de la direction bissectrice  $\vec{\omega}_h$  (cf. équation 3.25). La figure 3.24 est une comparaison de rendus de l'apparence d'une chaise, avec un modèle isotrope type Phong et le modèle anisotrope de Ward.

### 3.3.8 Modèle à lobes de cosinus généralisés de Lafortune *et al.* [LFTG97]

Le modèle de Lafortune *et al.* [LFTG97] est une généralisation du lobe de cosinus de Phong (cf. sous-section 3.3.6) assurant la plausibilité physique ainsi que l'orientation quelconque du lobe (dans la direction de rétro réflexion ou une direction extraspéculaire par exemples).

Le modèle s'exprime comme une combinaison linéaire de lobes généralisés :

$$f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r) = \sum_{j=1}^l \max(C_{x,j}x_i x_r + C_{y,j}y_i y_r + C_{z,j}z_i z_r, 0)^{n_j} \quad [\text{sr}^{-1}], \quad (3.37)$$

où  $l$  est le nombre de lobes et  $C_{x,j}, C_{y,j}, C_{z,j}, n_j$  les paramètres de chaque lobe. Pour  $C_x = C_y = -1$  et  $C_z = 1$ , le lobe de Phong est retrouvé (le maximum est aligné avec la direction spéculaire  $\vec{\omega}_m$ ).

**Note.** Plus précisément, un lobe généralisé s'exprime comme le produit matriciel  ${}^t m_i M m_r$  où  $m_i, m_r$  sont les matrices  $(3, 1)$  des coordonnées cartésiennes des directions  $\vec{\omega}_i$  et  $\vec{\omega}_r$  et où  $M$  est la matrice  $(3, 3)$  des paramètres du lobe. Or, la réciprocité de Helmholtz impose  ${}^t M = M$ , soit la matrice  $M$  symétrique. En changeant de repère (par SVD), la matrice  $M$  est ramenée à la matrice diagonale contenant les coefficients  $C_x, C_y$  et  $C_z$ .

## Conclusion du chapitre

Une exploration de la dispersion optique aux origines de l'apparence macroscopique a été réalisée (section 3.1). La définition et les principales propriétés de la SBRDF, fonction caractérisant la dépendance bidirectionnelle et spectrale de cette dispersion, ont ensuite été présentés (section 3.2) ; l'annexe A.1 propose une taxonomie de la dispersion en photosimulation, où d'autres paramètres sont pris en compte. Enfin, une introduction à la modélisation de la SBRDF a été proposée (section 3.3).

La figure 3.25 est un extrait du *Traité de la Peinture* [dsPdV16], agrégation posthume de notes de Léonard de Vinci<sup>7</sup>. L'auteur y distingue la couleur du reflet brillant, qui prend la couleur du soleil, de la couleur lambertienne, considérée comme véritable et naturelle ; et ces considérations sont liées à la « rugosité » de la feuille.

7. Leonardo di ser Piero da Vinci (1452-1519).

*Quelle est celle de toutes les superficies qui  
montre moins sa véritable couleur.*

**De toutes les superficies, il n'y en a point dont la véritable couleur soit plus difficile à discerner que celles qui sont polies & luisantes : cela se remarque aux herbes des prez, & aux feuilles des arbres, dont la superficie est lustrée & polie ; car elles prennent le reflet de la couleur où le soleil bat, ou bien de l'air qui les éclaire ; de sorte que la partie qui est frappée de ces reflets, ne montre point sa couleur naturelle.**

Figure 3.25 - Note de Léonard de Vinci sur la couleur de la brillance.

Cet aparté illustre l'étendu du champ d'étude de la dispersion optique. Même sous l'angle spécifique de la SBRDF par lequel elle est abordée dans la thèse, il existe encore plusieurs milliers de modèles, en électromagnétisme, synthèse d'images physiquement réalistes, non physiquement réalistes (le *cell shading* par exemple), en astronomie, en télédétection, en éclairage... Dans cette dernière discipline à laquelle est particulièrement attachée la thèse, l'importance de la prise en compte de la SBRDF des objets réels dans les photosimulations se comprend en remarquant que l'éclairage indirect d'un environnement intérieur constitue généralement au moins 50% de l'éclairage total.

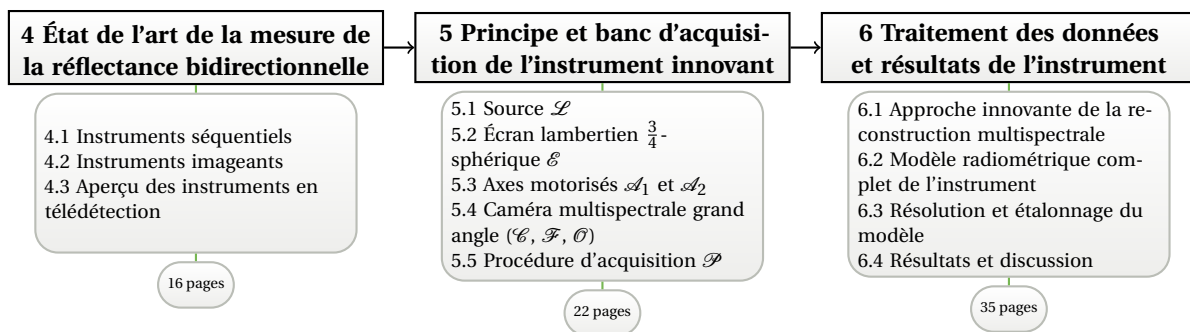
La question de la mesure pratique de la SBRDF d'une surface réelle (une feuille, la peau, le revêtement d'un sol, *etc.*) n'a pas été évoquée dans le chapitre ; la partie suivante (chapitres 4, 5 et 6) lui est consacrée.



## Deuxième partie

# Un instrument innovant de mesure des matériaux

Cette deuxième partie s'intéresse au problème de la mesure pratique de la réflectance bidirectionnelle et spectrale dans le visible, d'un échantillon de surface dont l'aire varie de quelques centimètres à quelques décimètres carrés.



La partie est structurée en trois chapitres : le chapitre 4 propose une nouvelle classification des approches de la mesure de la réflectance bidirectionnelle de la littérature ; le chapitre 5 présente le principe d'un instrument innovant – multispectral imageant indirect avec un écran lambertien  $\frac{3}{4}$ -sphérique – et détaille le banc d'acquisition réalisé ; le chapitre 6 est consacré au traitement des données, fondé sur une équation de mesure, nouveau cadre théorique pour la radiométrie imageante.

### Contributions

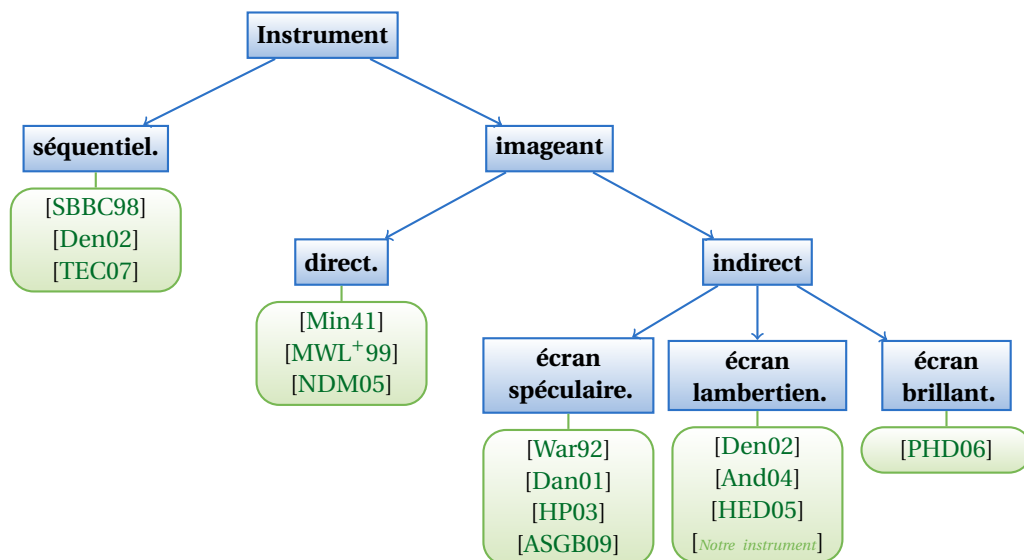
- Principe et taxonomie originale d'un ensemble d'instruments de la littérature.
- Instrument innovant de mesure de la SBRDF (écran lambertien  $\frac{3}{4}$ -sphérique motorisé, caméra multispectrale grand angle, source, 15 000 lignes/code, *etc.*).
- Nouveau cadre théorique pour la radiométrie imageante (relation niveau pixel/éclairage spectrique pel, algorithmes de reconstruction multispectrale par normalisation par l'intégrale, de compensation des interréflexions, *etc.*).



# Chapitre 4

## État de l'art de la mesure de la réflectance bidirectionnelle

Malgré le rôle essentiel de la SBRDF en photosimulation (cf. chapitre 3), le problème de sa mesure pratique – précise, ergonomique, et économique – demeure non résolu. En cause, le domaine bidirectionnel et spectral de la fonction (dans le visible, définie de  $\Omega^{+,2} \times [380\text{nm}; 780\text{nm}] \rightarrow \mathbb{R}^+$ ), qui implique l'éclairage de l'échantillon de surface à mesurer depuis l'ensemble des directions  $\Omega^+$ , et l'acquisition pour chacune de ces directions, de la répartition spectrale de sa réflectance dans un nouvel ensemble  $\Omega^+$  de directions.



**Figure 4.1** - Taxonomie des bancs de mesure de la réflectance bidirectionnelle.

Différents instruments pour la résolution de ce problème ont été trouvés dans la littérature. Une taxonomie originale de ces approches est proposée sur la figure 4.1. La première classe est constituée des instruments séquentiels, où le détecteur est un spectrophotomètre qui mesure la répartition spectrale de la réflectance pour différentes configurations bidirectionnelles (source/détecteur) successives. La seconde classe fédère les instruments imageants, où le détecteur est une caméra qui capture simultanément une multitude d'échantillons bidirectionnels, mais sans prise en compte de la dimension spectrale de la réflectance

(la SBRDF est alors ramenée à la BRDF).

La taxonomie et le principe des différents instruments sont précisés dans la suite du chapitre : les instruments séquentiels sont étudiés dans la section 4.1 ; les instruments imageants dans la section 4.2 ; des moyens de mesure spécifiques à la télédétection sont évoqués dans la section 4.3.

## 4.1 Instruments séquentiels

L’approche séquentielle consiste à déplacer le détecteur (généralement un spectrophotomètre) et la source sur des trajectoires hémisphériques relatives à l’échantillon.

**Note.** *Un spectrophotomètre mesure la répartition spectrale de la lumière qui se propage dans un petit angle solide autour de la direction de visée de l’instrument.*

Un gonioréfectomètre réalise ces déplacements en affectant d’un axe de rotation mécanique à chacun des angles  $\theta_i$ ,  $\varphi_i$ ,  $\theta_r$ , et  $\varphi_r$  du paramètre bidirectionnel  $(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r)$ . Pour illustrer la méthode séquentielle, trois instances de cet instrument sont détaillées dans la section : le gonioréfectomètre de Serrot *et al.* [SBBC98] (sous-section 4.1.1), le gonioréfectomètre de Deniel [Den02] (sous-section 4.1.2) et le REFLET 90 [TEC07] (sous-section 4.1.3), qui se distinguent essentiellement par leurs dimensions.

### 4.1.1 Gonioréfectomètre de Serrot *et al.* [SBBC98]

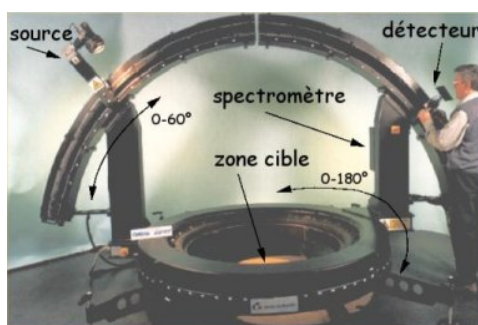
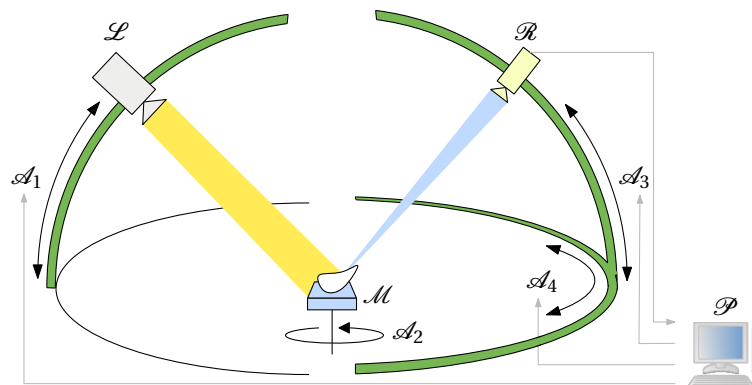


Figure 4.2 - Gonioréfectomètre de Serrot *et al.* (image [Cla03]).

Le gonioréfectomètre de Serrot *et al.* [SBBC98] est illustré sur les figures 4.2 et 4.3 (la nomenclature de la figure 4.3 est conservée tout au long de la thèse).

La source  $\mathcal{L}$  est déplacée le long du rail  $\mathcal{A}_1$ , variant l’angle d’incidence zénithal  $\theta_i$ . L’axe  $\mathcal{A}_2$  entraîne l’échantillon  $\mathcal{M}$ , variant l’azimut  $\varphi_i$ . Le détecteur  $\mathcal{R}$  est mobile suivant les axes  $\mathcal{A}_3$  et  $\mathcal{A}_4$ , faisant varier les angles  $\theta_r$  et  $\varphi_r$ . Les flèches qui relient le banc d’acquisition à l’ordinateur  $\mathcal{P}$  matérialisent le pilotage de la mesure : les axes  $\mathcal{A}_1$ ,  $\mathcal{A}_3$  et  $\mathcal{A}_4$  sont motorisés et l’axe  $\mathcal{A}_2$  est manuel.

La source  $\mathcal{L}$  est une lampe halogène dans un luminaire de type *spot*. Le détecteur  $\mathcal{R}$  est un spectrophotomètre focalisé sur l’échantillon  $\mathcal{M}$ . La mesure est donc biconique ; un traitement lui est appliqué pour en extraire l’information bidirectionnelle.



$\curvearrowright$  : SBRDF,                       $M$  : échantillon,                       $L$  : spot halogène,  
 $R$  : spectrophotomètre,                       $A_1$  : rail  $\theta_i$ ,                       $A_2$  : platine rotative  $\varphi_i$ ,  
 $A_3$  : rail  $\theta_r$ ,                       $A_4$  : rail  $\varphi_r$ ,                       $P$  : pilotage.

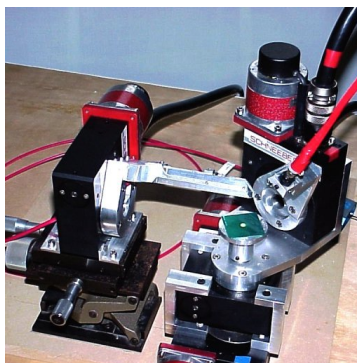
**Figure 4.3** - Principe du goniorélectomètre de Serrot *et al.*

Formellement, le domaine de la mesure est :

$$(\theta_i, \varphi_i, \theta_r, \varphi_r, \lambda) \in \left[ \frac{\pi}{6}; \frac{\pi}{2} \right] \times [0; 2\pi] \times \left[ \frac{\pi}{6}; \frac{\pi}{2} \right] \times \left[ \frac{\pi}{2}; \frac{3\pi}{2} \right] \times [420\text{nm}; 950\text{nm}]. \quad (4.1)$$

L'instrument permet la mesure d'un « lobe » de réflexion (la SBRDF pour une direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$  fixée) en 7 minutes, avec une résolution spectrale de 2 nanomètres et angulaire de 10 degrés (en angles  $\theta_r$  et  $\varphi_r$ ).

#### 4.1.2 Goniorélectomètre de Deniel [Den02]



**Figure 4.4** - Goniorélectomètre de Deniel (image [Den02]).

Le goniorélectomètre de Deniel [Den02], sur la figure 4.4, est de dimensions beaucoup plus restreintes. La source (à gauche) est un illuminateur à fibre optique halogène, le détecteur (à droite) un spectrophotomètre à fibre optique. Les quatre axes sont motorisés.

La mesure couvre l'ensemble du domaine bidirectionnel  $\Omega^{+,2}$  à l'exclusion d'un cône de  $\frac{\pi}{8}$  stéradian autour de la direction de rétro réflexion (où la source et le spectrophotomètre entreraient en collision). Formellement, le domaine de mesure est alors :

$$(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda) \in \{ \Omega^{+,2} \setminus \{ (\vec{\omega}_1, \vec{\omega}_2) \in \Omega^{+,2} \mid \arccos [\vec{\omega}_1 \cdot \vec{\omega}_2] \leq \frac{\pi}{8} \} \} \times [450\text{nm}; 780\text{nm}]. \quad (4.2)$$



La durée de mesure d'une SBRDF est de l'ordre de la semaine.

### 4.1.3 Gonioréfectomètre LIGHT TEC REFLET 90 [TEC07]



Figure 4.5 - Gonioréfectomètre LIGHT TEC REFLET 90 (image [TEC07]).

Enfin, pour achever ce tour d'horizon (non exhaustif) de l'approche séquentielle, la société LIGHT TEC commercialise l'instrument REFLET 90 [TEC07], illustré sur la figure 4.5, pour un coût d'environ 60 000 euros. La source (à droite) est une lampe halogène de 100 watts, dont l'ouverture est réglable de 0,04 à 2 degrés. Un faisceau de grande ouverture éclaire une plus grande surface sur l'échantillon, moyennant la variation spatiale de la SBRDF, au détriment de la résolution directionnelle.

Le domaine de mesure est :

$$(\theta_i, \varphi_i, \theta_r, \varphi_r, \lambda) \in [0; \frac{\pi}{2}[ \times \{0\} \times [0; \frac{\pi}{2}[ \times [\frac{\pi}{2}; \frac{3\pi}{2}] \times [420\text{nm}; 900\text{nm}]. \quad (4.3)$$

La durée de mesure d'un hémilobe (d'après l'équation 4.3) est de l'ordre de l'heure.

## 4.2 Instruments imageants

Les bancs séquentiels de la section précédente imposent, pour chaque variation du paramètre bidirectionnel  $(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r)$ , un déplacement mécanique de la source et/ou du détecteur. Ces déplacements limitent la vitesse et/ou la résolution de la mesure à au plus quelques centaines de milliers d'échantillons bidirectionnels.

Dans l'approche imageante – où le détecteur est une caméra – la résolution bidirectionnelle et/ou la vitesse d'acquisition sont en général plus élevées. Chaque pixel d'une image de mesure constitue en effet un échantillon bidirectionnel potentiel, et les caméras modernes atteignent aisément des résolutions de l'ordre de la dizaine de millions de pixels.

En revanche, si un spectrophotomètre mesure la répartition spectrale, le niveau d'un pixel est un entier, fonction de cette répartition (la relation entre l'éclairement spectrique sur un capteur imageant CCD et le niveau d'un pixel sera étudiée en détail dans le chapitre 6). Ainsi, la plupart des bancs imageants présentés dans la suite de la section ne mesurent pas la SBRDF mais la BRDF.

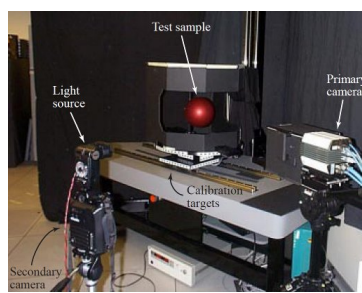
Ces instruments imageants ont été distingués en deux classes : les instruments imageants directs, où la caméra est orientée directement vers la surface (sous-section 4.2.1) ; et les instruments imageants indirects, où la caméra est orientée vers un écran intermédiaire, sur lequel se projette la BRDF (sous-section 4.2.2).

### 4.2.1 Instruments imageants directs

La méthode imageante directe (où la caméra est directement orientée vers l'échantillon) se fonde sur la variation du paramètre bidirectionnel ( $\omega_i, \omega_r$ ) le long de la surface de l'échantillon.

Ce principe est d'abord précisé (paragraphe 4.2.1.1) ; puis, une instance particulière est détaillée (paragraphe 4.2.1.2).

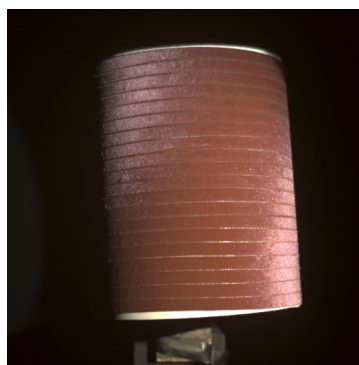
#### 4.2.1.1 Principe de la méthode imageante directe



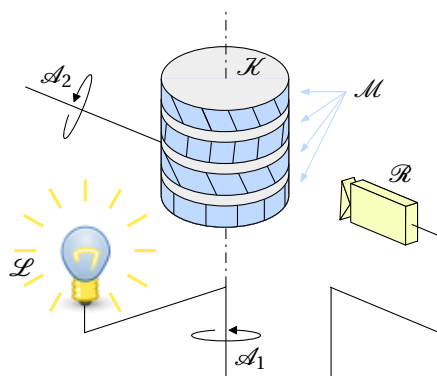
**Figure 4.6** - Banc imageant direct avec un échantillon sphérique (image [Mar98]).

Le développement de la méthode imageante directe peut être remonté à Minnaert [Min41], au moins, dont le modèle de BRDF (cf. sous-section 3.3.5) s'appuie sur la sphéricité de la lune pour permuter les paramètres bidirectionnels de deux positions sur sa surface, observées sur une photographie. Plus récemment, l'instrument proposé par Marschner *et al.* [MWL<sup>+</sup>99], illustré sur la figure 4.6, s'appuie aussi sur une géométrie sphérique de l'échantillon.

#### 4.2.1.2 Cylindre et bandes de Ngan *et al.* [NDM05]



**Figure 4.7** - Image de mesure d'un velours (image [NDM05]).



$\mathcal{R}$  : caméra CCD,       $\mathcal{L}$  : source,       $\mathcal{M}$  : échantillon anisotrope,  
 $\mathcal{K}$  : cylindre support,     $\mathcal{A}_1$  : rotation de  $\mathcal{L}$ ,     $\mathcal{A}_2$  : rotation de  $\mathcal{K}$ .

**Figure 4.8** - Principe du banc direct cylindrique de Ngan *et al.*

Le banc de Ngan *et al.* [NDM05], illustré sur les figures 4.7 et 4.8, a été choisi pour détailler la méthode imageante directe en raison de l’originalité de la géométrie de l’échantillon  $\mathcal{M}$ . Celui-ci est en effet découpé en bandes, selon différentes orientations du caractère anisotrope du matériau, fixées sur le cylindre  $\mathcal{K}$ . Le long d’une bande observée depuis la caméra  $\mathcal{R}$ , les directions d’incidence  $\vec{\omega}_i$  et de réflexion  $\vec{\omega}_r$  varient d’une amplitude (maximale) de  $\pi$  radians.

Le dispositif est rapide et peu onéreux. En revanche, seules des matériaux malléables peuvent être mesurés, le découpage et la fixation des bandes semblent des opérations difficilement reproductibles, et la mesure du caractère anisotrope est très partielle. Surtout, la mesure se place dans un espace spectral non standard, déterminé par le spectre de la source  $\mathcal{L}$  et l’efficacité quantique de la caméra  $\mathcal{R}$ .

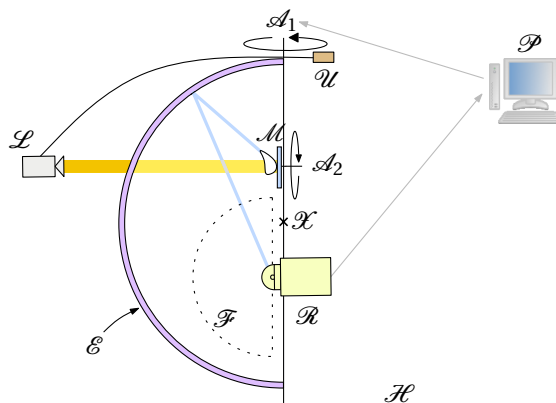
**Note.** *L’absence de calibrage dans un espace spectral standard (tel que celui de la photométrie ; cf. paragraphe 1.2.2.1) est une limite importante des instruments imageants actuels. Elle se retrouve dans tous les dispositifs de cette section (sauf le banc de Andersen *et al.* [ASGB09] du paragraphe 4.2.2.1 suivant) et ne sera plus précisée par la suite.*

## 4.2.2 Instruments imageants indirects

La méthode imageante indirecte se fonde sur la capture de la projection de la BRDF sur un « écran » intermédiaire.

Les instruments imageants indirects ont été distingués selon la BRDF et la géométrie de cet écran. Dans la suite de la sous-section, les instruments avec un écran de BRDF spéculaire et de géométrie héliptique de Ward [War92] et de Andersen *et al.* [ASGB09] (paragraphe 4.2.2.1) sont présentés ; puis, les dispositifs avec un écran spéculaires de géométrie parabolique hors-axe de Dana [Dan01] (paragraphe 4.2.2.2) et kaléidoscopique de Han et Perlin [HP03] (paragraphe 4.2.2.3) sont alors étudiés. Ensuite, les bancs avec un écran de BRDF lambertienne, de géométrie cubique de Deniel [Den02] (paragraphe 4.2.2.4) et de géométrie sphérique de Hawkins *et al.* [HED05] (paragraphe 4.2.2.5) sont décrits. Enfin, le banc avec un écran de BRDF brillante, de géométrie héliptique de Peers *et al.* [PHD06] (paragraphe 4.2.2.6) est traité.

4.2.2.1 Hémelliptiques spéculaires de Ward [War92] et Andersen *et al.* [ASGB09]



- $\mathcal{L}$  : source,
- $\mathcal{M}$  : échantillon,
- $\mathcal{E}$  : miroir hémisphérique semitransparent,
- $\mathcal{R}$  : caméra CCD *fisheye*.
- $\mathcal{A}_1$  : axe  $\theta_i \in [0, \frac{\pi}{2}]$ ,
- $\mathcal{A}_2$  : axe  $\varphi_i \in [0, 2\pi]$ ,
- $\mathcal{F}$  : distance focale,
- $\mathcal{X}$  : centre de  $\mathcal{E}$ ,
- $\mathcal{U}$  : contrepoids,
- $\mathcal{P}$  : pilotage,
- $\mathcal{H}$  : armature,

Figure 4.9 - Principe du banc indirect spéculaire hémelliptique de Ward.

La figure 4.9 illustre le banc imageant indirect avec un écran de revêtement semitransparent (spéculaire) et de géométrie hémelliptique de Ward [War92]. La source  $\mathcal{L}$  est une lampe halogène de 3 watts au foyer d'un réflecteur parabolique (l'assemblage produit idéalement un faisceau collimaté). Le faisceau est transmis par le miroir hémelliptique semitransparent  $\mathcal{E}$  puis dispersé par l'échantillon  $\mathcal{M}$  (suivant la BRDF de ce dernier). La lumière est alors réfléchi spéculairement par l'écran  $\mathcal{E}$  en direction du détecteur  $\mathcal{R}$  : une caméra CCD munie d'un objectif *fisheye* (c.à.d. d'angle de champ supérieur ou égal à 180 degrés).

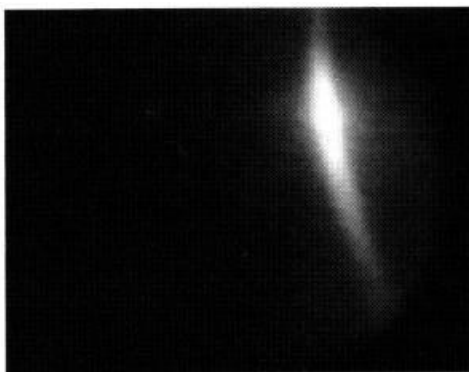


Figure 4.10 - Image de mesure d'un aluminium brossé (image [War92]).

Une image de mesure, telle que la figure 4.10, contient l'ensemble de l'information d'un lobe de réflexion (le gain en vitesse et/ou en résolution par rapport aux instruments séquentiels est donc considérable). La direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$  associée au lobe varie sur l'hémisphère  $\Omega^+$  par composition de rotations de la source  $\mathcal{L}$  (suivant l'axe  $\mathcal{A}_1$ ) et de l'échantillon  $\mathcal{M}$  (suivant l'axe  $\mathcal{A}_2$ ).

La fabrication d’un écran spéculaire hémieuxiprique de qualité optique (notamment de surface première ; voire par exemple [Edm08]) et de dimensions adaptées s’étant avérée trop difficile, un simple hémisphère d’acrylique lui a été substitué. La réflexion spéculaire sur cet écran implique malheureusement une grande sensibilité à ses imperfections.

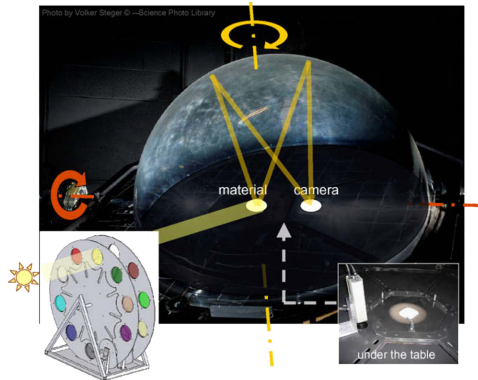


Figure 4.11 - Banc indirect spéculaire hémieuxiprique de Andersen *et al.* (image [ASGB09]).

Récemment, Andersen *et al.* [ASGB09] sont parvenus à fabriquer un écran spéculaire hémieuxiprique de qualité optique, réalisant effectivement le dispositif imaginé par Ward. Ce nouvel instrument est illustré sur la figure 4.11. La roue de filtres est une amélioration du principe de Ward, qui permet la mesure de la composante spectrale de la réflectance. Comme dans le banc de Ward, les phénomènes spéculaires, notamment la polarisation, ne sont cependant pas pris en compte.

**Note.** *L’approche de la mesure multispectrale imageante par roue de filtres a été expérimentée au cours de la thèse (indépendamment des travaux de Andersen et al. [ASGB09] ; la figure 5.19a du chapitre 5 suivant présente la roue motorisée de filtres qui a été fabriquée). La voie a cependant été abandonnée au profit de l’usage d’un filtre LCTF (présenté dans le paragraphe 5.4.2 suivant), afin d’accroître la résolution spectrale.*

#### 4.2.2.2 Parabole hors-axe spéculaire de Dana [Dan01]

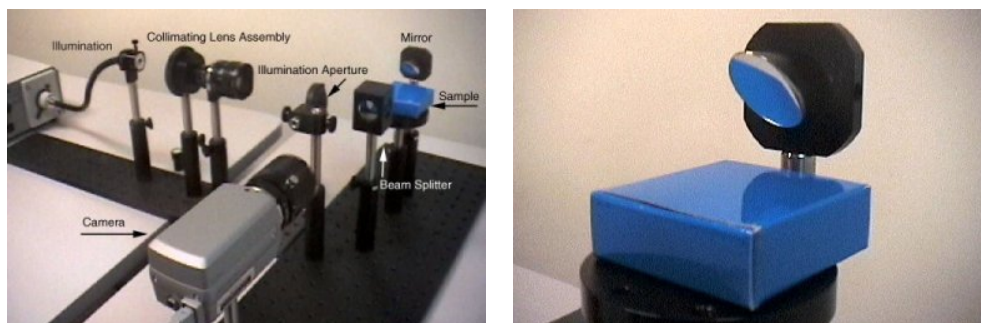
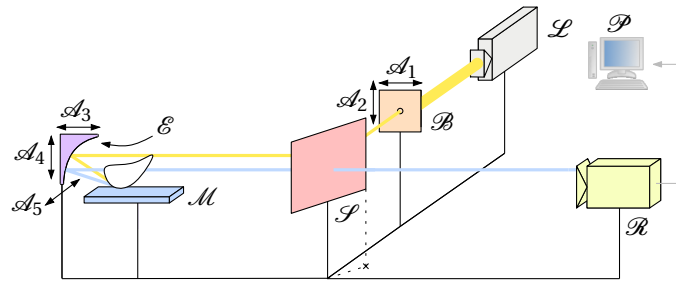


Figure 4.12 - Banc de Dana (images [Dan01]).



$\cup$  : BRDF,       $\mathcal{M}$  : échantillon,       $\mathcal{E}$  : miroir parabolique hors-axe,  
 $\mathcal{L}$  : source,       $\mathcal{R}$  : caméra CCD,       $\mathcal{S}$  : lame séparatrice,  
 $\mathcal{B}$  : diaphragme,       $\mathcal{P}$  : pilotage,       $\mathcal{A}_{1-2}$  : translations de  $\mathcal{B}$  (varie  $\vec{\omega}_i$ ),  
 $\mathcal{A}_{3-5}$  : translations de  $\mathcal{E}$  (varie la position  $\vec{x}$ ).

**Figure 4.13** - Principe du banc indirect spéculaire parabolique hors-axe de Dana.

Illustré sur les figures 4.12 et 4.13, le banc imageant indirect avec un écran spéculaire de Dana [Dan01], Dana et Wang [DW04] repose sur un miroir parabolique hors-axe (une portion excentrée de parabole).

La source  $\mathcal{L}$  est un illuminateur à fibre optique halogène. Le faisceau collimaté est filtré par le diaphragme  $\mathcal{B}$  puis transmis par la lame séparatrice  $\mathcal{S}$  en direction du miroir hors-axe  $\mathcal{E}$ . L'écran parabolique  $\mathcal{E}$  focalise alors le faisceau à son foyer, où se trouve l'échantillon  $\mathcal{M}$ . La lumière rétrodispersée dans la direction de l'écran  $\mathcal{E}$  est ensuite réfléchi vers la lame séparatrice  $\mathcal{S}$ , puis détectée par la caméra CCD  $\mathcal{R}$ .

Le déplacement du diaphragme  $\mathcal{B}$  dans le plan identifié par les flèches  $\mathcal{A}_1$  et  $\mathcal{A}_2$  fait varier la direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$ . Le déplacement de l'écran  $\mathcal{E}$  dans l'espace (identifié par les flèches  $\mathcal{A}_3$ ,  $\mathcal{A}_4$  et  $\mathcal{A}_5$ ) fait varier la position du point focal sur la surface de l'échantillon  $\mathcal{M}$ , permettant la prise en compte de la variation spatiale de la BRDF (étendue à la Fonction de Texture Bidirectionnelle *Bidirectional Texture Function*/BTF).

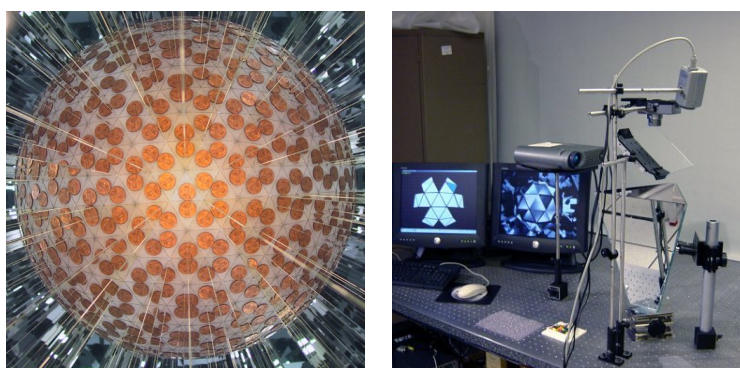
Le miroir parabolique hors-axe  $\mathcal{E}$  est de qualité optique (de surface première), mais la réalisation générale de l'instrument reste assez fruste (les déplacements  $\mathcal{A}_1$ - $\mathcal{A}_2$ - $\mathcal{A}_3$ - $\mathcal{A}_4$ - $\mathcal{A}_5$  sont par exemple manuels). Le domaine bidirectionnel de la mesure est en outre restreint à la rétro réflexion.

#### 4.2.2.3 Kaléidoscope spéculaire de Han et Perlin [HP03]

Dans le banc imageant indirect spéculaire de Han et Perlin [HP03], illustré sur les figures 4.14 et 4.15, l'écran est un kaléidoscope « en pointe » (doté d'une petite et d'une grande ouverture). Les propriétés optiques d'un tel kaléidoscope sont illustrées sur la figure 4.14a : l'image d'une pièce de un penny états-unien où chaque « facette » correspond à une direction d'observation  $\vec{\omega}_r$  particulière. Han et Perlin exploitent ces propriétés pour observer et éclairer l'échantillon.

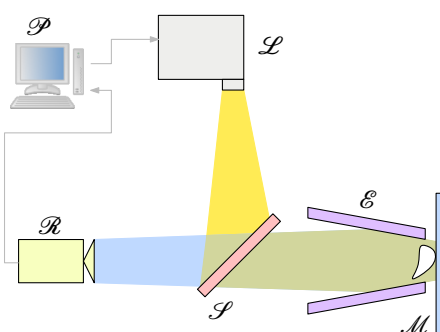
La source  $\mathcal{L}$  est un vidéoprojecteur Digital Light Processing (les vidéoprojecteurs LCD émettant une lumière polarisée). Les faisceaux de pixels distincts, après des réflexions spéculaires multiples à l'intérieur du kaléidoscope  $\mathcal{E}$ , éclairent l'échantillon  $\mathcal{M}$  sous des directions d'incidence  $\vec{\omega}_i$  distinctes. Ce principe s'applique aussi à la caméra CCD  $\mathcal{R}$ , dont chaque pel (un pel est l'élément de surface d'un capteur imageant associé à un pixel dans





(a) Pièce de monnaie vue au travers d’un kaléidoscope en pointe. (b) Installation de mesure.

Figure 4.14 - Banc de Han et Perlin (images [HP03]).



$\mathcal{P}$  : BRDF,  $\mathcal{M}$  : échantillon,  $\mathcal{E}$  : kaléidoscope en pointe,  
 $\mathcal{R}$  : caméra CCD,  $\mathcal{L}$  : vidéoprojecteur DLP,  $\mathcal{S}$  : lame séparatrice.

Figure 4.15 - Principe du banc indirect spéculaire kaléidoscopique de Han et Perlin.

l’image ; pels et CCD’s sont discutés plus en détail dans l’annexe C) observe l’échantillon  $\mathcal{M}$  sous une direction réfléchie  $\vec{\omega}_r$  spécifique. La lame séparatrice  $\mathcal{S}$  permet à la caméra  $\mathcal{R}$  et au vidéoprojecteur  $\mathcal{L}$  d’observer et d’éclairer simultanément l’échantillon  $\mathcal{M}$ .

Les paramètres déterminant la résolution et la répartition des échantillons bidirectionnels sont le nombre de faces, la longueur, et la « pointure » du kaléidoscope. Bangay et Radloff [BR04] ont poursuivi ce travail, photosimulant par lancer de rayons les performances de nouvelles géométries de kaléidoscope.

Un kaléidoscope en pointe peut être réalisé avec des miroirs de surface première, tout en restant peu onéreux. La solution à trois faces retenue par Han et Perlin a l’avantage de la simplicité, mais la résolution bidirectionnelle est faible pour un instrument imageant.

#### 4.2.2.4 Cube lambertien de Deniel [Den02]

L’instrument imageant indirect avec un écran lambertien présenté de Deniel [Den02] est illustré sur les figures 4.16 et 4.17.

La source  $\mathcal{L}$  est une lampe halogène de 250 watts dans un luminaire de type poursuite. Le

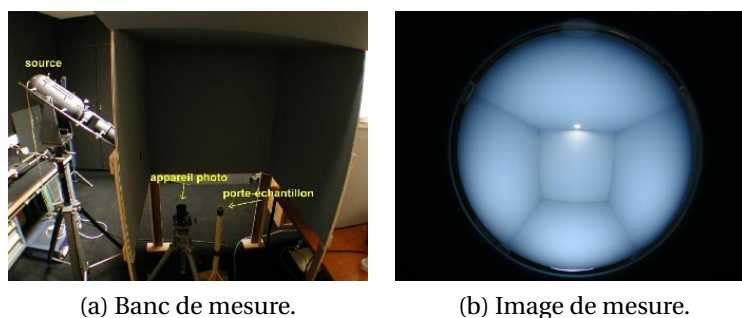
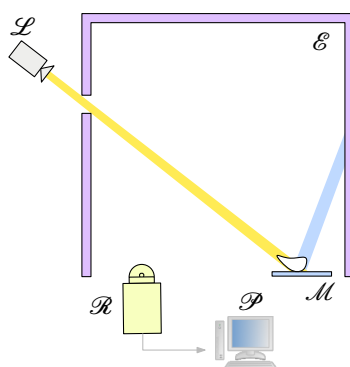


Figure 4.16 - Banc de Deniel (images [Den02]).



$\mathcal{J}$  : BRDF,  $\mathcal{M}$  : échantillon,  $\mathcal{E}$  : cube lambertien,  
 $\mathcal{P}$  : pilotage,  $\mathcal{L}$  : source,  $\mathcal{R}$  : appareil photo. *fisheye*.

Figure 4.17 - Principe du banc indirect lambertien cubique de Deniel.

faisceau, assez bien collimaté, pénètre à l'intérieur de l'écran lambertien cubique  $\mathcal{E}$  par une ouverture sur l'une de ses faces. La dispersion de la lumière par l'échantillon  $\mathcal{M}$  se projette sur l'écran  $\mathcal{E}$ , dont la luminance spectrique est alors détectée par l'appareil photographique  $\mathcal{R}$  (Nikon Coolpix 990 muni d'un adaptateur *fisheye*).

Cette luminance spectrique lambertienne détectée est la somme de la réflexion de la lumière directement issue de l'échantillon  $\mathcal{M}$ , à laquelle s'ajoute la lumière ayant subi des réflexions multiples à l'intérieur de l'écran  $\mathcal{E}$ . Dans les images de mesure, cette deuxième composante constitue une forme de bruit appelé « interrélaxions ». Le revêtement lambertien de l'écran  $\mathcal{E}$  autorise sa compensation par un calcul de radiosité inverse (substitué à une photosimulation d'éclairage global complète ; cf. sous-section 1.3.2).

Malheureusement, les arêtes de l'écran cubique  $\mathcal{E}$  induisent d'importants artefacts, d'une part, et d'autre part, la direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$  est fixe.

#### 4.2.2.5 Sphère lambertienne de Hawkins *et al.* [HED05]

L'instrument imageant indirect lambertien sphérique de Hawkins *et al.* [HED05], illustré sur les figures 4.18 et 4.19, a été conçu pour la mesure de la fonction de réflectance d'un objet tridimensionnel (un verre de vin sur la figure 4.18b ; le lecteur est renvoyé à la publication [HED05] pour les détails de la fonction de réflectance) et à ce titre, sa présentation



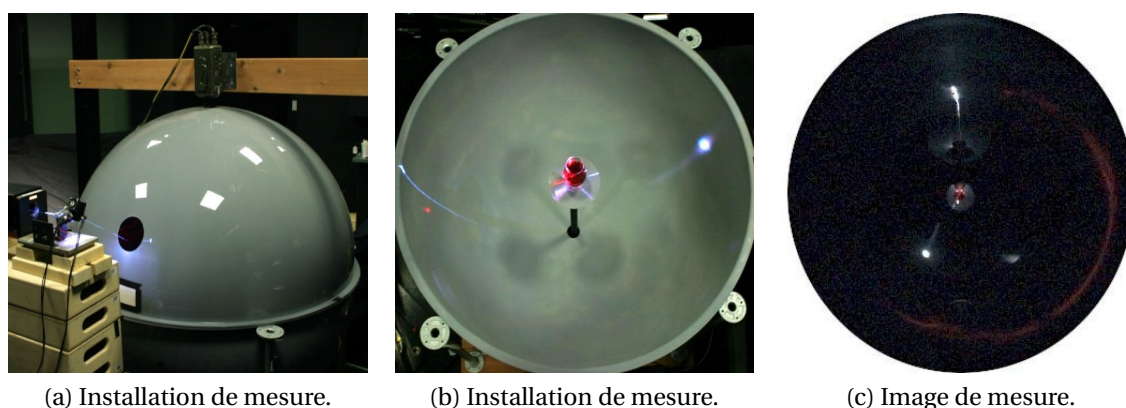
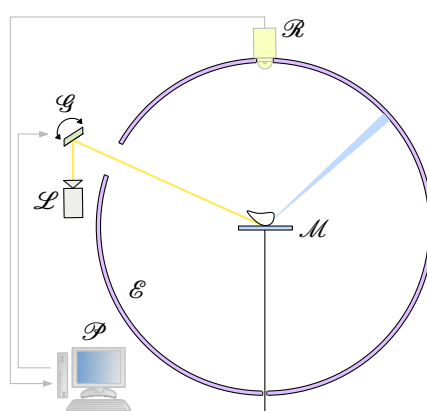


Figure 4.18 - Banc de Hawkins *et al.* (images [HED05]).



$\mathcal{L}$  : laser blanc,       $\mathcal{M}$  : objet 3D/échantillon,       $\mathcal{R}$  : caméra *fish-eye*,  
 $\mathcal{G}$  : galvanomètre 2D,  
 $\mathcal{P}$  : pilotage.

Figure 4.19 - Principe du banc indirect lambertien sphérique de Hawkins *et al.*

s'écarte un peu de l'état de l'art de la mesure de la BRDF/SBRDF *stricto sensu*. Toutefois, celui-ci comporte des similitudes avec notre instrument (présenté dans les deux chapitres suivants) et est donc évoqué ici.

La source  $\mathcal{L}$  est un laser blanc (composé de trois impulsions spectrales). Sa lumière, dispersée par l'échantillon  $\mathcal{M}$ , se projette sur l'écran lambertien sphérique  $\mathcal{E}$ , dont la luminance spectrique est alors détectée par la caméra *fish-eye*  $\mathcal{R}$  (le galvanomètre  $\mathcal{G}$  balaie l'échantillon  $\mathcal{M}$  avec le laser ; il ne joue un rôle que pour la mesure de la fonction de réflectance).

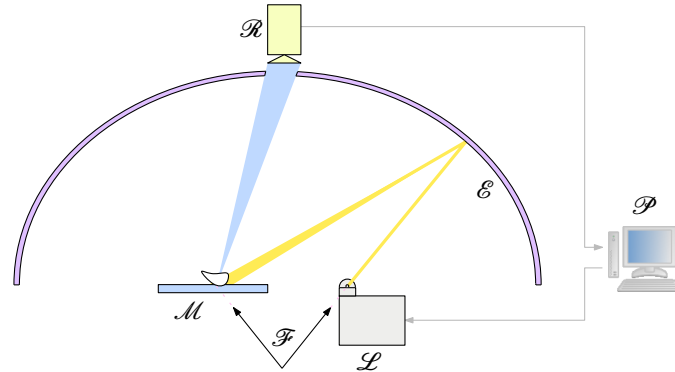
Comme dans l'instrument imageant de Deniel (cf. paragraphe 4.2.2.4), le revêtement lambertien de l'écran  $\mathcal{E}$  simplifie la compensation des interrélaxions d'une photosimulation d'éclairage globale complète en une de radiosité inverse ; mais en plus, la géométrie sphérique de l'écran  $\mathcal{E}$  ramène ce calcul à une simple soustraction de constante au niveau de chaque pixel.

Une originalité notable de l'instrument réside dans la permutation virtuelle des fonctions de la source  $\mathcal{L}$  et de la caméra  $\mathcal{R}$  – s'appuyant sur la réciprocité de Helmholtz (cf. sous-section 3.2.3) – afin d'estimer l'apparence de l'échantillon  $\mathcal{M}$ , tel qu'observé depuis la source

$\mathcal{L}$  et soumis à un éclairage omnidirectionnel.

Malheureusement, avec cette approche, la direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$  est fixée.

#### 4.2.2.6 Hémelliipse brillant de Peers *et al.* [PHD06]



$\cup$  : BRDF,  $\mathcal{M}$  : objet 3D/échantillon,  $\mathcal{R}$  : caméra,  
 $\mathcal{E}$  : hémelliipse brillant,  $\mathcal{F}$  : foyers de  $\mathcal{E}$ ,  $\mathcal{P}$  : pilotage,  
 $\mathcal{L}$  : vidéoprojecteur *fisheye*.

**Figure 4.20** - Principe du banc indirect brillant hémelliptique de Peers *et al.*

Comme l'instrument de Hawkins *et al.* (cf. paragraphe 4.2.2.5), l'instrument imageant indirect avec un écran brillant hémelliptique de Peers *et al.* [PHD06], illustré sur la figure 4.20, a été conçu pour la mesure de la fonction de réflectance d'un objet tridimensionnel, les mêmes considérations relatives à la mesure de la BRDF s'appliquent.

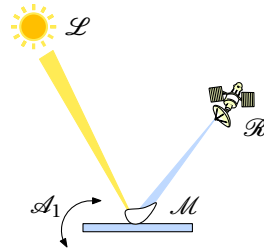
La source  $\mathcal{L}$ , composée d'un vidéoprojecteur muni d'un objectif *fisheye*, est placée à l'un des foyers  $\mathcal{F}$  de l'écran brillant hémelliptique  $\mathcal{E}$ . Les faisceaux de pixels distincts sont réfléchis (quasi-)spéculairement vers le second foyer  $\mathcal{F}$ , où se trouve l'échantillon  $\mathcal{M}$ , qu'ils éclairent sous des directions d'incidence  $\vec{\omega}_i$  distinctes. Le revêtement brillant de l'écran  $\mathcal{E}$  induit une légère dispersion des faisceaux, qui éclairent alors une plus grande surface de l'échantillon  $\mathcal{M}$ , moyennant la variation spatiale de sa BRDF.

L'instrument demeure cependant conceptuel, la fabrication pratique d'un écran brillant hémelliptique brillant s'étant avérée trop difficile.

### 4.3 Aperçu des instruments en télédétection

La dernière section de cet état de l'art propose une ouverture aux approches en télédétection (le domaine pourra être abordé sous l'angle spécifique de la SBRDF par l'ouvrage collectif [vSGR04]).

Les surfaces considérées sont alors des champs, des canopées, des toits, des blindés, *etc.*, mais indépendamment de l'échelle, les phénomènes d'optique géométrique restent les mêmes (par exemple, des analogies existent entre les feuilles de certains modèles de canopées et les microfacettes dans les modèles d'informatique graphique type Cook et Torrance [CT82]; cf. sous-section 3.3.3).



$\mathcal{L}$  : soleil,  $\mathcal{M}$  : échantillon,  $\mathcal{R}$  : satellite géostationnaire,  
 $\mathcal{A}_1$  : rotation de la terre.

Figure 4.21 - Principe d'une mesure avec un satellite géostationnaire.

La figure 4.21 schématise un dispositif générique où le détecteur  $\mathcal{R}$  est embarqué dans un satellite géostationnaire. L'échantillon  $\mathcal{M}$ , sur terre, est observée depuis une direction de réflexion  $\vec{\omega}_r$  fixe, mais éclairé par le soleil  $\mathcal{L}$  selon une direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$  variant avec la rotation  $\mathcal{A}_1$  de la terre. *A contrario*, quand le détecteur  $\mathcal{R}$  est embarqué dans un avion (sur la figure 3.8, dans un hélicoptère), c'est généralement la direction de réflexion  $\vec{\omega}_r$  qui varie, pour une direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$  fixe.

Les détecteurs employés sont très divers et le plus souvent, spécifiques. Le Multi-angle Imaging SpectroRadiometer (MISR) par exemple, embarqué dans un satellite orbital, se compose de neuf caméras orientées vers la terre (c'est, selon la taxonomie proposée, un instrument imageant direct avec un échantillon sphérique), quatre en avant de la trajectoire, une normale, et quatre en arrière. Le POLarization and Directionality of the Earth's Reflectances (POLDER) est lui aussi embarqué dans un satellite orbital. Il repose sur une caméra CCD multispectrale, capable en plus de capturer la polarisation. Son grand angle (correspondant à  $2\,400 \times 1\,800$  kilomètres carrés au sol) lui permet d'observer, au cours d'une même rotation du satellite, une même surface selon différentes directions réfléchies  $\vec{\omega}_r$  (cet instrument appartient lui aussi à la classe imageante directe avec un échantillon sphérique).

## Conclusion du chapitre

Face au problème difficile de la mesure pratique de la réflectance bidirectionnelle d'une surface, une structure semble se dessiner des approches, *a priori*, hétéroclites, de la littérature. La figure 4.1 synthétise la taxonomie proposée.

Une première catégorie est constituée des instruments « séquentiels », où la répartition spectrale de la réflectance bidirectionnelle (la SBRDF) est mesurée, mais avec une faible résolution bidirectionnelle et/ou l'acquisition lente.

La seconde classe regroupe les bancs « imageants », où la résolution bidirectionnelle est généralement plus forte et/ou l'acquisition plus rapide, mais au prix d'un renoncement à la répartition spectrale (la SBRDF est ramenée à la BRDF). Ces instruments imageants sont de natures diverses. L'approche « directe » consiste à orienter la caméra directement vers l'échantillon, exploitant la variation du paramètre bidirectionnel le long de sa surface. L'approche « indirecte » se fonde sur la capture de la projection de la réflectance bidirectionnelle sur un écran intermédiaire. Les instruments indirects ont été distingués selon la BRDF et la géométrie de l'écran : « spéculaire, lambertien, ou brillant » et « hémisphérique, parabolique

hors-axe, kaléidoscopique, cubique, sphérique, ou hélielliptique ».

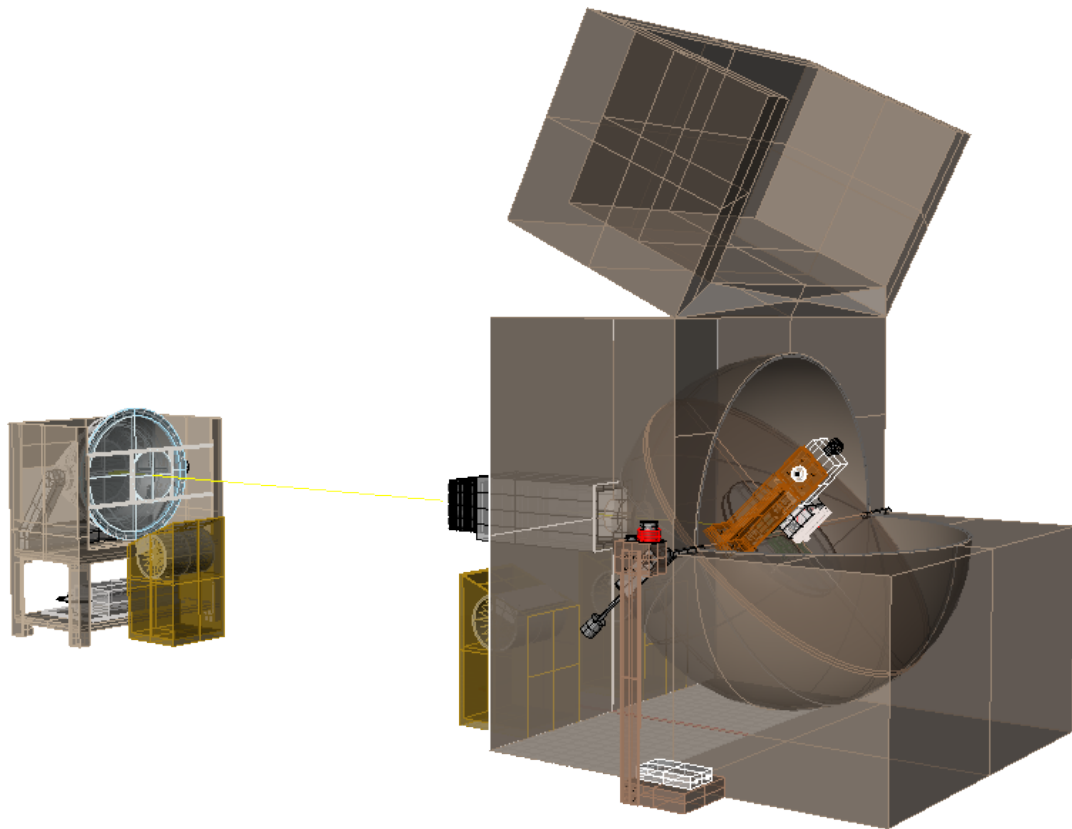
Bien que novateurs – et prometteurs – une limite des instruments imageants réside dans le calibrage spectral dans un espace non standard (tel que celui de la photométrie ; cf. sous-section 1.2.2), obtenu par composition du spectre de la source et de l'efficacité quantique de la caméra. Cette limite est induite, d'une part, par la non prise en compte de la répartition spectrale, et d'autre part, par l'absence de cadre théorique rigoureux pour la radiométrie imageante.

Cette taxonomie est, à notre connaissance, la plus avancée actuellement. Les pistes pour son amélioration demeurent pour autant nombreuses. Tout d'abord, certains choix peuvent sembler partisans. Par exemple, le kaléidoscope en pointe de Han et Perlin (cf. paragraphe 4.2.2.3) peut-il réellement être entendu en tant qu'écran spéculaire ? Surtout, en raison de l'intérêt suscité par la BRDF dans les communautés de la synthèse d'images, de la télédétection, de l'éclairage, l'optique, l'électromagnétisme, *etc.*, la liste des dispositifs traités n'est pas exhaustive. Dans le contexte de l'éclairage, Andersen dans [And04], a par exemple proposé un instrument imageant indirect avec écran lambertien triangulaire pour la mesure de la transmittance bidirectionnelle/BTDF de fenêtres, qui permet aussi de mesurer la BRDF. Pour autant, cette taxonomie pourrait constituer une étape importante vers un état de l'art interdisciplinaire exhaustif.



## Chapitre 5

# Principe et banc d'acquisition de l'instrument innovant



**Figure 5.1** - Modèle 3D à l'échelle du banc d'acquisition de l'instrument innovant.

Les limites des instruments de mesure de la réflectance bidirectionnelle présentés dans le chapitre précédent appellent le développement de nouvelles approches. Dans ce chapitre (et le suivant), un nouvel instrument est proposé, qui compose une forte résolution bidirectionnelle – propre à l'approche imageante – à la mesure de la répartition spectrale. L'instrument repose sur un banc d'acquisition innovant « imageant indirect avec un écran lambertien  $\frac{3}{4}$ -sphérique » (détaillé dans ce chapitre), d'une part, ainsi que sur un nouveau

cadre théorique pour la radiométrie multispectrale imageante (présenté, avec le calibrage de l'instrument, dans le chapitre suivant).

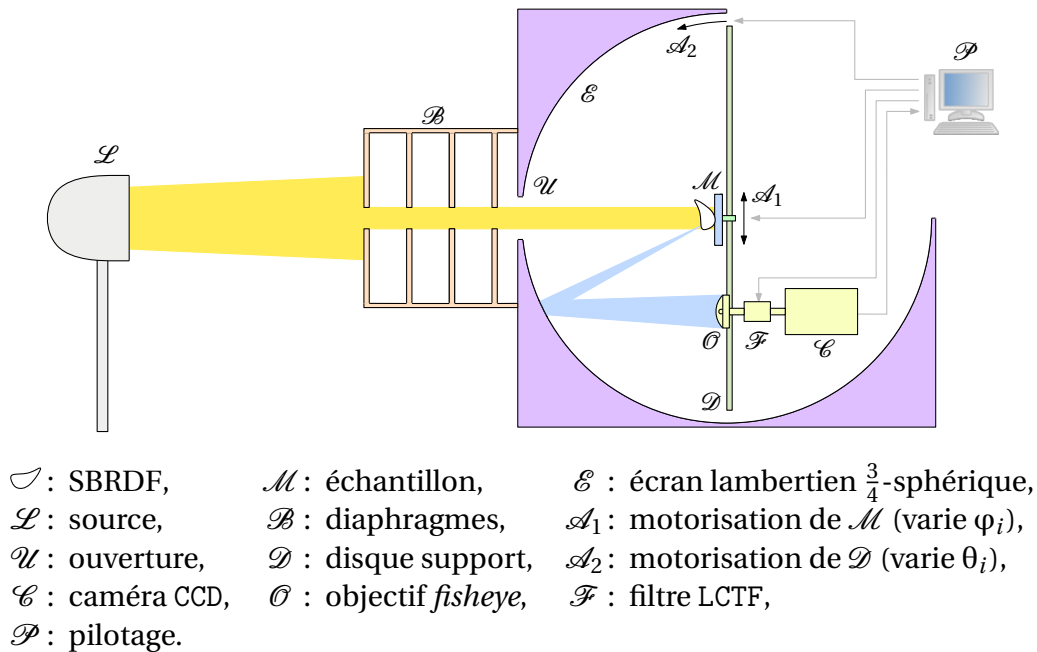


Figure 5.2 - Principe de l'instrument multispectral imageant indirect innovant.

Les figures 5.1 et 5.2 illustrent le principe de l'instrument. La source  $\mathcal{L}$  émet un faisceau collimaté, puissant, dont le spectre couvre le visible (ces caractéristiques sont précisées par la suite). Celui-ci pénètre par l'ouverture  $\mathcal{U}$  à l'intérieur de l'écran lambertien  $\frac{3}{4}$ -sphérique  $\mathcal{E}$ , au centre duquel se trouve l'échantillon  $\mathcal{M}$ , qui le disperse suivant sa SBRDF.

Le détecteur innovant ( $\mathcal{C}$ ,  $\mathcal{F}$ ,  $\mathcal{O}$ ) est appelé « caméra multispectrale grand angle ». Conçu au cours de la thèse, sa partie matérielle est constituée d'un assemblage d'une caméra scientifique 12 bits  $\mathcal{C}$ , d'un filtre variable à cristaux liquides (*Liquid Crystal Tunable Filter/LCTF*)  $\mathcal{F}$ , et d'un objectif *fish-eye*  $\mathcal{O}$ . L'acquisition consiste à capturer plusieurs images avec la caméra  $\mathcal{C}$  pour différentes transmittances du filtre  $\mathcal{F}$ . Un traitement numérique de ces images, appelé « reconstruction multispectrale », retrouve alors les répartitions spectrale et directionnelle de la luminance spectrique incidente sur l'objectif  $\mathcal{O}$ .

Une équation de mesure de l'instrument lie analytiquement cette luminance spectrique à la luminance spectrique lambertienne de l'écran  $\mathcal{E}$ , puis, après prise en compte des inter-réflexions dans l'écran  $\mathcal{E}$ , au lobe de SBRDF de l'échantillon  $\mathcal{M}$ . La direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$  associée à ce lobe varie sur l'hémisphère  $\Omega^+$  par composition des rotations (motorisées) de l'échantillon  $\mathcal{M}$  suivant l'axe  $\mathcal{A}_1$  et du disque support  $\mathcal{D}$  suivant l'axe  $\mathcal{A}_2$ .

La présentation détaillée de l'instrument est donc scindée en deux chapitres. Le chapitre 6 suivant adresse le traitement des données et les résultats. Le présent chapitre détaille le banc d'acquisition : la source  $\mathcal{L}$  (section 5.1) ; l'écran lambertien  $\frac{3}{4}$ -sphérique  $\mathcal{E}$  (section 5.2) ; les axes motorisés  $\mathcal{A}_1$  et  $\mathcal{A}_2$  (section 5.3) ; les aspects matériels de la caméra multispectrale grand angle ( $\mathcal{C}$ ,  $\mathcal{F}$ ,  $\mathcal{O}$ ) (section 5.4) ; et enfin, le pilotage logiciel  $\mathcal{P}$  (section 5.5).

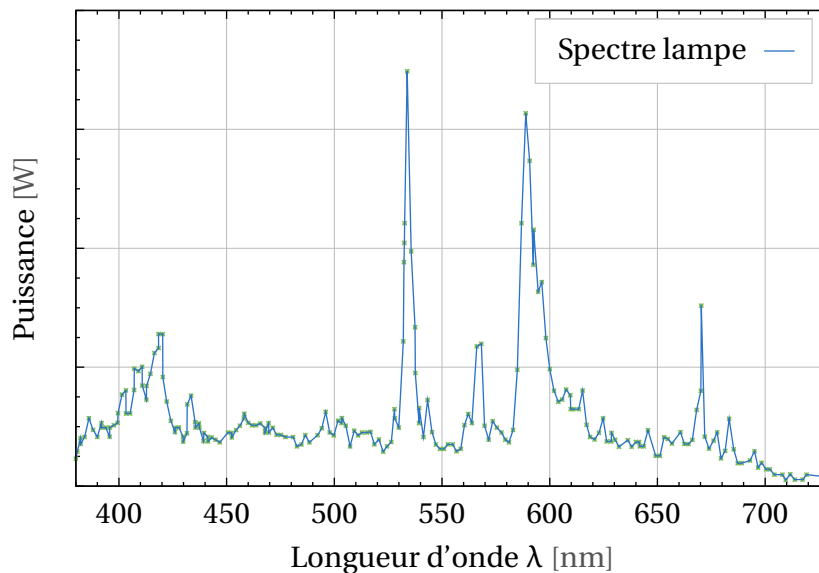
## 5.1 Source $\mathcal{L}$

La source  $\mathcal{L}$  a ainsi été conçue afin de répondre à des contraintes de collimation, de puissance, et de spectre :

1. la contrainte de collimation s'explique par la nature directionnelle de la SBRDF (et se retrouve dans presque tous les instruments de la littérature) ;
2. la contrainte de puissance est induite par la réponse finie de la caméra  $\mathcal{C}$  (d'après le principe de l'instrument, la lumière détectée par le capteur imageant de la caméra  $\mathcal{C}$  est une fraction de la lumière de la source  $\mathcal{L}$  : atténuée par une première réflexion sur l'échantillon  $\mathcal{M}$ , suivie d'une seconde sur l'écran  $\mathcal{E}$ , et enfin d'un filtrage spectral par le filtre  $\mathcal{F}$ ) ;
3. enfin, la contrainte sur le spectre – qui doit couvrir le visible – s'explique par le domaine des longueurs d'onde pour lequel la SBRDF est étudiée (l'intervalle [380nm;780nm]), qui nécessite un signal pour chacune de ces longueurs d'onde.



**Figure 5.3** - Lampe aux iodures métalliques MASTER MHN-SA (image constructeur).



**Figure 5.4** - Spectre de la lampe Philips MASTER MHN-SA (données constructeur).

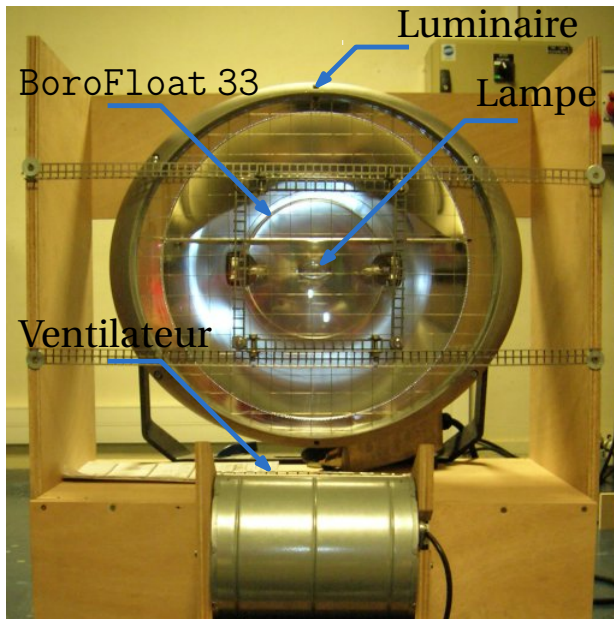
Sous ces trois contraintes principales, la lampe aux iodures métalliques Philips MASTER MHN-SA2000W/956 400V, illustrée sur la figure 5.3, a été choisie pour :

3. son spectre, tracé sur la figure 5.4, qui couvre le visible ;
2. son flux lumineux, de 200 kilolumens, qui satisfait à la contrainte de puissance ;



1. ses dimensions restreintes, atout pour la collimation puisqu'elles autorisent un montage optique précis (notamment son installation au foyer d'un réflecteur parabolique).

**Note.** Seules les propriétés de la lampe aux iodures métalliques Philips MASTER MHN-SA fondamentales pour l'instrument sont discutées ici. Ses spécifications complètes pourront être trouvées dans [dati].



(a) Installation de la lampe aux iodures métalliques, du luminaire parabolique, de la vitre de BoroFloat 33, et du ventilateur.



(b) Série de diaphragmes  $\mathcal{B}$  en amont de l'ouverture  $\mathcal{U}$ .

**Figure 5.5** - Composants de la source  $\mathcal{L}$ .

La lampe aux iodures métalliques a été installée au foyer d'un luminaire parabolique Philips ArenaVision MVF 403, illustré sur la figure 5.5a, dont les spécifications sont données dans [datb]. Il se distingue essentiellement par la directionnalité de son solide photométrique ponctuel (cf. section 2.2).

En champ proche, pour l'instrument, la collimation du faisceau reste toutefois perfectible. Un ensemble de diaphragmes  $\mathcal{B}$ , visibles sur la figure 5.5b, a alors été ajouté en amont de l'ouverture  $\mathcal{U}$  afin d'en filtrer la portion la plus divergente. Leur diamètre, noté  $d_{\mathcal{B}}$  par la suite, est de 0,1 mètre.

**Note.** La gestion du rayonnement thermique s'est révélée d'une grande difficulté dans la fabrication de la source  $\mathcal{L}$ . La lampe aux iodures métalliques émet en effet beaucoup d'énergie dans l'infrarouge ; pour preuve, la température dans l'axe du luminaire parabolique (mesurée à 1 mètre à l'aide d'un thermocouple protégé du rayonnement direct) atteint rapidement 150 degrés.

La première disposition efficace a consisté à installer une vitre de borosilicate Schott BoroFloat 33 sur le parcours du faisceau : résistant à la chaleur, transparent dans le visible, et opaque au-delà de 3 000 nanomètres (spécifications du Schott BoroFloat 33 [datc]). Cette

vitre se présente sous la forme d'un cylindre de 20 centimètres de diamètre sur 6,5 millimètres de hauteur. Elle est maintenue dans l'axe du luminaire parabolique par une armature métallique.

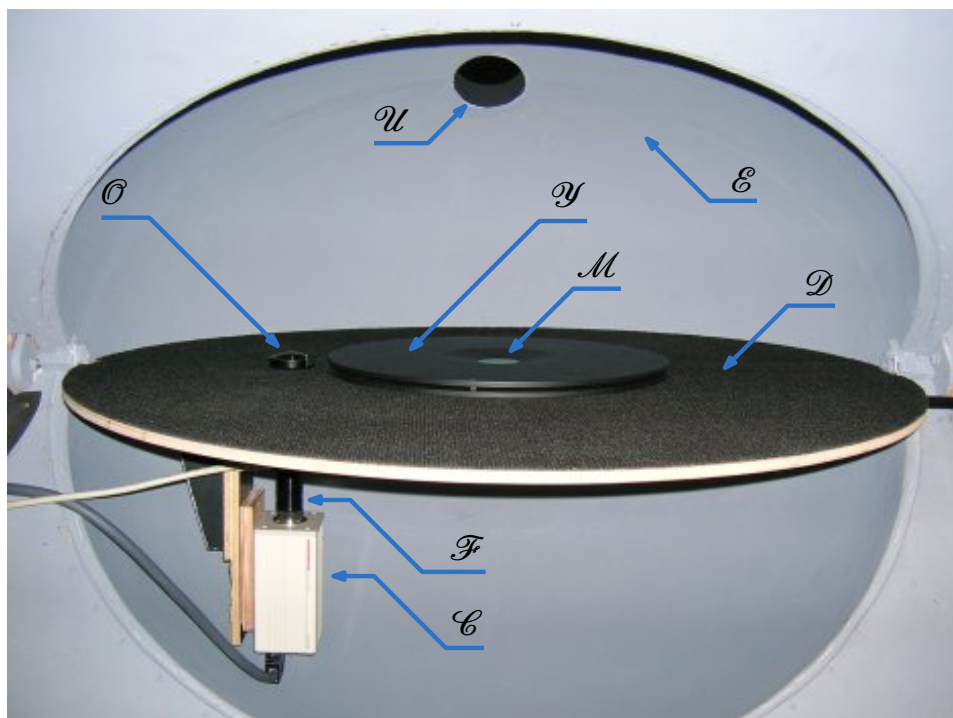
Par ailleurs, selon la loi du corps noir, les températures des vitres de borosilicate et du luminaire parabolique sont liées à leurs flux énergétiques par la loi de Stefan<sup>1</sup>-Boltzmann<sup>2</sup> :

$$\Phi(T) = \sigma T^4 \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-2}], \quad (5.1)$$

où  $T$  est la température,  $\Phi(T)$  le flux énergétique, et  $\sigma$  la constante de Stefan-Boltzmann. Une réduction de  $\Delta T$  de la température des deux vitres réduit alors le flux énergétique d'un facteur proportionnel à  $(\Delta T)^4$ . La seconde disposition efficace a consisté à réduire la température des deux vitres à l'aide d'un ventilateur industriel, orienté de sorte que son flux disperse le plus de chaleur.

La figure 5.5a présente l'installation finale de la source  $\mathcal{L}$  (lampe aux iodures métalliques, luminaire parabolique, vitre de borosilicate, ventilateur).

## 5.2 Écran lambertien $\frac{3}{4}$ -sphérique $\mathcal{E}$

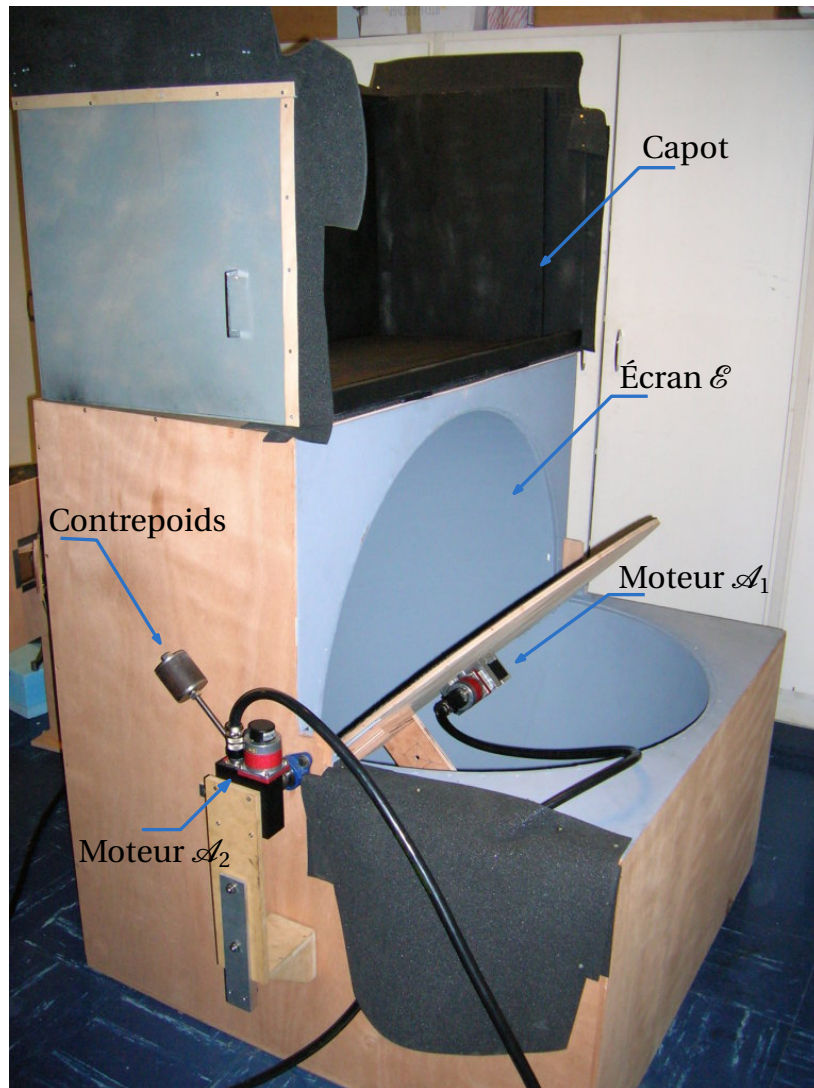


$\mathcal{O}$  : objectif *fish-eye*,       $\mathcal{F}$  : filtre,       $\mathcal{C} \vec{\omega}_i$  : caméra,  
 $\mathcal{M}$  : échantillon,       $\mathcal{D}$  : disque support,       $\mathcal{E}$  : écran,  
 $\mathcal{Y}$  : porte-échantillon,       $\mathcal{U}$  : ouverture de la source.

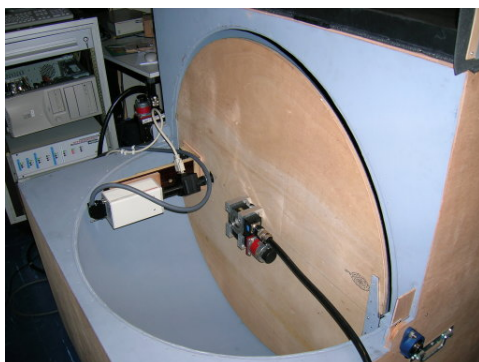
**Figure 5.6** - Détail de l'intérieur de l'écran lambertien  $\frac{3}{4}$ -sphérique  $\mathcal{E}$ .

1. Joseph Stefan (1835-1893).

2. Ludwig Eduard Boltzmann (1844-1906).



(a) Position d'installation de l'échantillon  $\mathcal{M}$ .



(b) Position initiale  $\theta_i = 0$  [rad].



(c) Position idéale  $\theta_i = \frac{\pi}{2}$  [rad].

Figure 5.7 - Variation de l'angle d'incidence  $\theta_i$  par rotation du disque support  $\mathcal{D}$ .

L'écran lambertien  $\frac{3}{4}$ -sphérique  $\mathcal{E}$  est détaillé sur les figures 5.7 et 5.6. Il a été fabriqué par assemblage de six huitièmes de sphère, de résine, moulés à partir d'un modèle. Le diamètre de l'écran  $\mathcal{E}$ , noté  $d_{\mathcal{E}}$ , est de 1 mètre.

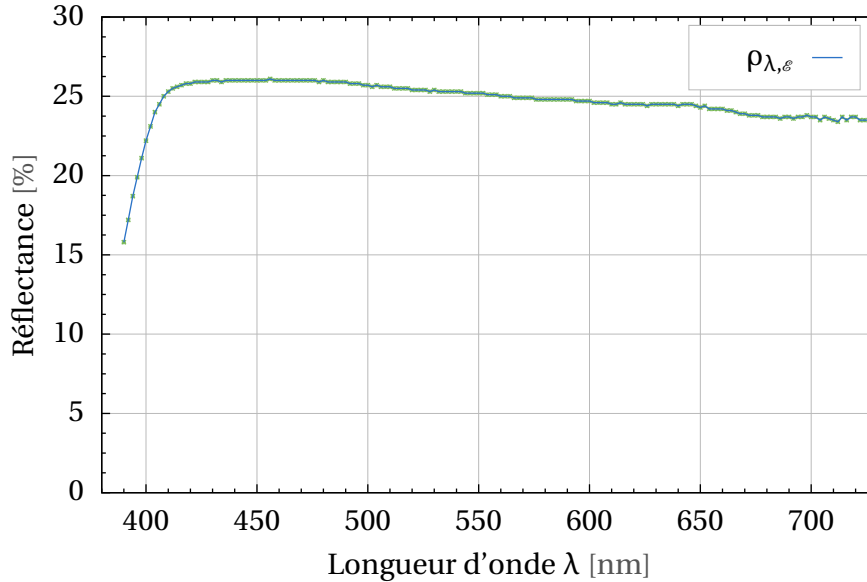


Figure 5.8 - Réflectance lambertienne  $\rho_{\lambda, \mathcal{E}}$  de l'écran  $\mathcal{E}$ .

Le revêtement intérieur est une peinture supposée lambertienne, dont le spectre, noté  $\rho_{\lambda, \mathcal{E}}$ , est tracé sur la figure 5.8.

**Note.** L'éclairage du rebord de l'ouverture  $\mathcal{U}$  par la source  $\mathcal{L}$  aurait pour conséquence une saturation des images. Aussi, le diamètre de l'ouverture  $\mathcal{U}$ , noté  $d_{\mathcal{U}}$ , a-t-il été choisi légèrement supérieur au diamètre  $d_{\mathcal{B}}$  des diaphragmes (précisément,  $d_{\mathcal{U}} = 0,105$  mètre et  $d_{\mathcal{B}} = 0,1$  mètre). Par la suite, l'ouverture  $\mathcal{U}$  n'est envisagée que pour la largeur du faisceau qu'elle induit, et il est alors considéré que  $d_{\mathcal{U}} = 0,1$  mètre.

Sur la figure 5.7a, le disque support  $\mathcal{D}$  est en position d'installation de l'échantillon  $\mathcal{M}$ . Sur les figures (b) et (c), il est en position de mesure, avec pour zéniths de la direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$  : (b)  $\theta_i = 0$  et (c)  $\theta_i = \frac{\pi}{2}$  radians, respectivement.

Cette dernière position (pour une direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$  rasante) est toutefois idéale. En pratique, le diamètre  $d_{\mathcal{U}}$  de l'ouverture  $\mathcal{U}$  limite l'angle zénithal d'incidence  $\theta_i$  à l'angle maximal, noté  $\theta_{i, \max}$ , tel que :

$$\theta_{i, \max} = \frac{\pi}{2} - \arctan \frac{d_{\mathcal{U}}}{d_{\mathcal{E}}} \approx 85 \quad [\text{deg}]. \quad (5.2)$$

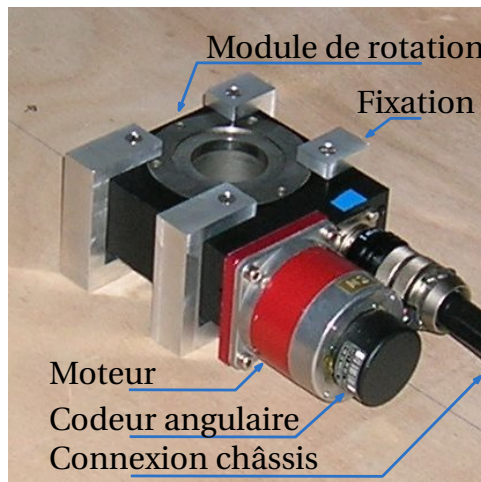
La fonction du porte-échantillon  $\mathcal{Y}$  est de maintenir l'échantillon  $\mathcal{M}$  (serré entre deux « rondelles »), et d'assurer qu'une même surface soit éclairée qu'elle que soit l'angle zénithal d'incidence  $\theta_i$ .



**Note.** Dans sa conception actuelle, le porte-échantillon  $\mathcal{Y}$  est légèrement exhaussé par rapport au disque support  $\mathcal{D}$ . Cette élévation limite l'angle zénithal d'incidence maximal  $\theta_{i,max}$  à l'angle :

$$\theta_{i,max} \approx 70 \quad [\text{deg}]. \quad (5.3)$$

### 5.3 Axes motorisés $\mathcal{A}_1$ et $\mathcal{A}_2$



**Figure 5.9** - Détail de l'axe motorisé  $\mathcal{A}_1$  (entraîne l'échantillon  $\mathcal{M}$ ).

L'axe motorisé  $\mathcal{A}_1$ , détaillé sur la figure 5.9, se situe sur la face extérieure du disque support  $\mathcal{D}$ . Sa fonction est de faire varier l'angle azimutal d'incidence  $\varphi_i$ , en entraînant le porte-échantillon  $\mathcal{Y}$  (et ainsi l'échantillon  $\mathcal{M}$ ). L'axe motorisé  $\mathcal{A}_2$  entraîne le disque support  $\mathcal{D}$ , faisant varier l'angle zénithal d'incidence  $\theta_i$  (l'axe motorisé  $\mathcal{A}_2$  peut être observé sur la figure (a) ; il se distingue essentiellement de l'axe motorisé  $\mathcal{A}_1$  par la présence d'un contrepoids qui équilibre les deux faces du disque support  $\mathcal{D}$ ).

Composant	Référence	Partagé
moteur pas à pas 4 phases	générique	non
codeur angulaire	Heidenhain ERO 1420	non
module de rotation	Schneeberger RMF80	non
module de contrôle	PMC DCX-MC260	non
châssis de puissance	Schneeberger TPP 4/8	oui
contrôleur ISA	PMC DCX-AT200	oui
serveur pMoteurs	Windows 2000/PIII 600Mhz	oui
client pMesureSBRDF	Linux 2.6/Athlon 2.8Ghz	oui

**Tableau 5.1** - Composants des axes motorisés  $\mathcal{A}_1$  et  $\mathcal{A}_2$ .

Le tableau 5.1 synthétise les principaux composants des axes motorisés  $\mathcal{A}_1$  et  $\mathcal{A}_2$  (les programmes pMoteurs et pMesureSBRDF sont détaillés dans la section 5.5 suivante).

## 5.4 Caméra multispectrale grand angle ( $\mathcal{C}$ , $\mathcal{F}$ , $\mathcal{O}$ )



(a) Caméra  $\mathcal{C}$  Hamamatsu Orca 285 (image constructeur).



(b) Filtre LCTF  $\mathcal{F}$  CRI Varispec et optique  $\mathcal{K}$  d'adaptation monture C.



(c) Objectif *fish-eye*  $\mathcal{O}$  Fujinon FE-185C057HA-1 (image constructeur).

**Figure 5.10** - Composants de la caméra multispectrale grand angle ( $\mathcal{C}$ ,  $\mathcal{F}$ ,  $\mathcal{O}$ ).

La figure 5.10 illustre les trois composants de la caméra multispectrale grand angle ( $\mathcal{C}$ ,  $\mathcal{F}$ ,  $\mathcal{O}$ ) : (a) caméra  $\mathcal{C}$  ; (b) filtre variable à cristaux liquides (*Liquid Crystal Tunable Filter/LCTF*)  $\mathcal{F}$  ; (c) objectif *fish-eye*  $\mathcal{O}$ .

Ce détecteur innovant – conçu au cours de la thèse – se fonde sur la capture de plusieurs images par la caméra  $\mathcal{C}$  pour différentes transmittances du filtre  $\mathcal{F}$  ; un traitement numérique reconstruit alors la luminance spectrique incidente sur l'objectif *fish-eye*  $\mathcal{O}$ .

Ce traitement numérique, appelé « reconstruction multispectrale », est détaillé dans le chapitre 6 suivant. Cette section présente la partie matérielle du détecteur : la caméra  $\mathcal{C}$  (sous-section 5.4.1), le filtre  $\mathcal{F}$  (sous-section 5.4.2), l'objectif *fish-eye*  $\mathcal{O}$  (sous-section 5.4.3), et enfin l'assemblage ( $\mathcal{C}$ ,  $\mathcal{F}$ ,  $\mathcal{O}$ ) (sous-section 5.4.4).

### 5.4.1 Caméra ILT CCD $\mathcal{C}$

marque	Hamamatsu Orca 285
type capteur	ILT CCD noir et blanc
réf. capteur	Sony ICX285AL
résolution L $\times$ H	1 344 $\times$ 1 024 pixels
dynamique $d$	12 bits
<i>full well capacity</i> $n_e^-$	18 000 électrons
quantification	linéaire
refroidie	5°C
dimensions du capteur	2/3 de pouces
géométrie des pels	carré
aire des pels $a_p$	6,24 $\mu\text{m}^2$
efficacité quantique $q_{\lambda, \mathcal{C}}$	tracée sur la figure 5.11
monture	C
interface PC	FireWire IIDC1394 (libdc1394)
prix	8 000 €

**Tableau 5.2** - Spécifications de la caméra  $\mathcal{C}$ .

Au cœur de tout système photographique, se trouve une surface sensible, qui convertit la lumière incidente en un signal spatial : l'image. Dans les caméras modernes, cette surface

sensible est un capteur imageant, soit, une matrice de microdétecteurs qui convertissent la lumière incidente en signaux électriques.

La connaissance des différentes technologies de capteurs imageants est un prérequis à la sélection d'une caméra efficace pour une application de radiométrie. Cette discussion dépasse cependant le cadre de cette sous-section et est renvoyée à l'annexe C.

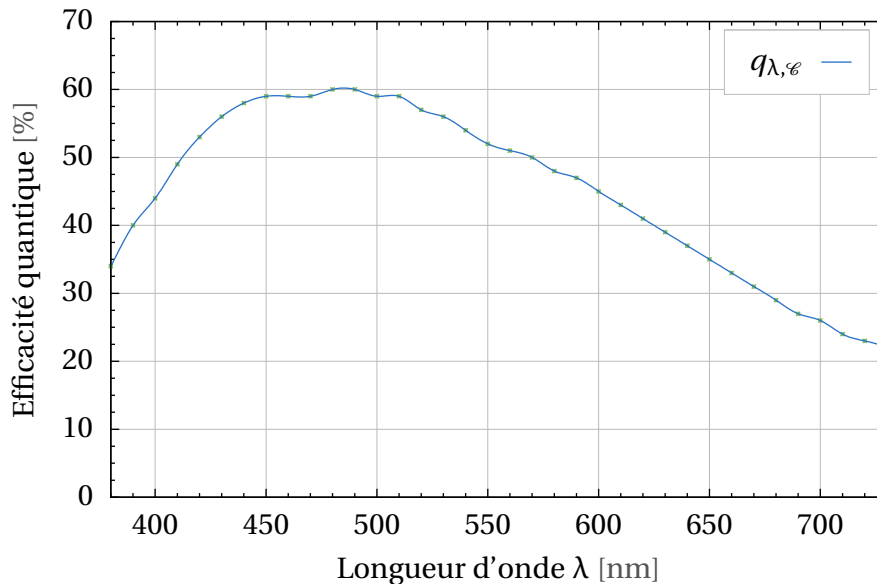


Figure 5.11 - Efficacité quantique  $q_{\lambda,\mathcal{C}}$  de la caméra  $\mathcal{C}$  (données constructeur).

La caméra retenue, illustrée sur la figure 5.10a, est une Hamamatsu Orca 285 munie d'un capteur imageant ILT CCD Sony ICX285AL. Ses propriétés utiles pour la suite sont synthétisées dans le tableau 5.2 ; l'efficacité quantique, notée  $q_{\lambda,\mathcal{C}}$ , est tracée sur la figure 5.11 (les spécifications complètes de la caméra et du capteur imageant sont données dans [date] et dans [datg], respectivement).

### 5.4.2 Filtre LCTF $\mathcal{F}$

Un filtre de Lyot<sup>3</sup> est un filtre spectral, caractérisé par une transmittance très régulière, d'allure gaussienne. Son principe, inventé en 1933 par l'astronome éponyme, repose sur une succession d'étages, constitués d'une surface biréfringente et d'une surface polarisante.

Un filtre variable à cristaux liquides (*Liquid Crystal Tunable Filter*, LCTF), appelé simplement « filtre  $\mathcal{F}$  » par la suite, est une évolution récente du principe de Lyot, qui permet une sélection dynamique de la longueur d'onde centrale de la transmittance gaussienne. Son principe repose sur l'ajout, entre chaque étage d'un filtre de Lyot, d'une lame de cristaux liquides qui, sous l'effet d'une tension électrique, s'arrangent dans différentes configurations géométriques, modifiant la transmittance.

Le filtre  $\mathcal{F}$  retenu pour équiper la caméra multispectrale grand angle ( $\mathcal{C}$ ,  $\mathcal{F}$ ,  $\mathcal{O}$ ) est un CRI Varispec, illustré sur la figure 5.10b. Son coût est de l'ordre de 10 000 euros (les spécifications complètes sont données dans [datk]).

3. Bernard Lyot (1897-1952).

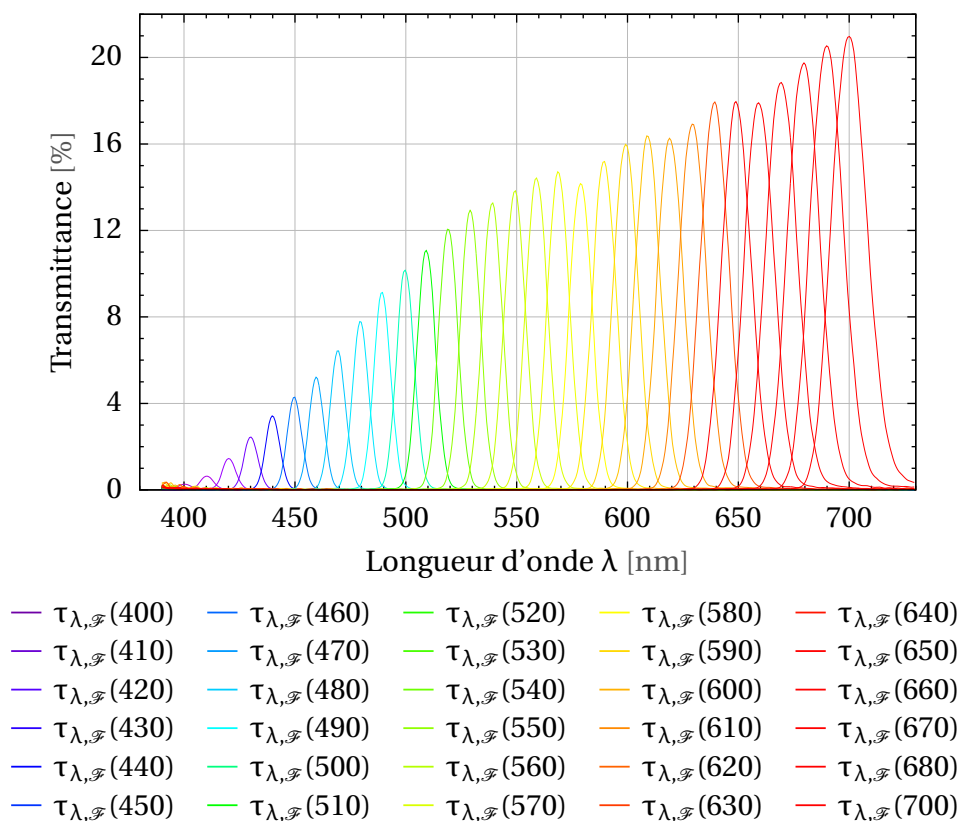


Figure 5.12 - Transmittance  $\tau_{\lambda, \mathcal{F}}(\mu)$  du filtre  $\mathcal{F}$ .

Ce filtre  $\mathcal{F}$  peut être considéré comme une boîte noire, dont la transmittance dépend d'un paramètre réel – la longueur d'onde centrale de la transmittance gaussienne –, noté  $\mu$  (transmis au filtre  $\mathcal{F}$  via une connexion au port série ; cet aspect est discuté dans la section 5.5 suivante).

La figure 5.12 est un tracé de cette transmittance en fonction des longueurs d'onde  $\lambda$  et  $\mu$  (la couleur de chaque courbe correspond à la couleur que transmet le filtre  $\mathcal{F}$  lorsqu'il est positionné à la longueur d'onde  $\mu$ ).

Les échantillons de transmittance ont été mesurés à l'aide un spectrophotomètre (Photo Research PR703), pour la longueur d'onde  $\lambda$  variant par pas de 2 nanomètres dans l'intervalle [390nm; 730nm], et pour la longueur d'onde  $\mu$  variant par pas de 10 nanomètres dans l'intervalle [400nm; 700nm]. Pour reconstruire la transmittance pour toute valeur du couple  $(\mu, \lambda)$ , ces échantillons sont interpolés : tout d'abord sur le domaine partiel de  $\lambda$  par une spline cubique naturelle, puis linéairement sur le domaine complet de  $(\mu, \lambda)$  entre  $\tau_{\lambda-\mu+\mu_a, \mathcal{F}}(\mu_a)$  et  $\tau_{\lambda-\mu_{a+1}+\mu, \mathcal{F}}(\mu_{a+1})$  pour  $\mu_a \leq \mu < \mu_{a+1}$ . La procédure 5.1 explicite cet interpolant (la fonction `interpolant_spline_cubique_naturelle( $t_y, x$ )` retourne la valeur en  $x$  de l'interpolant spline cubique naturelle des échantillons tabulés  $t_y$ ).

Ainsi, la transmittance du filtre  $\mathcal{F}$  peut être assimilée par la suite à la fonction continue à deux variables réelles, notée  $\tau_{\lambda, \mathcal{F}}(\mu)$ , telle que :

$$\begin{aligned}
 [400\text{nm}; 700\text{nm}] \times [390\text{nm}; 730\text{nm}] &\rightarrow [0; 1] \\
 (\mu, \lambda) &\rightarrow \tau_{\lambda, \mathcal{F}}(\mu).
 \end{aligned}
 \tag{5.4}$$



**Procédure 5.1** Interpolation de la transmittance  $\tau_{\lambda, \mathcal{F}}(\mu)$  du filtre  $\mathcal{F}$ .

**entrées**

$(\mu, \lambda) \in [400\text{nm}, 700\text{nm}] \times [390\text{nm}, 730\text{nm}]$  (point de  $\tau_{\lambda, \mathcal{F}}$  à interpoler)  
 $t_{\mu_a} : \{\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n\} \rightarrow [0; 1]$  ( $\tau_{\lambda, \mathcal{F}}$  échantillonnée en  $\mu_a$  avec  $\mu_a \leq \mu$ )  
 $t_{\mu_{a+1}} : \{\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n\} \rightarrow [0; 1]$  ( $\tau_{\lambda, \mathcal{F}}$  échantillonnée en  $\mu_{a+1}$  avec  $\mu < \mu_{a+1}$ )

**sortie**

$\tau_{\lambda, \mathcal{F}}(\mu)$  (transmittance  $\tau_{\lambda, \mathcal{F}}$  interpolée en  $(\mu, \lambda)$ )

$\Delta_a \leftarrow \mu - \mu_a$

$\Delta_{a+1} \leftarrow \mu_{a+1} - \mu$

**si**  $\lambda - \Delta_a < \lambda_1$  **alors**

$r_a \leftarrow 0$

**sinon**

$r_a \leftarrow \text{interpolant\_spline\_cubique\_naturelle}(t_{\mu_a}, \lambda - \Delta_a)$

**fin si**

**si**  $\lambda + \Delta_{a+1} > \lambda_n$  **alors**

$r_{a+1} \leftarrow 0$

**sinon**

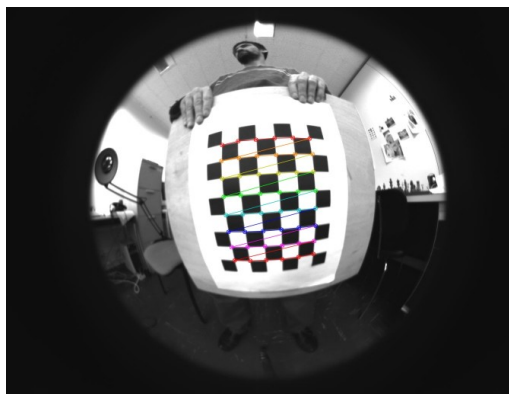
$r_{a+1} \leftarrow \text{interpolant\_spline\_cubique\_naturelle}(t_{\mu_{a+1}}, \lambda + \Delta_{a+1})$

**fin si**

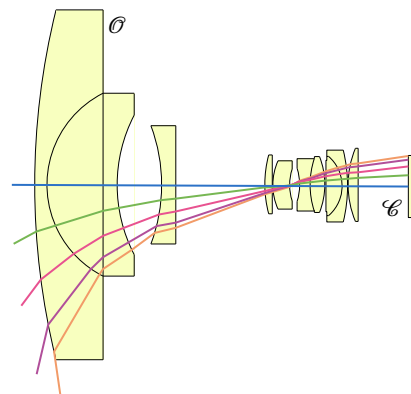
$t \leftarrow \frac{\Delta_a}{\Delta_a + \Delta_{a+1}}$

**retourne**  $(1 - t)r_a + t r_{a+1}$

**5.4.3** Objectif *fisheye*  $\mathcal{O}$



(a) Capture avec la caméra  $\mathcal{C}$  équipée du *fisheye* Fujinon FE-185C057HA-1  $\mathcal{O}$ .



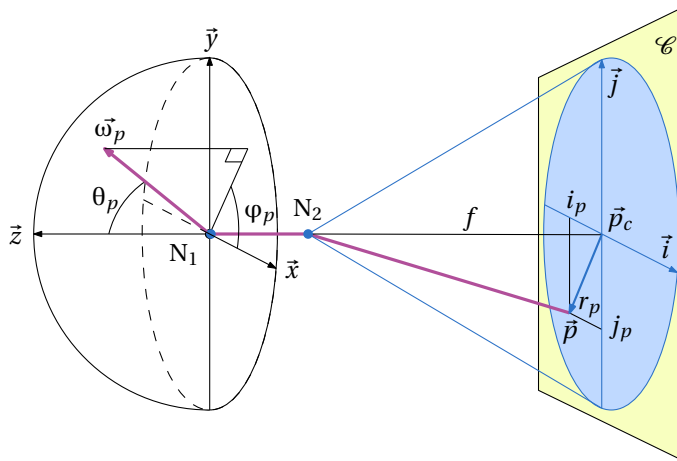
(b) Simulation Zemax d'un *fisheye* générique.

**Figure 5.13** - Principe d'un objectif *fisheye*.

Le terme *fisheye* désigne une classe d'objectifs photographiques, d'angles de champ supérieurs ou égaux à 180 degrés. Par exemple, l'image de la figure 5.13a a été capturée à l'aide de la caméra  $\mathcal{C}$  munie d'un objectif; la figure 5.13b schématise son principe (le *fisheye*

représenté est générique, les constructeurs étant réticents à communiquer les détails de leurs objectifs : rayon de courbure, épaisseurs des lentilles, indices de réfraction, *etc.*).

**Note.** Le lecteur trouvera un historique du développement du fisheye dans l'ouvrage [Ray02] de Ray; et une comparaison de quelques approches modernes dans [KB00] par Kumler et Bauer.



$N_1$ : point nodal avant,	$(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ : repère espace objet,
$\vec{\omega}_p$ : direction espace objet,	$(\theta_p, \varphi_p)$ : coordonnées sphériques de $\vec{\omega}_p$ ,
$N_2$ : point nodal arrière,	$f$ : distance focale,
$\mathcal{C}$ : capteur,	$\vec{p}_c$ : point principal image,
$\vec{p}$ : image de $\vec{\omega}_p$ ,	$(\vec{i}, \vec{j})$ : repère image,
$(i_p, j_p)$ : coordonnées de $\vec{p}$ ,	$r_p$ : distance $\ \vec{p}_c - \vec{p}\ $ .

Figure 5.14 - Géométrie de la projection photographique.

La figure 5.14 illustre le modèle lentille épaisse d'une projection photographique générique. Sous cette nomenclature de la figure, la projection perspective d'une caméra *pinhole* s'exprime :

$$r_p = f \tan \theta_p \quad [\text{m}] \quad (\text{projection perspective}),$$

où  $\vec{p}$  est la position du pel d'indice  $p$ ,  $\vec{p}_c$  la position du point principal,  $r_p$  la distance  $\|\vec{p}_c - \vec{p}\|$ ,  $\vec{\omega}_p$  la direction de l'espace objet associée au pel  $p$ ,  $\theta_p$  sa composante zénithale, et  $f$  la distance focale.

Dans la vision *fish-eye*, la variation de l'angle  $\theta_p$  (jusqu'à au moins  $\frac{\pi}{2}$  radians) est incompatible avec la projection perspective ( $\lim_{\theta_p \rightarrow \frac{\pi}{2}} r_p = \infty$  mètres), qui impliquerait un capteur imageant de dimensions infinies. Aussi, les objectifs *fish-eyes* sont-ils conçus pour répondre à l'une des projections suivantes :

$$r_p = 2f \tan \frac{\theta_p}{2} \quad [\text{m}] \quad (\text{projection stéréographique});$$

$$r_p = 2f \sin \frac{\theta_p}{2} \quad [\text{m}] \quad (\text{projection équiangle solide});$$

$$r_p = f \sin \theta_p \quad [\text{m}] \quad (\text{projection orthogonale});$$

$$r_p = f \theta_p \quad [\text{m}] \quad (\text{projection équidistante}),$$

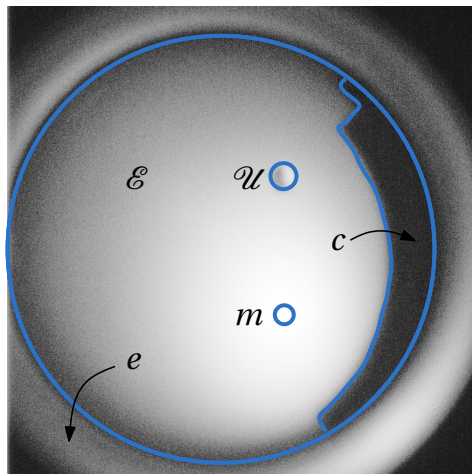
À ce titre, ils échappent aux algorithmes classiques de calibrage géométrique en vision par ordinateur.

**Note.** La projection équidistante est aussi appelée « *f-thêta* ».

Par ailleurs, le vignettage naturel désigne l'ensemble des phénomènes optiques par lesquels l'image d'une Plage Lumineuse Uniforme (PLU/*flat field*) apparaît non-uniforme. Une cause notoire de ce vignettage dans la projection perspective est la décroissance en  $\cos^4 \theta_p$  de l'angle solide soutenu par les pels sur la pupille de sortie, ou « loi du  $\cos^4$  ».

Comme la projection équidistante minimise ce vignettage, l'objectif choisi repose sur ce modèle. De marque Fujinon FE-185C057HA-1, illustré sur la figure 5.10c, il dispose d'un angle de champ, noté  $\alpha_t$ , de 185 degrés ; son coût est de l'ordre de 1 000 euros (ses spécifications complètes sont données dans [datd]).

#### 5.4.4 Assemblage optique ( $\mathcal{C}$ , $\mathcal{F}$ , $\mathcal{O}$ )



$\mathcal{E}$  : écran,             $\mathcal{U}$  : ouverture de la source,     $e$  : fuites,  
 $c$  : masque  $\mathcal{M}$ ,     $m$  : reflet brillant de  $\mathcal{U}$ .

**Figure 5.15** - Aperçu d'une image de mesure.

L'objectif *fisheye*  $\mathcal{O}$  et la caméra  $\mathcal{C}$  sont tous deux en monture  $\mathcal{C}$  (standard pour le pas de vis et la distance focale) mais ce n'est malheureusement pas le cas du filtre  $\mathcal{F}$  et son adaptation entre l'objectif  $\mathcal{O}$  et la caméra  $\mathcal{C}$  a été (très) problématique. Une optique d'adaptation monture  $\mathcal{C}$ , notée  $\mathcal{K}$ , dont les paramètres ont été déterminés expérimentalement, a été fabriquée. Des « fuites », identifiées par  $e$  sur la figure 5.15, témoignent que celle-ci demeure perfectible (la conversion 12 bits  $\rightarrow$  8 bits avec un histogramme utilisée pour visualiser l'image exacerbe toutefois volontairement l'importance de ces fuites ; cf. note ci-après).

La zone identifiée par  $c$  est l'image d'un masque appliqué sur l'objectif  $\mathcal{O}$ , empêchant la visibilité directe de l'échantillon  $\mathcal{M}$ , l'objectif *fisheye*  $\mathcal{O}$  étant situé légèrement au-dessus du disque support  $\mathcal{D}$  (dans la conception actuelle de l'instrument). Il limite les directions réfléchies mesurables dans cette zone d'azimuts à l'angle zénithal de réflexion maximal,

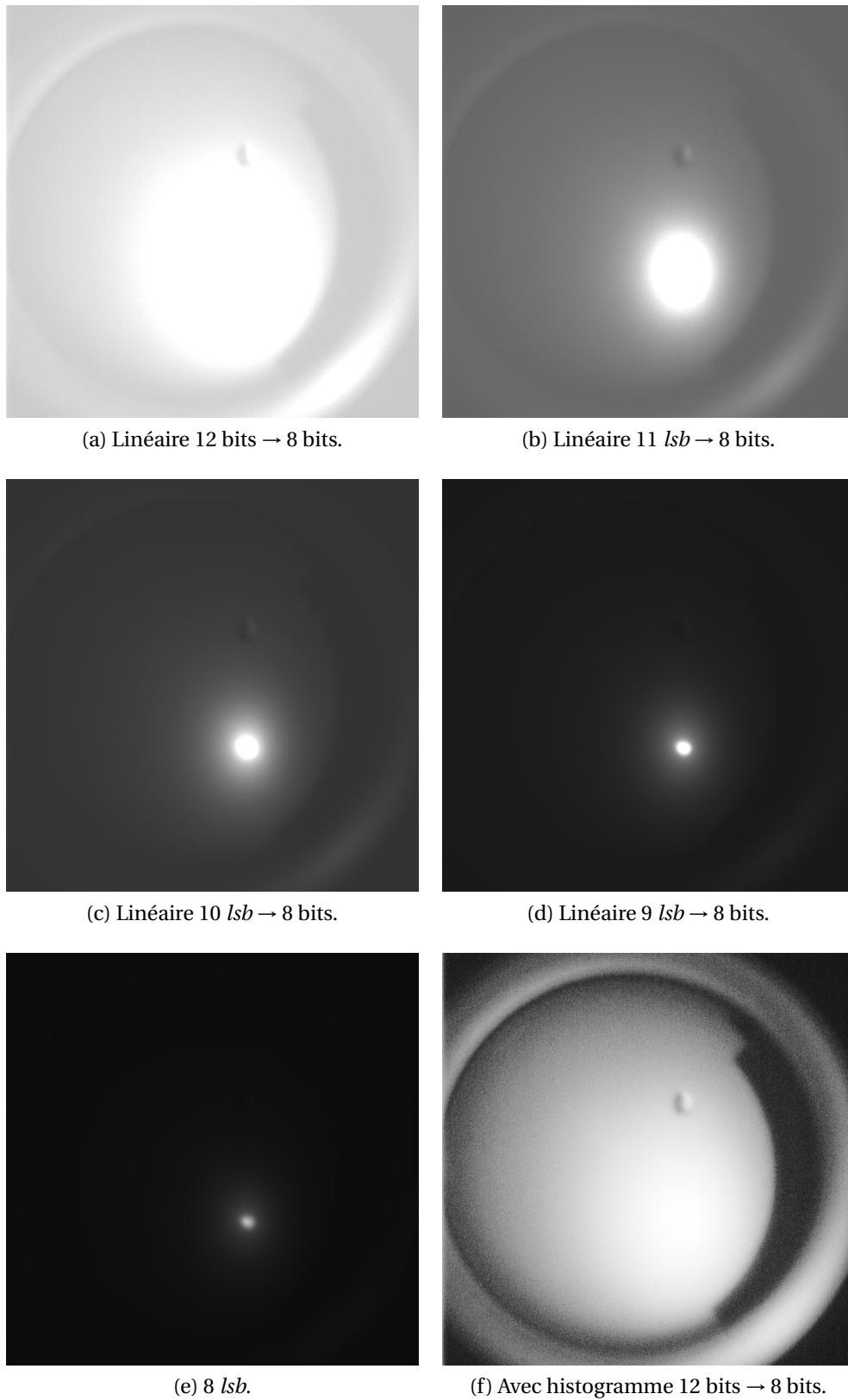
noté  $\theta_{r,max}$ , tel que :

$$\theta_{r,max} \approx 70 \quad [\text{deg}]. \quad (5.5)$$

**Note.** Les images capturées par la caméra  $\mathcal{C}$  ont une profondeur de 12 bits (4 096 niveaux). Avec les technologies actuelles d'écrans et d'imprimantes, leur visualisation ne peut être réalisée qu'en 8 bits (256 niveaux). Une conversion de 12 bits vers 8 bits doit donc être introduite pour leur présentation dans ce manuscrit.

L'image de mesure de la figure 5.15 a ainsi été convertie bits avec l'algorithme de l'histogramme. L'approche révèle le détail, mais au prix d'une exacerbation du bruit. D'autres méthodes sont comparées sur la figure 5.15 : (a) linéaire sur 12 bits ; (b) à (d) linéaire sur les seuls bits de poids faibles (lsb) ; (f) avec un histogramme.

**Note.** L'image de mesure des figures 5.15 et 5.16 est extraite de la mesure d'un échantillon  $\mathcal{M}$  de métal rouge brillant. Les paramètres associés sont : direction d'incidence  $(\theta_i, \varphi_i) = (30^\circ, 0^\circ)$  ; filtre  $\mathcal{F}$  positionné à la longueur d'onde  $\mu = 551,3$  nanomètres ; et temps d'exposition de 1,460 secondes. Le niveau maximum de l'image est 3 073.



**Figure 5.16** - Visualisation sur 8 bits des images de mesure 12 bits (suite).

## 5.5 Procédure d'acquisition $\mathcal{P}$

---

**Procédure 5.2** Synthèse du pilotage  $\mathcal{P}$  de l'acquisition.

---

**entrées**

$t_{\varphi_i} : \{1, 2, \dots, n_{\bar{\omega}_i}\} \rightarrow [0; 2\pi[$  ( $n_{\bar{\omega}_i}$  positions du moteur  $\mathcal{A}_1$ )  
 $t_{\theta_i} : \{1, 2, \dots, n_{\bar{\omega}_i}\} \rightarrow [0; \theta_{i,max} \approx 70 \cdot \frac{2\pi}{360}]$  ( $n_{\bar{\omega}_i}$  positions du moteur  $\mathcal{A}_2$ )  
 $t_{\mu} : \{1, 2, \dots, n_{\mu}\} \rightarrow [400\text{nm}; 700\text{nm}]$  ( $n_{\mu}$  positions du filtre  $\mathcal{F}$ )

**sortie**

E (ensemble de n-uplets (image,  $\theta_i$ ,  $\varphi_i$ ,  $\mu$ ) avec card (E) =  $n_{\bar{\omega}_i} \cdot n_{\mu}$ )

E  $\leftarrow \emptyset$

**pour tout**  $(i, j)$  dans  $\{1, 2, \dots, n_{\bar{\omega}_i}\} \times \{1, 2, \dots, n_{\mu}\}$  **faire**

positionner  $\mathcal{A}_1$  en  $t_{\varphi_i}[i]$ ,  $\mathcal{A}_2$  en  $t_{\theta_i}[i]$ , et  $\mathcal{F}$  en  $t_{\mu}[j]$

image  $\leftarrow$  capture-image( $\mathcal{C}$ ) (capture avec temps d'exposition optimal)

E  $\leftarrow$  E  $\cup$  {(image,  $t_{\theta_i}[i]$ ,  $t_{\varphi_i}[i]$ ,  $t_{\mu}[j]$ )} (ajout d'un élément à E)

**fin pour**

positionner  $\mathcal{A}_1$  en  $t_{\varphi_i}[1]$ ,  $\mathcal{A}_2$  en  $t_{\theta_i}[1]$ , et  $\mathcal{F}$  en  $t_{\mu}[1]$

**retourne** E

---

La procédure 5.2 synthétise le pilotage  $\mathcal{P}$  du banc d'acquisition. Elle repose sur des modules logiciels de commande des périphériques (sous-section 5.5.1), agencés en architecture client-serveur (sous-section 5.5.2). Les images capturées (dans l'ensemble E ; cf. procédure 5.2) sont stockées sous une forme compressée (sous-section 5.5.3).

### 5.5.1 Pilotes de périphériques

La procédure 5.2 repose sur :

- les axes motorisés  $\mathcal{A}_1$  et  $\mathcal{A}_2$ , positionnés aux angles  $t_{\varphi_i}[i]$  et  $t_{\theta_i}[i]$ , respectivement,
- le filtre  $\mathcal{F}$ , positionné à la longueur d'onde  $t_{\mu}[j]$ ,
- la caméra  $\mathcal{C}$ , pour la capture les images avec des temps d'exposition optimaux.

Les programmes pMoteurs, pFiltre, et pCamera, réalisent ces opérations. Seules leurs grandes lignes sont évoquées dans la suite de la sous-section ; quelques informations supplémentaires sont données dans l'annexe B.2.1.

#### 5.5.1.1 Pilote pCamera de la caméra $\mathcal{C}$

Le pilotage de la caméra  $\mathcal{C}$  par le programme pCamera repose sur la bibliothèque LGPL libdc1394 [webe], qui implante le protocole IIDC1394 [Tra04].

**Note.** Le protocole IIDC1394 [Tra04] abstrait les caméras FireWire/IEEE1394. La page [webd] recense les caméras compatibles.

Le programme pCamera dispose d'une fonctionnalité d'optimisation des temps d'exposition, avec pour objectif la maximisation des niveaux, sous des contraintes de non saturation (le niveau maximum autorisé est 4 094) et d'un temps d'exposition maximal (9 secondes).

L'algorithme s'appuie pour cela sur la linéarité de la caméra  $\mathcal{C}$ , et sur une hypothèse de conditions lumineuses globalement stables entre deux captures successives.

### 5.5.1.2 Pilote pMoteurs des axes motorisés $\mathcal{A}_1$ et $\mathcal{A}_2$

Le programme pMoteurs commande les moteurs  $\mathcal{A}_1$  et  $\mathcal{A}_2$ . Il repose sur la bibliothèque propriétaire MC API [datj] (fournie par le fabricant Precision MicroControl du contrôleur DCX-AT200 ; cf. section 5.3).

### 5.5.1.3 Pilote pFiltre du filtre $\mathcal{F}$

Le programme pFiltre pilote le filtre  $\mathcal{F}$ . Le LCTF CRI Varispec, connecté à un port série, est monté sur l'OS (Linux) en tant que périphérique de caractère (*character device*), par l'intermédiaire duquel est transmise la longueur d'onde  $\mu$  (cf. sous-section 5.4.3).

## 5.5.2 Architecture logicielle

Cette conception par programmes indépendants permet de tester individuellement chaque périphérique, de les rendre disponibles pour une manipulation future par un utilisateur non programmeur, et enfin, une implantation de la procédure 5.2 par un mécanisme du type `fork-exec` est possible.

Cependant, l'exécution d'un programme pCamera, pMoteurs, ou pFiltre, est une séquence atomique « initialisation du périphérique → opération → libération du périphérique ». Or :

- une procédure d'acquisition optimisée devrait factoriser l'initialisation et la libération d'un périphérique pour plusieurs opérations,
- les opérations de positionnement des moteurs  $\mathcal{A}_1$  et  $\mathcal{A}_2$  et du filtre  $\mathcal{F}$  pourraient être effectuées en parallèle.
- enfin, une contrainte spécifique au contrôleur DCX-AT200 est qu'il ne peut être embarqué dans l'ordinateur principal.

Pour ces trois raisons, les programmes pCamera, pMoteurs, pFiltre et pInterface (cf. note ci-dessous) disposent d'un mode d'exécution « serveur » (sur une *socket* TCP), dans lequel chacun attend la connexion d'un programme « client ». Ce dernier, appelé pMesureSB-RDF, implante la procédure 5.2. Dans ce mode, chaque opération sur un périphérique donne lieu à l'émission d'un message vers le client. Ainsi, les opérations sont non bloquantes, mais l'état de chaque périphérique est connu par le client. Cette fonctionnalité autorise la factorisation des initialisations et libérations, la parallélisation des opérations de positionnement des moteurs  $\mathcal{A}_1$  et  $\mathcal{A}_2$  et du filtre  $\mathcal{F}$ , et enfin l'exécution des différents programmes sur des ordinateurs distincts.

**Note.** Le programme pInterface est une interface graphique minimaliste pour l'acquisition. Il implante des boutons : de pause, de reprise, d'arrêt, etc., et affiche : la dernière image capturée, le temps écoulé, le temps de fin estimé...



### 5.5.3 Stockage des données

Chaque image de mesure de l'ensemble E (cf. procédure 5.2) a un volume initial brut de 2,625 mébioctets (d'après la résolution de la caméra cf. procédure 5.2)  $\mathcal{C}$  de  $1\,344 \times 1\,024$  pixels, et le stockage de chaque pixel 12 bits sur un unsigned short).

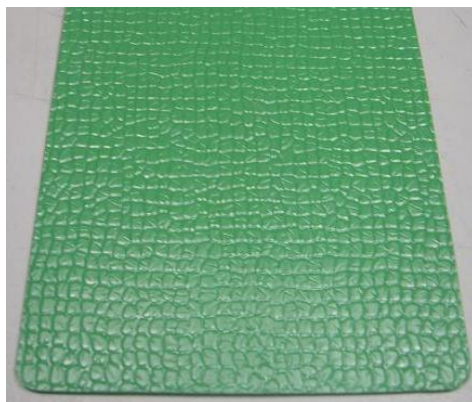
Toutefois, comme seule une portion discoïdale de la surface du capteur imageant est éclairée, une première compression est obtenue en ne stockant que les pixels compris dans un carré central de  $768 \times 768$  pixels.

Ensuite, un algorithme de compression sans perte très simple a été mis en œuvre : chaque image 12 bits est scindée en deux images 8 bits, la première contenant les 8 bits de poids faibles, et la seconde, les 4 bits de poids forts, complétée de zéros. Les deux images résultantes sont alors compressées indépendamment en PNG (*Portable Network Graphics*).

Avec cet algorithme, le volume moyen obtenu par image de mesure est de 0,450 mébioctet, soit un taux de compression de 0,171. Le gain n'est pas négligeable ; d'autres pourraient être obtenues en exploitant la cohérence entre les deux images séparées, la cohérence spectrale entre images de mesure successives... Surtout, le format OpenEXR [[webf](#)] s'est récemment démocratisé et permet la compression avec ou sans perte d'images *High Dynamic Range* (HDRI).

## Conclusion du chapitre

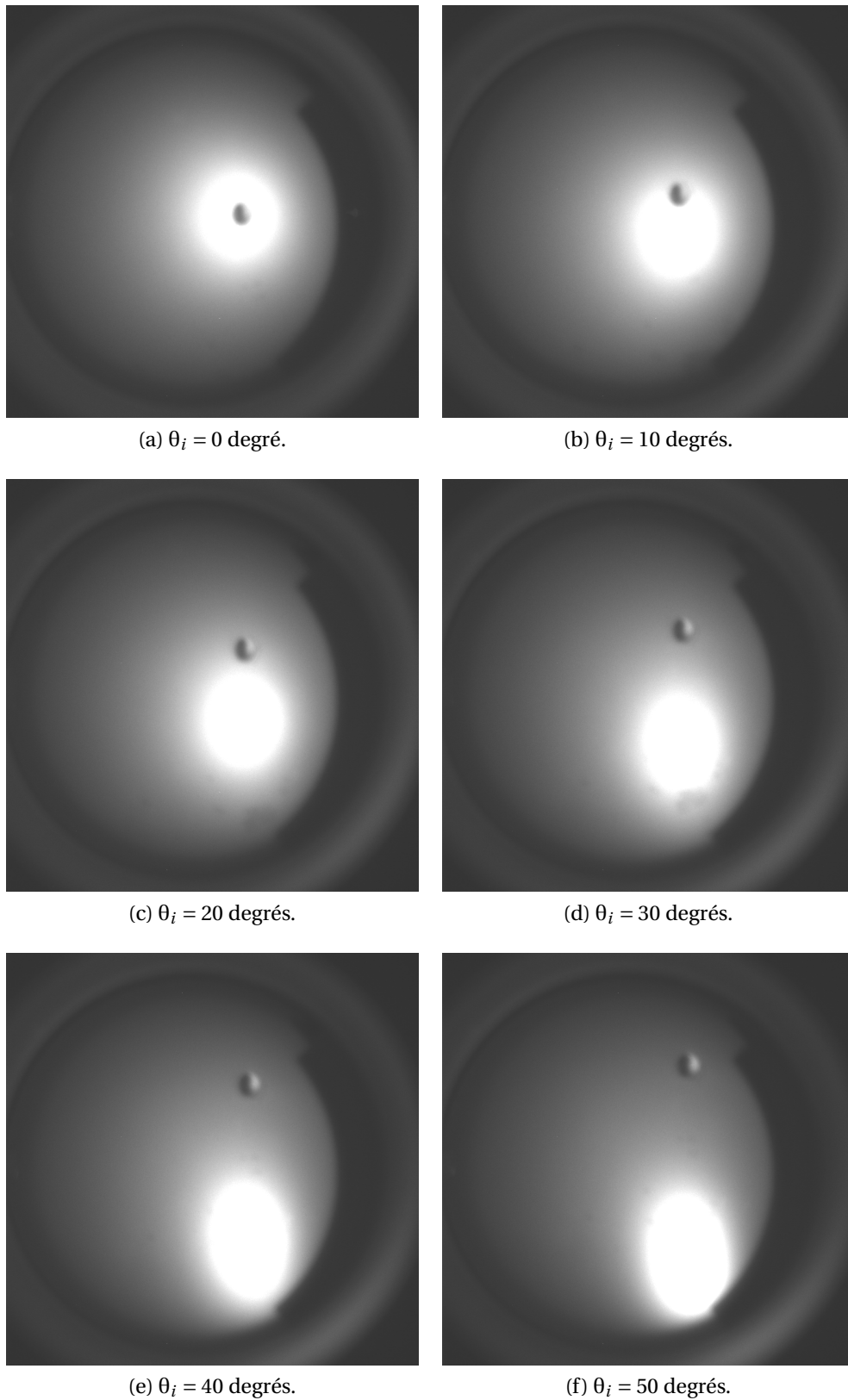
Le principe d'un instrument de mesure de la SBRDF innovant – spectral et imageant indirect avec un écran lambertien  $\frac{3}{4}$ -sphérique – a d'abord été présenté. Puis, le prototype pour son banc d'acquisition a ensuite été détaillé. Essentiellement, il se compose d'une source  $\mathcal{L}$ , d'un écran lambertien  $\frac{3}{4}$ -sphérique  $\mathcal{E}$ , d'axes motorisés  $\mathcal{A}_1$  et  $\mathcal{A}_2$ , d'une caméra multispectrale grand angle ( $\mathcal{C}$ ,  $\mathcal{F}$ ,  $\mathcal{O}$ ), et de logiciels de pilotage  $\mathcal{P}$ .



**Figure 5.17** - Exemple d'échantillon  $\mathcal{M}$  mesuré (revêtement au sol d'un gymnase).

La figure 5.17 présente un échantillon  $\mathcal{M}$  de revêtement au sol qui a été mesuré en  $n_{\vec{\omega}_i} = 30$  directions d'incidence  $\vec{\omega}_i$  et  $n_{\mu} = 32$  positions du filtre  $\mathcal{F}$ . Les 960 images de mesure résultantes dans l'ensemble E occupent un volume de 444 mébioctets. L'acquisition a duré 2 heures et 50 minutes. La figure 5.18 présente quelques-unes de ces images (converties avec un histogramme) ; leurs paramètres sont regroupés dans le tableau 5.3.





**Figure 5.18** - Images de mesure de l'échantillon  $\mathcal{M}$  figure 5.17.

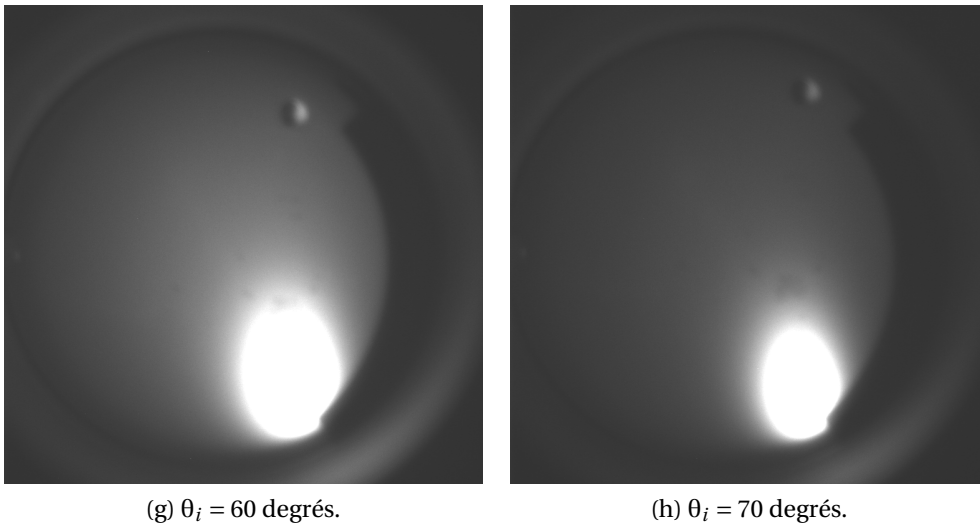


Figure 5.18 - Images de mesure de l'échantillon  $\mathcal{M}$  figure 5.17 (suite page précédente).

	$\theta_i$ [deg]	$\varphi_i$ [deg]	$\mu$ [nm]	temps d'exposition [s]	niveau moyen	niveau maximum
(a)	0,00	0,00	649,1	9,000	381,4	1 340
(b)	10,00	0,000	649,1	9,000	388,0	1 500
(c)	20,00	0,000	649,1	9,000	386,8	1 519
(d)	30,00	0,000	649,1	9,000	386,1	1 583
(e)	40,00	0,000	649,1	9,000	390,0	1 747
(f)	50,00	0,000	649,1	9,000	389,7	2 197
(g)	60,00	0,000	649,1	8,201	394,2	3 718
(h)	70,00	0,000	649,1	4,270	325,1	3 850

Tableau 5.3 - Paramètres et niveaux des images de la figure 5.18.

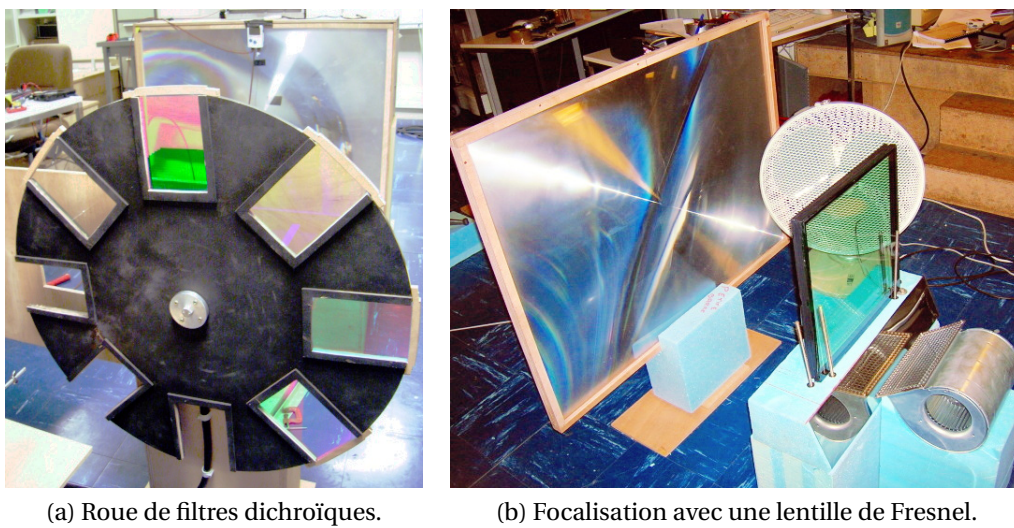


Figure 5.19 - Deux pistes abandonnées.

Dans l'esprit du rasoir d'Occam, les voies abandonnées au cours de la conception de l'instrument n'ont pas été évoquées dans le chapitre. La figure 5.19a illustre par exemple la roue motorisée de filtres dichroïques qui a été fabriquée pour s'assurer d'un moyen de mesure multispectral alors que l'adaptation du filtre  $\mathcal{F}$  entre la caméra  $\mathcal{C}$  et l'objectif  $\mathcal{O}$  demeurait non résolue. La figure 5.19b présente un montage qui a été expérimenté pour améliorer la collimation du faisceau de la source  $\mathcal{L}$  : la surface de gauche est une (grande) lentille de Fresnel qui concentre la lumière de la source  $\mathcal{L}$  (à droite, non visible sur la figure) sur un montage collimateur, constitué de deux lentilles sphériques en opposition (à gauche, non visibles sur la figure) ; la vitre ventilée (à droite sur la figure) protège la lentille de Fresnel du rayonnement thermique intense de la source  $\mathcal{L}$ .

Le chapitre suivant présente l'algorithme d'extraction de la SBRDF des images capturées dans l'ensemble E.

# Chapitre 6

## Traitement des données et résultats de l'instrument

Le banc d'acquisition détaillé dans le chapitre précédent produit  $n_{\vec{\omega}_i} \cdot n_{\mu}$  images de l'écran  $\mathcal{E}$ , associées à  $n_{\vec{\omega}_i}$  directions d'incidence  $\vec{\omega}_i$  (du faisceau de la source  $\mathcal{L}$  sur l'échantillon  $\mathcal{M}$ ) et  $n_{\mu}$  transmittances du filtre  $\mathcal{F}$ . Ce chapitre présente l'algorithme d'extraction de l'information de la SBRDF de l'échantillon  $\mathcal{M}$  de ces données.

L'algorithme procède d'un modèle radiométrique – dans l'esprit de l'équation de mesure de Kostkowski et Nicodemus [KN78] – établi en suivant un parcours inverse de la lumière dans le banc d'acquisition : depuis le capteur imageant ILT CCD de la caméra  $\mathcal{C}$  jusqu'à la source  $\mathcal{L}$ . Ce modèle constitue un cadre théorique rigoureux innovant pour la radiométrie multispectrale imageante.

Le plan du chapitre est le suivant : dans la section 6.1, l'éclairement spectrique reçu par le filtre  $\mathcal{F}$  est retrouvé par un nouvel algorithme de reconstruction multispectrale ; dans la section 6.2, cet éclairement spectrique reconstruit est lié analytiquement au lobe de SBRDF de l'échantillon  $\mathcal{M}$  (pour une direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$  considérée) ; dans la section 6.3, cette « équation de mesure » est résolue numériquement ; la section 6.4 présente quelques mesures de SBRDF.

### 6.1 Approche innovante de la reconstruction multispectrale

Une image de mesure porte de l'information relative à la répartition spatiale de l'éclairement spectrique reçu par le capteur pendant la capture. L'information de la répartition spectrale de cet éclairement spectrique est en revanche perdue. La fonction de la caméra multispectrale grand angle ( $\mathcal{C}$ ,  $\mathcal{F}$ ,  $\mathcal{O}$ ) est de capturer ces deux répartitions.

La partie matérielle de ce détecteur innovant a été détaillée dans la section 5.4. Cette section adresse le problème de la reconstruction multispectrale, où, la reconstruction de la répartition spectrale de la lumière incidente sur le détecteur ; à partir de  $n_{\mu}$  images capturées pour différentes transmittances  $\tau_{\lambda, \mathcal{F}}(\mu)$  du filtre  $\mathcal{F}$ .

La nouvelle approche se fonde d'abord sur un modèle de la relation entre le niveau de gris d'un pixel et l'éclairement spectrique reçu par un pel du capteur imageant (sous-section 6.1.1). Il est ensuite montré que l'adaptation du filtre  $\mathcal{F}$  en amont de la caméra  $\mathcal{C}$

transforme ce modèle en une équation intégrale de Fredholm<sup>1</sup> du premier type (sous-section 6.1.2). Différents algorithmes pour sa résolution sont alors envisagés (sous-section 6.1.3).

### 6.1.1 Niveau d'un pixel et éclairement spectrique du capteur $\mathcal{C}$

Soient notés  $L \times H$  la résolution du capteur imageant (de la caméra  $\mathcal{C}$ ),  $p$  un élément de l'ensemble  $\{0, 1, \dots, L \times H - 1\}$ , et  $s_p$  le niveau de gris du pixel d'indice  $p$  dans une image de mesure. Ce niveau  $s_p$  est lié à l'éclairement spectrique reçu par le pel d'indice  $p$ , noté  $E_{\lambda,p}$ .

D'après l'annexe C (consacrée aux capteurs imageants ILT CCD), cette relation peut être envisagée comme la quantification, le filtrage, et l'amplification, de la tension électrique aux bornes du condensateur de la caméra  $\mathcal{C}$ , qui accumule les charges générées dans le pel d'indice  $p$  pendant une capture. Ce modèle est précisé dans les paragraphes 6.1.1.1 à 6.1.1.4 suivants.

#### 6.1.1.1 Réponse $R_\lambda$

La réponse d'un capteur imageant – notée  $R_\lambda$  en ampère par watt par mètre – est le rapport entre l'intensité électrique observée et le flux spectrique incident, soit :

$$R_\lambda = \frac{I}{E_{\lambda,p} a_p} \quad [\text{A} \cdot \text{W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}], \quad (6.1)$$

où  $a_p$  est l'aire d'un pel,  $E_{\lambda,p}$  son éclairement spectrique, et  $I$  l'intensité électrique observée.

Il est supposé dans la suite que la réponse  $R_\lambda$  est invariable sur la surface du capteur imageant (indépendante de l'indice  $p$ ).

**Note.** *Ce postulat est justifié pour un capteur ILT CCD (cf. annexe C) mais pas pas pour un CMOS (sauf sCMOS)*

#### 6.1.1.2 Efficacité quantique $q_{\lambda,\mathcal{C}}$

L'efficacité quantique – notée  $q_{\lambda,\mathcal{C}}$ , adimensionnelle – est formellement définie comme le rapport entre le nombre d'électrons générés dans le substrat semiconducteur d'un pel et le nombre de photons (monochromatiques) incidents sur ce pel. La grandeur est également définie en fonction de la réponse par :

$$\begin{aligned} q_{\lambda,\mathcal{C}} &= \frac{R_\lambda h c}{\lambda e} \\ &= \frac{I h c}{E_{\lambda,p} a_p \lambda e} \quad [1], \end{aligned} \quad (6.2)$$

où  $h$  est la constante de Planck,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide,  $\lambda$  la longueur d'onde, et  $e$  la charge de l'électron.

**Note.** *L'efficacité quantique  $q_{\lambda,\mathcal{C}}$  du capteur ILT CCD de la caméra  $\mathcal{C}$  est tracée sur la figure 5.11 (d'une manière générale, plus l'efficacité quantique d'un capteur est élevée, meilleur est le capteur).*

---

1. Ivar Fredholm (1866-1927).

### 6.1.1.3 Charges $q_p$ générées dans un pel

Pour une lumière incidente polychromatique, l'intensité électrique, notée  $i_p$ , est obtenue par intégration de l'équation 6.2 sur le domaine spectral :

$$i_p = \frac{a_p e}{hc} \int_{\lambda=0}^{\infty} \lambda q_{\lambda, \mathcal{C}} E_{\lambda, p} d\lambda \quad [A]. \quad (6.3)$$

La charge générée au cours d'une capture, notée  $q_p$ , s'exprime alors par intégration de l'intensité  $i_p$  sur le domaine temporel :

$$q_p = \frac{t a_p e}{hc} \int_{\lambda=0}^{\infty} \lambda q_{\lambda, \mathcal{C}} E_{\lambda, p} d\lambda \quad [C], \quad (6.4)$$

où  $t$  est le temps d'exposition.

**Note.** Il est supposé par la suite qu'au cours d'une même capture, l'éclairement spectrique  $E_{\lambda, p}$  est invariable en fonction du temps d'exposition  $t$ .

### 6.1.1.4 Niveau $s_p$ du pixel $p$

Après le transfert de charges (*Interline Transfer Charge-Coupled Device/ILT CCD*), la charge  $q_p$  est convertie en tension par le condensateur. Pour exprimer cette conversion, soient notées  $u_p$  la tension obtenue et  $c_c$  la capacité du condensateur, alors :

$$u_p = \frac{q_p}{c_c} \quad [V] \quad (6.5)$$

**Note.** La tension maximale aux bornes du condensateur est atteinte pour un nombre  $n$  d'électrons (c.à.d.  $n = \frac{q_p}{e}$ ) égal à la profondeur du puits électronique du capteur (*full well capacity*) (notée  $n_{e^-}$  ; cf. sous-section 5.4.1).

La tension  $u_p$  est alors quantifiée en un niveau  $s_p$  (du pixel  $p$ ) par le convertisseur analogique/numérique.

Ces deux étapes, de conversion en tension et de quantification, sont représentées par une application, notée  $r(q_p)$ , telle que :

$$\begin{aligned} r : \{0, e, 2e, \dots, n_{e^-} e\} &\rightarrow \{0, 1, \dots, 2^d - 1\} \\ q_p &\rightarrow s_p, \end{aligned} \quad (6.6)$$

où  $n_{e^-}$  est la profondeur du puits électronique et  $d$  la dynamique (en bits) du convertisseur analogique/numérique.

D'après les propriétés de linéarité de la caméra  $\mathcal{C}$ , l'application  $r(q_p)$  est par la suite considérée comme affine, telle que :

$$s_p = \varepsilon_m k_{\mathcal{C}} q_p + \varepsilon_a \quad (6.7)$$

où  $\varepsilon_m$  est un bruit multiplicatif,  $k_{\mathcal{C}}$  le gain, et  $\varepsilon_a$  un bruit additif.

**Note.** Pour que l'application  $r(q_p)$  soit affine, les ensembles de départ et d'arrivée devraient avoir le même cardinal. Or, avec la dynamique  $d = 12$  bits et la profondeur du puits électronique  $n_e = 18\,000$  électrons du capteur de la caméra  $\mathcal{C}$  (cf. sous-section 5.4.1), ce n'est pas le cas. Un modèle plus précis devrait représenter  $r(q_p)$  par une fonction croissante par morceaux ; un tel niveau de détail n'est toutefois pas nécessaire pour la majorité des applications en radiométrie imageante (et n'est donc pas intégré au modèle).

**Note.** Le bruit additif  $\varepsilon_a$  est estimé par la capture d'une image avec un masque appliqué sur le capteur (ou la moyenne de plusieurs de ces images) ; l'image résultante de « bruit noir » est alors soustraite aux images de mesure effectives.

Le bruit multiplicatif  $\varepsilon_m$  est supposé gaussien (suivant le théorème de la limite centrale) et de faible intensité. Il sera compensé par l'algorithme de reconstruction multispectrale (présenté dans la sous-section 6.1.3 suivante).

Finalement, le nouveau modèle de radiométrie imageante exprime le niveau  $s_p$  du pixel d'indice  $p$  par :

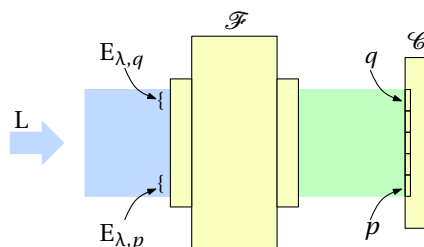
$$s_p = \frac{\varepsilon_m t k_{\mathcal{C}} a_p e}{h c} \int_{\lambda=0}^{\infty} \lambda q_{\lambda, \mathcal{C}} E_{\lambda, p} d\lambda + \varepsilon_a, \quad (6.8)$$

où  $\varepsilon_m$  est un bruit multiplicatif,  $t$  le temps d'exposition,  $a_p$  l'aire d'un pel,  $e$  la charge de l'électron,  $h$  la constante de Planck,  $c$  la célérité de la lumière,  $\lambda$  la longueur d'onde,  $q_{\lambda, \mathcal{C}}$  l'efficacité quantique du capteur,  $E_{\lambda, p}$  l'éclairement spectrique reçu par le pel d'indice  $p$ , et  $\varepsilon_a$  un bruit additif.

## 6.1.2 Problème de la reconstruction multispectrale

Dans cette section, il est montré que la modélisation du filtre  $\mathcal{F}$  en amont du capteur imageant de la caméra  $\mathcal{C}$  (paragraphe 6.1.2.1) transforme l'équation 6.8 en une équation intégrale de Fredholm du premier type (paragraphe 6.1.2.2 et 6.1.2.3), qui est alors discrétisée (paragraphe 6.1.2.4) en vue de sa résolution numérique (dans la section suivante).

### 6.1.2.1 Niveau d'un pixel et éclairement spectrique du filtre $\mathcal{F}$



$L$  : lumière incidente (polychromatique),  $\mathcal{F}$  : filtre,  
 $p, q$  : pels d'indices  $p$  et  $q$ ,  $\mathcal{C}$  : capteur imageant,  
 $E_{\lambda, p}, E_{\lambda, q}$  : éclairements spectriques non filtrés de  $p$  et  $q$ .

**Figure 6.1** - Filtre  $\mathcal{F}$  adapté en amont de la caméra  $\mathcal{C}$ .

La figure 6.1 schématise le filtre  $\mathcal{F}$  adapté en amont du capteur imageant (de la caméra  $\mathcal{C}$ ). Pour exprimer la réponse de l'assemblage, la surface du filtre  $\mathcal{F}$  est virtuellement subdivisée en  $L \times H$  petites surfaces, de sorte que leur ensemble soit en bijection avec l'ensemble des pels. La notation est légèrement modifiée en conséquence, comme illustré sur la figure 6.1 :  $E_{\lambda,p}$  correspond maintenant à l'éclairement spectrique reçu par la  $p^e$  surface du filtre  $\mathcal{F}$  (et non plus par le  $p^e$  pel). Il est par la suite supposé qu'un pel n'est éclairé que par la lumière transmise par la surface du filtre  $\mathcal{F}$  avec laquelle il est associé.

Soit maintenant noté  $s_p(\mu)$  le niveau du pixel d'indice  $p$  dans une image capturée avec le filtre  $\mathcal{F}$  positionné à la longueur d'onde  $\mu$ . D'après les propriétés du filtre  $\mathcal{F}$  (cf. sous-section 5.4.2) et l'équation 6.8, ce niveau est tel que :

$$s_p(\mu) = \frac{\varepsilon_m t k_{\mathcal{C}} a_p e}{h c} \int_{\lambda=0}^{\infty} \lambda q_{\lambda,\mathcal{C}} \tau_{\lambda,\mathcal{F}}(\mu) E_{\lambda,p} d\lambda + \varepsilon_a \quad [C], \quad (6.9)$$

où  $\tau_{\lambda,\mathcal{F}}(\mu)$  est la transmittance du filtre  $\mathcal{F}$  positionné à la longueur d'onde  $\mu$  (interpolée par la procédure 5.1 puis tracée sur la figure 5.12).

### 6.1.2.2 Équation intégrale de Fredholm du premier type

Considérons maintenant la forme d'une l'équation intégrale de Fredholm du premier type suivante :

$$f(x) = \int_a^b g(x,y)h(y) dy, \quad (6.10)$$

où  $f(x)$  et  $g(x,y)$  sont deux fonctions continues connues,  $a$  et  $b$  sont des constantes, et  $h(y)$  est l'inconnue.

**Note.** Pour un noyau  $g(x,y)$  quelconque, l'équation intégrale de Fredholm est un problème « mal posé ».

La notion de problème « bien » ou « mal posé » a été introduite par Hadamard<sup>2</sup> au début du XX<sup>e</sup> siècle. Un problème est « bien posé » si et seulement si la solution :

- existe ;
- est unique ;
- et est stable (dépend continûment des données du problème).

Un problème « mal posé » est un problème qui n'est pas « bien posé ».

Hadamard a conjecturé qu'une modélisation mathématique correcte d'un phénomène physique devrait toujours mener à un problème « bien posé ». On sait aujourd'hui que, par nature, certaines mesures physiques amènent des problèmes « mal posés ».

### 6.1.2.3 Identification du problème

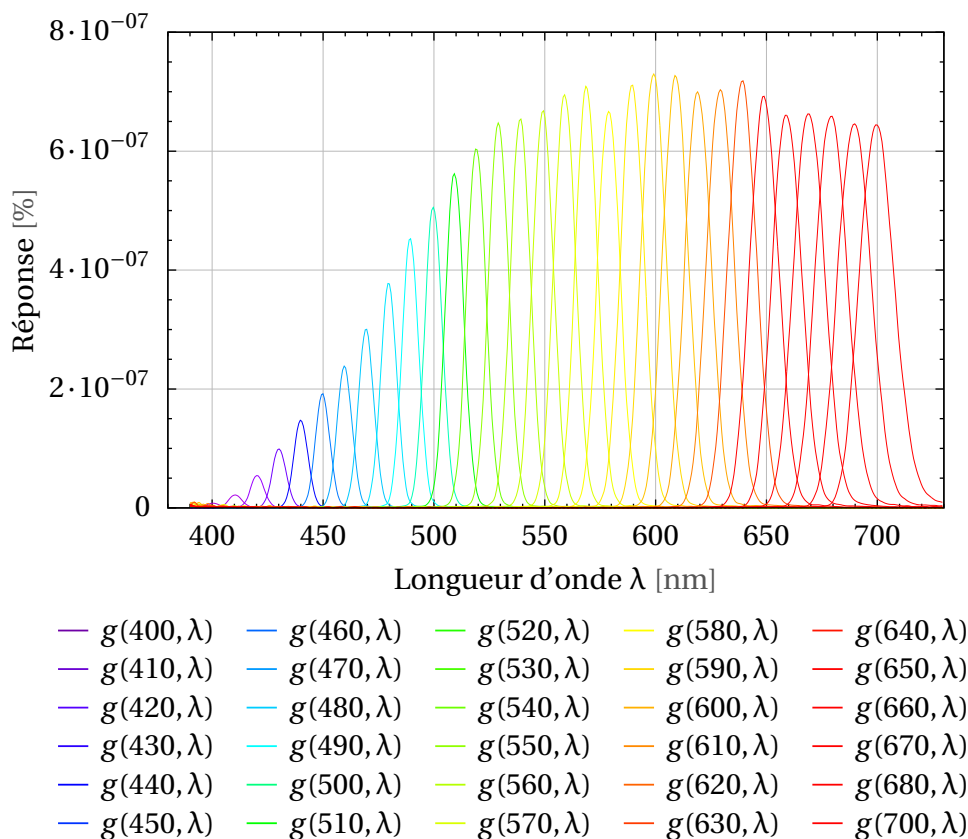
L'équation 6.9 est identifiée à une équation intégrale de Fredholm du premier type en posant :

$$f(\mu) = \frac{h c (s_p(\mu) - \varepsilon_a)}{t a_p e}, \quad g(\mu, \lambda) = \lambda q_{\lambda,\mathcal{C}} \tau_{\lambda,\mathcal{F}}(\mu), \quad \text{et} \quad h(\lambda) = \varepsilon_m k_{\mathcal{C}} E_{\lambda,p}. \quad (6.11)$$

---

2. Jacques Hadamard (1865-1963).





**Figure 6.2** - Réponse  $g(\mu, \lambda)$  de la caméra multispectrale grand angle ( $\mathcal{C}$ ,  $\mathcal{F}$ ,  $\mathcal{O}$ ).

La fonction  $g(\mu, \lambda)$  – la réponse multispectrale du détecteur ( $\mathcal{C}$ ,  $\mathcal{F}$ ,  $\mathcal{O}$ ) – est tracée sur la figure 6.2.

Avec ce changement de variable, l'équation 6.9 s'exprime alors :

$$f(\mu) = \int_{\lambda=0}^{\infty} g(\mu, \lambda) h(\lambda) d\lambda. \quad (6.12)$$

Or, la fonction  $g(\mu, \lambda)$  ne prend des valeurs significatives que pour la longueur d'onde  $\lambda$  dans l'intervalle [390nm; 730nm], d'une part, et d'autre part, la longueur d'onde  $\mu$  prend ses valeurs dans l'intervalle [400nm; 700nm] (d'après les propriétés du filtre  $\mathcal{F}$  ; cf. sous-section 5.4.2).

L'équation 6.9 s'exprime alors sous la forme d'une équation intégrale de Fredholm du premier type suivante :

$$f(\mu) = \int_{\lambda=390\text{nm}}^{730\text{nm}} g(\mu, \lambda) h(\lambda) d\lambda, \quad \text{avec } \mu \text{ dans } [400\text{nm}; 700\text{nm}]. \quad (6.13)$$

#### 6.1.2.4 Discrétisation du problème

En pratique, la fonction  $f(\mu)$  n'est toutefois connue que pour  $n_\mu$  échantillons (dans  $n_\mu$  images distinctes). Ces échantillons sont notés :

$$f(\mu) : f_1, f_2, \dots, f_{n_\mu}.$$

D'autre part, l'inconnue  $h(\lambda)$  peut être discrétisée en  $n_\lambda$  échantillons, notés :

$$h(\lambda) : h_1, h_2, \dots, h_{n_\lambda}.$$

Soient alors les pas suivant d'un échantillonnage uniforme des domaines des longueurs d'onde  $\lambda$  et  $\mu$  :

$$\Delta\mu = \frac{700 - 400}{n_\mu - 1} [\text{nm}], \quad \text{et} \quad \Delta\lambda = \frac{730 - 390}{n_\lambda - 1} [\text{nm}]. \quad (6.14)$$

Avec cette répartition, les abscisses des échantillons, notés  $\mu_i$  et  $\lambda_j$ , sont tels que :

$$\mu_i = 400 + (i - 1)\Delta\mu \quad \text{et} \quad \lambda_j = 390 + (j - 1)\Delta\lambda, \quad (6.15)$$

avec l'indice  $i$  dans l'ensemble  $\{0, 1, \dots, n_\mu\}$  et l'indice  $j$  dans l'ensemble  $\{0, 1, \dots, n_\lambda\}$ .

Soit notée  $\overline{g_{i,j}}$  la moyenne de la fonction  $g(\mu_i, \lambda)$  sur un intervalle de largeur  $\Delta\lambda$  centré en  $\lambda_j$ , telle que :

$$\overline{g_{i,j}} = \frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\lambda_j - \frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda_j + \frac{\Delta\lambda}{2}} g(\mu_i, \lambda) d\lambda. \quad (6.16)$$

Une forme discrète de l'équation 6.13 est alors :

$$f_i = \Delta\lambda \sum_{j=1}^{n_\lambda} \overline{g_{i,j}} h_j. \quad (6.17)$$

Finalement, en posant :

$$g_{i,j} = \frac{\overline{g_{i,j}}}{\Delta\lambda}, \quad (6.18)$$

l'équation 6.17 s'exprime sous la forme matricielle suivante :

$$\underbrace{\begin{pmatrix} f_1 \\ \vdots \\ f_{n_\mu} \end{pmatrix}}_F = \underbrace{\begin{pmatrix} g_{1,1} & \cdots & g_{1,n_\lambda} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ g_{n_\mu,1} & \cdots & g_{n_\mu,n_\lambda} \end{pmatrix}}_G \underbrace{\begin{pmatrix} h_1 \\ \vdots \\ h_{n_\lambda} \end{pmatrix}}_H. \quad (6.19)$$

**Note.** Il est bien connu que, la matrice  $G$  de rang plein (c.à.d. rang =  $\min(n_\lambda, n_\mu)$ ), le système admet :

- si  $n_\lambda = n_\mu$ , une unique solution,
- si  $n_\lambda > n_\mu$ , pas de solution,
- si  $n_\lambda < n_\mu$ , une infinité de solutions.

### 6.1.3 Solution au problème de la reconstruction multispectrale

Différentes approches pour la résolution de ce problème de reconstruction multispectrale ont été trouvées dans la littérature ; par exemple Hardeberg [Har99], Imai *et al.* [ITD02], Cortés [Cor03], ou Zhao *et al.* [ZTNB04].

Dans la suite de la sous-section, les méthodes suivantes sont expérimentées :

- pseudoinverse (paragraphe 6.1.3.1),
- moindres carrés non-négatifs (paragraphe 6.1.3.2),
- normalisation par l'intégrale (paragraphe 6.1.3.3),
- normalisation par l'intégrale relaxée (paragraphe 6.1.3.4),

puis comparées (paragraphe 6.1.3.5).

Les approches pseudoinverse et des moindres carrés non-négatifs sont des classiques de la littérature. Les algorithmes de normalisation par l'intégrale et normalisation par l'intégrale relaxée ont été développées au cours de la thèse ; elles reposent sur l'allure particulière de la transmittance  $\tau_{\lambda, \mathcal{F}}(\mu)$  du filtre  $\mathcal{F}$ .

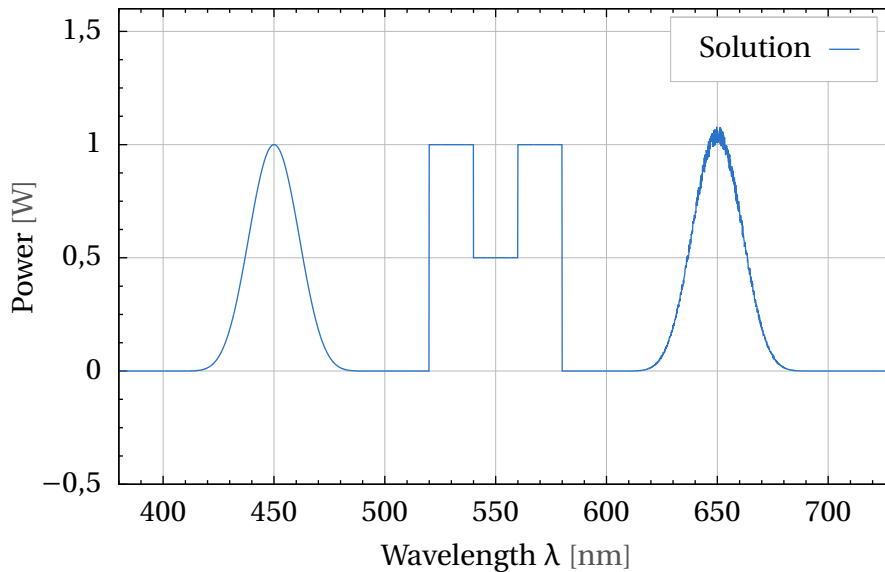


Figure 6.3 - Spectre synthétique témoin.

Les performances des différents algorithmes sont illustrées par la reconstruction du spectre synthétique tracé sur la figure 6.3, choisi pour ses variations régulières, brutales, et bruitées. Pour sa discrétisation, la paramétrisation des photosimulations spectrales du CSTB sur 80 canaux spectraux a été conservée, soit :  $n_{\lambda} = 80$  ( $\Delta\lambda \approx 4,3\text{nm}$ ) et  $n_{\mu} = 100$  ( $\Delta\mu \approx 3,0\text{nm}$ ).

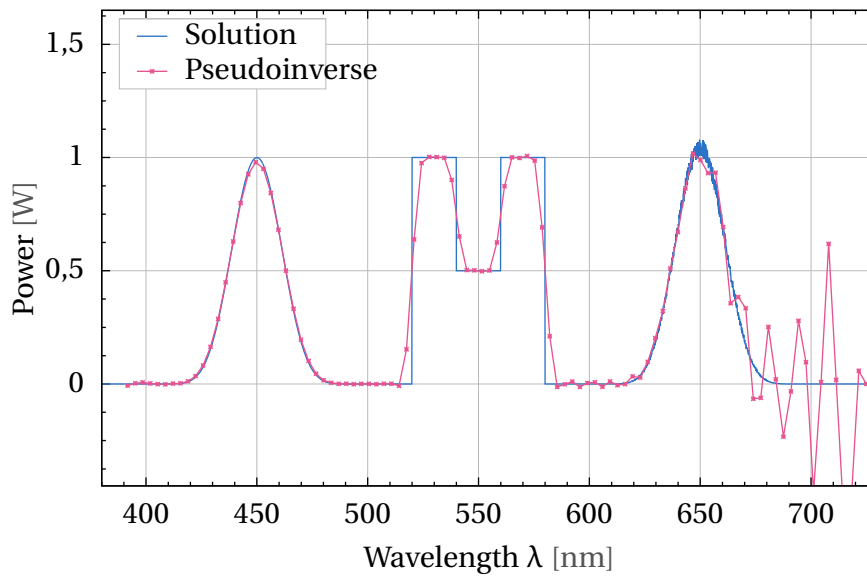


Figure 6.4 - Pseudoinverse de Moore-Penrose.

### 6.1.3.1 Résolution par pseudoinverse

Soit noté  $H$  un vecteur candidat solution du système de l'équation 6.19. Son résidu moindres carrés, noté  $r_H$ , est tel que :

$$r_H = \sum_{i=1}^{n_\mu} \left[ \sum_{j=1}^{n_\lambda} g_{i,j} h_j - f_i \right]^2. \quad (6.20)$$

Or, le vecteur  $H$  qui minimise, dans le cas surdéterminé, ce résidu  $r_H$ , ou, dans le cas sous déterminé, la norme euclidienne  $\|H\|$ , est le vecteur :

$$H = G^\dagger F, \quad (6.21)$$

où  $G^\dagger$  est la matrice pseudoinverse de  $G$  (ou pseudoinverse de Moore<sup>3</sup>-Penrose<sup>4</sup>).

**Note.** Une méthode robuste pour calculer la pseudoinverse d'une matrice de réels  $G$  consiste à décomposer  $G$  en valeurs singulières :

$$G = U D {}^t V, \quad (6.22)$$

où  $U$  est une matrice  $(m, n)$  colonnes-orthogonale (c.à.d.  $U {}^t U = I_d$ ),  $D$  est une matrice  $(n, n)$  diagonale, contenant les valeurs singulières, positives et dans l'ordre décroissant, et  ${}^t V$  est une matrice  $(n, n)$  orthogonale (c.à.d.  $V {}^t V = {}^t V V = I_d$ ). La pseudoinverse  $G^\dagger$  est alors donnée par :

$$G^\dagger = V D^\dagger {}^t U, \quad (6.23)$$

où  $D^\dagger$  est la matrice  $(n, n)$  telle que :

$$D^\dagger_{i,j} = \begin{cases} 0 & \text{si } D_{i,j} = 0 \quad (\text{ou numériquement si } D_{i,j} < \epsilon), \\ \frac{1}{D_{i,j}} & \text{sinon.} \end{cases} \quad (6.24)$$

3. Eliakim Hastings Moore (1862-1932).

4. Roger Penrose (1931-..).

La figure 6.4 est un tracé du vecteur H (ou spectre solution) obtenu par cette approche. Le vecteur H lissé est aussi tracé.

### 6.1.3.2 Résolution par moindres carrés non négatifs

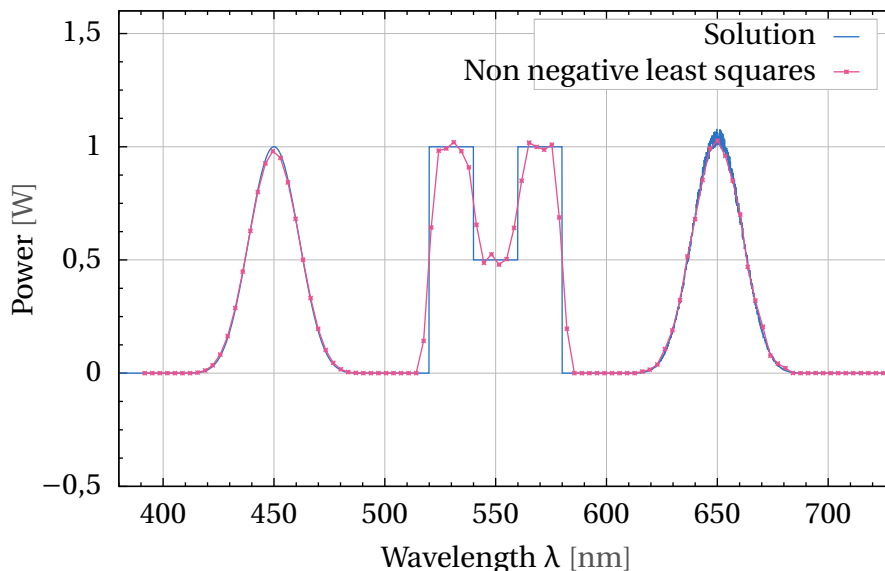


Figure 6.5 - Minimisation non négative du résidu moindres carrés.

La formalisation du problème de la reconstruction multispectrale par l'équation 6.19 n'intègre pas l'ensemble de l'information disponible. En particulier, comme la solution est une répartition spectrale, la fonction  $h(\lambda)$  ne doit pas prendre de valeur négative. Cette information est intégrée à l'équation 6.19 par l'ajout au système des inégalités suivantes :

$$h_i \geq 0 \quad \forall i \in \{1, 2, \dots, n_\lambda\}. \quad (6.25)$$

Sous ces contraintes, la minimisation du résidu moindres carrés  $r_H$  peut être obtenue par l'algorithme des moindres carrés non négatifs de Lawson et Hanson [LH74]. Les vecteurs solutions, brut et lissé, sont tracés sur la figure 6.5.

### 6.1.3.3 Résolution par normalisation par l'intégrale

L'algorithme original de normalisation par l'intégrale repose sur l'approximation de la fonction  $g(\mu)$  par une impulsion en  $\lambda = \mu$ , normalisée par l'intégrale de la fonction  $g$ .

Précisément, une nouvelle fonction, notée  $k(\mu)$ , est définie comme suit :

$$k(\mu) = \delta(\lambda - \mu) \int_0^\infty g(\mu, \lambda) d\lambda, \quad (6.26)$$

où  $\delta$  est la distribution de Dirac. L'approximation de la fonction  $g(\mu)$  par la fonction  $k(\mu)$

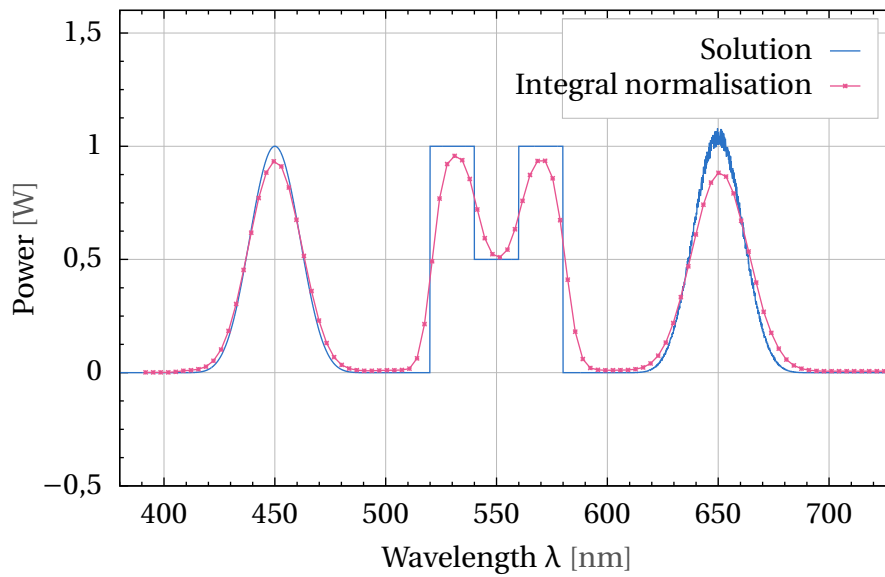


Figure 6.6 - Normalisation par l'intégrale.

transforme alors l'équation 6.13 de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
 f(\mu) &\approx \int_{390\text{nm}}^{730\text{nm}} k(\mu) h(\lambda) d\lambda \\
 &\approx \int_{390\text{nm}}^{730\text{nm}} \delta(\lambda - \mu) h(\lambda) \left[ \int_0^\infty g(\mu, \lambda) d\lambda \right] d\lambda \\
 &\approx h(\mu) \int_0^\infty g(\mu, \lambda) d\lambda.
 \end{aligned} \tag{6.27}$$

La solution est alors donnée par :

$$h(\mu) \approx \frac{f(\mu)}{\int_0^\infty g(\mu, \lambda) d\lambda}. \tag{6.28}$$

Le résultat produit par cette approche est tracé sur la figure 6.6 (pour le tracé, afin de présenter une discrétisation homogène avec les deux algorithmes précédents, la fonction  $h(\mu)$  a été rééchantillonnée par interpolation linéaire, des abscisses  $\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_{n_\mu}$  vers les abscisses  $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_{n_\lambda}$ ).

L'algorithme normalisation par l'intégrale réalise un filtrage passe-bas intéressant du spectre synthétique. Il repose sur l'allure particulière de la transmittance  $\tau_{\lambda, \mathcal{F}}(\mu)$  du filtre  $\mathcal{F}$  et n'est donc pas généralisable à d'autres types de filtres (comme la roue de filtres dichroïques de la figure 5.19a).

#### 6.1.3.4 Résolution par normalisation par l'intégrale relaxée

L'autre algorithme original, la normalisation par l'intégrale relaxée, est un compromis paramétrable entre d'une part, le filtrage du bruit par l'algorithme de normalisation par

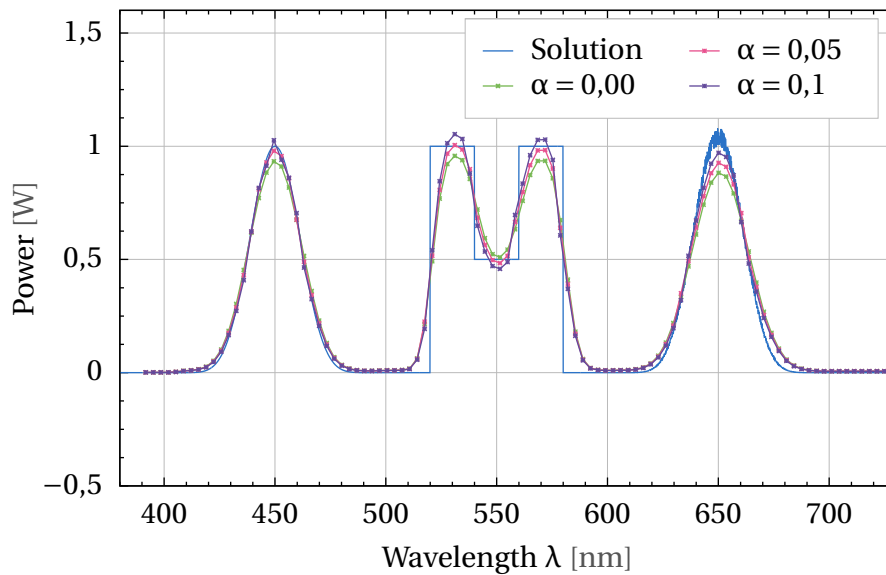


Figure 6.7 - Normalisation par l'intégrale relaxée.

l'intégrale, et d'autre part, la minimisation du résidu moindres carrés non négatifs par l'algorithme du simplexe quadratique.

Plus précisément, soit noté  $H$  le vecteur solution obtenu par l'algorithme de normalisation par l'intégrale. La solution « relaxée », notée  $H'$ , est obtenue en autorisant de petites variations autour de  $H$ , avec pour objectif la minimisation du résidu moindres carrés  $r_H$ , sous les contraintes de non négativité.

Formellement, le vecteur solution de la normalisation par l'intégrale relaxée, noté  $H'$ , minimise le résidu moindres carrés  $r_H$  sous les contraintes :

$$\frac{h'_i - h_i}{h_i} \leq \alpha, \quad \text{et} \quad h'_i \geq 0, \quad (6.29)$$

où  $\alpha$  paramètre l'amplitude maximale de la variation d'une composante du vecteur  $H$ .

Le système est un problème de programmation quadratique – l'objectif est quadratique et les contraintes sont linéaires – résolu par l'algorithme du simplexe quadratique. Les résultats obtenus pour  $\alpha = 0,00$ ,  $\alpha = 0,05$  et  $\alpha = 0,1$  sont tracés sur la figure 6.7.

### 6.1.3.5 Bilan des méthodes de reconstruction multispectrale

Le tableau 6.1 dresse un bilan des quatre algorithmes de reconstruction multispectrale expérimentées. Le résidu moindres carrés  $r_H$  est donné par l'équation 6.20 ; Le résidu absolu est une comparaison normalisée entre une solution particulière et le spectre synthétique.

Logiquement, l'approche pseudoinverse minimise le résidu moindres carrés  $r_H$ . L'erreur absolue la plus faible est quant à elle obtenue par la méthode des moindres carrés non négatifs lissée. Ces deux algorithmes sont cependant sensibles au bruit. L'approche de la normalisation par l'intégrale relaxée offre un compromis intéressant, mais est en pratique, trop coûteuse en temps de calcul. Aussi, l'approche retenue pour l'instrument de mesure de la SBRDF est l'algorithme de normalisation par l'intégrale, rapide et peu sensible au bruit.

	$r_H$	$r_H$ absolu
pseudoinverse	0,015	5,001
pseudoinverse lissée	1,465	2,264
moindres carrés non négatifs	0,030	2,114
moindres carrés non négatifs lissée	1,463	1,000
normalisation par l'intégrale	7,636	1,673
norm. int. relaxée $\alpha = 0,05$	5,718	1,518
norm. int. relaxée $\alpha = 0,10$	4,204	1,433

**Tableau 6.1** - Performances des méthodes de reconstruction multispectrale.

**Note.** Les méthodes pseudoinverse, des moindres carrés non négatifs, et de normalisation par l'intégrale, ont été implantées en C et sont intégrées dans le programme *pAnalyseSBRDF* (dont quelques statistiques sont données dans l'annexe B.2.2). La méthode de normalisation par l'intégrale relaxée a été implantée sous *Maple*.

## 6.2 Modèle radiométrique complet de l'instrument

Dans cette section, la modélisation radiométrique de l'instrument est poursuivie, liant le niveau  $s_p(\mu)$  du pixel  $p$  à la SBRDF de l'échantillon  $\mathcal{M}$ , notée  $f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda)$ .

Pour cela, l'éclairement spectrique  $E_{\lambda,p}$  reçu par le filtre  $\mathcal{F}$  (reconstruit au gain  $k_\mathcal{E}$  près) est lié à la luminance spectrique de l'écran  $\mathcal{E}$  (sous-section 6.2.1) ; puis, à la luminance spectrique de l'échantillon  $\mathcal{M}$  (sous-section 6.2.2) ; et enfin, à la SBRDF  $f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda)$  (sous-section 6.2.3).

### 6.2.1 Luminance spectrique de l'écran $\mathcal{E}$

Considérons la figure 6.8. L'éclairement spectrique  $E_{\lambda,p}$  (reçu par la surface d'indice  $p$  du filtre  $\mathcal{F}$  ; cf. paragraphe 6.1.2.1) est induit par la luminance spectrique  $L_\lambda(\vec{x}_\mathcal{E}, \vec{\omega}_\mathcal{E})$  de l'écran  $\mathcal{E}$ .

La relation entre ces grandeurs est explicitée dans cette sous-section, en suivant le parcours inverse de la lumière dans l'instrument : depuis le filtre  $\mathcal{F}$  jusqu'à l'objectif  $\mathcal{O}$  (paragraphe 6.2.1.1), puis de l'objectif  $\mathcal{O}$  jusqu'à l'écran  $\mathcal{E}$  (paragraphe 6.2.1.2).

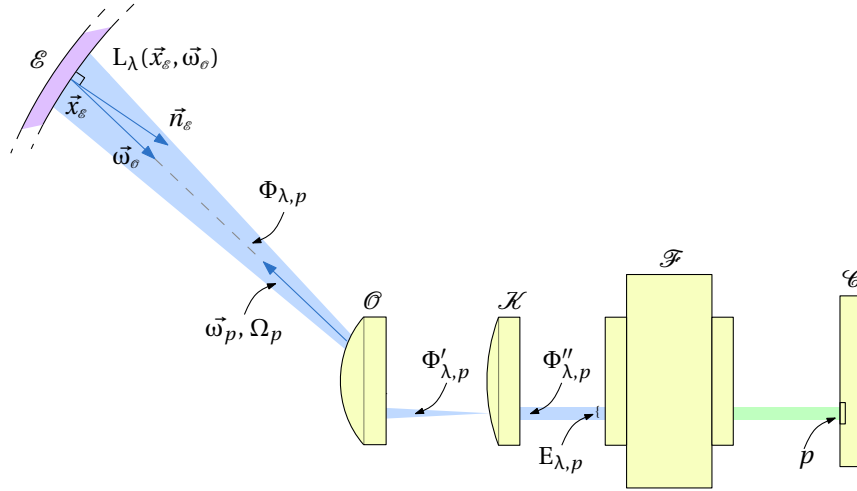
#### 6.2.1.1 Du filtre $\mathcal{F}$ à l'objectif $\mathcal{O}$

L'éclairement spectrique  $E_{\lambda,p}$  est induit par le flux spectrique qui se propage dans un pinceau de lumière perpendiculaire au filtre  $\mathcal{F}$ , noté  $\Phi''_{\lambda,p}$ , tel que :

$$\Phi''_{\lambda,p} = a_p E_{\lambda,p} \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-1}], \quad (6.30)$$

où  $a_p$  est l'aire d'un pel (il est supposé que l'éclairement spectrique  $E_{\lambda,p}$  est uniforme sur la surface du pel).





$\mathcal{E}$ : écran,	$\mathcal{O}$ : objectif <i>fisheye</i> ,
$\mathcal{K}$ : optique adaptation monture C,	$\mathcal{F}$ : filtre,
$\mathcal{C}$ : capteur CCD/caméra,	$p$ : pel indice $p$ ,
$E_{\lambda,p}$ : éclairement spectrique $\mathcal{F}$ ,	$\vec{x}_s$ : position sur $\mathcal{E}$ ,
$\Phi''_{\lambda,p}$ : flux spectrique sur $\mathcal{F}$ ,	$\Omega_p$ : angle solide associé à $p$ ,
$\Phi'_{\lambda,p}$ : flux spectrique sur $\mathcal{K}$ ,	$\vec{\omega}_p$ : direction associée à $p$ ,
$\Phi_{\lambda,p}$ : flux spectrique sur $\mathcal{O}$ ,	$\vec{n}_s$ : normale à $\mathcal{E}$ en $\vec{x}_s$ ,
$L_{\lambda}(\vec{x}_s, \vec{\omega}_s)$ : luminance spectrique $\mathcal{E}$ ,	$\vec{\omega}_s$ : direction $\vec{x}_s \rightarrow \mathcal{O}$ .

Figure 6.8 - Radiométrie de la caméra multispectrale grand angle ( $\mathcal{C}$ ,  $\mathcal{F}$ ,  $\mathcal{O}$ ).

Ce flux spectrique  $\Phi''_{\lambda,p}$  est lié au flux spectrique dans l'image formée par l'objectif  $\mathcal{O}$  sur l'optique  $\mathcal{K}$  d'adaptation monture C (du filtre  $\mathcal{F}$  ; cf. sous-section 5.4.4). Soit noté  $\Phi'_{\lambda,p}$  ce flux spectrique, alors :

$$\Phi'_{\lambda,p} = \frac{\Phi''_{\lambda,p}}{\tau_{\lambda,\mathcal{K}}} \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-1}], \quad (6.31)$$

où  $\tau_{\lambda,\mathcal{K}}$  est la transmittance de l'optique  $\mathcal{K}$  d'adaptation monture C.

L'objectif  $\mathcal{O}$  associe, à la surface d'indice  $p$  du filtre  $\mathcal{F}$ , une direction de l'espace objet, notée  $\vec{\omega}_p$ , et un angle solide autour de cette direction, noté  $\Omega_p$ . Le flux spectrique qui se propage dans l'angle solide  $\Omega_p$  est noté  $\Phi_{\lambda,p}$ , tel que :

$$\Phi_{\lambda,p} = \frac{\Phi'_{\lambda,p}}{\tau_{\lambda,\mathcal{O}}} \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-1}], \quad (6.32)$$

où  $\tau_{\lambda,\mathcal{O}}$  est la transmittance de l'objectif  $\mathcal{O}$ . Il est supposé par la suite que l'objectif  $\mathcal{O}$  et l'optique d'adaptation monture C  $\mathcal{K}$  sont dépourvus d'aberration chromatique.

En conséquence, le flux spectrique  $\Phi_{\lambda,p}$  incident sur l'objectif  $\mathcal{O}$  est lié à l'éclairement spectrique  $E_{\lambda,p}$  reçu par le filtre  $\mathcal{F}$ , linéairement, par la relation :

$$\Phi_{\lambda,p} = \frac{a_p E_{\lambda,p}}{\tau_{\lambda,\mathcal{O}} \tau_{\lambda,\mathcal{K}}} \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-1}]. \quad (6.33)$$

### 6.2.1.2 De l'objectif $\mathcal{O}$ à l'écran $\mathcal{E}$

Soient notées  $\vec{x}_\mathcal{E}$  la position de l'intersection entre la direction  $\vec{\omega}_p$  et l'écran  $\mathcal{E}$ , d'une part, et  $a_\mathcal{E}$  l'aire de la surface de l'écran  $\mathcal{E}$  autour de cette position  $\vec{x}_\mathcal{E}$  qui supporte l'angle solide  $\Omega_p$ , d'autre part.

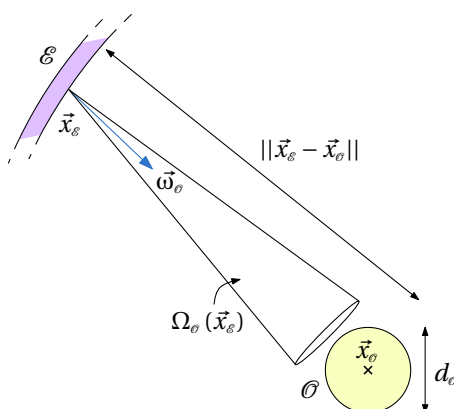
Par définition de la luminance spectrique (cf. paragraphe 1.2.1.3), la luminance spectrique à la position  $\vec{x}_\mathcal{E}$  dans la direction de l'objectif  $\mathcal{O}$ , notée  $\vec{\omega}_\mathcal{O}$  ( $\vec{\omega}_\mathcal{O} = -\vec{\omega}_p$ ), est :

$$L_\lambda(\vec{x}_\mathcal{E}, \vec{\omega}_\mathcal{O}) \approx \frac{\Phi_{\lambda,p}}{a_\mathcal{E} [\vec{\omega}_\mathcal{O} \cdot \vec{n}_\mathcal{E}] \Omega_\mathcal{O}(\vec{x}_\mathcal{E})} \quad [\text{W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}], \quad (6.34)$$

où  $\Omega_\mathcal{O}(\vec{x}_\mathcal{E})$  est l'angle solide que soutient l'objectif  $\mathcal{O}$  à la position  $\vec{x}_\mathcal{E}$  et  $\vec{n}_\mathcal{E}$  la normale à l'écran  $\mathcal{E}$  en cette même position  $\vec{x}_\mathcal{E}$  (l'égalité n'est pas stricte car l'angle solide  $\Omega_\mathcal{O}(\vec{x}_\mathcal{E})$  n'est pas infinitésimal).

Par substitution du flux spectrique  $\Phi_{\lambda,p}$  par sa valeur dans l'équation 6.33, il est obtenu :

$$L_\lambda(\vec{x}_\mathcal{E}, \vec{\omega}_\mathcal{O}) \approx \frac{a_p E_{\lambda,p}}{\tau_{\lambda,\mathcal{O}} \tau_{\lambda,x} a_\mathcal{E} [\vec{\omega}_\mathcal{O} \cdot \vec{n}_\mathcal{E}] \Omega_\mathcal{O}(\vec{x}_\mathcal{E})} \quad [\text{W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}]. \quad (6.35)$$



- |  |  |
|--|--|
| $\mathcal{E}$ : écran,   | $\mathcal{O}$ : objectif <i>fisheye</i> ,  |
| $d_\mathcal{O}$ : diamètre de $\mathcal{O}$ ,  | $\vec{x}_\mathcal{O}$ : centre de $\mathcal{O}$ ,  |
| $\vec{x}_\mathcal{E}$ : position sur $\mathcal{E}$ ,   | $\Omega_\mathcal{O}(\vec{x}_\mathcal{E})$ : angle solide de $\mathcal{O}$ en $\vec{x}_\mathcal{E}$ , |
| $\vec{\omega}_\mathcal{O}$ : direction $\vec{x}_\mathcal{E} \rightarrow \vec{x}_\mathcal{O}$ . |  |

**Figure 6.9** - Angle solide  $\Omega_\mathcal{O}(\vec{x}_\mathcal{E})$  soutenu par l'objectif  $\mathcal{O}$  sur l'écran  $\mathcal{E}$ .

Considérons maintenant la figure 6.9. L'angle solide  $\Omega_\mathcal{O}(\vec{x}_\mathcal{E})$  que soutient l'objectif  $\mathcal{O}$  à la position  $\vec{x}_\mathcal{E}$  peut être estimé en représentant l'objectif  $\mathcal{O}$  par une sphère, de diamètre noté  $d_\mathcal{O}$ . L'angle solide  $\Omega_\mathcal{O}(\vec{x}_\mathcal{E})$  dépend alors du diamètre  $d_\mathcal{O}$  et de la distance qui sépare la position de l'objectif  $\mathcal{O}$ , notée  $\vec{x}_\mathcal{O}$ , de la position  $\vec{x}_\mathcal{E}$ , de sorte que :

$$\Omega_\mathcal{O}(\vec{x}_\mathcal{E}) \approx \frac{d_\mathcal{O}}{\|\vec{x}_\mathcal{E} - \vec{x}_\mathcal{O}\|^2} \quad [\text{sr}]. \quad (6.36)$$

D'autre part, l'angle solide  $\Omega_p$  étant infime (associé à un seul pel; il est estimé plus précisément dans le paragraphe 6.3.1.1 suivant), l'aire  $a_\mathcal{E}$  de la surface de l'écran  $\mathcal{E}$  qui le

supporte est bien approchée par :

$$a_{\mathcal{E}} \approx \frac{\Omega_p \|\vec{x}_{\mathcal{E}} - \vec{x}_{\mathcal{O}}\|^2}{[\vec{\omega}_{\mathcal{O}} \cdot \vec{n}_{\mathcal{E}}]} \quad [\text{m}^2]. \quad (6.37)$$

En conséquence, la luminance spectrique en une position  $\vec{x}_{\mathcal{E}}$  sur l'écran  $\mathcal{E}$  dans la direction  $\vec{\omega}_{\mathcal{O}}$  de l'objectif  $\mathcal{O}$  est :

$$L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{E}}, \vec{\omega}_{\mathcal{O}}) \approx \frac{a_p E_{\lambda,p}}{d_{\mathcal{O}} \Omega_p \tau_{\lambda,\mathcal{O}} \tau_{\lambda,\mathcal{X}}} \quad [\text{W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}]. \quad (6.38)$$

## 6.2.2 Luminance spectrique de l'échantillon $\mathcal{M}$

Dans cette sous-section, cette luminance spectrique  $L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{E}}, \vec{\omega}_{\mathcal{O}})$  est exprimée en fonction de la luminance spectrique incidente à la position  $\vec{x}_{\mathcal{E}}$  (paragraphe 6.2.2.1) ; puis, les contributions à cette luminance spectrique incidente des différents éléments du banc d'acquisition sont décomposées (paragraphe 6.2.2.2) ; cette analyse permet alors d'exprimer la luminance spectrique de l'échantillon  $\mathcal{M}$  (paragraphe 6.2.2.3).

### 6.2.2.1 Luminance spectrique incidente à la position $\vec{x}_{\mathcal{E}}$

D'après l'équation des transferts radiatifs (cf. sous-section 1.3.1), la luminance spectrique  $L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{E}}, \vec{\omega}_r)$ , en une position  $\vec{x}_{\mathcal{E}}$  de l'écran  $\mathcal{E}$  dans une direction  $\vec{\omega}_r$  quelconque, s'exprime en fonction de la luminance spectrique incidente par :

$$L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{E}}, \vec{\omega}_r) = \int_{\Omega^+} f_{r,\mathcal{E}}(\vec{\omega}_{\mathcal{E},i}, \vec{\omega}_r, \lambda) L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{E}}, \vec{\omega}_{\mathcal{E},i}) [\vec{\omega}_{\mathcal{E},i} \cdot \vec{n}_{\mathcal{E}}] d\vec{\omega}_{\mathcal{E},i} \quad [\text{W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}], \quad (6.39)$$

où  $L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{E}}, \vec{\omega}_{\mathcal{E},i})$  est la luminance spectrique incidente à la position  $\vec{x}_{\mathcal{E}}$  et  $f_{r,\mathcal{E}}(\vec{\omega}_{\mathcal{E},i}, \vec{\omega}_r, \lambda)$  la SBRDF de l'écran  $\mathcal{E}$ .

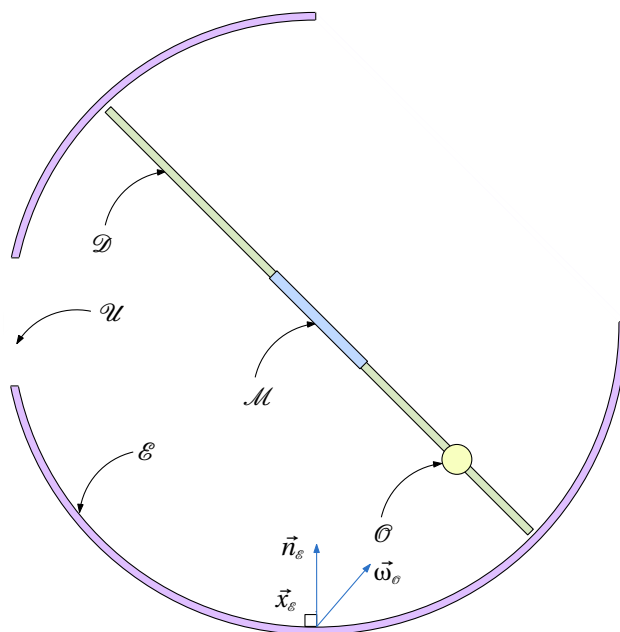
Toutefois, le revêtement lambertien de l'écran  $\mathcal{E}$  simplifie cette relation, d'une part en substituant le facteur  $\frac{\rho_{\lambda,\mathcal{E}}}{\pi}$  à la SBRDF  $f_{r,\mathcal{E}}(\vec{\omega}_{\mathcal{E},i}, \vec{\omega}_r, \lambda)$  (la réflectance lambertienne  $\rho_{\lambda,\mathcal{E}}$  de l'écran  $\mathcal{E}$  est tracée sur la figure 5.8), et d'autre part, en ne faisant plus dépendre la luminance spectrique réfléchie  $L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{E}}, \vec{\omega}_r)$  de la direction de propagation  $\vec{\omega}_r$ . L'équation 6.39 est alors réécrite :

$$L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{E}}) = \frac{\rho_{\lambda,\mathcal{E}}}{\pi} \int_{\Omega^+} L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{E}}, \vec{\omega}_{\mathcal{E},i}) [\vec{\omega}_{\mathcal{E},i} \cdot \vec{n}_{\mathcal{E}}] d\vec{\omega}_{\mathcal{E},i} \quad [\text{W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}]. \quad (6.40)$$

**Note.** La luminance spectrique lambertienne  $L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{E}}, \vec{\omega}_r)$  est une « radiosité spectrique », notée  $J_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$  dans le Système International et  $B(\vec{x}_{\mathcal{E}})$  en synthèse d'images physiquement réalistes. Pour ne pas multiplier les notations, l'écriture « adirectionnelle »  $L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$  est conservée par la suite.

### 6.2.2.2 Contributions lumineuses des composants du banc d'acquisition

Considérons maintenant la figure 6.10. Seuls les composants suivants du banc d'acquisition sont visibles depuis la position  $\vec{x}_{\mathcal{E}}$  : l'ouverture  $\mathcal{U}$ , le disque support  $\mathcal{D}$ , l'objectif  $\mathcal{O}$ , l'échantillon  $\mathcal{M}$ , et l'écran  $\mathcal{E}$  lui-même.



$\mathcal{D}$  : disque support,       $\mathcal{M}$  : échantillon,       $\mathcal{O}$  : objectif *fisheye*,  
 $\mathcal{U}$  : ouverture,       $\mathcal{E}$  : écran,       $\vec{x}_e$  : position sur  $\mathcal{E}$ ,  
 $\vec{n}_e$  : normale à  $\mathcal{E}$  en  $\vec{x}_e$ ,       $\vec{\omega}_e$  : direction  $\vec{x}_e \rightarrow \mathcal{O}$ .

**Figure 6.10** - Décomposition de l'hémisphère  $\Omega^+$  en  $\mathcal{U} \cup \mathcal{D} \cup \mathcal{O} \cup \mathcal{M} \cup \mathcal{E}$ .

Aussi, dans l'équation 6.40, l'hémisphère d'intégration  $\Omega^+$  peut-il être décomposé en cinq sous-ensembles disjoints; des directions depuis la position  $\vec{x}_e$  vers : l'ouverture  $\mathcal{U}$ , le disque support  $\mathcal{D}$ , l'objectif  $\mathcal{O}$ , l'échantillon  $\mathcal{M}$ , et l'écran  $\mathcal{E}$ . L'équation 6.40 est alors réécrite :

$$L_\lambda(\vec{x}_e) = \frac{\rho_{\lambda,e}}{\pi} \int_{\mathcal{U} \cup \mathcal{D} \cup \mathcal{O} \cup \mathcal{M} \cup \mathcal{E}} L_\lambda(\vec{x}_e, \vec{\omega}_{e,i}) [\vec{\omega}_{e,i} \cdot \vec{n}_e] d\omega_{e,i} \quad [\text{W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}]. \quad (6.41)$$

Dans la suite de la paragraphe, les contributions à la luminance spectrique incidente  $L_\lambda(\vec{x}_e)$  :

- de l'ouverture  $\mathcal{U}$  (sous-paragraphe 6.2.2.2.i) ;
- du disque support  $\mathcal{D}$  (sous-paragraphe 6.2.2.2.ii) ;
- de l'objectif  $\mathcal{O}$  (sous-paragraphe 6.2.2.2.iii) ;
- de l'échantillon  $\mathcal{M}$  (sous-paragraphe 6.2.2.2.iv) ;
- et enfin, de l'écran  $\mathcal{E}$  (sous-paragraphe 6.2.2.2.v) ;

sont étudiées individuellement.

**6.2.2.2.i Contribution de l'ouverture  $\mathcal{U}$**  La collimation du faisceau de la source  $\mathcal{L}$  implique qu'aucune lumière issue directement de l'ouverture  $\mathcal{U}$  ne parvient à la position  $\vec{x}_e$ , soit :

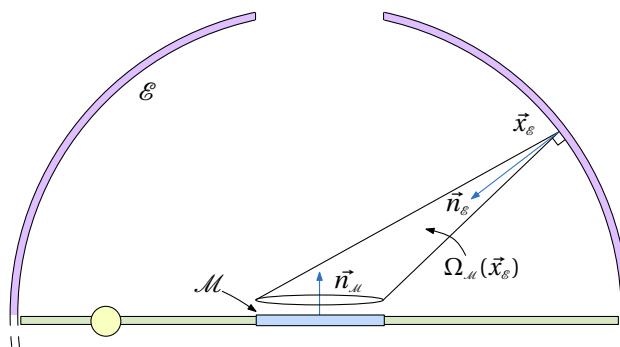
$$L_\lambda(\vec{x}_e, \vec{\omega}_{e,i}) [\vec{\omega}_{e,i} \cdot \vec{n}_e] d\omega_{e,i} = 0 \quad [\text{W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}]. \quad (6.42)$$

**6.2.2.2.ii Contribution du disque support  $\mathcal{D}$**  Pour montrer que la contribution du disque support  $\mathcal{D}$  est négligeable devant celle de l'échantillon  $\mathcal{M}$ , les chemins les plus conservatifs que parcourt la lumière depuis l'ouverture  $\mathcal{U}$  vers l'écran  $\mathcal{E}$ , via l'échantillon  $\mathcal{M}$  ou le disque support  $\mathcal{D}$ , sont comparés.

Dans le cas particulier d'une direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$  normale (d'angle zénithal  $\theta_i = 0$  radian), ces chemins sont  $\mathcal{U} \rightarrow \mathcal{M} \rightarrow \mathcal{E}$  et  $\mathcal{U} \rightarrow \mathcal{M} \rightarrow \mathcal{E} \rightarrow \mathcal{D} \rightarrow \mathcal{E}$ . Ce dernier comporte deux réflexions lambertiennes supplémentaires : sur l'écran  $\mathcal{E}$  (dont la réflectance  $\rho_{\lambda, \mathcal{E}}$  ne dépasse pas 30 %) et sur le disque support  $\mathcal{D}$  (dont la réflectance  $\rho_{\lambda, \mathcal{D}}$  ne dépasse pas quelques pour cent). Aussi, l'apport de ce dernier chemin est-il jugé négligeable.

Dans le cas général de directions d'incidences  $\vec{\omega}_i$  d'angle zénithal  $\theta_i$  différent de 0 radian, des chemins plus directs  $\mathcal{U} \rightarrow \mathcal{D} \rightarrow \mathcal{E}$  existent (une fraction de la surface du disque support  $\mathcal{D}$  est éclairée par le faisceau) mais cette contribution est indépendante de l'échantillon  $\mathcal{M}$ , et peut donc être compensée par l'étalonnage du modèle (la procédure d'étalonnage est détaillée dans la sous-section 6.3.5 suivante).

**6.2.2.2.iii Contribution de l'objectif  $\mathcal{O}$**  Un raisonnement identique montre que le chemin le plus conservatif qui passe par l'objectif  $\mathcal{O}$  est le chemin  $\mathcal{U} \rightarrow \mathcal{M} \rightarrow \mathcal{E} \rightarrow \mathcal{O} \rightarrow \mathcal{E}$ . Comme le chemin  $\mathcal{U} \rightarrow \mathcal{M} \rightarrow \mathcal{E} \rightarrow \mathcal{D} \rightarrow \mathcal{E}$  précédent, il comporte deux réflexions supplémentaires, en revanche, si le revêtement  $\rho_{\lambda, \mathcal{D}}$  du disque support  $\mathcal{D}$  est lambertien et de faible réflectance, les réflexions sur l'objectif  $\mathcal{O}$  sont spéculaires (bien qu'ayant reçu un traitement antireflet). L'incidence de ces reflets est néanmoins limitée par la réflexion lambertienne supplémentaire sur l'écran  $\mathcal{E}$ .



$\mathcal{E}$  : écran,  $\vec{x}_\mathcal{E}$  : position sur  $\mathcal{E}$ ,  
 $\vec{n}_\mathcal{E}$  : normale à  $\mathcal{E}$  en  $\vec{x}_\mathcal{E}$ ,  $\mathcal{M}$  : échantillon,  
 $\vec{n}_\mathcal{M}$  : normale à  $\mathcal{M}$ ,  $\Omega_\mathcal{M}(\vec{x}_\mathcal{E})$  : angle solide de  $\mathcal{M}$  en  $\vec{x}_\mathcal{E}$ .

Figure 6.11 - Géométrie de l'angle solide  $\Omega_\mathcal{M}(\vec{x}_\mathcal{E})$ .

**6.2.2.2.iv Contribution de l'échantillon  $\mathcal{M}$**  La contribution de l'échantillon  $\mathcal{M}$  à la luminance spectrique lambertienne  $L_\lambda(\vec{x}_\mathcal{E})$  de l'écran  $\mathcal{E}$  porte l'information de sa SBRDF.

Considérons la figure 6.11. Soit noté  $\Omega_\mathcal{M}(\vec{x}_\mathcal{E})$  l'angle solide que soutient l'échantillon  $\mathcal{M}$  à la position  $\vec{x}_\mathcal{E}$ . La valeur exacte de l'angle solide  $\Omega_\mathcal{M}(\vec{x}_\mathcal{E})$  est calculée précisément par la suite (dans le paragraphe 6.3.1.3) mais le rapport de un dixième entre les diamètres de

l'échantillon  $\mathcal{M}$  et de l'écran  $\mathcal{E}$  permet déjà de le supposer petit. Aussi :

$$\begin{aligned} \frac{\rho_{\lambda,\mathcal{E}}}{\pi} \int_{\mathcal{M}} L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{E}}, \vec{\omega}_{\mathcal{E},i}) [\vec{\omega}_{\mathcal{E},i} \cdot \vec{n}_{\mathcal{E}}] d\vec{\omega}_{\mathcal{E},i} &\approx \frac{\rho_{\lambda,\mathcal{E}}}{\pi} L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{M}}, \vec{\omega}_{\mathcal{E}}) [-\vec{\omega}_{\mathcal{E}} \cdot \vec{n}_{\mathcal{E}}] \Omega_{\mathcal{M}}(\vec{x}_{\mathcal{E}}) \\ &\approx \frac{\rho_{\lambda,\mathcal{E}}}{\pi} L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{M}}, \vec{\omega}_{\mathcal{E}}) \Omega_{\mathcal{M}}(\vec{x}_{\mathcal{E}}) \quad [\text{W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}], \end{aligned} \quad (6.43)$$

où  $\vec{x}_{\mathcal{M}}$  est la position du centre de l'échantillon  $\mathcal{M}$  et  $\vec{\omega}_{\mathcal{E}}$  la direction de  $\vec{x}_{\mathcal{M}}$  à  $\vec{x}_{\mathcal{E}}$ .

**6.2.2.2.v Contribution de l'écran  $\mathcal{E}$**  Le chemin  $\mathcal{U} \rightarrow \mathcal{M} \rightarrow \mathcal{E} \rightarrow \mathcal{E}$  comprend une interréflexion sur l'écran  $\mathcal{E}$ . Comme discuté précédemment, la réflectance  $\rho_{\lambda,\mathcal{E}}$ , tracée sur la figure 5.8, est de l'ordre de 30 %. La contribution de ces chemins n'est donc pas négligeable : elle constitue une forme de bruit appelé « interréflexions ». Un algorithme original pour sa compensation est proposé dans la sous-section 6.3.2 suivante.

### 6.2.2.3 Luminance spectrique de l'échantillon $\mathcal{M}$

D'après la discussion des sous-paragraphes précédents, l'équation 6.41 est réécrite :

$$L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{E}}) \approx \frac{\rho_{\lambda,\mathcal{E}}}{\pi} \left[ L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{M}}, \vec{\omega}_{\mathcal{E}}) \Omega_{\mathcal{M}}(\vec{x}_{\mathcal{E}}) + \int_{\mathcal{E}} L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{E}}, \vec{\omega}_{\mathcal{E},i}) [\vec{\omega}_{\mathcal{E},i} \cdot \vec{n}_{\mathcal{E}}] d\vec{\omega}_{\mathcal{E},i} \right] [\text{W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}]. \quad (6.44)$$

Ainsi, la luminance spectrique de l'échantillon  $\mathcal{M}$  s'exprime :

$$L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{M}}, \vec{\omega}_{\mathcal{E}}) \approx \frac{\pi L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{E}}) - \rho_{\lambda,\mathcal{E}} \int_{\mathcal{E}} L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{E}}, \vec{\omega}_{\mathcal{E},i}) [\vec{\omega}_{\mathcal{E},i} \cdot \vec{n}_{\mathcal{E}}] d\vec{\omega}_{\mathcal{E},i}}{\rho_{\lambda,\mathcal{E}} \Omega_{\mathcal{M}}(\vec{x}_{\mathcal{E}})} \quad [\text{W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}], \quad (6.45)$$

où  $\vec{x}_{\mathcal{M}}$  est le centre de l'échantillon  $\mathcal{M}$  et  $\vec{\omega}_{\mathcal{E}}$  la direction de la position  $\vec{x}_{\mathcal{M}}$  à la position  $\vec{x}_{\mathcal{E}}$ .

### 6.2.3 Expression de la SBRDF de l'échantillon $\mathcal{M}$

La définition de la SBRDF (cf. sous-section 3.2.1) est :

$$f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda) = \frac{dL_{\lambda}(\vec{x}, \vec{\omega}_r)}{L_{\lambda}(\vec{x}, \vec{\omega}_i) [\vec{\omega}_i \cdot \vec{n}] d\vec{\omega}_i} \quad [\text{sr}^{-1}]. \quad (6.46)$$

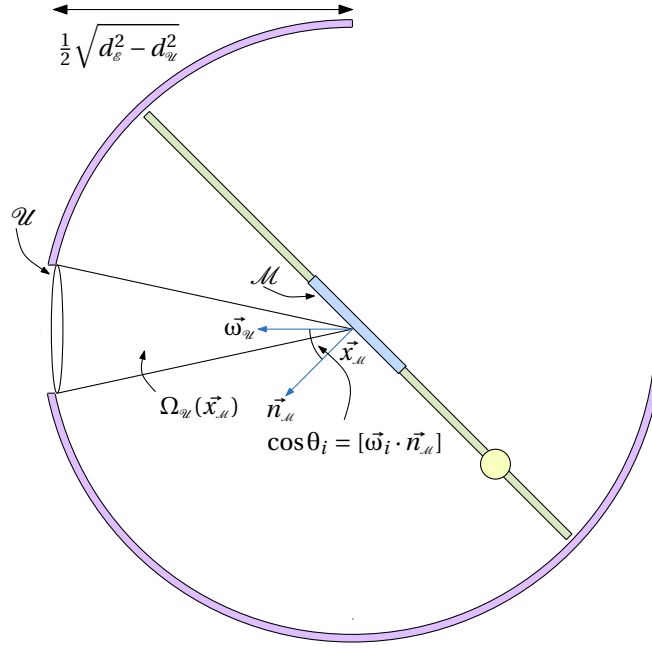
Considérons la figure 6.12. Soit noté  $\Omega_{\mathcal{U}}(\vec{x}_{\mathcal{M}})$  l'angle solide soutenu par l'ouverture  $\mathcal{U}$ , de diamètre noté  $d_{\mathcal{U}}$ , au centre de l'échantillon  $\mathcal{M}$ , de diamètre noté  $d_{\mathcal{M}} = d_{\mathcal{U}}$ . Alors :

$$f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda) = \lim_{\frac{d_{\mathcal{M}}}{d_{\mathcal{E}}} \rightarrow 0} \frac{L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{M}}, \vec{\omega}_{\mathcal{E}})}{L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{M}}, \vec{\omega}_{\mathcal{U}}) [\vec{\omega}_{\mathcal{U}} \cdot \vec{n}_{\mathcal{U}}] \Omega_{\mathcal{U}}(\vec{x}_{\mathcal{M}})} \quad [\text{sr}^{-1}], \quad (6.47)$$

où  $d_{\mathcal{E}}$  est le diamètre de l'écran  $\mathcal{E}$  et  $\vec{x}_{\mathcal{M}}$  la position du centre de l'échantillon  $\mathcal{M}$ .

Or, comme, d'une part, le rapport  $\frac{d_{\mathcal{M}}}{d_{\mathcal{E}}}$  est de un dixième, et que d'autre part, l'angle solide  $\Omega_{\mathcal{U}}(\vec{x}_{\mathcal{M}})$  est bien approché par  $\frac{\pi d_{\mathcal{U}}^2}{d_{\mathcal{E}}^2 - d_{\mathcal{U}}^2}$  (d'après la figure 6.12), la limite précédente est approximée par :

$$f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda) \approx \frac{(d_{\mathcal{E}}^2 - d_{\mathcal{U}}^2) L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{M}}, \vec{\omega}_{\mathcal{E}})}{\pi d_{\mathcal{U}}^2 L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{M}}, \vec{\omega}_{\mathcal{U}}) [\vec{\omega}_{\mathcal{U}} \cdot \vec{n}_{\mathcal{U}}]} \quad [\text{sr}^{-1}], \quad (6.48)$$



- |   |  |   |  |
|---|--|---|--|
| $\mathcal{M}$   | : échantillon,   | $\vec{n}_{\mathcal{M}}$                       | : normale à $\mathcal{M}$ ,                                    |
| $\vec{x}_{\mathcal{M}}$                                   | : centre de $\mathcal{M}$ ,  | $\mathcal{U}$                                 | : ouverture de la source,                                      |
| $\frac{1}{2}\sqrt{d_{\varepsilon}^2 - d_{\mathcal{M}}^2}$ | : distance centre $\mathcal{U}$ à $\vec{x}_{\mathcal{M}}$  | $\Omega_{\mathcal{M}}(\vec{x}_{\mathcal{M}})$ | : angle solide de $\mathcal{U}$ en $\vec{x}_{\mathcal{M}}$ ,   |
| $\theta_i$  | : angle moteur $\mathcal{A}_2$ (arccos $[\vec{\omega}_{\mathcal{M}} \cdot \vec{n}_{\mathcal{M}}]$ ), | $\vec{\omega}_{\mathcal{M}}$                  | : direction de $\Omega_{\mathcal{M}}(\vec{x}_{\mathcal{M}})$ . |

Figure 6.12 - Géométrie de l'angle solide  $\Omega_{\mathcal{M}}(\vec{x}_{\mathcal{M}})$ .

Enfin, par substitution de la luminance spectrique  $L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{M}}, \vec{\omega}_{\varepsilon})$  de l'échantillon  $\mathcal{M}$  par sa valeur dans l'équation 6.45, il est obtenu :

$$f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda) \approx \frac{\left( \pi L_{\lambda}(\vec{x}_{\varepsilon}) - \rho_{\lambda, \varepsilon} \int_{\mathcal{E}} L_{\lambda}(\vec{x}_{\varepsilon}, \vec{\omega}_{\varepsilon, i}) [\vec{\omega}_{\varepsilon, i} \cdot \vec{n}_{\varepsilon}] d\omega_{\varepsilon, i} \right) (d_{\varepsilon}^2 - d_{\mathcal{M}}^2)}{\pi d_{\mathcal{M}}^2 \rho_{\lambda, \varepsilon} L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{M}}, \vec{\omega}_{\mathcal{M}}) [\vec{\omega}_{\mathcal{M}} \cdot \vec{n}_{\mathcal{M}}] \Omega_{\mathcal{M}}(\vec{x}_{\varepsilon})} \quad [\text{sr}^{-1}], \quad (6.49)$$

où la luminance spectrique lambertienne  $L_{\lambda}(\vec{x}_{\varepsilon})$  de l'écran  $\mathcal{E}$  a été évaluée dans l'équation 6.38 par :

$$L_{\lambda}(\vec{x}_{\varepsilon}) \approx \frac{a_p E_{\lambda, p}}{d_{\sigma} \Omega_p \tau_{\lambda, \sigma} \tau_{\lambda, \kappa}} \quad [\text{W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}],$$

en fonction de l'éclairement spectrique  $E_{\lambda, p}$  sur la surface du filtre  $\mathcal{F}$ , retrouvé au gain  $k_{\varepsilon}$  près par l'algorithme de normalisation par l'intégrale (cf. sous-section 6.1).

Ces deux relations constituent l'équation de mesure de l'instrument. La section suivante s'attache à sa résolution numérique.

### 6.3 Résolution et étalonnage du modèle

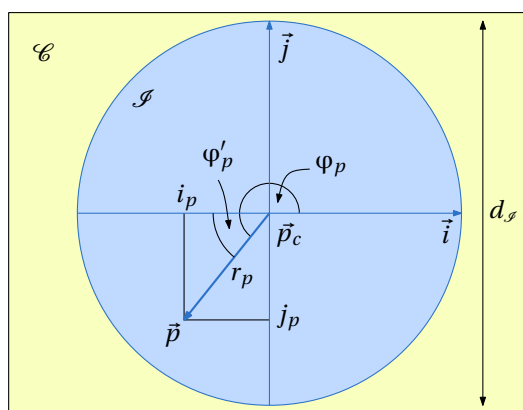
La résolution numérique et l'étalonnage de ce modèle sont donc explicités dans cette section.

Pour cela, les différents termes des équations 6.38 et 6.49 sont d'abord calculés (sous-section 6.3.1) ; puis, un algorithme pour le calcul de l'intégrale de l'équation 6.38, qui représente les interrélflexions dans l'écran  $\mathcal{E}$ , est présenté (sous-section 6.3.2) ; il se fonde sur la subdivision de l'hémisphère  $\Omega^+$  « en igloo » (sous-section 6.3.3), d'une part ; et d'autre part, sur la discrétisation de la luminance spectrique lambertienne  $L_\lambda(\vec{x}_\mathcal{E})$  de l'écran  $\mathcal{E}$  (sous-section 6.3.4) ; enfin, l'étalonnage avec une mesure de référence de Spectralon est discuté (sous-section 6.3.5).

### 6.3.1 Résolution numérique des termes du modèle

Les inconnues des équations 6.38 et 6.49 suivantes sont résolues dans cette sous-section : l'angle solide  $\Omega_p$  et la direction  $\vec{\omega}_p$  associés au pixel d'indice  $p$  (paragraphe 6.3.1.1) ; la position  $\vec{x}_\mathcal{E}$  de l'intersection entre la direction  $\vec{\omega}_p$  et l'écran  $\mathcal{E}$  (paragraphe 6.3.1.2) ; et enfin, l'angle solide  $\Omega_\mathcal{M}(\vec{x}_\mathcal{E})$  que soutient l'échantillon  $\mathcal{M}$  à la position  $\vec{x}_\mathcal{E}$  (paragraphe 6.3.1.3).

#### 6.3.1.1 Angle solide $\Omega_p$ et direction $\vec{\omega}_p$ associés à un pixel d'indice $p$



- |  |  |
|--|--|
| $\mathcal{C}$ : capteur/caméra,              | $\mathcal{I}$ : image formée sur $\mathcal{C}$ , |
| $d_s$ : diamètre de $\mathcal{I}$ ,          | $\vec{p}_c$ : point principal,                   |
| $(\vec{i}, \vec{j})$ : repère image,         | $\vec{p}$ : pel $p$ associé à $\vec{\omega}_p$ , |
| $(i_p, j_p)$ : coordonnées de $\vec{p}$ ,    | $\varphi_p$ : azimut de $\vec{p}$ ,              |
| $r_p$ : distance $\ \vec{p} - \vec{p}_c\ $ . |  |

**Figure 6.13** - Relation entre l'indice  $p$  d'un pixel et la direction  $\vec{\omega}_p$ .

Le pixel d'indice  $p$  est donc associé à une direction  $\vec{\omega}_p$  de l'espace objet et à un angle solide  $\Omega_p$  autour de cette direction (cf. paragraphe 6.2.1.1). L'estimation de la direction  $\vec{\omega}_p$  est appelée « calibrage géométrique » ; celle de l'angle solide  $\Omega_p$  « calibrage radiométrique ».

**Calibrage radiométrique de l'angle solide  $\Omega_p$ .** L'objectif *fisheye*  $\mathcal{O}$  a été choisi pour ses propriétés de faible vignettage (cf. sous-section 5.4.3). Pour le calibrage radiométrique, il est supposé que tous les pixels sont associés au même angle solide normalisé, simplement noté  $\Omega_p$ .



Cet angle solide  $\Omega_p$  est estimé comme le rapport entre l'angle solide de champ total de l'objectif  $\mathcal{O}$ , noté  $\Omega_t$ , et le nombre de pixels dans l'image discoïdale formée par l'objectif  $\mathcal{O}$  sur le capteur imageant. Sur la figure 6.13, cette image discoïdale est notée  $\mathcal{S}$ .

L'angle solide de champ total  $\Omega_t$  est :

$$\begin{aligned}\Omega_t &= \int_0^{\frac{\alpha_t}{2}} \int_0^{2\pi} \sin\theta \, d\varphi \, d\theta, \\ &\approx 2,087\pi \quad [\text{sr}],\end{aligned}\tag{6.50}$$

où  $\alpha_t = 185\frac{2\pi}{360}$  radians est l'angle de champ de l'objectif  $\mathcal{O}$  (cf. sous-section 5.4.3).

Le nombre de pixels dans l'image discoïdale  $\mathcal{S}$ , noté  $n_p$ , a été déterminé par segmentation à  $n_p \approx 395\,903$  pixels, soit pour l'angle solide  $\Omega_p$  :

$$\begin{aligned}\Omega_p &= \frac{\Omega_t}{n_p} \\ &\approx 1,656 \cdot 10^{-5} \quad [\text{sr} \cdot \text{pixel}^{-1}].\end{aligned}\tag{6.51}$$

**Note.** L'unité [pixel] correspond à l'aire d'un pixel (et l'unité [pixel<sup>1/2</sup>], à la longueur du côté d'un pixel de géométrie carrée).

**Calibrage géométrique de la direction  $\vec{\omega}_p$ .** Le calibrage géométrique de la direction  $\vec{\omega}_p$  repose sur la loi de projection équidistante  $r_p = f \theta_p$  de l'objectif *fisheye*  $\mathcal{O}$  (cf. sous-section 5.4.3). Pour le décrire, soient notées  $(\theta_p, \varphi_p, 1)$  les coordonnées sphériques de la direction  $\vec{\omega}_p$ .

Reconsidérons alors la figure 6.13. Le pixel d'indice  $p$  est identifié par le vecteur  $\vec{p}$ , de coordonnées cartésiennes notées  $(i_p, j_p)$ . Le long d'un diamètre de l'image discoïdale  $\mathcal{S}$ , noté  $d_{\mathcal{S}}$ , la composante zénithale  $\theta_p$  varie d'une amplitude égale à l'angle de champ  $\alpha_t$ , linéairement. Or, le diamètre  $d_{\mathcal{S}}$  est tel que :

$$\begin{aligned}d_{\mathcal{S}} &= 2 \frac{\sqrt{n_p}}{\sqrt{\pi}} \\ &\approx 710 \quad [\text{pixel}^{\frac{1}{2}}].\end{aligned}\tag{6.52}$$

La variation de la composante zénithale  $\theta_p$  par unité de pixel est donc :

$$f = \frac{d_{\mathcal{S}}}{\alpha_t \frac{2\pi}{360}} \quad [\text{pixel}^{\frac{1}{2}} \cdot \text{rad}^{-1}].\tag{6.53}$$

Soit notée  $r_p$  la distance qui sépare la position  $\vec{p}$  du point principal  $\vec{p}_c$ , telle que :

$$r_p = \sqrt{i_p^2 + j_p^2} \quad [\text{pixel}^{\frac{1}{2}}].\tag{6.54}$$

La composante zénithale  $\theta_p$  est alors :

$$\begin{aligned}\theta_p &= \frac{r_p}{f} \\ &= \frac{\pi^{\frac{3}{2}} \alpha_t \sqrt{i_p^2 + j_p^2}}{360 \sqrt{n_p}} \quad [\text{rad}].\end{aligned}\tag{6.55}$$

La composante azimutale  $\varphi_p$  est estimée en considérant d'abord l'angle noté  $\varphi'_p$  sur la figure 6.13, tel que  $\varphi'_p = \arctan \frac{j_p}{i_p}$ . L'angle  $\varphi_p$  est alors retrouvé la fonction C standard  $\text{atan2}(y, x)$ , équivalente à l'arctangente de  $\frac{y}{x}$ , hormis que les signes de  $x$  et de  $y$  sont utilisés pour retrouver le quadrant de l'angle.

Finalement, la direction  $\vec{\omega}_p$  est alors donnée par :

$$\begin{pmatrix} \theta_p \\ \varphi_p \\ r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\pi^{\frac{3}{2}} \alpha_t \sqrt{i_p^2 + j_p^2}}{360 \sqrt{n_p}} \\ \text{atan2}(j_p, i_p) \\ 1 \end{pmatrix} \quad (6.56)$$

**Bilan du calibrage.** Les procédures de calibrages radiométrique et géométrique restent assez simples. Une première amélioration pourrait consister à ajouter au modèle un paramètre d'obliquité (*skew*), qui prendrait en compte la non orthogonalité de l'axe optique par rapport au capteur  $\mathcal{C}$ . Dans ce cas, l'image  $\mathcal{I}$  n'est plus discoïdale mais ellipsoïdale. La caméra multispectrale grand angle ( $\mathcal{C}$ ,  $\mathcal{F}$ ,  $\mathcal{O}$ ) n'ayant pas été assemblée par des professionnels (...), il serait intéressant de représenter ce phénomène.

### 6.3.1.2 Intersection $\vec{x}_\varepsilon$ entre la direction $\vec{\omega}_p$ et l'écran $\mathcal{E}$

Dans ce paragraphe, la position  $\vec{x}_\varepsilon$  de l'intersection entre la direction  $\vec{\omega}_p$  (associée au pixel d'indice  $p$ ) et l'écran  $\mathcal{E}$  est résolue par un calcul d'intersection rayon-hémisphère.

**Cas général.** Soit un repère orthonormé  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$  placé au centre de l'échantillon  $\mathcal{M}$ , d'axe  $\vec{z}$  aligné avec sa normale  $\vec{n}_\mathcal{M}$ . Soit notée  $\vec{x}_\varepsilon$  la position de l'objectif  $\mathcal{O}$  dans ce repère. Soient enfin les expressions en coordonnées cartésiennes de la direction  $\vec{\omega}_p$  et des positions  $\vec{x}_\varepsilon$  et  $\vec{x}_\varepsilon$  suivantes :

$$\vec{\omega}_p \begin{pmatrix} \omega_{p,x} \\ \omega_{p,y} \\ \omega_{p,z} \end{pmatrix}, \quad \vec{x}_\varepsilon \begin{pmatrix} x_{\varepsilon,x} \\ x_{\varepsilon,y} \\ x_{\varepsilon,z} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{x}_\varepsilon \begin{pmatrix} x_{\varepsilon,x} \\ x_{\varepsilon,y} \\ x_{\varepsilon,z} \end{pmatrix}. \quad (6.57)$$

Alors, la position  $\vec{x}_\varepsilon$  vérifie le système suivant :

$$\begin{cases} \vec{x}_\varepsilon = \vec{x}_\varepsilon + t \vec{\omega}_p \\ d_\varepsilon^2 = 4(x_{\varepsilon,x}^2 + x_{\varepsilon,y}^2 + x_{\varepsilon,z}^2) & (\vec{x}_\varepsilon \text{ appartient à l'écran } \mathcal{E}) \\ \frac{d_\varepsilon}{2} > \|\vec{x}_\varepsilon\| & (\text{l'objectif } \mathcal{O} \text{ est à l'intérieur de l'écran } \mathcal{E}) \\ t > 0 & (\text{intersection dans le sens de la direction } \vec{\omega}_p) \end{cases} \quad (6.58)$$

où  $t$  est l'inconnue.

Par substitution de la première équation dans la seconde, il est obtenu :

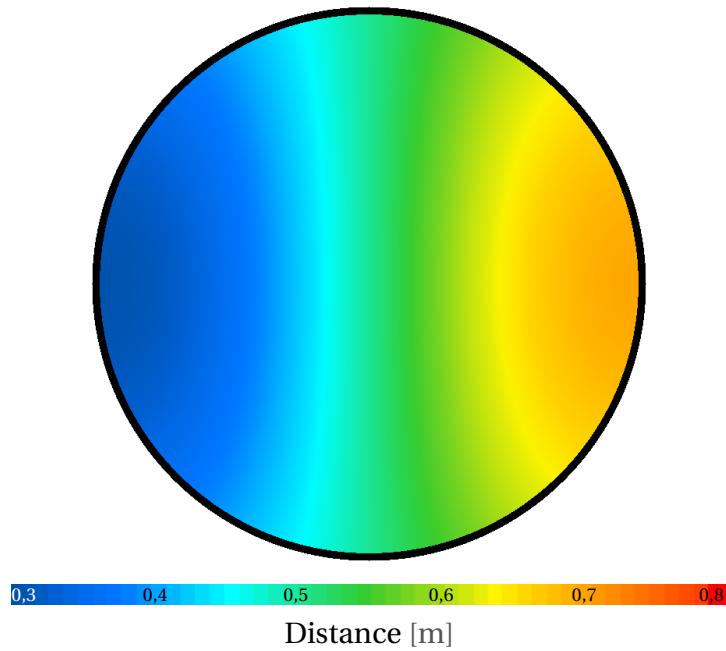
$$\begin{aligned} 0 &= 4 \left[ (x_{\varepsilon,x} + t \omega_{p,x})^2 + (x_{\varepsilon,y} + t \omega_{p,y})^2 + (x_{\varepsilon,z} + t \omega_{p,z})^2 \right] - d_\varepsilon^2 \\ &= t^2 + 2(x_{\varepsilon,x} \omega_{p,x} + x_{\varepsilon,y} \omega_{p,y} + x_{\varepsilon,z} \omega_{p,z}) t + x_{\varepsilon,x}^2 + x_{\varepsilon,y}^2 + x_{\varepsilon,z}^2 - \frac{d_\varepsilon^2}{4}. \end{aligned} \quad (6.59)$$

Le déterminant de cette équation est :

$$\Delta = 4(x_{\sigma,x}\omega_{p,x} + x_{\sigma,y}\omega_{p,y} + x_{\sigma,z}\omega_{p,z})^2 - 4(x_{\sigma,x}^2 + x_{\sigma,y}^2 + x_{\sigma,z}^2) + d_{\sigma}^2, \quad (6.60)$$

Par conservation de la seule racine positive, d'après la quatrième équation, il est finalement obtenu :

$$t = \frac{1}{4} \left[ 4d_{\sigma}^2 + \frac{x_{\sigma,x}x_{\sigma,y}\omega_{p,x}\omega_{p,y} + x_{\sigma,x}x_{\sigma,z}\omega_{p,x}\omega_{p,z} + x_{\sigma,y}x_{\sigma,z}\omega_{p,y}\omega_{p,z}}{2} - 4 \left( x_{\sigma,x}^2 (\omega_{p,y}^2 + \omega_{p,z}^2) + x_{\sigma,y}^2 (\omega_{p,x}^2 + \omega_{p,z}^2) + x_{\sigma,z}^2 (\omega_{p,x}^2 + \omega_{p,y}^2) \right) \right]^{\frac{1}{2}} - (x_{\sigma,x}\omega_{p,x} + x_{\sigma,y}\omega_{p,y} + x_{\sigma,z}\omega_{p,z}). \quad (6.61)$$



**Figure 6.14** - Distance de  $\vec{x}_c$  à  $\vec{x}_s$ , en fonction de l'indice  $p$ , avec  $\varphi_i = 0$  radian.

**Prise en compte de la rotation de l'échantillon  $\mathcal{M}$  par le moteur  $\mathcal{A}_1$ .** Les axes du repère  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$  sont en pratique orientés de sorte que l'objectif  $\mathcal{O}$  ait pour coordonnées initiales  $(d_{\sigma}, 0, 0)$ , où  $d_{\sigma}$  est la distance qui sépare l'objectif  $\mathcal{O}$  du centre de l'échantillon  $\mathcal{M}$ . La rotation d'angle  $\varphi_i$  de l'échantillon par le moteur  $\mathcal{A}_1$  transforme la position  $\vec{x}_{\sigma}$  de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} \cos \varphi_i & \sin \varphi_i & 0 \\ -\sin \varphi_i & \cos \varphi_i & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d_{\sigma} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_{\sigma} \cos \varphi_i \\ -d_{\sigma} \sin \varphi_i \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (6.62)$$

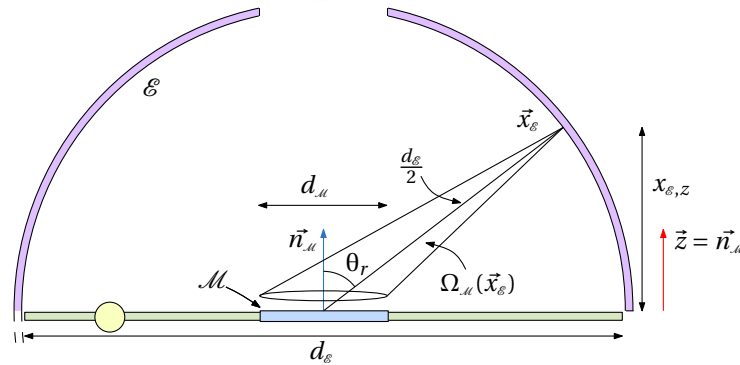
Avec cette rotation, la racine  $t$  s'exprime :

$$t = \frac{1}{4} \left[ 4d_{\sigma}^2 (\omega_{p,x}^2 \sin^2 \varphi_i + \omega_{p,y}^2 \cos^2 \varphi_i + \omega_{p,z}^2) - \frac{d_{\sigma}^2 \omega_{p,x} \omega_{p,y} \cos \varphi_i \sin \varphi_i}{2} + 4d_{\sigma}^2 \right]^{\frac{1}{2}} - d_{\sigma} (\omega_{p,x} \cos \varphi_i - \omega_{p,y} \sin \varphi_i), \quad (6.63)$$

La figure 6.14 est un tracé de la distance qui sépare la position  $\vec{x}_{\sigma}$  de la position  $\vec{x}_s$ , en fonction de l'indice  $p$  d'un pixel, pour une direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$  d'azimut  $\varphi_i = 0$  radian.

### 6.3.1.3 Angle solide $\Omega_{\mathcal{M}}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$ soutenu par l'échantillon $\mathcal{M}$ à la position $\vec{x}_{\mathcal{E}}$

L'angle solide  $\Omega_{\mathcal{M}}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$  soutenu par l'échantillon  $\mathcal{M}$  à la position  $\vec{x}_{\mathcal{E}}$  sur l'écran  $\mathcal{E}$  est calculé dans ce paragraphe. Pour simplifier sa résolution numérique, un angle solide approché, noté  $\Omega_{\mathcal{M},\approx}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$ , est toutefois d'abord estimé ; il est ensuite montré qu'il constitue une bonne approximation de l'angle solide exact  $\Omega_{\mathcal{M}}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$ .



$\mathcal{M}$  : échantillon,  $d_{\mathcal{M}}$  : diamètre de  $\mathcal{M}$ ,  $\vec{x}_{\mathcal{M}}$  : centre de  $\mathcal{M}$ ,  
 $\vec{n}_{\mathcal{M}}$  : normale à  $\mathcal{M}$ ,  $\mathcal{E}$  : écran,  $\vec{x}_{\mathcal{E}}$  : position sur  $\mathcal{E}$ ,  
 $x_{\mathcal{E},z}$  : altitude de  $\vec{x}_{\mathcal{E}}$ ,  $d_{\mathcal{E}}$  : diamètre de  $\mathcal{E}$ ,  $\Omega_{\mathcal{M}}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$  : angle solide de  $\mathcal{M}$  en  $\vec{x}_{\mathcal{E}}$ .

Figure 6.15 - Géométrie pour le calcul de l'angle solide approché  $\Omega_{\mathcal{M},\approx}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$ .

**Angle solide approché  $\Omega_{\mathcal{M},\approx}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$ .** Considérons la figure 6.15. La valeur approchée  $\Omega_{\mathcal{M},\approx}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$  de l'angle solide exact  $\Omega_{\mathcal{M}}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$  est donnée par :

$$\Omega_{\mathcal{M},\approx}(\vec{x}_{\mathcal{E}}) = \frac{a_{\mathcal{M}} \cos \theta_r}{\|\vec{x}_{\mathcal{E}} - \vec{x}_{\mathcal{M}}\|^2}, \quad (6.64)$$

où  $a_{\mathcal{M}}$  est l'aire de l'échantillon  $\mathcal{M}$  et  $\theta_r$  l'angle que forme la direction de la position  $\vec{x}_{\mathcal{M}}$  à la position  $\vec{x}_{\mathcal{E}}$  avec la normale  $\vec{n}_{\mathcal{M}}$ . Cette aire  $a_{\mathcal{M}}$  est telle que :

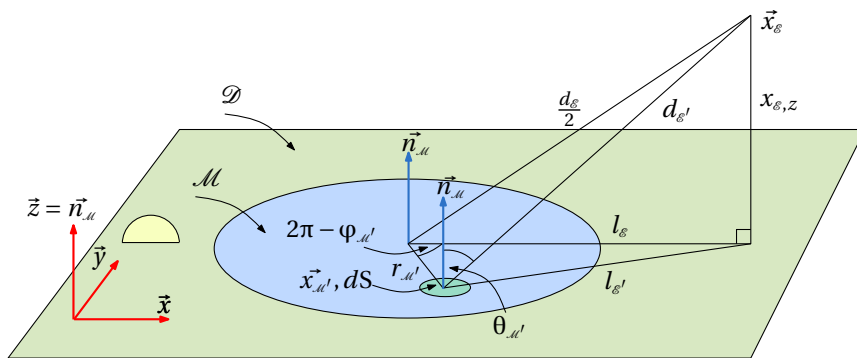
$$a_{\mathcal{M}} = \pi \frac{d_{\mathcal{M}}^2}{4} \quad [\text{m}^2], \quad (6.65)$$

D'autre part, l'angle  $\theta_r$  est tel que :

$$\begin{aligned} \cos \theta_r &= \frac{[(\vec{x}_{\mathcal{E}} - \vec{x}_{\mathcal{M}}) \cdot \vec{n}_{\mathcal{M}}]}{\|\vec{x}_{\mathcal{E}} - \vec{x}_{\mathcal{M}}\|} \\ &= \frac{2x_{\mathcal{E},z}}{d_{\mathcal{E}}} \quad [1]. \end{aligned} \quad (6.66)$$

où  $x_{\mathcal{E},z}$  est l'altitude de la position  $\vec{x}_{\mathcal{E}}$ . L'angle solide approché  $\Omega_{\mathcal{M},\approx}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$  s'exprime alors :

$$\Omega_{\mathcal{M},\approx}(\vec{x}_{\mathcal{E}}) = 2\pi \frac{x_{\mathcal{E},z} d_{\mathcal{M}}^2}{d_{\mathcal{E}}^3} \quad [\text{sr}]. \quad (6.67)$$



$\mathcal{M}$  : échantillon,  $\vec{x}_{\mathcal{M}}$  : centre de  $\mathcal{M}$ ,  $\vec{x}_{\mathcal{M}'}$  : position sur  $\mathcal{M}$ ,  
 $\mathcal{E}$  : écran,  $\vec{x}_{\mathcal{E}}$  : position sur  $\mathcal{E}$ ,  $d_{\mathcal{E}}$  : distance de  $\vec{x}_{\mathcal{M}'}$  à  $\vec{x}_{\mathcal{E}}$ ,  
 $\mathcal{D}$  : disque support,  $l_{\mathcal{E}}$  :  $\frac{d_{\mathcal{E}}}{2}$  projetée sur  $\mathcal{D}$ ,  $l_{\mathcal{E}'}$  :  $d_{\mathcal{E}'}$  projetée sur  $\mathcal{D}$ ,  
 $x_{\mathcal{E},z}$  : altitude de  $\vec{x}_{\mathcal{E}}$ ,  $(r_{\mathcal{M}'}, \varphi_{\mathcal{M}'})$  : coordonnées polaires de  $\vec{x}_{\mathcal{M}'}$ .

Figure 6.16 - Géométrie pour le calcul de l'angle solide exact  $\Omega_{\mathcal{M}}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$ .

**Angle solide exact  $\Omega_{\mathcal{M}}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$ .** Considérons la figure 6.16. La valeur exacte de l'angle solide  $\Omega_{\mathcal{M}}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$  est obtenue par intégration, sur la surface de l'échantillon  $\mathcal{M}$ , des angles solides élémentaires que soutiennent, à la position  $\vec{x}_{\mathcal{E}}$ , les surfaces élémentaires sur l'échantillon  $\mathcal{M}$ .

L'angle solide élémentaire, noté  $d\Omega$ , soutenu à la position  $\vec{x}_{\mathcal{E}}$  par une surface élémentaire, notée  $dS$ , autour d'une position quelconque sur l'échantillon  $\mathcal{M}$ , notée  $\vec{x}_{\mathcal{M}'}$ , est :

$$d\Omega = \frac{\cos\theta_{\mathcal{M}'}}{d_{\mathcal{E}'}^2} dS \quad [\text{sr}], \quad (6.68)$$

Or, d'après la figure 6.16 :

$$\begin{aligned} d\Omega &= \frac{x_{\mathcal{E},z}}{d_{\mathcal{E}'}^3} dS \\ &= \frac{x_{\mathcal{E},z}}{(l_{\mathcal{E}'}^2 + x_{\mathcal{E},z}^2)^{\frac{3}{2}}} dS \quad [\text{sr}]. \end{aligned} \quad (6.69)$$

Soit un repère orthonormé  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$  placé au centre de l'échantillon  $\mathcal{M}$ , d'axe  $\vec{z}$  aligné avec sa normale  $\vec{n}_{\mathcal{M}}$ . Dans ce repère, les coordonnées polaires de la position  $\vec{x}_{\mathcal{M}'}$  sont notées  $(r_{\mathcal{M}'}, \varphi_{\mathcal{M}'})$ . La surface élémentaire  $dS$  s'exprime alors  $dS = r_{\mathcal{M}'} d\varphi_{\mathcal{M}'} dr_{\mathcal{M}'}$ . Ainsi :

$$d\Omega = \frac{x_{\mathcal{E},z}}{(l_{\mathcal{E}'}^2 + x_{\mathcal{E},z}^2)^{\frac{3}{2}}} r_{\mathcal{M}'} d\varphi_{\mathcal{M}'} dr_{\mathcal{M}'} \quad [\text{sr}]. \quad (6.70)$$

Or, d'après le théorème d'al-Kashi<sup>5</sup> dans le triangle  $(l_{\mathcal{E}'}, l_{\mathcal{E}}, r_{\mathcal{M}'})$  :

$$l_{\mathcal{E}'}^2 = r_{\mathcal{M}'}^2 + l_{\mathcal{E}}^2 - 2r_{\mathcal{M}'} l_{\mathcal{E}} \cos\varphi_{\mathcal{M}'} \quad [\text{m}^2]. \quad (6.71)$$

5. Ghiyath ad-Din Jamshid Mas'ud al-Kashi (circa 1380-1429).

De plus, d'après le théorème de Pythagore<sup>6</sup> dans le triangle  $(\frac{d_{\mathcal{E}}}{2}, x_{\mathcal{E},Z}, l_{\mathcal{E}})$  :

$$l_{\mathcal{E}} = \sqrt{\frac{d_{\mathcal{E}}^2}{4} - x_{\mathcal{E},Z}^2} \quad [\text{m}]. \quad (6.72)$$

Par combinaison de ces deux résultats et substitution de  $l_{\mathcal{E}}^2$  dans l'équation 6.70, il vient :

$$\begin{aligned} d\Omega &= \frac{r_{\mathcal{M}'} x_{\mathcal{E},Z}}{\left(r_{\mathcal{M}'}^2 + \frac{d_{\mathcal{E}}^2}{4} - x_{\mathcal{E},Z}^2 - 2r_{\mathcal{M}'} \cos \varphi_{\mathcal{M}'} \sqrt{\frac{d_{\mathcal{E}}^2}{4} - x_{\mathcal{E},Z}^2} + x_{\mathcal{E},Z}^2\right)^{\frac{3}{2}}} d\varphi_{\mathcal{M}'} dr_{\mathcal{M}'} \\ &= \frac{8r_{\mathcal{M}'} x_{\mathcal{E},Z}}{\left(4r_{\mathcal{M}'}^2 + d_{\mathcal{E}}^2 - 4r_{\mathcal{M}'} \cos \varphi_{\mathcal{M}'} \sqrt{d_{\mathcal{E}}^2 - 4x_{\mathcal{E},Z}^2}\right)^{\frac{3}{2}}} d\varphi_{\mathcal{M}'} dr_{\mathcal{M}'} \quad [\text{sr}]. \end{aligned} \quad (6.73)$$

L'angle solide  $\Omega_{\mathcal{M}}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$  est l'intégrale sur la surface de l'échantillon  $\mathcal{M}$  des angles solides élémentaires  $d\Omega$ , soit :

$$\begin{aligned} \Omega_{\mathcal{M}}(\vec{x}_{\mathcal{E}}) &= \int_{\mathcal{M}} d\Omega \\ &= 8 \int_0^{\frac{d_{\mathcal{M}}}{2}} \int_0^{2\pi} \frac{r_{\mathcal{M}'} x_{\mathcal{E},Z}}{\left(4r_{\mathcal{M}'}^2 + d_{\mathcal{E}}^2 - 4r_{\mathcal{M}'} \cos \varphi_{\mathcal{M}'} \sqrt{d_{\mathcal{E}}^2 - 4x_{\mathcal{E},Z}^2}\right)^{\frac{3}{2}}} d\varphi_{\mathcal{M}'} dr_{\mathcal{M}'} \quad [\text{sr}]. \end{aligned} \quad (6.74)$$

**Qualité de l'approximation.** L'altitude  $x_{\mathcal{E},Z}$  varie dans l'intervalle  $\left[0; \frac{\sqrt{d_{\mathcal{E}}^2 - d_{\mathcal{M}}^2}}{2}\right]$  ( $d_{\mathcal{M}}$  est le diamètre de l'ouverture  $\mathcal{U}$ ). Or, pour des positions  $\vec{x}_{\mathcal{E}}$  d'altitudes autres que 0, l'intégrale de l'équation 6.74 est elliptique (prosaiquement, l'angle solide  $\Omega_{\mathcal{M}}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$  a une forme de cône aplati) et ne peut donc être résolue analytiquement. L'approximation de l'angle solide exact  $\Omega_{\mathcal{M}}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$  par l'angle solide  $\Omega_{\mathcal{M},\approx}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$  permet de s'affranchir d'une coûteuse intégration numérique.

Avec le diamètre de l'écran ( $d_{\mathcal{E}} = 1$ ) mètre et de l'échantillon  $\mathcal{M}$  ( $d_{\mathcal{M}} = 0,1$ ) mètre, l'erreur relative suivante :

$$r_{\vec{x}_{\mathcal{E}}} = \frac{\Omega_{\mathcal{M}}(\vec{x}_{\mathcal{E}}) - \Omega_{\mathcal{M},\approx}(\vec{x}_{\mathcal{E}})}{\Omega_{\mathcal{M}}(\vec{x}_{\mathcal{E}})} \cdot 100 \quad [\%], \quad (6.75)$$

est au plus de l'ordre de un pour cent, et jugée acceptable au regard des autres incertitudes de l'instrument.

### 6.3.2 Compensation des interrélflexions dans l'écran $\mathcal{E}$

L'équation 6.49 exprime la SBRDF de l'échantillon  $\mathcal{M}$ , en fonction de la luminance spectrique lambertienne  $L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$  de l'écran  $\mathcal{E}$ , à laquelle est soustraite une intégrale qui représente les interrélflexions dans l'écran  $\mathcal{E}$  (cf. sous-paragraphe 6.2.2.2.v).

Les interrélflexions sont un phénomène infiniment récursif, d'intensité décroissante : une fraction de la lumière incidente sur une petite surface autour d'une position  $\vec{x}_{\mathcal{E}}$  est réfléchi

6. Pythagore (circa -569--475).

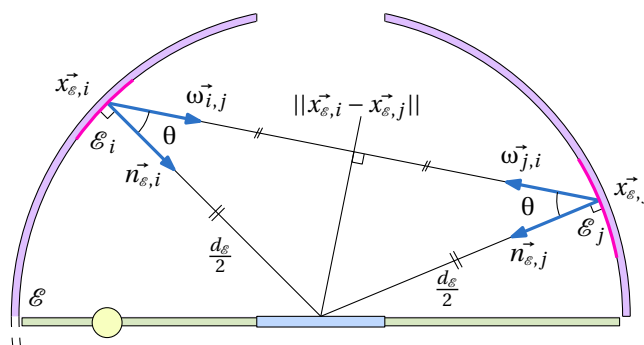
vers la totalité de la surface de l'écran  $\mathcal{E}$ , qui en réfléchit à son tour une fraction vers la petite surface autour de  $\vec{x}_{\mathcal{E}}$ , *et cætera*. La luminance spectrique  $L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$  de l'écran  $\mathcal{E}$ , détectée par la caméra multispectrale grand angle ( $\mathcal{C}$ ,  $\mathcal{F}$ ,  $\mathcal{O}$ ) est donc une grandeur dynamique qui a convergé à la vitesse de la lumière.

Pour le problème qui nous incombe, compenser les interrélreflexions revient à estimer l'éclairement spectrique partiel, noté  $E_{\lambda,\mathcal{E}}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$ , apporté à la position  $\vec{x}_{\mathcal{E}}$  par la luminance spectrique de l'écran  $\mathcal{E}$  lui-même, autrement dit, à estimer l'intégrale suivante :

$$E_{\lambda,\mathcal{E}}(\vec{x}_{\mathcal{E}}) = \int_{\mathcal{E}} L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{E}}, \omega_{\mathcal{E},i}) [\omega_{\mathcal{E},i} \cdot \vec{n}_{\mathcal{E}}] d\omega_{\mathcal{E},i} \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-3}]. \quad (6.76)$$

en toute position  $\vec{x}_{\mathcal{E}}$  sur l'écran  $\mathcal{E}$ .

L'algorithme innovant de compensation de ces interrélreflexions, décrit dans cette sous-section, repose sur une subdivision de la section hémisphérique de l'écran  $\mathcal{E}$  visible depuis l'échantillon  $\mathcal{M}$ , en  $n_g$  (petites) surfaces, d'une part, et d'autre part, sur une discrétisation de la luminance spectrique  $L_{\lambda}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$  de l'écran  $\mathcal{E}$  sur cette subdivision. Cet algorithme ne posant pas de contraintes particulière sur ces deux opérations (subdivision et discrétisation), ces dernières sont supposées réalisables (elles sont précisées dans les sous-sections 6.3.3 et 6.3.4 suivantes) et l'algorithme est dès à présent décrit.



- |  |  |
|--|--|
| $\mathcal{E}$ : écran,   | $d_{\mathcal{E}}$ : diamètre de $\mathcal{E}$ ,  |
| $\mathcal{E}_i$ : $i^{\text{e}}$ surface de la subdivision,                        | $\vec{x}_{\mathcal{E},i}$ : position sur $\mathcal{E}_i$ ,                                 |
| $\vec{n}_{\mathcal{E},i}$ : normale à $\mathcal{E}$ en $\vec{x}_{\mathcal{E},i}$ , | $\omega_{i,j}$ : direction $\vec{x}_{\mathcal{E},i} \rightarrow \vec{x}_{\mathcal{E},j}$ . |

Figure 6.17 - Géométrie pour la compensation des interrélreflexions  $E_{\lambda,\mathcal{E}}(\vec{x}_{\mathcal{E}})$ .

Considérons la figure 6.17. Soit notée  $L_{\lambda,j}$  la luminance spectrique lambertienne de la  $j^{\text{e}}$  surface de la subdivision. Alors, l'équation 6.76 s'exprime alors sous la forme discrète suivante :

$$E_{\lambda,\mathcal{E}}(\vec{x}_{\mathcal{E},i}) \approx \frac{1}{a_{\mathcal{E},i}} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{n_g} \left[ L_{\lambda,j} \int_{\mathcal{E}_i} \int_{\mathcal{E}_j} \frac{[\omega_{i,j} \cdot \vec{n}_{\mathcal{E},i}] [\omega_{j,i} \cdot \vec{n}_{\mathcal{E},j}]}{\|\vec{x}_{\mathcal{E},i} - \vec{x}_{\mathcal{E},j}\|^2} d\mathcal{E}_j d\mathcal{E}_i \right] \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-3}], \quad (6.77)$$

où  $\mathcal{E}_1, \dots, \mathcal{E}_{n_g}$  sont les  $n_g$  surfaces de la subdivision,  $a_{\mathcal{E},1}, \dots, a_{\mathcal{E},n_g}$  leurs aires,  $\vec{x}_{\mathcal{E},1}, \dots, \vec{x}_{\mathcal{E},n_g}$  des positions quelconques sur ces surfaces,  $\vec{n}_{\mathcal{E},1}, \dots, \vec{n}_{\mathcal{E},n_g}$  les normales à l'écran  $\mathcal{E}$  en chacune de ces positions, et  $\omega_{i,j}$  la direction d'une position  $\vec{x}_{\mathcal{E},i}$  à une position  $\vec{x}_{\mathcal{E},j}$ . Normalisée par  $\pi$ , la double intégrale est un facteur de forme surface-surface ; la géométrie particulière de l'écran  $\mathcal{E}$  en simplifie le calcul.

Soit en effet noté  $\theta$  l'angle que forme la direction  $\vec{\omega}_{i,j}$  avec la normale  $\vec{n}_{\varepsilon,i}$ . Alors, cet angle  $\theta$  est aussi l'angle que forme la direction  $\vec{\omega}_{j,i}$  avec la normale  $\vec{n}_{\varepsilon,j}$ . La distance  $\|\vec{x}_{\varepsilon,i} - \vec{x}_{\varepsilon,j}\|$  est par ailleurs égale à  $d_{\varepsilon} \cos \theta$ , et l'équation 6.77 se simplifie :

$$\begin{aligned}
 E_{\lambda,\varepsilon}(\vec{x}_{\varepsilon,i}) &\approx \frac{1}{a_{\varepsilon,i}} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{n_g} \left[ L_{\lambda,j} \int_{\varepsilon_i} \int_{\varepsilon_j} \frac{\cos^2 \theta}{(d_{\varepsilon} \cos \theta)^2} d\varepsilon_j d\varepsilon_i \right] \\
 &\approx \frac{1}{a_{\varepsilon,i}} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{n_g} \left[ L_{\lambda,j} \int_{\varepsilon_i} \frac{1}{d_{\varepsilon}^2} \int_{\varepsilon_j} d\varepsilon_j d\varepsilon_i \right] \\
 &\approx \frac{1}{a_{\varepsilon,i}} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{n_g} \left[ L_{\lambda,j} \int_{\varepsilon_i} \frac{a_{\varepsilon,j}}{d_{\varepsilon}^2} d\varepsilon_i \right] \\
 &\approx \frac{1}{d_{\varepsilon}^2} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{n_g} \left[ a_{\varepsilon,j} L_{\lambda,j} \right] \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-3}].
 \end{aligned} \tag{6.78}$$

En conséquence, l'éclairement spectrique apporté à la position  $\vec{x}_{\varepsilon,i}$  par la  $j^{\text{e}}$  surface de la subdivision ne dépend pas de la position de cette surface, mais uniquement de son aire  $a_{\varepsilon,j}$ . Cette propriété se traduit par une accélération considérable de la procédure de résolution numérique de l'éclairement spectrique d'interréflexions  $E_{\lambda,\varepsilon}(\vec{x}_{\varepsilon})$ .

D'autant plus accélérée en remarquant que seule la première valeur de l'éclairement spectrique d'interréflexions  $E_{\lambda,\varepsilon}(\vec{x}_{\varepsilon})$ , arbitrairement notée  $E_{\lambda,\varepsilon}(\vec{x}_{\varepsilon,1})$ , est calculée en  $\mathcal{O}(n_g)$  par application directe de l'équation 6.78 ( $n_g$  est le nombre de faces de la subdivision). En revanche, les  $n_g - 1$  valeurs restantes sont calculées en  $\mathcal{O}(1)$  par application de la relation suivante :

$$E_{\lambda,\varepsilon}(\vec{x}_{\varepsilon,j}) \approx E_{\lambda,\varepsilon}(\vec{x}_{\varepsilon,1}) + \frac{1}{d_{\varepsilon}^2} \left[ a_{\varepsilon,1} L_{\lambda,1} - a_{\varepsilon,j} L_{\lambda,j} \right] \quad \forall j \in \{2, 3, \dots, n_g\} \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-3}]. \tag{6.79}$$

Ainsi, pour l'ensemble des faces de la subdivision, l'algorithme de compensation des interréflexions est en  $\mathcal{O}(n_g)$  !

### 6.3.3 Subdivision de l'hémisphère $\Omega^+$

L'algorithme de compensation des interréflexions repose donc sur une subdivision de l'hémisphère  $\Omega^+$ , sur laquelle est discrétisée la luminance spectrique  $L_{\lambda}(\vec{x}_{\varepsilon})$  de l'écran  $\mathcal{E}$ .

Idéalement, chaque échantillon de luminance spectrique devrait être associé à une petite calotte sphérique (la boule topologique en géométrie sphérique). Par ailleurs, le stockage de la SBRDF de l'échantillon  $\mathcal{M}$  nécessite aussi une subdivision de l'hémisphère  $\Omega^+$ , qui doit être uniforme afin de ne privilégier aucune direction, et implicite afin d'optimiser l'espace de stockage (les paramètres  $(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda)$  de chaque échantillon sont stockés implicitement).

Utiliser la même subdivision pour les deux problèmes permet d'éviter des artefacts de changement d'échantillonnage et simplifie les calculs. Aussi, la subdivision idéale devrait composer les trois contraintes : surfaces de géométrie proche d'une calotte sphérique, d'aires égales, et implicite.



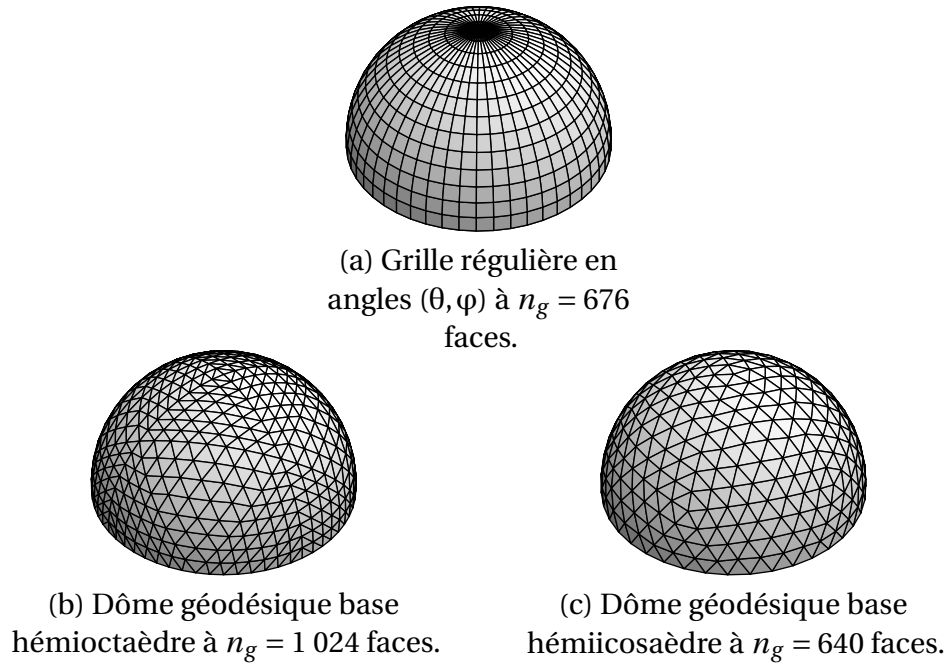


Figure 6.18 - Subdivisions usuelles de l'hémisphère  $\Omega^+$ .

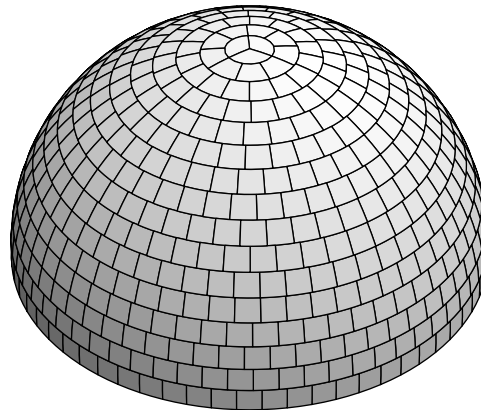


Figure 6.19 - Subdivision de l'hémisphère  $\Omega^+$  en igloo à  $n_g = 651$  faces.

La figure 6.18 présente trois subdivisions classiques (par grille régulière en angles zénithaux et azimutaux et par dômes géodésiques). La subdivision « en igloo » de la figure 6.19 est plus originale.

**Note.** Dans un igloo de glace, la hauteur  $\Delta\theta$  des faces augmente continûment.

Dans cette dernière subdivision, imaginée par Noé [Noé99], la géométrie des faces est proche de celle d'un carré sphérique (ou d'un triangle sphérique au pôle), les aires des faces  $(a_{g,1}, \dots, a_{g,n_g})$  ont une variance plus faible que dans les subdivisions par grille régulière et dômes géodésiques, la subdivision est implicite, et enfin, le choix du nombre  $n_g$  de faces est flexible, enfin, .

C'est donc la subdivision en igloo qui a été retenue pour l'instrument. La procédure 6.1 en explicite la construction (la fonction C standard  $y = \text{nearbyint}(x)$  renvoie l'entier  $y$  le

**Procédure 6.1** Subdivision de l'hémisphère  $\Omega^+$  en igloo.

**entrée**

$$n_g \in \mathbb{N}^* \text{ (nombre souhaité de faces)}$$

**sortie**

$$E \text{ (ensemble des faces avec } \text{card}(E) = \sum_{i=0}^{n_{g,\theta}-1} n_{g,\varphi,i} \approx n_g)$$

$E \leftarrow \emptyset$

$$n_{g,\theta} \leftarrow \text{nearbyint}\left(\frac{\sqrt{2\pi n_g}}{4}\right)$$

**pour tout**  $i$  **dans**  $\{0, 1, \dots, n_{g,\theta} - 1\}$  **faire**

$$(\theta_i, \theta_{i+1}) \leftarrow \left(\frac{i}{n_{g,\theta}} \pi, \frac{i+1}{n_{g,\theta}} \pi\right)$$

$$n_{g,\varphi,i} \leftarrow \text{nearbyint}\left(4n_{g,\theta} \sin\left(\frac{(2i+1)\pi}{4n_{g,\theta}}\right)\right)$$

**pour tout**  $j$  **dans**  $\{0, 1, \dots, n_{g,\varphi,i} - 1\}$  **faire**

$$(\varphi_{i,j}, \varphi_{i,j+1}) \leftarrow \left(\frac{j+\frac{1}{2}}{n_{g,\varphi,i}} 2\pi, \frac{j+\frac{3}{2}}{n_{g,\varphi,i}} 2\pi\right)$$

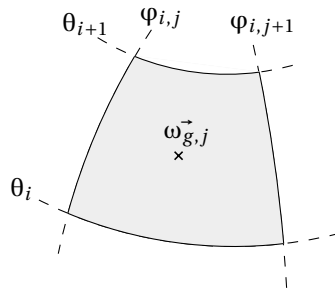
$$E \leftarrow E \cup \text{face}((\theta_i, \varphi_{i,j}), (\theta_i, \varphi_{i,j+1}), (\theta_{i+1}, \varphi_{i,j+1}), (\theta_{i+1}, \varphi_{i,j}))$$

**fin pour**

**fin pour**

**retourne**  $E$

plus proche de l'argument réel  $x$ ; la fonction *ad hoc face* agrège les quatre sommets d'une face).



$\theta_i, \varphi_i$ : zéniths des sommets,  $\varphi_{i,j}, \varphi_{i,j+1}$ : azimuts des sommets,  
 $w_{g,j}$ : direction centrale de la face.

**Figure 6.20** - Détail de la  $j^e$  face de l'igloo.

La figure 6.20 détaille la  $j^e$  face de la subdivision. Son aire  $a_{g,j}$  est obtenue par :

$$\begin{aligned} a_{g,j} &= \int_{\theta_i}^{\theta_{i+1}} \int_{\varphi_{i,j}}^{\varphi_{i,j+1}} \sin \theta d\varphi d\theta \\ &= (\varphi_{i,j+1} - \varphi_{i,j})(\cos \theta_i - \cos \theta_{i+1}) \quad [\text{m}^2]. \end{aligned} \tag{6.80}$$

Par ailleurs, une direction centrale de chaque face, notée  $\vec{w}_{g,j}$ , est identifiée par :

$$\vec{w}_{g,j} \begin{pmatrix} \frac{\theta_i + \theta_{i+1}}{2} \\ \frac{\varphi_i + \varphi_{i+1}}{2} \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (6.81)$$

### 6.3.4 Discrétisation de la luminance spectrique $L_\lambda(\vec{x}_\mathcal{E})$ de l'écran $\mathcal{E}$

Pour chaque direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$  du faisceau de la source  $\mathcal{L}$  sur l'échantillon  $\mathcal{M}$ ,  $n_p$  éclairissements spectriques  $E_{\lambda,p}$  sur la surface du filtre  $\mathcal{F}$  sont reconstruits par l'algorithme de normalisation par l'intégrale, au gain  $k_\mathcal{E}$  près (cf. section 6.1). Ces éclairissements spectriques sont discrétisés en  $n_\lambda$  échantillons spectraux.

La luminance spectrique lambertienne  $L_\lambda(\vec{x}_\mathcal{E})$  de l'écran  $\mathcal{E}$  est estimée par « projection » de ces éclairissements spectriques sur l'écran  $\mathcal{E}$ , subdivisé en igloo à  $n_g$  faces et  $n_\lambda$  canaux spectraux par face.

Plus précisément, soit noté  $L_{\lambda,j,i}$  le  $i^e$  échantillon spectral de la  $j^e$  face de la subdivision (le  $(i, j)^e$  échantillon de la luminance spectrique discrète de l'écran  $\mathcal{E}$ ). D'après l'équation 6.38, l'échantillon  $L_{\lambda,j,i}$  est estimé par :

$$L_{\lambda,j,i} = \frac{a_p}{d_\mathcal{E} \Omega_p \tau_{\lambda,\sigma} \tau_{\lambda,\kappa} k_\mathcal{E}} \frac{\sum_{p=1}^{n_p} w_{p,j} E_{\lambda,p,i}}{\sum_{p=1}^{n_p} w_{p,j}} \quad [\text{W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}], \quad (6.82)$$

où  $E_{\lambda,p,i}$  est le  $i^e$  échantillon spectral de l'éclairissement spectrique  $E_{\lambda,p}$  et  $w_{p,j}$  une pondération de son influence sur l'échantillon  $L_{\lambda,j,i}$ .

La pondération  $w_{p,j}$  est choisie de sorte que l'influence de l'échantillon  $E_{\lambda,p,i}$  diminue avec l'augmentation de l'angle que forme les directions  $\frac{\vec{x}_\mathcal{E}}{\|\vec{x}_\mathcal{E}\|}$  et  $\vec{\omega}_{g,j}$ , noté  $\alpha_{p,j}$ , tel que :

$$\begin{aligned} \alpha_{p,j} &= \arccos \frac{[\vec{x}_\mathcal{E} \cdot \vec{\omega}_{g,j}]}{\|\vec{x}_\mathcal{E}\|} \\ &= \arccos \frac{2[\vec{x}_\mathcal{E} \cdot \vec{\omega}_{g,j}]}{d_\mathcal{E}} \quad [\text{rad}]. \end{aligned} \quad (6.83)$$

En pratique, la fonction empirique suivante :

$$w_{p,j} = \begin{cases} e^{-2 \ln 2 \alpha_{p,j}^2 a_{g,j}^{-1}} & \text{si } \alpha_{p,j} < 4\sqrt{a_{g,j}}, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (6.84)$$

a été choisie. Le morceau exponentiel est une gaussienne unitaire, centrée en zéro, de largeur à mi-hauteur (*Full Width Half Maximum / FWHM*) égale à  $\sqrt{a_{g,j}}$  ( $a_{g,j}$  est l'aire de la  $j^e$  face de la subdivision). De plus, afin de réduire la complexité des calculs, l'influence de l'échantillon  $E_{\lambda,p,i}$  est annulée à partir d'une distance seuil, fixée à  $4\sqrt{a_{g,j}}$  mètres.

### 6.3.5 Étalonnage du modèle avec une mesure de référence

Les lobes de réflexion de la SBRDF de l'échantillon  $\mathcal{M}$  sont ensuite calculés par application de l'équation 6.49 discrétisée (des statistiques du programme pMesureSBRDF qui implante le calcul sont données dans l'annexe B.2.2).

Toutefois, ces lobes sont alors connus qu'à un facteur près, noté  $\gamma$ , tel que :

$$\gamma = \frac{1}{L_\lambda(\vec{x}_\mathcal{M}, \vec{\omega}_\mathcal{U}) \tau_{\lambda,\mathcal{O}} \tau_{\lambda,\mathcal{K}} d_\mathcal{O} k_\mathcal{C}} \quad (6.85)$$

où  $L_\lambda(\vec{x}_\mathcal{M}, \vec{\omega}_\mathcal{U})$  est la luminance spectrique incidente sur l'échantillon  $\mathcal{M}$ ,  $\tau_{\lambda,\mathcal{K}}$  et  $\tau_{\lambda,\mathcal{O}}$  sont les transmittances de l'optique  $\mathcal{K}$  d'adaptation monture C et de l'objectif  $\mathcal{O}$ ,  $d_\mathcal{O}$  est le diamètre de l'objectif  $\mathcal{O}$  (une abstraction du modèle), et  $k_\mathcal{C}$  est le gain de la caméra  $\mathcal{C}$ .

Par ailleurs, l'équation de mesure de l'instrument ne représente pas l'ensemble des phénomènes : l'éclairement du disque support  $\mathcal{D}$  lorsque la direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$  n'est pas normale (cf. sous-paragraphe 6.2.2.2.ii), les reflets spéculaires sur l'objectif  $\mathcal{O}$  (cf. sous-paragraphe 6.2.2.2.iii), mais aussi les imperfections de la géométrie et du revêtement de l'écran  $\mathcal{E}$ , la non uniformité du faisceau de la source  $\mathcal{L}$ , la diffraction par les diaphragmes  $\mathcal{B}$ ...

Le facteur  $\gamma$  et une partie de ces incertitudes sont pris en compte par l'étalonnage de l'équation de mesure avec une mesure de référence. Chaque lobe de SBRDF calculé est en effet ramené à la mesure, avec les mêmes paramètres, du lobe d'un échantillon de référence, supposé blanc et lambertien.

**Note.** *L'échantillon de Spectralon utilisé pour la mesure de référence n'est malheureusement pas de prime jeunesse. Outre cela, les mesures [Chr98] effectuées pour le calibrage du MISR (cf. section 4.3) montrent que même en parfait état, le Spectralon n'est pas véritablement lambertien.*

## 6.4 Résultats et discussion

La figure 6.21 présente quelques lobes de SBRDF mesurés de l'échantillon de revêtement au sol de la figure 5.17 (le programme pVisualiseSBRDF est discuté dans l'annexe B.1). Pour cette mesure, la discrétisation de la luminance spectrique  $L_\lambda(\vec{x}_\mathcal{E})$  de l'écran  $\mathcal{E}$  et des lobes de SBRDF a été fixée à  $n_g = 100\,000$  faces.

Sur les figures (a)-(b), la direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$  est normale ou proche de la normale. L'ouverture  $\mathcal{U}$  induit alors un « creux » au sommet du reflet brillant, dans la direction de rétro réflexion. Sur les figures (e)-(f), où la direction d'incidence est plus rasante, le masque  $c$  sur l'objectif  $\mathcal{O}$  (cf. sous-section 5.4.4) produit une échancrure dans le reflet brillant. Cette limite de l'instrument pourra facilement être levée par une meilleure installation du masque  $c$ . Un pic de rétro réflexion se distingue sur les figures (d)-(e)-(f)-(g)-(h). L'information dans cette zone reste cependant sujette à caution, étant capturée non pas sur l'écran  $\mathcal{E}$ , mais sur les dernières lames des diaphragmes  $\mathcal{B}$ .

L'augmentation de la brillance avec l'angle zénithal  $\theta_i$  est conforme aux connaissances empiriques sur ce type de matériau. Surtout, ces lobes allient la résolution et la rapidité d'acquisition des instruments imageants, à la prise en compte de la dimension spectrale des instruments séquentiels. Ces résultats sont très encourageants.

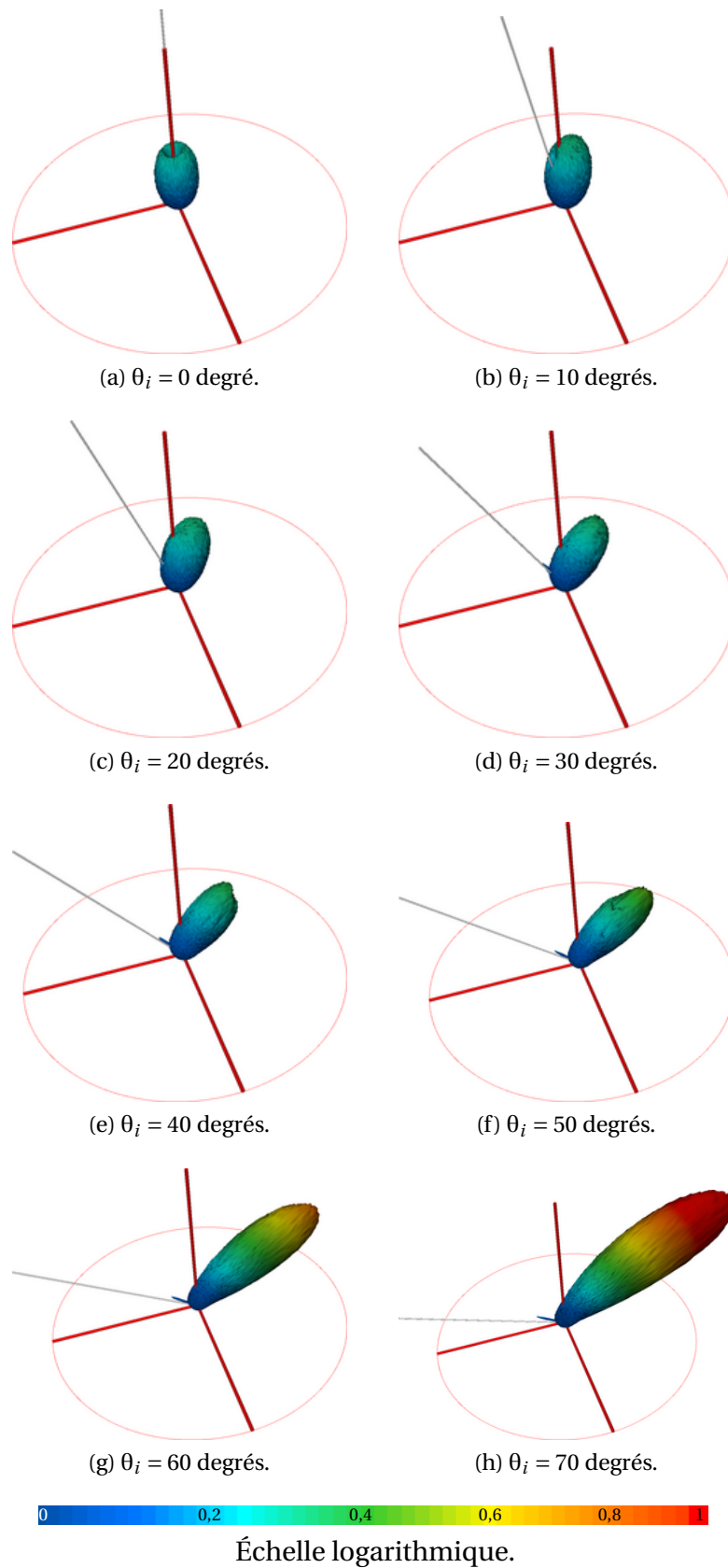


Figure 6.21 - Lobes de SBRDF à  $\lambda = 500$  nanomètres de l'échantillon de la figure 5.17.

## Conclusion et perspectives de la partie

Cette seconde partie de la thèse adresse le problème de la mesure pratique de la SBRDF (dans le visible) d'un échantillon de surface. Le principe et la taxonomie des instruments de la littérature ont d'abord été étudié (**chapitre 4**). Puis, un nouvel instrument – spectral et imageant indirect avec un écran lambertien  $\frac{3}{4}$ -sphérique – a été proposé (**chapitre 5**). Le traitement des données a été détaillé et des résultats ont été présentés (**chapitre 6**).

Le nouvel instrument se fonde sur la capture de la projection de la SBRDF sur un écran lambertien de géométrie  $\frac{3}{4}$ -sphérique. Le détecteur imageant (appelé « caméra multispectrale grand angle ») est un assemblage d'un objectif *fisheye*, d'un filtre LCTF, et d'une caméra CCD. La source est constituée d'une lampe aux iodures métalliques placée au foyer d'un luminaire parabolique refroidi. Sa direction d'incidence sur l'échantillon est variée à l'aide de deux axes motorisés.

Le traitement des images capturées procède d'un modèle radiométrique du banc d'acquisition, établie par un parcours inverse de l'information, depuis le niveau d'un pixel jusqu'à la lumière émise par la source. Cette équation de mesure met en lumière, dans le strict formalisme physique, des problèmes singuliers de reconstruction multispectrale (un nouvel algorithme est proposé) et d'interréflexions (un nouvel algorithme est aussi proposé). L'équation de mesure constitue en outre un nouveau cadre théorique pour la radiométrie imageante, applicable à d'autres dispositifs (comme à l'instrument de mesure des sources présenté dans la quatrième partie de la thèse).

Des perspectives pour ce travail sont les suivantes.

D'abord, une publication devrait être réalisée. L'état de l'art du chapitre 4 pourrait ensuite être enrichi de nouveaux instruments et classes : des bancs de mesure de la transmittance bidirectionnelle (la BTDF), de la dimension spatiale de la réflectance bidirectionnelle (la BTF), de sa polarisation (la BPDF)...

Le banc d'acquisition, qui demeure un prototype, pourrait être amélioré par une reconception du disque support  $\mathcal{D}$ , de sorte que l'échantillon  $\mathcal{M}$  se situe exactement au centre de l'écran  $\mathcal{E}$ , levant la contrainte sur l'angle d'incidence  $\theta_i$  inférieur à  $\theta_{i,m}$ . Ensuite, la puissance de la source  $\mathcal{L}$  (200 000 lumens), imposée par l'efficacité quantique limitée du capteur imageant, est contraignante en termes d'ergonomie et de sécurité. Or, même avec une telle puissance, les temps d'exposition restent longs (cf. tableau 5.3). Un revêtement de l'écran  $\mathcal{E}$  plus réfléchissant apporterait une première amélioration. Augmenter les diamètres de l'ouverture  $\mathcal{U}$  et de l'échantillon  $\mathcal{M}$ , comme réduire celui de l'écran  $\mathcal{E}$ , amènerait aussi une augmentation des niveaux, mais au détriment de la résolution directionnelle (la démarche opposée est souhaitable). Une autre piste pourrait alors consister à utiliser une caméra plus sensible, telles que les caméras *Intensified* CCD et *Electron-Multiplying* CCD. Ces technologies demeurent malheureusement très onéreuses, et délicates à mettre en œuvre dans un

cadre expérimental (la saturation endommage la caméra). De façon plus exploratoire, la technologie des filtres LCTF pourrait évoluer, amenant des transmittances plus élevées (la transmittance du CRI Varispec  $\mathcal{F}$  culmine à 20 pour cent ; cf. figure 5.12).

Par ailleurs, bien que la caméra Hamamatsu Orca 285  $\mathcal{C}$  soit de qualité scientifique, refroidie, linéaire sur 12 bits, la dynamique des phénomènes en réflexion est souvent plus élevée (lorsque le matériau présente une forte composante brillante par exemple). La voie de l'augmentation virtuelle de la dynamique par composition d'images avec des temps d'exposition variables (*electronic bracketing, exposure blending, etc.*) ne peut malheureusement pas être directement mise en œuvre avec une caméra linéaire, en raison du phénomène de *smear* (induit la saturation ; discuté dans l'annexe C.4), mais d'autres pistes pourraient être explorées.

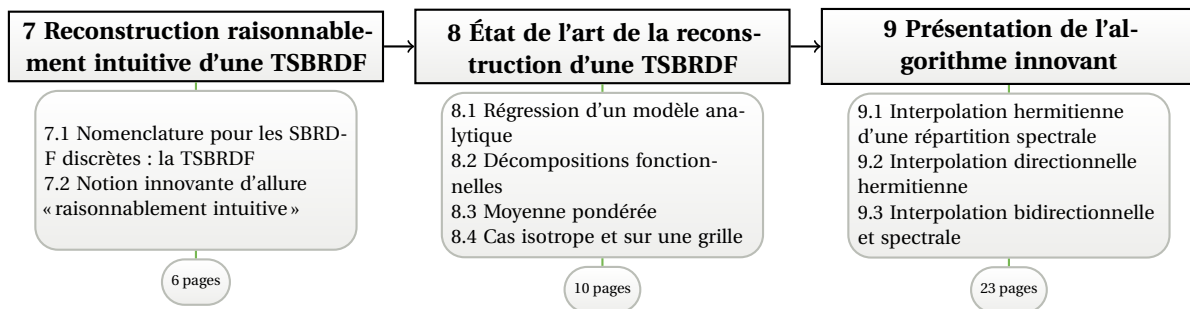
Enfin, une reconception du porte-échantillon  $\mathcal{Y}$  (cf. section 5.2) devrait permettre la mesure de la transmittance bidirectionnelle et spectrale (SBTDF).

Presque aveugles à la continuité spectrale de la lumière, l'imagerie multispectrale offre aujourd'hui un merveilleux outil pour en percevoir les variations les plus fines. La polarisation (que Nicodemus *et al.* [Shu77] qualifient avec humour « d'inconvénient dont on aimerait pouvoir se passer en radiométrie ») est plus encore imperméable à nos sens, mais certaines de ses implications non perçues pourraient se révéler des atouts maîtres pour la caractérisation des propriétés optiques plus générales des matériaux.

## Troisième partie

# Un algorithme innovant d'interpolation bidirectionnelle et spectrale

Une mesure de SBRDF est un échantillonnage (d'une fonction bidirectionnelle et spectrale) qui ne peut être intégré sous cette forme (discrète) dans une photosimulation. Plus généralement, les fonctions d'une direction sont omniprésentes en photosimulation : luminances, intensités, caches d'éclairage (*irradiance cache*), solides photométriques, structures de champ de lumière (*light field, lumigraph, etc.*), cartes de calibrage de caméras... Cette troisième partie s'intéresse au problème de la reconstruction d'une fonction directionnelle, en prenant pour fil conducteur le problème de la reconstruction d'une SBRDF discrète.



Le plan de la partie est le suivant : dans le chapitre 7, les propriétés souhaitables d'une SBRDF reconstruite à partir de sa forme discrète sont étudiées ; dans le chapitre 8, les algorithmes de reconstruction de la littérature sont analysés à l'aune de ces propriétés ; dans le chapitre 9, un nouvel algorithme est proposé.

### Contributions

- Notion originale d'allure « raisonnablement intuitive » d'une SBRDF discrète reconstruite (interpolation, dérivabilité, prise en compte du masquage, métrique sphérique, absence d'artefact bidirectionnel, *etc.*).
- État de l'art de la reconstruction d'une SBRDF discrète au crible de ces propriétés.
- Algorithme innovant de reconstruction d'une SBRDF discrète « d'allure raisonnablement intuitive ».





# Chapitre 7

## Reconstruction raisonnablement intuitive d'une TSBRDF

Une SBRDF discrète est une collection d'échantillons dispersés sur le domaine bidirectionnel et spectral ( $\Omega^{+,2} \times \mathbb{R}^{+,*}$ ). Dans ce chapitre, le problème de sa reconstruction est introduit suivant le plan suivant : dans la section 7.1, une nomenclature existante pour les BRDF discrètes est étendue aux SBRDF ; dans la section 7.2, une nouvelle notion d'allure « raisonnablement intuitive » est proposée.

### 7.1 Nomenclature pour les SBRDF discrètes : la TSBRDF

Une *Tabulated Bidirectional Reflectance-Distribution Function* (TBRDF), introduite par DeYoung et Fournier [DF97], est une BRDF discrète, caractérisée par un ensemble de triplets :

$$\left( \vec{\omega}_{i_j}, \vec{\omega}_{r_j}, f_{r_j} \right) \quad \text{avec } j \text{ dans } \{1, 2, \dots, n\}, \quad (7.1)$$

où  $\vec{\omega}_{i_j}$  et  $\vec{\omega}_{r_j}$  sont deux directions de l'hémisphère  $\Omega^+$  et  $f_{r_j}$  la valeur de la BRDF dans la bidirection  $(\vec{\omega}_{i_j}, \vec{\omega}_{r_j})$ .

De façon analogue, une *Tabulated Spectral Bidirectional Reflectance-Distribution Function* (TSBRDF) peut être définie comme un ensemble de quadruplets :

$$\left( \vec{\omega}_{i_j}, \vec{\omega}_{r_j}, \lambda_j, f_{r_j} \right) \quad \text{avec } j \text{ dans } \{1, 2, \dots, n\}, \quad (7.2)$$

où  $\lambda_j$  est la longueur d'onde associée au  $j^{\text{e}}$  échantillon.

**Note.** Outre la définition de la TBRDF, DeYoung et Fournier [DF97] s'intéressent au problème de sa régularisation, soit, assurer l'unicité des échantillons ainsi que leur plausibilité physique (cf. sous-section 3.3.6). Le lecteur est renvoyé à la publication originale pour de plus amples informations sur cette régularisation. Un algorithme de reconstruction adapté à des échantillons distribués sur une grille est par ailleurs proposé dans l'article. Il est présenté dans la sous-section 8.4.2 du chapitre suivant.

Les TSBRDF mesurées par l'instrument de la partie précédente sont structurées par lobes de réflexion spectraux. De même, la majorité des instruments de mesure (non virtuels)

produisent un échantillonnage par lobes, de réflexion ou d'incidence. La structure des lobes (igloo, grille régulière, dôme géodésique, *etc.*) peut être exploitée par l'algorithme de reconstruction (elle permet aussi un stockage implicite des paramètres des échantillons ; cf. sous-section 6.3.3).

Dans cette partie, afin de répondre au problème plus large de la reconstruction des fonctions directionnelles en photosimulation, un algorithme ne requérant pas une telle structure est recherchée.

**Note.** *Si cette structure ne préexiste pas, l'algorithme proposé dans le chapitre 9 consiste à la construire sous la forme d'une double triangulation sphérique.*

## 7.2 Notion innovante d'allure « raisonnablement intuitive »

Par essence, la reconstruction d'une fonction discrète fait intervenir de l'information autre que celle présente dans la seule collection de ses échantillons.

Pour une TSBPDF, la plausibilité physique (cf. sous-section 3.3.6) impose par exemple la non-négativité et la symétrie de la fonction reconstruite ; ces deux propriétés sont toutefois insuffisantes pour caractériser la fonction reconstruite. Aussi, de nouvelles propriétés ont été imaginées, fondées sur la connaissance du phénomène physique sous-jacent à la TSBPDF, ou purement empiriques.

Ces propriétés sont :

- l'interpolation (sous-section 7.2.1) ;
- la dérivabilité (sous-section 7.2.2) ;
- la prise en compte du masquage entre échantillons (sous-section 7.2.3) ;
- la gestion de la métrique sphérique (sous-section 7.2.4) ;
- le support local (sous-section 7.2.5) ;
- l'enveloppe convexe (sous-section 7.2.6) ;
- la neutralité (sous-section 7.2.7) ;
- la reproductibilité (sous-section 7.2.8) ;
- et l'absence de l'artefact bidirectionnel (sous-section 7.2.9).

Cet ensemble innovant caractérise l'allure appelée « raisonnablement intuitive » de la fonction reconstruite.

### 7.2.1 Interpolation

Soit notée  $f_r$  une fonction définie sur le domaine bidirectionnel et spectral  $\Omega^{+,2} \times \mathbb{R}^{+,*}$ . La fonction  $f_r$  interpole une TSBPDF, si et seulement si :

$$f_r(\vec{\omega}_{i_j}, \vec{\omega}_{r_j}, \lambda_j) = f_{r_j} \quad \forall j \in \{1, 2, \dots, n\}. \quad (7.3)$$

**Note.** *Toutes les méthodes interpolantes ne se valent pas (l'interpolant polynomial de Lagrange<sup>1</sup> a par exemple une allure notoirement « exotique » entre les échantillons).*

---

1. Giuseppe Lodovico Lagrangia (1736-1813).

### 7.2.2 Dérivabilité

Les variations brutales d'une SBRDF sont des caractéristiques fortes de l'apparence du matériau (notamment en raison de l'exacerbation par le phénomène des bandes de Mach<sup>2</sup>). Il convient donc de ne pas introduire ces ruptures artificiellement, autrement dit, de reconstruire une fonction dérivable.

**Note.** La définition de la dérivabilité d'une fonction directionnelle est la suivante. Soit notée  $f$  une fonction de  $\Omega \rightarrow \mathbb{R}$ . La fonction  $f$  est dérivable en  $\vec{\omega}_0 \in \Omega$ , si et seulement si, il existe un vecteur  $\vec{g}_0$  de  $\mathbb{R}^3$  satisfaisant :

$$\lim_{\substack{\|d\vec{\omega}\| \rightarrow 0 \\ \vec{\omega}_0 + d\vec{\omega} \in \Omega}} \frac{f(\vec{\omega}_0 + d\vec{\omega}) - f(\vec{\omega}_0)}{\|d\vec{\omega}\|} = \left[ \vec{g}_0 \cdot \frac{d\vec{\omega}}{\|d\vec{\omega}\|} \right]. \quad (7.4)$$

Toutefois, quand  $\|d\vec{\omega}\| \rightarrow 0$ , le vecteur  $\frac{d\vec{\omega}}{\|d\vec{\omega}\|}$  se rapproche du plan tangent à la sphère  $\Omega$  en  $\vec{\omega}_0$ , noté  $T_0$ , et le vecteur  $\vec{g}_0$  n'est donc pas unique puisque :

$$\left[ \vec{g}_0 \cdot \frac{d\vec{\omega}}{\|d\vec{\omega}\|} \right] = \left[ (\vec{g}_0 + \vec{t}_\perp) \cdot \frac{d\vec{\omega}}{\|d\vec{\omega}\|} \right], \quad (7.5)$$

pour tout vecteur  $\vec{t}_\perp$  orthogonal à  $T_0$ . Une normalisation est alors nécessaire. Il semble naturel de choisir pour le vecteur  $\vec{g}_0$  le vecteur orthogonal au vecteur position  $\vec{\omega}_0$ , ou, de manière équivalente, le vecteur appartenant au plan  $T_0$ .

En conséquence, la définition suivante est adoptée : une fonction  $f$  de  $\Omega \rightarrow \mathbb{R}$  est dérivable si et seulement si il existe une fonction  $g$  de  $\Omega \rightarrow \mathbb{R}^3$  telle que pour tout  $\vec{\omega}_0 \in \Omega$ ,  $g(\vec{\omega}_0)$  appartient au plan tangent à  $\Omega$  en  $\vec{\omega}_0$  et satisfait l'équation 7.4.

### 7.2.3 Masquage d'échantillons

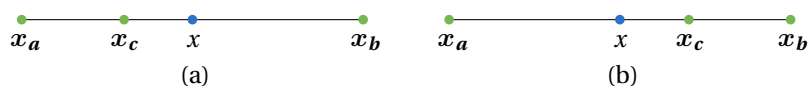


Figure 7.1 - Masquage par l'échantillon  $x_c$  (d'après Shepard [She68]).

Imaginé par Shepard [She68], le masquage d'un échantillon par un autre est un phénomène subtil rarement discuté. Il est pourtant fondamental et a motivé presque à lui seul le travail présenté dans cette troisième partie.

Pour le décrire, considérons la figure 7.1. Un algorithme raisonnablement intuitif devrait assurer que la valeur en  $x$  soit plus influencée par la valeur en  $x_b$  dans la configuration (a) que dans la configuration (b), l'échantillon à la position  $x_c$  masquant l'échantillon plus distant ; et inversement pour la valeur en  $x_a$ .

La prise en compte du masquage ne pose pas de difficulté en dimension un (comme sur la figure 7.1) mais dans les dimensions supérieures (telles que  $\mathbb{R}^2$  ou  $\Omega$ ), la notion d'échantillon masquant un autre devient « diffuse ».

2. Ernst Mach (1838-1916).

## 7.2.4 Métrique sphérique

La généralisation à la géométrie sphérique de la notion de droite est un grand cercle (l'intersection entre la sphère et un plan contenant son centre). Le Cinquième Postulat d'Euclide<sup>3</sup> n'est alors plus respecté : la géométrie sphérique est non euclidienne ou de « Riemann<sup>4</sup> ». Cela implique notamment de prendre quelques précautions pour l'usage de distances entre éléments de la sphère  $\Omega$ .

La distance usuelle sur la sphère  $\Omega$  ou l'hémisphère  $\Omega^+$  est la distance géodésique (aussi appelée « orthodromique »), notée  $d_\Omega$ , telle que :

$$\begin{aligned} d_\Omega : \Omega &\rightarrow [0; \pi] \\ (\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_b) &\rightarrow \arccos [\vec{\omega}_a \cdot \vec{\omega}_b], \end{aligned} \tag{7.6}$$

ou, en coordonnées sphériques :

$$(\theta_a, \varphi_a, \theta_b, \varphi_b) \rightarrow \arccos (\sin \theta_a \sin \theta_b \cos(|\varphi_a - \varphi_b|) + \cos \theta_a \cos \theta_b), \tag{7.7}$$

**Note.** Pour cette dernière forme, l'usage de la formule de Vincenty<sup>5</sup> est préférable pour sa stabilité quand la distance  $d_\Omega$  tend vers 0.

## 7.2.5 Support local

La propriété de support local assure que la valeur reconstruite en un point ne dépend que des échantillons dans le voisinage de ce point. De l'information peut alors être ajoutée localement sans modifier l'allure globale. De plus, comme l'évaluation en un point n'implique pas l'ensemble des échantillons, les algorithmes locaux sont, *a priori*, plus rapides que les algorithmes globaux.

## 7.2.6 Enveloppe convexe

La propriété d'enveloppe convexe assure que le domaine d'arrivée de la fonction reconstruite est l'intervalle des valeurs minimale et maximale de la fonction discrète. Associée à la propriété de support local, la propriété d'enveloppe convexe assure que la valeur reconstruite est dans l'intervalle des valeurs des échantillons du voisinage.

## 7.2.7 Neutralité

La neutralité assure que l'algorithme ne dépende de paramètres artificiels « arbitraires » (tel que le rayon d'influence d'un échantillon), et soit indépendant de l'ordre des échantillons.

## 7.2.8 Reproductibilité

La reproductibilité assure que les mêmes données en entrée de l'algorithme produisent les mêmes données en sortie ; excluant, *de facto*, les algorithmes stochastiques type Monte-Carlo.

3. Euclide (*circa* –325––265).

4. Georg Friedrich Bernhard Riemann (1826-1866).

5. Thaddeus Vincenty (1920-2002).

### 7.2.9 Artefact bidirectionnel

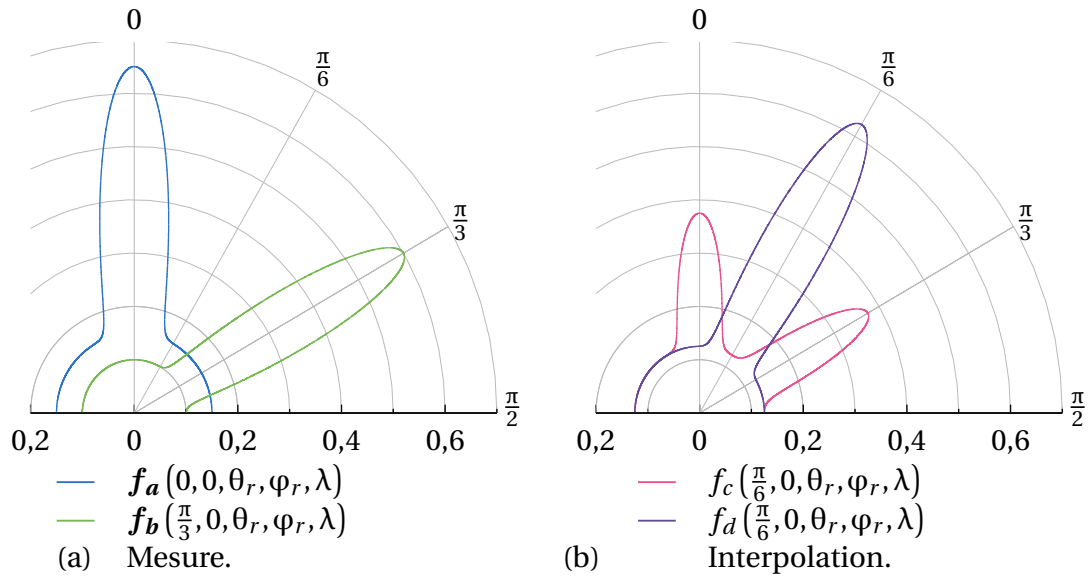


Figure 7.2 - Illustration de l'artefact bidirectionnel sur le lobe  $f_c$ .

L'artefact bidirectionnel est un phénomène qui se comprend bien en considérant la figure 7.2. Sur la figure (a) deux lobes  $f_a$  et  $f_b$  sont tracés, de zéniths de la direction d'incidence  $\theta_i = 0$  radian et  $\theta_i = \frac{\pi}{3}$  radians, respectivement. Les lobes  $f_c$  et  $f_d$  de la figure (b) sont interpolés à partir de ces lobes  $f_a$  et  $f_b$  en  $\theta_i = \frac{\pi}{6}$ . Le lobe  $f_c$  est reconstruit par application directe de l'interpolant linéaire suivant :

$$f_c\left(\frac{\pi}{6}, 0, \theta_r, \varphi_r, \lambda\right) = t f_a(0, 0, \theta_r, \varphi_r, \lambda) + (1 - t) f_b\left(\frac{\pi}{3}, 0, \theta_r, \varphi_r, \lambda\right). \quad (7.8)$$

Le lobe  $f_d$  est obtenu par rotation préliminaire des lobes  $f_a$  et  $f_b$ , l'interpolation linéaire intervenant seulement dans second temps. Intuitivement, seul le lobe  $f_d$  est raisonnable.

## Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, la TBRDF de DeYoung et Fournier [DF97] a été étendue au domaine spectral par la définition de la TSBDRF. Puis, des propriétés d'une SBRDF reconstruite à partir d'une TSBDRF, d'allure « raisonnablement intuitive », ont alors été proposées. Ces propriétés sont la plausibilité physique, l'interpolation, la dérivabilité, le masquage, la métrique sphérique, le support local, l'enveloppe convexe, la neutralité, la reproductibilité, et absence d'artefact bidirectionnel.

Ces propriétés ne sont ni exhaustives ni définitives. La dérivabilité, par exemple, est raisonnable dans le cas général mais pose problème pour la composante spéculaire. Pour l'enveloppe convexe, la transmittance du filtre  $\mathcal{F}$  de l'instrument de la partie précédente (tracée sur la figure 5.12), est interpolée par la procédure 5.1, qui ne respecte pas cette propriété à dessein (afin de retrouver le maximum de chaque courbe gaussienne). Pour le support local, la SBRDF dans la direction de rétro réflexion est difficile à mesurer (elle est absente des mesures produites par l'instrument de la partie précédente) mais l'information dans la

direction spéculaire, qui ne se trouve pas dans le voisinage de la direction de rétro réflexion, pourrait être utile à sa reconstruction.

Pour autant, ce corpus initial de propriétés constitue une première contribution au problème de la reconstruction de SBRDF discrète, et plus généralement, au problème de la reconstruction de fonctions directionnelles discrètes ; omniprésentes en photosimulation.

# Chapitre 8

## État de l'art de la reconstruction d'une TSBPDF

Dans ce chapitre, un état de l'art des algorithmes de reconstruction de SBRDF (à partir d'une TSBPDF) est établi. Chaque algorithme est passé au crible du corpus de propriétés qui vient d'être proposé.

Le plan du chapitre est le suivant : dans la section 8.1, l'approche par régression d'un modèle analytique est discutée ; dans la section 8.2, les méthodes par projection dans une base fonctionnelle sont traitées ; dans la section 8.3, un algorithme fondé sur une moyenne locale est étudié ; enfin, dans la section 8.4, deux algorithmes particuliers sont discutés, adaptés aux cas d'une TSBPDF isotrope ou avec les échantillons structurés.

### 8.1 Régression d'un modèle analytique

La reconstruction d'une TSBPDF par régression d'un modèle analytique de SBRDF (*fitting*) consiste à déterminer les valeurs des paramètres du modèle, optimales au sens d'une mesure de l'erreur de reconstruction.

Ward [War92], par exemple, régresse son modèle (anisotrope ; cf. sous-section 3.3.7) aux mesures de son instrument (imageant indirect avec écran spéculaire hémioïlliptique ; cf. paragraphe 4.2.2.1) par minimisation du résidu moindres carrés, noté  $r_w$ , tel que :

$$r_w = \sum_{j=1}^n \left[ f_r(\vec{\omega}_{i_j}, \vec{\omega}_{r_j}) - f_{r_j} \right]^2, \quad (8.1)$$

où  $f_r(\vec{\omega}_{i_j}, \vec{\omega}_{r_j})$  est la valeur du modèle en  $(\vec{\omega}_{i_j}, \vec{\omega}_{r_j})$  et  $f_{r_j}$  la valeur du  $j^e$  échantillon.

Une approche comparable est celle de Lafortune *et al.* [LFTG97], qui régressent leur modèle (lobes de cosinus généralisés ; cf. sous-section 3.3.8) à une mesure synthétique du modèle de He *et al.* (ondulatoire ; cf. sous-section 3.3.4) de la façon suivante. Le nombre de lobes généralisés est d'abord choisi arbitrairement ( $n_l = 3$ ) ; puis, les valeurs des neuf paramètres ( $C_{x,j}, C_{z,j}, n_j$  avec  $j$  dans  $\{1, 2, 3\}$ ) sont déterminés par minimisation du résidu moindres carrés, noté  $r_l$ , tel que :

$$r_l = \sum_{j=1}^n \left[ \left( f_r(\vec{\omega}_{i_j}, \vec{\omega}_{r_j}) - f_{r_j} \right) \left[ \vec{\omega}_{r_j} \cdot \vec{n} \right] \left[ \vec{\omega}_{i_j} \cdot \vec{n} \right] \right]^2. \quad (8.2)$$



où les cosinus  $[\vec{\omega}_r \cdot \vec{n}]$  et  $[\vec{\omega}_i \cdot \vec{n}]$  (des directions d’incidence  $\vec{\omega}_i$  et de réflexion  $\vec{\omega}_r$  avec la normale  $\vec{n}$ ) restituent l’erreur énergétique.

Les résidus moindres carrés tels que  $r_w$  et  $r_l$  sont caractéristiques des erreurs employées pour régresser des modèles analytiques de BRDF.

**Note.** *Si les paramètres du modèle ont un sens physique (la rugosité par exemple), sa régression apporte une estimation de la grandeur pour le matériau mesuré.*

La reconstruction par régression d’un modèle analytique présente néanmoins deux inconvénients majeurs. Premièrement, le modèle est rarement interpolant (cf. sous-section 7.2.1) et plus généralement, rien ne distingue des reconstructions de résidus égaux. Deuxièmement, à notre connaissance, aucun algorithme de régression ne prend en compte le masquage (cf. sous-section 7.2.3).

Une fonction reconstruite d’allure raisonnablement intuitive serait en revanche un intermédiaire précieux pour la régression, permettant de fabriquer des échantillons intermédiaires plausibles.

## 8.2 Décompositions fonctionnelles

La décomposition dans une base de fonctions est une autre approche classique de la reconstruction. En substance, une famille infinie de fonctions sur un certain domaine, orthogonales selon un certain produit interne, forme une base orthogonale des fonctions de carré intégrable sur ce domaine. La reconstruction d’une fonction discrète est alors possible par discrétisation du produit interne, puis projection de la fonction discrète sur les fonctions de base.

Pour la reconstruction de TSBPDF, à notre connaissance, seules les bases, des polynômes circulaires de Zernike<sup>1</sup>, des harmoniques sphériques, et d’ondelettes ont été expérimentées.

Dans cette section, le principe de la reconstruction d’une TSBPDF par sa décomposition fonctionnelle est détaillée dans le cadre des polynômes circulaires de Zernike (sous-section 8.2.1) ; les applications à la TSBPDF des harmoniques sphériques (sous-section 8.2.2) et des ondelettes (sous-section 8.2.3) sont ensuite simplement discutées ; enfin, un bilan de ces trois méthodes est dressé (sous-section 8.2.4).

### 8.2.1 Base des polynômes circulaires de Zernike

Dans cette sous-section, le principe de la décomposition d’une fonction dans la base des polynômes circulaires de Zernike est présenté (paragraphe 8.2.1.1) ; ses applications à la TBRDF sont ensuite discutées (paragraphe 8.2.1.2).

#### 8.2.1.1 Principe de la décomposition

Soient notés  $\Delta$  le disque unité et  $g$  et  $h$  deux fonctions de  $\Delta \rightarrow \mathbb{C}$  de carré intégrable. Soit, par ailleurs, le produit interne suivant :

$$[g \cdot h] = \frac{2}{\pi} \int_{r=0}^1 \int_{\varphi=0}^{2\pi} g(r, \varphi) \overline{h(r, \varphi)} r \, d\varphi dr, \quad (8.3)$$

---

1. Frederik Zernike (1888-1966).

où  $(r, \varphi)$  sont les coordonnées polaires d’une position sur le disque  $\Delta$ . Munis de ce produit interne, les polynômes circulaires de Zernike forment une base orthonormale de l’espace des fonctions de  $\Delta \rightarrow \mathbb{C}$  de carré intégrable.

Soit noté  $U_j^k$ , avec  $(j, k)$  dans  $\mathbb{N} \times (\mathbb{Z} \cap [-j; j])$ , le  $(j, k)^e$  polynôme de Zernike.

**Note.** La forme des polynômes  $U_j^k$  est assez longue et pas indispensable à la compréhension générale de la méthode. Elle n’est donc pas détaillée, mais pourra être trouvée dans Koenderink *et al.* [KvDS96], par exemple.

Une fonction de  $\Delta \rightarrow \mathbb{C}$  de carré intégrable, notée  $f$ , s’exprime alors comme combinaison linéaire des fonctions de base  $U_j^k$ , soit :

$$f(r, \varphi) = \sum_{j=0}^{+\infty} \sum_{k=-j}^j c_j^k U_j^k(r, \varphi), \quad (8.4)$$

où  $c_j^k$  est la  $(j, k)^e$  coordonnée de la fonction  $f$  dans la base, obtenue par projection de la fonction  $f$  sur le  $(j, k)^e$  polynôme de Zernike, soit :

$$c_j^k = \left[ f \cdot U_j^k \right]. \quad (8.5)$$

La fonction  $f$  est définie en tout point du disque  $\Delta$  par l’équation 8.4. Ainsi, la reconstruction d’une fonction  $f$  discrète est obtenue par le calcul des coefficients  $c_j^k$  via une expression discrète du produit interne de l’équation 8.3.

### 8.2.1.2 Application à la TSBPDF

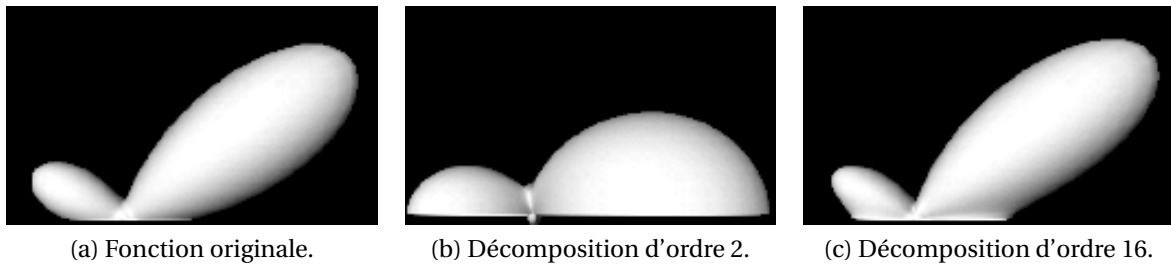
L’intérêt que présente les polynômes circulaires de Zernike pour la reconstruction d’une TSBPDF réside principalement dans le domaine de définition du disque  $\Delta$ , isomorphe à l’hémisphère  $\Omega^+$ . Koenderink *et al.* [KvDS96] ont décomposé une TBRDF dans cette base, se munissant d’une bijection de  $\Omega^2 \rightarrow \Delta^2$ , et ignorant la partie imaginaire de la décomposition.

La reconstruction par cette approche n’est pas à support local (cf. sous-section 7.2.5 ; les  $U_j^k$  prennent des valeurs non nulles sur le disque  $\Delta$  tout entier), et le masquage n’est pas pris en compte (cf. sous-section 7.2.3). En outre, les polynômes circulaires de Zernike n’ont pas de d’interprétation physique intuitive.

## 8.2.2 Base des harmoniques sphériques

*A contrario*, les harmoniques sphériques peuvent être interprétées comme les supports de fréquences de plus en plus élevées. Les harmoniques sphériques forment en effet une base des fonctions de  $\Omega \rightarrow \mathbb{C}$ , analogue de la base de Fourier pour les fonctions de  $\mathbb{R} \rightarrow \mathbb{C}$ . Un filtre passe-bas de réduction du bruit ou de compression est alors facilement réalisé en annulant les coefficients d’ordres élevés.

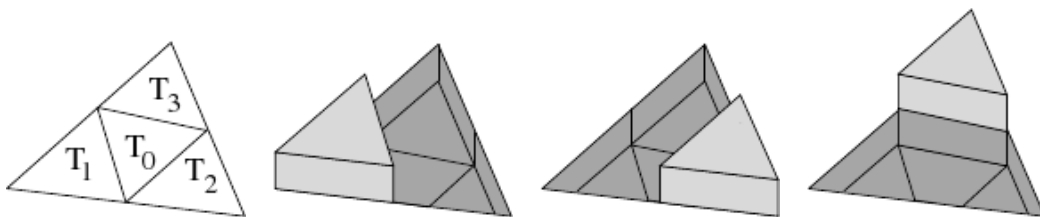
La figure 8.1 illustre la décomposition d’une SBRDF en harmoniques sphériques à deux ordres. L’harmonique sphérique d’ordre 0 est la moyenne de la SBRDF ; il n’est en pas possible de représenter une SBRDF spéculaire avec une décomposition d’ordre fini. Des TBRDF ont été exprimées dans cette base par Sillion *et al.* [SAWG91], Westin *et al.* [WAT92], et Noé [Noé99].



**Figure 8.1** - BRDF décomposée en harmoniques sphériques (images [Noé99]).

Outre le domaine de définition de la sphère  $\Omega$  et le lien entre fréquence et ordre des coefficients, les harmoniques sphériques présentent les mêmes limites que les polynômes circulaires de Zernike : la reconstruction n’est pas à support local (cf. sous-section 7.2.5) et le masquage n’est pas pris en compte (cf. sous-section 7.2.3).

### 8.2.3 Bases d’ondelettes



**Figure 8.2** - Premières fonctions de la base de Bio-Haar (image [SS95]).

À notre connaissance, Schröder et Swelden [SS95] ont été les premiers à appliquer la décomposition en ondelettes à la BRDF. Pour cela, les auteurs ont étendu la base réelle de Haar<sup>2</sup> au domaine de l’hémisphère  $\Omega^+$ . La nouvelle base, dont les trois premières fonctions sont tracées sur la figure 8.2, est appelée « base de Bio-Haar », définie récursivement sur une subdivision géodésique de l’hémisphère  $\Omega^+$  (cf. sous-section 6.3.3).

Par la suite, Lalonde et Fournier [LF97] ont proposé de contourner l’écueil que constitue le domaine bidirectionnel  $\Omega^{+,2}$  en paramétrant la BRDF en coordonnées sphériques, la décomposant alors dans  $\mathbb{R}^4$  (dans la base de Haar). L’approche est simple, mais produit une résolution non uniforme, allant jusqu’à une redondance aux pôles.

Plus récemment, Claustres *et al.* [CBP02] ont repris l’approche de Schröder et Swelden, exprimant la SBRDF dans une base hybride : Bio-Haar pour le domaine bidirectionnel et réelle pour le domaine spectral (la nature de la base réelle n’est pas précisée).

**Note.** *Un historique du développement de de la transformée en ondelettes, plus récent que celui des harmoniques sphériques et des polynômes circulaires de Zernike, a été réalisé par Hubbard [Hub95]; un ouvrage plus théorique est celui de Mallat [Mal00].*

2. Alfréd Haar (1885-1933).

## 8.2.4 Bilan de la reconstruction par décompositions fonctionnelles

Les ondelettes constituent aujourd'hui l'approche privilégiée pour la reconstruction d'une SBRDF par décomposition dans une base fonctionnelle. L'approche apporte en effet de nouvelles possibilités de filtrage, de compression, d'analyse multirésolution, et surtout, de support local (cf. sous-section 7.2.5). Claustres *et al.* [CBP07] ont récemment exploité cette propriété pour rendre une TSBPDF en temps interactif (sur *Graphics Processing Unit/GPU*).

Néanmoins, les décompositions en ondelettes sont interpolantes (cf. sous-section 7.2.1) à condition que les coefficients de base ne soient pas altérés, or un intérêt de ces méthodes réside justement dans l'annulation des coefficients les moins significatifs. D'autre part, le masquage (cf. sous-section 7.2.3) n'est pas pris en compte. Enfin, un algorithme de reconstruction intermédiaire est souvent nécessaire. La décomposition en ondelettes de Claustres *et al.* [CBP02] nécessite par exemple un rééchantillonnage sur une grille, réalisé par un algorithme rudimentaire (produisant une reconstruction d'allure non raisonnablement intuitive).

## 8.3 Moyenne pondérée

Une moyenne pondérée des échantillons est une forme générique qui permet de représenter la quasi-totalité des algorithmes de reconstruction ; dans le cas de la TSBPDF, de la forme :

$$f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda) = \frac{\sum_{j=1}^n w_j(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda) f_{r_j}}{\sum_{j=1}^n w_j(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda)} \quad [\text{sr}^{-1}], \quad (8.6)$$

où  $w_j(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda)$  est le poids du  $j^{\text{e}}$  échantillon en  $(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda)$ .

Le problème de la reconstruction se ramène alors à celui du choix de cette pondération.

**Note.** La classe d'interpolants « de Shepard<sup>3</sup> » est caractérisée par des pondérations vérifiant, pour tout  $j$ , les conditions suivantes :

1.  $\sum_{j=1}^n w_j = 1$ ,
2.  $w_j \geq 0$ ,
3.  $w_j \in C^0$ ,
4.  $w_j(\mathbf{x}_k) = \delta(j - k)$  (où  $\mathbf{x}_k$  est la coordonnée du  $k^{\text{e}}$  échantillon).

Noé et Péroche [NP00] ont proposé une pondération spécifique pour la reconstruction d'une TBRDF (sous-section 8.3.1).

### 8.3.1 Pondération $w_{k,\rho,j}$ de Noé et Péroche [NP00]

La pondération de Noé et Péroche [NP00], notée  $w_{k,\rho,j}$ , définie sur le domaine bidirectionnel  $\Omega^{+,2}$ , est fondée sur une pondération intermédiaire, notée  $v_{k,\rho,j}$ , définie sur le domaine directionnel  $\Omega^+$  (paragraphe 8.3.1.1) ; étendue au domaine bidirectionnel  $\Omega^{+,2}$  (paragraphe 8.3.1.2).

---

3. Donald Shepard (?-?).

### 8.3.1.1 Pondération intermédiaire $v_{k,\rho,j}$ sur l'hémisphère $\Omega^+$

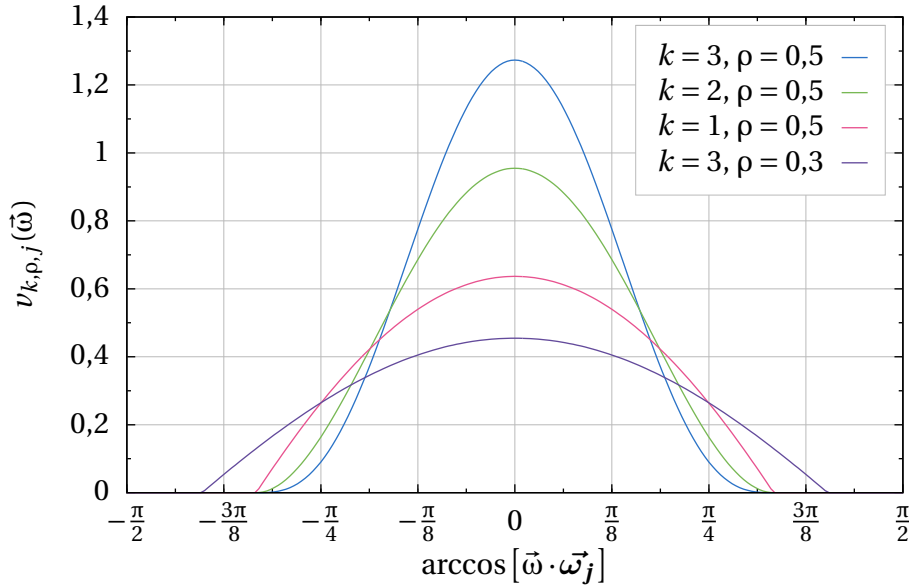


Figure 8.3 - Pondération intermédiaire  $v_{k,\rho,j} : \Omega^+ \rightarrow \mathbb{R}^+$ .

La pondération  $v_{k,\rho,j}$  sur l'hémisphère  $\Omega^+$  est définie par :

$$v_{k,\rho,j} : \Omega^+ \rightarrow \mathbb{R}^+$$

$$\vec{\omega} \rightarrow \begin{cases} 0 & \text{si } [\vec{\omega} \cdot \vec{\omega}_j] \in [-1, \rho], \\ \frac{k+1}{2\pi(1-\rho)} \left( \frac{[\vec{\omega} \cdot \vec{\omega}_j] - \rho}{1-\rho} \right)^k & \text{sinon.} \end{cases} \quad (8.7)$$

Cette pondération est tracée sur la figure 8.3, en fonction de la distance géodésique qui sépare la direction  $\vec{\omega}$  de la direction  $\vec{\omega}_j$ , pour quelques valeurs des paramètres  $k$  et  $\rho$ . Ces deux paramètres contrôlent conjointement l'influence de la distance sur le poids et la distance de coupure (le rayon de la boule topologique d'influence d'un échantillon, soit, la localité de la moyenne).

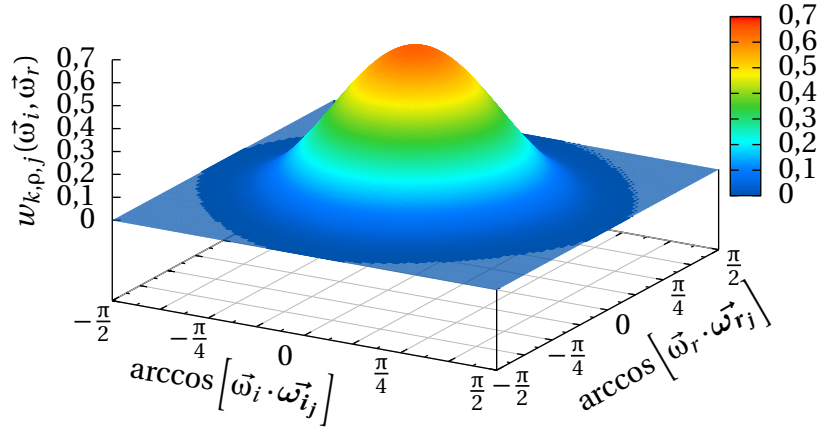
### 8.3.1.2 Pondération $w_{k,\rho,j}$ sur le bihémisphère $\Omega^{+,2}$

La pondération  $w_{k,\rho,j}$  est une généralisation de la pondération  $v_{k,\rho,j}$  au domaine bidirectionnel  $\Omega^{+,2}$ , telle que :

$$w_{k,\rho,j} : \Omega^{+,2} \rightarrow \mathbb{R}^+$$

$$(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r) \rightarrow \begin{cases} 0 & \text{si } [\vec{\omega}_i \cdot \vec{\omega}_{i_j}] + [\vec{\omega}_r \cdot \vec{\omega}_{r_j}] \in [-2, 2\rho], \\ \frac{(k+1)^2(k+2)}{32\pi^3(1-\rho)^3} \left( \frac{[\vec{\omega}_i \cdot \vec{\omega}_{i_j}] + [\vec{\omega}_r \cdot \vec{\omega}_{r_j}] - 2\rho}{2(1-\rho)} \right)^k & \text{sinon.} \end{cases} \quad (8.8)$$

Cette pondération  $w_{k,\rho,j}$  est tracée sur la figure 8.4, en fonction, d'une part, de la distance géodésique qui sépare les directions d'incidence  $\vec{\omega}_i$  et  $\vec{\omega}_{i_j}$  et d'autre part, de la distance



**Figure 8.4** - Pondération sur le bihémisphère  $w_{k,\rho,j} : \Omega^{+,2} \rightarrow \mathbb{R}^+$ .

géodésique qui sépare les directions réfléchies  $\vec{\omega}_r$  et  $\vec{\omega}_{r_j}$ , pour les valeurs des paramètres  $k = 3$  et  $\rho = 0,5$ . La pondération  $w_{k,\rho,j}$  est directement injectée dans l'équation 8.6. La figure B.1b (de l'annexe B.1) illustre la reconstruction (d'un lobe de Phong; cf. sous-section 3.3.6) par cette méthode.

En plus de la prise en compte de la métrique sphérique (cf. sous-section 7.2.4), le support local (cf. sous-section 7.2.5), et l'absence de l'artefact bidirectionnel (cf. sous-section 7.2.9), la méthode assure la plausibilité physique de la TBRDF (cf. sous-section 3.3.6), et si nécessaire, son isotropie (cf. sous-section 3.2.4). La reconstruction n'est en revanche pas interpolante (cf. sous-section 7.2.1), dépend de paramètres « artificiels »  $k$  et  $\rho$  (cf. sous-section 7.2.8), et ne prend pas en compte le masquage (cf. sous-section 7.2.3).

**Note.** Le formalisme de Noé et Péroche [NP00] a été adapté à celui de la thèse. Dans le formalisme original, la pondération  $v_{k,\rho,j}(\vec{\omega})$  est notée  $B(\rho, t)$ , fonction de  $t = [\vec{\omega} \cdot \vec{\omega}_j]$ , telle que :

$$B(\rho, t) = \begin{cases} 0 & \text{si } t \in [-1, \rho], \\ \frac{k+1}{2\pi(1-\rho)} \left( \frac{t-\rho}{1-\rho} \right)^k & \text{si } t \in [\rho, 1]. \end{cases}$$

et la pondération  $w_{k,\rho,j}(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r)$  est notée  $K(\rho, u, v)$ , fonction de  $u = [\vec{\omega}_i \cdot \vec{\omega}_{i_j}]$  et  $v = [\vec{\omega}_r \cdot \vec{\omega}_{r_j}]$ , telle que :

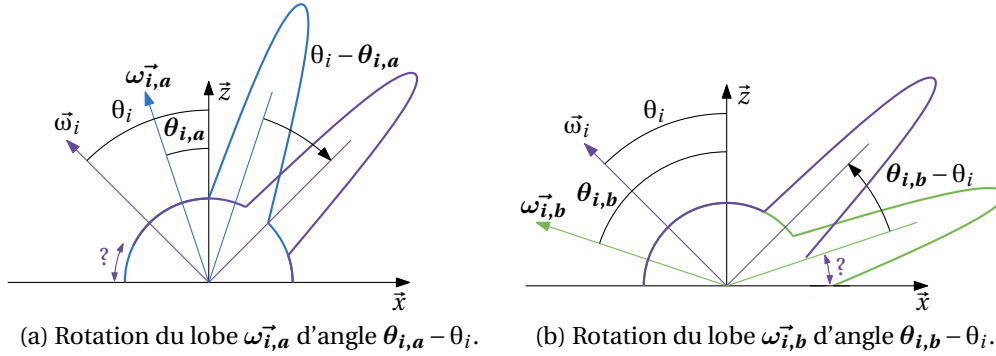
$$K(\rho, u, v) = \frac{(k+1)(k+2)}{16\pi^2(1-\rho)^2} B\left(\rho, \frac{u+v}{2}\right).$$

**Note.** Albin et Péroche [AP03] ont repris cette approche pour la reconstruction de solides photométriques ponctuels (cf. section 2.2).

## 8.4 Cas isotrope et sur une grille

Pour terminer cet état de l'art, deux algorithmes adaptés au cas particuliers d'une BRDF supposée isotrope (sous-section 8.4.1) et avec les échantillons sont répartis sur une grille régulière (sous-section 8.4.2) sont présentés.

### 8.4.1 Algorithme de Noé [Noé99] pour une BRDF supposée isotrope



**Figure 8.5** - Rotation des lobes dans l'interpolant bidirectionnel de Noé [Noé99].

Noé [Noé99] a proposé un second algorithme, adapté au cas particulier d'une BRDF supposée isotrope, et partiellement reconstruite par lobes de réflexion. Son principal intérêt réside dans la gestion de l'artefact bidirectionnel (cf. sous-section 7.2.9).

Pour le décrire, considérons la figure 8.5. La méthode consiste, pour reconstruire le lobe de direction d'incidence  $\vec{\omega}_i$ , à « orienter » les lobes de directions d'incidences  $\vec{\omega}_{i,a}$  et  $\vec{\omega}_{i,b}$  (connus), de sorte à faire coïncider les directions spéculaires de ces directions d'incidence avec la direction spéculaire de la direction d'incidence à reconstruire, puis à interpoler linéairement en fonction de l'angle zénithal.

Plus précisément, soit notée  $f(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r)$  la valeur à reconstruire. Par hypothèse d'isotropie (cf. sous-section 3.2.4), la bidirection  $(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r)$  est paramétrée en coordonnées sphériques par seulement trois angles  $(\theta_i, \theta_r, \varphi_\delta)$ . Soient par ailleurs notées  $\vec{\omega}_{i,a}$  et  $\vec{\omega}_{i,b}$  deux directions d'incidence pour lesquelles les lobes de réflexion sont connus ; et telles que  $\theta_{i,a} \leq \theta_i \leq \theta_{i,b}$ . Soit noté enfin le paramètre  $t$  tel que :

$$t = \left( \frac{\theta_{i,b} - \theta_i}{\theta_{i,b} - \theta_{i,a}} \right). \quad (8.9)$$

Alors, l'interpolant linéaire classique suivant :

$$f(\theta_i, \theta_r, \varphi_\delta) = t f(\theta_{i,a}, \theta_r, \varphi_\delta) + f(\theta_{i,b}, \theta_r, \varphi_\delta), \quad (8.10)$$

est substituée l'interpolant suivant :

$$f(\theta_i, \theta_r, \varphi_\delta) = t f(\theta_{i,a}, \theta_{r,a}, \varphi_\delta) + (1 - t) f(\theta_{i,b}, \theta_{r,b}, \varphi_\delta), \quad (8.11)$$

où les angles  $\theta_{r,a}$  et  $\theta_{r,b}$  sont tels que :

$$\theta_{r,a} = \theta_r + \theta_{i,a} - \theta_i \quad \text{et} \quad \theta_{r,b} = \theta_r + \theta_{i,b} - \theta_i. \quad (8.12)$$

Ce changement de variable produit est une rotation préliminaire à l'interpolation des lobes de directions d'incidence  $\omega_{i,a}^{\vec{r}}$  et  $\omega_{i,b}^{\vec{r}}$ , d'axe  $\vec{y}$  et d'angles  $\theta_{i,a} - \theta_i$  et  $\theta_{i,b} - \theta_i$ , respectivement.

Une difficulté apparaît cependant. Après ces changements de variables, l'angle  $\theta_{r,a}$  varie en effet dans l'intervalle  $[-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}[$  et l'angle  $\theta_{r,b}$ , dans l'intervalle  $[0; \pi[$ . Or, ces deux intervalles excèdent l'intervalle de définition. Les zones marquées d'un point d'interrogation sur la figure 8.5 illustrent ces dépassements.

Ces deux cas limites sont alors gérés de la façon suivante :

- si l'angle  $\theta_{r,a}$  est dans l'intervalle  $]-\frac{\pi}{2}; 0[$ , le dépassement est un artefact de la paramétrisation en coordonnées sphériques ; l'information de la BRDF se trouve dans la direction miroir de  $\omega_{r,a}^{\vec{r}}$  : la direction  $(-\theta_{r,a}, \varphi_{\delta} + \pi)$ ,
- si, en revanche, l'angle  $\theta_{r,b}$  est dans l'intervalle  $]\frac{\pi}{2}; \pi[$ , l'information n'existe nulle part. La valeur est alors seuillée à la valeur en  $(\frac{\pi}{2}, \varphi_{\delta})$ .

Pour conclure, l'algorithme est interpolant (cf. sous-section 7.2.1) et ne produit pas l'artefact bidirectionnel (cf. sous-section 7.2.9). Elle impose en revanche que la TBRDF soit partiellement reconstruite par lobes de réflexion et isotrope.

**Note.** Cet interpolant peut être exprimé sous la forme linéaire classique :

$$f(\theta_i, \theta_r, \varphi_{\delta}) = t' f(\theta_{i,a}, \theta_{r,a'}, \varphi_{a'}) + (1 - t') f(\theta_{i,b}, \theta_{r,b'}, \varphi_{\delta}),$$

en posant  $\theta_{r,a'}$ ,  $\varphi_{a'}$ ,  $\theta_{r,b'}$  et  $t'$  tels que :

$$\theta_{r,a'} = \begin{cases} -\theta_{r,a} & \text{si } \theta_{r,a} < 0, \\ \theta_{r,a} & \text{sinon.} \end{cases}, \quad \varphi_{a'} = \begin{cases} \varphi_{\delta} + \pi & \text{si } \theta_{r,a} < 0, \\ \varphi_{\delta} & \text{sinon.} \end{cases},$$

$$\theta_{r,b'} = \begin{cases} \frac{\pi}{2} & \text{si } \theta_{r,b} > \frac{\pi}{2}, \\ \theta_{r,b} & \text{sinon.} \end{cases}, \quad t' = \begin{cases} \frac{\pi - 2\theta_i}{\pi - 2\theta_{i,a}} & \text{si } \theta_{r,b} > \frac{\pi}{2}, \\ t & \text{sinon.} \end{cases}.$$

### 8.4.2 Algorithme de DeYoung et Fournier [DF97] sur une grille

Dans cette dernière sous-section du chapitre, le cas où les échantillons sont structurés est traité. Pour cela, l'algorithme caractéristique de DeYoung et Fournier [DF97], adapté à des échantillons répartis sur une grille régulière en angles  $(\theta_i, \varphi_i, \theta_r, \varphi_r)$ , est décrit.

**Note.** Des paramétrisations plus judicieuses que la grille régulière en angles  $(\theta_i, \varphi_i, \theta_r, \varphi_r)$  ont été proposées par Rusinkiewicz [Rus98] et par Havran et al. [HNZ<sup>+</sup>05]).

Soit notée  $f_r(\theta_i, \varphi_i, \theta_r, \varphi_r)$  la valeur à reconstruire. La bidirection  $(\theta_i, \varphi_i, \theta_r, \varphi_r)$  se situe dans un hypervolume de  $\mathbb{R}^4$ , dont les sommets, seize échantillons de la TBRDF, sont notés  $a, b, \dots, p$ , de coordonnées sphériques notées :

$$(\theta_i^-, \varphi_i^-, \theta_r^-, \varphi_r^-), (\theta_i^+, \varphi_i^-, \theta_r^-, \varphi_r^-), \dots, (\theta_i^+, \varphi_i^+, \theta_r^+, \varphi_r^+), \quad (8.13)$$

où  $\theta_i^-$  et  $\theta_i^+$  sont les angles sur la grille respectivement, juste inférieur et supérieur, à l'angle  $\theta_i$  à reconstruire ; et de même pour les autres angles. L'interpolant de DeYoung et Fournier [DF97], quadrilinéaire en fonction des angles  $(\theta_i, \varphi_i, \theta_r, \varphi_r)$ , s'exprime alors :

$$f_r(\theta_i, \varphi_i, \theta_r, \varphi_r) = c_a f_{r_a} + c_b f_{r_b} + \dots + c_p f_{r_p} \quad [\text{sr}^{-1}], \quad (8.14)$$



où  $c_a, c_b, \dots, c_p$  sont des coefficients tels que, pour  $c_a$  :

$$c_a = \left( \frac{\theta_i^+ - \theta_i}{\theta_i^+ - \theta_i^-} \right) \left( \frac{\varphi_i^+ - \varphi_i}{\varphi_i^+ - \varphi_i^-} \right) \left( \frac{\theta_r^+ - \theta_r}{\theta_r^+ - \theta_r^-} \right) \left( \frac{\varphi_r^+ - \varphi_r}{\varphi_r^+ - \varphi_r^-} \right) \quad (8.15)$$

et de même pour  $c_b, c_c, \dots, c_p$ .

En conséquence, la reconstruction par cette méthode est interpolante (cf. sous-section 7.2.1) et prend en compte le masquage (cf. sous-section 7.2.3). Elle impose cependant que les échantillons soient distribués sur une grille régulière, contrainte excessivement forte, l’interpolant n’est pas dérivable (cf. sous-section 7.2.1), n’intègre pas la métrique sphérique (cf. sous-section 7.2.4), et produit l’artefact bidirectionnel (cf. sous-section 7.2.9).

**Note.** *L’interpolant quadrilinéaire peut être exprimé sous la forme d’un interpolant de Shepard (cf. section 8.3).*

## Conclusion du chapitre

Relativement au volume de travaux suscités par l’étude de la SBRDF, le problème spécifique de sa reconstruction a été peu traité. Il est en revanche souvent évoqué dans le cadre d’une problématique plus large, comme par Havran *et al.* [HNZ<sup>+</sup>05], Sun et Yang [SW05], de Boer [dB06], ou Dorsey *et al.* [DRS07], mais sans qu’une solution convaincante ne soit apportée.

Parmi les méthodes présentées dans ce chapitre, qui constitue à notre connaissance un état de l’art exhaustif, seul l’algorithme quadrilinéaire de DeYoung et Fournier [DF97] prend en compte le masquage (cf. sous-section 7.2.3), mais impose malheureusement que les échantillons soient structurés sur une grille.

Or, un algorithme produisant une reconstruction d’allure raisonnablement intuitive serait un outil précieux, intermédiaire pour la régression d’un modèle et la décomposition dans une base fonctionnelle ; mais aussi pour la visualisation des données, la construction d’une notion d’erreur entre TSBPDF, le pilotage d’un instrument de mesure, et plus généralement pour la photosimulation.

# Chapitre 9

## Présentation de l’algorithme innovant

Dans ce chapitre, un nouvel algorithme de reconstruction de TSBPDF est proposé. Il est adapté à des échantillons structurés par lobes de réflexion (les échantillons sont dispersés sur chaque lobe) et vecteurs spectraux. La SBRDF reconstruite est interpolante (cf. sous-section 7.2.1) et dérivable (cf. sous-section 7.2.2), prend en compte le masquage (cf. sous-section 7.2.3), intègre la métrique sphérique (cf. sous-section 7.2.4), est à support local (cf. sous-section 7.2.5), reproductible (cf. sous-section 7.2.8), et neutre (sous-section 7.2.7), et ne présente pas l’artefact bidirectionnel (cf. sous-section 7.2.9).

Le plan du chapitre est le suivant : dans la section 9.1, l’interpolation spline cubique hermitienne dans  $\mathbb{R}$  est appliquée au problème de la reconstruction d’une répartition spectrale ; dans la section 9.2, cet interpolant hermitien est étendu au domaine directionnel  $\Omega$ , permettant la reconstruction d’un lobe de TBRDF ; dans la section 9.3, ces deux interpolants partiels (spectral et directionnel) sont assemblés en un interpolant spectral et bidirectionnel, permettant la reconstruction d’une TSBPDF complète.

### 9.1 Interpolation hermitienne d’une répartition spectrale

Cette section rappelle le principe de l’interpolation spline cubique hermitienne, en prenant pour cadre la reconstruction d’une répartition spectrale (cf. sous-section 1.2.1.1).

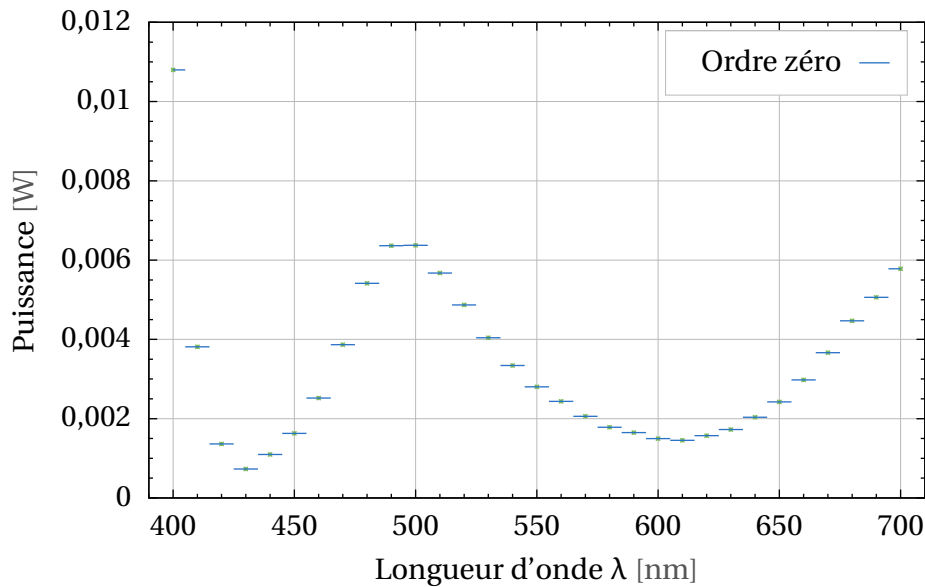
**Note.** *Les splines sont bien connues en synthèse d’images (sous la forme paramétrique des Non-Uniform Rational Basis Splines/NURBS notamment). Cette section est un rappel pour un lecteur extérieur au domaine, l’interpolant directionnel présenté dans la section suivante étant basé sur une extension à la sphère  $\Omega$  de l’interpolant spline cubique de Hermite.*

Une répartition spectrale est une collection d’échantillon d’une fonction de  $\mathbb{R}^{+,*} \rightarrow \mathbb{R}^+$ , de la forme :

$$(\lambda_j, f_j) \quad \text{avec } j \in \{1, 2, \dots, n\}. \quad (9.1)$$

La section est illustrée par la reconstruction de la répartition spectrale `mystique.astm` de la base de données de Cornell [\[data\]](#). Le plan est le suivant : la reconstruction par la spline interpolante d’ordre zéro est formalisée (sous-section 9.1.1) ; puis, la reconstruction par la spline interpolante d’ordre un (sous-section 9.1.2) ; enfin, le principe de la reconstruction par une spline d’ordre trois hermitienne est rappelé (sous-section 9.1.3) ; un bilan est alors dressé (sous-section 9.1.4).

### 9.1.1 Interpolant spline d'ordre zéro



**Figure 9.1** - Interpolation du spectre mystique .astm par la spline d'ordre zéro.

L'interpolant spline d'ordre zéro « plus proche voisin » s'exprime par :

$$f_r(\lambda) = f_j, \text{ tel que, } |\lambda - \lambda_j| \leq |\lambda - \lambda_k| \forall k \in \{1, 2, \dots, n\}. \quad (9.2)$$

La reconstruction de mystique .astm, tracée sur la figure 9.1, est interpolante (cf. sous-section 7.2.1), mais discontinue aux jonctions entre les morceaux de la spline (cf. sous-section 7.2.2).

### 9.1.2 Interpolant spline d'ordre un

L'interpolant spline d'ordre un « linéaire » s'exprime par :

$$f_r(\lambda) = (1 - t) f_j + t f_{j+1}, \text{ pour } \lambda_i \leq \lambda < \lambda_{i+1}, \quad (9.3)$$

où le paramètre  $t$  est tel que :

$$t = \frac{\lambda - \lambda_j}{\lambda_{j+1} - \lambda_j}. \quad (9.4)$$

La reconstruction de mystique .astm, tracée sur la figure 9.2, est interpolante (cf. sous-section 7.2.1), continue, mais non dérivable aux jonctions entre les morceaux de la spline (cf. sous-section 7.2.2).

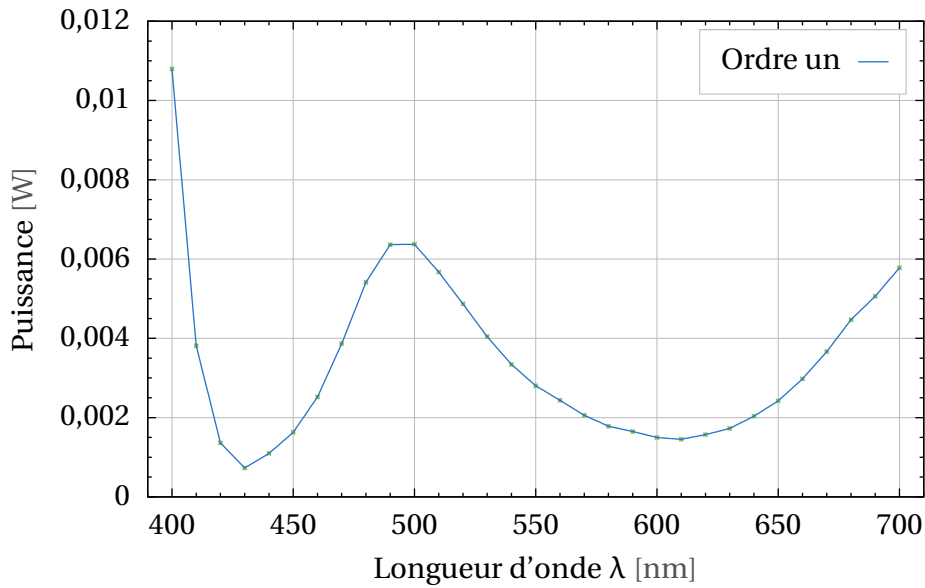


Figure 9.2 - Interpolation du spectre mystique .astm par la spline d'ordre un.

### 9.1.3 Interpolant spline d'ordre trois hermitien

L'interpolation spline à l'ordre deux est possible mais passer directement à l'ordre trois permet de forcer les morceaux de la spline à s'accorder aux jonctions, non seulement sur les valeurs, mais aussi sur les dérivées.

**Note.** Une construction interpolante quadratique dérivable est aussi possible en plaçant deux morceaux par intervalle, mais nécessite d'introduire artificiellement l'abscisse du point de jonction intermédiaire, en contradiction avec la neutralité (cf. sous-section 7.2.7).

Par définition, le  $j^{\text{e}}$  morceau d'une spline cubique est de la forme :

$$f_r(\lambda) = a_3\lambda^3 + a_2\lambda^2 + a_1\lambda + a_0 \quad \text{pour } \lambda_j \leq \lambda < \lambda_{j+1}. \quad (9.5)$$

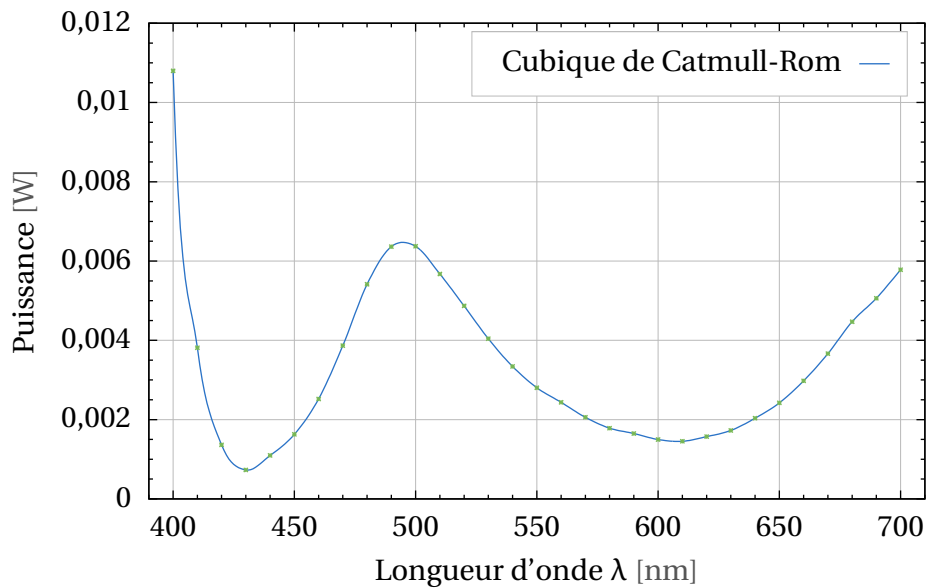
Les contraintes d'interpolation et d'accords sur les dérivées avec les  $j - 1^{\text{e}}$  et  $j + 1^{\text{e}}$  morceaux imposent alors le système :

$$\begin{cases} f_j &= a_3\lambda_j^3 + a_2\lambda_j^2 + a_1\lambda_j + a_0 \\ f_{j+1} &= a_3\lambda_{j+1}^3 + a_2\lambda_{j+1}^2 + a_1\lambda_{j+1} + a_0 \\ f'_j &= 3a_3\lambda_j^2 + 2a_2\lambda_j + a_1 \\ f'_{j+1} &= 3a_3\lambda_{j+1}^2 + 2a_2\lambda_{j+1} + a_1 \end{cases} \quad (9.6)$$

où  $f'_j$  et  $f'_{j+1}$  sont les dérivées de  $f_r(\lambda)$  en  $\lambda_j$  et  $\lambda_{j+1}$ .

La solution, exprimée en fonction du paramètre  $t$  de l'équation 9.4, donne la forme générale d'un interpolant spline cubique de Hermite :

$$\begin{aligned} f_r(\lambda) &= (2t^3 - 3t^2 + 1)f_j + (t^3 - 2t^2 + t)f'_j \\ &\quad - (2t^3 - 3t^2)f_{j+1} + (t^3 - t^2)f'_{j+1}. \end{aligned} \quad (9.7)$$



**Figure 9.3** - Interpolation du spectre mystique .astm par la spline d'ordre trois hermitienne.

Les splines cubiques hermitiennes se distinguent par la procédure d'estimation des dérivées. Dans la spline de Catmull-Rom [CR74] par exemple (célèbre en synthèse d'images pour l'interpolation d'images clés) celles-ci sont estimées par le schéma suivant :

$$f'_1 = \frac{-f_1 + 2f_2 - f_3}{2}; \quad f'_j = \frac{f_{j+1} - f_{j-1}}{2}; \quad f'_n = \frac{f_{n-2} - 2f_{n-1} + f_n}{2}. \quad (9.8)$$

La reconstruction de mystique .astm par la spline cubique hermitienne de Catmull-Rom est tracée sur la figure 9.3.

**Note.** La reconstruction spline cubique naturelle du spectre mystique .astm – interpolante et dérivable – est tracée sur la figure 9.4. Cette spline n'est plus utilisée par la suite et sa construction n'est donc pas détaillée ici (elle pourra être trouvée dans Press et al. [PFTV92] par exemple). L'interpolation de la transmittance  $\tau_{\lambda, \mathcal{F}}(\mu)$  du filtre  $\mathcal{F}$  (par la procédure 5.1) repose sur cet interpolant.

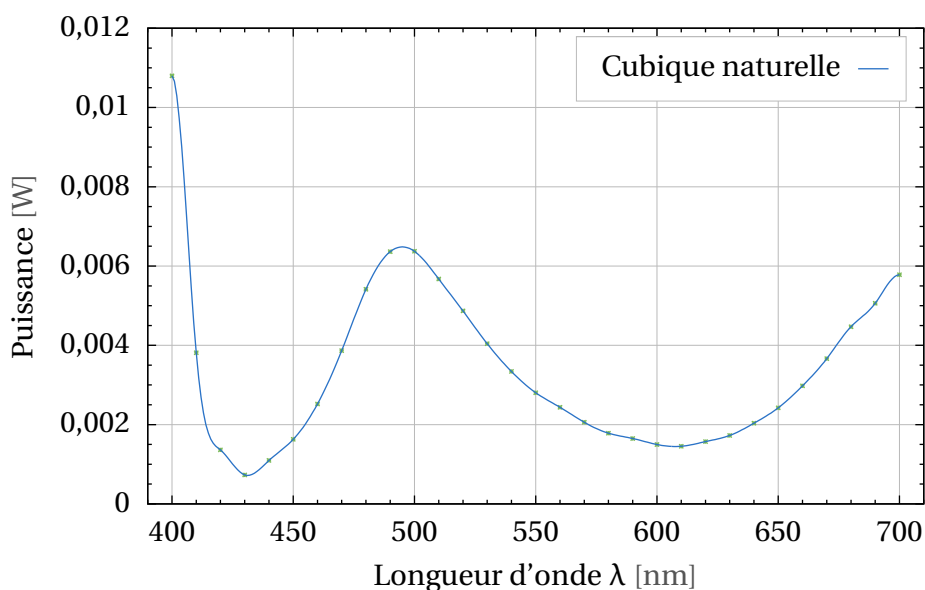


Figure 9.4 - Interpolation du spectre mystique .astm par la spline cubique naturelle.

### 9.1.4 Bilan des interpolants spectraux

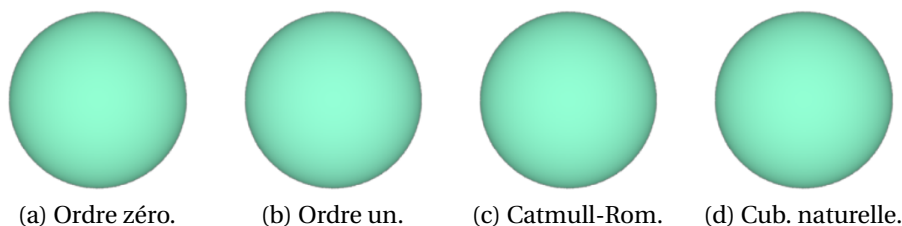


Figure 9.5 - Rendu du spectre mystique .astm.

	Flux énergétique $\Phi$ [W]		Flux lumineux $\Phi_v$ [lm]	
Ordre zéro.	$1,024 \cdot 10^{-9}$	(1,2 %)	$2,204 \cdot 10^{-7}$	(1,8 %)
Ordre un.	$1,011 \cdot 10^{-9}$	(0,0 %)	$2,152 \cdot 10^{-7}$	(0,6 %)
Catmull-Rom.	$9,993 \cdot 10^{-10}$	(1,2 %)	$2,151 \cdot 10^{-7}$	(0,6 %)
Cub. naturelle.	$1,011 \cdot 10^{-9}$	(0,0 %)	$2,151 \cdot 10^{-7}$	(0,6 %)

Tableau 9.1 - Flux énergétique et flux lumineux en fonction de l'interpolant.

La figure 9.5 présente une photosimulation du spectre mystique .astm reconstruit par les trois splines de la section. Du point de vue de la perception, le choix de l'algorithme semble donc avoir peu d'influence sur l'apparence (aux performances colorimétriques près du périphérique de restitution, imprimante ou écran). Les flux énergétique et lumineux ainsi que les composantes CIE RGB (cf. paragraphe 1.2.2.2) associés au spectre reconstruit sont donnés dans les tableaux 9.1 et 9.2 (le pourcentage entre parenthèses est l'écart à la moyenne).  $\rho_{b,\lambda} = 1$  et  $n_\lambda = 30$ .

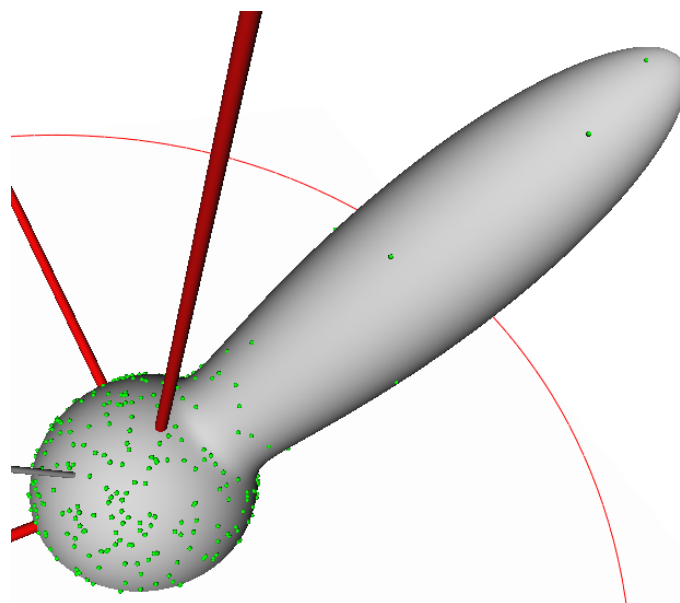
	Composante rouge $r$		Composante verte $g$		Composante bleue $b$	
Ordre zéro.	$3,456 \cdot 10^{-10}$	(1,0 %)	$3,388 \cdot 10^{-10}$	(1,9 %)	$1,349 \cdot 10^{-10}$	(0,8 %)
Ordre un.	$3,425 \cdot 10^{-10}$	(0,0 %)	$3,303 \cdot 10^{-10}$	(0,7 %)	$1,380 \cdot 10^{-10}$	(1,4 %)
Catmull-Rom.	$3,405 \cdot 10^{-10}$	(0,5 %)	$3,305 \cdot 10^{-10}$	(0,6 %)	$1,350 \cdot 10^{-10}$	(0,8 %)
Cub. naturelle.	$3,407 \cdot 10^{-10}$	(0,5 %)	$3,304 \cdot 10^{-10}$	(0,6 %)	$1,364 \cdot 10^{-10}$	(0,2 %)

**Tableau 9.2** - Écarts sur les coordonnées CIE RGB en fonction de l’interpolant.

## 9.2 Interpolation directionnelle hermitienne

Un lobe de TSBPDF (d’incidence ou de réflexion) est une collection d’échantillons d’une fonction de  $\Omega^+ \rightarrow \mathbb{R}^+$ , de la forme :

$$(\vec{\omega}_j, f_j), \quad j \in \{1, 2, \dots, n\}. \quad (9.9)$$



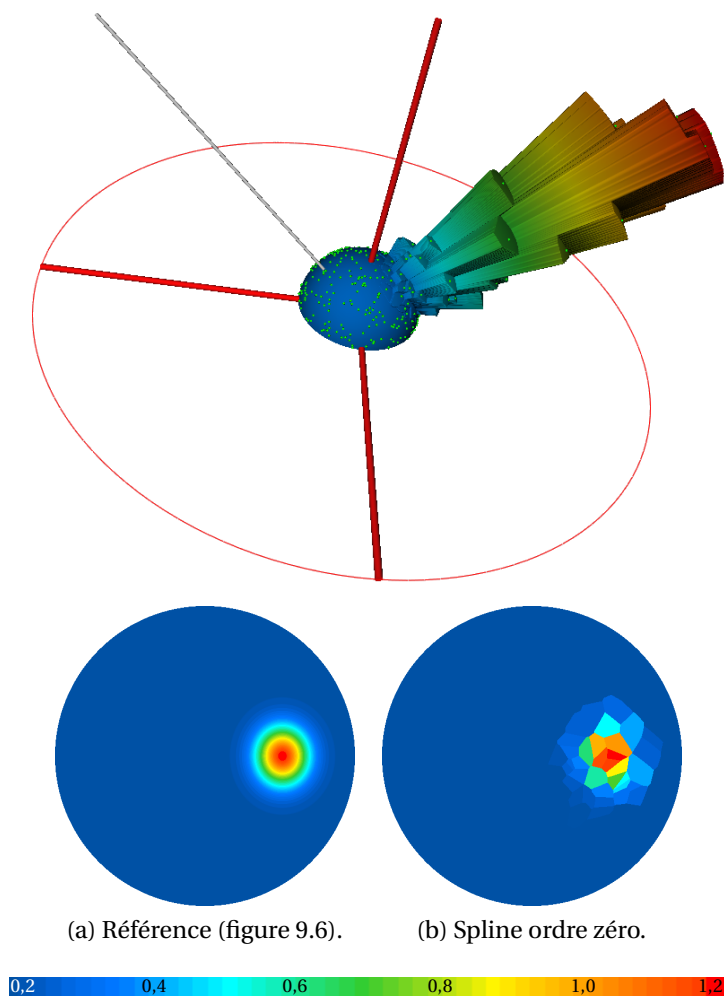
**Figure 9.6** - Localisation des  $n = 314$  directions d’échantillonnage.

L’algorithme de reconstruction proposé dans cette section est illustré par la reconstruction d’un lobe synthétique du modèle de Phong [Pho75] (cf. sous-section 3.3.6), simple et bien connu. Le lobe synthétique utilisé est celui de la figure 3.22, associé à la direction d’incidence  $(\theta_i = \frac{\pi}{4}, \varphi_i = 0)$  et aux paramètres  $\rho_{l,\lambda} = 0,2$ ,  $\rho_{b,\lambda} = 1$  et  $n_\lambda = 30$ . Le lobe a été échantillonné en  $n = 314$  directions aléatoires, visualisées par des points verts sur la figure 9.6.

La démarche de montée en puissance d’une spline jusqu’à l’ordre trois employée dans la section précédente est reprise dans cette section. Le plan est le suivant : l’interpolation par une spline d’ordre zéro est formalisée (sous-section 9.2.1) ; puis, si les échantillons ne sont pas structurés (sur un igloo, une grille régulière, un dôme géodésique , *etc.*), une topologie est construite par leur triangulation sphérique (sous-section 9.2.2) ; l’interpolation par une spline d’ordre un est ensuite étudiée (sous-section 9.2.3) ; l’interpolation par une spline

d'ordre trois hermitienne est alors présentée (sous-section 9.2.4) ; enfin, un bilan est dressé (sous-section 9.2.5).

### 9.2.1 Interpolant spline d'ordre zéro



**Figure 9.7** - Interpolation du lobe de la figure 9.6 par la spline d'ordre zéro.

L'expression dans l'hémisphère  $\Omega^+$  de la spline interpolante d'ordre zéro « plus proche voisin » est proche de son pendant dans  $\mathbb{R}$  (cf. sous-section 9.1.1) :

$$f_r(\vec{\omega}) = \mathbf{f}_{r_j}, \text{ tel que, } d_\Omega(\vec{\omega}, \vec{\omega}_j) \leq d_\Omega(\vec{\omega}, \vec{\omega}_k), \forall k \in \{1, 2, \dots, n\}, \quad (9.10)$$

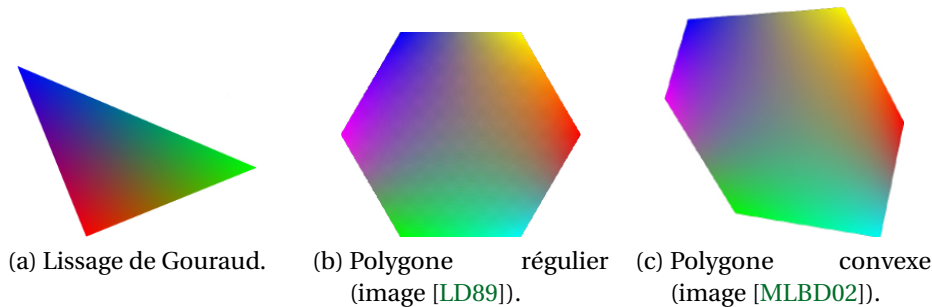
où  $d_\Omega$  est la distance géodésique (cf. sous-section 7.2.4). Le lobe de Phong reconstruit par cet algorithme est tracé sur la figure 9.7.

Plus précisément, l'algorithme construit une fonction directionnelle interpolante (cf. sous-section 7.2.1), qui prend en compte le masquage (cf. sous-section 7.2.3), intègre la métrique sphérique (cf. sous-section 7.2.4), est à support local (cf. sous-section 7.2.5), à enveloppe convexe (cf. sous-section 7.2.6), neutre (cf. sous-section 7.2.7), et reproductible (cf. sous-section 7.2.8).



En revanche, la fonction reconstruite est discontinue (cf. sous-section 7.2.2), d’une part, et d’autre part, sans notion d’ordre entre les échantillons, la reconstruction dans la direction  $\vec{\omega}$  implique le calcul de la distance (géodésique) de la direction  $\vec{\omega}$  à tous les échantillons, induisant une complexité en  $\mathcal{O}(n)$  (qui limite fortement l’intérêt que peut présenter l’algorithme dans  $\mathbb{R}$ ).

## 9.2.2 Topologie des échantillons par triangulation sphérique



**Figure 9.8** - Interpolation de la couleur aux sommets d’un polygone.

La notion d’ordre entre les échantillons est en effet « diffuse » sur la sphère  $\Omega$  (cf. sous-section 7.2.3). Pour illustrer la nécessité de construire une topologie des échantillons, considérons le lissage de Gouraud<sup>1</sup> (de la couleur aux sommets d’un triangle plan) sur la figure 9.8a (les figures (b) et (c) illustrent sa généralisation aux polygones réguliers et convexes).

**Note.** Le lissage de Gouraud, réservé à la couleur dans les premières versions d’OpenGL, a été étendu en Graphic Library Shading Language (GLSL) à toutes les variables typées *varying*.

Sur la surface de ces trois polygones, la couleur reconstruite, en tant que fonction de  $\mathbb{R}^2 \rightarrow [0; 1]^+{}^3$ , est dérivable et sur une arête, dépend linéairement des deux valeurs à ses sommets. L’interpolation continue d’échantillons dispersés d’une fonction sur le plan  $\mathbb{R}^2$  est alors possible par une tessellation des échantillons avec l’un de ces polygones, et un interpolant *ad hoc*. L’analogie avec l’interpolant sur  $\mathbb{R}$  spline d’ordre un de la section précédente (cf. sous-section 9.1.2) est frappante : la reconstruction est interpolante, dérivable sur la surface d’un polygone, et continue sur l’ensemble du domaine.

Le triangle – en tant que simplexe du plan  $\mathbb{R}^2$  – est la figure de choix pour cette tessellation. La triangulation de Delaunay<sup>2</sup>, qui possède la propriété qu’aucun sommet ne se trouve à l’intérieur du cercle circonscrit à un triangle, produit des triangles très réguliers, et est quasi-reproductible (reproductible, sauf dans les cas dégénérés ; cf. sous-section 7.2.8).

Le même raisonnement peut être appliqué à une fonction sur la sphère  $\Omega$  ou l’hémisphère  $\Omega^+$ . À la triangulation plane est simplement substituée une tessellation par des triangles sphériques – simplexe de la sphère  $\Omega$  – et au lissage de Gouraud, un interpolant *ad hoc* : continu sur la surface du triangle sphérique, et ne dépendant sur un grand arc, que des valeurs à ses sommets (de sorte que la reconstruction sur chaque triangle sphérique s’accorde avec ses voisins).

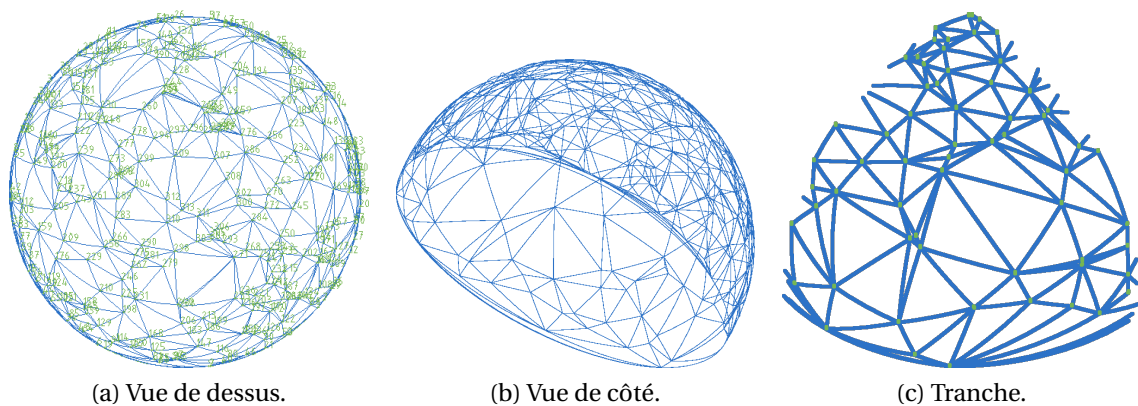
1. Henri Gouraud (1944-..).

2. Boris Nikolaevich Delaunay (1890-1980).

**Note.** *Un triangle sphérique est la figure formée sur une sphère par l'intersection de trois grands arcs en trois points distincts (un grand cercle est l'intersection d'une sphère et d'un plan contenant le centre de la sphère; un grand arc est une portion de grand cercle).*

Dans la suite de cette sous-section, le principe de construction d'une telle triangulation sphérique est décrit (sous-section 9.2.2.1); l'algorithme est alors détaillé (sous-section 9.2.2.2); les dimensions de la triangulation sphérique (nombre de triangles sphériques, de grands arcs, etc.) sont alors précisées (sous-section 9.2.2.3).

### 9.2.2.1 Principe de l'algorithme de triangulation sphérique



**Figure 9.9** - Triangulation sphérique des 314 directions d'échantillonnage de la figure 9.6.

À notre connaissance, Lawson [Law84] et Renka [Ren84] ont été les premiers à proposer un algorithme de triangulation sphérique de sommets répartis sur la sphère  $\Omega$ , avec pour propriété, analogue de la propriété de la triangulation plane de Delaunay, qu'aucun sommet ne se trouve à l'intérieur de la calotte sphérique définie par un triangle sphérique. La figure 9.9 illustre cette triangulation sphérique des  $n = 314$  directions d'échantillonnage de la figure 9.6.

L'algorithme de Renka [Ren84], implanté en Fortran, est assez proche de l'algorithme itératif pour la construction d'une triangulation plane de Delaunay. Il consiste d'abord à initialiser la triangulation sphérique avec les trois premiers sommets ne se trouvant pas sur un même grand cercle. Puis, à insérer itérativement les sommets restants. Si ce sommet à insérer est contenu dans un triangle sphérique, celui-ci est scindé en trois sous-triangles sphériques; l'intégrité de la propriété de calotte sphérique est alors assurée localement. Sinon, le sommet à insérer est connecté à tous les sommets de la bordure de la triangulation sphérique.

**Note.** *L'algorithme de Renka [Ren84] de construction de la triangulation sphérique se distingue de la construction itérative de la triangulation plane de Delaunay essentiellement par cette dernière étape, par le test d'appartenance d'un sommet à un triangle sphérique, et par le test d'intégrité de la triangulation sphérique.*

### 9.2.2.2 Algorithme de triangulation sphérique des échantillons

La bibliothèque `libinterpol` (dont quelques statistiques sont données dans l’annexe B.3) implante l’algorithme de Renka [Ren84] en C++ (tirant avantage de la généricité des patrons de classe/Template pour construire des triangulations planes, sphériques ou hémisphériques). Un tri initial des échantillons a été ajouté pour accélérer la recherche du triangle sphérique contenant un sommet, et dans le cas particulier d’une triangulation hémisphérique, par le remplissage de l’hémisphère inférieur. C’est pour ce dernier cas – qui correspond à celui d’un lobe de TSBRDF – que l’algorithme est détaillé dans les sous-paragraphes suivants.

Cet algorithme procède d’un tri des échantillons (sous-paragraphe 9.2.2.2.i) ; puis, la triangulation sphérique est initialisée avec quatre échantillons factices et un échantillon réel (sous-paragraphe 9.2.2.2.ii) ; enfin, les échantillons restant sont insérés itérativement (sous-paragraphe 9.2.2.2.iii).

**9.2.2.2.i Tri des échantillons.** Les échantillons sont triés dans l’ordre croissant de la relation :

$$\vec{\omega}_a \geq \vec{\omega}_b \Leftrightarrow (\theta_a > \theta_b) \text{ ou } ((\theta_a = \theta_b) \text{ et } (\varphi_a \geq \varphi_b)). \quad (9.11)$$

**9.2.2.2.ii Initialisation de la triangulation sphérique.** La triangulation sphérique est ensuite initialisée avec quatre échantillons factices, de valeurs nulles, situés, un au pôle inférieur, et trois uniformément répartis sur l’équateur. La connexion de ces quatre sommets initiaux forme trois triangles sphériques, recouvrant l’hémisphère inférieur  $\Omega^-$ . Le premier échantillon de la TSBRDF non situé sur l’équateur est alors connecté aux trois sommets de l’équateur, formant six triangles sphériques qui recouvrent toute la sphère  $\Omega$ .

**9.2.2.2.iii Insertion itérative des échantillons.** Les  $n-1$  échantillons restant sont insérés itérativement dans cette triangulation sphérique initiale.

Soit noté  $(\vec{\omega}_s, f_s)$  l’échantillon à insérer, avec  $s$  dans l’ensemble  $\{2, 3, \dots, n\}$ . L’insertion de l’échantillon  $(\vec{\omega}_s, f_s)$  consiste à identifier le triangle sphérique qui contient la direction  $\vec{\omega}_s$  (plus exactement, la position sur la sphère  $\Omega$  identifiée par la direction  $\vec{\omega}_s$  ; item iii.a) ; ce triangle sphérique est alors scindé en trois sous triangles sphériques (item iii.b) ; une procédure de régularisation locale assure alors la propriété de calotte sphérique de la triangulation sphérique (item iii.c).

**iii.a Recherche du triangle sphérique contenant  $\vec{\omega}_s$ .** Soient notés  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$  les sommets d’un triangle sphérique dans l’ordre trigonométrique. Soit par ailleurs la quantité  $q_{ab}$  définie par :

$$q_{ab} = [\vec{\omega}_s \cdot (\vec{\omega}_a \times \vec{\omega}_b)]. \quad (9.12)$$

Cette quantité est positive ou nulle si (la position identifiée par)  $\vec{\omega}_s$  est dans le demi-espace positif délimité par le plan contenant le centre de la sphère  $\Omega$  et de normale  $(\vec{\omega}_a \times \vec{\omega}_b)$ , négative sinon. Des quantités  $q_{bc}$  et  $q_{ca}$  sont définies de la même façon pour les grands arcs  $(\vec{\omega}_b \times \vec{\omega}_c)$  et  $(\vec{\omega}_c \times \vec{\omega}_a)$ , respectivement.

Alors, le triangle sphérique  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$  contient (la position identifiée par)  $\vec{\omega}_s$  si et seulement si les trois quantités  $q_{ab}$ ,  $q_{bc}$  et  $q_{ca}$  sont positives ou nulles.

La procédure suivante de recherche de proche en proche du triangle sphérique de la triangulation sphérique contenant (la position identifiée par)  $\vec{\omega}_s$  est déduite de cette propriété :

1. la recherche est initialisée avec un triangle sphérique ayant pour sommet l'échantillon juste inférieur à  $(\vec{\omega}_s, f_s)$  (d'après la relation 9.11) ;
2. soit alors noté  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$  le triangle sphérique à tester :
  - si la quantité  $q_{ab}$  est négative, la recherche est réitérée avec le triangle sphérique voisin du triangle sphérique  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$  qui partage le grand arc  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_b)$  ; et de même pour les quantités  $q_{bc}$  et  $q_{ca}$  ;
  - sinon, le triangle sphérique  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$  contient (la position identifiée par)  $\vec{\omega}_s$ .

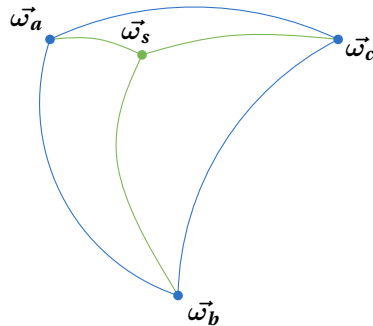


Figure 9.10 - Insertion de  $\vec{\omega}_s$  dans le triangle sphérique  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$ .

**iii.b Scission du triangle sphérique.** Considérons la figure 9.10. Le triangle sphérique  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$  contenant (la position identifiée par)  $\vec{\omega}_s$  est donc scindé en trois sous-triangles sphériques, notés  $(\vec{\omega}_s, \vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$ ,  $(\vec{\omega}_s, \vec{\omega}_c, \vec{\omega}_a)$  et  $(\vec{\omega}_s, \vec{\omega}_a, \vec{\omega}_b)$ .

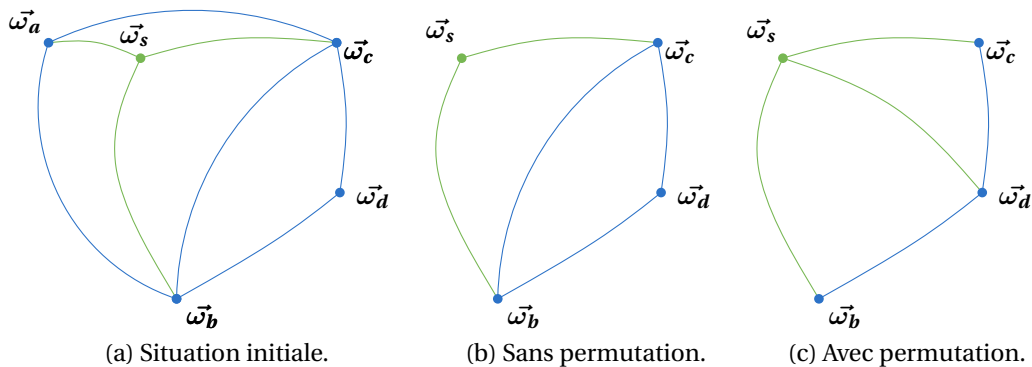


Figure 9.11 - Permutation du grand arc  $(\vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$  assurant l'intégrité.

**iii.c Permutations assurant l'intégrité de la triangulation sphérique.** Considérons la figure 9.11a. Avant la scission, le triangle sphérique  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$  partage le grand arc  $(\vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$  avec un autre triangle sphérique, noté  $(\vec{\omega}_b, \vec{\omega}_d, \vec{\omega}_c)$ . Si, après la scission, (la position

identifiée par  $\vec{\omega}_s$  se situe dans la calotte sphérique définie par le triangle sphérique  $(\vec{\omega}_b, \vec{\omega}_d, \vec{\omega}_c)$ , la propriété de calotte sphérique de la triangulation sphérique n’est plus respectée.

La calotte sphérique définie par le triangle sphérique  $(\vec{\omega}_b, \vec{\omega}_d, \vec{\omega}_c)$  est plus précisément constituée de l’ensemble des positions sur la sphère situées au-dessus du plan passant par (les positions identifiées par)  $\vec{\omega}_b$ ,  $\vec{\omega}_d$ , et  $\vec{\omega}_c$ . Or, une normale à ce plan est  $(\vec{\omega}_c - \vec{\omega}_d) \times (\vec{\omega}_b - \vec{\omega}_d)$ . Ainsi, (la position identifiée par)  $\vec{\omega}_s$  se situe sur la calotte sphérique définie par le triangle sphérique  $(\vec{\omega}_b, \vec{\omega}_d, \vec{\omega}_c)$  si et seulement si :

$$[(\vec{\omega}_c - \vec{\omega}_d) \times (\vec{\omega}_b - \vec{\omega}_d) \cdot (\vec{\omega}_s - \vec{\omega}_d)] \geq 0. \quad (9.13)$$

Si cette inégalité est vérifiée alors les triangles sphériques  $(\vec{\omega}_b, \vec{\omega}_d, \vec{\omega}_c)$  et  $(\vec{\omega}_c, \vec{\omega}_s, \vec{\omega}_b)$  sont permutés, comme illustré sur la figure 9.11c, en deux nouveaux triangles sphériques notés  $(\vec{\omega}_c, \vec{\omega}_s, \vec{\omega}_d)$  ( $\vec{\omega}_s, \vec{\omega}_b, \vec{\omega}_d$ ). La régularisation se propage à ces nouveaux triangles sphériques formés.

### 9.2.2.3 Dimensions de la triangulation sphérique

Soient notés  $n_s$ ,  $n_t$  et  $n_a$ , les nombres de sommets, de triangles sphériques, et de grands arcs de la triangulation sphérique, respectivement. Par récurrence sur le nombre d’échantillons  $n$ , il est facilement montré que  $n_s = n + 4$ ,  $n_t = 2n + 4$  et  $n_a = 3n + 6$ . La caractéristique d’Euler<sup>3</sup>-Poincaré<sup>4</sup> est bien sûr vérifiée.

## 9.2.3 Interpolant spline d’ordre un

Un interpolant continu (voire dérivable) sur la surface d’un triangle sphérique, et ne dépendant, sur un grand arc, que des deux valeurs à ses sommets permet de reconstruire une fonction interpolante et continue sur l’ensemble du domaine directionnel  $\Omega^+$  (cf. sous-section 9.2.2). Un tel interpolant est présenté dans cette sous-section.

Pour le décrire, un premier algorithme bilinéaire simple, mais qui dépend de l’ordre des échantillons, est d’abord étudié (paragraphe 9.2.3.1) ; puis, un second algorithme, barycentrique, indépendant de cet ordre, est alors présenté (paragraphe 9.2.3.2) ; enfin, un bilan est dressé (paragraphe 9.2.3.3).

### 9.2.3.1 Interpolant bilinéaire dépendant de l’ordre des échantillons

Considérons la figure 9.12. Soient notés  $f_r(\vec{\omega})$  la valeur à reconstruire,  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$  le triangle sphérique contenant (la position identifiée par)  $\vec{\omega}$  (identifié par l’algorithme de l’item iii.a de la sous-section précédente),  $\vec{\omega}_{a'}$  l’intersection entre le grand cercle  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega})$  et le grand arc  $(\vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$ , et  $t_1$  et  $t_2$  deux paramètres tels que :

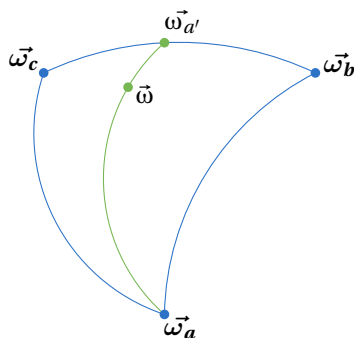
$$t_1 = \frac{\arccos[\vec{\omega}_a \cdot \vec{\omega}]}{\arccos[\vec{\omega}_a \cdot \vec{\omega}_{a'}]} \quad \text{et} \quad t_2 = \frac{\arccos[\vec{\omega}_b \cdot \vec{\omega}_{a'}]}{\arccos[\vec{\omega}_b \cdot \vec{\omega}_c]}. \quad (9.14)$$

La valeur dans la direction  $\vec{\omega}$  s’exprime alors par interpolation linéaire le long du grand arc  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_{a'})$  par :

$$f_r(\vec{\omega}) = t_1 f_r(\vec{\omega}_{a'}) + (1 - t_1) f_a. \quad (9.15)$$

3. Leonhard Paul Euler (1707-1783).

4. Henri Poincaré (1854-1912).



- $\vec{\omega}$  : direction pour laquelle la valeur  $f_r(\vec{\omega})$  est recherchée,
- $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$  : triangle sphérique contenant (la position identifiée par)  $\vec{\omega}$ ,
- $\vec{\omega}_{a'}$  : intersection entre  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega})$  et  $(\vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$ .

**Figure 9.12** - Interpolation linéaire en  $\vec{\omega}$  le long du grand arc  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_{a'})$ .

De même, la valeur dans la direction  $\vec{\omega}_{a'}$  s'exprime par interpolation linéaire (en fonction de la distance géodésique) le long du grand arc  $(\vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$  par :

$$f_r(\vec{\omega}_{a'}) = t_2 f_c + (1 - t_2) f_b. \quad (9.16)$$

Ainsi, la valeur finale dans la direction  $\vec{\omega}$  s'exprime en fonction des valeurs dans les directions  $\vec{\omega}_a$ ,  $\vec{\omega}_b$ , et  $\vec{\omega}_c$  par :

$$f_r(\vec{\omega}) = (1 - t_1) f_a + t_1(1 - t_2) f_b + t_1 t_2 f_c. \quad (9.17)$$

Cet algorithme construit une fonction directionnelle dérivable sur la surface du triangle sphérique et ne dépendant, sur ses grands arcs, que des valeurs à ses deux sommets. Contrairement à l'interpolant bilinéaire sur le triangle plan, l'allure de la fonction reconstruite dépend toutefois du choix du grand arc initial (ici, le grand arc  $(\vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$ ), en contradiction avec la propriété de neutralité (cf. sous-section 7.2.7).

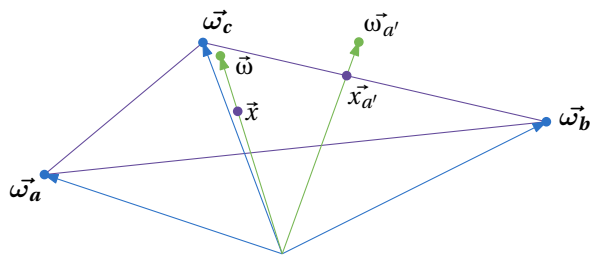
### 9.2.3.2 Interpolant barycentrique indépendant de l'ordre des échantillons

Pour éviter cette dépendance, une approche barycentrique peut être mise en œuvre. Considérons la figure 9.13. Soient notés  $\vec{x}$  et  $\vec{x}_{a'}$  les positions des intersections entre, d'une part, le triangle plan  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$ , et d'autre part, les directions  $\vec{\omega}$  et  $\vec{\omega}_{a'}$ . La position  $\vec{x}$  s'exprime en fonction des directions  $\vec{\omega}_a$ ,  $\vec{\omega}_b$  et  $\vec{\omega}_c$  par les coordonnées barycentriques, notées  $(b_a, b_b, b_c)$ , telles que :

$$\begin{cases} \vec{x} &= b_a \vec{\omega}_a + b_b \vec{\omega}_b + b_c \vec{\omega}_c, \\ 1 &= b_a + b_b + b_c. \end{cases} \quad (9.18)$$

Par ailleurs, la position  $\vec{x}_{a'}$  vérifie :

$$\begin{cases} \vec{x}_{a'} &= \|\vec{x}_{a'}\| \vec{\omega}_{a'}, \\ \vec{x}_{a'} &= b_b \vec{\omega}_b + b_c \vec{\omega}_c. \end{cases} \quad (9.19)$$



- $\vec{\omega}$  : direction pour laquelle la valeur  $f_r(\vec{\omega})$  est recherchée,
- $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$  : triangle sphérique contenant (la position identifiée par)  $\vec{\omega}$ ,
- $\vec{\omega}_{a'}$  : intersection entre  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega})$  et  $(\vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$ ,
- $\vec{x}$  : intersection entre  $\vec{\omega}$  et le triangle plan  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$ ,
- $\vec{x}_{a'}$  : intersection entre  $\vec{\omega}_{a'}$  et le triangle plan  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$ .

Figure 9.13 - Géométrie pour le calcul de la direction  $\vec{\omega}_{a'}$ .

Soit :

$$\vec{\omega}_{a'} = \frac{b_b \vec{\omega}_b + b_c \vec{\omega}_c}{\|b_b \vec{\omega}_b + b_c \vec{\omega}_c\|}. \quad (9.20)$$

Le calcul des coordonnées barycentriques  $(b_a, b_b, b_c)$  est maintenant détaillé pour  $b_a$  ; le calcul pour  $b_b$  et  $b_c$  s'en déduit. Une formule classique du barycentre exprime la coordonnée  $b_a$  en fonction des aires des triangles plans  $(\vec{x}, \vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$ ,  $(\vec{x}, \vec{\omega}_c, \vec{\omega}_a)$  et  $(\vec{x}, \vec{\omega}_a, \vec{\omega}_b)$ , notées  $a_a$ ,  $a_b$  et  $a_c$ , respectivement, par :

$$\begin{aligned} b_a &= \frac{a_a}{a_a + a_b + a_c} \\ &= \frac{\|(\vec{x} - \vec{\omega}_b) \times (\vec{x} - \vec{\omega}_c)\|}{\|(\vec{\omega}_a - \vec{\omega}_b) \times (\vec{\omega}_a - \vec{\omega}_c)\|} \end{aligned} \quad (9.21)$$

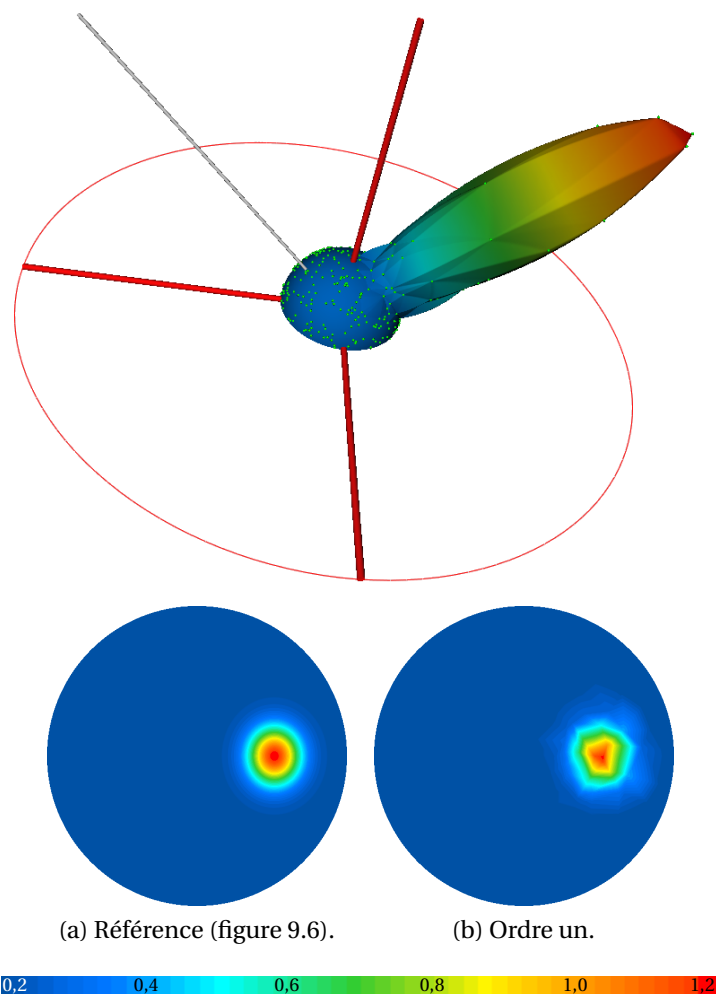
En remarquant que les vecteurs qui apparaissent au numérateur et au dénominateur sont colinéaires – perpendiculaires au plan du triangle – le rapport de leurs normes reste inchangé par projection sur la direction  $\vec{\omega}$ , soit :

$$\begin{aligned} b_a &= \frac{[\vec{\omega} \cdot ((\vec{x} - \vec{\omega}_b) \times (\vec{x} - \vec{\omega}_c))]}{[\vec{\omega} \cdot ((\vec{\omega}_a - \vec{\omega}_b) \times (\vec{\omega}_a - \vec{\omega}_c))]} \\ &= \frac{[\vec{\omega} \cdot ((\vec{x} \times \vec{x}) - (\vec{x} \times \vec{\omega}_c) - (\vec{\omega}_b \times \vec{x}) + (\vec{\omega}_b \times \vec{\omega}_c))]}{[\vec{\omega} \cdot ((\vec{\omega}_a \times \vec{\omega}_a) - (\vec{\omega}_a \times \vec{\omega}_c) - (\vec{\omega}_b \times \vec{\omega}_a) + (\vec{\omega}_b \times \vec{\omega}_c))]} \end{aligned} \quad (9.22)$$

or, comme les vecteurs  $\vec{x} \times \vec{\omega}_c$  et  $\vec{\omega}_b \times \vec{x}$  sont perpendiculaires à la direction  $\vec{\omega}$ , il vient :

$$b_a = \frac{[\vec{\omega} \cdot (\vec{\omega}_b \times \vec{\omega}_c)]}{[\vec{\omega} \cdot (\vec{\omega}_a \times \vec{\omega}_b)] + [\vec{\omega} \cdot (\vec{\omega}_b \times \vec{\omega}_c)] + [\vec{\omega} \cdot (\vec{\omega}_c \times \vec{\omega}_a)]}. \quad (9.23)$$

Avec ce second algorithme, la reconstruction possède toutes les propriétés de la reconstruction par l'algorithme précédent et est en outre indépendante de l'ordre des échantillons.



**Figure 9.14** - Interpolation du lobe de la figure 9.6 par la spline d'ordre un.

### 9.2.3.3 Bilan des interpolants splines d'ordre un

Le lobe de Phong reconstruit par l'algorithme indépendant de l'ordre des échantillons est tracé sur la figure 9.7.

L'algorithme construit une fonction directionnelle interpolante (cf. sous-section 7.2.1), dérivable sur la surface d'un triangle sphérique et continue sur l'ensemble du domaine directionnel  $\Omega^+$  (cf. sous-section 7.2.2), prend en compte le masquage (cf. sous-section 7.2.3), intègre la métrique sphérique (cf. sous-section 7.2.4), est à support local (cf. sous-section 7.2.5), à enveloppe convexe (cf. sous-section 7.2.6), neutre (cf. sous-section 7.2.7), et reproductible (cf. sous-section 7.2.8).

### 9.2.4 Interpolant spline d'ordre trois hermitien

Une reconstruction interpolante et dérivable sur l'ensemble du domaine directionnel  $\Omega^+$  implique la prise en compte de la dérivée de la fonction discrète dans l'algorithme de reconstruction. Pour cela, l'approche spline cubique hermitienne va être employée. L'algorithme proposé est une combinaison des interpolants géodésique de Lawson [Law84],



côté-sommet sur un triangle plan de Nielson [Nie79], et pour des échantillons dispersés sur une sphère de Renka [Ren84].

Pour le décrire, soit notés  $f_r(\vec{\omega})$  la valeur à reconstruire,  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$  le triangle sphérique contenant (la position identifiée par)  $\vec{\omega}$ ,  $\vec{\omega}_{a'}$  l’intersection entre les grands arcs  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega})$  et  $(\vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$ ,  $\vec{\omega}_{b'}$  l’intersection entre les grands arcs  $(\vec{\omega}_b, \vec{\omega})$  et  $(\vec{\omega}_c, \vec{\omega}_a)$ , et  $\vec{\omega}_{c'}$  l’intersection entre les grands arcs  $(\vec{\omega}_c, \vec{\omega})$  et  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_b)$ .

L’algorithme procède d’abord d’une estimation des gradients aux sommets  $\vec{\omega}_a$ ,  $\vec{\omega}_b$  et  $\vec{\omega}_c$  (paragraphe 9.2.4.1) ; puis, les valeurs et les gradients aux intersections  $\vec{\omega}_{a'}$ ,  $\vec{\omega}_{b'}$  et  $\vec{\omega}_{c'}$  sont interpolés (paragraphe 9.2.4.2) ; la valeur dans la direction  $\vec{\omega}$  est enfin reconstruite par assemblage des interpolants partiels le long des grands arcs  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_{a'})$ ,  $(\vec{\omega}_b, \vec{\omega}_{b'})$  et  $(\vec{\omega}_c, \vec{\omega}_{c'})$   $\vec{\omega}$  (paragraphe 9.2.4.3) ; un bilan de l’algorithme termine la sous-section (paragraphe 9.2.4.4).

### 9.2.4.1 Estimation du gradient en un sommet de la triangulation sphérique

Le gradient en un sommet  $\vec{\omega}_a$  de la triangulation sphérique, noté  $\vec{\nabla}f_a$ , est estimé par une approximation locale de la fonction par une biquadratique, régressée au sens des moindres carrés aux voisins du sommet  $\vec{\omega}_a$ .

**Note.** Comme définie dans la sous-section 7.2.2, la dérivée dans la direction  $\vec{\omega}$  d’une fonction  $f_r$  de  $\Omega^+ \rightarrow \mathbb{R}$  est un vecteur gradient, noté  $\vec{\nabla}f_r(\vec{\omega})$ , qui repose sur le plan tangent à l’hémisphère  $\Omega^+$  en  $\vec{\omega}$ .

Plus précisément, l’estimation du gradient  $\vec{\nabla}f_a$  procède de l’algorithme suivant. Les sommets de la triangulation sphérique dans le voisinage du sommet  $\vec{\omega}_a$  sont d’abord identifiés (sous-paragraphe 9.2.4.1.i) ; puis, les coordonnées de ces voisins sont exprimées dans le repère où la direction  $\vec{\omega}_a$  est le pôle nord (sous-paragraphe 9.2.4.1.ii) ; une biquadratique est alors régressée, au sens des moindres carrés, à ces sommets du voisinage, projetés sur le plan tangent en  $\vec{\omega}_a$  (sous-paragraphe 9.2.4.1.iii) ; la dérivation de la biquadratique en  $(0,0)$  donne alors une estimation du gradient  $\vec{\nabla}f_a$  dans le repère transformé (sous-paragraphe 9.2.4.1.iv) ; enfin, ce gradient dans le repère transformé est ramené dans le repère global (sous-paragraphe 9.2.4.1.v).

**9.2.4.1.i Sommets dans le voisinage du sommet  $\vec{\omega}_a$ .** Les voisins du sommet  $\vec{\omega}_a$  sont les sommets connectés à  $\vec{\omega}_a$  (dans la triangulation sphérique). Si leur nombre est inférieur à 9 (le degré de liberté d’une biquadratique), les voisins de ces voisins sont encore ajoutés. La procédure est réitérée tant que le nombre de voisins demeure inférieur à 9.

Le sous-ensemble de  $\{1, 2, \dots, n\}$  des indices des voisins de  $\vec{\omega}_a$  est noté  $V_a$ .

**9.2.4.1.ii Rotation du système de coordonnées.** Les voisins du sommet  $\vec{\omega}_a$  sont exprimés dans le repère où la direction  $\vec{\omega}_a$  est le pôle nord (tel que la direction  $\vec{\omega}_a$  ait pour coordonnées cartésiennes  $(0, 0, 1)$ ). Cette transformation est une composition de deux rotations : une rotation d’axe  $\vec{z}$  et d’angle  $-\varphi_a$  radians, suivie d’une rotation d’axe  $\vec{y}$  et d’angle  $-\theta_a$  radians. Après simplifications liées à la géométrie de l’hémisphère, la matrice de rotation, notée  $R$ , fonction des coordonnées cartésiennes  $(x_a, y_a, z_a)$  de la direction  $\vec{\omega}_a$ , s’exprime

par :

$$R = \begin{pmatrix} \frac{z_a x_a}{\sqrt{x_a^2 + y_a^2}} & \frac{z_a y_a}{\sqrt{x_a^2 + y_a^2}} & -\sqrt{1 - z_a^2} \\ \frac{y_a}{\sqrt{x_a^2 + y_a^2}} & \frac{x_a}{\sqrt{x_a^2 + y_a^2}} & 0 \\ \frac{\sqrt{1 - z_a^2} x_a}{\sqrt{x_a^2 + y_a^2}} & \frac{\sqrt{1 - z_a^2} y_a}{\sqrt{x_a^2 + y_a^2}} & z_a \end{pmatrix}, \quad (9.24)$$

si  $\vec{\omega}_a$  n'est pas initialement au pôle nord, et par :

$$R = I_d, \quad (9.25)$$

sinon.

**9.2.4.1.iii Approximation de la courbure locale par une biquadratique.** Soient notées  $((X_i, Y_i, Z_i))$  les coordonnées cartésiennes de l' $i^e$  voisin du sommet  $\vec{\omega}_a$  transformées par R. La courbure en  $\vec{\omega}_a$  est estimée par une approximation locale de la fonction par une biquadratique, notée  $B(x, y)$ , telle que :

$$B(x, y) = a_{2,2} x_i^2 y_i^2 + a_{2,1} x_i^2 y + \dots + a_{0,0}. \quad (9.26)$$

Les valeurs des coefficients  $a_{0,0}, \dots, a_{2,2}$  sont déterminées par régression moindres carrés aux sommets du voisinage  $V_a$ , projetés sur le plan tangent à l'hémisphère  $\Omega^+$  en  $\vec{\omega}_a$  (cette projection revient à ignorer la composante  $Z_i$ ), ainsi que la contrainte d'interpolation en  $\vec{\omega}_a$ .

Précisément, pour un ensemble particulier de coefficients, le résidu moindres carrés, noté  $r_s$ , est tel que :

$$r_s^2 = \sum_{i \in V_a} (f_i - B(X_i, Y_i))^2. \quad (9.27)$$

Ce résidu est minimal lorsque les dérivées partielles par rapport à chacun des coefficients  $a_{0,0}, \dots, a_{2,2}$  s'annulent. Avec la contrainte d'interpolation, le système suivant est obtenu :

$$\begin{cases} a_{0,0} = f_a, \\ \frac{\partial r_s^2}{\partial a_{i,j}} = 0 \quad \forall (i, j) \in \{0, 1, 2\}^2 \setminus (0, 0). \end{cases} \quad (9.28)$$

Puis, après injection des sommets du voisinage  $V_a$ , le système suivant :

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & \dots & 0 & \dots & 0 \\ \sum_{i \in V_a} X_i & \dots & \dots & \dots & \sum_{i \in V_a} X_i^3 Y_i^2 & \dots \\ \vdots & \ddots & & & \vdots & \\ \sum_{i \in V_a} X_i^j Y_i^k & \dots & \dots & \dots & \sum_{i \in V_a} X_i^{2+j} Y_i^{2+k} & \dots \\ \vdots & & & \dots & \vdots & \\ \sum_{i \in V_a} X_i^2 Y_i^2 & \dots & \dots & \dots & \sum_{i \in V_a} X_i^4 Y_i^4 & \dots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{0,0} \\ a_{1,0} \\ \vdots \\ a_{j,k} \\ \vdots \\ a_{2,2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_a \\ \sum_{i \in V_a} X_i f_i \\ \vdots \\ \sum_{i \in V_a} X_i^j Y_i^k f_i \\ \vdots \\ \sum_{i \in V_a} X_i^2 Y_i^2 f_i \end{pmatrix}. \quad (9.29)$$

Ce système est résolu par l'algorithme simple et rapide du pivot de Gauss maximum.

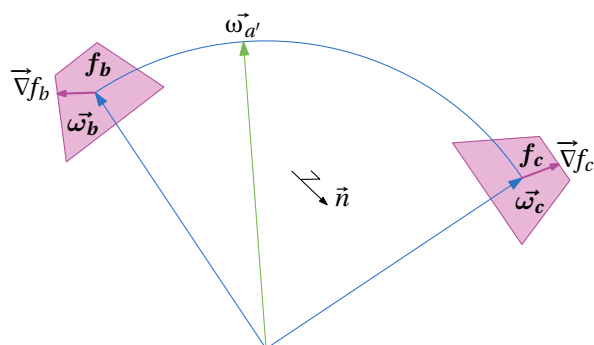
**Note.** L'approche n'a, jusqu'à présent, pas été mise en défaut. En cas de système mal formé détecté par le pivot de Gauss maximum, une amélioration pourrait consister à embrancher sur un algorithme robuste.

**9.2.4.1.iv Dérivation de la biquadratique.** Le gradient en  $\vec{\omega}_a$  est estimé par dérivation de la biquadratique  $B(x, y)$  en  $(0, 0)$ . Dans le repère local, ce gradient est noté  $\vec{\nabla}f_{a,l}$ , tel que :

$$\vec{\nabla}f_{a,l} = \begin{pmatrix} \frac{\partial B}{\partial x}(0,0) \\ \frac{\partial B}{\partial y}(0,0) \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{1,0} \\ a_{0,1} \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (9.30)$$

**9.2.4.1.v Restauration du système de coordonnées.** Le gradient  $\vec{\nabla}f_a$  est finalement obtenu en ramenant le gradient local  $\vec{\nabla}f_{a,l}$  dans le repère global, par la transformation inverse  $R^{-1} = {}^tR$ .

#### 9.2.4.2 Interpolation de la valeur et du gradient le long d'un grand arc



- $\vec{\omega}_a$  : direction pour laquelle la valeur  $f_r(\vec{\omega}_a)$  et le gradient  $\vec{\nabla}f_r(\vec{\omega}_a)$  sont recherchés,
- $\vec{\omega}_b$  : direction pour laquelle la valeur  $f_b$  et le gradient  $\vec{\nabla}f_b$  sont connus,
- $\vec{\omega}_c$  : direction pour laquelle la valeur  $f_c$  et le gradient  $\vec{\nabla}f_c$  sont connus,
- $\vec{n}$  : normale au plan contenant les directions  $\vec{\omega}_b$ ,  $\vec{\omega}_c$  et  $\vec{\omega}_a$ .

**Figure 9.15** - Géométrie pour l'interpolation de la valeur et du gradient.

Considérons la figure 9.15. Soit notés  $f_b$  et  $f_c$  les valeurs connues,  $\vec{\nabla}f_b$  et  $\vec{\nabla}f_c$  les gradients connus,  $f_r(\vec{\omega}_a)$  et  $\vec{\nabla}f_r(\vec{\omega}_a)$  la valeur et le gradient recherchés. Pour retrouver ces deux grandeurs, l'interpolant spline cubique hermitien est étendu à l'interpolation de la valeur et du gradient le long d'un grand arc.

Dans le plan du grand arc  $(\vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$ , les trois gradients considérés se décomposent en une composante tangentielle et une composante orthogonale. Soit alors notée  $\vec{n}$  la normale au plan du grand arc  $(\vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$ , telle que :

$$\vec{n} = \frac{\vec{\omega}_b \times \vec{\omega}_c}{\|\vec{\omega}_b \times \vec{\omega}_c\|}. \quad (9.31)$$

Pour le gradient  $\vec{\nabla}f_b$ , soit aussi notées  $\nabla_{\parallel}f_b$  la composante tangentielle et  $\nabla_{\perp}f_b$  la composante orthogonale. Ces composantes sont telles que :

$$\nabla_{\parallel}f_b = \left[ \vec{\nabla}f_b \cdot \frac{\vec{\omega}_b \times \vec{n}}{\|\vec{\omega}_b \times \vec{n}\|} \right] \quad \text{et} \quad \nabla_{\perp}f_b = \left[ \vec{\nabla}f_b \cdot \vec{n} \right]. \quad (9.32)$$

Et de même pour les composantes tangentielle  $\nabla_{\parallel}f_c$  et orthogonale  $\nabla_{\perp}f_c$  du gradient  $\vec{\nabla}f_c$ .

**Interpolation de la valeur**  $f_r(\vec{\omega}_{a'})$ . Soit noté  $t$  le paramètre tel que :

$$t = \frac{\arccos[\vec{\omega}_b \cdot \vec{\omega}_{a'}]}{\arccos[\vec{\omega}_b \cdot \vec{\omega}_c]}. \quad (9.33)$$

L'interpolant spline cubique de Hermite exprime alors la valeur  $f_r(\vec{\omega}_{a'})$  en fonction des valeurs  $f_b$  et  $f_c$ , et des composantes tangentielles des gradients  $\nabla_{\parallel}f_b$  et  $\nabla_{\parallel}f_c$  (l'évolution de la fonction le long du grand arc) par :

$$f_r(\vec{\omega}_{a'}) = (2t^3 - 3t^2 + 1)f_b + (t^3 - 2t^2 + t)\nabla_{\parallel}f_b + (-2t^3 + 3t^2)f_c + (t^3 - t^2)\nabla_{\parallel}f_c. \quad (9.34)$$

**Interpolation du gradient**  $\vec{\nabla}f_r(\vec{\omega}_{a'})$ . L'interpolation du gradient  $\vec{\nabla}f_r(\vec{\omega}_{a'})$  le long du grand arc ( $\vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c$ ) est un problème plus difficile. Pour la composante tangentielle, logiquement, la dérivée de la valeur dans la direction  $\vec{\omega}_{a'}$  peut logiquement être utilisée :

$$\nabla_{\parallel}f_r(\vec{\omega}_{a'}) = (6t^2 - 6t)f_b + (3t^2 - 4t + 1)\nabla_{\parallel}f_b + (-6t^2 + 6t)f_c + (3t^2 - 2t)\nabla_{\parallel}f_c. \quad (9.35)$$

En revanche, aucune information sur l'évolution de la composante orthogonale ne se trouve le long du grand arc ( $\vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c$ ) (et pour cause, si information il y a, elle est apportée par des sommets situés de part et d'autre du grand arc ; typiquement, par les deux sommets opposés au grand arc dans la triangulation sphérique). Pour ne pas faire intervenir d'autres sommets et maintenir l'interpolation « le long d'un grand arc », la composante orthogonale est simplement interpolée linéairement :

$$\nabla_{\perp}f_r(\vec{\omega}_{a'}) = (1 - t)\nabla_{\perp}f_b + t\nabla_{\perp}f_c. \quad (9.36)$$

Finalement, le gradient  $\vec{\nabla}f_r(\vec{\omega}_{a'})$  est obtenu en recomposant ses composantes tangentielle et orthogonale :

$$\vec{\nabla}f_r(\vec{\omega}_{a'}) = \nabla_{\parallel}f_r(\vec{\omega}_{a'}) \vec{n} \times \vec{\omega}_{a'} + \nabla_{\perp}f_r(\vec{\omega}_{a'}) \vec{n}. \quad (9.37)$$

#### 9.2.4.3 Interpolation de la valeur $f_r(\vec{\omega})$ sur la surface du triangle sphérique

Pour interpoler la valeur dans la direction  $\vec{\omega}$ , la spline cubique de Hermite pourrait de nouveau être utilisée pour reconstruire la valeur et le gradient dans la direction  $\vec{\omega}_{a'}$ , puis la valeur dans la direction  $\vec{\omega}$  (le long du grand arc ( $\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_{a'}$ )). Toutefois, comme dans le cas de la spline d'ordre un (cf. sous-section 9.2.3), cette approche est sensible à l'ordre des

échantillons. Pour obtenir un interpolant indépendant de cet ordre, Nielson [Nie79], dans le cas du triangle plan, propose d’assembler les trois interpolants possibles.

Plus précisément, les valeurs et les gradients sont interpolés dans les directions  $\vec{\omega}_{a'}$ ,  $\vec{\omega}_{b'}$  et  $\vec{\omega}_{c'}$ . L’interpolation des valeurs est alors réitérée le long des grand arcs  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_{a'})$ ,  $(\vec{\omega}_b, \vec{\omega}_{b'})$  et  $(\vec{\omega}_c, \vec{\omega}_{c'})$ , produisant trois interpolants partiels, notés  $f_{r,a}(\vec{\omega})$ ,  $f_{r,b}(\vec{\omega})$  et  $f_{r,c}(\vec{\omega})$ . Ces derniers sont alors assemblés linéairement par la forme suivante :

$$f_r(\vec{\omega}) = w_a f_{r,a}(\vec{\omega}) + w_b f_{r,b}(\vec{\omega}) + w_c f_{r,c}(\vec{\omega}) \quad (9.38)$$

où  $(w_a, w_b, w_c)$  est une pondération telle que :

$$w_a + w_b + w_c = 1. \quad (9.39)$$

Cette pondération est une fonction des coordonnées barycentriques  $(b_a, b_b, b_c)$  de la position de l’intersection  $\vec{x}$  entre la direction  $\vec{\omega}$  et le triangle plan  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$  (cf. sous-section 9.2.3.2). Pour la pondération de l’interpolant partiel  $f_{r,a}(\vec{\omega})$  par exemple, selon la forme suivante :

$$w_a = \begin{cases} 1 & \text{si } \vec{\omega} = \vec{\omega}_a, \\ \frac{b_b b_c}{b_a b_b + b_a b_c + b_b b_c} & \text{sinon,} \end{cases} \quad (9.40)$$

et de même pour les pondérations  $w_b$  et  $w_c$  des interpolants partiels  $f_{r,b}(\vec{\omega})$  et  $f_{r,c}(\vec{\omega})$ .

#### 9.2.4.4 Bilan sur l’interpolant spline d’ordre trois

Le lobe de Phong reconstruit par l’algorithme d’ordre trois qui vient d’être présenté est tracé sur la figure 9.7.

L’algorithme construit une fonction directionnelle interpolante (cf. sous-section 7.2.1), dérivable (cf. sous-section 7.2.2), qui prend en compte le masquage (cf. sous-section 7.2.3), intègre la métrique sphérique (cf. sous-section 7.2.4), est à support local (cf. sous-section 7.2.5), neutre (cf. sous-section 7.2.7), et reproductible (cf. sous-section 7.2.8).

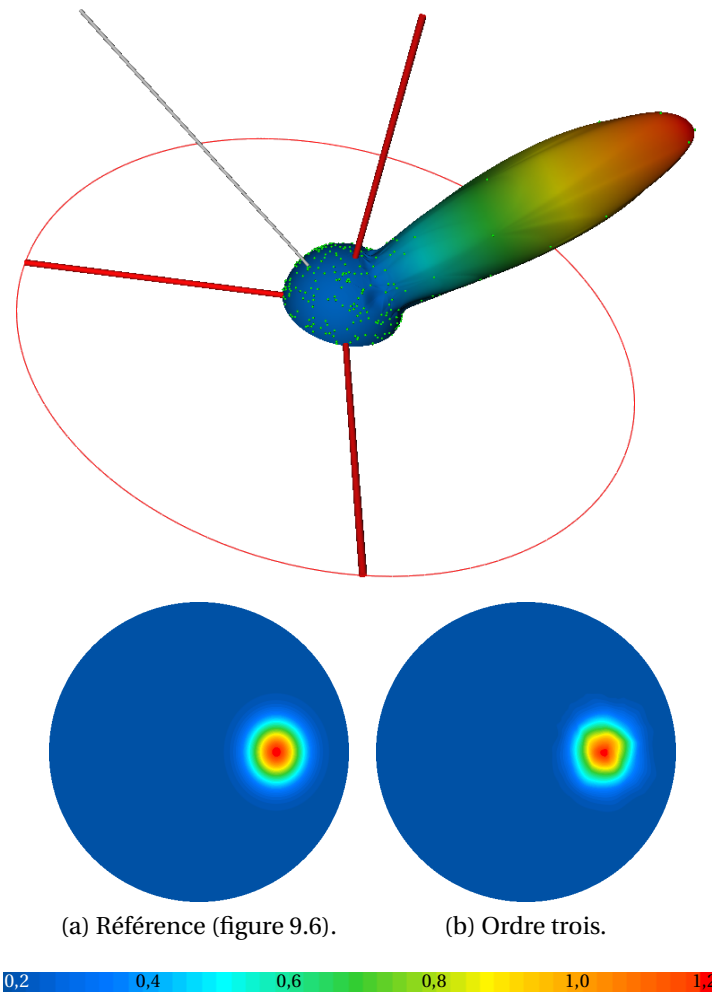


Figure 9.16 - Interpolation du lobe de la figure 9.6 par la spline d'ordre trois hermitienne.

### 9.2.5 Bilan des interpolants directionnels

	résidu $r_p$ normalisé
ordre zéro	4,557
ordre un	2,128
ordre trois	1,000

Tableau 9.3 - Performances comparées des interpolants.

La reconstruction du lobe de Phong par les trois splines étudiés dans la section – d'ordre zéro, un et trois – est illustrée sur les figures 9.7, 9.14 et 9.16. À l'ordre zéro, la reconstruction est interpolante. À l'ordre un, elle est interpolante et continue. À l'ordre trois, interpolante, continue et dérivable. Cette hiérarchie qualitative est conservée quantitativement, comme le montrent les résultats du tableau 9.3. Le résidu  $r_p$  normalisé est obtenu par :

$$r_p = \sum_{j=1}^m (f_r(\vec{\omega}_j) - f_j)^2, \quad (9.41)$$

calculée en  $m = 3,14 \cdot 10^6$  nouvelles directions

aléatoires, entre une reconstruction particulière et le lobe de Phong analytique, puis normalisé.

## 9.3 Interpolation bidirectionnelle et spectrale

Dans cette section, l’interpolant directionnel (cf. section 9.2) et l’interpolant spectral (cf. section 9.1) sont assemblés en un interpolant directionnel et spectral (sous-section 9.3.1) ; puis en un interpolant bidirectionnel et spectral (sous-section 9.3.2).

### 9.3.1 Interpolant directionnel et spectral

L’intégration de la dimension spectrale dans l’interpolant directionnel ne pose pas de difficulté. Pour décrire l’algorithme, soit notées  $f_r(\vec{\omega}, \lambda)$  la valeur à reconstruire et  $(\vec{\omega}_a, \vec{\omega}_b, \vec{\omega}_c)$  le triangle sphérique de la triangulation sphérique contenant (la position identifiée par)  $\vec{\omega}$ . Aux valeurs  $f_a, f_b$ , et  $f_c$  aux sommets de ce triangle sphérique, sont alors simplement substituées les valeurs interpolées en  $\lambda$  par la spline cubique hermitienne réelle (cf. sous-section 9.1.3).

L’algorithme construit une fonction directionnelle et spectrale interpolante (cf. sous-section 7.2.1), dérivable (cf. sous-section 7.2.2), qui prend en compte le masquage (cf. sous-section 7.2.3), intègre la métrique sphérique (cf. sous-section 7.2.4), est à support local (cf. sous-section 7.2.5), neutre (cf. sous-section 7.2.7), et reproductible (cf. sous-section 7.2.8).

### 9.3.2 Interpolant bidirectionnel et spectral

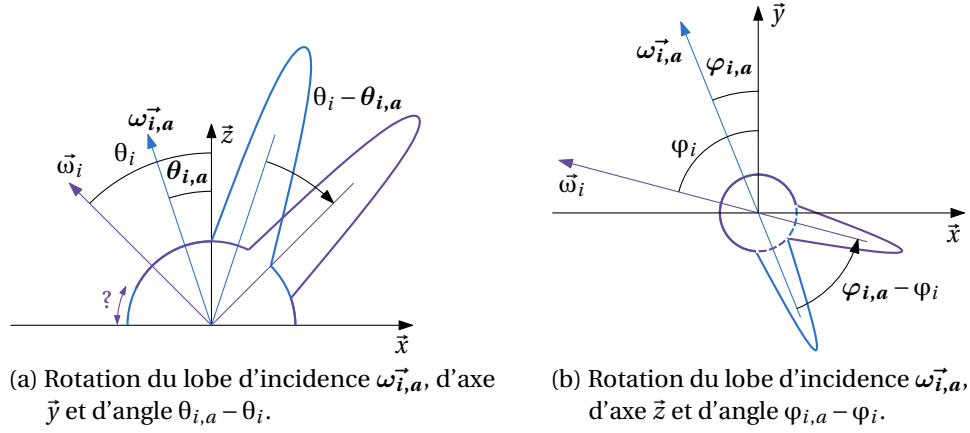
L’algorithme de reconstruction bidirectionnelle et spectral est construit à partir de l’interpolant directionnel et spectral, en prenant soin de ne pas produire l’artefact bidirectionnel (cf. sous-section 7.2.9). Pour cela, l’approche qui a été mise en œuvre est celle d’une généralisation à des TSBPDF quelconques de l’algorithme de Noé [Noé99] (cf. sous-section 8.4.1), adapté à des TBRDF isotropes.

Pour décrire le nouvel algorithme, soit notés  $f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda)$  la valeur à reconstruire et  $\{\vec{\omega}_{i,1}, \vec{\omega}_{i,2}, \dots, \vec{\omega}_{i,n}\}$  un ensemble de directions d’incidences pour lesquelles les lobes de réflexion ont été reconstruits par l’interpolant directionnel et spectral de la sous-section précédente.

L’interpolation de la valeur  $f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r, \lambda)$  procède alors des opérations suivantes :

1. les directions d’incidence  $\vec{\omega}_{i,1}, \vec{\omega}_{i,2}, \dots, \vec{\omega}_{i,n}$  sont triangulées sphériquement,
2. le triangle sphérique contenant la direction d’incidence  $\vec{\omega}_i$  est identifié ; soit noté  $(\vec{\omega}_{i,a}, \vec{\omega}_{i,b}, \vec{\omega}_{i,c})$  ce triangle sphérique,
3. l’interpolant directionnel et spectral est alors appliqué dans ce triangle sphérique, mais où, aux valeurs et aux gradients dans les bidirections  $(\vec{\omega}_{i,a}, \vec{\omega}_r)$ ,  $(\vec{\omega}_{i,b}, \vec{\omega}_r)$  et  $(\vec{\omega}_{i,c}, \vec{\omega}_r)$ , sont substituées les valeurs et les gradients dans les bidirections  $(\vec{\omega}_{i,a}, \vec{\omega}_{r,a})$ ,  $(\vec{\omega}_{i,b}, \vec{\omega}_{r,b})$  et  $(\vec{\omega}_{i,c}, \vec{\omega}_{r,c})$ , où les directions de réflexion intermédiaires  $\vec{\omega}_{r,a}$ ,  $\vec{\omega}_{r,b}$  et  $\vec{\omega}_{r,c}$  sont obtenues par application à la direction de réflexion  $\vec{\omega}_r$  de la rotation qui amène la direction d’incidence  $\vec{\omega}_i$  dans les directions d’incidence  $\vec{\omega}_{i,a}$ ,  $\vec{\omega}_{i,b}$ ,  $\vec{\omega}_{i,c}$ ,

respectivement. Le cas de la direction de réflexion intermédiaire  $\vec{\omega}_{r,a}$  est détaillé ci-dessous.



**Figure 9.17** - Géométrie pour le calcul de la direction  $\vec{\omega}_{r,a}$ .

Considérons la figure 9.17. La direction de réflexion intermédiaire  $\vec{\omega}_{r,a}$  est obtenue à partir des directions d'incidence  $\vec{\omega}_{i,a}$  et  $\vec{\omega}_i$ , et de la direction réflexion  $\vec{\omega}_r$ , par application à la direction  $\vec{\omega}_r$  de deux rotations : une première d'axe  $\vec{y}$  et d'angle  $\theta_{\vec{y}} = \theta_{i,a} - \theta_i$  radians, et une seconde d'axe  $\vec{z}$  et d'angle  $\varphi_{\vec{z}} = \varphi_{i,a} - \varphi_i$ . La matrice suivante précise ces deux rotations :

$$R = \begin{pmatrix} \cos(\theta_{\vec{y}}) \cos(\varphi_{\vec{z}}) & -\sin(\theta_{\vec{y}}) & \cos(\theta_{\vec{y}}) \sin(\varphi_{\vec{z}}) \\ \sin(\theta_{\vec{y}}) \cos(\varphi_{\vec{z}}) & \cos(\theta_{\vec{y}}) & \sin(\theta_{\vec{y}}) \sin(\varphi_{\vec{z}}) \\ -\sin(\varphi_{\vec{z}}) & 0 & \cos(\varphi_{\vec{z}}) \end{pmatrix}. \quad (9.42)$$

Comme dans l'algorithme de Noé [Noé99] (cf. sous-section 8.4.1), la rotation d'axe  $\vec{y}$  induit toutefois deux cas limites. Ces cas limites sont gérés de la même façon :

- si l'angle  $\theta_{r,a}$  est dans l'intervalle  $[-\frac{\pi}{2}; 0]$ , l'information se trouve dans la direction miroir de  $\vec{\omega}_{r,a}$  : la direction  $(-\theta_{r,a}, \varphi_{r,a} + \pi)$ ,
- si, en revanche, l'angle  $\theta_{r,a}$  est dans l'intervalle  $]\frac{\pi}{2}; \pi[$ , l'information ne se trouve nulle part et la valeur est seuillée à la valeur en  $(\frac{\pi}{2}, \varphi_{r,a})$ .

La reconstruction par cet algorithme est donc interpolante (cf. sous-section 7.2.1), dérivable (cf. sous-section 7.2.2), prend en compte le masquage (cf. sous-section 7.2.3), intègre la métrique sphérique (cf. sous-section 7.2.4), à support local (cf. sous-section 7.2.5), neutre (cf. sous-section 7.2.7), reproductible (cf. sous-section 7.2.8), et dépourvue de l'artefact bidirectionnel (cf. sous-section 7.2.9).





## Conclusion et perspectives de la partie

Le problème de la reconstruction d'une SBRDF discrète (TSBRDF) comme celui, plus général, de la reconstruction d'une fonction directionnelle, ont été peu traités dans la littérature en photosimulation. La question implique une part d'intuition sur l'allure de la fonction reconstruite ; aussi, une notion d'allure raisonnablement intuitive a été introduite, caractérisée par un ensemble de propriétés (**chapitre 7**). Les algorithmes de la littérature ont été étudiés à leur aune (**chapitre 8**). Un nouvel algorithme a enfin été proposé, adapté à des TSBRDF structurées par lobes de réflexion spectraux (**chapitre 9**). Les SBRDF reconstruites par cette approche sont interpolantes, dérivables, prennent en compte le masquage, la métrique sphérique, sont à support local, neutres, reproductibles, et ne présentent pas l'artefact bidirectionnel.

Pour cela, le nouvel algorithme se fonde sur une double triangulation sphérique des échantillons, ainsi que sur une extension à la surface du triangle sphérique de l'interpolant spline cubique de Hermite. Cet algorithme est implanté dans la bibliothèque `libinterpol` (dont quelques détails sont donnés dans annexe B.3), intégrée au code de photosimulation PHANIE (du CSTB), au visualiseur de SBRDF `pSBRDFView` (dont quelques détails sont donnés dans l'annexe B.1), et au nouvel instrument de photométrie en champ proche présenté dans la partie suivante. Une publication de cet algorithme devrait être réalisée.

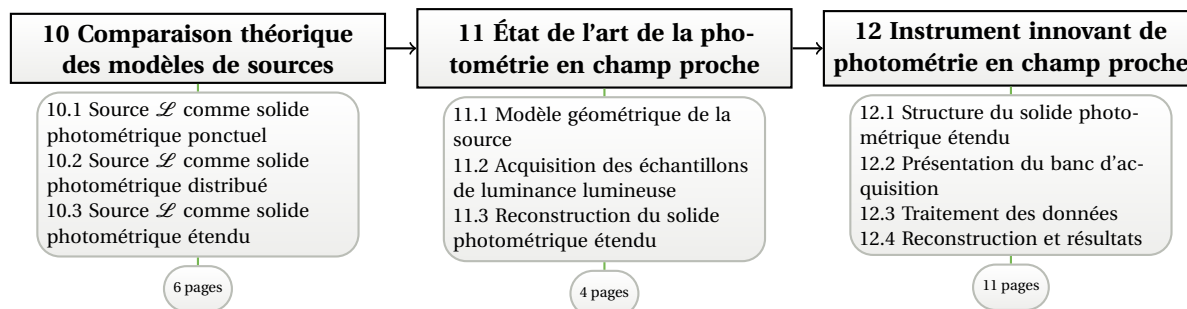
Des pistes de poursuite de ce travail sont les suivantes. Premièrement, un extrapolant, même simple, devrait être ajouté. Ensuite, la reconstruction de la composante orthogonale du gradient (cf. 9.2.4.2) est actuellement réalisée par interpolation linéaire ; or, il devrait être possible d'exploiter l'information issue d'autres échantillons, notamment celle qui se trouve aux deux sommets opposés au grand arc considéré. Par ailleurs, la complexité de l'algorithme est en  $\mathcal{O}(n)$  (où  $n$  est le nombre d'échantillons), induite par la recherche du triangle sphérique contenant la direction à reconstruire (cf. paragraphe 9.2.2.2). Un fruit à cueillir semble alors être la généralisation aux triangulations sphériques de l'algorithme de Kirkpatrick [Kir83] adapté aux triangulations planes, qui produirait une complexité en  $\mathcal{O}(\ln n)$ . Cette optimisation laisse envisager un nouvel algorithme de photosimulation qui s'appuierait sur l'interpolant pour reconstruire l'éclairement directionnel et la luminance émergente d'une surface.



## Quatrième partie

# Un instrument innovant de mesure des sources

La photométrie en champ proche désigne donc la mesure d'une source de lumière réelle représentée par un solide photométrique étendu (cf. chapitre 2). Cette dernière partie propose un nouvel instrument de photométrie en champ proche, qui s'appuie sur le cadre théorique pour la radiométrie imageante de la deuxième partie (cf. partie II) et l'algorithme d'interpolation directionnel de la troisième partie (cf. partie III).



Le plan de la partie est le suivant : dans le chapitre 10, la qualité de la représentation étendue est démontrée par une comparaison théorique des trois grands modèles de sources ; dans le chapitre 11, un état de l'art de la photométrie en champ proche est établi ; dans le chapitre 12, le nouvel instrument est présenté.

### Contributions

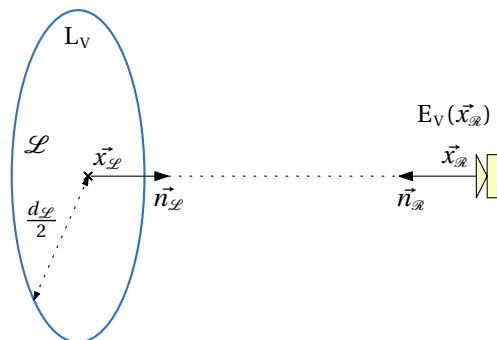
- Instrument innovant de photométrie en champ proche (couplage caméra/luxmètre, motorisation, 15 000 lignes/code, etc.) ; dispositif en production.
- Applications au problème de la photométrie en champ proche du nouveau cadre théorique pour la radiométrie imageante de la partie II et de l'interpolant directionnel original de la partie III.
- Publications Boulenguez *et al.* [BCPP07] et [BCPP08] ; mesures des sources en champ proche commercialisées.



# Chapitre 10

## Comparaison théorique des modèles de sources

La figure 2.1 (dans le chapitre 2) constitue un premier indice de la supériorité du solide photométrique étendu. Dans ce chapitre, une preuve plus formelle est apportée par la comparaison des éclairagements lumineux reçus par un récepteur  $\mathcal{R}$ , induits par une source  $\mathcal{L}$  représentée par un solide photométrique ponctuel, un solide photométrique distribué, ou un solide photométrique étendu (cf. chapitre 2).



- |  |  |
|--|--|
| $\vec{x}_{\mathcal{R}}$ : position sur la surface réceptrice,                      | $\vec{n}_{\mathcal{R}}$ : normale en $\vec{x}_{\mathcal{R}}$ , |
| $E_V(\vec{x}_{\mathcal{R}})$ : éclairagement lumineux en $\vec{x}_{\mathcal{R}}$ , | $\mathcal{L}$ : disque source,                                 |
| $\vec{x}_{\mathcal{L}}$ : centre de $\mathcal{L}$ ,                                | $d_{\mathcal{L}}$ : diamètre de $\mathcal{L}$ ,                |
| $\vec{n}_{\mathcal{L}}$ : normale à $\mathcal{L}$ ,                                | $L_V$ : luminance lumineuse de $\mathcal{L}$ .                 |

**Figure 10.1** - Scène pour la comparaison des modèles ponctuels, étendu et distribué.

Plus précisément, considérons la figure 10.1. La source  $\mathcal{L}$  est un disque de luminance lumineuse notée  $L_V(\vec{x}, \vec{\omega})$ , lambertienne et invariable sur la surface ( $L_V(\vec{x}, \vec{\omega}) = L_V$ ). La position de son centre est notée  $\vec{x}_{\mathcal{L}}$ . Sa normale est notée  $\vec{n}_{\mathcal{L}}$ , colinéaire à la normale au récepteur  $\mathcal{R}$ , notée  $\vec{n}_{\mathcal{R}}$ .

Les éclairagements lumineux reçus par le récepteur  $\mathcal{R}$ , induits : dans la section 10.1, par la représentation solide photométrique ponctuel de la source  $\mathcal{L}$  ; dans la section 10.2, par sa représentation solide photométrique distribué ; dans la section 10.3, par sa représentation solide photométrique étendu.

## 10.1 Source $\mathcal{L}$ comme solide photométrique ponctuel

Soit un repère orthonormé  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$  placé à la position  $\vec{x}_{\mathcal{L}}$ , d'axe  $\vec{z}$  aligné avec la normale  $\vec{n}_{\mathcal{L}}$ . Dans ce repère, l'intensité lumineuse  $I_V(\vec{\omega})$  du disque  $\mathcal{L}$  est :

$$I_V(\vec{\omega}) = \frac{\pi d_{\mathcal{L}}^2}{4} L_V [\vec{\omega} \cdot \vec{n}_{\mathcal{L}}] \quad [\text{cd}]. \quad (10.1)$$

**Note.** L'intensité lumineuse  $I_V(\vec{\omega})$  d'une source réelle est généralement mesurée par un gonio-photomètre (cf. section 2.2).



**Figure 10.2** - Représentation solide photométrique ponctuel de la source  $\mathcal{L}$ .

Considérons la figure 10.2. Soit notée  $\vec{\omega}_{\mathcal{R}}$  la direction de la position  $\vec{x}_{\mathcal{L}}$  à la position  $\vec{x}_{\mathcal{R}}$ . L'éclairement lumineux induit par la représentation solide photométrique ponctuel du disque  $\mathcal{L}$ , noté  $E_{V,p}(\vec{x}_{\mathcal{R}})$ , est alors :

$$\begin{aligned} E_{V,p}(\vec{x}_{\mathcal{R}}) &= \frac{I_V(\vec{\omega}_{\mathcal{R}}) [(-\vec{\omega}_{\mathcal{R}}) \cdot \vec{n}_{\mathcal{L}}]}{\|\vec{x}_{\mathcal{R}} - \vec{x}_{\mathcal{L}}\|^2} \\ &= \frac{L_V \pi d_{\mathcal{L}}^2}{4 \|\vec{x}_{\mathcal{R}} - \vec{x}_{\mathcal{L}}\|^2} \quad [\text{lx}]. \end{aligned} \quad (10.2)$$

## 10.2 Source $\mathcal{L}$ comme solide photométrique distribué

La représentation du disque  $\mathcal{L}$  par un solide photométrique distribué est constitué d'une surface, le long de laquelle sont distribuées  $n$  positions, notées  $x_{\mathcal{L},1}, x_{\mathcal{L},2}, \dots, x_{\mathcal{L},n}$ , auxquelles sont affectées l'intensité lumineuse  $I_V(\vec{\omega})$ , mise à l'échelle par le nombre  $n$  de positions.

Considérons la figure 10.3. Soit noté  $i$  un élément de l'ensemble  $\{1, 2, \dots, n\}$ , et  $\omega_{\mathcal{R},i}$  la direction d'une position  $x_{\mathcal{L},i}$  à la position  $\vec{x}_{\mathcal{R}}$ . L'éclairement lumineux induit par la représentation solide photométrique distribué du disque  $\mathcal{L}$ , noté  $E_{V,d}(\vec{x}_{\mathcal{R}})$ , est alors :

$$\begin{aligned} E_{V,d}(\vec{x}_{\mathcal{R}}) &= \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{I_V(\omega_{\mathcal{R},i}) [(-\omega_{\mathcal{R},i}) \cdot \vec{n}_{\mathcal{L}}]}{\|\vec{x}_{\mathcal{R}} - x_{\mathcal{L},i}\|^2} \\ &= \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{L_V \pi d_{\mathcal{L}}^2 [\omega_{\mathcal{R},i} \cdot \vec{n}_{\mathcal{L}}] [(-\omega_{\mathcal{R},i}) \cdot \vec{n}_{\mathcal{L}}]}{4 \|\vec{x}_{\mathcal{R}} - x_{\mathcal{L},i}\|^2} \\ &= \frac{L_V \pi d_{\mathcal{L}}^2}{4n} \sum_{i=1}^n \frac{[\omega_{\mathcal{R},i} \cdot \vec{n}_{\mathcal{L}}]^2}{\|\vec{x}_{\mathcal{R}} - x_{\mathcal{L},i}\|^2} \quad [\text{lx}]. \end{aligned} \quad (10.3)$$

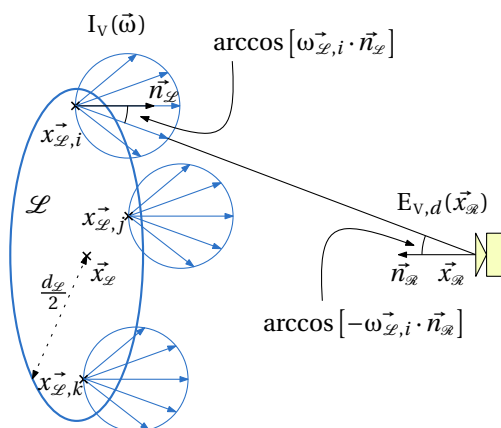


Figure 10.3 - Représentation solide photométrique étendue de la source  $\mathcal{L}$ .

### 10.3 Source $\mathcal{L}$ comme solide photométrique étendu

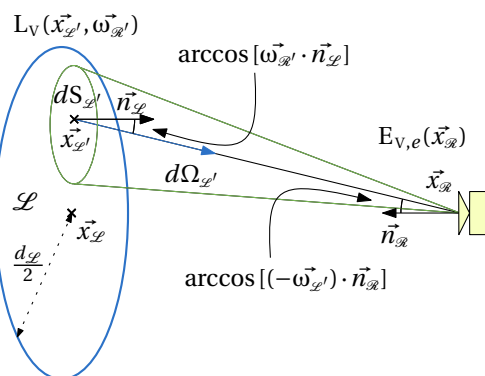


Figure 10.4 - Représentation solide photométrique distribué de la source  $\mathcal{L}$ .

Considérons la figure 10.4. L'éclairement lumineux induit par la représentation solide photométrique étendue du disque  $\mathcal{L}$ , noté  $E_{V,e}(\vec{x}_R)$ , est tel que :

$$E_{V,e}(\vec{x}_R) = \int_{\vec{x}_{L'} \in \mathcal{L}} L_V(\vec{x}_{L'}, \vec{\omega}_{L'}) [(-\vec{\omega}_{L'}) \cdot \vec{n}_R] d\Omega_{L'} \quad [\text{lx}], \quad (10.4)$$

où  $\vec{x}_{L'}$  est une position sur la surface du disque  $\mathcal{L}$ ,  $\vec{\omega}_{L'}$  la direction de la position  $\vec{x}_{L'}$  à la position  $\vec{x}_R$ , et  $d\Omega_{L'}$  l'angle solide élémentaire de sommet  $\vec{x}_R$  qui s'appuie sur une surface élémentaire  $dS_{L'}$  autour de la position  $\vec{x}_{L'}$ .

Or, cet angle solide élémentaire  $d\Omega_{L'}$  est tel que :

$$d\Omega_{L'} = \frac{[\vec{\omega}_{L'} \cdot \vec{n}_L]}{\|\vec{x}_R - \vec{x}_{L'}\|^2} dS_{L'} \quad [\text{sr}]. \quad (10.5)$$

L'équation 10.4 s'exprime alors :

$$\begin{aligned} E_{V,e}(\vec{x}_R) &= \int_{\vec{x}_{L'} \in \mathcal{L}} \frac{L_V(\vec{x}_{L'}, \vec{\omega}_{L'}) [\vec{\omega}_{L'} \cdot \vec{n}_L] [(-\vec{\omega}_{L'}) \cdot \vec{n}_R]}{\|\vec{x}_R - \vec{x}_{L'}\|^2} dS_{L'} \\ &= L_V \int_{\vec{x}_{L'} \in \mathcal{L}} \frac{[\vec{\omega}_{L'} \cdot \vec{n}_L]^2}{\|\vec{x}_R - \vec{x}_{L'}\|^2} dS_{L'} \quad [\text{lx}]. \end{aligned} \quad (10.6)$$



Soit un repère orthonormé  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$  placé à la position  $\vec{x}_{\mathcal{L}}$ , d'axe  $\vec{z}$  aligné avec la normale  $\vec{n}_{\mathcal{L}}$ . Soient alors notées  $(r_{\mathcal{L}'}, \varphi_{\mathcal{L}'})$  les coordonnées polaires de la position  $\vec{x}_{\mathcal{L}'}$  dans ce repère. L'aire élémentaire  $dS_{\mathcal{L}'}$  s'exprime alors  $dS_{\mathcal{L}'} = r_{\mathcal{L}'} d\varphi_{\mathcal{L}'} dr_{\mathcal{L}'}$ , soit :

$$E_{V,e}(\vec{x}_{\mathcal{R}}) = L_V \int_0^{\frac{d_{\mathcal{L}}}{2}} \int_0^{2\pi} \frac{[\vec{\omega}_{\mathcal{R}'} \cdot \vec{n}_{\mathcal{L}}]^2}{\|\vec{x}_{\mathcal{R}} - \vec{x}_{\mathcal{L}'}\|^2} r_{\mathcal{L}'} d\varphi_{\mathcal{L}'} dr_{\mathcal{L}'} \quad [\text{lx}]. \quad (10.7)$$

Or, d'après la géométrie de la figure 10.4, le cosinus  $[\vec{\omega}_{\mathcal{R}'} \cdot \vec{n}_{\mathcal{L}}]$  est tel que :

$$\begin{aligned} [\vec{\omega}_{\mathcal{R}'} \cdot \vec{n}_{\mathcal{L}}] &= \frac{\|\vec{x}_{\mathcal{R}} - \vec{x}_{\mathcal{L}'}\|}{\|\vec{x}_{\mathcal{R}} - \vec{x}_{\mathcal{L}'}\|} \\ &= \frac{\|\vec{x}_{\mathcal{R}} - \vec{x}_{\mathcal{L}'}\|}{\sqrt{\|\vec{x}_{\mathcal{R}} - \vec{x}_{\mathcal{L}'}\|^2 + r_{\mathcal{L}'}^2}} \quad [1]. \end{aligned} \quad (10.8)$$

Ainsi, l'éclairement lumineux induit par la représentation solide photométrique étendu du disque  $\mathcal{L}$  est :

$$\begin{aligned} E_{V,e}(\vec{x}_{\mathcal{R}}) &= L_V \int_0^{\frac{d_{\mathcal{L}}}{2}} \int_0^{2\pi} \frac{\|\vec{x}_{\mathcal{R}} - \vec{x}_{\mathcal{L}'}\|^2}{(\|\vec{x}_{\mathcal{R}} - \vec{x}_{\mathcal{L}'}\|^2 + r_{\mathcal{L}'}^2)^2} r_{\mathcal{L}'} d\varphi_{\mathcal{L}'} dr_{\mathcal{L}'} \\ &= L_V 2\pi \|\vec{x}_{\mathcal{R}} - \vec{x}_{\mathcal{L}'}\|^2 \int_0^{\frac{d_{\mathcal{L}}}{2}} \frac{r_{\mathcal{L}'}}{(\|\vec{x}_{\mathcal{R}} - \vec{x}_{\mathcal{L}'}\|^2 + r_{\mathcal{L}'}^2)^2} dr_{\mathcal{L}'} \\ &= \frac{L_V \pi d_{\mathcal{L}}^2}{4\|\vec{x}_{\mathcal{R}} - \vec{x}_{\mathcal{L}'}\|^2 + d_{\mathcal{L}}^2} \quad [\text{lx}]. \end{aligned} \quad (10.9)$$

## Conclusion du chapitre

L'erreur logarithmique entre les éclairagements lumineux  $E_{V,p}$  et  $E_{V,e}$  (induits par les solides photométriques ponctuel et étendu), notée  $r_{p,e}$ , telle que :

$$r_{p,e} = \log \left( 1 + 100 \frac{|E_{V,p} - E_{V,e}|}{E_{V,e}} \right) \quad [1], \quad (10.10)$$

est tracée sur la figure 10.5, en fonction, d'une part, de la distance  $\|\vec{x}_{\mathcal{R}} - \vec{x}_{\mathcal{L}'}\|$  qui sépare le récepteur  $\mathcal{R}$  du centre de la source  $\mathcal{L}$ , et d'autre part, du diamètre du disque  $d_{\mathcal{L}}$ . La représentation solide photométrique ponctuel est donc une bonne approximation tant que le diamètre  $d_{\mathcal{L}}$  demeure négligeable devant la distance  $\|\vec{x}_{\mathcal{R}} - \vec{x}_{\mathcal{L}'}\|$ .

Par ailleurs, l'éclairement lumineux  $E_{V,d}$  (induit par la représentation distribuée) tend vers l'éclairement lumineux  $E_{V,e}$  quand le nombre  $n$  de positions tend vers l'infini (à condition que ces positions soient distribuées uniformément sur le disque). Ce résultat n'est cependant vrai que parce que la luminance  $L_V(\vec{x}, \vec{\omega})$  est lambertienne et uniforme sur la surface du disque. Seul un solide photométrique étendu permet de représenter une distribution directionnelle et spatiale quelconque de la luminance lumineuse.

Il serait intéressant de poursuivre cette comparaison théorique avec d'autres géométries et distributions de luminance lumineuse. En l'état, elle constitue déjà un élément de preuve de la supériorité théorique du modèle étendu.

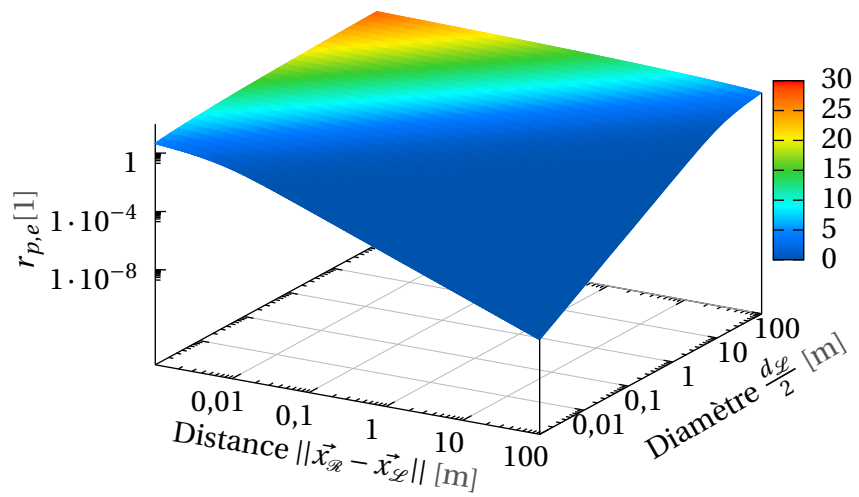


Figure 10.5 - Erreur induite par le modèle du solide photométrique ponctuel.



# Chapitre 11

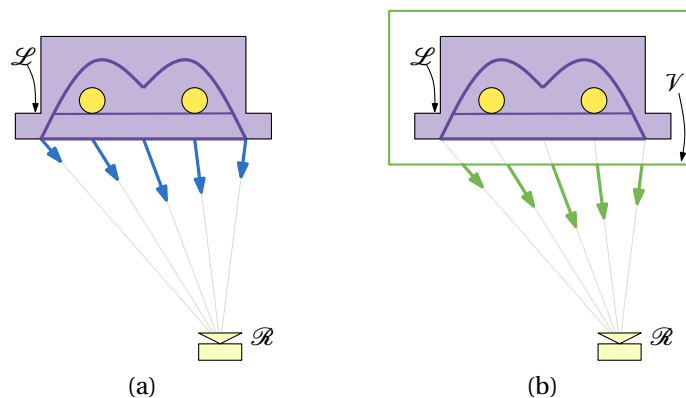
## État de l'art de la photométrie en champ proche

Il demeure alors la question de la mesure pratique de cette représentation étendue, connue en éclairage sous le nom de photométrie en champ proche (*near field photometry*).

Ce chapitre dresse un état de l'art du domaine : dans la section 11.1, la modélisation géométrique de la source est discutée ; dans la section 11.2, les principaux bancs d'acquisition sont présentés ; dans la section 11.3, les approches pour la reconstruction du solide photométrique étendu sont étudiées.

### 11.1 Modèle géométrique de la source

Un solide photométrique étendu s'appuie sur une surface, qui représente la géométrie de la source. Pour les sources réelles, cette géométrie est souvent complexe mais la propriété de conservation de la luminance lumineuse le long d'un rayon dans le vide (cf. paragraphe 1.2.1.3) permet de s'abstraire d'une modélisation géométrique détaillée, substituant une simple surface englobante à la surface complexe de la source réelle.



$\mathcal{L}$  : source réelle (plafonnier),  $\mathcal{R}$  : détecteur,  $\mathcal{V}$  : surface englobante virtuelle.

**Figure 11.1** - Simplification du domaine spatial de la luminance lumineuse.

Considérons par exemple la figure 11.1. À la luminance lumineuse le long de la surface réelle du plafonnier (a), est substituée une luminance lumineuse le long d’une surface englobante virtuelle plus simple (b). Cette substitution est sans incidence sur l’éclairement lumineux reçu par le détecteur  $\mathcal{R}$  tant que celui-ci demeure à l’extérieur de la surface englobante.

## 11.2 Acquisition des échantillons de luminance lumineuse

Les premiers bancs d’acquisition de photométrie en champ proche ont été proposés par Ashdown [Ash93a] [Ash93b] et par Riemann *et al.* [RSP93] (Riemann est le fondateur de la société TechnoTeam citée ci-après).

Dans l’instrument de Ashdown [Ash93a] [Ash93b], le détecteur se compose d’une caméra CCD couplée à un luxmètre par un séparateur de faisceaux. L’acquisition consiste à déplacer ce détecteur imageant sur une trajectoire hémisphérique relative à la source. Des images de la source, calibrées dans l’espace photométrique (spectral) par la mesure de l’éclairement lumineux, sont alors capturées en plusieurs positions sur la trajectoire. La méthode repose sur l’hypothèse que le spectre d’émission de la source est indépendant de la position et de la direction de propagation.

Ashdown et Salisbury [AS06] ont récemment amélioré l’instrument, substituant un spectrophotomètre au luxmètre, pour la mesure de la luminance spectrique.

**Note.** *Le banc d’acquisition présenté dans le chapitre suivant s’inspire de l’instrument de Ashdown [Ash93a] [Ash93b] avec un luxmètre (le couplage avec la caméra est en revanche mécanique). Si nécessaire, le spectre de la source peut être mesuré séparément.*

L’autre approche du calibrage photométrique d’un capteur imageant est celle des instruments Radiant Imaging SIG-300 et TechnoTeam RiG0801, illustrés sur la figure 11.2. Rykowski et Wooley [RW97] utilisent le SIG-300 pour la mesure de lampes. Krüger et Schmidt [KS03] utilisent le RiG0801 pour la mesure de lampes et de luminaires.

Dans ces instruments, le détecteur est un luminancemètre imageant (*Imaging Luminance Measurement Device/ILMD*), ou, un détecteur imageant dont la réponse spectrale est proche de la fonction d’efficacité lumineuse  $V_\lambda$  (cf. paragraphe 1.2.2.1). Cette réponse photopique est obtenue en composant la réponse propre du capteur imageant (le plus souvent, au silicium ; cf. annexe C), avec les transmittances de filtres placés en amont du capteur imageant. La fabrication de ces filtres est toutefois autant une science qu’un art, rendant les *ILMD* très onéreux. Fryc [Fry03] a par ailleurs montré que la moyenne théorique de l’erreur  $f'_1$  (cf. paragraphe 1.2.2.1) sur une image, pour un luminancemètre imageant de 63 degrés d’angle de champ, est de l’ordre de 1,5 pour cent.

**Note.** *Le comité technique TC2-59 de la CIE [Com07] travaille actuellement à la normalisation des luminancemètres imageants.*



Figure 11.2 - Bancs de mesure en champ proche.

### 11.3 Reconstruction du solide photométrique étendu

La reconstruction de la luminance lumineuse, en toute position de la surface du modèle géométrique de la source (cf. section 11.1), et pour toutes les directions de propagation, est un problème de reconstruction d'une fonction discrète de  $\Omega^+ \times \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}^+$ . Cette reconstruction constitue aujourd'hui une difficulté majeure de la photométrie en champ proche.

Un solide photométrique étendu est le pendant en éclairage des structures de *light field* de Levoy et Hanrahan [LH96] et de *lumigraph* de Gortler *et al.* [GGSC96] en synthèse d'images. Dans ces dernières, une fonction directionnelle et spatiale est paramétrée par deux positions sur deux plans parallèles, notées  $(s, t)$  et  $(u, v)$  (les domaines spatial et directionnel ne sont alors clairement séparés que lorsque les plans sont situés à une distance infinie ; dans ce cas, les angles rasants ne peuvent être représentés).

Heidrich *et al.* [HKSS98] utilisent ces structures pour stocker des mesures de synthèse de sources, et reconstruisent la fonction par un interpolant quadrilinéaire en  $(s, t)$  et  $(u, v)$ . De la même façon, Goesele *et al.* [GGHS03] [GGHS06], stockent des mesures d'une lampe de poche dans un *lumigraph* et reconstruisent la fonction par un interpolant quadrilinéaire. Deniel [Den02] quant à lui stocke les échantillons de luminance lumineuse sur une grille régulière en position  $(x, y)$  et angles  $(\theta, \varphi)$  et reconstruit la fonction par un interpolant quadriquadrique (la nature de la mesure impose une incertitude sur la localisation spatiale ou directionnelle des échantillons, produisant une grille avec de nombreux trous).

Les limites de ces interpolants sur une grille (quadrilinéaires et quadriquadratiques) ont été discutées dans la sous-section 8.4.2, où il a été montré que la fonction reconstruite n’a pas une allure raisonnablement intuitive (cf. section 7.2).

## **Conclusion du chapitre**

En photométrie en champ proche, le domaine géométrique du solide photométrique étendu est une simple surface englobant la source. Les bancs d’acquisition des échantillons de luminance lumineuse se distinguent essentiellement par le type du détecteur : caméra couplée à un luxmètre dans l’instrument de Ashdown [Ash93a] [Ash93b], à un spectrophotomètre dans celui de Ashdown et Salisbury [AS06], ou luminancemètre imageant pour les bancs commerciaux SIG-300 et RiG0801.

Enfin, le problème de la reconstruction de l’échantillonnage de la luminance lumineuse – fonction directionnelle et spatiale – constitue un problème non résolu majeur de la photométrie en champ proche.

# Chapitre 12

## Instrument innovant de photométrie en champ proche

Ce chapitre propose un nouvel instrument de photométrie en champ proche. Son banc d'acquisition est proche de celui de Ashdown [Ash93a] [Ash93b] (où un détecteur composite caméra/luxmètre est déplacé sur une trajectoire hémisphérique relative à la source) ; il a été initié par Deniel [Den02] au cours de sa thèse. Le calibrage de l'instrument repose sur le nouveau cadre théorique pour la radiométrie imageante (cf. partie II) et la reconstruction du solide photométrique étendu discret sur le nouvel algorithme d'interpolation directionnelle (cf. partie III).

Le plan du chapitre est le suivant : dans la section 12.1, la structure utilisée pour stocker les échantillons de luminance lumineuse est détaillée ; dans la section 12.2, le banc d'acquisition est présenté ; dans la section 12.3, le traitement des données est explicité ; enfin, dans la section 12.4, la reconstruction du solide photométrique étendu discret et les résultats sont présentés.

### 12.1 Structure du solide photométrique étendu

Le modèle géométrique associé au solide photométrique étendu (cf. section 11.1) est un parallélépipède rectangle englobant, bien adapté à une vaste classe de sources (luminaires, lampes, *etc.*).

La surface parallélépipédique est divisée en carreaux rectangulaires. À l'issue de l'acquisition puis du traitement des données, la luminance lumineuse au centre de chaque carreau et pour un ensemble de directions de l'hémisphère supérieur  $\Omega^+$  est connue. La figure 12.1 illustre une telle structure (la figure est une image de mesure augmentée par la structure). Cette structure, le solide photométrique étendu discret, est notée  $\mathcal{V}$  par la suite.



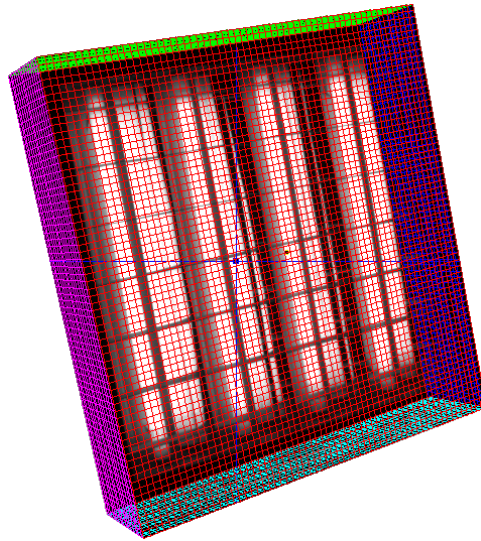


Figure 12.1 - Parallélépipède rectangle virtuel  $\mathcal{V}$  englobant un plafonnier  $\mathcal{L}$ .

## 12.2 Présentation du banc d'acquisition



Figure 12.2 - Banc d'acquisition des échantillons de luminance lumineuse.

La figure 12.2 illustre le banc d'acquisition. Sa fonction est de capturer un ensemble de couples image/éclairage lumineux, en différentes positions d'une trajectoire hémisphérique relative à la source  $\mathcal{L}$ .

Dans la suite de la section, les aspects mécaniques de ce banc sont présentés (sous-section 12.2.1) ; puis, le détecteur composite  $\mathcal{R}$  est détaillé (sous-section 12.2.2) ; quelques dispositions relatives aux lampes de mesure sont alors précisées (sous-section 12.2.3) ; enfin, le pilotage logiciel est discuté (sous-section 12.2.4).

### 12.2.1 Aspects mécaniques

Les moteurs sont les mêmes que ceux utilisés pour l'instrument de mesure de la SBRDF (cf. section 5.3) aussi seuls leurs aspects propre à l'instrument de photométrie en champ proche sont discutés ici.

Un des deux moteurs est assigné à la rotation du bras, qui soutient le détecteur composite  $\mathcal{R}$ , l'autre à la rotation de la source  $\mathcal{L}$ . Ainsi, relativement à la source  $\mathcal{L}$ , la trajectoire du détecteur composite  $\mathcal{R}$  est hémisphérique. Le déplacement est stoppé le temps de chaque capture.

Le détecteur composite  $\mathcal{R}$  est constitué d'une caméra  $\mathcal{R}_c$  et d'un luxmètre  $\mathcal{R}_l$ , couplés, non par un séparateur de faisceaux comme dans l'instrument de Ashdown [Ash93a] [Ash93b], mais mécaniquement. La caméra  $\mathcal{R}_c$  et le luxmètre  $\mathcal{R}_l$  forment en effet un angle de cinq degrés au centre de la trajectoire. Alors, si la caméra  $\mathcal{R}_c$  se trouve à la position  $\vec{x}_{\mathcal{R}}$  à l'instant  $t$ , le luxmètre  $\mathcal{R}_l$  est à son tour positionné en  $\vec{x}_{\mathcal{R}}$  au temps  $t + \Delta t$ . Pour chaque image capturée à la position  $\vec{x}_{\mathcal{R}}$ , un éclaircissement lumineux à cette même position est alors aussi mesuré.

### 12.2.2 Détecteur composite $\mathcal{R}$

Le détecteur composite  $\mathcal{R}$  se compose donc d'une caméra  $\mathcal{R}_c$  (paragraphe 12.2.2.1) et d'un luxmètre  $\mathcal{R}_l$  (paragraphe 12.2.2.2).

#### 12.2.2.1 Caméra CCD $\mathcal{R}_c$

marque	PCO SensiCam Long Exposure
type capteur	ILT CCD noir et blanc
réf. capteur	Sony ICX085AL
résolution	1 280 × 1 024 pixels
dynamique	12 bits
<i>full well capacity</i>	25 000 électrons
quantification	linéaire
refroidie	-12°C
dimensions du capteur	2/3 de pouces
géométrie des pels	carré
aire des pels $a_{\mathcal{R}_c,p}$	6,7 $\mu\text{m}^2$
efficacité quantique $q_{\lambda,\mathcal{R}_c}$	voire [dat04]
monture	C
interface PC	sensicam SDK propriétaire
prix	10 000 €

**Tableau 12.1** - Spécifications de la caméra  $\mathcal{R}_c$ .

Les caractéristiques les plus importantes pour l'instrument de la caméra PC0 SensiCam Long Exposure  $\mathcal{R}_c$  sont synthétisées dans le tableau 12.1 (pour comparaison, les propriétés de la caméra  $\mathcal{C}$  de l'instrument de mesure de la SBRDF sont données dans le tableau 5.2). Les spécifications complètes de la caméra  $\mathcal{R}_c$  se trouvent dans [dat04]. La caméra  $\mathcal{R}_c$  est munie d'un objectif traditionnel, d'angle de champ de 60 degrés, focalisé à l'infini. Comme la caméra  $\mathcal{R}_c$  est directement orientée vers la source, un filtre de densité neutre a été ajouté entre l'objectif et le capteur imageant afin de ne pas saturer ce dernier.

### 12.2.2.2 Luxmètre $\mathcal{R}_l$

Le luxmètre  $\mathcal{R}_l$  est un Krochman PRC 110 de classe A (cf. sous-section 1.2.2). Ses spécifications sont données dans [dath]. Son coût est de l'ordre de 1 200 euros. Il est piloté via le port série.

Le temps d'exposition du luxmètre  $\mathcal{R}_l$  est de 500 millisecondes. Pendant cette durée, les moteurs sont stoppés et plusieurs images sont potentiellement capturées par la caméra  $\mathcal{R}_c$ , puis moyennées (ce filtrage est discuté dans la sous-section 12.3.2 suivante).

L'angle de champ du luxmètre  $\mathcal{R}_l$  est de 180 degrés, comme l'impose la norme. Dans l'instrument, la lumière incidente depuis les directions rasantes est de la lumière parasite. Aussi, l'angle de champ a été ramené à 90 degrés par un masque appliqué sur l'élément sensible du luxmètre  $\mathcal{R}_l$ .

### 12.2.3 Considérations relatives aux lampes

Comme le rendement de la plupart des lampes est dépendant de la température, dans un goniophotomètre (cf. chapitre 2) la température est maintenue à 25 degrés. Suivant cette pratique, un système d'air conditionné (de type *split*) a été installé dans le local où se trouve le banc d'acquisition.

D'autre part, le rendement des lampes varie aussi fortement dans les premières heures d'utilisation d'une lampe, puis se stabilise. Aussi, les lampes de mesure sont-elles rodées avant d'être utilisées pour la mesure du solide photométrique étendu d'un luminaire (l'*Illuminating Engineering Society of North America*/IESNA recommande, dans [Ill99], un rodage de 100 heures pour les tubes fluorescents).

Enfin, certaines lampes fluorescentes papillotent (clignotent) à une fréquence double de celle du courant. En conséquence, l'alimentation est stabilisée, et d'autre part, les temps d'exposition de la caméra  $\mathcal{R}_c$  sont choisis comme multiples de la période du papillotage.

Plus précisément, l'alimentation est stabilisée à 50 hertz et les temps d'exposition de la caméra  $\mathcal{R}_c$  sont choisis comme multiples de 10 millisecondes, optimisé (comme dans l'instrument de mesure de la SBRDF; cf. sous-section 5.5.1) avec pour objectif la maximisation des niveaux, sous des contraintes de non saturation du capteur imageant (le niveau maximum autorisé est de 4 094), d'un temps d'exposition minimal (de 100 millisecondes), et d'un temps d'exposition maximal (de 2 secondes). Comme pour l'instrument de mesure de la SBRDF, l'algorithme s'appuie sur la linéarité de la caméra  $\mathcal{C}$  ainsi que sur une hypothèse de conditions lumineuses globalement stables d'une capture à l'autre (ce second algorithme est toutefois plus complexe en raison de la contrainte de multiple de la période du papillotage).

## 12.2.4 Pilotage de l'acquisition

L'application de pilotage du banc d'acquisition, appelée `pMesureSource`, en C++, s'exécute sous Windows 2000, sur un Pentium III 600 mégahertz (qui embarque le contrôleur Precision MicroControl DCX-AT200 des moteurs). Le programme `pMesureSource` repose sur les bibliothèques `sensicam SDK` pour la caméra  $\mathcal{R}_c$ , `MC API` pour les moteurs, et `Qt` pour l'interface. Quelques captures d'écran et des statistiques sont données dans l'annexe B.4.

## 12.3 Traitement des données

Le traitement des données consiste, pour chaque couple image/éclairage lumineux capturé, à enrichir itérativement la structure  $\mathcal{V}$  de nouveaux échantillons de luminance lumineuse.

La présentation de ce traitement est scindée en trois étapes : de calibrage géométrique (sous-section 12.3.1), de calibrage radiométrique (sous-section 12.3.2) et de calibrage photométrique (sous-section 12.3.3).

**Note.** Le programme `pAnalyseSource` implante ce traitement. La figure 12.1 est un affichage de contrôle de ce logiciel; d'autres captures d'écran sont proposées dans l'annexe B.4.

### 12.3.1 Calibrage géométrique

Comme pour l'instrument de mesure de la SBRDF, le calibrage géométrique associe une direction à chaque pixel d'une image de mesure. En revanche, l'optique de la caméra  $\mathcal{R}_c$  est un objectif traditionnel, et cette étape est donc réalisée par un algorithme classique de vision par ordinateur.

Le calibrage géométrique se distingue en étapes de calibrage intrinsèque, où les directions dans le repère de la caméra  $\mathcal{R}_c$  sont retrouvées (paragraphe 12.3.1.1), puis de calibrage extrinsèque, où la position de la caméra  $\mathcal{R}_c$  dans le repère global est déterminée (paragraphe 12.3.1.2).

#### 12.3.1.1 Calibrage géométrique intrinsèque

	$x$	$y$
Focale	$9,993 \cdot 10^2$ (3,499)	$9,989 \cdot 10^2$ (3,620)
Point principal	$6,280 \cdot 10^2$ (4,260)	$5,200 \cdot 10^2$ (3,824)
Erreur	$2,173 \cdot 10^{-1}$	$2,052 \cdot 10^{-1}$

Distortion radiale	$-2,168 \cdot 10^{-1}$ (3,386 · 10 <sup>-3</sup> )	$1,374 \cdot 10^{-1}$ (5,419 · 10 <sup>-3</sup> )
Distortion tangentielle	$4,134 \cdot 10^{-4}$ (4,597 · 10 <sup>-4</sup> )	$1,442 \cdot 10^{-3}$ (4,903 · 10 <sup>-4</sup> )

**Tableau 12.2** - Paramètres intrinsèques de la caméra  $\mathcal{R}_c$  (unité pixel).

Le calibrage intrinsèque a été réalisé à l'aide de la boîte à outils de Bouguet [[weba](#)] sous `Matlab`, qui repose sur l'estimation des paramètres du modèle de Heikkilä et Silvén [[HS97](#)]

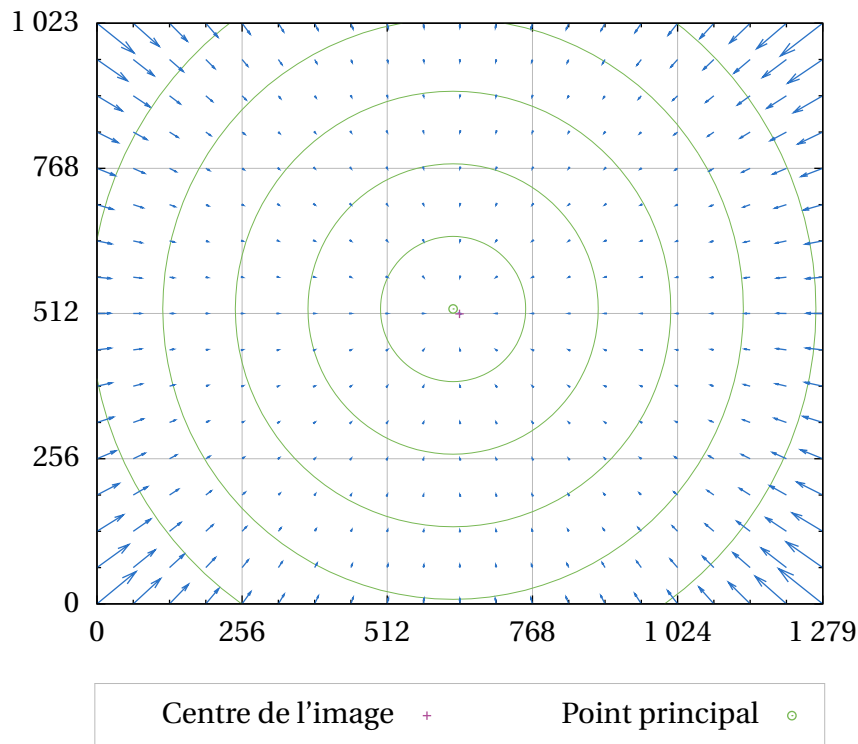


Figure 12.3 - Carte de déformation de la caméra  $\mathcal{R}_c$ .

par la méthode de Zhang [Zha98]. Les résultats sont présentés sur la figure 12.3 et le tableau 12.2 (les nombres en vert correspondent à l'erreur en unité pixel).

### 12.3.1.2 Calibrage géométrique extrinsèque

Le calibrage extrinsèque repose sur le positionnement précis de la caméra  $\mathcal{R}_c$  par le système de motorisation.

## 12.3.2 Calibrage radiométrique

Le calibrage radiométrique lie le niveau d'un pixel à l'éclairement spectrique reçu par le pel qui lui est associé, ou, de façon équivalente, au flux spectrique qui se propage dans un petit angle solide autour de la direction associée au pixel par le calibrage géométrique.

Le calibrage radiométrique repose sur le cadre théorique de radiométrie imageante de la deuxième partie (paragraphe 12.3.2.1) ; un terme de vignettage est simplement ajouté afin de prendre les propriétés particulières de la caméra  $\mathcal{R}_c$  (paragraphe 12.3.2.2).

### 12.3.2.1 Réponse du capteur seul

D'après le nouveau cadre théorique de radiométrie imageante de l'équation 6.8 (dans le chapitre 6), le niveau  $s_p$  du pixel d'indice  $p$  est lié à l'éclairement spectrique  $E_{\lambda,p}$  reçu par le

pel d'indice  $p$  par la relation :

$$s_p = \frac{\varepsilon_m t k_{\mathcal{R}_c} a_{\mathcal{R}_c,p} e}{h c} \int_{\lambda=0}^{\infty} \lambda q_{\lambda,\mathcal{R}_c} E_{\lambda,p} d\lambda + \varepsilon_a. \quad (12.1)$$

où  $\varepsilon_m$  est un bruit multiplicatif (supposé gaussien et de faible intensité),  $t$  le temps d'exposition,  $k_{\mathcal{R}_c}$  le gain,  $a_{\mathcal{R}_c,p}$  l'aire d'un pel,  $h$  la constante de Planck,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide,  $e$  la charge de l'électron,  $\lambda$  la longueur d'onde,  $q_{\lambda,\mathcal{R}_c}$  l'efficacité quantique, et  $\varepsilon_a$  un bruit additif.

Le bruit additif  $\varepsilon_a$  est considéré équivalent au bruit au noir, estimé par une image capturée avec un cache devant l'objectif (sa valeur moyenne est proche de 60 niveaux sur 4 096). Le bruit multiplicatif  $\varepsilon_m$  est compensé par le filtrage spatiotemporel passe-bas détaillé dans la note ci-dessous.

**Note.** Pendant l'exposition du luxmètre  $\mathcal{R}_l$  (500 millisecondes) plusieurs images sont potentiellement capturées par la caméra  $\mathcal{R}_c$  (dont les temps d'exposition sont optimisés ; cf. sous-section 12.2.3). Le filtrage temporel est une moyenne de ces images ; le filtrage spatial, leur convolution avec un noyau gaussien.

Très formellement, soient notés  $\mathbb{I}$  l'ensemble  $\{1, 2, \dots, 1\,280 \times 1\,024\}$  des indices des pixels,  $n_t$  le nombre d'images capturées pour une même position du détecteur composite  $\mathcal{R}$ , et  $f_1, f_2, \dots, f_{n_t}$  ces images (constituées de réels positifs ou nuls, après soustraction du bruit additif  $\varepsilon_a$ , seuillage positif, et division par le temps d'exposition  $t$ ). Chaque image est une fonction, telle que :

$$f_k : \mathbb{I} \rightarrow \mathbb{R}^+. \quad (12.2)$$

Le filtre spatial, noté  $\Psi_s$ , est tel que :

$$\begin{aligned} \Psi_s : \mathbb{I} \times (\mathbb{I} \rightarrow \mathbb{R}^+) &\rightarrow \mathbb{R}^+ \\ (p, f_k) &\rightarrow \sum_{q \in \mathbb{I}} K_p(q) f_k(q), \end{aligned} \quad (12.3)$$

où  $K_p$  est un noyau gaussien centré à l'indice  $p$  dans  $\mathbb{I}$ .

Le filtre temporel, noté  $\Psi_t$ , est la moyenne d'un pixel sur les  $n_t$  images capturées :

$$\begin{aligned} \Psi_t : \mathbb{I} \times (\mathbb{I} \rightarrow \mathbb{R}^+)^{n_t} &\rightarrow \mathbb{R}^+ \\ (p, f_1, f_2, \dots, f_{n_t}) &\rightarrow \frac{1}{n_t} \sum_{k=1}^{n_t} f_k(p). \end{aligned} \quad (12.4)$$

Enfin, le filtre spatiotemporel, noté  $\Psi_{s,t}$ , est l'application du filtre temporel  $\Psi_t$  aux images filtrées spatialement par  $\Psi_s$  :

$$\begin{aligned} \Psi_{s,t} : \mathbb{I} \times (\mathbb{I} \rightarrow \mathbb{R}^+)^{n_t} &\rightarrow \mathbb{R}^+ \\ (i, f_1, f_2, \dots, f_{n_t}) &\rightarrow \frac{1}{n_t} \sum_{k=1}^{n_t} \sum_{q \in \mathbb{I}} K_i(q) f_k(q). \end{aligned} \quad (12.5)$$

### 12.3.2.2 Prise en compte du vignettage par l'objectif

Comme discuté dans la sous-section 5.4.3 (consacrée à l'objectif *fisheye*  $\mathcal{O}$  de l'instrument de mesure de la SBRDF), le vignettage désigne l'ensemble des phénomènes par lesquels l'image d'une Plage Lumineuse Uniforme (PLU ou *flat field*) apparaît non-uniforme. Ces phénomènes se distinguent en vignettages optique, mécanique et électronique, notamment. Pour les objectifs traditionnels (qui reposent sur la projection perspective) le vignettage optique désigne la décroissance de l'angle solide soutenu par un pel sur la pupille de sortie en  $\cos^4 \theta$  (cf. sous-section 5.4.3). Le vignettage mécanique est dû à l'occlusion totale ou partielle de l'espace objet par des éléments de l'optique (tels que le baril, les lentilles, un pare soleil, *etc.*).

Pour prendre en compte le vignettage par l'objectif qui équipe la caméra  $\mathcal{R}_c$ , un terme  $\nu_p$  est ajouté au modèle précédent (qui représente la réponse du capteur nu) :

$$s_p = \nu_p \frac{\varepsilon_m t k_{\mathcal{R}_c} a_{\mathcal{R}_c,p} e}{h c} \int_{\lambda=0}^{\infty} \lambda q_{\lambda,\mathcal{R}_c} E_{\lambda,p} d\lambda + \varepsilon_a. \quad (12.6)$$

Ce terme  $\nu_p$  a été déterminé expérimentalement par l'image d'une Plage Lumineuse Uniforme (précisément, l'image d'une source lambertienne de marque LabSphere).

### 12.3.3 Calibrage photométrique

Le calibrage photométrique lie le niveau  $s_p$  d'un pixel à la luminance lumineuse de la structure parallélépipédique  $\mathcal{V}$  (cf. section 12.1).

Ce calibrage est scindé en deux étapes : l'éclairage lumineux sur le détecteur composite  $\mathcal{R}$  apporté par la luminance lumineuse théorique de la structure  $\mathcal{V}$  est d'abord calculé (paragraphe 12.3.3.1) ; puis, une projection des niveaux des pixels de la caméra  $\mathcal{R}_c$  sur la structure  $\mathcal{V}$  et une mise à l'échelle par l'éclairage lumineux mesuré par le luxmètre  $\mathcal{R}_l$  permet de retrouver cette luminance lumineuse théorique (paragraphe 12.3.3.2).

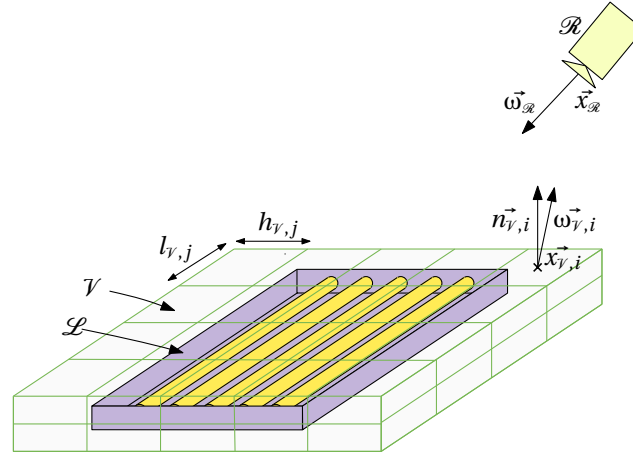
#### 12.3.3.1 Éclairage lumineux théorique apporté par la structure $\mathcal{V}$

Considérons la figure 12.4. Le détecteur composite  $\mathcal{R}$  se trouve à la position  $\vec{x}_{\mathcal{R}}$  et est orienté dans la direction  $\vec{\omega}_{\mathcal{R}}$ . L'éclairage lumineux théorique apporté par la luminance lumineuse de la structure  $\mathcal{V}$  est :

$$E_V(\vec{x}_{\mathcal{R}}) = \lim_{n_c \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^{n_c} l_{\mathcal{V},i} h_{\mathcal{V},i} L_V(\vec{x}_{\mathcal{V},i}, \vec{\omega}_{\mathcal{V},i}) \frac{[\vec{\omega}_{\mathcal{V},i} \cdot \vec{n}_{\mathcal{V},i}] [(-\vec{\omega}_{\mathcal{V},i}) \cdot \vec{\omega}_{\mathcal{R}}]}{\|\vec{x}_{\mathcal{R}} - \vec{x}_{\mathcal{V},i}\|^2} \quad [lx], \quad (12.7)$$

où  $n_c$  est le nombre de carreaux de la structure  $\mathcal{V}$ ,  $l_{\mathcal{V},i} \times h_{\mathcal{V},i}$  sont les dimensions du  $i^e$  carreau,  $\vec{x}_{\mathcal{V},i}$  et  $\vec{n}_{\mathcal{V},i}$  sont respectivement la position du centre et la normale au  $i^e$  carreau, et  $\vec{\omega}_{\mathcal{V},i}$  est la direction de la position  $\vec{x}_{\mathcal{V},i}$  à la position  $\vec{x}_{\mathcal{R}}$ .

Mesuré par le luxmètre  $\mathcal{R}_l$ , cet éclairage lumineux  $E_V(\vec{x}_{\mathcal{R}})$  est connu. Sous l'hypothèse d'un spectre d'émission de la source uniforme, il est alors possible de retrouver les échantillons de luminance lumineuse  $L_V(\vec{x}_{\mathcal{V},i}, \vec{\omega}_{\mathcal{V},i})$ .



$\mathcal{L}$  : source réelle,       $\mathcal{R}$  : détecteur composite,       $\mathcal{V}$  : structure,  
 $\vec{x}_{\mathcal{R}}$  : position de  $\mathcal{R}$ ,       $\vec{\omega}_{\mathcal{R}}$  : visée de  $\mathcal{R}$ ,       $\vec{x}_{\mathcal{V},i}$  : centre  $i^{\text{e}}$  carreau,  
 $\vec{n}_{\mathcal{V},i}$  : normale  $i^{\text{e}}$  carreau,       $\vec{\omega}_{\mathcal{V},i}$  : direction  $\vec{x}_{\mathcal{V},i} \rightarrow \vec{x}_{\mathcal{R}}$ ,       $h_{\mathcal{V},i}$  : longueur  $j^{\text{e}}$  carreau,  
 $l_j$  : largeur  $j^{\text{e}}$  carreau.

Figure 12.4 - Éclairement lumineux à la position  $\vec{x}_{\mathcal{R}}$  induit par le  $i^{\text{e}}$  carreau.

### 12.3.3.2 Lumiance lumineuse de la structure $\mathcal{V}$

Soient notées  $\vec{x}_{\mathcal{R}}$  une position du détecteur composite  $\mathcal{R}$  pour laquelle une capture a été effectuée, et  $\vec{x}_{\mathcal{R},1}, \vec{x}_{\mathcal{R},2}, \dots, \vec{x}_{\mathcal{R},n}$  les positions des intersections entre les directions des pixels de l'image capturée et la structure  $\mathcal{V}$ . La luminance lumineuse  $L_{\mathcal{V}}(\vec{x}_{\mathcal{V},i}, \vec{\omega}_{\mathcal{V},i})$ , au centre du  $i^{\text{e}}$  carreau dans la direction  $\vec{\omega}_{\mathcal{V},i}$  du détecteur composite  $\mathcal{R}$ , est alors estimée, à une constante près, notée  $\gamma$ , par :

$$\gamma L_{\mathcal{V}}(\vec{x}_{\mathcal{V},i}, \vec{\omega}_{\mathcal{V},i}) \approx \frac{\sum_{p=1}^{n_p} s_p w_{i,p}}{\sum_{p=1}^{n_p} w_{i,p}} \quad [\text{cd} \cdot \text{m}^{-2}], \quad (12.8)$$

où  $s_p$  est le niveau du  $p^{\text{e}}$  pixel,  $n_p$  le nombre de pixels, et  $w_{i,p}$  est une pondération de l'influence du niveau  $s_p$  sur la luminance lumineuse  $L_{\mathcal{V}}(\vec{x}_{\mathcal{V},i}, \vec{\omega}_{\mathcal{V},i})$ .

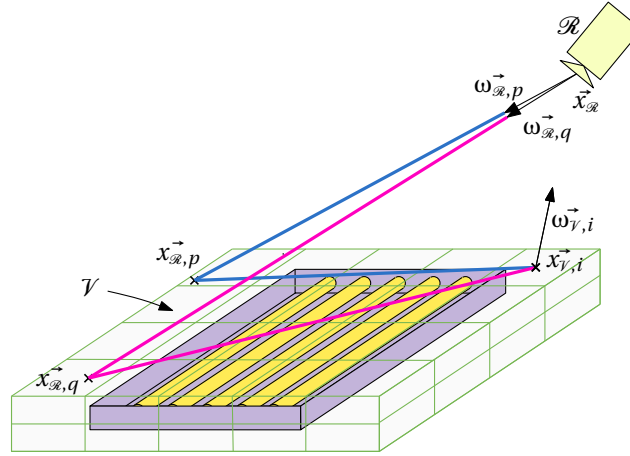
Considérons la figure 12.5. La pondération  $w_{i,p}$  est une fonction de la distance entre la position de l'intersection  $\vec{x}_{\mathcal{R},p}$  associée au pixel  $p$  et le centre  $\vec{x}_{\mathcal{V},i}$  du  $i^{\text{e}}$  carreau. Soit notée  $d_{i,p} = \|\vec{x}_{\mathcal{V},i} - \vec{x}_{\mathcal{R},p}\|$  cette distance. Comme la pondération utilisée pour l'instrument de mesure de la SBRDF (cf. sous-section 6.3.4), ce poids  $w_{i,p}$  est choisi empiriquement par :

$$w_{i,p} : \mathbb{R}^+ \rightarrow \mathbb{R}^{+,*} \\ d_{i,p} \rightarrow e^{\frac{-16 \ln 2 d_{i,p}^2}{l_{\mathcal{V},i}^2 + h_{\mathcal{V},i}^2}}. \quad (12.9)$$

Cette fonction de pondération est une gaussienne, unitaire, et de largeur à mi-hauteur (*FWHM*) égale à la moitié de la longueur de la diagonale d'un carreau (égale à  $\frac{1}{2} \sqrt{l_{\mathcal{V},i}^2 + h_{\mathcal{V},i}^2}$ ).

Le facteur  $\gamma$  dans l'équation 12.8 est alors le rapport entre l'éclairement lumineux théorique apporté par la structure  $\mathcal{V}$  et l'éclairement lumineux  $E_{\mathcal{V}}(\vec{x}_{\mathcal{R}})$  réel mesuré par le lux-





$\mathcal{V}$  : structure,  $\mathcal{R}$  : détecteur composite,  $\vec{x}_{\mathcal{R}}$  : position de  $\mathcal{R}$ ,  
 $\vec{x}_{V,i}$  : centre  $i^e$  carreau,  $\vec{\omega}_{V,i}$  : direction  $x_{V,i} \rightarrow \vec{x}_{\mathcal{R}}$ ,  $\vec{\omega}_{R,p}$  : direction  $p^e$  pixel,  
 $\vec{\omega}_{R,q}$  : direction  $q^e$  pixel,  $\vec{x}_{R,p}$  : intersection  $\vec{\omega}_{R,p} \cap \mathcal{V}$ ,  $\vec{x}_{R,q}$  : intersection  $\vec{\omega}_{R,q} \cap \mathcal{V}$ .

Figure 12.5 - Géométrie pour l'évaluation de  $L_V(\vec{x}_{V,i}, \vec{\omega}_{V,i})$ .

mètre  $\mathcal{R}_l$  :

$$\gamma = \frac{\sum_{i=1}^{n_c} l_{V,i} h_{V,i} L_V(\vec{x}_{V,i}, \vec{\omega}_{V,i}) \frac{[\vec{\omega}_{V,i} \cdot \vec{n}_{V,i}] [-\vec{\omega}_{V,i} \cdot \vec{\omega}_{\mathcal{R}}]}{\|\vec{x}_{\mathcal{R}} - \vec{x}_{V,i}\|^2}}{E_V(\vec{x}_{\mathcal{R}})} \quad [1]. \quad (12.10)$$

## 12.4 Reconstruction et résultats

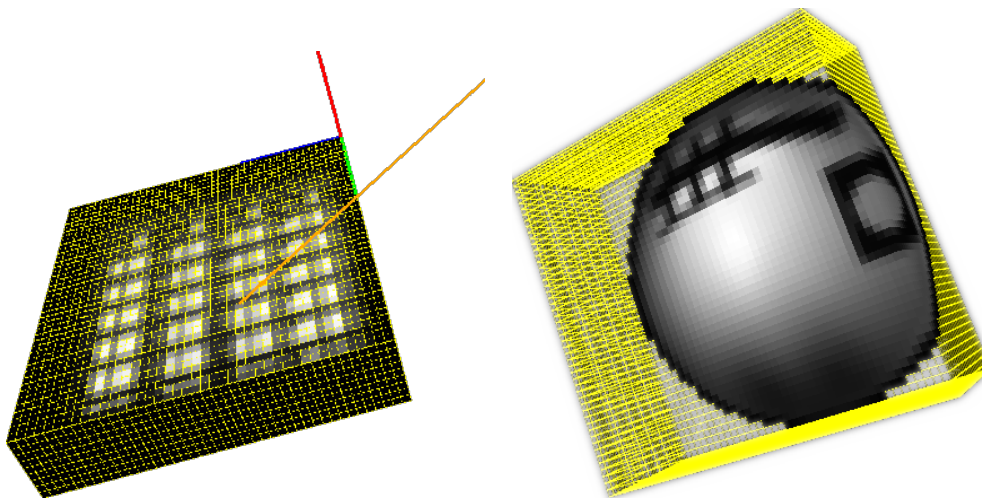
La reconstruction des échantillons de luminance lumineuse de la structure  $\mathcal{V}$  est discutée (sous-section 12.4.1) ; des résultats de l'instrument sont alors présentés (sous-section 12.4.2).

### 12.4.1 Reconstruction du solide photométrique étendu

La reconstruction de la structure  $\mathcal{V}$  en un solide photométrique étendu est réalisée par application directe de l'interpolant directionnel de la section 9.2. L'algorithme n'est pas discuté ici plus avant, notant simplement cette approche apporte une solution élégante au problème de la reconstruction des solides photométriques étendus en photométrie en champ proche.

### 12.4.2 Résultats de l'instrument

La figure 12.6 présente deux solides photométriques étendus mesurés et reconstruits. Le programme de visualisation `pVisualiseSource` (dont quelques détails sont donnés dans l'annexe B.4) permet à l'utilisateur de se déplacer librement dans l'espace ; la luminance lumineuse du solide photométrique étendu dans sa direction est alors calculée en temps interactif. Le solide photométrique étendu de la figure (a) correspond au plafonnier de la figure 12.1. Sur la figure 12.6b, des marqueurs ont été ajoutés à un luminaire de type



(a) Solide photométrique étendu du plafond de la figure 12.1. (b) Solide photométrique étendu d'une applique mural avec des marqueurs visuels.

**Figure 12.6** - Visualisation de solides photométriques étendus mesurés.

hublot (une calotte sphérique) afin de visualiser la résolution spatiale et directionnelle de l'instrument (la transparence des carreaux est déterminée par une double contrainte, sur une valeur seuil de la luminance lumineuse et de convexité).



## Conclusion et perspectives de la partie

L'évolution de la représentation des sources du solide photométrique ponctuel vers le solide photométrique étendu semble un passage obligé du réalisme en photosimulation. Dans cette quête, l'écueil principal réside dans la mesure pratique de cette représentation pour une source réelle, problème connu sous le nom de « photométrie en champ proche ». La supériorité théorique de la représentation solide photométrique étendu a d'abord été étudiée (**chapitre 10**). Puis, un état de l'art de la photométrie en champ proche a été établi (**chapitre 11**). Enfin, un nouvel instrument a été proposé (**chapitre 12**). L'instrument a fait l'objet des publications Boulenguez *et al.* [BCPP07] et [BCPP08].

Les mesures ont été jugées suffisamment probantes pour que l'instrument entre mode de production. Les solides photométriques étendus sont intégrées aux photosimulations PHANIE du CSTB et plusieurs campagnes commerciales de mesures ont été réalisées (notamment une campagne de mesures de cinquante luminaires pour l'Institut National de Recherche et de Sécurité/INRS). D'autres sont en cours.

Pour autant, l'instrument reste perfectible. En premier lieu, sa calibration géométrique extrinsèque repose actuellement sur le positionnement précis de la caméra par le bras motorisé. Des pistes d'autocalibrage (*self calibration*), par exemple à l'aide de LED (allumées par intermittence pour ne pas perturber la mesure), sont envisagées.

D'autre part, si le coût des luminancemètres imageants atteint un seuil raisonnable, l'approche par détecteur composite caméra/luxmètre pourrait être abandonnée. Sans séparateur de faisceau, elle impose en effet un couplage avec la mécanique de positionnement.

Le comité technique TC2-62 de la CIE (dont l'auteur a l'honneur d'être membre) travaille actuellement à la standardisation des procédures de photométrie en champ proche, avec l'objectif suivant :

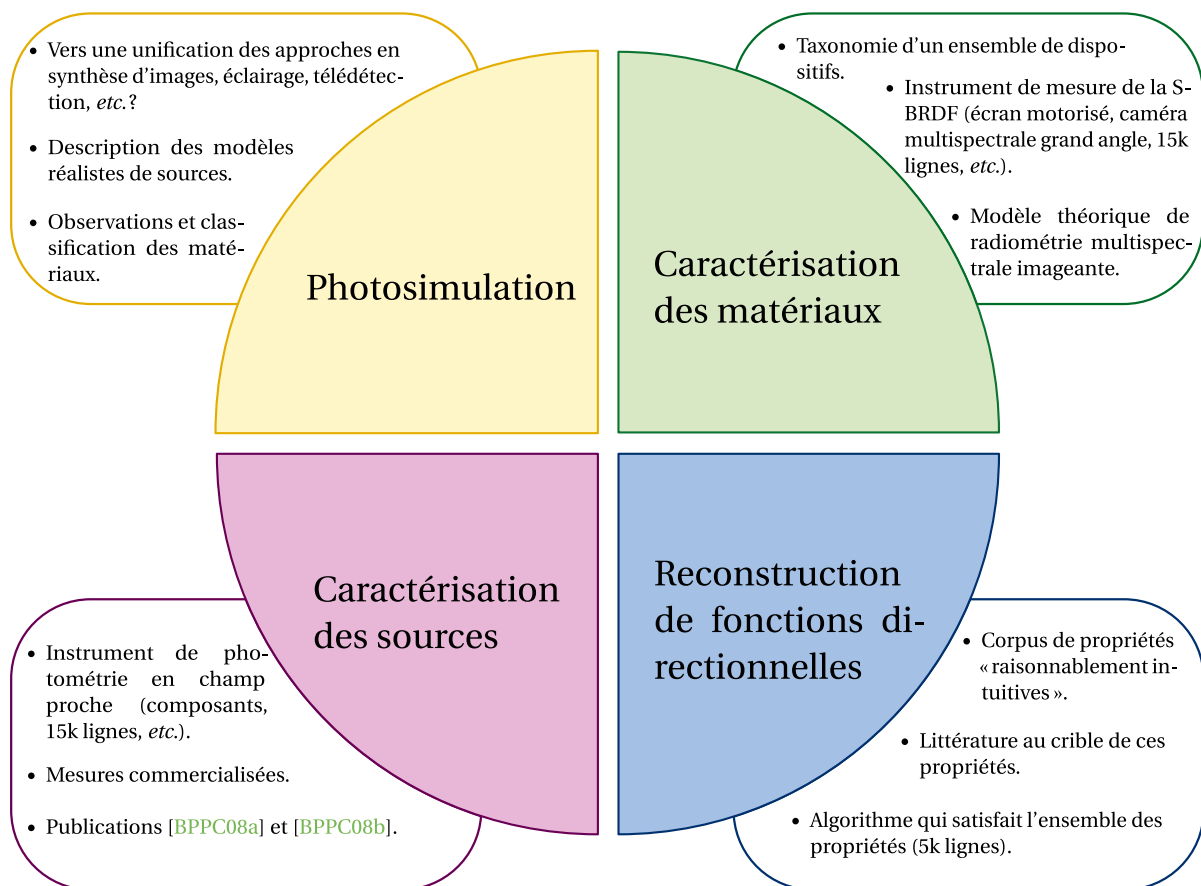
*« To prepare a CIE recommendation on the methods for characterization and calibration of imaging-photometer-based near-field goniophotometers and for determination and conversion of photometric data of lamps and luminaries for both near-field and far-field applications. »*

À moyen terme, le succès de la photométrie en champ proche passe en effet sans doute par la standardisation d'un format d'échange des données (qui devrait rester suffisamment souple pour permettre différentes approches de stockage et de compression). Une simple interface d'accès à l'information (langage SQL (*Structured Query Language*), prototypes de fonctions C, *etc.*) pourrait être adaptée. Sous cette forme ou sous une autre, les solides photométriques étendus pourront alors être intégrés de façon standard aux photosimulations, au même titre que le sont actuellement les solides photométriques ponctuels et distribués (aux formats IES [III02] ou EULUMDAT [webc] ; cf. chapitre 2).



# Synthèse et perspectives

## Synthèse



**Figure 12.7** - Principales contributions de la thèse.

Dutré *et al.* énoncent dans l'ouvrage [DBB06], dix problèmes d'éclairage global non résolus. Parmi ceux-ci, huit sont liés à l'intégration du champ de lumière des objets réels dans les simulations. Cette thèse, en quatre parties et trois annexes, s'intéresse à cette problématique.

## Partie I : Sources et matériaux en photosimulation

Dans la première partie, les simulations des phénomènes lumineux dans les domaines de l'éclairage, de la synthèse d'images physiquement réalistes, de la télédétection, de la conception optique, *etc.*, sont envisagées comme résolutions numériques d'un problème d'optique, fédérées par la notion originale de photosimulation (**chapitre 1**). Dans le cadre de l'équation des transferts radiatifs, les principaux modèles de sources et le principe de la mesure goniophotométrique du modèle ponctuel sont alors rappelés (**chapitre 2**). La représentation des matériaux est ensuite étudiée ; introduite par une exploration des phénomènes optiques aux origines de l'apparence, qui mène au rappel de la définition de la Fonction de Distribution de la Réflectance Bidirectionnelle et Spectrale (SBRDF), de ses principales propriétés et modèles (**chapitre 3**).

## Partie II : Un instrument innovant de mesure des matériaux

La seconde partie s'attaque au problème de la mesure pratique de la SBRDF d'un échantillon de surface. Une nouvelle taxonomie des instruments de la littérature est d'abord proposée ; qui allègue en faveur de la recherche de nouvelles approches (**chapitre 4**). Un instrument innovant est alors présenté ; multispectral imageant, fondé sur la capture, par une caméra multispectrale grand angle (assemblage d'un objectif fisheye, d'un filtre LCTF et d'une caméra CCD 12 bits), de la projection de la SBRDF sur un écran lambertien  $\frac{3}{4}$ -sphérique (**chapitre 5**). Le traitement des images capturées se fonde sur un modèle radiométrique de l'instrument, qui explicite la transformation de la lumière en niveaux de gris des pixels. Ce nouveau cadre théorique pour la radiométrie, dans le strict formalisme physique, soulève des problèmes singuliers de reconstruction multispectrale et d'interréflexions, pour lesquels de nouveaux algorithmes de résolution sont implantés (**chapitre 6**). Les mesures de SBRDF produites par l'instrument sont très prometteuses.

## Partie III : Un algorithme innovant d'interpolation bidirectionnelle et spectrale

La troisième partie s'intéresse à la reconstruction d'une fonction directionnelle discrète, dans le cadre de la reconstruction d'un échantillonnage de SBRDF, problème identifié comme essentiel en photosimulation mais pourtant peu étudié. Les propriétés souhaitables d'une fonction reconstruite « d'allure raisonnablement intuitive » sont d'abord considérées (**chapitre 7**). À cet aune, les algorithmes de la littérature sont alors présentés ; arguant en faveur de la recherche de nouvelles approches (**chapitre 8**). Un nouvel algorithme est alors proposé (**chapitre 9**) ; fondé sur une double triangulation sphérique des échantillons et une généralisation à la surface du triangle sphérique de l'interpolant spline cubique de Hermite. La SBRDF reconstruite est interpolante, dérivable, prend en compte le masquage, la métrique sphérique, est à support local, neutre, reproductible, et n'induit pas l'artefact bidirectionnel. Les résultats plaident en faveur du surcroît de complexité théorique qu'implique l'algorithme.

## Partie IV : Un instrument innovant de mesure des sources

Dans la quatrième partie, le cadre théorique de radiométrie imageante de la deuxième partie et cet algorithme d'interpolation directionnelle sont appliqués au problème de la

mesure d'une source représentée par le modèle étendu, ou photométrie en champ proche. La supériorité théorique du modèle étendu est d'abord démontrée (**chapitre 10**). Un état de l'art de la photométrie en champ proche est ensuite réalisé ; qui justifie la recherche de nouvelles approches (**chapitre 11**). Un instrument innovant est alors présenté ; fondé sur la capture du champ de lumière directionnel et spatial de la source, par un détecteur composite (assemblage d'une caméra CCD 12 bits et d'un luxmètre), déplacé le long d'une trajectoire hémisphérique. Le calibrage de l'instrument – géométrique, radiométrique, et photométrique – est détaillé (**chapitre 12**). Les sources caractérisées par l'instrument ont été jugées suffisamment probantes pour être commercialisées.

## Perspectives

Des voies de poursuite de ce travail sont les suivantes.

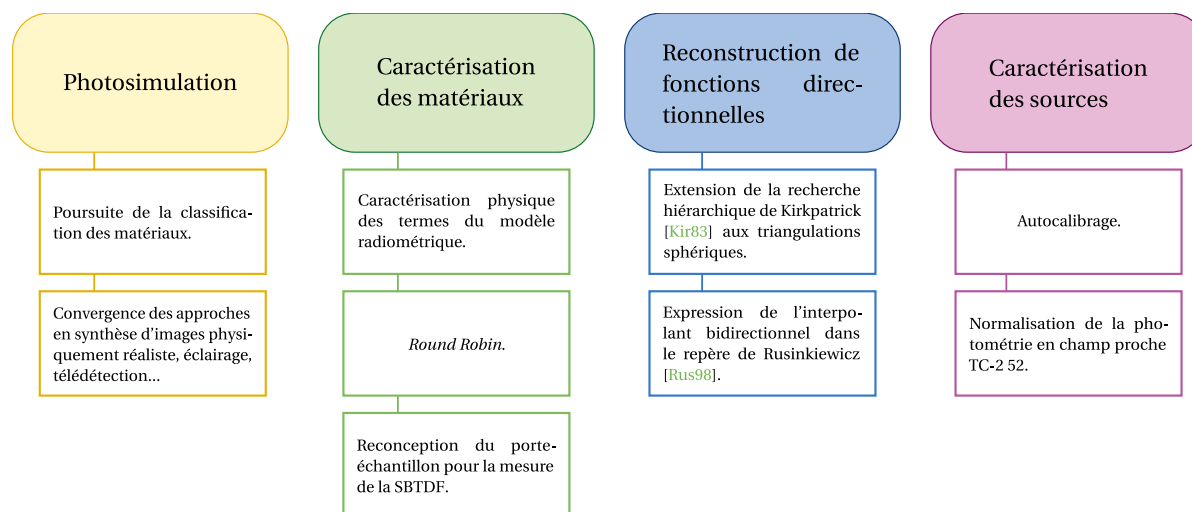


Figure 12.8 - Quelques développements envisagés.

### Partie I : Sources et matériaux en photosimulation

- La poursuite de l'observation et de la classification des matériaux (cf. section 3.1).
- À plus longue échéance, la fusion des codes de photosimulation en éclairage, synthèse d'images physiquement réalistes, télédétection, électromagnétisme, conception optique... La convergence vers un code unique et partagé, fondé sur l'optique géométrique, ondulatoire ou quantique, semble idéal. Aux performances et à l'ergonomie des codes de synthèse d'images physiquement réalistes, pourrait être associée la validité physique des codes de télédétection, d'éclairage...

### Partie II : Un instrument innovant de mesure des matériaux

- La publication du banc d'acquisition et du modèle théorique de radiométrie imagante.
- La poursuite de la validation de la méthode (procédure de *Round Robin*).



- La reconception du porte-échantillon pour la mesure de la transmittance bidirectionnelle et spectrale (SBTDF).

### **Partie III : Un algorithme innovant d'interpolation bidirectionnelle et spectrale**

- La publication de l'algorithme.
- L'extension de la recherche hiérarchique de Kirkpatrick [Kir83] aux triangulations sphériques, réduisant la complexité de l'algorithme de  $\mathcal{O}(n)$  en  $\mathcal{O}(\ln n)$  (où  $\mathcal{O}(n)$  est le nombre d'échantillons).
- L'expression de l'interpolant dans le repère de Rusinkiewicz [Rus98].
- L'utilisation de l'interpolant comme base d'un algorithme de photosimulation. Notamment (d'après une idée du Prof. Péroche), l'intégration analytique de la fonction reconstruite pourrait être étudiée, afin de réaliser un tirage proportionnel à la densité de probabilité.

### **Partie IV : Un instrument innovant de mesure des sources**

- L'autocalibrage de la caméra  $\mathcal{R}_c$ , levant la contrainte sur son positionnement précis par le bras motorisé.
- La standardisation d'un format d'échange des solides photométriques étendus (la proposition [OPTIS10] a récemment été soumise au comité technique TC2-62 de la CIE par OPTIS).

# **Annexes**



# Annexe A

## Autres résultats

### A.1 Dirac $\delta_\Omega$ sur la sphère $\Omega$

Dans la mesure où la SBRDF est intégrée dans l'équation des transferts radiatifs (cf. sous-section 1.3.1), il est tentant de définir une distribution de Dirac sur la sphère  $\Omega$ , analogue à la distribution de Dirac dans  $\mathbb{R}$ .

La distribution de Dirac dans  $\mathbb{R}$ , notée  $\delta$ , est formellement définie par :

$$\int_a^b \delta(x - x_0) f(x) dx = \begin{cases} f(x_0) & \text{si } x \text{ est dans } ]a, b[, \\ \frac{f(x_0)}{2} & \text{si } x_0 = a \text{ ou } x_0 = b, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

Une définition analogue pour cette distribution dans  $\Omega$ , notée  $\delta_\Omega$  est alors :

$$\int_E \delta_\Omega(\vec{\omega} - \vec{\omega}_0) f(\vec{\omega}) d\vec{\omega} = \begin{cases} f(\vec{\omega}_0) & \text{si } \vec{\omega} \text{ est dans } E, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

où  $E$  est un sous-ensemble de  $\Omega$ .

La paramétrisation des éléments de  $\Omega$  en coordonnées cartésiennes permet alors de lier le Dirac  $\delta_\Omega$  dans  $\Omega$  au Dirac  $\delta$  dans  $\mathbb{R}$  :

$$\begin{aligned} \delta_\Omega(\vec{\omega}_1 - \vec{\omega}_2) &= \frac{\delta(x_1 - x_2)\delta(y_1 - y_2)\delta(z_1 - z_2)}{4\pi} \\ &= \frac{\delta^3(x_1 - x_2, y_1 - y_2, z_1 - z_2)}{4\pi}. \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Une paramétrisation des éléments de  $\Omega$  en coordonnées sphériques amène aussi :

$$\begin{aligned} \delta_\Omega(\vec{\omega}_1 - \vec{\omega}_2) &= \frac{1}{1\pi} \delta(\sin \theta_1 \cos \varphi_1 - \sin \theta_2 \cos \varphi_2) \\ &\quad \delta(\sin \theta_1 \sin \varphi_1 - \sin \theta_2 \sin \varphi_2) \delta(\cos \theta_1 - \cos \theta_2), \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Toutefois, la relation précédente étant particulièrement difficile à intégrer, elle sera avantageusement remplacée par :

$$\delta_\Omega(\vec{\omega}_1 - \vec{\omega}_2) = 2\delta(\sin^2 \theta_1 - \sin^2 \theta_2) \delta(\varphi_1 - \varphi_2 \pmod{2\pi}), \quad (\text{A.5})$$

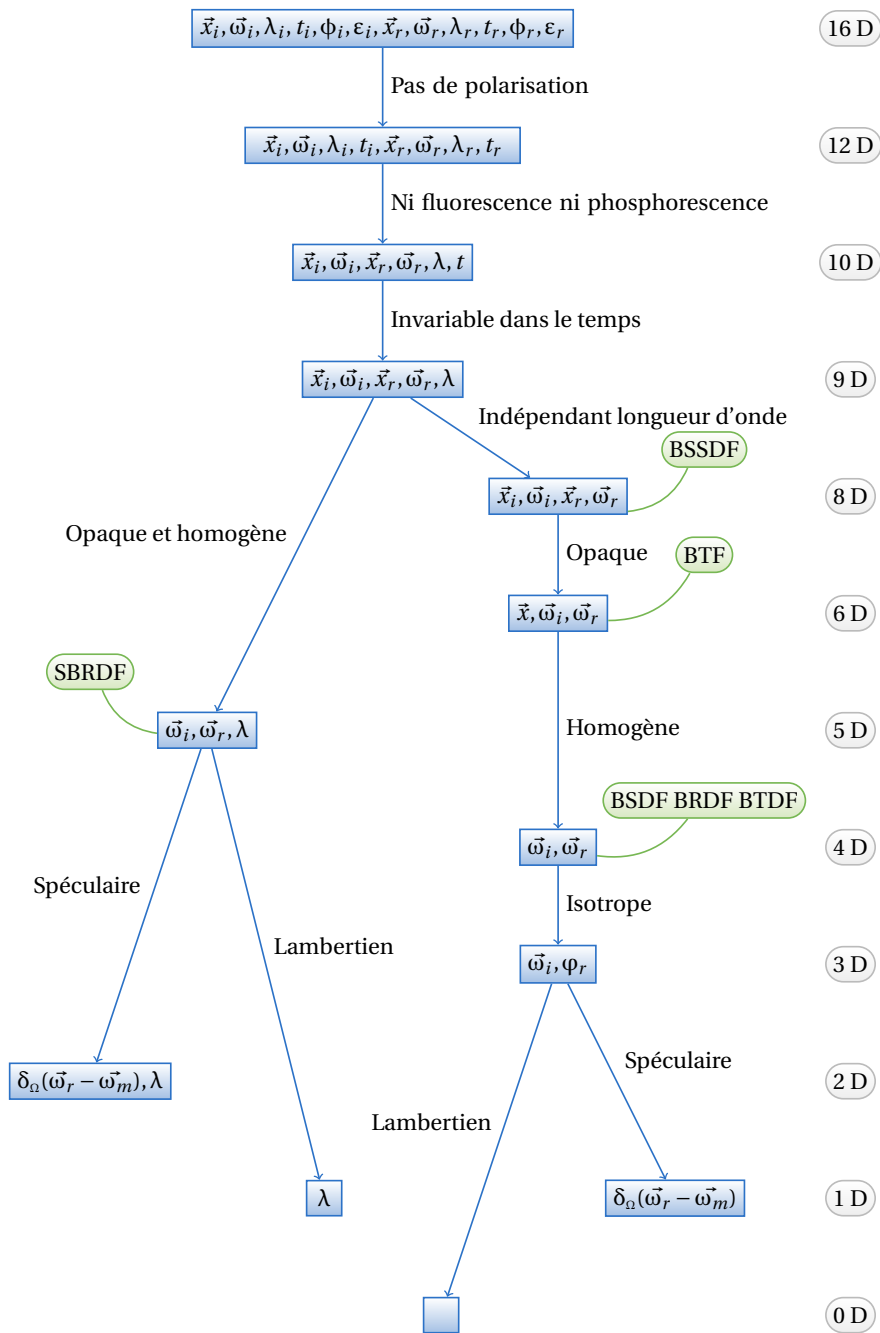
et :

$$\begin{aligned}
 \int_{\Omega} \delta_{\Omega}(\vec{\omega}) d\vec{\omega} &= \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} 2\delta(\sin^2 \theta) \delta(\varphi) \sin \theta d\theta d\varphi \\
 &= \int_0^{\pi} 2\delta(\sin^2 \theta) \sin \theta d\theta \\
 &= 1 \text{ (en posant } t = \sin^2 \theta \text{ et } dt = 2 \cos \theta \sin \theta d\theta).
 \end{aligned}
 \tag{A.6}$$

La forme équivalente suivante est aussi parfois trouvée dans la littérature :

$$\begin{aligned}
 \delta_{\Omega}(\vec{\omega} - \vec{\omega}_1) &= -2 \delta(\cos^2 \theta - \cos^2 \theta_2) \delta(\varphi - \varphi_2 \text{ (mod } 2\pi)) \\
 &= -\frac{\delta(\cos \theta - \cos \theta_2)}{\cos \theta} \delta(\varphi - \varphi_2 \text{ (mod } 2\pi))
 \end{aligned}
 \tag{A.7}$$

## A.2 Taxonomie de la dispersion en photosimulation



**Figure A.1** - Taxonomie étendue d'un ensemble de paramètres de la dispersion.

La figure A.1 présente une taxonomie pour la photosimulation d'un ensemble de paramètres de la dispersion. Cette classification est une extension de celles de Rusinkiewicz et Marschner [RM00], puis Lensch *et al.* [LGC<sup>+</sup>05].



# Annexe B

## Aspects logiciels

Cette annexe apporte quelques informations relatives aux programmes développés (intégralement par l'auteur) au cours de la thèse : langage, nombre de lignes, effort COCOMO, captures d'écran...

L'ensemble de ces programmes représente  $n_t = 34\,180$  lignes totales,  $n_p = 24\,164$  lignes physiques, et l'effort COCOMO  $e_p = 5,3$  programmeurs par an (cf. notes ci-dessous). Ces statistiques sont détaillées dans les sections suivantes.

**Note.** Le nombre de lignes total, noté  $n_t$ , est calculé à l'aide de la commande (les fichiers générés automatiquement ne sont pas pris en compte) :

```
 $n_t = wc -l \text{`find . -regex "\(.*\.)\.(cpp|hpp|h|c|hxx)"}^$ 
```

**Note.** L'effort COCOMO (CONstructive COSt MOdel) est une métrique de l'investissement nécessaire au développement d'un programme. Son calcul se fonde sur le nombre de lignes physiques d'un programme, noté  $n_p$ , obtenu à partir du nombre de lignes total  $n_t$ , auquel est soustrait le nombre de lignes blanches et de commentaires. À partir du nombre de lignes total  $n_p$ , le modèle COCOMO quantifie l'effort nécessaire au développement d'un programme – noté  $e_p$  en programmeur par an – par :

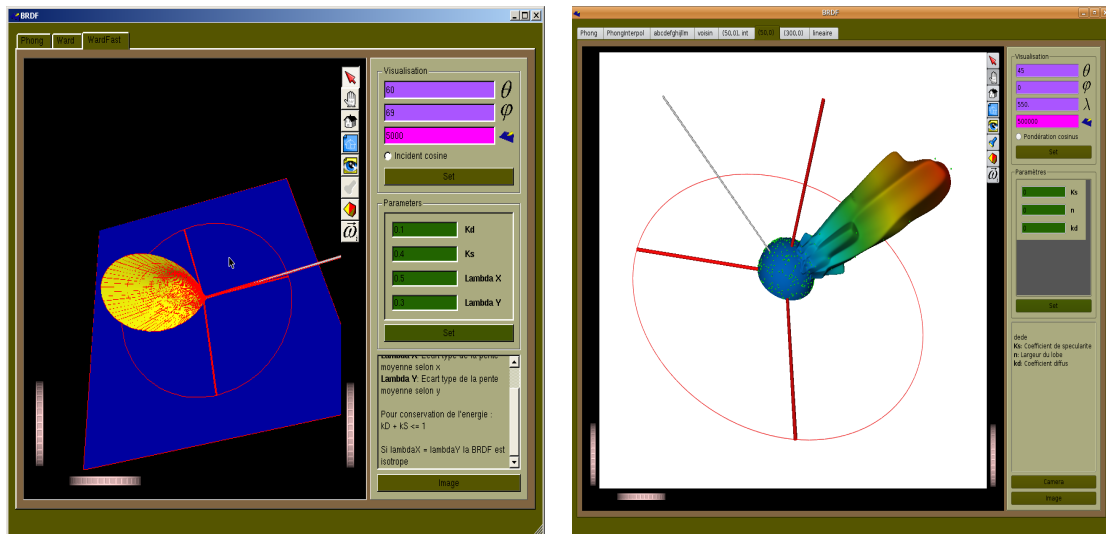
$$e_p = \frac{f_e}{12} \left( \frac{n_p}{1000} \right)^e \quad [\text{programmeur} \cdot \text{an}^{-1}], \quad (\text{B.1})$$

où  $f_e$  est un facteur d'effort en programmeur par an par ligne et  $e$  un exposant empirique sans unité.

Le programme `SLDCount` [webh] implante le modèle COCOMO. Pour les statistiques présentées dans cette annexe, ses paramètres par défaut ont été conservés (COCOMO dans le mode organique avec  $f_e = 2,4$  programmeur par an par ligne et  $e = 1,05$ ).

L'effort COCOMO reste à considérer avec précautions. Par exemple, il est estimé à 0,66 programmeur par an pour le programme `pVisualiseSBRDF` et à 0,37 programmeur par an pour la bibliothèque `libinterpol`, bien que cette dernière ait été bien plus longue et difficile à développer (que le programme `pVisualiseSBRDF`).





(a) Visualisation du modèle anisotrope de Ward [War92] (sous Windows). (b) Reconstruction d'une TSBRDF (de la figure 9.6) par la méthode de Noé et Péroche [NP00] (sous Linux).

**Figure B.1** - Captures d'écran du visualiseur de SBRDF pVisualiseSBRDF.

## B.1 Visualiseur de SBRDF pSBRDFView

Le programme pVisualiseSBRDF (évoqué dans les chapitres 3, 6 et 9) permet la visualisation de SBRDF. La figure B.1 présente deux captures d'écran du programme, le tableau B.1, ses statistiques. Le programme s'appuie les bibliothèques Qt, Coin et SoQt.

	pVisualiseSBRDF
Lignes totales $n_t$ [ligne]	4 112
Lignes physiques $n_p$ [ligne]	3 101
Effort $e_p$ [programmeur $\cdot$ an <sup>-1</sup> ]	0,66
Langage	C++(98 %), C(2 %)

**Tableau B.1** - Statistiques du programme pVisualiseSBRDF.

## B.2 Instrument de mesure des matériaux

L'instrument de mesure de SBRDF présenté dans la partie II repose sur un ensemble de programmes pour l'acquisition (sous-section B.2.1) et le traitement des données (sous-section B.2.2).

### B.2.1 Pilotage de l'acquisition $\mathcal{P}$

Les différents logiciels du pilotage  $\mathcal{P}$  de l'acquisition (les programmes pMesureSBRDF, p-Camera, pMoteurs, pFiltre, pInterface et la bibliothèque libmsg) ont été présentés dans le chapitre 5. Leurs statistiques sont données dans le tableau B.2.

	pMesureSBRDF	libmsg	scripts	pCamera
Lignes totales $n_t$ [ligne]	1 473	924	1 124	889
Lignes physiques $n_p$ [ligne]	1 244	672	901	638
Effort $e_p$ [programmeur · an <sup>-1</sup> ]	0,27	0,15	0,19	0,14
Langage	C++	C++	bash	C++

	pFiltre	pMoteurs	pInterface	Total
Lignes totales $n_t$ [ligne]	646	791	194	6 041
Lignes physiques $n_p$ [ligne]	532	619	161	4 767
Effort $e_p$ [programmeur · an <sup>-1</sup> ]	0,12	0,13	0,03	1,01
Langages	C++	C++	C++	C++ (81 %), bash(19 %)

**Tableau B.2** - Statistiques des programmes  $\mathcal{P}$  de pilotage du banc de mesure de SBRDF.

La bibliothèque libmsg est une interface client/serveur TCP pour la communication entre les différents programmes (IPC). Elle repose sur le standard POSIX. Le programme pMesureSBRDF est le client global de l'acquisition. Il ne dépend que de la bibliothèque libmsg. Le programme pCamera assure l'interface avec la caméra  $\mathcal{C}$ . Il dépend des bibliothèques libmsg, libpng, et libdc1394 [webe] (LGPL, implante le protocole IIDC1394 [Tra04]). Le programme pMoteurs gère les moteurs  $\mathcal{A}_1$  et  $\mathcal{A}_2$ . Il dépend des bibliothèques libmsg et MC API (propriétaire, fournie par le constructeur Precision MicroControl du contrôleur DCX-AT200). Le programme pFiltre commande le filtre  $\mathcal{F}$ . Il ne dépend que de la bibliothèque libmsg. Le filtre  $\mathcal{F}$  est un périphérique de caractère (*char device*) à 19 200 bauds, sans parité, 1 bit de stop, 8 bits de données et contrôle de flux *hardware*. Le protocole de communication est très spécifique à l'instrument et son détail ne présente pas d'intérêt ici. Les principales commandes sont simplement la sélection de la longueur d'onde  $\mu$ , ainsi que l'initialisation du périphérique (procédure durant environ deux minutes au cours de laquelle les cristaux liquides sont « exercés »).

**Note.** Par exemple, l'exécution de :

```
pFiltre /dev/ttyS0 610
```

positionne le filtre  $\mathcal{F}$  en  $\mu = 610$  nanomètres (/dev/ttyS0 est le fichier attaché au premier port série (RS-232) sous Linux).

Des paramètres spécifiques à chaque périphérique peuvent être transmis via la ligne de commande. Par exemple, le programme pCamera reconnaît les options suivantes :

- c <float> capture avec temps d'exposition manuel,
- a capture avec un temps d'exposition optimisé,
- s <ushort> placement en mode serveur sur le port IP spécifié.

Le programme pInterface est une interface graphique minimaliste pour l'acquisition. Il dépend des bibliothèques libmsg et Qt.

Les programmes pMesureSBRDF, pCamera, pFiltre et pInterface sont exécutés sur un Athlon 2.8Ghz sous Linux. Le programme pMoteurs est exécuté sur un Pentium III

600Mhz sous Windows 2000 (qui embarque le contrôleur DCX-AT200). Afin d'exposer un environnement POSIX homogène, cette machine exécute un serveur OpenSSH (page [web](#) [[webg](#)]) sous Cygwin (page [web](#) [[webb](#)]).

## B.2.2 Traitement des données

	pAnalyseSBRDF
Lignes totales $n_t$ [ <i>ligne</i> ]	4 115
Lignes physiques $n_p$ [ <i>ligne</i> ]	3 283
Effort $e_p$ [ <i>programmeur · an<sup>-1</sup></i> ]	0,70
Langages	C(73 %), C++(27 %)

**Tableau B.3** - Statistiques du programme de traitement du banc de mesure de SBRDF.

Le programme pAnalyseSBRDF (présenté dans le chapitre 6) implante l'algorithme de génération de lobes de SBRDF à partir des images de mesure. Le tableau B.3 présente ses statistiques. Il dépend essentiellement de la bibliothèque libpng.

## B.3 Interpolation bidirectionnelle et spectrale libinterpol

	libinterpol
Lignes totales $n_t$ [ <i>ligne</i> ]	4 955
Lignes physiques $n_p$ [ <i>ligne</i> ]	1 807
Effort $e_p$ [ <i>programmeur · an<sup>-1</sup></i> ]	0,37
Langages	C++(99 %), Python(1 %)

**Tableau B.4** - Statistiques de la bibliothèque d'interpolation directionnelle libinterpol.

La bibliothèque d'interpolation libinterpol, d'interpolation  $C^0$  ou  $C^1$  d'échantillons dispersés sur la sphère  $\Omega$ , l'hémisphère  $\Omega^+$ , la bisphère  $\Omega^2$ , le bihémisphère  $\Omega^{+,2}$ , le plan  $\mathbb{R}^2$  et les combinaisons  $\Omega \times \mathbb{R}$ ,  $\Omega^2 \times \mathbb{R}$ , *etc.*, a été discutée dans les chapitres 9 et 12 (le cas bidirectionnel et spectral  $\Omega^{+2} \times \mathbb{R}^{+,*}$  a été détaillé). La bibliothèque permet l'export en DXF du maillage intermédiaire (triangulation plane ou sphérique). Les statistiques de la bibliothèque sont données dans le tableau B.4.

## B.4 Instrument de mesure des sources

L'instrument de mesure des sources (de photométrie en champ proche), présenté dans la partie IV, repose sur les programmes pMesureSource, pAnalyseSource et pVisualiseSource. Leurs statistiques sont données dans le tableau B.5. Différentes captures d'écran sont présentées sur les figures B.2, B.3 et B.4.

Le programme pMesureSource pilote l'acquisition. Il repose sur les bibliothèques SensiCam SDK, MC API et Qt. Il est exécuté sur un Pentium III 600Mhz sous Windows 2000

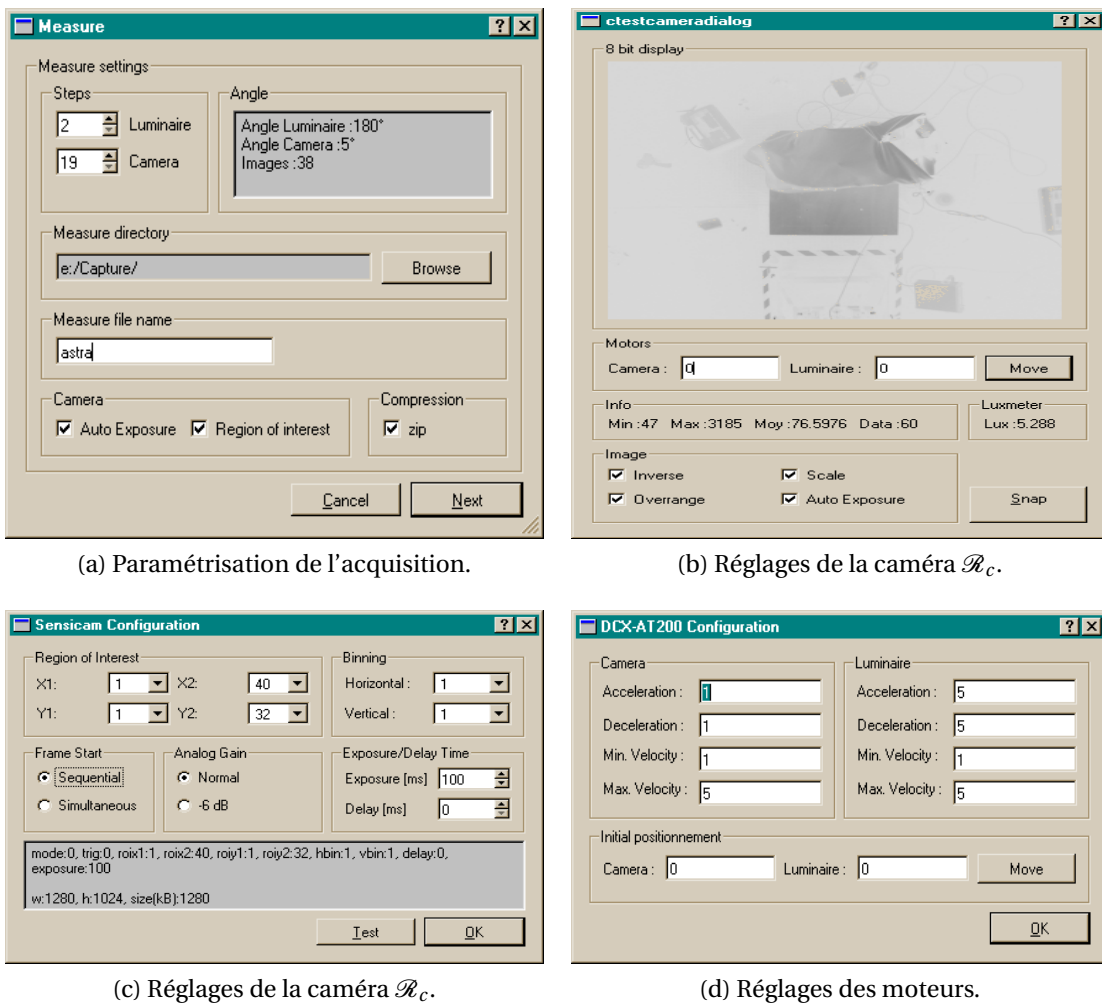
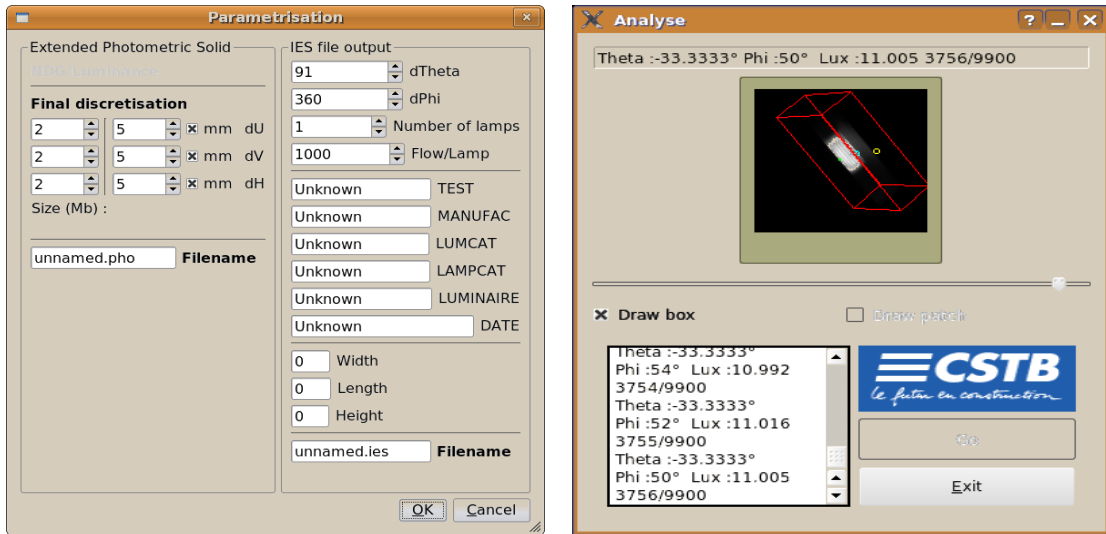


Figure B.2 - Captures d'écran du programme pMesureSource (sous Windows).

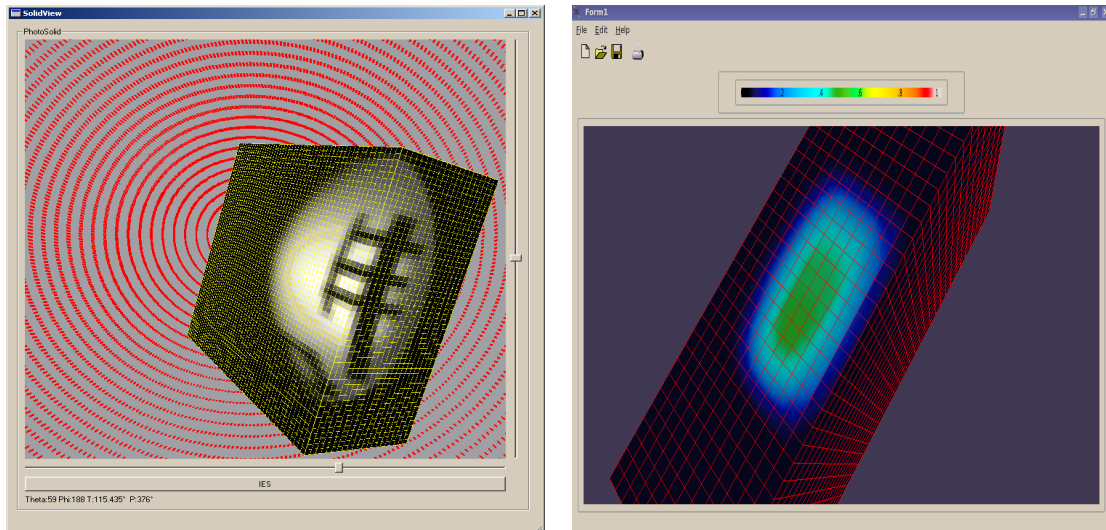
	pMesureSource	pAnalyseSource	pVisualiseSource	Total
Lignes totales $n_t$ [l.]	4 775	8 735	1 447	14 957
Lignes physiques $n_p$ [l.]	3 120	6 980	1 106	11 206
Effort $e_p$ [ $p \cdot an^{-1}$ ]	0,66	1,54	0,22	2,53
Langage	C++	C++	C++	C++

Tableau B.5 - Statistiques des programmes du banc de de mesure des sources.



- (a) Paramétrisation du traitement (discrétisation de la structure  $\mathcal{V}$ ) et de l'exportation au format IES [III02].
- (b) Étape du traitement (traitement de la 3 756° image sur 9 900, associée à l'angle  $\theta = 30^\circ$  du détecteur composite  $\mathcal{R}$ ,  $\varphi = 50^\circ$  de la source  $\mathcal{L}$ , et à un éclairage lumineux de 11 lux).

Figure B.3 - Captures d'écran du programme pAnalyseSource (sous Linux).



- (a) Visualisation d'un solide photométrique étendu en niveaux de gris.
- (b) Visualisation d'un solide photométrique étendu en fausses couleurs.

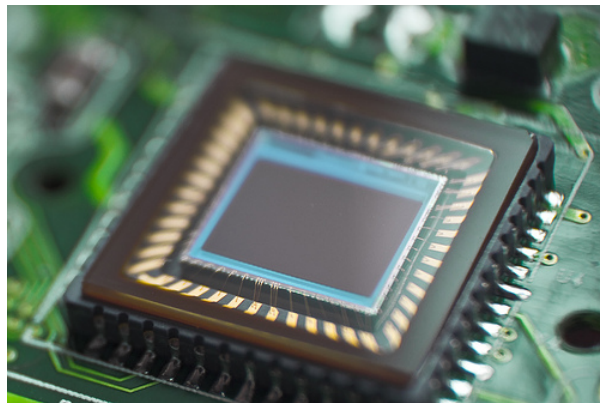
Figure B.4 - Captures d'écran du programme pVisualiseSource (sous Linux).

(qui embarque le contrôleur DCX-AT200). Le programme `pAnalyseSource` implante l'algorithme de génération du solide photométrique étendu. Il repose sur les bibliothèques `libinterpol` et `Qt`. Le programme `pVisualiseSource` permet la visualisation des solides photométriques étendus mesurés. Il repose sur les bibliothèques `libinterpol`, `Qt`, `Coin3D` et `SoQt`.



## Annexe C

### Capteurs imageants ILT CCD



**Figure C.1** - Gros plan sur un capteur CCD (image Fox O'Brian).

Cette annexe présente le principe de fonctionnement d'un capteur imageant *Charge-Coupled Device* (CCD) à transfert de charge interligne (*Interline Transfer/ILT* CCD).

**Note.** Les caméras  $\mathcal{C}$  et  $\mathcal{R}_c$ , des instruments de mesure de la SBRDF (cf. partie II) et de photométrie en champ proche (cf. partie IV), respectivement, sont munies de capteurs ILT CCD. Le nouveau cadre théorique pour la radiométrie imageante établi dans la sous-section 6.1.1 (réutilisé dans la sous-section 12.3.2) est fondé sur les informations fournies dans cette annexe.

Le plan de l'annexe est le suivant. Dans section C.1, les ILT CCD sont localisés dans l'ensemble des capteurs imageants pour la détection de la lumière visible. Les pels d'un ILT CCD sont des photodiodes ; leur principe est rappelé dans la section C.2. La charge d'une photodiode est transportée par un circuit ILT CCD ; son principe est rappelé dans la section C.3. Les phénomènes de *blooming* et de *smear*, qui apparaissent lorsque la charge d'une photodiode excède sa *full well capacity*, sont décrits dans la section C.4. La section C.5 apporte quelques informations spécifiques aux capteurs Sony ICX285AL et Sony ICX085AL qui équipent les caméras  $\mathcal{C}$  (cf. partie II) et  $\mathcal{R}_c$  (cf. partie IV).



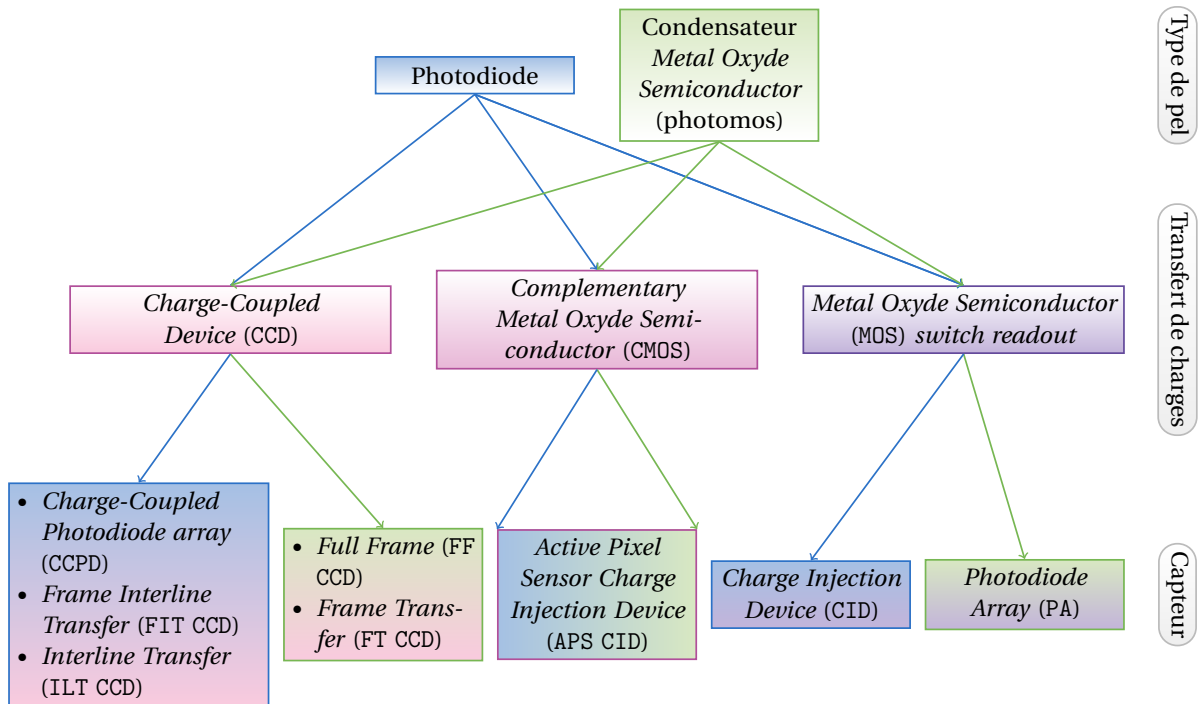


Figure C.2 - Taxonomie des capteurs imageants dans le visible (d'après [HGP04]).

## C.1 Capteurs imageants dans le visible

Un capteur imageant (*solid-state detector array*) est une matrice de microdétecteurs qui convertissent la lumière incidente en signaux électriques. Ces capteurs se distinguent essentiellement par :

- l'arrangement et le type des microdétecteurs,
- et le circuit de transfert de charge qui transporte, amplifie, quantifie et multiplexe leurs signaux électriques.

Les microdétecteurs sont appelés pels (*photosensible elements*) par analogie aux pixels (*picture elements*) : le signal électrique d'un pel déterminant le niveau d'un pixel (pel est parfois décomposé en *photometric element* bien que la réponse d'un pel ne soit généralement pas photopique ; le synonyme « photosite » est aussi utilisé dans la littérature).

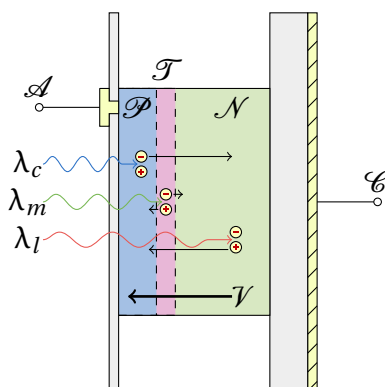
La figure C.2 est une taxonomie des capteurs imageants pour la détection de la lumière visible. Dans ces longueurs d'onde, le substrat semiconducteur des pels est limité au silicium, en mode photovoltaïque. Photodiode et photomos sont alors les deux types de pels qui peuvent alors être réalisés. Pour chacun de ces deux types, deux circuits de transfert de charge peuvent être mis en œuvre : transfert séquentiel (*Charge-Coupled Device*) ou accès direct.

Dans un capteur à base de photodiode, un condensateur unique convertit (successivement) l'ensemble des charges. *A contrario*, dans un capteur à base de photomos, le condensateur est propre à chaque pel. Pour ces derniers, les incertitudes de fabrication des condensateurs induisent une non uniformité spatiale de la réponse et pour cette raison, les capteurs à base de photomos sont considérés comme peu adaptés à la radiométrie et la photométrie (cette assertion est cependant remise en question par l'émergence du nouveau

type de capteurs photomoss appelé *Scientific CMOS*, ou sCMOS).

Dans la suite, seuls la photodiode et le transfert de charge ILT CCD sont étudiés. Pour des détails sur les autres types de capteurs, le lecteur pourra se référer par exemple aux ouvrages de Seitz [Sei00], Hopkinson *et al.* [HGP04], ou Wilson [Wil04].

## C.2 Principe de la photodiode



$\mathcal{A}$ : anode,	$\mathcal{C}$ : cathode,	$\mathcal{V}$ : courant,
$\mathcal{P}$ : silicium dopé P,	$\mathcal{N}$ : silicium dopé N,	$\mathcal{T}$ : zone de transition,
$\lambda_c$ : onde courte,	$\lambda_m$ : onde moyenne,	$\lambda_l$ : onde longue,
$\ominus$ : électron,	$\oplus$ : trou électronique,	$\rightarrow$ : migrations de $\ominus$ et $\oplus$ .

**Figure C.3** - Principe d'une photodiode au silicium.

L'effet photoélectrique est un phénomène quantique par lequel un photon arrache un électron à un atome (et est absorbé) créant une paire électron/trou (et une différence de potentiel).

**Note.** Le prix Nobel<sup>1</sup> de physique a été attribué à Einstein en 1925 pour l'explication, en 1905, du phénomène photoélectrique.

**Note.** À titre d'exemple, pour un atome de silicium, une énergie moyenne de 1,1 électronvolts est requise pour la création d'une paire électron/trou. Un photon de longueur d'onde 620 nanomètres (2 électronvolts) crée ainsi 1 paire électron/trou en moyenne.

La relation entre l'énergie absorbée (le nombre de photons) et le nombre de paires électron/trou créées est linéaire à plusieurs dizaines d'ordre de magnitude. Compter le nombre de paires électrons/trou revient alors à compter le nombre de photons incidents.

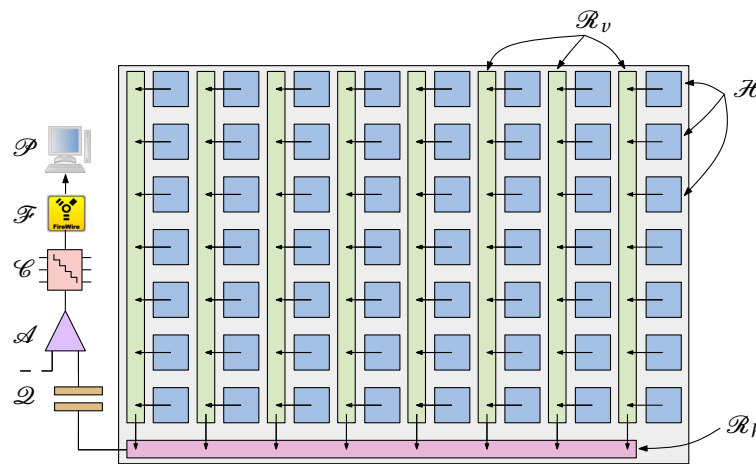
Toutefois, sans apport d'énergie, les paires électron/trou se recombinent rapidement : le temps de recombinaison est de l'ordre de quelques dizaines de microsecondes. Le temps de recombinaison est fonction (essentiellement) de la capacité des porteurs de charge à se déplacer dans le matériau (conditionnée par sa pureté et sa température) et par le champ électrique ambiant. Ce temps de recombinaison est le temps disponible pour mettre en

1. Alfred Bernhard Nobel (1833-1896).

œuvre un mécanisme de séparation entre les trous et les électrons ; dans une photodiode, réalisée par une jonction PN.

La figure C.3 illustre le principe de séparation des paires électrons/trou dans la jonction PN d'une photodiode au silicium. Un semiconducteur P est un semiconducteur dopé avec des atomes en déficit d'électrons (typiquement du bore pour un semiconducteur de silicium). Un semiconducteur N dopé avec des atomes en excès d'électrons (typiquement du phosphore pour le silicium). Lorsque les semiconducteurs P et N sont mis en contact, les porteurs de charges de signes opposés se recombinent dans la zone à l'interface (la zone de transition). Leur raréfaction amène alors une forte diminution de la conductibilité dans la zone, et une différence de potentiel s'établit, permettant la séparation des paires électrons/trous.

### C.3 Transfert de charge ILT CCD



$\mathcal{H}$  : photodiodes (pels),  $\leftarrow$  : transfert de charge,  $\mathcal{R}_h$  : registre horizontal,  
 $\mathcal{R}_v$  : registres verticaux,  $\mathcal{Q}$  : condensateur,  $\mathcal{A}$  : amplificateur (gain),  
 $\mathcal{C}$  : convertisseur A/N,  $\mathcal{F}$  : bus FireWire,  $\mathcal{P}$  : pilotage.

**Figure C.4** - Principe du transfert de charge séquentiel ILT CCD.

Le principe général du transfert de charge *Interline Transfer Charge-Coupled Device* (ILT CCD) est illustré sur la figure C.4. La charge générée dans le substrat semiconducteur de chaque photodiode est transmise de façon séquentielle vers un condensateur, un amplificateur, un convertisseur analogique/numérique, et enfin un bus.

**Note.** La caméra  $\mathcal{C}$  (cf. partie II) exploite un bus IIIDC IEEE1394 FireWire, la caméra  $\mathcal{R}_c$  (cf. partie IV), sur un bus propriétaire.

### C.4 Saturation, *blooming* et *smear*

La saturation d'un pel entraîne le débordement des électrons surnuméraires, perturbant les pels voisins. Dans le cas général ce phénomène est appelé *blooming*.

Les capteurs ILT CCD disposent de drains verticaux entre chaque colonne de pels (cf. figure C.4), et la perturbation des voisins ne se propage que sur une seule colonne. Ce phénomène est appelé *smear*.

Le *smear* désigne aussi l'absorption de lumière de longue longueur d'onde, profondément à l'intérieur du pel (au-delà de la jonction PN), directement dans le circuit de transfert de charge. Quelle que soit la cause du *smear*, dans un ILT CCD, ce phénomène se traduit par des lignes blanches verticales dans l'image.

## C.5 Capteurs ICX085AL et ICX285AL

La caméra Hamamatsu Orca 285  $\mathcal{C}$  de l'instrument de mesure de la SBRDF (cf. partie II) est équipée d'un capteur Sony ILT CCD ICX285AL (les spécifications du capteur sont données dans [datg]). La caméra PCO SensiCam Long Exposure  $\mathcal{R}_c$  de l'instrument de photométrie en champ proche (cf. partie IV) est équipée d'un capteur Sony ILT CCD ICX085AL (ses spécifications sont données dans [datf]). Ces deux capteurs utilisent une lecture progressive (*Progressive Scan*), une évolution du transfert de charge ILT CCD qui ne nécessite pas d'entrelacement des charges des pixels. Ils disposent en outre de la technologie propriétaire Sony du *Hole-Accumulation Diode* (HAD) qui apporte une réduction importante du bruit noir. Enfin, le capteur ICX285AL est équipé d'une matrice de microlentilles, qui focalisent la lumière incidente sur les photodiodes, améliorant sensiblement l'efficacité quantique de la caméra  $\mathcal{C}$ .



# Bibliographie

- [And04] Marilyne Andersen, *Innovative bidirectional video-goniophotometer for advanced fenestration systems*, Thèse de doctorat, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne, Switzerland, 2004, Sous la direction de Jean-Louis Scartezzini, (d). (cit. p. 51 et 65).
- [AP03] Stéphane Albin et Bernard Péroche, *Directionally dependent light sources*, WSCG '03 : Proceedings of the short paper session of the 11th International Conference in Central Europe on Computer Graphics, Visualization and Computer Vision, UNION Agency - Science Press, Plzen, Czech Republic, Février 2003 (en), (d). (cit. p. 1, 19 et 142).
- [Arv86] James Arvo, *Backward ray tracing*, Developments in Ray Tracing SIGGRAPH '86 Course Notes, vol. 12, ACM Press, Août 1986, (d). (cit. p. 15).
- [AS06] Ian Ashdown et Marc Salsbury, *A near-field goniospectroradiometer for led measurements*, Proceedings of SPIE, vol. 6342, IOPC '06 : International Optical Design Conference, Juillet 2006, (d). (cit. p. 1, 180 et 182).
- [ASGB09] Marilyne Andersen, Eleanor Stokes, Nicholas Gayeski et Courtney Browne, *Using digital imaging to assess spectral solar-optical properties of complex fenestration materials : A new approach in video-goniophotometry*, Solar Energy (2009), (d). (cit. p. xvi, 1, 51, 56, 57 et 58).
- [Ash93a] Ian Ashdown, *Near-field photometry in practice.*, IESNA Annual Conference Technical Papers, Août 1993, (d). (cit. p. 180, 182, 183 et 185).
- [Ash93b] \_\_\_\_\_, *Near-field photometry : a new approach*, Journal of the Illuminating Engineering Society **22** (1993), 163–180, (d). (cit. p. 180, 182, 183 et 185).
- [BA07] Paolo Bertoldi et Bogdan Atanasiu, *Electricity consumption and efficiency trends in the enlarged european union*, Rapport Technique EUR 22753 EN, Commission Européenne - Institute for Environment and Sustainability, 2007, (d). (cit. p. 1 et 18).
- [BCPP07] Pierre Boulenguez, Samuel Carré, Benoît Piranda et Michel Perraudou, *On luminaire's near field photometry measurement*, CIE '07 : Proceedings of the 26th session of the Commission Internationale de l'Éclairage, Juillet 2007, Division 2 : Physical Measurement of Light and Radiation, (d). (cit. p. 171 et 195).
- [BCPP08] \_\_\_\_\_, *A new method of near-field photometry*, Light & Engineering (svetotekhnika) **16** (2008), no. 1, (d). (cit. p. 171 et 195).
- [Bli77] James F. Blinn, *Models of light reflection for computer synthesized pictures*, SIGGRAPH Comput. Graph. **11** (1977), no. 2, 192–198. (cit. p. x, 35, 41, 43 et 45).

- [BR04] Shaun Bangay et Judith D. Radloff, *Kaleidoscope configurations for reflectance measurement*, AFRIGRAPH '04 : Proceedings of the 3rd international conference on Computer graphics, virtual reality, visualisation and interaction in Africa (New York, N.Y., U.S.A.), ACM Press, 2004, pp. 161–170, (d). (cit. p. 60).
- [BS63] P. Beckmann et A. Spizzichino, *The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces*, Artech House Publishers, 1963, 512 pages. (cit. p. 40).
- [BWR68] David Buhl, William J. Welch et Donald G. Rea, *Reradiation and thermal emission from illuminated craters on the lunar surface*, Journal of Geophysical Research **73** (1968), 5281–5295. (cit. p. 41).
- [Cal98] Patrick Callet, *Couleur-lumière, couleur-matière - interaction lumière-matière et synthèse d'images*, Diderot, 1998, ISBN : 2-84352-087-8. (cit. p. 38).
- [CBP02] Luc Claustres, Yannick Boucher et Mathias Paulin, *Spectral brdf modeling using wavelets*, Proceedings of SPIE, vol. 4738, AeroSense '02 : Wavelet and Independent Component Analysis Applications IX, SPIE, Avril 2002, pp. 33–43, (d). (cit. p. 139).
- [CBP07] Luc Claustres, Loïc Barthe et Mathias Paulin, *Wavelet encoding of brdfs for real-time rendering*, GI '07 : Proceedings of Graphics Interface 2007 (New York, NY, USA), ACM, 2007, pp. 169–176, (d). (cit. p. 139).
- [Chr98] Nadine C. Lu Chrien, *Brf measurements made for misr obc*, Rapport technique, Jet Propulsion Laboratory, 1998, (d). (cit. p. 121).
- [Cla03] Luc Claustres, *Modélisation de la fonction de distribution de la réflectance bidirectionnelle par ondelettes pour le rendu physiquement réaliste*, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier Toulouse III, Octobre 2003, Pr. René Caubet, (d). (cit. p. xvi et 52).
- [Com87a] Commission Internationale de l'Éclairage, *CIE publication 69 : methods of characterizing illuminance meters and luminance meters*, 1987, Technical Committee 2.2. (cit. p. 13).
- [Com87b] Commission Internationale de l'Éclairage et Commission Électrotechnique Internationale, *CIE publication 17 : international lighting vocabulary*, 4 ed., Janvier 1987, publication CIE 17.4, publication IEC 50(845) ISBN 3 900 734 0 70. (cit. p. 8).
- [Com95] Commission Internationale de l'Éclairage, *CIE publication 117 : discomfort glare in interior lighting*, 1995, Technical Committee 3.13 ISBN 3 900 734 70 4. (cit. p. 22).
- [Com07] Commission Internationale de l'Éclairage, *CIE TC 2-59 fifth draft : characterisation of imaging luminance measurement devices (ilmids)*, Juin 2007, Technical Committee 2-59 fifth draft, (d). (cit. p. 180).
- [Cor03] Alejandro Ribés Cortés, *Analyse multispectrale et reconstruction de la réflectance spectrale de tableaux de maître*, Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure des Télécommunications, Décembre 2003, dir. par Pr. Francis Schmitt, (d). (cit. p. 96).
- [CR74] Edwin Catmull et Raphael Rom, *A class of local interpolating splines*, Computer Aided Geometric Design, Academic Press, Mars 1974, pp. 317–326. (cit. p. 148).

- [CT82] Robert L. Cook et Kenneth E. Torrance, *A reflectance model for computer graphics*, ACM Transactions on Graphics **1** (1982), no. 1, 7–24, (d). (cit. p. x, xv, 30, 35, 39, 40, 41, 43 et 64).
- [Dan01] Kristin J. Dana, *Brdf/btf measurement device*, ICCV '01 : Eighth IEEE International Conference on Computer Vision, 2001, pp. 460–466, (d). (cit. p. xvi, 51, 56, 58 et 59).
- [data] *Base de données de BRDF de l'université de Cornell*, [www.graphics.cornell.edu/online/measurements/reflectance/index.html](http://www.graphics.cornell.edu/online/measurements/reflectance/index.html). (cit. p. 145).
- [datb] *Spécifications du luminaire Philips ArenaVision MVF 403*, [www.philips.com](http://www.philips.com), (d). (cit. p. 70).
- [datc] *Spécifications du verre Schott BoroFloat 33*, [www.schott.com](http://www.schott.com), (d). (cit. p. 70).
- [datd] *Spécifications de l'objectif fisheye Fujinon FE-185C057HA-1*, [www.fujinon.com](http://www.fujinon.com), (d). (cit. p. 80).
- [date] *Spécifications de la caméra Hamamatsu DRCA-285*, [www.hamamatsu.com](http://www.hamamatsu.com), (d). (cit. p. 76).
- [datf] *Spécifications du capteur Sony ILT CCD ICX085AL*, [www.sony.net/Products/SC-HP/](http://www.sony.net/Products/SC-HP/), (d). (cit. p. 219).
- [datg] *Spécifications du capteur Sony ILT CCD ICX285AL*, [www.sony.net/Products/SC-HP/](http://www.sony.net/Products/SC-HP/), (d). (cit. p. 76 et 219).
- [dath] *Spécifications du luxmètre Krochmann PRC 110*, [www.prc-krochmann.de](http://www.prc-krochmann.de), (d). (cit. p. 185).
- [dati] *Spécifications de la lampe Philips MASTER MHN-SA 2000W/956 400V*, [www.philips.com](http://www.philips.com), (d). (cit. p. 70).
- [datj] *Spécifications de la bibliothèque Motion Control Application Programming Interface (MC API)*, [www.pmcmotioncontrol.com](http://www.pmcmotioncontrol.com), (d). (cit. p. 84).
- [datk] *Spécifications du filtre commandable à cristaux liquides CRI Varispec*, [www.cri-inc.com](http://www.cri-inc.com), (d). (cit. p. 77).
- [dat04] *Spécifications et manuel de la camera PCO Imaging Sensicam Long Exposure*, [www.pco.de](http://www.pco.de), 2004, (d). (cit. p. 185 et 186).
- [dB06] Jan de Boer, *Modelling indoor illumination by complex fenestration systems based on bidirectional photometric data*, Energy and Buildings **38** (2006), no. 7, 849–868, Special Issue on Daylighting Buildings, (d). (cit. p. 144).
- [DBB03] Philip Dutré, Kavita Bala et Philippe Bekaert, *Advanced global illumination*, 1 ed., A K Peters Ltd., 2003, ISBN : 1-56881-307-4. (cit. p. 15).
- [DBB06] ———, *Advanced global illumination*, 2 ed., A K Peters Ltd., 2006, ISBN : 1-56881-307-4. (cit. p. 197).
- [Den02] Jean-Marc Deniel, *Modélisation des luminaires et des BRDF : réalisation, mesure et compression*, Thèse de doctorat, Université de Rennes IFSIC/IRISA, Avril 2002, In french, (d). (cit. p. x, xvi, 21, 51, 52, 53, 56, 60, 61, 181 et 183).
- [DF97] Joel DeYoung et Alain Fournier, *Properties of tabulated bidirectional reflectance distribution functions*, GI '97 : Proceedings of the Graphics Interface conference (Toronto, Ont., Canada, Canada), Canadian Information Processing Society, Mai 1997, pp. 47–55, (d). (cit. p. xii, 129, 133, 143 et 144).



- [DRS07] Julie Dorsey, Holly Rushmeier et François Sillion, *Digital modeling of material appearance*, Morgan Kaufmann Publishers Inc., San Francisco, CA, USA, 2007. (cit. p. 144).
- [dsPdV16] Leonardo di ser Piero da Vinci, *Traité de la peinture revu et corrigé nouvelle édition*, ch. CXXXI Quelle est celle de toutes les superficies qui montre moins sa véritable couleur., p. 117, Pierre-François Giffart, 1716, traduit en 1651 par Roland Fréart Sieur de Chambray, (d). (cit. p. 46).
- [DV04] Kelly Dempski et Emmanuel Viale, *Advanced lighting and materials with shaders*, Wordware Publishing, Décembre 2004, ISBN-13 : 9781556222924. (cit. p. 43).
- [DW04] Kristin J. Dana et Jing Wang, *Device for convenient measurement of spatially varying bidirectional reflectance*, Journal of the Optical Society of America, A : Optics, Image Science, and Vision **21** (2004), no. 1, 1–12, (d). (cit. p. 58).
- [Edm08] Edmund Optics France Inc., *Catalogue d'optique et d'instruments optiques*, 2008. (cit. p. 58).
- [Fry03] Irena Fryc, *Distribution of the spectral correction error on the surface of a spectrally corrected ccd camera*, Proceedings of the 24th session of the CIE, 2003, (d). (cit. p. 180).
- [GGHS03] Michael Goesele, Xavier Granier, Wolfgang Heidrich et Hans-Peter Seidel, *Accurate light source acquisition and rendering*, SIGGRAPH '03 : Proceedings of the 30rd annual conference on Computer graphics and interactive techniques (New York, NY, USA), ACM Press, Juillet 2003, pp. 621–630, (d). (cit. p. 181).
- [GGHS06] Xavier Granier, Michael Goesele, Wolfgang Heidrich et Hans-Peter Seidel, *Optical filtering for near field photometry with high order basis*, Rapport Technique 6000, Institut National de Recherche en Informatique et en Automatique (INRIA), Octobre 2006, (d). (cit. p. 181).
- [GGSC96] Steven J. Gortler, Radek Grzeszczuk, Richard Szeliski et Michael F. Cohen, *The lumigraph*, SIGGRAPH '96 : Proceedings of the 23rd annual conference on Computer graphics and interactive techniques (New York, NY, USA), ACM Press, 1996, pp. 43–54, (d). (cit. p. 181).
- [GTGB84] Cindy M. Goral, Kenneth E. Torrance, Donald P. Greenberg et Bennett Battaile, *Modeling the interaction of light between diffuse surfaces*, SIGGRAPH '84 : Proceedings of the 11th annual conference on Computer graphics and interactive techniques (New York, N.Y., U.S.A.), ACM Press, 1984, pp. 213–222, (d). (cit. p. 15).
- [Har99] Jon Yngve Hardeberg, *Acquisition and reproduction of colour images : colorimetric and multispectral approaches*, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, Janvier 1999, dir. par Pr. Francis Schmitt et Pr. Hans Brettel, (d). (cit. p. 96).
- [HED05] Tim Hawkins, Per Einarsson et Paul Debevec, *A dual light stage*, Rendering Techniques '05 : Proceedings of the 10th Eurographics Workshop on Rendering, Juin 2005, pp. 91–98, (d). (cit. p. xvi, 51, 56, 61 et 62).
- [HGP04] Gordon R. Hopkinson, Teresa M. Goodman et Stuart R. Prince, *A guide to the use and calibration of detector array equipment*, SPIE Press, Octobre 2004. (cit. p. xviii, 216 et 217).

- [HKSS98] Wolfgang Heidrich, Jan Kautz, Philipp Slusallek et Hans-Peter Seidel, *Canned lightsources*, Rendering Techniques '98 : Proceedings of the 9th Eurographics Workshop on Rendering, Springer, Juin 1998, pp. 293–300, (d). (cit. p. 181).
- [HNZ<sup>+</sup>05] Vlastimil Havran, Attila Neumann, Georg Zotti, Werner Purgathofer et Hans-Peter Seidel, *On cross-validation and resampling of brdf data measurements*, SCCG '05 : Proceedings of the 21st Spring Conference on Computer Graphics (New York, N.Y., U.S.A.), ACM Press, 2005, pp. 161–168, (d). (cit. p. 143 et 144).
- [HP03] Jefferson Y. Han et Ken Perlin, *Measuring bidirectional texture reflectance with a kaleidoscope*, SIGGRAPH '03 : Proceedings of the 30rd annual conference on Computer graphics and interactive techniques (New York, N.Y., U.S.A.), 3, vol. 22, ACM Press, Juillet 2003, pp. 741–748, (d). (cit. p. xvi, 51, 56, 59 et 60).
- [HS97] Janne Heikkilä et Olli Silvén, *A four-step camera calibration procedure with implicit image correction*, CVPR '97 : Proceedings of the 16th IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition, 1997, pp. 1106–1112, (d). (cit. p. 187).
- [HTSG91] Xiao Dong He, Kenneth E. Torrance, François X. Sillion et Donald P. Greenberg, *A comprehensive physical model for light reflection*, SIGGRAPH '91 : Proceedings of the 18th annual conference on Computer graphics and interactive techniques (New York, N.Y., U.S.A.), ACM Press, 1991, pp. 175 – 186, (d). (cit. p. x, 35, 41, 43 et 45).
- [Hub95] Barbara Burke Hubbard, *Ondes et ondelettes la saga d'un outil mathématique*, Belin, Décembre 1995, ISBN13 : 978-2-9029-1890-4. (cit. p. 139).
- [Ill99] Illuminating Engineering Society of North America, *IESNA LM-54-99 : guide to lamp seasoning*, Décembre 1999. (cit. p. 186).
- [Ill02] Illuminating Engineering Society of North America, *IESNA LM-63-02 : ANSI approved standard file format for electronic transfer of photometric data and related information*, 2002. (cit. p. 21, 195 et 212).
- [ITD02] Francisco H. Imai, Lawrence A. Taplin et Ellen A. Day, *Comparison of the accuracy of various transformations from multi-band images to reflectance spectra*, Rapport technique, Munsell Color Science Laboratory, 2002, (d). (cit. p. 96).
- [Jen96] Henrik Wann Jensen, *Global illumination using photon maps*, Rendering Techniques : Proceedings of the Seventh Eurographics Workshop on Rendering, 1996, pp. 21–30. (cit. p. 15).
- [JM00] David R. Jenkins et Holger Mönch, *Source imaging goniometer method of light source characterization for accurate projection system design*, Proceedings of SID Conference, Darmstädter Lichttechnik, vol. 10, H.-J. Schmidt-Clausen, 2000, pp. 862–865, (d). (cit. p. 22).
- [Kaj86] James T. Kajiya, *The rendering equation*, SIGGRAPH '86 : Proceedings of the 13th annual conference on Computer graphics and interactive techniques (New York, N.Y., U.S.A.), ACM Press, 1986, pp. 143–150, (d). (cit. p. 14 et 15).
- [KB00] James J. Kumler et Martin L. Bauer, *Fisheye lens designs and their relative performance*, Proceedings of SPIE, Current Developments in Lens Design and Optical Systems Engineering (Robert E. Fischer, R. Barry Johnson, Warren J. Smith et

- William H. Swantner, éd(s.)), vol. 4093, October 2000, Current Developments in Lens Design and Optical Systems Engineering, pp. 360–369, (d). (cit. p. 78).
- [Kel97] Alexander Keller, *Instant radiosity*, SIGGRAPH '97 : Proceedings of the 24th annual conference on Computer graphics and interactive techniques (New York, NY, USA), ACM Press/Addison-Wesley Publishing Co., 1997, pp. 49–56, (d). (cit. p. 15).
- [Kir83] David G. Kirkpatrick, *Optimal search in planar subdivisions*, SIAM J. Comput. **12** (1983), no. 1, 28–35, (d). (cit. p. 169 et 200).
- [KN78] Henry J. Kostkowski et Fred E. Nicodemus, *Self-study manual on optical radiation measurements*, ch. 5. An introduction to the measurement equation, pp. 161–208, National Bureau of Standards, Février 1978, (d). (cit. p. 89).
- [KS03] Udo Krüger et Franz Schmidt, *Applied image resolved light- and color measurement introduction and application examples*, PAL '03 : Proceedings of the 5th International Symposium on Progress in Automobile Lighting, Darmstadt University of Technology, 2003, Authors associated to the TechnoTeam company, pp. 567–577, (d). (cit. p. 180).
- [KvDS96] Jan J. Koenderink, Andrea J. van Doorn et Marigo Stavridi, *Bidirectional reflection distribution function expressed in terms of surface scattering modes*, ECCV '96 : Proceedings of the 4th European Conference on Computer Vision-Volume II (London, UK), Springer-Verlag, 1996, pp. 28–39. (cit. p. 137).
- [Laf96] Eric P. Lafortune, *Mathematical models and monte carlo algorithms for physically based rendering*, Thèse de doctorat, Katholieke Universiteit Leuven, Février 1996, (d). (cit. p. 15).
- [Law84] Charles L. Lawson, *C1 surface interpolation for scattered data on a sphere*, Rocky Mountain Journal of Mathematics **14** (1984), no. 1, 177–202, (d). (cit. p. 153 et 159).
- [LD89] Charles Teorell Loop et Tony D. DeRose, *A multisided generalization of bézier surfaces*, ACM Trans. Graph. **8** (1989), no. 3, 204–234, (d). (cit. p. 152).
- [Lew93] Robert R. Lewis, *Making shaders more physically plausible*, EG '94 : Proceedings of the annual conference of the European Association for Computer Graphics, 1993, (d). (cit. p. 45).
- [LF97] Paul Lalonde et Alain Fournier, *Generating reflected directions from BRDF data*, Computer Graphics Forum **16** (1997), no. 3, 293–300, (d). (cit. p. 138).
- [LFTG97] Eric P. F. Lafortune, Sing-Choong Foo, Kenneth E. Torrance et Donald P. Greenberg, *Non-linear approximation of reflectance functions*, SIGGRAPH '97 : Proceedings of the 24th annual conference on Computer graphics and interactive techniques (New York, N.Y., U.S.A.), ACM Press/Addison-Wesley Publishing Co., Août 1997, pp. 117–126, (d). (cit. p. x, 35, 46 et 135).
- [LGC<sup>+</sup>05] Hendrik P. A. Lensch, Michael Goesele, Yung-Yu Chuang, Tim Hawkins, Steve Marschner, Wojciech Matusik et Gero Mueller, *Realistic materials in computer graphics*, SIGGRAPH '05 Course Notes : Realistic Materials in Computer Graphics, no. 10, Juillet 2005, (d). (cit. p. 205).

- [LH74] Charles L. Lawson et Richard J. Hanson, *Solving least squares problems*, ch. Linear Least Squares with Linear Inequality Constraints, Society for Industrial Mathematics, 1974, ISBN-13 : 978-0898713565. (cit. p. 98).
- [LH96] Marc Levoy et Pat Hanrahan, *Light field rendering*, SIGGRAPH '96 : Proceedings of the 23rd annual conference on Computer graphics and interactive techniques (New York, NY, USA), ACM Press, 1996, pp. 31–42, (d). (cit. p. 181).
- [Mal00] Stéphane Mallat, *Une exploration des signaux en ondelettes*, Les éditions de l'École Polytechnique, 2000, ISBN : 2-7302-0733-3. (cit. p. 139).
- [Mar98] Steve Marschner, *Inverse rendering for computer graphics*, Thèse de doctorat, Cornell University, 1998, Sous la direction de Donald P. Greenberg, Charles Van Loan et Leonard Gross, (d). (cit. p. xvi et 55).
- [Min41] Marcel Gilles Jozef Minnaert, *The reciprocity principle in lunar photometry*, Astrophysical Journal **93** (1941), 403–410, (d). (cit. p. x, 35, 43, 51 et 55).
- [MLBD02] Mark Meyer, Haeyoung Lee, Alan Barr et Mathieu Desbrun, *Generalized barycentric coordinates on irregular polygons*, Journal of Graphics Tools **7** (2002), no. 1, 13–22, (d). (cit. p. 152).
- [MWL<sup>+</sup>99] Stephen Robert Marschner, Stephen H. Westin, Eric P. F. Lafortune, Kenneth E. Torrance et Donald P. Greenberg, *Image-based brdf measurement including human skin*, Eurographics Workshop on Rendering, 1999, (d). (cit. p. 51 et 55).
- [NDM05] Addy Ngan, Frédo Durand et Wojciech Matusik, *Experimental analysis of brdf models*, Proceedings of the Eurographics Symposium on Rendering, Eurographics Association, 2005, pp. 117–226, (d). (cit. p. xvi, 51, 55 et 56).
- [Nie79] Gregory M. Nielson, *The side-vertex method for interpolation in triangles*, Journal of Approximation Theory **25** (1979), no. 4, 318–336. (cit. p. 160 et 164).
- [NK76] Fred E. Nicodemus et Henry J. Kostkowski, *Self-study manual on optical radiation measurements*, ch. 2. Distribution of optical radiation with respect to position and direction–radiance, pp. 19–44, National Bureau of Standards, Mars 1976, (d). (cit. p. 10).
- [Noé99] Nicolas Noé, *Étude de fonctions de la réflectance bidirectionnelle*, Thèse de doctorat, École des Mines de Saint-Etienne, Septembre 1999, dir. par Pr. Bernard Péroche, (d). (cit. p. x, xii, xvii, 32, 35, 119, 138, 142, 166 et 167).
- [NP00] Nicolas Noé et Bernard Péroche, *Hierarchical reconstruction of brdfs using locally supported functions*, Computer Graphics Forum **19** (2000), 173–184, (d). (cit. p. xii, 1, 139, 140, 141 et 208).
- [NRH<sup>+</sup>77] Fred E. Nicodemus, J. C. Richmond, J. J. Hsia, I. W. Ginsberg et T. Limperis, *Geometrical considerations and nomenclature for reflectance*, Monograph 160, National Bureau of Standards (ex NIST), Washington, D.C., U.S.A., Octobre 1977, (d). (cit. p. 33).
- [ON94] Michael Oren et Shree K. Nayar, *Generalization of Lambert's reflectance model*, SIGGRAPH '94 : Proceedings of the 21st annual conference on Computer graphics and interactive techniques (New York, N.Y., U.S.A.), ACM Press, 1994, pp. 239–246, (d). (cit. p. 41).

- [Öpi24] Ernst Öpik, *Photometric measures on the moon and the earth-shine*, Publications of the Tartu Astrofizica Observatory **26** (1924), 1–68. (cit. p. 43).
- [OPTIS10] OPTIS, *Optis recommendations for a ray file standard format*, Message électronique aux membres du comité technique CIE TC 2-62, Janvier 2010, (d). (cit. p. 200).
- [PF90] Pierre Poulin et Alain Fournier, *A model for anisotropic reflection*, SIGGRAPH '90 : Proceedings of the 17th annual conference on Computer graphics and interactive techniques (New York, NY, USA), ACM, 1990, pp. 273–282. (cit. p. 41).
- [PFTV92] William H. Press, Brian P. Flannery, Saul A. Teukolsky et William T. Vetterling, *Numerical recipes in C : the art of scientific computing*, 2<sup>e</sup> ed., Cambridge University Press, Octobre 1992, corrigé en 2002, (d). (cit. p. 148).
- [PHD06] Pieter Peers, Tim Hawkins et Paul Debevec, *A reflective light stage*, Rapport Technique ICT-TR-04.2006, USC Institute for Creative Technologies, Décembre 2006, (d). (cit. p. 51, 57 et 63).
- [Pho75] Bui Tuong Phong, *Illumination for computer generated pictures*, Communications of the ACM **18** (1975), no. 6, 311–317, (d). (cit. p. x, xv, 35, 43, 44 et 150).
- [Ray02] Sidney F. Ray, *Applied photographic optics*, 3 ed., Focal Press, 2002. (cit. p. 78).
- [RDF<sup>+</sup>07] Mark Rothmayer, Wolfgang Dultz, Erna Frins, Qiwen Zhan, Dennis Tierney et Heidrun Schmitzer, *Nonlinearity in the rotational dynamics of haidinger's brushes*, Applied Optics **46** (2007), 7244–7251, (d). (cit. p. 8).
- [Rea00] Mark Stanley Rea (ed.), *IESNA lighting handbook*, 9 ed., Illuminating Engineering Society of North America, Juillet 2000, ISBN-13 : 978-0879951504. (cit. p. 18).
- [Ren84] Robert J. Renka, *Interpolation of data on the surface of a sphere*, ACM Transactions on Mathematical Software **10** (1984), no. 4, 417–436, (d). (cit. p. 153 et 160).
- [RM00] Szymon M. Rusinkiewicz et S. Marschner, *Course CS448C : Topics in Computer Graphics*, Cours de l'Université de Stanford, Octobre 2000. (cit. p. 205).
- [RSP93] M. Riemann, F. Schmidt et R. Poschmann, *Zur bestimmung der lichtstärkeverteilung von leuchten innerhalb der fotometrischen grenzentfernung mittels eines bildauflösenden goniofotometers.*, LICHT (1993), 201 – 209, en allemand, (d). (cit. p. 180).
- [Rus98] Szymon M. Rusinkiewicz, *A new change of variables for efficient BRDF representation*, Rendering Techniques '98 : Proceedings of the 9th Eurographics Workshop on Rendering, Springer, Juin 1998, pp. 11–22, (d). (cit. p. 143 et 200).
- [RW97] Ronald F. Rykowski et C. Benjamin Wooley, *Source modeling for illumination design*, Proceedings of SPIE, vol. 3130, 1997, pp. 204–208, (d). (cit. p. 21 et 180).
- [RWPD05] Erik Reinhard, Greg Ward, Sumanta Pattanaik et Paul Debevec, *High dynamic range imaging : acquisition, display and image-based lighting.*, Morgan Kaufmann, 2005. (cit. p. 14).
- [SAWG91] François X. Sillion, James R. Arvo, Stephen H. Westin et Donald P. Greenberg, *A global illumination solution for general reflectance distributions*, SIGGRAPH '91 : Proceedings of the 18th annual conference on Computer graphics and interactive techniques (New York, N.Y., U.S.A.), ACM Press, 1991, pp. 187–196, (d). (cit. p. 138).



- [SBBC98] Gérard Serrot, Madeleine Bodilis, Xavier Briottet et Hélène Cosnefroy, *Presentation of a new brdf measurement device*, Proceedings of SPIE, vol. 3494, Décembre 1998, pp. 34–40, (d). (cit. p. x, 51 et 52).
- [Sei00] Peter Seitz, *Computer vision and applications*, ch. Solid-State Image Sensing, pp. 111–153, Academic Press, Avril 2000, ISBN-13 : 978-0-12-379777-3, (d). (cit. p. 217).
- [She68] Donald Shepard, *A two-dimensional interpolation function for irregularly-spaced data*, Proceedings of the 1968 23rd ACM national conference (New York, N.Y., U.S.A.), ACM Press, 1968, pp. 517–524, (d). (cit. p. xvii et 131).
- [Shu77] John B. Shumaker, *Self-study manual on optical radiation measurements*, ch. 6. Distribution of Optical Radiation with Respect to Polarization, pp. 209–268, National Bureau of Standards, Juin 1977. (cit. p. 126).
- [SS95] Peter Schröder et Wim Sweldens, *Spherical wavelets : efficiently representing functions on the sphere*, SIGGRAPH '95 : Proceedings of the 22nd annual conference on Computer graphics and interactive techniques (New York, NY, USA), ACM Press, 1995, pp. 161–172, (d). (cit. p. xvii et 138).
- [SW05] Yinlong Sun et Qiqi Wang, *Spectral brdf measurement and data interpolation*, Proceedings of the 13th Color Imaging Conference, 2005, pp. 114–119, (d). (cit. p. 144).
- [TEC07] *Spécifications du banc de mesure LIGHT TEC REFLET 90*, [www.lighttec.fr](http://www.lighttec.fr), Novembre 2007, (d). (cit. p. x, xvi, 51, 52 et 54).
- [Tra04] Trade Association 1394, *IIDC 1394-based digital camera specification*, 1.31 ed., Février 2004, TA Document 2003017, (d). (cit. p. 83, 209 et 230).
- [TS67] Kenneth E. Torrance et E. M. Sparrow, *Theory for off-specular reflection from roughened surfaces*, Journal of the Optical Society of America **57** (1967), no. 9, 1105–1114, (d). (cit. p. 39).
- [Vea98] Eric Veach, *Robust monte carlo methods for light transport simulation*, Thèse de doctorat, Stanford University, 1998, (d). (cit. p. 15).
- [vSGR04] Maria von Schöenermark, Bernhard Geiger et Hans Peter Röser (eds.), *Reflection properties of vegetation and soil*, Wissenschaft und Technik Verlag, 2004, (ouvrage collectif) ISBN : 3-89685-565-4. (cit. p. 63).
- [War92] Gregory J. Ward, *Measuring and modeling anisotropic reflection*, SIGGRAPH '92 : Proceedings of the 19th annual conference on Computer graphics and interactive techniques (New York, N.Y., U.S.A.), ACM Press, Juillet 1992, pp. 265–272, (d). (cit. p. x, xv, xvi, 35, 45, 51, 56, 57, 135 et 208).
- [WAT92] Stephen H. Westin, James R. Arvo et Kenneth E. Torrance, *Predicting reflectance functions from complex surfaces*, SIGGRAPH '92 : Proceedings of the 19th annual conference on Computer graphics and interactive techniques (New York, N.Y., U.S.A.), ACM Press, Juillet 1992, pp. 255–264, (d). (cit. p. xv, 26 et 138).
- [weba] *Page du programme Camera Calibration Toolbox for Matlab*, [www.vision.caltech.edu/bouguetj/calib\\_doc/index.html](http://www.vision.caltech.edu/bouguetj/calib_doc/index.html). (cit. p. 187).
- [webb] *Page du programme Cygwin*, [www.cygwin.com](http://www.cygwin.com). (cit. p. 210).

- [webc] *Spécifications du format de fichier EULUMDAT pour l'échange de solides photométriques ponctuels (par byHeart Consultants Ltd.)*, [www.helios32.com/Eulumdat.htm](http://www.helios32.com/Eulumdat.htm). (cit. p. 21 et 195).
- [webd] *Liste des caméras FireWire compatibles avec l'interface IIDC1394 [Tra04]*, <http://damien.douxchamps.net/ieee1394/cameras>. (cit. p. 83).
- [webe] *Page de la bibliothèque libdc1394*, <http://damien.douxchamps.net/ieee1394/libdc1394>. (cit. p. 83 et 209).
- [webf] *Page de la bibliothèque Open Extended Range (OpenEXR)*, [www.openexr.com](http://www.openexr.com). (cit. p. 85).
- [webg] *Page du programme Open Secure Shell (OpenSSH)*, [www.openssh.com](http://www.openssh.com). (cit. p. 210).
- [webh] *Page du programme SLOCCount*, [www.dwheeler.com/sloccount](http://www.dwheeler.com/sloccount). (cit. p. 207).
- [webi] *Page du programme The Advanced Systems Analysis Program (ASAP)*, [www.breault.com/software/software-overview.php](http://www.breault.com/software/software-overview.php). (cit. p. 5 et 7).
- [webj] *Page du programme ZEMAX : Software For Optical System Design*, [www.zemax.com](http://www.zemax.com). (cit. p. 7).
- [Whi80] Turner Whitted, *An improved illumination model for shaded display*, Communications of the ACM **23** (1980), no. 6, 343–349, (d). (cit. p. 15).
- [Wil04] Jon S. Wilson, *Sensor technology handbook*, ch. Optical and Radiation Sensors, pp. 307–320, Newnes, 2004, ISBN-13 : 9780750677295, (d). (cit. p. 217).
- [WRC88] Gregory J. Ward, Francis M. Rubinstein et Robert D. Clear, *A ray tracing solution for diffuse interreflection*, SIGGRAPH '88 : Proceedings of the 15th annual conference on Computer graphics and interactive techniques (New York, NY, USA), ACM, 1988, pp. 85–92, (d). (cit. p. 15).
- [WRD<sup>+</sup>08] J.-L. Widlowski, M. Robustelli, M. Disney, J.-P. Gastellu-Etchegorry, T. Lavergne, P. Lewis, P.R.J. North, B. Pinty, R. Thompson et M.M. Verstraete, *The RAMI Online Model Checker (ROMC) : A web-based benchmarking facility for canopy reflectance models*, Remote Sensing of Environment **112** (2008), no. 3, 1144–1150. (cit. p. 35).
- [WS00] Günther Wyszecki et W. S. Stiles, *Color science : concepts and methods, quantitative data and formulae*, 2 ed., Wiley-Interscience, Août 2000. (cit. p. 14).
- [Zha98] Zhengyou Zhang, *A flexible new technique for camera calibration*, Rapport Technique MSR-TR-98-71, Microsoft Research, 1998, Last updated on Aug. 10, 2002, (d). (cit. p. 187).
- [ZTNB04] Yonghui Zhao, Lawrence A. Taplin, Mahdi Nezamabadi et Roy S. Berns, *Methods of spectral reflectance reconstruction for a sinarback 54 digital camera*, Rapport technique, Munsell Color Science Laboratory, Décembre 2004, (d). (cit. p. 96).

## Résumé

Deux instruments de mesure du champ de lumière – de SBRDF et de sources – sont présentés ; un algorithme d'interpolation d'échantillons bidirectionnels est proposé ; une notion de photosimulation est introduite. Ces résultats sont détaillés sous la forme de quatre parties (et trois annexes).

La première partie introduit la notion de photosimulation, approche unifiée de la simulation des phénomènes lumineux dans les domaines de l'éclairage, de la synthèse d'images, de la télédétection, de l'optique... La deuxième partie adresse le problème de la mesure de la réflectance bidirectionnelle et spectrale d'une surface (SBRDF) dans le visible. Un instrument innovant est présenté, multispectral imageant, fondé sur la capture de la SBRDF par une caméra multispectrale grand angle. Le traitement des données s'appuie sur un nouveau cadre théorique pour la radiométrie imageante. La troisième partie s'intéresse au problème de la reconstruction des fonctions directionnelles et bidirectionnelles. Un nouvel algorithme d'interpolation est proposé, s'appuyant sur une double triangulation sphérique des échantillons puis une généralisation à cette construction de l'interpolant spline cubique de Hermite. La quatrième partie s'attaque au problème de la mesure des sources. Un nouvel instrument de photométrie en champ proche est présenté, fondé sur le déplacement d'un détecteur composite caméra/luxmètre autour de la source à mesurer.

**Mots clés :** éclairage, synthèse d'images, télédétection, optique, fabrication d'instrument, BRDF spectrale, goniophotomètre, photométrie en champ proche, fonction directionnelle discrète, imagerie multispectrale, géométrie à vues multiples, HDRI, CCD, LCTF, *fisheye*.

## Abstract

Two light field measurement instruments – for SBRDF and for sources – are presented; an algorithm for bidirectional function interpolation is proposed; a concept of photosimulation is introduced. The thesis is structured in four parts and three appendixes.

The first part introduces the concept of photosimulation, a unified approach of luminous phenomenon simulation in lighting, image synthesis, remote sensing, optic... The second part addresses the problem of the measurement of the spectral and bidirectional reflectance (SBRDF) of a surface. An innovative instrument is presented, multispectral imaging, based on the capture of the SBRDF by an original wide angle multispectral camera. The data processing relies on a new framework for imaging radiometry. The third part addresses the problem of the reconstruction of bidirectional functions. A new interpolation algorithm is proposed, based on a double spherical triangulation of the samples and a generalization to the surface of a spherical triangle of the Hermite cubic spline interpolant. The fourth part addresses the problem of light sources measurement. A new near field photometry instrument is presented, founded on the displacement of a camera/luxmeter composite detector around the source.

**Keywords:** lighting, image synthesis, remote sensing, optic, instrument fabrication, spectral BRDF, goniophotometer, near field photometry, discrete directional function, multispectral imaging, multiple views geometry, HDRI, CCD, LCTF, *fisheye*.