

論文

懸濁溶液中に照射された光粒子の放射伝達過程の数値解析

木下栄一郎*¹ 谷口 正浩*¹
山田 文彦*² 滝川 清*³

Numerical Simulations of Radiative Transfer Process
on Light Particles Irradiated in the Muddy water

Eiichiro KINOSHITA, Masahiro TANIGUCHI,
Fumihiko YAMADA and Kiyoshi TAKIKAWA

1. はじめに

有明海に代表される内湾においては、有機物や栄養塩などを多く含んだ微細粒子からなる底泥(干潟)が広く堆積しており、潮汐や波浪の作用によって底泥が巻上げられ、水域内で浮遊・滞留・凝集・沈降することにより、海域の富栄養化や水質汚濁さらには海浜地形の変化といった重大な問題を引き起こしている¹⁾。したがってこのような問題を解決するためには、底泥の物性を把握することはもとより、浮遊物質濃度の時間・空間分布を定量的に把握することが重要である。

通常、底泥濃度を定量的に計測する場合には、サイフォンによる採水²⁾や光学的な手法および音響的な手法が用いられており、光学的手法としては光学式濁度計を用いる手法³⁾が、音響的手法には超音波を用いる手法⁴⁾がある。しかし、いずれの手法においても、空間内のある1点での計測(点計測)であるため、その点での底泥濃度の時間変化を計測することはできても、空間的な濃度分布を計測することは非常に困難である。したがって、浮遊した底泥濃度の定量的な時間・空間分布を把握できる新たな計測手法の確立が望まれている。

そこで本研究では、近年の技術発展が著しい画像処理技術を応用し、室内実験で撮影されたビデオ画像の輝度分布(256階調)から浮遊した底泥濃度の時間・

空間的分布を逆解析により推定する新たな計測手法の開発を目指すものである。

今回は、その基礎的検討として、数値解析により懸濁溶液中の吸収・散乱係数の空間分布の同定を試みる。そのために、可視化実験により画像輝度分布と濃度との関係を調べるとともに、ガラス前面での照度などを計測した。また、懸濁溶液中に照射された光粒子の放射伝達過程をモンテカルロ・シミュレーション(以下、モンテカルロ法)により計算し、輝度分布の再現や吸収・散乱係数の逆解析を行った。

2. 可視化実験

2.1 実験概要

ビデオ画像の輝度は、照明の照度やカメラの絞り、また浮遊物質の濃度・粒径・形状などの相違による光の減衰・散乱などの影響を受けやすい⁵⁾。そこで今回は、これらの影響を取り除くため、ビデオカメラのしほりを一定とし、さらに懸濁粒子として粒径が均一で白色のカオリナイトを用いて実験を行った。

実験方法は、図-2.1に示すように高さ22cm、横18cm、奥行き30cmの水槽に水道水を水深19cmとして、水槽内でカオリンが一樣になるように電動式攪拌器で十分に攪拌した状態で行った。以下、この時のカオリナイトと水の配合割合から算出される水槽内の平均的な重量濃度を“調整濃度”と呼ぶことにする。また可視化手法は、アルゴンイオンレーザーをビームエクスパンダーによってシート状にして水槽上方から照射することで可視化断面を作成する。各ケースの撮影条件を合わせるために、攪拌器を用いて1分間攪拌し、

平成13年10月23日受付

*¹ 大学院生 自然科学研究科博士前期課程

*² 助教授 博(工)環境システム工学科

*³ 教授 博工 沿岸域環境科学教育研究センター

攪拌終了後 30 秒後に、可視化断面をビデオカメラにより側方より撮影を行った。得られたビデオ画像は、パソコン上で 512×480 画素、256 階調の輝度に変換される。なお、可視化実験の詳細は山田ら (2000) ⁶⁾ に詳しい。

また、ビデオ撮影と平行して各濃度及び各断面において、水槽ガラス前面の 8 点において照度 (以降、前面照度と呼ぶ) を計測した。また、可視化断面内で照度計の受光面を上向きにして水中での照度 (以降、水中照度と呼ぶ) も計測した。照度計はミノルタ社製 T-10M を使用し、その受光面の大きさは直径が 14mm である。これら一連の実験は、外部からの光の進入を極力避けるため、日没後に実施した。なお、今回の実験で用いたカオリナイト粒子の径 (中央粒径 $3.5\mu\text{m}$) はレーザー波長 (514.5nm) に比べて十分大きいので、カオリナイト粒子による光の散乱はミーの散乱理論で近似できる。

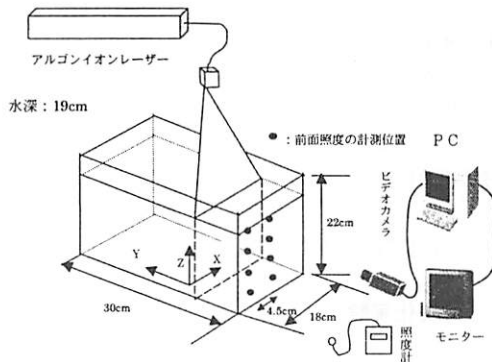


図-2.1 可視化実験概要図

表-1 実験条件

調整濃度 c (g/l) 計 3 ケース	1.0, 10.0, 20.0
可視化断面 Y (cm) (計 3 断面)	1, 3, 5
シャッタースピード (sec)	1/30
レーザーの出力 (W)	4.0
レーザーの波長 (nm)	514.5
カメラ-水槽前面間の距離 (cm)	62.7
光源-水面間の距離 (cm)	15

2.2 画像輝度の空間分布の実験結果

図-2.2 は調整濃度 1.0g/l における水槽前面 ($Y=1.0\text{cm}$) でのビデオ画像の輝度の空間分布を等高線状に濃淡で表したものであり、白いところほど明るいことを示す。図より輝度は、水深方向に対して単調に減少するのではなく、水面下 3 ~ 5cm の所で最大値をとり、同心楕円状に減少する。図-2.3 は同様に調整濃度 10.0g/l における輝度の空間分布を表したもので

あり、調整濃度が高くなると楕円状に広がる明るい部分は水面側に集中する傾向が見られる。そこで、図-2.4 に各調整濃度ごとの中心断面 A での輝度の鉛直分布を示す。図より、濃度が高くなるほど、その最大値は水面側に推移し、輝度の最大値は小さくなるのがわかる。なお、これらの輝度分布は、メディアン・フィルタを 10 回施してノイズを除去した結果である。

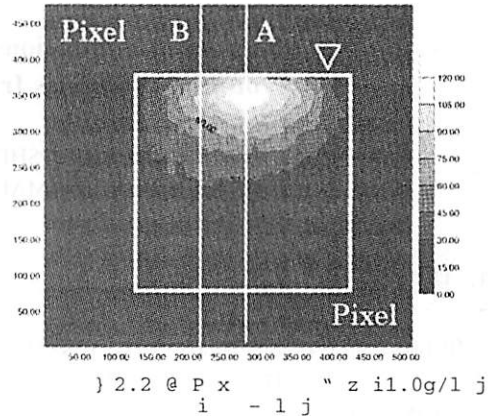


図-2.3 輝度の空間分布 (10.0g/l) (実験値)

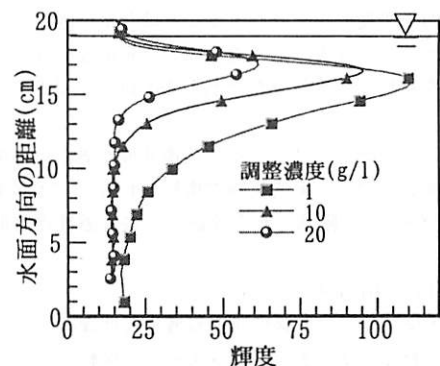


図-2.4 濃度別の輝度の鉛直分布 (中心断面 A)

2.3 水中照度の鉛直分布の実験結果

水中照度は、水槽前面 ($Y=1.0\text{cm}$) での中心断面 A 及び左側断面 B (中心から 4.5cm) において、照度計の受光面を上向きにし、水面より 2cm ずつ水深方向に下げて行き、合計 10 点での計測を行った。

図-2.5 は水槽前面 ($Y=1.0\text{cm}$) の各濃度別の中心断面 A における水中照度の鉛直分布を比較したものである。図より入射した光は、濃度に関係なく水深方向に急激に減少していることがわかる。また、濃度が高くなるほどその傾向は大きくなっており、水面下 6cm 程度で上向きの水中照度は、ほとんど 0 に近い値をとっている。また、図は示さないが、左側断面 B においても同様の結果となった。

図-2.6 は調整濃度 1.0g/l における水槽前面 ($Y=1.0\text{cm}$) での中心断面 A と左側断面 B の水中照度の鉛直分布を比較したもので、中心断面 A が左側断面 B よりも大きな値を示している。また、濃度 $10.0, 20.0\text{g/l}$ の場合においても同様の結果となった。

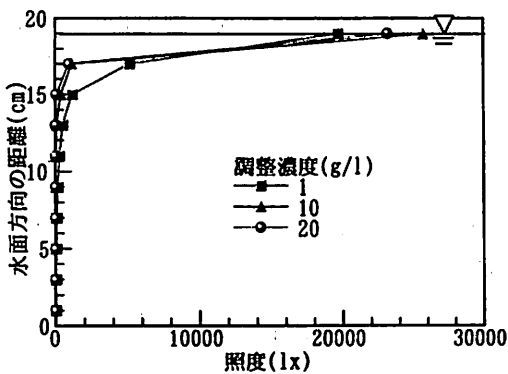


図-2.5 濃度別の水中照度の鉛直分布 (中心断面 A)

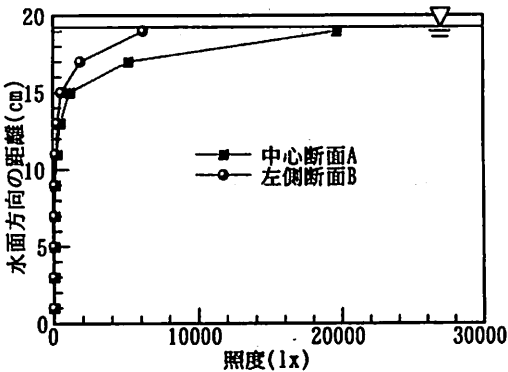


図-2.6 水中照度の鉛直分布の断面比較 (1.0g/l)

2.4 前面照度の鉛直分布の実験結果

前面照度は、中心断面 A 及び左側断面 B において、照度計の受光面を水槽のガラス面 ($Y=0\text{cm}$) に向け、そのガラス面上で水深方向に 4 点 (水面と水深方向に $4.5\text{cm}, 9.5\text{cm}, 14.5\text{cm}$) の計 8 点を計測した。

図-2.7 は水槽前面 ($Y=1.0\text{cm}$) での各濃度別の中心断面 A における前面照度の鉛直分布を示したものである。図より前面照度は 1.0g/l と $10.0, 20.0\text{g/l}$ とでは異なった分布傾向となっており、濃度が高くなると水面がピーク値となっている。また、図は示さないが、左側断面 B においても同様の結果となった。

図-2.8 は調整濃度 1.0g/l における水槽前面 ($Y=1.0\text{cm}$) での中央断面 A と左側断面 B の前面照度の鉛直分布を比較したもので、中心断面 A が左側断面 B よりも大きな値を示している。また、濃度 $10.0, 20.0\text{g/l}$ の場合においても同様の結果となった。

以上実験結果をまとめると、図-2.5 に示すように入射した光は水深方向に急激に減衰していくが、実験で得られた輝度分布 (図-2.2) は水面下 $3 \sim 5\text{cm}$ のところで、輝度値は最大値をとり、その後水深方向に減少するという分布を示し、入射光の減衰の分布傾向とは異なった分布を示している。

これは、輝度分布は入射光のみではなくカオリン粒子などによる散乱などの影響を受けているためと考えられる。そこで次章では、レーザーシート光として入射した光粒子の放射伝達過程をモンテカルロ法により計算する手法について解説するとともに、輝度分布の再現性や散乱・吸収係数の空間分布の逆推定結果などについて検討する。

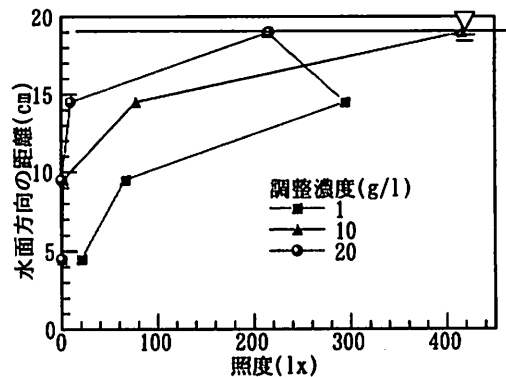


図-2.7 濃度別の前面照度の鉛直分布 (中心断面 A)

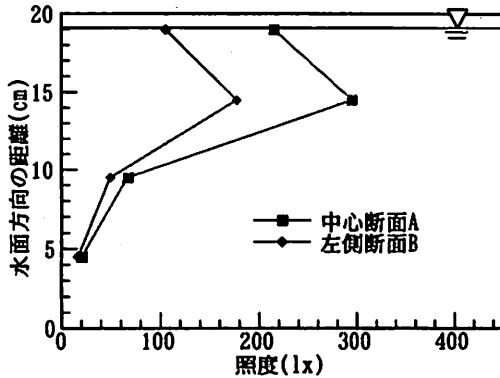


図-2.8 前面照度の鉛直分布の断面比較
(1.0g/l)

3. 光粒子の放射伝達過程の数値解析

3.1 光の伝播特性

図-3.1は、微細粒子が浮遊する懸濁溶液に入射した光粒子が、浮遊物質や水分子などに衝突したときの吸収・散乱・射出過程を表す模式図である。

吸収とは、光粒子が光学的に消滅な物質を通るときに、光のエネルギー（放射エネルギー）が物質の潜在エネルギーに変換されるために生じる放射エネルギーの損失のことである。また散乱とは、粒子と周囲の媒質（水分子）との間に屈折率の不連続がある場合に、粒子に入射した放射エネルギーがその粒子を中心として四方八方に再配分される過程をいう。入射した放射エネルギーは、吸収と散乱過程により入射方向の放射エネルギーを減衰させながら伝播していくため、吸収と散乱の効果を合わせて消散という。

これに対して、散乱粒子の濃度が高く、光路上で散乱された光粒子が再び光路上に戻り、見かけの放射エネルギーが増加する過程を多重散乱（見かけの放射）という⁷⁾。

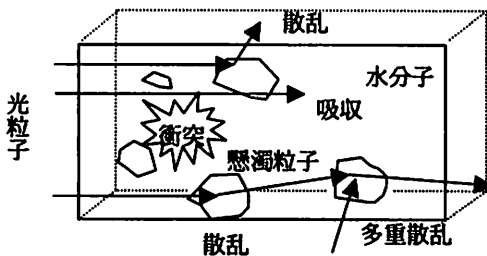


図-3.1 懸濁溶液中における光の伝播特性の模式図

3.2 モンテカルロ法の概要

光粒子の放射伝達過程の数値解析では図-3.1に示すように、光粒子とカオリン粒子との衝突・吸収・散乱・射出過程を確率過程でモデル化し、個々の光粒子の伝達過程を再現する。そのため、モンテカルロ法を採用した。この解法は現実には忠実でなおかつシンプルであり、3次元場での光の放射伝達過程のモデル化が最も容易であるという特徴を持っている。ここでは、光粒子の放射伝達過程を再現することでビデオ画像の輝度分布を表現できるものと仮定して、以下の計算を行った。なお、輝度分布の計算方法は後述する。

ここで、計算に用いるパラメーターは1) 消散係数 c (散乱係数 a + 吸収係数 b) と2) 散乱アルベド ω (a : 散乱係数 / c : 消散係数) の2つであり、これらの空間分布を仮定することで、以下のように求まる。

$$\text{消散係数: } c \equiv a + b \quad (1)$$

$$\text{散乱アルベド: } \omega \equiv a / c \quad (2)$$

$$\text{散乱係数: } a = c \times \omega \quad (3)$$

$$\text{吸収係数: } b = c - a \quad (4)$$

次に、散乱アルベド ω について説明する。光粒子が懸濁溶液中のカオリン粒子に接触した場合、光粒子は吸収・散乱いずれかの過程を伴う。ここでは、対象粒子の散乱アルベド ω を、 $[0, 1]$ の一様乱数 (Rnd) として発生させ、その乱数と散乱アルベドの大小関係から吸収・散乱の過程を判定する。次に、図-3.2のモンテカルロ法のフローチャート^{8,9,10)}に従って計算方法を説明する。

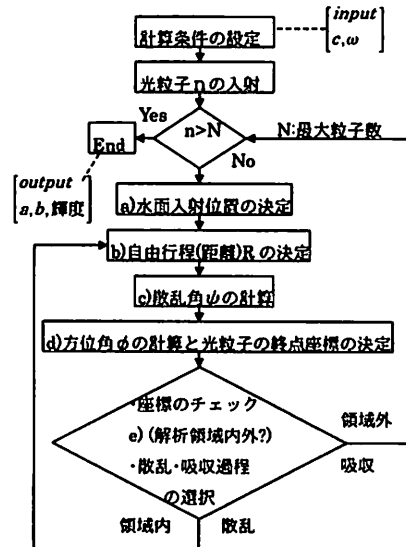


図-3.2 モンテカルロ法のフローチャート

3.3 計算手順

a) 光粒子の初期入射方向と入射位置の決定

まず、初期値として水面 ($Z=19\text{cm}$) での光粒子の入射方向と座標を与える必要があるが、ここでは図-3.3に示すように入射方向は天頂角 $\theta 1$ (Z 軸から X 軸方向へ右回りを正) と、方位角 $\phi 1$ (X 軸から Y 軸方向へ左回りを正) との2つの角度を用いて表現し、入射座標は $Z1=19\text{cm}$, $Y1=1.0\text{cm}$ の断面とし、 X 座標は解析領域 ($0 \leq X1 \leq X_{\text{max}}$) 内で一様乱数 ($Rnd1$) を発生させて ($X1, Y1, Z1$) を決定した。なお、水面 ($Z=19\text{cm}$) では大気と水の屈折率を考慮し、光源の位置は実験値と合わせるため水面から 15cm 離し、 X 方向の解析領域の中心とした。

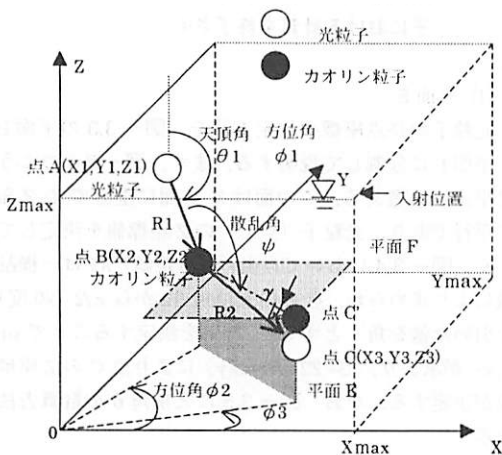


図-3.3 光粒子 (点A) の衝突後の終点座標 (点C) の決定方法 (点Bにおいて光粒子はカオリン粒子と衝突する)

b) 自由行程 (距離) R の決定

光粒子がカオリン粒子の混合している媒体を突き進む時、光粒子はカオリン粒子との接触により吸収・散乱するため、一部の光粒子のみが消散された状態で透過側の面まで達する。ここでは、光粒子の自由行程 R を光学的距離 l と、光粒子が l 移動したときに消散する確率 $P_l(l)$ (以下、「消散確率」と呼ぶ) を用いて導出する。まず、注目している座標 x で進行方向 ξ に光束が入射した時、微小距離 dr だけ進んだ点での輝度値 $L(x; \xi)$ の消散の度合いは、ランバート・ベールの法則で説明できる。

輝度の値 L が dr 進む間 $L+dL$ に変化し、減衰の割合 ($=dL/L$) はランバート・ベールの法則によって、微小体積の層の厚み dr と消散係数 c に比例することから

(5) 式が導かれる。

$$\frac{dL(x; \xi)}{dr} = -cL(x; \xi) \quad (5)$$

(5) 式において距離について積分された形では、

$$L(x; \xi) = L(0; \xi) \exp(-cr) \quad (6)$$

で表される。ここで、 c は消散係数である。衝突時における光粒子の吸収・散乱現象に伴う放射輝度の減衰過程を表す式 (6) を用いると、光粒子が光学的距離 $l (=cr)$ 進んだ時の消散確率 $P_l(l)$ は、次式のよう

$$P_l(l) = 1 - \exp(-l) \quad (7)$$

(7) 式を変形すると、光学的距離 l に関する式が得られる。

$$l = -\ln(1 - P_l(l)) \quad (8)$$

(8) 式における l は、光粒子が衝突するまでに移動する光学的な距離に相当していることから、上式の両辺を消散係数 c で除すれば、自由行程 R に関する以下の式が導出される。

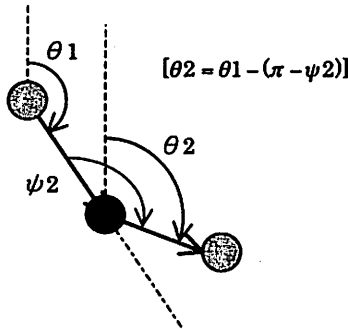
$$R = -\frac{1}{c} \ln(Rnd2) \quad (9)$$

なお、今回は式 (8) 右辺中の自然対数の括弧内における $1 - P_l(l)$ を、一様乱数 ($Rnd2$) を用いて計算した。

c) 散乱角 ψ の計算

光粒子が懸濁溶液中のカオリン粒子に衝突した場合、吸収・散乱いずれかの過程を伴う。ここでは一つの光粒子がもつ散乱吸収係数特性に注目し、散乱確率を計算する。対象粒子の散乱アルベドを ω ($\omega \equiv a/c$) とする、そこで、一様乱数 ($Rnd3$) を $[0, 1]$ 区間で発生させ、吸収過程の場合には $(Rnd3) \geq \omega$ 、散乱過程の場合には $(Rnd3) \leq \omega$ とする。散乱過程を選択した場合、カオリン粒子に衝突した光粒子はある散乱角 ψ により3次的に任意の方向に向きを変え進む。

ここでは、手順 a) と同様に、光粒子の天頂角を θ 、方位角を ϕ とする。しかし、散乱角 ψ の分布 (位相関数 $P(\psi)$) は物質の種類により異なり、また角度に対する分布は複雑な形状をしているため、一般的にその分布を決定するためには数学的な解法が必要である。可視化実験で用いたカオリナイト粒子の径 (中央粒径 $3.5\mu\text{m}$) はレーザー波長 (514.5nm) に比べて十分大き

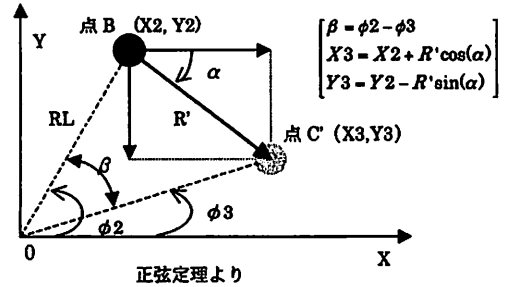
図-3.5 天頂角 (θ_2) の計算方法

$R'\sin(\alpha)$ により点C'のY座標値が決定する。また、 $\cos(\alpha)$ が求まり、 $X_3 = X_2 - R'\cos(\alpha)$ により点C'のX座標値が決定する。なお、ここでは α を正弦定理より求めるため、(1) $\phi_2 > \phi_3$ の場合と (2) $\phi_2 < \phi_3$ の場合との2つのケースに分けて計算している。

e) 光粒子の座標値及び散乱・吸収過程の選択

次に、前節の手順d)で求められた光粒子点Cの座標値について、その座標値が解析領域内であるか、あるいは領域外であるかを判定する。ここで、領域外であれば、次の光粒子を入射させ、手順a)から同様に計算を行い、もし、領域内であれば、手順b)の自由行程(距離) R へと戻り、手順に従い計算を行っていく。しかし、領域内であっても、吸収過程と判断された場合は次の光粒子を入射させ、手順a)から同様に計算を行っていく。なお、吸収・散乱過程の選択方法は、前述の散乱アルベド ω により判定するが、実際には、一様乱数($Rnd5$)を発生させ($Rnd5$) $\leq \omega$ ならば吸収過程、($Rnd5$) $\geq \omega$ ならば散乱過程を選択する。

以上で、計算手法の説明を終えるが、モンテカルロ法による輝度分布の計算方法について以下に述べる。まず、水槽ガラス面($Y=0\text{cm}$)に飛び出した光粒子数を1cm角に分けた検査格子内でカウントし、それぞれの値を水面の入射粒子総数で割った値を計算による画像の輝度と定義し、その値を等高線状に濃淡で表した。なお、今回の計算条件では、粒子数1万個を水面よりランダムに入射させ、個々の光粒子の伝達過程を計算し、この一連の計算過程を合計3回繰り返した。計算条件である入射粒子数と繰り返し数について検討したところ、粒子数1万以上、繰り返し数3回以上では、顕著な差は見られなかったため、以降の計算にはこの条件を用いている。



正弦定理より

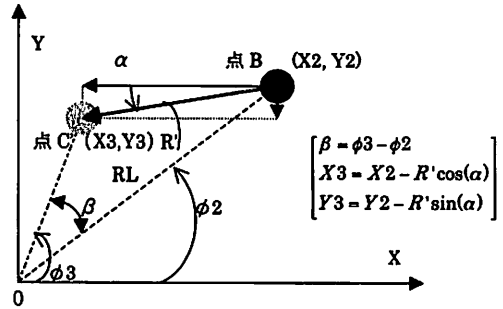
$$\frac{R'}{\sin(\phi_2 - \phi_3)} = \frac{RL}{\sin(\alpha + \phi_3)} \quad (15)$$

$$\sin(\alpha + \phi_3) = \frac{RL}{R'} \sin(\phi_2 - \phi_3) \quad (16)$$

$$\alpha + \phi_3 = \sin^{-1} \left\{ \frac{RL}{R'} \sin(\phi_2 - \phi_3) \right\} \quad (17)$$

$$\alpha = \sin^{-1} \left\{ \frac{RL}{R'} \sin(\phi_2 - \phi_3) \right\} - \phi_3 \quad (18)$$

(1) $\phi_2 > \phi_3$ の場合



$$\frac{R'}{\sin(\phi_3 - \phi_2)} = \frac{RL}{\sin(\alpha + \pi - \phi_3)} \quad (19)$$

$$\sin(\alpha + \pi - \phi_3) = \frac{RL}{R'} \sin(\phi_3 - \phi_2) \quad (20)$$

$$\alpha + \pi - \phi_3 = \sin^{-1} \left\{ \frac{RL}{R'} \sin(\phi_3 - \phi_2) \right\} \quad (21)$$

$$\alpha = \sin^{-1} \left\{ \frac{RL}{R'} \sin(\phi_3 - \phi_2) \right\} - \pi + \phi_3 \quad (22)$$

(2) $\phi_2 < \phi_3$ の場合

図-3.6 点CのX, Y座標値の決定方法

4. 計算による輝度分布の定性的な精度検証

前章で説明したように、本計算では消散係数 c と散乱アルベド ω の2つのパラメーターを用いて計算を行っている。そこで、この2つのパラメーターを調整することで、可視化実験より得られた輝度分布をどの程度再現できるかについて検討するとともに、パラメーターの空間分布や計算から得られる吸収・散乱係数の分布について検討した。

4.1 輝度分布の再現性

消散係数 c と散乱アルベド ω の水平分布を表-2のように仮定し、計算による輝度分布の再現性について検討した。なお、水深方向には一定としている。

表-2 4.1で検討に用いたパラメーター

ケース	消散係数 c	散乱アルベド ω
①	一定値 0.6	一定値 0.8
②	0.6 0.3 0.3	一定値 0.8
③	0.6 0.6 0.3	一定値 0.8
④	一定値 0.6	0.8 0.5 0.5
⑤	一定値 0.6	0.8 0.8 0.5
⑥	0.6 0.3 0.3	0.8 0.5 0.5
⑦	0.6 0.6 0.3	0.8 0.8 0.5
⑧	0.6 0.3 0.3	0.8 0.8 0.5
⑨	0.6 0.6 0.3	0.8 0.5 0.5

ケース①は消散係数と散乱アルベド ω の値を一定値とした。この計算による輝度分布を図-4.1に示す。白い部分は光粒子が多く飛び出しているところで、輝度値が高いことに対応する。図より、光粒子は水面下3～5cmの両端に多く表れる結果となり実験値とは異なっている。そこでケース③では消散係数 c に下に凸の傾きを付け、散乱アルベド ω は一定値としたが、ケース①と同様に両端に多く表れる結果となった。

次に、ケース④では消散係数 c は一定値とし、散乱アルベド ω に上に凸の傾きを付けた。その結果、輝度は中心が高くなる結果となった。そこで、ケース⑨ではケース③、④を組合せた分布を考慮した。ケース⑨の輝度分布を図-4.2に示す。このように2つのパラメーターを仮定することで計算による輝度分布を定性的に再現できることを確認した。

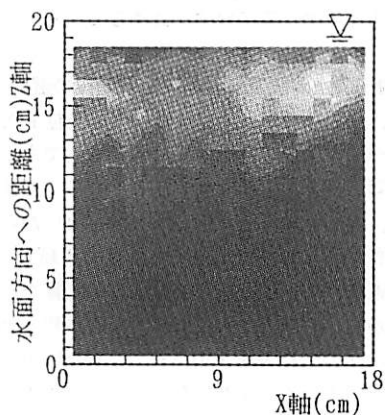


図-4.1 ケース①の輝度分布

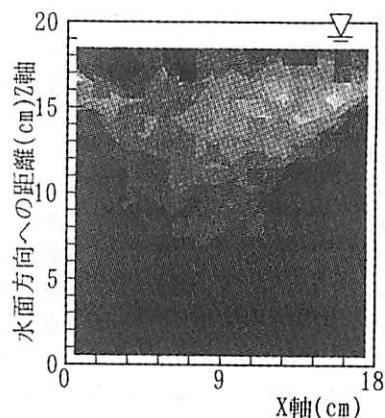


図-4.2 ケース⑨の輝度分布

4.2 輝度分布とパラメーターの空間分布との関係

次に、定性的な傾向が表れたケース⑨を元に、消散係数 c と散乱アルベド ω の水平分布を表-3のように仮定し、パラメーターを変化させ計算による輝度分布の再現性について検討した。

表-3 4.2で検討に用いたパラメーター

ケース	消散係数 c	散乱アルベド ω
⑨	0.6 0.6 0.3	0.8 0.5 0.5
⑩	0.8 0.8 0.5	0.8 0.5 0.5
⑪	0.4 0.4 0.1	0.8 0.5 0.5
⑫	0.9 0.9 0.2	0.8 0.5 0.5
⑬	0.6 0.6 0.3	0.9 0.2 0.2
⑭	0.9 0.9 0.2	0.9 0.2 0.2

ケース⑩は消散係数 c の値だけを増やした。光粒子はケース⑨よりも、水深方向に少なく表れ、全体的に水面側に集まる結果となった。次に、ケース⑪は消散係数 c の値だけを減らした。光粒子はケース⑨よりも、水深方向に多く表れ、全体的に水底側に集まる結果となった。次に、ケース⑫は消散係数 c の値の勾配だけを大きくした。光粒子はケース⑨よりも両端は少なく表れ、水深方向には多く表れる結果となった。

次に、ケース⑬は散乱アルベド ω の値の勾配だけを大きくした。光粒子はケース⑨よりも中心に多く、両端に少なく表れ、水深方向には多く表れる結果となった。そして、ケース⑭ではケース⑫、⑬の組合せた分布を考慮した。なお、ケース⑭の輝度分布を図-4.3に示す。その結果、輝度値は中心が高くなり、両端は低く表れる結果となり、これまでの水平方向分布の中で、ケース⑭が実験による輝度分布に近い分布をとった。その時の吸収・散乱係数の分布を図-4.4に示す。両端で吸収係数の値が大きい分布となった。

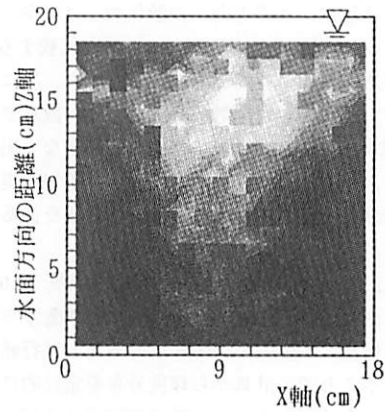


図-4.3 ケース⑭の輝度分布

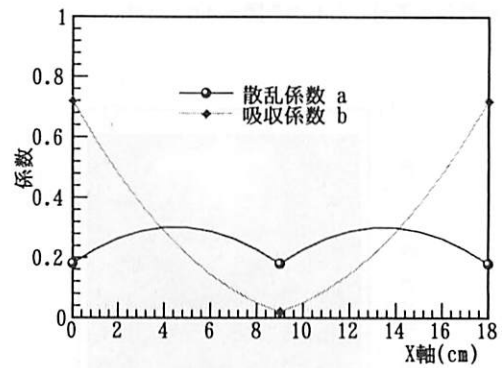


図-4.4 ケース⑭の吸収・散乱係数分布

4.3 パラメーターの鉛直分布の検討

ここでは水深方向の分布を検討する。消散係数 c 、散乱アルベド ω の鉛直分布を表-4のように仮定し、計算による輝度分布の再現性について検討した。

表-4 4.3で検討に用いたパラメーター

ケース	消散係数 c	散乱アルベド ω
⑮	減少	減少
⑯	増力口	増力口
⑰	減少	増力口
⑱	増力口	減少

ケース⑰は、水深方向に消散係数 c は減少、散乱アルベド ω は増加させたが、ケース⑨と比較すると、光粒子は水深方向に多く出る結果となった。次に、ケース⑱は、水深方向に消散係数 c は増加、散乱アルベド ω は減少させた。光粒子は水深方向に少なく出る結果となり、中心の輝度が高く、楕円状に広がる実験による輝度分布を定性的によく再現する分布を得ることができた。

以上、可視化実験から得られた調整濃度(1.0g/l)における水槽ガラス面($Y=1.0\text{cm}$)での輝度分布について消散係数 c と散乱アルベド ω の分布を試行錯誤的に決定することで、計算から輝度分布を定性的に再現できることを確認した。この時の輝度分布を図-4.5に示す。また同様に、調整濃度(10.0g/l)の輝度分布を定性的に再現したものを図-4.6に示す。

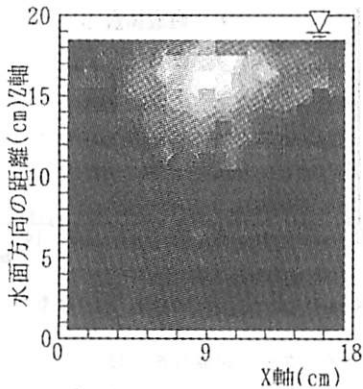


図-4.5 輝度分布 (1.0g/l)
(計算値)

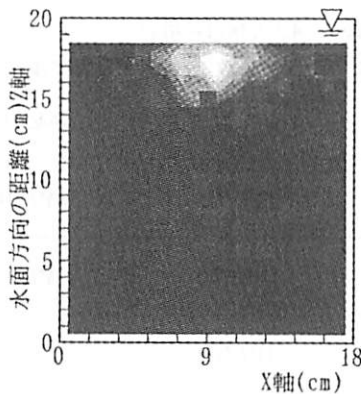


図-4.6 輝度分布 (10.0g/l)
(計算値)

以上、この章では、モンテカルロ法による輝度分布の定性的な精度について検討を行い、図-4.5、図-4.6のように可視化実験より得られた輝度分布を定性的に再現できることがわかった。そこで次に、定量的な評価を行うために水中照度・前面照度を用いて検討を行った。

5. 計算による輝度分布の定量的な精度検証

5.1 入射光の減衰率との比較

図-5.1は水槽前面($Y=1.0\text{cm}$)調整濃度(1.0g/l)における中心断面Aの水中照度を入射光の減衰率(各水深での照度/水面での照度)として表したもので、計算値は中心断面Aの水深方向検査断面の通過粒子数を入射粒子総数(30,000個)で除した値を表したものであり、実験値とよく似た分布となりよく再現している。計算値は前章の図-4.5と同条件で行った。また、図-5.2は水槽前面($Y=1.0\text{cm}$)調整濃度(10.0g/l)における中心断面Aの水中照度を入射光の減衰率と、図-4.6と同条件で同様に表したものであり、この場合も同様に実験値とよく似た分布となり、計算値は水深方向について定量的に輝度分布を再現している。

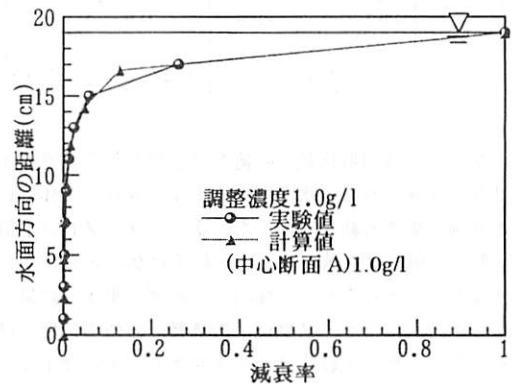


図-5.1 光の減衰率の鉛直分布
(中心断面 A) 1.0g/l

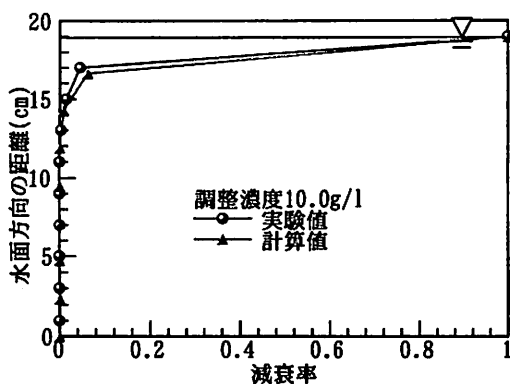


図-5.2 光の減衰率の鉛直分布
(中心断面 A) 10.0g/l

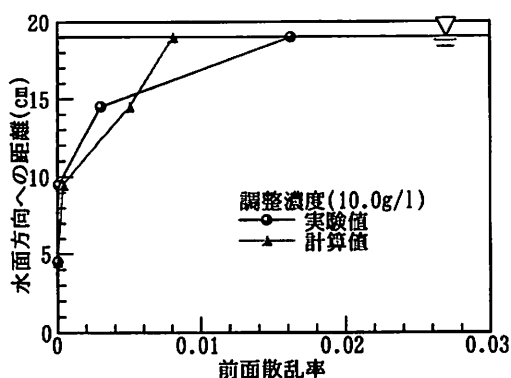


図-5.4 前面散乱率の鉛直分布
(中心断面 A) 10.0g/l

5.2 輝度分布の定量的比較

図-5.3の実験値は、調整濃度(1.0g/l)における中心断面Aにおいて各深度の前面照度を水表面での上向き照度で除したものを表し、これを前面散乱率と定義する。計算値は、モンテカルロ法による中心断面Aでの輝度値(水槽前面に飛び出した光粒子数)をその水面の入射検査断面($\phi=14\text{mm}$)の通過数で除したものを表している。図より、計算値は実験値をよく再現できていることがわかる。図-5.4は調整濃度(10.0g/l)における中心断面Aにおいて同様に表したもので、この場合においても再現できていることがわかる。水槽前面の撮影断面方向にも十分な輝度を再現している。

これらの結果より、モンテカルロ法を用いて、吸収・散乱過程を仮定し、定性的に得られた輝度分布を水中照度・前面照度の値と比較することで定量的に再現可能であることがわかった。

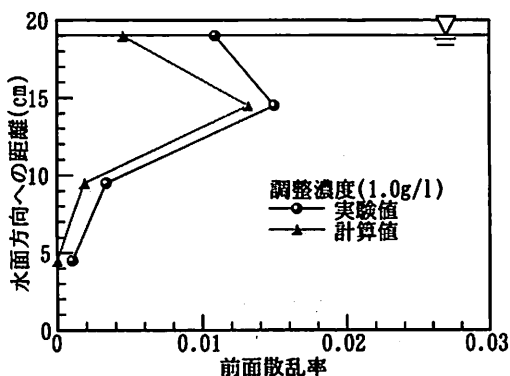


図-5.3 前面散乱率の鉛直分布
(中心断面 A) 1.0g/l

5.3 吸収係数・散乱係数の空間分布の検討

同条件で計算して得られた調整濃度(1.0g/l)における吸収係数の空間分布を図-5.5に示す。水平方向では、中心よりも両端ほどその値は大きくなっており、水深方向にはその分布形状を保ち、相対的に大きくなっていく傾向がみられる。吸収係数が大きくなると輝度や照度の値は小さくなると考えられるが、輝度分布や前面照度の実験結果でも中心より両側に向かうほど明るさや照度は小さくなり、また水深方向にそれらの値が減少しており、現象をよく説明する結果となっている。また、図-5.6は散乱係数の空間分布を示す。散乱係数が大きければ、より多くの方向への光の散乱が起こるため、輝度は高くなると考えられるが、計算結果は中心が両端よりも大きな値をとっている。

なお、係数の特性については、同じ材質、同じ粒径ならば空間的に一定であることが知られているが、しかし、モンテカルロ法により得られた係数は図-5.5、図-5.6のような空間分布となっている。この理由について考えると、今回、実験で用いた光源は、レーザーシートであり光源から離れると扇状に広がり、水表面に入射する光の強度(光粒子数)に、ばらつきが生じるが、今回のモンテカルロ法による入射する粒子は一様乱数を用いて、その入射位置を決定しているため、この強度のばらつきを表現できていないものと考えられる。図-5.7は水面に入射した3万粒子の位置を水平方向に36分割し、検査断面で集計した結果を示している。この図より各検査断面への入射粒子数は約800個で、ほぼ一様に光粒子は入射していることがわかる。このために図-5.5、図-5.6の吸収・散乱係数の空間分布は、このばらつきを表現できていないために生じたと考えられる。

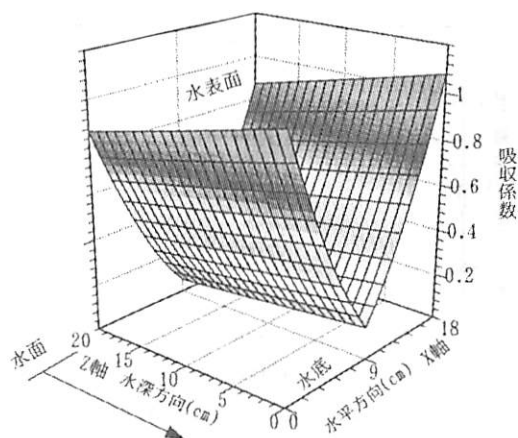


図-5.5 吸収係数 b の空間分布
(1.0g/l)

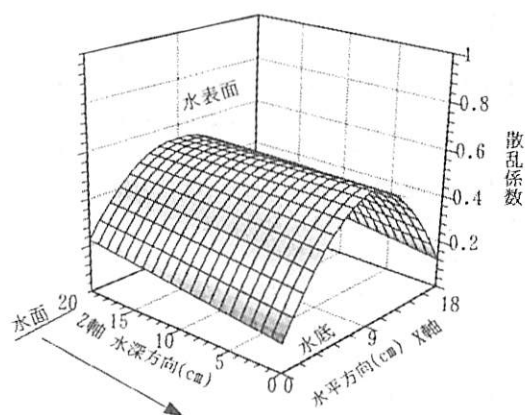


図-5.6 散乱係数 a の空間分布
(1.0g/l)

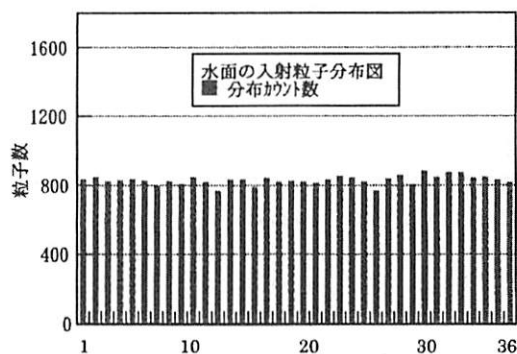


図-5.7 水面の入射粒子分布図
(水平方向 X 軸)

6. 結論

本研究では、まず、均一な材料を用いた一様濃度場を対象とした可視化実験を行い、輝度分布・水中照度・前面照度を計測した。また、モンテカルロ法により光粒子の放射伝達過程を計算し、輝度分布の再現や散乱・吸収係数の逆解析を行い、本計測手法の精度について検討を行った。得られた結果を要約すると、以下のとおりである。

1. 可視化実験においてしほりを一定として撮影した結果、濃度が高くなるほど、その最大値の発生場所は水面側に推移し輝度値は小さくなることがわかった。
2. モンテカルロ法を用い消散係数 c と散乱アルベド ω の分布を試行錯誤的に決定することで、輝度分布を定性的・定量的に再現可能であることがわかった。
3. 計算より得られる吸収・散乱係数の空間分布は、光粒子の入射特性に依存することがわかった。

今後の課題としては以下のことが挙げられる。

1. 実験において水表面での入射光の分布を計測し、同じ分布となるように光粒子数を水面から入射させることで、入射の影響を取り除く。
2. モンテカルロ法により得られた吸収・散乱係数を用いた、濃度場の逆解析を試みる。

謝 辞：デラウェア大学小林信久教授および神戸大学工学部宮本仁志先生には本研究を遂行するに当たり、資料提供を含め貴重なご助言をいただきました。記して感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 佐藤正典 (2000) : 有明海の生きものたち, 海遊舎
- 2) 楠田哲也, 山西博幸, 川添正寿, 二渡 了 (1988) : 波による底泥の浮遊及び挙動に関する研究, 第 35 回海岸工学講演会論文集, pp.352-356
- 3) R. A. Beach, R. W. Sternberg and R. Johnson (1992) : A fiber optic sensor for monitoring suspended sediment, Marine Geology, 103, pp.513-520
- 4) C. E. Vincent, D. M. Hanes and A. J. Bowen (1991) : Acoustic measurements of suspended sand on the shoreface and the control of concentration by bed

- roughness, *Marine Geology*, 96, pp.1-18
- 5) 神田 徹, 宮本仁志, 石見収二 (1998): 画像の輝度情報を用いた浮遊泥濃度計測手法の開発, 建設工学研究所論文報告集, 第40巻, pp.67-80
- 6) 山田文彦, 小林信久, 滝川 清, 白木原圭太, 谷口正浩 (2000): 可視化画像情報を用いた浮遊泥濃度の時空間分布計測手法に関する基礎的研究, 海岸工学論文集, 第47巻, pp.1356-1360
- 7) 杉森康宏, 坂本 亘 (1985): 海洋環境光学, 東海大学出版会, pp.50-63
- 8) 灘岡和夫, 二瓶泰雄, 宮崎早苗, 森井順之 (1999): 現地連続型多成分濃度計開発のための基礎的研究, 海岸工学論文集, 第46巻, pp.1316-1320
- 9) 高木幹雄, 下田陽久: 画像解析ハンドブック, 東京大学出版会
- 10) Mobley, C. D. (1994): *Light and Water-Radiative Transfer in Natural Waters*, Academic Press, INC