



Simulation de sources lumineuses complexes en tracé de rayons : application à la simulation de dispositifs optiques

Stéphane Albin

► To cite this version:

Stéphane Albin. Simulation de sources lumineuses complexes en tracé de rayons : application à la simulation de dispositifs optiques. Modélisation et simulation. Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne; Université Jean Monnet - Saint-Etienne, 2004. Français. NNT : 2004EMSE0019 . tel-00785196

HAL Id: tel-00785196

<https://theses.hal.science/tel-00785196>

Submitted on 5 Feb 2013

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.

ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DES MINES DE SAINT-ÉTIENNE

UNIVERSITÉ JEAN MONNET
DE SAINT-ÉTIENNE

Numéro d'ordre : 343 ID

THÈSE

Présentée par Stéphane Albin

pour obtenir le titre de

Docteur

DE L'UNIVERSITÉ JEAN MONNET DE SAINT-ÉTIENNE ET DE
L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DES MINES DE SAINT-ÉTIENNE

Spécialité Informatique, Synthèse d'images

**Simulation de sources lumineuses
complexes en tracé de rayons**

Application à la simulation de dispositifs optiques

Soutenue à Saint-Étienne, le 12 novembre 2004

Composition du jury :

M. Kadi Bouatouch
M. Xavier Pueyo
M. Bernard Péroche
M. Christophe Renaud
M. Marc Roelens
M. Stéphane Garcia
Mme. Carmen Uson

Rapporteurs

Examineurs

Invités

Remerciements

J'aimerais tout d'abord remercier Monsieur Bernard Péroche, directeur du Laboratoire d'Informatique en Image et Systèmes d'information de Lyon, et anciennement directeur du Laboratoire d'Images de Synthèse de Saint-Etienne, pour m'avoir guidé pendant ces cinq années. Je n'oublie pas que sa persévérance à trouver un financement de thèse par une collaboration industrielle a, sans le savoir, fortement influencé ma carrière professionnelle.

Je remercie Monsieur Kadi Bouatouch, professeur à l'Institut de Recherche en Informatique et Systèmes Aléatoire de Rennes, et Monsieur Xavier Pueyo, professeur à l'Université de Gijon, d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse. Leurs remarques m'ont été précieuses et instructives.

Je remercie Monsieur Christophe Renaud, professeur à l'Université du Littoral Côte d'Opale, et Monsieur Marc Roelens, professeur à l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne, d'avoir prit part au jury en tant qu'examineurs.

Je remercie Madame Carmen Uson et Monsieur Stéphane Garcia, tous ingénieurs chez Valeo, d'avoir accepté l'invitation de participer à ce jury.

Cette section ne peut s'arrêter aux seuls remerciements du jury. De nombreuses personnes ont contribué à l'aboutissement de ce travail. Certaines l'ont fait sciemment de part leur fonction, d'autres l'ont fait sans le savoir par leur soutien et leur amitié.

Je ne peux commencer cette partie sans remercier les (ex-)membres de l'équipe LISSE de m'avoir accueilli, conseillé et... supporté! D'abord mes collègues doctorants et colocataires occasionnels : Xavier Serpaggi, Jean-Philippe Farrugia, Jean-Claude Iehl. Je remercie aussi les membres permanents : Marc Roelens, Dominique Michelucci et Grégory Six. Je remercie doublement Grégory pour m'avoir permis de découvrir l'Egypte et la Thaïlande. Ce furent deux séjours très agréables et enrichissants pour moi.

Mais avant tout, je dois particulièrement remercier Marie-Line Barnéoud pour son aide constante et son soutien presque maternel.

Je remercie aussi le personnel des centres Simmo et Site, et plus généralement l'Ecole des Mines de Saint-Etienne qui m'a accueilli.

Pendant ces cinq années de thèse un peu particulières, j'ai pu travailler avec le monde professionnel. Et je remercie sincèrement, Loïc Bouget, Carmen Uson, Tristan Rondeau, Stéphane Garcia et Ludovic Manillier, tous à un moment donné ingénieurs dans la branche Lighting Systems du groupe Valeo. Qui aurait pu prévoir, en 1999, qu'ils allaient devenir mes collègues?

Parmi les amis, j'aurais là aussi beaucoup de monde à remercier. Les Stéphanois et assimilés : Laurent et Nicolas en premier lieu, sans oublier Franck, Camille, Gildas, Rodolphe et Johann. Les anciens du DEA : JeT, Sebounet, Ping et Nad. Je remercie évidemment mes frères et sœurs de cœurs : Marco, VV, Chouchou, et particulièrement Filou et Angèle qui m'ont beaucoup touché en traversant la France pour assister à ma soutenance.

Je remercie enfin mon père pour les sacrifices qu'il s'est imposés.

Résumé

En synthèse d'images réaliste, nous simulons fidèlement les règles de la physique pour créer une image. Les sources lumineuses sont alors un élément essentiel car ce sont elles qui produisent l'énergie répartie ensuite dans la scène. Ce document s'attache à caractériser les modèles de sources actuellement en vigueur et propose des méthodes pour accélérer leur traitement.

Après une étude détaillée de la synthèse d'images actuelle au chapitre 2, nous recensons au chapitre 3 les solutions les plus efficaces pour modéliser une source de lumière.

Dans le chapitre 4, nous proposons une solution innovante pour traiter les sources lumineuses en champ lointain.

Le chapitre 5 est consacré au cas du champ proche. Nous introduisons une nouvelle structure de données, dite *lumigraphe sphérique*, permettant de réduire les temps de calcul de traitement des rayons d'ombre d'un facteur 100.

Une source de lumière moderne peut être composée d'objets complémentaires tels que des miroirs, destinés à mieux répartir le flux lumineux originel. L'ensemble des rayons en sortie de cet objet peut-être vu comme une source à part entière. Le chapitre 6 jette les bases de la prise en compte de telles sources, dite virtuelles.

Ces travaux ont été effectués dans le cadre d'un contrat industriel. L'annexe, confidentielle, décrit les développements spécifiques à ce projet et présente quelques résultats.

Abstract

In computer graphics, images are created using simulation of real physical laws. Light sources are then an essential part. They emit the energy that is then diffused in the scene. This document takes on current light sources characterization and introduce some methods to speed-up their treatment.

After an exhaustive remind of current notions in computer graphics in Chapter 2, we studies in Chapter 3 the best solutions for light source modelization.

In Chapter 4, an innovative solution is suggested to take into account light sources in a far-field photometry context.

The Chapter 5 is devoted to near-field photometry. We introduce a new data structure, named *spherical lumigraph*, providing 100 times reduction of time computation to treat shadow rays.

A modern light source may have several additional objects like mirrors to better spread the original light flux. Outgoing rays may then be considered as a whole light source. The Chapter 6 lays the foundation of management of such light sources, named virtual light sources.

This work has been done according an industrial collaboration. The confidential appendix describes the specific developments of this project and presents some results.

Table des matières

Table des figures	12
Liste des tableaux	13
Nomenclature	15
1 Introduction	17
2 La synthèse d'images	19
2.1 Le système visuel humain	19
2.1.1 Anatomie	19
2.1.2 Perception visuelle	21
2.1.2.1 Adaptation	21
2.1.2.2 Sensibilité au contraste	22
2.2 Modélisation géométrique et représentation du monde	23
2.2.1 Modélisation	23
2.2.2 Perspectives	24
2.2.3 Formats de description de scènes	25
2.3 Rendu réaliste	25
2.3.1 La lumière, notions de radiométrie et de photométrie	25
2.3.1.1 Optique ondulatoire	25
2.3.1.2 Définition corpusculaire de la lumière	26
2.3.1.3 Optique géométrique	27
2.3.1.4 Transport d'énergie : la radiométrie	27
2.3.1.5 Voir la lumière : la photométrie	29
2.3.2 Modèles de matériaux	32
2.3.2.1 Retour sur l'optique géométrique	32
2.3.2.2 Quels types de matériaux ?	34
2.3.2.3 Réflectance et transmittance	34
2.3.2.4 BSDF	34
2.3.2.5 Modèles analytiques de <i>BRDF</i>	36
2.3.2.6 Modèles de <i>BRDF</i> à base de mesures	40
2.3.2.7 Absorption en milieu homogène	41
2.3.2.8 Milieux participants	42
2.3.3 Textures	42
2.3.4 Couleur et espaces colorimétriques	42
2.3.4.1 Les systèmes CIE 1931 RVB et XYZ	43

2.3.4.2	Diagramme de chromaticité	45
2.3.4.3	Illuminants et température de couleur	45
2.3.4.4	Conversion en luminance lumineuse	47
2.3.4.5	Espaces colorimétriques uniformes	47
2.3.4.6	Autres systèmes	48
2.3.4.7	Représentation spectrale	49
2.3.5	Les principales méthodes de rendu réaliste	49
2.3.5.1	Qu'est-ce que l'illumination globale ?	49
2.3.5.2	L'équation de rendu	50
2.3.5.3	Formalisation des chemins lumineux	50
2.3.5.4	Méthodes basées sur Monte-Carlo	51
2.3.5.5	Radiosité	52
2.3.6	Approches adaptatives	52
2.3.6.1	Représentation vectorielle de l'éclairement indirect	53
2.3.6.2	Perceptuel	53
2.3.7	Afficher l'énergie	53
3	Les sources lumineuses	55
3.1	Caractérisation d'une source de lumière	56
3.1.1	Géométrie d'une source lumineuse	56
3.1.1.1	Sources ponctuelles	56
3.1.1.2	Géométries étendues	57
3.1.1.3	Champ proche et champ lointain	57
3.1.2	Distribution d'intensité	58
3.1.3	Émission spectrale	58
3.2	Représentation de la distribution directionnelle	58
3.2.1	Mesures en champ lointain	59
3.2.1.1	Format IES	60
3.2.1.2	Symétries	61
3.2.1.3	Interpolation	62
3.2.1.4	Exemples	62
3.2.2	Mesures en champ proche	62
3.2.3	Simulation	65
3.3	Quelques solutions existantes	65
3.3.1	Solutions analytiques	65
3.3.2	Solutions par discrétisation	66
3.3.2.1	Subdivision adaptative	67
3.3.2.2	Extension à un modèle cylindrique	68
3.4	Modèles de ciel	71
3.4.1	Ciel couvert	71
3.4.2	Ciel serein	72
3.4.3	Mesures de ciel	72
3.4.4	Mise en œuvre	72
3.5	Cohérence spatiale	73

4	Les sources lumineuses en champ lointain	75
4.1	Reconstruction d'un solide photométrique	75
4.1.1	Idée générale	75
4.1.2	Intégrales singulières	76
4.1.3	Un exemple de noyau	77
4.1.4	Restriction à Ω^+	77
4.1.5	Discrétisation	77
4.1.6	Flux émis	79
4.1.7	Choix de ρ	79
4.1.8	Approche hiérarchique	79
4.1.9	Une évaluation rapide	79
4.1.9.1	Partitionnement de la sphère en igloo	80
4.1.9.2	Evaluation de l'émission	81
4.2	Résultats et validation	81
4.2.1	Résultats	81
4.2.2	Validation	83
4.3	Comparaison avec l'interpolation	84
5	Les sources lumineuses en champ proche	87
5.1	Description du format de fichier	87
5.2	Méthode simple	87
5.3	Un nouveau modèle : Le lumigraphe sphérique	90
5.3.1	Identification des cellules	92
5.3.2	Affectation des rayons	92
5.3.3	Quels rayons pour les sphères ?	94
5.3.4	Rayon moyen	94
5.3.5	Calcul de l'image	94
5.4	Résultats	95
5.4.1	Discrétisation des sphères	95
5.4.2	Consommation mémoire	95
5.4.3	Un modèle efficace	97
6	Chemins purement spéculaires et sources virtuelles complexes	101
6.1	Introduction	101
6.2	Proposition d'un nouvel algorithme	102
6.2.1	Émission d'énergie : tirage aléatoire de rayons	102
6.2.1.1	Théorie de Monte-Carlo	102
6.2.1.2	Source ponctuelle uniforme	105
6.2.1.3	Source sphérique uniforme	105
6.2.1.4	Source cylindrique uniforme	106
6.2.1.5	Source mesurée en champ lointain	106
6.2.1.6	Source mesurée en champ proche	106
6.2.2	Classification des matériaux et traitement des rayons	107
6.2.3	Stockage et récupération de l'information	107
6.2.4	Résultats	109
7	Conclusion	111

Bibliographie	120
Index	121
A Application à un logiciel de simulation de feux pour automobiles	125
A.1 Le langage <i>Castor</i>	126
A.1.1 Paramètres d'illumination et de rendu	126
A.1.2 Paramètres de visualisation	128
A.1.3 Objets	128
A.1.3.1 Opérations	128
A.1.3.2 Matériaux et textures	130
A.1.4 Exemple	131
A.2 Modification de l'intersecteur	131
A.2.1 Le réflecteur	131
A.2.2 La glace	132
A.3 Sources de lumière	133
A.3.1 Les sources de forme cylindrique	134
A.3.2 Les sources mesurées en champ lointain	135
A.3.3 Les sources mesurées en champ proche	135
A.3.4 Résultats	135
A.4 Modélisation des réflecteurs	137
A.4.1 Matériau métallisé	137
A.4.2 Matériau peint	137
A.5 Calculs spectraux	137
A.5.1 Echantillonnage régulier du spectre	140
A.5.2 Application aux feux stop surélevé	140
A.6 Reproduction de tons	140
A.6.1 Correction gamma	143
A.6.2 Effet d'éblouissement	144
A.7 Conclusion	144

Table des figures

2.1	Anatomie du système visuel humain	20
2.2	L'œil	21
2.3	Sensibilité spectrale des photorécepteurs	21
2.4	Fonction de sensibilité au contraste 2D	23
2.5	Construction d'une ampoule électrique en <i>CSG</i>	24
2.6	Angle solide	28
2.7	Luminance en x vers $\vec{\omega}$	29
2.8	Échange énergétique entre deux surfaces	30
2.9	Efficacité lumineuse	31
2.10	Différents types de réflexion	32
2.11	Réflexion et réfraction spéculaire	33
2.12	Géométrie pour le calcul des <i>BRDF</i>	36
2.13	Micro-facettes et auto-ombrage	40
2.14	BRDF mesurées	41
2.15	Fonctions colorimétriques $\bar{r}(\lambda)$, $\bar{v}(\lambda)$ et $\bar{b}(\lambda)$	43
2.16	Fonctions colorimétriques $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$ et $\bar{z}(\lambda)$	44
2.17	Diagramme de chromaticité xy	46
2.18	Dégradé de couleur pour une même chromaticité xy	46
2.19	Le tracé de rayons	51
3.1	Exemples de sources de lumière évoluées	55
3.2	Schéma d'une pénombre créée par une source surfacique	57
3.3	Pénombre créée par une source surfacique	58
3.4	Quelques spectres d'émission	59
3.5	Courbes goniophotométriques	60
3.6	Un fichier IES	61
3.7	Repère de définition du solide photométrique	62
3.8	Exemples de solides photométriques	63
3.9	Mesure d'une source en champ proche : prise de photographies	64
3.10	Mesure d'une source en champ proche : lentille focalisée à l'infini	64
3.11	Mesure d'une source en champ proche : distribution de l'émission	65
3.12	Découpage adaptatif d'une source surfacique	67
3.13	Découpage adaptatif d'une source de forme elliptique	68
3.14	Source de forme cylindrique	69
3.15	Source de forme cylindrique	69
3.16	Une scène éclairée par des sources de forme cylindrique	70
3.17	Les sources de forme cylindrique améliorées	70

3.18	Géométrie pour l'éclairement d'un ciel	71
4.1	Distribution d'énergie associée à une mesure	76
4.2	Exemples de distributions suivant le paramètre k	78
4.3	Influence de ρ sur la reconstruction du solide photométrique	80
4.4	Partitionnement en igloo et position des noyaux	81
4.5	Résultats pour différents solides photométriques	82
4.6	Données mesurées par Slater	83
4.7	Simulation de l'expérimentation de Slater	84
4.8	Valeurs absolues des écarts en pourcentage	85
5.1	Un exemple d'émission pour une lampe à incandescence (Sylvania)	88
5.2	Reconstruction de l'émission en champ proche suivant le choix de a et b	89
5.3	Coupe transversale d'un lumigraphe	91
5.4	Lumigraphe sphérique	91
5.5	Discrétisation de la sphère à partir du découpage de $[0; 1]^2$	93
5.6	Deux discrétisations trop faibles	96
5.7	Emission d'une lampe à décharge	97
5.8	Exemples de «Cornell Box» avec deux fichiers de sources différents	98
6.1	Schématisation des différents types de chemins possibles	108
6.2	Prise en compte d'un photon dans l'estimation de densité	110
A.1	Un exemple de fichier <i>Castor</i>	127
A.2	Exemple d'objet surfacique créé avec une primitive <code>!vr</code>	129
A.3	Construction d'une ampoule électrique en <i>CSG</i>	132
A.4	Modélisation <i>Castor</i> d'une ampoule électrique	133
A.5	Intersections possibles entre un rayon et une glace	134
A.6	Différence d'éclairement d'un réflecteur suivant le type de source	136
A.7	Calage visuel de la rugosité	138
A.8	Reconstruction 3D d'une <i>BRDF</i> à partir de mesures d'un matériau peint	139
A.9	Différence d'aspect entre réflecteur peint et métallisé	139
A.10	Image d'un feu stop surélevé	141
A.11	Capture d'écran du logiciel de visualisation	142
A.12	Trois images différentes suivant la saturation choisie	143
A.13	Images calculées avec l'opérateur de reproduction de tons dit de Bodman	144

Liste des tableaux

2.1	Luminance moyenne de différents contextes [Gla95]	22
2.2	Récapitulatif des modèles de <i>BRDF</i>	40
2.3	Les illuminants <i>CIE</i>	47
5.1	Changements produits par la restriction de l'angle de l'ouverture	90
5.2	Effet de la précision du lumigraphe sphérique sur la source Sylvania	95
5.3	Gain obtenu suivant le nombre de rayons au départ	97
5.4	Division des temps de calcul des améliorations proposées pour le champ proche	98
A.1	Estimation de l'échantillonnage spectral adéquat	140

Nomenclature

	Unité	Description
A $\mathcal{A}$	m^2	surface
$\beta(\langle I \rangle)$	—	biais d'un estimateur
dA	m^2	élément de surface
$dA_{\vec{N}}$	m^2	élément de surface projeté sur un plan orthogonal à $\vec{N}$
$d\vec{\omega}$	sr	élément d'angle solide dans la direction $\vec{\omega}$
$d\vec{\omega}_{\vec{N}}$ $d\vec{\omega}_p$	sr	élément d'angle solide projeté sur un plan orthogonal à $\vec{N}$
Γ	sr	angle solide
$\Gamma_{\vec{N}}$	sr	angle solide projeté sur un plan orthogonal à $\vec{N}$
$\langle I \rangle$	—	estimateur d'une intégrale I
$\vec{\omega}$ $\vec{\zeta}$	—	vecteur direction
Ω	—	sphère
Ω_r	—	sphère de rayon r
Ω^+	—	hémisphère
$p(x)$	—	fonction de densité de distribution (PDF)
$P(x)$	—	fonction de distribution cumulative (CDF)
S	—	espace de définition d'une fonction
σ	—	ecart-type
$V(\langle I \rangle)$	—	variance d'un estimateur
ξ η	—	variable aléatoire

TAB. 1: Grandeurs géométriques et mathématiques

	Unité	Description
c	$m.s^{-1}$	vitesse de la lumière dans le vide
$E \quad E_\lambda$	$W.m^{-2}$	éclairage
E_l	$lx \quad lm.m^{-2}$	éclairage lumineux
$\mathcal{E}$	sr^{-1}	émission d'une source
$\mathcal{E}_m$	sr^{-1}	émission mesurée d'une source
f_r	sr^{-1}	$BRDF$
$\Phi \quad \Phi_\lambda$	W	flux énergétique
Φ_l	lm	flux lumineux
$I \quad I_\lambda$	$W.sr^{-1}$	intensité
I_l	$cd \quad lm.sr^{-1}$	intensité lumineuse
K_m	$lm.W^{-1}$	efficacité lumineuse
λ	m ou nm	longueur d'onde
$L \quad L_\lambda$	$W.m^{-2}.sr^{-1}$	luminance
L_l	$lm.m^{-2}.sr^{-1}$	luminance lumineuse
L_z	$lm.m^{-2}.sr^{-1}$	luminance au zénith (dans le cas d'un ciel)
n	—	indice de réfraction
ν	Hz	fréquence
Q_λ	J	énergie
ρ	—	réflectance
τ	—	transmittance
$V(\lambda)$	—	fonction de sensibilité spectrale

TAB. 2: Grandeurs physiques

Chapitre 1

Introduction

La synthèse d'images peut se définir comme l'acte de générer, à partir d'un modèle, une image représentant une carte de couleurs. Celle-ci peut être visualisée par un opérateur ou aussi analysée par un système automatique. Depuis les premiers travaux d'Ivan Sutherland en 1963 avec le projet *SKETCHPAD*, beaucoup de progrès ont été accomplis. Le but n'est plus seulement de regarder une belle image sur un écran et nombre d'applications scientifiques, industrielles ou ludiques ont été développées avec la synthèse d'images. L'industrie du cinéma a été en effet complètement révolutionnée avec l'apport des effets spéciaux. A l'opposé, la conception des véhicules automobiles est devenue beaucoup plus facile grâce à la simulation informatique des nouveaux prototypes.

Dans ce mémoire, nous abordons le thème des sources de lumières complexes. Dans les algorithmes de synthèse d'images modernes comme le tracé de rayons, les sources lumineuses sont primordiales. Elles donnent en effet l'énergie nécessaire permettant de visualiser les objets environnants. Nous traitons ici plus particulièrement le sujet de la distribution directionnelle au moyen de mesures en champ lointain et en champ proche. Nous discutons aussi des systèmes composés d'objets uniquement spéculaires formant en sortie une source lumineuse à part entière avec une distribution directionnelle très particulière.

Dans le second chapitre, nous décrivons les concepts et méthodes de la synthèse d'images. Ce mémoire étant entre autre destiné à des lecteurs non spécialistes, nous essaierons d'être suffisamment complet. Après une description rapide du système visuel humain, nous aborderons la modélisation d'une scène et les différentes méthodes de rendu. Nous nous intéresserons plus particulièrement au rendu réaliste dont les sources lumineuses complexes sont devenues un composant essentiel.

Dans le troisième chapitre, nous présenterons un état de l'art sur les sources de lumières. Ces dernières étant le thème principal de ce document, il nous a semblé opportun de les séparer du reste de l'état de l'art vu au second chapitre. Nous détaillerons les principales caractéristiques qui différencient les sources lumineuses à savoir leur géométrie et leurs distributions directionnelle et spectrale. Nous évoquerons aussi les méthodes courantes pour manipuler les mesures issues de goniophotomètre. Quelques modèles de ciel seront enfin présentés.

Dans le quatrième chapitre, nous aborderons la prise en compte des sources lumineuses mesurées en champ lointain. Nous y présenterons une adaptation au cas des sources d'un modèle de reconstruction de *BRDF*. Les résultats seront discutés et nous essaierons de valider le modèle en le comparant à des mesures réelles.

Dans le cinquième chapitre, nous proposerons un algorithme pour la gestion des sources de

lumières mesurées en champ proche. Une étude sur l'utilisation de mesures ponctuelles pour reconstruire un phénomène continu sera présentée. Nous introduirons alors une structure de données que nous appelons *lumigraphe sphérique*. Là encore, des résultats seront présentés et discutés.

Dans le sixième chapitre, nous aborderons un thème différent. Il s'agira d'étudier la distribution d'énergie en sortie d'un système ne comportant que des matériaux parfaitement spéculaires. Cette distribution stockée dans une structure de données adéquate devrait nous permettre de simuler, lors de la phase de tracé de rayons classique, les chemins purement spéculaires.

L'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne dépend du Ministère de l'Economie, des Finances et de l'Industrie. Sa politique de formation doctorale est par conséquent clairement destinée à pourvoir en docteurs le monde de l'industrie. Ce travail de thèse s'inscrit donc fortement dans un contexte industriel. Un contrat avec un acteur majeur de l'industrie automobile nous a permis de tester et valider nos solutions. Cela a aussi été l'occasion de mettre en application des travaux précédents effectués au *LISSE* par d'anciens doctorants. Nous incluons en annexe le compte rendu de cette industrialisation. Les objets simulés sont appelés simplement *dispositifs optiques*. Pour des raisons compréhensibles d'intérêt économique pour notre partenaire, cette partie est placée sous le sceau de la confidentialité.

Chapitre 2

La synthèse d'images

Les champs d'application de la synthèse d'images deviennent de plus en plus vastes. Quel rapport entre le film d'animation 3D «Toy Story» et la simulation de peintures nacrées avec un modèle multicouche ? A priori aucun, si ce n'est la synthèse d'images. Dans ce chapitre, nous allons en présenter les concepts. Nous ne pourrons bien sûr tout étudier et nous nous concentrerons sur les thèmes permettant au lecteur novice de mieux apprécier la synthèse d'images dans un contexte de rendu réaliste. Nous donnerons un aperçu des briques de base à savoir : le système visuel humain, la modélisation, la définition de la lumière et son interaction avec les matériaux. Nous aborderons ensuite la modélisation de la réflectivité, la couleur ainsi que les principales méthodes de rendu réaliste actuelles.

Note : Pour établir cette description, nous avons principalement utilisé les références suivantes : [PGMR98], [Gla95] et [FvDF⁺95].

2.1 Le système visuel humain

Lorsque l'image calculée est destinée à être visualisée, la connaissance des caractéristiques de la vision humaine peut s'avérer importante. En effet, comme tout système optique, le cerveau procède à une série d'interprétations des informations fournies par l'œil, elles-mêmes déjà déformées. Dans cette section, l'anatomie du système visuel sera d'abord présentée puis les principaux phénomènes connus seront ensuite décrits.

2.1.1 Anatomie

Le système visuel humain est un appareil complexe. Il comprend bien sûr les yeux mais aussi les voies nerveuses et le cerveau. La figure 2.1 [CDGL00] schématise cela.

Organe central du dispositif, l'œil (figure 2.2¹) fonctionne à la manière d'un appareil photographique. Le cristallin et l'iris jouent respectivement les rôles de la lentille et du diaphragme. Les rayons lumineux atteignent la *rétine*, une zone photosensible, et y forment l'image. C'est cette partie qui récupère et transmet l'information visuelle au cerveau.

La rétine se décompose en deux couches principales : la couche externe regroupe les cellules nerveuses et la couche interne les *photorécepteurs* (paradoxalement la plus profonde). Ces derniers sont de deux types :

¹source : <http://www.bioinformatics.org/oeil-couleur/dossier/anatomie.html>.

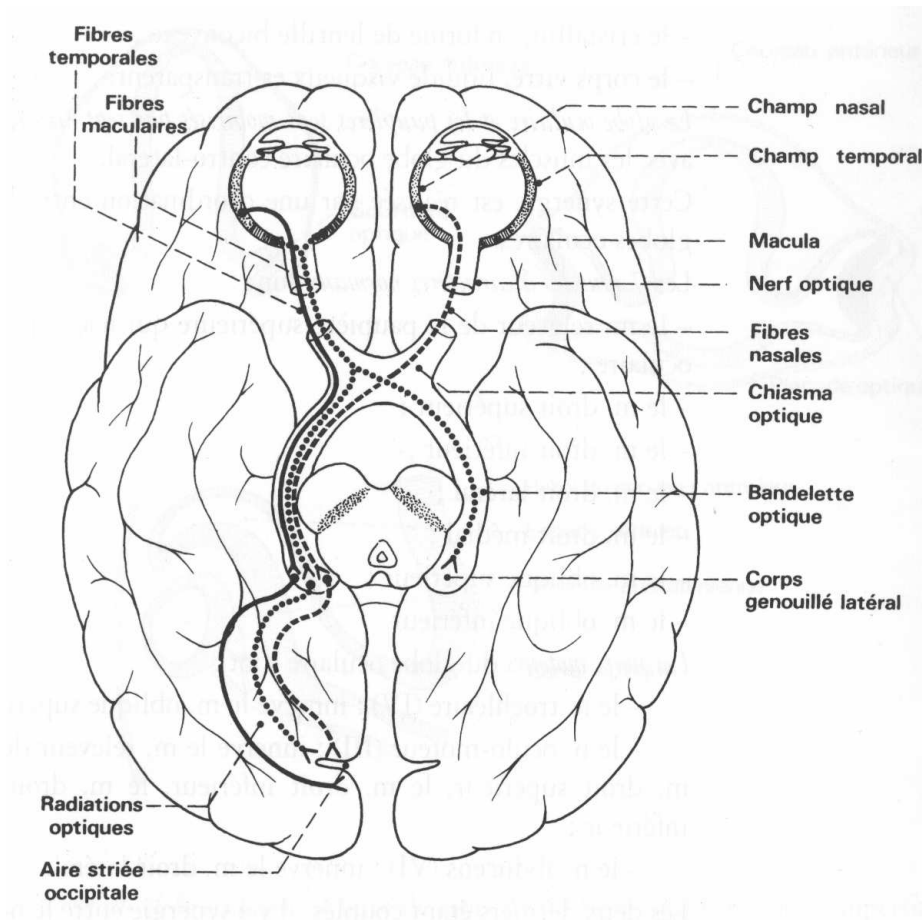


FIG. 2.1 – Anatomie du système visuel humain

- Les *cônes* (5%) permettent la vision des couleurs. Il en existe trois types : S (*short*), M (*medium*) et L (*long*), en fonction des longueurs d'ondes auxquelles ils sont sensibles. Ces cellules sont essentiellement regroupées dans la zone centrale de la rétine appelée *fovéa* correspondant à un champ de vision de deux degrés. Les cônes sont seulement actifs en vision diurne, dite *vision photopique*.
- Les *bâtonnets* (95%), par leur sensibilité dix fois supérieure aux cônes, interviennent surtout en vision nocturne, dite *vision scotopique*. Ils sont répartis sur une zone plus large représentant vingt degrés de champ de vision.

La figure 2.3 [Dow87] donne les courbes de sensibilité rapportées à une même échelle entre 0 et 1 pour les différents types de photorécepteurs. Pour les cônes (courbes blanches), les pics se trouvent dans les tons bleu, vert et rouge. Nous trouvons ici la justification du caractère trichromatique (*RVB*) d'un grand nombre de systèmes utilisant la couleur. La courbe noire représente la sensibilité des bâtonnets. Elle atteint son maximum pour 498 nanomètres. Cela explique pourquoi la vision nocturne est légèrement bleutée. L'étendue de la sensibilité spectrale des photorécepteurs définit le domaine visible pour l'œil humain. L'intervalle standardisé par la *Commission Internationale de l'Éclairage (CIE)* va de 380 nanomètres à 780 nanomètres.

Le stimulus lumineux reçu par la rétine est transformé en impulsions électriques en subissant au passage une forte compression. Cet influx nerveux est transmis au *cortex visuel* qui est chargé

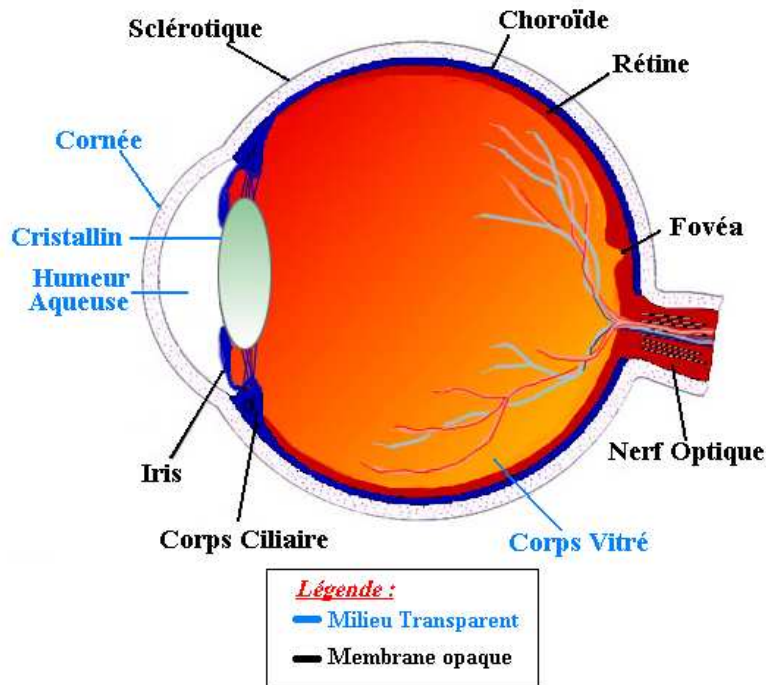


FIG. 2.2 – L'œil

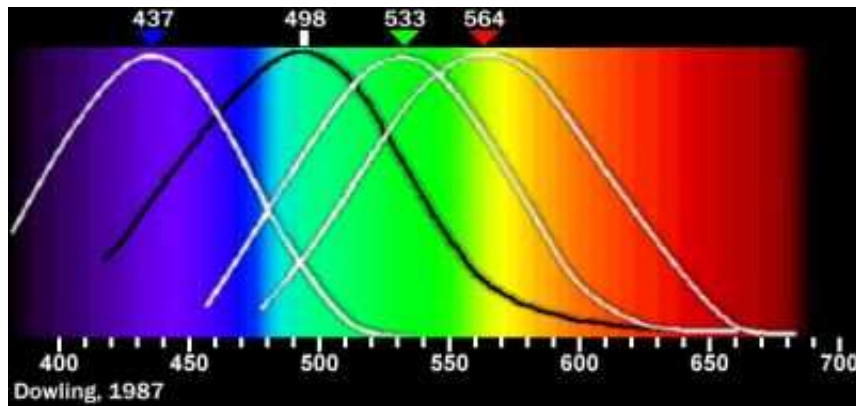


FIG. 2.3 – Sensibilité spectrale des photorécepteurs

d'analyser et d'interpréter les images.

L'ensemble de cette chaîne anatomique produit un certain nombre de phénomènes altérant ou compliquant la perception. Nous allons maintenant en décrire quelques uns.

2.1.2 Perception visuelle

2.1.2.1 Adaptation

Imaginons un conducteur sur une route très ensoleillée. Lorsque celui-ci rentre dans un tunnel, les objets lui semblent au premier abord très sombres. Au bout de quelques instants, sa vision s'est adaptée à son environnement local. Inversement, lorsqu'il sort du tunnel, le conducteur

peut être ébloui. Il lui faut là encore quelques secondes pour retrouver une vision correcte. Nous venons de décrire le phénomène d’*adaptation* : la faculté pour l’œil de s’accommoder à un nouveau contexte. Et ce dernier peut être extrêmement varié. Le tableau 2.1 énumère quelques situations en donnant la luminance moyenne (*cf.* définition 2.4) et le mode de vision. La vision intermédiaire entre scotopique et photopique s’appelle la *vision mésopique*. Les cônes et les bâtonnets sont alors en action en même temps.

Contexte	Luminance [cd/m^{-2}]	Mode de vision
Nuit nuageuse et sans lune	$\sim 3 \times 10^{-5}$	scotopique
Nuit claire avec lune	$\sim 3 \times 10^{-3}$	
Crépuscule	~ 3	mésopique
Jour sombre	~ 30	
Jour avec quelques nuages	$\sim 3 \times 10^3$	photopique
Sol enneigé et journée ensoleillée	$\sim 16 \times 10^3$	

TAB. 2.1 – Luminance moyenne de différents contextes [Gla95]

2.1.2.2 Sensibilité au contraste

Le *contraste* est la variation relative de l’éclairement lorsque le regard se déplace d’un point à un autre de l’image. Ici, nous parlons seulement de contraste lumineux sans notion de couleur. Il se caractérise par une fréquence spatiale en *cycles par degré*.

Selon la fréquence du contraste, l’œil humain n’a pas la même sensation. Celle-ci est de plus différente si la variation est horizontale, verticale ou oblique. Plusieurs chercheurs ont proposé, en se basant sur des expérimentations, des fonctions de sensibilité au contraste (*CSF*, pour *Contrast Sensitivity Function*). Les plus connues sont la solution de Manos et Sakrison [MS74] en une dimension :

$$CSF(\nu) = 2.6 \times (0.0192 + 0.114\nu) \times e^{-(0.114\nu)^{1.1}} \quad (2.1)$$

et son extension en deux dimensions par Daly [Dal93] dont la représentation est donnée sur la figure 2.4. On notera la moindre perception des motifs orientés à 45 degrés. La sensibilité au contraste est très importante en rendu perceptuel. (*cf.* section 2.3.6.2). Avec cette technique, on s’attache à ne calculer que ce qui est nécessaire. Il est donc utile de prévoir les zones où la sensibilité sera faible et ainsi se permettre une qualité moindre et un rendu plus rapide tout en restant indiscernable.

Il existe de nombreux autres phénomènes issus de la perception visuelle. On peut citer les bandes de Mach, l’aberration chromatique, la grille de Herman ou le masquage qui sont autant d’illusions d’optique intéressantes.

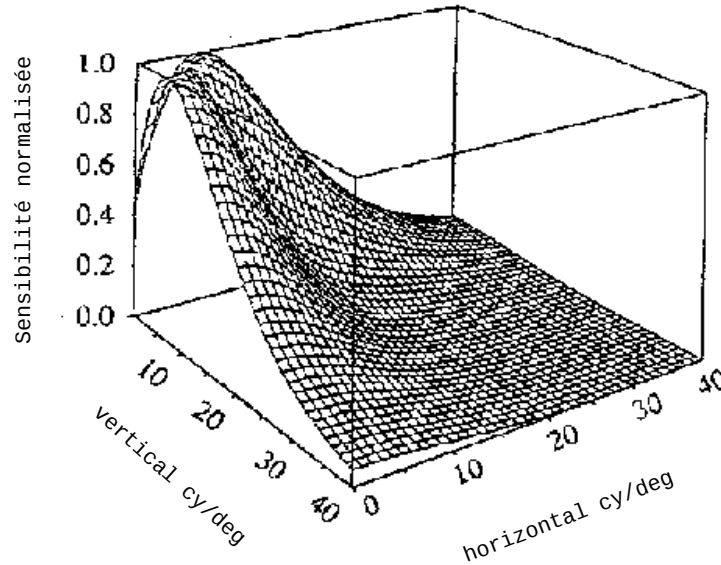


FIG. 2.4 – Fonction de sensibilité au contraste 2D

2.2 Modélisation géométrique et représentation du monde

2.2.1 Modélisation

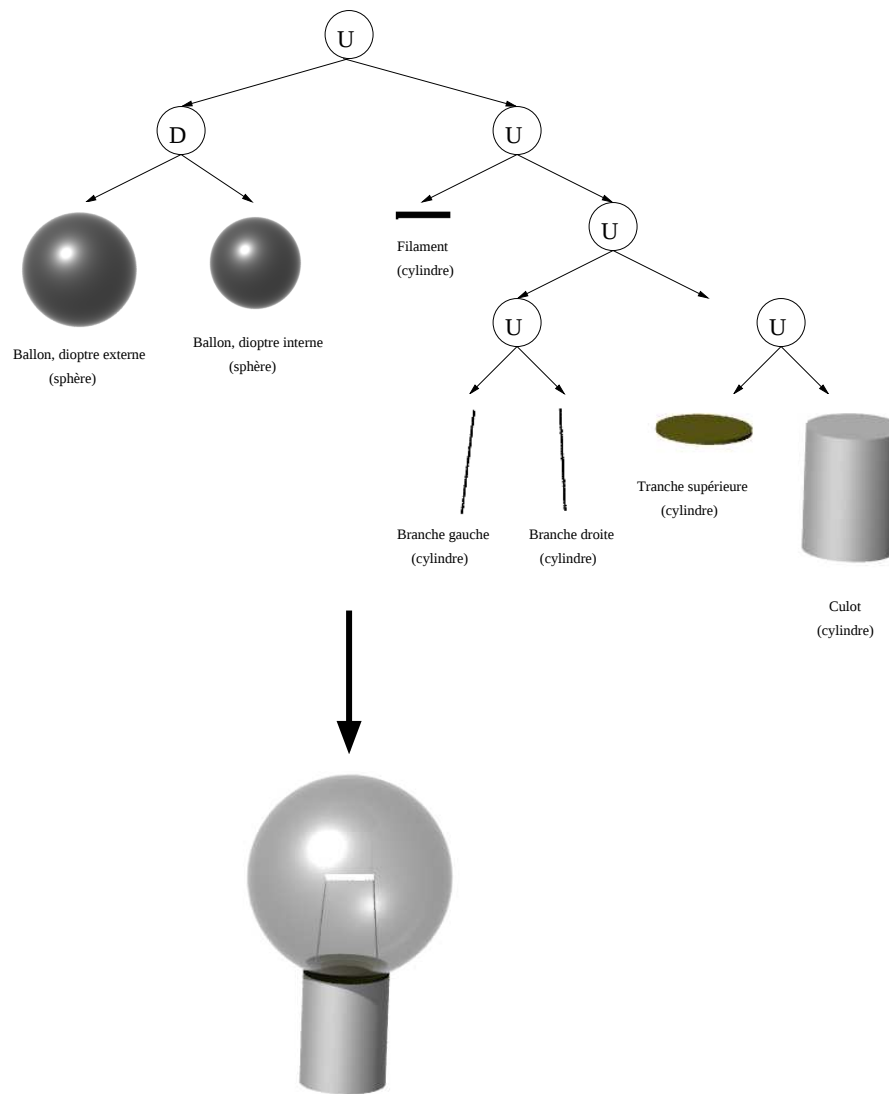
Pour créer une image de synthèse, il faut d'abord modéliser l'ensemble des objets composant le monde que nous souhaitons représenter. Plusieurs types de modélisation ont été développés dans cette optique. Outre la représentation *fil de fer* apparue dans les années 1970, les solides sont souvent modélisés soit par leur frontière, soit par leur volume.

La représentation par frontière, dite aussi *B-rep* pour *Boundary representation*, peut être très variée. Cela va de modèles très simples utilisant des collections de polygones ou de triangles, à des objets mathématiques beaucoup plus complexes comme les surfaces paramétrées (carreaux de Bézier, *NURBS*).

Cette même variété se retrouve aussi avec la représentation volumique qui peut être un ensemble d'unités volumiques élémentaires (*i.e.* voxels), une structure hiérarchique descendante (arbre octal, *octree* en anglais²) ou encore un arbre de construction. Ce dernier, plus connu sous le nom d'arbre *CSG* pour *Constructive Solid Geometry*, permet de représenter un objet sous la forme de primitives géométriques liées par des opérations booléennes. Chaque primitive, ou groupe de primitives, peut de plus être transformée par le biais de translations, homothéties ou rotations.

La figure 2.5 représente la construction sommaire d'une ampoule électrique. Celle-ci est composée de plusieurs objets réunis (U). D'abord, le ballon qui est une différence (D) de deux sphères de tailles différentes; nous ajoutons un cylindre censé représenter le filament de tungstène. Le culot est aussi un cylindre auquel nous adjoignons une tranche fine de couleur différente. Pour donner un peu plus de réalisme, des branches verticales relient le filament. A part ces dernières qui ont été rajoutées ici, c'est précisément le modèle que nous utilisons dans l'annexe A.1.

²Les notions utilisées en synthèse d'images sont souvent citées en anglais. Dans ce mémoire, les termes sont en français mais nous en donnerons souvent la traduction anglaise et toujours avec la même typographie.

FIG. 2.5 – Construction d'une ampoule électrique en *CSG*

La représentation des objets, qu'elle soit surfacique ou volumique, ne concerne que la géométrie. Il convient ensuite d'associer à chaque objet des propriétés régissant son interaction avec le monde : couleur, réflectivité, *etc.* Très simplement, nous pouvons doter notre objet d'une couleur particulière et d'un coefficient de réflectivité spécifiant son caractère plus ou moins diffus. Nous verrons en 2.3 et plus particulièrement en 2.3.2 qu'il existe des modèles plus complexes et aussi plus réalistes.

La création d'une image de synthèse ne peut se concevoir sans la présence de sources de lumières. Le chapitre 3 y est exclusivement consacré.

2.2.2 Perspectives

Le calcul d'une image de synthèse nécessite en plus de la modélisation de la scène, de définir la position de l'œil et du point visé. Le modèle de perspective le plus répandu dit *classique*

ou *conique* dérive de la *camera obscura* (due au mathématicien perse Kamāl al-Dīn Al-Fārisī, ~1260-~1320). Cette même technique est aussi utilisée par l'appareil photographique dont la simulation peut être accrue en intégrant la notion de focale, ce qui, à la manière d'une véritable lentille, procure du flou sur les objets qui ne sont pas situés à la bonne distance.

D'autres perspectives moins académiques ont aussi été développées : hyperbolique, sphérique, stéréographique, *etc.* Plusieurs d'entre elles sont exposées dans [BB92] et [Roe93].

2.2.3 Formats de description de scènes

Il n'existe malheureusement pas de standard pour la description de scène et quasiment chaque logiciel possède son propre format. On peut cependant noter quelques solutions plus répandues : MGF, VRML, MDL, Renderman®, DXF. Pour ces travaux, nous utilisons le langage *CASTOR* (*cf.* annexe A.1) défini au laboratoire *LISSE*.

2.3 Rendu réaliste

La simulation de la réalité est une activité particulièrement délicate du fait de la complexité de la nature. Et la notion de rendu réaliste ne possède pas de définition communément admise. Il y a d'abord les tenants d'une simulation physique complète du trajet de la lumière. Dans ce cas là, les calculs doivent se faire avec des grandeurs physiques ainsi qu'une fine modélisation de toutes les caractéristiques physiques de la scène.

Cependant, les images de synthèse ont souvent pour seul but d'être regardées. Et à la cohérence physique, certaines personnes préfèrent donc la cohérence visuelle. Nous parlons alors de *photoréalisme*. Dans sa thèse [Zan98], Zaninetti introduit aussi le terme de *vidéoréalisme* pour différencier la comparaison entre image de synthèse et photographie dans le premier cas et image de synthèse et image provenant d'une source vidéo dans le second.

Pour notre part, nous nous plaçons dans un contexte de simulation physique tout en négligeant les problèmes d'optique ondulatoire comme la polarisation. Dans cette section, nous allons décrire les concepts essentiels du rendu réaliste, à savoir : la lumière et les lois auxquelles elle réagit, la couleur, les matériaux, les algorithmes de rendu et leurs optimisations possibles.

2.3.1 La lumière, notions de radiométrie et de photométrie

Comme souvent en physique, la définition de la lumière dépend du contexte dans lequel on se trouve. Elle a aussi beaucoup varié au cours du temps. Pythagore (~580-~500) pensait qu'elle était formée d'«images» se déplaçant des objets vers l'œil. Au début du second millénaire, Alhazen (Abu Ali Hasan Ibn Al-Haitham, dit *Alhazen*, ~965-1039) sera le premier à différencier la lumière sous son aspect physique et la sensation perçue par l'œil. Il introduira aussi la notion de propagation rectiligne de la lumière jetant ainsi les bases de l'*optique géométrique*. Un historique plus détaillé peut être trouvé dans [OW82].

2.3.1.1 Optique ondulatoire

Depuis les travaux de Young (1780), nous savons que la lumière est en fait une collection d'ondes *monochromatiques*. Celles-ci, de nature électromagnétique³, sont composées d'un champ électrique $\vec{E}$ et d'un champ magnétique $\vec{H}$ se propageant dans une direction $\vec{k}$. Ces quantités

³Par souci de simplification, nous supposons ces ondes planes.

répondent aux équations de Maxwell qui permettent de connaître la valeur de l'énergie électromagnétique en tout point de l'espace. Cela n'est cependant pas envisageable pratiquement en raison de la complexité de ces formules.

Chaque onde électromagnétique se déplace à la même vitesse c^4 . Elle possède aussi une fréquence ν et une longueur d'onde λ reliées par la relation :

$$c = \lambda\nu \quad [m.s^{-1}] \quad (2.2)$$

Polarisation

Le phénomène de polarisation se produit lorsque $\vec{E}$ et $\vec{H}$ conservent leur direction sur leur trajet. Le plan $(\vec{E}, \vec{k})$ est alors appelé *plan de polarisation*. Il est cependant difficile d'obtenir pratiquement une onde polarisée — sauf emploi de lasers ou de filtres polarisants. C'est pourquoi, la plupart des travaux en synthèse d'images considèrent la lumière comme une somme infinie d'ondes polarisées. Dans ce cas, la résultante est une lumière *non polarisée*.

Interactions avec la matière

Sous certaines conditions, les équations de Maxwell s'appliquent aussi à la propagation de la lumière dans la matière. Nous ne donnons pas ici les détails, mais le lecteur intéressé pourra consulter [BW99].

La propagation dans un milieu donné est définie par les grandeurs suivantes :

- ε , sa constante diélectrique (sans unité) ;
- μ , sa perméabilité magnétique (sans unité) ;
- γ , sa conductivité ($S.m^{-1}$).

L'indice de réfraction n du milieu est alors :

$$n = \sqrt{\varepsilon\mu + i\frac{\gamma\mu}{\varepsilon_0\omega}} \quad [\text{sans unité}] \quad (2.3)$$

avec ε_0 la permittivité du vide⁵ et $\omega = 2\pi N$, l'oscillation de l'onde plane de fréquence N . Lorsque le milieu est conducteur ($\gamma > 0$), cet indice est un nombre complexe. Avec $n_r = \Re(n)$ et $n_i = \Im(n)$, nous pouvons aussi définir le *coefficient d'extinction* (ou *indice d'atténuation*) du milieu par le quotient :

$$\frac{n_i}{n_r}$$

Les matériaux présentent aussi une capacité d'*absorption*. Ce phénomène est exponentiellement décroissant. La *longueur d'absorption* $\delta = \frac{c}{n_i\omega}$ est la distance au cours de laquelle le champ électromagnétique est divisé d'un facteur e . Nous reviendrons sur la notion d'absorption au paragraphe 2.3.2.7, page 41.

2.3.1.2 Définition corpusculaire de la lumière

Nous venons de voir succinctement que la lumière était une collection d'ondes électromagnétiques monochromatiques, elles-mêmes composées de différentes ondes polarisées. En introduisant la physique quantique, Planck en 1900, puis Einstein en 1905 proposèrent une nouvelle conception

⁴ $c = 3 \times 10^8 m.s^{-1}$ dans le vide.

⁵ $\varepsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \frac{C^2}{Nm^2}$

selon laquelle la lumière ne serait pas seulement de nature ondulatoire mais aurait aussi le comportement d'un flux de particules indivisibles et sans masse, appelées *photons*, et transportant chacune une infime quantité d'énergie — en joules (J) — donnée par la relation :

$$Q = h\nu \quad [J] \quad (2.4)$$

où h est la constante de Planck égale à $6.63 \times 10^{-34} J.s$ et ν la fréquence de l'onde électromagnétique étudiée. Cette fréquence peut aussi être exprimée en fonction de λ avec l'équation 2.2.

Cette approximation, à la base de l'optique géométrique, autorise des calculs beaucoup plus simples et rapides que la simulation physique mais elle impose cependant quelques restrictions dans le champ d'application. Tous les phénomènes reposant sur l'électromagnétisme ne peuvent évidemment plus être étudiés. C'est le cas de la *diffraction*, des *interférences* ou encore de la polarisation évoquée plus haut.

2.3.1.3 Optique géométrique

La clé de voûte de l'optique géométrique est la notion de *rayon lumineux*. C'est un ensemble de photons se propageant de manière rectiligne dans les milieux homogènes. Le rayon lumineux est donc souvent assimilé à une demi-droite de l'espace. Les phénomènes d'interaction avec la matière (*cf.* 2.3.2) sont aussi grandement simplifiés.

2.3.1.4 Transport d'énergie : la radiométrie

La *radiométrie* consiste à étudier les transports d'énergie issus d'un rayonnement. Nous devons ici définir les principales grandeurs utilisées, à commencer par l'*angle solide* qui deviendra maintenant omniprésent.

Tel que décrit sur la figure 2.6⁶, l'angle solide Γ est la valeur du cône de sommet S s'appuyant sur la surface A . Son unité est le *stéradian* (sr).

On a :

$$\Gamma = \frac{A}{r^2} \quad [sr] \quad (2.5)$$

où r est la distance de S à A .

Γ correspond à la surface de l'intersection du cône avec une sphère unitaire Ω centrée en S . L'aire d'une sphère étant égale à $4\pi r^2$, son angle solide est donc de $4\pi sr$.

Enfin, notons D la droite reliant S et le centre de A ; étant donné cet angle solide, sa projection sur le plan tangent au sommet S et orthogonal à $\vec{N}$ est dénommée *angle solide projeté* et vaut :

$$\Gamma_{\vec{N}} = \frac{A}{r^2} \cos \theta \quad [sr] \quad (2.6)$$

où θ est l'angle entre la normale au plan et la droite D .

En radiométrie, une direction $\vec{\omega}$ est souvent caractérisée par un angle solide élémentaire, noté $d\vec{\omega}$, ayant comme direction l'axe du cône et comme norme la valeur de l'angle solide sous-tendu.

Définition 2.1 *Le flux énergétique (flux) Φ_λ quantifie l'énergie arrivant ou quittant une surface par unité de temps et pour une longueur d'onde donnée. Il s'exprime en watts (W). On a :*

$$\Phi_\lambda = \frac{dQ_\lambda}{dt} \quad [W = J.s^{-1}] \quad (2.7)$$

⁶Cette figure a été adaptée de [Ieh00] et [Noé99].

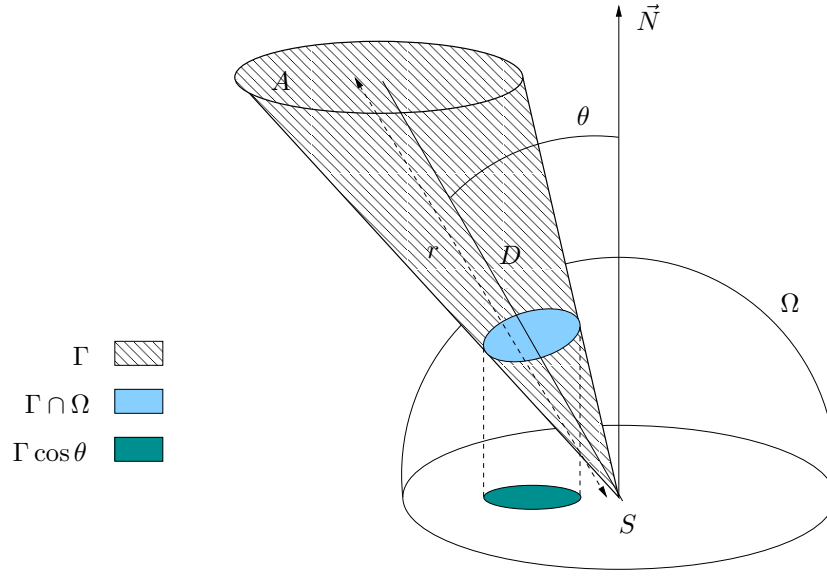


FIG. 2.6 – Angle solide

Cette étude n'étant pas axée sur le domaine spectral, nous omettrons dorénavant le paramètre λ et le ferons figurer uniquement lorsqu'il sera indispensable.

Définition 2.2 *L'éclairement (irradiance) est le flux énergétique reçu par une surface rapporté à la dimension de celle-ci. Il vaut :*

$$E = \frac{d\Phi}{dA} \quad [W.m^{-2}] \quad (2.8)$$

Lorsque le flux quitte la surface nous parlons alors d'exitance (notée M) ou de radiosité (notée B , radiosity).

Il peut être utile de définir les transferts d'énergie non plus en fonction de la surface mais en fonction d'une direction (un angle solide), l'émetteur ou le récepteur devenant alors un point.

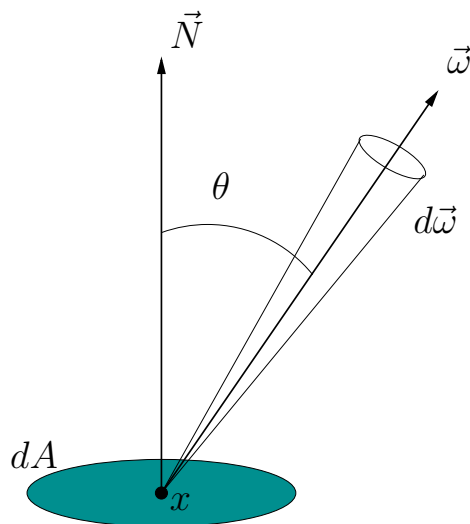
Définition 2.3 *L'intensité (intensity) est le flux énergétique par unité d'angle solide. Elle vaut :*

$$I = \frac{d\Phi}{d\vec{\omega}} \quad [W.sr^{-1}] \quad (2.9)$$

En intégrant à la fois sur la direction et la surface, on obtient la grandeur la plus importante de la synthèse d'images réalistes : la luminance.

Définition 2.4 *La luminance (radiance) est le flux énergétique par unité d'angle solide projeté et par unité de surface. Elle vaut :*

$$L = \frac{d^2\Phi}{dA_p d\vec{\omega}} = \frac{d^2\Phi}{dA d\vec{\omega}_p} \quad [W.m^{-2}.sr^{-1}] \quad (2.10)$$

FIG. 2.7 – Luminance en x vers $\vec{\omega}$

Notons la présence de l'angle solide projeté ou de l'élément de surface projeté qui introduisent un cosinus. L'énergie reçue ou émise par une surface dA au point x dans la direction $\vec{\omega}$ formant un angle θ avec dA est donc :

$$L(x, \vec{\omega}) = \frac{d^2\Phi(x, \vec{\omega})}{d\vec{\omega} dA \cos \theta} \quad (2.11)$$

La notion de luminance est fondamentale. L'œil humain et la majorité des capteurs photométriques y sont sensibles. C'est donc en étudiant sa répartition que nous pouvons reconstituer une image.

Conservation de l'énergie

Une des propriétés importantes de la luminance est qu'en négligeant le phénomène d'absorption, elle reste constante sur le trajet lumineux. Soient deux éléments de surface dA_1 et dA_2 , distants de r et s'appuyant chacun sur les angles solides $d\vec{\omega}_1$ et $d\vec{\omega}_2$. La loi de conservation de l'énergie impose que le flux quittant dA_1 soit égal au flux arrivant sur dA_2 . On a donc :

$$\begin{aligned} L_1 d\vec{\omega}_1 dA_1 &= L_2 d\vec{\omega}_2 dA_2 \\ \Leftrightarrow L_1 \frac{dA_2}{r^2} dA_1 &= L_2 \frac{dA_1}{r^2} dA_2 \\ \Leftrightarrow L_1 &= L_2 \end{aligned}$$

Dans la formule de la luminance, on peut de plus éliminer l'angle solide en introduisant le deuxième élément de surface projeté (figure 2.8) :

$$L(x, \vec{\omega}) = \frac{d^2\Phi(x, \vec{\omega}) r^2}{dA_{1p} dA_{2p}} \quad (2.12)$$

2.3.1.5 Voir la lumière : la photométrie

Les grandeurs exposées en 2.3.1.4 dépendent toutes de la longueur d'onde. Lorsque nous calculons l'éclairement en un point, nous devons donc faire la somme de tous les éclairements

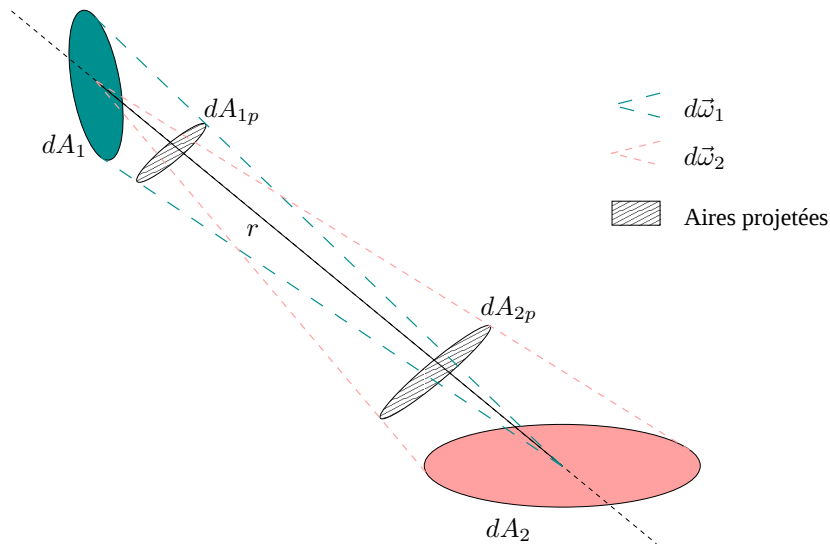


FIG. 2.8 – Échange énergétique entre deux surfaces

sur l'ensemble du spectre. Cependant, comme nous l'avons vu en 2.1, l'œil humain n'est pas sensible uniformément à toutes les longueurs d'onde. C'est pourquoi, de nouvelles grandeurs ont été introduites pour en tenir compte lorsque les valeurs doivent représenter la vision d'un observateur. L'étude de la sensation visuelle produite par un spectre électromagnétique s'appelle la *photométrie*.

Efficacité lumineuse

La figure 2.9 donne la sensibilité de l'œil humain⁷ en visions photopique et scotopique. Couramment notées V et V' , elles sont ici données en valeur absolue mais on les trouve la plupart du temps dans leurs versions normalisées entre 0 et 1. Il faut alors multiplier par le coefficient d'efficacité lumineuse K_m ou K'_m . Nous pouvons observer que les courbes sont respectivement à leur maximum pour 507 et 555 nanomètres. L'écart entre ces valeurs s'appelle le *décalage de Purkinje*.

Grandeurs photométriques

Les grandeurs photométriques dépendent du contexte : photopique, mésopique ou scotopique. Il est cependant courant que la fonction définie pour la vision photopique soit appliquée pour tous les cas. De plus, le mode mésopique a pour l'instant été très peu étudié et il n'existe pas, à notre connaissance, de fonction d'efficacité lumineuse pour celui-ci.

Définition 2.5 *Considérons un spectre S , la quantité perçue par l'œil pour chaque onde $S(\lambda)$ est : $S(\lambda)V(\lambda)$. L'énergie lumineuse pour le spectre est alors :*

$$Q_l = K_m \int V(\lambda) Q_\lambda d\lambda \quad [\text{talbot} = T] \quad (2.13)$$

⁷Figure adaptée de [Gla95] avec les données de la CIE modifiée par Vos (1978). Les valeurs numériques peuvent être trouvées ici : <http://www.cvrl.org>.

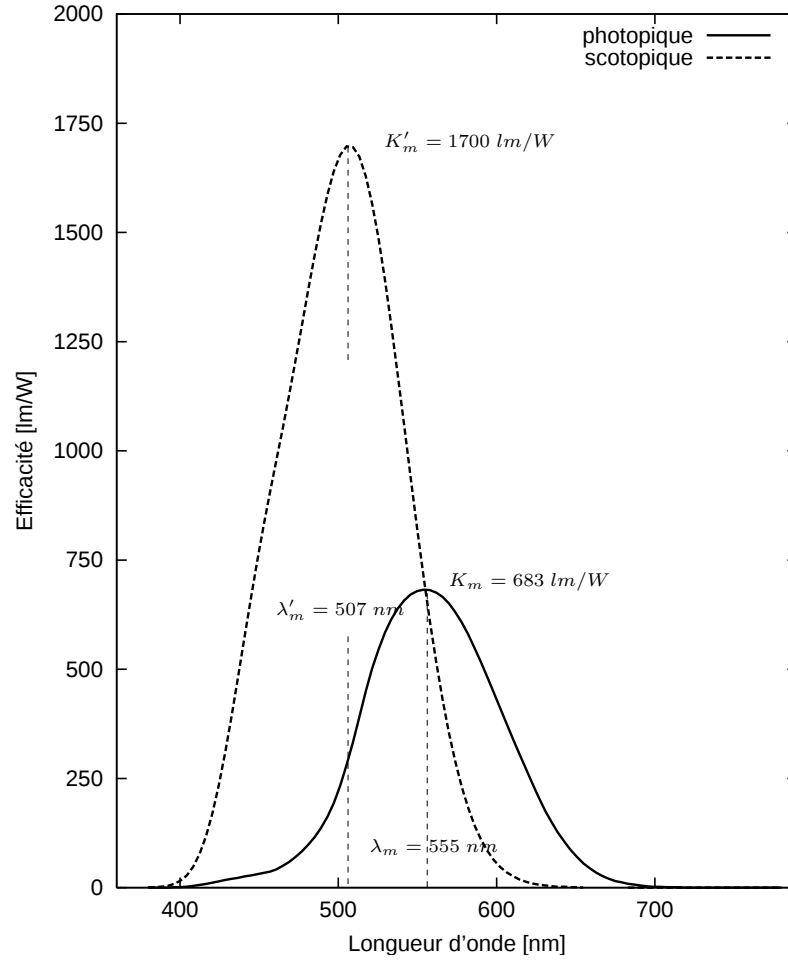


FIG. 2.9 – Efficacité lumineuse

Définition 2.6 Le flux lumineux (*luminous flux*) est la quantité d'énergie émise ou reçue par une surface par unité de temps et pondérée par la fonction d'efficacité lumineuse. Son unité est le lumen (lm). Il vaut :

$$\Phi_l = \frac{dQ_l}{dt} = K_m \int V(\lambda) \Phi_\lambda d\lambda \quad [lm = T.s^{-1}] \quad (2.14)$$

Définition 2.7 L'éclairement lumineux (*illuminance*) est le flux lumineux par unité de surface. Son unité est le lux (lx). Il vaut :

$$E_l = \frac{d\Phi_l}{dA} = K_m \int V(\lambda) E_\lambda d\lambda \quad [lx = lm.m^{-2}] \quad (2.15)$$

Pour faire la différence avec l'éclairement énergétique, on le trouve quelques fois sous le nom d'éclairage.

Définition 2.8 L'intensité lumineuse (*luminous intensity*) est le flux lumineux par unité d'angle solide. Son unité est le candela (cd). Elle vaut :

$$I_l = \frac{d\Phi_l}{d\vec{\omega}} = K_m \int V(\lambda) I_\lambda d\lambda \quad [cd = lm.sr^{-1}] \quad (2.16)$$

Définition 2.9 La luminance lumineuse (*luminance*) est le flux lumineux par unité d'angle solide projeté et par unité de surface. Elle vaut :

$$L_l = \frac{d\Phi_l}{dA d\vec{\omega}_p} = K_m \int V(\lambda) L_\lambda d\lambda \quad [lm.m^{-2}.sr^{-1}] \quad (2.17)$$

Dans la littérature, la luminance lumineuse est souvent exprimée en candela par mètre carré ($cd.m^{-2}$).

Le domaine d'intégration est bien sûr le domaine visible qui, comme nous l'avons vu en 2.1.1, va généralement de $380nm$ à $780nm$.

D'un point de vue historique, la photométrie a été étudiée avant la radiométrie et les grandeurs ont été étalonnées pour être facilement comprises. Par exemple, candela signifie chandelle en latin. Cette unité définit en fait l'intensité émise par une bougie. Et la fonction de sensibilité V n'est alors qu'un moyen de passer de l'un à l'autre. Au cours des siècles, beaucoup d'unités photométriques ont été introduites telles que le *carcel*, le *nit*, le *lambert* ou le *skot*. Nous ne les détaillerons pas ici mais le lecteur intéressé pourra trouver un récapitulatif dans [Gla95].

2.3.2 Modèles de matériaux

La synthèse d'images repose sur l'étude de l'action de la lumière sur des objets. La modélisation des matériaux les composant est donc une phase capitale.

2.3.2.1 Retour sur l'optique géométrique

Les aspérités au niveau micro-géométrique de la surface d'un objet induisent une certaine rugosité permettant de reconnaître facilement son aspect. Mais dans la pratique, cette rugosité n'est bien sûr pas modélisée. Elle est simplement simulée par la *BSDF* (cf. section 2.3.2.4) et la surface est approximée au plan tangent au point de contact du rayon.

Réflexion

La réflexion est la faculté pour un rayon lumineux monochromatique d'atteindre une surface et d'en repartir dans une ou plusieurs directions sans changement de longueur d'onde. Plusieurs types de réflexion sont définis :

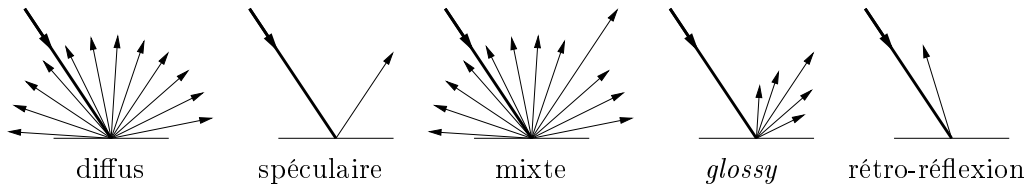


FIG. 2.10 – Différents types de réflexion

- diffus : le rayon lumineux est uniformément réfléchi dans toutes les directions.
- spéculaire : un seul rayon réfléchi à la manière d'un miroir parfaitement poli. L'angle d'incidence entre le rayon incident et la normale à la surface est égal à l'angle réfléchi. Notons $\vec{\omega}_n$, $\vec{\omega}_i$ et $\vec{\omega}_r$ les directions de la normale et des rayons incident et réfléchi. On a :

$$\vec{\omega}_r = 2(\vec{\omega}_i \cdot \vec{\omega}_n)\vec{\omega}_n - \vec{\omega}_i \quad (2.18)$$

- mixte : la luminance est réfléchi uniformément sauf dans la direction spéculaire où elle est plus importante.
- *glossy* : le rayon est réfléchi suivant une zone privilégiée plus ou moins large.
- rétro-réflexion : le rayon réfléchi revient dans la direction incidente. L'angle réfléchi est donc négatif.

Transmission

La transmission (ou *réfraction*) est, à l'inverse, le processus par lequel une onde monochromatique traverse une interface entre deux milieux homogènes. Il est important de noter que cela ne concerne que le changement de milieu et pas la propagation du rayon dans le nouveau matériau.

Dans le cas d'une transmission spéculaire, l'angle du rayon transmis avec la normale à la surface est calculé par la loi de *Snell-Descartes* :

$$n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t \quad (2.19)$$

où n_i et n_t sont les indices de réfraction des milieux pour les rayons incident et réfracté d'angles θ_i et θ_t .

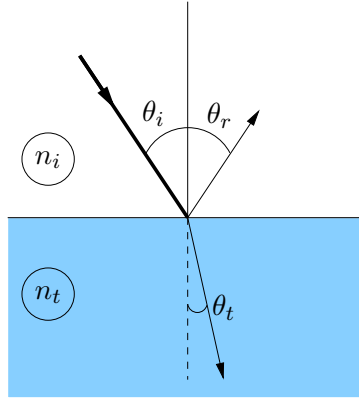


FIG. 2.11 – Réflexion et réfraction spéculaire

Le vecteur $\vec{\omega}_t$ supportant la direction réfractée se calcule ainsi :

$$\vec{\omega}_t = -\frac{n_i}{n_t} \vec{\omega}_i + \left(\frac{n_i}{n_t} \cos \theta_i - \sqrt{1 - \left(\frac{n_i}{n_t} \right)^2 \sin^2 \theta_i} \right) \vec{\omega}_n \quad (2.20)$$

Lorsque le rayon incident est suffisamment rasant, il n'y a plus de transmission. On parle alors de *réflexion totale*. L'angle critique θ_c est tel que :

$$\sin \theta_c = \frac{n_t}{n_i} \quad (2.21)$$

Les quantités énergétiques réfléchi F_r et réfractée F_t sont calculées avec les *coefficients de Fresnel*. Dans le cas général, ceux-ci sont assez complexes. Ils sont cependant grandement simplifiés dans le cas d'une onde non polarisée et d'un matériau non conducteur :

$$F_r = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin(\theta_i - \theta_t)}{\sin(\theta_i + \theta_t)} \right)^2 \left[1 + \left(\frac{\cos(\theta_i + \theta_t)}{\cos(\theta_i - \theta_t)} \right)^2 \right] \quad (2.22)$$

$$F_t = 1 - F_r \quad (2.23)$$

Ces valeurs dépendent de la longueur d’onde par la présence de θ_t .

2.3.2.2 Quels types de matériaux ?

Il existe une grande variété de matériaux. Voici quelques-uns des plus utilisés en synthèse d’images :

- les conducteurs : Ce sont principalement des métaux. La longueur d’absorption est très faible. L’énergie est donc presque totalement réfléchi et la couleur du faisceau est modifiée. Notons aussi dans cette catégorie la présence des alliages mais dont les propriétés réfléchives ont été peu étudiées.
- les diélectriques homogènes isotropes : Un diélectrique est un milieu isolant. Lorsque sa structure est homogène, un rayon incident génère deux rayons réfléchi et réfracté obéissant à la loi de Snell-Descartes. Un bon exemple de diélectrique homogène isotrope est le verre.
- les diélectriques hétérogènes : Ces matériaux se caractérisent par deux phénomènes de réflexion. La première est spéculaire et non colorée. La seconde est diffuse et colorée suivant le matériau. On trouve dans cette catégorie les matériaux plastiques.

2.3.2.3 Réflectance et transmittance

Dans [NRH77], Nicodemus *et al.* définissent la *réflectance* ρ comme le ratio entre le flux réfléchi et le flux incident en un point donné et ce, sans distinction de direction.

$$\rho = \frac{\Phi_r}{\Phi_i} \quad [\text{sans unité}] \quad (2.24)$$

Par analogie, on définira la *transmittance* τ comme le ratio entre le flux transmis et le flux incident.

$$\tau = \frac{\Phi_t}{\Phi_i} \quad [\text{sans unité}] \quad (2.25)$$

De plus, la somme des flux émis ne peut excéder le flux reçu :

$$\Phi_r + \Phi_t \leq \Phi_i \quad \Longleftrightarrow \quad \rho + \tau \leq 1 \quad (2.26)$$

2.3.2.4 Fonction de distribution de la dispersion bidirectionnelle

Il est cependant plus utile de connaître les caractéristiques de réaction à la lumière d’un matériau en fonction des directions incidente, réfléchi et réfracté pour une position donnée. C’est pourquoi a été introduite la *fonction de distribution de la dispersion bidirectionnelle* connue sous l’acronyme de *BSDF* pour *Bidirectional Scattering Distribution Function*. Cette fonction se compose en fait de deux parties : la *BRDF* pour *Bidirectional Reflectance Distribution Function* et la *BTDF* pour *Bidirectional Transmittance Distribution Function*.

Les utilisateurs veulent souvent utiliser une *BTDF* pour modéliser des matériaux non parfaitement transparents. Il est important de noter qu’une *BTDF* ne permet de représenter que le passage d’un rayon d’un milieu à un autre et absolument pas le trajet futur de ce rayon dans le milieu translucide. Ce type de matériau doit être simulé comme un milieu participant, *cf.* paragraphe 2.3.2.8.

$$f(x, \vec{\omega}_i \rightarrow (\vec{\omega}_r, \vec{\omega}_t)) = f_r(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_r) + f_t(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_t) \quad [sr^{-1}] \quad (2.27)$$

$$f_r(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_r) = \frac{dL_r(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_r)}{L_i(x, \vec{\omega}_i) d\vec{\omega}_{i,p}} \quad [sr^{-1}] \quad (2.28)$$

où $dL_r(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_r)$ est la fraction de luminance réfléchie dans la direction $\vec{\omega}_r$ et provenant uniquement de $\vec{\omega}_i$. On rappelle que $d\omega_{i,p}$ est l'angle solide projeté de la direction incidente et vaut : $\cos \theta_i d\vec{\omega}_i$.

$$f_t(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_t) = \frac{dL_t(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_t)}{L_i(x, \vec{\omega}_i) d\vec{\omega}_{i,p}} \quad [sr^{-1}] \quad (2.29)$$

La grande majorité des objets rencontrés étant opaques, il est fréquent de ne considérer que la partie réfléchie de la *BSDF*. Ainsi, par la suite, nous évoquerons principalement la *BRDF*. Mais les mêmes notions peuvent cependant être reprises pour la *BSDF* et la *BTDF*.

Une direction étant définie par un couple d'angles (θ, φ) , la *BRDF* est souvent écrite comme une fonction à sept dimensions voire huit en prenant en compte la longueur d'onde. En généralisant l'équation 2.28, on voit rapidement que la luminance totale réfléchie dans la direction $\vec{\omega}_r$ par une surface se calcule en intégrant l'ensemble des directions incidentes. Elle est donnée par l'équation suivante nommée *équation de réflectance* :

$$L_r(x, \vec{\omega}_r) = \int_{\Omega_i} f_r(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_r) L_i(x, \vec{\omega}_i) \cos \theta_i d\vec{\omega}_i \quad (2.30)$$

BRDF physiquement plausible

Une *BRDF* décrivant un matériau est dite *physiquement plausible* lorsqu'elle respecte les deux principes suivant :

- *principe de réciprocité de Helmholtz* :

$$f_r(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_r) = f_r(x, \vec{\omega}_r \rightarrow \vec{\omega}_i) \quad (2.31)$$

- *principe de conservation de l'énergie* : Soit un élément de surface dA , l'existance M quittant dA doit être inférieure ou égale à l'éclairement E arrivant sur dA .

$$\frac{\int_{\Omega_r} \int_{\Omega_i} f_r(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_r) L_i(x, \vec{\omega}_i) \cos \theta_i \cos \theta_r d\vec{\omega}_i d\vec{\omega}_r}{\int_{\Omega_i} L_i(x, \vec{\omega}_i) \cos \theta_i d\vec{\omega}_i} \leq 1 \quad (2.32)$$

Les matériaux se comportent, dans la plupart des cas, comme des miroirs lorsque l'incidence devient rasante. Cette troisième caractéristique est aussi souhaitable pour dire d'une *BRDF* qu'elle est physiquement plausible.

Isotropie

Une *BRDF* est définie quelle que soit la direction incidente (θ, φ) . On dit alors qu'elle est *anisotrope*. Il est cependant fréquent de considérer que la fonction ne dépend pas de l'angle azimutal. Elle est, dans ce cas, dénommée *isotrope*.

***BRDF* parfaitement diffuse**

Un matériau parfaitement diffus réfléchit la lumière dans toutes les directions de manière uniforme. La *BRDF* d'un tel matériau est :

$$f_r^{\text{diff}}(x) = \frac{\rho}{\pi} \quad (2.33)$$

On note que la fonction est une constante et ne dépend donc ni de la direction incidente, ni de la direction réfléchi. Ce modèle est aussi connu sous le nom de *modèle de Lambert* et le matériau est dit *lambertien*.

2.3.2.5 Modèles analytiques de *BRDF*

De nombreux modèles de *BRDF* ont été proposés depuis une vingtaine d'années. On trouve deux grandes familles. Certains sont des modèles complètement empiriques alors que d'autres sont basés sur une description plus ou moins réaliste du matériau⁸.

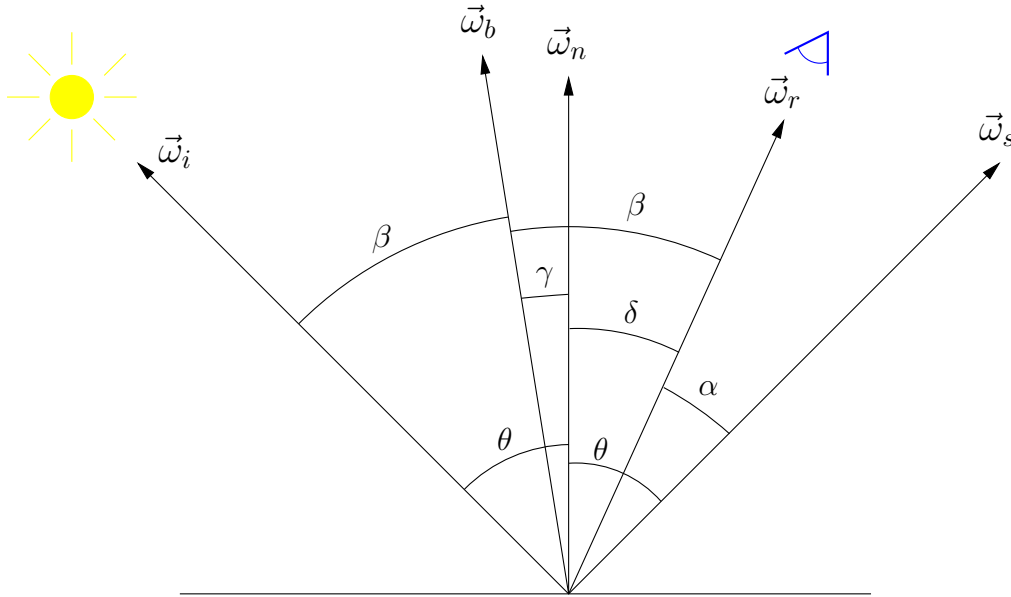


FIG. 2.12 – Géométrie pour le calcul des *BRDF*

La figure 2.12⁹ définit les notations utilisées pour ces modèles :

- $\vec{\omega}_i$ est la direction incidente ;
- $\vec{\omega}_n$ est la direction de la normale à la surface ;
- $\vec{\omega}_s$ est la direction spéculaire (cf. 2.3.2.1) ;
- $\vec{\omega}_r$ est la direction réfléchi (qui peut donc être différente de la direction spéculaire) ;
- $\vec{\omega}_b$ est la direction de la bissectrice entre $\vec{\omega}_i$ et $\vec{\omega}_r$;
- θ est l'angle d'incidence ($0 \leq \theta < 90$) ;
- α est l'angle entre les directions spéculaire et réfléchi ($0 \leq \alpha < 180$) ;
- δ est l'angle entre la normale et la direction réfléchi ($-180 < \delta < 90$) ;

⁸Certains modèles sont anciens, jusqu'à 1975. Dans leur version originale, ils ne sont pas exprimés sous forme de *BRDF*, notion non encore introduite. Mais pour des raisons d'homogénéité, nous les avons pourtant écrits ainsi.

⁹Figure inspirée de [Gla95].

– γ est l'angle entre la normale et la bissectrice ($0 \leq \gamma < 90$).

De plus, nous définissons l'angle φ comme l'angle azimutal entre $\vec{\omega}_r$ et un vecteur tangent définissant la base pour l'anisotropie.

Une *BRDF* est bien évidemment positive. Les modèles présentés ci-après peuvent prendre des valeurs négatives selon les valeurs des angles. Il faudrait donc en toute rigueur prendre la valeur 0 dans ce cas là et f_r devient :

$$\tilde{f}_r = \max(f_r, 0) \quad (2.34)$$

Pour ne pas surcharger les écritures, nous considérons cela comme acquis.

Modèles empiriques

Les modèles empiriques ne reposent sur aucune base physique. Ils ont juste pour but de donner un aspect agréable à un objet en limitant au maximum le nombre de paramètres.

Modèle de Phong [Pho75] Le modèle de Phong consiste à placer un lobe de cosinus dans la direction spéculaire $\vec{\omega}_r$:

$$f_r(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_r) = k_d + k_s \cos^n \alpha \quad (2.35)$$

n permet d'affiner la largeur du lobe de cosinus. Pour $n = 0$, le matériau est purement diffus. Plus n grandit, plus l'aspect devient spéculaire. k_d et k_s sont les coefficients diffus et spéculaire de la *BRDF*. Celle-ci ne respecte cependant pas la condition de conservation de l'énergie. Dans [Lew94], Lewis a donné une version modifiée la vérifiant :

$$f_r(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_r) = \frac{k_d}{\pi} + k_s \frac{n+2}{2\pi} \cos^n \alpha \quad (2.36)$$

Le principal défaut de ce modèle est de ne pas devenir spéculaire aux incidences rasantes.

Modèle de Blinn [Bli77] Le modèle de Blinn est similaire à celui de Phong à la différence près que l'angle utilisé est γ :

$$f_r(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_r) = k_d + k_s \cos^n \gamma \quad (2.37)$$

La fonction peut aussi être modifiée à la manière de l'équation 2.36.

Modèle de Lafortune [LFTG97] Lafortune *et al.* ont proposé une extension du modèle de Phong en permettant la présence de plusieurs lobes de cosinus. Chaque lobe ayant sa propre taille, il est ainsi possible d'approximer n'importe quelle *BRDF*. En plaçant un lobe dans la direction incidente, on peut alors simuler le phénomène de rétro-réflexion.

$$f_r(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_r) = k_d + \sum_{m=1}^l (C_{x_m} x_i x_r + C_{y_m} y_i y_r + C_{z_m} z_i z_r)^{n_m} \quad (2.38)$$

k_d est la composante diffuse ; l est le nombre de lobes de coordonnées $C_{\{x,y,z\}}$; et $\{x, y, z\}_{\{i,r\}}$ sont les coordonnées des vecteurs directions $\vec{\omega}_i$ et $\vec{\omega}_r$. Les lobes étant définis en trois dimensions, ce modèle est anisotrope.

Bien évidemment, il est aussi très difficile de bien ajuster l'ensemble des paramètres. Si on dispose de mesures, un algorithme de calage de données peut être utile.

Modèle de Ward [War92] Ce modèle n'a pas de fondements physiques. Il respecte cependant les lois de conservation de l'énergie et de réciprocité.

$$f_r(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_r) = \frac{k_d}{\pi} + k_s \frac{1}{\sqrt{\cos \theta \cos \delta}} \frac{1}{2\pi \sigma_x \sigma_y} e^{-\tan^2 \gamma \left(\frac{\cos^2 \varphi}{\sigma_x^2} + \frac{\sin^2 \psi}{\sigma_y^2} \right)} \quad (2.39)$$

k_d et k_s sont les parties diffuse et spéculaire ($k_d + k_s \leq 1$). σ_x et σ_y sont les coefficients d'anisotropie. Lorsqu'ils sont égaux, la *BRDF* est isotrope.

Modèle de Poulin-Fournier [PF90] Les auteurs proposent ici de modéliser des surfaces fortement anisotropes au moyen de petits cylindres. Leur orientation, leur espacement et leur enfouissement par rapport à la surface plane de référence définissent les propriétés réfléchives du matériau.

Modèles physiques

Modèle de Schlick [Sch94a] L'idée est ici de se baser sur un modèle physique (très proche de celui de Cook-Torrance) mais d'en simplifier les formules en les approchant par des fractions rationnelles dont l'évaluation est plus rapide. Schlick propose donc de modéliser un matériau sous la forme suivante :

Soit $r \in]0; 1]$, le coefficient de rugosité ($r \rightarrow 0^+$: parfaitement spéculaire, $r = 1$: parfaitement diffus) ; soit $p \in]0; 1]$, le coefficient d'isotropie ($p \rightarrow 0^+$: parfaitement anisotrope, $p = 1$: parfaitement isotrope).

La formule de la *BRDF* est :

$$f_r(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_r, \lambda) = S(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_r, \lambda) D(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_r) \quad (2.40)$$

où S est le terme spectral, dépendant donc de la couleur du matériau, et D le terme directionnel.

$$D(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_r) = \frac{G(\cos \theta) G(\cos \delta)}{4\pi \cos \theta \cos \delta} Z(\cos \gamma) A(\cos w) + \frac{1 - G(\cos \theta) G(\cos \delta)}{4\pi \cos \theta \cos \delta} \quad (2.41)$$

avec w l'angle entre $\vec{\omega}_b$ et un vecteur tangent définissant la base pour l'anisotropie, et les termes géométrique (G), zénithal (Z) et azimutal (A) valant :

$$G(x) = \frac{x}{r - rx + x} \quad (2.42)$$

$$Z(x) = \frac{r}{(1 + rx^2 - x^2)^2} \quad (2.43)$$

$$A(x) = \sqrt{\frac{p}{p^2 - p^2 x^2 + x^2}} \quad (2.44)$$

On prendra la plupart du temps $p = 1$, ce qui implique $A(x) = 1$.

Avec cette définition, D ne peut caractériser toutes les rugosités possibles de la plus spéculaire à la plus diffuse. Il faut l'écrire sous la forme suivante :

$$D'(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_r) = \frac{a}{\pi} + \frac{b}{4\pi \cos \theta \cos \delta} D(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_r) + \frac{c}{d\vec{\omega}_i} \Delta(\vec{\omega}_i) \quad (2.45)$$

Dans cette formulation, on retrouve la décomposition en trois parties : diffuse, directionnelle et spéculaire. Le poids de chaque composante est réglé par les coefficients a , b et c déterminés ainsi :

$$\begin{cases} b = 4r(1-r); & a = 0; & c = 1-b; & \text{si } r < 0.5 \\ b = 4r(1-r); & a = 1-b; & c = 0; & \text{sinon} \end{cases}$$

On a bien sûr : $a + b + c = 1$.

$\Delta(\vec{\omega}_i)$ est la fonction de Dirac valant 1 dans la direction $\vec{\omega}_i$ et 0 partout ailleurs.

L'intérêt de l'approximation par fractions rationnelles est plus visible pour le terme S qui n'est en fait que le coefficient de Fresnel défini par l'équation 2.22. Schlick donne ainsi une bonne approximation de F_r :

$$S(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_r, \lambda) = F_{r,\lambda}(\alpha) = f_\lambda + (1 - f_\lambda)(1 - \cos \beta)^5 \quad (2.46)$$

où f_λ est le facteur de réflexion à incidence normale pour la longueur d'onde λ .

Dans [Sch94a], Schlick montre que les temps de calcul sont accélérés d'un facteur 32 pour seulement 1% d'erreur.

L'auteur introduit aussi un modèle «double» censé représenter un matériau coloré recouvert d'une couche de vernis d'une autre couleur. Il se formule ainsi :

$$f_r(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_r, \lambda) = S_1 D_1 + (1 - S_1) S_2 D_2 \quad (2.47)$$

Du fait de la grande variété de matériaux possibles, les images calculées au laboratoire *LISSE* sont essentiellement décrites avec ce modèle en version simple. C'est aussi celui que nous avons utilisé pour caler nos mesures de *BRDF* (cf. Annexe A.4).

Il n'est cependant pas physiquement plausible car divergeant aux incidences rasantes.

Modèle de Cook-Torrance [CT82] Basé sur l'article de Torrance et Sparrow [TS67], ce modèle reprend les phénomènes physiques de réflexion de la lumière. Il s'exprime ainsi :

$$f_r(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_r, \lambda) = \frac{d}{\pi} C_\lambda + \frac{s}{\pi} \frac{F \cdot D \cdot G}{\cos \theta \cos \delta} \quad (2.48)$$

où d et s sont les proportions pour les composantes diffuse et spéculaire. On a donc : $d \in [0; 1]$, $s \in [0; 1]$ et $d + s = 1$. C_λ est toujours le facteur de réflexion pour la longueur d'onde λ . F , D et G sont respectivement le coefficient de Fresnel, la distribution des micro-facettes et le facteur d'atténuation géométrique, cf. ci-après.

Cook et Torrance suggèrent de modéliser la rugosité d'une surface au moyen de micro-facettes. Il serait bien sûr trop lourd de les définir explicitement. Il est par contre possible de retrouver les mêmes effets en utilisant des critères statistiques sur leur orientation. Soit $m \in [0; 1]$, la rugosité de la surface, la distribution des micro-facettes est alors :

$$D = \frac{e^{-\left(\frac{\tan \gamma}{m}\right)^2}}{m^2 \cos^4 \gamma} \quad (2.49)$$

Les micro-facettes induisent des phénomènes d'auto-ombrage et de masquage. Ainsi, sur la figure 2.13, les points A et B ne sont pas visibles suivant les rayons donnés. Le terme G est censé gérer cela. On a :

$$G = \min \left(1, \frac{2 \cos \gamma \cos \delta}{\cos \beta}, \frac{2 \cos \gamma \cos \theta}{\cos \beta} \right) \quad (2.50)$$

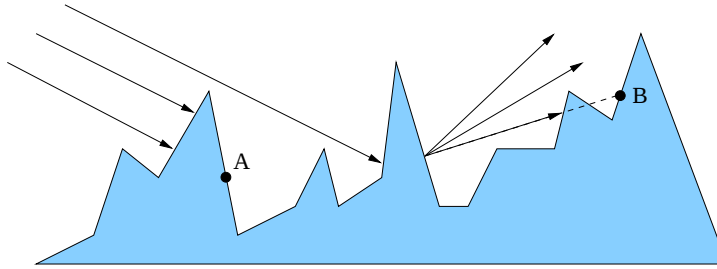


FIG. 2.13 – Micro-facettes et auto-ombrage

Modèle de He-Torrance-Sillion-Greenberg [HTSG91] Ce modèle est l'un des plus complets et aussi l'un des plus complexes. Il est basé sur la théorie de Kirchhoff sur les ondes électromagnétiques. Comme souvent, la $BRDF$ est décomposée en 3 parties : spéculaire, diffuse uniforme et diffuse directionnelle :

$$f_r(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_r, \lambda) = f_r^{sp} + f_r^{ud} + f_r^{dd} \quad (2.51)$$

Ses deux paramètres fondamentaux sont la rugosité σ_0 de la surface et la *longueur d'autocorrélation* τ représentant la distance entre deux pics voisins.

Nous ne détaillerons pas les formulations très lourdes du fait de l'utilisation d'une fonction d'erreur basée sur le calcul d'une série numérique. Dans [HHP⁺92], les auteurs ont proposé une méthode divisant les temps de calcul par trois pour seulement 1% d'erreur. Ce modèle reste cependant inutilisable dans un contexte interactif.

Le tableau 2.2 résume les caractéristiques des $BRDF$ abordées dans cette section.

Modèle	Physiquement plausible	Anisotropie
Phong	Non	Non
Phong modifié par Lewis	Oui	Non
Blinn	Non	Non
Lafortune	Oui	Oui
Ward	Oui	Oui
Poulin-Fournier	Non	Oui
Strauss	Non	Non
Schlick	Non	Oui
Cook-Torrance	Oui	Non
He-Torrance-Sillion-Greenberg	Oui	Oui

TAB. 2.2 – Récapitulatif des modèles de $BRDF$

2.3.2.6 Modèles de $BRDF$ à base de mesures

La mesure d'une $BRDF$ se fait avec un *gonioréflexomètre*. Un tel appareil est généralement composé d'une source lumineuse, d'un photorécepteur et d'un ensemble de mécanismes permettant d'ajuster l'orientation de ces deux éléments. Un échantillon de matériau est placé au centre du dispositif et les valeurs de $BRDF$ sont récupérées en fonction du pas de discrétisation angulaire désiré.

En appliquant une méthode de reconstruction, il est alors possible de générer l'image de n'importe quel matériau. Plusieurs modèles ont été développés ([DLF96, Rus98, NP00, CBP02]), nous ne les détaillerons pas ici. Nous évoquerons cependant le modèle de Noé et Péroche dans le chapitre 4 puisque nous l'avons utilisé pour la reconstruction de solides photométriques.

Des expériences de bases de données de *BRDF* mesurées ont aussi été initiées. On peut citer entre autres les mesures des universités de Cornell¹⁰ et de Columbia-Utrecht¹¹.

La figure 2.14 montre des objets auxquels ont été appliquées trois *BRDF* : un métal finement poli (à gauche) et deux types de céramiques. La différence de comportement à la lumière est assez éloquente. Il aurait été difficile d'obtenir le même résultat avec des modèles analytiques.

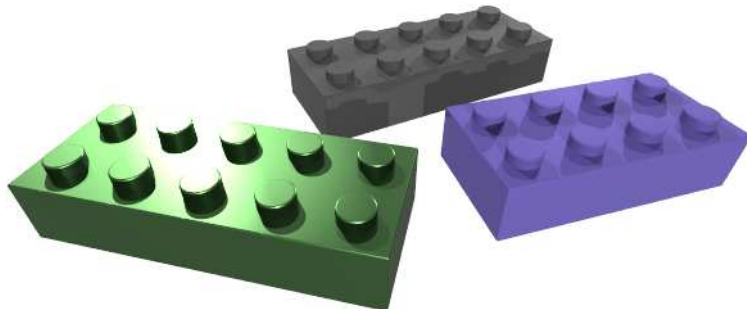


FIG. 2.14 – BRDF mesurées

2.3.2.7 Absorption en milieu homogène

La prise en compte des matériaux transparents (liquides, glaces, *etc*) dans un algorithme de rendu est souvent mise en avant pour montrer les capacités de telle ou telle méthode. Ces milieux ont la particularité d'être homogènes. Ainsi, la trajectoire du rayon n'est pas déviée lors de son parcours et seules les lois de réflexion et de réfraction de Fresnel (*cf.* section 2.3.2.1) s'appliquent lors du changement de milieu.

S'il n'y a pas de modification de la trajectoire, il y a cependant une atténuation de l'énergie. Elle s'exprime par la *loi de Bouguer*¹². Soit L la luminance en x distant de d mètres du point d'entrée dans le milieu, on a :

$$L = L_0 e^{-ad} \quad (2.52)$$

où L_0 est la luminance en entrée et a , le *coefficient d'absorption* propre au matériau. Son unité est donc le m^{-1} . Lorsque cette valeur est nulle, il n'y a aucune absorption. Plus a est grand, plus le matériau devient opaque. Un milieu parfaitement opaque ne pourrait donc se représenter que par $a = +\infty$.

Ce coefficient d'absorption peut bien sûr se définir pour chaque longueur d'onde. On obtient alors des milieux transparents colorés.

¹⁰<http://www.graphics.cornell.edu/online/measurements/reflectance/>

¹¹<http://www1.cs.columbia.edu/CAVE/curet/>

¹²connue aussi sous le nom de *loi de Lambert*.

2.3.2.8 Milieux participants

Un *milieu participant* est un milieu gazeux. De nombreux phénomènes sont basés sur la même théorie sous-jacente et c’est tout naturellement que ces milieux ont pris une grande importance au cours des dernières années. Parmi les applications, nous pouvons citer les effets de brouillard, le feu, les liquides translucides (comme le lait), le marbre ou encore les nuages. Les mêmes concepts sont aussi utilisés pour le rendu de surfaces multi-couches telles que la peau ou les peintures nacrées.

Dans un milieu participant, interviennent les phénomènes d’émission, d’absorption, de diffusion et de diffusion entrante [LBC94]. Ils sont regroupés dans l’équation de transfert radiatif :

$$\frac{dL(x, \vec{\omega})}{dx} = \underbrace{aL_e(x, \vec{\omega})}_{\text{émission}} - \underbrace{aL(x, \vec{\omega})}_{\text{absorption}} - \underbrace{\sigma L(x, \vec{\omega})}_{\text{dispersion}} + \underbrace{\frac{\sigma}{4\pi} \int_{\Omega} L(x, \vec{\zeta}) \Psi(\vec{\zeta}) d\vec{\zeta}}_{\text{diffusion entrante}} \quad (2.53)$$

- x : point de calcul de la luminance ;
- a : coefficient d’absorption ;
- σ : coefficient de diffusion ;
- $L_e(x, \vec{\omega})$: luminance émise au point x dans la direction $\vec{\omega}$;
- $\Psi(\vec{\zeta})$: fonction de phase (Rayleigh, Mie, *etc*).

A partir de cette théorie, beaucoup de solutions ont été proposées. Citons, parmi les plus connues, les travaux de Stam [Sta99, FSJ01] sur les fumées et de l’équipe d’Hanrahan [HK93, JMLH01] sur le marbre ou la peau notamment.

2.3.3 Textures

Pour ajouter du réalisme, un des moyens les plus efficaces est d’employer des textures. Elles permettent de complexifier le résultat final de l’image tout en s’affranchissant d’une modélisation géométrique trop fine. On en distingue deux grands types :

- les textures planes (2D) : ce sont généralement des images que l’on va plaquer sur la surface de l’objet ;
- les textures volumiques (3D) : ce sont principalement des modèles mathématiques permettant de calculer une couleur en un point de l’espace. Elles ont l’avantage d’être définies pour tout le volume de l’objet. On peut donc appliquer des opérations booléennes et garder les effets de texturation.

Une autre solution consiste à perturber la normale à l’objet. C’est l’effet de *bump mapping*. On associe alors à la normale une fonction de bruit comme celle proposée par Perlin [Per85].

2.3.4 Couleur et espaces colorimétriques

Dans la nature, la notion de couleur n’existe pas. Il n’y a que des ondes électromagnétiques ayant chacune une longueur précise. La couleur perçue n’est qu’une interprétation du système visuel en réaction à un phénomène d’excitation soit en regardant directement une source lumineuse, soit en regardant un objet reflétant cette lumière tout en la modifiant. Et cette interprétation est différente suivant le sujet, humain ou animal.

La *colorimétrie* est la science permettant la définition, la mesure et la comparaison des couleurs.

2.3.4.1 Les systèmes CIE 1931 RVB et XYZ

Nous avons vu en 2.1.1 que l'œil humain disposait de trois types de cônes sensibles aux longueurs d'onde rouges, vertes et bleues. Il est donc intéressant de représenter un spectre par une combinaison linéaire de trois primaires R, V et B. Grâce à des mesures, la *CIE* a établi des fonctions colorimétriques correspondantes $\bar{r}(\lambda)$, $\bar{v}(\lambda)$ et $\bar{b}(\lambda)$ pour un observateur moyen et permettant de calculer les composantes de n'importe quelle couleur.

Soit un spectre S , ses composantes équivalentes sont égales à :

$$\begin{aligned} R &= k \int S_\lambda \bar{r}(\lambda) d\lambda \\ V &= k \int S_\lambda \bar{v}(\lambda) d\lambda \\ B &= k \int S_\lambda \bar{b}(\lambda) d\lambda \end{aligned} \quad (2.54)$$

k est un coefficient de normalisation.

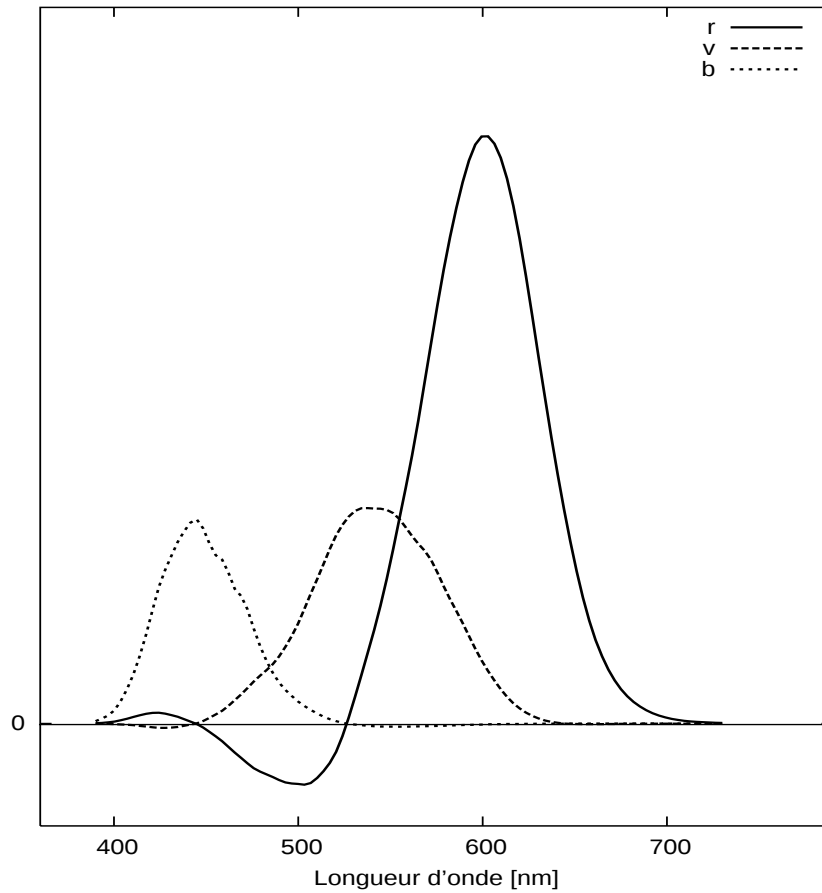


FIG. 2.15 – Fonctions colorimétriques $\bar{r}(\lambda)$, $\bar{v}(\lambda)$ et $\bar{b}(\lambda)$

La figure 2.15 reproduit les fonctions colorimétriques associées aux primaires du système CIE 1931 RVB. On remarque que certaines valeurs sont négatives. Pour faciliter les calculs, Judd proposa de nouvelles primitives théoriques dénommées X, Y et Z avec leurs fonctions colorimétriques associées (figure 2.16). Les composantes se calculent de la même manière que pour l'espace RVB.

$$\begin{aligned} X &= k \int S_\lambda \bar{x}(\lambda) d\lambda \\ Y &= k \int S_\lambda \bar{y}(\lambda) d\lambda \\ Z &= k \int S_\lambda \bar{z}(\lambda) d\lambda \end{aligned} \tag{2.55}$$

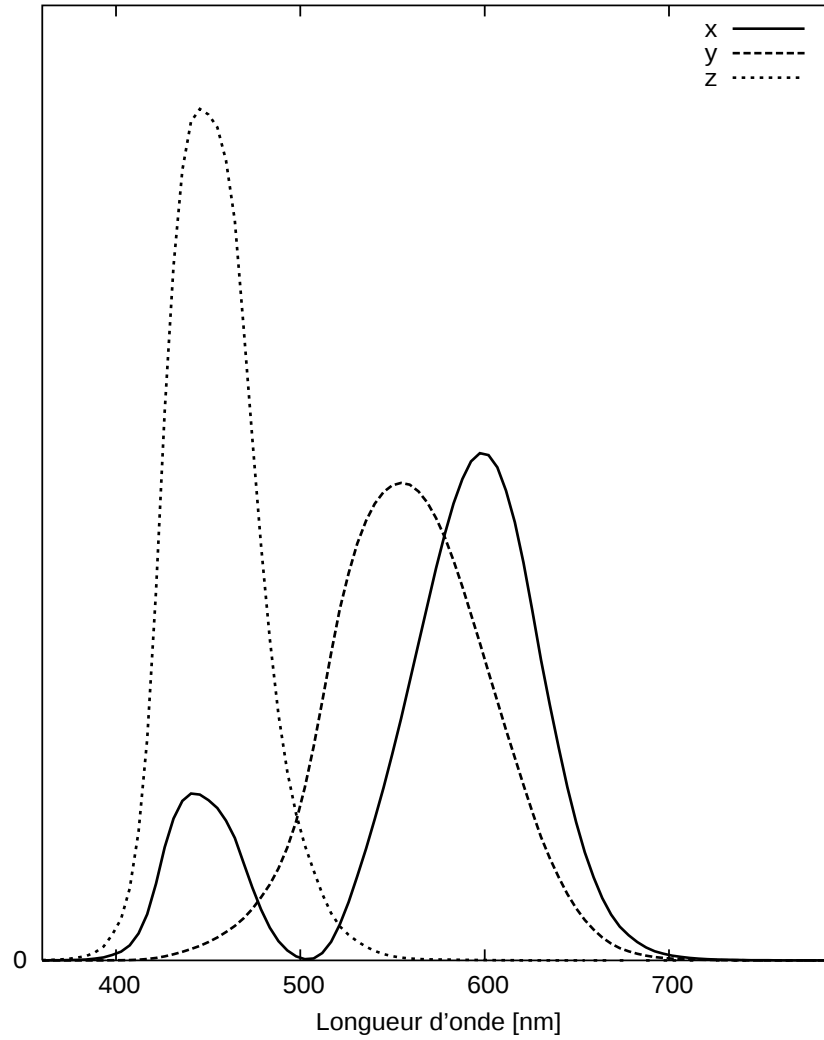


FIG. 2.16 – Fonctions colorimétriques $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$ et $\bar{z}(\lambda)$

Le passage entre RVB et XYZ se fait grâce une matrice. Il en existe beaucoup. Voici celle proposée par la *CIE* pour l’illuminant E (blanc parfait).

$$\begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} 0.488718 & 0.176204 & 0.000000 \\ 0.310680 & 0.812985 & 0.0102048 \\ 0.200602 & 0.0108109 & 0.989795 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} R \\ V \\ B \end{bmatrix} \quad (2.56)$$

Dans le cas du spectre d’émission d’une source, la composante Y correspond à la luminance lumineuse, *cf.* définition 2.9. Pour la couleur d’un matériau, elle représente par contre le coefficient de réflexion (resp. transmission) associé. Par convention, on fixe une réflexion (resp. transmission) parfaite — *i.e.* qui renvoie (resp. transmet) l’intégralité de l’énergie reçue — à 100. La présence du coefficient k permet cet ajustement.

2.3.4.2 Diagramme de chromaticité

Si Y représente l’amplitude énergétique (en émission ou en réflexion), il serait alors utile de connaître la teinte de la couleur indépendamment de celle-ci. Les coordonnées chromatiques permettent cela. Soient x , y et z tels que :

$$x = \frac{X}{X+Y+Z} \quad y = \frac{Y}{X+Y+Z} \quad z = \frac{Z}{X+Y+Z} \quad (2.57)$$

On a : $x + y + z = 1$. La composante z se déduit des autres. Il est ainsi possible de représenter dans un plan le diagramme de chromaticité¹³ regroupant toutes les teintes codables en XYZ. Il est donné figure 2.17¹⁴.

A cause de sa forme, on le nomme souvent *fer à cheval*. Sur la bordure se trouvent les teintes monochromatiques de $380nm$ à $780nm$. Au centre se trouve la zone des blancs avec la température de couleur du corps noir équivalent (*cf.* paragraphe 2.3.4.3). Entre les deux, nous avons les teintes composées de plusieurs couleurs pures. L’ensemble RVB ne représente qu’une petite partie de la surface. Il existe ainsi des couleurs non affichables en RVB, notamment dans le vert. Un blanc parfait (illuminant E sur le diagramme) a ses trois composantes égales. Donc, dans ce cas là, $x = y = z = \frac{1}{3}$.

Dans le monde de l’éclairagisme, les couleurs des sources sont souvent définies par leur chromaticité xy , ce qui permet d’adapter la composante Y par la suite. La figure 2.18 montre un dégradé de couleurs bleues dont la chromaticité est fixée à $x = 0.1$ et $y = 0.2$. Seul Y varie.

Le système CIE 1931 a été défini pour un champ de vision de 2 degrés correspondant à la vision fovéale. En 1964, a été introduit un nouvel espace colorimétrique analogue au précédent mais pour un champ de vision de 10 degrés. Il se nomme tout naturellement CIE 1964.

2.3.4.3 Illuminants et température de couleur

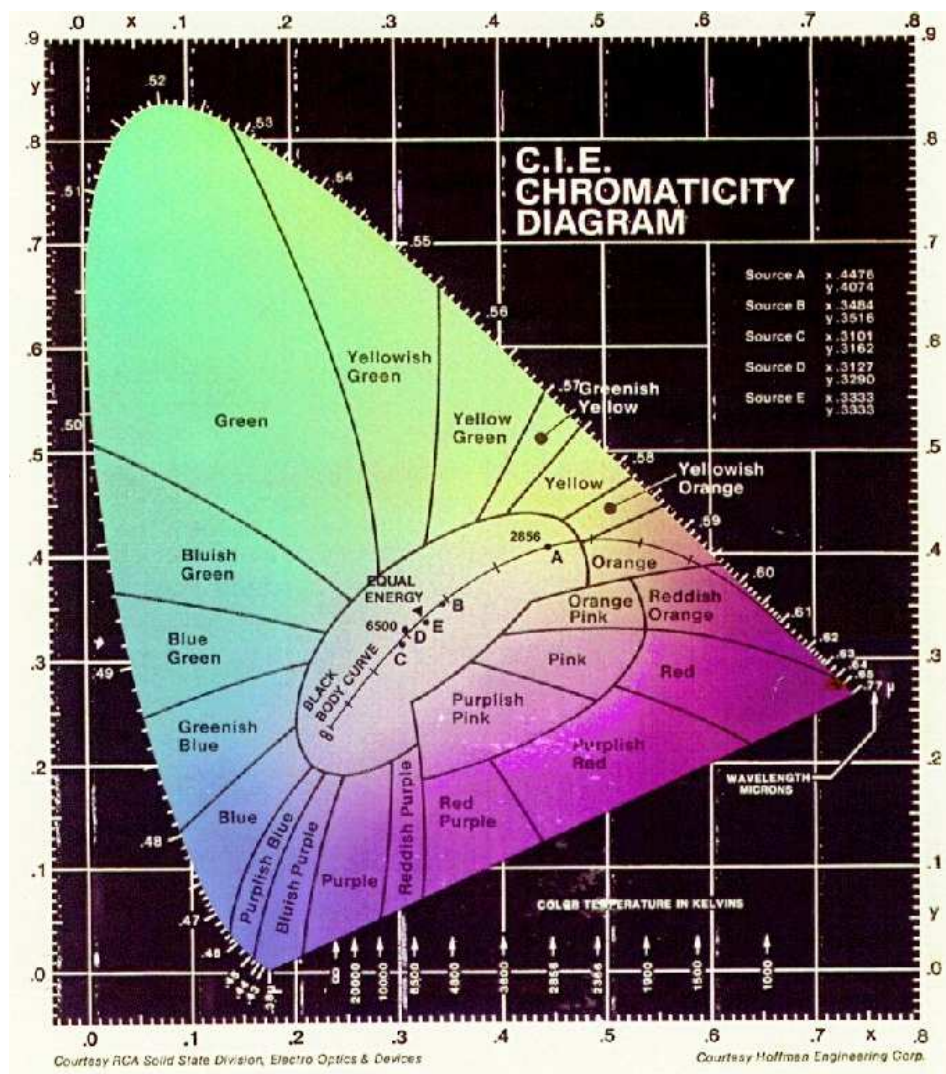
La perception de la couleur d’un objet dépend du contexte dans lequel il est vu et notamment de la source lumineuse qui l’éclaire. La *CIE* a donc défini des *illuminants* de référence. Chacun possède un spectre bien particulier et ses coordonnées XYZ se calculent grâce aux équations 2.55.

On peut de plus lui associer une température de couleur. Lorsqu’un *corps noir*¹⁵ est soumis à une température importante pour devenir incandescent, sa couleur se modifie devenant d’abord

¹³Ce n’est rien d’autre que le plan $X + Y + Z = 1$.

¹⁴source : <http://www.siggraph.org/education/materials/HyperGraph/color/images/cie.jpg>

¹⁵Un corps noir est un corps théorique parfait absorbant l’intégralité des radiations perçues. L’énergie lumineuse dégagée provient alors seulement de son incandescence. On l’appelle aussi *radiateur de Planck*.

FIG. 2.17 – Diagramme de chromaticité xy FIG. 2.18 – Dégradé de couleur pour une même chromaticité xy

jaune puis blanc légèrement bleuté. Cette progression est représentée par la courbe «*black body curve*» sur la figure 2.17. On dénomme alors *température de couleur* d'un illuminant la température à laquelle il faut chauffer un corps noir pour obtenir une couleur équivalente.

Le tableau 2.3, page 47, donne les caractéristiques des illuminants les plus utilisés avec les types de sources qu'ils sont censés représenter.

Illuminant	Température de couleur	x_n	y_n	X_n	Y_n	Z_n
A	Lampe à filament de tungstène					
	2854K	0.4476	0.4075	109.85	100.00	35.58
B	Soleil au méridien					
	4874K	0.3840	0.3516	109.21	100.00	75.19
C	Ciel couvert à midi					
	6774K	0.3101	0.3162	98.07	100.00	118.23
D6500	Journée ensoleillée					
	6500K	0.3127	0.3297	95.04	100.00	108.88
E	Blanc parfait (toutes les longueurs d'ondes égales)					
	5500K	0.3333	0.3333	100.00	100.00	100.00

TAB. 2.3 – Les illuminants *CIE*

2.3.4.4 Conversion en luminance lumineuse

L'équation 2.17, page 32, permet de connaître la luminance lumineuse en fonction de la luminance énergétique spectrale. Cependant, celle-ci est généralement limitée à trois composantes rouge (L_R), verte (L_V) et bleue (L_B). Dans ce cas, nous appliquons la formule suivante :

$$L_l = K_B(ph_R L_R + ph_V L_V + ph_B L_B) \quad [lm.m^{-2}.sr^{-1}] \quad (2.58)$$

La constante K_B correspond à l'efficacité lumineuse du blanc de référence B_λ choisi et vaut :

$$K_B = K_m \frac{\int B_\lambda V(\lambda) d\lambda}{\int B_\lambda} \quad [lm.W^{-1}] \quad (2.59)$$

K_m et $V(\lambda)$ sont respectivement la constante d'efficacité lumineuse et la courbe de sensibilité spectrale définies au paragraphe 2.3.1.5. Pour garder une certaine neutralité, le blanc choisi est souvent l'illuminant E pour lequel K_B vaut 183.0.

Les constantes ph_R , ph_V et ph_B représentent les poids associés aux luminophores du système de visualisation. Elles sont donc spécifiques à chaque dispositif. Pour un luminophore X , soit X_λ son spectre d'émission. On a alors :

$$ph_X = \frac{\int X_\lambda V(\lambda) d\lambda}{K_m} \quad (2.60)$$

Les spectres X_λ ne sont que très rarement fournis par les constructeurs. Dans nos calculs, nous utilisons pour (ph_R, ph_V, ph_B) les valeurs (0.299, 0.587, 0.114).

2.3.4.5 Espaces colorimétriques uniformes

Une des applications de la colorimétrie est de quantifier la distance entre deux couleurs. Pour faciliter les calculs, il est souhaitable que l'espace soit uniforme, c'est-à-dire que l'ensemble des

couleurs à égale distance d'une couleur de référence soit positionné sur une sphère. Ce n'est malheureusement pas le cas de l'espace XYZ. Les expérimentations de Mac Adam ont montré que, dans le plan de chromaticité, ces ensembles avaient la forme d'ellipses. C'est pourquoi la CIE a proposé en 1976 deux nouveaux espaces uniformes¹⁶ : L*u*v* (dit aussi CIELUV) et L*a*b* (dit aussi CIELAB).

L'espace L*u*v*

L'espace L*u*v* est assez complexe. Les composantes se calculent en fonction d'un blanc de référence (Y_n, u_n, v_n) étalonné pour que Y_n soit égal à 100.

$$\begin{aligned} L^* &= \begin{cases} 116 \left(\frac{Y}{Y_n} \right)^{\frac{1}{3}} - 16 & \text{si } \frac{Y}{Y_n} \geq 0.008856 \\ 903.3 \left(\frac{Y}{Y_n} \right) & \text{sinon} \end{cases} \\ u^* &= 13 L^* (u' - u_n) \\ v^* &= 13 L^* (v' - v_n) \end{aligned} \quad (2.61)$$

$$\begin{aligned} u' &= \frac{4X}{X + 15Y + 3Z} \\ v' &= \frac{9X}{X + 15Y + 3Z} \\ u_n &= \frac{4X_n}{X_n + 15Y_n + 3Z_n} \\ v_n &= \frac{9X_n}{X_n + 15Y_n + 3Z_n} \end{aligned}$$

L'espace L*a*b*

La composante L^* est calculée de la même façon que pour L*u*v*. a^* et b^* sont les composantes chromatiques et valent :

$$\begin{aligned} a^* &= 500 L^* \left[f \left(\frac{X}{X_n} \right) - f \left(\frac{Y}{Y_n} \right) \right] \\ b^* &= 200 L^* \left[f \left(\frac{Y}{Y_n} \right) - f \left(\frac{Z}{Z_n} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.62)$$

avec

$$f(x) = \begin{cases} x^{\frac{1}{3}} & \text{si } x \geq 0.008856 \\ 7.787x + \frac{16}{116} & \text{sinon} \end{cases}$$

2.3.4.6 Autres systèmes

Beaucoup d'autres espaces colorimétriques ont été introduits tels que TSL et TSV pour le traitement d'images ou YIQ pour les applications télévisuelles. Des espaces intégrant des notions

¹⁶Ce sont bien sûr des solutions approchées.

psychovisuelles ont aussi été proposés. Citons notamment LLAB [Luo96] et CIECAM97s [LH98]. Il s'agit de tenir compte dans la valeur à affecter à un pixel, de l'environnement qui influe sur notre perception des couleurs. Cette prise en compte s'effectue par l'application des filtres et des fonctions de transfert. Ces espaces sont extrêmement complexes et leur utilisation n'est pas forcément indiquée en synthèse d'images.

2.3.4.7 Représentation spectrale

Lorsqu'on souhaite simuler des effets spectraux, l'idéal est de discrétiser le spectre à pas constant pour obtenir un ensemble de longueurs d'onde. Tous les éléments de la scène (sources lumineuses, *BRDF*, *BTDF*, *etc*) doivent être représentés en spectral. Cependant, un pas de 5 nanomètres est souvent le minimum requis. Sur l'ensemble du domaine visible, nous avons donc environ 80 valeurs ce qui augmente les temps de calcul d'un facteur $80/3 = 26.66$.

Des solutions adaptatives ont été proposées pour réduire la masse d'information. Deville *et al.*, dans [DMCP94], dissocient les pics spectraux de la partie continue. Dans [ZCB97], Zeghers *et al.* décrivent une méthode où seules sont gardées les longueurs d'ondes apportant une énergie suffisante. Un calcul d'erreur permet de contrôler la simplification.

La représentation dans le logiciel du *LISSE* a été introduite par Rougeron et Péroche dans [RP97]. Il s'agit de subdiviser le spectre de manière adaptative. Les parties à fort gradient seront mieux définies et une plus grande liberté sera accordée aux parties plus lisses. Le niveau de découpage est de plus contrôlé par une erreur perceptuelle.

Ces travaux ont initié la thèse de Iehl [Ieh00] proposant l'algorithme de rendu spectral que nous utilisons, *cf.* annexe A.5.

2.3.5 Les principales méthodes de rendu réaliste

Le *rendu* est l'action de produire une image étant donnés un ensemble d'objets, des sources lumineuses et un point de vue. Un tel algorithme met donc en relation l'ensemble des notions que nous venons d'aborder dans les sections précédentes.

Parmi les nombreuses méthodes existantes, deux grandes familles se distinguent. La première regroupe sous le nom de *méthodes de Monte-Carlo* l'ensemble des algorithmes d'échantillonnage ponctuel dont le plus connu est le *tracé de rayons*. La deuxième famille repose sur des méthodes de calcul par éléments finis : c'est la *radiosité*.

Avant de décrire ces différentes solutions, nous allons évoquer le problème de l'illumination globale.

2.3.5.1 Qu'est-ce que l'illumination globale ?

Depuis le milieu des années 90, un des sujets majeurs de recherche en synthèse d'images se nomme *illumination globale*. Par cette appellation sont définies toutes les interactions entre lumière et matière dans une scène donnée. Supposons une source lumineuse dans une pièce close. L'éclairement résultant en un point x de la scène ne provient pas seulement du trajet direct depuis la source. Il faut aussi prendre en compte les rayons qui rebondissent sur les objets ou les traversent pour finalement arriver au même point x .

Parmi cet ensemble de chemins possibles, deux sont souvent mis en scène pour tester les algorithmes. Il s'agit de l'*éclairement indirect* provenant de surfaces diffuses, et des *caustiques*, effets lumineux sur des objets diffus provoqués par des chemins issus des sources par des rebonds purement spéculaires.

Même si le processus général s’avère particulièrement simple, nous nous rendons vite compte que simuler tous les trajets lumineux émanant des sources serait une tâche bien trop lourde. Des techniques de simplification doivent être mises en œuvre.

2.3.5.2 L’équation de rendu

Kajiya a proposé dans [Kaj86] une formulation de la luminance émise par une surface. C’est une extension de l’équation 2.30 où a été rajouté le terme L_e décrivant l’émission propre de la surface. L’équation de rendu s’écrit :

$$L_r(x, \vec{\omega}_r) = L_e(x, \vec{\omega}_r) + \int_{\Omega_i} f_r(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_r) L_i(x, \vec{\omega}_i) \cos \theta_i d\vec{\omega}_i \quad (2.63)$$

Elle suppose que la lumière soit réfléchi ponctuellement et sans délai et fait donc abstraction des cas où la lumière subirait un parcours interne à la matière pour ressortir en un autre point.

Zaninetti a proposé dans [Zan98] une autre écriture séparant les luminances suivant leur origine :

$$L_r(x, \vec{\omega}_r) = L_e(x, \vec{\omega}_r) + L_{spec}(x, \vec{\omega}_r) + L_{dir}(x, \vec{\omega}_r) + L_{caust}(x, \vec{\omega}_r) + L_{ind}(x, \vec{\omega}_r) \quad (2.64)$$

où :

- L_e est la luminance propre émise ;
- L_{spec} est la luminance réfléchi provenant de la direction spéculaire uniquement ;
- L_{dir} est la luminance réfléchi provenant directement de la source lumineuse ;
- L_{caust} est la luminance réfléchi issue de la source après des interactions uniquement spéculaires (caustiques) ;
- L_{ind} correspond à la luminance réfléchi indirecte et regroupe les cas non pris en compte par les autres types.

La luminance totale réfléchi est donc la somme de toutes ces quantités.

Résolution de l’équation de rendu

Cette équation est au cœur des algorithmes de synthèse d’images actuels. Il est raisonnable de chercher à la résoudre puisqu’en connaissant les valeurs de luminance émises par tous les points visibles de la scène en direction de l’œil, nous sommes capables de reconstituer notre image.

L’équation 2.63 est récursive par la présence du terme L_i que nous devons aussi calculer avec cette formule. Sa résolution est donc impossible analytiquement.

2.3.5.3 Formalisation des chemins lumineux

Dans [Hec90], Heckbert a proposé une formalisation des trajets lumineux. Il nomme :

- L , la source lumineuse ;
- D , un rebond sur une surface diffuse ;
- S , une interaction spéculaire (réflexion ou transmission) ;
- E , l’œil.

Un trajet lumineux se décrit alors très simplement au moyen d’une grammaire sur cet alphabet. Soit :

- $D|S$, une interaction diffuse ou spéculaire ;
- D^* (resp. S^*), une suite de zéro ou plusieurs interactions diffuses (resp. spéculaires) ;

- D^+ (resp. S^+), une suite d'au moins une interaction diffuse (resp. spéculaire).

Le trajet général de la lumière s'écrit : $L(D|S)^*E$. Dans la suite de cette section, les cas résolus par les différentes méthodes seront décrits selon cette formalisation.

2.3.5.4 Méthodes basées sur Monte-Carlo

Cette méthode permet d'estimer l'intégrale d'une fonction — dans notre cas l'éclairement en un point — de façon statistique. L'idée générale est très simple. Supposons une surface S dont nous souhaitons calculer l'aire. Connaissant un domaine englobant D , il suffit de tirer aléatoirement des échantillons dans D et de tester leur appartenance à S . Le pourcentage d'échantillons vérifiant la condition et rapporté à la taille de D nous donne une approximation de l'aire de S . Bien évidemment, plus le nombre d'échantillons est conséquent, plus le résultat est précis. Pour n tirages, on montre que l'erreur potentielle décroît en $\sqrt{n}$.

Nous décrirons plus précisément ce processus au paragraphe 6.2.1.

Tracé de rayons

La principale application de l'échantillonnage ponctuel est le *tracé de rayons*. Les premières tentatives remontent à 1968 avec les travaux d'Appel [App68] mais il a fallu attendre Whitted avec [Whi80] pour que cette méthode soit véritablement utilisée pour produire une image.

Le tracé de rayons repose sur l'application stricte des lois de l'optique géométrique. Le principe de réciprocité du parcours de la lumière autorise à calculer son cheminement à partir de l'œil et non des sources. L'intérêt de suivre le trajet inverse de la lumière est de se limiter aux seuls rayons vus depuis l'œil. L'économie est grande car cela ne représente qu'une infime partie des rayons émis par la source. La réciprocité de la loi de Snell-Descartes et des *BRDF* permet de garantir le même résultat. La figure 2.19 illustre en deux dimensions le processus général. Les rayons lancés depuis l'œil, notés $\mathbf{P}$, sont appelés *rayons primaires*. A chaque intersection avec des objets transparents ou spéculaires, ces rayons sont prolongés par des rayons dit secondaires ($\mathbf{S}$). Lorsque les rayons $\mathbf{P}$ ou $\mathbf{S}$ intersectent un objet diffus, des *rayons d'ombre* ($\mathbf{P}$) sont lancés en direction des sources lumineuses. Si à l'origine, ils servaient à renseigner la visibilité de l'émetteur, ils sont maintenant considérés comme de véritables collecteurs d'énergie.

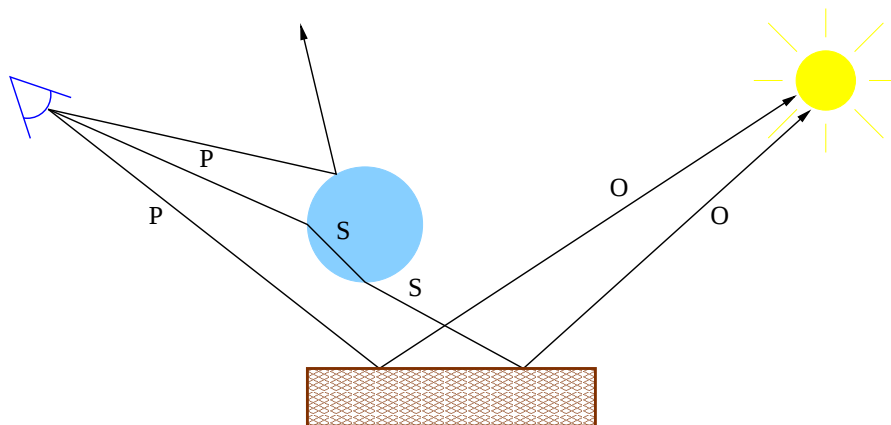


FIG. 2.19 – Le tracé de rayons

Extension du tracé de rayons

L'algorithme basique proposé par Whitted permet de prendre en compte les chemins LDS^*E et LS^*E . L'utilisation d'un processus de Monte-Carlo permet de prendre en compte l'éclairement indirect (chemins $LD(D|S)^*E$). Il suffit de générer suffisamment de rayons réfléchis sur l'hémisphère. Cependant, cette technique étant exponentielle, elle devient inutilisable au delà de deux réflexions. Nous verrons en 2.3.6 que des techniques permettent d'accélérer ce traitement.

Les chemins *caustiques* (LS^+DS^*E) ne peuvent être pris en compte par le tracé de rayons classique. En effet, comment savoir dans quelle direction lancer le rayon réfléchi D de manière à ce qu'après une série de rebonds spéculaires, le rayon atteigne bien la source ? La probabilité de réussite est proche de zéro.

Une solution simple est le *tracé de rayons inverse* (*backward raytracing*), appelé aussi quelques fois *lancer de rayons*, présenté par Arvo [Arv86]. Ici, le trajet lumineux peut se diviser en deux parties : d'un côté une succession de rebonds purement spéculaires LS^+D , de l'autre les chemins classiques DS^*E . Et l'objet diffus D fait donc interface entre ces deux parties. Puisque les chemins lumineux ne peuvent être retrouvés depuis l'œil, l'idée est d'émettre des rayons depuis la source, de les propager et de stocker une information à l'intersection avec la surface diffuse. Lors de la deuxième passe, il suffira alors de collecter les informations dans le voisinage des intersections pour retrouver l'éclairement caustique.

Différentes structures de données peuvent être utilisées. Dans [Jen96] puis [Jen97], Jensen a introduit la *carte de photons* (*photon map*) où les photons lancés depuis la source sont stockés dans un k -d arbre [Ben90].

2.3.5.5 Radiosité

La *radiosité*, introduite par Goral *et al.* dans [GTGB84], repose sur des concepts issus de la thermodynamique. Il s'agit de calculer les échanges radiatifs entre tous les éléments de surface de la scène. Chaque polygone est considéré comme diffus parfait. La mise en relation des surfaces émettrices et réceptrices en fonction d'un coefficient de visibilité appelé *facteur de forme* conduit à la résolution d'un système d'équations linéaires dont la dimension dépend de la finesse de discrétisation. La recherche de la solution peut donc être extrêmement longue.

Des solutions cherchant à réduire la taille du système ont ensuite été introduites. La *radiosité hiérarchique* repose sur un oracle permettant de subdiviser l'émetteur ou le récepteur. Les échanges se font alors entre groupes de surfaces (*clusters*). La *radiosité progressive* repose elle sur l'ordonnancement des calculs de manière à commencer par les échanges les plus importants.

L'un des principaux avantages de la radiosité par rapport au tracé de rayons est son indépendance vis-à-vis du point de vue. La gestion des matériaux spéculaires n'est pas possible avec la méthode de base, mais des solutions mixant radiosité et tracé de rayons ont permis de les prendre en compte.

La radiosité fut au centre d'un phénomène de mode au milieu des années 1990 avec beaucoup de développements. On note cependant depuis quelques années un certain essoufflement par rapport aux méthodes de Monte-Carlo comme la *carte de photons*.

2.3.6 Approches adaptatives

Le problème de l'illumination globale n'est pas complexe théoriquement. Il est seulement extrêmement long à résoudre. Et c'est la réduction de ce temps de calcul qui lui est des plus

complexe. Différentes accélérations ont été proposées. Nous présentons deux axes de recherche différents.

2.3.6.1 Représentation vectorielle de l'éclairement indirect

Comme nous l'avons vu, calculer l'éclairement en un point impose d'échantillonner l'hémisphère de manière précise. Dans [WRC88], Ward *et al.* ont proposé une méthode d'interpolation basée sur le prédicat suivant : «*L'éclairement indirect varie lentement*». Il n'est alors pas utile de le calculer pour tous les points.

Issue de ces travaux, la solution de Zaninetti [ZSP98], améliorée par Serpaggi [SP01], introduit le terme de *vecteur d'éclairement indirect* qui stocke l'énergie reçue en un point de l'espace. La notation vectorielle permet d'intégrer à la fois la luminance et la direction incidente moyenne. Pour chaque point d'intersection, l'énergie indirecte est calculée en interpolant les vecteurs présents dans le voisinage.

2.3.6.2 Perceptuel

Nous avons vu à la section 2.1 que le système visuel n'était pas sensible uniformément à tous les signaux lumineux. Il est donc logique de chercher à simplifier les calculs lorsque nous savons que l'œil ne fera pas de différences. Le rendu se fait alors de manière incrémentale.

La méthode de Bolin et Meyer [BM98] utilise le modèle de vision de Lubin avec un processus pour détecter les zones de l'image où se focaliser en premier. Le rendu progressif proposé par Farrugia [FP04], utilise à la fois un modèle de vision évolué et une carte de cohérence directionnelle [Guo98].

2.3.7 Afficher l'énergie

Un logiciel de synthèse d'images réalistes calcule des valeurs physiques. La question se pose alors de savoir comment afficher ces valeurs et produire la même sensation visuelle sur un écran qui ne sait interpréter que des valeurs RVB entre 0 et 255. D'autre part, les luminances affichables varient d'au maximum 100 cd.m^{-2} pour un écran à tube cathodique à environ 1000 cd.m^{-2} pour un système retro-projeté. Mais aucun dispositif ne peut restituer la gamme de luminance décrite dans le tableau 2.1, page 22.

On appelle *reproduction de tons* (ou *tone mapping*) permettant de restituer une image à partir d'une autre source de données. La plupart du temps, ce sera une image calculée dans un format différent. Avec la généralisation des moteurs de rendu en grandeurs physiques, la reproduction de tons est donc devenue un problème crucial. Devlin *et al.* ont établi dans [DCW⁺02] un état de l'art des différents algorithmes existants. Ils les classent en deux catégories : les méthodes globales et les méthodes locales.

Nous avons développé une application permettant de visualiser nos images et d'ajuster les paramètres interactivement. Nous la décrirons en annexe A.6. Les modèles utilisés sont ceux de de Tumblin et Rushmeier [TR93], Ward Larson *et al.* [LRP97] et Schlick [Sch94b].

Chapitre 3

Les sources lumineuses

En apportant l'énergie à la scène, les sources lumineuses sont un composant essentiel de la synthèse d'images. Dans un contexte d'éclairage intérieur, un luminaire est composé d'un ou plusieurs émetteurs (filament, néon, *etc*), éventuellement de réflecteurs permettant de diriger l'émission et enfin d'objets perturbateurs tels que les fixations d'un filament ou encore une grille de protection. La figure 3.1 montre deux exemples très différents de sources lumineuses à savoir une ampoule halogène¹ et un luminaire pour plafond².

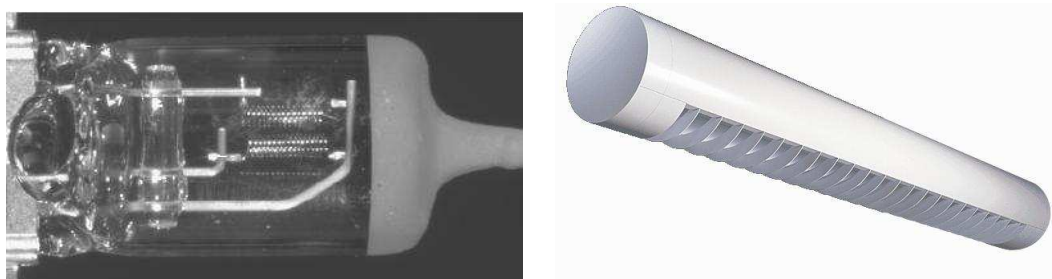


FIG. 3.1 – Exemples de sources de lumière évoluées

Qu'elle soit géométrique, spectrale ou directionnelle, la complexité d'une source de lumière apporte du réalisme à nos images. Dans le monde de l'éclairagisme, il est nécessaire de calculer des images avec une très bonne précision pour valider les modèles avant la production. Ce type de simulation est utilisé par exemple pour la conception des galeries d'art, des musées, des bureaux, des gymnases, des tunnels où l'éclairage doit être précis. Une autre application est la fabrication des phares et feux de voitures modernes.

La prise en compte de modèles évolués n'est cependant pas triviale. Dans ce chapitre, nous allons décrire les facteurs caractéristiques d'une source lumineuse. Puis, nous aborderons les manières de mesurer et de représenter l'information directionnelle. Nous passerons enfin en revue les principaux travaux déjà publiés.

¹source : <http://www.rading.com>

²source : <http://www.ledalite.com>

3.1 Caractérisation d'une source de lumière

Dans [VG84], Verbeck et Greenberg décrivent une source lumineuse suivant trois caractéristiques : sa géométrie, sa distribution d'intensité et son émission spectrale.

3.1.1 Géométrie d'une source lumineuse

Les sources de lumière peuvent être modélisées avec zéro, une ou deux dimensions pour représenter respectivement des sources ponctuelles, linéaires ou surfaciques.

3.1.1.1 Sources ponctuelles

Le modèle géométrique le plus simple et historiquement le premier est la source ponctuelle. Bien qu'elle n'existe pas réellement — tout objet émettant de la lumière possède un volume, même minime —, elle a été beaucoup utilisée en tracé de rayons. Pour calculer sa contribution énergétique, il suffit en effet de lancer un seul rayon d'ombre et de tester son occlusion au point considéré.

N'ayant pas de surface, son émission n'est pas décrite par une luminance mais par une intensité (*cf.* définition 2.3, page 28) en *watts par stéradian*. La luminance nécessaire à l'équation de rendu (*cf.* équation 2.63, page 50) est calculée de la manière suivante :

Reprenons l'équation de réflectance au point x :

$$L_r(x, \vec{\omega}_r) = \int_{\Omega_i} f_r(x, \vec{\omega}_i \rightarrow \vec{\omega}_r) L_i(x, \vec{\omega}_i) \cos \theta_i d\vec{\omega}_i \quad (3.1)$$

La source étant ponctuelle, l'énergie ne provient que d'une seule direction $\vec{\omega}_s$. L'intégrale se simplifie donc en :

$$L_r(x, \vec{\omega}_r) = f_r(x, \vec{\omega}_s \rightarrow \vec{\omega}_r) L_i(x, \vec{\omega}_s) \cos \theta_s d\vec{\omega}_s \quad (3.2)$$

$d\vec{\omega}_s$, l'angle solide selon lequel est vu l'élément de surface autour de x depuis la source, vaut : $d\vec{\omega}_s = \frac{dA \cos \theta_s}{r^2}$. On a donc :

$$L_r(x, \vec{\omega}_r) = f_r(x, \vec{\omega}_s \rightarrow \vec{\omega}_r) L_i(x, \vec{\omega}_s) \cos \theta_s \frac{dA \cos \theta_s}{r^2} \quad (3.3)$$

La définition de la luminance donne pour L_i :

$$L_i(x, \vec{\omega}_s) = \frac{d^2\Phi(x, \vec{\omega}_s)}{dA \cos \theta_s d\vec{\omega}_s}$$

En remplaçant L_i et après simplification, on a donc :

$$L_r(x, \vec{\omega}_r) = f_r(x, \vec{\omega}_s \rightarrow \vec{\omega}_r) \frac{d\Phi(x, \vec{\omega}_s)}{d\vec{\omega}_s} \frac{\cos \theta_s}{r^2} \quad (3.4)$$

L'intensité émise dans la direction $d\vec{\omega}_s$ vaut par définition : $I(x, \vec{\omega}_s) = \frac{d\Phi(x, \vec{\omega}_s)}{d\vec{\omega}_s}$. La luminance réfléchie issue d'une source ponctuelle distante de r et produisant un angle θ_s avec la normale à la surface est donc :

$$L_r(x, \vec{\omega}_r) = f_r(x, \vec{\omega}_s \rightarrow \vec{\omega}_r) I(x, \vec{\omega}_s) \frac{\cos \theta_s}{r^2} \quad (3.5)$$

Le terme $k = \frac{1}{r^2}$ peut être vu comme le facteur d'atténuation en fonction de la distance à la source. Dans [Roe93], Roelens introduit une version plus complexe. Soit r_m et r_M , les distances d'atténuation minimale et maximale et g , le gradient d'atténuation. k est alors défini ainsi :

$$k = \begin{cases} 1 & \text{si } r \leq r_m \\ 0 & \text{si } r \geq r_M \\ \left(\frac{r_M - r}{r_M - r_m}\right)^g & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.6)$$

Cette solution permet de contrôler la contribution d'une source lumineuse ponctuelle suivant l'esthétique que l'on souhaite obtenir. Elle n'a néanmoins aucune justification physique.

3.1.1.2 Géométries étendues

Pour obtenir des ombres douces, il est nécessaire d'utiliser des sources lumineuses émettant sur toute une ligne ou toute une surface. Les pénombres sont en effet créées par une obturation partielle de la surface d'émission, cf. figure 3.2. L'image 3.3 montre la différence d'ombres résultant d'une source surfacique et d'une source ponctuelle.

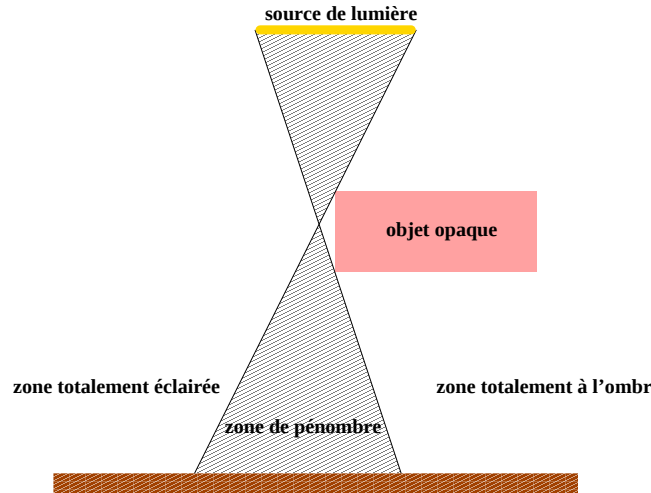


FIG. 3.2 – Schéma d'une pénombre créée par une source surfacique

Les sources lumineuses étendues ne sont pas forcément planes. Elles sont aussi souvent modélisées par une sphère. Notons enfin l'existence de sources ne possédant pas de géométrie bien définie comme les LEDs ou les lampes au xénon produisant un arc électrique [RW97].

3.1.1.3 Champ proche et champ lointain

Si la prise en compte de la géométrie d'une source lumineuse est importante lorsque celle-ci est proche d'un objet, elle peut être négligée quand l'émetteur est suffisamment éloigné. Dans ce cas là, il est tout à fait acceptable de simplifier par une source ponctuelle. La différenciation entre *champ lointain* (*far-field*) et *champ proche* (*near-field*) n'obéit pas à une loi précise. La règle communément admise est d'adopter cette simplification lorsque *la distance à la source est supérieure à cinq fois la plus grande longueur du luminaire* [Ash93a]. Mais la CIE préconise d'étendre ce seuil à quinze.

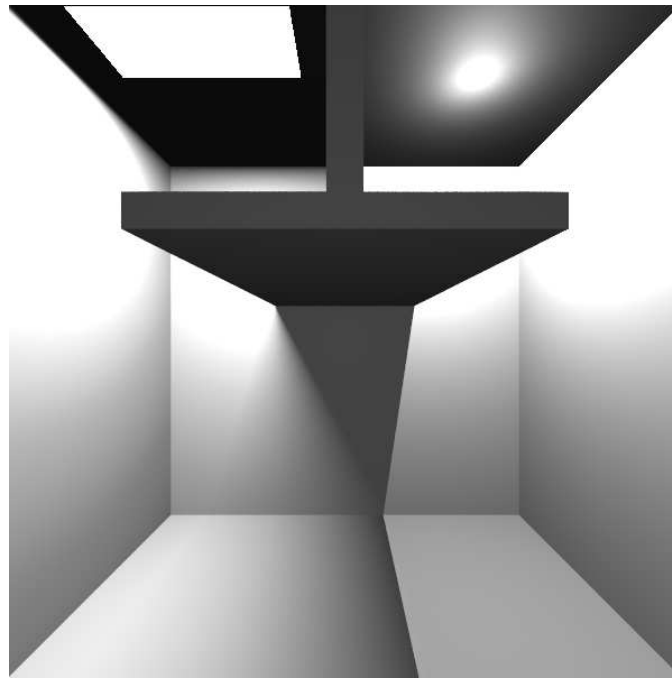


FIG. 3.3 – Pénombre créée par une source surfacique

3.1.2 Distribution d'intensité

Le calcul de l'énergie fournie par une source ponctuelle que nous avons décrit en 3.1.1.1 suppose une distribution directionnelle uniforme. Dans la réalité, les sources n'émettent pas la lumière uniformément dans toutes les directions. L'émetteur lui-même, la forme et le matériau des réflecteurs modifient l'émission de la source. Citons par exemple les luminaires utilisés en architecture ou les phares de voiture qui sont justement conçus pour être directionnels. La bibliothèque OpenGL [NDW93] fournit ainsi une source ponctuelle directionnelle dont l'intensité est réduite à un cône. Mais une solution plus générale est, comme pour les *BRDF*, d'utiliser des mesures. Ce sera le sujet des chapitres 4 et 5.

3.1.3 Émission spectrale

La spécificité d'une source lumineuse peut aussi se caractériser par son spectre d'émission. C'est particulièrement le cas pour les LEDs ou les lampes fluorescentes. La figure 3.4 présente les spectres de quelques sources.

Dans nos travaux, nous avons considéré que le spectre était le même quelle que soit la direction d'émission. Si cette hypothèse ne se vérifie pas forcément dans la réalité, elle nous permet cependant de séparer la gestion des deux phénomènes.

3.2 Représentation de la distribution directionnelle

La représentation de l'information directionnelle d'une source lumineuse est un problème important et le calcul de l'éclairement que nous allons pouvoir faire ensuite en dépend. Pour obtenir les informations nécessaires, deux solutions sont en concurrence : les mesures et la simulation.

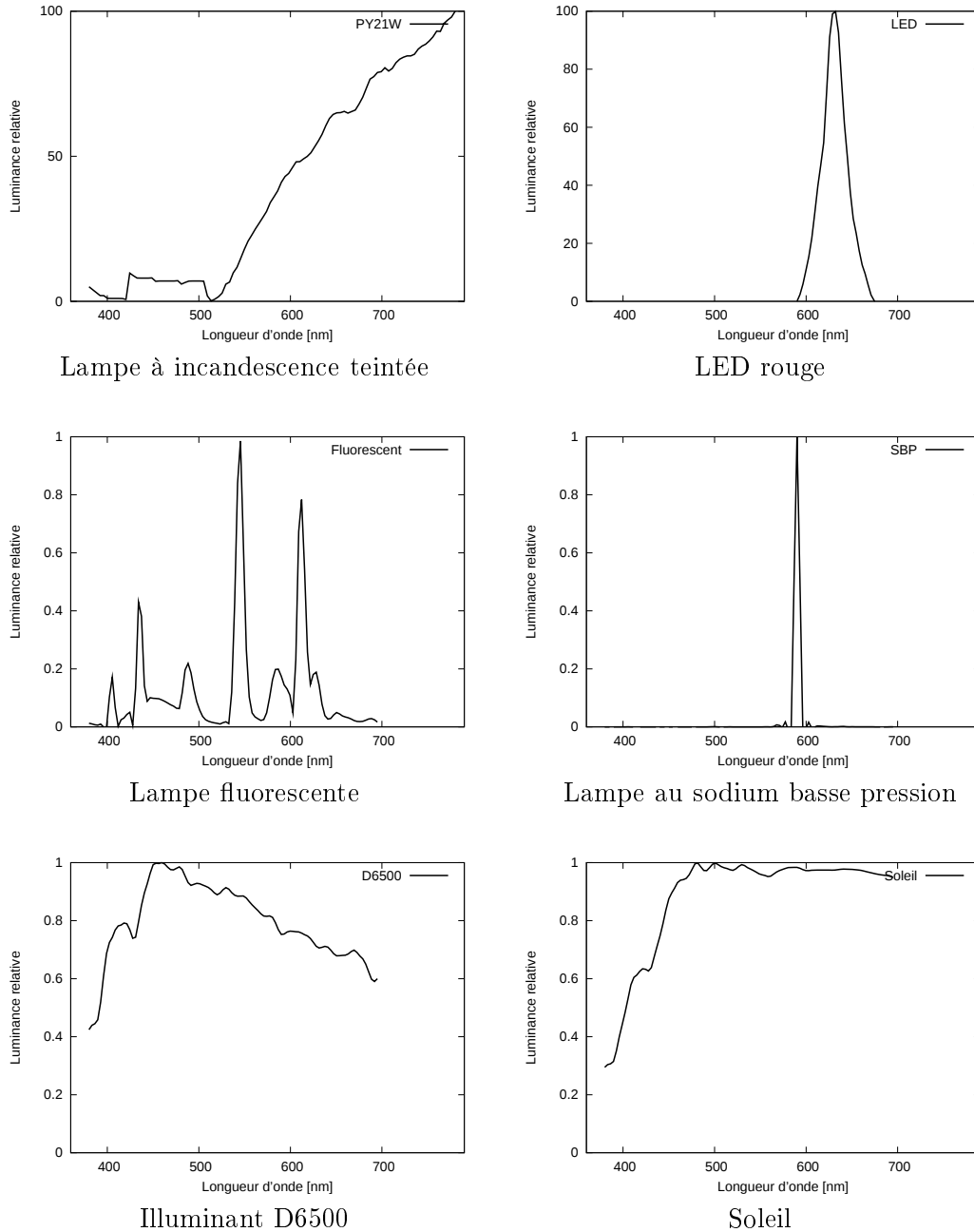


FIG. 3.4 – Quelques spectres d'émission

3.2.1 Mesures en champ lointain

Plusieurs appareils permettent de mesurer une source lumineuse suivant la grandeur souhaitée. La mesure de l'intensité émise par une source se fait au moyen d'un *goniophotomètre* et l'information résultante se nomme un *solide photométrique* (*goniometric diagram*). Cette structure permet de connaître l'intensité émise pour n'importe quelle direction. Cependant, les premiers systèmes ne permettaient de se déplacer que suivant deux axes orthogonaux ($\theta = 0, \varphi$) et ($\theta, \varphi = 0$). Le résultat se présentait alors sous la forme de deux courbes, *cf.* figure 3.5. Bien

évidemment, la reconstruction de la distribution angulaire quels que soient les angles (θ, φ) était hasardeuse. Des améliorations ont ensuite été proposées en portant à six le nombre de courbes,

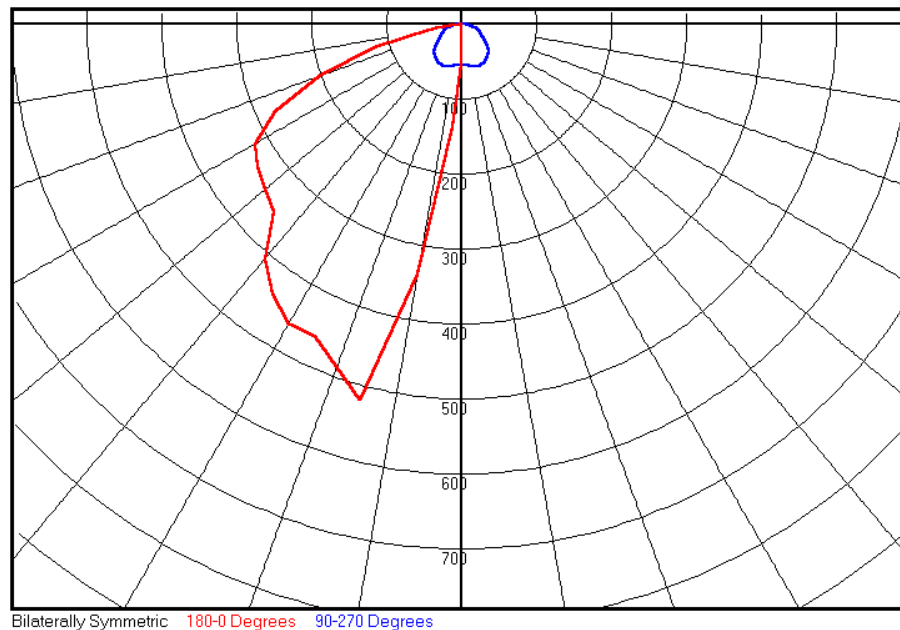


FIG. 3.5 – Courbes goniophotométriques

chacune espacée de trente degrés.

Actuellement, les fabricants de luminaires mettent de plus en plus d'informations à disposition de la communauté scientifique. Celles-ci se présentent sous la forme d'une matrice en deux dimensions. Nous avons là un véritable solide photométrique discrétisé. Le format le plus connu est l'*IES LM-63* [IES95]. Il a été défini par l'*IESNA*³.

3.2.1.1 Format IES

Ce standard est très simple ; un exemple de fichier est donné à la figure 3.6. La première ligne désigne la version du format de description, ici *LM-63-1995*. Les lignes 2 à 12 contiennent des mots-clés décrivant le luminaire mesuré à savoir le fabricant, la catégorie, la date, la puissance électrique, *etc.* Ces champs ne sont pas limités. Et leurs noms ne sont pas non plus imposés. La fin de la partie informative est signalée par la chaîne '*TILT=*', ici à la ligne 13 indiquant si le luminaire a été mesuré suivant une certaine inclinaison. La valeur du champ peut être *INCLUDE*, *NONE* ou un fichier à inclure. Dans l'exemple donné, le luminaire n'était pas incliné.

Les valeurs de la ligne 14 indiquent respectivement le nombre de lampes (1), le flux lumineux (en lumens) pour chaque lampe (2900), le coefficient multiplicateur à appliquer aux mesures (1.0), le nombre d'angles zénithaux (37), le nombre d'angles azimutaux (5), le type de goniophotomètre (1, 2 ou 3), l'unité de longueur (1 : pied, 2 : mètre), la largeur, la longueur et la hauteur du luminaire. A la ligne 15 est donné le facteur de ballast⁴. Les autres valeurs ne sont actuellement pas utilisées.

³*Illuminating Engineering Society of North America*, <http://www.iesna.org>

⁴Le ballast est un dispositif de stabilisation d'une lampe à décharge.

```

1  IESNA:LM-63-1995
   [TEST]      2100831;
   [MANUFAC]   Ledalite Architectural Products (604) 888-6811
   [LUMCAT]    8503T01EN
5  [DATE]      11/Feb/99
   [FIXTURE]   Steel housing
   [OPTIC]     E,N
   [LAMP]      F032T8 (E0)
   [BALLAST]   Electronic
10  [LUMINAIRE] Soleo
   [ALIGN]     SYMMETRIC--0 degree plane parallel to lamps
   [WATT]      31.0
   TILT=NONE
   1 2900 1.0 37 5 1 1 0.66 4.00 0.00
15  1.0 1.0 31.0
   90 92.5 95 97.5 100 102.5 105 107.5 110 112.5 115 117.5 120 122.5 125 127.5
   130 132.5 135 137.5 140 142.5 145 147.5 150 152.5 155 157.5 160 162.5 165
   167.5 170 172.5 175 177.5 180
   0 22.5 45 67.5 90
20  0.0 10.5 29.2 45.7 66.2 87.1 112.0 135.9 160.7 185.1 208.2 233.1 257.4 281.0
   304.9 326.7 348.9 370.3 392.1 413.4 431.3 449.1 465.7 482.7 496.2 509.7
   521.9 534.5 545.0 553.7 562.8 570.7 575.9 582.0 586.3 589.8 591.7
   0.0 80.6 142.4 208.0 241.5 253.6 265.8 279.5 288.8 296.4 306.2 318.8 333.1
   348.7 365.2 382.4 399.1 415.2 431.2 446.7 462.1 476.8 491.0 504.0 516.6
25  528.7 540.0 549.6 558.3 566.1 572.6 578.2 582.6 586.7 588.7 590.0 591.7
   0.0 62.0 121.8 186.6 260.7 353.7 433.5 484.2 498.9 488.3 476.6 477.5 481.8
   483.3 482.0 481.2 482.5 485.5 490.7 497.6 505.2 513.7 521.7 529.5 536.7
   544.0 551.0 557.7 564.0 570.0 575.2 580.2 585.0 587.8 590.4 591.7 591.7
   0.0 133.7 201.7 266.5 342.9 442.7 534.0 604.9 641.8 648.3 629.5 605.3 591.9
30  587.2 584.8 579.6 573.8 567.5 563.4 561.7 561.3 563.0 564.3 566.4 569.7
   571.6 573.4 576.4 577.9 580.3 583.1 585.9 587.8 589.3 590.4 591.1 591.7
   0.0 76.6 147.5 218.8 287.2 360.7 469.5 567.3 647.0 692.6 707.4 688.3 658.7
   634.3 622.2 616.1 609.5 601.3 592.6 586.1 580.8 578.7 578.7 578.7 578.7
   578.7 578.7 580.0 581.3 583.0 583.0 585.2 587.4 588.2 590.8 591.3 591.7

```

FIG. 3.6 – Un fichier IES

Les lignes 16 à 18 puis la ligne 19 contiennent les valeurs des angles zénithaux et azimutaux auxquels ont été effectuées les mesures. Il n'est pas obligatoire de respecter un pas de discrétisation précis. Les mesures sont données de la ligne 20 à la ligne 34. Leur unité est le *candela par 1000 lumens*, c'est-à-dire qu'il faut diviser par 10^3 pour obtenir la valeur en sr^{-1} . Nous pouvons remarquer que l'unité est la même que pour une *BRDF*.

Enfin, la valeur réelle émise $\mathcal{E}$ est obtenue par la formule :

$$\mathcal{E} = \frac{\text{mesure} \times \text{coefficient multiplicateur} \times \text{facteur de ballast}}{1000} \quad [sr^{-1}] \quad (3.7)$$

3.2.1.2 Symétries

Il est possible de ne donner les mesures que pour un hémisphère voire un quart de sphère. Dans ce cas, la valeur pour une direction (θ, φ) est calculée en fonction des règles suivantes :

- Symétries pour θ (en degrés) :
 - si le fichier est décrit entre 0 et 90 et que $\theta > 90$ alors $\theta = 180 - \theta$;
 - si le fichier est décrit entre 90 et 180 et que $\theta < 90$ alors $\theta = 180 - \theta$;
 - si le fichier est décrit entre 0 et 180 alors ne rien faire ;
 - θ n'est jamais supérieur à 180.
- Symétries pour φ (en degrés) :
 - si le fichier est décrit entre 0 et 90 et que $90 < \varphi < 180$ alors $\varphi = 180 - \varphi$;
 - si le fichier est décrit entre 90 et 180 et que $0 < \varphi < 90$ alors $\varphi = 180 - \varphi$;

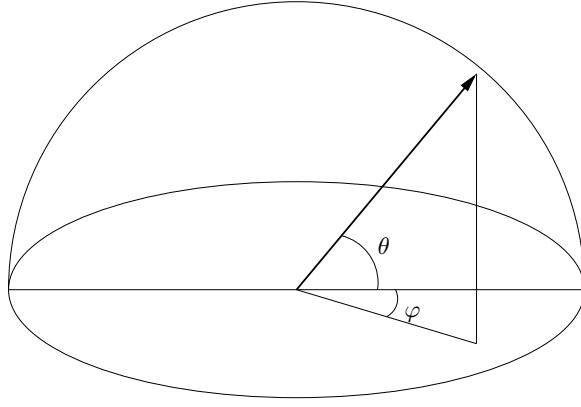


FIG. 3.7 – Repère de définition du solide photométrique

- si le fichier est décrit entre 0 et 90 et que $180 < \varphi < 270$ alors $\varphi = \varphi - 180$;
- si le fichier est décrit entre 90 et 180 et que $270 < \varphi < 360$ alors $\varphi = \varphi - 180$;
- si le fichier est décrit entre 0 et 90 et que $270 < \varphi < 360$ alors $\varphi = 360 - \varphi$;
- si le fichier est décrit entre 90 et 180 et que $180 < \varphi < 270$ alors $\varphi = 360 - \varphi$;
- si le fichier est décrit entre 0 et 180 et que $\varphi > 180$ alors $\varphi = 360 - \varphi$;
- si le fichier n'est décrit que pour 0 et que $\varphi \neq 0$ alors $\varphi = 0$;
- φ n'est jamais supérieur à 360.

3.2.1.3 Interpolation

Les angles θ et φ spécifiant une direction quelconque sont encadrés par les angles θ_1 , θ_2 , φ_- et φ_+ . Les mesures correspondant aux quatre couples d'angles sont $\mathcal{E}_{m,1-}$, $\mathcal{E}_{m,2-}$, $\mathcal{E}_{m,1+}$ et $\mathcal{E}_{m,2+}$. Zégghers a proposé dans sa thèse [Zég97] une méthode d'interpolation en arcs de spirales :

$$\mathcal{E} = \frac{(\varphi_+ - \varphi)[(\theta_2 - \theta)\mathcal{E}_{m,1-} + (\theta - \theta_1)\mathcal{E}_{m,2-}]}{(\varphi_+ - \varphi_-)(\theta_2 - \theta_1)} + \frac{(\varphi - \varphi_-)[(\theta_2 - \theta)\mathcal{E}_{m,1+} + (\theta - \theta_1)\mathcal{E}_{m,2+}]}{(\varphi_+ - \varphi_-)(\theta_2 - \theta_1)} \quad (3.8)$$

3.2.1.4 Exemples

La figure 3.8 donne quelques exemples de solides photométriques. Parmi ceux-ci, la sous-figure 3.8(b) montre le résultat du fichier exemple cité plus haut.

3.2.2 Mesures en champ proche

Si le fait de considérer une source lumineuse comme ponctuelle est parfaitement acceptable lorsqu'elle est éloignée, ce n'est plus le cas dans un contexte de photométrie en champ proche. Ashdown [Ash93a, Ash93b] a proposé une méthodologie pour mesurer une source dans de telles conditions grâce à une sphère englobante virtuelle. Au départ, des photographies sont prises au moyen d'une caméra CCD correctement calibrée et placée à une distance d'environ un mètre, *cf.* figure 3.9. Chaque pixel de l'image correspond à un rayon émis par la source. La lentille de la caméra étant focalisée à l'infini, tous les rayons sont colinéaires, *cf.* figure 3.10.

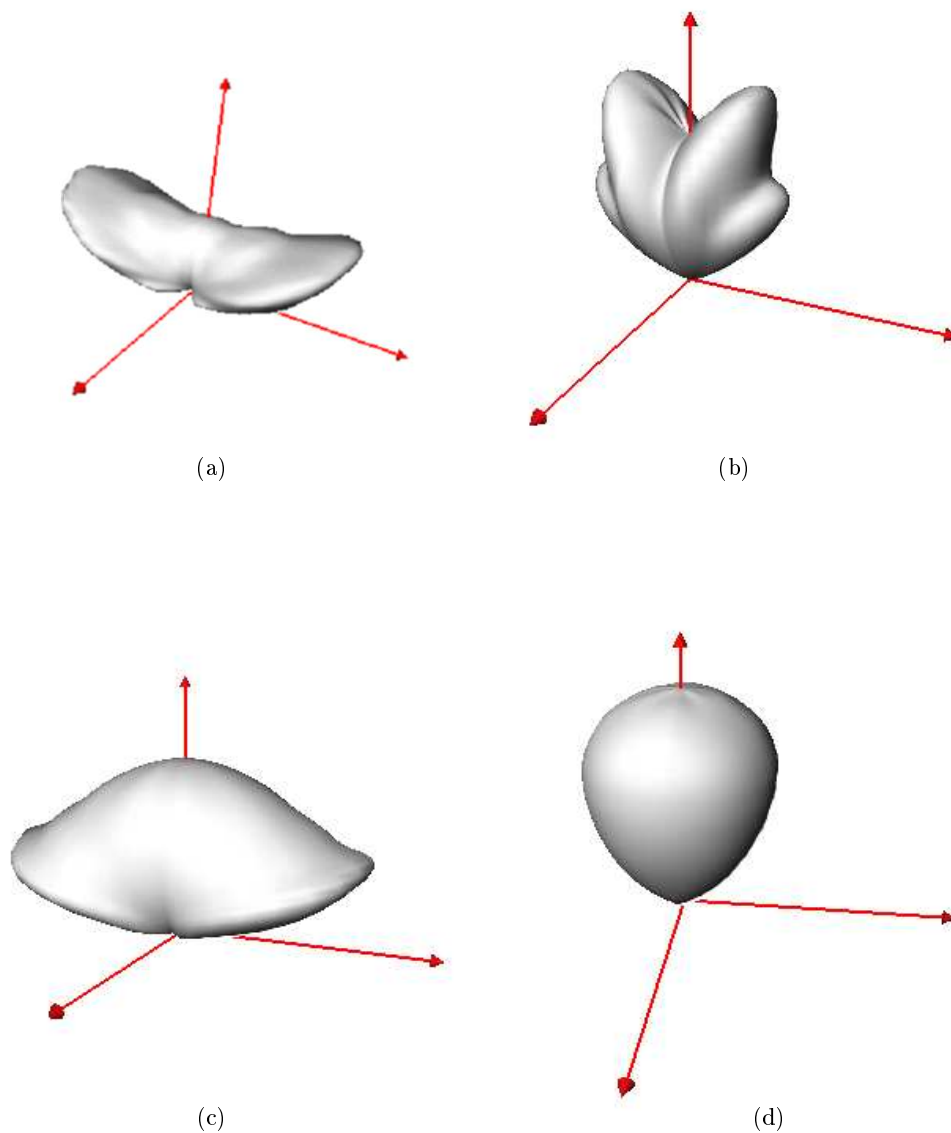


FIG. 3.8 – Exemples de solides photométriques

Un pixel d'une image représente alors l'émission de la source en un point et dans une direction donnés. La réunion de l'ensemble des photographies permet de récupérer la totalité de la distribution d'énergie, *cf.* figure 3.11. Celle-ci peut être vue comme une collection de photons. Ceux-ci sont définis par deux vecteurs : $\vec{r}$ la position du point d'émission et $\vec{d}$ la direction d'émission. Ces mesures peuvent ensuite être utilisées pour calculer l'éclairement sur un objet.

Cette méthode a été introduite par Ashdown mais le processus a été mis en œuvre par la

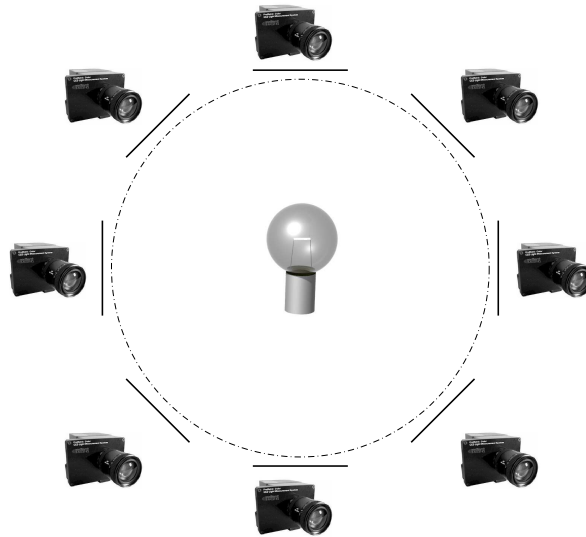


FIG. 3.9 – Mesure d’une source en champ proche : prise de photographies

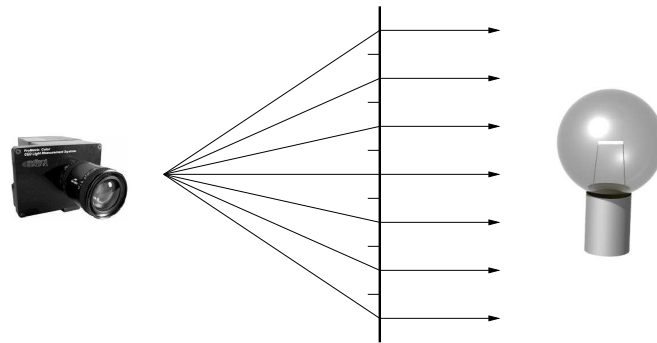


FIG. 3.10 – Mesure d’une source en champ proche : lentille focalisée à l’infini

société Radiant Imaging⁵ [Ryk94, JM00].

Deniel a aussi introduit la notion de *solide photométrique étendu* [Den02]. Il s’agit ici de découper la surface de sortie en carreaux suffisamment petits pour considérer chaque élément comme une source ponctuelle munie d’un solide photométrique. L’auteur a en même temps décrit la construction d’un goniophotomètre en champ proche basé sur l’utilisation d’un *vidéoluminancemètre*.

Enfin, Chu et DiLaura [CD95] ont proposé une solution pour s’affranchir des mesures en champ proche. Ils suggèrent de décomposer un luminaire complexe en un ensemble de morceaux de luminaires, chacun associé à un «centre photométrique» appartenant aux plans de la surface de sortie. Chaque morceau est ensuite traité comme une source lumineuse en champ lointain munie d’un solide photométrique.

⁵<http://www.rading.com>

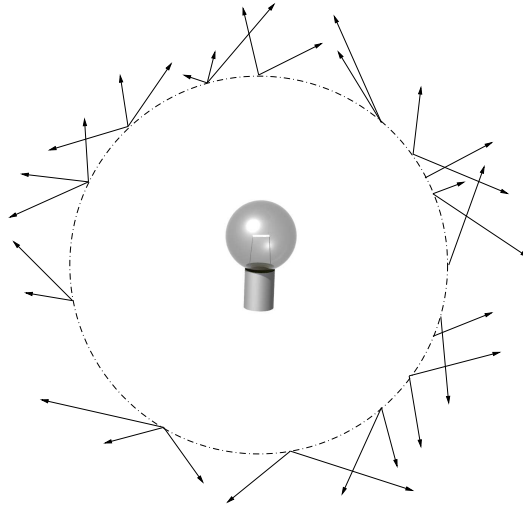


FIG. 3.11 – Mesure d’une source en champ proche : distribution de l’émission

3.2.3 Simulation

Une approche différente pour connaître la distribution d’émission d’une source est de passer par une phase de simulation. Connaissant les caractéristiques du luminaire, le but est de calculer le flux de lumière émis en lançant des rayons depuis l’émetteur. Les données sont ensuite stockées dans une structure adéquate.

Plusieurs solutions basées sur ce concept ont été suggérées. D’abord, Deville et Paul [DP95] proposent de définir un ensemble de surfaces virtuelles autour de la source de lumière. Chacune de ces surfaces capte l’énergie émise. Et ce sont ces surfaces qui sont ensuite utilisées pour le calcul de l’éclairement dans la phase de rendu. Une idée assez similaire a été proposée par Heidrich *et al.* [HKSS98]. Mais cette fois, la structure de données utilisée est un *lumigraph* [GGSC96].

Ces méthodes sont difficilement applicables dans un contexte de simulation réaliste. En effet, pour obtenir une bonne précision, il est nécessaire de connaître non seulement la géométrie interne du luminaire mais aussi les *BRDF* des réflecteurs. L’utilisation de matériaux de plus en plus pointus rend cette connaissance difficile. De plus, à l’intérieur du luminaire, l’émetteur lui-même peut avoir une distribution lumineuse non uniforme !

3.3 Quelques solutions existantes

Il y a deux façons de calculer l’éclairement provenant d’une source de lumière : par le biais d’une formule analytique ou par discrétisation. Dans cette section, nous allons détailler quelques unes de ces solutions. Il existe en fait une troisième méthode consistant à utiliser les résultats issus d’une simulation. Cela revient à analyser les structures de données abordées en 3.2.3.

3.3.1 Solutions analytiques

Le modèle le plus couramment utilisé est la source ponctuelle uniforme décrite au paragraphe 3.1.1.1. Comme nous l’avons vu précédemment, outre son caractère diffus, ce modèle ne peut se concevoir que dans un contexte de photométrie en champ lointain.

Nishita *et al.* [NON85] ont présenté une solution pour la prise en compte de sources linéaires avec détection des zones de pénombre. Il est possible de spécifier une distribution directionnelle non uniforme. Cependant, bien qu'il soit défini en champ proche, ce modèle impose que l'émission soit identique sur toute la longueur de la source. D'autres papiers ont été publiés concernant les sources linéaires. Poulin et Amanatides [PA90] ont proposé une solution basée sur l'émission suivant la longueur du segment. Mais cette solution est limitée à une distribution de type *Phong*, en lobe de cosinus. La méthode de Ouellette et Fiume [OF01] retient l'idée que la variation d'ombrage est une fonction continue et de pente douce. Il n'est alors pas nécessaire de calculer l'occlusion en chaque point et une approximation peut être suffisante. Il n'y a par contre aucune notion de variation d'intensité.

La méthode proposée par Arvo [Arv94] permet de prendre en compte analytiquement des sources lumineuses planaires et non diffuses. Ce travail a été modifié pour des sources planaires avec une variation linéaire d'intensité [CA00] puis ces deux solutions ont été réunies dans [CA01]. Bien que très intéressants, ces modèles supposent aussi une distribution directionnelle de type *Phong*. Ces formules ne sont pas utilisables avec une émission quelconque spécifiée par un fichier IES. Tanaka et Takahashi ont présenté deux méthodes [TT91, TT97] pour des sources planaires mais ces modèles ne peuvent gérer les effets directionnels.

3.3.2 Solutions par discrétisation

Outre les modèles analytiques, l'autre grande classe d'algorithmes regroupe les méthodes par discrétisation. En voici les plus intéressantes.

Dans [OF99a, OF99b], Ouellette et Fiume ont présenté une solution pour des sources linéaires puis surfaciques. L'idée est ici de détecter les discontinuités d'éclairement provoquées par les objets masquants. Ensuite, chaque partie homogène de la source est calculée par une interpolation polynomiale de faible degré. Heidrich *et al.* [HBS00] ont proposé une extension de l'algorithme de *shadow map* [Wil78] en discrétisant la longueur d'une source linéaire.

Les sources lumineuses directionnelles en champ lointain ont été étudiées par Languénou et Tellier [LT92]. Ils ont proposé une solution pour le calcul d'une émission quelconque $\mathcal{E}(\theta, \varphi)$ lorsque sont seulement fournies les courbes goniophotométriques, *cf.* figure 3.5. Ces courbes définissent les émissions $\mathcal{E}_l(\varphi_l)$ et $\mathcal{E}_t(\varphi_t)$ pour les plans longitudinaux et transversaux. Les projections de la direction sur ces deux plans nous donnent les directions (θ, φ_l) et (θ, φ_t) . Les auteurs proposent alors d'utiliser la formule suivante :

$$\mathcal{E}(\theta, \varphi) = \frac{\mathcal{E}_l(\varphi_l) \cos \varphi_t + \mathcal{E}_t(\varphi_t) \cos \varphi_l}{\cos \varphi_l + \cos \varphi_t} \quad (3.9)$$

Dans le cas du champ proche, nous devons un premier essai à Houle et Fiume [HF93] pour des sources planaires. Après avoir échantillonné la surface, un solide photométrique est tout simplement adjoint à chaque point. La contribution totale de la source est ensuite calculée en moyennant les émissions de chaque échantillon. Il nous reste cependant à établir une relation entre la position de l'échantillon sur la surface de la source et la forme du solide photométrique en ce point. Aucune règle n'exige en effet que ce dernier soit constant. Dans [SWZ96], Shirley *et al.* s'attachent en prendre en compte des sources de forme quelconque. Leur surface est échantillonnée par un tirage aléatoire uniforme. Il n'y a cependant ici aucun caractère directionnel.

3.3.2.1 Subdivision adaptative d'une source lumineuse surfacique

Zaninetti *et al.* [ZBP99] ont eux proposé une méthode de subdivision adaptative d'une source planaire rectangulaire. Ce modèle étant celui que nous utilisons actuellement, nous allons le décrire plus précisément.

Dans [Arv94], Arvo exprime sous forme vectorielle l'éclairement induit par une source diffuse polygonale entièrement visible. Appelons $\vec{S}$, ce vecteur d'éclairement formant un angle θ_S avec la normale et Γ_S , l'angle solide sous-tendu par la source surfacique. L'équation de réflectance (équation 2.30, page 35) nous donne la luminance réfléchie en un point x en fonction de la luminance incidente :

$$L_r(x, \vec{\omega}_r) = f_r(x, \vec{S} \rightarrow \vec{\omega}_r) L_i(x, \vec{S}) \cos \theta_S \Gamma_S \quad [W.m^{-2}.sr^{-1}] \quad (3.10)$$

$L_i(x, \vec{S})$ correspond à la luminance émise par la source. Cette dernière étant diffuse, cette valeur est une constante. Nous supposons Γ_S suffisamment petit pour que la *BRDF* soit constante localement.

La création de pénombres s'obtient en calculant les occlusions partielles. Ceci peut se faire, par exemple, par une discrétisation de la surface émettrice. Zaninetti *et al.* proposent d'utiliser cette définition vectorielle dans un processus de subdivision adaptative. Après avoir fixé un seuil d'angle solide maximal acceptable, la source lumineuse est subdivisée récursivement selon un arbre binaire [Ben75]. Nous obtenons ainsi une collection de cellules «élémentaires» comme le montre la figure 3.12. Le découpage est calculé de manière à ce que les deux nouvelles cellules soient vues avec le même angle solide.

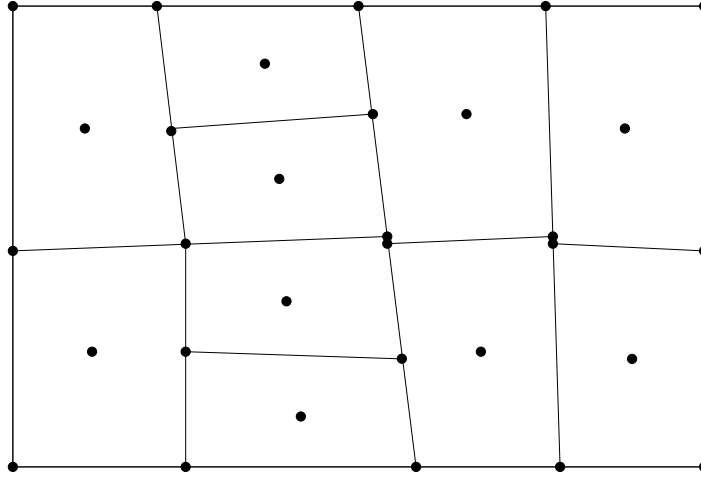


FIG. 3.12 – Découpage adaptatif d'une source surfacique

Pour chaque cellule, des rayons d'ombre sont lancés aux quatre extrémités ainsi que dans la région centrale⁶. L'intersection potentielle de ces rayons avec la scène permet de connaître la visibilité de chaque élément. Enfin, si une cellule est totalement visible, son éclairement est pris en compte ; si elle est totalement cachée, l'éclairement est nul ; sinon, la cellule est à nouveau subdivisée mais cette fois selon un arbre quaternaire. Lorsque la profondeur maximale de ce nouvel arbre est atteinte, la contribution de la cellule est calculée au *pro rata* du nombre de points visibles.

⁶Pour éviter l'aliasage, la direction est perturbée d'un epsilon.

Formes complexes

La notion de visibilité définie par les auteurs permet aussi la prise en compte de sources planaires de forme non rectangulaire. Il suffit pour cela d'adjoindre un masque d'appartenance à la surface. Le calcul de l'éclairement issu d'une cellule ne dépend plus seulement de la visibilité des points mais aussi de leur inclusion dans la forme choisie. La figure 3.13 présente le découpage d'une source de forme elliptique. La subdivision est accentuée pour épouser le contour.

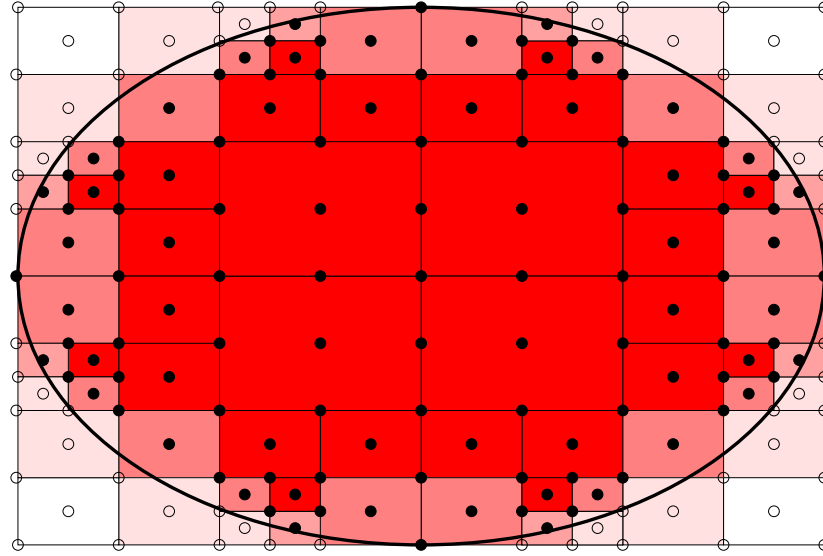


FIG. 3.13 – Découpage adaptatif d'une source de forme elliptique

3.3.2.2 Extension à un modèle cylindrique

Nous avons étendu le modèle de Zaninetti *et al.* aux sources lumineuses de forme cylindrique. Ce type de source est très utile pour simuler des filaments ou des néons. Nous proposons d'approximer notre cylindre par une source planaire surfacique dont l'orientation variera selon le point (x) où le calcul d'éclairement se fera. Sur la figure 3.14, l'axe du cylindre est représenté par le vecteur $\overrightarrow{PQ}$. Les coordonnées du rectangle approximant la source se calculent de la manière suivante :

Celui-ci se trouve dans un plan orthogonal au vecteur $x\overrightarrow{P}$. Les points extrémaux S_i sont facilement calculables grâce au vecteur $\vec{v} = \overrightarrow{PQ} \wedge x\overrightarrow{P}$. On a :

$$\begin{aligned} S_1 &= P + \vec{v} \\ S_2 &= P - \vec{v} \\ S_3 &= Q + \vec{v} \\ S_4 &= Q - \vec{v} \end{aligned} \tag{3.11}$$

Sur la figure 3.15, nous illustrons l'orientation du rectangle en fonction du point où l'on doit calculer l'éclairement x_1, x_2 ou x_3 . La figure 3.16, page 70, présente une simple pièce grise éclairée par une source lumineuse de forme cylindrique. La luminance étant dépendante de l'angle solide sous lequel est vu le rectangle approximant la source, elle devient nulle lorsqu'on s'approche de la direction de l'axe du cylindre. Une zone sombre est ainsi visible sur l'image résultante. Pour palier ce défaut, nous nous donnons la possibilité de rajouter deux autres sources de forme

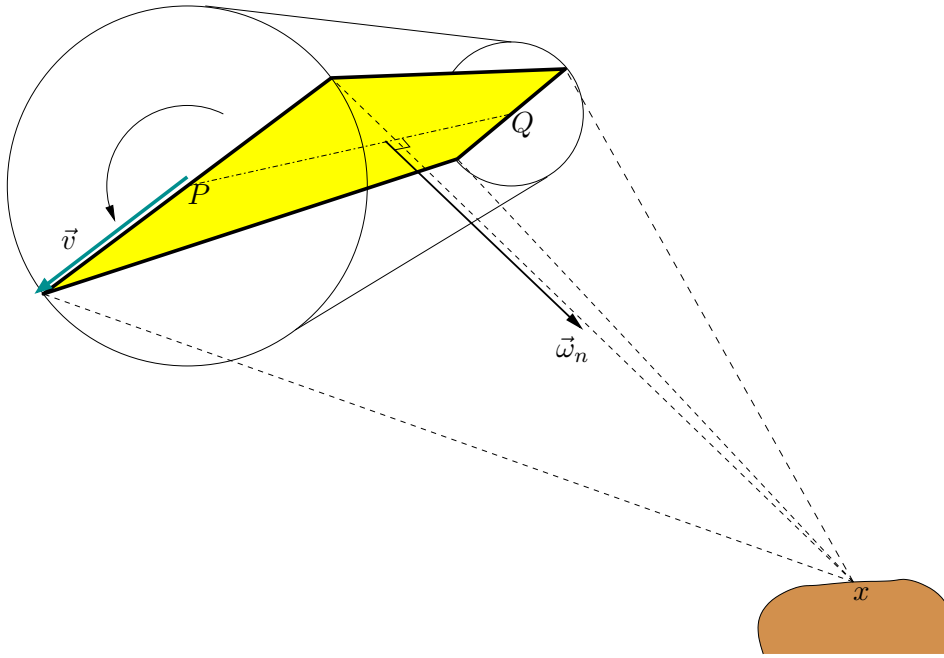


FIG. 3.14 – Source de forme cylindrique

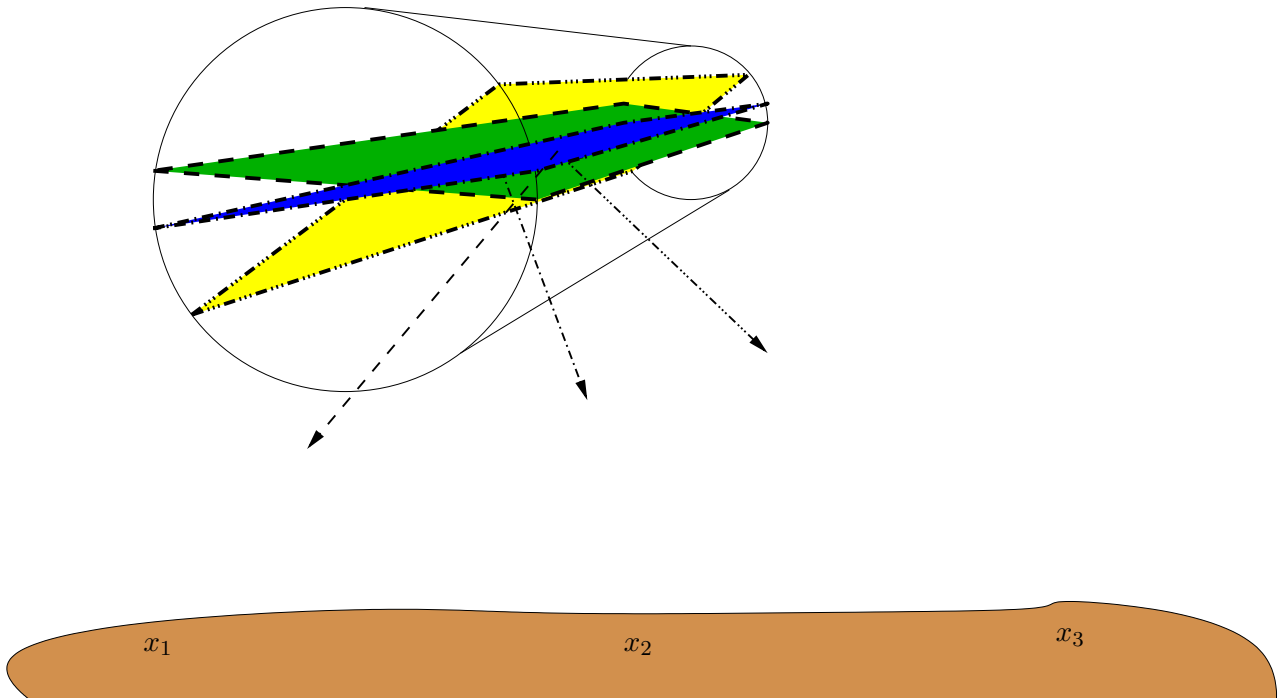


FIG. 3.15 – Source de forme cylindrique

circulaire aux extrémités du cylindre. La figure 3.17 montre la même scène disposant de ces améliorations. La zone sombre est beaucoup moins visible. Sans avoir fait de comparaison avec des mesures réelles, nous pensons que ce modèle est plus proche de la réalité. Bien évidemment,

cette solution a pour inconvénient de tripler le nombre de sources lumineuses à gérer.

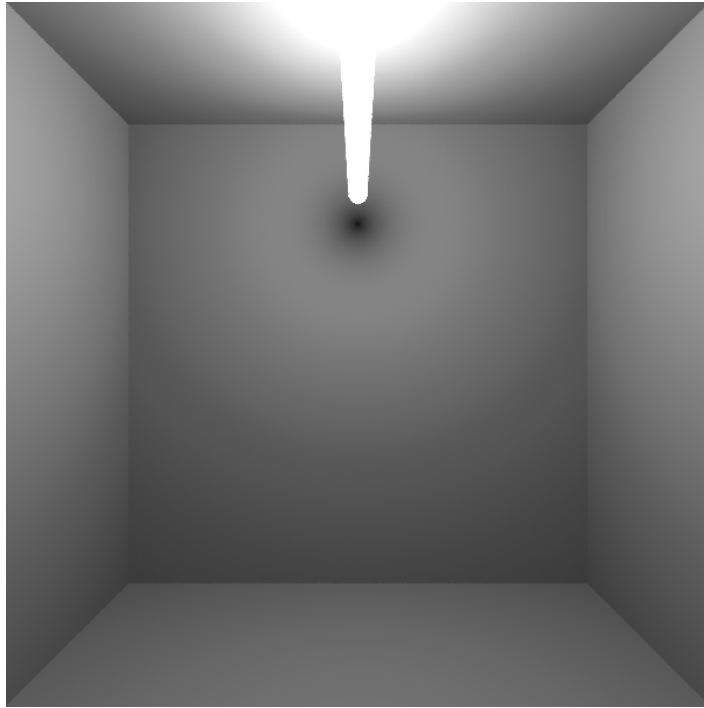


FIG. 3.16 – Une scène éclairée par des sources de forme cylindrique

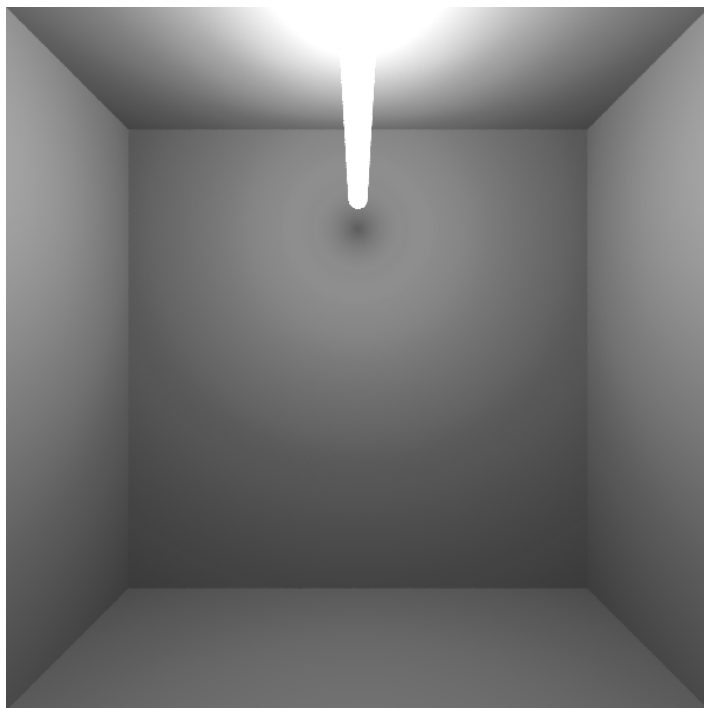


FIG. 3.17 – Les sources de forme cylindrique améliorées

3.4 Modèles de ciel

Pour diversifier les types d'éclairement d'une scène, des travaux ont aussi été effectués pour modéliser des ciels. L'éclairement d'un point se calcule en sommant l'ensemble des luminances issues de la partie de ciel visible. Un modèle de ciel se définit alors suivant les deux directions zénithale et azimutale (θ, φ) ⁷. Nous allons présenter quelques modèles très utilisés.

La figure 3.18 décrit la géométrie utilisée pour définir l'éclairement d'un ciel. z_0 est l'angle entre le zénith et la direction du soleil $\vec{\omega}_s$. $\vec{\omega}_i$ est la direction pour laquelle nous souhaitons calculer la luminance incidente au point x . Elle fait un angle θ avec le zénith⁸. L'angle entre $\vec{\omega}_s$ et $\vec{\omega}_i$ est nommé γ . Enfin, l'angle entre les projections de ces deux directions est noté α . On a :

$$\gamma = \arccos(\cos z_0 \cos \theta + \sin z_0 \sin \theta \cos \alpha) \quad (3.12)$$

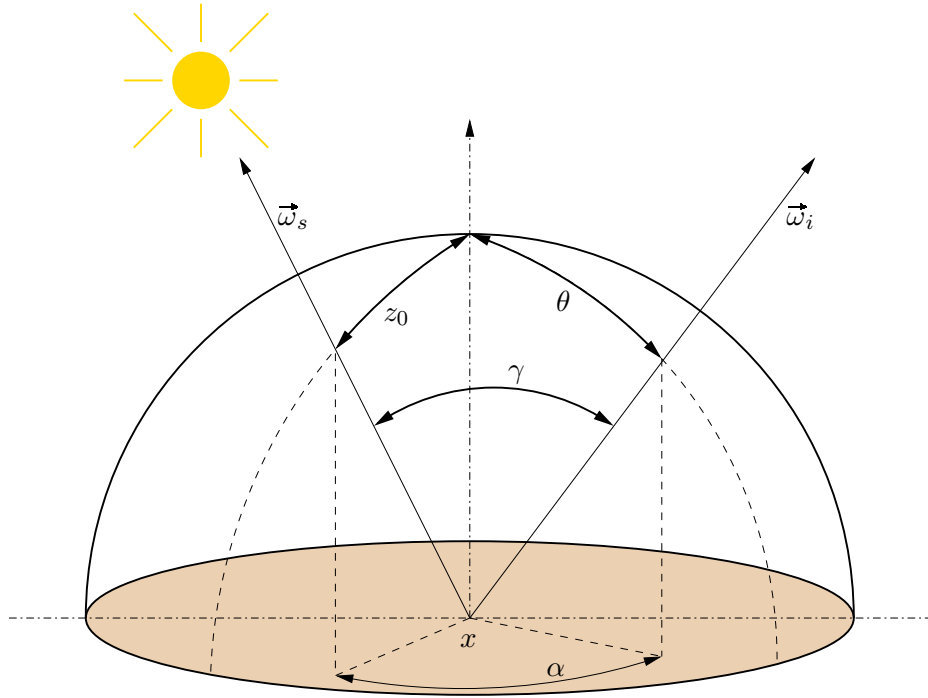


FIG. 3.18 – Géométrie pour l'éclairement d'un ciel

3.4.1 Ciel couvert

Un *ciel couvert* est un ciel très nuageux dont la formulation repose sur la valeur de luminance au zénith. Celle-ci est définie par la *CIE* comme étant de la forme suivante [DK02] :

$$L_z = A + B \cos^c z_0 \quad [cd.m^{-2}] \quad (3.13)$$

⁷ A ne pas confondre avec la définition du solide photométrique. Ici, le point éclairé est fixe et chaque direction (θ, φ) symbolise une source particulière. Dans le solide photométrique, c'est la position de la source qui est fixe.

⁸ Il faut bien noter que, dans notre notation, z_0 et θ sont nuls pour la direction zénithale. De plus, tous les angles sont exprimés en degrés.

Des campagnes de mesures ont ensuite permis de positionner les valeurs : $A = 90$, $B = 9630$ et $c = 1.19$.

A partir de la luminance zénithale, deux types de ciels sont définis. Le *ciel uniforme* est un ciel où la luminance émise est égale à L_z quelle que soit la direction. Le ciel «Moon et Spencer» a été normalisé par la *CIE*. Il correspond à un ciel très nuageux sans soleil apparent. La luminance à l'horizon est définie comme égale à un tiers de L_z . Entre les deux, une relation est établie, dépendant uniquement de l'angle zénithal θ :

$$L(x, \vec{\omega}_i) = L_z \frac{1 + 2 \cos \theta}{3} \quad [cd.m^{-2}] \quad (3.14)$$

3.4.2 Ciel serein

Dans le modèle de *ciel serein*, la position du soleil est prépondérante. Normalisé par la *CIE*, il permet de simuler un ciel parfaitement clair et sans nuages. La luminance au zénith est d'abord définie comme suit :

$$L_z = 100 + 63h_0 + h_0(h_0 - 30)e^{0.0346(h_0 - 68)} \quad [cd.m^{-2}] \quad (3.15)$$

où $h_0 = 90 - z_0$.

Pour une direction quelconque, la luminance émise vaut :

$$L(x, \vec{\omega}_i) = L_z \frac{f(\gamma) \phi(z_0)}{f(\theta) \phi(0)} \quad [cd.m^{-2}] \quad (3.16)$$

avec :

$$\begin{aligned} \phi(x) &= 1 + a e^{\frac{b}{\cos \theta}} \\ f(x) &= 1 + c(e^{d\gamma} - e^{d\frac{\pi}{2}}) + g \cos^2 \gamma \end{aligned} \quad (3.17)$$

Les coefficients a , b , c , d et g permettent de paramétrer le ciel voulu. De nombreuses études en éclairagisme ont proposé des suites de valeurs numériques. On peut en trouver dans [DK02] et [INM99]. Par exemple, un ciel clair standard est obtenu avec les valeurs respectives : -1 , 0.32 , 10 , -3 et 0.45 .

3.4.3 Mesures de ciel

De manière analogue aux *BRDF*, toutes les situations ne peuvent être reproduites avec un modèle analytique. Il peut être là aussi intéressant de mesurer un ciel réel avec différentes conditions climatiques et à diverses heures de la journée. Un ciel mesuré donne ainsi la luminance reçue suivant un pas de discrétisation. Après interpolation, le ciel peut être reconstitué pour l'ensemble de l'hémisphère. Des travaux en ce sens ont été entrepris en collaboration avec le Laboratoire des Sciences de l'Habitat (LASH) de l'Ecole Nationale des Travaux Publics de l'Etat⁹ (ENTPE).

3.4.4 Mise en œuvre

L'éclairage d'une scène par un modèle de ciel qu'il soit analytique ou mesuré à travers une fenêtre est devenu courant en synthèse d'images. La fenêtre est alors considérée comme une source plane disposant d'une distribution d'émission particulière. Dans l'algorithme de Zaninetti *et al.*, il suffit par exemple de calculer la luminance émise (qui n'est plus constante) pour chaque

⁹<http://www.entpe.fr/Dr/Lash/page-recherche-lash.htm>

rayon d'ombre issu d'une subdivision de la source. De même, la méthode de l'échantillonnage ponctuel s'applique sans difficultés.

Le rendu d'une scène extérieure n'est pas plus complexe en intégrant l'ensemble des directions d'émissions. Le calcul est cependant beaucoup plus long et un mauvais choix de discrétisation du ciel peut entraîner un fort aliassage.

3.5 Cohérence spatiale

Lorsque les sources lumineuses sont complexes, le calcul de la luminance reçue en un point peut être très coûteux. Parmi les voies d'optimisation possible, l'utilisation de la cohérence spatiale est particulièrement efficace. Toujours dans [Zan98], Zaninetti a ainsi introduit la notion de *vecteur lumineux direct*. Associé à une source lumineuse, ce vecteur représente l'énergie reçue en un point quelconque de la scène. Dans le cas de sources à géométrie étendue, $\vec{D}$ est calculé en pondérant les échantillons par leur luminance L_i et leur angle solide Γ_i respectifs :

$$\vec{D} = \sum_{i=1}^n L_i \Gamma_i \vec{\omega}_i$$

Pour une source ponctuelle, le vecteur pointe directement vers la source.

Étant donné un ensemble de vecteurs lumineux directs précédemment calculés, Zaninetti avance que le calcul de l'éclairement direct en un point voisin peut être omis. La valeur est alors trouvée en interpolant les vecteurs présents. Ce processus est contrôlé au moyen de deux paramètres : un rayon de recherche maximum et un seuil de variance acceptable.

L'interpolation de l'éclairement direct permet de réduire jusqu'à 90% le nombre de rayons d'ombre.

Chapitre 4

Les sources lumineuses en champ lointain

Nous avons défini au chapitre 3 les sources lumineuses en champ lointain. Dans ce type de photométrie, seule l'information directionnelle a véritablement une importance. Elle se caractérise par un solide photométrique (*cf.* paragraphe 3.2.1). Une fois les mesures effectuées, il convient de choisir un modèle de reconstruction suffisamment précis et rapide, permettant d'évaluer l'émission de la source pour n'importe quelle direction.

4.1 Reconstruction d'un solide photométrique

L'idée la plus simple est d'utiliser une méthode d'interpolation telle que celle proposée par Zéghers [Zég97] que nous avons déjà présentée. Dans le cas de la reconstruction de $BRDF$, cette solution n'est en général pas viable. Les données sont en effet trop bruitées. De plus, la masse d'informations est souvent conséquente et il est souhaitable de la réduire. D'autres solutions ont été développées. Elles sont basées sur les harmoniques sphériques ou les polynômes de Zernike [Noé99]. Dans le cadre de sa thèse, Nicolas Noé a implémenté ces modèles pour les appliquer à la reconstruction de $BRDF$. Sa conclusion fut qu'ils n'étaient pas efficaces. Ces méthodes sont extrêmement lourdes à mettre en œuvre et requièrent beaucoup de calculs. D'autre part, elles s'appliquent volontiers à des données à forte variation mais les mesures de sources lumineuses en champ lointain étant plus lisses, il est peu probable qu'elles soient des solutions intéressantes. Il aurait fallu en effet beaucoup de fonctions pour arriver à reproduire un solide photométrique suffisamment lisse. Nous devons aussi citer les ondelettes sphériques qu'ont utilisées Claustres *et al.* pour des $BRDF$ également.

Noé et Péroche [NP00] ont introduit un nouveau modèle plus léger, basé sur des intégrales singulières de fonctions à support local. Il permet de représenter un solide photométrique par une fonction $\mathcal{C}^1$.

4.1.1 Idée générale

La définition corpusculaire de la lumière (*cf.* paragraphe 2.3.1.2) permet de considérer l'émission d'un photon par une source lumineuse comme une demi-droite $[S, \vec{\omega}_i)$ où S est la source lumineuse ponctuelle¹ et $\vec{\omega}_i$ une direction d'émission. Lorsqu'on dispose d'un ensemble de n mesures

¹Nous rappelons que nous nous plaçons ici dans le cas du champ lointain.

E_i , l'émission dans une direction donnée peut s'écrire (à partir de travaux sur les *BRDF* [Pf96]) :

$$\mathcal{E}(\vec{\omega}) = \sum_{i=1}^n E_i K(d(\vec{\omega}, \vec{\omega}_i)) \quad (4.1)$$

où d est l'expression d'une distance entre les deux directions $\vec{\omega}$ et $\vec{\omega}_i$ et K un noyau d'intégration dépendant de cette distance. La figure 4.1 illustre la pose de ces noyaux en fonction des mesures. Ceux-ci peuvent également être considérés comme un étalement de l'énergie autour de la direction d'émission.

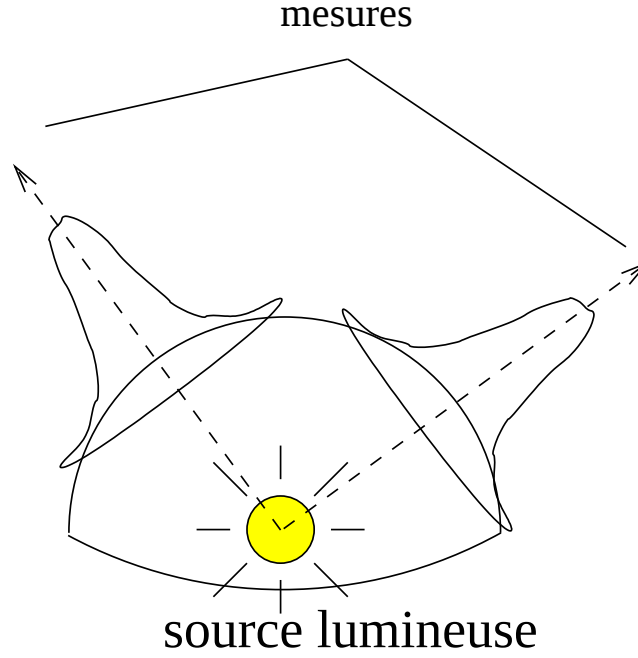


FIG. 4.1 – Distribution d'énergie associée à une mesure

Pour la distance d , nous souhaitons une fonction comprise entre 0 et 1. Nous choisissons naturellement le *cosinus* entre les deux directions. Sans être une véritable distance mathématique, il a tout de même l'avantage d'être symétrique ($\cos(\vec{\omega}, \vec{\omega}_i) = \cos(\vec{\omega}_i, \vec{\omega})$). Appelons ζ l'angle entre ces deux directions.

Concernant le choix de K , il est important d'avoir une distribution à support local (*i.e.* dont l'ensemble des valeurs non nulles soit restreint à un voisinage de $\vec{\omega}_i$). Cela permet de diminuer le nombre n de noyaux à évaluer dans la formule 4.1. Nous verrons plus loin que se pose alors le problème du dimensionnement de la taille de ces distributions pour que l'ensemble de la sphère soit recouverte.

4.1.2 Intégrales singulières

Soit $\mathcal{E}$, l'émission de la source à reconstruire. L'*intégrale singulière* de $\mathcal{E}$ est définie ainsi [Ach56] :

$$I(\mathcal{E})(\vec{\omega}) = \int_{\Omega} \mathcal{E}(\vec{\omega}_i) K(\cos \zeta) d\vec{\omega}_i \quad (4.2)$$

Si K respecte les propriétés suivantes² :

$$\int_{-1}^1 K(t) dt = \frac{1}{2\pi} \quad (4.3)$$

et

$$\lim_{\rho \rightarrow 1^-} \int_{-1}^1 K(t) t dt = \frac{1}{2\pi} \quad (4.4)$$

alors, on a :

$$\lim_{\rho \rightarrow 1^-} I(\mathcal{E}) = \mathcal{E} \quad (4.5)$$

et

$$\int_{\Omega} I(\mathcal{E}) d\vec{\omega}_i = \int_{\Omega} \mathcal{E} d\vec{\omega}_i \quad (4.6)$$

Les démonstrations peuvent être trouvées dans [Ach56].

4.1.3 Un exemple de noyau

Noé et Péroche proposaient d'utiliser la distribution suivante :

$$K(\cos \zeta) = \begin{cases} 0 & \text{si } \cos \zeta \in [-1; \rho] \\ \frac{k+1}{2\pi(1-\rho)} \left(\frac{\cos \zeta - \rho}{1-\rho} \right)^k & \text{si } \cos \zeta \in [\rho; 1] \end{cases} \quad (4.7)$$

où ρ et k sont des paramètres du noyau K . ρ appartient à l'intervalle $[0; 1]$. Il permet de définir la largeur d'influence du noyau. Ainsi, pour $\rho = 0$, nous aurons un noyau strictement positif sur $[-\pi; \pi]$. Et plus ρ se rapprochera de 1, plus nous obtiendrons un comportement proche d'une fonction de Dirac. k permet de contrôler la forme de la cloche. La figure 4.2³ montre la variation de la distribution en fonction de ce paramètre pour $\rho = 0.5$, ce qui implique un support défini sur $[-\frac{\pi}{3}; \frac{\pi}{3}]$.

4.1.4 Restriction à Ω^+

Il se peut que les mesures soit uniquement données sur un hémisphère ; ce qui semble logique pour des luminaires de bureau ou des projecteurs. Dans ce cas, il n'y a rien de particulier à faire. Aucun noyau ne sera posé dans l'hémisphère inférieur.

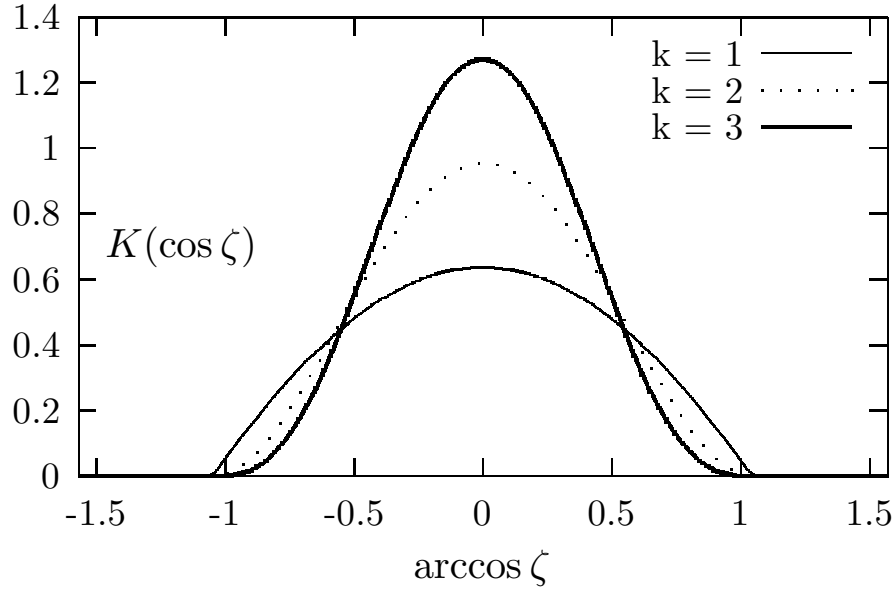
4.1.5 Discrétisation

Un solide photométrique mesuré est une collection de couples $(\vec{\omega}_i, \mathcal{E}_{m,i})$ représentant une direction et sa mesure associée. Puisque nous souhaitons calculer $\mathcal{E}$ quelle que soit la direction, nous devons définir une fonction continue représentant le solide photométrique en discrétisant l'intégrale singulière de l'équation 4.2 :

$$\bar{\mathcal{E}}(\vec{\omega}) = \sum_{i=1}^n \mathcal{E}_m(\vec{\omega}_i) K(\cos \zeta) \Delta \vec{\omega}_i \quad (4.8)$$

² ρ est ici un paramètre déterminant le rayon d'influence de K . Nous l'expliciterons plus loin.

³ adaptée de [NP00].

FIG. 4.2 – Exemples de distributions suivant le paramètre k

Il reste à calculer la valeur de $\Delta\vec{\omega}_i$ de manière à minimiser l'erreur entre la reconstruction et la fonction originelle. Soient $\tilde{\mathcal{E}}$ tel que :

$$\bar{\mathcal{E}}(\vec{\omega}) = \tilde{\mathcal{E}}(\vec{\omega}) \Delta\vec{\omega}_i$$

et E , l'erreur commise. On pose :

$$\begin{aligned} E &= \sum_{i=1}^n (\mathcal{E}_m(\vec{\omega}_i) - \bar{\mathcal{E}}(\vec{\omega}_i))^2 \\ \iff E &= \sum_{i=1}^n \left(\mathcal{E}_m(\vec{\omega}_i)^2 - 2 \mathcal{E}_m(\vec{\omega}_i) \tilde{\mathcal{E}}(\vec{\omega}_i) \Delta\vec{\omega}_i + \tilde{\mathcal{E}}(\vec{\omega}_i)^2 \Delta\vec{\omega}_i^2 \right) \end{aligned} \quad (4.9)$$

Minimiser E implique que :

$$\frac{dE}{d\vec{\omega}} = 2 \Delta\vec{\omega}_i \sum_{i=1}^n \tilde{\mathcal{E}}(\vec{\omega}_i)^2 - 2 \sum_{i=1}^n \tilde{\mathcal{E}}(\vec{\omega}_i) \mathcal{E}_m(\vec{\omega}_i) = 0 \quad (4.10)$$

On a donc :

$$\Delta\vec{\omega}_i = \frac{\sum_{i=1}^n \tilde{\mathcal{E}}(\vec{\omega}_i) \mathcal{E}_m(\vec{\omega}_i)}{\sum_{i=1}^n \tilde{\mathcal{E}}(\vec{\omega}_i)^2} = \frac{\sum_{i=1}^n \left(\sum_{j=1}^n \mathcal{E}_m(\vec{\omega}_j) K(\cos \zeta) \right) \mathcal{E}_m(\vec{\omega}_i)}{\sum_{i=1}^n \left(\sum_{j=1}^n \mathcal{E}_m(\vec{\omega}_j) K(\cos \zeta) \right)^2} \quad (4.11)$$

ζ est ici l'angle entre $\vec{\omega}_i$ et $\vec{\omega}_j$. $\Delta\vec{\omega}_i$ est une valeur indépendante du point de vue. C'est une constante qu'il suffit de pré-calculer.

4.1.6 Flux émis

La totalité du flux émis par la source lumineuse est égal à la somme des émissions dans toutes les directions multipliées par l'angle solide élémentaire. Il s'écrit :

$$\Phi = \int_{\Omega} \bar{\mathcal{E}}(\vec{\omega}) d\vec{\omega} \quad (4.12)$$

4.1.7 Choix de ρ

Nous n'avons pas encore discuté de la largeur à donner à chaque noyau. Celle-ci se règle grâce au paramètre ρ . Dans le cas de mesures d'émission de source, les données sont généralement échantillonnées selon une grille régulière. ρ ne dépend alors que du pas de discrétisation que nous nommerons pd . La figure 4.3 montre trois reconstructions différentes. Le pas de discrétisation des mesures est ici de trente degrés, *cf.* figure 4.3(a).

Un support local trop large (*cf.* figure 4.3(b)) a pour effet de lisser les variations. Le risque est de perdre des informations pour des émissions particulièrement spéculaires. Inversement, un support local trop étroit (*cf.* figure 4.3(d)) occasionne des trous dans la reconstruction lorsque les mesures sont trop espacées. Après plusieurs expérimentations, nous avons choisi de fixer la largeur d'un noyau à 0.6 fois le pas de discrétisation, soit :

$$\rho = \cos(0.6 \times pd) \quad (4.13)$$

Dans notre exemple, le support avait donc une largeur de 18 degrés et ρ était égal à 0.951. Ceci vaut pour le noyau donné à la formule 4.7, page 77, avec $k = 2$. Il est tout à fait possible que ce ne soit pas adéquat à d'autres formes de distributions.

4.1.8 Approche hiérarchique

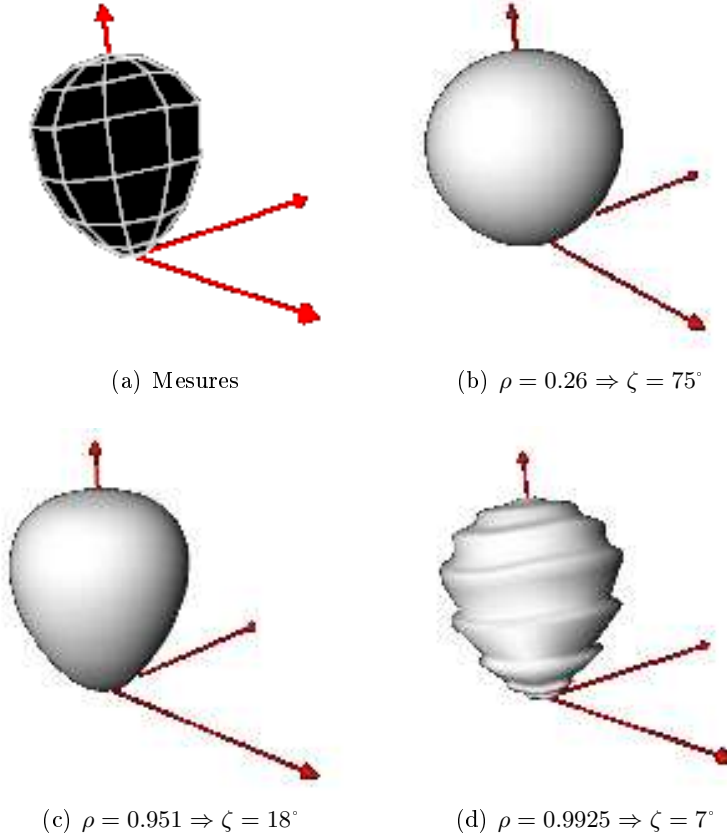
Dans le cas d'une *BRDF*, il est fréquent que les mesures ne soient pas réparties uniformément. La direction spéculaire est souvent sur-échantillonnée. Une valeur unique de ρ ne peut suffire. Noé a proposé dans sa thèse une approche hiérarchique. Les noyaux ne sont alors plus placés sur les mesures mais sur les sommets d'un polyèdre. Ce dernier est ensuite raffiné dans les zones sensibles et les nouveaux noyaux ont alors un support plus étroit.

Cependant, la condition de raffinement est liée à la reconstruction par interpolation ; c'est-à-dire que le polyèdre est divisé tant que la reconstruction est trop différente de l'interpolation. On ne peut donc s'approcher au mieux que de cette dernière qui peut être différente de la véritable fonction mesurée. D'autre part, cela augmente considérablement le nombre de noyaux et accroît d'autant les temps d'évaluation.

N'ayant pas, avec les sources lumineuses, les problèmes de mesures rencontrés avec les *BRDF*, nous avons choisi de nous passer de cette partie.

4.1.9 Une évaluation rapide

La pose des noyaux a été effectuée en pré-traitement. Lors de la phase de rendu, l'objectif est de calculer l'émission de la source quelle que soit la direction le plus rapidement possible. Pour cela, nous tirons avantage de la propriété de localité des supports. Nous avons choisi des noyaux strictement positifs uniquement sur $[\rho; 1]$. Une structure de données partitionnant la sphère nous est nécessaire pour connaître la liste des noyaux influents pour une direction donnée. Nous

FIG. 4.3 – Influence de ρ sur la reconstruction du solide photométrique

avons repris la structure d'igloo proposée par Noé et Péroche. Elle possède en effet l'avantage de permettre le contrôle du nombre de facettes, dont l'angle solide varie peu. Une structure de polyèdre aurait pu aussi être utilisée.

4.1.9.1 Partitionnement de la sphère en igloo

Soit n , le nombre de facettes désiré. Pour obtenir un igloo, la sphère est d'abord divisée en n_θ bandes horizontales suivant l'angle θ . Pour chaque bande, le nombre de facettes est variable. Notons le $n_{\varphi i}$ pour la bande i . Le pas de discrétisation azimutal pour la bande i est nommée $\Delta\varphi_i$. Une facette est alors repérée par ses quatre arêtes sphériques θ_i , θ_{i+1} , $\varphi_{i,j}$ et $\varphi_{i,j+1}$.

On a :

$$n_\theta = \frac{\sqrt{n\pi}}{2} \quad (4.14)$$

$$\theta_i = \frac{i}{n_\theta} \pi, \quad i \in [0; n_\theta] \quad (4.15)$$

$$n_{\varphi i} = 2 n_\theta \sin \left(\left(i + \frac{1}{2} \right) \frac{\pi}{n_\theta} \right) \quad (4.16)$$

$$\varphi_{i,j} = \frac{j + \frac{1}{2}}{n_{\varphi i}} 2\pi, \quad j \in [0; n_{\varphi i} - 1] \quad (4.17)$$

4.1.9.2 Évaluation de l'émission

On affecte à chaque cellule de l'igloo, la liste des noyaux non nuls dans la facette. Lors de l'évaluation, il suffira donc de ne calculer que l'influence des noyaux contenus dans cette liste puisque nous savons d'après la propriété de localité que ce sont les seuls potentiellement positifs. La figure 4.4 illustre un igloo avec les positions des noyaux stockés. Pour plus de clarté, ne sont représentés ici que les centres des distributions. Celles-ci ayant une base définie par le paramètre ρ , il se peut que certaines d'entre elles chevauchent plusieurs facettes et donc appartiennent à plusieurs listes.

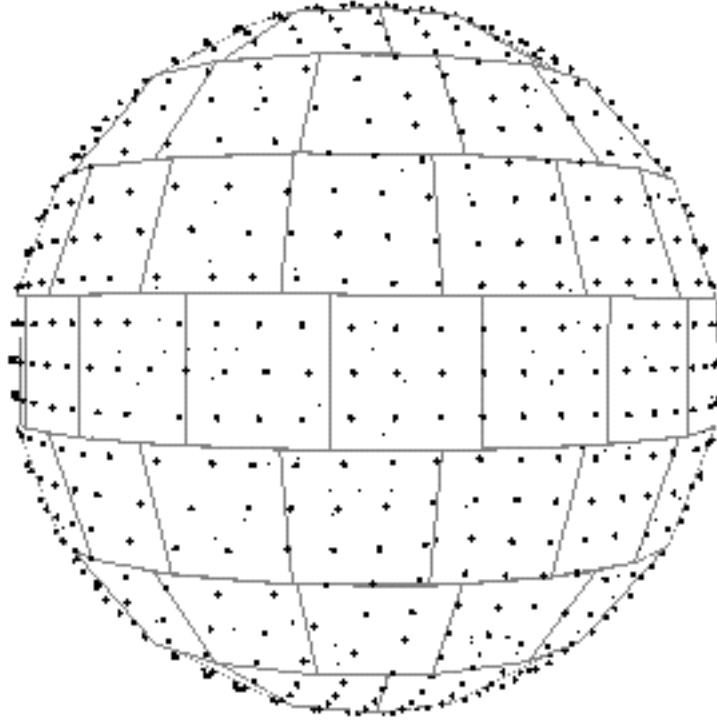


FIG. 4.4 – Partitionnement en igloo et position des noyaux

4.2 Résultats et validation

Nous allons présenter dans cette section quelques résultats. Puis, nous tenterons de valider notre modèle en le comparant à des mesures effectuées dans une scène réelle.

4.2.1 Résultats

Les images présentées dans cette section sont très basiques et peuvent paraître spartiates. La raison de ce choix est que nous ne voulons pas perturber la perception de l'émission d'une source par des effets psychovisuels, comme le masquage, qui entreraient en jeu avec des scènes plus complexes.

La figure 4.5 regroupe quelques images calculées avec différents solides photométriques. Les différences d'éclairage résultant sont assez flagrantes. Concernant les temps de calcul, ils ne dépendent pas de la complexité de la scène mais seulement du nombre de noyaux posés, qui est égal à 288 dans cet exemple. En effet, le même nombre de rayons d'ombre est lancé pour calculer l'énergie émise.

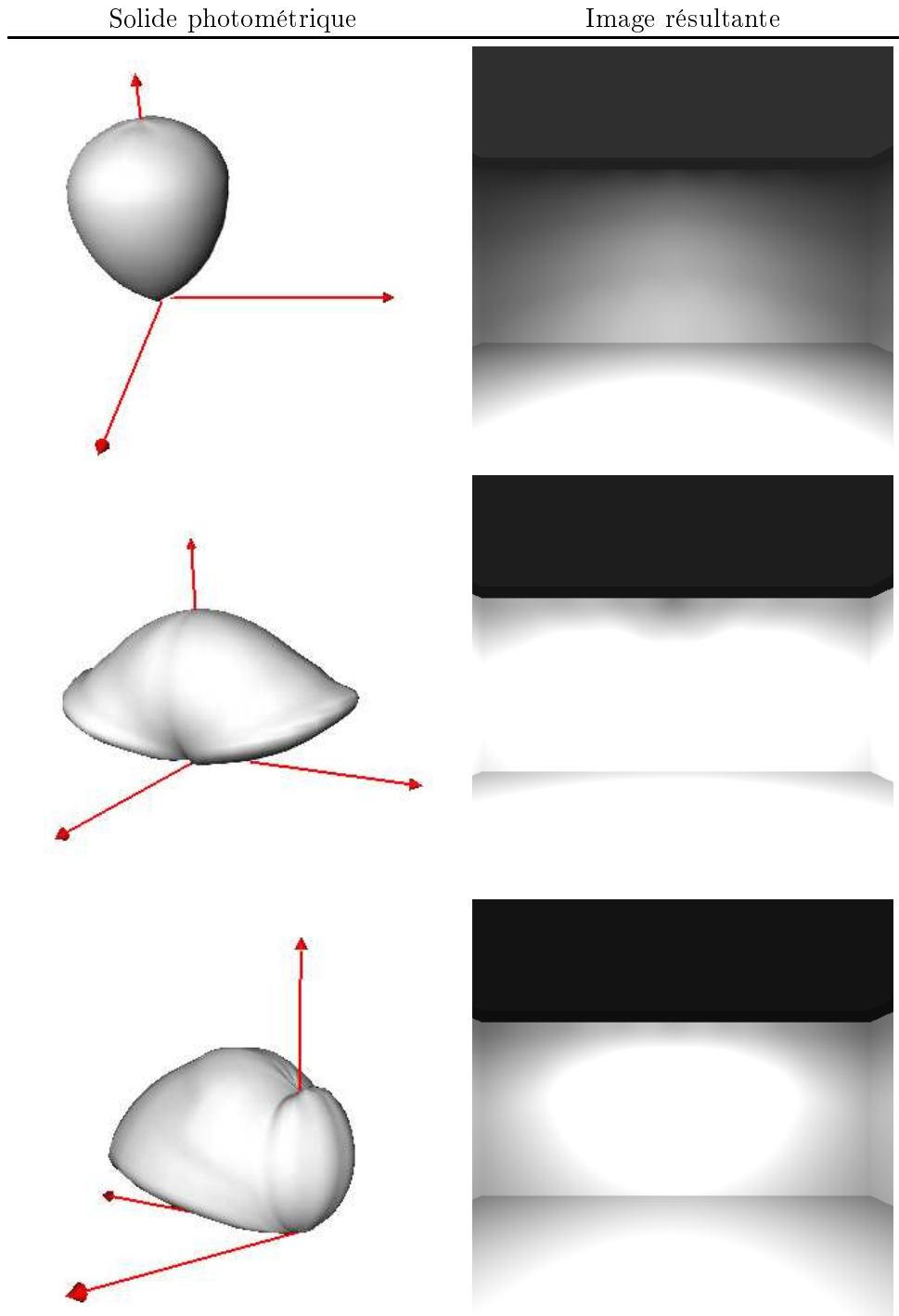


FIG. 4.5 – Résultats pour différents solides photométriques

Les images présentées ici ont été calculées en 9.77 secondes contre 5.22 secondes pour une source ponctuelle uniforme. Ce surcoût se décompose en deux parties : 2.50 secondes pour la pose des 288 noyaux et 2.05 secondes pour la phase de rendu. Si l'augmentation est ici importante, elle reste cependant constante et devient donc négligeable avec des scènes réalistes contenant plusieurs centaines d'objets.

Chaque noyau nécessite 64 octets. Le consommation mémoire supplémentaire est donc ici de : $64 \times 288 = 18$ kilo-octets, ce qui est parfaitement négligeable avec les machines actuelles.

4.2.2 Validation

Notre modèle nous permet d'obtenir des images avec des sources lumineuses ponctuelles munies d'une distribution directionnelle particulière. Faut-il encore que ces images correspondent à la réalité. Pour cela, nous allons comparer nos calculs avec des résultats d'expérimentations réelles. De tels travaux ont été entrepris dans les papiers suivants : [Sla89, BC91, Nit94].

Nous avons reproduit l'expérimentation de Slater [Sla89] : les mesures sont effectuées dans une pièce grise de dimensions $6.7m \times 6.7m \times 3.0m$. Les coefficients de réflectance pour le sol, les murs et le plafond sont respectivement de 0.2, 0.3 et 0.7. Sont placés ensuite neuf luminaires rectangulaires dont on connaît précisément le solide photométrique⁴. Enfin, l'éclairement est mesuré par une grille de $13 \times 13 = 169$ photorécepteurs disposés à $0.75cm$ du sol, soit la hauteur d'un plan de travail.

La figure 4.6 montre les valeurs mesurées par Slater lors de cette expérimentation.

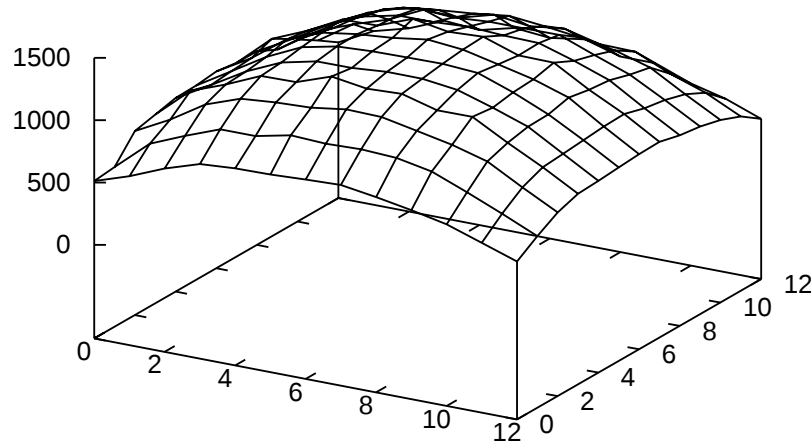


FIG. 4.6 – Données mesurées par Slater

La figure 4.7 présente les résultats de nos calculs sur la même scène en ne prenant en compte que l'éclairement direct issu des luminaires.

⁴C'est celui que nous pris en exemple pour la figure 4.3.

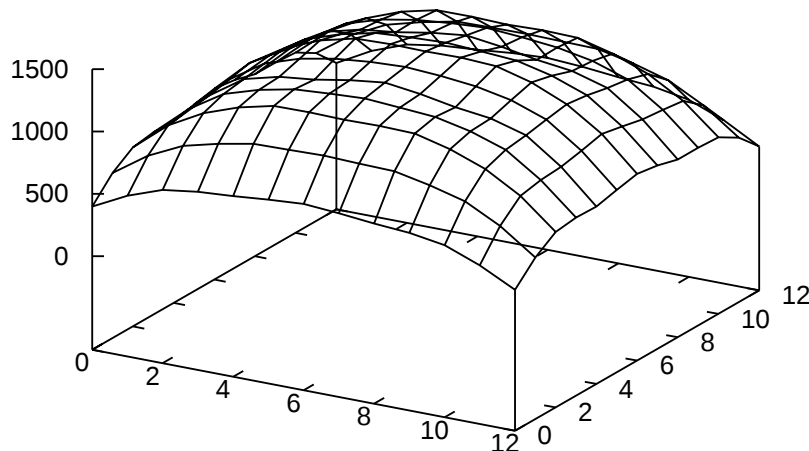


FIG. 4.7 – Simulation de l'expérimentation de Slater

L'écart minimum est de $\sigma_m = 0.07\%$ contre $\sigma_M = 26.38\%$ pour l'écart maximum. L'écart moyen est : $\bar{\sigma} = 2.07\%$. La moyenne des valeurs absolues des écarts est : $|\bar{\sigma}| = 5.09\%$. Dans le monde de l'éclairagisme, il est couramment admis qu'une erreur de quinze voire vingt pour cent est acceptable. Avec un écart moyen de 5%, nous pouvons dire que notre modèle respecte cette condition.

La figure 4.8 permet d'étudier la répartition spatiale des erreurs. On note que celles-ci sont plus élevées à proximité des murs de la pièce. Il s'agit alors de s'interroger sur l'influence de l'éclairage indirect. En effectuant un échantillonnage de l'hémisphère avec 1600 rayons pour chaque point de mesure, l'erreur moyenne est abaissée à 4% ; mais surtout l'erreur maximale n'est plus que de 17%.

4.3 Comparaison avec l'interpolation

Nous souhaitons ici comparer notre solution vis-à-vis de l'interpolation en arcs de spirales de Zéghers (*cf.* paragraphe 3.2.1.3). Nous pouvons déjà constater que cette dernière ne procure pas de surcoût temporel. Il suffit en effet de trouver les quatre angles entourant la direction à interpoler et d'appliquer la formule ; ce que nous considérons comme instantané.

Reste l'aspect qualitatif. La fonction reconstruite par un processus d'interpolation est dérivable sur chaque carreau. Mais elle n'est pas continûment dérivable à la jointure de ceux-ci. Cela peut provoquer des artefacts comparables à de l'aliasage. Cependant, notre modèle n'est pas non plus exempt de défaut. Lorsque la taille de ρ n'est pas adaptée, des effets d'ondulation peuvent apparaître. Sur cette question, nous ne pouvons départager les deux approches.

Le modèle de Noé et Péroche est particulièrement efficace pour recomposer des *BRDF* fortement spéculaires. Au vu des données que nous avons eues à notre disposition, il ne semble pas

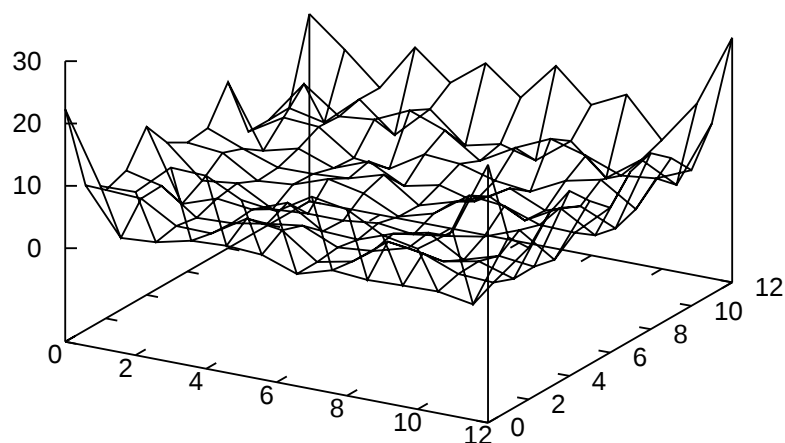


FIG. 4.8 – Valeurs absolues des écarts en pourcentage

que les luminaires comportent les mêmes aspects spéculaires, *cf.* figure 4.5. Les solides photométriques sont beaucoup plus uniformes. Il aurait aussi été intéressant de comparer les résultats avec une reconstruction par ondelettes sphériques.

Si notre modèle semble théoriquement très intéressant, il faut reconnaître que nous n'avons pas trouvé de cas d'application où il se justifiait totalement. Dans le chapitre suivant, nous allons cependant reprendre une idée similaire, à savoir une fonction de distribution associée à une mesure ponctuelle, pour traiter le cas des sources lumineuses en champ proche.

Chapitre 5

Les sources lumineuses en champ proche

Dans le cas du champ proche, le volume physique de la source lumineuse ne peut être négligé. Nous allons décrire dans ce chapitre la solution que nous proposons pour prendre en compte ce cas là. Après avoir décrit le format de fichier issu des mesures présentés au chapitre 3, page 55, nous discuterons de la façon d'intégrer des informations ponctuelle dans un calcul destiné à reproduire une information continue. Pour diminuer encore plus les temps de calcul, nous proposerons ensuite une structure de données que nous appelons : *lumigraphe sphérique*.

5.1 Description du format de fichier

Nous avons vu au chapitre 3 une méthode permettant de mesurer une source de lumière dans de telles conditions [Ash93b]. De telles mesures sont notamment opérées par la société Radiant Imaging. Avec le logiciel *ProSource 6.1*¹, il est possible de générer un fichier de rayons (ou de photons) décrivant l'émission de la source. Parmi les options disponibles, nous choisissons d'effectuer un tirage par importance. De plus, la position d'émission est laissée comme telle. Le fichier est écrit au format texte.

Chaque ligne désigne un rayon. Elle contient sept champs à savoir : le point d'émission (3), la direction (3) et la luminance pour un total de 103 caractères. On remarque d'emblée que ces fichiers peuvent être volumineux. Un million de rayons nécessitent en effet un fichier de 97.2 méga-octets. La figure 5.1 illustre l'émission d'une lampe à incandescence réduite à cinq mille rayons pour plus de clarté. Le fichier comporte en réalité 99973 rayons. Il va nous servir d'exemple pour la suite.

5.2 Méthode simple

La première idée qui vient naturellement à l'esprit pour gérer une source lumineuse en champ proche est de prendre en compte tous les rayons séquentiellement.

Soient $(E, \vec{d})$ un photon défini par son point d'émission et sa direction et soit P , le point en lequel nous souhaitons calculer l'éclairement. Un photon ne nous donnant qu'une information ponctuelle, nous allons joindre à chacun une *fonction de distribution* dépendant de l'angle formé

¹qui est tout à fait utilisable dans sa version gratuite de démonstration.

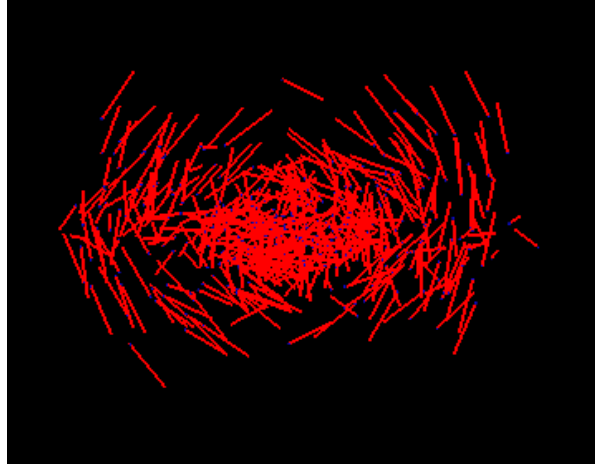


FIG. 5.1 – Un exemple d'émission pour une lampe à incandescence (Sylvania)

par les vecteurs $\overrightarrow{EP}$ et $\vec{d}$. Nous choisissons une fonction de la forme :

$$K(\alpha) = \cos^b(a\alpha) \quad \text{pour } \alpha \in \left[-\frac{\pi}{2a}; \frac{\pi}{2a}\right] \quad (5.1)$$

Le paramètre a permet de fixer la largeur du support de la fonction (l'*angle d'ouverture*) et b permet d'affiner la forme plus ou moins pointue de la cloche. Pour un point P donné, tous les photons ne sont pas forcément pertinents. Nous n'incluons sa contribution énergétique que lorsque sa direction d'émission et la direction $\overrightarrow{EP}$ sont proches, plus précisément lorsque l'écart est inférieur à l'angle d'ouverture a . Dans ce cas là, le calcul se fait de manière classique : on lance un rayon d'ombre pour vérifier l'occlusion éventuelle par la présence d'objets puis la luminance produite par la mesure est pondérée par la fonction de distribution donnée par l'équation 5.1.

La figure 5.2 rassemble des images créées avec la source de la figure 5.1 pour différentes valeurs de a et b . Comme au chapitre 4, la scène est réduite à une pièce cubique grise pour ne pas perturber la perception des défauts éventuels par des effets de masquage. Les zones sombres au centre et au bas des images sont tout à fait normales. Elles correspondent aux ombres produites par les objets composants la lampe : fixations du filament, culot, *etc.*

Le temps de calcul dépend de l'aire occupée par chaque noyau. Celle-ci est égale à² :

$$\mathcal{A}_K = 2\pi \left(1 - \cos \frac{\pi}{2a}\right) \quad (5.2)$$

Le pourcentage de recouvrement de la sphère totale — qui est aussi la probabilité qu'un rayon soit suffisamment proche de la direction idéale pour qu'il soit pris en compte — est donc :

$$p_K = \frac{\mathcal{A}_K}{4\pi} = \frac{1 - \cos \frac{\pi}{2a}}{2} \quad (5.3)$$

Ainsi, pour a égal à 1, 4 et 16, on a respectivement $p_K = 50\%$, $p_K = 3.81\%$ et $p_K = 0.24\%$. Ces chiffres se vérifient avec le nombre de rayons d'ombre effectivement lancés sur les images. Les variations sont dues au fait que les rayons contenus dans le fichier décrivant la source ne sont pas répartis de manière uniforme. Nous prenons pour a la valeur 4 qui correspond à un

²Pour une sphère de rayon 1

angle d'ouverture de $\frac{\pi}{8}$. Un angle plus grand produit une reconstruction trop lisse, *cf.* figure 5.2, vignettes du haut. Avec un angle plus petit, des trous apparaissent, *cf.* figure 5.2, vignettes du bas. Cependant, les temps de calculs restent très importants. Une image d'une pièce vide de la sorte se calcule en quelques dixièmes de seconde avec une source ponctuelle uniforme. Avec ce fichier de source en champ proche, le temps de calcul, d'une heure, trente-cinq minutes et vingt secondes, a été multiplié par 6000. Des optimisations sont nécessaires.

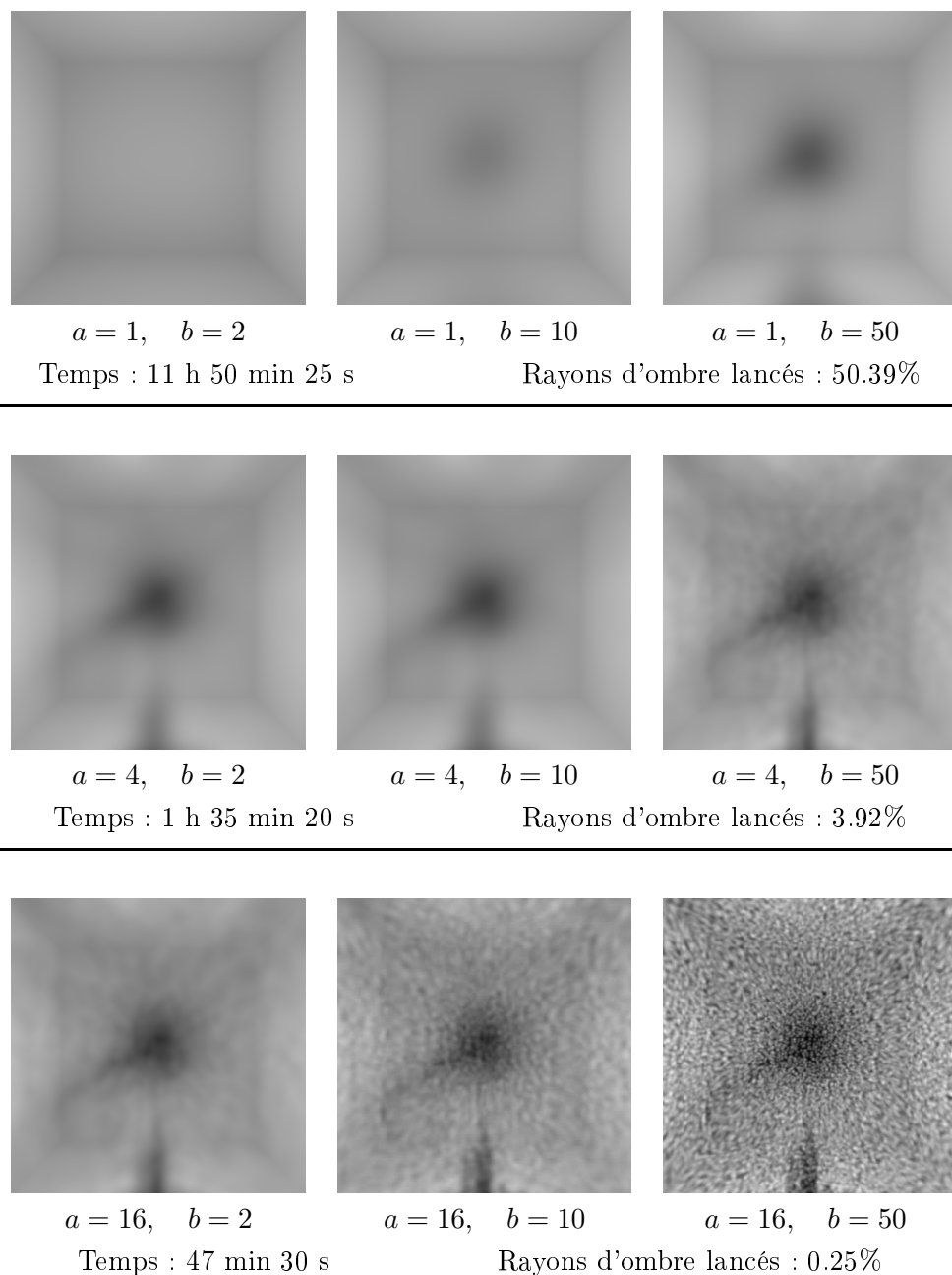


FIG. 5.2 – Reconstruction de l'émission en champ proche suivant le choix de a et b

La distribution est une fonction décroissante entre 0 et $\frac{\pi}{2a}$. Et suivant la valeur de b , $K(\alpha)$

peut vite devenir négligeable et la limite jusqu'à laquelle on devra prendre en compte le rayon peut alors être réduite. Prenons un seuil s en dessous duquel nous considérons la fonction comme négligeable. Nous cherchons alors la valeur limite α_l telle que :

$$K(\alpha_l) = s$$

soit :

$$\begin{aligned} \cos^b(a\alpha_l) &= s \\ \alpha_l &= \frac{\arccos(\sqrt[b]{s})}{a} \end{aligned}$$

Pour a égal à 4, le tableau 5.1 résume les changements produits pour les valeurs de b indiquées sur la figure 5.2 avec des seuils de 1% et 5%. Cette amélioration nous permet de gagner environ quarante pour cent de temps de calcul. Nous nous contentons d'un seuil à 1% car des valeurs plus grandes ne semblent pas être réellement bénéfiques et nous ne sommes pas sûrs de la qualité d'image en sortie.

$s = 0.01$				
	Valeur de départ	$b = 2$	$b = 10$	$b = 50$
Angle limite (α_l)	$\pi/2a = 22.50^\circ$	21.09°	12.72°	6.07°
% de recouvrement (p_K)	3.81%	3.35%	1.23%	0.27%
Temps de calcul	1 h 35 mn 20 s	1 h 28 mn 48 s	1 h 01 mn 11 s	47 mn 44 s
Gain	—	−6.85%	−37.91%	−49.93%
$s = 0.05$				
	Valeur de départ	$b = 2$	$b = 10$	$b = 50$
Angle limite (α_l)	$\pi/2a = 22.50^\circ$	19.27°	10.54°	4.91°
% de recouvrement (p_K)	3.81%	2.80%	0.84%	0.18%
Temps de calcul	1 h 35 mn 20 s	1 h 21 mn 19 s	55 mn 46 s	46 mn 41 s
Gain	—	−14.70%	−41.50%	−51.03%

TAB. 5.1 – Changements produits par la restriction de l'angle de l'ouverture

Après cette série de tests, nous choisissons comme paramètres de notre fonction de distribution : $a = 4$, $b = 10$ et $s = 0.01$. Mais avec cette méthode exhaustive où tous les rayons sont testés séquentiellement, le temps de calcul reste important. De plus, le fichier exemple ne comporte que cent mille rayons alors qu'une description très précise pourrait atteindre plusieurs millions d'éléments. Dans la section suivante, nous allons chercher à réduire le nombre de rayons à traiter.

5.3 Un nouveau modèle : Le lumigraphe sphérique

Un lumigraphe [GGSC96] est une structure de données représentant les informations issues d'acquisition pour calculer ensuite des images avec de nouveaux points de vue. Décivant les trajets de lumière en quatre dimensions, il est dérivé de la *fonction plénoptique* [AB91]. Heidrich *et al.* [HKSS98] ont utilisé cette structure pour stocker l'énergie issue d'une source plane en champ proche.

Soient P_1 et P_2 , deux plans parallèles discrétisés. Comme l'illustre la figure 5.3, un lien est affecté à chaque couple de sommets $((x_1, y_1), (x_2, y_2))$. Si on considère le plan P_1 comme la surface de sortie de la source, cette structure peut représenter l'énergie émise en fonction de la position (plan P_1) et de la direction (plan P_2). Cela est valable pour des données de simulation, comme le font Heidrich *et al.* mais aussi pour des données mesurées.

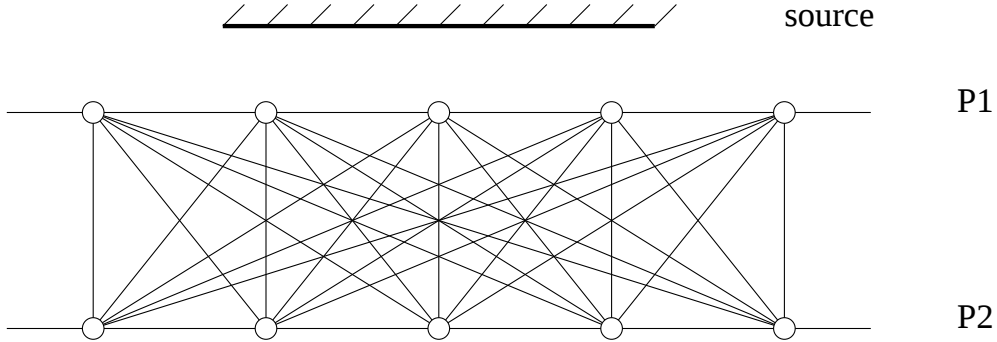


FIG. 5.3 – Coupe transversale d'un lumigraphe

Nous allons adapter cette structure au cas d'une source quelconque mesurée par la méthode d'Ashdown. Pour prendre en compte toutes les directions possibles, nous remplaçons les plans par des sphères virtuelles et appelons notre structure le *lumigraphe sphérique*. La figure 5.4 montre une telle représentation en deux dimensions.

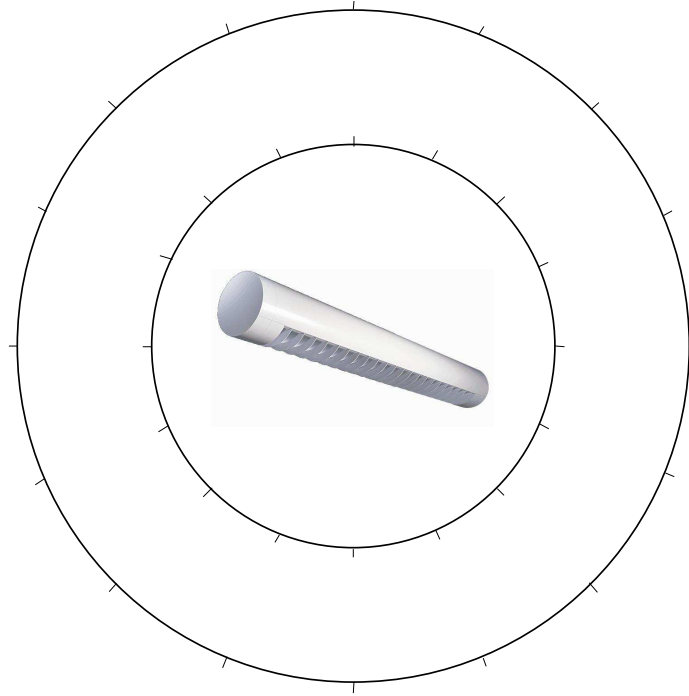


FIG. 5.4 – Lumigraphe sphérique

Comme précédemment, les sphères sont discrétisées mais plutôt que d'affecter des valeurs aux sommets comme l'ont fait Heidrich *et al.*, nous nous intéressons aux intervalles délimités par ces

points. Nous discrétisons chaque sphère de manière à obtenir un ensemble de cellules, chacune étant un quadrilatère sphérique. Notre structure de données est donc un produit cartésien de deux tableaux de cellules. Il n'y a pas de relation entre la finesse du découpage de la sphère intérieure et de celui de la sphère extérieure. La méthode générale se décrit ainsi :

1. Pour chaque couple de cellules, dresser la liste des rayons l'intersectant.
2. Calculer un rayon d'émission moyen.
3. Représenter l'émission de la source par l'ensemble de ces rayons moyens. Le calcul d'éclairement en un point donné sera dorénavant fait à partir de cet ensemble. Le fichier de rayons initial ne sera plus utilisé.

5.3.1 Identification des cellules

Chaque cellule d'une sphère doit pouvoir être identifiée de manière unique. Pour cela, nous utilisons la bijection suivante de la sphère unitaire Ω vers $[0; 1]^2$:

$$\begin{aligned} (\varphi, \theta) \in \Omega &\rightarrow (x, y) \in [0; 1]^2 \\ x &= \frac{\varphi}{2\pi} \\ y &= \left(\sin \frac{\theta}{2}\right)^2 \end{aligned} \quad (5.4)$$

Cette bijection est la réciproque de la formule suivante qui permet, à partir d'une suite de tirages uniformes sur $[0; 1]^2$, d'obtenir un ensemble homogène de directions sur la sphère :

$$\begin{aligned} (x, y) \in [0; 1]^2 &\rightarrow (\varphi, \theta) \in \Omega \\ \varphi &= 2\pi x \\ \theta &= 2 \arccos \sqrt{1 - y} \end{aligned} \quad (5.5)$$

Grâce à la relation 5.4, nous n'avons pas besoin de discrétiser les sphères mais seulement deux carreaux $[0; 1] \times [0; 1]$. La figure 5.5 montre les directions obtenues par la subdivision régulière d'un tel carreau avec 20 échantillons en largeur et 20 en longueur.

5.3.2 Affectation des rayons

Un rayon $(\vec{e}, \vec{d})$ émis par la source est décrit par son origine et sa direction. Nous devons l'affecter à un couple de cellules, c'est à dire calculer les intersections du rayon avec les deux sphères.

Soit Ω_r , la sphère de centre O (l'origine de la source) et de rayon r (nous verrons en 5.3.3 quelle valeur donner à r). Tout point P de Ω_r vérifie :

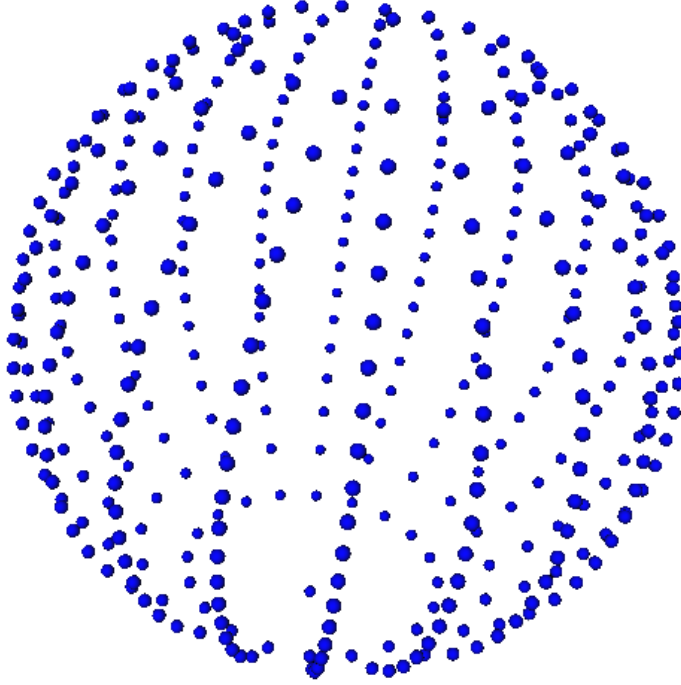
$$\overrightarrow{OP} \cdot \overrightarrow{OP} - r^2 = 0 \quad (5.6)$$

D'autre part, tout point Q de $(\vec{e}, \vec{d})$ vérifie :

$$Q = \vec{e} + t \vec{d}, \quad t \in \mathbb{R}^+ \quad (5.7)$$

Pour le point d'intersection I du rayon et de la sphère centrée à l'origine, on a donc :

$$\begin{aligned} (\vec{e} + t_I \vec{d}) \cdot (\vec{e} + t_I \vec{d}) - r^2 &= 0 \\ \iff t_I^2 \vec{d} \cdot \vec{d} + 2t_I \vec{d} \cdot \vec{e} + \vec{e} \cdot \vec{e} - r^2 &= 0 \end{aligned} \quad (5.8)$$


 FIG. 5.5 – Discrétisation de la sphère à partir du découpage de $[0; 1]^2$

Cette équation du second degré se résout ainsi :

$$\begin{aligned} \Delta' &= (\vec{d} \cdot \vec{e})^2 - (\vec{e} \cdot \vec{e} - r^2)(\vec{d} \cdot \vec{d}) \\ \implies t_I &= \frac{\vec{d} \cdot \vec{e} + \sqrt{\Delta'}}{\vec{d} \cdot \vec{d}} \end{aligned} \quad (5.9)$$

Tel que nous choisissons le rayon des sphères, *cf.* paragraphe 5.3.3, l'origine du rayon est toujours à l'intérieur ou au pire sur la bordure. Dans ce cas, t_I est forcément positif. La seconde solution (avec $-\sqrt{\Delta'}$) n'est pas intéressante. Elle correspond à l'autre intersection avec la sphère avant le départ du rayon.

Il reste à calculer les angles correspondant à la direction. Soit $\vec{v} = \frac{\overrightarrow{OI}}{\|\overrightarrow{OI}\|}$ de coordonnées x_v , y_v et z_v . On a :

$$\begin{aligned} \theta &= \arccos z_v \\ \phi &= 0 & \text{si } \theta = 0 & \text{(par convention)} \\ &= \arccos \frac{x_v}{\sin \theta} & \text{si } \theta \neq 0 \text{ et } y_v \geq 0 \\ &= 2\pi - \arccos \frac{x_v}{\sin \theta} & \text{sinon} \end{aligned} \quad (5.10)$$

Il suffit ensuite d'appliquer la formule 5.4 pour obtenir le couple (x, y) correspondant. En calculant pour chaque rayon les valeurs (x, y) pour les deux sphères, nous obtenons une liste de rayons par couple de cellules.

5.3.3 Quels rayons pour les sphères ?

La sphère intérieure est censée représenter un englobant minimal de l'objet source. La position du point d'émission d'un rayon appartenant par définition à la surface émettrice de la source lumineuse, nous définissons le rayon de cette sphère comme la distance du point d'émission le plus éloigné de l'origine :

$$r_{\text{int}} = \max_{1 \leq i \leq n} \|\vec{e}_i\| \quad (5.11)$$

La sphère extérieure permet de représenter l'émission en champ proche. Par convention, nous la fixons à la moitié de la distance limite de ce contexte qui, rappelons-le, est égale à *cinq fois la plus grande dimension de la source*. Comme r_{int} est le rayon de la sphère intérieure, cette plus grande dimension est donc égale à $2 r_{\text{int}}$.

En outre, la limite du champ proche se définit à partir de la surface de sortie de la source et non pas de son origine, il faut donc rajouter r_{int} pour obtenir la valeur de cette limite. Le rayon de la sphère extérieure est alors calculé comme suit :

$$r_{\text{ext}} = \frac{5 \times 2 r_{\text{int}} + r_{\text{int}}}{2} = 5.5 r_{\text{int}} \quad (5.12)$$

5.3.4 Rayon moyen

Le *rayon moyen* associé à un couple de cellules est calculé ainsi :

$$\vec{e} = \frac{\sum_{i=1}^n L_i \vec{e}_i}{\sum_{i=1}^n L_i} \quad (5.13)$$

$$\begin{aligned} \vec{d}' &= \sum_{i=1}^n L_i \vec{d}_i \\ \vec{d} &= \frac{\vec{d}'}{\|\vec{d}'\|} \end{aligned} \quad (5.14)$$

$$L = \|\vec{d}'\| \quad (5.15)$$

où L est la luminance associée au rayon. L'influence de chaque rayon est pondérée par la luminance qu'il porte.

5.3.5 Calcul de l'image

Le lumigraphe sphérique n'est utilisé que pour le calcul des rayons moyens. Il ne sert plus après. Lors du calcul de l'image, nous utilisons les rayons moyens de la même manière que pour la méthode simple (*cf.* section 5.2, page 87) grâce à une fonction de distribution suivant l'angle d'écart avec la direction idéale. L'intérêt du lumigraphe sphérique est simplement d'avoir fortement réduit le nombre de photons à tester, et donc, d'avoir réduit d'autant le nombre de calculs d'intersections à effectuer pour connaître les occlusions potentielles.

Notons qu'aucune différence ne peut être discernée entre une image calculée par cette méthode et une image calculée en traitant la totalité des rayons.

5.4 Résultats

Pour comparer nos images de résultats, nous utilisons une distance adaptative développée pendant notre stage de DEA et dont les travaux sont résumés dans [ARPT02] et [Alb98]. Les valeurs de distance sont calculées dans l'espace $L^*a^*b^*$. Ici, nous considérons comme inacceptable une distance moyenne supérieure à une unité.

5.4.1 Discrétisation des sphères

Les temps de calcul vont dépendre du nombre de rayons moyens stockés lui-même dépendant de la discrétisation sur les sphères. Ce paramètre est difficile à fixer. D'après les nombreuses expérimentations auxquelles nous nous sommes livrés, il apparaît préférable que la sphère extérieure soit plus discrétisée que la sphère intérieure.

Nombre de cellules		Nombre de rayons	Temps de calcul	Distance
Sphère intérieure	Sphère extérieure			
100	900	3154	1 mn 55 s	1.141
100	1600	4834	2 mn 51 s	0.273
400	900	5916	3 mn 31 s	1.070
400	1600	8576	5 mn 36 s	0.246
400	2500	11398	7 mn 14 s	0.235
900	1600	12396	8 mn 11 s	0.263
1600	3600	25817	15 mn 48 s	0.182

TAB. 5.2 – Effet de la précision du lumigraphe sphérique sur la source Sylvania

La figure 5.6 montre les artefacts obtenus lorsque la discrétisation est trop faible.

Le tableau 5.2 montre le nombre de rayons, le temps de calcul et la distance par rapport à la reconstruction totale pour quelques niveaux de discrétisation. Au vu de ces tests, il semble qu'un découpage de 100×1600 cellules suffise. Le gain obtenu est de -96.87% par rapport à la prise en compte de tous les rayons avec restriction de l'angle d'ouverture du noyau, ce qui est très important. Néanmoins, pour d'autres fichiers de source, il se peut qu'un découpage plus précis soit nécessaire. Pour être sûr d'une reconstruction correcte, il est prudent de prendre pour notre lumigraphe sphérique : 400 cellules pour la sphère intérieure et 2500 pour la sphère extérieure.

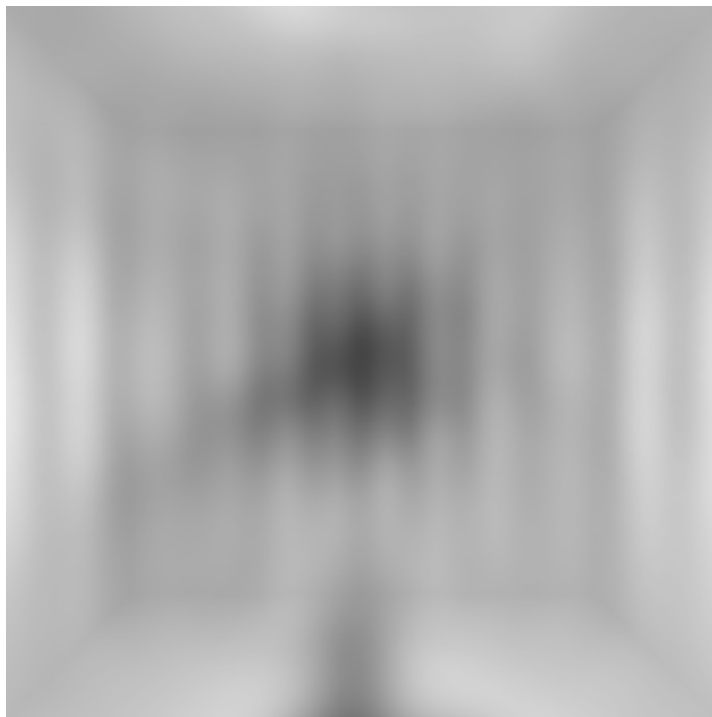
Nous nous sommes aussi attachés à étudier la reconstruction en fonction du nombre de rayons dans le fichier initial. Le tableau 5.3 donne les résultats pour différents fichiers de rayons décrivant une lampe à décharge (*cf.* figure 5.7). Le nombre de rayons moyens n'est pas constant. En effet, un rayon moyen est créé chaque fois qu'un couple de cellules est traversé par un rayon du fichier. Et la probabilité que cela survienne augmente avec le nombre de rayons générés avec le logiciel *ProSource*. Mais, l'augmentation n'est heureusement pas proportionnelle et la méthode procure vite un gain important à partir de cent mille rayons.

5.4.2 Consommation mémoire

Un rayon occupe 24 octets pour l'émission, 24 octets pour la direction et huit octets pour la luminance, soit 56 octets au total. Pour la méthode globale, la consommation est donc de 5.34



100×400 cellules



100×900 cellules

FIG. 5.6 – Deux discrétisations trop faibles

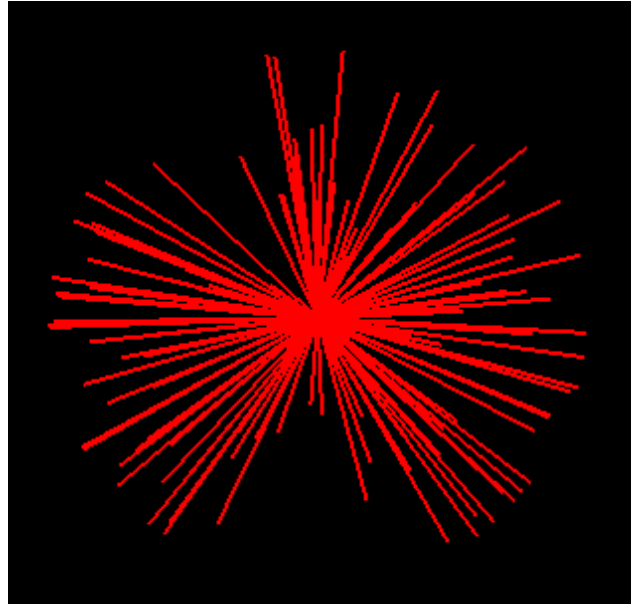


FIG. 5.7 – Emission d’une lampe à décharge

Rayons dans le fichier	Temps	Rayons moyens	Temps	Gain
9 957	6 mn 27 s	7030 (70.60%)	4 mn 33 s	−29.46%
100 033	1 h 5 mn 8 s	19892 (19.89%)	12 mn 51 s	−80.27%
499 831	5 h 43 mn 49 s	32589 (6.52%)	21 mn 6 s	−93.86%
1 000 003	10 h 45 mn 34 s	40710 (4.07%)	26 mn 20 s	−95.92%
5 000 046	53 h 47 mn 50 s	52738 (1.05%)	34 mn 13 s	−98.93%

TAB. 5.3 – Gain obtenu suivant le nombre de rayons au départ

méga-octets pour cent mille rayons et 267 méga-octets pour cinq millions de rayons.

Pour le lumigraphe sphérique, cela dépend de la discrétisation adoptée. Chaque cellule comprend un pointeur sur une liste de rayons ainsi qu’un rayon moyen, soit 60 octets. Pour le découpage adoptée ici (400×2500), la consommation est donc de : 57.22 méga-octets. Ce chiffre peut augmenter très rapidement. Pour 1600×3600 cellules, il passe à 329 méga-octets. Cependant, le lumigraphe sphérique n’est utilisé que lors de la phase de construction. Il est donc possible de mettre en scène plusieurs dizaines de sources lumineuses de ce type sans pour autant pénaliser fortement la consommation mémoire. Pendant la phase de calcul, seuls les rayons moyens sont gardés. Ils sont généralement de l’ordre de trente mille, soit 1.72 méga-octets.

5.4.3 Un modèle efficace

L’analyse de ces résultats montre que l’utilisation d’une structure de données comme le lumigraphe sphérique est très intéressante puisqu’il permet des diminutions du temps de calcul supérieures à 90% et ce pour une image résultante identique à l’originale. Il faut remarquer aussi la faible consommation mémoire une fois les rayons moyens calculés. D’autre part, cela ne concerne que le calcul d’un pixel isolé. La méthode reste entièrement compatible avec d’autres

algorithmes d’optimisation globale comme la carte de cohérence directionnelle (DCM) [Guo98] ou encore les vecteurs d’éclairage direct [ZSP98].

Notons cependant une difficulté. Si la discrétisation est trop faible, des trous apparaissent, cf. figure 5.6, page 96.

Le tableau 5.4 récapitule les améliorations proposées pour un fichier initial d’un million de rayons décrivant la lampe à décharge. Pour un temps initial de 16 heures et 41 minutes, la restriction de l’angle a permis d’obtenir l’image 1.55 fois plus vite. Le lumigraphe sphérique et les rayons moyens calculés ont permis de diviser les temps par 38 par rapport à la méthode exhaustive et par 24 par rapport à la simple restriction angulaire.

Méthode exhaustive	16 h 41 mn 21 s	—	
Restriction de l’angle d’ouverture	10 h 45 mn 34 s	1.55	—
Lumigraphe sphérique	26 mn 20 s	38.03	24.51

TAB. 5.4 – Division des temps de calcul des améliorations proposées pour le champ proche

D’autres optimisations pourraient être envisagées. Il serait par exemple intéressant que la discrétisation optimale du lumigraphe sphérique soit calculée automatiquement suivant le fichier donné. Ensuite, la restriction de l’angle d’ouverture pourrait dépendre du point de vue. Nous pourrions ainsi encore réduire la zone d’influence d’une fonction de distribution lorsque le point d’intersection sur l’objet est très éloigné.

La figure 5.8 illustre une «Cornell Box» avec deux fichiers de mesures de sources différents. Ces images, comme les précédentes, ont été calculées par un tracé de rayons classique sans prise en compte de l’éclairage global. Les variations d’éclairage nous semblent suffisamment éloquentes.

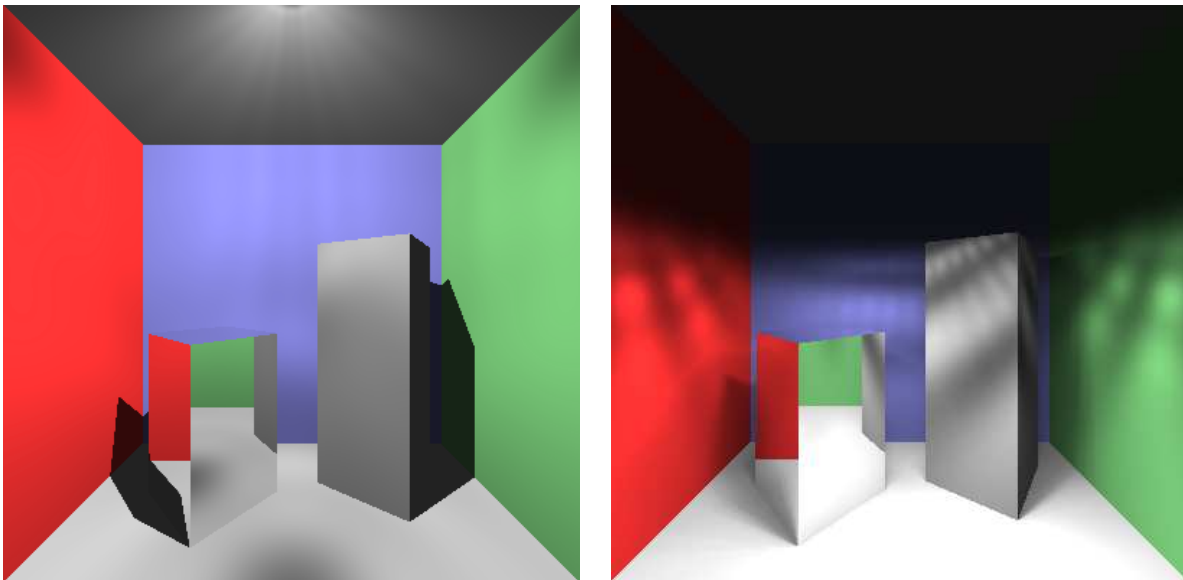


FIG. 5.8 – Exemples de «Cornell Box» avec deux fichiers de sources différents

Le lecteur peut se demander si le choix de sphères est bien judicieux au regard de certaines

formes géométriques de sources comme les luminaires de bureau. Il convient d'abord de remarquer que le calcul se fait en luminance et qu'il n'y a donc pas de pertes si le point d'émission mesuré est éloigné de l'objet réel. Une légère imprécision pourrait uniquement intervenir dans le calcul des rayons moyens si les cellules étaient plus proches. Cependant, les images calculées ne sont déjà pas discernables de la solution globale. L'apport serait donc négligeable sur le plan de la qualité.

Notons de plus que chaque rayon d'ombre lancés doit être repéré sur les deux sphères en calculant les cellules traversées. Cette opération de localisation, qui doit aussi être accomplie pour les rayons moyens, doit donc être rapide. Un lumigraphe avec une forme géométrique plus proche de l'objet, comme par exemple un englobant polyédrique, avec une phase de localisation plus longue, ne serait alors pas efficace en terme de temps de calcul.

Il est enfin fréquent que les constructeurs de sources lumineuses donnent leur mesures projetées sur une sphère unitaire.

Chapitre 6

Chemins purement spéculaires et sources virtuelles complexes

6.1 Introduction

La couleur des objets à tendance diffuse est obtenue en lançant un rayon d'ombre vers la source de lumière et en récupérant l'énergie émise dans cette direction. A cette quantité, est ensuite appliquée la fonction de *BRDF* pour connaître l'énergie réfléchie par l'objet et par voie de conséquence la couleur résultante. Dans le cas d'objets spéculaires opaques ou transparents, la *BRDF* est nulle en dehors de la direction idéale ; la seule façon d'obtenir de l'énergie incidente est donc que le parcours successif des rayons au travers de ces matériaux atteigne l'objet source lui-même. Lorsque la taille de la source lumineuse est trop faible, la probabilité de trouver la bonne direction pour que cette dernière soit atteinte devient nulle. Dans certains cas, comme les mesures IES, il n'existe même pas de géométrie associée à la source. Il faut aussi garder en mémoire que nous considérons en synthèse d'images l'œil comme ponctuel.

Même si chaque réflexion ou réfraction est représentable mathématiquement, il n'est pas envisageable de calculer les solutions du système d'équations résultant en un temps acceptable ; surtout en présence de matériaux transparents où chaque interaction double le nombre de solutions.

Dans la réalité, la perception de la lumière traversant de tels systèmes optiques n'est pas réduite à la direction idéale. Elle est plus étalée et cela à cause de plusieurs facteurs :

- comme nous l'avons dit, nous considérons l'œil comme étant ponctuel. Le fait que l'appareil de vision ait une surface de réception non négligeable augmente les chances de percevoir un rayon ;
- il se produit d'autre part dans l'œil un phénomène d'éblouissement tendant à diminuer le gradient de lumière en étalant sa perception sur une zone plus grande que dans la réalité ;
- un matériau n'étant jamais parfait, les impuretés engendrent aussi une légère diffusion lumineuse lors de chaque interaction.

La prise en compte de ce type de chemin peut être très importante lors de la conception d'objets optiques ne comportant aucun matériau diffus. C'est le cas de tous les appareils de signalisation à flux transmis. Prenons par exemple un troisième feu stop sur une automobile moderne. Cet objet est en général uniquement composé d'une diode électroluminescente et d'un ensemble de glaces à géométrie complexe provoquant l'étalement de la lumière. La diode éclaire vers l'arrière du véhicule et il n'y a aucun réflecteur. Nous proposons dans ce chapitre une

méthode pour résoudre ce problème.

6.2 Proposition d'un nouvel algorithme

Notre idée est basée sur le lancer de photons utilisé pour le rendu de caustiques (*cf.* paragraphe 2.3.5.4, page 51) : de l'énergie est émise depuis la source lumineuse, puis stockée en sortie des objets spéculaires. Lors de la phase de rendu classique depuis l'œil, cette énergie déposée est récupérée lorsque que le rayon intersecte l'objet en question.

6.2.1 Émission d'énergie : tirage aléatoire de rayons

Le processus de lancer de rayons (ou de photons) est spécifique à chaque type de source. Cependant, il s'appuie toujours sur la théorie de *Monte-Carlo*.

6.2.1.1 Théorie de Monte-Carlo

Cette description s'appuie sur les références suivantes : [Laf96, SD02, Ser01].

Reproduire le comportement émissif d'une source lumineuse revient à calculer l'intégrale de sa fonction de distribution d'énergie sur son espace S . Pour une source ponctuelle, on a par exemple $S = \Omega$.

$$I = \int_S f(x) dx \quad (6.1)$$

Définition 6.1 *Etant donné une variable aléatoire ξ sur S , on appelle estimateur primaire de I la valeur $f(\xi)$:*

$$\langle I \rangle_{prim} = f(\xi) \quad (6.2)$$

Définition 6.2 *Lorsque ξ est choisi de manière uniforme, l'estimateur est dit «non biaisé» car son espérance est égale à I :*

$$E(\langle I \rangle_{prim}) = \int_S f(x) dx = I \quad (6.3)$$

Définition 6.3 *La précision de cet estimateur s'évalue en calculant sa variance :*

$$\begin{aligned} V(\langle I \rangle_{prim}) = \sigma_{prim}^2 &= \int_S [f(x) - I]^2 dx \\ &= \int_S f^2(x) dx - I^2 \end{aligned} \quad (6.4)$$

Cette quantité n'est pas intéressante en soi car les intégrales ne sont pas calculables. Elle va cependant servir de base pour comparer les optimisations futures. Avec un seul échantillon, la variance reste grande. Pour nous rapprocher de la valeur théorique, nous pouvons tirer N nouveaux échantillons.

Définition 6.4 *On définit alors un estimateur secondaire de l'intégrale I :*

$$\langle I \rangle_{sec} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f(\xi_i) \quad (6.5)$$

et sa variance est égale à :

$$\begin{aligned}\sigma_{sec}^2 &= \frac{1}{N} \int_S f^2(x) dx - \frac{1}{N} I^2 \\ &= \frac{\sigma_{prim}^2}{N}\end{aligned}\tag{6.6}$$

Cet estimateur est aussi non biaisé (son espérance est aussi égale à I). L'équation 6.6 nous montre que sa *déviatoin standard* σ_{sec} (ou *écart type*) est inversement proportionnelle à la quantité $\sqrt{N}$. Ainsi, une bonne précision du calcul de l'intégrale I s'acquiert au prix d'un nombre d'échantillons élevé. Pour notre problème, cela se traduit par beaucoup de rayons à lancer. Des techniques ont donc été proposées pour réduire la variance de cet estimateur.

Définitions utiles

Nous définissons ici quelques grandeurs permettant de renseigner la qualité d'un estimateur $\langle I \rangle_N$ comportant N échantillons :

- **Définition 6.5** *L'erreur est l'écart entre la valeur de I attendue et son estimateur :*

$$err(\langle I \rangle_N) = I - \langle I \rangle_N \tag{6.7}$$

- **Définition 6.6** *Le biais est l'écart entre I et l'espérance de l'estimateur :*

$$\beta(\langle I \rangle_N) = I - E(\langle I \rangle_N) \tag{6.8}$$

- **Définition 6.7** *La consistance est la faculté pour un estimateur de voir son biais tendre vers 0 lorsque le nombre d'échantillons grandit.*

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \beta(\langle I \rangle_N) = 0 \tag{6.9}$$

- **Définition 6.8** *L'efficacité d'un estimateur indique la rapidité à obtenir une valeur selon une certaine variance donnée. Soit T le temps de calcul de $\langle I \rangle_N$, on a :*

$$eff(\langle I \rangle_N) = \frac{1}{T(\langle I \rangle_N) V(\langle I \rangle_N)} \tag{6.10}$$

Echantillonnage stratifié

La stratification repose sur le découpage du domaine d'intégration S en sous-domaines S_i sur lesquels nous espérons une variance locale plus faible. Prenons N strates. On a :

$$I = \sum_{i=1}^N \int_{S_i} f(x) dx = \sum_{i=1}^N I_i \tag{6.11}$$

L'estimateur secondaire ne change presque pas. La formulation est identique. La seule différence vient du fait que les variables aléatoires ξ_i ne sont plus choisies sur I mais sur I_i . On a :

$$\begin{aligned}\langle I \rangle_{strat} &= \sum_{i=1}^N \langle I_i \rangle_{prim} \\ &= \sum_{i=1}^N \frac{f(\xi_i)}{N}\end{aligned}\tag{6.12}$$

Sa variance étant la somme des variances locales, elle s'exprime ainsi :

$$\begin{aligned}\sigma_{strat}^2 &= \sum_{i=1}^N \left[\int_{S_i} \left[\frac{f(x_i)}{N} \right]^2 N dx_i - I_i^2 \right] \\ &= \frac{1}{N} \int_S f^2(x) dx - \sum_{i=1}^N I_i^2\end{aligned}\tag{6.13}$$

Le terme $\sum_{i=1}^N I_i^2$ est toujours supérieur au terme $\frac{1}{N}I^2$ de l'équation 6.6. On obtient donc une variance inférieure au processus classique. Nous pouvons espérer une meilleure convergence avec un nombre d'échantillons réduit. Dans la pratique, l'espace S est souvent découpé régulièrement. Mais si on connaît la forme de la fonction f , il est encore plus efficace de faire une stratification *a priori*. L'idéal est alors découper l'espace suivant les zones où les variations restent localement faibles.

Echantillonnage par importance

Cette méthode a pour but de diriger les échantillons vers les zones supposées importantes. Nous devons pour cela disposer d'une *fonction de densité de probabilité* (*Probability Density Function*, PDF) $p(x)$.

En se basant sur l'équation 6.1, on pose :

$$I = \int_S \frac{f(x)}{p(x)} p(x) dx\tag{6.14}$$

L'échantillon ξ n'étant pas choisi uniformément mais suivant une loi de densité $p(x)$, l'estimateur primaire devient :

$$\langle I \rangle_{imp} = \frac{f(\xi)}{p(\xi)}\tag{6.15}$$

dont la variance est :

$$\begin{aligned}\sigma_{imp}^2 &= \int_S \left[\frac{f(x)}{p(x)} \right]^2 p(x) dx - I^2 \\ &= \int_S \left[\frac{f^2(x)}{p(x)} \right] dx - I^2\end{aligned}\tag{6.16}$$

Indiquant les parties à privilégier, la fonction $p(x)$ doit avoir une forme similaire à $f(x)$ et respecter certaines propriétés :

- $\forall x \in [0; 1]$ tel que $f(x) \neq 0$, $p(x) > 0$;
- $\int_S p(x) dx = 1$, ce qui implique que $p(x)$ soit facilement intégrable analytiquement ;
- Le choix d'un échantillon suivant la densité $p(x)$ suppose le calcul de l'inverse $P^{-1}(x)$ de la *fonction de distribution cumulative* (*Cumulative Distribution Function*, CDF) de $p(x)$ définie ainsi :

$$P(x) = \int_0^x p(t) dt\tag{6.17}$$

L'idéal est d'avoir une fonction $p(x)$ égale au rapport $\frac{f(x)}{I}$. Dans ce cas, la variance est nulle (cf. équation 6.16). Mais comme I est justement la valeur que nous cherchons à calculer, cela est impossible. Dans la pratique, toute fonction $p(x)$ de forme proche de celle de $f(x)$ conduira à une variance faible.

Une fois la PDF choisie, il nous faut tirer un échantillon ξ . Ceci est fait grâce à la fonction cumulative. Prenons un η choisi aléatoirement et uniformément sur $[0; 1]$, on a : $\xi = P^{-1}(\eta)$. L'estimateur devient alors :

$$\langle I \rangle_{imp} = \frac{f(P^{-1}(\eta))}{p(P^{-1}(\eta))} \quad (6.18)$$

Echantillonnage par rejet

La fonction de distribution cumulative $P(x)$ n'est pas toujours inversible facilement. Dans [SD02], Frank Suykens - De Laet expose une technique très simple : l'échantillonnage par rejet. Considérons la densité de probabilité $p(x)$ définie dans S vers $[0; 1]$. Un candidat ξ est retenu comme échantillon si le couple (ξ, η) , choisi sur $S \times [0; 1]$, est tel que η soit inférieur à $p(\xi)$. ξ et η doivent être tirés uniformément. Si la condition n'est pas satisfaite, le couple de candidats est rejeté et on effectue un nouveau tirage.

Pour un x donné, plus la fonction p sera élevée, plus l'échantillon aura de chances d'être retenu. Le tirage est donc bien dirigé suivant les variations de la densité de probabilité. Ce processus très simple peut cependant être inefficace dans le cas de comportements fortement spéculaires. En effet, la courbe serait alors presque toujours nulle, et donc les candidats avec $\eta > 0$ rejetés, sauf dans le pic spéculaire.

Bien évidemment ces différentes techniques de réduction de la variance peuvent être combinées.

6.2.1.2 Source ponctuelle uniforme

Le tirage de directions aléatoires pour une source ponctuelle uniforme se fait au moyen de deux variables aléatoires ξ et η [Shi00] :

$$\begin{aligned} (\xi, \eta) \in [0; 1]^2 &\rightarrow (\varphi, \theta) \in \Omega \\ \varphi &= 2\pi\xi \\ \theta &= 2 \arccos \sqrt{1 - \eta} \end{aligned} \quad (6.19)$$

Toutes les directions ayant la même énergie émise, la fonction de densité de probabilité est constante et l'échantillonnage par importance n'a pas lieu d'être. L'échantillonnage stratifié peut au contraire être utile.

6.2.1.3 Source sphérique uniforme

Dans le cas d'une source sphérique uniforme de rayon r , nous considérons que le point d'émission est tiré sur la surface. En fonction de deux variables aléatoires (ξ, η) , ses coordonnées sont alors :

$$\begin{aligned}
(\xi, \eta) \in [0; 1]^2 &\rightarrow (\varphi, \theta) \in \Omega_r &\rightarrow (x, y, z) \in \mathbb{R}^3 \\
\varphi &= 2\pi\xi \\
\theta &= 2 \arccos \sqrt{1 - \eta}
\end{aligned} \tag{6.20}$$

$$\begin{aligned}
x &= r \sin \theta \cos \varphi = 2r\sqrt{\eta}\sqrt{1 - \eta} \cos(2\pi\xi) \\
y &= r \sin \theta \sin \varphi = 2r\sqrt{\eta}\sqrt{1 - \eta} \sin(2\pi\xi) \\
z &= r \cos \theta = r(1 - 2\eta)
\end{aligned}$$

Et pour un point donné, on tire une direction au hasard par la même méthode que pour une source ponctuelle uniforme.

6.2.1.4 Source cylindrique uniforme

Le tirage d'un échantillon pour une source cylindrique uniforme est similaire. Nous choisissons d'abord un point d'émission en fonction de deux variables aléatoires correspondant à la longueur et à la section du cylindre. Une direction est ensuite sélectionnée.

6.2.1.5 Source mesurée en champ lointain

Les solides photométriques ont souvent une forme proche d'une loi en lobe de cosinus. Il est donc intéressant dans ce cas de diriger le tirage aléatoire par une fonction de densité de probabilité :

$$p(\varphi, \theta) = \frac{n+1}{2\pi} \cos^n \theta \tag{6.21}$$

On a alors la fonction de distribution cumulative :

$$P(\varphi, \theta) = \int_0^\varphi \int_0^\theta p(\varphi', \theta') \cos \theta' d\varphi' d\theta' \tag{6.22}$$

Pour deux variables aléatoires ξ et η , la direction tirée est :

$$\begin{aligned}
\varphi &= 2\pi\xi \\
\theta &= \arccos(\sqrt[n+1]{1 - \eta})
\end{aligned} \tag{6.23}$$

6.2.1.6 Source mesurée en champ proche

Pour une source en champ proche, nous avons le choix entre deux méthodes : si la source est décrite par le fichier de rayons initial, il suffit d'en choisir un au hasard parmi l'ensemble. Si la source a été simplifiée par l'algorithme que nous proposons au chapitre 5, il faut alors tirer une direction au hasard avec la formule 6.19. La luminance associée au rayon sera calculée par la fonction de distribution introduite par l'équation 5.1, page 88.

6.2.2 Classification des matériaux et traitement des rayons

Une fois l'énergie émise depuis les sources de lumière, il convient de suivre son chemin dans la scène et de la stocker aux endroits importants en fonction des intersections entre les rayons et les objets. En plus des objets diffus et spéculaires, nous choisissons de définir un nouveau type de matériau : les *objets à propriété surfacique*. Ceci nous permet de ne stocker nos photons que sur les solides qui nous intéressent. Nous allons maintenant décrire les différents types d'interactions possibles résumées dans la figure 6.1, page 108 et définir dix classes. A chacune devra correspondre un traitement spécifique par l'algorithme : poursuite ou arrêt du trajet, dépose de photon, *etc.* En voici la liste :

- On arrive sur un objet spéculaire (S). Si on a rencontré auparavant un objet à propriété surfacique, noté Z, on stocke un photon (en rouge sur la figure) en sortie de Z (*cas numéro 1*). Sinon, rien n'est fait (*cas 2*). Dans tous les cas, un rayon est relancé en réflexion et en réfraction.
- On arrive sur un objet diffus (D). Si on a rencontré avant un objet Z, un photon est stocké en sortie de Z **et** en arrivée sur D (*cas 3*). Sinon, lorsqu'aucun objet Z n'a été rencontré auparavant, il reste deux cas possibles. Si un objet spéculaire a été rencontré, on stocke un photon à l'arrivée sur D (*cas 4*), sinon, il n'y a rien à faire (*cas 5*).
Le fait de stocker des photons sur les objets diffus permet de prendre en compte les caustiques classiques [Jen96] se formant sur de tels objets. Ils sont dessinés en vert sur la figure.
- On arrive sur un objet source lumineuse. Si on a rencontré un objet Z auparavant, on stocke un photon en sortie de Z (*cas 6*), sinon, il n'y a rien à faire.
- Aucun objet n'est rencontré. De la même façon, si un objet Z a été parcouru avant, on stocke aussi un photon en sortie de Z (*cas 7*).
- On rencontre un objet Z. Si aucun objet n'a été rencontré avant, le rayon poursuit sa route (*cas 8*). Un photon peut être stocké en entrée de Z si la source se trouve entre l'objet et l'œil. Si un matériau spéculaire classique a été intersecté avant, le rayon est aussi relancé (*cas 9*) et un photon peut aussi être stocké en entrée pour la même raison que précédemment. Enfin, si un objet Z avait déjà été trouvé avant, un photon est stocké en sortie de ce dernier et le rayon est relancé (*cas 10*).

Dans tous les cas, le rayon n'est pas relancé sauf lorsque c'est explicitement dit. Nous aurions pu nous lancer dans des processus plus complexes de suivi de chemins (*path tracing*), notamment en relançant des rayons à partir d'objets diffus avec les techniques de la *roulette russe* ou du *next event estimator* [SD02]. Mais nous avons considéré ces procédés trop complexes et coûteux pour la seule visualisation des chemins purement spéculaires.

La désignation des matériaux à propriété surfacique se fait au moyen de l'énergie propre surfacique introduite par Marc Roelens dans [Roe93]. L'auteur a ainsi proposé la possibilité d'associer à un objet une texture d'émission propre pour simuler des objets fluorescents par exemple. Nous étendons ce concept en donnant la possibilité de récupérer l'énergie émise dans une structure de données adéquate.

6.2.3 Stockage et récupération de l'information

La manipulation de l'énergie en sortie des objets à propriété surfacique se fait de manière analogue à la *photon map* de Jensen [Jen96]. Les photons sont stockés dans un *kd*-arbre [Ben90] en 3 dimensions. Cette structure permet de trouver en un temps très rapide les n photons les plus proches d'un point donné.

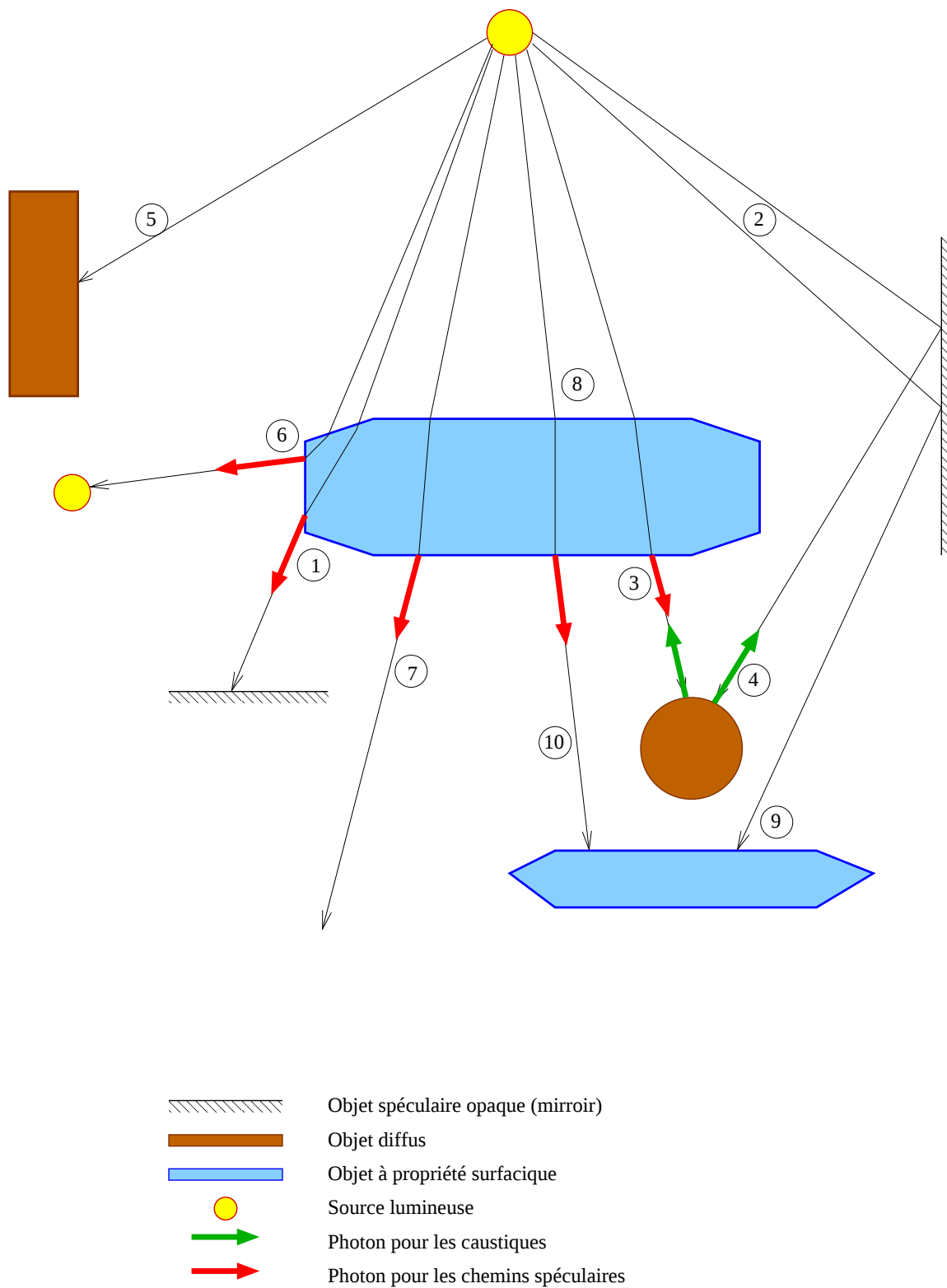


FIG. 6.1 – Schématisation des différents types de chemins possibles

Comme pour la photon map, l'énergie en un point est calculée par une estimation de densité [Sil86] des photons environnants. Plusieurs méthodes ont déjà été introduites en ce sens [Jen01, Mys97, Pav90]. Nous avons choisi l'estimation de densité par noyau d'intégration. Elle a pour avantage de ne pas limiter la taille de l'ensemble et de traiter chaque photon indépendamment selon ses caractéristiques. Cependant, là où Jensen ne prend en compte que la distance du point d'impact, nous devons en plus intégrer la direction de sortie du photon. Ainsi, plus il sera proche de notre point à calculer et plus sa direction sera proche de la direction idéale, plus il devra avoir un poids important.

Soient $(E, \vec{\omega})$ un photon émis au point E dans la direction $\vec{\omega}$, P le point d'intersection du rayon avec l'objet et Q le point de départ de ce rayon. L'équation 6.24 exprime le noyau choisi :

$$\begin{aligned}
 K(d, \alpha) &= \underbrace{k_d \cos\left(\frac{\pi d}{2r}\right)}_{\text{distance}} + \underbrace{k_\alpha \cos^b(a\alpha)}_{\text{angle}} \quad \text{pour } d \in [0; r] \quad \text{et } \alpha \in \left[-\frac{\pi}{2a}; \frac{\pi}{2a}\right] \\
 &= 0 \quad \text{sinon}
 \end{aligned} \tag{6.24}$$

où :

- d est la distance entre le point de stockage E du photon et le point à calculer P ;
- α est l'angle $\widehat{EQ, \vec{\omega}}$;
- k_d et k_α sont les poids relatifs de chaque partie tels que $k_d + k_\alpha \leq 1$;
- r est le rayon de recherche des photons dans le kd-arbre ;
- a et b sont les coefficients de contrôle de la fonction d'intégration suivant l'angle.

La figure 6.2 illustre ces notations.

Les fonctions *cosinus* et les grandeurs k_d et k_α nous assurent que le noyau est toujours compris entre 0 et 1. La partie «distance» est maximale pour d nul et vaut zéro lorsque d égale r . La partie «angle» est identique à la fonction 5.1, page 88, pour la prise en compte des rayons issus de mesures en champ proche.

6.2.4 Résultats

Malheureusement, en raison de nouvelles obligations professionnelles, nous n'avons pas pu implémenter l'algorithme proposé. Nous pensons cependant que cette solution est porteuse d'espoir pour résoudre un problème important : la visualisation d'objets purement spéculaires. Il aurait été intéressant de comparer nos résultats par rapport à la carte de photos de Jensen.

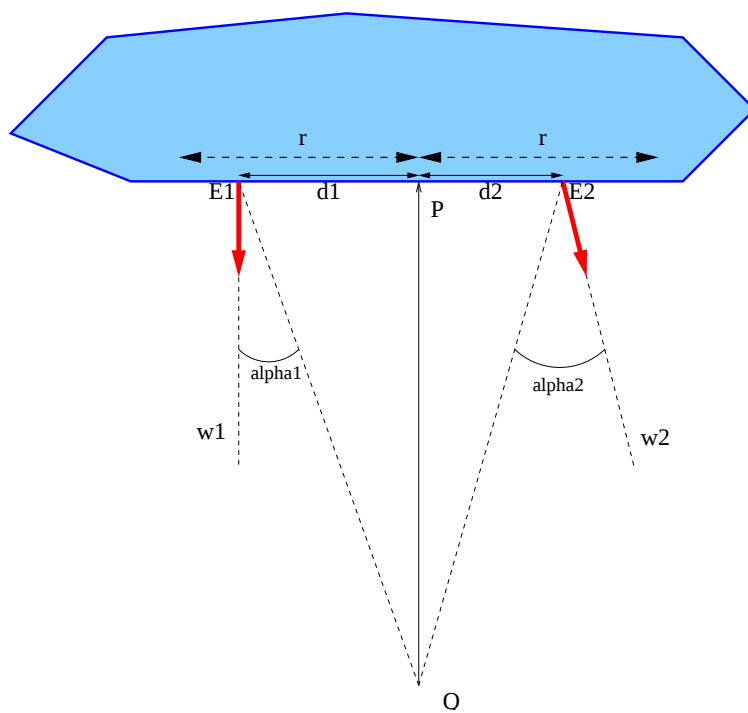


FIG. 6.2 – Prise en compte d'un photon dans l'estimation de densité

Chapitre 7

Conclusion

Dans ce mémoire, nous avons abordé le traitement des sources lumineuses ayant une émission particulière. Nous avons d'abord essayé de présenter la synthèse d'images d'une manière la plus exhaustive possible (aspects physiques, matériaux, colorimétrie, rendu...) de façon à ce que les lecteurs, qui ne sont pas forcément des spécialistes étant donné l'application présentée en annexe, puissent maîtriser au mieux le contexte et les contraintes du domaine.

Dans un logiciel de synthèse d'images photoréalistes, la bonne gestion des sources de lumière est primordiale car ce sont elles qui émettent l'énergie lumineuse et donc conditionnent le résultat en sortie. Et nous avons vu que les mesures de sources permettent d'obtenir des images très différentes par rapport à celles rendues avec des sources directionnellement uniformes. Les constructeurs de luminaires ou de lampes participent grandement à cette évolution en mettant à disposition de plus en plus de jeux de mesures. Notre étude s'est concentrée autour de trois thèmes s'y rapportant : le champ lointain, le champ proche et les sources virtuelles issues de chemins spéculaires.

Pour le champ lointain, nous avons adapté un modèle conçu à la base pour reconstruire des *BRDF*. Malgré une étude mathématique et une validation poussée, nous devons constater que notre solution n'est pas encore suffisamment efficace par rapport à une interpolation bilinéaire ; cela étant principalement dû au fait que les solides photométriques sont moins perturbés que les *BRDF* et qu'il y a moins de données à traiter. Nous pensons cependant qu'il s'agit là d'une bonne base de réflexion pour des travaux futurs.

Notre modèle de source mesurée en champ proche procure par contre un gain indéniable. Des temps de calculs divisés par cent, une surconsommation mémoire acceptable et uniquement lors de la phase d'initialisation, des images indifférentiables de la méthode exhaustive, tous ces arguments nous font penser que notre solution, le *lumigraphe sphérique*, pourrait avoir de l'avenir. Il reste encore des points à améliorer ou même qui n'ont pas encore été abordés ; comme par exemple savoir comment traiter l'objet source lui-même. Doit-on le modéliser finement ou cela doit-il être un objet géométrique grossier sur lequel nous aurions plaqué une texture représentant une source de lumière ?

Un point très intéressant à étudier est le passage entre champ lointain et champ proche. Que doit-on faire lorsque dans une scène, une source lumineuse éclaire à la fois des objets en champ proche et en champ lointain ? Plus complexe encore, que faire lorsque c'est le même objet. Imaginons par exemple une lampe posée en bout d'une très longue table et qui l'éclaire totalement. A l'une des extrémités, nous serions dans le cas du champ proche alors que nous serions en champ lointain à l'autre. Comme se ferait dans ce cas là la transition ? Etant donné le surcoût du champ proche,

il n'est certainement pas utile de le considérer pour tout point de la scène.

La troisième partie abordée dans ce mémoire concernait la prise en compte des chemins spéculaires. Nous avons présenté un modèle permettant de représenter l'émission lumineuse en sortie d'objets spéculaires. Malheureusement, comme nous l'avons déjà dit, en raison de nouvelles obligations professionnelles, nous n'avons pas encore eu la possibilité d'implémenter notre solution. Nous pensons cependant être sur la bonne voie. Il reste certainement là aussi du travail à faire, notamment pour ce qui concerne la propagation des rayons. Il est utopique de vouloir utiliser un modèle complet en réflexion et réfraction. Cela produirait des centaines de millions de rayons et deviendrait ingérable. L'étude des conditions d'arrêt et de division d'un rayon nous semble être un point important à étudier.

Nous présentons aussi en annexe une application de ces travaux au milieu industriel. Et plus encore, c'est une grande partie des travaux de l'équipe rendu du laboratoire LISSE entre 1990 et 2003 (le spectral, les *BRDF* mesurées, la reproduction de tons, peut-être bientôt les caustiques ou l'éclairage indirect...) qui ont été repris et utilisés dans ce logiciel. Nous avons montré là que la synthèse d'images pouvait être utile dans un contexte fortement industriel.

Bibliographie

- [AB91] E.H. Adelson and J.R. Bergen. The plenoptic function and the elements of early vision. In Landy and Movshon, editors, *Computational Models of Visual Processing*, 1991. Chapitre 1.
- [Ach56] N. I. Achieser. *Theory of Approximation*. Frederick Ungar Publishing Co., 1956.
- [Alb98] Stéphane Albin. Distance entre images. Mémoire de DEA, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Étienne, <http://perso.wanadoo.fr/salbin/DISTIMG/>, September 1998.
- [App68] Arthur Appel. Some techniques for shading machine rendering. In *Spring Joint Computer Conference*, volume 32, pages 37–45. Thompson Books, 1968.
- [ARPT02] Stéphane Albin, Gilles Rougeron, Bernard Péroche, and Alain Tremeau. Quality image metrics for synthetic images based on perceptual color differences. *IEEE Transactions on Image Processing*, 11(9) :961–971, September 2002.
- [Arv86] James R. Arvo. Backward Ray Tracing. In *ACM SIGGRAPH '86 Course Notes - Developments in Ray Tracing*, volume 12, August 1986.
- [Arv94] James R. Arvo. The irradiance jacobian for partially occluded polyhedral sources. In *Computer Graphics*, volume 28, pages 343–350, 1994.
- [Ash93a] Ian Ashdown. Near-field photometry : A new approach. *Journal of the Illuminating Engineering Society*, 22(1) :163–180, 1993.
- [Ash93b] Ian Ashdown. Near-field photometry in practice. *IESNA Annual Conference Technical Papers*, pages 413–425, 1993.
- [BB92] Michel Beigbeder and Véronique Bourgoïn. New perspectives for image synthesis. In Harold P. Santo, editor, *COMPUGRAPHICS'92*, pages 44–52, December 1992.
- [BC91] Hocine Bougdah and D.J. Carter. Illuminance from electric lighting installations : Methods of comparison of measured and calculated values. *Lighting Research and Technology*, pages 155–158, 1991.
- [Bei88] Michel Beigbeder. *Un développement pour la modélisation et la visualisation en synthèse d'images : CASTOR*. PhD thesis, École Nationale Supérieure des Mines de Saint-Étienne, 1988.
- [Ben75] Jon Louis Bentley. Multidimensional binary search trees used for associative searching. *Communications of the ACM*, 18(9) :509–517, 1975.
- [Ben90] Jon Louis Bentley. K-d trees for semidynamic point sets. In *Proceedings of the sixth annual symposium on Computational geometry*, pages 187–197. ACM Press, 1990.

- [Bli77] James F. Blinn. Models of light reflection for computer synthesized pictures. In James George, editor, *Computer Graphics (SIGGRAPH '77 Proceedings)*, volume 11, pages 192–198, July 1977.
- [BM98] Mark R. Bolin and Gary W. Meyer. A perceptually based adaptive sampling algorithm. In *Computer Graphics (SIGGRAPH '98 Proceedings)*, volume 32, pages 299–309, 1998.
- [BW99] Max Born and Emil Wolf. *Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Pergamon Press, 1999.
- [CA00] Min Chen and James R. Arvo. A closed-form solution for the irradiance due to linearly-varying luminaires. In *Rendering Techniques 2000*, pages 137–148, 2000.
- [CA01] Min Chen and James R. Arvo. Simulating non-lambertian phenomena involving linearly-varying luminaires. In *Rendering Techniques 2001*, pages 25–38, 2001.
- [CBP02] Luc Claustres, Yannick Boucher, and Matthias Paulin. Spectral *brdf* modeling using wavelets. In Harold H. Szu and James R. Buss, editors, *Wavelets and Independent Component Analysis Applications (Proceedings of SPIE)*, volume 4738, pages 33–43, April 2002.
- [CD95] W.-L. Chu and David L. DiLaura. Improved Near-Field Illuminance Calculations Using Far-Field Photometry and Luminance Scans. *Journal of Engineering Illuminating Society*, 24(2), 1995.
- [CDGL00] J.-P. Chevreil, J.-L. Dumas, J.-P. Guéraud, and J.-B. Lévy. *Anatomie générale*. Masson, 2000.
- [CPB03] Luc Claustres, Mathias Paulin, and Yannick Boucher. Brdf modelling using wavelets for efficient path tracing. *Computer Graphics Forum*, 22(4) :701–716, December 2003.
- [CT82] Robert L. Cook and Kenneth E. Torrance. A reflectance model for computer graphics. *ACM Transaction on Graphics*, 1(1) :7–24, 1982.
- [Dal93] Scott Daly. The visual difference predictor : An algorithm for the assessment of image fidelity. In A. B. Watson, editor, *Digital images and human vision*, pages 179–206, Cambridge, 1993. MIT Press.
- [DCW⁺02] Kate Devlin, Alan Chalmers, Alexander Wilkie, , and Werner Purgathofer. Tone reproduction and physically based spectral rendering. In Dieter Fellner and Roberto Scopigno, editors, *State of the Art Reports, Proceedings of Eurographics 2002*, pages 101–123, September 2002.
- [Den02] Jean-Marc Deniel. *Modélisation des luminaires et des BRDF : réalisation, mesure et compression*. PhD thesis, Université de Rennes I, IFSIC/IRISA/SIAMES, 2002.
- [DiL95] David L. DiLaura. Non-diffuse radiative transfer II : Planar area sources and receivers. In *1996 Illuminating Engineering Society Annual Conference Technical Papers*, pages 106–125, 1995.
- [DK02] Stanislav Darula and Richard Kittler. CIE general sky standard defining luminance distributions. In *eSim, conference on building energy simulation*, Montreal, 2002. IBPSA-Canada. <http://www.esim.ca/2002/documents/Proceedings/other2.pdf>.
- [DLF96] Joel DeYoung, Paul Lalonde, and Alain Fournier. Acquiring and using realistic reflectance data in computer graphics images. In *Proceedings of the 1996 Arkansas Computer Conference*, pages 77–82, Searcy, AR, USA, 7–8 March 1996.

-
- [DMCP94] Pascal M. Deville, Slimane Merzouk, Dorothée Cazier, and Jean-Claude Paul. Spectral data modeling for a lighting application. *Computer Graphics Forum (Proceedings of Eurographics '94)*, 13(3) :97–106, September 1994.
- [Dow87] John E. Dowling. *The retina : An approachable part of the brain*. Belknap Press of Harvard University Press, 1987.
- [DP95] Pascal M. Deville and Jean-Claude Paul. Modelling the spatial energy distribution of complex light sources for lighting engineering. In *Rendering Techniques 1995*, pages 147–159, 1995.
- [Far02] Jean-Philippe Farrugia. *Modèles de vision et synthèse d'images*. PhD thesis, École Nationale Supérieure des Mines de Saint-Étienne, 2002.
- [FP04] Jean-Philippe Farrugia and Bernard Péroche. A progressive rendering algorithm using an adaptive perceptually based image metric. In *Computer Graphics Forum (Proceedings of Eurographics 2004)*, volume 23, 2004. à paraître.
- [FSJ01] Ronald Fedkiw, Jos Stam, and Henrik Wann Jensen. Visual simulation of smoke. In Eugene Fiume, editor, *Computer Graphics (SIGGRAPH '01 Proceedings)*, pages 15–22. ACM Press / ACM SIGGRAPH, 2001.
- [FvDF⁺95] James D. Foley, Andries van Dam, Steven K. Feiner, John F. Hughes, and Richard L. Phillips. *Introduction à l'infographie*. Addison-Wesley, 1995.
- [GGSC96] Steven J. Gortler, Radek Grzeszczuk, Richard Szeliski, and Michael F. Cohen. The lumigraph. In Holly Rushmeier, editor, *SIGGRAPH 96 Conference Proceedings*, Annual Conference Series, pages 43–54. ACM SIGGRAPH, Addison Wesley, August 1996. held in New Orleans, Louisiana, 04-09 August 1996.
- [Gla95] Andrew S. Glassner. *Principles of digital image synthesis*. Morgan Kaufman, 1995.
- [GTGB84] Cindy M. Goral, Kenneth E. Torrance, Donald P. Greenberg, and Bennett Battaile. Modelling the interaction of light between diffuse surfaces. In *Computer Graphics (ACM SIGGRAPH '84 Proceedings)*, volume 18, pages 212–222, July 1984.
- [Guo98] Baining Guo. Progressive radiance evaluation using directional coherence maps. In *Computer Graphics (ACM SIGGRAPH '98 Proceedings)*, pages 255–266, 1998.
- [HBS00] Wolfgang Heidrich, Stefan Brabec, and Hans-Peter Seidel. Soft shadow maps for linear lights. In *Rendering Techniques 2000*, pages 269–280, 2000.
- [Hec90] Paul Heckbert. Adaptive radiosity textures for bidirectional ray tracing. In *Computer Graphics (ACM SIGGRAPH '90 Proceedings)*, volume 24, pages 145–154, August 1990.
- [HF93] Caroline Houle and Eugene Fiume. Light-source modeling using pyramidal light maps. *CVGIP : Graphical Models and Image Processing*, 55(5) :346–358, 1993.
- [HHP⁺92] Xiao D. He, Patrick O. Heynen, Richard L. Phillips, Kenneth E. Torrance, David H. Salesin, and Donald P. Greenberg. A fast and accurate light reflection model. In *Computer Graphics (SIGGRAPH '92 Proceedings)*, pages 253–254, July 1992.
- [HK93] Pat Hanrahan and Wolfgang Kreuger. Reflection from layered surfaces due to subsurface scattering. In *Computer Graphics (SIGGRAPH '93 Proceedings)*, pages 165–174, August 1993.
- [HKSS98] Wolfgang Heidrich, Jan Kautz, Philipp Slusallek, and Hans-Peter Seidel. Canned light sources. In *Rendering Techniques 1998*, pages 293–300, 1998.

- [HTSG91] Xiao D. He, Kenneth E. Torrance, François X. Sillion, and Donald P. Greenberg. A comprehensive physical model for light reflection. In *Computer Graphics (SIGGRAPH '91 Proceedings)*, pages 175–186, July 1991.
- [Ieh00] Jean-Claude Iehl. *Études sur le lancer de rayons spectral*. PhD thesis, École Nationale Supérieure des Mines de Saint-Étienne, 2000.
- [IES95] Standard file format for electronic transfer of photometric data. Technical Report LM-63-1995, Illuminating Engineering Society Of North America (IESNA), 1995.
- [INM99] Norio Igawa, Hiroshi Nakamura, and Kunio Matsuura. Sky luminance distribution model for simulation of daylight environment. In *Proceedings of Building Simulation '99*, pages 969–975, 1999.
- [Jen96] Henrik Wann Jensen. Global illumination using photon maps. In *Rendering Techniques '96 (Proceedings of the Seventh Eurographics Workshop on Rendering)*, pages 21–30, New York, NY, 1996. Springer-Verlag/Wien.
- [Jen97] Henrik Wann Jensen. Rendering caustics on non-lambertian surfaces. *Computer Graphics Forum*, 16(1) :57–64, March 1997.
- [Jen01] Henrik Wann Jensen. *Realistic image synthesis using photon map*. A.K. Peters, 2001.
- [JM00] David R. Jenkins and Holger Mönch. Source imaging goniometer method of light source characterisation for accurate projection system design. In *Society for Information Display Conference*, 2000.
- [JMLH01] Henrik Wann Jensen, Steve Marschner, Marc Levoy, and Pat Hanrahan. A practical model for subsurface light transport. In *Computer Graphics (SIGGRAPH '01 Proceedings)*, pages 511–518, August 2001.
- [Kaj86] James T. Kajiya. The Rendering Equation. In *Computer Graphics (ACM SIGGRAPH '86 Proceedings)*, volume 20, pages 143–150, August 1986.
- [Laf96] Eric Lafortune. *Mathematical models and Monte-Carlo algorithms for physically based rendering*. PhD thesis, Université catholique de Leuven, February 1996.
- [LBC94] Eric Languénou, Kadi Bouatouch, and Michaël Chelle. Global illumination in presence of participating media with general properties. In *Proceedings of Eurographics Rendering Workshop '94*, pages 69–85, June 1994.
- [Lew94] Robert R. Lewis. Making shaders more physically plausible. *Computer Graphics Forum*, 13(2) :109–120, 1994.
- [LFTG97] Eric P.F. Lafortune, Sing-Choong Foo, Kenneth E. Torrance, and Donald P. Greenberg. Non-linear approximation of reflectance functions. In *Computer Graphics (SIGGRAPH '97 Proceedings)*, pages 117–126, August 1997.
- [LH98] Ming R. Luo and R. W. G. Hunt. The structure of the cie 1997 colour appearance model (ciecam97s). *Color Research and Applications*, 23(3) :138–146, June 1998.
- [LRP97] Gregory Ward Larson, Holly Rushmeier, and Christine Piatko. A visibility matching tone reproduction operator for high dynamic range scenes. *IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics*, 3(4) :291–306, October–December 1997. ISSN 1077-2626.
- [LT92] Eric Languénou and Pierre Tellier. Including physical light sources and daylight in global illumination. In *Proceedings of the 3rd EGWR*, pages 217–225, 1992.

-
- [Luo96] Ming R. Luo. The llab model for colour appearance and colour difference evaluation. In Jan Bares, editor, *Color Imaging : Device-Independent Color, Color Hard Copy, and Graphic Arts (Proceedings of SPIE)*, volume 2658, pages 261–269. SPIE, 1996.
 - [Mat88] Kunio Matsuura. Luminance distributions of various skies. Technical Report T.C. 3-09, Commission Internationale de l’Eclairage, 1988.
 - [MS74] James L. Manos and David J. Sakrison. The effects of a visual fidelity criterion on the encoding of images. *IEEE Transactions on information theory*, IT-20(4) :525–536, 1974.
 - [Mys97] Karol Myszkowski. Lighting reconstruction using fast and adaptive density estimation techniques. In Julie Dorsey and Philipp Slusallek, editors, *Proceedings of Eurographics Rendering Workshop ’97*, pages 251–262. Springer-Verlag, July 1997.
 - [NDW93] Jackie Neider, Tom Davis, and Mason Woo. *OpenGL Programming Guide*. Addison-Wesley, 1993.
 - [Nit94] Metha Nithisoonthorn. Shooting algorithm for illuminance : Comparison of prediction with experiment. *Lighting Research and Technology*, pages 13–18, 1994.
 - [NKON90] Eihachiro Nakamae, Kazufumi Kaneda, Takashi Okamoto, and Tomoyuki Nishita. A lighting model aiming at drive simulators. In Forest Baskett, editor, *Computer Graphics (SIGGRAPH ’90 Proceedings)*, volume 24, pages 395–404, August 1990.
 - [NON85] Tomoyuki Nishita, I. Okamura, and Eihachiro Nakamae. Shading models for point and linear light sources. *ACM Transactions on Graphics*, 4(2) :124–146, 1985.
 - [Noé99] Nicolas Noé. *Étude de fonctions de distribution de la réflectance bidirectionnelle*. PhD thesis, École Nationale Supérieure des Mines de Saint-Étienne, 1999.
 - [NP00] Nicolas Noé and Bernard Péroche. Hierarchical reconstruction of *brdfs* using locally supported functions. *Computer Graphics Forum*, 19(2) :173–184, 2000.
 - [NRH77] F.E. Nicodemus, J.C. Richmond, and J.J. Hsia. Geometrical considerations and nomenclature for reflectance. Technical report, National Bureau of Standards, 1977. <http://physics.nist.gov/Divisions/Div844/facilities/specphoto/pdf/geoConsid.pdf>.
 - [OF99a] Marc J. Ouellette and Eugene Fiume. Approximating the location of integrand discontinuities for penumbral illumination with area light sources. In *Proceedings of Eurographics Rendering Workshop ’99*, pages 213–224, June 1999.
 - [OF99b] Marc J. Ouellette and Eugene Fiume. Approximating the location of integrand discontinuities for penumbral illumination with linear light sources. In *Graphics Interface*, pages 66–75, 1999.
 - [OF01] Marc J. Ouellette and Eugene Fiume. On numerical solutions to one-dimensional integration problems with applications to linear light sources. *ACM Transactions on Graphics*, 20(4) :232–279, 2001.
 - [OW82] R. Daniel Overheim and David L. Wagner. *Light and color*. John Wiley & Sons, 1982.
 - [PA90] Piere Poulin and John Amanatides. Shading and shadowing with linear light sources. In *Computer Graphics Forum (Proceedings of Eurographics 1990)*, volume 9, pages 377–386, 1990.
 - [Pav90] Mark J. Pavicic. *Convenient anti-aliasing filters that minimize bumpy sampling*, pages 1444–146. Academic Press, 1990.

- [Per85] Ken Perlin. An image synthesizer. In *Computer Graphics (SIGGRAPH '85 Proceedings)*, volume 19, pages 287–296, July 1985.
- [PF90] Pierre Poulin and Alain Fournier. A model for anisotropic reflection. In *Computer Graphics (SIGGRAPH '90 Proceedings)*, pages 273–282, August 1990.
- [Pfl96] Thomas Pfau. Color and reflectance in image synthesis. Technical report, Université de Waterloo, 1996. <http://www.cs.uwaterloo.ca/cs-archive/CS-1996/CS-1996.shtml>.
- [PGMR98] Bernard Péroche, Djamchid Ghazanfarpour, Dominique Michelucci, and Marc Roelens. *Informatique graphique, méthodes et modèles*. Hermès, second edition, 1998.
- [Pho75] Bui-T. Phong. Illumination for computer generated pictures. *Communications of the ACM*, 18(6) :311–317, 1975.
- [Pic92] Kevin P. Picott. Extensions of the linear and area lighting models. *IEEE Computer Graphics and Applications*, 12(2) :31–38, 1992.
- [Roe93] Marc Roelens. *Un environnement pour le tracé de rayons utilisant une modélisation par arbre de construction*. PhD thesis, École Nationale Supérieure des Mines de Saint-Étienne, 1993.
- [RP97] Gilles Rougeron and Bernard Péroche. An adaptive representation of spectral data for reflectance computations. In Julie Dorsey and Philipp Slusallek, editors, *Rendering Techniques '97 (Proceedings of the Eighth Eurographics Workshop on Rendering)*, pages 127–138, New York, NY, 1997. Springer Wien. ISBN 3-211-83001-4.
- [Rus98] Szymon Rusinkiewicz. A new change of variables for efficient *brdf* representation. In G. Drettakis and N. Max, editors, *Rendering Techniques '98 (Proceedings of Eurographics Rendering Workshop '98)*, pages 11–22, New York, NY, 1998. Springer Wien.
- [RW97] Ronald F. Rykowski and C. Benjamin Wooley. Source modeling for illumination design. In Robert E. Fischer *et al.*, editor, *Lens Design, Illumination, and Optomechanical Modeling*, volume 3130, pages 204–208. SPIE Proceedings, 1997.
- [Ryk94] Ronald F. Rykowski. Illumination system measurement using CCD cameras. In *International Optical Design Conference*, 1994. Technical digest.
- [Sch94a] Christophe Schlick. An inexpensive *brdf* model for physically-based rendering. *Computer Graphics Forum*, 13(3) :233–246, 1994.
- [Sch94b] Christophe Schlick. Quantization techniques for the visualization of high dynamic range pictures. In *Proceedings of Eurographics Rendering Workshop '94*, pages 7–20, June 1994.
- [SD02] Frank Suykens-DeLaet. *On robust Monte-Carlo algorithms for multi-pass global illumination*. PhD thesis, Université catholique de Leuven, 2002.
- [Ser01] Xavier Serpaggi. *Variations sur le calcul des vecteurs d'éclairement*. PhD thesis, École Nationale Supérieure des Mines de Saint-Étienne, 2001.
- [Shi00] Peter Shirley. *Realistic Ray Tracing*. A.K. Peters, 2000.
- [Sil86] B. W. Silverman. *Density estimation for statistics and data analysis*. Chapman & Hall, 1986.
- [Sla89] A.I. Slater. Illuminance distributions : Prediction for uniform and non-uniform lighting. *Lighting Research and Technology*, 21(4) :133–159, 1989.

-
- [SP01] Xavier Serpaggi and Bernard Péroche. An adaptive method for indirect illumination using light vectors. In *Computer Graphics Forum (Proceedings of Eurographics 2001)*, volume 20, pages C-278–C-287, September 2001.
 - [SSZG95] Greg Spencer, Peter Shirley, Kurt Zimmerman, and Donald P. Greenberg. Physically-based glare effects for digital images. volume 29, pages 325–334, 1995.
 - [Sta99] Jos Stam. Stable fluids. In Alyn Rockwood, editor, *Computer Graphics (SIGGRAPH '99 Proceedings)*, pages 121–128, Los Angeles, 1999. Addison Wesley Longman.
 - [Str90] Paul S. Strauss. A realistic lighting model for computer animators. *IEEE Computer Graphics and Applications*, 10(11) :56–64, November 1990.
 - [SWZ96] Peter Shirley, Changyaw Wang, and Kurt Zimmerman. Monte-Carlo techniques for direct lighting calculations. *ACM Transactions on Graphics*, 15(1) :1–36, 1996.
 - [TR93] Jack Tumblin and Holly E. Rushmeier. Tone reproduction for realistic images. *IEEE Computer Graphics and Applications*, 13(6) :42–48, November 1993.
 - [TS67] Kenneth E. Torrance and Ephraim M. Sparrow. Theory for off-specular reflection from roughened surfaces. *Journal of the Optical Society of America*, 57(9) :1104–1114, 1967.
 - [TT91] Toshimitsu Tanaka and Tokiichiro Takahashi. Shading with area light sources. In *Computer Graphics Forum (Proceedings of Eurographics 1991)*, volume 10, pages 235–246, 535–537, 1991.
 - [TT97] Toshimitsu Tanaka and Tokiichiro Takahashi. Fast analytic shading and shadowing for area light sources. In *Computer Graphics Forum (Proceedings of Eurographics 1997)*, volume 16, pages 231–240, 1997.
 - [VG84] C. P. Verbeck and D. P. Greenberg. A comprehensive light source description for computer graphics. *IEEE Computer Graphics and Applications*, 4(7) :66–75, 1984.
 - [War92] Gregory J. Ward. Measuring and modeling anisotropic reflection. In *Computer Graphics (SIGGRAPH '92 Proceedings)*, pages 265–273, July 1992.
 - [Whi80] Turner Whitted. An improved illumination model for shaded display. *Communications of the ACM*, 23(6) :343–349, June 1980.
 - [Wil78] Lance Williams. Casting curved shadows on curved surfaces. In *Computer Graphics (SIGGRAPH '78 Proceedings)*, volume 12, pages 270–274, August 1978.
 - [WRC88] Gregory J. Ward, Francis M. Rubinstein, and Robert D. Clear. A ray tracing solution for diffuse interreflection. In *Computer Graphics (ACM SIGGRAPH '88 Proceedings)*, volume 22, pages 85–92, August 1988.
 - [Zan98] Jacques Zaninetti. *Modélisation vectorielle de l'éclairage global en lancer de rayons*. PhD thesis, École Nationale Supérieure des Mines de Saint-Étienne, 1998.
 - [ZBP99] Jacques Zaninetti, Pierre Boy, and Bernard Péroche. An adaptive method for area light sources and daylight in ray tracing. In *Computer Graphics Forum*, volume 18, pages 139–150, 1999.
 - [ZCB97] Eric Zéghers, Samuel Carré, and Kadi Bouatouch. Error-bound wavelength selection for spectral rendering. *The Visual Computer*, 13(9+10) :424–434, 1997.
 - [ZSP98] Jacques Zaninetti, Xavier Serpaggi, and Bernard Péroche. A vector approach for global illumination in ray tracing. *Computer Graphics Journal (Proc. Eurographics '98)*, 17(3) :C-149–C-158, September 1998.

- [Zég97] Eric Zéghers. *Radiosité spectrale et sources directionnelles : application à l'éclairage des tunnels routiers*. PhD thesis, IRISA (Institut de Recherche en Informatique et Systèmes Aléatoires), 1997.

Index

A

absorption, 26, 41
adaptation, 21
anatomie du système visuel, 19
angle d'ouverture, 88
angle d'ouverture (restriction), 89
angle solide, 27
angle solide projeté, 27

B

backward raytracing, 52
bâtonnets, 20
biais, 103
black body curve, 46
Blinn (*BRDF* de), 37
Bouguer (loi de), 41
BRDF, 34
 analytiques, 36
 de Blinn, 37
 de Cook-Torrance, 39
 de He-Torrance-Sillion-Greenberg, 40
 de Lafortune, 37
 de Phong, 37
 de Poulin-Fournier, 38
 de Schlick, 38
 de Ward, 38
isotrope, 35
lambertienne, 36
mesurées, 40
parfaitement diffuse, 36
physiquement plausible, 35
principe de réciprocité, 35
BSDF, 34
BTDF, 34
bump mapping, 131

C

candela, 31
carte de photons, 52

Castor, 126
CastorC, 126
caustiques, 52
CDF, 104
champ lointain, 57, 59
champ proche, 57, 62
chemins de Heckbert, 50
chemins spéculaires, 101
chromaticité xy , 45
CIE, 20
ciel, 128
ciel couvert, 71
ciel «Moon et Spencer», 72
ciel serein, 72
ciel uniforme, 72
CIELAB (espace colorimétrique), 48
ciels (modèles de), 71
CIELUV (espace colorimétrique), 48
coefficient d'absorption, 41
coefficient d'extinction, 26
coefficients de Fresnel, 33
colorimétrie, 42
Commission Internationale de l'Éclairage, 20
cônes, 20
conservation de l'énergie, 29, 35
consistance, 103
contraste (sensibilité au), 22
Cook-Torrance (*BRDF* de), 39
corps noir, 45
corpusculaire (définition de la lumière), 26
correction gamma, 143
couleur, 42
courbes goniophotométriques, 59
cristallin, 19
CSF (sensibilité au contraste), 22
CSG (arbre), 23

D

décalage de Purkinje, 30

déviati n standard, 103

domaine visible, 20

E

 cart type, 103

 chantillonnage par importance, 104

Echantillonnage par rejet, 105

 chantillonnage stratifié, 103

 clairage, 31

 clairement, 28

lumineux, 31

 clairement global, 49

efficacité d'un estimateur, 103

efficacité lumineuse, 30, 47

 lectromagn tisme, 25

 nergie

lumineuse, 30

 quation de réflectance, 35

 quation de rendu, 50

 quation de transfert radiatif, 42

espace colorimétrique, 42

uniforme, 47

espérance, 102

estimateur primaire, 102

estimateur secondaire, 102

exitance, 28

F

fer à cheval, 45

flux

 nerg tique, 27

lumineux, 31

fonction de densité de probabilité, 104

fonction de distribution, 87

fonction de distribution cumulative, 104

fond, 128

format IES, 60

fovéa, 20

Fresnel (coefficients de), 33, 39

G

goniophotomètre, 59

gonior flectom tre, 40

H

He-Torrance-Sillion-Greenberg (*BRDF* de), 40

Heckbert (chemins de), 50

I

IES (format), 60

igloo, 80

illuminants, 45

illumination globale, 49

indice d'att nuati n, 26

indice de réfraction, 26

intégrale singulière, 76

intensité, 28

lumineuse, 31

interactions lumière - matière, 26

interpolation en arcs de spirales, 62

iris, 19

isotropie, 35

L

$L^*a^*b^*$ (espace colorimétrique), 48

$L^*u^*v^*$ (espace colorimétrique), 48

Lafortune (*BRDF* de), 37

Lambert (loi de), 41

lampe à décharge, 95

lancé de rayons, 102

lancer de rayons, 52, 65

longueur d'absorption, 26

lumen, 31

lumigraphe sphérique, 90

luminance, 28

lumineuse, 32, 47

lux, 31

M

Manos et Sakrison (fonction de), 22

matériau, 32

mésopique (vision), 22

mesures

de *BRDF*, 40

en champ lointain, 59

en champ proche, 62

milieu participant, 42

modélisation

formats de fichier, 25

géométrique, 23

Monte-Carlo, 51, 102

O

objets à propriété surfacique, 107

 eil, 19

optique

géométrique, 27, 32
ondulatoire, 25

P

PDF, 104
pénombre, 57
perspective, 24
perspective, 128
Phong (*BRDF* de), 37
photométrie, 29
photon map, 52
photons, 27
photopique (vision), 20
photoréalisme, 25
photorécepteurs, 19
physique quantique, 26
Planck (constante de), 27
polarisation, 26
Poulin-Fournier (*BRDF* de), 38
principe de réciprocité de Helmholtz, 35
propriété surfacique, 107
ProSource 6.1, 87
Purkinje (décalage de), 30

R

Radiant Imaging, 64, 87
radiométrie, 27
radiosité, 28, 52
rayon
 d'ombre, 51
 primaire, 51
 secondaire, 51
rayon lumineux, 27
rayon moyen, 94
réciprocité d'une *BRDF*, 35
réflectance, 34
réflexion, 32
 diffuse, 32
 glossy, 32
 rétro-réflexion, 32
 spéculaire, 32
 totale, 33
réfraction, 33
rendu, 49
 perceptuel, 22, 53
 réaliste, 25–53
reproduction de tons, 53

restriction de l'angle d'ouverture, 89
rétine, 19
RVB (espace colorimétrique), 43

S

Schlick (*BRDF* de), 38
scotopique (vision), 20
sensibilité au contraste, 22
Snell-Descartes (loi de), 33
solide photométrique
 reconstruction discrétisée, 77
solide photométrique, 59
 flux émis, 79
 interpolation, 62
 reconstruction, 75
 symétries, 61
source
 ciel, 71
 cylindrique, 68, 134
 distribution directionnelle, 58
 planaire de forme complexe, 68
 ponctuelle, 56
 rectangulaire uniforme, 67
 spectre d'émission, 58
spectre (représentation d'un), 49
spectre d'émission (exemple de), 58
stéradian, 27
stratification, 103
système visuel humain, 19

T

température de couleur, 46
texture, 42, 131
tone mapping, 53
tracé de rayons, 51
tracé de rayons inverse, 52
transmission, 33
transmittance, 34
transparence, 41
transport d'énergie, 27

V

variance, 102
vecteur d'éclairement indirect, 53
vecteur lumineux direct, 73

W

Ward (*BRDF* de), 38

X

XYZ (espace colorimétrique), 44