

# ラゲール・ガウスビームの発生と検出

宮本 洋子\*・和田 篤\*\*

## Generation and Detection of Laguerre-Gaussian Beam

Yoko MIYAMOTO and Atsushi WADA

Laguerre Gaussian beams and the more general doughnut beams are optical beams with a phase singularity and orbital angular momentum (OAM), and provide a basis for defining OAM photon states. Holograms are useful methods for generating and detecting doughnut beams with specific OAM. Effects of aberration and problems related to detection of OAM superposition states are discussed.

**Key words:** Laguerre-Gaussian beam, doughnut beam, orbital angular momentum, aberration, superposition state

ラゲール・ガウス (LG) ビーム<sup>1)</sup>をはじめとする軌道角運動量をもつ光ビームが、近年広範囲に注目を集めている<sup>2)</sup>。本特集でも取り上げられている光トラップ・微粒子の回転操作や、渦糸ソリトンによる光導波路形成<sup>3)</sup>等に加えて、特に最近では量子情報の担い手としての応用にも関心がもたれている<sup>4)</sup>。

本稿では、軌道角運動量をもつ光ビームについて、発生と検出にかかわる問題を紹介する。発生については検出のベースともなるホログラムを用いた方法を中心に解説し、収差の影響について述べる。検出については、主として「軌道角運動量もつれ合い状態」に関する実験で用いられている手法を紹介する。

### 1. LG ビームと軌道角運動量

LG ビームは近軸近似下でのヘルムホルツ方程式の解であり、搬送波 $\exp(ikz)$ の部分を除くと円筒座標系 $(\rho, \phi, z)$ を用いて下記で表される。

$$LG_p^m(\rho, \phi, z) = \sqrt{\frac{2p!}{\pi(p+|m|)!}} \left(\frac{\sqrt{2}\rho}{w}\right)^{|m|} L_p^{|m|}\left(\frac{2\rho^2}{w^2}\right) \frac{1}{w} \exp\left\{-\rho^2\left(\frac{1}{w^2} - \frac{ik}{2R}\right) + im\phi - i\Psi_p^m\right\} \quad (1)$$

ここで $k$ は波数、 $L_p^{|m|}$ はラゲール陪多項式であり、 $p$ は動径方向、 $m$ は方位角方向のモード指数である。ガウスビーム( $p=m=0$ 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 $R(z)$ に従って収束・発散し、その様子はビームウェスト位置 $z_w$ およびそこでの $w$ の値 $w_w$ を用いて

$$w(z)^2 = w_w^2 \left\{1 + \left(\frac{2(z-z_w)}{kw_w^2}\right)^2\right\} \quad (2)$$

$$R(z) = (z-z_w) \left\{1 + \left(\frac{kw_w^2}{2(z-z_w)}\right)^2\right\} \quad (3)$$

となる。 $\Psi_p^m$ はビームウェスト前後での平面波との位相ずれであるGouy位相を表し、下記で与えられる。

$$\Psi_p^m = (2p+|m|+1)\Psi(z) \quad (4)$$

$$\Psi(z) = \arctan\left(\frac{2(z-z_w)}{kw_w^2}\right) \quad (5)$$

図1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 $\sigma_{mp}(z)$ を定義することができ<sup>5)</sup>、次式で与えられる。

$$\sigma_{mp}(z) = \sqrt{\frac{2 \int_0^{2\pi} \int_0^\infty d\rho \rho d\phi \rho^2 |LG_p^m(x, y, z)|^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty d\rho \rho d\phi |LG_p^m(x, y, z)|^2}} \quad (6)$$

$$= w(z) \sqrt{2p+|m|+1} \quad (7)$$

\* 電気通信大学情報通信工学科 (〒182-8585 東京都調布市調布ヶ丘 1-5-1) E-mail: miyamoto@ice.uec.ac.jp

\*\* 東京理科大学理学部第一部応用物理学科 (〒162-8601 東京都新宿区神楽坂 1-3)

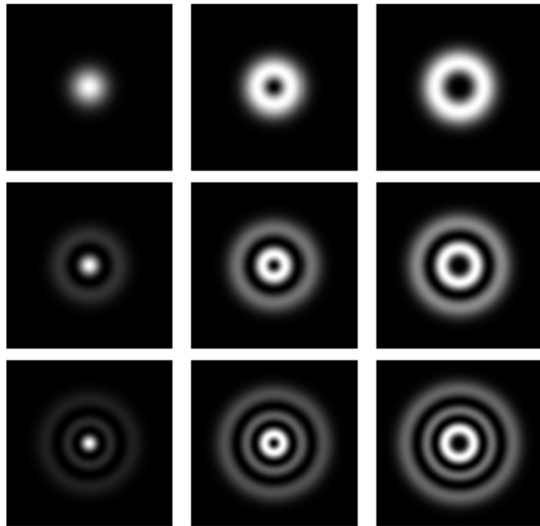


図1 LG ビームの強度分布 (左から  $m=0, 1, 2$ , 上から  $p=0, 1, 2$ ).

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  $2\pi$  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よぶ。  $m \neq 0$  の LG ビームは光軸上に  $m$  次の位相特異点をもつ。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。

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

$$u(\rho, \phi, z) = u_m(\rho, z) \exp(im\phi) \quad (8)$$

で表されるドーナツ状のビーム (LG ビームを含む) を、ドーナツビームとよぶ。

ドーナツビームは  $\phi$  方向に局所的な波数  $m/\rho$  に対応する流れをもち、これが軌道角運動量<sup>2)</sup>の源となる。  $x$  方向の直線偏光のビームで複素電場  $\epsilon_x = u(\rho, \phi, z) \exp(ikz)$  の場合、ビーム全体の軌道角運動量は

$$\begin{aligned} M_{zz}^{\text{orbit}} &= \frac{\epsilon_0 c}{i2\omega} \iint \rho \, d\rho \, d\phi \, \epsilon_x^* \frac{\partial}{\partial \phi} \epsilon_x \\ &= \frac{m}{\omega} \cdot \frac{\epsilon_0 c}{2} \int 2\pi \rho \, d\rho |u_m|^2 = \frac{mP}{\omega} \end{aligned} \quad (9)$$

となる。ここで  $M_{zz}^{\text{orbit}}$  は厳密には軌道角運動量束とよばれ、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

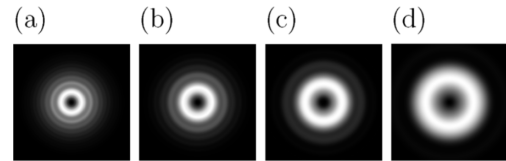


図2 多重リングの発生と消滅 (ビーム径  $600 \lambda$  で平行光となっているガウスビームに  $m=1$  の位相特異点を付加). (a)  $z=2 \times 10^4 \lambda$ , (b)  $z=4 \times 10^4 \lambda$ , (c)  $z=8 \times 10^4 \lambda$ , (d)  $z=1.6 \times 10^5 \lambda$ .

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まったく異なる値を取り得る。ドーナツビームではビームの  $\phi$  依存性は  $\exp(im\phi)$  で与えられ、 $\phi$  方向の位相勾配の  $\rho$  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について純粋なビームとよび、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よぶ。

## 2. LG ビームの発生と伝搬

### 2.1 発生

LG ビームを発生させるおもな手法としては、次に述べる 3 つの手法が提案されている。1 つ目は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<sup>6,7)</sup>。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。2 つ目はエルミート・ガウス (HG) ビームを円筒面レンズを用いて LG ビームに変換する手法である<sup>8,9)</sup>。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。3 つ目は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である<sup>10-13)</sup>。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、 $p=0$  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  $p=0$  の LG ビームとは異なるビームである<sup>13)</sup>。

### 2.2 ホログラムで発生させるビームの伝搬

通常のガウスビームに位相特異点を付加して伝搬させると、位相特異点の影響によって発生した中心の暗い領域が拡大していくと同時に、同心円状の多重のリングをもつビームへと変化する。この多重のリングはビームの伝搬が進むにつれて数が減っていき、最終的に  $p=0$  の LG ビームと同様の一重のリングとドーナツ状の強度分布をもつビームを得る。図 2 に、ビーム径  $600 \lambda$  で平行光となっているガウスビームに  $m=1$  の位相特異点を付加したビーム

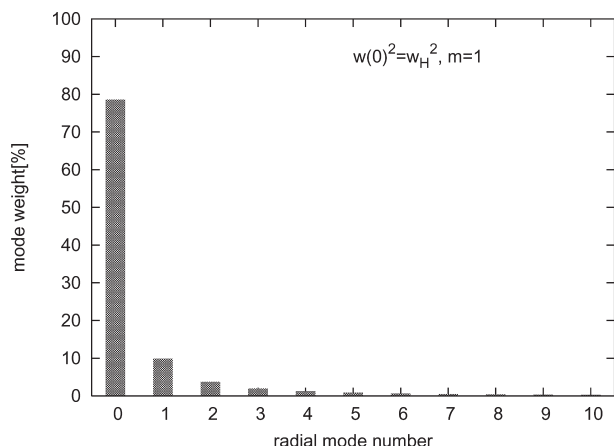


図3 ガウスビームに位相特異点を付加したビームのLGモード分布 ( $m=1$ ,  $w(0)=w_H$ ).

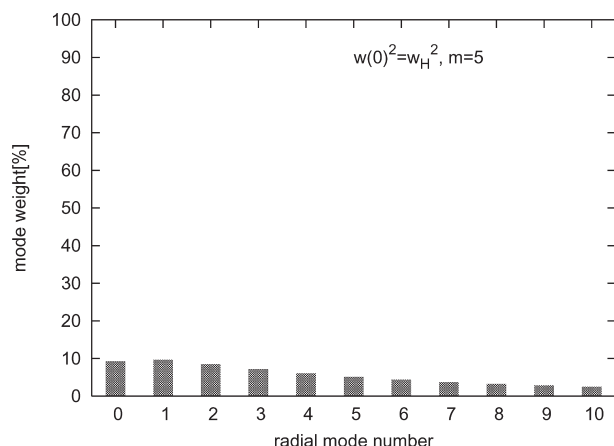


図4 ガウスビームに位相特異点を付加したビームのLGモード分布 ( $m=5$ ,  $w(0)=w_H$ ).

の伝搬をシミュレーションした結果を示す。

このリングが減少していく過程は、各リングを構成している成分が横方向に拡散、流出して起こっているのではなく、回折の影響によってリング同士が融合することによって起こっている。そのため、リングが一重となった後、回折の影響によって再び多重のリングが発生する可能性がある。発生させたビームを  $p=0$  のLGビームの代用として使用する際には、この点に注意する必要がある。

また、ビームのスポットサイズの伝搬距離依存性が位相特異点を付加する前のガウスビームと異っており、この点についても注意する必要がある。

ビームのプロフィールの変化とスポットサイズを把握するには、発生させたビームを複数のLGビームの重ね合わせによって展開して考えるとよい。以下にその手法を示す。

まず、 $z=0$  でガウスビームに  $m$  次の位相特異点を付加したと仮定し、その平面上での光の複素振幅分布は次式で与えられるものとする。

$$u[\rho, \phi, 0] = \exp\left[-\rho^2\left(\frac{1}{w_H^2} - \frac{ik}{2R_H}\right) + im\phi\right] \quad (10)$$

ここで  $w_H$ ,  $R_H$  はそれぞれ  $z=0$  の位置におけるガウスビームのビーム径と波面の曲率半径である。ガウスビームに位相特異点を付加したビームはLGビームの重ね合わせを用いて次のように表せる。

$$u[\rho, \phi, z] = \sum_{p=0}^{\infty} C_p^m \text{LG}_p^m[\rho, \phi, z] \quad (11)$$

展開係数  $C_p^m$  は式 (10) と式 (1) を用いて求めることができ、次式で与えられる。

$$C_p^m = \frac{\iint u[\rho, \phi, 0] \text{LG}_p^m[\rho, \phi, 0]^*}{\sqrt{\iint |u[\rho, \phi, 0]|^2 \iint |\text{LG}_p^m[\rho, \phi, 0]|^2}} \quad (12)$$

このとき、展開に使用するLGビームのビームウェストの位置  $z_w$  とビームウェストでのビーム径  $w_w$  は任意に設定できる。

展開されている光  $u(x, y, z)$  の伝搬に伴う空間分布の大きな変化は、各LGビームのGouy位相の差が変化することによって起こる。各LGビームGouy位相は  $(2p+|m|+1)\Psi(z)$  であり、 $\cos\{\Psi(z) - \Psi(0)\} = 0$  のとき、ガウスビームに位相特異点を付加したビームが1重のリングをもつビームとなる。

発生するビームに含まれる  $p=0$  のLGビームの成分が最大となるように  $z_w$ ,  $w_w$  を最適化すると、展開に用いたLGビームのビーム径  $w(z)$  は発生するビームのスポットサイズにほぼ比例して変動する。このように  $z_w$ ,  $w_w$  を選ぶためには  $w(0) = w_H/\sqrt{1+|m|}$ ,  $R(0) = R_H$  とすればよい。図3～6に、ビームに含まれる各LG成分のエネルギー比を実際に計算した結果を示す。図3, 4は  $w(0) = w_H$  とし、図5, 6は  $w(0) = w_H/\sqrt{1+|m|}$  とした。

展開に用いるLGビームのビーム径  $w(0)$  を入力ガウスビームのビーム径  $w_H$  に合わせた場合 (図3, 4),  $m=1$  のビームでも  $p=0$  の成分の割合は80%弱であり、 $m$  が大きくなるにつれてこの比率は急速に低下する。これはガウスビームと  $p=0$  のLGビームとの強度分布の不整合が大きくなるためである。これに対して、 $p=0$  の成分が最大となるように  $w(0)$  を設定すると (図5, 6),  $m=1$  では90%以上、 $m=5$  でも70%近くが  $p=0$  の成分で占められ、 $p=0$  の単独のLGビームでかなりよく近似できることがわかる。

### 2.3 LGビームに対する収差の影響

収差のない状況においては、LGビームはガウスビームと同様、ビーム全体のサイズと波面の曲率を除けば空間パ

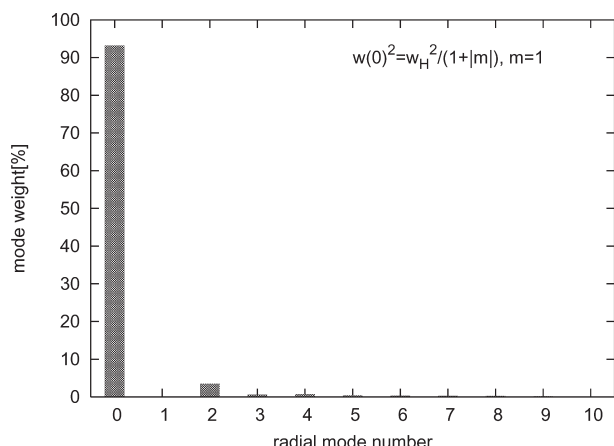


図5 ガウスビームに位相特異点を付加したビームのLGモード分布 ( $m=1$ ,  $w(0) = w_H / \sqrt{1+|m|}$ ).

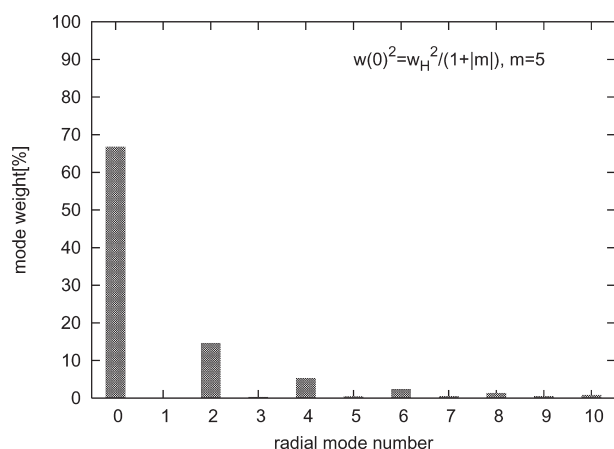


図6 ガウスビームに位相特異点を付加したビームのLGモード分布 ( $m=5$ ,  $w(0) = w_H / \sqrt{1+|m|}$ ).

ターンが一切変化せずに安定して伝搬する<sup>1)</sup>。一方、収差が加わり回転対称性が崩れた場合、LGビームはガウスビームとは大きく異なる振る舞いをみせる。

### 2.3.1 非点収差の影響

非点収差は光学素子の性能やミスアライメントに起因して、よく混入する。また、円筒面レンズを用いた発生手法において、円筒面レンズと入力 HG ビームとの間で焦点位置がずれていると非点収差が混入する<sup>14)</sup>。

さて、 $z=0$  の位置で LG ビームに非点収差を加えた状況を考える。非点収差の付加方法は  $x$  方向と  $y$  方向で異なる波面の曲率を与えるものとする。LG モードに非点収差を加えた直後の複素振幅分布は次式で与えられる。

$$u_{LG}(x, y, 0) = \frac{1}{w_0} \sqrt{\frac{2p!}{\pi(p+|m|)!}} \left( \sqrt{2} \frac{\rho}{w_0} \right)^{|m|} L_p^{|m|} \left( 2 \frac{\rho^2}{w_0^2} \right) \exp \left\{ -\frac{r^2}{w_0^2} + i \frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{x^2}{R_x} + \frac{y^2}{R_y} \right) \right\} \exp(i m \phi) \quad (13)$$

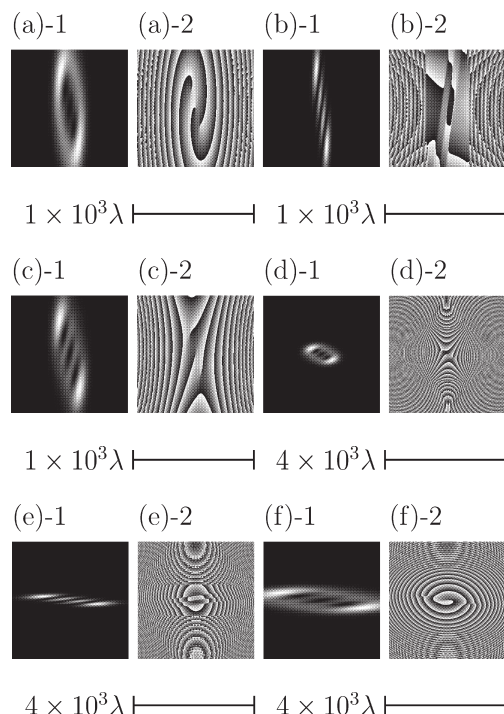


図7 非点収差を加えた LG ビーム ( $m=3$ ,  $p=0$ ,  $w_0=500 \lambda$ ,  $R_x=-7 \times 10^4 \lambda$ ,  $R_y=-2 \times 10^5 \lambda$ ). (a)  $z=6 \times 10^4 \lambda$ , (b)  $z=7 \times 10^4 \lambda$ , (c)  $z=8 \times 10^4 \lambda$ , (d)  $z=1.2 \times 10^5 \lambda$ , (e)  $z=2 \times 10^5 \lambda$ , (f)  $z=2.8 \times 10^6 \lambda$  で、それぞれ 1 が強度分布、2 が位相分布を 0 (黒)～ $2\pi$  (白) の区間に折り畳んで表示したもの。また、表示したビーム断面の範囲の大きさを各図の下に記した。

ここで  $w_0$  は  $z=0$  の位置でのビーム径、 $R_x$  と  $R_y$  はそれぞれ  $z=0$  の位置での  $x$  方向と  $y$  方向に対する波面の曲率半径である。

弱い非点収差を加えた場合、 $m$  次の位相特異点が  $|m|$  個の位相特異点に分裂し、強度分布が楕円形に歪む。さらに、急激な収差の非点収差を付加した場合には、HG ビームに近いプロファイルへと変化する<sup>8,9)</sup>。そして、さらに非点収差を強くするといった HG ビームへと変換されたビームがさらに変化し、初期とは異符号の位相特異点をもつ LG ビームへと変形する<sup>15)</sup>。また、ある伝搬距離を境にそれまでの変換過程を逆転させたような変換をたどるようになる場合と、逆転が起こらない場合とがある。

変換の逆転が起こる例として、図7に  $m=3$ ,  $p=0$ ,  $w_0=500 \lambda$ ,  $R_x=-7 \times 10^4 \lambda$ ,  $R_y=-2 \times 10^5 \lambda$  としたときのシミュレーション結果を示す。 $z=8 \times 10^4 \lambda$  までに起こった変換過程とは逆の変換が、 $z > 1.2 \times 10^5 \lambda$  の領域において起こっている。

このように、非点収差を与えた LG ビームは非常に複雑な振る舞いをみせる。この振る舞いを把握するには、ビームを収差の方向に軸をもつ HG ビームを用いて展開して考えるとよい。このとき、展開係数を HG ビームの Gouy

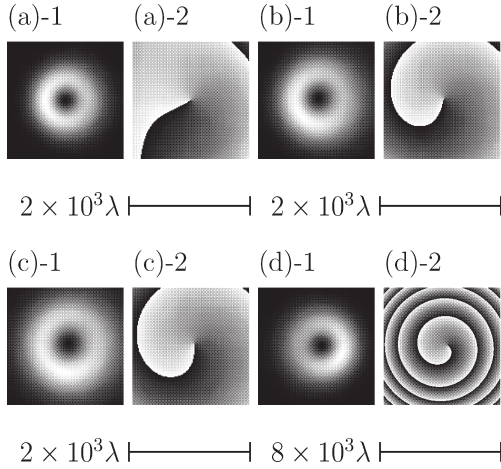


図8 ザイデルのコマ収差を加えた LG ビーム ( $w=500 \lambda$ ,  $m=1$ ,  $p=0$ ,  $a_\rho=0.1 w^{-3}$ ,  $R=\infty$ ). (a)  $z=2 \times 10^5 \lambda$ , (b)  $z=6 \times 10^5 \lambda$ , (c)  $z=8 \times 10^5 \lambda$ , (d)  $z=3.2 \times 10^6 \lambda$  で、それぞれ 1 が強度分布, 2 が位相分布を 0 (黒)  $\sim 2\pi$  (白) の区間に折り畳んで表示したもの。また、表示したビーム断面の範囲の大きさを各図の下に記した。

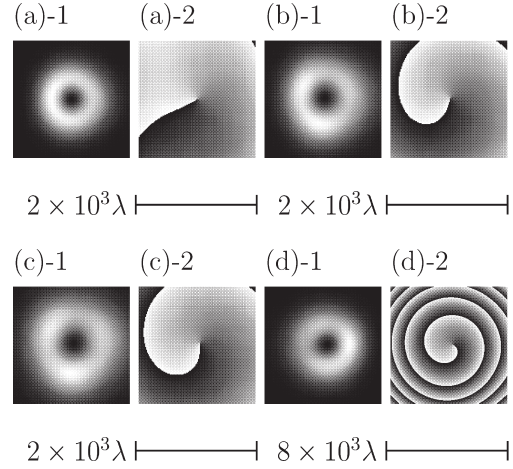


図9 単一軸方向にのみ依存するコマ収差を加えた LG ビーム ( $w=500 \lambda$ ,  $m=1$ ,  $p=0$ ,  $a_x=0.1 w^{-3}$ ,  $R=\infty$ ). (a)  $z=2 \times 10^5 \lambda$ , (b)  $z=6 \times 10^5 \lambda$ , (c)  $z=8 \times 10^5 \lambda$ , (d)  $z=3.2 \times 10^6 \lambda$  で、それぞれ 1 が強度分布, 2 が位相分布を 0 (黒)  $\sim 2\pi$  (白) の区間に折り畳んで表示したもの。また、表示したビーム断面の範囲の大きさを各図の下に記した。

位相を含めて整理すると、すべての係数の  $z$  依存性は 1 つのパラメーターに集約することができ、さらにそのパラメーターの極値、漸近値に注目して形を整理すると、ビームに起こり得る変化は 8 つに分類できる<sup>16)</sup>。

### 2.3.2 コマ収差の影響

コマ収差は非点収差同様、光学素子の性能やミスアライメントに起因して、よく混入し、ビームを歪ませる原因になりうる<sup>17)</sup>。

動径軸に依存する通常のザイデルのコマ収差のほかに、単一軸方向にのみ依存性をもつコマ収差も、混入しやすい収差である。シリンダリカルレンズ等の 2 階対称性をもつ素子を利用する際に、素子の性能やミスアライメントに起因して混入する。また、ラスタースキャンに基づくシステムを用いて作製した光学素子の加工誤差によっても混入する<sup>17)</sup>。

ザイデルのコマ収差と単一軸方向にのみ依存するコマ収差の位相変調は、それぞれ式 (14) と式 (15) で与えられる。

$$\Delta\Phi_{\text{Seidel}}(x, y) = a_\rho \rho^2 x \quad (14)$$

$$\Delta\Phi_{\text{mono-axial}}(x, y) = a_x x^3 \quad (15)$$

ここで  $a_\rho$ ,  $a_x$  は収差係数である。

図 8 にザイデルのコマ収差 ( $a_\rho=0.1 w^{-3}$ ) のシミュレーション結果を示す。まず、 $z=2 \times 10^5 \lambda$  の位置において、収差の影響により、強度が極大となる点がリングの左側に発生していることがわかる。この強度が極大となる点は、伝搬にともなって反時計周りに回転し、 $z=3.2 \times 10^6 \lambda$  の位置では右側に到達している。この現象は、ホログラム

の中心とビームの光軸がずれているときに起こるビームの振る舞いに似ている。

図 9 に単一軸のコマ収差 ( $a_x=0.1 w^{-3}$ ) のシミュレーション結果を示す。ビームのプロフィールがいったん三角形に歪み、遠方で円形に戻っていることがわかる。

## 3. LG ビームの検出

2001 年の Mair らの実験<sup>18)</sup> によって、非線形光学結晶を用いたパラメトリック下方変換による光子対が軌道角運動量状態についてもつれ合っていることが示唆された。その後、量子状態トモグラフィーを含むより詳細な実験が進んでいる<sup>19,20)</sup>。また、冷却原子集団を介して同様のものつれ合い状態を得る実験も行われている<sup>21)</sup>。本節ではこれらの実験で用いられた手法を中心に解説する。

### 3.1 軌道角運動量状態の検出

ある光ビームが LG ビームもしくはドーナツビームであることを確認するには、強度分布を観察し、干渉実験を行って  $m$  次の位相特異点を確認すればよい。しかし、複雑なビームから特定の軌道角運動量成分を抽出したり、1 光子ごとに横モードの同定を行うためには、適切なフィルターが必要となる。

ガウスビームにホログラムで位相変調  $\exp(im\phi)$  を付加することによって軌道角運動量  $m$  をもつドーナツビームが得られることはすでに述べたが、このプロセスを逆向きに用いれば、特定の軌道角運動量をもつドーナツビームからガウスビームを得ることができる (図 10)。発生について議論してきたのと同様に、このドーナツビームは純粋

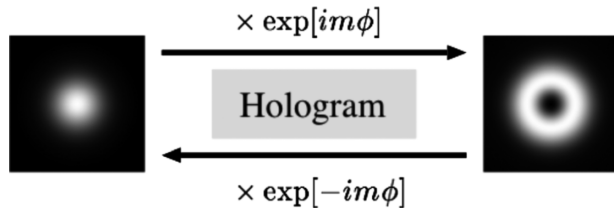


図10 ホログラムを用いた軌道角運動量状態の検出。ガウスビームを軌道角運動量  $m$  のドーナツビームに変換するホログラムを逆に用いれば、軌道角運動量  $m$  のドーナツビームをガウスビームに変換することができる。

な  $LG_0^m$  ではなく  $p$  の異なるモードが混ざったものである)。このガウスビームをシングルモードファイバー(SMF)等を通して検出する手法が広く用いられている。類似のアイディアによる初期の実験として、光学フーリエ変換の考えを用いた位相特異点の位置検出が挙げられる<sup>13)</sup>。

ホログラムによる検出法では、ガウスビームに変換されなかった成分は捨てられることになる。複数の軌道角運動量成分を同時に検出するにはあらかじめビームスプリッターによりランダムに光子を分岐することになり、損失の増大が避けられない。そこで、横モードのタイプ別に無損失で光子を選別する仕組みが望まれる。

Leach らによって提案された選別器は、異なる軌道角運動量成分を  $2^n$  の剰余系で選別するものである<sup>22)</sup>。ドーナツビームは  $z$  軸まわりの座標軸の回転 ( $\phi_0$ ) によって、

$$\begin{aligned} u(\rho, \phi + \phi_0, z) &= u_m(\rho, z) \exp[im(\phi + \phi_0)] \\ &= \exp(im\phi_0) u(\rho, \phi, z) \end{aligned} \quad (16)$$

のように  $m$  に比例する位相シフトを受ける。これを干渉計と組み合わせることによって、 $m$  による選別を行う。さらに、偏光によるスピン角運動量を含めた全角運動量による選別器も提案されている<sup>23)</sup>。やや変わったものとしては、Gouy 位相に基づく選別器がある<sup>24)</sup>。これらのいずれも、単一の軌道角運動量成分を選び出すものではないことに注意が必要である。

### 3.2 軌道角運動量重ね合わせ状態の検出

もつれ合い状態の検出のためには、重ね合わせ状態の検出が不可欠である。一方の光子が軌道角運動量についてある特定の重ね合わせ状態で検出されたときに、他方が対応する重ね合わせ状態で検出されることを確認する必要がある。

これまで多く用いられているのは、ホログラムをシフトする方法<sup>25)</sup>である。この手法は、ガウスビームと  $m=1$ ,  $p=0$  の  $LG$  ビームの重ね合わせが、光軸からずれた位置に 1 次の位相特異点をもつビームとなることに基づいてい

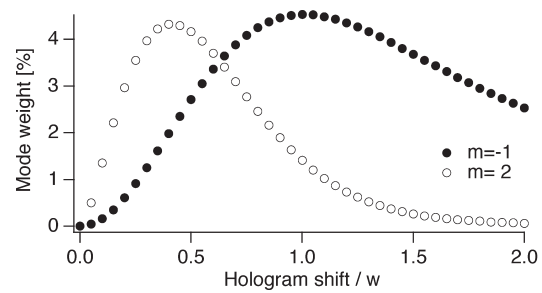


図11 ホログラムのシフトによる  $m=0, 1$  以外の成分の混入。ガウスビームのビーム径に対するホログラムのシフト量と、混入する  $m=-1$  (黒丸),  $m=2$  (白丸) 成分の比率 (それぞれ  $p$  について和をとったもの) を示す。

る。位相特異点の位置は重ね合わせの振幅比と相対位相で決まるので、これを中心をシフトしたホログラムで検出することによって重ね合わせ状態を特定する。

しかし、この手法には問題が多い。ホログラムで検出されるモードはもともと純粋な  $LG_0^1$  ではないが、ホログラムをシフトすると  $m=0, 1$  のどちらの成分も  $p$  の分布が変化してしまう上に、図11に示すように両者以外の軌道角運動量成分が10%程度も混入してしまう<sup>26)</sup>。  $|m| \geq 2$  への拡張も単一のホログラムでは困難である<sup>27)</sup>。

筆者らはこれらの問題を解決するために、ホログラムを固定したまま重ね合わせ状態を検出する手法を考案した<sup>28)</sup>。  $m=1$  のドーナツビームの1次回折光がガウスビームとなるホログラムを用い、0次および1次回折光をそれぞれSMFでフィルターすると、もとのビームのそれぞれ軌道角運動量0と1に相当する成分を抽出することができる。抽出後は両者は同じ横モードに変換されているので、経路干渉計を組み合わせれば、減衰器と位相変調器の調整により任意の重ね合わせ状態を検出できる。

$LG$  ビームをはじめとする軌道角運動量をもつ光ビームに関する研究は、基礎研究・応用ともに今後も発展が期待される分野である。その中でも発生および検出は、基本となる重要な部分である。いずれにおいても、軌道角運動量に直結する方位角モード指数を指定することはさほど難しいが、動径方向の分布の制御や重ね合わせ状態の検出については改善の余地があり、今後の研究の進展が待たれる。

## 文 献

- 1) H. Kogelnik and T. Li: "Laser beams and resonators," Proc. IEEE, **54** (1966) 1312-1329.
- 2) 宮本洋子: "ラゲールガウシアンビームと光の軌道角運動量", レーザー研究, **32** (2004) 232-236.

- 3) C. T. Law, X. Zhang and J. G. A. Schwartzlander: "Wave-guiding properties of optical vortex solitons," *Opt. Lett.*, **25** (2000) 55-57.
- 4) M. Padgett, J. Courtial and L. Allen: "光の新たな性質が開く可能性: 量子化された光の軌道角運動量", *パリティ*, **20** (2005) 16-24.
- 5) R. L. Phillips and L. C. Andrews: "Spot size and divergence for Laguerre Gaussian beams of any order," *Appl. Opt.*, **22** (1983) 643-644.
- 6) C. Tamm and C. O. Weiss: "Bistability and optical switching of spatial patterns in a laser," *J. Opt. Soc. Am. B*, **7** (1990) 1034-1038.
- 7) G. Sleky, K. Staliunas and C. O. Weiss: "Motion of phase singularities in a class-b laser," *Opt. Comm.*, **119** (1995) 433-446.
- 8) M. W. Beijersbergen, L. Allen, H. E. L. O. van der Veen and J. P. Woerdman: "Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum," *Opt. Comm.*, **96** (1993) 123-132.
- 9) M. Padgett, J. Arlt and N. Simpson: "An experiment to observe the intensity and phase structure of Laguerre-Gaussian laser modes," *Am. J. Phys.*, **64** (1996) 77-82.
- 10) 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.*, **75** (1995) 826-829.
- 11) M. W. Beijersbergen, R. P. C. Coerwinkel, M. Kristensen and J. P. Woerdman: "Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate," *Opt. Comm.*, **112** (1994) 321-327.
- 12) N. R. Heckenberg, R. McDuff, C. P. Smith and A. G. White: "Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms," *Opt. Lett.*, **17** (1992) 221-223.
- 13) H. R. Heckenberg, R. McDuff, C. P. Smith, H. Rubinsztein-Dunlop and M. J. Wegener: "Laser beams with phase singularities," *Opt. Quantum Electron.*, **24** (1992) S951-S962.
- 14) J. Courtial and M. J. Padgett: "Performance of a cylindrical lens mode converter for producing Laguerre-Gaussian laser modes," *Opt. Comm.*, **159** (1999) 13-18.
- 15) G. Molina-Terriza, J. Recolons, J. P. Torres, L. Torner and E. M. Wright: "Observation of the dynamical inversion of the topological charge of an optical vortex," *Phys. Rev. Lett.*, **87** (2001) 023902.
- 16) A. Wada, T. Ohtani, Y. Miyamoto and M. Takeda: "Propagation analysis of Laguerre-Gaussian beam with astigmatism," *J. Opt. Soc. Am. A*, **22** (2005) 2746-2755.
- 17) A. Wada, H. Ohminato, T. Yonemura, Y. Miyamoto and M. Takeda: "Effect of comatic aberration on the propagation characteristics of Laguerre-Gaussian beams," *Opt. Rev.*, **12** (2005) 451-455.
- 18) A. Mair, A. Vaziri, G. Weihs and A. Zeilinger: "Entanglement of the orbital angular momentum states of photons," *Nature (London)*, **412** (2001) 313-316.
- 19) G. Molina-Terriza, A. Vaziri, J. Řeháček, Z. Hradil and A. Zeilinger: "Triggered qutrits for quantum communication protocols," *Phys. Rev. Lett.*, **92** (2004) 167903.
- 20) N. K. Langford, R. B. Dalton, M. D. Harvey, J. L. O'Brien, G. J. Pryde, A. Gilchrist, S. D. Bartlett and A. G. White: "Measuring entangled qutrits and their use for quantum bit commitment," *Phys. Rev. Lett.*, **93** (2004) 053601.
- 21) R. Inoue, N. Kanai, T. Yonehara, Y. Miyamoto, M. Koashi and M. Kozuma: "Entanglement of orbital angular momentum states between an ensemble of cold atoms and a photon," *Phys. Rev. A*, **74** (2006) 053809.
- 22) J. Leach, M. J. Padgett, S. M. Barnett, S. Franke-Arnold and J. Courtial: "Measuring the orbital angular momentum of a single photon," *Phys. Rev. Lett.*, **88** (2002) 257901.
- 23) J. Leach, J. Courtial, K. Skeldon, S. M. Barnett, S. Franke-Arnold and M. J. Padgett: "Interferometric methods to measure orbital and spin, or the total angular momentum of a single photon," *Phys. Rev. Lett.*, **92** (2004) 013601.
- 24) M. V. Vasnetsov, V. V. Slyusar and M. S. Soskin: "Mode separator for a beam with an off-axis optical vortex," *Quantum Electron.*, **31** (2001) 464-466.
- 25) A. Vaziri, G. Weihs and A. Zeilinger: "Superpositions of the orbital angular momentum for applications in quantum experiments," *J. Opt. B*, **4** (2002) S47-S51.
- 26) 宮本洋子, 川瀬大輔, 竹内繁樹, 和田 篤, 武田光夫, 笹木敬司: "光子の軌道角運動量重ね合わせ状態の検出", *日本物理学会講演概要集*, 61(2) (2006) p. 120.
- 27) M. Padgett, J. Courtial, L. Allen, S. Franke-Arnold and S. M. Barnett: "Entanglement of orbital angular momentum for the signal and idler beams in parametric down-conversion," *J. Mod. Opt.*, **49** (2002) 777-785.
- 28) 川瀬大輔, 竹内繁樹, 笹木敬司, 和田 篤, 宮本洋子, 武田光夫: "位相ホログラムおよび経路干渉計を用いた光子対の軌道角運動量もつれ合いの検証実験", *第14回量子情報技術研究会資料* (2006) pp. 129-132.

(2006年10月10日受理)