

# ポリゴン法 CGH における 屈折光のレンダリング手法

## Rendering of Refracted Light in Polygon-Based Computer Holography

西 寛仁

松島恭治

Hirohito Nishi

Kyoji Matsushima

関西大学 システム理工学部 電気電子情報工学科

Department of Electrical, Electronic and Information Engineering, Kansai University

### ABSTRACT

A novel technique is proposed to improve the method for rendering transparent objects in polygon-based computer holography. The method, previously proposed, has a severe restriction; the object model must have a planar backside to simplify calculation of wavefields propagating inside the transparent object. The proposed new method removes the restriction by employing an intermediate plane where all incident wavefields entering through the backside polygons are superposed. Moreover, several techniques are proposed to reduce the computation time: dividing an object into sub-models and optimizing spectral remapping used for rotational coordinate transformation of wavefields.

**Keywords:** コンピュータホログラフィ, CGH, 質感表現レンダリング

### 1. はじめに

近年の技術進歩により、全方向視差計算機合成ホログラム(Full-parallax computer-generated hologram, 以下 FP-CGH)は、幅 10cm を超え、深い奥行きを有する 3D 物体を再生できるようになった[1]。これに付随して、質感表現レンダリング技術も向上し、着実にコンピュータホログラフィの表現力が向上している。

透明な物体についても、様々なレンダリング手法が提案されているが、その一つに光線サンプリング面(Ray-Sampling plane: 以下 RSP)を利用した手法がある[2]。これは、RSP に多視点画像をフーリエ変換して並べることで光線情報を波面情報に変換し 3D 像を再生させる手法である。この手法では、CG の高度なレンダリング手法を用いることができるが、奥行きが深い物体では RSP から遠い部分で像が不鮮明になる。そのため、透明物体の遠方に背景がある 3D シーンでは、物体を通して見る背景が不鮮明になる問題が生じる。この他にもポイントクラウドに基づく点光源法でレイトレーシングを応用した手法も提案されている[3]。この手法では様々な物体を表現

できる可能性があるが、膨大な計算時間が必要となり大規模な FP-CGH の作成は困難である。一方、我々はポリゴンモデルでポリゴンを面光源とするポリゴン法を提案している。この手法では非平行間の伝搬計算が必要なためソフトウェア実装が難しいものの、大規模な FP-CGH を作成することが可能である。また、ポリゴン単位で計算するため、隠面消去法との相性もよい。

このポリゴン法における質感表現レンダリングとして、我々は鏡面反射のレンダリング手法を提案しており大規模 FP-CGH の作成に成功している[4]。一方、以前に提案した透明物体のレンダリングの手法では、背景光波が入射する物体背面が平面である必要があり、もし背面が平面でない場合は、後方部分を切り取って平面化する必要があった[5]。本論文では、この制約を無くした手法を提案し、さらに、物体分割により伝搬計算回数を削減する高速化手法を述べる。

### 2. 透明物体レンダリングの原理

ポリゴン法では 1 つのグローバル座標系  $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$  と、ポリゴン毎に定義されホログラム面と平行なロ

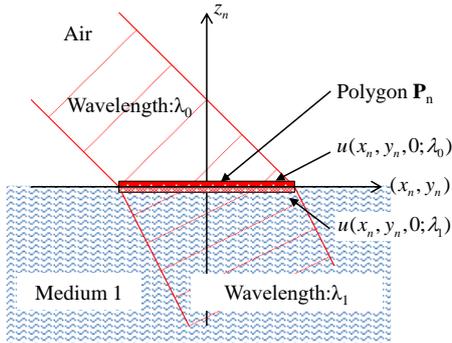


Fig. 1. Boundary condition.

一カル座標系  $(\hat{x}_n, \hat{y}_n, \hat{z}_n)$ , 傾いたローカル座標系  $(x_n, y_n, z_n)$  の3つの座標系を用いる. 2つのローカル座標系の原点は一致しておりポリゴン面内にある.

### 2.1. 屈折光の計算方法

Fig.1 の様に, 光波が波長  $\lambda_0$  の空気から波長  $\lambda_1$  の透明媒質に入射する場合を考える. 境界面のポリゴン  $\mathbf{P}_n$  に入射する光波を外側で  $u(x_n, y_n, 0; \lambda_0)$  とし, 内側で  $u(x_n, y_n, 0; \lambda_1)$  とする. この時, 光波の振幅成分はフレネルの公式に従い線形的に変化するが, 波動の連続性のため位相は変化せず, 屈折率によって光波の波長のみが変化する. そのため,

$$u(x_n, y_n, 0; \lambda_0) \propto u(x_n, y_n, 0; \lambda_1) \quad (1)$$

が成り立つ. なお, 簡単化のため本研究では境界面で生じる反射については考慮しない.

### 2.2. 物体形状の制限による伝搬回数の削減

以前の提案手法では計算の簡略化のために, Fig.2(a)の様に背面を平面にする必要があった. しかし, 本手法では自己オクルージョンが無く(凹部が無く), 断面積が最大となる平面(以下, 物体平面)の前後で背面ポリゴンと前面ポリゴンを判別可能なモデルという制限のみを課す. この時, Fig.2(b)の様に背面ポリゴンから入射する光波をそれぞれ前面ポリゴンに伝搬計算して出射させる必要があるため, 背面ポリゴン数を  $N$  とし, 前面ポリゴン数を  $M$  としたとき, 伝搬計算の回数は  $N \times M$  回となり計算量が膨大になる. そのため, 今回の提案手法では Fig.2(c)の様に

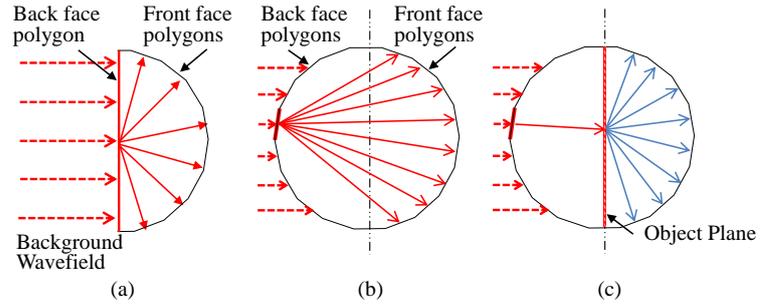


Fig. 2. The field propagation between each polygon inside a transparent object. (a) The limited object shape in the previous work [5]. Calculation without (b) and with (c) the intermediate object plane.

全ての背面ポリゴンからの光波をまず物体平面まで伝搬して重畳し, それをすべての前面ポリゴンに伝搬計算した. この場合, 伝搬計算回数は  $N+M$  回となり, 大幅に計算量を削減することができる.

### 2.3. ポリゴン単位の計算手順

光波が背面ポリゴン  $\mathbf{P}_n$  に入射した場合の計算手順を Fig.3 に示す. (a)に示した様に, 入射光波を  $f_n(\hat{x}_n, \hat{y}_n; \hat{z}_n, \lambda_0)$  とする. ここで,  $\hat{z}_n$  はポリゴン  $\mathbf{P}_n$  のグローバル座標での  $\hat{z}$  座標値を表す. (b)に示すとおり, ポリゴン面と平行になるようにこの光波の回転変換を行う.

$$f_n(x_n, y_n; \hat{z}_n, \lambda_0) = \mathbf{R}_n^{-1} [f_n(\hat{x}_n, \hat{y}_n; \hat{z}_n, \lambda_0)] \quad (2)$$

ここで,  $\mathbf{R}_n^{-1}[\cdot]$  はポリゴン  $\mathbf{P}_n$  の平行なローカル座標の  $(\hat{x}_n, \hat{y}_n, 0)$  面から傾いた  $(x_n, y_n, 0)$  面への光波の回転変換を示す. さらに, Fig.3(c)の様に, 物体内に入射しない余分な光波をカットするためにポリゴン形状のマスクを乗算する.

$$f'_n(x_n, y_n; \hat{z}_n, \lambda_0) = A_n(x_n, y_n) f_n(x_n, y_n; \hat{z}_n, \lambda_0) \quad (3)$$

ここで,  $A_n(x_n, y_n)$  はポリゴンの内側で1, 外側で0となるマスク関数である. この後は, 透明媒質内の光波として扱い, Fig.3(d)の様に, 波長を媒質内の波長に変化させて再度回転変換を行い, ホログラムと平行な媒質内光波を求める.

$$f'_n(\hat{x}_n, \hat{y}_n; \hat{z}_n, \lambda_1) = \mathbf{R}_n [f'_n(x_n, y_n; \hat{z}_n, \lambda_1)] \quad (4)$$

提案法の原理では, この光波を物体平面まで伝搬計算するが, 次節で述べるとおり分割処理を行うため, 実際にはサブモデルの境界面まで伝搬計算を行なう. なお, 波長の変化が逆になること以外は同じため, 前面ポリゴンから出射する光波の計算は省略する.

西 寛仁

<h\_nishi@kansai-u.ac.jp>

関西大学システム理工学部電気電子情報工学科

〒564-8680 大阪府吹田市山手町3-3-35

TEL 06-6368-1121(内線 5720)

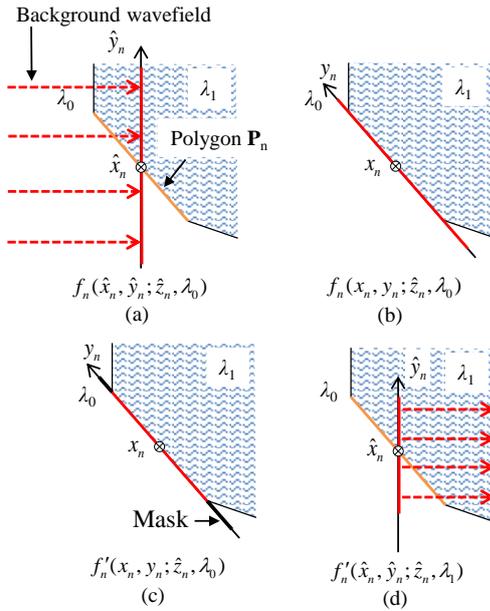


Fig. 3. Procedure for calculating the wavefield passing through polygon  $P_n$ .

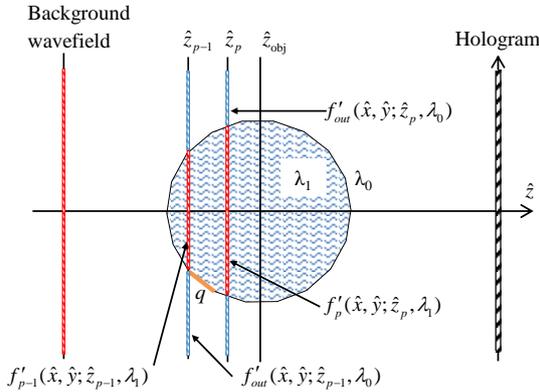


Fig. 4. Dividing the object into several sub-models to reduce the diffraction area of each polygon.

### 3. 計算の高速化

#### 3.1. 物体分割による高速化

物体の奥行きが大きい場合、背面ポリゴンの入射光波は、回折により物体平面で大きく広がるため計算量が増加する。そこで、本研究では、Fig.4 の様に物体モデルを奥行き方向の複数のサブモデルに分割する。全体の計算手順はこのサブモデル間の伝搬計算の繰り返しになる。

サブモデル  $p$  の背面の  $\hat{z}_{p-1}$  平面から前面の  $\hat{z}_p$  平面までの物体内外の光波の計算では、まず  $\hat{z}_{p-1}$  平面の光波  $f'_{p-1}(\hat{x}_n, \hat{y}_n; \hat{z}_{p-1}, \lambda_1)$  を  $\hat{z}_p$  平面まで伝搬計算し、更に前述の方法でサブモデル  $p$  の各ポリゴンから入射する光波も同  $\hat{z}_p$  平面に伝搬させる。

$$f_p(\hat{x}, \hat{y}; \hat{z}_p, \lambda_1) = \text{Prop}_{\hat{z}_p} [f'_{p-1}(\hat{x}, \hat{y}; \hat{z}_{p-1}, \lambda_1)] + \sum_q \text{Prop}_{\hat{z}_p} [f'_q(\hat{x}_q, \hat{y}_q; \hat{z}_q, \lambda_1)] \quad (5)$$

ここで、 $\text{Prop}_{\hat{z}_p} [ ]$  は  $\hat{z}_p$  平面への伝搬計算を示す。  $q$  はサブモデル  $p$  に含まれるポリゴンの番号である。このままでは、物体外に出てしまう光波が含まれるため、

$$f'_p(\hat{x}, \hat{y}; \hat{z}_p, \lambda_1) = A_p(\hat{x}, \hat{y}; \hat{z}_p) f_p(\hat{x}, \hat{y}; \hat{z}_p, \lambda_1) \quad (6)$$

の様にサブモデルの出射側の  $\hat{z}_p$  面において、物体内で1、外で0のマスク関数  $A_p(\hat{x}, \hat{y}; \hat{z}_p)$  を乗算する。

物体の外側を伝搬する光波も求める必要があるため、  $\hat{z}_{p-1}$  平面の物体外光波  $f'_{out}(\hat{x}, \hat{y}; \hat{z}_{p-1}, \lambda_0)$  を  $\hat{z}_p$  平面まで伝搬計算して余分な光波を反転マスク  $[1 - A_p(\hat{x}, \hat{y}; \hat{z}_p)]$  で除去し、  $\hat{z}_p$  平面の物体外光波

$$f'_{out}(\hat{x}, \hat{y}; \hat{z}_p, \lambda_0) = [1 - A_p(\hat{x}, \hat{y}; \hat{z}_p)] \text{Prop}_{\hat{z}_p} [f'_{out}(\hat{x}, \hat{y}; \hat{z}_{p-1}, \lambda_0)] \quad (7)$$

を求める。全サブモデルに対してこの手順を繰り返すことで物体内外を伝搬する光波を計算することができる。ただし、  $\hat{z}_{obj}$  平面以降は、波長の関係が反転するので注意が必要である。

#### 3.2. スペクトルの再マッピングを利用した高速化

ホログラム面に対して傾斜角が大きいポリゴンに光波の回転変換を行った際、スペクトルの中心が Fig.5 の様にシフトして形状が歪むため、計算領域が広がり、サンプリング間隔が減少する。そこで、本研究ではスペクトルの再マッピング[6]を利用し計算量を削減した。

式 (2) と式 (4) の回転変換では、まず光波  $f_n(\hat{x}_n, \hat{y}_n; \hat{z}_n, \lambda_0)$  をフーリエ変換する。

$$F_n(\hat{u}_n, \hat{v}_n; \hat{z}_n, \lambda_0) = \mathcal{F}[f_n(\hat{x}_n, \hat{y}_n; \hat{z}_n, \lambda_0)] \quad (8)$$

ここで、 $\mathcal{F}[\cdot]$  はフーリエ変換であり、  $\hat{u}_n$  と  $\hat{v}_n$  はそれぞれ  $\hat{x}_n$  軸と  $\hat{y}_n$  軸の空間周波数である。次に、座標変換(回転変換)を行う。

$$F_n(u_n, v_n; \hat{z}_n, \lambda_0) = \mathcal{R}_n^{-1}[F_n(\hat{u}_n, \hat{v}_n; \hat{z}_n, \lambda_0)] \quad (9)$$

ここで、 $\mathcal{R}_n^{-1}$  は平行なローカル座標系から傾いたローカル座標系への回転座標変換であり、  $u_n$  と  $v_n$  はそれぞれ  $x_n$  軸と  $y_n$  軸の空間周波数である。この時、スペクトル中心が大きく高周波側に偏るのを防ぐため、

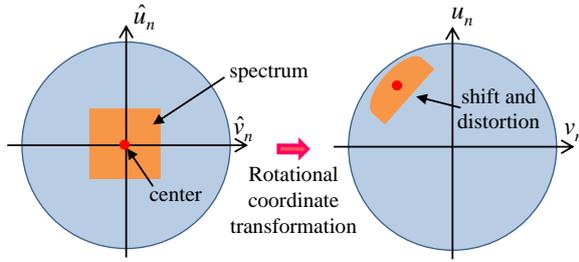


Fig. 5. Rotational coordinate transformation from the parallel local coordinates to the tilted local coordinates in Fourier space.

$$F'_n(u_n, v_n; \hat{z}_n, \lambda_0) = F_n\left(u_n - \frac{P_{n,x}}{\lambda_1}, v_n - \frac{P_{n,y}}{\lambda_1}; \hat{z}_n, \lambda_0\right) \quad (10)$$

の様にスペクトルをシフトする。  $P_{n,x}$  と  $P_{n,y}$  はポリゴン  $\mathbf{P}_n$  の単位法線ベクトル  $\mathbf{N}_n(P_{n,x}, P_{n,y}, P_{n,z})$  の  $x, y$  軸成分である。シフト量を入射後の波長  $\lambda_1$  に基づいて設定するのは、2回目の回転変換のシフト量と一致させるためである。この後、式(3)の様に逆フーリエ変換後のマスク処理を行う。光波  $f'_n(x_n, y_n; \hat{z}_n, \lambda_1)$  を平行なローカル座標系に戻すために、先ほどと同様にまずスペクトル

$$F_n(u_n, v_n; \hat{z}_n, \lambda_1) = \mathcal{F}[f'_n(x_n, y_n; \hat{z}_n, \lambda_1)] \quad (11)$$

を求め、

$$\begin{aligned} & F_n(\hat{u}_n, \hat{v}_n; \hat{z}_n, \lambda_1) \\ &= \mathcal{R}_n \left[ F_n\left(u_n + \frac{P_{n,x}}{\lambda_1}, v_n + \frac{P_{n,y}}{\lambda_1}; \hat{z}_n, \lambda_1\right) \right] \end{aligned} \quad (12)$$

として、式(10)のシフトをキャンセルした後に光波の回転変換を行う。  $\mathcal{R}_n$  は  $\mathcal{R}_n^{-1}$  の逆座標変換である。この後、逆フーリエ変換することにより、光波  $f'_n(\hat{x}_n, \hat{y}_n; \hat{z}_n, \lambda_1)$  を得ることができる。

#### 4. CGHの光学再生

提案法で正しくレンダリング出来るか確認するために実際にFP-CGHを作成しCGのレンダリング画像との比較を行った。この3DシーンをFig.6に示す。また、計算パラメータをTable 1に示す。Fig.7のCG像とFP-CGHの再生像は良く一致しており、提案法で正しくレンダリングできていることを確認できる。

#### 5. まとめ

本研究では、ポリゴン法における透明物体レンダリング法について提案した。従来法の物体形状の制約を無くし、更に計算を高速化するための2つの手法を提案した。実際にFP-CGHを作成しCG像と比

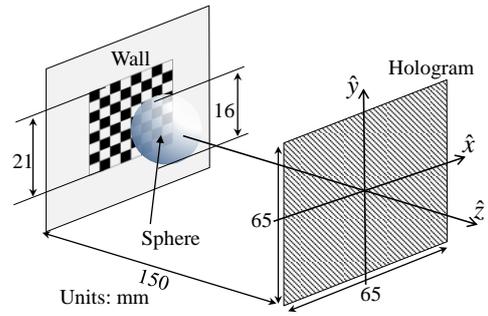


Fig. 6. The 3D scene of the created FP-CGH.

較し、提案法により正しくレンダリングが行えていることを確認した。

#### 謝辞

本研究は、日本学術振興会科研費 22H03712 の助成を受けたものである。

#### 参考文献

- [1] K. Matsushima, *Introduction to Computer Holography*, Sect. 1.3 (Springer, 2020).
- [2] S. Wakunami, and M. Yamaguchi, "Calculation for computer generated hologram using ray-sampling plane," *Opt. Express*. **19**, 9086-9101 (2011).
- [3] T. Ichikawa, K. Yamaguchi, and Y. Sakamoto, "Realistic expression for full-parallax computer-generated holograms with the ray-tracing method," *Appl. Opt.* **52**, A201-A209 (2013).
- [4] H. Nishi, and K. Matsushima, "Rendering of specular curved objects in polygon-based computer holography," *Appl. Opt.* **56**, F37-F44 (2017).
- [5] H. Nishi, and K. Matsushima, "Rendering of transparent objects in polygon-based computer holography," *Information Photonics 2017*, IP-21PM-1-8 (2017).
- [6] K. Matsushima, "Computer-generated holograms for three-dimensional surface objects with shade and texture," *Appl. Opt.* **44**, 4607-4614 (2005).

Table 1 Parameters used for creating the FP-CGH.

Number of pixels	65,536 × 65,536
Pixel pitches	1 μm × 1 μm
Wavelength	632.8 nm
Refraction index of object	1.5

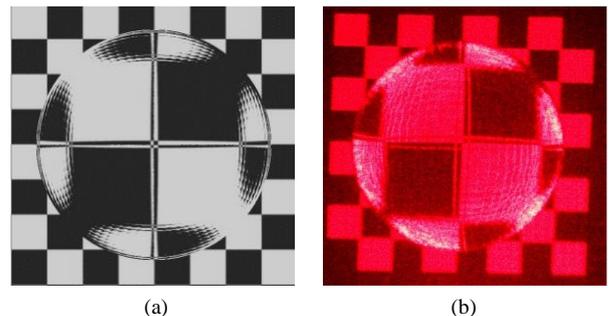


Fig. 7. (a) The CG image of the 3D scene used for creating the FP-CGH, (b) Optical reconstruction of the FP-CGH.