

### パワー保存型高効率ビーム伝搬法による光回路素子の小型化に関する研究

NITO, Yuta / 仁藤, 雄大

---

(開始ページ / Start Page)

1

(終了ページ / End Page)

111

(発行年 / Year)

2016-03-24

(学位授与番号 / Degree Number)

32675乙第221号

(学位授与年月日 / Date of Granted)

2016-03-24

(学位名 / Degree Name)

博士(工学)

(学位授与機関 / Degree Grantor)

法政大学 (Hosei University)

(URL)

<https://doi.org/10.15002/00013015>

法政大学審査学位論文

パワー保存型高効率ビーム伝搬法による  
光回路素子の小型化に関する研究

2016年3月

仁藤 雄大



# 目次

第1章 序論	5
1.1 研究の背景と目的	5
1.2 論文の構成	8
第2章 差分BPMの基本式	13
2.1 まえがき	13
2.2 波動方程式	14
2.2.1 電界	15
2.2.2 磁界	16
2.3 フレネル方程式	18
2.3.1 電界	18
2.3.2 磁界	19
2.3.3 CN法の適用	20
2.4 改良差分式	22
2.5 虚軸BPM	27
2.6 むすび	28
第3章 Fundamental法による計算効率の改善	29
3.1 まえがき	29
3.2 Fundamental法に基づくBPM	30
3.2.1 CN-BPM	30

---

3.2.2	ADI-BPM . . . . .	32
3.3	むすび . . . . .	39
<b>第4章</b>	<b>電界と磁界に基づく高精度な伝搬ビーム解析法</b>	<b>41</b>
4.1	まえがき . . . . .	41
4.2	電界と磁界に基づく BPM . . . . .	42
4.3	解析結果 . . . . .	43
4.3.1	直線テーパ導波路型スポットサイズ変換器 . . . . .	43
4.3.2	直線テーパ導波路型偏波変換器 . . . . .	50
4.4	曲線テーパの導入による導波路型偏波変換器の小型化 . . . . .	51
4.5	むすび . . . . .	57
<b>第5章</b>	<b>金属膜を装荷した屈曲埋め込み型光導波路</b>	<b>59</b>
5.1	まえがき . . . . .	59
5.2	基礎検討 . . . . .	60
5.2.1	屈曲スラブ導波路 . . . . .	60
5.2.2	屈曲埋め込み型光導波路 . . . . .	64
5.3	金属膜を装荷した屈曲埋め込み型光導波路 . . . . .	66
5.3.1	屈曲損の低減 . . . . .	66
5.3.2	偏波依存損失の低減 . . . . .	71
5.3.3	トレンチとの併用 . . . . .	71
5.4	むすび . . . . .	76
<b>第6章</b>	<b>埋め込み型光導波路の屈曲損低減</b>	<b>77</b>
6.1	まえがき . . . . .	77
6.2	コア位置の調節による屈曲損の低減 . . . . .	78
6.2.1	構造 . . . . .	78
6.2.2	コアの深さが固有モード界に及ぼす影響 . . . . .	79

---

6.2.3	純粹屈曲損の評価 . . . . .	82
6.2.4	コア位置の最適化 . . . . .	86
6.3	むすび . . . . .	91
第7章	結論	93
	参考文献	94
	謝辞	105
	研究業績	107



# 第1章 序論

## 1.1 研究の背景と目的

波長分割多重通信に代表される光通信システムの発展は、大容量かつ高速な情報通信を可能にしてきた。近年では、通信トラフィックの増加に伴い、光通信システムを構成する光回路の小型化が強く要求されている [1], [2]。実用的な小型回路の実現には、光波の伝搬特性を解明するとともに、製造許容誤差や波長特性といった工学的特性を評価することが重要となる。

取り扱う光回路を2次元構造で近似できる場合には、解析的解法や数値的解法を用いながら、小さな計算規模で諸特性を評価可能である。しかしながら、小型化の要求に伴って、光回路デバイスの形状は複雑化する傾向にあり、2次元構造での近似が難しくなっている。そのため、3次元解析の必要性がますます高まっているのが実情である。3次元光回路には通常、解析解が存在しないため、数値解析手法の利用が不可欠となるが、3次元解析で要求される計算メモリと計算時間は2次元解析と比較して膨大なものである。このような状況のもと、3次元問題に対する効率的な数値解析手法の開発と、信頼性のある解の提供が望まれている [3]。

電磁界の数値解析手法は、主に時間領域解析と周波数領域解析の2つに大別される。時間領域解析の代表手法には、有限差分時間領域 (FDTD: Finite-Difference Time-Domain) 法 [4], [5] がある。FDTD法は、マクスウェルの式を直接差分化した厳密解法であるため、精度の高い計算結果を得ることができる。また、進行波と後退波の両方が考慮され、反射を伴う光回路デバイスの解析にも適用可能である。しかしながら、FDTD法では一般に大容量の計算メモリが必要とされ、加えてクーラント条件で時間の刻み幅が制限されるこ

とによって、特に3次元問題に対して計算規模が膨大となる。

一方、周波数領域解析の代表的な手法には、ビーム伝搬法 (BPM: Beam Propagation Method) [6] がある。BPMは、進行波のみを仮定し、緩慢変化包絡線近似を導入した近似解法である。1991年頃には、交互方向陰解 (ADI: Alternative Direction Implicit) 法が差分法に基づくBPMに導入され、高速解法であるトーマスアルゴリズムとの併用によって、計算の効率が劇的に向上した [7]-[9]。そのため、反射波の無視できる3次元光回路デバイスを解析する手法として、差分BPMが広く用いられている [10]。最近では、誘電体導波路のみならず、図1.1に示すような、石英系の基板の上に金属を装荷した金属光導波線路上を伝搬する表面プラズモンポラリトン (SPP: Surface Plasmon Polariton) の解析にも応用されている [11]。BPMは、そのアルゴリズムに簡単な変更を加えるだけで、固有モードソルバにもなる。虚軸BPM [12], [6] と呼ばれるこの手法は、現象を説明し得る固有モード界の解明や、光回路デバイスの端的な損失評価において、これまでに多くの実績をあげてきている [6]。

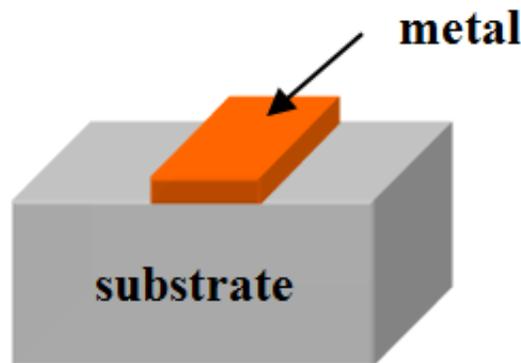


図 1.1 金属光導波線路

このように、BPMは光回路の諸特性を効率良く見積もることのできる手法であるが、設計期間の短縮とコスト削減のためには、更なる計算効率の改善が求められている。

ここで、BPMは近似解法であるので、その適用範囲に注意を払う必要がある。特に、小型化を目指して光回路の高屈折率化が進み、強導波構造がBPM解析されるようになると、光波の伝搬する過程でパワーの保存されない問題に直面するようになった [13]-[16]。

これまでに，屈折率境界を任意に選べる改良差分式や，磁界成分を解析する際に従来無視されていた伝搬方向の屈折率微分項を考慮する改善手法が提案されている [17]-[19]．それでもなお，3次元問題を取り扱くと，信頼性に欠ける計算結果を得ることがある．パワー保存アルゴリズムが確立されれば，BPMの適用範囲が広がり，強導波構造を有する小型光回路の設計においても強力な数値解析手法となり得る．

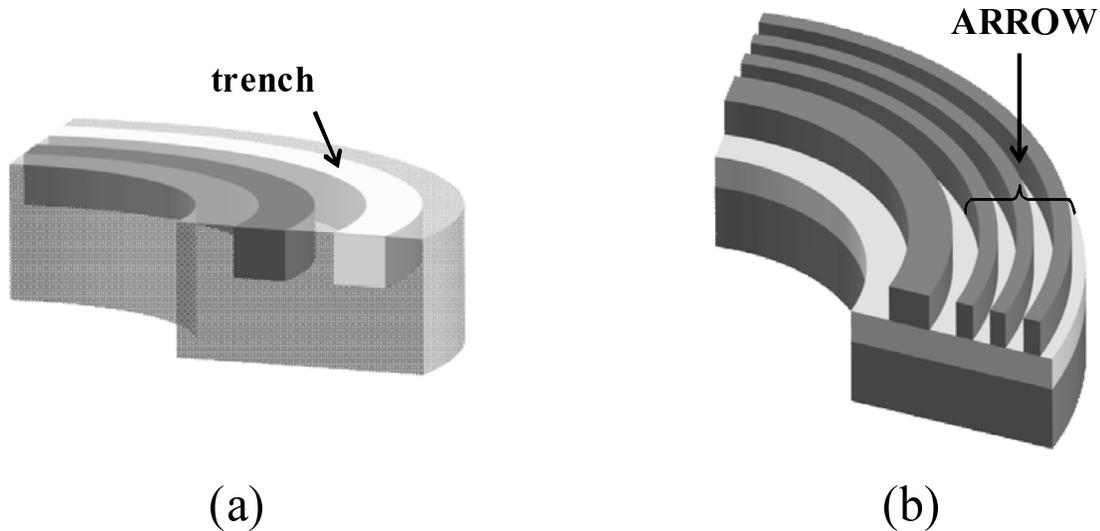


図 1.2 屈曲導波路

光回路を小型化するには，屈折率の大きな誘電体を使用する方法以外に，導波路を曲げる方法も重要な技術となっている．導波路を曲げると，屈曲部で生じる損失が問題となる．屈曲損を低減する方法としては，図 1.2(a) に示すようにトレンチを設置する方法 [20], [21] や，同図 (b) に示すように反共振反射性光導波路 (ARROW: Anti-Resonant Reflecting Optical Waveguide) を付加する方法 [22] が知られている．しかしながら，光回路中で水平 ( $x$ ) 方向に電界の主成分をもつ準 TE モードと，垂直 ( $y$ ) 方向に電界の主成分をもつ準 TM モードとの間の屈曲損失差が長波長帯で無視できない点 [23] については十分に検討がされていない．偏波間の損失差は一般に偏波依存損 (PDL: Polarization Dependent Loss) と呼ばれ，光回路の特性を悪化させる一因となり得る．また，トレンチや ARROW の設置は，追加の製造工程を必要とし，製作の困難さやコストの増加を伴う．そのため，製造容易な構

造を保ちつつ、低損失、広帯域に動作する屈曲導波路構造の提案が強く望まれている。

本論文では、こうした背景のもとに、まず、従来の差分 BPM の定式化を整理し、より計算効率の高い差分 BPM を開発する。具体的には、Fundamental 法と呼ばれる手法を計算式に導入する。続いて、強導波構造の解析においてパワーの保存性を改善するために、電界、磁界の両界分布からポインティングベクトルに基づいて厳密にパワーを評価する方法を提示する。そして、構築したアルゴリズムを用いて、スポットサイズ変換器、偏波変換器、屈曲導波路といった光回路デバイスを伝搬する光波の振る舞いを明らかにし、デバイスを小型化し得る設計法を提示する。

## 1.2 論文の構成

前節では、大規模な光回路デバイスを小型設計する上で、BPM の更なる高効率化とパワーの保存性を改善するアルゴリズムの確立が重要であることを述べた。さらに、製造容易性を維持しながら光回路を小型化する重要性について言及し、本研究の位置付けと目的を明示した。以下に本論文の構成を述べる。

論文は全7章で構成されている。第2章では、差分 BPM の基本式について概説している。第3章、第4章では、計算効率を改善した BPM を開発し、パワー保存アルゴリズムについて言及している。第5章、第6章では、光回路の小型化において重要となる屈曲導波路の新たな損失低減手法を提案し、諸特性を明らかにしている。

第2章では、差分 BPM の基本式について説明する。まず、マクスウェルの方程式から波動方程式を導出する。波動方程式に緩慢変化包絡線近似を導入し、電界、磁界それぞれに対してフレネル方程式を導いた後、克蘭ク・ニコルソン (CN: Crank-Nicolson) 法によってフレネル方程式を2次精度で伝搬方向に差分化する。水平、垂直方向の差分に対しても2次精度を保証するために、屈折率境界での界の境界条件を満たした2次精度の改良差分式を導入する。次に、固有モード解析法の一つである虚軸 BPM について概説する。界の収束を速める手法として、増幅係数を用いた手法を取り上げる。

第3章では、Fundamental 法と呼ばれる簡素な定式化を BPM に適用し、計算効率の改

善を図る．はじめに，CN-BPM に Fundamental 法を導入する (FCN-BPM)．FCN-BPM は，従来の定式化に比べて算術演算数が極端に少なくなり，CN-BPM と完全に同一の結果を得ながら，計算時間を 85 % に短縮可能であることを見出す．次に，更なる計算効率の改善を達成するために，ADI-BPM に Fundamental 法を導入する (FADI-BPM)．ADI-BPM では，係数行列が可換となるように，各計算ステップにおける屈折率の選択方法に注意を払う必要がある．FADI を用いると，選択し得る屈折率の組み合わせ全てにおいて係数行列の可換性が満たされ，伝搬方向に構造の変化する導波路の場合でも従来と同じ計算精度が維持されることを明示する．FADI-BPM の有効性を検証するために，直線テーパ導波路型偏波変換器 [24] を解析する．計算時間が通常の ADI-BPM に比べておよそ 74 % に短縮され，計算効率の高い BPM アルゴリズムが構築されることを明らかにする．

第 4 章では，伝搬ビーム解析におけるパワー保存アルゴリズムを考案する．電界と磁界に関する 2 種類のフレネル方程式を同時に解きながら，ポインティングベクトルに基づいて，電界と磁界の積で厳密にパワーを評価する．階段近似による量子化誤差を低減するために，屈折率境界に最も近い標本点には，コアとクラッドの平均屈折率を与える．本手法では，計算すべきマトリクス数が従来の 2 倍になるが，効率良く計算パラメータを共有することで，計算メモリの増加量は僅かで済む．パワー保存アルゴリズムの有効性を検証するために，はじめに，強導波のテーパ構造を有するスポットサイズ変換器 [2] を解析する．パッシブデバイスでは，前方伝搬と後方伝搬とで得られる導波モードパワーが一致する性質を利用し，本解析手法の妥当性を証明する．本手法を用いたデバイスの解析例として，テーパ長とモード変換効率の関係を調べる．次に，偏波結合項の寄与が大きいモデルとして，第 3 章で取り上げた直線テーパ導波路型偏波変換器を改めて解析する．FDTD 法の計算結果と比較することによって，本手法の有効性を実証する．

次に，パワー保存型 FADI-BPM を用いて，導波路型偏波変換器における偏波変換メカニズムを突き止め，短いデバイス長で動作する構造の検討も行う．固有モード解析より，導波路内に 1 次モードと 2 次モードが混在する混合モード領域が存在することを見出す．混合モード領域では偏波間の結合が生じ易いため，この領域を伝搬方向に拡大することができれば，効率的な偏波変換がなされる．本章では，曲線テーパ化されたコアを導入す

ることによって混合モード領域が拡大され、短軸長で偏波変換の達成されることを明示する。さらに、部分的に上部コアを除去することで偏波間の再結合を抑制する。結果として、従来の半分のデバイス長  $100 \mu\text{m}$  で広い波長帯域に渡って高い偏波変換効率の得られることを明らかにする。

第5章では、光回路の小型化に欠かすことのできない屈曲導波路を取り上げ、金属膜を装荷した際の特性を検討する。計算には、パワー保存型 CN-BPM を用いる。金属膜を装荷する前に、基礎検討として、屈曲平行スラブ導波路を取り扱う。屈曲の外側にあるコアを本論文ではダミーコアと呼ぶ。ダミーコアを設置した混成導波路系では、TE, TM 両モードに対して偶奇のスーパーモードが生成される。屈曲導波路では、奇スーパーモードの界が内側のコアに集中するため、このモードを励振することで屈曲損が低減される。コアとダミーコアとの間隔を変化させると、トレンチを設置した場合と同様に、純粋屈曲損が周期的に変化する。ダミーコアの位置を適切に選ぶことで、TE, TM 両モードの屈曲損を低減する効果があることを明らかにする。次に、埋め込み型光導波路を解析する。屈曲の外側にダミーコアを設置したときの効果を3次元導波路でも確認した後、ダミーコアの代わりに金属膜を装荷した構造を検討する。基板上に金属膜を付加すると、準 TM モードに対して SPP モードと呼ばれる特殊なモードが生成されることが知られている。金属膜が準 TM モードに対してのみ導波路として機能する性質を利用すると、屈曲光導波路のコアと平行に金属膜を装荷することによって準 TM モードで混成導波路が形成され、偶奇のスーパーモードが生成されることを見出す。屈曲導波路では、奇スーパーモードの界がコアに集中するため、直線導波路を伝搬する光波で奇スーパーモードを効率良く励振することで、屈曲損が低減されることを明らかにする。

この性質を応用すると、準 TM モードの屈曲損を準 TE モードのそれに近づけることで PDL が低減されることを見出す。金属膜装荷時の屈曲損失は、金属膜の幅、およびコアと金属膜の間隔によって周期的に変化するが、特性は寸法変化に比較的鈍感である。最後に、 $1.3 \mu\text{m}$  から  $1.65 \mu\text{m}$  の広い波長帯域に渡って PDL が低減するように、金属幅及びコアと金属膜の間隔を調節する。更に、本手法を、トレンチ部を設けた屈曲光導波路に応用する。結果として、 $0.4 \text{ dB/cm}$  以下の低い PDL のみならず、純粋屈曲損も同時に低減可

能であることを明らかにする。

第6章では、埋め込み型光導波路において、空気界面からのコア位置を調節するだけのシンプルな屈曲損低減手法を提案する。この手法は、屈曲半径、偏波に無依存で、かつ広帯域に動作する、従来手法にない特長がある。まず、屈曲損が低減されるメカニズムを解明する。直線導波路の固有モード解析より、空気層とコアの間隔が小さくなるほどクラッド領域への界の広がりが大きくなることを示す。広がった界は、導波路を屈曲した際に漏れモードに変換されやすいため、コアが空気層-クラッド境界に接近するほど屈曲損が生じやすくなる。一方、コアを空気層-クラッド境界付近に設置した際の固有モード界分布は、完全埋め込み型屈曲導波路の固有モード界において、空気層領域に相当する界を空気層-クラッド境界を対称軸として折り返したときに生成される界と類似する。このときに、境界近傍の界が打ち消された固有モードが形成されることで、屈曲損が低減される。結果として、漏れ波の生成と抑制によって生じる相反する効果によって、純粋屈曲損が最小となる最適なコア位置が決定される。本手法によって、純粋屈曲損だけでなく、遷移損も低減される。更に、コアの最適位置は、屈曲半径に依らずに一定となる。

次に、シリコン基板を付加した構造を取り扱い、シリコン基板への漏れ損失を 0.04 dB/cm まで抑制しながら純粋屈曲損が低減されるようにコア位置を調整する。7 mm の屈曲半径では、波長 1.3  $\mu\text{m}$  から 1.65  $\mu\text{m}$  の広い帯域に渡って 0.88 dB/cm から 0.25 dB/cm まで純粋屈曲損を低減可能であることを明示する。最後に、最適なコアの深さに関する設計指針を示す。本研究で取り扱う導波路では、界の最大振幅値のおよそ 12% となる位置に空気層-クラッド境界を設置することで、コアとクラッドの比屈折率差に依らず、純粋屈曲損が最小になることを明らかにする。

第7章では、本研究で得られた成果を要約している。



## 第2章 差分BPMの基本式

### 2.1 まえがき

本章では、具体的な検討の前に、伝搬ビーム解析及び固有モード解析で使用する差分BPMの基本式を整理する。

まず、伝搬ビーム解析法について言及する。マクスウェルの方程式から、反射波を無視し、屈折率の変化が小さいことを仮定した上で、電界と磁界それぞれについての波動方程式を導く。波動方程式に緩慢変化包絡線近似を適用すると、フレネル方程式となる。フレネル方程式を伝搬 ( $z$ ) 方向に差分化する際に、クランク・ニコルソン法を適用することで  $z$  方向に2次精度の差分式を得る。

次に、横 ( $x$  と  $y$ ) 方向に対しても2次精度を保証できるように、2次精度改良差分式 [25], [26] を導入する。通常を中心差分式が2次精度を保証するのは、高階の微分の連続性が保たれている条件下に限る。この条件は、グレーデッドインデックス形導波路では満たされるが、本論文で取り扱うステップインデックス形導波路においては満たされない。2次精度改良差分式は、界の境界条件を満たした差分式であり、精度の改善効果は顕著となる。

最後に、固有モード解析法の一つである虚軸BPMについて言及する。虚軸BPMは、伝搬ビーム解析のアルゴリズムにおいて、伝搬軸を実軸から虚軸に置き換えることによって、固有モードを算出する方法である。固有モードの収束を速める手法として、参照屈折率を逐次更新する更新法 [27] や演算子の増幅度（増幅係数）を積極的に利用した虚軸解析法 [28] が提案されている。更新法を用いた固有モード解析では低次モードが優先的に抽出されるため、高次モードを抽出するためには、グラム・シュミット直交化法を用いて低次モードを取り除きながら繰り返し解析する必要がある [29]-[31]。一方、増幅係数を用

いる手法では、求めたいモードの実効屈折率を近似的に与えれば、所望の固有モードを得ることができ、高次モードを一度の解析で抽出できる利点がある [32]。これは、本論文で取り扱う漏れモードの抽出にも効果的である。そこで、本章では増幅係数を用いた虚軸BPMの基本式を導出する。

## 2.2 波動方程式

本論文では、線形、等方性、比透磁率が  $\mu_r = 1$  の誘電体及び金属を取り扱う。以下に、マクスウェルの方程式を示す。

$$\nabla \times \tilde{\mathcal{E}} = -\mu_0 \frac{\partial \tilde{\mathcal{H}}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \tilde{\mathcal{H}} = \sigma \tilde{\mathcal{E}} + \epsilon_0 n_r^2 \frac{\partial \tilde{\mathcal{E}}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$\tilde{\mathcal{E}}$  と  $\tilde{\mathcal{H}}$  は電界と磁界ベクトル、 $\epsilon_0$  と  $\mu_0$  は真空の誘電率と透磁率、 $\sigma$  は導電率、 $n_r$  は導波路の屈折率 (実数) である。 $\tilde{\mathcal{E}}$  と  $\tilde{\mathcal{H}}$  の時間依存項を  $\exp(j\omega t)$  と表現する。すなわち、

$$\tilde{\mathcal{E}}(x, y, z, t) = \mathcal{E}(x, y, z) \exp(j\omega t) \quad (2.3)$$

$$\tilde{\mathcal{H}}(x, y, z, t) = \mathcal{H}(x, y, z) \exp(j\omega t) \quad (2.4)$$

但し、 $\mathcal{E}(x, y, z)$  と  $\mathcal{H}(x, y, z)$  は複素電磁界振幅である。式 (2.1), (2.2) に、それぞれ式 (2.3), (2.4) を代入する。

$$\nabla \times \mathcal{E} = -j\omega\mu_0 \mathcal{H} \quad (2.5)$$

$$\nabla \times \mathcal{H} = \sigma \mathcal{E} + j\omega\epsilon_0 n_r^2 \mathcal{E} \quad (2.6)$$

便宜上、式 (2.6) を以下のように表す。

$$\nabla \times \mathcal{H} = j\omega\epsilon_0 n^2 \mathcal{E} \quad (2.7)$$

ここで、 $n$  は複素屈折率であり  $n^2 \equiv n_r^2 - j\sigma/\omega\epsilon_0$  である。一般に、誘電体のみで構成されるデバイスを解析する際には、屈折率に虚部は存在しない。しかしながら、金属を有する構造を解析する際には、金属部で導電率を考慮する必要があるため、金属の屈折率を複素屈折率として取り扱う。

## 2.2.1 電界

はじめに，電界の波動方程式を導出する．式(2.5)の回転をとると，以下のようになる．

$$\nabla \times (\nabla \times \boldsymbol{\mathcal{E}}) = -j\omega\mu_0(\nabla \times \boldsymbol{\mathcal{H}}) \quad (2.8)$$

式(2.8)に式(2.6)を代入すると，式(2.8)は

$$\nabla \times (\nabla \times \boldsymbol{\mathcal{E}}) = n^2 k_0^2 \boldsymbol{\mathcal{E}} \quad (2.9)$$

となる．ここで，自由空間波数を  $k_0 = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$  と定義している．

以下に示すベクトル公式

$$\nabla \times (\nabla \times \boldsymbol{\mathcal{E}}) = \nabla(\nabla \cdot \boldsymbol{\mathcal{E}}) - \nabla^2 \boldsymbol{\mathcal{E}} \quad (2.10)$$

を用いると，式(2.9)は

$$\nabla(\nabla \cdot \boldsymbol{\mathcal{E}}) - \nabla^2 \boldsymbol{\mathcal{E}} - n^2 k_0^2 \boldsymbol{\mathcal{E}} = 0 \quad (2.11)$$

となる． $\nabla \cdot \boldsymbol{\mathcal{D}} = \nabla \cdot n^2 \boldsymbol{\mathcal{E}} = \rho = 0$  の関係を用いると，次式が得られる．

$$\nabla \cdot n^2 \boldsymbol{\mathcal{E}} = n^2 \nabla \cdot \boldsymbol{\mathcal{E}} + \boldsymbol{\mathcal{E}} \cdot \nabla n^2 = 0 \quad (2.12)$$

式(2.12)は，以下のように変形される．

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\mathcal{E}} = -\frac{\boldsymbol{\mathcal{E}} \cdot \nabla n^2}{n^2} \quad (2.13)$$

式(2.11)に式(2.13)を代入すると，以下のベクトル波動方程式を得る．

$$\nabla^2 \boldsymbol{\mathcal{E}} + \nabla \left[ \frac{\boldsymbol{\mathcal{E}} \cdot \nabla n^2}{n^2} \right] + n^2 k_0^2 \boldsymbol{\mathcal{E}} = 0 \quad (2.14)$$

式(2.14)の左辺第2項は，以下のように変形できる．

$$\begin{aligned} \nabla \frac{\boldsymbol{\mathcal{E}} \cdot \nabla n^2}{n^2} &= \nabla \left[ \frac{1}{n^2} \boldsymbol{\mathcal{E}} \cdot \left( \frac{\partial n^2}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial n^2}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial n^2}{\partial z} \mathbf{k} \right) \right] \\ &= \nabla \left[ \frac{1}{n^2} \left( \frac{\partial n^2}{\partial x} \mathcal{E}_x + \frac{\partial n^2}{\partial y} \mathcal{E}_y + \frac{\partial n^2}{\partial z} \mathcal{E}_z \right) \right] \end{aligned} \quad (2.15)$$

$z$  方向の屈折率変化が小さい構造を仮定すると,  $\partial n^2/\partial z \simeq 0$  とおける. 後に本章で述べる虚軸法では  $z$  方向に屈折率変化は無いため, 上記の仮定は完全に満たされる. その結果, 式 (2.14) は以下のように書ける.

$$\nabla^2 \mathcal{E}_x + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \mathcal{E}_x \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \mathcal{E}_y \right] + n^2 k_0^2 \mathcal{E}_x = 0 \quad (2.16)$$

$$\nabla^2 \mathcal{E}_y + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \mathcal{E}_y \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \mathcal{E}_x \right] + n^2 k_0^2 \mathcal{E}_y = 0 \quad (2.17)$$

ここで, 式 (2.16) の第2項は,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} (n^2 \mathcal{E}_x) \right] &= \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{n^2} \left( \frac{\partial n^2}{\partial x} \mathcal{E}_x + n^2 \frac{\partial \mathcal{E}_x}{\partial x} \right) \right] \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \mathcal{E}_x + \frac{\partial \mathcal{E}_x}{\partial x} \right] \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \mathcal{E}_x \right] + \frac{\partial^2 \mathcal{E}_x}{\partial x^2} \end{aligned} \quad (2.18)$$

であるので, 式 (2.17) の第3項も同様に,

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} (n^2 \mathcal{E}_y) \right] = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \mathcal{E}_y \right] + \frac{\partial^2 \mathcal{E}_y}{\partial x \partial y} \quad (2.19)$$

と書ける. 従って, 式 (2.16) は, 以下の式に変形できる.

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathcal{E}_x}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} (n^2 \mathcal{E}_x) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} (n^2 \mathcal{E}_y) \right] - \frac{\partial^2 \mathcal{E}_y}{\partial x \partial y} + n^2 k_0^2 \mathcal{E}_x = 0 \quad (2.20)$$

同様に, 式 (2.17) は以下の式となる.

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathcal{E}_y}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} (n^2 \mathcal{E}_y) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} (n^2 \mathcal{E}_x) \right] - \frac{\partial^2 \mathcal{E}_x}{\partial y \partial x} + n^2 k_0^2 \mathcal{E}_y = 0 \quad (2.21)$$

式 (2.20), (2.21) が電界に関する波動方程式である.

## 2.2.2 磁界

次に, 磁界の波動方程式を導出する. 式 (2.7) の回転をとると, 以下のようになる.

$$\nabla \times (\nabla \times \mathcal{H}) = j\omega \epsilon_0 n^2 (\nabla \times \mathcal{E})$$

$$= j\omega\epsilon_0(n^2\nabla \times \boldsymbol{\mathcal{E}} + \nabla n^2 \times \boldsymbol{\mathcal{E}}) \quad (2.22)$$

式(2.22)の右辺第2項を  $n^2\nabla \times \boldsymbol{\mathcal{E}} = \frac{\nabla n^2}{n^2} \times n^2\boldsymbol{\mathcal{E}}$  と変形し、更に式(2.5)を代入すると、式(2.22)は、

$$\nabla \times (\nabla \times \boldsymbol{\mathcal{H}}) = j\omega\epsilon_0\{n^2(-j\omega\mu_0\boldsymbol{\mathcal{H}}) + \frac{\nabla n^2}{n^2} \times n^2\boldsymbol{\mathcal{E}}\} \quad (2.23)$$

となる。

以下に示すベクトル公式

$$\nabla \times (\nabla \times \boldsymbol{\mathcal{H}}) = \nabla(\nabla \cdot \boldsymbol{\mathcal{H}}) - \nabla^2\boldsymbol{\mathcal{H}} \quad (2.24)$$

を用いると、式(2.23)は、

$$\nabla(\nabla \cdot \boldsymbol{\mathcal{H}}) - \nabla^2\boldsymbol{\mathcal{H}} = j\omega\epsilon_0\{n^2(-j\omega\mu_0\boldsymbol{\mathcal{H}}) + \frac{\nabla n^2}{n^2} \times n^2\boldsymbol{\mathcal{E}}\} \quad (2.25)$$

となる。また、式(2.7)を変形すると、

$$n^2\boldsymbol{\mathcal{E}} = \frac{\nabla \times \boldsymbol{\mathcal{H}}}{j\omega\epsilon_0} \quad (2.26)$$

となる。式(2.26)と  $\nabla \cdot \boldsymbol{\mathcal{H}} = 0$  を式(2.25)に代入すると、次式を得る。

$$-\nabla^2\boldsymbol{\mathcal{H}} = \omega^2\mu_0\epsilon_0n^2 + \frac{\nabla n^2}{n^2} \times (\nabla \times \boldsymbol{\mathcal{H}}) \quad (2.27)$$

電界の場合と同様に  $k_0 = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$  を用いて式(2.27)を整理すると、以下のベクトル波動方程式を得る。

$$\nabla^2\boldsymbol{\mathcal{H}} + k_0^2n^2\boldsymbol{\mathcal{H}} + \frac{\nabla n^2}{n^2} \times \nabla \times \boldsymbol{\mathcal{H}} = 0 \quad (2.28)$$

式(2.28)の第3項は、以下のように表現できる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{n^2}\nabla n^2 \times (\nabla \times \boldsymbol{\mathcal{H}}) &= \frac{1}{n^2}\left\{\frac{\partial n^2}{\partial y}(\nabla \times \boldsymbol{\mathcal{H}})_z - \frac{\partial n^2}{\partial z}(\nabla \times \boldsymbol{\mathcal{H}})_y\right\}\mathbf{i} \\ &- \frac{1}{n^2}\left\{\frac{\partial n^2}{\partial x}(\nabla \times \boldsymbol{\mathcal{H}})_z - \frac{\partial n^2}{\partial z}(\nabla \times \boldsymbol{\mathcal{H}})_x\right\}\mathbf{j} \\ &+ \frac{1}{n^2}\left\{\frac{\partial n^2}{\partial x}(\nabla \times \boldsymbol{\mathcal{H}})_y - \frac{\partial n^2}{\partial y}(\nabla \times \boldsymbol{\mathcal{H}})_x\right\}\mathbf{k} \end{aligned} \quad (2.29)$$

再び  $\partial n^2 / \partial z \simeq 0$  を仮定すると，式 (2.29) は以下のように書ける．

$$\frac{\partial^2 \mathcal{H}_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathcal{H}_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathcal{H}_x}{\partial z^2} + \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \frac{\partial \mathcal{H}_y}{\partial x} - \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \frac{\partial \mathcal{H}_x}{\partial y} + k_0^2 n^2 \mathcal{H}_x = 0 \quad (2.30)$$

$$\frac{\partial^2 \mathcal{H}_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathcal{H}_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathcal{H}_y}{\partial z^2} + \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \frac{\partial \mathcal{H}_x}{\partial y} - \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \frac{\partial \mathcal{H}_y}{\partial x} + k_0^2 n^2 \mathcal{H}_y = 0 \quad (2.31)$$

ここで，式 (2.30) の第2項と第5項はまとめて簡略化することができる．

$$\frac{\partial^2 \mathcal{H}_x}{\partial x^2} + n^2 \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{n^2} \frac{\partial \mathcal{H}_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial^2 \mathcal{H}_x}{\partial z^2} + \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \frac{\partial \mathcal{H}_y}{\partial x} + k_0^2 n^2 \mathcal{H}_x = 0 \quad (2.32)$$

同様にして式 (2.31) を書き直すと，

$$\frac{\partial^2 \mathcal{H}_y}{\partial x^2} + n^2 \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{n^2} \frac{\partial \mathcal{H}_y}{\partial x} \right) + \frac{\partial^2 \mathcal{H}_y}{\partial z^2} + \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \frac{\partial \mathcal{H}_x}{\partial y} + k_0^2 n^2 \mathcal{H}_y = 0 \quad (2.33)$$

となる．式 (2.32)，(2.33) が磁界に関する波動方程式である．

## 2.3 フレネル方程式

### 2.3.1 電界

はじめに，電界に関するフレネル方程式を導出する． $\mathcal{E}$  を複素振幅と位相変化項の積で表す．

$$\mathcal{E}_x = E_x \exp(-jk_0 n_0 z) \quad (2.34)$$

$$\mathcal{E}_y = E_y \exp(-jk_0 n_0 z) \quad (2.35)$$

ここで， $n_0$  は参照屈折率を表す．式 (2.20)，(2.21) に，それぞれ式 (2.34)，(2.34) を代入すると以下ようになる．

$$\begin{aligned} 2jk_0 n_0 \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} &= \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} (n^2 E_x) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} (n^2 E_y) \right] - \frac{\partial^2 E_y}{\partial x \partial y} \\ &\quad + k_0^2 (n^2 - n_0^2) E_x \end{aligned} \quad (2.36)$$

$$2jk_0n_0 \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} (n^2 E_y) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} (n^2 E_x) \right] - \frac{\partial^2 E_x}{\partial y \partial x} + k_0^2 (n^2 - n_0^2) E_y \quad (2.37)$$

一般に光導波路では， $z$  方向に界の変化が小さいので，以下に示す緩慢変化包絡線近似

$$\left| \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \right| \ll 2k_0n_0 \left| \frac{\partial E}{\partial z} \right| \quad (2.38)$$

を適用し，式 (2.36)，(2.37) の  $z$  方向の 2 階微分を消去できる．結果として得られる式は，フレネル方程式と呼ばれ，以下に示される．

$$2jk_0n_0 \frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} (n^2 E_x) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} (n^2 E_y) \right] - \frac{\partial^2 E_y}{\partial x \partial y} + k_0^2 (n^2 - n_0^2) E_x \quad (2.39)$$

$$2jk_0n_0 \frac{\partial E_y}{\partial z} = \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} (n^2 E_y) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} (n^2 E_x) \right] - \frac{\partial^2 E_x}{\partial y \partial x} + k_0^2 (n^2 - n_0^2) E_y \quad (2.40)$$

### 2.3.2 磁界

同様にして，磁界に対するフレネル方程式を導出する． $\mathcal{H}$  を複素振幅と位相変化項の積で表す．

$$\mathcal{H}_x = H_x \exp(-jk_0n_0z) \quad (2.41)$$

$$\mathcal{H}_y = H_y \exp(-jk_0n_0z) \quad (2.42)$$

式 (2.32)，(2.33) に，それぞれ式 (2.41)，(2.41) を代入すると以下のようになる．

$$2jk_0n_0 \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + n^2 \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{n^2} \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) + \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \frac{\partial H_y}{\partial x} + k_0^2 (n^2 - n_0^2) H_x \quad (2.43)$$

$$2jk_0n_0\frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 H_y}{\partial y^2} + n^2\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{n^2}\frac{\partial H_y}{\partial x}\right) + \frac{1}{n^2}\frac{\partial n^2}{\partial x}\frac{\partial H_x}{\partial y} + k_0^2(n^2 - n_0^2)H_y \quad (2.44)$$

ここで，電界の場合と同様に緩慢変化包絡線近似

$$\left|\frac{\partial^2 H}{\partial z^2}\right| \ll 2k_0n_0\left|\frac{\partial H}{\partial z}\right| \quad (2.45)$$

を適用し，式(2.43)，式(2.44)の $z$ 方向の2階微分を消去する．更に，式(2.43)，式(2.44)中の右辺第3項をそれぞれ

$$\frac{1}{n^2}\frac{\partial n^2}{\partial y}\frac{\partial H_y}{\partial x} = \frac{\partial^2 H_y}{\partial y\partial x} - n^2\left\{\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{n^2}\frac{\partial H_y}{\partial x}\right)\right\} \quad (2.46)$$

$$\frac{1}{n^2}\frac{\partial n^2}{\partial x}\frac{\partial H_x}{\partial y} = \frac{\partial^2 H_x}{\partial x\partial y} - n^2\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{n^2}\frac{\partial H_x}{\partial y}\right)\right\} \quad (2.47)$$

と変形する．結果として，次に示すフレネル方程式を得る．

$$2jk_0n_0\frac{\partial H_x}{\partial z} = \frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + n^2\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{n^2}\frac{\partial H_x}{\partial y}\right) + \frac{\partial^2 H_y}{\partial y\partial x} - n^2\left\{\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{n^2}\frac{\partial H_y}{\partial x}\right)\right\} + k_0^2(n^2 - n_0^2)H_x \quad (2.48)$$

$$2jk_0n_0\frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{\partial^2 H_y}{\partial y^2} + n^2\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{n^2}\frac{\partial H_y}{\partial x}\right) + \frac{\partial^2 H_x}{\partial x\partial y} - n^2\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{n^2}\frac{\partial H_x}{\partial y}\right)\right\} + k_0^2(n^2 - n_0^2)H_y \quad (2.49)$$

### 2.3.3 CN法の適用

簡単のため，式(2.39)，(2.40)，(2.48)，(2.49)をまとめて以下の行列式で表記する．

$$\chi\frac{\partial\phi}{\partial z} = \begin{pmatrix} A_{xx} + A_{yy} & B \\ \tilde{B} & \tilde{A}_{xx} + \tilde{A}_{yy} \end{pmatrix} \phi \quad (2.50)$$

ここで,  $\phi = [\phi_x, \phi_y]$ ,  $\chi = 2jk_0n_0$  である.  $\phi = E$  のとき,

$$\begin{aligned} A_{xx}E_x &= \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{n^2} \left( \frac{\partial}{\partial x} (n^2 E_x) \right) \right] + \frac{1}{2}\nu \\ A_{yy}E_x &= \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{1}{2}\nu \\ BE_y &= \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{n^2} \left( \frac{\partial}{\partial y} (n^2 E_y) \right) - \frac{\partial E_y}{\partial y} \right] \\ \tilde{A}_{xx}E_y &= \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{1}{2}\nu \\ \tilde{A}_{yy}E_y &= \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{1}{n^2} \left( \frac{\partial}{\partial y} (n^2 E_y) \right) \right] + \frac{1}{2}\nu \\ \tilde{B}E_x &= \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{1}{n^2} \left( \frac{\partial}{\partial x} (n^2 E_x) \right) - \frac{\partial E_x}{\partial x} \right] \end{aligned}$$

$\phi = H$  のとき,

$$\begin{aligned} A_{xx}H_x &= \frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + \frac{1}{2}\nu \\ A_{yy}H_x &= n^2 \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{n^2} \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) + \frac{1}{2}\nu \\ BH_y &= -n^2 \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{n^2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial^2 H_y}{\partial y \partial x} \\ \tilde{A}_{xx}H_y &= n^2 \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{n^2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) + \frac{1}{2}\nu \\ \tilde{A}_{yy}H_y &= \frac{\partial^2 H_y}{\partial y^2} + \frac{1}{2}\nu \\ \tilde{B}H_x &= -n^2 \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{n^2} \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial^2 H_x}{\partial x \partial y} \end{aligned}$$

である. 但し,  $\nu = k_0^2(n^2 - n_0^2)$  とする.

式 (2.50) に CN 法を適用し, 伝搬方向に離散化すると次式を得る.

$$\left( [I] - [M] \right) \phi^{l+1} = \left( [I] + [M] \right) \phi^l \quad (2.51)$$

ここで,

$$[M] = \frac{\Delta z}{2\chi} \begin{pmatrix} A_{xx} + A_{yy} & B \\ \tilde{B} & \tilde{A}_{xx} + \tilde{A}_{yy} \end{pmatrix}$$

である. 式 (2.51) が, フルベクトル差分 BPM で使用する基本式となる. 本論文では, 式 (2.51) 中の偏波結合項  $BE_y$ ,  $\tilde{B}E_x$  を次節で述べる改良差分式を用いた方法 [33] で評価す

る．他方， $BH_y$ ， $\tilde{B}H_x$  に関しては屈折率の平均を用いる方法 [34] で評価する．偏波結合項を無視すると，セミベクトル解析 [35], [6] の基本式となる．式 (2.51) において  $\frac{\partial}{\partial y} = 0$  とおくと， $y$  方向に一樣な構造をもつスラブ導波路を解析するための 2 次元 BPM の基本式となる．

3 次元問題を取り扱う際には，準 TE モードで  $E_x$  と  $H_y$  が，準 TM モードで  $E_y$  と  $H_x$  が主要界となるため，同一の偏波に対して電界と磁界の 2 種類のフレネル方程式が存在することになる．通常の BPM 解析では，電界もしくは磁界の式の片方のみを解くことが多い．一方，スラブ導波路では，TE モードに対して  $E_y$ ， $H_x$ ， $H_z$  が，TM モードに対して  $H_y$ ， $E_x$ ， $E_z$  が存在する．そのため，TE モードで  $E_y$  成分を，TM モードで  $H_y$  成分を解析することで，界の  $z$  成分を無視する仮定が完全に満たされ，精度良く計算することができる．

## 2.4 改良差分式

前節で導出した差分 BPM の基本式 (2.51) において，横方向の離散化を行う際に，2 次精度の中心差分式を用いれば，離散化の精度は常に 2 次精度になると思いがちである．しかしながら，通常の差分式が 2 次精度を保証するのは，高階の微分の連続性が保たれている条件下に限る．この条件は，グレーデッドインデックス導波路では満たされるが，本論文で扱うようなステップインデックス導波路においては満たされない．従って，ステップインデックス導波路を古典的な差分 BPM で解析すると，計算精度の悪化する恐れがある．本論文では，この問題を解決するために，界の境界条件を満たした 2 次精度改良差分式 [25], [26] を利用する．本節では，2 次精度改良差分式の定式化を詳細に行う．

いま，屈折率の不連続部近傍での標本点を図 2.1 に示すように定義する．標本点に対する不連続部の相対位置を示す任意定数  $\xi(0 < \xi < 1)$  を用いると，次式の関係を得る．

$$p = \xi_R \Delta \alpha$$

$$q = (1 - \xi_R)\Delta\alpha$$

$$c = (1 - \xi_L)\Delta\alpha$$

$$d = \xi_L\Delta\alpha$$

ここで,  $\alpha \in \{x, y\}$  である.

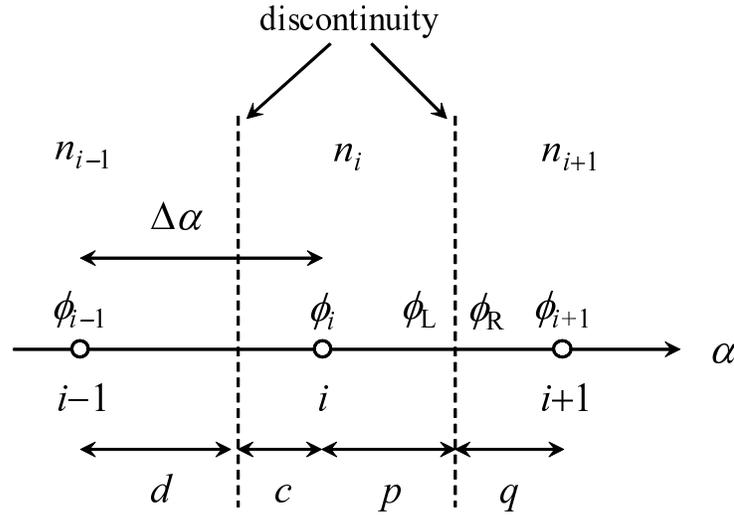


図 2.1 屈折率境界近傍の標本点

屈折率の不連続が右側にある場合と左側にある場合は同様に扱えるため, 説明は右側にある場合のみとする. 一般に, 差分式の導出では,  $\phi_{i+1}$  を  $\phi_i$  でテイラー級数展開する. しかしながら, 屈折率の不連続部が存在すると界の微分の連続性が保てないため, テイラー級数展開の精度は悪化する. そこで, 本論文では, テイラー級数展開を一様媒質内で行い, 屈折率の不連続部で境界条件により界を接続する手法をとる [36].

まず, 不連続部に対する左極限を  $\phi_L$ , 右極限を  $\phi_R$  と定義し,  $\phi_{i+1}$  を  $\phi_R$  で,  $\phi_L$  を  $\phi_i$  でそれぞれテイラー級数展開する.

$$\phi_{i+1} = \phi_R + \frac{q}{1!} \frac{\partial \phi_R}{\partial \alpha} + \frac{q^2}{2!} \frac{\partial^2 \phi_R}{\partial \alpha^2} + \frac{q^3}{3!} \frac{\partial^3 \phi_R}{\partial \alpha^3} + \frac{q^4}{4!} \frac{\partial^4 \phi_R}{\partial \alpha^4} + \frac{q^5}{5!} \frac{\partial^5 \phi_R}{\partial \alpha^5} + O(\Delta^6) \quad (2.52)$$

$$\phi_L = \phi_i + \frac{p}{1!} \frac{\partial \phi_i}{\partial \alpha} + \frac{p^2}{2!} \frac{\partial^2 \phi_i}{\partial \alpha^2} + \frac{p^3}{3!} \frac{\partial^3 \phi_i}{\partial \alpha^3} + \frac{p^4}{4!} \frac{\partial^4 \phi_i}{\partial \alpha^4} + \frac{p^5}{5!} \frac{\partial^5 \phi_i}{\partial \alpha^5} + O(\Delta^6) \quad (2.53)$$

表 2.1  $\theta$  の値

	E-field		H-field	
	T	N	T	N
$\theta_E$	1	$n_i^2/n_{i+1}^2$	1	1
$\theta_H$	1	1	$n_{i+1}^2/n_i^2$	1

T : tangential

N : normal

ここで,  $O(\Delta^j)$  は打切り誤差が  $j$  次のオーダーであることを示している.

一方,  $\phi_R, \phi_L$  は次式の境界条件を満たす.

$$\phi_R = \theta_E \phi_L \quad (2.54)$$

$$\frac{\partial \phi_R}{\partial \alpha} = \theta_H \frac{\partial \phi_L}{\partial \alpha} \quad (2.55)$$

ここで,  $\theta_E, \theta_H$  は, 屈折率の不連続部における電界, 磁界成分の境界条件を考慮する定数である. 離散方向に対するそれぞれの値をまとめると表 2.1 のようになる. 扱う界成分の離散方向により, 適切な  $\theta_E, \theta_H$  を選択する.

2次精度改良差分式の導出には, さらに高次の境界条件が必要とされる. そこで, 1次元 Helmholtz 方程式

$$\beta^2 \phi = (\nabla_\alpha^2 + k_0^2 n^2) \phi \quad (2.56)$$

に基づき, 高次の境界条件を導く. 式 (2.56) に, 式 (2.54), (2.55) を応用することで次式の境界条件が導かれる.

$$\frac{\partial^2 \phi_R}{\partial \alpha^2} = \theta_E \left[ \frac{\partial^2 \phi_L}{\partial \alpha^2} + \eta \phi_L \right] \quad (2.57)$$

$$\frac{\partial^3 \phi_R}{\partial \alpha^3} = \theta_H \left[ \frac{\partial^3 \phi_L}{\partial \alpha^3} + \eta \frac{\partial \phi_L}{\partial \alpha} \right] \quad (2.58)$$

$$\frac{\partial^4 \phi_R}{\partial \alpha^4} = \theta_E \left[ \frac{\partial^4 \phi_L}{\partial \alpha^4} + 2\eta \frac{\partial^2 \phi_L}{\partial \alpha^2} + \eta^2 \phi_L \right] \quad (2.59)$$

$$\frac{\partial^5 \phi_R}{\partial \alpha^5} = \theta_H \left[ \frac{\partial^5 \phi_L}{\partial \alpha^5} + 2\eta \frac{\partial^3 \phi_L}{\partial \alpha^3} + \eta^2 \frac{\partial \phi_L}{\partial \alpha} \right] \quad (2.60)$$

ここで,  $k_0$  は自由空間波数,  $n$  は導波路の屈折率分布を表し,  $\eta = k_0^2(n_i^2 - n_{i+1}^2)$  を定義している. なお, これらの式は打ち切り誤差を生じない. つまり, テイラー級数展開と界の境界条件より導かれる改良差分式の精度は, テイラー級数展開の打ち切り誤差に依存する.

式 (2.52), (2.53) から実際の標本点ではない  $\phi_R, \phi_L$  を消去する. はじめに, 式 (2.52) に, 界の境界条件式 (2.54), (2.55), (2.57) ~ (2.60) を代入する. 次に, 式 (2.53) の両辺を適当に微分した式をそれぞれ代入すると, 次式が求まる.

$$\phi_{i+1} = f_0\phi_i + f_1\frac{\partial\phi_i}{\partial\alpha} + f_2\frac{\partial^2\phi_i}{\partial\alpha^2} + f_3\frac{\partial^3\phi_i}{\partial\alpha^3} + f_4\frac{\partial^4\phi_i}{\partial\alpha^4} + f_5\frac{\partial^5\phi_i}{\partial\alpha^5} + O(\Delta^6) \quad (2.61)$$

テイラー級数展開と界の境界条件より導いた式 (2.61) は, 屈折率の不連続の影響を考慮に入れて  $\phi_{i+1}$  を  $\phi_i$  でテイラー級数展開した式と見なせる. よって, 式 (2.61) を一般化テイラー級数展開と呼ぶことにする.

同様の手順により, 屈折率の境界が左側にある場合についての一般化テイラー級数展開を導出すると次式を得る.

$$\phi_{i-1} = e_0\phi_i + e_1\frac{\partial\phi_i}{\partial\alpha} + e_2\frac{\partial^2\phi_i}{\partial\alpha^2} + e_3\frac{\partial^3\phi_i}{\partial\alpha^3} + e_4\frac{\partial^4\phi_i}{\partial\alpha^4} + e_5\frac{\partial^5\phi_i}{\partial\alpha^5} + O(\Delta^6) \quad (2.62)$$

ただし, 式 (2.61), (2.62) の各係数については以下にまとめる. 両式とも, 屈折率の不連続部が存在しないときは, 通常テイラー級数展開と一致する.

$$\begin{aligned} f_0 &= \theta_E \left( 1 + \frac{q^2\eta}{2} + \frac{q^4\eta^2}{24} \right) + O(\Delta^6) \\ f_1 &= \theta_E \left( p + \frac{pq^2\eta}{2} + \frac{pq^4\eta^2}{24} \right) + \theta_H \left( q + \frac{q^3\eta}{6} + \frac{q^5\eta^2}{120} \right) + O(\Delta^6) \\ f_2 &= \theta_E \left( \frac{p^2}{2} + \frac{q^2}{2} + \frac{p^2q^2\eta}{4} + \frac{q^4\eta}{12} \right) + \theta_H \left( pq + \frac{pq^3\eta}{6} \right) + O(\Delta^6) \\ f_3 &= \theta_E \left( \frac{p^3}{6} + \frac{pq^2}{2} + \frac{p^3q^2\eta}{12} + \frac{pq^4\eta}{12} \right) + \theta_H \left( \frac{p^2q}{2} + \frac{q^3}{6} + \frac{p^2q^3\eta}{12} + \frac{q^5\eta}{60} \right) + O(\Delta^6) \\ f_4 &= \theta_E \left( \frac{p^4}{24} + \frac{p^2q^2}{4} + \frac{q^4}{24} \right) + \theta_H \left( \frac{p^3q}{6} + \frac{pq^3}{6} \right) + O(\Delta^6) \\ f_5 &= \theta_E \left( \frac{p^5}{120} + \frac{p^3q^2}{12} + \frac{pq^4}{24} \right) + \theta_H \left( \frac{p^4q}{24} + \frac{p^2q^3}{12} + \frac{q^5}{120} \right) + O(\Delta^6) \end{aligned}$$

ここで，次の置き換えにより  $f_j \rightarrow e_j$  に変換できる．

$$p \rightarrow -c$$

$$q \rightarrow -d$$

$$n_{i+1} \rightarrow n_{i-1}$$

式 (2.61) , (2.62) の一般化テイラー級数展開に基づき差分式を導出することで，屈折率の不連続部の有無に関わらず，打切り誤差の明確な差分式を導出できる．

いま，打切り誤差を  $O(\Delta^3)$  とすると，

$$\phi_{i+1} = f_0\phi_i + f_1\frac{\partial\phi_i}{\partial\alpha} + f_2\frac{\partial^2\phi_i}{\partial\alpha^2} + O(\Delta^3) \quad (2.63)$$

$$\phi_{i-1} = e_0\phi_i + e_1\frac{\partial\phi_i}{\partial\alpha} + e_2\frac{\partial^2\phi_i}{\partial\alpha^2} + O(\Delta^3) \quad (2.64)$$

となる．両式より，1階微分，2階微分の差分式を導出する．

$$\begin{aligned} \frac{\partial\phi_i}{\partial\alpha} &= \frac{f_2\phi_{i-1} + (f_0e_2 - e_0f_2)\phi_i - e_2\phi_{i+1}}{e_1f_2 - f_1e_2} + O(\Delta^2) \\ &\equiv a_1\phi_{i-1} + b_1\phi_i + c_1\phi_{i+1} \\ &\equiv D_\alpha\phi_i \end{aligned} \quad (2.65)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2\phi_i}{\partial\alpha^2} &= \frac{f_1\phi_{i-1} + (f_0e_1 - e_0f_1)\phi_i - e_1\phi_{i+1}}{e_2f_1 - f_2e_1} + O(\Delta) \\ &\equiv a_2\phi_{i-1} + b_2\phi_i + c_2\phi_{i+1} \\ &\equiv D_\alpha^2\phi_i \end{aligned} \quad (2.66)$$

ただし，式 (2.66) は  $\xi = 0.5$  のとき  $O(\Delta^2)$  となる．式 (2.65) , (2.66) の各係数は，一般化テイラー級数展開における  $O(\Delta^6)$  の項まで含んでいるが， $O(\Delta^4)$  の項までで打ち切れば，2次精度改良差分式 [25] , [26] となる．本論文では，ここで導出した2次精度改良差分式を使用する．

## 2.5 虚軸 BPM

導波路の固有モード界を得るために、虚軸 BPM を利用する。虚軸 BPM とは、式 (2.51) における光波の実伝搬軸  $z$  を虚軸  $j\tau$  に置き換えることで、固有モードを含む任意の界から固有モードのみを取り出す手法である。行列計算には、直接解法であるマルチフロンタル法を用いる [37]-[39]。

本論文では、増幅係数を用いて固有モードを抽出する手法 [32] を用いる。この手法では、所望の界を増幅することで、固有モードが抽出される。本章では、簡単のため、セミベクトル解析について説明する。式 (2.50) の解は固有モードの和として次のように書くことができる。

$$\phi(x, y, \tau) = \sum a_m \phi_m(x, y) \quad (2.67)$$

ここで、 $a_m$  は固有モード界分布  $\phi_m$  の振幅である。 $m$  はモードの次数を表している。固有モードは、以下に示される固有値方程式を満たさなければならない。

$$(A_{xx} + A_{yy} + (k_0^2 n^2 - \beta^2)) \phi_m = 0 \quad (2.68)$$

ここで、 $\beta$  は固有モードの伝搬定数であり、実効屈折率  $n_e$  を用いると、 $\beta = kn_e$  と表すことができる。増幅係数を得るため、式 (2.51) を以下のように変形する。

$$\phi_m^{l+1} = \frac{1 + \frac{\Delta\tau k_0^2}{2\chi}(A_{xx} + A_{yy} + \nu)}{1 - \frac{\Delta\tau k_0^2}{2\chi}(A_{xx} + A_{yy} + \nu)} \phi_m^l \quad (2.69)$$

式 (2.68) を以下のように変形する。

$$(A_{xx} + A_{yy}) \phi_m = k_0^2 (n_e^2 - n^2) \phi_m \quad (2.70)$$

式 (2.70) を式 (2.69) に代入すると増幅係数  $A$  が得られる。

$$\phi_m^{l+1} = \frac{1 + \frac{\Delta\tau k_0^2}{2\chi}(n_e^2 - n_0^2)}{1 - \frac{\Delta\tau k_0^2}{2\chi}(n_e^2 - n_0^2)} \phi_m^l \equiv A \phi_m^l \quad (2.71)$$

増幅係数を最大にするには、 $A$  の分母を 0 と置くことにより得られる。即ち、 $\Delta\tau$  を以下の式で与えると、増幅係数が最大になり、所望の固有モード界を抽出することが可能と

なる .

$$\Delta\tau = \frac{2\chi}{k_0^2(n_e^2 - n_0^2)} \quad (2.72)$$

なお , 第3章で述べる ADI 法を適用した虚軸 BPM では , 増幅係数は以下に示す式 (2.73) となる [11] .

$$\phi_m^{l+1} = \frac{1 + \frac{\Delta\tau k_0^2}{2\chi}(n_e^2 - n_0^2) + \epsilon}{1 - \frac{\Delta\tau k_0^2}{2\chi}(n_e^2 - n_0^2) + \epsilon} \phi_m^l \equiv A\phi_m^l \quad (2.73)$$

$$\epsilon = \frac{\Delta\tau^2}{4\chi^2} \left( A_{xx} + \frac{\nu}{2} \right) \left( A_{yy} + \frac{\nu}{2} \right) \quad (2.74)$$

式 (2.71) と比べると , 付加項が含まれている . この付加項が誤差を生み , 増幅係数を利用した固有モード抽出手法において ADI 法を併用することはできない . その代わりに , ADI 法に基づく BPM では更新法 [27] を利用して界の収束を速めることができる . 但し , 高次の固有モードを抽出するには , グラム・シュミット直交化法を用いて低次のモードを差し引きながら , 繰り返し演算する必要がある [29]-[31] .

## 2.6 むすび

具体的な検討の前に , BPM の基本式について説明した . まず , マクスウェルの方程式から , 電界と磁界に関する 2 種類のフレネル方程式を導出した . フレネル方程式を CN 法によって  $z$  方向に差分化し ,  $z$  方向に 2 次精度を有する差分 BPM の基本式を導出した .

次に , 横方向の差分に対しても 2 次精度を保証するために , 改良差分式を導出した . 2 次精度の改良差分式は , 界の境界条件とテイラー級数展開を組み合わせ , 1 次元 Helmholtz 方程式を用いて境界条件を満足させる手法であることを明示した .

最後に , 虚軸 BPM について概説した . 界の収束を速めるために , 増幅係数を導入した . これにより , 所望のモードを抽出するための最適な  $\Delta\tau$  が決定されることを明らかにした .

# 第3章 Fundamental法による計算効率 の改善

## 3.1 まえがき

最近, Tan によって Fundamental 法と呼ばれる簡素な定式化が, ADI 法に基づく FDTD 法 [40] や局所的次元 FDTD 法 [41] に導入された [42], [43]. この手法を用いると, 従来の陰的な FDTD 法の精度と等価でありながら, 基本式の右辺に微分項を含まないため計算が極めて簡素に済む. Fundamental 法は陰解法を効率良く実装できる手法であるので, これを BPM に導入することも可能である.

本章の目的は, Fundamental 法を用いたフルベクトル BPM を新たに提案し, その有効性を詳細に議論することである. はじめに, フレネル方程式を CN 法で陰に解く CN-BPM に Fundamental 法を導入する (FCN-BPM). FCN-BPM は, 従来の定式化に比べて算術演算数が極端に少なくなる. その結果, プログラミングが簡素化され, CN-BPM と完全に同一の結果を得ながら, 計算時間を 85% に短縮可能であることを明らかにする.

次に, 更なる計算効率の改善を達成するために, ADI 法を適用した BPM [44]-[47] に Fundamental 法を導入する (FADI-BPM). 係数行列の關係に注意しながら, 各ステップでの屈折率の選択方法を議論する. FADI を用いると係数行列が可換となり, 伝搬方向に構造の変化する導波路の場合でも計算精度が維持されることを明らかにする. FADI-BPM の有効性を検証するために, 直線テーパ導波路型偏波変換器 [24] を解析する. 計算時間が通常の ADI-BPM に比べておよそ 74% に短縮され, 計算効率の高い BPM アルゴリズムを構築できることを明らかにする.

## 3.2 Fundamental法に基づく BPM

### 3.2.1 CN-BPM

CN法で $z$ 方向に離散化したフレネル方程式(2.51)を再掲する.

$$\left([I] - [M]\right)\phi^{l+1} = \left([I] + [M]\right)\phi^l \quad (3.1)$$

但し,

$$[M] = \frac{\Delta z}{2\chi} \begin{pmatrix} A_{xx} + A_{yy} & B \\ \tilde{B} & \tilde{A}_{xx} + \tilde{A}_{yy} \end{pmatrix}$$

Fundamental法を利用することによって, 式(3.1)を簡素化する.  $\phi$ の係数を共通化することを意図して式(3.1)を変形すると, 次式を得る.

$$\left([I] - [M]\right)\phi^{l+1} = 2\phi^l - \left([I] + [M]\right)\phi^l \quad (3.2)$$

$$\left([I] - [M]\right)(\phi^{l+1} + \phi^l) = 2\phi^l \quad (3.3)$$

この変形によって, 微分項を含む $\phi$ の係数を左辺にまとめることができる. しかしながら, 式(3.3)から明らかなように, 左辺に $l$ 番目のステップと $l+1$ 番目のステップの界が混在しており, このままでは行列を計算することが難しい. そこで, 以下の補助変数 $v = [v_x, v_y]$ を導入する.

$$v^{l+\frac{1}{2}} = \phi^{l+1} + \phi^l \quad (3.4)$$

$v$ を利用して式(3.3)を2ステップに分割すると,

$$\frac{1}{2}\left([I] - [M]\right)v^{l+\frac{1}{2}} = \phi^l \quad (3.5)$$

$$\phi^{l+1} = v^{l+\frac{1}{2}} - \phi^l \quad (3.6)$$

を得る. これがFCN-BPMの基本式である. 計算するステップ数が1ステップ増えたものの, 式(3.5), (3.6)の右辺には微分項の存在しないことが分かる. ここで, 得られる差分

表 3.1 算術演算数

	Multiplication, Division	Addition, Subtraction
CN-BPM	12	36
FCN-BPM	0	2

式の右辺の算術演算数を表 3.1 に示す．比較のため，従来の CN-BPM の結果も併記している．従来手法に比べ FCN-BPM の算術演算数が極端に少ないことが分かる．このことからプログラミングの簡素化が図れ，計算効率の向上が期待される．

FCN-BPM の有効性を検討するために，図 3.1 に示すリブ型構造の固有モード解析を行う．構造パラメータは  $n_{gl} = 3.44$ ,  $n_s = 3.40$ ,  $w = 3.6 \mu\text{m}$ ,  $t = 0.6 \mu\text{m}$ ,  $h = 1.2 \mu\text{m}$  とする．使用波長を  $\lambda = 1.15 \mu\text{m}$  に選び，準 TE モードを算出する．

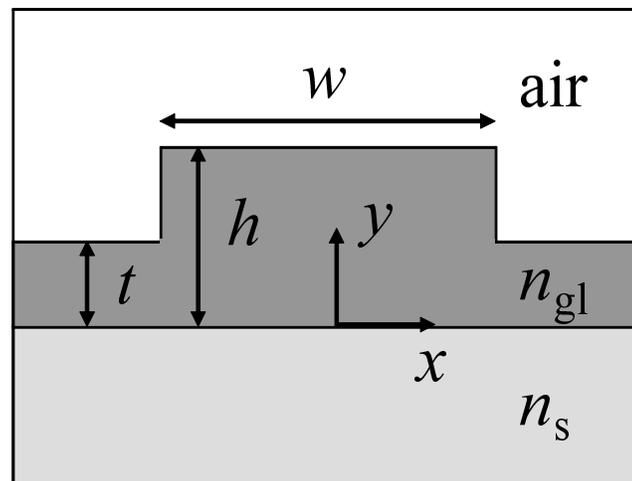


図 3.1 リブ導波路

従来の CN-BPM と FCN-BPM から得られた，計算の刻み幅  $\Delta x = \Delta y$  に対する正規化伝搬定数  $B$  を図 3.2 に示す．計算の刻み幅に対し  $B$  は収束する傾向を示す．ここで，CN-BPM と FCN-BPM との結果は完全に一致しており両手法が等価であることを確認できる．尚，第 2 章で述べた通り，準 TE モードに対して電界，磁界の 2 種類のフレネル方程式が存在するが，どちらで計算した場合にも同一の結果を得る．図示はしないが，準 TM モード

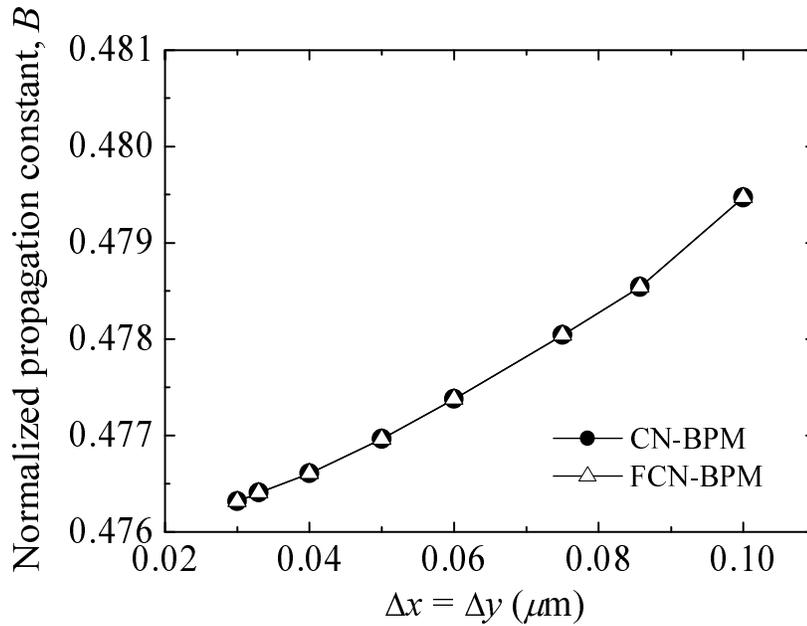


図 3.2 正規化伝搬定数

で計算した場合にも CN-BPM と FCN-BPM とで同一の結果を得ることを確認している。また, Core™i7 – 860 プロセッサ (2.80GHz) を搭載した PC で計算した場合, FCN-BPM は従来手法と比較して計算時間を約 85% に短縮できる。

### 3.2.2 ADI-BPM

式 (3.1) を効率良く計算するために, ADI 法が導入され (ADI-BPM), これまでに種々のデバイスが解析されてきている [33], [44]-[47]。ADI-BPM の計算式は, 三重対角行列を解く問題に帰着する。三重対角行列は, トーマスアルゴリズムを利用して高速に計算可能であるため, 計算時間とメモリを大幅に削減することができる。本節では, ADI-BPM に Fundamental 法を適用して更なる計算の効率化を図る。

式 (3.1) を Peaceman-Rachford の ADI 形式で因数分解した式を以下に示す。

$$\left([I] - [M_{yy}]\right)\left([I] - [M_{xx}]\right)\phi^{l+1} = \left([I] + [M_{yy}]\right)\left([I] + [M_{xx}]\right)\phi^l \quad (3.7)$$

ここで，

$$[M_{xx}] = \frac{\Delta z}{2\chi} \begin{pmatrix} A_{xx} & B \\ 0 & \tilde{A}_{xx} \end{pmatrix}, [M_{yy}] = \frac{\Delta z}{2\chi} \begin{pmatrix} A_{yy} & 0 \\ \tilde{B} & \tilde{A}_{yy} \end{pmatrix}$$

である．式 (3.7) に中間界  $\phi^{l+\frac{1}{2}}$  を導入すると，以下の ADI-BPM の計算式を得る．

1st step:

$$\left([I] - [M_{yy}]\right)_b \phi^{l+\frac{1}{2}} = \left([I] + [M_{xx}]\right)_a \phi^l \quad (3.8)$$

2nd step:

$$\left([I] - [M_{xx}]\right)_d \phi^{l+1} = \left([I] + [M_{yy}]\right)_c \phi^{l+\frac{1}{2}} \quad (3.9)$$

式中の  $a \sim d$  は，各々の係数行列を区別するために付与した記号である．ここで，式 (3.8) を式 (3.9) に代入し，両辺に係数行列  $b$  を左から掛けると次式を得る．

$$\begin{aligned} & \left([I] - [M_{yy}]\right)_b \left([I] - [M_{xx}]\right)_d \phi^{l+1} \\ & = \left([I] - [M_{yy}]\right)_b \left([I] + [M_{yy}]\right)_c \left([I] - [M_{yy}]\right)_b^{-1} \left([I] + [M_{xx}]\right)_a \phi^l \end{aligned} \quad (3.10)$$

式 (3.10) が式 (3.7) に戻るためには，式 (3.10) の右辺第 1, 2 項の係数行列  $b, c$  が可換となる必要がある．可換性を満たすためには，導波路構造を表す屈折率分布が係数行列  $b, c$  で等しくならなければならない．式 (3.7) は  $\Delta z$  に対して 2 次精度であるから，可換性を満たせば，2 次精度が保証される．可換性が満たされないとき，計算精度は 1 次精度となる．屈折率の選択し得る組み合わせを表 3.2 に示す．ここで，Method 1 では，次の計算ステップで屈折率情報を更新することによって，伝搬方向の屈折率変化が表現される．表 3.2 のうち，Method 1 から 4 が可換性を満たす屈折率の組み合わせである．2 次の計算精度を得るためには，Method 1 から 4 のいずれかの方法で屈折率情報を設定すべきである．

以上の事実を念頭に置きながら，Fundamental 法を利用して簡素な ADI-BPM の計算式 (FADI-BPM) を導出する．まず，補助変数  $v$  を用いて式 (3.8), (3.9) を以下の式に書き換える．

表 3.2 各係数行列において選択可能な屈折率

	$a$	$b$	$c$	$d$
Method 1	$n^l$	$n^l$	$n^l$	$n^l$
Method 2	$n^l$	$n^l$	$n^l$	$n^{l+1}$
Method 3	$n^l$	$n^{l+1}$	$n^{l+1}$	$n^{l+1}$
Method 4	$n^l$	$n^{l+\frac{1}{2}}$	$n^{l+\frac{1}{2}}$	$n^{l+1}$
Method 5	$n^l$	$n^l$	$n^{l+1}$	$n^{l+1}$

1st step:

$$v_x^l = \left(1 + \frac{\Delta z}{2\chi} A_{xx}\right)_a \phi_x^l + \frac{\Delta z}{2\chi} B \phi_y^l \quad (3.11)$$

$$\left(1 - \frac{\Delta z}{2\chi} A_{yy}\right)_b \phi_x^{l+\frac{1}{2}} = v_x^l \quad (3.12)$$

$$v_y^l = \left(1 + \frac{\Delta z}{2\chi} \tilde{A}_{xx}\right)_a \phi_y^l + \frac{\Delta z}{2\chi} \tilde{B} \phi_x^{l+\frac{1}{2}} \quad (3.13)$$

$$\left(1 - \frac{\Delta z}{2\chi} \tilde{A}_{yy}\right)_b \phi_y^{l+\frac{1}{2}} = v_y^l \quad (3.14)$$

2nd step:

$$v_y^{l+\frac{1}{2}} = \left(1 + \frac{\Delta z}{2\chi} \tilde{A}_{yy}\right)_c \phi_y^{l+\frac{1}{2}} + \frac{\Delta z}{2\chi} \tilde{B} \phi_x^{l+\frac{1}{2}} \quad (3.15)$$

$$\left(1 - \frac{\Delta z}{2\chi} \tilde{A}_{xx}\right)_d \phi_y^{l+1} = v_y^{l+\frac{1}{2}} \quad (3.16)$$

$$v_x^{l+\frac{1}{2}} = \left(1 + \frac{\Delta z}{2\chi} A_{yy}\right)_c \phi_x^{l+\frac{1}{2}} + \frac{\Delta z}{2\chi} B \phi_y^{l+1} \quad (3.17)$$

$$\left(1 - \frac{\Delta z}{2\chi} A_{xx}\right)_d \phi_x^{l+1} = v_x^{l+\frac{1}{2}} \quad (3.18)$$

式 (3.18) を用いると, 1 ステップ前は以下の式で表現される .

$$\left(1 - \frac{\Delta z}{2\chi} A_{xx}\right)_d \phi_x^l = v_x^{l-\frac{1}{2}} \quad (3.19)$$

式 (3.19) を用いて式 (3.11) を書き換える .

$$v_x^l = \left(1 + \frac{\Delta z}{2\chi} A_{xx}\right)_a \phi_x^l + \frac{\Delta z}{2\chi} B \phi_y^l$$

$$\begin{aligned}
&= 2\phi_x^l - \left(1 - \frac{\Delta z}{2\chi} A_{xx}\right)_a \phi_x^l + \frac{\Delta z}{2\chi} B\phi_y^l \\
&= 2\phi_x^l - v_x^{l-\frac{1}{2}} + \frac{\Delta z}{2\chi} B\phi_y^l
\end{aligned} \tag{3.20}$$

式 (3.13), (3.15), (3.17) も同様に書き換えることが可能である .

更に , 新たに補助変数  $\psi$  を導入し , 式 (3.13) と式 (3.15) 中の最終項を次式で共通化する .

$$\psi_x^{l+\frac{1}{2}} = \frac{\Delta z}{2\chi} \tilde{B}\phi_x^{l+\frac{1}{2}}. \tag{3.21}$$

式 (3.17) と 1 ステップ先の式 (3.11) に現れる最終項も , 同様に次式で共通化する .

$$\psi_y^{l+1} = \frac{\Delta z}{2\chi} B\phi_y^{l+1}. \tag{3.22}$$

結果として , 以下に示す FADI-BPM の計算式が得られる .

1st step:

$$v_x^l = 2\phi_x^l - v_x^{l-\frac{1}{2}} + \psi_y^l \tag{3.23}$$

$$\left(1 - \frac{\Delta z}{2\chi} A_{yy}\right)_b \phi_x^{l+\frac{1}{2}} = v_x^l \tag{3.24}$$

$$\psi_x^{l+\frac{1}{2}} = \frac{\Delta z}{2\chi} \tilde{B}\phi_x^{l+\frac{1}{2}} \tag{3.25}$$

$$v_y^l = 2\phi_y^l - v_y^{l-\frac{1}{2}} + \psi_x^{l+\frac{1}{2}} \tag{3.26}$$

$$\left(1 - \frac{\Delta z}{2\chi} \tilde{A}_{yy}\right)_b \phi_y^{l+\frac{1}{2}} = v_y^l \tag{3.27}$$

2nd step:

$$v_y^{l+\frac{1}{2}} = 2\phi_y^{l+\frac{1}{2}} - v_y^l + \psi_x^{l+\frac{1}{2}} \tag{3.28}$$

$$\left(1 - \frac{\Delta z}{2\chi} \tilde{A}_{xx}\right)_d \phi_y^{l+1} = v_y^{l+\frac{1}{2}} \tag{3.29}$$

$$\psi_y^{l+1} = \frac{\Delta z}{2\chi} B\phi_y^{l+1} \tag{3.30}$$

$$v_x^{l+\frac{1}{2}} = 2\phi_x^{l+\frac{1}{2}} - v_x^l + \psi_y^{l+1} \tag{3.31}$$

$$\left(1 - \frac{\Delta z}{2\chi} A_{xx}\right)_d \phi_x^{l+1} = v_x^{l+\frac{1}{2}} \tag{3.32}$$

但し，最初の計算のみ入射界  $\phi_x^0, \phi_y^0$  を

$$v_y^{-\frac{1}{2}} = \left(1 - \frac{\Delta z}{2\chi} \tilde{A}_{xx}\right)_d \phi_y^0 \quad (3.33)$$

$$v_x^{-\frac{1}{2}} = \left(1 - \frac{\Delta z}{2\chi} A_{xx}\right)_d \phi_x^0 \quad (3.34)$$

に代入して得られる  $v_x^{-\frac{1}{2}}, v_y^{-\frac{1}{2}}$  を用いる．注目すべきは，計算式の右辺において，微分演算は，式 (3.25) と式 (3.30) に現れる 2ヶ所の混合微分項のみで済むことである．右辺に 8 つの微分項が存在する従来の ADI-BPM の計算式 (3.8), (3.9) と比べて，FADI-BPM の計算式は極めて簡素になる．特に，9 点差分近似を必要とする混合微分項の計算量が低減されることで，少ない計算時間のアルゴリズムが実現される． $\phi = E$  における，ADI-BPM と FADI-BPM の計算式の右辺に存在する算術演算数を表 3.3 にまとめる．

表 3.3 算術演算数

	Multiplication, Division	Addition, Subtraction
ADI-BPM	28	80
FADI-BPM	12	42

ここで，FADI を BPM に適用した場合の係数行列の可換性を検証する． $x$  成分を更新するときには，式 (3.24) の係数行列  $b$  の屈折率情報は  $\phi_x^{l+\frac{1}{2}}$  を通じて式 (3.31) に引き継がれる．式 (3.31) は，ADI の式 (3.9) 右辺 (係数行列  $c$ ) に相当する．同様に， $y$  成分の更新には，式 (3.27) の係数行列  $b$  の情報が  $c$  に引き継がれる．即ち，FADI 法は  $b$  と  $c$  に同一の屈折率が設定されるので，常に行列の可換性を満たす． $d$  と  $a$  の屈折率情報にも同じことが言える．更に，FADI 法の計算は， $a$  に  $n^l$  を， $d$  に  $n^{l+1}$  を設定した ADI 法と完全に等価である．結果として，2 次精度を維持しながら，表 3.2 の Method 2 から 4 の屈折率情報を FADI 法で使用することができる．

FADI-BPM の有効性を検証するために，図 3.3 に示す直線テーパ導波路型偏波変換器 [24] を解析する．本デバイスは一对のコア層から構成され，各々のコアが非対称かつ反対方向にテーパ化された，直線テーパ導波路型偏波変換器である．準 TM モードを入力し，準

TE モードを出力することを意図している．コアとクラッドの屈折率をそれぞれ  $n_{co} = 2.2$  ,  $n_{cl} = 1.445$  とし，入力導波路の高さと幅をそれぞれ  $h = 0.8 \mu\text{m}$  ,  $w_1 = 0.4 \mu\text{m}$  , 出力導波路の幅を  $w_2 = 0.8 \mu\text{m}$  , デバイス長を  $l = 200 \mu\text{m}$  とする．使用波長を  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  , 計算の刻み幅を  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.02 \mu\text{m}$  , 参照屈折率を  $n_0 = \beta_{in}/k_0$  とする． $\beta_{in}$  は，入力導波路における固有モードの伝搬定数である．

階段近似による量子化誤差を低減するために，屈折率境界近傍でコアとクラッドの屈折率の平均値を与える方法が効果的である [48]．本研究では，屈折率境界に最も近い標本点に対して，以下の式から算出される平均的な屈折率を与える．

$$n_i^2 = \frac{(\Delta\alpha/2 + d)n_1^2 + (\Delta\alpha/2 - d)n_2^2}{\Delta\alpha} \quad (3.35)$$

$\alpha \in \{x, y\}$  であり， $d$  は，屈折率境界に最も近い標本点から境界位置までの距離を表している ( $-\Delta\alpha/2 < d \leq \Delta\alpha/2$ )．改良差分式における，標本点から境界位置までの距離  $\xi$  は，2 次精度が維持されるように，0.5 に固定している．

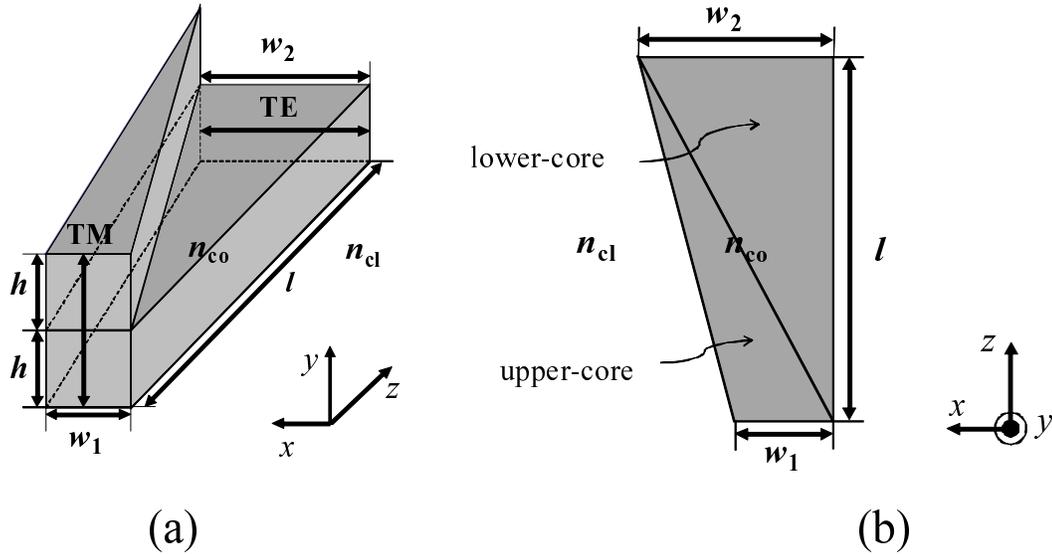


図 3.3 導波路型偏波変換器 (a) 鳥瞰図 (b)  $x - z$  断面

従来の ADI-BPM と FADI-BPM から得られた伝搬ビーム解析の結果を，図 3.4 に示す．光波の伝送パワーを，界の 2 乗ノルムで近似している．即ち， $\phi = E$  に対して  $P_E =$

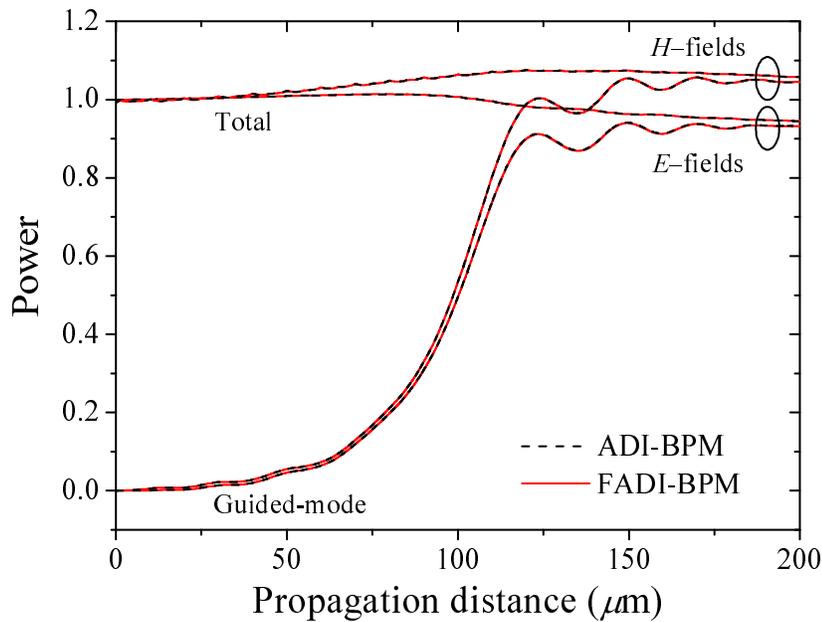


図 3.4 パワー

$\iint (|E_x|^2 + |E_y|^2) dx dy$  ,  $\phi = H$  に対して  $P_H = \iint (|H_x|^2 + |H_y|^2) / n^2 dx dy$  で評価する．図中の Total は，伝送パワーを入射端のパワーで正規化したものを示している．導波モードパワーは，正規化パワーと重なり積分の積によって算出される．重なり積分は，比較界を準 TE モードにおける出力導波路の固有モード界とし，伝搬界と比較界からスカラ型の評価式で算出している．図より，入射された準 TM モードの界の殆どが，出力端付近で準 TE モードの界に変換することがわかる．( $\phi = E$  の場合と  $\phi = H$  の場合とで結果が異なる点については次章で詳しく議論する．) ここで注目すべきは，FADI-BPM と ADI-BPM の結果は良く一致しており，両手法が等価となることである．実際には両手法の計算結果に  $10^{-13}$  以下の誤差が見られるが，実用上は等価であると言える．また，前節と同じ PC を用いた場合，FADI-BPM の計算時間は従来手法と比較して約 74% になる．

### 3.3 むすび

Fundamental 法を用いてフルベクトル BPM を再定式化した．CN-BPM に Fundamental 法を適用することで，従来の定式化と完全に同一の結果を得ながら計算時間をおよそ 85% に短縮可能であることを示した．また，ADI-BPM に Fundamental 法を適用すると，係数行列が可換となり，伝搬方向に構造の変化する導波路の場合でも計算精度が維持されることを明らかにした．計算時間は，従来の ADI-BPM に比べて 74% まで短縮される．本章では，より汎用性の高いフルベクトル型の FCN-BPM と FADI-BPM について議論したが，偏波結合項を無視することで，計算負荷を低減しながら，セミベクトル解析を行うことも可能である．



# 第4章 電界と磁界に基づく高精度な伝搬 ビーム解析法

## 4.1 まえがき

従来の BPM では，電界 ( $\phi = E$ ) のフレネル方程式または磁界 ( $\phi = H$ ) のフレネル方程式の片方を解くことにより，光波の振る舞いが解析されてきた．さらに，パワーは  $|E|^2$  や  $|H|^2/n^2$  のような界の二乗ノルムによって評価されてきた．ところが，この方法を用いて伝搬方向に屈折率が変化する強導波構造を伝搬ビーム解析すると，パワーの保存されない問題がしばしば生じる [13]-[16]．この問題を解決する方法として，ポインティングベクトルに基づいてパワーを計算する方法の可能性が文献 [13] で指摘されているが，これまでに具体的な計算例は示されていない．

本章では，電界と磁界に関する 2 種類のフレネル方程式を同時に解きながら，ポインティングベクトルに基づいて，電界と磁界の積でパワーを評価する手法の必要性を検証する．本手法では，計算すべきマトリクス数が従来の 2 倍になるが，効率良く計算パラメータを共有することで，計算メモリの増加量は僅かで済むと期待される．

はじめに，強導波のテーパ構造を有するスポットサイズ変換器を解析する．スポットサイズ変換器は，2 種の異なる導波路を低損失に接続するためのパッシブデバイスである．パッシブデバイスでは，前方伝搬と後方伝搬とで得られる導波モードパワーが一致する性質を利用し，本解析手法の妥当性を証明する．更に，本手法を用いて，テーパ長とモード変換効率の関係を調べる．

次に，第 3 章で取り上げた直線テーパ導波路型偏波変換器を改めて解析する．伝搬方向に屈折率が変化し，かつ偏波結合項の寄与が大きい強導波構造は，従来の伝搬ビーム解析

において最もパワー計算精度の信頼性に欠けるモデルの一つである．本手法の有効性を実証するために，FDTD法による計算結果と比較する．本手法は，FDTD法と同等の精度を有しながら，効率的に計算することができることを明示する．

最後に，第3章で提案したFADI-BPMを併用しながら，導波路型偏波変換器における偏波変換メカニズムを明らかにし，短いデバイス長で動作する構造を検討する．固有モード解析より，導波路内に1次モードと2次モードが混在する混合モード領域が存在することを明らかにする．混合モード領域では偏波間の結合が生じ易いため，この領域を伝搬方向に拡大することができれば，効率的な偏波変換がなされる．本章では，曲線テーパ化されたコアを導入することによって混合モード領域が拡大され，結果として短軸長で偏波変換の達成されることを明示する．さらに，部分的に上部コアを除去することで偏波間の再結合が抑制され，従来の半分のデバイス長  $100 \mu\text{m}$  で広い波長帯域に渡って高い偏波変換効率の得られることを明らかにする．

## 4.2 電界と磁界に基づく BPM

マクスウェルの方程式をポインティングベクトルに代入し，界の  $z$  成分と界の  $z$  方向の微分を無視すると，伝送パワーを評価するための近似式が得られる．すなわち，

$$P_E = \frac{1}{-j\omega\mu_0} \iint \text{Re}\{|E_x|^2 + |E_y|^2\} dx dy \quad (4.1)$$

$$P_H = \frac{1}{-j\omega\epsilon_0} \iint \text{Re}\left\{\frac{|H_x|^2 + |H_y|^2}{n^2}\right\} dx dy \quad (4.2)$$

従来のBPMでは，電界または磁界に基づくフレネル方程式(2.51)のうち，片方のみを解き，式(4.1)または式(4.2)を用いて伝搬する光波のパワーを評価してきた．しかしながら，これらの式は，弱導波構造の解析が前提となっている．強導波構造の解析では，以下の式でパワーを厳密に評価すべきである．

$$P = \frac{1}{2} \iint \text{Re}(E_x H_y^* - E_y H_x^*) dx dy \quad (4.3)$$

ここに\*は複素共役を意味する．本章では，1つのモードに対して存在する，電界と磁界の2種類のフレネル方程式(2.51)を解くことで式(4.3)の形式でパワーを評価した際の計

算精度を議論する．一見したところ，電界と磁界両方のフレネル方程式を解くことは，2倍の計算メモリを要するようと思われる．しかし，実際は，式(2.51)を計算する過程で，電界と磁界とで多くの計算パラメータを共有することができるため，メモリの増加量は僅かで済むことが期待される．本手法の有効性を，次節以降で議論する．

## 4.3 解析結果

### 4.3.1 直線テーパ導波路型スポットサイズ変換器

伝搬方向に屈折率変化を伴う強導波構造の一例として，直線テーパ導波路型スポットサイズ変換器 [2] を取り扱う．構造を図 4.1 に示す．Si 細線導波路を  $x$ - $z$  面内でテーパ化することで，界の伝搬とともにスポットサイズを変換し，Si 細線導波路と SiON 導波路との接続損を低減することを意図している．便宜上，Si 細線導波路から光を入射する場合を前方伝搬 (Forward)，逆に，SiON 導波路から光を入射する場合を後方伝搬 (Backward) と定義する．Si, SiON, SiO<sub>2</sub> オーバークラッド, SiO<sub>2</sub> アンダークラッドの屈折率をそれぞれ，3.48, 1.5, 1.465, 1.44 とする．なお，使用波長は  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  とし，計算に用いる刻み幅を  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.01 \mu\text{m}$ ，参照屈折率を  $n_0 = (\beta_{\text{in}} + \beta_{\text{out}})/2k_0$  とする．ここで， $\beta_{\text{in}}$  と  $\beta_{\text{out}}$  はそれぞれ，入力導波路と出力導波路の固有モードの実効屈折率である．

一般に，スポットサイズ変換器の BPM 解析では，界の副成分が小さいことを仮定し，偏波結合項を無視したセミベクトル伝搬式が使用される [49]-[51]．しかしながら，本導波路内を伝搬する界の副成分は，コアのコーナー部で著しく大きくなることを固有モード解析にて確認している．従って，本章では，式(2.51)中の偏波結合項  $BE_y, \tilde{B}E_x, BH_y, \tilde{B}H_x$  を考慮したフルベクトル伝搬式を使用する．また，第 3 章で扱ったように，屈折率境界に最も近い標本点に対して，式(3.35)から算出される平均的な屈折率を与える．

スポットサイズ変換器のようなパッシブデバイスでは，Forward と Backward の出力端で各々の導波モードパワーは一致しなければならない [52]．そこで，本構造に  $+z, -z$  両方向から界を入射した際の導波モードパワーの相反性を確認することで，パワー保存アル

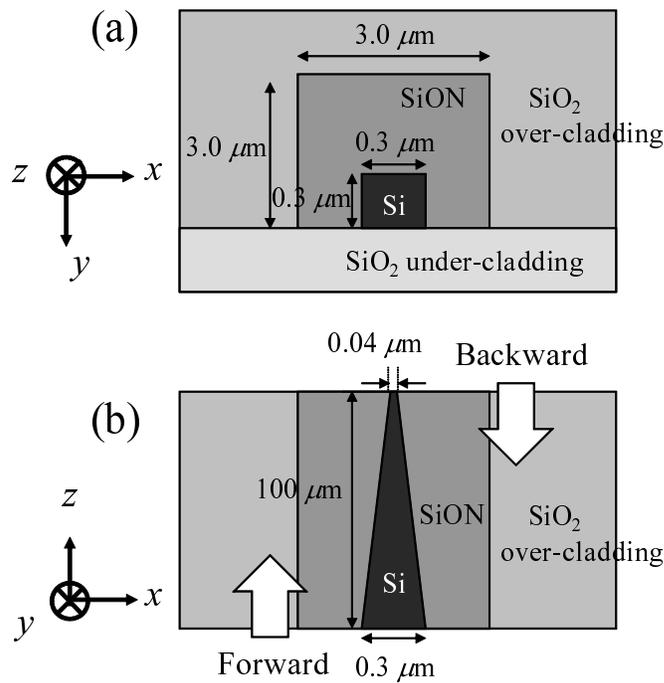


図 4.1 スポットサイズ変換器

ゴリズムの有効性を検証する。

はじめに，従来の手法で導波モードパワーを計算する．導波モードパワーは，出力端における固有モード界と伝搬界との重なり積分を用いて算出される．従来，正規化パワーは界の二乗ノルムで，重なり積分はスカラ型で評価されている．図 4.2，4.3 に，従来の計算方法によって算出された準 TE モードと準 TM モードの導波モードパワーをそれぞれ示す．準 TE モードの電界のスキームに注目すると，準 TE，準 TM モードともに， $z = 100 \mu\text{m}$  にて Forward と Backward の導波モードパワーが一致しないことがわかる．即ち，相反性が満たされていない．他方，Forward に注目すると，電界と磁界で導波モードパワーの最終値に差異の生じることがわかる．図示こそしないが，これらの現象は FDTD 法を用いた場合でも観察され，差分 BPM の計算精度によるものではないことを確認している．

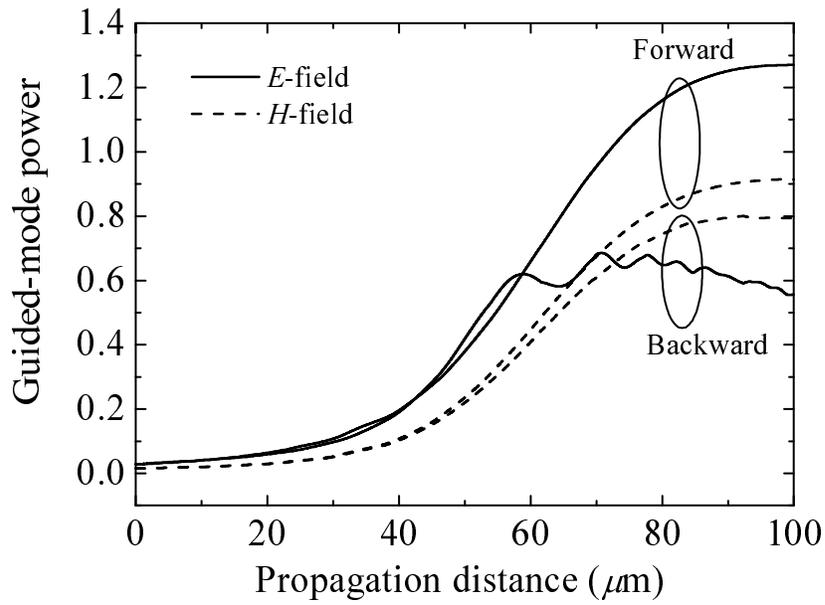


図 4.2 準 TE モードの導波モードパワー（従来法）

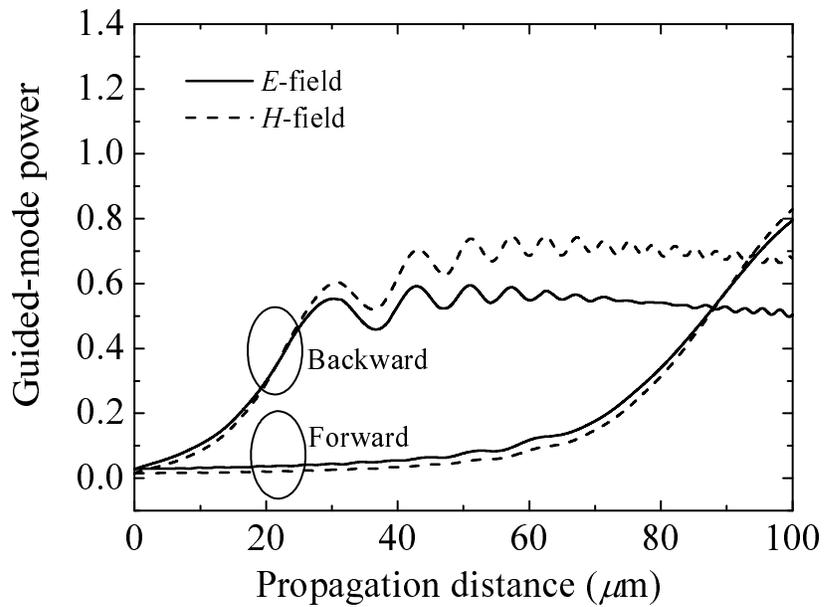


図 4.3 準 TM モードの導波モードパワー（従来法）

次に，2種類のフレネル方程式から算出された電磁界分布を基に，式(4.3)で光波の伝送パワーを厳密に評価する．重なり積分の計算には，副成分を考慮することのできる，以下のフルベクトル型評価式 [53], [54] を利用する．

$$\eta = \sqrt{\eta_a \eta_b} \quad (4.4)$$

ここで，

$$\eta_a = \frac{|\iint \mathbf{E} \times \mathbf{H}_0^* \cdot \mathbf{n}_z dS|^2}{\operatorname{Re}\{\iint \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \cdot \mathbf{n}_z dS\} \operatorname{Re}\{\iint \mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_0^* \cdot \mathbf{n}_z dS\}}$$

$$\eta_b = \frac{|\iint \mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}^* \cdot \mathbf{n}_z dS|^2}{\operatorname{Re}\{\iint \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \cdot \mathbf{n}_z dS\} \operatorname{Re}\{\iint \mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_0^* \cdot \mathbf{n}_z dS\}}$$

である．ただし， $\mathbf{E} = [E_x, E_y]$ ， $\mathbf{H} = [H_x, H_y]$ であり， $\mathbf{E}_0$ ， $\mathbf{H}_0$ は比較界を，\*は複素共役を表している．図4.4，4.5に本手法を用いた場合の準TEモードと準TMモードにおける導波モードパワーを示す．本手法を適用することにより，導波モードパワーの最終値が準TEモードの場合には0.85，準TMモードの場合には0.64で一致し，相反性の満たされることが見出せる．Forward, Backwardにおける出力端での磁界分布を，それぞれ図4.6と図4.7に示す．ForwardではSiONに，BackwardではSiに主要界の集中する様子を確認することができる．尚，本手法では電界と磁界の2種類のフレネル方程式を扱うので，解くべきマトリクスは2倍となるが，計算パラメータを効率的に共有することで，計算機のメモリ増加量を+3%に抑制できる．

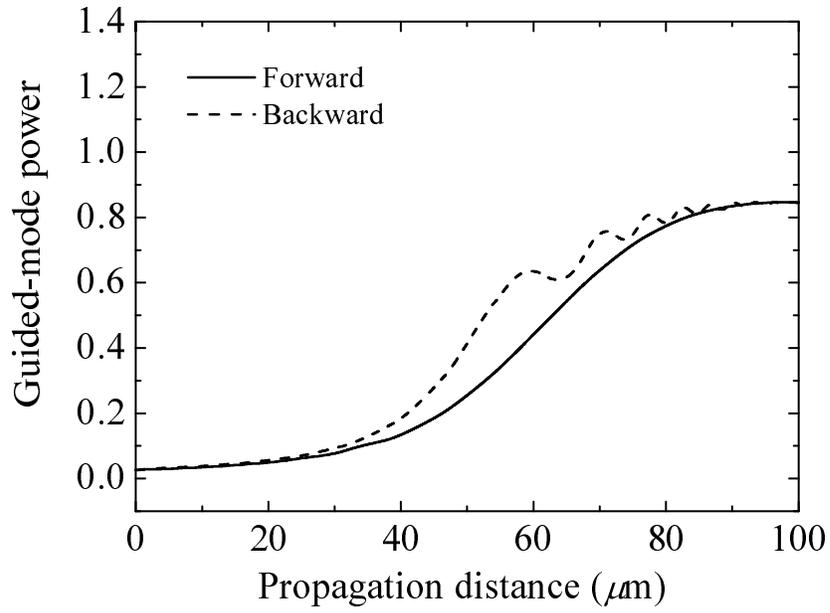


図 4.4 準 TE モードの導波モードパワー (本手法)

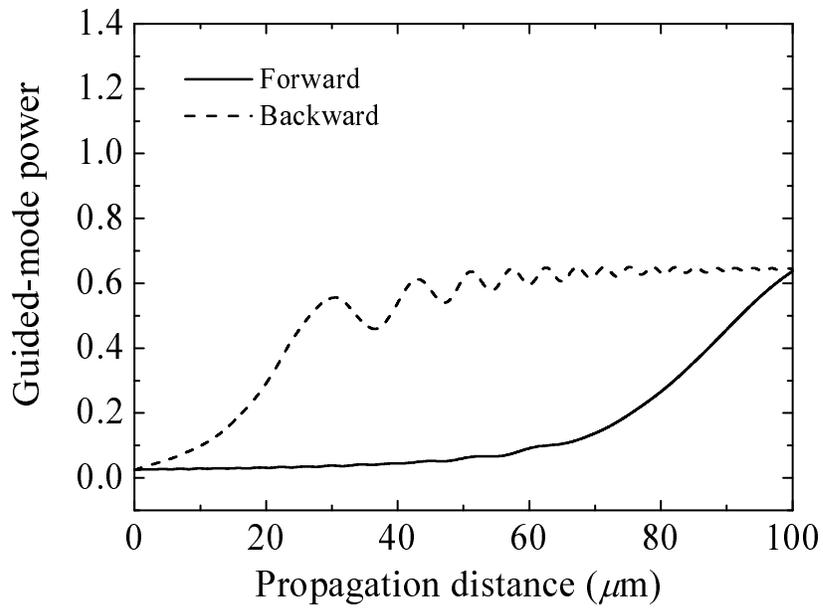


図 4.5 準 TM モードの導波モードパワー (本手法)

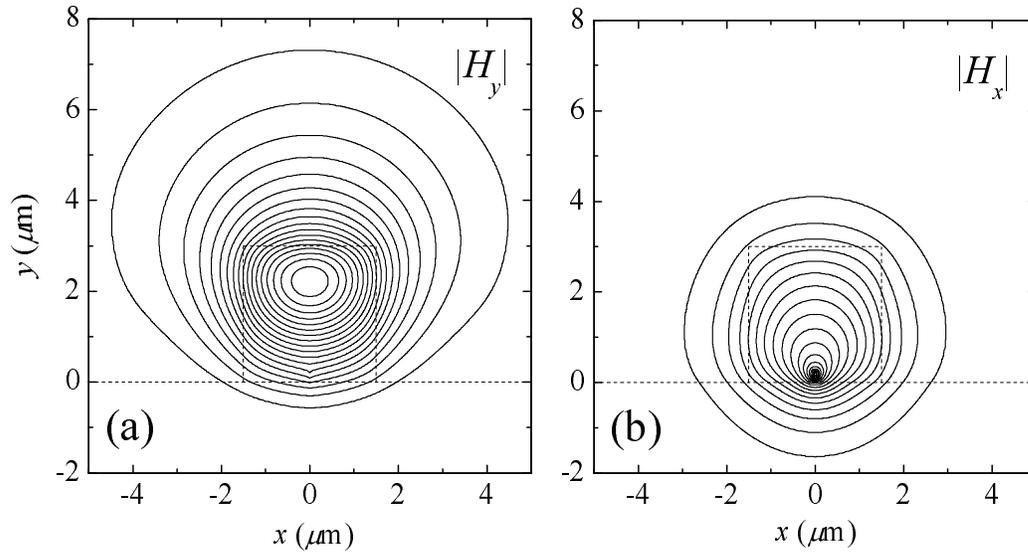


図 4.6 出力界 (Forward) (a) 準 TE モード (b) 準 TM モード

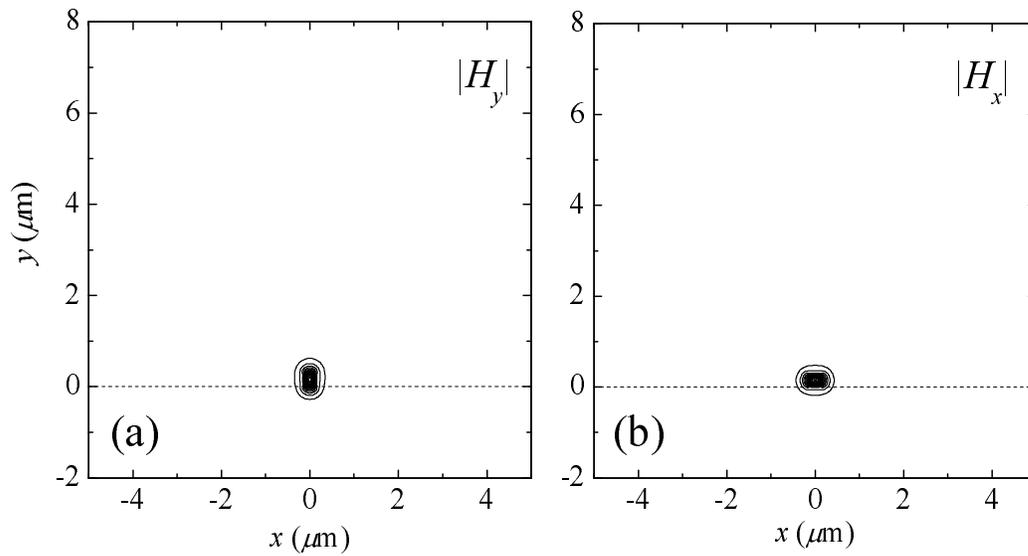


図 4.7 出力界 (Backward) (a) 準 TE モード (b) 準 TM モード

最後に、本手法を使用して、変換効率のテーパ長依存性を調べる。簡単のために、Forwardのみを議論する。本構造は、Siに主要界が集中する導波モードと、SiONに主要界が集中する導波モードが存在する複合導波路と見なせる。従って、モード変換のメカニズムは、両者のモード結合と解せる。2つのモードの結合長 $L$ は以下の式で表される。

$$L = \frac{\pi}{\beta_1 - \beta_2} \quad (4.5)$$

ここで、 $\beta_1$ と $\beta_2$ は各々のモードの伝搬定数である。式(4.5)より、2つの導波モードの伝搬定数が近いときに、結合長が長くなることがわかる。また、両者の伝搬定数が近いと位相整合条件が満たされ、結合効率が高くなる。ゆえに、2つの導波モードの伝搬定数が近い区間を長距離設けることで効率良くモード変換がなされると予想される。

図4.8に、テーパ長に対する導波モードパワーを示す。予想されたように、準TE、準TM両モードともにテーパ長を長くすることで、高い導波モードパワーを得ることができる。

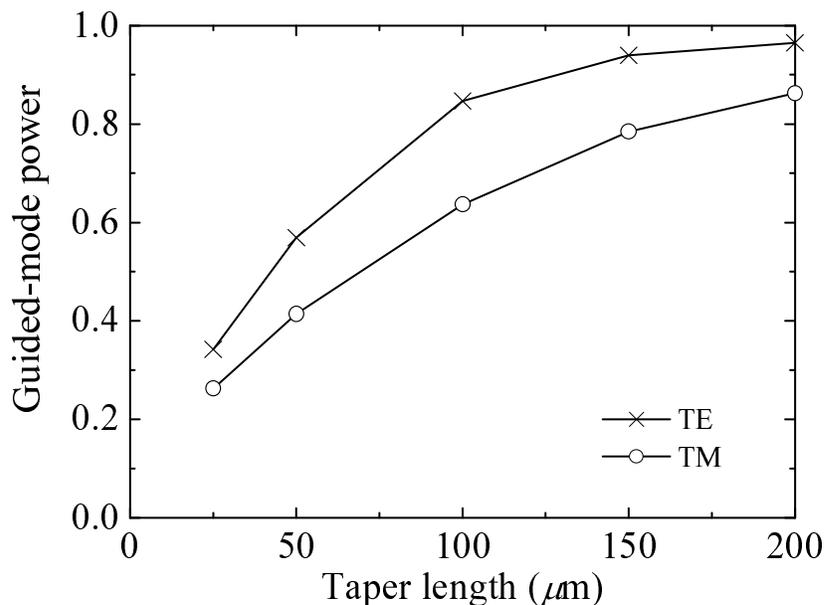


図 4.8 テーパ長に対する導波モードパワー

### 4.3.2 直線テーパ導波路型偏波変換器

前節で述べたパワー保存アルゴリズムの更なる有効性を検証するために，偏波結合項の寄与が大きい偏波変換器を解析する．一例として，第3章で扱った直線テーパ導波路型偏波変換器 [24] を取り上げる．デバイス長を  $l = 100 \mu\text{m}$  とする．使用波長，計算の刻み幅，参照屈折率は第3章で扱った値と同一である．コアとクラッド境界近傍の屈折率を式 (3.35) を用いて平均化する．

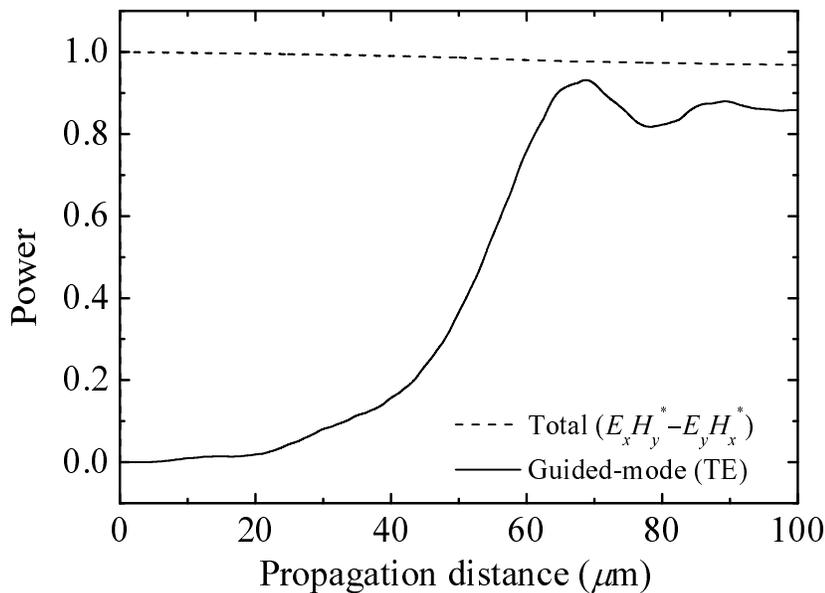


図 4.9 パワー (FDTD 法)

伝搬ビーム解析を行う前に，FDTD 法を用いて光波の伝搬特性を明らかにする．図 4.9 に伝搬距離に対するパワーを示す．正規化パワーの計算にはポインティングベクトルに基づく評価式 (4.3) を，重なり積分の計算にはフルベクトル型の評価式 (4.4) を用いる．導波モードパワーは，準 TE モードにおける出力導波路の固有モード界と伝搬界との重なり積分を用いて算出する．図より，入射された準 TM モードのほとんどが準 TE モードに変換されることを見出せる．同時に，光波の伝搬過程においてパワー損失は僅か 4% 程度に留まることがわかる．

次に，伝搬ビーム解析を行う．図 4.10 は，FDTD 法における正規化パワーからの偏差

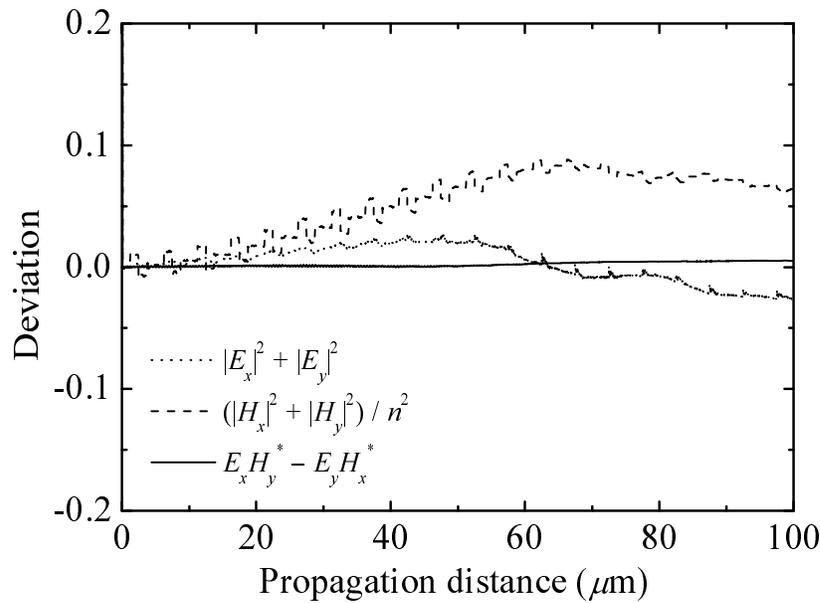


図 4.10 FDTD 法からの偏差

$(P_{\text{BPM}} - P_{\text{FDTD}})$  を表している．図より，式 (4.3) を用いて正規化パワーを評価することで，FDTD 法の結果と良く一致することがわかる．本手法は，FDTD 法と同等の精度を有しながら，FDTD 法よりも計算時間を大幅に短縮することができる．

#### 4.4 曲線テーパの導入による導波路型偏波変換器の小型化

本節では，第 3 章で導出した FADI-BPM と，これまでに検証したパワー保存アルゴリズムを用いて，テーパ導波路型偏波変換器における偏波変換特性を明らかにし，デバイスの小型化を図る．

まず， $200 \mu\text{m}$  のデバイス長を有する従来の直線テーパ導波路型偏波変換器について，各伝搬ステップにおける導波路断面の固有モード界を調べる．固有モード解析によると， $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  の場合，各伝搬ステップで，1 次モードと 2 次モードの 2 つの固有モード界が存在する．界分布の一例として， $z = 0, 100, 200 \mu\text{m}$  での導波路断面の固有モード界分布 (電界成分) を図 4.11，4.12 に示す．界分布は，それぞれの導波路断面における主要界成分の最大値で正規化されている． $z = 0 \mu\text{m}$  (入力端) では，1 次モードが準 TM モー

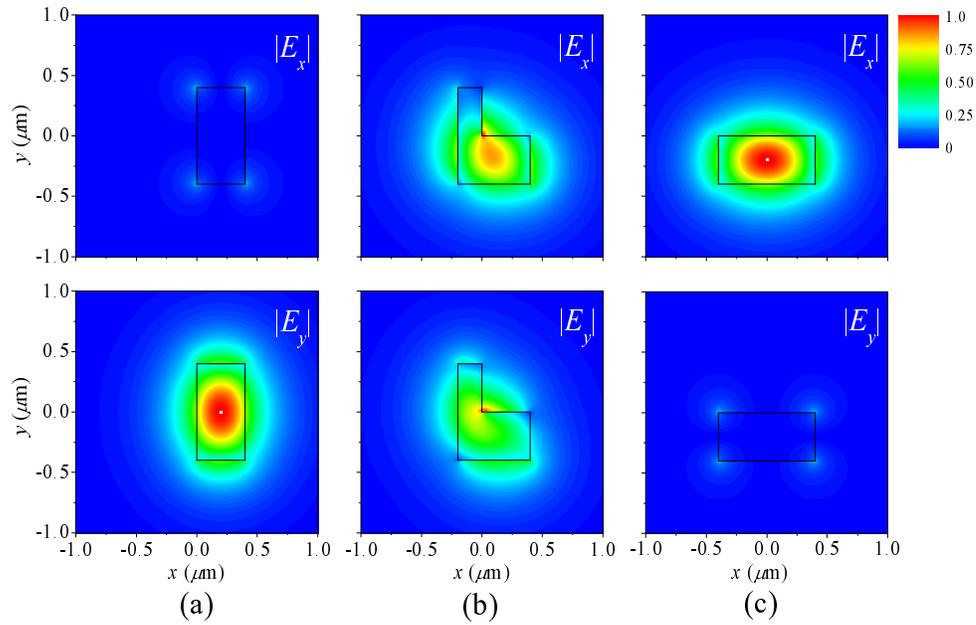


図 4.11 導波路断面の固有モード界分布 (1 次モード) (a)  $z = 0 \mu\text{m}$  (b)  $z = 100 \mu\text{m}$  (c)  
 $z = 200 \mu\text{m}$

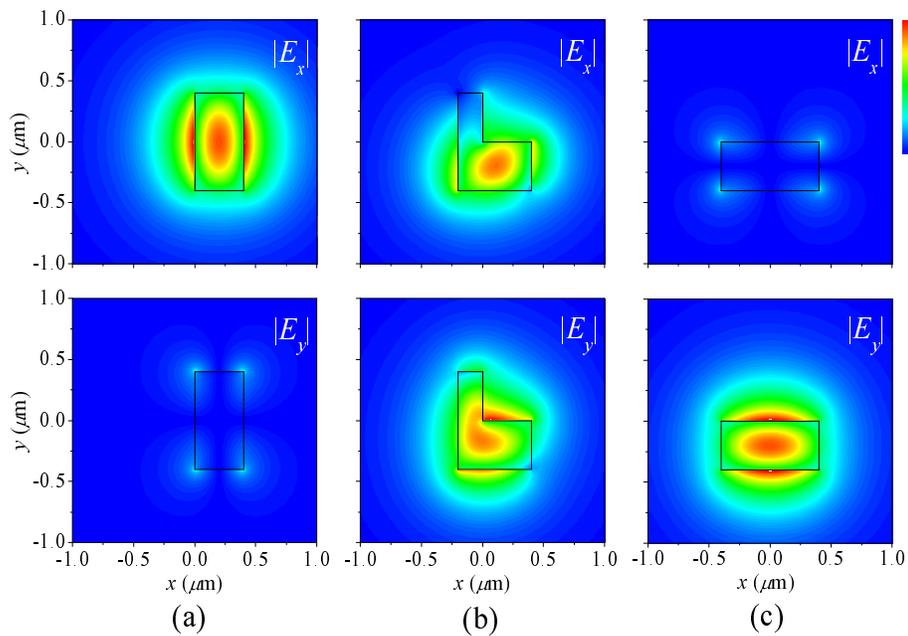


図 4.12 導波路断面の固有モード界分布 (2 次モード) (a)  $z = 0 \mu\text{m}$  (b)  $z = 100 \mu\text{m}$  (c)  
 $z = 200 \mu\text{m}$

ドに相当し、2次モードが準TEモードに相当する。  $z = 100 \mu\text{m}$  では、1次、2次モードともに  $E_x$  成分と  $E_y$  成分の振幅が互いにほぼ同等であり、両モードが混合された状態となっている。  $z = 200 \mu\text{m}$  (出力端) では、1次モードが準TEモードに相当し、2次モードが準TMモードに相当する。このようにして、導波路内の1次固有モードと2次固有モードの偏波状態は、光波の伝搬方向に沿って徐々に変化する。

図4.13に、伝搬距離に対する1次、2次固有モードの実効屈折率を示す。図より、2つのモード間の実効屈折率差は、入力端と出力端付近で最も大きくなる。他方、先述したように、  $z = 100 \mu\text{m}$  付近では2つのモードが混合された状態であり、両者の実効屈折率差は最も小さくなる。これは、テーパ化された方向性結合器等 [55]-[57] で見られるスーパーモードの典型的な特性と同一である。モードが混合される点は crossover point [55] と呼ばれ、ここで偏波変換効率が最も高くなる。

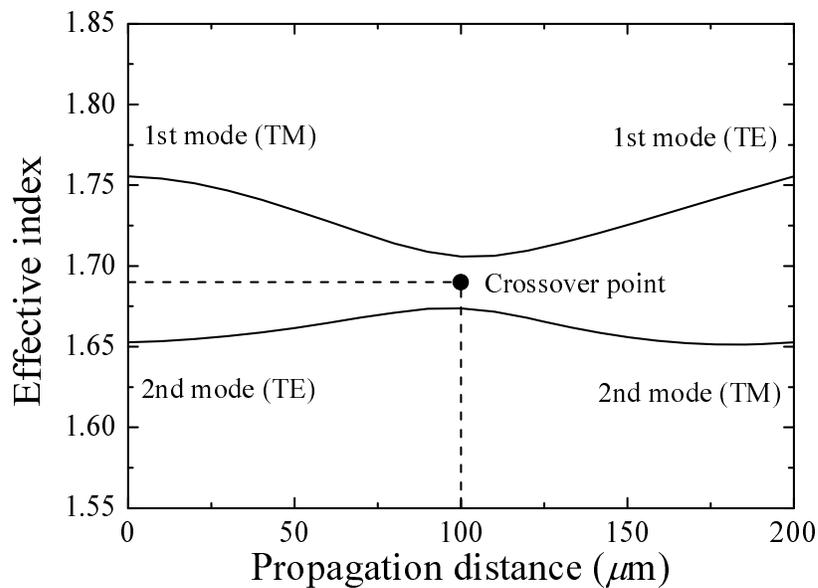


図 4.13 伝搬距離に対する1次固有モードと2次固有モードの実効屈折率(直線テーパ型)

次に、伝搬ビーム解析によって、界が偏波変換する様子を調べる。図4.14に、伝搬距離に対する導波モードパワーを示す。破線で示される直線テーパ構造のデータに注目すると、  $l$  が短くなるにつれて、出力端で得られる導波モードパワーは小さくなる。これは、  $l$  が短いと、上下コア幅の変化が急激になり、結果としてモードの混合する

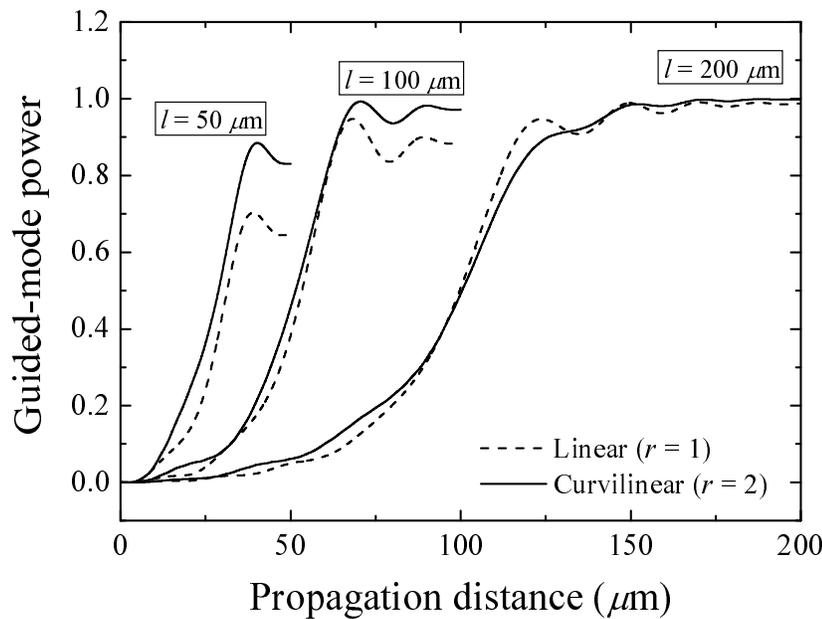


図 4.14 導波モードパワー

領域が伝搬方向に短くなることで偏波変換効率が悪化するためと解せる．出力される導波モードパワーは， $l = 50, 100, 200 \mu\text{m}$  でそれぞれ 64%, 88%, 98% と計算される．

変換効率を改善するためには，入力端近傍でコア幅を大きく変化させ，モードが十分に混合される導波路断面形状になったところで，コア幅の変化を小さくすべきである．曲線テーパ導波路 [58] を導入すると，この条件を満たすことができる．そこで，偏波変換器の直線テーパ形状を以下の式を利用して曲線テーパ形状にする．

$$w(z) = w_1 + (w_2 - w_1) \left( \frac{z}{l} \right)^{1/r} \quad (4.6)$$

入力端付近でコア幅の変化を大きくするために，文献 [58] 中の式 (1) 右辺における最初の減算を加算に置き換えている． $r = 1$  で上下コアが直線状にテーパ化され，図 3.3 に示す構造となる． $r > 1$  に選ぶことで，図 4.15 に示されるように，上下コアが曲線状にテーパ化される．本節では， $r = 2$  に選ぶ．ここで，再度図 4.14 に示される導波モードパワーを考察する．図より，曲線テーパ導波路を導入することで，出力端での導波モードパワーが上昇する様子が観察される．出力される導波モードパワーは， $l = 50, 100, 200 \mu\text{m}$  でそれぞれ 83%, 97%, 99% と計算される．

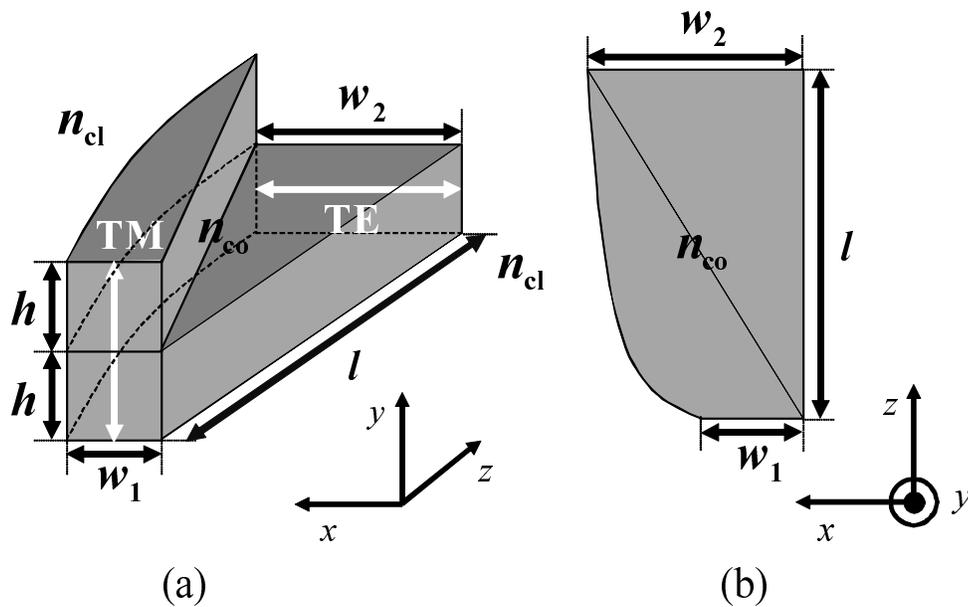


図 4.15 曲線テーパ導波路型偏波変換器 (a) 鳥瞰図 (b) 上面図

混合モードの観点から，曲線テーパ導波路を導入する効果について更に考察する．図 4.16 に， $l = 50, 100 \mu\text{m}$  における伝搬距離に対する 1 次固有モードと 2 次固有モードの実効屈折率差  $\Delta n_{\text{eff}}$  を示す． $\Delta n_{\text{eff}}$  は， $(n_{\text{eff}(1\text{st})} - n_{\text{eff}(2\text{nd})}) / \{(n_{\text{eff}(1\text{st})}^{\text{cr}} + n_{\text{eff}(2\text{nd})}^{\text{cr}}) / 2\}$  で定義される値である． $n_{\text{eff}(1\text{st})}^{\text{cr}}$  と  $n_{\text{eff}(2\text{nd})}^{\text{cr}}$  は，crossover point での 1 次固有モードと 2 次固有モードの実効屈折率をそれぞれ意味する．本研究では， $\Delta n_{\text{eff}}$  が 3% 以下となる領域を 2 つのモードが十分に混合される混合モード領域と見なす．図より，曲線テーパ導波路を導入することで，混合モード領域が伝搬方向に拡大することがわかる．結果として，偏波変換効率が向上し，出力端で大きな導波モードパワーを得ることができる．

図 4.17 に，消光比の波長特性を示す．比較のために，文献 [24] で提案された直線テーパ導波路型偏波変換器 ( $r = 1$ ) の結果を点線で示している．図より， $r = 1$  の直線テーパ形状を維持したまま  $100 \mu\text{m}$  に短縮すると波長特性が悪化するが，曲線テーパ形状に変えることで広い波長帯域で消光比の増加する様子が観察される．しかしながら，従来の構造 [24] と比べると，波長  $1.2 \mu\text{m}$  から  $1.7 \mu\text{m}$  まで消光比はなお低いままである．これは，準 TE モードに変換した界が準 TM モードに再変換し，偏波変換効率を悪化させることが

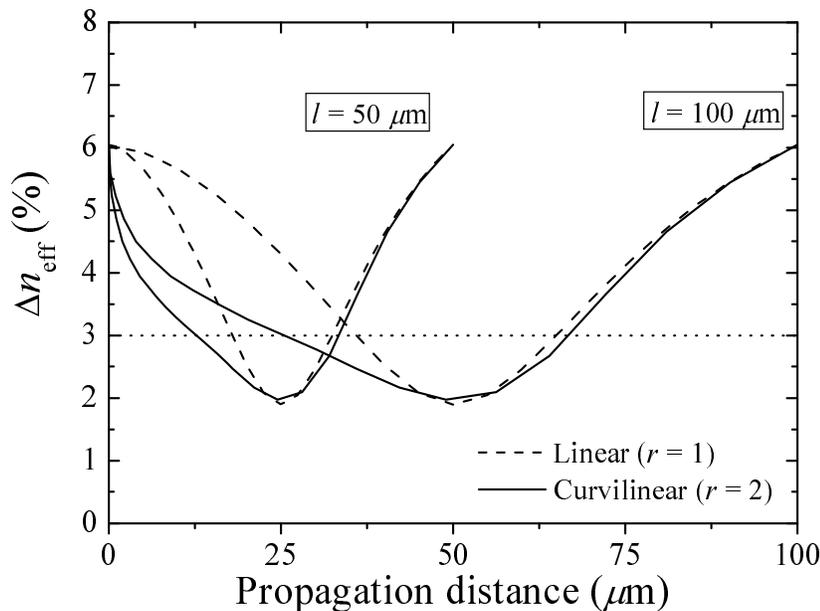


図 4.16 1次固有モードと2次固有モードの実効屈折率差

主たる要因である。

一旦準 TM モードが準 TE モードに変換されてしまえば、もはや上部コアは必要ない。そこで、 $l = 100 \mu\text{m}$  の構造において、 $z > 69 \mu\text{m}$  で見られる偏波間の再結合 (図 4.14 参照) を抑制するために、 $z > 69 \mu\text{m}$  で上部コアを部分的に除去する。結果を、図 4.17 に示す。図より、 $1.2 \mu\text{m}$  から  $1.7 \mu\text{m}$  の広い波長帯域に渡って、15 dB 以上の消光比が得られることがわかる。図示はしないが、準 TE モードを入射した場合でも同等の結果が得られることを確認している。尚、BPM の計算では進行波のみを仮定し、反射波を無視していることに注意が必要である。上部コアを除去した構造において、上部コアの最終端に残存する界は十分に小さいが、消光比のピークを算出する際に過大に評価されている可能性がある。

最後に、上部コアを除去する位置について言及する。上部コアを除去する位置を変えると、消光比のピークが現れる波長が変化する。本研究では、O-バンドから U-バンド ( $1.260 \mu\text{m}$  から  $1.675 \mu\text{m}$ ) の広い波長帯域で高い消光比を達成することを意図して構造を設計した。それゆえ、中心となる波長  $1.45 \mu\text{m}$  付近で消光比が最大となるように  $z > 69 \mu\text{m}$

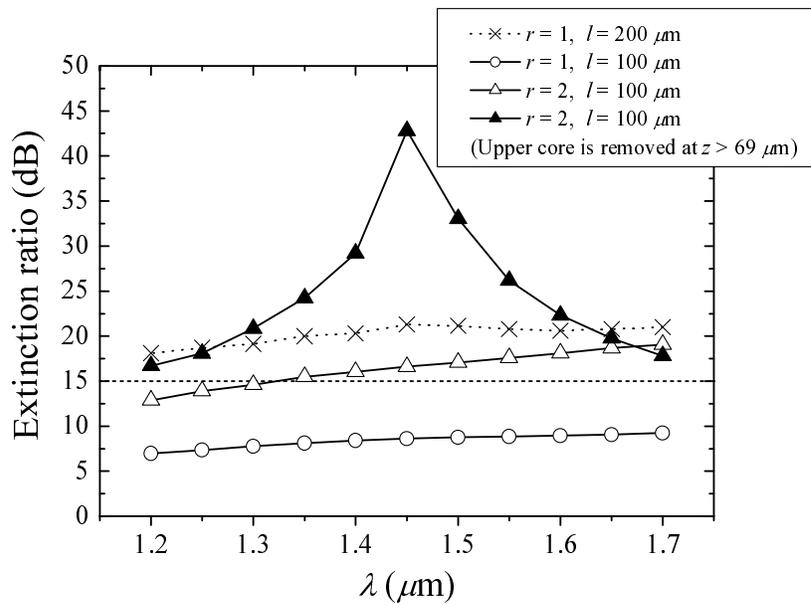


図 4.17 消光比の波長特性

で上部コアを除去した．図示はしないが，例えば上部コアを  $z > 71 \mu\text{m}$  で除去すると，波長  $1.55 \mu\text{m}$  でおおよそ 30 dB の消光比のピークが得られる．

## 4.5 むすび

電界と磁界の 2 種類のフレネル方程式を同時に解き，電界と磁界の積でパワーを計算するパワー保存型 BPM の有効性を検証した．本手法を用いることにより，スポットサイズ変換器のパワーの相反性が満たされることを確認した．更に，偏波変換器の解析において，本手法の計算結果が，FDTD 法の結果と良く一致することを明示した．本手法では電界と磁界の 2 種類のフレネル方程式を扱うため，解くべきマトリクスは 2 倍となるが，計算パラメータを効率的に共有することで，計算機のメモリ増加量を +3% に抑制できる．

FADI-BPM とパワー保存アルゴリズムを用いて，テーパ導波路型偏波変換器を解析した．はじめに，固有モード解析により，導波路内に，2 つの固有モードが存在することを明らかにした．導波路内には，2 つのモードが混在する混合モード領域が一部生成され，ここで偏波変換が顕著となる．曲線テーパ導波路の導入によって混合モード領域が伝搬方

向に拡大され、効率良く偏波変換が達成されることを明示した。偏波間の再結合を抑制するために部分的に上部コアを除去することで、 $1.2\ \mu\text{m}$  から  $1.7\ \mu\text{m}$  の広い波長帯域に渡って、15 dB 以上の高い消光比の得られることを示した。

# 第5章 金属膜を装荷した屈曲埋め込み型 光導波路

## 5.1 まえがき

光回路の小型化には屈曲した導波路が必要不可欠である．屈曲光導波路では，曲げに伴って生じる損失が問題となる．屈曲損には，曲がり部で生じる純粹屈曲損と直線導波路等との接続部で生じる遷移損とがある．これまで屈曲損を減らす手法が種々提案されてきた．例えば，純粹屈曲損を低減するためには，屈曲部の外側に低屈折率のトレンチを設置することが有効である [20], [21]．また，遷移損の低減にはコアの軸ずれが有効である [59], [60]．

文献 [61]-[64] では，コアとトレンチとの間隔の変化に伴い，純粹屈曲損が周期的に変化することが見出され，純粹屈曲損を最小にする最適なトレンチ位置の存在が指摘された．この事実は，Howlay らにより，実験的にも確かめられた [65]．しかしながら，PDL を低減する方法についてはまだ十分に検討されていない．平面光回路では，水平方向に導波路を曲げると，長波長帯で準 TM モードの損失が準 TE モードに比べて大きくなり，PDL の無視できないことが知られている [23]．

本章では，埋め込み型光導波路において，屈曲の外側に金属膜を装荷することで，準 TM モードの屈曲損のみを選択的に低減できることを明らかにする．金属は光の波長帯域で損失性媒質として振る舞うため，金属膜の導入は寧ろ損失を増大させるかのように思える．しかしながら，金属膜を導入することで準 TM モードに対して混成導波路が形成され，コアに界が集中するスーパーモードが生成される．このモードを励振すると，準 TM モードの損失のみ低減される．この性質を応用することで，PDL の低減を図る．解析に

は、第3章、第4章で提案したパワー保存型高効率BPMを用いる。

はじめに、基礎検討として、屈曲平行スラブ導波路を取り扱う。屈曲の外側にあるコアを本論文ではダミーコアと呼ぶことにする。ダミーコアを設置した混成導波路系では、TE、TM両モードに対して偶奇のスーパーモードが生成される。屈曲導波路では、奇スーパーモードの界が内側のコアに集中するため、このモードを励振することで屈曲損が低減される。コアとダミーコアとの間隔を変化させると、トレンチを設置した場合と同様に、純粋屈曲損が周期的に変化する。ダミーコアの位置を適切に選ぶことで、TE、TM両モードの屈曲損を低減する効果があることを明らかにする。

次に、埋め込み型光導波路を解析する。屈曲の外側にダミーコアを設置したときの効果を3次元導波路でも確認した後、ダミーコアの代わりに金属膜を装荷した構造を検討する。装荷した金属膜が準TMモードに対してのみSPPモードを生成する事実を積極的に利用し、準TMモードに対して混成導波路を構成する。その結果、準TMモードの奇スーパーモードは、コアに界が集中するモードとなり、屈曲損が低減される。この性質を応用すると、準TMモードの屈曲損を準TEモードのそれに近づけることでPDLが低減される。金属膜装荷時の屈曲損失は、金属膜の幅、およびコアと金属膜の間隔によって周期的に変化するが、特性は寸法変化に比較的鈍感である。

最後に、より広い波長帯域に渡ってPDLが低減するように、金属幅及びコアと金属膜の間隔を調節する。更に、本手法を、トレンチ部を設けた屈曲光導波路に応用する。結果として、PDLのみならず、純粋屈曲損も同時に低減可能であることを明らかにする。

## 5.2 基礎検討

### 5.2.1 屈曲スラブ導波路

3次元屈曲光導波路を解析する前に、基礎検討として、図5.1(a)に示す屈曲平行スラブ導波路を取り扱う。コアとダミーコアの屈折率を  $n_{co} = n_d = 1.4675$ 、クラッドの屈折率を  $n_{cl} = 1.46$  とする。コアとダミーコアの導波路幅を  $2d_c = 2d_d = 6 \mu\text{m}$  とし、コアとダミー

コアとの間隔  $s$  を可変とする．屈曲半径を  $R = 4 \text{ mm}$  に固定する．導波路幅が屈曲半径に比べて十分小さく，かつ比屈折率差が小さいとき，屈曲導波路の屈折率分布は図 5.1(b) に示すような直線導波路の屈折率分布  $n_{\text{eq}}$  と等価になる． $n_{\text{eq}}$  は次式で与えられる [66]．

$$n_{\text{eq}} = n(1 + x/R) \quad (5.1)$$

本論文では，式 (5.1) を用いて，屈曲導波路の解析を行う．使用波長を  $\lambda = 1.55 \text{ }\mu\text{m}$  に選ぶ．計算に用いる刻み幅を  $\Delta x = 0.05 \text{ }\mu\text{m}$  とする．吸収境界条件として，計算領域端に一般化された完全整合層 [67] を設置する．

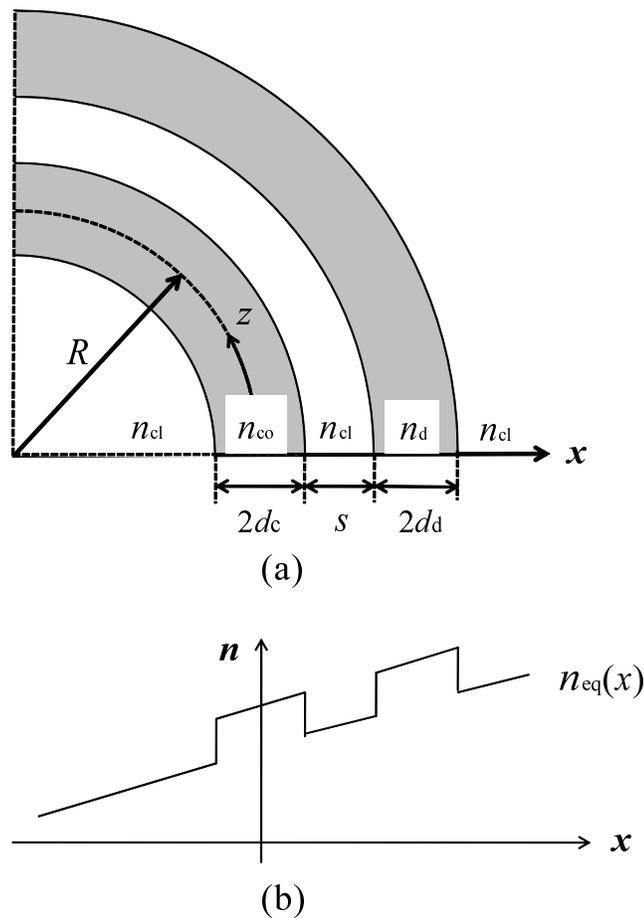


図 5.1 (a) ダミーコアを付加した 2次元屈曲導波路 (b) 等価的屈折率分布

Kumar らは，屈曲 dual-mode スラブ導波路において，基本モードに相当する偶スーパーモードの界の極大が屈折率の高い屈曲の外側に現れ，高次モードに相当する奇スーパー

モードの界の極大が屈折率の低い屈曲の内側に現れることを見出した [68] . 屈曲 dual-mode スラブ導波路は、屈曲平行スラブ導波路において、2つのコア間隔を0とした特殊な場合であるため、屈曲平行スラブ導波路におけるスーパーモードにも同様の効果が期待される。

そこで、図 5.1 に示す導波路の固有スーパーモード界を解析する。TM モード ( $H_y$ ) における偶スーパーモードと奇スーパーモードの固有モード界を図 5.2 に示す。一例として、 $s = 16 \mu\text{m}$  に選んでおり、コアとダミーコアの位置を点線で示している。予想されたように、偶スーパーモードの界は屈折率の高いダミーコアに集中し、奇スーパーモードの界は屈折率の低い内側のコアに集中する。これは、文献 [68] で示された傾向と一致する。尚、奇スーパーモードの実効屈折率は 1.4734、偶スーパーモードの実効屈折率は 1.4654 と算出される。図 5.2(b) にはダミーコアを付加しない場合に得られる固有モード界分布も破線で示している。注目すべきは、ダミーコアを付加した際に得られる奇スーパーモードの界の方が、ダミーコアを付加しない場合の固有モード界に比べて漏れ波が抑制される点である。図示はしないが、同様の傾向は TE モードにおいても観察される。

図 5.3 にコアとダミーコアとの間隔  $s$  に対する奇スーパーモードの純粋屈曲損を示す。参考として、ダミーコアを付加しない場合の結果も併記している。図より、ダミーコアを  $s = 16 \mu\text{m}$  付近に設置することで、TE、TM 両モードともに損失が最小となることを見出せる。TM モードの場合、0.25 dB/mm の屈曲損を 0.076 dB/mm まで低減できる。なお、偶スーパーモードでは、漏れ波の影響で屈曲損が大きく、 $s = 16 \mu\text{m}$  の場合、11.20 dB/mm と算出される。

図 5.3 から、 $s$  の変化に伴い、純粋屈曲損が周期的に変化する様子も同時に観察される。この原因について考察する。本導波路では、内側のコアとダミーコアに挟まれた領域に、中空導波路のような疑似導波路が形成される。 $s$  が大きくなると、疑似導波路の実効屈折率が、内側のコアの実効屈折率と近くなる領域が現れる。このとき、疑似導波路と内側のコアとで位相整合条件が満たされ、疑似導波路に界が生成される。屈曲の外側の実効屈折率は大きいので、この界は漏れ波となり、結果として純粋屈曲損が増大する。疑似導波路の高次のモードに対しても位相整合条件が満たされると、同じように純粋屈曲損が増大する。これが、図 5.3 で純粋屈曲損に周期的な極大値が見られた原因である。尚、 $s$  が更に

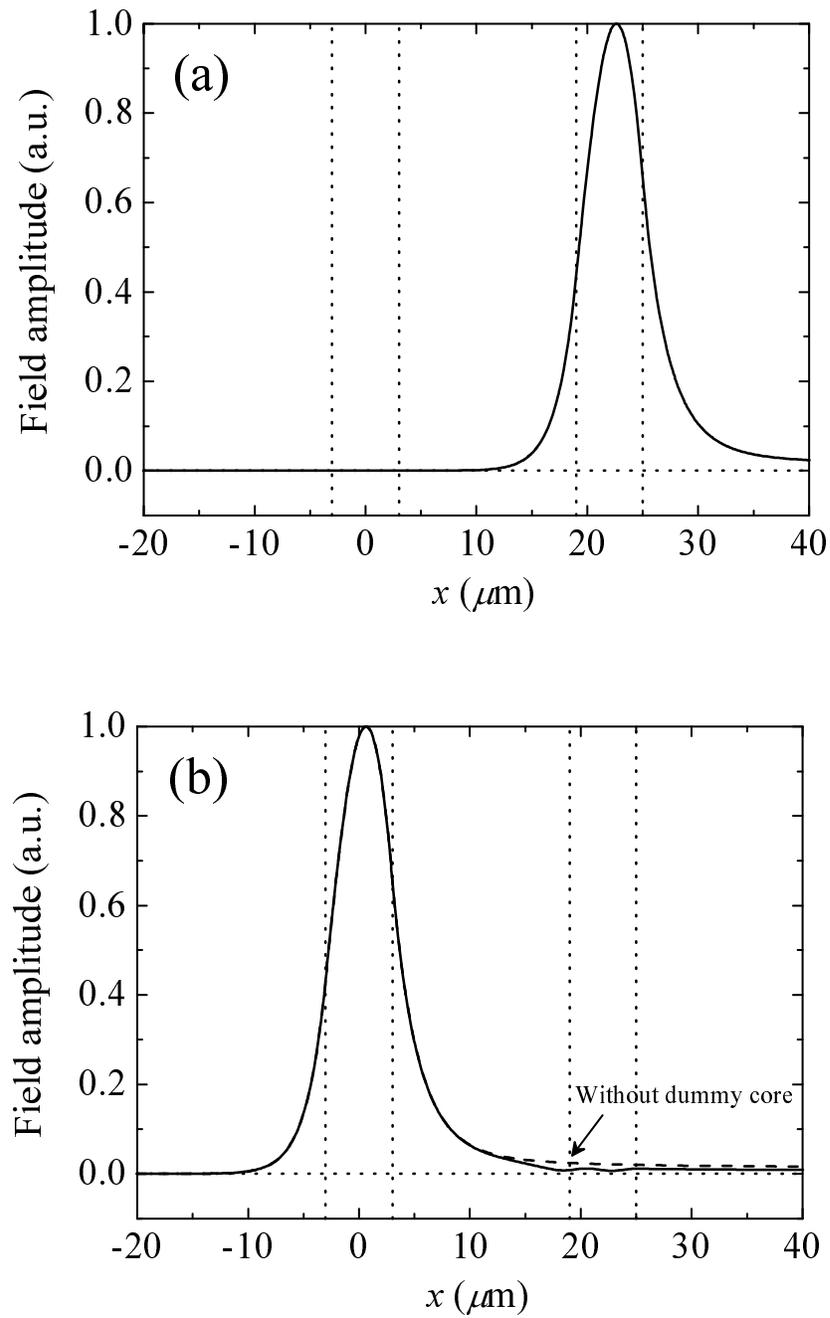


図 5.2 固有モード界分布  $|H_y|$  (a) 偶スーパーモード (b) 奇スーパーモード

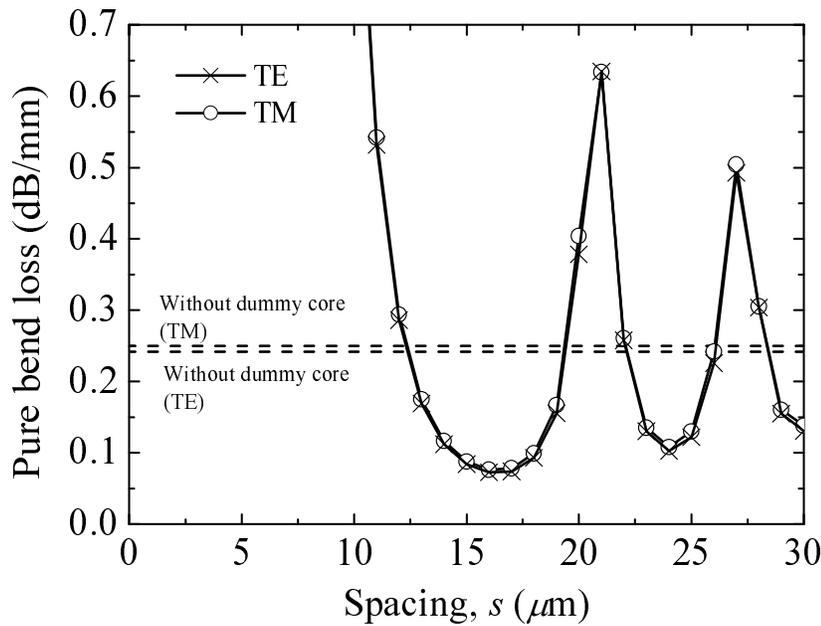


図 5.3 奇スーパーモードの純粹屈曲損

増加すると、純粹屈曲損はダミーコアを付加しない場合の値に収束する。

$s$  を適切に選択することで、奇スーパーモードの界はコアに集中し、その界形状は本来の直線導波路の界に類似したものとなる。対照的に、偶スーパーモードの界はダミーコアに集中し、コアにはほとんど存在しない。よって、直線導波路の固有モード界を直接入射することで、低損失の奇スーパーモードを効率良く励振し、高損失の偶スーパーモードを殆ど励振しない。結果として、伝搬に伴う純粹屈曲損を低く抑えることが可能となる。直線導波路の固有モード界と奇スーパーモードの界との重なり度は良いので、軸ずれ等を使用することなく、接続部で生じる遷移損も同時に抑圧される。

### 5.2.2 屈曲埋め込み型光導波路

次に、より実用的な構造として、石英系の埋め込み導波路から成る平面光導波路 [23] を取り扱う。クラッド層が十分に厚く、シリコン基板の影響が無視できるものとする。解析する構造を図 5.4 に示す。コアおよびクラッドの屈折率をそれぞれ  $n_{co} = 1.4675$ 、 $n_{cl} = 1.46$  とする。コアと同じ屈折率である  $n_d = 1.4675$  のダミーコアを付加している。導波路幅を

$2\rho_x = 2\rho_y = 6.0 \mu\text{m}$ ，屈曲半径を  $R = 4 \text{ mm}$  とする．前節と同様に，屈曲導波路の屈折率分布を，等価的な直線導波路の屈折率分布で表現する．使用波長を  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  に選ぶ．弱導波構造では界の副成分を無視できるため，セミベクトル解析を行う．漏れ波を伴う固有モードを取り扱うので，ADI法ではなく，CN法に基づくBPMを使用する．計算に用いる刻み幅は， $\Delta x = \Delta y = 0.1 \mu\text{m}$  とする．尚，第2章で導出した2次精度改良差分式は金属膜の装荷された導波路の解析でも使用実績があり [11]，その有効性は文献 [69] でも確認されている．

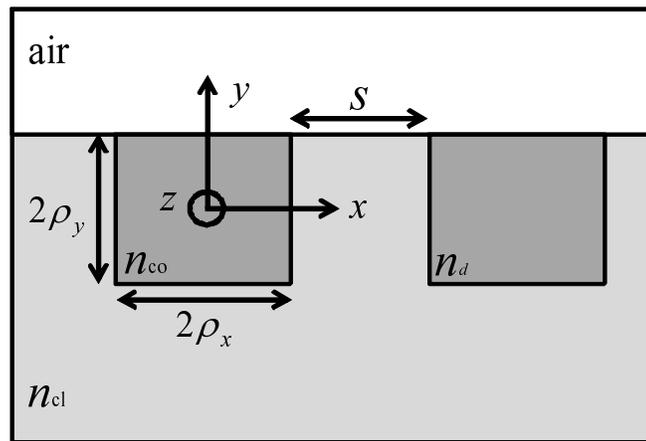


図 5.4 ダミーコアを付加した屈曲埋め込み型導波路

図 5.5 に， $s$  に対する純粋屈曲損を示す．図 5.3 で見られた現象と同様に， $s$  に対して純粋屈曲損が周期的に変動する様子が観察される．準 TM モードでは， $s = 11 \mu\text{m}$  で純粋屈曲損が最小となり，その値は  $8.71 \text{ dB/cm}$  である．準 TE モードでは，同じく  $s = 11 \mu\text{m}$  で最小の純粋屈曲損  $7.77 \text{ dB/cm}$  を得る．詳しくは 5.3.3 節で述べるが，クラッドよりも屈折率の低いトレンチ部を設けることで更に純粋屈曲損を低減することが可能である．ダミーコアを使用する利点は，コアと同一の屈折率を使用できる点にある．

遷移損は，曲線導波路と直線導波路（入射導波路）の固有モード界の重なり積分で算出される．前節で述べたように，ダミーコアを付加することによって，純粋屈曲損だけでなく，遷移損も低減可能である．埋め込み導波路の場合，準 TM モードの遷移損は  $0.66 \text{ dB}(s = \infty)$  から  $0.48 \text{ dB}(s = 11 \mu\text{m})$  まで低減される．準 TE モードの遷移損は  $0.61$

$\text{dB}(s = \infty)$  から  $0.45 \text{ dB}(s = 11 \mu\text{m})$  まで低減される．幸いなことに，純粹屈曲損と遷移損が最小となるのは，どちらも  $s = 11 \mu\text{m}$  に選んだ場合である．

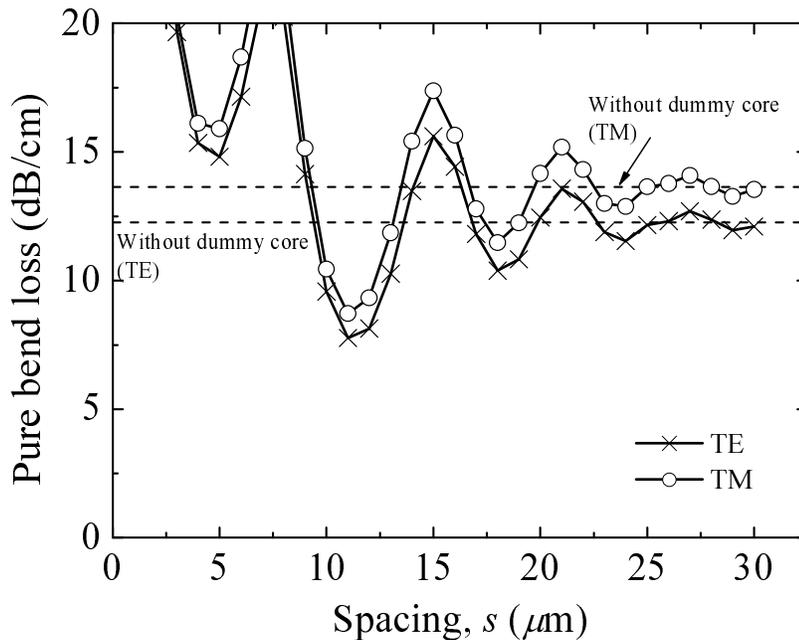


図 5.5 奇スーパーモードの純粹屈曲損

これらの傾向は，前節で扱った屈曲スラブ導波路で観察されたものと同様である．しかしながら，図 5.3 と図 5.5 を比較して明らかなように，屈曲埋め込み型光導波路では，構造の非対称性によって純粹屈曲損に大きな偏波間差が見られる．そこで，次節では PDL を低減する方法を新たに提案する．

## 5.3 金属膜を装荷した屈曲埋め込み型光導波路

### 5.3.1 屈曲損の低減

光波と金属の自由電子との相互作用によって，金属と誘電体の界面に沿って SPP モードと呼ばれる特殊なモードが伝搬することが知られている．SPP モードでは，金属面に対して垂直な電界成分と水平な磁界成分が主要界となる．金属膜の幅を  $w$ ，高さを  $t$  とし

たときの寸法比  $w/t$  が 1 よりも大きいとき,  $E_y, H_x$  成分 (準 TM モード) が支配的となる [70]. 石英系の基板に金属膜を装荷した構造における SPP モードの特性は文献 [11] で詳細に検討され, 分岐型偏波分割器にも応用された [71]. この SPP モードの性質に着目し, 屈曲埋め込み型光導波路に  $w/t \gg 1$  である金属膜を導入すると, 準 TM モードに対して混成導波路が形成され, 偶奇のスーパーモードが生成されるはずである. 準 TE モードの場合, 金属の影響を無視できるため, 金属の有無に関わらず, スーパーモードは生成されない.

図 5.6 に示す埋め込み型光導波路を解析する. 誘電体の構造値は前節で取り扱ったものと同一である. 装荷する金属 (Au) を Drude 分散性媒質として取り扱い [72], 屈折率を  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  で  $n_m = 0.18 - j10.2$  [73] とする. 金属膜の厚みを  $t = 0.2 \mu\text{m}$  とする. 金属幅  $w$  とコアと金属との間隔  $s$  を可変とする. 計算に用いる刻み幅は,  $\Delta x = 0.1 \mu\text{m}$ ,  $\Delta y = 0.05 \mu\text{m}$ ,  $\Delta z = 0.1 \mu\text{m}$  とする.

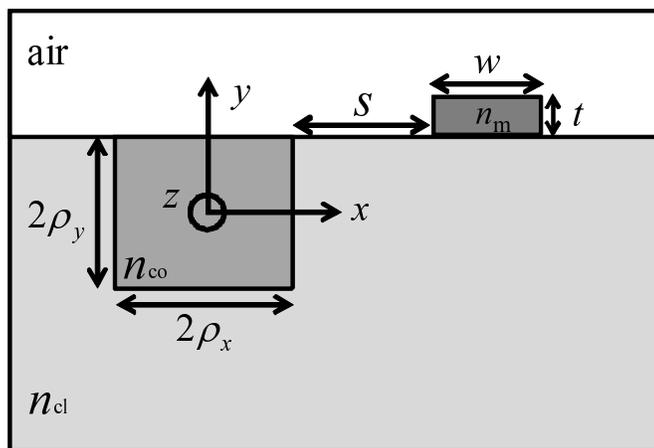


図 5.6 金属膜を装荷した埋め込み型光導波路

一例として,  $w = 3 \mu\text{m}$ ,  $s = 5 \mu\text{m}$  における準 TM モードの界分布  $|H_x|$  を図 5.7 に示す. 図 5.7(a) より, 偶スーパーモードは金属-誘電体境界に界が集中する様子が観察される. 金属膜は光の波長帯域では損失性媒質であり, かつ屈曲により界は漏れ波となっているので, このモードの損失は大きなものとなる. 対照的に, 図 5.7(b) に示す奇スーパーモードでは, 金属-誘電体境界に僅かに界が生成されるものの, 大部分の界はコアに集中

している．比較のため，破線で金属膜を装荷しない場合の界を破線で示している．金属膜を装荷することで，漏れ波の抑制されることが見出せる．

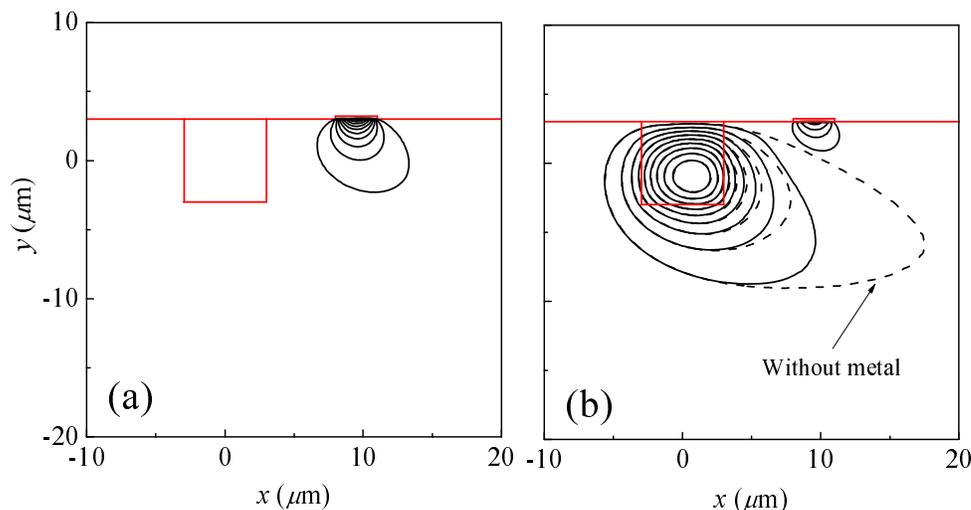


図 5.7 固有モード界  $|H_x|$  (a) 偶スーパーモード (b) 奇スーパーモード

図 5.8 に， $w = 3 \mu\text{m}$  の場合におけるコアと金属膜の間隔  $s$  に対する純粋屈曲損を示す．準 TM モードは，奇スーパーモードの純粋屈曲損のみを示している．参考として，準 TM モード及び準 TE モードにおいて金属膜を装荷しない場合の結果も併記している．図より，準 TM モードでは，損失を伴う金属膜を装荷しているにも関わらず，奇スーパーモードの生成による漏れ波の抑制効果が大きく，寧ろ純粋屈曲損が低減されることがわかる．より具体的には， $13.67 \text{ dB/cm}$  であった純粋屈曲損が， $s = 5 \mu\text{m}$  で  $6.66 \text{ dB/cm}$  まで低減される．同時に，ダミーコアを付加した場合と同様に，周期的な損失の変動も観察される．直線導波路における準 TM モードの界形状は，金属膜を装荷した屈曲導波路における奇スーパーモードの界形状と類似している．そのため，直線導波路からの入射界は，奇スーパーモードを効率よく励振し，接続部での遷移損も低減される．他方，準 TE モードでは，SPP モードが励振されないので，混成導波路は構成されず，誘電体導波路本来の屈曲損が観測される．結果として，準 TM モードのみ総合的な屈曲損が低く抑えられる．

以上で述べた屈曲損低減効果を実証するために，誘電体のみで構成される直線導波路の固有モードを入射界とし，伝搬ビーム解析を行う．屈曲損失が最小となるように，金属膜

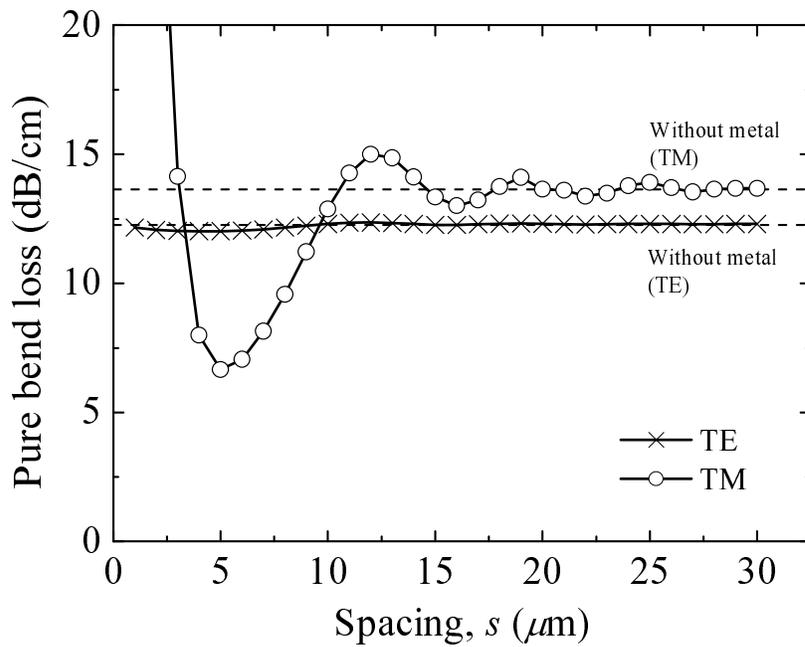


図 5.8 純粋屈曲損

の構造値を  $w = 3 \mu\text{m}$ ,  $s = 5 \mu\text{m}$  に選ぶ．使用する計算パラメータは， $\Delta y = 0.05 \mu\text{m}$  と  $\Delta z = 1 \mu\text{m}$  を除いて固有モード解析と同一である．界の変化が伝搬方向に緩やかであるため， $\Delta z \leq 1 \mu\text{m}$  であれば，計算精度に有意な差は見られない．

伝搬距離に対する微分パワー損 (DPL: Differential Power Loss) [74] と重なり積分を図 5.9 に示す．微分パワー損は，微小伝搬距離  $\Delta z$  間での光波のパワー差を，1 cm 当たりのデシベルで表したものである．一定の曲率で曲げられた導波路において，界が長距離伝搬すると微分パワー損は一定値に収束する．出力導波路が入力導波路と同一であることを仮定し，入射界と伝搬界との重なり積分を次式で計算する．

$$-10 \log \frac{|\iint H_x^{\text{inc}} H_x^{\text{prop}} dx dy|^2}{\iint |H_x^{\text{inc}}|^2 dx dy \iint |H_x^{\text{prop}}|^2 dx dy} \quad (5.2)$$

図より，入力端付近では遷移損に起因して重なり積分の変動する様子が観察される．その後，重なり積分は収束し，収束した値は遷移損の 2 倍の値を示す．これは，重なり積分を算出するときに，直線導波路から屈曲導波路へ伝搬する際の遷移損と，屈曲導波路から直線導波路へ伝搬する際の遷移損との両方を評価しているからである．また，実軸伝搬から

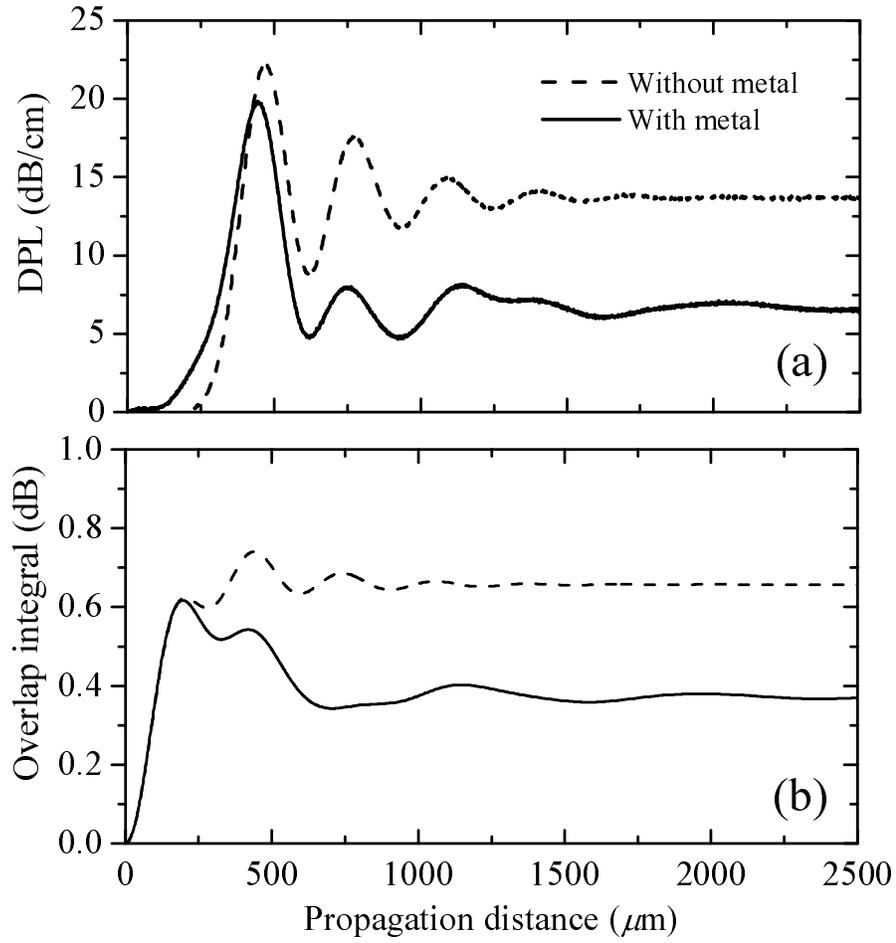


図 5.9 (a) 微分パワー損 (b) 重なり積分 (準 TM モード)

も、金属膜を装荷することで損失の低減されることがわかる。具体的には、純粋屈曲損が 13.68 dB/cm から 6.70 dB/cm (およそ 3.7 dB/cm の金属損失を含む)、遷移損が 1.31 dB から 0.74 dB まで低減される。これらの値は、固有モード解析から得られる値とよく一致している。

### 5.3.2 偏波依存損失の低減

SPP モードを利用した屈曲損低減効果を応用すると、金属膜を適切な位置に設置することにより、準 TM モードの屈曲損を準 TE モードの屈曲損と同等にすることが可能となる。つまり、 $PDL(LOS_{STM} - LOS_{STE})$  の低減が期待される。そこで、PDL を低減することを目的として、最適な金属膜幅と金属膜の装荷位置を検討する。

図 5.10 に、PDL の等高線図を示す。1.3  $\mu\text{m}$  から 1.65  $\mu\text{m}$  の波長帯において最大となる  $|PDL|$  をプロットしている。図より、 $|PDL|$  が 0.10 dB/cm よりも小さくなる  $s$  と  $w$  の組み合わせが存在することがわかる。例えば、 $s = 8.1 \mu\text{m}$ 、 $w = 4.4 \mu\text{m}$  に選ぶことで、 $|PDL|$  は 0.08 dB/cm となる。構造値を、 $s = 8.1 \mu\text{m}$ 、 $w = 4.4 \mu\text{m}$  に選択したときの波長特性を図 5.11 に示す。図より、金属膜を装荷することで、1.3  $\mu\text{m}$  から 1.65  $\mu\text{m}$  の広帯域に渡って PDL が 0.10 dB/cm 以下に抑制されることがわかる。

### 5.3.3 トレンチとの併用

これまでに、埋め込み導波路に金属膜を装荷することで、準 TM モードの純粋屈曲損を準 TE モードのそれと同等になるまで低減し、結果として PDL を抑制することができていることを明らかにした。ところが、この方法は準 TE モードの純粋屈曲損自体は低減されておらず、総合的な屈曲損としては大きいままであった。総合的な屈曲損を低減するためには、よく知られているように、クラッドよりも小さな屈折率を有するトレンチの設置が有効である。そこで、本節では、金属膜とトレンチとを併用することで、PDL だけでなく総合的な純粋屈曲損をも抑圧する。

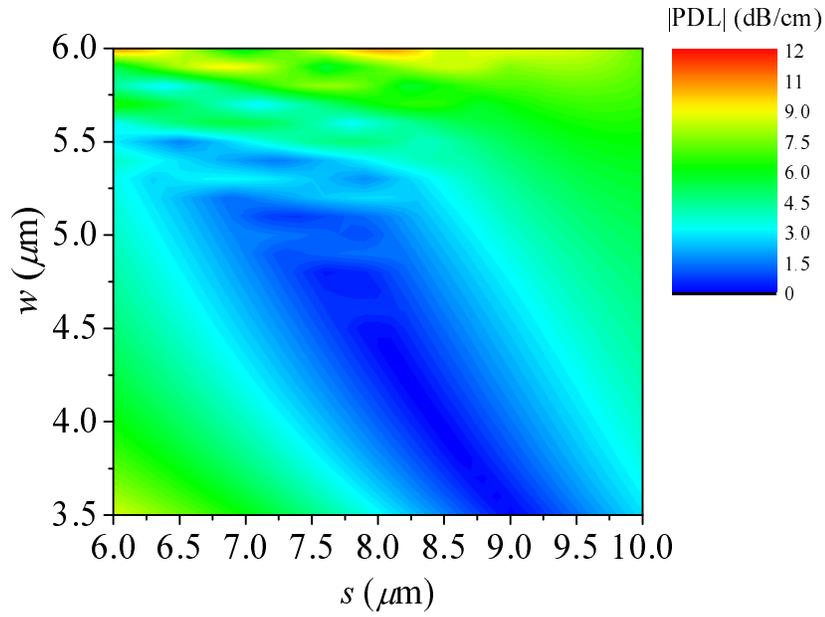


図 5.10 PDL の等高線 ( $1.3 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 1.65 \mu\text{m}$ )

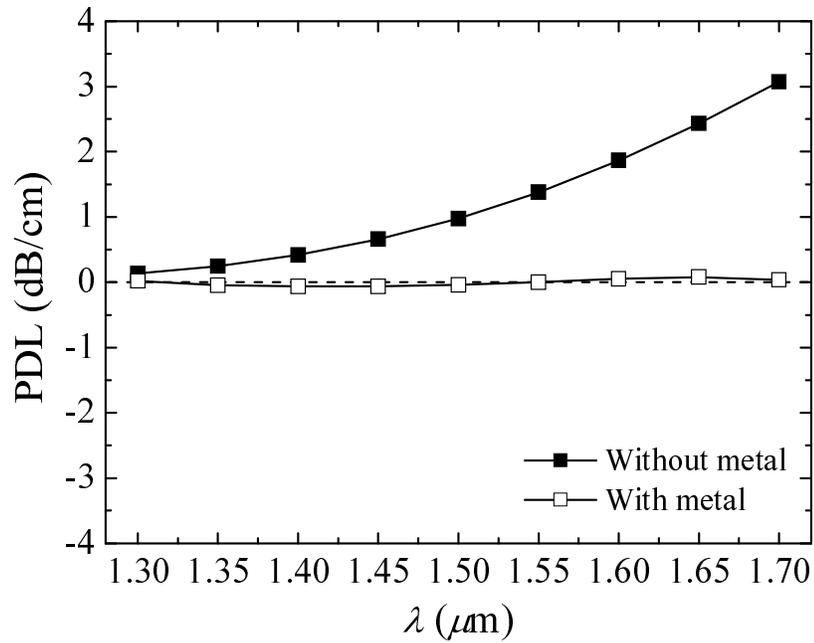


図 5.11 PDL の波長特性 ( $s = 8.1 \mu\text{m}$ ,  $w = 4.4 \mu\text{m}$ )

図 5.12 に、解析する構造を示す．トレンチの屈折率は  $n_{tr} = 1.4525$ ，トレンチの寸法はコアと同一である．その他の構造パラメータは前節で扱ったものと同じである．

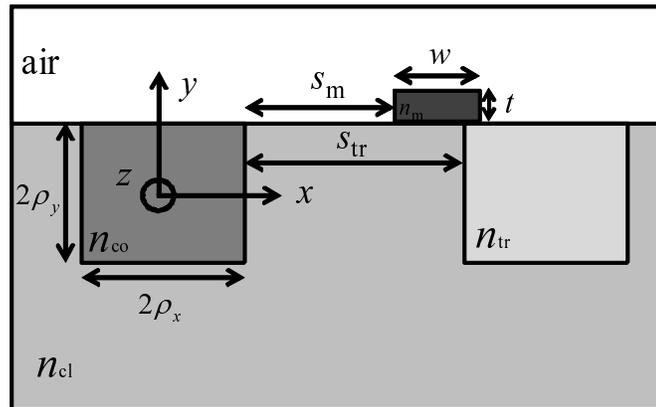


図 5.12 金属膜とトレンチを付加した屈曲埋め込み導波路

はじめに、金属膜を装荷しない構造を解析する．図 5.13 に、純粋屈曲損を  $s_{tr}$  に対して示す． $s_{tr} > 12 \mu\text{m}$  で、純粋屈曲損は周期的に変化する様子が観察される．これは、コアとトレンチに挟まれた疑似導波路を伝搬する界の実効屈折率がトレンチを付加しない屈曲導波路の実効屈折率に周期的に近付くためである [63]．この現象は 5.2.2 節で扱ったダミーコアを付加した構造や、5.3.1 節で扱った金属膜を装荷した構造で見られたものによく似ているが、トレンチを用いた場合の方が損失低減効果は大きい．

図 5.13 から、トレンチをコア近傍に設置することで純粋屈曲損は大幅に低減されることがわかる．ところが、PDL を効率良く低減するためには、金属膜をコアから適度に離して設置する必要がある．金属膜とコアの間隔が小さいと、金属膜-誘電体境界で生成される SPP モードとの強い結合効果に起因する顕著な損失が生じるためである．そのため、純粋屈曲損が最小となるトレンチ位置  $s_{tr} = 2 \mu\text{m}$  で金属膜を設置することができない．しかしながら、予備的な計算によると、 $s_{tr} > 7.5 \mu\text{m}$  に選ぶことで金属膜による PDL の低減効果が得られる．

$s_m$  と  $w$  が PDL に及ぼす効果を調べる．図 5.14 に、 $s_{tr} = 7.5 \mu\text{m}$  に選んだ場合の PDL の等高線図を示す．図中には、 $1.3 \mu\text{m}$  から  $1.65 \mu\text{m}$  における最大の  $|PDL|$  がプロットさ

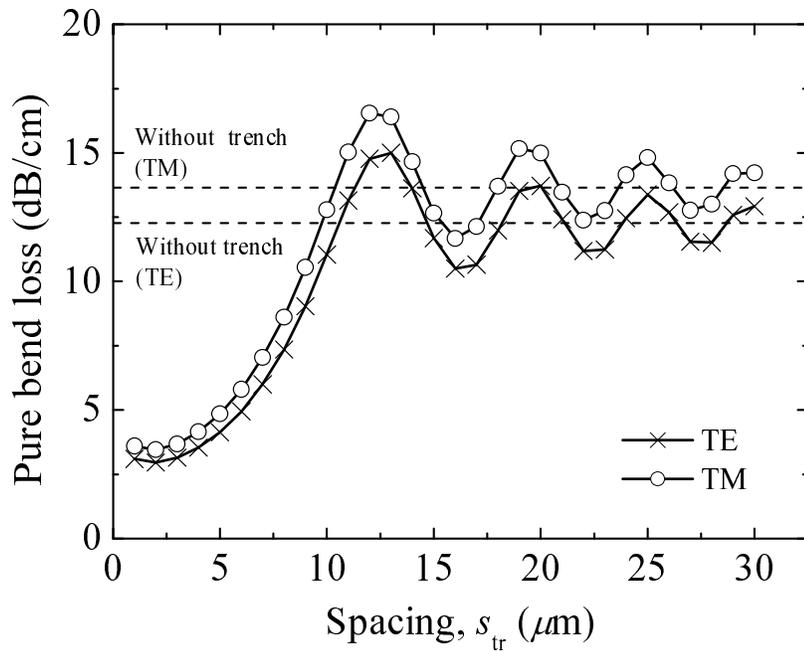


図 5.13 純粋屈曲損 ( $s_{tr} = 8.1 \mu\text{m}$ ,  $w = 4.4 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ )

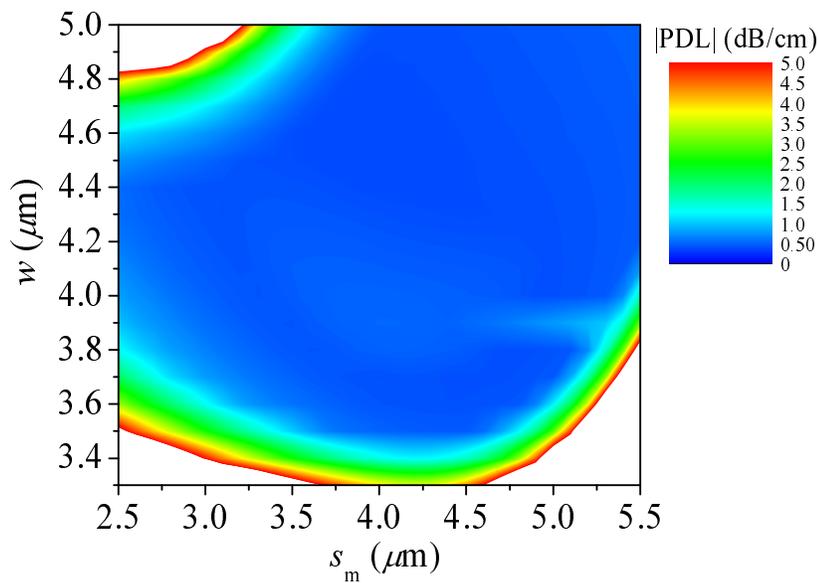


図 5.14 PDL の等高線 ( $s_{tr} = 7.5 \mu\text{m}$ ,  $1.3 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 1.65 \mu\text{m}$ )

れている．図より，最大の $|PDL|$ が $0.40 \text{ dB/cm}$ 以下となる，最適な $s_m$ と $w$ の組み合わせが存在することを見出せる．同時に，PDLは $s_m$ と $w$ に対して鈍感であるため，高い製造精度を要求しない利点のあることがわかる．

図5.15に， $s_m = 4.0 \mu\text{m}$ ， $w = 3.7 \mu\text{m}$ とした場合の波長特性を示す．図より，トレンチを導入することで純粋屈曲損が低減されるものの，PDLは依然として大きいままであることがわかる．更に金属膜を装荷することで， $1.3 \mu\text{m}$ から $1.65 \mu\text{m}$ の広帯域に渡り， $0.4 \text{ dB/cm}$ 以下の低いPDLを達成する．尚，トレンチと金属膜の効果によって， $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ で純粋屈曲損は $13.67 \text{ dB/cm}$ から $7.02 \text{ dB/cm}$ まで低減されている．

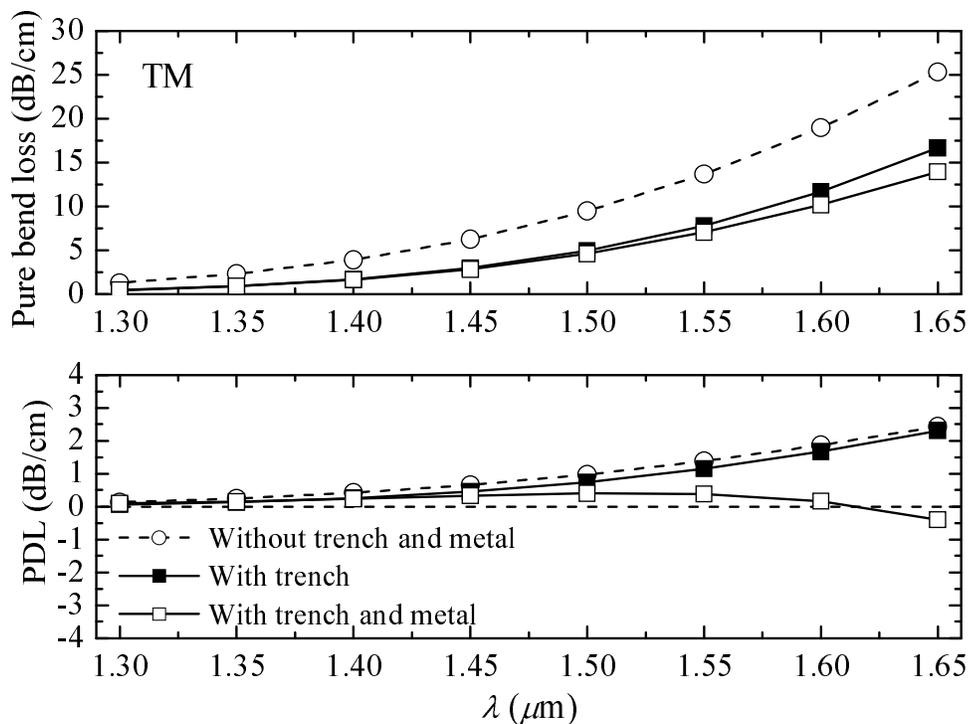


図 5.15 波長特性 ( $s_m = 4.0 \mu\text{m}$ ,  $w = 3.7 \mu\text{m}$ )

## 5.4 むすび

本章では、混成屈曲導波路の損失特性を詳しく解析した。はじめに、混成屈曲スラブ導波路において、屈曲の外側にダミーコアを設置することによって偶奇のスーパーモードが生成されることを明らかにした。偶スーパーモードの界は屈曲に伴って屈折率が高くなったダミーコアに集中し、奇スーパーモードの界は相対的に屈折率の低くなった本来のコアに集中する。その結果、奇スーパーモードを励振することによって、純粹屈曲損が低減される。入射界である直線導波路の固有モード界は、屈曲導波路における奇スーパーモードの界と類似しているため、効率良く奇スーパーモードが励振され、同時に遷移損も低減される。同様の現象は、屈曲埋め込み導波路でも確認された。

次に、屈曲埋め込み導波路において、屈曲の外側に金属膜を装荷した構造を解析した。金属膜を装荷することによって、準 TM モードに対してのみ SPP モードが生成され、混成導波路が形成される。結果として、準 TM モードで偶奇のスーパーモードが生成され、ダミーコアを設置した場合と同様のメカニズムで屈曲損が低減されることを見出した。コアと金属膜の間隔を調節することによって、準 TM モードの純粹屈曲損を 13.67 dB/cm から 6.66 dB/cm まで低減できることを明らかにした。直線導波路から界を入射することで、遷移損も同時に低減することができる。

更に、金属膜の設置による準 TM モードの屈曲損低減効果を利用して、PDL を低減できることを明らかにした。具体的には、準 TM モードの屈曲損が準 TE モードの屈曲損と同等になるようにコアと金属膜の間隔を調節する。1.3  $\mu\text{m}$  から 1.65  $\mu\text{m}$  の広い波長帯域に渡って PDL が抑制されるように、金属膜幅と金属膜の設置位置を決定した。

最後に、本手法をトレンチを付加した屈曲埋め込み導波路に応用した。トレンチによる純粹屈曲損の低減効果を得ながら、波長 1.3  $\mu\text{m}$  から 1.65  $\mu\text{m}$  において、0.4 dB/cm 以下の低い PDL を達成できることを明示した。

# 第6章 埋め込み型光導波路の屈曲損低減

## 6.1 まえがき

第5章では、埋め込み導波路における準 TM モードの屈曲損を低減する手法として、屈曲の外側に金属膜を装荷する方法を提案した。この手法を応用することで、広帯域に渡って PDL を低減できることを明らかにした。更に、トレンチを併用することで、純粹屈曲損を大幅に低減しながら PDL を抑圧できることを明示した。

本章では、埋め込み型光導波路において、空気界面からのコア位置を調節するのみで屈曲損を低減する、より簡単な手法を提案する。この手法は、屈曲半径、偏波に無依存で、かつ広帯域に動作する、従来手法にない特長がある。

まず、コアの深さと固有モード界分布の関係から、屈曲損に影響する2つの要素の存在を明らかにする。第1の要素は、空気層の存在によって生じる界の広がり効果である。第2の要素は、空気層-クラッド境界で生じる固有モード界の折り返し効果である。

直線導波路の固有モード解析より、空気層とコアの間隔が小さくなる程クラッド領域への界の広がりが大きくなることを示す。広がった界は、導波路を屈曲した際に漏れモードに変換されやすいため、コアが空気層-クラッド境界に接近する程屈曲損が生じやすくなる。一方、コアを空気層-クラッド境界付近に設置した際の固有モード界分布は、完全埋め込み型屈曲導波路の固有モード界において、空気層領域に相当する界を空気層-クラッド境界を対称軸として折り返したときに生成される界と類似する。このときに、境界近傍の界が打ち消された固有モードが形成されることで、屈曲損が低減される。

結果として、漏れ波の生成と抑制によって生じる相反する効果によって、純粹屈曲損が最小となる最適なコア位置が決定される。本手法によって、純粹屈曲損だけでなく、遷移

損も低減される．更に，コアの最適位置は，屈曲半径に依らずに一定となる．

次に，シリコン基板を付加した構造を取り扱い，シリコン基板への漏れ損失を抑制しながら純粋屈曲損が低減されるようにコア位置を調整する．波長  $1.3 \mu\text{m}$  から  $1.65 \mu\text{m}$  の広い帯域に渡って本手法が効果的であることを明示する．

最後に，最適なコアの深さに関する設計指針を示す．本研究で取り上げる導波路では，界の最大振幅値のおよそ 12% となる位置に空気層-クラッド境界を設置することで，コアとクラッドの比屈折率差に依らず純粋屈曲損が低減される．

## 6.2 コア位置の調節による屈曲損の低減

### 6.2.1 構造

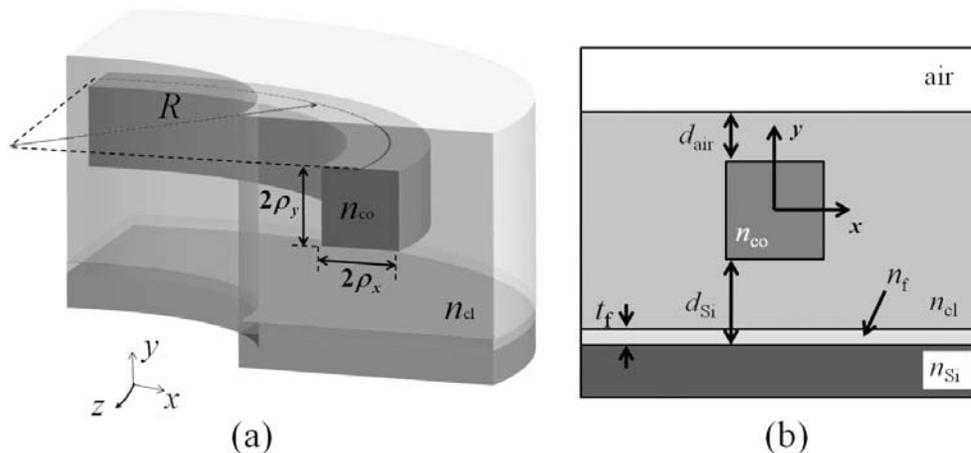


図 6.1 屈曲埋め込み導波路 (a) 鳥瞰図 (b) 断面図

図 6.1 に構造を示す． $n_{\text{Si}} = 3.4$  のシリコン基板上に石英系埋め込み型光導波路を構成した構造である．コアとクラッドの屈折率をそれぞれ  $n_{\text{co}} = 1.4675$ ， $n_{\text{cl}} = 1.46$  とする．シリコン基板への漏れ波を抑制するために， $2 \mu\text{m}$  の厚さの  $\text{SiO}_2$  膜 [75], [76] を挿入している．コア幅を  $2\rho_x = 2\rho_y = 6.0 \mu\text{m}$  とする．特に断らない限り，これらの値を採用することとする．コアの上面と空気層までの距離を  $d_{\text{air}}$  とし，可変とする．屈曲半径を  $R = 7$

mm とする．前章と同様に，式 (5.1) で表現される等価屈折率  $n_{eq}$  を用いることで，屈曲導波路を直線導波路に置き換える．後に波長特性を解析する場合を除いて，設計波長を  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  とする．本導波路は，第 5 章で取り扱った構造と同じく，弱導波構造であるため，CN 法に基づく BPM を用いてセミベクトル解析を行う．

### 6.2.2 コアの深さが固有モード界に及ぼす影響

はじめに，直線導波路 ( $R = \infty$ ) の固有モード界分布から，コアの深さと屈曲した際に想定される漏れモードの生じやすさとの関係を考察する．図 6.2 に準 TM モードにおける固有モード界分布を示す． $d_{\text{air}} = \infty$  では，当然のことながら，界分布は  $x, y$  両方向に对称な形状となる．他方， $d_{\text{air}} = 0 \mu\text{m}$  では，空気層で生じる構造非対称性により，屈折率差の小さい  $-y$  方向に界の重心がシフトする．その結果， $d_{\text{air}} = \infty$  の場合よりも，クラッド領域に界は広がる．広がった界は，導波路を屈曲した際に漏れモードに変換されやすく，屈曲損が生じやすくなる．

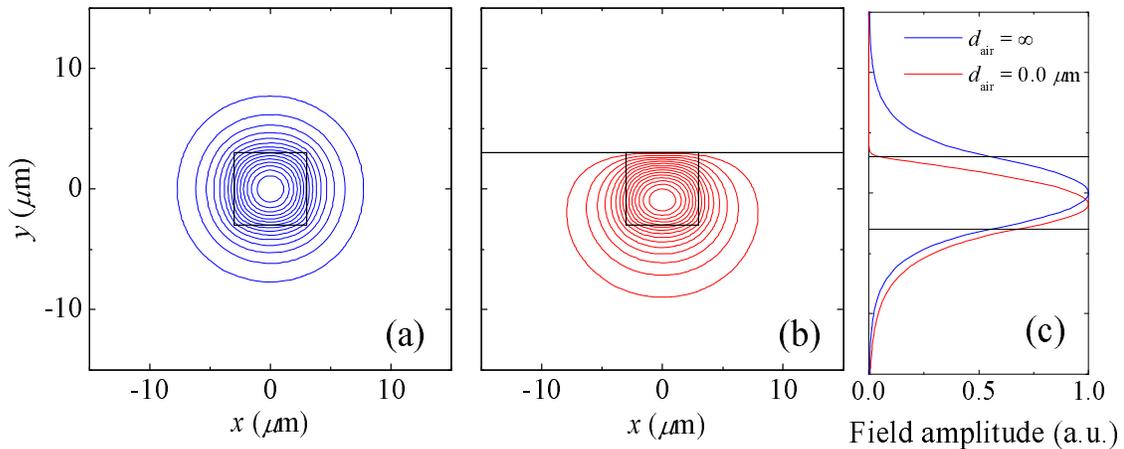


図 6.2 固有モード界  $|H_x|$  (a)  $d_{\text{air}} = \infty$  (b)  $d_{\text{air}} = 0 \mu\text{m}$  (c)  $x = 0 \mu\text{m}$  での界振幅

このことは，算出される実効屈折率の変化からも裏づけられる．図 6.3 は， $d_{\text{air}}$  に対する固有モードの実効屈折率  $n_{\text{eff}}$  を示している．図中には， $d_{\text{air}} = \infty$  で得られる  $n_{\text{eff}}$  も併記している．言うまでもなく， $d_{\text{air}} = \infty$  では準 TE モードと準 TM モードが縮退し， $n_{\text{eff}}$  は

唯一に定まる．図より， $d_{\text{air}} \leq 3.0 \mu\text{m}$  では， $d_{\text{air}}$  が小さくなるにつれて  $n_{\text{eff}}$  も小さくなることがわかる．即ち， $d_{\text{air}} \leq 3.0 \mu\text{m}$  では完全埋め込み導波路 ( $d_{\text{air}} = \infty$ ) の場合よりも界の閉じ込めが弱く，クラッド領域に広がる界が大きくなる．クラッド領域に広がった界は，導波路を曲げた際に漏れモードに変換されやすいので，一見すると，完全埋め込み形状が最も屈曲損が小さくなるかのように思える．

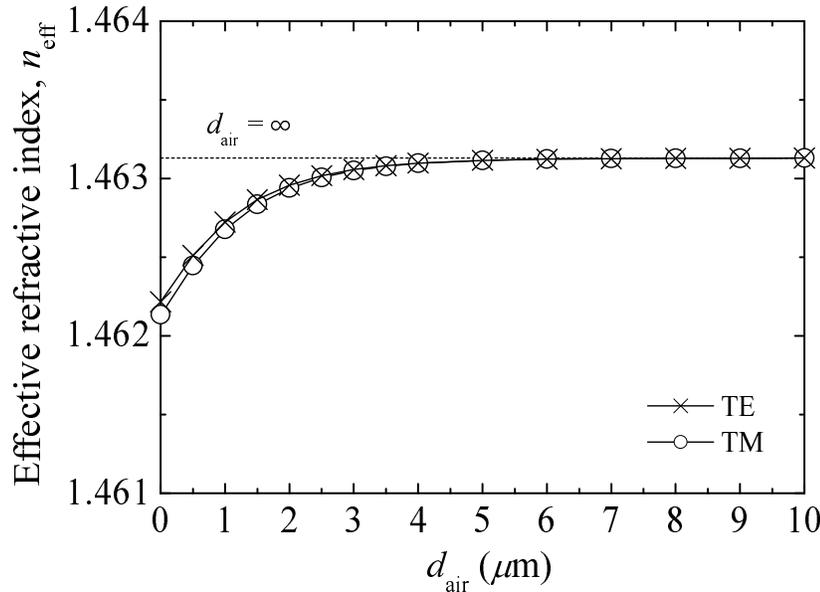


図 6.3 実効屈折率 ( $R = \infty$ )

次に，空気層近傍での固有モード界の形状に着目する．簡単のため，2次元スラブ導波路で議論する． $d_{\text{air}} = \infty$  の導波路断面を，クラッド - コア - クラッドの3層で構成されるスラブ構造と見なすと，クラッド領域の固有モード界は指数関数  $e^{-\alpha y}$  ( $\alpha$  は減衰定数) で減衰する界となる．他方， $d_{\text{air}}$  が有限 (例えば， $d_{\text{air}} = 3.0 \mu\text{m}$ ) であるとき，同様に空気 - クラッド - コア - クラッドの4層スラブ構造と見なすと，空気層とコアに挟まれたクラッド領域の固有モード界は双曲線関数で表現される [77]．同時に，空気層 - クラッド間は 26.5% の大きな屈折率差を有するため，境界で界の振幅は殆ど 0 になる．

いま， $d_{\text{air}} = 3.0 \mu\text{m}$  で空気層に相当する領域 ( $y > 6 \mu\text{m}$ ) における  $d_{\text{air}} = \infty$  の固有モード界を逆位相にし，空気層 - クラッド境界 ( $y = 6 \mu\text{m}$ ) を対称軸として折り返すと，

$-e^{\alpha y}$  で表現される界が  $y < 6 \mu\text{m}$  に現れる．この界を，本来のクラッド領域の界  $e^{-\alpha y}$  に加算すると， $e^{-\alpha y} + -e^{\alpha y} = 2 \sinh(-\alpha y)$  となり，双曲線関数となる．但し，クラッドと空気領域の減衰定数  $\alpha$  を同じであると仮定している．更に，生成された界の振幅は，空気層-クラッド境界で殆ど 0 となる．このようにして， $d_{\text{air}}$  が有限の場合の導波路の固有モード界を， $d_{\text{air}} = \infty$  の固有モード界から近似的に求めることが可能である．

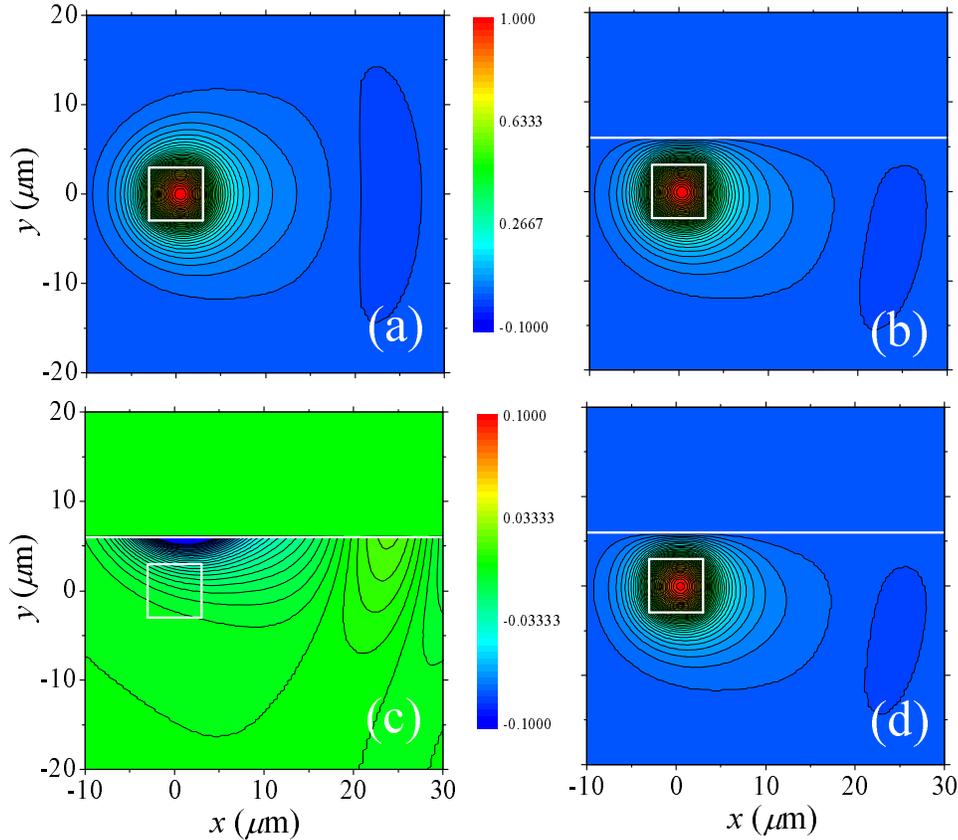


図 6.4 界分布  $\text{Re}\{H_x\}$  ( $R = 7 \text{ mm}$ )

以上の事実を念頭に置きながら，屈曲導波路 ( $R = 7 \text{ mm}$ ) の界分布を考察する．図 6.4(a) に  $d_{\text{air}} = \infty$ ，(b) に  $d_{\text{air}} = 3.0 \mu\text{m}$  での固有モード界を示す．界の実部を表記することで，界の位相状態を明らかにしている．図 6.4(c) は， $d_{\text{air}} = 3.0 \mu\text{m}$  で空気層に相当する領域 ( $y > 6 \mu\text{m}$ ) における (a) の界を逆位相にし，空気層 - クラッド境界 ( $y = 6 \mu\text{m}$ ) を対称軸として折り返した界を示している．(a) の  $y < 6 \mu\text{m}$  における界のみを抽出した後に (c) の界を加算すると，(d) に示す界を得る．(b) と (d) はほぼ同一であり， $d_{\text{air}} = 3.0 \mu\text{m}$

で基板側への界の広がり、 $d_{\text{air}} = \infty$  の場合と等価となる。すなわち、 $d_{\text{air}} = \infty$  の固有モード界から  $d_{\text{air}}$  が有限の場合の界を求めることができる。

注目すべきは、(c) の界を (a) の界に加算する際に、境界近傍の漏れ波が打ち消される点である。 $d_{\text{air}} = 3.0 \mu\text{m}$  では、界の折り返し効果によって漏れ波の一部が打ち消された固有モード界が形成され、結果として屈曲損が低減されると言える。界の折り返し効果が理想的に生じると仮定すれば、 $d_{\text{air}}$  が小さくなるにつれて損失低減効果が大きくなるはずである。これは、先述した界の広がり効果と相反する傾向である。

### 6.2.3 純粋屈曲損の評価

コア近傍に空気界面のある屈曲埋め込み型光導波路では、コアの深さに伴う屈曲損の低減作用に、相反する2要素があることが分かった。従って、コアの最適位置の存在が予想される。そこで、純粋屈曲損を、固有モード界の広がり効果と固有モード界の折り返し効果に分解して算出する。

固有モード界の広がり効果が純粋屈曲損に与える影響のみを近似的に評価するために、図6.5に示す構造を解析する。コアの右端から  $+x$  方向をすべてクラッド領域とすることで、空気界面での折り返し効果が漏れ波を打ち消す影響を排除している。他方、固有モード界の折り返し効果の影響を近似的に評価する際には、図6.4(d)を生成した方法と同様の方法で界分布を生成する。

図6.6に、分解された純粋屈曲損を  $d_{\text{air}}$  に対して示す。固有モード界の広がり効果を Extended、固有モード界の折り返し効果を Folded と表記している。実効屈折率の変化量が  $d_{\text{air}} \leq 3.0 \mu\text{m}$  で大きくなる(図6.3)ことから予想されるように、 $d_{\text{air}} \leq 3.0 \mu\text{m}$  で界の広がり効果による損失の増加が見られる。固有モード界の広がり効果による損失を発生させないためには  $d_{\text{air}}$  を  $3.0 \mu\text{m}$  以上に選ぶべきである。

他方、固有モード界の折り返し効果は、 $d_{\text{air}} \leq 10.0 \mu\text{m}$  の比較的広い範囲で観察される。 $d_{\text{air}}$  が小さい程界の折り返し効果によって相殺される漏れ波の量が大きいため、 $d_{\text{air}}$  の減少とともに折り返し効果による損失低減効果が大きくなる。従って、効果的に漏れ波を相

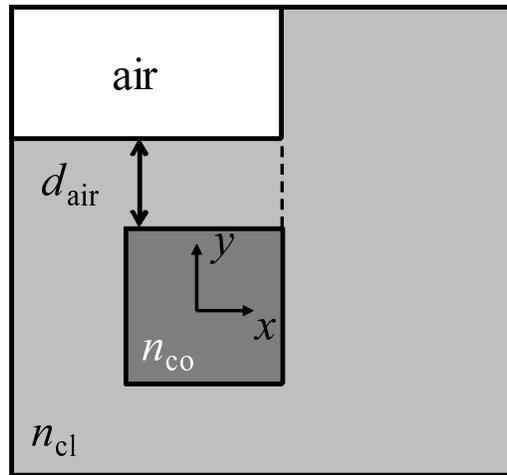


図 6.5 界の広がり効果のみを評価するために変形した導波路断面

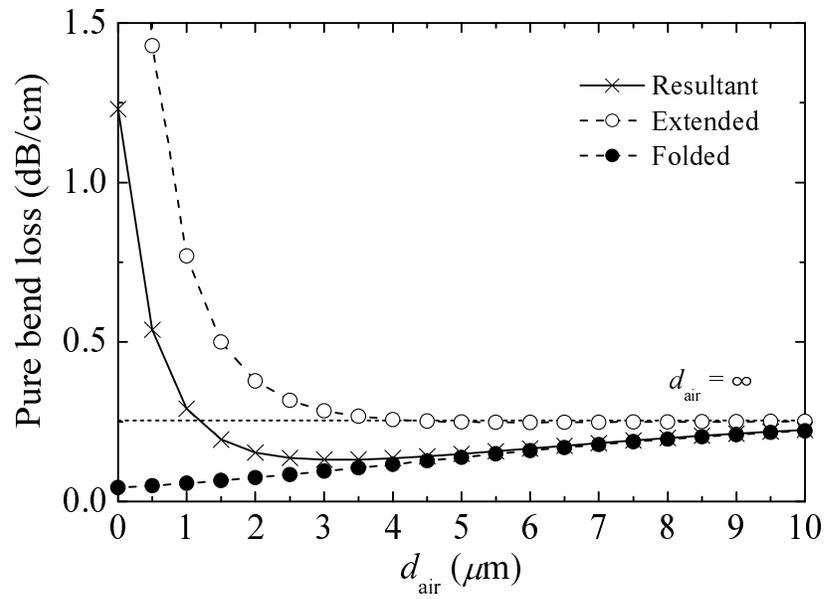


図 6.6 純粹屈曲損 ( $R = 7 \text{ mm}$ )

殺するためには， $d_{\text{air}}$  をできる限り小さく選ぶのが得策である．

これらの2要素から，総合的な純粋屈曲損（Total）が最小となるコアの最適位置の存在が理解される．図6.6より， $d_{\text{air}} = 3.0 \mu\text{m}$  付近で総合的な屈曲損が最小となることを見出せる．

図6.7に，準TE，準TM両モードにおける  $d_{\text{air}}$  に対する純粋屈曲損と遷移損を示している．遷移損を，前章で計算した方法と同様に，直線導波路（入出力導波路）の固有モード界と伝搬界との重なり積分から算出する．図より，コア位置を適切に選ぶことで， $d_{\text{air}} = \infty$  の場合と比べ，純粋屈曲損だけでなく遷移損も低減されることがわかる．これは，漏れ波の抑圧された固有モード界分布がコアに集中し，接続部におけるモードの整合性が改善されたため，と言える．

また，屈曲損が最小となるコア位置は，どの屈曲半径の場合にも  $d_{\text{air}} \simeq 3.0 \mu\text{m}$  に存在する．これは，折り返し効果の度合いに影響する漏れ波の放射点の深さが，屈曲半径にほとんど依存しないためである．放射点の位置は，屈曲半径が変化すると， $x$  方向に沿ってシフトするのみである．従って，一旦  $d_{\text{air}}$  と  $d_{\text{Si}}$  が適切に選択されれば，たとえ屈曲半径が変わった場合でもコア位置の再設計は不要である．屈曲半径の変化に伴ってトレンチやARROW [22] の最適位置が変化することを思い起こすと，これは，従来の屈曲損低減手法にはない特長である．

同様の損失低減効果は，コア下部のシリコン基板境界でも得られると期待される．図6.8に， $d_{\text{air}} = \infty$  を仮定した場合の  $d_{\text{Si}}$  に対する損失を示す．図中の損失は，純粋屈曲損と基板への漏れ損を含んでいる．また， $2 \mu\text{m}$  の厚みをもつ  $\text{SiO}_2$  膜を挿入しているので， $d_{\text{Si}} = 2.0 \mu\text{m}$  でコアの下面と  $\text{SiO}_2$  膜が接する（図6.1参照）．そのため， $d_{\text{Si}} \geq 2.0 \mu\text{m}$  でデータをプロットしている．図より，準TEモードでは， $d_{\text{Si}} = 6.5 \mu\text{m}$  で  $0.17 \text{ dB/cm}$ ，準TMモードでは  $d_{\text{Si}} = 7.5 \mu\text{m}$  で  $0.20 \text{ dB/cm}$  の最小損失が達成されることがわかる．準TMモードではシリコン基板への漏れが準TEモードよりも大きいため，総合的な準TMモードの損失は準TEモードのそれよりも大きく算出される．他方， $d_{\text{Si}} = 4.0 \mu\text{m}$  に選ぶと，偏波に依らず最小遷移損は  $0.06 \text{ dB}$  となる．

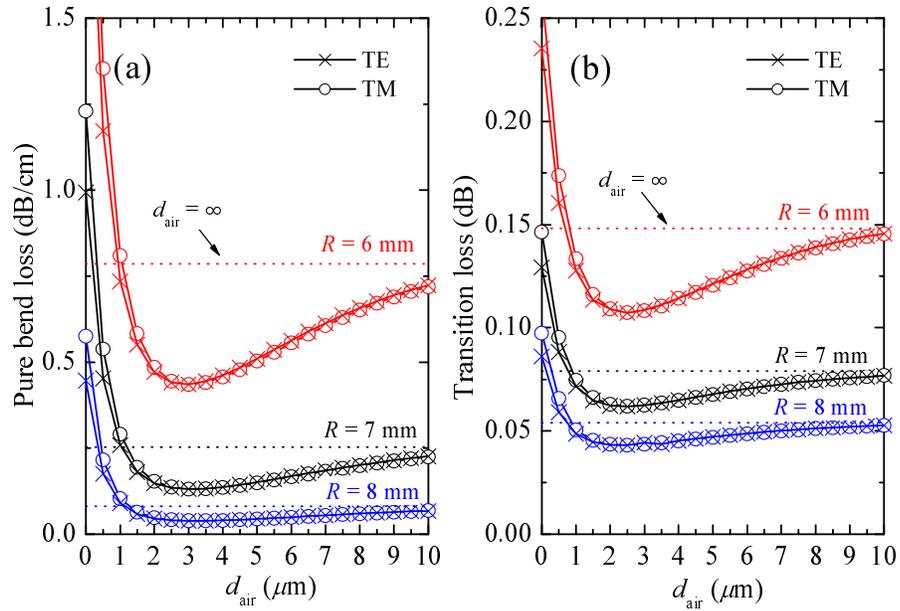


図 6.7 (a) 純粋屈曲損 (b) 遷移損 ( $d_{\text{Si}} = \infty$ )

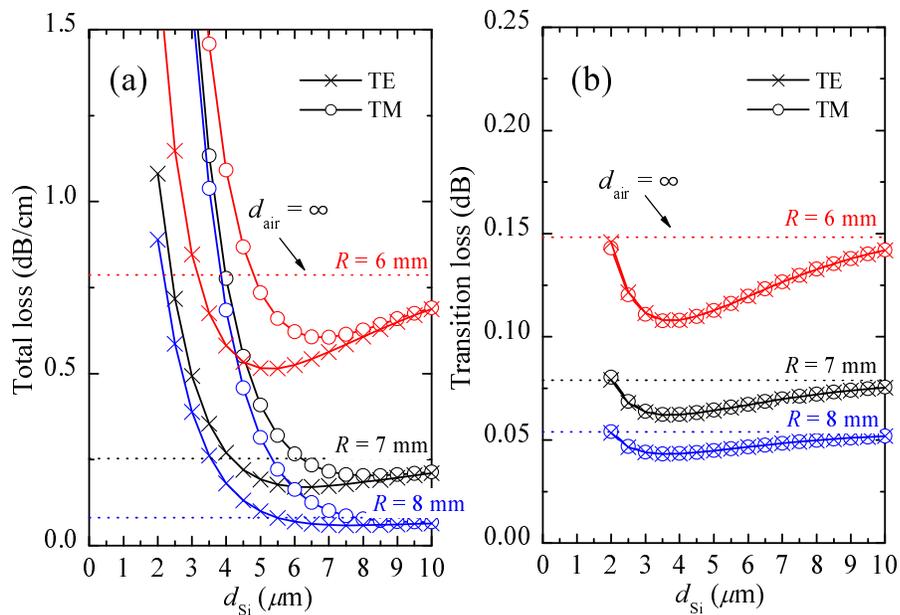


図 6.8 (a) 損失 (b) 遷移損 ( $d_{\text{air}} = \infty$ )

### 6.2.4 コア位置の最適化

6.2.3 節では、 $d_{\text{Si}} = \infty$  と  $d_{\text{air}} = \infty$  の場合において、それぞれ屈曲損が最小となるコアの最適位置が存在することを明らかにした。本節では、空気層-クラッド境界と、クラッド-シリコン基板境界両方の効果を利用することで、さらなる屈曲損の低減を図る。損失が最小となるように、 $d_{\text{air}}$  と  $d_{\text{Si}}$  を最適化する。

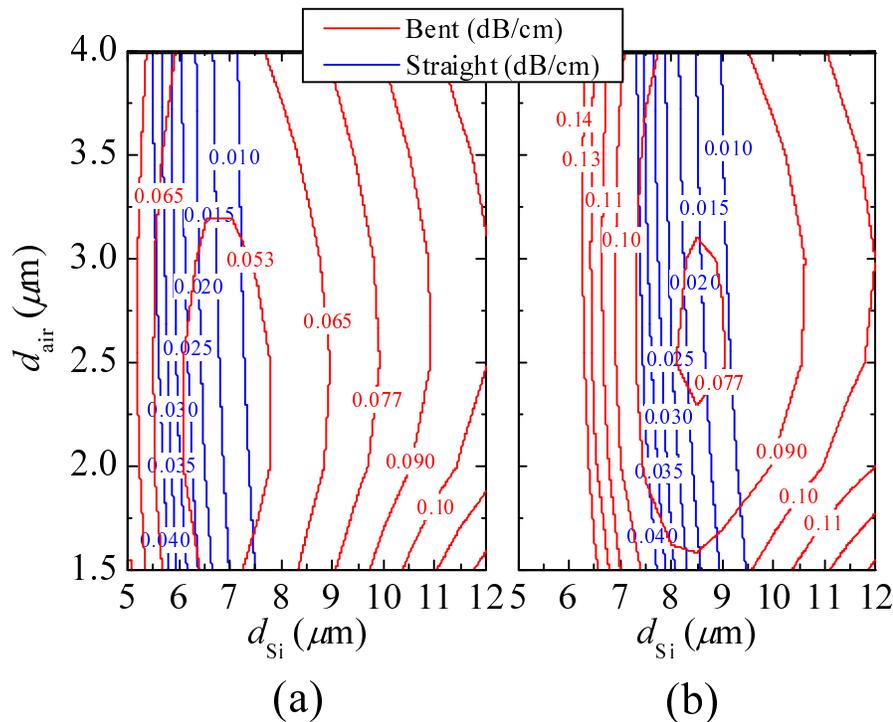


図 6.9 損失の等高線 (a) 準 TE モード (b) 準 TM モード ( $R = 7$  mm)

図 6.9 に、 $d_{\text{air}}$  と  $d_{\text{Si}}$  に対する損失の等高線図を示す。赤線は  $R = 7$  mm の屈曲導波路における損失を示している。損失が最小となるコアの位置は偏波によって異なるものの、 $d_{\text{air}}$  と  $d_{\text{Si}}$  を適切に選ぶことで、両偏波ともに完全埋め込み導波路 ( $d_{\text{Si}} = d_{\text{air}} = \infty$ ) における純粋屈曲損 0.25 dB/cm よりも小さくなることがわかる。例えば、 $d_{\text{air}} = 2.5$   $\mu\text{m}$ 、 $d_{\text{Si}} = 8.5$   $\mu\text{m}$  の場合、準 TE モードでは 0.06 dB/cm、準 TM モードでは 0.08 dB/cm まで純粋屈曲損が低減される。一方、青線は直線導波路におけるシリコン基板への漏れ損を示している。基板をコアから離す ( $d_{\text{Si}}$  を大きくする) ことで、漏れ損の小さくなることを確

認できる．当然のことながら，漏れ損は  $d_{\text{air}}$  に対して鈍感である．幸いなことに，両偏波ともに，屈曲導波路で損失が最小となる構造値では，漏れ損が 0.017 dB/cm 以下に留まる．換言すると，シリコン基板によって生じる漏れ損を抑圧した状態で屈曲損を低減可能である．

以上で述べた屈曲損の低減効果を実証するため，直線導波路の固有モード界を入射界として伝搬ビーム解析を行う．構造値を，準 TM モードの損失が最小となる  $d_{\text{air}} = 2.5 \mu\text{m}$ ， $d_{\text{Si}} = 8.5 \mu\text{m}$  とする．伝搬方向の刻み幅を  $\Delta z = 1 \mu\text{m}$  とする．図 6.10 に伝搬距離に対する微分パワー損と重なり積分を示す．算出方法は，図 5.9 で計算した方法と同一であり，微分パワー損と重なり積分の収束値はそれぞれ純粹屈曲損，遷移損に相当する．図より，コアを適切な位置に埋め込むことにより，純粹屈曲損，遷移損失ともに低減される様子を確認できる．このとき，純粹屈曲損は 0.25 dB/cm から 0.08 dB/cm まで低減され，遷移損は 0.08 dB から 0.05 dB まで低減される．これらの結果は，虚軸 BPM 解析で得られた結果とよく一致している．

図 6.11 に屈曲導波路と直線導波路における損失の波長特性を示す．一例として， $R = 7 \text{ mm}$  の屈曲導波路において，準 TM モードの屈曲損が最小となる  $d_{\text{air}} = 2.5 \mu\text{m}$ ， $d_{\text{Si}} = 8.5 \mu\text{m}$  の場合を取り上げる．比較のため，完全埋め込みの結果を黒線で併記している．図 6.11(a) より，コアの埋込み位置を調節することで波長  $1.3 \mu\text{m}$  から  $1.65 \mu\text{m}$  の広い帯域に渡って，屈曲損の低減されることがわかる．また，図 6.11(b) より，同波長帯域において，シリコン基板への漏れ損失は最大でも 0.04 dB/cm と小さいことが見出せる．図示こそしないが，フルベクトル BPM を用いた計算でも殆ど同じ結果を得ることを確認している．

6.2.3 節では，コアの最適位置は屈曲半径に依らず一定であることを明らかにした．コアの位置を最適化したところで，改めて屈曲半径と損失の関係を調べる． $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  の結果を図 6.12 に示す．図より，許容損失内でどの程度屈曲半径を小さくすることができるか，ということがわかる．例えば， $d_{\text{air}} = d_{\text{Si}} = \infty$  において  $R = 7 \text{ mm}$  での損失はコア位置を最適化した場合の  $R = 6 \text{ mm}$  での損失と殆ど同じである． $d_{\text{air}} = 0.0 \mu\text{m}$ ， $d_{\text{Si}} = \infty$  の半埋め込み導波路では，より顕著な小型化が可能となる．図のスケール外であるが，半埋め込み導波路では， $R \simeq 9 \text{ mm}$  における損失が，コア位置を最適化した場合の  $R = 6$

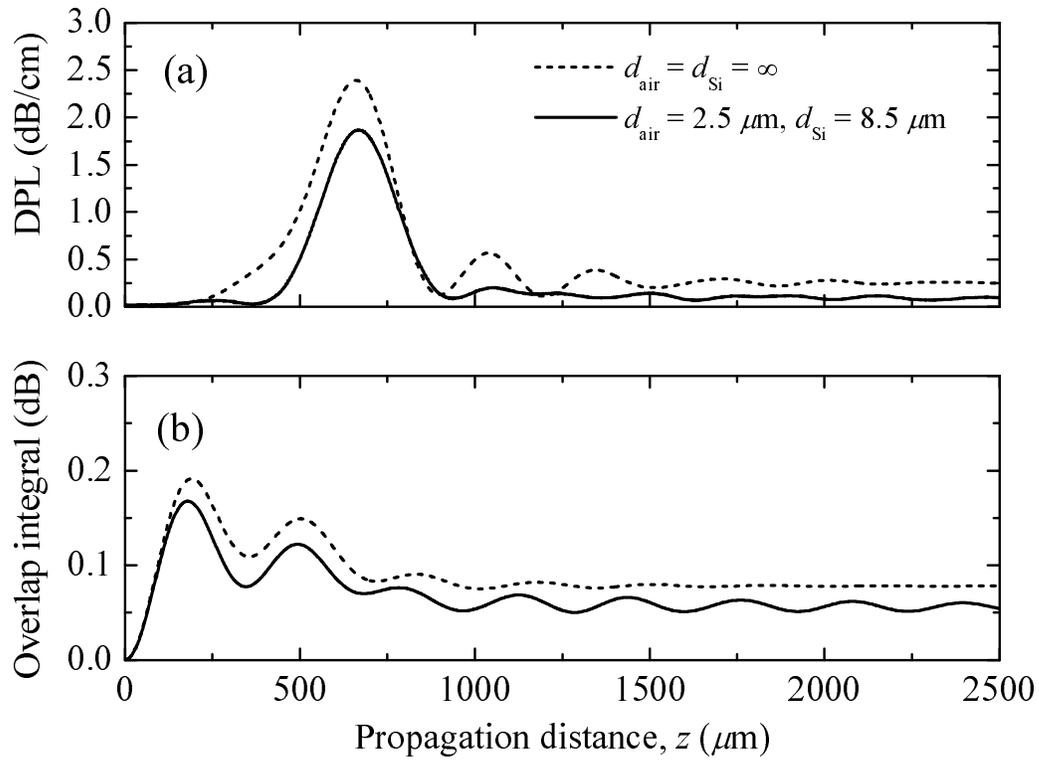
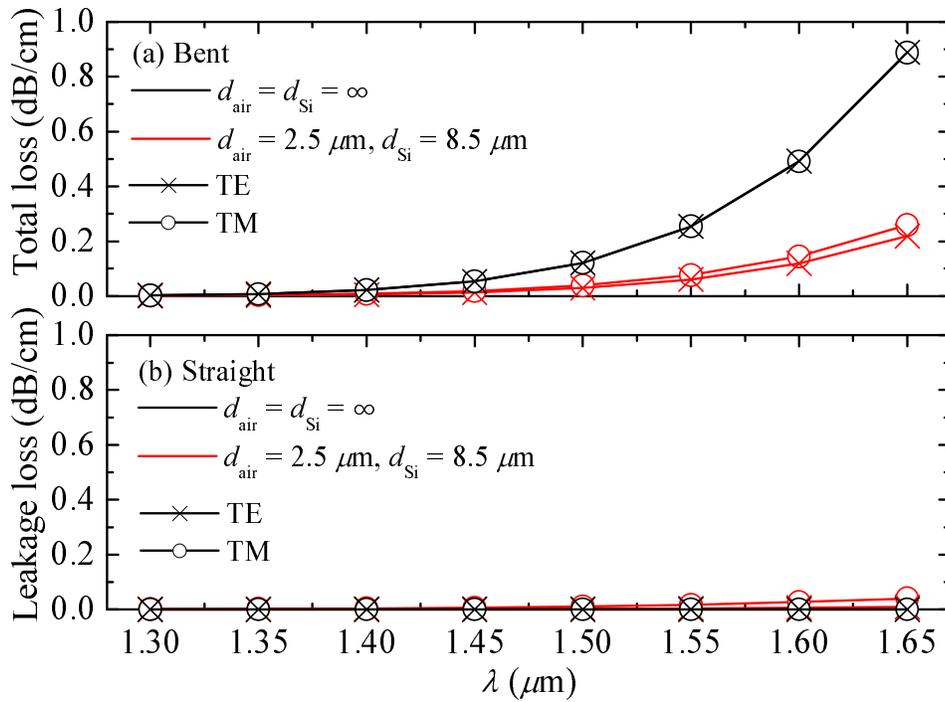
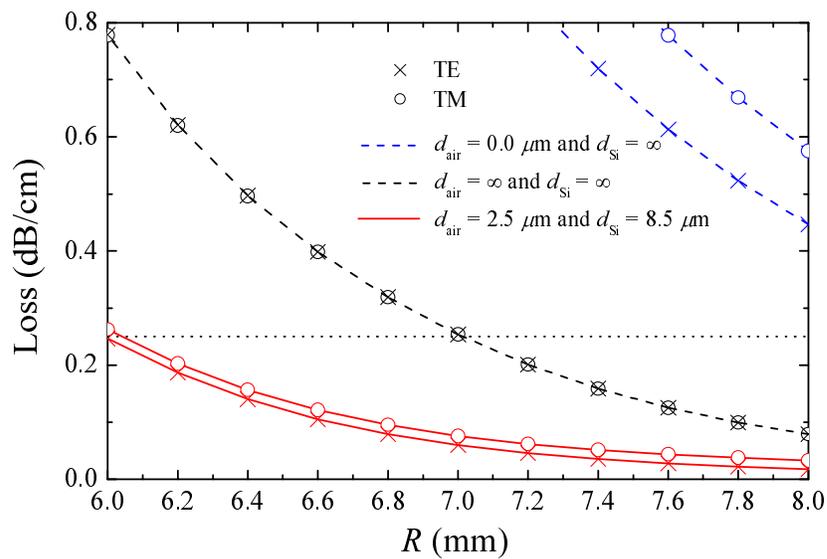


図 6.10 伝搬距離に対する損失 (準 TM モード,  $R = 7 \text{ mm}$ ) (a) 微分パワー損 (b) 遷移損

図 6.11 損失の波長特性 ( $R = 7 \text{ mm}$ )図 6.12 屈曲半径に対する損失 ( $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ )

mm での損失とほぼ同等となる。

最後に，比屈折率差  $\Delta = (n_{\text{co}}^2 - n_{\text{cl}}^2)/2n_{\text{co}}^2$  が損失低減効果に及ぼす影響を検討する．簡単のため， $d_{\text{Si}} = \infty$ ， $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  とする．構造値を表 6.1 に示す． $n_{\text{co}}$  を可変とし， $n_{\text{cl}}$  を 1.46 に固定している．単一モード導波路となるように，コアの寸法が大まかに調整されている．各  $\Delta$  における完全埋め込み導波路の純粹屈曲損が， $R = 7 \text{ mm}$  の屈曲損と同等になるように屈曲半径を選ぶ．

表 6.1 構造値

$\Delta$ (%)	$2\rho_x = 2\rho_y$ ( $\mu\text{m}$ )	$R$ (mm)	$d_{\text{air}}$ ( $\mu\text{m}$ )
0.51	6.0	7.00	3.2
1	5.0	2.13	1.9
2	3.5	0.79	1.3

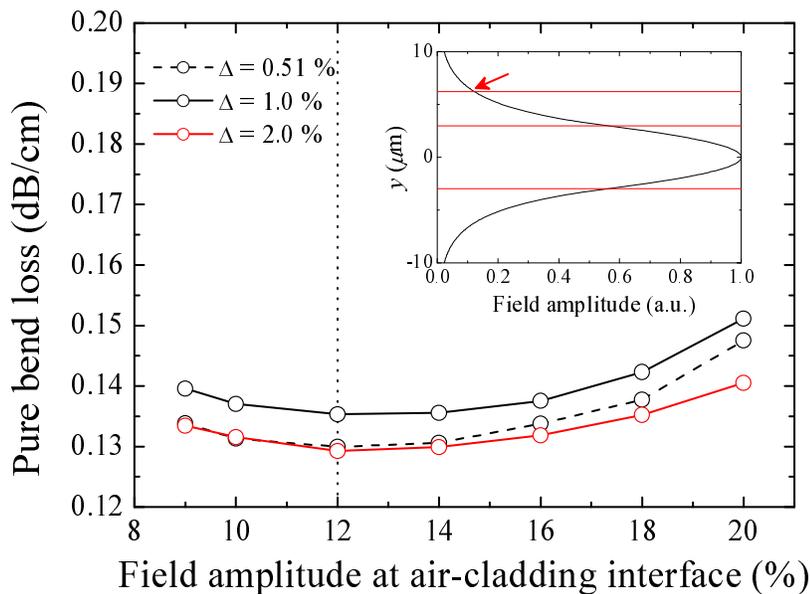


図 6.13 空気層-クラッド境界の位置に対する準 TM モードの純粹屈曲損 ( $d_{\text{Si}} = \infty$ ， $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ )

スケーリング則から，単一モード導波路において屈曲損が最小となるコアの位置は，正

規化された界分布が空気層-クラッド層境界に接する位置によって決定できると期待される．空気層-クラッド層が，界振幅の所望の位置に接するように  $d_{\text{air}}$  を調節したときの純粋屈曲損を図 6.13 に示す．ここで，挿入図は， $d_{\text{air}} = \infty$  の固有モード界振幅上における空気層-クラッド層境界の位置関係を表している．期待されたように，どの  $\Delta$  においても，屈曲損が最小となる位置が一致していることがわかる．具体的には， $d_{\text{air}} = \infty$  の固有モード界振幅において，ピークの 12%程度となる位置に空気層-クラッド層境界を設置することで屈曲損は最小となる．先述したように，純粋屈曲損が最小となる位置は，偏波，波長を変化させた場合にもほぼ一致する．

## 6.3 むすび

埋め込み型光導波路において，コアの埋め込み位置を調節するのみで屈曲損を低減する手法を提案した．

はじめに，コア近傍に空気界面が存在する屈曲導波路において，コアの深さに純粋屈曲損の最小となる最適位置が生じる理由を説明した．屈曲損を低減する要素として，界の広がり効果と界の折り返し効果の 2 要素が存在することを明らかにした．次に，純粋屈曲損をこれらの 2 要素に分解し，各々の効果を定量的に評価した．これらの効果は，それぞれコアの深さに対して相反する傾向を示し，純粋屈曲損が最小となるコアの最適位置の存在が理解された．

本手法は，コアの最適位置が屈曲半径に依らず，一定であることを示した．また， $1.3 \mu\text{m}$  から  $1.65 \mu\text{m}$  の広い波長帯域に渡って屈曲損とシリコン基板への漏れ損が低減されることを明示した．更に，最適なコア位置に関する設計指針を示した．界の最大振幅値のおよそ 12%となる位置に空気層-クラッド境界を設置することで，コアとクラッドの比屈折率差に依らず，純粋屈曲損が最小となることを明らかにした．



## 第7章 結論

本研究では，光回路素子の特性を，効率よく評価することのできる BPM を開発した．具体的には，Fundamental 法を導入することで計算式中の算術演算数を低減し，計算効率の向上を実現した．また，電界と磁界のフレネル方程式を解きながら，ポインティングベクトルに基づいて厳密にパワーを計算する手法の必要性について言及し，BPM のパワー保存アルゴリズムを確立した．さらに，開発したアルゴリズムを用いて，小型光回路のキーデバイスである屈曲導波路の損失を低減する 2 つの手法を新たに提案し，諸特性を評価した．第 1 に，屈曲の外側に金属膜を装荷することで広い通信波長帯域で PDL を低減する方法である．第 2 に，コアの埋め込み位置を調整するのみで，屈曲半径に依らず屈曲損を低減する方法である．

第 1 章では，数値解析における高速解法の開発および信頼性のある解を提供することの重要性を述べ，代表的な数値解析手法である BPM の課題について言及した．また，光回路の小型化に欠かせない屈曲光導波路の課題を説明し，本研究の位置付けと目的を明示した．

第 2 章では，差分 BPM の基本式を整理した．フレネル方程式を導出した後，2 次精度の改良差分式を導入し，横方向の計算刻み幅に対して 2 次精度を保証することのできる改良差分式を導入した．また，本研究で取り扱う漏れモードに対しても有効である，増幅係数を用いた虚軸 BPM のアルゴリズムについて概説した．

第 3 章では，Fundamental 法を適用することで計算式中の算術演算数を極端に低減し，BPM の計算効率を改善した．従来と同等の精度を得ながら，FCN-BPM では 85%，FADI-BPM では 74% の計算時間を達成した．

第 4 章では，伝搬ビーム解析におけるパワー保存アルゴリズムを確立した．電界と磁界

両方のフレネル方程式を解き，ポインティングベクトルに基づいて電界と磁界の積で厳密にパワーを評価することで，大幅にパワーの保存性が改善されることを明示した．また，第3章で開発した FADI-BPM とパワー保存アルゴリズムを用いながら，導波路型偏波変換器の小型設計を行った．基本モードと高次モードが混在する混合モード領域の存在を突き止め，直線テーパ形状を曲線テーパ形状に変えることで，従来の半分のデバイス長で動作することを見出した．

第5章では，第3章と第4章で提案したパワー保存型 FCN-BPM を用いながら，金属膜を装荷した埋め込み型屈曲光導波路を解析した．屈曲光導波路に金属膜を装荷することで，準 TM モードに対してのみスーパーモードを形成し，コアに界が集中する奇スーパーモードを励振することで屈曲損が低減されることを見出した．このメカニズムを応用し，準 TM モードを準 TE モードの屈曲損まで低減することで，PDL を抑圧することに成功した．更に，トレンチを付加することで，純粹屈曲損を低減しながら， $1.3 \mu\text{m}$  から  $1.65 \mu\text{m}$  の広い波長帯域で  $0.4 \text{ dB/cm}$  以下の低い PDL を達成することを明らかにした．

第6章では，埋め込み型光導波路において，空気界面からのコア位置を調節するのみで屈曲損を低減できる手法を提案した．コアの深さと固有モード界分布の関係から，コアが空気界面近くに存在すると漏れモードの生成と消失という2つの相反する効果が生じることを解明し，屈曲損が最小になる最適なコア位置が存在することを見出した．コア位置を最適な位置に選ぶと， $7 \text{ mm}$  の屈曲半径において，波長  $1.3 \mu\text{m}$  から  $1.65 \mu\text{m}$  の広い帯域に渡って  $0.88 \text{ dB/cm}$  から  $0.25 \text{ dB/cm}$  まで純粹屈曲損を低減可能であることを明示した．また，本手法は，コアの最適位置が屈曲半径に依存しない利点があることも明らかにした．比屈折率差に依らずにコアの最適位置を見積もることのできる，設計指針も示した．

以上，本研究ではパワー保存型高効率 BPM を開発し，光回路を小型化し得る設計法を新たに提案した．今後は，光コンピュータや，プリント基板上のチップ間光通信等，基幹ネットワーク以外の分野でも光通信技術の実用化が進むと考えられる．本研究の成果が，これらの分野において，新たなデバイスの設計，開発に少なからず貢献するものと期待する．

# 参考文献

- [1] 小林功郎, 光集積デバイス, 共立出版, 1999.
- [2] T. Tsuchizawa, K. Yamada, H. Fukuda, T. Watanabe, J. Takahashi, M. Takahashi, T. Shoji, E. Tamechika, S. Itabashi, and H. Morita, “Microphotonics devices based on silicon microfabrication technology,” *J. Selected Topics in Quantum Electron.*, vol. 11, no. 1, pp. 232-240, Jan./Feb. 2005.
- [3] 電気学会編, 計算電磁気学, 培風館, 2003.
- [4] 宇野 亨, FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析, コロナ社, 1998.
- [5] A. Taflove and S. C. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, Norwood, MA: Artech House, 2000.
- [6] J. Yamauchi, *Propagating Beam Analysis of Optical Waveguides*, Research Studies Press, U.K., 2003.
- [7] J. Yamauchi, T. Ando, and H. Nakano, “Beam-propagation analysis of optical fibers by alternating direction implicit method,” *Electron. Lett.*, vol. 27, no. 18, pp. 1663-1665, 1991.
- [8] P. L. Liu and B. J. Li, “Semivectorial beam propagation method,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, no. 4, pp. 778-782, 1992.

- [9] J. Y. Hsueh, M. C. Yang, and H. C. Chang, “Three-dimensional noniterative full-vectorial beam propagation method based on the alternating direction implicit method,” *J. Lightw. Technol.*, vol. 17, no. 11, pp. 2389-2397, 1999.
- [10] 柴山 純, 齋藤 晋聖, “光分野におけるシミュレーション技術とデバイス解析への応用”, 電子情報通信学会論文誌, vol. 96, no. 6, pp. 406-410, 2013.
- [11] J. Shibayama, T. Yamazaki, J. Yamauchi, and H. Nakano, “Eigenmode analysis of a light-guiding metal line loaded on a dielectric substrate using the imaginary-distance beam-propagation method,” *J. Lightw. Technol.*, vol. 23, no. 3, pp. 1533-1539, Mar. 2005.
- [12] M. D. Feit and J. A. Fleck, “Light propagation in graded-index optical fibers,” *Appl. Opt.*, vol. 17, no. 24, pp. 3990-3998, Dec. 1978.
- [13] D. Yevick, J. Yu, W. Bardyszewski, and M. Glasner, “Stability issues in vector electric field propagation,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, no. 6, pp. 658-660, Jun. 1995.
- [14] C. Vassallo, “Difficulty with vectorial BPM,” *Electron. Lett.*, vol. 33, no. 1, pp. 61-62, Jan. 1997.
- [15] D. Yevick, “The application of complex Padé approximants to vector field propagation,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 12, pp. 1636-1638, Dec. 2000.
- [16] H. Deng and D. Yevick, “The nonunitarity of finite-element beam propagation algorithms,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 7, pp. 1429-1431, Jul. 2005.
- [17] J. Yamauchi, K. Matsubara, T. Tsuda, and H. Nakano, “Norm-conserving finite-difference beam propagation method for TM wave analysis in step-index waveguides,” *J. Lightw. Technol.*, vol. 18, no. 5, pp. 721-728, May 2000.

- 
- [18] J. Yamauchi, K. Sumida, and H. Nakano, "Analysis of a polarization splitter with a multilayer filter using a Padé-operator-based power-conserving fourth-order accurate beam-propagation method," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, no. 17, pp. 1858-1860, Sep. 2006.
- [19] P. L. Ho and Y. Y. Lu, "Improving the beam propagation method for TM polarization," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 35, no. 4, pp. 507-519, Mar./Apr. 2003.
- [20] E. G. Neumann, "Low loss dielectric optical waveguide bends," *Fiber Integr. Opt.*, vol. 4, no. 2, pp. 203-211, 1982.
- [21] M. Rajarajan, S. S. A. Obayya, B. M. Rahman, K. T. V. Grattan, and H. A. El-Mikati, "Design of compact optical bends with a trench by use of finite-element and beam-propagation methods," *Appl. Opt.*, vol. 39, no. 27, pp. 4946-4953, 2000.
- [22] M. Galarza, J. Moreno, M. Lopez-amor, I. Christiaens, D. Van Thourhout, and R. Baets, "Simple low-loss waveguide bends using ARROW effect," *Appl. Phys. B*, vol. 80, pp. 745-748, 2005.
- [23] K. Okamoto, *Fundamentals of Optical Waveguides*, second ed., Amsterdam: Academic Press, p. 419, 2006.
- [24] M. R. Watts and H. A. Haus, "Integrated mode-evolution-based polarization rotators," *Opt. Lett.*, vol. 30, no. 2, pp. 138-140, Jan. 2005.
- [25] J. Yamauchi, M. Sekiguchi, O. Uchiyama, J. Shibayama, and H. Nakano, "Modified finite-difference formula for the analysis of semivectorial modes in step-index optical waveguides," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol.9, no.7, pp.961-963, July 1997.
- [26] J. Yamauchi, G. Takahashi, and H. Nakano, "Modified finite-difference formula for semivectorial H-field solutions of optical waveguides," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol.10, no.8, pp.1127-1129, Aug. 1998.

- [27] 柴山 純, 関口 稔, 山内 潤治, 中野 久松, “改良差分虚軸ビーム伝搬法による光導波路の固有モード解析,” 電子情報通信学会論文誌, vol. J81-B-I, no. 1, pp. 9-16, 1998.
- [28] S. Jüngling and J. C. Chen, “A study and optimization of eigenmode calculations using the imaginary-distance beam-propagation method,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, no. 9, pp. 2098-2105, 1994.
- [29] S. S. A. Obayya, B. M. A. Rahman, K. T. V. Grattan, and H. A. El-Mikati, “Full vectorial finite-element-based imaginary distance beam propagation solution of complex modes in optical waveguides,” *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 20, no. 6, pp. 1054-1059, Jun. 2002.
- [30] K. Saitoh and M. Koshiba, “Full-vectorial imaginary-distance beam propagation method based on a finite element scheme: Application to photonic crystal fibers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, no. 7, pp. 927-933, Jul. 2002.
- [31] J. Yamauchi, T. Mugita, and H. Nakano, “Implicit Yee-mesh-based finite-difference full-vectorial beam-propagation method,” *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 23, no. 5, pp. 1947-1955, May 2005.
- [32] M. M. Spüehler, D. Wiesmann, P. Freuler, and M. Diergardt, “Direct computation of higher-order propagation modes using the imaginary-distance beam propagation method,” *Opt. Quantum Electron.*, vol. 31, pp. 751-761, 1999.
- [33] J. Yamauchi, G. Takahashi, and H. Nakano, “Full-vectorial beam-propagation method based on the McKee-Mitchell scheme with improved finite-difference formulas,” *J. Lightw. Technol.*, vol. 16, no. 12, pp. 2458-2464, Dec. 1998.
- [34] J. Xiao and X. Sun, “A modified full-vectorial finite-difference beam propagation method based on  $H$ -fields for optical waveguides with step-index profiles,” *Opt. Commun.*, vol. 266, no. 2, pp. 505-511, Oct. 2006.

- 
- [35] J. Yamauchi, M. Sekiguchi, O. Uchiyama, J. Shibayama, and H. Nakano, "Modified finite-difference formula for the analysis of semivectorial modes in step-index optical waveguides," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, no. 7, pp. 961-963, Jul. 1997.
- [36] Y. P. Chiou, Y. C. Chiang, and H. C. Chang, "Improved three-point formulas considering the interface conditions in the finite-difference analysis of step-index optical devices," *J. Lightwave Technol.*, vol.18, no.2, pp.243-251, Feb. 2000.
- [37] R. S. Chen, D. X. Wang, E. D. N. Yung, and J. M. Jin, "Application of the multifrontal method to the vector FEM for analysis of microwave filters," *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 31, no. 6, pp. 465-470, Dec. 2001.
- [38] K. Saitoh and M. Koshiba, "Single-polarization single-mode photonic crystal fibers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 10, pp. 1384-1386, Oct. 2003.
- [39] D. Pisssoort, E. Michielssen, F. Olyslarger, and D. De Zutter, "Fast analysis of 2-D electromagnetic crystal devices using a periodic Green function approach," *J. Lightw. Technol.*, vol. 23, no. 7, pp. 2294-2308, Jul. 2005.
- [40] T. Namiki, "A new FDTD algorithm based on alternating-direction implicit method," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 47, no. 10, pp. 2003-2007, Oct. 1999.
- [41] J. Shibayama, M. Muraki, J. Yamauchi, and H. Nakano, "Efficient implicit FDTD algorithm based on locally one-dimensional scheme," *Electron. Lett.*, vol. 41, no. 19, pp. 1046-1047, Sep. 2005.
- [42] E. L. Tan, "Fundamental schemes for efficient unconditionally stable implicit finite-difference time-domain methods," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 56, no. 1, pp. 170-177, Jan. 2008.

- [43] E. L. Tan, "Acceleration of LOD-FDTD method using fundamental scheme on graphics processor units," *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, vol. 20, no. 12, pp. 648-650, Dec. 2010.
- [44] J. Yamauchi, T. Ando, and H. Nakano, "Beam-propagation analysis of optical fibres by alternating direction implicit method," *Electron. Lett.* vol. 27, no. 18, pp. 1663-1665, Aug. 1991.
- [45] D. Yevick, M. Glasner, and B. Hermansson, "Numerical studies of split-operator finite-difference alternating-direction implicit propagation techniques based on generalized Padé approximants," *Opt. Lett.*, vol. 17, no. 10, pp. 725-727, May 1992.
- [46] Y. L. Hsueh, M. C. Yang, and H. C. Chang, "Three-dimensional noniterative full-vectorial beam propagation method based on the alternating direction implicit method," *J. Lightw. Technol.*, vol. 17, no. 11, pp. 2389-2397, Nov. 1999.
- [47] S. L. Chui and Y. Y. Lu, "Wide-angle full-vector beam propagation method based on an alternating direction implicit preconditioner," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 21, no. 3, 420-425, Mar. 2004.
- [48] T. Hirono, Y. Shibata, W. W. Lui, S. Seki, and Y. Yoshikuni, "The second-order condition for the dielectric interface orthogonal to the Yee-lattice axis in the FDTD scheme," *Microwave Guided Wave Lett.*, vol. 10, no. 9, pp. 359-361, Sep. 2000.
- [49] K. Kawano, M. Kohtoku, M. Wada, H. Okamoto, Y. Itaya, and M. Naganuma, "3-D semivectorial beam propagation analysis of a spotsize converter-integrated laser diode in the 1.3- $\mu\text{m}$ -wavelength region," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, pp. 19-21, Jan. 1997.
- [50] P. Sewell, T. M. Benson, and P. C. Kendall, "Rib waveguide spot-size transformers: modal properties," *J. Lightw. Technol.*, vol. 17, no. 5, pp. 848-856, May 1999.

- 
- [51] D. Dai, S. He, and H. Tsang, "Bilevel mode converter between a silicon nanowire waveguide and a larger waveguide," *J. Lightw. Technol.*, vol. 24, no. 6, pp. 2428-2433, Jan. 2006.
- [52] J. Haes, R. Baets, C. M. Weinert, M. Gravert, H. P. Nolting, M. A. Andrade, A. Leite, H. K. Bissessur, J. B. Davies, R. D. Ettinger, J. Ctyroky, E. Ducloux, F. Ratovelomanana, N. Vodjdani, S. Helfert, R. Pregla, F. H. G. M. Wijnands, H. J. W. M. Hoekstra, and G. J. M. Krijnen, "A comparison between different propagative schemes for the simulation of tapered step index slab waveguides," *J. Lightw. Technol.*, vol. 14, no. 6, pp. 1557-1569, Jun. 1996.
- [53] C. Vassallo, "On a rigorous calculation of the efficiency for coupling light power into optical waveguides," *J. Quantum Electron.*, vol. QE-13, no. 4, pp. 165-173, Apr. 1977.
- [54] J. Yamauchi, M. Yamanoue, and H. Nakano, "A short polarization converter using a triangular waveguide," *J. Lightw. Technol.*, vol. 26, no. 12, pp. 1708-1714, Jun. 2008.
- [55] A. F. Milton and W. K. Burns, "Tapered velocity couplers for integrated optics: design," *Appl. Opt.*, vol. 14, no. 5, pp. 1207-1212, May 1975.
- [56] K. Mertens, B. Scholl, and H. J. Schmitt, "New highly efficient polarization converters based on hybrid supermodes," *J. Lightw. Technol.*, vol. 13, no. 10, pp. 2087-2091, Oct. 1995.
- [57] Y. Fei, L. Zhang, T. Cao, Y. Cao, and S. Chen, "High efficiency broadband polarization converter based on tapered slot waveguide," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 25, no. 9, pp. 879-881, May 2013.
- [58] T. Ando, I. Ohba, S. Numata, J. Yamauchi, and H. Nakano, "Linearly and curvilinearly tapered cylindrical dielectric-rod antennas," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 53, no. 9, pp. 2827-2832, Sep. 2005.

- [59] E. G. Neumann, "Curved dielectric optical waveguides with reduced transition losses," *IEE Proc. H*, vol. 129, no. 5, pp. 278-280, 1982.
- [60] C. Seo and J. C. Chen, "Low transition losses in bent rib waveguides," *J. Lightw. Technol.*, vol. 14, no. 10, pp. 2255-2259, 1996.
- [61] J. Yamauchi, M. Ikegaya, and H. Nakano, "Analysis of bent asymmetric slab waveguides by the beam propagation method," *Opt. Commun.*, vol. 79, no. 5, pp. 291-294, 1990.
- [62] J. Yamauchi, M. Ikegaya, and H. Nakano, "Bend loss of step-index slab waveguides with a trench section," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 5, no. 6, pp. 251-254, 1992.
- [63] J. Yamauchi, T. Ando, M. Ikegaya, and H. Nakano, "Effects of trench location on the attenuation constant in bent step-index optical waveguides," *IEICE Trans. Electron.*, vol. E77-C, no. 2, pp. 319-321, 1994.
- [64] J. Yamauchi, M. Ikegaya, and H. Nakano, "Analysis of bent step-index optical fibres by the beam propagation method," *IEE Proc. J*, vol. 139, no. 3, pp. 201-207, 1992.
- [65] B. Howley, X. Wang, and R. Chen, "Experimental evaluation of curved polymer waveguides with air trenches and offsets," *J. Appl. Phys.*, vol. 100, 023114, 2006.
- [66] M. Heiblum and J. H. Harris, "Analysis of curved optical waveguides by conformal transformation," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 11, no. 2, pp. 75-83, 1975.
- [67] J. Fang and Z. Wu, "Generalized perfectly matched layer for the absorption of propagating and evanescent waves in lossless and lossy media," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 44, no. 12, pp. 2216-2222, 1996.
- [68] A. Kumar, R. L. Gallawa, and I. C. Goyal, "Modal characteristics of bent dual mode planar optical waveguides," *J. Lightw. Technol.*, vol. 12, no. 4, pp. 621-624, 1994.

- 
- [69] M. A. Swillam, M. H. Bakr, and X. Li, "Efficient 3D sensitivity analysis of surface plasmon waveguide structures," *Opt. Express*, vol. 16, no. 21, pp. 16371-16381, Oct. 2008.
- [70] P. Berini, "Plasmon-polariton waves guided by thin lossy metal films of finite width: Bound modes of symmetric structures," *Phys. Rev.*, vol. 61, no. 15, pp.10484-10503, Apr. 2000.
- [71] T. Yamazaki, J. Yamauchi, and H. Nakano, "A branch-type TE/TM wave splitter using a light-guiding metal line," *J. Lightw. Technol.*, vol. 25, no. 3, pp. 922-928, Mar. 2007.
- [72] P. B. Johnson and R. W. Christy, "Optical constants of the noble metals," *Phys. Rev. B, Condens. Matter*, vol. 6, no. 12, pp. 4370-4379, Dec. 1972.
- [73] M. A. Ordal, L. L. Long, S. E. Bell, R. R. Bell, R. W. Alexander, Jr., and C. A. Ward, "Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared," *Appl. Opt.*, vol. 22, no. 7, pp. 1099-1119, 1983.
- [74] J. Saijonmaa and D. Yevick, "Beam-propagation analysis of loss in bent optical waveguides and fibers," *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 73, no. 12, pp. 1785-1791, 1983.
- [75] T. Ido, A. Kuwahara, T. Nagara, H. Ichikawa, T. Kinoshita, M. Tokuda, S. Tsuji, and H. Sano, "A simple low-cost polymer PLC platform for hybrid integrated transceiver modules," in *Optical Fiber Communication Conf.*, PD41/1-PD41/3 1999.
- [76] J. Yamauchi, K. Ose, J. Shibayama, and H. Nakano, "Leakage loss and phase variation of a buried directional coupler on a silicon substrate," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, no. 17, pp. 1873-1875, 2006.

- 
- [77] R. E. Plummer and R. C. Hansen, "Double-slab arbitrary-polarization surface-wave structure," *Proceedings of the IEE - Part C: Monographs*, vol. 104, no. 6, pp. 465-471, 1957.

# 謝辞

本研究を進めるにあたり，終始変わらぬ励まし，御指導を賜りました法政大学 山内潤治 教授に心より感謝の意を表します．有益な御助言を頂いた法政大学 中野久松 教授に深謝致します．日頃より貴重なご意見を頂いた，法政大学 柴山純 教授に謝意を表します．検討にご協力頂いた，法政大学工学研究科修士課程修了生 小田琢磨氏，高瀬信嗣氏，横溝明大氏，朝生龍也氏，門分大樹氏，谷田部漢氏，荒井貴宏氏，修士課程2年 藤村峻也氏，修士課程1年 渡邊裕人氏に御礼申し上げます．基礎的な検討結果を蓄積し続けて下さった，法政大学山内研究室，柴山研究室卒業生に感謝します．



# 研究業績

## 論文

1. Y. Nito, B. Yatabe, J. Yamauchi, and H. Nakano, “Reduction in bend losses of a buried waveguide on a silicon substrate by adjusting the core location,” *IEEE/OSA J. Lightw. Technol.*, vol. 34, no. 4, pp. 1344–1349, 2016.
2. Y. Nito, J. Shibayama, J. Yamauchi, and H. Nakano, “Full-vectorial beam-propagation methods based on a fundamental scheme –Design of a short polarization converter,” *IEEE/OSA J. Lightw. Technol.*, vol. 32, no. 21, pp. 3509–3516, 2014.
3. Y. Nito, D. Kadowake, J. Yamauchi, and H. Nakano, “Bent embedded optical waveguide with a loaded metal film for reducing a polarization dependent loss,” *IEEE/OSA J. Lightw. Technol.*, vol. 31, no. 19, pp. 3195–3202, 2013.
4. Y. Nito, T. Oda, S. Takase, J. Yamauchi, and H. Nakano, “A beam-propagation method using both electric and magnetic fields,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 23, no. 7, pp. 429–431, 2011.
5. J. Yamauchi, Y. Nito, and H. Nakano, “A modified semivectorial BPM retaining the effects of the longitudinal field component and its application to the design of a spot-size converter,” *IEEE/OSA J. Lightw. Technol.*, vol. 27, no. 13, pp. 2470–2476, 2009.
6. J. Yamauchi, N. Shimada, Y. Nito, and H. Nakano, “Transverse-magnetic BPM analysis of a step-index slab waveguide expressed by a sigmoid function,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 21, no. 3, pp. 149–151, 2009.

## 国際会議

1. Y. Nito, S. Fujimura, J. Yamauchi, and H. Nakano, “A polarization converter using a curvilinearly tapered waveguide,” *Optical Wave & Waveguide Theory and Numerical Modelling*, 87, London, 2015.
2. Y. Nito, B. Yatabe, J. Yamauchi, and H. Nakano, “Bend loss reduction of a buried waveguide on a silicon substrate by adjusting the core location,” *Integrated Photonics Research, Silicon and Nanophotonics*, IM3A6, San Diego, 2014.
3. J. Yamauchi, Y. Nito, and H. Nakano, “Power-conserving beam-propagation method for photonic device simulation,” *Workshop on Simulation and Modeling of Emerging Electronics*, Hong Kong, 2010.
4. J. Yamauchi, Y. Nito, and H. Nakano, “A modified semivectorial beam-propagation method retaining the longitudinal field component,” *Integrated Photonics and Nanophotonics Research and Applications*, IWB5, Boston, 2008.

## 電子情報通信学会研究会

1. 藤村峻也, 仁藤雄大, 山内潤治, 中野久松, “曲線テーパ導波路を用いた偏波分離変換器” 信学技報, Vol. 115, No. 227, OPE2015-92, pp. 5–10, 2015.
2. 谷田部漢, 仁藤雄大, 山内潤治, 中野久松, “クラッド層境界で生じる反射波を利用した埋め込み型光導波路の屈曲損失低減” 信学技報, Vol. 114, No. 282, OPE2014-101, pp. 81–86, 2014.
3. 仁藤雄大, 柴山純, 山内潤治, 中野久松, “Fundamental法を用いたフルベクトルビーム伝搬法の再定式化,” 信学技報, Vol.113, No. 142, OPE2013-36, pp. 119–124, 2013.
4. 山内潤治, 仁藤雄大, 小田琢磨, 高瀬信嗣, 中野久松, “電界と磁界を用いたパワー保存型ビーム伝搬法,” 信学技報, Vol. 110, No. 258, OPE2010-103, pp. 73–78, 2010.

5. 山内潤治, 仁藤雄大, 中野久松, “ $z$ 成分の影響を考慮したパワー保存型セミベクトル差分ビーム伝搬法,” 信学技報, Vol. 108, No. 155, OPE2008-43, pp. 73–78, 2008.

## 電子情報通信学会総合大会およびソサイエティ大会

1. 仁藤雄大, 渡邊裕人, 山内潤治, 中野久松, “埋め込み型屈曲光導波路における最適なコア位置に関する一考察 (II),” 2015年電子情報通信学会エレクトロニクスソサイエティ大会, C-3-25.
2. 藤村峻也, 仁藤雄大, 山内潤治, 中野久松, “曲線テーパ導波路を用いた偏波分離変換器,” 2015年電子情報通信学会エレクトロニクスソサイエティ大会, C-3-7.
3. 仁藤雄大, 藤村峻也, 山内潤治, 中野久松, “曲線テーパ導波路を用いた偏波分割器,” 2015年電子情報通信学会総合大会, C-3-5.
4. 谷田部漠, 仁藤雄大, 山内潤治, 中野久松, “埋め込み型屈曲光導波路における最適なコア位置に関する一考察,” 2015年電子情報通信学会総合大会, C-3-46.
5. 仁藤雄大, 藤村峻也, 山内潤治, 中野久松, “ $\text{SiO}_2$  基板上に一對の非対称なコア層を積層した偏波変換器,” 2014年電子情報通信学会エレクトロニクスソサイエティ大会, C-3-38.
6. 仁藤雄大, 荒井貴宏, 藤村峻也, 山内潤治, 中野久松, “傾斜屈折率境界を有する光導波路解析のためのフルベクトル型ビーム伝搬法,” 2014年電子情報通信学会総合大会, C-1-5.
7. 仁藤雄大, 谷田部漠, 藤村峻也, 山内潤治, 中野久松, “曲線テーパ導波路を用いた偏波変換器 (II),” 2014年電子情報通信学会総合大会, C-3-66.
8. 仁藤雄大, 谷田部漠, 山内潤治, 中野久松, “埋め込み型光導波路の純粹屈曲損失に関する一考察,” 2014年電子情報通信学会総合大会, C-3-43.
9. 仁藤雄大, 荒井貴宏, 山内潤治, 中野久松, “フルベクトル型改良差分式を適用したBPMによる固有モード解析,” 2013年電子情報通信学会エレクトロニクスソサイエティ大会, C-15-3.
10. 仁藤雄大, 谷田部漠, 山内潤治, 中野久松, “金属膜を装荷した屈曲光導波路のフルベ

- クトル BPM 解析,” 2013 年電子情報通信学会エレクトロニクスソサイエティ大会, C-3-71.
11. 仁藤雄大, 朝生龍也, 山内潤治, 中野久松, “誘電体導波路における複素モードの虚軸 BPM 解析,” 2013 年電子情報通信学会エレクトロニクスソサイエティ大会, C-1-13.
  12. 仁藤雄大, 門分大樹, 山内潤治, 中野久松, “金属膜装荷によるトレンチ付加屈曲光導波路の偏波依存損失低減,” 2012 年電子情報通信学会エレクトロニクスソサイエティ大会, C-3-91.
  13. 仁藤雄大, 門分大樹, 山内潤治, 中野久松, “金属膜装荷による屈曲光導波路の偏波依存損失低減 (II),” 2012 年電子情報通信学会総合大会, C-3-25.
  14. 仁藤雄大, 朝生龍也, 山内潤治, 中野久松, “光導波路の複素モードとビーム伝搬法の計算不安定性,” 2012 年電子情報通信学会総合大会, C-3-20.
  15. 山内潤治, 仁藤雄大, 高瀬信嗣, 中野久松, “ $H_z$  成分を考慮した BPM による Y 分岐リブ型導波路の解析,” 2011 年電子情報通信学会総合大会, C-3-74.
  16. 山内潤治, 仁藤雄大, 高瀬信嗣, 中野久松, “磁界型差分 BPM における偏波結合項の評価に関する一考察,” 2010 年電子情報通信学会エレクトロニクスソサイエティ大会, C-3-9.
  17. 山内潤治, 小田琢磨, 仁藤雄大, 中野久松, “ビーム伝搬法におけるパワー保存アルゴリズム,” 2010 年電子情報通信学会エレクトロニクスソサイエティ大会, C-3-8.
  18. 山内潤治, 仁藤雄大, 高瀬信嗣, 小田琢磨, 中野久松, “曲線テーパ導波路を用いた偏波変換器,” 2010 年電子情報通信学会総合大会, C-3-9.
  19. 山内潤治, 仁藤雄大, 小田琢磨, 海老沢聡, 中野久松, “セミベクトルビーム伝搬法の相反性に関する一考察,” 2010 年電子情報通信学会総合大会, C-3-19.
  20. 山内潤治, 小田琢磨, 仁藤雄大, 中野久松, “金属膜装荷による屈曲光導波路の偏波依存損失低減,” 2009 年電子情報通信学会総合大会, C-3-76.
  21. 仁藤雄大, 山内潤治, 中野久松, “ $z$  方向の屈折率微分を考慮したパワー保存型フルベクトル FD-BPM,” 2009 年電子情報通信学会総合大会, C-3-74.
  22. 山内潤治, 丸山和真, 仁藤雄大, 中野久松, “フォトリック結晶導波路と誘電体導波路

- との結合に関する一考察,” 2009 年電子情報通信学会総合大会, C-3-5.
23. 山内潤治, 仁藤雄大, 中野久松, “ $H_z$  成分を考慮した改良型差分ビーム伝搬法,” 2008 年電子情報通信学会エレクトロニクスソサイエティ大会, C-3-48.
  24. 山内潤治, 小田琢磨, 仁藤雄大, 中野久松, “金属膜装荷による光導波路の屈曲損失低減,” 2008 年電子情報通信学会エレクトロニクスソサイエティ大会, C-3-47.
  25. 山内潤治, 仁藤雄大, 中野久松, “3次元セミベクトル BPM のパワー保存に関する一考察 (II),” 2008 年電子情報通信学会総合大会, C-3-45.
  26. 山内潤治, 仁藤雄大, 中野久松, “3次元セミベクトル BPM のパワー保存に関する一考察,” 2007 年電子情報通信学会エレクトロニクスソサイエティ大会, C-3-78.
  27. 山内潤治, 仁藤雄大, 中野久松, “曲線テーパ導波路を用いた積層型スポットサイズ変換器,” 2007 年電子情報通信学会総合大会, C-3-92.

## 出願特許

1. T. Kawamoto, Y. Nito, “Light emission apparatus, optical scanning apparatus having light emission apparatus, and image forming apparatus,” US 2015/0116435 A1.
2. Y. Nito, “Image forming apparatus,” US 2015/0062277 A1.
3. Y. Nito, “Driving device of rotating polygonal mirror and image forming apparatus including the driving device,” US 2015/0062676 A1.
4. Y. Nito, “Light beam scanning device and image forming apparatus that perform light amount control,” US 8878886 B2, 2014.
5. 仁藤雄大, “回転多面鏡の駆動装置, および当該駆動装置を備える画像形成装置,” 特願 2013-183172.
6. 仁藤雄大, “画像形成装置,” 特願 2013-181519.
7. 仁藤雄大, “画像形成装置,” 特願 2012-100969.
8. 仁藤雄大, “画像形成装置,” 特願 2012-27239.
9. 仁藤雄大, “光走査装置, その制御方法, 及び制御プログラム, 並びに画像形成装置,” 特願 2011-10752.