

R&D FOR A 3D BUNCH CHARGE DISTRIBUTION MONITOR FOR THE ELECTRON BEAM

Yuichi Okayasu^{*A)}, Hiromitsu Tomizawa^{A)}, Tsutomu Taniuchi^{A)}, Hideki Dewa^{A)}, Akihiko Mizuno^{A)}, Kenichi Yanagida^{A)}, Shinsuke Suzuki^{A)}, Shinichi Matsubara^{A)}, Hirofumi Hanaki^{A)}, Tetsuya Ishikawa^{B)}, Mitsuru Uesaka^{C)}, Akira Maekawa^{C)},

^{A)}Japan Synchrotron Radiation Research Institute

1-1-1 Koto, Sayo-cho, Sayo-gun, Hyogo 679-5198, Japan

^{B)}RIKEN

1-1-1 Koto, Sayo-cho, Sayo-gun, Hyogo 679-5198, Japan

^{C)}Nuclear Professional School, University of Tokyo

2-22 Shirakata-Shirane, Tokai, Naka, Ibaraki, 319-1188, Japan

Abstract

Precise polarization control of the probe laser for Electro-Optic (EO), which propagate through the entire optics system, is key essential to realize the EO based bunch charge distribution measurements with high resolution and extinction ratio in cross Nicole configuration. We promote a numerical analysis for the polarization propagation with realistic optical setups and improve actual optical component properties.

電子ビーム用三次元バンチ電荷分布モニターの開発

1. 概要

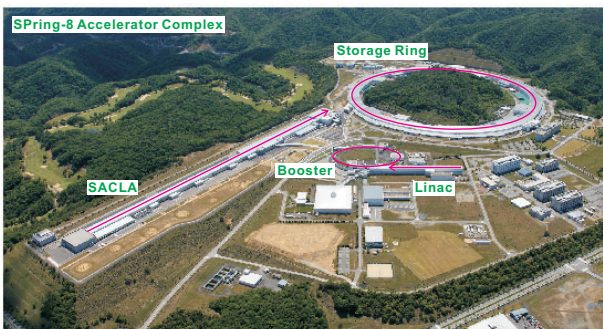


図 1: SPring-8 加速器群の全景。現在 SPring-8 は 1 GeV 線形加速器、1-8 GeV シンクロトロン、8 GeV 蓄積リング及び、8 GeV 線形加速器 SACLA から成る。

2010 年末に 大型放射光施設 SPring-8 の SACLA (SPring-8 Angstrom Compact free electron Laser) が竣工し、現在 XFEL が波長 0.8 Å で発振している。また、将来的には既設の 1 GeV 線形加速器に代わり、SACLA を蓄積リングの入射器として利用する計画もある。SACLA で加速される電子ビームのピーク電流は 3 kA、スライスエミッタンスは 0.7 - 1 π mm-mrad であり、電子ビームのバンチは最終的に 40 fs (FWHM) まで圧縮されている^[1]。SACLA で GeV クラスに加速された電子バンチの時間分布を測定する手法として、現在最も実績のある方法は RF ディフレクタを使用した測定手法^[2, 3]であるが、ビームを破壊する測定法であるため、例えば SASE (Self-Amplified Spontaneous Emission) 発振中にリアルタイムで使用できないという欠点がある。加えて、SACLA で加速した電子ビームを蓄積リングへ入射する場合、ビームを破壊する測定法ではバンチ毎の特性の把握が不可能である。このため我々は電子ビームの縦・横方向のバンチ電荷分布を、三次元的にシングルショット・非破壊で同時計測し、且つリアルタイムでバンチ形

状の再構築が可能な高分解能な測定系 (3D Bunch Shape Monitor : 3D-BSM) の開発を行っている。

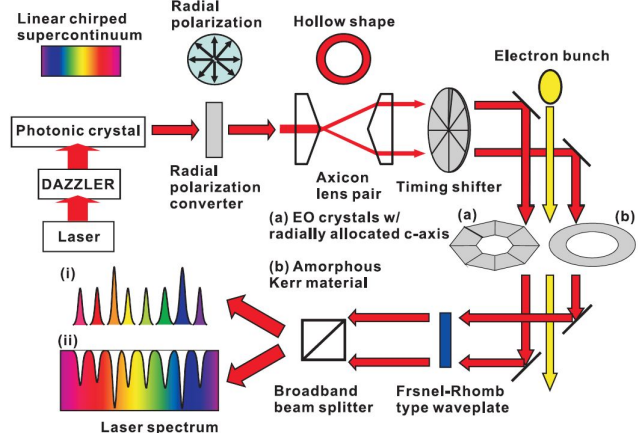


図 2: 3D-BSM 構成の概念図。

図 2 に 3D-BSM 構成の概念図を示す。3D-BSM は Electro-Optic (EO) サンプリングによる、波長スペクトル復調方式を採用する^[4]。モニター本体は 1 台の真空チャンバーで完結し、中心に電子ビーム軸を囲むように 8 つの有機 EO 結晶 (Pockels 効果: 図 2 (a)) を配置し、更にチャンバー両端にはドーナツ状のアモルファス媒体 (Kerr 効果: 図 2 (b)) を配置する。アモルファス媒体対で電子バンチの EO 結晶バンチ形状モニター部での重心及び入射角度を定義し、EO 結晶でバンチの 3 次元電荷分布を測定する。3D-BSM の主目標は、バンチ電荷分布の縦・横方向リアルタイム検出である。ビーム軸に対してアジマス方向に等間隔で配置した 8 つの EO 結晶に対し、線形チャープした円環プローブパルス (FWHM 20 nm @ 800 nm ; FWHM 200 ps) を EO 結晶中に電子バンチがその近傍を通過するタイミングに合わせて伝搬させる。ここで大切なことは、EO 結晶軸とプローブレーザーの偏光方向が、いずれも電子バンチから放射されるクーロン場と同様、ビーム軸に対して放射状に配

* okayasu@spring8.or.jp

向されていることである。EO 効果でリターデーションを受け、クロスニコルを通過してくるプローブパルスの強度は、EO 結晶でのクーロン場の強度に依存する理由から、横方向のパンチ電荷分布に応じて、プローブパルスの強度も変化する。従って、横方向のパンチ電荷分布をリアルタイム測定するためには、線形にチャープし、且つ矩形分布のレーザーをプローブ光として用意する必要がある。

一方、SACLA で加速される電子パンチの縦方向の電荷分布を計測するためには、10 ~ 30 fs (FWHM) レベルの非常に高い時間分解能が要求される。波長スペクトル復調法において、時間分解能 (T_{res}) を決定する要因のひとつに、プローブパルスのバンド幅が挙げられる。ここでプローブパルスのフーリエ限界パルス幅を τ_o 、線形チャープしたプローブパルスのパルス幅を τ_c とした場合、時間分解能は

$$T_{res} \sim \sqrt{\tau_o \cdot \tau_c} \quad (1)$$

で関係つけられる^[5]。従って時間幅 400 fs (FWHM) でバンド幅 400 nm (FWHM) @ 785 nm 以上の超広帯域且つ線形チャープレーザーを用いた場合、プローブパルスで決定される時間分解能は 30 fs (FWHM) 程度を実現できる。

測定系の時間分解能に寄与する可能性のある第 2 の要因としては、EO 結晶中での電場の透過に係る 3 つの特性、すなわち 1) THz 領域における電場の吸収^[6]、2) クーロン場 (電子パンチ) とプローブパルスの周波数混合、速度不整合による分解能の低下^[7]、3) プローブパルスの波長スペクトル領域における分散、フォノン散乱の影響等が挙げられる。従来 EO サンプリングによる電子パンチ測定には、一般的に ZnTe や GaP といった無機 EO 結晶が用いられてきたが、それぞれ順に 5 THz、11 THz より高い周波数領域で光吸収があることから^[8]、結晶中で測定対象であるクーロン場が歪められ、結果として時間分解能は 120 fs (FWHM) 程度に制限されてきた。前述のとおり、時間分解能をプローブパルスで決定される 30 fs (FWHM) 以下に抑えるためには、EO 結晶が少なくとも 30 THz までの場に対し、広域的透過性をもつことが要求される^[9]。これに対し、DAST や MBANP といった EO 結晶が THz 帯域 (0.3 - 30 THz) において放射・検波ともに有用な特性を示すことが、昨今の研究から明らかにされた^[10]。スペクトル帯域における優位性に限らず、有機 EO 結晶は無機のそれと比較し、媒質中における π 電子移動度の高さから、時間応答性の飛躍的な向上が十分に期待される。

測定系には、時間分解能の改善に加え、測定データの S/N 比、すなわち光学系全体としてのクロスニコルの消光比の向上が要求される。実際の測定系では、多種多様な光学部品に加え、プローブパルスのラジアル偏光化、円環ビーム化を図る。消光比を上げるためには、測定系全体にわたってのプローブパルスの偏光制御が鍵となる。そこで EO 結晶に至るまでのほぼ全ての光学系を仮想的に計算コードに組み込み、平面波スペクトル法を用いてプローブパルスの偏光伝搬特性を検証、光学部品設計の性能改善にフィードバックした。本稿では偏光制御の数値解析、検証についてまとめる。

2. 偏光伝搬特性評価の原理

偏光伝搬を行うに当たり、超広帯域波長のプローブパルスの光源を電場の x 、 y 成分のみからなる電磁場ベクトルを定義し、これを実際の光学部品と配置を反映した媒質で伝搬させ、変化を評価した。実際の数値計算では、計算機性能の制限から幾つか仮定した条件がある。

まず取り扱う電磁場は、基本的には良く知られた Maxwell 方程式：

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (2)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \mathbf{j} \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \rho \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (5)$$

において、1) 単一波長で時間に対して周期的に変化する調和場であるとし、電場・磁場はそれぞれ順に

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t} \quad (6)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r})e^{-i\omega t} \quad (7)$$

で表現されるものとした。ここに ω は電磁場の角振動数である。さらに、2) 定義する媒質に対して、電流及び帯電がない ($\mathbf{j} = 0, \rho = 0$) 自由空間に存在する、一様等方媒質であると仮定し、電束密度・磁束密度をそれぞれ順に

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \hat{\epsilon}_r(\omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (8)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \quad (9)$$

と表す。ここで ϵ_0 、 $\hat{\epsilon}_r(\omega)$ は真空の誘電率、誘電体の複素比誘電率、 μ_0 は真空の透磁率である。従って、1)、2) の仮定から、Maxwell 方程式は

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = i\omega \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (10)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = -i\omega \epsilon_0 \hat{\epsilon}_r(\omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (11)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad (12)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = 0 \quad (13)$$

と書き換えられる。従って、電場を

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = (E_x(\mathbf{r}), E_y(\mathbf{r}), E_z(\mathbf{r})) \quad (14)$$

とすれば、式 (12) より

$$E_z(\mathbf{r}) = -\int \left(\frac{\partial E_x(\mathbf{r})}{\partial x} + \frac{\partial E_y(\mathbf{r})}{\partial y} \right) dz \quad (15)$$

すなわち、3) $z \rightarrow \infty$ で電場が 0 と仮定すれば、 $E_z(\mathbf{r})$ は $E_x(\mathbf{r})$ 、 $E_y(\mathbf{r})$ の成分で書き表すことができる。また、式 (10) より、電場の各成分が判れば磁場の各成分も求めることが可能である。複雑な偏光伝搬評価では、計算機負荷を低減するため、2 つの電場成分 $E_x(\mathbf{r})$ 、 $E_y(\mathbf{r})$ のみで電場ベクトル

$$\mathbf{f}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} E_x(\mathbf{r}) \\ E_y(\mathbf{r}) \end{pmatrix} \quad (16)$$

を定義し、この電場ベクトルの伝播による変化を追跡し、最終的な偏光 ($E_x(r)/E_y(r)$) を評価する。図3に数値計算における座標系の定義と電磁場の空間伝播の概要を示す。電磁場の進行方向を z 軸とし、 $z_i \sim z_{i+1}$ は一様等方媒質の自由空間、 $z_{i+1} \sim z_{i+2}$ は光学素子媒質を示す。

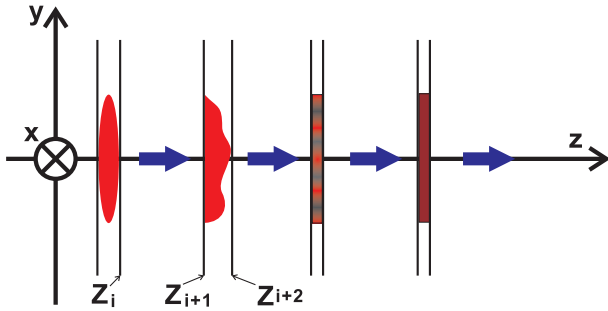


図3: 数値計算における座標系定義と電磁場の空間伝播。

一様等方媒質中における電磁場の伝播は、自由空間伝播演算子:

$$P = \begin{pmatrix} P & 0 \\ 0 & P \end{pmatrix} \quad (17)$$

を用いて

$$f(x, y, z_{i+1}) = Pf(x, y, z_i) \quad (18)$$

で表す。自由空間において、演算子 P は対角行列、且つ対角成分が等しいため、電磁場ベクトルの x 、 y 成分に対し、等価で作用する。自由空間伝播演算子の取り扱いについては、伝播距離と波長に応じて電磁場及び偏光伝搬の計算精度に差があるため、以下に示すように必要に応じて演算子の使い分けを行った。

2.1 平面波スペクトル演算子

Spectrum of Plane Wave Operator

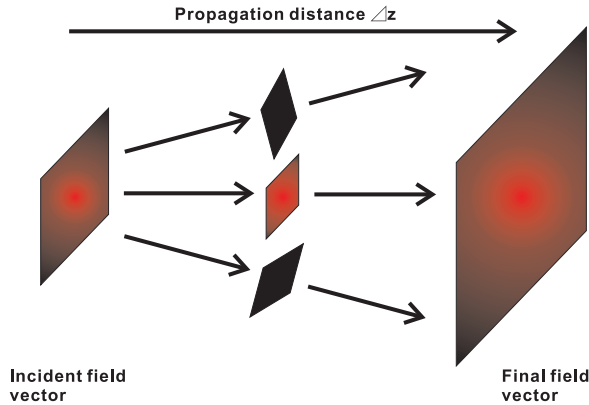


図4: 平面波スペクトル法による伝播計算の概念図。

平面波スペクトル法は、物理的近似を含まない厳密な伝播計算手法であり、(18) 式はフーリエ変換 F を用いて、ある波長 λ について

$$P_{\Delta z}^{SPW} f(r) = F^{-1} \left[\exp \left\{ i \sqrt{\left(\frac{2\pi n}{\lambda} \right)^2 - k_x^2 - k_y^2} \Delta z \right\} Ff(r) \right] \quad (19)$$

で表される。ここで λ は波長、 $k = (k_x, k_y, k_z)$ は波数ベクトル、 N_x と dx は x 方向のサンプリング点数及び、サンプリング間隔を示す。 n は一様等方媒質の実屈折率である。位相項:

$$\exp \left\{ i \sqrt{\left(\frac{2\pi n}{\lambda} \right)^2 - k_x^2 - k_y^2} \Delta z \right\} \quad (20)$$

をサンプリングする際、波数空間におけるサンプリング境界で Nyquist の定理を満たす要請から、伝播距離が

$$\Delta z \leq \frac{N_x^2 dx^2}{2(N_x - 1)} \left\{ \sqrt{\left(\frac{n}{\lambda} \right)^2 - \left(\frac{1}{2dx} - \frac{1}{N_x dx} \right)^2} + \sqrt{\left(\frac{n}{\lambda} \right)^2 - \left(\frac{1}{2dx} \right)^2} \right\} \quad (21)$$

を満たす短い伝播距離において、計算精度が保証される。

2.2 フレネル伝播演算子

Fresnel Propagation Operator

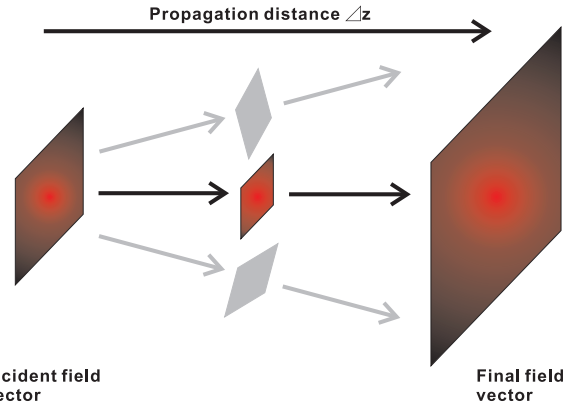


図5: フレネル伝播法による伝播計算の概念図。

図5に示すように、遠距離伝播を取り扱う場合は2.1の平面波スペクトル法において平面波群の発散角が小さい ($\leq 5^\circ$) と仮定して取り扱い、(18) 式は

$$P_{\Delta z}^{Fresnel} f(r) = \frac{n}{i\lambda\Delta z} \exp(ik\Delta z) \exp \left\{ \frac{ik}{2\Delta z} (x_0^2 + y_0^2) \right\} F \left[f(r) \exp \left\{ \frac{ik}{2\Delta z} (x^2 + y^2) \right\} \right] \left(\frac{k}{\Delta z} x_0, \frac{k}{\Delta z} y_0 \right) \quad (22)$$

で表される^[11]。2.1と同様に、位相項:

$$\exp \left\{ \frac{ik}{2\Delta z} (x^2 + y^2) \right\} \quad (23)$$

に対する波数空間でのサンプリング境界で Nyquist の定理を満たすために、計算精度は伝播距離

$$\Delta z \geq \frac{nN_x dx^2}{\lambda} \quad (24)$$

を満たす遠距離において保証される。例えば $\phi 1$ mm (FWHM) のガウシアンパルスを実験装置で伝搬させる場合、伝搬距離が 20 mm を越える場合はフレネル伝搬演算子を用いた方が、精度良い電場強度、偏光伝搬の計算結果が得られる。

2.3 機能演算子

数値計算では、実際に設置するレンズ、ポライザー、波長板等の光学素子を機能演算子として定義し、電磁場の振幅、位相、偏光状態を変化させる。この機能演算子 T は

$$T = t(x, y) \begin{pmatrix} J_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & J_{yy} \end{pmatrix} \quad (25)$$

として表し、 $t(x, y)$ に振幅と位相を変化させる機能を、ジョーンズ行列

$$J = \begin{pmatrix} J_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & J_{yy} \end{pmatrix} \quad (26)$$

で偏光状態をそれぞれ変化させる。

3. 実験セットアップに対する偏光特性評価

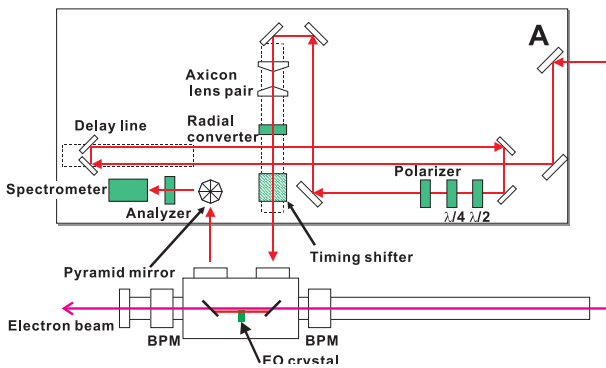


図 6: 3D-BSM 実験セットアップ図。

波長スペクトル復調 EO サンプリング法による、三次元パンチ電荷分布モニターの実証試験 (SPRING-8 マシン実験棟 フォトカソード RF 電子銃試験施設) のセットアップを、図 6 に示す。また、電子ビーム及びプローブパルスの主なパラメータは、表 1 に記載した。

約 25 MeV に加速された電子ビームは、図 6 に示す真空ダクトを通過し、ダンプへ導かれる。電子ビームの位置・タイミング情報は、EO 結晶の前後に配置した 2 台の BPM で監視されている。他方プローブパルスは、誘電体ミラー・波長板を経てアキシコンレンズ対で外径 $\phi 8$ mm・幅 1 mm (FWHM) の円環ビームに整形された後、偏光変換素子でラジアル偏光化する。8 分割の時間遅延ロッドを経た後、電子ビームを囲むように等間隔で配置された 8 つの EO 結晶 (図 2 参照) へ照射される。電子ビームとプローブパルスのタイミングは、アキシコンレンズ対の直前に配置された光路長調整ラインで精度良く調整される。

まず、表 1 記載のパラメータを再現する超広帯域波長プローブパルスソースを用意する (図 7)。偏光伝播計算において、プローブパルスの光源を図 6 の誘電体ミラー A の位置に仮定する。次に約 14 m の距離をフレネル演算子でプローブパルスを伝搬させ、次いで波長板、

ポライザーの順に機能演算子を作用させて偏光を整える。尚、レーザーが伝搬する大気部分は真空として取り扱う。次にレーザーを約 2 m 真空中を伝搬させ、アキシコンレンズでプロファイルを円環ビームに変換する。

表 1: 電子ビームとラジアル偏光・円環ビームに変換前のレーザーパルス光源の主要パラメータ。

| 電子ビーム | |
|-----------|-----------------------|
| エネルギー | 25 MeV |
| バンチ幅 | 6 ~ 10 ps (FWHM) |
| 電荷量 | ~1.5 nC |
| レーザーパルス光源 | |
| 波長帯域 | 20 nm (FWHM) @ 785 nm |
| パルス幅 | 200 ps (FWHM) |
| スポット径 | $\phi 2$ mm (FWHM) |
| パワー | ~2 mJ/pulse |

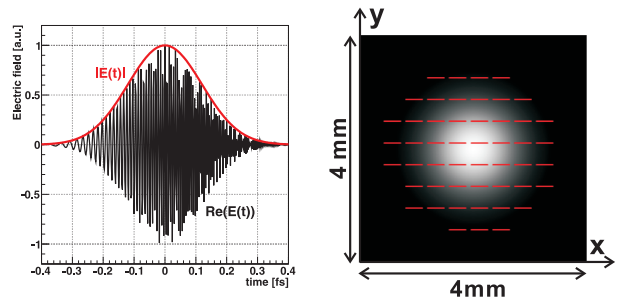


図 7: 偏光伝播計算で仮定した、円環ビーム化前のプローブパルス光源。|E(t)| (左図: 赤)、E(t) (左図: 黒) の実部の時間領域における分布と |E(t)|² の xy 面における分布 (右図)。右図の赤実線は、偏光方向 (電場振動方向) を示す。

図 8 (左図) にアキシコンレンズ対で整形した円環レーザーと、対向 EO 結晶の幾何学的配置を示す。8 個の EO 結晶の先端と電子ビームの中心との距離は各々 3 mm である。従って、EO 結晶の先端から幅 1 mm の領域にレーザーを照射させることにすると、円環レーザーの内径は 6 mm、外径は 8 mm となる。この条件をもとに、アキシコンレンズ対 (合成石英製) の間隔 (35 mm)、頂角 (140°) を図 8 (左図) のように設計し、製品化したものが図 8 (右図) である。また、図 9 に示す通り、アキシコンレンズ対の出口における、円環ビーム整形されたレーザープロファイル (電場強度) の計算結果と観測結果の比較から、設計通りの円環ビームが得られていることが判る。

次に、円環整形したプローブパルスの偏光方向を、並進対称・線形方向から軸対称・ラジアル方向へ変換する。変換素子は図 10 (左) に示すような 8 分割波長板を用いる。数値計算では具体的にはプローブパルスを最初にビームスプリッターで 8 分割し、各々に対してジョーンズ行列で図 10 (左) に示す 8 通りの角度で偏光方向を回転させる。また数値計算では波長板の厚みは考慮されていないが、波面及び偏光分布の計算結果には影響は与えないので無視して良い。

ラジアル偏光化した、円環プローブパルスの空間強度分布、及び軸対称偏光分布 (赤実線) を図 10 (右) に

示す。設計通りの偏光方向の変換が、計算でも確認できる。

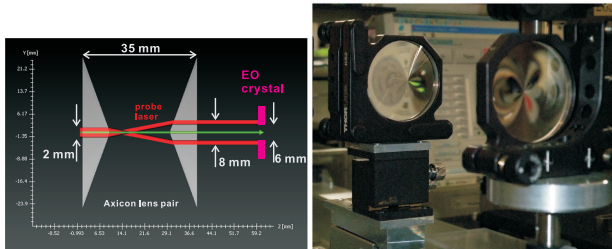


図 8: EO 結晶の配置を勘案した、アキシコンレンズ対による円環レーザーの設計 (左図) と製品化したアキシコンレンズ対 (右図)。

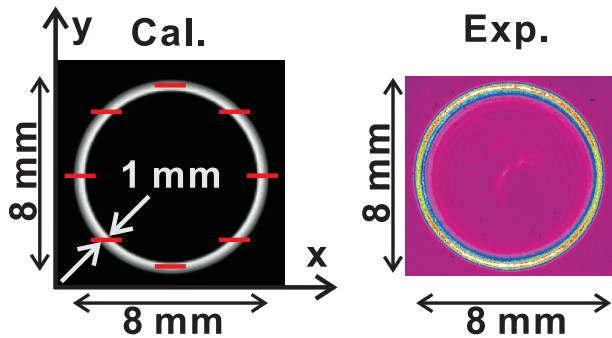


図 9: アキシコンレンズ対出口における、円環レーザーの空間強度分布 ($|E|^2$) の計算結果 (左) と CCD カメラによる測定結果 (右) の比較。左図において、赤実線は偏光方向を示す。

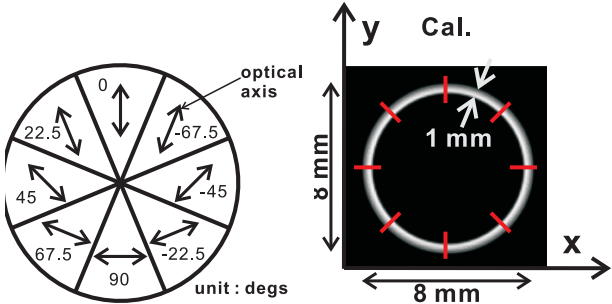


図 10: 8 分割波長板のモデル (左) と数値計算による波長板出口でのレーザープロファイル ($|E|^2$)。

最後に、8つの異なる屈折率の光学ガラスを組み合わせた時間遅延ロッドにプローブパルスを透過させた場合の、電場の空間強度分布及び偏光特性を評価する。このロッドの目的は、8つに等間隔に配置されたEO結晶で変調されたプローブパルスを1台のマルチチャンネル分光器で復調する際、同じ波長スペクトル領域でのEO信号の重複を避けるために、それぞれに時間遅延を与えることである。実験における電子ビームのパンチ長は表1より6~10 ps (FWHM) であるため、隣り合う領域同士で最低でも10 ps程度の時間差が得られるよう、ロッドを設計し偏光伝播計算を行った結果を図11に示す。図11(右)の計算結果では、偏光分布の一部に歪みが確認される。これはセグメントの接合面近傍に偏在することから、回折により引き起こされたものと考えられる。しかしながら、これら偏在した偏光成分は、例えば8分割ポラライザーなどで除去が可能である。

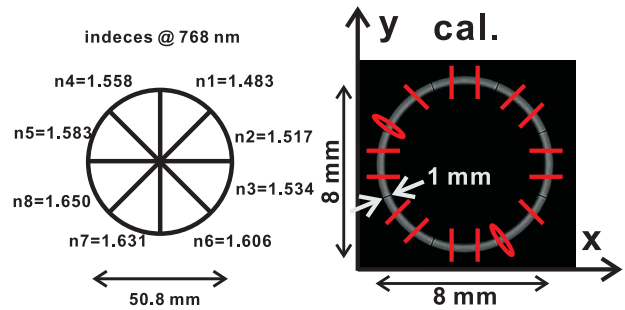


図 11: 8 分割時間遅延ロッドの各セグメントに設定した屈折率 (左) とロッド通過後の EO 結晶の位置における、レーザープロファイル ($|E|^2$) と偏光分布の計算結果 (右)。セグメント同士は、隣接する光学ガラスの屈折率を考慮した、中間屈折率のオプティカルセグメントで接合されている。

また実際には、各領域の中央部だけの情報だけがそれぞれ取り出されるため、この偏光の乱れは問題にならない。以上により、実際の測定系を反映させた偏光伝播計算から、プローブパルスの偏光制御の有効性が数値計算で確認された。

4. まとめ

電子パンチ内の縦・横方向の電荷分布を、三次元でシングルショット・非破壊で同時計測し、且つリアルタイムでの波長スペクトル復調を可能とする、高分解能測定系 3D-BSM の開発を行っている。超広帯域・線形チャーププローブパルスの採用と、有機 EO 結晶の導入により、測定系の高時間分解能化を図る。また、波長分光測定においては高い消光比での EO 信号計測が測定限界を決定することから、プローブパルスの偏光制御が重要である。このため実際の測定系を反映させたレーザーの偏光伝播を数値計算で特性を評価し、また光学部品設計にフィードバックした。結果としてプローブパルスの偏光制御の有効性を計算により確認した。

5. 謝辞

本稿の内容には科学研究費補助金 (課題番号 20612024 及び 23360045) による研究成果の一部を含む。

参考文献

- [1] H. Tanaka, T. Hara and K. Togawa, private communications.
- [2] O. H. Altemueller et al., Rev. Sci. Instr. **35** 438(1964).
- [3] H. Ego and Y. Otake, in *Proceedings of EPAC08*, Genova, Italy, 1098(2008).
- [4] H. Tomizawa et al., in *Proceedings of FEL2007*, Novosibirsk, Russia, 472(2007); H. Tomizawa, Japan Patent Application No: 2007-133046.
- [5] I. Wilke et al., Phys. Rev. Lett. **88** 124801(2002)
- [6] M. Walther et al., Opt. Lett. **25** 911(2000)
- [7] S. P. Jaminson et al., Appl. Phys. Lett. **96** 231114 (2010)
- [8] G. Berden et al., Phys. Rev. Lett. **99** 164801 (2007)
- [9] T. Hattori et al., Chem. Phys. Lett. **113** 230 (1987)
- [10] X. Zheng et al., J. Nanoelectron. Optoelectron. **2** 58 (2007)
- [11] J. W. Goodman, 'Introduction to Fourier optics', Roberts and Company Publishers, 2005