

修士論文

フォトニックバンドギャップファイバを用いた
光カップラに関する検討

*Study on Optical Couplers
Using Photonic Bandgap Fibers*

2012年2月8日 提出

指導教員 何 祖源 特任教授

東京大学大学院 工学系研究科

電気系工学専攻 37-106450

菊池 雅

目次

第 1 章	序論	1
1.1	研究背景と目的	1
1.2	本論文の概要	1
第 2 章	フォトリックバンドギャップファイバ (PBF) の特長と原理	2
2.0.1	はじめに	2
2.1	PBF とは	2
2.1.1	PBF の種類	2
	三角格子構造	2
	蜂巢構造	2
	カゴメ構造	3
	正方格子構造	3
	その他の分類	3
2.1.2	PBF の特徴	4
2.1.3	PBF の作成方法	4
2.2	PBF の応用例	8
2.2.1	光ファイバジャイロへの応用	8
	干渉型光ファイバジャイロ	8
	共振型光ファイバジャイロ	8
	光ファイバジャイロのノイズ要因	8
	後方散乱	9
	非線形光学効果	9
	不均一な温度変動による雑音	10
2.2.2	課題	10
2.3	PBF の原理	11
2.3.1	ブロッホの定理	11
2.3.2	逆格子ベクトル	11
2.3.3	フォトリックバンドギャップ	13
	フォトリックバンドギャップの起源	13
2.3.4	はじめに	14
第 3 章	PBF カブラ	15
3.1	はじめに	15
3.1.1	結合方程式	15
	偶モードと奇モードから結合長を見積もる	16
3.1.2	PBF カブラ作製の方針	17
	側面研磨法	17

	溶融延伸法	18
3.2	はじめに	18
第 4 章	PBF の解析	19
4.1	はじめに	19
4.2	平面波展開法	19
	誘電体中における波動方程式	19
	周期構造での固有値方程式	20
4.3	有限要素法	23
	概要	23
	波動方程式と汎関数	23
	有限要素法における固有値方程式	24
4.4	PBF の解析	25
4.4.1	はじめに	25
4.4.2	クラッドの格子間隔を決める	25
4.4.3	クラッドの構造によるバンドギャップ領域の変化	30
	空孔率によるバンドギャップの変化	30
	六角形の空孔におけるバンドギャップ	31
	六角形の角を曲線にした空孔によるクラッド構造の解析	32
	クラッド構造解析結果のまとめ	32
4.5	PBF の伝搬特性	34
4.5.1	導波の確認	34
	メッシュの分割	34
	モードフィールドパターン	34
	等価屈折率差から誤差を概算する	36
4.5.2	波長に対する閉じ込め損失の変化	36
	閉じ込め損失の計算	36
4.5.3	クラッドの層数に対する閉じ込め損失の変化	37
	層数の数え方についての説明	37
	損失の計算結果	38
4.6	まとめ	43
第 5 章	PBF カプラの解析	44
5.1	はじめに	44
5.2	デュアルコア PBF の解析	44
5.2.1	PBF のコア距離による影響	44
	カップリングしたモードの確認	44
	コア距離による結合長の変化	44
	波長による結合長の変化	45
5.2.2	非整数コア距離の影響	55
	構造の定義方法	55
5.2.3	マッチングオイルの影響	57
	構造の定義方法	57
	損失の計算結果	57
	結合長の計算結果	58

モードフィールドパターン	58
5.2.4 連続的なコア距離の解析	59
構造の定義方法	59
結合長と損失の変化	60
5.3 まとめ	62
第 6 章 まとめと今後の予定	63
6.1 結論	63
6.2 今後の課題・展望	64
6.2.1 伝搬方向の解析	64
6.2.2 コア構造のモデリング最適化	64
参考文献	65
発表文献	68
謝辞	69

第 1 章

序論

1.1 研究背景と目的

現在光ファイバは通信やセンシングの分野で幅広く用いられているが、その中でもフォトニックバンドギャップファイバ (PBF) と呼ばれる新しいタイプのファイバに注目が集まっている [1][2][3]。PBF は従来の光ファイバが屈折率差を利用して光を閉じ込めるのに対して、周期的構造、つまり結晶構造を利用して光を閉じ込める。そのため PBF はフォトニック結晶ファイバ (PCF: Photonic Crystal Fiber) とも呼ばれる。従来の屈折率を利用するファイバではコア部分はクラッド部分よりも高い屈折率をもつ必要があるが、PBF は屈折率差を利用しないためにファイバのコア部分にクラッドよりも屈折率の小さい空気などの物質を用いることが出来る。つまり PBF ならばコア部分を中空にしたファイバを作製することができる。この中空構造によって PBF は従来のファイバに対して低損失性 [4]、低非線形性 [5]、温度安定性 [6] など多種の有用な特性を持つことが期待されている。

たとえば低損失なファイバであれば長距離通信の伝送路の間に設置される光増幅器の間隔を大きくすることが出来るだろう。また、ファイバの非線形性を小さくできるということは、ファイバに対して大きなパワーを注入しても信号がひずまないということである。ガラスコアのファイバにおいてはハイパワーを入力すると信号の劣化にとどまらず、ファイバヒューズと呼ばれる現象によってファイバが破損する現象も発生しうるが、PBF はその問題を回避できる [7][8]。これは通信においては許容される入力パワー制限の緩和につながるだけでなく、光ファイバをエネルギー伝送路としても利用できる可能性を持っている [9][10][5]。センシングの分野においても同様に、低非線形性は信号の劣化を抑えられる [11]。温度と歪みの 2 つのパラメータによって特性の変化する光ファイバセンサの分野においては温度と歪みの分離という課題が一つテーマとなっているが、温度安定性の高い PBF を利用すれば歪みによってのみ影響を受けるセンサを作ることができる [12]。PBF の中空となったコアには、従来のファイバとは異なりガスや液体などの媒質を注入し、高効率のセンサを作製することが可能である [13][14][15]。

PBF は作製の難しさから実際は理論上期待されているほどの低損失性を達成するには至っていないが、製造技術の向上からその特性は大きく改善されてきており、PBF を利用したセンサーなどの研究もますます活発に行われている。[16][17][18][19]。

しかし現在 PBF そのものの特性や PBF を利用したセンサなどの研究が盛んに行われる一方で、PBF を用いてファイバシステムを構築するデバイスに関してはほとんど研究が行われていない。そこで本研究では PBF を利用した基本デバイスとして PBF カブラを提案する。

1.2 本論文の概要

本論文ではまず導入として PBF の特長と応用例、課題について第 2 章で説明する。第 3 章ではカブラについての原理説明を行い、PBF カブラ作成に向けた方針について記述する。続いて第 4 章では PBF の数値解析に関する説明を行い、それを踏まえて PBF の基本特性について数値計算による確認を行う。第 5 章では PBF カブラの解析としてデュアルコア PBF の解析を行い、PBF カブラの実現性を検討する。さらに実際の PBF カブラ作成時に想定される障害について検討を行う。第 6 章では第 5 章まで説明、検討した内容のまとめを行い、今後の方針について説明する。

第 2 章

フォトリックバンドギャップファイバ (PBF) の 特長と原理

2.0.1 はじめに

本節ではフォトリックバンドギャップファイバ (PBF) の基本原理について説明する。

まず導入として PBF のいくつかの種類と PBF の作成方法に関して簡単に紹介する。そして PBF の特徴と応用例について紹介し、応用例に関しては具体的なケースとして光ファイバジャイロへ適用した場合の性能についてレビューを行う。光ファイバジャイロ応用から生じる PBF の課題について述べ、そこから PBF カブラの必要性について説明を行う。そして最後に PBF の原理説明として周期構造における光の振る舞いについて記述するため、ブロッホの定理、逆格子ベクトル、フォトリックバンドギャップについて説明を行う。

2.1 PBF とは

フォトリックバンドギャップファイバ (PBF) はコアの周辺に屈折率がガラスと異なる素材 (写真中では空気) を周期的に配置したファイバである。

PBF は従来の光ファイバと異なり、光を屈折率差による全反射によってではなく、クラッドの周期的な構造によって一種の回折現象を生じさせ、光を閉じ込める。ファイバのコアがクラッドよりも高い屈折率を持っている必要がないため、PBF はコアの素材を空気などにすることも可能である。コアが中空となっているファイバは特に中空フォトリックバンドギャップファイバ (HC-PBF) とも呼ばれる。

2.1.1 PBF の種類

PBF のクラッドを構成する周期構造にはいくつかの種類が存在する。ここでは PBF のクラッドについて、いくつかの種類を紹介する。

三角格子構造

三角格子構造の PBF は図 2.4 のような断面を持つ。PBF の現在もっとも用いられている構造である。また、初めて中空を光が導波した PBF の試作例でもある [2]。

現在低ロス化を実現するために表面モード散乱が問題となっており、コアのサイズをクラッド 7 セル分や 19 セル分にするなど大口径化をはかることで表面散乱を抑える手法が盛んに用いられている [20][4]。

蜂巢構造

初めてバンドギャップによって光の導波を確認されたファイバの構造である [2]。断面構造を図 2.2 に示す。ただし、初期の報告では図 2.3 に示すように光が空孔周辺のガラス部分に局在しており、完全に中空を導波したファイバとは言えない。しかし、クラッドの構造としては三角格子構造と比べるとより大きなバンドギャップの開きを得ることができ

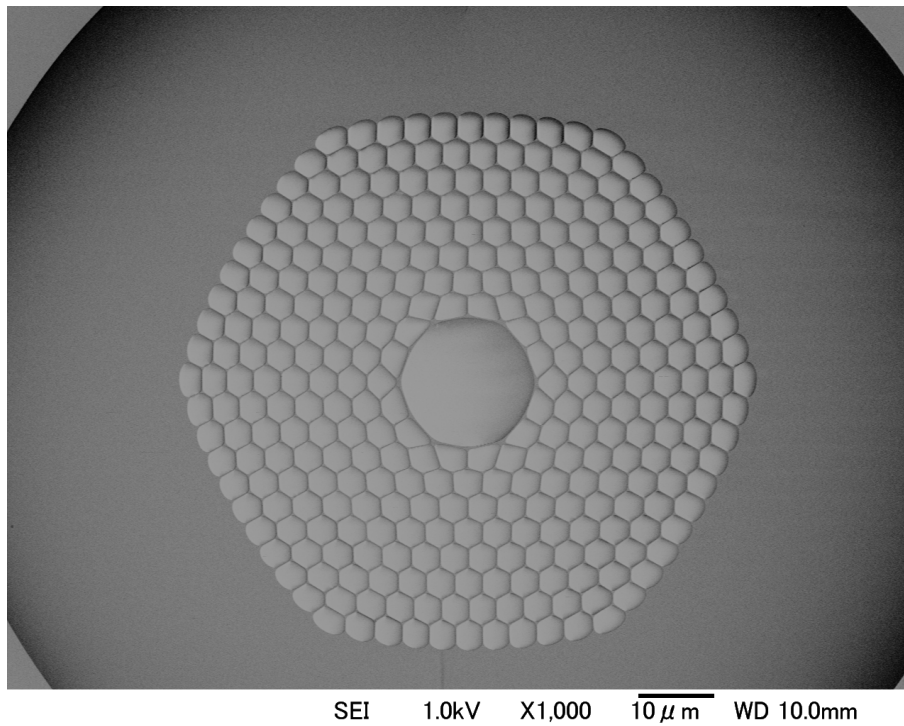


図 2.1 PBF(三角格子) の断面写真

る [21] .

カゴメ構造

図 2.4 のような正三角形と正六角形が配列されたような断面構造である．現時点ではバンドギャップ効果によって光の導波を行っていないという説が有力であり [22] , 厳密にはフォトニックバンドギャップファイバとは言えない可能性が高い．しかし性質が似ているので PBF の種類として紹介する．

カゴメ構造ファイバの最大の特徴はクラッドを導波するクラッドモードのモード密度が小さいことである．これはつまり光がクラッド、あるいは表面と相互作用しにくいということである．これは中空を伝搬する光の閉じ込めをよくすることに寄与する [23] .

また、カゴメ構造はバンドギャップする波長に対する格子間隔が広い [22] . これはつまり同じ波長域の光を導波する PBF と比べて大きな構造で作製できるということである．そのためとりわけ波長の短い光を導波するファイバ作製においては相対的に容易になる．

正方格子構造

正方格子構造の PBF は図 2.5 のような断面構造を持つ．前述のカゴメ格子構造に類似しているが、こちらはバンドギャップ効果によって閉じ込められている．基本的にカゴメ構造と特徴に関しても似通っているが、こちらは高分子素材を用いた実際の作製例でカゴメ構造よりも小さい損失値を得たという報告がされている [24] .

その他の分類

なお、ファイバの断面に空孔を配置するファイバをホーリーファイバ (HF:Holy Fiber) , 断面に微細構造を作り込んだファイバを微細構造ファイバ (MF:Microstructured Fiber) と呼び、PBF はこれらのカテゴリーにも含まれる．

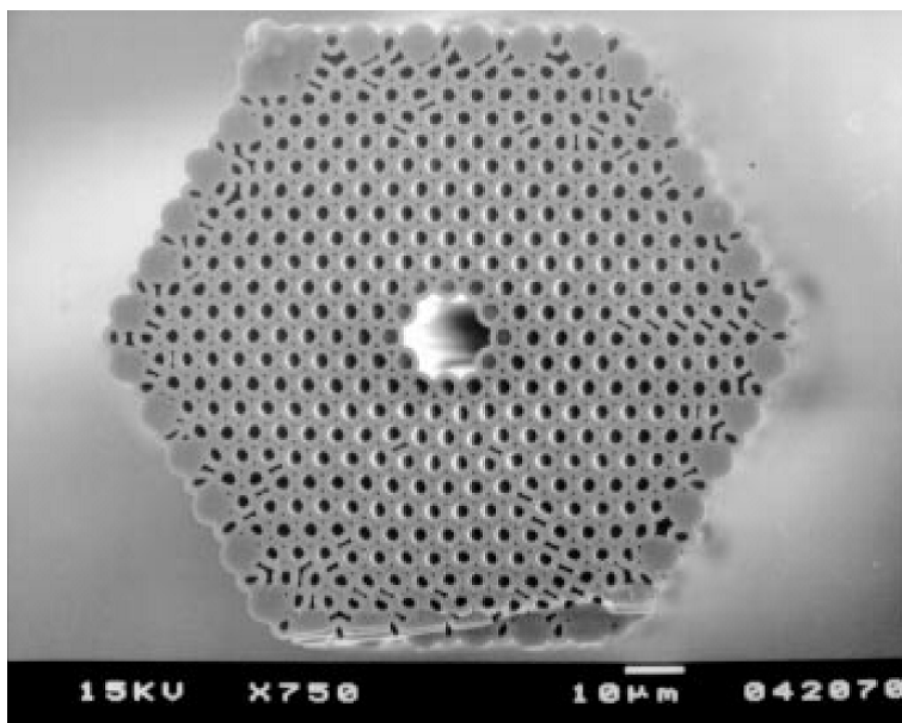


図 2.2 PBF(蜂巢構造)の断面写真 [2]

2.1.2 PBF の特徴

本論文で取り扱う PBF の最大の特徴は、コアが中空となっている点である。つまり PBF 内において光を伝搬させる媒質は空気となる。これによって従来の光ファイバと比べて、

- 低損失性
- 低非線形性
- 温度安定性

という特徴を有する。これらの特性は PBF はセンサや通信用途において安定性や精度の向上に対して好ましい特性であると言える。

光ファイバをセンサヘッドとして使用する場合、基本的にファイバに加えられた温度・歪みなどによる総合的な影響で変化した信号を読み取ることになるが、温度による影響の小さい PBF であれば容易に測定パラメータの切り分けを行うことができる。また、温度によって安定性の低下するシステムがよくみられるが、ファイバに PBF を用いることができれば温度による影響を抑えて安定性を向上させることができる。これはつまり温度を一定に保つ機構などの省略を可能にし、システムの簡易化、省スペース化、低コスト化にも寄与することができる。

さらに、コアが中空であるということは PBF の内部に液体やガスを注入できるということである。液体やガスがコア内に存在すれば従来のファイバよりも光と相互作用することができるため、非常に効率のよいセンサヘッドとして利用できる [25][26][14]。

2.1.3 PBF の作成方法

PBF の作成はクラッドの構造に関わらず、ファイバの線引技術によって作成される [2]。長さ 1m、直径 1mm ほどのガラス管を 100 本ほど束にして stack を作る。スタックを加熱、延伸することで直径数 mm ほどの束にする。これを canes という。最後に、cane を加熱、延伸することによってファイバにする。

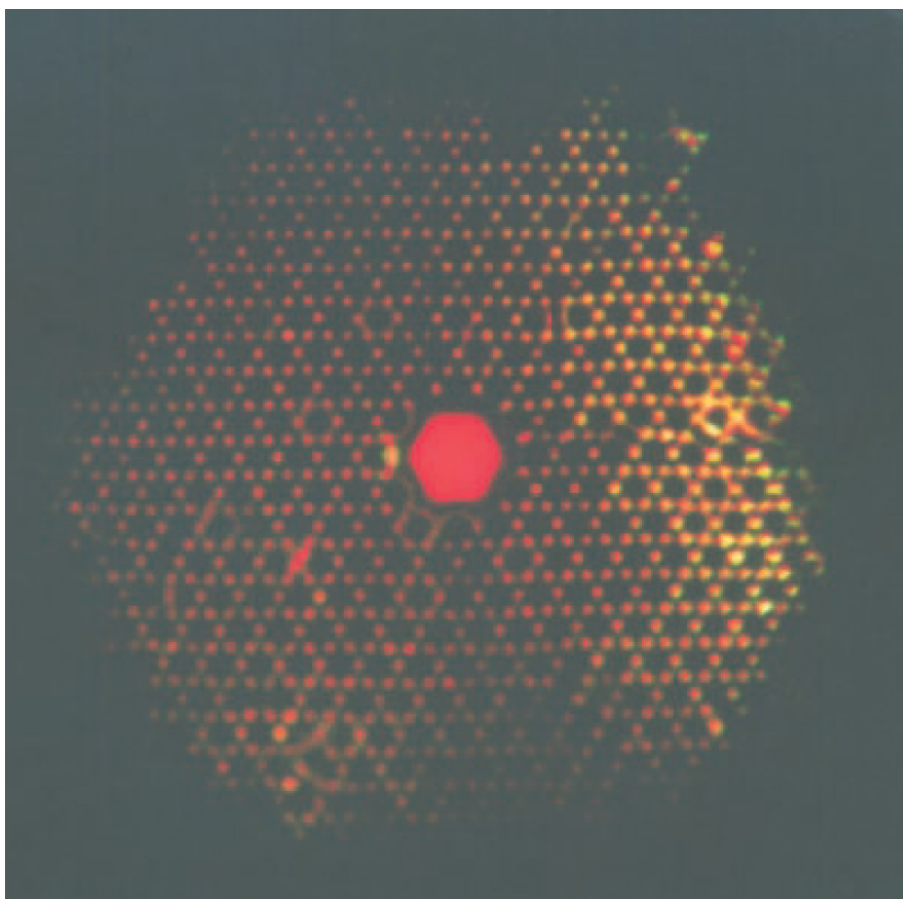


図 2.3 PBF(蜂巢構造) の導波の様子 [2]

ただしこの方法だけでは空孔率 80% 以上を得ることは難しい．つまりこの方法だけでは中空コア PBF に必要な空孔率を確保することはできないということである．というのも，stack および canes の壁面を薄くして空孔率を高くしていくとファイバへ線引きしていく過程で表面張力が働くために空孔がつぶれ，周期性の確保ができなくなるからである．そのためクラッドの保護を目的とした jacket の必要性が高まってきた．表面張力から空孔を守る手法として現在空孔部分にガスを流しながら線引きを行うという手法が行われている [27]．その際コアとクラッドの壁面にかかる応力は異なるので，ジャケットのクラッド，コアに注入されるガスの圧力はそれぞれ異なる．この手法によって高い周期性を維持しながら空孔率を高めたという報告がされている [18]．

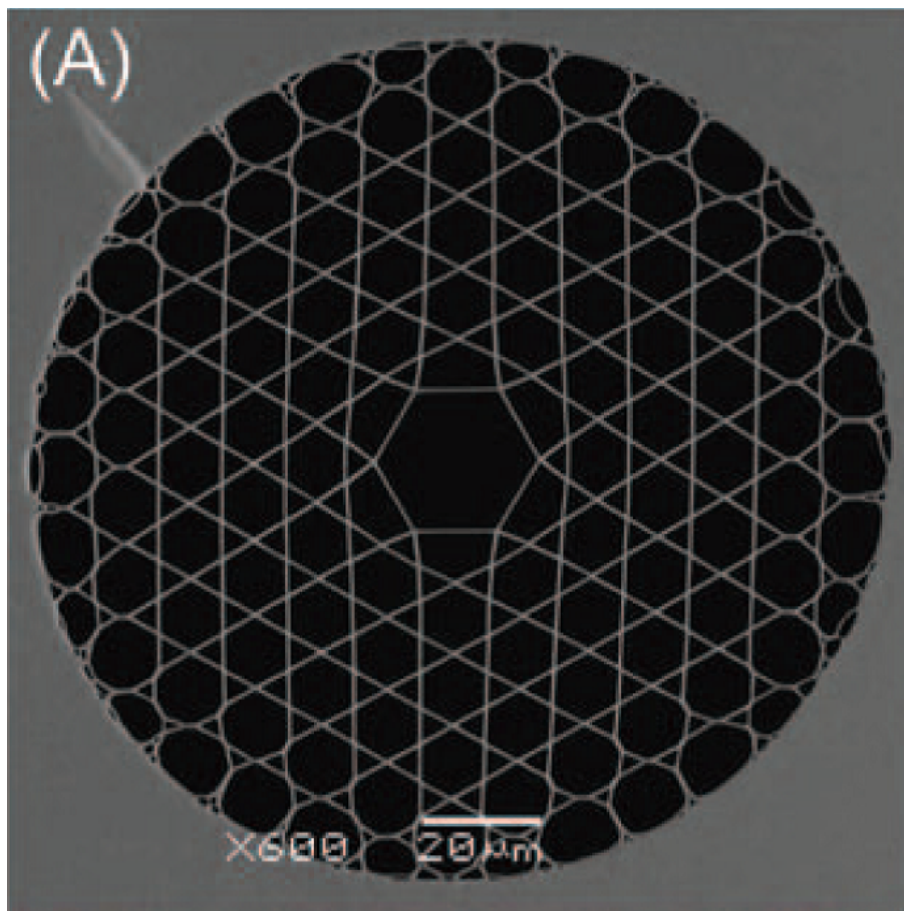


図 2.4 カゴメ構造ファイバの断面写真 [22]

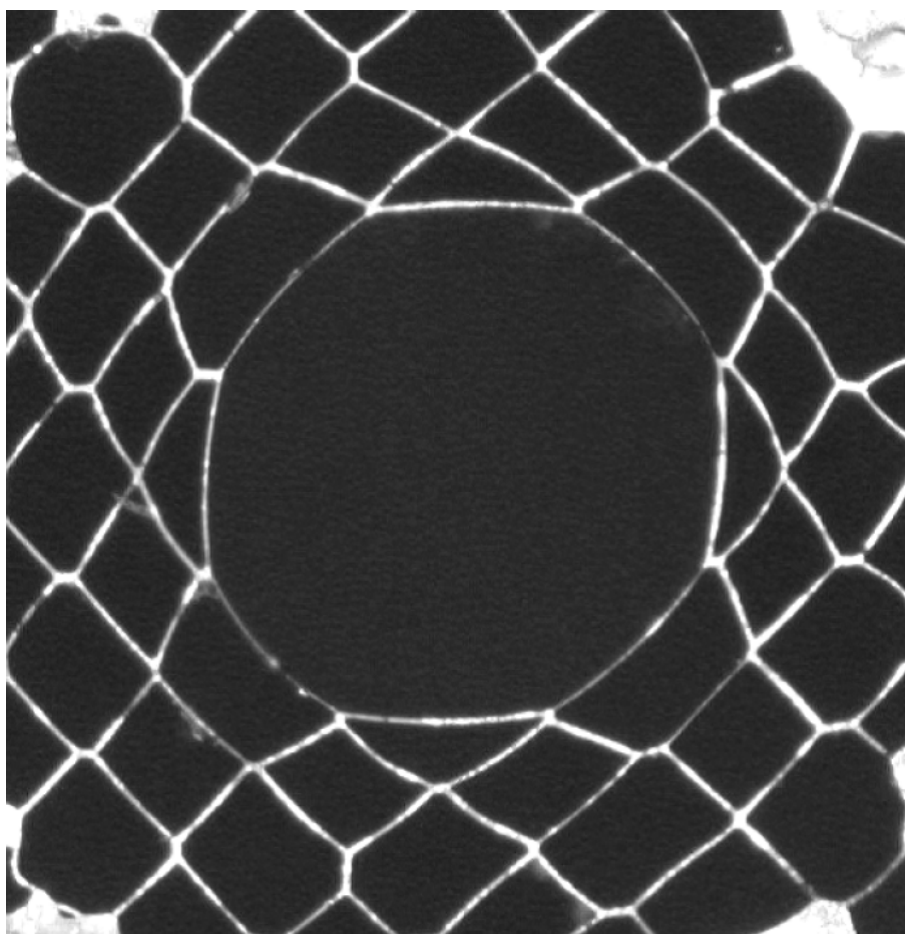


図 2.5 正方格子 PBF の断面写真 [24]

2.2 PBF の応用例

2.2.1 光ファイバジャイロへの応用

前節でいくつか PBF の応用例について触れたが、この節では光ファイバジャイロへ PBF を利用する例を紹介する。というのも、PBF の持つ特性が光ファイバジャイロの精度向上へ向けた課題の多くを解決する可能性を持っているからである。

光ファイバジャイロには干渉型光ファイバジャイロ、共振型光ファイバジャイロ、ブリルアン光ファイバジャイロが存在する。本論文では PBF を応用できるシステムとして干渉型光ファイバジャイロと共振型光ファイバジャイロについて説明する。

干渉型光ファイバジャイロ

ジャイロとは角速度を計測するセンサーである。光ファイバジャイロは図 2.6 のような構成を取る。位相の変化を $\Delta\phi$ 、角速度を $\Delta\Omega$ で表すと、

$$\Delta\phi = \frac{4\pi L a}{\lambda c} \Delta\Omega \quad (2.1)$$

のように書くことができる。これはサニャック効果によって生じる。ここで L はファイバループの長さ、 λ は波長、 c は光速を表す。ループの角速度に比例してファイバに入射した時計回りと反時計回りの光に位相差が生じるため、2つの光を干渉させることによって角速度を求めることができる。光ファイバジャイロは機械式のジャイロのように回転する機構が必要ないため信頼性、耐久性に優れ、光を入射すれば即座に測定可能状態となるという特徴を有する。

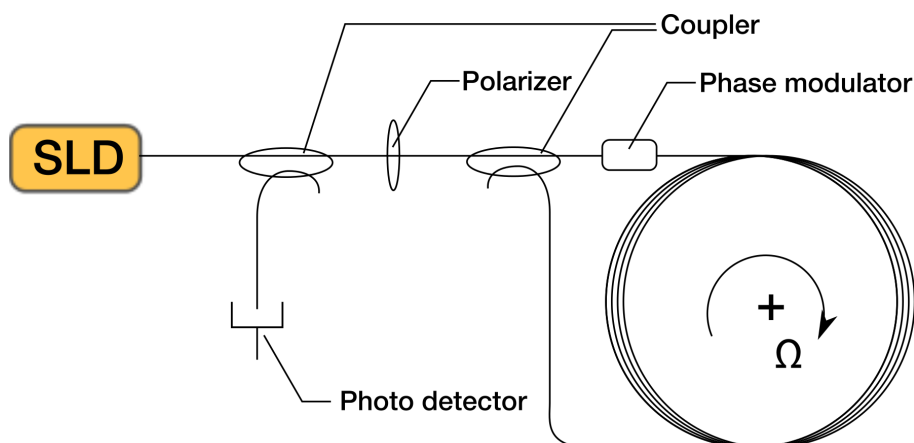


図 2.6 干渉型光ファイバジャイロの概念図

共振型光ファイバジャイロ

次に共振型光ファイバジャイロのループを図 2.7 に示す。共振型は閉じた光ファイバのループにカプラによって光を入射させている。これによって周回した時計・反時計回りの光は共振を起こす。共振周波数はループの角速度に依存するため、その周波数変化を利用して角速度を求めることができる。

光ファイバジャイロのノイズ要因

これらのジャイロは主に次の雑音要因を有する。

- 後方散乱
- 光カー効果
- ループ内における不均一な温度変動

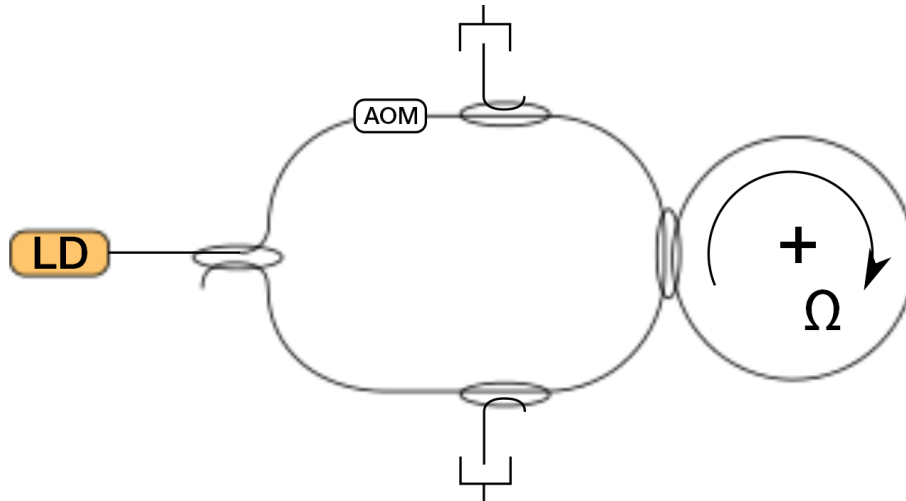


図 2.7 共振型光ファイバジャイロの概念図

後方散乱 後方散乱は光ファイバにおけるガラスの屈折率の揺らぎによって生じるレイリー散乱による。この散乱はループ内のすべての位置で発生するため、時計回りと反時計回りの光を干渉させた際の強度のコントラストを低下させる原因となる。ガラス内を伝搬する限り後方散乱の影響は避けられない [28]。

後方散乱によるエラーを抑える手法として、低コヒーレンス光源を利用するという方法がある [29][30]。ただしこの方法は干渉型光ファイバジャイロにしか利用できず、フォトディテクターにおける過剰雑音を増大させてしまう。過剰雑音はジャイロが検出できる最小の角速度を制限する [31]。また、低コヒーレンス光源の波長安定性はレーザーに及ばず、その点においてもジャイロの精度向上を妨げる。この手法は提案のなされた時期が比較的古く、干渉型光ファイバジャイロにおいて利用されてから長くこれ以上の性能向上は難しいと考えられる。

PBF において光は空気を伝搬するため後方散乱を小さく抑えられる。そのためジャイロの精度向上に貢献するとともに、光源にレーザーを利用できるという利点がある。ただし PBF においても後方散乱は発生してしまう。というのも、コアの周囲にある壁面において表面散乱が生じ、その一部が後方散乱となってしまうからである。散乱ノイズの低減は非常に重要な課題であり、現在様々なグループが低ロス化を目指している [16][4][32]。

非線形光学効果 光の非線形効果の一つで光カー効果というものがある。入射された光の強度によって屈折率が変化する現象である。例えばファイバをループ内に分岐して入射する際、カブラで 50% ずつに分岐できることが理想だが、実際には正確に 1:1 で分岐し続けることはできない。この時ループ内でカー非線形効果が起きていれば、その影響は単純にオフセットを修正するだけでは回避できないエラーにつながる。PBF はこの点非線形性の非常に小さい空気中を伝搬するため、カー効果によるエラーを非常に小さく抑えることができる。

光カー効果は実効非線形定数 γ に依存する。非線形光学定数は

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}} \quad (2.2)$$

で記述される。 n_2 は媒質の非線形定数を表し、ガラスと空気の値はそれぞれ $n_{2,\text{silica}} = 3.2 \times 10^{-20} [\text{m}^2/\text{W}]$ 、 $n_{2,\text{air}} = 2.9 \times 10^{-23} [\text{m}^2/\text{W}]$ である。 A_{eff} は実効断面積と呼ばれ、

$$A_{\text{eff}} = \frac{(1/n_g^0) (\iint \varepsilon(\mathbf{r}) |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 dA)^2}{\iint \varepsilon(\mathbf{r}) |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^4 dA} \quad (2.3)$$

と記述される。フォトニックバンドギャップファイバにおける非線形定数は、

$$\gamma_{\text{PBF}} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{n_{2,\text{silica}}}{A_{\text{eff,silica}}} + \frac{n_{2,\text{air}}}{A_{\text{eff,air}}} \right) = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_{2,\text{neff}}}{A_{\text{eff,mode}}} \quad (2.4)$$

となり、これを計算により求めると $\gamma_{\text{PBF}} = 4.4 \times 10^{-3}$ となる。これは従来のシングルモードファイバの非線形定数の $\gamma_{\text{SMF}} = 1.1$ と比べておよそ 1/1000 程度の非線形性である [33]。実験においても、SMF をループ用いたジャイロでは 10mW 程度のパワーで 10mrad の位相オフセットが発生するのに対して、PBF を用いたジャイロにおいては 50mW の入力パワーでも位相のオフセットは発生していないことが確認されている。

カー効果を補償して精度向上を目指す研究なども行われているがスプリアスな応答を抑えられる PBF は非常に有用であると言える [34]。

不均一な温度変動による雑音 ガラスの屈折率は温度で変化するが、ループ内の温度分布が変化したとしてもファイバ全体の光路長が変化するだけで時計回りと反時計回りで位相にオフセットは発生しない。だがファイバ内で不均一に、かつ温度分布が時間変化する場合には 2 つの光の光路長は一致しない。これが位相雑音となり、ジャイロのエラーを発生させる。ファイバの時間 τ の間に発生する温度変化によって生じる位相雑音は

$$d\phi \approx \left(\frac{d\beta}{dT} + \beta\alpha \right) \tau \frac{\delta T}{\delta t} dl \quad (2.5)$$

のように近似して書ける [35]。ここで β は伝搬定数、 α は 1 次の熱拡散係数、 l はファイバループの端からの位置である。近似は τ が数 μs 程度の時に成り立つ。ある点 l における 2 つの光に存在する到達時間のずれは

$$\tau = \frac{\beta}{\omega} (2l - L) \quad (2.6)$$

のように書ける。最終的に角速度のエラーは

$$\theta_E = \frac{n}{4NA} \left(\frac{dn}{dT} + \alpha n \right) \int_0^L dl (2l - L) [T(t, l) - T(0, l)] \quad (2.7)$$

となる。この n はファイバのコアにおける屈折率である。ファイバをコイルへ端から順に巻いていったとすると、コイル内で発生する温度変化 ΔT は、

$$T(t, l) - T(0, l) \approx (l\Delta)/L \quad (2.8)$$

と書ける。これを式 2.7 に代入すると、

$$\theta_E \approx \frac{nL^2 \Delta T}{24Na} \left(\frac{dn}{dT} + n\alpha \right) \quad (2.9)$$

となる。

このエラーの原因は 2 つの光の感じる光路長が変化してしまうことであり、ファイバをコイルに巻く際ファイバの端同士がコイルの近い位置に配置されるよう工夫することによって改善される [34]。しかしこの方法でエラーは改善されるが完全なものではない。

コイルの巻き方を工夫した上でファイバループに PBF を用いれば式 2.9 における dn/dT は劇的に小さくなる。位相雑音はこの定数に依存するため、特性が大きく改善されることがわかる。コイルの温度を一定速度で上昇させる実験によって、SMF を用いたジャイロと比べて PBF を用いたジャイロはおよそ 6.5 分の 1 程度までエラーを抑えることに成功している [6]。

2.2.2 課題

たとえば共振型光ファイバジャイロのように閉じたファイバループを作る際、光を分波・合波する箇所が出てくる。カブラの存在しない PBF においては、分波・合波にはビームスプリッタとコリメータを利用せざるを得ない [36]。空間系に出した光は必然的にロスが大きくなるため、共振器のフィネスは落ち、PBF とビームスプリッタのシステムがフィネス 40 程度であるのに対し [36]、従来のソリッドコアのファイバを用いて構成した共振型光ファイバジャイロは 100 以上のフィネスを達成している [37]。

2.3 PBF の原理

冒頭でも説明した通り、フォトニックバンドギャップファイバ (PBF) は従来の光ファイバと異なり、光を屈折率差によってではなく、結晶構造によるフォトニックバンドギャップ (PBG) という現象によって光を閉じ込める。よって PBF の原理を理解するためには PBG の原理、つまり周期的構造を持つ媒質における光の振る舞いについて理解する必要がある。

2.3.1 ブロッホの定理

周期構造中の波動の振る舞いを考える上で重要なブロッホの定理について記述する。まずは 1 次元周期構造について考える。波動方程式が

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} + \kappa^2\Psi(x) = 0 \quad (2.10)$$

として与えられるとする。ここで $\Psi(x)$ は波動関数、 $\kappa(x)$ は媒質の構造によって決定される x の関数である。ここでは媒質が x 方向に周期 Λ の並進対称性 $\kappa(x + \Lambda) = \kappa(x)$ を満たしている。このとき Λ だけ離れた位置の波動関数も式 2.10 を満たす。つまり

$$\Psi(x + \Lambda) = C(\Lambda)\Psi(x) \quad (2.11)$$

が成立する。 $C(\Lambda)$ は周期 Λ によって決まる係数である。この関係は $2\Lambda, 3\Lambda$ においても成立するので一般化して

$$C(N\Lambda) = [C(\Lambda)]^N \quad (2.12)$$

が成立することがわかる (N は整数)。これはすなわち

$$C(\Lambda) = \exp(iK\Lambda) \quad (2.13)$$

と表せることを示している。式 2.11 に代入して、

$$\Psi(x + \Lambda) = \exp(iK\Lambda)\Psi(x) \quad (2.14)$$

が得られる。これがブロッホの定理である。 K はブロッホ波数と呼ばれ、全体の周期構造によって決まる。

1 次元の周期構造が無限に続いているとすると $\Psi(x + \Lambda) = \Psi(x)$ なので $C(\Lambda)$ が成立する。つまり K は

$$K = \frac{2\pi m}{\Lambda} \quad (m \text{ は整数}) \quad (2.15)$$

が成立する。つまりブロッホ波数が離散的な実数であることがわかる。

2.3.2 逆格子ベクトル

この節では 3 次元の周期構造を考える。3 次元での並進ベクトルを基本空間格子ベクトル $\mathbf{a}_i (i = 1, 2, 3)$ で表すと、

$$\Lambda = l_1\mathbf{a}_1 + l_2\mathbf{a}_2 + l_3\mathbf{a}_3 \quad (l_i : \text{整数}) \quad (2.16)$$

となる。基本逆格子ベクトル $\mathbf{b}_j (j = 1, 2, 3)$ は次式で定義される。

$$\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{b}_j = 2\pi\delta_{ij} \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (2.17)$$

$$\mathbf{G} = m_1\mathbf{b}_1 + m_2\mathbf{b}_2 + m_3\mathbf{b}_3 \quad m_j : \text{整数} \quad (2.18)$$

で表される。基本逆格子ベクトルを求めるには基本空間格子ベクトルを用いて、

$$\mathbf{b}_1 = \frac{2\pi}{V_f} \mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3, \quad \mathbf{b}_2 = \frac{2\pi}{V_f} \mathbf{a}_3 \times \mathbf{a}_1, \quad \mathbf{b}_3 = \frac{2\pi}{V_f} \mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2 \quad (2.19)$$

$$V_f = \mathbf{a}_1 \cdot (\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3) \quad (2.20)$$

とすれば良い。\$V_f\$ は単位格子の体積 (2次元ならば単位格子の面積) を表す。式 2.19 から明らかだが、基本逆格子ベクトルは基本空間格子ベクトルに対して垂直な成分をもつことを言及しておく。

PBF のクラッド構造である三角格子の逆格子ベクトルを求めてみる。格子間隔を \$\Lambda\$ として、基本空間格子ベクトルは

$$\mathbf{a}_1 = (1, 0, 0) \Lambda \quad (2.21)$$

$$\mathbf{a}_2 = \left(1/2, \sqrt{3}/2, 0\right) \Lambda \quad (2.22)$$

$$\mathbf{a}_3 = (0, 0, 1) \Lambda \quad (2.23)$$

となる。よって \$V_f = (\sqrt{3}/2) \Lambda^2\$ である。式 2.19 から基本逆格子ベクトルは、

$$\mathbf{b}_1 = (2\pi/\Lambda) \left(1, -1/\sqrt{3}, 0\right) \quad (2.24)$$

$$\mathbf{b}_2 = (2\pi/\Lambda) \left(0, 2/\sqrt{3}, 0\right) \quad (2.25)$$

$$(2.26)$$

となり、逆格子ベクトルは

$$\mathbf{G}_{m,n} = m\mathbf{b}_1 + n\mathbf{b}_2 = \frac{2\pi}{\Lambda} \left(m, \frac{-m+2n}{\sqrt{3}}, 0\right) \quad (m, n: \text{整数}) \quad (2.27)$$

で得られる。

三角格子の基本空間格子ベクトルと基本逆格子ベクトルを図示すると図 2.8 のようになる。

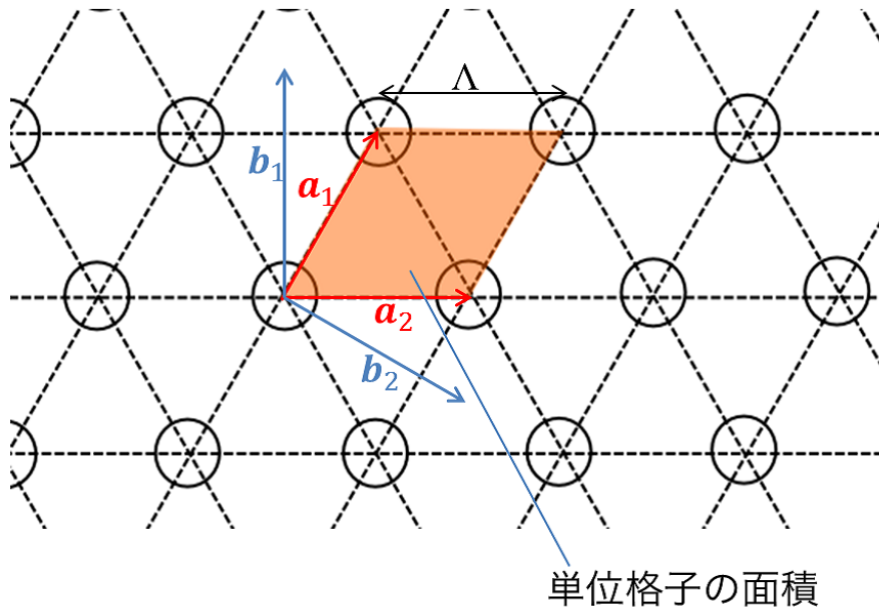


図 2.8 三角格子における基本空間格子ベクトルと基本逆格子ベクトル

基本逆格子ベクトルと基本空間格子ベクトルの直交性から、周期の並進ベクトル \$\Lambda\$ と逆格子ベクトル \$\mathbf{G}\$ に関して

$$\exp[i\mathbf{G} \cdot \Lambda] = \exp[2\pi i (l_1 m_1 + l_2 m_2 + l_3 m_3)] = 1 \quad (2.28)$$

が成立する．これは 2.3.1 項における $C(\Lambda)$ を 3 次元に一般化したものである．また， G に対しても次の直交関係が成立している．

$$\int \exp [i(\mathbf{G}' - \mathbf{G} \cdot \mathbf{r})] dV = V_f \delta_{\mathbf{G}, \mathbf{G}'} \quad (2.29)$$

ただし， \mathbf{r} は位置ベクトル， dV は単位格子に関する体積積分を表している．

2.3.3 フォトニックバンドギャップ

フォトニック結晶にはフォトニックバンド構造が生じる．これはちょうど半導体のエネルギーバンド構造のアナロジーである．物質に周期的な屈折率の変化が存在すると，特定の波数領域にフォトニックバンドの存在しない領域が生じる．この領域をフォトニックバンドギャップ (PBG) と呼ぶ．

フォトニックバンドギャップの起源

周期 Λ の 1 次元周期構造を考える．一つの波動関数を $\Psi_0(x) = \exp(ikx)$ とする． k は媒質中の波数を表す．このとき，ブロッホの定理を満たす波動関数は，

$$\Psi_m(x) = \exp \left[i \left(k - \frac{2\pi m}{\Lambda} \right) x \right] \quad m: \text{非負整数} \quad (2.30)$$

のように表せる．ここで $\Psi_0(x)$ と $\Psi_m(x)$ の結合を考える． $\Psi_0(x)$ と $\Psi_m(x)$ が相互作用して結合しているとする．この結合系における結合係数に比例する量を h_{0m} とする． $\Psi_m(x)$ の固有角周波数を ω_m ，結合系の角周波数を ω で表す． ω が ω_m に比較的近いとき，結合系の振る舞いは次の式で近似できる．

$$\begin{pmatrix} \omega - \omega_0 & -h_{0m} \\ -h_{0m}^* & \omega - \omega_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_0 \\ \Psi_m \end{pmatrix} \simeq \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

式 2.31 が意味のある解を持つという条件から，結合系の角周波数が

$$\omega = \omega_{\pm} \equiv \frac{1}{2} \left\{ (\omega_0 + \omega_m) \pm [(\omega_0 - \omega_m)^2 + 4|h_{0m}|^2]^{1/2} \right\} \quad (2.32)$$

で得られる．

媒質中を伝搬する波動の位相速度は角周波数 ω に依存し，これを分散という． ω と k の間に成立する関係を分散関係という．

例として波動の分散関係が $\omega = Ck^2$ (C : 比例定数) で表せると仮定すると， $\omega_m = C[k - (2\pi m/\Lambda)]^2$ と書ける．分散関係のグラフを模式的に書くと図 2.9 のようになる．

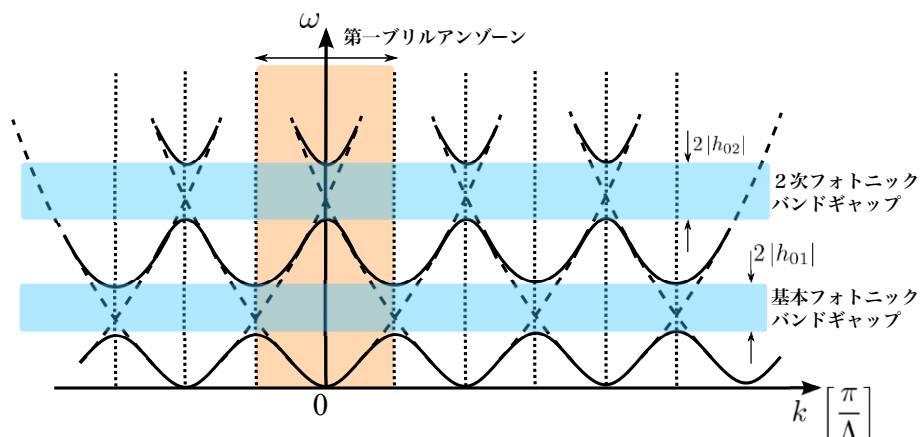


図 2.9 分散関係の模式図

ここで $\Psi_0(x)$ と $\Psi_m(x)$ の固有角周波数が等しいときを考えよう．そのとき，

$$k = \frac{\pi m}{\Lambda} \quad (2.33)$$

$$\omega_{\pm} = \omega_{0m} \pm |h_{0m}|, \omega_{0m} \equiv C \left(\frac{\pi m}{\Lambda} \right)^2 \quad (2.34)$$

が成立する．これはつまり波数 $k = \pi m/\Lambda$ において結合が生じ， $2|h_{0m}|$ のギャップが生じるということである．これが周期構造によるフォトニックバンドギャップに対応する．この領域においてはどのような波数でもモードが生じないため，光波はこの領域には存在しない．

$\Psi_0(x)$ と隣接する波動 $\Psi_{\pm 1}(x)$ のもつ固有角周波数が等しくなるのは $k = \pm\pi/\Lambda$ の時である．この構造の周期性から隣接した波数に関しては結合係数が等しく $h_{0,1} = h_{0,-1}$ と考えられる．つまり分散関係は $k = 0$ について対称で，かつ k 方向に対して $-2\pi/\Lambda$ の周期関数であることがわかる．すなわち $-\pi/\Lambda \leq k \leq \pi/\Lambda$ だけ解析を行えば十分である．この領域を固体物理では第一ブリルアンゾーンと呼んでいる．図 2.10 に例として三角格子構造における第一ブリルアンゾーンを示す．

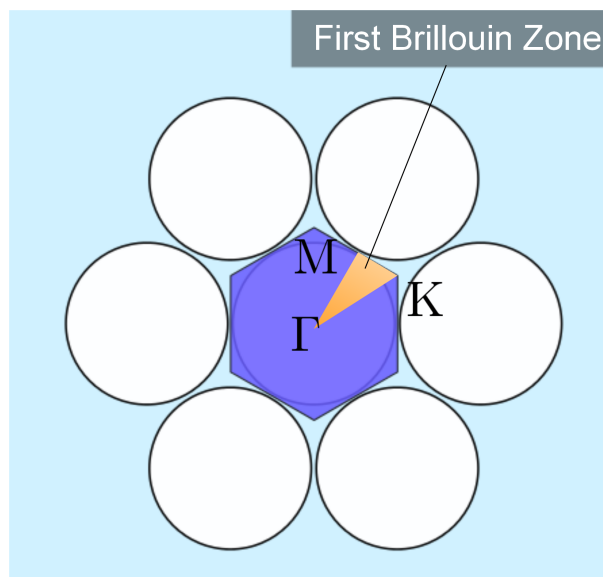


図 2.10 三角格子構造における第一ブリルアンゾーン

この周期構造の一部分に欠陥を作ると，光は周期構造の領域に進入できず欠陥内に局在するようになる．PBF は欠陥をコアとして，以上の原理をもとに導波を行う．

2.3.4 はじめに

本節ではフォトニックバンドギャップファイバ (PBF) に関する基本事項と原理について説明を行った．

まず導入として PBF のいくつかの種類と PBF の作成方法に関して簡単な紹介を行った．そして PBF の特徴と応用例について紹介し，応用例に関しては具体的なケースとして光ファイバジャイロへ適用した場合の性能についてレビューを行った．光ファイバジャイロ応用から生じる PBF の課題について述べ，そこから PBF カプラの必要性を確認した．そして最後に PBF の原理説明として周期構造における光の振る舞いについて記述するため，ブロッホの定理，逆格子ベクトル，フォトニックバンドギャップについて説明を行った．

第3章

PBF カプラ

3.1 はじめに

光ファイバカプラは光信号を分波・合波するデバイスである。光カプラはパワーをファイバ系の外へ出さずにすむため、挿入損失を小さくすることができる。光カプラは通信用途だけでなく、ファイバセンサシステム構築にも非常に広く用いられている。

この節ではまず一般的な光カプラの基本方程式として利用される結合方程式について説明を行う。次に平行に近接する導波路についての結合長を偶モード・奇モードから見積もる方法について説明を行い、PBF カプラにおける結合長見積もりの手がかりとする。そして最後に PBF カプラ作成に向けた実際的作成の方針について述べる。

3.1.1 結合方程式

この項では光カプラがどのようにパワーを伝搬するのか、その挙動を説明する。

2つの導波路を近づけた場合、おのおのの導波路のモードは互いに結合する。すると結合導波路の結合方程式は

$$\frac{dA}{dz} = -i\chi_{12}B \exp[-i(\beta_2 - \beta_1)z] \quad (3.1)$$

$$\frac{dB}{dz} = -i\chi_{21}A \exp[+i(\beta_2 - \beta_1)z] \quad (3.2)$$

$$(3.3)$$

与えられる [38]。A, B は結合導波路における各導波路の電界・磁界の係数、 χ は結合定数で、光カプラ（同方向光結合器）においては

$$\chi_{21} = \chi_{12} \quad (3.4)$$

$$\beta_1 > 0, \quad \beta_2 > 0 \quad (3.5)$$

となる。

ここで $A(z), B(z)$ を未知数 q を用いて

$$A(z) = [a_1 \exp(iqz) + a_2 \exp(-iqz)] \exp(-i\delta z) \quad (3.6)$$

$$B(z) = [b_1 \exp(iqz) + b_2 \exp(-iqz)] \exp(i\delta z) \quad (3.7)$$

とおく。 $\delta = \frac{(\beta_2 - \beta_1)}{2}$ でそれぞれの導波路における固有モードの伝搬定数差を表す。この式をモード結合方程式に代入して、初期条件

$$a_1 + a_2 = A(0) \quad (3.8)$$

$$b_1 + b_2 = B(0) \quad (3.9)$$

を満たす定数 a_1, a_2, b_1, b_2 を求めると式 3.6 と式 3.7 から

$$A(z) = \left\{ \left[\cos(qz) + j \frac{\delta}{q} \sin(qz) \right] A(0) - i \frac{\chi}{q} \sin(qz) B(0) \right\} \exp(-i\delta z) \quad (3.10)$$

$$B(z) = \left\{ \left[\cos(qz) - j \frac{\delta}{q} \sin(qz) \right] B(0) - i \frac{\chi}{q} \sin(qz) A(0) \right\} \exp(i\delta z) \quad (3.11)$$

の一般解を得ることができる。ただし、ここで q は

$$q = \sqrt{\chi^2 + \delta^2} \quad (3.12)$$

である。

ここで導波路 1 から光が入射された場合を考えて

$$A(0) = A_0 \quad (3.13)$$

$$B(0) = 0 \quad (3.14)$$

のような場合を考えると、結合光強度 $P_a(z), P_b(z)$ は

$$P_a(z) = \frac{|A(z)|^2}{|A_0|^2} = 1 - F \sin^2(qz) \quad (3.15)$$

$$P_b(z) = \frac{|B(z)|^2}{|A_0|^2} = F \sin^2(qz) \quad (3.16)$$

のようになる。ただし

$$F = \left(\frac{\chi}{q} \right)^2 = \frac{1}{1 + (\delta/\chi)^2} \quad (3.17)$$

である。

ここでの F はもう一方の導波路に移行する光パワーの最大値を決定し、 q はパワー以降に要する距離、つまり結合長に起因する。

式 3.16 から、光パワーの移行が最大となるのは

$$z = \frac{\pi}{2q}(2m+1) \quad (m: \text{非負整数}) \quad (3.18)$$

の地点であり、最短である $m=0$ の距離

$$L_c = \frac{\pi}{2q} = \frac{\pi}{2\sqrt{\chi^2 + \delta^2}} \quad (3.19)$$

が結合長にあたる。ここで各導波路が同等である場合 ($\beta_1 = \beta_2$) のとき $\delta = 0$ なので

$$L_c = \frac{\pi}{2\chi} \quad (3.20)$$

となることがわかる。

偶モードと奇モードから結合長を見積もる

カブラのモード結合特性は、図 3.1 に示すようなスラブ導波路の偶モードと奇モードが干渉によって解析することができる [38]。スラブ導波路中の電界を偶モードと奇モードの和によって表すと、

$$E(x, z) = E_e(x) \exp[-i\beta_e z] + E_o(x) \exp[-i\beta_o z] \quad (3.21)$$

のように表すことができる。ただし $E_e(x), E_o(x)$ は偶、奇モードの電界分布、 β_e, β_o は偶、奇モードの伝搬定数を表す。 $z=1$ においてコア 1 に対して光が入射したとすると、

$$|E(x, 0)| = |E_e(x) + E_o(x)| = E_1(x) \quad (3.22)$$

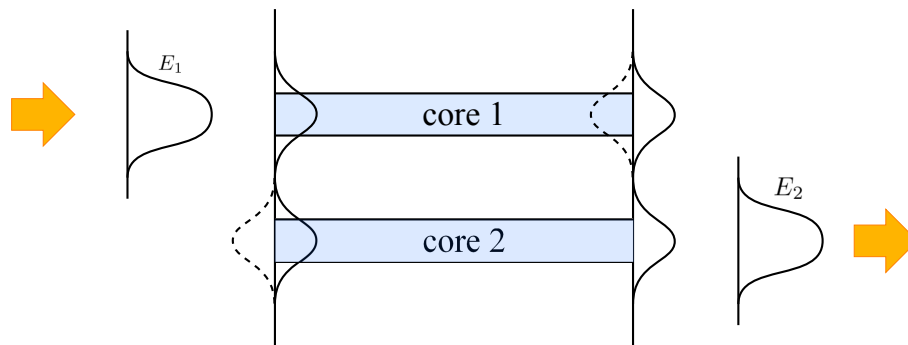


図 3.1 偶モード，奇モードのイメージ図

と書ける．距離 z における電界は

$$|E(x, z)| = |E_e(x) - E_o(x) \exp [i (\beta_e - \beta_o) x]| \quad (3.23)$$

と表されるので， $z = \pi / (\beta_e - \beta_o)$ の距離では，

$$|E(x, z)| = |E_e(x) - E_o(x)| = E_2(x) \quad (3.24)$$

となる． $E_2(x)$ はコア 2 に局在した電界分布である．つまり $E_2(x)$ は入射した光がコア 2 へ移行したことを表している．つまり結合長を L_c として

$$L_c = \frac{\pi}{|\beta_e - \beta_o|} \quad (3.25)$$

となることがわかる．ここで結合長と結合定数に対して

$$L_c = \frac{\pi}{2\chi} \quad (3.26)$$

の関係が成り立つので，

$$\chi = \frac{|\beta_e - \beta_o|}{2} \quad (3.27)$$

となることがわかる．

3.1.2 PBF カブラ作製の方針

前述のようにコア中を伝搬する光は近接した領域と相互作用し，そのパワーをやりとりする．これを利用し，光ファイバカブラは 2 つ以上のファイバコアを近接させることによって作成される．コアを近接させる方法としては主なものとして側面研磨法と溶融延伸法が存在する．以下ではそれぞれの作成方法について概要を説明する．

側面研磨法

これは図 3.2 のようにファイバ側面を削ってコアを近接させる手法である．本研究ではこの方法を利用してカブラ作成の方針である．

まず 2 つのファイバをそれぞれアーチ状に深さのある溝を掘ったブロックに固定する．ブロックからはファイバの側面が一部見えるようにする．ファイバを樹脂などで固定し，ファイバの側面をブロックごと研磨していく．ブロックごと研磨することによって研磨する面の平面性が確保され，研磨する量も精度良く調整できるようになる．研磨を終えた二つのブロックの間にインデックスマッチングオイルを塗布し，面同士を重ね合わせる．

この手法の利点は少しずつ側面を研磨していくことで，試行錯誤的にデバイス作成を行うことができる点である．側面の研磨量を調整できるだけでなく，光の伝搬方向へブロックをずらすことで結合長のずれに対しても微調整を行うことができる．

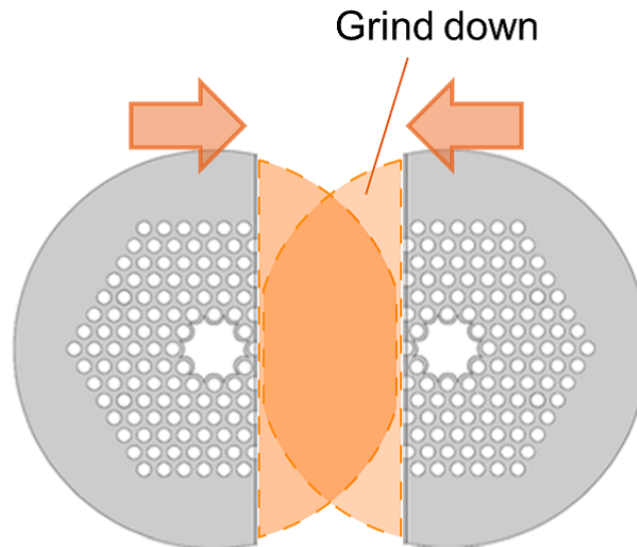


図 3.2 側面研磨法による光カブラ作成のイメージ図

この手法は全固体 PBF のカブラ作製に用いられており、モードのカップリングとブロックのずれによって結合長が変化することが確認されている [39] .

欠点は作成時のコストがかかること、量産化が難しいことがあげられる。しかし実現性を検討するという段階では問題視すべき点ではないと考えている。

熔融延伸法

これは近接させたいファイバを熱し、テーパ状にしたものを近接させてカブラにする手法である。作成のイメージを図 3.3 に示す。この手法の利点は、作成時の適正な温度や延伸の張力などがわかっているならば、低コストで量産可能で

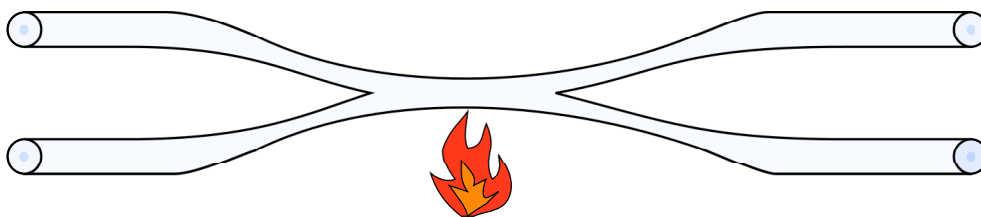


図 3.3 熔融延伸法による光カブラ作成のイメージ図

あるという点である。

しかし本研究ではこの方法は利用できないと考えている。というのも、PBF は内部に多数の空孔を持っており、加熱する際にその空孔がつぶれる、あるいは大きさが不揃いになって周期性を失う可能性が非常に高いからである。

3.2 はじめに

この節ではまず一般的な光カブラの基本方程式として利用される結合方程式について説明を行った。次に平行に近接する導波路についての結合長を偶モード・奇モードから見積もる方法について説明を行い、PBF カブラにおける結合長見積もり方針について述べた。そして最後に PBF カブラ作成に向けた実際的な作成の方針について説明を行った。

第 4 章

PBF の解析

4.1 はじめに

PBF はその構造から、解析的に波動の振る舞いを記述することが非常に困難である。そのため PBF の解析には数値解析が利用されている。この節では本研究で用いた数値解析のアルゴリズムについて紹介し、その特徴を述べる。先に表 4.1 に主な解析方法とその特徴を示す。

解析方法についての説明の後、PBF のクラッドと導波モードについて解析を行う。クラッドに関しては円柱の空孔を組み合わせた三角格子構造について平面波展開法をもちいた解析を行い、空孔率とバンドギャップに関する特性をみる。また、実際の PBF のクラッド構造が六角形構造に近いことを踏まえて、六角形の角が曲線となった PBF に関しても同様に解析を行う。導波モードに関する有限要素法を用いた解析として、導波モードの確認と閉じ込め損失の計算を行う。また、PBF のクラッドに要求される層数について損失を見積もることで検討を行った。

4.2 平面波展開法

平面波展開法 (Plane Wave Expansion method: PWE) はフォトニック結晶のバンド構造を解析する際にもっとも一般的に用いられる手法である [40][41]。

誘電体中における波動方程式

誘電体中においては、 $\mu = 1$ 、 $\mathbf{J} = 0$ 、 $\rho = 0$ とおける。比誘電率は $\varepsilon(\mathbf{r})$ で表すとする。まず、 $\rho = 0$ から、

$$j\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho = 0 \quad (4.1)$$

となる。さらにマクスウェル方程式

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (4.2)$$

解析方法	特徴
平面波展開法 (PWE)	構造の周期性を利用した電磁界解析方法である。 汎用性は高いが収束性が悪い。
等価屈折率法	構造の特徴を生かして簡略化する手法である。 微細な構造を平均化して近似するので屈折率導波型の構造でのみ使用可能である。
有限差分方法	電磁界成分を差分法によって計算する手法である。 必要となるリソースが大きく、対象領域は波長と同程度、 あるいは少し大きい程度までである。 この計算方法の一種である 有限差分時間領域法 (Finite Difference Time Domain method: FDTD) は 微細なフォトニック結晶に広く用いられている。
有限要素法	断面を小さな要素に分けて解析する方法である。 任意の構造を解析できるため、高い屈折率コントラストの媒質へ対応できる。

で両辺に $\nabla \times$ を作用すると,

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\mu_0 \left(\nabla \times \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right) \quad (4.3)$$

を得る. また, マクスウェル方程式

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (4.4)$$

において両辺 t で微分して

$$\nabla \times \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \varepsilon \varepsilon_0 \left(\nabla \times \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \right) \quad (4.5)$$

を得る. 式 4.3 に式 4.5 を代入して,

$$\frac{1}{\varepsilon} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (4.6)$$

となる. これは 3次元媒質中の電界 \mathbf{E} に対する波動方程式である. 時間 \mathbf{H} についても同様にして,

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H} \right] = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (4.7)$$

が得られる.

ここで電界と磁界の変数を分離するために変動因子として $\exp(i\omega t)$ をとることにする. これを電界, 磁界の波動方程式にそれぞれ代入すると,

$$\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times [\nabla \times \exp(i\omega t) \mathbf{E}(\mathbf{r})] = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \exp(i\omega t) \mathbf{E}(\mathbf{r})}{\partial t^2} \quad (4.8)$$

$$\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times [\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r})] = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (4.9)$$

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \exp(i\omega t) \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right] = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \exp(i\omega t) \mathbf{H}(\mathbf{r})}{\partial t^2} \quad (4.10)$$

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right] = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (4.11)$$

が得られる. 式 4.4 においても同様に変動因子を適用して,

$$\nabla \times \frac{\partial \exp(i\omega t) \mathbf{H}(\mathbf{r})}{\partial t} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \exp(i\omega t) \mathbf{E}(\mathbf{r})}{\partial t^2} \quad (4.12)$$

$$-\frac{i}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (4.13)$$

となる. また, 式 4.2 において両辺を微分し, やはり変動因子を適用すると,

$$\nabla \times \frac{\partial \exp(i\omega t) \mathbf{E}(\mathbf{r})}{\partial t} = -\mu_0 \left(\nabla \times \frac{\partial^2 \exp(i\omega t) \mathbf{H}(\mathbf{r})}{\partial t^2} \right) \quad (4.14)$$

$$\mathbf{H} = \frac{i}{\omega \mu_0} \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (4.15)$$

が得られる. 式 4.9, 4.11, 4.13, 4.15 が誘電体中の電界, 磁界を表す基本的な方程式となる.

周期構造での固有値方程式

まず比誘電率の周期性について述べる. 比誘電率に周期ベクトル $\mathbf{\Lambda}$ の周期性があるとすると,

$$\varepsilon(\mathbf{r} + \mathbf{\Lambda}) = \varepsilon(\mathbf{r}) \quad (4.16)$$

が成立する. この時, 比誘電率の逆数でも $\mathbf{\Lambda}$ の周期性が存在するので, 比誘電率の逆数でフーリエ級数展開すると,

$$\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} = \sum_{\mathbf{G}} \xi(\mathbf{G}) \exp(i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}) \quad (4.17)$$

と書ける．ここでなぜ比誘電率の逆数を展開したかという点、この先磁界ベースの波動方程式である式 4.11 へ利用したいからである．ここで電界ベースでなく磁界ベースで選んだのは、誘電体中では磁界の方は連続で境界条件の処理が楽だからである．フーリエ級数 $\xi(\mathbf{G})$ を求める．式 4.17 の両辺に $\exp(i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r})$ を掛けて単位格子について積分を行う．すると直交性から逆格子ベクトル \mathbf{G} の一致する成分のみが残るので、

$$\sum_{\mathbf{G}'} \xi(\mathbf{G}') \int \exp [i(\mathbf{G}' - \mathbf{G}) \cdot \mathbf{r}] dV = \sum_{\mathbf{G}'} \xi(\mathbf{G}') V_f \delta_{\mathbf{G}, \mathbf{G}'} \tag{4.18}$$

$$= V_f \xi(\mathbf{G}) \tag{4.19}$$

となるので、

$$\xi = \frac{1}{V_f} \int \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \exp(-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}) dV \tag{4.20}$$

を得る．ここでの V_f は 2.8 で述べた基本空間格子ベクトルによる単位空間の体積である．

次に磁界を平面波 $\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ で展開することを考える．ただし \mathbf{k} は第一ブリルアンゾーン内であるものとする．周期構造中の磁界を

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \mathbf{h}_k(\mathbf{G}) \exp [i(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot \mathbf{r}] \tag{4.21}$$

のように表す．ここで磁界に $\exp(i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r})$ なる成分が含まれているのは、式 4.17 からわかるように磁界に変調波成分がかかるからである．ここで定義した磁界についても周期性を持っていることを言及しておく．周期ベクトルだけずれた磁界を考えると、

$$\mathbf{H}(\mathbf{r} + \boldsymbol{\Lambda}) = \exp [i(\mathbf{k} + \mathbf{G} \cdot \boldsymbol{\Lambda})] \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\Lambda}) \mathbf{H}(\mathbf{r}) \tag{4.22}$$

が成立し、ブロッホの定理から確かに周期性を持っていることがわかる．

磁界の波動方程式 4.11 に式 4.17 と式 4.21 を代入すると、

$$\sum_{\mathbf{G}'} \sum_{\mathbf{G}''} \nabla \times \{ \xi(\mathbf{G}'') \exp(i\mathbf{G}'' \cdot \mathbf{r}) \nabla \times \mathbf{h}_k(\mathbf{G}') \exp [i(\mathbf{k} + \mathbf{G}') \cdot \mathbf{r}] \} = \sum_{\mathbf{G}} \left(\frac{\omega_k}{c} \right)^2 \mathbf{h}_k(\mathbf{G}) \exp [i(\mathbf{k} + \mathbf{G}') \cdot \mathbf{r}] \tag{4.23}$$

$$\sum_{\mathbf{G}'} \sum_{\mathbf{G}''} \nabla \times \{ \xi(\mathbf{G}'') i(\mathbf{k} + \mathbf{G}') \times \mathbf{h}_k(\mathbf{G}') \exp [i(\mathbf{k} + \mathbf{G}' + \mathbf{G}'') \cdot \mathbf{r}] \} = \sum_{\mathbf{G}} \left(\frac{\omega_k}{c} \right)^2 \mathbf{h}_k(\mathbf{G}) \exp [i(\mathbf{k} + \mathbf{G}') \cdot \mathbf{r}] \tag{4.24}$$

となる．式 4.24 において、 $\mathbf{k} + \mathbf{G}'$ (左辺 \mathbf{H} の成分) は入射波、 \mathbf{G}'' (比誘電率の逆数由来の成分) は周期性で生じた逆格子ベクトル、右辺の $\mathbf{k} + \mathbf{G}$ は回折波の成分である．式 4.24 が安定して成立するためには両辺の位相がそろっている必要がある．つまり \exp の成分が一致して

$$\mathbf{G}'' = \mathbf{G} - \mathbf{G}' \tag{4.25}$$

を満たしている必要がある．これを模式的なイメージ図にすると図 4.1 のようになる．式 4.25 を式 4.24 に代入して整

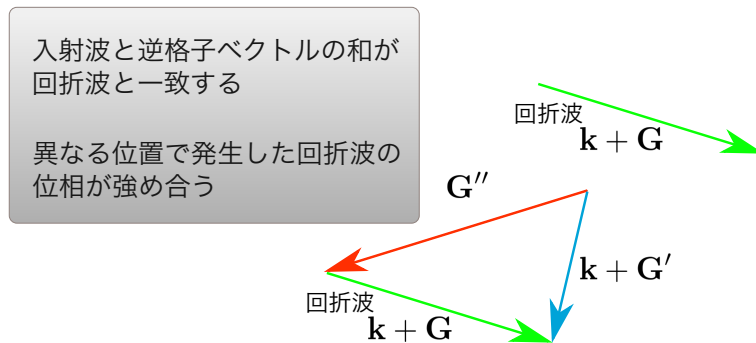


図 4.1 回折波が強め合う条件を表す模式図

理していく．

$$\sum_{\mathbf{G}'} \nabla \times \{ \xi(\mathbf{G} - \mathbf{G}') i(\mathbf{k} + \mathbf{G}') \times \mathbf{h}_k(\mathbf{G}') \exp [i(\mathbf{k} + \mathbf{G} \cdot \mathbf{r})] \} = \left(\frac{\omega_k}{c} \right)^2 \mathbf{h}_k(\mathbf{G}) \exp [i(\mathbf{k} + \mathbf{G} \cdot \mathbf{r})] \quad (4.26)$$

$$- \sum_{\mathbf{G}'} \xi(\mathbf{G} - \mathbf{G}') (\mathbf{k} + \mathbf{G}) \times [(\mathbf{k} + \mathbf{G}') \times \mathbf{h}_k(\mathbf{G}')] \exp [i(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot \mathbf{r}] = \left(\frac{\omega_k}{c} \right)^2 \mathbf{h}_k(\mathbf{G}) \exp [i(\mathbf{k} + \mathbf{G} \cdot \mathbf{r})] \quad (4.27)$$

$$- \sum_{\mathbf{G}'} \xi(\mathbf{G} - \mathbf{G}') (\mathbf{k} + \mathbf{G}) \times [(\mathbf{k} + \mathbf{G}') \times \mathbf{h}_k(\mathbf{G}')] = \left(\frac{\omega_k^2}{c} \mathbf{h}_k \mathbf{G} \right) \quad (4.28)$$

式 4.28 が固有値方程式であり， ω_k が固有角周波数である．これを解くことによって展開係数 \mathbf{h}_k を求める．式 4.13 を利用すれば電界分布も求められる．数値解析においては \mathbf{k} を分割してとり，各 \mathbf{k} に対して固有角周波数をもとめてバンド図を作成する．

4.3 有限要素法

概要

有限要素法 (Finite Element Method: FEM) は、解析する構造、領域を微小な要素 (メッシュ) に分割し、その要素の間で成立する関係から得られた結果を足し合わせて全体の問題に帰着させる手法である。もともとは大きな構造物に対する構造力学に用いられてきた。現在では計算機の進歩によって電磁界の解析を行うこともできるようになった [42][43][44]。

光ファイバ内の伝搬する様子を解析する際はビーム伝搬法 (Beam Propagation Method: BPM) がよく用いられているが、BPM は屈折率コントラストの高い構造のモード解析を行うことができない。そこで本研究では PBF のモード解析には任意の屈折率分布を持った断面へ適用可能な FEM を利用している。

波動方程式と汎関数

FEM は解析する領域を微小要素に分割した後に各要素で成り立つ関係式を解くことになるが、その際変分原理をもとに汎関数の問題へ帰着させる。

導波路構造が z 方向一様 $n(x, y)$ であるとする。 z 方向に伝搬する電磁界の分布を

$$\exp [i(\omega t - \beta z)] \phi(x, y) \quad (4.29)$$

とおく。波動関数 $\phi(x, y)$ は次のスカラー波動方程式

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + [n^2(x, y) - n_{\text{eff}}^2] k_0^2 \phi = 0 \quad (4.30)$$

を満たす。ただし n_{eff} は等価屈折率、 k_0 は真空中の波数である。式 4.29 に変分原理を適用すると、汎関数

$$I = \frac{1}{2} \left\{ \int \int_{\Omega} \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 - (n^2 - n_{\text{eff}}^2) k_0^2 \phi^2 \right] dx dy \right\} - \int_{\Gamma} \phi \frac{\partial \phi}{\partial n_n} d\Gamma \quad (4.31)$$

が導かれる。 Γ は解析領域 Ω の境界、 n_n は境界に対して外向きの法線方向を表す。これで波動方程式を式 4.31 の停留値 $\delta I = 0$ を求める変分問題に帰着することができた。

解析領域を多くの m 個からなる要素の集合体に分割する。各要素について汎関数 I_m を求め、解析領域全体の汎関数 I_m を求めて足し合わせる。

$$I = \sum_m I_m \quad (4.32)$$

各要素の汎関数 I_m は波動関数に ϕ を各要素において分割した波動関数 ϕ_m の和によって得られる。

次に要素内の波動関数の設定法として、1 次三角系要素を用いる方法を説明する。本研究では 1 次三角形要素を用いているが、各要素への分割方法にはいくつか方法が存在し、四角形や三角形、曲線からなる 3 節点の形状などが存在する [45][42][43][44]。

三角形の頂点は節点と呼ばれ、要素 m における各節点の座標を $(x_{mj})(j = 1, 2, 3)$ という具合に表す。要素 m 内の任意の点 $p(x, y)$ における波動関数 $\phi_m(x, y)$ を節点での値を

$$\phi_m(x, y) = \sum_{j=1}^3 N_{mj} \phi_{mj} = t \{N_m\} \{\phi_m\} \quad (4.33)$$

のように表すことにする。ここでの ϕ_{mj} は各節点での値、 N_{mj} は形状関数を表す。

形状関数 N_{mj} を x, y に関する 1 次関数で近似する。つまり、

$$\begin{pmatrix} N_{m1} \\ N_{m2} \\ N_{m3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{m1} & b_{m1} & c_{m1} \\ a_{m2} & b_{m2} & c_{m2} \\ a_{m3} & b_{m3} & c_{m3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ 1 \end{pmatrix} \quad (4.34)$$

ここでの a_{mj}, b_{mj}, c_{mj} は,

$$\begin{pmatrix} x_{m1} & y_{m1} & 1 \\ x_{m2} & y_{m2} & 1 \\ x_{m3} & y_{m3} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{m1} & a_{m2} & a_{m3} \\ b_{m1} & b_{m2} & b_{m3} \\ c_{m1} & c_{m2} & c_{m3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.35)$$

のように定義される．この行列の意味を考えると，点 $p(x, y)$ が節点上にあるときに値が 1 となり，それ以外の位置では 0 となる．メッシュの各要素に対して図 4.2 のように節点へ値と形状関数を振る．式 4.35 についてだが，左の行列

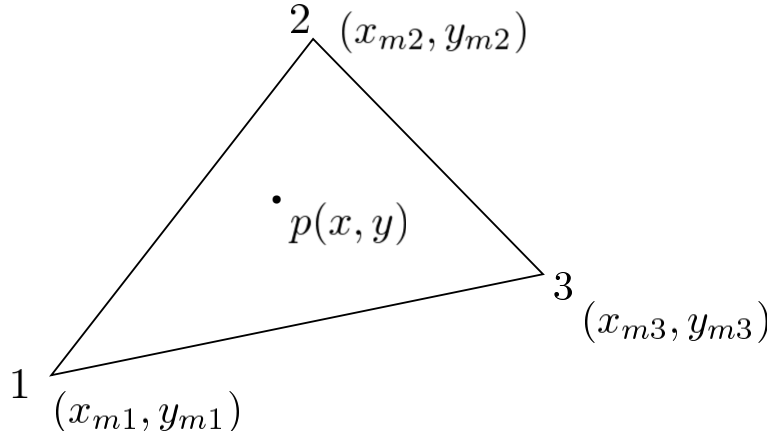


図 4.2 FEM のメッシュの 1 要素

から順に $[X_m], [A_m], [E]$ と表すと，両辺の転置行列をとると ${}^t[X_m]{}^t[A_m] = [E]$ と書ける．これにより式 4.34 に左から ${}^t[X_m]$ を掛けてやれば，

$${}^t[X_m] \begin{pmatrix} N_{m1} \\ N_{m2} \\ N_{m3} \end{pmatrix} = {}^t[X_m]{}^t[A_m] \begin{pmatrix} x \\ y \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ 1 \end{pmatrix} \quad (4.36)$$

$$\begin{pmatrix} x_{m1} & x_{m2} & x_{m3} \\ y_{m1} & y_{m2} & y_{m3} \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_{m1} \\ N_{m2} \\ N_{m3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ 1 \end{pmatrix} \quad (4.37)$$

となる．式 4.37 により節点座標から形状関数は求められる．形状関数が求まれば要素内任意の点における波動関数を求めることができる．

なお，ここでは基本の方程式にスカラー波動方程式を用いているが，これをフルベクトルにしてやればフルベクトルの解析を行うことができる．後に述べる種々の解析結果はフルベクトルで行っている．

有限要素法における固有値方程式

次に各要素における固有値方程式を考える．要素 m 内の波動関数 $\phi_{m,x,y}$ を汎関数 I_m に代入すると，

$$I = \frac{1}{2} \sum_m \{ \phi_m \} ([K_m] - \lambda [M_m]) \{ \phi_m \} \quad (4.38)$$

$$[K_m] = \int \int_m \left(\frac{\partial \{ N_m \}}{\partial x} \frac{\partial \{ N_m \}}{\partial x} + \frac{\partial \{ N_m \}}{\partial y} \frac{\partial \{ N_m \}}{\partial y} \right) dx dy \quad (4.39)$$

$$[M_m] = \int \int_m \{ N_m \} {}^t \{ N_m \} dx dy \quad (4.40)$$

$$\lambda = [n^2(x, y) - n_{\text{eff}}^2] k_0^2 \quad (4.41)$$

であらわされる．要素を加算して系全体を表す値の時， m を取り除くことにする．変分操作 $\partial I / \partial \{ \phi \} = 0$ を掛けて，

$$[K] \{ \phi \} - \lambda [M] \{ \phi \} = \{ 0 \} \quad (4.42)$$

と書ける．式 4.42 は固有値方程式であることがわかる．これを解くことによって等価屈折率 n_{eff} が求められる．

4.4 PBF の解析

4.4.1 はじめに

この節では PBF カプラの解析を行う前段階として、まず PBF そのものの解析について記述する。PBF の解析には大きく分けてクラッドで生じるバンドギャップの解析とコアにおける導波モードの解析がある。

4.4.2 クラッドの格子間隔を決める

PBF を作成するにはまずバンドギャップする波長領域を見積もる必要があり、クラッドの特性を計算することになる。PBF のクラッドは周期構造をもっており、平面波展開法を用いて解析するのが一般的である。

まずは基本的なフォトニック結晶の構造として図 4.3 のような円柱を並べた構造のバンドギャップについて考える。フォトニック結晶の格子間隔を Λ 、空孔の直径を d とする。この項では格子間隔に対する空孔の直径 d/Λ を 0.9 とし、構造を定義する。

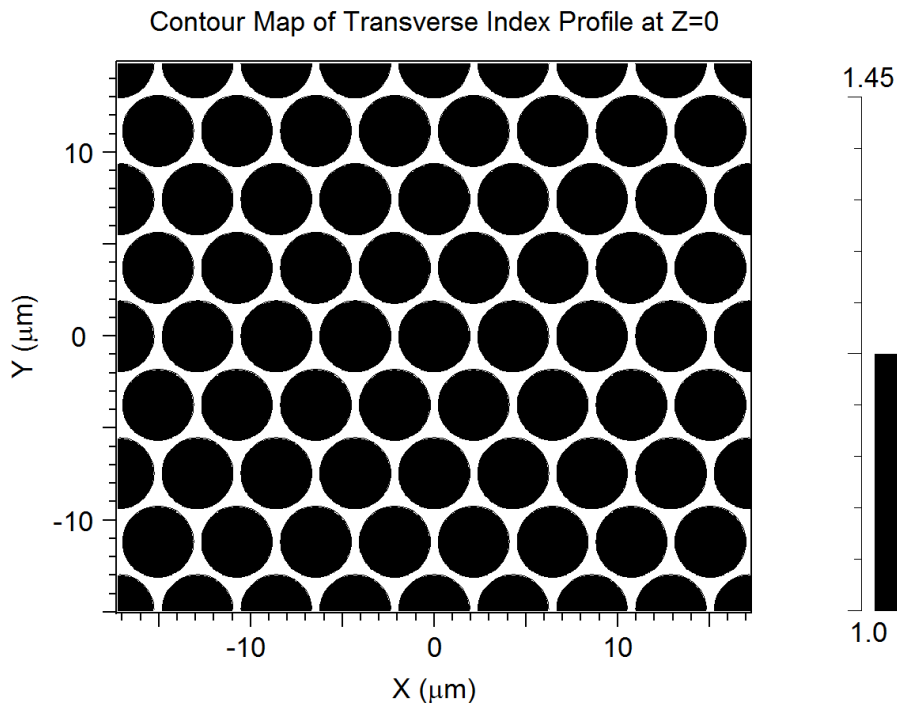


図 4.3 円柱から構成されるクラッドの断面図 ($d/\Lambda = 0.9$)

この構造を計算した結果が図 4.4 である。図からわかるように、任意の固有角周波数に対して、その固有角周波数をもつ波数 k が存在する。これはつまりバンドギャップが発生していないことを示している。

というのもこの計算においては波数ベクトルが平面内の方向を向いている場合のみを考慮しているからであり、つまりこれはフォトニック結晶に対して垂直に光が入射したときの計算を行っているということである。この条件でフォトニック結晶がバンドギャップするには屈折率コントラストが 2.66 以上必要である [46]。

しかし実際の PBF ではガラスと空気（屈折率コントラスト 1.45）でも、光が垂直に入射しないという条件のもとではバンドギャップを生じる。光が結晶に対して角度をもって入射しているという状態を表現するには、計算時に入力する波数 k に対して伝搬方向である z 方向にオフセット k_z をつけてやればよい。オフセットをつけるイメージ図を図 4.5 に示す。

するとある程度オフセットをつけたとき図 4.6 のようにバンドギャップが生じることが分かる。

オフセットとしてついて k_z は、PBF における伝搬定数 β を意味している。つまり k_z について解析していくと伝搬

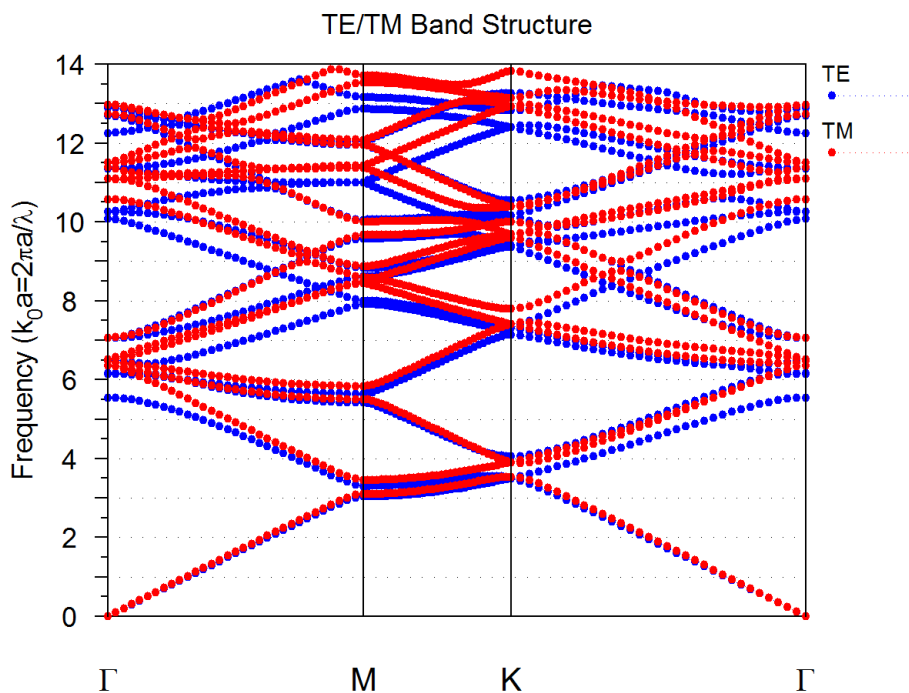


図 4.4 $\Lambda/a = 0.9$ におけるバンド図

定数に対するバンドギャップの分布を求めることができる．図 4.7 が伝搬定数 k_z について計算したバンドギャップ領域を格子間隔 Λ について規格化したものである．

この結果を等価屈折率について直す．等価屈折率は $n_{\text{eff}} = \beta/\omega$ で求められる．軸を取り直すと図 4.8 が得られる．

PBF として光を閉じ込めるためには，等価屈折率が空気を伝搬するときに対応する値である必要がある．すなわち等価屈折率 $n_{\text{eff}} = 1$ 程度の値を取れば良いということである．するとこの図では β/Λ が 9.19 から 9.58 程度のとき光が PBF の中空部分を導波する可能性を持っていると分かる．

次に軸を波長で取り直すことを考える．これは固有角周波数 ω に相当し， $\lambda = 2\pi/\omega$ なので軸を取り直すと図 4.9 のようになる．この結果からバンドギャップの中央を見積もると， $\lambda/\Lambda =$ 程度であることがわかる．図に示すと図 4.10 のようになる．つまりバンドギャップの中央が $1.55\mu\text{m}$ に発生するようにするには $\Lambda = 2.3\mu\text{m}$ 付近であればよいということがわかる．

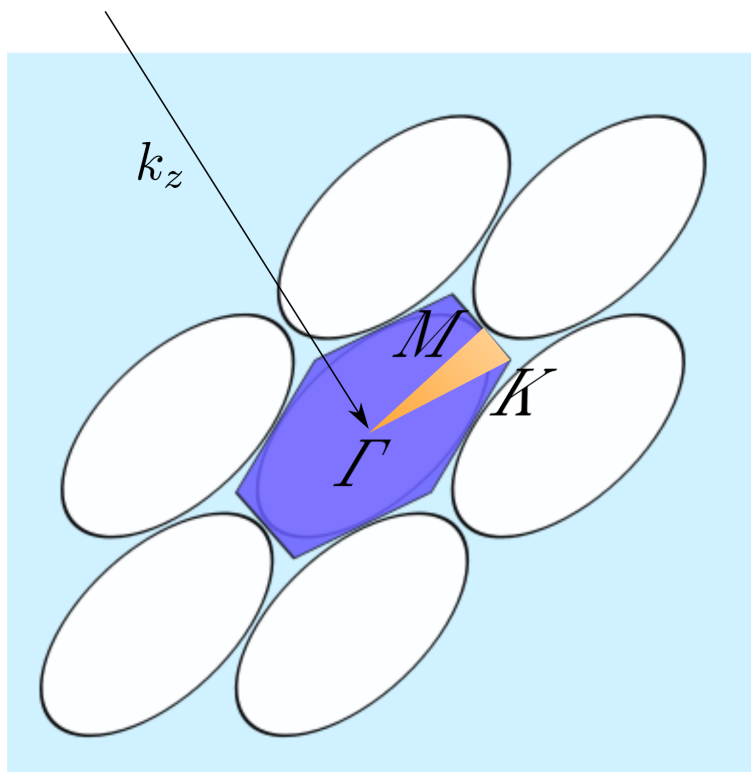


図 4.5 波数ベクトルにオフセットをつけるイメージ図

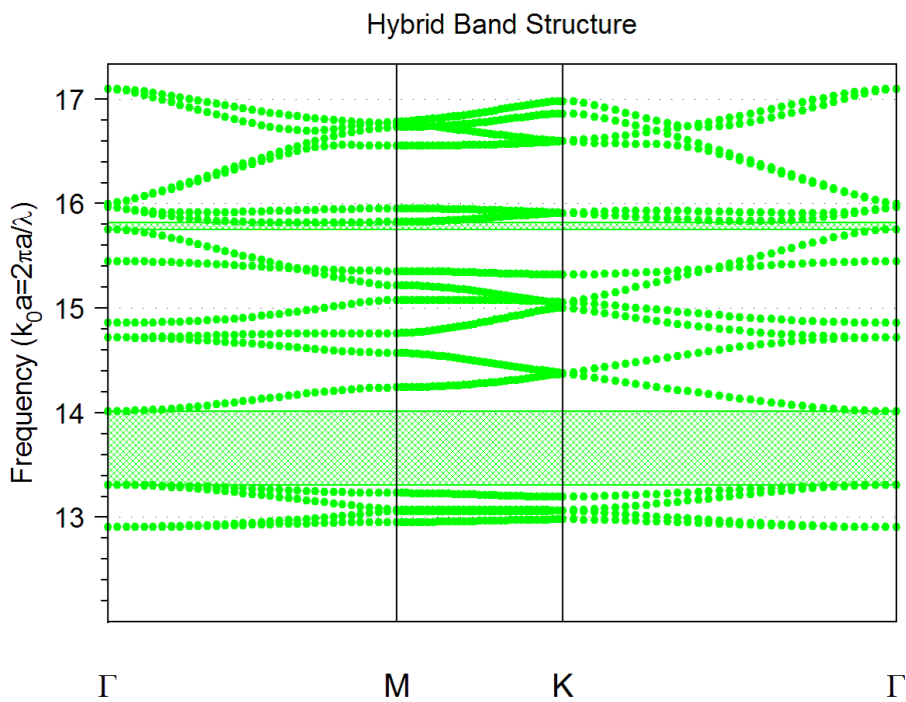


図 4.6 $\Lambda / a = 0.9, \beta \Lambda = 16$ におけるバンド図

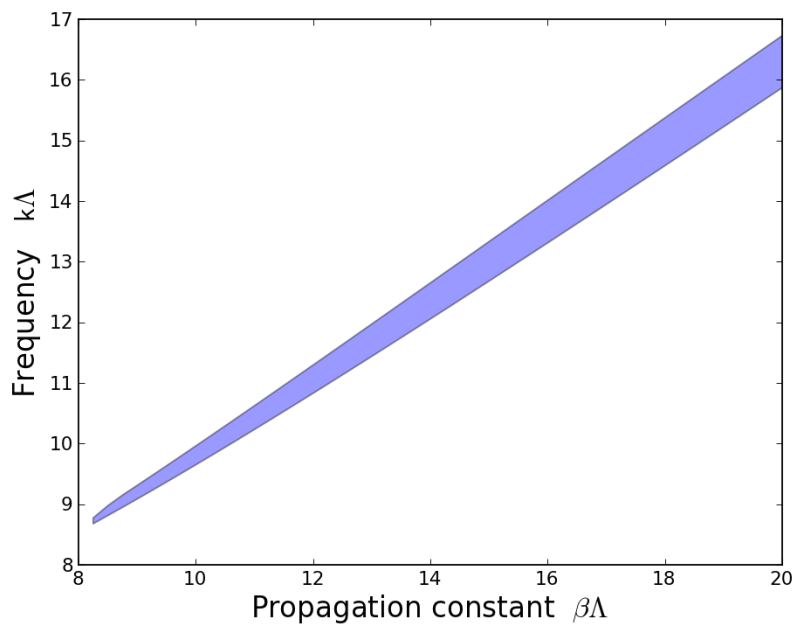


図 4.7 $d/\Lambda = 0.9$ における周波数-伝搬定数によるバンドギャップ

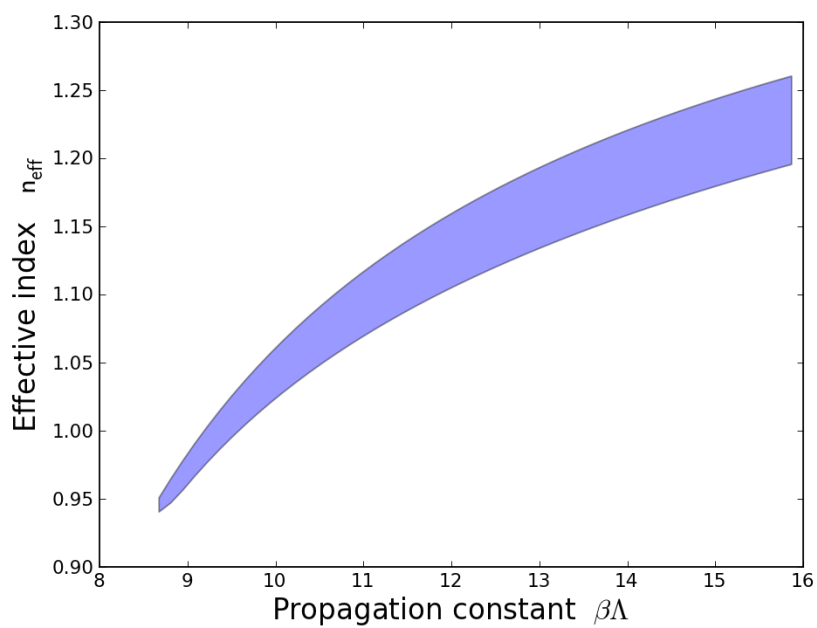


図 4.8 $d/\Lambda = 0.9$ における等価屈折率-伝搬定数のバンドギャップ

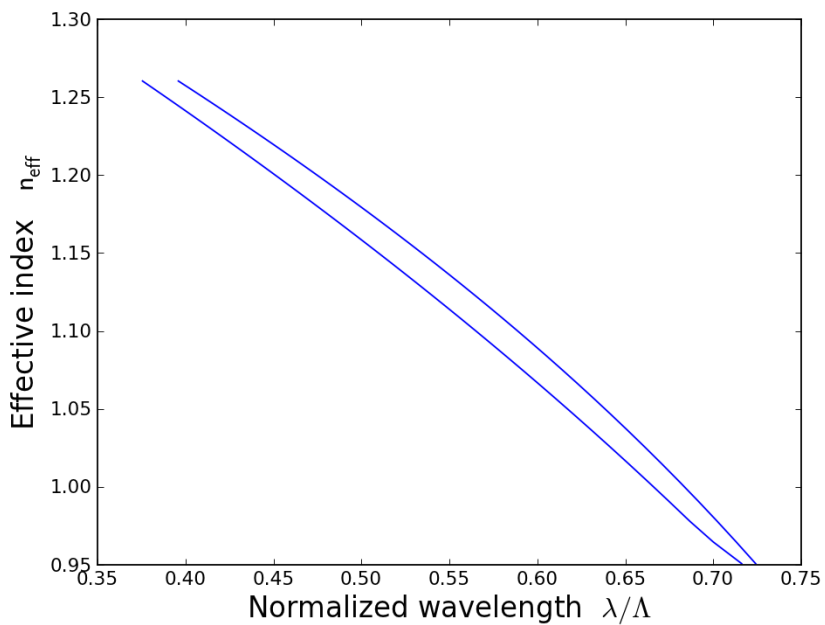


図 4.9 $d/\Lambda = 0.9$ における等価屈折率-波長に対するバンドギャップ

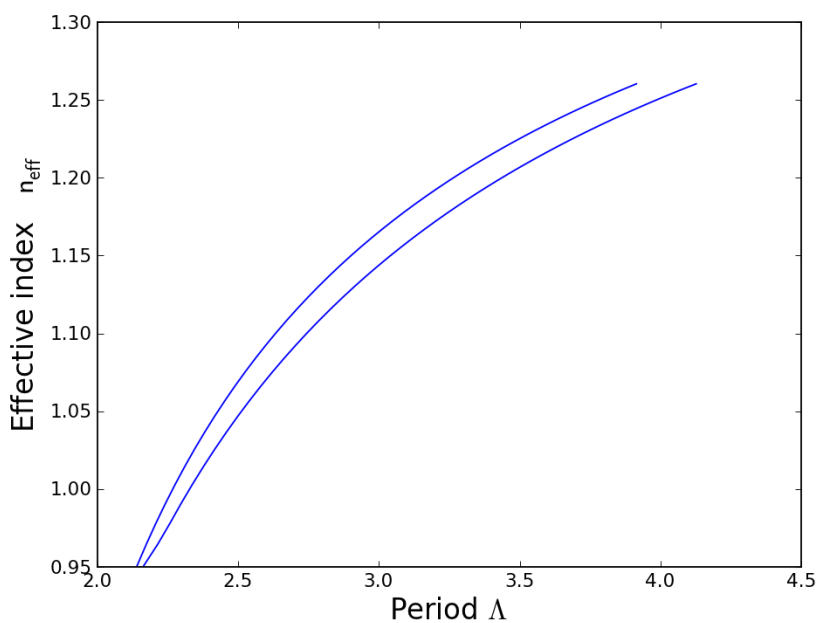


図 4.10 $d/\Lambda = 0.8$ における等価屈折率-バンドギャップの中央が波長 $1.55\mu\text{m}$ となる周期 Λ に対するバンドギャップ

4.4.3 クラッドの構造によるバンドギャップ領域の変化

バンドギャップの発生する領域はクラッドの構造によって変化する．前項の手順を用いていくつかの異なるバンドギャップ構造を解析する．

空孔率によるバンドギャップの変化

空孔率を変化させた時のバンドギャップの様子を図 4.11 に示す．

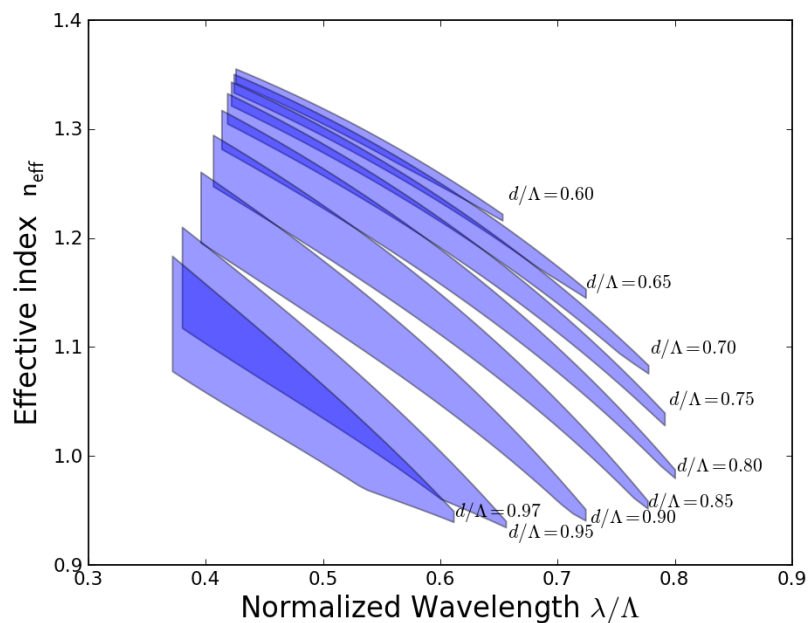


図 4.11 空孔率に対するバンドギャップ領域の変化

図 4.11 から，円柱から構成されるフォトニック結晶構造においてはバンドギャップは空孔率が高い方が広くなると考えられる．なお，空孔率が 0.8 より小さいとき $n_{\text{eff}} = 1$ におけるバンドギャップは確認することができなかった．

六角形の空孔におけるバンドギャップ

前項までは空孔を円として構造を定義したが、この項では六角形を元にした構造で解析を行う。というのも、実際のバンドギャップファイバの断面構造は円柱が並んだ構造にはならず、六角柱型の空孔の角が曲線になったような構造になっているためである。

図 4.12 に六角柱で構成したクラッド構造におけるバンドギャップ領域のグラフを示す。

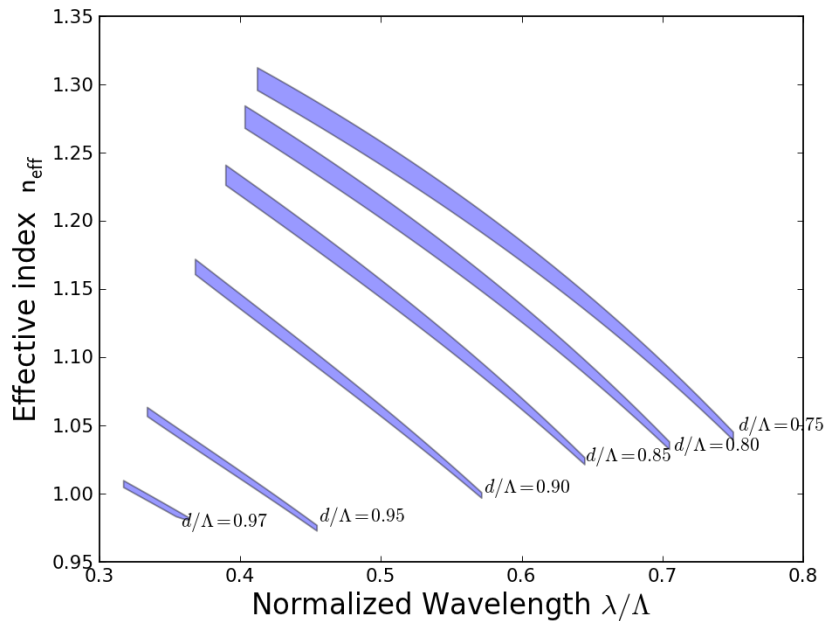


図 4.12 六角形構造におけるバンドギャップの変化

円柱を組み合わせた構造のバンドギャップ構造と比べるとバンドギャップ領域の生じる波長はほとんど変化していないことが分かる。これはつまりバンドギャップ領域を所望の波長を導波させるのには格子間隔と空孔率に注目すれば十分であることを示している。

一方でバンドギャップ領域は円柱を組み合わせて場合と比べて波長に対して狭くなっていることがわかる。この検証として次の項で構造を徐々に変化させて計算を行う。

六角形の角を曲線にした空孔によるクラッド構造の解析

次に、六角形の角を曲線にした構造のクラッドのバンドギャップ構造を計算する．構造の定義するパラメータに角の曲率として D_c をもうける．図示すると図 4.13 のようになる．

$D_c = 0$ のとき、構造は前項の六角形の空孔を組み合わせた構造になり、 $D_c = 1$ のとき円柱を組み合わせた構造と同等になる．

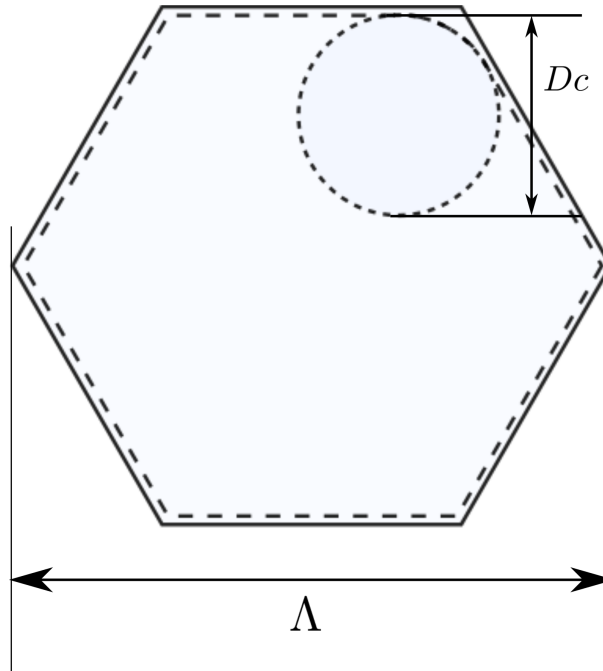


図 4.13 曲線を伴った空孔のイメージ図

これを解析した結果を図 4.14 に示す．

この結果から D_c が大きくなるにつれてバンドギャップエリアが長波長側へシフトし、その幅も大きくなっていることが分かる． D_c が大きいほど空孔率は高くなっているので、構造を円柱と指定した場合の空孔率に対するバンドギャップの変化とは一致しないことがわかる．

D_c の大小によって変化する構造は空孔の曲率であるが、これは言い換えると 3 つの空孔に囲まれたガラス領域のサイズを表している．つまり、バンドギャップ領域の拡大に寄与するのは 3 つの空孔に囲まれたガラス領域のサイズと 2 つの空孔に挟まれたガラス領域のサイズで、前者を大きく後者を薄くした構造であるほどより大きなバンドギャップ領域を獲得することができると分かった．

クラッド構造解析結果のまとめ

ここまでのクラッド構造解析の結果をまとめる．解析に平面波展開法を用いた．これは波数 k に対して生じるモードを計算する．このモードが生じない条件を示す領域がバンドギャップ領域となる．ガラスと空気の間で生じる屈折率差では平面方向の k に対してバンドギャップが生じることはない．しかしファイバのように紙面に垂直な波数 k_z のオフセットを付けることによってバンドギャップが生じる．この k_z は光の伝搬定数を意味する．

伝搬定数をもとにバンドギャップエリアを解析し、その結果から波長と等価屈折率におけるバンドギャップエリアを算出することができる．空気を伝搬する光の透過屈折率は 1 程度なので、 $n_{\text{eff}} = 1$ となる波長領域が PBF の波長帯域となる候補である．

クラッドの構造を変化させるとバンドギャップが変化するが、 d/Λ を大きくするほどバンドギャップ領域は大きくなる．しかし 3 つの空孔に囲まれたガラス領域に寄与する D_c を小さくすることで空孔率を上げた場合、バンドギャップ

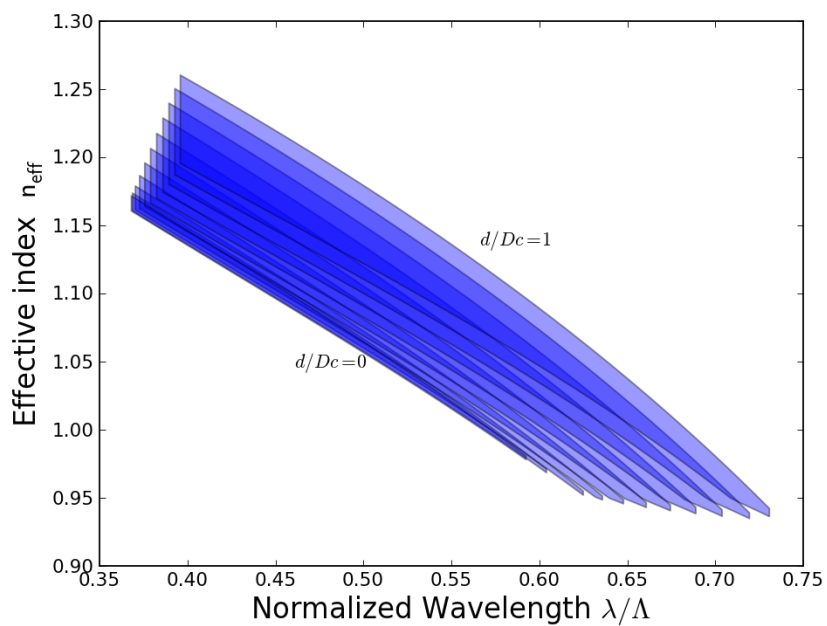


図 4.14 $d/\Lambda = 0.90$ におけるバンドギャップの変化

領域はかえって小さくなる．つまりバンドギャップ領域を大きく取るには格子間隔に対する壁の厚さを小さく，空孔 3 つに囲まれた領域はできるかぎり大きく取ることが重要であると言える．

4.5 PBF の伝搬特性

この節では PBF の中空コアを伝搬状態を解析する．解析には平面波展開法も用いることができるが，収束性が悪く計算コストが大きい．ためここでは有限要素法が一般的に用いられている．計算コストが大きくなる原因として，平面波展開法が構造の周期性を利用して計算コストの節減を行っているという点が挙げられる．というのも PBF のコアを含めた構造の解析を行う場合，構造の周期性がコアの部分では崩れているため，クラッドの解析と比べて大きな領域を扱う必要がある．また，構造に周期性を仮定することになるのでコアの周辺に十分大きなクラッドの領域をもうける必要がある．これを小さい領域で定義すると，周期性で折り返した先の領域にあるコア同士が結合し，望ましい条件のもと計算を行うことができなくなってしまう．

4.5.1 導波の確認

まず PBF が光を導波していることを確認する計算を行った．計算に用いたファイバの断面構造を図 4.15 に示す．空孔率は面積ベースで 0.7，つまり $\Lambda/d = 0.879$ 程度，格子間隔は $\Lambda = 2.24\mu\text{m}$ とした．用いる波長は λ は 1.45 から 1.65 まで振った．

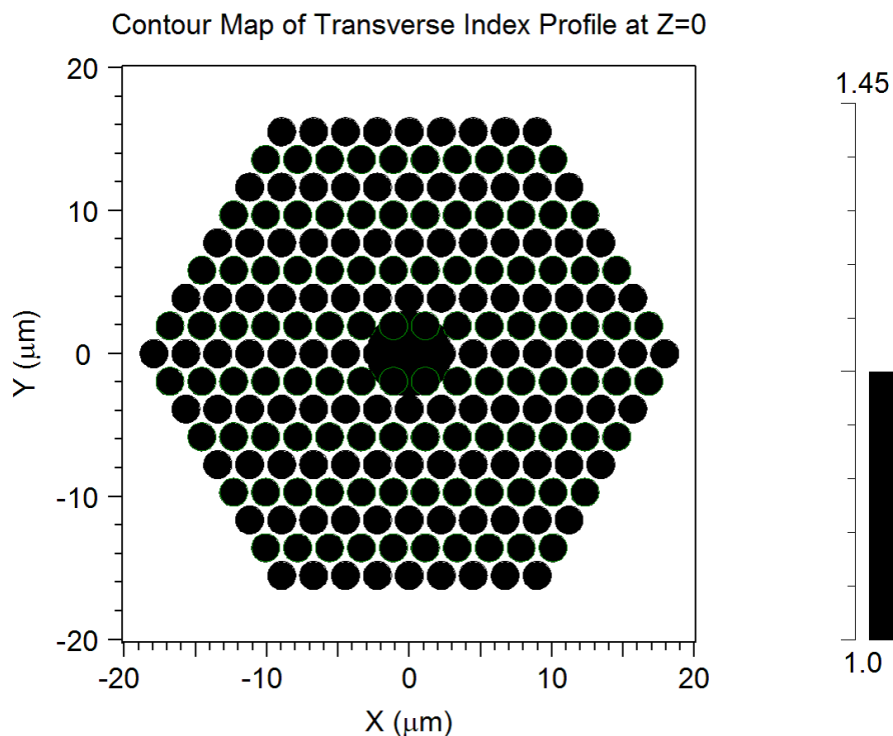


図 4.15 計算に用いた PBF の断面構造

メッシュの分割

これを有限要素法で計算するために，メッシュに分割する．分割サイズを $0.1\mu\text{m}$ で行うと図 4.16 のように分割できる．

モードフィールドパターン

メッシュに分割して計算を行うと，モードごとに等価屈折率とモードフィールドパターンを得ることができる．

図 4.17 と図 4.18 に $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ で得られたモードフィールドパターンを示す．本論文では図 4.17 のように電界成分が X 方向を向いているフィールドパターンを X 偏波モード，図 4.18 のように電界成分が Y 方向を向いている

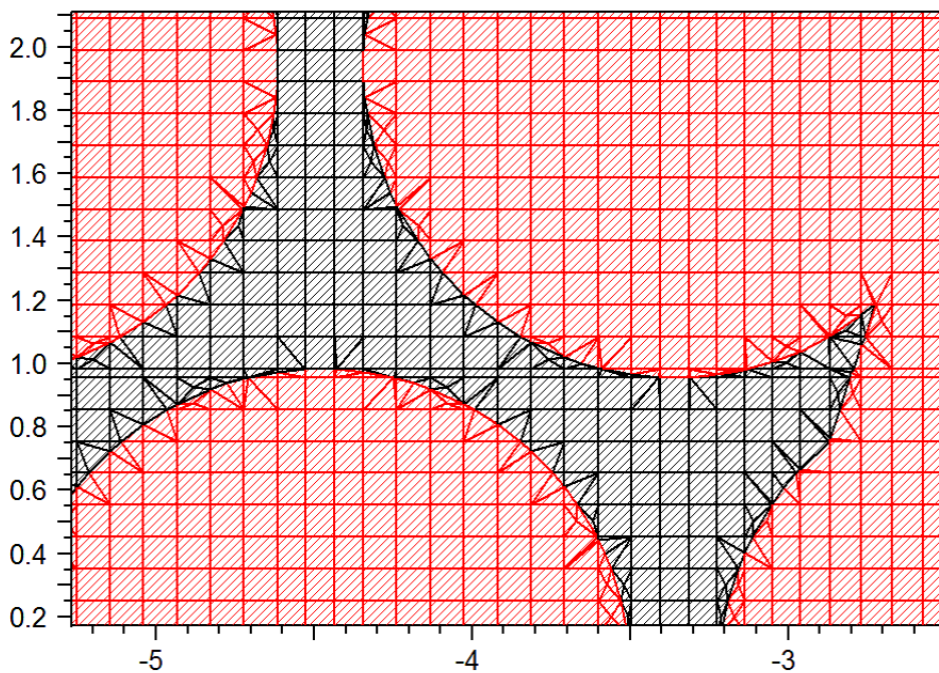


図 4.16 メッシュに分割した PBF 断面の拡大図

フィールドパターンを Y 偏波モードと呼ぶことにする .

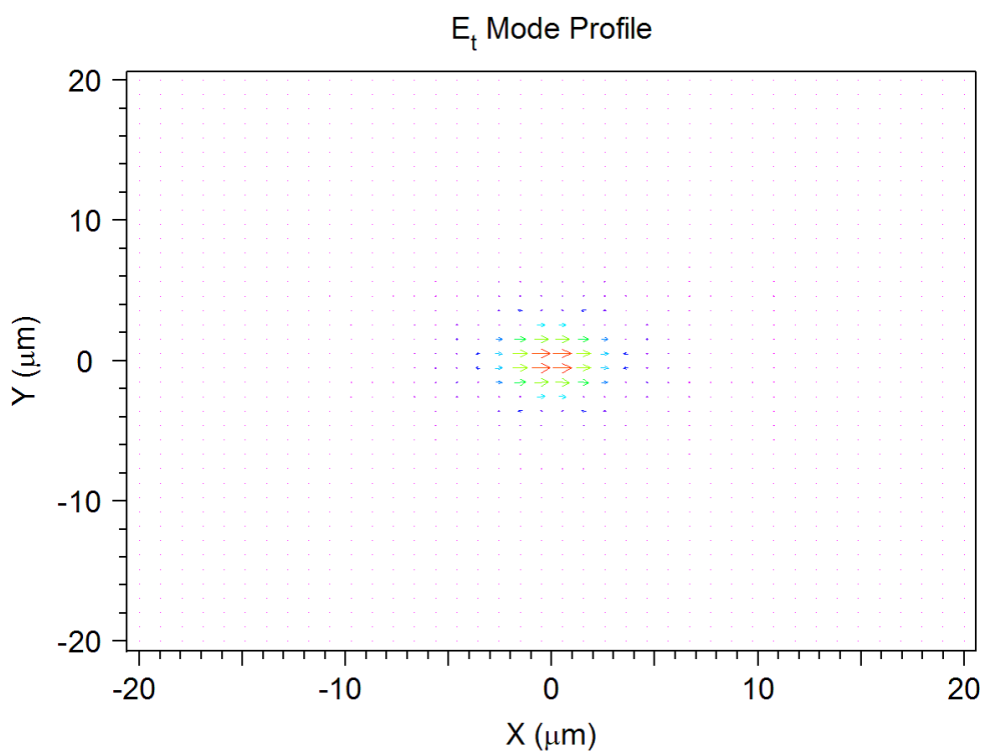


図 4.17 $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ における X 偏波モード

この結果から、確かに $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ において PBF がコア内に光を閉じ込められていることが確認できた .

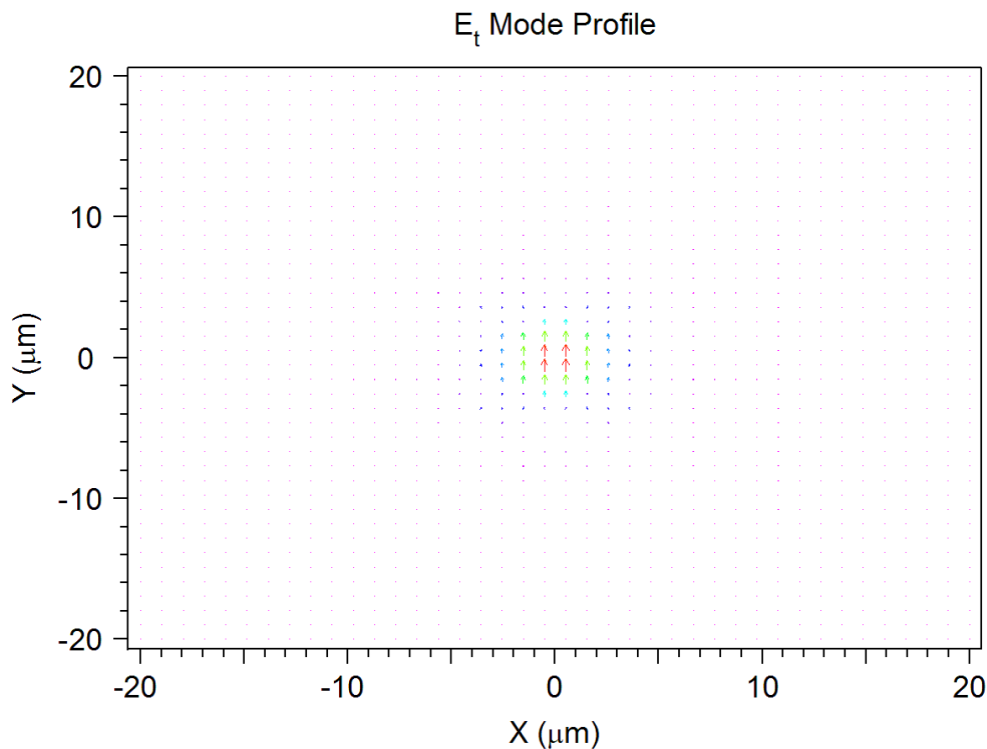


図 4.18 $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ における Y 偏波モード

等価屈折率差から誤差を概算する

本研究で用いている PBF の構造は原理上、偏波依存性が発生しないものとなっている。というのも、PBF およびガラスコアのフォトニック結晶ファイバにおいては 3 回以上の回転対称性を持つコアに関しては偏波依存性が発生しないからである [47]。時計回り・反時計回りに 60° 回転させたとしても全く同じ構造である。つまり 6 回の回転対称性を持っていると言える。

そこで、検出された X 偏波と Y 偏波の等価屈折率の差をとり、計算時に発生している誤差がどの程度であるかを見積もることとする。

図 4.19 が波長を変化させた時の、X 偏波・Y 偏波の等価屈折率間に生じる差である。

この結果から、本研究で用いている計算方法では 10^{-6} 程度の誤差が少なくとも存在していると言える。これを結合長に換算すると、結合長は等価屈折率差の -1 乗に比例し、おおよそ数 m のオーダーまで計算可能であると推測できる。光カプラとして用いる場合、結合長は数 mm からせいぜい数 cm までで十分であるため、この計算精度はカプラの実現性を検討するには十分なものであると言える。

4.5.2 波長に対する閉じ込め損失の変化

閉じ込め損失の計算

各モードで求められる等価屈折率は複素数で与えられる。等価屈折率の実数部分がモード中の光の位相速度を決定し、虚数部分が閉じ込め損失に相当する。

等価屈折率 n_{eff} が

$$n_{\text{eff}} = n_{re} + i n_{img} \quad (4.43)$$

と表されるとする。内部を z 方向に伝搬する光の振幅が

$$E(z) = E_0 \exp(-i\gamma z) \quad (4.44)$$

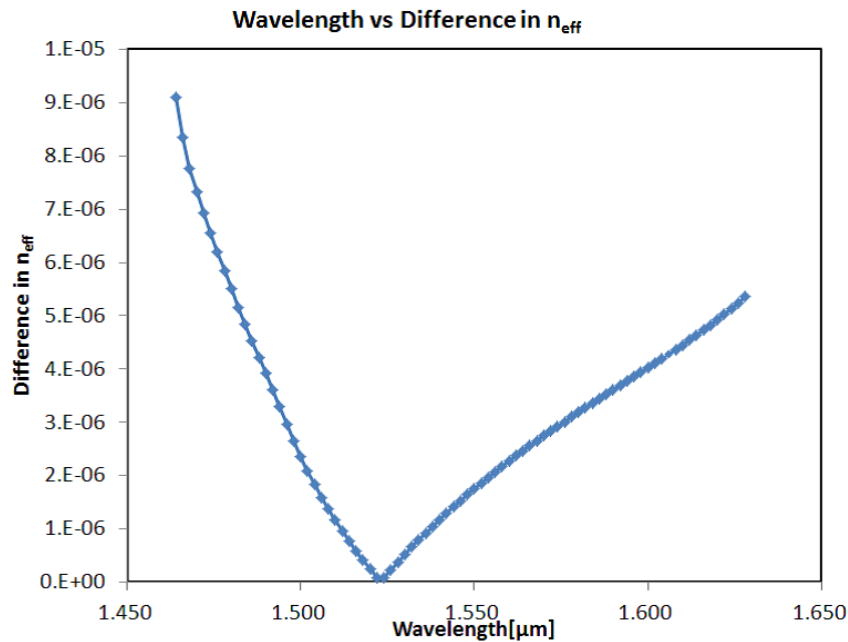


図 4.19 波長による X・Y 偏波間の等価屈折率差

のように表されるとすると，

$$n_{img} = \frac{\gamma\lambda}{4\pi} \quad (4.45)$$

$$\gamma = \frac{4\pi n_{img}}{\lambda} \quad (4.46)$$

が成り立つ． γ は光の減衰を表す定数で， λ は波長である．ここで光パワーの減衰率 L を γ で表すと，

$$L = 10 \log_{10} \exp(2\gamma) \quad (4.47)$$

$$= 10 \frac{2\gamma}{\ln 10} \quad (4.48)$$

のようになる．仮に光パワーのロスがすべて閉じ込め損失によるとすると，式 4.46 を代入して

$$L = \frac{4\pi \cdot 20}{\ln 10 \lambda} \gamma \quad (4.49)$$

が成り立つことがわかる．これをもとに波長ごとの閉じ込め損失を計算すると，図 4.20 のようなグラフを得ることができる．

図 4.20 において，短波長側ではサイズ損失が非常に大きくなっているが，長波長側では比較的小さい損失のまま曲線が途切れている．これは短波長側では小さいロスの波長領域のうちから導波モードの確認ができなくなったためである．

参考のため短波長側，長波長側でのバンドギャップエッジにおけるモードフィールドパターンをそれぞれ図 4.21 と図 4.22 に示す．

2 つのフィールドパターンを見比べると短波長側の方が実効断面積が大きく，光の閉じ込めが弱いように見える．そのため長波長側の方がバンドギャップエッジにおける損失が大きくなったのではないかと推察される．

4.5.3 クラッドの層数に対する閉じ込め損失の変化

層数の数え方についての説明

まずクラッドの層数の数え方であるが，コアの中央を 0 としてそこからクラッドの端まで空孔を数え，それを層数とする．例えば図 4.23 においては層数が 8 となる．

この層数を順次減らした構造の損失を見積もり，PBF として利用可能な最低の層数を見積もる．

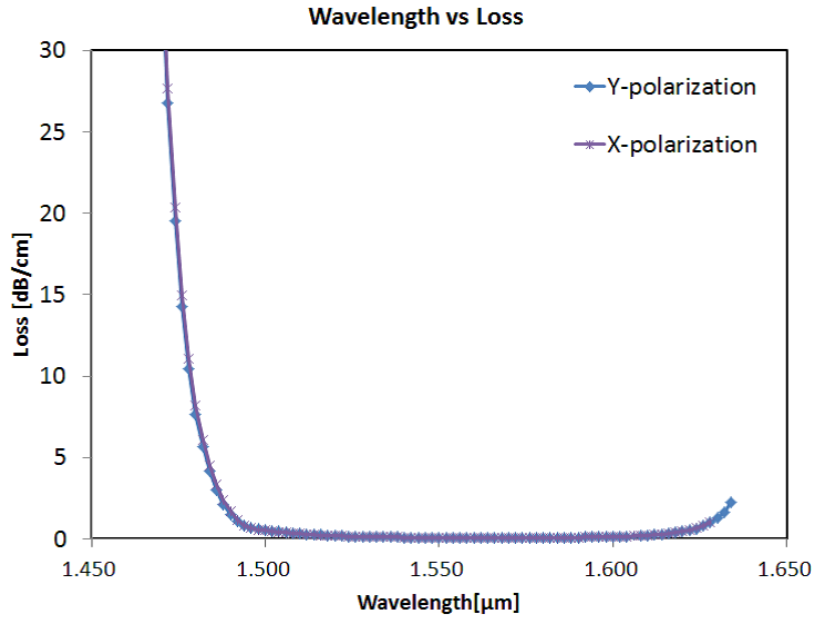


図 4.20 波長と損失の関係

損失の計算結果

計算結果として、層数に対して波長 1.55 μm における損失を図 4.24, 4.25, 4.26 に示す。

計算結果から 8 層までクラッドが存在すれば十分に光の閉じ込めを行うことができるだろうということがわかった。7 層以下ではどの波長領域においても光をコア内に閉じ込めることはできなかった。これはクラッドおよびコアの形

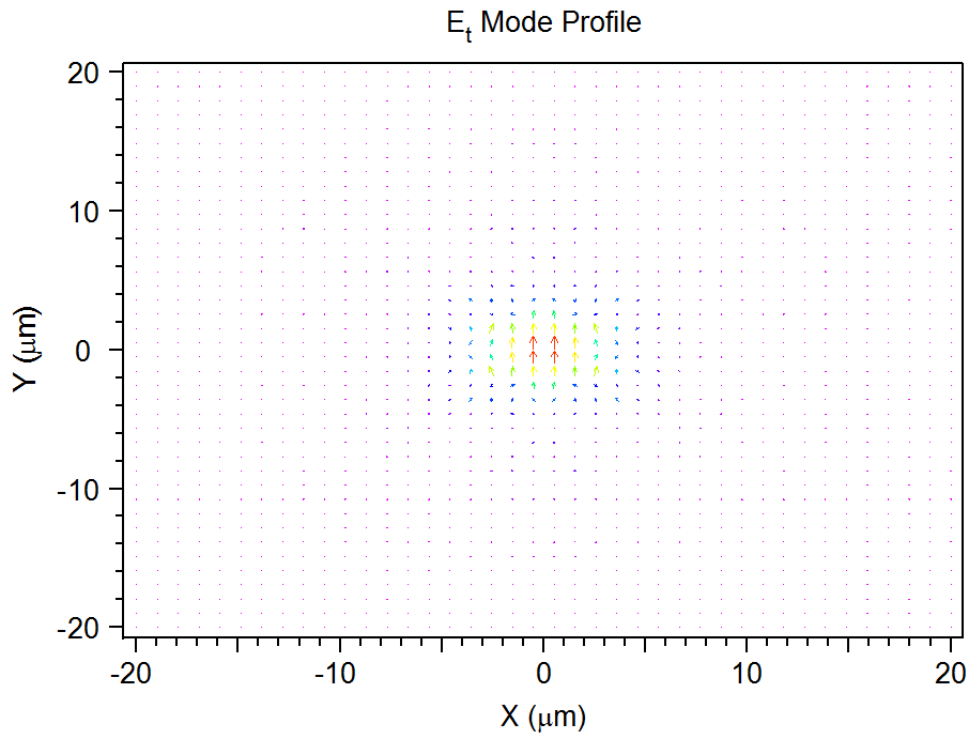


図 4.21 短波長側のバンドギャップエッジにおける導波モードのモードフィールドパターン

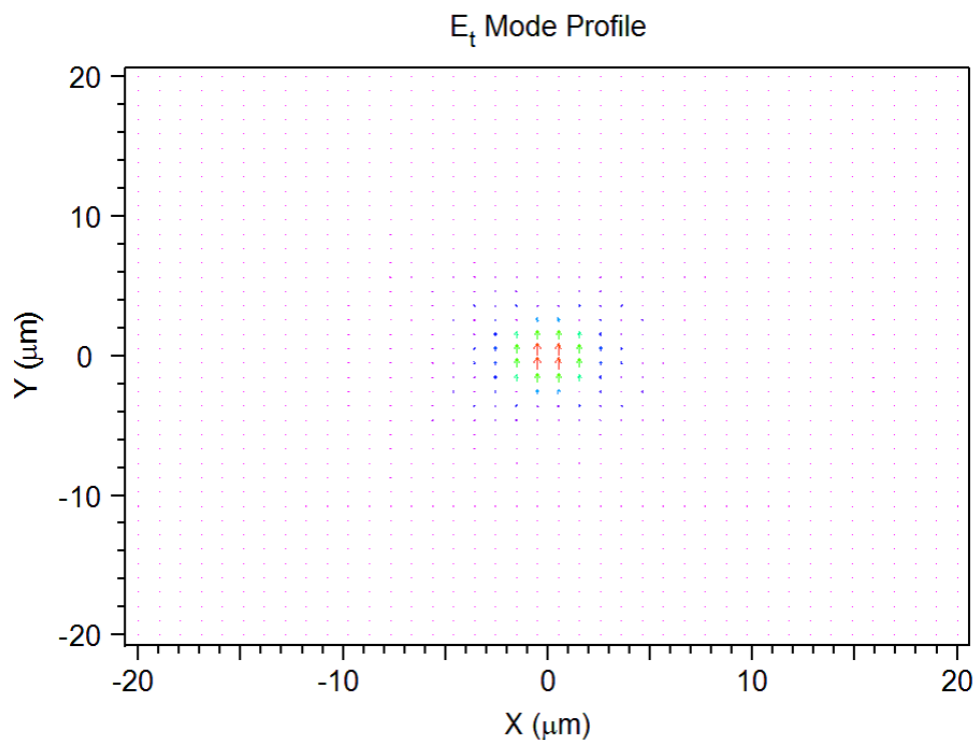


図 4.22 長波長側のバンドギャップエッジにおける導波モードのモードフィールドパターン

状によって変化する可能性があるので、層数に余裕を持たせるか定義の度に損失の見積もりを行うのが望ましいと言える。

また、層数による損失特性について、長波長側と短波長側でことなる特性が見られた。短波長側では層数が大きくなるにつれてバンドギャップ領域が大きくなっている。一方で長波長側ではバンドギャップ領域は広がらないものの損失が大きくなっている。バンドギャップ領域内の損失に関しては層数によらず十分に小さかった。実際の PBF においても閉じ込め損失ではなく表面の散乱損失が支配的であると言われている [4]。

参考までに光を導波しなかった層数 7 におけるモードフィールドパターンの一例を図 4.27 に示す。

図からわかるように、電界分布がクラッドの部分全体に広がっており、光の閉じ込めを行うことができていないことがわかる。

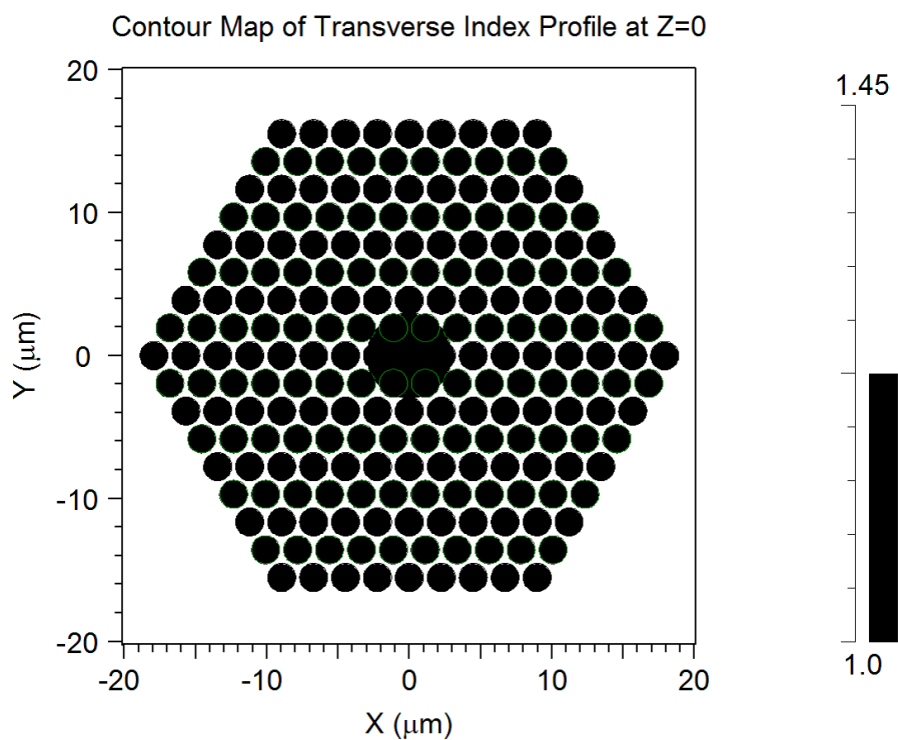


図 4.23 バンドギャップファイバの断面図 (層数 8)

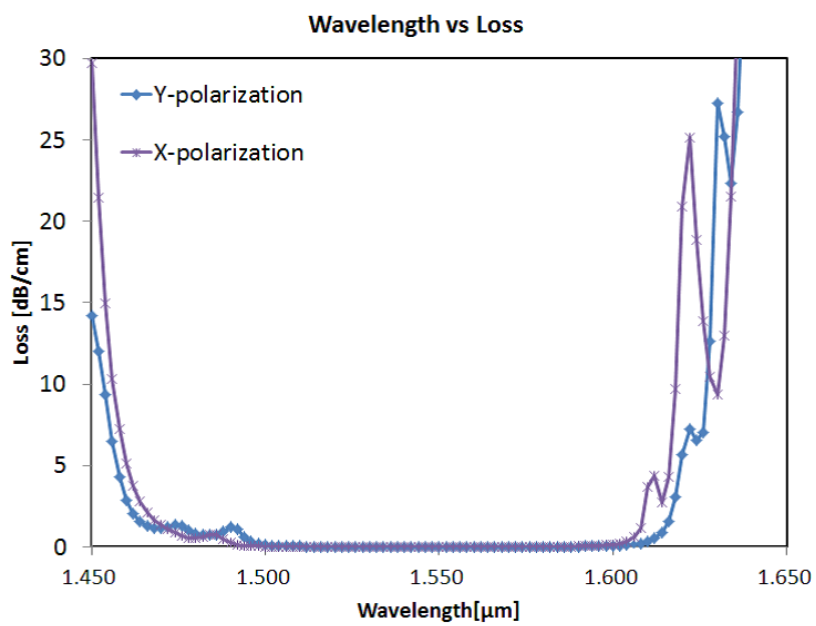


図 4.24 バンドギャップファイバの損失 (層数 10)

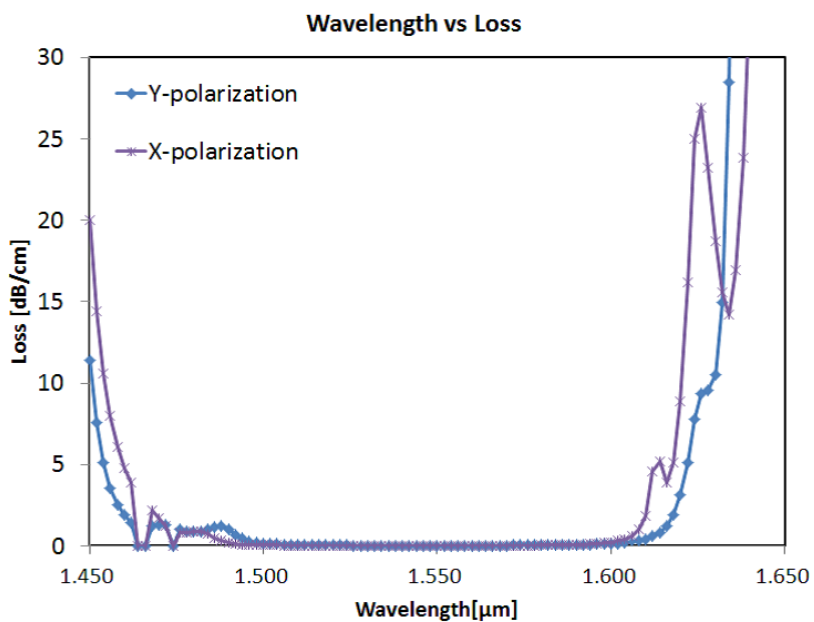


図 4.25 バンドギャップファイバの損失 (層数 9)

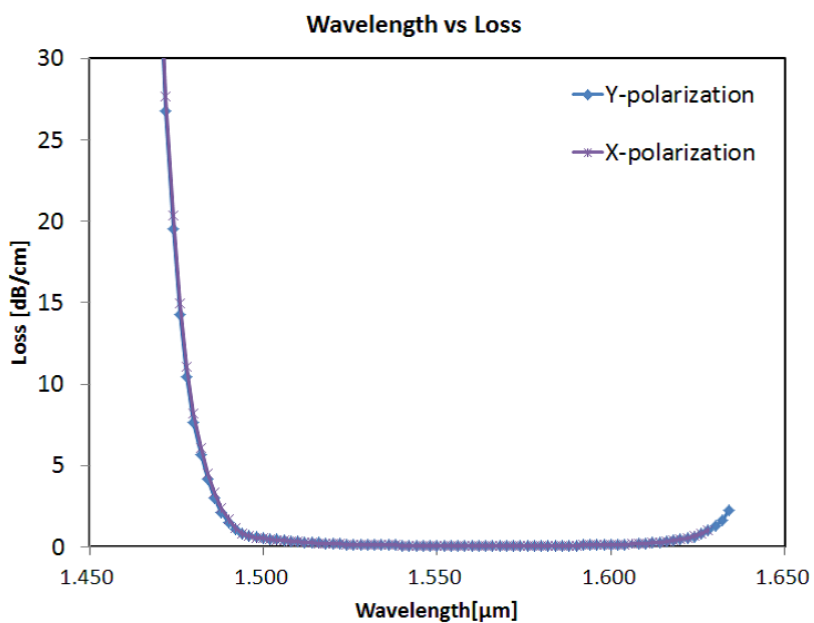


図 4.26 バンドギャップファイバの損失 (層数 8)

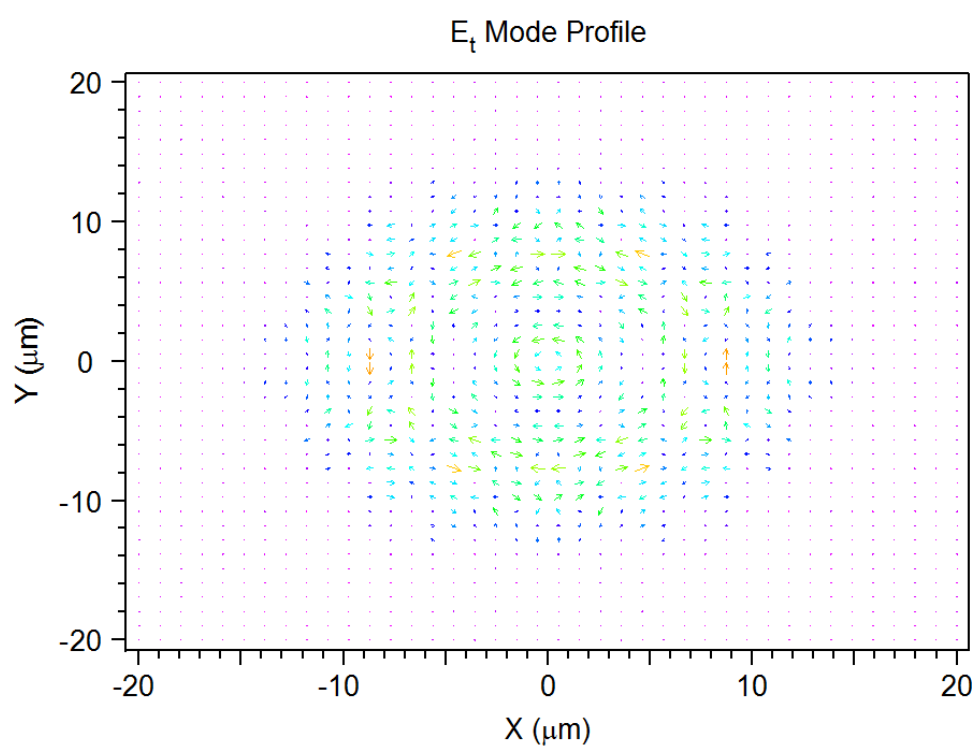


図 4.27 層数 7, 波長 $1.55\mu\text{m}$ におけるモードフィールドパターン

4.6 まとめ

解析方法についての説明の後、PBF のクラッドと導波モードについて解析を行う。クラッドに関しては円柱の空孔を組み合わせた三角格子構造について平面波展開法をもちいた解析を行い、空孔率とバンドギャップに関する特性を計算した。また、実際の PBF のクラッド構造が六角形構造に近いことを踏まえて、六角形の角が曲線となった PBF に関しても同様に解析を行った。一般的に空孔率が高くなるほどバンドギャップは大きく開くものだが、クラッドの曲率、つまり3つの空孔間に囲まれたガラス領域が小さくなればバンドギャップの開きが小さくなるケースもあるということを確認することができた。導波モードに関する有限要素法を用いた解析として、導波モードの確認と閉じ込め損失の計算を行った。また、PBF のクラッドに要求される層数について損失を見積もることで検討を行った。

第 5 章

PBF カブラの解析

5.1 はじめに

本章では、PBF カブラの実現性確認に向けた、数値計算による解析結果を述べる。まず最低限の動作確認として PBF カブラとしての導波モードの確認を行う。その後、等価屈折率を求め、その結果から結合長を見積もる。また、等価屈折率の虚数部から PBF カブラの損失を求める。

PBF カブラとしての基本特性を確認した後、PBF カブラのコア距離が結合長に与える影響について計算を行う。さらに詳細な解析として波長領域に対する各コア距離の結合長の見積もりについても行う。

また、PBF カブラ作成において想定される障害要因についても検討を行う。まず PBF カブラ作成において 2 本 PBF 間にマッチングオイルと呼ばれる液体によって研磨面に生じる不連続性による空隙を埋める処理を行うため、その影響の見積もりを行う。コア距離に関しても研磨の多少によってわずかに変化し、左右のクラッドの位相にずれが生じることも考えられる。そこで連続距離のコアについて解析を行い、PBF カブラの作成についての実現性を検討した。

5.2 デュアルコア PBF の解析

光カブラは二つのファイバのコアを近接させることによって作成される。そこで近接した二つのコアのモードがどう変化するのかを計算するため、本論文ではデュアルコアの PBF を解析していく。

コアの距離コアの中心から中心までの距離 D として定義し基準として格子間隔を利用する。解析する構造の例としてコア間の距離 $D = 4\lambda$ のデュアルコア PBF 断面図を図 5.1 に示す。

5.2.1 PBF のコア距離による影響

カップリングしたモードの確認

二つの PBF のモードがカップリングすると、結合した別のモードが生じるはずである。つまり 2 つの導波路のモードが結合することによって図 3.1 のように偶モードと奇モードが発生しているだろうと考えられる。

計算した際のモードフィールドパターンを図 5.2 から図 5.5 までに示す。

モードフィールドパターンから、X 偏波と Y 偏波、偶モードと奇モードで都合 4 つのモードが確認できた。この 4 つのモードのうち X 偏波の偶モードと奇モード、Y 偏波の偶モードと奇モードが干渉し、導波路間におけるパワーの移行を行うことができるだろうと考えられる。つまりこの結果からデュアルコアの PBF、つまり PBF カブラの最低限の実現性を確認することができたと言える。

コア距離による結合長の変化

前述のように、結合した導波モード間の等価屈折率差から結合長を概算することができる。結合長 L_c は

$$L_c = \frac{\pi}{|\beta_{even} - \beta_{odd}|} \quad (5.1)$$

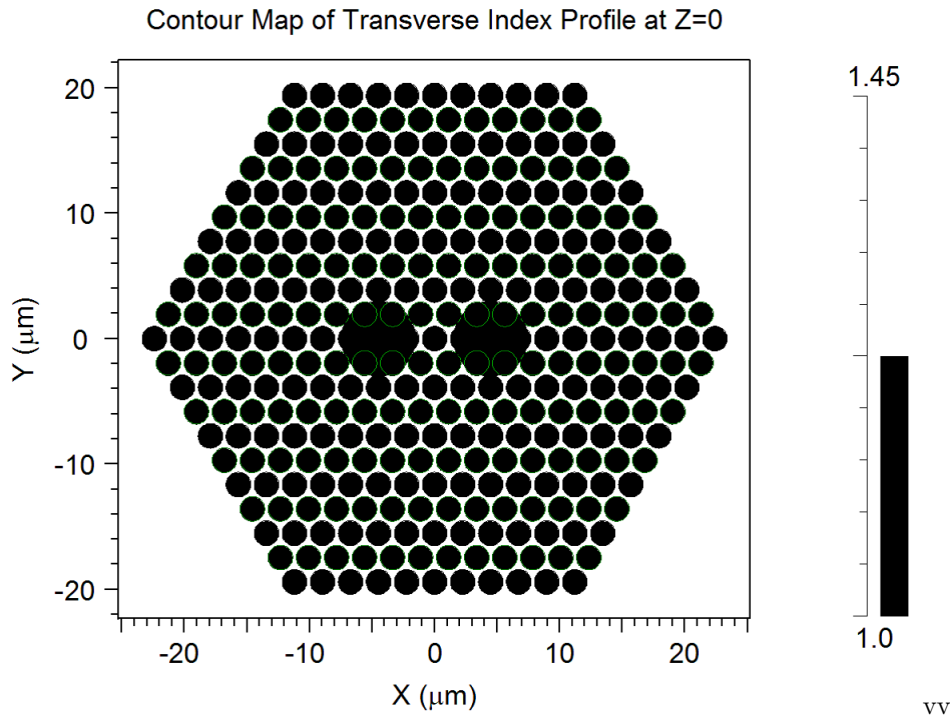


図 5.1 コア距離 $D = 4\lambda$ のデュアルコア PBF 断面図

のとなる [48][49] . ここで β_{even} と β_{odd} はそれぞれ偶モードと奇モードの伝搬定数である . これを等価屈折率の差で表すと

$$L_c = \frac{\lambda}{2|n_{eff,even} - n_{eff,odd}|} \tag{5.2}$$

となる .

これを用いてコア距離ごとの結合長を求めると図 5.7 のような結果を得る .

結合長を対数軸表すと図 5.7 のようになる .

コア距離 $D = 5\lambda$ を除いて指数関数でフィッティングすると Y 偏波についての R2 乗値は 0.8977 , X 偏波については 0.9837 となった . Y 偏波において $D = 5\lambda$ の値を除外すると R2 乗値は 0.9836 となる . つまり結合長はコア距離に対しておおよそ指数関数的に増大していきだろうと言える .

ここまでで注目すべき点として , 結合長のピークが $D = 5\lambda$ において見られることを挙げたい . これはつまり波長 $1.55\mu\text{m}$ においてデカップリングが起きていることを表している . 次項にて波長に対する結合長の変化を計算し , その原因を検討を行う . また , 結合長が Y 偏波でのみ非常に大きな値をとるという性質は , この構造においてはカブラを偏波分離カブラとして利用できるということの意味している .

波長による結合長の変化

この項では入射する波長によって結合長がどのように変化するのかを計算する .

コア距離 $D = 2\lambda$ から $D = 6\lambda$ における波長に対する結合長の変化を図 5.8 から図 5.12 に示す .

この結果から , 前述の $D = 5\lambda$ の場合に加えて $D = 4\lambda$ においてもピーク値をとっていることが図 5.10 , 図 5.11 見て取れる . これは二つのコア間だけでなく , その周囲にあるガラス領域との間でも結合が発生し , デカップリングが発生したのではないかと考えている [48] .

各コア距離における波長に対する閉じ込め損失の変化のグラフを図 5.13 から図 5.17 に示す .

図 5.15 によると他のコア距離における波長に対する閉じ込め損失と比べて大きいことがわかる . コア距離 $1.54\mu\text{m}$, $D = 5\lambda$ における導波モードのフィールドパターンは図 5.18 のようになっている .

フィールドパターンを見る限りではここまで前述の図 5.2 などとほとんど差が無いように見える . しかしこの波長に

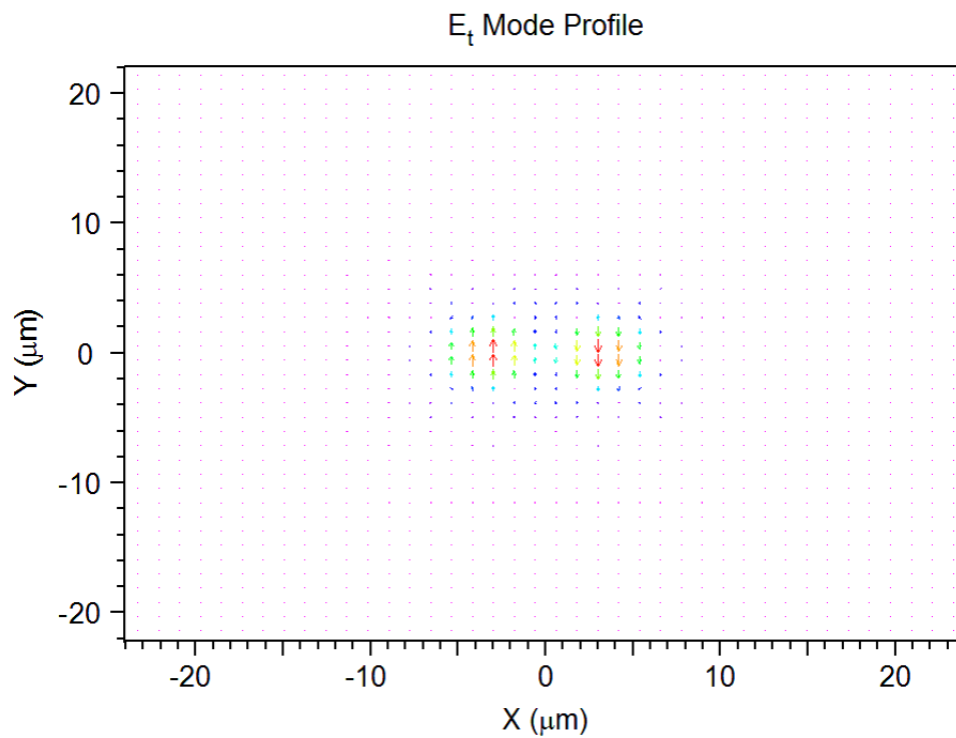


図 5.2 カップリングした導波モードのフィールドパターン (Y 偏波奇モード)

において偶モードと奇モードの交差が発生しており，交差にはコア間の相互作用を阻害する何らかの要因があるだろうと考えられる．

前項と共にコア距離に対する結合長の特性としてまとめる．コア距離を大きくするとおよそ指数関数的に結合長は大きくなり，コア距離は $D = 3\Lambda$ ，または $D = \Lambda$ が光カブラとして好ましいだろうということが言える．ただし，コア距離を大きくすると特定の波長において偶モードと奇モードの交差が発生し，コア間の結合が発生しなくなってしまう．これは比較的コア距離の大きな構造において発生しているので中空コアとガラス部分の間でも結合が起きている可能性があり，これが中空コア同士のデカップリングを招いているのではないかと現時点では考えている．デカップリングの発生原因についてはクラッド，およびコアの形状を変化させることによっても検証していく必要があるだろう．

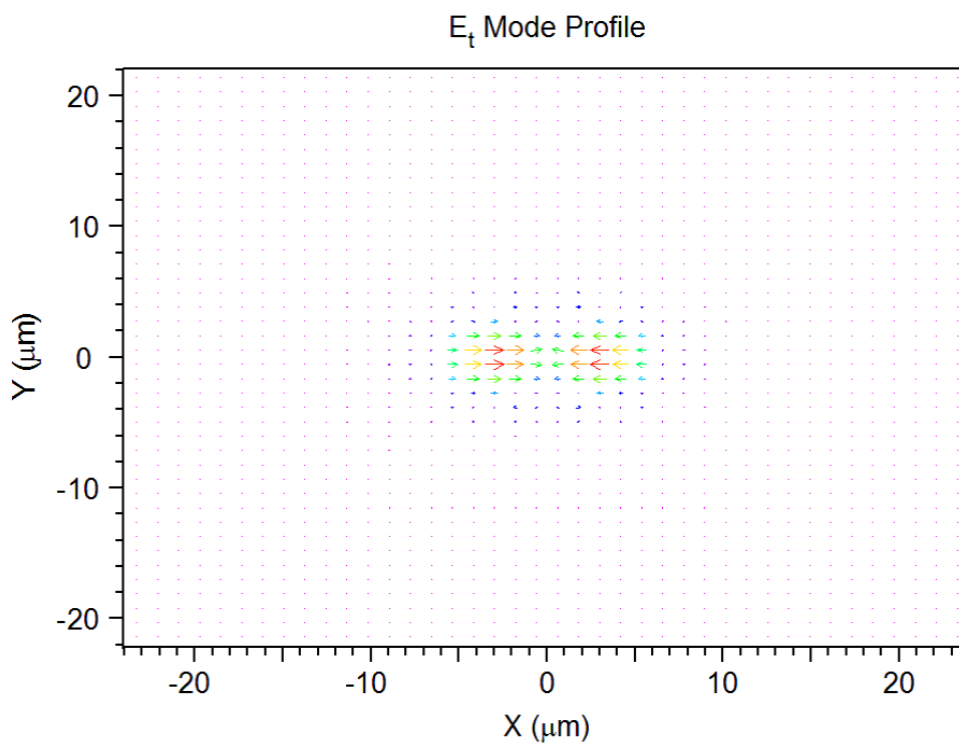


図 5.3 カップリングした導波モードのフィールドパターン (X 偏波奇モード)

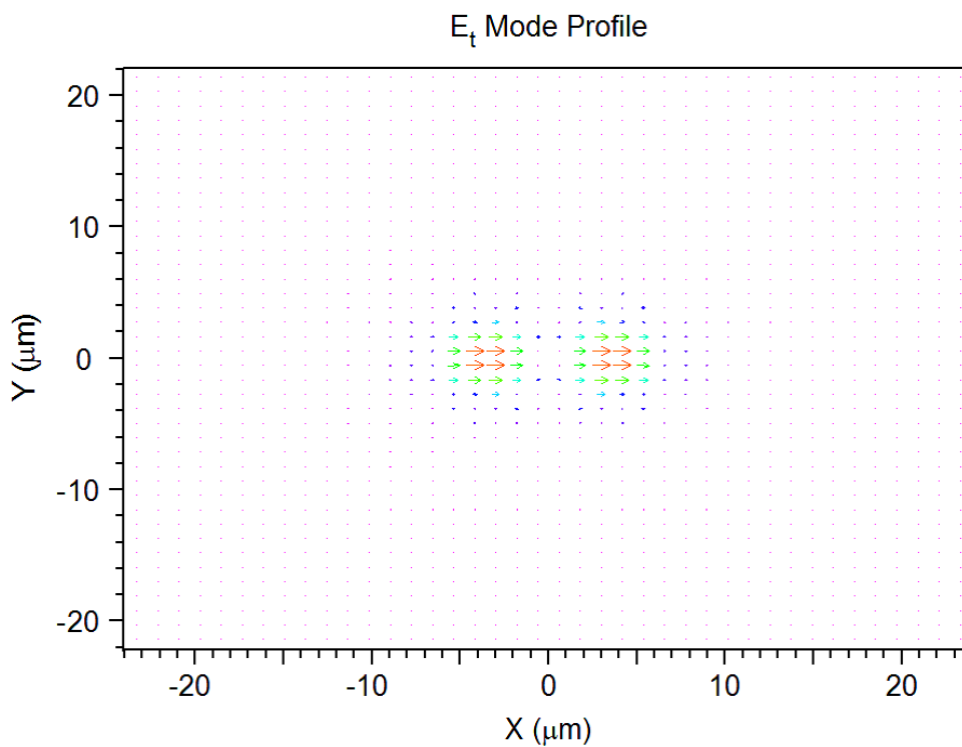


図 5.4 カップリングした導波モードのフィールドパターン (X 偏波偶モード)

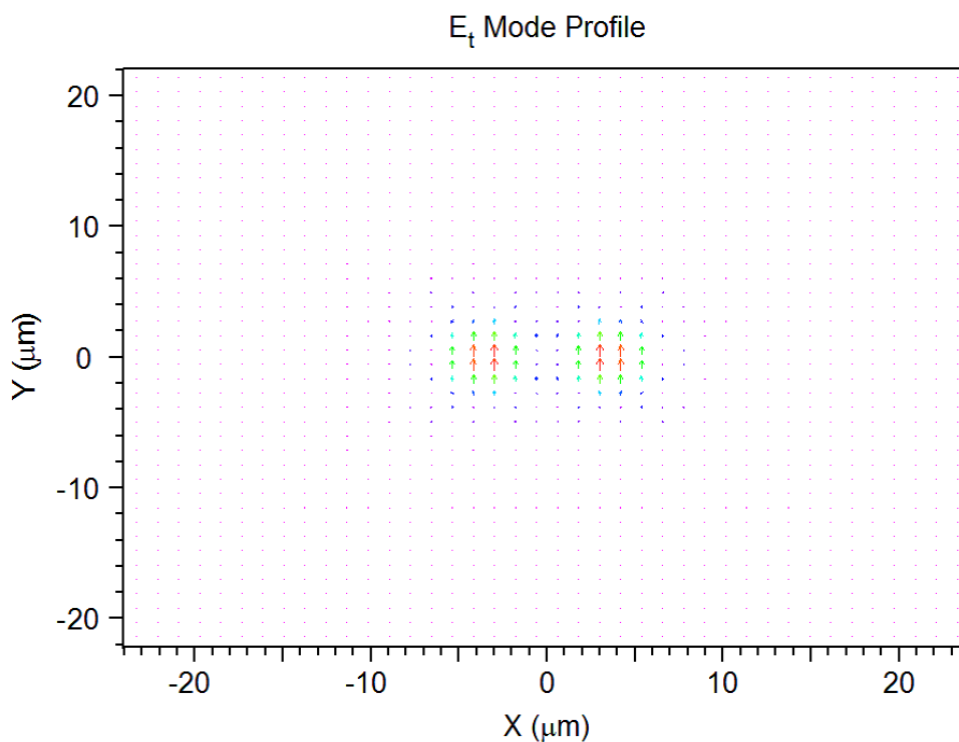


図 5.5 カップリングした導波モードのフィールドパターン (Y 偏波偶モード)

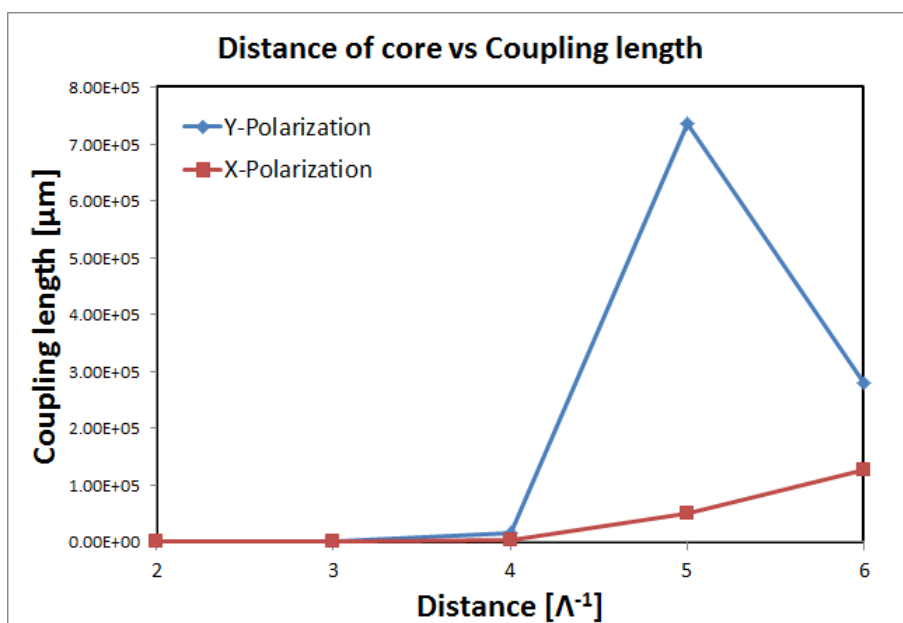


図 5.6 コア距離に対する結合長の変化

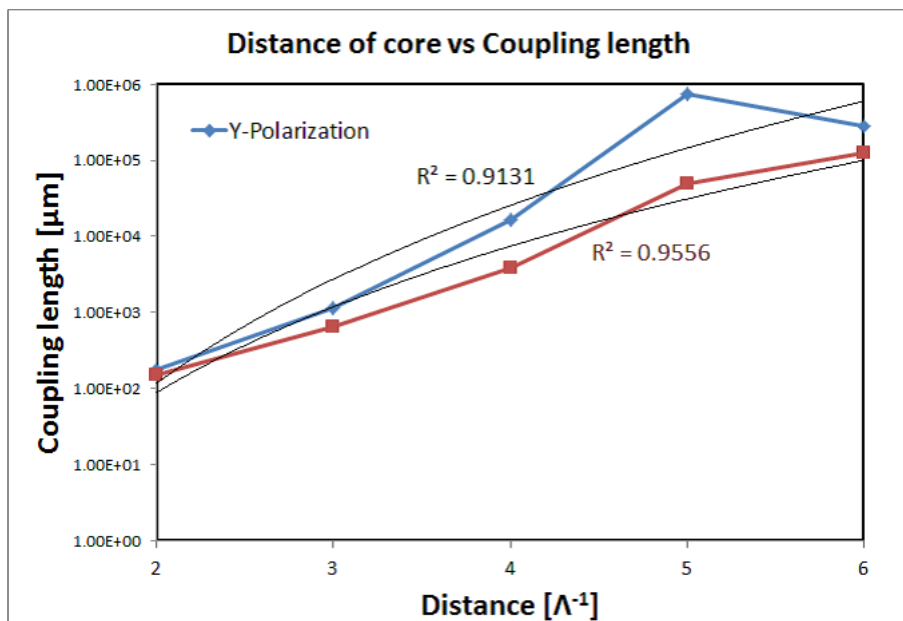


図 5.7 コア距離に対する結合長の変化 (対数軸)

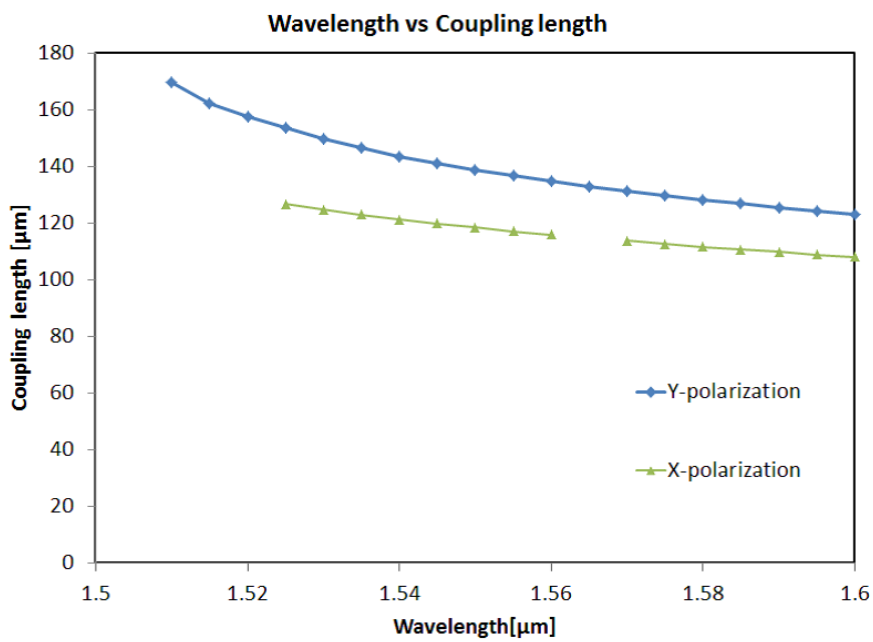


図 5.8 $D = 2\Lambda$ における波長に対する結合長の変化

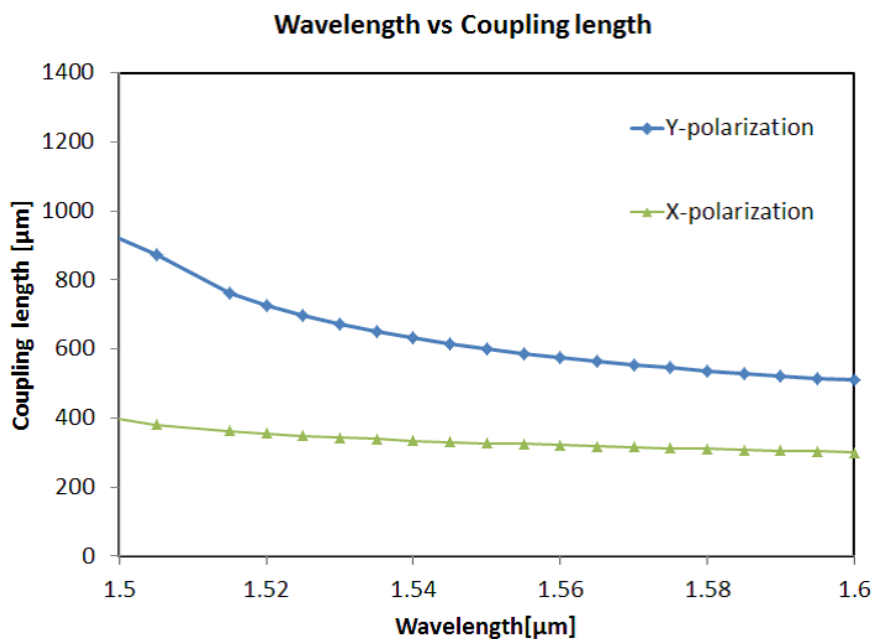


図 5.9 $D = 3\lambda$ における波長に対する結合長の変化

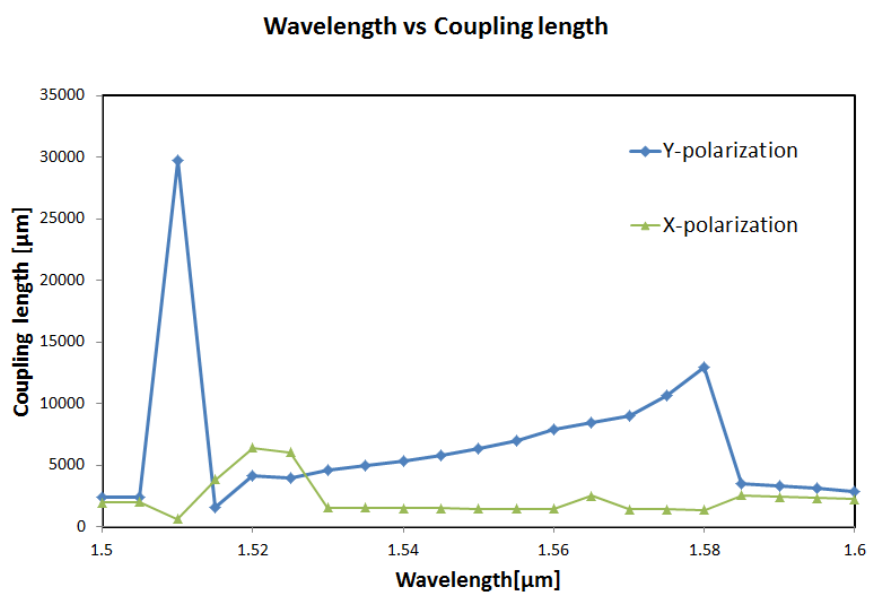


図 5.10 $D = 4\lambda$ における波長に対する結合長の変化

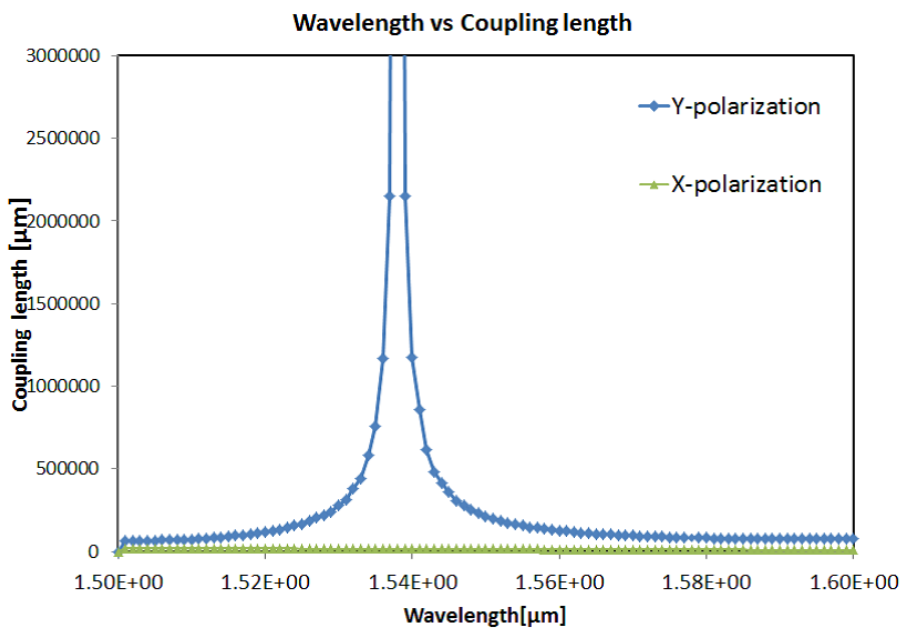


図 5.11 $D = 5\lambda$ における波長に対する結合長の変化

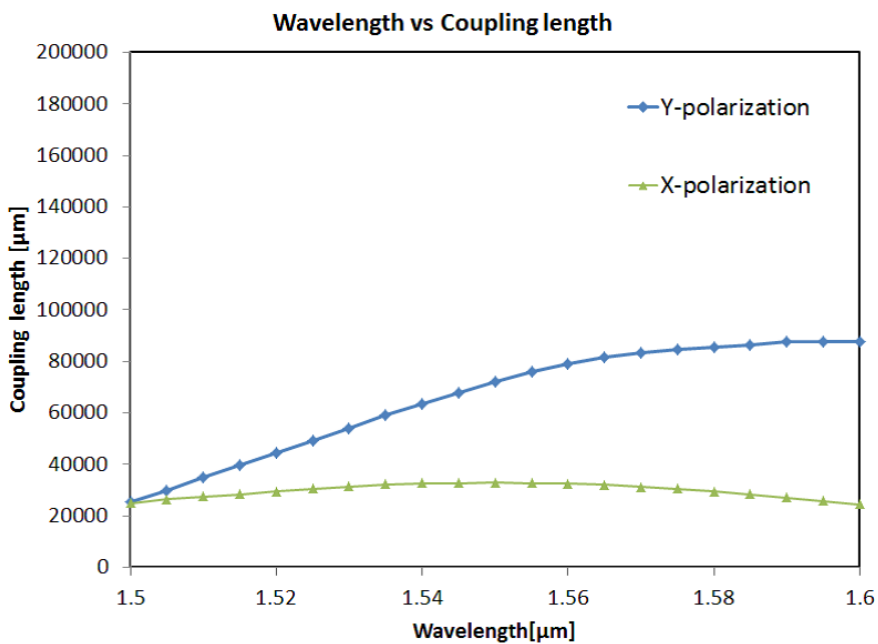


図 5.12 $D = 6\lambda$ における波長に対する結合長の変化

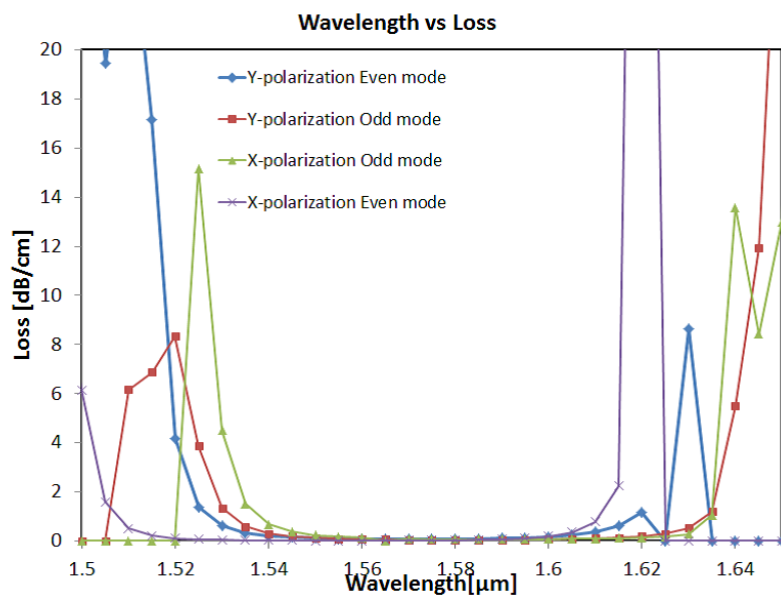


図 5.13 $D = 2\lambda$ における波長に対する閉じ込め損失の変化

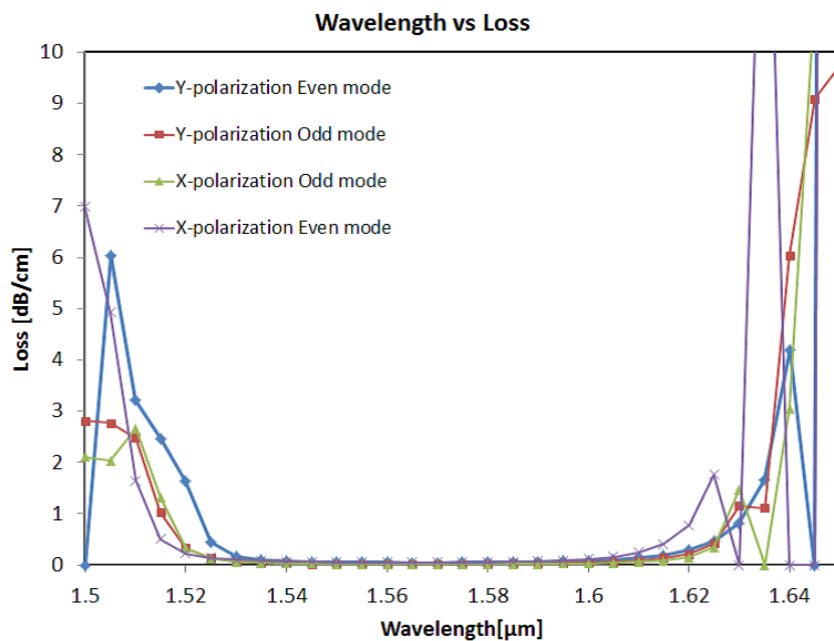


図 5.14 $D = 3\lambda$ における波長に対する閉じ込め損失の変化

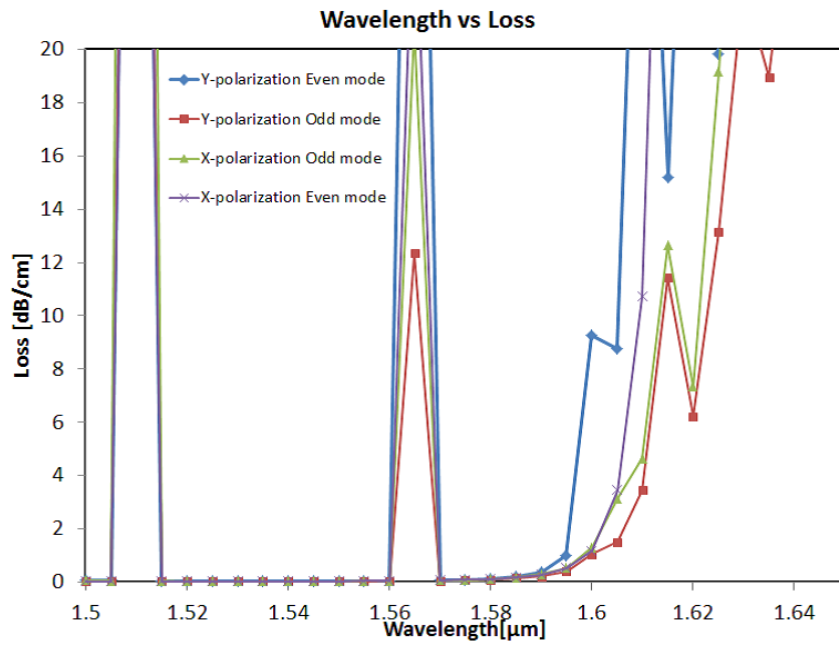


図 5.15 $D = 4\lambda$ における波長に対する閉じ込め損失の変化

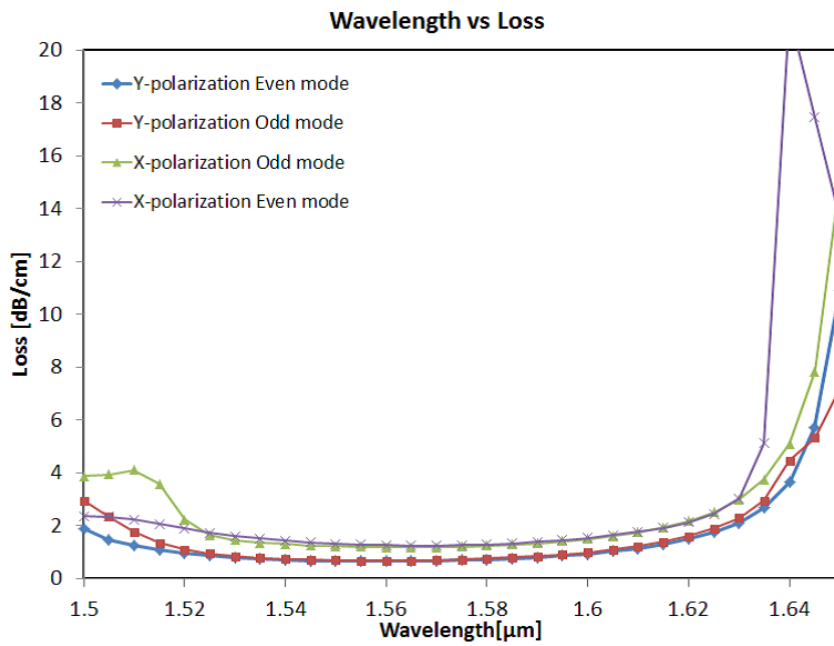


図 5.16 $D = 5\lambda$ における波長に対する閉じ込め損失の変化

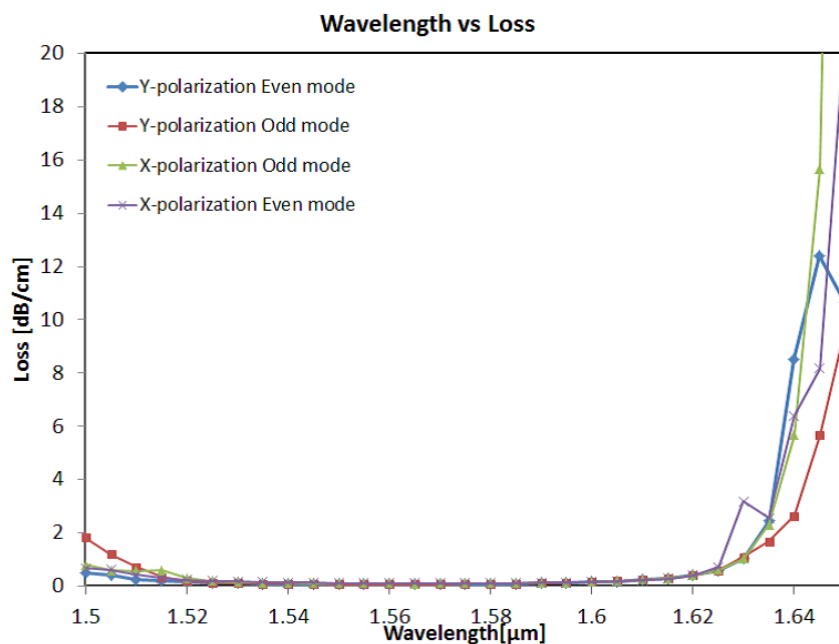


図 5.17 $D = 6\Lambda$ における波長に対する閉じ込め損失の変化

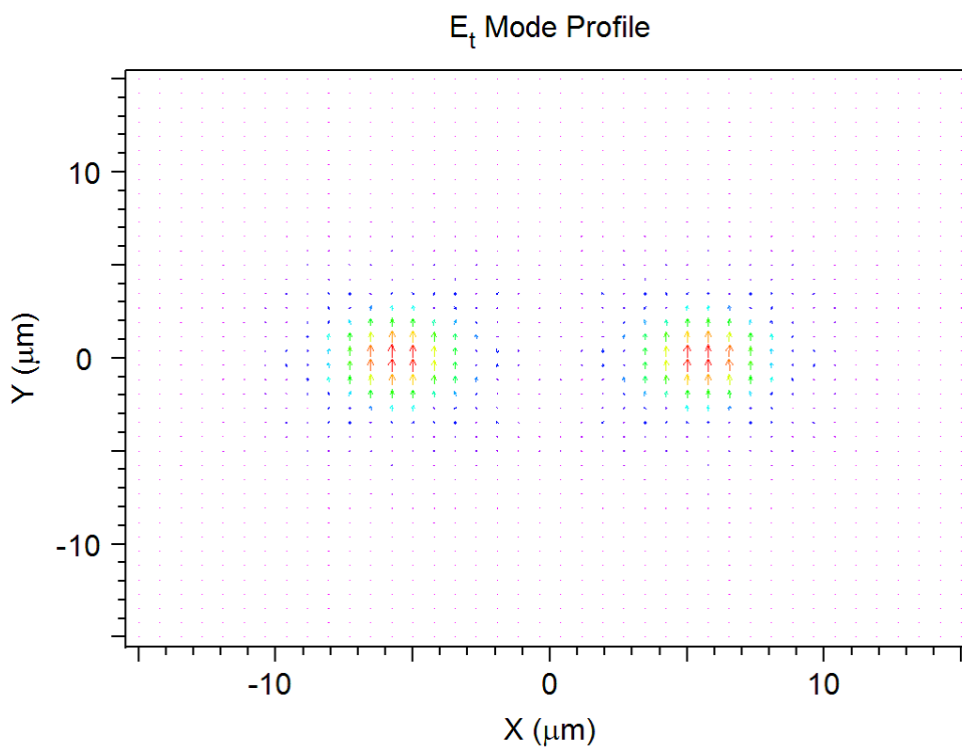


図 5.18 $D = 5\Lambda$ 結合長ピークとなる波長 ($\lambda = 1.54\mu\text{m}$) におけるモードフィールドパターン

5.2.2 非整数コア距離の影響

構造の定義方法

前項まで、コア距離をクラッドの空孔の並びに対して一定の方向に大きくしてきた。しかし PBF は従来の SMF などのように同心円状にはなっておらず、クラッドの向きによって異なる特性を持つ可能性がある。そこでデュアルコア PBF のコアの位置を変更して結合長、コア距離の計算を行う。

まず構造定義の仕方について説明する。デュアルコア PBF の片方のコアとなる空孔の位置を上向きにずらすことにする。構造の対称性から上向きにずらして行けばすべての構造パターンを試すことが可能である。例として $D = 4\Lambda$ の構造でコアの位置を 1 段上にずらした構造の断面図を図 5.19 に示す。

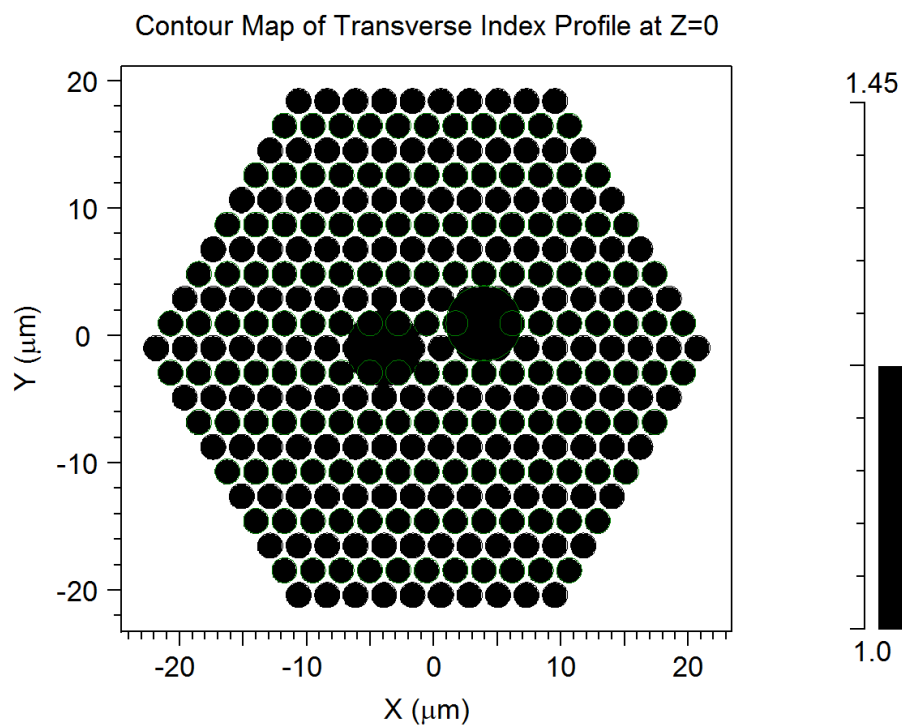


図 5.19 $D = 4\Lambda$ の構造から右のコアを上へ一段ずらした構造の断面図 (4-1)

各構造についてのコア距離を一覧にした表を図 5.21 に示す。というのも、クラッドの構造が三角格子のため、コアの位置が縦に奇数段ずれると横方向の位置も変化するの直感的にコア距離を把握するのが難しいためである。

コア距離に対する結合長の変化は図 5.21 のようになった。

非整数のコア距離においても概ね指数関数的に結合長が増大していくことが確認できる。特にコア距離 5-1 ($D = 4.5825$) などは結合長が X, Y 偏波ともに数 cm 程度となり、好ましい構造であると考えられる。

構造	距離
3-0	3
3-2	3.464102
3-1	3.605551
4-0	4
4-2	4.358899
4-1	4.582576
5-0	5
4-3	5.196152
5-2	5.291503
5-1	5.567764
6-0	6
5-3	6.082763
6-2	6.244998
6-1	6.557439
6-4	6.928203

図 5.20 構造とコア距離の対応表

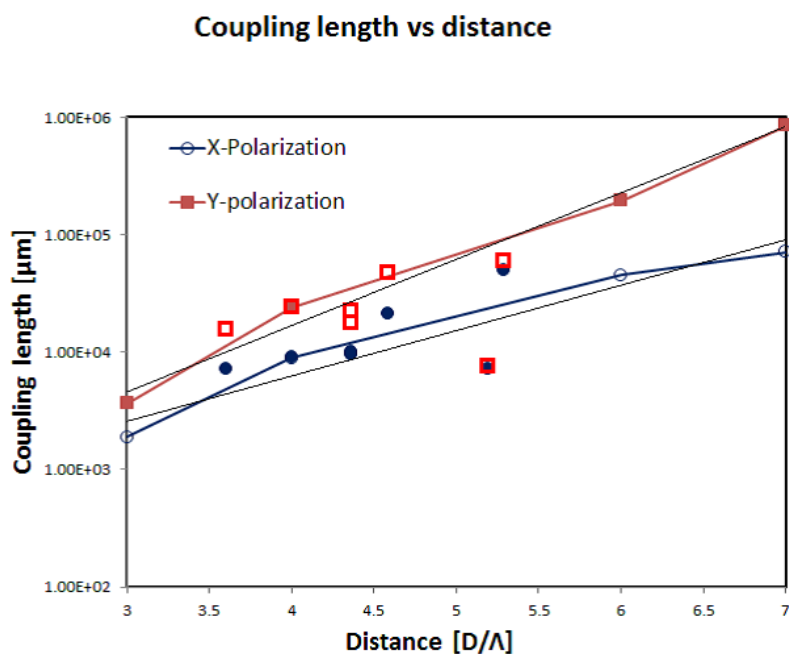


図 5.21 コア距離と結合長の関係

5.2.3 マッチングオイルの影響

光カブラを側面研磨法によって作製する際、研磨した面を完全に平滑化することは不可能である。カブラとして利用する際その研磨面の乱れによって散乱損失が発生する。その問題を解消するため、一般的にはインデックスマッチングオイルが用いられる [39][50]。

しかし PBF カブラのコア間にインデックスマッチングオイルが入った場合、構造の周期性が崩れ悪影響が発生する可能性がある。そこでこの項ではカブラのコア間にガラス層を仮定し、それに伴う導波モードの変化を計算し検討する。

構造の定義方法

構造の定義方法について説明する。コアの距離に関しては $D = 5\Lambda$ とし、その間に厚さ w のガラスが存在すると仮定する。 $w = \Lambda$ となる場合の構造は図 5.22 のようになる。

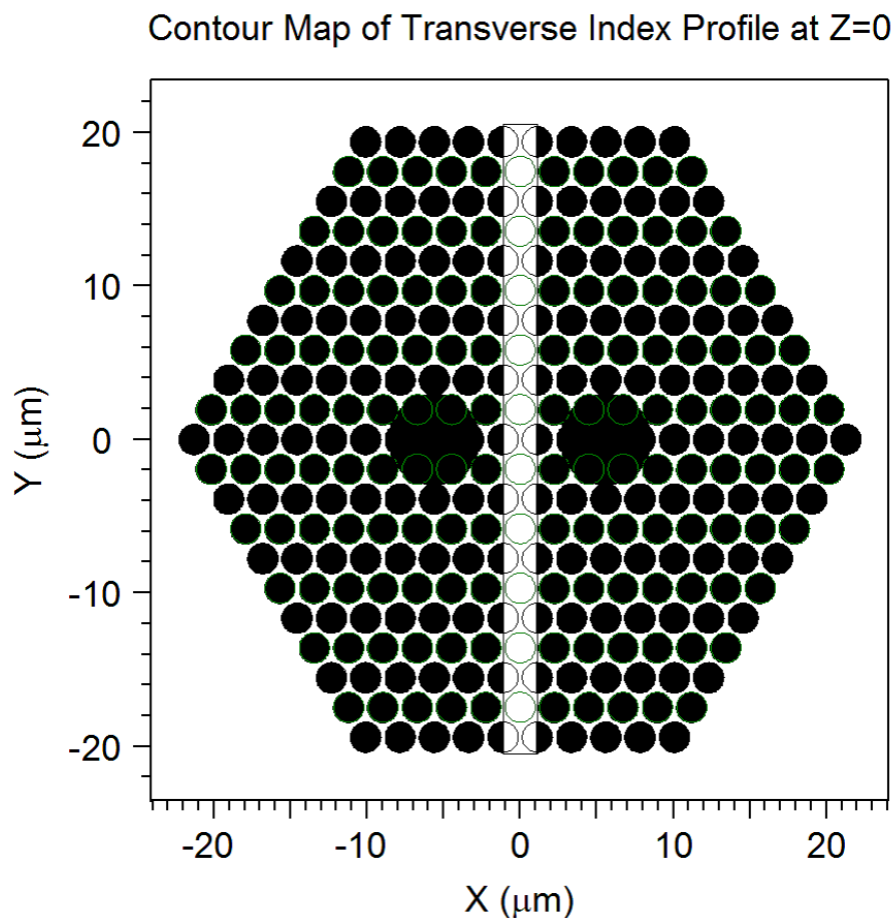


図 5.22 $D = 5\Lambda, w = \Lambda$ における構造の断面図

$0\Lambda \leq w \leq 1\Lambda$, $\lambda = 1.55$ のもとで構造を計算し、発生する閉じ込め損失を計算する。

損失の計算結果

計算した結果が図 5.23 のようになる。図 5.23 を見るとわずかにガラス層があるだけで非常に大きな損失が発生していることが見てとれる。つまり PBF においては必ずしもインデックスマッチングオイルを使用することが損失低減につながるとは限らないと言える。

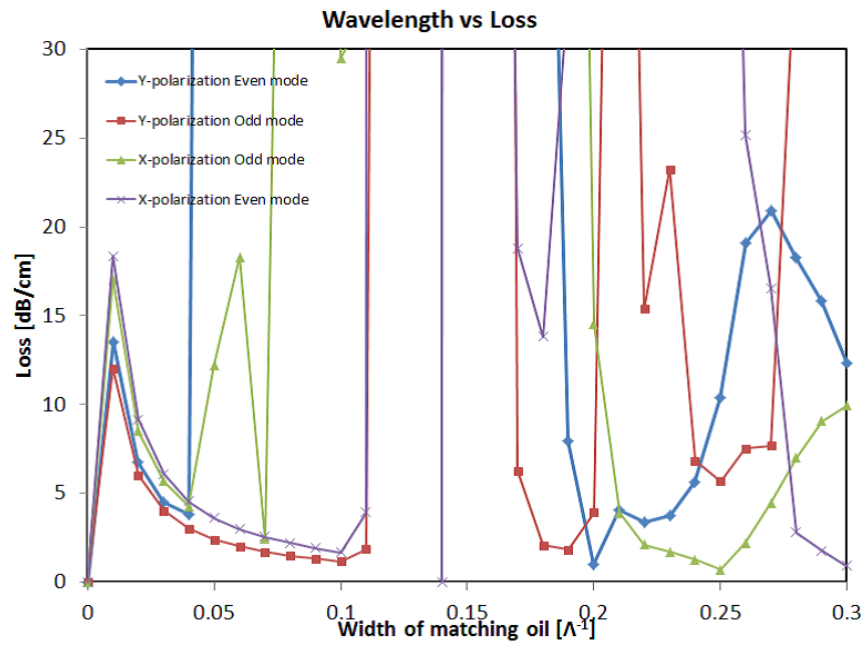


図 5.23 $D = 5\Lambda$ におけるガラス層の厚さに対する閉じ込め損失の変化

結合長の計算結果

モードフィールドパターン

計算によって得られたモードフィールドパターンの一例を図 5.24 に示す。この結果から、コアの間にマッチングオ

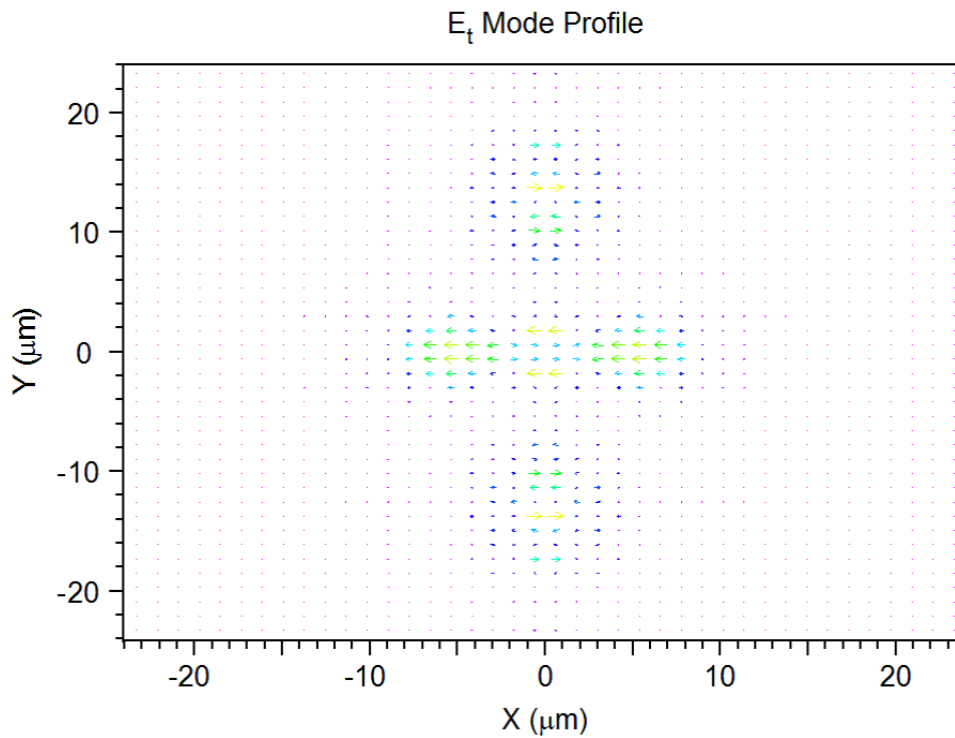


図 5.24 $w = 0.12\Lambda$ におけるモードフィールドパターン

イルの層が入ってしまった場合にガラス層とのモードの結合が発生し、コア内への光の閉じ込めが弱くなっているだろ

うとすることができる。

損失の特性は非常に大きいものだが、特定のガラスの厚さにおいては導波モードの一部が断続的に比較的小さな損失に抑えられることがある。一部のモードで損失が比較的小さくなるという現象から、この閉じ込め損失はガラス層による結合だけでなく、左右のクラッドの周期構造に生じた位相の不整合性が影響しているのではないかと考えることができる。

次にガラス層のうちコアの間にある空孔だけ残っている構造を計算する。構造の断面を図 5.25 に示す。図 5.25 は $D = 5\Lambda$, $w = \Lambda$ である。計算の結果、損失特性は図のようになった。

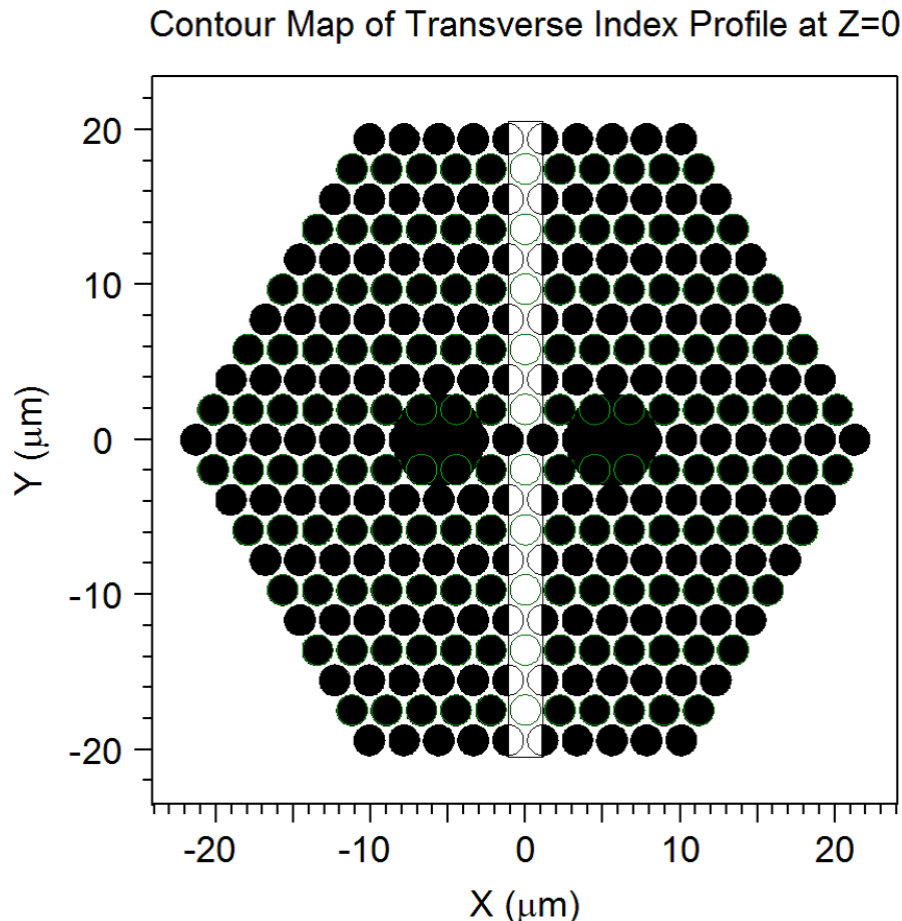


図 5.25 コア間の空孔を残した構造の断面図 ($D = 5\Lambda$)

前述の空孔がガラス層に埋まった構造と比べ、 w の非常に小さい領域で損失が若干抑えられていることが確認できる。 $w = 0.3\Lambda$ においてはすべての導波モードが存在しており、損失がもっとも小さい。しかしこのサイズのガラス層でカブラを作成することは非常に困難であるだろうと推測される。

5.2.4 連続的なコア距離の解析

前の項において閉じ込め損失の低下にクラッドの周期構造の崩れを挙げたが、その検討を行うためにコア距離を連続的に変化させた場合の特性を計算する。

構造の定義方法

不連続な構造の定義を行うために、構造の対称性を利用する。図 5.27 が定義する方法のイメージ図である。

構造がもし $x = 0$ で対称であるならば、 $x < 0$ の領域で得られるモードフィールドパターンは $x > 0$ で得られるパターンと対称であるか、反対称であるかの 2 通りしか存在しない。そこで対称・反対称なフィールドパターンを仮定し

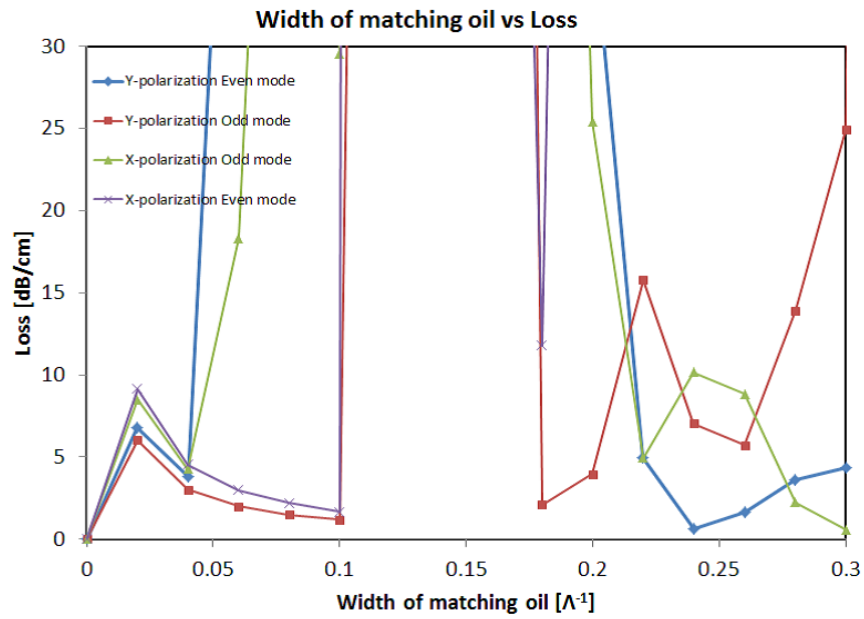


図 5.26 コア間の空孔を残した構造 ($D = 5\Lambda$) の損失特性

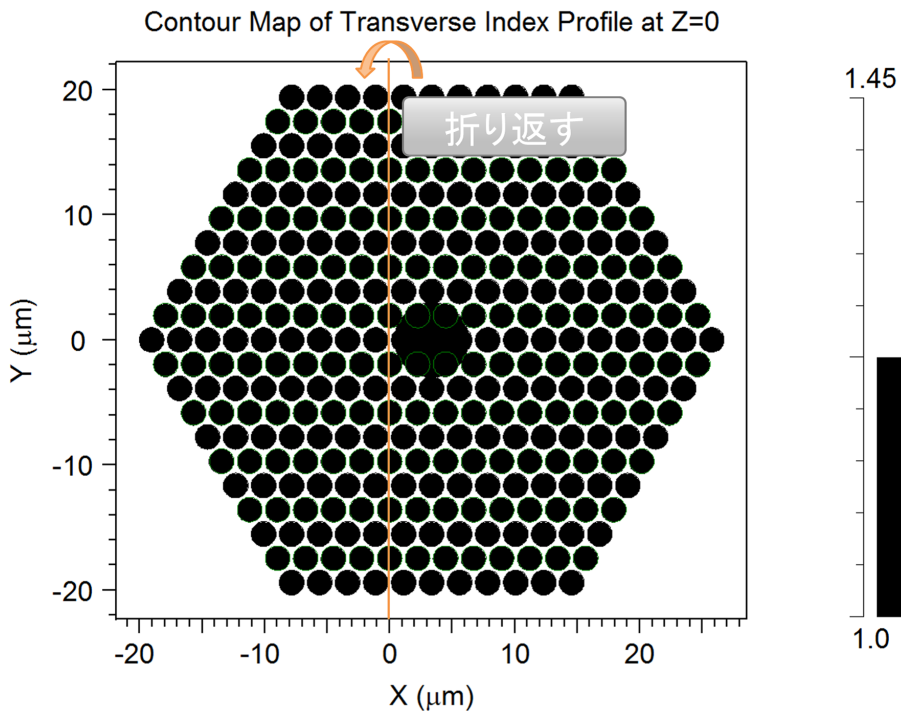


図 5.27 連続的なコア距離に対する PBF カブラ解析のイメージ図

それぞれ計算し、その結果を統合することで全体の結果を得ることができる。

結合長と損失の変化

$\lambda = 1.55[\mu\text{m}]$, D を 3Λ から 6Λ まで変化させて計算を行った。そのときの結合長の変化を図 5.28 に、閉じ込め損失の変化を図 5.29 に示す。

図 5.28 によると、コア距離が大きくなるにつれて確かに結合長は大きくなっているが、左右のクラッドの整合性が

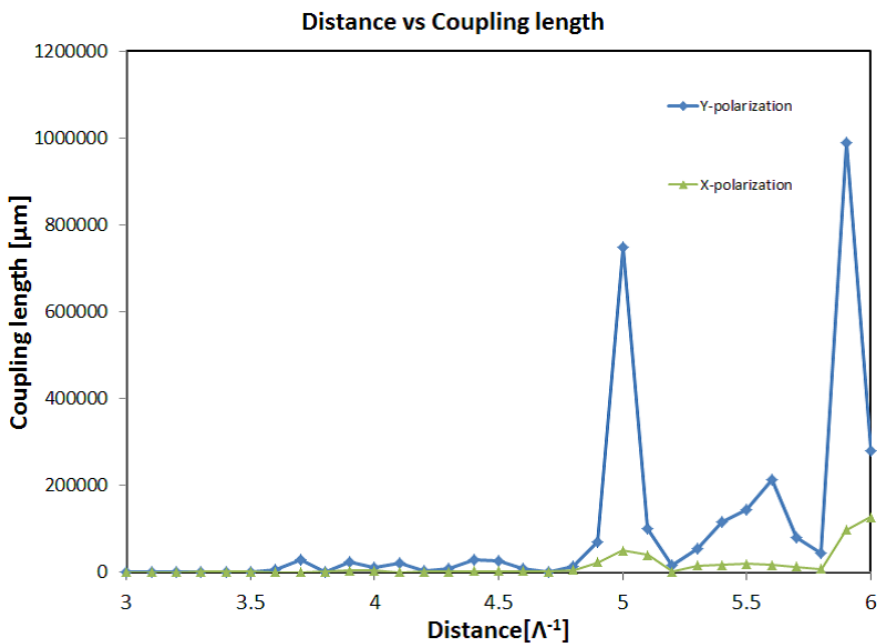


図 5.28 コア距離に対する結合長の変化

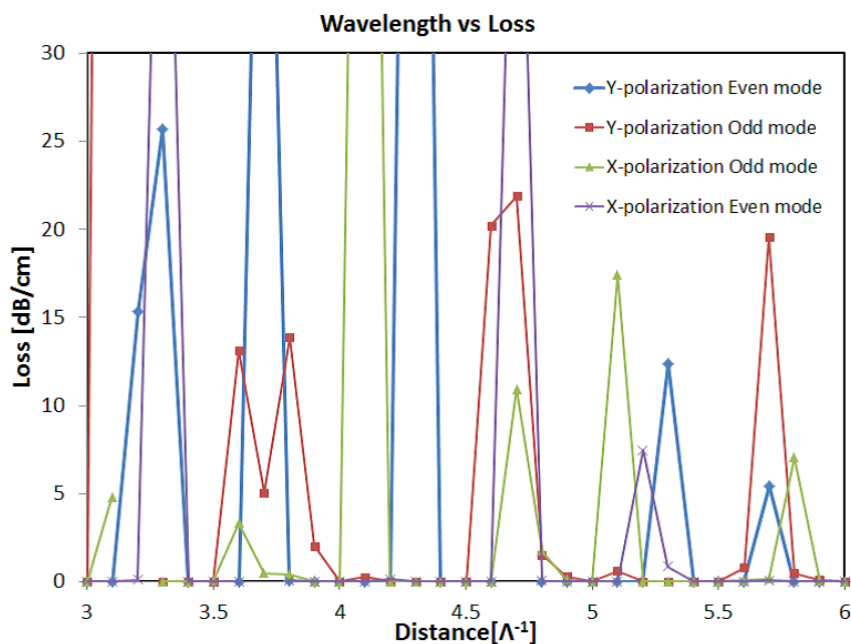


図 5.29 コア距離に対する閉じ込め損失の変化

とれていないためか連続的にコア距離が増大するわけではないということがわかる。図 5.29 においても、左右の構造の位相整合がとれたでは非常に低損失であるのに対して位相のずれた構造において非常に大きな閉じ込め損失が発生していることがわかる。

以上から、PBF カブラを作製する際は屈折率導波型の光ファイバと比べてコア距離に対する損失、結合長の変化が非常にシビアであり、左右の構造の位相整合性を保つことが非常に重要であることがわかる。

5.3 まとめ

本章では、PBF カブラの実現性確認に向けた、数値計算による解析を行った。まず最低限の動作確認としてPBF カブラとしての導波モードの確認を行った。その結果偶モードと奇モードを従来のファイバ同様に確認したため、PBF カブラとしての原理検証を行うことができたと言える。さらに等価屈折率を求め、その結果から結合長を見積もりなどを行った。また、等価屈折率の虚数部からPBF カブラの損失を求めた。

PBF カブラとしての動作確認ができたため、PBF カブラのコア距離が結合長に与える影響について計算を行った。さらに詳細な解析として波長領域に対する各コア距離の結合長の見積もりに関しても行った。これにより、特定の、比較的大きなコア距離における構造で、偶モードと奇モードの等価屈折率がクロスすることで無限の結合長となるデカップリング状態を確認することができた。これはY 偏波にのみ見られる現象であるため、デカップリング状態の生じる構造および波長を利用すればPBF の偏波分離カブラとしての利用できる可能性があることを示すことができた。

また、PBF カブラ作成において想定される障害要因についても検討を行った。まずPBF カブラ作成において2本PBF 間にマッチングオイルと呼ばれる液体によって研磨面に生じる不連続性による空隙を埋める処理を行うため、その影響の見積もりを行った。コア距離に関しても研磨の多少によってわずかに変化し、左右のクラッドの位相にずれが生じることも考えられる。そこで連続距離のコアについて解析を行い、PBF カブラの作成についての実現性を検討した。その結果、PBF カブラは位相の不整合性に非常に弱く、左右のクラッドにおいて連続性を保つことが重要であることが示された。

第 6 章

まとめと今後の予定

6.1 結論

本論文ではフォトニックバンドギャップファイバを用いたネットワーク構築に向けた基本デバイスである光カブラの提案を行い、その作成に向けた実現性の検討を行った。PBF は中空コア内で光を伝搬させるため、SMF をはじめとした従来の光ファイバと比べて低非線形性、温度安定性などの点で優れた特性を有している。損失特性においても近年の製造技術の向上によって劇的に改善されており、ガラスによるレイリー散乱の影響が小さい PBF は既存の光ファイバよりも低損失な特性を期待できる。これら優れた特性を利用して PBF は高精度な光ファイバジャイロや高効率のガス・液体センサ、ハイパワー伝送などの応用に向けて盛んに研究されている。一方で PBF はその構造上既存のガラスコアを持った光ファイバと接続する際フレネル反射などの制限要因を抱えており、光を分岐させるにもハーフミラーを用いた空間系の導入を余儀なくされるために PBF ネットワーク構築は既存のファイバと比べて格段に困難である。これら制限要因は系の複雑さ・サイズだけではなくノイズ低減にも制限を加えるため、例えば共振型光ファイバジャイロなどに用いる際も PBF の特性から得られるメリットが相殺されてしまう。そこで PBF を用いた光カブラの作成が可能となれば PBF を用いたファイバネットワーク構築が容易になるだけでなく、システム全体の性能向上が大いに期待できる。

PBF カブラの検討に当たって、まず平面波展開法によって PBF のクラッド構造の解析を行った。解析の結果フォトニックバンドギャップを光が中空を導波する伝搬領域に配置するには、円柱を三角格子状に配列したクラッド場合格子間隔が $2.25\mu\text{m}$ 程度が適正であるとの結論を得た。また、クラッド構造の空孔率および壁面の形状を変化させることによって生じるバンドギャップ構造の変化を計算し、クラッド構造の与えるフォトニックバンドギャップ効果に対する知見の蓄積を行った。

クラッドの解析から得た性質をもとに、PBF カブラ作成に向けてデュアルコア PBF の解析を有限要素法によって行った。解析の結果からデュアルコア PBF のそれぞれのコアが相互作用することによって従来のファイバと同様に偶モード、奇モードといった結合モードを持つことを確認することができた。これにより本論文で PBF カブラ実現に向けた原理検証を達成することができた。PBF のコア距離を変化させた構造の解析を行い、PBF カブラの一方のポートからもう一方のポートへパワーが移行する距離である結合長の計算を行った。その結果、コア距離が増大するに従って概ね指数関数的に結合長も増大していくことが確認できた。一方でコア距離が大きい構造においては特定の波長でコア間の相互作用が発生しない現象を確認された。この現象は Y 偏波においてのみ確認されるため、特性波長において動作する偏波分離カブラとしての利用が期待される。

PBF カブラの原理検証を受けて、PBF カブラ作成の際に生じると考えられる損失要因の検討を行った。PBF カブラを作成する際は側面を研磨し接合するが、間に空隙が発生すると散乱損失の原因となるためインデックスマッチング油を塗布する。そこでインデックスマッチングオイルの影響を見積もるためにデュアルコア PBF のコア間にガラスの層が存在するとして解析を行った。その結果ガラス層の影響は従来の屈折率導波型光デバイスと比べて格段に大きく、わずかでも存在すると損失特性に多大な影響を及ぼす。この現象の要因として 2 つほど挙げる事ができる。一つはガラス層内を光が伝搬するモードが支配的になってしまうことが挙げられる。これは空孔の並んだ層の平均屈折率がガラス層のそれと比べて低いために、一種のスラブ導波路のように機能してしまったのではないかと考えている。もう

一つはクラッドの位相不整合性を挙げる．PBF はクラッドの周期構造を利用して光を閉じ込めるが，ガラス層ではその周期性が崩れる．これにより一方の PBF のクラッド構造をもう一方の PBF が利用できていないともいえる．

PBF のクラッドにおける位相不整合性の影響を検討するため，デュアルコア PBF のコア距離を連続的に変化させたときの結合長，損失の見積もりを行った．その結果から，位相間の位相不整合性はわずかでも存在すると非常に大きなロスを生じうるということが言える．

6.2 今後の課題・展望

PBF カブラを実際に作製するためには，数値解析の面でもいくつか課題をクリアする必要がある．本節では今後行うべき検討として伝搬方向の解析とクラッド，コア構造のモデリング方法の改善を挙げる．

6.2.1 伝搬方向の解析

ここまでの PBF の解析では，光の伝搬方向に関しては一様な構造であると仮定して解析を行ってきた．しかし実際の光カブラではファイバのコアは近づき離れる連続的なコア距離をもった構造をとることになる．

伝搬方向の解析を行うにはビーム伝搬法の利用が有力である．これは入力されたモードが伝搬する際に構造によってどのように変化するかを解析する手法である．モード導出と伝搬解析を切り分け，モード導出に有限要素法を組み合わせることができれば，長手方向に変化する構造の解析を行うことができるだろうと考えている．

6.2.2 コア構造のモデリング最適化

本論文では一部の構造を除いて，PBF のクラッド構造に円柱を三角格子状に並べたものを利用してきた．しかし実際の PBF では線引きの際に発生する表面張力によりクラッドの空孔形状は六角形に近いものとなる．より実際の PBF に即した解析を行うにはこれらの構造に近いモデリングを行う必要がある．

ただ形状を実際のファイバに似せるだけではなく，伝搬特性が実際のファイバに近くなるようにパラメータの微調整を行っていくことも必要だろうと考えられる．そのためには実験的に PBF の作製，特性評価を行い，相互にフィードバックを行っていくことが必要だろう．

参考文献

- [1] TA Birks, JC Knight, and P.S.J. Russell, “Endlessly single-mode photonic crystal fiber”, *Optics letters*, vol. 22, no. 13, pp. 961–963, 1997.
- [2] RF Cregan, BJ Mangan, JC Knight, TA Birks, P.S.J. Russell, PJ Roberts, and DC Allan, “Single-mode photonic band gap guidance of light in air”, *Science*, vol. 285, no. 5433, pp. 1537, 1999.
- [3] JC Knight and P.S.J. Russell, “New ways to guide light”, *Science*, vol. 296, no. 5566, pp. 276, 2002.
- [4] P. Roberts, F. Couny, H. Sabert, B. Mangan, D. Williams, L. Farr, M. Mason, A. Tomlinson, T. Birks, J. Knight, et al., “Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres”, *Optics Express*, vol. 13, no. 1, pp. 236–244, 2005.
- [5] D.G. Ouzounov, F.R. Ahmad, D. Müller, N. Venkataraman, M.T. Gallagher, M.G. Thomas, J. Silcox, K.W. Koch, and A.L. Gaeta, “Generation of megawatt optical solitons in hollow-core photonic band-gap fibers”, *Science*, vol. 301, no. 5640, pp. 1702, 2003.
- [6] S. Blin, H.K. Kim, M.J.F. Digonnet, and G.S. Kino, “Reduced thermal sensitivity of a fiber-optic gyroscope using an air-core photonic-bandgap fiber”, *Lightwave Technology, Journal of*, vol. 25, no. 3, pp. 861–865, 2007.
- [7] Y. Shuto, S. Yanagi, S. Asakawa, M. Kobayashi, and R. Nagase, “Fiber fuse phenomenon in step-index single-mode optical fibers”, *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 40, no. 8, pp. 1113–1121, 2004.
- [8] DP Hand and P.S.J. Russell, “Solitary thermal shock waves and optical damage in optical fibers: the fiber fuse”, *Optics letters*, vol. 13, no. 9, pp. 767–769, 1988.
- [9] A. Shirakawa, M. Chen, X. Fan, K. Ueda, C.B. Olausson, J.K. Lyngso, and J. Broeng, “High power photonic bandgap fiber lasers”, in *Optoelectronics and Communications Conference (OECC), 2011 16th*. IEEE, 2011, pp. 55–56.
- [10] F. Gerome, P. Dupriez, J. Clowes, JC Knight, and WJ Wadsworth, “High power tunable femtosecond soliton source using hollow-core photonic bandgap fiber, and its use for frequency doubling”, *Optics Express*, vol. 16, no. 4, pp. 2381–2386, 2008.
- [11] J. Ju, L. Ma, W. Jin, and Y. Hu, “Photonic bandgap fiber tapers and in-fiber interferometric sensors”, *Optics letters*, vol. 34, no. 12, pp. 1861–1863, 2009.
- [12] Q. Shi, F. Lv, Z. Wang, L. Jin, J.J. Hu, Z. Liu, G. Kai, and X. Dong, “Environmentally stable fabry–pérot-type strain sensor based on hollow-core photonic bandgap fiber”, *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 20, no. 4, pp. 237–239, 2008.
- [13] W. Qian, C. Zhao, K. Ni, S. Jin, et al., “Design of partial liquid-filled hollow-core photonic bandgap fiber polarizer”, in *Communications and Mobile Computing (CMC), 2011 Third International Conference on*. IEEE, 2011, pp. 213–216.
- [14] L. Rindorf, P.E. Høiby, J.B. Jensen, L.H. Pedersen, O. Bang, and O. Geschke, “Towards biochips using microstructured optical fiber sensors”, *Analytical and bioanalytical chemistry*, vol. 385, no. 8, pp. 1370–1375, 2006.
- [15] E. Chow, A. Grot, LW Mirkarimi, M. Sigalas, and G. Girolami, “Ultracompact biochemical sensor built

- with two-dimensional photonic crystal microcavity”, *Optics letters*, vol. 29, no. 10, pp. 1093–1095, 2004.
- [16] P. Roberts, D. Williams, B. Mangan, H. Sabert, F. Couny, W. Wadsworth, T. Birks, J. Knight, and P. Russell, “Realizing low loss air core photonic crystal fibers by exploiting an antiresonant core surround”, *Optics Express*, vol. 13, no. 20, pp. 8277–8285, 2005.
- [17] R. Amezcua Correa, F. Gerome, S.G. Leon-Saval, N.G. Broderick, T.A. Birks, and J.C. Knight, “Control of surface modes in low loss hollow-core photonic bandgap fibers”, in *Quantum Electronics and Laser Science Conference*. Optical Society of America, 2008.
- [18] BJ Mangan, L. Farr, A. Langford, P.J. Roberts, D.P. Williams, F. Couny, M. Lawman, M. Mason, S. Coupland, R. Flea, et al., “Low loss (1.7 db/km) hollow core photonic bandgap fiber”, in *Optical Fiber Communication Conference, 2004. OFC 2004*. IEEE, 2004, vol. 2, pp. 3–pp.
- [19] T. Murao, K. Saitoh, and M. Koshiba, “Structural optimization of air-guiding photonic bandgap fibers for realizing ultimate low loss waveguides”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, no. 12, pp. 1602–1612, 2008.
- [20] G. Humbert, J. Knight, G. Bouwmans, P. Russell, D. Williams, P. Roberts, and B. Mangan, “Hollow core photonic crystal fibers for beam delivery”, *Optics Express*, vol. 12, no. 8, pp. 1477–1484, 2004.
- [21] J. Broeng, S.E. Barkou, A. Bjarklev, J.C. Knight, T.A. Birks, and P.S.J. Russell, “Highly increased photonic band gaps in silica/air structures”, *Optics communications*, vol. 156, no. 4–6, pp. 240–244, 1998.
- [22] F. Couny, F. Benabid, and PS Light, “Large-pitch kagome-structured hollow-core photonic crystal fiber”, *Optics letters*, vol. 31, no. 24, pp. 3574–3576, 2006.
- [23] A. Argyros and J. Pla, “Hollow-core polymer fibres with a kagome lattice: potential for transmission in the infrared”, *Optics Express*, vol. 15, no. 12, pp. 7713–7719, 2007.
- [24] A. Argyros, S.G. Leon-Saval, J. Pla, and A. Docherty, “Antiresonant reflection and inhibited coupling in hollow-core square lattice optical fibres”, *Optics Express*, vol. 16, no. 8, pp. 5642–5648, 2008.
- [25] T. Ritari, J. Tuominen, H. Ludvigsen, J. Petersen, T. Sørensen, T. Hansen, and H. Simonsen, “Gas sensing using air-guiding photonic bandgap fibers”, *Optics Express*, vol. 12, no. 17, pp. 4080–4087, 2004.
- [26] R. Thapa, K. Knabe, KL Corwin, and BR Washburn, “Arc fusion splicing of hollow-core photonic bandgap fibers for gas-filled fiber cells”, *Optics Express*, vol. 14, no. 21, pp. 9576–9583, 2006.
- [27] F. Benabid, F. Couny, JC Knight, TA Birks, and P.S.J. Russell, “Compact, stable and efficient all-fibre gas cells using hollow-core photonic crystal fibres”, *Nature*, vol. 434, no. 7032, pp. 488–491, 2005.
- [28] DB Keck, RD Maurer, and PC Schultz, “On the ultimate lower limit of attenuation in glass optical waveguides”, *Applied Physics Letters*, vol. 22, no. 7, pp. 307–309, 1973.
- [29] R. Bergh, H. Lefevre, and H. Shaw, “An overview of fiber-optic gyroscopes”, *Lightwave Technology, Journal of*, vol. 2, no. 2, pp. 91–107, 1984.
- [30] K. Böhm, P. Russer, E. Weidel, and R. Ulrich, “Low-noise fiber-optic rotation sensing”, *Optics Letters*, vol. 6, no. 2, pp. 64–66, 1981.
- [31] WK Burns, RP Moeller, and A. Dandridge, “Excess noise in fiber gyroscope sources”, *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 2, no. 8, pp. 606–608, 1990.
- [32] P. Roberts, F. Couny, H. Sabert, B. Mangan, T. Birks, J. Knight, and P. Russell, “Loss in solid-core photonic crystal fibers due to interface roughness scattering”, *Optics Express*, vol. 13, no. 20, pp. 7779–7793, 2005.
- [33] V. Dangui, M.J.F. Dignonnet, and G.S. Kino, “Laser-driven photonic-bandgap fiber optic gyroscope with negligible kerr-induced drift”, *Optics letters*, vol. 34, no. 7, pp. 875–877, 2009.
- [34] R.A. Bergh, H.C. Lefevre, and H.J. Shaw, “Compensation of the optical kerr effect in fiber-optic gyroscopes”, *Optics Letters*, vol. 7, no. 6, pp. 282–284, 1982.
- [35] D.M. Shupe, “Thermally induced nonreciprocity in the fiber-optic interferometer”, *Applied Optics*, vol. 19, no. 5, pp. 654–655, 1980.

- [36] G.A. Sanders, L.K. Strandjord, and T. Qiu, "Hollow core fiber optic ring resonator for rotation sensing", in *Optical Fiber Sensors*. Optical Society of America, 2006.
- [37] K. Hotate and M. Harumoto, "Resonator fiber optic gyro using digital serrodyne modulation", *Lightwave Technology, Journal of*, vol. 15, no. 3, pp. 466–473, 1997.
- [38] 岡本 勝就, 光導波路の基礎 (フォトニクスシリーズ), コロナ社, 9 1992.
- [39] G. Ren, P. Shum, J.J. Hu, X. Yu, and Y. Gong, "Fabrication of all-solid photonic bandgap fiber coupler", *Optics letters*, vol. 32, no. 21, pp. 3059–3061, 2007.
- [40] 河野 健治 and 鬼頭 勤, 光導波路解析の基礎 - マクスウェル方程式とシュレディンガー方程式を解くために, 現代工学社, 7 1999.
- [41] 左貝潤一, フォトニック結晶ファイバ, コロナ社, a5 edition, 12 2010.
- [42] K. Saitoh and M. Koshiba, "Full-vectorial imaginary-distance beam propagation method based on a finite element scheme: Application to photonic crystal fibers", *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 38, no. 7, pp. 927–933, 2002.
- [43] KOSHIBA Masanori, "Full-vector analysis of photonic crystal fibers using the finite element method(special issue on optical fibers and devices)", *IEICE transactions on electronics*, vol. 85, no. 4, pp. 881–888, 2002-04-01.
- [44] J.S. Wang and N. Ida, "Curvilinear and higher order edge finite elements in electromagnetic field computation", *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 29, no. 2, pp. 1491–1494, 1993.
- [45] M. Koshiba and Y. Tsuji, "Curvilinear hybrid edge/nodal elements with triangular shape for guided-wave problems", *Lightwave Technology, Journal of*, vol. 18, no. 5, pp. 737–743, 2000.
- [46] TA Birks, PJ Roberts, P.S.J. Russell, DM Atkin, and TJ Shepherd, "Full 2-d photonic bandgaps in silica/air structures", *Electronics Letters*, vol. 31, no. 22, pp. 1941–1943, 1995.
- [47] MJ Steel, TP White, C. Martijn de Sterke, RC McPhedran, and LC Botten, "Symmetry and degeneracy in microstructured optical fibers", *Optics letters*, vol. 26, no. 8, pp. 488–490, 2001.
- [48] Z. Wang, G. Kai, Y. Liu, J. Liu, C. Zhang, T. Sun, C. Wang, W. Zhang, S. Yuan, and X. Dong, "Coupling and decoupling of dual-core photonic bandgap fibers", *Optics letters*, vol. 30, no. 19, pp. 2542–2544, 2005.
- [49] K. Saitoh, Y. Sato, and M. Koshiba, "Coupling characteristics of dual-core photonic crystal fiber couplers", *Optics Express*, vol. 11, no. 24, pp. 3188–3195, 2003.
- [50] H. Kim, J. Kim, U.C. Paek, B.H. Lee, and K.T. Kim, "Tunable photonic crystal fiber coupler based on a side-polishing technique", *Optics letters*, vol. 29, no. 11, pp. 1194–1196, 2004.

発表文献

1. 久保田寛和, 菊池雅, 何祖源, 保立和夫, “大口径フォトニックバンドギャップファイバの伝搬モード” 電子情報通信学会技術研究報告. OCS, 光通信システム 110(291), 63-66, 2010
2. 菊池雅, 久保田寛和, 何祖源, 保立和夫, “フォトニックバンドギャップファイバを用いた光カプラ” 電子情報通信学会 総合大会, C-3-46, 2011
3. 菊池雅, 久保田寛和, 何祖源, 保立和夫, “フォトニックバンドギャップファイバを用いた光カプラ作製に関する検討” 電子情報通信学会 光ファイバ応用技術研究会, OFT, 光ファイバ応用技術 111(69), 1-4, 2011
4. 特許出願 発明名称「光ファイバカップラ」出願番号 特願 2011-140842, 2011
5. 菊池雅, 久保田寛和, 何祖源, 保立和夫, “フォトニックバンドギャップファイバを用いた光カプラにおける波長と結合長の関係” 電子情報通信学会 総合大会, C-3-72, 2012

謝辞

本研究は実に多くの方々のご助言，ご支援により完成に至ることができました．この場をお借りし謹んで御礼申し上げます．

特に何祖源教授には非常に興味深い本研究のテーマを与えて頂き，本研究を進めるにあたっても数多くの御助言，御提案を賜りました．深く御礼申し上げます．保立・何研究室ミーティングや保立・何・山下研究室セミナーにおきましては本研究について数多くの御教示，御指摘をいただきました保立和夫教授に深く感謝致します．保立・山下・何研究室セミナーをはじめとした進捗報告の場におきまして山下真司教授より非常に有益な御指摘・御助言をいただきました．厚く御礼申し上げます．実験設備，実験器具などに関して数多くのご指導を頂きました岸真人先生に深く感謝いたします．

NTT 共同研究ミーティングにおきましては本研究の方向性など貴重な御教示，御支援，また実験に関する御助言を頂きました NTT 未来ねっと研究所の久保田寛和様，NTT アクセスサービスシステム研究所の辻川恭三様，馬麟様に心より御礼申し上げます．

経理関係等や研究室生活におかれましては，大変お世話になりました増原迪子様，若林紀江様，水野典子様，平野恵子様，佐山芳恵様に深く感謝いたします．

先輩方や同輩，後輩を含めました研究室の皆様と公私に関わらず非常に楽しい研究生生活を送れたことは大変幸運でありました．ここに深く感謝いたします．

最後に，学生生活を送るにあたって並々ならぬ御支援を頂いた両親に深く感謝いたします．