

光導波路のフーリエ変換応用に関する研究

外園，裕仁

<https://doi.org/10.15017/1654919>

出版情報：九州大学，2015，博士（工学），課程博士
バージョン：
権利関係：全文ファイル公表済



光導波路のフーリエ変換応用 に関する研究

九州大学大学院総合理工学府
量子プロセス理工学専攻
浜本研究室

外薮 裕仁

目 次

第 1 章 序論	1
1.1 研究背景と目的.....	1
1.2 センシングへ応用した光導波路の最新動向	5
1.3 フーリエ変換を応用した光導波路の最新動向	8
1.4 本論文の構成	12
参考文献	13
第 2 章 フーリエ変換に基づく光導波路	20
2.1 はじめに	20
2.2 フーリエ変換を用いたフィールド分布評価方法	20
2.3 フーリエ変換を用いた光導波路による角度プロファイルの生成	29
2.4 まとめ	33
参考文献.....	34
第 3 章 センシング応用光導波路の光フィールド分布解析と応用	35
3.1 はじめに	35
3.2 シリカハイメサ導波路の概要	36
3.3 フーリエ変換を用いた光フィールド分布測定による シリカハイメサ導波路の評価.....	40
3.4 光導波路を用いた増幅 CRDS 法による気体計測	48
3.5 まとめ	56
参考文献.....	57

第4章 角度プロファイルを有するモードの生成と応用	60
4.1 はじめに	60
4.2 OAM モードの概略	61
4.3 OAM モードを用いた MCF 伝送	64
4.4 モードの縮退の原因	65
4.5 拡張 OAM モードを用いた MCF 伝送	67
4.5.1 モード縮退の解決方法	67
4.5.2 ローランド円のスラブ導波路を用いた拡張 OAM モードの生成	72
4.5.3 拡張 OAM モードによるモード合分岐の検討	78
4.6 まとめ	82
参考文献	83
第5章 総括	85
5.1 まとめ	85
5.2 今後の展望	87
付録	88
謝辞	94

第 1 章 序論

1.1 研究背景と目的

フーリエ変換は、時間変数から周波数変数へ基底変数変換、または位置変数から角度変数へ基底変数変換を行うことが可能であり、音や光、振動、コンピュータグラフィックス、医療、信号処理などの幅広い分野で用いられている。例えば、デジタル音源、ノイズ除去方、CT (computed tomography)[1]・MRI (magnetic resonance imaging)スキャン[2]、画像処理、電気回路解析、直交周波数分割多重(OFDM: orthogonal frequency division multiplexing)[3-5]などに応用されている。このようにフーリエ変換は様々な分野において重要な基礎となっている。導波路性能解析方法である光フィールド分布の近視野像(NFP: near field pattern)、および遠視野像(FFP: far field pattern)の関係もフーリエ変換の関係であることが知られているが、FFP の測定によりレーザーや光ファイバのモード評価[6-7]を行うなどの報告はなされているが、フーリエ変換を積極的に応用した光導波路評価方法の検討はあまりなかった。特に、導波路内部を伝搬している光の量に対する光導波路外に分布している光量を実験的に直接評価することは物理的に困難で、フーリエ変換による角度変数から位置変数への基底変数変換を用いた導波路端面の光フィールド分布評価方法の確立が期待されていた。また逆に、フーリエ変換を用いて位置変数から角度変数への基底変数変換を用いる応用方法についても最近注目されており、特に本フーリエ変換過程を光導波路により実行することで、角度プロファイルを有する空間モードを生成した OAM(orbital angular momentum)モードが昨今注目を浴びている。しかしながら、本 OAM モードの具体的生成方法、特に MCF(multi-core fiber)伝送のための OAM モード生成についてはこれまで殆ど検討されることは無かった。

本研究では、フーリエ変換により角度変数から位置変数へ基底変数を変換することを用い、光導波路端面の光フィールド分布評価を行った。更には、位置変数から角度変数へ基底変数を変換することを応用し、角度プロファイルを有

する OAM モードの MCF 伝送を行う手法による伝送容量増大の可能性について研究を行っている。

NFP の測定方法の概略図を図 1.1.1 に示す。NFP の測定方法は、光導波路の断面から出射された光をレンズ系により光検知器の位置に拡大して結像する。その後、拡大された光導波路断面の光フィールドを光検知器でスキャンすることで測定することができる。この方法により正確な NFP を測定するためには、レンズ系による正確な結像、光検知器によるマイクロオーダー精度のスキャンが必要とされるため、NFP の位置に対する光フィールド分布の正確な測定は困難である。FFP の測定方法の概略図を図 1.1.2 に示す。FFP の測定方法は、光導波路断面から出射された光をある程度伝搬した位置において、円弧状に光検知器でスキャンすることにより FFP である光フィールドの角度成分を測定することができるため、NFP と比較して容易に測定することができる。ここで、NFP と FFP の関係がフーリエ変換の角度変数から位置変数への基底変数変換の関係であることを応用すると、FFP を測定し、NFP の光フィールド分布に変換することで正確な NFP を測定することができる[8]。このように光フィールドの測定には、フーリエ変換を応用することが原理的に可能である。そこで本研究では、フーリエ変換を応用した導波路断面の光フィールド分布測定方法について検討を行った。なお、本研究で研究対象としているハイメサ導波路は、導波光の偏波が TE (transverse Electric) の場合、コアと気相の界面で全反射が生じるため、導波光の一部が導波路外に分布(エバネッセント光[9])することが報告されている[10]。この性質を用いると、導波光の一部を使った赤外吸収分光が可能となる[11]。しかし、これまで実験的に直接導波路外の分布の割合を計測した例はなかった。

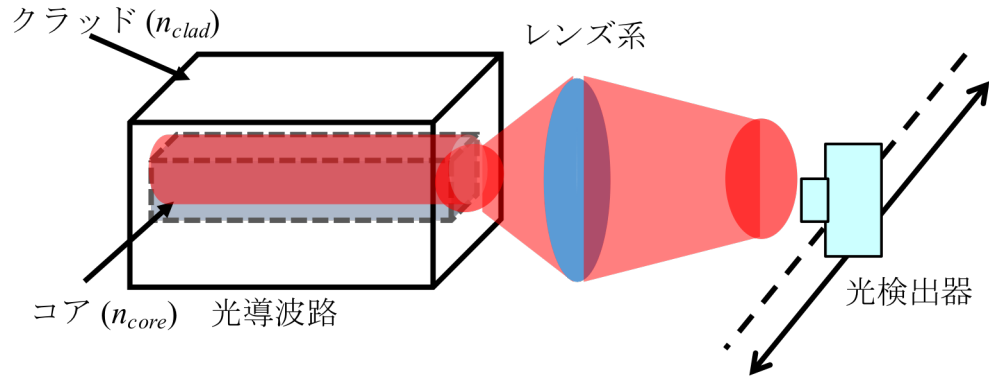


図 1.1.1 NFP の測定方法の概略図

光導波路の断面から出射された光をレンズ系により光検知器の位置に拡大して結像し、拡大された光導波路断面の光フィールドを光検知器でスキャンすることで測定する。

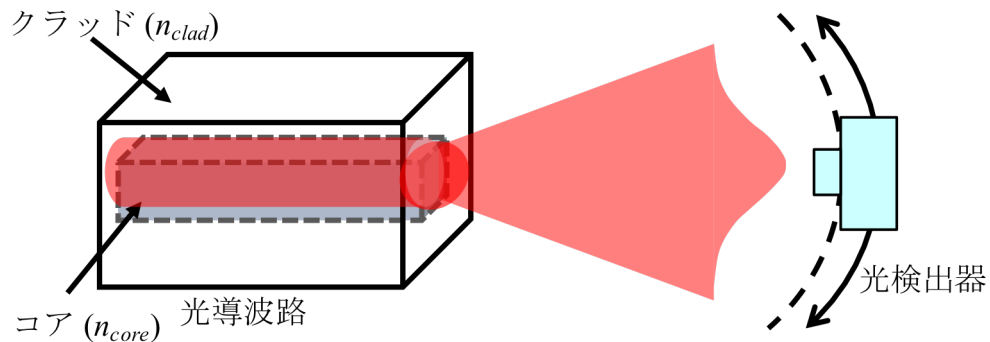


図 1.1.2 FFP の測定方法の概略図

光導波路断面から出射された光を、ある程度伝搬した位置において円弧状に光検知器でスキャンすることで、FFP である光フィールドの角度成分を測定する。

また逆に、フーリエ変換を用いて位置変数から角度変数へ基底変数変換することを応用し、フーリエ変換過程を光導波路により実行することで、角度プロファイルを有する空間モードの生成についても検討を行った。角度プロファイルを有する空間モードとして OAM モード[12](図 1.1.3)が注目を浴びており、理論上無限に多重できることが知られている。そのため、光通信における伝送容量増大のための技術の 1 つとして研究されている。しかしながら、OAM モードの具体的生成方法、特に MCF 伝送のための OAM モード生成についてはこれまで殆ど検討されることは無かった。

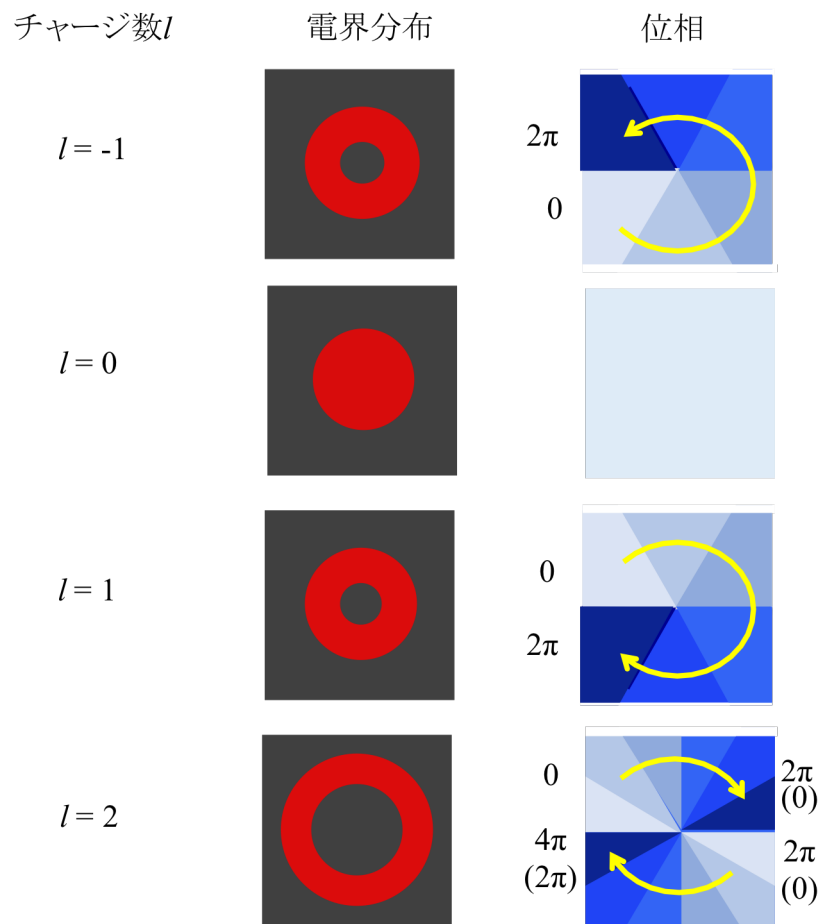


図 1.1.3 OAM モード (チャージ数 : $l = -1, 0, 1, 2$) の概略図
 OAM モードはリング状の光フィールド分布であり、位相は一周で $2\pi \times l$ となる。OAM モードの位相はチャージ数ごとに 2π の整数倍であり、直交性を保持するため、理論上無限に多重できる。

1.2 センシングへ応用した光導波路の最新動向

センシング用途に用いられる光導波路に関する研究は多くの研究機関で行われており、その構造や材料は多岐にわたる。図1.2.1に代表的な光導波路の構造、表1.2.1に最新の光導波路の伝搬損失を示す。列ごとに光導波路構造を、行ごとに光導波路のコア層に用いられる材料について示している。ただし中空構造のみ、コア層に最も近いクラッド層に使用されている材料を示している。

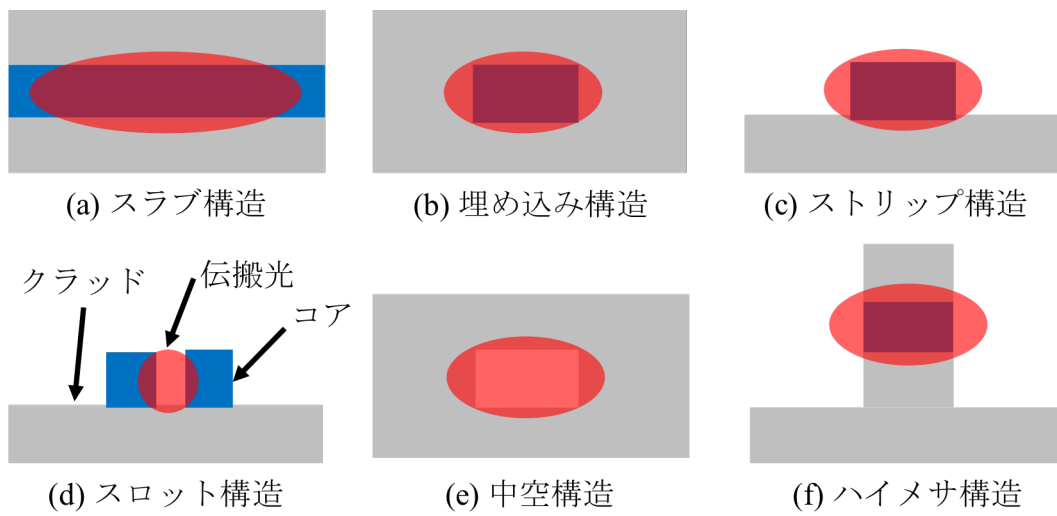


図 1.2.1 光導波路の構造

表 1.2.1 各構造・材料ごとの伝搬損失[dB/cm]

	埋め込み	ハイメサ	ストリップ	スロット	中空
Si	0.3[13]	0.9[11]	2±1[14]	6.5±0.2[15] 2(非対称構造)[16]	0.00006[17]
Metal					0.05[18]
As ₂ S ₃	0.05[19]				
Si ₃ N ₄	0.007[20]				
Silica	0.001[21]	0.02[22]			

また、光導波路に使用する材料に関しては、他の材料損失と比べて伝搬損失が大きい、吸収損失が通信波長帯で極めて小さい、コスト面、製造技術が成熟している点などからSiが主流となっている。そのため、今までSiを用いた光導波路に関する研究を行ってきた。しかし、 Si_3N_4 やシリカ材料に関しては埋め込み構造ではあるが非常に低い伝搬損失が報告されており、検討する価値は十分にあると考えている。

センシングへ応用された光導波路は、現在では主に図1.2.1(d)、(e)に示したスロット構造[14-16, 23, 24]、中空構造[17, 18, 25-27]について研究が行われている。これらの構造は伝搬光が存在する領域が主に空間部分になるため、光のはみ出しに関して非常に優れている。また、中空構造に関しては最近の研究によってHCG (high-contrast grating)を適応することで大幅な伝搬損失の低減を実現している。しかし、これらの構造では、試料気体を伝搬光に接触させることが非常に難しい、製作が難しく量産化が難しいという課題がある。図1.2.1(f)のハイメサ構造は、コア層が光導波路側面で外部に露出しているため、水平方向での比屈折率差が大きく、閉じ込めが強い構造である。この特長から、光導波路の曲げに強く、曲率半径を小さくすることができる[28]。それと同時に、図1.2.1(f)に示したように、側壁部から伝搬光の一部が気相に分布しながら伝搬していくため、この気相への分布光を利用してガス計測を行うことができる。伝搬光が光導波路外に分布する割合を光気相分布率と定義しており、センシングの指標の1つとして検討を行っている。各光導波路構造の計測用途に向けた特徴を表1.2.2に示す。なお、表中の伝搬損失は、計測用光導波路として報告されているものを示している。ハイメサ構造は従来検討してきたもの[11]、スロット構造は液体試料を用いた計測例[29]、中空構造は気体試料を用いた計測例[30]について示している。他の構造の光導波路については気体計測に応用した場合の特性として示す。ハイメサ構造は伝搬光の一部が気相に分布しているため、中空構造などで問題となった気体への接触も容易に行うことができる。また、ストリップ構造と異なり、コア層の上下にクラッド層を挿入することで、

表 1.2.2 各光導波路構造の計測用途に向けた特徴

	埋め込み	ハイメサ	ストリップ	スロット	中空
光気相分布率	0%	2.4%	8.3%	20%	100%
伝搬損失	0.001dB/cm [21]	0.02dB/cm [22]	2dB/cm [14]	12dB/cm [29]	0.02dB/cm [30]

コア層から基板への距離を離し、光導波路の実行屈折率を伸ばすことで、基板方向へのリーク損失を発生させにくくしている。コア層上のクラッド層は、降下物からコア層を保護し、屈折率変化などによる光導波路の特性変化を妨げる役割も期待される。加えて、製造プロセスが堆積・エッチング各一度のみで済む上、マスク製作も最小数百nm程度のプロットでよいとため、前述の中空構造やスロット構造と比較して製作が非常に容易であることも、ハイメサ構造の特長の一つである。これらの点から、計測用光導波路構造としてハイメサ構造に注目し、これまで検討を行ってきた。

光導波路を用いたガス計測に関する研究は、さまざまな計測方法を用いて多くの研究機関で行われている。光導波路に適用された計測方法としては、赤外吸収分光法[11, 22, 24, 26, 27]、ラマン散乱を利用したもの[25]、表面プラズモン共振等の屈折率変化を利用したもの[23][31]、光導波路分光法 (OWS: optical waveguide spectroscopy)によるもの[32]、OWSの光導波路表面にポリマーを設置し、ポリマーの反応による変色を比色分析するもの[33]などが研究されている。これらの方法の中で、応答速度や、(COとCO₂などの) 分子構造の似通った物質でも同定が可能といった点で優れている赤外吸収分光法に注目し、検討を行ってきた。光導波路を応用した赤外吸収分光法を行うには、伝搬光が気相にどの程度分布しているか確認することが必要不可欠であるため、フーリエ変換を応用した遠視野像から近視野像への変換による導波路端面の光フィールド分布測定が重要となる。導波路端面の光フィールド分布測定方法の原理の詳細については第2章で述べ、実際にシリカハイメサ導波路の光フィールド分布の評価を行い、気体計測への応用について第3章で述べる。

1.3 フーリエ変換を応用した光導波路の最新動向

フーリエ変換を応用した光導波路として、図1.2.1(a)のスラブ構造の導波路を図1.3.1に示すローランド円に設計したものがあある。ローランド円は内側の曲率半径 R_{in} と外側の曲率半径 R_{out} の関係が $R_{out} = 2R_{in}$ となるため、中央の入力導波路から光が入射された場合、光はフラウンホーファ回折により伝搬することで、出力導波路側のスラブ導波路端面で広がった光は出力導波路に分けられる。この時、中央の入力導波路から入射された光フィールド分布と出力導波路側のスラブ導波路端面の光フィールド分布はフーリエ変換の関係にある。このように、ローランド円のスラブ導波路はパワースプリッタの機能を有するスラーカプラとして使用されている[34,35]。他にパワースプリッタの機能を有する導波路として、MMI (multimode interference (多モード干渉))型導波路[36-38]やY分岐型導波路[39]がある。図1.3.2にパワースプリッタの種類、表1.3.1にパワースプリッタの研究例を示す。

スターカプラの特徴として、入射光はフラウンホーファ回折により広がりながら伝搬するため、各出力ポートにおける光強度はガウシアン分布となり、分

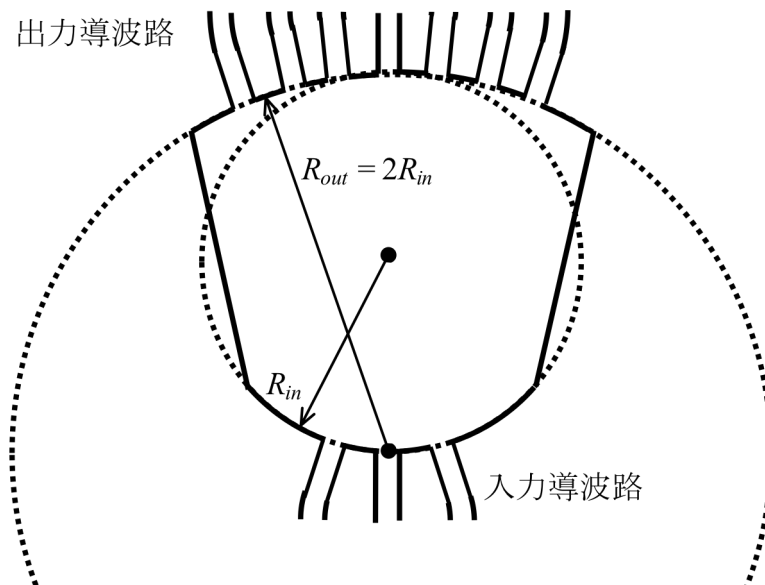


図 1.3.1 ローランド円の概略図

点線部分がローランド円であり、内側の曲率半径 R_{in} と外側の曲率半径 R_{out} は $R_{out} = 2R_{in}$ となる。実践部分がローランド円を用いたスラブ導波路である。

表 1.3.1 パワースプリッタの研究例

デバイス タイプ	材料	入力×出力 導波路数	分岐後の光 強度のムラ	サイズ	参考 文献
スターカプラ	InP	1×16	6.7 dB	5.9×3.7 mm ²	[34]
スターカプラ	Si	1×16	1.1 dB		[35]
MMI	SiO ₂	1×64	1.7 dB	41.9×15.8 mm ²	[36]
MMI	InP- InGaAsP	2×2	0.5 dB	6×66μm ²	[37]
MMI	SiO ₂	1×32	0.95 dB	24×1.6mm ²	[38]
Y 分岐	Si	1×16	0.3 dB	0.6×3 mm ²	[39]

岐した光強度にムラが生じ、光を均等に分岐することが難しい。しかし、各出力ポートの位相関係は同位相となるため、位相の制御が容易である。MMI型導波路の特徴は、均一な光強度の分岐が可能であるが、出力光の位相関係が多モード干渉により複雑な関係となる。また、設計により優れた製作トレランスを持ち、単一平面で高集積化が可能であることに加え、一回のエッチングで製作できるためコスト的にも非常に優れる[40-43]。しかし、原理的に波長依存性と偏波依存性を持つ。Y分岐型導波路の場合、容易な構造であるが、分岐数が多い場合、Y分岐導波路も増加するため、Y分岐導波路の過剰損失を低減させる必要がある。

ローランド円のスラブ導波路を応用したものが、波長分割多重で用いられるAWG (arrayed waveguide grating)[44-46]である。図1.3.2にAWGの概略図を示すように入出力導波路と2つのスラブ導波路、隣接する導波路間で、一定の光路長差 ΔL を持つ数十から数百のアレイ導波路から構成されている。中心の入力導波路から入射された光はローランド円のスラブ導波路により、数十～数百本あるアレイ導波路に同位相面の光として入射され、それぞれのアレイ導波路を独立して伝搬する。アレイ導波路は一定の光路長差を持つため、導波路間で一定の遅延時間差が生じる構造となっており、出力端では光路長に応じた位相差

が生じる。しかし、中心波長において、アレイ導波路の出力側では同位相となる。出力側スラブ導波路に出射された光は、互いに干渉することで出力導波路に結合する。他の波長ではアレイ導波路の長さの違いから位相差が変化し、アレイ導波路出力端における位相面に傾きが生じる。この結果として、出力側スラブ導波路内で光は波面の向きに応じて伝搬するため、各波長は中心波長の経路に対してある角度で集束される。したがって、各結像位置に出力導波路を接続することにより、異なる波長の光を取り出すことができる。表1.3.2にAWGの最新の研究を示す。様々な材料において多チャンネル、狭チャンネル幅となるAWGの研究が行われている。

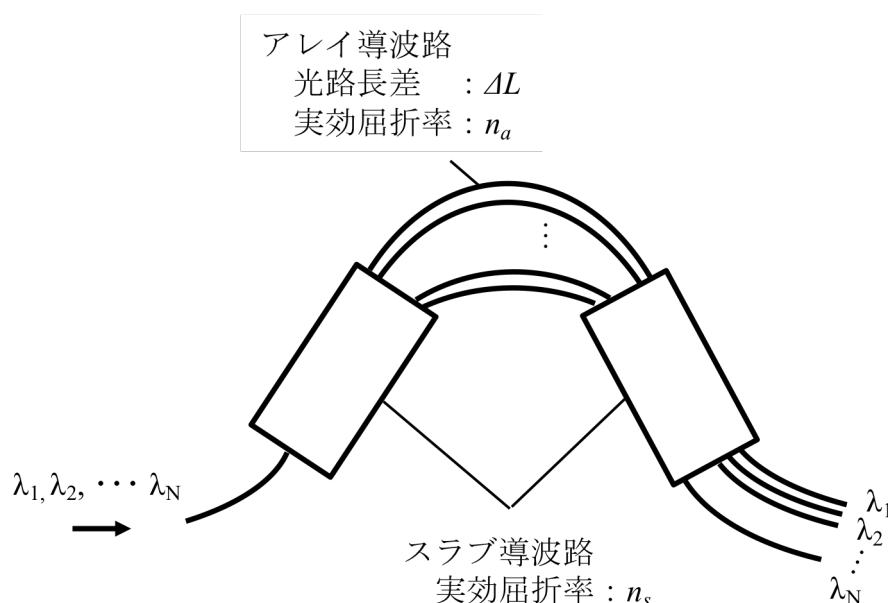


図 1.3.2 アレイ導波路回折格子(AWG)の概略図
AWG は入力/出力導波路、スラブ導波路、アレイ導波路から構成される。

表 1.3.2 AWG の最新の研究

材料	チャンネル幅	チャンネル数	クロストーク	参考文献
シリカ	100 GHz	48	-30 dB	[47]
InP	200 GHz	10	-17 dB	[48]
Si	200 GHz	16	-18 dB	[49]
Si(リブ構造)	100 GHz	40	-15 dB	[50]

また、ローランド円のスラブ導波路は、OAMモードの生成、合分岐に応用されている。図1.3.3にOAMモードの合分岐デバイス[51, 52]の原理を示す。この図より、左側からガウシアンビームが入射された場合、ローランド円のスラブ導波路を、光は広がりながら伝搬し、それぞれの光導波路に分かれる。この時各光導波路に分けられた光の位相は入力導波路の位置により、位相が線形の関係になる。この位相関係を保持しながら、光導波路を円形に配置することで、OAMモードを生成することが可能であり、各入力導波路から同時に光を入射することでOAMモードを合波することが可能である。このデバイスにより、15モードのOAMモードを生成することが可能である。また、図1.3.3のデバイスを用いたOAMモードの空間伝送において、1.68 Tb/sの伝送実験が報告されている。しかし、OAMモード間のクロストークが不十分であるため、クロストークを改善する必要がある。原因として、OAMモードをローランド円のスラブ導波路により位相関係を生成し、光導波路を伝搬させることで各導波路にはOAMモードの連続的な位相関係ではなく、離散的な位相関係となるからである。図1.3.3はOAMモードを生成合分波するためのデバイスであるが、図1.3.3のデバイス応用することで、OAMモードのMCF伝送を行うことが可能であり、MCFの伝送容量を増大できないか検討を行った。その詳細については第4章で述べる。

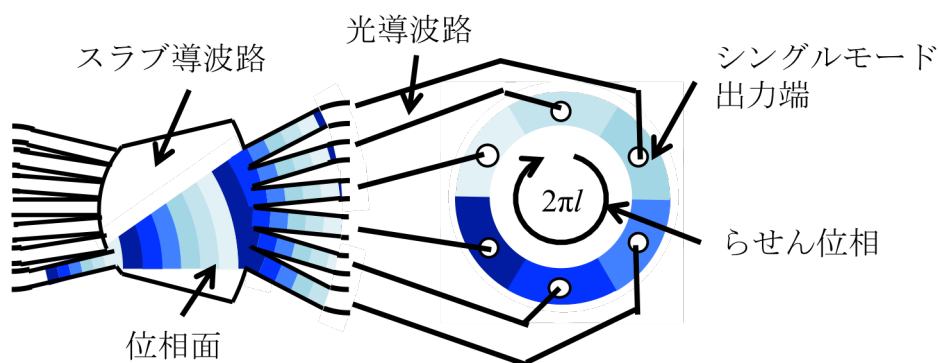


図 1.3.3 OAM モード合分岐デバイス[51, 52]の原理

左側からガウシアンビームが入射された場合、ローランド円のスラブ導波路を光は広がりながら伝搬し、それぞれの光導波路に分かれる。この時、各光導波路に分けられた光の位相は入力導波路の位置により、位相が線形の関係となり、光導波路を円形に配置することでOAMモードを生成できる。

1.4 本論文の構成

本論文は、フーリエ変換を応用した光導波路に関する研究を行ったもので、以下の5章から構成される。

第1章では、本研究の背景と目的として、フーリエ変換と、センシングへ応用した光導波路およびフーリエ変換を応用した光導波路の最新動向について述べる。

第2章では、フーリエ変換を応用した光フィールド分布評価方法の原理、および、フーリエ変換を用いたデバイスにより角度プロファイルを生成する原理について述べる。

第3章では、フーリエ変換を用いた光フィールド分布測定によりセンシング応用光導波路の光フィールドの評価、さらにセンシング応用光導波路を用いた気体計測の検討結果を報告する。

第4章では、フーリエ変換を応用した光導波路による OAM モードの生成、合分岐に関する検討結果を報告する。

第5章では、これまでの研究結果をまとめ、今後の展望について述べる。

参考文献

- [1] J. D. O'Sullivan, "A Fast Sinc Function Gridding Algorithm for Fourier Inversion in Computer Tomography", IEEE Transactions on Medical Imaging, Vol. 4, Issue 4, pp.200-207, Dec. 1985
- [2] M. I. Sereno, A. M. Dale, J. B. Reppas, K. K. Kwong, J. W. Belliveau, T. J. Brady, B. R. Rosen, R. B. Tootell, "Borders of multiple visual areas in humans revealed by functional magnetic resonance imaging", Science, Vol. 268, No. 5212, pp. 889-893, May 1995
- [3] K. Maharatna, E. Grass, and U. Jagdhold, "A 64-Point Fourier Transform Chip for High-Speed Wireless LAN Application Using OFDM", IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol.39, Issue 3, pp. 484-493, Mar. 2004
- [4] S. Coleri, M. Ergen, A. Puri, and A. Bahai, "Channel Estimation Techniques Based on Pilot Arrangement in OFDM Systems", IEEE Transactions on Broadcasting, Vol. 48, No. 3, Sep. 2002
- [5] K. Lee, C. T. D. Thai, and J. K. K. Rhee, "All optical discrete Fourier transform processor for 100 Gbps OFDM transmission", Optics Express, Vol. 16, No. 6, Mar. 2008
- [6] K. Hiruma, M. Kinoshita, and T. Mikawa, "Effect of Substrate Removal on the Optoelectronic Properties of GaAs Epitaxial Layers and GaAs/AlGaAs Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers", IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology, Vol.1, Issue 3, pp. 420-427, Mar. 2011
- [7] A. Furukawa, S. Sasaki, M. Hoshi, and A. Matsuzono, "High-power single-mode vertical-cavity surface-emitting lasers with triangular holey structure", Applied Physics Letters. Vol. 85, No. 22, pp. 5161-5163, Nov. 2004
- [8] P. S. Menon, K. Kandiah, J. S. Mandeep, S. Shaari, and P. R. Apte, "Near field and far field effects in the taguchi-optimized design of an InP/GaAs-based double wafer-fused mqw long-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser", Journal of

Nonlinear Optical Physics and Materials, Vol. 21, Issue 1, Mar. 2012

- [9] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, P. J. Roberts, D. C. Allan, "Single-Mode Photonic Band Gap Guidance of Light in Air", *Science*, Vol. 285 no. 5433 pp. 1537-1539, Sep. 1999
- [10] I. Alam and K. Hamamoto, "Slot Waveguide by Using Double High-Mesa Structure for Optical Absorption Sensing", *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 49, No.12R, pp. 122503, Dec. 2010
- [11] I. Alam, Y. Matsunaga, S. Hirofuji, T. Mitomi, T. Murayama, Y. Kokaze, H. Wado, Y. Takeuchi, and K. Hamamoto, "Low loss high-mesa Si/SiO₂ wire waveguides fabricated using neutral loop discharge plasma etching for infrared absorption spectroscopy", 15th Microoptics Conference, F3, 2009
- [12] J. Cardenas, C. B. Poitras, J. T. Robinson, K. Preston, L. Chen, and M. Lipson, "Low loss etchless silicon photonic waveguides", *Optics Express*, Vol. 17, Issue 6, pp. 4752-4757, 2009
- [13] J. Cardenas, C. B. Poitras, J. T. Robinson, K. Preston, L. Chen, and M. Lipson, "Low loss etchless silicon photonic waveguides", *Optics Express*, Vol. 17, Issue 6, pp. 4752-4757, 2009
- [14] T. Alasaarela, D. Korn, L. Alloatti, A. Saynatjoki, A. Tervonen, R. Palmer, J. Leuthold, W. Freude, and S. Honkanen, "Reduced propagation loss in silicon strip and slot waveguides coated by atomic layer deposition", *Optics Express*, Vol. 19, Issue 12, pp. 11529-11538, 2011
- [15] R. Ding, T. Baehr-Jones, W. J. Kim, X. Xiong, R. Bojko, J. M. Fedeli, M. Fournier, and Michael Hochberg, "Low-loss strip-loaded slot waveguides in Silicon-on-Insulator", *Optics Express*, Vol. 18, Issue 24, pp. 25061-25067, 2010
- [16] R. Ding, T. Baehr-Jones, W. Kim, B. Boyko, R. Bojko, A. Spott, A. Pomerene, C. Hill, W. Reinhardt, and M. Hochberg, "Low-loss asymmetric strip-loaded slot

waveguides in silicon-on-insulator”, Applied Physics Letters, Vol. 98, Issue 23, pp. 233303, .2011

[17] Y. Zhou, V. Karagodsky, B. Pesala, F. G. Sedgwick, and C. J. Chang-Hasnain, “A novel ultra-low loss hollow-core waveguide using subwavelength high-contrast gratings”, Optics Express, Vol. 17, Issue 3, pp. 1508-1517, .2009

[18] R. Bicknell, L. King, C. E. Otis, J. S. Yeo, N. Meyer, P. Kornilovitch, S. Lerner, and L. Seals, “Fabrication and characterization of hollow metal waveguides for optical interconnect applications”, Applied Physics A, Vol. 95, Issue 4, pp. 1059-1066, 2009

[19] S. J. Madden, D. Y. Choi, D. A. Bulla, A. V. Rode, B. Luther-Davies, V. G. Ta’eed, M. D. Pelusi, and B. J. Eggleton, “Long, low loss etched As₂S₃ chalcogenide waveguides for all-optical signal regeneration”, Optics Express, Vol. 15, Issue 22, pp. 14414-14421, 2007

[20] J. F. Bauters, M. J. R. Heck, D. D. John, M. C. Tien, W. Li, J. S. Barton, D. J. Blumenthal, and J. E. Bowers, “Ultra-low-loss Single-mode Si₃N₄ Waveguides with 0.7 dB/m Propagation Loss”, in Proceedings of ECOC, 2011

[21] J. F. Bauters, M. J. R. Heck, D. D. John, J. S. Barton, C. M. Bruinnink, A. Leinse, R. G. Heideman, D. J. Blumenthal, and J. E. Bowers, “Planar waveguides with less than 0.1 dB/m propagation loss Fabricated with wafer bounding”, Optics Express, Vol. 19, Issue 24, pp. 24090-24101, 2011

[22] J. Chen, H. Hokazono, D. Nakashima¹, M. Tsujino, Y. Hashizume, M. Itoh, and K. Hamamoto, “Low loss silica high-mesa waveguide for infrared sensing”, Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 53, No. 2, 022502, 2014

[23] J. T. Robinson, L. Chen, and M. Lipson, “On-chip gas detection in silicon optical microcavities”, Optics Express, Vol. 16, Issue 6, pp. 4296-4301, 2008

[24] W. C. Lai, S. Chakravarty, X. Wang, C. Lin, and R. T. Chen, “On-chip methane sensing by near-IR absorption signatures in a photonic crystal slot waveguide”, Optics Letters, Vol. 36, Issue 6, pp. 984-986, 2011

- [25] C. Shi, C. Lu, C. Gu, L. Tian, R. Newhouse, S. Chen, and J. Z. Zhang, "Inner wall coated hollow core waveguide sensor based on double substrate surface enhanced Raman scattering", *Applied Physics Letters*, Vol. 93, Issue 15, pp. 153101-3, 2008
- [26] A. Wilk, F. Seichter, S. Kim, E. Tutuncu, B. Mizaikoff, J. A. Vogt, U. Wachter, and P. Radermacher, "Toward the quantification of the $^{13}\text{CO}_2/^{12}\text{CO}_2$ ratio in exhaled mouse breath with mid-infrared hollow waveguide gas sensors", *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, Vol. 402, Issue 1, pp. 397-404, 2012
- [27] S. Kim, C. Young, B. Vidakovic, S. G. A. Gabram-Mendola, C. W. Bayer, and B. Mizaikoff, "Potential and Challenges for Mid-Infrared Sensors in Breath Diagnostics", *IEEE SENSORS JOURNAL*, Vol. 10, Issue 1, pp. 145-158, 2010
- [28] J. Ito, T. Y. Fan, T. Suzuki, and H. Tsuda, "Compact Silica Arrayed-Waveguide Grating Using High-Mesa Small-Bend Waveguides", *IEICE TRANSACTIONS on Electronics*, Vol. E91-C, No. 1, pp. 110-112, 2008
- [29] T. Claes, J. G. Molera, K. D. Vos, E. Schacht, R. Baets, and P. Bienstman, "Label-Free Biosensing With a Slot-Waveguide-Based Ring Resonator in Silicon on Insulator", *IEEE Photonics Journal*, Vol. 1, No. 3, 2009
- [30] S. Wu, A. Deev, M. Haught, and Y. Tang, "Hollow waveguide quantum cascade laser spectrometer as an online microliter sensor for gas chromatography", *Journal of Chromatography A*, vol. 1188, pp. 327-330, 2008
- [31] R. Kashyap, and G. Nemova, "Surface Plasmon Resonance-Based Fiber and Planar Waveguide Sensors", *Journal of Sensors*, vol. 2009, 2009
- [32] H. Takahashi, and T. Hinoue, "Application of optical waveguide spectroscopy to electrochemistry", *Review of Polarography*, Vol. 54, No. 3, pp. 269-279, 2008
- [33] K. Schmitt, J. Rist, C. Peter, and J. Wollenstein, "Low-cost fiber-optic waveguide sensor for the colorimetric detection of ammonia", *Microsystem Technologies*, Vol. 18, Issue 7-8, pp. 843-848, 2012

- [34] U. Koren, M. G. Young, B. I. Miller, M. A. Newkirk, M. Chien, M. Zirngibl, C. Dragone, B. Glance, T. L. Koch, B. Tell, K. Brown-Goebeler, and G. Raybon, "1×16 photonic switch operating at 1.55 μm wavelength based on optical amplifiers and a passive optical splitter", *Applied Physics Letters*, Vol. 61, Issue 14, pp. 1613-1615, Jul. 1992
- [35] T. Spuesens, S. Pathak, M. Vanslembrouck, P. Dumon, W. Bogaerts, "Integrated Grating Coupler/Power Splitter for On-chip Optical Power Distribution", 2014 IEEE 11th International Conference on Group IV Photonics (GFP), ThD3, pp. 141-142, Aug. 2014
- [36] T. Rasmussen, J. K. Rasmussen, and J. H. Povlson, "Design and performance evaluation of 1-by-64 multimode interference power splitter for optical communications", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 13, Issue 10, pp. 2069-2074, Oct. 2002
- [37] D. S. Levy, K. H. Park, R. Scarmozzino, R. M. Osgood, C. Dries, P. Studenkov, and S. Forrest, "Fabrication of Ultracompact 3-dB 2×2 MMI Power Splitters", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 11, No. 8, pp. 1009-1011, Aug. 1999
- [38] M. A. Fardad and M. Fallahi, "Sol-Gel Multimode Interference Power Splitters", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 11, No. 6, pp. 697-699, Jun. 1999
- [39] S. H. Tao, Q. Fang, J. F. Song, M. B. Yu, G. Q. Lo, and D. L. Kwong, "Cascade wide-angle Y-junction 1 x 16 optical power splitter based on silicon wire waveguides on silicon-on-insulator", *Optics Express*, Vol. 16, No. 26, pp. 21456-21461, Dec. 2008
- [40] K. Solehmainen, M. Kapulainen, M. Harjanne, and T. Aalto, "Adiabatic and Multimode Interference Couplers on Silicon-on-Insulator," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 18, No. 21, pp. 2287-2289, Nov. 2006
- [41] L. B. Soldano, E. C. M. Pennings, "Optical Multi-Mode Interference Devices Based on Self-Imaging: Principles and Applications", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, no.4, pp. 615-627, 1995

- [42] R. Ulrich, and G. Ankele, "Self-imaging in homogeneous planar optical waveguides", *Applied Physics Letters*, vol. 27, no. 6, pp. 337-339 (1975)
- [43] M. Bachmann, P. A. Besse, and H. Melchior, "General self-imaging properties in $N \times N$ multi-mode interference couplers including phase relations," *Applied Optics*, vol. 33, no. 17, pp. 3905-3911, 1994
- [44] M. K. Smit, "New focusing and dispersive planar component based on an optical phased array", *Electron. Lett.*, vol.24, pp.385-386, 1998
- [45] H. Takahashi, S. Suzuki, K. Kato, and I. Nishi, "Arrayed-waveguide grating for wavelength division multi/demultiplexer with nanometer resolution", *Electron. Lett.*, vol.26, pp.87-88, 1990
- [46] C. Dragone, "An $N \times N$ optical multiplexer using a planar arrangement of two star couplers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol.3, pp.812-815, 1991
- [47] J. Hasegawa and K. Nara, "Ultra-Low-Loss Athermal AWG Module with a Large Number of Channels", *Furukawa Review*, No. 26, 2004
- [48] P. Pan, A. Junming, W. Liangliang, W. Yuanda, W. Yue, and H. Xiongwei, "Design and fabrication of an InP arrayed waveguide grating for monolithic PICs", *Journal of Semiconductors*, Vol. 33, No. 7, Jul. 2012
- [49] W. Bogaerts, P. Dumon, D. V. Thourhout, D. Taillaert, P. Jaenen, J. Wouters, S. Beckx, V. Wiaux, and R. G. Baets, "Compact wavelength-selective functions in silicon-on-insulator photonic wires", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 12, No. 6, pp. 1394-1401, Nov. 2006
- [50] S. T. S. Cheung, B. Guan, S. S. Djordjevic, K. Okamoto, and S. J. B. Yoo, "Low-loss and High Contrast Silicon-on-Insulator (SOI) Arrayed Waveguide Grating", *Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, CM4A.5, 2012
- [51] N. K. Fontaine, C. R. Doerr, and L. Buhl, "Efficient multiplexing and demultiplexing of free-space orbital angular momentum using photonic integrated

circuits,” in Optical Fiber Communication Conference, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2012), paper OTu1I.2, 2012

[52] B. Guan, R. P. Scott, C. Qin, N. K. Fontaine, T. Su, C. Ferrari, M. Cappuzzo, F. Klemens, B. Keller, M. Earnshaw, and S. J. B. Yoo, “Free-space coherent optical communication with orbital angular, momentum multiplexing/ demultiplexing using a hybrid 3D photonic integrated circuit,” *Opt. Express* 22, 145–156, 2014

第2章 フーリエ変換に基づく光導波路

2.1 はじめに

本章では、フーリエ変換による角度変数から位置変数への基底変数変換を用いた導波路端面の光フィールド分布評価方法の原理と、位置変数から角度変数への基底変数変換を応用したローランド円のスラブ導波路端面において任意の角度プロファイルを得る方法について述べる。

2.2 節ではフーリエ変換を用いた光フィールド分布評価方法について述べる。

2.3 節ではフーリエ変換を用いた導波路の応用について述べる。

2.2 フーリエ変換を用いた光フィールド分布評価方法

光導波路の光フィールド分布である近視野像(NFP: near field pattern)と遠視野像(FFP: far field pattern)との関係はフーリエ変換の関係であることが知られているが、実際にフーリエ変換を積極的に応用した光導波路評価方法の検討はあまりなかった。特に、導波路内部を伝搬している光の量に対する光導波路外に分布している光量を実験的に直接評価することは物理的に困難であった。そこで、フーリエ変換により角度変数である FFP から位置変数である NFP へ変換することを用い、光導波路端面の光フィールド分布を直接測定する方法について示す。この光フィールド分布測定により、センシングへ応用をする光導波路の評価を行うことが可能となる。

図2.2.1のように導波路の端面が $z = 0$ の場所にあり、そこから屈折率 n の自由空間に電磁界が放射されているとする。導波路端面上での電界分布を $f(x_0, y_0, 0)$ とし端面から距離 R だけ離れた観測面上での電界分布を $f(x, y, R)$ とする。 $f(x, y, R)$ はフレネル・キルヒホッフの回折公式 (Fresnel-Kirchhoff diffraction formula) [1]によって $f(x_0, y_0, 0)$ と次のように関係づけて求められる。

$$f(x, y, z) = \frac{kn}{j2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x_0, y_0, 0) \frac{1}{r} \exp(jknr) dx_0 dy_0 \quad (2.2.1)$$

ただし、ここで $k=2\pi/\lambda$ であり、 n は光が伝搬する空間の屈折率であり、光は空間中の伝搬とするので $n=1$ とする。

$$r = \left[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + R^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.2.2)$$

である。 $R \gg |x-x_0|, |y-y_0|$ の場合、式(2.2.2)は次のように近似できる。

$$\begin{aligned} r &= R \left[1 + \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{R^2} \right]^{\frac{1}{2}} = R + \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2R} \dots \\ &= R + \frac{x^2 + y^2}{2R} + \frac{xx_0 + yy_0}{R} + \frac{x_0^2 + y_0^2}{2R} + \dots \end{aligned} \quad (2.2.3)$$

式(2.2.3)において、第何項まで採用するかは導波路端面と観測面の距離 R の遠近によって決まり、第3項までとればよい領域を遠視野像(FFP)、またはフラウンホーファ領域(Fraunhofer region)といい、近似として第4項までとらなければならない領域を近視野像(NFP)、またはフレネル領域(Fresnel region)という[2, 3]。しかし、端面に十分近い領域ではフレネル近似も使えなくなることには注意しなければならない。フレネル近似を使うかフラウンホーファ近似を使うかを決定するのは式(2.2.3)の第4項の値であって、一般に式(2.2.3)の第4項

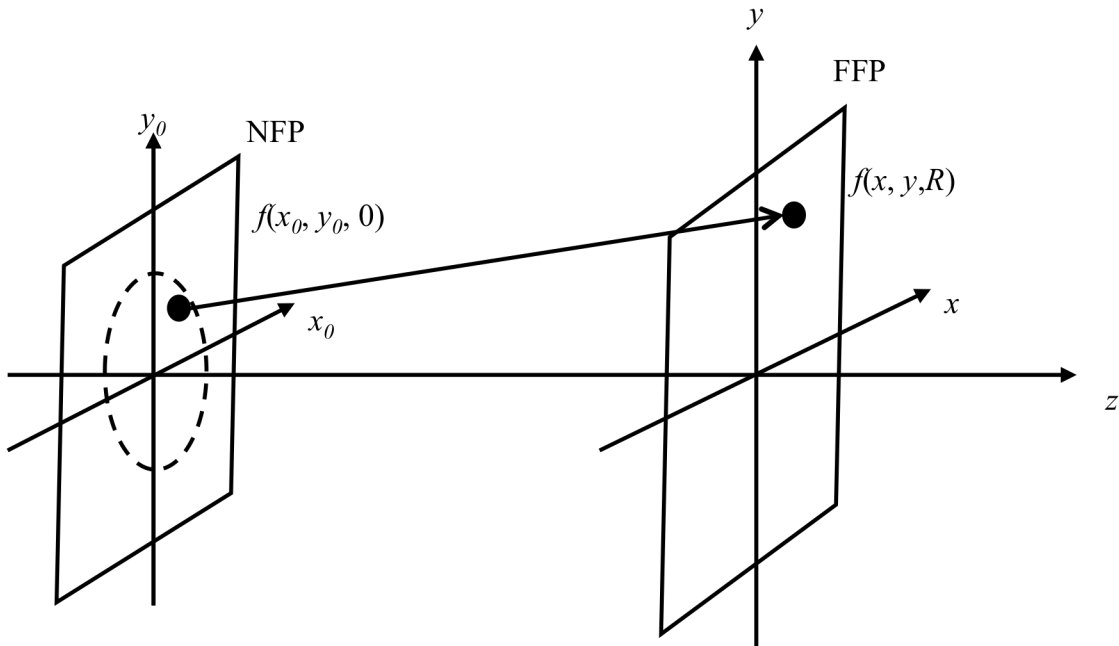


図 2.2.1 導波路端面 ($z=0$) と導波路観測面 ($z=R$) の座標系
導波路端面上での電界分布 $f(x_0, y_0, 0)$ と、端面から距離 R だけ離れた観測面上での電界分布 $f(x, y, R)$ はフーリエ変換の関係にある。

の値が $\lambda/4$ より大きい小さいかによって決まる。例えば、導波路端面での光の分布が1辺の長さ D の正方形内であると見なせる場合には、

$$\frac{\lambda}{4} = \frac{(x_0^2 + y_0^2)}{2R} = \frac{D^2}{2R} \quad (2.2.4)$$

となるので、

$$R > \frac{2D^2}{\lambda} \quad \dots\dots\dots \text{フラウンホーファ領域} \quad (2.2.5)$$

$$R < \frac{2D^2}{\lambda} \quad \dots\dots\dots \text{フレネル領域} \quad (2.2.6)$$

と区別できる。

フラウンホーファ領域の近似式は、式(2.2.3)の第3項まで採用した式である。式(2.1)に代入すると

$$f(x, y, R) = \frac{\exp(jkR)}{j\lambda R} \exp\left(jk \frac{x^2 + y^2}{2R}\right) * \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x_0, y_0, 0) \exp\left(-j2\pi \frac{xx_0 + yy_0}{\lambda R}\right) dx_0 dy_0 \quad (2.2.7)$$

となる。式(2.2.7)の一重下線の項は R が定数の為、観測点上で一定となる。その為、無視出来る。また、二重下線の項は観測位置が xy 平面内で座標原点から離れるにつれて、回折光の位相が次第に遅れることを示す。よって、式(2.2.7)は

$$f(x, y, R) = c_{xy} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x_0, y_0, 0) \exp[-j2\pi(ux_0 + vy_0)] dx_0 dy_0 \quad (2.2.8)$$

となる。但し、

$$c_{xy} = \exp\left(jk \frac{x^2 + y^2}{2R}\right), \quad u = \frac{x}{\lambda R}, \quad v = \frac{y}{\lambda R} \quad (2.2.9)$$

と表すことが出来る。

ここで、フーリエ変換の定義は以下の様に表される[2]。

2変数関数を $f(x, y)$ とすると

$$F(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp\{-j(ux + vy)\} dx dy \quad (2.2.10)$$

を $f(x, y)$ のフーリエ変換と言い

$$f(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(u, v) \exp\{j(xu + yv)\} du dv \quad (2.2.11)$$

を $F(u,v)$ の逆フーリエ変換と言う。

式(2.2.8)と式(2.2.10)を比較すると、FFPである $f(x, y, R)$ は導波路端面の電界分布 $f(x_0, y_0, 0)$ の空間周波数上でのフーリエ変換となっていることがわかる。 u 、 v はフーリエ変換における周波数に対応し、変換された座標軸を空間周波数軸と呼ぶ。回折光の強度分布は

$$I(x, y, R) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x_0, y_0, 0) \exp[-j2\pi(ux_0 + vy_0)] dx_0 dy_0 \right|^2 \quad (2.2.12)$$

となる。光強度を求めるとき、係数 c_{xy} は常に消えるため、フラウンホーファ回折式では、この係数を省略することが多い。

これより導波路端面の電界分布とFFPはフーリエ変換の関係にあることがわかる。この関係よりFFPを逆フーリエ変換することで導波路端面の電界分布を求めることが可能だと言える。

ここで、実際にフーリエ変換を用いることで、光フィールド分布を測定できるかを、2次元のシミュレーションを用いることで確認する。まず図2.2.2に示す埋め込み型導波路の構造において、ビーム伝搬法 (BPM: beam propagation method) によりFFPのシミュレーションを行い、得られたFFPを逆フーリエ変換した結果を有限要素法 (FEM: finite element method) によるNFPのシミュレーション結果と比較することで、フーリエ変換によりNFPとFFPの変換が可能であるか検討を行う。シミュレーション条件は入射光波長 $1.55\mu\text{m}$ 、コア層厚 $0.3\mu\text{m}$ 、コア層幅 $2\mu\text{m}$ とした。また、コアを $\text{Si}(n_1 = 3.48)$ 、クラッド・基板を SiO_2 (n_0 、 $n_s=1.44$) とする。図2.2.3に埋め込み型導波路に光を入射した際の水平方向成分

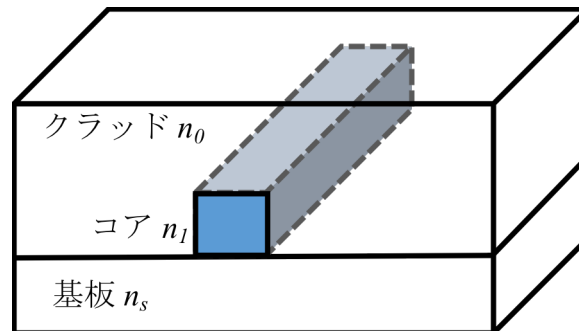
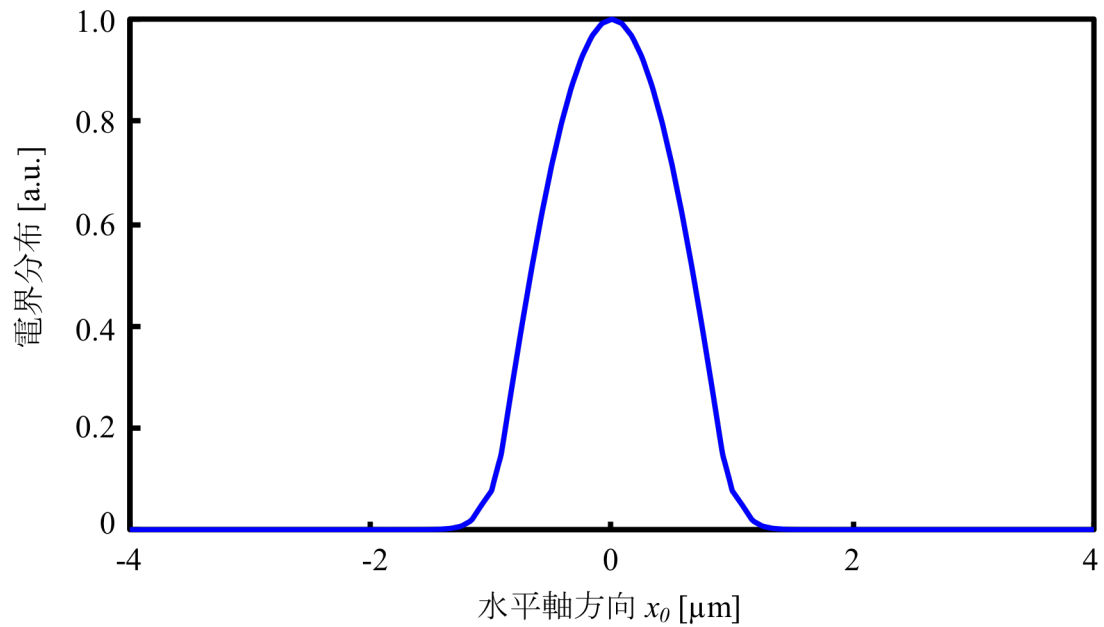
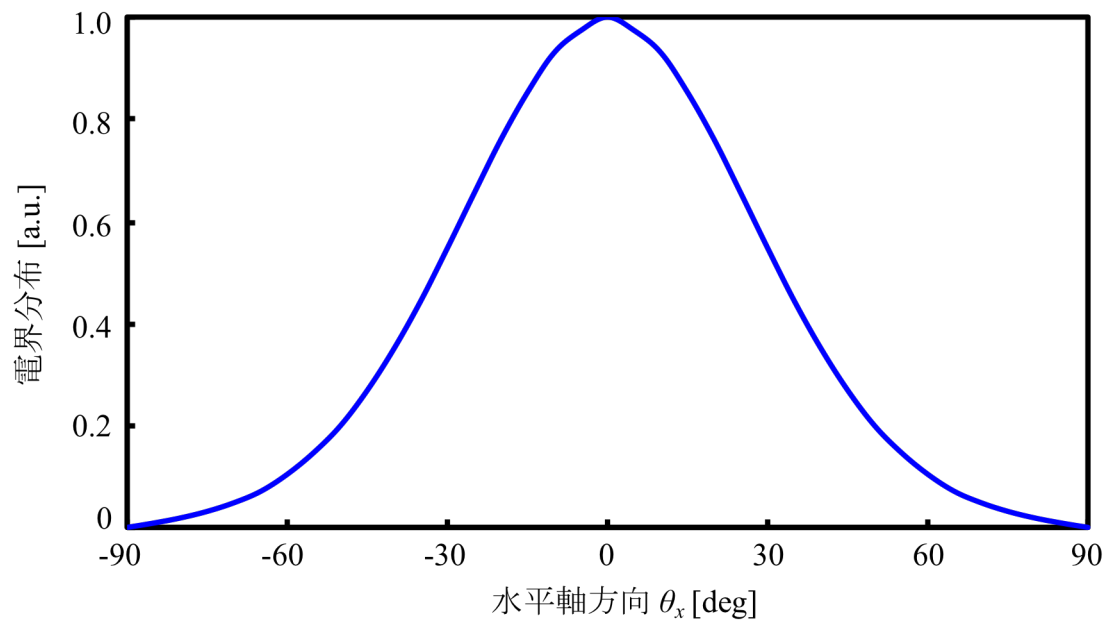


図 2.2.2 埋め込み導波路の構造
コアを Si、クラッドと基板を SiO_2 とする。

のNFPとFFPの電界分布を示す。図2.2.3に示すように、きれいなガウシアン波形が得られていることが分かる。



(a) NFP における電界分布



(b) FFP における電界分布

図 2.2.3 埋め込み導波路の NFP と FFP

2次元(出力光強度、 x 軸)におけるNFPからFFPへの変換を行う場合、FFPを f_F 、NFPを f_N とした場合、FFPにおける光強度へ変換式は式(2.2.13)となる[4]。

$$|f_F(\theta_x)|^2 = \frac{\cos^2 \theta_x}{\lambda^2 R^2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} f_N(x_0) \exp(-jkx_0 \sin \theta_x) dx_0 \right|^2 \quad (2.2.13)$$

この式は、式(2.2.7)より求めることが出来る。 $y_0 = 0$ とし、絶対値をとると、

$$|f_F(x)| = \frac{1}{\lambda R} \left| \int_{-\infty}^{\infty} f_N(x_0) \exp\left(-jk \frac{x_0 x}{R}\right) dx_0 \right| \quad (2.2.14)$$

となり、FFPは導波路端面から十分離れた距離 R の球面上における z 軸方向の電界分布を示すので、 $x = R \sin \theta_x$ となり、 $\cos \theta_x$ をかけると、

$$|f_F(\theta_x)| = \frac{\cos \theta_x}{\lambda R} \left| \int_{-\infty}^{\infty} f_N(x_0) \exp(-jkx_0 \sin \theta_x) dx_0 \right| \quad (2.2.15)$$

となる。ここで、 θ_x は図2.3.1において、NFPからFFPにおける x 座標と z 軸の角度を示す。式(2.2.15)を2乗すると、式(2.2.13)となる。

式(2.2.15)を用いて図2.2.3(a)のFEMによるNFPをフーリエ変換によりFFPに変換した分布とBPMによるFFPの分布の比較を図2.2.4に示す。BPMによるFFP

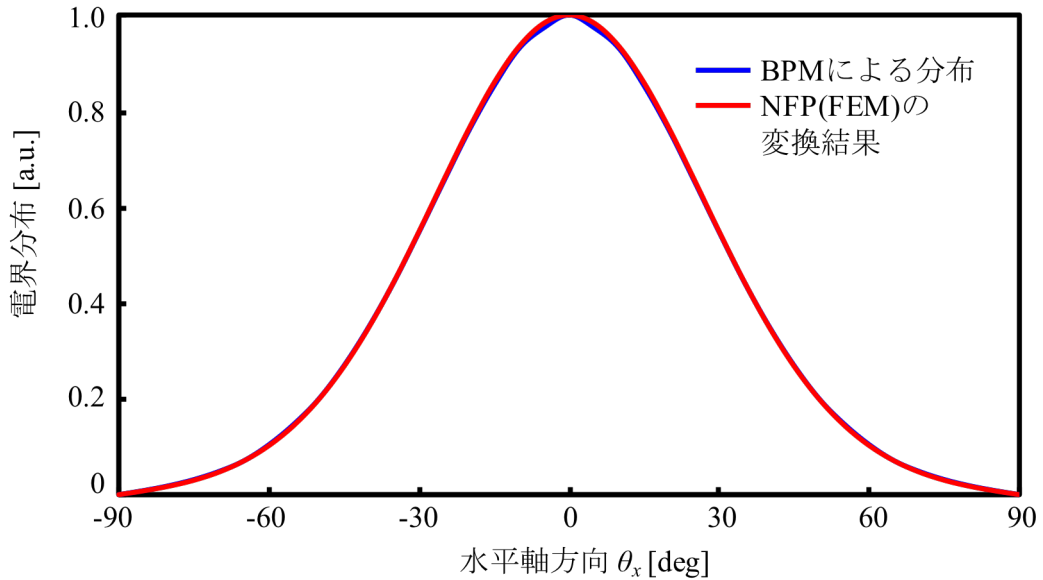


図 2.2.4 NFP から FFP へのフーリエ変換結果

FEM による NFP をフーリエ変換により FFP に変換した分布は、BPM による FFP の分布とほぼ一致することを確認した。

と、FEMによるNFPからフーリエ変換によりFFPに変換した結果はほぼ一致することを確認した。これにより、フーリエ変換を用いることで、NFPからFFPへ変換できることが確認できた。

次にFFPを逆フーリエ変換することでNFPへ変換できることを確認する。式(2.2.8)において、 $y_0 = 0$ 、FFPを f_F 、NFPを f_N とした場合、 f_F を逆フーリエ変換すると下記の式になる。

$$f_N(x_0) = \int_{-\infty}^{\infty} f_F(x) \exp\left(jk \frac{x_0 x}{R}\right) dx \quad (2.2.16)$$

また、 $x = R \sin \theta_x$ より

$$f_N(x_0) = \int_{-\infty}^{\infty} f_F(\theta_x) \exp(jk x_0 \sin \theta_x) d\theta_x \quad (2.2.17)$$

と変換出来る。しかし、式(2.2.17)は逆フーリエ変換の式ではないので、近似を行う。

$\theta_x \ll 0$ の場合、 $\sin \theta_x \doteq \theta_x$ 近似すると、

$$f_N(x_0) = \int_{-\infty}^{\infty} f_F(\theta_x) \exp(jk x_0 \theta_x) d\theta_x \quad (2.2.18)$$

となる。式(2.2.18)式を用いて、図2.2.3(b)のBPMによるFFPを逆フーリエ変換によりNFPに変換した結果を図2.2.5に示す。FEMによるNFPと、BPMによるFFPから逆フーリエ変換によりFFPに変換した結果はほぼ一致することを確認した。埋め込み導波路のコア境界である $\pm 1 \mu\text{m}$ 前後で、FEMによるNFPとBPMによるFFPの変換結果の電界分布がずれているが、波形としてはほぼ一致することが確認出来た。このずれの原因として、式(2.2.18)のように逆フーリエ変換の式にする為に $\theta_x \ll 0$ の条件により近似を行ったが、実際の計算には近似条件を満たさない成分があるからである。

しかし、FFPを逆フーリエ変換することで、NFPである導波路端面の電界分布が求められることが確認出来た。この様に、FFPの測定結果を用いて逆フー

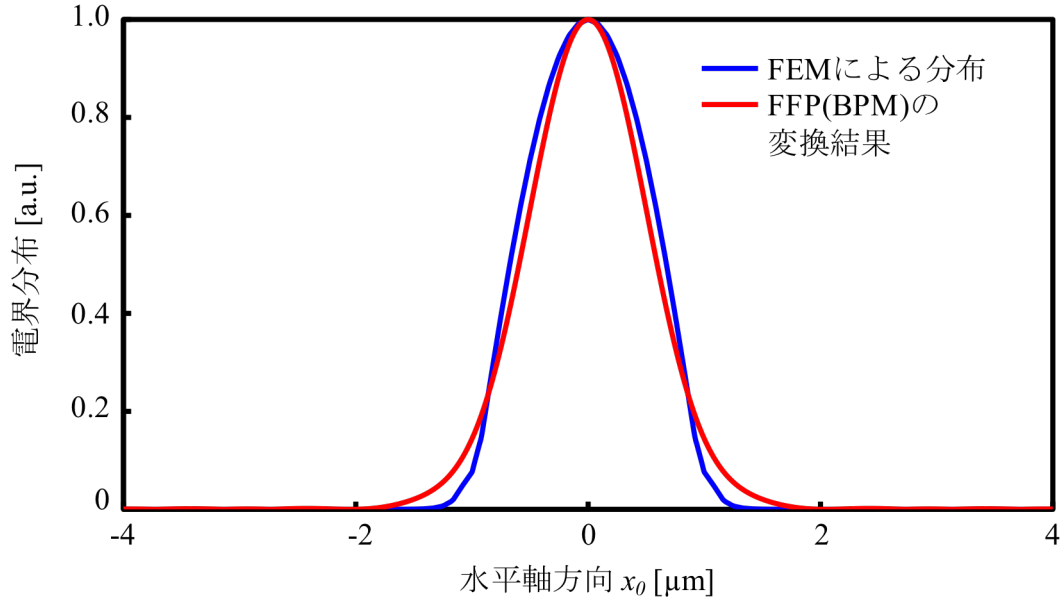


図 2.2.5 FFP から NFP への逆フーリエ変換結果

埋め込み導波路のコア境界である $\pm 1\mu\text{m}$ 前後で、FEM による分布と BPM による FFP の変換結果の電界分布がずれているが、波形としてはほぼ一致する。

リエ変換することで、導波路端面の電界分布を測定できることから、ハイメサ構造の導波路のFFPを測定することで、光が気相に分布しながら伝搬するかを確認できる。

次に、FFPからNFPに変換するにあたり、どの程度の精度で変換が可能であるか確認する。

図2.2.2の埋め込み構造において導波路幅を $0.4\sim 5.0\mu\text{m}$ と変化させた場合の変換精度を求める。変換精度の確認をする為に、標本分散を用いる。標本分散 s_2 の式を以下に示す[5]。

$$s^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^n (x_i - X_i)^2 \quad (2.2.19)$$

ここで、 n はデータ数、 x_i をBPMによるFFPから変換したNFP、 X_i をFEMによるNFPを表す。式(2.2.19)を用いて、電界分布の標本分散の導波路幅依存性を図2.2.6に示す。導波路幅 $2\mu\text{m}$ 以上で電界分布及び電界強度分布の標本偏差は約0.0015一定となる。その為、導波路幅 $2\mu\text{m}$ 以上で同精度の変換が可能であるこ

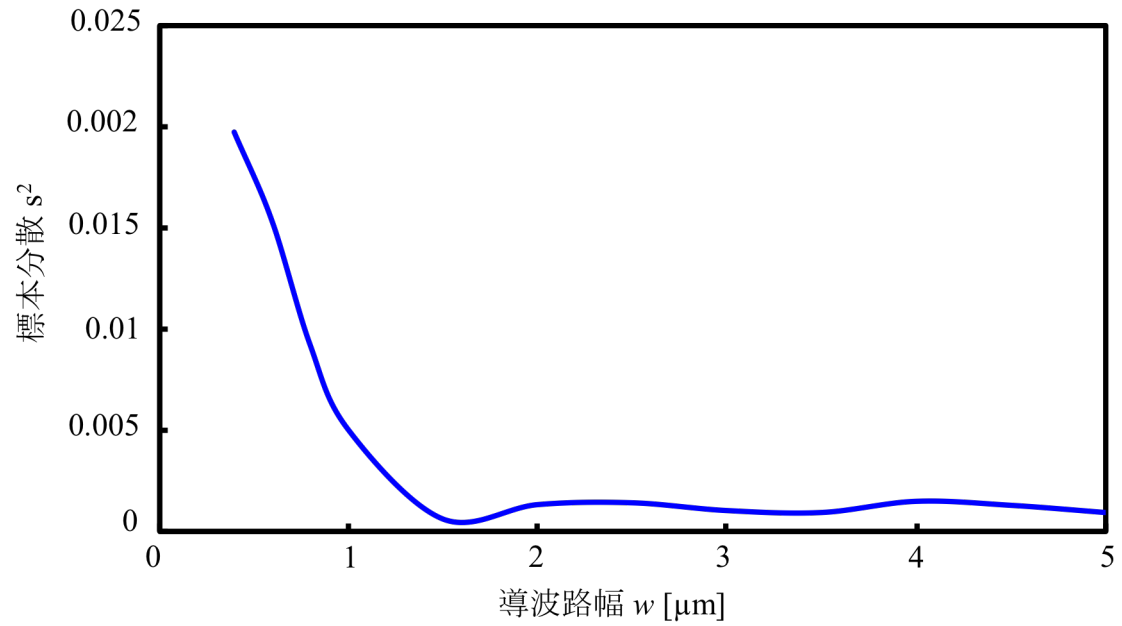


図 2.2.6 標本分散の導波路幅依存性

導波路幅 $2\mu\text{m}$ 以上で電界分布の標本分散は 0.0015 一定となる。その為、導波路幅 $2\mu\text{m}$ 以上で同精度の変換が可能である。

とが確認出来た。

また、3次元におけるフィールド分布の変換を行うためには、式(2.2.7)式から式(2.2.13)を導出するのと同様にすることで下記の式により3次元のFFPからNFPに変換することができる。

$$f_N(x_0, y_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f_F(\theta_x, \theta_y) \exp\{jk(x_0\theta_x + y_0\theta_y)\} d\theta_x d\theta_y \quad (2.2.20)$$

2.3 フーリエ変換を用いた光導波路による角度プロファイルの生成

フーリエ変換により、位置変数から角度変数へ基底変数変換することを用いて角度プロファイルを有するモードを生成するために、ローランド円のスラブ導波路を用いる[6]。ローランド円を基に設計されたスラブ導波路により、スラブ導波路端面において任意の角度プロファイルを与えることが可能である。

このローランド円のスラブ導波路を応用したものとして、波長分割多重技術で用いられるAWG(arrayed waveguide grating)[7]や、角度プロファイルを有するモードであるOAMモードの生成、合分波などに用いられることがすでに報告されている[8]。ここでは、フーリエ変換を用いた光導波路であるローランド円のスラブ導波路を応用したAWGの原理と、角度プロファイルを生成する方法について以下に示す。

AWGは主に波長分割多重技術を利用した大容量システムのキーデバイスである波長合分波器として注目されている[9-12]。AWGは図2.3.1に示すように入出力導波路と2つのローランド円のスラブ導波路、隣接する導波路間で、一定

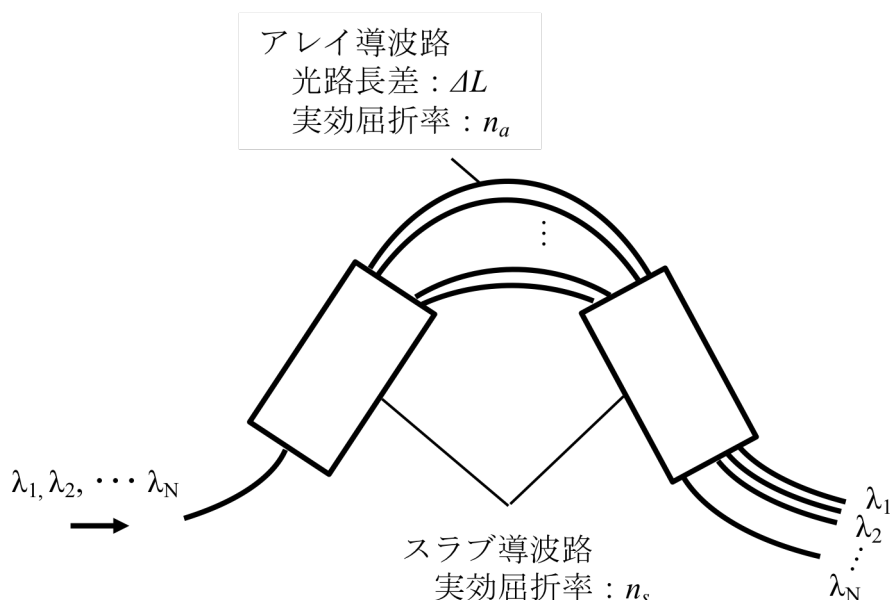


図 2.3.1 AWG の概略図

入力/出力導波路、スラブ導波路、アレイ導波路から構成される。

n_s : スラブ導波路の実効屈折率、 n_a : アレイ導波路の実効屈折率、 ΔL : 光路長差

の光路長差 ΔL を持つ数十から数百のアレイ導波路から構成されている。スラブ導波路と入出力導波路及びアレイ導波路の境界は、曲率を持っており、その中心は入出力導波路群の中央にある。アレイ導波路は曲率中心から放射された光が放射状に伝搬するように配置されている。そのため、中心の入力導波路から入射された光は入力側スラブ導波路においてフラウンホーファ回折により広がり、数十～数百本あるアレイ導波路に入射され、それぞれのアレイ導波路を独立して伝搬する。アレイ導波路の長さは、隣接する導波路間でデバイスの中心波長の整数倍になるように調節されている。このアレイ導波路の長さの違いは

$$\Delta L = \frac{m\lambda_0}{n_a} \quad (2.3.1)$$

となる。ここで、 m はAWGの回折次数、 λ_0 はデバイスの中心波長、 n_a はアレイ導波路の実効屈折率である。そのため、導波路間で一定の遅延時間差が生じる構造となっており、出力端では光路長に応じた位相差が生じている。しかし、中心波長において、アレイ導波路の出力側では同位相となる。出力側スラブ導波路に出射された光は、互いに干渉することで出力導波路に結合する。他の波長ではアレイ導波路の長さの違いから位相差が変化し、アレイ導波路出力端における位相面に傾きが生じる。この結果として、出力側スラブ導波路内で光は波面の向きに応じて伝搬するため、各波長は中心波長の経路に対してある角度で集束される。したがって、各結像位置に出力導波路を接続することにより、高効率な波長分光を取り出すことができる。

このローランド円のスラブ導波路を応用することで、角度プロファイルを有するモードを生成することができる。図2.3.2にローランド円のスラブ導波路の概略図を示す。入力導波路側の曲率を R_{in} とした場合、出力導波路側の曲率を R_{out} とした場合、それぞれの曲率は次式の関係にある。

$$R_{out} = 2R_{in} \quad (2.3.2)$$

そのため、中心の入力導波路から光が入射された場合、スラブ導波路を伝搬する光は、フレネル・キルヒホッフの回折公式[1]におけるフラウンホーファ

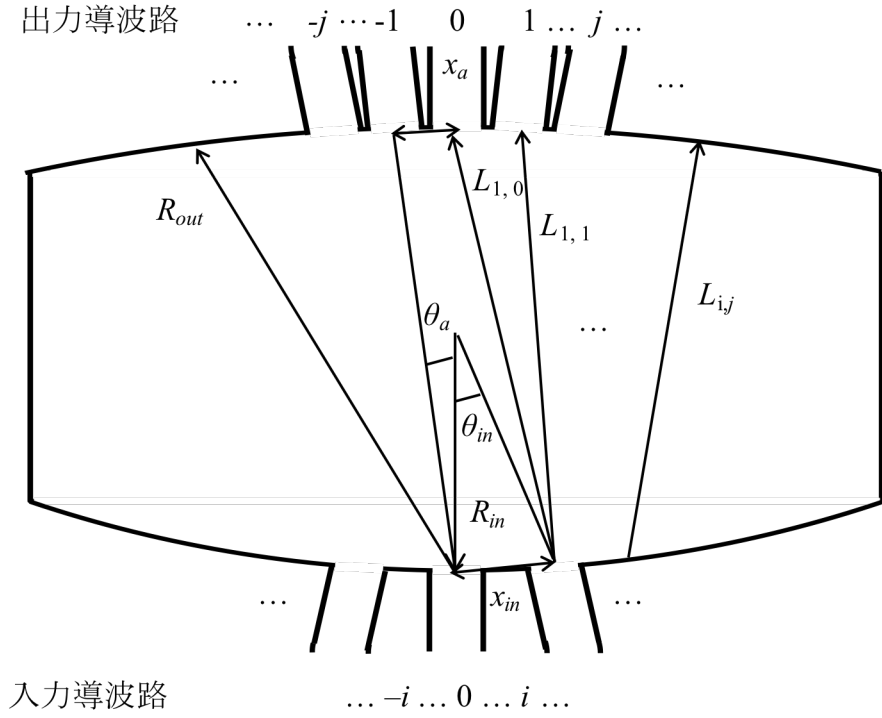


図 2.3.2 ローランド円のスラブ導波路の概略図

ローランド円は入力導波路側の曲率半径を R_{in} 、出力導波路側の曲率半径を R_{out} とすると、 $R_{out}=2R_{in}$ の関係になる。また、入出力導波路間隔を x_{in} 、出力導波路間隔を x_a 、曲率半径 R_{in} の中心から各入出力導波路間の角度を θ_{in} 、曲率半径 R_{out} の中心から各出力導波路間の角度を θ_a とする。

領域の近似式(式(2.2.8))を応用することで表すことができる。ここで、入力導波路からスラブ導波路へ入射する電界分布を $f(x_0)$ 、出力導波路への入力(出力導波路側のスラブ導波路端面)における電界分布を $F(x)$ とし、スラブ導波路を伝搬する光は、水平方向に広がるが、垂直方向には変化がないとすると、式(2.2.8)において垂直方向成分を考慮しなくても良い($y=0, y_0=0$)ので、以下の様に書き換えることができる。

$$F(x) = \exp\left(jk \frac{x^2}{2R_{out}}\right) \int_{-\infty}^{\infty} f(x_0) \exp\left(-j2\pi \frac{xx_0}{\lambda R_{out}}\right) dx_0 \quad (2.3.3)$$

である。ここで、 $x=R_{out}\sin\theta_x$ と置くと、式(2.3.3)は

$$F(\theta_x) = \exp\left(jk \frac{R_{out}\sin^2\theta_x}{2}\right) \int_{-\infty}^{\infty} f(x_0) \exp\left(-j2\pi \frac{x_0\sin\theta_x}{\lambda}\right) dx_0 \quad (2.3.4)$$

となる。また、 x が R_{out} に比べ十分小さい場合、 $\sin\theta_x \doteq \theta_x$ と近似すると、

$$F(\theta_x) = \exp\left(jk \frac{R_{out}\theta_x^2}{2}\right) \int_{-\infty}^{\infty} f(x_0) \exp\left(-j2\pi \frac{x_0\theta_x}{\lambda}\right) dx_0 \quad (2.3.5)$$

と近似できる。式(2.3.5)から、フーリエ変換により位置変数の光フィールド分

布から角度変数の光フィールド分布に変換されることが確認できる。ここで、入力側導波路側の中心から光が入射された場合、各出力導波路までの距離は R_{out} 一定であるため、各出力導波路に入射される光の位相は同位相になる。また、光が入出力側導波路側の中心からずれた R_{in} の円弧上から入射された場合、図2.3.2に示すように入力導波路 i から出力導波路 j までの光路長を L_{ij} と置いた場合、その式は下記のように表される。

$$L_{i,j}^2 = R_{out}^2 + x_i'^2 - 2R_{out}x_i' \cos\left(\frac{\pi}{2} - \frac{i\theta_{in}}{2} - j\theta_a\right) \quad (2.3.6)$$

ただし、

$$x_i'^2 = 2R_{in}^2 \{1 - \cos(i\theta_a)\} \quad (2.3.7)$$

このように、特定の入力導波路 i において、それぞれの出力導波路までの光路長は式(2.3.6)により差が生じるため、出力導波路に入射される光は、この光路差により特定の位相関係、つまり、各出力導波路に対して角度プロファイルを有するモードとして生成することができる。また、入力導波路位置を変えることで、各出力導波路の角度プロファイルを制御することが可能になる。つまり、フーリエ変換を用いたローランド円のスラブ導波路により、角度プロファイルを有するOAMモードと同等なモードを生成することが可能である。

2.4 まとめ

本章では、フーリエ変換による角度変数から位置変数への基底変数変換を用いたFFPとNFPの変換による導波路端面の光フィールド分布評価方法の原理と、位置変数から角度変数への基底変数変換を用いたローランド円のスラブ導波路端面において任意の角度プロファイル有するOAMモードの生成原理について述べた。これにより、センシングへ応用する光導波路断面の光フィールド分布を測定することが可能であり、その測定結果を用いることで光導波路の評価及び、気体計測へ応用が可能であるか確認を行うことができる。また、フーリエ変換を用いたローランド円のスラブ導波路によるにより、角度プロファイルを有するOAMモードを生成、合分岐できることを用いることで、MCF伝送における伝送容量を増大させる可能性がある。これらの検討・実証については、光フィールド分布評価と気体計測への応用は第三章、OAMモードのMCF伝送は第四章で詳細に述べる。

参考文献

- [1] 篠崎寿夫, 若林敏雄, 木村正雄, “現代工学のための偏微分方程式とグリーン関数”, 現代工学社, Jan. 1987
- [2] 吉村武晃, “光情報工学の基礎”, コロナ社, Jan. 2000
- [3] 岡本勝就, “光導波路の基礎”, コロナ社, Sep. 1992
- [4] L.A.Coldren, and S.W.Corzine, “Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits”, Wiley, Appendix 3.4, 16 Oct. 1995
- [5] 吉沢康和, “新しい誤差論 実験データ解析法”, 共立出版株式会社, 第4章, Oct. 1989
- [6] M. K. Smit, and C. V. Dam, “PHASAR-Based WDM-Devices: Principles, Design and Applications”, IEEE J. Quant. Electron., vol.2, No.2, pp.236-249, Jun. 1996
- [7] K. Okamoto, and H. Yamada, “Arrayed-waveguide grating multiplexer with flat spectral response”, Opt. Lett., Vol. 20, Issue 1, pp. 43-45, 1995
- [8] B. Guan, R. P. Scott, C. Qin, N. K. Fontaine, T. Su, C. Ferrari, M. Cappuzzo, F. Klemens, B. Keller, M. Earnshaw, and S. J. B. Yoo, “Free-space coherent optical communication with orbital angular, momentum multiplexing/demultiplexing using a hybrid 3D photonic integrated circuit”, Opt. Express, vol.22, No.1, pp.145-156, Jan. 2014
- [9] 高橋浩, “石英系AWG波長合分波器の最近の技術進展”, 電子情報通信学会論文誌, vol.J86-C, No.5, pp.491-499, 2003
- [10] M. K. Smit, “New focusing and dispersive planar component based on an optical phased array”, Electron. Lett., vol.24, pp.385-386, 1998
- [11] H. Takahashi, S. Suzuki, K. Kato, and I. Nishi, “Arrayed-waveguide grating for wavelength division multi/demultiplexer with nanometer resolution”, Electron. Lett., vol.26, pp.87-88, 1990
- [12] C. Dragone, “An $N \times N$ optical multiplexer using a planar arrangement of two star couplers”, IEEE Photon. Technol. Lett., vol.3, pp.812-815, 1991

第3章 センシング応用光導波路の光フィールド分布 解析と応用

3.1 はじめに

第2章では、フーリエ変換により光導波路の FFP(角度変数の関数)から NFP(位置変数の関数)へ変換できることを用い、光導波路端面の光フィールド分布評価方法を検討し、有用性を示した。この評価方法を用いることで、センシングへ応用を検討しているハイメサ構造の光導波路における光導波路端面の光フィールド分布を測定することで、光が気相に分布しながら伝搬することを確認する必要がある。また、光導波路の伝搬損失は気体による吸収損失よりも大きく計測感度を制限する要因となる。この伝搬損失を抑えるために、気体計測を行う $1.55\mu\text{m}$ 帯で吸収損失が低く、散乱損失が低いシリカ系材料を用いたシリカハイメサ導波路を用いるとともに、損失分を補償するための増幅器を用いた CRDS (cavity ring-down spectroscopy)法について検討を行っている。

本章では、気体計測で使用するシリカハイメサ導波路についてフーリエ変換を用いた光フィールド分布測定を行い、光の気相への分布の確認を行った。さらに、シリカハイメサ導波路を用いた増幅 CRDS 法により二酸化炭素濃度計測実験を行った。その結果と高感度化への課題について述べる。

3.2 節ではシリカハイメサ導波路の概要について述べる。

3.3 節ではフーリエ変換を用いた光フィールド分布測定によるシリカハイメサ導波路の評価について述べる。

3.4 節では光導波路を用いた増幅 CRDS 法による気体計測について述べる。

3.2 シリカハイメサ導波路の概要

図3.2.1にシリカハイメサ光導波路の断面図(同図(a))と光フィールド分布(同図(b))を示す。図に示すようにクラッドに SiO_2 、コアにゲルマニウム添加 SiO_2 の材料で構成された導波路であり、比屈折率差 Δn は2.5%となっている。この導波路は、コア部分と気相部分の比屈折率差が小さい(Si : $\Delta n = 46\%$, ゲルマニウム添加 SiO_2 : $\Delta n = 27\%$)ため、境界面である導波路の側壁部分の荒れに起因する散乱損失の影響が低減される。さらに、シリカ材料は気体計測を行う $1.55\mu\text{m}$ 帯において低吸収損失[1]であるため、低伝搬損失の導波路となることが期待されている[2]。実際に作製された埋込導波路について材料の比較をした場合、 Si をコアに用いた埋込導波路の伝搬損失は 0.3 dB/cm [3]、ゲルマニウムを添加したシリカをコアに用いた埋込導波路は 0.001 dB/cm [4]となり、伝搬損失を2桁以上低減させることが確認されている。また、コアの側面が直接気相に接触しているため、伝搬光の一部が導波路の外側に分布する(図3.2.1(b))。この気相への分布の程度を私たちは光気相分布率と定義している。しかし、比屈折率差が小さいため、光の閉じ込めが弱くなり、光気相分布率は下がる懸念される。

このシリカハイメサ導波路は、火炎堆積法と一般的な反応性イオンエッチング(RIE: reactive ion etching)により作製した[5]。エッチング深さは $13.5\mu\text{m}$ である。ここで、シリカハイメサ導波路をセンシングデバイスに使用するにあたり、シリカハイメサ導波路の伝搬損失及び、光気相分布率が重要なパラメータとなる。

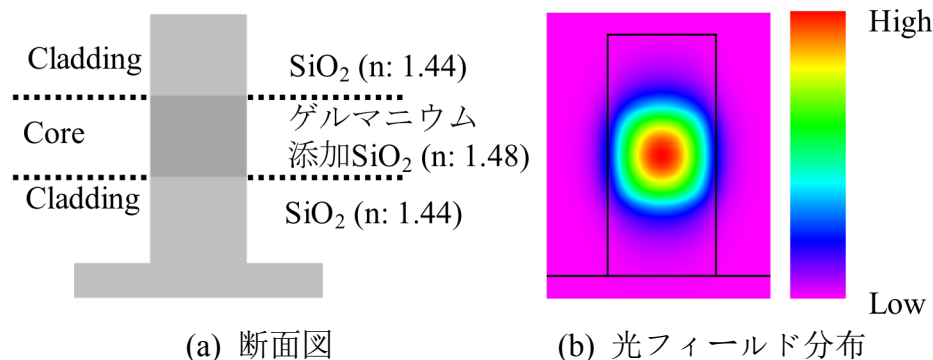


図 3.2.1 シリカハイメサ導波路の断面図

コア層の材料をシリカ材料にした光導波路である。側壁部における水平方向の比屈折率差 Δn が小さく、低伝搬損失化が期待される。

図2.3.2に波長 $\lambda = 1572\text{nm}$ におけるシリカハイメサ導波路の伝搬損失評価結果を示す[6]。この波長は呼気中の主要成分の一つである二酸化炭素の吸収波長の一つである。二酸化炭素は今後のガス計測実験を行う際に、毒性や発火性がないため安全性が高く、計測対象として適している。図より、伝搬損失が最小 0.02dB/cm ($@ w = 2.35\mu\text{m}$)と、これまで気体計測に適用を検討していたコアにSiを用いたSOIハイメサ光導波路(0.9dB/cm $@ w = 800\text{nm}$)[7]と比較して、大幅な伝搬損失の低減が確認されている。この結果より、SOIハイメサ導波路よりシリカハイメサ導波路の方が、光導波路を用いた気体計測において導波路長を長することが可能であるため、気体計測に応用可能である。

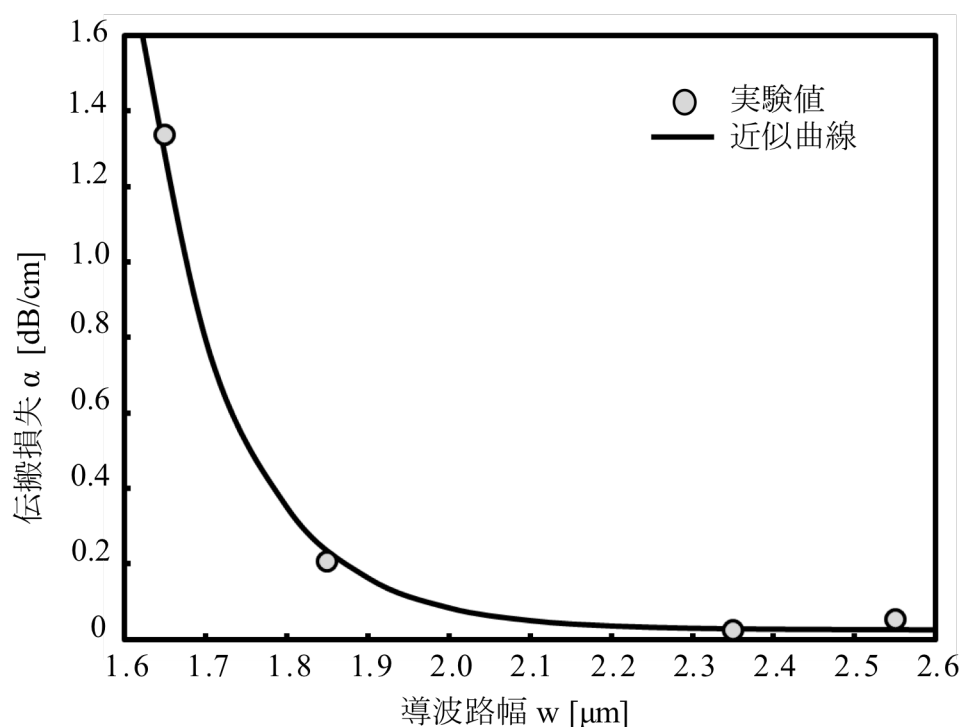


図 3.2.2 シリカハイメサ導波路の伝搬損失評価結果
最小 0.02dB/cm ($w=2.35\mu\text{m}$ $@1572\text{nm}$)と、従来の Si ハイメサ導波路(0.9dB/cm 、 $w = 800\text{nm}$)から大幅な伝搬損失の低減が確認された。

次に、図3.2.3に図3.2.1のシリカハイメサ導波路における光気相分布率(Γ_{out})の導波路幅依存性を示す。光気相分布率の理論計算は、有限要素法 (FEM: finite element method)を用いた伝搬モードの光フィールド分布を求めることで得られる。伝搬モードの光分布は光導波路の断面構造に依存する。図より導波路幅 w が小さくなるにつれて Γ_{out} は上昇し、 $w=2.2\mu\text{m}$ において3%に至る。なお、 $w<2.2\mu\text{m}$ の場合は伝搬モードが存在しない。また、SOIハイメサ導波路[8]と比較して、シリカハイメサ光導波路の光気相分布率は1/30以下と大幅に低いことがわかった。前述のように、シリカハイメサ導波路はSOIハイメサ導波路よりもコア層の屈折率が低い。そのため、シリカ系ハイメサ導波路は側壁部での空気との比屈折率差が小さく、水平方向の光の閉じ込めがSOIハイメサ導波路よりも弱いため、伝搬モードのカットオフ幅がSOIハイメサ導波路より広くなる。図より、シリカハイメサ光導波路のカットオフ幅は $2.2\mu\text{m}$ であり、SOIハイメサ導波路のカットオフ幅(250nm)の約9倍[8]になっている。光導波路幅を狭めると光気相分布率が上昇するが、シリカハイメサ光導波路の場合カットオフ幅が広い場合、SOIハイメサ導波路ほど光導波路幅を狭めることができず、光気相分布率が大きくならない。しかし、屈折率の小さいシリカハイメサ導波路でも3%程度の光気相分布率が存在することが示されたため、シリカハイメサ導波路の気体計測への適用の可能性が示された。この結果はシミュレーションによるものであり、実際に測定を行うことで光気相分布率を評価する方法はなかった。次節にフーリエ変換による光フィールド分布測定を行うことでシリカハイメサ導波路の光気相分布率の評価を行う。

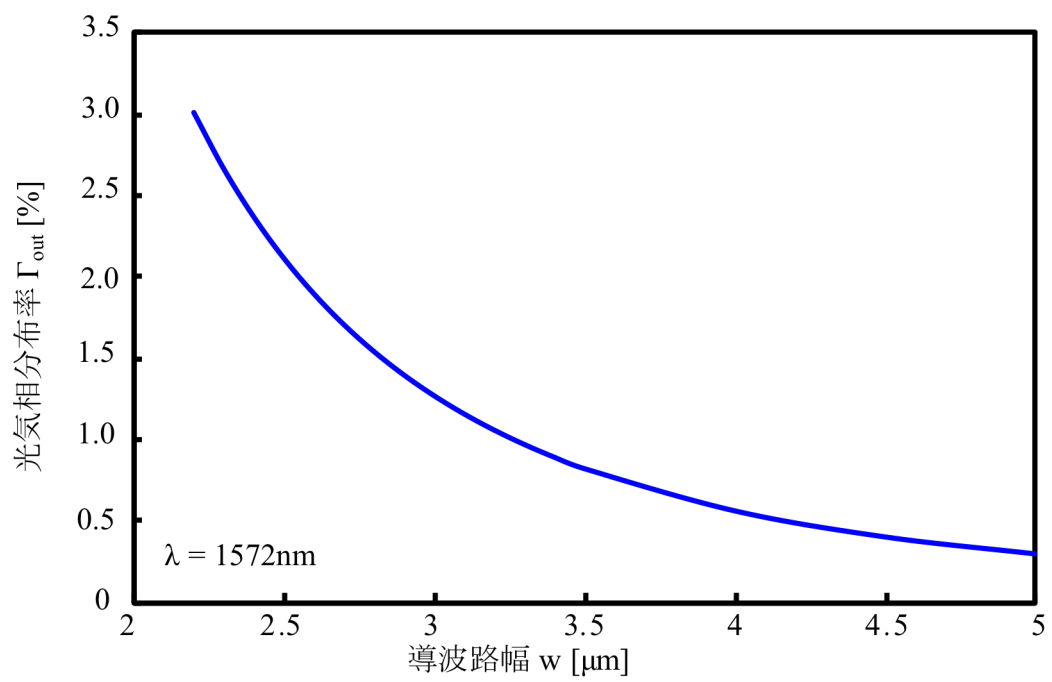
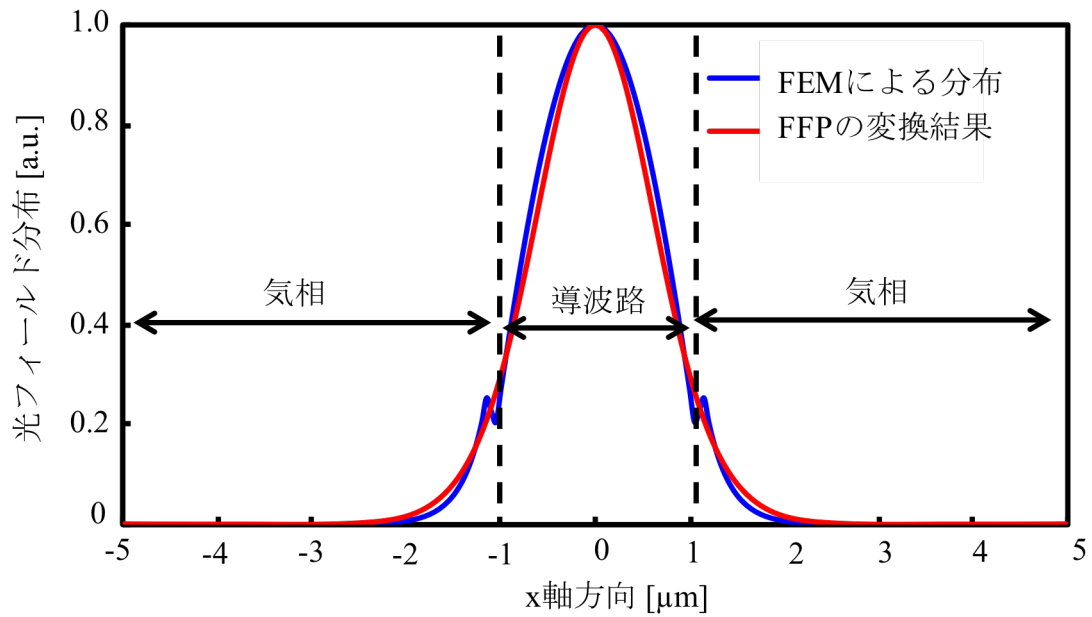


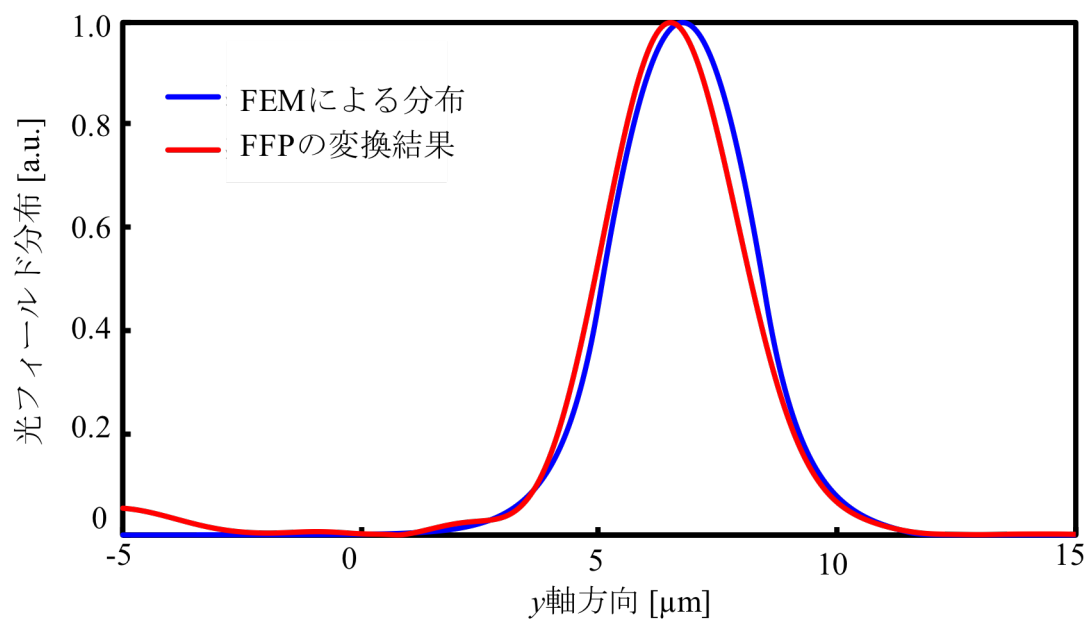
図 3.2.3 光気相分布率の光導波路幅依存性
シリカハイメサ光導波路でも気相分布光が存在することが示された。

3.3 フーリエ変換を用いた光フィールド分布測定によるシリカハイメサ導波路の評価

前節でFEMを用いて伝搬モードの光フィールド分布の確認を行い、光気相分布率の確認を行った。しかし、気体計測に応用するためには光フィールド分布を実測することで光気相分布率を確認する必要がある。そこで、図3.2.1のシリカハイメサ導波路についてフーリエ変換を用いた光フィールド分布測定を行う。まずFEM及びビーム伝搬法 (BPM: beam propagation method)を用いたシミュレーションから得られるハイメサ構造における導波路端面の光フィールド分布とFFPを用いることで、フーリエ変換を用いた光フィールド測定が可能であるか確認を行う。図3.2.1で示したシリカハイメサ導波路の構造、測定波長1572nm、導波路幅2.2 μm において、BPMを用いて3次元FFPを求め、式(2.2.20)を用いて3次元NFPに変換し、光気相分布率の検討を行う。図3.3.1にシリカハイメサ導波路端面における光フィールド分布の水平方向成分および垂直方向成分を示す。青線はFEMによる光フィールド分布であり、赤線はBPMによるFFPを逆フーリエ変換(式(2.2.20))により導波路端面の光フィールド分布に変換した結果である。この2つの光フィールド分布を比較するとほぼ一致しており、3次元FFPから3次元NFPへの変換が出来ていることが確認出来た。しかし、図3.3.1(a)の $\pm 1.1\mu\text{m}$ において、FEMによる光フィールド分布は微小な山が生じているが、BPMによるFFPを逆フーリエ変換した光フィールド分布には表れていない。これは、フレネル-キルヒホッフの回折公式を近似したため、小さな光フィールド分布の変化を正確に変換出来ずに誤差が生じたからだと考えられる。



(a) 水平方向成分



(b) 垂直方向成分

図 3.3.1 シリカハイメサ導波路端面における光フィールド分布
(導波路幅 $2.2\mu\text{m}$)

$\pm 1.1\mu\text{m}$ において、FEM による光フィールド分布は微小な山が生じているが、FFP を逆フーリエ変換した光フィールド分布には表れていない。これは、フレネル-キルヒホッフの回折公式を近似したため、小さな光フィールド分布の変化を正確に変換出来ずに誤差が生じたからだと考えられる。

次に、BPMによるFFPからNFPへの変換した光フィールド分布から光気相分布率を導出する。その結果を図3.3.2に示す。この結果より、導波路幅が狭くなるにつれてFEMにより算出された値よりBPMによるFFPを変換して算出した値の方が低い値をとる。これは、図2.2.6より、導波路幅が狭くなるに連れて変換式の近似による誤差が大きくなるからだと考えられる。しかし、FEMにより算出された値とBPMによるFFPを変換して算出された値は、ほぼ同じ傾向が確認出来た。このように、ハイメサ構造の導波路においても、フーリエ変換を用いた光フィールド分布測定が有用であることを確認した。

次に、シリカハイメサ導波路の光気相分布率を実測するために図 3.2.1 のシリカハイメサ導波路(上クラッド層厚 $3\mu\text{m}$ 、コア厚 $3.5\mu\text{m}$ 、下クラッド層厚 $5\mu\text{m}$)の FFP 測定を行い、式(2.2.20)により NFP に変換することで測定を行う。3次元 FFP 測定装置は検出器が回転することでリアルタイムの角度スキャンを行うフルゴニオメトリックスキャンが可能な LD8900 を用いた。

この実験系により測定された導波路幅 $2.2\mu\text{m}$ における3次元FFPを図3.3.3に、3次元FFPの水平方向成分と垂直方向成分を図3.3.4に示す。また、その測定結果

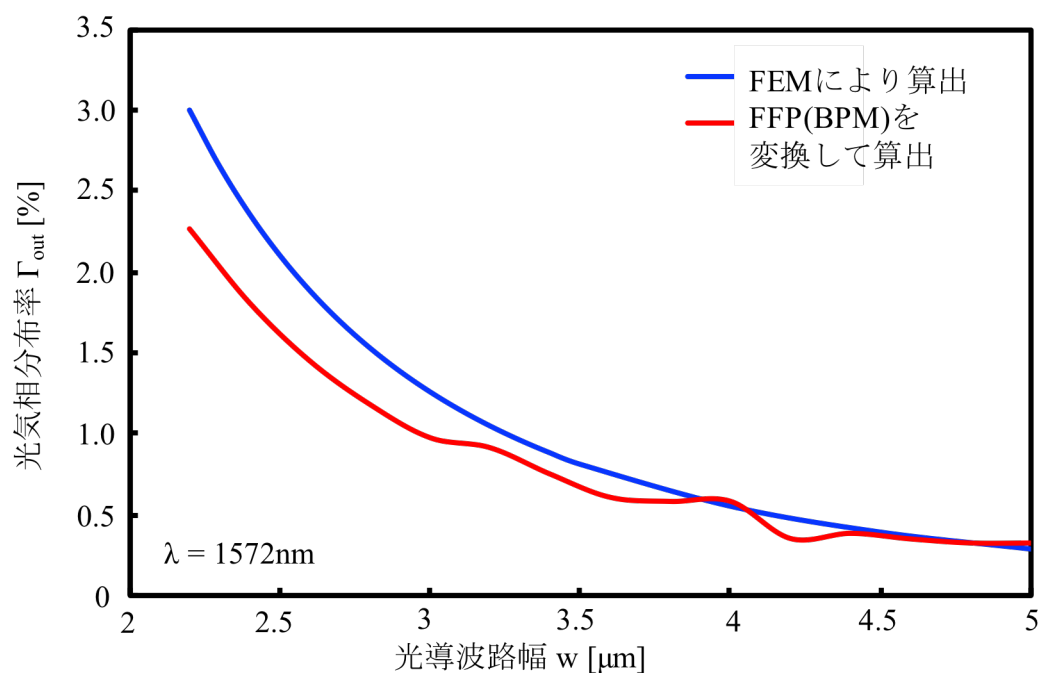


図 3.3.2 FFP を NFP に変換した場合の光気相分布率
導波路幅が狭い場合、FEM により算出された値より FFP を変換して算出された値の方が大きい光気相分布率となることが確認された。

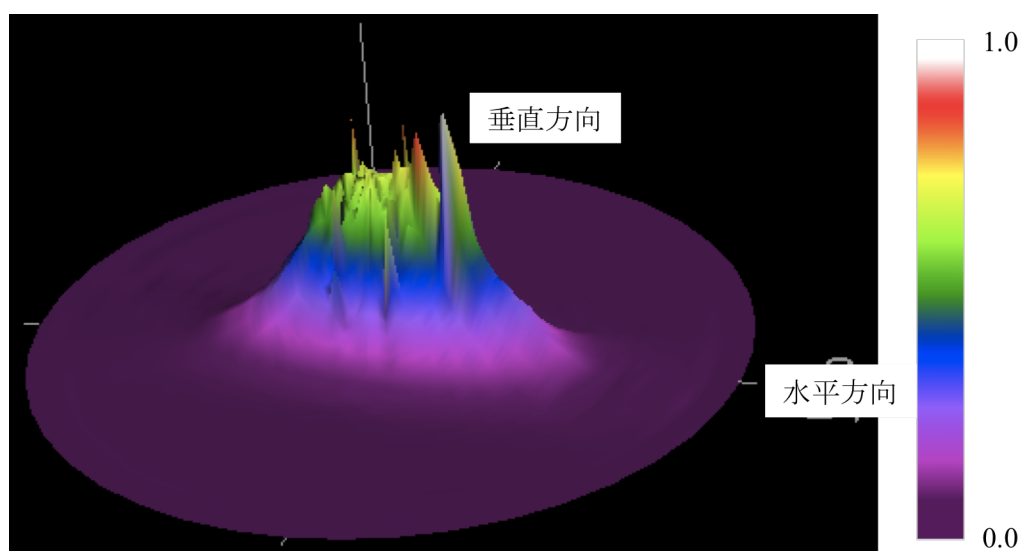
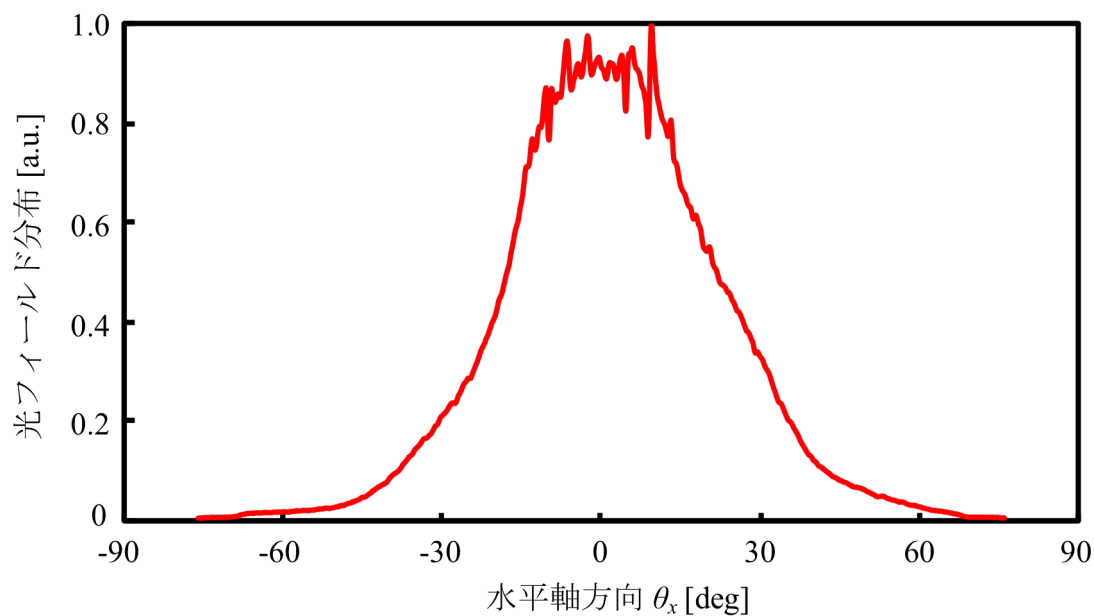


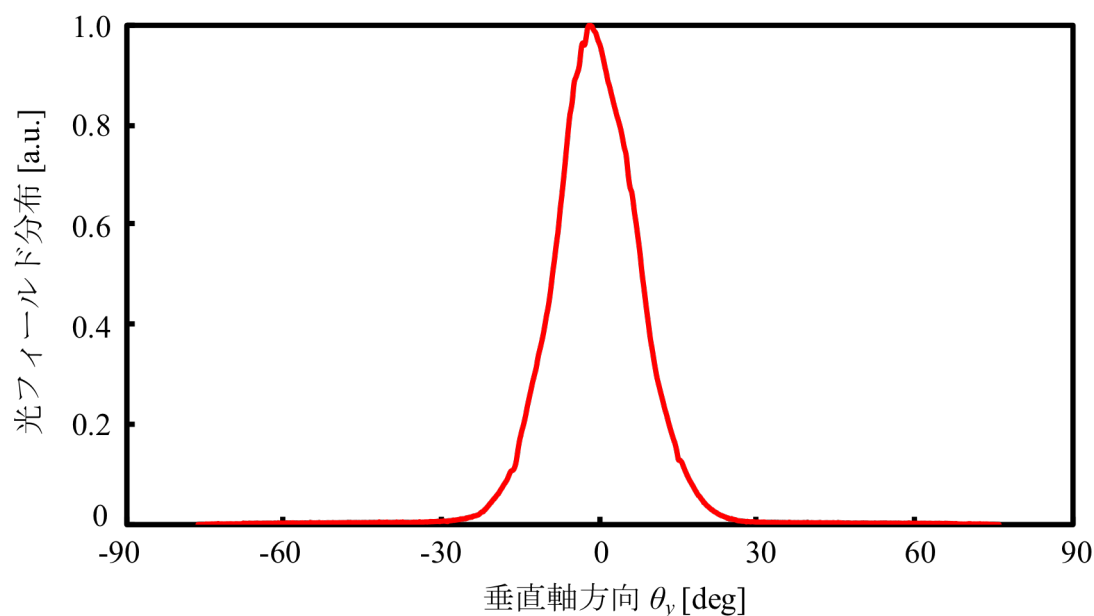
図 3.3.3 3 次元 FFP 測定結果
LD 8900 Goniometric Radiometer による FFP 測定結果。

を逆フーリエ変換により求めたNFPを図3.3.5に示す。図3.3.5(a)のx軸方向成分において、FEMによる光フィールド分布と図3.3.4(a)の水平方向成分のFFPを逆フーリエ変換した結果の光フィールド分布と比較して、導波路端面の光フィールド分布はFEMによる光フィールド分布より変換結果の方が広いが、ほぼ一致していることが確認出来た。図3.3.5(a)の $\pm 1.1\mu\text{m}$ において、FEMによる光フィールド分布は微小な山が生じているが、実測したFFPを逆フーリエ変換した光フィールド分布には表れていない。これは、フレネル-キルヒホッフの回折公式を近似したため、小さな光フィールド分布の変化を正確に変換出来ずに誤差が生じたからだと考えられる。また、水平方向成分、垂直方向成分において、FEMによる光フィールド分布波形と、FFPを逆フーリエ変換した光フィールド分布波形では逆フーリエ変換した方の波形が広がっていることが確認出来る。原因として、FEMによる理論値は完全な0次モードにおける光フィールド分布を示すが、光導波路の製造プロセスにおける導波路の製造誤差や、微小な多モードが存在した為、その影響がNFPへの変換に生じたと考えられる。他の原因として、3次元FFP測定装置による測定において、光導波路のコアを伝搬した光だけではなく、光導波路の上下を回折して伝搬した光も同時に検知したためだと考えられる。

このように、シリカハイメサ導波路のFFPを測定し、逆フーリエ変換を行うことで導波路端面の光フィールド分布を測定することができ、かつ、光が気相に分布していることが確認できた。



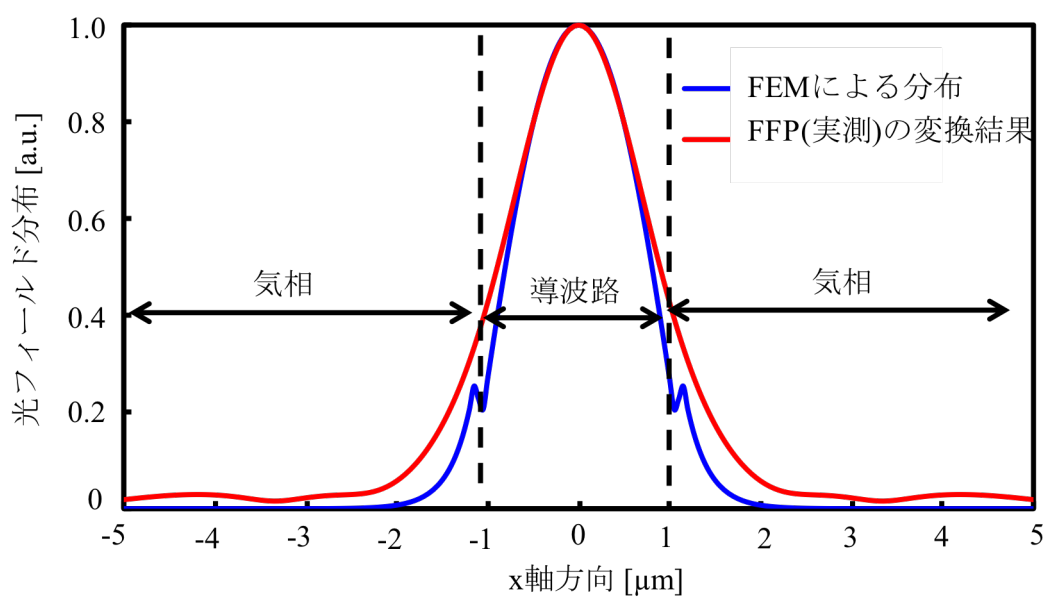
(a) 水平方向成分



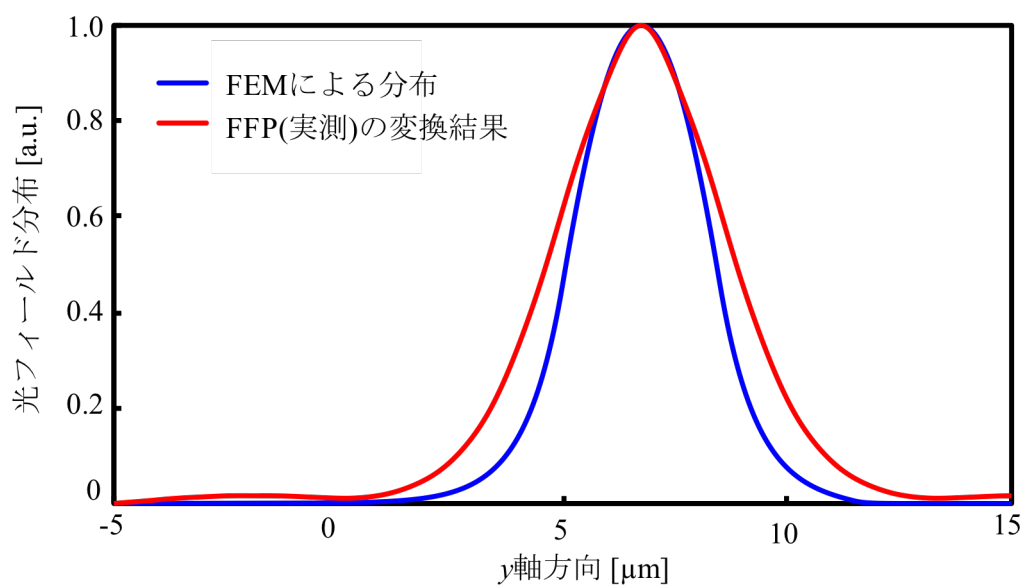
(b) 垂直方向成分

図 3.3.4 3 次元 FFP の水平垂直方向成分

図 3.3.3 における水平・垂直成分の光フィールド分布を取り出した波形



(a) 水平方向成分



(b) 垂直方向成分

図 3.3.5 3次元 FFP から NFP への変換結果

図 3.3.3 の 3 次元 FFP から 3 次元 NFP への変換結果における水平・垂直成分を FEM による光フィールド分布と比較。

次に図3.3.3より、実測したFFPから逆フーリエ変換により求めたNFPを用いて光気相分布率を求める。その結果を図3.3.6に示す。各グラフは実測したFFPからNFPに変換して求めた値、その値の近似曲線を描いた近似曲線、BPMによるFFPからNFPに変換して求めた値、FEMにより算出した値を表している。実測したFFPを変換した値とFEMにより算出した値を比較すると、FEMにより算出した値に比べ約3%高い。しかし、実測したFFPを変換した値の近似曲線とFEMにより算出した値は同じ傾向で減少することが確認出来た。この原因として、図2.2.6の標本分散による変換精度から、変換した光フィールド分布に一定の誤差が生じること、また、シミュレーションで0次モードのみのNFPを用いているが、実際には他成分や多モードが存在する為、その影響がFFPに現れたのだと考えられる。光気相分布率は水平軸方向成分が大きく寄与する為、その誤差が光気相分布率に大きな影響を与える。その為、実験によるNFP(図3.3.5(a))の方がBPMによるFFPから変換したNFP(図3.3.1(a))より誤差が大きい為、光気相分布率の誤差が大きくなったと考えられる。

これらの結果から、第2章で述べたフーリエ変換によりFFPからNFPへ変換による光導波路端面の光フィールド分布測定の方法を適用することで、ハイメサ構造の導波路においても光フィールド分布評価が可能であることを示した。また、シリカハイメサ導波路の光フィールド分布測定において、光気相分布率の存在を確認し、気体計測に適用できることを確認した。

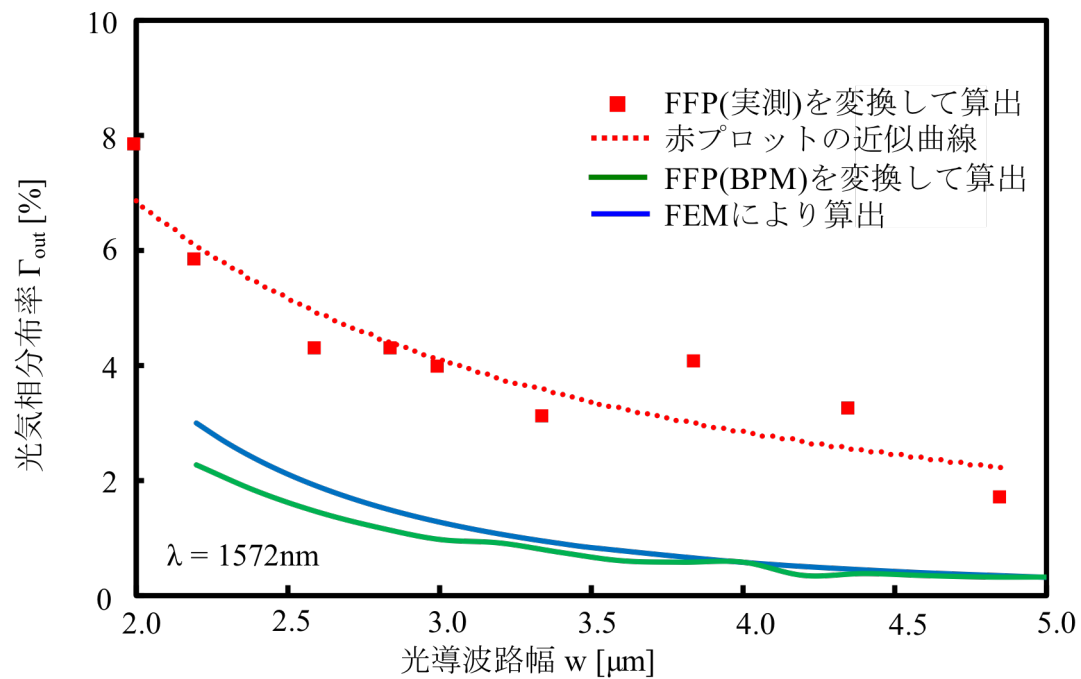


図 3.3.6 FFP 測定実験からの NFP へ変換した場合の光気相分布率
FFP 測定から求めた光気相分布率は、理論値に比べ約 3%高い。しかし、導波路幅が広がるにつれて、理論値と同じ傾向で減少することが確認出来た。

3.4 光導波路を用いた増幅CRDS法による気体計測

前節で述べたように、シリカハイメサ導波路は気体計測に適用可能であることを確認したので、実際にシリカハイメサ導波路を用いた気体計測を行う。将来的な目標として呼気センシングを行うために、10ppmオーダー以下の高感度な計測が必要となる。しかし、光導波路を適用した場合、実効光路長を長くしなければならないため、光導波路による伝搬損失が大きくなる。その伝搬損失が気体による吸収損失よりも大きく、計測感度が制限される。そこで、光導波路を用いた気体計測方法として、増幅CRDS法 (cavity ring-down spectroscopy)を用いて気体計測実験を行った[6]。この測定方法は赤外吸収分光を利用した高感度計測方法として、広く知られている方法であるCRDS法 [9-13]を基にしている。図3.4.1にシリカハイメサ導波路を用いた増幅器CRDS法による気体計測の実験系を示す。カプラを用いた光ファイバサイクルの中に、EDFA (erbium-doped optical fiber amplifier)、波長フィルタ、光ファイバ接続によるモジュール化されたシリカハイメサ導波路(図3.4.2)が設置されている。EDFAは光導波路の伝搬損失と実験系の損失分を補償する。波長フィルタはEDFAから放出されるASE (amplified spontaneous emission)[14-16]をカットする。光ファイバサイクル内に入射されたパルスは、99:1のカプラにおいてパルスの1%がオシロスコープに検知され、99%が光ファイバサイクルを周回する。これにより、CRDS法におけるリングダウン波形を得ることができる。リングダウン波形が1パルス目の光強度から $1/e$ となるまでの時間をリングダウン時間という。ここで、シリカハイメサ導波路は長さ4.5cm、導波路幅 $2.35\mu\text{m}$ (光気相分布率2.4%、伝搬損失0.02dB/cm)のものを図3.4.3に示すようにガスチャンバー内に設置しているため、ガスチャンバー内に試料気体を封入することで、気体計測が可能となる。

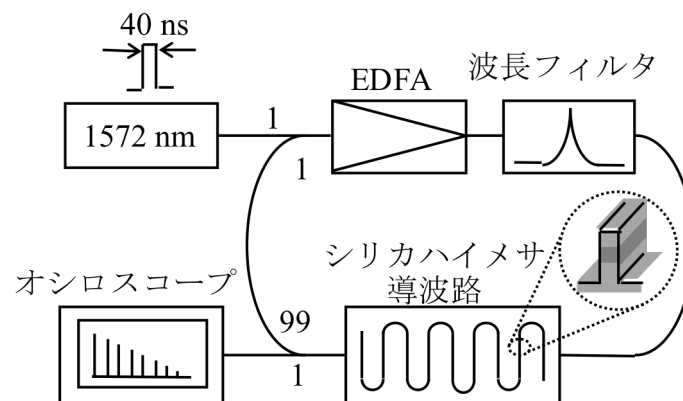


図 3.4.1 光増幅適用 CRDS 法による気体計測実験系
カプラを用いて光ファイバサイクルを構築、サイクル内に光増幅器 (EDFA)、波長フィルタ、シリカハイメサ導波路を設置した。

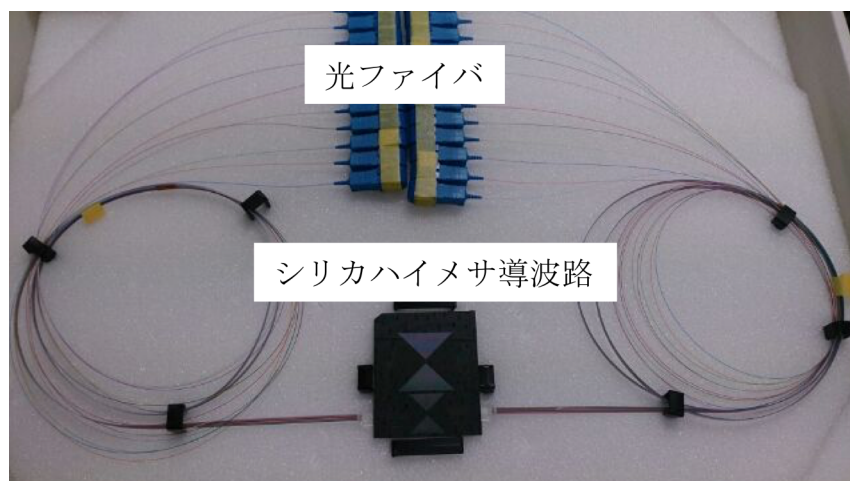


図 3.4.2 光ファイバ接続されたシリカハイメサ導波路
シリカハイメサ導波路に光ファイバ接続によるモジュール化を行うことで、簡単に光ファイバサイクルに組み込むことが可能になる。

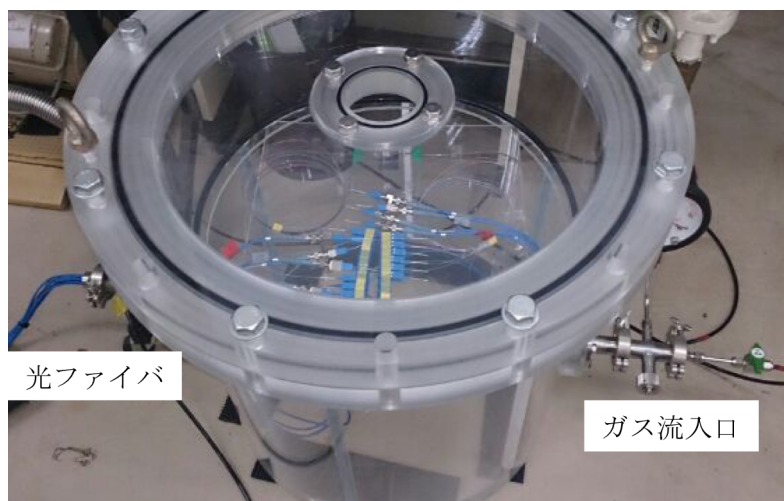
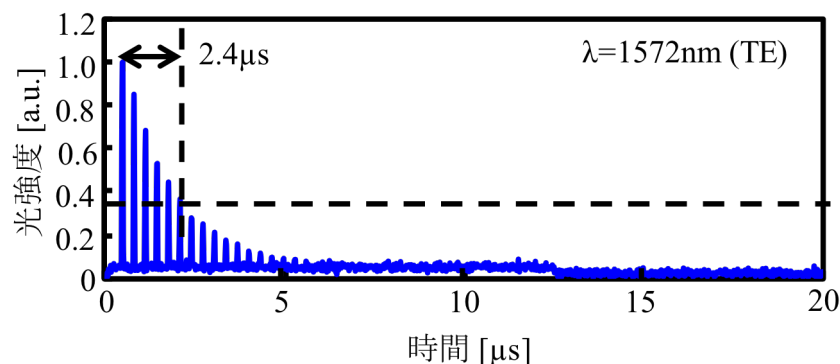
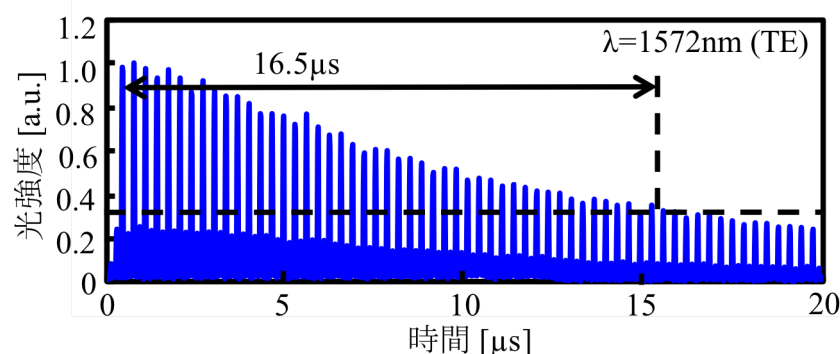


図 3.4.3 試料気体を封入するためのガスチャンバー
ガスチャンバー内にシリカハイメサ導波路を設置し、光ファイバにより外部へ接続できるようになっている。これにより、安全にガス計測が可能となる。

まず始めに、光導波路を用いた増幅CRDS方において光増幅器が有用であることを示す。図3.4.1の実験系においてEDFAが無い場合と、ある場合におけるリングダウン波形を図3.4.4に示す。入射パルスの波長は CO_2 の吸収波長である1572nm、パルス幅40nsとした。また、EDFAの増幅量はモジュール化されたシリカハイメサ導波路の挿入損失及び、波長フィルタ、カップラなどの光ファイバサイクル1周における損失を約10dBと見積もったので、増幅量を10dBとした。図3.4.4より、EDFAが無い場合(同図(a))のリングダウン時間は2.4 μs 、リングダウン波形は15本程度でパルスが消失してしまうため、気体計測を行うには不十分である。しかし、EDFAが有る場合(同図(b))、リングダウン時間は16.5 μs 、リングダウン波形は60本以上となる。このリングダウン本数は測定に使用するシリカハイメサ導波路において約7cmの実効光路長に相当する。この実効光路長は、数10%の CO_2 (気体吸収は0.02dB/cm)の測定を行うことができる。私たちはさらにリングダウンパルス本数を増加させることで低濃度気体計測を行うために、EDFAの増幅量を増大させた。しかし、理論上リングダウン回数を増やすことは可能であるが、EDFAからのASE (連続光)も同時に増幅されて共振が



(a) EDFA 無し



(b) EDFA 有り

図 3.4.4 増幅 CRDS 方によるリングダウン波形

(a)EDFA 無し、(b)EDFA 有り(増幅量 10dB)。EDFA を光ファイバサイクル内に挿入することで実験系の損失が補てんされてリングダウン波形が 60 本以上となる。また、リングダウン時間が 2.4 μ s から 16.5 μ s に増加する。

生じることによりリングダウンパルス本数を増加させることが困難であった。今後、高感度気体計測をおこなうために、さらなるリングダウン本数を増加させる方法を検討する必要がある。

次に、シリカハイメサ導波路により気体吸収が実際に生じているか確認を行った。図 3.4.5 に CO₂ 濃度を 50%~70%と変化させた場合のリングダウン波形を示す。青色が 50%、橙色が 60%、灰色が 70%の CO₂ 濃度となっている。CO₂ 濃度が増加するにつれてリングダウンパルスの光強度が速く減衰していることから、ガス検知部であるシリカハイメサ導波路において気体吸収が生じていることが確認できる。

最後に実際に濃度測定を行う。図3.4.6に増幅CRDS方によるCO₂(濃度40%)測定結果を示す。同図(a)にガスが無い場合のリングダウン波形、同図(b)にガス有

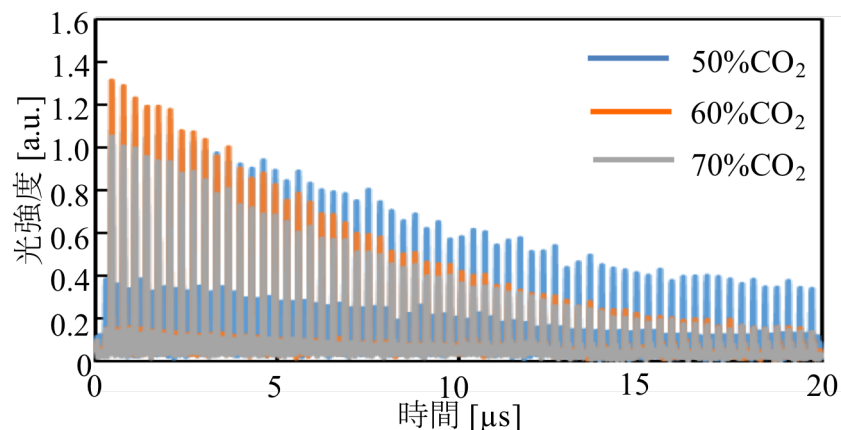
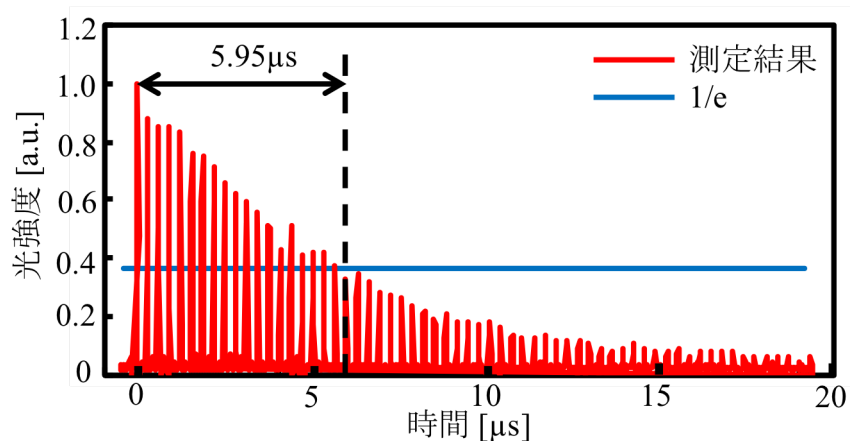


図 3.4.5 CO₂ 濃度を 50%~70%に変化させた場合のリングダウン波形
CO₂ 濃度が増加するにつれてリングダウン時間が減少していることから、シリカハイメサ導波路において気体吸収が生じていることが確認できる。

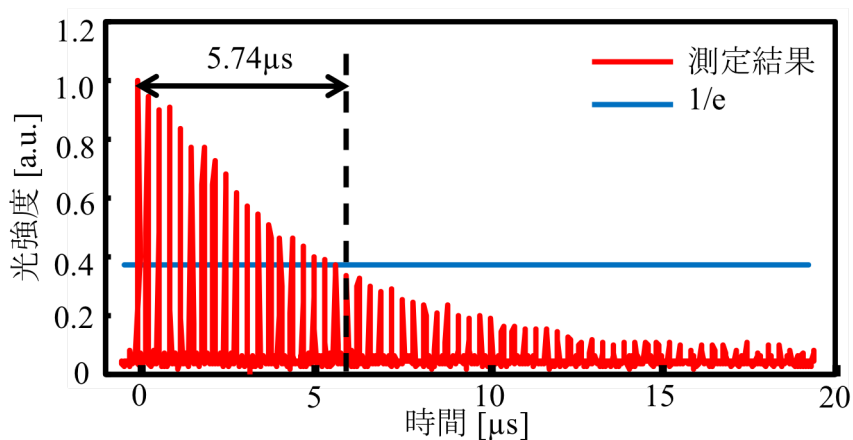
りの場合のリングダウン波形を示している。また、グラフ内には、リングダウン波形(赤線)、光強度が $1/e$ となる強度(青線)、および、リングダウン時間が示されている。図3.4.6よりガスが無い場合のリングダウン時間は $5.95\mu\text{s}$ 、ガスが有る場合は $5.74\mu\text{s}$ となることが確認できる。このリングダウン時間から濃度を求めるためには、Lambert–Beerの法則を光導波路に適応させた式に変換すると下記のようになる[6, 17, 18]。

$$\frac{1}{\tau'_g} - \frac{1}{\tau'} = \sigma n c' \Gamma_{out} \quad (3.4.1)$$

ここで、 τ'_g と τ' はガスが有る場合と無い場合の光導波路内部を伝搬した場合のリングダウン時間、 σ は試料気体の吸収断面積、 n はガス濃度、 c' は光導波路を伝搬する光の速さ、 Γ_{out} はシリカハイメサ導波路の光気相分布率を表す。ここで、濃度を算出するためにはリングダウン時間が必要だが、図3.4.6から得られるリングダウン時間は、光ファイバサイクル全体におけるリングダウン時間に相当するため、この値を光導波路のみを伝搬した場合のリングダウン時間に換算する必要がある。図3.4.6のリングダウン時間を光導波路のみを伝搬したリングダウン時間に換算すると、ガスが無い場合と有る場合は 4.13ns と 3.99ns となる。この結果および、式(3.4.1)を用いると、算出されたCO₂濃度は47%となることを確認した。この値は設定濃度の40%とほぼ同じ値となった。さらに、CO₂濃度50%~70%の場合における測定結果を表4.1に示す。測定濃度が50%~70%の



(a) ガス無し



(b) ガス有り(CO₂、40%)

図 3.4.6 増幅 CRDS 法による CO₂(濃度 40%)測定結果

(a)はガス無しの場合のリングダウン波形、(b)はガス有りの場合のリングダウン波形。リングダウン波形から指数関数の近似曲線による指数からリングダウン時間を導出することで気体濃度を計測する。

表 4.1 シリカハイメサ導波路を用いた増幅 CRDS 法による CO₂ 測定結果

CO ₂ 濃度	τ (ガス無し)	τ_g (ガス有り)	測定結果
40%	5.95 μ s	5.74 μ s	47%
50%	16.46 μ s	14.28 μ s	51%
60%	10.05 μ s	8.93 μ s	57%
70%	11.38 μ s	9.47 μ s	70%

場合の測定結果は誤差が3%以内であることが確認できた[19]。測定濃度40%と比較して誤差が小さい要因は、測定時のリングダウン時間が40%の時に比べ約2倍長い、つまり、より多くのリングダウン波形が得られたため、誤差が小さくなったと考えられる。これらの結果より、シリカハイメサ導波路を用いた増幅CRDS法により、CO₂濃度計測が可能であることを確認した。実際に呼気分析による健康診断を行うためには10ppmオーダーのCH₄を測定する必要がある。ここで、50%のCO₂濃度計測はCH₄の濃度に換算すると1000ppmになる。なぜなら、CH₄の吸収断面積($1.64 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ ($\lambda = 1651 \text{ nm}$))はCO₂の吸収断面積($7.7 \times 10^{-23} \text{ cm}^2$ ($\lambda = 1572 \text{ nm}$))の約200倍に相当するからである。呼気分析を行うためにCH₄濃度10ppm測定を実現するためには、今後ガス計測部である光導波路の伝搬損失を0.01dB/cm以下、光気相分布率を10%以上と、より低伝搬損失、高光気相分布率に改善する必要がある。

また、小型呼気センシングデバイスを実現するために、図3.4.1の実験系を1つのチップ上に集積化することを検討している。図3.4.7に小型呼気センシングデバイスの概略図を示す。図のようにガス検知部であるハイメサ導波路、CRDS法のミラーに相当するカプラを1つのチップ上に集積化することを検討している。さらに、ハイメサ導波路の損失分を補償するための半導体光増幅器 (SOA: semiconductor optical amplifier)、SOAから出力される雑音である自然放出光 (ASE)をカットするための波長フィルタ、さらに光源 (LD: laser diode)や受光器 (PD: photo detector)も集積化する。図3.4.7では9:1カプラをCRDS法におけるミラーの代わりに使用しているため、光導波路のループにおいて、90%はループ内に残り、10%はPDへ出力されるようになるため、このカプラは反射率90%のミラーに相当する。

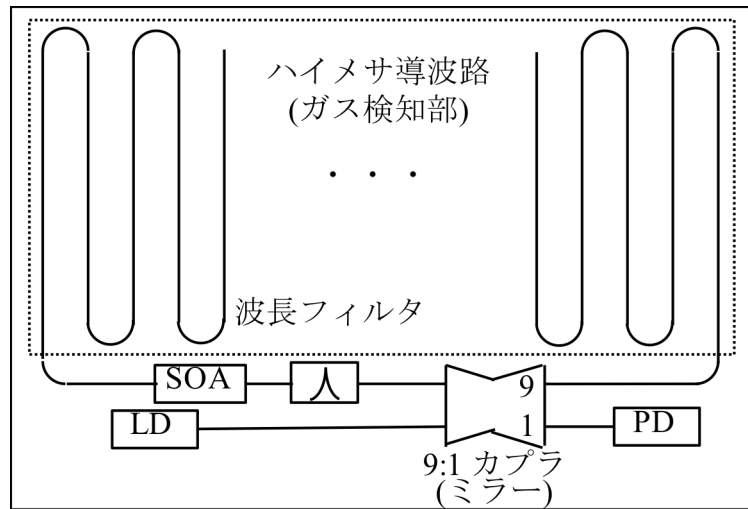


図 3.4.7 小型呼気センシングデバイスの概略図
 ガス検知部にハイメサ導波路、ミラーにカプラ、さらに光源 (LD)、検出器 (PD)、光増幅器 (SOA)、光フィルタを 1 つのチップ上に集積化することで小型呼気センシングデバイスを実現。

3.5 まとめ

フーリエ変換を応用した光フィールド分布評価方法を検討・確立することで、小型呼気センシングデバイスに用いるシリカハイメサ導波路の光フィールド分布評価を行うとともに、シリカハイメサ導波路を用いた増幅CRDS方によるCO₂濃度計測を行った。その結果、フーリエ変換を応用した光フィールド分布評価方法の有用性を示し、シリカハイメサ導波路の光気相分布率を直接計測することで、気体計測の可能性を示した。また、増幅CRDS法を用いることでCO₂濃度測定(40%~70%)を初めて確認した。今後、ASEを防ぐことによる共振現象回避しリングダウンパルス時間の延長、更にガス検知部のシリカハイメサ導波路の性能(伝搬損失、光気相分布率)を改善することで、高感度な気体計測が可能になると考えている。

参考文献

- [1] B. E. A. Saleh, and M. C. Teich, “FUNDAMENTALS OF PHOTONICS”, Wiley-Interscience, Module 1.7, pp. 249-292, 15th Aug. 1991
- [2] A. Ghatak, and K. Thyagarajan, “Optical Waveguides and Fibers”, Fundamentals of Photonics, Module 1.7, pp. 249-292, 2000
- [3] J. Cardenas, C. B. Poitras, J. T. Robinson, K. Preston, L. Chen, and M. Lipson, “Low loss etchless silicon photonic waveguides”, Optics Express, Vol. 17, Issue 6, pp. 4752-4757, 16th Mar. 2009
- [4] J. F. Bauters, M. J. R. Heck, D. D. John, J. S. Barton, C. M. Bruinnink, A. Leinse, R. G. Heideman, D. J. Blumenthal, and J. E. Bowers, “Planar waveguides with less than 0.1 dB/m propagation loss Fabricated with wafer bonding”, Optics Express, Vol. 19, Issue 24, pp. 24090-24101, 21st Nov. 2011
- [5] B. M. A. Rahman, “FINITE ELEMENT ANALYSIS OF OPTICAL WAVEGUIDES”, Progress In Electromagnetics Research, PIER 10, pp. 187-216, 1995
- [6] J. Chen, H. Hokazono, D. Nakashima¹, M. Tsujino, Y. Hashizume, M. Itoh, and K. Hamamoto, “Low loss silica high-mesa waveguide for infrared sensing”, Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 53, 022502, 2014
- [7] I. Alam, Y. Matsunaga, S. Hirofuji, T. Mitomi, T. Murayama, Y. Kokaze, H. Wado, Y. Takeuchi, and K. Hamamoto, “Low loss high-mesa Si/SiO₂ wire waveguides fabricated using neutral loop discharge plasma etching for infrared absorption spectroscopy”, 15th Microoptics Conference, F3, 2009
- [8] K. Kameyama, Y. Matsunaga, and K. Hamamoto, “Propagation loss reduction and sensitivity improvement of SOI-based high-mesa waveguide for compact breath-sensing system”, IEICE Technical Report, OCS2007-57, OPE2007-112, LQE2007-98, pp. 81-85, 2007
- [9] A. M. Parkes, B. L. Fawcett, R. E. Austin, S. Nakamichi, D. E. Shallcross, and A. J. Orr-Ewing, “Trace detection of volatile organic compounds by diode laser cavity ring-

- down spectroscopy”, *Analyst*, Issue 7, No. 128, pp. 960-965, 9th June 2003
- [10] G. Berden, R. Peeters, and G. Meijer, “Cavity ring-down spectroscopy: Experimental schemes and applications”, *International Reviews in Physical Chemistry*, Vol. 19, Issue. 19, pp. 565-607, 2000
- [11] P. Zalicki, and R. N. Zare, “Cavity ringdown spectroscopy for quantitative absorption measurements”, *Journal of Chemical Physics*, Vol. 102, Issue. 7, pp. 2708-2717, 22 June 1995
- [12] M. D. Wheeler, S. M. Newman, A. J. Orr-Ewing, and M. N. R. Ashfold, “Cavity ring-down spectroscopy”, *Journal of Chemical Society, Faraday Transactions*, Vol. 94, Issue. 3, pp. 337-351, 1998
- [13] R. T. Jongma, M. G. H. Boogaarts, I. Holleman, and G. Meijera, “Trace gas detection with cavity ring down spectroscopy”, *Review of Scientific Instruments*, Vol. 66, Issue. 4, 2821-2828, Dec. 1995
- [14] 石尾秀樹, 中川清司, 中沢正隆, 相田一夫, 萩本和男, “光増幅器とその応用”, オーム社, chap. 2, May 1992
- [15] E. Desurvire, and J. R. Simpson, “Amplification of Spontaneous Emission in Erbium-Doped Single-Mode Fibers”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 7, No. 5, pp. 835-845, May 1989
- [16] S. Chitsai, C. Mulee, S. Hsu, and Y. K. Chen, “Characteristic Comparison of Single-Pumped L-band Erbium-Doped Fiber Amplified Spontaneous Emission Sources”, *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 34, No. 11, pp. 1111-1117, 1st Nov. 2002
- [17] R. W. Ricci, M. Ditzler, and L. P. Nestor, “Discovering the Beer-Lambert Law”, *Journal of Chemical Education*, Vol. 71, No. 11, pp. 983-985, Nov 1994.
- [18] A. M. Parkes, B. L. Fawcett, R. E. Austin, S. Nakamichi, D. E. Shallcross, and A. J. Orr-Ewing, “Trace detection of volatile organic compounds by diode laser cavity ring-down spectroscopy”, *Analyst*, Vol. 128, pp. 960-965, 2003

[19] H. Hokazono, W. Li, S. Enami, H. Jiang, and K. Hamamoto, “Gas Sensing Demonstration by Using Silica High-Mesa Waveguide with Amplified Cavity Ring Down Spectroscopy Technique”, IEICE Electronics Express, Vol. 12, No. 15, pp. 1-8, 21st Jul. 2015

第4章 角度プロファイルを有するモードの生成と応用

4.1 はじめに

第二章で述べたように、フーリエ変換による位置変数から角度変数への基底変数変換を用いたローランド円のスラブ導波路端面において、角度プロファイルを有するモードの生成原理について述べた。本章では、ローランド円のスラブ導波路を用いて角度プロファイルを有する OAM (orbital angular momentum) モードを生成して MCF (multi core fiber) 伝送させることで、伝送容量増大の理論検討を行った。OAM モードを MCF 伝送した場合、モードの縮退問題が生じるため、伝送容量を増大させることはできない。そこで、新たに拡張 OAM モードを提案することでモードの縮退問題を回避する方法について述べる。また、実際に伝送容量を増大できるか確認を行うために、拡張 OAM モードを生成、合分波を行うデバイスの設計・シミュレーションを行った。その結果と今後の課題について述べる。

4.2 節では OAM モードの概略について述べる。

4.3 節では OAM モードを用いた MCF 伝送について述べる。

4.4 節ではモードの縮退の原因について述べる。

4.5 節では拡張 OAM モードを用いた MCF 伝送について述べる。

4.2 OAMモードの概略

OAMモードは、軌道角運動量波面内に方位角に依存するらせん状の位相項を含み、リング状の強度プロファイルをもつレーザービームである[1,2]。このらせん状波面は、らせん位相の項である $\exp(-il\varphi)$ により記述される[3]。ここで、 l はOAMモードのチャージ数であり、 φ はOAMモードの位相を表す。この影響によりビーム断面内に軌道角運動量が発生するため、OAMモードは角運動量という新規のパラメータを有するモードである。図4.2.1にOAMモードの概略図を示す[4]。OAMモードは正と負（それぞれ時計回りと反時計回りの位相回転）の異なるチャージ数を持ち、OAMモードのチャージ数 l によって、ビームの波面内における一周の位相変化量は $2\pi l$ と決まる。ここで、位相変化量が 2π の

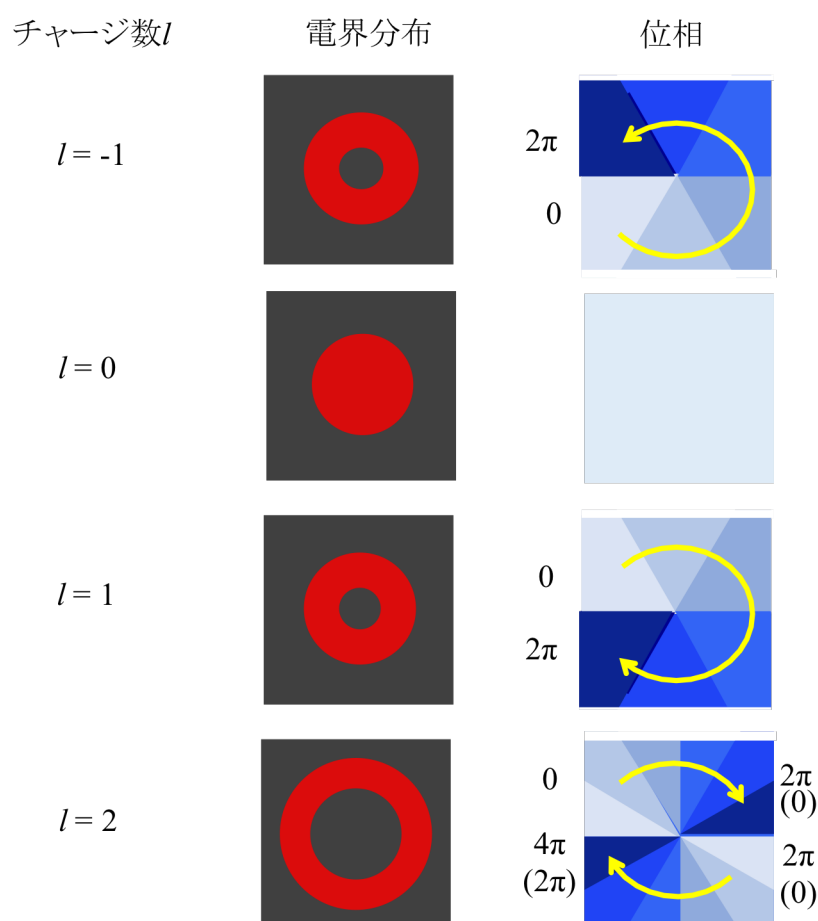


図 4.2.1 OAM モード（チャージ数： $l = -1, 0, 1, 2$ ）の概略図[4]
連続的な位相変化はチャージ数 l に依存し、 $l=1$ の際は $0 \sim 2\pi$ 、 $l=2$ の際は $0 \sim 4\pi$ となる。また、それぞれ逆回りの位相変化は負のチャージ数として区別し、 $l=0$ の場合の位相は一定である。

整数倍であるため、それぞれのモード間には直交性が存在し、理論上は無限にモードを合波することができる。OAMモードは、モード分割多重を通して、複数の独立なデータチャネルを同一波長で伝送することができる。このことを利用して、OAMモードを多重伝送することにより飛躍的に伝送容量を増大させることができる。

OAMモードの理論式はマクスウェル方程式から得られる下記の波動方程式から導出することができる[5-7]。

$$\nabla^2 E - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (4.2.1)$$

この式を解くことで得ることができる。電場 E が位置と時間について変数分離できるなら、

$$E(r,t) = R(r)T(t) \quad (4.2.2)$$

となり、式(4.2.1)に代入し整理すると、

$$\frac{\nabla^2 R}{R} = \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} \quad (4.2.3)$$

となる。ここで、両辺が等しくなるには定数である必要がある。これを k^2 とみると、式(4.2.3)と式(4.2.4)に分けることができる。

$$(\nabla^2 - k^2)R(r) = 0 \quad (4.2.4)$$

$$\left(\frac{d^2}{dt^2} - \omega^2 \right) T(t) = 0 \quad (4.2.5)$$

式(4.2.4)はヘルムホルツ方程式と呼ばれる。式(4.2.5)の一般解は

$$T(t) = T_1 e^{i\omega t} + T_2 e^{-i\omega t} \quad (4.2.6)$$

となり、 ω は角周波数に相当、 $k = n\omega/c = 2\pi/\lambda$ 、 λ は波長である。

この時電場が z 軸方向に伝搬し、振幅が時間的に一定で各周波数が ω である場合、包絡線関数 $u(r)$ を用いた複素数関数で表すと、 $E(r) = u(r)\exp(i(\omega t - kx))$ となる。これを式(4.2.4)に代入すると、式(4.2.7)を得る。

$$\frac{d^2 u}{dx^2} + \frac{d^2 u}{dy^2} + \frac{d^2 u}{dz^2} - 2ik \frac{du}{dz} = 0 \quad (4.2.7)$$

包絡線関数 $u(r)$ の z 軸方向に対する変化が十分に小さい場合を考える、

$$\left| \frac{d^2 u}{dz^2} \right| \ll \left| \frac{du}{dz} \right|_k \quad (4.2.8)$$

つまり、式(4.2.8)を仮定すると、式(4.2.7)から式(4.2.9)を得る。

$$\frac{d^2 u}{dx^2} + \frac{d^2 u}{dy^2} - 2ik \frac{du}{dz} = 0 \quad (4.2.9)$$

この近似は近軸近似と呼ばれる。この方程式をはパラメータ p 、 l を用いて円筒座標系($r^2=x^2+y^2$ 、 $\theta=\tan(y/x)$)で解くと、ラゲールガウシアンビームの複素振幅を得られる。

$$u_{pl} = \frac{c}{\sqrt{1+\frac{z^2}{z_R^2}}} \left(\frac{r\sqrt{2}}{w(z)} \right)^{|l|} L_p^{|l|} \left(\frac{2r^2}{w(z)^2} \right) \exp \left(-\frac{r^2}{w(z)^2} \right) \exp \left(\frac{-ikzr^2}{2(z^2+z_R^2)} \right) \\ \times \exp(-i\theta l) \exp \left[i(2p + |l| + 1) \tan \left(\frac{z}{z_R} \right) \right] \quad (4.2.10)$$

$$W(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}}, \quad z_R = \frac{kw_0}{2} \quad (4.2.11)$$

ここで、 w_0 はガウシアンビームにおけるビームウェスト、 $L_p^l(x)$ はラゲールの陪多項式である。この式において $p=0$ の場合が OAM モードの式(式(4.2.12))となり、 l がチャージ数に相当する。

$$u_{0l} = \frac{c}{\sqrt{1+\frac{z^2}{z_R^2}}} \left(\frac{r\sqrt{2}}{w(z)} \right)^{|l|} \exp \left(-\frac{r^2}{w(z)^2} \right) \exp \left(\frac{-ikzr^2}{2(z^2+z_R^2)} \right) \exp(-i\theta l) \exp \left[i(|l| + 1) \tan \left(\frac{z}{z_R} \right) \right] \quad (4.2.12)$$

4.3 OAMモードを用いたMCF伝送

ここで、角度プロファイルを有するOAMモードをMCF伝送による、伝送容量増大の検討を行う。図4.3.1にMCF上にOAMモードを伝送の概略図を示す。同図(a)のようにOAMモードの光フィールド分布をMCFのコア数に分割し、同図(b)のようにそれぞれの位相関係を保持したシングルモード光をMCFの各コアに伝搬させることで、MCFの断面に擬似的なOAMモード表すことができる。しかし、この方法によるOAMモードのMCF伝送は、伝送するOAMモードのモード数がMCFのコア数に制限されるモードの縮退問題が生じる。よって、MCFの伝送容量を増大させることができない。このモードの縮退問題については次節で詳しく述べる。

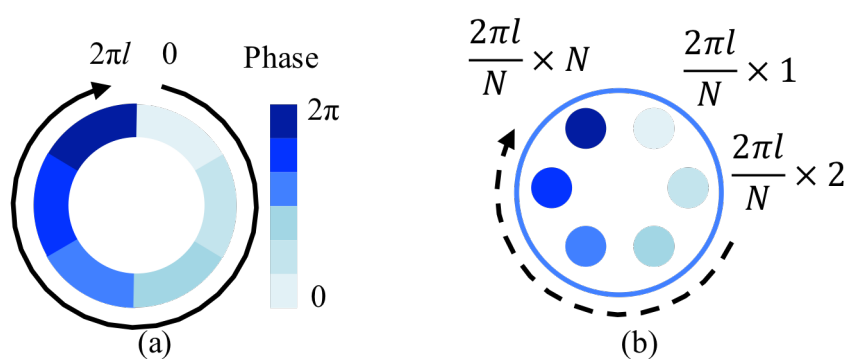


図 4.3.1 MCF 上での OAM モード

(a)位相分布。(b) N コア MCF 上での位相分布。 $2\pi l$ を N 分割した位相関係の光を生成し、それぞれのコアに伝送することで OAM モードの位相関係を表す。

4.4 モードの縮退の原因

一般的なOAMモードをMCF伝送する場合、図4.2.1(b)のようにMCFの各コアにOAMモードの位相関係を保持させながら伝搬させる必要がある。この伝送方式でMCFの伝送容量を増大させるためには、MCFのコア数 N より多くのチャージ数 l を形成することが必要となる。表4.4.1にOAMモードの6コアMCF伝送における各コアの位相関係を示す。この場合、OAMモードの1周の位相分布 $2\pi l$ を6分割し、各コアに分割した位相関係を有する光を伝送することとなる。表4.4.1より、OAMモードのチャージ数 l がコア数 $N(N=6)$ を超える場合($l=7$)、チャージ数 $l=1$ の場合の位相関係と一致する。このように、伝送するチャージ数を増加させた場合、MCFに伝送する光の位相関係が一致する状態が生じることを「モードの縮退」と呼んでいる。各コアに設定されるOAMモードの位相を一般式で表すと、下記のようになる。

$$l \times m \times \frac{2\pi}{N} \quad (4.4.1)$$

ここで、 m はMCFにおけるコアの位置を示す。OAMモードの位相は1周で $0 \sim 2\pi l$ と変化するため、各コアの位相関係は1周の位相 $2\pi l$ をコア数 N で分割した位相差となるため、式(4.4.1)で表すことができる。ここで、チャージ数がコア数以下の場合と、コア数を超える場合について比較する。チャージ数 l が $l > N$ ($l=l'+N$)の場合、式(4.4.1)は下記のように書き換えられる。

$$\begin{aligned} l \times m \times \frac{2\pi}{N} &= \{N + (l - N)\} \times m \times \frac{2\pi}{N} \\ &= (l - N)m \times \frac{2\pi}{N} + 2\pi \times m \\ &= l' \times m \times \frac{2\pi}{N} + 2\pi \times m \end{aligned} \quad (4.4.2)$$

式(4.4.1)と式(4.4.2)を比較すると、 $l > N$ の場合の位相関係は l' ($l'=l-N$)の場合と同じ位相関係になることが確認できる。同様に負のチャージ数($l=-1$)の場合もモードの縮退($l=5$ の場合と位相関係が一致)が生じる。

表4.4.1からわかるように、OAMモードをMCF伝送した場合、モードの縮退問題によりコア数と同じチャージ数しか伝搬させることができないため、伝送

表 4.4.1 OAM モードの 6 コア MCF 伝送における各コアの位相関係

Core #	1	2	3	4	5	6	参考
Charge 1	$\pi/3$	$2\pi/3$	$3\pi/3$	$4\pi/3$	$5\pi/3$	$6\pi/3$	
Charge 2	$2\pi/3$	$4\pi/3$	$6\pi/3$	$8\pi/3$	$10\pi/3$	$12\pi/3$	
Charge 3	$3\pi/3$	$6\pi/3$	$9\pi/3$	$12\pi/3$	$15\pi/3$	$18\pi/3$	
Charge 4	$4\pi/3$	$8\pi/3$	$12\pi/3$	$16\pi/3$	$20\pi/3$	$24\pi/3$	
Charge 5	$5\pi/3$	$10\pi/3$	$15\pi/3$	$20\pi/3$	$25\pi/3$	$30\pi/3$	
Charge 6	$6\pi/3$	$12\pi/3$	$18\pi/3$	$24\pi/3$	$30\pi/3$	$36\pi/3$	
		$(2\pi+6\pi/3)$	$(4\pi+6\pi/3)$	$(6\pi+6\pi/3)$	$(8\pi+6\pi/3)$	$(10\pi+6\pi/3)$	
Charge 7	$8\pi/3$	$14\pi/3$	$21\pi/3$	$28\pi/3$	$35\pi/3$	$42\pi/3$	$l=1$ と同じ
	$(2\pi+\pi/3)$	$(4\pi+2\pi/3)$	$(6\pi+3\pi/3)$	$(8\pi+4\pi/3)$	$(10\pi+5\pi/3)$	$(12\pi+6\pi/3)$	
Charge -1	$-\pi/3$	$-2\pi/3$	$-3\pi/3$	$-4\pi/3$	$-5\pi/3$	$-6\pi/3$	$l=5$ と同じ
	$(5\pi/3)$	$(4\pi/3)$	$(3\pi/3)$	$(2\pi/3)$	$(\pi/3)$	$(6\pi/3)$	
Charge l ($l \leq N$)	$l \times \frac{2\pi}{6}$	$2l \times \frac{2\pi}{6}$	$3l \times \frac{2\pi}{6}$	$4l \times \frac{2\pi}{6}$	$5l \times \frac{2\pi}{6}$	$6l \times \frac{2\pi}{6}$	
Charge l ($l = l' + N$)	$2\pi + (l - N) \frac{2\pi}{6}$	$4\pi + 2(l - N) \frac{2\pi}{6}$	$6\pi + 3(l - N) \frac{2\pi}{6}$	$8\pi + 4(l - N) \frac{2\pi}{6}$	$10\pi + 5(l - N) \frac{2\pi}{6}$	$12\pi + 6(l - N) \frac{2\pi}{6}$	$l - N$ と同じ

容量を増やすことができない。この原因は、OAMモードは位相変化が連続であったが、 N コアMCF上にOAMモードを適用するときに位相変化をコア数に分割することで離散的にしたからである。そこで、モードの縮退問題を回避する方法について次節に提案する。

4.5 拡張OAMモードを用いたMCF伝送

OAMモードは、各モードの位相がそれぞれ $2\pi l$ で連続的に変化するため、各モード間に直交性が存在する。ここで、OAMモードをMCF上に適用した場合、MCFの各コアは独立しており、光はシングルモードで伝搬することに注目すると、各コアの位相関係を 2π の整数倍とすることで直交性を保持する必要がある。そのため、各コアの位相関係をOAMモードの位相関係である 2π の整数倍ではなく、 2π 以下の整数倍とするOAMモードを提案した。このモードは各モードの位相が $2\pi l$ ではないため、角運動量が存在しない。しかし、OAMモードと同様に位相が線形に変化することから、私達は拡張OAMモード (advanced OAM mode (a-OAM mode)) と呼ぶ。

4.5.1 モードの縮退の解決方法

まず、説明を簡単にするために、各パラメータを定義する。表4.5.1に拡張OAMモードのMCF伝送におけるパラメータの定義を示す。 l はOAMモードにおけるチャージ数、 M は伝送チャネル数、 θ は基本モーメント角と呼び、OAMモードにおいてチャージ数が1の場合における1周の位相変化量と定義する。 Θ はモーメント角と呼び、各モードにおける位相変化量(基本モーメント角 $\theta \times$ チャージ数 l)と定義する。例えば、OAMモードの場合、基本モーメント角は 2π 、モーメント角は $2\pi \times l$ となる。また、拡張OAMモードの場合、基本モーメント角は $\theta < 2\pi$ となり、モーメント角は $\theta \times l$ となる。

ここで、基本モーメント角 $\theta = \pi$ の拡張OAMモードをMCFの各コアを伝搬する場合、光の位相関係を式(4.4.2)と同様に一般式で表すと下記のようになる。

$$\begin{aligned} & l \times m \times \frac{\pi}{N} \\ &= \{2N + (l - 2N)\} \times m \times \frac{\pi}{N} \\ &= (l - 2N)m \times \frac{\pi}{N} + 2\pi \times m \\ &= l' \times m \times \frac{\pi}{N} + 2\pi \times m \end{aligned} \tag{4.5.1}$$

従って、チャージ数 l においてMCF上の拡張OAMモードの位相関係は、チャー

表 4.5.1 拡張 OAM モードの MCF 伝送におけるパラメータの定義

パラメータ		参考
l	OAM モードのチャージ数	
N	MCF に集積されたコア数	
M	伝送チャネル数	
θ	基本モーメント角	$\theta = 2\pi$ (OAM モード) $\theta < 2\pi$ (拡張 OAM モード)
Θ	モーメント角	$\Theta = 2\pi \times l$ (OAM モード) $\Theta = \theta \times l$ (拡張 OAM モード)

ジ数 $l'(l-2N)$ に相当する。言い換えれば、位相変化を $0\sim\pi l$ とした拡張OAMモードは $l\leq 2N$ の場合においてモードの縮退が生じないことを示す。表4.5.2に $\theta=\pi$ における拡張OAMモードの6コアMCF伝送における各コアの位相関係を示す。この表より、基本モーメント角 θ をOAMモードの 2π から π へ変更することで、チャージ数が1から12の場合においてモードの縮退が生じないことが確認できる。

ここで、更に詳細に理論検討を行う。モードの縮退は正と負のチャージ数両方において生じるため、それぞれの場合について述べる。

1) チャージ数が全て同じ符号の場合

まず始めに、とりえるモーメント角 Θ を検討する必要がある。例えば、OAMモードの場合、チャージ数が1の時、モーメント角は 2π 、チャージ数が6の時、 12π となる。ここで、

$$\Theta \leq 2\pi \times N \quad (4.5.2)$$

を満たすモーメント角のOAMモードではモードの縮退が生じない。しかし、式(4.5.2)の条件を超えたモーメント角の場合、モードの縮退が生じる。例えば表4.4.1より、チャージ数が6までの場合、モーメント角は 12π となり、モードの縮退は生じない。しかし、チャージ数が7となった場合、チャージ数が1の場合と一致する。なぜなら、チャージ数が7の場合、モーメント角は 14π となり、式

(4.5.2)の条件を満たさないからである。

モードの縮退が生じないチャージ数を増やすために、式(4.5.2)の条件を用いて拡張OAMモードの基本モーメント角 θ を設定する。例えば、基本モーメント角 θ をOAMモードの 2π から π へ変更した場合、モードの縮退を回避できるチャージ数は、6までの場合から12までの場合に増加させることができる。なぜなら、OAMモードの場合、式(4.5.2)を満たすのはチャージ数が6以下の場合であり、基本モーメント角を π に設定した拡張OAMモードの場合は、表4.5.2より式(4.5.2)を満たすのはチャージ数が12以下の場合になるからである。厳密に基本モーメント角 θ を設定するには下記の式を用いる必要がある。

$$\theta \leq \frac{2\pi N}{M} \quad (4.5.3)$$

ここで、 M は伝送したいチャネル数、つまり、モードの縮退が生じないモード数を示す。例えば、コア数の2倍の伝送チャネル数($M=2N$)を得たい場合は、式(4.5.3)より、

$$\theta \leq \frac{2\pi N}{2N} = \pi \quad (4.5.4)$$

と基本モーメント角を設定する必要がある。また、OAMモードにはチャージ

表 4.5.2 拡張 OAM モードの 6 コア MCF 伝搬における各コアの位相関係($\theta=\pi$)

Core #	1	2	3	4	5	6
Charge 1	$\pi/6$	$2\pi/6$	$3\pi/6$	$4\pi/6$	$5\pi/6$	$6\pi/6$
Charge 2	$2\pi/6$	$4\pi/6$	$6\pi/6$	$8\pi/6$	$10\pi/6$	$12\pi/6$
Charge 3	$3\pi/6$	$6\pi/6$	$9\pi/6$	$12\pi/6$	$15\pi/6$ ($2\pi+3\pi/6$)	$18\pi/6$ ($2\pi+6\pi/6$)
Charge 4	$4\pi/6$	$8\pi/6$	$12\pi/6$	$16\pi/6$ ($2\pi+4\pi/6$)	$20\pi/6$ ($2\pi+8\pi/6$)	$24\pi/6$ ($2\pi+12\pi/6$)
Charge 5	$5\pi/6$	$10\pi/6$	$15\pi/6$ ($2\pi+3\pi/6$)	$20\pi/6$ ($2\pi+8\pi/6$)	$25\pi/6$ ($4\pi+\pi/6$)	$30\pi/6$ ($4\pi+6\pi/6$)
Charge 6	$6\pi/6$	$12\pi/6$	$18\pi/6$ ($2\pi+6\pi/6$)	$24\pi/6$ ($2\pi+12\pi/6$)	$30\pi/6$ ($4\pi+6\pi/6$)	$36\pi/6$ ($4\pi+12\pi/6$)
Charge 7	$7\pi/6$	$14\pi/6$ ($2\pi+2\pi/6$)	$21\pi/6$ ($2\pi+9\pi/6$)	$28\pi/6$ ($4\pi+4\pi/6$)	$35\pi/6$ ($4\pi+11\pi/6$)	$42\pi/6$ ($6\pi+6\pi/6$)
Charge 8	$8\pi/6$	$16\pi/6$ ($2\pi+4\pi/6$)	$24\pi/6$ ($2\pi+12\pi/6$)	$32\pi/6$ ($4\pi+8\pi/6$)	$40\pi/6$ ($6\pi+4\pi/6$)	$48\pi/6$ ($6\pi+12\pi/6$)
Charge 9	$9\pi/6$	$18\pi/6$ ($2\pi+6\pi/6$)	$27\pi/6$ ($4\pi+3\pi/6$)	$36\pi/6$ ($4\pi+12\pi/6$)	$45\pi/6$ ($6\pi+9\pi/6$)	$54\pi/6$ ($8\pi+6\pi/6$)
Charge 10	$10\pi/6$	$20\pi/6$ ($2\pi+8\pi/6$)	$30\pi/6$ ($4\pi+6\pi/6$)	$40\pi/6$ ($6\pi+4\pi/6$)	$50\pi/6$ ($8\pi+2\pi/6$)	$60\pi/6$ ($8\pi+12\pi/6$)
Charge 11	$11\pi/6$	$22\pi/6$ ($2\pi+10\pi/6$)	$33\pi/6$ ($4\pi+9\pi/6$)	$44\pi/6$ ($6\pi+8\pi/6$)	$55\pi/6$ ($8\pi+7\pi/6$)	$66\pi/6$ ($10\pi+6\pi/6$)
Charge 12	$12\pi/6$	$24\pi/6$ ($2\pi+12\pi/6$)	$36\pi/6$ ($4\pi+12\pi/6$)	$48\pi/6$ ($6\pi+12\pi/6$)	$60\pi/6$ ($8\pi+12\pi/6$)	$72\pi/6$ ($10\pi+12\pi/6$)

数0も存在するため、伝送チャネル数は $2N+1$ となる。更に、コア数の3倍の伝送チャネル数($M=2N$)を得たい場合は、同様に式(5.4.3)を用いて

$$\theta \leq \frac{2\pi N}{3N} = \frac{2\pi}{3} \quad (4.5.5)$$

と設定する必要がある。このように、式(4.5.3)を用いて基本モーメント角を調節することで伝送チャネル数を増加させることができる。

2) 正負両方の符号を使用する場合

ローランド円のスラブ導波路を用いることで、OAMモードの生成を提案している。その理由として、正と負の両方のチャージ数のOAMモードを使用することでデバイスの小型化や過剰損失の低減に貢献するからである。そのため、正と負のチャージ数のOAMモードを適用する場合のモードの縮退問題について検討する必要がある。例えば、表4.4.1に示したように、チャージ数が-1の場合、チャージ数が5の場合と同じ位相関係になるため、モードの縮退が生じる。図4.5.1に6コアMCFにおいて、基本モーメント角を $4\pi/3$ に設定した場合のモーメント角のチャージ数依存性を示す。ここで、負の符号のモーメント角を θ^- と置くと、負のチャージ数におけるモーメント角は下記の式で表すことができる。

$$\theta^- = \theta l \quad (l < 0) \quad (4.5.6)$$

$$\theta^- = 2\pi N + \theta l \quad (l < 0) \quad (4.5.7)$$

負のチャージ数の場合、モーメント角は式(4.5.6)により負の値になるが、式(4.5.7)により、モーメント角を正の $0 \sim 2\pi N$ 間に書き換えることができる。式(4.5.7)を用いた場合、図4.5.1より、 $l=-3$ と $l=6$ 、 $l=-4$ と $l=5$ が同じモーメント角となるため、モードの縮退が生じる。このように、負のチャージ数を使用する場合でもモードの縮退問題が生じる。この問題を回避するためには、式(4.5.3)を用いて伝送するチャージ数の範囲設定により伝送チャネル数 M を決定することで、基本モーメント角を設定する必要がある。つまり、伝送するチャージ数範囲を $-4 \sim 4$ と設定した場合、伝送チャネル数は $M=9$ となるので、式(4.5.3)から基本モーメント角を求めることができる。図4.5.1では、チャージ数が $-4 \sim 4$ においてモードの縮退は生じないが、 $|l| > 5$ の場合、モーメント角が一致(位相関

係が一致)するチャージ数が生じるため、モードの縮退が生じる。更に、図4.5.2に6コアMCFにおいて、伝送チャネル数を $M=13$ とした場合におけるモーメント角のチャージ数依存性を示す。この場合、式(4.5.3)から基本モーメント角は $12\pi/13$ に設定される。この図より、チャージ数-6~6の範囲(伝送チャネル数 $M=13$)においてモードの縮退が生じず、コア数の2倍のチャージ数を伝搬できると予測される。

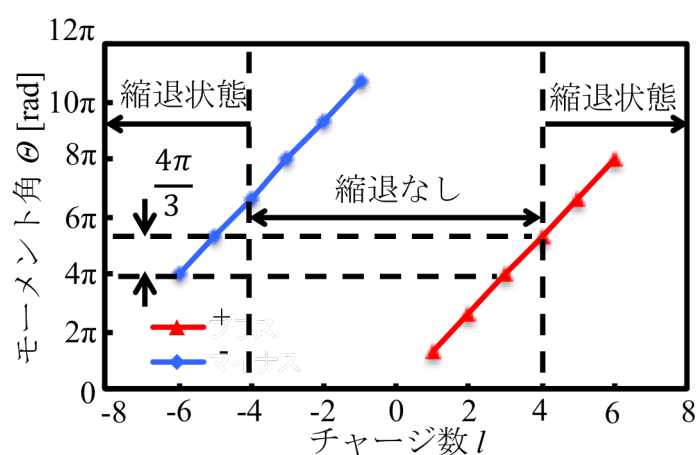


図 4.5.1 モーメント角のチャージ数依存性($N=6$ 、 $\theta=4\pi/3$ の場合)
チャージ数が-4 ~ 4 ($M=9$)においてモードの縮退は生じないが、 $|l|>5$ において、モードの縮退が生じる。

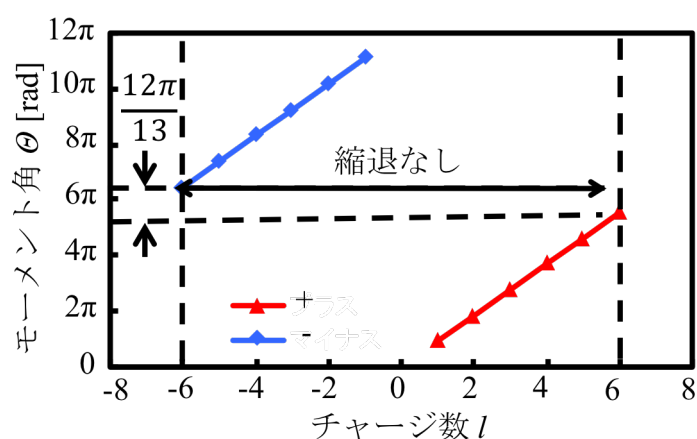


図 4.5.2 モーメント角のチャージ数依存性($N=6$ 、 $\theta=12\pi/13$ の場合)
チャージ数が-6 ~ 6 ($M=13$)においてモードの縮退は生じない。

4.5.2 ローランド円のスラブ導波路を用いた拡張OAMモードの生成

一般的なOAMモードは、ローランド円のスラブ導波路 [8]により生成、合分岐できることがすでに報告されている[9]。拡張OAMモードも図4.5.3に示すように、OAMモードが線形的に位相変化することを応用することで、図4.5.4に示すローランド円のスラブ導波路を用いた拡張OAMモードのMCF伝送を行うことが可能となる [10, 11]。入力導波路から入射された光はスラブ導波路において回折によって広がり複数のMCF側導波路に入るが、このときフーリエ変換により位置変数から角度変数への基底関数変換、及び、ローランド円により設計されたスラブ導波路において、各入力導波路からそれぞれのMCF側導波路までの光路長差により、それぞれのMCF側導波路に角度プロファイルを有するモード、つまり拡張OAMモードの位相関係を生成する。中心の入力導波路($l=0$)から入射された光は、それぞれのMCF側導波路までの光路長が等しいため、MCF側導波路間に位相差は生じず同位相となる。そして、チャージ数が大きくなるほど外側の入力導波路に対応するため、各MCF側導波路までの光路長差が大きくなり、位相変化の傾きも大きくなる。このようにローランド円のスラブ導波路によって生成した連続的な位相の変化を、MCF側導波路からMCFの各コアに入力し、MCF伝送後に出力側のMCF側導波路に出力する。MCFの各コ

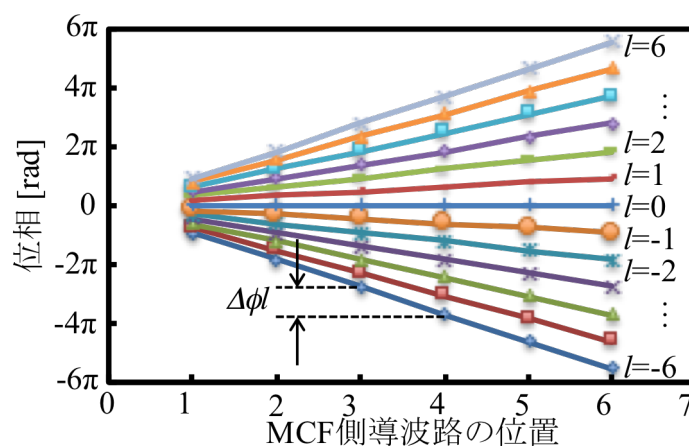


図 4.5.3 ローランド円のスラブ導波路を用いた拡張 OAM モードの位相
(基本モーメント角 $\theta=12\pi/13$)

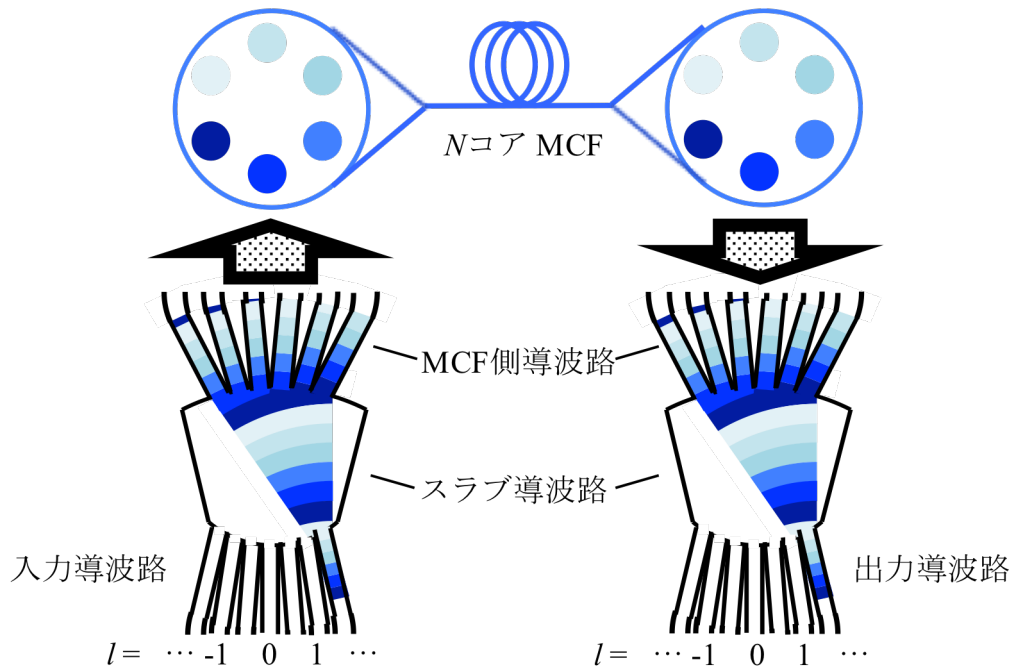


図 4.5.4 ローランド円のスラブ導波路による拡張 OAM モード合分波
ローランド円のスラブ導波路の入力側には拡張 OAM モードのチャージ数ごとに導波路を設け、独立した伝送チャンネルを形成する。

アへの入出力はファンイン・ファンアウト(FI/FO: fan-in/fan-out)デバイス[12]を用いることを検討している。MCF伝送後、MCF側導波路を通過した光は出力側スラブ導波路において回折により広がる。ここで、各MCF側導波路を通過した光が互いに干渉し合い全体として波面のそろう方向に集光し、元の入力導波路に対応した出力導波路に結合する[13]。

図 4.5.4 のローランド円のスラブ導波路による拡張 OAM モード合分波の評価を行うために、拡張 OAM モードを生成するローランド円のスラブ導波路の設計の設計を行った。その設計手順について図 4.5.5 に示したローランド円のスラブ導波路の概略図を用いて下記に述べる。図 4.5.5 において、スラブ導波路はローランド円[14]を元に設計されているため、入出力側導波路側の曲率半径を R_{in} 、MCF 側導波路側の曲率半径を R_{out} とすると、 $R_{out}=2R_{in}$ の関係になる。また、入出力導波路間隔を x_{in} 、MCF 側導波路間隔を x_a 、曲率半径 R_{in} の中心から各入出力導波路間の角度を θ_{in} 、曲率半径 R_{out} の中心から各 MCF 側導波路間の角度を θ_a とする。

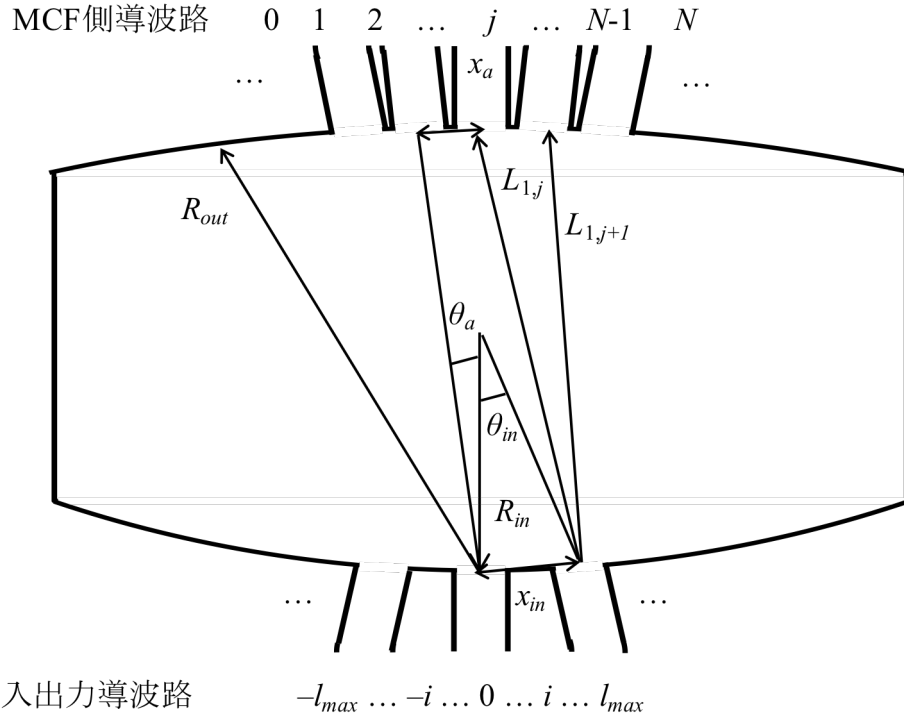


図 4.5.5 拡張 OAM モード合分波を行うローランド円のスラブ導波路の概略図
ローランド円のスラブ導波路は、入出力側導波路側の曲率半径を R_{in} 、MCF 側導波路の曲率半径を R_{out} とすると、 $R_{out}=2R_{in}$ の関係になる。また、入出力導波路間隔を x_{in} 、MCF 側導波路間隔を x_a 、曲率半径 R_{in} の中心から各入出力導波路間の角度を θ_{in} 、曲率半径 R_{out} の中心から各 MCF 側導波路間の角度を θ_a とする。

Step 1) MCF側導波路数(MCFのコア数) N の設定

MCF側導波路数はMCFのコア数に等しくなる。そのため、MCFのコア数を設定することでローランド円のスラブ導波路のMCF側導波路数が決定される。MCF側導波路はそれぞれ対称に配置されており、MCF側導波路の導波路間隔は x_a となる。

Step 2) 入出力導波路数(伝送チャネル数) M の設定、及び、基本モーメント角 θ の算出

入出力導波路数は伝送チャネル数に等しくなる。そのため、伝送したいチャネル数を設定することで、ローランド円のスラブ導波路の入出力導波路数が決定される。また、入出力導波路はMCF側導波路同様それぞれ対称に配置されており、入出力導波路の導波路間隔は x_{in} となる。ここで、伝送チャネル数 M は下

記の式で表される。

$$M = 2 \times l_{max} + 1 \quad (\text{正と負のチャージ数と} l=0) \quad (4.5.8)$$

ここで、 l_{max} は最大チャージ数であり、使用するチャージ数を $-l_{max} \sim l_{max}$ にすることを意味する。ここで、式(4.5.8)と式(4.5.3)を用いることで、拡張AOMモードの基本モーメント角 θ を式(4.5.9)から算出できる。

$$\theta = \frac{2\pi N}{M} = \frac{2\pi N}{2 \times l_{max} + 1} \quad (4.5.9)$$

Step 3) ローランド円の曲率半径 R_{out} 、 $R_{in}(R_{out}=2R_{in})$

基本モーメント角をローランド円のスラブ導波路上で調節するには、ローランド円の曲率半径[14]を制御することで行う。ローランド円の曲率の導出するために、基本モーメント角とローランド円の曲率半径の関係を求める。

まず、隣接するMCF側導波路間の位相差 $\Delta\phi$ を計算する(図4.5.3参照)。 $\Delta\phi$ は基本モーメント角 θ をMCF側導波路数で割った値となる。よって、式(4.5.3)より、MCF側導波路間の位相差 $\Delta\phi$ ($l=0$ を除く)は下記の式から得られる。

$$\Delta\phi = \frac{\theta}{N} = \frac{2\pi}{M} \quad (4.5.10)$$

このMCF側導波路間の位相差 $\Delta\phi$ は、ローランド円のスラブ導波路の入力導波路から各MCF側導波路までの光路長差から得られる。特にここでは、モーメント角が基本モーメント角 θ と等しい場合、つまりチャージ数 $l=1$ の場合を考える。チャージ数 $l=1$ は中心から1つ隣に位置する入力導波路($i=1$)に対応するためこの入力導波路から、任意の隣接する2つのMCF側導波路間の光路長差を考える必要がある。図4.5.5に示す様に、入力導波路 i からMCF側導波路 j までの光路長は L_{ij} で定義されている。そのためここで考える入力導波路 $i=1$ の場合、任意のMCF側導波路 j までの光路長は L_{1j} として表す。 L_{1j} は図4.5.5及び、式(2.3.6)より次式を得ることができる。

$$L_{1,j}^2 = x_{in}^2 + R_{out}^2 - 2x_{in}R_{out} \cos\left\{\frac{\pi}{2} - \frac{\theta_{in}}{2} - \left(j - \frac{N+1}{2}\right)\theta_a\right\} \quad (4.5.11)$$

θ_a はそれぞれのMCF側導波路間の角度、 θ_{in} はそれぞれの入力導波路間の角度であり、 x_a 、 x_{in} は定数である。また、任意のMCF側導波路 j とそれに隣接するMCF側導波路 $j+1$ の間の位相差は次式から得られる。

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} n_s \Delta L = \frac{2\pi}{\lambda} n_s (L_{1,j} - L_{1,j+1}) \quad (4.5.12)$$

ここで、 ΔL は $L_{1,j}$ と $L_{1,j+1}$ の光路長差であり、 n_s はスラブ導波路の実効屈折率である。式(4.5.10)、式(4.5.11)、式(4.5.12)を用いることで式(4.5.13)に示すローランド円の曲率半径 R_{out} と基本モーメント角 θ の関係を得ることができる。

$$\theta = \frac{2\pi}{\lambda} n_s N \Delta L = \frac{2\pi}{\lambda} n_s N (L_{1,j} - L_{1,j+1}) = \frac{2\pi}{\lambda} n_s N f(R_{out}) \quad (4.5.13)$$

ここで、 $f(R_{out})$ は、ローランド円の曲率半径 R_{out} の関数である。式(4.5.13)の簡略化のために $f(R_{out})$ を使用した。ここで、 $f(R_{out})$ はどのMCF側導波路の位置 j をとっても同じ値となるため、 $f(R_{out})$ を更に簡略化するために、 $j=N/2$ と置いた場合の $f(R_{out})$ を式(4.5.14)に別記する。

$$f(R_{out}) = \sqrt{R_{out}^2 - x_{in}^2} - \sqrt{R_{out}^2 + x_{in}^2 - \frac{x_{in}}{R_{out}^2} \left\{ 2x_{in}(R_{out}^2 - x_{in}^2) + x_a \sqrt{(R_{out}^2 - x_{in}^2)(4R_{out}^2 - x_a^2)} \right\}} \quad (4.5.14)$$

基本モーメント角 θ とローランド円の曲率半径 R_{out} は複雑な式であるため、図4.5.6にその関係を示す。また、他の設定パラメータを表4.5.3に示す。この設計はSiO₂によるデバイスであり、導波路幅を6 μm 、入出力ポート間隔及びMCF側ポート間隔をそれぞれ、20 μm 、18.5 μm 、波長を1.55 μm とした。同じコア数のMCF上で伝送チャネル数を増やすためには、基本モーメント角 θ を小さく設定する必要があるが、そのためには、図4.5.6よりローランド円の曲率半径を大きく設定する必要があることがわかる。もし6コアのMCFを用いて9チャネル伝送を行いたい場合は、入出力導波路を9本、MCF側導波路数を6本、基本モーメント角 θ は $4\pi/3$ 、ローランド円の曲率半径は3145 μm に設定する必要がある。

また、同じ6コアのMCFを用いて13チャネル伝送を行いたい場合は、入出力導波路を13本、MCF側導波路数を6本、基本モーメント角 θ を $12\pi/13$ 、曲率半径を4542 μm とする。更に、12コアのMCFで13チャネル伝送する場合は、入出力導波路を13本、MCF側導波路数を6本、基本モーメント角 θ を $24\pi/13$ 、ローランド

円の曲率半径を4542 μm に設定する。

この結果から、同じチャネル数を伝送する場合、MCFのコア数に関係なくローランド円の曲率半径は一定であることが分かる。

表 4.5.3 拡張 OAM モード合分岐デバイスのパラメータ

波長 λ	1.55 μm	n_s	1.4532
x_{in}	20 μm	導波路幅	6 μm
x_a	18.5 μm		

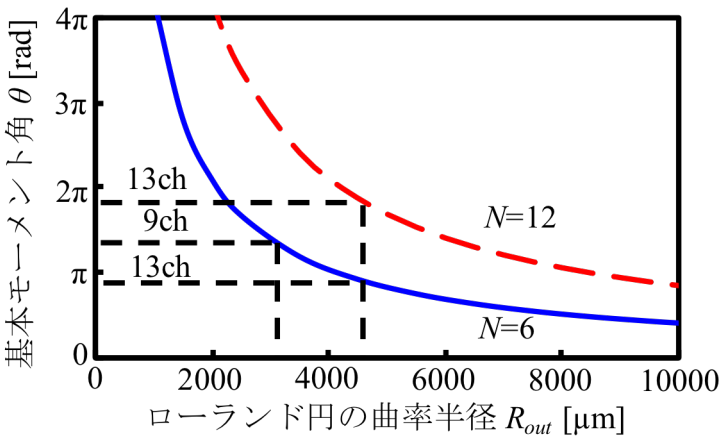


図 4.5.6 基本モーメント角 θ とローランド円の曲率半径 R_{out} の関係
同じチャネル数を伝送する場合、ローランド円の曲率半径は MCF のコア数に依存しない。

4.5.3 拡張OAMモードによるモード合分岐の検討

拡張OAMモードのMCF伝送において重要な問題として、ローランド円のスラブ導波路におけるMCF側導波路数に起因するモード間クロストークの悪化がある[9]。なぜなら、拡張OAMモードのMCF伝送においてはMCF側導波路数がMCFのコア数に制限されるため、合波側のスラブ導波路において光の漏れが生じるからである。また、基本モーメント角 θ は 2π 以下に設定されるため、拡張OAMモードのチャンネル間隔が狭くなるからである。そこで、私たちはMIMO DSP (multiple-input multiple-output digital signal processing)を用いることを検討した。MIMO DSPは-4dBのクロストークを補償することができることがすでに報告されている[15]。そこで、-4dBのクロストークを基準と仮定して、伝送容量を増大できるかシミュレーションにより検討を行った。シミュレーションにはビーム伝搬法 (BPM: beam propagation method)[16]を用いて、ローランド円のスラブ導波路を用いた拡張OAMモードの6コアMCF伝送におけるクロストークの検討を行った。このシミュレーションでは、ローランド円のスラブ導波路にシリカ材料の導波路($\Delta n=0.35\%$)を用いて4.5.2節で説明した方法と表4.5.3に示したパラメータ設定を用いて設計を行った。この設計パラメータの計算結果及び、クロストークのシミュレーション結果を表4.5.4と図4.5.7に示す。表4.5.4より、各最大チャージ数におけるクロストークは、 $l_{max}=4$ の場合は-7.3dB、 $l_{max}=5$ の場合は-4.5dB、 $l_{max}=6$ の場合は-3.1dB、となるり、それぞれの伝送チャンネル数

図 4.5.4 拡張 OAM モードの 6 コア MCF 伝送におけるローランド円のスラブ導波路の設計パラメータ

最大 チャージ数 l_{max}	伝送 チャンネル数 M	基本 モーメント角 θ [rad]	ローランド 円の曲率 R_{out} [μm]	クロストーク [dB]
3	7	$12\pi/7$	2446	-14.9 ~ -15.0
4	9	$4\pi/3$	3145	-7.3 ~ -7.5
5	11	$12\pi/11$	3844	-4.5 ~ -4.6
6	13	$12\pi/13$	4542	-3.1 ~ -3.2

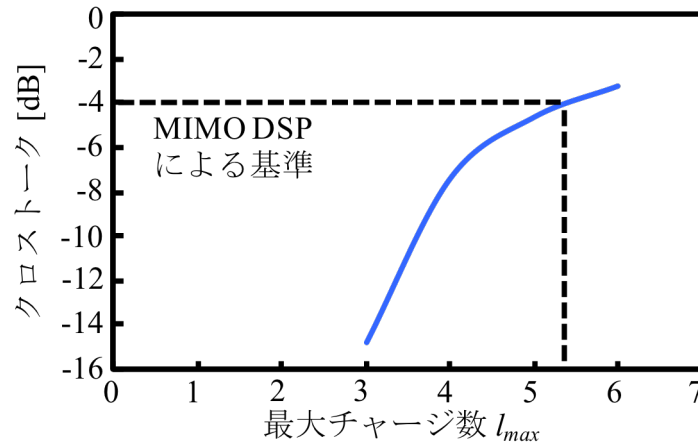


図 4.5.7 拡張 OAM モードの 6 コア MCF 伝送におけるクロストークの最大チャージ数依存性

拡張 OAM モードの 6 コア MCF 伝送において、最大チャージ数を 5 に設定することで、MIMO DSP による補償により 11 チャネルの伝送が可能になる。

は式(4.5.7)より、 $l_{max}=4$ の場合は9、 $l_{max}=5$ の場合は11、 $l_{max}=6$ の場合は13に相当する。最大チャージ数(伝送チャネル数)が増加するにつれて、クロストークが悪化することを確認した。また、図4.5.7より、クロストークがMIMO DSPによる補償可能な-4dB以下となるのは、 $l_{max}=5$ 以下の場合であり、伝送チャネル数は11となるので、拡張OAMモードのMCF伝送において、コア数の約2倍の伝送容量となることが確認できた。

図4.5.8に $l_{max}=5$ の場合における拡張OAMモードの6コアMCF伝送における伝送量のチャージ数依存性を示す。この図より合分岐デバイスにおける原理損失が-11.7dB、チャージ数における過剰損失が-4.2dBであることが確認できた。また、図4.5.9に図4.5.8の結果における $l=0$ (a)と $l=5$ (b)の場合におけるシミュレーション図を示す。この図より、入力導波路から合波側のスラブ導波路を回折しながら伝搬した光は、すべてMCF側導波路に入射されていないことが確認できる。この漏れ光が図4.5.8における主な原理損失の原因だと考えられる。また、合波側スラブ導波路において、MCF側導波路からスラブ導波路に入射された光は干渉しあい、出力導波路に結像するが、MCF側導波路数が少ないため、光フィールドが広がって結像し、隣の出力導波路に光が漏れてしまうため、クロ

ストークが悪化すると考えられる。また、同図(b) $l=5$ の場合において入力導波路は中心からずれているため、MCF側導波路に入射される光強度の差が大きくなるため、過剰損失が生じると考えられる。これらの損失はローランド円のスラブ導波路の設計を改良することで低減することが可能であるため、検討する必要がある。

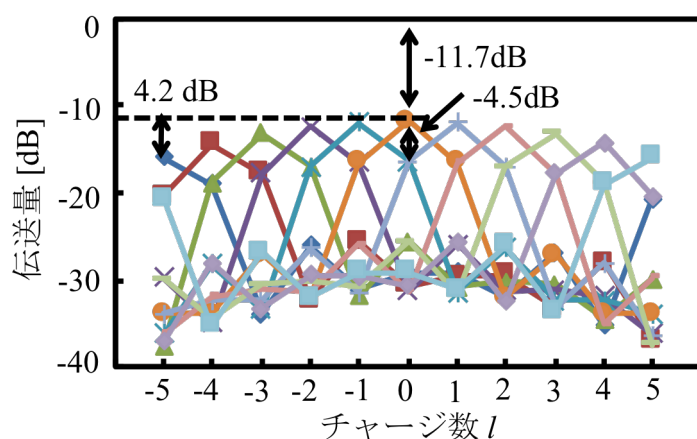


図 4.5.8 拡張 OAM モードの 6 コア MCF 伝送における伝送量のチャージ数依存性($l_{max}=5$ の場合)

モード間クロストークが -4.5dB、合分岐デバイスによる原理損失が 11.7dB、チャネル間の過剰損失が 4.2dB であることを確認した。

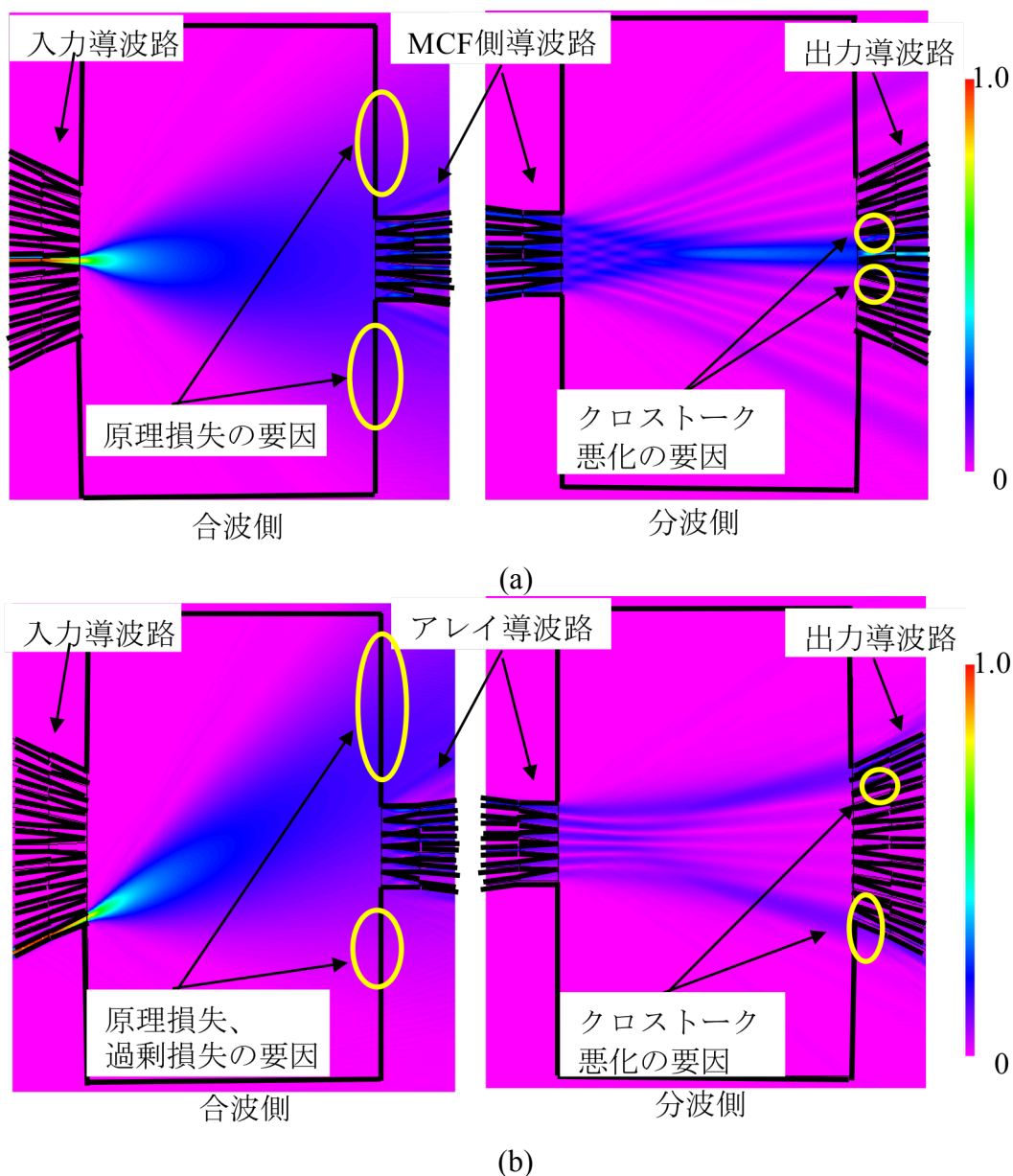


図 4.5.9 拡張 OAM モードの 6 コア MCF 伝送におけるシミュレーション図
 (a) $l=0$ の場合、(b) $l=5$ の場合。合波側スラブ導波路において、MCF 側導波路
 に入射されなかった回折光が原理損失の原因。分波側スラブ導波路において
 出力導波路に光が広がって結像したことがクロストーク悪化の原因。

4.6 まとめ

フーリエ変換を用いたローランド円のスラブ導波路端面において、任意の角度プロファイルを有する拡張OAMモードを生成してMCF伝送させる方法について検討を行った。その結果、通常のOAMモードのMCF伝送において生じるモードの縮退問題を回避していることを確認した。また、拡張OAMモードの生成、合分岐を行うデバイスの設計・シミュレーションを行うことで、伝送容量増大の可能性を検討した結果、MCF伝送において約2倍の伝送容量となる可能性を示した。

参考文献

- [1] H. Huang, G. Xie, Y. Yan, N. Ahmed, Y. Ren, Y. Yue, D. Rogawski, M. J. Willner, B. I. Erkmen, K. M. Birnbaum, S. J. Dolinar, M. P. J. Lavery, M. J. Padgett, M. Tur, and A. E. Willner, “100 Tbit/s free-space data link enabled by three-dimensional multiplexing of orbital angular momentum, polarization, and wavelength”, *Opt. Lett.*, Vol.39, No.2, pp.197-200, Jan. 2014
- [2] Y. Yue, Y. Yan, N. Ahmed, J. Y. Yang, L. Zhang, Y. Ren, H. Huang, K.M. Birnbaum, B. I. Erkmen, S. Dolinar, M. Tur, and A. E. Willner, “Mode Properties and Propagation Effects of Optical Orbital Angular Momentum (OAM) Modes in a Ring Fiber”, *IEEE Photonics Journal*, Vol. 4, No. 2, pp. 535-543, Apr. 2012
- [3] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman, “Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes”, *Physical Review A*, Vol. 45, No. 11, pp. 8185-8189, Jun. 1992
- [4] H. Huang, G. Xie, Y. Yan, N. Ahmed, Y. Ren, Y. Yue, D. Rogawski, M. J. Willner, B. I. Erkmen, K. M. Birnbaum, S. J. Dolinar, M. P. J. Lavery, M. J. Padgett, M. Tur, and A. E. Willner, “100 Tbit/s free-space data link enabled by three-dimensional multiplexing of orbital angular momentum, polarization, and wavelength,” *Opt. Lett.* Vol. 39, pp. 197–200, 2014
- [5] E. Nagali and F. Sciarrino, “Manipulation of Photonic Orbital Angular Momentum for Quantum Information Processing”, *Advanced Photonic Sciences*, chapter 4, Mar. 21, 2012
- [6] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman, “Orbital angular momentum of light and transformation of Laguerre Gaussian Laser modes”, *Physical Review A*, Vol. 45, No. 11, pp. 8185-8189, 1992
- [7] S. M. Barnett and L. Allen, “Orbital angular momentum and nonparaxial light beams”, *Optics Communications*, Vol. 110, Issues 5–6, pp. 670–678, Sep.1994
- [8] M. K. Smit and C. V. Dam, “PHASAR-Based WDM-Devices: Principles, Design

- and Applications”, IEEE J. Quant. Electron., Vol. 2, No. 2, pp. 236-249, Jun. 1996
- [9] B. Guan, R. P. Scott, C. Qin, N. K. Fontaine, T. Su, C. Ferrari, M. Cappuzzo, F. Klemens, B. Keller, M. Earnshaw, and S. J. B. Yoo, “Free-space coherent optical communication with orbital angular, momentum multiplexing/demultiplexing using a hybrid 3D photonic integrated circuit”, Opt. Express, Vol. 22, No. 1, pp. 145-156, Jan. 2014
- [10] H. Hokazono, R. Tanaka, H. Jiang, and K. Hamamoto, “Advanced OAM Mode Scheme for Transmission Channel Enhancement of Over N on N-core MCF Toward 100 ch”, Advanced Photonics for Communications, JT3A.18, Jul. 2014
- [11] R. Tanaka, H. Hokazono, H. Sakamoto, H. Jiang, and K. Hamamoto, “Cross talk analysis on advanced OAM mode device for N-core MCF transmission”, IEICE Technical Report, OPE2014-225, Vol. 114, No. 453, pp. 127-132, Feb. 2015
- [12] H. Uemura, K. Omichi, K. Takenaga, S. Matsuo, K. Saitoh, and M. Koshiba, “Fused taper type fan-in/fan-out device for 12 core multi-core fiber”, in Proc. OECC 2014, pp.49-50, 2014
- [13] P. Cheben, I. Powell, and S. Janz, “Fourier transform microspectrometer with interleaved arrayed waveguide grating”, in Proc. ICTON 2005, vol.1, pp.323-326, Jul. 2005
- [14] S. Hu, “Design and Simulation of Novel Arrayed Waveguide Grating by using the Method of Irregularly Sampled Zero-Crossings”, ECE Technical Reports, Paper 165, Jan. 2002
- [15] R. Ryf, R. J. Essiambre, S. Randel, A. H. Gnauck, P. J. Winzer, T. Hayashi, T. Taru, and T. Sasaki, “MIMO-Based Crosstalk Suppression in Spatially Multiplexed 3×56 -Gb/s PDM-QPSK Signals for Strongly Coupled Three-Core Fiber”, IEEE Photonics Technol. Lett., Vol. 23, No. 20, pp. 1469- 1471, Oct. 2011
- [16] B. Wu, A. Kumar, and S. Pamorthy, “High aspect ratio silicon etch: A review”, Journal of Applied Physics Vol. 108, Issue 5, pp. 051101, Sep. 2010

第5章 総括

5.1 まとめ

導波路光フィールド分布の近視野像(NFP)と遠視野像(FFP)との関係はフーリエ変換の関係であることが知られているが、フーリエ変換を積極的に応用した光導波路評価方法の検討はあまりなかった。本研究では、フーリエ変換により角度変数から位置変数へ基底変数を変換することを用い、光導波路端面の光フィールド分布評価方法を検討することで、センシング応用を検討している光導波路の可能性を検討した。更には、位置変数から角度変数へ基底変数を変換することを用い、角度プロファイルを有するモードである OAM モードの MCF 伝送を行う手法による伝送容量増大の理論検討を行った。

第1章では、フーリエ変換を適用した光フィールド分布評価を行うセンシング応用光導波路、フーリエ変換を適用した光導波路の研究背景と課題・目的を示した。

第2章では、フーリエ変換による角度変数から位置変数への基底変数変換を用いた導波路端面の光フィールド分布評価方法の原理について示し、フーリエ変換により FFP から NFP へ変換することで導波路端面の光フィールド分布測定が可能であることを示した。更に、位置変数から角度変数への基底変数変換を用いたローランド円のスラブ導波路の理論を説明し、ローランド円を用いたスラブ導波路端面において任意の角度プロファイルを得ることが可能であることを示した。

第3章では、シリカハイメサ光導波路の端面から出力された光フィールドの FFP を実験的に測定し、フーリエ変換を応用することで光導波路端面における光フィールド分布に変換することで、理論計算結果と比較した。その結果、おおよそ理論と整合した通り光導波路外部に光フィールドが 5.8%(光導波路幅 $2.2\mu\text{m}@1572\text{nm}$)分布していることを明らかにした。更にこの光導波路を用いて、赤外吸収分光法による CO_2 濃度計測を試みた。光導波路の伝搬損失を補償

する光増幅器を用いることで、光導波路を用いた増幅 CRDS 法により CO_2 の濃度の測定(40%~70%)を初めて実現した。

第4章では、フーリエ変換による位置変数から角度変数への基底変数変換を用いて角度プロファイルを有する空間モードを生成して MCF 伝送させることで伝送容量を増大させるための理論検討を行った。角度プロファイルを有する空間モードである拡張 OAM モードを生成、合分岐するデバイスとしてローランド円のスラブ導波路の設計・シミュレーションを行うことで、OAM モード伝送の問題であるモードの縮退問題を回避できることを確認し、MCF 伝送において約2倍の伝送容量となる可能性を示した。

5.2 今後の展望

シリカハイメサ導波路を用いた増幅 CRDS 法により CO_2 濃度測定を実現したが、実際に呼気分析による健康診断を行うためには 10ppm オーダーの CH_4 を測定する必要がある。そのためには、シリカハイメサ導波路のさらなる低伝搬損失かや、断面構造をさらに検討することで光気相分布率の向上を目指す必要がある。または、他の材料を用いたハイメサ構造の導波路を検討することで高光気相分布率、低伝搬損失を目指す。

増幅 CRDS 法において光増幅器からの ASE を防ぐために、光フィルタや増幅方法の検討により共振現象回避することで、リングダウンパルス時間を延長することで、更に高感度な気体計測が期待できる。

拡張 OAM モードの MCF 伝送においては、モードの縮退問題を回避することで、伝送容量を約 2 倍にできることを示したが、ローランド円のスラブ導波路の MCF 側導波路の数が制限されること、基本モーメント角を小さくすることで、チャンネル間隔が狭くなることで、クロストークが悪化する。伝送容量をさらに増加させるために、MCF から分波側のスラブ導波路に入射するときに、MCF 側導波路の数を増やすことで拡張 OAM モードの位相情報を増加しクロストークを改善させる方法について検討中である。

付録

A.1 シンボル及び略称リスト

表 A.1.1 シンボルリスト

記号	意味
λ	波長
k	波数
n	屈折率または、ガス濃度
f_N	NFP の光フィールド分布
f_F	FFP の光フィールド分布
s^2	標本分散
n_s	スラブ導波路の実効屈折率
n_a	アレイ導波路の実効屈折率
ΔL	隣り合うアレイ導波路の光路長差
m	AWG の回折次数
λ_0	AWG の中心波長
R_{in}	ローランド円の入出力導波路側の曲率
R_{out}	ローランド円の MCF 側導波路側の曲率
L_{ij}	i 番目の入出力導波路から j 番目の MCF 側導波路までの光路長
x_{in}	隣り合う入出力導波路の間隔
x_a	隣り合う MCF 側導波路間隔
θ_{in}	隣り合う入出力導波路の角度
θ_a	隣り合う MCF 側導波路の角度
Δn	比屈折率差
w	光導波路幅
Γ_{out}	光気相分布率

τ'_g	ガスが有る場合の光導波路を伝搬するリングダウン時間
τ'	ガスが無い場合の光導波路を伝搬するリングダウン時間
σ	試料気体の吸収断面積
c'	光導波路を伝搬する光の速度
ϕ	OAM モードにおける位相
l	OAM モードのチャージ数
E	電場
c	光速
ω	角周波数
w_0	ガウシアンビームにおけるビームウェスト
$W(z)$	$= w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}}$
z_R	$= \frac{kw_0}{2}$
N	MCF に集積されたコア数
m	MCF におけるコアの位置
Θ	モーメント角
θ	基本モーメント角
M	伝送チャネル数
$\Delta \phi$	隣り合うアレイ導波路の位相差
$l_{\max}$	使用する最大チャージ数
j	虚数

表 A.1.2 略称リスト

略称	意味
CT	Computed Tomography、コンピュータ断層撮影
MRI	Magnetic Resonance Imaging、核磁気共鳴画像法
OFDM	Orthogonal Frequency Division Multiplexing、直交周波数分割多重
NFP	Near Field Pattern、近視野像
FFP	Far Field Pattern、遠視野像
MCF	Multi Core Fiber、マルチコアファイバ
OAM	Orbital Angular Momentum、軌道角運動量
SMF	Single Mode Fiber、シングルモードファイバ
HCG	High-Contrast Grating
OWS	Optical Waveguide Spectroscopy、光導波路分光法
AWG	Arrayed Waveguide Greeting、アレイ導波路回折格子
QPSK	Quadrature Phase-Shift Keying、四位相変移偏重
FMF	Few-Mode Fiber
MIMO DSP	Multi-Input Multi-Output Digital Signal Prossecing、マイモデジ タル信号処理
BPM	Beam Propagation Method、ビーム伝搬法
FEM	Finite Element Method、有限要素法
RIE	Reactive Ion Etching、反応性イオンエッチング
SOI	Silicon on Insulator
EDFA	Erbium Doped Fiber Amplifier、エルビウムドープトファイバ ー増幅器
ASE	Amplified Spontaneous Emission、自然放出光
SOA	Semiconductor Optical Amplifier、半導体光増幅器

LD	Laser Diode、レーザダイオード
PD	Photo Diode、フォトダイオード
FI/FO	Fan-In/Fan-Out、ファンイン・ファンアウト
SEM	Scanning Electron Microscope、走査型電子顕微鏡
ICP-RIE	Inductive Coupled Plasma Reactive Ion Etching、誘導結合型反応性イオンエッチング

A.2 OAMモード伝送の最新技術

OAMモードを用いた空間伝送においては、2004年Gibsonらに報告された8つのOAMモードの空間伝送を実証したことが最初である[1]。最近の研究では、24のOAMモード、偏波多重、48波長による波長多重により、100Gb/sの四位相変移偏重 (QPSK: quadrature phase-shift keying)信号を伝送することにより、100Tb/sの伝送容量を実証している[2, 3]。また、OAMモードを用いた光ファイバ伝送においては、一般的に2つの方法が検討されている。その1つは、FMF (few-mode fiber)を使用したものである。5kmのFMFに2つのOAMモード、偏波多重を行った20Gbit/sのQPSK信号を伝送し、MIMO DSP (multi-input multi-output digital signal processing)による信号の補償を行うことで、OAMモードのFMF (few mode fiber)伝送を実証している[4]。もう一つの方法として、Vortexファイバ[5]を使用したものである。Vortexファイバとは、FMFのコアの周りにリング状の高い屈折率部分を加えることでOAMモードとの結合をよくしたファイバである。このファイバを用いることにより、2つのOAMモード、10波長による波長多重により80Gbpsの16-QAM信号伝送により、1.6Tbit/s伝送容量で、1.1km伝送を実証している[5]。

参考文献

- [1] G. Gibson, J. Courtial, M. J. Padgett, M. Vasnetsov, V. Pasko, S. M. Barnett, and S. Franke-Arnold, “Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum,” *Opt. Express* 12, 5448–5456, 2004
- [2] H. Huang, G. Xie, Y. Yan, N. Ahmed, Y. Ren, Y. Yue, D. Rogawski, M. J. Willner, B. I. Erkmen, K. M. Birnbaum, S. J. Dolinar, M. P. J. Lavery, M. J. Padgett, M. Tur, and A. E. Willner, “100 Tbit/s free-space data link enabled by three-dimensional multiplexing of orbital angular momentum, polarization, and wavelength,” *Opt. Lett.* 39, 197–200, 2014
- [3] J. Wang, S. Li, M. Luo, J. Liu, L. Zhu, C. Li, D. Xie, Q. Yang, S. Yu, J. Sun, X. Zhang, W. Shieh, and A. E. Willner, “N-Dimensional multiplexing link with 1.036-Pbit/s transmission capacity and 112.6-bit/s/Hz spectral efficiency using OFDM-8QAM signals over 368 WDM pol-muxed 26 OAM modes,” in *European Conference on Optical Communication (2014)*, paper Mo.4.5.1, 2014
- [4] G. Milione, H. Huang, M. Lavery, A. Willner, R. Alfano, T. A. Nguyen, and M. Padgett, “Orbital-angular-momentum mode (de)multiplexer: a single optical element for MIMO-based and non-MIMO-based multimode fiber systems,” in *Optical Fiber Communication Conference, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2014)*, paper M3K.6., 2014
- [5] N. Bozinovic, Y. Yue, Y. Ren, M. Tur, P. Kristensen, H. Huang, A. E. Willner, and S. Ramachandran, “Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers,” *Science* 340, 1545–1548, 2013

謝辞

本研究を遂行するにあたり、終始熱心な御指導・御鞭撻を賜りました浜本貴一教授に心より感謝申し上げます。またご多忙の中、論文調査委員としてご指導賜りました中島寛教授、加藤和利教授に謹んで感謝致します。

また、姜海松助教には、日常における御支援や、実験の理論や遂行にあたり御助言頂き、謹んで感謝致します。

本研究の進行にあたり、シリカハイメサ光導波路製作でご協力いただいたNTT フォトニクス研究所の井藤幹隆様、橋詰泰彰様に謹んでお礼申し上げます。

本研究の同研究班として、また、チームリーダーとして入学当初から多くの御指導、御教授を賜りました中島大介さん、同研究班の先輩である小深田和哉さん、Jiao Chen さん、後輩の辻野美樹さん、田中涼太さん、坂本穂岳さん、Hatem El Serafy さんには、ご協力頂きましたこと心より感謝します。また、浜本研究室のメンバーとして、研究に留まらず様々な面で助けていただいた日隈康裕さん、茶円豊さん、田邊和大さん、また、内野研究室・浜本研究室の多くの卒業生、在校生の皆様に深く感謝申し上げます。

最後に、長い間学生生活を送るにあたり援助を惜しまず支援してくれた両親に心より感謝いたします。

2016 年 1 月