学位論文　博士（工学）

負屈折率分布型ポリマー光ファイバーの作製と特性解析

2016 年度

慶應義塾大学大学院理工学研究科

塚　田　賢　治

目次

第1章 序論

情報ネットワークは年々拡大されており，今それに伴い扱われる情報量も増大している．また多くの人がインターネットに接続し，伝送帯域を消費しているが，従来の電話回線を利用したAsymmetric Digital Subscriber Line（ADSL）等の金属ケーブルを用いた通信は扱える情報量が少なく，より高速な通信が可能な光ファイバーが注目され，幹線系だけでなく末端系においても普及が進んでいる[1].

現在光ファイバーは石英を材料としたものが最も普及しているが，コア径が 10 μm 程度と非常に小さく，分岐や接続に高いコストが必要になる．ここで母材をプラスチックとしたポリマー光ファイバー（POF）は，石英光ファイバーの 100 倍程度の大きいコア径（~1000 μm）を持つため，接続に専門的な技術や道具を必要とせず大幅なコストダウンが見込まれる．また同様の理由で，個人で扱うことができ，皮膚にファイバーが刺さるといった事故も起きにくいためオーディオ間の通信媒体など家庭内メディア同士の通信へ利用される．さらに POF は高い柔軟性を持つため，曲がり箇所が多い家庭内や車内の情報通信媒体としても期待が大きい.

内部の屈折率を連続的に変化させたコアを有する屈折率分布（Graded Index : GI）型のポリマー光ファイバー（GI-POF）はモード分散の影響が小さく，屋内における高速通信媒体として期待されている[2, 3]．従来の GI-POF はコア中心の屈折率が最も高く，そこから 2 次関数的に半径方向に減少していくような屈折率分布を持つ．ここでネットワークを形成するには光増幅や分岐が必須であるが，このような従来の凸型屈折率分布導波路では光がコアの中心に向かい屈曲して進むため，分岐を行うにはファイバーを切断し光カプラーのような特別な素子を利用する必要がある.

一方，コア中心の屈折率が最も低く，また周辺部へ向けて徐々に屈折率が大きくなる負屈折率分布型ポリマー光ファイバー（N-GI-POF）が近年提案された[4]．N-GI-POF は GI-POF と同様広い伝送帯域を持ち，尚且つ媒体内では光がクラッド方向に曲げられ進むため分岐が容易であり，センサー等への応用が可能であると考えられる．しかし，N-GI-POF は研究例が少ない．そこで本研究では N-GI-POF のプリフォームロッドの新規作製法の提案や，光線追跡シミュレーションを利用した N-GI-POF の特性予測を行い，その有用性について検討した.

第2章　ポリマー屈折率分布型導波路の特性

2.1 緒言

本研究ではポリマー光ファイバーの作製を行った．そこで本章ではまず，光ファイバーやGI-POF に関してなど研究背景を包括的に示す．また合わせて，本研究のテーマである負屈折率分布型導波路に関しての説明も行う．

2.2 ポリマー光ファイバー（POF）

光ファイバーは金属ケーブルと比較し，軽量，電磁ノイズの影響を受けない，高速通信が可能であるといった特徴を有しており，情報の伝達媒体として利用されている．光ファイバーにはFigure 2-1 に示されるように主に 3 つのタイプが存在する．図中の(a)はシングルモード（SM）型ファイバーといい単一のモードのみを伝送するため，モード分散がなく高速の情報伝送が実現できる．ただし SM 型ファイバーはコア径を 10 μm 程度に制御する必要があるため，接続が困難という問題点がある．(b)はステップインデックス（SI）型であり，安価に作製が可能となるが多くのモードが伝搬されるため，各モード間で光路長が大きく異なり高速な伝送ができない．(c)は屈折率分布（GI）型と言い，コア内部で屈折率の勾配が存在するため各モードで光線の通過する距離は異なるが，屈折率の低い媒体内では光が伝搬する時間は早くなるため，各モード間の光路長が等しくなるファイバーである．本研究で取り扱う N-GI-POF は広義にはこの GI 型ファイバーに分類される．

次にポリマー光ファイバー（POF）に関して説明する．Figure 2-2 に POF の写真を示す．POF はガラス製光ファイバー（GOF）に対して，材質に由来する様々な特徴を備えている．最も大きな特徴はファイバー径を太くしても柔軟性を失わないことであり，GOF に比べて 10～100 倍程度のコア径のものが一般的である．コア径が大きくなると GOF で問題となっている接続が容易となるため，高価な器具や特別な技術が不要となり低コストの敷設が可能となる．また柔軟性や耐衝撃性が高く，曲りが多く存在する場所での使用にも適しているため，車載用の情報伝達媒体としても期待されている[5]. 一方でプラスチックという材質故に信号の減衰が GOF と比べて大きいため，幹線系などの長距離通信に適しているとは言えない．以上の特徴より POF は家庭内や社内ネットワークなどの短距離-中距離通信を担う媒体として注目されている[6].

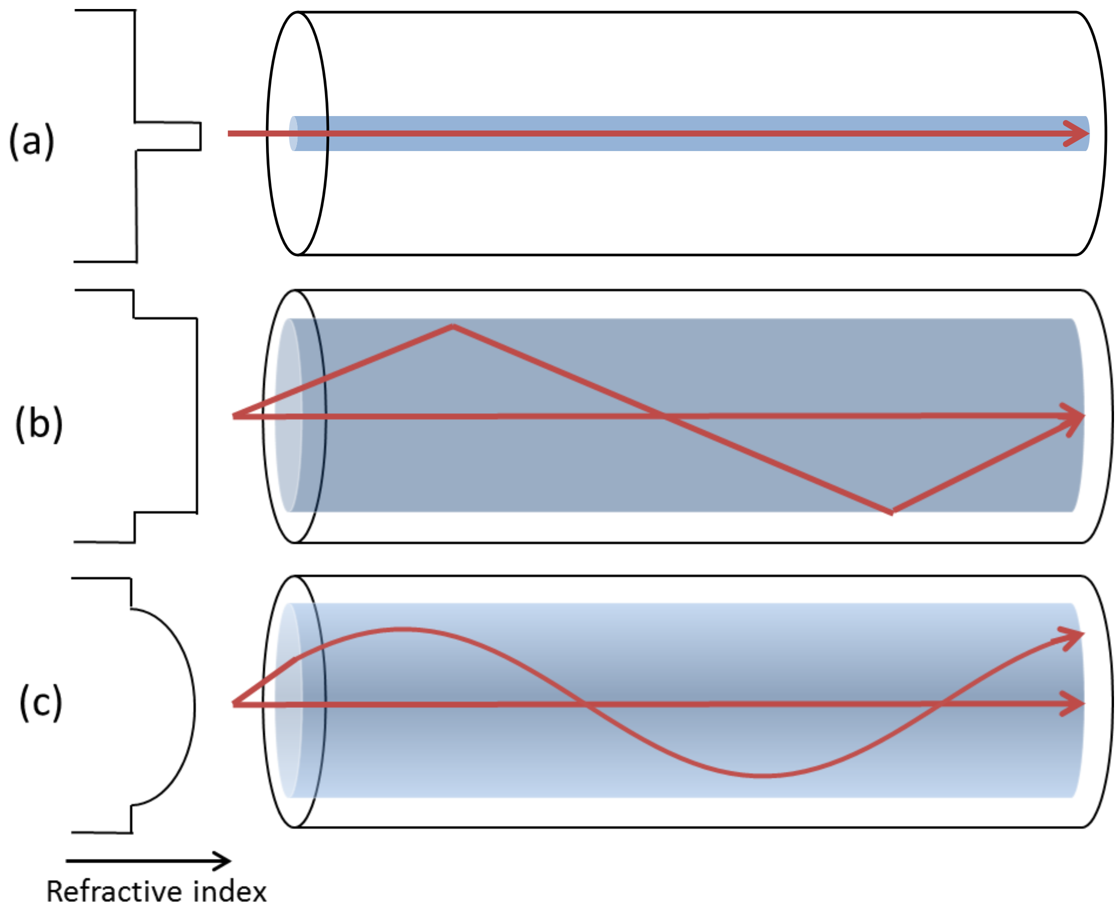


Figure 2-1 Refractive index profile and trajectory of ray of several types of optical fiber. (a)SM fiber, (b) SI fiber (c) GI fiber.

Figure 2-2 Photograph of POF.

2.3 屈折率分布型導波路

屈折率$n(r)$がコア内において半径方向に対して連続的に変化した導波路を，屈折率分布型導波路（Graded Index Waveguide）という．また屈折率分布型ポリマー光ファイバー（GI-POF）は，屈

折率一定のポリマー光ファイバー（SI-POF）に比べて広い伝送帯域を有する．通常この分布屈折率導波路というとコア中心の屈折率が最も高い分布を指す．本研究では凸型分布を呼ぶことにする．

凸型分布が有する屈折率の変化は，近似的に

$$n(r) = n_1 \left[1 - 2\Delta \left(\frac{r}{R}\right)^g\right]^{\frac{1}{2}} \tag{2-1}$$

と表すことができる[2]．ここでn_1はコア中心における屈折率，Rはコア半径，gは屈折率分布係数である．またΔは比屈折率差であり，

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \cong \frac{n_1 - n_2}{n_1} \tag{2-2}$$

である（n_2はクラッドの屈折率）．

凸型分布を持つ導波路に光が入射されると，光はコアの中心方向に徐々に曲げられながら進む．このとき波面の収束を受けるので収束型導波路とも呼ばれる．SI 型導波路では各モードによって光路長が大きく異なり，伝送帯域が狭くなってしまうが，凸型分布屈折率を持つ導波路内では，それぞれのモード間の光路長がほとんど同じなので，伝送帯域が SI 型導波路に対して 2 桁以上大きいという特徴を持つ[2, 7]．すなわち，高次モードの光は，低次モードの光に比べて実際に光が進む距離は長くなるが，より屈折率の低い領域を進むので，結局各モードの光がある地点まで到達するのに必要な時間はほぼ等しくなる．

2.4 負屈折率分布型導波路

2.4.1 概要

負屈折率分布とはコア中心の屈折率が最も小さく，半径方向に向かって屈折率勾配が徐々になだらかになるような屈折率分布を有する．本研究ではこのような導波路を負屈折率分布（N-GI）型導波路と呼ぶことにする．また以降負屈折率分布型ポリマー光ファイバーを N-GI-POF と表記した．N-GI 型分布の屈折率の変化は，近似的に

$$n(r) = n_1 \left[1 - 2\Delta \left(\frac{1 - |r|}{R}\right)^g\right]^{\frac{1}{2}} \tag{2-3}$$

と記述することができる[8]．

このように N-GI 型導波路は従来の凸型 GI 導波路の屈折率分布のコア中心と周辺をちょうど逆にしたものである．このような屈折率の分布を有する導波路では，コア・クラッドの境界面における反射点においてグース・ヘンシェンシフトが存在するため，従来の GI 導波路とは多少異なった特性となることが考えられる．

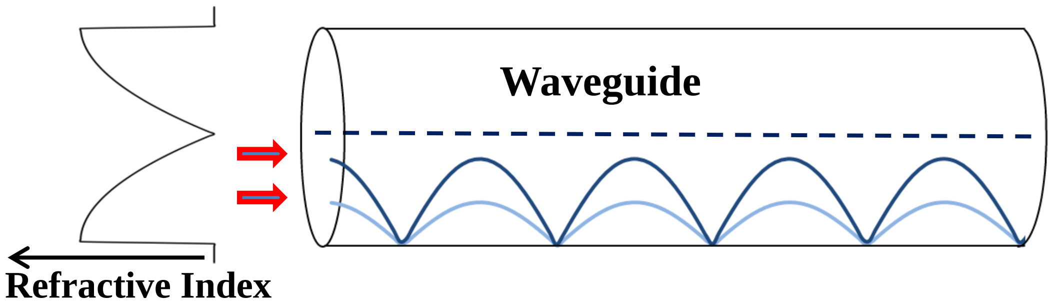


Figure 2-3 Schematic representation of the shape of refractive index distribution and trajectory of ray in negative type GI waveguide.

2.4.2 負屈折率分布型導波路の接続

N-GI-POF 内では，光は周辺方向へ進むため，通常の GI-POF と接続する際の損失が大きくなることが予想される．ここで接続損失を小さくするような接続を考える．全モード励起を仮定すると，GI 型導波路では光の経路では Figure 2-1(c)に示されるような節が存在する．光が蛇行する際の 1 周期あたりの導波路長をピッチL_pとすると，GI-POF から N-GI-POF へ接続する際，入射からL_p/2 の位置で接続（Figure 2-4(a)）を行えば，光は接続面で導波路に平行となるので接続損失を小さくすることができると考えられる．このとき光線のモードが半径方向に反転するため伝送帯域に影響を与える可能性がある．入射からL_p/4 である光経路の節の部分での接続（Figure 2-4(b)）した場合， GI-POF と N-GI-POF の中心屈折率，コア中心と周辺の屈折率差が一致すると仮定すると，ほとんどの光がコア・クラッド界面において反射臨界角度を越えて屈折してしまうことが予想されるため望ましい接続とは言えない．上記のいずれでもない場合（Figure 2-4(c)），コア・クラッド界面では一部の光が屈折し，損失となるような接続となる．

ここで GI-POF に対して，N-GI-POF の屈折率差を大きくすることで接続の損失は改善されると考えられる．Figure 2-4(d)は GI-POF の屈折率差に対して，N-GI-POF の屈折率差を大きくすることで Figure 2-4(c)では屈折した光線も反射となる様子を示している．

いずれの場合も光線のモードは変わってしまうと考えられるので，注意が必要となる．Figure 2-4(d)に着目すると，N-GI-POF へ接続後の光線は，位相が異なるが似たようなモードとなっているため, N-GI-POF には適切に接続条件を整えることによりモードを揃えることができる素子としての応用が示唆される．

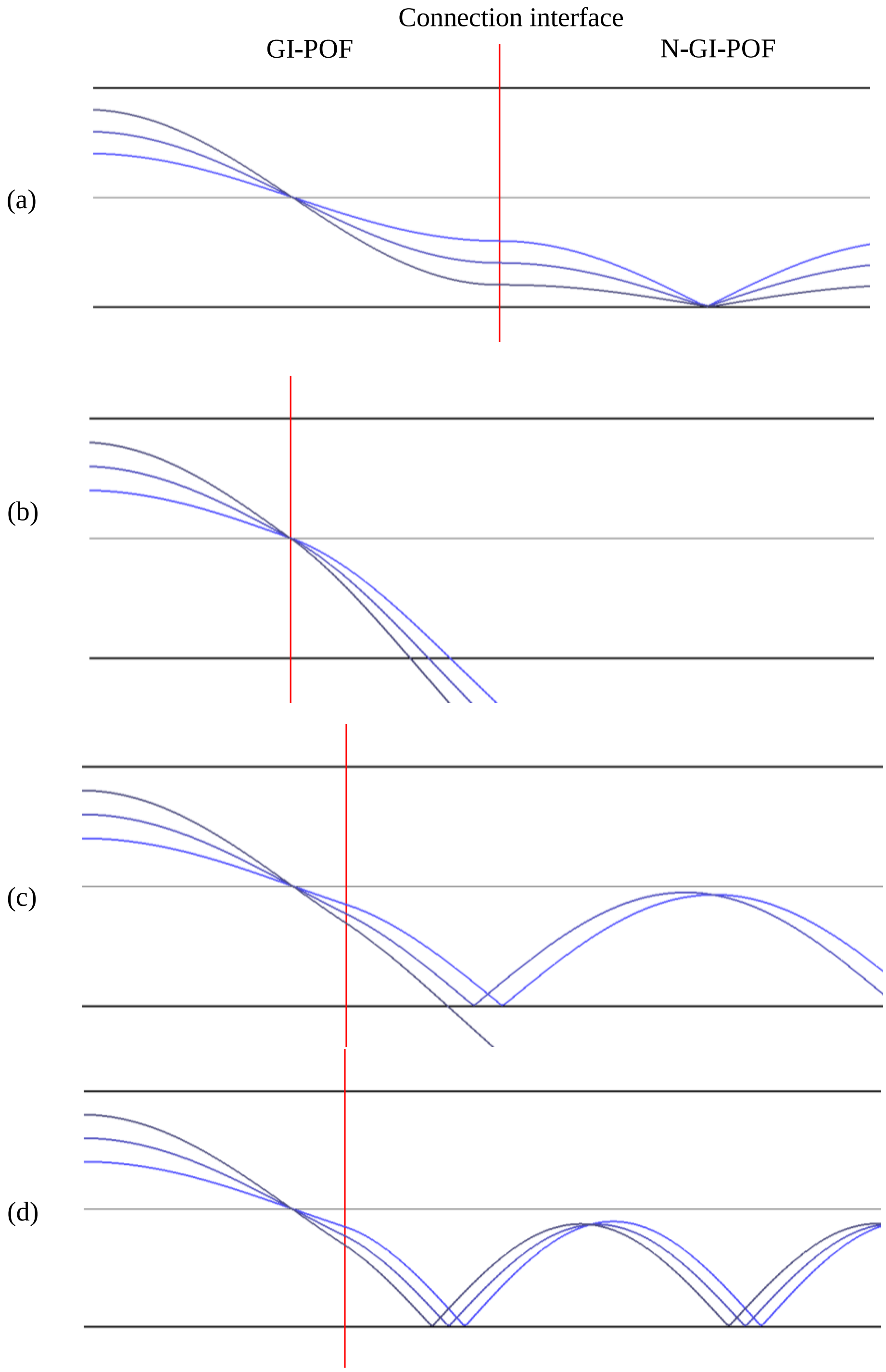


Figure 2-4 Schematic representation of ray tracing at the GI-POF and N-GI-POF connection. (a)Connection at L_p/2. (b)Connection at L_p/4. (c) Connection at 5L_p/16. (d) Connection at 5L_p/16 and refractive index difference of N-GI-POF is larger than GI-POF.

2.4.3 分岐型導波路への展開の可能性

これまで述べてきたように N-GI 型導波路は周辺ほど屈折率が高い光発散型導波路である. 導波路内の光はコア中心から離れるように曲がり，コア・クラッド境界面で反射を繰り返しながら進行する．このためコア同士を接触させることで容易に光パワーの分岐が可能となることが考えら

れる．POF がネットワーク等の短距離通信向きの特性であることはすでに述べたが，ネットワークにおいて分岐やスイッチングは非常に重要な技術となる．

Figure 2-5 にネットワークにおけるバスの一例を示す．光は各ノードにおいて光カプラーで分岐され，それぞれ端末へとつながる．ここでは光分岐デバイスを用いなくてはならない点，ファイバーを一度切断し，接続しなくてはならない点などの問題点があり，また接続損失は比較的大きく技術的な課題が残る．これまでに端面を磨き損失を小さくした Y 字カプラー[9, 10]，ファイバー同士をモールドし，ファイバー自体を分岐素子としたカプラー[11, 12]など様々なタイプのカプラーが提案されてきたが，高コストであることや再度の脱着が不可であるなどの問題点も依然として残っている．ここに N-GI-POF を用いることができれば，カプラー等なしで単に接触させることで分岐が可能となるため，モールディング法と異なり接触を強めたり緩めたりすることでスイッチングの実現が可能となる．

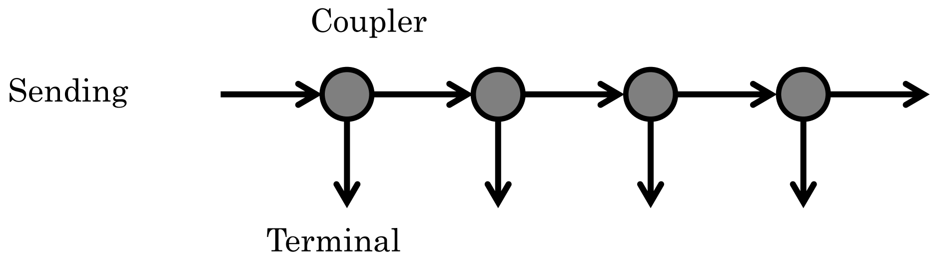


Figure 2-5 Schematic representation of bus in network.

2.4.4 用途展開の可能性

負屈折率分布型導波路中では，光は反射を繰り返しながら進行するため，反射点においてエバネセント波の誘導放出現象を利用した光増幅器への利用が考えられる[13]. この光増幅器の概略図を Figure 2-6 に示す．光が導波路内で反射するとき実際にはわずかに染み出している領域をエバネセント領域と呼ぶ[14]. このエバネセント領域において誘導放出を起こさせることができれば導波路内部の信号を増幅させることができる．これまでにポリマーコア内に蛍光材料を分散させた増幅器が提案されている[15]が，その場合，蛍光色素の劣化により素子自体の性能が低下することとなる．ここに示す負屈折率分布型導波路を用いる系においては，発光層を溶液とすることで発光溶液を循環させ劣化のない増幅器の実現の可能性がある．

以上より N-GI-POF を用いて構成されるネットワークの予想の概略図を Figure 2-7 に示す. 巻きつけることで分岐を繰り返し，光強度が小さくなった際は光増幅器を取り付けることでファイバーの切断なしにネットワークを構築することができると考えられる．またエバネセント領域の光を取り出して検知する高感度センサー等への応用も考えられる．

第 4 章に詳細を示すが，N-GI-POF は GI-POF に比べて曲げ損失が小さいという計算結果が得られている．これは N-GI 型が曲げに強いプラスチックの特性を十分に生かすことができる GI-POF であるといえる．

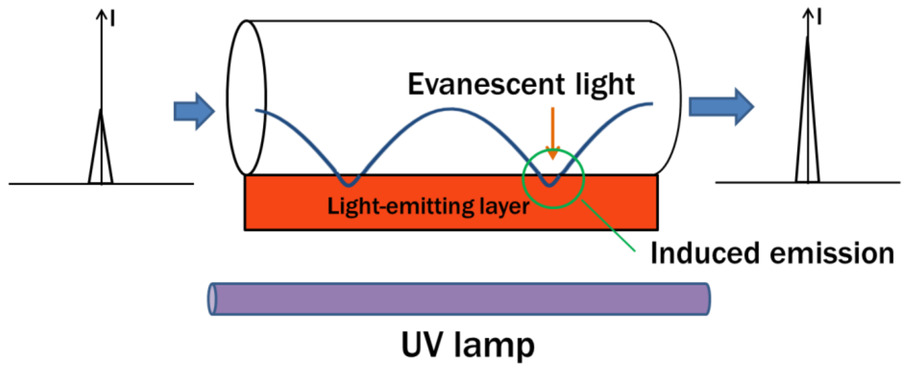


Figure 2-6 Model of optical amplifier with N-GI-POF.

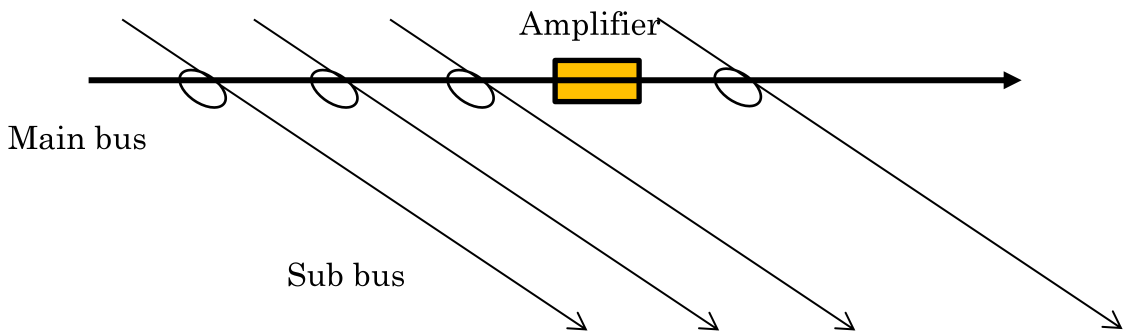


Figure 2-7 Schematic representation of the network with N-GI-POF.

2.5 結言

本章では POF 内で光が伝送される仕組みと N-GI-POF の屈折率分布や光の挙動を説明した．また N-GI-POF の用途展開の可能性を述べた．

第3章 光線追跡法による伝送帯域計算

3.1 緒言

屈折率分布の形状から伝送帯域を予測する方法はいくつか報告されている[16-18]が，そのままでは負屈折率分布型には適用することができない．先行研究おいて負屈折率分布型導波路に関して伝送帯域を計算した例[8]があるが，光路長の計算における誤差が大きかった．また負屈折率分布形導波路は研究例が少なく，詳細な条件での検討ができていない．そこで本章ではより精密な計算及びより細かい条件に関して伝送帯域計算を評価する方法を示す.

3.2 光線追跡法

3.2.1 ルンゲ・クッタ法による光線方程式の解析理論

屈折率分布型媒体内の光線軌道を求める手段として，ルンゲ・クッタ法と呼ばれる数値積分を用いた数学的手法があり，これを用いて光線追跡プログラムを作成できる[19, 20]．以下にその方法について述べる．

光は電磁波であるため Maxwell の方程式に従うが，本研究のように光線として取り扱う場合には，光は Maxwell の式を変形して得られる式 (3-1)に示される光線方程式に従う．

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}s}\left(n(\mathbf{R})\frac{\mathrm{d}\mathbf{R}}{\mathrm{d}s}\right) = \mathrm{grad}\, n(\mathbf{R}) \tag{3-1}$$

$\mathbf{R} = x\hat{\imath} + y\hat{\imath} + z\hat{k}$: 光線上の点の位置ベクトル

$n(\mathbf{R})$: 屈折率分布

s : 光線の固定点からの線素の長さ

ここで，次に示すような新しい変数tを定める．

$$t = \int \frac{1}{n}\mathrm{d}s\,, \quad \mathrm{d}t = \frac{\mathrm{d}s}{n} \tag{3-2}$$

この変数tにより，式(3-1)は次のように変形することができる．

$$\frac{\mathrm{d}^2\mathbf{R}}{\mathrm{d}t^2} = n(\mathbf{R}) \times \mathrm{grad}\, n(\mathbf{R}) = \frac{1}{2}\mathrm{grad}\, n^2(\mathbf{R}) \tag{3-3}$$

次に光線ベクトル **T**，屈折率の二階微分 **D** を以下の式(3-4)，式(3-5)のように定義する．

$$\mathbf{T} \equiv n \begin{pmatrix} \mathrm{d}x/\mathrm{d}s \\ \mathrm{d}y/\mathrm{d}s \\ \mathrm{d}z/\mathrm{d}s \end{pmatrix} \tag{3-4}$$

$$\mathbf{D} \equiv n \begin{pmatrix} \partial n/\partial x \\ \partial n/\partial y \\ \partial n/\partial z \end{pmatrix} \equiv \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \partial n^2/\,\partial x \\ \partial n^2/\,\partial y \\ \partial n^2/\,\partial z \end{pmatrix} \tag{3-5}$$

式(3-4) ，式(3-5)より式(3-3)は次のように書くことができる.

$$\frac{\mathrm{d}^2\mathbf{R}}{\mathrm{d}t^2} = \mathbf{D}(\mathbf{R}) \tag{3-6}$$

このような二階微分方程式を精度よくかつ迅速に解く方法として，ルンゲ・クッタ法と呼ばれる数値積分法が知られている．これは初期条件として$(\mathbf{R}_0,\ \mathbf{T}_0)$が与えられたとき，ある区間について積分して得られる解は，以下の 2 つの式で与えられるというものである．ここで $\mathbf{A}$，$\mathbf{B}$，$\mathbf{C}$は式(3-9)で表される.

$$\mathbf{R}_{n+1} = \mathbf{R}_n + \Delta t \left(\mathbf{T}_n + \frac{\mathbf{A} + 2\mathbf{B}}{6} \right) \tag{3-7}$$

$$\mathbf{T}_{n+1} = \mathbf{T}_n + \frac{\mathbf{A} + 4\mathbf{B} + \mathbf{C}}{6} \tag{3-8}$$

$$\begin{cases} \mathbf{A} = \Delta t \mathbf{D}(\mathbf{R}_n) \\ \mathbf{B} = \Delta t \mathbf{D}\left(\mathbf{R}_n + \dfrac{\Delta t \mathbf{T}_n}{2} + \dfrac{\Delta t \mathbf{A}}{8} \right) \\ \mathbf{C} = \Delta t \mathbf{D}\left(\mathbf{R}_n + \Delta t \mathbf{T}_n + \dfrac{\Delta t \mathbf{B}}{2} \right) \end{cases} \tag{3-9}$$

またΔtは，tの増分または外挿距離を表す値である．Δtの値が微小なほど計算の精度は向上するが, より多くの計算時間を必要とする. 一般的に屈折率分布型媒体中での光線追跡を行う際には, Δt = 0.05 程度で高精度な計算を行うことができることが確かめられている[19]．このように，ルンゲ・クッタ法では光線の位置$\mathbf{R}$，方向ベクトル$\mathbf{T}$の初期値が与えられれば，式(3-7)，(3-8)によって連続的に光線の位置と進行方向が求められる．すなわち，屈折率分布型媒体から成る端面が平坦な導波路に光線が入射したとき，その入射位置と入射角度がわかれば，導波路中の光線の軌跡と，もう一方の端面における光線の出射位置と出射角度が求められる.

3.2.2 光線追跡法における反射と屈折

上記の光線方程式は屈折率が連続な場合に有効で，コアとクラッドの界面などの屈折率が不連続なところでは破綻する．そこで本研究では屈折率の不連続な場所では光線方程式は適用せずにスネルの法則から光線の進行方向を決定した．スネルの法則は入射面の法線と入射光線方向とのなす角をθ_1，屈折光の方向となす角をθ_2とし，入射側の屈折率をn_1，屈折側の屈折率をn_2とすると，

$$n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2 \tag{3-10}$$

で表される．このままでは光線追跡のプログラム上で扱いづらいのでベクトルで表すことを考える．$n_2 > n_1$の場合，Figure 3-1 に示すように入射面の法線方向の単位ベクトルを$\mathbf{N}$，屈折光のベクトルを$\mathbf{T}_a$，入射光のベクトルを$\mathbf{T}_b$とすると，スネルの法則は次のような関係になる．

$$\mathbf{T}_a = \mathbf{T}_b + u\mathbf{N} \tag{3-11}$$

ただし

$$\begin{gathered} u = \sqrt{n_2^2 - n_1^2 + k^2} - k \\ k = \mathbf{T}_b \cdot \mathbf{N} \end{gathered} \tag{3-12}$$

である．また式(3-12)の平方根の中身が負となる場合があるが，この際には反射するため反射光ベクトルを$\mathbf{T}_a{}'$とすると

$$\mathbf{T}_a{}' = \mathbf{T}_b - 2k\mathbf{N} \tag{3-13}$$

で別途計算することができる．ここで k は式(3-12)に従う．

なおプログラム上で反射・屈折を判断する基準として，前の計算ステップと比較して「大きな屈折率差を感じたら反射･屈折の処理をする」, または「領域を区切っておき光線位置で判断する」, と二通りが考えられるが,「大きな屈折率差」の基準が明確でないので本研究で作成したプログラム中では後者を基準とした．

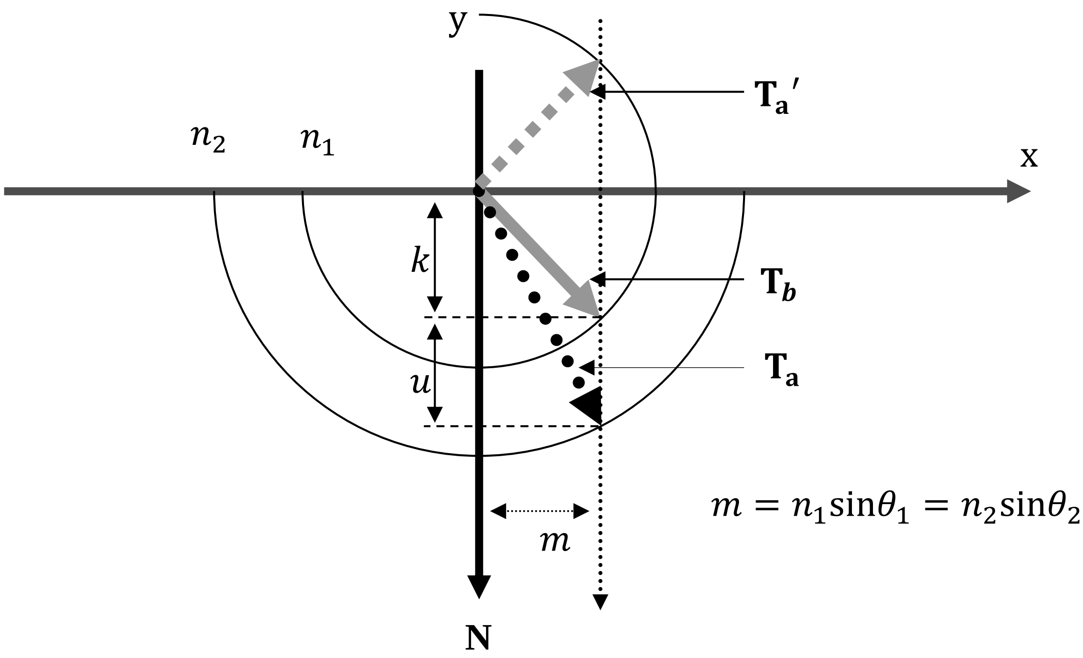


Figure 3-1 Snell's law of vector representation.

3.2.3 光線追跡法における光路長の計算

ルンゲ・クッタ法を用いる光線追跡の際には，僅かな計算の追加で計算コストをほとんど変えることなく光路長を求めることができる[21]．以下にその方法を示す．

光路長Wは次の式で定義される．ただし，nは屈折率，$\mathrm{d}s$は$\sqrt{\mathrm{d}x^2 + \mathrm{d}y^2 + \mathrm{d}z^2}$である．

$$W = \int n \mathrm{d}s \tag{3-14}$$

ここで，式(3-14)の変数変換を行うと

$$W = \int n^2 \mathrm{d}t \tag{3-15}$$

と書き換えられる．このことから，W_mを点$\mathbf{P}_0$から$\mathbf{P}_m$にかけての光線の光路長，W_{m+1}を点$\mathbf{P}_0$から$\mathbf{P}_{m+1}$にかけての光線の光路長をすると，

$$W_{m+1} = W_m + \int_{t_m}^{t_{m+1}} n^2(t)\mathrm{d}t = W_m + \int_0^{\Delta t_m} n^2(\tilde{t})\mathrm{d}\tilde{t} \tag{3-16}$$

と表すことができる．ただし，$\tilde{t} = t - t_m$，$\Delta t_m = t_{m+1} - t_m$とする．

今点$\mathbf{P}_m$から$\mathbf{P}_{m+1}$までの光路長をC_{m+1}とすると

$$C_{m+1} = \int_0^{\Delta t_m} n^2(\tilde{t})\mathrm{d}\tilde{t} \tag{3-17}$$

ここで次のように変数を定義する．

$$N_m \equiv n^2(t_m) \equiv n^2(\mathbf{R}_m) \tag{3-18}$$

$$S_m = 2\mathbf{D}(\mathbf{R}_m)\cdot\mathbf{T}_m \tag{3-19}$$

C_{m+1}の積分はオイラー・マクローリンの積分公式を変形することで得られる複合台形公式を用いると容易に計算できる．この公式を用いると式(3-17)は次のように与えられる．

$$C_{m+1} = \frac{1}{2}\Delta t_m(N_m + N_{m+1}) - \frac{\Delta t^2}{12}(S_{m+1} - S_m) \tag{3-20}$$

微小二点間の距離がどの点においても等しいと仮定すると，全光路長W_Mは次の式で表される．

$$W_M = W_0 + \Delta t\sum_{m=0}^{M-1} N_m - \frac{\Delta t^2}{12}(S_M - S_0) + \frac{1}{2}\Delta t(N_M - N_0) \tag{3-21}$$

このように，光線追跡にルンゲ・クッタ法を用いることで最初の点と最後の点だけで簡単に光路長を求めることができる．

3.2.4 グース・ヘンシェンシフトの計算

本研究で扱う負屈折率分布型導波路は，従来の凸型分布と異なり反射を繰り返して光が通るので，反射点よりもわずかに進んだ点から反射光が観測されるグース・ヘンシェンシフトを考慮しなくてはならない．グース・ヘンシェンシフトとは光が反射する際に入射光と反射光で位置が推移する現象である[22]（Figure 3-2 参照）．このシフト量は計算によると電気ベクトルが入射面に垂直な場合には

$$l_s = \frac{1}{\pi}\cdot\frac{\mu_{12}n_{12}\sin\theta_1\cos^2\theta_1}{\mu_{12}^2\cos^2\theta_1 + \sin^2\theta_1 - n_{12}^2}\cdot\frac{\lambda_1}{\sqrt{\sin^2\theta_1 - n_{12}^2}} \tag{3-22}$$

となる．ここで，入射側の媒体の屈折率，透磁率はそれぞれn_1，μ_1であり，入射に対向する媒体の屈折率，透磁率はそれぞれn_2，μ_2である．また$\mu_{12} = \mu_2/\mu_1$，$n_{12} = n_2/n_1$である．さらに$\lambda_1 = \lambda_{\mathrm{vacuum}}/n_1$であり$\lambda_{\mathrm{vacuum}}$は真空中の波長である．

電気ベクトルが入射面に平行な場合には,

$$l_p = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{K \sin\theta_1 \cos^2\theta_1}{K^2 \cos^2\theta_1 + \sin^2\theta_1 - n_{12}^2} \cdot \frac{\lambda_1}{\sqrt{\sin^2\theta_1 - n_{12}^2}} \quad (3\text{-}23)$$

となる．ただし，$n_{12}^2 = K\mu_{12}$である．

次にグース・ヘンシェンシフト領域の光路長を求める．Figure 3-2 の光線(i)，(ii)において点 A と点 C は同位相であり，点 B においても同位相となる[23]．線分 AB の長さをl，線分 CB の長さをaとすると

$$\sin\theta_1 = \frac{a}{l} \quad (3\text{-}24)$$

である．光は点 B において同位相であるから，光路長 AB と CB は等しい．よってグース・ヘンシェンシフト領域の等価屈折率をn_{eq}は,

$$n_1 a = n_{\mathrm{eq}} l \quad (3\text{-}25)$$

$$n_{\mathrm{eq}} = \frac{a}{l} n_1 = n_1 \sin\theta_1 \quad (3\text{-}26)$$

と考えることができる．以上よりグース・ヘンシェンシフト領域の光路長W_{GH}は,

$$W_{\mathrm{GH}} = l n_1 \sin\theta_1 \quad (3\text{-}27)$$

である．

ここで，n_1に変化がある場合，式(3-25)の左辺に変化があると考えられるが，議論の対象が微小領域であること，また負屈折率分布では周辺部においての屈折率の変化がほとんどないことから無視できると考えられる．

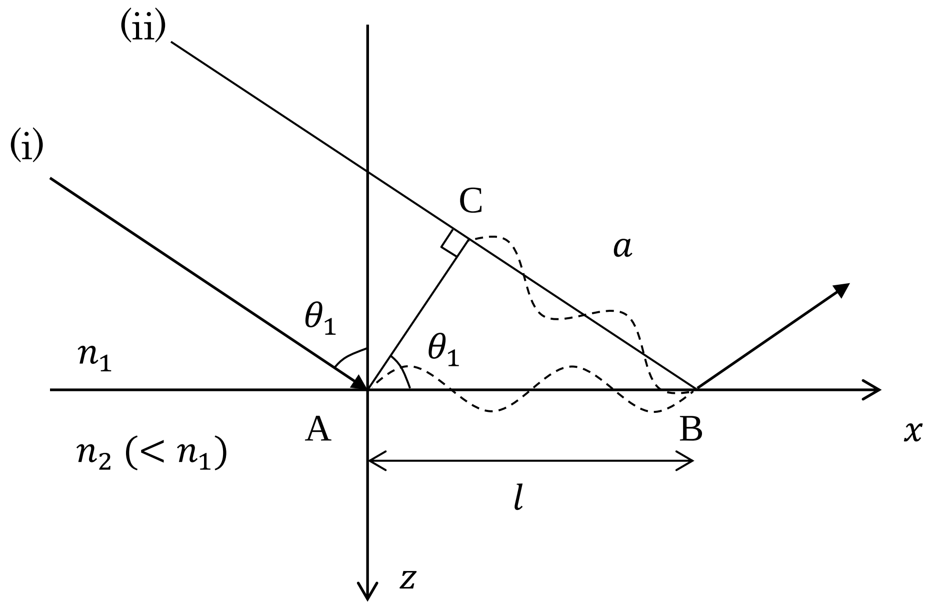


Figure 3-2 Goos-Hänchen shift representation.

3.2.5 屈折率分布の定義と近似

モード分散が小さくなる屈折率分布は光線がメリジオナル光線だと仮定すると

$$n(x) = \frac{n_0}{\cosh(\alpha x)} = n_0 \operatorname{sech}(\alpha x) = n_0 \left[1 - \frac{(\alpha x)^2}{2} + \frac{5(\alpha x)^4}{24} - \frac{61(\alpha x)^6}{720} \ \ldots\right] \quad (3\text{-}28)$$

で与えられることが報告されている[8, 24]．本研究では 2 項までの近似

$$n(x) = n_0 \left[1 - \frac{(\alpha x)^2}{2}\right] \quad (3\text{-}29)$$

と，3 項までの近似

$$n(x) = n_0 \left[1 - \frac{(\alpha x)^2}{2} + \frac{5(\alpha x)^4}{24}\right] \quad (3\text{-}30)$$

を用いてモード分散を計算した.

式(3-29)と式(3-30)では屈折率分布の形状はほとんど変わらないので実際の作製で 3 項までを制御するのは困難である．従って，3 項近似までの計算は特性の比較を行うために行った．また 2 項近似の場合も実際は伝送帯域に材料分散が大きく影響を与えるので計算結果は参考と考える必

要がある．

以下に式(3-28)の導出を述べる[25]．今，位置rを円柱座標（r, ϕ, z)で表し，光線方程式を成分表示することを考える．屈折率分布を軸対称と仮定し，$\mathrm{d}n/\mathrm{d}\phi = 0$，$\mathrm{d}n/\mathrm{d}z = 0$とすると$r$，$\phi$，$z$成分はそれぞれ

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}s}\left(n\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}s}\right) - nr\left(\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}s}\right)^2 = \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}r} \tag{3-31}$$

$$n\left(\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}s}\right)\left(\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}s}\right) + \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}s}\left(nr\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}s}\right) = 0 \tag{3-32}$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}s}\left(n\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}s}\right) = 0 \tag{3-33}$$

で表される．式(3-33)を積分すると

$$\mathrm{d}s = \left[\frac{n(r)}{n_i N_0}\right] \tag{3-34}$$

が得られる．ただし，$n(r)$は屈折率分布，n_iは入射位置における屈折率，N_0は入射光の方向余弦である．式(3-34)と式(3-32)よりnを消去すると，

$$\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}s}\cdot\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}z} + \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}s}\left(r\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}z}\right) = 0 \tag{3-35}$$

を得る．式(3-35)を変形すると

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}s}\left(r^2\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}z}\right) = 0 \tag{3-36}$$

となるので，初期値を用いて

$$r^2\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}z} = \frac{1}{N_0}(x_0 M_0 - y_0 L_0) \tag{3-37}$$

が得られる. ここで, ファイバー端面の位置$\mathbf{P}_0 = x_0 i + y_0 j$に, 方向ベクトル$\mathbf{S}_0 = L_0 i + M_0 j + N_0 k$で光線が入射するとしている．式(3-34)により式(3-31)をzに関する微分とし，式(3-35)を用いて式

(3-31)を積分すると，

$$z=\int_{r_0}^{r}\frac{N_0\mathrm{d}r}{\left[\left\{\frac{n(r)}{n_\mathrm{i}}\right\}^2\left\{1-\left(\frac{r_0}{r}\right)^2\right\}(x_0M_0-y_0L_0)-N_0^2\right]^{\frac{1}{2}}} \tag{3-38}$$

を得る．

今，メリジオナル光線を考える．この場合は，一般性を失うことなしに$y_0=M_0=0,\ x_0=y_0$ と考えてよいから，式(3-38)は

$$z=\int_{r_0}^{r}\frac{N_0\mathrm{d}r}{\left[\left\{\frac{n(r)}{n_i}\right\}^2-N_0^2\right]^{\frac{1}{2}}} \tag{3-39}$$

と簡単化される．

屈折率分布の一例として，まず$n(r)$がいわゆる二次分布

$$n^2(x)=n_0^2\{1-(\alpha x)^2\} \tag{3-40}$$

である場合を考える．式(3-40)を式(3-39)に代入し積分を行うと，

$$\begin{gathered} r=C\sin\left(\frac{\alpha n_0 z}{n_i N_0}+\phi\right) \\ C=\frac{1}{\alpha}\{1-N_0^2(1-\alpha^2r_0^2)\} \end{gathered} \tag{3-41}$$

が得られる．ただし，ϕは定数である．

式(3-41)は z 軸に沿って屈曲する光線を表しており，その周期$\mathit{\Lambda}$は

$$\mathit{\Lambda}=\frac{2\pi N_0}{\alpha}\{1-(\alpha r_0)^2\}^{\frac{1}{2}} \tag{3-42}$$

で与えられる．すなわち，周期$\mathit{\Lambda}$は入射条件r_0，N_0の関数として与えられることが分かった．モード分散がゼロになる理想的な屈折率分布であればこの周期が入射位置によらず一定ということになる．以下，平均速度が一定となる条件として，その分布を導出する．

簡単のために，以下の議論では$L_0 = 0$，$N_0 = 1$，すなわち$z＝0$で光は z 軸に平行に入射すると仮定する．ここで z 軸上を直進する光線R_0と屈曲しながら進む光線R_Aを考える．光線R_Aの z 方向への平均移動速度v_{av}は，任意の点で光線が z 軸となす角をθとして

$$v_{av} = \frac{4\int_0^{r_0} \cot\theta \mathrm{d}r}{4\int_0^{r_0} \frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}r} \mathrm{d}r} = \frac{\displaystyle\int_0^{r_0} \frac{\beta}{\sqrt{k^2 n^2(r) - \beta^2}} \mathrm{d}r}{\displaystyle\int_0^{r_0} \frac{k n^2(r)}{c\sqrt{k^2 n^2(r) - \beta^2}} \mathrm{d}r} \tag{3-43}$$

で与えられる．ただしここで，cは光速，βは z 方向への位相定数である．従って$\sqrt{k^2 n^2(r) - \beta^2}$は$r$方向への位相定数である．一方，$R_0$の平均速度は$c/n_0$（$n_0 = n(0)$）であるから，z 方向の位相定数によらず

$$v_{\mathrm{av}} = \frac{c}{n_0} \tag{3-44}$$

となる屈折率分布を求めればよい．

ここで$r = r_0$では光線がz軸に平行になるから

$$\beta = kn(r_0) \tag{3-45}$$

であることに注意して

$$I = \int_0^{r_0} \sqrt{k^2 n^2(r) - \beta^2}\, \mathrm{d}r = k\int_0^{r_0} \sqrt{n^2(r) - n^2(r_0)}\, \mathrm{d}r \tag{3-46}$$

と書くと，式(3-43)，式(3-46)より

$$v_{\mathrm{av}} = -c \cdot \frac{\partial I/\partial \beta}{\partial \beta/\partial k} \tag{3-47}$$

と表される．

式(3-44)，式(3-47)より

$$\frac{\partial I}{\partial k}+n_0\cdot\frac{\partial I}{\partial \beta}=0 \tag{3-48}$$

が得られる．この解は一般に次式の形に表される．

$$I=\mathrm{func}(kn_0-\beta) \tag{3-49}$$

一方，式(3-46)最右辺の被積分関数を$\{n(r)-n(r_0)\}$のべき級数に展開し積分すると，Iを

$$I=k\sum_{m=0}^{\infty}c_m\{n_0-n(r_0)\}^m=\sum_{m=0}^{\infty}c_m k^{1-m}(kn_0-\beta)^m \tag{3-50}$$

と書くことができる．式(3-50)が式(3-49)と一致するためには，c_1以外のc_mが全て零である必要があるため，理想屈折率分布は

$$\int_0^{r_0}\sqrt{n^2(r)-n^2(r_0)}\mathrm{d}r=c_1\{n_0-n(r_0)\} \tag{3-51}$$

を満足しなければならない．

$n^2(r)$をべき級数展開で表し，式(3-51)を満足するように係数を定めると

$$n^2(r)=n_0^2\left\{1-(\alpha r)^2+\frac{2}{3}(\alpha r)^4+\cdots\right\}=n_0^2\,\mathrm{sech}^2(\alpha r) \tag{3-52}$$

を得る．式(3-52)がメリジオナル光線を考える限り，分散零を与える理想屈折率分布である．

3.3 計算の諸条件

<u>プログラミング実行環境</u>

本研究における計算は全て CPU を AMD 社 Opteron™ Processor 6272 （16 core, 2.1 GHz）を 4 基組み込んだ PC を用いた．コンパイルには GCC コンパイラ 4.6.6 を用いた．プログラミング言語は C++を採用した．光線軌跡の可視化は OpenGL を利用した．

<u>多倍長ライブラリ</u>

本研究では高精度で計算を行う必要があったため一部の計算に GNU Multi-Precision（GMP）ライブラリ[26]を用いた．GMP ライブラリを用いて計算を行う際は精度を 60 桁とした．GMP ライ

ブラリは比較的高速に多倍長計算を行なえることで知られている．

<u>メルセンヌ・ツイスタ</u>

本研究ではモンテカルロ法に基づいたプログラムを作成したが，ここでの乱数生成には．高速・良質な乱数(長い周期，高次元に均等分布，ビットがランダム[27])が得られることで知られるメルセンヌ・ツイスタ(MT19937) 法[28] を用いた．

<u>CUP コアを並列化した計算</u>

本研究で行った伝送帯域予測計算は長距離の光線追跡を多数行い，さらに十分な精度を得るために多倍長ライブラリを用いているため，一つの導波路のモード分散を求めるのに 1〜2 週間程度要する（光線数を 64，AMD 社 Opteron™ Processor 6272 (2.1 GHz)を用いて並列化を行わずに計算した場合）．本研究ではより多くの条件の下で計算を進める必要があるので，複数の CPU コアを並列して計算を進められるようプログラムをチューニングした．

高性能な GPU や複数のコアをもつ CPU が一般的になった現在，並列化手法は非常に有用であり[29]，科学計算分野においても計算の並列化は頻繁に行われている[30]．並列化にはいくつかの方法が存在するが，本研究では OpenMP を利用する方法用いた．この方法では対象となるループを指定し，並列化度やスケジューリングをして実行するが，並列化の前後で大幅なアルゴリズムの変更を必要としないことが多い．またコンパイル時のオプション一つで OpenMP の使用のオンオフが可能であるようにプログラムを組むことが可能となる．本研究では，主要な計算部のほとんど全てを 1 スレッドごとに実行するようにチューニングした．このような並列化はスレッド生成やタスク割り当ての計算コストが小さく，非常に効率が高く実行時間がスレッド数倍近くまで短縮される場合が多い．

実際にはプログラミング言語に C++を使用した際，並列化ループの先頭に”#pragma omp parallel for”のように指定して用いた. 上記のチューニングを行うことで計算時間を短縮することができた. スケジューリングを指定しない場合はスレッド毎に受け持つループの番号が初めに決められるが, この場合は並列化する部分の計算量がほぼ等しいとき特に有効であり，本研究では初期位置により計算量が異なるので dynamic というスケジューリング指示句を与えた．チャンクサイズ（一度に割り当てるタスクの数）は 1 とした．またループ中でのファイルへの書き込みのような複数のスレッドが同時にアクセスする可能性のある部分はアトミック処理を施し，光線の位置ベクトルや方向ベクトル，積算光路長のようなスレッド毎に値を持つ必要がある変数に関しては，光線数分の配列を確保し，競合を防いだ．この点に関して，OpenMP でサポートされている方法も存在するが高精度計算ライブラリと同時に使用した際，エラーの原因となったため，この方法が最も安全と判断し利用した．

3.4 伝送帯域計算法

本節では 3.2.3 節で述べた光路長に基づいて伝送帯域を計算する手法を述べる．まず導波路の直径を 1.0 mm，長さを 100 m と仮定した．計算する光線のモードは 128，つまり導波路断面の半径に対して等間隔で 128 点をとり，その座標をそれぞれの光線の初期位置として光路長の計算を行

った．ここで初期値がちょうど外周の位置ではうまく計算できないため 0 mm から 0.4999 mm を 129 等分し, 0 の次からの数を初期値として 128 番目の光線の初期値が 0.4999 mm となるように設定した. 先行研究[8]によるとモード数が 50 でも伝送帯域を計算できることが分かっているのでモード数 128 は十分である．また特に断りがない限り屈折率の最大値を 1.50 とし，コアの中心と周辺の屈折率差を 0.15，光の波長は 650 nm と仮定した．

Figure 3-3 は凸型分布の第 3 項までを定義した屈折率分布を有する導波路に対して，光路長から求めた時間の差と光の強度を示している．強度は光線の初期位置の中心からの距離に 2πを積算したものである．光路長に対する時間tは以下の式で求められる．

$$t = \frac{W}{c} \tag{3-53}$$

ここでWは光路長，cは真空中の光速である．これを用いて各モード間の時間の差を求めた．

Figure 3-3 は計算された 128 点の時間差とその強度をプロットした図である．ここから伝送帯域を求めるためには高速フーリエ変換を行う．このためには時間的に等間隔なプロットとしなければならない．そこで一定の時間間隔毎に含まれるプロットの強度を合計することでパルスに対する応答を表現した．ただしこのままのデータ数ではうまく平均化されず凹凸の激しいものとなり特性を表現しきれないので，縦軸を順方向として各プロット間に直線を引き，その線に乗るように等間隔で 1000 点の疑似的な点をとった後，上記の処理を行った．またサンプリング間隔は，時間差の最大値を 512 等分することで決定した．Figure 3-4 に上記の処理後のグラフを示す．

Figure 3-4 に見られるピークは, Figure 3-3 の 0.09 ps 付近の縦に並んだ部分であることが分かる．また Figure 3-4 に基づいて高速フーリエ変換した結果を Figure 3-5 の破線に示す．周波数に対して振動しながら減衰していることが分かる．ここで振動の中心付近を通るように曲線を引く（図中の実線）．そしてこの曲線中でパワーが約半分になる-3 dB の場所の周波数を伝送帯域と呼ぶことにする．Figure 3-5 の場合は約 5.7 THz であることが分かる．本研究で示した伝送帯域は全てこの方法で求めた．

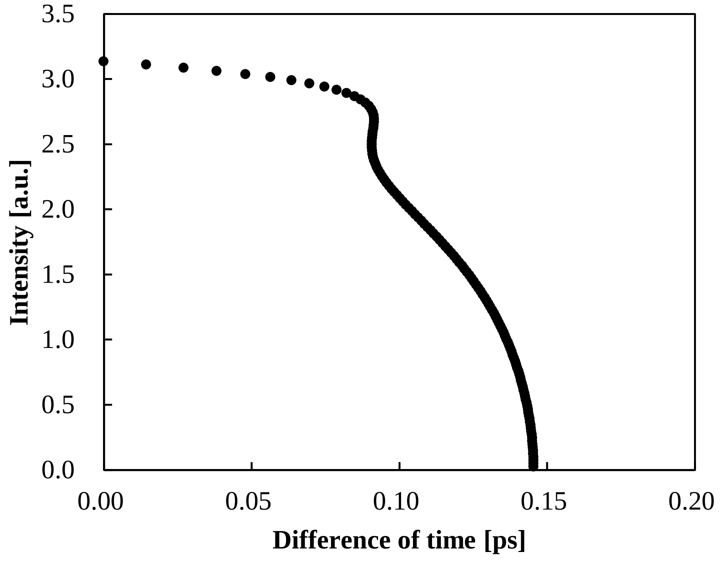


Figure 3-3 Plot of difference of time and intensity of light (convex distribution).

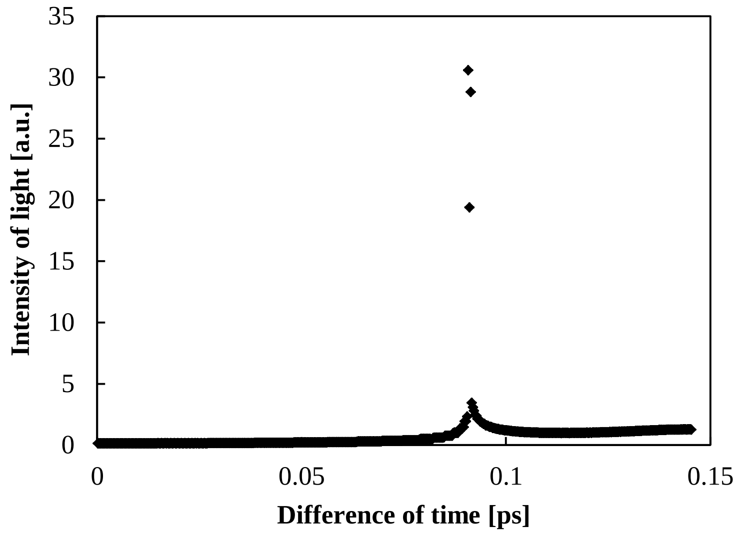


Figure 3-4 Difference of time and intensity of light (convex distribution).

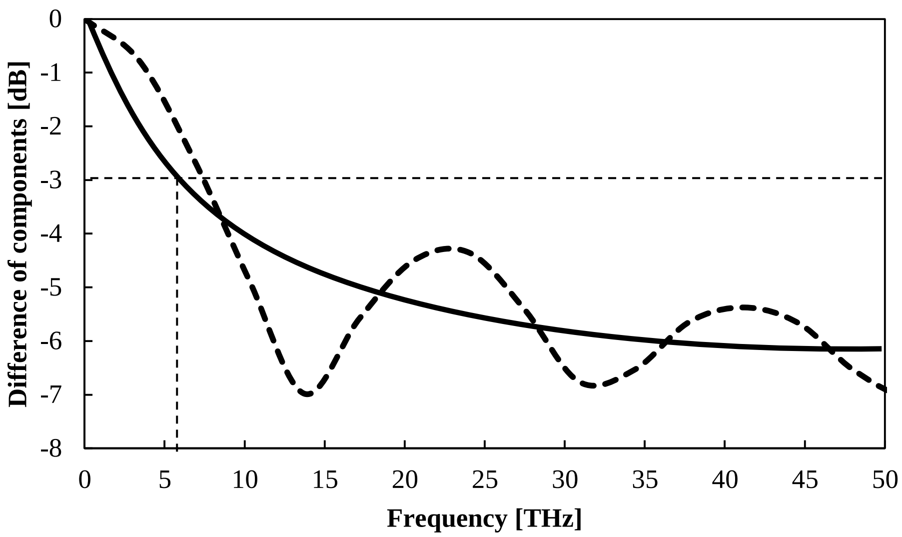


Figure 3-5 Relationship between frequency and difference of components.

3.5 伝送帯域計算におけるΔt依存性評価

3.5.1 誤差要因の特定

屈折率分布型導波路における光線追跡は，計算量が多く非常に時間の掛かるシミュレーションである．そこでルンゲ・クッタ法の刻みΔtによる影響の評価を行った．凸形状の屈折率分布に関して複数のΔtの値（Δt = 0.005, 0.002, 0.0005）で光路長と光強度の関係を計算したものを Figure 3-6 に示す．図よりΔtの値によらず全ての点は重なっており，凸型屈折率分布の導波路においてΔtはほとんど影響を与えないことが分かった．次に負屈折率分布に関して同様にΔtを変化させながら光路長を計算したところ，Figure 3-7 に示すように光路長と光強度に関して不連続で一貫性のない結果となった．凸型分布の場合はΔtによらずほぼ同様な結果が得られたのでなんらかの誤差が生じている可能性が考えられた．ここで注意すべきなのは，示したグラフは光路長と光強度のプロットであり，パルスに対する応答のような時間的な広がりを表しているのではない（Figure 3-3 と同様の形式の図）．この形式の方が，誤差を確かめるのが容易であるため加工せずに示した．

詳細に検討したところ，負屈折率分布型の光線追跡における計算ステップでは，光線がコア・クラッド界面を越えた際に 1 ステップ分戻りこの点で反射に対しての処理を行っていたが，これにより Figure 3-8 に示すように実際の反射に比べてΔtの値に応じて僅かに反射位置の差が生じ，反射を繰り返すことでこの微小な誤差が蓄積し，大きな光路長の誤差に繋がったと考えられた．そこで計算アルゴリズムを以下のように変更した．

１．光線が導波路を越えたら 1 ステップ分戻る
２．そこまでの光路長を計算する
３．Δtを小さくする
４．再び光線が導波路を越えたら 1 ステップ戻り反射処理を行う

このとき小さくした後のΔtを$\Delta t' = 5.0 \times 10^{-7}$とした．以上のアルゴリズムとした際の光強度と

光路差の関係を Figure 3-9 示す．また比較のため凸型分布のグラフも合わせて示す．図より，曲線は連続となり凸型分布のグラフを縦に反転させたような形となり一貫性が得られた．

以上より反射点において誤差が生じ易いことが示され，この付近でΔtを小さくなるように調整することで誤差を小さくすることができた．Figure 3-9 に示された分布の形を見ると負屈折率型分布では強度の高く，且つ縦に密に並ぶ領域が（150000 mm 付近），凸型屈折率分布に比べてモード間のパルスの広がりが小さいことが予想される．

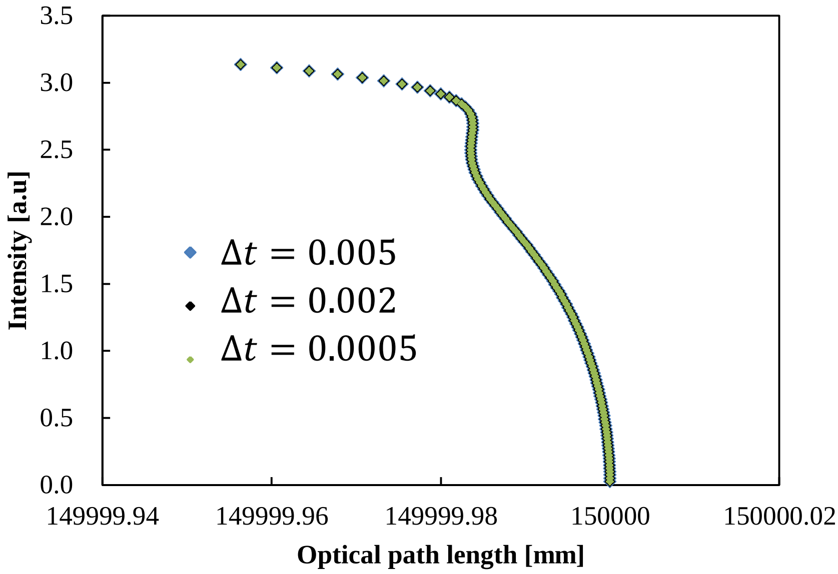


Figure 3-6 Optical path length and intensity with different Δt in convex GI waveguide.

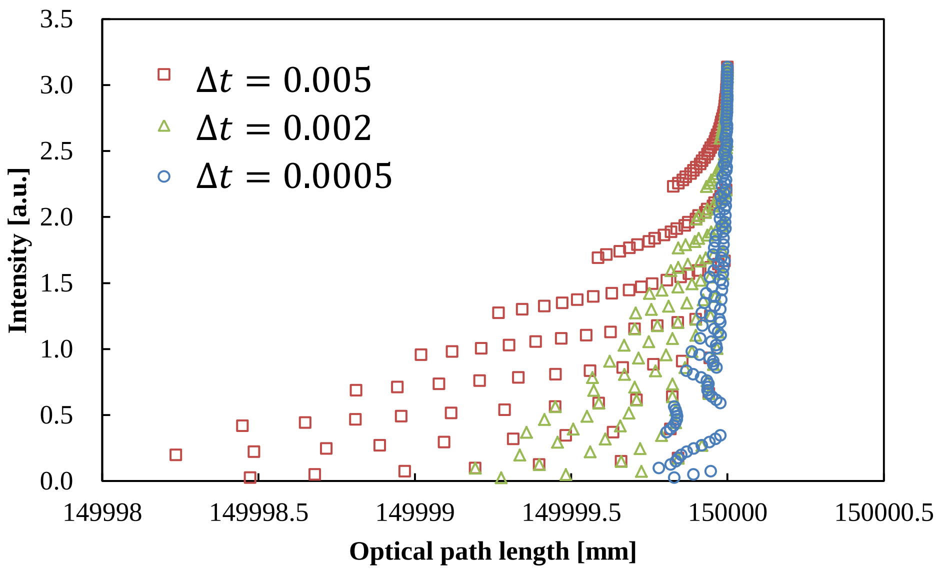


Figure 3-7 Optical path length and Intensity with different Δt in negative type GI waveguide.

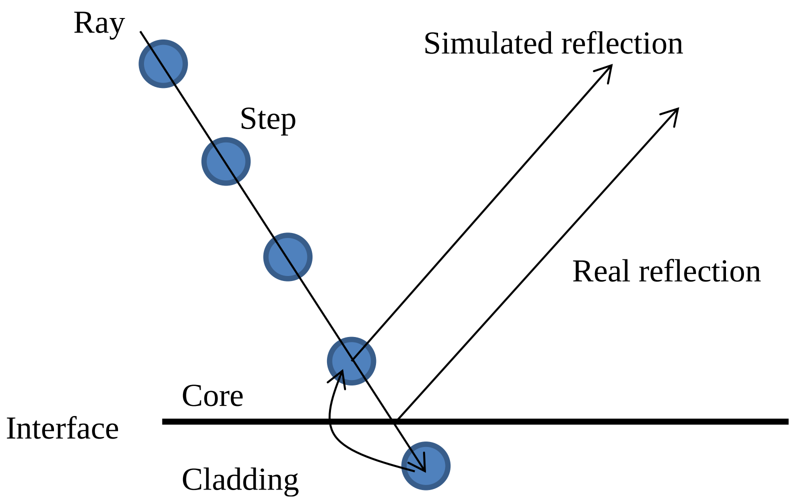


Figure 3-8 Reflection of real phenomenon and ray trace.

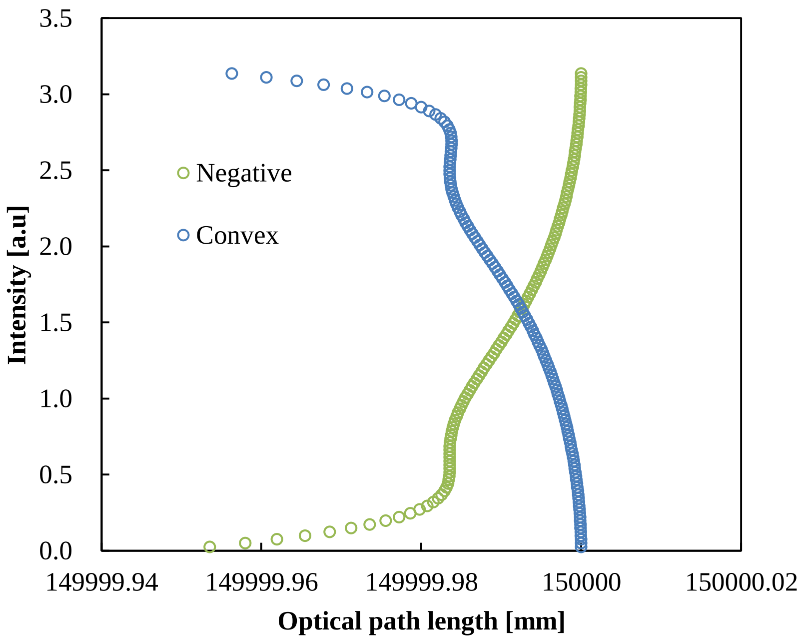


Figure 3-9 Optical path length of each mode and intensity in negative type GI waveguide ($\Delta t = 0.0005,\ \Delta t' = 5.0 \times 10^{-7},\ n_{\mathrm{cladding}} = 1.000$).

3.5.2 反射点近傍以外の区間のΔt依存

$\Delta t' = 5.0 \times 10^{-7}$と固定し，$\Delta t$を変化させていくことで反射点付近以外の$\Delta t$依存性の評価を行った．この試行ではわかり易くするため光線は初期位置x_0を 0.20 mm と 0.40 mm の 2 点のみとした．初期位置$x_0 = 0.2$ mm のときの光路長差（全モード中一番大きい光路長との差）のΔt依存を Figure 3-10 に，$x_0 = 0.4$ mm の時の光路長差のΔt依存を Figure 3-11 に示す．どちらも同じ傾向があり，Δtが小さいほど値は小さくなり光路長は小さく計算されたことが分かった．またほぼ直線関係がある

ことからこの直線を伸ばして横軸に関して 0 と交わる点が無限にΔtを小さくとった真の値となることが予想される．

ここで，上記のΔtによる誤差が全体的な光路長に関してどれくらい影響を与えるかを考える．Figure 3-10 と Figure 3-11 を同じグラフに載せたものを改めて Figure 3-12 に示す．このように局所的に現れたΔtに依存した誤差も全体からみれば無視できる量であること分かった．以上より条件的に主な計算時間を決める要因であるΔtは 0.005 程度に小さくとれば十分であることが分かった．

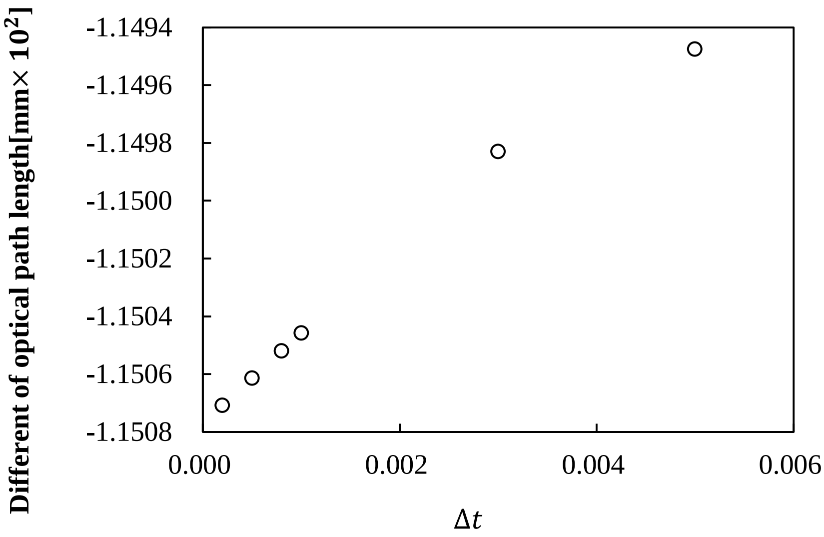


Figure 3-10 Difference of optical path length in each Δt ($x_0 =$ 0.2 mm)

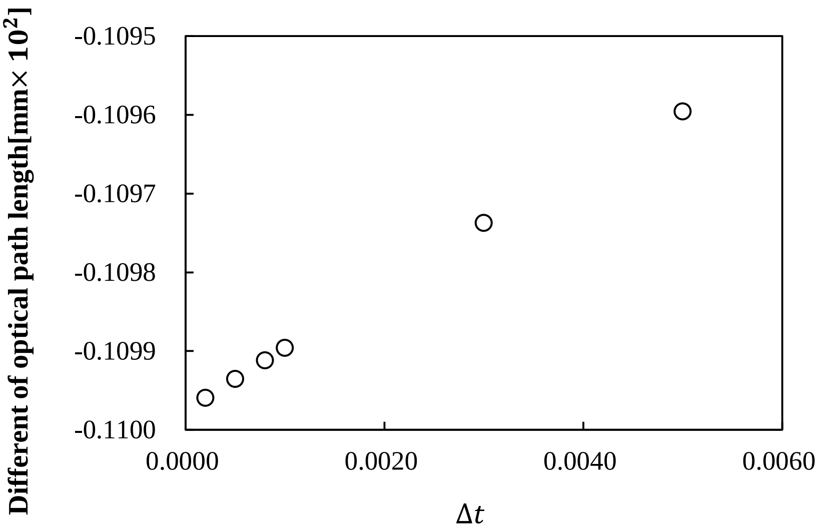


Figure 3-11 Difference of optical path length in each Δt ($x_0 =$ 0.4 mm)

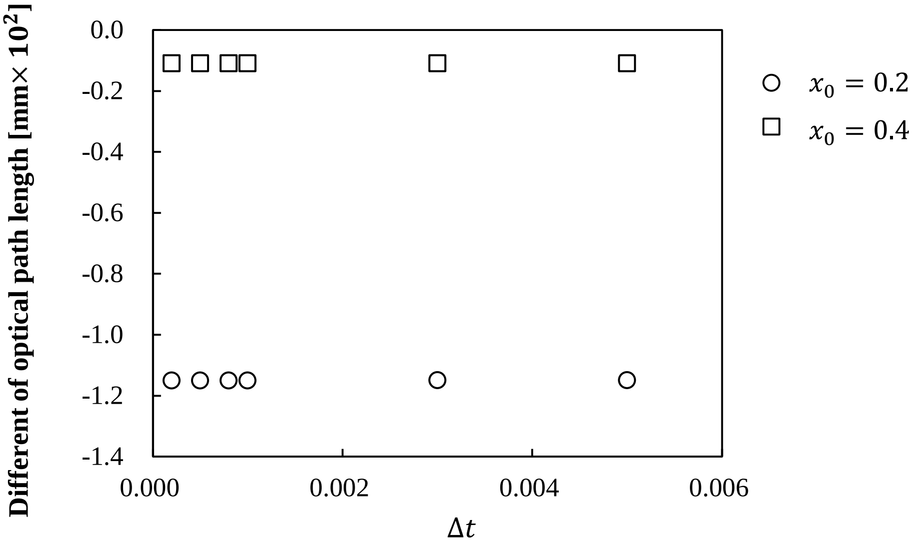


Figure 3-12 Difference of optical path length in each Δt ($x_0 = 0.2$ mm, 0.4 mm).

3.5.3 反射点近傍のΔt依存性の評価

前節より反射点近傍以外の場所では，Δtは大きく光路長に影響を与えないことが分かった．次に反射点近傍におけるΔt ($\Delta t'$)の与える影響を調べた. 反射近傍以外では$\Delta t = 0.005$ と固定し, 3.5.1 節と同様のアルゴリズムで刻み量を反射近傍において小さくした.

Figure 3-13 に初期位置$x_0 =$ 0.2 mm, 0.4 mm における光路差と$\Delta t'$の関係を示す. 図より先と異なりモード間の光路差と比べても無視できないほど大きい誤差が生じることが分かった．また$\Delta t'$を5.0×10^{-7}程度に小さくすることで精度良く計算を行えることが分かった.

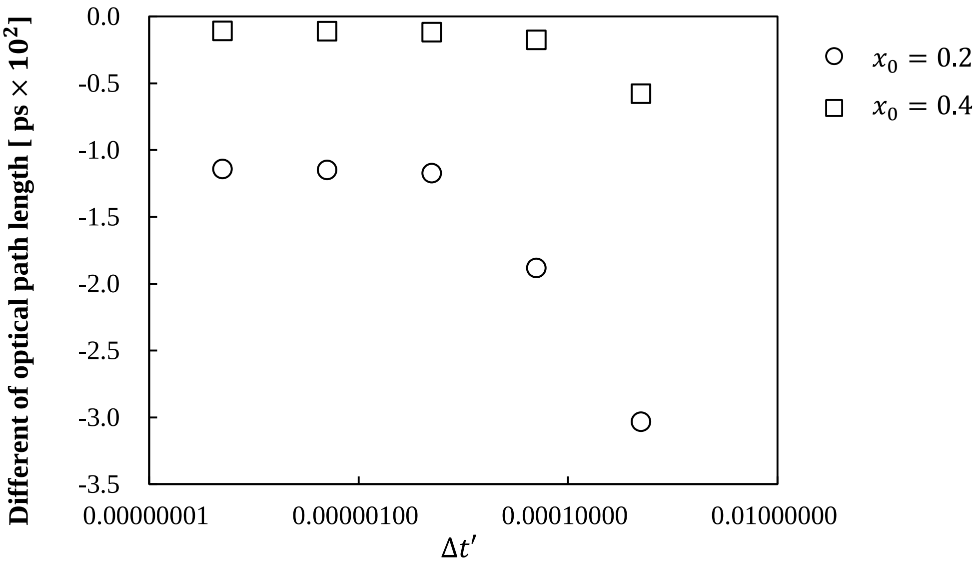


Figure 3-13 Difference of optical path length in each $\Delta t'$ ($x_0 = 0.2$ mm, 0.4 mm).

3.5.4 適切なΔtの設定

前節によると反射点近傍で$\Delta t'$を5.0×10^{-7}程度に小さくとる必要があることが分かった．しかしΔtに対して$\Delta t'$を非常に小さくとると反射点から戻り最後の１ステップを計算し直す時に非常に時間が掛かり計算時間の短縮が望めない．また並列計算スレッド間の計算時間のばらつきも大きくなるために効率的に計算できるとは言えない（計算時間は最も遅いスレッドに影響される）．そこでアルゴリズムを以下のように変更した．

１．$\Delta t = 0.005$として計算する
２．反射条件が満たされたら１計算ステップ戻る
３．その時の光線の位置と方向から，反射点と現在の光線位置間の距離を求める
４．求めた距離から次の計算ステップでちょうど反射点に光線が移動するようにΔtを変更する（変更後のΔtを新たに$\Delta t'$と定義する）
５．光線を移動させ反射処理を行う
６．$\Delta t = 0.005$に戻す

以上のアルゴリズムを用いると最も誤差がでる部分をなくすことができ，さらに並列計算の際のスレッド間時間差も最少に抑えることができるため，正確かつ高速な計算が期待できる．

反射点との距離は次のように計算した．光線の位置を$\mathbf{r}$，方向ベクトルを $\mathbf{T}$ とするとその計算ステップにおける光線は

$$\mathbf{r}_{n+1} = \begin{pmatrix} r_x \\ r_y \\ r_z \end{pmatrix} + \Delta t' \begin{pmatrix} T_x \\ T_y \\ T_z \end{pmatrix} \tag{3-54}$$

と表すことができる．円柱の導波路に対して導波路半径Rと光線が一致するとき

$$(r_x + \Delta t' T_x)^2 + \left(r_y + \Delta t' T_y\right)^2 = R^2 \tag{3-55}$$

を満たすので，$\Delta t'$を計算すると

$$\Delta t' = \frac{-\left(r_x T_x + r_y T_y\right) \pm \sqrt{R^2\left(T_x^2 + T_y^2\right) - \left(T_x r_y - T_y r_x\right)^2}}{T_x^2 + T_y^2} \tag{3-56}$$

と求められる．ただし光は前進するのでプラスを用いる．反射が判断されたら１つ計算ステップを戻り$\Delta t = \Delta t'$と１計算ステップだけ置き換えた．また光路長の計算にはΔtを使うのでΔtを変化させる前には光路長を計算してその都度加算していくよう注意した．

ここで示した反射処理（new algorism）と 3.5.1 節において$\Delta t' = 5.0 \times 10^{-7}$とした反射処理（old algorism)，それぞれを用いて計算した光路長と強度の関係を比較した結果を Figure 3-14 に示す．従来の方法で$\Delta t'$を，固定値として小さくとったときの計算結果と，本節で述べたように最適な$\Delta t'$を適宜計算したときの計算結果はほぼ一致することがわかった．最終的に計算される伝送帯域に関しても差異は見られなかったが，新しいアルゴリズムを用いることで計算時間を 10 倍以上短縮できたため，以降の計算において$\Delta t'$はすべて本節で示した方法で求め使用した．

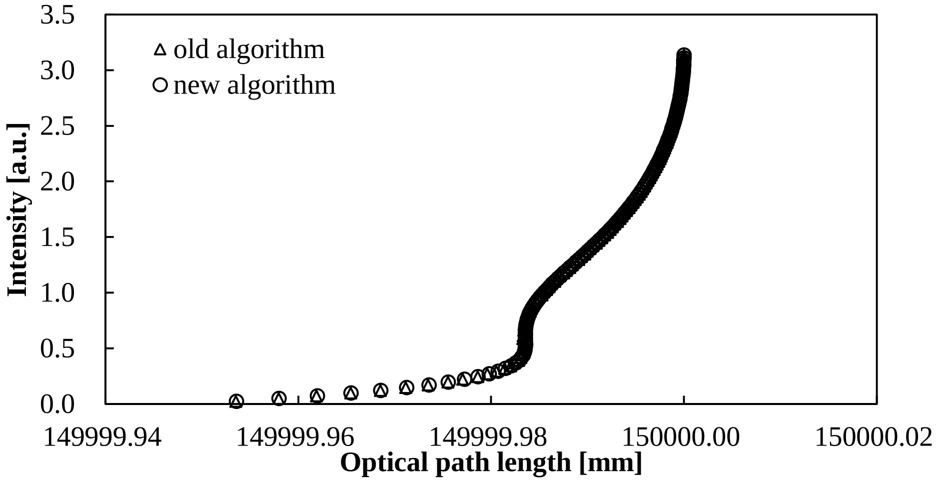


Figure 3-14 Optical path length of old and new algorithm.

3.6 伝送帯域計算の屈折率差依存性

本節では屈折率差が伝送帯域に与える影響を調べた．屈折率分布を 3 次の項まで定義した際の光強度と光路差のプロットを屈折率差dnごとに示したものを Figure 3-15 に，同様に屈折率分布を 2 次の項まで定義した際のものを Figure 3-16 にそれぞれ示す．定義項数によらず光路長の分布は屈折率差に依存することが分かった．またどちらの場合もdnが大きいほど広がりも大きいことが分かった．広がりの方向が 2 次と 3 次の定義で逆になっているが，2 次の定義における光路長のばらつきの幅が 3 次の定義の広がりに比べて極めて大きく，定義項数によるモード分散が支配的になっていることが考えられる．dnが大きくなるほど分散の幅が増加していく傾向にあるが, 3.5.1 節と同じ理由で凸型分布のものよりも分散は小さいことが考えられる．

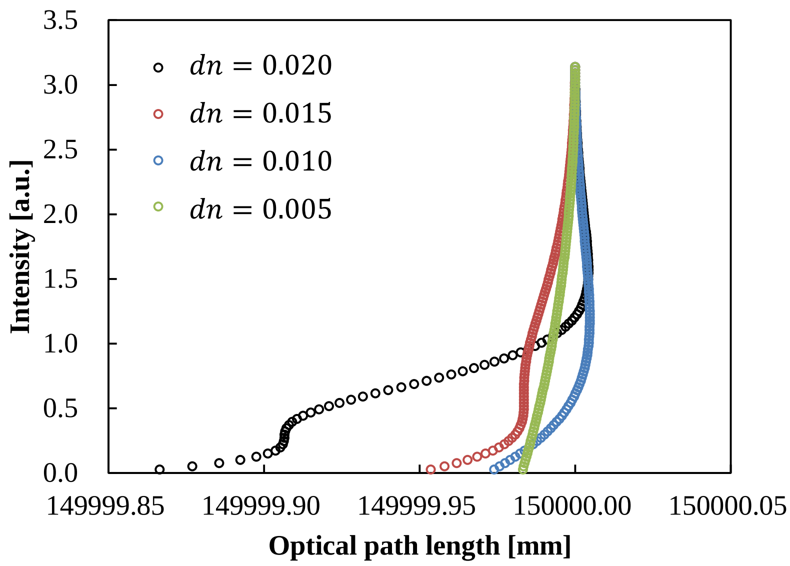


Figure 3-15 The dependence on dn of optical path length and intensity of light in three-terms refractive index distribution.

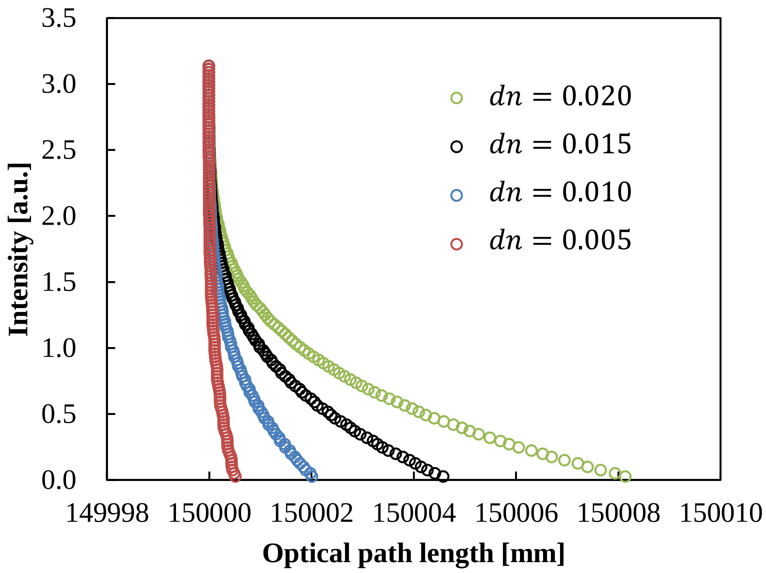


Figure 3-16 The dependence on dn of optical path length and intensity of light in two-terms refractive index distribution.

3.7 グース・ヘンシェンシフトが伝送帯域に与える影響

境界面での反射においてはグース・ヘンシェンシフトを考慮しなくてはならないことは 3.2.4 節で述べた．本節ではグース・ヘンシェンシフトが光路長や伝送帯域に与える影響を調べた．本節における計算では，波長λは材料の透明性から大きく変えることができない量であるため 650 nm に固定して用いた．

まず，グース・ヘンシェンシフトは反射面の両側における屈折率の比が最大 4 乗で影響を与えるため，この影響を調べた．屈折率分布を 3 次項まで定義し（式(3-30)），屈折率の最大値を 1.500，中心と周辺の屈折率差を 0.015 とし，クラッドの屈折率n_{cladding}を変化させて光路長の計算を行っ

た．

$n_{\mathrm{cladding}}=$ 1.000, 1.400 とし，グース・ヘンシェンシフトによる光路長の積算を光線初期位置ごとに表したものを Figure 3-17 に示す．図より入射位置とグース・ヘンシェンによるシフト量は，ほぼ直線関係にあることが分かった．次に$n_{\mathrm{cladding}}=$ 1.485 として同様の関係を求めたところFigure 3-18 のようになった. 参考までに Figure 3-17 の線も合わせて示す. これより$n_{\mathrm{cladding}}=$ 1.485 のときはシフト量が極めて大きいことが分かった.

$n_{\mathrm{cladding}}=$ 1.000, 1.400 としたときの光路長と強度の関係を Figure 3-19 に示す．n_{cladding}が大きくなると，つまり反射面の屈折率差が小さくなると初期位置が中心付近ほど光路長の差が大きくなることが分かる．この場合中心付近においてはプロットの間隔も疎であり，光の強度も小さいので大きく信号が広がることはない．一方で$n_{\mathrm{cladding}}=$ 1.485（中心と同じ屈折率）とした時の光路長と強さの関係を Figure 3-20 に示す．先と同様に比較のために Figure 3-19 と同じ曲線を合わせて示す．$n_{\mathrm{cladding}}=$ 1.485 とするとグース・ヘンシェンシフトが光路長に大きな影響を与えることが示された.

次に屈折率分布の定義を 2 項近似と仮定した式(3-29)を用いて$n_{\mathrm{cladding}}=1.000$として光路長の差を計算したものを Figure 3-21 に示す．3 項まで近似して計算したグース・ヘンシェンシフトとは逆方向に広がっており屈折率分布の定義の仕方による分散が支配的であることが分かる．実際の光ファイバーでは 2 項までの屈折率分布の制御が現実的である. そこで, n_{cladding}を 1.485 とし，式(3-29)の定義で表される屈折率分布において分散を評価した．Figure 3-22 に光路長と強度の関係を示す．光路長の広がりがある程度低減されていることがわかった．計算された伝送帯域においてもn_{cladding}が 1.485 で 3 項近似の屈折率分布のときは約 1.5 THz/100 m, n_{cladding}が 1.000 で 2 項近似の屈折率分布では約 1.0 THz/100 m であったのに対してクラッドの屈折率が 1.485 で 2 項近似の屈折率分布では約 2.6 THz/100 m とどちらに比べても大きく求まった．以上より，N-GI-POF においては，グース・ヘンシェンシフトの影響で最適な屈折率分布が従来の GI-POF と異なることが明らかとなった．グース・ヘンシェンシフトによる分散と屈折率分布による分散はどちらも屈折率差に依存する（理想のクラッドの屈折率はコア中心と同じであるため）．依存の仕方は両者で異なると考えられるため最適な屈折率差が存在すると考えた．Table 3-1 に屈折率差とそれに応じてクラッドの屈折率を変化させた際の伝送帯域をまとめた.

Table 3-1 によると屈折率差が 0.01 程度の時にピークが存在し，このときの伝送帯域は約 13.6 THz/100 m であることが分かった．また屈折率差が 0.005 でクラッドの屈折率が 1.495 のときの時間差と強度の関係を Figure 3-23 に示すが，グース・ヘンシェンシフトによる影響が支配的になっていることが分かる.

以上より材料分散の少ない理想の材料で高伝送帯域を有する N-GI-POF を作製する際には，屈折率差 0.01 程度とすれば良いことが分かった．ただし，この値は最大屈折率の値によってもわずかに変化することが考えられる.

材料分散を考慮した場合, 材料分散により伝送帯域が制限され 32 GHz/100 m 程度であることが報告されている[8]ため，これと比べてモード分散の帯域は十分に大きい．つまり負屈折率分布型導波路においても，ある程度屈折率分布を制御できれば，材料分散が伝送帯域を決定する主要因となり，従来の凸型 GI-POF とほぼ同等の伝送速度が得られることが分かった.

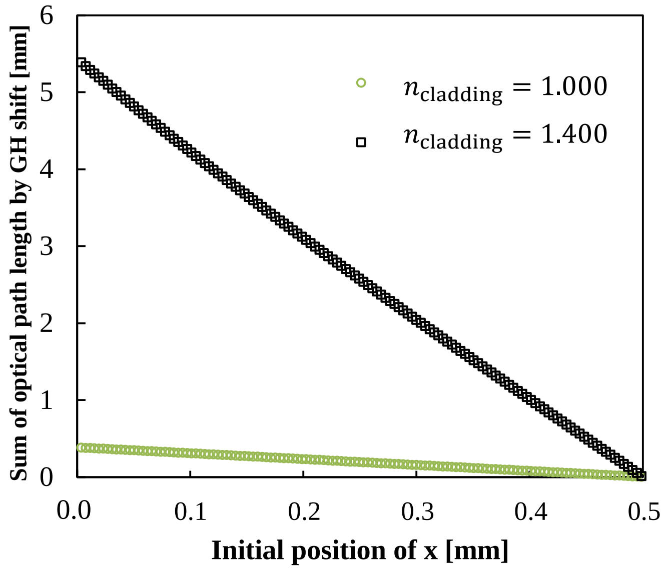


Figure 3-17 Sum of optical path length by GH shift in each initial position of x with different $\boldsymbol{n}_{\mathbf{cladding}}$ ($\boldsymbol{n}_{\mathbf{cladding}} = \mathbf{1.000}, \mathbf{1.400}$).

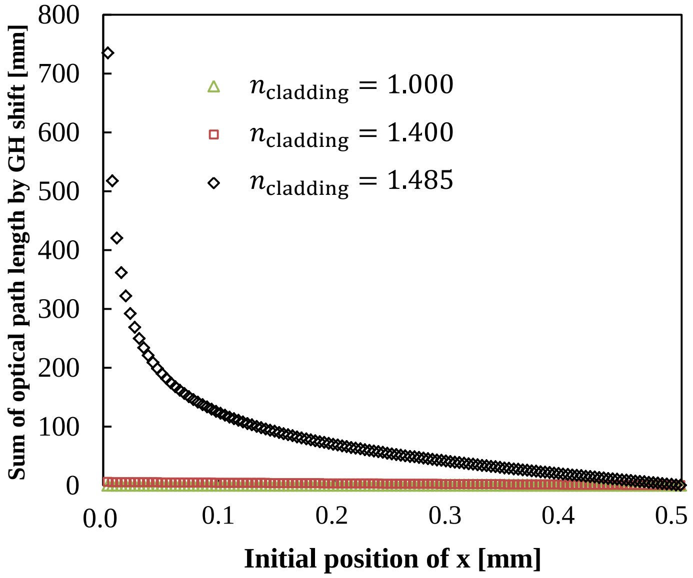


Figure 3-18 Sum of optical path length by GH shift in each initial position of x with different $\boldsymbol{n}_{\mathbf{cladding}}$ ($\boldsymbol{n}_{\mathbf{cladding}} = \mathbf{1.000}, \mathbf{1.400}, \mathbf{1.485}$).

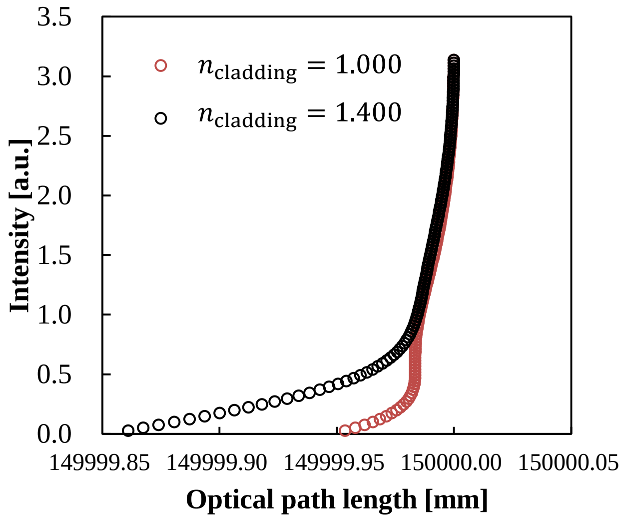


Figure 3-19 Optical path length and intensity of light ($n_{\mathrm{cladding}} = 1.000, 1.400$).

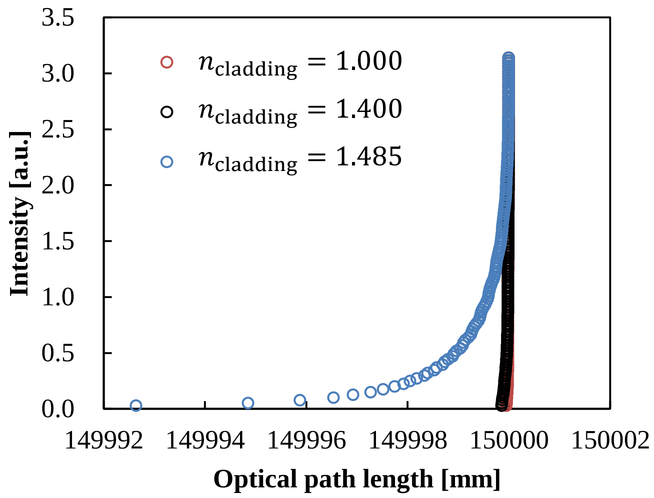


Figure 3-20 Optical path length and intensity of light ($n_{\mathrm{cladding}} = 1.000, 1.400, 1.485$).

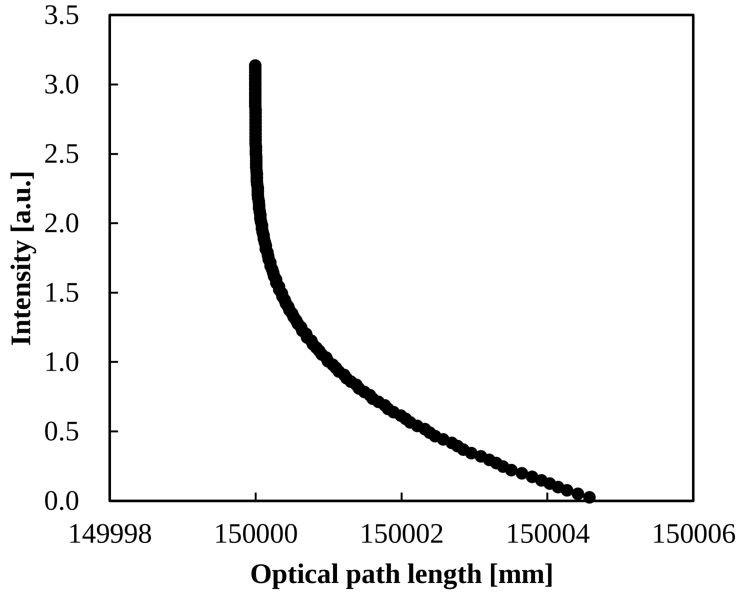


Figure 3-21 Optical path length and intensity of light (refractive index distribution was defined as two-terms and $n_{\mathrm{cladding}} = 1.000$).

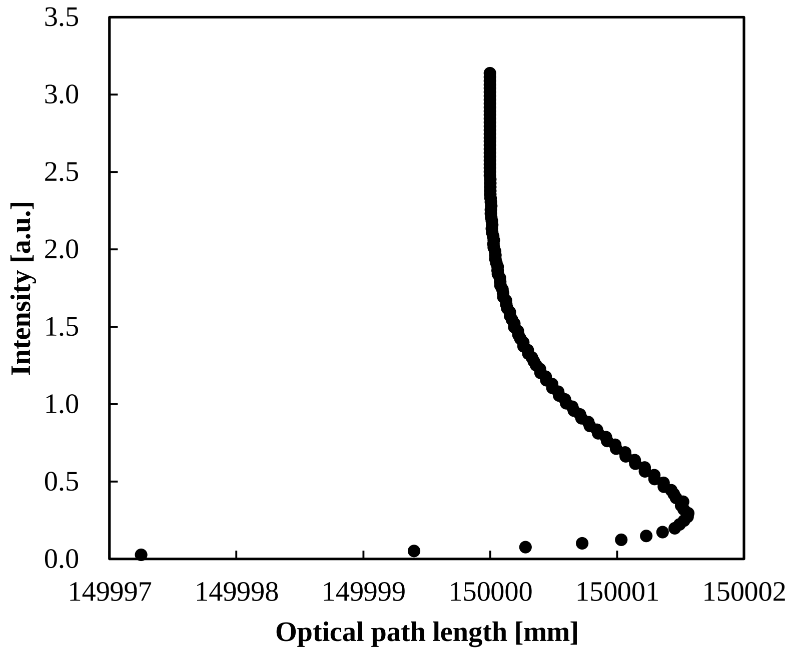


Figure 3-22 Optical path length and intensity of light (refractive index distribution was defined as two-terms and $n_{\mathrm{cladding}} = 1.485$).

Table 3-1　Bandwidth of each dn with two-terms distribution.

dn	n_{cladding}	bandwidth (THz/100 m)
0.020	1.480	0.8
0.016	1.484	2.0
0.015	1.485	2.6
0.014	1.486	3.7
0.013	1.487	8.0
0.010	1.490	13.6
0.009	1.491	12.0
0.005	1.495	3.2

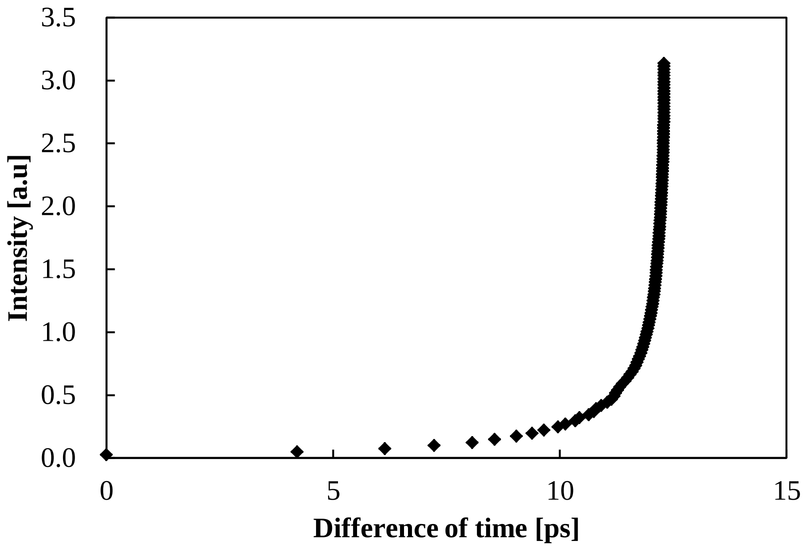


Figure 3-23 Difference of time of each mode and intensity ($dn = 0.005,\ n_{\mathrm{cladding}} = 1.495$).

3.8 結言

本章では光線追跡の理論を説明し光線追跡中の反射，屈折，光路長の計算について述べた．さらに光線追跡からモード分散による伝送帯域を予測する方法を述べた. N-GI-POF 中の光線追跡においては反射点において計算誤差が蓄積することを指摘し，その解決法を述べた．これを踏まえ N-GI-POF の伝送帯域の屈折率差の依存性を数値計算から予測し，またグース・ヘンシェンシフトを加味しても，モード分散による N-GI-POF の伝送帯域は十分大きいことを示した.

材料分散については考慮していないが，本章で行ったモード分散による伝送帯域は報告されている材料分散[8]に比べて非常に大きい．これより N-GI-POF は従来の凸型の分布を有する POF と同等の伝送速度が期待できることが明らかとなった.

第4章　光線追跡法による曲げ損失の評価

4.1 緒言

N-GI-POF は凸型 GI-POF の屈折率分布のコア中心と周辺をちょうど逆にした分布である．ここで導波路の断面積比を考えると N-GI-POF では中心付近を通る光パワーと側面付近を通る光パワーでは側面付近を通る低次モードの光の方が強い．また曲げ損失は曲がった形状により光が全反射限界角度を越えて屈折し，漏れ出てしまうことで生じるが，低次モードの光は反射角度が浅く屈折しにくいため，N-GI-POF は曲げに強いことが示唆される．以上の事は POF の特徴である柔軟性が高いという点と相性が良く，POF の性能を最大限に引き出すことができると考えられる．

4.2 曲率を有する GI 型導波路内においての光線追跡法

3.2.1 節では GI 型媒体内における光線追跡を行う方法を述べたが，本節ではこれを一様な曲率を有する曲がり導波路内で光線追跡を行えるよう拡張する方法を示す. 軸対称 GI 型導波路の形状が直線の場合は，例えば z 軸が光軸と一致すると仮定し，$\mathbf{R}_n$を光線の位置ベクトル，rを光線の光軸からの距離とすると

$$r = \sqrt{R_x^2 + R_y^2} \tag{4-1}$$

と単純に表すことができ，ここから屈折率の勾配を容易に計算することができた．Figure 4-1 に関係を示すようにx軸と光線位置に対応する導波路断面の中心とのなす角度をθ，導波路の曲率半径をCとするとxy平面上に存在する曲り導波路の中心軸（光軸）位置は$(C\cos\theta, C\sin\theta, 0)$で表される．

光軸から光線位置へ向かうベクトルを$\mathbf{V}$とする. ここで光軸とは光線が存在する導波路断面の中心を指す．$\mathbf{V}$における光軸方向の単位ベクトルを$\mathbf{S}$とすると，

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} R_{nx} - C\cos\theta \\ R_{ny} - C\sin\theta \\ R_{nz} \end{pmatrix} \tag{4-2}$$

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} -\sin\theta \\ \cos\theta \\ 0 \end{pmatrix} \tag{4-3}$$

となる．$\mathbf{V}$と$\mathbf{S}$は直交するので

$$\mathbf{V} \cdot \mathbf{S} = 0 \tag{4-4 }$$

である．これらからθを計算すると

$$\theta = \arctan\left(\frac{R_{ny}}{|R_{nx}|}\right) \qquad \left(-\frac{\pi}{2} \le \theta \le \frac{\pi}{2}\right) \tag{4-5}$$

であり，再び式(4-2)を用いることで$\mathbf{V}$が求められる．ここでn_0をコア中心の屈折率とすると凸型の屈折率分布は 2 次関数として，

$$n(r) = n_0\left\{1 - \frac{(\alpha r)^2}{2}\right\} \tag{4-6}$$

と定義できるが，ここでrは光軸からの距離であり，$r = |\mathbf{V}|$なので光線位置$\mathbf{R}_n$の屈折率は$\mathbf{V}$の絶対値から求めることができる．また$\mathbf{R}_n$に対して微小距離をx，y，zを独立にずらした際の屈折率差から屈折率の勾配が求められ，式(3-5)の **D** を決定することができるので， 式(3-1)-(3-8)を利用することができる．

以上の計算より，曲り導波路において光が通る領域を調べた．全モード励起を仮定したので$\mathbf{T}_0$を導波路断面に対して垂直な方向とし，$\mathbf{R}_0$を，乱数を用いて断面内のランダムな位置として光線追跡を行った．乱数はメルセンヌ・ツイスタ[28]を用いて生成した．調べる光線の数を 100000 本とし，$\Delta t = 0.0005$とした．なお本章で行う全ての試行においてΔtはこの値とした．導波路直径dを$d = 1.0$ mm，導波路中心の屈折率$n_0 = 1.50$，屈折率差を 0.01 としてその周りをクラッドが覆っているとした．$C = 50$ mm とし，導波路が円の 4 分の 1 存在するものとしてクラッドに侵入せずに通過する光線の$\mathbf{R}_0$を入射断面に対して点として表したものを Figure 4-2 に示す．図より入射面全体の一部が欠けるように光線が通る領域が形成されることが分かった（図の黒い部分が光線の領域）．Figure 4-2 の図中に示すように欠ける長さをδ [mm]とすると曲率半径を小さくするとδは大きくなった．曲率半径とδの関係を示した図を Figure 4-3 に示す．曲率半径を 30 mm 以下とすると全ての光が通らなくなったので 40 mm 以上を示す．また破線は文献[31]によって報告されている曲り区間においての光線の軸ずれの値である$\delta = 1/(C\alpha)^2$を示す曲線であり，統計的な手法である本法で調べた軸ずれの値もほぼこれに一致し，上記の計算が正しいことが示された．

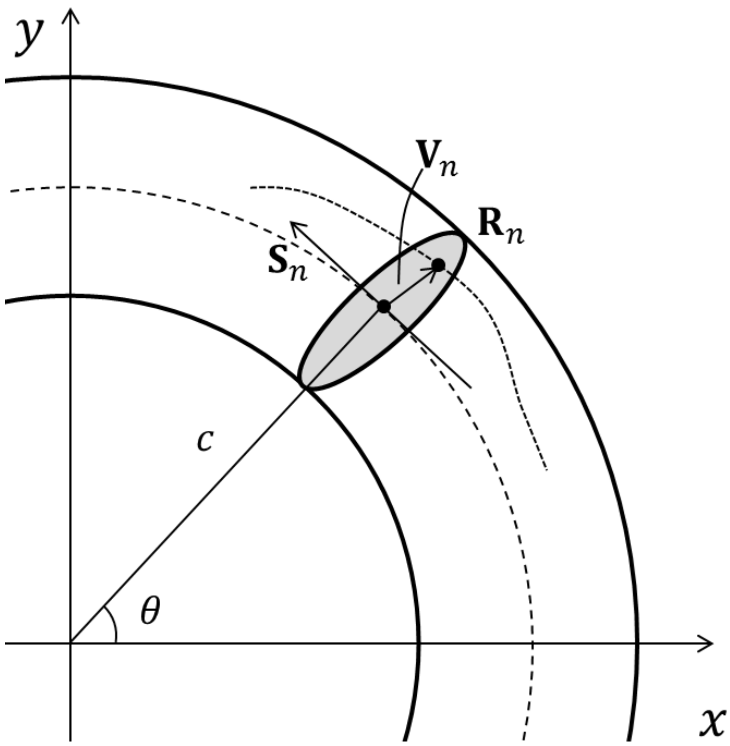


Figure 4-1 Bending waveguide and indication of parameters.

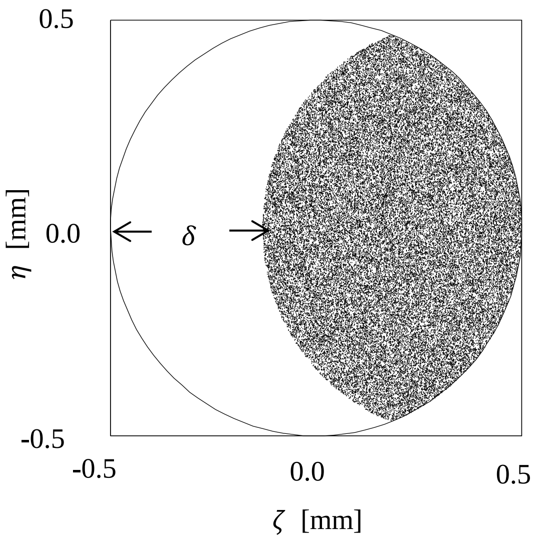


Figure 4-2 The region of the starting position of ray that pass the waveguide without penetrating cladding by Monte Carlo method. Circle indicate the cross-section of R_0.

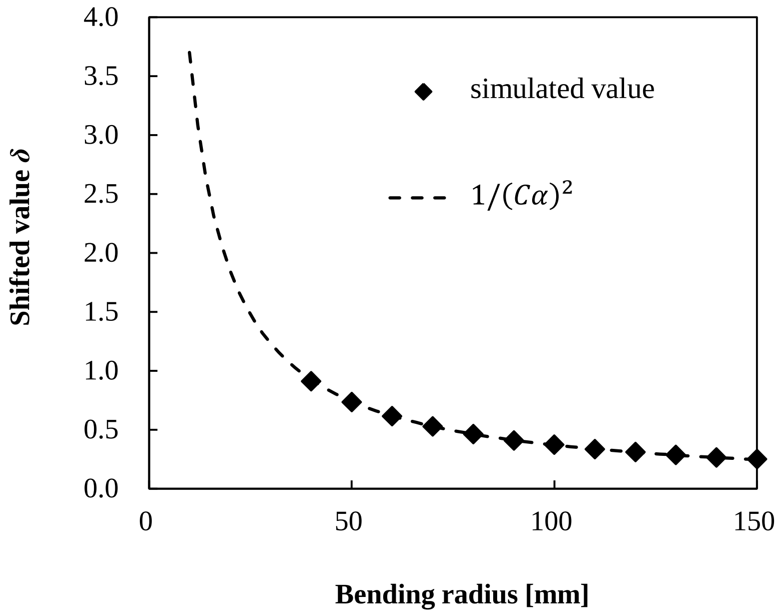


Figure 4-3 Calculated δ in each C (plot) and reported value $\delta = 1/(C\alpha)^2$ (broken line).

4.3 条件設定

3.2 節で示した光線追跡法を用いて負屈折率分布型導波路と従来の凸型屈折率分布の導波路に関して曲げ損失の影響の評価を行った．屈折率差 0.02 を持つ負型分布と凸型分布それぞれ対して複数の曲率を持つ曲がり導波路を仮定し，モンテカルロ法で導波路端面に垂直な方向でランダムな位置から光線を入射した．シミュレーションのモデルを Figure 4-4 に示す．ここで，一度でもコア・クラッド間において屈折を行った場合光線が通らないとした．実際にはクラッド内を屈折しながら伝搬する光も存在すると考えられるが，これらの光は導波路表面の微小な傷や凹凸により容易に漏れ出し安定した伝達は望めなく，またフレネルの定理により徐々に散乱し，また光路長も大きく異なるため有用な伝達はできないと考え除外した．

Figure 4-5 に導波路断面に光線を 200000 本入射した際に，中心からの距離毎に存在する光線数を示したヒストグラムを示す．ただし縦軸は中心からの規格化距離r_nに対応する円周で割ったものである（例えばヒストグラムの範囲が$r_\mathrm{n} =$ 0.1～0.2 の場合，その範囲に入る光線数を2π ×0.15 で割った値とした）．これより光線初期位置の分布はr_nによらずランダムであることが分かった．

Figure 4-6 に同じ条件で光線数を変えていった際のシミュレーション結果のばらつきの様子を示す．光線数は 1000 本，5000 本，10000 本，50000 本，100000 本，200000 本，500000 本に対してそれぞれ 5 回ずつ試行を行い平均及び標準誤差をとった．標準誤差は

$$\text{standard error} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \tag{4-7}$$

として計算した．nは試行回数（ここでは 5）であり，σは標準偏差である．導波路直径$D = 1.0$ mm,

屈折率分布は凸型形状，屈折率差$dn = 0.02$，曲率半径$C = 50.0$ mm とした．

結果より光線数が少ないと減衰値，標準偏差ともに変動が大きいが光線数が多くなるにつれて変動が少なくなることが分かる．ここで，光線数 100000 本以上でほぼ光線数による変動がなくなるので，以降の試行ではすべて光線の数は 100000 本として行った．なお曲げによる導波路の屈折率の変動や材料分散は考慮していない．

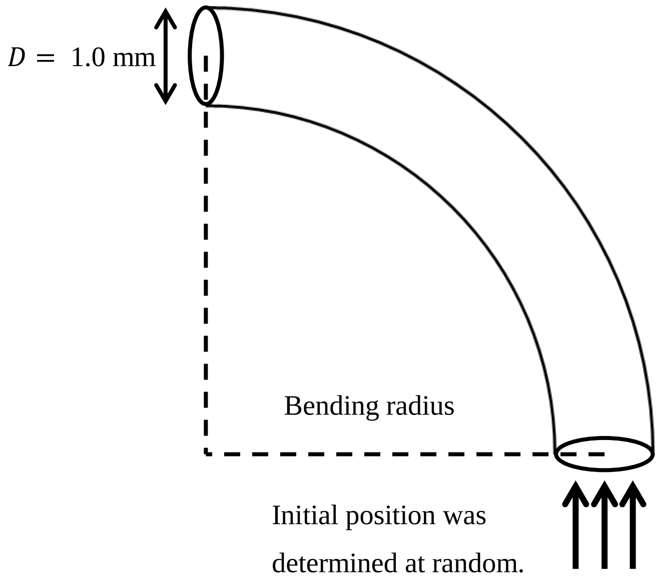


Figure 4-4 Model of bending loss simulation.

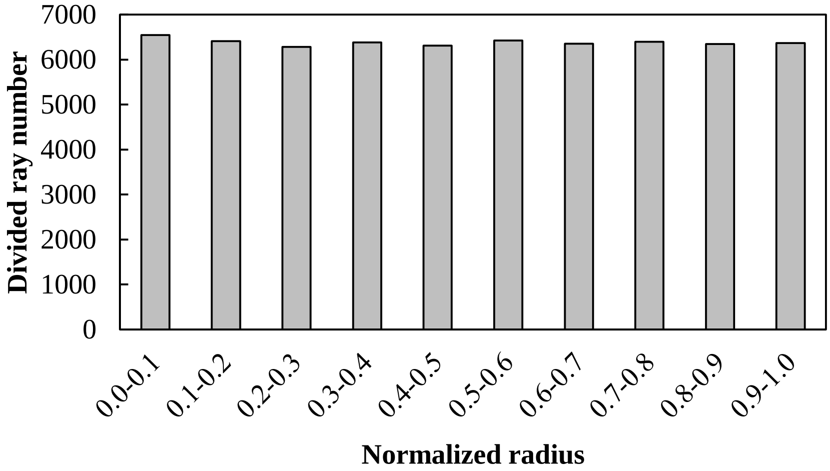


Figure 4-5 Divided ray number and distance from center of waveguide to starting ray position.

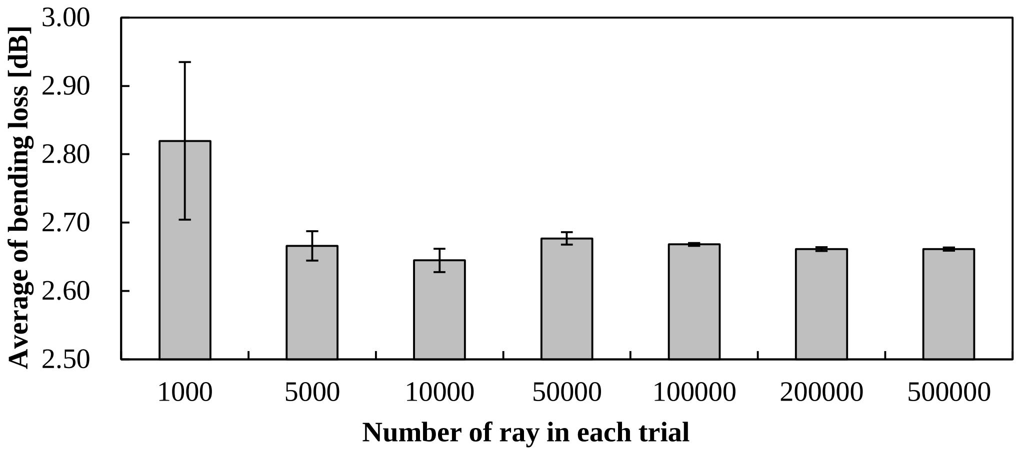


Figure 4-6 Average error of each trial of different ray number.

4.4 凸型と負型屈折率分布における曲げ損失の比較

それぞれの曲率半径に対しての損失をグラフ化したものをFigure 4-7に示す. 導波路直径$D = 1.0$ mm に対して，凸型分布では$C = 20.0$〜70.0 mm 付近において急激に変化し，それ以上の曲率半径となると緩やかに損失は小さくなっていくことが分かった．また$C = 15.0$ mm 付近において光が全く通らなくなった．得られたグラフは実験値として報告されているもの[32]と同様の形の曲線であった．一方負屈折率分布では曲率半径$C = 70.0$ mm 程度で減衰はなくなり，それ以上の曲率半径では曲げに影響されないことが分かる．また$C = 5.0$ mm で 10%程度の光が通っており，曲げに関して全ての範囲で負屈折率分布が有利であることが分かった.

次に Figure 4-8 に両分布における通過光の比，すなわち(負屈折率分布の通過光の強さ/凸型分布の通過光の強さ)を示す. 曲率半径 20.0 mm 以下においては分母が 0 となってしまうので除外した. Figure 4-8 より曲率半径 30.0 mm 以下で急激に大きくなっていることが分かる. つまり負屈折率分布は特にある曲率半径以下の微小な曲がり区間で凸型分布に比べ大きく有利であることが示唆された.

導波路のクラッド部分に入らずに曲がり区間を伝搬した光の入射位置を示したものを Figure 4-9 に示す．この結果より負屈折率分布では断面積を考えると，全モード励起を仮定した場合，周辺部分を通る低次モードの光パワーが大きいため，曲げに強いデータが得られたと考えられる．一方で凸型分布では導波路側面に対して深い角度を持つ高次モードの光パワーが大きいため，曲げにより少し角度がつくと屈折して損失となることが原因であると考えられる．また曲率半径が小さくなるにつれ，周辺部の光から通らなくなっていることも分かる.

Figure 4-10 に示されるように通った光線の入射位置を見ると，凸型分布において曲がり方向に関して中心軸をずらしたような形で光が通っていることが分かる．これは曲がり区間で最適な導波路は分布の中心軸をずらしたような形であるという報告[31]と一致する.

曲がり区間では,

$$n(r) = n_0 - n_1 r^2 \tag{4-8}$$

の式で表される屈折率分布対して， $n_0/(2n_1C)$だけ曲率の外側方向へ軸がずれた屈折率分布を有していると突き抜けずに伝搬する．ここで，rは規格化された半径，Cは曲率半径，n_0は最大屈折率，n_1は屈折率差である．Figure 4-11 に本シミュレーションの光の通る領域から求められた軸ずれと，この理論で表される軸ずれの値の比較を行った結果を示す．$D = 1.0$ mm であるためこの値以上のずれはシミュレーションでは求めることができないが$D \leq 1.0$ mm のずれはほぼ理論と一致している．

以上のことから凸型屈折率分布では軸ずれの理論と Figure 4-10 に示す重なり合う面積より，曲がり区間での光の伝達の保証値を導くことができる．扇形の面積は$r^2\theta/2$，2 辺の長さがrで挟む角度の大きさがθである三角形の面積は$r^2\sin 2\theta/2$で表すことができるので，Figure 4-10 の中心を結ぶ線と重なりの交点の角度をθとすると，重なる面積S（斜線部）は

$$S = r^2(2\theta - \sin 2\theta) \qquad \left(0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}\right) \tag{4-9}$$

となる．ここで軸のシフト量dを用いて

$$\theta = \arccos\left(\frac{d}{2r}\right) \qquad (0 \leq d \leq 2r) \tag{4-10}$$

$$\sin 2\theta = 2\sin\theta\cos\theta = \left\{1 - \left(\frac{d}{2r}\right)^2\right\}\frac{d}{r} \tag{4-11}$$

であるから，結局重なり合う面積 S [mm^2]は$d = n_0/(2n_1C)$を用いて

$$S = 2r\arccos\left(\frac{n_0}{4rn_1C}\right) - \frac{n_0 r}{2n_1C}\left\{1 - \left(\frac{n_0}{4rn_1C}\right)^2\right\} \tag{4-12}$$

で表される．損失は断面積との比を用いるので

$$\text{Bending Loss} = 10\log_{10}\left(1 - \frac{S}{\pi r^2}\right) \tag{4-13}$$

である．曲げ損失は導波路の屈折率差，コア径，開口数などによっても決定されるので以上の結果はこれらのパラメーターによって変化すると考えられるが，傾向は一致すると推察される．

一方で負屈折率分布は曲率が小さくなっても周辺部の光の減少は比較的少ない．以上の違いが全体的な損失に影響し負型分布の方が低損失であるという計算結果を与えている．光の通る領域

を見るとその形は単純な凸型分布に比べると反射が含まれるため複雑であり，上記のように式で表すことは困難であった.

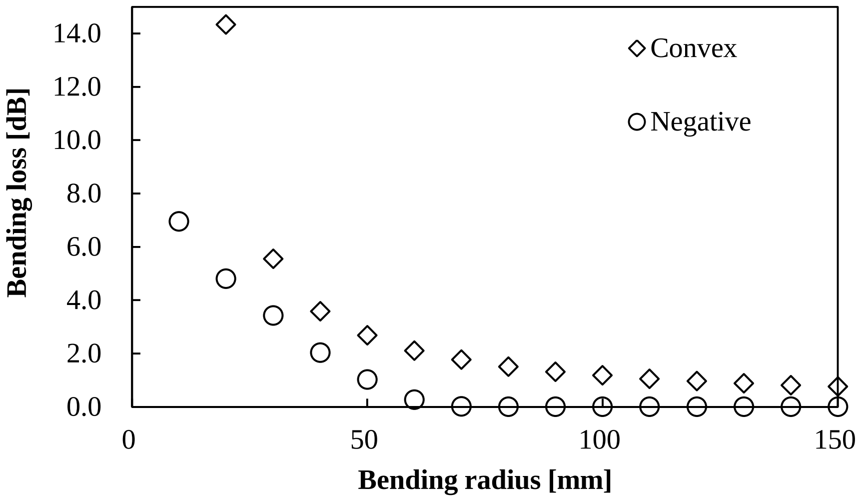


Figure 4-7 Calculated bending loss of convex distribution and negative distribution.

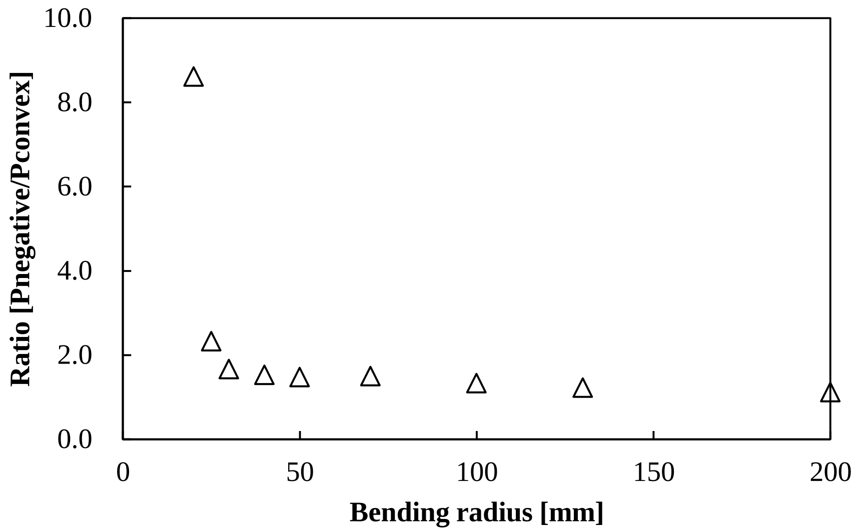


Figure 4-8 The ratio of power of light in negative GI waveguide and convex GI waveguide.

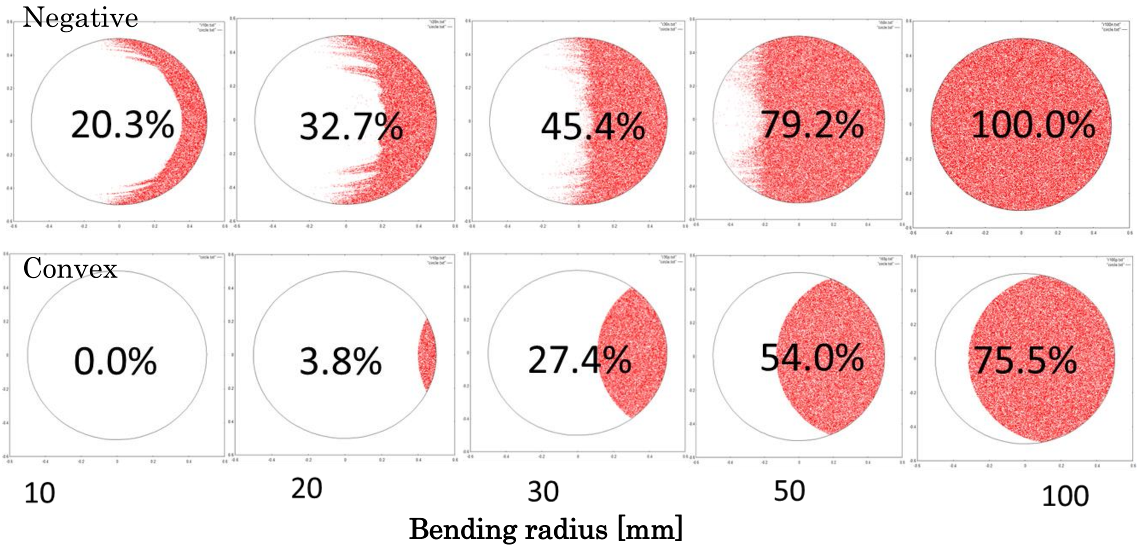


Figure 4-9 Initial position of the ray with passing bending waveguide on cross-section (up: negative, down: positive, 100000 ray, all trial was conducted twice).

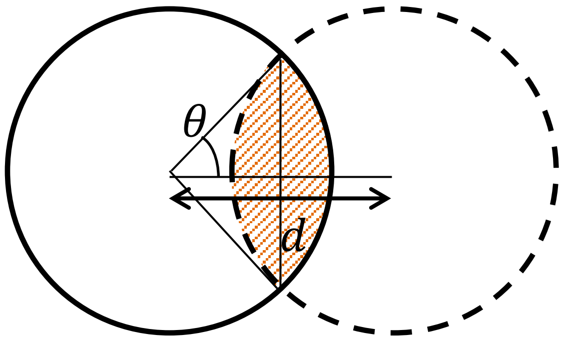


Figure 4-10 Schematic representation of axial shift.

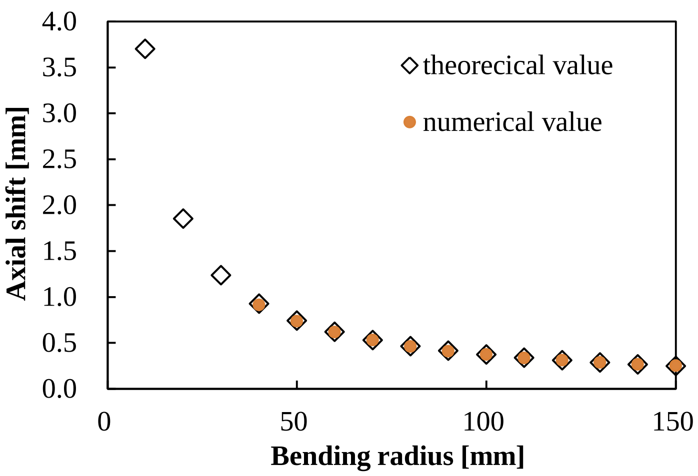


Figure 4-11 Theoretical and numerical axial shift.

4.5 凸型分布の曲げ損失の評価

4.5.1 導波路直径の依存性

導波路直径を変化させた際の損失値の様子及び軸ずれ値を Figure 4-12，Figure 4-13 にそれぞれ示す．全て凸型屈折率分布で屈折率差は 0.01 とした．直径が小さくなることは同じ屈折差を持つ場合，屈折率の勾配が大きくなることに相当するので損失は小さくなったと考えられる．例えば，Figure 4-12 はx軸方向に対して直径$D = 0.5$ mm の曲線は$D = 1.0$ mm の曲線の半分の値である．

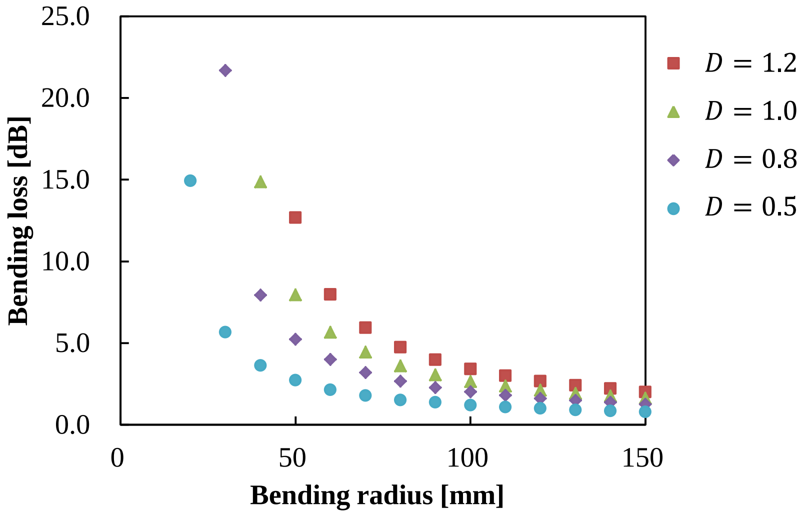


Figure 4-12 Numerical bending loss of in each curvatures about several diameter of waveguide (D [mm] = 1.2, 1.0, 0.8, 0.5).

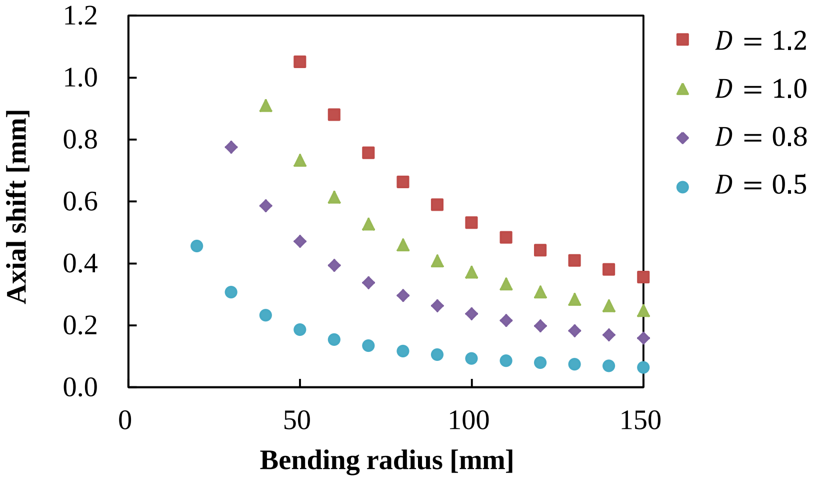


Figure 4-13 Axial shift of passed region (D [mm] = 1.2, 1.0, 0.8, 0.5).

4.5.2 屈折率差の依存性

次に導波路直径$D = 1.0$ mm とし，屈折率差dnを変化させていった際の曲げ損失と軸ずれの値を Figure 4-14，Figure 4-15 にそれぞれ示す．これよりdnが 0.020 や 0.015 では大きく違わないが 0.010 や 0.005 となるにつれ大きな変化となることが分かる．また軸ずれ値はdnに反比例するため依存

の仕方が非線形であったと考えられる．この結果より曲げに対しては$dn = 0.015$ 程度あれば良いということが分かった．

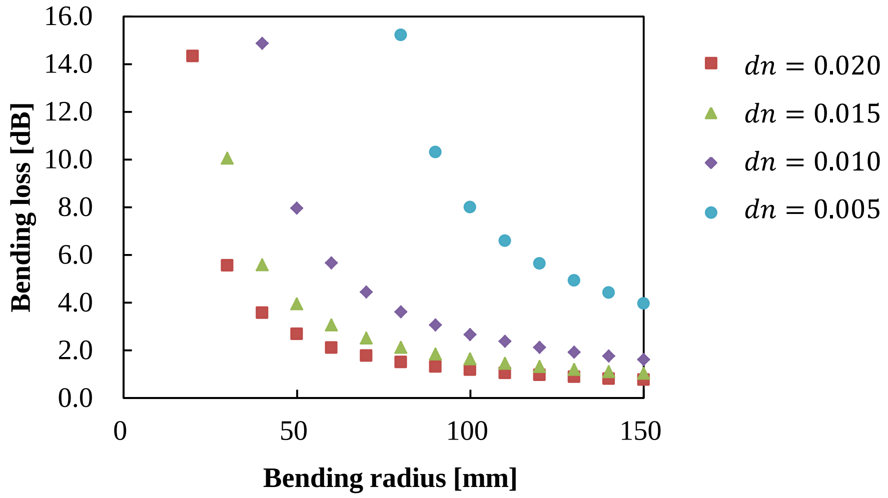


Figure 4-14 Numerical bending loss of in each curvatures about several refractive index difference ($dn = 0.020, 0.015, 0.010, 0.005$).

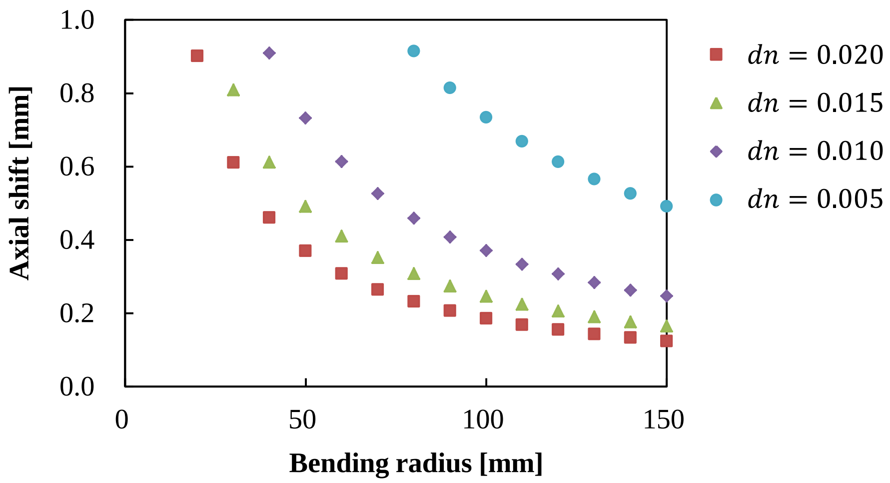


Figure 4-15 Axial shift of passed region.

4.5.3 屈折率分布係数の依存性

ここでは同じ直径，屈折率差を持つ導波路に対して分布の形状を表す指数である屈折率分布係数gに対する依存性の評価を行った．

凸型屈折率分布は WKB 法[16]によると

$$n(r) = n_1 \left[1 - 2\Delta\left(\frac{r}{R}\right)^g\right]^{\frac{1}{2}} \tag{4-14}$$

で表されるが, gが大きいほどコアの中心付近で屈折率の勾配が小さくなり周辺付近で勾配が大きくなる．Figure 4-16 に式(4-14)のgを変化させた際のr依存性を示すがg = 1.0 で直線となりg <1.0 では勾配の大きさが逆となる．

Figure 4-17 にgを変化させた際の曲げ損失の推移を，Figure 4-18 に軸ずれ量をそれぞれ示す．これらの結果から曲げ損失は主に屈折率差や曲率半径に大きく依存し，分布の形状の依存は小さいことが分かる．ただし，僅かではあるがgが大きい方が損失は小さい．

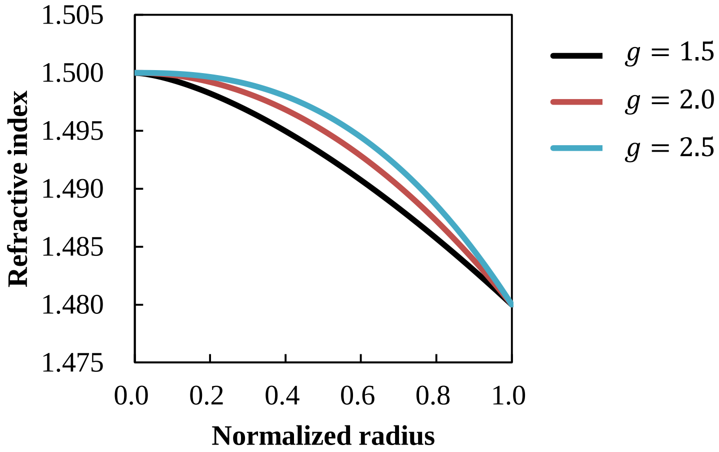


Figure 4-16 Refractive index profile.

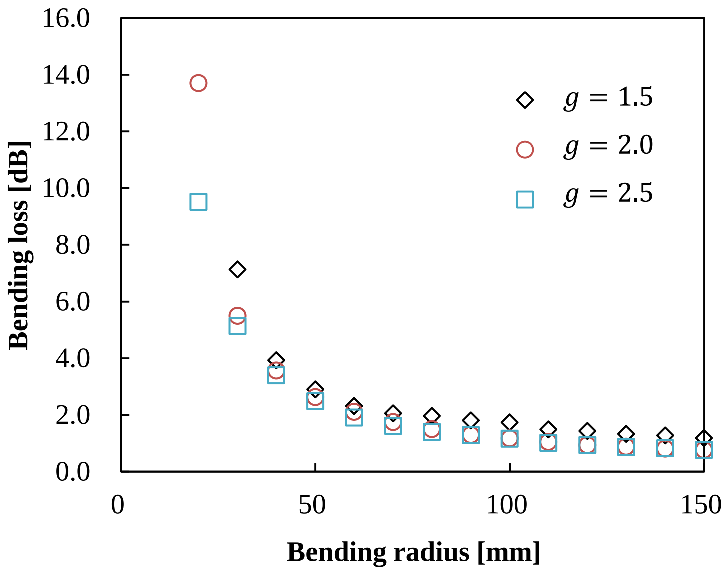


Figure 4-17 Numerical bending loss in each curvatures about different g (g = 1.5, 2.0, 2.5).

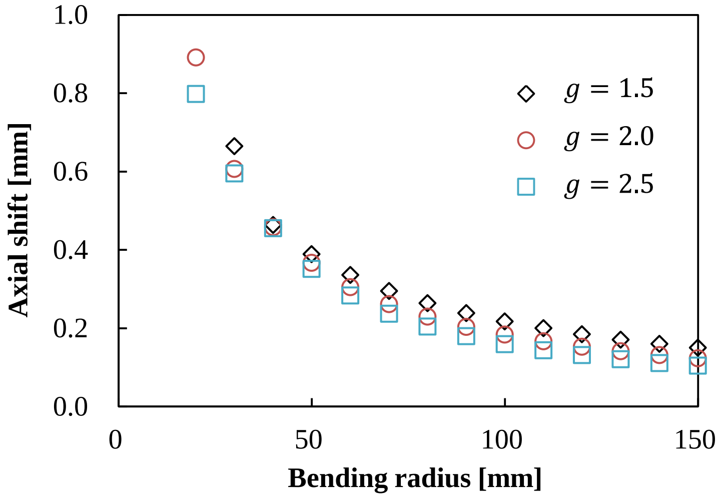


Figure 4-18 Axial shift of passed region in different g (g = 1.5, 2.0, 2.5).

4.6 負型分布の曲げ損失の評価

前節の Figure 4-7 より負型屈折率分布の方が曲げ損失が小さいことが示唆された．ここでは各種条件が負屈折率分布型導波路の曲げ損失に与える影響について評価した．屈折率分布は式(2-3)で示されるものとする．

まず，導波路直径の依存性を Figure 4-19 に示す．屈折率差$dn =$は 0.01，屈折率分布係数$g =$ 2.0 とした．これは凸型分布の際の議論と同様に，シミュレーション系のスケールが変わるだけなので曲率半径に対してほぼ比例した損失となった．

導波路直径$D =$ 1.0 mm，$g =$ 2.0 として，dnの影響を調べた結果を Figure 4-20 に示す．負屈折率分布型導波路に対しても$dn =$ 0.010～0.005 の間で急激に損失が大きくなった．また$dn =$ 0.015～0.020 においての変化は比較的小さくこの程度の屈折率差を有していれば良いことが分かった．

次に$D =$ 1.0 mm，$dn =$ 0.015 として，gの依存性を調べた結果を Figure 4-21 に示す． 図より負型屈折率分布においてもgの影響は小さいことが示された．凸型の場合と異なり，低曲率半径側ではどの分布形状の損失もほぼ一致し，高曲率半径側で差が顕著になった．また凸型分布のときと同様に，gは大きい方が損失は小さかった．

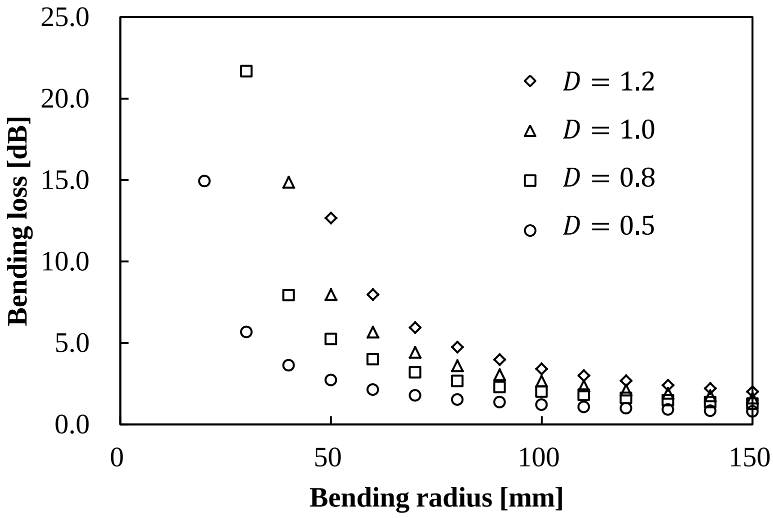


Figure 4-19 Bending loss of diameter dependence ($dn = 0.01$, $g = 2.0$, D [mm] $= 1.2, 1.0, 0.8, 0.5$).

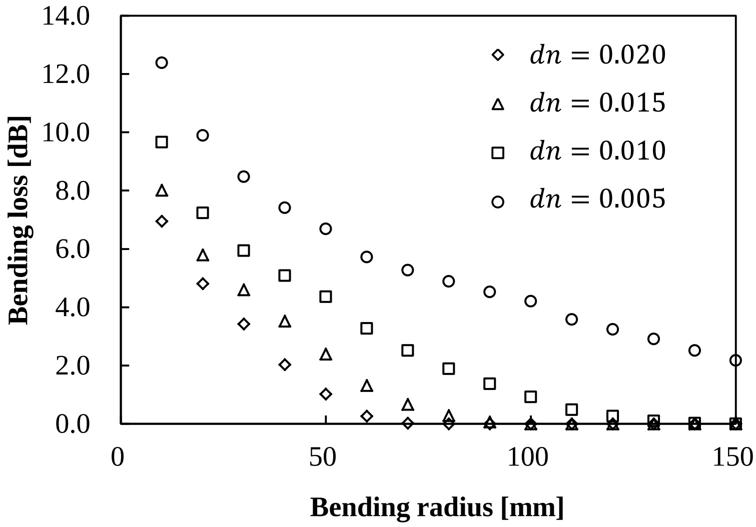


Figure 4-20 Bending loss of refractive index dependence ($g = 2.0$, $dn = 0.02, 0.015, 0.010, 0.005$)

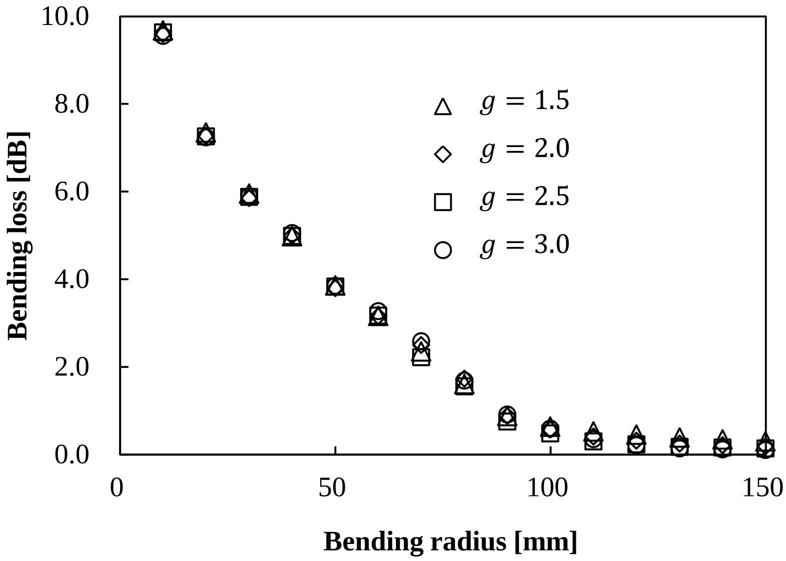


Figure 4-21 Bending loss of refractive index exponent dependence.

4.7 結言

本章では光線追跡法による曲げ損失の評価法を説明した．また様々な条件において計算を行い，N-GI-POF は GI-POF に比べて曲げ損失が小さいことを明らかにした．さらに N-GI-POF において曲げ損失の小さい条件を調べた．その結果，屈折率分布形状にはあまり依存せず，屈折率差に大きく依存することが分かった．このとき屈折率差が 0.015~0.020 程度あれば曲げ損失は低い状態で安定することが示された．

第5章 プリフォームロッドの屈折率分布測定法

5.1 緒言

本研究では，作製されたプリフォームロッドの屈折率分布を，線状平行光と光線追跡法を用いる方法で測定した．従来の干渉顕微鏡を用いた測定では高精度であるが，測定装置が高価であるといった問題があった．本研究で用いた測定法は測定系の構築を比較的容易に，かつ安価に実現することができ，非破壊であること，測定手順が単純であることが特徴として挙げられる．

本章では光線追跡法の説明，測定原理，計算アルゴリズムに関して述べる．また本方法を用いる負屈折率分布の測定はこれまでに行われていないので，負屈折率分布を測定する場合の精度の評価を行った．

5.2 測定システムの概要

光線追跡とは，物体に対する入射光線が与えられたとき，その光線は物体内部でどのような軌道を辿るのか，という光線の振る舞いを知るための技法である．実際には，プリフォームロッドに横方向から照射された光線の軌道を，光線追跡を用いて解析することでロッド内部の屈折率分布を測定する方法である[33, 34].

まず，Figure 5-1 のようなコア半径をRとした GI-POF の断面を考える．簡単のため測定サンプルのクラッド領域の屈折率n_{cladding}と測定サンプルを覆う浸漬液の屈折率n_{oil}が等しい場合を考える．また，測定サンプルに入射する光線はすべて直進しているものとする．

このサンプルに光線を入射させると，光線の振る舞いは次の 2 つの場合に分類される．

1. クラッドのみを通過し，そのまま直進する（光線 A）
2. クラッドを通過した後，サンプルのコアに入射し，コアの持つ屈折率分布により曲げられる（光線 B，光線 C）

1 の場合，$n_{\mathrm{cladding}} = n_{\mathrm{oil}}$であるから，光線のサンプル入出射時に屈折は起こらない．また，クラッド領域の屈折率はn_{cladding}で一定であるため，クラッド内を伝播する光は直進する．従って，入射した光線 A はそのまま直進する．

2 の場合も，光線のサンプル入出射時に屈折は起こらない．そのため，光線 A よりも内側に入射した光線 B は，コア領域までクラッド領域を直進する．しかし，コア領域では，コア内部の屈折率分布によって曲げられ，ある角度を持ってコア領域を出射する．そして，クラッド領域をその角度を維持したまま直進する．光線 B と光線 C は，入射位置が違うため，光線の軌道も変わり，違う位置に到達する．光線の入射位置と出射位置は 1 対 1 に対応している．

ここで，1，2 の場合に共通して言えることは，光線の出射位置は，入射位置と光線通過部分の屈折率分布によって決まるということである．これを利用し，光線の入射位置と出射位置が得られれば，光線通過部分の屈折率の変化を求めることができる．

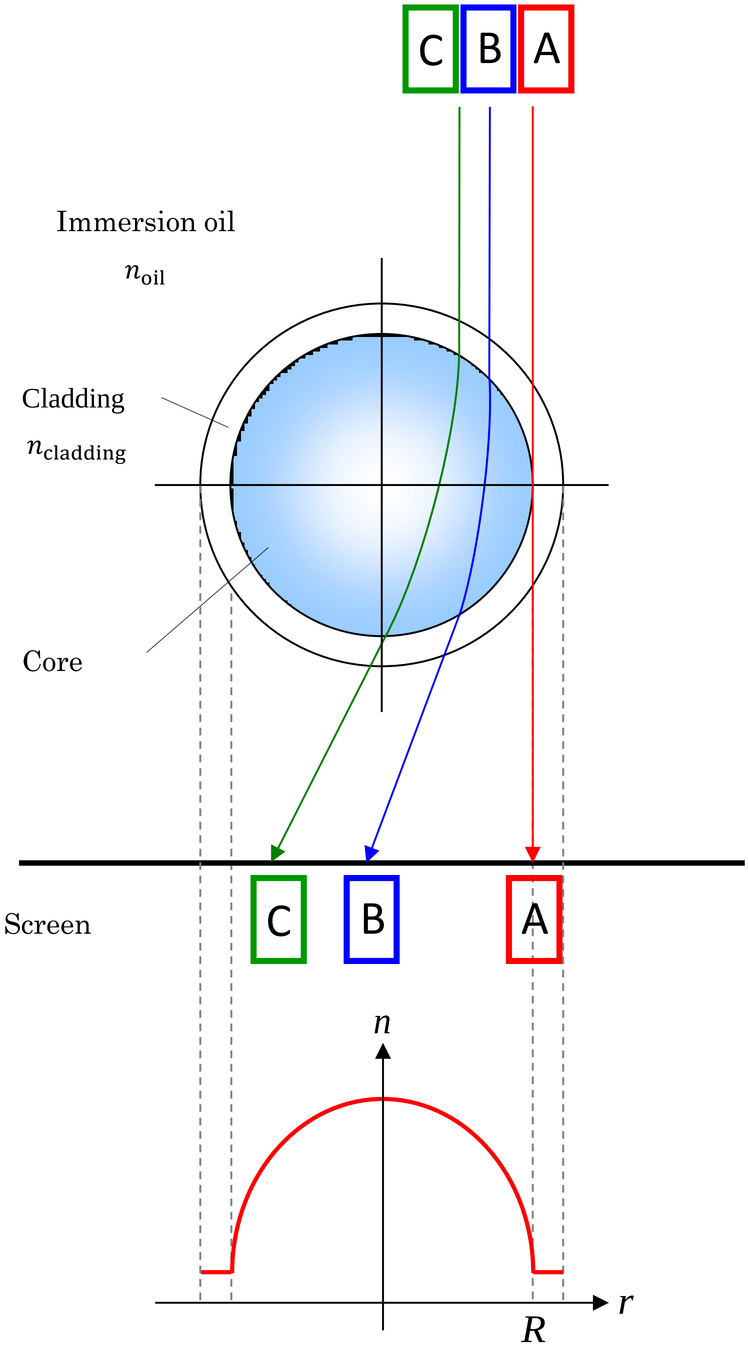


Figure 5-1 Ray trajectory inside GI-POF.

・**光線 B から求められる屈折率分布**

入射位置x_{in}と出射位置x_{out}が与えられている時，光線 B の通過部分（Figure 5-2 の斜線部分）について次式で表わされるような傾き$\Delta n/\Delta r$の 1 次関数で屈折率分布を仮定する．

$$n(r) = n_{\text{cladding}} + \frac{\Delta n}{\Delta r}(R - r) \tag{5-1}$$

そして，以下の手順で屈折率分布を決定する．

1. $\Delta n/\Delta r$を初期値として予想される屈折率分布から近い値を計算し仮定する．
2. 仮定した屈折率分布の式(5-1)と光線入射位置x_{in}を用いて，光線追跡を行い，仮の光線出射位置x'_{out}を得る．
3. 計算による出射位置x'_{out}と実際の出射位置x_{out}が一致しているかを検証する．一致するまで 1～3 を繰り返し，最適な傾き$\Delta n_{\mathrm{B}}/\Delta r$を見つける．
4. 光線 B の通過する領域のなかで，サンプル中心に最も近い距離r_{B}を求める．
5. 次式で表わされる屈折率分布が決定する．

$$n(r) = n_{\mathrm{cladding}} + \frac{\Delta n_{\mathrm{B}}}{\Delta r}(R - r) \qquad (r_B \leq r \leq R) \tag{5-2}$$

また，中心からの距離r_{B}における屈折率n_{B}は次式で表される．

$$n_{\mathrm{B}} = n_{\mathrm{cladding}} + \frac{\Delta n_{\mathrm{B}}}{\Delta r}(R - r_{\mathrm{B}}) \tag{5-3}$$

以上で光線 B の通過する$r_{\mathrm{B}} \leq r \leq R$の範囲の屈折率分布を求めることができた．

・光線 C から求められる屈折率分布

1 つ内側の光線 C についても同様に考える．光線 C の通過する部分のうち，光線 B によって屈折率分布が決定した部分を除くと Figure 5-3 の斜線部分のようになる．この部分について，先程と同様に次式で表わされるような傾き$\Delta n_{\mathrm{B}}/\Delta r$の 1 次関数で屈折率分布を仮定する．

$$n(r) = n_{\mathrm{B}} + \frac{\Delta n}{\Delta r}(r_{\mathrm{B}} - r) \tag{5-4}$$

そして，以下の手順で屈折率分布を決定する．

1. $\Delta n/\Delta r$を前の手順で求まった$\Delta n_{\mathrm{B}}/\Delta r$と仮定する．
2. 仮定した屈折率分布の式(5-4)，光線 B により決定された屈折率分布の式(5-2)と光線入射位置x_{in}を用いて，光線追跡を行い，仮の光線出射位置x'_{out}を得る．
3. 計算による出射位置x'_{out}と実際の出射位置x_{out}が一致しているかを検証する．一致するまで 1～3 を繰り返し，最適な傾き$\Delta n_{\mathrm{C}}/\Delta r$を見つける．
4. 光線 C の通過する領域のなかで，サンプル中心に最も近い距離r_{C}を求める．
5. 次式で表わされる屈折率分布が決定する．

$$n(r) = n_{\mathrm{B}} + \frac{\Delta n_{\mathrm{C}}}{\Delta r}(r_{\mathrm{B}} - r) \qquad (r_{\mathrm{C}} \le r \le r_{\mathrm{B}}) \tag{5-5}$$

また，中心からの距離r_{C}における屈折率n_{C}は次式で表される．

$$n_{\mathrm{C}} = n_{\mathrm{B}} + \frac{\Delta n_{\mathrm{C}}}{\Delta r}(r_{\mathrm{B}} - r_{\mathrm{C}}) \tag{5-6}$$

以上で光線 C の通過する$r_{\mathrm{C}} \le r \le r_{\mathrm{B}}$の範囲の屈折率分布を求めることができた．

・半径全域にわたる屈折率分布

以上の作業を，サンプル中心を通過する光線まで繰り返すことで，サンプル半径全域にわたる屈折率分布を決定することができる. また. 実際には光線を非常に細かい間隔で入射させるため，滑らかな屈折率分布を得ることができる．この測定法は，非破壊測定，計算が比較的容易，浸漬液のミスマッチ補正・楕円変形補正が可能という利点があり，屈折率分布を小数点以下第 4 位までの精度で測定できることが示されている[33]．欠点としては，測定対象が，中心対称の屈折率分布を持ち，円形または楕円形の形状をしているものに限られることが挙げられる．

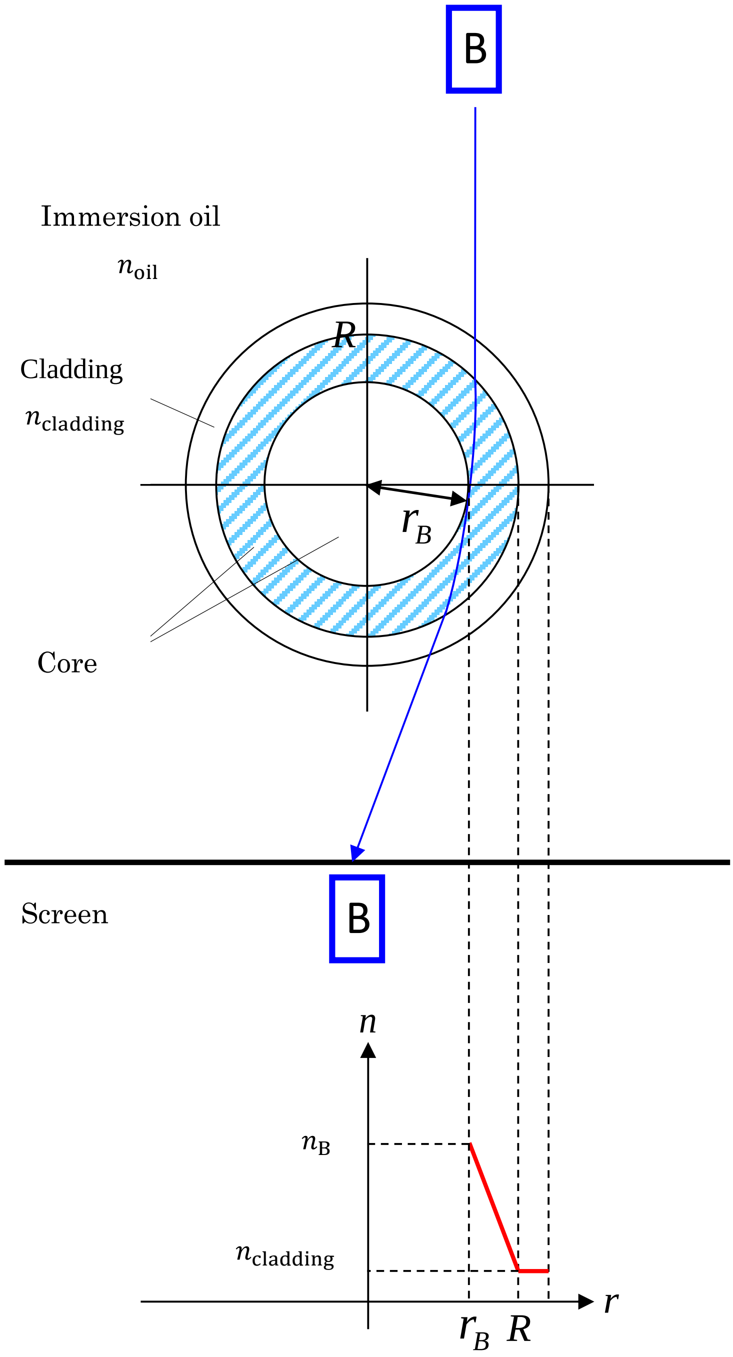


Figure 5-2 Determination of the refractive index profile by ray B.

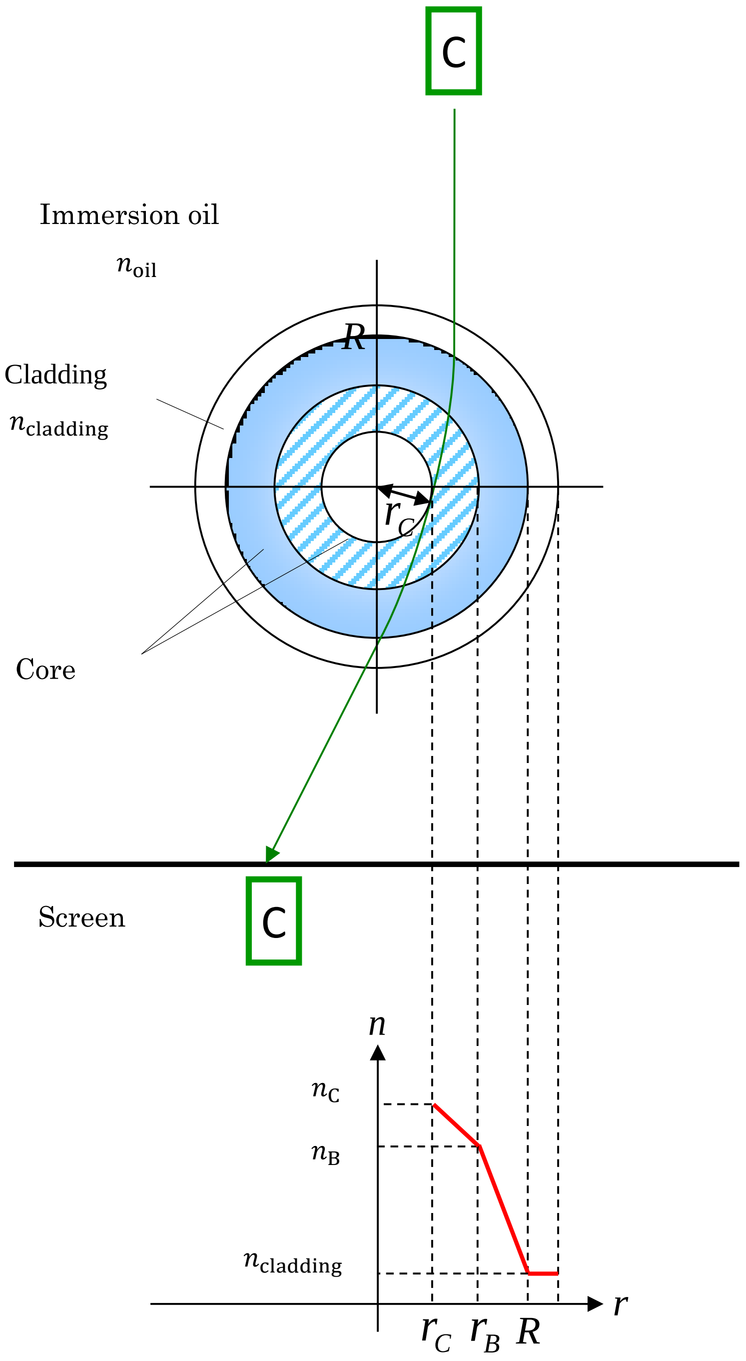


Figure 5-3 Determination of the refractive index profile by ray C.

5.3 レーザーを利用した測定法

5.3.1 測定システムの作製

これまでに述べた理論を元に実際の屈折率分布測定システムを，光学系を用いて構築した．系の概略を Figure 5-4 に示す．実際には線状平行光は水平に対してある程度角度をつけて測定サンプルの側面から入射した．この操作により横軸の光線位置の推移情報を一度の測定で独立して得ることができる．このときの角度は任意で良いが角度が浅すぎると分解能が悪くなり，急すぎると軸方向に屈折率の揺らぎがある場合正しく測定することができなくなるので適度に設定するの

が望ましい.

斜めに線状光線を入射することでサンプルが存在しない場合はそのまま斜めの直線がスクリーン上に投影されるはずであるが，サンプルがある場合，光線はサンプル内で屈曲するため，例えば右上から左下にかけての線状光を凸型分布のサンプルを通して投影させた場合は，スクリーン上に S 字を描く. Figure 5-5 に負屈折率分布型であるサンプルを通してスクリーンに投影させたものをスキャナーで読み込んだ結果を示す．ここで浸漬液と表面の屈折率が異なると不連続となる様子が映っている.

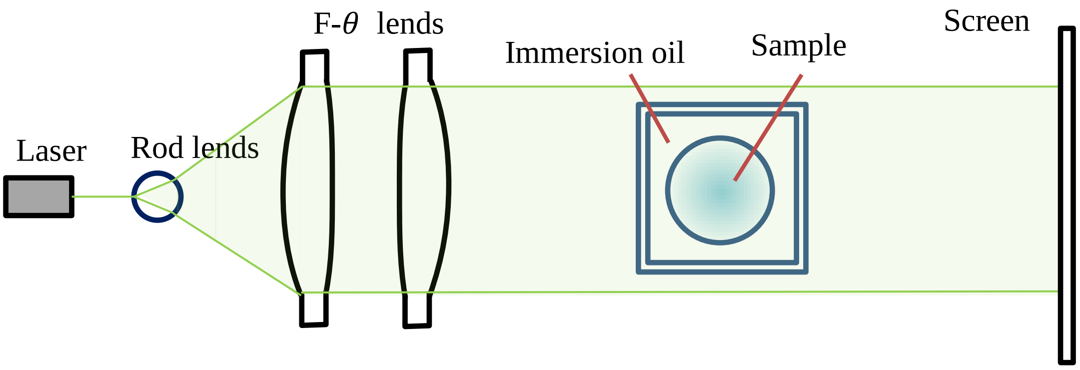


Figure 5-4　Experimental configuration of the system to determine the refractive index profile.

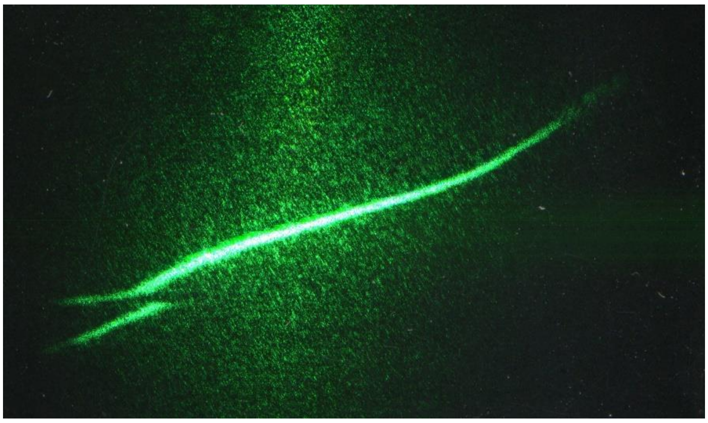


Figure 5-5　Scanner image of screen through the sample.

5.3.2 浸漬液の屈折率のマッチング

本法による屈折率分布測定では浸漬液と測定サンプル表面の屈折率を合わせる必要があった．しかし円柱表面の屈折率を正確に求めることは困難であるため，表面付近でスクリーン画像が連続になるように浸漬液の屈折率を調整していた（浸漬液と表面の屈折率が異なると，境界面で屈折が起こり，スクリーン像が不連続となる現象が観測される）．測定サンプルごとに浸漬液の屈折率を調整するのは手間であり，簡便な測定法である本法の利用価値を下げる．そこで浸漬液の屈折率が異なってもプログラムで補正をかけられるようにした．またクラッド・コア間の境界面でも同様の処理を行った.

浸漬液の屈折率を変化させてスクリーン画像を求め，求めたデータから対応した条件で屈折率分布を計算した結果を Figure 5-6 に示す．浸漬液の屈折率が高いと界面で反射が起こり安定した計算が望めないため，サンプル表面の屈折率を 1.485 に仮定して浸漬液の屈折率を小さくしていった．グラフより屈折率を小さくした場合でも一致させたときと同じ線に乗っていることが分かる．サンプル中心において浸漬液と一致させたときと一致させずに補正をかけた場合の屈折率の差は概ね 0.00001~0.00003 程度であり十分な精度である．このことより補正かけることで浸漬液と測定サンプル表面で屈折率を正確に合わせる必要はないことが分かった．ただし測定上の注意点としてはミスマッチが大きくなると投影される光線の不連続性が大きくなるため，像がスクリーン内におさまらない場合や，線が伸びるため光強度が弱くなってしまうため，ある程度一致させることが必要となる．

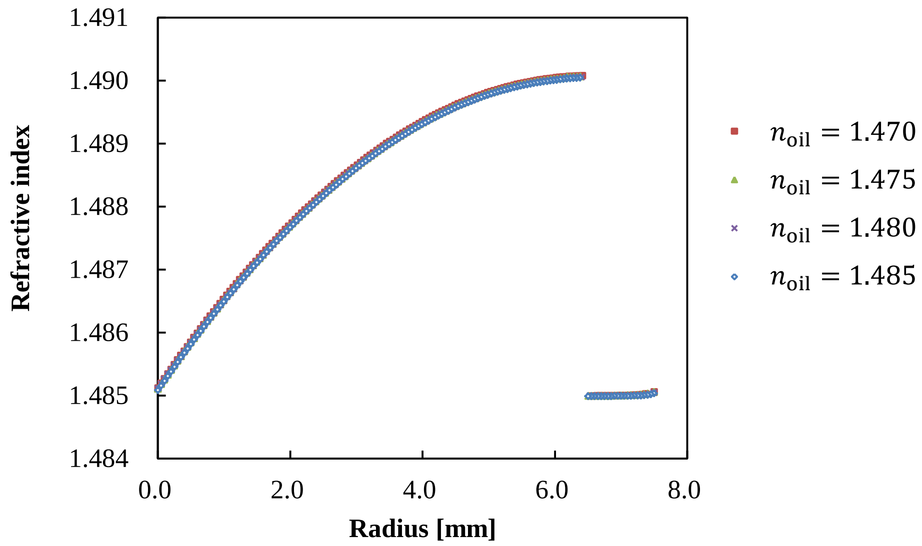


Figure 5-6 Refractive index of immersion oil dependence of accuracy.

5.3.3 プログラム上の精度の評価

作成したプログラムの評価を行うために，まず負屈折率分布を仮定し，光線追跡法により予想されるスクリーン画像を求めた．続いて計算で得られた結果を用いて屈折率分布計算プログラムを実行し，元の屈折率分布が再現されるか検討を行った．その結果を Figure 5-7 に示す．中心における屈折率は 1.485，屈折率差 0.015 の分布と仮定して計算された際の中心の屈折率は 1.48529 となり十分な精度であると考えられた．

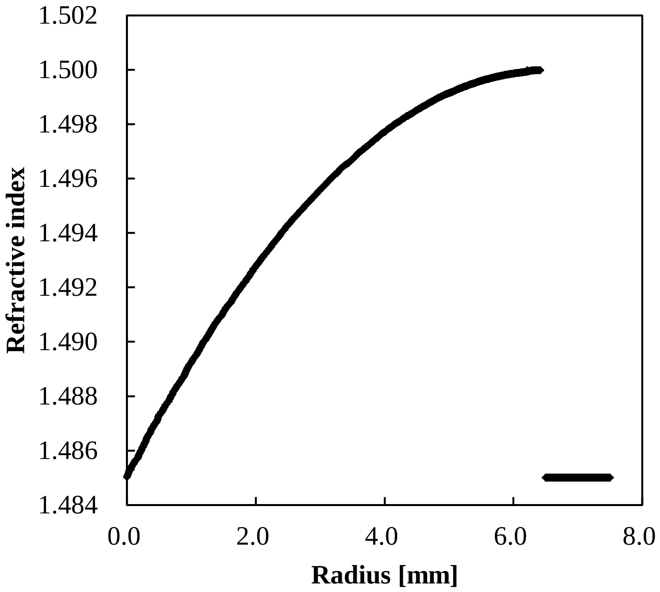


Figure 5-7 Calculated profile from screen data.

5.4 新規屈折率分布測定方法

これまでレーザーから線状の平行光を作り出し，導波路通過後の光線の位置の変化に基づいて，屈折率分布を求める方法について述べたが，上記の光学系では微調整が必要であり，手軽に測定を行えるとは言えない．また測定精度が光源のレーザー光線の太さに依存するが，細い線状平行光を得ることは困難である．さらにコア・クラッドとの界面等の大きくレーザー光が移動する点では，スクリーンに映る光が弱くなり測定しにくいといった問題もある．そこでさらに簡便に測定ができると思われる新たな屈折率分布測定システムを提案した．しかし，本研究で行った屈折率分布測定は，本節に述べる手法は用いておらず，前節までに述べた手法で決定している．

5.4.1 測定系

新規な測定法では特別な光学系は用いず，前節とは逆にスクリーンにあらかじめ直線を描いておき，サンプルを通してこれをカメラで撮影し，画像解析で屈折率分布を求める手法とした．提案した系の概略を Figure 5-8 に示す．これまでと異なるのは開口が存在することである．つまり光線ごとの初期条件として「異なる位置から同じ角度で出射」であったものが，「ある一点から異なる角度を持たせ出射」と変更することで実現される．ここで実際の系では観測点（カメラの位置）と焦点が一致するとは限らず焦点位置を直接得ることは難しいが，簡単な実験と計算で間接的に焦点を求めることができた．

Figure 5-9 に測定系の概略図を示す．測定点とスクリーン間にサイズが既知の障害物を置いた．またスクリーン上に定規等の長さを測定するものを張り付けておき観測点から見たときに障害物がスクリーン上の領域の長さをどの程度占めているかを求めた．これら既知の値と相似の関係から焦点を求めることができる．

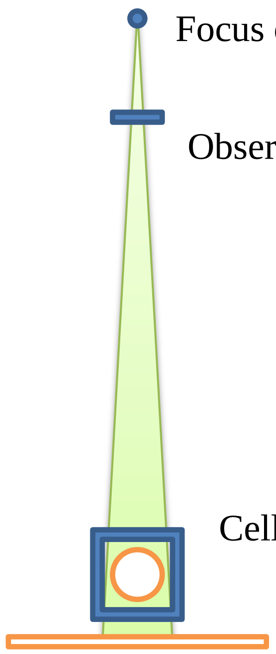


Figure 5-8 Schematic representation configuration of novel system to determine the refractive index profile.

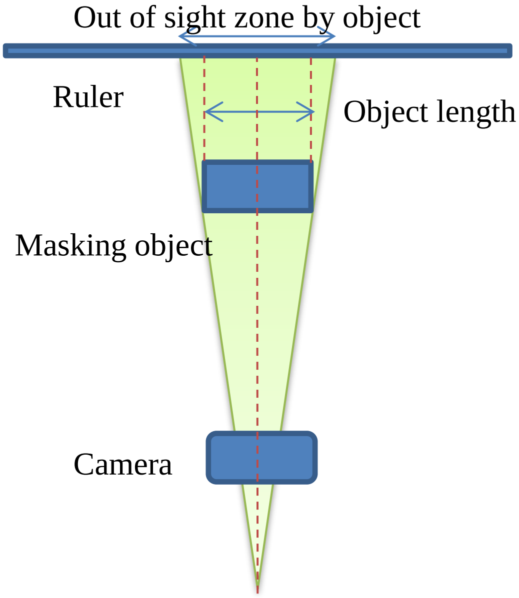


Figure 5-9 Schematic representation of homothetic geometry to determine the observation point.

<u>材料分散の低減</u>

負屈折率分布を持つ適当なロッド状のサンプルを通して，実際に直線の画像を観察した結果を Figure 5-10 に示す．なお浸漬液とサンプルの外周の屈折率はあらかじめ調整し一致させてある．

Figure 5-10 に見られるように，観察された画像のサンプルの端付近で線が滲み，正確な情報が得られにくかった．これは材料分散が原因と考えられた．そこでレーザー光をビームスプリッターで広げて照明とした光で照らし，準単色光下で観察を行ったところ，Figure 5-11 のように材料分散が低減された画像を得ることができた．この画像を元に線を位置情報に変換するプログラムを動作させたところ，正しく認識させることに成功した．

浸漬液の屈折率が一致しない場合

浸漬液とサンプル側面で屈折率が異なる場合，Figure 5-12 に示すような測定ラインの縦方向の不連続領域（ジャンプ）が観察された．縦のジャンプは，本来その領域に相当する部分が見えていないことを意味する．

Figure 5-13 に$n_{\mathrm{oil}} = 1.480$，$n_{\mathrm{cladding}} = 1.485$，$n_{\mathrm{core}} = 1.500$，サンプルの直径を 1 cm，焦点をサンプル中心から 1 m 離れた場所と仮定して光線追跡行った際の光線の軌跡を示す. 無数の光線を，焦点を初期位置として異なる角度で入射したものである．図より屈折率の異なる円形の界面において，光は屈折するため光の通らない領域が形成されることが明らかとなり，プログラム上でこの屈折を考慮することで，適切に屈折率分布を再現することができると考えられた．

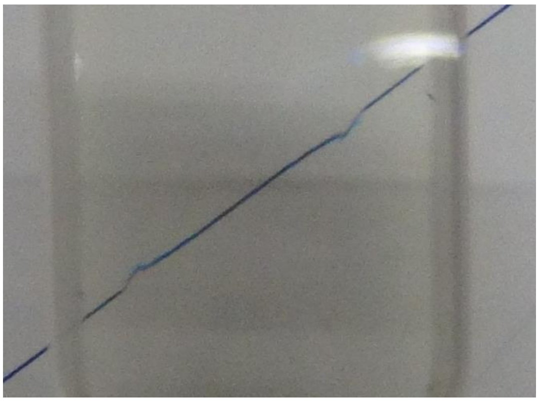


Figure 5-10 Observed line through the sample under room light.

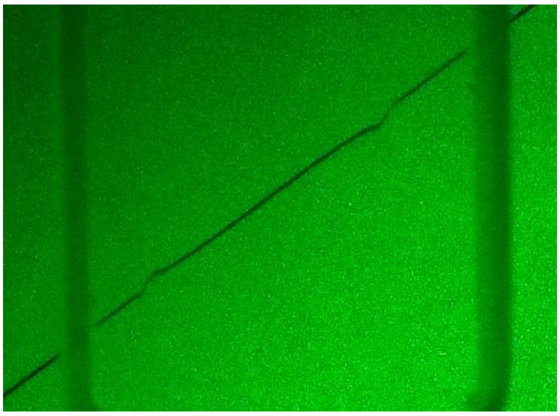


Figure 5-11 Observed line through the sample under monochromic light.

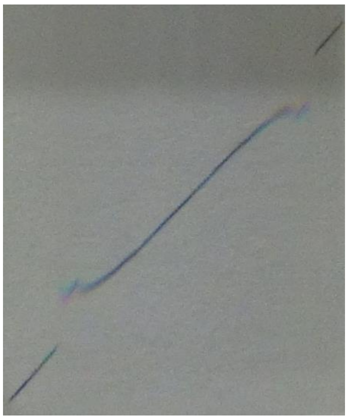


Figure 5-12 Observed line through the sample using immersion oil of different refractive index.

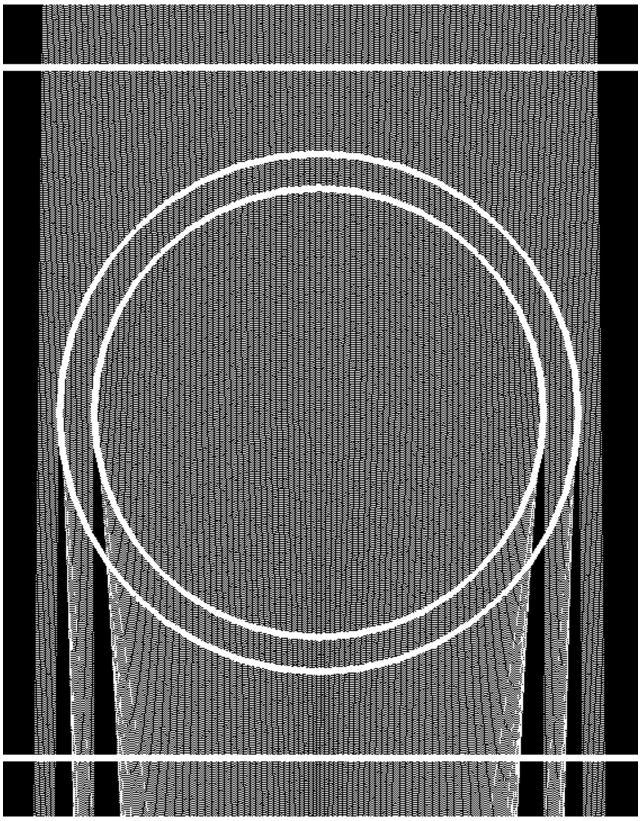


Figure 5-13 Simulated ray with different angle.

5.4.2 測定系における光線追跡シミュレーション

次にシミュレーションでスクリーン上の線がどのように見えるか検討を行った．Figure 5-14 は浸漬液の屈折率を 1.50 と仮定し，屈折率nが一定のロッド状の媒体を通した際のシミュレーション結果を示したものである．また浸漬液よりロッドの屈折率が低い場合は全反射により複雑になることが予想されるので，屈折率が高い場合のみ計算を行った．

計算結果より浸漬液とサンプル表面の屈折率差が大きいとジャンプも大きくなることが確かめられた．次に浸漬液とサンプル側面の屈折率を完全に一致させ，サンプル内部に屈折率分布が形成されている場合のシミュレーション結果を Figure 5-15 に示す．サンプル内の屈折率分布が凸型

の場合と負型の場合で, 逆方向の移動が生じ, また同じ屈折率差の場合では負屈折率分布の方が, 移動量が小さいことが示唆された．これは負型のほうが実際の測定が困難であることを意味する．移動量に関してはスクリーンとサンプルの距離を大きくすることで容易に拡大することは可能であるが，ある距離を越えてしまうとぼやけてしまう問題が生じる．

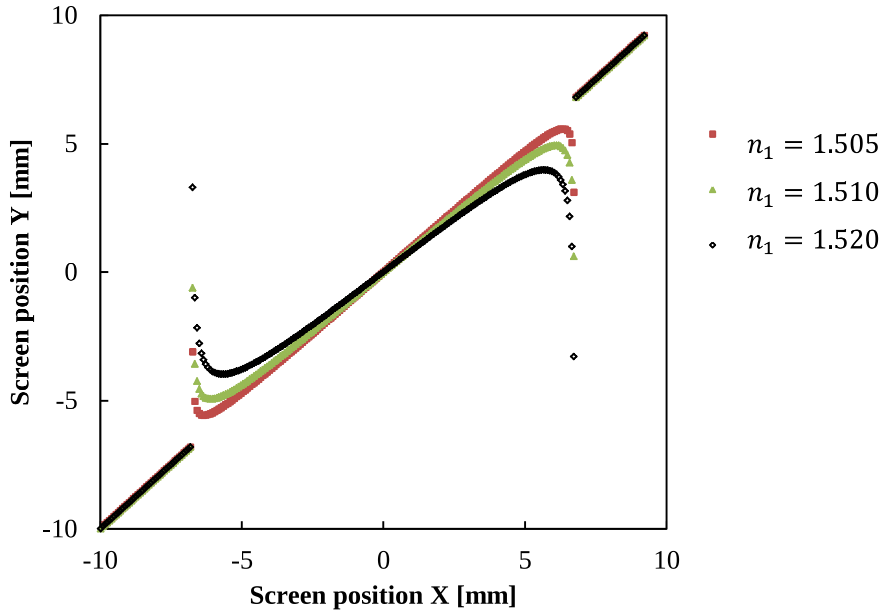


Figure 5-14 Simulated line on the screen through the rod of each refractive index.

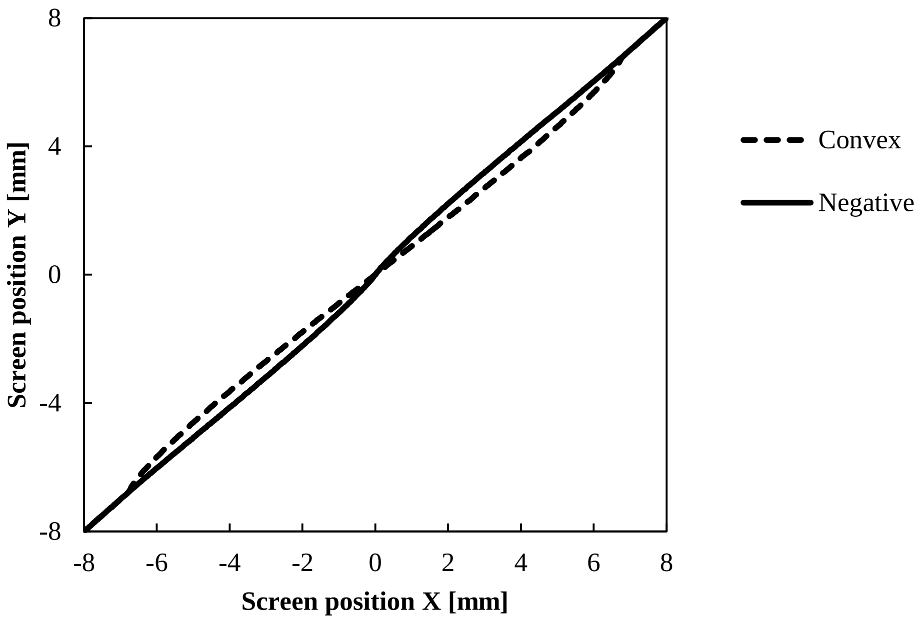


Figure 5-15 Simulated line on the screen through the rod of convex and negative refractive index profile.

5.4.3 屈折分布の再現による誤差の検討

元の屈折率分布とスクリーンデータからの計算から求めた屈折率分布を Figure 5-16 に示す．概

ね同じ外形をとっているがコアの始まり（$R = 6.0$）で約 0.0001 の誤差，中心で約 0.0002 の誤差が生じていることが分かる．これは先の開口のないレーザーを用いた手法に劣るが光学材料として許容範囲誤差である．

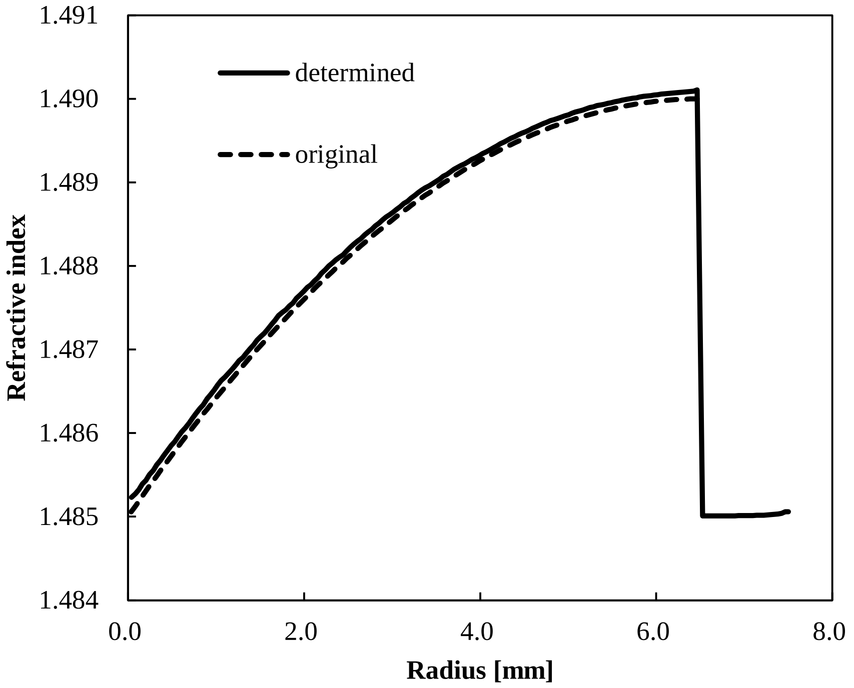


Figure 5-16 Calculated and original profiles of refractive index.

5.4.4 浸漬液の屈折率ミスマッチの影響

5.3.2 項と同様に浸漬液と測定サンプル表面のミスマッチの影響を調べた結果を Figure 5-17 に示す．測定サンプル表面の屈折率を 1.485 とし，浸漬液の屈折率を 1.485，1.480，1.475，1,470 と小さくしていったところほぼ同様な曲線が得られ，本法に関しても浸漬液の屈折率が異なっても補正をかけることで正確な値を求めることができた．ここで$n_{\mathrm{oil}} = 1.485$ の試行で，計算されたサンプル中心の屈折率と，n_{oil}を変化させた場合に計算されたサンプル中心の屈折率の差は，最大で 0.0002 程度あり，5.3.2 節の結果より一桁ほど大きくなっていることが分かった．しかし本方法の場合，常に同程度の誤差が生じるため，浸漬液の屈折率のミスマッチが原因ではないと考えられる．

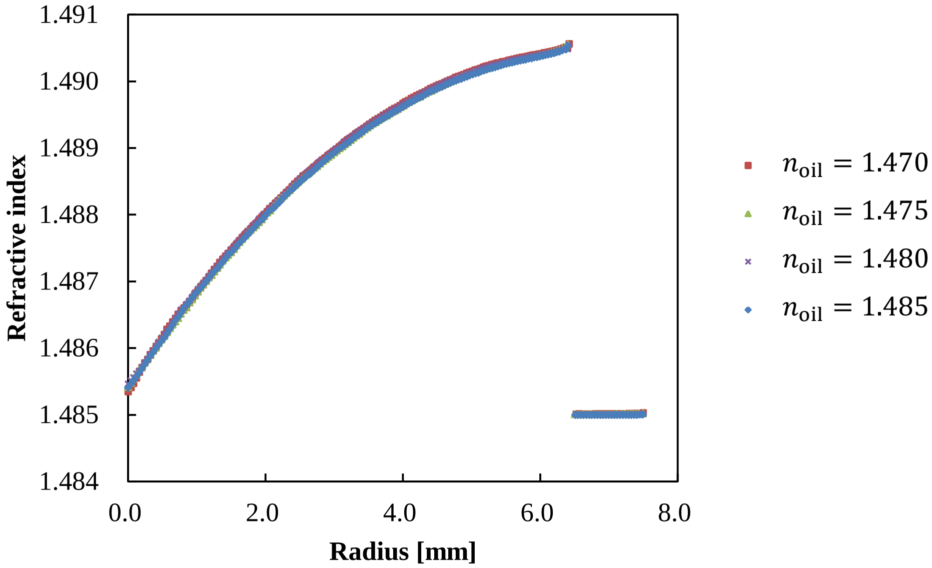


Figure 5-17 Refractive index distribution of each mismatching of immersion oil.

5.4.5 屈折率差の影響

測定対象となるサンプルの屈折率差が小さくなるとサンプル内での曲がりも小さくなるため，スクリーン上の変化が小さくなると考えられるが，本項では小さい屈折率差を持つサンプルにおいて測定精度に違いが生じるかを確認した．

屈折率差dnを 0.020 から 0.005 まで変化させ計算させた屈折率分布を Figure 2-2 に示す．全ての計算において中心で設定屈折率に収束しており，設定屈折率との誤差も 0.0005 以下であった．本測定法はある程度小さい屈折率差を持つ対象であっても同様の精度で測定が可能であることが分かった．

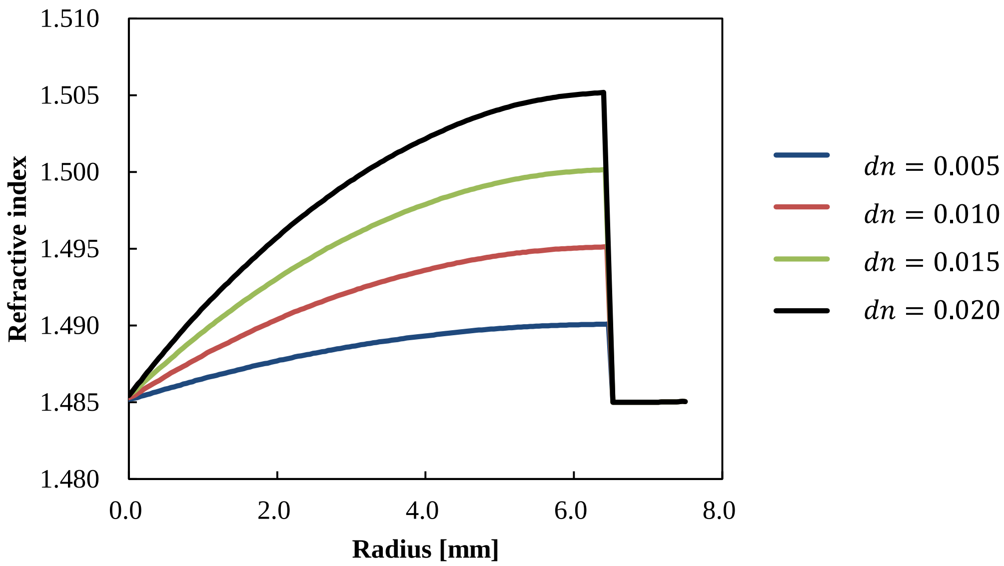


Figure 5-18 Refractive index distribution of each dn.

5.4.6 観測場所の影響

本項ではスクリーン像の観測地点の影響の評価を行った．観測点により影響がでるのであればより誤差の小さい観測点を選び測定を行うべきだからである．それぞれの観測点で一番誤差が大きくなると思われるサンプル中心の屈折率$n(R_{\mathrm{c}})$の計算結果を Table 5-1 示す．設定された屈折率は 1.485 である．この結果より観測点の距離は大きな誤差を生じないことが分かった．値が異なっているように見えるが，本法では小数点第 4 桁程度の誤差が生じることが分かっているので，観測点の距離は測定される屈折率分布に影響がないことが示された．

Table 5-1　Refractiveindex of core center with each observation point (OP).

OP [mm]	$\boldsymbol{n}(\boldsymbol{R}_{\mathbf{c}})$
250.0	1.48508
300.0	1.48516
400.0	1.48515
500.0	1.48530
1000.0	1.48510
1500.0	1.48518
3000.0	1.48499

5.4.7 凸型屈折率分布の計算

本研究のテーマは負屈折率分布型の導波路であり，従って測定対象も全て負屈折率分布を仮定して議論してきた．負屈折率分布はクラッド・コア境界面で大きな屈折率差が生じるため，境界面で計算誤差が発生しやすいのではないかと考え，本項では凸型屈折率分布型導波路に対して精度を評価した．中心屈折率が 1.490，屈折率差が 0.005 としてクラッドの屈折率は 1.485 とした凸型分布を仮定した．また同時に浸漬液の屈折率の影響をまとめたものを Figure 5-19 に示す．中心の屈折率の値は全て 1.49000±0.00003 以内と負型分布に比べ誤差が小さいことが分かった．

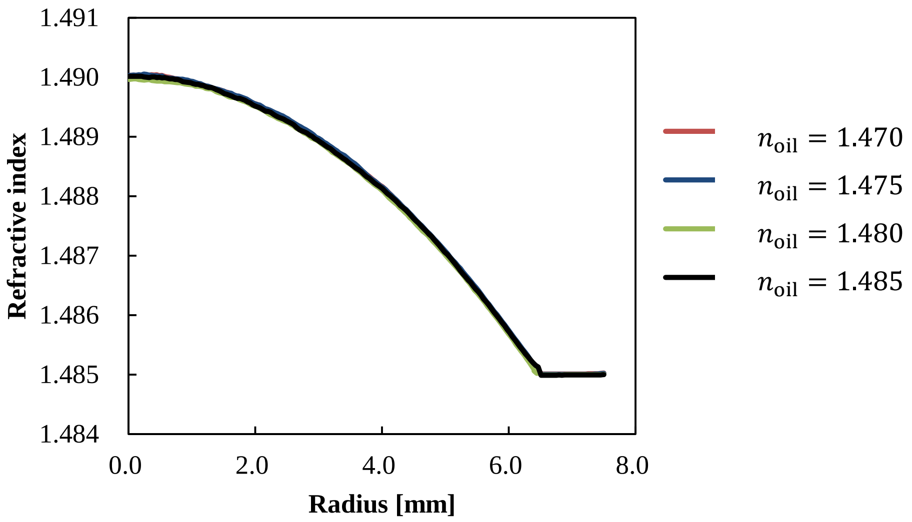


Figure 5-19 Numerical refractive index profile of convex GI waveguide.

5.5 結言

本章では本研究で利用した屈折率分布の測定法の原理と計算アルゴリズムについて述べた．測定対象が負屈折率分布でも十分な精度が得られることが示された．またこれを応用した新規屈折率測定法を提案し，原理を述べ測定精度の評価を行った．

第6章 紫外線アシストフロンタル重合法による負屈折率分布型光ファイバーの作製

6.1 緒言

負屈折率分布は分布形状が従来と大きく異なるため，従来の方法では形成させることができない．本章では紫外線アシストフロンタル重合法によって負屈折率分布の形成を試みた．本章で行われた紫外線アシストフロンタル重合法[35, 36]は，自発的フロンタル重合法[37, 38]を発展させたものである．そこでまず自発的フロンタル重合法による屈折率分布形成機構に関して述べ，この原理を踏まえ紫外線アシストフロンタル重合法を説明した．さらに実際のプリフォームロッドの作製について述べ，得られたプリフォームロッドの屈折率分布を測定した．最後にプリフォームロッドを熱延伸して光ファイバーを作製し，伝送帯域の測定，光分岐の実験について述べた．

6.2 自発的フロンタル重合法

フロンタル重合法は 1972 年に発見され, その後, フロント移動速度の測定や, モノマーの種類, 開始剤の種類・濃度や圧力等の実験条件がフロントの形成・移動に与える影響等について研究がなされた．ここで，フロンタル（Frontal）とは，モノマー領域とポリマー領域の境界面を指すものである．このモノマー領域とポリマー領域の境界面は“フロント”または“フロント界面”と呼ばれており，両領域の屈折率差を境界面として肉眼で観察できる．また，この界面は重合の進行とともに移動する．

フロンタル重合法は，以下に示すゲル効果，蓄熱効果といった非線形現象によるものである．工業的には，重合過程での非線形現象はポリマーの質を低下させるため，好ましくない．しかし本研究のように屈折率分布型素子の作製に利用する場合，重合体全域に屈折率分布形成が可能であるという利点を活かすことができる．

自発的フロンタル重合法は以下の過程で行われる．試料の入った重合容器を恒温槽内に設置し重合する際，まず，系全域にわたり重合がゆっくりと行われる．このときの単位時間当たりの反応熱は比較的小さい．

次に重合の進行に伴い反応系全体にゲル効果が発生する．ラジカル重合における四種の素反応（開始反応，生長反応，停止反応，連鎖移動反応）のうち，停止反応はポリマーラジカル同士の反応であり，系の粘度が大きくなると反応速度が小さくなる．つまり，重合反応が進行して系の粘度が高くなると，動きを制限されるポリマーラジカル同士は反応しにくくなる．これに比べて動きを制限されにくいモノマーとポリマーラジカルの反応である生長反応速度は粘度の影響を受けにくい．こうして停止反応速度に比べ生長反応速度が相対的に大きくなるため，重合の後期にモノマー濃度が減少するにもかかわらず反応速度が大きくなることがあり，この現象はゲル効果（またはトロムスドルフ効果）[39]と呼ばれている．フロンタル重合法においてゲル効果は，これにより促進される生長反応による大きな発熱と，次に示す蓄熱効果の共同作用により自己触媒サイクルを成し，フロントを形成する役割を担っている．

ゲル効果により促進された重合の反応熱により系内の温度が急激に上昇すると，重合容器中心から周辺への熱拡散に遅れが生じ，中心部が最も高温となる温度勾配が発生する．このような現象を蓄熱効果と呼んでいる． 蓄熱効果により重合容器中心で高温状態ができると，この熱により局所的に重合が促進される．またこの重合の反応熱により，さらに容器中心付近の温度が上昇する．このような正のフィードバックを自己触媒サイクルという．自己触媒サイクルを繰り返すことで重合容器中心と周辺側の転化率の差が大きくなりフロントが形成される．フロント付近ではゲル効果と自己触媒サイクルのため，常に重合が盛んに行われる．そのため系全体でみるとフロントが中心から周辺部へ移動するように重合が行われる．

以上の過程を自発的フロンタル重合法では外部からの操作なしに自発的に行われる．ただし小さい重合容器では蓄熱効果が弱く，架橋剤を加えないとフロントを形成させせることは困難である．そのため光ファイバーの作製には自発的フロンタル重合法は適さず，屈折率分布型レンズなどの大型の素子の作製に適した方法である．

6.3 紫外線アシストフロンタル重合法

6.3.1 概要

前節では蓄熱効果により自発的にゲル核を発生させる自発的フロンタル重合法について述べた．自発的フロンタル重合法は十分に蓄熱が行わなければ，フロントを形成させせることができない．そのためには架橋剤を加える，もしくは重合温度を高温にしなければならない．しかし架橋剤を加えると作製されたプリフォームロッドは延伸することができずPOFを作製することができない．また高温で重合を行うと重合が安定しないことや，その後のフロントの移動が速すぎて十分な屈折率差を得ることができない．そこで本研究ではフロントを紫外線により外部から発生させる紫外線アシストフロンタル重合法を用いた[36].

紫外線アシストフロンタル重合法は，外部から紫外線を用いて能動的にフロントを形成させる方法である．Figure 6-1 に紫外線アシストフロンタル重合法の概略図を示す．紫外線の光源を，光学系を用いて小さい半径の光源とし，重合容器に照射する．このとき重合溶液に光重合開始剤が含まれていると局所的に重合が進行しフロントを形成させせることができる．重合度が低いときに紫外線を照射してもフロントは形成されず，系内の重合度の不均一が生じてしまうために，ある程度予備重合を行った後，短時間紫外線を照射することで良好なフロントを形成させせることができる．

紫外線アシストフロンタル重合法の利点は，架橋剤を加えなくても低温で安定したフロントを形成させせることができる点であり，得られたサンプルを熱延伸することで POF を作製することもできる．また簡単な手順で重合を行うことができ，再現性も良い．本研究では N-GI-POF を作製するために用いたが，凸型の屈折率分布も形成させせることができる[36].

また応用展開として意図的に重合容器の中心からずらして照射することで，曲がり区間で結像特性を持つ屈折率分布[40]や，複数の光源をもちいてマルチコア GI-POF の作製なども考えられる．

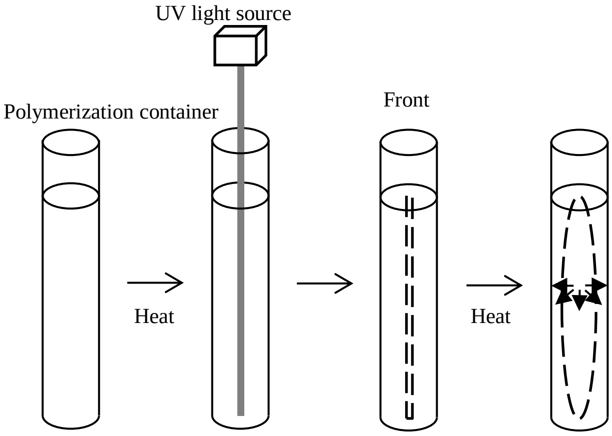


Figure 6-1 Schematic representation of UV-assisted frontal polymerization technique.

6.3.2 屈折率分布形成機構

ポリマー屈折率分布型素子の作製方法として知られる界面ゲル重合法は，クラッドがモノマー層に対して膨潤し，これにより形成された膨潤層で，選択的拡散が起こることを利用し，ラジカル重合に不活性な低分子ドーパントを系内に分布させ屈折率分布を形成する方法である[7]．以上のような膨潤・選択的拡散による分布形成の考えは，紫外線アシストフロンタル重合にも適用できると考えられる．フロント界面が移動する際，分子サイズの大きなドーパントの選択的拡散により，周辺部ほどドーパントが多くなるような分布を形成できる．Figure 6-2 に重合の進行とドーパントの分布の関係を表す概略図を示す．紫外線アシストフロンタル重合法により負屈折率分布を持つ素子を作製するには，ポリマーの屈折率よりも高屈折率であり，モノマーよりも分子サイズの大きな低分子ドーパントを用いればよい．自発的フロンタル重合法で得られたプリフォームロッドにおいては，これまでに凸型（もしくは低分子ドーパントの屈折率をポリマー以下にした場合U字型）の屈折率分布しか報告されていないが，紫外線アシストフロンタル重合法では適切に光源や重合条件を整えることで，負屈折率分布を得ることができる．

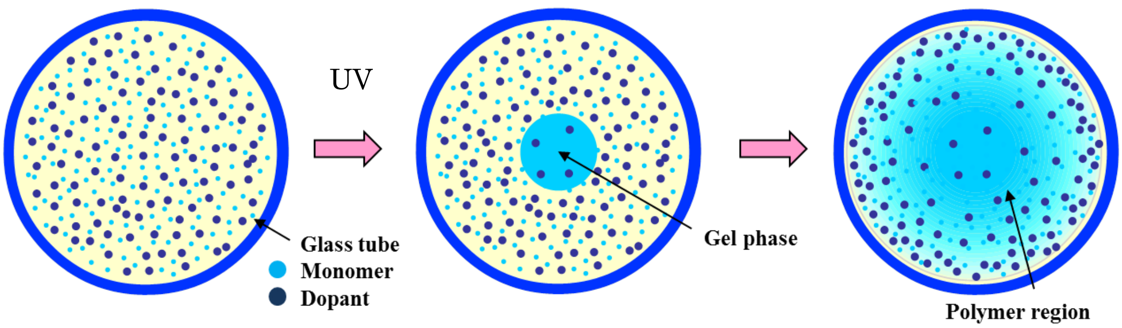


Figure 6-2　UV-assisted frontal polymerization with dopant.

6.4 プリフォームロッドの作製

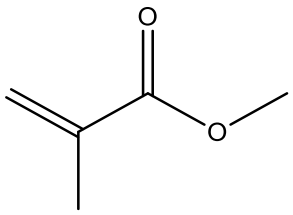
6.4.1 使用試薬

本実験で使用した試薬は以下の通りである．モノマーとしてメタクリル酸メチル（MMA，三菱レイヨン（株）製）を用いた．重合に用いる際はアルミナのカラムを通すことで重合禁止剤を取り除いた．高屈折率ドーパントとしてジフェニルスルフィド（DPS，東京化成工業（株）製）を用いた．連鎖移動剤としてブチルメルカプタン（n-BM，和光純薬工業（株）製）を用いた．硫黄が解離している可能性があるのでアルミナカラムを通してこれを取り除き使用した．熱重合開始剤として過酸化ベンゾイル（BPO，和光純薬工業（株）製）を用いた．市販の BPO には安全性のため 25％の水が含まれているのでクロロホルムに溶解させ，分離した水層を取り除いた後に，氷水に浸した大量のメタノールに滴下させ再結晶させることで精製を行った．光重合開始剤として２－ヒドロキシ－２－メチルプロピオフェノン（HMP，和光純薬工業（株）製）を用いた．DPS，HMP に関しては精製を行わず市販のまま用いた．Table 6-1 に特に本実験に重要と思われるパラメーターをまとめた．また Figure 6-3 に各試薬の構造式を示した．

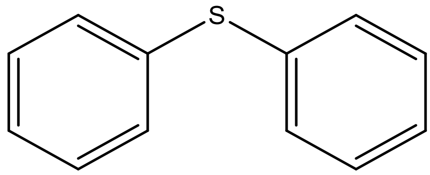
本実験においては重合の際に熱だけでなく紫外線光も用いるため紫外可視吸収スペクトルの測定も行った（Figure 6-4）．重合に使用した紫外線の波長は 365 nm なので，この波長における透過率は 1.0 cm あたり 91%と計算された．例えば重合容器のロッド方向の長さが 15 cm とすると容器の底では元の強度の約 25％の光が到達する計算であるが，実際は重合が進むほど重合した領域の透過率は上昇していくと考えられ，実際に容器の底まで均一なフロントが得られた．さらに長い重合容器を用いたい場合は光重合開始剤の割合を少なくし，紫外光のパワーを上げる等の工夫が必要であると考えられる．

Table 6-1　Amount and parameters of used reagents.

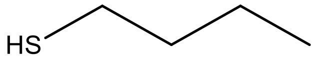
Reagent	Amount (wt%)	Molecular weight (g/mol)	Refractive index
MMA	-	100.1	1.492(PMMA)
DPS	15.0	186.3	1.633
n-BM	0.05	-	-
BPO	0.60	-	-
HMP	0.02	-	-



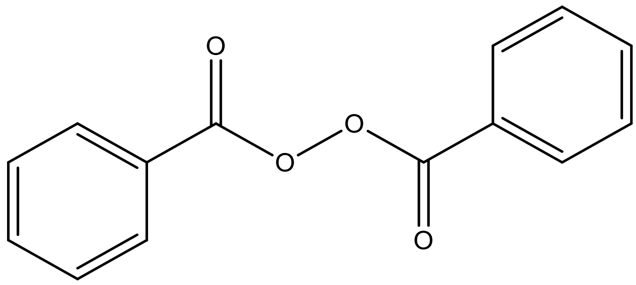
methyl methacrylate



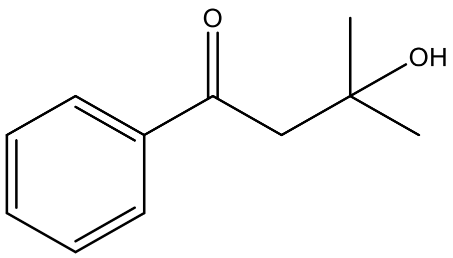
diphenyl sulfide



butyl mercaptan



benzoyl peroxide



2-hydroxy-2-methylpropiophenone

Figure 6-3 Structure of used reagents.

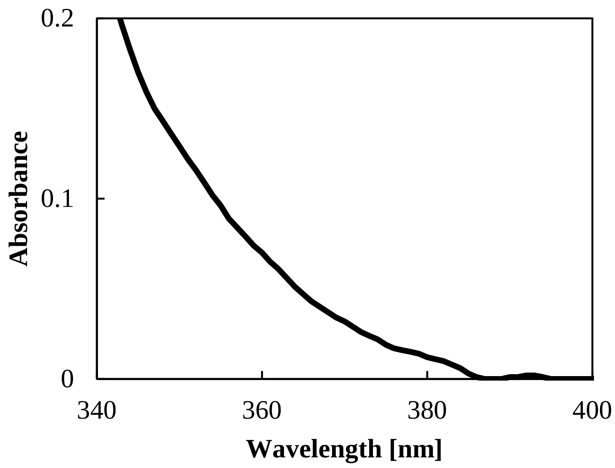


Figure 6-4 UV absorption spectrum of monomer mixture.

6.4.2 作製方法

MMA，DPS，n-BM，BPO，HMP を Table 6-1 に示された割合で重合溶液を調製し，窒素置換，超音波脱気を施した後に重合容器に移し，熱浴（85℃）下で三時間程度予備重合を行った．重合容器の内径は 15 mm であった．適度な粘度となった後に光学系で直径 1 mm 程度に絞った直線的な紫外線を重合容器上面から照射した. ここで紫外線の光源には波長 365 nm, 半値幅 10 nm の LED を用いた（KEYENCE（株）製，コントローラ：UV-400，ヘッド：UV-50H）．数分すると細長いフロントが現れるのが観察された．Figure 6-5 に紫外線の照射により形成されたフロントの写真を示す．15 分経過した後に紫外線を止め 85℃の空気下で約 48 時間熱処理を行った．重合手順の概略図は Figure 6-1 に示した通りである．使用した紫外線の光強度は約 14 mW/cm^2 であった．この重合条件では 6.5.1 節に述べる熱延伸時（200℃設定）に気泡が発生したので，重合後容器から取り出し，さらに 90℃の空気下で 48 時間の熱処理を行ったところ熱延伸が可能となった．この熱処理後のものをプリフォームサンプルとして以下の評価を行った.

Figure 6-5 Photograph of front generated by UV.

6.4.3 作製されたプリフォームロッドの評価

作製されたプリフォームロッドを通して格子を見た際の写真を Figure 6-6 に示す．導波路断面の中心へ向かうにつれて格子が小さく写っている様子が分かる．また屈折率分布を Figure 6-7 に示す．これよりコア中心において屈折率が最小であり，屈折率勾配が最大になっていることが分かった．　上記の屈折率分布が形成されたことの考察を行う.

まず本重合法にはフロントの発生と移動の二段階の過程があると考えられる．すなわち紫外線による発生と熱によって起こる移動である．部分的に紫外線を照射することで限られた領域で重合が促進され，転化率差を作り出すことができ，フロントが形成される．この過程では，紫外線を照射した部分で一様に重合が促進され，フロントの移動がほとんど行われないため，屈折率の分布はほとんど形成されないと考えられる．紫外線の照射範囲に依存する形状のフロントを発生させることができ（Figure 6-8（中心)），発生したフロントの形状に応じてフロントの移動範囲や方向が変化する（Figure 6-8（左）及び（右)）.

ここで負屈折率分布を得るために必要なのは紫外線によって細いフロントをロッドの中心に沿って発生させることである．なぜなら負屈折率分布は中心において不連続で，大きな勾配が必要なので，中心付近から屈折率分布の形成が始まらなければならないからである．例えば紫外線に

よるフロント形成が太いフロントとなってしまった場合は，作製されたプリフォームは中心において屈折率差が見受けられなかった．

熱によるフロント移動過程も制御する必要がある．目的の屈折率分布は中心付近で勾配が最も大きく，周辺付近で最も小さくなる．屈折率分布の形成はゲル層とモノマー層の転化率差が大きいほど効率的に行われる．よって Figure 6-9 に示すようにフロントが中心付近にいるときは転化率差を大きくして，フロントが周辺に移動するに従って徐々に転化率差を小さくしていくように重合過程を制御することが必要になる．つまりフロントの移動速度と系全体の転化率の上昇の時間オーダーを一致させるように条件を整える必要がある．以上のことから負屈折率分布が形成されるためには，フロントの制御が非常に重要であると考えられる．

紫外線アシストフロンタル重合法でプリフォームロッドを作製すると，クラッド層がない状態で作製される．しかし延伸後のクラッド形成は容易に可能であることが報告されている[41]ため問題にはならないと考えられる．

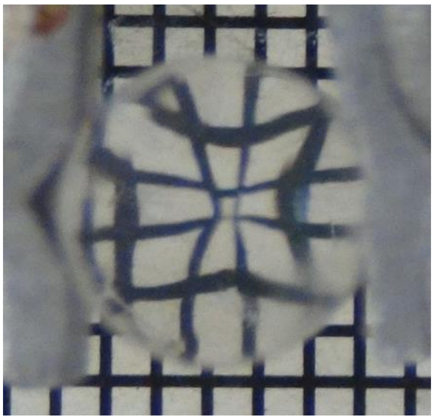


Figure 6-6 Photograph of lattice pattern through the obtained preform rod.

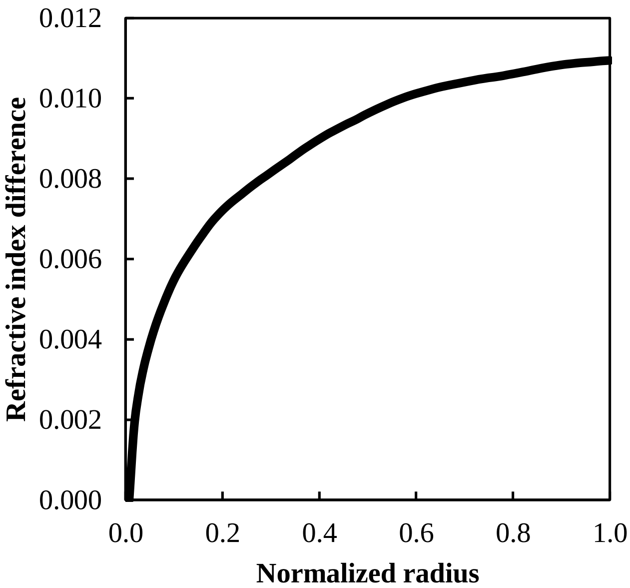


Figure 6-7 The refractive index profile (determined by ray tracing method).

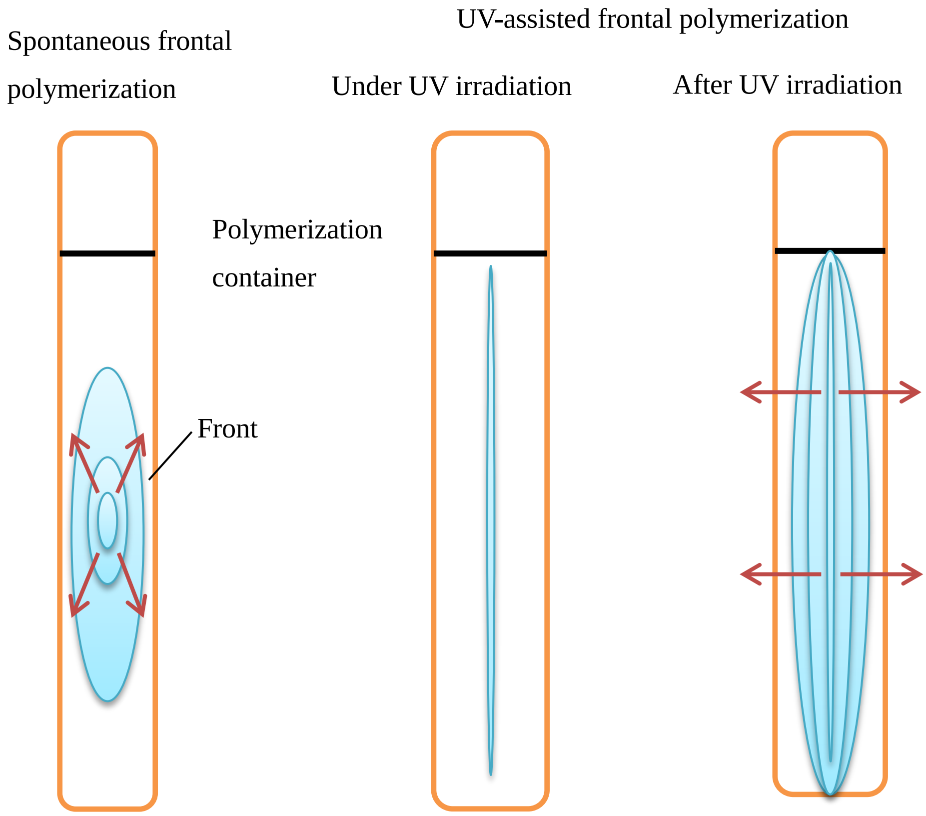


Figure 6-8 Front expanding of conventional frontal polymerization technique (left) and UV-assisted frontal polymerization technique of UV step (center) and heat step (right).

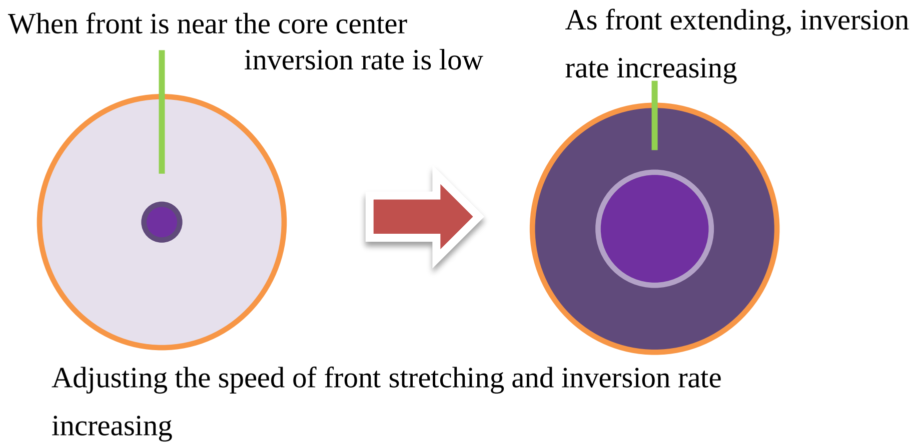


Figure 6-9 Speed control of front and inversion rate increasing.

6.4.4　屈折率分布の予備重合時間依存性

紫外線を照射する前の予備重合時間が屈折率分布に与える影響を調べるために，それぞれ異なる予備重合時間で作製した複数のプリフォームの屈折率分布を測定して比較を行った．予備重合

時間以外の条件を一致させたが，重合溶液は MMA に対して DPS(15 wt%)，1-BT(0.10 wt%), BPO(0.30 wt%)，HMP(0.0062 wt%)を混合することで調製した．予備重合時間をそれぞれ 3.5 h， 4.5 h，5.5 h としてその後紫外線を 25 分間照射した．照射後，重合容器を 85 ºC で約 48 時間静置することで重合を完了させた.

屈折率分布の測定結果を Figure 6-10 に示す．横軸は規格化半径であり縦軸は屈折率差を示す. 実線は実際に測定された屈折率分布を示し，予備重合時間は(a)5.5 h ,(b)4.5 h,(c)3.5 h として示した. 得られたサンプルの屈折率分布は内側にすぼんだ形状を有しており，負屈折率分布であることが分かった．図のプロットは近似式(2-3)の値であり屈折率分布係数gの値はそれぞれ(a)$g = 3.8$, (b) $g = 2.6$, (c) $g = 1.4$であった．測定された屈折率分布は式(2-3)に完全には重ならなかったが, 光パワーの大きい周辺部分を優先的に一致させるようにgを設定した. 図より予備重合時間が長いと屈折率差が大きくなることが分かった．紫外線の照射時間は一定であるので重合度が小さいときに照射してもフロント内部の重合度が十分に大きくならず屈折率分布形成が小さくなったことが考えられる. またgの値も予備重合時間に応じて大きくなっていることが分かったこれはフロントが形成された時の重合度が高いとフロントが周辺付近にいるときには重合度の差が小さくなり, 屈折率勾配が小さくなることが原因と考えられる. ここでgの最適値は 2 程度なので予備重合時間の制御については屈折率差を大きくすると屈折率分布形状は損なわれることが分かった.

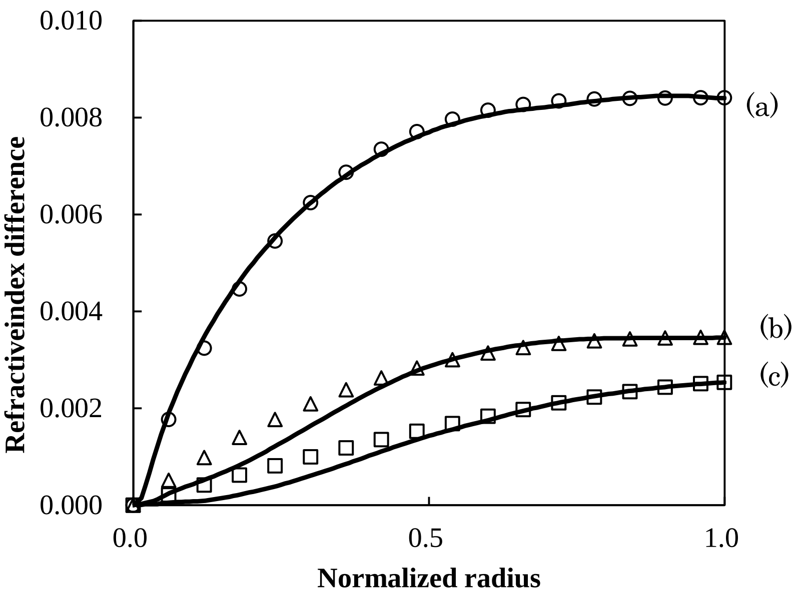


Figure 6-10 Refractive index profiles (normalized radius and refractive index difference) of obtained preform rod with different pre-polymerization time((a)6.5 h, (b)5.5h, (c)4.5 h). Plot indicates approximated profile((a) $g = 3.8$, (b) $g = 2.6$, (c) $g = 1.4$).

6.4.5 紫外線レーザーを用いた紫外線アシストフロンタル重合法

紫外光源としてレーザー（UV-F-355（Sun Instruments），$\lambda = 355$ nm, 5.15 mW）を用いて，同様にプリフォームの作製を行った. 重合条件は，MMA に対して DPS を 15 wt%, BPO を 0.3 wt%, 1-BT を 0.08 wt%，HMP を 0.04 wt%混合し，予備重合を 85 ºC で 5 時間，紫外線照射を 18 分間行った後，85 ºC で約 48 時間静置することで重合を完了させた．屈折率分布の様子を Figure 6-11 に示す．

　これよりgの値を小さく保ったまま屈折率差を大きくすることができた. レーザーはパワーが大きいので重合度の小さい重合溶液中でも重合度が大きいフロントを形成させることができ，ドーパント分子を押し出す効率が良いことが原因と考えられる. 特にここに示した条件では$g = 2$の近似曲線によく一致する良好な屈折率分布を得ることができた．レーザーを用いるため光学系を用意する必要もなく，大きいパワーも得られるので本作製法に有利であると考えられる．また光源としてレーザーを用いることで比較的長いフロントを形成させることが可能であった．Figure 6-12 に紫外線レーザーを光源として形成されたフロントの様子を示す．図は紫外線照射が終わった直後のものであるがフロント長は約 11 cm であった．

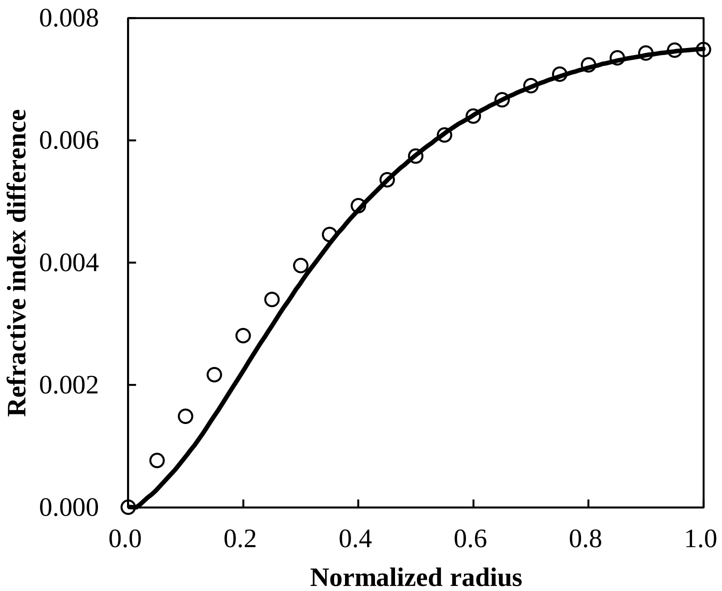


Figure 6-11 Refractive index profile of the preform rod fabricated using UV laser. Plot indicates approximated profile ($g = 2.0$).

Figure 6-12 Photograph of front generated by UV laser.

6.5 光ファイバーの作製と特性評価

6.5.1　光ファイバーの熱延伸

POF を作製する方法はいくつかあるが, 本研究ではプリフォームの熱延伸による作製を行った. 加熱ヒーターの設定温度を 200℃とし，直径 14.5 mm のプリフォームを直径 1.0 mm のファイバーとなるようにプリフォームのヒーターへの進入速度，巻き取りの速度をコントロールした.

作製された光ファイバーのファーフィールドパターンを観察した様子を Figure 6-13 に示す. 1 m に切断した POF の端面からレーザー光を入射し，出射面から 3 cm 離れた点にスクリーンを置くことでパターンを映した．得られたパターンは良好な円を描いており導波路の側面程光強度が強く，中心付近はほとんど光が通っていないことが分かる．これより POF に延伸しても導波路内部に負屈折率分布を保っていることが示された．POF としたサンプルの屈折率分布は測定していないが熱延伸しても内部の屈折率分布はほとんど保たれることが報告されている[7].

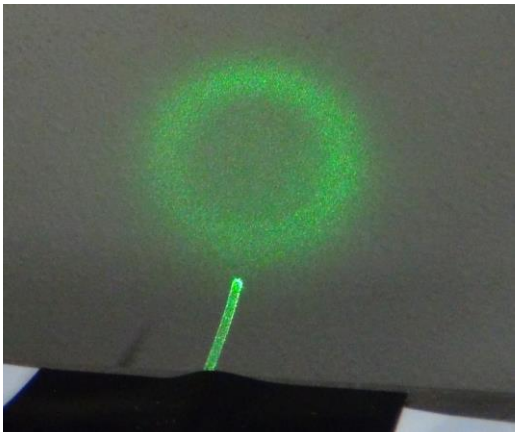


Figure 6-13 Far field pattern of fabricated N-GI-POF.

6.5.2　伝送帯域の評価

カットバック法により作製された N-GI-POF の伝送帯域の測定を行った．測定には光サンプリングオシロスコープ OOS-01（Hamamatsu photonics K.K.製）を使用した．使用した POF の全長は 8.0 m であった．測定された伝送帯域は 100 m で約 500 Mbit/s 程度であった．測定に使用した POF が短いため誤差が大きいことが予想される．測定された値はシミュレーションで予測した値や従来の GI-POF として報告されている値[42]に対して大きく下回る．原因として屈折率分布の制御がまだ不十分であること，クラッド層がないため反射の際にコア表面の影響を受けた可能性挙げられる．多層回転重合を用いた N-GI-POF の作製法では 100 m で約 870 Mbit/s（10 m のカットバック法で測定)と報告されている[35]ことから，これらを改善することで少なくともこれに近い伝送帯域が得られることが予想される．

6.5.3　光分岐路の評価

負屈折率分布型 POF を作製した動機の一つが容易に光分岐を行えるというものだった．そこで得られた負屈折率分布型 POF を接触させ光を分岐させる実験行った．1 m 程度の負屈折率分布型 POF を 2 本用意し，ねじることで接触させた．ねじる回数を調整することで接触面積を調整することができると共に，異なる方向の光を取り入れることができると考えられる．赤色 LED 光を片方のファイバーに入射し，ねじり回数を変化させつつ入射側ファイバーの出射光強度の測定を行った．Figure 6-14 にねじった時のモデルを示すが，図の状態をねじり回数 1 として，以下 360º 巻きつけるごとにねじり回数を増加させるように決定した．ねじりの角度やねじった際の力は実験ごとに大きく変化しないように注意した. 同様に分岐側ファイバーの出射光強度の測定も行った.

Figure 6-15 に入射側ファイバーの出射光強度，Figure 6-16 に相手側ファイバーの出射光強度を示す．図の横軸はねじり回数であり，縦軸は出射光の相対強度である．なお絶対値測定を行えなかったため両者のグラフの強度比は対応しておらず同じグラフ内での比較となる．Figure 6-15 から入射側ファイバーの出射光はねじり回数に応じて減少していることが分かる．実験を行った範囲では減少率は直線関係があることが分かった．ねじりなしを最大として 1 回のねじりにつき約 4%程度強度が下がっていた．また Figure 6-16 から巻きつけるという簡単な操作で，光が巻き付けたファイバー側へ移動していることが分かった．光が側面側へ向かって進行しているため，側面が接触した点においてファイバー間での光の移動が行われたためだと考えられる．ただしどちらの図も測定時の最大値を 1 とした任意単位であるため入射ファイバーで減少した光量のどの程度が巻き付け側ファイバーに移ったかは不明である．巻き付け側ファイバーの出射光強度は先ほどとは逆にねじり回数と共に増加しており増加率は線形であったので，ねじりの回数により分岐率はある程度制御が可能であることが分かった．

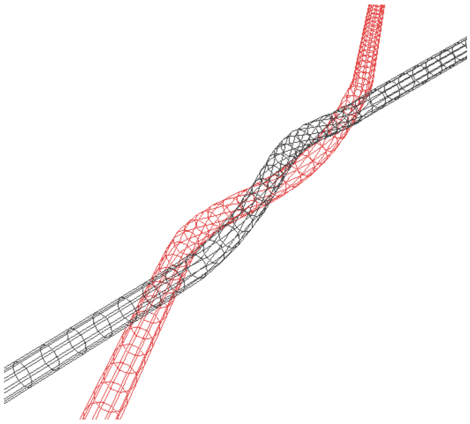


Figure 6-14 Schematic representation of twisting fiber. This figure shows one twisting.

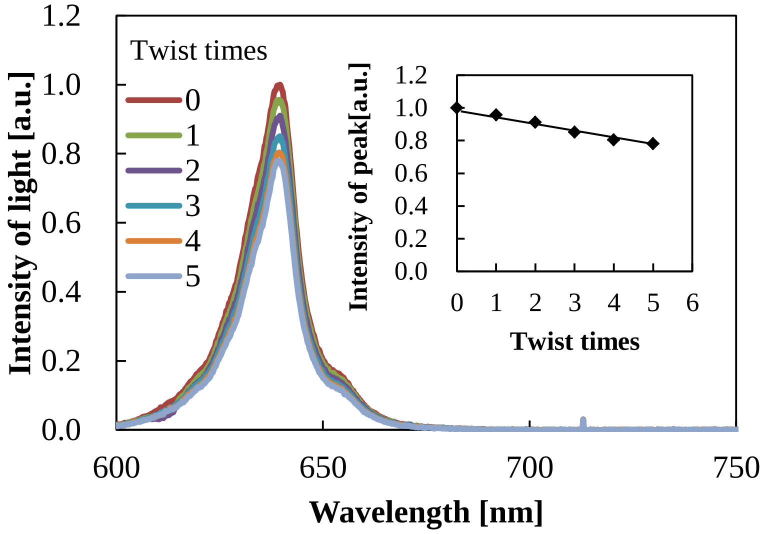


Figure 6-15 Output light spectra of original fiber with twist times. Inset indicates the transition of intensity peaks.

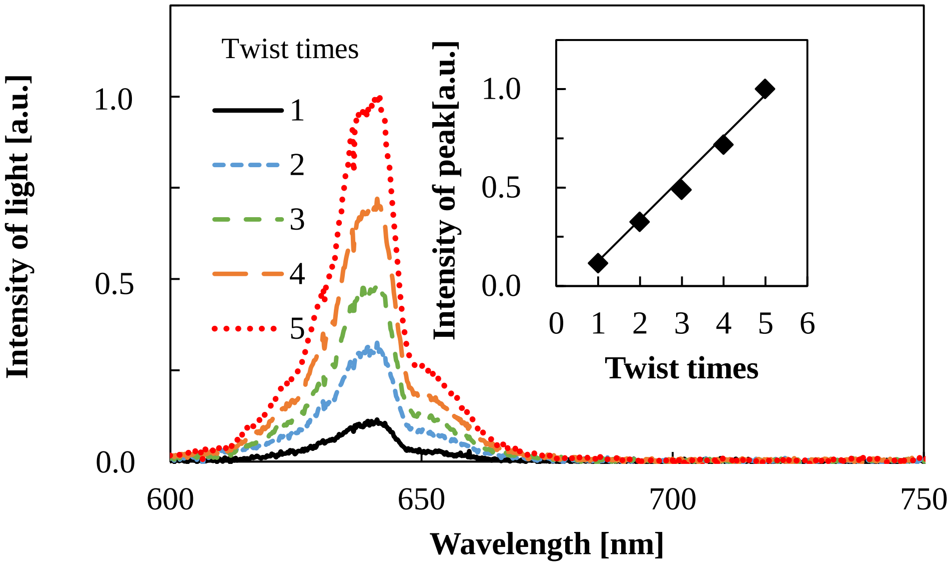


Figure 6-16 Output light spectra of opposite fiber with twist times. Inset indicates the transition of intensity peaks.

6.6 結言

本章では，まず自発的フロンタル重合法を説明し，それを応用した紫外線アシストフロンタル重合法の原理を説明した．次に N-GI-POF の作製方法を述べた．

作製されたプリフォームロッドの屈折率分布を示し，本法で負屈折率分布型導波路を作製できることを示した．また予備重合の時間によって屈折率分布が大きく変化することを説明した．さらに紫外線の光源としてレーザーを用いることで，屈折率差を大きくすることができることを示した．

得られたプリフォームロッドを熱延伸することで N-GI-POF を作製した．伝送帯域は最大で 100 m で約 500 Mbit/s のものが得られた．また 2 本の N-GI-POF をねじることで，光を分岐させることができた．ねじり回数を増やすことで分岐元ファイバーは線形に光強度が減少し，分岐側ファイバーは線形に強度が増加することが確かめられた．

第7章 光線追跡法によるファイバー間の分岐シミュレーション

7.1 緒言

負屈折率分布を内部に持つ導波路において，光は Figure 2-3 に示したように導波路中心から周辺に向かって反射を繰り返しながら進むので，反射部で導波路のコア同士を接触させることで容易に光分岐を行うことができると考えられる．しかし導波路の屈折率分布に加え形状の自由度があり，分岐条件は無数に存在するので，一つ一つ素子を作製して評価することは困難である．そこで本節では複数のファイバー間の分岐をシミュレーションする方法を考案し，評価を行った．

7.2 任意形状の屈折率分布型導波路における光線追跡法

7.2.1 導波路形状の自由度を得るためのアルゴリズム

これまでに直線型や一律の曲率を有している場合の導波路に対する光線追跡を説明したが，実際には直線部と曲率部が一つの導波路内に存在する場合や，ファイバー同士をねじったような螺旋状の導波路に対する光線追跡を行う必要がある．そこで曲がり区間の導波路を任意の形状の導波路に拡張する方法を説明する[43].

屈折率分布が光軸対称の場合，屈折率は Figure 4-1 に示す断面の中心（光軸）から光線の位置ベクトル$\mathbf{V}$の絶対値である距離$|\mathbf{V}|$によって決定される．まず Figure 7-1(A)のように扱う導波路形状の光軸を，点の集合$\mathbf{P} = [\mathbf{P}_1, \mathbf{P}_2, \ldots \mathbf{P}_N]$とする．$\mathbf{P}$それぞれの値は光線追跡中定数とする．光線の位置$\mathbf{R}_n$と$\mathbf{P}$の各要素の距離$L_{n1} = |\mathbf{R}_n - \mathbf{P}_1|, \ldots, L_{nm} = |\mathbf{R}_n - \mathbf{P}_m|, \ldots$，$L_{nN} = |\mathbf{R}_n - \mathbf{P}_N| \ldots$をそれぞれ計算し，最も小さくなる$L_s$及びその点$\mathbf{P}_s$を求める（Figure 7-1(B)参照）．N は$\mathbf{P}$の要素数である．ここで$\mathbf{P}_s$は$\mathbf{R}_n$に対応する光軸に最も近い点であるので，これを光軸の点と近似して$\mathbf{V}_n$を求める．$\mathbf{V}_n$は

$$\mathbf{V}_n \approx \mathbf{R}_n - \mathbf{P}_s \tag{7-1}$$

で表されるが，もう少し光軸の近似による誤差を低減するために本研究では次のような操作を行った. 最も距離が近い点と 2 番目に近い点$\mathbf{P}_{s'}$（$\boldsymbol{P}_{s+1}$または$\mathbf{P}_{s-1}$）及びその距離$L_{s'}$を計算する（Figure 7-2 参照）．$\mathbf{P}_s$と$\mathbf{P}_{s'}$間の距離$L_{ss'}$は以下の式で表される．

$$L_{ss'} = |\mathbf{P}_s - \mathbf{P}_{s'}| \tag{7-2}$$

$\overline{\mathbf{P}_s\mathbf{P}_{s'}}$に対して$\mathbf{R}_n$から垂線を下すことで光軸点間を直線と近似して導波路の光軸点$\mathbf{P}_n$が求められる．$\mathbf{P}_s$と$\mathbf{P}_n$の距離L_{sn}は幾何計算により

$$L_{sn} = \frac{L_{ss'}^2 + L_s^2 - L_{s'}^2}{2L_{ss'}} \tag{7-3}$$

と求められる．従って，$\mathbf{P}_n$は

$$\mathbf{P}_n = \mathbf{P}_s + \frac{L_{sn}}{L_{ss'}}(\mathbf{P}_{s'} - \mathbf{P}_s) \tag{7-4}$$

と表される．以上より式(7-1)を

$$\mathbf{V}_n \approx \mathbf{R}_n - \mathbf{P}_n \tag{7-5}$$

と置き換えることで光軸の近似誤差を低減することができる．

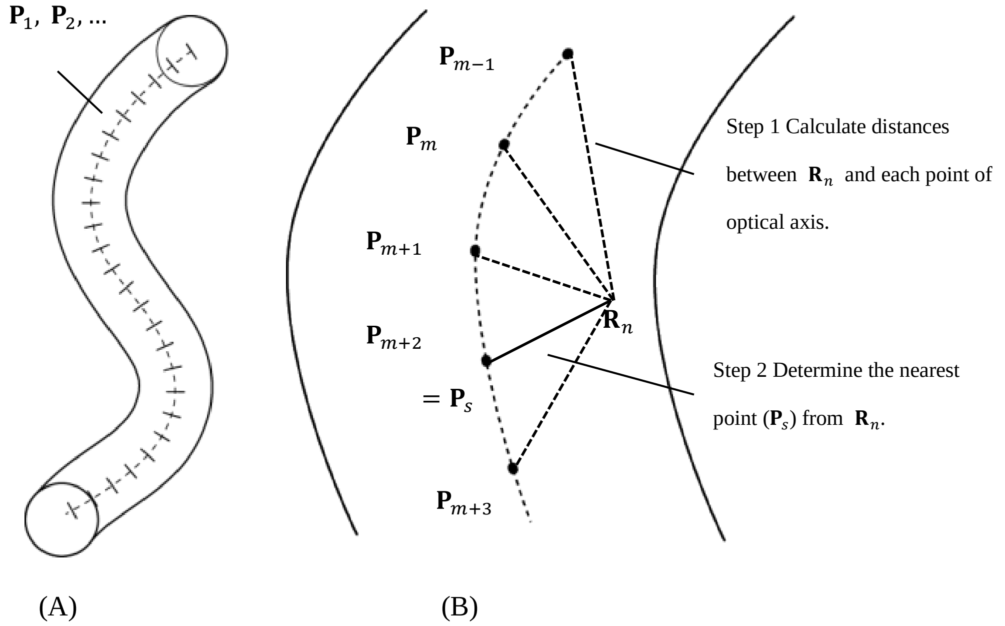


Figure 7-1 Schematic representation of the ray tracing algorithm for an arbitrarily shaped GI waveguide. (A)P is a set of points along the optical axis. (B) $\mathbf{P}_s$ is the nearest point on P from the ray position.

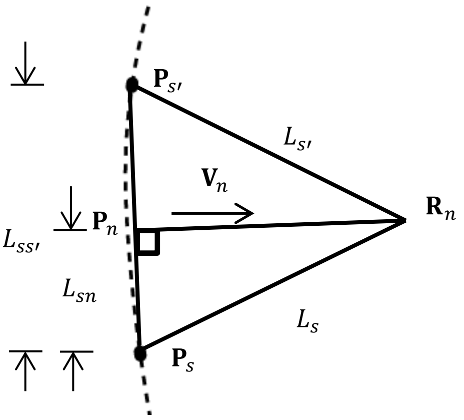


Figure 7-2 Schematic representation of approximation for decreasing error. $\mathbf{P}_s$ is the nearest point from $\boldsymbol{R_n}$ and $\mathbf{P}_{s'}$ is the next nearest point from $\mathbf{R}_n$. $\mathbf{P}_n$ is a cross-point of the line $\overline{\mathbf{P}_s\mathbf{P}_{s'}}$ ($\boldsymbol{L_{ss'}}$) and a perpendicular line from $\mathbf{R}_n$ to $\boldsymbol{L_{ss'}}$. $\mathbf{V}_n$ is the vector from $\mathbf{P}_n$ to $\mathbf{R}_n$.

続いて任意の形状を持つ導波路の初期位置，初期入射角度の決定法について述べる．本シミュレーションにおいては空間における対称性がない．このため，ある断面に対して連続して光線を入射して特性を求めたい場合など，断面上の点の計算が必要となる．そこでまず Z 軸を光軸，正の方向を光線の進行方向とし，X－Y 平面に断面が広がっていると仮定した．ここで光軸がある適当な角度を向いているときに Z 軸にどのような演算を行えばその光軸と一致するかを考える．これがわかれば X－Y 平面上の任意の点において同様の演算を行うことで導波路の断面と一致させることができる．導波路の光軸ベクトル$\mathbf{H}$は一番目のプロットと二番目のプロットの差分 $\mathbf{P}_2-\mathbf{P}_1$により決定される．Figure 7-3 に示されるように，このベクトルの X と Y 成分で表されるベクトル$\mathbf{H}'$をZ軸回りに X 軸に一致するように回転させる．この回転角は 2 つにベクトルのなす角に関する公式より

$$\cos\theta = \frac{\mathbf{H}'\cdot\mathbf{X}}{|\mathbf{H}'|\,|\mathbf{X}|} \tag{7-6}$$

で決定される．ここで$\mathbf{X}=(1,0,0)$である．またZ軸回りの回転は

$$\mathbf{H}'' = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta & 0 \\ \sin\theta & \cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}\mathbf{H}' \tag{7-7}$$

で計算される．これと先のZ成分をそのまま合わせることで X－Y 平面上のベクトル$\mathbf{H}'''$となる．今度はY軸回りにZ軸と一致するように回転させればよい．同様に

$$\cos\varphi = \frac{\mathbf{H}'''\cdot\mathbf{Z}}{|\mathbf{H}'''|\,|\mathbf{Z}|} \tag{7-8}$$

$$\mathbf{H}_{\text{new}} = \begin{pmatrix} \cos\varphi & 0 & \sin\varphi \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\varphi & 0 & \cos\varphi \end{pmatrix} \mathbf{H}''' \tag{7-9}$$

として変換することができる．以上の計算より 7.5 節で行ったような断面上にある光線位置を調べることができる．またこの計算の逆を辿ることで X－Y 平面上の光線の初期位置を任意の面上の点に変換することができる．

以上のアルゴリズムのフローチャートを Figure 7-4 に示す．またこれを用いて実際に光線追跡プログラムを作成した. 例として直線状と螺旋状を連結させた導波路形状を$\mathbf{P}$として以下の式で定義した.

$$\begin{aligned} &P_x(z) = gz, \quad P_y(z) = -d, \quad (z < 0) \\ &P_x(z) = d\cos\left(-\frac{gz\pi}{d}\right), \quad P_y(z) = d\sin\left(-\frac{gz\pi}{d}\right), \quad (0 \le z \le 2\pi d) \\ &P_x(z) = gz - 2\pi d, \quad P_y(z) = -d, \quad (2\pi d < z) \end{aligned} \tag{7-10}$$

ただし導波路全体のZ軸に対しての傾きの要素$g = 6.0$(数値が大きいほど角度が急な螺旋となる)，$d = 1.0$ mm とし，全て$P_z(z) = z$とした．以上の条件で計算した光線の軌跡の画像を Figure 7-5 に示す．破線は導波路の中心軸を示し，実線は光線の軌跡を示す．軌跡の色は中心軸からの距離に応じて変化させた．Figure 7-5 より曲がった中心軸に沿って屈折率の勾配が存在するように光線が進んでいることが分かった．また直線形の導波路の部分はメリジオナル光線として進み（図の手前)，螺旋形の導波路を経由した後は，スキュー光線として直線形の導波路（図の奥）に入る様子が示されている．なお系全体を通して反射はしていない.

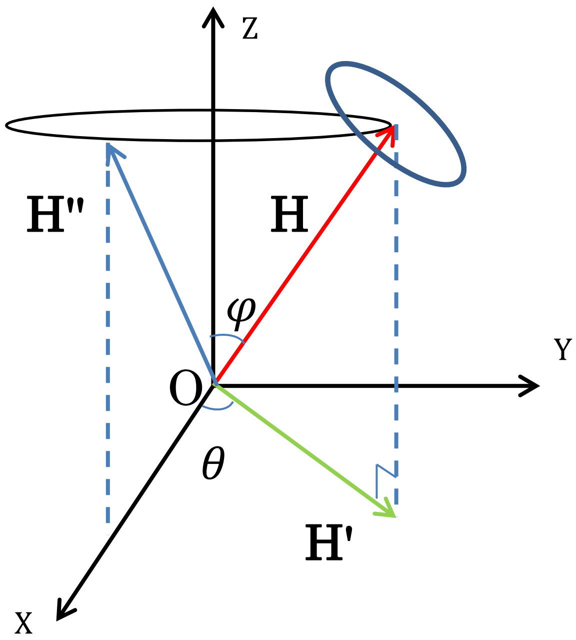


Figure 7-3 Conversion of coordinate from Z axis to optical axis.

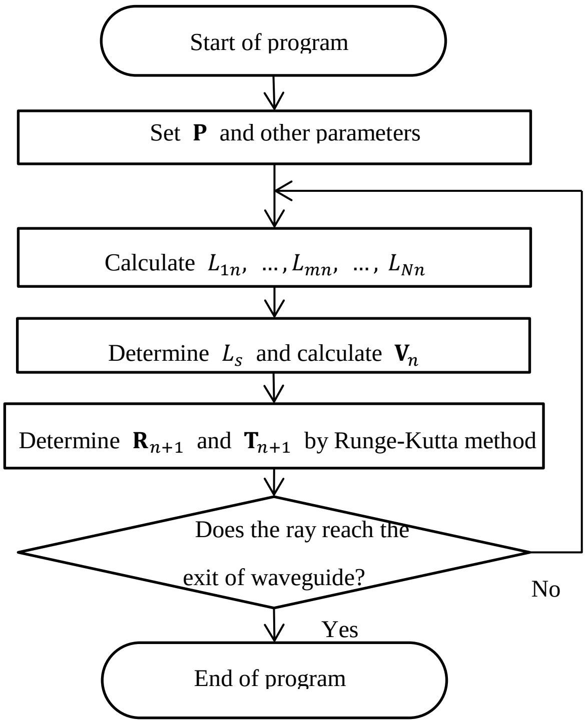


Figure 7-4 Flow chart of the algorithm for ray tracing in an arbitrarily shaped waveguide.

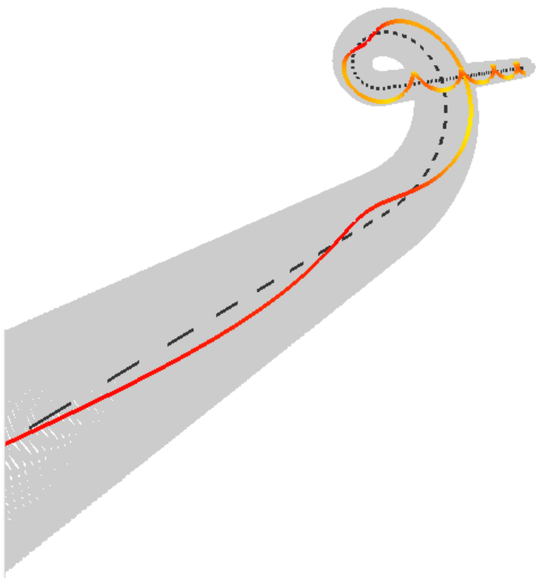


Figure 7-5 Schematic representation of the ray trajectory using the proposed algorithm. Solid line indicates ray trajectory and broken line indicates optical axis of the waveguide. The waveguide was configured as a straight and helical structure. When trajectory was far from optical axis it shows as yellow.

7.2.2 計算時間短縮アルゴリズム

本法は直線導波路の光線追跡に比べて計算時間が非常に長い．そこで計算時間を短縮するアルゴリズムを考えプログラムのチューニングを行った．計算時間のほとんどが光線位置と光軸上の点$\mathbf{P} = [\mathbf{P}_1, \mathbf{P}_2, \ldots]$の距離を求めることに起因していると考えられたため，計算する距離の数を低減することにした．一つの計算ステップで光線が進む距離の最大値は屈折率の最大値n_0を用いて$n_0 \Delta t$であるため，光線位置からこの領域内の光軸上の点の距離だけを計算すればよい．計算領域を表す図を Figure 7-6 に示す．具体的に$\mathbf{P}_{s-k}$から$\mathbf{P}_{s+k}$までの距離だけ計算するとすれば，kの最小値は

$$k = (\text{floor})\left(\frac{n_0 \Delta t}{\text{interval}}\right) + 1 \qquad (7\text{-}11)$$

となる．ここで interval は$\mathbf{P}$の要素間距離である．

以上の計算時間短縮アルゴリズムを確かめるために，全ての距離を計算した場合と計算領域を限定する場合の計算時間の比較を行った．$\mathbf{P}$の要素の数をN，最小距離L_sを求める際にNすべての光線距離を計算した際にかかった計算時間をtime_{all}，$\mathbf{P}_{s-k}$から$\mathbf{P}_{s+k}$までの距離だけ計算した際にかかった時間を$\text{time}_{\text{region}}$として実際に計算したものを Table 7-1 に示す．比較しやすいように$\text{time}_{\text{all}}/\text{time}_{\text{region}}$も合わせて示す．また変数の記録領域の確保やパラメーターの設定は計算時間に含まれていない．Table 7-1 よりtime_{all}はNの二乗に比例して大きくなっている．これはNが大きくなると計算する光線経路が長くなることと，一点毎の計算距離数が増加することで二乗となって

いることが予想される．これに対して$\mathrm{time_{region}}$はNに正比例している．これはNが大きくなっても一点毎の計算距離数は変わらないので光線経路のみが時間に影響していることが原因である．それゆえ両者の比はほぼ正比例となりNが大きくなるほど計算時間短縮アルゴリズムは有効であることが分かった．また全ての場合において$\mathrm{time_{region}}$は$\mathrm{time_{all}}$に比べて極めて小さく，特に$N = 3 \times 10^5$になると千倍もの時間短縮となる．

以上より本節で述べた計算時間短縮アルゴリズムは有効であると考え，以下全てのプログラムに取り入れた．

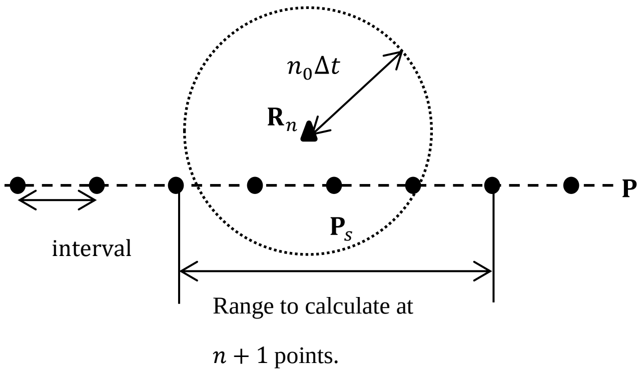


Figure 7-6 Schematic representation of the range to calculate distances between $\mathbf{R}_n$ and P at $n+1$ points.

Table 7-1 Measured computing time and ratio with and without the technique to reduce calculation. Various N were assumed.

N	$\mathrm{time_{all}}$ [s]	$\mathrm{time_{region}}$ [s]	$\mathrm{time_{all}}/\mathrm{time_{region}}$
1×10^4	3.6	0.08	46
1×10^5	395	0.9	439
3×10^5	3343	2.7	1257

7.2.3 計算精度の評価(計算式により表される光線経路との比較)

これまでに円状の曲率を持つ導波路の光線経路に関する報告がなされている[31, 40]．本節では報告されている式で表される光線経路と，本アルゴリズムで得られる光線経路の比較を行うため円状の曲率を持つ導波路を仮定した．曲り導波路における光線の位置は微分方程式を解くことで

$$\zeta_p(\xi) = \frac{1-\cos\alpha\xi}{R\alpha^2} + \zeta_i\cos\alpha\xi + \mu\sin\alpha\xi \tag{7-12}$$

$$\eta_p(\xi) = \eta_i\cos\alpha\xi + \nu\sin\alpha\xi \tag{7-13}$$

で表される．ただし Figure 7-7 に示すように、ζ は導波路の中心を 0 として，曲率方向の大きさ

である．またη は導波路の軸方向，曲率半径方向に共に直角となる方向である．ξ は導波路の中心軸である．ζ_i ，η_iは$\xi = 0$における光線位置である．μ ，ν はそれぞれ

$$\mu = \frac{1}{\alpha}\left(\frac{\mathrm{d}\zeta}{\mathrm{d}\xi}\right)_{\xi=0} \tag{7-14}$$

$$\nu = \frac{1}{\alpha}\left(\frac{\mathrm{d}\eta}{\mathrm{d}\xi}\right)_{\xi=0} \tag{7-15}$$

である．αは曲率半径と導波路直径，屈折率差によって決まる定数である．上式は導波路の屈折率分布を

(A) 多項式

$$n = n_0\left\{1 - \frac{\alpha^2}{2}(\zeta^2+\eta^2) + \beta\alpha^4(\zeta^2+\eta^2)^2 + \cdots\right\}. \tag{7-16}$$

(B) helically exact distribution

$$n = \frac{n_0}{[1 + \alpha^2(\zeta^2+\eta^2)]^{\frac{1}{2}}} \tag{7-17}$$

(C) square low profile

$$n^2 = n_0^2[1 - \alpha^2(\zeta^2+\eta^2)], \tag{7-18}$$

(D) meridionally exact or secant hyperbolic

$$n = n_0 \mathrm{sech}\alpha\sqrt{\zeta^2+\eta^2} \tag{7-19}$$

について解かれ全て同じ形になった式であり上記以外の屈折率分布に当てはまる保証はないのでルンゲ・クッタ法を用いた光線追跡においても，これらの屈折率分布を適用し比較を行った．

第 4 章で説明した曲がり区間の光線追跡を Algorism A，本章で説明した任意形状導波路の光線追跡アルゴリズムを Algorism B と定義する．Algorism A, B においてζ, η を求める際には，ζ方向，η 方向の単位ベクトルをそれぞれ$\mathbf{C}$，$\mathbf{H}$とおくと，Figure 7-8 において

$$\mathbf{V} = \zeta\mathbf{C} + \eta\mathbf{H}, \tag{7-20}$$

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} \cos\theta \\ \sin\theta \\ 0 \end{pmatrix} \tag{7-21}$$

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} -\sin\theta \\ \cos\theta \\ 0 \end{pmatrix} \tag{7-22}$$

であるので$\mathbf{C}$を$\mathbf{S}$に対して$\pi/2$回転させると

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} k_1 C_x + k_2 C_y + k_3 C_z \\ k_4 C_x + k_5 C_y + k_6 C_z \\ k_7 C_x + k_8 C_y + k_9 C_z \end{pmatrix} \tag{7-23}$$

$$\begin{aligned} &\begin{pmatrix} k_1 & k_2 & k_3 \\ k_4 & k_5 & k_6 \\ k_7 & k_8 & k_9 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} S_x^2(1-\cos\theta_r)+\cos\theta_r & S_xS_y(1-\cos\theta_r)-S_z\sin\theta_r & S_zS_x(1-\cos\theta_r)+S_y\sin\theta_r \\ S_xS_y(1-\cos\theta_r)+S_z\sin\theta_r & S_y^2(1-\cos\theta_r)+\cos\theta_r & S_yS_z(1-\cos\theta_r)-S_x\sin\theta_r \\ S_zS_x(1-\cos\theta_r)-S_y\sin\theta_r & S_yS_z(1-\cos\theta_r)+S_x\sin\theta_r & S_z^2(1-\cos\theta_r)+\cos\theta_r \end{pmatrix}. \end{aligned} \tag{7-24}$$

が計算される．ただし$\theta_r = \pi/2$である．また

$$\zeta = V_x C_x + V_y C_y + V_z C_z, \tag{7-25}$$

$$\eta = V_x H_x + V_y H_y + V_z H_z., \tag{7-26}$$

と表せるのでこれに代入することで求まる．

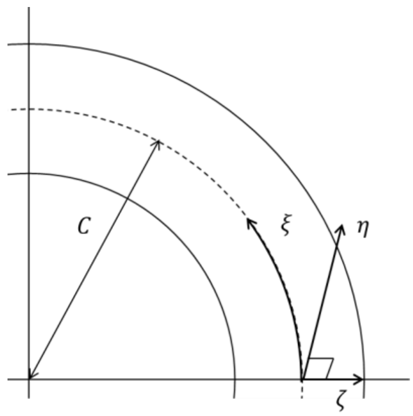


Figure 7-7 Schematic representation of ξ, ζ, and η. ξ is the direction of the optical axis. ζ is the direction from the center of curvature to the optical axis. η is the direction perpendicular to the $\xi-\zeta$ plane. C is the curvature radius.

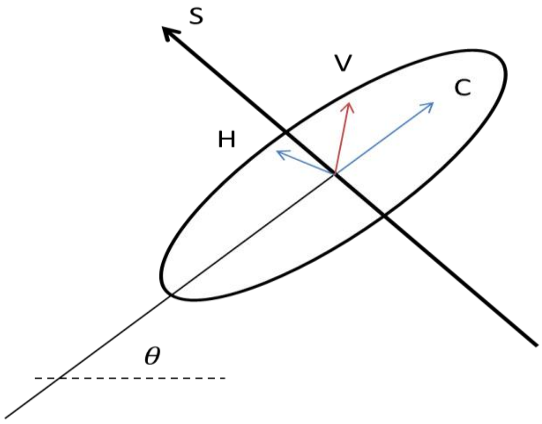


Figure 7-8 Schematic representation vector of V, C, H, S and angle $\boldsymbol{\theta}$.

導波路直径$D = 1.0$ mm ，$\zeta_i = 0.2$ mm, $\eta_i = 0.0$ mm とした際の式(7-12)，(7-13)，Algorism A, Algorism B で得られた光線の軌道を Figure 7-9 に示す．Algorism A, Algorism B における屈折率分布は最も誤差の小さかった(B) helically exact distribution を用いた. η方向は常に 0 であるのでζ, ξの関係を示した．Figure 7-9 に示されたように全ての計算で光線の軌道は一致した.

次に Algorism B の誤差を求めたいので同じξ において式(7-12)，(7-13)と Algorism B でそれぞれの屈折率分布式(7-16)~(7-19)において計算した光線位置のζの差$\Delta\zeta$を求めた．計算結果を Figure 7-10 に示す. (B) helically exact distribution が最も$\Delta\zeta$が小さく(C) square low profile が最も大きかった．これは(C)が近似の項数が少ないためだと考えられる．(A)多項式は計算を行うことができないので第 3 項までの近似として計算を行ったところ 2 項までの近似である(C)よりも$\Delta\zeta$が小さくなった．(D) meridionally exact or secant hyperbolic の屈折率分布の$\Delta\zeta$は(B)と(A)の間であったが, (D)式の計算はコンパイラの定義に依存するので精度の保証はない. また全ての屈折率分布において$\Delta\zeta$は一定間隔で増加減少を繰り返しながらピークが大きくなっており，$\Delta\zeta = 0$ mm の節目はほぼ一致した. (B)に関して$\Delta\zeta$が小さかったので抜き出して表示範囲を変えて Figure 7-11 に再掲した. (B)では$\Delta\zeta$の揺らぎが他の屈折率分布に対して逆向きであり, また光線が進行するにつれて曲率の中心側へ節目がずれていくことが分かった. 計算を行った範囲の$\xi = 90$ mm は導波路直径 1.0 mm, 曲率半径 30.0 mm として半円程度の十分な長さであり，ここにおいても$\Delta\zeta$は 0.002 mm 以下であり，分岐率の計算に大きな影響を与えないと結論づけられた.

計算に用いる各パラメーターを変化させた際の詳細なアルゴリズムの誤差を評価するため，本アルゴリズムとの位置の差に相当する

$$\mathrm{error} = \sqrt{(\zeta_i - \zeta)^2 + (\eta_i - \eta)^2}. \tag{7-27}$$

を定義して，$t = 0.01$，0.1，0.5，1.0においての error [mm]をそれぞれ求めた．またΔtの影響も合わせて調べた．このとき他の条件は全て同とした．Table 7-2 にそれぞれのt，Δtにおける error をまとめたものを示す．表よりtが大きくなると error も大きくなることが分かった．これは光線位置の逐次計算が進むほど誤差が大きくなることを意味する．またΔtによっても影響があり，小さいほど error も小さいことが分かった. つまり同じ軌道でも時間をかけて計算することで誤差を小

さくすることができる．表内にはないが，tがある程度大きくなるまで計算した際の error も求めたところ$\Delta t = 0.1$ で$\xi \approx 68$ mm($t = 46$)のとき error は 0.06 mm 程度であり，大きい値であった．一方$\Delta t = 0.0001$ として同じtのとき error は 0.005 mm 以下であったことから長い光線起動を計算する際はΔtの設定は重要であることが分かった．

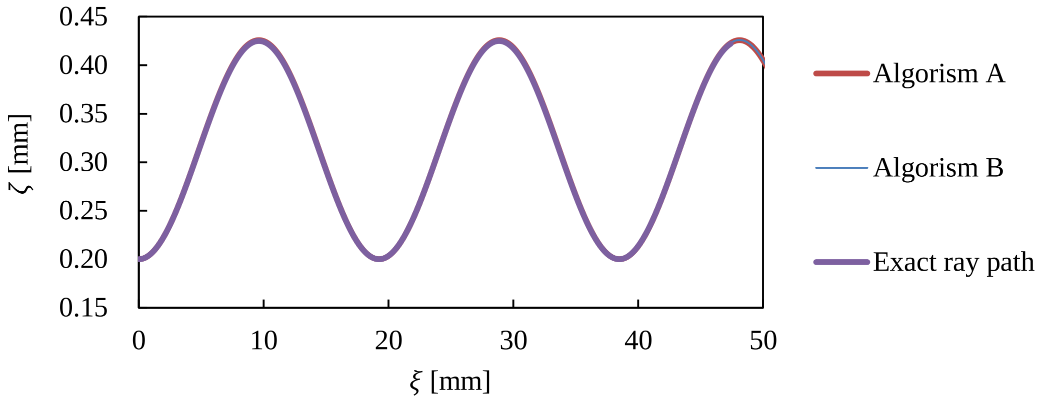


Figure 7-9 Ray position of ζ along ξ gave by calculation of exact ray path, algorism A, and algorism B with $\zeta_i = 0.2$ mm, $\eta_i = 0.0$ mm.

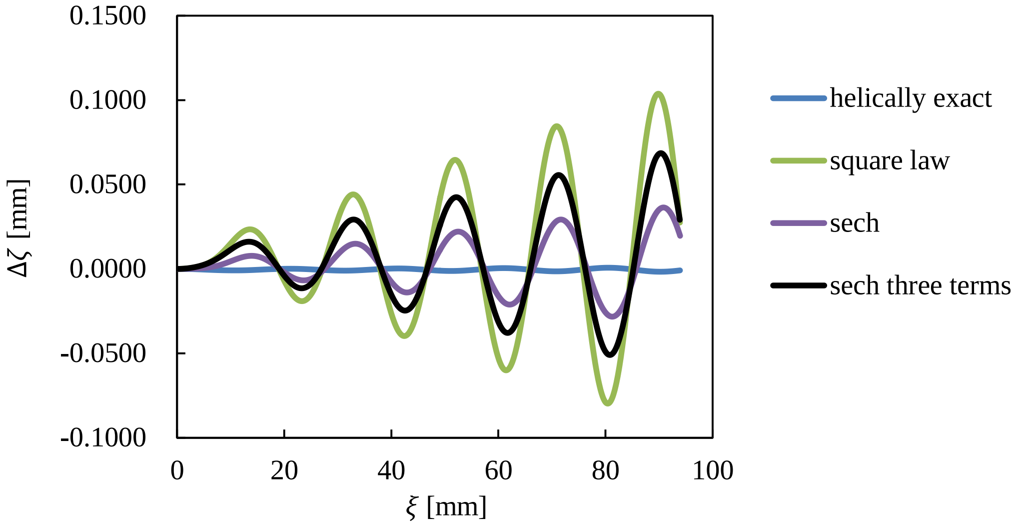


Figure 7-10 The difference of ζ between the calculation of exact ray path and algorism B with different refractive index distribution with $\zeta_i = 0.2$ mm, $\eta_i = 0.0$ mm. Used refractive index profiles were helically exact distribution, square low profile, meridionally exact or secant hyperbolic distribution, and secant profile approximated as three terms.

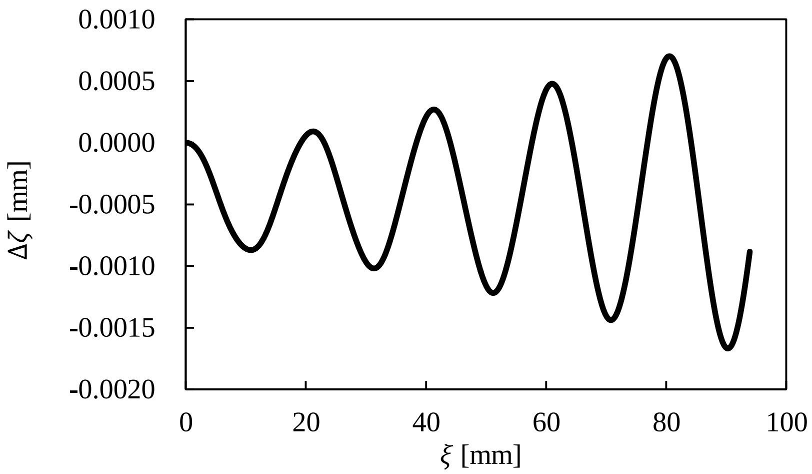


Figure 7-11 The difference of ζ between the calculation of exact ray path and algorism B with helically exact distribution.

Table 7-2 Position error with several Δt at t = 0.01, 0.10, 0.50, and 1.0.

t	Errors [mm]			
	$\Delta t = 0.0001$	$\Delta t = 0.001$	$\Delta t = 0.01$	$\Delta t = 0.1$
0.01	1.7×10^{-13}	6.4×10^{-13}	4.6×10^{-12}	-
0.10	9.3×10^{-10}	1.7×10^{-9}	9.0×10^{-9}	4.6×10^{-8}
0.50	5.3×10^{-7}	6.2×10^{-7}	1.6×10^{-6}	9.7×10^{-6}
1.0	7.9×10^{-6}	8.7×10^{-6}	1.7×10^{-5}	8.8×10^{-5}

次に光軸**P**の要素間の距離 interval の影響を調べた．$D = 1.0$ mm, $\Delta t =$ 0.0001 と固定し，interval を 0.0001 mm，0.001 mm, 0.01 mm, 0.1 mm と変化させていき，$t =$ 1.0 における error を計算した結果を Table 7-3 に示す．表より interval の値はほとんど error に影響を与えないことが分かった．これは式(7-5)で定義した精度を向上させるアルゴリズムに起因することだと考えられるので，精度向上アルゴリズムを組み込まないプログラムを用いて計算した結果を Table 7-4 に示す．その他の条件は変わらないものとする．なお Table 7-4 において interval が 0.01 mm では error の値が計算ステップ毎に振動していたので$t = 1.00$と 1.01の中間値とした．Table 7-4 より error 値は interval の影響を大きく受け，interval が小さいとき（interval ＝ 0.0001 mm のとき）は Table 7-3 と同じような値をとったが，interval を大きくしていくにつれ error も大きくなった．特に interval ＝ 0.1 mm となると光線追跡が不可能であった．よって，精度向上アルゴリズムを組み込む際は interval の値は 0.1 mm 以下で自由に設定してよく，組み込まない際は interval ＝ 0.0001 mm 以下とする必要があることが分かった．

さらに曲率半径Cを変えた際の error を求めた．$t =$ 1.0 において$C = 30$ mm のとき error は 3.6×10^{-5} mm であった．同様に$C = 50$ mm のとき error は7.9×10^{-6} mm であり大きく異なる結果となった．しかしほぼ同様の結果が interval ＝ 0.00001 mm においても得られた．本アルゴリズムが原因の誤差であれば interval が小さくなるにつれてその値は低減されるはずである．従って，誤差の原因は本アルゴリズムではなく屈折率分布の近似による誤差と考えることができる．

Table 7-3 Position error with varying intervals between optical axis points at t = 1.0.

Interval [mm]	Error [mm] at t = 1.0
0.0001	7.9×10^{-6}
0.001	7.9×10^{-6}
0.01	7.8×10^{-6}
0.1	5.4×10^{-6}

Table 7-4 Position error with varying intervals between optical axis points at t = 1.0 without approximation for calculation of V_n.

Interval [mm]	Error [mm] at t = 1.0
0.0001	8.1×10^{-6}
0.001	2.3×10^{-5}
0.01	$2.8 \times 10^{-4 a)}$
0.1	False trajectory

$^{a)}$Error with $interval = 0.01$ mm oscillated by each calculation point. Therefore, the displayed value is the average of $t = 1.00$ and 1.01.

7.2.4 計算精度の評価(連続した光軸の光線追跡との比較)

第 4 章で説明した曲がり区間の光線追跡である Algorism A と，本節で説明した光軸を離散点として用いた Algorism B の光線位置の比較を行った．これらはアルゴリズムの根幹である**V**の計算以外全て同等な条件（$C = 30$ mm，導波路直径$D = 1.0$ mm，屈折率分布は軸対称に式(4-6)利用，光線を入射断面に対して垂直に$\zeta = 0.2$ mm, $\eta = 0.0$ mm から入射）で計算を行った. また Algorism A における光線位置を$\mathbf{R}_n^{\mathrm{A}}$, Algorism B における光線位置を$\mathbf{R}_n^{\mathrm{B}}$として，ルンゲ・クッタ法の 300 点の計算ごとの距離の差$|\mathbf{R}_n^{\mathrm{A}} - \mathbf{R}_n^{\mathrm{B}}|$を誤差 error [mm]として評価を行った．得られた誤差とtの関係を Figure 7-12 に示す. 計算された誤差は 7.2.3 節に比べ非常に小さかった. 7.2.3 節では$t =$ 46 で error = 0.005 mm 程度であったが本節では$t =$ 64 程度まで計算を行ったが最大でも error $= 1.1 \times 10^{-6}$ mm 程度であり 1/4000 以下に誤差がおさえられていることが分かった．ここから Algorism B 特有の誤差（光軸を離散的に定義したことで生じる誤差）はほとんど存在せず，7.2.3 節で生じた誤差の主な要因は屈折率分布の近似によって生じたものだったことが考えられる．以上より本章で提案された任意形状導波路内の光線追跡アルゴリズムは精度を損なわずに実行されることが示された．

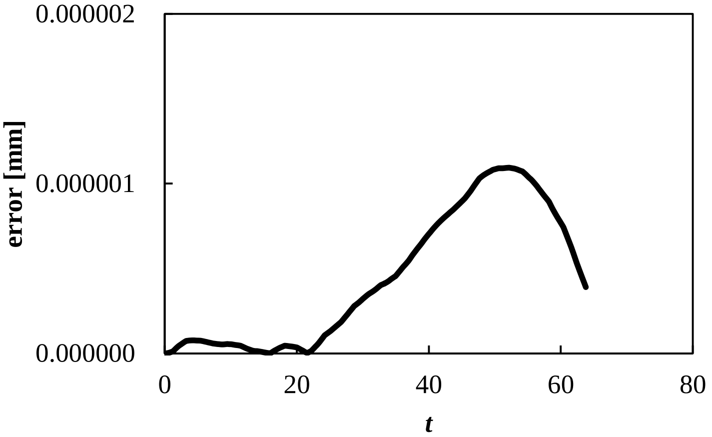


Figure 7-12 Position error with t between algorism A and B.

7.3 光分岐シミュレーションのアルゴリズム

光分岐における導波路形状の扱いに関しては前節で述べた通りであるが，ここではこれを用いて光分岐のシミュレーションを行う方法を述べる．光軸の座標を離散的に与える集合を $\mathbf{P} = [\mathbf{P}_1, \mathbf{P}_2, \ldots]$として計算を行っていたが，同じ系に導波路が 2 本以上存在する場合，Figure 7-13 に示されるように，$\mathbf{P} = [\mathbf{P}_1, \mathbf{P}_2, \ldots]$，$\mathbf{Q} = [\mathbf{Q}_1, \mathbf{Q}_2, \ldots]$のように導波路それぞれに光軸の集合を用意する．同じ計算のステップで$\mathbf{P}$，$\mathbf{Q}$それぞれにおいて最小となる距離 $L^{\mathrm{P}}_{\mathrm{min}}$，$L^{\mathrm{Q}}_{\mathrm{min}}$を求め，両者を比較し，小さい方を$L_{\mathrm{min}}$として$\mathbf{V}$を計算すればよい．

また導波路同士を点で接触させても光線の分岐は行われなかったので，わずかに導波路同士を重ね合わせる必要があった．実際には導波路を接触させる際に力を加えることによる変形に対応する．Figure 7-14 に示すようにこの重なりの長さをdとする．

Figure 7-15 に負屈折率分布型導波路 3 本が重螺旋形状をとっていると仮定した図を示す. Figure 7-15 の内部の黒い曲線は，このアルゴリズムを用いて光線の軌道を計算したものである．また導波路間を移り変わる様子を示すために光線の初期位置を適当に変えて 3 種類計算した．(a)は入射した導波路（青）から移動せずに導波する様子，(b)は導波路（灰）に移動し導波する様子，(c)は導波路（赤）に移り導波する様子が図示されている．図に示されたようにそれぞれ独立に屈折率分布を有している導波路間を光が行き来するプログラムを作成することができた.

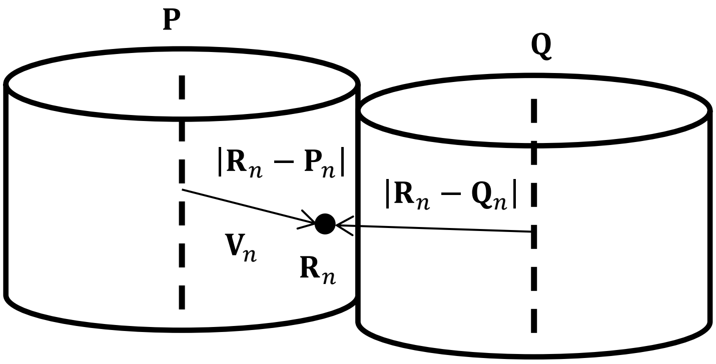


Figure 7-13 Schematic representation of two waveguides in ray tracing.

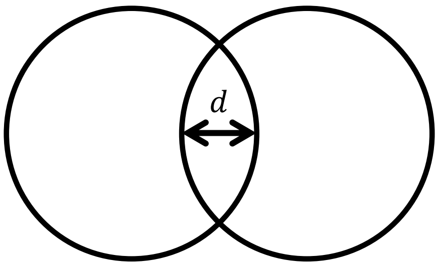


Figure 7-14 Cross-section of double spiral structure. Overlapped length was d.

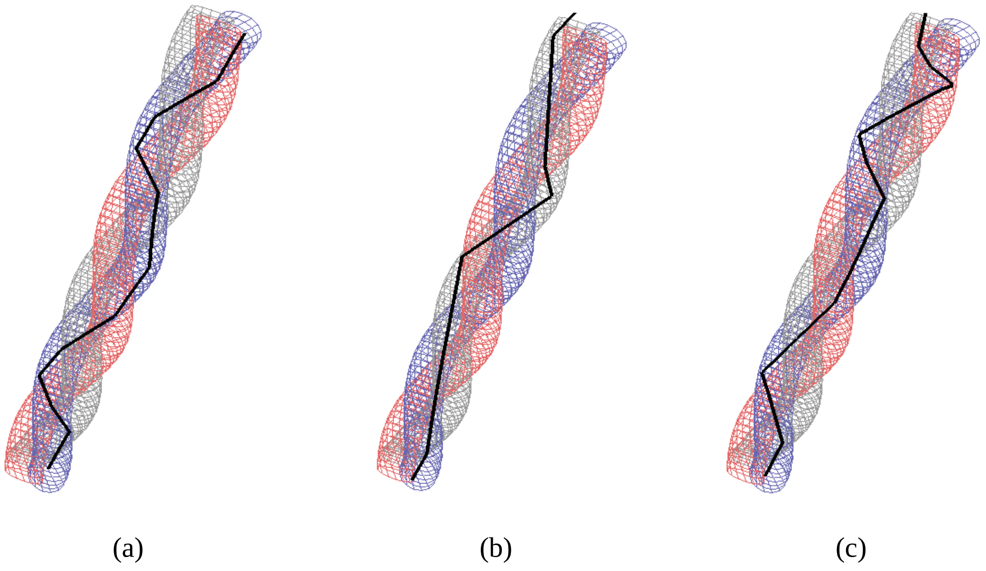


Figure 7-15 Schematic representation of ray trajectory in triple helix waveguide. (a)Ray propagated to blue fiber. (b)Ray transited to gray fiber. (c) Ray transited to red fiber.

7.4 光分岐シミュレーションによる分岐率の予測

7.4.1 分岐路の定義

分岐路の形状を以下のように定義した．形状は実際の使用を考えて簡単に分岐可能なものが望ましいが，直線状のまま接触させてしまうと長さに対する接触面積が大きくとれない，分岐させた光が元のファイバーに戻りやすいなどの問題が考えられる．実際に 2 本の POF をねじって分岐を行うと 2 重螺旋の形状になったため，シミュレーションでも直線状導波路から入射し 2 重螺旋構造で接触し再び直線状に戻る形状で行う光線追跡とした．本章のシミュレーションにおいては，全て導波路直径を$D = 1.0$ mm，クラッドはないものと仮定した．Figure 7-16 に形状とパラメーターの定義を示す．螺旋形状のねじり回数をTとし 360°毎に増加する数とした．螺旋形状の勾配の大きさに相当する量をgとし直線部の長さ L を

$$L = \sqrt{\frac{1}{g^2} + l^2} \tag{7-28}$$

とした．l は螺旋の垂直方向に対しての長さであり$l = 5.0$ mm と仮定した．Figure 7-16(a)は$g = 2$, $T = 1$の分岐路を描いたものであり，Figure 7-16(b)は$g = 4$, $T = 2$の分岐路を描いたものである．すると螺旋半径r_{helix}は

$$r_{\mathrm{helix}} = \frac{D - d}{2} \tag{7-29}$$

であり，螺旋形状の螺旋に垂直な長さHは

$$H = 2\pi r_{\mathrm{helix}} g T \quad (7\text{-}30)$$

である．よって導波路 1 本の長さWは

$$W = 2L + 2\pi r_{\mathrm{helix}}\sqrt{1 + g^2T^2} \quad (7\text{-}31)$$

と計算される．入射側の導波路を Fiber 1 と定義し，分岐側の導波路を Fiber 2 と定義した．光線 200000 本を入射断面に対して垂直方向にランダムな位置に入射させ Fiber 2 から出射する割合[%]を分岐率と定義した．

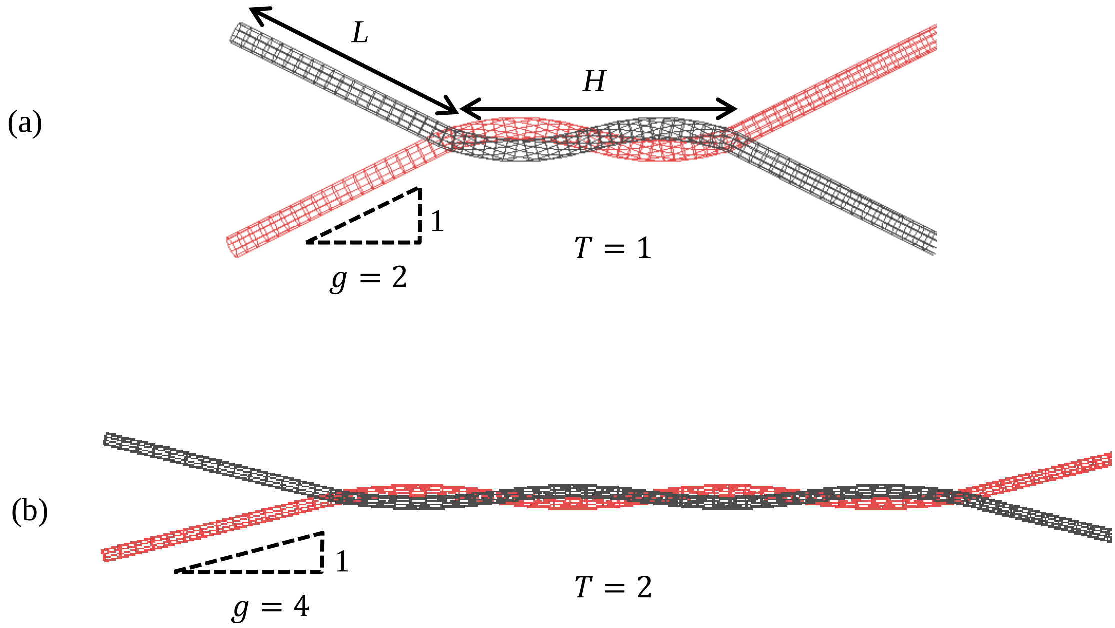


Figure 7-16 Schematic representation of contact light splitting.(a)$T = 1$, $g = 2$, (b) $T = 2$, $g = 4$.

7.4.2 負屈折率分布型導波路を用いた光分岐率の計算

<u>分岐率と重なり長dの関係</u>

Fiber 1，Fiber 2 ともに負屈折率分布で最大屈折率を 1.50，屈折率差$dn = 0.02$，$T = 1$，$g = 4$，導波路外の屈折率を 1.0 と仮定し，ファイバーの重なり長dを変化させながら分岐率を計算したところ Figure 7-17 のようになった．分岐率は広い範囲でdによって直線関係にあることがわかり，導波路の形状の変化（ねじりの強さ）は分岐率に大きく影響を与えることが分かった．

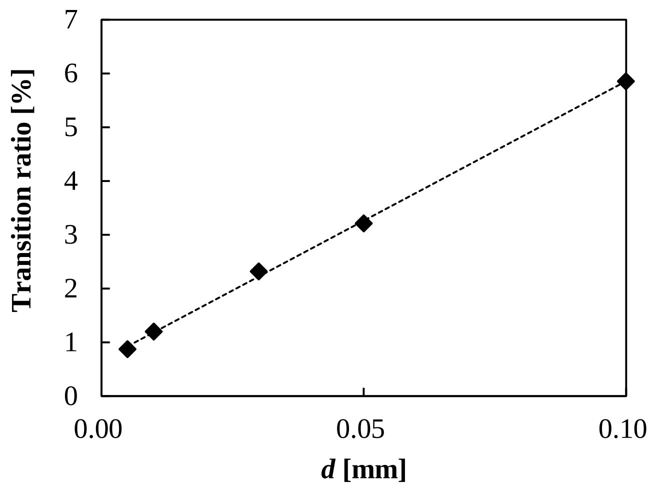


Figure 7-17 Relationship between transition ratio and overlapped length d.

分岐率とねじり回数 T の関係

次にd [mm] = 0.01, 0.03, 0.05 の 3 通りについてねじり回数Tを変化させながら計算を行った．Figure 7-18 に得られた結果を示す．Tが大きくなってもdについてほぼ同程度の比例関係が維持されることが示された．またdが大きいとき$T = 8$ まで直線関係にあり$d = 0.01$ mm ではTが大きくなるとわずかに傾きが小さくなり収束に向かうことが示唆された．

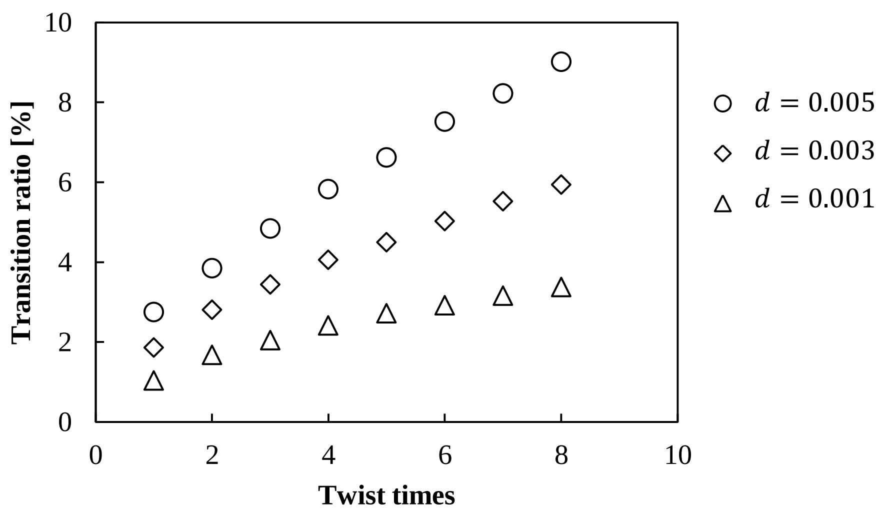


Figure 7-18 Transition ratio of light with T (d [mm] = 0.01, 0.03, 0.05, g = 2).

分岐率とdnの関係

導波路の重なり長を$d = 0.03$ mm に固定し，屈折率差$dn =$ 0.01, 0.02, 0.03 とした際の分岐率とTの関係を Figure 7-19 に示す．何れのdnにおいても全てのTにおいてほぼ同様の分岐率であった．以上よりdnは分岐率に影響を与えない，又は影響を与えるdnの大きさが異なると考えられる．反射回数は屈折率差により変わっても方向が変わらないため導波路が接触している経路に入る光線は限られるためだと考えられる．

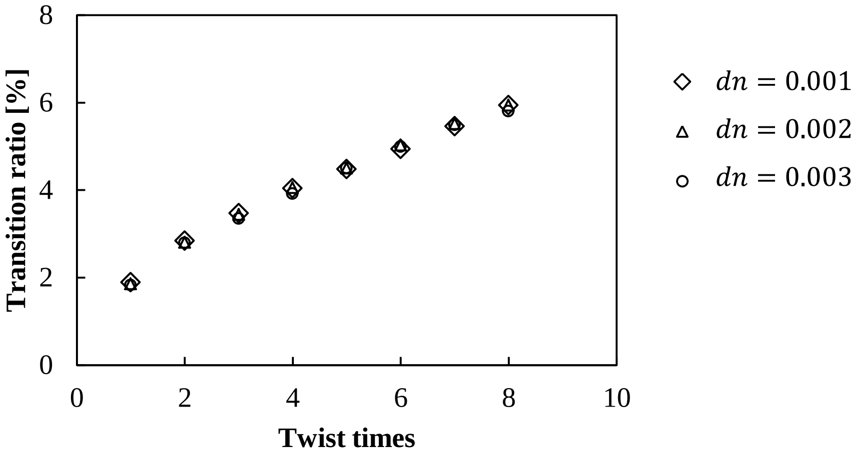


Figure 7-19 Transition ratio of light with T (dn = 0.01, 0.02, 0.03, d = 0.03 mm, g = 2).

分岐率と勾配率 gの関係

dn, dを固定し$g =$ 2, 3, 4 と仮定した際の分岐率とTの関係を計算したものを Figure 7-20 に示す. 全ての T でgが大きいほど分岐率が大きくなる傾向があることが分かった. gが大きくなると導波路同士が接触する長さが増えるため分岐率が増加したと考えられる. またgの増加により導波路の方向の変化が緩やかになるが, 負屈折率分布では光は外側に進むため形状の変化による影響は大きくないと考えられる.

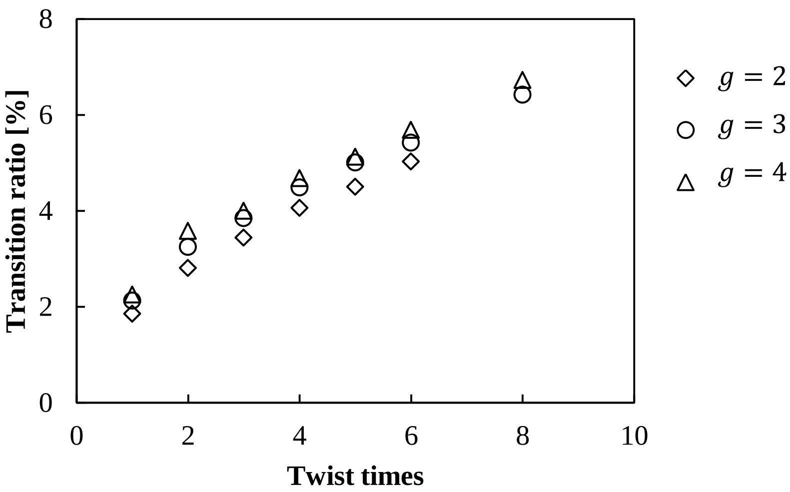


Figure 7-20 Transition ratio of light with T (g = 2, 3, 4, d = 0.03 mm, dn = 0.02).

7.4.3 通常の屈折率分布型導波路を用いた光分岐率の計算

分岐率とdnの関係

比較のために通常の屈折率分布型導波路の導波路を用いて分岐率の計算を行った(Figure 7-21). 屈折率差dn = 0.01, 0.02, 0.03 として計算を行った. 全てg = 2, d = 0.01 mm とした. 負屈折率分布ではdnの影響がなかったことに対してこちらでは大きな影響が観察され, dnが大きいほど分岐

率が小さくなることが分かった．屈折率差が大きいと光の導波路中心へ集まる力が大きくなり，導波路の形状の変化に強くなるため（側面に接触する光線の割合が少なるため）だと考えられる．

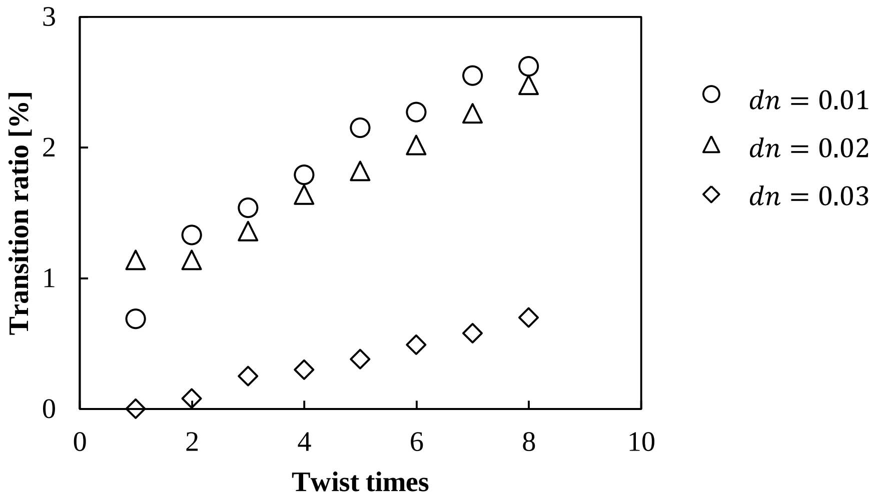


Figure 7-21 Transition ratio of convex GI waveguide with *T* (g = 2, d = 0.01 mm, dn = 0.01, 0.02, 0.03).

分岐率とgの関係

同様に通常の屈折率分布型導波路で$g = 2, 3, 4$ とそれぞれ仮定した際の分岐率の計算結果をFigure 7-22 に示す．gが大きくなると分岐率が小さくなることが示された．負屈折率分布で行った計算ではgが大きくなると分岐率が大きくなったことから逆の関係にあると言える．通常はgが大きいと導波路の接触面積が大きくなるため分岐率が大きくなると考えられるが，通常の屈折率分布型導波路ではそれ以上に導波路の構造の変化が緩やかになり導波路側面に光がぶつかりにくくなる影響が大きく，最終的に分岐率が小さくなったと考えられる．

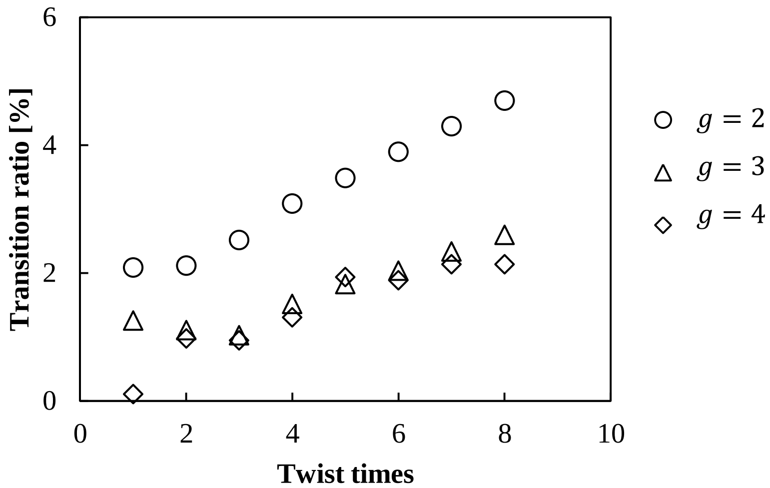


Figure 7-22 Transition ratio of convex GI waveguide with *T* (g = 2, 3, 4, d = 0.03 mm, dn = 0.02).

通常の屈折率分布型導波路と負屈折率分布型導波路の比較

通常の屈折率分布と負屈折率分布を同じ条件下で比較をした．全ての条件で示すと煩雑になるため 2 種類の条件で比較したものをそれぞれ Figure 7-23, Figure 7-24 に示す．Figure 7-23 は$g = 2$, $d = 0.01$ mm, $dn = 0.02$ としたものであり，Figure 7-24 は$g = 3$, $d = 0.03$ mm, dn=0.02 としたものである．いずれの場合もほとんどの T において負型屈折率分布の分岐率が高かった．また通常の屈折率分布型導波路では T による分岐率値のばらつきが大きく，他のパラメーターの依存も顕著なので値の安定性がない．以上より接触分岐においては負屈折率分布型導波路が有利であると結論づけられた．

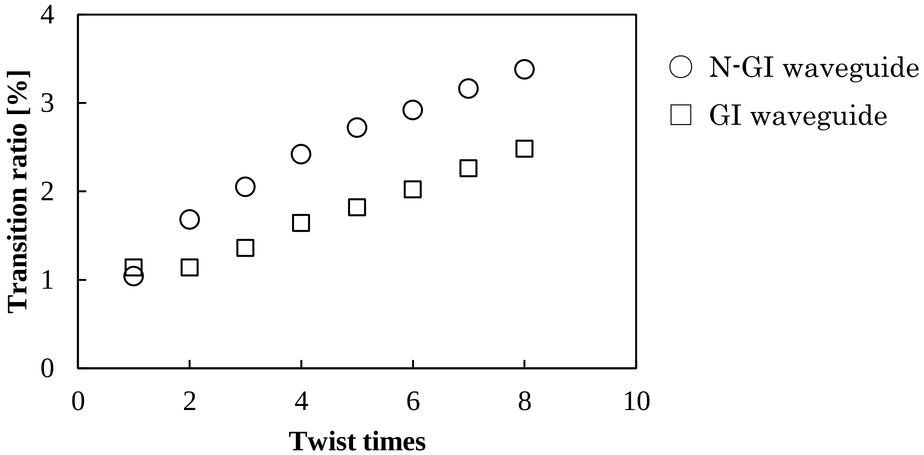


Figure 7-23 Transition ratio of light with T ($g = 2$, $d = 0.01$ mm, $dn = 0.02$). Convex GI waveguide and negative GI waveguide is shown.

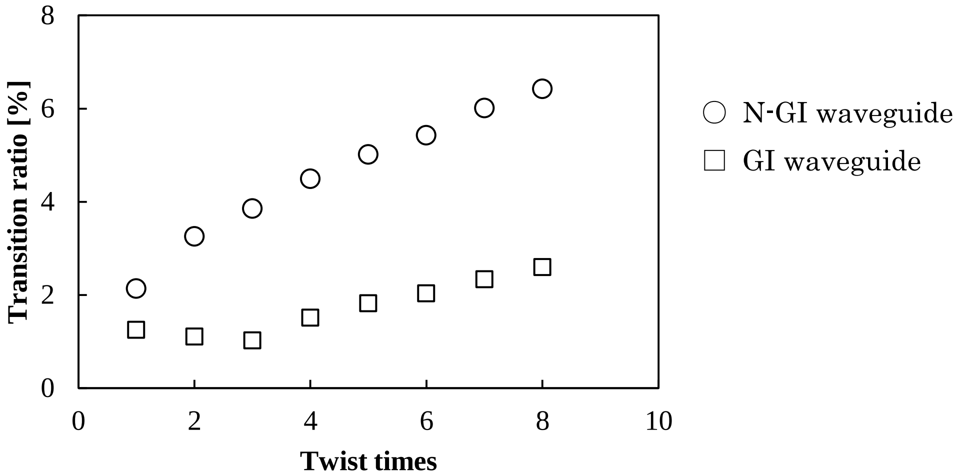


Figure 7-24 Transition ratio of light with T ($g = 3$, $d = 0.03$ mm, $dn = 0.02$). Convex GI waveguide and negative GI waveguide is shown.

7.4.4 異なる屈折率分布形状を有する導波路を用いた光分岐路

7.4.2，7.4.3 節より，負屈折率分布型導波路を用いた分岐路は分岐率が大きく，凸型屈折率分

布導波路を用いた分岐路は分岐率が小さいことが分かった．本節では分岐路に用いる導波路を，負屈折率分布型導波路と凸型屈折率分布導波路とすることで，進行方向で分岐率の異なる光分岐路が実現できると考え計算を行った．

Figure 7-25 は$dn = 0.03$，$g = 6$，$d = 0.03$ mm と仮定して，負屈折率分布型導波路と凸型屈折率分布導波路を用いて分岐率を計算した結果である．(a)は負屈折率分布型導波路から光を入射した際の分岐率，(b)は凸型屈折率分布導波路から光を入射した際の分岐率である．入射する導波路の屈折率分布形状により分岐率が大きく異なる分岐路とすることができた．

7.4.3 節より凸型屈折率分布導波路の分岐路は屈折率差や導波路形状の影響を受けやすいことが分かっているので，これを利用して双方向の分岐の仕方を制御できると考えられる．Figure 7-26，Figure 7-27 はそれぞれ$g = 6$，4として，それ以外を Figure 7-25 と同じ条件で計算した結果である．凸型屈折率分布導波路の分岐率はgの影響を受けやすいのでgを変化させることで入射する導波路間の分岐の仕方は大きく変わることが分かった．入射が負屈折率分布型導波路の分岐率(a)の値も変わっているのは一度 Fiber 2 に移動した光が再び Fiber 1 へ移動しにくくなることが原因と考えられる．

Figure 7-28 は$dn = 0.01$として，それ以外を Figure 7-26 と同じ条件で計算した結果である．屈折率差によっても分岐路の進行方向による分岐の仕方を変化させることができた．Figure 7-28 では巻き数によって大きく進行方向による分岐率の差が変化するような分岐路とすることができた．計算を行った以外でも，導波路間で異なる屈折率差とすることや，さらに同じ分布形状で異なる屈折率差とするなど，様々な条件があるのでいろいろな進行方向で分岐率の異なる分岐路が作製可能であると考えられる．

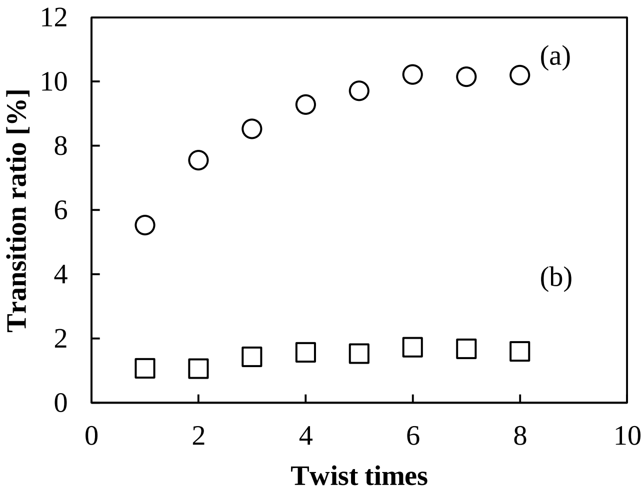


Figure 7-25 Transition ratio of light with T ($dn = 0.03$, $g = 6$, $d = 0.03$ mm). (a)Incident light was set in N-GI waveguide. (b) Incident light was set in conventional GI waveguide.

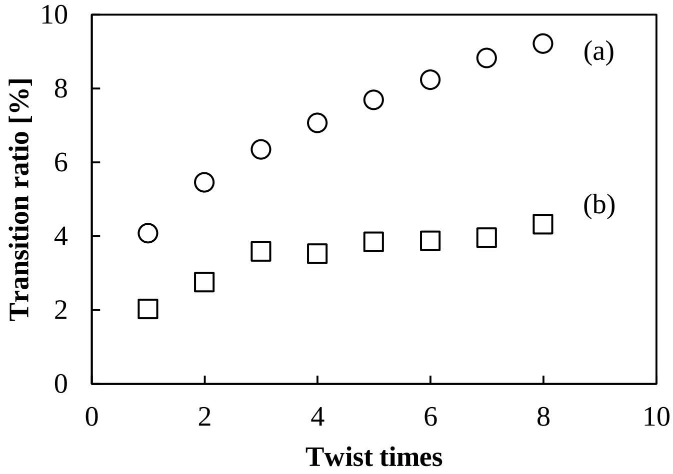


Figure 7-26 Transition ratio of light with T ($dn = 0.03$, $g = 4$, $d = 0.03$ mm). (a)Incident light was set in N-GI waveguide. (b) Incident light was set in conventional GI waveguide.

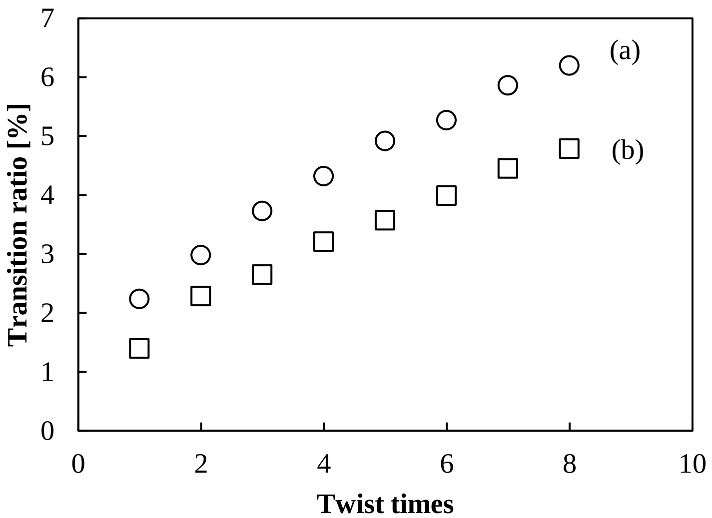


Figure 7-27 Transition ratio of light with T ($dn = 0.03$, $g = 2$, $d = 0.03$ mm). (a)Incident light was set in N-GI waveguide. (b) Incident light was set in conventional GI waveguide.

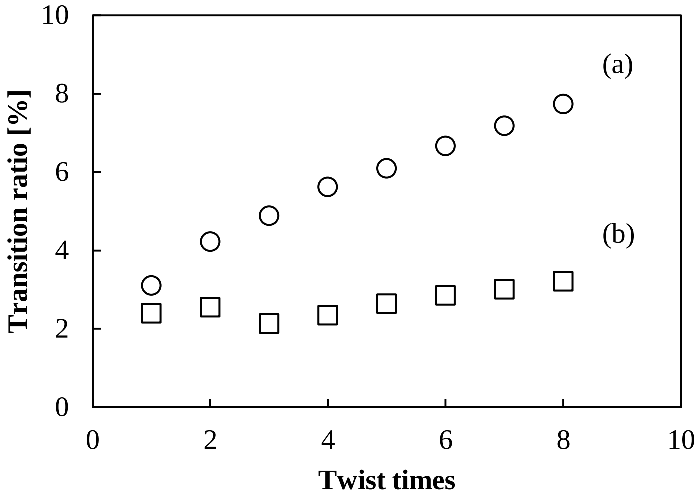


Figure 7-28 Transition ratio of light with T ($dn = 0.01$, $g = 4$, $d = 0.03$ mm). (a)Incident light was set in N-GI waveguide. (b) Incident light was set in conventional GI waveguide.

7.5 光分岐シミュレーションにおける光線位置解析

導波路端面から入射した光が接触分岐路によりどのような挙動を示すのかを全体的に解析するプログラムを作成した．シミュレーション条件として Fiber 1 の入射端面にランダムに 10000 本の光線位置を決定，端面に垂直に入射，両導波路共にクラッドはない負屈折率分布型，屈折率差は 0.02，分岐形状は直線から入射を行い 2 重螺旋状で接触させ直線状に戻るものとした．断りがない場合は導波路の重なり長を$d = 0.03$ mm，直線部の長さを$L = 5.0$ mm とした．

また理解しやすいように初期位置により光線に色付けを行った．この時の図を Figure 7-29 に示した．画像のxyと実際の分岐路の位置関係は図に示す通りである．図の右上方向を x正方向，紙面奥へ向かう方向をyの正方向とした際に断面図のxy方向と一致する．

次に Fiber 1 の出射位置において, 断面を新たにxy平面として導波してきた光線位置の図示を行った(Figure 7-29 (b))．また同様に，Fiber 2 の出射端面の光線位置の図示を行った(Figure 7-29(c))．このとき Figure 7-29(a)のうち Fiber 2 に移るものを Figure 7-29(d)として示した. (b)より入射と同じファイバーの分岐後は位置のランダム性が高くなっていた．これは螺旋状の導波路内で位置や方向が変わったためだと考えられる．ただし中心に赤色や青色成分がやや多いように見える．これは入射のyが負の部分である．(d)より導波路間を移動する光線は完全にランダムではなく，複数のある程度まとまった領域が存在することが分かった．また位置はyが正(Fiber 2 に近い方向)の光線が大部分であった．(c)より分岐した光線は側面に近いものが多く，その円周の位置において規則性は見られなかった．

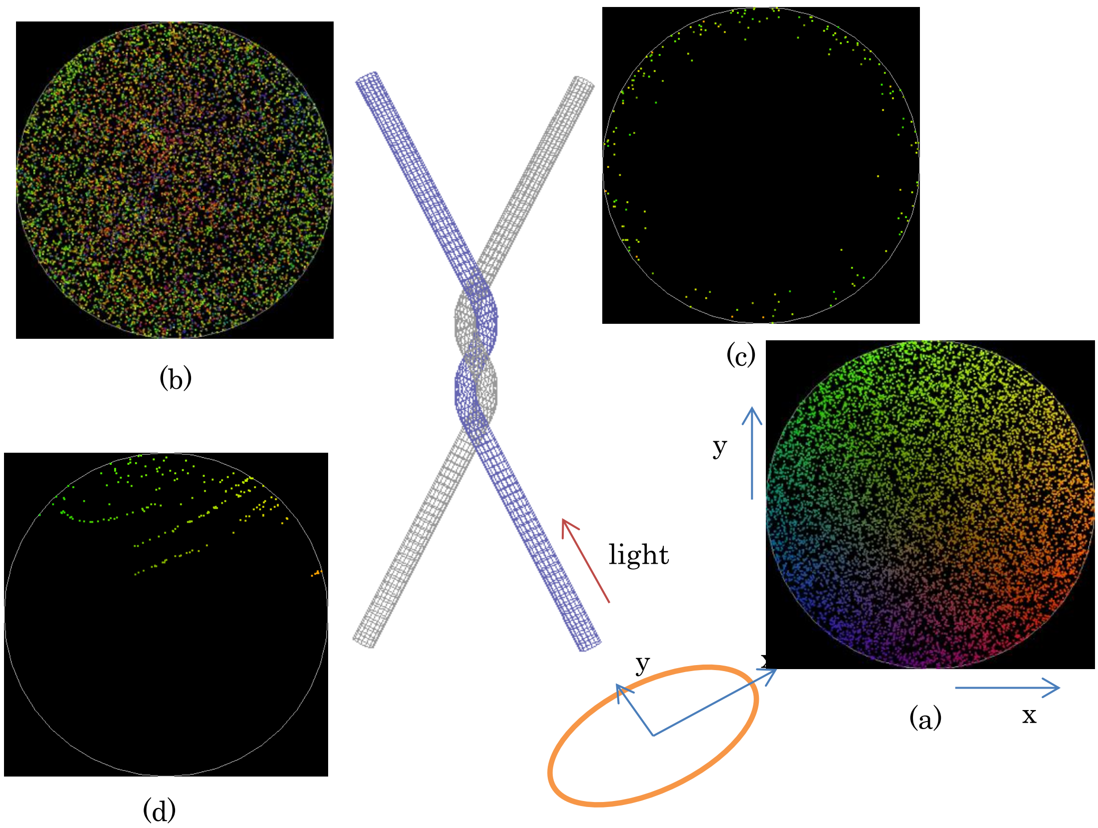


Figure 7-29 The ray position analysis by ray tracing.　Color shows starting ray position of each ray. (a)Starting ray position in fiber1,(b)Output ray position from fiber 1,(c)Output ray position from fiber 2,(d)Corresponding ray to (c) in (a).

次にファイバー同士のねじり回数Tを変えた際の変化を調べた. Figure 7-30 は Figure 7-29(d)と同様に分岐する光線の入射初期位置を示したものである．また Figure 7-30(a)(b)(c)(d)はそれぞれ$T = 1$，2，3，5としたときである．このときの分岐率はそれぞれ 2.39%，3.95%，4.32%，5.49%であった．これより$T = 1$のときにはある程度領域ごとに光線はまとまっていたが，Tが大きくなるにつれてこの領域はなくなり，全体的に光が移動する結果が得られた．螺旋形状が長くなることで光線の挙動方向が全体的に広がったためだと考えられる．また(a)で一度分岐した光も螺旋部が続くことで部分的にもとの導波路に戻り (a)の領域が消失したと考えられる((b)ではよく見ると(a)の部分がまだ残っているように見える). またTが大きくなってもyが負の部分ではほとんど分岐光がないことが分かった．Tを大きくした際に Fiber 2 の出射位置を計算したものを Figure 7-31 に示す．これよりTが小さいと分岐した光線は導波路側面に集まる傾向がみられるが，Tが大きくなると中心部にもみられるようになることが分かった．Tを変化させた際の Fiber 1 の出射位置を Figure 7-32 に示す．これよりTが小さいとyが負の成分が中心付近に多い傾向にあったものが，螺旋を繰り返すことで少しずつ全体的に散在することが分かった．

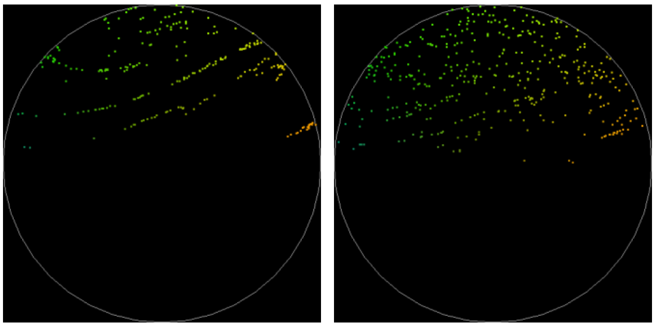
次に直線状の長さが変わることで分岐する部分が変わることも考えられたので計算を行った．L [mm] = 5，6，7，10 として計算を行い分岐する光の初期入射位置を図示したものを Figure 7-33 に示す．計算された分岐率はそれぞれ 2.54%，2.73%，2.48%，2.71%であった．光線数が少ないの

で誤差は大きいが，分岐率や分岐する光線の入射位置はLの大きさによりほぼ変化がないことが分かった．

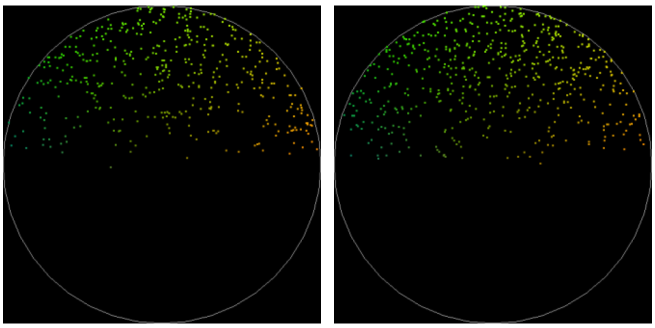
更にファイバー間の重なり面積の大きさdを変化させて同様の計算を行った．導波路の重なり長をd [mm] $=$ 0.01，0.02，0.03，0.05 としたときの様子を Figure 7-34 に示す．Tを大きくする時とは異なり，分岐する領域は存在したまま分岐率が大きくなった．このときの増大の仕方は，領域の数は一定で領域が断面を横切る形で伸びていくという結果となった．yが負の部分は分岐しないことは同様であった．

同様に使用する導波路の屈折率差を変化させて計算を行った．屈折率差$dn = 0.01$，0.02，0.03 としたときの計算結果を Figure 7-35 に示す．分岐率においても屈折率差による差異は見られなかったが分岐位置も同様の結果となった．

螺旋の傾きによる変化の計算を行った時の結果を Figure 7-36 に示す．g = 2，4，6 においての計算を行った．gが大きくなることで接触する区間も大きくなり分岐率が大きくなると思われるが，このとき分岐する領域はファイバーの重なり長のときと同様に，領域が伸びていくことで分岐率が増加した．

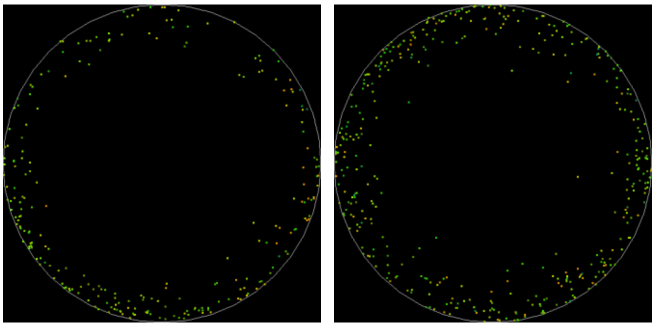


(a) (b)

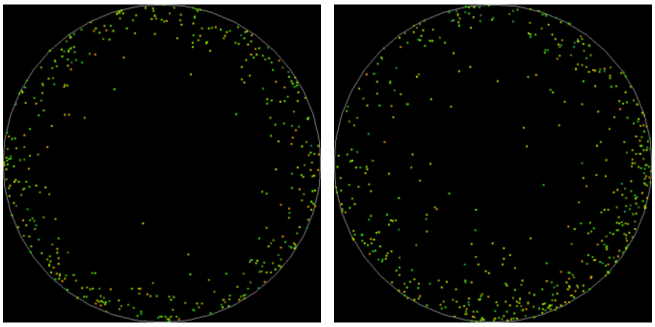


(c) (d)

Figure 7-30 The position of rays on input cross-section that transferred fiber ((a) $T = 1$, (b) $T = 2$, (c) $T = 3$, (d) $T = 5$).

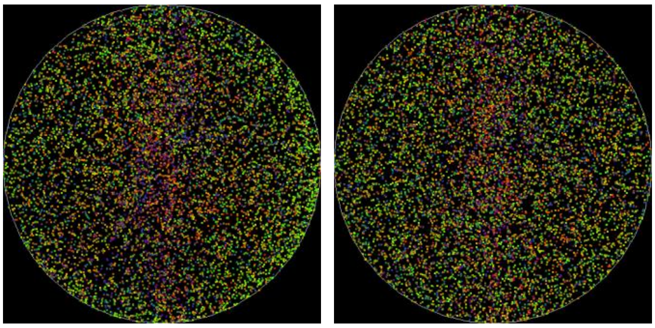


(a) (b)

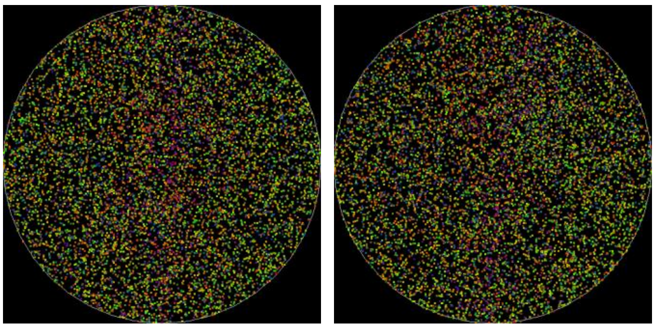


(c) (d)

Figure 7-31 The position of rays on output cross-section of fiber 2 ((a) $T = 1$, (b) $T = 2$, (c) $T = 3$, (d) $T = 5$).

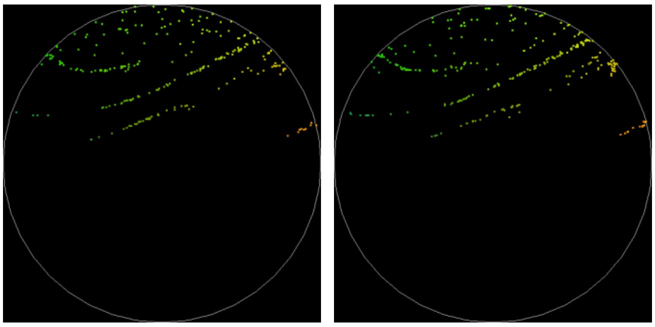


(a) (b)

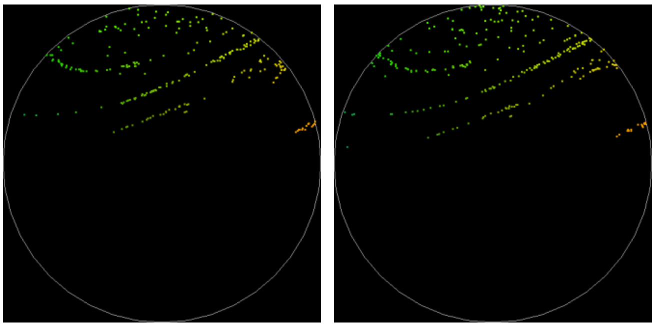


(c) (d)

Figure 7-32 The position of rays on output cross-section of fiber 1 (N-GI waveguide, (a) $T = 1$, (b) $T = 2$, (c) $T = 3$, (d) $T = 5$).

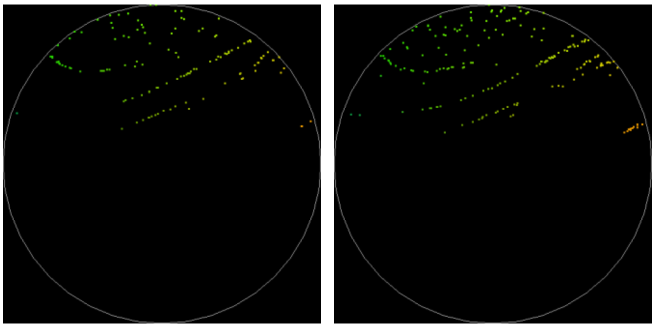


(a) (b)

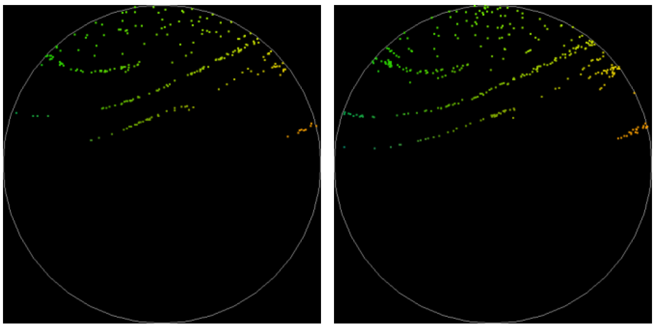


(c) (d)

Figure 7-33 The positon of input rays that transferred fiber (N-GI waveguide, (a)$L = 5$ mm, (b) $L = 6$ mm, (c) $L = 7$ mm, (d) $L = 10$ mm).

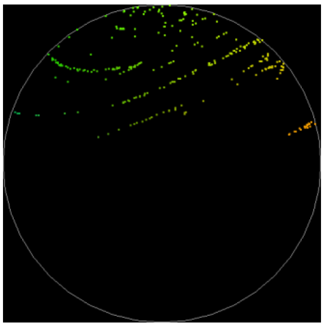
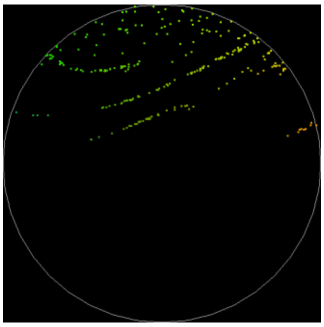


(a) (b)

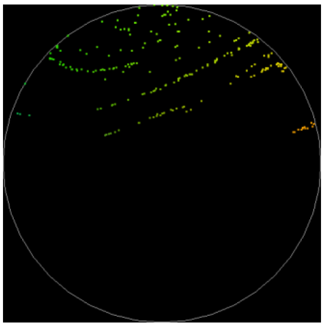


(c) (d)

Figure 7-34 The positon of input rays that transferred fiber (N-GI waveguide, (a)$d = 0.01$ mm, (b) $d = 0.02$ mm, (c) $d = 0.03$ mm, (d) $d = 0.05$ mm).

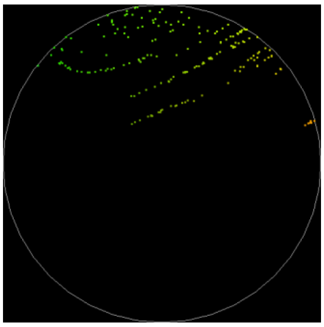
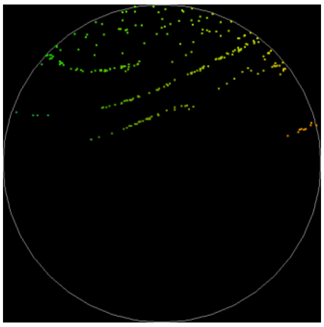
 

(a) (b)

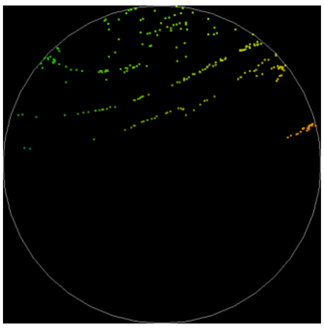


(c)

Figure 7-35 The positon of input rays that transferred fiber (N-GI waveguide, (a) $dn = 0.01$, (b) $dn = 0.02$, (c) $dn = 0.03$).

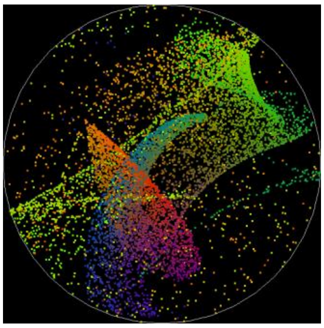
(a) (b)

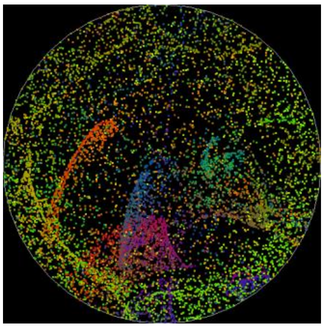


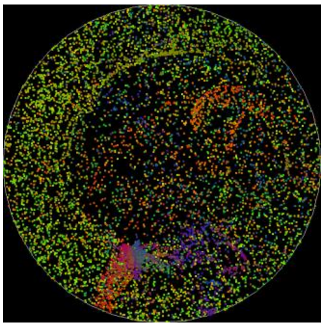
(c)

Figure 7-36 The positon of input rays that transferred fiber (N-GI waveguide, (a)$g = 2$, (b) $g = 4$, (c) $g = 6$)).

比較のために導波路を凸型屈折率分布形状とし，Tを変化させながら同様の計算を行った．Figure 7-37 に Fiber 1 の出射位置をまとめたものを示す．凸型分布では導波路の中心に曲がるので反射せずに進む光線が含まれるため光の強度に分布が見られると考えられる．ここでもTが大きくなることでこの光線のかたまりはなくなっていく結果となった．次に Fiber 2 の出射位置を Figure 7-38 示す．凸型分布においても導波路周辺部の光線が多いのは大部分がスキュー光線となっているからだと考えられる．Fiber 2 に分岐する光線の Fiber 1 の入射位置を Figure 7-39 に示す．分岐率はいずれも負屈折率分布のときより小さく，分岐する位置は負屈折率分布よりも顕著に表れた．分岐する光線位置の指向性はTを大きくするとある程度散らばるようだが，x，yが共に正の導波路周辺部の入射光が多く分岐していることが分かった．負屈折率分布の際も図の右上部から左下へかけて分岐の領域が存在したので，この分岐形状の場合はこのx，yが正の部分が分岐しやすいと予測される．また周辺部が多いことに関しては，中心からの距離が大きいとその分まで屈曲するようになり，導波路間を移動しやすくなるためだと理解できる．


(a)


(b)


(c)

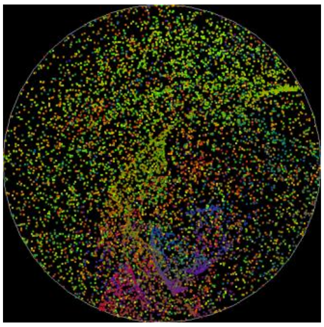

(d)

Figure 7-37 The positon of rays on output cross-section of fiber 1 (GI waveguide, (a) $T = 1$, (b) $T = 2$, (c) $T = 3$, (d) $T = 5$).

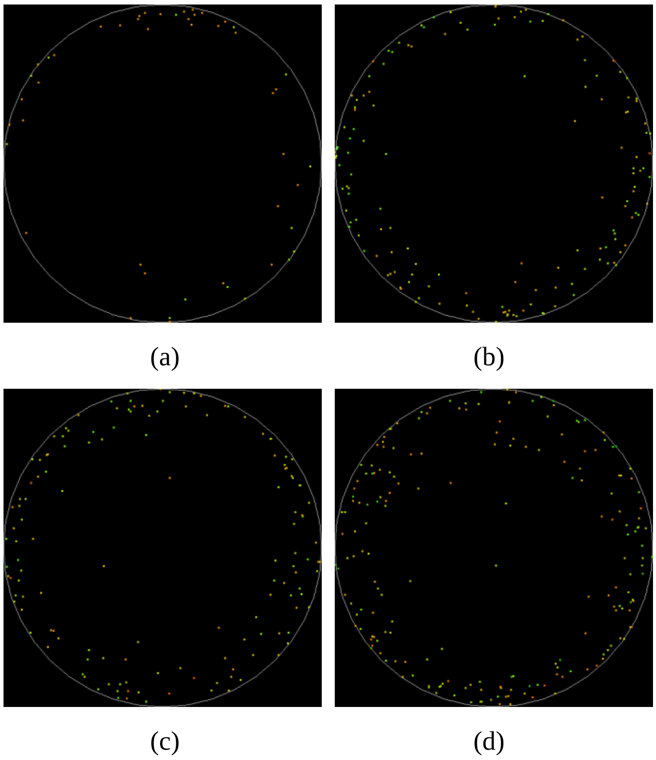


Figure 7-38 The positon of rays on output cross-section of fiber 2 (GI waveguide, (a) $T = 1$, (b) $T = 2$, (c) $T = 3$, (d) $T = 5$).

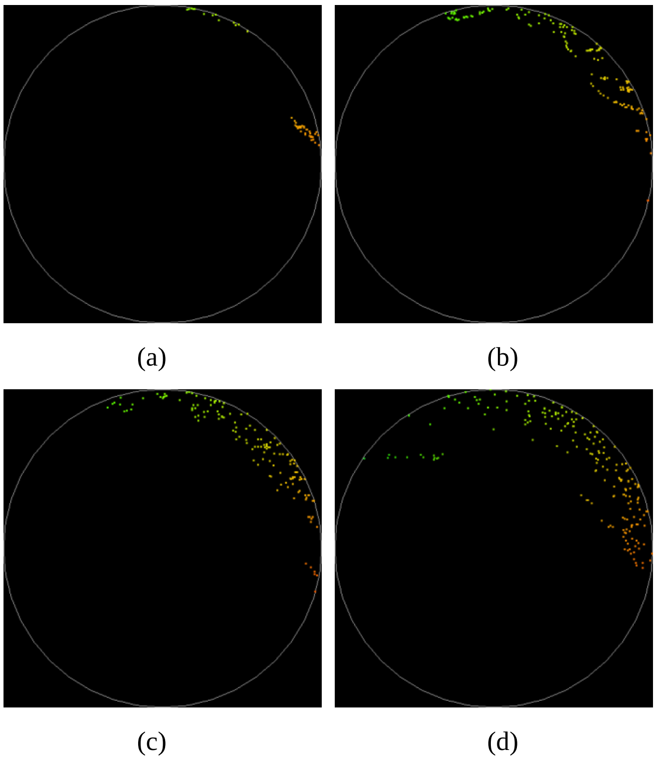


Figure 7-39 The positon of input rays that transferred fiber (GI waveguide, (a) $T = 1$, (b) $T = 2$, (c) $T = 3$, (d) $T = 5$).

7.6 結言

本章では N-GI-POF の光分岐のシミュレーション手法の解説及び誤差の評価を行い，様々な条件下での計算を行い光分岐率の予測を行った．光軸対称の屈折率分布型導波路の軌道を形状に関わらず計算することのできる新規なアルゴリズムを提案した．導波路が連結しているような場合でも，離散座標として定義した光軸の要素を滑らかにつながるよう連結させることで，屈折率分布の定義を変えることなくシミュレーションが可能であった．また高速化を行うことで実用的な計算時間の範囲でシミュレーションを行うことができた．また精度よく軌道を計算できることが示された．本アルゴリズムは実際の導波路の 3 次元形状を座標の集合として値化した場合でも，光線追跡が可能となると考えられる．本手法はミクロやマクロな曲げ損失の評価，インターコネクション内のクロストーク評価や GI 導波路を用いた新たな素子作製に指標を与えるのに有用であると考えられる．

また N-GI-POF は従来の GI-POF に比べて分岐率が大きく向上することを数値計算により示した．計算時の光線位置を分析することで導波路断面において分岐する位置が存在することを示した．さらに分岐に用いる導波路を負型，凸型の異なる種類を用いることで光線の方向により大きく分岐率の異なる素子の可能性を示した．

第8章 総括

本研究では特殊な屈折率分布である負屈折率分布型光ファイバーの作製と評価を行い，また光線追跡を用いたシミュレーションにより特性の予測を行った．負屈折率分布型導波路の原理を述べ，展開例として伝送帯域を保ったまま容易に分岐路を行うことができる素子や光増幅器への応用の可能性を述べた．

紫外線アシストフロンタル重合法を用いることで N-GI-POF プリフォームロッドの作製を実現することができた．N-GI-POF プリフォームロッドの屈折率分布の測定を行い，良好な屈折率分布を形成する作製条件を調べた．さらに実際に熱延伸により POF を作製し，伝送帯域や分岐の特性を調べた．N-GI-POF 同士をねじることで光が移動することも確認できた．

一方光線追跡法による数値計算により，伝送帯域の予測，曲げ損失の予測，光分岐の予測を行った．伝送帯域計算では，材料分散に比べて負屈折率分布に依存するモード分散が小さいと予測された．つまり適切な屈折率分布を与えることにより，材料分散で制限される値まで伝送帯域を広くできることが分かった．曲げ損失計算では，計算した全ての条件で従来の GI-POF よりも小さくなると予測された．

光分岐を予測するために任意形状の GI 型導波路の光線追跡を行うアルゴリズムを考案し, 誤差の評価を行い十分高い精度で計算できることを示した．簡便なファイバー同士をねじることで行う接触分岐を，分岐形状や導波路の屈折率分布など，様々な条件における分岐率の予測を行い，効率よく光分岐を行う条件を明らかにした．

参考文献

[1] A. Acakpovi and P. L. M. V. Matoumona, "Comparative analysis of plastic optical fiber and glass optical fiber for home networks," in *Adaptive Science & Technology (ICAST), 2012 IEEE 4th International Conference on*, pp. 154-157, 2012.

[2] M. Asai, Y. Inuzuka, K. Koike, S. Takahashi, and Y. Koike, "High-Bandwidth Graded-Index Plastic Optical Fiber With Low-Attenuation, High-Bending Ability, and High-Thermal Stability for Home-Networks," *Journal of Lightwave Technology,* Vol. 29, pp. 1620-1626, 2011.

[3] C. H. Chang, W. Y. Lin, H. H. Lu, C. Y. Chen, P. Y. Wu, and Y. P. Lin, "An Integrated Long-Reach PON and GI-POF In-House Network Architecture for Hybrid CATV/OFDM Signals Transmission," *Journal of Lightwave Technology,* Vol. 30, pp. 3247-3251, 2012.

[4] K. Tsukada, K. Asakura, and E. Nihei, "Fabrication of Negative-Type Graded Index Plastic Optical Fiber Using UV Assisted Frontal Polymerization Technique," *The 9th SPSJ International Polymer Conference,* Kobe, Japan, December, 2012.

[5] O. Strobel, R. Rejeb, and J. Lubkoll, "Communication in automotive systems: Principles, limits and new trends for vehicles, airplanes and vessels," in *2010 12th International Conference on Transparent Optical Networks*, pp. 1-6, 2010.

[6] Y. Koike, "High-bandwidth graded-index polymer optical fibre," *Polymer,* Vol. 32, pp. 1737-1745, 1991.

[7] Y. Koike, T. Ishigure, and E. Nihei, "High-bandwidth graded-index polymer optical fiber," *Journal of Lightwave Technology,* Vol. 13, pp. 1475-1489, 1995.

[8] 中川悠美, "広帯域負屈折率分布型ポリマー光ファイバの作製," *慶應義塾大学修士論文*, 2011.

[9] A. A. Ehsan, S. Shaari, and M. K. Abd Rahman, "Acrylic and Metal Based Y-Branch Plastic Optical Fiber Splitter with Optical NOA63 Polymer Waveguide Taper Region," *Optical Review,* Vol. 18, pp. 80-85, 2011.

[10] Y. Takezawa, S.-i. Akasaka, S. Ohara, T. Ishibashi, H. Asano, and N. Taketani, "Low excess losses in a Y-branching plastic optical waveguide formed through injection molding," *Applied Optics,* Vol. 33, pp. 2307-2312, 1994.

[11] K. T. Kim and B. J. Han, "High-Performance Plastic Optical Fiber Coupler Based on Heating and Pressing," *Ieee Photonics Technology Letters,* Vol. 23, pp. 1848-1850, 2011.

[12] Y. Jeong, S. Bae, and K. Oh, "All fiber N x N fused tapered plastic optical fiber (POF) power splitters for photodynamic therapy applications," *Current Applied Physics,* Vol. 9, pp. e273-e275, 2009.

[13] 平井隆行, "エバネッセント光を用いたプラスチック光ファイバー用連続光増幅器の作製," *慶應義塾大学修士論文,* 2011.

[14] P. Polynkin, A. Polynkin, N. Peyghambarian, and M. Mansuripur, "Evanescent field-based optical fiber sensing device for measuring the refractive index of liquids in microfluidic channels," *Optics Letters,* Vol. 30, pp. 1273-1275, 2005.

[15] X. Xu, "Properties of Nd3+-doped polymer optical fiber amplifiers," *Optics Communications,* Vol. 225, pp. 55-59, 2003.

[16] R. Olshansky and D. B. Keck, "Pulse Broadening in Graded-Index Optical Fibers," *Applied Optics,* Vol. 15, pp. 483-491, 1976.

[17] T. Ishigure, E. Nihei, and Y. Koike, "Optimization of the refractive-index distribution of high-bandwidth GI polymer optical fiber based on both modal and material dispersions," *Polymer Journal,* Vol. 28, pp. 272-275, 1996.

[18] T. Ishigure, E. Nihei, and Y. Koike, "Optimum refractive-index profile of the graded-index polymer optical fiber, toward gigabit data links," *Applied Optics,* Vol. 35, pp. 2048-2053, 1996.

[19] A. Sharma, D. V. Kumar, and A. K. Ghatak, "Tracing Rays Through Graded-Index Media - a New Method," *Applied Optics,* Vol. 21, pp. 984-987, 1982.

[20] S. Horiuchi, S. Yoshida, and M. Yamamoto, "Numerical ray tracing method for an eccentric radial gradient-index rod lens," *Journal of the Optical Society of America A,* Vol. 31, pp. 2131-2134, 2014.

[21] A. Sharma, "Computing Optical Path Length in Gradient-Index Media - a Fast and Accurate Method," *Applied Optics,* Vol. 24, pp. 4367-4370, 1985.

[22] R. H. Renard, "Total Reflection: A New Evaluation of the Goos–Hänchen Shift," *Journal of the Optical Society of America,* Vol. 54, pp. 1190-1197, 1964.

[23] 左貝潤一, "光学の基礎," *コロナ社,* 1997.

[24] S. Kawakami and J. Nishizawa, "An Optical Waveguide with the Optimum Distribution of the Refractive Index with Reference to Waveform Distortion," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques,* Vol. 16, pp. 814-818, 1968.

[25] 大越孝敬, "光ファイバの基礎," *オーム社,* 1978.

[26] F. S. F. Inc., "The GNU Multiple Precision Arithmetic Library," *Available: http://gmplib.org/ accessed on November 2,* 2016.

[27] 奥村高充, "光学ポリマーの多重散乱解析とその応用," *慶應義塾大学博士論文,* 2003.

[28] M. Matsumoto and T. Nishimura, "Mersenne twister: a 623-dimensionally equidistributed uniform pseudo-random number generator," *ACM Trans. Model. Comput. Simul.,* Vol. 8, pp. 3-30, 1998.

[29] S. Horiuchi, S. Yoshida, and M. Yamamoto, "Fast GPU-based ray tracing in radial GRIN lenses," *Applied Optics,* Vol. 53, pp. 4343-4348, 2014.

[30] 浅井誠, "高分子と低分子の動的相互作用と相転移ダイナミクス," *慶應義塾大学博士論文,* 2009.

[31] A. Rohra, "Ray-Trace Aberrations of Curved Graded-Index Media," *Applied Optics,* Vol. 22, pp. 391-395, 1983.

[32] T. Ishigure, Y. Aruga, and Y. Koike, "High-bandwidth PVDF-Clad GI POF with ultra-low bending loss," *Journal of Lightwave Technology,* Vol. 25, pp. 335-345, 2007.

[33] E. Nihei and S. Shimizu, "Determination of the refractive index profile of polymer optical fiber preform by the transverse ray tracing method," *Optics Communications,* Vol. 275, pp. 14-21, 2007.

[34] 清水重洋, "新規屈折率分布測定法の開発," *慶應義塾大学修士論文,* 2004.

[35] K. Tsukada, N. Nakagawa, K. Asakura, and E. Nihei, "Proposal and Fabrication of Negative-Type Refractive Index Distribution Polymer Optical Fiber," *International Journal of New Technology and Research*, Vol. 2, pp. 45-50, 2016.

[36] 池田和樹, "紫外線を用いたフロンタル重合による屈折率分布型光学素子の作製," *慶應義塾大学修士論文*, 2011.

[37] E. Nihei, J. Oomoto, S. Kimura, and K. Asakura, "Preparation and characterization of organic-inorganic microcomposite cylindrical GRIN lens," *Polymer Journal*, Vol. 42, pp. 941-946, 2010.

[38] K. Asakura, E. Nihei, H. Harasawa, A. Ikumo, and S. Osanai, "Spontaneous frontal polymerization: Propagating front spontaneously generated by locally autoaccelerated free-radical polymerization," in *Nonlinear Dynamics in Polymeric Systems*. vol. 869, J. A. Pojman and Q. TranCongMiyata, Eds., ed, pp. 135-146, 2004.

[39] B. Oshaughnessy and J. Yu, "Autoacceleration in Free-Radical Polymerization .1. Conversion," *Macromolecules*, Vol. 27, pp. 5067-5078, 1994.

[40] A. Ghatak, E. Sharma, and J. Kompella, "Exact Ray Paths in Bent Waveguides," *Applied Optics*, Vol. 27, pp. 3180-3184, 1988.

[41] 竹沢由高, "近赤外光用耐熱性プラスチック光ファイバーの研究," *慶應義塾大学博士論文*, 1992.

[42] B.-G. Shin, J.-H. Park, and J.-J. Kim, "Low-loss, high-bandwidth graded-index plastic optical fiber fabricated by the centrifugal deposition method," *Applied Physics Letters*, Vol. 82, pp. 4645-4647, 2003.

[43] K. Tsukada and E. Nihei "Ray tracing method in arbitrarily shaped radial graded-index waveguide," *Applied Optics*, Vol. 54, pp. 8795-8799, 2015.

謝辞

本研究は，著者が慶應義塾大学大学院理工学研究科後期博士課程在学中に，同大学理工学部二瓶栄輔専任講師の指導の下に行ったものである．

二瓶栄輔専任講師には，本研究を遂行するにあたり，実験から論文の作成まで終始適切な御指導を賜りました．多くの御助言，御助力を賜り，自由な発想に基づいて研究活動ができました．この場を借りて改めて心より厚く御礼申し上げます．

慶應義塾大学理工学部の小池康博教授，田中敏幸教授，朝倉浩一教授には，お忙しい中本論文の審査員を快諾して頂き, 本論文の執筆にあたり, 数多くの適切な御指導と御意見を賜りました．

光ファイバー，光学ポリマー材料と本研究全般に関して小池康博教授には数多くのアドバイスを頂きました．改めて心より厚く御礼申し上げます．

負屈折率分布型導波路の特性解析シミュレーションで行われた数値計算に関して田中敏幸教授には数多くのアドバイスを頂きました．改めて心より厚く御礼申し上げます．

ポリマー重合に関して朝倉浩一教授には数多くのアドバイスを頂きました．本研究で行われた光ファイバー母材の作製には朝倉浩一教授が研究しておられます自発的フロンタル重合法を大変参考にさせて頂きました．改めて心より厚く御礼申し上げます．

本研究の一部は慶應義塾先端科学技術センター（KLL）後期博士課程助成金からの助成により遂行されました．深く感謝致します．

研究生活をおくる上で高分子光学研究室の皆様とその卒業生の方々には大変お世話になりました．

同研究室の負屈折率分布型導波路の先行研究を行っていた中川氏，紫外線アシストフロンタル重合法の先行研究を行っていた池田氏とのディスカッションは大変有意義なものとなりました．また両氏の修士論文は本論文執筆にあたって大変参考にさせて頂きました．深く感謝致します．

同研究室の植木氏には本研究で用いたプログラムのディスカッションをして頂きシミュレーションの完成度を高めることができました．深く感謝致します．

最後に著者の学生生活を陰で支えてくださった家族と友人に深く敬意を表し，本論文の謝辞と致します．

2017 年 2 月 3 日

塚田賢治