

NAIST-IS-MT1651072

## 修士論文

散乱解析のための単一散乱領域と拡散領域の特定

坪田 一総

2018 年 2 月 27 日

奈良先端科学技術大学院大学  
情報科学研究科 情報科学専攻

本論文は奈良先端科学技術大学院大学情報科学研究科に  
修士（工学）授与の要件として提出した修士論文である。

坪田 一総

審査委員：

|           |         |
|-----------|---------|
| 向川 康博 教授  | （主指導教員） |
| 清川 清 教授   | （副指導教員） |
| 舩富 卓哉 准教授 | （副指導教員） |
| 久保 尋之 助教  | （副指導教員） |
| 田中 賢一郎 助教 | （副指導教員） |

# 散乱解析のための単一散乱領域と拡散領域の特定\*

坪田 一総

## 内容梗概

半透明媒体の散乱パラメータを計測する際、その媒体の散乱状態として単一散乱や拡散を仮定する。散乱状態はその媒体の濃度と媒体を光が進む深度を表す光学的濃さに依存する。そのため、単一散乱や拡散を仮定できるよう、媒体の濃度や厚さが調節される。しかし計測に適切な光学的濃さは明らかではなく、その条件は観測光の波長にも依存する。本研究では対象媒体において単一散乱や拡散状態を仮定可能な媒体の光学的濃さと光の波長の領域をそれぞれ単一散乱領域、拡散領域と呼び、散乱パラメータの推定結果の安定性を手がかりに各領域を特定する手法を提案する。実験では、分光カメラを用いてランベルト・ベールの法則に基づいた透過型計測を実施し、牛乳と豆乳を対象として単一散乱領域を特定した。また、拡散方程式に基づいた変調周波数パターン投影によってロウを対象として拡散領域を特定した。その結果、長い波長では光学的濃さが小さいところ、短い波長では光学的濃さが大きいところで単一散乱領域外となることが確認できた。また、RGB3つのチャンネルにおいて  $0.061\text{--}0.18[\text{mm}^{-1}]$  の周波数で、拡散領域とみなせることが確認できた。

## キーワード

散乱, 単一散乱, 拡散, 光学的濃さ, 散乱パラメータ計測

---

\*奈良先端科学技術大学院大学 情報科学研究科 情報科学専攻 修士論文, NAIST-IS-MT1651072, 2018 年 2 月 27 日.

# Examining Single Scattering Region and Diffusion Region for Scattering Analysis\*

Kazusa Tsubota

## Abstract

When scattering parameters of translucent media are measured, it is assumed that single scattering and diffusion. The scattering state depends on the optical density representing the concentration and depth of the media. Therefore, the concentration and depth of the media are adjusted so that single scattering and diffusion can be assumed. However, the optical density suitable for measurement is not clear, and its condition also depends on the wavelength of the observation light. In this study, the region of optical density and light wavelength of the media that can assume single scattering and diffusion is called a single scattering region, diffusion region. And the region is identified by using the stability of the estimation result of the scattering parameter measurement. In the experiment, transmission measurement based on the Lambert-Beer law was carried out using a spectroscopic camera, and a single scattering region was specified for milk and soymilk. In addition, the diffusion region was examined for candles by modulation frequency pattern projection based on the diffusion equation. As a result, it was confirmed that the region of the small optical density in long wavelength and large optical density in short wavelength is out of the single scattering region. And also, it is confirmed that it can be regarded as a diffusion region at frequencies of 0.061–0.18 [mm<sup>-1</sup>] in three channels of RGB.

## Keywords:

---

\*Master's Thesis, Department of Information Science, Graduate School of Information Science, Nara Institute of Science and Technology, NAIST-IS-MT1651072, February 27, 2018.

Scattering, Single scattering, Diffusion, Optical density, Measurement of scattering parameter

# 目次

|                                      |     |
|--------------------------------------|-----|
| 図目次                                  | v   |
| 表目次                                  | vii |
| 第 1 章 はじめに                           | 1   |
| 第 2 章 散乱について                         | 3   |
| 2.1 光散乱とは . . . . .                  | 4   |
| 2.2 散乱による光の強度変化について . . . . .        | 5   |
| 2.3 光学的濃さによる散乱状態の変化 . . . . .        | 8   |
| 2.4 散乱の波長依存性 . . . . .               | 11  |
| 第 3 章 散乱パラメータ計測における関連研究              | 16  |
| 3.1 単一散乱が支配的な媒体での散乱パラメータ計測 . . . . . | 16  |
| 3.2 拡散が支配的な媒体での散乱パラメータ計測 . . . . .   | 19  |
| 第 4 章 散乱領域の特定手法                      | 21  |
| 4.1 推定パラメータの安定性に基づいた領域特定 . . . . .   | 21  |
| 4.2 単一散乱領域の特定手法 . . . . .            | 22  |
| 4.3 拡散領域の特定手法 . . . . .              | 23  |
| 第 5 章 領域特定実験                         | 26  |
| 5.1 単一散乱領域特定実験 . . . . .             | 26  |
| 5.2 拡散領域特定実験 . . . . .               | 27  |
| 第 6 章 総括                             | 39  |
| 謝辞                                   | 41  |
| 参考文献                                 | 42  |
| 発表リスト                                | 44  |

## 図目次

|      |                                                       |    |
|------|-------------------------------------------------------|----|
| 2.1  | 牛乳による光散乱の伝播の様子 . . . . .                              | 3  |
| 2.2  | 薄めた牛乳による光散乱の伝播の様子 . . . . .                           | 3  |
| 2.3  | 散乱光の観測 . . . . .                                      | 5  |
| 2.4  | 濃度による散乱状態の変化 . . . . .                                | 6  |
| 2.5  | 濃度による透過光強度変化 . . . . .                                | 7  |
| 2.6  | 散乱による透過光の伝播の様子 . . . . .                              | 8  |
| 2.7  | 角度ごとの散乱光強度変化 . . . . .                                | 9  |
| 2.8  | 異なる $g$ ごとの HG 位相関数 . . . . .                         | 10 |
| 2.9  | 深度による散乱状態の変化 . . . . .                                | 11 |
| 2.10 | 距離ごとの異方性の消失 . . . . .                                 | 12 |
| 2.11 | チャンネルごとの光伝播の違い . . . . .                              | 13 |
| 2.12 | 光の波長ごとの光伝播の違い (グレースケール) . . . . .                     | 14 |
| 2.13 | 光の波長ごとの光伝播の違い (疑似カラー) . . . . .                       | 15 |
| 3.1  | 透過型の散乱計測セットアップ . . . . .                              | 17 |
| 3.2  | 位相関数計測 . . . . .                                      | 17 |
| 3.3  | 煙の位相関数計測セットアップ [Hawkins 2005] . . . . .               | 18 |
| 3.4  | 散乱液体の位相関数計測セットアップ [Minetomo 2017] . . . . .           | 18 |
| 3.5  | 希釈媒体での散乱パラメータ計測のセットアップ [Narasimhan<br>2009] . . . . . | 19 |
| 3.6  | 拡散反射法 (a)[Mourant 1997] (b)[Kienle 1996] . . . . .    | 20 |
| 3.7  | 正弦波パターン投影での散乱パラメータ計測 [Cuccia 2009] . . . . .          | 20 |
| 4.1  | 仮定の成り立つ観測条件の領域概念図 . . . . .                           | 22 |
| 5.1  | 単一散乱領域特定実験のセットアップ . . . . .                           | 27 |
| 5.2  | 推定した単位消滅係数 . . . . .                                  | 27 |
| 5.3  | 基準係数: 濃度 0.13%・深度: 10mm, 20mm, 40mm の平均 . . . . .     | 28 |

|      |                                                            |    |
|------|------------------------------------------------------------|----|
| 5.4  | 単一散乱領域の可視化（牛乳） . . . . .                                   | 28 |
| 5.5  | 単一散乱領域の可視化（豆乳） . . . . .                                   | 29 |
| 5.6  | 拡散領域特定実験環境 . . . . .                                       | 30 |
| 5.7  | 観測対象の色の異なるロウソク . . . . .                                   | 31 |
| 5.8  | 投影する変調周波数正弦波パターン . . . . .                                 | 32 |
| 5.9  | 推定結果 (a) 拡散反射率 (b) 散乱係数 (c) 吸収係数 (d) 消滅係数 .                | 33 |
| 5.10 | 推定結果 (a) 拡散反射率 (b) 散乱係数 (c) 吸収係数 (d) 消滅係数 .                | 34 |
| 5.11 | 各対象ごとの基準係数 $\mu_R$ . . . . .                               | 35 |
| 5.12 | 各対象ごとの拡散領域の可視化 . . . . .                                   | 36 |
| 5.13 | 推定結果 (a) 計測対象 (b) 散乱係数 (c) 吸収係数 (d) レンダリン<br>グ結果 . . . . . | 37 |
| 5.14 | 推定結果 (a) 計測対象 (b) 散乱係数 (c) 吸収係数 (d) レンダリン<br>グ結果 . . . . . | 38 |



## 表目次

|     |                                      |    |
|-----|--------------------------------------|----|
| 5.1 | 周波数番号 $n$ と周波数 $f_n$ との対応表 . . . . . | 31 |
|-----|--------------------------------------|----|

## 第 1 章 はじめに

我々の身の回りには，光散乱を起こす半透明物体（散乱媒体）が数多く存在する．例えば，大気，雲，人の肌，飲料，海水などが挙げられる．散乱とは光が粒子に衝突することで周囲に広がる現象で，空が大気によって青く見えることや雲が白く見える現象などは散乱の影響である．散乱による光の伝播は複雑で，粒子によって散乱された光は別の粒子により再度散乱され，それが無数に起こる．そのため，光散乱を解析するのは非常に困難な問題である．

散乱を理解しようと，コンピュータビジョン（CV）やコンピュータグラフィックス（CG）の分野において多く研究されている．CV 分野では不鮮明な散乱媒体中の物体の鮮明化や散乱媒体の材質推定，距離・形状推定などが行われている [16, 5, 7]．また，CG 分野では散乱媒体の写実的な表現を可能とする研究が行われている [14, 8, 10]．それらの研究において散乱媒体の物理的な特性を表す散乱パラメータが重要である．

散乱には媒体の光学的濃さに応じた散乱状態がいくつか存在する．光が観測されるまでに散乱が 1 回のみ起こる単一散乱と複数散乱が起こる多重散乱がある．さらに多重散乱では，2,3 回やそれ以上の少ない回数散乱が起こるものを低次の散乱，散乱が非常に多くの回数起こり，等方球状に広がるような散乱を拡散と呼ばれている．単一散乱では一度の散乱を考慮すれば光線の伝播をモデル化できる．また，拡散では拡散方程式で光の広がりによる伝播をモデル化できる．しかし，低次の散乱は散乱が不安定なためモデル化が困難である．

散乱パラメータを計測する手法として，モデル化が確立している単一散乱や拡散を仮定するものが存在する．媒体の濃度と深度（厚み）を合わせて光学的濃さと呼ばれている．一般的にこの光学的濃さが小さいときには，単一散乱が支配的で，大きいときには拡散が仮定される．また，散乱状態は光学的濃さだけでなく観測する光の波長にも依存する．よって散乱状態は媒体の光学的濃さや光の波長によって異なり，それらの条件によって散乱パラメータ計測手法において仮定する散乱の状態を決定する必要がある．

しかし，単一散乱や拡散の各仮定における適切な媒体の光学的濃さや光の波長の条件は明らかではない．そこで，各仮定における適切な条件を特定する必要がある．

散乱計測において，単一散乱が支配的と仮定可能な状態と拡散が仮定可能な状態の媒体の光学的濃さと光の波長の領域をそれぞれ単一散乱領域，拡散領域とする．本研究では単一散乱領域と拡散領域を特定する手法を提案する．

本論文の構成について述べる．2 章では取り扱う光散乱について詳細を述べる．3 章では散乱パラメータ計測の関連研究について述べる．4 章では各仮定における散乱領域の特定手法を示す．5 章では特定手法の評価を各領域ごとの散乱パラメータ計測から得られたデータからレンダリングを行い評価を行う．最後に 6 章では本論文をまとめる．

## 第 2 章 散乱について

散乱とは光が散乱媒体の粒子に衝突したときに周囲に広がる現象である．図 2.1 は牛乳にレーザー光を照射したシーンで，光が広がっている．また，図 2.2 は水で希釈した牛乳にレーザーを照射しているシーンで，レーザーの筋が視認できる．これらの現象は牛乳の粒子によって起こる散乱であり，散乱の様子は対象の濃さによって大きく変化しているのが分かる．本章では対象の光学的濃さによる散乱の様子の変化について述べる．

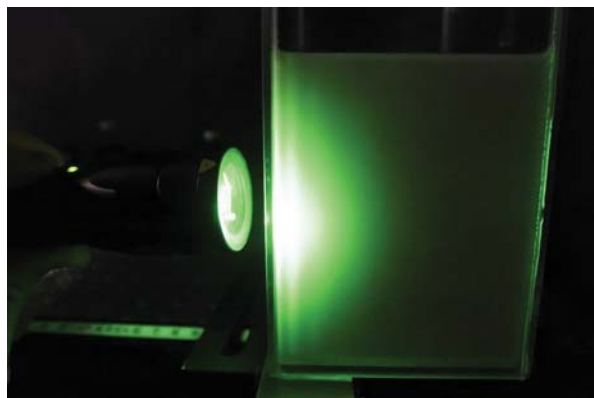


図 2.1: 牛乳による光散乱の伝播の様子

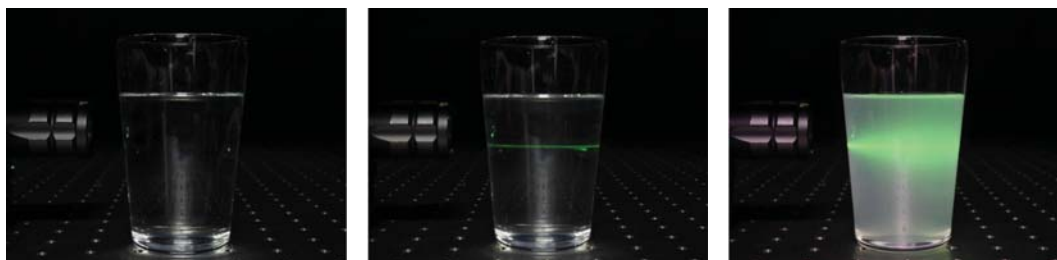


図 2.2: 薄めた牛乳による光散乱の伝播の様子

## 2.1 光散乱とは

光が粒子に衝突したとき，あらゆる方向に散乱される．この現象は我々の身の回りでも起こっていて，空が青く見える現象がそのひとつである．地球には大気（窒素や酸素）が存在し，その気体の粒子に太陽光が散乱され人間の目に見える．青く見えるのは，大気は光の波長よりも小さい粒子で，そのような粒子による散乱はレイリー散乱と呼ばれ，短い波長ほどよく散乱されることが知られている．そのため短い波長である青色の光は強く散乱され，それより長い波長はあまり散乱されないため空は青く見える．宇宙空間などの気体が存在しない場所では太陽光が散乱されず，太陽を直接見ない限り光は見えず，宇宙では空が黒く見える．また，雲でも散乱は起きており，色が白く見えるのは，雲を構成している水分子は光の波長とほぼ等しく，その場合の散乱をミー散乱と呼ばれている．ミー散乱では，波長による散乱の違いはほとんどないため白く見える．これらの散乱は空や雲だけでなく，人の肌や果物，牛乳などの飲料といった様々な物体で起こり，それらの物体は半透明物体と呼ばれている．

図 2.3 はコップに牛乳を水で薄めたものを入れレーザー光を照射し，散乱の様子をカメラで観測したものである．(a) は水のみの場合である．水は散乱を起こさないため光が全く見えない．(b) は微量の牛乳を水で薄めたものである．牛乳の粒子に光が衝突することでカメラ方向にも光が散乱され，レーザー光の軌跡が観測できる．(c) は (b) よりも牛乳の量を増やしたものである．この場合にも牛乳の粒子により散乱されるため，緑色の光が観測できるが，(b) のときとは様子が異なり光が広がっている様子が観測される．これは (b) ではレーザー光がカメラに到達するまでに散乱が一度のみ起こる，単一散乱が主に起こっているため一本のレーザー光の道筋だけが見える．また，(c) では濃度が濃いため牛乳粒子が多くなるために散乱が起こりやすく，一度散乱された光がまた散乱され，それが何度も起こる多重散乱が発生しており，その為このように光の広がりが見られる．このように対象とする媒体の濃度によって，散乱による光の伝播の様子は大きく変化することが分かる．



(a) 水のみ

(b) 水+微量の牛乳

(c) 水+少量の牛乳

図 2.3: 散乱光の観測

## 2.2 散乱による光の強度変化について

図 2.4 は牛乳を 4 つの異なる濃度に水で薄めたものにレーザーした光を入射したシーンである．光の入射方向に対し横からカメラで観測しているため，観測している光は散乱光のみである．牛乳の濃度が濃くなると，散乱が起こりやすくなり，それにつれて散乱光の強度は大きくなる．しかし，入射方向に対し真正面からの観測を行うと図 2.5 のように，濃度が大きくなるごとに光の強度が減衰する様子が確認できる．このときに観測される光は図 2.6 のような伝播で表される．散乱が起こらない媒体の場合には，(a) のように光は直接観測される．(b) では単一散乱が支配的な媒体の濃さが薄い状態を仮定しており，図 2.4, 図 2.5 の 0.004% や 0.016% など当てはまる．このとき，光は粒子によって散乱され減衰だけなので，入射光  $I_0$  と透過光  $I$  の関係は媒体深度  $d$  を用いて，ランベルト・ベールの法則：

$$I = I_0 \exp(-\mu_s d) \quad (2.2.1)$$

によって表すことができる．ここで， $\mu_s$  は散乱係数である．また，図 2.6(b) では，多重散乱が発生している状態を表している．単一散乱では一度しか散乱が起こらないため減衰のみ考慮すれば良いが，多重散乱が起こると，(b) の緑色の矢印で表した光のように，散乱により返ってくるインスキャタリング光が発生する．その為式 (2.2.1) の減衰のみの式では表せなくなる．

ここまで，散乱による強度変化のみを対象にしていたが，実際には散乱だけでなく吸収も起こるため，吸収による減衰も考慮しなければならない．散乱が起こらず吸収のみ起こる媒体を考えると光が粒子に衝突し，光の強度の一部が粒子に吸

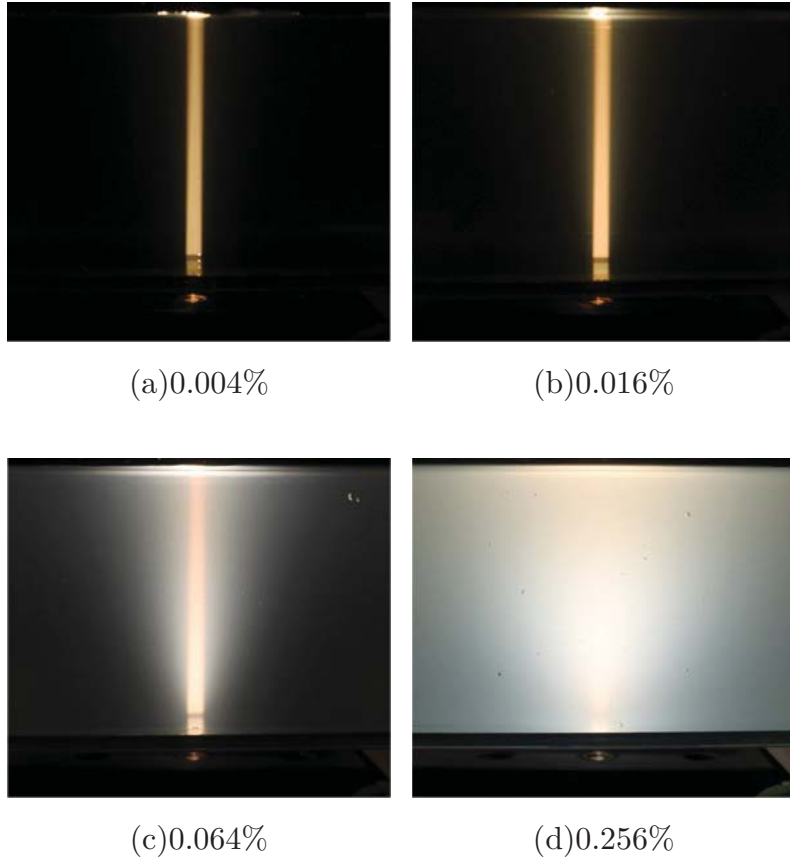


図 2.4: 濃度による散乱状態の変化

収される．この吸収による減衰は，単一散乱での減衰と同じランベルト・ベールの法則で以下のように表わせる：

$$I = I_0 \exp(-\mu_a d). \quad (2.2.2)$$

ここで， $\mu_a$  は吸収係数である．これにより，単一散乱が支配的で，散乱と吸収を合わせて考えると，

$$I = I_0 \exp(-\mu_t d). \quad (2.2.3)$$

で表せる．ここで， $\mu_t$  は消滅係数で， $\mu_t = \mu_s + \mu_a$  である．

また，散乱強度は散乱方向にも依存し，入射光と散乱光がなす角度によって強度が異なる．図 2.7 は，水に微量の牛乳を入れたものにレーザーを横から照射し，異

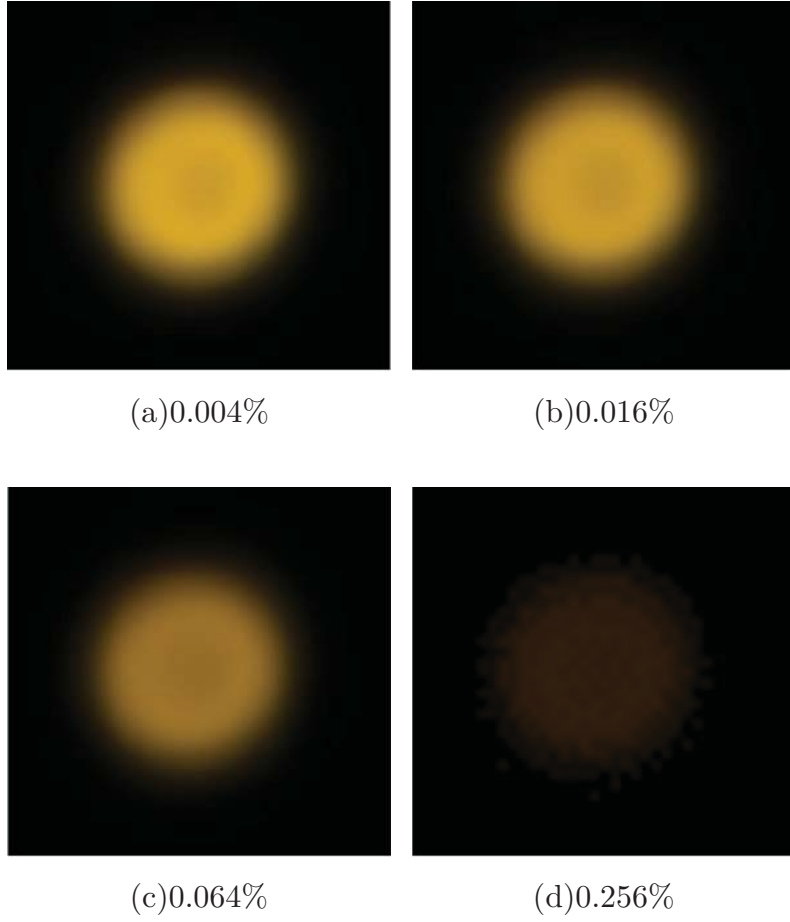


図 2.5: 濃度による透過光強度変化

なる角度からカメラで観測したものである．角度ごとに散乱光の強さが異なることが確認できる．これは入射光と散乱光のなす角による光の強度変化を表す，散乱位相関数  $P(\theta)$  によって表現される．位相関数は媒質ごとに異なる．散乱の異方性を表すために，位相関数  $P(\theta)$  のコサイン平均を異方性係数  $g$  として表される． $g$  は前方散乱が強ければ大きく，等方散乱になればなるほど 0 に近い値となる．また，一般的に位相関数を考慮する場合，近似式である Henyey-Greenstein の位相関数 (HG 関数) が用いられる [6]．これは， $-1 < g < 1$  の異方性係数から位相関数を，

$$P(\theta) = \frac{1}{4\pi} \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \theta)^{3/2}} \quad (2.2.4)$$



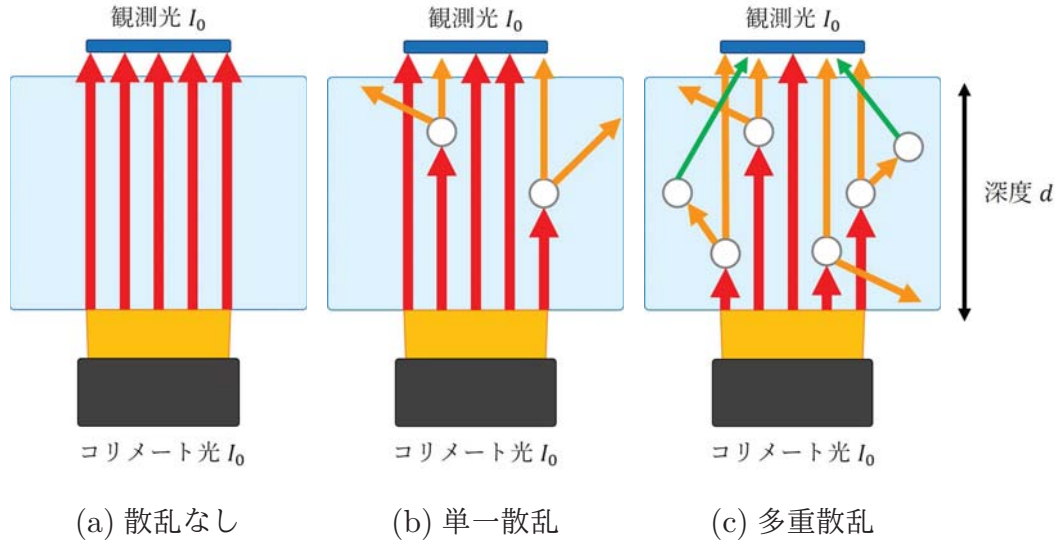


図 2.6: 散乱による透過光の伝播の様子

と表すことができる関数である．図 2.8 は  $g$  ごとに HG 関数により近似した位相関数を示す．これによって異方性係数  $g$  の値を当てはめるだけで散乱の位相関数が簡単に表すことが可能である．

## 2.3 光学的濃さによる散乱状態の変化

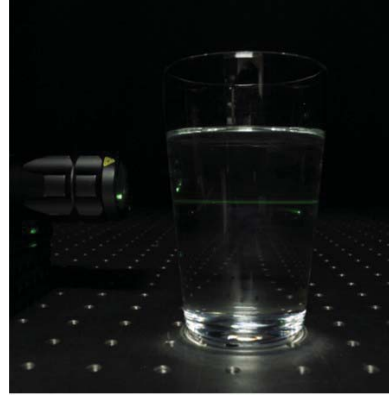
単一散乱や多重散乱といった散乱状態は媒体の濃度だけでなく，媒体の光が通過する深度（媒体の厚み）によっても変化する．この媒体の濃度と深度は合わせて光学的濃さ (Optical density) と呼ばれる．本章では光学的濃さによる散乱状態の変化について述べる．

図 2.4 では，濃度を変化させたときの散乱状態の変化を示している．散乱係数  $\mu_s$  は媒体の濃度に比例しており，濃度が濃くなるにつれ散乱係数が大きくなり，単一散乱が支配的なものから，散乱が強くなり多重散乱が支配的になる様子が確認できる．ここで，濃度  $c_1, c_2$  の媒体の消滅係数をそれぞれ  $\mu_{t,1}, \mu_{t,2}$  とすると以下の式のように表すことができる：

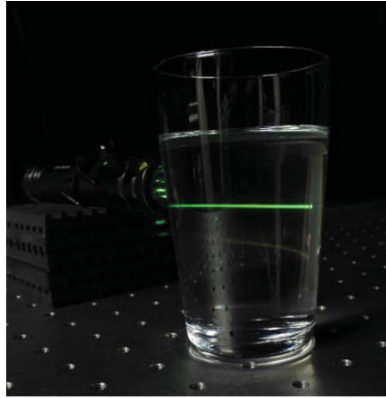
$$\mu_{t,2} = \mu_{t,1} \left( \frac{c_2}{c_1} \right) \quad (2.3.1)$$



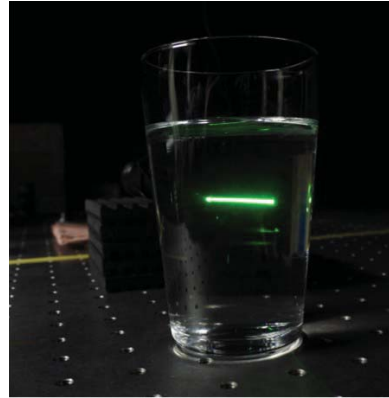
(a) 斜め後ろ



(b) 真横



(c) 斜め前



(d) 前

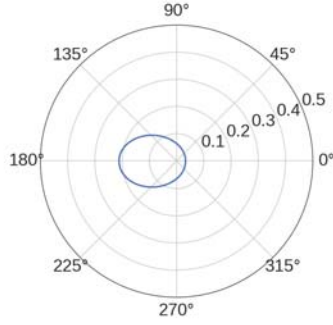
図 2.7: 角度ごとの散乱光強度変化

また，図 2.5 では，透過光の輝度が濃度が大きくなるごとに小さくなっている．これは，単一散乱が支配的と仮定できる場合には，式 (2.2.3) から媒質の深度  $d$  と濃度  $c$  で，

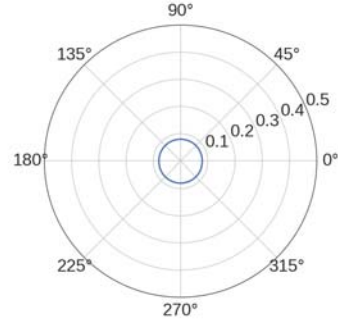
$$I = I_0 \exp(-\sigma_t cd). \quad (2.3.2)$$

と表すことができる．ここで， $\sigma_t$  は単位消滅係数とする．この媒体の濃度  $c$  と深度  $d$  が掛け合わされたものが光学的濃さである．

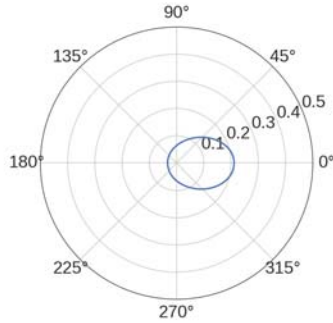
光学的濃さによって散乱の状態は変化する．図 2.4 では濃度による散乱状態の変化が確認できたが，散乱状態は図 2.9 に示すように深度によっても異なる．深度が



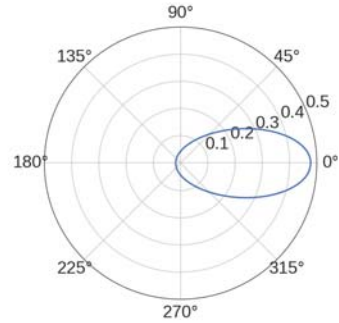
(a)  $g = -0.3$



(b)  $g = 0$



(c)  $g = 0.3$



(d)  $g = 0.5$

図 2.8: 異なる  $g$  ごとの HG 位相関数

大きくなるにつれて、多重散乱が増え広がりが大きくなる．散乱状態が媒体の深度によって変化するのは、散乱異方性が関連する．図 2.10 に示すように散乱媒体中を伝播する光は入射点付近では直進し、深度が大きくなるにつれて異方性が失われていき、侵達長  $z_0$  に到達すると完全に異方性が失われ、等方な散乱となり、この状態は拡散と呼ばれる．拡散を仮定する場合には、散乱を表すパラメータとして散乱係数と位相関数を用いる代わりに、散乱係数  $\mu_s$  と異方性係数  $g$  を用いた実効的な散乱係数を表す、等価散乱係数 (reduced scattering coefficient)  $\mu'_s$  を用いる [18]．

$$\mu'_s = (1 - g)\mu_s \quad (2.3.3)$$

また、等価散乱係数を用いて、散乱の異方性が完全に失くなる深度である侵達長  $z_0$

は以下のように表すことができる：

$$z_0 = \frac{1}{\mu'_s} \quad (2.3.4)$$

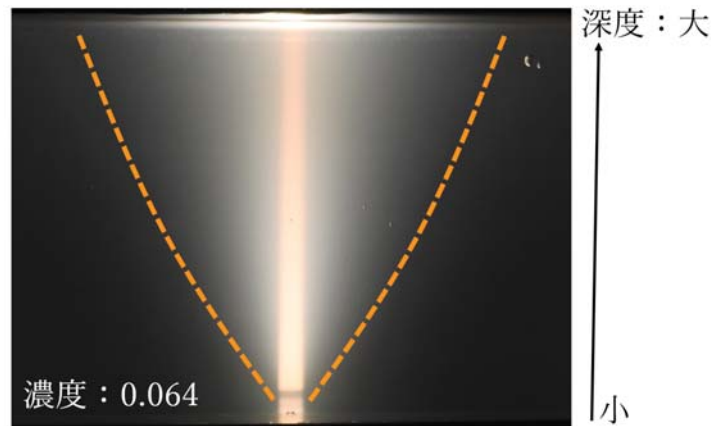


図 2.9: 深度による散乱状態の変化

## 2.4 散乱の波長依存性

ここまで、媒体の光学的濃さによる散乱の伝播の変化について述べたが、散乱の状態は光の波長にも依存する。図 2.9 の画像は青・緑・赤のチャンネル全てを含んだ画像である。これを各チャンネルごとに表示してみると、図 2.11 のように異なる広がりをしているのが確認できる。(a) の青チャンネルが最も散乱が強く、(c) では散乱が弱く、コリメート光の直進している様子がわかる。カメラの各チャンネルはカメラのどの波長域で感度をもっているかを表す、分光感度特性があり、観測されている光の波長はその分光感度特性に依存している。よって各チャンネルで異なる光の波長を観測している。図 2.12, 図 2.13 は、それぞれ狭い波長域での多波長観測が可能な分光カメラを用いて観測した、各波長での観測画像をグレースケールと疑似カラーで示している。画像の輝度値は光源の波長特性によって正規化している。これより、カメラの青、緑、赤の 3 つのチャンネルよりも波長ごとに細かい波長でも変化

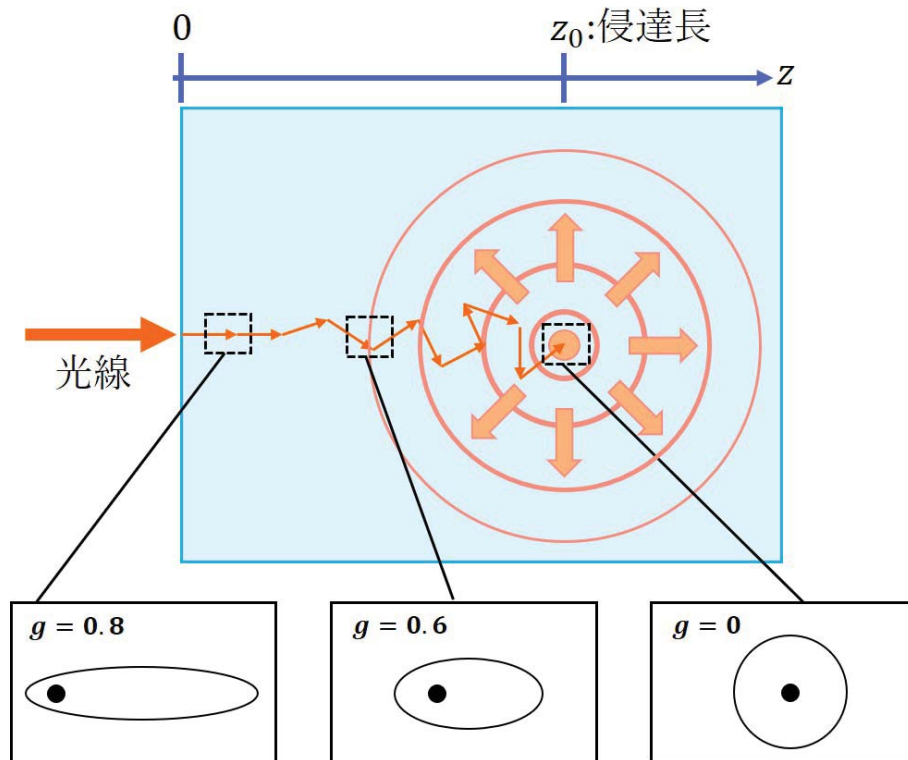


図 2.10: 距離ごとの異方性の消失

があることが確認できる．青，緑，赤の 3 つのチャンネル，分光画像による多波長，ともに短いと散乱が強く起こり広がっており，波長が長いと直進しているのが確認できる．つまり，散乱の状態は伝播する光の波長にも依存することがわかり，散乱による光伝播の様子を理解するには波長についても考慮しなければならない．

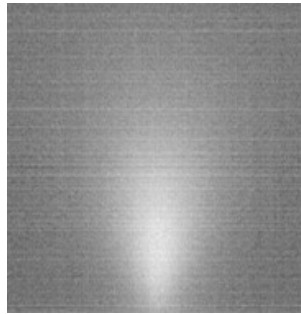


(a) 青チャネル

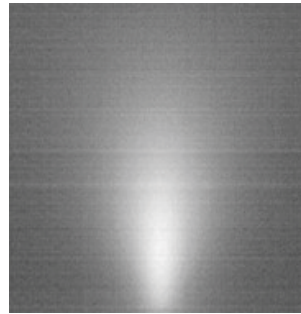
(b) 緑チャネル

(c) 赤チャネル

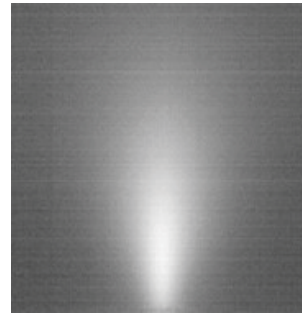
図 2.11: チャネルごとの光伝播の違い



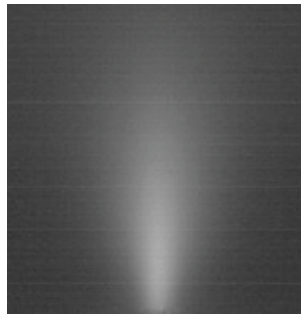
(a)450nm



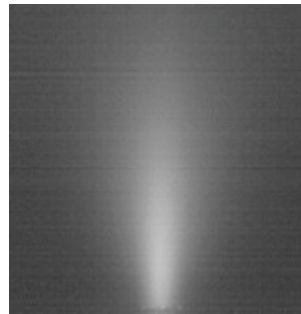
(b)500nm



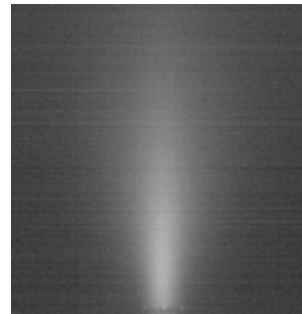
(c)550nm



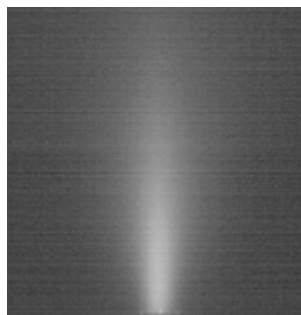
(d)600nm



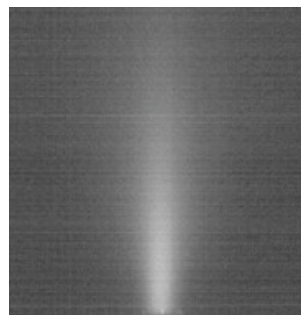
(e)650nm



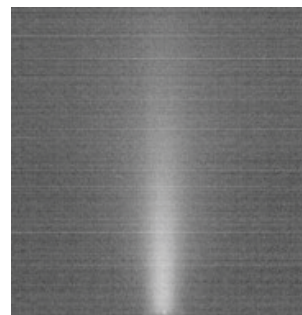
(f)700nm



(d)750nm



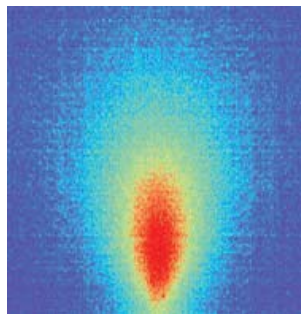
(e)800nm



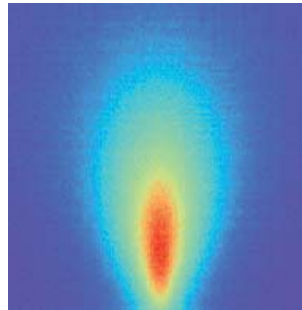
(f)850nm

図 2.12: 光の波長ごとの光伝播の違い (グレースケール)

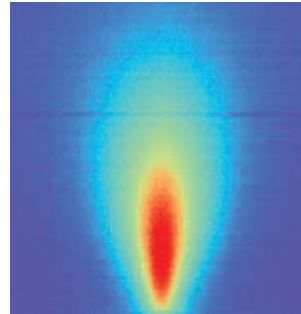




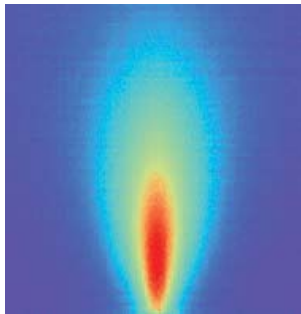
(a)450nm



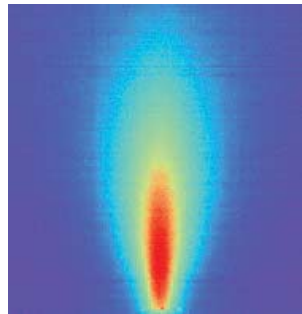
(b)500nm



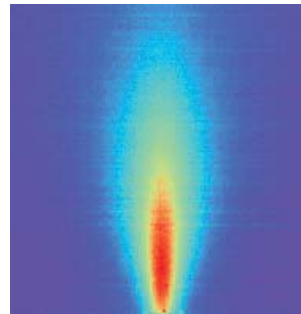
(c)550nm



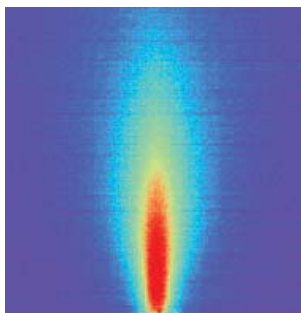
(d)600nm



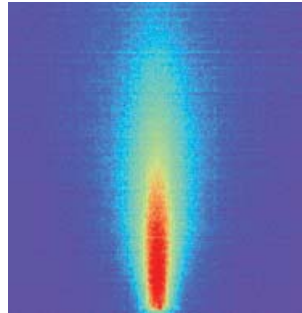
(e)650nm



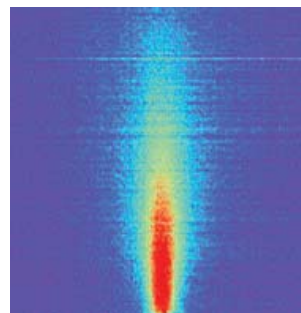
(f)700nm



(g)750nm



(h)800nm



(i)850nm

図 2.13: 光の波長ごとの光伝播の違い (疑似カラー)



## 第 3 章 散乱パラメータ計測における関連研究

散乱パラメータの取得は散乱媒体の特性を知る上で重要である．コンピュータビジョンの分野では材質分類 [15] や鮮明化 [16] などが行われている．また，コンピュータグラフィックスの分野では散乱物体のより写実的な表現 [10][14][8] が行われている．これらは対象媒体の散乱パラメータを用いることで実現している．散乱パラメータには，散乱係数，吸収係数，それらを足し合わせた消滅係数，位相関数，異方性係数などが挙げられる．これらの散乱パラメータを計測する手法は，対象とする媒体の光学的濃さや使用する光の波長によって異なる．第 2 章で述べたように媒体の光学的濃さや光の波長によって散乱の種類は変化し，単一散乱や拡散，またそれらの中間である低次の散乱に分けられる．単一散乱や拡散は，散乱による光の伝播のモデル化が比較的容易であるが，低次の散乱は複雑でモデル化が困難である．そのため低次の散乱を仮定した計測手法は少なく，単一散乱や拡散を仮定した散乱パラメータ計測手法が主流である．本章では，単一散乱と拡散それぞれを仮定する散乱パラメータ計測手法について述べる．

### 3.1 単一散乱が支配的な媒体での散乱パラメータ計測

光学的に薄い媒体を計測する場合，単一散乱が支配的と仮定した手法が利用できる．ここでは，単一散乱が支配的と仮定した計測手法を紹介する．

#### コリメート光での透過型消滅係数計測

キュベットに入った散乱媒体にコリメートした光を照射し，透過光を分光器などで観測する手法がある [11]．図 3.1 のようなセットアップで計測が可能で，入射光と透過光の関係式である，式 (2.2.3) から以下のように消滅係数が求められる．

$$\mu_t = -\frac{1}{d} \log \frac{I}{I_0} \quad (3.1.1)$$

ここで消滅係数は  $\mu_t = \mu_s + \mu_a$  である．媒体の散乱係数と吸収係数の関係が  $\mu_s \gg \mu_a$  の場合  $\mu_t = \mu_s$  とみなすことができる．また， $\mu_a \gg \mu_s$  の場合  $\mu_t = \mu_a$

とみなせる．また，媒体の濃度  $c$  を用いて，式 (2.2.3) から以下のように，単位消滅係数が計算できる：

$$\sigma = -\frac{1}{cd} \log \frac{I}{I_0}. \quad (3.1.2)$$

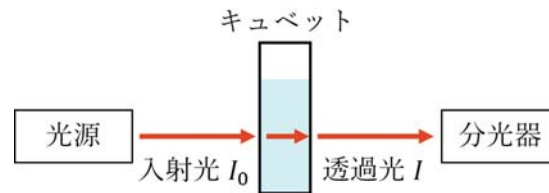


図 3.1: 透過型の散乱計測セットアップ

### 位相関数の計測

位相関数とは散乱が起こるときに，入射光と散乱光のなす角  $\theta$  で表す関数  $P(\theta)$  である．位相関数を直接的に計測するにはのように，散乱媒体に一本の光線を照射しそれを 360 度分散乱光を観測する．また，煙の位相関数計測において図 3.3 のように周囲に放物面鏡を設置することで 360 度全方位の散乱光を計測する手法 [4] や，散乱液体の位相関数計測前方散乱が強い媒体において単一散乱光と位相関数の関係モデルを用いて，図 3.4 のような簡易セットアップで位相関数を計測する手法 [12] がある．

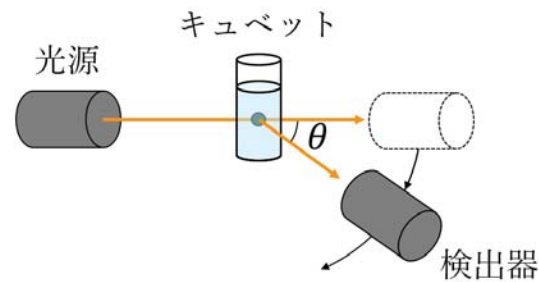


図 3.2: 位相関数計測

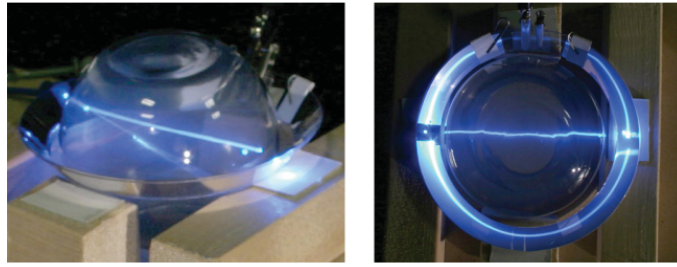


図 3.3: 煙の位相関数計測セットアップ [Hawkins 2005]

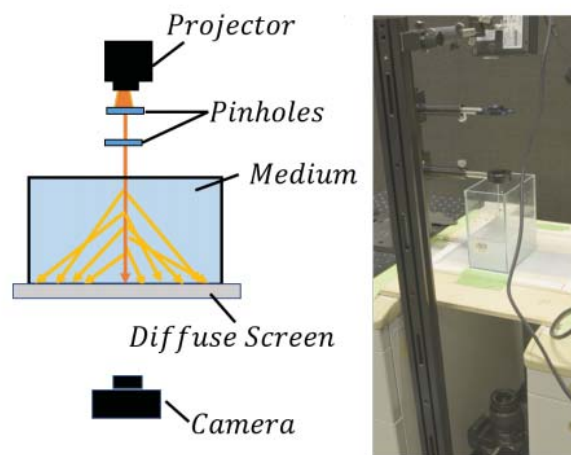


図 3.4: 散乱液体の位相関数計測セットアップ [Minetomo 2017]

#### 希釈媒体を用いた散乱パラメータ計測

液体の散乱媒体では希釈することで単一散乱が支配的な光学的濃さに調整することができる。この希釈媒体において単一散乱媒体での画像形成モデルを用いることで、散乱パラメータを計測する手法が Narashimhan らによって提案されている。図 3.5 のように水槽に点光源を仮定した電球を設置し、散乱液体として単一散乱が支配的と仮定できる光学的濃さに希釈した散乱液体を入れ、横からカメラで撮影する。点光源から散乱媒体を伝播し、カメラで観測するまでを単一散乱下での画像形成モデルを用いて観測画像から逆問題を解くことによって散乱パラメータを取得する。

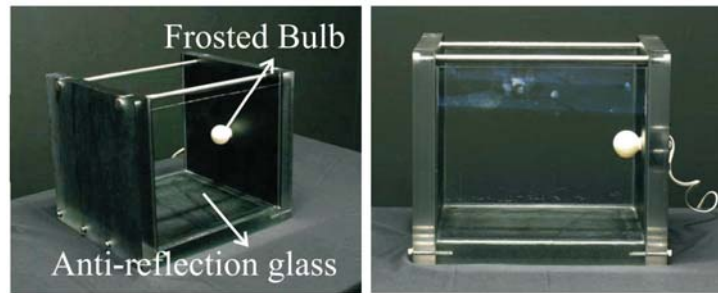


図 3.5: 希釈媒体での散乱パラメータ計測のセットアップ [Narasimhan 2009]

### 3.2 拡散が支配的な媒体での散乱パラメータ計測

光学的に濃い媒体を計測する場合，散乱異方性が完全に失われた拡散が支配的と仮定した手法が利用できる．ここでは，拡散が支配的と仮定したいくつかの計測手法を紹介する．

#### 拡散反射法による散乱パラメータ計測

生体分野において人間の肌や臓器の組織など強い散乱を起こす媒体に対し，ファイバやカメラを用いた拡散反射法による散乱パラメータ計測が多く行われている．拡散反射法とは拡散が仮定可能な強い散乱をおこす均一な散乱媒体に対し，図 3.6 のように一点に照射した光源から散乱による広がりをファイバやカメラにより観測することで，光源と観測点との距離の関係から散乱パラメータを計測する手法である [9][13]．

#### 変調周波数パターン投影を用いた散乱パラメータ計測

この手法は，拡散反射法では対象媒体が均一であり，一点での計測のみであるのに対し，不均一かつ広範囲の計測が可能である．図 3.7 のように散乱媒体に空間周波数を変えた正弦波パターンをいくつか照射し，カメラで観測する．周波数  $f_x = 0[\text{mm}^{-1}]$  のパターンと  $f_x > 0[\text{mm}^{-1}]$  の変調したパターンの 2 つの投影画像によって得られた観測画像から得られる拡散反射率からパラメータを推定する [1]．

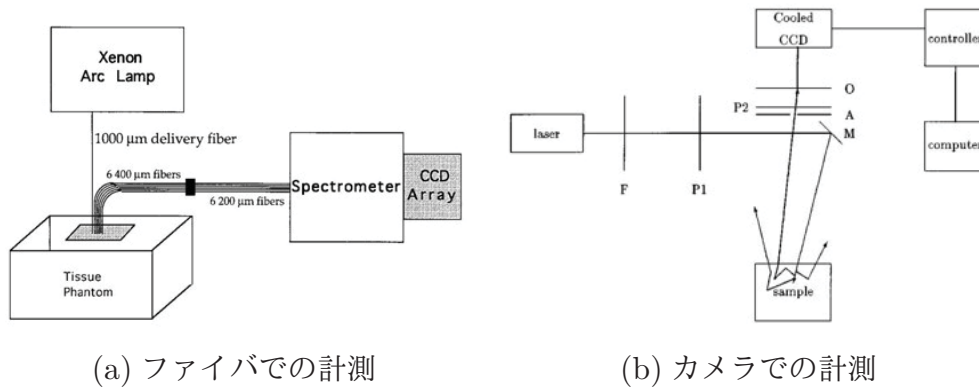


図 3.6: 拡散反射法 (a)[Mourant 1997] (b)[Kienle 1996]

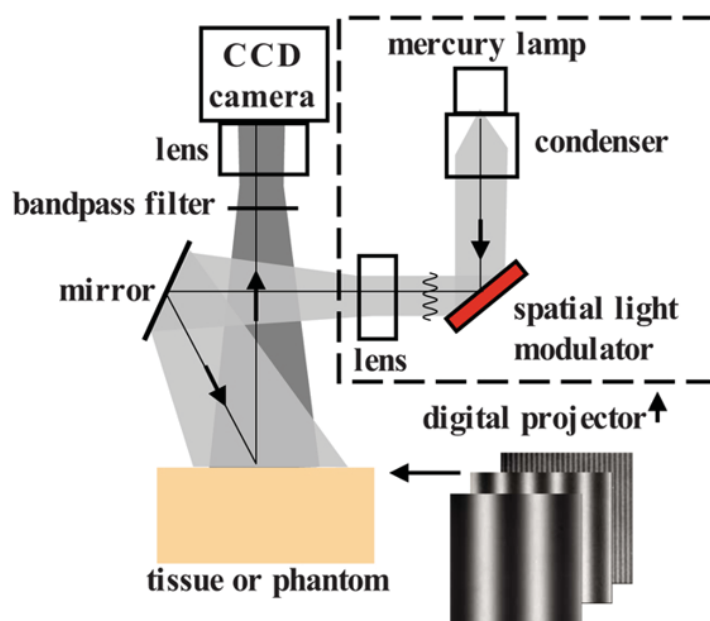


図 3.7: 正弦波パターン投影での散乱パラメータ計測 [Cuccia 2009]

## 第 4 章 散乱領域の特定手法

### 4.1 推定パラメータの安定性に基づいた領域特定

パラメータ計測において特定の仮定をする場合、観測条件によって仮定が成立する条件としない条件がある。例えば散乱パラメータ計測において単一散乱を仮定する場合には、光学的濃さや光の波長が観測条件にあたり、各光の波長ごとに程度は違うが、光学的濃さが薄いと成り立つが、濃すぎると成り立たないと考えられる。図 4.1 は単一散乱仮定を例に取った観測条件の領域の概念図である。観測条件 (i) である光の波長ごとに観測条件 (ii) の光学的濃さが単一散乱仮定が成り立てば青色に、成り立たなければ赤色に色付けしてある。本論文では、パラメータ計測手法において仮定が成り立つ観測条件を領域として特定する手法を提案する。

仮定が成り立つ観測条件においてパラメータ計測を行うと正確なパラメータ推定がされるはずである。それは仮定が成り立つ領域においても言え、それぞれの観測条件で推定されたパラメータは観測条件を問わず一定の値を示すと考えられる。しかし、仮定が成り立たない領域において推定されたパラメータは不正確で仮定が成り立つ領域での推定パラメータとは異なる値を示す。これは複数の観測条件において推定されたパラメータをみたときに、一定の安定した値を示す観測条件では仮定が成り立ち、異なる値を示す観測条件では仮定が成立しないと考えられる。これにより成立の可否の判定を行う。そこで本論文では、以下の手順でパラメータ計測手法において行う各仮定での観測条件の領域を特定する。

1. 領域を特定したい仮定に対応する計測手法を用いて、複数の観測条件においてパラメータ推定を行う。
2. 観測条件ごとの推定パラメータから安定したパラメータを仮定成立の基準とする。
3. 基準パラメータと推定パラメータを比較し、一致度によって仮定成立の可否を判定する。

本論文では、散乱パラメータ計測での単一散乱・拡散を特定対象の仮定とする。以下に単一散乱・拡散を仮定可能なそれぞれの観測条件の領域をそれぞれ単一散乱

領域・拡散領域とし、各特定手法を述べる。

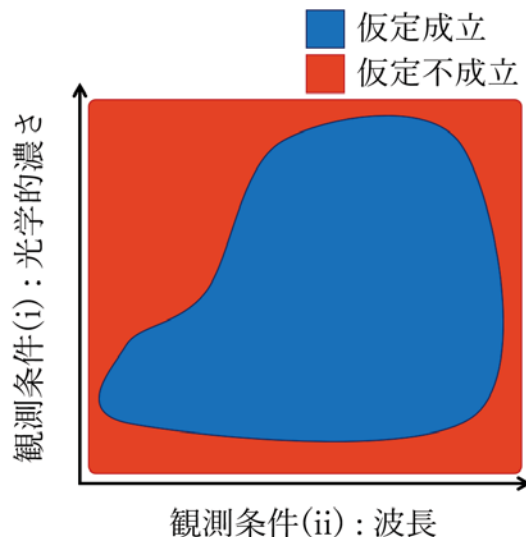


図 4.1: 仮定の成り立つ観測条件の領域概念図

## 4.2 単一散乱領域の特定手法

単一散乱領域の特定手法について述べる．このとき単一散乱を仮定する手法として，3.1 章で述べたコリメート光での透過型消滅係数計測手法を適用する．それにより，単位消滅係数  $\sigma_t$  が式 (3.1.2) により計算できる．単位消滅係数は波長依存で，各波長ごとに計算できるため，以下のように表すことができる：

$$\sigma(\lambda) = -\frac{1}{cd} \log \frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)}. \quad (4.2.1)$$

コリメート光での透過型計測を複数の光学的濃さにおいて，多波長での計測から各波長において単位消滅係数  $\sigma(\lambda)$  を計算する．各波長ごとに，複数の光学的濃さの  $\sigma(\lambda)$  から一定の安定したものを選び基準係数  $\sigma_{R(\lambda)}$  とする． $\sigma(\lambda)$  と  $\sigma_{R(\lambda)}$  を比較し，単一散乱領域を特定する．ここで  $\sigma(\lambda) \simeq \sigma_{R(\lambda)}$  ならば，単一散乱が支配的と仮定できることから，そのときの観測条件は単一散乱領域内と考えられる．また， $\sigma(\lambda) \neq \sigma_{R(\lambda)}$  ならば，単一散乱領域外となる．



### 4.3 拡散領域の特定手法

拡散領域の特定手法について述べる．拡散を仮定する手法には，3.2 章で述べた変調周波数パターン投影を用いた散乱パラメータ計測手法を用いる [1]．この手法では変調空間周波数パターンを散乱媒体に投影し，各周波数における拡散反射率を計測し，拡散方程式に当てはめることで等価散乱係数，吸収係数を推定する．拡散状態では散乱は多重散乱が複雑に起こっている状態であるので，単一散乱のようにランベルト・ベールの法則 (式 (2.2.3)) で光伝播を表すことは困難である．そこで，拡散状態での光伝播を表すために，以下の拡散近似下で拡散方程式を適用ができる：

$$\nabla^2 \phi - \mu_{eff}^2 \phi = -3\mu_t q. \quad (4.3.1)$$

ここで， $\phi$  はフルエンス率， $q$  は光源， $\mu_t$  は消滅係数で  $\mu_t = \mu_a + \mu'_s$ ， $\mu_{eff}$  は拡散係数で  $\mu_{eff} = (3\mu_a\mu_t)^{1/2}$ ， $\mu_a$  は吸収係数， $\mu'_s$  は拡散仮定で用いられる等価散乱係数で  $\mu'_s = (1-g)\mu_s$  ある．この拡散方程式において，光源に異なる周波数特性を持った正弦波パターンを考えた場合，以下の式により各周波数での散乱媒体の拡散反射率が計算できる：

$$R_d(k) = \frac{3Aa'}{(\mu'_{eff}/\mu_t + 1)(\mu'_{eff}/\mu_t + 3A)}. \quad (4.3.2)$$

ここで， $k = 2\pi f_x$  で  $f_x$  は空間周波数 [ $\text{mm}^{-1}$ ]， $\mu'_{eff}$  は各周波数における実効的な拡散係数  $\mu'_{eff} = (\mu_{eff}^2 + k^2)$ ， $a'$  は拡散状態での散乱アルベド  $a' = \mu'_s/\mu_t$ ， $A$  は媒体の屈折率に関する定数である．

また，投影するパターンとしては周波数を変調した正弦波として  $f_x = 0[\text{mm}^{-1}]$  と  $f_x > 0[\text{mm}^{-1}]$  2 つのパターンを使用する．周波数ごとの拡散反射率は拡散変調伝達関数 (Diffuse modulation transfer function): 拡散 MTF で表される．観測される正弦波パターンの強度は，光源は負の強度を表すことができないため，AC 反射率と DC 反射率の重ね合わせであり，観測される反射強度は以下のように表される：

$$I = I_{AC} + I_{DC}. \quad (4.3.3)$$



ここで、観測される AC 成分は以下のように表せる：

$$I_{AC} = M_{AC}(x, f_x) \cos(2\pi f_x x + \alpha). \quad (4.3.4)$$

ここで、 $M_{AC}$  は各ピクセル  $x$ 、周波数  $f_x$  における振幅、 $\alpha$  は位相を表す。 $M_{AC}$  を得るために、位相を  $2/3\pi$  ずつずらした、位相  $\alpha = 0, 2/3\pi, 4/3\pi$  の同じ空間周波数の正弦はパターンを照射し、以下のように計算を行う：

$$M_{AC}(x, f_x) = \frac{\sqrt{2}}{3} \{ [I_1(x) - I_2(x)]^2 + [I_2(x) - I_3(x)]^2 + [I_3(x) - I_1(x)]^2 \}^{1/2}. \quad (4.3.5)$$

ここで、 $I_1, I_2, I_3$  は位相シフトした各  $\alpha$  での各ピクセルごとの観測輝度である。また DC 振幅  $M_{DC}$  は、 $f_x = 0$  での各周波数での観測輝度から、以下のように計算できる：

$$M_{DC}(x) = \frac{1}{3} [I_1(x) + I_2(x) + I_3(x)]. \quad (4.3.6)$$

周波数領域において、 $M_{AC}(f_x)$  は光源の強度  $I_0$ 、投影システムでの正弦波パターンの MTF である  $MTF_{system}$ 、対象媒体の拡散反射率  $R_d$  から、

$$M_{AC}(x, f_x) = I_0 \cdot MTF_{system}(x, f_x) \cdot R_d(x, f_x) \quad (4.3.7)$$

と表せる。これより、既知の光学特性の散乱媒体での拡散反射率測定を行うことで、基準となる AC 成分  $M_{AC,ref}(x, f_x)$  を計算する事により、投影システムの光源強度の正規化ができる。基準の拡散反射率  $R_{d,ref}(f_x)$  を用いて、以下のように拡散反射率を計算できる：

$$R_d(x, f_x) = \frac{M_{AC}(x, f_x)}{M_{AC,ref}(x, f_x)} \cdot R_{d,ref}. \quad (4.3.8)$$

この式により、計測的に拡散反射率が得られる。周波数  $f_x$  が  $0[\text{mm}^{-1}]$  の定常波のとき、 $k = 0$  より  $\mu'_{eff}/\mu_t = \sqrt{3(1-a')}$  となり、式 (4.3.2) により、等価散乱アルベド  $a' = \mu'_s/\mu_t$  が計算可能である。これにより、 $k > 0$  における各周波数  $f_x$  の拡散反射率  $R_d(x, f_x)$  から  $\mu'_s, \mu_a$  を推定できる。観測条件としては、この手法では光学的濃さのひとつである深度は周波数  $f_x$  が対応する。よって対象とする観測条件は投影周波数と光の波長である。複数の周波数での投影を多波長で観測をし、各波

長において  $\mu'_s(\lambda), \mu_a(\lambda)$  を推定する．各波長ごとに，複数の周波数の  $\mu'_s, \mu_a$  から消滅係数  $\mu_t = \mu'_s + \mu_a$  が得られ，そこから一定の値をもった基準となるものを選び，基準係数  $\mu_R(\lambda)$ ．とする． $\mu_t(\lambda)$  と  $\mu_R(\lambda)$  をそれぞれ比較し，拡散領域を特定する．ここで  $\mu_t(\lambda) \simeq \mu_R(\lambda)$  ならば，拡散が支配的と仮定できることから，そのときの観測条件は拡散領域内と考えられる．また， $\mu_t(\lambda) \neq \mu_R(\lambda)$  ならば，拡散領域外となる．

## 第 5 章 領域特定実験

### 5.1 単一散乱領域特定実験

単一散乱領域特定手法を実媒体に適用し、領域特定のための実験を行う。図 5.1 は、この実験で使用した実験装置を示す。対象とする散乱媒体は、身の回りにある散乱媒体として牛乳と豆乳を用い、水で一定の濃度に希釈する。濃度は 0.03% 1.0% である。ガラスの水槽内の対象媒体の水量を調整することで、深度を 10mm, 20mm, 40mm に設定する。波長ごとの情報を得るために分光測定には、分光感度が 500 900nm のハイパースペクトルカメラと十分に広い分光特性を持つコリメートしたハロゲン光源を使用する。各波長において、式 (3.1.2) により単位消滅係数を計算することにより単一散乱領域を特定する。図 5.2 は、様々な濃度・深度における牛乳の消滅係数  $\mu_t$  を示す。図 5.2(a) 深度 10mm では、0.13% 0.5% の  $\sigma(\lambda)$  はすべての波長ごとに一定だが、0.03% 0.06% ではノイズが大きく、1.0% では短波長域で値が外れている。また、(b) 深度 20mm では、0.13% 0.25% の  $\sigma$  はすべての波長で一定だが、0.03% 0.06% ではノイズが大きく、0.5% 1.0% では短波長域で値が外れている。(c) 深度 40mm では、0.03% 0.25% の  $\sigma(\lambda)$  はすべてごとに波長で一定だが、0.5% 1.0% の  $\sigma(\lambda)$  は短波長では外れた値を示している。単一散乱領域を特定するために、全波長域で一定の消滅係数を示しているものから基準消滅係数を決定する。本論文では、図 5.3 に示す、0.13% の濃度での深度 10 40mm の平均値を基準係数  $\sigma_R$  として用いる。図 5.4 図 5.5 はそれぞれ、牛乳および豆乳における消滅係数と基準係数との相対誤差 ( $\frac{|\sigma(\lambda) - \sigma_R(\lambda)|}{\sigma_R(\lambda)}$ ) を示している。色は相対誤差の値を表している。青 ( $\simeq 0$ ) は  $\sigma(\lambda)$  が  $\sigma_R(\lambda)$  に近いことを示しており、これは単一散乱領域であると考えられる。一方、緑色から赤色の領域は、青色の領域よりも大きな相対誤差を示す。これから、高い濃度で深度が大きいもの及び、短波長の領域は、単一散乱領域外であることを示している大きな誤差が確認できる。高い濃度で深度が大きい領域で誤差が大きくなっているのは、図 2.6(b) のように、観察される光の強度は、多重散乱によって戻って来るインスキャタリングにより増強され、それはより短い波長で起こりやすいことを示していると考えられる。また、低い濃度かつ小さな深度の領域でノイズが大きいことを示している。これは、散乱が弱く

光の強度減衰が小さすぎるため、SN 比が悪いことで発生していると考えられる。

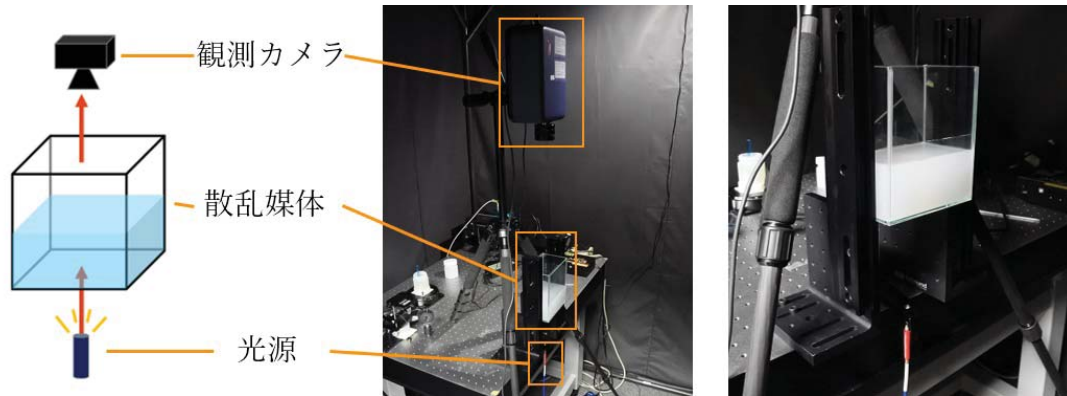


図 5.1: 単一散乱領域特定実験のセットアップ

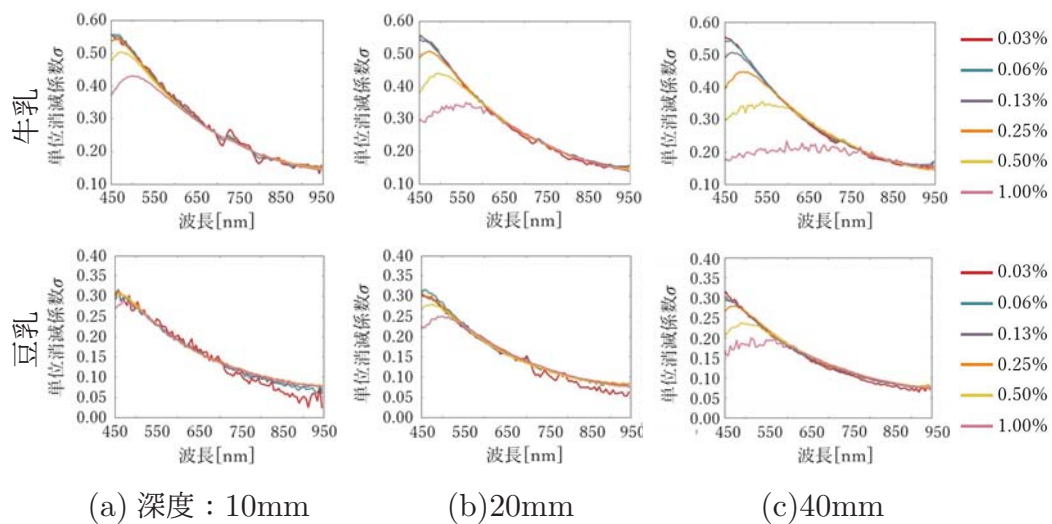


図 5.2: 推定した単位消滅係数

## 5.2 拡散領域特定実験

拡散領域特定手法を実媒体に適用し、領域特定のための実験を行う。図 5.6 に実際の実験環境を示す。カメラ、プロジェクターにはそれぞれ RGB カメラ：Point grey glasshopper3，レーザープロジェクター：Vivitek QUMI を用いる。ま

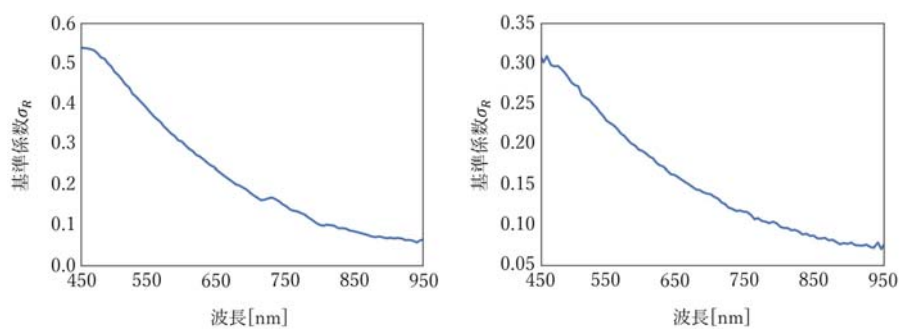
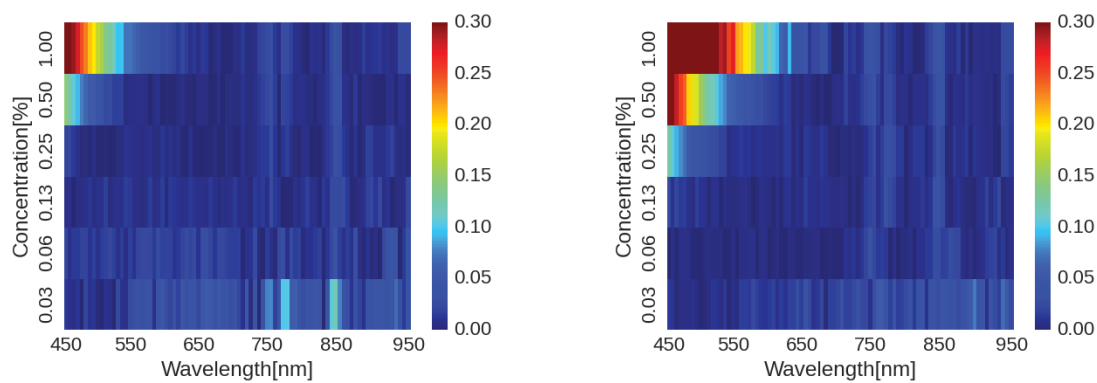
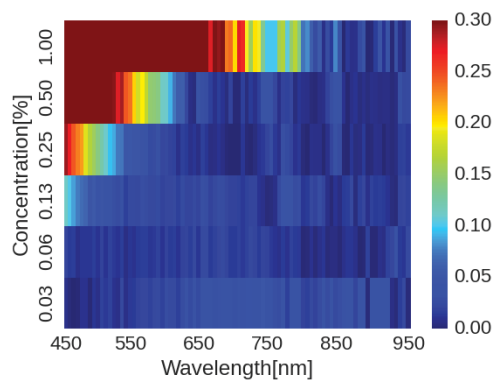


図 5.3: 基準係数：濃度 0.13%・深度：10mm,20mm,40mm の平均



(a) 深度：10mm

(b) 20mm



(c) 40mm

図 5.4: 単一散乱領域の可視化（牛乳）

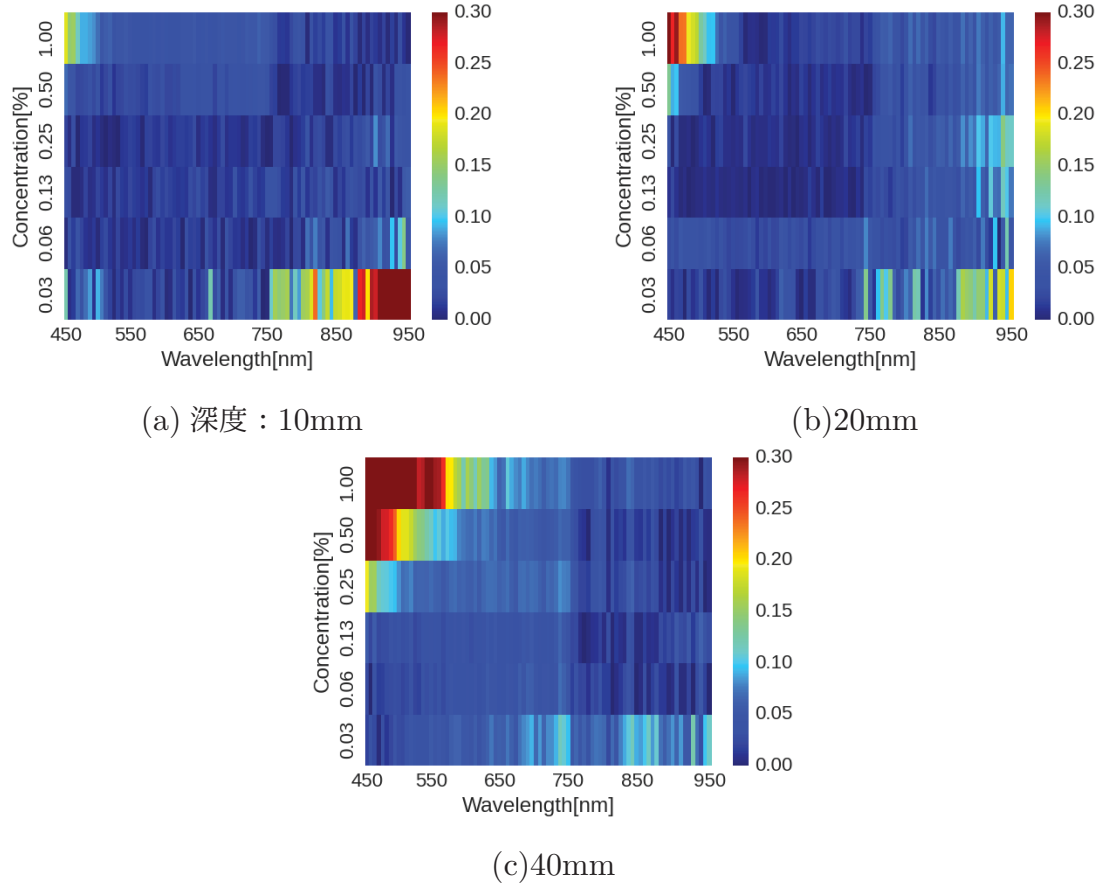


図 5.5: 単一散乱領域の可視化（豆乳）

た，正弦波パターンを投影するプロジェクターは，対象へカメラに対し斜め方向から照射するため鏡面反射の影響を受けない．投影画像は解像度が  $1920 \times 720$  で図 5.8 に示す空間周波数が， $0 - 0.5[\text{pixel}^{-1}]$  の正弦波パターンを投影する．投影されたパターンの空間周波数は単位を  $[\text{mm}^{-1}]$  に変換すると， $3[\text{mm}/\text{pixel}]$  が掛け合わされ， $0 - 1.5[\text{mm}^{-1}]$  となる．対象媒体にはロウソクを使用し，図 5.7 に示すようなピンク・紫・オレンジそれぞれ濃さが違う 3 種類と白の 10 種である．使用したカメラは RGB カメラなので，特定する拡散領域は RGB の 3 チャンネルと周波数の 2 つの観測条件における領域である．図 5.9，図 5.10(a) は観測画像から計算された，周波数ごとの拡散反射率である拡散 MTF，(b)(c)(d) はそれぞれ，拡散 MTF から計算された散乱係数  $\mu'_s$ ，吸収係数  $\mu_a$ ，消滅係数  $\mu_t = \mu'_s + \mu_s$  である．ここで，

(a) の横軸は空間周波数そのものを表しているが，(b)(c)(d) は表 5.1 に表す，周波数に対応した番号  $n$  を表している．(d) の消滅係数において各チャンネルごとに，周波数が増え減しても一定の係数を示すものの平均を拡散領域の基準となる消滅係数，基準係数  $\mu_R(\lambda)$  とする．図 5.11 は各対象の基準係数  $\mu_R$  を表している．これらの基準係数と各周波数において推定された係数を比較し，想定誤差  $(\frac{|\mu_t(\lambda) - \mu_R(\lambda)|}{\mu_R(\lambda)})$  を図 5.12 に示す．縦軸は RGB3 チャンネル，横軸は表 5.1 での周波数番号  $n$  を表している．青色は誤差が小さく，拡散領域内で，黄色から赤にかけてが誤差が大きく，拡散領域外と考えられる．全ての対象に共通して， $0.086 - 0.36[\text{mm}^{-1}]$  で拡散領域となっている．しかし，低周波や高周波では誤差が領域外となっている．低周波の場合は波の一周期が大きく，投影時に対象中で波が収まらないことが原因と考えられる．また，高周波では，侵達長と周波数の関係から拡散仮定が成り立っていないこと [1, 17, 3, 2] や，投影解像度が悪いことが原因として考えられる．

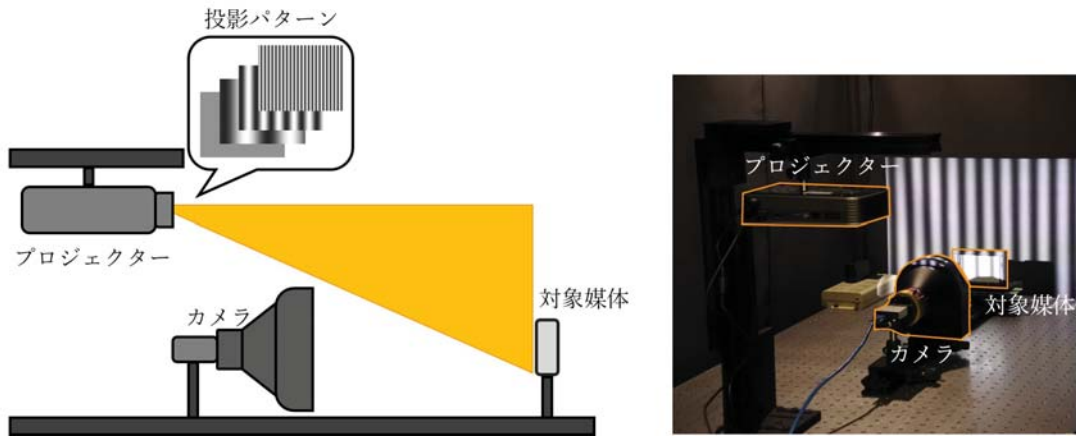


図 5.6: 拡散領域特定実験環境

また，拡散領域特定に用いた基準係数は正しく推定された消滅係数であるとして，基準係数  $\mu_R$  を計算する際に用いた周波数での，等価散乱係数  $\mu'_s$  と吸収係数  $\mu_a$  を用いて CG レンダリングを行った．拡散では散乱異方性は等方が仮定できることから， $g = 0$  とし，それぞれの散乱係数，吸収係数図 5.13, 図 5.14(a)(b) を用いて，レンダリングした結果が図 5.13, 図 5.14(c) である．フォトンマッピングによるレンダリングで，フォトン数は 20000 個である．シーンには球状のガラスにそれぞれの散乱係数，吸収係数を持った散乱体が満たされていることが想定されている．



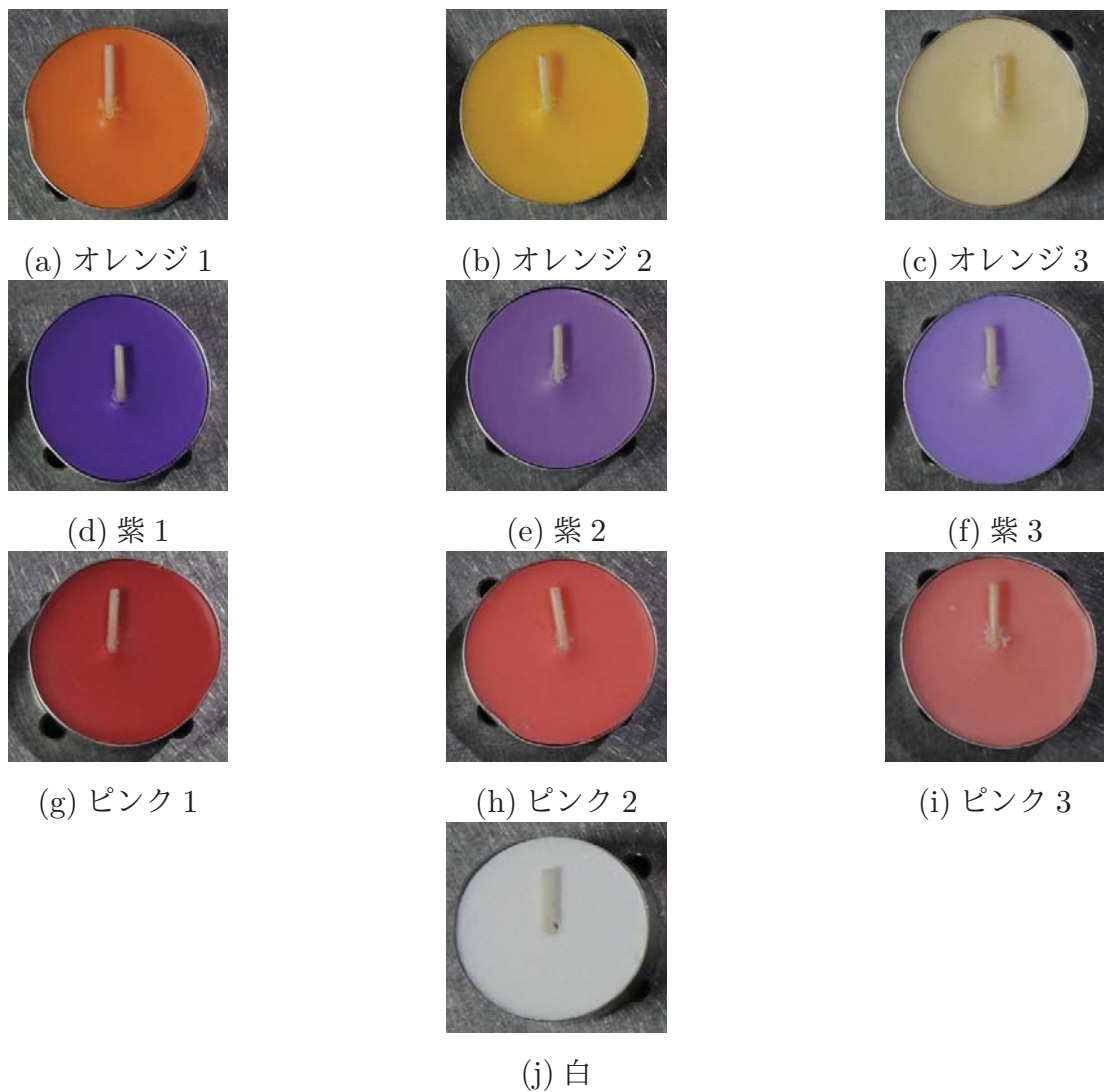


図 5.7: 観測対象の色の異なるろうソク

|       |       |       |       |       |       |       |       |
|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $n$   | 0     | 1     | 2     | 3     | 4     | 5     | 6     |
| $f_n$ | 0.00  | 0.010 | 0.015 | 0.020 | 0.030 | 0.042 | 0.061 |
| $n$   | 7     | 8     | 9     | 10    | 11    | 12    | 13    |
| $f_n$ | 0.086 | 0.12  | 0.18  | 0.25  | 0.36  | 0.51  | 0.74  |

表 5.1: 周波数番号  $n$  と周波数  $f_n$  との対応表



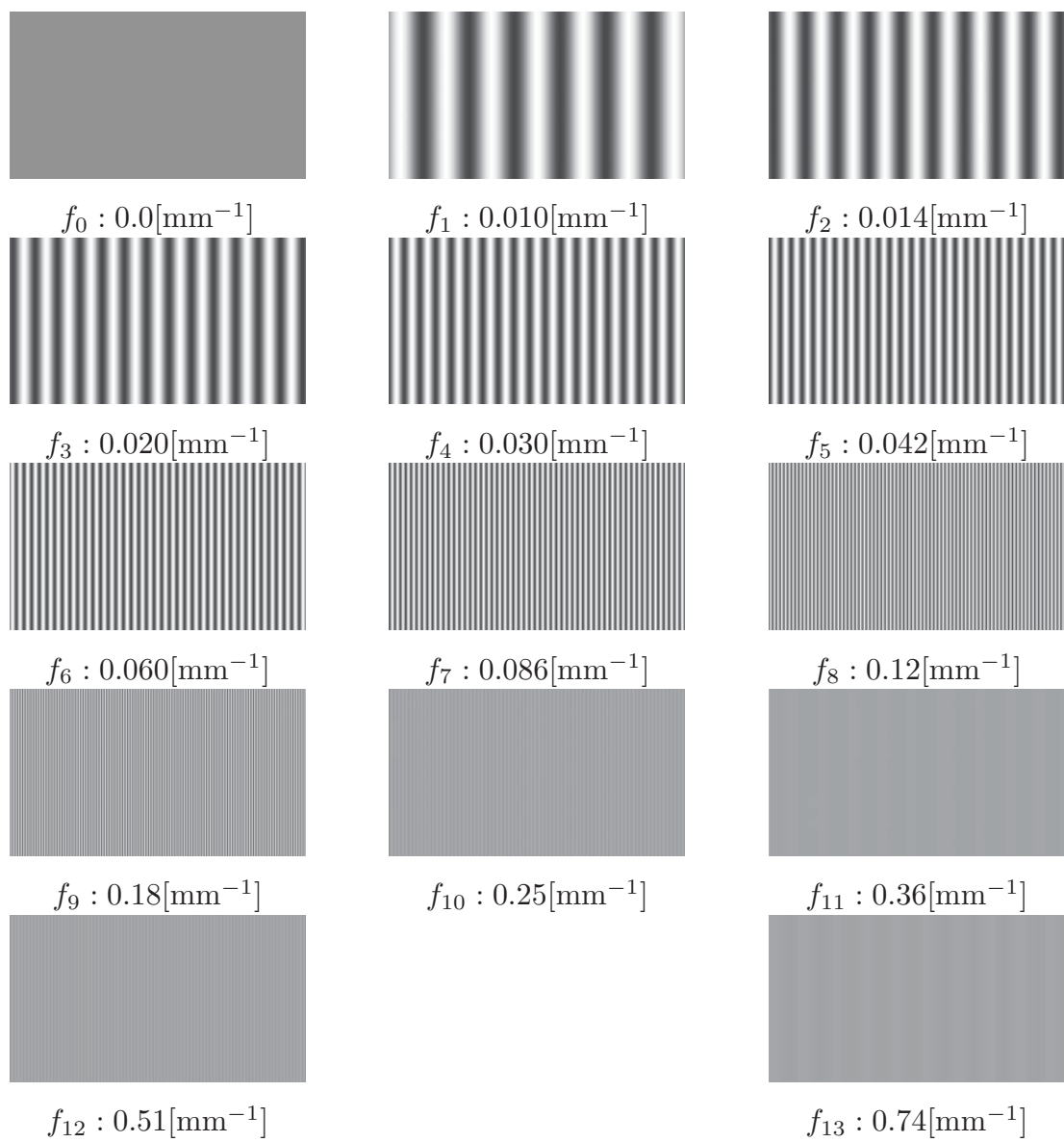


図 5.8: 投影する変調周波数正弦波パターン

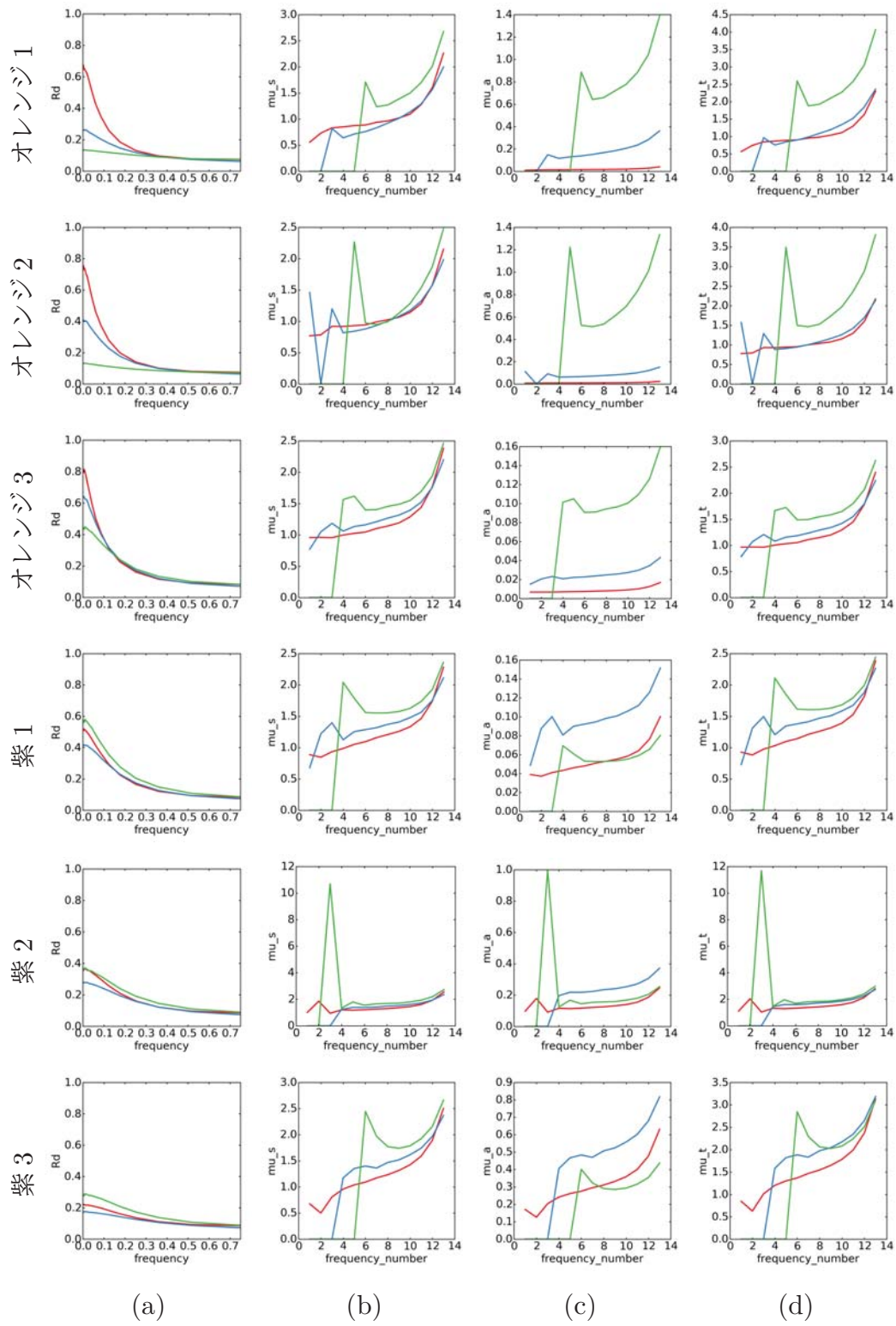


図 5.9: 推定結果 (a) 拡散反射率 (b) 散乱係数 (c) 吸収係数 (d) 消滅係数

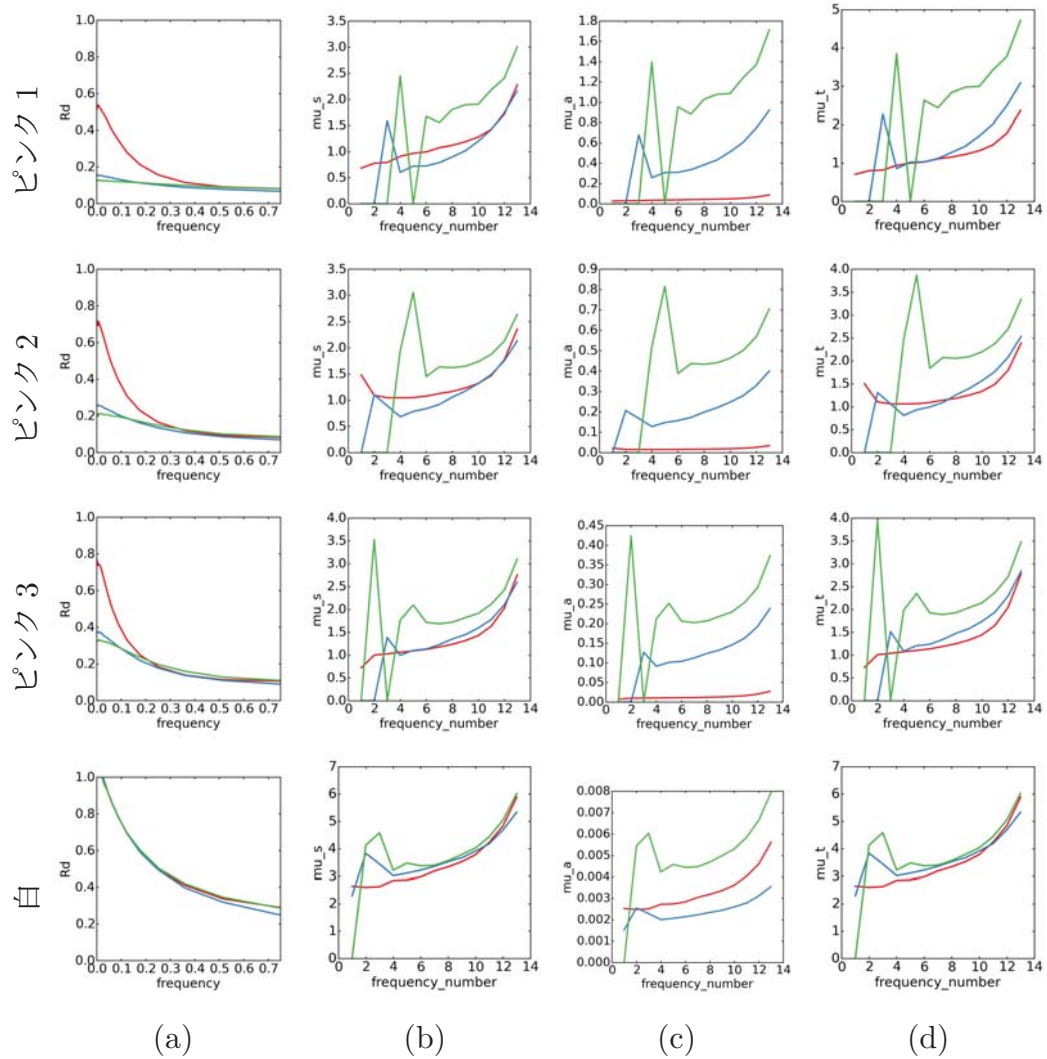


図 5.10: 推定結果 (a) 拡散反射率 (b) 散乱係数 (c) 吸収係数 (d) 消滅係数

散乱具合は評価が困難であるが、吸収による色合いはうまく推定できていると考えられる。

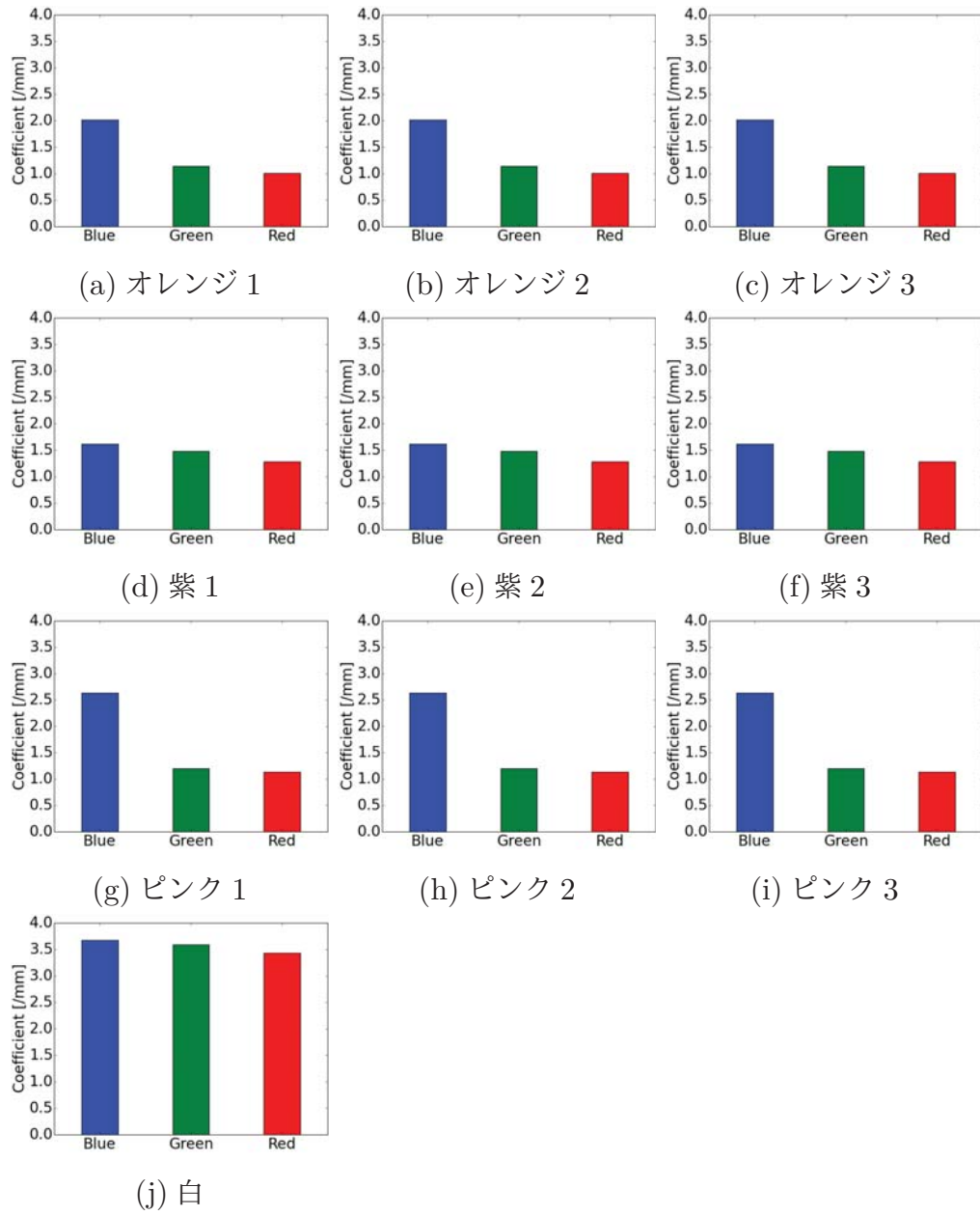


図 5.11: 各対象ごとの基準係数  $\mu_R$

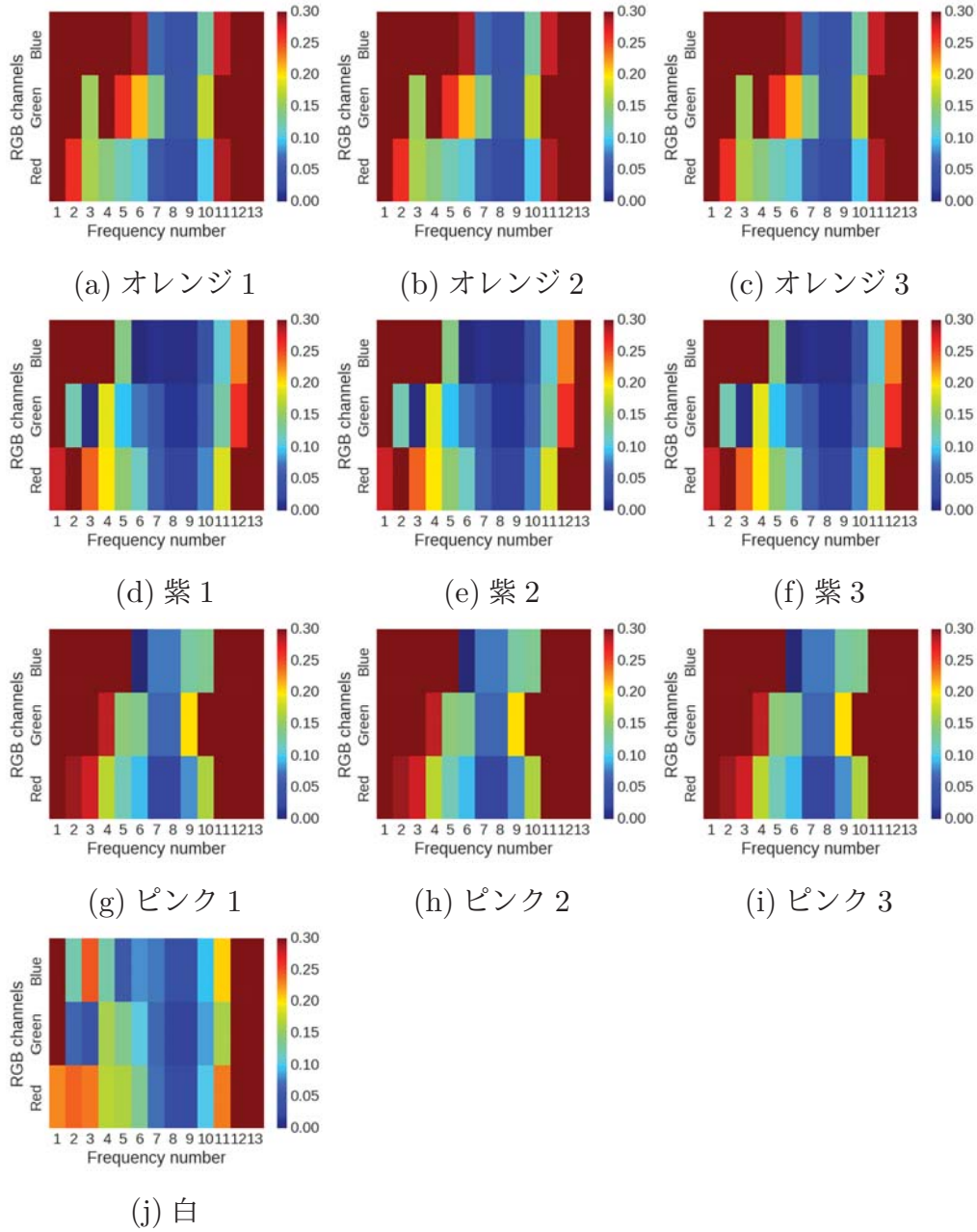


図 5.12: 各対象ごとの拡散領域の可視化

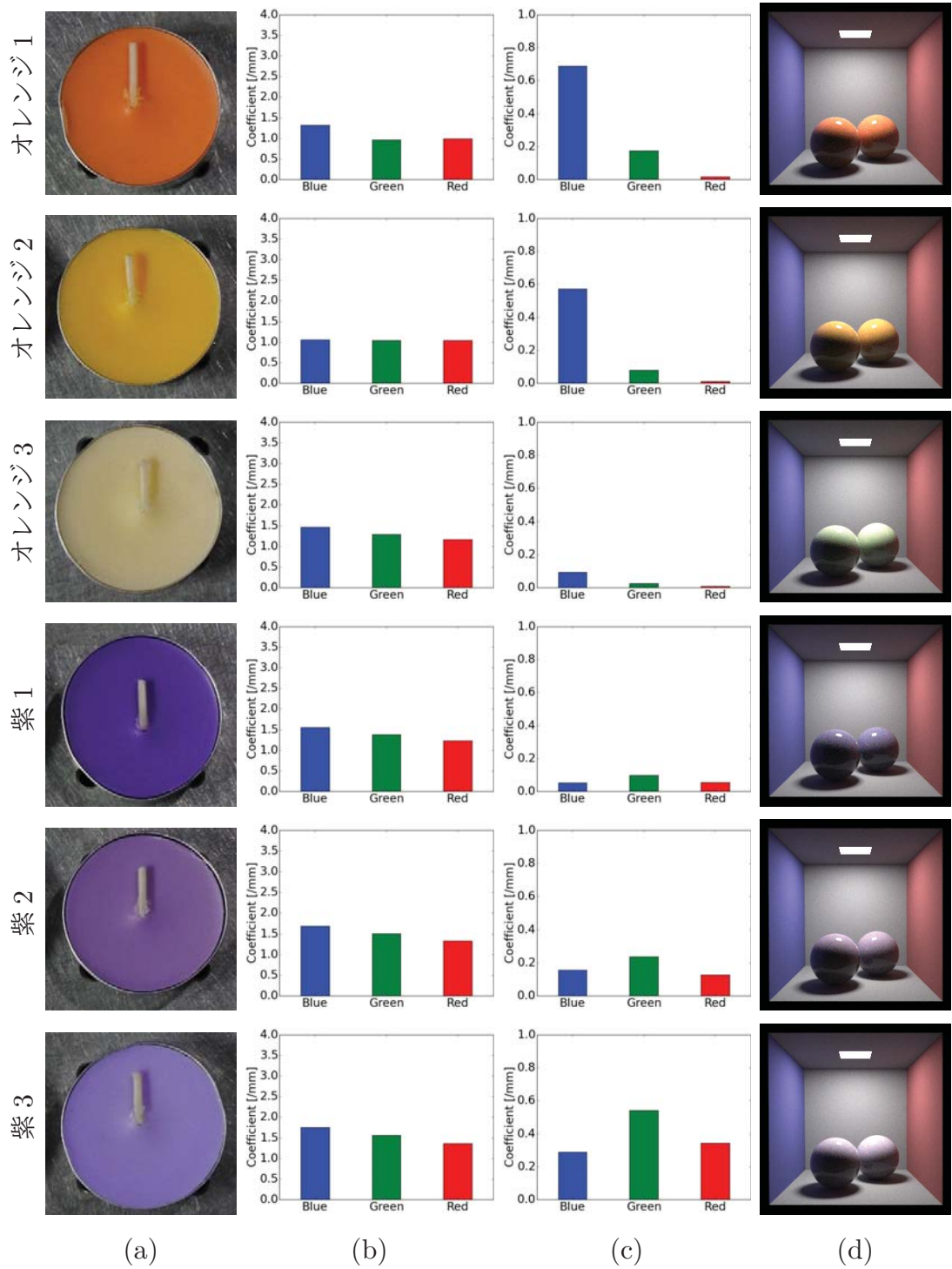


図 5.13: 推定結果 (a) 計測対象 (b) 散乱係数 (c) 吸収係数 (d) レンダリング結果

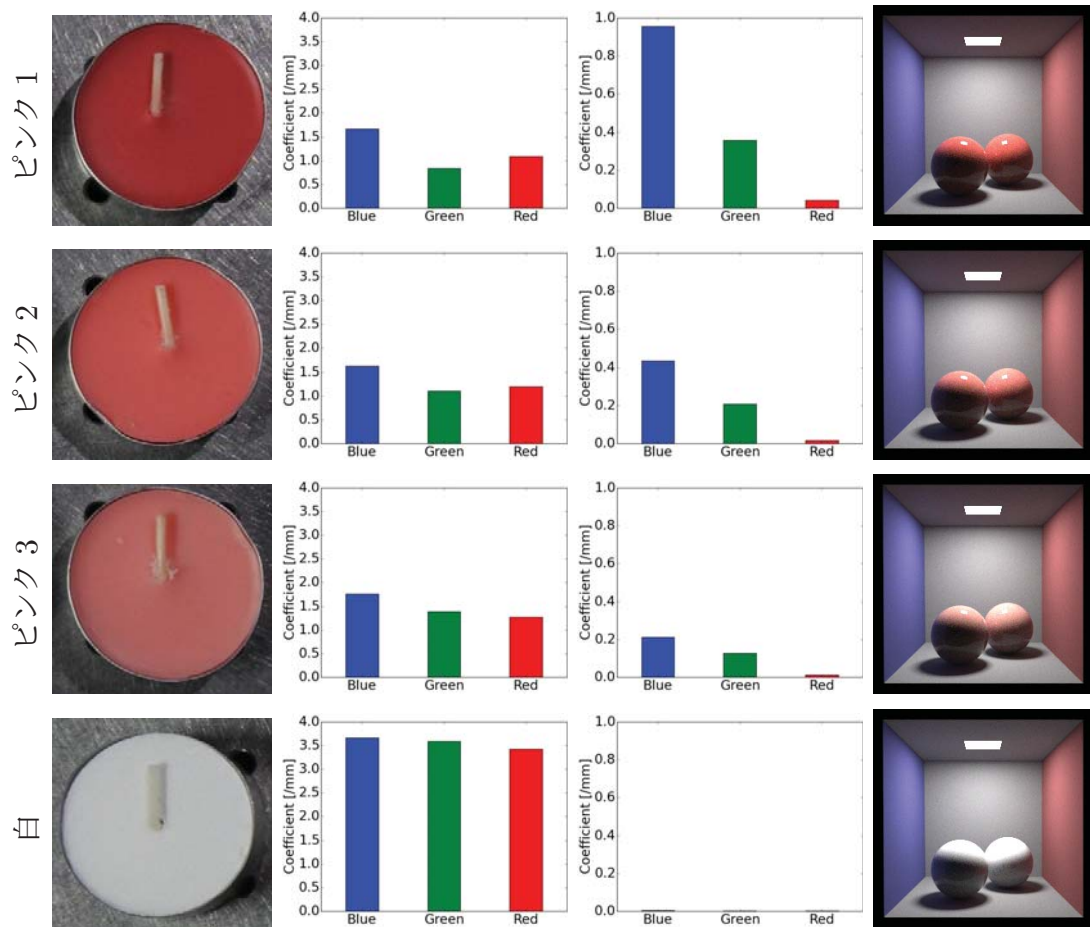


図 5.14: 推定結果 (a) 計測対象 (b) 散乱係数 (c) 吸収係数 (d) レンダリング結果



## 第 6 章 総括

まとめ本論文では、散乱パラメータ測定手法において仮定する散乱状態が成り立つ観測条件と光の波長の領域を特定する手法を提案した。特定の仮定が成り立つ観測条件と光の波長において、その仮定をおく手法での計測によって推定された散乱パラメータは、仮定が成り立つ限り一定の値に安定する。すなわち、観測条件を変化させ、多波長での計測を行い、推定されたパラメータで各波長において、一定の値を示す観測条件は仮定が成り立つ条件であるといえる。そこで、本研究では領域特定の手法として、まず、領域を特定したい仮定に対応する計測手法を用いて、複数の観測条件においてパラメータ推定を行う。次に、観測条件ごとの推定パラメータから安定したパラメータを仮定成立の基準とする。最後に、基準パラメータと推定パラメータを比較し、一致度によって仮定成立、不成立を判定する。これを多波長で行うことで、仮定が成り立つ観測条件と光の波長の領域が特定できる。この手法を単一散乱が支配的と仮定できる領域と拡散が仮定可能な領域の特定に適用した。それぞれの領域を単一散乱領域、拡散領域とし、実験から各領域を特定した。単一散乱領域特定には、対象に牛乳と豆乳を使用し、ランベルト・ベールの法則を用いた透過型計測をパラメータ計測手法として用い、領域特定手法を行った。また、拡散領域特定においては、色の異なるロウソクを対象とし、変調周波数パターン投影法での散乱パラメータ計測手法を適用し、領域特定手法を実行した。結果として、単一散乱領域特定では、牛乳、豆乳ともに、光学的濃さが小さいところでは、長い波長、光学的濃さが大きいところでは、短い波長で単一散乱領域外となることが確認できた。また、拡散領域特定では、殆どのロウソクで、青、緑、赤の 3 チャネルにおいて  $0.061 - 0.18[\text{mm}^{-1}]$  の周波数で、拡散領域とみなすことが確認できた。

以下には想定される制限や課題を述べる。まず、基準パラメータの設定についてである。本論文では、基準パラメータとして、複数の観測条件で計測された推定されたパラメータの中で、一定の値を示すものを 3 つ選び、それらの観測条件では仮定が成立しているとし、その 3 つのパラメータの平均が対象媒体の正しいパラメータとして、基準を決定している。しかし、変化させた観測条件に偏りがあり、仮定が成り立つ観測条件を含んでいなければ基準の決定ができない。仮定が成り立つ観測条件を推定する必要がある、一度計測を行い傾向を観察することで仮定が成り立



つ観測条件の絞込みをするなど検討が必要である。

次に、本研究では領域特定する仮定として、単一散乱と拡散において、それぞれ1つの手法の適用にとどまっており、それぞれの領域の確かさについての評価が行えていない。よって今後の課題として、各仮定におけるその他の手法においても、領域特定手法を適用し、領域ごとに比較し、評価する必要がある。

また、本研究では単一散乱領域と拡散領域の特定を行った。それぞれ対象とした媒体が異なったが、同じ対象において領域特定を行うことによって、その媒体の単一散乱領域と拡散領域がわかる。それらの間の領域は、単一散乱でないことから多重散乱が起こっており、その中でも拡散ではないことから低次の散乱が支配的と考えられることから、低次の散乱が支配的な領域が特定できることを表している。これまで低次の散乱は不安定性や曖昧性から、それを対象とした研究が多くない。そのため、低次の散乱領域特定が低次の散乱の解析の先駆けになると考えられる。

## 謝辞

本研究を行うにあたり、数多くの方々からのご指導、ご助言、ご支援を頂きました。この場を借りて、御礼を申し上げます。光メディアインタフェース研究室 向川康博教授には、研究全般において、熱心でいて暖かで、丁寧なご指導、ご助言をしていただきました。研究に対する心構えや、発表に対する姿勢など、多くのことを教えていただき、人間としての成長に繋がりました。心より感謝申し上げます。サイバネティクス・リアリティ工学研究室 清川清教授にはゼミナール発表において、研究の不足箇所や別視点からのご指摘など貴重な意見、ご助言をいただきました。厚く御礼申し上げます。光メディアインタフェース研究室 船富卓哉准教授には、研究をすすめる上で、数え切れないほど数多くのご助言をいただきました。行き詰ったときにも、的確なご意見を頂き、また普段何気ないときにも、声をかけていただき何度も救われました。心から感謝申し上げます。光メディアインタフェース研究室 久保尋之助教には、研究において、数多くの丁寧なご助言をいただきました。非常に近くで接していただき、なんでも気兼ねなく相談させて頂き、心から感謝いたします。光メディアインタフェース研究室 田中賢一郎助教には、研究を遂行する上で、数多くのご助言をいただきました。研究に必要なものは全て、相談すれば解決していただきました。心からお礼申し上げます。光メディアインタフェース研究室 秘書登淑恵さんにはどんな些細なことでも優しく教えて頂いたり、学会の複雑な手続きにも柔軟に対応して頂き、深く感謝致します。光メディアインタフェース研究室 高谷剛志氏には、研究において、分からないこと全てを正確に教えて頂き、また、研究方針についても懇切丁寧に相談にのって頂き、心より感謝致します。感謝してもしきれません。研究に関する議論だけでなく日常生活面でもお世話になりました光メディアインタフェース研究室 のスタッフ、学生の皆様方に感謝申し上げます。皆様のおかげで楽しい2年間を送ることができました。最後に、2年間の大学院生活を支えて、私の今後の進路にも常に心配してくれた家族に感謝致します。

本研究に全うの力を注げたのも皆さまの協力あってのものです。本当にありがとうございました。

## 参考文献

- [1] Cuccia, D. J., Bevilacqua, F., Durkin, A. J., Ayers, F. R. and Tromberg, B. J.: Quantitation and mapping of tissue optical properties using modulated imaging, *Journal of biomedical optics*, Vol. 14, No. 2, pp. 024012–024012 (2009).
- [2] Fishkin, J. B., Fantini, S., Gratton, E. et al.: Gigahertz photon density waves in a turbid medium: theory and experiments, *Physical review E*, Vol. 53, No. 3, p. 2307 (1996).
- [3] Haskell, R. C., Svaasand, L. O., Tsay, T.-T., Feng, T.-C., Tromberg, B. J. and McAdams, M. S.: Boundary conditions for the diffusion equation in radiative transfer, *JOSA A*, Vol. 11, No. 10, pp. 2727–2741 (1994).
- [4] Hawkins, T., Einarsson, P. and Debevec, P.: Acquisition of time-varying participating media, *ACM Transactions on Graphics (ToG)*, Vol. 24, No. 3, pp. 812–815 (2005).
- [5] He, K., Sun, J. and Tang, X.: Single image haze removal using dark channel prior, *IEEE transactions on pattern analysis and machine intelligence*, Vol. 33, No. 12, pp. 2341–2353 (2011).
- [6] Henyey, L. G. and Greenstein, J. L.: Diffuse radiation in the Galaxy, Vol. 93, pp. 70–83 (1941).
- [7] Inoshita, C., Mukaigawa, Y., Matsushita, Y. and Yagi, Y.: Surface normal deconvolution: Photometric stereo for optically thick translucent objects, *European Conference on Computer Vision*, Springer, pp. 346–359 (2014).
- [8] Jensen, H. W., Marschner, S. R., Levoy, M. and Hanrahan, P.: A practical model for subsurface light transport, *Proceedings of the 28th annual conference on Computer graphics and interactive techniques*, ACM, pp. 511–518 (2001).
- [9] Kienle, A., Lilge, L., Patterson, M. S., Hibst, R., Steiner, R. and Wilson, B. C.: Spatially resolved absolute diffuse reflectance measurements for non-invasive determination of the optical scattering and absorption coefficients

- of biological tissue, *Applied optics*, Vol. 35, No. 13, pp. 2304–2314 (1996).
- [10] Kubo, H., Dobashi, Y. and Morishima, S.: Curvature-Dependent Reflectance Function for Interactive Rendering of Subsurface Scattering., *International Journal of Virtual Reality*, Vol. 10, No. 1 (2011).
  - [11] Michels, R., Foschum, F. and Kienle, A.: Optical properties of fat emulsions, *Optics Express*, Vol. 16, No. 8, pp. 5907–5925 (2008).
  - [12] Minetomo, Y., Kubo, H., Funatomi, T., Shinya, M. and Mukaigawa, Y.: Acquiring Non-parametric Scattering Phase Function from a Single Image, *SIGGRAPH Asia 2017* (2017).
  - [13] Mourant, J. R., Fuselier, T., Boyer, J., Johnson, T. M. and Bigio, I. J.: Predictions and measurements of scattering and absorption over broad wavelength ranges in tissue phantoms, *Applied optics*, Vol. 36, No. 4, pp. 949–957 (1997).
  - [14] Narasimhan, S. G., Gupta, M., Donner, C., Ramamoorthi, R., Nayar, S. K. and Jensen, H. W.: Acquiring scattering properties of participating media by dilution, *ACM Transactions on Graphics (TOG)*, Vol. 25, No. 3, ACM, pp. 1003–1012 (2006).
  - [15] Tanaka, K., Mukaigawa, Y., Funatomi, T., Kubo, H., Matsushita, Y. and Yagi, Y.: Material Classification using Frequency-and Depth-Dependent Time-of-Flight Distortion, *Proceedings of the IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition*, pp. 79–88 (2017).
  - [16] Tanaka, K., Mukaigawa, Y., Matsushita, Y. and Yagi, Y.: Descattering of transmissive observation using parallel high-frequency illumination, *Computational Photography (ICCP), 2013 IEEE International Conference on*, IEEE, pp. 1–8 (2013).
  - [17] Yoo, K., Liu, F. and Alfano, R.: When does the diffusion approximation fail to describe photon transport in random media?, *Physical review letters*, Vol. 64, No. 22, p. 2647 (1990).
  - [18] 柴山充弘, 佐藤尚弘, 岩井俊昭, 木村康之, 講談社サイエンティフィク, 光散乱法の基礎と応用, 講談社 (2014).

## 発表リスト

- [1] K. Tsubota, T. Takatani, T. Aoto, K. Tanaka, H. Kubo, T. Funatomi, Y. Mukaigawa. Examining Single Scattering Region in Concentration, Depth, and Wavelength on Diluted Media. OSJ-OSA Joint Symposia, 30a0D5, October 2017.