

博士論文

軌道角運動量光ビームの空間伝送における
モード多重分離への影響と適応制御に関する研究

2022年（令和4年）9月

徳島大学大学院先端技術科学教育部
システム創生工学専攻 光システム工学コース

坂下 徳幸

目次

第1章	序論	1
1.1	研究背景	1
1.2	研究目的	4
1.3	研究の特色	5
第2章	光導波路解析	7
2.1	光の伝搬	7
2.1.1	マクスウェル方程式と構成方程式	7
2.1.2	境界条件	8
2.1.3	二次元導波路	9
2.2	ヘルムホルツ方程式	12
2.3	ラゲール・ガウスモード	14
第3章	軌道角運動量 (OAM:Orbital Angular Momentum)	17
3.1	光渦と位相特異点	17
3.2	ラゲールガウシアン (LG) ビーム	18
3.2.1	軌道角運動量	21
3.2.2	LG ビームの発生と伝搬	22
3.3	”完全な渦 (PV)” ビーム	23
第4章	OAM 多重	25
4.1	モードソーティング	26
4.2	高分解能なモードソーティング	28
4.3	ビームのずれ	32
4.3.1	位置ずれと角度ずれ	32
4.3.2	距離ずれ	33
4.3.3	ビームずれの OAM ビームへの影響	33
第5章	大気擾乱	37
5.1	Kolmogorov phase screen model	37
5.2	Modified von Karman phase screen model	38
5.3	スプリットステップビーム伝搬法	39
5.4	適応制御	40

5.4.1	従来の適応制御方式の課題	41
5.4.2	提案する適応制御方式	42
第 6 章	計算機シミュレーション	45
6.1	モードソーティングにおけるビームのずれの影響	45
6.1.1	計算条件 1	45
6.1.2	計算条件 2	52
6.1.3	評価基準	56
6.1.4	計算結果	57
6.1.5	角度ずれに対する適応補償	68
6.2	大気擾乱の影響と適応補償	76
6.2.1	計算条件	76
6.2.2	計算結果	77
第 7 章	実験	91
7.1	大気擾乱の影響評価実験	91
第 8 章	総論	95
8.1	まとめ	95
8.2	今後の課題	95
	参考文献	97
	謝辞	111
	学外発表	113

第1章 序論

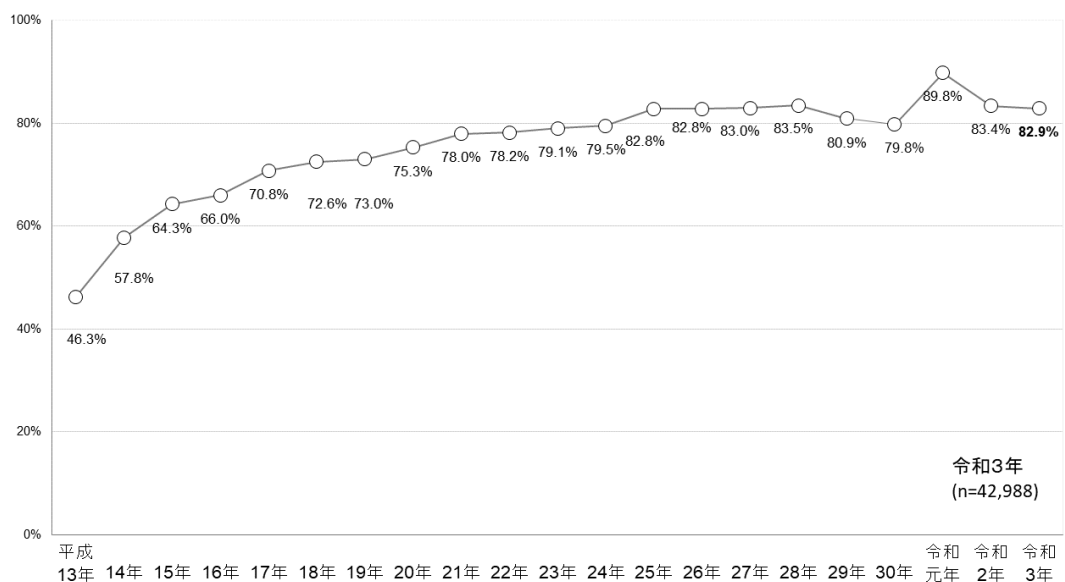
1.1 研究背景

我が国のインターネットの利用者は増え続けていて、総務省の通信利用動向調査 [1] によると、図 1.1 に示すようにインターネット利用者の割合は 82.9% であり、年齢階層別にみると、13～59 歳の各年齢階層で 9 割を上回っている。また、利用者によるトラフィックの増加や利用方法もゲームと連動させるなど種類が増えたりしている。これらに伴い、大容量かつ高速なネットワークが要求された。基幹系において、大容量伝

(3) インターネットの利用状況（個人）

インターネット利用者の割合は 82.9%。年齢階層別にみると、13～59 歳の各年齢階層で 9 割を上回っている。

図表 1-4 インターネットの利用状況の推移



(注) 令和元年調査については調査票の設計が一部例年と異なっていたため、経年比較に際しては注意が必要。

図 1.1: インターネット利用状況の推移 [1]。

送方式を用いたインターネット専用のブロードバンドが広がっている。図 1.2 に示すように自宅でパソコンから利用している世帯でのブロードバンド普及率 [1] は、2021 年では、93.6 % であり、そのうち光回線は、58.2 %、携帯電話回線が 56.2 % となっている。国内のインターネット上の情報量は総務省報道 [2] によると、スマートフォンや携帯端末の通信速度の高速化と映像情報の配信の増大などにより 2021 年 11 月時点で約 23 テラビット毎秒に達し、コロナ禍も背景に急激に増加している。およそ年率 20% で増大しており、今後も増加することが予想されている。このようなトラフィックの増加に対応するため、光ファイバネットワークが整備されてきた。

光ファイバネットワークにおける伝送容量の増大に対処するため、波長分割多重 (WDM)、偏波分割多重 (PDM)、時間分割多重 (TDM) や空間分割多重 (SDM)、さらに伝送距離とスペクトル帯域を考慮した柔軟な変調フォーマットを用いるエラスティックネットワークなど研究がなされている [3]。近年、軌道角運動量 (OAM) を有する光ビームが伝送容量を増大させることができる可能性があることから、様々な研究が行われている。OAM 多重は SDM の一種であるモード分割多重 (MDM) 技術に分類される [4]。

(7) インターネット接続回線の種類 (世帯)

自宅のパソコンやタブレット型端末等からインターネットに接続している世帯のうち、「ブロードバンド回線」を利用している世帯の割合は 93.6% となっている。

図表 1-13 自宅のパソコン等からのインターネット接続回線の種類 (複数回答)

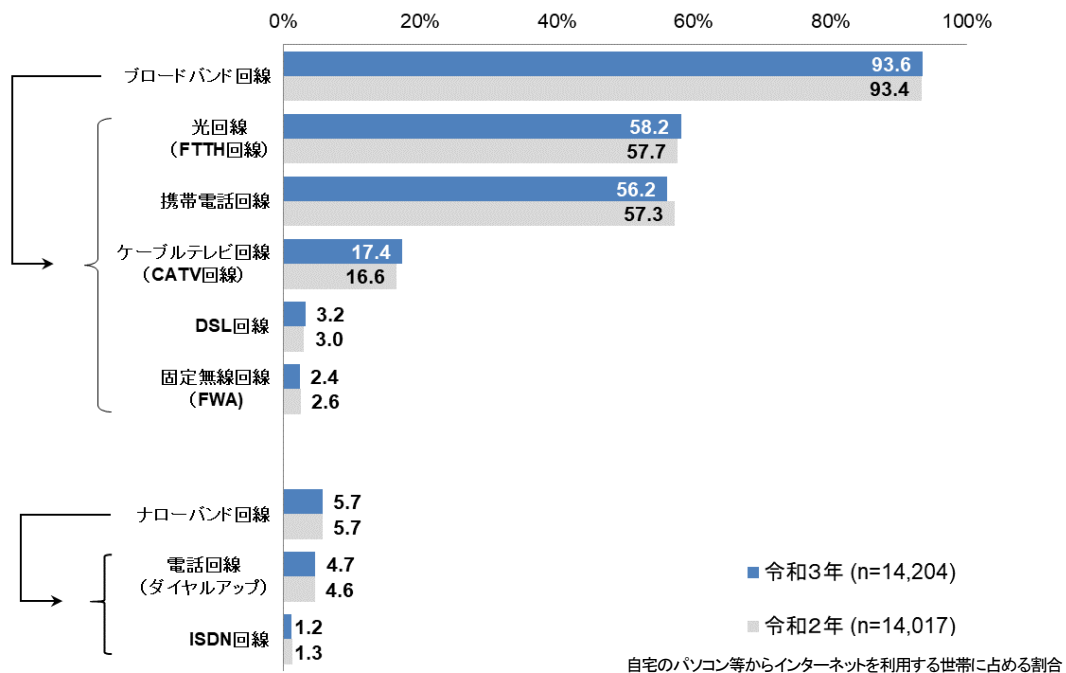
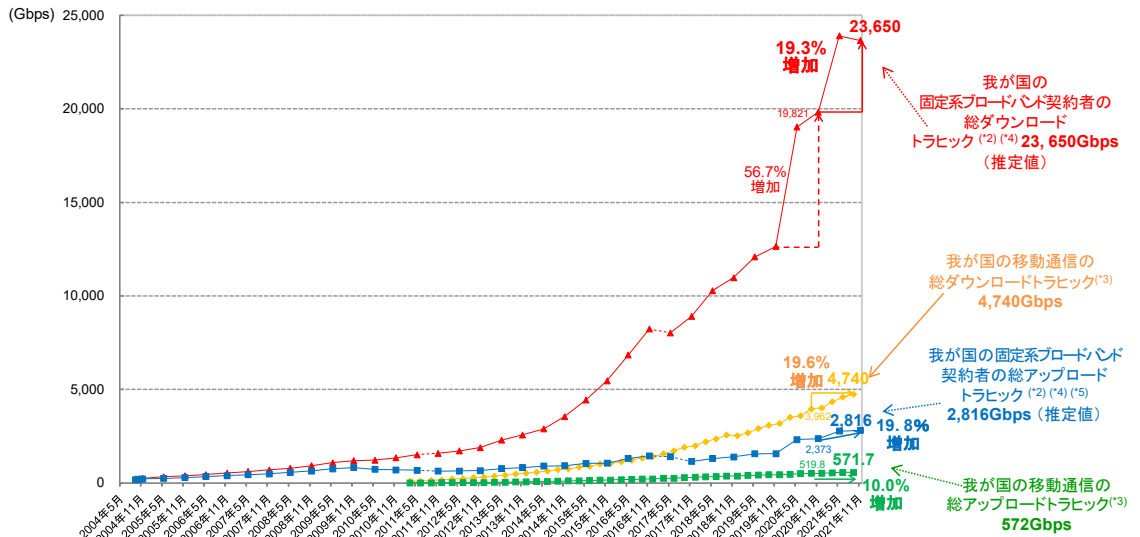


図 1.2: インターネット接続回線の種類 [1]。

7. 固定通信トラフィックと移動通信トラフィック

- 我が国の固定系ブロードバンドサービス契約者⁽¹⁾の総ダウンロードトラフィックは前年同月比19.3%増。
- 我が国の移動通信(令和3年9月時点)の総ダウンロードトラフィックは前年同月比19.6%増。



(1)個人向けサービス (FTTH、DSL、CATV、FWA) (ただし、一部法人を含む)
 (2) 2011年5月以前は、携帯電話網との間の移動通信トラフィックの一部が含まれる。
 (3) 『総務省 我が国の移動通信トラフィックの現状(令和3年9月分)』より引用(3月、6月、9月、12月に計測)
 (4) 2017年5月より協力ISPが5社から9社に増加し、9社からの情報による集計値及び推定値としたため、不連続が生じている。
 (5) 2017年5月から11月までの期間に、協力事業者の一部において計測方法を見直したため、不連続が生じている。

8

図 1.3: 我が国のブロードバンド契約者の固定通信トラフィックと移動通信トラフィックの推移 [2]。

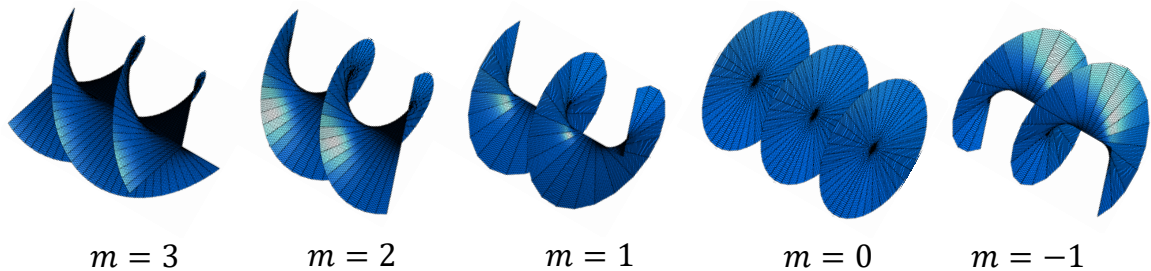


図 1.4: 軌道角運動量 (OAM) 光ビームを特徴づける螺旋状の等位相面構造

光波に対する軌道角運動量に関しては、1992年に L.Allen らによって研究が始まったものである [5, 6]。量子力学的には光波はスピン角運動量 (SAM) と軌道角運動量 (OAM) を有することが可能である。SAM は光波電界の向きによって表される円偏光に対応するものであるが、OAM は位相面の螺旋状のねじれによって特徴づけることができる。図 1.4 に OAM 光ビームの螺旋状の等位相面構造を例示する。ねじれの量、あるいは絡み合う螺旋の数は離散的であり、異なる離散値 (トポロジカルチャージ、TC) m を有する光波は伝搬に対して直交関係にあり独立なモードとして伝搬する。そのた

め、異なる次数 m を持つ OAM 光ビームに異なるデータを載せて通信すれば、多重化が可能になる。WDM, PDM, TDM, SDM に次ぐ新たな多重化の次元となりうる。また理論的には無限個の TC が考えられるため、OAM を多重化に使用すれば飛躍的に伝送容量を増加させられると期待されている。OAM を有する光ビームは光渦とも呼ばれる。

光技術の宇宙応用の中で、光衛星通信は高速大容量のデータ伝送を実現する手段として、通信衛星、地球観測衛星、深宇宙探査機、国際宇宙ステーションなど非常に幅広い用途への利用が可能であり、宇宙ステーションにおける通信へ革新的な飛躍をもたらす手段であると期待されている。近年、その衛星通信分野において革新的な変化が起きつつある。複数非静止な小型衛星でグローバルに衛星通信サービスを行う衛星コンステレーションの構想が世界各国から台頭してきている。低高度軌道 (LEO)、中高度軌道 (MEO) の衛星コンステレーションを用いることにより、伝送距離が短くなり低遅延で送信電力も低く抑えられることなどから搭載機器の小型化に適した特性を有しており、様々な小型衛星技術が軌道上実証され利用可能となってきたことも拍車をかけている。特に最近、50kg 級の超小型衛星において成功裏に光通信の宇宙実証がなされ、もとより光通信は高速大容量化ができる手段ではあるが電波の法的規制を受けないので国際周波数調整も不要であり、これらの構想へ光通信を適用する動きが活発化している。空間的に離れた場所へ情報を伝送するためには、通常、電波 (RF) が用いられている。しかし、近年、光ファイバー通信をはじめとする光学技術やレーザー光線を用いて離れた宇宙機器間で通信を実現できる時代に突入した。光衛星通信は、高速・大容量化、小型・軽量化に適した特徴を有し、電波の法的規制を受けずに周波数資源を活用できることから、RF では達成できない大容量な通信手段として注目されている。とりわけ地球観測衛星等の LEO から静止軌道 (GEO) への光データ中継衛星や直接地上への超高速光データ伝送系の開発は、観測センサは日々高精細化し、増大する観測データを伝送する上で、将来への大容量な通信手段を確立するための第一歩となる。1990 年代には、GEO - 地上間において 1Mbps 級の光通信が宇宙実証され、2000 年代には、GEO - LEO 間で 50Mbps 級、および LEO - LEO 間で 5.6Gbps 級の光通信が宇宙実証され、2010 年代に入り月-地上間において 622Mbps 級が実現され、加えて 50kg 級の超小型衛星-地上間においても光通信が実現されるまでに至っており、光通信技術の応用先として宇宙での実用化を目指した軌道上実証が進んでいる [7]。

OAM 光ビームは光通信 [8] だけでなく、光ピンセット [9, 10]、レーザーによる材料表面処理 [11, 12]、量子もつれ [13, 14]、画像処理 [15] や量子計測 [16] などといった様々な分野で応用されている。

1.2 研究目的

インターネット上の情報伝送量の急激な増大に伴い、将来の光ネットワークにおいて、伝送する光波の多重度を高め、より柔軟かつ大容量の伝送が不可欠となる。近年、従来からの時分割多重、波長分割多重、偏波多重、符号分割多重、空間分割多重に加え

て、まったく新しい多重化技術として次数の異なる軌道角運動量を有する光モードによる多重化が注目されている。この新しい多重化を加えて、より柔軟でスペクトル利用効率の高い光伝送システムを構築していくには、軌道角運動量モードの生成、モード間の変換等の全光処理が重要な課題の一つである。その解決策として光波の軌道角運動量 (OAM) を用いた多重方式の研究が進展している。OAM ビームはトポロジカルチャージ (TC) が異なるとビーム径が異なることから光ファイバー伝送よりも自由空間伝送で期待されている。

自由空間伝送では光学素子のずれなどから送信 OAM ビームと受信機平面において配置ずれが生じる可能性が懸念されることが報告されている [17, 18]。本研究では、OAM 多重した複数のモードをソーティング (分離・整列) するための手法 [19] に対し、空間伝送で問題になる OAM ビームのビームずれが与えるモードソーティングへの影響について数値的に検証した結果を報告する。また検証した結果から、モードソーティングに対する許容される角度ずれ (理想的な位置にある OAM ビーム送信機から来るビームの伝搬軸と垂直な受信機であるモードソーターの平面に対する傾きに対応する角度) は $\pm 100 \mu\text{rad}$ であり μrad オーダーで非常に厳しく、手動で光学素子を調節することは困難であることを明らかにした。そのため、モードソーティングにおけるビームの角度ずれに対する適応補償法の提案と、適応補償の有無による高分解能なモードソーティング [20] の性能に及ぼす角度ずれの影響について報告する。

また OAM 光ビームを屋外で自由空間伝送する際、天候や環境構造による吸収、散乱、大気擾乱の影響がある [4, 21]。特に空気のランダムな変動である大気擾乱が最も大きな課題である。大気擾乱の影響により OAM 光ビームの位相面が歪められ、受信パワーの低下などが原因で情報を正しく伝送できない。この問題を解決するために自由空間伝送において大気擾乱の影響をいかに抑えるかが重要となる。本研究ではこの大気擾乱の影響を適応的に補償し、受信ビームのモード次数を正確に判定するための新たな手法を提案し、動作特性と補償性能を定量的に評価する。

1.3 研究の特色

光通信システムにおいて、時間、波長、偏光、符号、空間における多重に加えて、新たな多重化の次元が加われば、通信の大容量化とともにネットワークの柔軟な制御にも有用となる。特に、異なるトポロジカルチャージ (TC) を有する OAM ビームは互いに直交していることから、OAM 多重での多重数は理論的には無限大であり、多重化に関して大きな可能性を有している。また、空間光ビーム伝送における伝送容量の増大に OAM の多重化は有用となる。光ファイバ通信および空間ビーム通信における OAM 多重化通信に関して詳細に検討を行い、その新しい多重化次元による有用性を明らかにすることは将来のネットワークの大容量化の可能性を広げることにつながる。特に、光ファイバ通信システムにおいて、これまで、時間分割多重、波長分割多重、偏光多重と発展してきており、現在、空間多重によるさらなる飛躍が検討されている折、そ

の先の技術として OAM による多重化が有用といえる。

第2章 光導波路解析

光導波路を解析する場合、電磁波の伝搬を記述する方程式であるマクスウェルの方程式を扱う。導波路の伝搬は、一般的にマクスウェルの式に対して、課程、近似、変形などを施して、解きやすく変形した式を導出する。次に、その導出された式に対して、能率良く安定に解くことが可能である解法を適用する。つまり、解くべき問題（光導波路）によって、最適な変形及び解法は異なる。[22]-[23]

2.1 光の伝搬

光は電磁波の一種なので電磁現象を表すマクスウェルの式で表される。但し、マイクロ波と異なり、光の周波数領域では完全導体は存在しないので、電流項は存在しない。

2.1.1 マクスウェル方程式と構成方程式

電磁波の伝搬の様子はマクスウェル方程式 (Maxwell's equations) を解いて求められる。電界を \mathbf{E} [V/m]、磁界を \mathbf{H} [A/m]、電束密度を \mathbf{D} [C/m²]、磁束密度を \mathbf{B} [T]、電流密度を \mathbf{J} [A/m²]、自由電荷密度を ρ [C/m³] とするとき、マクスウェル方程式は

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (2.1b)$$

$$\text{div} \mathbf{D} = \rho \quad (2.1c)$$

$$\text{div} \mathbf{B} = 0 \quad (2.1d)$$

で記述される。式 (2.1a) はファラデーの電磁誘導法則、式 (2.1b) はアンペアの法則、式 (2.1c),(2.1d) はガウスの法則である。ここで、電流密度と電荷密度は連続の方程式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \mathbf{J} = 0 \quad (2.2)$$

を満たしている。

媒質中で分極 (polarization) \mathbf{P} [C/m²] や磁化 (magnetization) \mathbf{M} [A/m] が存在するとき、構成方程式 (constitutive equations) は

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.3a)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \quad (2.3b)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (2.3c)$$

$$\varepsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} [\text{F/m}]$$

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} [\text{H/m}]$$

と書ける。ただし、 ε_0 は真空中の誘電率 (permittivity)、 μ_0 は真空中の透磁率 (magnetic permeability)、 σ は電気伝導率 (electric conductivity) である。

電界や磁界があまり大きくなく、分極と電界の関係などが線形関数

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi_E \mathbf{E} \quad (2.4a)$$

$$\mathbf{M} = \mu_0 \chi_M \mathbf{H} \quad (2.4b)$$

で表せるとき、比例係数 χ_E を電気感受率 (electric susceptibility)、 χ_M を磁化率 (magnetic susceptibility) という。式 (2.4) を式 (2.3) に代入し、

$$\mathbf{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E}, \quad \varepsilon \equiv 1 + \chi_E \quad (2.5a)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mu_0 \mathbf{H}, \quad \mu \equiv 1 + \chi_M \quad (2.5b)$$

とおくとき、 ε を媒質の比誘電率 (specific dielectric constant)、 μ を媒質の比透磁率 (relative magnetic permeability) という。 ε や μ は媒質の分極機構に依存するため、一般には定数でない。

光導波路や光ファイバでは屈折率分布を既知として、電磁界分布やそれから派生する特性を求めることが多い。屈折率 n は

$$n^2 = \varepsilon \quad (2.6)$$

で比誘電率 ε と直接関係付けられる。よって、物理に近い分野では媒質中の誘電率が用いられること (ここでの $\varepsilon \varepsilon_0$ の値を ε で記述することに相当する) が多いのに対して、導波光学では、誘電率そのものではなく、比誘電率が多用される。しかし、光波領域では比誘電率はほとんど使われず、屈折率 n が使われる。

2.1.2 境界条件

図 2.1 のように、異なる誘電率 $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ をもつ二つの媒質が接している状況を考える。境界において、電磁界が満たすべき条件を以下に示す。

$$E_t^{(1)} = E_t^{(2)} \quad (2.7a)$$

$$H_t^{(1)} = H_t^{(2)} \quad (2.7b)$$

式上での (1),(2) の添え字は媒質の番号を表し、(t) は境界に接した部分の成分を表している。つまり、 E, H ともに境界に接している成分が連続である必要がある。これらの式は面 A で面積分することから証明できる。境界条件で、必要十分なのは、「電磁界の接線成分は連続」である。しかし、解くべき問題によっては、境界に接する成分が解析に使用する変数に含まれない場合がある。その場合、境界に垂直な成分に対する境界条件が必要である。境界に垂直な電界成分 E_n に対する境界条件は次式のように与えられる。

$$\epsilon_1 E_n^{(1)} = \epsilon_2 E_n^{(2)} \quad (2.8)$$

2.1.3 二次元導波路

図 2.2 のようなスラブ導波路における光波の伝搬問題を解析することを考える。ここで、波の伝搬方向を z 方向にとる。また、一様な方向として y 方向をとる。 y 方向に一様な構造をもつので、電磁界成分の大きさのうち、 y 方向には大きさの変化は無いので y 方向の偏微分は 0 となる。マクスウェルの方程式を成分ごとに書き下し、 $y/\partial y = 0$ と

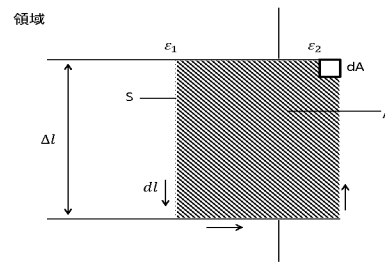


図 2.1: 境界

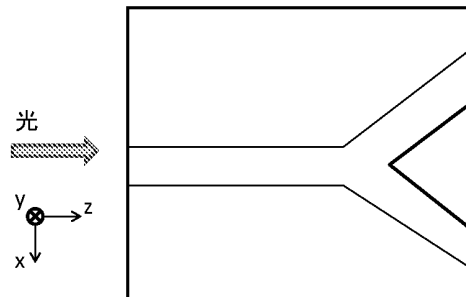


図 2.2: 二次元のスラブ導波路

おく。そこで、TE波 (Transverse Electric) と TM(Transverse Magnetic) 波に分ける。

まず、マクスウェルの式において、 $y/\partial y = 0$ とおくと

$$-\frac{\partial E_y}{\partial z} + j\omega\mu H_x = 0 \quad (2.9a)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} + j\omega\mu H_y = 0 \quad (2.9b)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} + j\omega\mu H_z = 0 \quad (2.9c)$$

$$-j\omega\varepsilon E_x - \frac{\partial H_y}{\partial z} = 0 \quad (2.9d)$$

$$-j\omega\varepsilon E_y + \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = 0 \quad (2.9e)$$

$$-j\omega\varepsilon E_z + \frac{\partial H_y}{\partial x} = 0 \quad (2.9f)$$

となる。ここでTE波を解析する場合、変数を E_y のみにすることが多い。式2.9(a)を z で偏微分し $\partial H_x/\partial z =$ の形にし、2.9(c)を x で偏微分し $\partial H_z/\partial x =$ の形にし、式2.9(e)に代入すると E_y だけの式が得られる。ここで、式2.9(a)を H_x のみ左辺にくるように変形し、両辺を z で偏微分すると次式のようなになる。

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) = \frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} \quad (2.10)$$

式2.9(c)を H_z のみ左辺にくるように変形し、両辺を x で偏微分すると次式のようなになる。

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{-1}{j\omega\mu} \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) = \frac{-1}{j\omega\mu} \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} \quad (2.11)$$

式2.10と式2.11を式2.9(e)に代入すると、

$$\frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} - j\omega\varepsilon E_y = 0 \quad (2.12)$$

両辺に $j\omega\mu$ をかけて、

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \omega^2 \varepsilon \mu E_y = 0 \quad (2.13)$$

光の分野では $\mu = \mu_0$ であり、 $\omega^2 \varepsilon \mu$ は次のように書き換えられる。

$$\omega^2 \varepsilon \mu = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_r = k_0^2 n^2 \quad (2.14)$$

よって、次式が得られる。

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + k_0^2 n^2 E_y = 0 \quad (2.15)$$

k_0 は真空中の波数であり、 $2\pi/\lambda$ に等しい。式 2.15 が TE 波を記述する基本方程式である。TE 波の 3 つの成分のうち E_y が導出できたため、残りの 2 成分は次式で表される。

$$H_x = \frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (2.16a)$$

$$H_z = \frac{-1}{j\omega\mu} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (2.16b)$$

導波路を z 方向に伝搬するモードの場合、 H_x, E_y の値は大きく、 H_z の値は小さい。電磁波は横波であるといった性質を残している。

ここからは、TM 波について述べる。式 2.9(d) を E_x のみ左辺にくるように変形し、両辺を z で偏微分すると次式のようになる。

$$E_x = \frac{-1}{j\omega\varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z} = 0 \quad (2.17a)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{-1}{j\omega\varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) = -\frac{1}{j\omega\varepsilon_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{n^2} \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \quad (2.17b)$$

また、式 2.9(f) を E_z のみ左辺にくるように変形し、両辺を x で偏微分すると

$$E_z = \frac{1}{j\omega\varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial x} = 0 \quad (2.18a)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{j\omega\varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) = \frac{1}{j\omega\varepsilon_0} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{n^2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) \quad (2.18b)$$

となり、式 2.17(b) と式 2.18(b) を 2.9(b) に代入すると、

$$\frac{-1}{j\omega\varepsilon_0} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{n^2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) + \frac{-1}{j\omega\varepsilon_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{n^2} \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) + j\omega\mu H_y = 0 \quad (2.19)$$

となり、両辺に $-j\omega\varepsilon_0$ をかけると、

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{n^2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{n^2} \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) + \omega^2 \mu \varepsilon_0 H_y = 0 \quad (2.20)$$

となる。また、光領域では $\mu = \mu_0$ となる。さらに、 $\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 = k_0^2$ ($k_0 = 2\pi/\lambda$) を利用して、

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{n^2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{n^2} \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) + k_0^2 H_y = 0 \quad (2.21)$$

式 2.21 が TM 波を記述する基本方程式である。残りの 2 成分は次式で表される。

$$E_x = \frac{-1}{j\omega\varepsilon_0 n^2} \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (2.22a)$$

$$E_z = \frac{1}{j\omega\varepsilon_0 n^2} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (2.22b)$$

導波路を z 方向に伝搬するモードの場合、 E_x, H_y 成分の大きさは E_z に比べるとかなり大きい。屈折率 n に関する微分を無視すると、TE 波と TM 波の式は同じ形になる。

導波路解析の分野では、コアとクラッドの屈折率差を表す量として比屈折率 Δ が用いられる。比屈折率の定義は次式で示す。

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_0^2}{2n_1^2} \quad (2.23)$$

n_0 はクラッド、 n_1 はコアの屈折率である。比屈折率が小さい場合、

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_0^2}{2n_1^2} \simeq \frac{n_1 - n_0}{n_1} \quad (2.24)$$

のような近似が用いられる。比屈折率が小さい導波路の場合、屈折率の微分項の値は小さいので TE 波と TM 波はほぼ同じ特性を示す。つまり、TE 波で TM 波を近似することも可能である。

2.2 ヘルムホルツ方程式

ヘルムホルツ方程式は、楕円型の微分方程式で

$$\nabla^2 u + ku = 0 \quad (2.25)$$

の形のものと言う。 u はベクトルの場合とスカラーの場合がある。ここでは、真空中で何もない空間の電磁場の方程式が、この形になることを示す。ようするに、マクスウェルの方程式に何もない空間(真空)と言う条件を課して、ヘルムホルツ方程式を導く。まずは、何もない真空の空間ではあるが、そこには電磁場は存在する。しかし、電荷や電流は存在しないものとする。従って

$$\rho = 0 \quad (2.26a)$$

$$\mathbf{j} = 0 \quad (2.26b)$$

$$\sigma = 0 \quad (2.26c)$$

となる。また、真空中では誘電率や透磁率は一定で、それらは ϵ_0, μ_0 とする。これら、真空中という条件をまとめると、マクスウェルの方程式は、

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.27a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (2.27b)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.27c)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.27d)$$

となる。これは、電場と磁場の連立微分方程式である。これをそのまま計算するのは大変なので、電場、あるいは磁場のみの式に直す。そのために、式(2.27c)の両辺に回転の演算子を作用させる。すると、

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} = \epsilon_0 \nabla \times \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.28)$$

となる。この式の左辺はベクトル恒等式と式 (2.27b) を用いると

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} = \nabla \nabla \cdot \mathbf{H} - \nabla^2 \mathbf{H} \quad (2.29a)$$

$$= -\nabla^2 \mathbf{H} \quad (2.29b)$$

と変形できる。一方、式 (2.28) の右辺は時間と空間の微分である回転を入れ替え、式 (2.27d) を用いると、

$$\varepsilon_0 \nabla \times \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{E}) \quad (2.30a)$$

$$= \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(-\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right) \quad (2.30b)$$

$$= -\varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (2.30c)$$

となる。これら、左辺と右辺の結果の式 (2.29b)、(2.30c) から、式 (2.28) は

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.31)$$

と書き直せる。これが、磁場を表す微分方程式である。この式は、空間の2階微分と時間の2階微分の項が現れており、波動方程式になっている。この式は、何もない空間で時間変化する電磁場は波になっていると言っているのである。波であれば、その速度があり、この式から電磁場の伝搬速度 c は、

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \quad (2.32)$$

が分かる。この c は光速を示し、電磁場の伝搬速度速度である。驚いたことに、誘電率 ε_0 と透磁率 μ_0 が光速と関係しているのである。時間変化する波を解析する場合、周波数に分解して考えるのは常套手段である。ここでは、それをフーリエ解析を用いて丁寧に示すことにする。この磁場 \mathbf{H} は、時間と空間の関数である。そして、時間の関数は変数分離できることは直感的に理解できる。したがって、磁場は

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r}) f(t) \quad (2.33)$$

と書き表せるだろう。そして、この時間の項をフーリエ変換すると

$$g(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{i\omega t} dt \quad (2.34)$$

となる。この $g(\omega)$ を用いて、フーリエ逆変換することにより、時間の項は

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (2.35)$$

と表せる。これで式 (2.31) をヘルムホルツ方程式に直す準備は整った。波動方程式 (2.31) の磁場 $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ の項を変数分離して、その時間の項をフーリエ解析で処理すれば、目的のヘルムホルツ方程式が得られる。まず式 (2.31) を式 (2.33) を用いて変数分離すると、

$$\nabla^2[\mathbf{H}(\mathbf{r})f(t)] - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}[\mathbf{H}(\mathbf{r})f(t)] = 0 \quad (2.36)$$

となり、時間と空間の微分を分けると

$$f(t)\nabla^2[\mathbf{H}(\mathbf{r})] - \mathbf{H}(\mathbf{r})\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}[f(t)] = 0 \quad (2.37)$$

と書き表すことができる。この式に、フーリエ解析の式 (23) を適用すると

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega)e^{-i\omega t} d\omega \nabla^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega)e^{-i\omega t} d\omega \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right] = 0 \quad (2.38)$$

となる。時間の2階微分は、 $(-i\omega)^2$ がでるため、

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega)e^{-i\omega t} d\omega \nabla^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) - \frac{1}{c^2} (-\omega)^2 \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega)e^{-i\omega t} d\omega \mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.39)$$

と書き表せる。積分の項は同じなので、両辺をそれで割ると、

$$\nabla^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.40)$$

とヘルムホルツ方程式が得られる。ここで、この微分方程式の解である $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ を固有関数、 $(\frac{\omega}{c})^2$ を固有値と言う。電場の場合も全く同様にして求められる。電場の場合は

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.41)$$

となる。ヘルムホルツ方程式は、時間の微分が入らないため、計算がきわめて簡単になる。この2階の微分方程式を適当な境界条件を課して、解けば電磁場が分かる。これは、モードに分けて計算しているので、時間の項は全て $e^{-i\omega t}$ がかかることになる。
[24]

2.3 ラゲール・ガウスモード

このモードは円筒座標系 (r, θ, z) において、 z 軸方向に伝搬する光ビームをスカラー場で

$$u(\mathbf{r}) = f(r, \theta, z) \exp(-ikz) \quad (2.42)$$

で表す。関数 f は z に関して穏やかに変化すると仮定すると、ヘルムホルツ方程式は、

$$(\nabla^2 + k^2)u(\mathbf{r}) = \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) u(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.43a)$$

$$\Rightarrow \exp(ikz) \left(\frac{\partial^2 f}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} - 2ik \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} \right) = 0 \quad (2.43b)$$

$$\Rightarrow \left(\frac{\partial^2 f}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} - 2ik \frac{\partial f}{\partial z} \right) = 0 \quad (2.43c)$$

のようにかける。 z 軸から離れると指数関数的に減衰する近軸解、

$$f(r, \theta, z) = R(r)\Theta(\theta)Z(z)\exp\left(-\frac{r^2}{W(z)}\right) \quad (2.44)$$

を考えて、ヘルムホルツ方程式に代入すると、

$$\frac{R''}{R} + \left(\frac{1}{r} - \frac{4r}{W} \right) \frac{R'}{R} + \frac{1}{r^2} \frac{\Theta''}{\Theta} - \frac{4}{W} - 2ik \frac{Z'}{Z} + 2 \frac{r^2}{W^2} (2 - ikW') = 0 \quad (2.45)$$

となり、変数分離をすると以下の4つの方程式に分けられる。

$$\frac{R''}{R} + \frac{1}{r} \left(1 - \frac{4r^2}{W} \right) \frac{R'}{R} + \frac{8n}{W} + \frac{4m}{W} - \frac{m^2}{r^2} = 0 \quad (2.46a)$$

$$\frac{\Theta''}{\Theta} + m^2 = 0 \quad (2.46b)$$

$$\frac{Z'}{Z} - \frac{2i}{k} \frac{2n + m + 1}{W} = 0 \quad (2.46c)$$

$$2 - ikW' = 0 \quad (2.46d)$$

に分けられる。式 (2.46a) において $\rho = \alpha r^2$ の変数変換をすると

$$\chi(\rho) = R\left(\sqrt{\frac{\rho}{\alpha}}\right) \quad (2.47a)$$

$$\alpha = \frac{2}{W} \quad (2.47b)$$

とおくと

$$4\alpha \left[\rho \frac{\chi''}{\chi} + (1 - \rho) \frac{\chi'}{\chi} + n \right] + 2\alpha m - \frac{\alpha m^2}{\rho} = 0 \quad (2.48)$$

さらに、 $\chi(\rho) = \rho^{\frac{m}{2}} L(\rho)$ とおくと

$$\rho \frac{L''}{L} + (m + 1 - \rho) \frac{L'}{L} + n = 0 \quad (2.49)$$

これらの式とラゲールの陪微分方程式と比較すると、

$$\rho \frac{d^2 L_n^m(\rho)}{d\rho^2} + (m+1-\rho) \frac{dL_n^m(\rho)}{d\rho} + nL_n^m(\rho) = 0 \quad (2.50)$$

動径関数はラゲールの多項 L_n^m を用いて

$$R(r) = \left(\frac{2r^2}{W} \right)^{\frac{m}{2}} L_n^m \left(\frac{2r^2}{W} \right) \quad (2.51)$$

で与えられる。式 (2.46b)、式 (2.46d) に関しては以下のようにすぐに解くことができ、式 (2.46d) を式 (2.46c) に代入して解くと、

$$\Theta(\theta) = \sin(m\theta + \phi) \quad (2.52a)$$

$$W = \frac{2}{ik}(z + C) \quad (2.52b)$$

$$Z = \frac{A}{(z + C)^{2n+m+1}} \quad (2.52c)$$

となる。以上より、円筒座標系における光ビームの固有モードであるラゲールガウスビームの複素振幅は、

$$u_{nm}(r, \theta, z) = \frac{A}{(z + C)^{2n+m+1}} \left(\sqrt{\frac{2}{W(z)}} r \right)^m L_n^m \left(\frac{2r^2}{W(z)} \right) \exp \left(-\frac{2r^2}{W(z)} - ikz \right) \sin(m\theta + \phi) \quad (2.53)$$

が得られる。ラゲールガウスビームの強度分布は、

$$I_{nm}(r, \theta, z) = I_0 \left(\frac{2r^2}{w(r)^2} \right)^m \left[L_n^m \left(\frac{2r^2}{w(z)^2} \right) \right]^2 \exp \left(-\frac{2r^2}{W(z)} \right) \cos^2(m\theta) \quad (2.54)$$

となる。[25]

第3章 軌道角運動量 (OAM:Orbital Angular Momentum)

3.1 光渦と位相特異点

光場中のエネルギーの流れは様々な形をとる。例えば、収束しつつある光ビームはビームの周縁から中心に向かう流れ、発散しつつある場合は逆に中心から周縁に向かう流れを持つ。光場によってはこういった単純な収束・発散のほかに回転する流れを持つ場合があり、光渦と呼ばれる。

直線偏光状態の光では、エネルギーが流れる向きは光場の複素振幅の位相勾配の向きと一致すると考えてよい。回転する流れは回転する位相勾配を伴っており、回転の中心の周りを一周する経路に沿って位相勾配を積分すると有限の値になる (図 3.1) 経路の始点と終点は同じ点だが異なる位相値をとるということになり、複素場としてつじつまを合わせるためには、位相勾配の積分値は整数 m を用いて $2m\pi$ となっている必要がある。

$m = 1$ の場合の位相分布の例を図 3.2 に、それを別視点から見たものを図 3.3 に示す。左回りに位相が滑らかに増大する分布になっていることがわかる。回転の中心となる点は位相の定まらない点である。これを位相特異点と呼び、上述の整数 m を位相特異点の次数あるいは価数と呼ぶ。位相特異点では振幅が 0 となり、2 次的にはビーム断面内の暗点、3 次的には光場中の暗線 (光渦) として観測される。

$|m| > 1$ の渦は一般に不安定で、わずかな擾乱によって $|m|$ 本の $+1$ 次または -1 次の渦に分裂することが知られている。従って、粗面からの散乱光等の乱雑な光で観測される渦は基本的に $m = \pm 1$ のものである。渦糸は何もない空間で単独で発生することはなく、粗面等から発して無限遠へと向かうか、符号が異なる渦糸が対になって発生あるいは消滅する。

乱雑な光場の断面中にはまた、図 3.4a のような等方的な光渦の他に、図 3.4b のような非等方的な光渦が多く存在する。等方的な渦では位相勾配の大きさ、強度分布ともに等方的だが、非等方な渦では方位によって位相勾配の大きさが変化し、強度の等高線も楕円となる。しかし、この楕円の内部を一定の位相変化毎に切り分けると面積は一定になることが理論・実験双方から明らかになっている [26]。

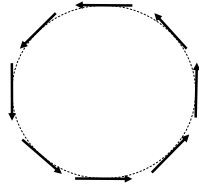


図 3.1: 回転する位相勾配：破線のように常に位相が増加（あるいは減少）するような環状の経路を考えることが可能である。

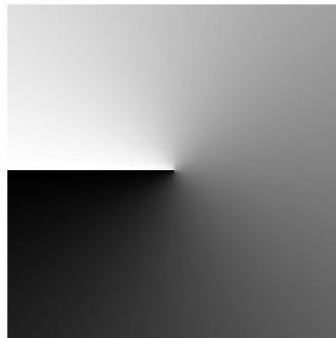


図 3.2: 1 次の位相特異点を持つ位相分布：白～黒が位相値 $-\pi \sim \pi$ を表す。

3.2 ラゲールガウシアン (LG) ビーム

位相特異点を持つ代表的な光ビームとして、ラゲールガウシアン (LG) ビームがある [27, 28, 29, 30]。2.3 節で示したように LG ビームは近軸近似の波動方程式（ヘルムホルツ方程式）の解であり、LG ビームの複素振幅 $u_{LG}(\rho, \phi, z)$ は次式で与えられる。

$$u_{LG}(\rho, \phi, z) = \sqrt{\frac{2n!}{\pi(n+|m|)!}} \left(\frac{\sqrt{2}\rho}{w}\right)^{|m|} L_n^{|m|}\left(\frac{2\rho^2}{w^2}\right) \times \frac{1}{w} \exp\left[-\rho^2\left(\frac{1}{w^2} - \frac{ik}{2R}\right) + im\phi - i\Phi\right] \exp(ikz) \quad (3.1)$$

ただし (ρ, ϕ, z) は円筒座標系、 n, m はそれぞれ動径方向および方位角方向のモード指数である。 k は波数、 $L_n^{|m|}(x)$ はラゲール陪多項式である。 w, R, Φ はそれぞれビーム径パラメータ、波面曲率、Gouy 位相で、集光位置でのビーム径パラメータ w_0 、レイリー

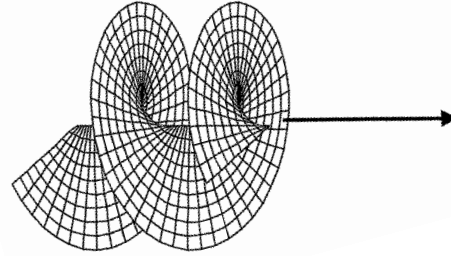


図 3.3: 1 次の位相特異点を持つ位相分布を別視点から見たもの

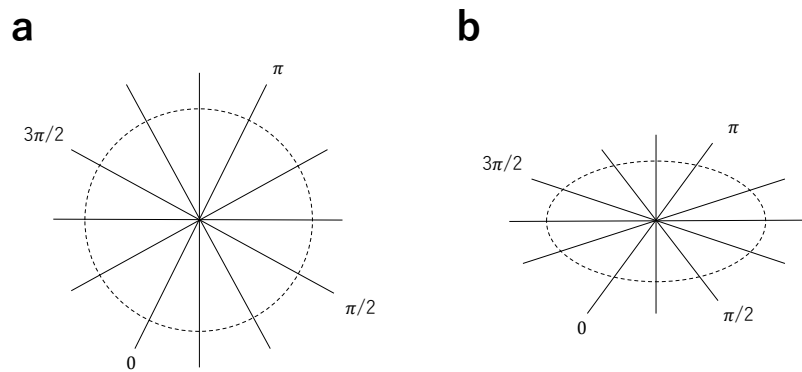


図 3.4: 等方的な光渦 (a) 非等方的な光渦 (b) : 実線は等位相線、破線は強度の等高線の例。

長 $z_R = kw_0^2/2$ を用いて次式で与えられる。

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (3.2)$$

$$R(z) = z \left\{ 1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2 \right\} \quad (3.3)$$

$$\Phi(z) = (2n + |m| + 1) \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_R}\right) \quad (3.4)$$

またラゲール陪多項式は次式によって定義される。

$$L_n^k(x) = (-1)^k \frac{d^k}{dx^k} L_{n+k}(x) \quad (3.5)$$

この定義により、

$$L_n^k(x) = \frac{x^{-k} e^x}{n!} \frac{d^n}{dx^n} (x^{n+k} e^{-x}) \quad (3.6)$$

$$L_n^k(x) = \frac{1}{n!} \sum_{m=0}^n (-1)^m {}_n P_{n-mn+k} C_{n-m} x^m \quad (3.7)$$

などが成立する。なお本論文における計算機シミュレーションでは式 (3.7) を用いる。図 3.5 に LG ビームの強度分布の例を示す。強度分布の動径方向の分散を指標としてビームの広がり幅 $\sigma_{mn}(z)$ を定義することができ、次式で与えられる。

$$\sigma_{mn}(z) = \sqrt{\frac{2 \int_0^{2\pi} \int_0^\infty d\rho \rho d\phi \rho^2 |u(x, y, z)|^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty d\rho \rho d\phi |u(x, y, z)|^2}} \quad (3.8)$$

$$= w(z) \sqrt{2n + |m| + 1} \quad (3.9)$$

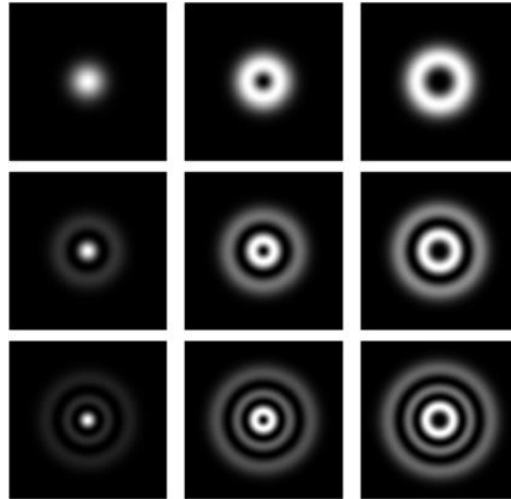


図 3.5: LG ビームの強度分布 (左から $m = 0, 1, 2$ 、上から $n = 0, 1, 2$)

位相特異点とは、周りを囲む閉経路上の位相勾配の積分値がゼロ以外の値をとる点である。複素場が連続だと積分値は 2π の整数倍となり、この整数を位相特異点の次数もしくは価数と呼ぶ。 $m \neq 0$ の LG ビームは光軸上に m 次の位相特異点を持つ。位相特異点上では振幅がゼロとなるため、ドーナツ状の強度分布が得られる。モード指数 n は動径方向のノード指数を表しており、 $n = 0$ の場合は 1 重のドーナツとなる。方位角方向の分布は位相因子 $\exp(im\phi)$ で完全に与えられており、等方的な渦となっている。ガウスビーム ($n = m = 0$ の場合に相当) と同様、ビーム径パラメーター $w(z)$ と波面曲率 $R(z)$ に従ってビーム断面内の分布を相似に保ったまま収束・発散する。またレンズで集光することも可能である。

後述するように、ガウスビームに位相変調 $\exp(im\phi)$ を付加したビームは厳密には LG ビームではないが、やはり光軸上に位相特異点を持ち、強度分布はドーナツ状である。一般に、複素振幅分布は

$$u(\rho, \phi, z) = u_m(\rho, z) \exp(im\phi) \quad (3.10)$$

であらわされるドーナツ状のビーム (LG ビームを含む) を、ドーナツビームと呼ぶ。

ドーナツビームは ϕ 方向に局所的な波数 m/ρ に対応する流れを持ち、これが軌道角運動量の源となる。 x 方向の直線偏光のビームで複素電場 $\varepsilon_x = u(\rho, \phi, z) \exp(ikz)$ の場合、ビーム全体の軌道角運動量は

$$M_{zz}^{orbit} = \frac{\varepsilon_0 c}{i2\omega} \int \int \rho d\rho d\phi \varepsilon_x^* \frac{\partial}{\partial \phi} \varepsilon_x \quad (3.11)$$

$$= \frac{m}{\omega} \cdot \frac{\varepsilon_0 c}{2} \int 2\pi \rho d\rho |u_m|^2 = \frac{mP}{\omega} \quad (3.12)$$

となる。ここで M_{zz}^{orbit} は厳密には軌道角運動量束と呼ばれ、軌道角運動量の z 成分の z 方向への流れを表す量である。 P はビームのパワーである。上式は 1 光子あたり (エネルギー $\hbar\omega$ あたり) $m\hbar$ の軌道角運動量が運ばれることを意味している。

位相特異点が局所的な構造であり位相勾配のみによるのに対し、軌道角運動量束はビーム全体の性質であり振幅分布にも依存する。一般に、ビーム断面内の位相特異点の次数の総和と軌道角運動量は全く異なる値を取り得る。ドーナツビームではビームの ϕ 依存性は $\exp(im\phi)$ で与えられ、 ϕ 方向の位相勾配の ρ 倍がそのまま位相特異点の次数と軌道角運動量を与える。このようなビームを軌道角運動量を軌道角運動量について純粋なビームと呼び、そのようなモードに 1 光子が存在する状態を光子の軌道角運動量状態と呼ぶ。 [26]-[31]

3.2.1 軌道角運動量

光渦や LG ビームは前述のように回転するエネルギーの流れを伴うため、角運動量を持つ。純粋に複素振幅の空間分布による角運動量を軌道角運動量と呼び、偏光状態に起因するスピン角運動量と区別している。

角運動量密度の伝搬方向成分を求めるには、伝搬方向に垂直な面内の運動量密度を考えればよい。この運動量密度のうち、偏光状態によらない「軌道」部分は下記の \mathbf{p}_\perp に比例することが知られている。

$$\mathbf{p}_\perp = \Im(u^* \nabla_\perp u) = \Re \left[u^* \frac{l}{i} \nabla_\perp u \right] \quad (3.13)$$

ただし $\nabla_\perp = (\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y})$ とした。 u の位相を χ として $u = |u| \exp(i\chi)$ と書き直すと、

$$\mathbf{p}_\perp = |u|^2 \nabla_\perp \chi \quad (3.14)$$

となる。これが位相勾配の向きの流れである。伝搬方向の角運動量密度 l_z は $\mathbf{r} = (x, y)$ を用いて

$$l_z = \mathbf{r} \times \mathbf{p}_\perp = |u|^2 \frac{\partial \chi}{\partial \phi} \quad (3.15)$$

となる。これをビーム断面内にわたって積分するとビーム全体の角運動量となる。

光渦の近傍では回転する位相勾配が支配的となり、位相特異点の次数 m に比例した角運動量密度が現れる。そのため、ビーム全体の角運動量がビーム断面内の位相特異点の次数の和に比例するかのように考えがちである。しかし、実際には角運動量密度は光の強度にも比例し、光渦の近傍は暗いためビーム全体の角運動量にはさほど寄与しない。ビーム断面内の明るいところでどの方向にエネルギーが流れているかが重要である。

例外は、LG ビームのように方位角 ϕ への複素振幅の依存性が位相因子 $\exp(im\phi)$ で完全に与えられる場合である。このときビーム断面内のいたるところで $\frac{\partial \chi}{\partial \phi} = m$ であり、ビーム全体の軌道角運動量が中心の位相特異点の次数で決定される。このようなビームを「軌道角運動量について純粋なビーム」と呼び、量子情報技術の分野で重要な役割を持つ。[32]

3.2.2 LG ビームの発生と伝搬

多くのレーザーはガウスビームを発生している。また、レーザー共振器中に細いワイヤーを張ると、比較的容易に低次のエルミート・ガウス (HG) モードでレーザー発振する。しかし、LG ビームを直接レーザーから得ることは難しい。LG ビームを発生させるおもな手法としては、次に述べるような手法が提案されている。

共振器の条件を整え、レーザーから直接 LG ビームを発生させる手法である [33, 34]。この手法は共振器の回転対称性を精度よく整える必要がある。

次に、スパイラル位相板を用いる方法がある [35, 36]。LG ビームの位相分布のように回転方向に厚みが線形に変化する位相板を通すことで、ガウスビームに回転位相を付与するものである。

HG ビームか円筒面レンズを用いて LG ビームに変換する手法がある [37]。この手法は LG ビームを共振器から直接発生させる手法よりも共振器の作成が容易である。

またガウスビームにホログラム等を用いて位相特異点を付加する方法がある。液晶素子による位相変調が可能な空間光変調器 (SLM) を用いるのが一般的である [38, 39, 40, 41]。位相特異点を付加した後にビームをある程度の距離伝搬させると、位相特異点の影響で中心部分が暗くなっていき、 $n = 0$ の LG ビームと同様のドーナツ状の強度分布をもつビームを得る。この手法は特殊な共振器を必要とせず、またビーム発生用の光学系も比較的容易に構成することができる。ただし、厳密には $n = 0$ の LG ビームとは異なるビームである。[32]

光集積回路から LG ビームを発生させる手法も検討されている。回転方向に複数の導波路を設置し、それぞれの導波路間に適切な位相差を付与することで導波路から空間に LG ビームを出射するものや [42]、シリコンマイクロリングの内側に格子構造を付与して Whispering Gallery Mode (WGM) を用いて導波路から空間に LG ビームを出射するもの [43] がある。またプラズモニックメタサーフェスを用いたもの [44, 45] や、メタ材料を用いたものも [46, 47, 48] 提案されている。

3.3 ”完全な渦 (PV)” ビーム

位相特異点を有する代表的な光ビームとして、LG ビームの他にベッセルガウシアン (BG) ビームがある [49, 50, 51, 52]。BG ビームをフーリエレンズを用いてフーリエ変換した際、フーリエレンズの焦点距離で生成されるものが ”完全な渦 (PV: Perfect Vortex)” ビームである [53, 54, 55, 56, 57]。PV ビームは位相特異点を持ち光渦の一つであり、LG ビームと同様に螺旋状の等位相面を持つ。LG ビームのビーム径は TC に依存しているが、PV ビームのビーム径は TC にそれほど依存しない。また動径方向のモード次数 n を持たず、次数 $|m|$ がそれほど大きくない場合ビームのリング径は一定という特徴を有する。PV ビームの複素振幅 $u_{PV}(\rho, \phi, z)$ は次式で表すことができる [58]。

$$u_{PV}(\rho, \phi, z) = i^{m-1} \frac{w}{w_0} (-1)^m I_m \left(\frac{2rr_{op}e^{i\Psi}}{ww_0} \right) e^{i(m\phi+kz+\Psi)} \\ \times e^{-ik(r^2+r_{op}^2)/2R - (z_r^2r^2+z^2r_{op}^2/z_r^2w_0^2)} \quad (3.16)$$

$I_m(\cdot)$ は m 次の第一種変形ベッセル関数であり、次式のように表すことができる。

$$I_m(Z) = e^{-im\pi/2} J_m(Ze^{i\pi/2}) \quad (3.17)$$

$J_m(\cdot)$ は m 次第一種ベッセル関数である。また r_{op} は半径パラメータであり、波数 k 、放射状ウェイベクトル k_r と焦点距離 f を用いると、

$$r_{op} = \frac{k_r f}{k} \quad (3.18)$$

となる。さらに w 、 R と Ψ はそれぞれビーム径パラメター、波面曲率、ガウシアンビームの Gouy 位相であり、またビーム径パラメター w_0 、レイリー長 $z_r = kw_0^2$ より

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_r}\right)^2} \quad (3.19)$$

$$R(z) = z \left\{ 1 + \left(\frac{z}{z_r}\right)^2 \right\} \quad (3.20)$$

$$\Psi(z) = \tan^{-1} \left(\frac{z}{z_r}\right) \quad (3.21)$$

となる。

第4章 OAM多重

OAMビームは伝搬軸を中心に伝搬方向に沿って等位相面が螺旋状に分布する。異なる m (方位角方向のモード数) という値を持ち、同一方向に伝搬する電磁波は、回転軸方向において空間の位相分布が直交するため互いに干渉し合わない。これは複素数の直交性の公式 [59]

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{im_1\phi} \{e^{im_2\phi}\}^* d\phi = \delta_{m_1m_2} \quad (4.1)$$

から明らかである。異なる次数の OAM ビームに異なる信号を多重して伝送することができるので、光通信において OAM ビームは多重化に用いることが可能であり、これを OAM 多重と言う。また OAM モード分割多重とも言う。OAM 多重は多値変調や偏波多重等の既存の周波数利用効率を向上させる技術との併用が可能であることから、これが実用化されれば整数倍規模での周波数利用効率の向上が期待できるため、多重化に関して大きな可能性を有している。OAM 多重化は、異なる次数の OAM ビームを個別に生成し、ビームスプリッタを複数組み合わせることでそれぞれの OAM ビームを同軸に合波するものももっとも単純である。それ以外には Dammann 回折格子を用いたもの [60]、SLM に投影する位相マスクを工夫したもの [61]、3次元導波路を用いるもの [62]、次節に記述するモードソーティング法によるもの [19, 20, 63] 等が提案されている。OAM 多重を用いて通信容量を向上した伝送実験も数多く報告されており、自由空間通信として [38, 64, 65, 66, 67, 68, 69, 70, 71, 72, 73]、および光ファイバ通信として [74, 75, 76, 77, 78, 79, 80] 等がある。

空間光伝送システムにおいて、光学系のずれからビームの位置ずれ、角度ずれ、またビームをコリメートするに生じる距離ずれなどが生じる可能性があると考えられる。本章ではこれらのビームのずれが与える、OAM 空間光伝送システムにおいて OAM 多重化したモードを m の値ごとに分離、分割するための手法であるモードソーティング [19] と、高分解能なモードソーティング [20, 63] への影響について数値的に検証した結果を示す。またビームの角度ずれへの適応補償法の提案と、その補償の有無による高分解能なモードソーティングに及ぼす角度ずれの影響について数値的に検証した結果を示す。

4.1 モードソーティング

SLM(空間光変調器)とレンズを用いて多重化したOAMビームを m の値ごとに分離、整列させるモードソーティングが報告されている [19]。報告されたモードソーティングの構成図の一例を図4.1に、 $m=1$ のOAMビームを用いた原理図を図4.2に示す。図4.2のようにモードソーティングではドーナツ状のOAMビームを座標変換で直線状のアンラップビームにする。そしてそれをフーリエレンズで集光させるという原理である。

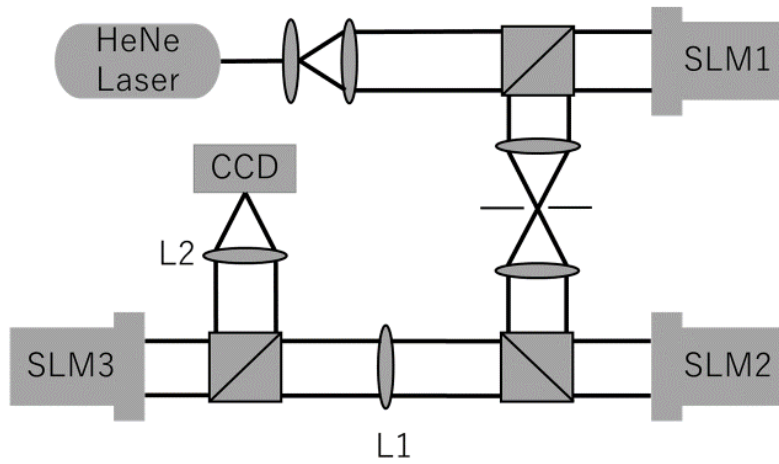


図 4.1: OAM ビームのモードソーティングのための光学素子の配置

SLM1においてHeNeレーザーをOAMビームに変換し、SLM2に入射させる。SLM2に式4.2で表される位相分布を表示させ、通過するOAMビームにその位相分布を付与する。その後レンズを通過することで、ドーナツ状のOAMビームを極座標変換により位相勾配を持った直線状のアンラップビームに変換する。SLM2に入射させるOAMビームの複素振幅を u_1 とするとアンラップビームの複素振幅 u_2 は式4.3のようになる。

$$\phi_1(x, y) = \frac{2\pi a_0}{\lambda f} \left[y \tan^{-1} \left(\frac{y}{x} \right) - x \ln \left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{b_0} \right) + x \right] \quad (4.2)$$

$$u_2 = u_1 \exp(i\phi_1) \quad (4.3)$$

ここで λ と f はそれぞれビームの波長とレンズの焦点距離を意味する。また d 、 p はそれぞれフーリエ面での変換されたビームのサイズと位置に関するパラメータであり、 a_0 、 b_0 はモードソーティングのパラメータである。SLM3はアンラップしたOAMビームの位相補正を行うため、式4.4を表示させる。

$$\phi_2(X, Y) = -\frac{2\pi ab}{\lambda f} \exp \left(-\frac{X}{a} \right) \cos \frac{Y}{a} \quad (4.4)$$

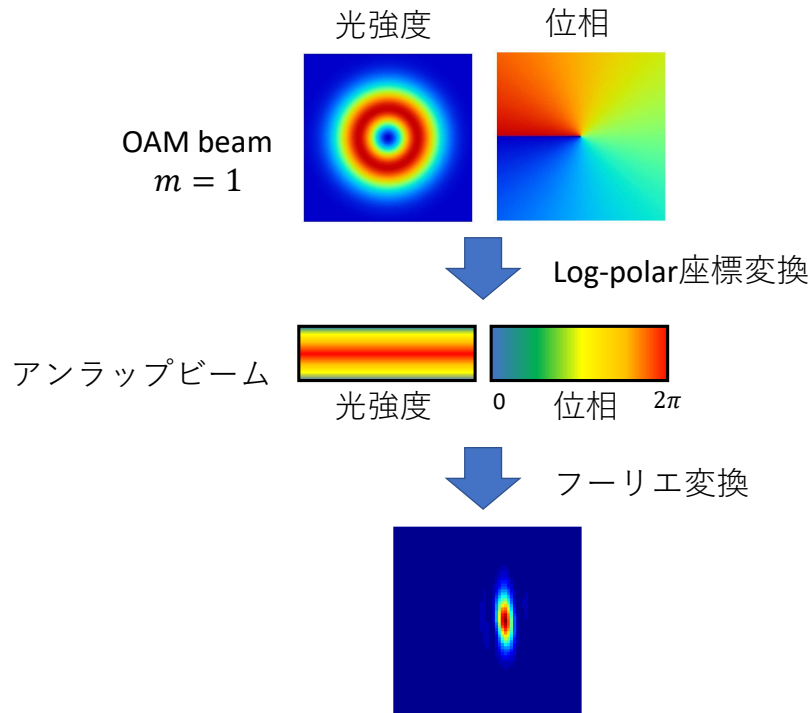


図 4.2: $m=1$ の OAM ビームを用いたモードソーティングの原理図

ただし $X = -a \ln\left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{b}\right)$, $Y = a \arctan\left(\frac{y}{x}\right)$ とする。フーリエ変換をしたアンラップビームの複素振幅を u_L とすると、位相補正後のアンラップビームの複素振幅 u_3 は式 4.5 のように書ける。

$$u_3 = u_L \exp(i\phi_2) \quad (4.5)$$

そして、位相補正後のアンラップビームを L2 で集光させ、受光器 (CCD) で検出する。集光させるアンラップビームは位相勾配を持っていることから、フーリエ変換の特性により集光位置は位相勾配の傾きに依存する。次数 m の OAM ビームの位相補正後アンラップビームの位相勾配は次数 m に依存していることから、 m ごとに集光位置は異なる。つまり図 4.3 の例えば $m=2$ 、 $m=4$ の OAM ビームを用いたモードソーティングの原理図に示すように、次数 $m=2$ のアンラップビームの位相は 0 から 2π を 2 回、 $m=4$ の場合は 0 から 2π を 4 回繰り返している。それらをレンズで集光させると集光位置は異なる。

図 4.4 に $m=1$ 、 $m=3$ 、 $m=1,3$ の OAM ビームのソーティング結果を示す。多重化された OAM ビームをソーティングすると、モード次数が異なるビームは互いに直交していることから、ソーティング後の集光位置はそれぞれの次数の位置で整列することが可能である。

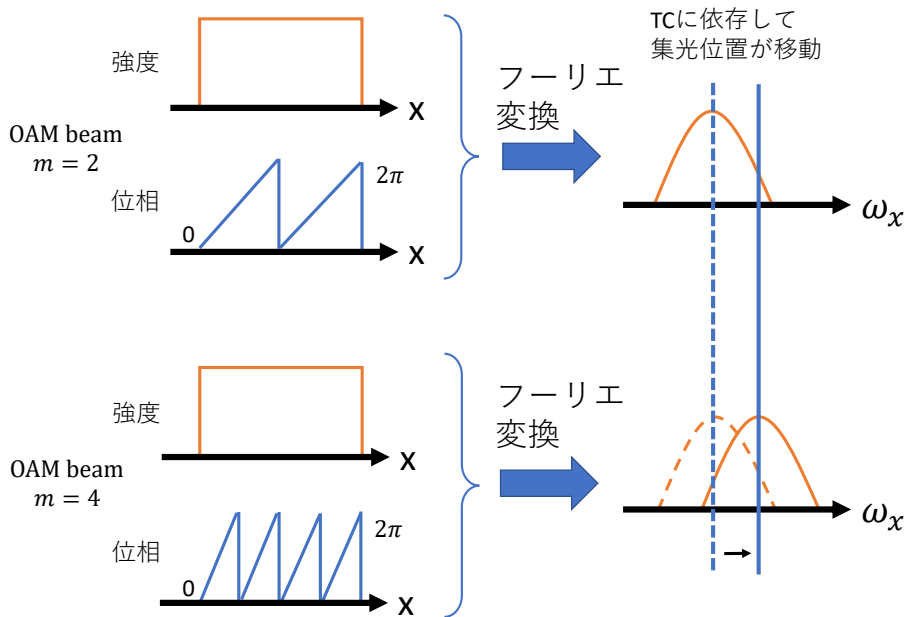


図 4.3: $m = 2$, $m = 4$ の OAM ビームを用いたモードソーティングの原理図

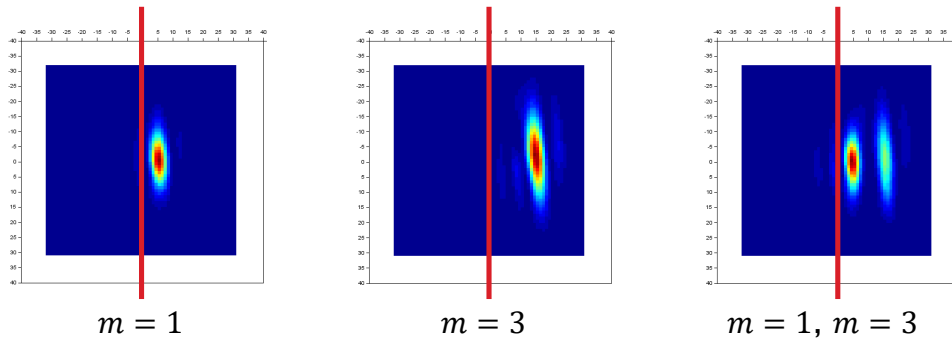


図 4.4: $m = 1$, $m = 3$, $m = 1, 3$ の OAM ビームのモードソーティング結果

4.2 高分解能なモードソーティング

前節で紹介したモードソーティング [19] よりも高分解能なモードソーティングが報告されている [20]。[20] の高分解能なモードソーティングでは SLM(空間光変調器) とレンズを用いて多重化した OAM ビームを m の値ごとに分離、整列させる。提案されている高分解能なモードソーティングの構成図の一例を図 4.5 に、図 4.6 に $m = 1$ の OAM ビームを用いた高分解能なモードソーティングの原理図を示す。図 4.6 に示すように、前節で説明したモードソーティングと同様にドーナツ状の OAM ビームを log-polar 座標変換によって、位相勾配を持った直線状のアンラップビームに変換する。さらに高分

解能なモードソーティングではアンラップビームの両端にアンラップビームのコピーを配置し、それをフーリエレンズで集光させるという原理を取る。

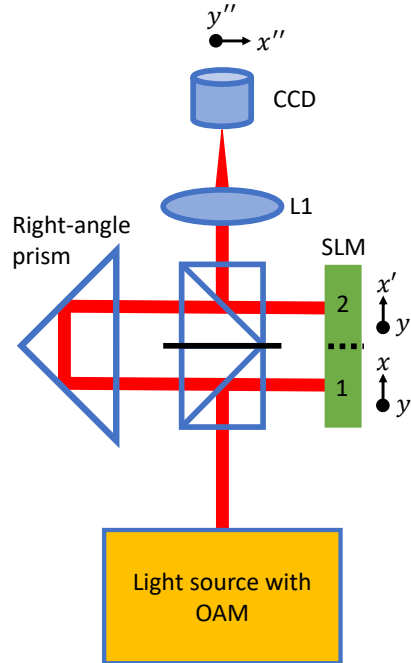


図 4.5: OAM ビームの高分解能なモードソーティングのための光学素子の配置

SLM 1 では OAM ビームのアンラップとアンラップビームのコピーを配置させる。SLM1 に式 4.6 を表示させ、ドーナツ状の OAM ビームを極座標変換により位相勾配を持った直線状のアンラップビームに変換し、回折格子の項を追加することでそのコピーを両端に配置させる。

$$\begin{aligned} \Psi_1(x, y) &= \frac{2\pi d}{\lambda f} \left(y \tan^{-1} \left(\frac{y}{x} \right) - \frac{\pi}{2} \ln(x^2 + y^2) + px \right) \\ &+ \tan^{-1} \left(\frac{\sum_{m=-N}^N b_m \sin \left(\frac{2\pi\theta}{\lambda} my + a_m \right)}{\sum_{m=-N}^N b_m \cos \left(\frac{2\pi\theta}{\lambda} my + a_m \right)} \right) - \frac{\pi}{\lambda f} (x^2 + y^2) \end{aligned} \quad (4.6)$$

式 4.6 の第一項はアンラップに関する項であり、第二項は追加した回折格子の位相分布によるコピーとコピーの配置に関する項、第三項はレンズに関する項である。ここで λ と f はそれぞれビームの波長とレンズの焦点距離を意味する。また d , p はそれぞれフーリエ面での変換されたビームのサイズと位置に関するパラメータであり、 a_m , b_m はモードソーティングのパラメータ、 θ は隣接するコピーの間の角度を意味する。 N は配置させるコピーの数に関するパラメータで配置させるアンラップビーム

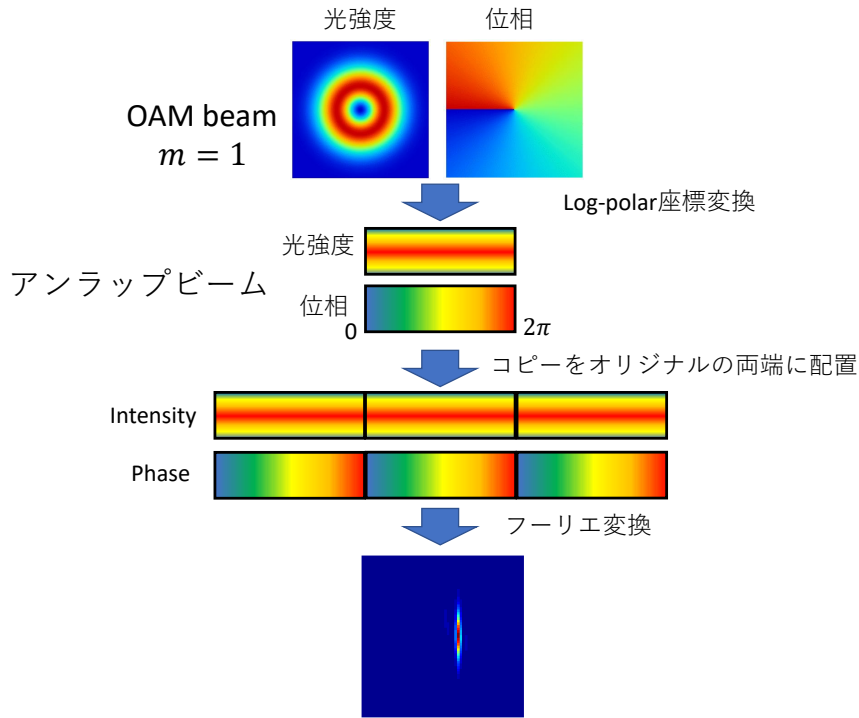


図 4.6: $m=1$ の OAM ビームを用いた高分解能なモードソーティングの原理図

の数はコピーを含めて $2N+1$ とする。SLM1 に入射させる OAM ビームの複素振幅を u_{OAM} とするとアンラップビームの複素振幅 u_1 は式 4.7 のようになる。

$$u_1 = u_{OAM} \exp(i\Psi_1) \quad (4.7)$$

SLM2 では変換した OAM ビームの位相補正を行う。SLM2 には式 4.8 を表示させる。

$$\Psi_2(x', y') = \sum_{m=-N}^N \left(-\frac{2\pi L \exp(p-2)}{\lambda f} \exp\left(-\frac{x'}{L}\right) \cos\left(\frac{y'}{L}\right) \text{rect}\left(\frac{y' - 2m\pi L}{2\pi L}\right) + \phi_{bc}(m) \right) \quad (4.8)$$

ここで矩形関数 $\text{rect}(x)$ は $|x| > 1/2$ の場合、 $\text{rect}(x) \equiv 1$ となり、それ以外の場合は $\text{rect}(x) \equiv 0$ となる。また ϕ_{bc} は配置させたコピーそれぞれに対して行う位相補正に関するパラメータである。パラメータ L は $L = \theta f / (2\pi)$ として求めることができる。そして位相補正後のアンラップビームを L1 で集光させ、受光器 (CCD) で検出する。集光させるアンラップビームは両端にコピーを配置しており、強度分布の幅が広がっていることから、集光された光は細くなるというフーリエ変換の原理をうまく利用している。図 4.7 に $m=2$ の OAM ビームを用いた高分解能なモードソーティングの原理図を示す。図 4.7 に示すように、アンラップビームの両端にコピーを配置することで光強度分布の幅が大きくなるが、位相勾配の傾きの大きさは変化しないため、アンラップビームの両端にコピーを配置しない場合と比較した際、集光される光は細くなる。

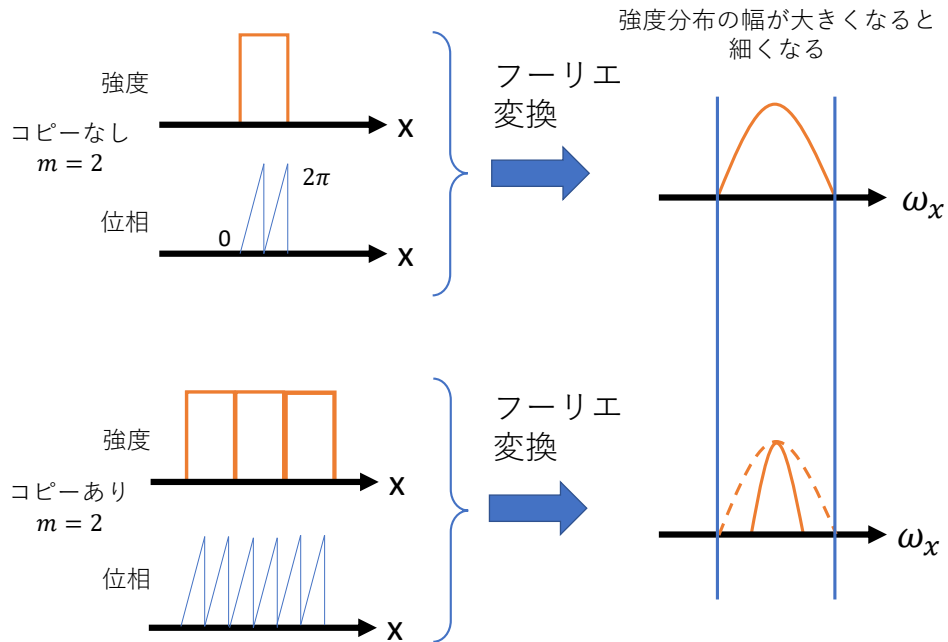


図 4.7: $m = 2$ の OAM ビームを用いた高分解能なモードソーティングの原理図

図 4.8 に $m = 1$ 、 $m = 3$ 、 $m = 1, 3$ の OAM ビームの $N = 1$ とした高分解能なモードソーティングの結果を示す。高分解能の場合でも多重化された OAM ビームをソーティングすると、モード次数が異なるビームは互いに直交していることから、ソーティング後の集光位置はそれぞれの次数の位置で整列することが可能である。また図 4.4 と比較した際、水平方向に対してソーティング後の光強度分布は細くなっていることがわかる。

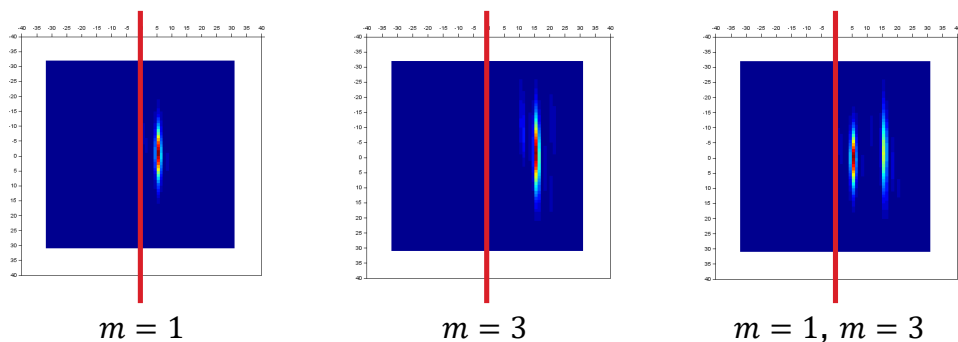


図 4.8: $m = 1$ 、 $m = 3$ 、 $m = 1, 3$ の OAM ビームの高分解能なモードソーティングの結果

4.3 ビームのずれ

4.3.1 位置ずれと角度ずれ

空間光伝送において光学系のずれから照射面に対してビームの位置ずれ、角度ずれが生じる可能性がある。OAM ビームは空間光伝送の分野で期待されていることから、モードソーティング性能に対してビームの位置ずれと角度ずれが影響を与える可能性がある。位置ずれ、角度ずれの概略図をそれぞれ図 4.9、図 4.10 に示す。位置ずれは OAM ビーム生成機からモードソーターに入射させる際に、モードソーター面において理想的な照射位置と実際の照射位置とのずれのことを言う。また水平方向の位置ずれ、鉛直方向の位置ずれをそれぞれ、 D_h 、 D_v とする。角度ずれはモードソーターに対して、理想的な OAM ビーム生成機の位置と実際の位置のなす角度のことを言う。また水平方向の角度ずれと鉛直方向の角度ずれをそれぞれ、 γ 、 ψ とする。また鉛直方向と水平方向の角度ずれを有する OAM ビームの複素振幅 $u_{ang}(\rho, \phi, z)$ は元の OAM ビームの複素振幅を u_{OAM} とすると式 4.9 で表すことができる [17]。ここで k は波数を意味し、 $k = 2\pi/\lambda$ となる。

$$u_{ang}(\rho, \phi, z) = u_{OAM} \exp(ik\rho \sin \phi \cdot \tan \gamma) \exp(ik\rho \cos \phi \cdot \tan \psi) \quad (4.9)$$

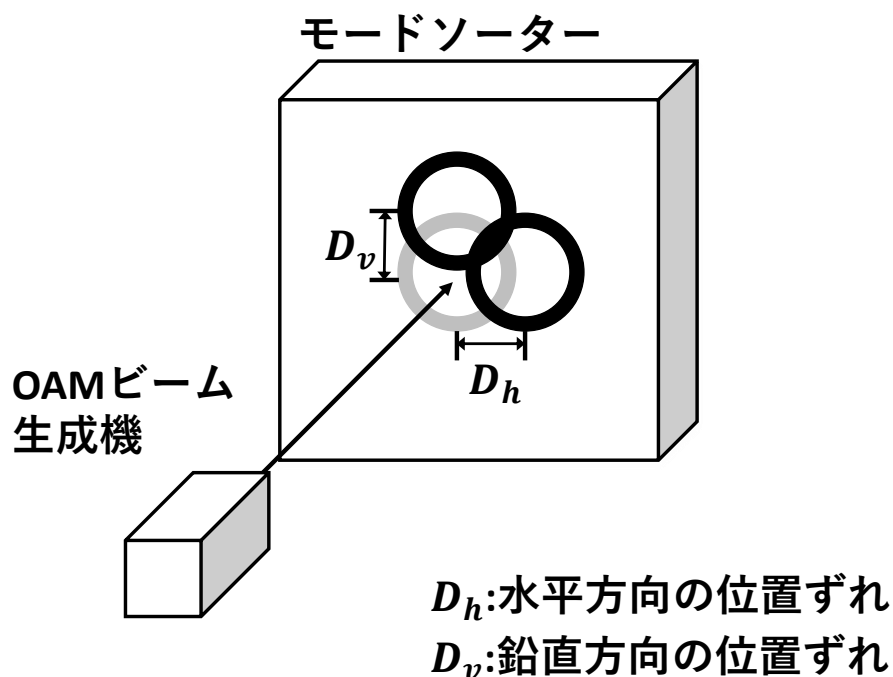


図 4.9: 位置ずれの概略図

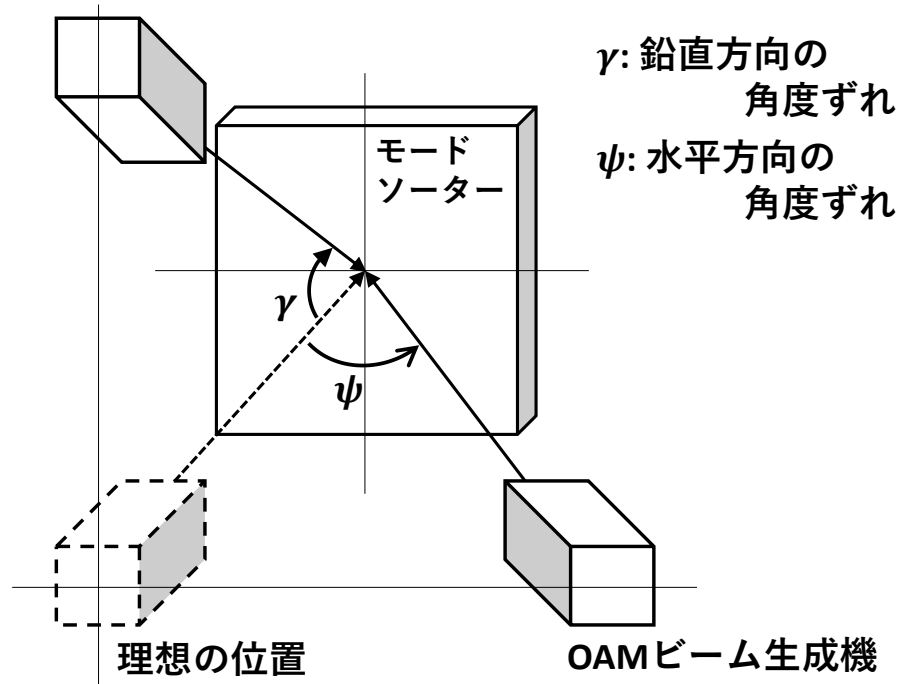


図 4.10: 角度ずれの概略図

4.3.2 距離ずれ

図 4.11 に距離ずれの概略図を示す。PV ビームは BG ビームをレンズに通すことによって、レンズの焦点距離でのみ生成される。そのためレンズの焦点距離にコリメーターを配置しビームをコリメートさせる必要がある。しかしコリメーターが理想の位置に配置されず、コリメーターの位置がずれることが考えられる。レンズの焦点距離から実際に配置されたコリメーターの位置までの距離を距離ずれ D_d とすると、モードソーティング性能に対してビームの距離ずれが影響を与える可能性がある。

4.3.3 ビームずれの OAM ビームへの影響

図 4.12 に位置ずれ、角度ずれ、距離ずれを持たない $m = -2$ 、 $m = 1$ 、 $m = 3$ の LG ビームと PV ビームの光強度分布と位相分布を示す。図 4.13-4.15 にそれぞれ、 $D_h = 0.5\text{mm}$ の位置ずれを、 $\gamma = 100\mu\text{rad}$ の角度ずれを、 $D_d = 60\text{cm}$ の距離ずれを有する $m = -2$ 、 $m = 1$ 、 $m = 3$ の LG ビームと PV ビームの光強度分布と位相分布を示す。図 4.12-4.15 を比較するとビームずれを有する OAM ビームは光強度分布と位相分布が変化していることが見て取れる。これらの違いがモードソーティングにどのような影響を与えるかを数値的に検証した結果を次章で示す。

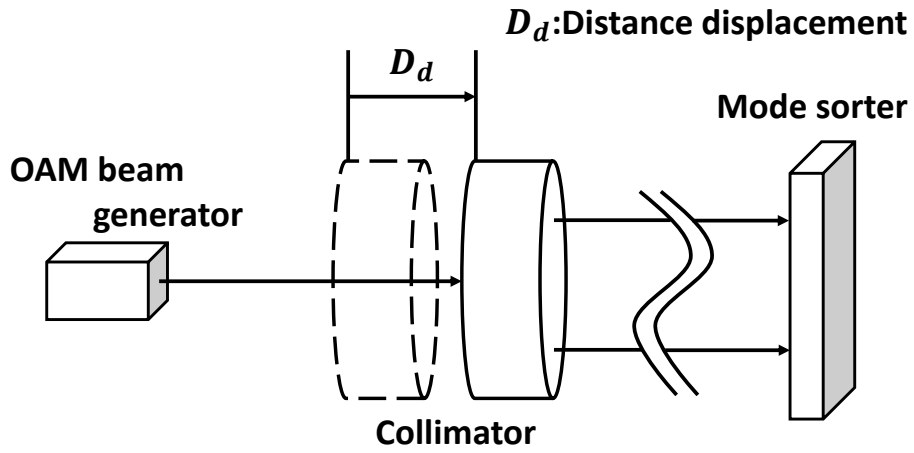


図 4.11: 距離ずれの概略図

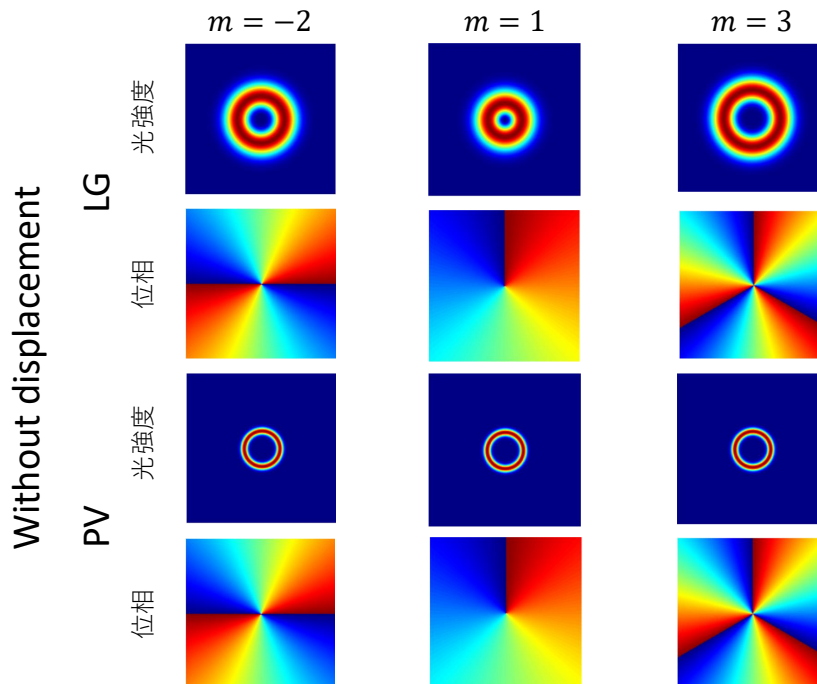


図 4.12: 位置ずれ、角度ずれ、距離ずれを持たない $m = -2$ 、 $m = 1$ 、 $m = 3$ の LG ビームと PV ビームの光強度分布と位相分布

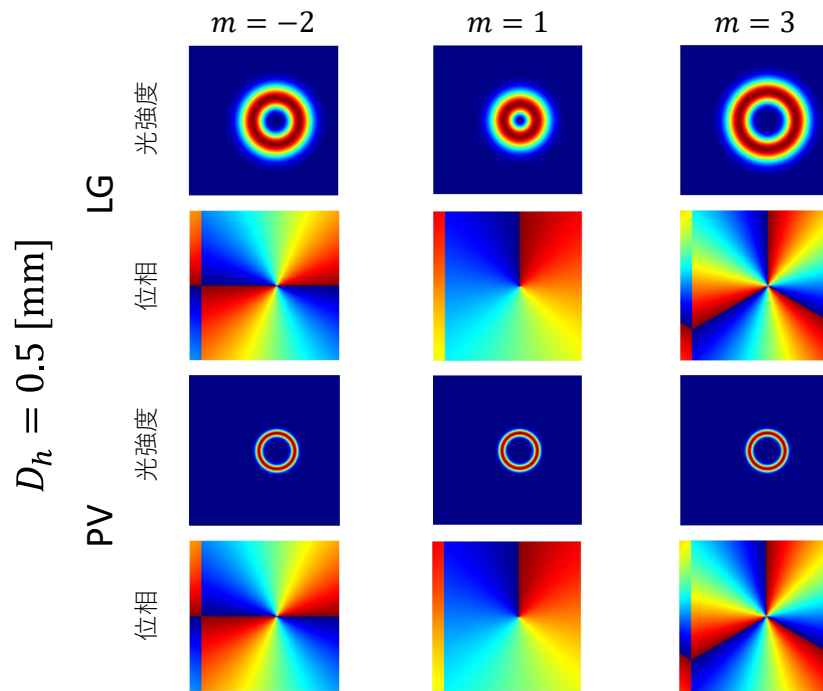


図 4.13: 位置ずれ $D_h = 0.5$ mm を有する $m = -2$ 、 $m = 1$ 、 $m = 3$ の LG ビームと PV ビームの光強度分布と位相分布

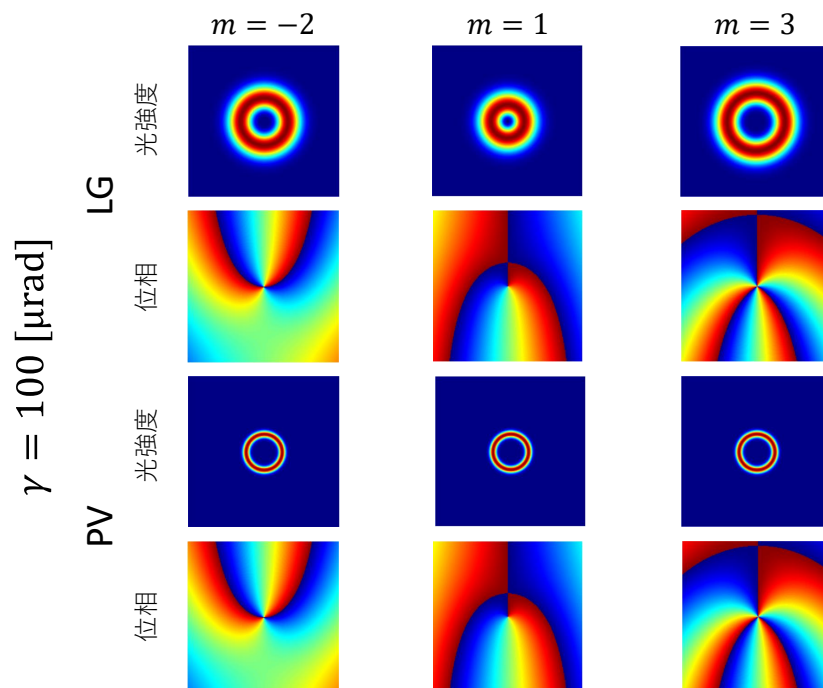


図 4.14: 角度ずれ $\gamma = 100\mu$ rad を有する $m = -2$ 、 $m = 1$ 、 $m = 3$ の LG ビームと PV ビームの光強度分布と位相分布

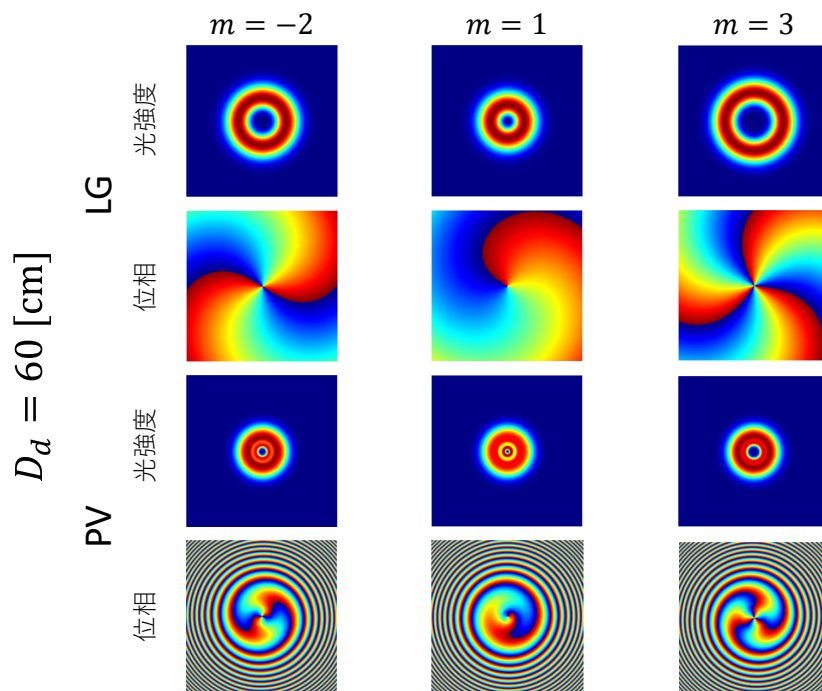


図 4.15: 距離ずれ $D_d = 60$ cm を有する $m = -2$ 、 $m = 1$ 、 $m = 3$ の LG ビームと PV ビームの光強度分布と位相分布

第5章 大気擾乱

OAM を新たな多重化の次元として用いることで伝送容量およびスペクトル効率を向上できるため、OAM 光ビームを光通信システムへ適用することが検討されている。OAM 光ビームを自由空間伝送する際、天候や環境構造による吸収、散乱、大気擾乱の影響がある [4, 21]。特に空気のランダムな変動である大気擾乱が最も大きな課題である。大気擾乱の影響により OAM 光ビームの位相面が歪められ、受信パワーの低下などが原因で情報を正しく伝送できない。この問題を解決するために自由空間伝送において大気擾乱の影響をいかに抑えるかが重要となる。

5.1 Kolmogorov phase screen model

光伝搬に対する乱流の影響のモデル化は、100 年以上にわたって開発されてきた。最も広く受け入れられている乱流理論は、Kolmogorov モデルである [81, 82, 83]。Kolmogorov モデルは、乱流の温度変動を屈折率の変動に直接関連付けることができ、現在の乱流理論すべての基礎となる。乱流によって引き起こされる屈折率の変動は、次のように定義される構造関数によって表すことができる [84]。

$$D_n(r_1, r_2) = \langle [n(r_1) - n(r_2)]^2 \rangle \quad (5.1)$$

ここで、 r_1 と r_2 は空間内の 2 点を表すベクトルである。Kolmogorov 理論によると、 D_n は

$$D_n(\Delta r) = C_n^2 \Delta r^{2/3} \quad (5.2)$$

ここで $\Delta r = |r_1 - r_2|$ であり、また C_n^2 は屈折率の強さを決める大気構造定数として知られている。一般的に C_n^2 の値の範囲は 10^{-17} から $10^{-13} \text{ [m}^{-2/3}\text{]}$ となる。さらに、Fried によって Kolmogorov 擾乱構造関数は、

$$D_n(\Delta r) = 6.88 \left(\frac{\Delta r}{r_0} \right)^2 \quad (5.3)$$

ここで r_0 は Fried パラメータを表し、 C_n^2 により次式によって求めることができる。

$$r_0 = [0.423 k^2 \int_0^L C_n^2(z) dz]^{-3/5} \quad (5.4)$$

ここで k は波数、 L は伝搬距離を表す。この時の簡単なモデルとして $C_n^2(z)$ を定数とすると、 $r_0 = [0.423k^2C_n^2L]^{-3/5}$ と表すことができる。

構造関数の他に、屈折率の変動を求めるために度数スペクトルを使用することがある。Kolmogorov 屈折率パワースペクトラム密度 (PSD) $\phi_n(\kappa)$ は、次式で求めることができる。

$$\phi_n(\kappa) = 0.033\alpha C_n^2 \kappa^{-11/3} \quad 1/L_0 \ll \kappa \ll 1/l_0 \quad (5.5)$$

ここで $\kappa = 2\pi(f_x \cdot \hat{x} + f_y \cdot \hat{y})$ は空間角周波数、 l_0 と L_0 は擾乱を大きさの異なる渦の重ね合わせで表現した際のインナースケール（最も小さな渦の半径）およびアウトースケール（最も大きな渦の半径）を表す。

5.2 Modified von Karman phase screen model

Kolmogorov 理論の他にも、屈折率パワースペクトラム密度を表すモデルは複数存在するが [85, 86]、本研究では擾乱による空気の屈折率変動を表すために modified von Karman (mvK) 位相スクリーンモデルを用いている。擾乱による位相変動の PSD 関数は次のように表される [84]。

$$\Phi_\phi^{\text{mvk}} = 0.49r_0^{-5/3} \frac{\exp(-\kappa^2/\kappa_l^2)}{(\kappa^2 + \kappa_L^2)^{11/6}} \quad (5.6)$$

ここで κ は空間角周波数を rad/m で表している。また $\kappa_l = 5.92/l_0$ 、 $\kappa_L = 2\pi/L_0$ となる。Fried パラメータは以下のように表される。

$$r_0 = [0.423k^2C_n^2\Delta z]^{-3/5} \quad (5.7)$$

ここで、 C_n^2 は擾乱の強さを表す屈折率構造パラメータ、 Δz は伝搬距離である。 C_n^2 の典型的な値は 10^{-17} から 10^{-13} [$\text{m}^{-2/3}$] の範囲であり、 C_n^2 の値が大きいほど強い擾乱を表す。

この大気擾乱を光伝搬に適用するため、格子状の二次元の位相スクリーンを生成する。乱流誘起位相 $\phi(x, y)$ はフーリエ変換可能な関数であると仮定し、以下の式で表すことができる。

$$\phi(x, y) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_{j,k} \exp\{i2\pi(f_{x_j}x + f_{y_k}y)\} \quad (5.8)$$

ここで、 f_{x_j} と f_{y_k} はそれぞれ離散的な x, y 方向の空間周波数であり、 $c_{j,k}$ はフーリエ級数係数である。大気中の位相変動は光路に沿った多くの独立したランダムな不均一性によって引き起こされるので、中心極限定理を用いて、 $c_{j,k}$ は平均がゼロであり、分散は以下の値を持つ複素ガウス分布となる。

$$\langle |c_{j,k}|^2 \rangle = \frac{1}{L_x L_y} \Phi_\phi^{\text{mvk}}(f_{x_j}, f_{y_k}) \quad (5.9)$$

ここで x と y の格子サイズはそれぞれ L_x と L_y である。標準的な数学ソフトウェアを使用して、平均がゼロで分散が1の正規分布を生成することができる。そして、式(5.8)のフーリエ係数は、式(5.9)で与えられた分散の平方根を乗算することによって生成される。

一般的に位相 PSD は低空間周波数に多くのパワーを持っているため、生成する位相スクリーンの精度を向上させるためにサブハーモニクス法を用いている。

ここで、Modified von Karman phase screen model を用いて、大気擾乱による位相変動の例を図 5.1 に示す。左の図から、 $C_n^2 = 10^{-14}$, $C_n^2 = 10^{-13}$ [$\text{m}^{-2/3}$] の擾乱の強さの位相変動となっている。 $C_n^2 = 10^{-13}$ [$\text{m}^{-2/3}$] の方が強い擾乱を表している。強い大気擾乱は、位相変動が大きいことがわかる。

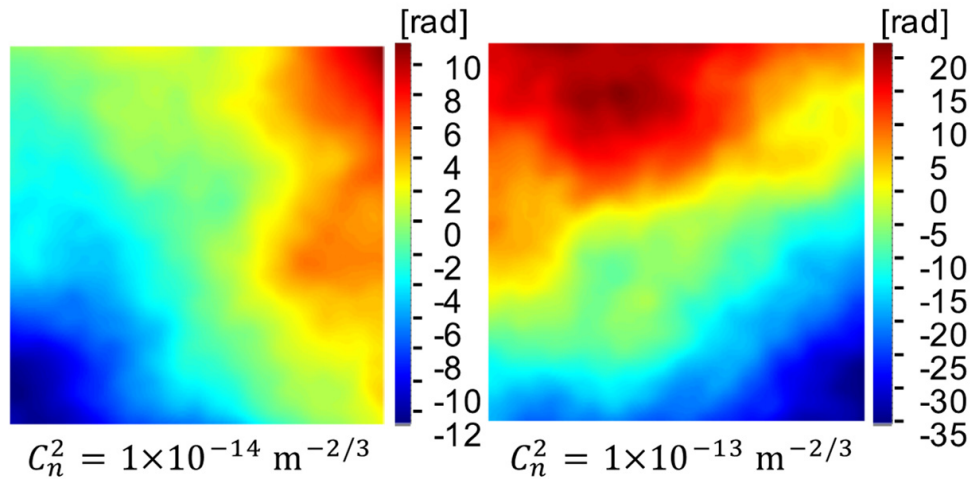


図 5.1: 大気擾乱による位相変動の例

5.3 スプリットステップビーム伝搬法

大気中を伝搬するシミュレーションは、自由空間回折と屈折を別々に計算するスプリットステップビーム伝搬法によって行われる。まず大気擾乱による屈折を送信ビームに掛ける。次に自由空間回折をフーリエ変換を用いた2段階フレネル回折により数値的に計算する。2段階フレネル回折で計算する理由は、光源面と観測面の格子間隔を同一にするためである。演算子表記のスプリットステップ計算を次式に示す。

$$U(\mathbf{r}_2) = \mathcal{D}_2[\Delta z_2, \mathbf{r}_{1a}, \mathbf{r}_2] \mathcal{D}_1[\Delta z_1, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_{1a}] \mathcal{T}[z_1, z_2] U(\mathbf{r}_1) \quad (5.10)$$

ここで、演算子 $\mathcal{D}_{1,2}$ と \mathcal{T} はそれぞれ自由空間フレネル回折及び擾乱誘起屈折を表し、 \mathbf{r}_1 は光源面座標、 \mathbf{r}_2 は観測面座標、 \mathbf{r}_{1a} は2段階伝搬の中間面座標、 z_1 は光源面の位置、 z_2 は観測面の位置、 Δz_1 は源面と中間面との距離、 Δz_2 は中間面と観測面との距離である。

ここで、スプリットステップビーム伝搬法を用いた LG ビームの位相変化を図 5.2 に示す。この図から、大気擾乱の屈折による位相変化で LG ビームが少し歪んでいることがわかる。また自由空間回折によって、さらに位相面が歪んでいることがわかる。

送信ビーム
(データ光、参照光)

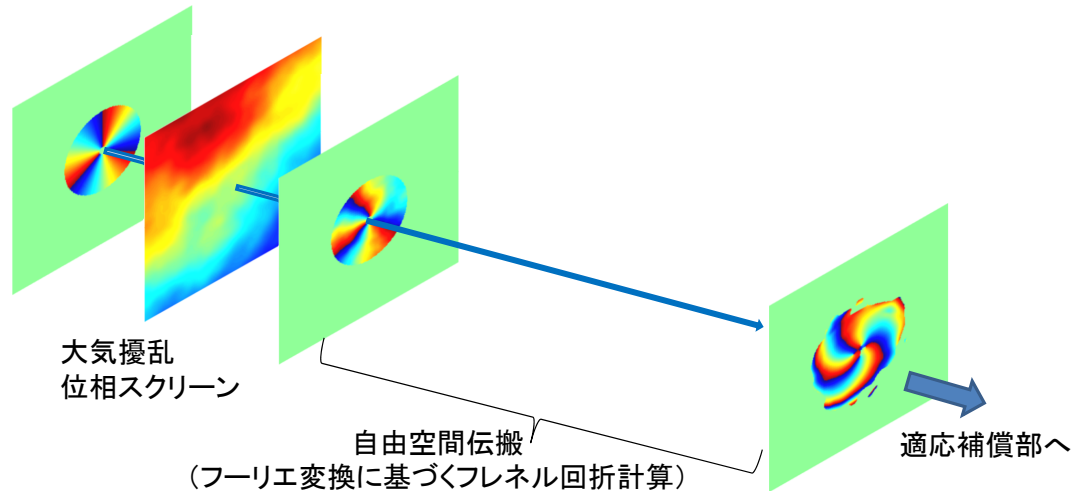


図 5.2: スプリットステップビーム伝搬法

5.4 適応制御

これまで大気擾乱の影響を改善するために、光領域での適応光学系 (Adaptive Optics, AO) による補償方式や、電気領域での信号処理に基づく緩和方式など、様々な手法が提案されてきた [87]。図 5.3 に大気擾乱の影響を低減する手法をまとめている。光領域での適応光学系を用いる方法として、波面センサで位相変動を検知するものがある [88, 89, 90, 91, 92, 93, 94, 95]。OAM ビームは位相特異点が存在するため、通常の波面センサで位相を直接観測するのは困難であったが、参照ビームとして位相特異点が存在しないガウスビームを用いることで実現している。

波面センサを用いない方法も提案されている。測定した光強度分布から Gerchberg-Saxton (GS) アルゴリズム [96] や Stochastic-Parallel-Gradient-Descent (SPGD) アルゴリズムを用いて位相分布を復元しようとするものである [97, 98, 99, 100, 101]。

電氣的な手法としてデジタル信号処理を用いた補償法も提案されている。複数入力複数出力 (MIMO) 処理によるもの [102, 103, 104]、Low-Density Parity-Check (LDPC) コードによるもの [105] が報告されている。

実用的な OAM ビームを用いた FSO 通信では、大気擾乱の屈折率は短い時間スケール ($100\mu\text{s}$) 程度で状況が変わるため [84]、リアルタイム補償が重要となる。本研究では、参照ビーム (ここではパイロットビームと呼ぶ) を用いて大気擾乱を検知する手

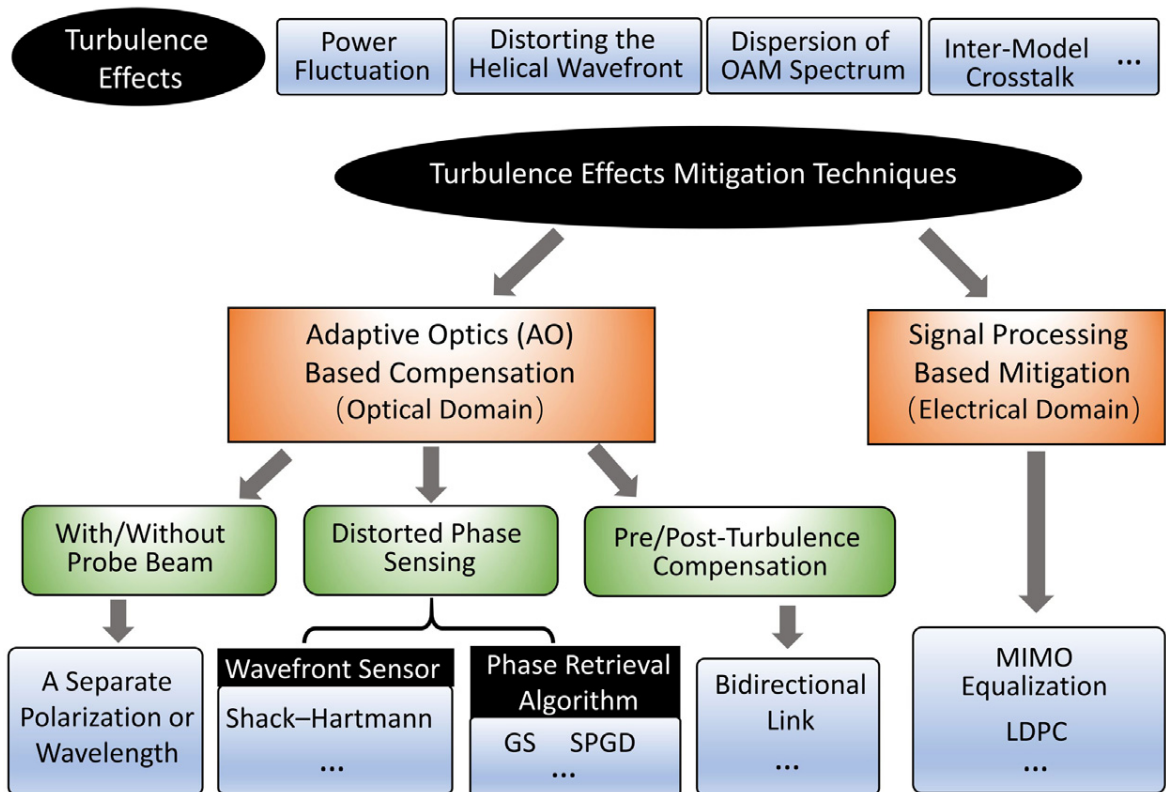


図 5.3: 大気擾乱の影響低減の手法分類

法に着目する。この手法は時間のかかるアルゴリズム収束プロセスを必要とせず、高速動作が可能のため、補償方式の中で有力な候補となる。図 5.3 で左端と左から 2 番目の手法を合わせたものである。

5.4.1 従来の適応制御方式の課題

従来のパイロットビームを用いた方式にはまだ課題がある [88, 89]。図 5.4 に示すように、パイロットビームとしてガウシアンビーム (TC $m=0$ の OAM ビーム) を用いた手法が提案されているが、これは高次の OAM ビームではビーム中心に位相特異点が存在するため、典型的なシャックハルトマン波面センサでは位相面を測定することが困難である [87]。しかし、図 3.5 にも示すように高次の OAM ビームの強度分布は 0 次のガウシアンビームの強度分布と同一ではない。したがって、歪んだ波面を効果的に補償するためには、高次 OAM モードを持つパイロットビームの使用を検討する必要がある。そこで、本論文では高次 OAM モードをパイロットビームとして用いた新たな適応補償方式を提案する。計算機シミュレーションにより、送信データビームと同じ TC を持つパイロットビームを用いることで、補償性能が向上するかどうかを検証する。

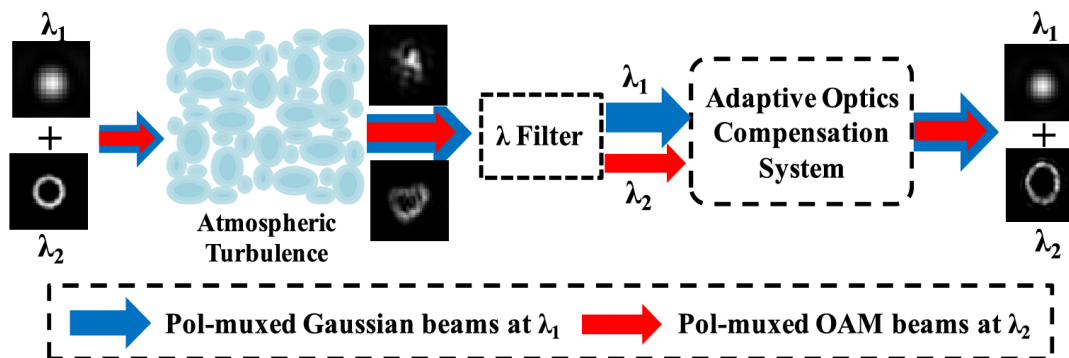


Fig. 1.

Citation
Yongxiang Ren, Guodong Xie, Hao Huang, Long Li, Nisar Ahmed, Yan Yan, Martin P. J. Lavery, Robert Bock, Moshe Tur, Mark A. Neifeld, Robert W. Boyd, Jeffrey H. Shapiro, Alan E. Willner, "Turbulence compensation of an orbital angular momentum and polarization-multiplexed link using a data-carrying beacon on a separate wavelength," Opt. Lett. **40**, 2249-2252 (2015);
<https://www.osapublishing.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-40-10-2249>

図 5.4: 従来の適応制御方式 [89]

5.4.2 提案する適応制御方式

図 5.5 は大気擾乱中を自由空間伝搬する OAM ビームの適応制御方式の構成図である。提案手法では、大気擾乱による位相変動を検出するためにパイロットビームと呼ばれる参照ビームを用いる。パイロットはデータビームと直交する偏光であり、データ変調を受けていないものとする。パイロットは、大気擾乱中をデータビームとともに同軸的に伝搬し、同じ擾乱の影響を受ける。ここで、パイロットに関する情報は前もって受信機と共有されることを前提とする。

次に適応補償部において、偏波ビームスプリッタ (PBS) によってパイロットとデータビームを分離する。パイロットを半波長板に通過させ、光位相を任意に制御できる空間光変調器 (SLM) 1 に偏波を合わせる。SLM1 にパイロットの逆回転位相を表示することで、パイロットの螺旋位相面を平面位相面に復元する。ただし大気擾乱の影響で生じた位相変動は残ったままである。その後、波面センサで波面位相を検出する。本研究の新規性は、このように波面位相を検出する前に SLM を使用することであり、既報告の参照ビーム法と異なる部分である。高次パイロットの位相特異点を除去することで、従来のシャックハルトマン波面センサを用いて擾乱の影響を受けた位相面を検出することができる。そして、PC がセンサデータを取得し、検出されたパイロットの位相分布と、予め共有したパイロットの情報から分かる擾乱のない位相分布とを比較して補正位相を算出する。この補正位相は SLM2 に転送され、これを通過するデータビームの位相変動を補償することができる。補償されたデータビームは、OAM 受信機によって受信される。

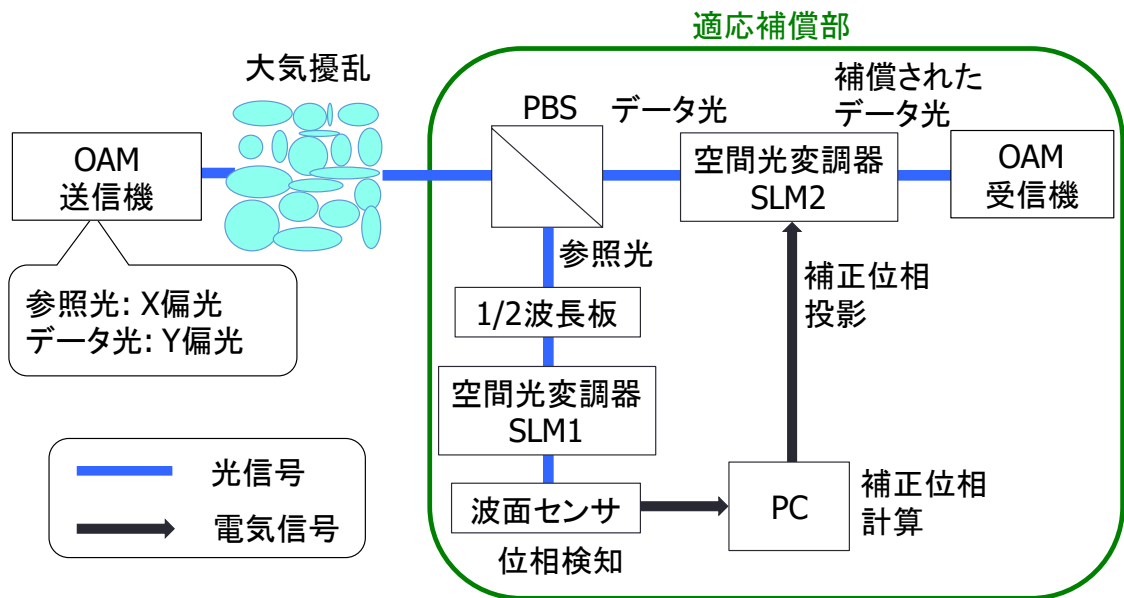


図 5.5: 提案する適応制御方式

第6章 計算機シミュレーション

本章の計算機シミュレーションでは主に2つのトピックについて検証した結果を述べる。第4章のモードソーティングにおけるビームのずれの影響および適応補償について、並びに第5章の大気擾乱の影響および適応補償について記述する。

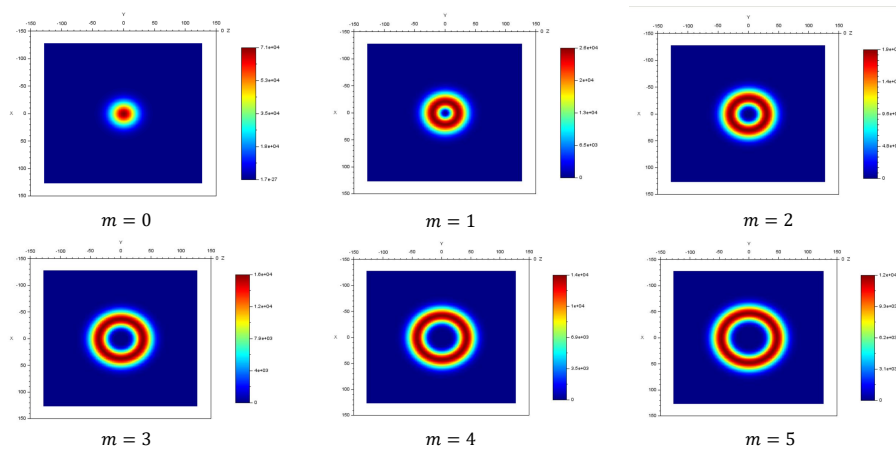
6.1 モードソーティングにおけるビームのずれの影響

6.1.1 計算条件1

表 6.1 に計算条件 1 を示す。表 6.1 のパラメーターを用いて Scilab で計算を行う。図 6.1 に各モードの LG ビームの光強度を、図 6.2 に各モードの LG ビームの位相分布を示す。ただし、計算分解能を 0.1mm とし、計算領域は x 方向および y 方向とも -12.8mm から +12.7mm の範囲、すなわちサイズ 256 点 × 256 点の二次元領域とした。次に LG ビームの複素振幅に式 4.2 を掛け、フーリエ変換後のアンラップした LG ビームの光強度を図 6.3 に、またその時の LG ビームの位相分布を図 6.4 に示す。次にアンラップした LG ビームの位相補正後の位相分布を図 6.5 に示す。図 6.5 の各モードの $x < 0$ の範囲を見ると m の値の数だけ位相周期がみられる。そして、受光器 (CCD) で検出した LG ビームの光強度を図 6.6 に示す。

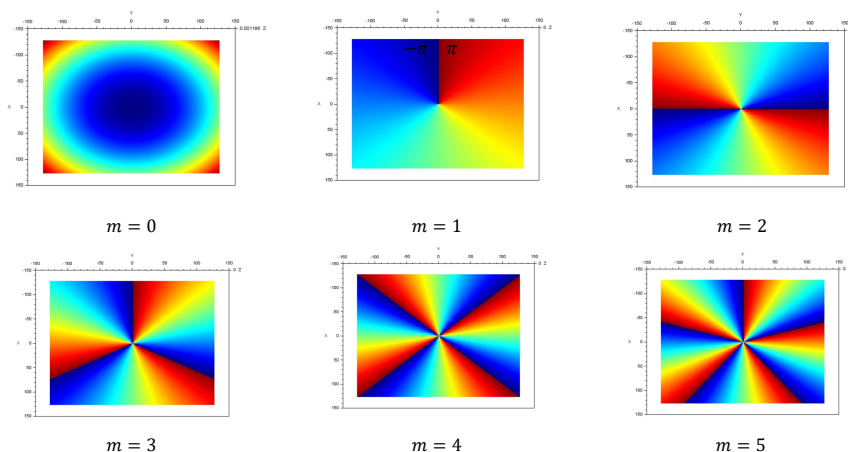
表 6.1: 計算条件 1

パラメーター	値
動径方向のモード次数	$n = 0$
波長	$\lambda = 530 \text{ nm}$
LG ビームのビームウェスト サイズパラメーター	$w_0^{LG} = 3.0 \text{ mm}$ $d = 25.6 \text{ mm}$
焦点距離	$f = 5.0 \text{ m}$
二次元計算領域	$25.6 \times 25.6 \text{ mm}^2$
空間分解能	$0.1 \times 0.1 \text{ mm}^2/\text{pixel}$
計算するモード次数	$m = -5, -4, -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3, 4, 5$



縦軸x,横軸yの単位はともに $[\times 10^{-4}m]$
強度の単位は[a.u.]である。

図 6.1: SLM1 での変換後の各モードの LG ビームの光強度
x 軸、y 軸の単位はともに $[\times 0.1mm]$ 、z 軸は光強度であり単位は [a.u.] である。



縦軸x,横軸yの単位はともに $[\times 10^{-4}m]$

図 6.2: SLM1 での変換後の各モードの LG ビームの位相分布
x 軸、y 軸の単位はともに $[\times 0.1mm]$ 、z 軸は位相であり範囲は $-\pi \sim \pi$ であり、青が $-\pi$ 、赤が π を示す。

次に y 軸方向にビームがずれた場合の光強度と集光位置の関係について調べる。Scilab ではビームのずれを行列の成分をずらして計算した。y 軸方向にずらした場合における LG ビームの位相分布と光強度を図 6.7 に、またずれの大きさを変えた場合における受光器で検出した各モードの LG ビームの光強度を図 6.8-6.13 に示す。図 6.8 の各モードの光強度分布は図 6.6 の光強度分布とさほど変わらないが、わずかに y 方向に光強度分

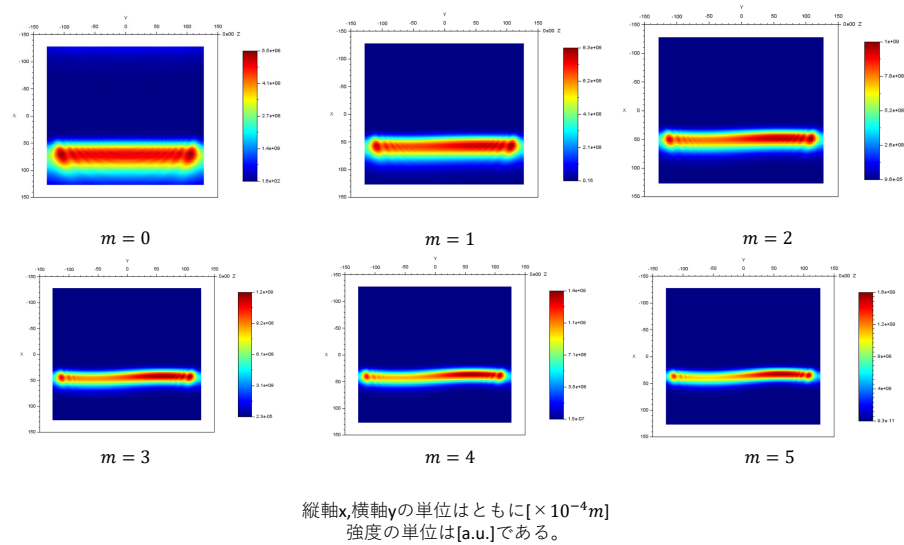


図 6.3: SLM2でLGビームの複素振幅に式(4.2)を掛け、フーリエ変換後のLGビームの光強度

x軸、y軸の単位はともに $[\times 0.1mm]$ 、z軸は光強度であり単位は[a.u.]である。

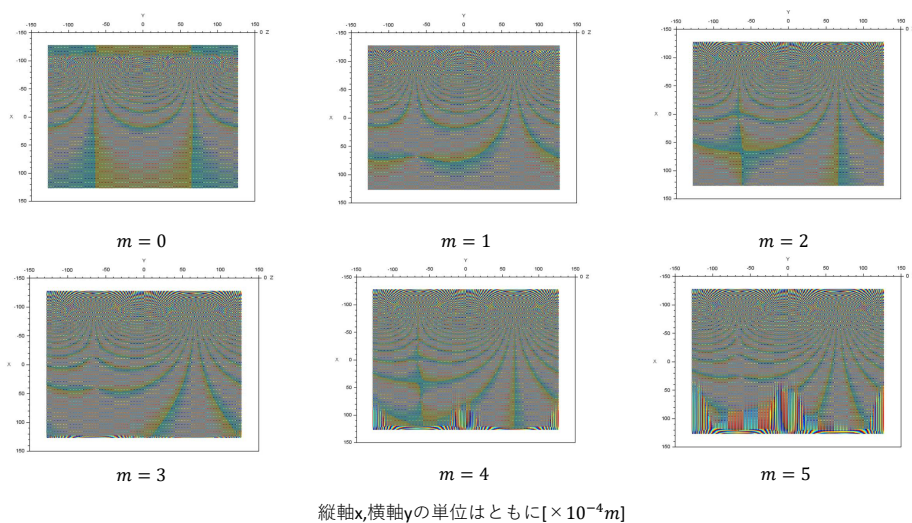


図 6.4: SLM2でLGビームの複素振幅に式(4.2)を掛け、フーリエ変換後のLGビームの位相分布

x軸、y軸の単位はともに $[\times 0.1mm]$ 、z軸は位相であり範囲は $-\pi \sim \pi$ であり、青が $-\pi$ 、赤が π を示す。

布が広がっていることがわかる。図6.9より $m = 4, m = 5$ になると光強度分布の広がりがよく分かる。図6.10になると、 $m = 2$ からビームの光強度分布が広がり始め、図6.12になると $m = 1$ から光強度の分布が大きくなり始めている。

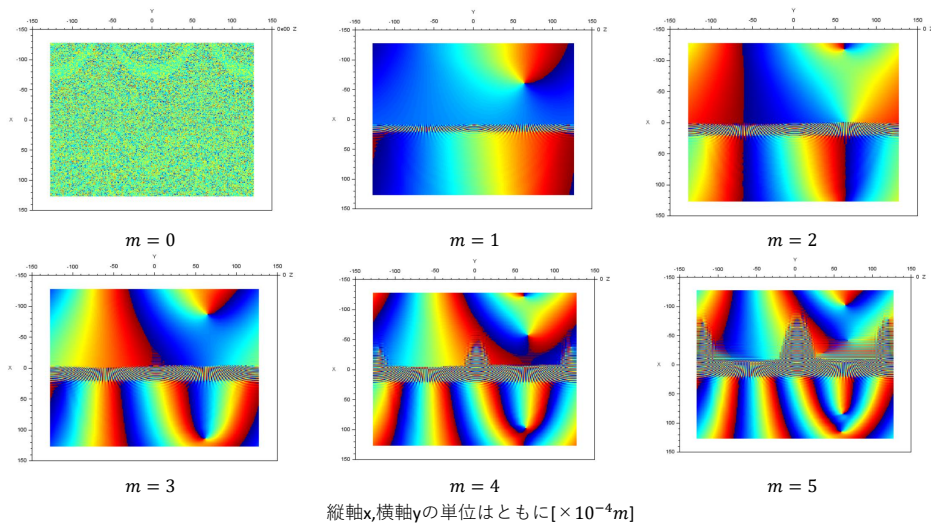


図 6.5: SLM3でLGビームの位相を修正した後のLGビームの位相分布
 x軸、y軸の単位はともに $[\times 0.1mm]$ 、z軸は位相であり範囲は $-\pi \sim \pi$ であり、青が $-\pi$ 、赤が π を示す。

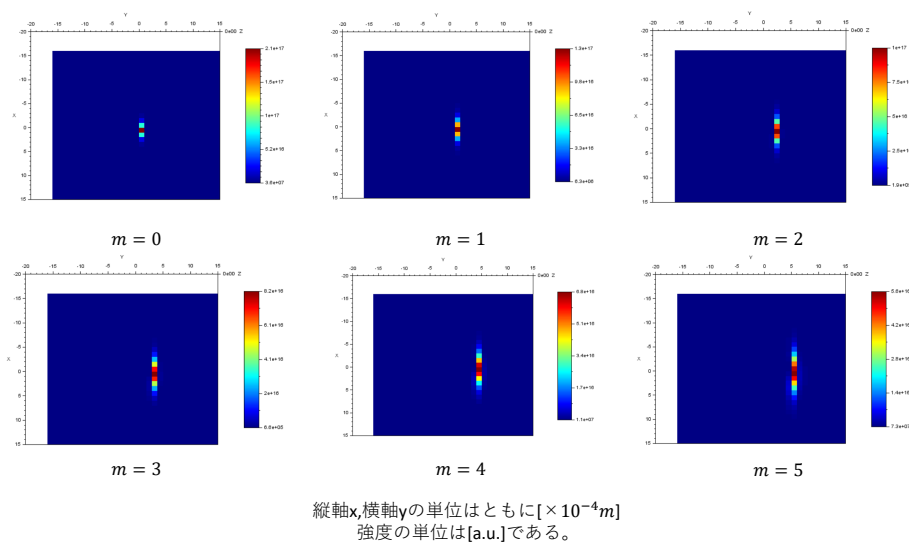


図 6.6: 受光器 (CCD) で検出したLGビームの光強度 (x軸、y軸ともに8倍に拡大)
 x軸、y軸の単位はともに $[\times 0.1mm]$ 、z軸は光強度であり単位は[a.u.]である。

次に、CCDで検出した2次元光強度分布から、 $X = 0$ (水平) 軸上の光強度分布を1次元的に観察した結果について述べる。LGビームの次数を $m = -5$ から $m = 5$ まで個別に算出し、グラフに重ね書きしている。図6.14はずれがない場合であり、図6.15はずれの大きさを変えた場合である。そして、ずれがない場合における $m = 0$ の光強度の最大値を1とした時、ずれがない場合とある場合における光強度の値と集光位置

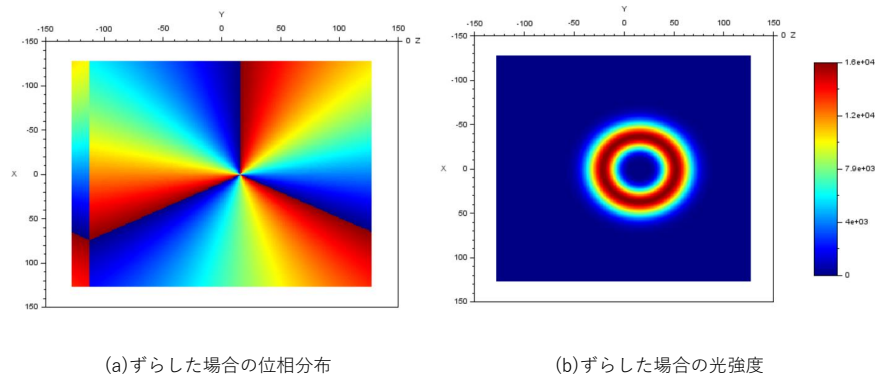


図 6.7: y 軸方向にずらした場合の LG ビームの位相分布と光強度

x 軸、y 軸の単位はともに $[\times 0.1\text{mm}]$ 、(a) の z 軸は位相であり範囲は $-\pi \sim \pi$ であり、青が $-\pi$ 、赤が π を示す。(b) の z 軸は光強度であり単位は $[\text{a.u.}]$ である。

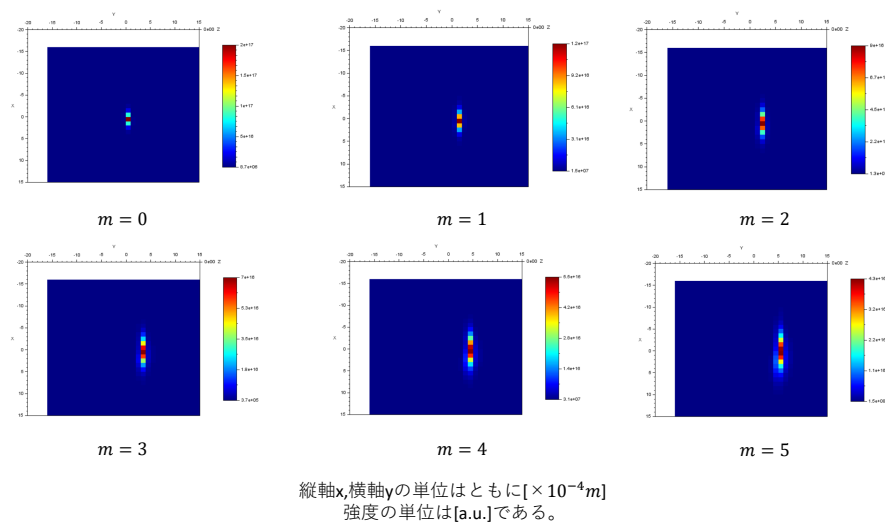


図 6.8: y 軸方向に $D_h = 0.5[\text{mm}]$ ずらした場合における受光器で検出した各モードの LG ビームの光強度 (x 軸、y 軸ともに 8 倍に拡大)

x 軸、y 軸の単位はともに $[\times 0.1\text{mm}]$ 、z 軸は光強度であり単位は $[\text{a.u.}]$ である。

の関係を図 6.16 に示す。

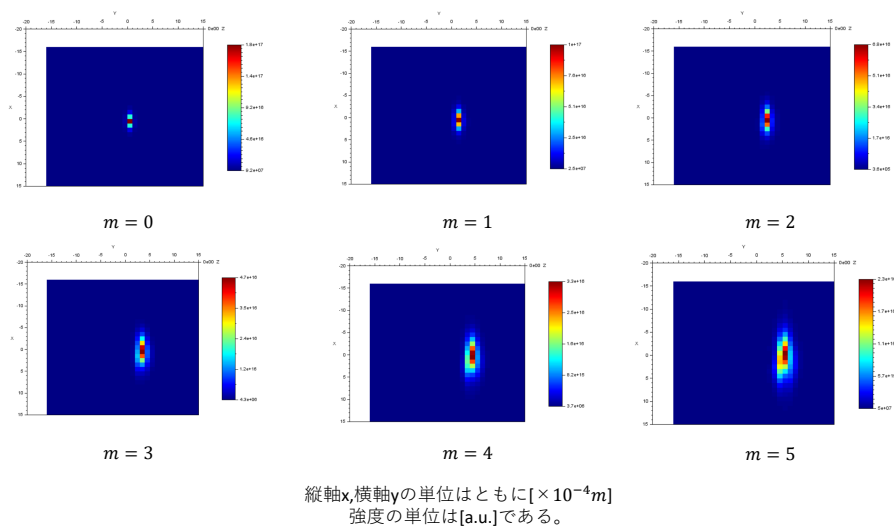


図 6.9: y 軸方向に $D_h = 1[\text{mm}]$ ずらした場合における受光器で検出した各モードの LG ビームの光強度 (x 軸、y 軸ともに 8 倍に拡大)
x 軸、y 軸の単位はともに $[\times 0.1\text{mm}]$ 、z 軸は光強度であり単位は [a.u.] である。

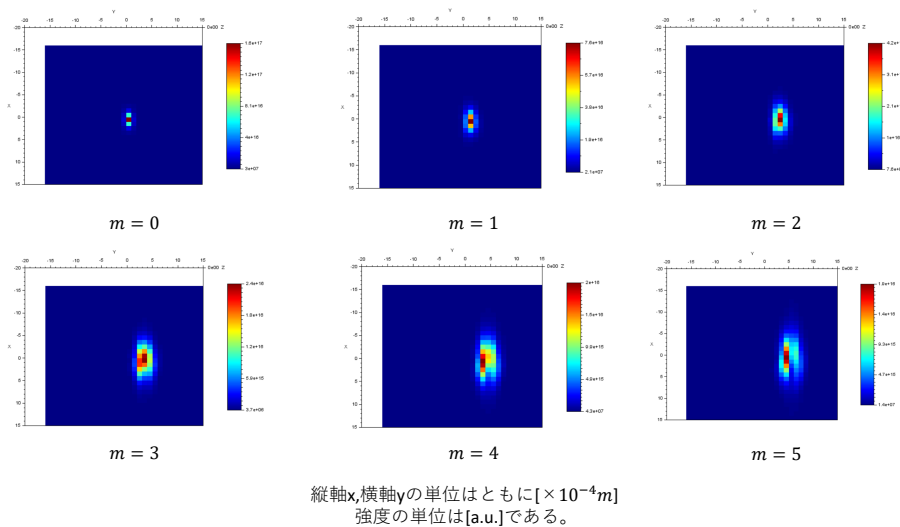


図 6.10: y 軸方向に $D_h = 1.5[\text{mm}]$ ずらした場合における受光器で検出した各モードの LG ビームの光強度 (x 軸、y 軸ともに 8 倍に拡大)
x 軸、y 軸の単位はともに $[\times 0.1\text{mm}]$ 、z 軸は光強度であり単位は [a.u.] である。

[19] のモードソーティング方法では図 6.14 より、水平方向の位置ずれがない場合における $|m| \leq 5$ の範囲ではクロストーク (任意の m の光強度の最大値の位置において、他の m の光強度の値が大きくなっている現象) はほとんど生じていないと言える。図 6.15(b) より、水平方向に $1.0[\text{mm}]$ ずれると $|m| = 5$ の光強度は、ずれがない時と比較

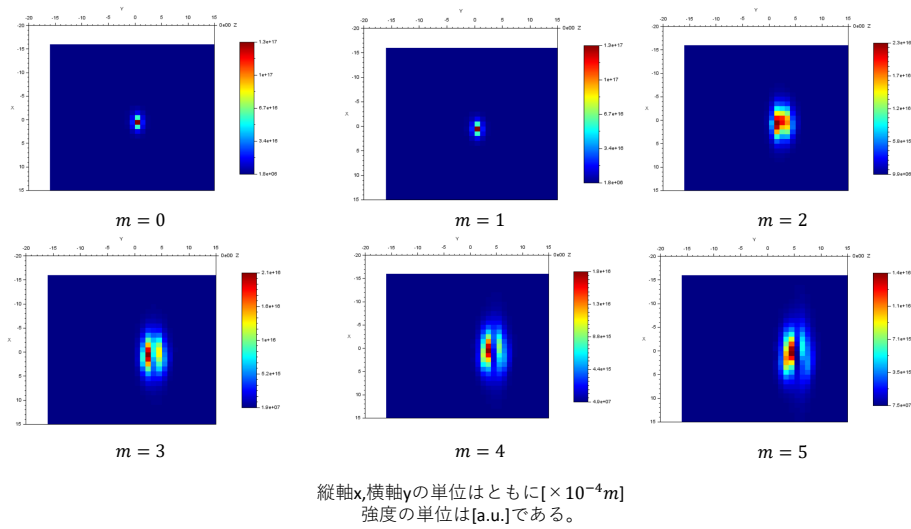


図 6.11: y 軸方向に $D_h = 2[\text{mm}]$ ずらした場合における受光器で検出した各モードの LG ビームの光強度 (x 軸、y 軸ともに 8 倍に拡大)
x 軸、y 軸の単位はともに $[\times 0.1\text{mm}]$ 、z 軸は光強度であり単位は [a.u.] である。

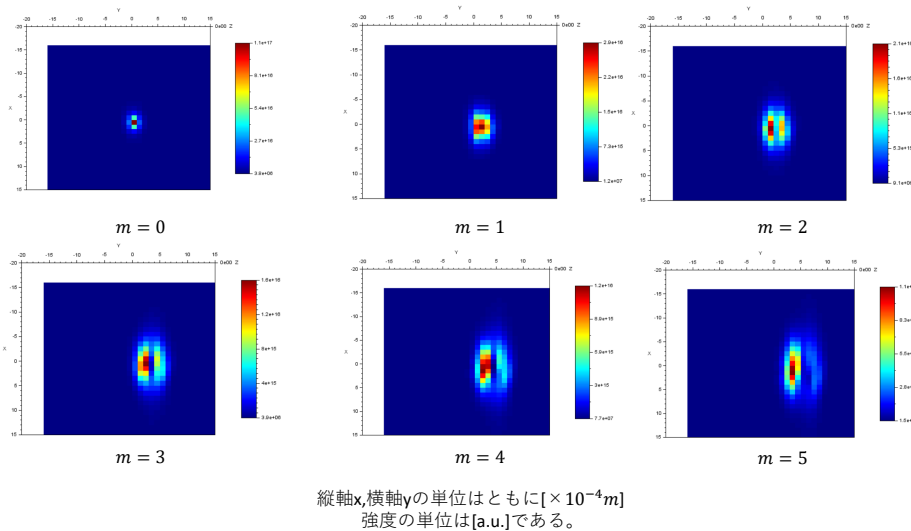
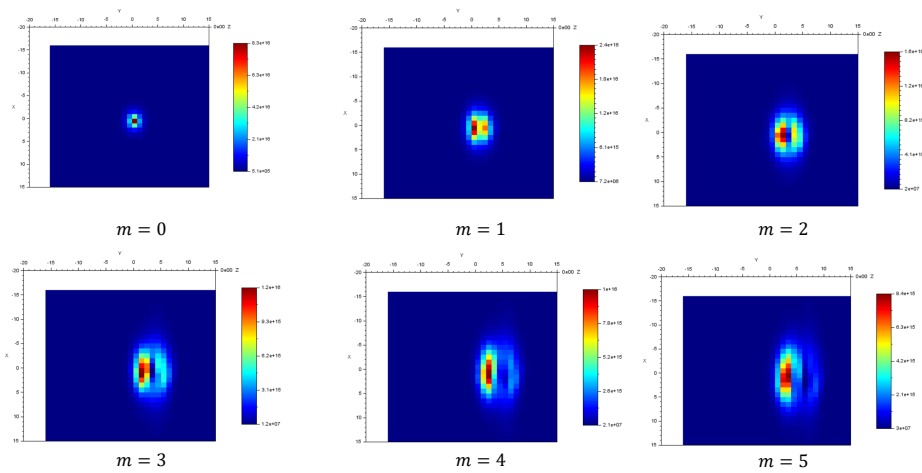


図 6.12: y 軸方向に $D_h = 2.5[\text{mm}]$ ずらした場合における受光器で検出した各モードの LG ビームの光強度 (x 軸、y 軸ともに 8 倍に拡大)
x 軸、y 軸の単位はともに $[\times 0.1\text{mm}]$ 、z 軸は光強度であり単位は [a.u.] である。

すると約 1/2 ほどに低下していることがわかる。また図 6.15(c)~(f) より、水平方向のずれが $1.5[\text{mm}]$ をより大きくなると、クロストークが目立っている。従って、用いたモードソーティング方法では、ビームにわずかなズレを与えるだけでモードソーティング特性に影響を与えることが分かる。また、真空中を仮定して計算をしているので、



縦軸x,横軸yの単位はともに $[\times 10^{-4}m]$
強度の単位は[a.u.]である。

図 6.13: y 軸方向に $D_h = 3[\text{mm}]$ ずらした場合における受光器で検出した各モードの LG ビームの光強度 (x 軸、y 軸ともに 8 倍に拡大)
x 軸、y 軸の単位はともに $[\times 0.1\text{mm}]$ 、z 軸は光強度であり単位は [a.u.] である。

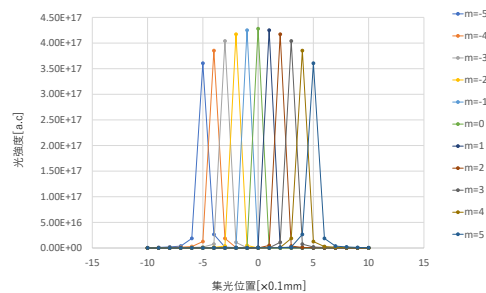


図 6.14: 受光器で検出した各モードの LG ビームの光強度と集光位置の関係

大気中でこのモードソーティング方法を実行すると大気の擾乱により、各モードの光強度の最大値はさらに低下すると考察する。図 6.16 を見ても同様の傾向であることがわかる。

6.1.2 計算条件 2

表 6.2 に計算条件 2 を示す。表 6.2 のパラメータを用いて Scilab で計算を行う。通常分解能のモードソーティングにおいて、ビームずれを持っていない、位置ずれ $D_h = 0.5[\text{mm}]$ を、角度ずれ $\gamma = 100[\mu\text{rad}]$ を、距離ずれ $D_d = 60[\text{cm}]$ を有する LG ビームの $m = 3$ 次のモード次数の光強度分布と位相分布、アンラップし位相補正後のビームの光強度分布と位相分布、ソーティング結果を図 6.17 示す。通常分解能のモードソーティングにおいて、ビームずれを持っていない、位置ずれ $D_h = 0.5[\text{mm}]$ を、角度ずれ $\gamma = 100[\mu\text{rad}]$

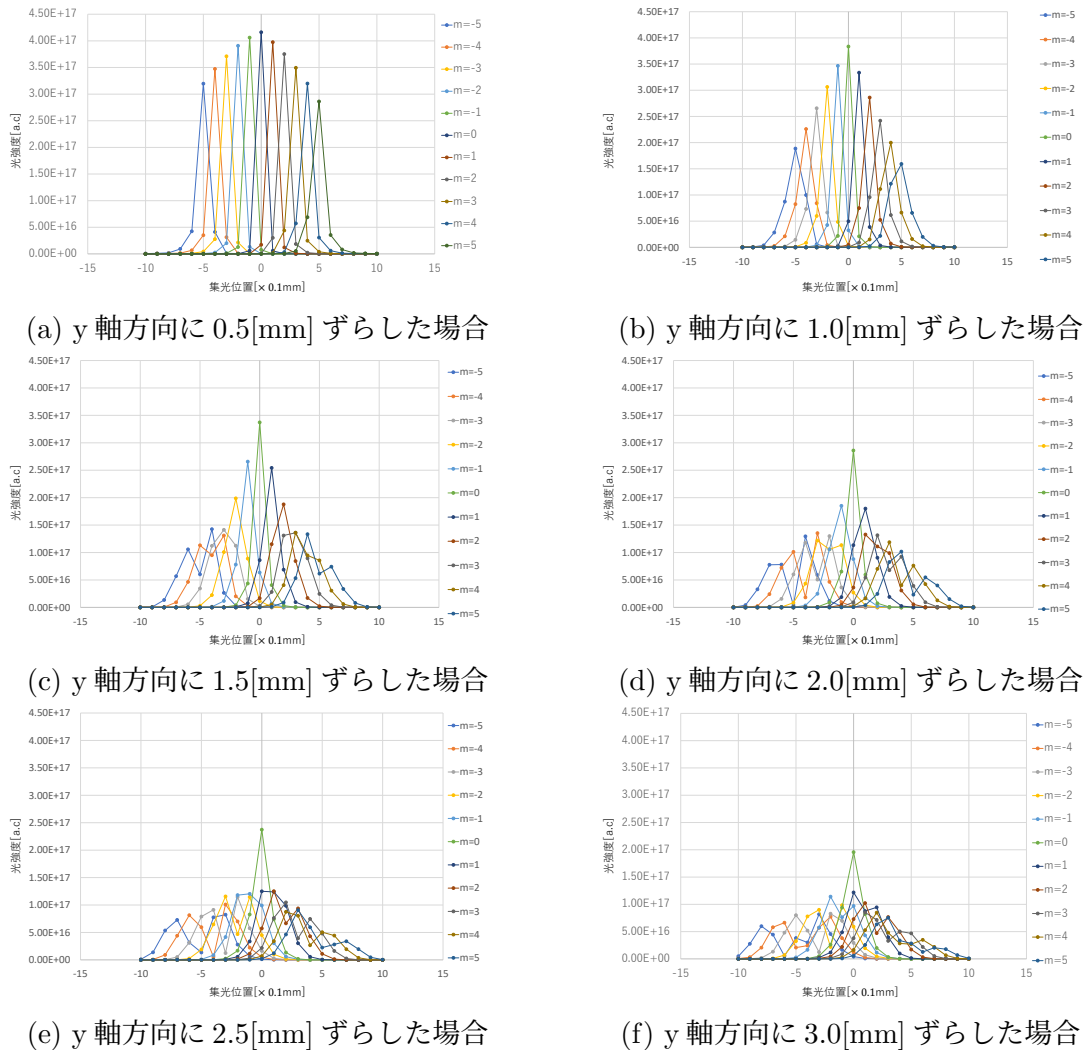


図 6.15: LG ビームをずらした場合における受光器で検出した各モードの LG ビームの光強度と集光位置の関係

を、距離ずれ $D_d = 60[\text{cm}]$ を有する PV ビームの $m = 3$ 次のモード次数の光強度分布と位相分布、アンラップし位相補正後のビームの光強度分布と位相分布、ソーティング結果を図 6.18 示す。高分解能のモードソーティングにおいて、ビームずれを持っていない、位置ずれ $D_h = 0.5[\text{mm}]$ を、角度ずれ $\gamma = 100[\mu\text{rad}]$ を、距離ずれ $D_d = 60[\text{cm}]$ を有する LG ビームの $m = 3$ 次のモード次数の光強度分布と位相分布、アンラップし位相補正後のビームの光強度分布と位相分布、ソーティング結果を図 6.19 示す。高分解能のモードソーティングにおいて、ビームずれを持っていない、位置ずれ $D_h = 0.5[\text{mm}]$ を、角度ずれ $\gamma = 100[\mu\text{rad}]$ を、距離ずれ $D_d = 60[\text{cm}]$ を有する PV ビームの $m = 3$ 次のモード次数の光強度分布と位相分布、アンラップし位相補正後のビームの光強度分布と位相分布、ソーティング結果を図 6.20 示す。図 6.17-6.20 から位置ずれ、角度ずれ、距離ずれを有する OAM ビームの両分解能ソーティング結果は、ビームずれがない

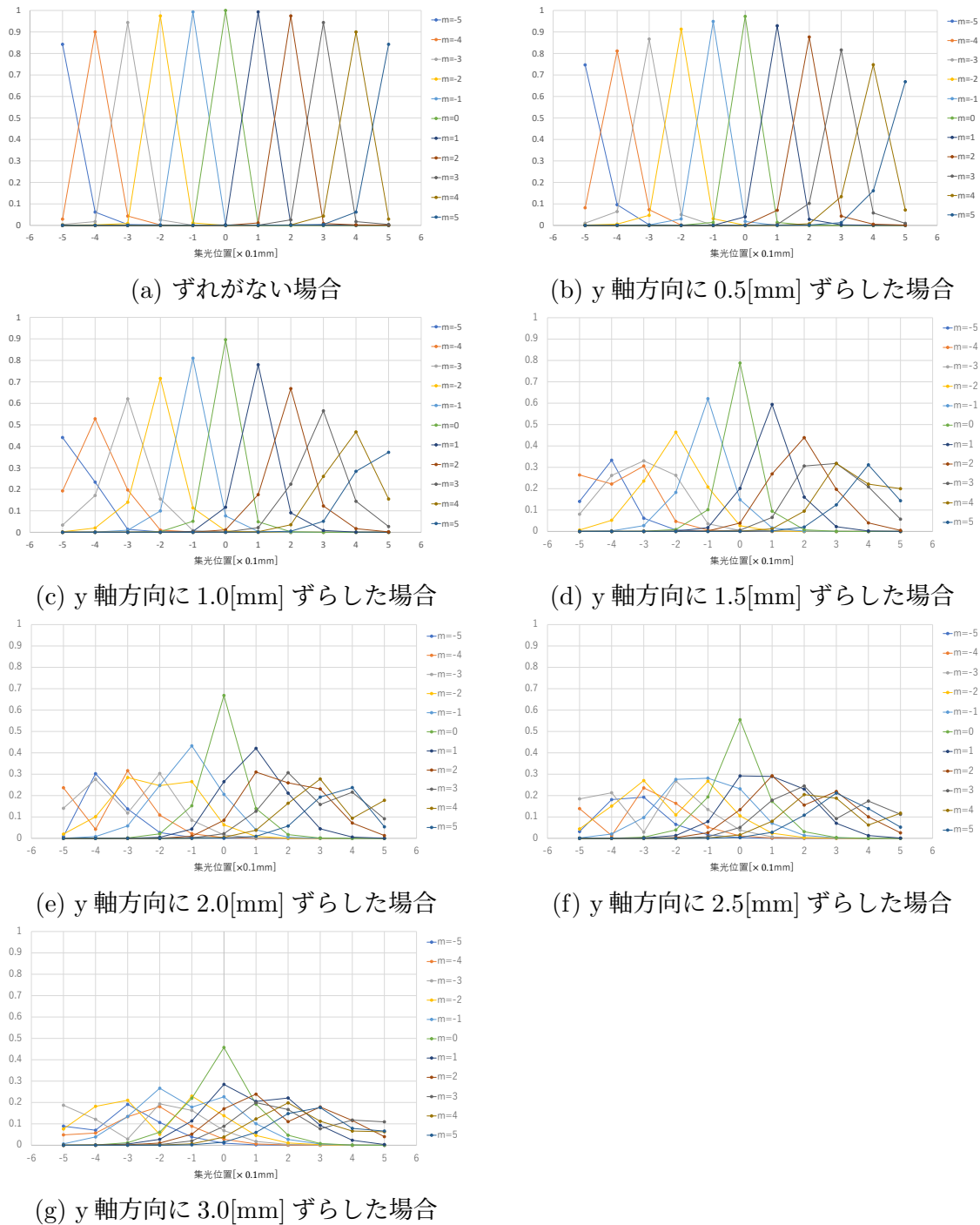


図 6.16: ずれがない場合における $m = 0$ の光強度の最大値を 1 とした時、ずれがない場合とある場合における光強度の値と集光位置の関係 (集光位置を中心から $\pm 0.5[\text{mm}]$ の範囲のみ表示)

場合と比較すると集光した光強度分布が広がりを持っていることがわかる。

次に、集光位置 $x = 0$ 軸上に受光器アレイを水平方向に配置し、どの受光器で強

表 6.2: 計算条件 2

パラメター	値
動径方向のモード次数	$n = 0$
波長	$\lambda = 632.8 \text{ nm}$
LG ビームのビームウェスト	$w_0^{LG} = 1 \text{ mm}$
PV ビームのビームウェスト	$w_0^{PV} = 0.2 \text{ mm}$
PV ビームの放射波ベクトル	$k_r^{PV} = 40 \text{ mm}^{-1}$
サイズパラメター [20]	$d = 0.1592 \text{ mm}$
位置パラメター [20]	$p = 0 \text{ mm}$
焦点距離 [20]	$f = 191 \text{ mm}$
適性 Fan-out パラメター [20]	$a_{\pm 1} = -\pi/2, b_{\pm 1} = 1.329$
-1, 0, +1-次のコピーに対する位相補償 [20]	$\phi_{bc} = 0, 1.55, 0$
二次元計算領域	$6.4 \times 6.4 \text{ mm}^2$
空間分解能	$25 \times 25 \text{ }\mu\text{m}^2/\text{pixel}$
計算するモード次数	$m = -4, -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3, 4$

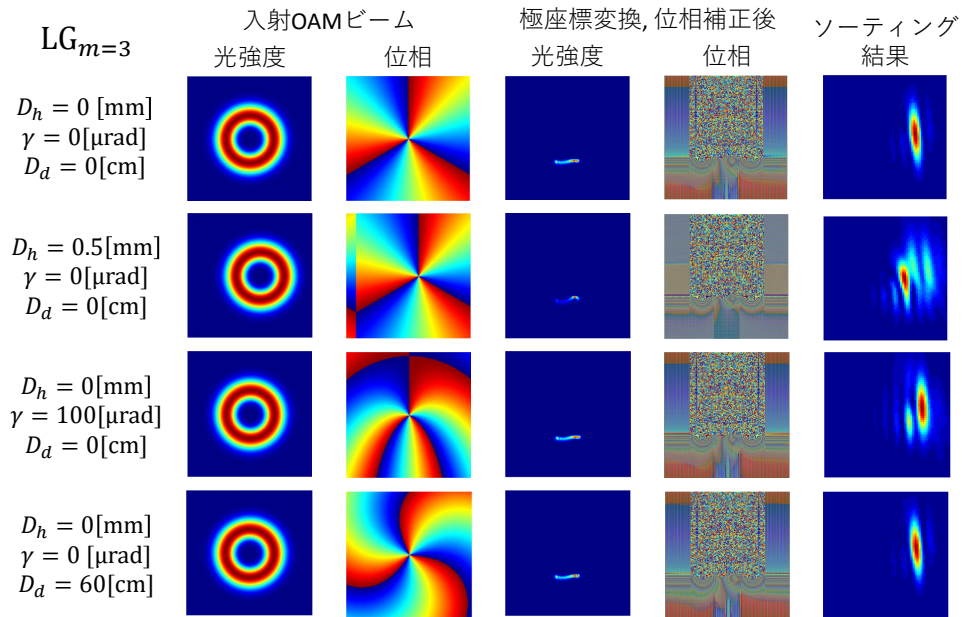


図 6.17: 通常分解能のモードソーティングにおいて、ビームずれを持っていない、位置ずれ $D_h = 0.5 \text{ [mm]}$ を、角度ずれ $\gamma = 100 \text{ [\mu rad]}$ を、距離ずれ $D_d = 60 \text{ [cm]}$ を有する LG ビームの $m = 3$ 次のモード次数の光強度分布と位相分布、アンラップし位相補正後のビームの光強度分布と位相分布、ソーティング結果

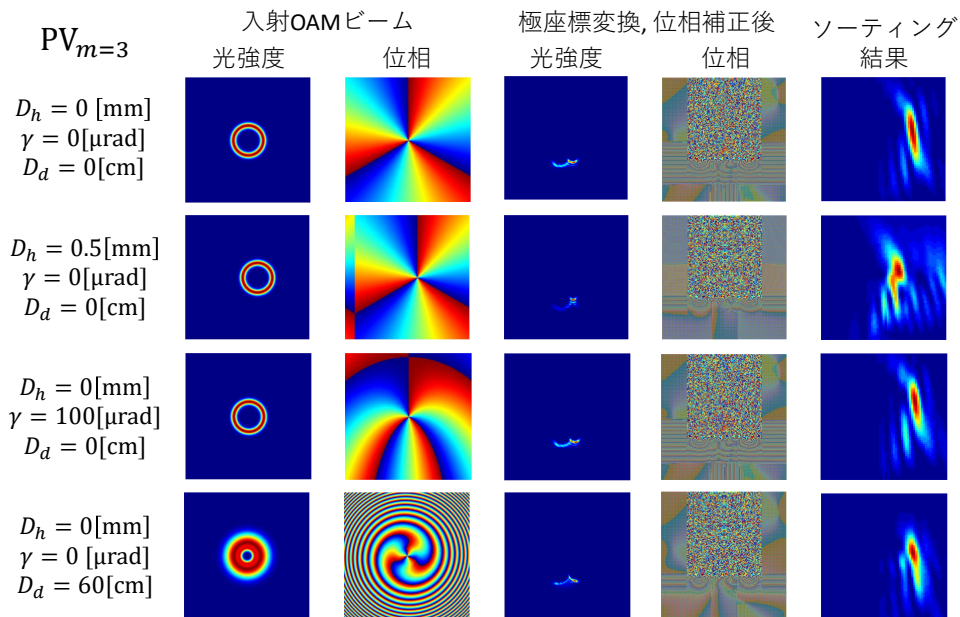


図 6.18: 通常分解能のモードソーティングにおいて、ビームずれを持っていない、位置ずれ $D_h = 0.5$ [mm] を、角度ずれ $\gamma = 100$ [μrad] を、距離ずれ $D_d = 60$ [cm] を有する PV ビームの $m = 3$ 次のモード次数の光強度分布と位相分布、アンラップし位相補正後のビームの光強度分布と位相分布、ソーティング結果

く受光できたかを識別するとする。通常分解能におけるビームずれを持たない、位置ずれ $D_h = 0.5$ [mm] を有する場合、角度ずれ $\gamma = 100$ [μrad] を有する場合、距離ずれ $D_d = 60$ [cm] を有する場合の受光器で検出した各モードの LG ビームの光強度と $x = 0$ 軸上の集光位置の関係を図 6.21 に、PV ビームの場合を図 6.22 に示す。また高分解能なモードソーティングにおける LG ビームと PV ビームの場合の光強度と $x = 0$ 軸上の集光位置の関係をそれぞれ図 6.23、図 6.24 に示す。図 6.21-6.24 より、ビームずれを有する OAM ビームをソーティングした場合、任意の TC_m のビームがソーティング後に集光する位置に、他の TC の光が漏れ込んでいる現象が生じている。

6.1.3 評価基準

図 6.21-6.24 より、LG ビームと PV ビームを用いてビームのずれ(位置ずれ、角度ずれ、距離ずれ)に対するモードソーティングの性能を明らかにするために Scilab を用いて計算機シミュレーションを行う。ビームずれが与えるモードソーティングへの影響を評価するためクロストークを用いる。クロストーク XT は任意の TC_m のビームがソーティング後に集光する位置に、他の TC の光が漏れ込んでいる現象を指す。そのためより低い値を取れば他のモードの光の漏れ込みが少ない。クロストーク XT は次

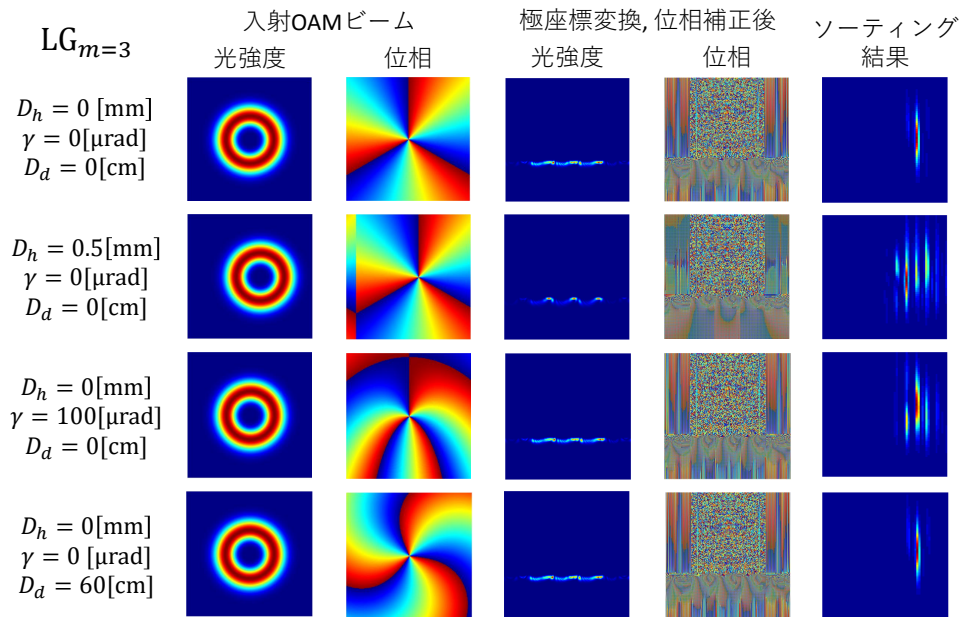


図 6.19: 高分解能のモードソーティングにおいて、ビームずれを持っていない、位置ずれ $D_h = 0.5$ [mm] を、角度ずれ $\gamma = 100$ [μrad] を、距離ずれ $D_d = 60$ [cm] を有する LG ビームの $m = 3$ 次モード次数の光強度分布と位相分布、アンラップし位相補正後のビームの光強度分布と位相分布、ソーティング結果

式で求めるものとする。

$$XT_{m=k} = 10 \times \log_{10} \frac{\max(P_{m \neq k})}{P_{m=k}} [\text{dB}] \quad (6.1)$$

このとき、 P は光強度であり、 k は整数とする。ソーティング後のそれぞれ TC の集光位置に光が存在するかどうかを判断する基準は、ビームずれがない場合のそれぞれの TC の光強度の半分の値とする。従って、本研究では評価基準となるしきい値レベルは $XT = -3$ [dB] を取るものとする。

6.1.4 計算結果

通常分解能のモードソーティングにおける LG ビームの場合

通常分解能のモードソーティングにおける LG ビームのビームの鉛直方向の位置ずれ D_v とクロストークの関係と、水平方向の位置ずれ D_h とクロストークの関係を図 6.25 に示す。TC の $|m|$ が大きくなるほどクロストークが大きくなり、位置ずれによる耐性は悪くなる。 $m = 3$ の時、ビーム径 2.45mm の約 -14% から $+16\%$ の範囲の水平方向の位置ずれ、ビーム径 2.45mm の約 -20% から $+8\%$ の範囲の鉛直方向の位置ずれがクロストークが -3 dB 以下となり許容範囲である。

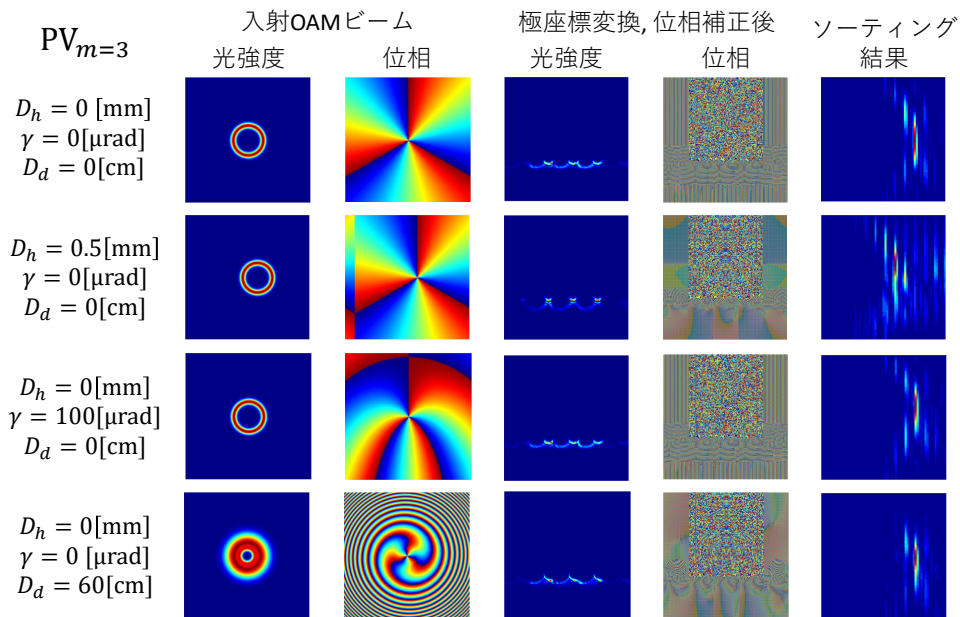


図 6.20: 高分解能のモードソーティングにおいて、ビームずれを持っていない、位置ずれ $D_h = 0.5$ [mm] を、角度ずれ $\gamma = 100$ [μ rad] を、距離ずれ $D_d = 60$ [cm] を有する PV ビームの $m = 3$ 次モードの光強度分布と位相分布、アンラップし位相補正後のビームの光強度分布と位相分布、ソーティング結果

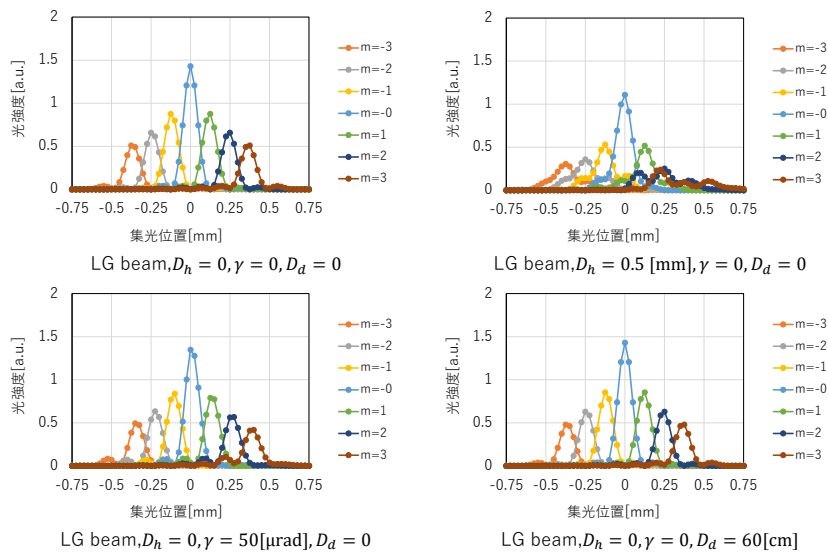


図 6.21: 通常分解能におけるビームずれを持たない、位置ずれ $D_h = 0.5$ [mm] を有する場合、角度ずれ $\gamma = 100$ [μ rad] を有する場合、距離ずれ $D_d = 60$ [cm] を有する場合の受光器で検出した各モードの LG ビームの光強度と $x = 0$ 軸上の集光位置の関係

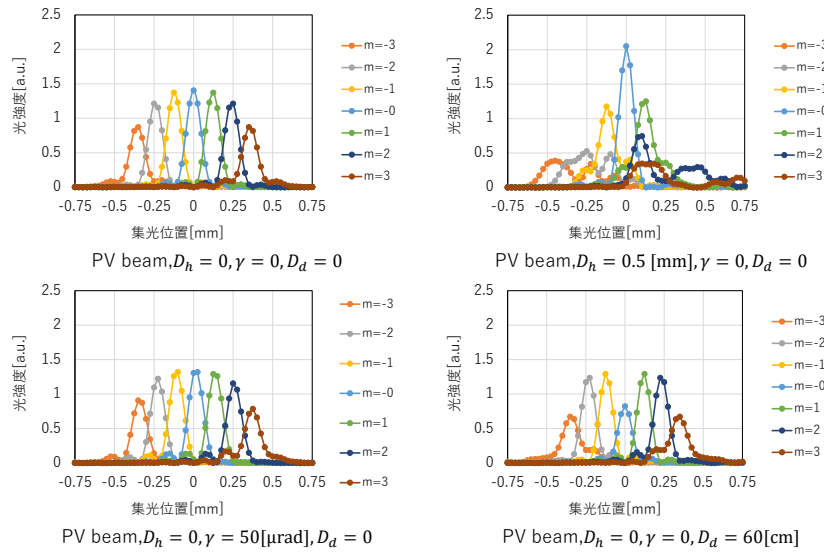


図 6.22: 通常分解能におけるビームずれを持たない、位置ずれ $D_h = 0.5[\text{mm}]$ を有する場合、角度ずれ $\gamma = 100[\mu\text{rad}]$ を有する場合、距離ずれ $D_d = 60[\text{cm}]$ を有する場合の受光器で検出した各モードの PV ビームの光強度と $x = 0$ 軸上の集光位置の関係

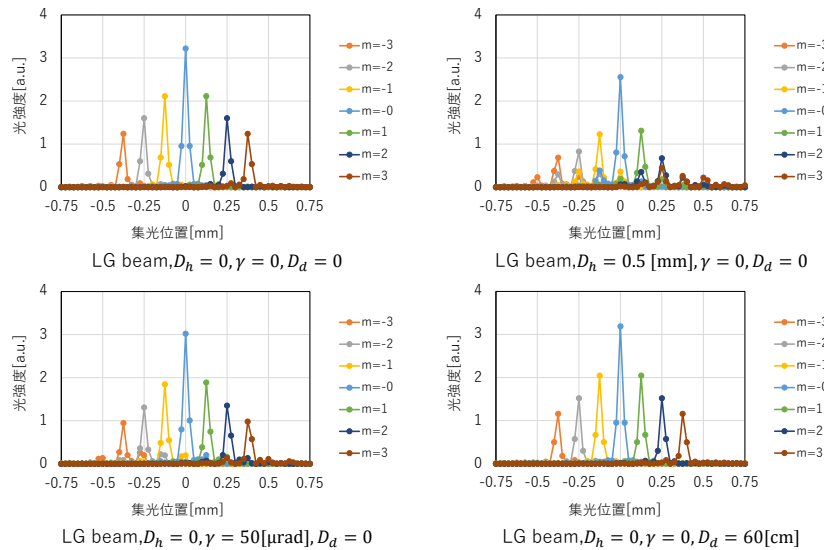


図 6.23: 高分解能におけるビームずれを持たない、位置ずれ $D_h = 0.5[\text{mm}]$ を有する場合、角度ずれ $\gamma = 100[\mu\text{rad}]$ を有する場合、距離ずれ $D_d = 60[\text{cm}]$ を有する場合の受光器で検出した各モードの LG ビームの光強度と $x = 0$ 軸上の集光位置の関係

通常分解能のモードソーティングにおける LG ビームのビームの鉛直方向の角度ずれ γ とクロストークの関係と、水平方向の角度ずれ ψ とクロストークの関係を図 6.26 に示す。許容される水平方向の角度ずれ、許容される鉛直方向の角度ずれは、それぞれ約 $\pm 75\mu\text{rad}$ 、約 -50 から $100\mu\text{rad}$ の範囲であり非常に厳しい。

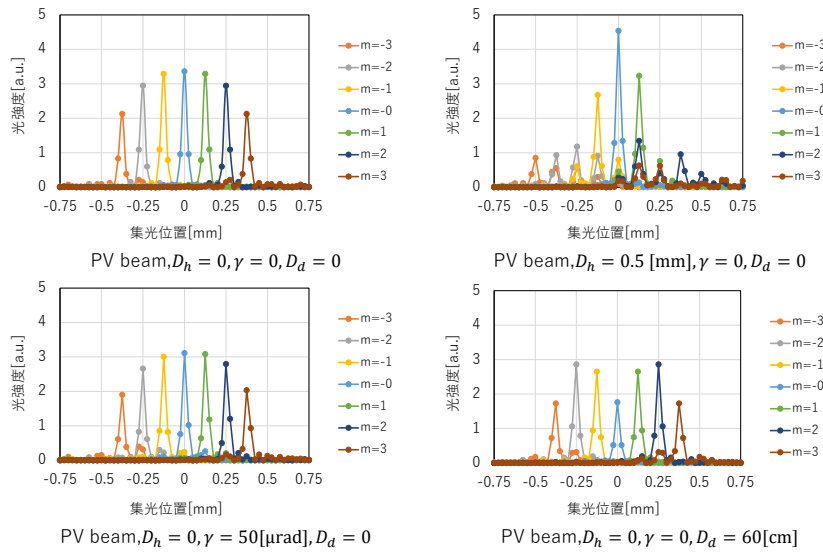


図 6.24: 高分解能におけるビームずれを持たない、位置ずれ $D_h = 0.5[\text{mm}]$ を有する場合、角度ずれ $\gamma = 100[\mu\text{rad}]$ を有する場合、距離ずれ $D_d = 60[\text{cm}]$ を有する場合の受光器で検出した各モードの PV ビームの光強度と $x = 0$ 軸上の集光位置の関係

通常分解能のモードソーティングにおける LG ビームのビームの距離ずれ D_d とクロストークの関係を図 6.27 に示す。TC $_m$ の絶対値が同じである場合、クロストークと距離ずれの関係は重なっている。またクロストークは -8dB 以下で非常に弱い値を取る。

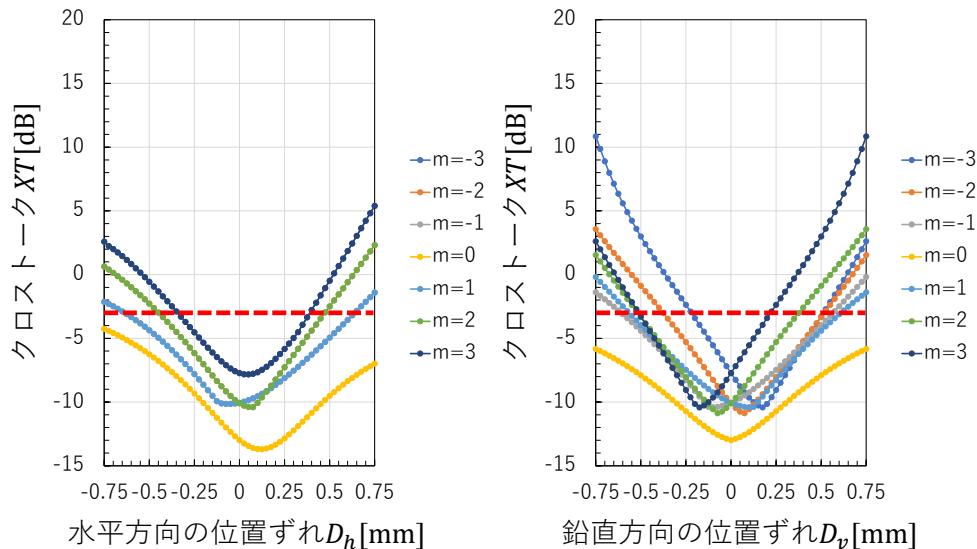


図 6.25: 通常分解能のモードソーティングにおける LG ビームのビームの水平方向の位置ずれ D_h とクロストークの関係と、鉛直方向の位置ずれ D_v とクロストークの関係

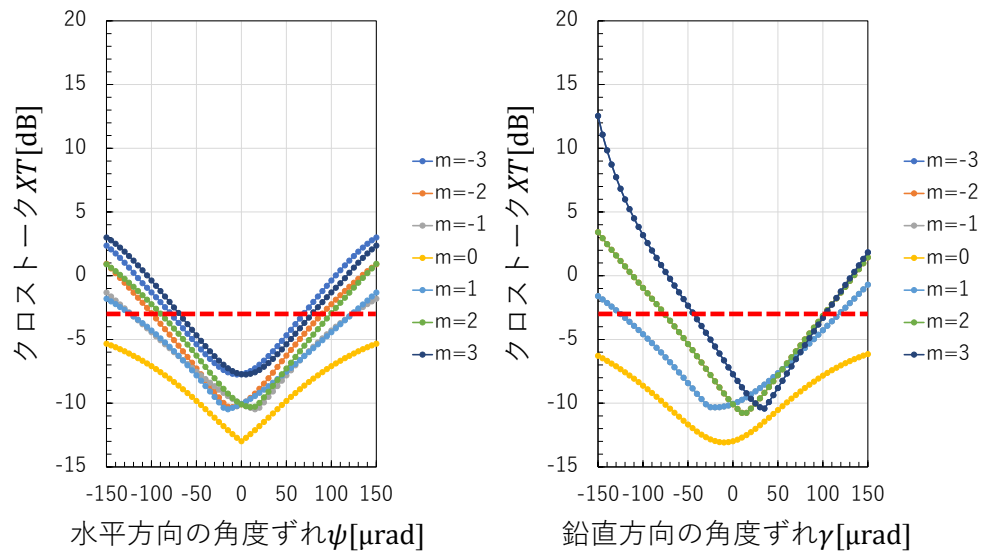


図 6.26: 通常分解能のモードソーティングにおける LG ビームのビームの水平方向の角度ずれ ψ とクロストークの関係と、鉛直方向の角度ずれ γ とクロストークの関係

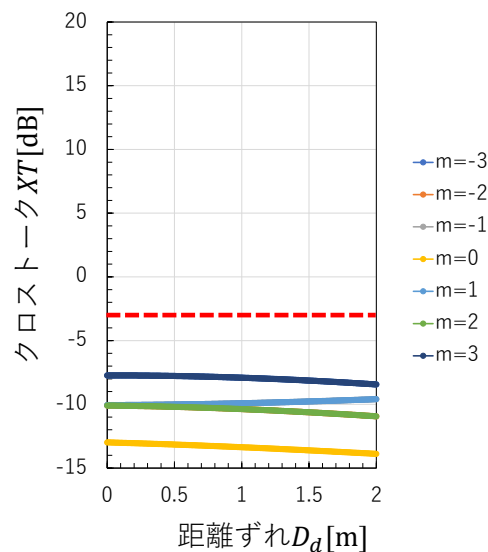


図 6.27: 通常分解能のモードソーティングにおける LG ビームのビームの距離ずれ D_d とクロストークの関係

通常分解能のモードソーティングにおける PV ビームの場合

通常分解能のモードソーティングにおける PV ビームのビームの鉛直方向の位置ずれ D_v とクロストークの関係と、水平方向の位置ずれ D_h とクロストークの関係を図 6.28 に示す。 $m = 3$ の時、ビーム径 1.525mm の約 -10% から $+13\%$ の範囲の水平方向の位置ずれ、ビーム径 1.525mm の約 -26% から $+7\%$ の範囲の鉛直方向の位置ずれが許容範囲である。

通常分解能のモードソーティングにおける PV ビームのビームの鉛直方向の角度ずれ γ とクロストークの関係と、水平方向の角度ずれ ψ とクロストークの関係を図 6.29 に示す。許容される鉛直方向の角度ずれは、それぞれ約 $\pm 50\mu\text{rad}$ 、約 -40 から $120\mu\text{rad}$ の範囲であり非常に厳しい。

通常分解能のモードソーティングにおける PV ビームのビームの距離ずれ D_d とクロストークの関係を図 6.30 に示す。TC m の絶対値が同じである場合、クロストークと距離ずれの関係は重なっている。またクロストークはしきい値である -3dB 以下を取るため距離ずれは厳しくはない。

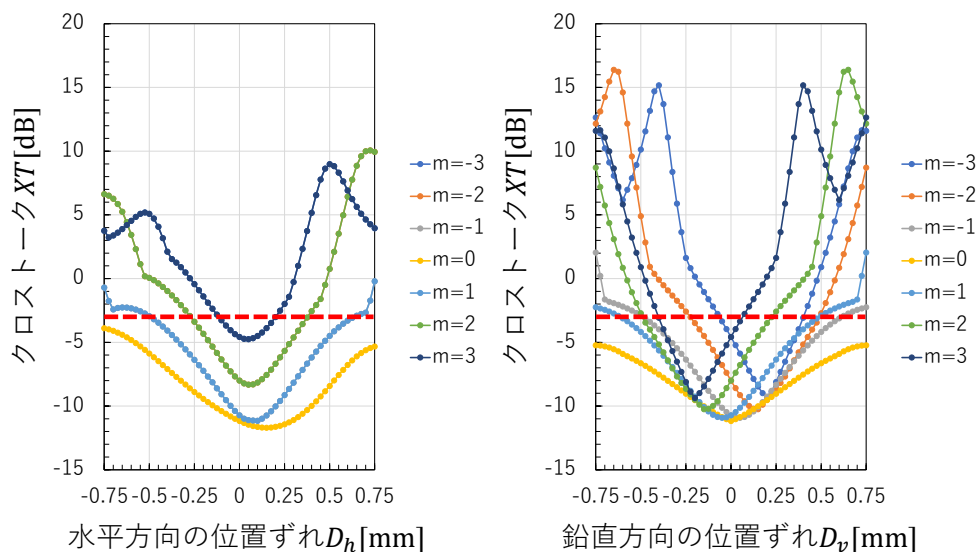


図 6.28: 通常分解能のモードソーティングにおける PV ビームのビームの水平方向の位置ずれ D_h とクロストークの関係と、鉛直方向の位置ずれ D_v とクロストークの関係

高分解能のモードソーティングにおける LG ビームの場合

高分解能のモードソーティングにおける LG ビームのビームの鉛直方向の位置ずれ D_v とクロストークの関係と、水平方向の位置ずれ D_h とクロストークの関係を図 6.31 に示す。 $m = 3$ の時、ビーム径 2.45mm の約 -14% から $+16\%$ の範囲の水平方向の位置ずれ、ビーム径 2.45mm の約 -21% から $+10\%$ の範囲の鉛直方向の位置ずれが許容範囲である。

高分解能のモードソーティングにおける LG ビームのビームの鉛直方向の角度ずれ γ とクロストークの関係と、水平方向の角度ずれ ψ とクロストークの関係を図 6.32 に示す。両方向角度ずれとも TC の $|m|$ が大きくなるほど角度ずれによる耐性は悪くなる。許容される鉛直方向の角度ずれは、それぞれ約 $\pm 50\mu\text{rad}$ 、約 -50 から $100\mu\text{rad}$ の範囲であり非常に厳しい。

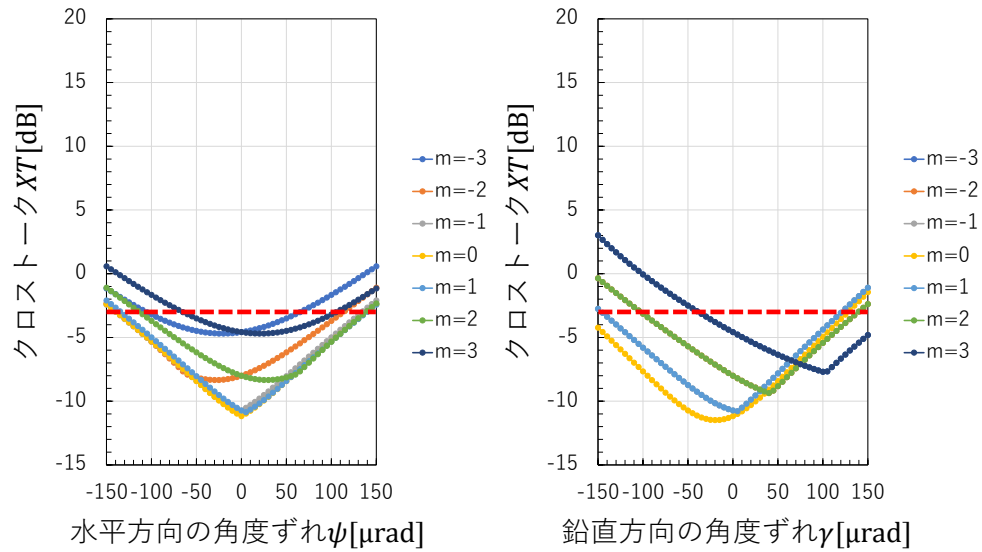


図 6.29: 通常分解能のモードソーティングにおける PV ビームのビームの水平方向の角度ずれ ψ とクロストークの関係と、鉛直方向の角度ずれ γ とクロストークの関係

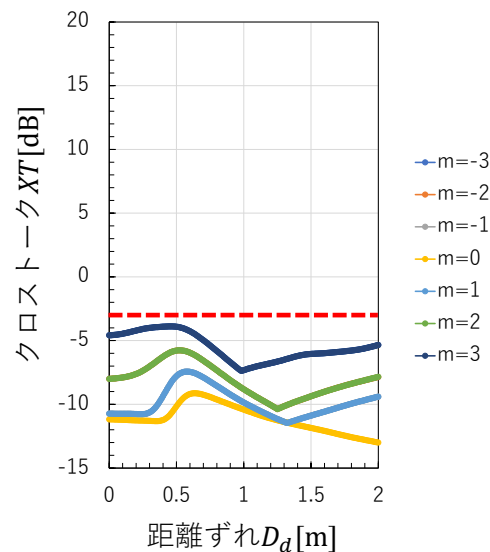


図 6.30: 通常分解能のモードソーティングにおける PV ビームのビームの距離ずれ D_d とクロストークの関係

高分解能のモードソーティングにおける LG ビームのビームの距離ずれ D_d とクロストークの関係を図 6.33 に示す。TC m の絶対値が同じである場合、クロストークと距離ずれの関係は重なっている。またクロストークは -10 dB 以下で非常に弱い値を取る。

また図 6.34 に高分解能のモードソーティングにおける LG ビームの鉛直方向の位置ずれ D_v と水平方向の位置ずれ D_h のクロストーク等高線図を示す。さらに、図 6.35 に高分解能のモードソーティングにおける LG ビームの鉛直方向の角度ずれ γ と水平方

向の角度ずれ ψ のクロストーク等高線図を示す。水平、鉛直方向の角度ずれとクロストークの関係を、個別に見た場合と同じ傾向にあり、ボウル状にクロストークが分布している。

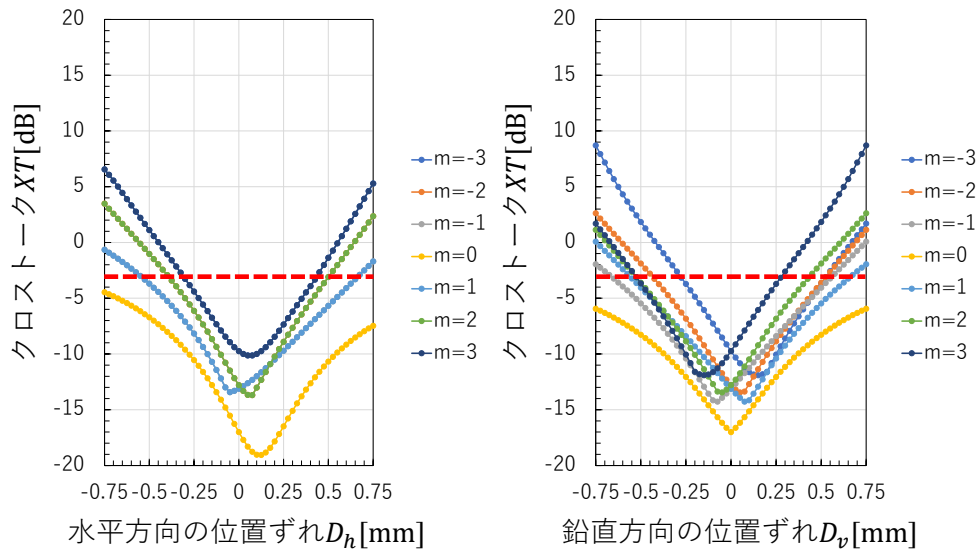


図 6.31: 高分解能のモードソーティングにおける LG ビームのビームの水平方向の位置ずれ D_h とクロストークの関係と、鉛直方向の位置ずれ D_v とクロストークの関係

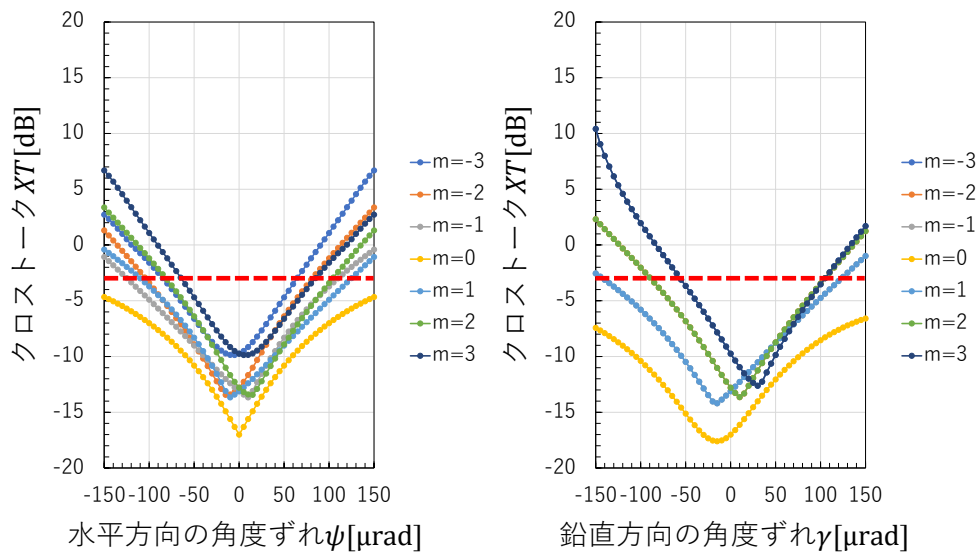


図 6.32: 高分解能のモードソーティングにおける LG ビームのビームの水平方向の角度ずれ ψ とクロストークの関係と、鉛直方向の角度ずれ γ とクロストークの関係

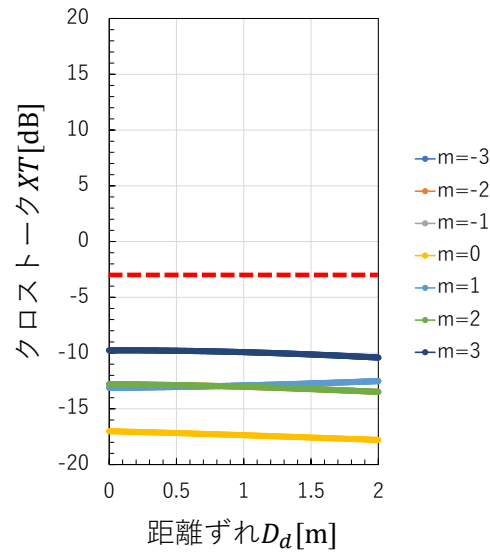


図 6.33: 高分解能のモードソーティングにおける LG ビームのビームの距離ずれ D_d とクロストークの関係

高分解能のモードソーティングにおける PV ビームの場合

高分解能のモードソーティングにおける PV ビームのビームの鉛直方向の位置ずれ D_v とクロストークの関係と、水平方向の位置ずれ D_h とクロストークの関係を図 6.36 に示す。 $m = 3$ の時、ビーム径 1.525mm の約 -10% から $+16\%$ の範囲の水平方向の位置ずれ、ビーム径 1.525mm の約 -26% から $+10\%$ の範囲の鉛直方向の位置ずれが許容範囲である。

高分解能のモードソーティングにおける PV ビームのビームの鉛直方向の角度ずれ γ とクロストークの関係と、水平方向の角度ずれ ψ とクロストークの関係を図 6.37 に示す。許容される鉛直方向の角度ずれは約 $100\mu\text{rad}$ で非常に厳しい。LG ビームと比較した際、わずかに許容される角度ずれは大きい。これは PV ビームと LG ビームのリング幅が関係しているのではないかと考察する。PV ビームのリング幅は LG ビームよりも細く、角度ずれによって生じる位相傾斜の影響を受けにくいためと考えられる。両方向角度ずれとも TC の $|m|$ が大きくなるほど角度ずれによる耐性は悪くなる。許容される鉛直方向の角度ずれは、それぞれ約 $\pm 80\mu\text{rad}$ 、約 -70 から $130\mu\text{rad}$ の範囲であり非常に厳しい。

高分解能のモードソーティングにおける PV ビームのビームの距離ずれ D_d とクロストークの関係を図 6.38 に示す。TC m の絶対値が同じである場合、クロストークと距離ずれの関係は重なっている。またクロストークは -5dB 以下で弱い値を取る。通常分解能の場合と比較した際、わずかに低いクロストークを取る。

また図 6.39 に高分解能のモードソーティングにおける PV ビームの鉛直方向の位置ずれ D_v と水平方向の位置ずれ D_h のクロストーク等高線図を示す。さらに、図 6.40 に高分解能のモードソーティングにおける PV ビームの鉛直方向の角度ずれ γ と水平方

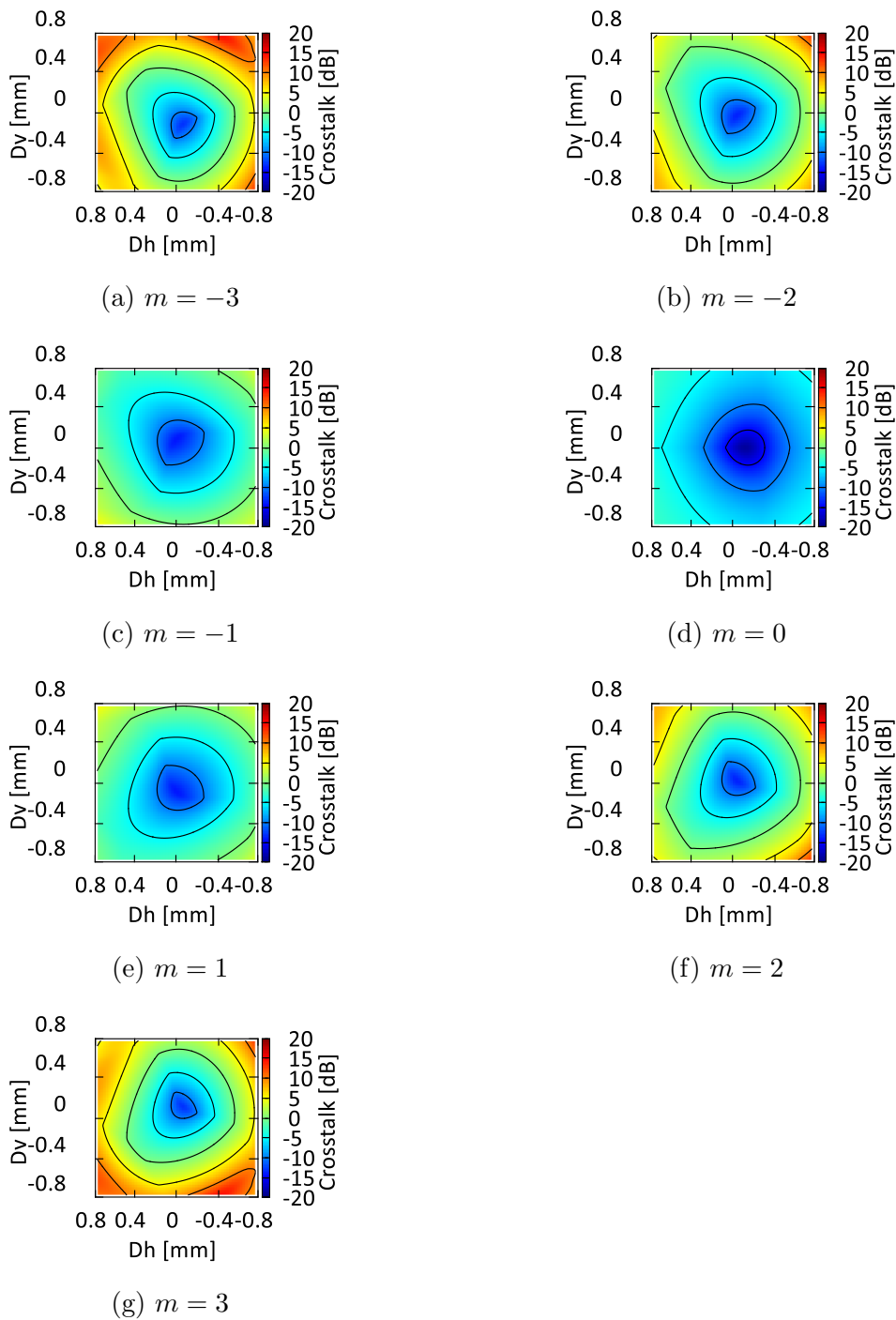


図 6.34: 高分解能のモードソーティングにおける LG ビームの鉛直方向の位置ずれ D_v と水平方向の位置ずれ D_h のクロストーク等高線図

向の角度ずれ ψ のクロストーク等高線図を示す。LG ビーム同様、水平、鉛直方向の角度ずれとクロストークの関係を、個別に見た場合と同じ傾向にあり、ボウル状にクロ

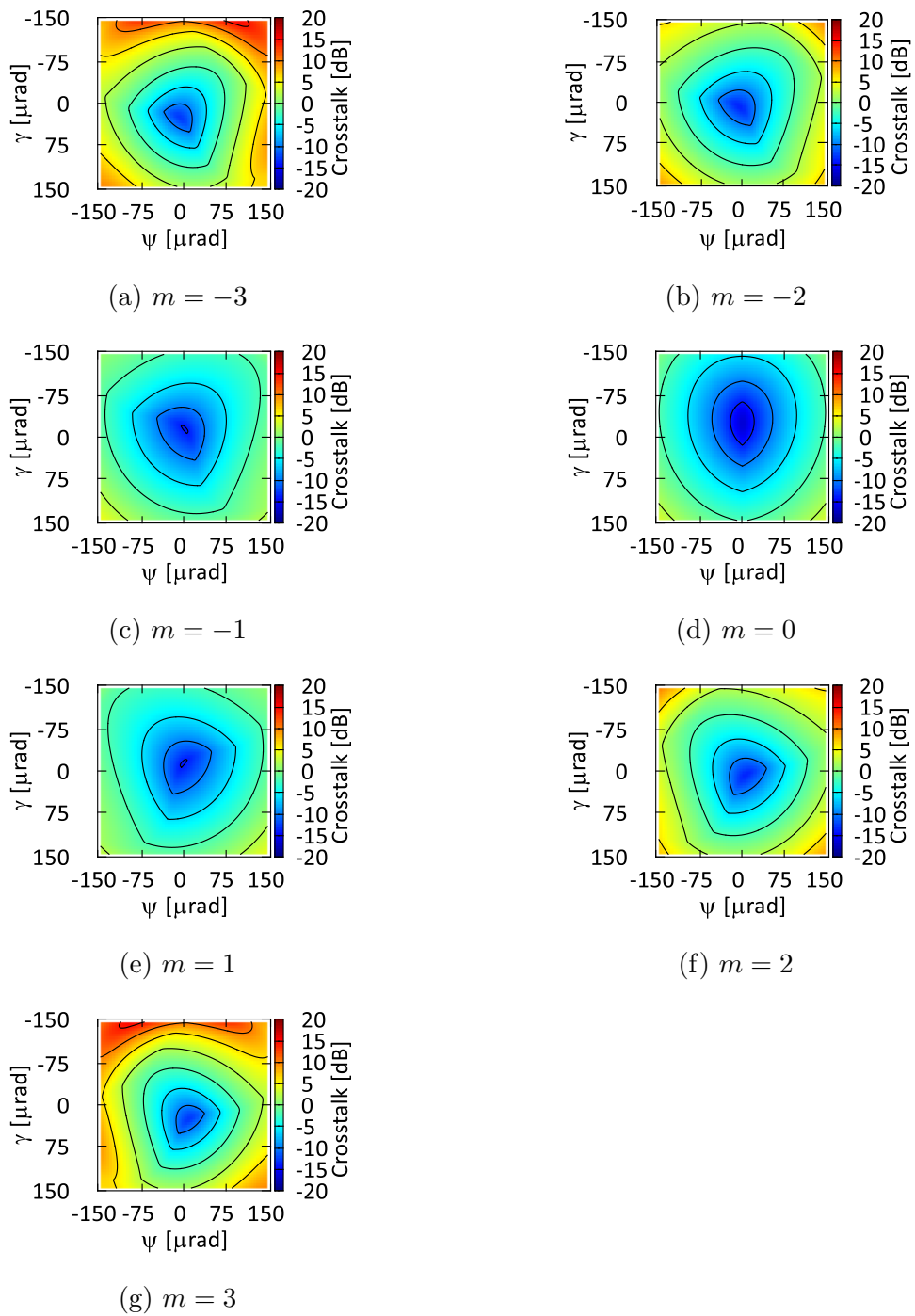


図 6.35: 高分解能のモードソーティングにおける LG ビームの鉛直方向の角度ずれ γ と水平方向の角度ずれ ψ のクロストーク等高線図

ストークが分布している。またクロストークの最大値は LG ビームの方が大きい。

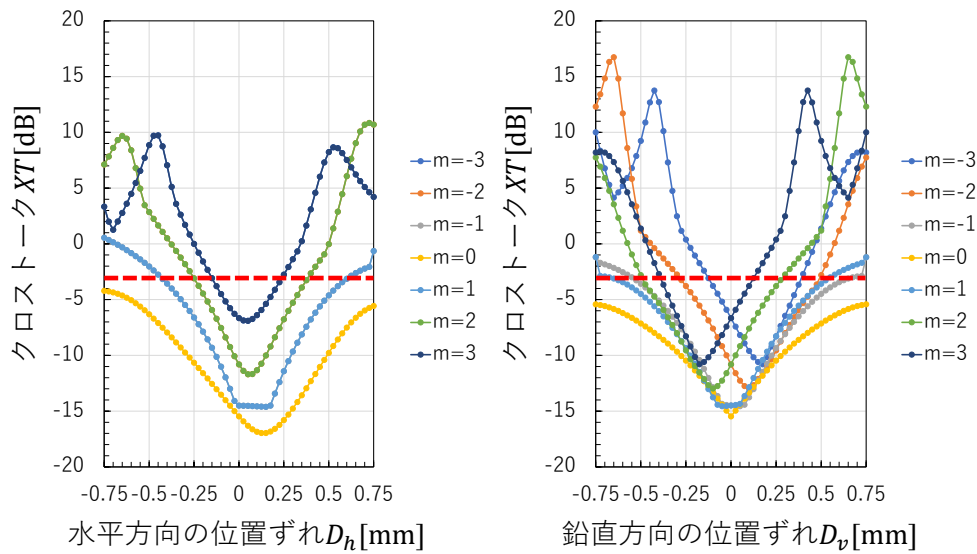


図 6.36: 高分解能のモードソーティングにおける PV ビームのビームの水平方向の位置ずれ D_h とクロストークの関係と、鉛直方向の位置ずれ D_v とクロストークの関係

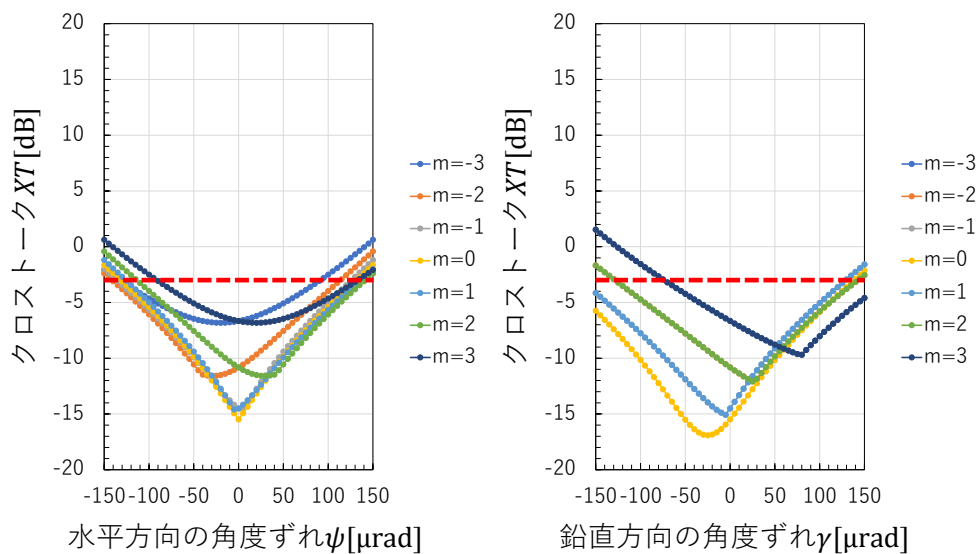


図 6.37: 高分解能のモードソーティングにおける PV ビームのビームの水平方向の角度ずれ ψ とクロストークの関係と、鉛直方向の角度ずれ γ とクロストークの関係

6.1.5 角度ずれに対する適応補償

図 6.26, 6.29, 6.32, 6.37 から許容される角度ずれはおよそ 50 から 100 [μrad] であり非常に厳しい。そのため実験的にこの検証を行う際に手動で光学系の調節することは困難であるため、角度ずれを自動的に検知し補償する適応補償が必要である。我々が提案する適応補償法の構成図を図 6.41 に示す。適応補償部とモードソーターから構成される。我々が提案する適応補償法ではビームの角度ずれの大きさを判断するためにモー

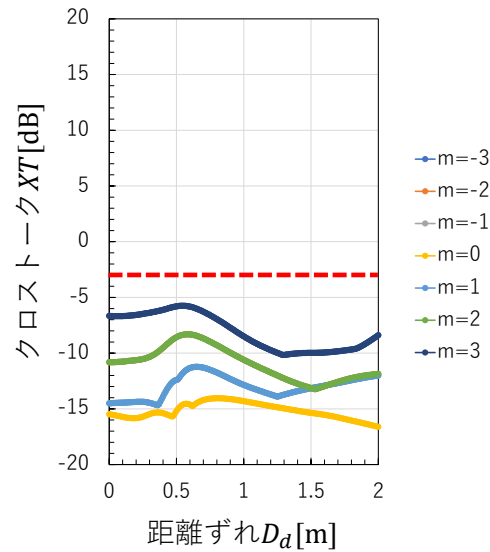


図 6.38: 高分解能のモードソーティングにおける PV ビームのビームの距離ずれ D_d とクロストークの関係

ド次数 $m = 0$ のガウシアンビームであるパイロット (pilot) を用いる。まず角度ずれを持った OAM ビームとパイロットを直交偏波の状態で送信する。適応補償部において、PBS(偏波ビームスプリッター)によって OAM ビームとパイロットを分離する。抽出されたパイロットは角度ずれを持っていることから傾きを持った位相分布を有する。そのためパイロットをレンズに通すとフーリエ変換の特性によって、位相分布の傾きつまり角度ずれの大きさによって集光位置が異なる。カメラで集光されるパイロットを検出し、PC(コンピュータ)では集光位置の違いから補償パターンを計算する。そして、補償パターンであるパイロットの逆の位相分布をモードソーティングで用いられる SLM1 に加算して表示させる。最終的に角度ずれを持った OAM ビームは SLM 1 で角度ずれが補償される。

一例として、図 6.42 に水平方向の角度ずれが $\psi = 100[\mu\text{rad}], 200[\mu\text{rad}]$ の場合のパイロットの位相分布とフーリエ変換後のパイロットの光強度分布、SLM 1 に加算して表示させる位相分布、補償がある場合のソーティング結果、そして補償がない場合のソーティング結果を示す。フーリエ変換後のパイロットの光強度分布は、表 6.2 の条件だと $100\mu\text{rad}$ の角度ずれで 1pixel 移動することから、本研究では補償の間隔を $100\mu\text{rad}$ とする。補償がある場合とない場合のソーティング結果を比較すると、補償がない場合はソーティング結果の光強度分布に広がりがあるが、補償がある場合だとその広がりがなくなっており補償ができていることを確認した。

補償がある場合の高分解能なモードソーティングにおける LG ビームの水平方向の角度ずれ ψ とクロストークの関係と、鉛直方向の角度ずれ γ とクロストークの関係を図 6.43 に示す。補償がある場合の高分解能なモードソーティングにおける PV ビームの水平方向の角度ずれ ψ とクロストークの関係と、鉛直方向の角度ずれ γ とクロストーク

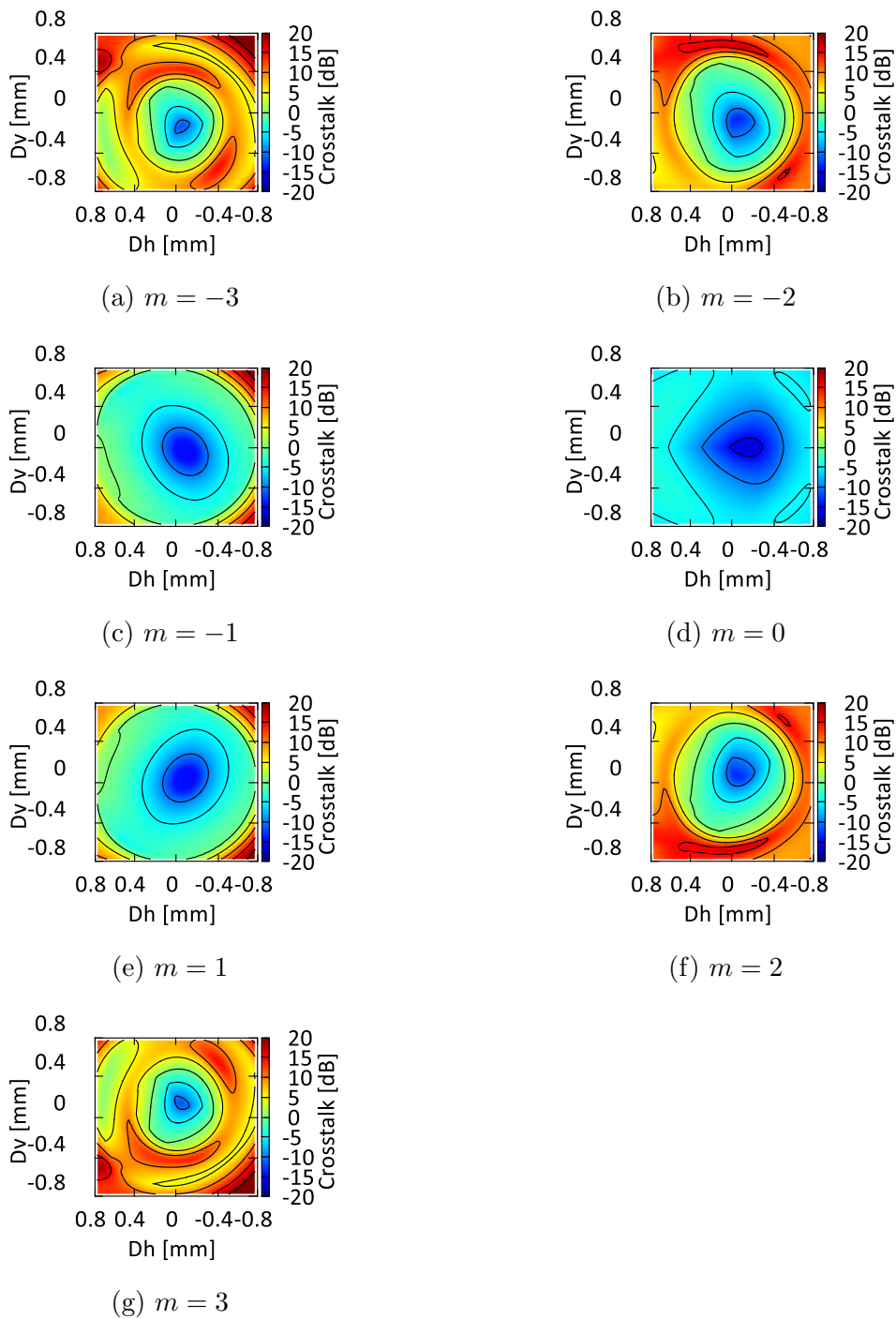


図 6.39: 高分解能のモードソーティングにおける PV ビームの鉛直方向の位置ずれ D_v と水平方向の位置ずれ D_h のクロストーク等高線図

クの関係を図 6.44 に示す。図 6.43-6.44 において、 $100\mu\text{rad}$ 間隔で補償を行っているため三つの V 字状に分布しており、角度ずれの計算範囲ではしきい値である -3dB を下

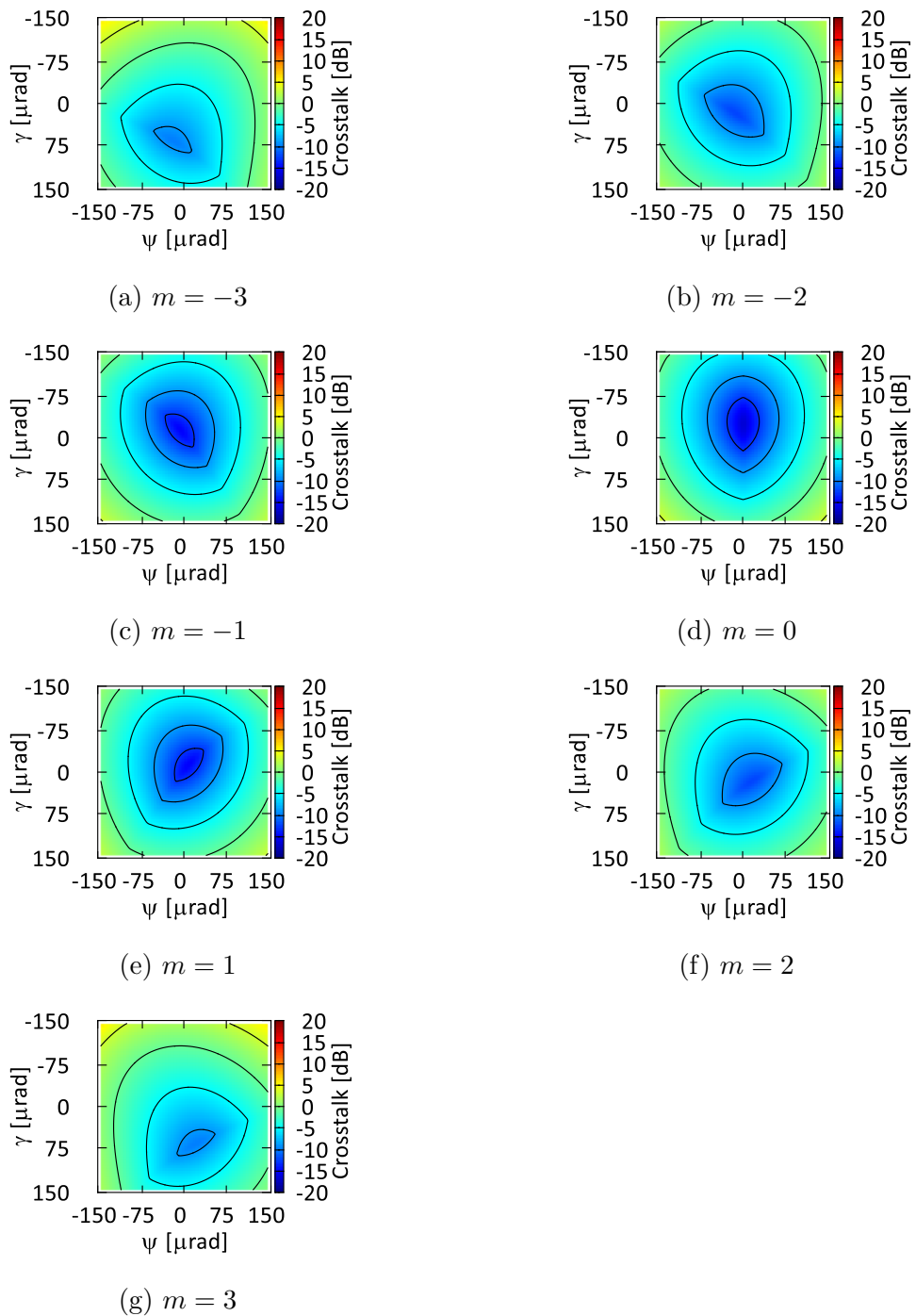


図 6.40: 高分解能のモードソーティングにおける PV ビームの鉛直方向の角度ずれ γ と水平方向の角度ずれ ψ のクロストーク等高線図

回っている。また図 6.43、6.44 を図 6.32、6.37 とそれぞれ比較すると、補償がある場合はクロストークの小さい中心部が繰り返し現れるため、クロストークが低減できる。

図 6.45 に補償がある場合の高分解能のモードソーティングにおける LG ビームの鉛

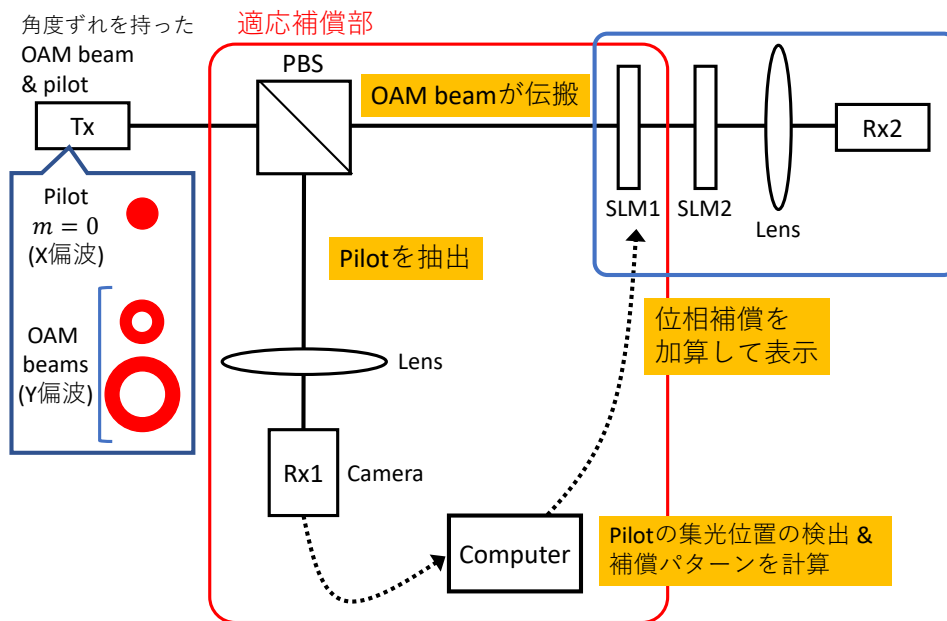


図 6.41: 適応補償法の構成図

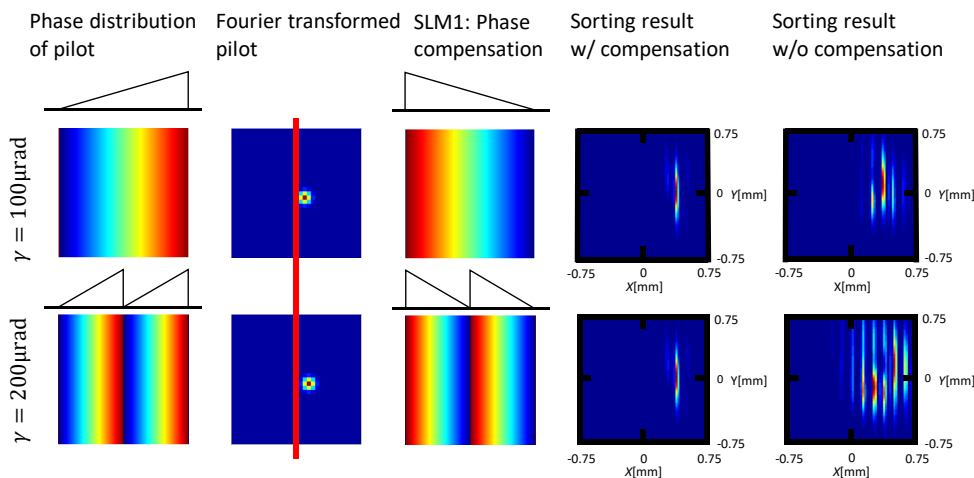


図 6.42: 水平方向の角度ずれが $\psi = 100[\mu\text{rad}], 200[\mu\text{rad}]$ の場合のパイロットの位相分布とフーリエ変換後のパイロットの光強度分布、SLM 1 に加算して表示させる位相分布、補償がある場合のソーティング結果、そして補償がない場合のソーティング結果

直方向の角度ずれ γ と水平方向の角度ずれ ψ のクロストーク等高線図を示す。図 6.46 に補償がある場合の高分解能のモードソーティングにおける PV ビームの鉛直方向の角度ずれ γ と水平方向の角度ずれ ψ のクロストーク等高線図を示す。100 μrad 間隔で補償を行っているため、クロストーク等高線図は 3×3 のタイル状に複製した分布をしており、やはりクロストークの小さい中心部が繰り返し現れる形となるため角度ずれ

が適応的に補償できていることが分かる。また補償の間隔を小さくすることでさらにクロストークを下げることができるのではないかと考える。

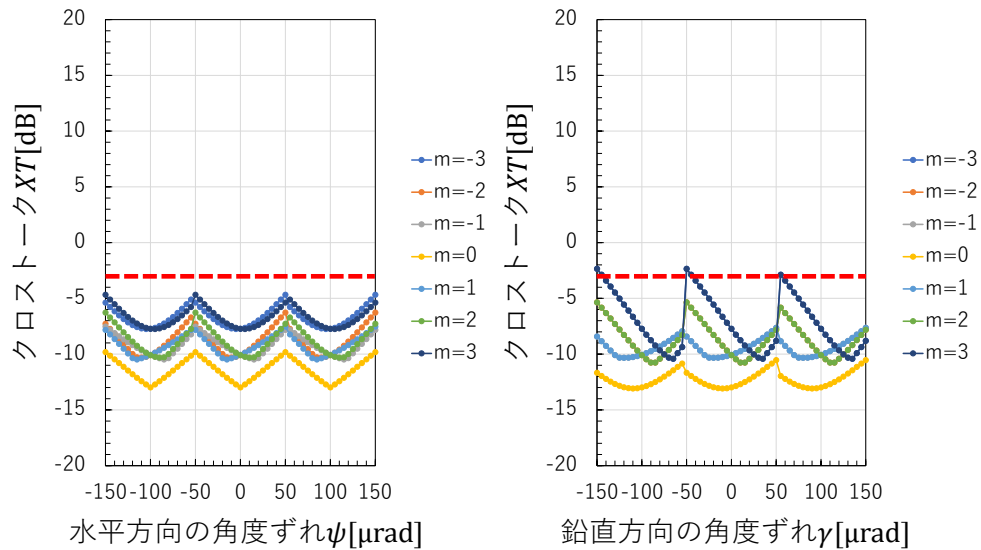


図 6.43: 補償がある場合の高分解能のモードソーティングにおける LG ビームのビームの水平方向の角度ずれ ψ とクロストークの関係と、鉛直方向の角度ずれ γ とクロストークの関係

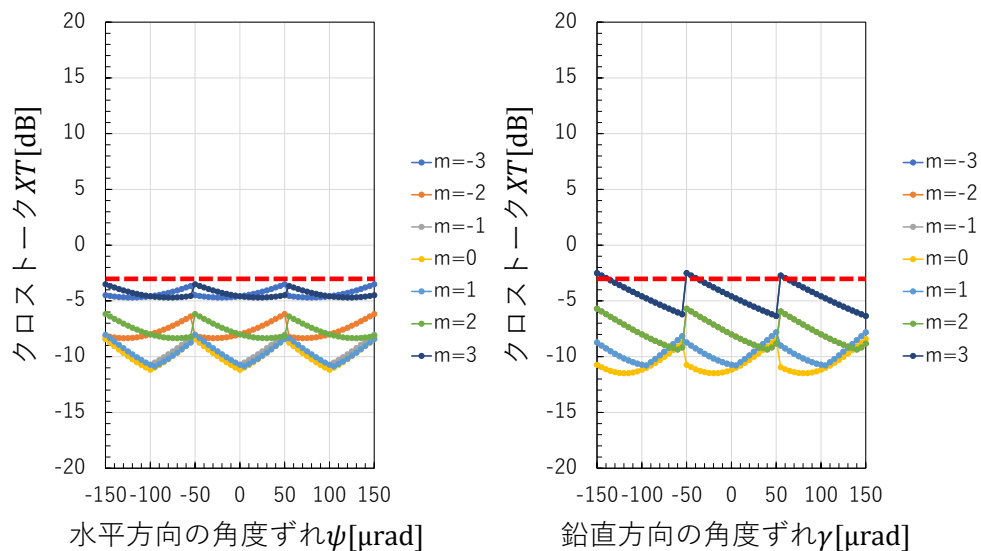


図 6.44: 補償がある場合の高分解能のモードソーティングにおける PV ビームのビームの水平方向の角度ずれ ψ とクロストークの関係と、鉛直方向の角度ずれ γ とクロストークの関係

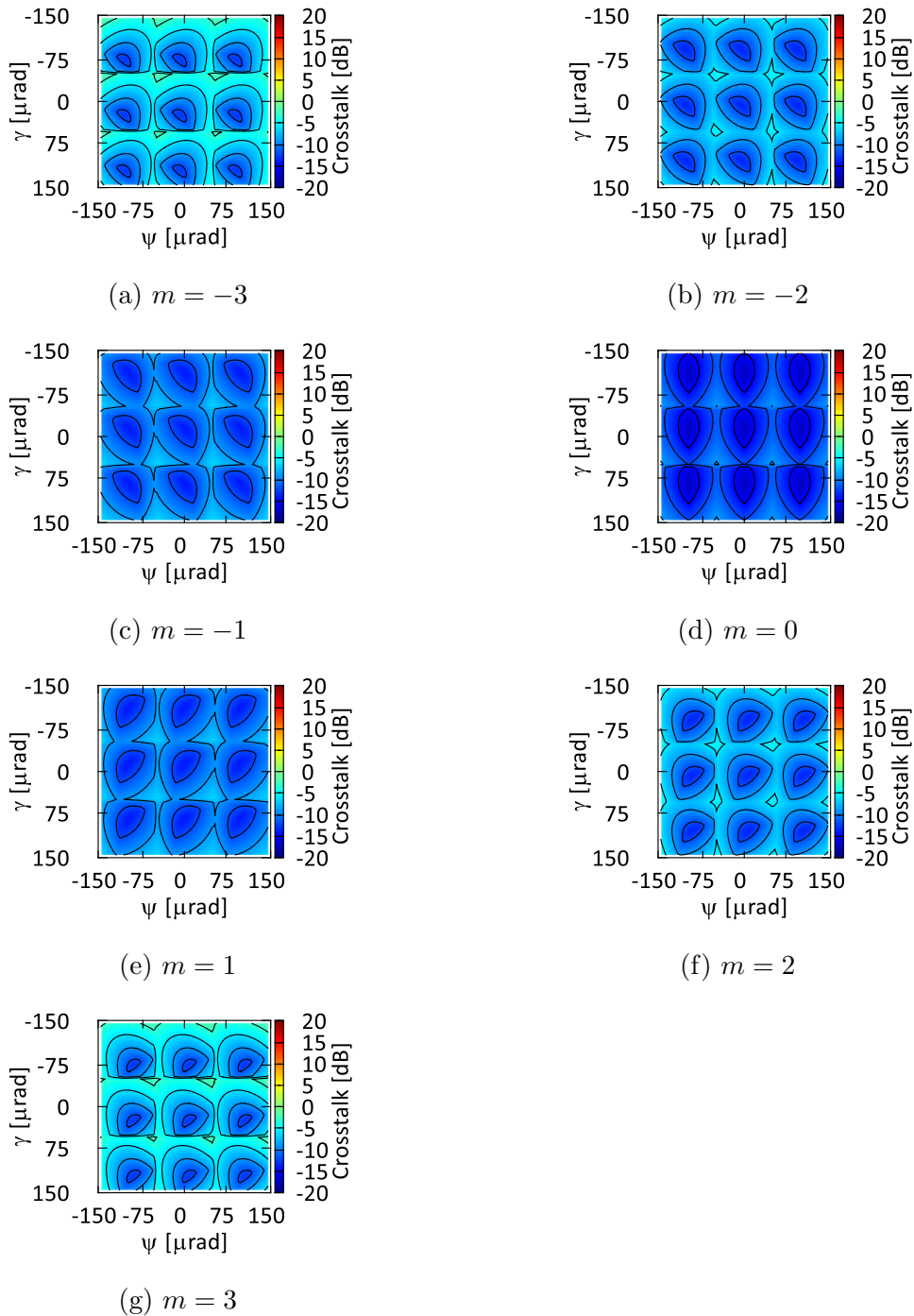


図 6.45: 補償がある場合の高分解能のモードソーティングにおける LG ビームの鉛直方向の角度ずれ γ と水平方向の角度ずれ ψ のクロストーク等高線図

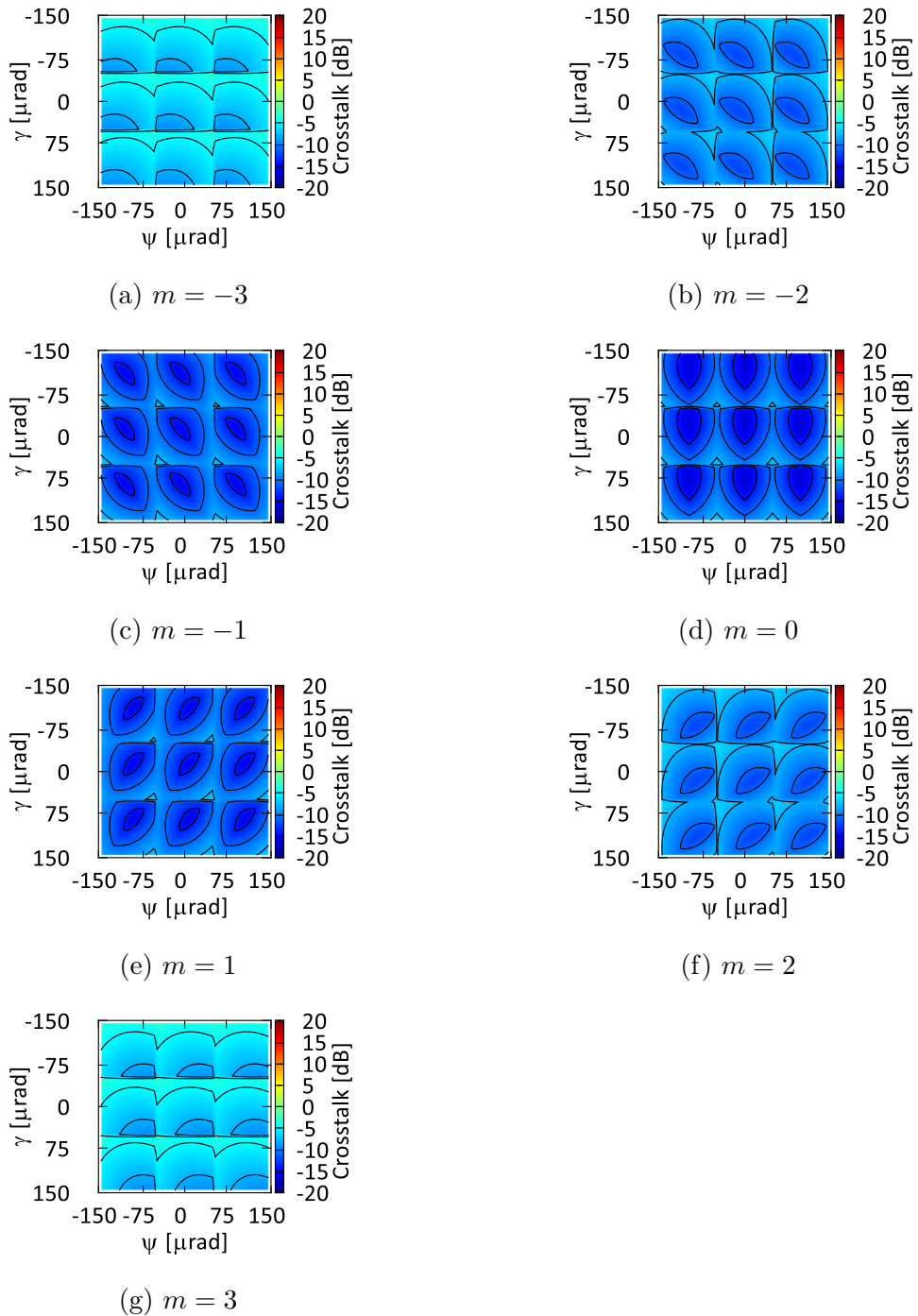


図 6.46: 補償がある場合の高分解能のモードソーティングにおける PV ビームの鉛直方向の角度ずれ γ と水平方向の角度ずれ ψ のクロストーク等高線図

表 6.3: 大気擾乱の影響評価と適応補償 計算条件

パラメータ	値
動径方向のモード次数	$p = 0$
波長	$\lambda = 532 \text{ nm}$
データビームの偏光	X 軸直線偏光
パイロットビームの偏光	Y 軸直線偏光
LG ビームのビームウェスト	$w_0^{LG} = 10 \text{ mm}$
擾乱のアウトースケール	$L_0 = 100 \text{ m}$
擾乱のインナースケール	$l_0 = 0.01 \text{ m}$
擾乱の強さ	$C_n^2 = 10^{-14} \sim 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$
伝搬距離	$\Delta z = 500 \text{ m}$
二段階フレネル回折伝搬距離	$\Delta z_1 = \Delta z_2 = \Delta z / 2$
二次元計算領域	$512 \text{ mm} \times 512 \text{ mm}$
グリッド数	1024×1024
空間分解能	$0.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$

6.2 大気擾乱の影響と適応補償

本節では大気擾乱の影響評価、および適応補償の計算機シミュレーション結果について述べる。補償性能を数値的に検証するために Scilab を用いて計算機シミュレーションを行う。

6.2.1 計算条件

計算条件は表 6.3 に示す。データビームとパイロットビームには LG ビーム LG_{pm} を用いる。最初の 5 つのパラメータは LG ビーム用で、次の 5 つのパラメータは大気擾乱と自遊空間伝搬条件である。最後の 3 つのパラメータは、参考文献 [84] の 9.4 節の解析に基づいて、大気擾乱中のビーム伝搬に関するサンプリング制約条件を満たすようにした数値計算用のパラメータである。この位相スクリーンを元の LG ビームに乗算した後、フーリエ変換に基づく 2 段階フレネル回折法を用いた 500m 伝搬後を計算した。なお、大気擾乱中を伝搬する光波の偏光の変化は、 $\lambda < l_0$ では無視できる程度である。パイロットビームとデータビームはビットデータによる変調はしておらず、互いに直交する直線偏波を使用する。

6.2.2 計算結果

データビーム LG_{03} における位相分布と強度分布

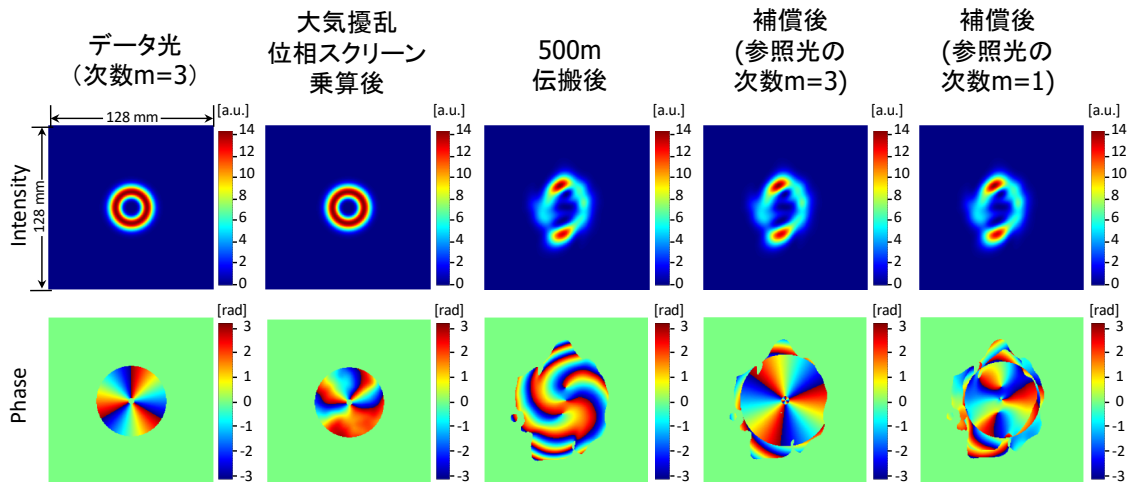


図 6.47: データビーム LG_{03} に対して大気擾乱を通過させ適応補償を行った際の強度分布と位相分布

図 6.47 は、左から次数 $m = 3$ の生成された LG ビーム、擾乱位相スクリーン乗算後、伝搬後、パイロット $m = 3$ および $m = 1$ による補償後の位相分布と強度分布を示す。擾乱位相スクリーン乗算後の位相分布図は元の LG ビームと比較して位相が歪んでいることがわかる。500m 伝搬後は LG ビームのビーム径が拡大し、その強度と位相分布図に歪みが生じている。また $m = 3$ のパイロットによる補正後の位相分布はほぼ元の位相分布に戻るが、 $m = 1$ のパイロットによる補正後の位相分布はまだ歪みが残っていることがわかる。これはデータビーム LG_{03} に対して、 $m = 1$ のパイロットよりも $m = 3$ のパイロットの方が強度分布が一致しているため、大気擾乱による位相変動をより正確に検知でき補償できるからである。なお、提案手法は位相変動に対して有効であるため、強度分布は補償されていないことに注意が必要である。

本シミュレーションでは市販の SLM と波面センサ製品の仕様を加味している。代表的な SLM であるサンテック社の SLM-200 は、10 ビット (1024 ステップ) の階調レベルを持っているため、シミュレーションでは SLM1 と SLM2 について、 $2\pi/1000$ の分解能で 0 から 2π までの位相制御を施している。波面センサについては、光パワーと位相のダイナミックレンジを考慮しなければならない。シャックハルトマン波面センサのイメージセンサの一般的な量子化範囲は 8 ビットから 10 ビットである。このため、シミュレーションでは光パワーのダイナミックレンジを 30 dB とした。これは、光強度分布に応じて位相検出領域を制限するものである。例えば図 6.47 では、光強度のダイナミックレンジ 30 dB の検出下限を上回る領域の位相分布が表示されるため、位相分布の周辺領域が切り詰められたように見える。一方で位相の値のダイナミックレン

ジは考慮していない。これは波面センサで検知された位相情報は補間によって再構成されるからである。

単一モード次数に対する大気擾乱伝搬と適応補償後のモードスペクトル強度

次に補償性能を定量化するために、OAM 受信機に搭載された SLM、レンズ、ピンホール状の開口部、光検出器の追加コンポーネントを用いて、受信したデータビームの OAM モードスペクトルを計算する。モードスペクトルは受信信号がどのモード次数を含むかを判定するもので、送信したモードのみ高い値が得られれば純度が高いと言える。受信機の SLM は逆位相マスクを表示し、受信したデータビームにどのモードが含まれているかを認識する。逆位相マスクを適用して $m = 0$ の平面ビームに変換されたデータビームは、レンズの背面焦点面上のビーム中心に高強度のスポットを持つことになる。そして、その平面上に配置されたピンホール状の開口部が高輝度スポットを抽出し、その強度を光検出器で検出する。シミュレーションでは、レンズの役割をフーリエ変換で表現し、 $1.5\text{mm} \times 1.5\text{mm}$ (3 画素 \times 3 画素) の正方形のピンホールを使用している。その 9 画素で抽出したスポットの二乗和を検出強度として扱う。

図 6.48(a)(b)(c) は、様々な擾乱強度で大気中を伝播した受信データビームのモードスペクトル強度を示している。データビームは全ての場合において、次数 $m = 3$ の単一の次数を持つ LG_{03} である。図 6.48(a) では、擾乱がないため、受信ビームは $m = 3$ の次数で単一の強い強度を持つ LG_{03} だとわかる。これにより、送信されたデータビーム LG_{03} が受信されただけであることが分かる。図 6.48(b) では、擾乱に起因する位相変動により、モードスペクトルが隣接する OAM チャネルにまで広がっている。図 6.48(c) に示すような強い乱流の場合には、モードスペクトルはさらに広がり、受信モードの判別が困難となる。なお、図 6.48(b)(c) は、擾乱位相スクリーンをランダムに変化させた異なる 500 回の結果を平均化した結果である。

図 6.49(a)(b) は、中程度および強い擾乱中を伝播した後、適応補償を施した受信データビームのモードスペクトル強度を示している。図中の棒グラフの色の違いは、補償のためのパイロットビームとして異なる単一のモード次数を持つものを使用したそれぞれの結果である。パイロットビームは LG_{00} から LG_{06} まで変化させた。擾乱位相スクリーンは図 6.48 を計算した際と同じものであり、ランダムに変化させた異なる 500 回の結果を平均化した結果である。図 6.49(a)(b) の黒色棒グラフは補償を施さなかった場合であり、図 6.48(b)(c) と同じ結果である。図 6.49(a)(b) から分かるように、黄色の棒グラフで示すパイロットビーム LG_{03} を使って補償すると受信ビームの次数 3 が最も高くなり、送信データビームの次数 LG_{03} に戻していることが分かる。図 6.49(a) では約 94%、(b) では約 77% まで戻っている。次数が一つ異なる LG_{02} あるいは LG_{04} のパイロットビームを用いた場合でも、中程度の擾乱では十分戻していることが分かるが、強い擾乱では効果が低いことが分かる。

異なる次数のパイロットビームを用いた結果がそのようになった理由を考察する。図 6.50 は受信モードスペクトルのうち次数 3 のみを抽出し、データビーム LG_{03} とパイ

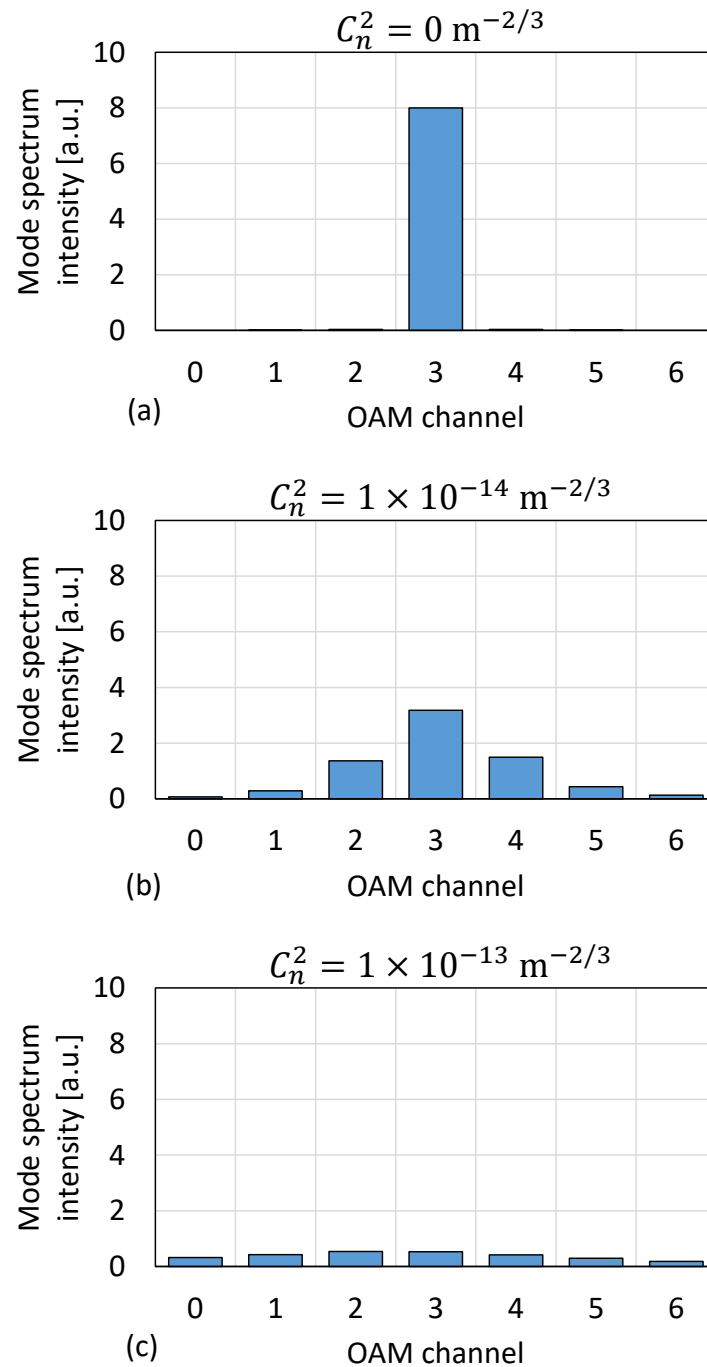


図 6.48: データビーム LG_{03} に対して大気擾乱を通過させた際のモードスペクトル強度。(a) 擾乱が無い場合、(b) 中程度の擾乱 $C_n^2 = 1 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ の場合、(c) 強い擾乱 $C_n^2 = 1 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ の場合。

ロットビームの重なり面積の比を表した折れ線グラフを重ね書きしたものである。LGビームのリング状の光強度分布の内径と外形は Lambert W 関数 [106] を用いて解析的に導出し、データビームとパイロットビームの重なり面積を計算した (右縦軸)。デー

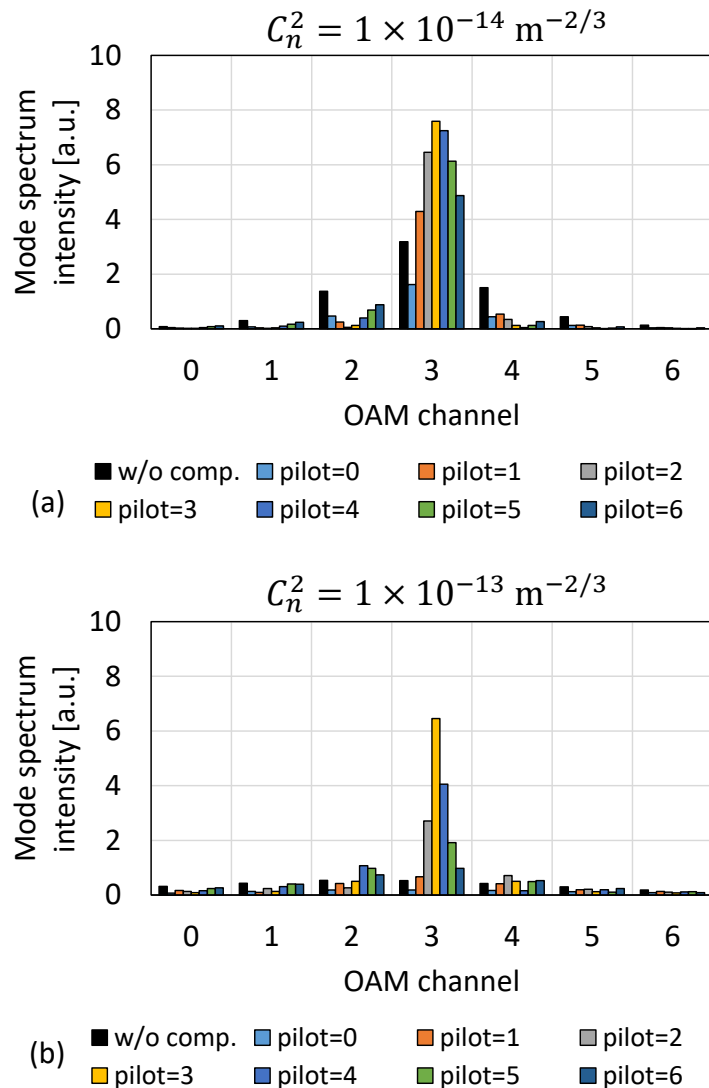


図 6.49: データビーム LG_{03} に対して大気擾乱を通過させ、適応補償を施した際のモードスペクトル強度。(a) 中程度の擾乱 $C_n^2 = 1 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ の場合、(b) 強い擾乱 $C_n^2 = 1 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ の場合。

タビームが LG_{03} であるため、パイロットビームも LG_{03} の場合は重なり面積が 100% となる。この図から、補償後のモードスペクトル強度と重なり面積がほぼ同様の傾向を示していることが分かる。したがって、大気擾乱を経験する際に同様の光強度分布を持つパイロットビームを用いた方が補償効果が高くなると考察できる。

図 6.51 はランダムに変化させた最初の 10 回の位相スクリーンを通した際の受信モードスペクトルのうち次数 3 のみを抽出したものである。適応補償前と適応補償後の次数 3 のモードスペクトル強度をプロットした。ランダムに変化する異なる位相スクリーンを通るため、適応補償前及び適応補償後いずれの結果も変動していることが分かる。既に述べているように、本検証ではランダムに変化させた 500 回の結果を平均化して

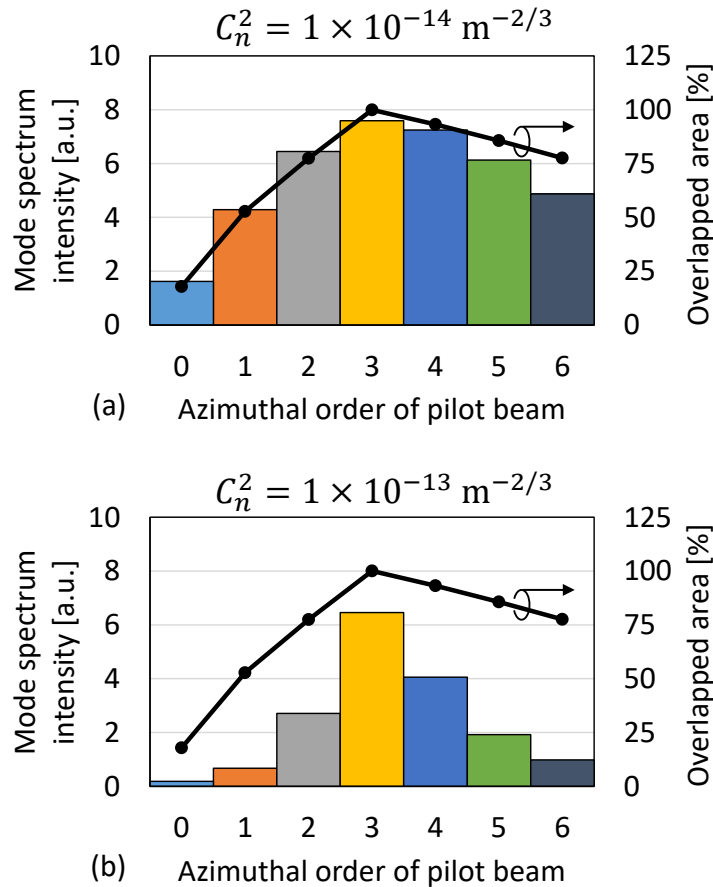


図 6.50: 受信モードスペクトルのうち次数3のみを抽出したもの。重ね書きした折れ線グラフはデータビーム LG_{03} とパイロットビームの重なり面積の比を表している。(a) 中程度の擾乱 $C_n^2 = 1 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ の場合、(b) 強い擾乱 $C_n^2 = 1 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ の場合。

モードスペクトル強度を算出している。

複数モード次数に対する大気擾乱伝搬と適応補償後のモードスペクトル強度

図 6.52(a)(b)(c) は、複数の次数を持つデータビームが大気擾乱中を伝播した受信データビームのモードスペクトル強度を示している。データビームは全ての場合において、次数 $m = 1, m = 3, m = 5$ の複数の次数を持つ $LG_{01} + LG_{03} + LG_{05}$ である。図 6.52(a) では、擾乱がないため、受信ビームは $m = 1, m = 3, m = 5$ の次数を持つ $LG_{01} + LG_{03} + LG_{05}$ だとわかる。図 6.52(b) では、擾乱に起因する位相変動により、モードスペクトルが隣接する OAM チャネルにまで広がっている。図 6.52(c) に示すような強い乱流の場合には、モードスペクトルはさらに広がり、受信モードの判別が困難となる。

図 6.53(a)(b) は、中程度および強い擾乱中を伝播した後、適応補償を施した受信データビームのモードスペクトル強度を示している。図中の棒グラフの色の違いは、補償

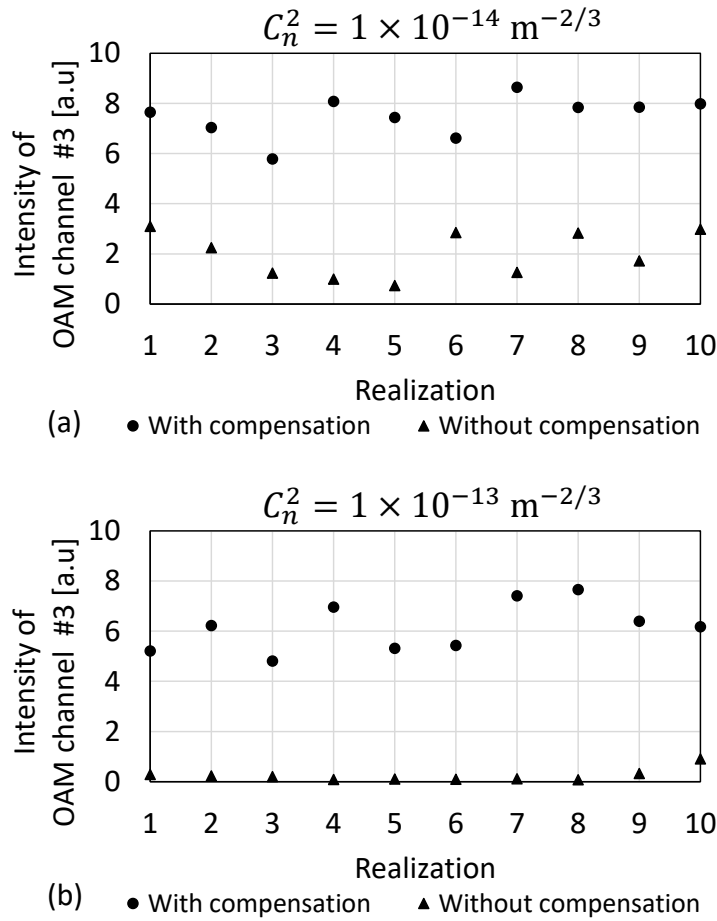


図 6.51: ランダムに変化させた最初の 10 回の位相スクリーンを通した際の受信モードスペクトルのうち次数 3 のみを抽出したもの。適応補償前と適応補償後の次数 3 のモードスペクトル強度をプロットした。(a) 中程度の擾乱 $C_n^2 = 1 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ の場合、(b) 強い擾乱 $C_n^2 = 1 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ の場合。

のためのパイロットビームとして異なる単一のモード次数を持つものを使用したそれぞれの結果である。パイロットビームは LG_{00} から LG_{06} まで変化させた。擾乱位相スクリーンは図 6.52 を計算した際と同じものである。図 6.53(a)(b) の黒色棒グラフは補償を施さなかった場合であり、図 6.52(b)(c) と同じ結果である。図 6.53(a)(b) から分かるように、送信データビームの次数と一致する次数のパイロットビームを用いた場合に補償効果が高い。例えばパイロットビームとして LG_{01} を用いた場合、送信ビーム $LG_{01} + LG_{03} + LG_{05}$ のうち LG_{01} がモードスペクトル強度が高くなっている。またパイロットビームとして LG_{03} を用いた場合、送信ビーム $LG_{01} + LG_{03} + LG_{05}$ のうち LG_{03} がモードスペクトル強度が高くなっている。パイロットビームとして LG_{05} を用いた場合、送信ビーム $LG_{01} + LG_{03} + LG_{05}$ のうち LG_{05} がモードスペクトル強度が高くなっている。

図 6.54(a)(b) は、中程度および強い擾乱中を伝播した後、適応補償を施した受信デー

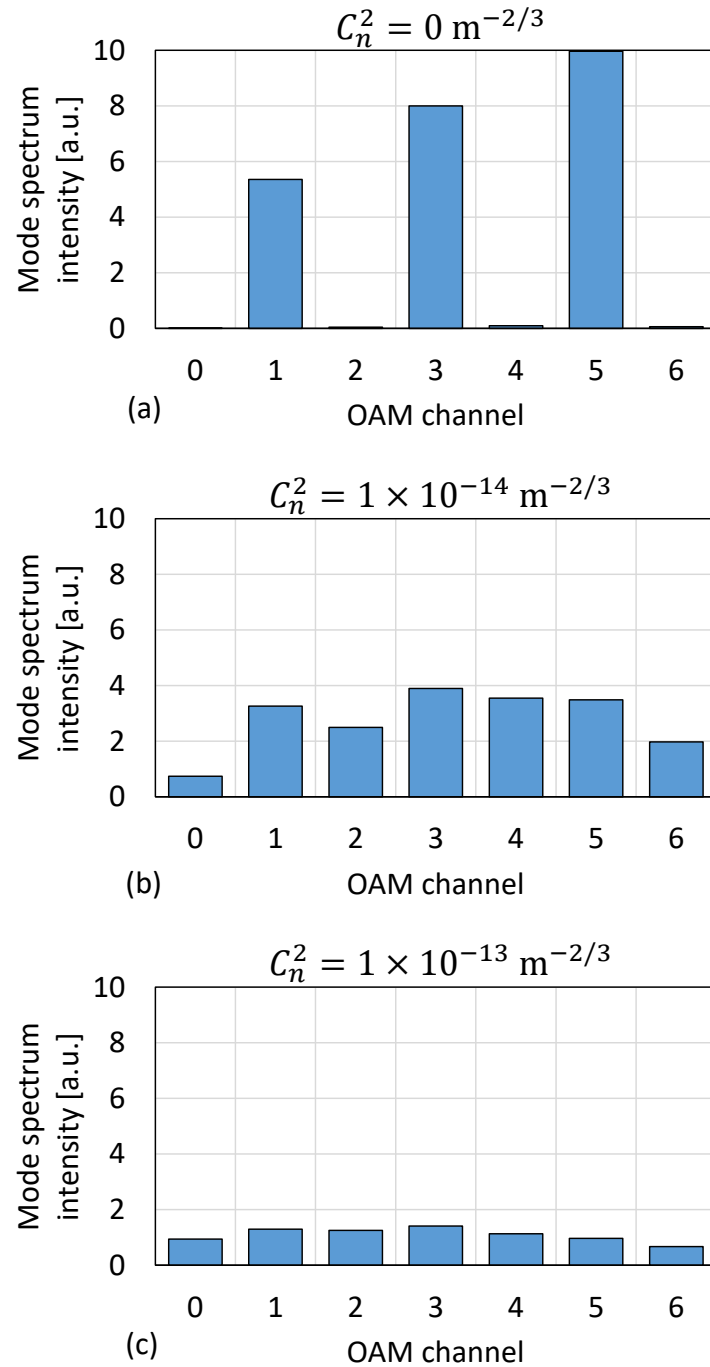


図 6.52: 複数の次数を持つデータビーム $LG_{01} + LG_{03} + LG_{05}$ に対して大気擾乱を通過させた際のモードスペクトル強度。(a) 擾乱が無い場合、(b) 中程度の擾乱 $C_n^2 = 1 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ の場合、(c) 強い擾乱 $C_n^2 = 1 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ の場合。

タビームのモードスペクトル強度を示している。図中の棒グラフの色の違いは、補償のためのパイロットビームとして異なる複数のモード次数を持つものを使用したそれぞれの結果である。パイロットビームは図中の凡例にあるように、 LG_{01} 、 LG_{03} 、 LG_{05} 、

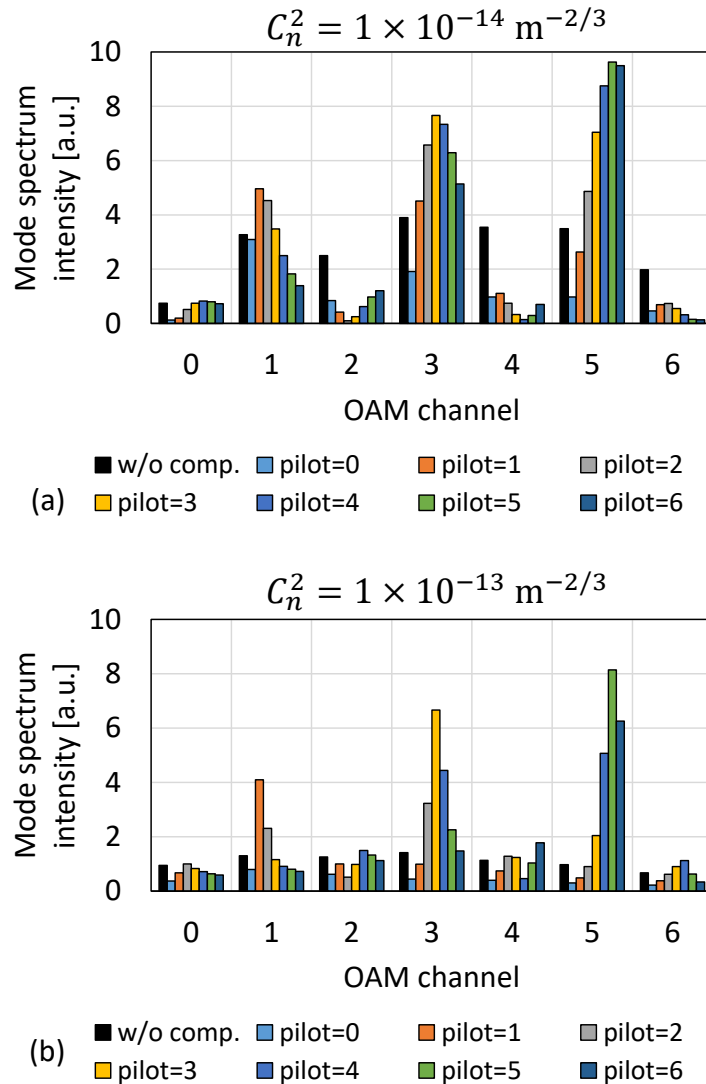


図 6.53: データビーム $LG_{01} + LG_{03} + LG_{05}$ に対して大気擾乱を通過させ、単一次数のパイロットビームによる適応補償を施した際のモードスペクトル強度。(a) 中程度の擾乱 $C_n^2 = 1 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ の場合、(b) 強い擾乱 $C_n^2 = 1 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ の場合。

$LG_{01} + LG_{03}$ 、 $LG_{01} + LG_{05}$ 、 $LG_{03} + LG_{05}$ 、 $LG_{01} + LG_{03} + LG_{05}$ の 7 種類とした。擾乱位相スクリーンは図 6.52 を計算した際と同じものである。図 6.54(a)(b) の黒色棒グラフは補償を施さなかった場合であり、図 6.52(b)(c) と同じ結果である。図 6.54(a)(b) から分かるように、送信データビームの次数が含まれるパイロットビームを用いた場合に補償効果が高い。例えばパイロットビームとして $LG_{01} + LG_{03}$ を用いた場合、送信ビーム $LG_{01} + LG_{03} + LG_{05}$ のうち LG_{01} と LG_{03} がモードスペクトル強度が高くなっている。

次数の異なる複数の OAM ビームは、通常、SLM を用いて単一次数の OAM ビームを生成し、異なる次数のものを多重化することで得られる。このシミュレーションで

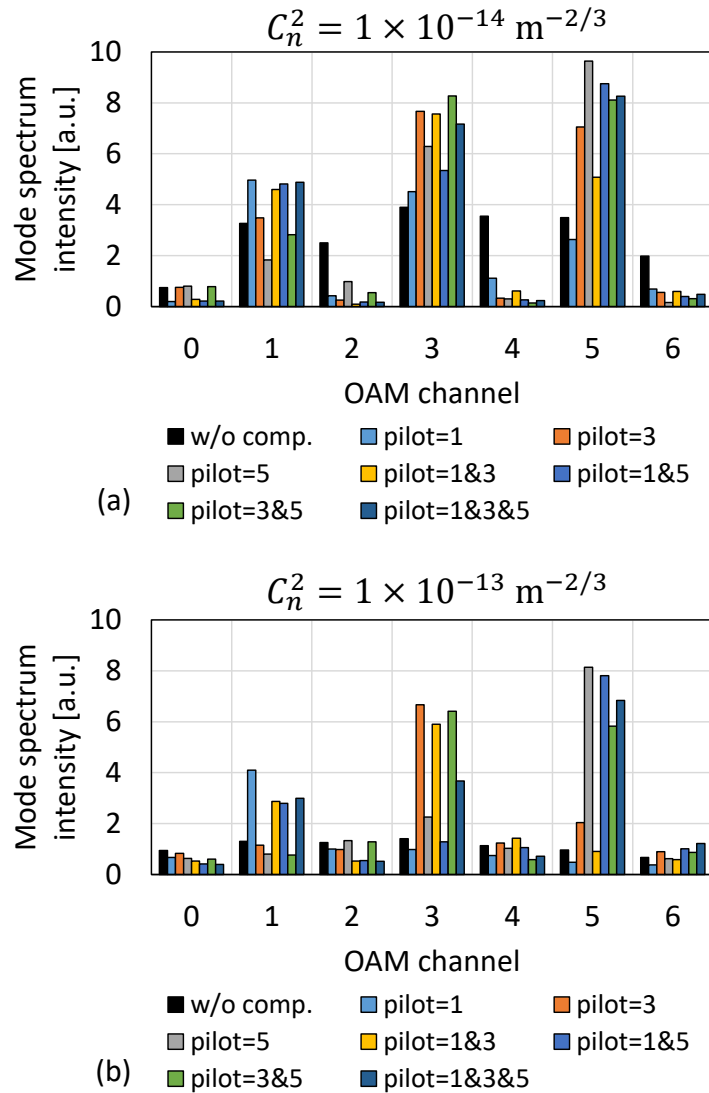


図 6.54: データビーム $LG_{01} + LG_{03} + LG_{05}$ に対して大気擾乱を通過させ、複数次数を持つパイロットビームによる適応補償を施した際のモードスペクトル強度。(a) 中程度の擾乱 $C_n^2 = 1 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ の場合、(b) 強い擾乱 $C_n^2 = 1 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ の場合。

は LG ビーム $LG_{01}, LG_{03}, LG_{05}$ を別々に生成し、 $LG_{01} + LG_{03} + LG_{05}$ を計算して加算することで多重化している。一方、図 5.5 の波面センサー前の SLM1 は、複数のパイロット LG ビームを使用する場合でも、1つの SLM となる。この SLM1 は位相特異点を除去することが目的であるため、複数のパイロット LG ビームを加算した結果の位相分布の逆分布を表示することで達成できる。したがって複数の次数を持つパイロットビームを用いる場合でも、本提案方式では1つの SLM で済むという利点がある。

図 6.55(a)(b) は、中程度および強い擾乱中を伝播した後、次数 0 のガウシアンビーム LG_{00} のビーム径 w_0 を変えたパイロットビームによる適応補償を施した際のモードスペクトル強度を示している。この検証は、次数 0 のガウシアンビーム LG_{00} のビーム径

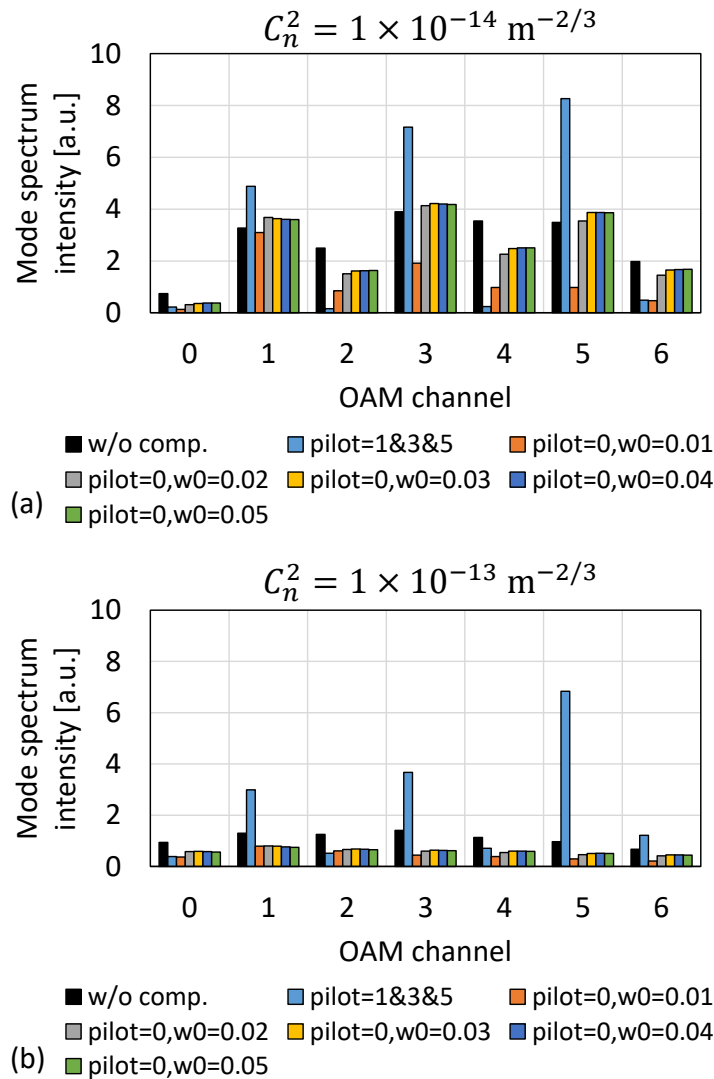
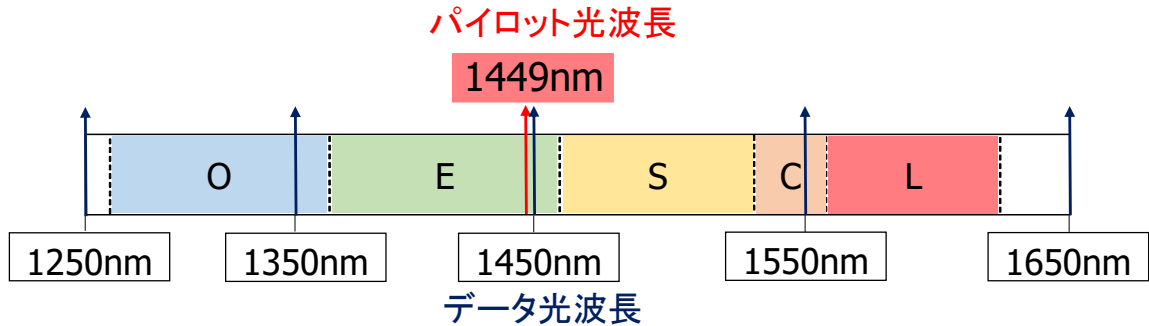


図 6.55: データビーム $LG_{01} + LG_{03} + LG_{05}$ に対して大気擾乱を通過させ、次数0のガウシアンビーム LG_{00} のビーム径 w_0 を変えたパイロットビームによる適応補償を施した際のモードスペクトル強度。(a) 中程度の擾乱 $C_n^2 = 1 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ の場合、(b) 強い擾乱 $C_n^2 = 1 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ の場合。

w_0 を拡大して送信データビームの光強度分布のすべてを覆うようにすると、補償効果が高まるのではないかと考えて実施したものである。しかし結果はそうならなかった。同図から、送信ビームと同じ次数である $LG_{01} + LG_{03} + LG_{05}$ のパイロットビームを用いた場合が最もモードスペクトル強度が高く、ガウシアンビーム LG_{00} のビーム径 w_0 を変えたパイロットビームの補償効果は高くないことが分かる。なぜこのようになるかを定性的に考察する。ガウシアンビーム LG_{00} はビームの中心にパワーが集中していて、その中心付近で大気擾乱の影響を受けやすいのに対し、次数1以上のLGビームはビームの中心にパワーが存在しないため、その中心付近では大気擾乱の影響を受け



パラメータ	値
波長	1250/1350/1450/1550/1650nm
データ/パイロット光の偏光	X偏光/X偏光
LGビーム動径方向次数	$p = 0$
LGビーム径	$w_0 = 0.02 \text{ m}$
擾乱アウタースケール	$L_0 = 100 \text{ m}$
擾乱インナースケール	$l_0 = 0.01 \text{ m}$
擾乱の強さ	$C_n^2 = 10^{-14} \sim 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$
伝搬距離	$\Delta z = 500 \text{ m}$
2次元計算領域	1024 mm × 1024 mm
グリッド数	1024 × 1024
空間分解能	1 mm × 1 mm

図 6.56: 大気擾乱と適応補償の波長依存性を評価するためのパラメータ

にくい。したがって、同軸で伝搬したとしても、次数が1以上のLGビームである送信データビームと、 LG_{00} のパイロットビームとは異なる大気擾乱を経験することになり、たとえパイロットビームのビーム径を拡大して送信ビームの光強度分布を覆うとしても、補償効果が高まらないものと考えられる。

大気擾乱と適応補償の波長依存性

ここでは送信データビームとパイロットビームの波長を変えた際の補償効果について検証した結果について述べる。図6.56にパラメータを示す。パイロットビームの波長は1499nmで固定し、データビームの波長を250, 1350, 1450, 1550, 1650 nmと設定した。波長分割多重が使用されたデータビームに対しても、1つの波長のパイロットビームで補償効果があるかどうかを検証する。波長以外のパラメータは同図の表にあるとおりである。

図6.57(a)(b)(c)は、様々な擾乱強度で大気中を伝播した受信データビームの補償なしのモードスペクトル強度を示している。データビームは全ての場合において、次数 $m = 3$ の単一の次数を持つ LG_{03} である。データビームの波長は同図(a)の右側にある凡例のとおりであり、 $\lambda_d = 1250, 1350, 1450, 1550, 1650 \text{ nm}$ と設定した。図6.57(a)で

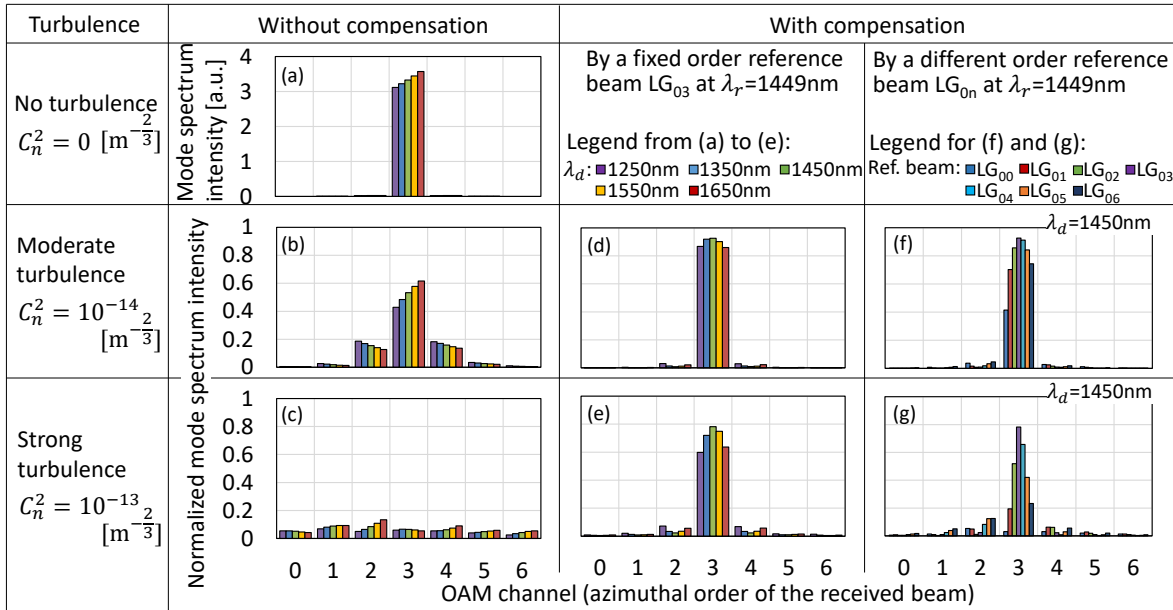


図 6.57: 波長 $\lambda_d = 1450 \text{ nm}$ のデータビーム LG_{03} に対して大気擾乱を通過させ適応補償を行った際のモードスペクトル強度

は、擾乱がないため、受信ビームは $m = 3$ の次数で単一の強い強度を持つ LG_{03} だとわかる。これにより、送信されたデータビーム LG_{03} が受信されただけであることが分かる。波長が長い方がモードスペクトル強度が高くなっているが、ビーム径が伝搬に伴う回折広がりの影響で波長が長い方が大きくなり、モードスペクトル解析のためにレンズで集光した後にピンホールを通過する中心の強度が高くなるためである。図 6.57(b) では、モードスペクトル強度は同図 (a) に対する比として表しており、擾乱に起因する位相変動によりモードスペクトルが隣接する OAM チャンネルにまで広がっていることが分かる。図 6.57(c) の強い乱流の場合には、モードスペクトルはさらに広がり、受信モードの判別が困難となる。なお、図 6.57(b)(c) は、擾乱位相スクリーンをランダムに変化させた異なる 500 回の結果を平均化した結果である。

図 6.57(d)(e) は、中程度および強い擾乱中を伝搬する異なる波長 $\lambda_d = 1250, 1350, 1450, 1550, 1650 \text{ nm}$ でそれぞれ次数 $m = 3$ のデータビームに対し、パイロットビームの波長 $\lambda_r = 1449 \text{ nm}$ 、次数 $m = 3$ とした場合の適応補償結果である。同図 (d)(e) から分かるように、データビームのどの波長においても高い補償効果が得られている。元のモードスペクトル強度に対し、同図 (d) では 90% 以上、同図 (e) では 60% 以上に戻っている。したがって、パイロットビームの波長を一つに固定したとしても、広い範囲のデータビームの波長に対して補償効果があることが分かる。波長分割多重が使用されたデータビームに対しても、1 つの波長のパイロットビームで十分補償が可能であることが明らかとなった。

同図 6.57(f)(g) は、中程度および強い擾乱中を伝搬する異なる波長 $\lambda_d = 1450 \text{ nm}$ で次数 $m = 3$ のデータビームに対し、パイロットビームの波長 $\lambda_r = 1449 \text{ nm}$ で次数を

$m = 0$ から $m = 6$ まで変えた場合の適応補償結果である。同図 (f)(g) から分かるように、パイロットビームの次数は $m = 3$ の場合が最も高いモードスペクトル強度を示しており、補償性能が高い。補償後のモードスペクトル強度は、擾乱がない場合と比較し、中程度の擾乱では約 95% まで、強い擾乱では約 80% まで補償できていることがわかる。同図 (f) の中程度の擾乱では $m = 3$ に隣接する次数である $m = 2$ や $m = 4$ のパイロットビームにおいても、補償後のモードスペクトル強度が高い値を示しておりある程度の補償効果が得られているが、同図 (g) の強い擾乱ではあまり効果的ではない。これらの結果から、パイロットビームの次数がデータビームの次数と一致した場合に最も補償効果が高まると言える。この理由は、次数が同じ場合にデータビームとパイロットビームの光強度分布が一致するため、同様の大気擾乱を経験することができるためと考えられる。

第7章 実験

7.1 大気擾乱の影響評価実験

OAM光ビームに対する大気擾乱の影響を実験的に検証する。図7.1に実験系を示す。実験室内で大気擾乱を模擬するため、はんだごての熱を利用する。波長532nmの緑色レーザー光を1/2波長板で偏光調整する。レンズを2枚用いてビーム径を6mm程度まで拡大する。空間伝搬させてミラーで反射し、空間光変調器(SLM1)に入射する。SLM1では回転位相を表示し、入射光の位相を変調してOAM光ビームを生成する。その後、熱したはんだごてをOAM光ビームの通過経路のすぐ下に配置し、はんだごての熱と対流を利用して大気擾乱を模擬する。受信側ではSLM2で逆回転位相を表示し、OAM光ビームのモード次数をゼロに戻す。その後、2.6m程度の距離を伝搬させてガウスビームに戻し、ピンホールを通過させてパワーメータで光パワーを測定する。実験ではSLM1で生成するOAM光ビームのモード次数を変えて、モードスペクトル強度を測定した。図7.1の右側の写真では緑色レーザーとSLM1を撮影した。SLMの中央にある液晶部で光位相が変調されるため、そこにレーザー光を当てている。

図7.2に実験的に生成した次数5および次数15のOAM光ビームの光強度分布を示す。これらから分かるように、OAM光ビームの特徴的なリング状の光強度分布が得られていることが分かる。また次数を大きくするとビーム径が大きくなっていることが分かる。今回の実験では gaussianビームにSLMを使って位相特異点を付与する方法

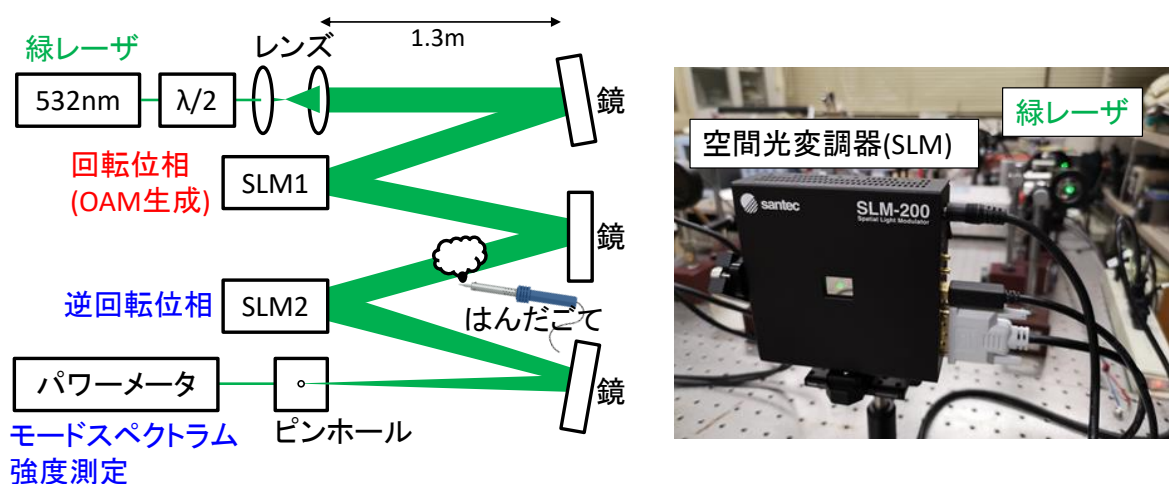


図 7.1: 大気擾乱の影響評価の実験系。はんだごての熱を利用して大気擾乱を模擬する。

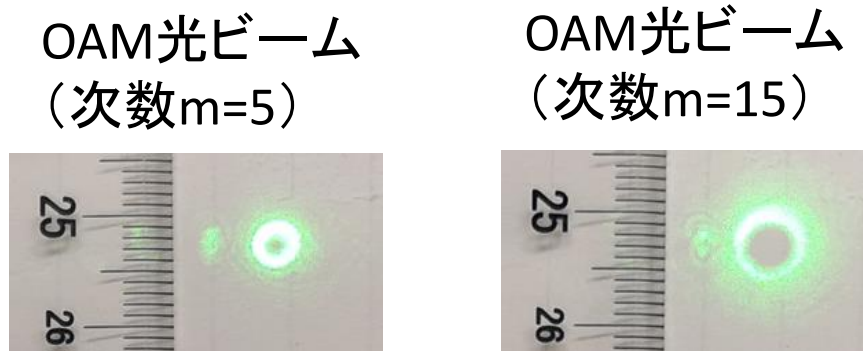


図 7.2: 実験的に生成した次数 5 および次数 15 の OAM 光ビームの光強度分布。

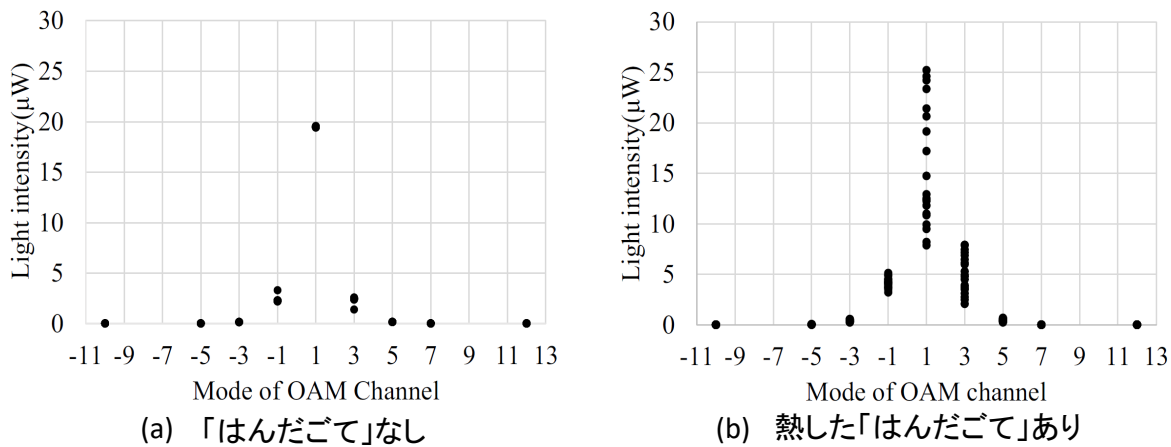


図 7.3: 測定したモードスペクトル強度。(a) はんだごてが無い場合、(b) 熱したはんだごてがある場合。

で OAM 光ビームを作成した。文献 [32] によると、この方法ではラゲールガウシアンビームが正確に生成できるわけではないが、簡易な方法で OAM 光ビームが生成できることが分かっている。なお、リング状の光強度分布の左側にある小さい輝点は高次回折光である。

図 7.3 に実験的に測定したモードスペクトル強度を示す。同図 (a) ははんだごてが無い場合、(b) は熱したはんだごてがある場合である。図の横軸は OAM 光ビームのモード次数であり、縦軸が光強度である。今回の実験ではモード次数 1 の OAM 光ビームに対して測定した。図中の黒点はパワーメータで測定した光強度を表しているが、0.5 秒間隔で合計 21 回測定した結果を重ね書きしたものである。同図 (a) でははんだごてがないため、光強度分布はほぼ一定の値になっていることがわかる。モード次数 1 においては、21 回分測定した光強度は $20\mu\text{W}$ で一定である。一方、同図 (b) では熱したはんだごての影響で OAM 光ビームの位相が乱されるため、測定した光強度分布は変動があることが分かる。モード次数 1 においては、21 回分測定した光強度は $7\sim 25\mu\text{W}$ の間で変動している。その周辺のモード次数 3 および -1 においても変動がみられるた

め、モード次数1のOAM光ビームの位相が乱されて、複数のモードの重ね合わせのようなビームと判定されたものとする。このように熱したはんだごてを用いれば大気擾乱の影響を模擬できることが分かった。

実験的な検証はここまでであるが、今後は大気擾乱の影響補償も実験的に検証したいと考えている。

第8章 総論

8.1 まとめ

OAM（軌道角運動量）空間光伝送で問題となる光学系のずれなどから生じるビームのずれ（位置ずれ、角度ずれ、距離ずれ）が、モードソーティングと高分解能なモードソーティングに与える影響について数値的に検証した。位置ずれはビーム径の約±10%前後までの範囲で許容され、角度ずれは約 $75\mu\text{rad}$ 前後の範囲が許容され非常に厳しいことを明らかにした。また距離ずれが与えるモードソーティングへの影響は弱いことを明らかにした。そしてモードソーティングにおける角度ずれに対する適応補償法を提案し、補償の有無による高分解能なモードソーティングの性能に及ぼす角度ずれの影響について数値的に検証した。補償の間隔を小さくすることでクロストークをさらに低下させることができるのではないかと考えている。

また自由空間伝搬で問題となる大気擾乱によるOAM光ビームの位相変動が与えるOAMモード次数識別への影響について数値的に検証した。この影響を補償する方式としてパイロットビームを用いた位相変動検知および適応補償法を提案した。計算機シミュレーションで数値的に検証した結果、データビームとパイロットビームの次数を一致させた場合に最も補償効果が高まることを明らかにした。

8.2 今後の課題

モードソーティングの新たな手法として、より高分解能化が期待できるスパイラル型モードソーティング法が近年提案された。この手法は光学的な座標変換を施す際に、スパイラル状のものを直線形状に変換することで、光強度分布を横長に引き延ばして高分解能化を達成しようとするものである。スパイラルソーティングにおける光学系の配置誤差の影響も評価したいと考えている。

また本論文で提案した角度ずれに対する適応補償法、および大気擾乱の適応補償法を実験的に検証したいと考えている。

参考文献

- [1] “総務省情報通信統計データベース, 令和3年度通信利用動向調査, 令和4年5月27日発表.” [Online]. Available: <https://www.soumu.go.jp/johotsusintokei/statistics/statistics05a.html>
- [2] “総務省報道, 我が国のインターネットにおけるトラヒックの集計・試算 (2021年11月時点), 令和4年2月4日発表.” [Online]. Available: https://www.soumu.go.jp/menu_news/s-news/01kiban04_02000202.html
- [3] P. J. Winzer, “Scaling optical fiber networks: Challenges and solutions,” Optics and Photonics News, pp. 28–35, March 2015.
- [4] A. E. Willner, H. Huang, Y. Yan, Y. Ren, N. Ahmed, G. Xie, C. Bao, L. Li, Y. Cao, Z. Zhao, J. Wang, M. P. J. Lavery, M. Tur, S. Ramachandran, A. F. Molisch, N. Ashrafi, and S. Ashrafi, “Optical communications using orbital angular momentum beams,” Adv. Opt. Photon., vol. 7, no. 1, pp. 66–106, Mar 2015. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/aop/abstract.cfm?URI=aop-7-1-66>
- [5] 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,” Phys. Rev. A, vol. 45, pp. 8185–8189, Jun 1992. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.45.8185>
- [6] S. Franke-Arnold, L. Allen, and M. Padgett, “Advances in optical angular momentum,” Laser & Photonics Reviews, vol. 2, no. 4, pp. 299–313, 2008. [Online]. Available: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/lpor.200810007>
- [7] 豊島守生, “光衛星通信の研究開発動向,” OPTRONICS, vol. 7, pp. 64–71, July 2016.
- [8] B. Sephton, A. Dudley, and A. Forbes, “Revealing the radial modes in vortex beams,” Appl. Opt., vol. 55, no. 28, pp. 7830–7835, Oct 2016. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-55-28-7830>

- [9] H. He, M. E. J. Friese, N. R. Heckenberg, and H. Rubinsztein-Dunlop, “Direct observation of transfer of angular momentum to absorptive particles from a laser beam with a phase singularity,” Phys. Rev. Lett., vol. 75, pp. 826–829, Jul 1995. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.75.826>
- [10] V. Garbin, D. Cojoc, E. Ferrari, R. Z. Proietti, S. Cabrini, and E. D. Fabrizio, “Optical micro-manipulation using laguerre-gaussian beams,” Japanese Journal of Applied Physics, vol. 44, no. 7B, pp. 5773–5776, jul 2005. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1143/jjap.44.5773>
- [11] A. R. A. V. D. P. L. M. R. B. J. J. Nivas, S. He and S. Amoruso, “Direct femtosecond laser surface structuring with optical vortex beams generated by a q-plate,” Scientific Reports, vol. 5, no. 1, p. 17929, 12 2015.
- [12] O. J. Allegre, W. Perrie, S. P. Edwardson, G. Dearden, and K. G. Watkins, “Laser microprocessing of steel with radially and azimuthally polarized femtosecond vortex pulses,” Journal of Optics, vol. 14, no. 8, p. 085601, jul 2012. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088/2040-8978/14/8/085601>
- [13] W. G. Mair Alois, Vaziri Alipasha and Z. Anton, “Entanglement of the orbital angular momentum states of photons,” Nature, vol. 412, no. 6844, pp. 313–316, Jul 2001. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/35085529>
- [14] A. Vaziri, G. Weihs, and A. Zeilinger, “Superpositions of the orbital angular momentum for applications in quantum experiments,” Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics, vol. 4, no. 2, pp. S47–S51, mar 2002. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088/1464-4266/4/2/367>
- [15] J. A. Davis, D. E. McNamara, D. M. Cottrell, and J. Campos, “Image processing with the radial hilbert transform: Theory and experiments,” Opt. Lett., vol. 25, no. 2, pp. 99–101, Jan 2000. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-25-2-99>
- [16] V. D’Ambrosio, N. Spagnolo, L. Del Re, S. Slussarenko, Y. Li, L. C. Kwek, L. Marrucci, S. P. Walborn, L. Aolita, and F. Sciarrino, “Photonic polarization gears for ultra-sensitive angular measurements,” Nature Communications, vol. 4, no. 1, p. 2432, Sep 2013. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/ncomms3432>
- [17] X. li Yin, H. qing Sang, X.-Z. Cui, H. Chang, L. Li, and G. hua Wu, “Offset tolerance of an orbital angular momentum optical communication system with angular deflection,” Optics Communications, vol. 393, pp. 34–39,

-
2017. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401817301013>
- [18] G. Xie, L. Li, Y. Ren, H. Huang, Y. Yan, N. Ahmed, Z. Zhao, M. P. J. Lavery, N. Ashrafi, S. Ashrafi, R. Bock, M. Tur, A. F. Molisch, and A. E. Willner, “Performance metrics and design considerations for a free-space optical orbital-angular-momentum multiplexed communication link,” *Optica*, vol. 2, no. 4, pp. 357–365, Apr 2015. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/optica/abstract.cfm?URI=optica-2-4-357>
- [19] G. C. G. Berkhout, M. P. J. Lavery, J. Courtial, M. W. Beijersbergen, and M. J. Padgett, “Efficient sorting of orbital angular momentum states of light,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, p. 153601, Oct 2010. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.153601>
- [20] C. J. Wan Chenhao and Z. Qiwen, “Compact and high-resolution optical orbital angular momentum sorter,” *APL Photonics*, vol. 2, no. 3, p. 031302, 2017. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.4974824>
- [21] S. K. Hemani Kaushal, V.K. Jain, *Free Space Optical Communication*, 1st ed., ser. Optical Networks. Springer, New Delhi, 2017.
- [22] 左貝潤一, *導波光学*. 共立出版, 2004.
- [23] 藪哲郎, *光導波路解析入門*. 森北出版, 2007.
- [24] 山本昌志, “マクスウェルの方程式から、ヘルムホルツ方程式へ,” http://www.yamamo10.jp/yamamoto/study/electromagnetics/Helmholtz_eq/html/node2.html, (2017年1月29日アクセス).
- [25] 末松安晴 and 伊賀健一, *光ファイバ通信入門 (改訂4版)*. オーム社, 2006.
- [26] 宮本洋子, “光渦の基礎,” *OPTICS+ELECTONICS*, vol. 37, no. 4, pp. 253–255, 4月.
- [27] E. Zauderer, “Complex argument hermite–gaussian and laguerre–gaussian beams,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 3, no. 4, pp. 465–469, Apr 1986. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/josaa/abstract.cfm?URI=josaa-3-4-465>
- [28] A. Wünsche, “Generalized gaussian beam solutions of paraxial optics and their connection to a hidden symmetry,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 6, no. 9, pp. 1320–1329, Sep 1989. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/josaa/abstract.cfm?URI=josaa-6-9-1320>

- [29] A. T. O’Neil, I. Macvicar, L. Allen, and M. J. Padgett, “Intrinsic and extrinsic nature of the orbital angular momentum of a light beam.” Physical review letters, vol. 88 5, p. 053601, 2002.
- [30] A. Forbes, “Structured light from lasers,” Laser & Photonics Reviews, vol. 13, no. 11, p. 1900140, 2019. [Online]. Available: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/lpor.201900140>
- [31] 佐々田博之, “光の軌道角運動量制御,” 光学, vol. 33, no. 5, pp. 271–277, 5月.
- [32] 宮本洋子, “ラゲールガウスビームの発生と検出,” 光学, vol. 35, no. 12, pp. 618–624, 12月.
- [33] Y. Zhao and J. Wang, “Integrated compact vertical cavity surface emitting orbital angular momentum laser,” in Asia Communications and Photonics Conference 2014. Optica Publishing Group, 2014, p. ATh3A.56. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ACPC-2014-ATh3A.56>
- [34] H. Li, D. B. Phillips, X. Wang, Y.-L. D. Ho, L. Chen, X. Zhou, J. Zhu, S. Yu, and X. Cai, “Orbital angular momentum vertical-cavity surface-emitting lasers,” Optica, vol. 2, no. 6, pp. 547–552, Jun 2015. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/optica/abstract.cfm?URI=optica-2-6-547>
- [35] L. Zhu, X. Wei, J. Wang, Z. Zhang, Z. Li, H. Zhang, S. Li, K. Wang, and J. Liu, “Experimental demonstration of basic functionalities for 0.1-thz orbital angular momentum (oam) communications,” in Optical Fiber Communication Conference. Optica Publishing Group, 2014, p. M3K.7. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=OFC-2014-M3K.7>
- [36] M. Beijersbergen, R. Coerwinkel, M. Kristensen, and J. Woerdman, “Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate,” Optics Communications, vol. 112, no. 5, pp. 321–327, 1994. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0030401894906386>
- [37] M. Beijersbergen, L. Allen, H. van der Veen, and J. Woerdman, “Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum,” Optics Communications, vol. 96, no. 1, pp. 123–132, 1993. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/003040189390535D>
- [38] J. Wang, J.-Y. Yang, I. M. Fazal, N. Ahmed, Y. Yan, H. Huang, Y. Ren, Y. Yue, S. Dolinar, M. Tur, and A. E. Willner, “Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing,” Nature

-
- Photonics, vol. 6, no. 7, pp. 488–496, Jul 2012. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/nphoton.2012.138>
- [39] J. Liu and J. Wang, “Demonstration of polarization-insensitive spatial light modulation using a single polarization-sensitive spatial light modulator,” Scientific Reports, vol. 5, no. 1, p. 9959, Jul 2015. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/srep09959>
- [40] L. Zhu and J. Wang, “Arbitrary manipulation of spatial amplitude and phase using phase-only spatial light modulators,” Scientific Reports, vol. 4, no. 1, p. 7441, Dec 2014. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/srep07441>
- [41] —, “Simultaneous generation of multiple orbital angular momentum (oam) modes using a single phase-only element,” Opt. Express, vol. 23, no. 20, pp. 26 221–26 233, Oct 2015. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-23-20-26221>
- [42] T. Su, R. P. Scott, S. S. Djordjevic, N. K. Fontaine, D. J. Geisler, X. Cai, and S. J. B. Yoo, “Demonstration of free space coherent optical communication using integrated silicon photonic orbital angular momentum devices,” Opt. Express, vol. 20, no. 9, pp. 9396–9402, Apr 2012. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-20-9-9396>
- [43] X. Cai, J. Wang, M. J. Strain, B. Johnson-Morris, J. Zhu, M. Sorel, J. L. O’Brien, M. G. Thompson, and S. Yu, “Integrated compact optical vortex beam emitters,” Science, vol. 338, no. 6105, pp. 363–366, 2012. [Online]. Available: <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1226528>
- [44] N. M. Litchinitser, “Structured light meets structured matter,” Science, vol. 337, no. 6098, pp. 1054–1055, 2012. [Online]. Available: <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1226204>
- [45] E. Karimi, S. A. Schulz, I. De Leon, H. Qassim, J. Upham, and R. W. Boyd, “Generating optical orbital angular momentum at visible wavelengths using a plasmonic metasurface,” Light: Science & Applications, vol. 3, no. 5, pp. e167–e167, May 2014. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/lsa.2014.48>
- [46] Z. Zhao, J. Wang, S. Li, and A. E. Willner, “Metamaterials-based broadband generation of orbital angular momentum carrying vector beams,” Opt. Lett., vol. 38, no. 6, pp. 932–934, Mar 2013. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-38-6-932>

- [47] Y. Yang, W. Wang, P. Moitra, I. I. Kravchenko, D. P. Briggs, and J. Valentine, “Dielectric meta-reflectarray for broadband linear polarization conversion and optical vortex generation,” *Nano Letters*, vol. 14, no. 3, pp. 1394–1399, 2014, pMID: 24547692. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1021/nl4044482>
- [48] J. Du, X. Li, S. Li, L. Zhu, N. Zhou, J. Liu, S. Chen, Y. Zhao, and J. Wang, “Experimental demonstration of chip-scale orbital angular momentum (oam) beams generation and detection using nanophotonic dielectric metasurface array,” in *Optical Fiber Communication Conference*. Optica Publishing Group, 2016, p. W2A.13. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=OFC-2016-W2A.13>
- [49] F. Gori, G. Guattari, and C. Padovani, “Bessel-gauss beams,” *Optics Communications*, vol. 64, no. 6, pp. 491–495, 1987. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0030401887902768>
- [50] X. Chu, Q. Sun, J. Wang, P. Lü, W. Xie, and X. Xu, “Generating a bessel-gaussian beam for the application in optical engineering,” *Scientific Reports*, vol. 5, no. 1, p. 18665, Dec 2015. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/srep18665>
- [51] T. Yu, H. Xia, W. Xie, G. Xiao, and H. Li, “The generation and verification of bessel-gaussian beam based on coherent beam combining,” *Results in Physics*, vol. 16, p. 102872, 2020. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2211379719334084>
- [52] D. Ding and X. Liu, “Approximate description for bessel, bessel-gauss, and gaussian beams with finite aperture,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 16, no. 6, pp. 1286–1293, Jun 1999. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/josaa/abstract.cfm?URI=josaa-16-6-1286>
- [53] F. Zhu, S. Huang, W. Shao, J. Zhang, M. Chen, W. Zhang, and J. Zeng, “Free-space optical communication link using perfect vortex beams carrying orbital angular momentum (oam),” *Optics Communications*, vol. 396, pp. 50–57, 2017. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401817301864>
- [54] P. Vaity and L. Rusch, “Perfect vortex beam: Fourier transformation of a bessel beam,” *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 4, pp. 597–600, Feb 2015. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-40-4-597>

-
- [55] J. Pinnell, V. Rodríguez-Fajardo, and A. Forbes, “How perfect are perfect vortex beams?” *Opt. Lett.*, vol. 44, no. 22, pp. 5614–5617, Nov 2019. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-44-22-5614>
- [56] Y. Liu, Y. Ke, J. Zhou, Y. Liu, H. Luo, S. Wen, and D. Fan, “Generation of perfect vortex and vector beams based on pancharatnam-berry phase elements,” *Scientific Reports*, vol. 7, no. 1, p. 44096, Mar 2017. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/srep44096>
- [57] X. Li, H. Wei, T. D. Visser, Y. Cai, and X. Liu, “Partially coherent perfect vortex beam generated by an axicon phase,” *Applied Physics Letters*, vol. 119, no. 17, p. 171108, 2021. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/5.0071705>
- [58] A. C. H. Anaya Carvajal, Nelson and Y. Torres Moreno, “Generation of perfect optical vortices by using a transmission liquid crystal spatial light modulator,” *International Journal of Optics*, vol. 2017, p. 6852019, Mar 2017. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1155/2017/6852019>
- [59] 井町昌弘 and 内田伏一, *フーリエ解析*. 裳華房, 2001.
- [60] T. Lei, M. Zhang, Y. Li, P. Jia, G. N. Liu, X. Xu, Z. Li, C. Min, J. Lin, C. Yu, H. Niu, and X. Yuan, “Massive individual orbital angular momentum channels for multiplexing enabled by dammann gratings,” *Light: Science & Applications*, vol. 4, no. 3, pp. e257–e257, Mar 2015. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/lssa.2015.30>
- [61] S. Li and J. Wang, “Simultaneous demultiplexing and steering of multiple orbital angular momentum modes,” *Scientific Reports*, vol. 5, no. 1, p. 15406, Oct 2015. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/srep15406>
- [62] 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. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-22-1-145>
- [63] M. Mirhosseini, M. Malik, Z. Shi, and R. W. Boyd, “Efficient separation of the orbital angular momentum eigenstates of light,” *Nature Communications*, vol. 4, no. 1, p. 2781, Nov 2013. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/ncomms3781>

- [64] A. E. Willner, J. Wang, and H. Huang, "A different angle on light communications," Science, vol. 337, no. 6095, pp. 655–656, 2012. [Online]. Available: <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1225460>
- [65] J. Wang, S. Li, C. Li, L. Zhu, C. Gui, D. Xie, Y. Qiu, Q. Yang, and S. Yu, "Ultra-high 230-bit/s/hz spectral efficiency using ofdm/oqam 64-qam signals over pol-muxed 22 orbital angular momentum (oam) modes," in Optical Fiber Communication Conference. Optica Publishing Group, 2014, p. W1H.4. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=OFC-2014-W1H.4>
- [66] J. Wang and A. E. Willner, "Using orbital angular momentum modes for optical transmission," in Optical Fiber Communication Conference. Optica Publishing Group, 2014, p. W4J.5. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=OFC-2014-W4J.5>
- [67] J. Wang, "Advances in communications using optical vortices," Photon. Res., vol. 4, no. 5, pp. B14–B28, Oct 2016. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/prj/abstract.cfm?URI=prj-4-5-B14>
- [68] J. Liu and J. Wang, "Polarization-insensitive pam-4-carrying free-space orbital angular momentum (oam) communications," Opt. Express, vol. 24, no. 4, pp. 4258–4269, Feb 2016. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-24-4-4258>
- [69] 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. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-39-2-197>
- [70] J. Wang, "Review of spectrally efficient optical communications using orbital angular momentum multiplexing," in Asia Communications and Photonics Conference 2014. Optica Publishing Group, 2014, p. AF3D.3. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ACPC-2014-AF3D.3>
- [71] 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 2014 The European Conference on Optical Communication (ECOC), 2014, pp. 1–3.

-
- [72] J. Wang and A. E. Willner, “Twisted communications using orbital angular momentum (tutorial talk),” in Optical Fiber Communication Conference. Optica Publishing Group, 2016, p. Th1H.1. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=OFC-2016-Th1H.1>
- [73] Y. Zhao, J. Liu, J. Du, S. Li, Y. Luo, A. Wang, L. Zhu, and J. Wang, “Experimental demonstration of 260-meter security free-space optical data transmission using 16-qam carrying orbital angular momentum (oam) beams multiplexing,” in Optical Fiber Communication Conference. Optica Publishing Group, 2016, p. Th1H.3. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=OFC-2016-Th1H.3>
- [74] 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, vol. 340, no. 6140, pp. 1545–1548, 2013. [Online]. Available: <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1237861>
- [75] P. Gregg, P. Kristensen, and S. Ramachandran, “Conservation of orbital angular momentum in air-core optical fibers,” Optica, vol. 2, no. 3, pp. 267–270, Mar 2015. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/optica/abstract.cfm?URI=optica-2-3-267>
- [76] B. Ung, P. Vaity, L. Wang, Y. Messaddeq, L. A. Rusch, and S. LaRochelle, “Few-mode fiber with inverse-parabolic graded-index profile for transmission of oam-carrying modes,” Opt. Express, vol. 22, no. 15, pp. 18 044–18 055, Jul 2014. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-22-15-18044>
- [77] G. K. L. Wong, M. S. Kang, H. W. Lee, F. Biancalana, C. Conti, T. Weiss, and P. S. J. Russell, “Excitation of orbital angular momentum resonances in helically twisted photonic crystal fiber,” Science, vol. 337, no. 6093, pp. 446–449, 2012. [Online]. Available: <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1223824>
- [78] Y. Yue, L. Zhang, Y. Yan, N. Ahmed, J.-Y. Yang, H. Huang, Y. Ren, S. Dolinar, M. Tur, and A. E. Willner, “Octave-spanning supercontinuum generation of vortices in an as₂s₃ ring photonic crystal fiber,” Opt. Lett., vol. 37, no. 11, pp. 1889–1891, Jun 2012. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-37-11-1889>
- [79] H. Huang, G. Milione, M. P. J. Lavery, G. Xie, Y. Ren, Y. Cao, N. Ahmed, T. An Nguyen, D. A. Nolan, M.-J. Li, M. Tur, R. R. Alfano, and A. E. Willner, “Mode division multiplexing using an orbital angular momentum

- mode sorter and mimo-dsp over a graded-index few-mode optical fibre,” Scientific Reports, vol. 5, no. 1, p. 14931, Oct 2015. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/srep14931>
- [80] L. Zhu, A. Wang, S. Chen, J. Liu, C. Du, Q. Mo, and J. Wang, “Experimental demonstration of orbital angular momentum (oam) modes transmission in a 2.6 km conventional graded-index multimode fiber assisted by high efficient mode-group excitation,” in Optical Fiber Communication Conference. Optica Publishing Group, 2016, p. W2A.32. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=OFC-2016-W2A.32>
- [81] A. Kolmogorov, “The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds’ Numbers,” Akademiia Nauk SSSR Doklady, vol. 30, pp. 301–305, Jan. 1941.
- [82] R. G. Lane, A. Glindemann, and J. C. Dainty, “Simulation of a kolmogorov phase screen,” Waves in Random Media, vol. 2, no. 3, pp. 209–224, 1992. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088/0959-7174/2/3/003>
- [83] C. M. Harding, R. A. Johnston, and R. G. Lane, “Fast simulation of a kolmogorov phase screen,” Appl. Opt., vol. 38, no. 11, pp. 2161–2170, Apr 1999. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-38-11-2161>
- [84] J. D. Schmidt, Numerical Simulation of Optical Wave Propagation With examples in MATLAB, 1st ed. SPIE Press, Bellingham, WA, 2010.
- [85] V. I. Tatarski, Wave Propagation in a Turbulent Medium, ed. R. A. Silverman, 1st ed. McGraw-Hill, New York, 1961.
- [86] L. C. Andrews and R. L. Phillips, Laser Beam Propagation Through Random Media, 2nd ed. SPIE Press, Bellingham, WA, 2005.
- [87] S. Li, S. Chen, C. Gao, A. E. Willner, and J. Wang, “Atmospheric turbulence compensation in orbital angular momentum communications: Advances and perspectives,” Optics Communications, vol. 408, pp. 68–81, 2018, optical Communications Exploiting the Space Domain. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S003040181730809X>
- [88] Y. Ren, G. Xie, H. Huang, C. Bao, Y. Yan, N. Ahmed, M. P. J. Lavery, B. I. Erkmén, S. Dolinar, M. Tur, M. A. Neifeld, M. J. Padgett, R. W. Boyd, J. H. Shapiro, and A. E. Willner, “Adaptive optics compensation of multiple orbital angular momentum beams propagating through emulated atmospheric

-
- turbulence,” *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 10, pp. 2845–2848, May 2014. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-39-10-2845>
- [89] Y. Ren, G. Xie, H. Huang, L. Li, N. Ahmed, Y. Yan, M. P. J. Lavery, R. Bock, M. Tur, M. A. Neifeld, R. W. Boyd, J. H. Shapiro, and A. E. Willner, “Turbulence compensation of an orbital angular momentum and polarization-multiplexed link using a data-carrying beacon on a separate wavelength,” *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 10, pp. 2249–2252, May 2015. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-40-10-2249>
- [90] Y. Ren, G. Xie, H. Huang, N. Ahmed, Y. Yan, L. Li, C. Bao, M. P. J. Lavery, M. Tur, M. A. Neifeld, R. W. Boyd, J. H. Shapiro, and A. E. Willner, “Adaptive-optics-based simultaneous pre- and post-turbulence compensation of multiple orbital-angular-momentum beams in a bidirectional free-space optical link,” *Optica*, vol. 1, no. 6, p. 376 – 382, 2014, cited by: 137; All Open Access, Bronze Open Access. [Online]. Available: <https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-84938313284&doi=10.1364%2fOPTICA.1.000376&partnerID=40&md5=afaec1a52d9d9643563f63ef427f293c>
- [91] S. Li and J. Wang, “Compensation of a distorted n-fold orbital angular momentum multicasting link using adaptive optics,” *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 7, pp. 1482–1485, Apr 2016. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-41-7-1482>
- [92] N. Ahmed, Z. Zhao, L. Li, H. Huang, M. P. J. Lavery, P. Liao, Y. Yan, Z. Wang, G. Xie, Y. Ren, A. Almainan, A. J. Willner, S. Ashrafi, A. F. Molisch, M. Tur, and A. E. Willner, “Mode-division-multiplexing of multiple bessel-gaussian beams carrying orbital-angular-momentum for obstruction-tolerant free-space optical and millimetre-wave communication links,” *Scientific Reports*, vol. 6, no. 1, p. 22082, Mar 2016. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/srep22082>
- [93] J. Du and J. Wang, “High-dimensional structured light coding/decoding for free-space optical communications free of obstructions,” *Optics Letters*, vol. 40, no. 21, p. 4827 – 4830, 2015, cited by: 93. [Online]. Available: <https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-84962714790&doi=10.1364%2fOL.40.004827&partnerID=40&md5=7a833a08ea562264f19ab1bc7f079314>
- [94] S. Li and J. Wang, “Adaptive free-space optical communications through turbulence using self-healing bessel beams,” *Scientific Reports*, vol. 7, no. 1, p. 43233, Feb 2017. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/srep43233>

- [95] S. Chen, S. Li, Y. Zhao, J. Liu, L. Zhu, A. Wang, J. Du, L. Shen, and J. Wang, "Demonstration of 20-gbit/s high-speed bessel beam encoding/decoding link with adaptive turbulence compensation," *Optics Letters*, vol. 41, no. 20, p. 4680 – 4683, 2016, cited by: 49. [Online]. Available: <https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-84992127906&doi=10.1364%2fOL.41.004680&partnerID=40&md5=8d1f443c5d7eccf52c567b117a41e41c>
- [96] R. W. Gerchberg, "A practical algorithm for the determination of plane from image and diffraction pictures," *Optik*, vol. 35, no. 2, pp. 237–246, 1972.
- [97] Y. Ren, H. Huang, J.-Y. Yang, Y. Yan, N. Ahmed, Y. Yue, A. E. Willner, K. Birnbaum, J. Choi, B. Erkmen et al., "Correction of phase distortion of an oam mode using gs algorithm based phase retrieval," in 2012 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO). IEEE, 2012, pp. 1–2.
- [98] S. Fu, S. Zhang, T. Wang, and C. Gao, "Pre-turbulence compensation of orbital angular momentum beams based on a probe and the gerchberg-saxton algorithm," *Optics Letters*, vol. 41, no. 14, p. 3185 – 3188, 2016, cited by: 36. [Online]. Available: <https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-84979944202&doi=10.1364%2fOL.41.003185&partnerID=40&md5=b0e83742170c95a1016cd64a12a5cdcc>
- [99] S. Fu, T. Wang, S. Zhang, Z. Zhang, Y. Zhai, and C. Gao, "Non-probe compensation of optical vortices carrying orbital angular momentum," *Photonics Research*, vol. 5, no. 3, p. 251 – 255, 2017, cited by: 28. [Online]. Available: <https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-85020831375&doi=10.1364%2fPRJ.5.000251&partnerID=40&md5=80a10fc4c26d763af5e5d550650b9934>
- [100] G. Xie, Y. Ren, H. Huang, M. P. Lavery, N. Ahmed, Y. Yan, C. Bao, L. Li, Z. Zhao, Y. Cao, M. Willner, M. Tur, S. J. Dolinar, R. W. Boyd, J. H. Shapiro, and A. E. Willner, "Phase correction for a distorted orbital angular momentum beam using a zernike polynomials-based stochastic-parallel-gradient-descent algorithm," *Optics Letters*, vol. 40, no. 7, p. 1197 – 1200, 2015, cited by: 78. [Online]. Available: <https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-84939813977&doi=10.1364%2fOL.40.001197&partnerID=40&md5=4cea8a177285aa6bf28f23954d5b8e75>
- [101] L. Liu and M. A. Vorontsov, "Phase-locking of tiled fiber array using SPGD feedback controller," in Target-in-the-Loop: Atmospheric Tracking, Imaging, and Compensation II, M. T. Valley and M. A. Vorontsov, Eds., vol. 5895, International Society for Optics and Photonics. SPIE, 2005, pp. 138 – 146. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1117/12.617415>

-
- [102] H. Huang, Y. Cao, G. Xie, Y. Ren, Y. Yan, C. Bao, N. Ahmed, M. A. Neifeld, S. J. Dolinar, and A. E. Willner, “Crosstalk mitigation in a free-space orbital angular momentum multiplexed communication link using 4×4 mimo equalization,” Optics Letters, vol. 39, no. 15, p. 4360 – 4363, 2014, cited by: 96. [Online]. Available: <https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-84905047684&doi=10.1364%2fOL.39.004360&partnerID=40&md5=9e076ae9bfe6a7b4702cc3be439fc468>
- [103] Y. Ren, Z. Wang, G. Xie, L. Li, A. J. Willner, Y. Cao, Z. Zhao, Y. Yan, N. Ahmed, N. Ashrafi, S. Ashrafi, R. Bock, M. Tur, and A. E. Willner, “Atmospheric turbulence mitigation in an oam-based mimo free-space optical link using spatial diversity combined with mimo equalization,” Optics Letters, vol. 41, no. 11, p. 2406 – 2409, 2016, cited by: 62; All Open Access, Bronze Open Access. [Online]. Available: <https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-84975074591&doi=10.1364%2fOL.41.002406&partnerID=40&md5=d8bc9e06d50b30877ffbaee72f6b053a>
- [104] S. M. Navidpour, M. Uysal, and M. Kavehrad, “Ber performance of free-space optical transmission with spatial diversity,” IEEE Transactions on wireless communications, vol. 6, no. 8, pp. 2813–2819, 2007.
- [105] J. Zhou, Z. Xu, and J. Wang, “Performance evaluation of fractional orbital angular momentum (oam) based ldpc-coded free-space optical communications with atmospheric turbulence,” in Asia Communications and Photonics Conference. Optica Publishing Group, 2014, pp. AF3D–2.
- [106] J. Zhang, S.-J. Huang, F.-Q. Zhu, W. Shao, and M.-S. Chen, “Dimensional properties of laguerre-gaussian vortex beams,” Appl. Opt., vol. 56, no. 12, pp. 3556–3561, Apr 2017. [Online]. Available: <http://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-56-12-3556>

謝辞

本研究を進めるにあたり、多大なる熱心なご指導を賜りました後藤信夫教授に深く感謝いたします。また、多くのご助言、ご指導を賜りました岸川博紀准教授、ならびに本論文を査読頂いた藤方潤一教授、河田佳樹教授、山本健詞教授に深く感謝いたします。本研究室の諸先輩方には日々親切に丁寧なご助言・ご指導を頂き、大変感謝しています。本研究で苦楽を共にし、互いに励まし合い研究を進めてきた研究室の皆様にも、心から感謝致します。

学外発表

論文

1. Hiroki Kishikawa, Haruya Kishimoto, Noriyuki Sakashita, Nobuo Goto and Shien-Kuei Liaw, “Pilot beam-assisted adaptive compensation for atmospheric turbulence in free-space optical transmission of beams carrying orbital angular momentum,” *Japanese Journal of Applied Physics (JJAP)*, (Special Issues), Vol.59, No.SO, pp.SO0D03-1-SOOD03-8, May 2020.
2. Hiroki Kishikawa, Noriyuki Sakashita and Nobuo Goto, “Adaptive Compensation for Angular Deflection of Beams Carrying Orbital Angular Momentum on Mode Sorting,” *Japanese Journal of Applied Physics (JJAP)*, (Special Issues), Vol.58, No.SJ, pp.SJJE04-1-SJJE04-5, July 2019.
3. Hiroki Kishikawa, Noriyuki Sakashita, Nobuo Goto, “Mode sorting performance for optical beams carrying orbital angular suffering lateral displacement and angular deflection”, *Japanese Journal of Applied Physics (JJAP)*, Vol.57, No.8S2, pp.08PB01-1-08PB01-5, June 2018.

国際会議

1. Noriyuki Sakashita, Haruya Kishimoto, Kyosuke Matsusue, Hiroki Kishikawa, Nobuo Goto and Shien-Kuei Liaw, “Pilot Beam-Assisted Adaptive Compensation for Atmospheric Turbulence-Induced Phase Fluctuation on Beams Carrying Orbital Angular Momentum,” *25th OptoElectronics and Communications Conference 2020 (OECC2020)*, No.VP46, Taipei, Oct. 2020.
2. Haruya Kishimoto, Noriyuki Sakashita, Hiroki Kishikawa, Nobuo Goto and Shien-Kuei Liaw, “Reference Beam-Assisted Broadband Adaptive Optics Compensation for Atmospheric Turbulence on Orbital Angular Momentum Beams,” *OSA Advanced Photonics Congress 2020 (APC2020)*, No.SpM2I.2, Online virtual conference, Jul. 2020.

3. Hiroki Kishikawa, Noriyuki Sakashita and Nobuo Goto, “Influence of Angular Deflection on Mode Sorting with Adaptive Compensation for Beams Carrying Orbital Angular Momentum,” *OSA 2019 Advanced Photonics Congress (APC2019)*, San Francisco, No.SpTh3E.5, Jul. 2019.
4. Noriyuki Sakashita, Hiroki Kishikawa, Nobuo Goto, “Performance of Adaptive Compensation for Angular Deflection of Beams Carrying Orbital Angular Momentum on Mode Sorting”, *Optics & Photonics Taiwan, International Conference (OPTIC) 2018.*, Tainan, Taiwan, Dec. 2018, No. 2018-FRI-P0201-P005.
5. Noriyuki Sakashita, Hiroki Kishikawa, Nobuo Goto, “Tolerance to Distance Displacement on Mode Sorting Performance for Beams Carrying Orbital Angular Momentum”, *23rd MICROOPTICS CONFERENCE (MOC) 2018.*, Taipei, Taiwan, Oct. 2018, No. P-01.
6. Noriyuki Sakashita, Hiroki Kishikawa, Nobuo Goto, “Influence of Lateral Displacement and Angular Deflection on Mode Sorting for Beams Carrying Orbital Angular Momentum”, *OSA Advanced Photonics Congress 2018 (APC2018)*, Zurich, Switzerland, July. 2018, No. JTu5A.35.
7. Noriyuki Sakashita, Hiroki Kishikawa, Nobuo Goto, “Performance of High Resolution Mode Sorting for Optical Beam Carrying Orbital Angular Momentum Suffering Lateral Displacement and Angular Deflection”, *International Forum on Advanced Technologies (IFAT) 2018*, Tokushima, Japan, Mar. 2018, No. P1-14.
8. Noriyuki Sakashita, Hiroki Kishikawa, Nobuo Goto, “Tolerance to Lateral Displacement and Angular Deflection on Mode Sorting Performance for Beams Carrying Orbital Angular Momentum”, *22nd MICROOPTICS CONFERENCE (MOC) 2017.*, Tokyo, Japan, Nov. 2017, No. P-99.

国内会議

1. 岸本 陽哉, 坂下 徳幸, 松末 京祐, 岸川 博紀, 後藤 信夫, “軌道角運動量を持つビームの大気擾乱に対するパイロットビーム支援適応補償,” 電子情報通信学会 光エレクトロニクス研究会, オンライン, No.OPE2020-32, 2020年10月.
2. 坂下 徳幸, 岸川 博紀, 後藤 信夫, “OAMモードソーティングにおけるビームの角度誤差に対する適応補償”, 電子情報通信学会光エレクトロニクス研究会, 大阪大学中之島センター, No. OPE2018-175, 2019年1月.

3. 坂下 徳幸, 岸川 博紀, 後藤 信夫, “ビームの位置ずれと角度ずれが及ぼす OAM ビームの高分解能なモードソーティングへの影響”, 電子情報通信学会光エレクトロニクス研究会, 姫路西播磨地場産業センター, No. OPE2017-126, 2018 年 1 月.
4. 坂下 徳幸, 岸川 博紀, 後藤 信夫, “OAM ビームのモードソーティングにおけるビームの位置ずれと角度ずれの影響”, 電子情報通信学会 四国支部連合大会, 愛媛大学, No. 12-23, 2017 年 9 月.