

# 関数展開法に基づくトポロジー最適化を用いた3次元光導波路設計における初期構造の検討

\*木島 涼輔<sup>†</sup> 安井 崇<sup>†</sup> 平山 浩一<sup>†</sup> 辻 寧英<sup>††</sup>

<sup>†</sup> 北見工業大学 〒090-8507 北見市公園町165番地

<sup>††</sup> 室蘭工業大学 〒050-0071 室蘭市水元町27番1号

**あらまし** 関数展開法に基づくトポロジー最適化を用いた3次元光導波路の自動最適設計における初期構造の検討を行っている。トポロジー最適化された2次元光導波路を3次元光導波路に対するトポロジー最適化の初期構造に用いている。本手法を3分岐光導波路の最適設計に適用することで、従来の手法と比べて簡単な最適構造が得られることを確認している。初期構造に与えるグレイ領域の広さと解の収束性についても検討を行っている。

**キーワード** 有限要素法, トポロジー最適化, 3次元光導波路

## Initial structures of function-expansion-based topology optimization for three dimensional optical waveguide devices

Ryosuke KIJIMA<sup>†</sup>, Takashi YASUI<sup>†</sup>, Koichi HIRAYAMA<sup>†</sup>, and Yasuhide TSUJI<sup>††</sup>

<sup>†</sup> Kitami Institute of Technology 165 Koen-cho, Kitami, 090-8507 Japan

<sup>††</sup> Muroran Institute of Technology 27-1 Suigen-cho, Muroran, 050-0071 Japan

**Abstract** To achieve optical waveguides with desired transmission characteristics, we study on initial structures of the function-expansion-based topology optimization for three-dimensional optical waveguide devices. A topology optimized two-dimensional optical waveguide is used as an initial structure of topology optimization for a three-dimensional optical waveguide. The proposed method is applied to optical waveguide branchings, and a simpler optimized structure is obtained. Dependency of optimized structures on width of the gray area in the initial structure is also studied.

**Key words** FEM, topology optimization, three dimensional optical waveguide devices

### 1. はじめに

インターネットの普及に伴い、光通信のさらなる高速・大容量化が求められるなか、そこで用いられる光導波路デバイスの高性能化の研究が活発になされている。光導波路デバイスの特性解析には現在コンピュータを用いた数値シミュレーションが広く行われており、こうした数値シミュレーション手法と最適化手法を組み合わせた自動最適設計の検討もなされてきている[1]-[7]。自動最適設計では目的とする特性を与えることでそれを実現するデバイス構造を自動的に発現させることができ、なかでもトポロジー最適化[3]-[7]は数値解析に有限要素法を用いているため反射も含めた取扱いが可能であり、感度に基づきデバイス構造を更新していくため比較的少ない回数の光導波路解析で目的の構造を得ることができる。

トポロジー最適化では、最適化領域内の屈折率分布をいくつかの数値パラメータにより表現しており、一般に密度法[3],[4]

がよく用いられるが、密度法では想定する材料の中間的な値を取る領域(グレイ領域)の発生がしばしば問題となる。一方、文献[5]で提案されている関数展開法はグレイ領域を除去できる方法であるが、これまでの関数展開法による光導波路デバイスの最適設計は深さ方向の光閉じ込めを無視した2次元導波路に対するものの検討が主であった。実際の光導波路は3次元構造を有しており、光導波路のさらなる小型化・高性能化を考えたとき、直接3次元光導波路構造を最適化することが重要である。

本研究では、関数展開法を用いたトポロジー最適化を3次元光導波路にも適用できるように拡張し、小型の光導波路分岐素子についての設計を行っている。こうした最適化法では最適化構造は初期構造に依存することが多く、特に強導波路においては目的の特性に近い特性を示す多数の局所的最適解が存在する場合がある。こうした局所的最適解の中には非常に微細な構造を含むものがあるため、実際の作製を考えると、目的の特性を実現するより単純な構造を見出す必要がある。そのため、まず

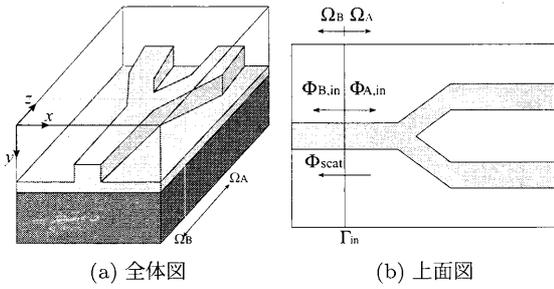
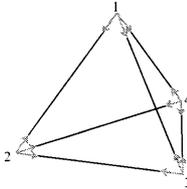


図1 3次元導波路


 図2 四面体エッジ要素  
12変数要素

等価屈折率法を用いて3次元構造を2次元近似し、比較的単純な構造で目的の特性を実現するための初期構造についての検討を行う。次に、得られた構造を用いて3次元解析することで、強導波路に対する等価屈折率法の適用性について示すとともに、この構造を初期構造とした直接3次元設計により、目的の特性を実現できるより単純な構造を見出すことを目指す。

## 2. 3次元光導波路の有限要素法解析

ここではトポロジー最適化の中で用いる3次元光導波路解析法として任意形状の適用性に優れた有限要素法の定式化を行う。

### 2.1 基本方程式

図1に示すような光導波路において、入射面  $\Gamma_{in}$  から光を入射する場合を考える。ここでは、一般的な任意異方性材料まで取り扱えるように、導波路を構成する材料の比誘電率テンソル、比透磁率テンソルをそれぞれ  $[\epsilon]$ ,  $[\mu]$  とすると、マクスウェルの方程式よりベクトル波動方程式は

$$\nabla \times ([p]\nabla \times \Phi) - k_0^2[q]\Phi = 0 \quad (1)$$

で与えられる。ここに  $k_0$  は自由空間波数であり、 $\Phi$ ,  $\Psi$ ,  $[p]$ ,  $[q]$  は未知変数を電界とするか磁界とするかによって

$$\begin{aligned} \Phi &= \sqrt{\epsilon_0} \mathbf{E}, & \Psi &= \sqrt{\mu_0} \mathbf{H}, & [p] &= [\mu]^{-1}, & [q] &= [\epsilon] \\ \Phi &= \sqrt{\mu_0} \mathbf{H}, & \Psi &= -\sqrt{\epsilon_0} \mathbf{E}, & [p] &= [\epsilon]^{-1}, & [q] &= [\mu] \end{aligned} \quad (2)$$

と表される。

### 2.2 有限要素法による定式化

解析領域を図2に示すような四面体エッジ要素を用いて離散化し、電磁界ベクトル  $\Phi$  を各要素内で

$$\begin{aligned} \Phi &= \{U\}^T \mathbf{i}_x + \{V\}^T \mathbf{i}_y + \{W\}^T \mathbf{i}_z \} \{\Phi\}_e \\ &= \{N\}^T \{\Phi\}_e \end{aligned} \quad (3)$$

と表す。ここに  $\{\Phi\}_e$  は各要素内辺上での電磁界の辺方向の大

きさ、 $\{U\}$ ,  $\{V\}$ ,  $\{W\}$  はそれぞれ  $x$ ,  $y$ ,  $z$  方向成分に対する形状関数であり、 $T$  は転置することを意味する。また、 $\mathbf{i}_x$ ,  $\mathbf{i}_y$ ,  $\mathbf{i}_z$  はそれぞれ  $x$ ,  $y$ ,  $z$  方向の単位ベクトルである。

まず図1に示すような入射面  $\Gamma_{in}$  を考え、全体領域を部分領域  $\Omega_A$ ,  $\Omega_B$  にわけて、各領域に対して有限要素法を適用するため式(1)と  $\{N\}$  の内積を取り、領域全体に渡って積分すると以下の式を得る。

$$\sum_{e_i} \iiint_{e_i} \{N\} \cdot [\nabla \times [p](\nabla \times \Phi) - k_0^2[q]\Phi] dxdydz = 0 \quad (4)$$

ここに下添字  $i = A, B$  は領域  $i$  に関する量であることを表し、 $\sum_{e_i}$  は領域  $i$  に関する全要素の和を意味する。式(3)を式(4)に代入し、簡単な変形をすると、最終的に以下の行列方程式を得る。

$$[P_i]\{\Phi_i\} = \{u_i\} \quad (5)$$

ここで、 $[P_i]$  は

$$[P_i] = [K_i] - k_0^2[M_i] \quad (6)$$

であり、 $[K_i]$ ,  $[M_i]$ ,  $\{u_i\}$  はそれぞれ

$$[K_i] = \sum_{e_i} \iiint_{e_i} (\nabla \times \{N\}) \cdot ([p]\nabla \times \{N\}^T) dxdydz \quad (7)$$

$$[M_i] = \sum_{e_i} \iiint_{e_i} \{N\} \cdot ([q]\{N\}^T) dxdydz \quad (8)$$

$$\{u_i\} = -jk_0 \sum_{e_i} \iint_{\Gamma_i} \{N\}_{\Gamma_i} \cdot (\mathbf{i}_n \times \Psi) |_{\Gamma_i} d\Gamma \quad (9)$$

と表される。また、式(9)中の  $\Psi$  は  $\Phi$  を用いて

$$\Psi = j \frac{1}{k_0} [p](\nabla \times \Phi) \quad (10)$$

と表せる。ここで、 $\{N\}_{\Gamma_i}$  は境界  $\Gamma_i$  における形状関数ベクトル、 $\sum_{e_i}$  は領域  $\Omega_i$  内の全ての要素についての和、 $\sum_{\Gamma_i}$  は境界  $\Gamma_i$  に接する要素についての和を表し、境界  $\Gamma_i$  は入射面  $\Gamma_{i,in}$  と外部境界  $\Gamma_{i,\infty}$  からなる。

次に、領域  $\Omega_A$  と  $\Omega_B$  に関する方程式をまとめて一つの方程式にするために、入射面  $\Gamma_{in}$  上の  $\Phi$  の値からなるベクトルを  $\{\Phi_i\}_{\Gamma}$ ,  $\{\Phi_i\}_{\Gamma}$  から  $\{\Phi_i\}_{\Gamma}$  を取り除いたベクトルを  $\{\Phi_i\}_0$  とすると、式(5)は

$$\begin{bmatrix} [P_i]_{00} & [P_i]_{0\Gamma} \\ [P_i]_{\Gamma 0} & [P_i]_{\Gamma\Gamma} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \{\Phi_i\}_0 \\ \{\Phi_i\}_{\Gamma} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \{u_i\}_0 \\ \{u_i\}_{\Gamma} \end{bmatrix} \quad (11)$$

と書くことができる。

いま、 $\Omega_A$ ,  $\Omega_B$  それぞれから見た入射面  $\Gamma_{in}$  への入射電磁界を  $\Phi_{i,in}$ , 散乱電磁界を  $\Phi_{i,scat}$  とすると、領域  $\Omega_i$  から見た  $\Gamma_{in}$  における電磁界  $\Phi_i$  は

$$\Phi_i = \Phi_{i,in} + \Phi_{i,scat} \quad (12)$$

と表され、入射面  $\Gamma_{in}$  における電磁界の連続性より、光の入射

方向は領域  $\Omega_A$  方向のみ ( $\Phi_{B,\text{in}} = \mathbf{0}$ ) であるとして、領域  $\Omega_A$ ,  $\Omega_B$  に対する行列方程式 (11) を結合すると、最終的に解くべき行列方程式は

$$\begin{bmatrix} [P_A]_{00} & [0] & [P_A]_{0\Gamma} \\ [0] & [P_B]_{00} & [P_B]_{0\Gamma} \\ [P_A]_{\Gamma 0} & [P_B]_{\Gamma 0} & [P_A]_{\Gamma\Gamma} + [P_B]_{\Gamma\Gamma} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \{\Phi_A\}_0 \\ \{\Phi_B\}_0 \\ \{\Phi_{\text{scat}}\}_\Gamma \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \{u_A\}_0 - [P_A]_{0\Gamma} \{\Phi_{A,\text{in}}\}_\Gamma \\ \{u_B\}_0 \\ \{u_{A,\text{in}}\}_\Gamma - [P_A]_{\Gamma\Gamma} \{\Phi_{A,\text{in}}\}_\Gamma \end{bmatrix} \quad (13)$$

となる。

式 (9) のうち、入射面  $\Gamma_{\text{in}}$  に関する積分は入射条件を与える。ここでは、入射条件は一樣導波路の固有モードを与えるものとし、入射導波路における固有モードをエッジ/ノードルハイブリッド要素に基づくベクトル有限要素により求める。3次元メッシュから入射面での分割を抜き出すと2次元メッシュを得ることができ、このメッシュを用いて導波モード解析を行うと、入射面での電磁界は、伝搬方向を  $z$ 、断面方向を  $x, y$  として

$$\phi(x, y) = (\{U\}^T i_x + \{V\}^T i_y) \{\phi_t\} + j\beta \{N\}^T \{\phi'_z\} i_z \quad (14)$$

と表される。ここで、 $\{U\}$ ,  $\{V\}$  は2次元辺要素に対する形状関数であり、 $\{N\}$  は2次元節点要素に対する形状関数である。ここでは、入射導波路は等方性媒質の場合を考え  $[p] \rightarrow p$  とし、導波モードにおいては  $\partial/\partial z \rightarrow -j\beta$  であることを考慮して式 (14) を式 (9) に代入すると

$$\{u_i\}_\Gamma = j\beta ([M_{tt}]\{\phi_t\} + [M_{tz}]\{\phi'_z\}) \quad (15)$$

のように入射条件を与えることができる。このとき  $[M_{tt}]$ ,  $[M_{tz}]$  は

$$[M_{tt}] = \sum_{\Gamma_{i,\text{in}}} \iint_{\Gamma_{i,\text{in}}} p (\{U\}\{U\}^T + \{V\}\{V\}^T) dx dy \quad (16)$$

$$[M_{tz}] = \sum_{\Gamma_{i,\text{in}}} \iint_{\Gamma_{i,\text{in}}} p \left( \{U\} \frac{\partial \{N\}^T}{\partial x} + \{V\} \frac{\partial \{N\}^T}{\partial y} \right) dx dy \quad (17)$$

である。なお、吸収境界条件として完全整合層を用いてスプリアス反射を抑圧している。

### 3. 関数展開法に基づくトポロジー最適化

トポロジー最適化では設計領域内の屈折率分布を表すために密度法がよく用いられる [3], [4] が、密度法では想定する材料の中間的な値を持つ領域 (グレイ領域) が発生する問題がある。ここではグレイ領域を除去できる関数展開法を用いた定式化を行う。

#### 3.1 屈折率分布の表現法

標準的な2媒質を対象とした関数展開法では最適化領域内の

比誘電率分布を適当な解析関数  $w(x, y, z)$  を用いて以下のように表現する。

$$\varepsilon_r(x, y, z) = \varepsilon_{ra} + (\varepsilon_{rb} - \varepsilon_{ra}) H(w(x, y, z)) \quad (18)$$

ここで、 $\varepsilon_{ra}$ ,  $\varepsilon_{rb}$  は使用可能な2つの材料の比誘電率、 $H(\xi)$  は  $\xi$  の値によって0か1かの値を取る関数であり、 $\varepsilon_r$  は  $w(x, y, z)$  の値によって  $\varepsilon_{ra}$  あるいは  $\varepsilon_{rb}$  のどちらかの比誘電率となる。ただし、実際には  $\varepsilon_r$  が微分可能となるように、 $H(\xi)$  は以下のように定義される連続関数とする。

$$H(\xi) = \begin{cases} 0 & (\xi \leq -h) \\ \frac{1}{2} \left( \frac{\xi + h}{h} \right)^2 & (-h < \xi < 0) \\ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{\xi - h}{h} \right)^2 & (0 \leq \xi < h) \\ 1 & (\xi \geq h) \end{cases} \quad (19)$$

ここで  $h$  は  $H(\xi)$  が連続関数となるように導入された量であり、 $-h < w(x, y, z) < h$  となる領域において式 (18) で決まる比誘電率は  $\varepsilon_{ra}$  と  $\varepsilon_{rb}$  間の値をとるグレイ領域となるが、 $h$  を十分に小さくすることでグレイ領域を小さくでき、最終的に  $h \rightarrow 0$  とすることでグレイ領域を除去することができる。 $h$  の具体的な大きさは、最適化領域内のグレイ領域の占める割合を指定することで決定することができる。

最適化領域内の屈折率分布を決める関数  $w(x, y, z)$  は一般的に

$$w(x, y, z) = \sum_i c_i f_i(x, y, z) \quad (20)$$

の形で与えられる。関数  $f_i(x, y, z)$  の選び方は任意であり、本研究では、 $y$  方向の構造変化はないものとし、 $xz$  面内で以下に示すようなフーリエ級数を用いている。

$$w(x, z) = \sum_{i=0}^{N_x-1} \sum_{j=-N_z}^{N_z-1} (a_{ij} \cos \theta_{ij} + b_{ij} \sin \theta_{ij}) \quad (21)$$

$$\theta_{ij} = \frac{2\pi i}{L_x} x + \frac{2\pi j}{L_z} z \quad (22)$$

ここに  $N_x$ ,  $N_z$  はそれぞれ  $x$  方向、 $z$  方向の展開項数を表し、 $L_x$ ,  $L_z$  はフーリエ級数の周期を表す。フーリエ級数は本来周期関数であるが、最適化構造が周期構造となる制約条件が加わることは必ずしも好ましくない。その場合には、最適化領域の  $x$ ,  $z$  方向の幅を  $W_x$ ,  $W_z$  として、 $L_x > W_x$ ,  $L_z > W_z$  とする必要がある。感度解析に基づき  $a_{ij}$ ,  $b_{ij}$  を更新していくことにより最適な光導波路デバイス構造を見出すことができる。

#### 3.2 感度解析

与えられた入射条件の下で式 (13) を解いて伝搬界分布  $\{\Phi\}$  が求まると、 $n$  番目の入出力導波路における固有モードの振幅透過係数  $S_{n1}$  は

$$S_{n1} = \{\Phi\}^T \{g_n\} \quad (23)$$

として求めることができる。したがって、構造を定義するパラメータ  $c_i$  が微小変化したときの  $S_{n1}$  の変化  $\partial S_{n1} / \partial c_i$  は

$$\frac{\partial S_{n1}}{\partial c_i} = -\{\lambda_n\}^T \frac{\partial [P]}{\partial c_i} \{\Phi\} \quad (24)$$

と表すことができる。ここで、 $\{\lambda_n\}$ を表す式は

$$[P]^T \{\lambda_n\} = \{g_n\} \quad (25)$$

であり、 $\{\lambda_n\}$ は有限要素法解析を1回行う程度の計算量で求めることができ、 $[P]$ が対称行列であり有限要素法解析のときに分解計算が既になされている場合には、単なる代入計算により高速に求めることができる。また、式(24)中の $\partial[P]/\partial c_i$ は、 $\Phi = \mathbf{E}$ のとき

$$\frac{\partial [P]}{\partial c_i} = -k_0^2 \sum_e \iiint_e \frac{\partial \epsilon_r}{\partial c_i} \{N\} \cdot \{N\}^T dx dy dz \quad (26)$$

であり、 $\Phi = \mathbf{H}$ のとき

$$\frac{\partial [P]}{\partial c_i} = - \sum_e \iiint_e \frac{\partial \epsilon_r}{\partial c_i} \frac{1}{\epsilon_r^2} (\nabla \times \{N\}) \cdot (\nabla \times \{N\})^T dx dy dz \quad (27)$$

である。このとき、式(26)、(27)中の $\partial \epsilon_r / \partial c_i$ は

$$\frac{\partial \epsilon_r}{\partial c_i} = f_i(x, y, z) (\epsilon_{rb} - \epsilon_{ra}) \frac{\partial H(\xi)}{\partial \xi} \quad (28)$$

と書くことができる。

#### 4. 3次元光導波路デバイスの最適設計例

前節までで述べた最適化手法を用いて具体的な光導波路デバイスの最適化を行う。光を低損失で複数の導波路に分配する素子は光集積回路において重要な役割を果たし、低損失な2分岐あるいは3分岐に対する研究がこれまでも盛んに行われている。ここでは、図3に示すような、Si導波路を用いた低損失で等しく分岐される小型3分岐光デバイスの設計を行う[7]。コア及びクラッドの屈折率をそれぞれ $n_1 = 3.4$ 、 $n_2 = 1.45$ 、入出力導波路の幅と高さをそれぞれ $w = 0.4 \mu\text{m}$ 、 $h = 0.2 \mu\text{m}$ とし、port 1に波長 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ の $E^x$ 基本モードが入射する場合を考える。本報告では、まず図3の構造に等価屈折率法を適用した2次元3分岐導波路に対して適当な初期構造を与えてトポロジー最適化を行う。次に、その結果得られた最適化構造を初期構造として3次元3分岐導波路に対するトポロジー最適化を行う。

##### 4.1 等価屈折率法を用いた3分岐光導波路

図3に示す3次元3分岐導波路に透過屈折率法を適用した2次元3分岐導波路を考える。初期構造として図4(a)に示す構造を考え、目的関数を

$$\text{Minimize } C = \sum_{i=2}^4 \left( \frac{1}{3} - |S_{i1}|^2 \right) \quad (29)$$

としてトポロジー最適化を行った。このときのport 2, 3, 4への規格化透過パワーはそれぞれ0.320, 0.315, 0.320であった。最終的に得られた最適化構造を図4(b)に示す。また、このときの光の伝搬の様子を図5に示す。入射ポートから全体に広がるように光の放射が確認できるが、大部分の光が出力導波路の基本モードに結合していることがわかる。最適化の過程における各ポートへの規格化等価パワーを図6に示す。ここでは収

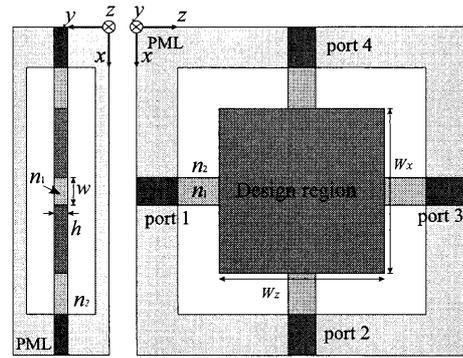


図3 3次元3分岐導波路の問題設定



(a) 初期構造 (b) 最適化構造

図4 等価屈折率法を用いた2次元3分岐導波路最適化に対する初期構造と最適化構造

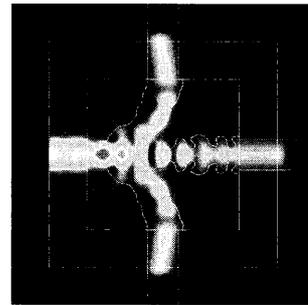


図5 2次元3分岐導波路に対する最適化構造における光波の伝搬の様子

束を早くするために構造を更新する際に解を探索する移動距離を大きくしたため反復の後半で振動が見られる。目的の特性に近づいてきたときに徐々に移動距離を小さくするなどの検討が必要である。

次に、得られた構造を直接3次元構造として伝搬解析を行ったときの光の伝搬の様子を図7に示す。このときのport 2, 3, 4への規格化透過パワーはそれぞれ0.034, 0.258, 0.034であった。こうした強導波路においては等価屈折率法を用いた2次元近似による最適化では、実際に3次元構造としたときに十分な特性が得られていないことがわかる。

##### 4.2 3次元3分岐導波路

図4(b)に示す2次元3分岐導波路の最適構造を初期構造として、3次元3分岐導波路のトポロジー最適化を行う。ここでは構造の対称性を考慮して $xy$ 方向に対称条件を課し、実際の構造の4分の1の領域に対して解析および最適化を行っている。ここでは、目的関数はport 1から入射した光をport 2, port 3, port 4へ等分配させるように

$$\text{Minimize } C = 1 - (2|S_{21}|^2 + |S_{31}|^2) + ||S_{21}|^2 - |S_{31}|^2| \quad (30)$$

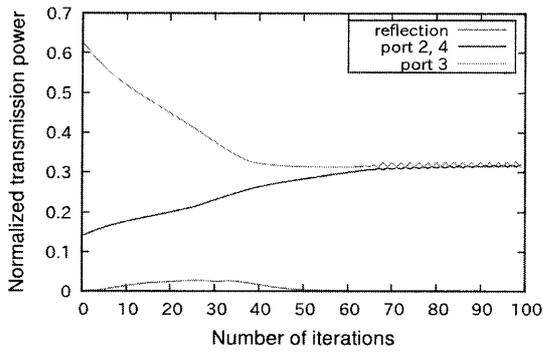


図 6 2次元3分岐導波路に対する最適化過程での出力パワーの推移

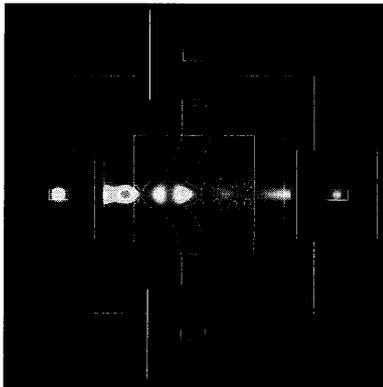


図 7 2次元近似設計された3次元光導波路中での光波の伝搬の様子

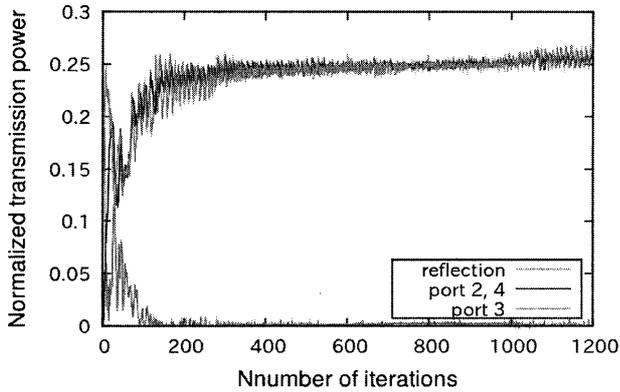


図 8 3次元3分岐導波路に対する最適化過程での出力パワーの推移

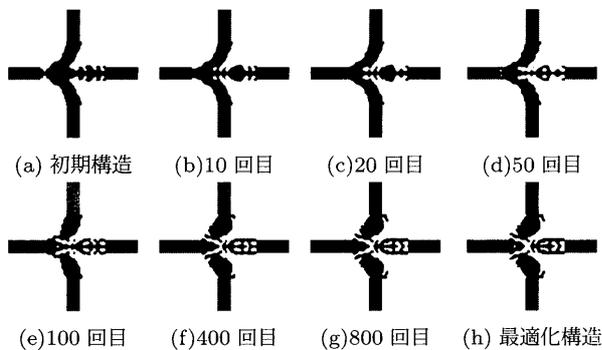


図 9 3次元3分岐導波路の最適化過程での構造の変化の様子

とし、最適化のための反復回数は1,200回としている。

まず、2次元3分岐導波路の構造に対し、式(19)において  $h \approx 0$  としてグレイ領域が十分小さい初期構造を与えた場合につ

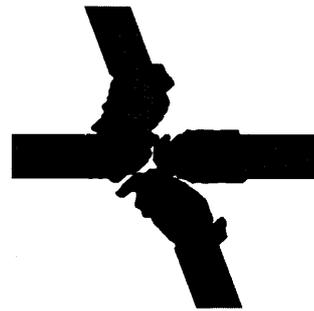


図 10 最適化された3次元3分岐構造

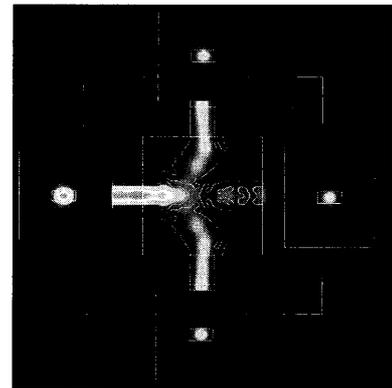


図 11 最適化された3次元3分岐導波路中を伝搬する光波

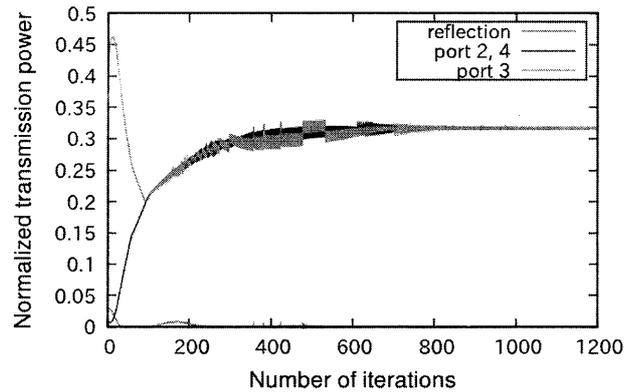


図 12 3次元3分岐導波路に対する最適化過程での出力パワーの推移 (初期構造に広いグレイ領域を含む)

いて最適化を行う。このときの最適化の過程における各ポートへの規格化透過パワーの変化と構造の変化をそれぞれ図8, 9に示す。これより、反復にしたがって port 2, 3, 4 への規格化透過パワーが同程度となるように構造が改善されていく様子が分かる。目的関数が最小となったのは998回目の反復のときであり、port 2, 3, 4 への規格化透過パワーはそれぞれ0.261, 0.254, 0.261であった。全体で20%程度の放射が生じている。これは、局所的な最適解に陥ったためであると考えられる。また、図10に示すように、得られた最適化構造は文献[7]で得られた最適構造と比較してより単純化されている。

次に、より透過率の高い3分岐導波路の設計を目指して最適化の初期段階において、設計の自由度を高めることを考える。そのため、2次元3分岐導波路の最適構造に対して最適化の初期段階において  $h$  を比較的大きくしグレイ領域を広くした初期

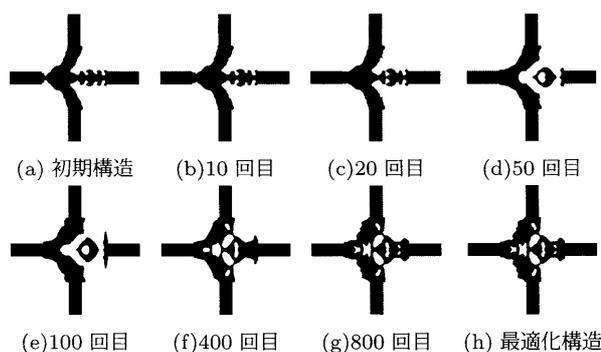


図 13 3次元3分岐導波路の最適化過程での構造の変化の様子(初期構造に広いグレイ領域を含む)



図 14 最適化された3次元3分岐構造(初期構造に広いグレイ領域を含む)

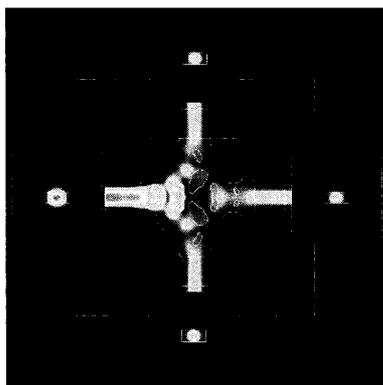


図 15 最適化された3次元3分岐導波路中を伝搬する光波(初期構造に広いグレイ領域を含む)

構造を用いたトポロジー最適化について検討を行った。これにより構造の変化の自由度が大きくなることが期待される。ここでは、最適化が進むにつれて徐々に  $h$  を小さくしている。

このときの最適化の過程における各ポートへの規格化透過パワーの変化と構造の変化をそれぞれ図 12 および図 13 に示す。初期構造に対しては、図 8 と比較して port 3 への出力が増大し、port 2, 4 への出力が減少している。これは、初期構造においては  $h$  を大きくしているため弱導波に近くなっているためである。図 12 より、最適化が進むにつれて port 2, 3, 4 における規格化透過パワーが同程度になるように構造が改善されていることが確認できる。反復回数 855 回目での目的関数が最小となり、このときの port 2, 3, 4 における規格化透過パワーはそれぞれ 0.316, 0.318, 0.316 であった。全体で 5% 程度の放

射が生じているが、これは比較的狭い領域で光を曲げようとしたことが原因であると考えられ、最適化領域を広げるか周囲を空気にして屈折率差を大きくすることで放射を抑え、規格化透過パワーを改善できるものと思われる。図 14, 図 15 に最適化された屈折率分布および光の伝搬の様子を示す。直進ポートとの間にいくつか空隙ができており、これにより port 3 に直進する光と port 2, port 4 に曲がる光の出力のバランスを取っているものと考えられる。前に示した最適結果と比較して、最適化の初期段階における構造の変化の自由が大きくなったため、より良い特性を持った最適解を見出すことができていた。また、文献 [7] では最適化によりかなり複雑な構造が現れていたが、本手法では、比較的単純な構造を得られている。

## 5. まとめ

本研究では、関数展開法に基づくトポロジー最適化を用いた 3次元光導波路最適設計に対する初期構造について検討を行った。設計対象の 3次元光導波路に等価屈折率法を適用した 2次元光導波路に対してトポロジー最適化を適用して得られた最適構造を 3次元光導波路に対する初期構造として用いた。2次元光導波路の最適化構造を 3次元光導波路の初期構造として用いる際に、グレイ領域を狭くした場合には局所的な最適解に陥り易く、今回の最適化では十分な透過率を得ることができなかった。これに対して、初期構造に広いグレイ領域を設定した場合には、比較的単純な構造でより損失の小さな 3分岐導波路の最適構造を得ることができた。大域的な最適解やより単純な最適構造を見出すための初期構造に対するさらなる工夫は今後の課題である。

## 文 献

- [1] J. Jiang, J. Cai, G. P. Nordin, and L. Li, "Parallel microgenetic algorithm design for photonic crystal and waveguide structures," *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 23, pp. 2381–2383, Dec. 2003.
- [2] Y. Sakamaki, T. Saida, T. Shibata, Y. Hida, T. Hashimoto, M. Tamura, and H. Takahashi, "Y-branch waveguides with stabilized splitting ratio designed by wavefront matching method," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, no. 7, pp. 817–819, Apr. 2006.
- [3] J. S. Jensen and O. Sigmund, "Systematic design of photonic crystal structures using topology optimization: Low-loss waveguide bends," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, no. 12, pp. 2022–2024, Mar. 2003.
- [4] Y. Tsuji, K. Hirayama, T. Nomura, K. Sato, and S. Nishiwaki, "Design of optical circuit devices based on topology optimization," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, no. 7, pp. 850–852, Apr. 2006.
- [5] Y. Tsuji and K. Hirayama, "Design of optical circuit devices using topology optimization method with function-expansion-based refractive index distribution," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 20, no. 12, pp. 982–984, June 2008.
- [6] K. Fujimoto, Y. Tsuji, K. Hirayama, T. Yasui, S. Sato, and R. Kijima, "A study on Topology optimization of optical circuits of multi-materials," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 30, no. 13, pp. 2210–2215, July 2012.
- [7] R. Kijima, K. Fujimoto, K. Hirayama, Y. Tsuji and S. Sato, "A study on initial condition of topology optimization for three dimensional optical waveguide devices," *IEICE Technical Report*, vol. 111, no. 147, pp. 73–78, July 2011.