



解説

電気光学検出を用いた相対論的クーロン電場の可視化

Visualization of Relativistic Coulomb Field by Electro-Optic Sampling

太田雅人^{1,2)}, 有川安信¹⁾, 菅 晃一^{3,4)}, 松井龍之介⁵⁾, 中嶋 誠¹⁾
 OTA Masato^{1,2)}, ARIKAWA Yasunobu¹⁾, KAN Koichi^{3,4)}, MATSUI Tatsunosuke⁵⁾ and NAKAJIMA Makoto¹⁾

¹⁾大阪大学レーザー科学研究所, ²⁾核融合科学研究所, ³⁾大阪大学産業科学研究所,

⁴⁾量子科学技術研究開発機構, ⁵⁾三重大学大学院工学研究科

(原稿受付: 2023年11月21日)

準光速荷電粒子の周りのクーロン電場は、相対論的效果により、進行方向に収縮する。この相対論的収縮電場は、100年以上に渡り実証はなされていなかった。非線形光学効果を利用した超高速電場計測手法である電気光学検出を、加速器中の電子ビームの周りのクーロン電場に対して実施し、相対論的電場の収縮を可視化、さらに、その生成機構を明らかにした。本成果と電気光学検出の相対論的プラズマ物理実験への応用に関して解説する。

Keywords:

special relativity, electron beam, electro-optic sampling, terahertz physics, plasma physics

1. 特殊相対性理論とは

1.1 はじめに

相対性理論とは、一言で言えば、“相対性の理論”である。その心は、物理量・物理現象の見え方は、観測者によって相対的に変化し、絶対的ではないということだ。本解説では、重力効果を含まない、特殊な状況下における相対性理論、つまり特殊相対性理論を扱う。

特殊相対性理論において、時間と空間は別々の物理量ではなく、それぞれは時空という一つの物理量の側面である。この時、我々の感覚に反して、時間と空間は歪み、そして混ざり合う。したがって、相対性理論の下では、時計の針はゆっくり進み、物体は収縮するのである。ここで、注意が必要なのは、物体自体に何らかの力が作用する訳ではなく、座標系自体に変化が起り、見え方が変わるのである。また、相対論的效果は、静止慣性系と移動慣性系との間の相対速度が十分に大きい時に顕著になる効果である。我々は、日常で準光速な物体・現象を目の当たりにしない。むしろ、神経系の情報伝達速度の限界から、目の当たりにできないため、相対論的效果を感じることはない。この日常的な感覚との乖離が、相対性理論の難しさでもあり、魅力とも言えるだろう。

1.2 古典力学VS電磁気学

相対性理論は1905年にA. Einsteinによって提唱された。その際に発表された論文のタイトルは“On the electrodynamics of moving bodies (英訳)” [1]であり、古典力学で仮定されていたガリレイ変換が、Maxwell方程式[2]において破綻するという問題を解決することが目的とされた。この破綻の一例を紹介する。そこで、一次元空間(時間: t , 空間: x)における、電荷を含まない真

空中の電磁波の伝搬を考える。この時、Maxwell方程式は以下の波動方程式の形にまとめられる。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\phi(t, x) = 0. \quad (1)$$

ここで $\phi(t, x)$ は、電磁場の横波成分に対応し、光源はこの座標系で静止し、 c は光速である。この式(1)に対してガリレイ変換($t' = t$, $x' = x - vt$)を実施すると、

$$\left\{\frac{\partial^2}{\partial x'^2} - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial t'^2} - 2v \frac{\partial}{\partial t'} \frac{\partial}{\partial x'} + v^2 \frac{\partial^2}{\partial x'^2}\right)\right\}\psi'(t', x'). \quad (2)$$

が得られ、波動方程式の形をなさなくなる(物理法則が破れる)。つまり、式(2)は、式(1)で表されるような、電磁波が光であるという実験事実と反する。

古典力学の範疇では、そもそも電磁波(光)の速度を、異なる相対速度で移動する座標系(ガリレイ変換)で計測したら、速度の加法定理より、値が異なるはずである。したがって、本来、式(2)中の c は、 $c \pm v$ に変更されるべきであろう。しかし、このことも実験事実と反する。例えば、地球の緯度・経度方向に伝搬する光の速度を計測すると、緯度方向に対して地球の自転の影響が生じると考えられる。しかし、実際には、両者に有意な差は観測されていない(例: Michelson-Morleyの実験[2])。

1.3 特殊相対性理論

電磁気学におけるガリレイ変換には、以下の二つの問題点があることを述べた: 一つ目、変換の過程で方程式の形が変更される(式(1)と式(2)を参照)。二つ目、系によって光速が一定でない。しかし、これらの問題は、Maxwell方程式を支持する多くの実験結果と矛盾する。

Institute of Laser Engineering, Osaka University, Suita, OSAKA 565-0871, Japan

corresponding author's e-mail: nakajima.makoto.ile@osaka-u.ac.jp

裏を返せば、電磁気学に関する実験結果は、あらゆる慣性系において以下の条件を要求する：

1. 相対性原理（物理法則が不変）
2. 光速不変の原理（光速が一定）

そして、この二つの条件を原理にするのが、特殊相対性理論である。この時、ガリレイ変換に替わる、静止慣性系 $K(t, x, y, z)$ から移動慣性系 $K'(t', x', y', z')$ への座標変換は、以下の Lorentz 変換によって行われる。

$$\begin{bmatrix} ct' \\ x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma & -\gamma\beta & 0 & 0 \\ -\gamma\beta & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{bmatrix} \quad (3)$$

ここで、 K' 系は K 系に対して x 方向に速度 v で等速直線運動しているとし、 $\beta=v/c$ 、 $\gamma=1/\sqrt{1-\beta^2}$ である。また、 $t=t'=0$ の時、両系の空間原点は一致させた。式(3)を三次元空間の系に拡張した式(1)に代入した時に、光速不変の原理の下で相対性原理が確認できる。

さらに、式(3)において光速不変の原理が成り立つことは、 K 系と K' 系から観測した光の速度を比べて、これが一致することを見れば良い。図1に示すように、 K 系を静止形とし、 x 方向に点光源から光を放った時、これを速度 $dx/dt \equiv c$ と定義する。一方、 K' 系において観測される速度は、式(3)を用いて以下のように表される。

$$\frac{dx'}{dt'} = \frac{\frac{\partial x'}{\partial x} dx + \frac{\partial x'}{\partial t} dt}{\frac{\partial t'}{\partial x} dx + \frac{\partial t'}{\partial t} dt} = c \frac{\frac{dx}{dt} - \beta c}{c - \beta \frac{dx}{dt}} \quad (4)$$

$dx/dt = c$ を式(4)に代入すれば、直ちに $dx'/dt' = dx/dt = c$ という関係が得られ、光速不変の原理が確かめられる。ここで、 K 系と K' 系との間の相対速度 $v (=c\beta)$ は有限であることに注意されたい。以上より、光に対しては、速度の加法定理は成り立たないのである。

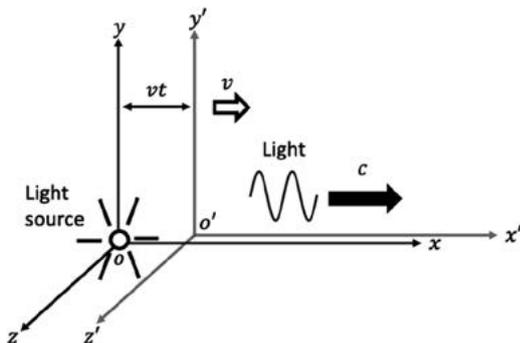


図1 Lorentz 変換の概念図。慣性系 K' が慣性系 K に対して相対速度 v で x 方向に等速直線運動をしている。慣性系 K に静止した光源から放たれた光の速度をそれぞれの系から観測する。

式(3)を眺めると、 K' 系では、 K 系の時間と空間が混ざり合うことに気付く。 $x'=\gamma(x-vt)$ はガリレイ変換に形が近いが、 $ct'=\gamma(ct-\beta x)$ であることは、大きな違いである。さらに、 $x'=0$ または $t=0$ とおくと、それぞれに対して、 $t=\gamma t'$ （時間の遅れ）と $x=x'/\gamma$ （長さの収縮）の関係が得られる。つまり、古典力学において絶対的であると信じられていた時空座標は、観測者の運動によって相対的に変化し、歪むのである。ここで、静止慣性系と移動慣性系を入れ替えても ($K \leftrightarrow K'$)、相対速度の符号が反転するため ($\beta \leftrightarrow -\beta$)、式(3)の関係は成立する。したがって、時間の進みや長さの膨張といった現象が見られることはない。

2. 相対論的電磁気学

相対論的効果で時空が歪むとは、我々の物理量を計測するための尺度（座標系）に変化が生じることを意味する。したがって相対性理論の影響下では、古典力学で扱われていたあらゆる現象が、特異な見え方をする。電磁場もその例外ではない。それでは、本題の電磁気学における特殊相対性理論（相対論的電磁気学）について見ていこう。

2.1 電磁場の収縮

静止した点電荷の周りに形成される電場の空間分布は、ガウスの法則により、等方的になる。一方で、等速直線運動を行う点電荷の周りに形成される電場の空間分布は、相対論的効果により、進行方向に対して収縮する。これを示したのが図2 (a-d) であり、電子が静止している時 (a) と、エネルギーが0.1, 1, 10 MeVの時 (b-d) の二次元電場強度空間分布である。電子の運動によって生じるポロイダル磁場も、同様に進行方向に対して収縮する。この現象は、電磁場の収縮と呼ばれる。以下、相対論的クーロン電場に着目して議論を行う。

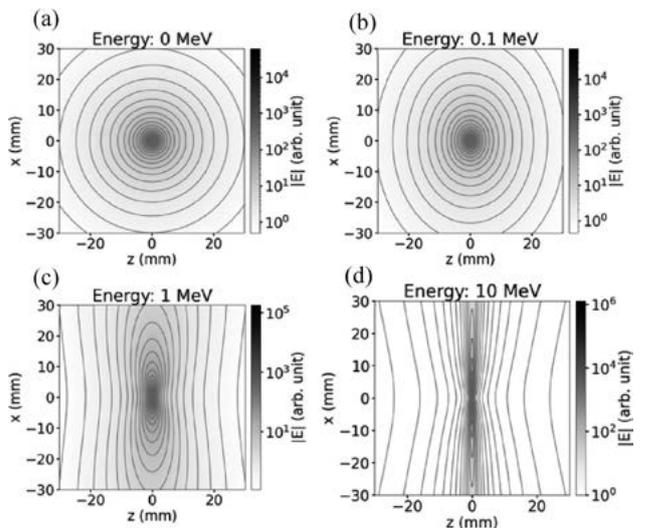


図2 エネルギー (a) 0 MeV, (b) 0.1 MeV, (c) 1 MeV, (d) 10 MeV を有する電子点電荷の周りに形成される電場の絶対強度に対する二次元分布 & 等高線。原点に電子点電荷が位置し、電荷の進行方向は z 軸である。クーロン電場は、速度と共に z 軸（進行）方向に収縮することが確認できる。ここで、(a) は電子点電荷に対して静止系 (K 系)、(b-d) は電子点電荷に対して相対速度のある系 (K' 系) に対応する。

K' 系において静止した点電荷の周りに形成されるクーロン電場は、空間座標を $\mathbf{r}' = (x', y', z')$ とし、ガウスの法則から、以下の式で表される。

$$\mathbf{E}'(t', \mathbf{r}') = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}'|^3}. \quad (5)$$

ここで、点電荷の電荷量を q 、真空の誘電率を ϵ_0 とした。この時、 $\beta = v/c$ 、 $\mathbf{s} = \beta/\beta$ 、 $\mathbf{r}_\parallel = (\mathbf{s} \cdot \mathbf{r})\mathbf{s}$ 、 $\mathbf{r}_\perp = \mathbf{r} - \mathbf{r}_\parallel$ と定義すると、 K' 系における時空座標 (ct', \mathbf{r}') は、 K 系における時空座標 (ct, \mathbf{r}) を用いて以下の式で書き表される。

$$\begin{bmatrix} ct' \\ \mathbf{r}' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma(ct - \beta \cdot \mathbf{r}) \\ \mathbf{r}_\perp + \gamma(\mathbf{r}_\parallel - \beta ct) \end{bmatrix}. \quad (6)$$

また、電場を荷電粒子の進行方向・垂直方向について区別した時 ($\mathbf{E} = \mathbf{E}_\parallel + \mathbf{E}_\perp$)、以下の関係式が与えられる。

$$\mathbf{E}_\parallel(t, \mathbf{r}) = \mathbf{E}'_\parallel(t', \mathbf{r}'). \quad (7)$$

$$\mathbf{E}_\perp(t, \mathbf{r}) = \gamma \mathbf{E}'_\perp(t', \mathbf{r}'). \quad (8)$$

この式(7)と式(8)は、Maxwell方程式 ($\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho/\epsilon_0$ 、 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ 、 $\nabla \times \mathbf{E} = -\partial_t \mathbf{B}$ 、 $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \rho c \beta + \epsilon_0 \mu_0 \partial_t \mathbf{E}$ 。ここで μ_0 は真空の透磁率である) に対して相対性原理を適用することで与えられる。したがって、式(7)と式(8)を足し合わせると ($\mathbf{E} = \mathbf{E}_\parallel + \mathbf{E}_\perp = \mathbf{E}'_\parallel + \gamma \mathbf{E}'_\perp$)、 K 系から観測される移動点電荷周りに形成される相対論的クーロン電場の空間分布に関する理論式が以下のように与えられる。

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(t, \mathbf{r}) &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\gamma(\mathbf{r}_\parallel - \beta ct) + \gamma \mathbf{r}_\perp}{|\mathbf{r}_\perp + \gamma(\mathbf{r}_\parallel - \beta ct)|^3} \\ &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\gamma \mathbf{R}}{|\gamma \mathbf{R} - (\gamma - 1) \mathbf{R}_\parallel|^3}. \end{aligned} \quad (9)$$

式(9)中で、 $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \beta ct$ の関係式を導入した ($\mathbf{R}_\perp = \mathbf{r}_\perp$)。さらに、式(9)の電場の絶対値を点電荷の伝搬軸を含む面で二次元極座標系表示で表すと、以下の式が得られる。

$$E(R, \theta) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R^2} \frac{\gamma}{|1 + (\gamma^2 - 1) \cos^2 \theta|^{3/2}}. \quad (10)$$

ここで、 $\cos \theta = (\mathbf{r}_\parallel - \beta ct)/R$ である。この式(10)を用いて電子の周りに形成される電場時空間分布をプロットしたのが図2(a-d)である。電場強度の等高線に着目すると、荷電粒子の進行方向に電場が収縮していることがわかる。これが電場の収縮である。また、高エネルギー状態で(図2(c, d))、電子近傍で収縮電場にくびれが顕著に生じる。これは、ポロダイル磁場の時間変化を打ち消す向きに誘導電場が生成されるからである。

2.2 Liénard-Wiechert ポテンシャル

次に、特殊相対性理論とは異なる原理の下に、相対論的電磁場を記述する Liénard-Wiechert ポテンシャル(LWP)理論[2]について説明する。LWP理論では、一つの慣性系に座標系を固定し、「荷電粒子が生成する電磁ポテンシャルは、光速で真空を伝搬する」ことを原理とする。この時、荷電粒子からは、時々刻々と電磁ポテンシャル

が湧き出て、空間を等方的(球状)に光速で広がる。荷電粒子自体も準光速で等速直線運動を行う場合、軌道上の各地点から放たれた個々の電磁ポテンシャルは荷電粒子の進行方向に足し合わされ、強め合い、全体としてのマクロな電磁ポテンシャルを形成する(図3(a))。このことを理解するために、金属境界を通過した準光速な荷電粒子の周りに形成されるマクロな電磁ポテンシャルが荷電粒子の伝搬と共にどのように変化するかを考える(図3(b))。金属境界を荷電粒子が通過する時、荷電粒子の周りの電場は遮蔽される。よって、境界通過直後は、荷電粒子の周りに電場は存在せず、自由空間を伝搬すると共に新しく電場が形成されることになる。この時、マクロな電磁ポテンシャルは、金属境界からの伝搬距離を半径とするような球面波として広がる。さらに、境界からの無限遠方では、荷電粒子の伝搬軸近傍では、マクロな電磁ポテンシャルが平面波に近似される。実は、この平面状の相対論的クーロン電場は、特殊相対性理論から導出される式(10)と一致するのである。以下、数式を用いてこのことを導出する。

LWP理論を用いると、電磁ポテンシャルが以下のよう

$$\phi(t, \mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{(1 - \mathbf{n} \cdot \beta) |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0(t')|} \Big|_{t'=t_0}. \quad (11)$$

$$\mathbf{A}(t, \mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q\mathbf{v}}{(1 - \mathbf{n} \cdot \beta) |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0(t')|} \Big|_{t'=t_0}. \quad (12)$$

ここで、以下の関係式を導入した。

$$t_0 = t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0(t')|}{c}. \quad (13)$$

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_0(t')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0(t')|}. \quad (14)$$

式(11)と式(12)は、電荷が任意の時空 (t_0, \mathbf{r}_0) において発した電磁ポテンシャルが時空 (t, \mathbf{r}) で足し合わされることを表す。式(11)と式(12)をさらに式変形すると、以下の式が得られる。

$$\phi(t, \mathbf{r}) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{(x - vt')^2 + \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)(y^2 + z^2)}} \Big|_{t'=t_0}. \quad (15)$$

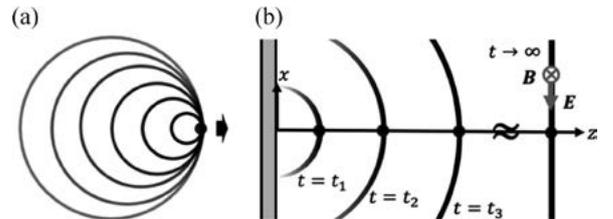


図3 (a) Liénard-Wiechert ポテンシャル理論の原理図。黒丸は荷電粒子、円は準光速な荷電粒子の伝搬と共に時々刻々と放出された個々の電磁ポテンシャル。(b) 金属境界条件を通過した後に荷電粒子の周りに形成されるマクロな電磁ポテンシャル。

$$\mathbf{A}(t, \mathbf{r}) = \frac{qv}{4\pi\epsilon_0\sqrt{(x-vt')^2 + \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)(y^2+z^2)}} \Bigg|_{t'=t_0} \quad (16)$$

ここで、簡単のために、点電荷が、 x 軸方向に速度 v で等速直線運動を行っている場合 ($x_0=vt'$, $y_0=0$, $z_0=0$) を考えた。境界の無限遠方 ($|\mathbf{r}_0|=\infty$), つまり $t_0=-\infty$ である時、 \mathbf{r} と t が有限であれば、式(13)は $t_0 \approx -|\mathbf{r}_0|/c$ と近似でき、式(15)、式(16)における $t'=t_0$ の間の制限はなくなる。電場と電磁ポテンシャルの関係式は以下で書かれる。

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi - \frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t} \quad (17)$$

この時、式(17)が成り立つためには、以下のLorenzゲージを満たす必要があることに注意されたい。

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial\phi}{\partial t} = 0. \quad (18)$$

そこで、式(15)と式(16)を式(17)に代入すると、式(9)が得られるのである(導出完)。そして、これが境界条件を考慮した相対論的クーロン電場の形成過程である。

3. 電気光学検出を用いた超高速電場計測

上述の通り、電磁気学における特殊相対性理論を特徴付ける、電場の収縮は、相対性理論を構築する上で重要なテーマであった。しかし、その直接実証は100年以上にも渡ってなされていなかった。

一般相対性理論[3]も含めて、相対性理論は、現代物理学の重要課題として、理論・実験の両面から精力的に研究されてきた[4-10]。確かに、相対論的電場の実験的研究も長年行われてきた。例えば、電磁場の見かけ上の放射強度が変化する相対論的ビーミング効果は、宇宙ジェットで観測された[11]。また、加速器を用いた放射光施設では、相対論的高エネルギー電子ビームからのシンクロトロン放射を利用した幅広い研究が展開されている[12]。

ここで、荷電粒子が形成する電場には、二種類存在することに注意されたい。一つが放射場で、もう一つがクーロン場である。前者と後者は、荷電粒子の加速度の有無によってそれぞれ異なるプロセスで生成される[2]。上述した相対論的電場の研究(ビーミング・放射光実験)を振り返ると、これらが扱うのは放射場であることがわかる。一方で、相対論的クーロン場に関する実験は20世紀に入るまで未開拓であった。この大きな要因としては、放射場は遠方まで伝搬できるが、クーロン場は荷電粒子近傍にしか分布しえないという性質が挙げられる。したがって、相対論的クーロン場の実験的研究を行うためには、準光速で伝搬する荷電粒子の周りに形成される電場を、その場で超高速計測する必要がある。この時に必要とされる時間分解能がサブピコ秒であるため、既存の電気回路を用いた電場計測では、相対論的収縮電場の観測が困難とされてきた。

3.1 電気光学検出

必要とされるサブピコ秒の高い時間分解能を達成するために、我々は電気光学検出(Electro-optic sampling)[13, 14]と呼ばれる手法を用いて、高エネルギー電子ビームの周りに形成される相対論的クーロン電場の計測を行った。電気光学検出は、Terahertz (THz) 物理学[15-19]の分野で開発されてきた計測手法で、非線形(電気)光学結晶を通して、電場の情報を光の情報として抽出する。図4に電気光学検出の原理を示す。ポッケルス効果を有する非線形結晶に、計測対象であるTHz光と直線偏光を有するプローブ光を同時に入射する。THz光が結晶に印加されると、ポッケルス効果により、複屈折、つまり非等方的な屈折率が結晶中に形成される。この時、結晶を通過したプローブ光の偏光は、複屈折率の影響で楕円偏光に変調される。この偏光変化を読み取ることで、結晶内に印加されたTHz電場の強度・時間発展の計測を行うことが可能である。この非線形光学結晶の時間応答がフェムト秒領域であるため、サブピコ秒の超高速計測が実現される。

以下、電気光学検出による計測手法の例を三通り紹介する。ここで、一般的に使用頻度が高い、結晶方位(110)面を有するZnTe結晶を用い、結晶面に対して平行方向に印加された横電場の計測について説明を行う。この時、結晶に印加された横方向の電場強度 E_0 と、結晶の複屈折に伴うプローブ光の位相シフト Γ (楕円偏光度、 $\Gamma = \pi/4$ の時に円偏光になる。)の間の関係は以下のように記述される。

$$\Gamma = \frac{d}{\lambda} n_0^3 r_{41} E_0. \quad (19)$$

この時、 d は結晶の厚み、 λ はプローブ光の波長、 n_0 は外部電場が印加されていない時の結晶の屈折率、 r_{41} はポッケルス効果に寄与する電気光学定数である。また、複屈折感度を最大にするため、図4のように結晶の n_1 軸・ n_2 軸に対してプローブ光の偏光方向が45度になるように結晶に入射するとして以下議論を進める。偏光方向の角度によって式(19)の係数が変化することに注意されたい。

また、結晶方位(100)面のZnTeを用いれば、結晶の厚み方向に印加された縦電場の計測も可能である。ただ、以下で記載する電場とプローブ光の偏光変化の理論式を、縦電場計測用の関係式に修正を施す必要がある。

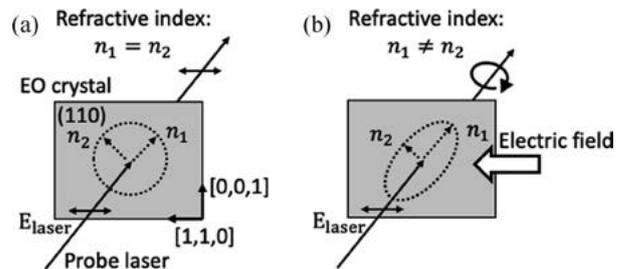


図4 ポッケルス効果の原理図。非線形光学結晶に外部電場が印加されていない時(a)と印加されている時(b)。

(1) クロスニコル法

図5(a)にクロスニコル法のセットアップを示す. 電気光学結晶の上流・下流にそれぞれ偏光軸が直交するように, 偏光子を設置する. 下流側の偏光子は検光子と呼ばれる. この時, 電気光学結晶は電場が印加されていない時は屈折率が等方的であるから, この光学系をプローブ光は通過できない. しかし, THz電場を結晶に印加すると, 複屈折が生じるため, プローブ光の楕円偏光化した電場成分は検光子を通過できる. この時の, 検光子を通過して計測されるプローブ光強度 ($I_{det} = \epsilon_0 E_{det}^2/2$) と位相シフト (Γ) の間の関係は, 入射時のプローブ光強度 (I_{laser}) を用いて, 以下の式で与えられる.

$$I_{det} = I_{laser} \sin^2 \Gamma + (\text{Background}). \quad (20)$$

式(20)より, 位相シフトが十分小さい時は $\sin \Gamma \approx \Gamma \propto E_0$ であるから, クロスニコル法では電場強度 (電場の二乗) の値を導出することができるが, その符号に関して知ることはできないことがわかる. さらに, 実際の実験では, 偏光子の消光比の限界, 電気光学結晶の余剰複屈折, 結晶中での散乱等の影響で, 結晶に電場を印加していない状態でもプローブ光が検光子を通過して, 計測器にバックグラウンドとして現れる. したがって, 電場の定量評価を行うことが困難なのである. ただ, 本手法はシンプルで簡便なので, THz電場の時間情報の取得を目的として多用される.

(2) バランス検出

図5(b)にバランス検出のセットアップを示す. クロスニコル法のセットアップにおいて, 検光子を偏光ビーム

スプリッターに置き換え, その前に $\lambda/4$ 板を設置, 最終的にP偏光とS偏光の二つに分離したプローブ光をそれぞれ計測するというものである. この時, $\lambda/4$ 板がなければ, 二つの信号比は100:0であるが, $\lambda/4$ 板を調整すると, この信号比が50:50になるように初期設定する. この状態で電気光学検出を行うと, P偏光の信号が増加すれば, その分だけS偏光の信号が減少する. その逆もまたしかりである. 検出されるP偏光及びS偏光のプローブ光強度 (I_{det-p}, I_{det-s}) と位相シフトの間の関係は以下の式で与えられる.

$$\frac{I_{det-p} - I_{det-s}}{I_{det-p} + I_{det-s}} = \sin \Gamma. \quad (21)$$

クロスニコル法で問題となったバックグラウンドは, P偏光とS偏光のプローブ光強度の差分によって打ち消される. また, 入射プローブ光の強度 (I_{laser}) を計測する必要もない. さらに, 電場の絶対値 (二乗) ではなく, 電場の強度 (一乗) 自体を取得でき, 電場の符号も含めた定量評価が可能である. これに加えて, フォトダイオードを用いて, ロックインアンプや差動増幅回路を組み合わせることで, 信号対ノイズ比の高い計測が可能である. ただし, 本計測は, 初期設定時に, 計測器のダイナミックレンジの最大値の半分にプローブ光の強度を合わせる必要があり, プローブ光強度を固定する必要がある. これが制限となり, 計測対象である電場の強度に対して最適化できず, 計測器のダイナミックレンジを全て活用することができない.

(3) 位相オフセット法

上述したバランス検出において問題となった, 計測器のダイナミックレンジの制限を解消するのが, 位相オフセット法である[20]. 図5(c)に位相オフセット法のセットアップを示す. クロスニコル法のセットアップにおいて, 検光子の前に $\lambda/4$ 板を設置し, これを入射プローブ光の偏光方向から数度 ($+\phi$) だけずらし, 計測器のダイナミックレンジの最大値の半分にプローブ光の強度を合わせて, データを取得する. さらに $\lambda/4$ 板を逆に数度 ($-\phi$) だけずらした状態のデータも取得する. この時, 検出された二つのプローブ光強度 ($I_{det}(\phi, \Gamma)$ & $I_{det}(-\phi, \Gamma)$) と, 参照用の外部電場の印加されていない状態で検出されるプローブ光強度 ($I_{det}(\phi, 0)$ & $I_{det}(-\phi, 0)$) と位相シフトの間の関係は以下の式で与えられる.

$$\frac{I_{det}(\phi, \Gamma) - I_{det}(-\phi, \Gamma)}{I_{det}(\phi, 0) - I_{det}(-\phi, 0)} = \frac{2 \sin \Gamma}{\sin 2\phi}. \quad (22)$$

本手法では, プローブ光の強度と $\lambda/4$ 板の回転角の二つの調整機構が存在するため, 計測器のダイナミックレンジを最大限活用することが可能である. つまり, 計測対象電場 (E_0) の最大値に位相シフト (Γ) が $\pi/2$ と対応づけられる.

3.2 超高速時間発展計測手法

サブピコ秒の時間分解能で, 光をプローブとして用いた, ポンプ・プローブ実験を行うためには, 光学的に遅

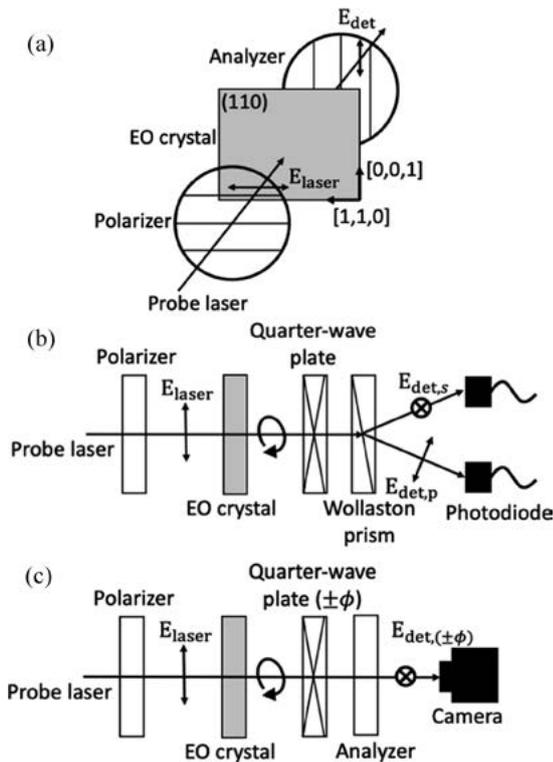


図5 (a)クロスニコル法の原理図. (b)バランス検出の原理図. (c)位相オフセット法の原理図.

延時間を設けることが有効である。光は真空中で1 psの間に約300 μm の距離を伝搬するため、マイクロスケールで光路長の制御を行うことで、サブピコ秒の時間スケールで遅延時間を制御することが可能である。本実験では、ポンプが電子ビームの周りの相対論的クーロン電場であり、図6中のSampleが電気光学結晶に対応する。

(1) 光学遅延ステージを用いたマルチショット計測

光学遅延ステージとは、光学ステージ上に載せられた折り返しミラーを用いて、光路をコの字型にし、折り返しミラーを前後させることで、光路の総長を変化させる手法である(図6(a))。これにより、プローブ光とポンプとの間の遅延時間を変更する。ここで、ステージの移動量に対して、変化する光路長は2倍であることに注意されたい。時間発展は、自動モーター等の駆動機構を用いて光学遅延ステージを動かし、光路長を変更しながら、マルチショットで取得する。時間分解能は、ステージの1ステップの移動量によって決定される。

(2) エシェロン式シングルショット計測

“エシェロン式”とは、階段状の反射面を有するエシェロンミラーを用いた手法のことを指す(図6(b,c))[21]。シングルパルスのプローブ光は、エシェロンミラーで反射されると、階段の段数分のマルチパルスに変換される。この時、個々のパルス間には、階段の高さの二倍の遅延時間が付与される。階段の高さが3 μm であれば、個々の遅延時間は20 fsである(本実験で用いたエシェロンミラーのパラメータに相当)。このマルチパルスを束ねるように、シリンドリカルレンズによって、直線状に計測対象に照射すると、時々刻々と計測対象にプローブ光が照射される状況が実現できる(図6(c))。計測対象を通過したマルチパルスを再度シリンドリカルレンズで集光してイメージングすることで、シングルショットで時間発展計測を行うことができる。さらに、直線状に計測対象にプローブ光を照射するため、一軸方向の空間分布の取得も可能

である。したがって、本手法はシングルショットかつサブピコ秒の時間分解能で、“時空間”分布計測を実施可能である。

4. 相対論的収縮電場の可視化

我々は、電気光学検出を用いて、高エネルギー電子ビームの周りに形成される相対論的クーロン電場の時空間分布計測を行った。電気光学検出の相対論的クーロン電場への応用に関しては、2000年頃から先行研究が実施されてきた[22-27]。ここでは、主にX線自由電子レーザー中の電子ビームのパルス幅評価が目的とされた。先行研究における一次元(時間)電場計測を、本研究は二次元(時空間)電場計測に拡張した。これにより、理論を仮定せずに、実験結果の評価を行うことができ、理論(電磁ポテンシャルのLorentz変換とLWP理論)の妥当性を実験的に示すことに成功した[28]。本記事では、“高精度な相対論的収縮電場の可視化”と“相対論的収縮電場生成機構の観察”の二つの実験結果に関して説明を行う。本節では、一つ目の実験結果を扱う。

実験は大阪大学産業科学研究所附属量子ビーム科学研究施設の電子線形加速器[29]を用いて実施された。電子ビームはエネルギー35 MeV、パルス幅0.72 ps (FWHM)、直径3.5 mm (FWHM)、電荷量70 pCである。また、電子ビームは、フォトカソードによって生成されており、Ti:sapphireレーザーをフォトカソードに照射している。Ti:sapphireレーザーは電子ビームの生成用としてだけでなく、ビームスプリッターで分岐して、電気光学検出用のプローブ光としても用いている(図7)。電子ビームは加速空洞の出口の金属(Titanium)窓を通過し、204 mm下流の電場計測点(ZnTe結晶)に到達した時に、電子ビームの周りの電場に対して電気光学検出を行っている。

本実験では、位相オフセット法(3.1節(3))とエシェロン式シングルショット計測(3.2節(2))を組み合わせ、高さ11 mm(x)、幅10 mm(y)、厚み1 mm(z)、面方位(110)のZnTe結晶を用いて、x方向の横電場計測を行った。取得された結果を図8(a)に示す。これは、高エネルギー電子ビームの周りに形成される電場の時空間分布である。ビーム径方向の空間はx軸、時間発展は Δt 軸方向(Δz 軸の正方向がビームの進行方向)である。電子ビーム

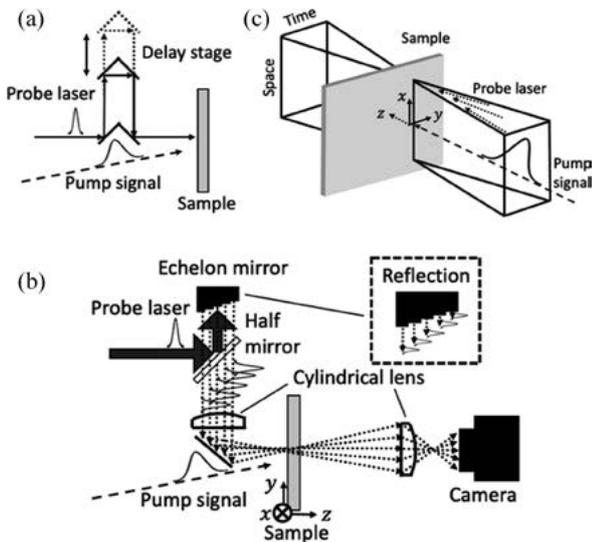


図6 (a)光学遅延ステージを用いた時間発展計測の原理図。(b)エシェロン式シングルショット計測の原理図。(c)図(b)中のサンプル付近拡大図。

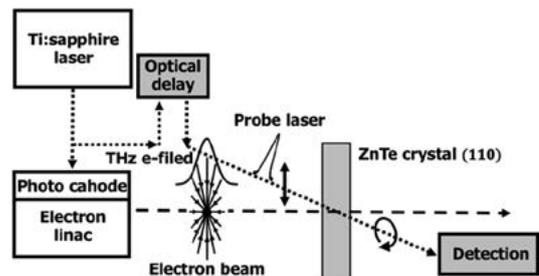


図7 実験セットアップ概略。パルス幅ピコ秒の電子ビーム周りの相対論的クーロン電場は進行方向に収縮し、ハーフサイクルのTHz電場として見なすことができる。図中のOptical delayとDetectionに関しては、二つの実験結果に対して、3節1・2で述べた手法の中からそれぞれ適宜変更する。

の中心軸は、 $x = 0$ mmに位置し、 y 方向に関してはZnTe結晶面上でプローブ光と一致する(図6(c)参照)。図8(a)中の電場はビームの中心に吸い込まれる向きをしている。着目すべきは、電場強度の等高線の形状であり、進行方向($\Delta z'$ 軸)に対して平面状に収縮している。これが、電磁気学における特殊相対性理論を特徴付ける、電場の収縮である。 $\Delta z'$ 軸の負側(電子ビームの結晶通過後)に見られる微弱な振動電場は、ZnTe結晶中でのプローブ光とTHz(相対論的クーロン)電場の一部の周波数成分との間で生じる位相不整合である。これは、1.6 THzに位置する音響横波モードに起因する[30]。図8(b)は実験結果を再現した、理論計算結果である。これは、電磁ポテンシャルのLorentz変換から導出される、点電荷が生成する三次元電場分布に対して、実験結果から推定された電子ビームの三次元密度分布で畳み込み積分した結果を、原点を含む二次元面で切り取ったものである。ここで、実験結果(図8(a))は、セットアップにおける金属境界の影響が無視できる程、境界に対して遠方(204 mm)で計測を行っているため、本来存在する電場分布の曲率(球面形状)は考慮していない。実験結果は、定量的に、理論計算結果と一致しており、実験結果の妥当性が確かめられた。

蛍光板に電子ビームを照射して生じる発光分布から得られる、電子ビームの密度分布から、ビーム直径は3.5 mmと得られた。また、図8(a)の電子ビーム周りの相対論的電場時空間分布からは、進行方向のサイズ(パルス幅)が0.22 mmと推定された。この大きなアスペクト(縦横)比 $3.5/0.22 \approx 16$ は、電子ビーム自体の進行方向における長さの収縮を示唆している。

5. 相対論的収縮電場生成過程の観察

次に、実験結果の二つ目である、相対論的収縮電場生成機構の観察を扱う。先の結果(図8(a, b))では、電磁

ポテンシャルのLorentz変換から導出される相対論的収縮電場に関する議論を行った。これは図3(b)中の $t \rightarrow \infty$ の場合に対応する。本節では、図3(b)中の $t = t_1, t_2, t_3$ で見られる、金属境界の影響で生じる、球面電場分布の発展を扱う。

本実験は、先の実験セットアップに対して、以下の変更を行った。電気光学検出としてバランス検出(3.1節(2))を行い、時間発展計測は光学遅延ステージを用いたマルチショット計測(3.2節(1)、時間分解能0.2 ps)によって行った。その際、図9(a)に示すように、空間分布の計測は、ZnTe結晶付近の光学系(結晶を含む)を小型定盤上に組み立て、それを自動ステージによって、電子ビームの伝搬軸に対して垂直に移動させることで、結晶上での電子ビームとプローブ光の距離を変更した($x = -3 \sim 13$ mm, ステップ間隔は1 mm)。さらに、ZnTe結晶前に、直径1 mmの穴を開けた、15 μ m厚のアルミフォイルを設置した(図9(b))。この穴を通してプローブ光をZnTe結晶に集光した。一方で、電子ビームはアルミフォイル面(金属境界)に入射・通過させることで、電場を遮蔽してから、距離 D ($= 5, 15, 25, 209$ mm)を伝搬した後に、生成された相対論的クーロン電場がZnTe結晶に印加されるようにした。つまり、ここで、アルミフォイルとZnTe結晶面との間の距離が D である。 $D = 5, 15, 25, 209$ mmの状況で、電気光学検出によって取得された電場時空間分布が図10(a-d)である。ここで、電子ビームの進行方向は、 z' 軸の正方向である。それぞれ $z' = D$ mm, $x = 0$ mmを先頭として、電子ビームの周りに、曲率を有する球面状の収縮電場分布が形成されている。この実験結果は、 $z = D$ に固定した平面で計測した時空間分布であり、時間を止めて二次元空間分布を取得している訳ではないことに注意されたい。この時、金属境界通過点を中心とした光速伝搬球面電場を計測すると仮定すると、計測される電場分布

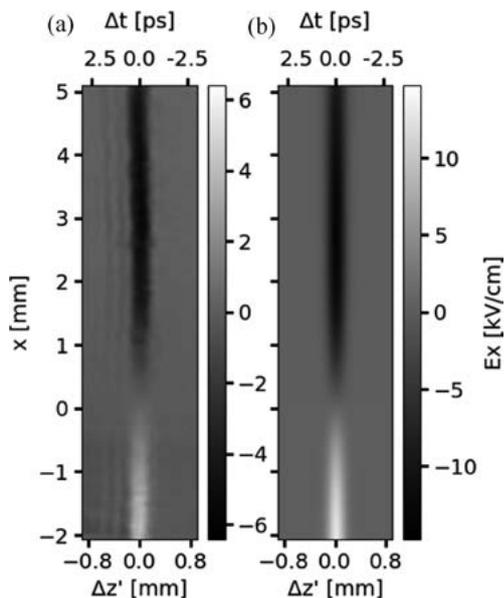


図8 高精度な相対論的クーロン電場の可視化。(a)実験結果。(b)理論計算結果。上の横軸 Δt に対して光速を乗じたものが横軸 $\Delta z'$ である。カラーバーはZnTe結晶面に平行方向(x 軸)の電場強度である。

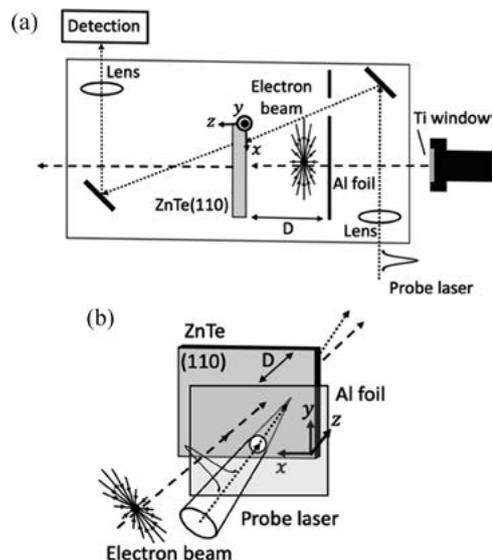


図9 (a)空間分布取得方法。図中の黒い四角で囲まれた電気光学結晶の周りの光学系は、小型光学定盤上に組み立て、自動ステージで電子ビームの伝搬軸に対して水平(x 方向)移動させる。(b)アルミフォイルを金属境界とした実験セットアップの概略図。

の形状は $z' = -\sqrt{x^2 + D^2} + 2D$ に従うことが理論的に導出される。後述するように、実験結果は、これと良い一致を示す。各データ中に、球面電場に対して約20 ps遅れて現れる信号は、 $z' = D$ mmで見られる球面電場のZnTe結晶中での多重反射である。図10(e-h)の二次元分布は実験結果(図10(a-d))を数値計算(Particle-in-cell simulation: PIC)によって再現したものである。図中には、実験結果で得られた電場のピークの時間(黒丸)と理論計算で導出される電場波面(黒色破線: $z' = -\sqrt{x^2 + D^2} + 2D$)を重ねてプロットしている。黒丸に対するエラーバーは、電子ビームとプローブ光の間に存在するジッター・ドリフトの効果に起因する。実験結果が理論結果・数値計算結果とエラーの範囲内で一致することが確かめられた。また、金属境界通過後の伝搬に伴い、球面電場の曲率が減少し、やがて平面波となることを観察した。これは、LWP理論における金属境界からの無限遠方解が、電磁ポテンシャルのLorentz変換から導出される平面状の収縮電場分布に漸近することの証左である(2.2節参照)。

6. レーザー核融合研究における電気光学検出の応用

本節では、電気光学検出の新たな応用としてレーザー核融合における超高速粒子計測について紹介する。レーザー核融合ではピコ秒オーダーの高速現象が数多く存在し、高速応答計測器の開発はいつの時代も求められてきた。ストリークカメラの時間分解能はせいぜい10 ps程度であるから、本稿で紹介されたようなサブピコ秒の時間分解能を有する超高速計測は大変魅力的である。一方、シンチレーターにくらべて電気光学検出は感度が大幅に低いというデメリットがある。またレーザー核融合実験では数時間に1発のシングルショット実験が行われるた

めシングルショット計測が必須となり、3-2節の(1)で紹介した、一般的なマルチパルスによる計測では適応できない。よって、これまでにレーザー核融合研究に電気光学検出が実用的に導入された例はない。

そこで、我々はレーザー核融合で発生する中性子をサブピコ秒の時間分解能で計測できる装置の開発を進めている。この装置は米国National Ignition Facility (NIF)で用いられることを念頭に開発を行っている。詳細は文献[31]をご覧くださいことにし、ここでは研究の背景と計測器の概要、将来計画について述べる。

NIFでは2022年12月に入力レーザーエネルギーを1.5倍上回る核融合エネルギー出力を実現し、ここで核融合プラズマの点火・燃焼が世界で初めて実現した[32]。核融合研究における60年の歴史上最大の快挙である。発電実証に向けて、さらに100倍のエネルギー出力をめざした研究が進められている。ここで最も重要な研究課題は、核融合燃焼の持続の制御である。現状核融合燃焼がいつ始まり、どれだけ持続し、いつ終わるのかを知ることが必要である。シミュレーションで予測される核融合燃焼持続時間はおよそ40 psであり、この間に中性子発生数が1000倍まで増加して直ちに減少していると予測されている。これを実測するには、中性子計測器に時間分解能1 psとダイナミックレンジ1000以上が備わっている必要がある。

図11(a, b)に我々が開発中の計測器の構成を示す。核融合プラズマ中心からごく近傍5 mmの位置に電気光学材料が設置されている。電気光学材料はレーザー核融合ショットの直後にプラズマによる熱風で吹き飛んでしまうため、ショットごとに付け替えるようになっている。電気光学材料の種類は、3章で取り上げられたZnTeの他、より感度の高いDASTなどポッケルス効果を示す結晶や、電気

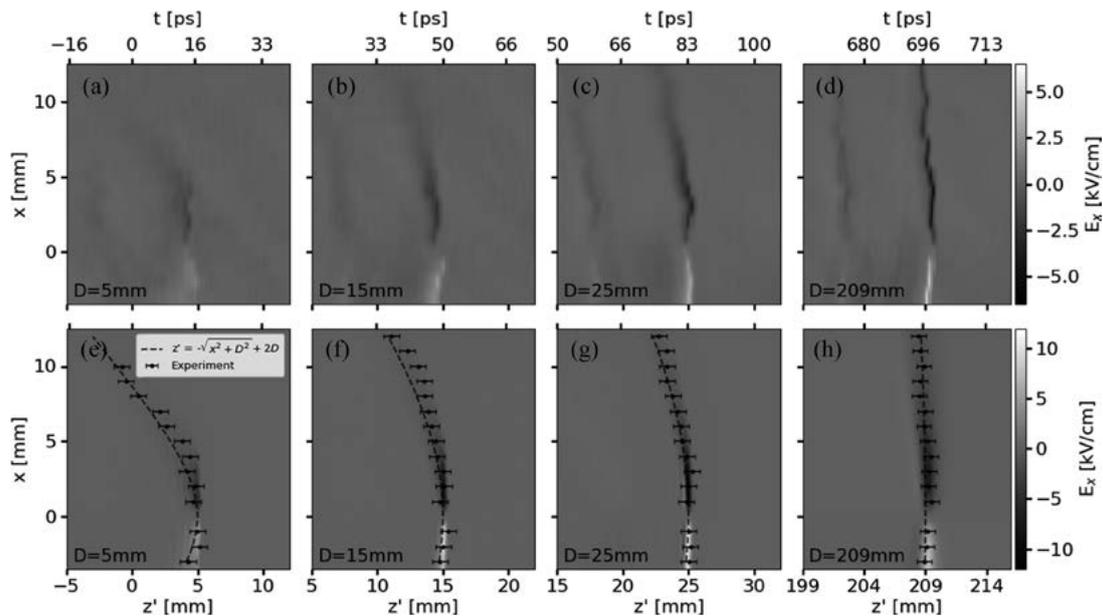


図10 (a-d)実験結果。アルミフォイルとZnTe結晶面の距離がそれぞれ $D = 5, 15, 25, 209$ mm。(e-h)数値計算結果(PIC)。金属境界からの伝搬距離がそれぞれ $D = 5, 15, 25, 209$ mm。図中エラーバーのついた黒丸は、実験結果における時間方向における電場の最大値の時刻。黒色波線は、電子ビームが金属境界を通過した地点を中心として、光速で伝搬する球面波を z 方向の距離 D で固定した平面上で計測した際の理論予想。

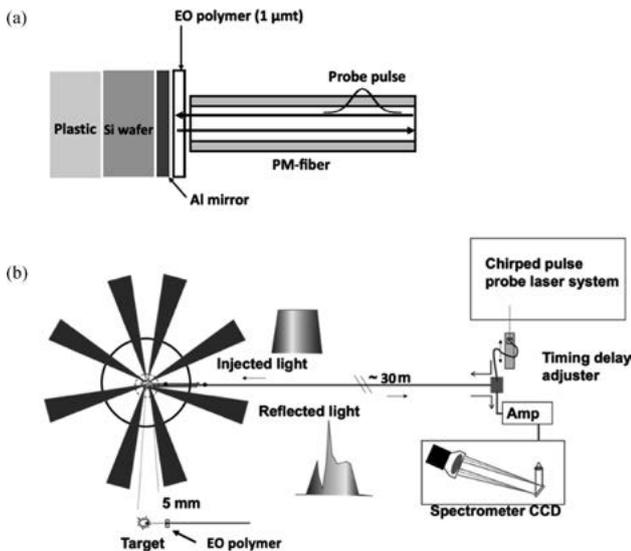


図11 (a)電気光学ポリマーセットアップ。(b)レーザー核融合実験における電気光学計測セットアップ。

光学ポリマー[33]と呼ばれるシュタルク効果を示す材料が検討されている。シュタルク効果は電場に比例して吸収スペクトルピークがシフトし、それによりプローブレーザーの透過率が変化することで強度変調を与えることができる。以下電気光学ポリマーを用いたセットアップについて記載する。電気光学ポリマーとはシュタルク効果を示すポリマー材料である。以下、電気光学ポリマーとは1 mm×1 mm×0.3 mmのシリコン基板の上にアルミミラーコートがあり、その上に1 μm厚の電気光学ポリマーがコートされたものに、シリコン基板側にプラスチック材料を付与した一式を指すことにする(図11(a))。電気光学ポリマーは、長さが30 mの1本の偏波保持シングルモードファイバーの一端に接続されている。ファイバーの另一端は遠方にあるレーザー装置(入射)および計測器(出射)と接続されている。プローブレーザーパルスは、電気光学ポリマー前面のアルミミラーコートによって反射されることで、1本のファイバー内を往復するようになっている。中性子は電気光学ポリマー手前で、プラスチック材料内でリコイルプロトンを生じ、そのプロトンが電気光学ポリマー手前のシリコンを帯電させて、この電場により電気光学効果を引き起こすようになっている。ファイバーによってプローブレーザーが入射され、電気光学ポリマーを通して反射して計測器に帰る。プローブレーザーは超短パルスレーザーを時間伸張させたチャープパルスになっており、計測は波長分解ドメインによる時間分解計測である。この基本原理はSTAMPとして知られている[34]。3.2の(2)で取り上げられたエシェロンミラーによる方式は1 ps以下の時間分解能で、比較的短い数十psの時間ウィンドウ計測に適する。一方、STAMP方式ではプローブレーザーパルスの波長を切り分けて計測することに起因して、時間分解能はエシェロンミラー式に劣るが、1ナノ秒の長い時間幅計測が可能である。さらに、光ファイバー計測が可能であり、核融合プラズマ近傍での計測が可能であるという利点がある。

我々が開発中のこの計測器では、中性子・ガンマ線・電子・イオンを5 psの時間分解能、700 psの時間幅、シングルショットで計測することができる。時間分解能はプローブレーザー波長幅で制限されているため、今後時間分解能を1 psまで改善する予定である。我々は、大阪大学レーザー科学研究所のLFEXを用いた実験で、中性子やガンマ線を短パルスで発生させる実験において、この計測器開発を進めている。原理実証装置が完成しており、実験データが取得され始めている。今後、研究の加速が期待される。

この計測はNIFにおける中性子計測のみならず、大阪大学の高速点火レーザー核融合においても重要な役割を果たす。高速点火による加熱によって、プラズマ中に熱波が伝搬する時の、温度の時間履歴の計測が期待されている。また、より基礎的な研究として、超高強度レーザーをターゲットに照射した時に、シース電場が発生し、ターゲット中を電子が往復しながら加速される現象が起こり、これにより高効率な電子加速が実現している[35]。この物理を探るために、電子発生時間履歴を観測することが期待されている。また超高強度レーザーによる粒子加速の研究では、イオン加速の時間変化の計測が期待されている。このように電気光学検出によるピコ秒の超高速計測はレーザー核融合研究において幅広い研究対象において期待されており、今後の展開が非常に楽しみである。

謝辞

本研究は、JSPS科研費(JP20H02206, JP19K05331, JP20H00364, JP19J207650)、核融合科学研究所共同研究(2021NIFS18KUGK125, 2022NIFS18KUGK125)、日本科学協会の笹川科学研究助成(2022-2021)、オートレース(2022M-225)の補助を受けて実施したものです。また、実験は大阪大学産業科学研究所附属量子ビーム科学研究施設からの協力を得て実施しました。

参考文献

- [1] A. Einstein, *Ann. Phys.* **17**, 891 (1905).
- [2] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 3rd edition (Wiley, New York, 1998).
- [3] A. Einstein, *Ann. Phys.* **49**, 769 (1916).
- [4] F.W. Dyson *et al.*, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* **220**, 291 (1920).
- [5] B.P. Abbott *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 061102 (2016).
- [6] K. Akiyama *et al.*, *Astrophys. J.* **875**, L1 (2019).
- [7] M. Takamoto *et al.*, *Nat. Photonics* **14**, 411 (2020).
- [8] B. Rossi and D.B. Hall, *Phys. Rev.* **59**, 223 (1941).
- [9] Y. Nishina *et al.*, *Nature* **146**, 24 (1940).
- [10] M.M. Rogers *et al.*, *Phys. Rev.* **57**, 379 (1940).
- [11] W.B. Sparks *et al.*, *Nature* **355**, 804 (1992).
- [12] P. Emma *et al.* *Nat. Photon.* **4**, 641 (2010).
- [13] D.H. Auston *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1555 (1984).
- [14] Q. Wu, and X.C. Zhang, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3523 (1995).
- [15] M. Nakajima, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 011907 (2008).

- [16] S. Ohkoshi *et al.*, Adv. Mater. **32**, 2004897 (2020).
 [17] G. Fitzky *et al.*, Phys. Rev. Lett. **127**, 107401 (2021).
 [18] V.C. Agulto *et al.*, Sci. Rep. **11**, 18129 (2021).
 [19] M.I. Bakunov *et al.*, Phys. Rev. B **76**, 085346 (2007).
 [20] G. Asai *et al.*, Opt. Express **29**, 3515 (2021).
 [21] P.R. Poulin and K.A. Nelson, Science **313**, 1756 (2006).
 [22] X. Yan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 3404 (2000).
 [23] I. Wilke *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 124801 (2002).
 [24] G. Berden *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 114802 (2004).
 [25] S. Casalbuoni *et al.*, Phys. Rev. Spec. Top. -Accel. Beams **11**, 072802 (2008).
 [26] Y. Okayasu *et al.*, Phys. Rev. Spec. Top. -Accel. Beams **16**, 052801 (2013).
 [27] M. Ota *et al.*, Appl. Phys. Express **14**, 26503 (2021).
 [28] M. Ota *et al.*, Nat. Phys. **18**, 1436 (2022).
 [29] I. Nozawa *et al.*, Phys. Rev. Spec. Top. -Accel. Beams **17**, 1 (2014).
 [30] G. Gallot *et al.*, Appl. Phys. Lett. **74**, 3450 (1999).
 [31] Y. Arikawa *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **91**, 063304 (2020).
 [32] A.B. Zylstra *et al.*, Nature **601**, 542 (2022).
 [33] T. Yamada *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **58**, 040901 (2019).
 [34] 神成文彦：プラズマ・核融合学会誌 **96**, 397 (2020).
 [35] 岩田夏弥：プラズマ・核融合学会誌 **95**, 379 (2019).



おお た ま さ と
太田 雅人

2023年4月より核融合科学研究所 助教。
 2021年大阪大学大学院理学研究科，博士（理学）修了。その後，大阪大学レーザー科学研究所にて特任研究員。専門分野は，相対論的プラズマ物理学。



あり かわ や す の ぶ
有川 安信

大阪大学レーザー科学研究所 准教授。
 ニュクリアフォトンクス研究グループリーダー，激光XII号-LFEXレーザー運用グループリーダー。今回執筆した核融合中性子計測の他に，最近は産業応用をめざした中性子発生の研究も展開している。



かん こう いち
菅 晃一

2023年4月より量子科学技術研究開発機構主任技術員。2009年大阪大学大学院工学研究科，博士（工学）修了。その後，大阪大学産業科学研究所において研究。専門分野は，超短パルス電子ビーム発生・計測，テラヘルツ計測，加速器開発の研究。



まつ い りゅうの すけ
松井 龍之介

三重大学大学院工学研究科 准教授。2004年大阪大学大学院工学研究科，博士（工学）修了。その後，ユタ大学物理学科にて博士研究員。2007年より現職。専門分野は，電子材料工学，有機エレクトロニクス・フォトンクス，メタマテリアル，テラヘルツ科学に関する研究に従事。



なか じま まこと
中嶋 誠

大阪大学レーザー科学研究所 准教授。
 2003年大阪大学大学院工学研究科，博士（工学）修了。2003年東京大学物性研究所助手，2012年千葉大学理学研究科准教授。2014年より現職。専門は，テラヘルツ工学，超高速分光，光物性，メタマテリアル。