

# 一般照明下での表面下散乱の解析

向川 康博<sup>†</sup> 鈴木 和哉<sup>†</sup> 八木 康史<sup>†</sup>

<sup>†</sup> 大阪大学 産業科学研究所

〒 567-0047 大阪府茨木市美穂ヶ丘 8-1

E-mail: <sup>†</sup>{mukaigaw,yagi}@am.sanken.osaka-u.ac.jp

あらまし 半透明物体では、表面下散乱と呼ばれる媒質内部における光の散乱が発生する。本研究では、媒質が均一な半透明物体を対象とし、一般照明下で撮影された画像から、表面下散乱を解析する手法を提案する。提案手法では、物体表面間の距離を量子化することで、表面下散乱モデル中の散乱項の値を線形的に求める。さらに、散乱項にダイポール近似モデルを当てはめることで、対象物体の表面下散乱を解析する。材質の異なるいくつかの半透明物体に対して本手法を用いることで、材質に固有の表面下散乱パラメータを推定できることを確認した。

キーワード 半透明物体, 反射特性, 表面下散乱, BSSRDF, ダイポールモデル

## Analysis of Subsurface Scattering under Generic Illumination

Yasuhiro MUKAIGAWA<sup>†</sup>, Kazuya SUZUKI<sup>†</sup>, and Yasushi YAGI<sup>†</sup>

<sup>†</sup> The Institute of Scientific and Industrial Research, Osaka University

8-1 Mihogaoka, Ibaraki, Osaka, 567-0047, Japan

E-mail: <sup>†</sup>{mukaigaw,yagi}@am.sanken.osaka-u.ac.jp

**Abstract** A scattering effect of incident lights called subsurface scattering occurs under the surface of translucent objects. In this paper, we present a method to analyze the subsurface scattering from one image taken under generic illumination. In our method, diffuse subsurface reflectance in the subsurface scattering model can be linearly solved by quantizing the distances between each pair of surface points. Then, the dipole approximation model is fit to the diffuse subsurface reflectance. By applying our method to real images of some translucent objects, we confirmed that the parameters of subsurface scattering can be computed for each material.

**Key words** translucent object, subsurface scattering, BSSRDF, dipole model

### 1. はじめに

これまでに、シーンを撮影した画像を入力として、光源環境や物体の反射特性を推定するための様々なインバースレンダリング法が提案されてきた [1]。しかし、それらの手法のほとんどは、対象物体の材質が不透明であると仮定しており、半透明物体を扱うことができない。大理石・皮膚・ミルクが半透明物体の典型例として挙げられるが、それ以外にも野菜や果実、布など、図 1 に示すように、我々の身の回りに存在する物体の多くも実際には半透明である [2]。

近年、コンピュータグラフィックス分野では、半透明物体を高速にレンダリングする手法に関する研究が盛んに行われている。Jensen らは、カメラから空間上の光線を確率的に追跡するフォトンマッピング法 [3] や、半透明物体内部での光の散乱をダイポール近似によって高速にレンダリングする手法 [4] を提案している。



図 1 我々の身の回りに存在する半透明物体

一方、コンピュータビジョン分野では、これまでに半透明物体はほとんど取り扱われていない。不透明物体上の局所的な光学現象である拡散反射、鏡面反射、影の解析が主であり、物体

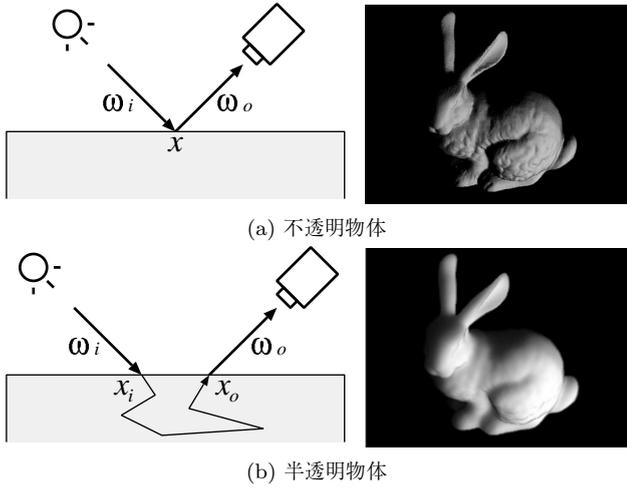


図2 透明物体と半透明物体の反射の違い

表面上に入射した光が他の点を照らす間接光としては相互反射が考慮されている程度である。近年、レーザなどの光源によって物体表面上の一点を照射する方法 [4] [5] [6], プロジェクタによってスリットパターンを投影する方法 [7] [8], 接触型の専用計測センサを用いる方法 [9] など, 特殊な光源によって半透明物体内部での表面下散乱を計測する研究が発表され始めてきた。しかし, いずれも, 限定された照明環境において専用の機器を用いた特殊な計測手法であり, 一般シーンの解析には利用できない。

そこで, 本研究では一般照明下で通常のカメラによって撮影された1枚の画像を入力として, 半透明物体内部での表面下散乱を解析する手法を提案する。本研究が想定する任意の光源で照らされたシーンは, 従来法で取り扱うことができなかった難しい問題設定であり, 表面下散乱の生成過程を逆にたどることで, 表面下散乱のインバースレンダリングを実現しようという新しい試みである。提案手法は, 与えられた照明環境と撮影画像から, 物体内部での光の散乱に対してダイポール近似モデルを当てはめることで, 一般シーン中に存在する半透明物体の表面下散乱を解析できる新しい反射解析手法である。

## 2. 半透明物体で生じる表面下散乱

### 2.1 表面下散乱の表現

ほとんどのコンピュータビジョン技法では, 対象物体は不透明であると仮定している。不透明物体では物体表面のある点に入射した光は, その点でのみ反射する。つまり, 図2(a)のように光の入射点と出射点は一致する。そのため, 相互反射や環境光の影響を除けば, 光源からの入射光のない影領域では出射光は観測されない。このような不透明物体上で生じる反射は双方向反射率分布関数 (Bidirectional Reflectance Distribution Function: 以下, BRDF と略す) で表現される。BRDF は観測点  $x$  に  $\omega_i$  の方向から入射した光が  $\omega_o$  の方向に出射する率  $F(x, \omega_i, \omega_o)$  を表す。

一方, 半透明物体では, 物体表面上のある点に入射した光は物体の内部で散乱し, 物体表面上の別の点からも出射する。こ

の物体内部の散乱を表面下散乱と呼ぶ。表面下散乱により, 半透明物体では図2(b)のように光の入射点と出射点が一致しない。そのため, 光源からの入射光のない影領域であっても, 他の点への入射光が物体内部で散乱し, 出射光として観測される。また, 入射点の周辺には強い散乱光が到達するため, 表面の細かい凹凸が見えにくくなり, 全体的に滑らかな形状に見える。このような半透明物体で生じる表面下散乱は双方向散乱面反射率分布関数 (Bidirectional Scattering Surface Reflectance Distribution Function: 以下, BSSRDF と略す) で表現される。BSSRDF は入射点  $x_i$  に  $\omega_i$  の方向から入射した光が観測点  $x_o$  において  $\omega_o$  の方向に出射する率  $S(x_i, \omega_i, x_o, \omega_o)$  を表す。

半透明物体では, シーン中の物体表面上の点  $x_o$  における方向  $\omega_o$  への放射輝度  $L_o(x_o, \omega_o)$  は, 次式によって与えられる。

$$L_o(x_o, \omega_o) = \int_A \int_{\Omega} S(x_i, \omega_i, x_o, \omega_o) L_i(x_i, \omega_i) (N \cdot \omega_i) d\omega_i dx_i \quad (1)$$

ここで,  $L_i(x_i, \omega_i)$  は, 点  $x_i$  に  $\omega_i$  方向から入射する光の強度,  $A$  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示す。

### 2.2 ダイポール近似モデル

コンピュータグラフィックス分野では, 表面下散乱を表現するためにフォトンマッピングなどの手法がとられてきた。しかし, フォトンマッピングでは高い再現性を持った画像をレンダリングするためには膨大な計算時間を必要とする。近年, Jensenら [4] によってダイポール近似モデルを用いて表面下散乱をレンダリングする手法が提案された。この手法では, 高品質な画像を高速でレンダリングできるという利点がある。そのため, 本研究でもダイポール近似モデルによるレンダリングの逆問題を解くことを目的とする。

ダイポール近似モデルでは, 物体内部の散乱が入射光と観測光の方向に依存しないという仮定をおくことで, BSSRDF  $S(x_i, \omega_i, x_o, \omega_o)$  を次式のように分解する。

$$S(x_i, \omega_i, x_o, \omega_o) = \frac{1}{\pi} F_{t,o}(\eta, \omega_o) R(x_i, x_o) F_{t,i}(\eta, \omega_i) \quad (2)$$

ここで,  $F_t(\eta, \omega)$  は相対屈折率  $\eta$  の境界面に対し, 角度  $\omega$  方向に光が透過する際のフレネル関数である。

また,  $R(x_i, x_o)$  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  $d = \|x_o - x_i\|$  の関数として, 次式で近似される。

$$R(d) = \frac{\alpha}{4\pi} \left\{ z_r \left( \sigma_{tr} + \frac{1}{d_r} \right) \frac{e^{-\sigma_{tr} d_r}}{d_r^2} + z_v \left( \sigma_{tr} + \frac{1}{d_v} \right) \frac{e^{-\sigma_{tr} d_v}}{d_v^2} \right\} \quad (3)$$

このとき, 各変数は以下の式で与えられる。

$$d_r = \sqrt{d^2 + z_r^2}, \quad d_v = \sqrt{d^2 + z_v^2} \quad (4)$$

$$z_r = \frac{1}{\sigma_t^r}, \quad z_v = z_r \left( 1 + \frac{4}{3} A \right) \quad (5)$$

$$A = \frac{1 + F_{dr}}{1 - F_{dr}} \quad (6)$$

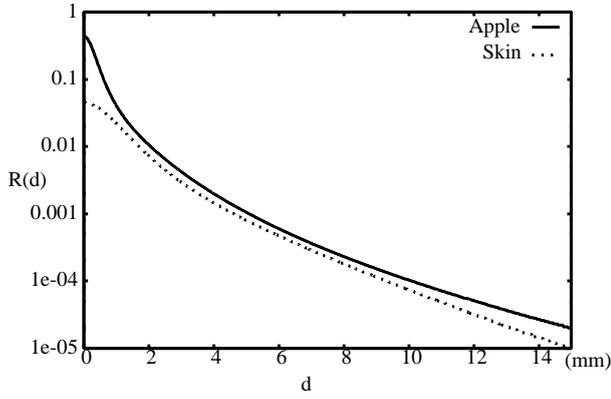


図3 散乱項  $R(d)$  の例 (Apple:  $\sigma_s = 2.29$ ,  $\sigma_a = 0.003$ ,  $\eta = 1.3$ .  
Skin:  $\sigma_s = 0.74$ ,  $\sigma_a = 0.032$ ,  $\eta = 1.3$ )

$$F_{dr} = -\frac{1.440}{\eta^2} + \frac{0.710}{\eta} + 0.668 + 0.0636\eta \quad (7)$$

$$\sigma_{tr} = \sqrt{3\sigma_a\sigma'_t} \quad (8)$$

$$\sigma'_t = \sigma'_s + \sigma_a, \quad \sigma'_s = \sigma_s(1-g) \quad (9)$$

$$\alpha = \frac{\sigma'_s}{\sigma'_t} \quad (10)$$

ここで  $\sigma_s, \sigma_a$  は物体固有のパラメータであり、それぞれ  $\sigma_s$  は散乱係数、 $\sigma_a$  は吸収係数と呼ばれる。 $g$  は位相関数による散乱方向と光の伝播方向の内積であるが、等方散乱の場合は  $g = 0$  となる。

このように、ダイポール近似モデルでは等方散乱物体の表面下散乱を  $\sigma_s, \sigma_a, \eta$  の3つのパラメータで近似表現できることがわかる。これらのパラメータを変化させた場合に、散乱項  $R(d)$  がどのように変化するかを図3に例示する。この例では、リンゴと皮膚に対応するパラメータ [4] を与えた場合に、入射点と出射点の距離が離れるに従って、散乱光がそれぞれどのように減衰するかを示している。

### 3. 量子化による表面下散乱推定

#### 3.1 問題設定

本手法では、半透明物体を撮影した画像1枚のみを入力とし、以下の条件下で表面下散乱のパラメータを推定する。

幾何情報：カメラ位置、対象物体の3次元形状は既知

材質：対象物体の材質は均一で等方散乱を生じる

光源環境：対象物体の各表面上における光源の輝度分布  $L_i(x_i, \omega_i)$  は既知

放射輝度：撮影した画像と幾何情報より、カメラから見える点について、放射輝度  $L_o(x_o, \omega_o)$  は既知

#### 3.2 パッチ分割による定式化

物体表面を十分に小さい  $m$  個のパッチごとに分割し、それぞれの中心をサンプル点とする。物体の形状が既知であることから、サンプル点の3次元座標  $x_i$  とその法線方向  $N$  は容易に求められる。

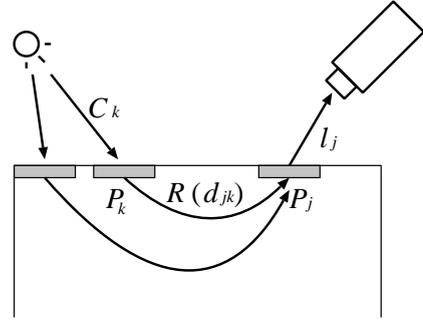


図4 パッチ分割による表面下散乱の定式化

問題の簡単化のために各パッチの面積が等しいとすれば<sup>(注1)</sup>、各パッチの明るさは次式のように表される

$$L_o(P_j) = \frac{1}{\pi} F_{t,o}(\eta, \omega_o) \sum_{k=1}^m \left\{ R(d_{jk}) \int_{\Omega} L_i(P_k, \omega_i) F_{t,i}(\eta, \omega_i) \max(0, N \cdot \omega_i) d\omega_i \right\} \quad (11)$$

このとき、 $L_o(P_j)$  はパッチ  $P_j$  のサンプル点の放射輝度、 $d_{jk}$  は  $P_j$  から  $P_k$  までの直線距離、 $L_i(P_k, \omega_i)$  は  $P_k$  のサンプル点に  $\omega_i$  方向から入射する光の強度である。

なお、Jensen ら [4] や Goesele ら [5] の研究から、大理石などの一部を除く物質で相対屈折率は  $\eta = 1.3$  であることが経験的に知られている。本研究でもこれにならない、計測が困難な相対屈折率を 1.3 とする。これにより、 $F_{t,o}(\eta, \omega_o)$ 、 $F_{t,i}(\eta, \omega_i)$  は対象の位置形状と照明環境、カメラ位置から計算できる。

ここで、

$$l_j = \frac{\pi L_o(P_j)}{F_{t,o}(\eta, \omega_o)} \quad (12)$$

$$c_k = \int_{\Omega} L_i(P_k, \omega_i) F_{t,i}(\eta, \omega_i) \max(0, N \cdot \omega_i) d\omega_i \quad (13)$$

とおけば、式 (11) から、

$$l_j = \sum_{k=1}^m (R(d_{jk}) c_k) \quad (14)$$

となる。これは、図4のように、パッチ  $P_j$  の放射輝度  $l_j$  は、別のパッチ  $P_k$  への照度  $c_k$  と、パッチ間の距離を  $d_{jk}$  とした散乱項  $R(d_{jk})$  の積を、すべてのパッチで総和をとった値から算出できることを意味している。

これを、物体表面の全てのパッチで計算すると、

$$\mathbf{l} = [l_1, l_2, \dots, l_m]^T \quad (15)$$

$$\mathbf{c} = [c_1, c_2, \dots, c_m]^T \quad (16)$$

(注1)：各パッチの面積が異なる場合には、表面下散乱の影響を面積に応じて正規化すれば良い。

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} R(d_{11}) & \dots & R(d_{1k}) & \dots & R(d_{1m}) \\ \vdots & \ddots & \vdots & & \vdots \\ R(d_{j1}) & \dots & R(d_{jk}) & \dots & R(d_{jm}) \\ \vdots & & \vdots & \ddots & \vdots \\ R(d_{m1}) & \dots & R(d_{mk}) & \dots & R(d_{mm}) \end{bmatrix} \quad (17)$$

とおくことで、次式のように行列演算で表せる。

$$\mathbf{l} = \mathbf{R}\mathbf{c} \quad (18)$$

ここで  $\mathbf{l}$  と  $\mathbf{c}$  は既知であり、求めるべきパラメータ  $\sigma_a, \sigma_s$  が含まれているのは  $\mathbf{R}$  である。しかし、 $\mathbf{R}$  には  $m^2$  個の未知数が含まれるのに対し、拘束式は  $m$  しかないため、そのままでは解くことができない。

### 3.3 パッチ間距離の量子化による線形解法

本研究では、 $\mathbf{l}$  と  $\mathbf{c}$  から  $R(d_{jk})$  の値を算出するために、パッチ間距離を量子化することで未知数を減らし、誤差を最小とする  $R(d_{jk})$  を線形に解く方法を提案する。このパッチ間の量子化は、散乱項  $R(d)$  を折れ線近似し、各点での値を推定することと、基本的に等価である。

距離  $d_{11}, \dots, d_{mm}$  を  $n$  個の離散値  $d'_1, d'_2, \dots, d'_n$  で近似する。また、各離散化された距離における散乱項をそれぞれ  $R'_1, R'_2, \dots, R'_n$  とする。このとき  $d'_i$  は次の条件を満たす。

$$d'_1 = 0 \quad (19)$$

$$d'_n > \max(d_{jk}) \quad (20)$$

$$d'_1 < d'_2 < \dots < d'_n \quad (21)$$

$d_{jk}$  に対し

$$d'_i \leq d_{jk} < d'_{i+1} \quad (22)$$

となる  $i$  を見つけると、

$$d_{jk} = \beta_{jk}d'_i + (1 - \beta_{jk})d'_{i+1} \quad (23)$$

となる。重み係数  $\beta_{jk}$  は次式で求められる。

$$\beta_{jk} = \frac{d'_{i+1} - d_{jk}}{d'_{i+1} - d'_i} \quad (24)$$

この関係から  $R(d_{jk})$  を次式で線形近似する。

$$R(d_{jk}) \simeq \beta_{jk}R'_i + (1 - \beta_{jk})R'_{i+1} \quad (25)$$

このとき、 $R'_i$  は  $d'_i$  に対応する測定値  $R$  である。ここで  $i$  番目の要素が  $\beta_{jk}$ 、 $i+1$  番目の要素が  $1 - \beta_{jk}$  それ以外の要素が全て 0 となる  $n$  次元ベクトル

$$\mathbf{w}_{jk} = [0 \quad \dots \quad 0 \quad \beta_{jk} \quad (1 - \beta_{jk}) \quad 0 \quad \dots \quad 0] \quad (26)$$

をおき、

$$\mathbf{r} = [R'_1 \quad R'_2 \quad \dots \quad R'_n]^T \quad (27)$$

とすれば、式 (25) は

$$R(d_{jk}) \simeq \mathbf{w}_{jk}\mathbf{r} \quad (28)$$

と表せる。この近似を、式 (14) に代入すると、

$$l_j \simeq \sum_{k=1}^m (c_k \mathbf{w}_{jk}\mathbf{r}) \quad (29)$$

となるので、

$$\mathbf{W} = \begin{bmatrix} \sum_{k=1}^m (c_k \mathbf{w}_{1k}) \\ \sum_{k=1}^m (c_k \mathbf{w}_{2k}) \\ \vdots \\ \sum_{k=1}^m (c_k \mathbf{w}_{mk}) \end{bmatrix} \quad (30)$$

とおくと、式 (18) は、

$$\mathbf{l} \simeq \mathbf{W}\mathbf{r} \quad (31)$$

となる。この近似により  $n$  の未知数に対し、 $m$  の拘束式が得られるので、 $n \leq m$  となる  $n$  をとれば、擬似逆行列  $\mathbf{W}^+$  によって、次式のように  $\mathbf{r}$  を求めることができる。

$$\mathbf{r} = \mathbf{W}^+\mathbf{l} \quad (32)$$

ただし、実際には 1 枚の入力画像にはすべてのパッチが撮影されているわけではないため、 $\mathbf{l}$  と  $\mathbf{W}$  から可視パッチに対応する行のみを抜き出して、式 (32) と同様に解く。

散乱項  $R(d)$  は、比較的滑らかで単調減少する関数であるため、パッチ間距離を量子化しても、すなわち  $R(d)$  を折れ線近似しても、 $d$  の間隔がある程度小さければ、近似としては十分であると考えられる。

### 3.4 ダイポール近似モデルへの当てはめ

量子化による線形解法によりパッチ間の距離  $d'_1, d'_2, \dots, d'_n$  とそれに対応する  $R'_1, R'_2, \dots, R'_n$  が得られる。次に、この値にダイポール近似モデルを当てはめる。

屈折率  $\eta$  を既知としているため、ダイポール近似モデルにおける距離  $d$  に対する散乱項  $R(d)$  は  $\sigma_s, \sigma_a$  の 2 つのパラメータによって決定される。実画像から得られた  $d'_i$  に対する測定値  $R'_i$  に対し、

$$\arg \min_{\sigma_s, \sigma_a} \sum_{i=1}^n (R'_i - R(d'_i))^2 \quad (33)$$

とすることで、 $\sigma_s, \sigma_a$  を求め、その物体固有の表面下散乱モデルを得る。

## 4. 実験

### 4.1 距離の量子化に対する誤差評価

まず、距離の量子化がパラメータ推定にどのように影響を与えるかを調べるために、シミュレーション実験を行った。一般照明環境として、図 5 に示す球面反射球を用いて撮影した環境データを利用し、環境データ各点の光源が対象物体を中心と



図5 シミュレーション実験で使用した照明環境  
(<http://www.debevec.org/Probes/>)

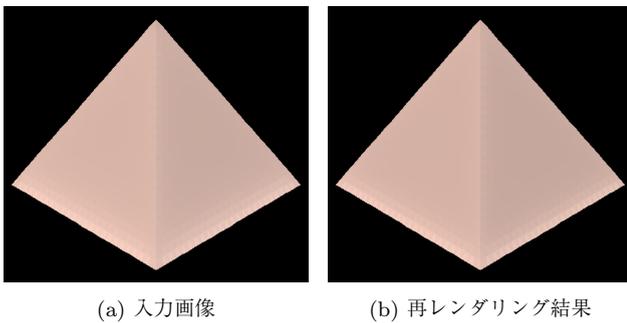


図6 シミュレーション実験のための合成画像. (a) パラメータを  $\sigma_s = 2.19, \sigma_a = 0.002, \eta = 1.3$  とした場合の入力画像. (b) 推定したパラメータ ( $\sigma_s = 2.34, \sigma_a = 0.009$ ) による再レンダリング結果.

する半径が無遠のの球面上にあるものとした. ダイポール近似モデルのパラメータを,  $\sigma_s = 2.19, \sigma_a = 0.002, \eta = 1.3$  とし, 図 6(a) に示す四角錐をレンダリングし, これを入力画像とした.

パラメータ  $\sigma_s, \sigma_a$  を探索するための最小値, 最大値, 刻み幅は, それぞれ表 1 のように設定した. パッチ間距離の量子化幅を 0.05mm から 0.50mm まで 0.05mm 刻みで変化させた場合に, 誤差がもっとも小さくなったパラメータの組み合わせを表 2 に示す. 散乱係数  $\sigma_s$  は概ね真値に近い値が推定できているが, 吸収係数  $\sigma_a$  は全体的に真値よりもやや大きめとなり, 推定は不安定であった.

推定したパラメータの正確さを定量的に評価するために, 推定したパラメータによって画像を再レンダリングし, 入力画像との差を PSNR (Peak Signal to Noise Ratio) で評価した. 各量子化幅に対する PSNR を表 2 と図 7 に示す. 一般に, 画質評価においては PSNR が 40dB 以上であれば, 二つの画像の見分けはつかないと言われている. 量子化幅 0.10mm と 0.35mm で PSNR が 40dB を上回っており, その間の区間においても 30dB 程度の精度が得られている. 最適な量子化の幅は対象物体のパッチの区切り方などに依存するため一概にはいえないが, 量子化の幅が広いと, 量子化の精度が低下するため誤差が

表 1 パラメータの範囲

	$\sigma_s$	$\sigma_a$
最小値	0.01	0.000
最大値	3.00	0.010
刻み幅	0.01	0.001

表 2 量子化幅に対して得られたパラメータと PSNR

Sampling[mm]	$\sigma_s$	$\sigma_a$	PSNR [dB]
0.05	2.14	0.000	26.47
0.10	2.20	0.007	42.12
0.15	2.19	0.004	30.58
0.20	2.19	0.009	33.47
0.25	2.19	0.005	28.69
0.30	2.32	0.009	29.78
0.35	2.34	0.009	47.93
0.40	2.22	0.009	25.76
0.45	2.18	0.009	20.35
0.50	2.40	0.009	23.43
真値	2.19	0.002	-

大きくなりやすい. 逆に, 量子化幅 0.05mm で精度が低下しているのは, 量子化幅が細かすぎると散乱項推定の際の未知数が増え, 逆行列推定が不安定になるためと考えられる. 最適な量子化幅の決定は, 今後の検討課題である.

次に, パラメータ推定の安定性を調べるために, もっとも誤差が小さかった量子化幅 0.35mm の場合について, 散乱係数  $\sigma_s$  と吸収係数  $\sigma_a$  を変化させた時に, 式 (33) で定義される誤差の変化を調べた結果を図 8 に示す. この図では, 右のバーに示すように, 誤差が小さい場合は青, 大きい場合は赤となるように, 誤差の大きさを色で示している. この結果から, 散乱係数  $\sigma_s$  に関しては滑らかな分布となっており, かつ明確な最小値を持っていることから, 局所解に陥ることなくおよそ正しい値を推定できることがわかる. 一方, 吸収係数  $\sigma_a$  に関しては, 分布は滑らかではあるものの, 平坦であるために最小値を見つけるのが難しい. 実際, 図中の「+」印の箇所が最小値と判断されたパラメータであるが,  $\sigma_a$  方向には曖昧性が残っている. この結果より,  $\sigma_a$  の推定は不安定であるが,  $\sigma_a$  の値を変化させても散乱項  $R(d)$  の値はさほど変化しないことがわかる.

本実験では表 1 に示す範囲で, パラメータを総当たりで変化させて誤差評価を行ったが, 通常の Pentium4 クラスの PC でも総計算時間は 1 秒未満であったことから, 計算時間については問題となっていない. 各パラメータの刻み幅をより細かくすれば計算時間も増加するが, 局所解を持たない滑らかな誤差分布であることから, 最急降下法などによって効率的に最小値を見つけることも可能であると考えられる.

もっとも誤差の少ない量子化幅 0.35mm における, 推定した散乱項とダイポール近似モデルの関係を図 9 に示す. いくつかの外れ値の影響で, 真値よりもやや小さめの値となっているが, 概ね正しいフィッティング結果となっていることが分かる. また, 推定されたパラメータを用いて四角錐を再レンダリングした結果を図 6(b) に示す. PSNR が 47.93dB と大きな値であるため,

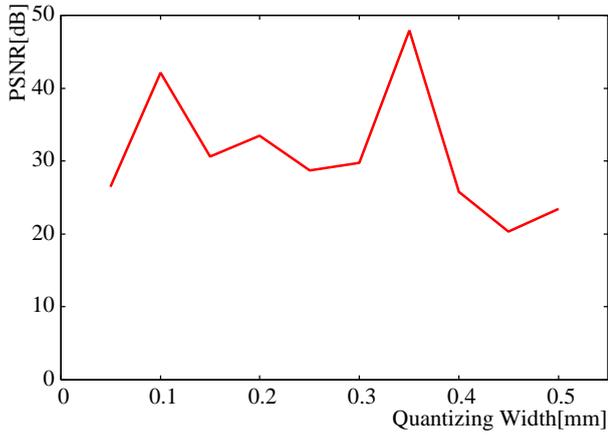


図7 量子化幅とPSNRの関係



図10 実物体の撮影環境

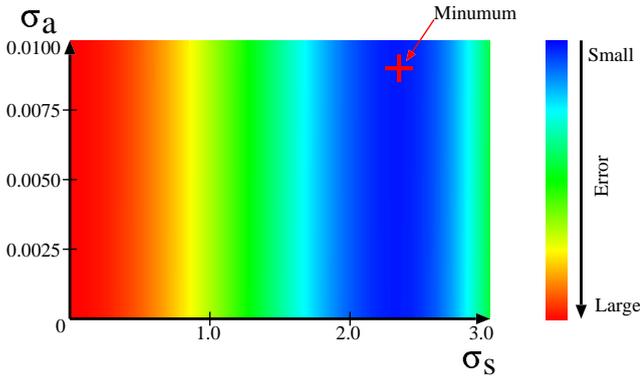


図8 量子化幅 0.35mm におけるパラメータフィッティング時の誤差

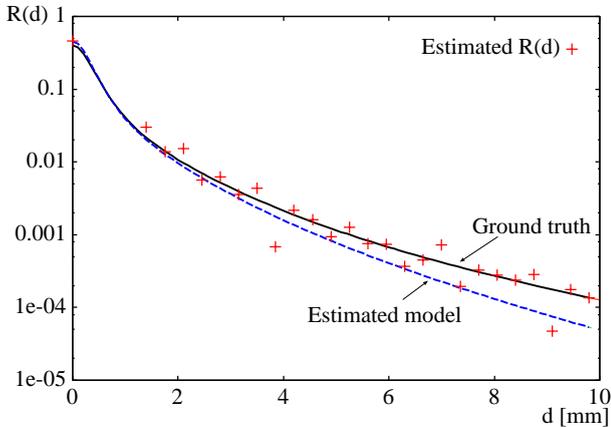
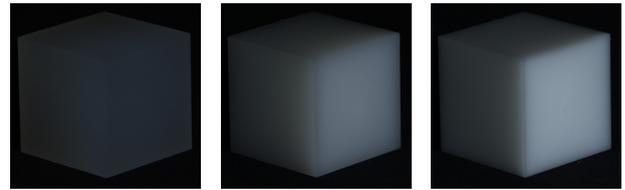


図9 量子化幅 0.35mm における推定散乱項 (+ 印), 当てはめたダイポール近似モデル (点線), 真値 (実線)

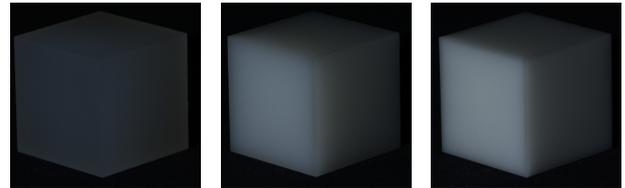
入力画像 (a) との差異は知覚できない。

#### 4.2 実画像に対するパラメータ推定実験

次に、実際に様々な素材の半透明物体を撮影し、パラメータ推定を行った。図10に示す環境光の影響の少ない部屋で、反射率の低い光吸収暗幕シート上に対象物体を置いて撮影した。本手法では任意の照明環境を利用できるが、できるだけ正確な照明環境を計測するために単一の発光ダイオードを光源とした。カメラと光源の3次元位置は測量器を用いて正確に計測した。カメラはNikon D80であり、rawモード(12bit)で撮影した。



(a) 立方体・光源環境1



(b) 立方体・光源環境2



(c) 四角錐・光源環境1



(d) 四角錐・光源環境2

図11 半透明物体の撮影画像 (左から順にポリプロピレン (PP), ポリエチレン (PE), ポリオキシメチレン (POM))

対象物体の材質は、ポリプロピレン (PP), ポリエチレン (PE), ポリオキシメチレン (POM) の3種とし、それぞれ形状は立方体と台付の四角錐の2種とした。また、光源位置を変えることで2種類の照明環境 (以後、それぞれを「光源環境1」「光源環境2」と呼ぶ) を用意し、図11に示す3素材×2形状×2光源環境=合計12枚の画像を撮影した。左から順に素材はPP, PE, POMである。これらの画像を撮影したときの、カメラと物体の位置関係、光源強度、およびカメラのシャッタースピードと絞りはすべて同一である。

表 3 推定されたパラメータ

素材	形状	光源	$\sigma_s$	$\sigma_a$
PP	立方体	1	2.62	0.010
		2	1.69	0.000
	四角錐	1	2.07	0.010
		2	2.12	0.010
PE	立方体	1	0.01	0.001
		2	0.08	0.001
	四角錐	1	0.28	0.000
		2	0.15	0.010
POM	立方体	1	0.03	0.000
		2	0.37	0.010
	四角錐	1	0.56	0.010
		2	0.37	0.010
PP 平均			2.125	0.0075
PE 平均			0.130	0.0030
POM 平均			0.333	0.0075

目視によれば、PPの散乱がもっとも強く、PEとPOMは散乱がさほど強くなく質感は似ている。実際、図11からも、左のPPがもっとも光の散乱が強いため、全体として暗くなっていることがわかる。また、PEとPOMは光の広がり方が違うものの、似た輝度分布となっている。

これらの画像に対し、ダイポール近似モデルを当てはめ、パラメータを推定した。パラメータ  $\sigma_s, \sigma_a$  の変動範囲は前節の実験と同じであるが、本実験では距離の量子化幅も 0.05mm から 0.50mm まで 0.05mm 刻みで変化させ、もっとも誤差が小さくなるパラメータと量子化距離を求めた。パラメータは素材に対して一意に決まるので、同一素材であれば形状・光源環境が異なる場合でも、同じパラメータを推定できるのが理想である。

推定されたパラメータを表3に示す。また、各画像ごとの推定パラメータを、横軸を  $\sigma_s$ 、縦軸を  $\sigma_a$  としてプロットしたものを図12に示す。前節の実験と同様に  $\sigma_a$  の推定はやや不安定となったが、 $\sigma_s$  については光源環境1の立方体を除けば、3種の素材ごとに似たパラメータが推定されていることが分かる。光源環境1の立方体の結果が不安定になった原因は明らかではないが、素材に関わらず特異な結果となっていることから、この形状と光源位置の組み合わせによる表面下散乱は、そもそもダイポール近似モデルで表現できず、散乱項の推定が不安定になってしまったことなどが考えられる。

各素材ごとに得られたパラメータの平均値を表3に示す。また、これらのパラメータ組によって、ダイポール近似モデルがどのように変化するかを図13に示す。PEとPOMは、比較的似た減衰を示しており、PPほど変化が大きい。さらに、これらのパラメータ組を用いて、別の形状の物体をレンダリングしたCGの例を図14に示す。素材ごとに異なる表面下散乱となっていることがわかる。

## 5. おわりに

本研究では、一般照明下において半透明物体を通常のカメラで撮影した1枚の画像から、表面下散乱を解析する手法を提案

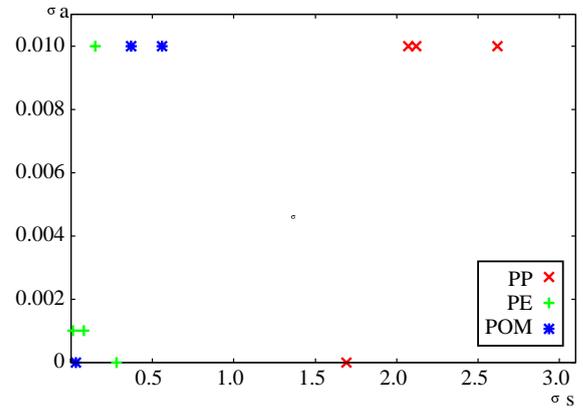


図 12 素材ごとに得られたパラメータ

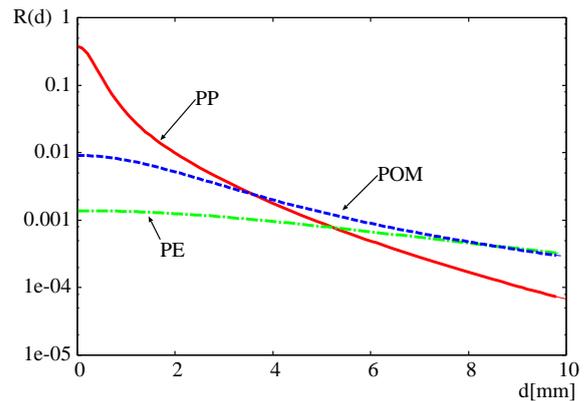


図 13 素材ごとのダイポール近似モデルの違い

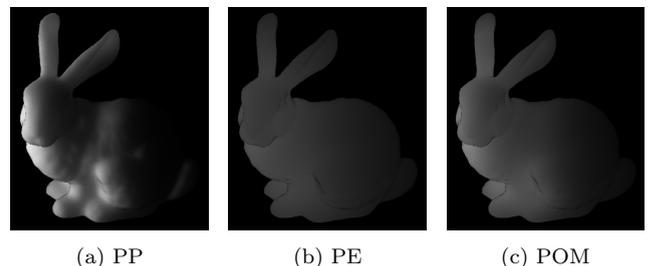


図 14 推定した表面下散乱パラメータを用いてレンダリングした結果

した。表面下散乱に影響を与えるパッチ間距離の量子化を行うことで、散乱項を線形的に算出する方法を明らかにした。提案手法により、レーザや構造化光などの特殊な光源を用いる従来法では扱うことのできない、一般照明下での表面下散乱のインバースレンダリングを可能とした。

シミュレーション実験では、量子化の幅を適切に設定すれば、十分な精度でパラメータを推定できることを示した。ただし、実画像実験では、同一素材に対して照明環境・形状の変化により、異なるパラメータを推定してしまうなどの安定性・正確性の問題が残っている。これは、ノイズの影響だけではなく、本研究で仮定した BSSRDF モデルそのものが、撮影画像にうまく当てはまっていないことも原因と考えられる。実際、ダイポール近似モデルは、対象物体の3次元形状を考慮していない。

このように、表面下散乱の解析としては誤差が小さいとはいえないが、半透明物体のインバースレンダリングの第一歩とし

での意義は大きいと考えられる。今後は、より適切なパラメータを求めるために、複数の画像を用いることでノイズの影響を低減したり、対象物体の形状を考慮した BSSRDF モデルを利用して精度を高めることなどが課題である。

## 謝 辞

本研究の一部は、文部科学省科学技術振興調整費「新映像技術ダイブイントゥザムービーの研究」により進められている。

## 文 献

- [1] 佐藤洋一, 向川康博, “インバースレンダリング”, 情処研報 CVIM 2004-145-9, pp.65-76, 2004.
- [2] S. K. Nayar, G. Krishnan, M. D. Grossberg, and R. Raskar, “Fast Separation of Direct and Global Components of a Scene using High Frequency Illumination”, Proc. SIGGRAPH2006 pp.935-944, 2006.
- [3] H. W. Jensen, “Realistic Image Synthesis using Photon Mapping”, ISBN: 1-56881-140-7, AK Peters, 2001.
- [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.
- [5] M. Goesele, H. P. A. Lensch, J. Lang, C. Fuchs, and H. P. Seidel, “Disco - Acquisition of Translucent Objects”, Proc. SIGGRAPH2004, pp.835-844, 2004.
- [6] C. Fuchs, M. Goesele, T. Chen, H. P. Seidel, “An Empirical Model for Heterogeneous Translucent Objects”, Research Report MPI-I-2005-4-006, 2005.
- [7] S. Tariq, A. Gardner, I. Llamas, A. Jones, P. Debevec, and G. Turk, “Efficient Estimation of Spatially Varying Subsurface Scattering Parameters”, Vision, Modeling, and Visualization (VMV2006), 2006.
- [8] P. Peers, K. v. Berge, W. Matusik, R. Ramamoorthi, J. Lawrence, S. Rusinkiewicz, P. Dutré, “A Compact Factored Representation of Heterogeneous Subsurface Scattering”, Proc. SIGGRAPH2006, pp.746-753, 2006.
- [9] T. Weyrich, W. Matusik, H. Pfister, B. Bickel, C. Donner, C. Tu, J. McAndless, J. Lee, A. Ngan, H. W. Jensen, and M. Gross, “Analysis of Human Faces using a Measurement-Based Skin Reflectance Model”, Proc. SIGGRAPH2006, pp.1013-1024, 2006.