

# 修士論文

偏光サニャック干渉計における光波の位相分布の回転による  
光渦モード分離と分布測定

Mode Separation and Distribution Measurement of Optical  
Vortex Beams by Rotation of Phase Distribution in Polarization  
Sagnac Interferometer

---

## 報告者

学籍番号: 1205070  
氏名: 中嶋 慶

---

## 指導教員

小林 弘和 准教授

---

平成 30 年 2 月 12 日

高知工科大学 大学院工学研究科

基盤工学専攻 電子・光システム工学コース

# 目次

第1章 序論.....	1
1.1 研究背景.....	1
1.2 研究内容.....	1
1.3 論文構成.....	2
第2章 光渦とは.....	4
2.1 基本ガウシアンビーム.....	4
2.2 光渦ビーム.....	5
2.3 光渦の生成方法.....	7
2.3-1 らせん位相板による生成.....	7
2.3-2 軸対称偏光素子による生成.....	8
2.4 光渦の応用.....	8
第3章 光渦の分離と分布の測定方法.....	10
3.1 空間光変調器を用いた分離.....	10
3.2 光波の位相分布回転による分離と分布測定原理.....	11
3.3 光学素子を用いた位相分布回転.....	13
3.3-1 ダブルプリズムについて.....	13
3.3-2 円筒レンズについて.....	14
3.4 偏光サニャック干渉計による干渉信号の生成.....	15
3.5 偏光ビームスプリッタによる偏光分離.....	19
第4章 実験.....	21
4.1 実験構成.....	21
4.2 ダブルプリズムによる分離と分布測定結果.....	22
4.2-1 分離結果.....	22
4.2-2 分布測定結果.....	23
4.3 円筒レンズによる分離と分布測定結果.....	24
4-3.1 分離結果.....	24
4-3.2 分布測定結果.....	26
4.4 考察.....	28
4.5 まとめ.....	28
第5章 まとめ.....	30
参考文献.....	31
謝辞.....	32
付録.....	33

# 第 1 章 序論

## 1.1 研究背景

パソコンや携帯電話などに代表されるスマートデバイスが普及する現代において、基幹通信網を支える光通信の通信容量は年々増加し続けているため、光通信のさらなる大容量化に向けた研究が各所の研究機関で行われてきた。それが近年、大容量化を妨げるいくつかの要因を受けて図 1-1 のように光通信の容量が枯渇しつつある[1]。

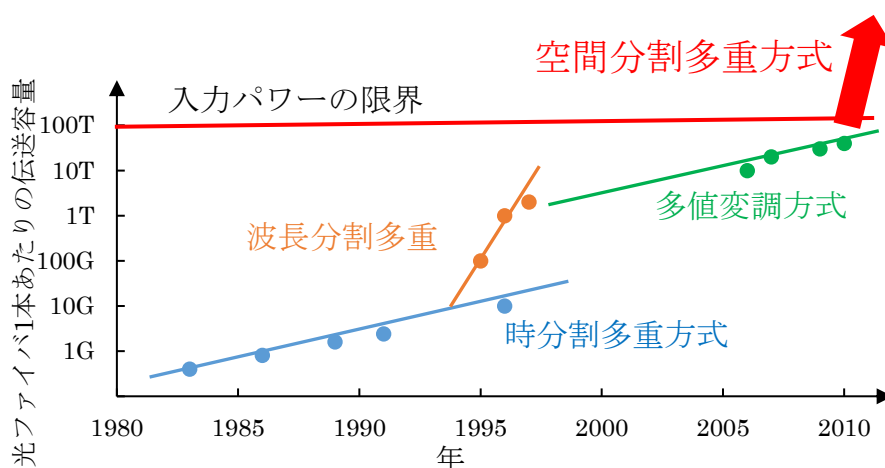


図 1-1 光通信における伝送容量の増加

主要な要因のひとつに光パワーの限界があげられる。光パワーが強ければ通信の大容量化ができるが、パワーが強すぎると非線形光学効果と呼ばれる現象により光信号の質が劣化して通信が行えなくなる。光通信での容量増加のための多重化の手法として、現在までは複数の光を時間で分割させる時分割多重と、異なる波長の光を多重化させる波長分割多重が利用されてきたが、この2つの手法では光パワーの制限を受けてしまう。そこで新たな手法として、光パワーの制限を受けずに大容量化を実現できる空間モード分割多重という手法が提案された。これは空間的な振幅分布が異なる複数の光波を用いて同一波長で通信多重を実現させる手法である。空間モード分割多重を実現する手法の一つとして、ビーム断面の強度分布がガウシアン型となる従来の光ビーム(基本ガウシアンモード)ではなく、軌道角運動量をもつ光渦を用いる方法が提案され実証実験も行われている[2,3]。

## 1.2 研究内容

光渦はビーム内でらせん状の波面を持ち、ビーム断面の強度分布はビーム中央が強度0であるドーナツ状となる。らせん状の波面はビーム内の螺旋の数により一重らせん、二重らせん…と呼ばれ、その螺旋の数によって異なる性質を持つ光渦となるため、異なる光渦に異なる通信データを載せることで同一波長で通信多重化が可能となる。光渦を

用いた空間モード分割多重通信において本研究では図 1-2 のように光渦の分離に着目して研究を行う。たとえば基本ガウシアンモードには情報 A、ある光渦 1 には情報 B、別の光渦 2 には情報 C をそれぞれのせ、多重化させ伝搬した後にそれぞれのモードと光渦に分離させると元々の情報を別々に得ることができる。また伝送路での各モードの伝送特性(モード毎の損失や他モードへのクロストーク)を測定するために各モードの強度分布の測定が必要となる。異なる複数の光渦を合波した光波をモード分離あるいはモード分布測定を実現するためには光渦の性質を利用した新たな手法が必要となる。光渦の分離と分布測定の 2 つを行う方法の 1 つとして、光に対して空間的に任意の位相変化を与えることができる空間位相変調器を使用する手法がある。空間位相変調器を用いて特定の位相変化を与えることで、波面形状(一重らせん、二重らせん…)に応じて異なる方向に光渦を分離することができる。しかしこの手法は分離効率が悪いという問題点がある。高効率な手法として、光学干渉を用いた光渦の分離と分布測定法がある。この手法では光渦が持つ波面の特性を活かし、干渉計内の光学干渉を利用して効率よく分離と分布測定を行なうことができる。空間位相変調器と光学干渉を用いた場合の比較を表 1 に示す。

表 1 空間位相変調器と光学干渉法との比較

	空間位相変調器	光学干渉法
損失	×	○
特徴	モード変換必要	モード変換不要

本研究では光渦の分離と分布測定をさせるために偏光を利用した干渉計(偏光サニャック干渉計)を構築して基本ガウシアンモードと光渦それぞれに対する分離特性を測定し、複数の光渦(モード)を測定対象として光渦毎の光強度分布も測定を行う。

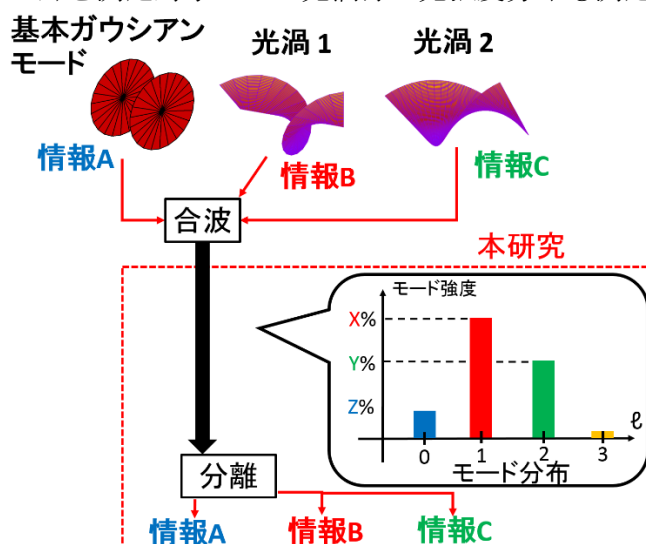


図 1-2 同一波長における多重化通信

### 1.3 論文構成

2 章 2.1 節と 2.2 節で基本ガウシアンビームと光渦ビームの概要を数式で紹介し、2.3

節では光渦の生成方法についてらせん位相板と軸対称偏光素子の二つの方法について紹介する。2.4 節でこの光渦ビームの分離と分布測定について通信においてどう応用していくのかを述べる。

3 章 3.1 節では従来の空間光変調器を用いた分離法を紹介し、その問題点を述べる。3.2 節では光波の位相分布が回転することにより光渦のモード分離と分布測定法の原理を示す。3.3 節では本研究である効率よく光渦を分離させる準備としてダブルプリズム(DP)と円筒レンズ(CL)の性質について述べ、2つの光学素子は光波の位相分布を回転させることができることを述べ、光学素子を回転させた時の位相分布回転角を数式で示す。3.4 節では偏光サニャック干渉計を用いることにより、光渦のモードにより異なる角度の直線偏光を生成できることを、数式を用いて記述し、3.5 節ではモードにより異なる角度の直線偏光を偏光ビームスプリッタと1/2波長板(HWP)又は1/4波長板(QWP)を用いることにより、光渦が理論的に分離、分布測定できることを記述する。

4 章 4.1 節ではまず異なるモードの光を生成する方法について図示し、分離と分布測定するための具体的な実験装置の全体を示す。4.2 節ではダブルプリズムについてまず基本ガウシアンビームと光渦のそれぞれ別に実験装置に入射させ、装置を通った後の基本ガウシアンビームと光渦の光波が分離した光波の断面図を示し、その後光学素子の角度に対する得られた干渉強度をグラフで示し、得られた強度より分布測定計算した結果を示す。4.3 節では円筒レンズについても4.2 節と同様に示し、4.4 節では分離と分布測定結果について考察し、4.5 節で結果をまとめる。5 章で測定精度の改善に関するまとめという構成である。

## 第2章 光渦とは

この章では基本ガウシアンビームと光渦ビームについて数式で示し、光渦の生成手法や光渦応用について述べる。

### 2.1 基本ガウシアンビーム

自由空間での波動方程式の基本解である平面波の電場分布  $E$  は  $A_0$  を振幅、 $\vec{r} = (x, y, z)$  を空間座標、伝搬方向を  $z$ 、角周波数を  $\omega$ 、波数を  $k$  とすると

$$E(\vec{r}, t) = A_0 e^{i(\omega t - kz)} \quad (2-1)$$

と書ける。振幅に  $\vec{r}$  依存があるときは  $\vec{r}$  依存の振幅関数  $f(\vec{r})$  を用いて

$$E_0(\vec{r}, t) = f_0(\vec{r}) e^{i(\omega t - kz)} \quad (2-2)$$

となる。式(2-2)を波動方程式に代入し伝搬方向を  $z$  とした近軸近似を行うと、 $f(\vec{r})$  が満たすべき方程式として近軸ヘルムホルツ方程式と呼ばれる微分方程式が導かれる。この方程式の基本解が基本ガウシアンビーム

$$f_0(\vec{r}) = A_0 e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \quad (2-3)$$

となる。 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  はビーム断面の  $xy$  平面における原点からの距離、 $\sigma$  はビーム径を表す。基本ガウシアンビームの強度分布  $I$  は

$$I(\vec{r}) = |E(\vec{r}, t)|^2 = |f(\vec{r})|^2 = A_0^2 e^{-\frac{r^2}{\sigma^2}} \quad (2-4)$$

となる。したがって  $\sigma$  は強度が最大値の  $\frac{1}{e}$  となる半径を示す。基本ガウシアンビームはガウシアン型の強度分布で、図 2-1 においてビーム断面内では位相が揃っているので、波面は円形の平面で 1 波長ごとに等位相面を持つ。またビーム断面内の光強度分布は図 2-2 に示すようにビーム径  $\sigma$  で決まる範囲内に制限される。

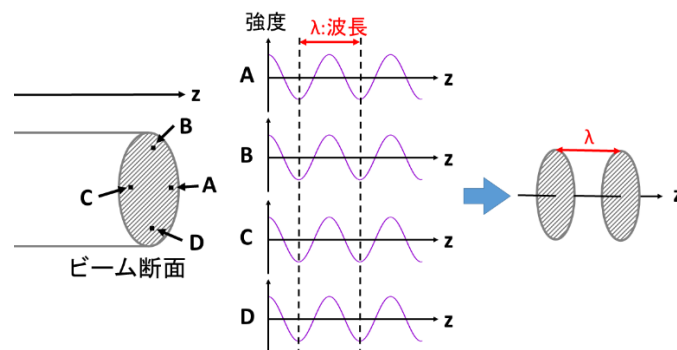


図 2-1 基本ガウシアンビーム ( $l=0$ ) の断面内位相差と等位相面

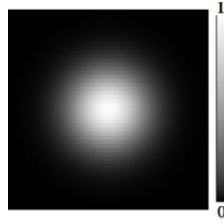


図 2-2 基本ガウシアンビームの強度分布

## 2.2 光渦ビーム

次に近軸ヘルムホルツ方程式を満たす高次の解について考える。図 2-3 のようにらせん状のガラス板(らせん板)に基本ガウシアンビームを入射するとビーム断面(xy 平面)の方位角  $\theta = \tan^{-1} \frac{y}{x}$  に比例した位相  $\ell\theta$  ( $\ell$  は整数) が付加されるため、断面内の場所ごとに位相差が生じる。従って図 2-4 に示すようにビーム断面内の各場所(A~D)の光波には振動のタイミングのずれが生じ、波面はらせん状にねじれる。この位相は  $e^{i\ell\theta}$  と表されるため基本ガウシアンビームにこれに乗じると、光渦ビームの電場  $E_\ell$  は

$$E_\ell(\vec{r}, t) \propto E_0(\vec{r}, t)e^{i\ell\theta} = A_0 e^{i(\omega t - kz)} \times e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} e^{i\ell\theta} \quad (2-5)$$

と書ける。さらにビーム断面の中心付近(xy 平面の原点、 $r=0$ )では方位角  $\theta$  に比例した位相の干渉による打ち消し合いで強度が 0 となる。これを加味すると

$$E_\ell(\vec{r}, t) = E_0(\vec{r}, t) \cdot r^\ell e^{i\ell\theta} \quad (2-6)$$

となる。 $\vec{r}$  依存の振幅関数を極座標で表すと

$$f_\ell(r, \theta) = A_0 e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \cdot r^\ell e^{i\ell\theta} \quad (2-7)$$

となり、有限のビーム径で近軸ヘルムホルツを満たす光渦ビームとなる。図 2-5 に一重らせんの波面を持つ光渦の強度分布と位相分布を示す。光渦は図 2-5(a)のように伝播方向の垂直断面に対し、中心が位相特異点で強度 0 であるドーナツ型の強度分布を持ち、位相分布はビーム断面内で 0 から  $2\pi$  まで変化する。位相が  $2\pi\ell$  まで変化するとき、この光波をモード  $\ell$  の光渦と呼ぶ。 $\ell$  は整数であり反時計回り方向の渦は正、時計回りは負として  $\ell=\pm 1$  のとき一重螺旋、 $\ell=\pm 2$  のとき二重螺旋であり、基本ガウシアンビームを  $\ell=0$  の光渦ビームと呼ぶ。

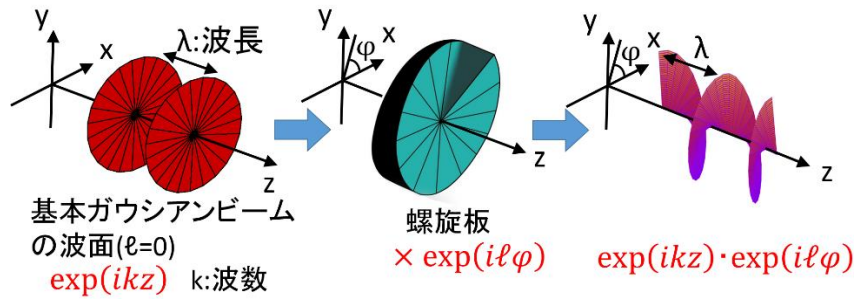


図 2-3 基本ガウシアンビームを螺旋板に通したときの光渦の波面

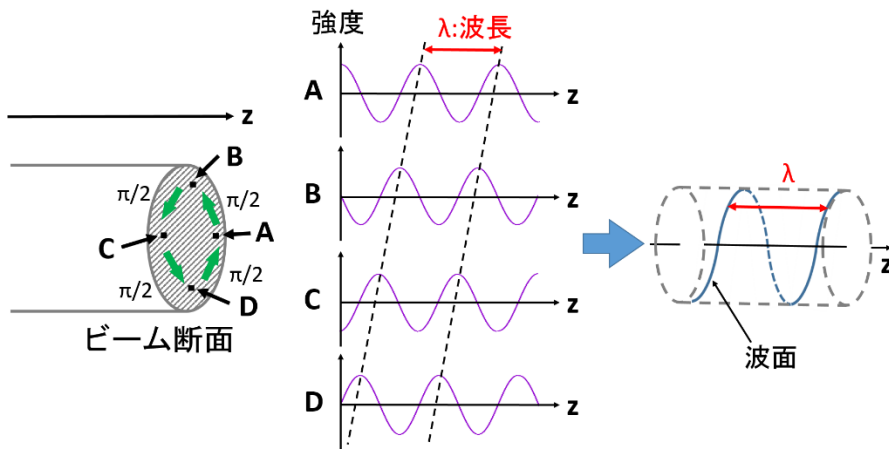


図 2-4 光渦ビーム( $\ell=1$ )の断面内位相差と等位相面

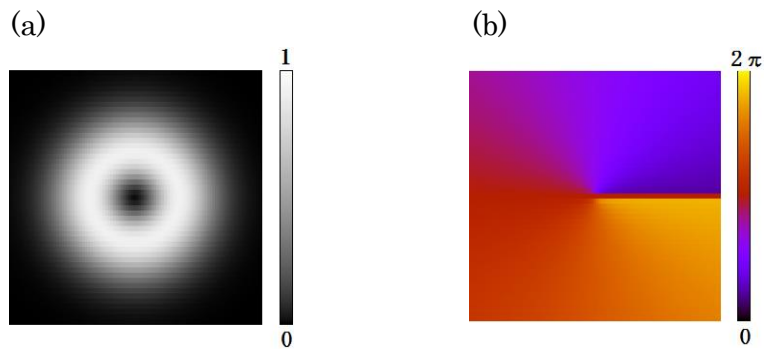
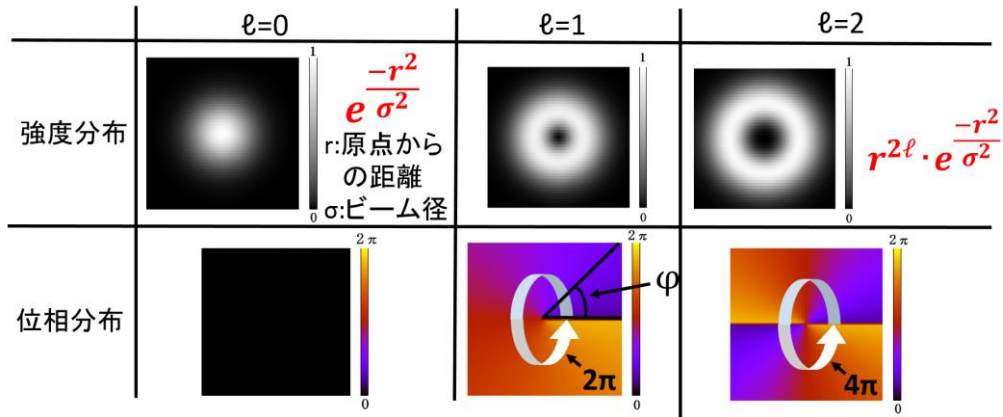


図 2-5  $\ell=1$  の光渦の断面内における(a)強度分布と(b)位相分布

光渦は表 2 に示すようにモード $\ell$ の数が多いほど、強度分布でのリング状の強度が中心から広がっていき、断面内 1 周での位相差が大きくなる。



表 2  $\ell=0,1,2$  に関する強度分布と位相分布



## 2.3 光渦の生成方法

この節ではらせん位相板と軸対称偏光素子による 2 つの生成方法について説明していく。光渦ファイバと空間位相変調器については付録で説明する。

### 2.3-1 らせん位相板による生成

らせん位相板は図 2-6 のように板の場所ごとによって厚みが異なるガラスで、最大の厚みと最小の厚みによって生じる位相差が  $2\pi\ell$  となるように厚みが調整されている。比較的安価で製作することができるが、変換効率が 80% 程度であり、設計波長のみでしか所望の光渦を得られないという難点がある。最大の厚みが  $d$  の時、一番ガラスが薄いところは空気なので光路長  $d$ 、一番ガラスが厚いところはらせん位相板の屈折率  $n$  とすると光路長  $nd$  となる。 $k$  を波数とすると位相差は

$$k(nd - d) = 2\pi\ell \quad (2-8)$$

と表され

$$d = \frac{2\pi\ell}{k(n-1)} = \frac{\lambda\ell}{n-1} \quad (2-9)$$

となるように厚みを調整する。

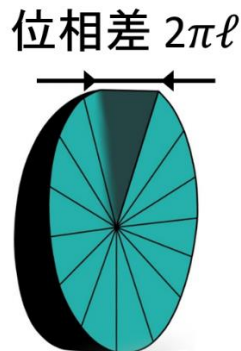


図 2-6 らせん位相板の構造

### 2.3-2 軸対称偏光素子による生成

本研究ではこの軸対称偏光素子を用いて光渦を生成させる。軸対称偏光素子は 1/2 波長板の fast 軸の角度が場所ごとで連続に変化している 1/2 波長板のようなもので、図 2-7 (a)のように $\ell = \pm 1$ を生成する軸対称偏光素子では断面内 1 周で軸が 0.5 回転し、図 2-7 (b)のように $\ell = \pm 2$ では 1 周で 1 回転するようになっている。

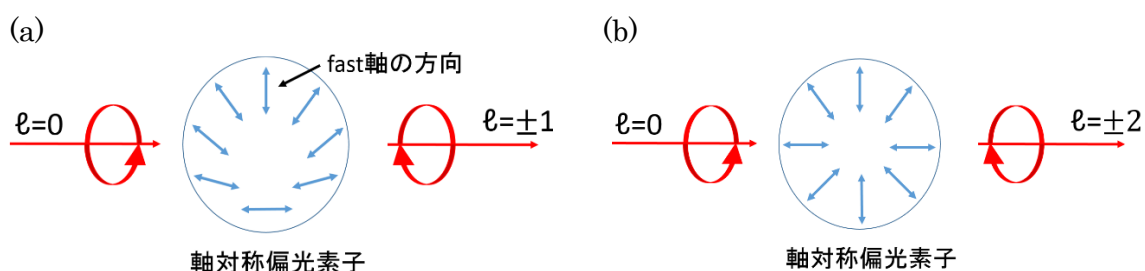


図 2-7 軸対称偏光素子による光渦生成 (a)  $\ell = \pm 1$ の場合、(b)  $\ell = \pm 2$ の場合

基本ガウシアンビームを円偏光の状態に入射させると、1/2 波長板の働きにより円偏光の回転の向きが逆になる。さらに fast 軸の方向によって場所ごとに位相差が生じ、それぞれの光渦が生成され出射する。生成される光渦のモード番号 $\ell$ の符号は入射する円偏光の向きによって決まる。また fast 軸の分布を工夫することで任意の $\ell$ の光渦生成が可能である。今回は $\ell = \pm 1$ を生成する軸対称偏光素子を用いる。また本研究では直線偏光で光ビームを扱うため、軸対称偏光素子の出射前と出射後にはそれぞれ 1/4 波長板を置き、 $\ell=0$ の直線偏光が $\ell=1$ の直線偏光として生成されるようにしている。変換効率ほぼ 100%で、入射波長が多少幅をもっていても光渦を生成することができる。

## 2.4 光渦の応用

光渦を通信として用いる場合、複数の光波を合波し、その合波したビームを伝搬させ、合波したビームを受信側で分離することが必要不可欠である。合波した光渦ビームが伝送路を伝搬する際には、伝送路としての評価を行うために各光渦モード毎の光強度を測定するモード分布測定が必要となる。その測定方法で光強度の損失がある場合、伝送路の評価に大きな影響を与えてしまうため、損失なしで光渦モード分布測定を行うために光学的損失がない光学素子を用いる手法が最善であると考えられる。また同様に光渦を分離する面においても低損失が求められるため光学素子を用いた手法が必要となる。なお、光渦は通常用いられている光ファイバでは伝搬することができないためファイバコア部分の屈折率を制御した、光渦専用のファイバが必要となる。現状では図 2-8 のように基本ガウシアンビームと $\ell=1$ の光渦と円偏光の組み合わせで 4 モード多重通信が可能である[4,5]。

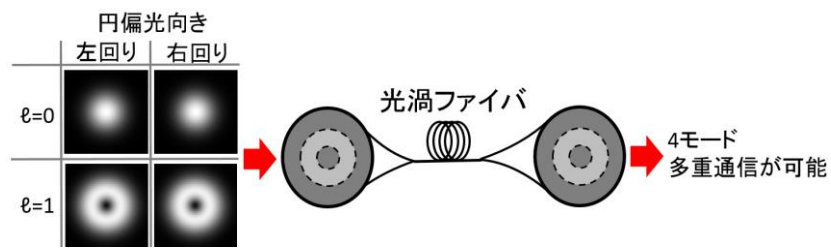


図 2-8 光渦ファイバによる空間モード分割多重通信

通信以外の応用先としては光学顕微鏡より超えた分解能を持つ超解像顕微鏡、軌道角運動量を利用した微粒子の回転操作やレーザー加工さらにはらせん構造制御、偏光の向きが場所ごとに異なるのを利用したベクトルビーム集光などがあるが詳しくは付録にて説明する。

# 第3章 光渦の分離と分布の測定方法

## 3.1 空間光変調器を用いた分離

光渦のモード分離の方法として空間光変調器を用いた分離法がすでに提案されている[6]。空間光変調器(SLM)は液晶素子を多数配置した変調器であり、 $10\mu\text{m}$ 程度のピクセル毎に光波の空間的な位相を変調することができる。この SLM に通常のガウシアンビームと光渦ビームの干渉縞を位相分布として表示すると図 3-1(a)のように $\ell=0$ の基本ガウシアンビームから光渦ビームが生成できる。また同様の干渉縞を用いると図 3-1(b)に示すように光渦ビームから通常のガウシアンビームへの変換も可能である。

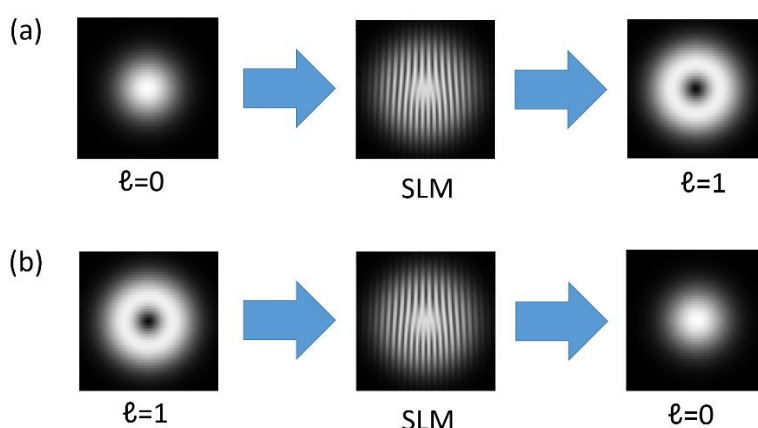


図 3-1 空間光変調器による光渦モード変換 (a) $\ell=0$  から $\ell=1$ 、(b) $\ell=1$  から $\ell=0$

これを用いて図 3-2 のように、例えば CH1 の光波( $\ell=0$ )と CH2 の光波( $\ell=1$ )の合波した光波を空間光変調器に入射させ、この変調器から出射した光をコリメータとシングルモードファイバに入射させる。

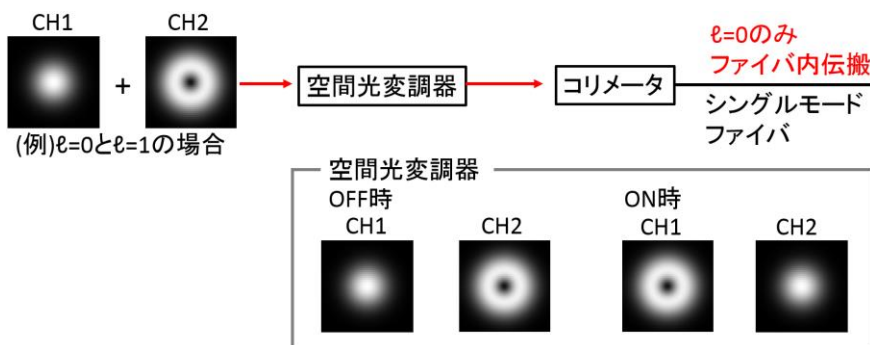


図 3-2 空間光変調器による光渦分離

空間光変調器の変換機能が OFF の場合は CH1 と CH2 の光波はそれぞれ変換されずにそのまま変調器から出射するが、変換機能が ON の場合は $\ell=0$ の光波が $\ell=1$ の光波になり、 $\ell=1$ の信号波が $\ell=0$ の光波に変換され CH1 が $\ell=1$ 、CH2 が $\ell=0$ となって変調器から出射される。コリメータレンズで光波を集光すると $\ell=0$ のガウシアンビームは中心の

強度が非常に強くなるが、 $\ell=1$  の光渦ビームは集光した後も中心付近の強度は 0 である。したがってシングルモードファイバに $\ell=0$  の光波は入射するが、 $\ell=1$  の光波はファイバ中に入射できない。これにより合波した光から空間光変調器が OFF の時は CH1 のみの光波を、ON の時は CH2 のみの光波をそれぞれ取り出すことができる。この方法ではそれぞれの光波を同時に分離することができず、どちらか一方しか取り出すことができない。またシングルモードファイバに入射させるので分離して得られる光波の損失が大きいという問題がある。そこで本研究では光学素子を用いることにより光学的損失なく、同時に複数の光渦の分離と分布測定できる手法を用いる。

## 3.2 光波の位相分布回転による分離と分布測定原理

モード $\ell$ の光渦の振幅分布を $f_\ell(r, \varphi)$ とすると 2.2 節で示したように

$$f_\ell(r, \varphi) = A_0 e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \cdot r^\ell e^{i\ell\varphi} \quad (3-1)$$

と書ける。ここでは $\varphi$ 依存性に着目するため

$$f_\ell(r, \varphi) = A_\ell(r) e^{i\ell\varphi} \quad (3-2)$$

と書く。ただし $A_\ell(r) = A_0 e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} r^\ell$ である。もしこの分布の方位角 $\varphi$ を角度 $\theta$ だけ回転した場合、振幅分布は

$$f_\ell(r, \varphi + \theta) = A_\ell(r) e^{i\ell(\varphi + \theta)} = f_\ell(r, \varphi) e^{i\ell\theta} \quad (3-3)$$

となる。従って角度 $\theta$ の振幅分布の回転は $\ell\theta$ の位相差となる。次に図 3-3 のように式 3-1 と 3-2 の 2 つの光波を位相差 0 で干渉させると、干渉強度 $I(\theta)$ は

$$I(\theta) \propto \int |f_\ell(r, \varphi) + f_\ell(r, \varphi + \theta)|^2 r dr d\theta \propto |1 + e^{i\ell\theta}|^2 = 2(1 + \cos \ell\theta) \quad (3-4)$$

となり角度 $\theta$ についての余弦関数となる。ここでビーム断面内における全光強度を求めるために  $r$  と  $\theta$  に関する積分を行った。一般に式 3-2 と 3-3 の光波を位相差 $\delta$ で干渉させると

$$I(\theta) \propto |1 + e^{i\ell\theta} e^{i\delta}|^2 = 2\{1 + \cos(\ell\theta + \delta)\} \quad (3-5)$$

となる。位相差 $\delta = 0$  と  $\pi$  のときの干渉強度 $I_c^+(\theta)$ と $I_c^-(\theta)$ は

$$I_c^\pm(\theta) \propto 1 \pm \cos \ell\theta \quad (3-6)$$

と書ける。一方、位相差 $\delta = \frac{\pi}{2}$  と  $\frac{3\pi}{2}$  の時の干渉強度を $I_s^+(\theta)$ と $I_s^-(\theta)$ とすれば

$$I_s^\pm(\theta) \propto 1 \pm \sin \ell\theta \quad (3-7)$$

となる。実験から得た $I_c^+(\theta)$ と $I_c^-(\theta)$ を用いて

$$\frac{I_c^+(\theta) - I_c^-(\theta)}{I_c^+(\theta) + I_c^-(\theta)} = \cos \ell\theta \quad (3-8)$$

$$\frac{I_s^+(\theta) - I_s^-(\theta)}{I_s^+(\theta) + I_s^-(\theta)} = \sin \ell\theta \quad (3-9)$$

を計算することができる。ここで式 3-7 において入射光のモード番号を $\ell_0$ として $\theta$ についてフーリエ変換又はフーリエ級数展開を行うと  $\cos \ell_0\theta = \frac{1}{2}(e^{i\ell_0\theta} + e^{-i\ell_0\theta})$  より

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2}(e^{i\ell_0\theta} + e^{-i\ell_0\theta}) e^{-i\ell\theta} d\theta \propto \delta(\ell + \ell_0) + \delta(\ell - \ell_0) \quad (3-10)$$

となり、 $\ell_0$ の大きさが等しいデルタ関数が正と負の部分でそれぞれ 1 つずつ生じるため正負を区別した計算を行なうことができない。そこで正負を区別した計算を行うために式 3-8、3-9 で得られた結果に対して

$$\cos \ell\theta + i \sin \ell\theta = e^{i\ell\theta} \quad (3-11)$$

を計算する。さらに $\theta$ についてフーリエ変換またはフーリエ級数展開を行うと

$$I(\ell) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\theta) e^{-i\ell\theta} d\theta = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\ell_0\theta} e^{-i\ell\theta} d\theta = \delta(\ell + \ell_0) \quad (3-12)$$

という 1 つのデルタ関数となりモード番号 $\ell_0$ の大きさと符号が求められるためすべての光渦モード分布を求めることができる。

また式 3-6 において $\theta = 180^\circ$  とすると $\ell=0$  のとき $I_c^+(\theta)$ が最大で、 $I_c^-(\theta)$ が 0 になるのに対して $\ell=1$  の時 $I_c^+(\theta)$ が 0 で、 $I_c^-(\theta)$ が最大となり $\ell=0$  と $\ell=-1$  の分離が可能となる。同様に式 3-7 において $\theta = 90^\circ$  とすると $\ell=1$  のとき $I_s^+(\theta)$ が最大で、 $I_s^-(\theta)$ が 0 になるのに対して $\ell=-1$  のときは $I_s^+(\theta)$ が 0 で、 $I_s^-(\theta)$ が最大となり $\ell=-1$  と $\ell=1$  の分離が可能となる。

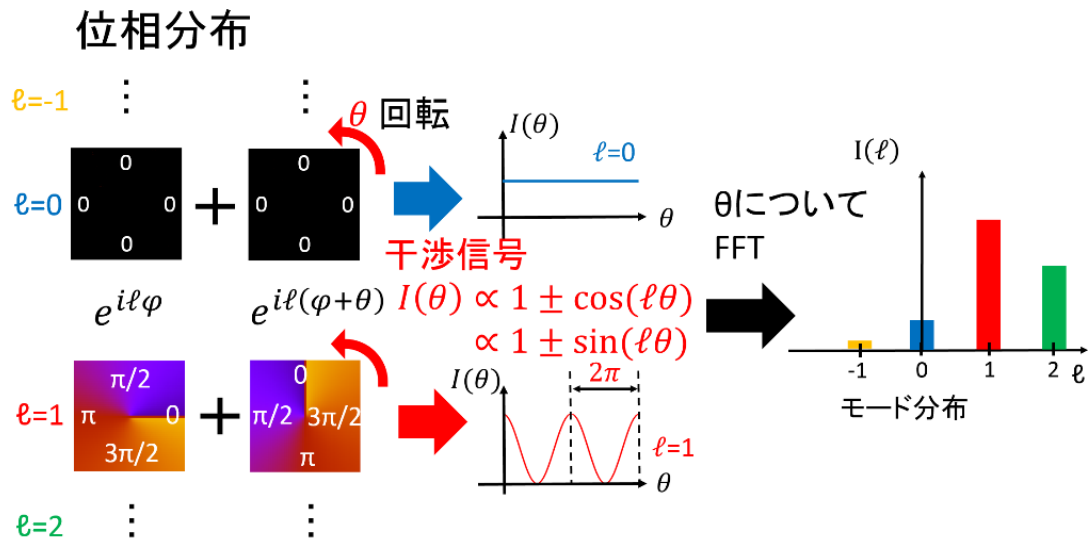


図 3-3 位相分布回転による干渉信号の生成

## 3.3 光学素子を用いた位相分布回転

### 3.3-1 ダブルプリズムについて

ここからは本研究である光学的損失無く、効率良い光渦分離、分布測定を行うために、その準備として実験で用いる光学素子の説明をしていく。ダブルプリズム(DP)は図 3-4 のように直角プリズムの直角の部分を取り切ったような台形で、ガラスでできている。DP は図の矢印のように傾いた面に入射させると、DP の底面で反射して再び出射するので像を回転(反転)と同時に偏光の向きも変化させることができる。ここでは DP の底面と x 軸のなす角を  $\alpha$  と定義する。たとえば R という文字の像を DP の長い面を下つまり  $\alpha=0^\circ$  にして入射させると、DP から出射するときは上下が反転した状態となり、DP を横に置いたときつまり  $\alpha=90^\circ$  の時は像が回転し、左右が反転した状態で出射される。

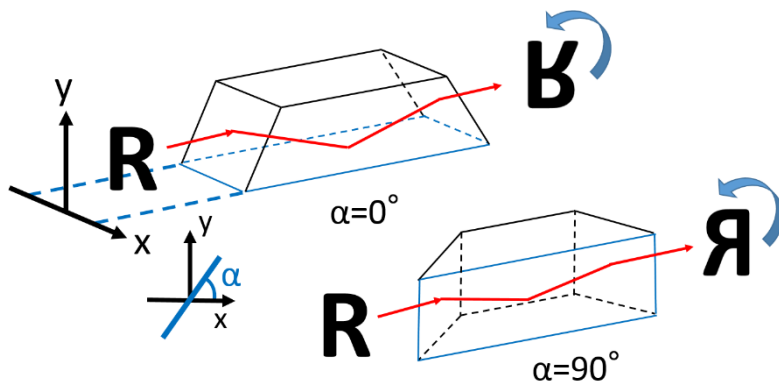


図 3-4 ダブルプリズムによる像の反転と回転と角度  $\alpha$  の定義

像が回転することについてのみ注目すると、 $\alpha=0^\circ$  の時と比べて、 $\alpha=90^\circ$  のときは像の回転角  $\theta=180^\circ$  となっている。つまり DP は像を  $2\alpha$  回転させる特性を持つ。

ここまでは像が回転と反転するのを説明したがここからは光渦の位相分布の場合を

考える。位相分布も像と同様に回転させることができ、図 3-5 のように角度が  $\alpha$  の DP に光渦を入射させると

$$e^{i\ell\theta} \xrightarrow{2\alpha\text{の回転}} e^{-i\ell(\theta+2\alpha)} = e^{-i\ell\theta} \cdot e^{-i2\alpha\ell} \quad (3-13)$$

となる。一方、逆向きに光渦を入射すると DP の角度は  $-2\alpha$  となるため

$$e^{i\ell\theta} \xrightarrow{-2\alpha\text{の回転}} e^{-i\ell(\theta-2\alpha)} = e^{-i\ell\theta} \cdot e^{i2\alpha\ell} \quad (3-14)$$

となり、式 3-13、3-14 の右辺を比べると、相対的に  $4\alpha$  回転することになり、このときの位相差は  $4\alpha\ell$  と表すことができる。この位相差と式 3-3 の位相差  $\ell\theta$  より DP の回転角と位相分布の回転角の関係は

$$\theta = 4\alpha \quad (3-15)$$

と導かれ、光学素子を回転させることにより位相分布を相対的に回転させることができることが示された。

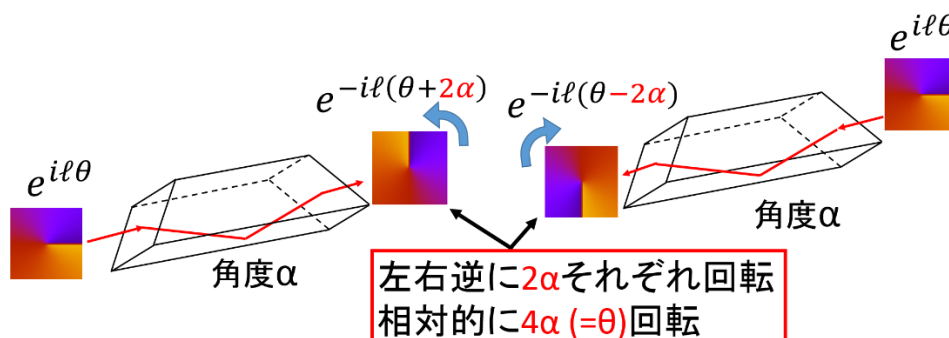


図 3-5 DP による位相分布の回転

### 3.3-2 円筒レンズについて

円筒レンズ(CL)も DP と同様の特性を持つ。図 3-6 のように CL は半筒状のレンズを 2 枚組み合わせたものであり、筒状になっている部分にビームを入射させると像が回転(+反転)して出射する。ここでは屈折を利用しているので像だけが回転し偏光の向きは変わらずにそのまま保持されることが DP との一番の違いである。また位相分布も DP と同様に回転させることができる。CL では図 3-6 の青い線を基準として x 軸とのなす角を  $\alpha$  として定義する。



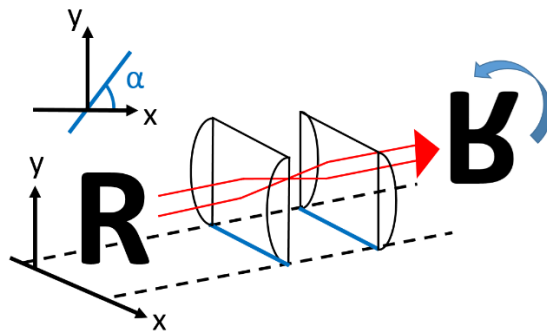


図 3-6 円筒レンズによる像の回転

角度  $\alpha$  に固定した円筒レンズに 2 つのビームをそれぞれ逆方向から通すとそれぞれ位相分布が  $2\alpha$  回転し、相対的に  $4\alpha$  回転する。CL は偏光依存性がないために述べる干渉計の構成が簡単になったり、光波を干渉させるための素子のアライメントが DP と比べて簡単になったりといったメリットがある。

DP と CL の違いを以下の表にまとめる。

表 3 DP と CL の違い		
	DP	CL
素子の形状	台形	半筒状の組み合わせレンズ
回転方法	反射	屈折
偏光の回転	する	しない

### 3.4 偏光サニャック干渉計による干渉信号の生成

まずサニャック干渉計について説明する。サニャック干渉計は図 3-7 のようにビームスプリッタ (BS) という半透明のガラスで、入射させた 1 つの光ビームを反射光と透過光の 2 光に分け、鏡でそれぞれ左回りの光と右回りの光を生成し、それら 2 つの光を再びビームスプリッタに入射させるものである。

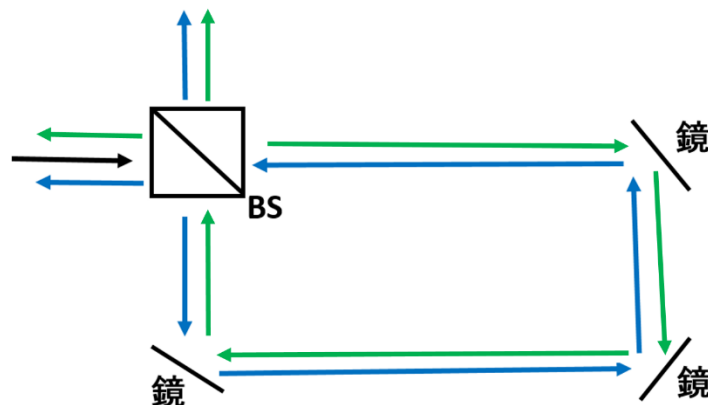


図 3-7 サニャック干渉計

ビームスプリッタに戻ってきた光はそれぞれ 2 光に分けられて、図のように 4 つの光

ビームになる。ここで最初に分けられる 2 光を偏波で考えて、左回りの光と右回りの光で偏光が異なる光にする偏光ビームスプリッタ(PBS)がある。図 3-12(a)のように偏光ビームスプリッタで反射する光は垂直偏光(V)で透過する光は水平偏光(H)となっている。

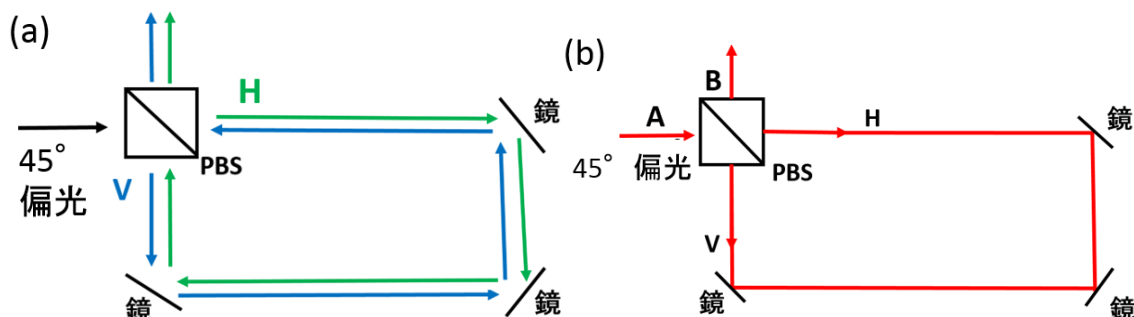


図 3-12 偏光サニャック干渉計 (a)H と V の分離、(b)直線偏光の保持

偏光サニャック干渉計の場合、偏光ビームスプリッタに戻ってきた光は入射側には出射せずすべて図 3-12(a)の上方向に出射する。

便宜上ここでは 2 光が異なる経路で伝搬するかのように描いたが、実際には 2 光は同じ経路で常に 2 光が合波している(1 光の状態)でなければならない。以下では、この干渉計では 1 光で説明していく。偏光サニャック干渉計では図 3-12(b)のように A 方向から  $45^\circ$  の直線偏光を入射させると、干渉計内では垂直偏光と水平偏光になるが、B 方向には  $45^\circ$  の直線偏光となって出てくる。つまり偏光ビームスプリッタに角度  $\beta$  の直線偏光を入射させると、 $\beta$  の直線偏光がそのまま偏光ビームスプリッタから出射される。 $45^\circ$  の直線偏光を入射すると干渉計内の H と V の強度比は水平:垂直=1:1 となる。

次に入射と異なる直線偏光を偏光ビームスプリッタから出射させるために、前節で述べたダブルプリズムを用いる。ダブルプリズムは位相分布を変化させるだけではなく、直線偏光の角度も変化させることができる。直線偏光を矢印で表すと、図 3-13 のように上向き矢印が下向きに変化する。

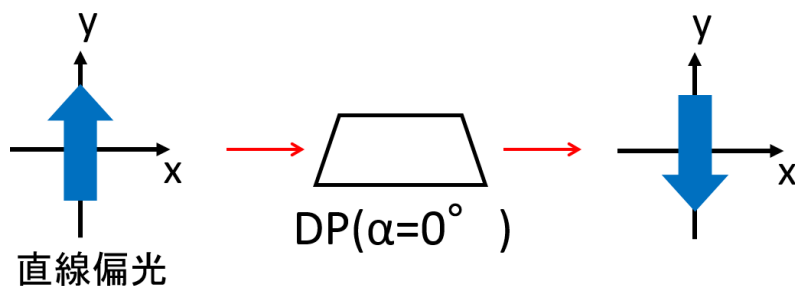


図 3-13 ダブルプリズムによる直線偏光の変化

矢印の向きの角度を見ると、 $0^\circ$  の直線偏光が  $180^\circ$  の直線偏光となる。これを利用し水平偏光と直線偏光の角度を変化させる。例えばダブルプリズムの角度  $\alpha=45^\circ$  において左から右に入射させるときを基準として考えると図 3-14 のように角度に応じて垂直偏光が水平偏光、水平偏光が垂直偏光のように偏光の向きが変化する。

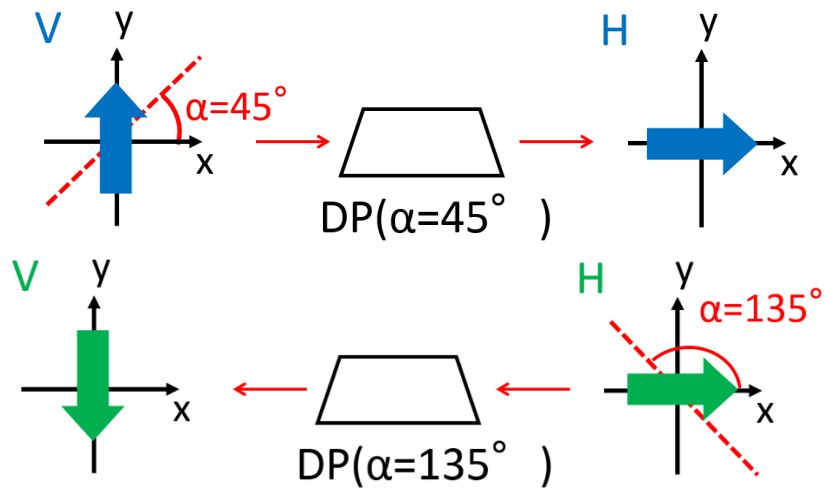


図 3-14 ダブルプリズム  $\alpha=45^\circ$  とした時の偏光の向きの変化

このダブルプリズムを図 3-15 のように偏光サニャック干渉計内に入れると、それぞれの直線偏光の向きが変わってしまう。

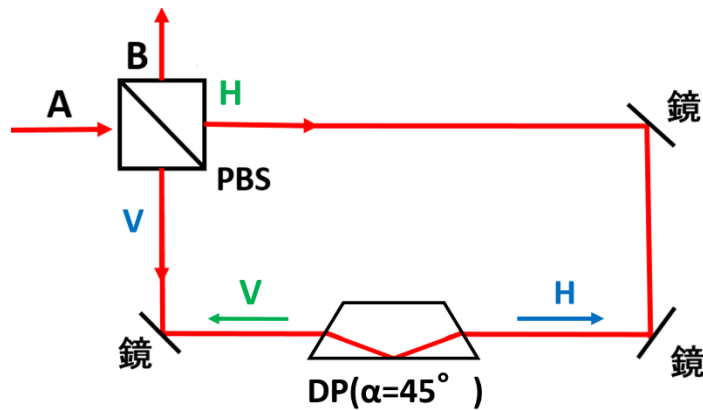


図 3-15 ダブルプリズムを含む偏光サニャック干渉計での直線偏光

例えば DP の角度  $\alpha=45^\circ$  とすると偏光ビームスプリッタで反射した垂直偏光はダブルプリズムを透過したら水平偏光、同様に偏光ビームスプリッタで透過した水平偏光は垂直偏光となる。つまりこの状態で垂直偏光を再び偏光ビームスプリッタに入射させると、A 方向にすべて反射し、水平偏光を入射させると、A 方向にすべて透過してしまい B 方向へは光が出射しない状態となってしまう。そこで DP を透過した後の偏光の向きを補正するために、図 3-16 のように DP の両側に 2 枚ずつ 1/4 波長板(QWP)を用いる。

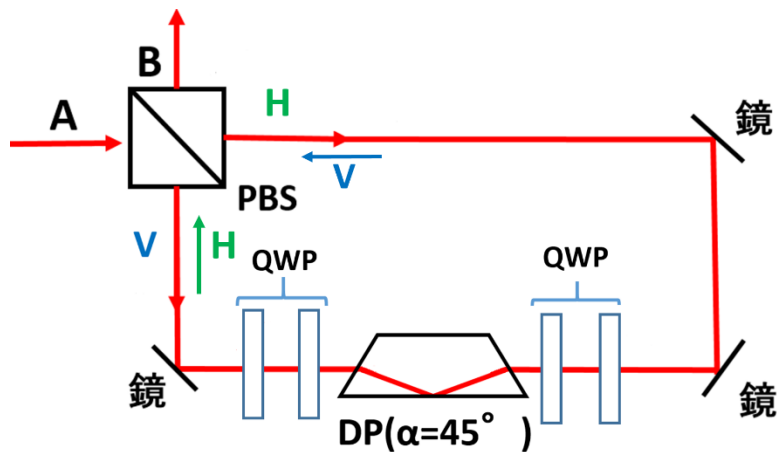


図 3-16 1/4 波長板を含むときの直線偏光の変化

DP の角度  $\alpha$  に対して QWP による偏光の向きを補正する原理は図 3-17 のように、①と④の波長板の角度を  $45^\circ - \alpha$ 、②と③を  $0^\circ$  とし、垂直偏光を考えると①の 1/4 波長板で右回り円偏光となり②で  $45^\circ - \alpha$  直線偏光となる。DP を  $\alpha$  としているので  $45^\circ - \alpha$  直線偏光のまま DP を透過し、③で左回り円偏光となり④で垂直偏光となる。水平偏光の場合は右回り円偏光が左回り円偏光、左回り円偏光が右回り円偏光になるだけで、それら以外は同じ原理で水平偏光となり、このようにして直線偏光の向きを元に戻し、2 光が偏光ビームスプリッターで合波した後、すべて B 方向に出射することができる。これによりダブリズムを通った 2 つのビームの合波が可能となり、式 3-6 のような状態で偏光サニャック干渉計から出射するのが可能となる。

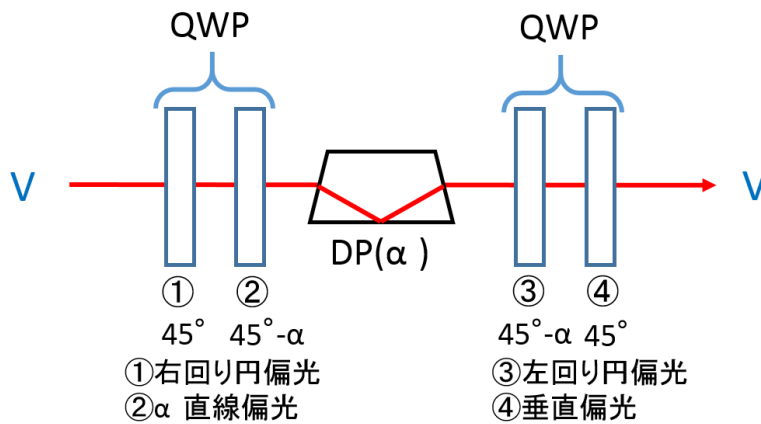


図 3-17 QWP による偏光の補正

しかし、円筒レンズについては偏光が回転しないため 1/4 波長板による補正が不要となる。そのため円筒レンズによる実験の場合には図 3-18 のように偏光サニャック干渉計と円筒レンズだけのシンプルなものになる。

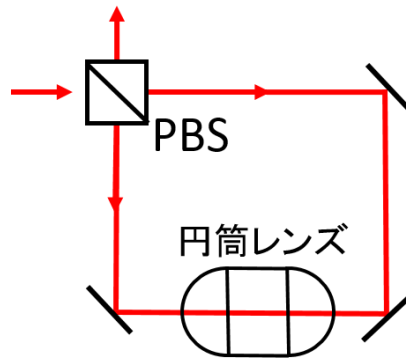


図 3-18 円筒レンズを用いる場合

それぞれの光学素子から出射する二つの光渦ビームの偏光の状態を考える。PSI を用いれば二つの光波の位相分布を同時に回転させることができるので、図 3-19 のように  $\alpha$  に固定した DP 又は CL にそれぞれ逆方向からビームを入射させると例えば H(水平偏光)を光学素子の左から右に入射させると DP から出射するビームは  $e^{i2\ell\alpha} \cdot H$  となる。また V(垂直偏光)を光学素子の右から左に入射させると、 $e^{-i2\ell\alpha} \cdot V$  となる。H と V のビームを比較するとそれぞれ位相分布が逆方向に回転しているので2つのビームを合波すると

$$e^{i2\ell\alpha} \cdot H + e^{-i2\ell\alpha} \cdot V \propto H + e^{-4\ell\alpha} \cdot V \quad (3-16)$$

となる。

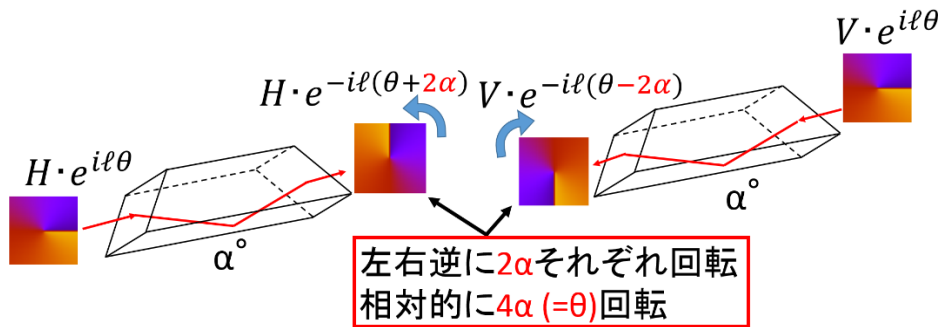


図 3-19  $\alpha^\circ$  に固定した光学素子に入射した場合の回転

### 3.5 偏光ビームスプリッタによる偏光分離

偏光サニャック干渉計とダブプリズムにより 2 光の偏光の角度をそれぞれ異なる状態にしたが、ここで 2 光を分離させる。図 3-20 のように偏光サニャック干渉計から出射した光ビームに対して、1/2 波長板、1/4 波長板と偏光ビームスプリッタを用いる。

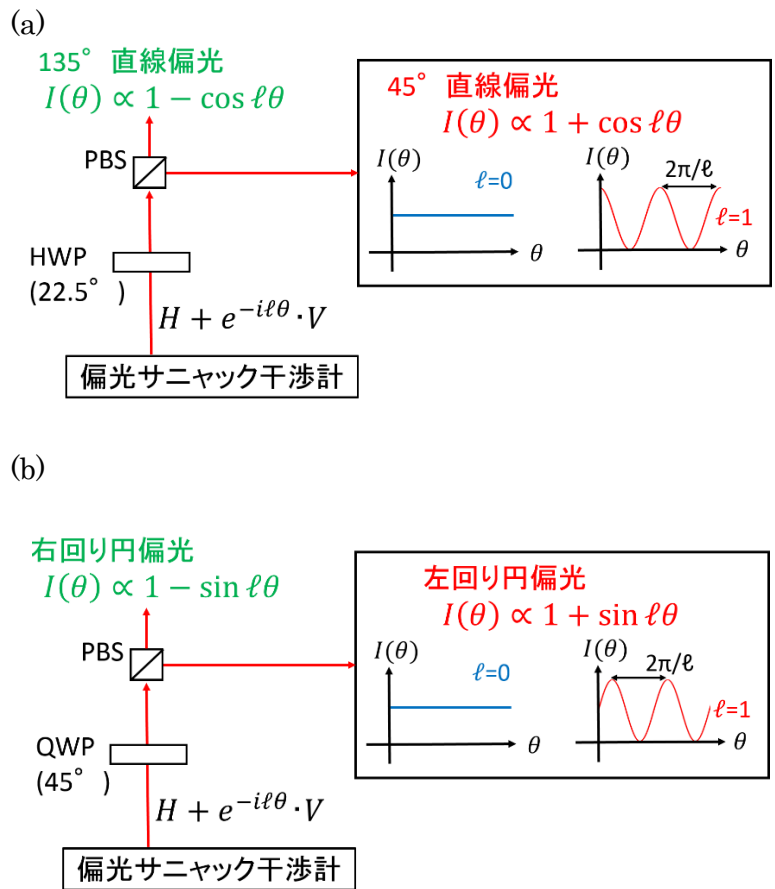


図 3-20 偏光の分離方法 (a) 直線偏光の分離 (b) 円偏光の分離

PBS から出射した  $H + e^{-i\ell\theta} \cdot V$  の偏光状態のビームに対して角度  $22.5^\circ$  にした  $1/2$  波長板と偏光ビームスプリッタに通すと、 $45^\circ$  直線偏光が PBS2 で反射して、 $135^\circ$  直線偏光が PBS2 で透過し、また同様に  $45^\circ$  にした QWP に通すことにより左回り円偏光は PBS2 で反射し、右回り円偏光は透過するのでそれぞれの偏光成分を得ることができる。

# 第 4 章 実験

## 4.1 実験構成

光源は DP を用いた場合は 785nm、CL を用いた場合は 1550nm のレーザーを用いており、ファイバの先端にはレンズを取り付けている。DP を用いた場合において 1 つの光源から  $\ell=1$  と  $\ell=0$  の光ビームを合波する方法について述べる。図 4-1 のようにパワー調節のため 1/2 波長板を置きその後に偏光ビームスプリッタを設置し、垂直偏光と水平偏光の 2 光に分ける。まず偏光ビームスプリッタを透過した場合、偏光ビームスプリッタで透過した水平偏光の光波を  $45^\circ$  にした 1/4 波長板で右回り円偏光にして、軸対称偏光素子で光渦を生成する。この時軸対称偏光素子から出射した光波は左回り円偏光になっているので、再び  $45^\circ$  の 1/4 波長板に通し、水平偏光に変換して  $\ell=1$  の水平偏光の光渦を生成している。 $\ell=0$  の場合は、偏光ビームスプリッタで反射した垂直偏光を 1/2 波長板で水平偏光にし、鏡で迂回させ  $\ell=1$  と合波させる。合波するには  $\ell=0$  と  $\ell=1$  の光波をそれぞれビームスプリッタで合波させればよい。 $\ell=1$  の光波を基準にして、 $\ell=0$  の光波をあわせるため、迂回させている  $\ell=0$  の経路の 2 枚目の鏡とビームスプリッタの角度をそれぞれ調節し、合波した光を遠くに伝搬させても  $\ell=0$  と  $\ell=1$  の 2 光が離れないようにしている。この時  $\ell=0$  と  $\ell=1$  それぞれの光電力はほぼ同じになるように、光源直後の 1/2 波長板の角度で調節している。CL を用いた場合には図 4-1 の  $\ell=0$  の迂回路がない状況で行っている。

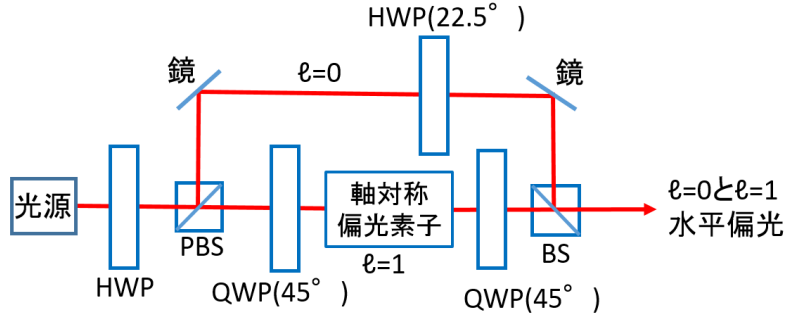


図 4-1 生成した  $\ell=1$  と  $\ell=0$  の合波方法

それぞれの光ビームを偏光サニャック干渉計に入射させるが、干渉計内で水平偏光と垂直偏光の光強度を同じにするため、 $\ell=0$  と  $\ell=1$  の生成部分と偏光サニャック干渉計の間に偏光板を入れる。光強度を同じにするには角度を  $45^\circ$  にした直線偏光を偏光サニャック干渉計に入射させれば良いので、間に入れる偏光板の角度を  $67.5^\circ$  とすれば、水平偏光が  $45^\circ$  直線偏光となる。ただし偏光板は偏光の向きを変える代わりに光電力をカットしてしまうので、ここで半分程度の光電力となってしまふ。そして 3 章で述べた、偏光サニャック干渉計と偏光分離の部分を含めた全体の構成は図 4-2 のようになる。

また CL の場合は偏光の向きが変わらないので PSI 内に QWP を置かず、PSI から出射した光波に対して直線偏光の強度を測定する時は図 4-3(a)のように  $22.5^\circ$  にした HWP、図 4-3(b)のように円偏光のときは  $45^\circ$  にした QWP を置いて実験を行った。

$\ell=0$  と  $\ell=1$  の間でモード分離を行うために DP と CL の角度  $\alpha$  を  $45^\circ$  に固定して偏

光分離における PBS での  $45^\circ$  と  $135^\circ$  偏光の光強度と光波の断面の様子を測定し、 $\ell = -1$  と  $\ell = 1$  では角度  $\alpha$  を  $22.5^\circ$  とした。 $\ell = -1$  と  $\ell = 1$  間については CL の場合のみ行った。またモード分布では DP と CL の角度を  $0$  から  $180$  度までを  $5$  度刻みでそれぞれの偏光分離の PBS での反射( $45^\circ$  直線と左回り円偏光)と透過( $135^\circ$  直線と右回り円偏光)光強度について測定し、mathematica を用いてフーリエ変換を行った。

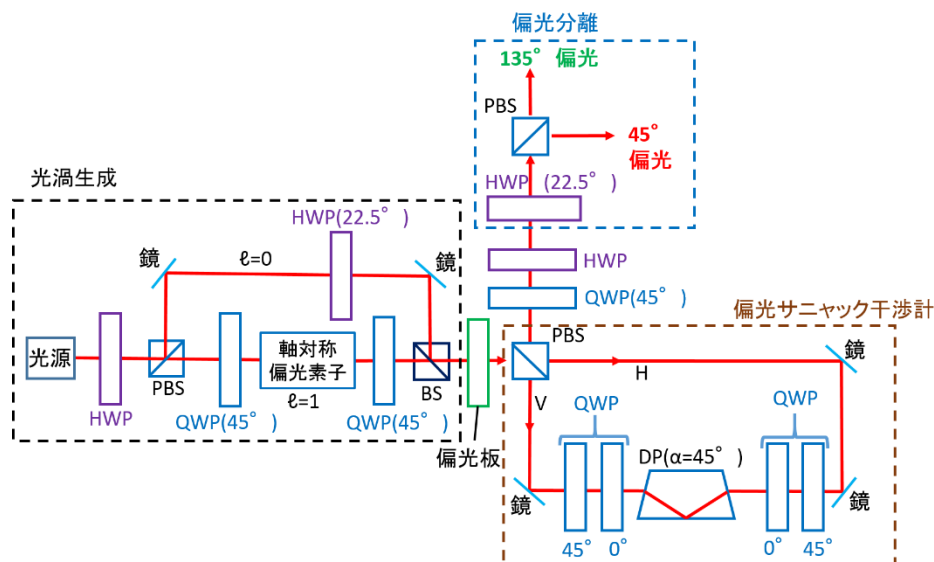


図 4-2 DP の場合の全体実験構成

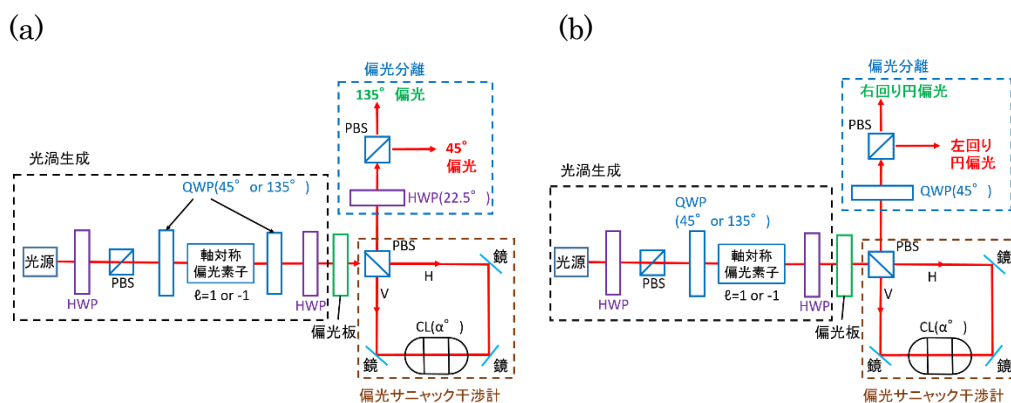


図 4-3 CL の場合の全体実験構成 (a)直線偏光による測定, (b)円偏光による測定

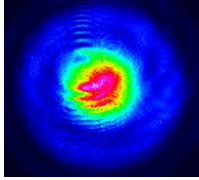
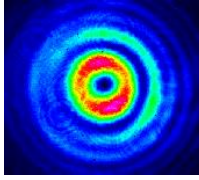
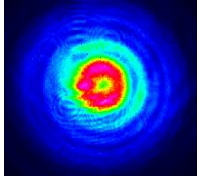
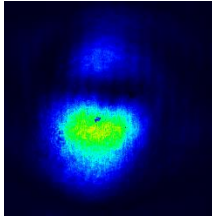
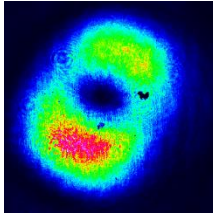
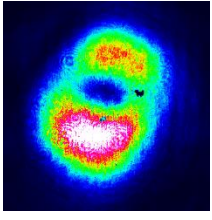
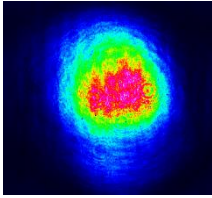
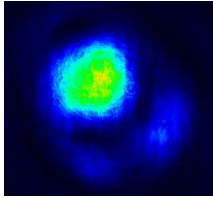
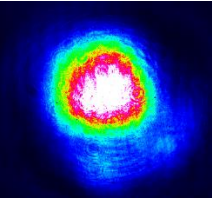
## 4.2 ダブルプリズムによる分離と分布測定結果

### 4.2-1 分離結果

DP による測定したビーム断面の様子を表にまとめると以下ようになる。表中の光源は図 4-1 の BS から出射した直後において測定し、透過光と反射光は図 4-3 の偏光分離における PBS で透過したビームと反射したビームをそれぞれ表す[7]。



表 4 DP による分離したビームの断面の様子

	$\ell=0$	$\ell=1$	$\ell=0$ と $\ell=1$
光源			
透過光			
反射光			

合波から分離させた $\ell=1$  の光渦はかなり形がいびつであり強度分布が一様ではなくなっていた。 $\ell=0$  はおおむねガウシアンになっており $\ell=1$  とは比較的きれいに光を分離することができ、透過光において $\ell=1$  と $\ell=0$  の分離度は 10.4dB であった。ただ、理論上出射すべきではない方向に光が多く漏れており、合波させたときの結果に影響を及ぼしている。

#### 4.2-2 分布測定結果

図 4-4 に分布測定結果を示す。

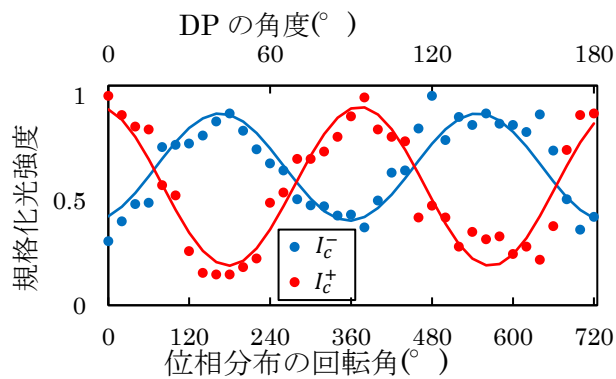


図 4-4 DP の回転に対する規格化光強度

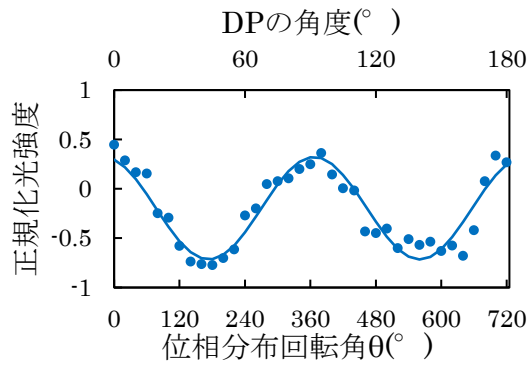


図 4-5 DP の角度に対する正規化光強度

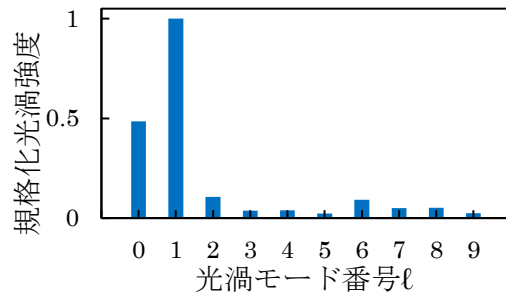


図 4-6 規格化光渦モード分布

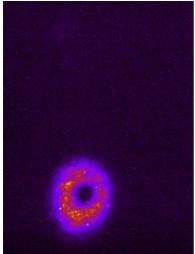
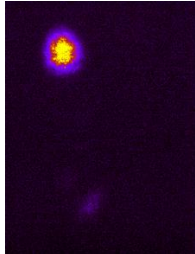
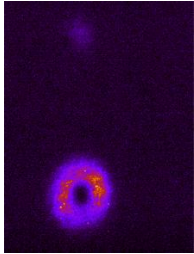
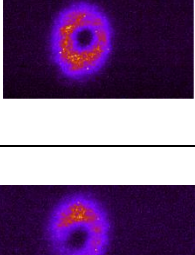
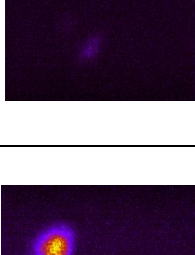
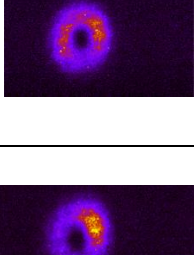
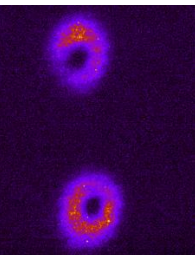
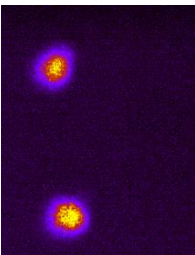
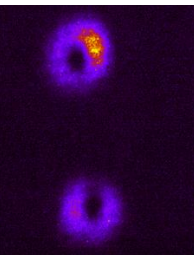
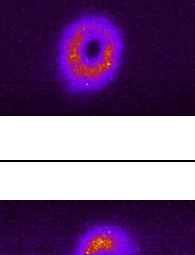
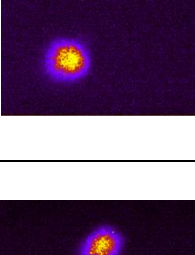
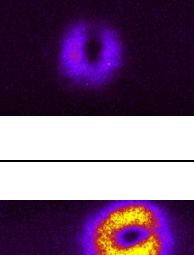
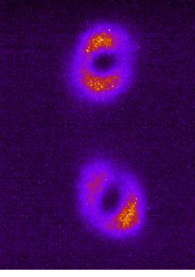
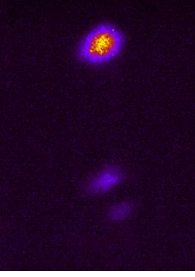
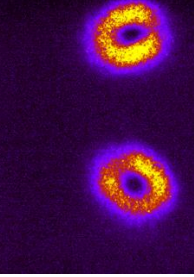
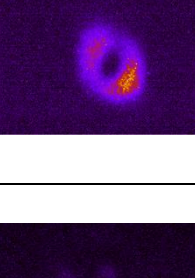

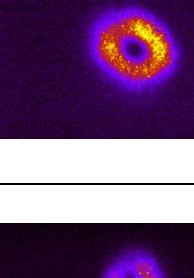
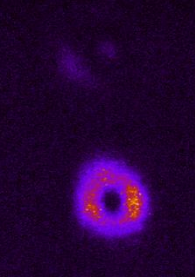
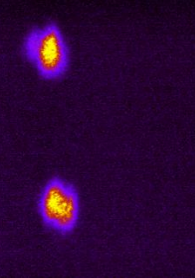
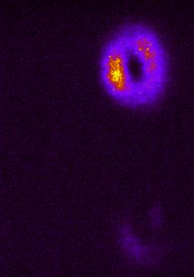
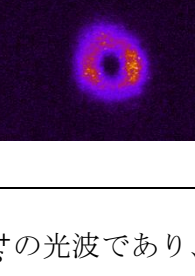
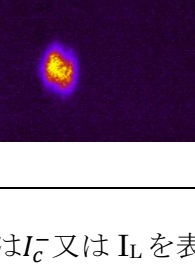
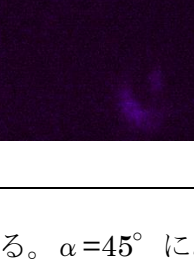
図 4-4 は位相分布の回転角に対しての  $45^\circ$  と  $135^\circ$  直線偏光の光強度であり、横軸はダブリズムの回転角を位相分布の回転角へ変換しているので  $720$  度となっている。赤色と緑色の実線はそれぞれの測定値に対するフィッティング曲線となっておりおおむね一致している。図 4-5 は縦軸が正規化した値となっている。そしてこの図 4-5 で得られた値に対してフーリエ変換した結果が図 4-6 である。図 4-6 の横軸が光渦モード番号  $\ell$  を表し、縦軸が規格化光渦強度である。 $\ell=1$  における光強度が最も強い結果となっているがその次に  $\ell=1$  の 5 割程度で  $\ell=0$  の光強度が得られた。そのほかの値は 2 割程度以下となった。

## 4.3 円筒レンズによる分離と分布測定結果

### 4-3.1 分離結果

$\ell=-1, 0, 1$  の光波に対して  $\alpha=45^\circ$  と  $22.5^\circ$  の場合と直線偏光、円偏光のそれぞれの場合における光波の断面の様子を以下の表に示す。

表 5 それぞれの光波における分離の様子

		$\ell=1$	$\ell=0$	$\ell=1$
$\alpha=45^\circ$	$I_c^+$			
	$I_c^-$			
	$I_s^+$			
	$I_s^-$			
$\alpha=22.5^\circ$	$I_c^+$			
	$I_c^-$			
	$I_s^+$			
	$I_s^-$			

各画像の上部が $I_c^+$ 又は $I_s^+$ の光波であり、下部は $I_c^-$ 又は $I_s^-$ を表している。 $\alpha=45^\circ$ において $I_c^+$ と $I_c^-$ を比較すると $I_c^+$ だけに $\ell=0$ の光波が表れており、 $I_c^-$ に $\ell=-1,1$ の光波が表れた。 $\alpha=22.5^\circ$ において $I_s^+$ と $I_s^-$ を比較すると $\ell=0$ は両方とも出ているが $I_s^+$ では $\ell=1$ が、 $I_s^-$ では $\ell=-1$ だけがそれぞれ表れており、それぞれの光渦を分離させることができることが

確認できた。 $\alpha=45^\circ$  における $I_c^+$ の $\ell=0$ と $\ell=-1$ の分離度は約 10dB、 $\alpha=135^\circ$  における $I_s^+$ の $\ell=1$ と $\ell=-1$ の分離度は約 11.5dB であった。

### 4-3.2 分布測定結果

まず $\ell=1$  を入射させたときの CL の角度に対する最大値で規格化した $I_c^+$ 、 $I_c^-$ を図 4-7 (a)に、 $I_s^+$ 、 $I_s^-$ を図 4-7(b)に示す。

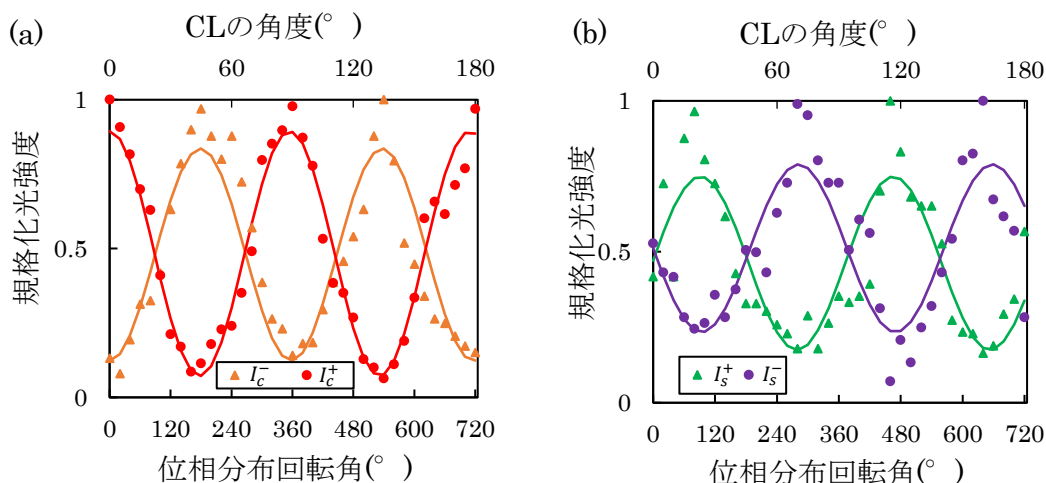


図 4-7 CL の角度に対する (a) $I_c^+$ 、 $I_c^-$ の規格化光強度, (b) $I_s^+$ 、 $I_s^-$ の規格化光強度

上記のグラフにおいて点が測定値を表し、実線はそれぞれの測定値に対するフィッティング曲線を表している。図 4-7(a)においては  $\cos$  関数に対して測定点がおおむね一致しており、図 4-7(b)においては  $\sin$  関数に対して大きく外れる測定点があるが、このときに図 4-7(a)において干渉信号 $I_c^+$ 、 $I_c^-$ についてのみフーリエ変換の計算を行うと図 4-8 のようになる。

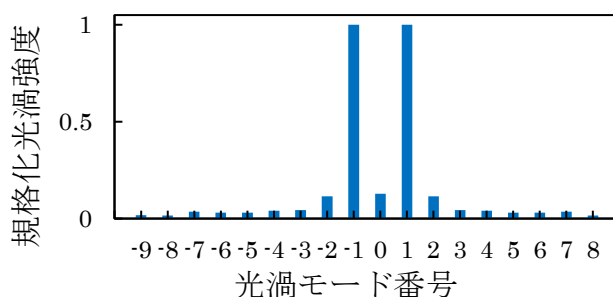


図 4-8 干渉強度 $I_c^+$ 、 $I_c^-$ のみを用いた場合のモード分布

図 4-8 のように左右対称のような分布となり正負の符号を区別して計算できないため $I_c^+$ 、 $I_c^-$ 、 $I_s^+$ 、 $I_s^-$ の 4 つの測定値に対して式 3-8,3-9 を用いて正規化した干渉信号を図 4-9 (a)に、さらにその正規化して得られた干渉信号を式 3-11 を用いてフーリエ変換を行うと図 4-9(b)のような各光渦モード番号に対する光渦強度が得られる。

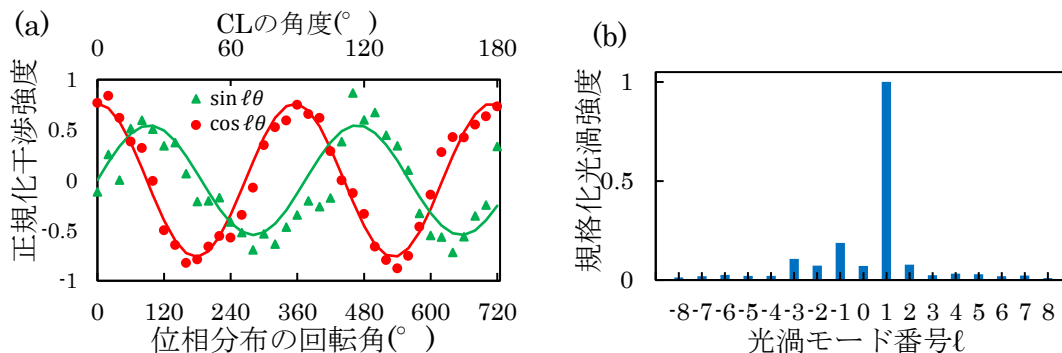


図 4-9 (a)正規化した干渉信号、(b)各光渦モード番号 $l$ に対する規格化光渦強度

$l=1$  において最も大きい光強度が得られ、 $l=1$  と  $-1$  について区別して計算できることが確認できた。2 番目に大きい強度が  $l=-1$  であり最大値に対して 20%ほどの大きさが表れ、信号対雑音比( $l=1$  と  $l=-1$  の強度比)は 7.3dB となった。

また同様に  $l=-1$  での  $I_c^+$ 、 $I_c^-$  の測定値における最大値で規格化した光強度のグラフを図 4-10(a)に、同様に  $I_s^+$ 、 $I_s^-$  の規格化した光強度のグラフを図 4-10(b)に示す。

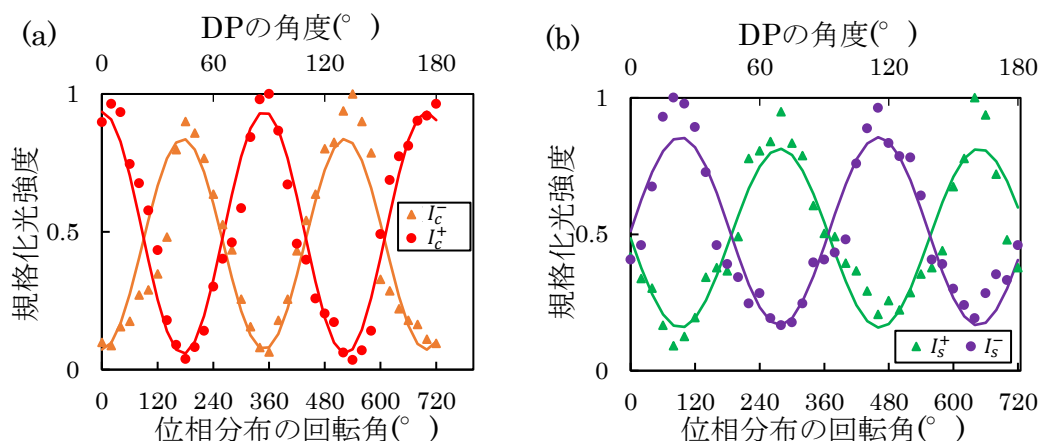


図 4-10 CL の角度に対する (a) $I_c^+$ 、 $I_c^-$  の規格化光強度、(b)  $I_s^+$ 、 $I_s^-$  の規格化光強度

$l=1$  の場合と同じように、上記のグラフにおいて点が測定値を表し、実線はそれぞれの測定値に対するフィッティング曲線を表している。図 4-10(a)においては  $\cos$  関数に対して測定点がおおむね一致しており、図 4-10(b)においては  $\sin$  関数に対して大きく外れる測定点がいくつかみられた。

また式 3-8、3-9 を用いて正規化した干渉信号を図 4-11 (a)に示し、正規化して得られた干渉信号を、式 3-11 を用いてフーリエ変換を行うと図 4-11 (b)のような各光渦モード番号に対する光渦強度が得られる。

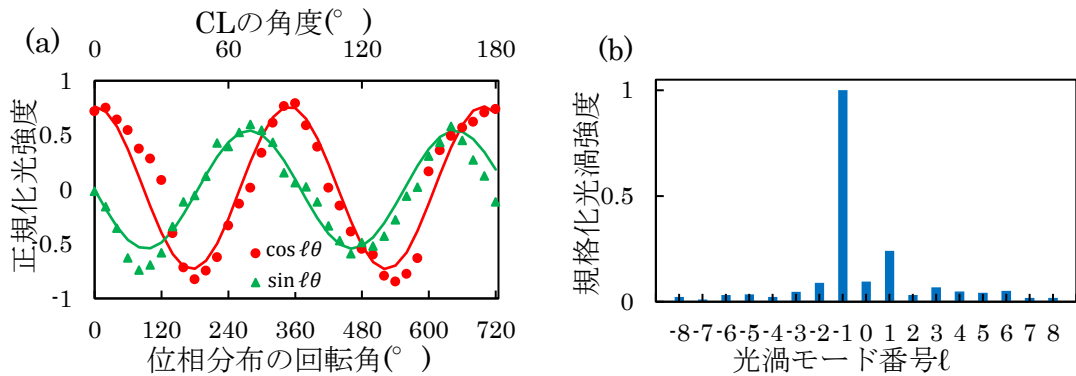


図 4-11 (a)正規化した干渉強度、(b)各光渦モード番号 $l$ に対する規格化光渦強度

$l=-1$  において最も大きい光強度が得られ、 $l=1$  と $-1$  について区別して計算できることが確認できた。2 番目に大きい強度が $l=1$  であり最大値に対して 23%ほどの大きさとなり、信号対雑音比( $l=-1$  と $l=1$  の強度比)は 6.2dB となった。

## 4.4 考察

まず DP を用いた分布測定である図 4-6 で $l=0$  の強度が大きく表れたことを考察する。 $I_c^-$  の干渉強度における消光比と $I_c^+$  の干渉強度における消光比を比べると $I_c^-$  においては 5.2dB、 $I_c^+$  では 8.3dB と異なっており、 $I_c^-$  の光強度が $I_c^+$  の光強度に漏れていることが考えられる。漏れた理由は DP のアライメントと光渦生成の精度が考えられる。DP のアライメントにより光波の干渉度合いが大きく変化し、2 光の光波の合波において 0.1mm ずれただけでも消光比に大きな影響を与えるのでアライメントの精度が影響していると考えられる。また表 4 の光渦の断面を見るとドーナツ状の強度とはかけ離れておりいびつな形のため正確な干渉強度を得られなかったことが考えられる。これらの影響により消光比が悪くなり  $\cos$  関数に直流成分が生じ $l=0$  の強度がモード分布に表れたと考えられる。

次に CL を用いた場合について、図 4-9(b)と 4-11(b)において 20%ほどの雑音強度が表れたことについて考察する。図 4-9(a)の  $\sin$  関数と図 4-11(a)の  $\cos$  関数のそれぞれの干渉強度を見るとフィッティング関数から離れた値が比較的多く見られ、ばらつきがある。これは CL のアライメントが影響していると考えられる。アライメントの精度により光波の干渉の精度に影響したため、偏光分離の PBS において理論とは異なる方向に光強度の漏れが生じ、その漏れが雑音となってモード分布に表れたと考えられる。

## 4.5 まとめ

まず分離した光波についてそれぞれのモードにおける分離度は約 10dB 程度であり通信で必要となる 26dB とかけ離れている。20dB 程度の分離度をひとつの目安と見ているが、それは偏光ビームスプリッタの性能としては、分岐比は 20dB 程度が上限であり、それ以上の分離が難しいからである。20dB まで向上させる方法として光渦の

生成精度の向上と光学素子のアライメントとさらに、光波を変調させることによる方法がある。またモード分布においては光学素子を回転することによりモード分布測定できることが確認できた。原理的には異なる光渦モードが合波されている場合にもモード分布測定が可能である。モード分布の信号対雑音比は約 7dB となったが偏光ビームスプリッタの分岐比は 20dB が上限なので信号対雑音比をより向上させることができることが考えられ、20dB に近い信号対雑音比を得るために CL の小型化や光軸と CL の軸を正確にあわせることが挙げられる。



## 第5章 まとめ

2章 2.1節と 2.2節で基本ガウシアンビームと光渦ビームの概要を紹介し、2.3節光渦の生成の手法についてらせん位相板と軸対称偏光素子による方法述べた。2.4節では光渦の応用先である通信においてこの研究の重要性について述べた。

3章 3.1節では従来の空間光変調器を用いた分離法を紹介し、その問題点を述べた。3.2節では光波の位相分布回転による分離と分布測定の原理を述べ、位相分布回転によるビームの干渉強度を数式で示し、3.3節では光学素子により光波の位相分布が回転できることを述べた。3.4節では偏光サニャック干渉計を用いることにより、異なる角度の直線偏光と異なる向きの円偏光である干渉信号を生成することができることを数式を用いて説明し、3.5節ではモードにより異なる偏光を PBS と HWP または QWP を用いることで偏光が理論的に分離できることを記述した。

4章 4.1節ではまず光渦ビームを生成する方法について図示し、分離と分布測定するための具体的な実験装置の全体を示した。4.2節 DP による分離の結果を光波の断面図で示し、分布測定では DP を回転させることにより位相分布の回転角に対する干渉信号とそのフーリエ変換を行った結果をグラフで示した。4.3節では同様に CL を用いた場合の結果を示した。4.4節ではそれぞれの分布測定の精度について考察し、4.5節で分離と分布測定に関するまとめをした。



## 参考文献

- [1] 光ファイバ通信容量危機、<http://www.nict.go.jp/publication/NICT-News/1203/02.html>、2016年2月
- [2] Y. Awaji, N. Wada, Y. Toda, "Demonstration of spatial mode division multiplexing using Laguerre-Gaussian mode beam in telecom-wavelength," 23rd Annual Meeting of the IEEE Photon Soc, p. 551 (2010)
- [3] J. Wang, et al. "Demonstration of 12.8-bit/s/Hz spectral efficiency using 16-QAM signals over multiple orbital-angular-momentum modes." *J. Opt. Soc. Am.*, **10**. P1. 76 (2011)
- [4] Bozinovic, Nenad, et al. "Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers." *science* **340**.6140,1545-1548 (2013).
- [5] Ren, Yongxiong, et al. "Efficient crosstalk mitigation of OAM based 400-Gbit/s QPSK data transmission in 1.1-km vortex fiber by using soft-decision LDPC codes." *Lasers and Electro-Optics, Conference on. IEEE*, (2013).
- [6] 空間光位相変調器 LCOS-SLM  
[https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/12\\_handbook.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/12_handbook.pdf) 2016年2月
- [7] 中嶋慶, 小林弘和, 岩下克. "偏光サニャック干渉計を用いた光渦モード分離," 高知工科大学 2015年度 卒業研究発表会, (2016)
- [8] Bretschneider, Stefan, Christian Eggeling, and Stefan W. Hell. "Breaking the diffraction barrier in fluorescence microscopy by optical shelving." *Phys. Rev* **98**.21, 218103 (2007).
- [9] Göttfert, Fabian, et al. "Coaligned dual-channel STED nanoscopy and molecular diffusion analysis at 20 nm resolution." *Biophys. J.* **105**.1 L01-L03, (2013).
- [10] Niziev, V. G., and A. V. Nesterov. "Influence of beam polarization on laser cutting efficiency." *Journal of Physics D: Appl. Phys* **32**.13, 1455 (1999).
- [11] Nesterov, A. V., and V. G. Niziev. "Laser beams with axially symmetric polarization." *J. Phys D: Appl Phys* **33**.15, 1817 (2000).
- [12] Meier, M., V. Romano, and T. Feurer. "Material processing with pulsed radially and azimuthally polarized laser radiation." *Appl Phys* **86**. 3, 329-334 (2007).
- [13] Tan\*, B., and K. Venkatakrisnan. "Dual-focus laser micro-machining." *J. Mod. Opt.* **52**.17, 2603-2611 (2005).
- [14] Omatsu, Takashige, et al. "Metal microneedle fabrication using twisted light with spin." *Opt. Express* **18**.17, 17967-17973 (2010).
- [15] 橋本信幸. "液晶光学素子を用いたベクトルビームの発生と応用 (光渦・偏光渦が生み出す新応用)." *光学= Japanese journal of optics: a publication of the Optical Society of Japan, the Japan Society of Appl. Phys.* **42**.12, 597-602 (2013).
- [16] 小澤祐市, and 佐藤俊一. "ベクトルビーム: 覚醒する光波の潜在能力 (特異な光技術: 果てしない光の可能性)." *応用物理* **82**.1: 27-32 (2013).
- [17] McGloin, David, Neil B. Simpson, and Miles J. Padgett. "Transfer of orbital angular momentum from a stressed fiber-optic waveguide to a light beam." *Appl. Opt.* **37**.3, 469-472 (1998).

## 謝辞

本研究に携わって進展と論文の作成にあたり、多大なるご助力とご指導を頂きました高知工科大学システム工学群小林 弘和准教授に心より感謝申し上げます。

お忙しい中、本研究の副査を担当して下さいました高知工科大学システム工学群岩下克教授、星野孝総准教授にも心より感謝を申し上げます。

研究を共に行って 1 年間共に壁を乗り越えてきた岩下・小林研究室の方々ありがとうございました。最後に、私を支えて下さったすべての方々へ、この場をお借りしまして心から感謝申し上げます。

## 付録

光渦は通信のほかにも、超解像顕微鏡、微粒子の回転操作、レーザー加工、金属の構造を螺旋にする螺旋構造制御、ベクトルビーム集光といった応用先がある。

超解像顕微鏡は光学顕微鏡より超えた分解能を持つ顕微鏡であり光渦ビームと gaussian ビームを用いる。図 6-1 のようにガウスビームを励起光とし光渦を消去光とし、空間で 2 光を重ねると、蛍光信号が発生しこの光が非常に細く分解能を小さくできる [8,9]。



図 6-1 光渦を用いた分解能を小さくする仕組み

微粒子の回転操作は図 6-2 のように円偏光ビームでは光子自体が回転しているが、ヘリカルビーム(光渦)は軌道角運動量を持っており光子が公転している。そのため微粒子の公転を誘起させることができる。

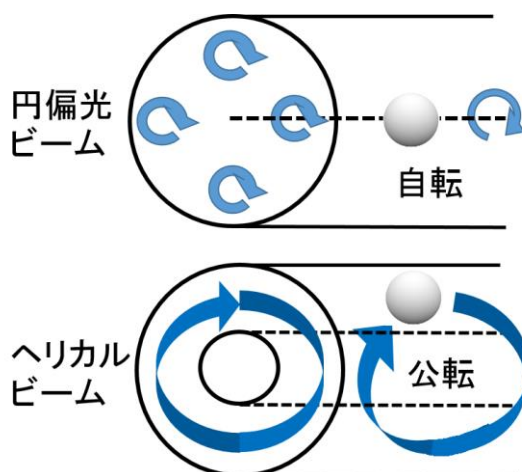


図 6-2 ビームによる光子の回転と自転

レーザー加工では材料に対して照射するレーザーの偏光の向きによって加工しやすさにくさがある。照射するレーザーの偏光が直線偏光の場合、ある方向には切断しやすいがある方向の垂直方向では切断されにくく、切断効率が悪くなる。偏光を円偏光にして効率を改善させる方法もあるが、レーザーの操作方向によって切断効率を悪くさせないために、偏光の向きに制限されない加工の方法として、図 6-3 のように材料の表面の線引き加工にはビーム直径の向きで偏光が異なる径偏光ビームを、穴あけ加工にはビ

ーム断面内で偏光の角度が場所によって 90 度異なる方位偏光ビームを用いる方法がある[10]-[14]。

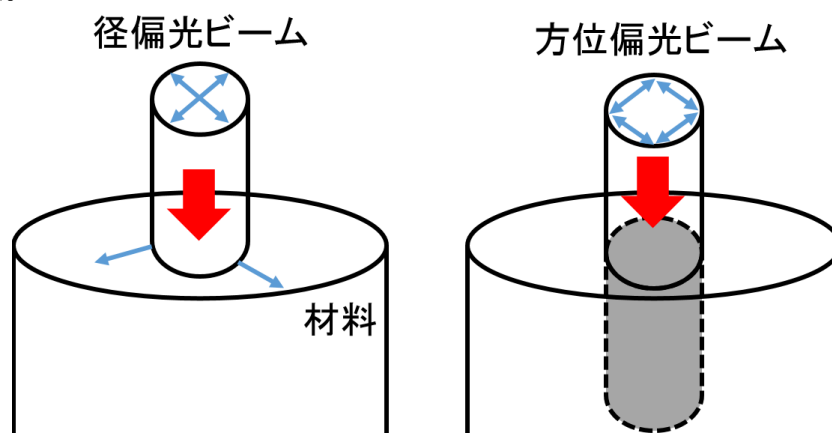


図 6-3 加工目的によって偏光が異なるビーム

螺旋構造制御は図 6-4 のように金属材料に光渦を照射させると螺旋状の構造に変化させることができる。光渦は軌道角運動量を持つので、ごく微細のらせん状の構造物を作ることができる。光渦のモード  $l$  を大きくすることで螺旋の数が多針状の構造が発生させることができる。

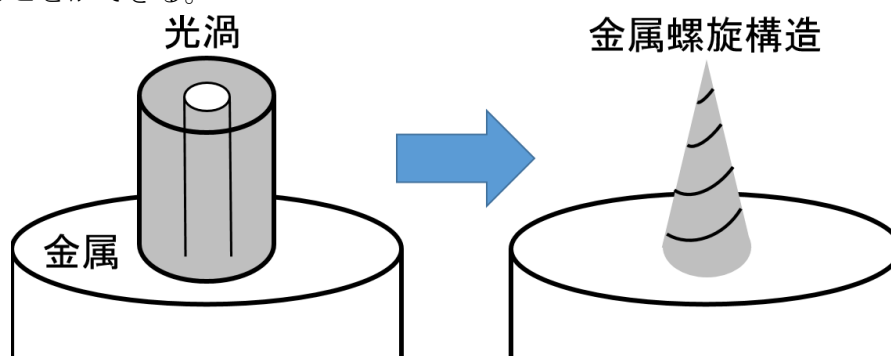


図 6-4 光渦による螺旋状構造物の生成

ベクトル集光は偏光渦であり空間的に偏光分布を持った特異な集光特性を持つ。偏光渦の中で代表的なものに図 6-5 のようにラジアル偏光とアジマス偏光があり、ラジアル偏光は断面方向によって偏光の向きが違い、アジマス偏光は反時計回り方向に偏光が向いている。これらのベクトルビームは円筒座標系  $(\rho, \theta, z)$  で  $i$  は虚数単位、 $R$  は波面の曲率半径、関数  $f_{n,m} \left[ 2 \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 \right]$  はラゲール多項式で、 $\rho_0$  はガウスビームの半径、 $n$  はラジアル次数、 $m$  はアジマス次数で、アジマス次数  $m=1$  としたとき

$$u(\rho, \theta, z) = \frac{\sqrt{2}\rho}{\rho_0^2} f_{n,1} \left[ 2 \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 \right] \cdot \exp \left[ - \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 \right] \exp \left[ -i \frac{(-kz + k\rho^2)}{2R} \right]$$

という式で記述することができる。

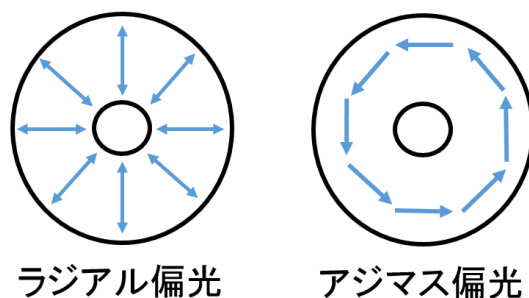


図 6-5 偏光渦の断面におけるラジアル偏光とアジマス偏光における偏光の向き

この光を凸レンズに入射させ集光させると回折限界を超えた集光ができ、図 6-6 ラジアル偏光では伝搬方向に強い電場が、アジマス偏光では伝搬方向に強い磁場が生成される[15,16]。

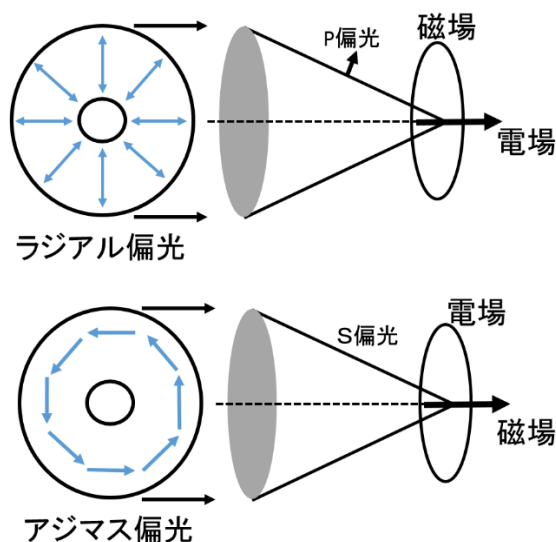


図 6-6 ラジアル偏光とアジマス偏光による集光特性

#### 光渦生成について

ファイバを用いた光渦生成法について説明する。この方法では円筒対称性を有するファイバを用いる。図 6-7 のように基本ガウシアンビームをファイバの中心からわずかにずらして入射させると、円筒対称性を持つファイバなので基本ガウシアンビームの強度分布のピークが 2 つに分かれたような状態で出射する。そのビームを、ファイバに加圧させて現れる応力性複屈折有するファイバに入射させることにより、ビーム断面内位相差がつき光渦となる[17]。

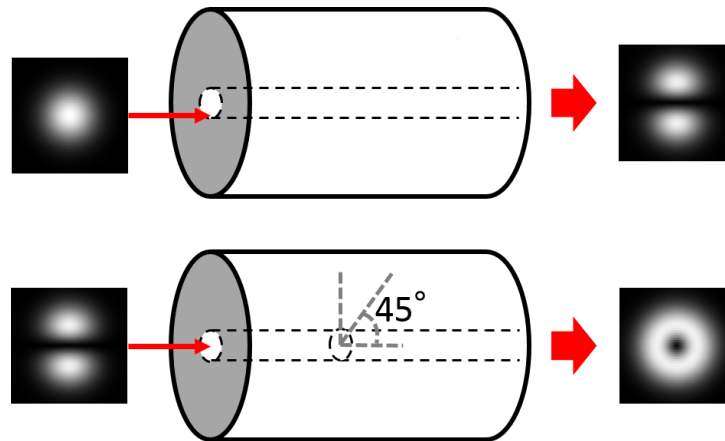


図 6-7 ファイバを用いた光渦生成

この生成法は変換効率が最大でも 30%程度であり、円筒対称性を持つファイバを必要とし、さらにレーザー増幅器も必要とする。

#### 空間光変調器による生成

空間光変調器は基本ガウシアンビームを光渦に変換する機器である。空間光変調器ではホログラムを用いており、生成の原理は図 6-8 のように、スクリーンに対して $l=0$ の光波を入射させているときに、わずかに入射角をずらした $l=1$ の光波を入射させるとスクリーン上に縞模様のようなホログラムが生成される。

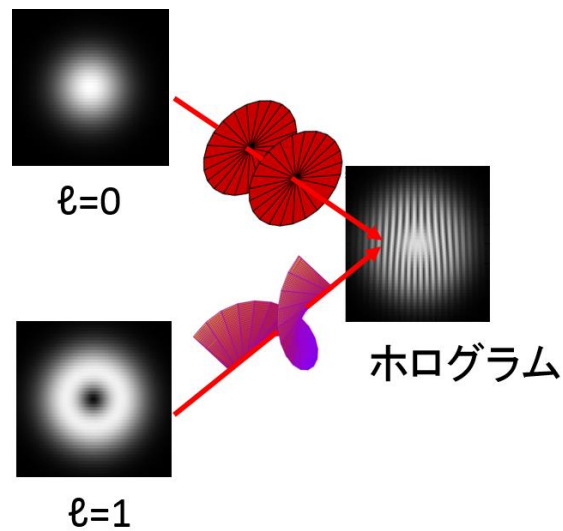


図 6-8  $l=0$  と  $l=1$  によるホログラムの生成

そのホログラムのような模様をしたスクリーンに $l=0$ の光波を入射させると、図 6-9 のようにスクリーンから反射して $l=1$ の光波が射出される。

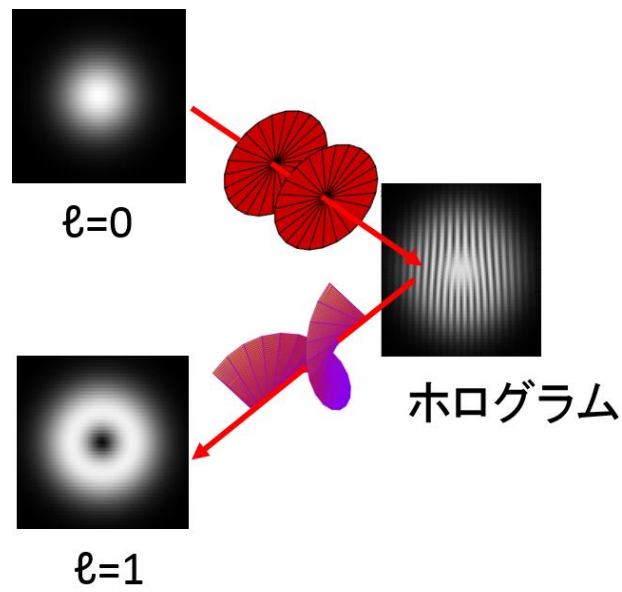


図 6-9 ホログラムによる光渦の生成

空間光変調器はここでは電圧により光の位相を変化させているので空間位相変調器とも呼ばれる。基本ガウシアンビームの位相情報をそれぞれの画素で読み取り、その情報を元に電位で制御して位相を変化させることができる[6]。