

軸対称偏光ベクトルレーザービームの発生

宮地 悟代¹, 大林 研^{1,†}, 末田 敬一², 椿本 孝治¹, 宮永 憲明¹¹大阪大学 レーザー核融合研究センター (〒565-0871 大阪府吹田市山田丘2-6)²福井県産業支援センター (〒910-0102 福井市川合鷺塚町61字北稲田10)

Generation of Vector Beams with Axially-Symmetric Polarization

Godai MIYAJI,¹ Ken OHBAYASHI,^{1,†} Keiichi SUEDA,²Koji TSUBAKIMOTO,¹ and Noriaki MIYANAGA¹¹Institute of Laser Engineering, Osaka University, 2-6 Yamada-oka, Suita, Osaka 565-0871²Research Center for Industrial Science and Technology, 61-10 Kawaiwashizuka, Fukui 910-0102

(Received October 20, 2003)

Based on the optical rotatory effect of liquid crystal, we have fabricated a compact and efficient optical device for control of space-variant polarization. Using this device we generated vector beams that have axially-symmetric polarization from a linearly-polarized beam. In this paper, we describe the measured characteristics of polarization distributions and beam patterns in the near- and far-field regions, comparing these with theoretical predictions.

Key Words: Vector beam, Axially-symmetric polarization, TEM_{01*} mode, Liquid crystal

1. はじめに

一般に用いられるレーザービームは直線偏光や円・楕円偏光であるが、より一般的な偏光状態として空間的に偏光分布を持つものがあり、それらはベクトルレーザービームとよばれる。円形導波管ではTMおよびTEモードが存在し、レーザー光は最低次の導波管モードであるTM₀₁またはTE₀₁に対応する伝搬モードがあり得る。これらはMaxwell方程式を円筒座標系(ビームの伝搬方向をz軸とする)で解くことによって求められる電磁波伝搬解であり、伝搬軸(光軸)に対して対称なベクトル電磁場を持つことから軸対称偏光(Axially-symmetric polarization: ASP)とよばれている。特に最低次解であるTEM_{01*}モードは、Fig. 1に示すようにビーム中心から半径方向もしくは方位角方向に空間偏光分布を持つので、それぞれラジアル偏光(R-TEM_{01*}, 同図(a)), アジミュサル偏光(A-TEM_{01*}, 同図(b))とよばれている。

これらのモードは、物質の光応答に偏光依存性がある場合において、相互作用が直線(もしくは円)偏光と異なった特性を示すため、近年急速に注目されてきた。特にラジアル偏光ベクトルビームは、伝搬軸(光軸)に垂直な方向に振動する電場(横電場)だけでなく、集光スポット内部に光軸に平行な方向に振動する電場(縦電場)が横電場と同程度の強度で存在することが知られている。例えば、軸対称の横電場はレーザー加工^{1,2)}およびレーザー核融合への応用¹⁾が、縦電場はプラズマ波を用いないレーザーによる

直接粒子加速³⁻⁷⁾、表面第二次高調波発生による半導体表面の診断⁸⁾と半導体リソグラフィーマスクの表面画像診断⁹⁾、あるいは単分子双極子による高解像度顕微鏡¹⁰⁾への応用が、そして横電場と縦電場を両方用いることで光ピンセット¹¹⁾への応用が行われるなど、様々な分野でベクトルビームの活用方法が提案されている。

これらの応用は、総じてレーザー技術の進歩によってASPベクトルビームを発生できるようになったためであり、その代表的な発生手法はレーザー共振器内の横モードを選択するもの¹²⁻¹⁷⁾と、それを共振器外で行うもの¹⁸⁻²¹⁾がある。しかし、いずれも多く光学素子を必要とするために光学系は複雑であり、ベクトルビームの応用範囲を広げるにはより簡便で高効率のASP発生技術の開発が不

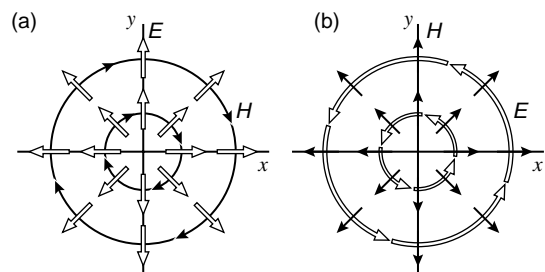


Fig. 1 Electromagnetic field vectors of axially-symmetric polarized (ASP) vector beams ((a): radial polarization and (b): azimuthal polarization). White and Black arrows denote directions of electric and magnetic field vectors, respectively.

[†]現在の所属: 四国電力(株) (〒760-8573 香川県高松市丸の内2-5)

可欠である．この問題を解決すべく，我々は液晶の旋光性を用いた偏光制御板²²⁾と位相シフターとを組み合わせることで，ASPベクトルビームを発生させることに成功した．我々はこの光学素子を軸対称偏光制御板(Axially-symmetric polarizing plate: APP)とよぶ．APPは液晶の旋光性を利用して，既存の直線偏光レーザー光(TEM₀₀モード)を直接ASPベクトルビームへと変換するので，高効率であるばかりでなく，装置構成が簡便で扱い易いのが特長である．本論文では，APPにより変換されるASPベクトルビームの特性を，液晶の旋光性及びフレネル回折積分により計算した伝搬特性と比較して述べる．

2. 軸対称偏光ベクトルレーザービームの伝搬特性

直線偏光レーザービーム(TEM₀₀モード)をAPPにより位相・偏光制御すると，その強度分布はガウス関数でありながらも空間偏光分布はASPとなる．したがってこのようなビームの伝搬はフレネル回折積分を用いて計算することができる．Fig. 2は，有限開口のビームが集光する様子を幾何光学を用いて示したものである．まず，平面0上の入射ビームは，電場振幅 $l_0(\theta)$ と空間偏光分布を持つ平面波であると仮定する．物体平面0の複素振幅が像平面sへと変換される理想的な場合を考えると，収差の無いレンズによって平面波 $l_0(\theta)$ は球面波 $l_1(\theta)$ に変換され，平面sで回折限界にまで収束される．ここで平面0内に含まれる半径方向の単位ベクトル \hat{g}_0 を考え，

$$\hat{g}_0 = \hat{x} \cos \phi + \hat{y} \sin \phi, \quad (1)$$

と与える．ここで ϕ はx軸からの方位角， \hat{x} と \hat{y} は直交座標系におけるx軸及びy軸の単位ベクトルを表している．また光軸に沿った単位ベクトルを \hat{z} とすれば，方位角方向の単位ベクトルは $\hat{g}_0 \times \hat{z}$ と表される．したがって平面0上の電場ベクトル $e^{(0)}$ は，半径方向の成分 $e_\rho^{(0)}$ と方位角方向の成分 $e_\phi^{(0)}$ により

$$\begin{aligned} e^{(0)} &= (e_\rho^{(0)} + e_\phi^{(0)}) \exp\{i(kz - \omega t)\} \\ &= l_0(\theta) [e_\rho^{(0)} \hat{g}_0 + e_\phi^{(0)} (\hat{g}_0 \times \hat{z})] \exp\{i(kz - \omega t)\} \end{aligned} \quad (2)$$

と記述できる．ここで $l_0(\theta)$ は平面0におけるビームの相対的な電場振幅であり，半径方向には変化するが光軸に対

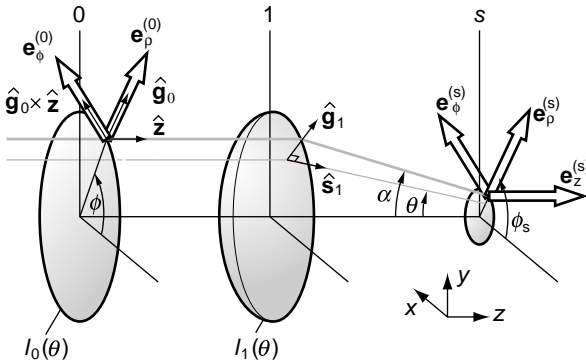


Fig. 2 Geometrical description of a focusing of the ASP beam.

して軸対称である．例えば，TEM₀₀モードの入射光であればガウス関数を与える． k ， ω はそれぞれ入射ビームの波数と角周波数である．焦点付近のベクトル電場 $e^{(s)}$ は，球面1のベクトル電場 $e^{(1)}(\theta, \phi)$ をフレネル回折積分することにより²³⁾，

$$\begin{aligned} e^{(s)} &= \frac{-ik}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\alpha d\theta \sqrt{\cos\theta} l_0(\theta) [e_\rho^{(0)} \hat{g}_1 \times e_\phi^{(0)} (\hat{g}_1 \times \hat{s}_1)] \\ &\quad \exp\{ik(-\rho_s \sin\theta \cos(\phi - \phi_s) + z_s \cos\theta)\} \sin\theta, \end{aligned} \quad (3)$$

と求められる．したがって，入射ビームのベクトル電場 $e^{(0)}$ と光線の傾き α を選ぶと，焦点近傍でのベクトル電場 $e^{(s)}$ を制御することができる．ラジアル偏光ベクトルビームは式(3)において $e_\phi^{(0)} = 0$ とすると求めることができ，その横電場 $e_\rho^{(s)}$ と縦電場 $e_z^{(s)}$ は

$$e_\rho^{(s)} = ik e_\rho^{(0)} \int_0^\alpha d\theta \sin\theta (\cos\theta)^{3/2} J_1(k\rho_s \sin\theta) l_0(\theta) \exp(ikz_s \cos\theta), \quad (4)$$

$$e_z^{(s)} = ik e_\rho^{(0)} \int_0^\alpha d\theta (\sin\theta)^2 \sqrt{\cos\theta} J_0(k\rho_s \sin\theta) l_0(\theta) \exp(ikz_s \cos\theta), \quad (5)$$

で与えられる．また，アジミューサル偏光ベクトルビームの場合は，式(3)において $e_\rho^{(0)} = 0$ とすることにより求められるが，横電場のみが存在し，縦電場は存在しない．しかし，Fig. 1 (b)で示した光軸に垂直な方向に振動する磁場(横磁場)を持つために，光軸に平行な方向に振動する磁場(縦磁場)が存在する．

3. 液晶を用いた偏光制御板

3.1 液晶の旋光性

ネマティック(Nm)液晶は，分子軸に平行な光学軸を持つので，局所的には単軸結晶として扱うことができる異方性媒質である．ツイストNm液晶分子はFig. 3に示すようにセル内で螺旋状に回転しながら並ぶので，光学軸が連続的に捻れて配置される．このような屈折率分布を持つ結晶は，入射光の偏光面を回転(旋光)させる性質を持つ．このときのジョーンズ行列は，次のように解析的に求めることができる²⁴⁾．

$$J = \eta \exp[-i(\Phi_0 + \beta)] \begin{pmatrix} A - iB & -C - iD \\ C - iD & A + iB \end{pmatrix}, \quad (6)$$

ここで，

$$\Phi_0 = \frac{2\pi d}{\lambda} n_o, \quad (7)$$

$$\beta = \frac{\pi d}{\lambda} \{n_e(\psi) - n_o\}, \quad (8)$$

$$\frac{1}{n_e^2(\psi)} = \frac{\cos^2 \psi}{n_e^2} + \frac{\sin^2 \psi}{n_o^2}, \quad (9)$$

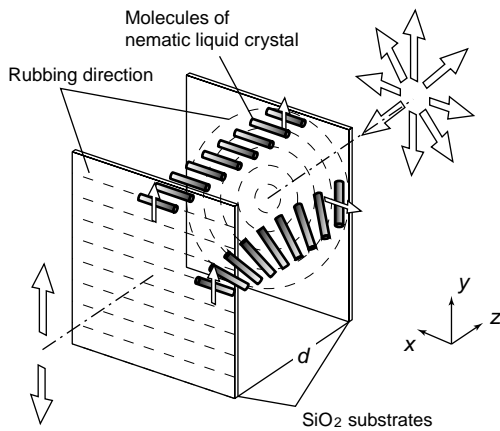


Fig. 3 Schematic explanation of the axially-symmetric polarizing plate (APP) based on the optical rotatory of liquid crystal. Arrows denote polarization direction. A laser beam with linear polarization through the phase shifter is directly converted to that with radial polarization.

$$\Delta\varphi_- = \varphi_E - \varphi_S, \quad (10)$$

$$\Delta\varphi_+ = \varphi_E + \varphi_S, \quad (11)$$

$$\gamma = \sqrt{\beta^2 + \Delta\varphi_-^2}, \quad (12)$$

$$A = \frac{\Delta\varphi_-}{\gamma} \sin(\gamma) \cos(\Delta\varphi_-) + \cos(\gamma) \cos(\Delta\varphi_-) \quad (13)$$

$$B = \frac{\beta}{\gamma} \sin(\gamma) \cos(\Delta\varphi_+), \quad (14)$$

$$C = -\frac{\Delta\varphi_-}{\gamma} \sin(\gamma) \cos(\Delta\varphi_-) + \cos(\gamma) \sin(\Delta\varphi_-), \quad (15)$$

$$D = \frac{\beta}{\gamma} \sin(\gamma) \sin(\Delta\varphi_+) \quad (16)$$

λ はレーザーの波長、 d は液晶セルの厚み、 η は表面反射による強度損失、 Φ_0 は常光線の屈折量、 2β は複屈折量、 ψ は液晶分子のチルト角、 φ_S はレーザー入射側の液晶の配向ベクトルと x 軸とのなす角、 φ_E は出射側の液晶の配向ベクトルと x 軸とのなす角である。このときツイスト角 $\Delta\varphi$ は常に弾性ツイストエネルギーを最小にするように $-\pi/2 < \Delta\varphi < \pi/2$ の条件を満たす。

本研究で用いたNm液晶 (Merck & Co., Inc.社ZLI-3125) は、常光線の屈折率 n_o と異常光線の屈折率 n_e がそれぞれ1.467, 1.519である。ここで問題となるのは旋光性がセルの厚さに依存することである。これは出射光が直線偏光でなく楕円偏光となるためであり、液晶分子のツイストに沿った軸を持つ。よって、Nm液晶により旋光した直線偏光レーザー光をその偏光面と垂直な軸をもつ偏光子を用いて調べることができる。チルト角 ψ が 0° のときの偏光子透過率 T (すなわち消光比)はGooch-Tarryの式を用いて、

$$T = \sin^2 \left(\Delta\varphi_- \sqrt{1+u^2} \right) / (1+u^2), \quad (17)$$

と計算できる²⁵⁾。ここで、 $u = \pi d |n_e(0) - n_o| / (\lambda \Delta\varphi_-)$ である。式(17)により d が一定であるならば、ツイスト角によって透過率が変化することが分かる。よってZLI-3125を用いた場合、チタンサファイアレーザーの波長($\lambda = 800$ nm)に対してセルの厚みを $12.5 \mu\text{m}$ とすれば、ツイスト角が $0 \leq \Delta\varphi \leq 90^\circ$ 範囲において式(17)であたえられる透過率が2.0%以下($\Delta\varphi = 90^\circ$ ならば $T = 0.2\%$)となるので、出射光はほぼツイスト角だけ旋光した直線偏光となる。

3.2 軸対称偏光制御板

Nm液晶の旋光性を利用して直線偏光を軸対称偏光に変換する軸対称偏光制御板(APP)を製作した。その概要をFig. 3に示す。2枚の合成石英基板(直径80 mm, 厚さ10 mm)にポリビニルアルコール(Polyvinylalcohol: PVA)を100 nm程度の厚さでスピコートした後、 100°C のオーブンで10分間加熱した。次に、レーザー入射側基板のPVA面には一方向に、レーザー出射側には同心円状にそれぞれラビング処理した。そして、基板間に厚さ $12.5 \mu\text{m}$ のカプトン箔をスペーサーとして挿入し、Nm液晶(ZLI-3125)をその間に充填した。このときのNm液晶のツイスト角 $\Delta\varphi$ の空間分布をFig. 4に示す。以上の方法でAPPを製作した場合には、必ず基板中心を通り x 軸に沿って液晶のツイスト方向が不特定な欠陥領域(欠陥線)が必ず存在する。

Nm液晶の旋光性によって、入射レーザーの偏光方向が入射側の液晶の配向方向(ラビング方向)に平行であればアジミュサル偏光に、垂直であればラジアル偏光に変換される(Fig. 3は後者に対応)。しかしこのままだと完全なASPではない。なぜならば、光軸に対して対称な位置での電場振動は同位相となり、電場ベクトルの向きが同じになるからである。これを解決するには x 軸(欠陥線)を境界

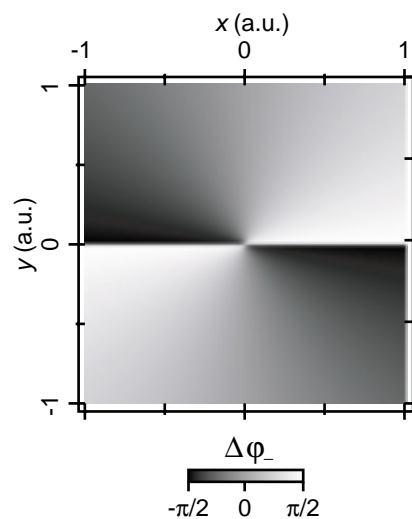


Fig. 4 Distribution of twist angle $\Delta\varphi$ of liquid crystal molecules in an APP. Jump of $\Delta\varphi$ along x axis creates a defect line in the alignment of liquid crystal molecules.

として上下に位相差 π を与えればよいので、入射基板の外面上半分(あるいは下半分)に SiO_2 膜を電子ビーム蒸着して位相シフターとした。本研究では、堆積された蒸着膜の屈折率と膜厚の測定値は1.453, 892 nm(光学長の差は404 nm)であり、波長800 nmのレーザー光に対して位相差がほぼ π の位相シフター板としてはたらく。

3.3 軸対称偏光ベクトルレーザービームの発生

製作したAPPを使ってASPベクトルビームを発生させ、近視野での偏光・位相分布と遠視野での強度パターンおよび偏光分布を調べた。光学系をそれぞれFig. 5 (a), (b)に示した。測定にはチタンサファイアレーザーの代わりに、安定したレーザー出力で高精度な測定が行えることから、波長780 nmの多モード半導体レーザーを用いた。まず消光比200:1の偏光子によりy軸方向の偏光成分のみを取り出し、楕円ビームパターンの半導体レーザー光を円形アパーチャ(直径2 mm)により切り出した。そして、そのビームを10倍のアフォーカル望遠鏡(無焦点望遠鏡)によりビーム径20 mm(半値全幅)まで拡大した。このとき単一モードのみを取り出すためにレンズの遠視野位置にピンホール(直径25 μm)を挿入し、低次空間モードのみを抽出した。

ラジアル偏光, アジミュサル偏光の選択は極めて簡単であり, APPをx-y平面内で90°回転させることによって可能である。このことは液晶APPの特長の1つでもある。

まずAPPの透過光をパワーメーターにより測定すると, その透過率は $91.1 \pm 0.5\%$ であった。基板と空気の境界面での反射損失(8.2%)を考慮すると, 液晶の吸収損失はほとんど無視できる。Fig. 6は近視野での偏光分布の測定結

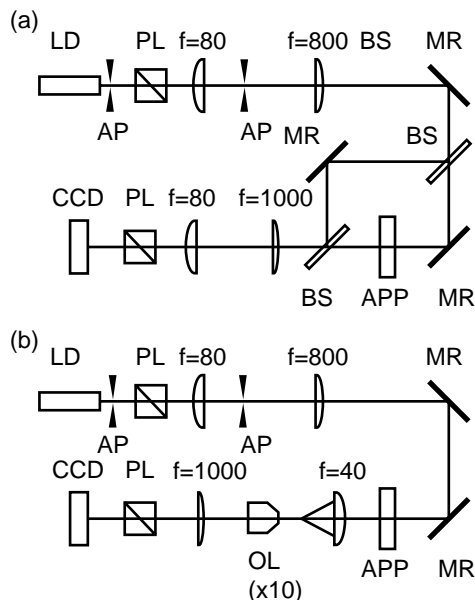


Fig. 5 Experimental setup for measuring (a) the spatial-polarization and phase distributions in the near field and for observation of (b) the spatial-polarization distribution in the far field of ASP beams. LD: Laser diode, PL: Polarizer, AP: Aperture, BS: Beam splitter, MR: Mirror, APP: Axially-symmetric polarizing plate, CCD: Charge coupled device.

果である。ここで、Fig. 5(a)に示す光学系においてAPP出射直後のASPベクトルビームのみをCCDカメラ上へ縮小像転送し、検光子(偏光方向を白矢印で示す)を通過した強度分布を観測した。この図から、ラジアル偏光ベクトルビームは検光子と平行な軸上が、アジミュサル偏光ベクトルビームは垂直な軸上が最も強い強度分布となり、Nm液晶によってビーム断面内で部分的に異なる角度で旋光していることが分かる。またビーム中心から対称にNm液晶の欠陥線が存在するのも確認でき、その幅は約10 μm であった。Fig. 6の強度分布の明暗から式(17)で示される消光比を見積もったところ、ツイスト角が90°の部分では $0.8 \pm 0.5\%$ と良好な結果が得られ、理論的予測とほぼ一致した。

次に、Fig. 5(a)に示すマッハツェンダー干渉計によりラジアル偏光ベクトルビームの空間位相分布を測定した。参照光はy軸方向の直線偏光の平面波である。Fig. 7(a)はその実験結果であり、同図(b)は、位相シフター板による位相差を考慮してNm液晶分子のジョーンズ行列(式(6)から式(16))から求めた偏光・位相分布を基に平面波参照光との干渉パターンを計算したものである。Fig. 7(a)は、CCDカメラ直前に検光子を挿入しなかったために参照光と干渉しないx軸の偏光成分が観測されてはいるが、干渉縞による位相分布測定には影響を与えるものではない。位相シフター板の境界において干渉縞の位置を計算すると、位相が π ずれていることが分かり、計算結果とも良く一致している。以上の結果から、製作したAPPを用いると直線偏光レーザー光からビーム断面での強度分布を保ちつつASPビームへと変換できることが明らかとなった。

最後に、このASPビームの遠視野における強度分布と空間偏光分布について述べる。Fig. 8は、Fig. 5(b)に示すように、上述のラジアル偏光(Fig. 8(a))およびアジミュサル偏光(Fig. 8(b))ベクトルビームをF/2の平凸レンズ(直径40 mm)により集光し、その集光スポットパターンを対物レンズ($\times 10$)を用いてCCDカメラ上に拡大像転送した観測結果である。同図(a)の左側の写真のようにドーナツ状の集光パターンとなるのは、近視野での電場が光軸を対称に位相差 π の位相分布を持つことにより、光軸上ではそれらが打ち消し合うからである。また、CCDカメラ直前に検光子を挿入すると、同図(a), (b)の右側の写真のように2つに分裂したパターンとなり、それぞれ TEM_{01} モードに対応している。Fig. 8(c)の実線はラジアル偏光ベクトルビームの場合(同図(a)の左側の写真)の水平方向のラインプロファイルであり、波線は計算結果である。計算結果は実験により得られたラジアル偏光ベクトルビームの近視野強度分布(Fig. 6(a)の一番左側の写真)を、式(4)に与えてフレネル回折積分したものであり、測定結果と良く一致していることが分かる。従って、APPにより位相・偏光制御されたレーザー光は、遠視野では TEM_{01} モードのベクトルビームであることが示された。

4. まとめ

我々は、液晶の旋光性を利用した偏光制御素子と位相

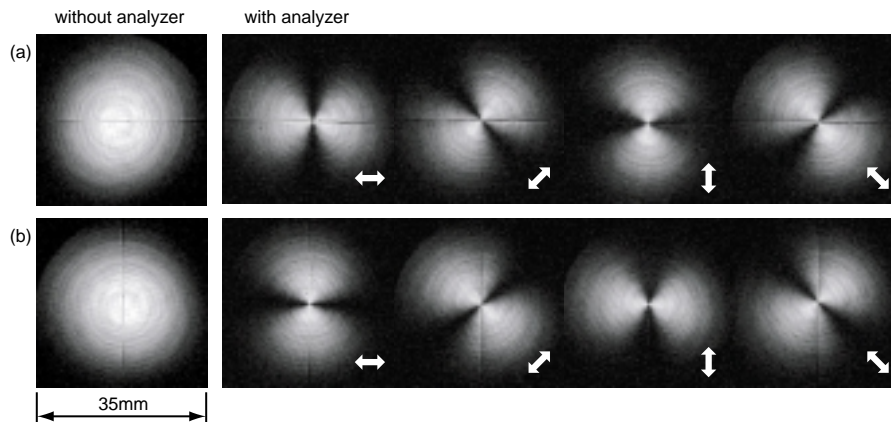


Fig. 6 Near-field intensity distribution of radially-polarized (a) and azimuthally-polarized (b) vector beams observed without and with an analyzer. Arrows denote axis of the analyzer.

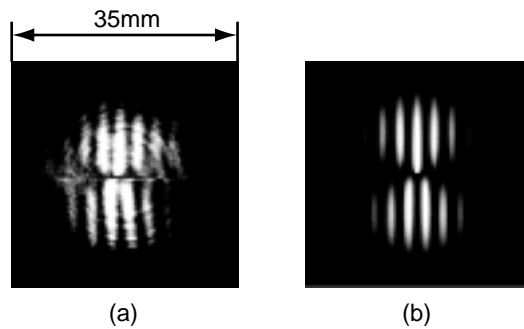


Fig. 7 Interference pattern of a radially-polarized beam and a linearly-polarized plane wave. Experimental result (a) agrees well with that calculated (b).

シフターを組み合わせた軸対称偏光制御板を開発した。これにより直線偏光は約99%の高効率でASPビームへと変換される。このビームの近視野での偏光・位相・強度分布および遠視野での偏光・強度分布を測定し、液晶の旋光性を表すジョーンズ行列と遠視野での電場振幅分布を表すフレネル回折積分の結果と比較解析することで、このビームが軸対称偏光のベクトルビーム(TEM₀₁*モード)であることが明らかとなった。また、この光学素子の損傷しきい値は波長1053 nm, パルス幅1.0 nsに対して10 J/cm²と比較的高く、また直径50 mmの1 TWチタンサファイアレーザーパルス(パルス幅132 fs, 繰り返し10 Hz)を5分間照射しても偏光特性に劣化が無いことを確認した。液晶セル基板を薄くすることによってさらに超短パルスの高強度レーザーにも適用可能であり、高強度超短パルス軸対称偏光ベクトルビームを使った応用も考えられる。

参考文献

- 1) A. V. Nesterov and V. G. Niziev: *J. Phys. D* **32** (2000) 1817.
- 2) V. G. Niziev and A. V. Nesterov: *J. Phys. D* **32** (1999) 1455.
- 3) J. R. Fontana and R. H. Pantell: *J. Appl. Phys.* **54** (1983) 4285.
- 4) R. D. Romea and W. D. Kimura: *Phys. Rev. D* **42** (1990) 1807.
- 5) L. C. Steinhauer and W. D. Kimura: *J. Appl. Phys.* **72** (1992) 3237.
- 6) S. Takeuchi, R. Sugiyama, and K. Shimoda: *J. Phys. Soc. Jpn.* **63** (1993) 1186.
- 7) W. D. Kimura, G. H. Kim, R. D. Romea, L. C. Steinhauer, I. V.

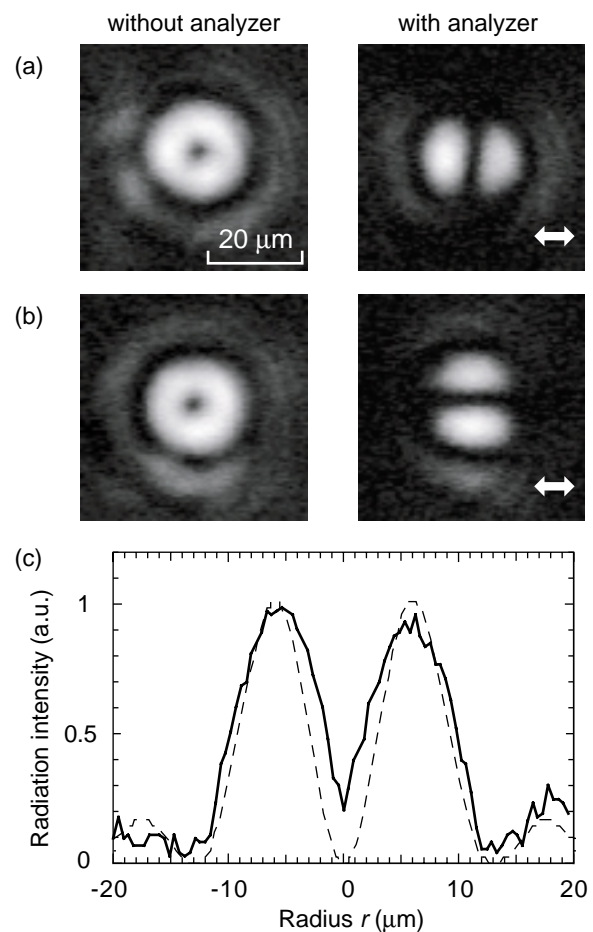


Fig. 8 Focal beam spots of radially-polarized (a) and azimuthally-polarized (b) vector beams observed without and with an analyzer. (c) shows a horizontal intensity profile of the radially-polarized vector beam (solid line) compared with that calculated by the Fresnel diffraction integral (dash line).

- Pogorelsky, K. P. Kusche, R. C. Fernow, X. Wang, and Y. Liu: *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 546.
- 8) D. P. Biss and T. G. Brown: *Opt. Lett.* **28** (2003) 923.
- 9) D. P. Biss and T. G. Brown: *Opt. Express* **9** (2001) 490.
- 10) L. Novotny, M. R. Beversluis, K. S. Youngworth, and T. G. Brown: *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 5251.
- 11) Q. Zhan and J. R. Leger: *Opt. Express* **10** (2002) 324.

- 12) D. Pohl: Appl. Phys. Lett. **20** (1972) 266.
- 13) J. J. Wynne: IEEE J. Quantum Electron. **QE-10** (1974) 125.
- 14) M. E. Marhic and E. Garmire: Appl. Phys. Lett. **38** (1981) 743.
- 15) A. V. Nesterov, V. G. Niziev, and V. P. Yakunin: J. Phys. D: Appl. Phys. **32** (1999) 2871.
- 16) R. Oron, S. Blit, N. Davidson, A. A. Friesem, Z. Bomzon, and E. Hasman: Appl. Phys. Lett. **77** (2000) 3322.
- 17) D. J. Armstrong, M. C. Phillips, and A. V. Smith: Appl. Opt. **42** (2003) 3550.
- 18) S. C. Tidwell, D. H. Ford, and W. D. Kimura: Appl. Opt. **29** (1990) 2234.
- 19) T. Erdogan, O. King, G. W. Wicks, D. G. Hall, E. H. Anderson, and M. J. Rooks: Appl. Phys. Lett. **60** (1992) 1921.
- 20) S. C. Tidwell, G. H. Kim, and W. D. Kimura: Appl. Opt. **32** (1993) 5222.
- 21) T. Grosjean, D. Courjon, and M. Spajer: Opt. Commun. **203** (2002) 1.
- 22) R. Yamaguchi, T. Nose, and S. Sato: Jpn. J. Appl. Phys. **28** (1989) 1730.
- 23) B. Richards and E. Wolf: Proc. Roy. Soc. A **253** (1959) 358.
- 24) M. Yamauchi and T. Eiju: Opt. Comm. **115** (1995) 19.
- 25) C. H. Gooch and H. A. Tarry: Appl. Phys. **8** (1975) 1575.