PUFEMによる光導波路デバイスの効率的な解析に関する検討

PUFEMによる光導波路デバイスの効率的な解析に関する検討

松崎　泰輝[†a)]　井口亜希人[†b)]　辻　寧英[†c)]

An Efficient Analysis of Optical Waveguides Using Partition of Unity Finite Element Method

Taiki MATSUZAKI[†a)], Akito IGUCHI[†b)], and Yasuhide TSUJI[†c)]

あらまし　要素内の物理量を多項式で近似する通常の有限要素法は，任意形状への適合性に優れ，高精度な解析が可能であるが，波動伝搬問題において一般に伝搬方向の分割数を多くする必要があり，計算コストが大きくなる．この問題を解決する方法の一つとして，波動伝搬を考慮して通常の有限要素法の形状関数をリッチ化するPUFEMが提案されており，必要となる未知変数を減らすことができるため，効率的な解析が可能となる．本論文では，これまでに音波や弾性波などの問題に適用されていたPUFEMを光導波路伝搬解析に適用することで，計算の効率化を図る検討を行っている．

キーワード　PUFEM，有限要素法，光導波路伝搬解析

1. まえがき

近年の情報化社会の進展に伴い，光通信の高速・大容量化を達成するための高性能光デバイスの開発が盛んに行われている．また，計算機の計算処理能力の向上や電磁界シミュレーション技術の発展により，光導波路デバイスの設計に数値シミュレーションが必要不可欠となっている [1]〜[3]．中でも有限差分時間領域 (Finite-Difference Time-Domain: FDTD) 法 [4] や有限要素法 (Finite Element Method: FEM) [5], [6] は汎用的な手法として広く用いられている．前者は時空間を差分法により離散化し，時間方向の逐次計算により光波の時間発展を解析する方法であり，空間の任意の方向に伝搬する光を取り扱うことができ，入射波に時間パルスを用いることで入射波に含まれる波長成分の透過・反射特性を一回の計算で求められるという利点がある．一方，空間の離散化は通常，規則格子を用いるため，局所的に微細な構造があると時空間の全体にわたって微細な離散化が必要で計算コストが高くなる．後者の FEM は不均一メッシュの利用が可能で媒質境界に合わせて正確に構造をモデリングできるため，一般に FDTD 法に比べて計算精度が高いが，最終的に線形方程式を解く必要があるため，解析領域が広くなったり離散化が細かくなると計算コストが増大しやすい．更に，FEM は一般に電磁界振幅そのものを多項式で近似するため，波動伝搬を表現するには通常 1 波長あたり 10~20 分割程度必要となり，素子長が波長よりもかなり長い場合には計算コストが高くなる．

この問題を解決する方法の一つとして，波動伝搬現象を考慮して通常の FEM の形状関数をリッチ化することで，伝搬方向の分割数を減らす Partition of Unity FEM (PUFEM) [7] が音波 [8] や弾性波 [9] の問題に適用されており，計算コストを減らす報告がなされている．伝搬方向の離散化を緩和する方法として，包絡線振幅のみを解くビーム伝搬法 (Beam Propagation Method: BPM) [10] もあり，伝搬方向の構造変化が緩やかである場合に有効な手法である．しかし，伝搬方向に対してデバイス構造が変化する場合，階段近似による誤差が生じるため，解析精度が劣化してしまう．また，一般的な BPM では反射波を考慮できない．一方，PUFEM では任意形状への適合性に優れており，前進波と後退波を考慮して解析を行うため，それらの問題は生じない．本論文では，これまで適用されていなかった光導波路伝搬解析に PUFEM を適用し，解析

† 室蘭工業大学大学院情報電子工学系専攻，室蘭市
Division of Information and Electronic Engineering, Muroran Institute of Technology, 27–1 Mizumoto-cho, Muroran-shi, 050–8585 Japan
a) E-mail: 24043094@muroran-it.ac.jp
b) E-mail: iguchia@muroran-it.ac.jp
c) E-mail: y-tsuji@muroran-it.ac.jp
DOI:10.14923/transelej.2024STP0003

の効率化を図る検討を行っている．

2. PUFEM の定式化

本章では，光導波路伝搬解析を行うための PUFEM の定式化を示す．

2.1 基本方程式

光波の伝搬方向を z，横方向を y とし，x 方向に構造の変化も電磁界の変化もない 2 次元光導波路を考える．このとき，マクスウェル方程式より光波の基本式は

$$\frac{\partial}{\partial y}\left(p\frac{\partial \Phi}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(p\frac{\partial \Phi}{\partial z}\right)+k_0^2 q\Phi=0 \tag{1}$$

で与えられる．ここに k_0 は自由空間波数であり，Φ，p，q は，TE 波，TM 波に対して

$$\begin{cases} p=1, & q=n^2, \quad \Phi=\sqrt{\varepsilon_0}E_x, \quad \text{for TE 波} \\ p=1/n^2, & q=1, \quad \Phi=\sqrt{\mu_0}H_x, \quad \text{for TM 波} \end{cases} \tag{2}$$

と定義される．ここに，n は屈折率，ε_0 は真空の誘電率，μ_0 は真空の透磁率，E_x，H_x はそれぞれ電界，磁界の x 成分である．また，x 成分以外の電磁界成分は，真空中の光速 c と角周波数 ω を用いて

$$\Psi_y=jp\frac{c}{\omega}\frac{\partial \Phi}{\partial z}, \quad \Psi_z=-jp\frac{c}{\omega}\frac{\partial \Phi}{\partial y} \tag{3}$$

と表すことができる．ここに，Ψ_y，Ψ_z は TE 波，TM 波に対して，それぞれ以下のように定義される．

$$\begin{cases} \Psi_y=\sqrt{\mu_0}H_y, & \Psi_z=\sqrt{\mu_0}H_z, \quad \text{for TE 波} \\ \Psi_y=-\sqrt{\varepsilon_0}E_y, & \Psi_z=-\sqrt{\varepsilon_0}E_z, \quad \text{for TM 波} \end{cases} \tag{4}$$

2.2 PUFEM による離散化

解析領域を三角形節点要素で分割し，各要素内の電磁界 Φ を z 方向に伝搬する前進波と後退波を考慮して以下のように近似する．

$$\Phi(y,z)=\{N_f\}^T\{\Phi_f\}+\{N_b\}^T\{\Phi_b\}=\{\tilde{N}\}^T\{\Phi\} \tag{5}$$

ただし，$\{N_f\}$，$\{N_b\}$ はそれぞれ前進波と後退波でリッチ化された形状関数ベクトルである．要素内節点番号 i に関する形状関数 N_{fi}，N_{bi} は

$$N_{fi}=N_i\exp\left\{-jk_0 n_f^{\mathrm{ref}}(z-z_i)\right\} \tag{6}$$

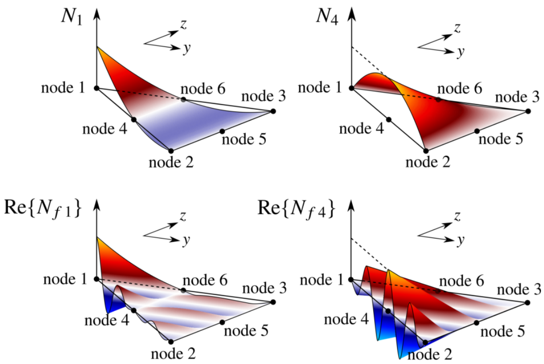


図 1 2 次三角形要素を用いたときの通常の FEM と PUFEM の形状関数

$$N_{bi}=N_i\exp\left\{jk_0 n_b^{\mathrm{ref}}(z-z_i)\right\} \tag{7}$$

であり，通常の FEM における要素内節点番号 i に関する形状関数 N_i に波動伝搬項が付加されている．また，N_i は以下の Partition of Unity (PU) 条件を満たすものとする．

$$\sum_i N_i=1 \tag{8}$$

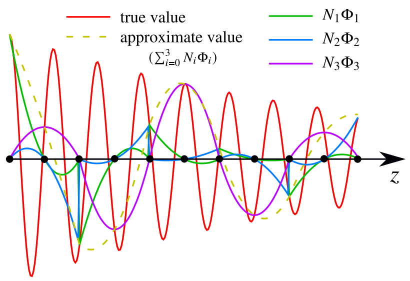
このとき，要素を細分化することで，近似解が厳密解に収束することが保証される．また，n_f^{ref}，n_b^{ref} はそれぞれ前進波と後退波の参照屈折率，z_i は節点 i の z 座標である．式 (5) の形状関数 $\tilde{N}$ は節点上で 1 となるように定義しているため，z 軸に垂直な境界で接する要素において，異なる参照波数を設定しても電磁界の連続性を満たすようになっている．図 1 に 2 次三角形要素を用いたときの通常の FEM と PUFEM の形状関数を示す．PUFEM の形状関数は通常の FEM の形状関数に比べて要素内で振動していることがわかる．更に，図 2 に 1 次元の波動伝搬問題における PUFEM と FEM の近似イメージを示す．PUFEM は，適切な波動伝搬項を付加することで真値と近似値がよく一致していることがわかる．

式 (1) の電磁界 Φ を式 (5) で離散化し，ガラーキン法に基づく FEM を適用すると，以下のような連立一次方程式を得る．

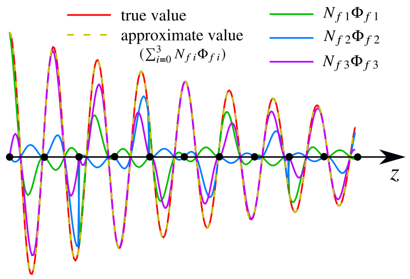
$$[P]\{\Phi\}=\{u\} \tag{9}$$

$$[P]=[K]-k_0^2[M] \tag{10}$$

$$[K]=\sum_e\iint_e\left(p\frac{\partial\{\tilde{N}\}}{\partial y}\frac{\partial\{\tilde{N}\}^T}{\partial y}\right.$$



(a) FEM



(b) PUFEM

図 2　PUFEM と FEM の波動伝搬の近似 (1 次元)

$$+\,p\frac{\partial\{\tilde{N}\}}{\partial z}\frac{\partial\{\tilde{N}\}^T}{\partial z}\Bigg)dydz \quad (11)$$

$$[M] = \sum_e \iint_e q\{\tilde{N}\}\{\tilde{N}\}^T dydz \quad (12)$$

$$\{u\} = \sum_e{}' \int_\Gamma p\{\tilde{N}\}_\Gamma \frac{\partial\Phi}{\partial n} d\Gamma \quad (13)$$

ここに，$\sum_e$ は全ての要素に関する和，$\sum_e{}'$，$\int_\Gamma d\Gamma$ はそれぞれ仮想境界及び入射境界要素に関する和と積分を表している．

2.3　完全整合層

開放系の問題を扱う方法として，様々な方法 [11], [12] が提案されているが，ここでは，放射波を無反射で吸収させることのできる完全整合層 (Perfectly Matched Layer: PML) [13] を解析領域端に装荷する．複素係数を用いた座標変換に基づく PML を用いると，式 (1) の波動方程式は PML 領域内において

$$s_z\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{p}{s_y}\frac{\partial\tilde{\Phi}}{\partial y}\right) + s_y\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{p}{s_z}\frac{\partial\tilde{\Phi}}{\partial z}\right) + k_0^2 q s_y s_z\tilde{\Phi} = 0 \quad (14)$$

と表される．ここで，複素ストレッチング係数 s_n $(n = y, z)$ は

$$s_n = 1 - j\tan\delta\left(\frac{\rho}{d}\right)^m \quad (n = y, z) \quad (15)$$

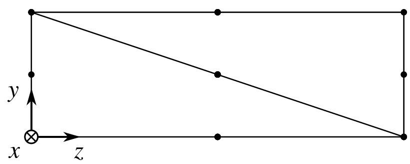
で与えられる．d は PML の厚さ，ρ は PML 開始点からの距離，m は吸収係数の分布次数，$\tan\delta$ は PML 終端での損失正接であり吸収の強さを表す．

2.4　数値積分

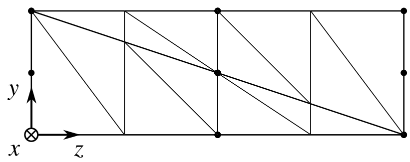
要素内を多項式で近似する通常の FEM では，式 (11)，(12) に相当する積分を解析的に行うことが容易だが，PUFEM の場合，リッチ化した形状関数に振動項が含まれ，参照屈折率が要素内で変化する場合も考えると，解析的な積分計算は容易ではない．そこで，本論文では数値積分を用いて解析を行う．ここでは，要素を伝搬方向に分割し，得られた三角形に数値積分公式 [14], [15]

$$\iint_e f(y,z)dydz = \sum_{i=1}^{n}\frac{W_i}{2}f(L_{1i},L_{2i},L_{3i})|J(L_{1i},L_{2i},L_{3i})| \quad (16)$$

を適用する．ここに n は標本点の数，(L_{1i}, L_{2i}, L_{3i})，W_i はそれぞれ標本点 i の面積座標，重みである．その後，それぞれの和をとることで一つの要素の積分を評価する．



(a) 細分割する前の要素



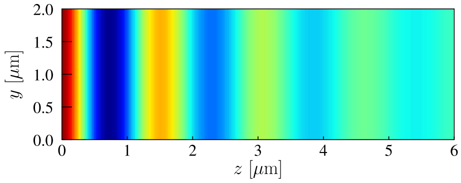
(b) 細分割した後の要素

図 3　数値積分のための細分割

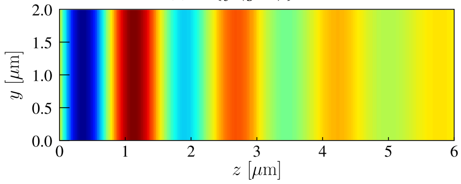
例として図 3 のような長方形領域を考え，その領域を二つの三角形要素で分割する場合を考える．PUFEM の積分計算で必要となる伝搬方向の分割数を確認するため，減衰振動関数

$$f(y,z) = \exp\left(-\frac{z}{2}\right)\exp(-jk_0 z) \quad (17)$$

の長方形領域 $(0 \le y/\mu\mathrm{m} \le 2,\ 0 \le z/\mu\mathrm{m} \le 6)$ での積分を数値積分により求めた値と解析的に求めた真値を比較する．ここで，波長は $\lambda = 1.55\ \mu\mathrm{m}$，式 (16) の n



(a) Re$\{f(y,z)\}$



(b) Im$\{f(y,z)\}$

図 4　数値積分の精度検証のための被積分関数 $f(y,z)$ の分布

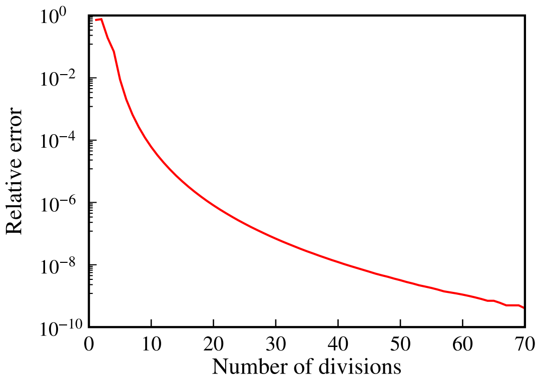


図 5　伝搬方向の分割数に対する数値積分の真値との誤差

は $n = 7$ とする．図 4 に被積分関数の分布を示し，図 5 に伝搬方向の分割数に対する相対誤差を示す．図 5 より，相対誤差を 10^{-8} 以下にするためには，伝搬方向に 40 分割程度する必要があることが分かる．この数値例では一つの要素に 3.8 波長含まれるので，1 波長当たり 10.5 分割以上になるように数値積分において要素を細分割する必要があることを意味する．通常の FEM 解析では，1 波長当たり 10~20 分割程度必要であることを考えると，式 (11)，(12) を細分割により求める計算コストは通常の FEM と同程度であり，PUFEM により未知変数を減らせることを考えると，線形方程式を解くのに要する時間は大幅に削減でき，解析全体の計算の効率化が期待できる．

3.　数値解析例

本章では，テーパ導波路とエアギャップのある導波路を PUFEM で解析し，FEM の結果と比較することで，その妥当性を確かめる．

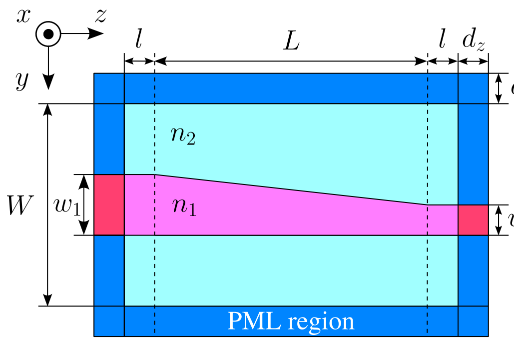


図 6　テーパ導波路

3.1　テーパ導波路

図 6 に示すようなコアとクラッドの屈折率差が大きいテーパ導波路を考え，導波路内の実効的な波数の長手方向変化が大きい場合について議論する．解析領域幅を $W = 3$ μm，入出力導波路の長さを $l = 1$ μm，テーパ長を $L = 5.7$ μm，入力の導波路幅を $w_1 = 0.2$ μm，出力の導波路幅を $w_2 = 0.1$ μm とし，動作波長 $\lambda = 1.55$ μm の TE 基本モードを入射する．ここでは導波路内で波数の変化が大きな強導波路を考え，コアの屈折率を $n_1 = 3.3$，クラッドの屈折率を $n_2 = 1$ とする．また，解析領域端に PML を $d_z = d_y = 1$ μm の幅で装荷することで，放射波を吸収している．ここでは，PML 領域と横方向の要素分割を十分に行い，全ての要素で参照屈折率を入射モードの実効屈折率 $n_{\mathrm{in}}^{\mathrm{eff}} = 2.55$ と出力導波路における基本モードの実効屈折率 $n_{\mathrm{in}}^{\mathrm{eff}} = 1.91$ の中間値を用いて $n_f^{\mathrm{ref}} = n_b^{\mathrm{ref}} = 2.23$ としている．

図 7 に伝搬方向における動作波長当たりの要素分割数 $N_\lambda = \lambda/\Delta z$ に対する規格化透過パワーの収束の様子を示す．ここに，Δz は z 方向の要素サイズである．ここでは，通常の FEM で十分に要素分割し，解析して得られた透過パワー $P_{\mathrm{ref}} = 0.999$ を真の値とし，相対誤差が 0.01% 以下になったとき収束しているとする．通常の FEM では，十分な精度を得るためには $N_\lambda = 6.6$ 以上の分割が必要であるのに対し，PUFEM では $N_\lambda = 1.6$ で収束しており，PUFEM の方が通常の FEM より少ない離散化で効率的な解析が可能であることがわかる．更に，図 8 に $N_\lambda = 1.6$ のときの PUFEM 及び FEM 解析により求めた伝搬界分布を示す．通常の FEM では波の振動を近似するために必要な分割数が足りていないため，スプリアスな減衰振動が見られるのに対し，PUFEM ではそのような界は見られず，

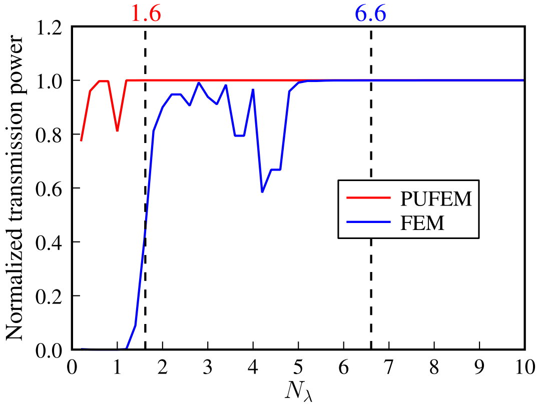
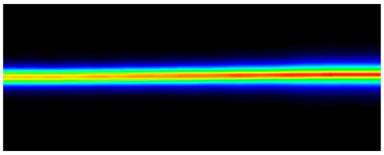
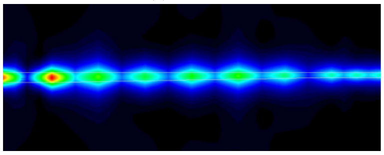


図 7　テーパ導波路における解析精度の伝搬方向分割数依存性



(a) PUFEM



(b) FEM

図 8　$N_\lambda = 1.6$ のときのテーパ導波路中の伝搬界分布

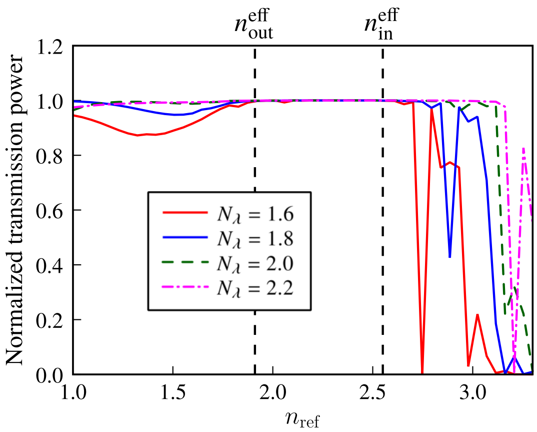


図 9　伝搬方向の分割数 N_λ ににおける参照屈折率 n_{ref} の透過パワー依存性

波動伝搬を精度良く解析できていることがわかる．

図 9 に PUFEM 解析における参照屈折率 n_{ref} の透過パワー依存性を示す．また，入出力導波路を伝搬する

表 1　テーパ導波路における PUFEM 解析と FEM 解析の解析時間とメモリ使用量

	未知変数の数	解析時間 [sec]	メモリ使用量 [Mbyte]
PUFEM	17,138	0.12	69.1
FEM	27,416	0.08	77.5

使用計算機：Intel(R) Core(TM) i9-13900 CPU 5.60 GHz

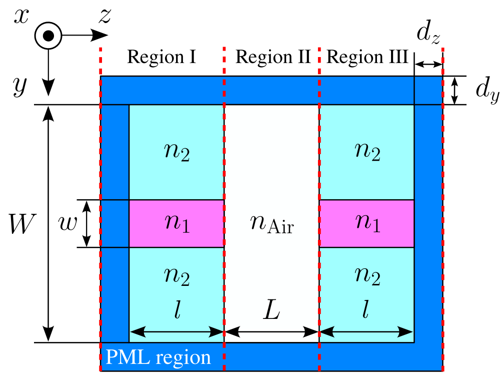


図 10　ギャップのある 2 次元光導波路

TE 基本モードの実効屈折率 $n_{\text{in}}^{\text{eff}}$，$n_{\text{out}}^{\text{eff}}$ を合わせて示す．$N_\lambda = 1.6$ のとき，入出力導波路の基本モードの実効屈折率の範囲において透過パワーは通常の FEM のパワーとよく一致しており，$N_\lambda = 2.2$ と分割数を少し増やすことで，広い範囲で通常の FEM のパワーと一致していることがわかる．このことから，導波路内の実効的な屈折率を予測するのが困難な場合でも，参照屈折率を厳密に求める必要はないといえる．

表 1 に $N_\lambda = 1.6$ のときの PUFEM 解析と $N_\lambda = 6.6$ のときの FEM 解析の計算時間とメモリ使用量を示す．PUFEM は，同じ要素分割で通常の FEM よりも未知変数の数が 2 倍になるが，それ以上に伝搬方向の分割数を減らすことができるため，未知変数の数は FEM よりも少なくなっている．これにより，メモリ使用量を削減することができる．ただし，要素内の数値積分を行う際の細分割により手順が増え，解析時間は通常の FEM よりも長くなっている．一方，積分を解析的 [16] に行うことも可能であり，それにより解析時間を短縮できると考えられる．

3.2　エアギャップのある導波路

前節では，反射の生じない導波路の解析を行ったが，ここでは，図 10 のような導波路不連続により反射の生じる 2 次元光導波路を考える．解析領域幅を $W = 5\ \mu$m，入出力導波路の長さを $l = 1\mu$m，入出力の導波路幅を $w = 1\ \mu$m，ギャップ長を $L = 0.5\ \mu$m，動

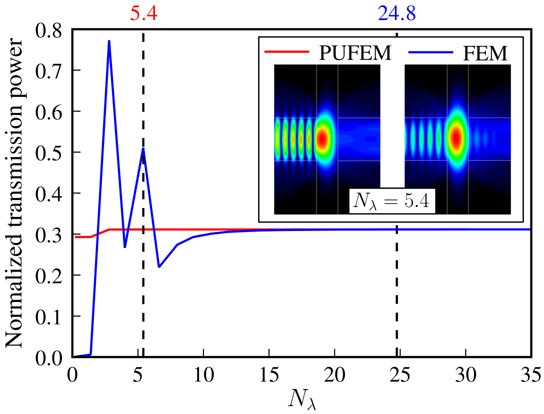


図 11　ギャップのある導波路における解析精度の伝搬方向分割数依存性

作波長 $\lambda = 1.3\ \mu$m の TE 基本モードを入射する．コアの屈折率を $n_1 = 3.54$，クラッドの屈折率を $n_2 = 3.17$ とし，ギャップの屈折率を 1 とする．解析領域端には PML を $d_z = d_y = 0.5\ \mu$m の幅で装荷する．ここでも前節と同様に PML 領域と横方向の要素分割を十分に行い，伝搬方向に構造が一様な領域 I，II，III にそれぞれ $n_{\mathrm{ref}}^{\mathrm{I}} = 3.5$，$n_{\mathrm{ref}}^{\mathrm{II}} = 1$，$n_{\mathrm{ref}}^{\mathrm{III}} = 3.5$ と参照屈折率を設定する．ただし，前進波と後退波の参照屈折率は同じ値にしている．図 11 に伝搬方向における動作波長当たりの要素分割数 N_λ に対する規格化透過パワーの収束の様子を示す．ここでも通常の FEM において十分に分割を行い，解析して得られた透過パワー $P_{\mathrm{ref}} = 0.311$ を真の値とし，相対誤差が 0.1% 以下になったとき解が収束しているとする．通常の FEM では，十分な精度を得るためには $N_\lambda = 24.8$ 以上の分割が必要であるのに対し，PUFEM では $N_\lambda = 5.4$ で収束しており，反射波が生じる構造においても PUFEM の方が通常の FEM よりも少ない離散化で効率的な解析が可能であることが分かる．また，挿入図として $N_\lambda = 5.4$ のときの PUFEM 及び FEM 解析により求めた電磁界分布を示す．通常の FEM では波の振動を近似するために必要な分割数が足りていないため，特に媒質内波数と参照波数の差が大きい入出力導波路においてスプリアスな減衰振動が見られるのに対し，PUFEM は波動伝搬を精度良く解析できていることがわかる．

表 2 に $N_\lambda = 5.4$ のときの PUFEM 解析と $N_\lambda = 24.8$ のときの FEM 解析の計算時間とメモリ使用量を示す．計算時間はどちらの手法も同程度であるが，メモリ使用量は PUFEM の方が通常の FEM よりも削減できていることがわかる．

表 2　ギャップのある導波路における PUFEM 解析と FEM 解析の解析時間とメモリ使用量

	未知変数の数	解析時間 [sec]	メモリ使用量 [Mbyte]
PUFEM	17,286	0.08	67.9
FEM	28,341	0.09	83.8

使用計算機：Intel(R) Core(TM) i9-13900 CPU 5.60 GHz

4. む　す　び

光導波路伝搬解析のための PUFEM の定式化を行い，通常の FEM との解析精度の比較を行った．要素行列を作成する際の積分計算では，要素を更に細分割し，得られた三角形それぞれに数値積分を適用した後，その和をとることで評価を行った．本手法をコアとクラッドの屈折率差が大きく，伝搬方向に波数が変化するテーパ導波路や導波路不連続により反射が生じるギャップ導波路に適用した．PUFEM において十分な精度が得られたときの伝搬方向の分割数は，通常の FEM よりも少なく，少ない未知変数で効率的な解析が行えることを示した．更に，テーパ導波路の解析において，参照屈折率を変化させて解析を行い，伝搬方向の分割が少ない場合でも，十分に要素分割を行った FEM の結果と広く一致していることから，参照屈折率を厳密に求める必要がないことを示した．しかし，PUFEM 解析において，あらかじめ参照屈折率を設定する必要があり，波数変化が大きい入出力端の PML 領域内では，解析領域内よりも伝搬方向の分割数を多くする必要がある．したがって，今後は仮想媒質内の波数を見積もる必要のない解析領域の終端方法 [12] を適用する予定である．また，要素行列を作成する際の数値積分の計算に時間がかかっているため，曲辺要素や要素内で材料定数，参照屈折率が変化しない場合，解析積分を適用することで，計算の効率化を行う予定である．

文　　献

[1] J.S. Jensen and O. Sigmund, “Systematic design of photonic crystal structures using topology optimization: Low-loss waveguide bands,” Appl. Phys. Lett., vol.84, no.12, pp.2022–2024, March 2004.

[2] R. Matzen, J.S. Jensen, and O. Sigmund, “Systematic design of slow-light photonic waveguides,” J. Opt. Soc. Amer. B, vol.28, no.10, pp.2374–2382, Oct. 2011.

[3] M. Perestjuk, H. Boerma, A. Schindler, P. Runge, and M. Schell, “Inverse design strategies for large passive waveguide structures,” IEEE Photon. Technol. Lett, vol.33, no.5, pp.259–262, March 2021.

[4] K.S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations," IEEE Trans. Antennas Propag., vol.14, no.3, pp.302–307, May 1966.
[5] M. Koshiba, Optical Waveguide Theory by the Finite Element Method, Tokyo, Japan/Dordrecht, The Nethierland: KTK Scientific/Kluwer Academic, 1992.
[6] Y. Tsuji and M. Koshiba, "Finite element method using port truncation by perfectly matched layer boundary conditions for optical waveguide discontinuity problems," J. Lightw. Technol., vol.20, no.3, pp.463–468, March 2002.
[7] J.M. Melenk and I. Babuska, "The partition of unity finite element method: Basic theory and applications," Comput. Methods Appl. Mech. Engrg., vol.139, no.1-4, pp.289–314, Dec. 1996.
[8] J.-D. Chazot and E. Perrey-Debain, "The partition of unity finite element method for the simulation of waves in air and poroelastic media," J. Acoust. Soc. Am., vol.135, no.2, pp.724–733, Feb. 2014.
[9] P. Destuynder, L. Hervella-Nieto, P.M. López-Pérezd, J. Orellana, and A. Prieto, "A modal-based partition of unity finite element method for elastic wave propagation problems in layered media," Comput. Struct., vol.265, art. no.106759, June 2022.
[10] Y. Tsuji, M. Koshiba, and T. Tanabe, "A wide-angle beam propagation method based on finite element scheme," IEEE Trans. Magnetics, vol.33, no.2, pp.1544–1547, March 1997.
[11] C. Jun, H. Wei, and C. Yiyuan, "Novel Mur condition in frequency domain and its application," J. Electron. (China), vol.13, no.3, pp.257–266, July 1996.
[12] K. Morimoto, A. Iguchi, and Y. Tsuji, "Propagation operator based boundary condition for finite element analysis," IEEE Photon. J., vol.12, no.4, art. no.6601713, Aug. 2020.
[13] J.-P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," J. Computational Phys., vol.114, no.2, pp.185–200, Oct. 1994.
[14] J. Jin, The Finite Element Method in Electromagnetics, John Wiley & Sons, 1993.
[15] O.C. Zienkiewits, The Finite Element Method, 3rd Ed., McGraw-Hill, 1977.
[16] S. Banerjee and N. Sukumar, "Exact integration scheme for planewave-enriched partition of unity finite element method to solve the Helmholtz problem," Comput. Methods Appl. Mech. Engrg., vol.317, pp.619–648, April 2017.

（2024 年 7 月 20 日受付，11 月 13 日再受付，
12 月 26 日早期公開）

松崎　泰輝　（学生員）

令 6 室蘭工業大学・創造工学科卒．同年同大学院博士前期課程入学，現在に至る．電磁界解析に関する研究に従事．

井口亜希人　（正員）

平 27 室蘭工大・情報電子卒．平 29 同大大学院修士課程，平 31 同博士課程了．同年同大学大学院・日本学術振興会特別研究員，令元同大大学院工学研究科助教，現在に至る．光・波動エレクトロニクスに関する研究に従事．博士 (工学)．平 27 年度本会エレクトロニクスシミュレーション研究会優秀論文発表賞受賞．令元年度本会学術奨励賞受賞．

辻　　寧英　（正員：フェロー）

平 3 北大・工・電子卒．平 5 同大大学院修士課程了．平 8 同博士課程了．同年北海道工大・応用電子助手，同年同講師．平 9 北大大学院工学研究科助教授，平 16 北見工業大学電気電子工学科准教授，平 23 室蘭工業大学大学院工学研究科教授，現在に至る．光・波動エレクトロニクスに関する研究に従事．博士 (工学)．平 8 年度，平 10 年度，平 30 年度本会論文賞，平 10 年度本会学術奨励賞受賞．平 12 IEEE Third Millenium Medal 受賞．平 26 年度本会エレクトロニクスシミュレーション研究会優秀論文発表賞受賞．平 29 年度本会エレクトロニクスソサイエティ活動功労賞受賞．令元 IEEE Photonics Technology Letters Outstanding Reviewer Award 受賞．令 3 本会エレクトロニクスソサイエティ賞受賞．IEEE Seinor Member，Optica Senior Member，応用物理学会会員．