JAIST Repository

https://dspace.jaist.ac.jp/

Title	フォトンマッピング法を用いた3DAPIによる大域照明手 法
Author(s)	柿原,利政
Citation	
Issue Date	2008-03
Туре	Thesis or Dissertation
Text version	author
URL	http://hdl.handle.net/10119/4288
Rights	
Description	Supervisor:宮田一乘,知識科学研究科,修士



Japan Advanced Institute of Science and Technology

修士論文

フォトンマッピング法を用いた 3DAPI による大域照明手法

北陸先端科学技術大学院大学 知識科学研究科知識システム基礎学専攻

柿原 利政

2008年3月

修士論文

フォトンマッピング法を用いた 3DAPI による大域照明手法

指導教官 宮田 一乘 教授

北陸先端科学技術大学院大学 知識科学研究科知識システム基礎学専攻

650012 柿原 利政

審査委員: 宮田 一乘 教授(主査) 杉山 公造 教授 西本 一志 教授 由井薗 隆也 教授

2008年2月

Copyright © 2008 by Toshimasa Kakihara

概要

3 次元コンピュータグラフィックスにおける研究,開発の大きな流れの中に写 実的なレンダリング手法の開発がある.この流れの成果として,近年,映画や TV といったメディアでは実写映像と合成してもそん色ない品質の写実的な映像を コンピュータで描くことが可能になってきた.これらの写実的な画像のレンダリ ングには,レンダリングされるモデル中での光のふるまいが重要となり,光のふ るまいを計算したレンダリングに関する研究領域を大域照明と呼んでいる.

大域照明では,間接照明のようなモデルの表面から表面への光の伝搬をレンダ リングすることが可能であるが,計算量が多く,ゲームのようなインタラクティ ブな表示が必要な分野では使うことができない.また,一般的にこうしたインタ ラクティブな分野では DirectX や OpenGL といった 3DAPI を用いたラスタラ イズによってレンダリングを行う.一方,多くの大域照明手法はレイトレーシ ングを基としている.このことが,ラスタライズによるレンダリングに大域照 明を組み込むことへの大きな障壁となり,大域照明をインタラクティブな分野 に適用できない一因となっている.

本論文では,大域照明の手法の1つであるフォトンマッピング法を用いること で 3DAPI による大域照明を実現する.従来のフォトンマッピング法は,レンダリ ングにレイトレーシングが用いられるが,前処理として照明情報を点群として格 納したフォトンマップを構築している.本手法ではこのフォトンマップを 3DAPI によって物体表面に適用することで大域照明を実現している.また,これ を応用することでフォトンマッピング法が可能な集光模様や,媒質中の光の散乱 のレンダリングを実現し,最適化を加えることで大域照明のリアルタイムに迫る レンダリングを可能とした.

Abstract

Realistic rendering is one of the tendencies of research and development in graphics. In media such as movies or TV, realistic rendering has been enabled by results of study in this field. In realistic rendering, simulation of the light is important. Global Illumination is a field studying the simulation of light for Rendering.

Global Illumination can perform rendering of indirect lighting by the propagation of light between object surfaces. However, Global Illumination is unsuitable when interactive contents (such as in games) are necessary, because computational complexity is too great. Therefore, we render with rasterization of 3DAPI such as DirectX or OpenGL in interactive contents. On the other hand, many techniques of Global Illumination regard ray tracing as the basis. We encounter a problem to introduce Global Illumination into interactive contents, because the rendering techniques are different.

I realized Global Illumination rendering by 3DAPI in this article by using Photon Mapping which is one of the techniques of Global Illumination. Conventional Photon Mapping uses ray tracing for rendering, but builds a Photon Map, which stores illumination information as preprocessing in point group. Global Illumination was rendered in this study by applying Photon Map to the object surface by 3DAPI. In addition, I realized rendering of Caustics and Participating Media made using Photon Mapping by applying rasterization technique, and enabled rendering usually in real time of Global Illumination by adding optimization.

目次

第1章	序論	i	1
	1.1.	背景	1
	1.2.	何が描けるか	2
	1.3.	本論文の構成	2
第2章	はじ	めに	4
	2.1.	大域照明	4
		2.1.1. 光の記述	4
		2.1.2. 光の性質	$\overline{7}$
		2.1.3. レンダリング方程式	11
		2.1.4. 光の伝達表記	11
	2.2.	レイトレーシング	12
		2.2.1. パストレーシング	14
	2.3.	3DAPI(DirectX,OpenGL)	14
		2.3.1 GPU について	17
		2.3.2 3DAPI を用いた大域照明	17
	2.4.	3DAPI の問題点	18
第3章	フォ	トンマッピング法	19
	3.1.	フォトンマッピング法の概念	19
	3.2.	フォトン追跡法	19
	3.3.	フォトンの放射	20
	3.4.	フォトンの散乱	21
	3.5.	鏡面反射	22
	3.6.	散乱反射	22
	3.7.	ロシアンルーレット	22
	3.8.	フォトンの格納	23
	3.9.	フォトンマップのデータ構造	25
	3.10.	放射輝度の推定	25
	3.11.	光線追跡法を用いたフォトンマップの可視化と問題点	27
第4章	3DA	PI を用いたフォトンマッピング法の実装	28
	4.1.	フォトンマッピング法の改良	28
	4.2.	3DAPI を用いた放射輝度の推定	29
	4.3.	結果	31

	4.4.	集光模様	31
第5章	関与	媒質への応用	33
	5.1.	関与媒質中での光の散乱	33
	5.2.	体積フォトンマップ	35
	5.3.	体積放射輝度	36
	5.4.	3DAPI による体積放射輝度の推定	38
	5.5.	媒質の描画	38
	5.6.	均一な媒質のレンダリング	39
	5.7.	不均一な媒質のレンダリング	41
第6章	最谚	î化	46
	6.1.	レベルオブディテール	46
第7章	まと	めと課題	51
	7.1.	本論文のまとめ	51
	7.2.	今後の課題	52

図目次

1.1	本手法でレンダリングできる照明効果	2
2.1	直接照明と大域照明のレンダリング結果	4
2.2	放射輝度の定義	6
2.3	BRDF での光の入射と反射	8
2.4	拡散面における光の反射	9
2.5	鏡面反射	10
2.6	屈折と反射のベクトル	10
2.7	光伝達表記法による経路の区別	12
2.8	レイトレーシングの処理	13
2.9	DirectX のパイプライ構成	15
2.10	一般的なレンダリング時の座標変換	16
2.11	ラスタライズによる変換	16
3.1	フォトン追跡法	20
3.2	棄却を伴うサンプリング法を用いた拡散点光源からフォトンを放射する	5
	疑似プログラム	21
3.3	フォトンマップに格納されたフォトンとレンダリング結果	24
3.4	放射輝度の推定	26
3.5	簡単なレイトレーシングプログラムを用いたフォトンマッピング法に。	よる
	大域照明のレンダリング	27
4.1	放射輝度推定に使用するポリゴン	29
4.2	ポリゴンの変換	30
4.3	大域照明のレンダリング結果	31
4.4	集光フォトンマップに格納されるフォトン	32
4.5	ガラス玉による集光模様	32
5.1	関与媒質中でのフォトンの散乱	33
5.2	体積放射輝度の計算	38
5.3	均一な媒質中の光	39
5.4	各フォトンからの放射輝度	40
5.5	均一な媒質シーンのレンダリング結果	41

5.6	領域設定による不均一な媒質	42
5.7	視線を分割した場合のフォトンからの放射輝度	43
5.8	不均一時の $\sum_{p=1}^{N_{all}} e^{-(o(x_f))} L_p(x_p, \vec{w})$ 計算プロセス	44
5.9	不均一な媒質シーンのレンダリング結果	45
6.1	LOD の有無による描画速度の比較	48
6.2	リアルタイムレンダリング出来るまで精度を落とした結果	48
6.3	均一な媒質中のステージのレンダリング結果	50
6.4	リアルタイムレンダリング出来るまで制度を落とした結果	50

表目次

1.1	実行環境	 3
1.2	使用する主な記号とその意味	 3

第1章 序論

1.1. 背景

コンピュータグラフィックスで重要となるのが光源,物体表面,カメラの視点 の三つである.特に写実的なレンダリングを行う場合,光源から出た光がどのよ うに物体表面を伝搬し,カメラの視点に届いたかを計算することが重要となる. こうした光源からカメラの視点に届く光のふるまいを物理法則に基づいてシミ ュレートしたレンダリングを大域照明と呼んでいる.

コンピュータグラフィックスは現在様々な分野で用いられているが.扱い方を 大きく分けるとオフラインシステムとリアルタイムシステムの二つに分けられ る.オフラインシステムは、レンダリングにかかる時間に制約はないが、主に、高品 質な映像が求められる映画や TV といった映像制作の分野で使用されている.オ フラインシステムではレイトレーシング (2.6 節で述べる) がよく用いられ.何度 も反射・屈折する光を CPU で時間をかけ計算し、高画質なレンダリングを行っ ている.大域照明の多くの手法がこのレイトレーシングを基とし、より厳密に光 のふるまいを計算することで写実的なレンダリングを可能にしている.一方,リ アルタイムシステムは,主にゲームのようなインタラクティブ性の高いコンテン ツやシステムで利用されるため,高速なレンダリングが求められる.そのため,レ ンダリングにはレイトレーシングよりも高速なラスタライズ(2.7節で述べる) を使うことが一般的である.また、ラスタライズによるレンダリングには DirectX や OpenGL といった 3DAPI を用いることができ,3DAPI をサポートするグラフ ィックスハードウェア (GPU) を導入することで、CPU で行うレイトレーシン グに比べ、遥かに高速なレンダリングを可能としている.しかし、ラスタライズは 高速な反面,光の反射を一度しか考慮しないため,光を何度も反射・屈折させる大 域照明手法を適用することが難しい.

1.2. 何が描けるのか





本論文では,3DAPI を使った大域照明手法を提案する.本手法では大域照明の 一つであるフォトンマッピング法を用いることで,図 1.1 に示す代表的な大域照 明の効果である間接照明や,鏡面反射や屈折による集光模様,空気や霧などの関 与媒質中で起こる光の散乱のレンダリングを 3DAPI によって可能にする.ま た,6 章で述べる最適化によって,条件次第ではこれらの効果のレンダリングをリ アルタイムに行うことができる.

1.3. 本論文の構成

まず2章では、使用する3DAPIや大域照明について述べるとともに、大域照明における光に関して述べる.3章では、本論文の基となるフォトンマッピング法[1]のアルゴリズムについて述べる.つづいて4章では、3DAPIを用い、どのように大域照明を実現するかについて述べ、その結果を示す.5章では、4章で述べた手法を応用し、媒質中の光の散乱をレンダリングする手法について述べ、その結果を示す.6章では5章までで述べてきた手法の最適化についてのべ、最適化した結果について述べる.最後に7章では、本論文のまとめと今後の課題について述べる.

本論文では実装したプログラムは表 1.1 に示す構成のマシンで実行している. また,本論文ではいくつかの記号を頻繁に用いて論を進めるため,これらを表 1.2 に整理して示す.

OS	Windows Vista
CPU	Intel Core2 Quad 2.66GHz
メインメモリ	3069MB
グラフィックスカード	NVIDIA GeForce 8800 GTX
3DAPI	DirectX 10(August 2007)

表 1.1 実行環境

11	1.2 区川りる工な配方とての意外
記号	意味
х	位置
n	x における法線 (常に正規化されてい
	る)
\overrightarrow{W}	方向(表面から離れる方向)
d₩	立体角の微分
(θ, φ)	極座標系における方向
L	放射輝度
$L(x, \vec{w})$	位置 x におけるw方向の放射輝度
$L(x, \vec{w}')$	位置 * に立ち向から入射する抜射舞
	位直 X (こW 刀 回加 の 八 初 9 の 八 初 加
	度
L _e	放射された放射照度
L _r	反射された放射照度
L _i	入射する放射照度
Φ	放射束(Flux)
Е	放射照度
f _r	双方向反射率分布関数(BRDF)
ρ	反射率
Ω	方向を表す半球
$\Omega_{4\pi}$	方向を表す球
σ_{a}	吸収係数
σ_{s}	散乱係数
σ_{t}	消滅係数
τ	光学的深度
ξ	0から1の値をとる一様乱数

表 1.2 使用する主な記号とその意味

第2章 はじめに

2.1. 大域照明

大域照明は,物体の表面から表面へと反射もしくは屈折し,散乱する現実の光を, 物理法則に基づいてシミュレーションし,その結果を画像としてレンダリング する手法である.直接照明によるレンダリング結果と,大域照明による間接照明 のレンダリング結果を図 2.1 に示す.光と影がはっきり現れる直接照明に対し,大 域照明では照らされた床や壁が2次的な光源となるため,間接照明の効果で全 体に光が行き届き,写実的なレンダリングが行える.



図 2.1 直接照明(左)と間接照明(右)のレンダリング結果

2.1.1. 光の記述

大域照明では光のシミュレーションが重要となるため、光を何らかの形で記述する必要がある.本項では光の記述に用いられる放射分析学[5]と観測学について述べる.

• 放射分析学

放射分析学での光の基本単位は光子(photon)である.波長 λ の光子のエネルギー e_{λ} は,

$$e_{\lambda} = \frac{hc}{\lambda} \tag{2.1}$$

である.ただしh ≈ 6.63 · 10⁻³⁴ J · sはプランク定数,c は光速である.(真空中では $c = c_0 = 299,792,458 \text{ m/s}$)

波長 λ の光子がn λ 個あるとき,スペクトル放射エネルギーQ λ は式(2.2)のようになる.

$$Q_{\lambda} = n_{\lambda} e_{\lambda} = n_{\lambda} \frac{hc}{\lambda}$$
(2.2)

放射エネルギーQ は光子の集団としてのエネルギーでありすべての波長にわたってスペクトルエネルギーを積分することで計算される.

$$Q = \int_0^\infty Q_\lambda d\lambda \tag{2.3}$$

放射束Φは放射エネルギーの時間変化である.

$$\Phi = \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} \tag{2.4}$$

放射束面密度は放射束と物体表面における面積の微分dΦ = dAと定義される. 放射束面密度は物体表面から出ていく放射発散度 M と物体表面の位置 x に入っ てくる放射照度 E に分けられる.

$$E(x) = \frac{d\Phi}{dA}$$
(2.5)

放射強度 I は単位立体角dwあたりの放射束である.

$$I(\vec{w}) = \frac{d\Phi}{d\vec{w}}$$
(2.6)



図 2.2 放射輝度の定義.

放射輝度Lは単位投影面積dAあたりかつ単位立体角dwあたりの放射輝度と 定義されている.

図 2.2 に示す放射輝度 L は、単位立体角あたりかつ単位面積当たりの放射束で、 式(2.7)のように定義される.

$$L(x, \vec{w}) = \frac{d^2 \Phi}{\cos\theta dA d\vec{w}} \int_0^\infty \left\{ \frac{d^3 n_\lambda}{d\vec{w} dA dt} \right\} \frac{1}{\lambda} d\lambda$$
(2.7)

放射輝度は物体の色をもっともよく表す概念であり,大域照明において最も重要な物理量である.放射輝度は特定の方向から小さな領域に単位時間に到達する 光子の数と見なすことができ,空間中の一点における一定方向の光の強さを記述 することに利用できる.また,真空中では光が進行しても放射輝度は変わらない という性質を,すべての光線追跡アルゴリズムが利用しているが,5章で述べる関 与媒質が存在する場合には適用できない.

式(2.7)により,放射束から放射輝度を計算することができる.物体表面における放射輝度の広がりが分かっていれば,これをすべての方向Ωと領域 A にわたって積分することにより放射束を計算することができる.

$$\Phi = \int_{A} \int_{\Omega} L(x, \vec{w}')(\vec{w}' \cdot \vec{n}) d\vec{w}' dx$$
(2.8)

ただしriは物体表面の位置 x における法線である.

測光学

測光値には観察者の視覚応答やカメラのフィルムの感光が反映されておりこ の点が放射分析学と測光学の違いである.

光束Φ_vは放射束に対する視覚応答である.これは式(2.9)のように計算される.

$$\Phi_{\rm v} = \int_{\Lambda} \Phi_{\lambda} V(\lambda) d\lambda \tag{2.9}$$

ただし $V(\lambda)$ は標準的な観察者の視覚応答であり, Λ は可視領域における波長である.

光束面密度d Φ_v /dAは光が入射する場合には照度 E_v ,出射する場合は光発散度 M_vと呼ばれる.光度I_vは単位立体角あたりの光束d Φ_v /dwであり,輝度L_vは,

$$L_{v}(x,\vec{w}) = \frac{d^{2}\Phi_{v}}{\cos\theta dAd\vec{w}}$$
(2.10)

である.輝度は放射輝度と同等の測光学的概念であり,大域照明プログラムでしばしば利用される.

フォトンマッピング法[1]では光の物理量のみを扱うため放射分析学のみを利 用するが,観察者による視覚応答は後処理として付加することができる.(色調写 像法と呼ばれる)

2.1.2. 光の性質

光子の形態をとる光は光源で生成され,モデル中に放出され,物体表面にぶつ かり,散乱もしくは吸収される.本節では, 3.2 節で後述するフォトン追跡法に関 係する光の放射,光の散乱(拡散反射,鏡面反射),放射輝度の計算に関係する双方 向反射率分布関数(bidirectional reflectance distribution function.以下 BRDF) について述べる.

光の放射

光子の形態をとる光は,電球,太陽,化学反応のような光源で生成される.光源の 強度(light intensity)は普通,光源の出力もしくはワット量(wattage)で与えら れる.拡散点光源の場合はある物体表面における放射輝度 E を式(2.11)で計算す ることができる.

$$E(x) = \frac{\Phi_s \cos\theta}{4\pi r^2}$$
(2.11)

ただし,r は x から光源までの距離,θは物体表面の法線と光源方向のなす角で ある.光源から全方向に光子を放出する光源から離れるほど光子の密度は減少す る.減少する割合は光源からの距離 r における球の表面積4πr²に比例する.

• 双方向反射率分布関数(BRDF)



図 2.3 BRDF での光の入射と反射. BRDF では光の入射と反射が同じ位置で起きると仮定している.

双方向反射率分布関数(BRDF)[6]は Nicodemus らによって導入された物体表 面における光の反射を記述する手段で,BSSRDF(双方向散乱面反射率分布関数 [6])の近似である.BRDF では物体表面のある位置でぶつかった光は同じ位置で 反射すると仮定されている.

BRDF f_rは反射される放射輝度と放射照度の関係式(2.12)ように定義している.

$$f_{r}(x, \vec{w}', \vec{w}) = \frac{dL_{r}(x, \vec{w})}{dE_{i}(x, \vec{w}')} = \frac{dL_{r(x, \vec{w})}}{L_{i}(x, \vec{w}')(\vec{w}' \cdot \vec{n})d\vec{w}'}$$
(2.12)

ただしriは位置 x における法線である.

BRDF は局所照明(local illumination)モデルを記述するもので,物体表面上にある位置に

入射する放射輝度が分かっていれば,それがあらゆる方向に反射していく放射輝度を計算することができる.これは入射する放射輝度L_iを積分することによってなされる.

$$L_{r}(x,\vec{w}) = \int_{\Omega} f_{r}(x,\vec{w}',\vec{w})dE(x,\vec{w}') = \int_{\Omega} f_{r}(x,\vec{w}',\vec{w})L_{i}(x,\vec{w}')(\vec{w}'\cdot\vec{n})d\vec{w}' \quad (2.13)$$

BRDF は光が進む方向に依存しない(ヘルムホルツ相反性の法則)という重要な性質がある.

$$f_{\rm r}(\mathbf{x}, \vec{\mathbf{w}}', \vec{\mathbf{w}}) = f_{\rm r}(\mathbf{x}, \vec{\mathbf{w}}, \vec{\mathbf{w}}') \tag{2.14}$$

光を両方向に追跡することを可能にする性質であるため,ほとんどの大域照明ア ルゴリズムで利用されている.

• 拡散反射



光が拡散反射する物体にぶつかった場合,物体表面で全方向に反射が起こる.この種の反射は主として図 2.4(a)のような光が無作為な方向に反射するあらい表面や微小面散乱において起こる.拡散反射の特別な場合として,図 2.4(b)に示すような光が入射する方向に関わらず,光が一様に拡散する Lambert 反射を考えることができる.このとき,反射される放射輝度は入射光の方向分布によらず,すべての方向に対して一定になる.これによって以下のように一定値の BRDF f_{r,d}が得られる.

$$L_r(x, \vec{w}) = f_{r,d}(x) \int_{\Omega} dE_i(x, \vec{w}') = f_{r,d}(x) E_i(x)$$
(2.15)

Lambert 反射する表面の場合光の反射方向は完全にランダムになる.二つの一様 に分布した乱数を $\xi_1 \in [0,1], \xi_2 \in [0,1]$ とすると反射方向 \overline{w}_d は

$$\vec{w}_{d} = (\theta, \phi) = (\cos^{-1}\left(\sqrt{\xi_{1}}\right), 2\pi\xi_{2})$$
(2.16)

である.ただし,方向は球面座標(θ , ϕ)を用いて表し, θ は物体表面の法線となす角度であり, ϕ は法線周りの回転角である.

鏡面反射



図 2.5 鏡面での鏡面反射. (a)光沢反射(粗い鏡面) (b)完全な鏡面反射(鏡面)

滑らかな物体表面-金属やガラスや水などの誘電体などに光がぶつかると鏡面 反射が起きる.ほとんどの物体表面は不完全であり,結果として鏡面反射方向を 中心とする小さな円錐状に光の反射が起きる(図 2.5(a)参照).鏡面反射方向にし か光が反射しない完全に滑らかな物体表面では,完全な鏡面反射が起きる(図 2.5(b)).

鏡面反射によって反射された放射輝度は式(2.17)のようになる.

$$L_{r}(x, \overline{w_{s}}) = \rho_{s}(x)L_{i}(x, \overline{w}')$$
(2.17)

完全な鏡面反射における反射方向wwikt式(2.18)のようになる.

$$\overrightarrow{\mathbf{w}}_{s} = 2(\overrightarrow{\mathbf{w}}' \cdot \overrightarrow{\mathbf{n}})\overrightarrow{\mathbf{n}} - \overrightarrow{\mathbf{w}}' \tag{2.18}$$

ここで,wsとw'は図 2.6 に示すとおり,物体表面から離れる方向を正とするベクトルである.



図 2.6 屈折と反射のベクトル

球面座標で方向をあらわした BRDF で完全な鏡面反射を喜寿すると式(2.19)の ようになる.[6]

$$f_{r,s}(x, \vec{w}', \vec{w}) = 2\rho_s \delta(\sin^2 \theta' - \sin^2 \theta) \delta(\phi' - \phi \pm \pi)$$
(2.19)

ただし Dirac のデルタ関数 $\delta(x)$ は BRDF が 0 にならない方向の範囲を制御するために用いている($\delta(x)$ は x=0 のときだけでない). $\vec{w} = (\theta, \phi)$ かつ $\vec{w}' = (\theta', \phi')$ である.

2.1.3. レンダリング方程式

レンダリング方程式はすべての大域昭明アルゴリズムに対する数学的基礎を 与えるものである.レンダリング方程式は関与媒質が存在しないモデル中におけ る光伝達の平衡状態を提示している.レンダリング方程式はモデル中のあらゆる 物体表面上において出射される放射輝度の計算に利用され,出射される (outgoing)放射輝度 L_0 は放射される(emitted)放射輝度 L_e と,反射される (reflected)放射輝度 L_r の和である.

$$L_0(x, \vec{w}) = L_e(x, \vec{w}) + L_r(x, \vec{w})$$
(2.20)

式(2.13)を用いて反射される放射輝度を計算すると、

$$L_0(x, \vec{w}) = L_e(x, \vec{w}) + \int_0 f_r(x, \vec{w}', \vec{w}) L_i(x, \vec{w}') (\vec{w}' \cdot \vec{n}) d\vec{w}'$$
(2.21)

となり,このレンダリング方程式はしばしば多くの大域昭明アルゴリズムで利用 される.

2.1.4. 光の伝達表記

光が,経路に沿って起こる異なる種類の反射を記述する方法に Heckbert の表記法がある[7].Heckbert の表記法では光線経路の頂点が以下の状態となり得る.

- ・L 光源
- ・ E 目
- ·S 鏡面反射
- ·D 拡散反射

経路の組み合わせを記述するために,以下の正規表現を用いることが一般的で ある.

- •(k)+ kが1回かそれ以上起きる
- ・(k)* kが0回かそれ以上起きる
- •(k)? kが0回か1回起きる
- ・(k|k') kもしくは k'が起きる

例を図 2.7 に示す.



図 2.7 光伝達表記法による経路の区別.
 ガラス球と 2 つの拡散壁からなるこのシーンで示されている経路は,
 (a)LDSSE,(b)LDSE,(c)LSSDE である.

2.2. レイトレーシング

レイトレーシング(光線追跡法)はコンピュータグラフィックスの分野で,1980 年に導入された再帰的光線追跡法によって広く利用されるようになった[8].レ イトレーシングは影や鏡面反射を的確に簡略化した簡潔なアルゴリズムである. 単純なレイトレーシングでは光伝達の表記法では

LD?S*E

しか計算できないが(拡散面における間接照明や不完全な鏡面反射物質,ソフト シャドウ,カメラのフォーカス効果,モーションブラーは計算できない),完全な大 域照明計算(LS|D)*E)が可能なパストレーシング[9]はレイトレーシングを拡 張したものであり,フォトンマッピング法では放射輝度の推定にレイトレーシン グを利用するなど,大域照明におけるアルゴリズムの基となる重要な手法であ る.

自然界では光源から放出された光子がシーン中を散乱し,その後一部の光子が 目に届く.しかし,この過程をまじめに計算することは現実的ではない.いっぽう, 光子は真空中を進行しても輝度は変化しないという性質と,BRDFでは物体表面 における光は対称性を持って散乱するという特質により,観察者から光源に向 かって逆方向に光を追跡することが可能である.レイトレーシングはこの性質を 利用し,レンダリングを行う. シーンを画像としてレンダリングするには画像の各画素の色(平均の放射輝度)の計算が必要である.レイトレーシングでは各画素に対し,1本以上の光線(レイ)を追跡し得られた放射輝度の平均値を計算することで画像を各画素の色を計算する.観察者から各画素を通過していくレイは1次レイと呼ばれ,レイrは式(2.22)のように記述される.

$$r(x, \vec{w}) = x + d \cdot \vec{w} \tag{2.22}$$

ただし,x はレイの出発点(観察者),wはレイの方向,d はレイに沿った距離である.



図 2.8 レイトレーシングの処理

観察者から光を逆方向に追跡し,物体表面との交差点で直接照明を計算する. また,交差点が影か否かはシャドウレイ(点線)を使い検査する.

1次レイの放射輝度を計算するためには、レイと交差する最近傍の(d が最小となる)物体の表面を検索する必要がある. (図 2.8 の例では球面)

交点 x を求めた後,レイの方向に出ていく放射輝度を求める.これには BRDF 項 f_r の他,位置 x における法線 \vec{n} が用いられる.例えば位置 p に出力 Φ_l の点光源が あるときの反射される放射輝度 L_r は式(2.23)で計算される.

$$L_{r}(x,\vec{w}) = f_{r}(x,\vec{w},\vec{w}') \frac{\vec{w}'\cdot\vec{n}}{\|p-x\|^{2}} V(x,p) \frac{\Phi_{l}}{4\pi}$$
(2.23)

ただし $\vec{w}' = (p - x)/||p - x||$ は光源方向の単位ベクトル,V は可視性を表す.可視性 V は位置 x から光源方向に向うシャドウレイと呼ばれるレイを新たに追跡することで,位置 x と光源の間の物体とシャドウレイが交差する場合は V=0(位置 x は影の中),そうでなければ V=1 となる.

レイトレーシングでは鏡面反射方向ws(式(2.18))のレイを追跡して鏡面を扱う.この反射・屈折されたレイ(2次レイ)を放射輝度の計算方法は1次レイの方法 と同じである.

2.2.1. パストレーシング

パストレーシング(Path Tracing) [9]はレイトレーシングを拡張し,大域照明を 計算できるようにした大域照明手法である.レイトレーシングでは放射輝度計算 で入射する光を光源に限定するが,パストレーシングでは間接光など全方向から の入射光を使用する.全方向から入射する光はモンテカルロサンプリングを用い 計算するため,モンテカルロレイトレーシングとも呼ばれる

モンテカルロサンプリングは,解析的に解けない問題を乱数を用い,十分な回 数のシミュレーションを行うことで近似的な解を求める方法である.パストレー シングでは,計算する物体の表面から無作為に選ばれた方向に2次レイを複数発 生させ,追跡した先の物体表面でも同様のサンプリングを行うことで全方向から 入射する光を求め,放射輝度を計算することで大域照明をレンダリングする.

パストレーシングは完全な大域照明を計算できる一方,拡散面で複数のレイを 発生させるため,レイトレーシングより遥かに高負荷である.また,モンテカルロ サンプリングでは,十分なサンプリングを行わなければノイズが発生してしまう ため散乱面で発生させるレイの数を抑えることが難しい.

2.3. 3DAPI (DirectX, OpenGL)

3D グラフィックスの描画機能を有した API (Application Program Interface) を 3DAPI と呼ぶ.3DAPI には様々なものが存在するが,DirectX や OpenGL が代表的である.本節では本論文の実装でも用いている DirectX の ver.10 を例に 3DAPI でのレンダリングについて述べる.



図 2.9 DirectX のパイプライン構成

DirectX ではレンダリングをパイプラインで処理する.パイプラインの構成は 図 2.9 のように複数のステージで構成されている.アプリケーションはこれらの ステージの動作の設定とリソースの準備を行い,レンダリングメソッドを実行す ることでデータが入力アセンブラから出力マネージャへと流れ,最終的にレンダ リングターゲットに画像が出力される.詳細は参考文献[4]を参照されたい.



図 2.10 一般的なレンダリング時の座標変換



図 2.11 ラスタライズによる変換

レイトレーシングと 3DAPI のレンダリングの概念の大きな違いは、レイトレ ーシングが観察者の視線の先あるものがどのように見えるかを計算するのに対 し,3DAPIはある 3Dモデルが画面上のどこにあり、どんな色で表示されるかを計 算することである.標準的なレンダリングでは、以下の過程で計算される. 頂点シ ェーダ及びジオメトリシェーダで、頂点データを図 2.10 のように座標系を変換 しラスタライザへ頂点データを出力、ラスタライザで頂点データをスクリーン座 標系(ピクセル単位のスクリーン上の位置)に変換後、ラスタライズ (図 2.11 参照) によって画素データを出力し、ピクセルシェーダで画面上の色を計算、結果を出 カマネージャがレンダリング先の画像バッファ (レンダリングターゲット)に書 き込み画像を出力する. DirectX の面(ポリゴン)の描画対象は三角形のみである ため,レンダリングするモデルの表面を三角形ポリゴンに分割する必要がある. ここで.複数のポリゴンが画面上の同じ位置で重なった場合,視点から見て手前 のポリゴンが画面に表示されなければならない.この問題の解決には Z バッファ (深度バッファ)が用いられる.Z バッファにはレンダリングされたポリゴンの深 度値が記録されている. 新たにレンダリングされるポリゴンは,レンダリングタ ーゲットに記録される前に Z バッファの深度値を評価して,レンダリング済みの ポリゴンよりも手前にある時のみレンダリングターゲットと Z バッファを更新 する.この処理によって常に手前にあるポリゴンを表示することが出来る.

3DAPI は以上のような処理でレンダリングを行い,レイトレーシングにおける1次レイのみのレンダリング結果に相当する画像を出力することが出来る.しかし,座標変換によるレンダリング手法であるため,反射,屈折によって1次レイとは別方向に向かう2次レイ以降の光線追跡が行えないという欠点がある

2.3.1. GPU について

3DAPI の特徴の一つにハードウェアの存在がある.特に DirectX や OpenGL をサポートするハードウェアは,現在ではほとんどの PC に組み込まれるほど普及し,一般的にこのようなハードウェアを GPU(Graphics Processing Unit)と呼んでいる.

GPUは3DAPIによるレンダリングに特化したハードウェアであると共に,複数のパイプラインを持ち,並列処理が可能なため, CPUによるレンダリングよりも遥かに高速なレンダリングが可能である.近年では頂点シェーダ,ジオメトリシェーダ,ピクセルシェーダはプログラミング可能なユニット(Programable Shader)になっており,ハードウェアの汎用性が増している.一方で,種類によるが,GPU は命令発行ユニットに比べ実行ユニットが多いという構造上,複数の実行ユニットに同じ命令が出来なくなってしまう動的な分岐処理が苦手である[3].このため,データベースから情報を検索するような処理を苦手としている.

2.3.2. 3DAPI を用いた大域照明

3DAPI を用いてレンダリングが出来る大域照明に PRT[10]がある.PRT はレ ンダリング前に大域照明の照明効果を計算し,テクスチャとして持っておくこと で間接照明のような大域照明をレンダリングすることができる.PRT で行う照 明効果の事前計算は3Dモデルの各頂点で行うため5章で述べるような表面のな い物体や6章で述べる集光模様への拡張が難しい..

2.4. 3DAPIの問題点

以上述べたように 3DAPI は,GPU のサポートもあり,CPU に比べ高速なレン ダリングを行える.一方で制約も多く,汎用性では CPU に劣る.この制約によっ て,いくつかのコンピュータグラフィックスの手法は,3DAPI を使ったレンダリ ングに適用することが困難である.特に大域照明に関しては多くの大域照明手法 がレイトレーシングを基としているため,レイトレーシングにおける 2 次レイ以 降の追跡を行えない 3DAPI ではこうした手法を用いたレンダリングは難しい.

本手法では、2次レイ以降の効果を3章で述べるフォトンマッピング法を用いることで解決し、4章で述べる方法によって3DAPI上で大域照明の描画を行う.

第3章 フォトンマッピング法

本章ではフォトンマッピング法の概要と一般的な実現を述べる.

3.1. フォトンマッピング法の概要

フォトンマッピング法は光線を光源から飛ばされる粒子(フォトン)に置き換 え,フォトンの経路を計算することで光線のシミュレーションを行う大域照明 の手法である.フォトンマッピング法では1.2節で挙げたような間接照明や媒質, 微小面散乱,コースティクス等を扱うことができる.

光の経路を計算するレンダリング手法にはフォトンマップの他にパストレー シング[9] などがあるが, 視線と光路を同時に処理するパスレイトレーシング に対し,フォトンマッピングは光路(フォトン追跡)と視線の経路(レンダリング) の処理を別々に行う二段階手法をとり,光路とレンダリングを切り離すことで 効率的な光路計算を可能にしている.

3.2. フォトン追跡法

フォトン追跡法は(photon tracing)は,光源からフォトンを放出し,それを追跡 する過程であり,フォトンマップ(詳細は 3.3 節で述べる)を構築するために利 用される手法である.概念を図 3.1 に示す.本節ではフォトン追跡法がどのように 光源からフォトンを生成し,効率的に追跡するかについて述べる.



図 3.1 フォトン追跡法 フォトンは光源から放出され,散乱面と交差したとき フォトンンマップに格納される.

3.3. フォトンの放射

フォトンはシーン中の光源で生成される.光源には,コンピュータグラフィックスの分野で典型的な光源である点光源や指向性光源,面光源,および(任意形状や分布を実現する)物理モデルに基づく光源を用いることができる.

自然界ではそれぞれの光源から膨大な数のフォトンが放射され,光源の明るさ (単位はワット)は放出されたフォトンに割り振られ,それぞれのフォトンが光 源の明るさの一部を伝達する.

次に本研究で使用している拡散点光源について述べる.拡散点光源は光源に設 定されているある点から全方向に一様にフォトンが放射される光源の中でももっとも単 純なものの一つである.フォトンの生成にはモンテカルロサンプリング(2.2.1 節参照)を 利用する.球面を一様にサンプリングするための主要な手法としては明示的なサンプリ ングと棄却を伴うサンプリングの二種類がある.

明示的なサンプリング法では球面上の位置に乱数を対応させる.典型的なやり方とし

ては,角度を無作為にサンプリングすることである[11].棄却を伴うサンプリング法では 特定の性質が現れるまで乱数の評価を繰り返す.拡散点光源の場合,単位立方体内部 に乱数を発生させ単位立方体内部の点が単位球の内部に入っている場合をフォトン の放射方向とする.棄却を伴うサンプリング法の擬似プログラムを図 3.2 に示す.

emit_photons_from_diffuse_point_light(){ $n_e = 0$ 放射されるフォトンの数. while (not enough photons) u { 棄却を伴うサンプリング法でフォトンの方向を決める. $x = 2\xi_1 - 1$ $\xi_1 \in [0,1]$ は乱数 $y = 2\xi_2 - 1$ $\xi_2 \in [0,1]$ は乱数 $z = 2\xi_3 - 1$ $\xi_3 \in [0,1]$ は乱数 } while ($x^2 + y^2 + z^2 > 1$) $\vec{d} = \langle x, y, z \rangle$ $\vec{p} =$ photon source position trace photon from \vec{p} in direction \vec{d} $n_e = n_e + 1$ } scale power of stored photons with $1/n_e$

図 3.2 棄却を伴うサンプリング法を用いた拡散点光源からフォトンを 放射する擬似プログラム

3.4. フォトンの散乱

フォトンを放射した後はフォトン追跡法を用いたフォトンの追跡を行う.フォ トン追跡法は光線の放射輝度を束ねた放射束をフォトンが伝搬している点を除 いて光線追跡法とまったく同様に機能する.フォトンと物質の相互作用は光線と は異なるため,例えば屈折では相対的な屈折率に基づいて放射輝度が変化するが, これはフォトンでは起こらない.

フォトンが物体にぶつかると,反射(reflected),透過(transmitted),吸収 (absorbed)のいずれかが起こる.反射・透過・吸収のどれが起こるかは物体表面 の材質に基づいて確率的に決定される.相互作用の種類を決めるために利用され る手法はロシアンルーレットとして知られている.以下では異なる種類の物質に 対していかにフォトンを反射させるか,ロシアンルーレットを用いていかに効率 的にフォトンを扱うかについて述べる.

3.5. 鏡面反射

フォトンが鏡面にぶつかると新しいフォトンが鏡面反射方向(mirroro direction)に反射される.法線 \vec{n} と入射方向 \vec{w} 'が与えられれば反射方向 \vec{w} は式(3.1)のようになる.

$$\vec{w} = 2(\vec{n} \cdot \vec{w}')\vec{n} - \vec{w}' \tag{3.1}$$

ここで,入射方向は交差する点から離れる方向を正としている.式(3.1)は光線追跡法において鏡面反射した光線の追跡でも用いられる.フォトンが鏡面反射する場合はフォトンマップには格納されず,ロシアンルーレットを適用しない場合は反射されたフォトンの出力を鏡面の反射率を用いて計算する.

3.6. 拡散反射

フォトンが拡散反射面にぶつかるとフォトンマップに格納され,交差した地点 の半球内において法線となす角度の余弦に比例する確率に従って無作為に拡散 反射されたフォトンの方向が決められる((2.16)式).ロシアンルーレットを適用 しない場合,反射されたフォトンの出力は入射フォトンの出力に拡散反射率を掛 けることで求められる.

3.7. ロシアンルーレット

ロシアンルーレットは、重要でないフォトンを取り除き、重要なフォトンに 処理を集中させるためにフォトン追跡法で利用される重要な手法である.計算量 を減らすために効率的なサンプリングを行っても正しい結果が得られるという のがロシアンルーレットの基本的な考え方である.重要でない部分を取り除く ため確率密度関数を用いる重点的サンプリング法の一種と考えることができる. 放射輝度推定値がL_nになる確率が p である時L_nの値は式(3.2)のようになる.

$$L_{n} = \begin{cases} \frac{L}{p} & (\xi < p\mathcal{O} \succeq \mathfrak{F}) \\ 0 & (\xi \ge p\mathcal{O} \succeq \mathfrak{F}) \end{cases}$$
(3.2)

ここでLは通常は光線追跡法によって計算される.推定量(estimator)Lの期待値を式 (3.3)のように計算することによって,これが正しく機能することを確認できる.

$$E\{L\} = (1-p) * 0 + p * \frac{E\{L\}}{p} = E\{L\}$$
(3.3)

このように、ロシアンルーレット法によって.L に関して統計的に偏りのない正しい推定 を、無限回の反射を追跡せずに有限回の追跡で行うことができる.

次に前述の鏡面反射,拡散反射へのロシアンルーレットの適用について述べる.反射 率 d の物質に出力 \$\phi_d 07 + トンが入射するとき,フォトンの反射と吸収のいずれかが起きるのかをロシアンルーレットを使って決めることができる.これは以下の手順で行われる.

p=d $\xi = random()$ if($\xi < p$) reflect photon with power ϕ_p else photon is absorbed

このアルゴリズムの効果は、例えば反射率 0.5 の物体表面に 1000 個のフォトンを当て た場合、反射されるフォトンが 1000 個 (出力は半分になっている) に対し、ロシアンルー レットを適用することで反射されるフォトンを 500 個 (出力は変わらない) に削減し、フォト ン追跡法の計算量を減らすことができる.これを鏡面反射と拡散反射の両方が起きる物 体表面に適用した場合、拡散反射率を ρ_d 、鏡面反射率を ρ_s 、ただし $\rho_d + \rho_s \leq 1$ とした場 合、一様散乱 $\xi \in [0,1]$ を用いると以下のようにして決められる.

 $\xi \in [0, \rho_d] \rightarrow$ 拡散反射 $\xi \in [\rho_d, p_s + \rho_d] \rightarrow$ 鏡面反射 $\xi \in [p_s + \rho_d, 1] \rightarrow$ 吸収

この場合も、フォトンが反射されたときにフォトンの出力の修正は行わない.

以上のようにロシアンルーレット法を用いることでフォトン追跡法の計算量を軽減し、そ れぞれのフォトンの出力が揃うことで、フォトンマップの統計的性質を向上させることが できる.一方でロシアンルーレットを適用することで解の分散を増加させてしまう.このた め十分な数のフォトンを用いなければ正しい結果に収束しない.

3.8. フォトンの格納

フォトンマップ(photon map)はレンダリングするモデル中を散乱したフォト ンを記録した分布図である.前述のフォトン追跡法によってフォトンが拡散面に 到達した場合にのみフォトンはフォトンマップに格納される.ここで, 鏡面に到 達した場合にフォトンを格納しないのは, 鏡面反射方向から入射するフォトン が得られる確率が小さいためである. 鏡面反射を正確に描画したい場合は,標準的な光線追跡法を使い,鏡面反射方向の光線を追跡することが最良の手段になると考える.それ以外の物体表面とフォトンの相互作用に対しては大域的なデータ構造であるフォトンマップの中にデータを蓄積する.

図 3.3 にコーネルボックスのシーンでフォトンマップに格納されたフォトンを示す.





図3.3 フォトンマップに格納されたフォトン(上)とレンダリング結果(下).

3.9. フォトンマップのデータ構造

フォトンマップは、フォトン追跡法によって格納されたフォトンの分布図で あり、モデルの幾何学形状と切り離された別のデータ構造で保持されている.フ ォトンマップはモデル中の照明計算に利用され、注目点に最も近い位置にあるフ ォトン(最近傍フォトン)を用いて計算する.後述の光線追跡法を用いたレンダ リングでは、この最近傍フォトンを3次元の点集合であるフォトンマップから 検索する処理を頻繁に行うため、フォトンマップはこの検索を高速に行えるデ ータ構造が望ましい.Jensen らはこのデータ構造に kd-木を用い,簡潔な記述法 で高速な最近傍検索が可能なデータ構造を実現している[1].

フォトンマップに記録されているそれぞれのフォトンは,フォトンと物体表面 が交わった時の位置,入射フォトンの出力,入射方向の情報と kd-木で使われるフ ラグを持っている.

フォトンマップの kd-木の詳細や再近傍フォトンの検索の詳細については文 献[1] を参照されたい.

3.10. 放射輝度の推定

物体表面上のある位置 x でw方向に反射される放射輝度Lrは式(2.13)より

$$L_{r}(x,\vec{w}) = \int_{\Omega_{v}} f_{r}(x,\vec{w}',\vec{w}) L_{i}(x,\vec{w}')(\vec{n}_{x}\cdot\vec{w}')d\vec{w}'$$
(3.4)

で求められる.ここでΩ_xは入射方向を表す半球で,f_rは位置 x における BRDF,L_iは 入射する放射輝度である.フォトンマップは入射する放射輝度に関する情報であ るため放射輝度と光束の関係(式 2.10)から

$$L_{i}(x, \vec{w}') = \frac{d^{2}\Phi_{i}(x, \vec{w}')}{(\vec{n}_{x} \cdot \vec{w}')d\vec{w}' dA_{i}}$$
(3.5)

であるため,積分式は式(3.6)のようになる.

$$L_{r}(x,\vec{w}) = \int_{\Omega_{x}} f_{r}(x,\vec{w}',\vec{w}) \frac{d^{2}\Phi_{i}(x,\vec{w}')}{(\vec{n}_{x}\cdot\vec{w}')d\vec{w}'dA_{i}} (\vec{n}_{x}\cdot\vec{w}')d\vec{w}'$$
$$= \int_{\Omega_{x}} f_{r}(x,\vec{w}',\vec{w}) \frac{d^{2}\Phi_{i}(x,\vec{w}')}{dA_{i}}$$
(3.6)

入射光束 Φ_i を位置 x に最も近い n 個のフォトンをフォトンマップから見つけ出 し用いることで位置 x に入射する光の近似を行う.各フォトン p は出力 $\Delta \Phi_p$ (\vec{w}_p)を有し,フォトンと物体表面が位置 x で交差すると仮定すると式(3.7) が得られる.

$$L_{r}(x, \vec{w}) \approx \sum_{p=1}^{n} f_{r}(x, \vec{w}_{p}, \vec{w}) \frac{\Delta \Phi_{p}(x, \vec{w}_{p})}{\Delta A}$$
(3.7)



図 3.4 放射輝度の推定

位置 x の最近傍フォトンをフォトンマップから見つけ出し,

局所的なフォトンの密度を推定することで反射された放射輝度を計算する.

物体表面が位置 x 付近で局所的に平らであると仮定すると、ΔAは図 3.4 中の灰 色の領域となり、式(3.8)で表せる.,

$$\Delta A = \pi r^2 \tag{3.8}$$

ただし, r は位置 x から各フォトンまでの最大距離である.これらをまとめると物体表面のあらゆる位置において反射される放射輝度の推定値(radiance estimate)をフォトンマップを用いて計算する式(3.9)が得られ, 画像合成が可能になる.

$$L_{r}(x, \vec{w}) \approx \frac{1}{\pi r^{2}} \sum_{p=1}^{N} f_{r}(x, \vec{w}_{p}, \vec{w}) \Delta \Phi_{p} \quad (x, \vec{w}_{p})$$
(3.9)

3.11. 光線追跡法を用いたフォトンマップの可視化と問題点

一般的にフォトンマップは光線追跡プログラムを用いて可視化される.光線追跡プログラムでは、図 3.5 に示すように拡散反射する素材に対する反射計算にフォトンマッピング法による放射輝度推定を利用し,鏡面反射する素材に対しては標準的な再帰的光線追跡を行う.(詳細については文献[1]参照)



図 3.5 簡単なレイトレーシングプログラムを用いた, フォトンマッピング法による大域照明のレンダリング. 鏡面には標準的なレイトレーシングを適用し,

拡散面に対してフォトンマップによって推定された放射輝度を適用する.

この方法を用いた場合,光線追跡による反射屈折の描画とフォトンマッピング 法による大域照明を描画でき,非常に高画質な画像を出力することができる.一 方で光線追跡法の計算量が非常に多い.次の章では 3DAPI と GPU を用いること で計算コストの低減と並列処理によるコストの分散を図った手法について述べ ていく.

第4章 3DAPI を用いた フォトンマッピング法の実装

本章では,3章で述べたフォトンマッピング法の改良点と,実装方法,および結 果を示す.

4.1. フォトンマッピング法の改良

2.3.1 節で述べたように GPU には検索処理は向かないため,近傍フォトンの検 索処理を簡略化するための改良を行った.3 章の式(2.9)において,検索に関係し ているのは,フォトンマップから見つけ出す最近傍フォトンの個数 N と位置 x か ら最近傍フォトンまでの最大距離rである.そこで,まず r を定数とし,ユーザーが設 定するパラメータとした.次に N をフォトンマップに記録されているすべてのフ ォトンの数N_{all}とした.これにより放射輝度の推定値は式(4.1)で求められる.

$$L_{r}(x, \vec{w}) \approx \frac{1}{\pi r^{2}} \sum_{p=1}^{N_{all}} f_{r}(x, \vec{w}_{p}, \vec{w}) \Delta \Phi_{p} \quad (x, \vec{w}_{p}) \quad w_{p}(d_{p})$$
(4.1)

ここで d_p は位置 x とフォトン p の距離, w_p は d_p が最長距離 r を超えた場合評価されないようにするため,

$$w_{p}(d_{p}) = \begin{cases} 1 (d_{p} \leq r \mathcal{O} 場合) \\ 0 (d_{p} > r \mathcal{O} 場合) \end{cases}$$
(4.2)

とする.これによりフォトンpが放射輝度の推定値に与える影響Lrpを

$$L_{rp}(\mathbf{x}, \vec{\mathbf{w}}) = \frac{1}{\pi r^2} f_r(\mathbf{x}, \vec{\mathbf{w}}_p, \vec{\mathbf{w}}) \Delta \Phi_p \quad (\mathbf{x}, \vec{\mathbf{w}}_p) \quad w_p(\mathbf{d}_p)$$
(4.3)

とでき,放射輝度の推定値を

$$L_{r}(x,\vec{w}) \approx \sum_{p=1}^{N_{all}} L_{rp}(x,\vec{w})$$
(4.4)

で求めることができる.

以上の改良によりフォトンマップに格納されたすべてのフォトンを放射輝度 の推定で使用するため,最近傍フォトンの検索処理を簡略化できる

4.2. 3DAPI を用いた放射輝度の推定

3DAPI の描画機能を使い放射輝度の推定を行う.放射輝度は式(4.4)より,各フ オトンの放射輝度への影響L_{rp}をフォトンマップに格納されたフォトンの数だけ 計算し,加算することで求める.

L_{rp}の計算は 3DAPI の三角形ポリゴン描画機能を使い,ピクセルシェーダ(図 2.9 参照)によってL_{rp}を計算する.はが L_{rp}が 0 以上となる範囲は,式(4.2)からフォトンの位置を中心とした半径 r の球内となる.したがって,本手法ではスクリーン上のこの球を覆うポリゴンを 3DAPI でレンダリングし,その過程でL_{rp}を計算することとした.この処理では図 4.1 に示すポリゴンを図 4.2 のように変換して作成する.



図 4.1 放射輝度推定に使用するポリゴン. 原点を中心とした正多角形で,半径 r の円を内接する.



図 4.2 ポリゴンの変換. ラスタライザに入力されるポリゴンは赤い位置に変換されている.

L_{rp}計算では図 2.9 の入力アセンブラに各フォトンのデータを頂点データとし て入力する.図 4.1 のポリゴンは,定数バッファに頂点座標の配列で定義している, ジオメトリシェーダ(図 2.9)を用い,図 4.2 に示す平面上(赤い部分)に図 4.1 のポ リゴンを変換する.変換されたポリゴンはラスタライザでピクセルデータに変換 されピクセルシェーダに送られる(図 2.9).ピクセルシェーダで計算するL_{rp}は,ラ スタライザで変換されたピクセルのスクリーン座標に表示されているモデル表 面がフォトンから受ける影響である.モデル表面の位置xは,モデル表面の座標を 記録したテクスチャから取得する.このほかにモデルの色と法線を記録したテク スチャを用いて

L_{rp}を計算する.

計算したL_{rp}は大域照明用のバッファに加算し,以上の処理をフォトンマップに格納されたフォトンの数だけ行うことで大域照明による放射輝度を計算する.

4.3. 結果

4.2 で述べた手法によるレンダリング結果を図 4.3 に示す.



図 4.3 大域照明のレンダリング結果

4.4. 集光模様

フォトンマッピング法[1]では集光模様も扱えるため,4.2 節の手法を応用 し,3DAPIを用いた集光模様のレンダリングを行った.

集光模様は,鏡面やガラスに反射した光が局所的に集中して模様になる現象で ある.フォトンマッピング法では図 4.4 に示すように,直接光が1回以上反射・屈 折して拡散面に到達した際,集光模様をレンダリングするためのフォトンマップ である,集光フォトンマップにフォトンを格納する.本件研究ではこの集光フォ トンマップを用い 4.2 節で述べた手法によって集光模様をレンダリングする.

ガラス玉による屈折で描かれた集光模様のレンダリング結果を図 4.5 に示す. ここで,本手法による集光模様は,床部分のみで,ガラス玉による視線(レイ)の反 射屈折はレイトレーシングを用いてレンダリングしている.



図 4.4 集光フォトンマップに格納されるフォトン 反射屈折する前に,一度でも拡散面で反射されたフォトンは格納されない.



図 4.5 ガラス玉による集光模様. ガラス玉部分のレンダリングにはレイトレーシングを用い, 床面に 3DAPI を用いてレンダリングしている.

第5章 関与媒質への応用

関与媒質とは空気や雲,濁った水,大理石,人肌などの半透明な存在であり,光を 通すが,散乱や吸収といった形で光りに関与する.青空や夕焼け,朝焼けはこの作 用による代表的な現象である.多くの場合,このような媒質を無視することが可 能であるが,野外のシーンや,ほこりや微粒子の多い場面の表現には無視できな い.フォトンマッピング法ではフォトンの関与媒質中での散乱,吸収を体積フォ トンマップ(5.2 節で述べる)に記録することでレンダリングを可能にしている. 本章では4章で述べた手法を応用した3DAPIによる関与媒質の描画手法につい て述べる.

5.1. 関与媒質中での光の散乱



図 5.1 関与媒質中でのフォトンの散乱. 枠線のない灰色の部分が関与媒質である. フォトンが関与媒質内で散乱もしくは吸収したとき 体積フォトンマップに蓄積される.

フォトンが関与媒質内に入射するとそのまま影響を受けず通過することもあ

れば,ある場所で媒質と相互に作用することもある.フォトンと媒質の相互作用 では吸収か散乱が起こり,その確率は散乱係数 σ_s ,吸収係数 σ_a によって与えられ る.関与媒質中でのフォトンの散乱を図 5.1 に示す.

方向wにおける放射輝度Lの変化の中で,外への散乱による成分は式(5.1)で,吸 収による成分は式(5.2)で与えられる.

$$(\vec{w} \cdot \nabla) L(x, \vec{w}) = -\sigma_{s}(x) L(x, \vec{w})$$
(5.1)

$$(\vec{w} \cdot \nabla) L(x, \vec{w}) = -\sigma_a(x) L(x, \vec{w})$$
(5.2)

式(5.1)および式(5.2)で与えられる散乱,吸収によって放射輝度Lの放射輝度が低くなる.両者を合わせ,放射輝度Lの放射輝度の損失は式(5.3)で与えられる.

$$(\vec{w} \cdot \nabla) L(x, \vec{w}) = -\sigma_t(x) L(x, \vec{w})$$
(5.3)

ここで, $\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a$ であり、消滅係数と呼ぶ.

媒質中をフォトンが進むにつれ,内部への散乱により放射輝度Lが増すことも ある.内部への散乱による放射輝度の変化は式(5.4)で与えられる.

$$(\vec{w} \cdot \nabla) L(x, \vec{w}) = \sigma_{s}(x) \int_{\Omega_{4\pi}} p(x, \vec{w}', \vec{w}) L_{i}(x, \vec{w}') d\vec{w}'$$
(5.4)

ただし,入射輝度 L_i は球体 $\Omega_{4\pi}$ 上の全方向にわたり積分して求めている. 媒質から放出される輝度の増加 L_e もあり得る.例えば炎のような媒質が該当する. この現象は,式(5.5)で与えられる.

$$(\vec{w} \cdot \nabla) L(x, \vec{w}) = \sigma_{a}(x) L_{e}(x, \vec{w})$$
(5.5)

以上の式を組み合わせることで、単位距離当たりの放射輝度の変化は式(5.6)のようになる.

$$(\vec{w} \cdot \nabla) L(x, \vec{w}) = \sigma_{a}(x) L_{e}(x, \vec{x}) - \sigma_{t}(x) L(x, \vec{w}) + \sigma_{s} \int_{\Omega_{4\pi}} p(x, \vec{w}', \vec{w}) L_{i}(x, \vec{w}') d\vec{w}'$$
(5.6)

式(5.6)の両側を区間 s で積分し,別方向から媒質に入射する放射輝度の関与を 付加することによって式(5.7)を得る.

$$L(x, \vec{w}) = \int_{0}^{s} e^{-\tau(x, x')} \sigma_{a}(x') L_{e}(x') dx' + \int_{0}^{s} e^{-\tau(x, x')} \sigma_{s}(x') p(x', \vec{w}', \vec{w}) L_{i}(x', \vec{w}') d\vec{w}' dx' + e^{-\tau(x, x+s\vec{w})} L(x+s\vec{w}, \vec{w})$$
(5.7)

ただし,光学的深度τ(x,x')は式(5.8)で与えられる.

$$\tau(\mathbf{x},\mathbf{x}') = \int_{\mathbf{x}}^{\mathbf{x}'} \sigma_{\mathrm{t}}(\mathbf{t}) \mathrm{d}\mathbf{t}$$
 (5.8)

式(5.7)がボリュームレンダリング方程式であり,この方程式を解くことで関与媒質を描画することができる.

5.2. 体積フォトンマップ

関与媒質のあるシーンの中でフォトンを追跡する間に,フォトンは媒質と相互 作用し,散乱もしくは吸収される.フォトンが関与媒質の中に入った場合,媒質境 界では散乱が起こらない代わりに媒質中で散乱か吸収が起きるまでフォトンは 突き進む.この相互作用がの発生確率は,消滅係数によって決まる.フォトンが次 の相互作用まで媒質中を進む平均距離dは,式(5.9)で表せる.

$$d = \frac{1}{\sigma_t}$$
(5.9)

媒質の中を進む光線の強度は、 $e^{-\sigma_t s}$ (sは媒質内を移動する距離)に従って減少する.不均一な媒質の場合は、フォトンを追跡する過程で $\tau(0,d)$ の代わりに σ_t を用い、次の相互作用までの距離 d を求め、重点サンプリング法[1]を適用する.距離d は式(5.10)で求められる.

$$d = -\frac{\log\xi}{\sigma_t} \tag{5.10}$$

ここでξ ∈]0,1]は一様に分布した乱数である.次の作用までの距離を式(5.10)で求めた場合,フォトンが媒質中を進むに従ってその出力を減らす必要はなくなる.

相互作用点においてフォトンは吸収か散乱のいずれかが起きる. 散乱率は散乱 反射能Λで与えられる.

$$\Lambda = \frac{\sigma_{\rm s}}{\sigma_{\rm t}} \tag{5.11}$$

フォトンが媒質中で散乱されるか,吸収されるかはロシアンルーレットを用いる. すなわち,乱数ξ ∈ [0,1]とΛを比較して,フォトンのふるまいを式(5.12)で決める.

$$\xi \in [0,1] \to \begin{cases} \xi \le \Lambda & \mathcal{I}_{\mathcal{I}} \upharpoonright \mathcal{I}_{\mathcal{I}} \\ \xi > \Lambda & \mathcal{I}_{\mathcal{I}} \upharpoonright \mathcal{I}_{\mathcal{I}} \end{cases}$$
(5.12)

フォトンの散乱が起きても,フォトンは同じ出力を維持し続ける.散乱したフォトンの方向は,位相関数の重点サンプリング法によって計算する.位相関数には式(5.13)に示す Schlick の位相関数を用いる.

$$p(\theta) = \frac{1 - k^2}{4\pi (1 + k\cos\theta)^2}$$
(5.13)

ここで,新しい散乱方向を示す角度θは式(5.14)で与えられる.

$$\cos\theta = \frac{2\xi + k - 1}{2k\xi - k + 1} \tag{5.14}$$

ただし, $\mathbf{k} \in [-1,1]$ は散乱方向を制御するために使われ($\mathbf{k}=0$ は等方散乱, $\mathbf{k}>0$ は 前方散乱, $\mathbf{k}<$ は後方散乱), $\boldsymbol{\xi}$ は0から1の間に一様分布した乱数である.回転角度 $\boldsymbol{\phi}$ は一様に分布している.

関与媒質の場合は別途用意した体積フォトンマップに,フォトンが媒質と相互 作用したとき格納される.Jensen らは,光線漸進法[1]が直接照明による寄与成分 を計算できるため,少なくとも一度以上散乱したフォトンだけを格納して体積フ オトンマップを構築した.本手法ではすべての散乱したフォトンを格納して体 積フォトンマップを構築する.フォトンの関与媒質中での相互作用を体積フォト ンマップに蓄積することで,体積フォトンマップから関与媒質中の放射輝度を求 めることができる.

5.3. 体積放射輝度

媒質中のある点において外向きに散乱された放射輝度を、体積フォトンマップから推定する.外向きに散乱された放射輝度L_oの計算には式(5.4)を用い,式(5.15)で行う.

$$(\vec{w} \cdot \nabla) L_{o}(x, \vec{w}) = \sigma_{s}(x) \int_{\Omega_{4\pi}} p(x, \vec{w}', \vec{w}) L(x, \vec{w}') d\vec{w}'$$
(5.15)

格納されたフォトンは入射する放射束を表しているため、この式を入射する 放射束を積分する形に変形する.関与媒質内における放射束と放射輝度に関する 式(5.16)の関係を用い,式(5.17)を得る.[2]

$$L(x, \vec{w}) = \frac{d^2 \Phi(x, \vec{w})}{\sigma_s(x) d\vec{w} dV}$$
(5.16)
$$(\vec{w} \cdot \nabla) L_o(x, \vec{w}) = \sigma_s(x) \int_{\Omega_{4\pi}} p(x, \vec{w}', \vec{w}) \frac{d^2 \Phi(x, \vec{w})}{\sigma_s(x) d\vec{w} dV} d\vec{w}$$
$$= \int_{\Omega_{4\pi}} p(x, \vec{w}', \vec{w}) \frac{d^2 \Phi(x, \vec{w})}{dV}$$
(5.17)

一方, Jensen らは, n 個の最近傍フォトンを検索し, 物体表面の放射輝度と同じ戦略で,最近傍フォトンを含む球(図 5.2 の灰色部分)の体積から,局所的なフォトンの密度を求め,外向きに放射される体積放射輝度を, 式(5.18)で求めている.

$$(\vec{w} \cdot \nabla) L_{o}(x, \vec{w}) = \int_{\Omega_{4\pi}} p(x, \vec{w}', \vec{w}) \frac{d^{2} \Phi(x, \vec{w})}{dV}$$
$$\approx \sum_{p=1}^{n} f(x, \vec{w}'_{p}, \vec{w}) \frac{\Delta \Phi_{p}(x, \vec{w}'_{p})}{(3/4)\pi r^{2}}$$
(5.18)



図 5.2 体積放射輝度の計算. 最近傍フォトンを体積フォトンマップから検索し,球の体積に基づいた フォトンの密度から体積放射輝度を計算する.

5.4. 3DAPI による体積放射輝度の推定

4.2 節と同様に,体積フォトンマップに格納されたフォトンをすべて使うことで,式(5.18)の計算に必要な最近傍フォトンの検索処理を簡略化する.

$$(\vec{w} \cdot \nabla) L_{o}(x, \vec{w}) \approx \sum_{p=1}^{N_{all}} f(x, \vec{w}'_{p}, \vec{w}) \frac{\Delta \Phi_{p}(x, \vec{w}'_{p})}{(3/4)\pi r^{2}} w_{p}(d_{p})$$
(5.19)

$$w_{p}(d_{p}) = \begin{cases} 1 \ (d_{p} \leq r \mathcal{O} 場合) \\ 0 \ (d_{p} > r \mathcal{O} 場合) \end{cases}$$
(5.20)

ここで,N_{all}は体積フォトンマップに格納されているフォトン数,d_pは放射輝度の計算位置とフォトンの位置の距離,r はフォトンの効果範囲を制御する定数である.

5.5. 媒質の描画

本研究では、媒質の在り方を、均一なものと不均一なものの2 つの場合に分けている.均一に媒質が存在する場合では、いかなる場所でも散乱係数,吸収係数、

消滅係数は一定である.不均一な媒質では,領域ごとに散乱・吸収・消滅の各係数 が異なる媒質が不均一に存在する.

5.6. 均一な媒質のレンダリング



図 5.3 均一な媒質中の光.

均一な媒質中では消滅係数₆₀は一定である.

均一な媒質が存在する場合,物体表面の放射輝度は減衰してカメラや目に届く.図 5.3 は位置 x の散乱面からの放射輝度 L が均一な媒質(灰色部分)によって 散乱され,また媒質から放射輝度を入射しながら視点へ届くことを表している.. 図 5.3 の場合,視点に届く輝度Leは式(5.21)で求められる.

$$L_{e}(x_{e}, \vec{w}) = e^{(-\sigma_{t0}s)}L(x, \vec{w}) + L_{in}(x_{e}, \vec{w})$$
(5.21)

ここでL_{in}は媒質からの入射による影響である.媒質中の位置 x における体積放射 輝度は,フォトンマップから式(5.19)を用いて求められが,物体表面の放射輝度同 様,媒質中で減衰される.

視線上の光は減衰するが,外部からの入射光の影響も受ける.



図 5.4 各フォトンからの放射輝度

各フォトンが媒質中の位置 x の体積放射輝度へ与える影響は式(5.19)から式 (5.22)で与えられる.

$$(\vec{w} \cdot \nabla) L_{p}(x, \vec{w}) \approx f(x, \vec{w}'_{p}, \vec{w}) \frac{\Delta \Phi_{p}(x, \vec{w}'_{p})}{(3/4)\pi r^{2}} w_{p}(d_{p})$$
(5.22)

ただし,媒質のある場合は視線上のすべての位置で体積放射輝度を求め,積分す る必要がある.そこで,本研究では,各フォトンの視線方向への放射輝度は図 5.4 中の位置 x_p から放射されていると仮定する.このとき,位置 x_p からの放射輝度 L_p を式(5.23)で求める.

$$L_{p}(x_{p}, \vec{w}) = f(x, \vec{w}'_{p}, \vec{w}) \frac{\Delta \Phi_{p}(x, \vec{w}'_{p})}{(3/4)\pi r^{2}} t$$
(5.23)

放射輝度は視点に届くまで減衰するため,視点に届く輝度Leは

$$L_{e}(\mathbf{x}_{e}, \vec{w}) = e^{(-\sigma_{t0}s)}L(\mathbf{x}, \vec{w}) + \sum_{p=1}^{N_{all}} e^{(-\sigma_{t0}s_{p})}L_{p}(\mathbf{x}_{p}, \vec{w})$$
(5.24)

で求められる.ここで,spは視点xeから各フォトンのxpまでの距離である.

描画には 3DAPI を用い,4.2 節と同じ方法でポリゴンを作成し,ピクセルシェ ーダで式(5.23)を計算し,体積放射輝度用のバッファに蓄積することで体積放射 輝度を推定する.均一な媒質の場合のレンダリング結果を図 5.5 に示す.



図 5.5 均一な媒質シーンのレンダリング結果 ステージを照らすスポットライトの光が,媒質中で散乱する光が表れている.

5.7. 不均一な媒質のレンダリング

本研究では散乱・吸収・消滅の各係数が一定の領域を複数設定することで不 均一な媒質シーンのレンダリングを行う(図 5.6 参照).ここでは消滅係数 σ_{tA} の領 域 A(赤い領域)と消滅係数 σ_{tB} の領域 B(青い領域)が存在し,領域 A と領域 B が重 なる部分(緑の領域)では散乱係数が $\sigma_{tA} + \sigma_{tB}$ になる.領域 A,領域 B,領域 A,B が混 在する混合領域を視線が通過する距離はそれぞれ d_1, d_3, d_2 する.視線上の領域 A の境界面から位置 x までの距離を s_1, s_3 ,領域 B の境界面から位置 x までの距離を s_2, s_4 とする.



図 5.6 領域設定による不均一な媒質.

均一な場合と同様,視線上の光は減衰するが,外部からの入射光の影響も受ける.

図 5.6 で,L は領域 A および領域 B 中を通過しL'に変化する(L'には,媒質から入射する放射輝度は含まれない.媒質から入射した放射輝度は別に求める).

$$\mathbf{L}' = \mathbf{e}^{-\sigma_{tA}d1} \mathbf{e}^{-(\sigma_{tA} + \sigma_{tB})d2} \mathbf{e}^{-\sigma_{tB}d3} \mathbf{L}$$

$$= e^{-(\sigma_{tA}d1 + (\sigma_{tA} + \sigma_{tB})d2 + \sigma_{tB}d3}L$$
(5.25)

式(5.25)を領域の境界面から位置 X までの距離で表すと $L' = e^{-(o_{tA}(s_1-s_2)+(o_{tA}+o_{tB})(s_2-s_3)+o_{tB}(s_3-s_4)}L$

$$= e^{-(\sigma_{tA}s_1 - \sigma_{tA}s_3 + \sigma_{tB}s_2 - \sigma_{tB}s_4)}L$$
(5.26)

となる.式(5.26)から, 放射輝度L'は,媒質境界面の x までの視線上の距離と放射 輝度が,境界面から領域へ入射か出射かによって計算できる.式(5.26)を一般化す ると式(5.27)を得る.

$$\mathbf{L}' = \mathbf{e}^{-(\sigma(\mathbf{x}))}\mathbf{L} \tag{5.27}$$

$$\sigma(\mathbf{x}) = \sum_{b=1}^{B} \sigma_{tb} s_b O(b) \tag{5.28}$$

ここで,B は視点から位置 x の間にある媒質の境界面の数,σ_{tb}は境界面の領域に おける消滅係数,s_bは視線上の境界面から位置 x までの距離である.また O(b)は, 光が媒質に入る境界面では O(b)= - 1,媒質から出る境界面では O(b)=1 である.

視点が受ける輝度は式(5.29)で与えられる.

$$L_{e}(x_{e}, \vec{w}) = e^{-(\sigma(x))}L(x, \vec{w}) + L_{in}(x_{e}, \vec{w})$$
(5.29)

不均一な媒質中のL_{in}をフォトンマップから求めるために,視線上を等間隔に分割し,各フォトンの放射輝度が図 5.7 に示すx_fから放射されていると仮定して計算する.



図 5.7 視線を分割した場合の各フォトンからの放射輝度 不均一な媒質の場合,放射輝度L_pは分割点x_fから放射されると仮定する.

放射輝度L_pは式(5.23)で求め,図 5.7 が示すような分割点x_fから放射すると,視 点に届く輝度は

$$L_{e}(x_{e}, \vec{w}) = e^{-(\sigma(x))}L(x, \vec{w}) + \sum_{p=1}^{N_{all}} e^{-(\sigma(x_{f}))}L_{p}(x_{p}, \vec{w})$$
(5.30)

で求められる.

均一な場合と同様に 3DAPI を用いてレンダリングを行った.3DAPI を用いる にあたり,媒質領域の境界をポリゴンメッシュで定義している.ポリゴンを使う ため式(5.28)の O(b)は,視点から見てポリゴンが表なら O(b)=1,裏なら O(b)=-1 と変更できる.不均一な場合,視線を分割するため図 5.8 のようなプロセスでレン ダリングを行う.x_sは分割点を表し,S は視線の分割数である.不均一な媒質の場 合のレンダリング結果を図 5.9 に示す.均一な場合のレンダリング結果(図(5.5)) とくらべ,媒質が存在するステージの床付近が媒質によって強く光っているのが 分かる.



図 5.8 不均一時の $\sum_{p=1}^{N_{all}} e^{-(o(x_f))} L_p(x_p, \vec{w})$ 計算プロセス



図 5.9 不均一な媒質シーンのレンダリング結果 ステージの床付近に媒質を配置している. 光が床付近の媒質で散乱し,輝く様子を表せている.

第6章 最適化

6.1. レベルオブディテール

レベルオブディテール(LOD)[13]とは,レンダリングするモデルをどれだけ詳細にレンダリングするかを,視点とモデルの距離に応じてモデルの詳細度を変える手法である.一般的には視点に近い位置にモデルがある場合は詳細に,離れている場合は簡略化してレンダリングする手法である.

本研究は LOD の概念をフォトンマッピング法に適用する. すなわち,放射輝 度計算に使用するフォトンを,詳細にレンダリングする箇所では多く,簡略化す る場所では少なくすることで,より高速かつ効果的なレンダリングを目指す.以 降,物体表面の放射輝度を計算する場合についてのみ述べるが,媒質における体 積放射輝度の計算時も同様である.

LOD を実現するために,フォトンのグループ分けを以下のように行った.フォトンマップに格納される順番にフォトンをグループに振り分ける.グループ数はAとし,各グループに番号Cpを付け,0,1,…,A-1とする.詳細度はQとし,視点からフォトン位置までの距離dから式(6.1)で求める.

$$Q = smoothstep(n, f, d)$$
(6.1)

ここで smoothstep は $n \leq f$ の場合は,d < n ならば 0,d > f ばらば 1 を,d が[n,f]の範 囲内であれば 0 と 1 の間での滑らかなエルミート補完の値を返し,n > f の場合は 1-smoothstep(f,n,d)を返す関数である.

本研究では詳細度 Q とグループを使い,それぞれのフォトンの出力の調整を行い放射輝度計算に使用するフォトンの数を削減する.1 グループに属するフォトンのフォトンマップ全体の割合 dQ を式(6.2)で,各グループへの帰属判定用の 値G_pを式(6.3)で与える.

$$dQ = 1/A \tag{6.2}$$

 $G_p = C_p / A$

各フォトン p の出力の調整は式(6.4)で行われる.ここで Φ_p はフォトンの出力, Q_p はフォトン位置における詳細度である.

$$\Phi_{p} *= \begin{cases} \frac{1}{1-Q_{p}} & (Q_{p} \leq G_{p} \mathcal{O} \geq \tilde{\mathcal{E}})(a) \\ \frac{1}{1-G_{p}} - \frac{\left(\frac{1}{1-Q_{p}} - \frac{1}{1-G_{p}}\right)\left(1 - (G_{p} + dQ)\right)}{dQ} & (6.4) \\ & (G_{p} + dQ \leq G_{p} < Q_{p} \mathcal{O} \geq \tilde{\mathcal{E}})(b) \\ 0 & (G_{p} < G_{p} + dQ \mathcal{O} \geq \tilde{\mathcal{E}})(c) \end{cases}$$

式(6.4) の(a)はフォトン p の位置において有効なフォトンの総数が 1-Q 倍に なったと仮定したとき,有効なフォトン全体の総出力を一定に保つための式であ る.

式(6.4) の(b)は,(a)と(c)の中間の状態で,有効なフォトン全体の総出力を保ち ながら出力を落とし,(c)へ移る.式(6.4)の1項目である $\frac{1}{1-G_p}$ は, (a)から(b)に移行 したときの出力である. $\frac{\left(\frac{1}{1-Q_p}-\frac{1}{1-G_p}\right)(1-(G_p+dQ))}{dQ}$ は,(a)状態である全フォトン の, $\frac{1}{1-Q_p}$ からの増加量の合計を,(b)状態フォトンに分配した量である.(b)状態フ ォトンの出力を式(6.4)の(b)で求めることで,(b)状態のフォトンの出力を 0 にす る.そして,Q の値が上がると最終的にはフォトン(c)状態になり,(c)状態のフォト ンのL_{rp}(式(4.3))計算を簡略化する.

本研究ではフォトンマップに格納された各フォトンに式(6.4)をあてはめ,リア ルタイムレンダリングを目指した.

コーネルボックスのシーンに式(6.4)を適用した結果を図 6.1 に示す.計測単位 は1秒間の描画回数を表す fps(Frame Per Second)を用いている.この例では LOD を使うことで fps が約2倍になった.レンダリング結果はほぼ変わらない が,LOD が視点に近い部分のフォトンを無効化する設定なため若干暗くなって いる.本手法は各フォトンの効果をポリゴンを用いて適用するため,視点に近い フォトンはスクリーン上の効果範囲が大きいため,速度面で視点に近いフォトン を削減する効果は,奥のフォトンを削減するよりも大きい.フォトンマップの精 度を落とし,2000 個のフォトンを使用してレンダリングした結果を図 6.2 に示す. 精度を落とし,適切な設定を行うことで大域照明をリアルタイムにレンダリング することが出来た.



図 6.1 LOD の有無による描画速度の比較. 10000 個のフォトンを使用. モデルは視点から 9.6~19.6 の距離に配置されている.解像度 512x512. (左)LOD 無効,(右)LOD 有効,n=20,f=7.約 2 倍のレンダリング速度になった.



図 6.2 リアルタイムレンダリング出来るまで精度を落とした結果
 図 6.1 と同様のシーンで 2000 個のフォトンを使用. 解像度 512x512.
 LOD 設定 n=20,f=7 でレンダリングを行っている。

関与媒質に関してもステージのモデルを用いてレンダリングを行った.結果を 図 6.3 に示す.この例は均一な場合のレンダリングである.媒質でも同様に LOD を用いることで,レンダリング速度が向上した.次に体積フォトンマップの精度 を落とし,25000 個のフォトンを用いたレンダリング結果を図 6.4 に示す.この結 果では遠い位置のフォトンを無効化している.媒質がある場合,距離が離れるほ ど光は届かなくなるため,媒質シーンでは遠い位置を簡略化する LOD の設定が 有効な場合が多い.この結果でもリアルタイムに媒質が存在する場合の大域照明 をレンダリングできた.



 図 6.3 均一な媒質中のステージのレンダリング結果.フォトンを 50000 個使用 モデルは始点から 4.9~22.3 の距離は位置されている. 解像度 512x512.
 (左)LOD 無効, 6.7fps.(右)LOD 有効,n=25,f=3, 10.6fps.
 約7割程レンダリング速度が上がった.



図 6.4 リアルタイムレンダリング出来るまで精度を落とした媒質シーンの結果
 図 6.3 と同様のシーンで 25000 個のフォトンを使用. 解像度 512x512.
 LOD 設定 n=0,f=20 でレンダリングを行っている。
 N<f なので,視点から遠い位置にあるフォトンが無効化される.

第7章 まとめと課題

7.1. 本論文のまとめ

本論文では,3DAPI による大域照明を,フォトンマッピング法を用い,レンダリ ングする手法について述べた.

2 章では大域照明の概要と,多くの大域照明手法が基としているレイトレーシングについて述べた.また本研究で用いる 3DAPI および GPU の特徴と,3DAPI を用いて,大域照明をレンダリングする際の問題点を述べた.

3 章では,本研究で基となるフォトンマッピング法について述べた.フォトンマ ッピング法では,物体表面の放射輝度をフォトンマップから計算することで大域 照明を 2 次レイを発生させずに計算することが可能である.この 2 次レイが発生 しないという点が 3DAPIを用いて大域照明をレンダリングするうえで重要であ る.

4章ではフォトンマッピング法を 3DAPI によってレンダリングする大域照明 手法を提案した.放射輝度の計算時,フォトンマッピング法では,フォトンマップ から利用する最近傍フォトンを検索によって見つけ出す処理が必要であった.し かし,レンダリング処理で利用される GPU は,分岐処理に不向きなハードウェア なため,検索処理はパフォーマンスの低下に繋がる.そこで,本研究では放射輝度 計算時の検索処理を簡略化した放射輝度の計算手法を提案した.レンダリング には,3DAPI を用いてフォトンマップから放射輝度を計算する手法を提案し,レ ンダリング結果を示した.また,提案手法を応用することで集光模様のレンダリ ングを行った.集光模様はガラスや金属の表面で起きる,反射・屈折によって局所 的に光が集まり現れる模様で,本研究では集光模様に関係する,反射屈折したフ ォトンを格納した集光フォトンマップを用いた.集光フォトンマップを用いるこ とで,放射輝度と同様の手法によって集光模様のレンダリングを行い,レンダリ ング結果を示した.

5章では4章で述べた手法を応用し,光を散乱,吸収する媒質のレンダリングに ついて述べた.まず,媒質が存在する場合のフォトン追跡法について述べ,媒質中 のフォトンを格納する体積フォトンマップについて述べた.また,体積フォトン マップから媒質中で放射される体積放射輝度の算出方法についても述べた,次に 媒質が在り方を,均一と不均一の場合にわけ,媒質の放射輝度を 3DAPI を用いて 体積フォトンマップから計算する方法を提案した.

6章では4章,5章で述べた手法をレベルオブディテイルによって、レンダリン

グに用いられるフォトンの数を,レンダリング結果への影響を抑えながら高速化 する手法について述べ,リアルタイムに近い,もしくはリアルタイムに準じる描 画速度で大域照明をレンダリングすることを可能にした.

7.2. 今後の課題

本研究は6章で述べた手法によって,リアルタイムに近いレンダリング速度で 大域照明をレンダリングすることが出来るようになった.しかし,映像メディア の fps と比較すると,映画フィルムは24fps, NTSC 規格(アナログテレビ放送)で は29.97fps,ゲーム機などは60fps であり[12],6章の結果では映画フィルムには 迫ったものの,その他のメディアには遠く及ばない.また解像度が低いため,高解 像度での高速なレンダリングにも対応する必要があるため,今後はより効率的に 大域照明をレンダリング出来る手法の開発を行いたい.

また,本研究では,ユーザーが操作できるのは視点移動のみに限られている.ゲ ームに代表されるインタラクティブコンテンツでは,視点はもちろん,キャラク ター等の動くオブジェクトが存在し,光源も移動する.本研究で述べた手法では, こうしたインタラクティブコンテンツで利用する場合,視点以外を動かせないと いう制約になってしまい,多くの場合導入できない.今後は,視点だけでなく,物体 や光源が動く動的シーンへ応用し,多くのインタラクティブコンテンツに導入で きる手法にしていきたい.

本論文に関する研究発表

- 1. 柿原利政, 宮田一乗. "フォトンマップを利用したリアルタイム大域照明シス テム" NICOGRAPH 2007 秋. 2007
- 柿原利政, 宮田一乗. "フォトンマッピング法を用いた 3DAPI による大域照 明" NICOGRAPH 2008 春. 2008.

参考文献

- [1] Henrik Wann Jensen, 苗村 健, "フォトンマッピング—実写に迫るコンピュータ グラフィックス",オーム社, 2002.
- [2] Henrik Wann Jensen and Niels J. Christensen. "Efficiently rendering shadows using the photon map." In Compugraphics '95, edited by Harold P. Santo, pp. 285-291, December 1995.
- [3] 後藤弘茂, 後藤弘茂の Weekly 海外ニュース, http://pc.watch.impress.co.jp/docs/2007/0326/kaigai346.htm
- [4] .NRTTKR, "DirectX10 3Dプログラミング", 工学社, 2007.
- [5] American National Standard Institute, "Nomenclature and Definitions for Illumination Engineering.", ANSI report, ANSI/IESRP-16-1986,1986.
- [6] F. E. Nicodemus, J. C. Richmond, J. J. Hsia, I. W. Ginsberg, and T. Limperis. "Geometric considerations and nomenclature for reflectance." Monograph 161, National Bureau of Standards (US), October 1977.
- [7] Paul S. Heckbert. "Adaptive radiosity textures for bidirectional ray tracing." Cormuter Graphics(Proc. SIGGRAPH '90)24(4): 145-154(August 1990).
- [8] Turner Whitted. "An improved illumination model for shaded display." Communications of the ACM 23(6): 343-349 (June 1980).
- [9] James T. Kajiya. "The rendering equation." Computer Graphics(Proc. SIGGRAPH '86) 20(4): 143-150 (August 1986).
- [10] Peter-Pike Sloan, Jan Kautz, and John Snyder. "Precomputed radiance transfer for real-time rendering in dynamic, low-frequency lighting environments." In Proceedings of SIGGRAPH 2002, pages 527-536, 2002.

- [11] Peter Shirley. "Discrepancy as aquality measure for sample distributions." In Eurographics '91, edited by Werner Purgathofer, pp.183-194, Amsterdam: North-Holland, September 1991.
- [12] Wikipedia, "高精細度テレビジョン放送", http://ja.wikipedia.org/wiki/.
- [13] Pirre-Marie Gandoin, Olivier Devillers. "Progressive Lossless Compression Of Arbitrary Simplicial Complexes." SIGGRAPH '02, July 2002.
- [14] Holly E. Rushmeier, Kenneth E. Torrance. "The zonal method for calculating light intensities in the presence of a participating medium" SIGGRAPH '87, August 1987.
- [15] Kyle Hegeman, Michael Ashikhmin, Shimon Premože. "A lighting model for general participating media." I3D '05, April 2005.
- [16] Naty Hoffman, Arcot J Preetham. "Rendering Outdoor Light Scattering in Real Time." GDC 2002, 2002.
- [17] Manfred Ernst, Tomas Akenine- Möller, Henrik Wann Jensen. "Interactive rendering of caustics using interpolated warped volumes." Proceedings of Graphics Interface 2005, 2005.
- [18] Srinivasa G. Narasimhan, Mohit Gupta, Craig Donner, Ravi Ramamoorthi, Shree K. Nayar, Henrik Wann Jensen. "Acquiring scattering properties of participating media by dilution." ACM Transactions on Graphics, July 2006.
- [19] Tomoyuki Nishita, Takao Sirai, Katsumi Tadamura, Eihachiro Nakamae. "Display of the earth taking into account atmospheric scattering." SIGGRAPH '93, September 1993.

謝辞

本研究を進める上で,的確なアドバイスとプレッシャーを与えていただいた宮 田先生にこの場を借りて感謝の意を表したいと思います.宮田先生には昨年の IVRC での作品制作やその後の展示や投稿などでも大変お世話になりまし た.IVRC の一連の活動の中で経験したことは,これからの人生で大きな財産にな ると思います.有り難うございました.

IVRC では様々な経験が出来ましたが,あれは,あのメンバーだからこそ出来た ものだったと思います.共に戦った大内君,櫻井君,瀬井君,瀬崎君,谷本君に,この 場を借りて感謝の意を表します.有り難うございました.

本研究では,インターン中の経験が少なからず活かされています.インターン 中お世話になった米谷さん,原さん,志潟さん,古谷さんにこの場を借りて感謝の 意を表します.また,インターンという貴重な機会を与えてくださった宮田先生 に感謝します.

最後に,進学を急に決めた私を進学させてくれた両親に感謝します.