

修士論文

偏光の空間構造に起因する光トルクを用いた液晶配向制御

Liquid Crystal Alignment Control using Optical Torque by Spatial
Structure of Polarized Light

報告者

学籍番号：1265040

氏名：内田涼太

指導教員

小林弘和 准教授

令和6年2月19日

高知工科大学大学院 工学研究科
基盤工学専攻 電子・光工学コース

目次

| | | |
|-------|-------------------------|----|
| 第1章 | 序論 | 1 |
| 1.1 | 研究背景 | 1 |
| 1.1.1 | 光波 | 1 |
| 1.1.2 | 液晶 | 2 |
| 1.2 | 本研究の目的 | 4 |
| 1.3 | 論文構成 | 4 |
| 第2章 | 光波 | 5 |
| 2.1 | ガウシアンビーム | 5 |
| 2.2 | 光渦 | 7 |
| 2.3 | 偏光 | 9 |
| 2.3.1 | Jones ベクトルによる偏光表示 | 9 |
| 2.3.2 | 偏光素子の Jones 行列 | 9 |
| 2.3.3 | 1/2 波長板による偏光変化 | 12 |
| 2.3.4 | q-plate による波面変換 | 13 |
| 2.4 | ベクトルビーム | 14 |
| 第3章 | 液晶に誘起される光トルク | 17 |
| 3.1 | 液晶分子の回転 | 17 |
| 3.2 | 光フレデリクス転移 | 18 |
| 3.3 | 光波を用いた液晶配向の制御 | 20 |
| 3.3.1 | 直線偏光を有する光波による液晶再配向 | 20 |
| 3.3.2 | ベクトルビームの偏光による液晶再配向 | 21 |
| 第4章 | 光トルクを用いた液晶配向制御 | 23 |
| 4.1 | ベクトルビームの偏光分布 | 23 |
| 4.2 | 配向制御用レーザ光の計測 | 25 |
| 4.3 | 光波の光トルクを利用した液晶分子の配向制御 | 26 |
| 4.3.1 | 実験構成 | 26 |
| 4.3.2 | Mathematica 上でのシミュレーション | 29 |
| 4.3.3 | 実験結果 | 30 |
| 第5章 | まとめ | 32 |

| | |
|------|----|
| 謝辞 | 33 |
| 参考文献 | 34 |

第 1 章 序論

1.1 研究背景

1.1.1 光波

光波は電磁波の一種であり、伝搬方向と垂直に振動する電場と磁場で構成される。図 1.1 (a) に示すように、通常の光波はビーム断面内において電場の振動状態が示す偏り（偏光）が均一である。これに対して、近年では光制御技術の向上に伴い、図 1.1 (b-d) に示すような偏光が不均一に分布したベクトルビームの生成が可能になった。図 1.1 (b) は動径方向に偏光が分布するため径偏光、図 1.1 (c) は方位角方向に偏光が分布することから方位角偏光と呼ばれている。また図 1.1 (d) は径偏光と似た偏光分布を有するため、本論文では部分径偏光と呼ぶことにする。ベクトルビームは縦電場と呼ばれる特殊な空間電場構造により通常の光ビームよりも小さな集光スポットを形成する特性がある [1]。図 1.2 に、焦点付近における直線偏光のビームと径偏光のベクトルビームの z 方向への伝搬の様子を示す。図 1.2 (a) の直線偏光のビームは焦点付近で光軸に対して垂直方向の電場成分（横電場）が強くなり、図 1.2 (b) の径偏光のベクトルビームは光軸方向の電場成分（縦電場）が突出して強くなる。この縦電場の特性を利用して、粒子加速 [2, 3]、レーザ加工 [4, 5]、超解像顕微鏡 [6] といった応用技術が報告されている。

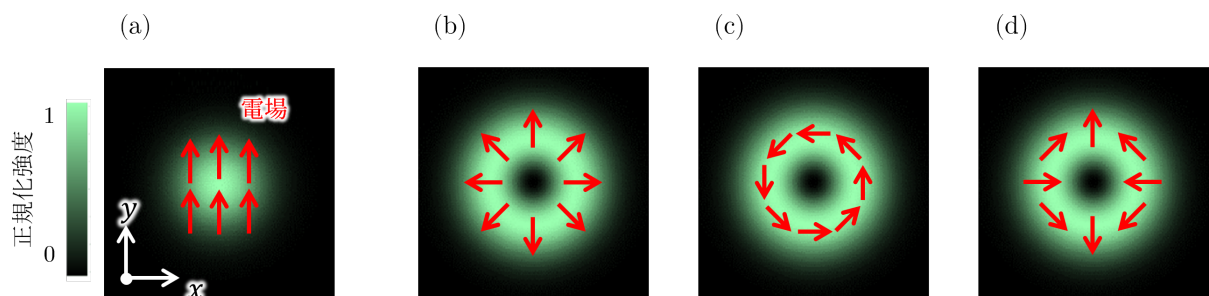


図 1.1 (a) 通常の光波と (b-d) ベクトルビームの偏光分布 (b) 径偏光、(c) 方位角偏光、(d) 部分径偏光

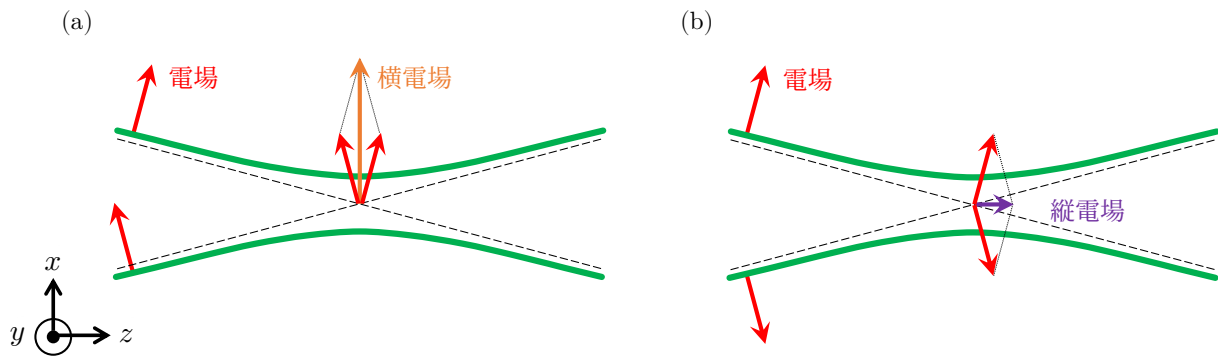


図 1.2 焦点付近での電場の向き (a) 直線偏光のビーム、(b) 径偏光のベクトルビーム

1.1.2 液晶

表示ディスプレイの材料をはじめ広く用いられている液晶は、液体と固体の両方の性質を併せ持ち光学的異方性を示す媒質である。液晶は有機化合物の一種であり、細長い棒状や円板状の分子構造を有している。図 1.3 に、代表的な液晶として棒状の分子を持つシアノビフェニル系液晶の構造を示す。シアノビフェニル系液晶は、図 1.3 に示すようにビフェニル基 ($C_{12}H_{10}$) の硬いコア部分とシアノ基 ($-CN$) からなるシアノビフェニル、および鎖状になった軟らかい部分のアルキル鎖 ($C_n H_{2n+1}$) で構成される [7]。硬いコア部分は結晶のように規則的に配列しようとするのに対し、鎖状の軟らかい部分は液体のような流動性を持っており配向が無秩序になる。このように、分子内でそれぞれの部分が正反対の働きをするため、液晶は液体と結晶の両方の性質を示すようになる。現在実用化されているほとんどの液晶表示ディスプレイには、異方性をもつ細長い棒状の有機分子によって構成されたネマティック相が用いられている。ネマティック液晶は、棒状分子がおおよそ一定の配向を持ち、液体とほぼ同じような流動性がある。

図 1.4 に、棒状分子からなる物質の 3 つの状態を示す。結晶状態は、分子運動がほとんどなく、分子の重心 (位置) と配向が規則的に整っている状態である。一方、液体は位置と配向が無秩序で、分子が自由に運動できる状態である。そして、結晶と液体の中間状態である液晶は、分子が平均してどちらかの方向に揃っているが、位置は定まっておらず、配向を維持したまま自由に動ける状態である。このため液晶は自然状態において、細長い棒状あるいは円盤状の分子が規則性を持って並んでいる。液晶配向を特定の方向に制御する手法として配向剤やラビング処理による基板表面での静的な配向制御法と、外場による動的な配向制御法の 2 つが挙げられる。棒状の液晶分子は互いに同一方向を向こうとする弾性を有しており、電場や磁場などの外場で生じる液晶分子への回転トルクと弾性力が釣り合う方向に配向の制御が可能であるため、後者の動的な手法を用いることが多く、これまで液晶ビームステアリングや液晶

レンズなどの様々な光学デバイスに応用されてきた [8, 9]。光デバイスへの応用の際、液晶分子の配向制御手法は極めて重要で、なかでも、配向剤の化学構造と電子状態による選択的な光化学反応での効率的な配向制御は液晶の産業応用において近年重要性を増している [10]。

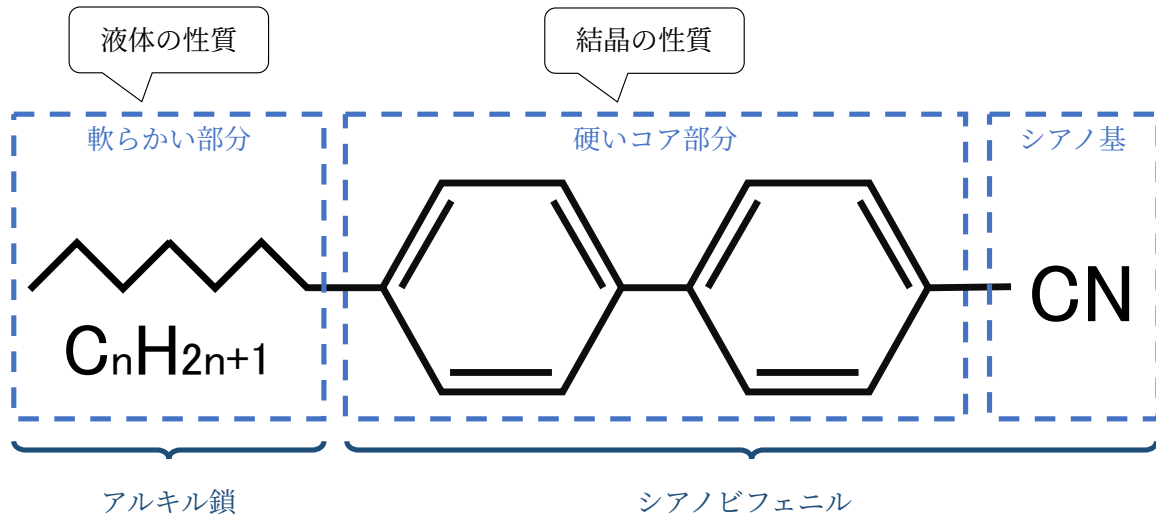
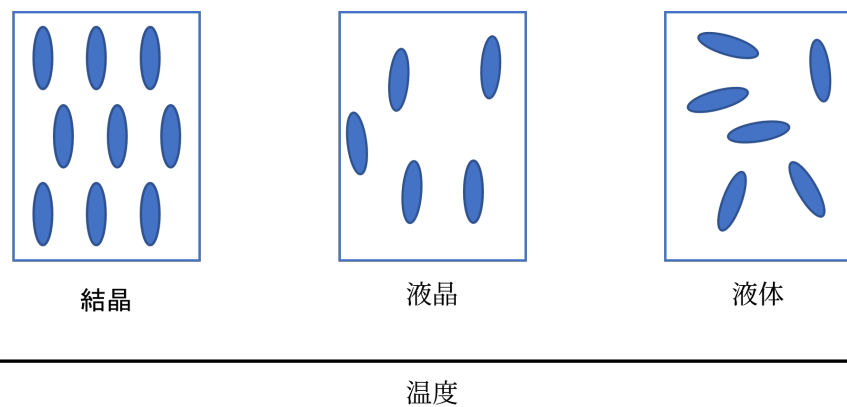


図 1.3 代表的な液晶分子の構造



| | | | |
|-------|---|---|---|
| 位置の秩序 | ○ | × | × |
| 方向の秩序 | ○ | ○ | × |

図 1.4 分子の位置と配向

1.2 本研究の目的

液晶分子は楕円体の形状をしており、長軸の配向方向に対して斜めに電場を印加すると、長軸方向では縦電場による分極が生じるのに対して短軸方向では横電場による光トルクが発生する。このように、液晶配向は光波の性質を表すパラメータである光強度や伝搬方向、偏光方向によって制御が可能となることから空間的な配向制御の高機能化が期待されている [11]。

またベクトルビームは、左回り円偏光と右回り円偏光のように回転方向が反対の光渦と呼ばれる2つの光波の重ね合わせにより生成することが可能である [12]。

本研究では、図 1.5 に示すように光ビーム断面内において偏光分布が均一な gaussian ビームと不均一な偏光分布を有するベクトルビームを用いて液晶の配向制御を行なうことにより空間的な配向制御の高機能化実現を試みる。

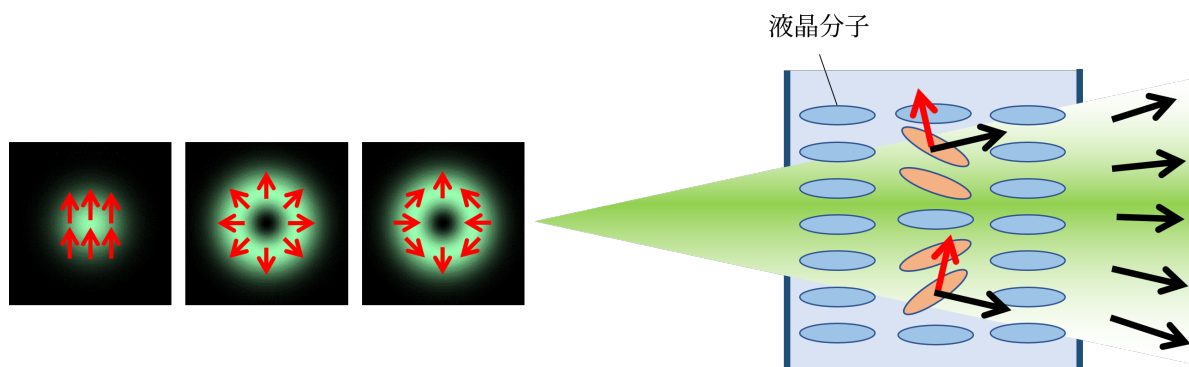


図 1.5 光波を用いた配向制御の模式図

1.3 論文構成

本論文は5章で構成されている。序論となる第1章では光波と液晶の研究動向について整理し、本研究に取り組む目的について述べた。第2章では光波の性質について概説した後、ベクトルビームの生成で用いる光学素子について説明する。第3章では光波を用いた液晶配向の制御として、通常の直線偏光を有する光ビームの入射角度と広がり角のそれぞれを変えた場合とベクトルビームの偏光による液晶の再配向について説明する。第4章では準備としてまず入射光の強度分布や偏光状態の確認などを行ない、その後通常の光ビームとベクトルビームを用いて配向制御を行なった結果について述べる。第5章では以上のまとめを述べる。

第2章 光波

2.1 ガウシアンビーム

自由空間での電磁波の電場 $E(\vec{r}, t)$ の伝搬を支配する波動方程式は、位置ベクトルを $\vec{r} \equiv (x, y, z)$ とすると

$$\nabla^2 E(\vec{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (2.1)$$

と表せ、この波動方程式をもとに電磁波の各種性質が導かれる。ここで c は光速を表し、 $c = 3.0 \times 10^8$ m/s である。このとき $E(\vec{r}, t)$ は電磁波の全ての情報を含んでいるが、単一の周波数 ω のみであると仮定すると空間成分 $U(\vec{r})$ を用いて $E(\vec{r}, t) = U(\vec{r}) \exp(i\omega t)$ と書くことができる。これを式 (2.1) に代入すると、ヘルムホルツ方程式

$$(\nabla^2 + k^2)U(\vec{r}) = 0 \quad (2.2)$$

が得られる。ここで k は波数であり、 $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$, λ : 波長 である。さらに電磁波が z 方向のみに伝搬していると仮定し、 $U(\vec{r}) = f(\vec{r}) \exp(ikz)$ として式 (2.2) に代入すると、近軸ヘルムホルツ方程式

$$\nabla^2 f(\vec{r}) - i2k \partial f(\vec{r}) / \partial z = 0 \quad (2.3)$$

が得られる。ここで $f(\vec{r})$ は z に対してゆっくりと変化する包絡線を表しているため、式 (2.3) を導く際に

$$\left| \frac{\partial f(\vec{r})}{\partial z} \right| \ll k |f(\vec{r})|, \quad \left| \frac{\partial^2 f(\vec{r})}{\partial z^2} \right| \ll k^2 |f(\vec{r})| \quad (2.4)$$

を仮定した。この近似式の最も簡単な解はガウシアンビームと呼ばれ、 $z = 0$ として xy 平面を極座標 (r, ϕ) で表すと、

$$f(r, \phi, z = 0) = A \exp\left(-\frac{r^2}{2w_0^2}\right) \quad (2.5)$$

となる。ここで A は振幅、 w_0 は伝搬方向の座標 $z = 0$ において最大強度の $1/e^2$ となる最小のビーム径 (スポットサイズ)、 $\exp[-(r^2/w_0^2)]$ の項がガウシアン分布である。

また r, ϕ は極座標における原点からの距離と偏角を表す。式 (2.5) より、ガウシアンビームの光強度分布 I は

$$I(\vec{r}) \propto |f(r, \phi, z=0)|^2 = A^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) \quad (2.6)$$

となる。伝搬方向の任意の座標 z におけるビーム径 $w(z)$ は

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_r}\right)^2} \quad (2.7)$$

と書ける。ここで

$$z_r = \frac{1}{2} k w_0^2 \quad (2.8)$$

はレイリー長と呼ばれ、ビーム径がスポットサイズ w_0 の $\sqrt{2}$ 倍となる伝搬距離を表す。 $w(z)$ は $z = 0$ に対して対称であるため、図 2.1 (a) に示すようにガウシアンビームの光強度分布はビームの中心軸から左右対称となり、 $z = 0$ より半径の大きさが大きくなるほどピーク強度が小さくなる。

ガウシアンビームは回折により、ビーム直径が最小値をとる幅 w_0 の前後で収束して、発散する。ビーム径 $w(z)$ と発散角（広がり角） θ_0 の大きさは、伝搬距離 $z \gg z_r$ として

$$\theta_0 = \frac{w(z)}{z} \simeq \frac{w_0}{z_r} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (2.9)$$

で表される。ここで λ は光波の波長であり、 $k = 2\pi/\lambda$ を用いた。式 (2.9) よりビーム幅が大きければ広がり角は小さくなり、ビーム幅が小さければ広がり角は大きくなる。またガウシアンビームの波面は平面であるため、場所に依存せず常に同じタイミングで伝搬する。

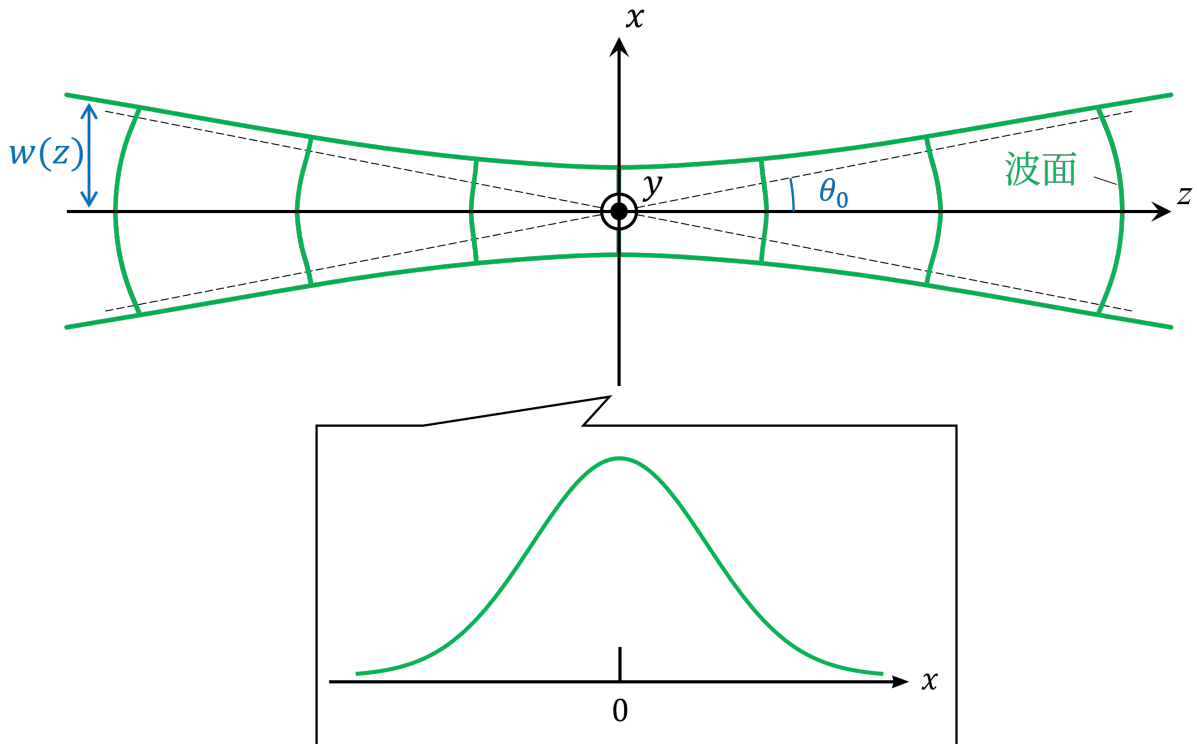


図 2.1 ガウシアンビームの光強度分布と波面

2.2 光渦

式 (2.3) の解には様々な高次のモードが存在する。光渦は近軸ヘルムホルツ方程式を円筒座標 (r, ϕ, z) で解くことにより導かれる。式 (2.3) を円筒座標で解くと、ラゲールガウスモード

$$f(r, \phi) = A_l r^{|l|} \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2}\right) \exp(il\phi) \quad (2.10)$$

が得られ、 l はモード番号、 A_l は振幅を表す。この式は $l=0$ のとき、式 (2.5) となるためガウシアンビームに対応する。ここで、計算簡略化のため、光ビーム全体の強度分布を正規化する正規化係数を N_l とおく。式 (2.10) の光強度分布は $|l| \geq 1$ とすると、 $r^{2|l|} \exp(-r^2/w_0^2)$ がドーナツ型の強度分布を形成し、 $\exp(il\phi)$ が l 重螺旋の波面を形成する。このように螺旋状の波面と円環状の強度分布を持つビームは一般に光渦ビームと呼ばれる [13, 14]。

光渦は、位相のねじれ (1 重螺旋、2 重螺旋、...) や反時計回りあるいは時計回りといった螺旋の数や回転方向で定められる空間モード (モード番号: $l = \pm 1, \pm 2, \dots$) を持つ。 l 次モードを持つ光渦の場合、光ビームの断面内において位相差が $2\pi l$ ($l = \pm 1, \pm 2, \dots$) だけ変化する。このとき l は整数であり、 l の符号は光ビームの断面内において位相差が時計回りに変化するときは負、反時計回りに変化する場合は

正とする。

図 2.2 に $l = +2$ のときの光渦の複素振幅分布と波面を示す。図 2.2 (a) に示すように光強度分布は円環状となり、位相分布はビーム断面内を 1 周すると 0 から 4π まで変化する。また等位相面を結ぶと、図 2.2 (b) のように螺旋上の波面となる。

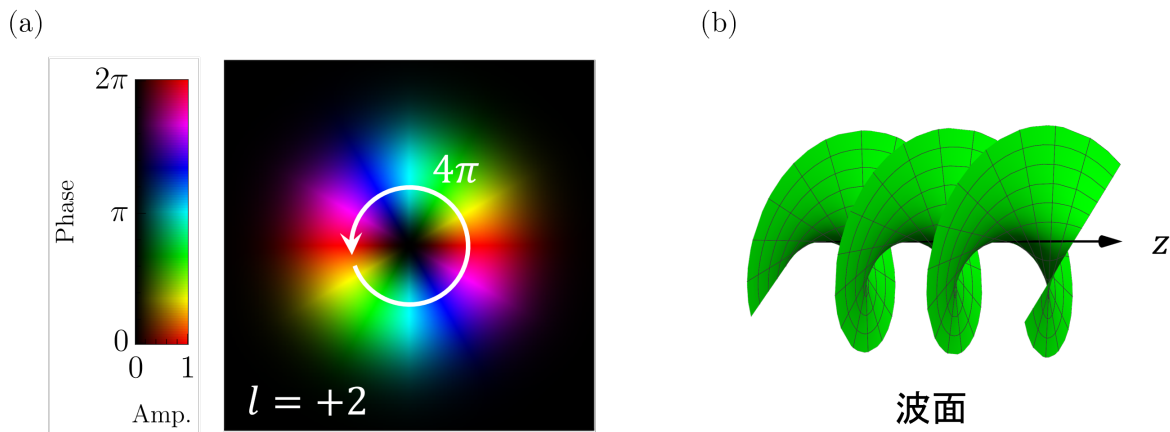


図 2.2 光渦 (a) 複素振幅分布、(b) 波面

光渦の生成手法

光渦の生成手法は大きく分けて能動的手法と受動的手法の 2 種類がある。能動的な手法は、レーザの発振モードを光渦として直接共振器から光渦の生成を行なう [15]。一方、受動的な手法は、共振器の外部に波面を変換する光学素子を用いてレーザ光の位相を螺旋状に変換することで光渦を生成する。一般に、光渦を実験室で生成する場合は受動的な手法を用いることが多く、波面変換の働きを持つ代表的な光学素子として軸対称偏光素子 (q-plate) [16]、空間光変調器 (SLM: Spatial Light Modulator) [17]、円錐鏡 [18] が挙げられる。ここでは、本研究で用いた q-plate について紹介する。

q-plate は速軸方向が場所毎に異なる $1/2$ 波長板を軸対称に並べた素子であり、回折光学素子、液晶 [19, 20]、フォトニック結晶 [21]、フレネルロム [22] などの様々な材料や構造を用いることで製造できる。円偏光が q-plate を透過すると逆回りの円偏光に変換されるが、q-plate の速軸方向の違いにより通過後の円偏光では断面内で位相差が生じる。この位相差により中心部で干渉による光強度の打ち消しあいが生じて、円環状の強度分布を持つ光渦が生成される。図 2.3 に q-plate を用いた光渦生成について示す。図 2.3 の速軸の方位では $l = \pm 1$ の光渦のみ生成されるが、速軸の方位分布を変更すると $l = \pm 1$ 以外の光渦を生成することも可能である。

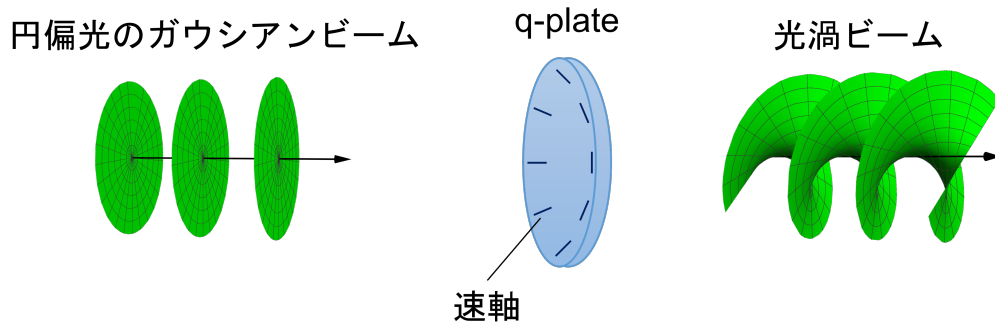


図 2.3 q-plate による光渦生成

2.3 偏光

q-plate の特性を説明するため、ここでは Jones ベクトルを用いた偏光の記述について述べる。

2.3.1 Jones ベクトルによる偏光表示

z 方向に伝搬する光波の電場ベクトル $\vec{E}(z, t)$ の x 成分を $E_x(z, t)$ 、 y 成分を $E_y(z, t)$ とすると

$$\begin{aligned} \vec{E}(z, t) &= \begin{bmatrix} E_x(z, t) \\ E_y(z, t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x} \exp[i(kz - \omega t + \delta_x)] \\ E_{0y} \exp[i(kz - \omega t + \delta_y)] \end{bmatrix} \\ &= \exp[i(kz - \omega t + \delta_x)] \begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \exp(i\delta) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.11)$$

と表される。ここで、 E_{0x}, E_{0y} はそれぞれ電場の x, y 方向の振幅成分、 ω は周波数、 k は波数、 $\delta = \delta_y - \delta_x$ は相対位相差である。振幅を $I = |E_x|^2 + |E_y|^2$ で規格化し、相対位相差 δ を x, y 両成分に対して等分配すると、光波の電場は

$$\vec{J} = \frac{1}{\sqrt{E_x^2 + E_y^2}} \begin{bmatrix} E_x \exp(-i\delta/2) \\ E_y \exp(i\delta/2) \end{bmatrix} \quad (2.12)$$

と記述できる。このベクトルを Jones ベクトルという。図 2.4 に代表的な偏光状態と Jones ベクトルの関係を示す。偏光状態の表記において Jones ベクトルは大変便利であるが、完全偏光に対してしか適用できないという制約がある。

2.3.2 偏光素子の Jones 行列

光波が異方性媒質を透過・反射すると、媒質の誘電率や屈折率が特定方向に依存するため、偏光状態に変化が生じる。このように光波の偏光状態を変える複屈折材料を

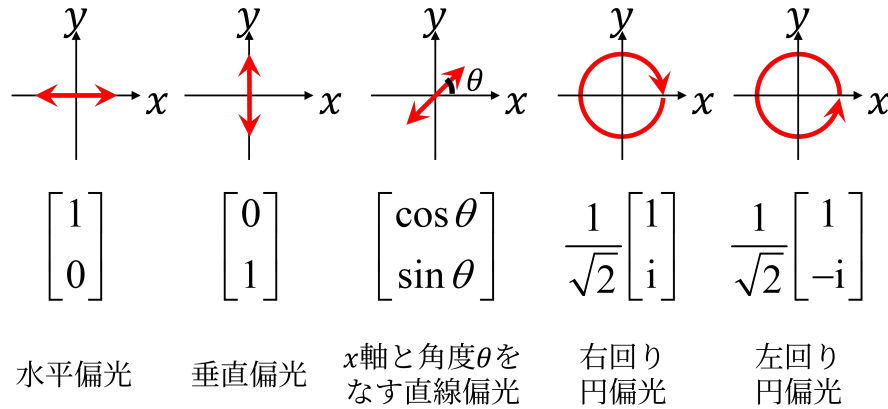


図 2.4 Jones ベクトルで表した偏光状態

工業用に加工したものは偏光素子と呼ばれている。代表的な偏光素子として波長板が挙げられる。波長板は、光波の直交した偏光成分間に位相差を与える素子であり、直交した軸をそれぞれ速軸・遅軸と呼ぶ。速軸と遅軸の方向に振動する電場成分間に与える位相差 δ (リタデーション) によって波長板は分類でき、一般には $\delta = \pi/2$ の 1/4 波長板と $\delta = \pi$ の 1/2 波長板が利用されている。

入射光波と出射光波の Jones ベクトルをそれぞれ $\vec{J}_1 = [J_{1x}, J_{1y}]^T$, $\vec{J}_2 = [J_{2x}, J_{2y}]^T$ とし、両偏光の間の変換を行列で表すと

$$\vec{J}_2 = T \vec{J}_1$$

$$\begin{bmatrix} J_{2x} \\ J_{2y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J_{1x} \\ J_{1y} \end{bmatrix} \tag{2.13}$$

と記述できる。このとき 2×2 の行列 T を Jones 行列という。特定の方向に振動する偏光のみを通過させる素子は偏光子と呼ばれ、水平偏光のみを取り出す偏光子の Jones 行列 T_H は

$$T_H = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \tag{2.14}$$

となる。また、光波の電場の直交する偏光成分間の相対位相差を変化させる素子は位相子と呼ばれる。相対位相差が π の位相子は 1/2 波長板、相対位相差が $\pi/2$ の位相子は 1/4 波長板という。一般に、 x 方向と y 方向の偏光成分に対して相対位相差 δ を生じる位相子の Jones 行列 T_δ は

$$T_\delta = \begin{bmatrix} \exp\left(-\frac{i\delta}{2}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(\frac{i\delta}{2}\right) \end{bmatrix} \tag{2.15}$$

で記述される。また偏光全体を回転させる働きを持つ素子は旋光子と呼ばれる。直線偏光の入射光波を角度 θ だけ傾けた直線偏光に変換する旋光子の Jones 行列 R_θ は

$$R_\theta = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

となる。

Jones 行列を用いると、偏光変換の一般形は次のように説明できる。図 2.5 に示すように、ある入射光波 \vec{J}_1 の偏光の主軸が光学素子の遅軸 (x_c) と角度 θ だけずれているとする。このとき、偏光の主軸を光学素子内の x_c, y_c 軸に一致させる必要があるため偏光全体を $-\theta$ だけ回転させる。この操作は旋光子を用いて $R_{-\theta}$ で表される。次に、媒質伝搬により x_c, y_c 成分間の位相が相対的に δ だけずれるとすると、この作用は位相子を用いて T_δ で表される。最後に、偏光全体を θ だけ回転させて元の座標系 (x, y) に戻す。この操作は旋光子を用いて R_θ で表される。以上より、出射光波 \vec{J}_2 の偏光は

$$\vec{J}_2 = R_\theta T_\delta R_{-\theta} \vec{J}_1$$

$$\begin{bmatrix} J_{2x} \\ J_{2y} \end{bmatrix} = R_\theta T_\delta R_{-\theta} \begin{bmatrix} J_{1x} \\ J_{1y} \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

と表される。

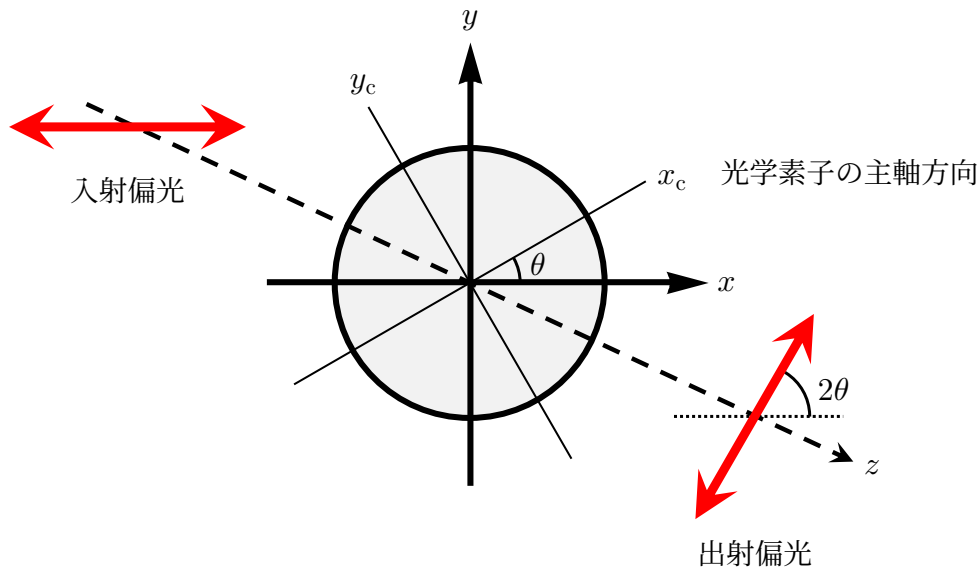


図 2.5 偏光素子による偏光の変換 (1/2 波長板の場合)

2.3.3 1/2 波長板による偏光変化

水平偏光 \vec{J}_1 を主軸が水平方向から θ だけ傾いた 1/2 波長板に入射させると、出射偏光 \vec{J}_2 は式 (2.17) より

$$\begin{bmatrix} J_{2x} \\ J_{2y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -i & 0 \\ 0 & i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = -i \begin{bmatrix} \cos 2\theta \\ \sin 2\theta \end{bmatrix} \quad (2.18)$$

となる。式 (2.18) で出射偏光も直線偏光となることから、1/2 波長板は偏光方向を方位角の 2 倍だけ回転させる働きを持つことがわかる。

一般的な 1/2 波長板は、速軸と遅軸の直交した 2 方向に振動する偏光成分間に π の位相差を付与する素子であり、この位相差は速軸と遅軸の方位間で屈折率が異なる複屈折のため生じる。この位相差によって 1/2 波長板は左回り円偏光を右回り円偏光へ、右回り円偏光を左回り円偏光へと変換できる。ただし、1/2 波長板を透過する円偏光の光波には、複屈折で生じる位相差の他に別の位相が付与される [23]。図 2.6 (a) に示すように、左回り円偏光を速軸方位 θ の 1/2 波長板に透過させるとする。このとき速軸方位が θ の 1/2 波長板を Jones 行列を用いて記述すると、式 (2.15) と式 (2.16) を用いて

$$R_\theta T_{\delta=\pi} R_{-\theta} = \begin{bmatrix} \cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & -\cos 2\theta \end{bmatrix} \quad (2.19)$$

と表せる。これに左回り円偏光の Jones ベクトル $[1, i]^\top / \sqrt{2}$ を作用させると

$$\begin{bmatrix} \cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & -\cos 2\theta \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ +i \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos 2\theta + i \sin 2\theta \\ \sin 2\theta - i \cos 2\theta \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} e^{i2\theta} \quad (2.20)$$

となる。1/2 波長板に入射する左回り円偏光は、式 (2.20) より右回り円偏光に変換されると同時に速軸方位 θ に応じた位相 $\exp[i2\theta]$ が付与されていることがわかる。これは座標変換の際に生じる主軸方位に依存した位相である。一方で、図 2.6 (b) に示すように、右回り円偏光 $[1, -i]^\top / \sqrt{2}$ が速軸方位 θ の 1/2 波長板を透過すると

$$\begin{bmatrix} \cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & -\cos 2\theta \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos 2\theta - i \sin 2\theta \\ \sin 2\theta + i \cos 2\theta \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ +i \end{bmatrix} e^{-i2\theta} \quad (2.21)$$

となり、透過光は左回り円偏光に変換されると同時に $\exp[-i2\theta]$ の位相が付与される。

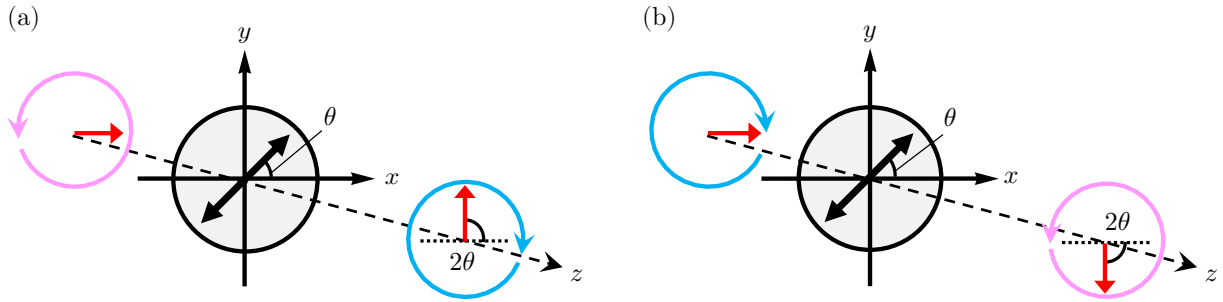


図 2.6 1/2 波長板により生じる位相 (a) 左回り円偏光を入射したとき、(b) 右回り円偏光を入射したとき

2.3.4 q-plate による波面変換

すでに述べたように、q-plate にはガウシアンビームなどの平面状の波面を持つ円偏光に位相差を与えることで、螺旋状の波面を持つ光渦に変換する機能がある。ここでは、この q-plate による光渦変換機能について Jones 行列を用いて説明する。

q-plate は、 xy 平面上の方位角 $\phi = \arctan(y/x)$ の位置に応じて速軸 $\theta(\phi)$ の 1/2 波長板を多数配置した特殊な素子である。速軸が角度 $\theta(\phi)$ 傾いた q-plate の Jones 行列は

$$\begin{bmatrix} \cos 2\theta(\phi) & \sin 2\theta(\phi) \\ \sin 2\theta(\phi) & -\cos 2\theta(\phi) \end{bmatrix} \quad (2.22)$$

で与えられる [24]。

図 2.7 (a) に示すように、左回り円偏光を速軸方位 $\theta(\phi)$ の q-plate に入射させるとする。式 (2.22) に左回り円偏光の Jones ベクトル $[1, i]^T/\sqrt{2}$ を作用させると

$$\begin{bmatrix} \cos 2\theta(\phi) & \sin 2\theta(\phi) \\ \sin 2\theta(\phi) & -\cos 2\theta(\phi) \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ +i \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} e^{i2\theta(\phi)} \quad (2.23)$$

となる。q-plate に入射する左回り円偏光は、1/2 波長板のときと同様に式 (2.23) より右回り円偏光に変換されるとともに速軸方位 $\theta(\phi)$ に応じた位相 $\exp[i2\theta(\phi)]$ が付与される。一方で、図 2.7 (b) に示すように、右回り円偏光 $[1, -i]^T/\sqrt{2}$ が速軸方位 $\theta(\phi)$ の q-plate を透過すると

$$\begin{bmatrix} \cos 2\theta(\phi) & \sin 2\theta(\phi) \\ \sin 2\theta(\phi) & -\cos 2\theta(\phi) \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ +i \end{bmatrix} e^{-i2\theta(\phi)} \quad (2.24)$$

となり、1/2 波長板の場合と同様に透過光は左回り円偏光に変換されるとともに $\exp[-i2\theta(\phi)]$ の位相が付与される。

q-plate の速軸の傾き度合いは空間モード l の値によって異なり、 $l = \pm 1$ のとき $\theta(\phi) = \phi/2$ 、 $l = \pm 2$ のとき $\theta(\phi) = \phi$ となる。図 2.8 に q-plate の速軸分布を示す。図

2.8 (a) は速軸が動径方向に対して一様であるが、方位角方向には1周で π 回転する様に分布している。また図 2.8 (b) では、速軸が動径方向に沿って放射状に分布している。

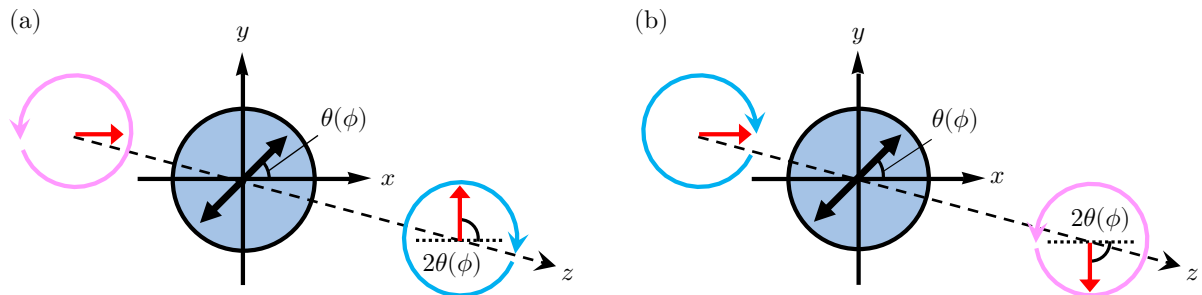


図 2.7 q-plate により生じる位相 (a) 左回り円偏光を入射したとき、(b) 右回り円偏光を入射したとき

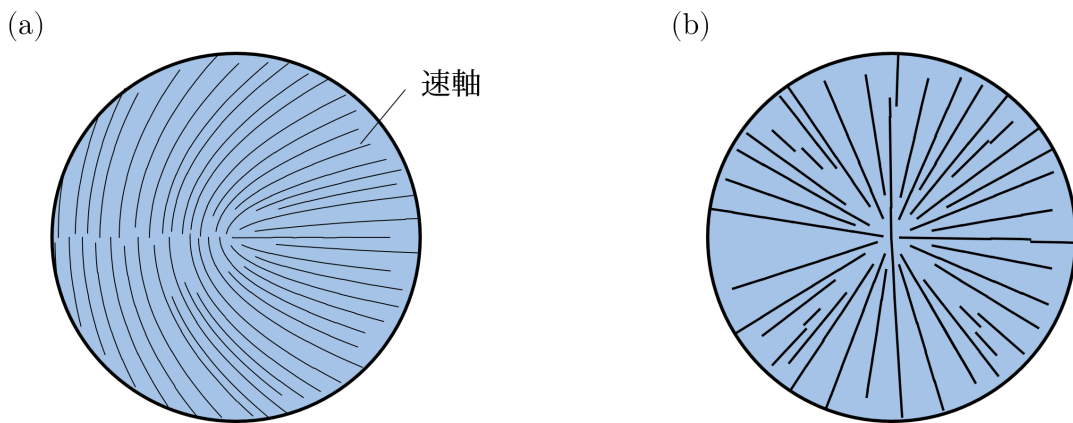


図 2.8 q-plate の速軸分布 (a) $l = \pm 1$ 、(b) $l = \pm 2$

2.4 ベクトルビーム

一般に、光ビームの断面内における偏光分布は均一である。これに対し、偏光が各場所で動径方向や方位角方向に分布した光ビームも存在する [25]。前者はスカラービーム、後者はベクトルビームと呼ばれ、ベクトルビームは光軸に対して偏光の分布が対称になっている [1]。図 2.9 (a),(b) にスカラービームを、図 2.9 (c),(d) にベクトルビームの主な例を示す。

図 2.9 (a) は、通常の直線偏光を持つガウシアンビームである。この図からわかるように、ガウシアンビームの偏光方向は場所によらず一様である。図 2.9 (b) は、直線偏光の光渦である。ガウシアンビームと同様に、光渦の偏光方向は場所によらず一様であるが、波面は螺旋状になっている。

第1章で述べたように、任意のベクトルビームは直交する2つの偏光のスカラビームの和として記述できる。ここでは q-plate の空間モードを $l = +1$ と仮定して説明する。速軸の角度が $\theta(\phi) = \phi/2$ のとき、Jones 行列 $T(\phi)$ は式 (2.22) より

$$T(\phi) = \begin{bmatrix} \cos \phi & \sin \phi \\ \sin \phi & -\cos \phi \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

と表せる。入射光波の Jones ベクトルが水平偏光 $\vec{J}_1 = [1, 0]^T$ のとき、q-plate から射出された光波の Jones ベクトル \vec{J}_2 は、式 (2.13) に (2.25) を代入して

$$\vec{J}_2 = T(\phi)\vec{J}_1 = \begin{bmatrix} \cos \phi \\ \sin \phi \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\phi} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} + \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\phi} \begin{bmatrix} 1 \\ +i \end{bmatrix} \right) \quad (2.26)$$

と表せる。式 (2.26) は偏光が動径方向に分布していることから、図 2.9 (c) の径偏光に対応していることがわかる。径偏光の Jones ベクトルは、式 (2.23), 式 (2.24) を用いて、式 (2.26) の右辺のように、 $l = +1$ の左回り円偏光と $l = -1$ の右回り円偏光の和として記述できる。

また入射偏光の Jones ベクトルを垂直偏光 $\vec{J}_1 = [0, 1]^T$ とすると、式 (2.13), 式 (2.25) より q-plate を透過した光波の Jones ベクトル \vec{J}_2 は

$$\vec{J}_2 = T(\phi)\vec{J}_1 = \begin{bmatrix} \sin \phi \\ -\cos \phi \end{bmatrix} = -\frac{i}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\phi} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} - \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\phi} \begin{bmatrix} 1 \\ +i \end{bmatrix} \right) \quad (2.27)$$

と表せる。式 (2.27) は偏光分布が方位角方向となることから、図 2.9 (d) の方位角偏光と対応することがわかる。方位角偏光の Jones ベクトルは、式 (2.23), 式 (2.24) を用いると、式 (2.27) の右辺のように、 $l = +1$ の左回り円偏光と $l = -1$ の右回り円偏光の差として記述できる。

このように、q-plate に対する入射光の偏光方向を制御することにより径偏光や方位角偏光のベクトルビーム生成が可能となる。

そして部分径偏光は、図 2.10 に示すように速軸方位が $\theta = 0^\circ$ の $1/2$ 波長板に径偏光を通すことで生成され、式 (2.19), 式 (2.26) を用いて

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \phi \\ \sin \phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \phi \\ -\sin \phi \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

と記述できる。

なお、本研究では空間モード $l = 1$ の q-plate を用いて径偏光および部分径偏光のベクトルビームを生成した。

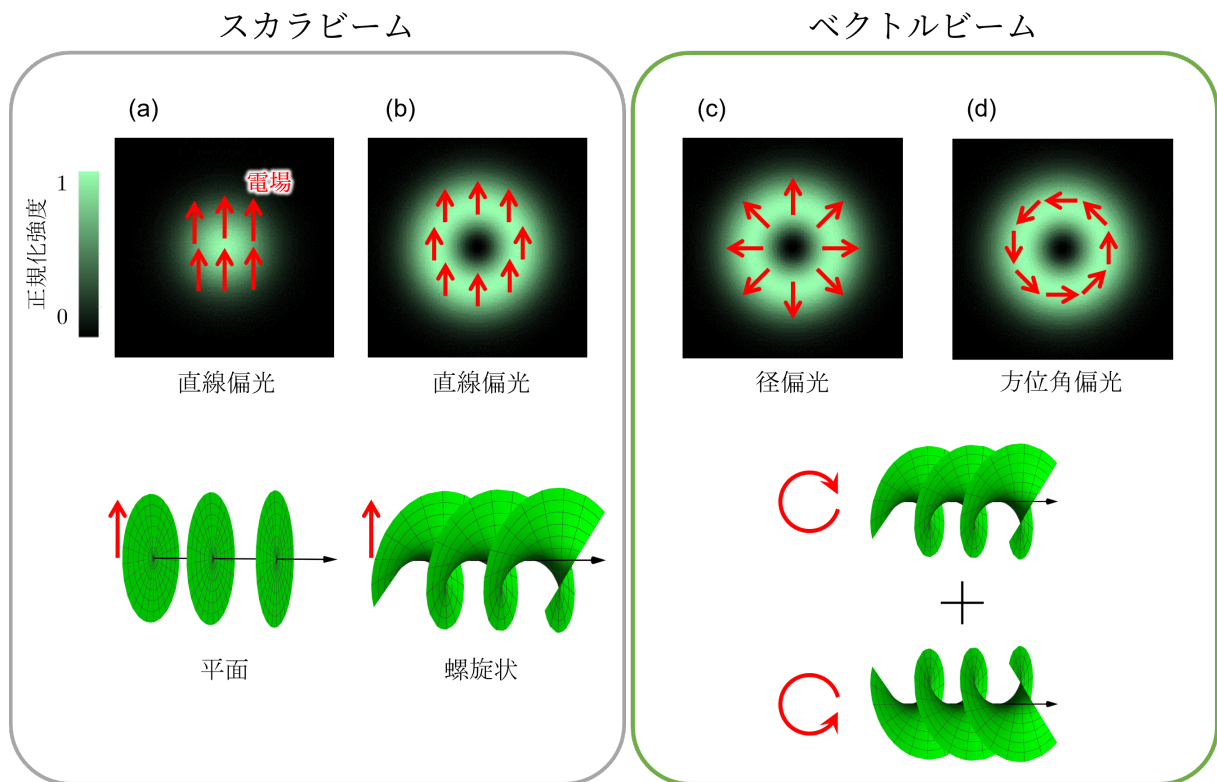


図 2.9 スカラビームとベクトルビームの例 (a) 通常の直線偏光を持つガウシアンビーム、(b) 直線偏光の光渦、(c) 径偏光のベクトルビーム、(d) 方位角偏光のベクトルビーム

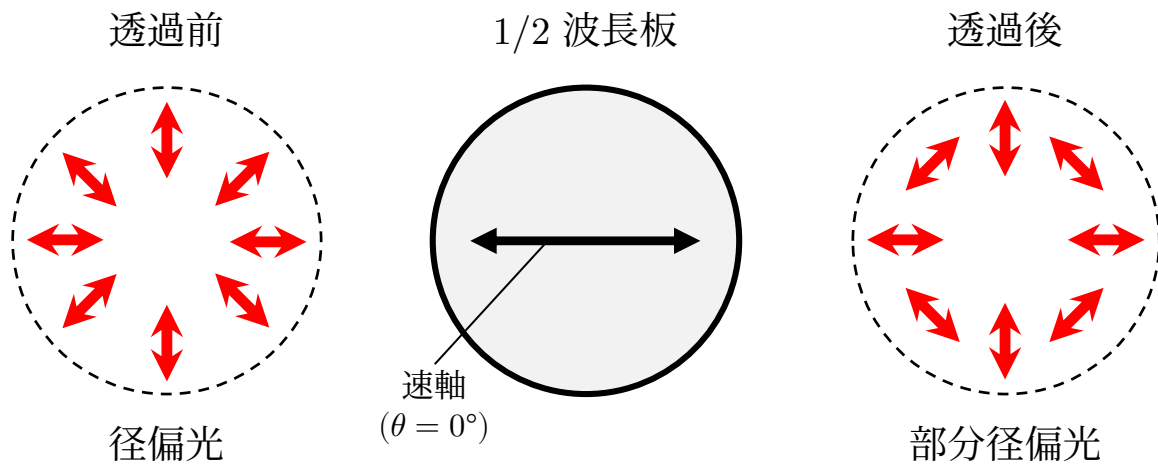


図 2.10 部分径偏光の生成

第 3 章 液晶に誘起される光トルク

第 1 章で述べたように、液晶分子は自然状態では細長い棒状分子がゆるやかな規則性をもって並んでいるのに対し、外場の影響により配向が変化する特性がある。液晶は通常 2 枚のガラス基板を平行に貼り合わせたセルの間に液晶分子を封入して用いるが、このときセル内における初期配向方向を決定する必要がある。ここでは、ガラス基板表面に垂直配向剤を塗布することにより液晶分子が垂直に配向した状態を仮定する。

3.1 液晶分子の回転

厚さ L の液晶セルを入射光の集光点から距離 z の位置に置いたとき、直線偏光ビームが伝搬する様子を図 3.1 (a) に示す。入射光を図 3.1 (b) のように角度 β の直線偏光とすると、入射光の横電場 \vec{E}_\perp は

$$\vec{E}_\perp(\vec{r}) = E_\perp(\vec{r})\vec{e}_\beta = E_\perp(\vec{r})(\cos\beta\vec{e}_x + \sin\beta\vec{e}_y) \quad (3.1)$$

と記述できる。ここでは横電場 E_\perp としてガウシアンビーム (式 (2.5)) を仮定する。

入射光の縦電場 E_z は、微分演算子 $\vec{\nabla}_\perp = \vec{e}_x\partial_x + \vec{e}_y\partial_y$ を用いて

$$\begin{aligned} E_z(x, y, z) &\simeq i\frac{\epsilon_\perp}{k\epsilon_\parallel}\vec{\nabla}_\perp \cdot (E_\perp(\vec{r})\vec{e}_\beta) \\ &= i\frac{\epsilon_\perp}{k\epsilon_\parallel}\{\cos\beta\partial_x E_\perp(\vec{r}) + \sin\beta\partial_y E_\perp(\vec{r})\} \end{aligned} \quad (3.2)$$

となる [1]。ここで、 $\epsilon_\perp = n_\perp^2$ ($\epsilon_\parallel = n_\parallel^2$) は液晶分子の長軸方向に対して垂直 (平行) な誘電率である。

光波が液晶分子に与える時間平均的な光トルク密度 $\vec{\Gamma}$ は

$$\vec{\Gamma} = \frac{\epsilon_0\epsilon_a}{2}\text{Re}[(\vec{n} \cdot \vec{E}^*)(\vec{n} \times \vec{E})] \quad (3.3)$$

であり [11]、 ϵ_0 は真空の誘電率、 $\epsilon_a = \epsilon_\parallel - \epsilon_\perp$ は液晶分子の長軸方向に対して平行な誘電率 ϵ_\parallel と垂直な誘電率 ϵ_\perp の差を表している。また \vec{n} は液晶分子の配向方向を示すディレクタと呼ばれるパラメータである。ここではガラス面に対して分子が垂直に配向した状態を仮定しているため、 $\vec{n} = [0, 0, 1]^\top$ である。

式 (2.5)、式 (3.2) を式 (3.3) に代入すると

$$\vec{\Gamma} = \left(\frac{\epsilon_0 \epsilon_a}{2} \operatorname{Re}[-E_z^* E_{\perp,y}], \frac{\epsilon_0 \epsilon_a}{2} \operatorname{Re}[E_z^* E_{\perp,x}], 0 \right) \quad (3.4)$$

が得られる。ここで $\vec{E}_{\perp} = E_{\perp,x} \vec{e}_x + E_{\perp,y} \vec{e}_y$ とした。式 (3.4) の Γ_x, Γ_y は、 x, y 方向に沿って横に広がる光トルク密度を表している。このように光トルク密度は液晶分子の光学的異方性により媒介され、光波の縦電場 E_z と横電場 E_{\perp} の干渉から生じる。光トルクの大きさ $|\vec{\Gamma}|$ は

$$|\vec{\Gamma}| = \frac{\epsilon_0 \epsilon_a}{2} |\vec{E}|^2 \sin \theta \cos \theta = \frac{\epsilon_0 \epsilon_a}{4} |\vec{E}|^2 \sin 2\theta \quad (3.5)$$

となる。したがって光波の光強度 $|\vec{E}|$ に比例し、入射角 θ に依存する。 $\theta = 0$ の垂直入射の場合、 $|\vec{\Gamma}| = 0$ となる。

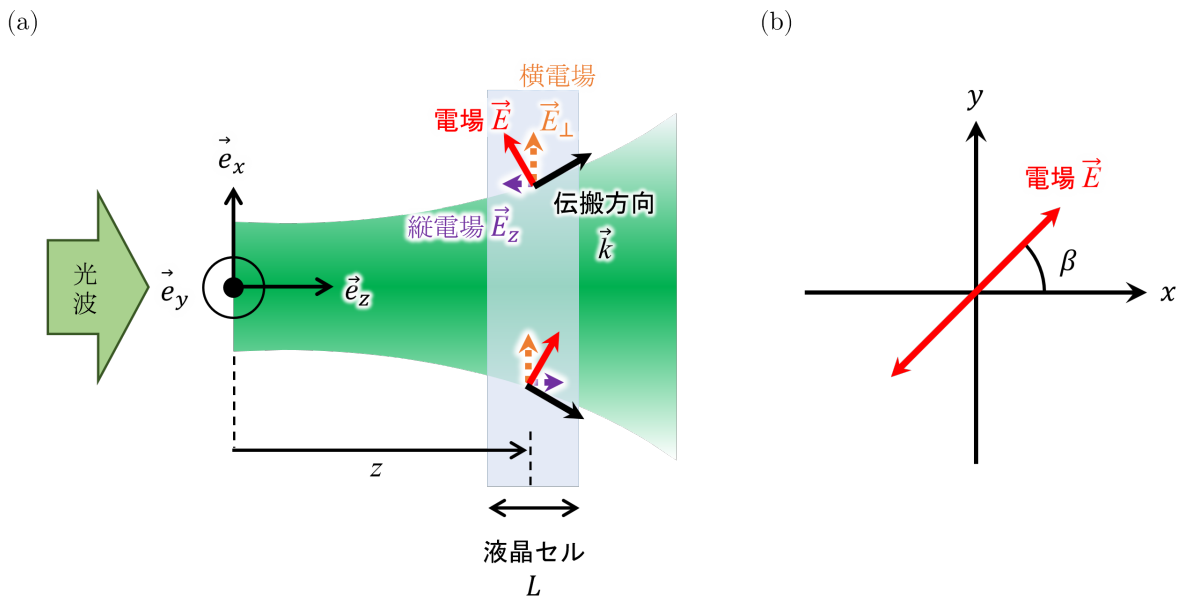


図 3.1 液晶内に生じる光トルク (a) 直線偏光ビームが液晶中を伝搬する様子 (b) 入射光の偏光方向

3.2 光フレデリクス転移

液晶に光波が垂直入射（ディレクタ \vec{n} に平行入射）した場合、光強度がある閾値を超えるまでは液晶配向に変化は全く起こらないが、閾値を超えたところから連続的に配向の変化が起こり始める現象が見られる。この現象は光フレデリクス転移と呼ばれ [26, 27]、液晶分子が熱で揺らぐことにより生じる。光フレデリクス転移は、液晶テレビなどの多くの液晶表示素子の原理となっている。図 3.2 に光フレデリクス転移の発生メカニズムを示す。

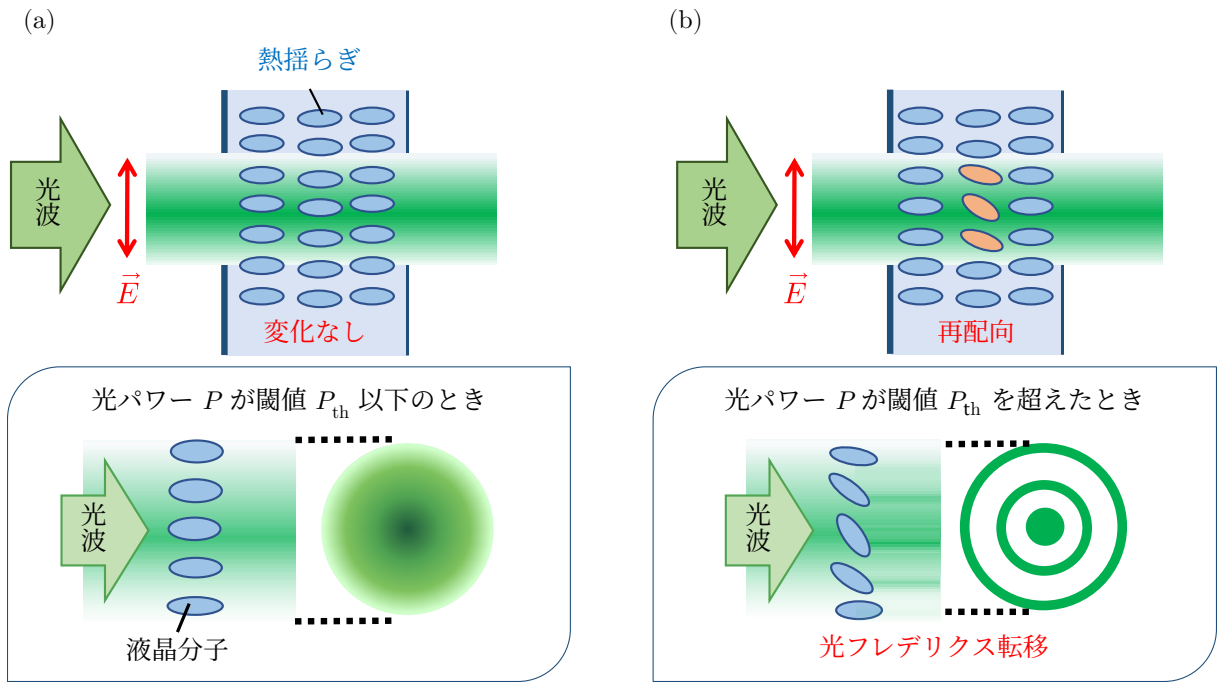


図 3.2 光フレデリクス転移 (a) 光パワー P が閾値 P_{th} 以下の場合 (b) 閾値 P_{th} を超えた場合

図 3.2 (a) のように光波の光パワー P が閾値 P_{th} 以下の場合、光トルクの式 (3.4) より電場の影響が小さいため液晶配向に変化は生じない。図 3.2 (b) のように光パワー P を上げて閾値 P_{th} を超えた場合、電場の影響が大きくなりビーム中心のある液晶分子が回転し始める。液晶分子は互いに同一方向を向こうとする性質があるため、回転し始めた分子に釣られて周辺の液晶分子も回転する。このとき、円環状の光フレデリクス転移が生じる。フレデリクス転移の閾値光パワー P_{th} は

$$P_{th} = \frac{\pi^3}{2} c K_3 \frac{n_1^2}{n_2(n_1^2 - n_2^2)} \left(\frac{\delta}{2} + \frac{\sqrt{2}}{\pi} \right)^2 \quad (3.6)$$

で表される [28]。ここで δ は液晶セル厚 L とビーム径 d の比 d/L 、 c は光速、 K_3 は液晶の回転のしやすさを表す弾性定数、 n_1 は長軸方向の偏光に対する屈折率、 n_2 は短軸方向の偏光に対する屈折率である。本研究では室温 25°C と仮定し、使用する E7 液晶の各物理量を $n_1 = 1.756$ 、 $n_2 = 1.528$ 、 $K_3 = 11.4 \text{ pN}$ 、 $c = 3.0 \times 10^8 \text{ m/s}$ 、 $L = 50 \text{ }\mu\text{m}$ 、 $d = 8.5 \text{ }\mu\text{m}$ 、 $\delta = 0.17$ とした。また、光フレデリクス転移は液晶セル全体の配向方向を変える力であり光フレデリクス転移が生じている状態での配向制御は難しい。そのため、本研究では閾値 P_{th} 以下での配向制御を試みる。

3.3 光波を用いた液晶配向の制御

光波を用いた液晶配向の制御には光波の強度、伝搬方向、偏光方向（電場 \vec{E} の振動方向）が関係している [11]。ここでは、まず通常の直線偏光を有する光波の入射角度と広がり角のそれぞれを変えたときの液晶分子の再配向について紹介し、それを踏まえてベクトルビームの偏光による液晶の再配向について説明する。

3.3.1 直線偏光を有する光波による液晶再配向

図 3.3 に、光パワー一定の光波を角度を変えて入射した場合の配向変化を示す。図 3.3 (a) のように光ビームを液晶セルに対して垂直に入射した場合、入射方向に対して電場 \vec{E} が垂直にかかるため配向は変化しない。しかし、図 3.3 (b) のように光波を角度 θ で斜めに入射した場合、電場 \vec{E} のかかる方向に応じて液晶が回転する。さらに、光ビームの強度は中心が最も大きいため、その影響を受けて中心にある液晶分子の回転が最も大きくなる。次に、光パワーが一定かつ光ビームの焦点位置において光フレデリクス転移は生じないものと仮定し、広がり角のある光波を入射した場合の配向変化を図 3.4 に示す。図 3.4 (a) のように液晶セルが焦点位置にある場合、ビーム断面の場所毎に電場 \vec{E} の方向は同じかつ光パワーが閾値以下であるため配向の変化はない。しかし、図 3.4 (b) のように液晶セルを焦点後方に Δz 移動させると電場 \vec{E} のかかる方向が場所毎に異なるため、電場の向きが斜めとなる 2 か所で縦電場と呼ばれる光波の伝搬方向を向いた電場成分が生じる。縦電場と偏光の影響を強く受けることにより光トルクが生じて配向が変化する。なお、図 3.3、図 3.4 においてガラス基板と接触している液晶分子に配向の変化がないのは、基板表面に対して液晶分子が垂直に配向するような配向剤が塗布されているためである。

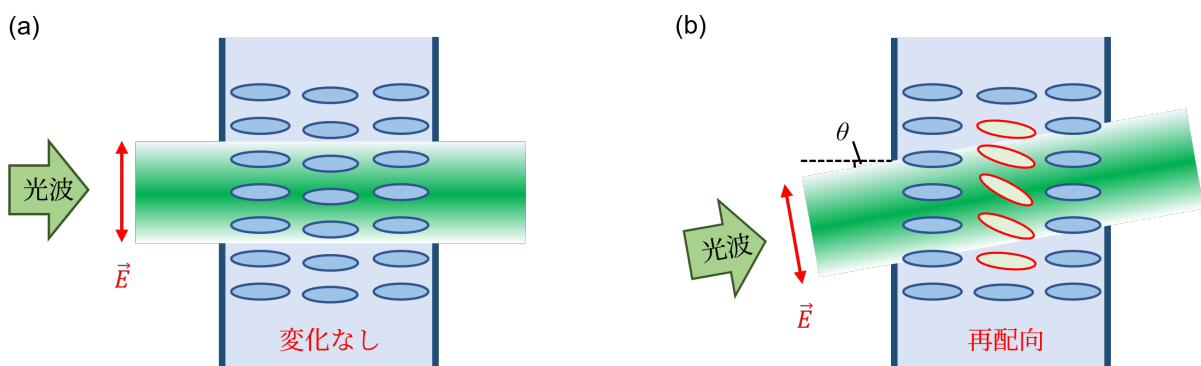


図 3.3 光波の入射角度による液晶再配向 (a) 光波を液晶セルに対して垂直に入射した場合 (b) 光波を角度 θ で斜めに入射した場合

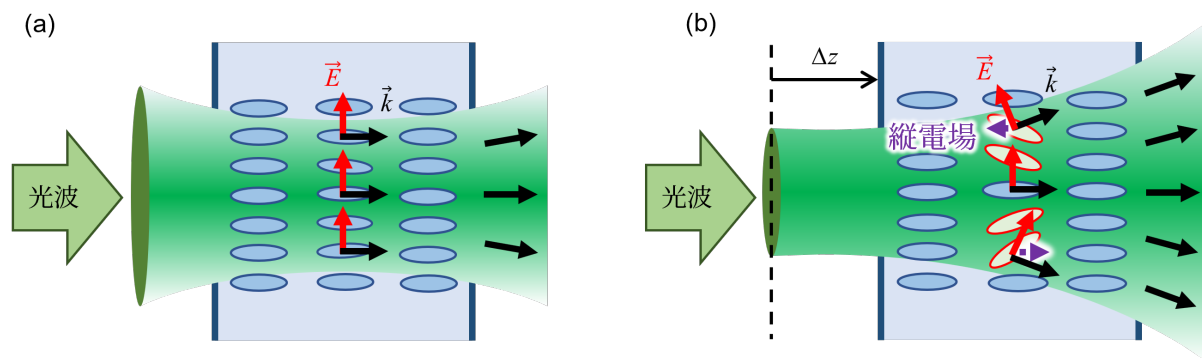


図 3.4 広がりのある光波における液晶再配向 (a) 液晶セルが焦点位置にある場合 (b) 液晶セルが焦点後方にある場合

3.3.2 ベクトルビームの偏光による液晶再配向

光波は光パワーが一定かつ広がり角を有するものと仮定し、図 3.5 に、直線偏光のガウシアンビームを入射した場合とベクトルビームを入射した場合の配向変化を示す。図 3.5 (a) のように直線偏光のガウシアンビームを液晶に入射した場合、前節で述べたように電場 \vec{E} の向きが場所毎に異なるため縦電場の生じる上下 2 か所で液晶が回転する。次に、ベクトルビームを液晶に入射した場合の配向の変化を図 3.5 (b) に示す。図 3.5 (b-1) は部分径偏光のベクトルビーム、図 3.5 (b-2) は径偏光のベクトルビームである。部分径偏光のベクトルビームを液晶に入射すると縦電場が生じる複数箇所配向に変化が生じるが、径偏光の場合には円環状に液晶配向が変化する。

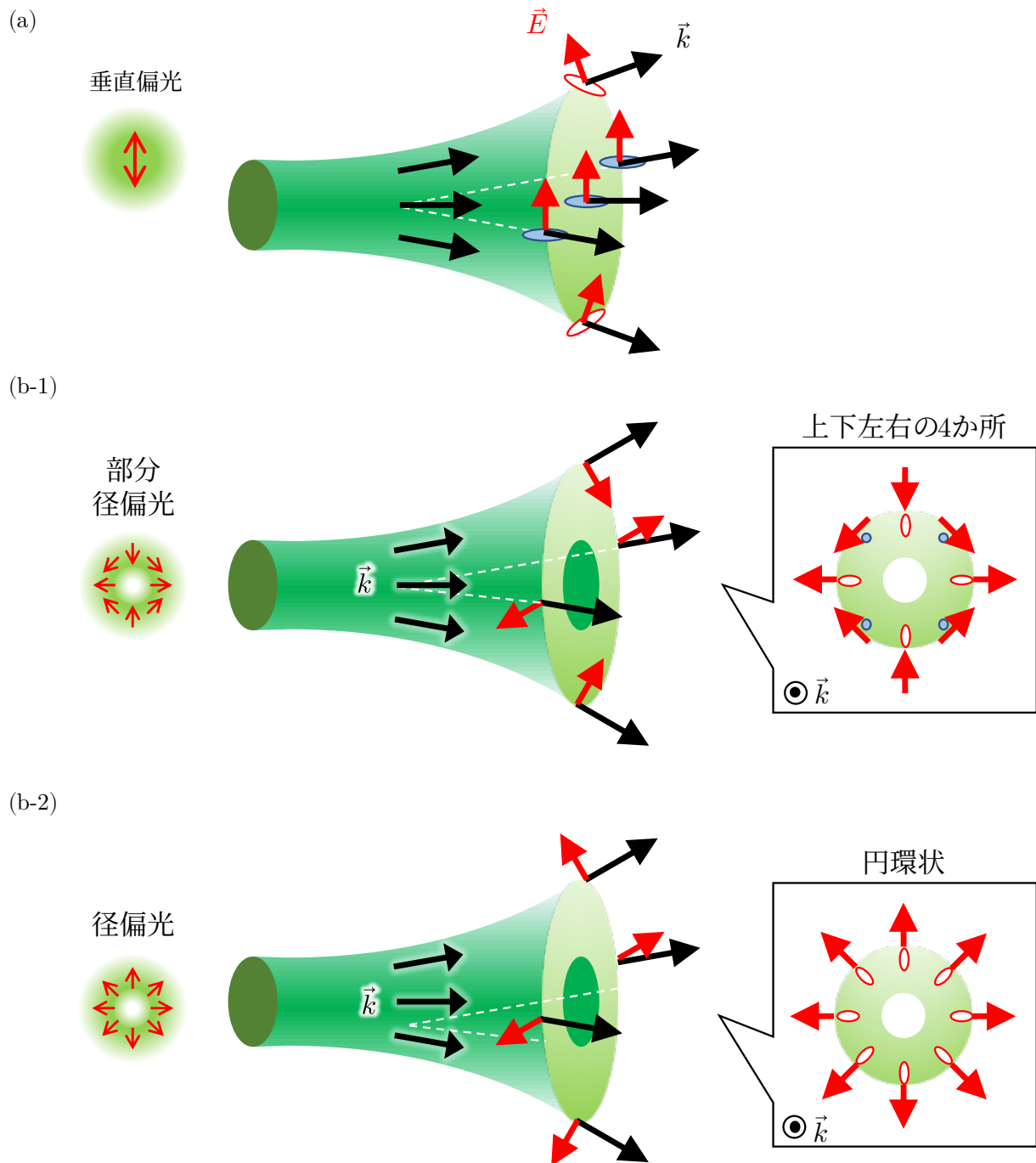


図 3.5 ベクトルビームによる液晶再配向 (a) 直線偏光のガウシアンビームを入射した場合 (b-1) 部分径偏光のベクトルビームを入射した場合 (b-2) 径偏光のベクトルビームを入射した場合

第4章 光トルクを用いた液晶配向制御

本研究で使用する液晶材料は、5CB (4-pentyl-4'-cyanobiphenyl) 液晶をベースとした E7 液晶である。5CB 液晶の分子構造を図 4.1 に示す。5CB は化学的に安定な低分子ネマティック液晶であり、23.65°C で溶けてネマティック液晶となり、温度を上げると 35.25°C で配向がランダムになる等方相へと転移する [29]。E7 液晶は、シアノビフェニル系とシアノターフェニル系から成るネマティック混合液晶であり、5CB 液晶が 51% を占めている。E7 液晶の等方相への転移温度は 61°C である。

本研究では、垂直配向剤としてセチルトリメチルアンモニウムブロマイドを液晶セルに塗布し、遠心力によって配向膜が均一に伸びるようスピコート製法で形成された EHC セル (厚さ 50 μm) [30] に E7 液晶を封入して用いた。

また、配向制御用光源として Novanta (旧 Laser Quantum) 社製のレーザ gem 532 を用いた。このレーザは波長 532 nm の CW (連続) 発振 LD 励起固体 (DPSS: Diode Pumped Solid State) レーザであり、最大 1 W まで出力可能である [31]。

本研究では、まず光波の光トルクを利用した液晶配向の制御に向けた準備として、配向制御用レーザ光の偏光分布および強度分布の観測を行なった。次に、得られた強度分布の画像データをもとに液晶に生じる光トルクのシミュレーションを行なった。実験では、配向制御用レーザ光を通常の光ビーム (直線偏光) とベクトルビーム (径偏光および部分径偏光) に変換して液晶配向の制御を行なった。

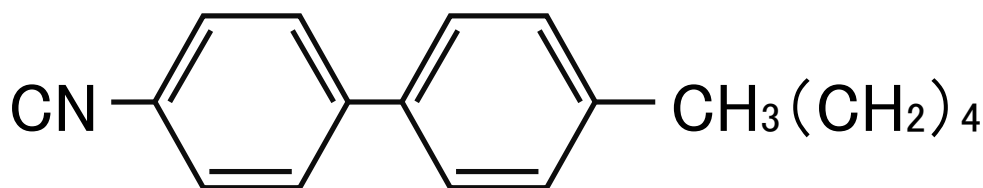


図 4.1 5CB 液晶の構造

4.1 ベクトルビームの偏光分布

第 2 章で述べたように、本研究ではベクトルビームの生成に q-plate を用いた。図 4.2 (a) に示すように径偏光のベクトルビームは水平偏光を q-plate に通すことで生成し、部分径偏光のベクトルビームは図 4.2 (b) のように水平偏光を q-plate と速軸 0° の 1/2 波長板に通すことで生成を行なった。生成した径偏光および部分径偏光について

て、それぞれ偏光板の角度 θ を 0° から 135° まで 45° ずつ変えながら通すことで偏光分布の観測を行なった。

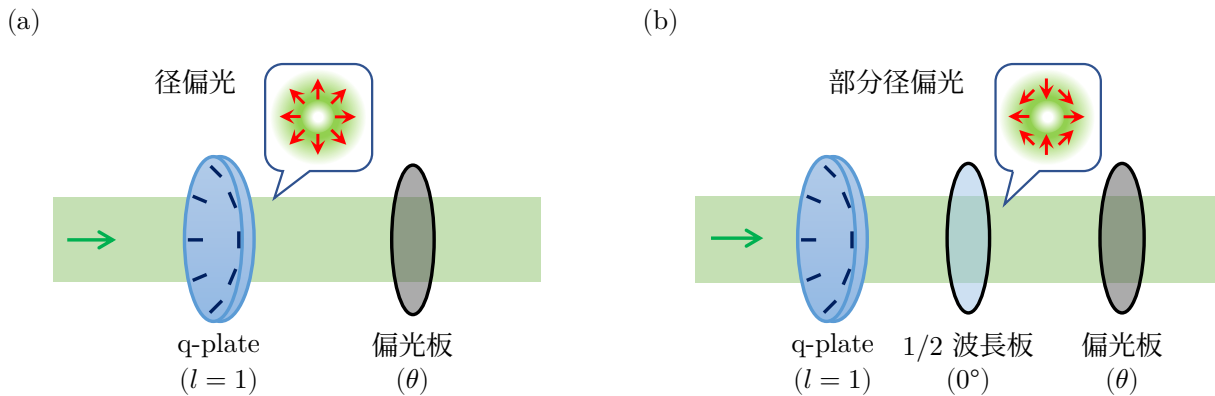


図 4.2 偏光分布の観測方法 (a) 径偏光の場合 (b) 部分径偏光の場合

観測した偏光状態

確認したベクトルビームの偏光状態を図 4.3 に示す。図 4.3 (a) は径偏光、図 4.3 (b) は部分径偏光である。図 4.3 (a) より、偏光板の角度が $\theta = 0^\circ$ のときは水平偏光成分がビームの左右に、 $\theta = 45^\circ$ のとき 45° の直線偏光成分が右上・左下に、 $\theta = 90^\circ$ では垂直偏光成分が上下に、 $\theta = 135^\circ$ のとき 135° の直線偏光成分が左上・右下にそれぞれ抽出され、ベクトルビームの偏光状態が径偏光と一致することが確認できた。次に図 4.3 (b) は、偏光板の角度が $\theta = 0^\circ$ のときは水平偏光成分がビームの左右に、 $\theta = 45^\circ$ のとき 45° の直線偏光成分が左上・右下に、 $\theta = 90^\circ$ では垂直偏光成分が上下に、 $\theta = 135^\circ$ のとき 135° の直線偏光成分が右上・左下にそれぞれ抽出され、偏光状態が部分径偏光と一致することが確認できた。

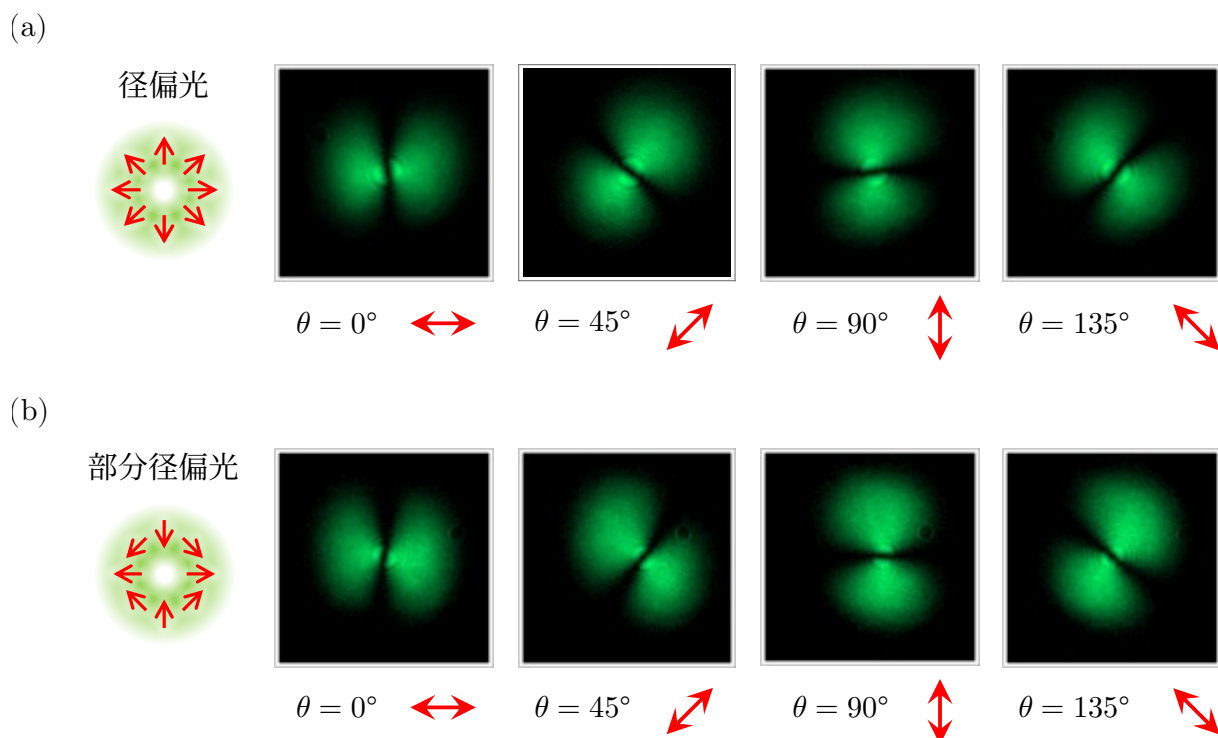


図 4.3 観測した偏光状態 (a) 径偏光 (b) 部分径偏光

4.2 配向制御用レーザー光の計測

配向制御用レーザー光の観測系を図 4.4 に示す。配向制御用レーザー光を波長 532 nm の水平偏光および径偏光とし、20 倍対物レンズの集光点から 120 μm 後方の位置における光強度分布についてそれぞれ CMOS カメラで観測を行なった。

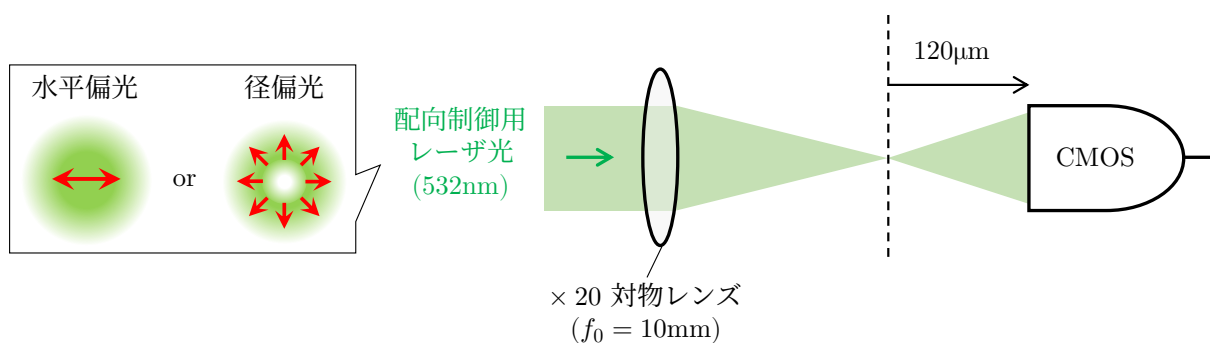


図 4.4 光強度分布の観測系

配向制御用レーザー光の強度分布

図 4.5 に配向制御用レーザー光の強度分布の計測を行なった結果を示す。図 4.5 (a) は水平偏光の強度分布、図 4.5 (b) は径偏光の強度分布を表している。図 4.5 (a) の強

度分布は円状になっており、光強度がピークとなる場所はビーム中心よりも左側に存在することが分かった。図 4.5 (b) はビーム中心に穴の空いたようなドーナツ状の強度分布になっており、ビーム中心では光強度が周囲に比べて下がっていることが確認できた。また図 4.5 (a) と同様に、光強度はビーム中心よりも左側で最大値をとることが分かった。

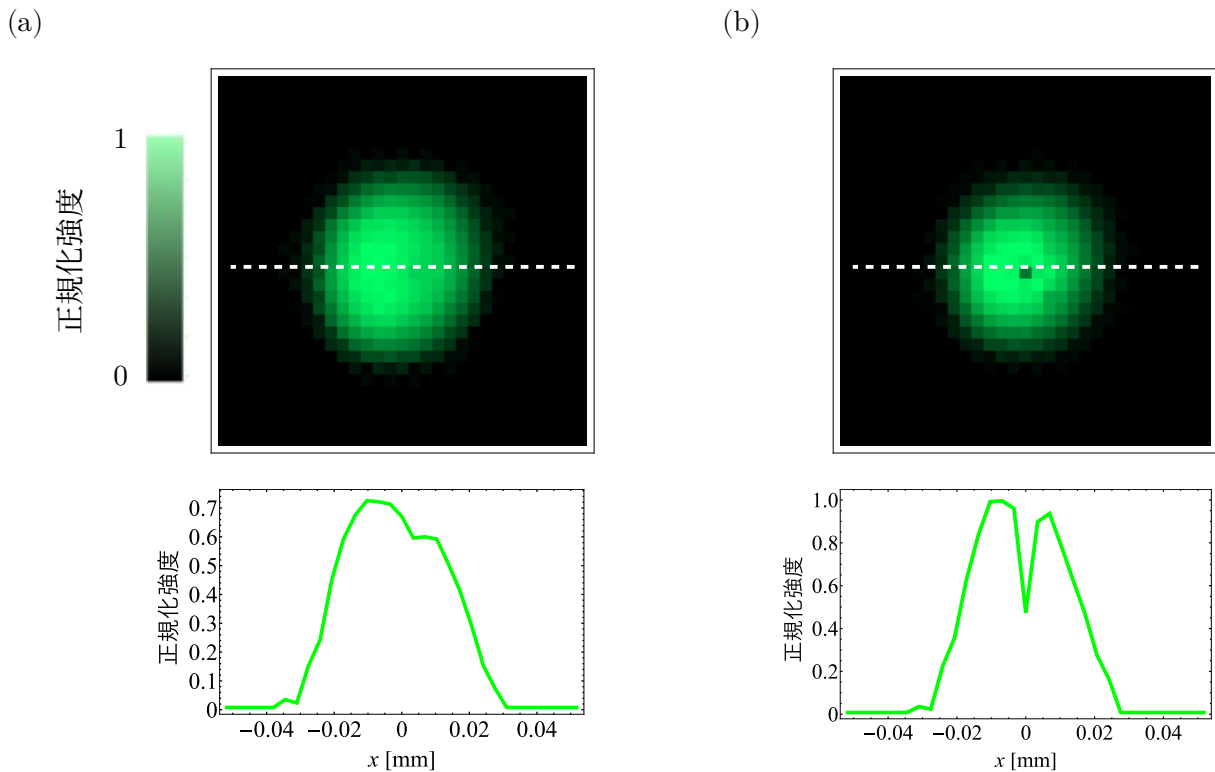


図 4.5 配向制御用レーザー光の強度分布 (a) 水平偏光ガウシアンビーム (b) 径偏光ベクトルビーム

考察

配向制御用レーザー光の強度のピークがビーム中心よりも左側に存在した理由について考察する。レーザー光を集光する際、対物レンズなどの光学素子にビームが全て入射できずビームの一部が欠けた可能性が考えられる。

4.3 光波の光トルクを利用した液晶分子の配向制御

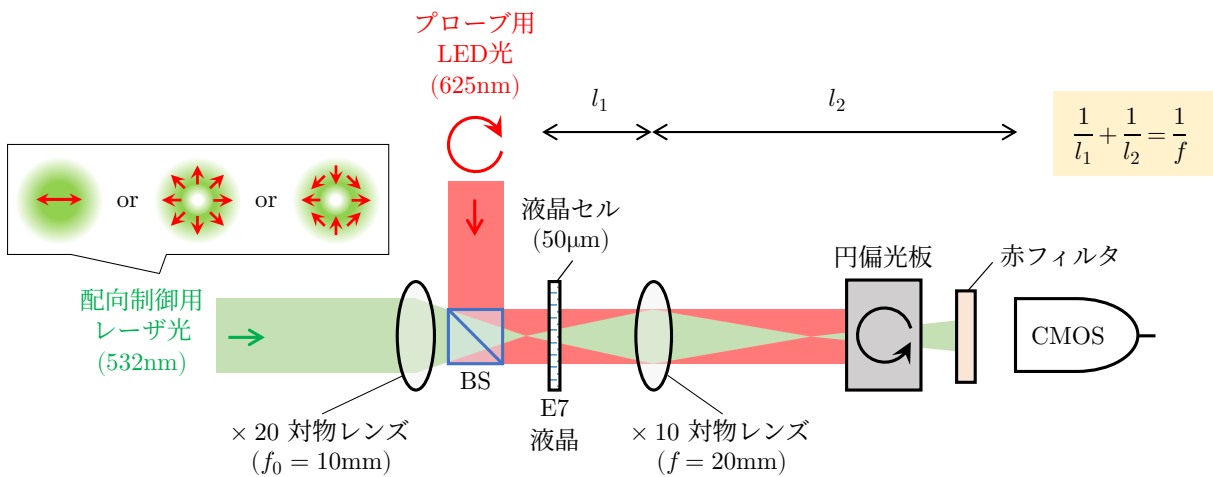
4.3.1 実験構成

図 4.6 に配向制御の実験系を示す。配向制御用光源（波長 532 nm）から出射された光ビームを光強度の調整が可能な水平方向の直線偏光、径偏光、部分径偏光にそ

それぞれ変換した。その後、20倍対物レンズにビームを集光して液晶に照射する。さらに、プローブ光として液晶分子の配向変化を観測するためのファイバ出力型赤色LED（波長625nm）を右回り円偏光にし、ビームスプリッタ（Beam Splitter: BS）を介して液晶セルに入射する。右回り円偏光は、PBS、1/2波長板、1/4波長板を用いて生成する。液晶を通過したビームは10倍対物レンズで拡大し、配向制御用光源の光パワーを徐々に上げていき、光フレデリクス転移が生じる閾値前後の液晶分子の配向変化をCMOSカメラで観測する。このときCMOSカメラで観測される像は、10倍対物レンズの焦点距離 f 、液晶セルから10倍対物レンズまでの距離 l_1 、10倍対物レンズからカメラまでの距離 l_2 によって結像される。

図4.7(a)のように配向制御用光源の光パワーが閾値よりも小さい場合、液晶セル内の分子は配向が変化せずプローブ光の偏光は液晶通過後も右回り円偏光のまま変わらないため、CMOSカメラの手前に設置した左回りの円偏光板でプローブ光はカットされ、CMOSカメラには何も映らない。しかし、図4.7(b)のように配向制御用光源の強度が閾値を超えると、液晶分子が回転し始めプローブ光の偏光は液晶の複屈折によって右回り円偏光の成分 α と左回り円偏光の成分 β をもつ楕円偏光となるため左回りの円偏光板をプローブの左回り円偏光成分のみ通過でき、CMOSカメラには液晶分子の配向が変化した箇所が写る。

本実験では、液晶セルを集光点の後方120 μm の位置に設置し、配向制御用光源の光パワーを徐々に上げながら液晶配向の制御を行なった。



BS (Beam Splitter) : ビームスプリッタ

図4.6 配向制御の実験系

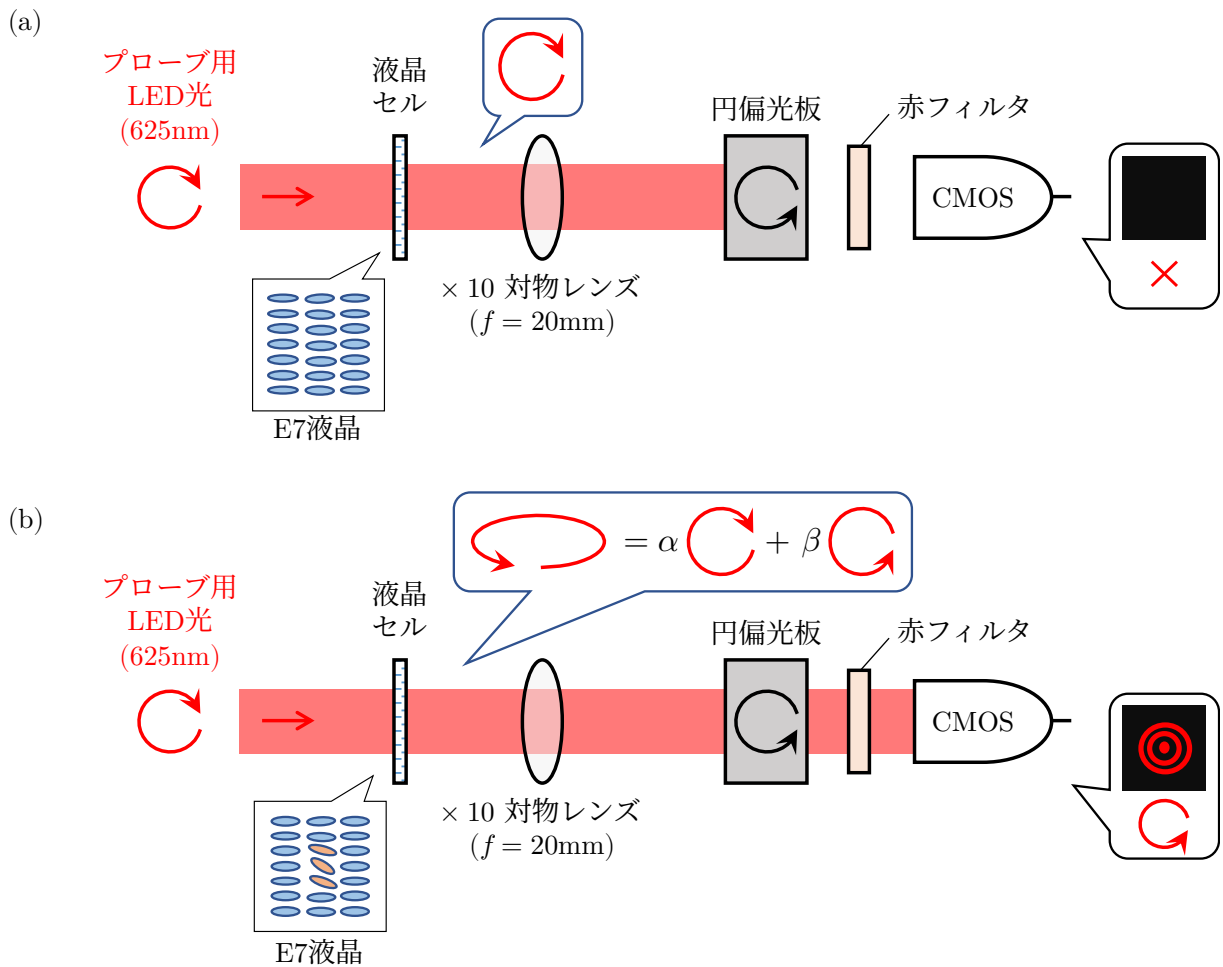


図 4.7 プロブ系 (a) 光パワーが閾値以下の場合 (b) 光パワーが閾値を超えた場合

4.3.2 Mathematica 上でのシミュレーション

液晶セルを対物レンズの焦点位置から $120\ \mu\text{m}$ 後方に設置したとき水平偏光、径偏光、部分径偏光により生じる光トルクの分布について、Mathematica 上でそれぞれシミュレーションによる計算を行なった。シミュレーションを行なうにあたり、前節で計測した配向制御用レーザー光の強度分布から得られた入射光の振幅とビーム径をガウシアンビームの理論式に代入することでビームの広がりから偏光方向を算出した。q-plate の処理は、式 (2.10) より $\exp(i l \theta)$ をかけることで再現した。また横電場 $\vec{E}_\perp(x, y)$ は強度分布から求め、縦電場 $E_z(x, y)$ は横電場の div をとることで再現した。

シミュレーション結果

配向制御用レーザー光の強度分布 (図 4.8 (a)) から求めた光トルクの分布を図 4.8 (b) に示す。赤色の分布は液晶の配向変化の大きさを表している。図 4.8 (a) の強度分布が図 4.5 (a), (b) とは上下左右逆の倒立像になっているのは液晶セル後方の 10 倍対物レンズによるものである。配向制御用レーザー光を水平偏光にしたとき左右の 2 カ所で光トルクが生じ、左側の明点と比べて右側の明点が大きくなることが分かった。径偏光では円環状の光トルクが生じ、部分径偏光では上下左右の 4 カ所で光トルクが生じることが分かった。

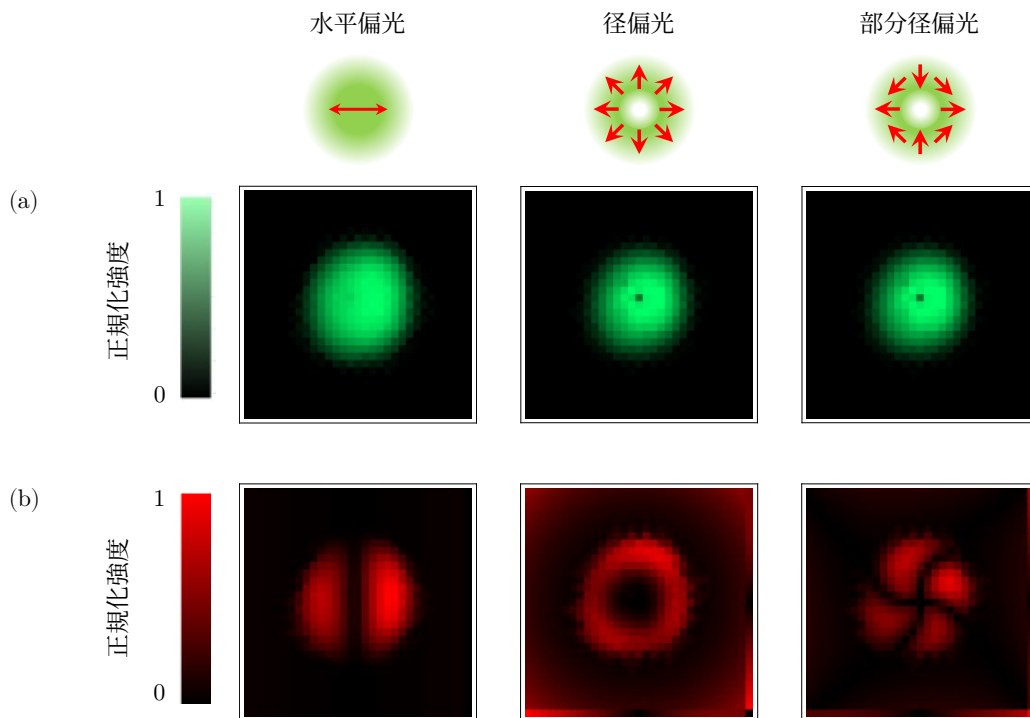


図 4.8 シミュレーションの結果 (a) 強度分布、(b) 光トルクの分布

4.3.3 実験結果

光ビームの集光点後方 $120\ \mu\text{m}$ の位置における液晶の配向制御の結果を図 4.9 に示す。図 4.9 (a) は水平偏光のガウシアンビームを液晶に入射したとき、図 4.9 (b) は径偏光、図 4.9 (c) は部分径偏光のベクトルビームをそれぞれ液晶に入射したときの配向制御の結果である。図 4.9 (a) では、入射光パワーが $92\ \text{mW}$ のときに右側に明点が 1 か所現れ、パワーを上げて $128\ \text{mW}$ になると左側にも新たに明点が 1 つ現れてビームの左右 2 か所で液晶配向を制御できることが分かった。さらにパワーを上げると左側の明点において液晶分子の配向変化が円環状の縞模様となって広がる光フレデリクス転移が確認された。次に図 4.9 (b) では、入射光パワーが $133\ \text{mW}$ よりも小さいときには配向の変化がほぼ円環状に現れていたが、パワーが $158\ \text{mW}$ 以上になると円環の左部分の配向変化が大きくなり、パワーが $187\ \text{mW}$ で光フレデリクス転移が確認された。図 4.9 (c) では、入射光パワーが $153\ \text{mW}$ のとき上下と右側の 3 か所に明点が現れ、パワーを上げて $179\ \text{mW}$ 以上になると新たに左側にも明点が現れてビームの上下左右の 4 か所において液晶配向を制御できることが分かった。

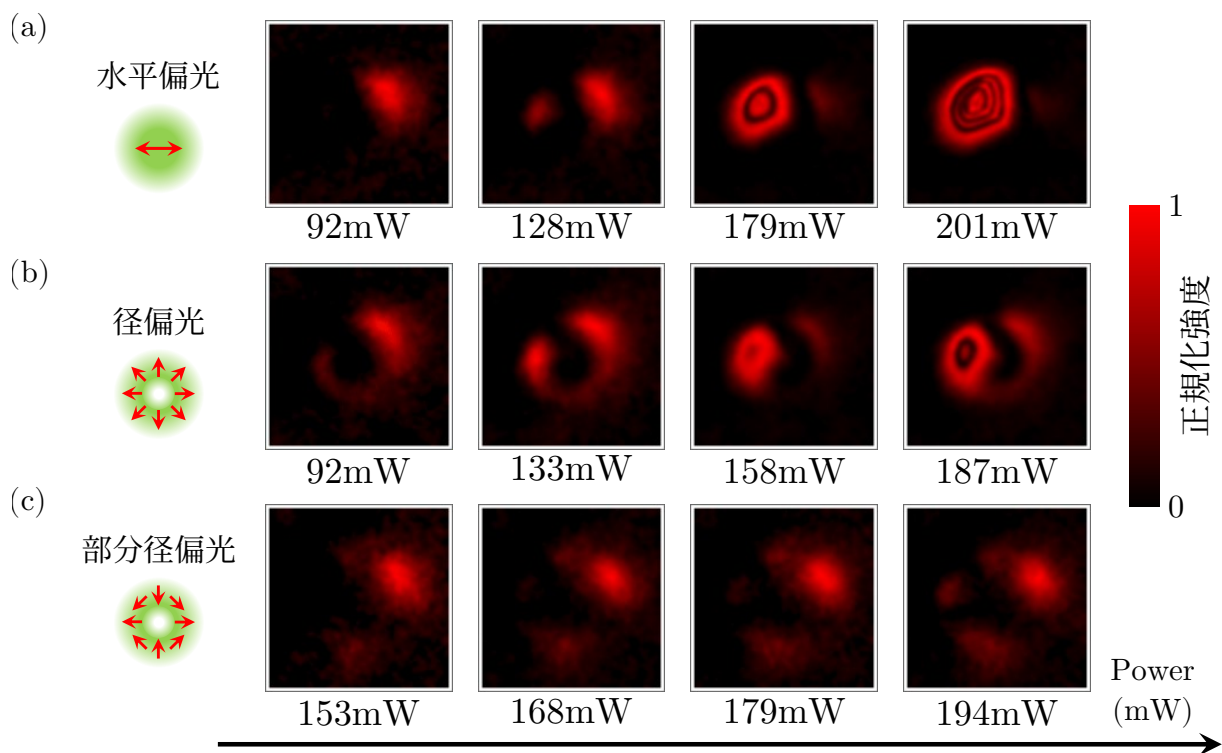


図 4.9 配向制御の結果 (a) 水平偏光 (b) 径偏光 (c) 部分径偏光

考察

図 4.9 (a) について、2 点考察する。はじめに、パワーを上げるとビーム断面の右側で最初に液晶配向に変化が生じたことについて考察する。光トルクには電場の大きさと方向が関係することから、入射光強度のピークがビーム中心よりも右側にあり液晶の配向に変化が生じやすい状態であったと考えられる。また光ビームを液晶セルに対して斜めに入射していた可能性が考えられる。次に、パワーをさらに上げてビーム左側の配向変化が右側よりも大きくなったことについては、ビーム左側の光強度が右側の光強度を上回ったために液晶配向が変化する箇所が急激に転移したと考えられる。

図 4.9 (b) でビーム断面の上側で液晶配向の変化が小さいのは、液晶セルの左上部分が集光点から遠いことが考えられる。

図 4.9 (a), (b) と図 4.9 (c) で液晶配向に変化が生じ始めるパワーにばらつきが生じたのは、部分径偏光に比べて水平偏光と径偏光は縦電場を多く持つ偏光構造であったことが考えられる。

第5章 まとめ

本研究では、空間的な配向制御の高機能化を実現するため、水平偏光を有する gaussian ビームと径偏光および部分径偏光を有するベクトルビームを用いた液晶配向の制御を試みた。

配向制御用レーザー光を水平偏光にしたとき、強度分布は円状になっており光強度がピークとなる場所はビーム中心よりも左側に存在することが分かった。径偏光の場合は中心に穴の空いたようなドーナツ状の強度分布になっており、ビーム中心では光強度が周囲に比べて下がっていることが確認できた。

また入射光の強度分布から液晶に生じる光トルクについてシミュレーションによる計算を行なった。配向制御用レーザー光を水平偏光にしたとき左右の2カ所で光トルクが生じ、左側の明点と比べて右側の明点が大きくなることが分かった。径偏光では円環状の光トルクが生じ、部分径偏光では上下左右の4カ所で光トルクが生じることが分かった。

次に、入射光を水平偏光の gaussian ビームと径偏光および部分径偏光のベクトルビームに変換して液晶配向の制御を行なった。このとき、液晶セルを集光点の後方 $120\ \mu\text{m}$ の位置に設置した。まず、生成したベクトルビームの偏光状態が径偏光と部分径偏光であることを確認した。入射光が水平偏光の gaussian ビームの場合、左右2カ所の明点で液晶配向を制御できることが分かった。パワーをさらに上げると左側の明点において液晶分子の配向変化が円環状の縞模様となって広がる光フレデリクス転移が確認された。入射光を径偏光のベクトルビームとした場合、明点が円環状になっていることが確認でき、パワーをさらに上げると円環の左部分の光強度が大きくなり光フレデリクス転移が生じることが分かった。入射光が部分径偏光のベクトルビームであるとき、光ビームの上下左右の明点4カ所において液晶配向を制御できることが分かった。

これらの結果から光波による配向制御の実用性が期待できる。

謝辞

本研究の遂行および本論文を執筆するにあたり、熱心なご指導、ご鞭撻を賜りました、指導教員である高知工科大学大学院工学研究科 小林弘和准教授に深く感謝の意を表します。

お忙しい中、副査として本論文の作成において有益なご指導、ご助言を賜りました高知工科大学大学院工学研究科 古田寛教授ならびに田上周路准教授に心より御礼申し上げます。

本研究の遂行にあたり、液晶の特性に関するご助言を賜りました高知工科大学大学院工学研究科 辻知宏教授に厚く御礼申し上げます。

光制御・ネットワーク研究室博士課程の Zangpo Jigme 氏には研究室の定期的な報告会などでたくさんのご助言をいただきました。私の拙い発表にも熱心に質問していただいたことは研究の励みになりました。ありがとうございました。3年間共に研究活動を行ってきた同研究室修士課程で同期の地主拓未氏には、プログラム作成や光学に関するご助言・ご助力をいただきありがとうございました。また、同研究室学士課程の林若那氏、柳田瑞季氏には共に論文を作成するにあたり心の支えとなっていたいただきありがとうございました。

最後に、本研究をまとめるにあたり、お世話になった全ての方々と家族に心より御礼申し上げます。

参考文献

- [1] K. S. Youngworth and T. G. Brown, “Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams”, *Opt. Express* **7**, 77–87 (2000).
- [2] J. R. Fontana and R. H. Pantell, “A high-energy, laser accelerator for electrons using the inverse Cherenkov effect”, *J. Appl. Phys.* **54**, 4285–4288 (1983).
- [3] W. D. Kimura, G. H. Kim, R. D. Romea, L. C. Steinhauer, I. V. Pogorelsky, K. P. Kusche, R. C. Fernow, X. Wang, and Y. Liu, “Laser Acceleration of Relativistic Electrons Using the Inverse Cherenkov Effect”, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 546–549 (1995).
- [4] M. Meier, V. Romano, and T. Feurer, “Material processing with pulsed radially and azimuthally polarized laser radiation”, *Appl. Phys. A* **86**, 329–334 (2007).
- [5] M. Kraus, M. A. Ahmed, A. Michalowski, A. Voss, R. Weber, and T. Graf, “Microdrilling in steel using ultrashort pulsed laser beams with radial and azimuthal polarization”, *Opt. Express* **18**, 22305–22313 (2010).
- [6] Y. Kozawa, T. Hibi, A. Sato, H. Horanai, M. Kurihara, N. Hashimoto, H. Yokoyama, T. Nemoto, and S. Sato, “Lateral resolution enhancement of laser scanning microscopy by a higher-order radially polarized mode beam”, *Opt. Express* **19**, 15947–15954 (2011).
- [7] 西久保靖彦, 図解入門 よくわかる最新ディスプレイ技術の基本と仕組み (株式会社秀和システム, 2003).
- [8] 佐藤進, 液晶光学デバイスの研究動向, *光学 = Japanese journal of optics : publication of the Optical Society of Japan* **30**, 2–10 (2001).
- [9] 河村希典, ディスプレイ用途を超える液晶の利用の可能性, *応用物理* **84**, 131–136 (2015).
- [10] N. Kawatsuki, “Photoalignment and Photoinduced Molecular Reorientation of Photosensitive Materials”, *Chem. Lett.* **40**, 548–554 (2011).
- [11] M. El Ketara, H. Kobayashi, and E. Brasselet, “Sensitive vectorial optomechanical footprint of light in soft condensed matter”, *Nat. Photonics* **15**, 121–124 (2021).
- [12] 小澤祐市, 佐藤俊一, ベクトルビーム, *応用物理* **82**, 27–32 (2013).
- [13] E. Zauderer, “Complex argument Hermite–Gaussian and Laguerre–Gaussian beams”, *J. Opt. Soc. Am. A* **3**, 465–469 (1986).

-
- [14] 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* **45**, 8185–8189 (1992).
- [15] K. Kano, Y. Kozawa, and S. Sato, “Generation of a Purely Single Transverse Mode Vortex Beam from a He-Ne Laser Cavity with a Spot-Defect Mirror”, *Int. J. Opt.* **2012**, 359141 (2011).
- [16] L. Marrucci, “The q-plate and its future”, *J. Nanophotonics* **7**, 078598–078598 (2013).
- [17] T. Ando, Y. Ohtake, N. Matsumoto, T. Inoue, and N. Fukuchi, “Mode purities of Laguerre–Gaussian beams generated via complex-amplitudemodulation using phase-only spatial light modulators”, *Opt. Lett.* **34**, 34–36 (2009).
- [18] H. Kobayashi, K. Nonaka, and M. Kitano, “Helical mode conversion using conical reflector”, *Opt. Express* **20**, 14064–14074 (2012).
- [19] L. Marrucci, C. Manzo, and D. Paparo, “Optical Spin-to-Orbital Angular Momentum Conversion in Inhomogeneous Anisotropic Media”, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 163905 (2006).
- [20] S.-W. Ko, Y.-Y. Tzeng, C.-L. Ting, A. Y.-G. Fuh, and T.-H. Lin, “Axially symmetric liquid crystal devices based on double-side photo-alignment”, *Opt. Express* **16**, 19643–19648 (2008).
- [21] Y. Tokizane, K. Oka, and R. Morita, “Supercontinuum optical vortex pulse generation without spatial or topological-charge dispersion”, *Opt. Express* **17**, 14517–14525 (2009).
- [22] T. Wakayama, K. Komaki, Y. Otani, and T. Yoshizawa, “Achromatic axially symmetric wave plate”, *Opt. Express* **20**, 29260–29265 (2012).
- [23] 坂本盛嗣, 軸対称偏光素子を利用した光渦及び光格子の生成に関する研究, 博士論文 (北海道大学大学院 工学院, 2015).
- [24] Y. Liu, X. Ling, X. Yi, X. Zhou, H. Luo, and S. Wen, “Realization of polarization evolution on higher-order Poincaré sphere with metasurface”, *Applied Physics Letters* **104**, 191110 (2014).
- [25] Q. Zhan, “Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications”, *Adv. Opt. Photon.* **1**, 1–57 (2009).
- [26] A. Zolot’ Ko, V. Kitaeva, N. Kroo, N. Sobolev, and L. Chillag, “The effect of an optical field on the nematic phase of the liquid crystal OCBP”, *Jetp Lett.* **32**, 158–162 (1980).

-
- [27] B. Y. Zel'dovich, N. Tabiryan, and Y. S. Chilingaryan, "Freedericksz transitions induced by light fields", *Sov. Phys. JETP* **54**, 32–37 (1981).
- [28] D. Andrienko, I. Pinkevich, and V. Reshetnyak, "Light-induced Freedericksz transition in a nematic liquid crystal with chiral dopant", *Liq. Cryst.* **25**, 95–100 (1998).
- [29] N. Lebovka, V. Melnyk, Y. Mamunya, G. Klishevich, A. Goncharuk, and N. Pivovarova, "Low-temperature phase transformations in 4-cyano-4'-pentyl-biphenyl (5CB) filled by multiwalled carbon nanotubes", *Physica E Low Dimens.* **52**, 65–69 (2013).
- [30] 株式会社イーエッチシー, 事業内容 | 液晶・ディスプレイ ガラス加工 各種装置 | 株式会社イーエッチシー, (Accessed on Jan. 23, 2024), [http://www.jehc.co.jp/products/view/3/EHC%E3%82%BB%E3%83%AB%E3%80%80%E8%A9%95%E4%BE%A1%E7%94%A8%E3%82%BB%E3%83%AB](http://www.jehc.co.jp/products/view/3/EHC%E3%82%BB%E3%83%AB%E3%80%80%E8%A9%95%E4%BE%A1%E7%94%A8%E3%82%BB%E3%83%AB;);
- [31] Novanta Inc., *gem - Solid State Continuous Wave Lasers*, (Accessed on Jan. 12, 2024), <https://novantaphotonics.com/product/gem-solid-state-continuous-wave-lasers/>;