

空間光位相変調器と軸対称偏光変換素子とによる 強度分布制御された軸対称偏光パルスの生成



Generation of axisymmetrically polarized pulses with arbitrarily intensity distribution by the combination of a spatial light modulator and an axisymmetrical polarization converter

北大院工¹, JST CREST², 長岡技科大³ ○(DC) 鈴木 雅人¹, 山根 啓作^{1,2},
中島 奨太¹, 坂本 盛嗣³, 岡 和彦¹, 戸田 泰則^{1,2}, 森田 隆二^{1,2}

Hokkaido Univ.¹, JST CREST², Nagaoka Univ. of Tech.³

○(DC) Masato Suzuki¹, Keisaku Yamane^{1,2}, Shota Nakajima¹, Moritsugu Sakamoto³,
Kazuhiko Oka¹, Yasunori Toda^{1,2}, Ryuji Morita^{1,2}

E-mail: masato.suzuki@eng.hokudai.ac.jp

軸対称偏光ビームは偏光分布が伝播軸に対して C_∞ の対称性を持つビームであり、強く集光した際の集光点付近における電磁場の振る舞いの興味深さから、近年注目を集めている。例えば、軸対称偏光ビームのうち偏光が径方向に振動する径偏光ビームは集光点付近で縦電場が生じ、方位角方向に振動する方位偏光ビームは集光点付近で縦磁場が生じる。縦電場や縦磁場の分布、焦点深度などについては入射瞳におけるビーム断面内強度分布に依存することが指摘 [1] されており、軸対称偏光ビームの断面内強度分布を制御することは重要である。

本研究グループでは、コヒーレントビーム結合系を用いた断面内強度分布の制御が可能な軸対称偏光パルスの生成を行ってきた [2]。この手法は、コヒーレントビーム結合系内で一度ビームを二手に分け合波する干渉計であることから、擾乱に対する安定性に課題がある。一方で、軸対称偏光変換素子を用いて軸対称偏光パルスを生成する手法は共通光路の干渉計と見なすことができ、安定性が非常に高い。しかしながら、軸対称偏光変換素子を通じたビームは一般に point vortex と呼ばれる状態 [3] に変換されてしまい、断面内強度分布の制御が困難である。

そこで、本発表では、空間位相変調器と軸対称偏光変換素子とを組み合わせることにより、断面内強度分布の制御が可能な軸対称偏光パルス生成手法について報告する。空間位相変調器を用いてビーム断面内強度分布の制御を行うことにより、軸対称偏光変換素子の持つ課題を克服することができる。特に、本発表では、単一ラゲールガウス軸対称偏光パルスの生成について報告する予定である。

実験系の概要について述べる。Ti:Sa レーザー増幅器から出射した超短光パルス（帯域 ~780–820 nm, パルス幅 ~25 fs）を 4- f 空間光変調器 [4] により $l=1, p=0$ のラゲールガウスモードの強度分布を持つように変調させる（螺旋位相は付与しない。 l, p はラゲールガウスモードの動径方向指数と方位角方向指数をそれぞれ表す）。変換された光は単一モードではないため、伝播によりその断面内強度分布は変化するが、リレーレンズにより空間光変調器上の像を軸対称変換素子上に転写することにより、 $l=1, p=0$ の単一ラゲールガウス軸対称偏光パルス（本予稿では方位偏光パルス）へと変換される。実験では軸対称変換素子として12分割の半波長板を用いているが、高次の不要なモードはモードクリーナーで除去される。波長分解測定により得られた偏光分布および断面強度分布を Fig. 1(a) に、偏光分布から計算された拡張ストークスパラメータ $\tilde{S}_1^E$ 及び偏光度 ρ^{space} [5] をそれぞれ Fig. 1(b) と (c) に示す。Fig. 1(a) の緑色のグラフは $l=1, p=0$ のラゲールガウスモードをフィッティングさせた結果であり、実験結果（赤色）と良く一致している。さらに、Fig. 1(b) と (c) は、純粋な広帯域方位偏光パルス ($\tilde{S}_1^E = -1, \rho^{\text{space}} = 1$) が得られていることを示している。したがって、コヒーレント結合系と同等 [2] の純度の高い $l=1, p=0$ の広帯域単一ラゲールガウス方位偏光パルスが生成されていると考えられる。当日はビーム断面内の位相分布の評価結果についても述べる予定である。

参考文献 [1] K. Kitamura *et al.*, Opt. Express **18**, 4518–4525 (2010); Y. Kozawa *et al.*, J. Opt. Soc. Am. A **29**, 2439–2443 (2012). [2] 鈴木他, 第 62 回春季学術講演会講演予稿集 12p-A15-12 (2015 春 東海大学). [3] M. Sakamoto *et al.*, Proc. SPIE **8274**, 827414 (2012). [4] I. G. Marienko *et al.*, Opt. Express **13** 7599–7608 (2005); 本田他, 第 75 回応用物理学会秋季学術講演会講演予稿集 19p-C1-12 (2014 秋 北海道大学). [5] M. Suzuki *et al.*, Opt. Express **22**, 16903–16915 (2014); M. Suzuki *et al.*, Opt. Rev. **22**, 179–183 (2015).

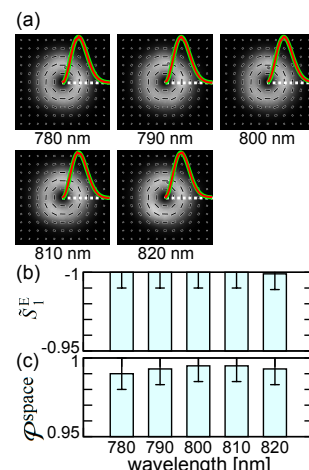


Fig. 1: (a) Polarization distributions of the generated azimuthally polarized pulses after passing through bandpass filters. Red and green curves represent the intensity profiles along the white dotted lines and their fitting curves, respectively. (b) $\tilde{S}_1^E$ and (c) ρ^{space} at various wavelengths (bandwidth is 10 nm).