B – 4 1

# 3D 画像水面計測への汎用化アルゴリズムの開発

Development of Algorithm for Imaging Measurement of Water Surface

北海道大学大学院工学研究科 ○学生員 森岡晃一 (Koichi Morioka) 北海道大学大学院工学研究院 正員 渡部靖憲 (Yasunori Watanabe)

# 1. はじめに

物体あるいは液体表面形状の数値化は、工学における 高精度化、高速化、低コスト化を経てイノベーションを 支援する重要な技術である一方、近年においても確立さ れた計測法は多くない。Watanabe&Mitobe(2011)<sup>1)</sup>はプ ロジェクタとデジタルカメラから成る画像計測系におい て、投影ブロックパターンの物体表面上での反射光を投 影した画像から、投影及び撮影軸の幾何学的関係をピン ホールモデルで記述し、3次元表面座標を数値化する技 術を提案した。この計測法は、瞬時の物体形状を高精度 で定量化可能な時間分解能に優れたものであり、高速移 動物体の動的計測を可能とする。その後、この手法をベ ースに曲率の大きな表面形状をもつ物体や特定の光の波 長を吸収する材質に対して生じる欠測を解消するアルゴ リズムを開発し、投影及び撮影画像のマッチングを自動 化した。

この手法を用いて水面形状を計測する場合、投影ブロ ックパターンを水面で鮮明に反射させるために水を白色 粒子で着色する必要がある。その際、半透明物質に対し て入射した光は表面で反射されず、表面下に透過、散乱 してしまう。これにより入射点と出射点、および入射角 と反射角が等しいという反射の法則が成立しないため、 解析によって得られる計測値は実寸に対して誤差を生じ る。

本研究は、水面計測の際に水面下近傍で起こる光の散 乱(以降、表面下散乱とする。)によって生じる計測誤 差を補正するために新たなアルゴリズムを提案する。ま た、これをもとに数値実験によってその信頼性を評価す ることで、Watanabe&Mitobe(2011)<sup>11</sup>の方法をベースとし た 3D 画像計測アルゴリズムへの適用、さらにはこの手 法の実用化を目指すものである。

## 2. 計測原理

本研究で使用する Watanabe&Mitobe(2011)<sup>1)</sup>の手法を もとに自動化した 3D 画像計測法を概説する。この計測 法では隣接する色が全て異なるように配置したカラーパ ターン(図-1 下参照)を PC プロジェクタから計測対 象に照射し、物体表面上の反射光を視軸の異なるカメラ で撮影する。プロジェクタによる投影、およびカメラに よる撮影に対してピンホールモデルを適用すると、プロ ジェクタ座標、カメラ座標、そして実座標の幾何関係を 与えることができる(図-1 上参照)。撮影画像および 投影画像をもとに、各座標系原点、焦点距離等の座標間 数値的関係を取得する。これらより、図-1 上の赤線(a) で示したカラードットの投影直線は、撮影画像平面上に 写影される(図-1 上赤線(b)参照)。ここに制約条件 を与えることで実座標を特定することができるが、制約 条件の詳細に関しては簡単のため省略する。なお、本計 測手法は任意形状の固体表面に適用し、実践的な精度を 確認している。また、自由水面についても概ね良好な形 状復元を可能としている。



#### 3. 表面化散乱

## 3.1 表面下散乱

反射の法則では、ある物体表面に入射した光につい て、反射光は入射点と同一の点から出射されるとしてい るが、実際にこの法則が成立するのは不透明物体の場合 に限定される。半透明物体、透明物体に入射した光は物 体内部で散乱してしまい、入射点とは異なる点から出射 される。この現象を表面化散乱と呼び、表面下散乱には 単一散乱と多重散乱と呼ばれる2種類存在する<sup>2)</sup>。単一 散乱とは、図-2(左)に示すように入射光が媒体中の 微粒子と1度だけ衝突して生じる散乱のことである。一 方多重散乱とは図-2(右)に示すように、入射光が媒 体中の微粒子と何度も衝突を繰り返すことで生じる散乱

 $f_{BSRDF} = f_{BSSRDF}^{single} + f_{BSSRDF}^{multiple}$  (1) 本研究では水面計測を行う際にカラーパターンを鮮明に 反射させるために図 - 3 (左)のように白色粒子で水を 着色するため、表面下散乱によって水面下近傍で輝度値 がピークとなる。既存のアルゴリズムではピーク値をと る点を実座標として取得するため、計測値は実際の水位 との間に誤差が生じてしまう(図 - 3 (右)参照)。そ こでこの誤差を補正するアルゴリズムを開発する上で必 要な表面下散乱モデルを以下に示す。





図-3 散乱光の様子(左)と拡大した輝度分布(右)

## 3.2 単一散乱のモデル

単一散乱は、図-2(左)に示すように物体表面上の ある点*xi*に入射した光が媒体中の微粒子と一度だけ衝突 し、物体表面*xo*から出射される現象のことである。こ れは水道水やビタミン水といった媒体中の微粒子数が少 ない、即ち光学的濃度が低い物体で生じるものである。

入射方向 L、出射方向 V、物体の屈折率が既知である 場合、光路は一意的に決定できる(図 - 4 参照)。入射 点 $x_i$ から微粒子までの距離を $d_1$ 、微粒子から出射点 $x_o$ ま での距離を $d_2$ とすると、光の放射輝度は光路長に対し て指数関数的に減少することから<sup>3)</sup>、単一散乱の BSSRDF は式(2)のようになる。

$$f_{BSSRDF}^{single} = \sigma_s p(\theta) e^{-\sigma_t (d_1 + d_2)}$$
(2)

$$p(\theta) = \frac{1}{4\pi} \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g\cos\theta)^{\frac{3}{2}}}$$
(3)

ここで、 $\sigma_s$ は散乱係数、 $\sigma_t$ は消滅係数を表し、媒質に 固有の係数である。式(3)の $p(\theta)$ はフェーズ関数で、散 乱の偏りを表す。gは異方係数と呼ばれる散乱の等方 性を決めるパラメータであり、前方散乱では正の値、 後方散乱では負の値、等方散乱ではゼロをとる(図-5参照)。



## 3.3 多重散乱のモデル

多重散乱は、図 - 2(右)に示すように物体表面上の ある点 $x_i$ に入射した光が媒体中の微粒子と何度も衝突し、 物体表面 $x_o$ から出射される現象のことである。これは 皮膚や大理石、牛乳といった媒体中の微粒子数が多い、 即ち光学的濃度が高い物体で生じるものである。

多重散乱のモデルは古くからモンテカルロレイトレー シング法や、フォトンマッピング法など存在したが、ど れも計算コストが非常に大きい手法である。そこで今回 使用するモデルは Jensen<sup>4)</sup>が提案したダイポールモデル である。多重散乱には、物体内部で何度も反射を繰り返 すため全方向に同じ強度で散乱する等方散乱の性質があ る。この性質を利用し、ダイポールモデルでは図 - 6 の ように物体内部と外部にそれぞれ光を放射、吸収する正 負の仮想点光源を設置する。このとき、境界条件を満た すように設置することで、各仮想点光源から物体表面ま での距離によって輝度を決定する。



ロー0 タイホールモノル このようにして、ダイポールモデルでは入射光と出射

光の方向に依存しない散乱項を導入する。さらに、物体 表面を光が透過する際のフレネル係数を表す項を同時に 導入することで、多重散乱の BSSRDF は式(4)のように 表せる。

$$f_{BSSRDF}^{multiple} = \frac{1}{\pi} F_t(\eta, L) R_d(x_i, x_o) F_t(\eta, V)$$
(4)

$$R_d = \frac{\alpha}{4\pi} \left\{ z_r \left( \sigma_{tr} + \frac{1}{d_r} \right) \frac{e^{-\sigma_{tr} d_r}}{d_r^2} + z_v \left( \sigma_{tr} + \frac{1}{d_v} \right) \frac{e^{-\sigma_{tr} d_v}}{d_v^2} \right\}$$
(5)

 $\eta$ は相対屈折率、 $F_t$ は前述のフレネル項である。また、  $R_d$ は $x_i$ に入射した光が $x_o$ に到達する際の減衰を表す散乱 項であり、2 点間の距離 $r = ||x_o - x_i||$ の関数として式(5) で近似される。また、このとき、式(4)の各変数は以下 の式(6)から(9)のように与えられる。

$$d_r = \sqrt{r^2 + z_r^2}, \ d_v = \sqrt{r^2 + z_v^2}$$
 (6)

$$z_r = \frac{1}{\sigma_{t'}}, \ z_v = z_r \left( 1 + \frac{4}{3}A \right), \ A = \frac{1 + F_{dr}}{1 - F_{dr}}$$
(7)

$$F_{dr} = -\frac{1.440}{\eta^2} + \frac{0.710}{\eta} + 0.668 + 0.0636\eta \tag{8}$$

$$\sigma_{tr} = \sqrt{3\sigma_a \sigma_t}', \ \sigma_t' = \sigma_s' + \sigma_a, \ \sigma_s' = \sigma_s(1-g), \ \alpha = \frac{\sigma_s'}{\sigma_t'}$$
(9)

以上のことを考慮し、半透明物体では物体表面上*x<sub>o</sub>からw<sub>o</sub>方向に出射される放射輝度は式(10)によって与えられる。* 

 $L_o(x_o, \omega_o) = \int_A \int_{\Omega} f_{BSSRDF}(x_i, \omega_i; x_o, \omega_o)$ 

 $L_i(x_i, \omega_i)(N \cdot \omega_i)d\omega_i dx_i$  (10) ここで、 $L_i(x_i, \omega_i)$ は点 $x_i$ に $\omega_i$ 方向から入射する放射輝度、 A は物体表面、 $\Omega$ は点 $x_i$ における半球状に分布した方向、 N は点 $x_i$ における法線方向をそれぞれ表す。これらのモ デルを後述の数値実験に適用する。

## 3. 数值実験

前述の表面下散乱モデルの信頼性を確認するため、2 次元の散乱過程、および放射輝度を数値実験によって検 証した。図-7のような静水面を考える。



#### 図-7 数值実験概略図

媒体は実際の実験では白色であることを想定してスキム ミルクとし、7。入射角 $\theta$ =45°、入射光の放射輝度 $L_i$  = 1[W/mm<sup>2</sup>sr]、相対屈折率 $\eta$  = 1.3としている。また、散 乱係数 $\sigma_s'$ 、吸収係数 $\sigma_a$ は媒体ごとに固有の値をとり、 スキムミルクの場合は散乱係数 $\sigma'_s$  = 0.70[mm<sup>-1</sup>]、吸収 係数 $\sigma_a$  = 0.0014[mm<sup>-1</sup>]となる(Jensen ら(2011)<sup>3</sup>)。 これらの条件のもと、単一散乱、多重散乱、また両方を 考慮した表面における放射輝度等を計算した。

#### 4. 結果

散乱が生じた深度と、それに対する入射点からの距離と表面における放射輝度の分布を計算し、コンターで表した。上段から順に単一散乱成分のみ(図 - 7)、多重散乱成分のみ(図 - 8)、両成分の和の分布(図 - 9)である。また、左から右にかけて順に後方散乱(g = -0.5)、等方散乱(g = 0)、前方散乱(g = 0.5)を表している。本来単一散乱において、等方散乱が生じることはほぼないが、媒体ごとの異方係数に関する記述が無かったため、テストケースとして計算している。



図-9 両成分の放射輝度分布の和

後方散乱の場合、単一散乱・多重散乱ともに入射方向と 逆方向への散乱が強く表れるため、散乱が生じる深度に 依らず入射点で放射輝度が最大値をとる。一方で等方散 乱、前方散乱の場合は表面における放射輝度の最大値は 入射点と一致しない。また、いずれの場合も深度が大き くなるにつれ、原点からの距離が遠のくにつれ放射輝度 は大きく減少している。これは表面化散乱のモデルで説 明したように光路長が大きくなるほど輝度は減少するこ とと矛盾がない。放射輝度をみると後方・等方・前方全 ての散乱で多重散乱成分の方が大きい。これはスキムミ ルクの光学的濃度が大きく、液体内で2回以上微粒子と 衝突し散乱する確率が非常に高いことがわかる。

次に実際に白色粒子を多数混入させた水に数値実験 の条件と同様に入射角θ=45°で赤色点光源を照射し、 側面を撮影、その輝度分布を計測した(図-10,図-11 上)。また、数値実験によっても側面方向から見た放射 輝度分布を計算した(図-11下)。ここで、実際に撮 影した画像から得た輝度分布は放射輝度の分布とは異な ることをあらかじめ述べておく。放射輝度は純物理量で あるのに対し、輝度は心理物理量であるため、完全な比 較はできない(輝度の単位は[lm/mm<sup>2</sup>sr])。今回はテ ストケースとしてその分布の仕方を比較することに重き をおく。図-11 からも、表面下に輝度のピークがあり、 そこから等方的に散乱している様子が酷似するという結 果が得られた。この性質はダイポールモデルの説明でも 述べたように多重散乱では等方的な散乱をする、という 定義に他ならない。今回例として赤色点光源にしたが、 実際にカラーパターンで使用している緑、青、マゼンタ、 シアンそれぞれの色の点光源も照射したがいずれも同様 な結果が得られた。これらのことから、本ケースのよう な半透明媒体に入射した光の散乱は、入射波の波長の大 きさに依らず、その粒子数、すなわち光学的濃度による ところが大きいことがわかり、これをパラメータとした 表面下散乱アルゴリズムの信頼性が確認された。一方で、 異方係数gについても散乱係数、吸収係数と同様に媒体 固有の値をとるため、媒体の濃度によってこれらの係数 の推定方法を考える必要がある。



図 - 10 白色水に点光源を照射した様子



# 5. まとめ

本稿では、実際に白色粒子を混入させた水にカラー パターンを照射し、鉛直方向の輝度分布を計測すること で半透明物体では表面下散乱が生じることを確認した。 また、コンピューターグラフィックスの分野でしばしば 使用されるBSSRDFを用いることで表面下散乱を表現す るモデルについて概説し、本研究の主旨である水面画像 計測アルゴリズムに応用できるか検討するために数値実 験を行うことでその信頼性を評価した。数値実験におい て、点光源か放たれる光を鮮明に反射できるような工学 的濃度をもつ白色液体では、放射輝度の分布に与える影 響は多重散乱成分に依るところが大きいことが確認され た。今後は本稿で概説した表面下散乱モデルを 3D 画像 計測アルゴリズムに適用を目指す。これにより従来の波 高計を使った点的な計測とは異なり、プロジェクターに よる面的な計測が可能となり、屋内実験における波高計 測に効率面で大きな寄与になると考える。

# 参考文献

 YASUNORI WATANABE & YUTA MITOBE: AN IMAGING TEGHNIQUE EOR MEASURING WAVE SURFACE SHAPES, Coastal Engineering Journal Vol. 53,pp549-565

2) YASUHIRO MUKAIGAWA: Measurement and Modeling of Reflection and Scattering, IPSJ SIG Technical Report, Vol.2010

3) Jos Stam: Multiple scattering as a diffusion process, Proc. Eurographics Rendering Workshop, 1995

4) H.W.Jensen, S.R. Marschner, M.Levoy, and P.Hanrahan, A Practical Model for Subsurface Light Transport, Proc.SIGGRAPH2001, pp.511-518, 2001