小特集

電子加速器の小型化をめざしたレーザー加速器研究: X線自由電子レーザーへの挑戦

Laser Electron Accelerator Aiming at Miniaturization of Particle Accelerator: Application to Xray Free Electron Laser

1. はじめに

1. Introduction

佐野雄二 SANO Yuji 科学技術振興機構 (原稿受付:2019年1月27日)

レーザーは1960年の発明以来,分光や干渉による精密計 測法の開発,慣性核融合への応用,重力波の検出,光格子 時計の開発など広範な科学技術フロンティアの開拓に活用 されてきた.一方近年では,通信・計測・加工などの産業 および医療の発展に大きく貢献し,その市場は拡大の一途 を辿っている.核融合分野では,慣性核融合実験装置のド ライバーや磁場閉じ込め核融合実験装置の炉心プラズマ診 断(Lidarによる電子密度分布計測,トムソン散乱による電 子温度計測)等に使用されている.また,炉心プラズマ閉 じ込め用の超伝導コイル容器の製造にも,レーザー溶接が 活用されている.

光子はボーズ粒子であり空間電荷効果も生じないため, 理想的には波長程度の領域にレーザーのエネルギーを集中 することができる.また,超短パルスレーザーを使用すれ ば時間的にもエネルギーを集中することができる.高強度 のレーザーを真空中の希ガスジェットに集光すると強大な 電位勾配を持ったプラズマ波(航跡波)を誘起することが できる.そこに電子を入射すれば,あたかも波乗りをする サーファーのように電子はプラズマ波からエネルギーを受 け取り,瞬時に加速される[1].このプロセスをレーザー プラズマ加速あるいはレーザー航跡場加速などと称する. レーザープラズマ加速の加速勾配は100 GeV/mにも達し, 従来の加速器の千倍以上の加速勾配を有している.このた め,レーザープラズマ加速は加速器を大幅に小型化するた めの潜在的能力があると考えられる.

このような背景から、レーザープラズマ加速に関する研 Japan Science and Technology Agency, TOKYO 102-0076, Japan 究開発が国内外で精力的に進められている[2-4]. 欧米や 韓国などの諸外国ではペタワット(PW)を超える高出力の Ti:Sapphire レーザーを使用し, 4 GeV を超える加速エネル ギーを達成している. 我々は内閣府革新的研究開発推進プ ログラムImPACT「ユビキタス・パワーレーザーによる安 全・安心・長寿社会の実現」にて,安定で再現性が高くか つ将来の小型化を睨んだエネルギー効率の高い電子加速を めざした開発を行っている[4].

本ImPACTプログラムの構成を図1に示す.大阪大学は Pj-1A(レーザー加速要素技術開発)およびPj-1B(レーザー 加速統合プラットホーム)を担当し,小型のTi:Sapphire レーザー(40TW×2ビーム)を使用して世界で最も安定 で効率の高い電子加速を達成している(加速エネルギー 500 MeV).また,理化学研究所放射光科学研究センター 内にレーザープラズマ電子加速に特化した専用の実験プ ラットホーム(図2)を構築し,電子の多段加速実験を進 めている.

安定した電子加速を行うためには、レーザーや加速電子 の特性評価が不可欠であり、フェムト秒かつマイクロメー トルのオーダーでレーザーおよび電子ビームを計測・制御 する必要がある.このため量子科学技術研究開発機構 (QST)がPj-1D(ビーム計測・制御)を担当し、航跡波の 実時間計測などの計測・診断技術の開発を行い、プラット ホームにシステムを設置している.

レーザープラズマで加速された電子ビームをアンジュ レータに入射すれば,極短パルスの放射光源が実現する.

author's e-mail: yuji-sano@ims.ac.jp

そこで,高エネルギー加速器研究機構(KEK)が発明 し,国内外で広く使用されている真空封止型アンジュレー タの技術を更に発展させることにより,コンパクトな放射 光源の実現をめざした.このためKEKがPj-1C(マイクロ アンジュレータ)の開発を担当し,数十の磁極を一枚の磁 石板に書き込むことにより,モノリシックな極短周期アン ジュレータを実現した.

本小特集では、主にImPACTプログラムで開発を行って きたレーザープラズマ加速に関わる研究開発の概要を、以 下の構成で紹介する.

- 1. はじめに
- 2. レーザープラズマ電子加速の原理
- 3. レーザープラズマ電子加速の要素技術開発
- レーザープラズマ電子加速研究におけるレー ザー・プラズマと電子ビーム特性評価

- 5. 極短周期アンジュレータの開発
- 6. おわりに

紙面の制限もありレーザープラズマによる加速技術とそのX線自由電子レーザー(X-ray Free Electron Laser)への応用に的を絞り解説しているが、その他にも誘電体材料を加速空洞として使用し、強力なテラヘルツ波やレーザーをドライバーとすることにより、超小型電子加速器を実現しようとする試みも行われている。また、数フェムト秒というレーザープラズマ加速電子の短バンチ性を活用し、超高速の動的電子線回折に応用する試みも行われている[5]. また、3.で解説する通り、レーザープラズマにより電子加速部分の小型化は大きく進展しているものの、ドライバーには従来の高出力Ti:Sapphire レーザーを使用しているため、電子加速部分と比較してレーザー装置の小型化は遅れている。このため、加速用レーザーシステムの抜本的な性



図1 ImPACT におけるプログラム構成.



図2 レーザープラズマ電子加速実験プラットホーム.

能向上と小型化をめざした検討が2017年度より開始されている[6].

本小特集がレーザープラズマ加速に対する読者の理解を 助け、この分野の発展に寄与することを願っている.

参 考 文 献

- [1] T. Tajima and J.M. Dawson, Phys. Rev. Lett. 43, 267 (1979).
- [2] 「X線自由電子レーザー実現のためのレーザー加速:先端加速器との融合」 特集号 レーザー研究 45, No.2 (2017).
- [3] http://opicon.sakura.ne.jp/opic2018/ja/conferences/ heds, International Conference on High Energy Density

Science 2018, Yokohama, April 2018.

- [4] www.jst.go.jp/impact/program, 革新的研究開発推進 プログラム (ImPACT) ユビキタス・パワーレーザー による安全・安心・長寿社会の実現.
- [5] http://www.jst.go.jp/crest/laser/reserchers/ reserchers21.html#hosokai, CREST 先端光源を駆使し た光科学・光技術の融合展開「光制御極短シングル電 子パルスによる原子スケール動的イメージング」.
- [6] www.jst.go.jp/mirai/jp/program/large-scale-type/ index.html#theme01,未来社会創造事業 大規模プロ ジェクト型「粒子加速器の革新的な小型化及び高エネ ルギー化につながるレーザープラズマ加速技術」.



2. レーザープラズマ電子加速の原理

2. Principles of Laser-Plasma Electron Acceleration

益 田 伸 一 MASUDA Shinichi 高エネルギー加速器研究機構 (原稿受付:2019年5月24日)

プラズマに高強度極短レーザーパルスを集光することによって励起されるプラズマ波の加速勾配は, 100 GV/mに達することが可能であり,加速長を従来加速器の3桁近く短縮することができる.加速器の小型化 により,移動式加速器の実現やさらなる高エネルギー物理の開拓が期待される.ImPACT プログラムでは,将来 の小型 XFEL 開発のための小型電子加速器開発をめざすため,レーザープラズマ電子加速に基づく多段加速によ る安定な1 GeV電子加速を目標に研究が遂行された.本章では,高強度極短レーザーパルスのプラズマ中の伝搬, プラズマ波の励起,および電子のプラズマ波への入射と電子加速の原理,さらに多段加速について記述する.

Keywords:

electron acceleration, plasma wave, high intense short pulse laser

2.1 はじめに

レーザープラズマ電子加速は、プラズマにレーザーパル スを集光することによってプラズマ波を励起して、プラズ マ波の加速位相に電子を入射し、電子を加速する方法であ る[1,2]. プラズマには固体構造が無いため, 絶縁破壊等に よる加速勾配の制限が無く、100 GV/mの加速勾配を生じ ることが可能である.現在実用化されている高周波加速方 式の3桁近く加速長を短縮できるので、加速器施設の小型 化による移動式加速器の実現、高エネルギー物理学や放射 光科学研究のための施設建設費の抑制が期待されている. プラズマ波の波長は10fsのオーダーであるので、極短電子 バンチの発生源としても期待されている. ImPACT プログ ラムでは、従来の1/10のミリメートルオーダーの周期長の 極短周期アンジュレータ(本小特集の5章参照)を使用し た将来の小型 X 線自由電子レーザー (X-ray Free Electron Laser; XFEL) 開発のための小型電子加速器開発をめざす ため、レーザープラズマ電子加速に基づく多段加速による 安定な1GeV電子加速を目標に研究が遂行された.

レーザープラズマ電子加速実験の多くは、室温の中性ガ スをターゲットにして、高強度レーザーパルスをターゲッ トに集光する方法を取っている。ガスターゲットは、レー ザーパルスの電場によって電離してプラズマと成るが、集 光されたレーザーパルスのピーク強度は、ガス原子の光電 離に要する閾強度よりも遥かに高いので、電離はレーザー パルスの先端の裾野の部分で行われる。プラズマ波の励起 に係わるパルスのピークがプラズマに到達するまでにプラ ズマ電子密度分布が大きく変化をする時間はない。した がって、ガスターゲットの代わりに、同様の密度分布を持 つプラズマをターゲットにした場合とほぼ等価であると考 えられる.多くの理論・シミュレーション研究では、電離 過程は考慮せず、あらかじめ電離した状態に基づいてい る.また、プラズマ中の電子の運動は相対論的領域にあり、 ターゲットの温度は室温程度でありプラズマ温度は無視で きるので、冷たいプラズマの運動に基づいた理論検討が主 に成されている.

本章では、冷たいプラズマにレーザーパルスを集光した 時に起きる現象であるプラズマ中のレーザー伝搬、プラズ マ波励起、および電子入射と加速の原理、さらに多段加速 について述べる.

2.2 レーザーパルスのプラズマ中の伝搬

レーザープラズマ電子加速研究において,通常,レー ザーパルスは直線偏光した Gauss (TEM₀₀)モードが使用さ れる. *x-y-z* 直交座標系に於いて時間 *t* に,真空中を *z* 方向 に伝搬し *x* 方向に直線偏光しているレーザーパルスの電場 は,

$$E_{x}(x, y, z, t) = E_{0} \frac{w_{0}}{w} \exp\left(-\frac{x^{2} + y^{2}}{w^{2}}\right) S_{p}(z, t)$$
$$\times \exp(i\Psi) \qquad (1)$$

と近似できる. ここで,

$$\Psi = \omega t - kz - k \frac{x^2 + y^2}{2R} + \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_R}\right),$$

$$z_R = \frac{kw_0^2}{2}, \quad w = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}}, \quad R = z \left(1 + \frac{z_R^2}{z^2}\right)$$
(2)

High Energy Accelerator Research Organization, IBARAKI 305-0801, Japan

author's e-mail: shinichi.masuda@kek.jp

である. ω はレーザーパルスの中心角周波数である. k は それに対応する波数 (k = (0,0,k)) で, c を真空中の光の速 度として, $k = \omega/c$ の関係がある. τ_L はレーザーのパルス幅 を表す. E_0 は集光点での電場の振幅, w_0 は集光点でのレー ザーの進行方向に対する横方向の大きさである. $S_p(z,t)$ はレーザーパルスの時間構造を表す関数で,通常,

$$S_{\rm p}(z,t) = \exp\left(-\frac{(t-z/c)^2}{4\tau_{\rm L}^2}\right)$$
 (3)

や,

$$\begin{split} S_{\rm p}(z,t) \\ = \begin{cases} \cos \frac{\pi}{2\tau_{\rm L}}(t-z/c) & -\tau_{\rm L} \leq t-z/c \leq \tau_{\rm L} \\ 0 & t-z/c < -\tau_{\rm L}, \ \tau_{\rm L} < t-z/c \end{cases} \ (4) \end{split}$$

の様に定義される.式(4)の τ_L はレーザーパルスの電場を 電力に換算した時のパルス長の半値全幅に対応する.レー ザーパルスの縦方向の電場を無視できない場合は, $\nabla \cdot E = 0$ の関係より,

$$E_{z}(x, y, z, t) = -\frac{i}{k} \frac{\partial E_{x}}{\partial x}$$
$$= E_{0} \frac{w_{0}}{w} \left(i \frac{2x}{kw^{2}} - \frac{x}{R} \right) \exp\left(-\frac{x^{2} + y^{2}}{w^{2}}\right)$$
$$\times S_{p}(t) \exp\left(i\Psi\right)$$
(5)

の様な縦方向電場を考慮に入れる.レーザーパルスの縦方 向磁場については、 $B = (c/\omega)k \times E$ から、 $B_y = E_x$ となる. 縦方向磁場は、式(5)と同様に $\nabla \cdot B = 0$ から B_z を得られ る.レーザー強度は規格化ベクトルポテンシャル $a_0 = eE_0/mc\omega$ で表す.真空中のレーザーパルスのエンベ ロープは、図1(a)に示す様になる.レーザー光を収束する と、強度は焦点で最も高くなり、焦点の下流では回折によ り発散するので、レーザーパルスの集光強度を保てる空間 的な長さは、式(2)に示すレイリー長 z_R 程度になる.した がって、プラズマ波が励起される領域はレイリー長程度に 制限されるので、加速長も制限される.

しかし、大強度のレーザーパルスの場合、電子を相対論 的速度で振動させる結果として電子質量の増大により、 レーザーの伝搬軸を中心とする屈折率に実効的な分布を生 じ、レーザーパルスに収束効果を与え、レーザーパルスの 伝搬距離が伸張される.このために必要になるレーザーパ ルスの臨界出力は、

$$P_{\rm c} = 17.5 \left(\frac{\omega}{\omega_{\rm p}}\right)^2 [\rm{GW}] \tag{6}$$

とされる[3,4]. ここで、 ω_p は、プラズマ波の角周波数で、 プラズマ中の電子密度 n_e で決まるプラズマ振動数

$$\omega_{\rm p} = \sqrt{\frac{n_{\rm e}e^2}{m_{\rm e}\varepsilon_0}} \tag{7}$$

である.ここでeは m_e それぞれ電子の電荷, 質量, そして ϵ_0 は真空の誘電率である.例えば, 電子密度 10^{18} cm⁻³プラ ズマ振動数は, 5.6×10^{13} rad/s である.多くのレーザープ ラズマ電子加速実験で使われる中心波長 800 nm の Ti:Sapphire レーザーの角周波数は、~2.4×10¹⁵ rad/s なので、臨 海出力は32 TW となり、技術的に十分に達成可能な出力で ある.プラズマ中を自己収束して伝搬するレーザーパルス のエンベロープの一例を図1 (b)に示す.図1 (a)と同じ レーザーパルスをプラズマに照射しているが、自己収束効 果により伝搬長が延び、かつレーザー軸上の強度が高く なっていることがわかる.

また,あらかじめプラズマに密度チャンネルを作り屈折 率分布を与えることにより,レーザーの伝搬距離を伸ばす 方法が研究されている[5-8].本小特集の3章では,キャピ ラリ放電によるレーザーパルス導波について解説されてい る.

レーザーは電磁波であるのでプラズマ中の電磁場の横波 に対する分散関係 $\omega^2 = (ck)^2 + \omega_p^2$ より,プラズマ中を伝搬 するレーザーパルスの位相速度 v_p は,

$$\frac{v_{\rm p}}{c} = \frac{1}{c} \frac{\omega}{k} = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{\rm p}}{\omega}\right)^2}^{-1} \tag{8}$$

であり、真空中の光速*c*よりも速くなる.群速度*vg*は式
 (6)の逆数で、

$$\frac{v_{\rm g}}{c} = \frac{1}{c} \frac{\partial \omega}{\partial k} = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{\rm p}}{\omega}\right)^2} \tag{9}$$

となる. 厳密には, *a*₀ が1より非常に小さい線形領域では 式(8)および式(9)の様に書けるが, *a*₀ が1近く以上にな



図1 (a) 真空中のレーザー強度のエンベロープ.空間距離は、 レーザーの波数 k で規格化している.集光点でのレーザー 強度は ao=2である.(b) プラズマ中を伝搬するレーザーパ ルスの自己収束効果のある場合のレーザー強度のエンベ ロープ.ω/ωp≈15の条件下での2次元PICシミュレーショ ンの結果である.

る非線形領域においては、補正が必要になる[9,10]. $\omega_p = \omega$ になる時のプラズマ電子密度を臨界密度 n_c といい、 これより大きな電子密度の時に式(8)および(9)は虚数と なり、レーザーパルスは、プラズマ中を伝搬できなくなる.

2.3 プラズマ波の励起

プラズマは電子とイオンに電離した状態であるが、レー ザープラズマ電子加速においては、イオンの質量が重いた め電子の運動のみを考慮することが普通である. プラズマ に集光されたレーザーパルスは、プラズマ中の電子に振動 運動を起こし、レーザーパルスの強度分布による動重力に より、レーザーパルスの進行する領域からプラズマ中の電 子を排除する.排除された電子は、後に残されたイオンと の荷電分離により生じる電場により引き戻される. その結 果,前述したレーザー電場による振動とは異なる集団的な 電子のプラズマ振動が生じる.このプラズマ振動は、レー ザーパルスのプラズマ中の進行によって励起されるので, プラズマ振動の位相はレーザーパルスに引きずられること になり、結果として式(9)に示すレーザーパルスの群速 度と同じ位相速度でレーザーパルスと共に進行する電子の 疎密波が励起され、それに伴ってプラズマ波が生じる. レーザーの電磁場が横波(電磁波)であったのに対してプ ラズマ波の電磁場は縦波(静電波)になる.レーザーパル スによって励起されるプラズマ波の角周波数は、式(7) のプラズマ振動数ωpに一致する.

プラズマ波の振幅や波形は、励起レーザーパルスのパル ス長や振幅によって変化する.パルス幅がプラズマ波長程 度の領域にある場合, 共鳴条件を満たす時に効率よくプラ ズマ波を励起することができる.図2にレーザーパルスの ピーク強度を $a_0 = 0.5$ としたときに、パルス幅を $\omega \tau_{\rm L} = 20 \sim 150 \ (\omega_{\rm p} \tau_{\rm L} \approx 0.5 \sim 5)$ の範囲で変えた場合に励 起されるプラズマ波の電場を示す. プラズマの電子密度の 初期値は、 $n_e/n_c = 0.001$ としている。 $\omega \tau_L = 60 \sim 100$ $(\omega_{p}\tau_{I} \approx 2 \sim 3)$ でほぼ同じ振幅のプラズマ波が励起されて いるが、この範囲外ではプラズマ波振幅が急激に小さくな ることがわかる.図3に、同じ密度のプラズマに、パルス 長 $\omega \tau_{\rm L} = 80$ で異なる a_0 を持つレーザーパルスを伝搬させた 時のプラズマ波の電場と電子密度を示す. a₀ が小さい時は 密度揺動を摂動として扱えるので、図3(a)(図2(c)と同 じ条件)のようにプラズマ波の電場および密度は正弦波的 である. 図3(a), (b), および(c)に示すように, *a*₀を大き くしていくと、レーザーパルスによって排除される電子が 多くなり密度揺動の振幅が初期密度と比べて無視できない 領域では、密度分布はスパイク状になり、電場はノコギリ 波状になる. a₀の増加と共にプラズマ波長が長くなる効果 とプラズマは振幅の減衰も見られる. さらに振幅が

$$E_{\rm WB} = \sqrt{2} \left(\gamma_{\rm p} - 1\right) E_{\rm WB0} \tag{10}$$

を超えるとプラズマ波破砕が生じる[8,11,12]. ここで,

$$\gamma_{\rm p} = \frac{1}{\sqrt{1 - v_{\rm g}^2/c^2}}, \qquad E_{\rm WB0} = \frac{m_{\rm e}c\omega_{\rm p}}{e} \tag{11}$$



図2 プラズマ中にパルス幅の異なるレーザーパルスを伝播させたときに励起されるプラズマ波の電場.1次元 PIC シミュレーションによる結果.レーザーパルスの時間構造は、式(4)の波形に対応している.ωτL はそれぞれ(a)20,(b)60,(c)80,(d)100,(e)150である.レーザー強度はa0=0.5で、電子密度の初期値は、n_e/n_c=0.001としている.

である.図1,図2に示したプラズマ波は、レーザー航跡 場とも呼ばれる.

2.4 電子のプラズマ波への入射と加速

プラズマ波による電子加速を行うためには、プラズマ波 の加速位相に補足されるエネルギーを持ち、エネルギー広 がりが小さく、そしてプラズマ波長よりも短い電子バンチ を適切なタイミングで入射する必要がある.別の加速器か ら供給される電子バンチを入射する外部入射の場合は、電 子バンチ長やタイミングジッターが共に10fs以下のもの が要求されるが、この様な精度で行われた実験はまだ存在 しない.特に高精度同期の問題は、今後の開発要素の一つ である.

非線形プラズマ波の破砕が起こるとそれに伴って電子の プラズマ波への自己入射が生じる[13]. 図3(d)に示すよ



図3 プラズマにピーク強度の異なるレーザーパルスを伝播させたときに励起されるプラズマ波の電場と電子密度.レーザーパルス強度 a0 はそれぞれ、(a) 0.5、(b) 1.0、(c) 1.5、(b) 2.0 である.パルス幅はωτ_L=80で、初期電子密度はn_e/n_c=0.001 である.(a) は、図2(c) と同じ条件である.

うに電子密度がスパイク状になり,波の破砕を起こし電子 が加速位相に入射される.レーザープラズマ電子加速の実 験の多くは,自己入射によるものである[14-33].この方法 では,プラズマ波の励起,電子入射,および電子加速を一 つのレーザーパルスで駆動することができる.しかしなが ら,非線形領域でのプラズマ波の制御は極めて難しい.非 線形プラズマ波励起では,レーザーパラメータやプラズマ 密度のわずかな変動に極めて敏感なので,レーザーシステ ムやプラズマ供給システムの安定化が非常に重要である. これに対して,レーザーパルスの進行方向に,プラズマ密 度分布の段差を作って電子の自己入射を行う方法が提案さ れている[34-37].これらの方法では,線形領域のプラズ マ波への入射が可能である.

その他の電子入射方法として、プラズマ波励起のための

主となるレーザーパルスとは別に複数のレーザーパルスを プラズマに入射してプラズマ波への電子入射を行う光学的 入射方式が提案されている[38-40].これらの内,主レー ザーパルスに対向するレーザーパルスをプラズマに入射す る方法[39]が,実験的にも一定の成功を収めている [41,42].

2.5 多段加速

以上に記述した様に,高強度極短レーザパルスによるプ ラズマ中のレーザー伝搬,プラズマ波励起,およびプラズ マ波への電子入射と補足,プラズマ波に捕捉された電子の 加速が,レーザープラズマ電子加速の過程である.前述し たように,一つのレーザーパルスをプラズマに集光して, プラズマ波励起とプラズマ波への電子入射をし,さらに電 子加速を安定に行うのは難しいことがこれまでの研究で明 らかである.レーザープラズマ電子加速による電子発生, 電子入射,および電子加速の過程を分離して,それぞれを 制御することが重要である.また,加速部を追加していく 事により,さらに高エネルギーの電子加速を行うことがで きる.ImPACTプログラムのレーザープラズマ電子加速開 発では,図4に示すような多段加速による1GeV電子バン チ発生が目標とされた[43].以下に多段加速の概要を述べ る.

初段の電子バンチ発生部では、プラズマに非線形領域の 強度のレーザーパルスを集光しプラズマ波励起およびプラ ズマ波破砕を引き起こす.この結果、プラズマ波にプラズ マ中の電子を自己入射し、熱的エネルギー分布を持った大 電荷を持つ極短電子バンチを発生する.この時のエネル ギー分布は連続スペクトルになるので、二極磁石を組み合 わせたシケイン、あるいはソレノイドまたは四極磁石を組 み合わせた電子輸送系と、スリットやピンホールを使用し てエネルギー選別し単色電子ビームを切り出す.この方法 による電子源は非線形プラズマ波を利用するが、安定な電 子源となり得ることが最近の研究によって期待されている [44].

多段加速の後段は、2段目の位相回転部と3段目の追加 速部から構成される.初段で切り出された電子バンチの持 つエネルギー広がりにより、電子バンチの伝搬距離に応じ て電子バンチ長が長くなるので、2段目のレーザープラズ マ電子加速によって電子バンチ長の位相回転による圧縮を 行う.3段目のブースター部では、圧縮された電子バンチ をプラズマ波の加速位相に入射して追加速を行う.ここで 2段目および3段目に線形領域のプラズマ波を励起するこ とにより、安定化が期待できる.また、1段目の電子源を



図4 多段レーザープラズマ電子加速の概念図.

駆動するレーザーパルスと同じ光源を同期に使用する事に よりタイミングジッターを最小にすることができる.

2段目,3段目の部分を下流に追加していくことによ り,より高エネルギー領域のレーザープラズマ電子加速の 実現が期待される.このためには、レーザーのパラメータ、 レーザーの集光点でのポインティング,およびプラズマ密 度分布の高精度な再現性を実現しなければならない.

2.6 おわりに

レーザープラズマ相互作用は複雑な過程である.解析的 に解けるのは、時間と共に変化しないレーザーパルスに対 する場合で、線形領域 $(a_0 \ll 1)$ ではプラズマ波励起の3 次元問題、非線形領域 $(a_0 \ge 1)$ では1次元問題に対して、 解が存在していることが知られている.しかしながら、 レーザーパルスの時間発展を含めたレーザープラズマ相互 作用を自己無撞着に解くためには、数値計算によるシミュ レーションが必要になる.本章ではレーザープラズマ電子 加速の原理を理解するための最低限の知識をまとめたつも りであるが、本章で扱わなかった事項やさらに詳しいレー ザープラズマ電子加速の原理については、文献[1]および [2]を参照されたい.

謝 辞

本章で紹介した多段加速の研究の一部は,総合科学技術・イノベーション会議により制度設計された革新的研究 開発推進プログラム (ImPACT) により,科学技術振興機 構を通した委託によるものが含まれている.

参考文献

- [1] E. Esarey et al., Rev. Mod. Phys. 81, 1229 (2009).
- [2] 小方 厚 他:レーザーとプラズマと粒子ビーム (大阪 大学出版会, 2012).
- [3] P. Sprangle and C.-M. Tang, IEEE Trans. Plasma Sci. 15, 145 (1987).
- [4] W. Leemans et. al., IEEE Trans. Plasma Sci. 24, 331 (1996).
- [5] A. Zigler et al., J. Opt. Soc. Am. B 13, 68 (1996).
- [6] T. Hosokai *et al.*, Opt. Lett. **25**, 10 (2000).
- [7] K. Nakamura et al., Phys. Plasmas 14, 056708 (2007).
- [8] J.M. Dawson, Phys. Rev. 113, 383 (1959).

- [9] C.D. Decker and W.B. Mori, Phys. Rev. Lett. 72, 490 (1994).
- [10] E. Esarey *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 3081 (2000).
- [11] E. Esarey and M. Pilloff, Phys. Plasmas 2, 1432 (1995).
- [12] T. Katsouleas and W.B. Mori, Phys. Rev. Lett. 61, 90 (1988).
- [13] S.V. Bulanov et al., Phys. Rev. Lett. 78, 4205 (1997).
- [14] S.P.D. Mangles *et al.*, Nature **431**, 535 (2004).
- [15] C.G.R. Geddes *et al.*, Nature **431**, 538 (2004).
- [16] J. Faure *et al.*, Nature **431**, 541 (2004).
- [17] E. Miura et al., Appl. Phys. Lett. 86, 251501 (2005).
- [18] V. Malka et al., Phys. Plasmas 12, 056702 (2005).
- [19] A. Yamazaki et al., Phys. Plasmas 12, 093101 (2005).
- [20] T. Hosokai et al., Phys. Rev. E 73, 036407 (2006).
- [21] C.-H. Hsieh et al., Phys. Rev. Lett. 96, 095001 (2006).
- [22] B. Hidding et al., Phys. Rev. Lett. 96, 105004 (2006).
- [23] S.P.D. Mangles *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 48, B83 (2006).
- [24] M. Mori et al., Phys. Rev. Lett. A 356, 146 (2006).
- [25] W.P. Leemance *et al.*, Nature Physics 2, 696 (2006).
- [26] S. Masuda et al., Phys. Plasmas 14, 023103 (2007).
- [27] T. Kameshima et al., Appl. Phys. Express 1, 066001 (2008).
- [28] N.A.M. Hafs et al., Nature Photonics 2, 571 (2008).
- [29] M. Mori *et al.*, Phis. Rev. ST Accel. Beams **12**, 082801 (2009).
- [30] E. Miura and S. Masuda, Appl. Phys. Express **2**, 126003 (2009).
- [31] T. Hosokai et al., Apple. Phys. Lett. 96, 121501 (2010).
- [32] N. Nakanii et al., Europhys. Lett. 113, 34002 (2016).
- [33] Y. Sakai et al., Phys. Rev. Accel. Beams 21, 101301 (2018).
- [34] J.U. Kim et al., Phys. Rev. E 69, 026409 (2004).
- [35] M.C. Thompson *et al.*, Phys. Rev. ST Accel. Beams 7, 011301 (2004).
- [36] T.-Y. Chen et al., Phys. Rev. Lett. 94, 115003 (2005).
- [37] K. Koyama *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 608, S51 (2009).
- [38] D. Umstadtter et al., Phys. Rev. Lett. 76, 2073 (1996).
- [39] E. Esarey et al., Phys. Rev. Lett. 79, 2682 (1997).
- [40] H. Kotaki et al., Phys. Plasmas 11, 3296 (2004).
- [41] J. Faure et al., Nature 444, 737 (2006).
- [42] H. Kotaki et al., Phys. Rev. Lett. 103, 194803 (2009).
- [43] T. Hosokai and Y. Sano, EuroNNAc and EuPRAXIA Workshop on a European Plasma Accelerator, Pisa, Italy, Jun. 29-July 1 (2016).
- [44] N. Nakanii *et al.*, SPIE Optics + Optelectronics 2015, Prague, Czech Republic, April 15 (2015).



3. レーザープラズマ電子加速の要素技術開発

3. Development of Key Technologies for Laser-Plasma Electron Acceleration

酒井泰雄¹⁾,金 展²⁾, PATHAK Naveen¹⁾,夏井拓也³⁾,吉田光宏³⁾,南部健一⁴⁾,

武藤俊哉⁴⁾,末田敬一¹⁾,ZHIDKOV Alexei³⁾,兒玉了祐⁵⁾,細貝知直^{1,2)}

SAKAI Yasuo¹, JIN Zhan², PATHAK Naveen¹, NATSUI Takuya³, YOSHIDA Mitsuhiro³,

NANBU Kenichi⁴⁾, MUTO Toshiya⁴⁾, SUEDA Keiichi¹⁾, ZHIDKOV Alexei³⁾,

KODAMA Ryousuke⁵⁾ and HOSOKAI Tomonao^{1, 2)}

¹⁾大阪大学産業科学研究所,²⁾理化学研究所放射光科学研究センター,³⁾高エネルギー加速器研究機構,

⁴⁾東北大学電子光理学研究センター,⁵⁾大阪大学レーザーエネルギー学研究センター,⁶⁾量子科学技術研究開発機構

(原稿受付:2019年7月1日)

レーザープラズマ電子加速器の実現に向けて安定で再現性の高いシステムをめざして研究開発が行われて いる.本章では、ImPACT プログラムで開発が進められた多段加速スキームを用いた電子加速の要素技術開発を 概説する.コンポーネントとなる超音速パルスガスジェットを用いた電子源,発生する電子バンチをエネルギー 選別する放電パルス駆動の電子ビーム光学系,及びビームを長距離加速するためのプラズマ光導波路の開発状況 を述べる.また、レーザー加速プラットフォームに構築された光源応用のためのパルス四重極磁気レンズを用い た電子ビーム輸送ラインを紹介する.

Keywords:

laser-wakefield acceleration (LWFA), pulse power, plasma-optical-guiding channel, beam transport

3.1 はじめに

レーザー航跡場電子加速 (Laser Wakefield Acceleration: LWFA[1]) では既に10GeV に迫る高エネルギー電子ビー ムの発生も実証されたものの[2],依然として実用に耐え る安定性(再現性)をもつ高エネルギー電子ビーム発生法 は確立されていない.本小特集第2章で解説された通り, これまで主として研究が進められてきた自己入射方式(例 えば、プラズマ波破砕による電子入射など)のLWFAでは 1つのガス標的中で電子入射と電子加速を単一のレーザー パルスで行う.標的ガス中に励起された非線形レーザー航 跡場中で電子の入射(生成)と加速が同時に起こり、高工 ネルギー電子ビームを発生する.しかし、大電荷の極短か つ単色の高エネルギー電子ビームを毎ショット再現性良く 生成するにはたくさんの課題がある. 例えば、電子ビーム の大電荷量化に適切な標的のプラズマ密度は、高エネル ギーをめざす場合の標的密度と異なり両立が難しいこと, フェムト秒(fs)スケールの極短電子パルスをレーザー航跡 場の極めて狭い(~10 fs 以下の)加速位相へ正確に入射す る必要があること、さらに、励起される加速場が制御の難 しい非線形航跡場であること、などである.これらを解決 する方策として、複数の高強度レーザーパルスでレーザー 航跡場を駆動し、その機能を電子入射と加速に分離(従来 加速器の電子銃と加速管に相当する)する多段レーザー航 跡場加速が提案されている[3]. ImPACT プログラムでは

X線自由電子レーザーのドライバー加速器をレーザー加速 で実現することを究極の目標に掲げ,まずは,リピータブ ルかつ安定な GeV 級のビーム発生を実現すべく多段レー ザー航跡場加速方式が採用された.同プログラムでは多段 レーザー航跡場加速の基本コンポーネント開発を大阪大学 の実験室にて実施し,その後,これらは理化学研究所播磨 キャンパスのレーザー加速プラットフォーム上でレーザー 加速ビームラインに組み込まれ,現在,多段レーザー航跡 場加速実験が実施されている.本章では,これら,多段 レーザー航跡場加速の基本コンポーネントおよび多段加速 実験について概説する.また,レーザー加速の電子ビーム をアンジュレータへ輸送するビームラインの開発状況につ いても紹介する.

3.2 レーザー加速プラットフォーム

3.2.1 多段加速のシステムの構成

本小特集第5章にて解説されるマイクロアンジュレーター を用い、1 keV のアンジュレータ放射を得ることを目標と するとき、電子ビームパラメータとしてエネルギー E>1 GeV,エネルギー拡がり $\Delta E/E < 1\%$,規格化横エミッ タンス: $\epsilon_{nr} < 1$ mm-mrad、パルス時間幅: $\tau \sim 10$ fs でバン チあたり電荷量 10 pC を最初の達成数値目標とし、これを 達成するためのレーザー加速プラットフォームが理化学研 究所播磨キャンパスに構築された.図1にレーザー加速プ

Institute of Scientific and Industrial Research, Osaka Univ., OSAKA 567-0047, Japan

corresponding author's e-mail: y.sakai@sanken.osaka-u.ac.jp

Special Topic Article



図1 安定な GeV 級電子ビーム発生ための多段レーザー航跡場加 速装置の概念図.

ラットフォームで構築された GeV 級電子ビーム発生のた めの多段レーザー航跡場加速装置の概念図を示す.真空容 器内で,上流部に超音速パルスガスジェットを標的とする 電子入射器,下流には放電プラズマチャネルで形成する光 導波路を標的とする追加速部,入射器と追加速部の間にソ レノイドを配置する.ソレノイドは入射器からの電子ビー ムのエネルギー選別と追加速部入口への集束を同時に行う.

LWFAでは、駆動レーザーの伝播軸上で電子ビームが加 速される.したがって、多段加速スキームでは入射電子 ビームの伝播軸と追加速航跡場を励起するレーザーの伝播 軸が正確に重なることが必要である. 追加速レーザー航跡 場の励起において、入射電子ビームの伝播軸上に追加速航 跡場の軸を放物面鏡 (Off-Axis Parabola: OAP) だけで高い 精度で一致させることはアライメントの技術上困難である ため、ビームの軸上に平面ミラーを配置し集光する光を一 度折り返して軸上に集光する. なお, 平面ミラーの中央部 には入射電子ビームが通過できるように直径5ミリ程度の 穴を設ける. 平面ミラーには誘電体多層膜ミラーを用いる が、ミラー表面のレーザー強度を損傷閾値以下とするよう に集光点から平面ミラーまでの距離を決定する. 安定かつ 再現性の高いビームの加速という観点からは、入射器から 追加速部までの距離はできるだけ短くすることが望ましい が、上記の理由より図1に示す本システムでは両者の距離 は約2mとなっている.多段加速では、入射器からの電子 ビームを高い生存率で正確に下流の追加速航跡場へ輸送す ることが最も大きな課題であり、レーザースポットと電子 ビームの位置安定性の確立が鍵となる.

入射器と追加速部,それぞれのレーザー航跡場を励起す る二つのレーザーパルスは正確に時間同期し,さらにそれ ぞれの航跡場の機能に最適化されたエネルギーとパルス幅 に調整される.なお,多段加速スキームでは,追加速部を モジュール化し段数を重ねていくことでより高い加速エネ ルギーをめざすことが原理的に可能である.ガスジェット 標的ほか各コンポーネントの詳細は本章3.3に譲る.

3.2.2 プラットフォームレーザー

レーザー加速プラットフォームには多段レーザー航跡場 加速のドライバーに特化した高強度レーザーシステムが構 築された.レーザーシステムの構成図を図2に示す.フロ ントエンドシステムにはチャープパルス増幅方式の



40 TW 級のチタンサファイア (Ti:Sapphire) レーザーを用 いる. 三つのレーザー航跡場の正確な時間同期を得るため に、フロントエンドシステムから射出されるレーザーパル スを三つのレーザーパルスに分岐した後にそれぞれ独立の 増幅器を用いて1パルス当たり1.5J,3J,14Jまで増幅す る. さらにそれぞれのレーザーパルスを各段のレーザー航 跡場に最適なパルス幅とチャープとする為にそれぞれ独立 にパルス圧縮を行う.システムは現在,1.5 J,3 Jのライン が稼働し二段での多段レーザー加速の実証実験が行われて いる. 最終的には、14 J ラインも稼働し、プラットホーム レーザーシステムから射出される三つのレーザーパルスは 電子入射、位相回転器、追加速の機能に特化したプラズマ 波を励起するため、それぞれ1パルス当たり1J-20fs、2J -20-50 fs (可変) 及び 10 J-20-100 fs (可変) に調整される. パルスの繰返しはそれぞれ初段 10 Hz, 二段 5 Hz, 三段 0.1 Hz である. 多段レーザー航跡場加速では複数のレーザー 航跡場の空間的な重ね合わせが安定かつ再現性の良い電子 ビーム発生にとって極めて重要である. このレーザー航跡 場同士の軸ずれを防ぐ為にレーザーパルスを伝送する全て の光学コンポーネントを一枚の光学テーブル上に配置する 構成を採用した. 同様の理由から三つのパルス圧縮器ユ ニットも真空容器中に設置した一枚の光学定盤上に並列に 配置した. さらに、外部からの振動を高いレベルで避ける ことを意図し、レーザーシステム、パルス圧縮器用真空容 器及びレーザー航跡場加速ビームライン等、全ての機器を 床板が強固な一枚の岩盤で構成されている旧 SCSS 加速器 トンネル内部に設置した.ただし振動の大きな真空ポンプ 類、排熱の大きな各種電源類、最終段アンプ用のポンプ レーザーはトンネル外に設置した.

3.2.3 多段レーザー加速の設計

超音速パルスガスジェットをレーザー標的とし非線形 レーザー航跡場で電子ビームを発生させるいわゆる従来型 のレーザー加速は、安定なガス標的の開発、プレパルス効 果の解明、プラズママイクロオプティクス (Plasma Micro-Optics: PMO)の実証などにより、電子ビームの品質と安定 性が飛躍的に向上しており[4]、これを入射器に用いる. そして、プラットフォームレーザーを駆動レーザーとして 多段レーザー航跡場加速を実施するために、追加速航跡場 の基本的な仕様に基づいて入射ビームパラメータを決定

し、PIC シミュレーションを用いて追加速航跡場を含むシ ステム全体の検討を実施した[5].シミュレーションに用 いた追加速航跡場へのレーザーパルス集光条件、入射電子 ビームのパラメータ,追加速航跡場のプラズマ密度を表1 に示す. 追加速には線形領域のレーザー航跡場を用いるた めプラズマ密度は5×10¹⁷cm⁻³程度となり,加速位相のアク セプタンスは30fs程度となる.入射器出口で準単色 (ΔE/E~3%),~10 fsの電子バンチを~2m下流の追加 速航跡場の加速位相(~30fs)に効率的に入射するために は、下流への伝搬(~2m)によるパルス伸長を考慮する と、ビームエネルギーは*E*~100 MeV 程度が必要とな る.図3に追加速部を軸方向に均一なプラズマ光導波路 チャネル(プラズマ密度5×10¹⁷ cm⁻³)とした場合のシ ミュレーション結果を示す.チャネル中には線形のレー ザー航跡場が励起されるとともに光導波効果によりビーム の加速利得は~300 MeV/cm となることが示唆された [5]. この数値計算結果を指針として,目標の1GeV電子 ビームを得るために、プラズマ密度5×10¹⁷ cm⁻³、長さ最 大5cmのプラズマ光導波路の開発を実施した.

3.3 要素技術開発

3.3.1 電子入射器

多段レーザー航跡場加速では入射電子ビームの高い再現 性と制御性が極めて重要となる.これまでの入射器開発で

表1 多段航跡場加速システム設計のために行われた PIC シミュ レーションのパラメータ.

Simulation Parameter	Value		
Laser Pulse for Booster	30 fs, 2 J		
Last Spot Size at Booster	40 µm (FWHM)		
Laser Intensity at Booster	$1 \times 10^{19} \mathrm{W cm^{-2}}$, (a ₀ =2.1)		
Elestron Energy (Injector Beam)	100 MeV		
Energy Spread	3 %		
Bunch Carge	10 pC		
Bunch Diameter	10 µm		
Bunch Length	10 µm		
Plasma Density	$5 \times 10^{17} {\rm cm}^{-3}$		
Delay between Laser pulse and Elec- tron Bunch	100 fs		



 図3 軸方向に均一なプラズマ光導波路チャネル(プラズマ密度 5×10¹⁷ cm⁻³)とした場合の(a):航跡場分布,および (b):電子ビームの加速利得(PIC計算).

は、高強度のメインレーザーパルスの安定な伝播を可能に して指向性の高い電子ビームの安定発生に大きく寄与する プラズママイクロオプティクス (Plasma Micro-Optics: PMO) が提案され,指向性の良い (<10 mrad),位置安定 性の良い (<0.5 mrad), 大電荷量 (>1 nC/shot) の電子 ビームを 30 MeV 以下のエネルギーレンジで容易に発生す ることが可能になった[6-9]. しかしながら, 3.2.3で述べ たとおり、レーザー加速プラットフォームにおける多段 レーザー加速では、数値シミュレーションによるシステム デザインから入射電子ビームに要求される条件としてエネ ルギー~100 MeV が必要である. そこで, 今回は入射電子 ビームの高エネルギー化のためのガス標的開発が実施され ている.超音速ノズル内の衝撃波で階段状の矩形密度分布 を作るガス標的を用い標的上流の高密度部にプラズマ波破 砕による電子入射部を,その後ろの低密度部に加速部を担 うレーザー航跡場を形成することで高エネルギー化を図 る.ノズルの構造は、全長4mm、のノズル内部で高密度領 域は上流部1mm,低密度領域部は3mmである.なお,プ ラズマ波破砕の発生する高密度部には PMO の技術がビー ムの安定化に寄与している.このガス標的によりエネル ギーレンジ70-100 MeV,の指向性の良い (<2 mrad) 電 子ビームが下流のビーム制御系(パルス駆動ソレノイド) を通し追加速航跡場へ輸送される.現状の100 MeV 入射電 子の位置安定性~4 mrad は PMO を用いた低エネルギーレ ンジの場合と比べても一桁以上悪く、集光光学系、ガス標 的の改良を含め入射器システム改良が鋭意進められてい る.

3.3.2 電子ビームのエネルギー選別・集束・輸送

入射器からの電子ビームをエネルギー選別し追加速レー ザー航跡場へと集束輸送するための電子ビームオプティク スとしてソレノイドレンズおよび偏向電磁石を用いた.

電子ビームの輸送においてゼロエミッタンスかつ近軸近 似を仮定すれば、ソレノイドレンズの焦点距離 f はよく知 られた関係式, $1/f = (eB_z/2\gamma m_e v_z)$ で定まる. ここで, B_z , γ, me 及び vz はそれぞれソレノイド軸方向磁場, ローレン ツ因子, 電子質量および電子速度である. 生成される電子 ビームの品質が理想的と仮定すると、数テスラ級のソレノ イド磁場を用意すれば100 MeV級の電子ビームを1 m以下 の焦点距離でエネルギー選別と集束が可能である.一方, 入射器の電子ビームは極短パルスであり、さらに、その繰 り返し率は最大でレーザーの繰り返し率の10Hzである. そのため、直流電流駆動のビームオプティクスは不要であ り、小型で強磁場の励磁が可能であるパルス大電流駆動の ソレノイドレンズを採用した.図4にビーム形成試験実験 の装置配置図を示す.集光強度2×10¹⁹ W/cm² (a₀ ~ 3)の Ti:Sapphire レーザーパルス (中心波長800 nm, エネルギー 450 mJ, パルス幅 (FWHM) 30 fs, 集光スポット (FWHM) 8 µm) を厚さ 1.2 mm, 密度 1×10¹⁹ cm⁻³の超音 速ヘリウムガスジェット標的に照射し電子ビームを生成し た.このビームをガスジェット標的の下流 20 cm の輸送軸 上に設置した長さ50 mm, 内径10 mmの励磁したパルス駆 動ソレノイドレンズ(最大励起磁場4T)に同期して入射



図4 パルス大電流駆動ソレノイドによるビーム形成試験実験の 装置配置図.(図中下部のスケールで,Tはガス標的,S はソレノイド,BMはビームモニタ,ESMは電子エネル ギー分析器).

し電子ビームのエネルギー選別と集束を同時に実施した. ビームの診断は電子エネルギー分析器およびビームモニタ (蛍光板撮影) により行った(図4中,ESMおよび BM).図5にソレノイドによるエネルギー選別あり(a), なし(b)の場合のESM蛍光板発光画像と,ビーム中央軸上 のラインプロットを示す.図5(a)では電子ビームは実効 温度25 MeVのエネルギー分布をもつが,図5(b)ではソレ ノイド磁場の効果によって中央値12.4 MeV,拡がり ΔE/E~3%(FWHM)のエネルギーを持つ電子が選別され ている.同時に,レンズ効果によってESMに輸送される電 荷量は約20倍となった[10].

図1に示したレーザー加速プラットフォームでは上記の パルス駆動ソレノイドが導入されているとともに,追加速 レーザー航跡場への輸送には改良がなされている. 上記の レンズを2つ用意し、入射器の電子発生点のスポットを追 加速部入口へ像転送する(縮小光学系の)ビーム光学系配 置を組むことによって、追加速部入射面でのビームの位置 安定化が図られている.これにより, 3.3.1で述べた電子入 射器単体では~4 mradの電子ビームの位置安定性を ~0.1 mrad に低減している. またパルス駆動ソレノイドに 加えて、レーザーの伝播軸上から外れた電子ビームの軌道 を補正するためにパルス駆動の小型の偏向電磁石を入射器 直後に設置した. レーザー軸から外れて射出される 100 MeV 級電子ビームの軌道は最大 30 mrad 程度まで補償 できる.上記の電子ビームオプティクスによって、レー ザー加速プラットフォームでは現状典型的には70 MeV (*ΔE*/*E* = 3%) 電荷2pCの電子ビームがスポット径 0.4 mm, 位置安定性0.1 mrad以下にて追加速レーザー航跡 場へ供給されている[11]. 追加速レーザー航跡場入口での レーザースポットサイズは直径~50 μm であることから, 多段加速のための入射電子ビームとしては、スポット径を さらに1桁近く小さくすることが課題である.ただし,最 近の研究において、追加速レーザー航跡場入口近傍に発生 する電離ガス中を入射器からの電子ビームが通過する際 に、自身が駆動するビーム航跡場による自己集束効果(プ ラズマレンズ効果)により電子ビーム径が1/10以上さらに 小さく集束するという実験結果が報告されている[12]. こ のビーム航跡場によるプラズマレンズ効果を追加速航跡場 へのファイナルフーカスに積極的に使用することにより入 射電子ビームの集束条件の大幅な緩和が見込める可能性も あるため、今後の開発が期待される.

3.3.3 プラズマ光導波路

3.2.2で述べた数値シミュレーション結果に基づき,追 加速のためのレーザー航跡場を励起する標的として、プラ ズマ密度5×10¹⁷ cm⁻³, 長さ5 cmのプラズマ光導波路を開 発した.一般に、レーザー航跡場加速では航跡場の励起さ れる長さ(加速長)がレーザーの回折効果によってレー リー長程度に制限されてしまう.したがって、より高い加 速エネルギー利得をめざす多段レーザー航跡場加速ではプ ラズマ光導波路を用いる.プラズマ光導波路とはプラズマ 中でレーザーを小さなスポットサイズのまま長距離伝搬さ せる技術である.一般に、分布屈折率光ファイバーのよう に,中心で屈折率が大きく,周辺にいくにしたがい屈折率 の小さくなる媒質をレーザーの通り道に沿って形成すれば レーザーは一定の半径のまま媒質中をガイドされる.角周 波数ωの電磁波に対するプラズマの屈折率Νは $N = [1 - (\omega_p/\omega)^2]^{1/2}$ の関係でプラズマの密度に依存する. ここで ω_p は、プラズマ周波数 $\omega_p = (e^2 n / \epsilon_0 m)^{1/2}$ である. た だし, n はプラズマ密度, e は電気素量, m は電子の質量, ϵ_0 は真空の誘電率である.したがって、レーザーの通り道



図5 ESM 蛍光板発光画像及びビーム中央軸上のラインプロット.(a) ソレノイドによるエネルギー選別なし、および(b) あり.エネルギー選別されるとともに軸上のビーム生存率 が向上していることがわかる.

に沿ってプラズマ密度が凹型分布を持つチャンネルを作れ ば光導波路特性を持たせレーザー光を集束したまま長距離 伝搬させることができる.これまで、GeV 級の加速をめざ すレーザー加速研究では、10 cm 級の長尺チャネルの安定 形成をめざすことから放電プラズマによるプラズマ光導波 路が競って開発され、キャピラリーと呼ばれる細管中のガ ス放電[13,14]や, 高速Zピンチ放電の収縮過程で形成され る凹型のプラズマ密度分布を用いた 高強度レーザーパル スのガイディング[15]が知られている。キャピラリー放電 を用いた自己入射 LWFA では既に 8 GeV に迫る高エネル ギー加速も報告されている[3]が、内径の小さなキャピラ リーは高強度レーザーによる内壁が損傷を受け易く長期間 の安定動作が期待できない.一方,高速Zピンチ方式は内 壁の損傷はないもののプラズマの高速収縮過程で形成され る光導波チャンネルの寿命が1ns程度と放電回路のスイッ チングジッターより短く、レーザーパルスとの安定な時間 同期をとることが困難である.

今回のプラズマ光導波路の開発においては、光導波チャ ンネルの寿命を100 ns 以上とする収縮速度の緩やかな Z ピンチ放電を用いることとし、緩やかな収縮では顕著に現 れる電磁流体不安定性の成長を抑制する(一般に、緩やか なピンチ放電では様々な電磁流体不安定性により径方向収 束力の軸方向不均一が伴う[16,17]) 工夫を行った. 放電の パルス波形を工夫し乙ピンチを駆動する大電流放電の前に 放電管内部に均一な予備電離プラズマを生成し、さらに放 電管軸方向に外部磁場を印加することなどにより安定な チャンネルを形成することができた[18].図6に高強度 レーザーパルスの光導波実験の概略図を示す. 長さ 50 mm, 内径 1 mm のセラミック製放電管の内部にヘリウ ムガスをソレノイドバルブにて導入し、その後 Z ピンチ放 電を開始しプラズマ光導波路を形成した.F/20の軸外し放 物面鏡 (OAP) により集光された Ti:Sapphire レーザー (中 心波長800 nm, パルス時間幅20 fs, パルスエネルギー最大 2J, 集光強度最大 10¹⁸ W/cm²) をキャピラリー管入り口面 に集光 (スポットサイズ (FWHM)~50 µm) し, 出口面の 透過光のプロファイルをCCDカメラにて計測した. 図7に CCD カメラにより計測された透過光の空間プロファイル を示す.図7(a)に示すように、プラズマ生成無し(チャン ネル形成なし)の場合、レーザーは放電管径いっぱいに広 がっている. なお,外側の多角形構造は放電により損傷し た電極エッジの形状を反映しており、同心円状の構造は放 電管内壁で多重反射したレーザー光の干渉による.図7



図6 高強度レーザーパルスの光導波実験の概略図.

(b)に示すようにプラズマ生成あり(チャンネル形成あり) の場合、入り口での集光径(FWHM~50 µm)を保ったま ま放電管出口に到達し、エネルギー透過率は~70%とな る. なお、放電管出口でのレーザースポットの位置変動は 10 urad 以下で入口でのレーザー集光スポットの位置変動 と同程度であることから, 放電チャネルの位置再現性は非 常に高いと推定される.この実験ではZ-ピンチプラズマ放 電により形成されたプラズマチャネルを用いて 10¹⁸ W/cm² の強度を超えるレーザーパルスを5 cm に渡り (レイリー長の20倍) 光導波できた.また、ヘリウムプラズ マの発光スペクトルの広がり(シュタルク広がり)より チャネルのプラズマ密度診断が実施され、設計指針の 5×10¹⁷-1×10¹⁸ cm⁻³の領域にて光導波されていることも 確かめられた.現在,Zピンチ放電光導波路装置は図1に 示したレーザー加速プラットフォームの多段加速システム に組み込まれ追加速実証実験が展開されている.実証実験 では、プラズマチャネル中のプラズマレンズ効果 (Active plasma lens[19]) も確認され、レーザーパルスと電子 ビームの両方を同時に効率的にガイドする最適条件が追求 されている.

3.4 レーザー加速プラットフォーム電子ビーム ライン

同プロジェクトでは多段レーザー航跡場加速開発と並行 してレーザー加速の GeV 級電子ビームを輸送するための 電子ビームラインの構築が進められた.これまでの GeV 級電子ビーム加速実験で得られたデータに基づき, E=1 GeV, dr/ds=1 mrad, $\varepsilon_r < 1$ mm-mrad の電子ビーム を想定して設計されている.図8に示すように、ビームラ インには電子発生点から1.8m及び4.6m下流に2セットの 四重極電磁石 DF (D (defocus) F (focus) のダブレット) (図中 Q-magnets) が配置されている. また, 電子ビームを 6.1 m 下流のマイクロアンジュレーターに輸送するため に、3台の偏向電磁石(図中STR-magnet)が配置された. 電子ビームの空間プロファイル診断器として3つの蛍光板 スクリーン (SCR1-3), 2.9 m 下流には電子スペクトロメー タ (図中 ESM) が配置された. ESM はスライド機構により ダイポール磁石の着脱が可能な構造になっており、ビーム 輸送時には磁場を印加せずドリフトチューブとして使用す ることが可能となっている.アンジュレーター入口での入



図7 CCD カメラにより計測された透過光の空間プロファイル. (a) プラズマ生成無し,および(b) プラズマ生成あり.ただし画像描画レベルは便宜上調整している.

Special Topic Article



図8 レーザー加速プラットフォーム電子ビーム輸送ラインの概略図. 図中 SCR1-3 は, それぞれ 250 MeV 電子ビームを用いた伝送試験時の各計測点(電子ビーム源からそれぞれ 4 m, 5.4 m, 7.2 m 地点)におけるビームスポット.

射ビームサイズが直径(FWHM)150 μm 以下となるように 輸送系は設計された. ビームラインの全長は7.5 m である. このビームラインでは DOFO ラティスとして高エネル ギー加速器研究機構にて開発されたパルス四重極電磁レン ズを採用している.四重極レンズは最大 330 A の通電で磁 場勾配 60 T/m を得る. 励磁時間幅は 3 ms であり LWFA により発生されるパルス電子ビーム (パルス幅100 fs以下) に対して充分な寿命を持つ.また,偏向電磁石は最大で1 mrad の軸ズレ角をもって輸送ラインへ入射される GeV 級ビームの補正を想定して、10 A 通電時に50 mTの中心磁 場を持つステアリングマグネットが採用された. ビームラ インの建設はすでに完了し、2018年12月には250 MeVの電 子ビームを用いて伝送試験が実施された.実験はプラット フォームレーザーの追加速航跡場の標的の位置(図中Electron source)に設置した超音速ヘリウムガスジェットを標 的にレーザー航跡場加速を実施し、その電子ビームを用い た. レーザー加速で得られた 250 MeV の電子ビームに適切 な収束力を印加することによって電子発生点からアンジュ レーター設置点直後まで再現性良く伝送された. 図8に, 典型的なビームスポットを示す.4m (SCR1), 5.4m (SCR 2), 7.2 m (SCR3) の各点においてピークスポット径は 300 μm以下にて伝送され、ビームラインの機能が確認された.

3.5 おわりに

本章で概説したように, ImPACT プログラムではレー ザープラズマ電子加速の実用をめざした要素技術開発がな された.3.3で概説した要素技術は,現在理研播磨キャンパ スに構築されたレーザー加速プラットフォーム上で統合さ れ安定な多段レーザー航跡場加速の実現に向けた最終段階 の研究開発が急ピッチで進められている.今後の展開が期 待される.

謝 辞

本研究は、内閣府技術革新開発プログラム ImPACT「ユ ビキタス・パワーレーザーによる安全・安心・長寿社会の 実現」の支援を戴き実施されたものである.暖かいご支援 とご指導をいただきましたプロジェクトマネージャーの佐 野雄二博士,またプログラムマネージャー補佐の三浦崇広 博士に篤く御礼申し上げます.並びに,一部はJST 未来社 会想像事業(大規模型)レーザープラズマ粒子加速開発 Grant No. JPMJMI17 A1 のご支援をいただき実施されたも のである.併せてご指導いただいておりますプロジェクト マネージャーの熊谷教孝博士に篤く御礼申し上げます.ま た,本章で紹介したプラットフォームは荻野純平,大塚崇 光,寺本高啓,中新信彦,中村浩隆,益田伸一,黄開,大 東出,神門正城,籔内俊毅,矢橋牧名博士,および理化学 研究所SPring-8エンジニアリングチーム皆様のご協力の下 に構築されました.心より御礼申し上げます.

参考文献

- [1] T. Tajima and J.M. Dawson, Phys. Rev. Lett 43, 267 (1979).
- [2] A. Gonsalves et al., Phys. Rev. Lett. 122, 084801 (2019).
- [3] A.J. Gonsalves et al., Nat. Phys. 7, 862 (2011).
- [4] 細貝知直 他:レーザー研究 45,71 (2017).
- [5] N. Pathak *et al.*, "Charge coupling in multi-stage laser wakefield acceleration" (submitting).
- [6] N. Nakanii *et al.*, Phys. Rev. ST Accel. Beams. 18, 021303 (2015).
- [7] T. Hosokai et al., Phys. Rev. Lett. 97, 075004 (2006).
- [8] T. Hosokai et al., Appl. Phys. Lett. 96, 121501 (2010).
- [9] Y. Mizuta et al., Phys. Rev. STAB. 15, 121301 (2012).
- [10] Y. Sakai et al., Phys. Rev. Accel. Beams. 21, 101301 (2018).
- [11] Y. Tanizawa *et al.*, "Study on electron beams injectors for multi-staged LWFA" HEDS2019, Yokohama.
- [12] Z. Jin, *et al.*, "Coupling Effects in Multi-Stage Laser Wakefield Acceleration of Electrons" (submitting)".
- [13] A. Butler et al., Phys. Rev. Lett. 28, 185003 (2002).
- [14] N. Bobrova et al., Phys. Rev. E65, 016407 (2001).
- [15] T. Hosokai et al., Opt. Lett. 25, 10 (2000).
- [16] 勝木 淳 他:プラズマ・核融合学会誌 81,231 (2005).
- [17] G. Niimi et al., IEEE Trans. Plasma Sci. 30, 616 (2002).
- [18] 特願2018-213150,光導波路形成方法,及び光導波路形 成装置,細貝知直,酒井泰雄,兒玉了祐.
- [19] G. Fubiani et al., Phys. Rev. E 73, 026402 (2006).



4. Evaluation of Laser-Plasma and Electron Beam Characteristics in the Laser-Plasma Electron Acceleration Research

神 門 正 城 KANDO Masaki 量子科学技術研究開発機構 (原稿受付:2019年6月17日)

高強度レーザー・極短パルスレーザーとプラズマを用いるレーザープラズマ電子加速の研究において、プラ ズマ、電子ビームの特性評価に用いられる手法について紹介する.レーザープラズマ加速では、プラズマ中に励 起される電子プラズマ波によって電子の捕捉(入射)と加速が起こるため、プラズマの計測も重要である.電子 ビームはレーザー加速器としては最も重要な対象であり、空間分布、角度、エミッタンス、電荷量、エネルギー、 バンチ長を計測する必要がある.これらのパラメータは高周波を用いた電子加速器でも計測されているため、そ の手法は大変参考になるが、強力なレーザー光、プラズマを用いているレーザープラズマ電子ビームの場合には そのまま使えないものもあるため、それらの注意点についても留意してレビューを行う.

Keywords:

laser plasma, high-intensity laser, electron acceleration, diagnostics, electron beam

4.1 はじめに

本章では、レーザープラズマ電子加速[1]で用いられる プラズマと電子ビーム特性の評価法について紹介する.プ ラズマは電子の供給元となり、プラズマ波により電子を加 速する媒体であり、その特性を測ることは安定な電子を得 る上で重要である.プラズマとしては電子密度,電子温度 などが重要であるが、加速に重要な電子プラズマ波または 電子密度変調が知りたい内容である. レーザープラズマ電 子加速は、もちろん電子加速器としての応用を考えられた ものであるから、電子ビーム特性を評価することは基本的 な事項である、ここでビーム性能とは、6次元位相空間の 分布(3次元座標とそれに共役な運動量)のことを指す. 例えば x-px などの 2 次元空間 (x は空間, px は x 方向の運 動量) への射影がいわゆる横方向エミッタンスと呼ばれる 量となる.6次元位相空間の分布を求める(計測する)こ とはビーム性能を完全に定義するものであるが、極めて難 しいし、実用上そこまで計測しなくとも何とかなるもので もある(用途による).したがって本章では、水平方向・垂 直方向エミッタンス,エネルギー,エネルギー分散,パル ス長及び電子数(電荷量)を測ることを目標とする. 究極 のビーム計測をめざすのであれば、もちろん、6次元空間 分布を計測することが目標であるが、それは本章の範囲を 超える.

4.2 レーザー・プラズマの計測

4.2.1 プラズマ源

レーザープラズマ電子加速で用いられるプラズマ源に は、真空中へパルスバルブによりガスを噴出する超音速の ガスジェット[2],微小な容器にガスを封入またはガスを 導入するガスセル[3],放電型ガスプラズマ[4]などがあ る.最後の例を除き、ガスの電離は強力なレーザー電場に よる電界電離[5]で行われ、用いるガスがHeやH₂などであ ればガスは完全電離していると考えてよい.プラズマ電子 密度は、用いられるレーザーの臨界密度の10⁻³から10⁻²倍 の密度がよく使われる.これはレーザーがプラズマに侵入 できることがまず必要であり、あとは加速エネルギー利 得、電子自己入射が起きる条件などにより決められる.プ ラズマ密度を下げれば必要な加速距離は長くなるがエネル ギー利得は増大する.

プラズマ電子温度は、電界電離により生成される比較的 低温のプラズマであるが、この分野では実験的に計測され た例はほとんどない.しかし、今後超低エミッタンスビー ムを生成する場合にはプラズマの温度が電子のエミッタン スの下限を決めるので重要になってくるであろう.

4.2.2 プラズマ計測

・密度計測

ターゲットの評価として事前に行う場合と,実際の加速 実験時に同時に計測する場合がある.プラズマ密度に関し ては,ガスジェットの場合,ガス密度を計測し,電離数を

National Institute for Quantum and Radiological Science and Technology, KYOTO 619-0215, Japan

author's e-mail: kando.masaki@qst.go.jp

仮定して求める場合が多い.ガス密度計測には,Mach-Zehnder型の干渉計などを用いてガス密度分布の線積分値 が得られる[6].実際のガス分布を求めるには,軸対象の ノズルの場合には Abel 変換が用いられ,非対称なノズル の場合にはノズルを回転させて干渉像を取得し, computerized tomography (CT)により解析を行う場合もある[7].

より長尺(>10 mm)のガスプラズマが必要な場合はガ スを小型のセルに封入するガスセルが使われるが、この場 合にも同様に上記の干渉計測は可能であるが、ガスのサイ ズが大きいために真空とガス領域の差が同時に計測できな いため、工夫が必要である.

他にもトムソン散乱による密度計測及びプラズマ温度計 測[8], ラマン散乱によるプラズマ周波数に相当するレー ザーの周波数変化などから計測が行われる[9].

・プラズマ波計測

レーザープラズマ加速ではプラズマ中に電子プラズマ波 (ラングミュア波)を励起して、その波が持つ縦方向(レー ザー進行方向)の電場で電子を加速する.したがって、こ のプラズマ波を計測することは極めて重要である.実際に は電子密度変調を計測することになり、これは密度差によ る屈折率差を用いて光でプローブされることが多い.

さてプラズマ波の群速度はゼロであるが、位相速度 は $v_{ph} \approx c(1-n_e/n_c)^{1/2}$ と表される.ここで、cは真空中 の光速度、 n_e , $n_c = \pi/(r_e\lambda^2)$ はそれぞれ、プラズマ電子密 度、レーザー光(波長 λ)に対する臨界密度、 r_e は古典電子 半径である.レーザー電子加速で用いられる密度 (10^{24} m⁻³~ 10^{25} m⁻³)では真空中の光速度(c)の99.97%~ 99.71%程度である.プラズマ周波数でいえばTHz領域で あり、この周波数で振動する密度変調を計測しなければな らない.これには主に2つの手法が考えられてきており、 まず進行速度に乗った系で計測する、縦方向の干渉計があ る.これは時間的に離れた2つのプローブ光を用いて位相 差を計測するものであり、分光器にて干渉がおきるため、 周波数領域干渉計と呼ばれている[10].現在ではこれを周 波数多重化させた周波数領域ホログラフィー法がある [11].この模式図を図1に示す.

もう1つの手法は、速い振動を見るために、短いパルス



図1 プラズマ波の計測の模式図.プラズマ波に対して同軸に入れた2つのチャープ光の干渉により計測する方法とプラズマ波の進行方向に対して90度方向から極短パルスプローブ光(<10 fs)にて計測する方法の2つを示した.</p>

長のプローブ光で振動を横方向からスナップショットで計 測する手法である[12](図1).電子ビームを作るパルス幅 30 fs 程度のレーザーを非線形光学効果(自己位相変調)に より帯域を拡げ,圧縮して10 fs以下のパルスをプローブ光 として用い,屈折率の空間二階微分に比例する強度差を用 いるシャドウグラフィー法がよく用いられている.我々 は,この方法に屈折率の空間一階微分に比例するシュリー レン法を用い,計測感度を上げることに成功している.こ の方法ではホログラフィー法に比べて高い密度領域 (~10²⁵ m⁻³)を得意としており,ホログラフィー法に比べ て複雑な解析が必要ではなく,直感的な画像が得られるの が特徴である.

レーザー以外にレーザー加速電子ビームをプローブ光と して、プラズマ波によって作られる電場・磁場によるイ メージング計測も行われている[13].

4.3 電子ビーム計測

電子ビーム計測においては、ビームサイズ(横方向ビー ム強度分布)、電荷量、電子ビームエネルギーとエネル ギー拡がり、バンチ長(縦方向ビーム強度分布)、エミッタ ンス(横方向・縦方向投影)、電子ビームとレーザーのタ イミング計測などがある.本章ではレーザー加速電子に用 いることができる手法を紹介する.

4.3.1 横方向ビーム計測

横方向空間分布は,表面を遮光し裏面に蛍光体を用いた スクリーンで計測される.蛍光体には比較的感度が高い, X線用増感紙(Gd₂O₂:Tb)が用いられるが[14],加速器で 用いられる YAG:Ce[15],アルミナ蛍光体[16]でも問題な い.加速器と異なり,強力なレーザー光(プラズマとの相 互作用後にはスペクトルが大きく拡がる),プラズマ発光 があるため,適切な遮光が必要となる.計測できる最小の ビームサイズは,蛍光体の厚さや光の内部散乱などにより 制限を受けるため,電子ビームが金属表面を通過するとき に発生する遷移放射光(Optical Transition Radiation)を用 いることもある[15].しかし,電荷量が数 pC と小さい レーザー加速ではあまり用いられていないが,大電荷量と なり,エミッタンスを精度良く計測する場合には重要に なってくる.

・横方向エミッタンス

ビーム品質として横方向のエミッタンスは、とくに小さ いサイズのビームが必要なX線自由電子レーザー用ドライ バー加速器や、ルミノシティが必要な衝突型加速器で重要 となる。例えば横方向エミッタンスは、位相空間の面積を π で割ったものが使われる。またよく使われるエミッタン スは、rms (root mean square) エミッタンスで

$\varepsilon_x = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx'^2 \rangle}$

と表される.ここで, $x, x' \cong p_x/p_z$ は、それぞれ個々のビーム横方向座標とその角度であり、()はビーム集団に対する 平均値である.力学的には1.で述べたように座標と運動 量で表される量で、ハミルトン系で記述される系ではリウ ビルの定理により保存力の系では保存量となる.加速器の 分野では角度が運動量に比例するために運動量の代わりに 角度が使われることが多い.また,この定義のままではエ ネルギーが増大したときにエミッタンスは小さくなるの で,エネルギーに依らないエミッタンス(規格化エミッタ ンスと呼ばれる) $\epsilon_{n,x} = \beta \gamma \epsilon_x$ が使われる.ここで, $\beta = v/c$ は粒子の光速に対する比, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ は粒子の相対論 のガンマ因子である.

エミッタンスを計測するには個々のビーム構成粒子の位 置と角度(全てを測る必要はなくサンプリングで十分)が わかればよい.したがって最も直感的な方法は pepper-pot 法と呼ばれる小さな穴の開いたマスクとスクリーンを用い て角度拡がりを計測する手法であり,低エネルギー電子に 対して用いられる[17].

簡単には発生点のビームサイズを計測し,発散角を計測 する方法も用いられている[18].これは加速器ではほとん ど用いられない精度が悪い計測ではあるが,おおよそのエ ミッタンスを評価するために用いられている.他には, Q-scan 法[19],エネルギー分析器に集束マグネットによ りスクリーン上に集束しエネルギー依存のサイズから計測 する方法[20]などがある.またレーザー加速ではまだ用い られていないが,多数箇所でのビームサイズ計測により求 めれることもできる.

レーザー電子加速では,規格化エミッタンスとして0.1~ 1 mm mrad という最先端の加速器に匹敵する高品質の値 が得られている.

4.3.2 電荷量計測

レーザー加速電子の電荷量はカレントトランスフォー マー(CT)や[21],4.3.1で示した蛍光板の発光量を較正す ることにより求められる[14].CTは通常の加速器で使用 されている機器であるが、レーザー加速の場合には、一般 に準単色電子とともに低エネルギーの発散角の大きな電子 が発生し、CTに当たるような状況となる.このような場合 には正常な信号が観測できないため、注意が必要である.

レーザー加速電子では、主に蛍光体の発光量で見積もら れることが多く、電荷量は数 pC から 500 pC のものが得ら れている.

4.3.3 エネルギー計測

電子のエネルギーは、図2のように電磁石や永久磁石で 作られる二極磁場により電子を偏向しその偏向位置を 4.3.1で示した蛍光板により電子空間分布することで求め る.予め磁場分布をマッピングし、数値計算して較正する ことが多い.レーザー加速電子の場合、イメージング条件 などは考慮されず、幅広のエネルギー範囲(~10 MeV - 数 GeV)を取得できるものの方が便利である.これはレー ザー加速電子ビームのエネルギー幅が広いこと、ショット 毎にエネルギーが大きく変わるからである.その代わりエ ネルギー計測の分解能は数%-10%程度となっている.ス リットを使い分解能を向上させることもできるが、レー ザー加速電子のポインティング安定性が悪いことから、磁 石入口に4.3.1のような蛍光板を置き入射角度を決めるダ ブルスクリーン法が有効である(電子発生点は集光位置な ので、0.1 mm もずれない).



図2 電子エネルギー分析器の模式図.

レーザー加速電子では図2のような装置を用いて,高エ ネルギーの電子(数MeVから数GeV)までの電子が計測さ れている.特に高エネルギー側は分解能が悪いため,入射 位置と角度を決めるダブルスクリーン法を用いるか,安定 な(軸ずれしない)ビームを用いなければ正確な電子エネ ルギーは求められない.

4.3.4 バンチ長計測・タイミング計測

電子ビームのバンチ長と電子ビームのドライブレーザー とのタイミング(と時間ジッター)の計測は、レーザー加 速の安定加速や、ポンプ・プローブ実験などの応用研究を 行う上で重要となる.

加速器やレーザー加速実験でバンチ長計測法について簡 単に表1にまとめた.それぞれに長所・短所があり,また フェムト秒オーダーのパルスを計測する決定的な手法の開 発が待たれている.安定な電子ビームを供給できる従来型 加速器ではレーザーでは繰り返し計測で問題ないが,ビー ムが不安定であるレーザー加速ではシングルショットで計 測できる手法が求められる.ここでは,我々が開発を行っ ている電気光学効果 (EO, electro-optic effect)を用いた手 法を簡単に紹介する.

EO 法では、電子ビームが誘起する電場により結晶中に

分類	手法	パンチ長計 測限界	電子ビーム への影響	シングル ショット 可能性	タイミング計測
電子からの 放射	ストリークカ メラ	>~500 fs	破壞的	च]	可(レーザー 同時計測)
電子からの 放射	コヒーレント遷 移放射光のス ペクトル計測	<1 fs 可	破壊的 (非破壊放 射もある)	च	不可
偏向法	高周波空洞	~数 fs(周 波 数などによる)	破壞的	च]	不可
偏向法	レーザー航跡場	~数 fs (電子 パンチ)	破壞的	न]	困難(計測に 影響)
プローブ光	コンプトン散乱	数 fs	非破壊	不可(多 数回)	困難(計測に 影響)
プローブ光	磁気光学効果 (ファラデー回転)	数 fs	非破壊	可能だが, 多数回が 基本	困難(計測に 影響)
プローブ光	電気光学効果 (ボッケルス効果)	>30 fs	非破壞	方法によ るが可	可, 方 法 に よっては困難 (計測に影響)

表1 様々な電子ビームバンチ長計測方の比較.

誘起される屈折率が空間的に非対称となり(電気光学効 果),結晶に同時に入射したレーザー光の偏光回転を計測 する.このプローブレーザーに時間情報をエンコードする 方式には様々な方法があり,スペクトル領域[22],時間領 域[23],空間領域[24,25]で情報をエンコードする方法が ある.プローブレーザーは、レーザー電子加速を行うポン プレーザーから分ければよいのでレーザー加速電子との親 和性は高い.一方,時間分解能は用いる電気光学結晶の厚 さや応答速度などで制限され,有機結晶を用いて分解能は 30 fs 程度とされている[26].

我々は、EO 結晶として GaP を用い、空間デコード法を レーザー加速電子に初めて用いた[25].図3のようにガス ジェットの出口直近に GaP を置き、数TW のレーザー光に 曝されないようにし、発生した電子ビームが結晶の横を通 過するようにし、プローブ光(~30 fs)を結晶に対して34度 の角度で入射させている。結晶の前後にはポラライザーを 設置し、電子の電場によりプローブ光の偏光変化をカメラ にて計測した。この手法では、時間情報はプローブ光の空 間座標にエンコードされるので、シングルショットの計測 が可能である。また、プローブ光は電子を発生させるレー ザーからビームスプリッタを用いて分岐して作っているた めジッターは原理的に零と考えることができ、レーザー光 と電子ビームのタイミング計測にも用いることができる。

我々はこのような配置で行った時に電子バンチのクーロン場がnearfieldであることから、従来加速器で使われている場合(far-field)の空間-時間依存式に修正が必要であることを発見し、修正式を提案している[25].

我々の最初の実験では電子ビームのエネルギーが低かっ たため(~30 MeV),クーロン場の相対論的縮約が大きく ないため,計測されたバンチ長は100 fs 程度であったが, エネルギーが高い場合に適用すれば sub 100fs が狙えると いう計算結果を得ている.また,レーザーと電子ビームの 発生にジッターや遅れが生じるという興味深い結果も得て いる.

レーザー電子加速では、表1に載せたコヒーレント遷移



図3 レーザー加速電子計測に用いたEO結晶の空間エンコード法.

放射のスペクトル計測により,数fsから数十fsの電子ビー ムが計測されているが,バンチ構造を含めてまだ十分に評 価されているとは言い難い.

4.4 まとめ

本章では、高強度・極短パルスレーザーとプラズマを用 いたレーザー航跡場加速における電子ビームやプラズマの 計測方法について紹介した.レーザー航跡場加速は、原理 提唱から40年、原理検証実験からも20年を超えた.プラズ マ計測という観点では、マイクロメートルの微小領域、 フェムト秒の高速現象という観測が難しい対象であるた め、当初から計測手段は限られており、粒子シミュレー ションによる解析に頼っている状況である.今後は実験的 に計測を行い、原理検証などを行っていく必要があると思 われる.

電子ビーム計測に関しては、電子ビームの安定性が向上 してからは計測精度も向上し、ほぼ全てのパラメータが計 測されるようになってきた.しかしながら、既存の加速器 のビームと比べて安定度が悪いこと(各パラメータの再現 度)や、単色性が悪いこと(>1%程度)、極短パルス性な どからまだまだ改良を行っていく必要がある.特に、レー ザー加速は実用的な加速器にできるかどうかが大きな課題 であり、ここで紹介したビームの計測手法に加え、新たな 手法により、ビーム性能を向上させること、及びそのため には基礎的な観点から考え直す必要もあると思われる.

謝 辞

本研究の一部は,総合科学技術イノベーション会議により制度設計された革新的研究開発推進プログラム (ImPACT)により,科学技術振興機構(JST)を通した委託を受けました.また,本研究の一部は,JST,未来社会創造事業,JPMJMI17A1の支援を受けたものです.

4.2.2, 4.3.4において計測した結果は, 黄開, 森道昭, 小瀧秀行, 林由紀雄, 中新信彦, Timur Esirkepov, James Koga, Sergei Bulanov 氏との共同の成果に基づいていま す.

また,研究活動を通した叱咤激励をいただいた佐野雄二 氏,熊谷教孝氏に感謝いたします.

参考文献

- T. Tajima and J.M. Dawson, Phys. Rev. Lett. 43, 267 (1979);
 E. Esarey *et al.*, Rev. Mod. Phys. 81, 1229 (2009).
- [2] T. Hosokai *et al.*, Proc. European Particle Accelerator Conference (EPAC 2002), 981, Paris, France (2002).
- [3] B.B. Pollock et al., Phys. Rev. Lett. 107, 045001 (2011).
- [4] T. Hosokai *et al.*, Opt. Lett. **25**, 10 (2000); A.J. Gonsalves *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 025002 (2007).
- [5] M. Protopapas et al., Rep. Prog. Phys. 60, 389 (1997).
- [6] V. Malka et al., Rev. Sci. Instrum. 71, 2329 (2000).
- [7] 梶野祥平:大阪大学修士論文 (2010).
- [8] H. Terauchi et al., J. Appl. Phys. 109, 053304 (2011).
- [9] M.D. Perry et al., Opt. Lett. 17, 523 (1992).
- [10] E. Tokunaga et al., Opt. Lett. 17, 1131 (1992); J.R. Marquès

et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 3566 (1996); C. W Siders *et al.*, ibid. 3570 (1996).

- [11] N.H. Matlis et al., Nat. Phys. 2, 749 (2006).
- [12] M.B. Schwab *et al.*, Appl. Phys. Lett. **103**, 191118 (2013);
 A. Sävert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **115**, 055002 (2015).
- [13] C.J. Zhang *et al.*, Sci. Rep. **6**, 29485 (2016).
- [14] Y. Glinec et al., Rev. Sci. Instrum. 77, 103301 (2006).
- [15] W.J. Berg *et al.*, Proc. XX. In. Linac. Conf., 159 (2000); H. Maesaka *et al.*, Proc. DIPAC, 11 (2009).
- [16] Y. Hosono *et al.*, Proc. 1st Part. Accel. Soc. Jpn. and the 29th Lin. Accel. Meeting Jpn., 607 (2004).
- [17] C.M.S. Sears et al., Phys. Rev. ST-AB, 13, 092803 (2010).

- [18] S. Kneip *et al.*, Phys. Rev. ST-AB **15**, 021302 (2012); G.R. Plateau *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 064802 (2012).
- [19] R. Weingartner et al., Phys. Rev. ST-AB 15, 111302 (2012).
- [20] S.K. Barber et al., Phys. Rev. Lett. 119, 104801 (2017).
- [21] K. Nakamura et al., Phys. Rev. ST-AB 14, 062801 (2011).
- [22] I. Wilke et al., Phys. Rev. Lett. 88, 124801 (2002).
- [23] G. Berden et al., Phys. Rev. Lett. 93, 114802 (2004).
- [24] A.L. Cavalieri et al., Phys. Rev. Lett. 94, 114801 (2005).
- [25] K. Huang *et al.*, Scientific Rep. 8, 2938 (2018); 神門正城 他, Proc. 15th PASJ Meeting, 637 (2018).
- [26] Y. Okayasu et al., Phys. Rev. ST-AB 16, 052801 (2013).



5. 極短周期アンジュレータの開発

5. Development of the Very Short Period Undulator

山本 樹

YAMAMOTO Shigeru 高エネルギー加速器研究機構,物質構造科学研究所,放射光科学研究施設 (原稿受付:2019年5月21日)

非常に短い周期を持つアンジュレータ磁石を製作する方法の探究と開発を行っている.周期長4mmを目標 に設定し、厚さ2mm長さ100mm程度の板状のNdFeB製磁石素材に、周期的交番磁気回路を高精度・高強度で 書き込む方式の開発を行った.実測磁場に基づく評価は、この磁場からの放射光が優れた輝度特性を持つことを 示している.数100mmを超える長尺のアンジュレータ磁場を生成するための板状磁石の適切な連結方法の開発 にも成功した.さらに開発した極短周期アンジュレータ(周期長4mm長さ100mm)とS-band線型加連器を用い た可視光(青色)アンジュレータ放射の観測を行った.

Keywords:

synchrotron radiation, undulator, free electron laser, very short period length

5.1 はじめに

アンジュレータ(挿入光源)は、光源加速器において走 行中の電子に周期磁場を印加することで周期運動を行わ せ、干渉効果によって放射の単色度と輝度および空間指向 性を著しく高める装置である.近年、国内外の主要な放射 光光源施設において、高輝度放射光源装置として重要な役 割をはたしている.

鉛直 (y-) 方向のアンジュレータ磁場 (周期長 λ_u), $B_y = B_0 \sin(2\pi z/\lambda_u)$ の中を z-方向に進行する電子は水平 (x-z) 面内で蛇行運動を行う.アンジュレータ軸上放射の k 次の波長 λ_k は,次式に示す様に λ_u に比例し,電子エネル ギー (ローレンツ因子) γ の自乗に逆比例して増減する.

$$\lambda_{\rm k} = \frac{\lambda_{\rm u}}{2{\rm k}\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2}\right) \tag{1}$$

ここで, $K = 93.4B_0$ (T) λ_u (m) はアンジュレータの偏向定数であり, アンジュレータ周期長 λ_u (m) と磁場強度 B_0 (T) によって定義される.したがって,与えられたエネルギー γ の電子からより短波長(高いエネルギー)の放射を得るには,より短い周期の磁場が必要になる.

放射光光源の進歩においては、より短い波長の光源開発 が常に要求されてきた.この様な光源を実現するために、 高エネルギー加速器研究機構(KEK)・物質構造科学研究 所(IMSS: Institute of Materials Structure Science)におい て筆者はこれまで、真空封止アンジュレータの発明・研究 開発を行い、より短い波長の放射光を生成できる光源の開 発を行って来た.真空封止アンジュレータにおいては、上 記のアンジュレータ磁場を生成する磁石を加速器の真空容 器内に収容することができ,アンジュレータ磁場を真空壁 を介さずに直接電子に印加することが可能になる.した がって,より狭い磁石間隔(ギャップ)における,より短 い周期でのアンジュレータの運用が可能になり,最新の磁 石素材性能を活用した最短のアンジュレータ周期長を実現 することが可能になる.

最初の成功は、6.5 GeV PF-AR (Photon Factory- Accumulation Ring, KEK) に設置された周期長4cmの真空封 止アンジュレータによって達成された[1,2]. このブレー クスルーに基づき,我々はさらに4台の真空封止アンジュ レータをPF-ARに設置した.上記アンジュレータの開発の 後,エネルギーのより低いPF (Photon Factory, KEK) 2.5 GeV リングにおいて10 keV 以上の放射光を生成するた めに、より短い周期をより狭いギャップで実現する短周期 真空封止アンジュレータ (Short Gap Undulator (SGU) と 命名)の開発を行い実用化した.これらのSGUは1cm から2cm 領域の周期長を持ち、PFの2.5 GeVの電子エネ ルギーでは、3次または5次高調波によって12 keVの硬X 線を生成できるように設計されている[3,4].

真空封止アンジュレータ技術は、その後世界に広まり PFのみならず、第3世代高輝度光源施設(加速エネルギー 6-8 GeV)において研究開発が続けられ、代表的には数 cmのアンジュレータ周期長が採用されている[5].ま た、この技術は、所謂コンパクト第3世代(加速エネル ギー3-4 GeV)においても広く採用され、ここでは2 cm 程度のアンジュレータ周期長が主流になっている[6].

上記の真空封止アンジュレータ開発の成功を踏まえて, 近年我々は更に低いエネルギーの光源加速器において,よ

High Energy Accelerator Research Organization, IBARAKI 305-0801, Japan

author's e-mail: shigeru.yamamoto@kek.jp

り低次のアンジュレータ放射を用いつつ,より高いエネル ギーの放射の実用化をめざして,"極短周期"アンジュレー タのための研究開発を行っている[7-12].ここで,"極短 周期"とは通常型アンジュレータの周期長(数 cm)の約 1/10の周期長とする.本研究では主に周期長 4 mm を目標 に設定し,幅20 mm×厚さ2 mm×長さ100 mm (25周期) (または152 mm (38周期))の板状のNdFeB 製磁性素材 に,周期的交番磁気回路を高精度・高強度で書き込む方式 の開発を行ってきた.着磁後に対向させた一対の磁石板の 間の隙間(磁石ギャップ)にアンジュレータ磁場を生成す ることができる.実測磁場に基づく評価は,このアンジュ レータ磁場からの放射光が優れた輝度特性を持つことを示 している.

この様な"極短周期"アンジュレータが実現されれば, 低エネルギー加速器における放射の高エネルギー化のみな らず,本小特集でめざすレーザー航跡場加速による電子線 形加速方式を用いた放射光源の小型化に非常に有用であ る.また,蓄積リング型光源においても,必然的に狭 ギャップでの動作になる"極短周期"アンジュレータの最 適化がなされれば,非常にコンパクト(かつ低コスト)な 光源開発が現実的なものになる[13].本報告では,上記 "極短周期"アンジュレータの原理と開発の現時点での到 達点について磁石の長尺化も含めて報告する.

5.2 極短周期長アンジュレータ磁場生成の原理

通常形式のアンジュレータにおいて磁場周期長の短縮を 試みる場合,アンジュレータ磁石列を構成する磁石ブロッ クの寸法をその(相対)精度を保ちつつ縮小することが必 要になる.しかし,周期長が通常の値(数10mm)から非 常に小さくなって,例えば10mmを下回るようになると, 上記の精度を保ちつつ磁石ブロックを製作することは難し くなり,この方式は成立しなくなる.更に磁石ブロックの 組立・設置に用いるボルト等の部品が小さくなりすぎて使 用に耐えなくなる.

極短周期アンジュレータ磁石を作成するために、上記と は対照的な全く新しい方法(多極着磁法)を開発した[7-12, 14-16].この着磁方法を概念的に図1に示した[8].高



図1 (a)板状磁石の直交着磁方式の概念的説明,(b)直交着磁方 式におけるアンジュレータ磁場の形成[8]. い残留磁束密度と保磁力を持ちアンジュレータ磁石として 適切な Nd-Fe-B 系材料で作成した磁石素材板を,周期的に 配置された(周期長4mm)ジグザグ型のワイヤで構成さ れる一対の電磁石によって挟み込む.これらの電磁石にパ ルス電流を印加することによって,N-極とS極が交互に周 期的間隔を置いて同時に形成され,磁石素材板への"転写" が行われる(図1(a)).着磁後の一対の磁石板を互いに対 向させることによって,磁石間の狭い隙間(ギャップ)に 周期的磁場(アンジュレータ磁場)が形成される(図1 (b))[7-9].図1(a)には磁化方向が磁石板表面に垂直の場 合を示した(直交着磁型).この場合の幾何学は磁気記録 媒体の垂直磁気記録方式と同様である.もう一つ(水平着 磁型)の幾何学も可能である.この場合は水平磁気記録方 式と同様,着磁は磁石板表面に平行に行われる.

現在は、より高精度の磁場周期長を得るために、上下一 対の着磁用電磁石(ヘッド)で挟まれた磁石素材板を長手 方向に高精度リニアモーターによってステップ状に送りな がら着磁する方式(閉回路制御によって送り精度 ±0.003 mmを達成)を採用している(図2参照[11]).着 磁用ヘッドは1極(半周期)磁場を生成できる電磁石であ る.リニアモーターによる磁石板のステップ送り幅は周期 磁場の半周期分(2 mm)とした.磁石板を送る際のステッ プ毎に着磁ヘッド電磁石に印加するパルス電流の方向を反 転することで、周期長4 mmのアンジュレータ磁場を生成 した.

このようにパルス電流を着磁ヘッド電磁石に印加するこ とで、そのステップ毎に磁石板中にN極とS極を交互に周 期的に連続して書き込むことができるようになった. 磁石素材板には、日立金属㈱製のNEOMAX素材を採用し ている.現状で2種類の形状の磁石板を製作することがで きる:第1の形状は、長さ100 mm、幅20 mm、厚さ2 mm であり、第2のものは、長さ152 mmで幅と厚さは同一で ある.

5.3 極短周期長アンジュレータ磁石の製作とス ペクトル計算に基づく磁場の評価

図2に示した方法で着磁を行った磁石板を図3に示した [14]:100mm長磁石;AおよびB(周期数25)[9], 152mm長磁石;E1およびE2(周期数38)[10-12].磁石 表面は,加速器真空中にこの磁石を持ち込む際の真空封止 のためにTiNコートされている.図3では各磁石は吸着事 故防止のために,アクリル樹脂製のケースに収納してい



図2 リニアモーターを採用した直交着磁型多極着磁方式の概念 的説明[11].



(a) 着磁後の磁石板: 100 mm×20 mm×2 mm; 25 periods





図 3 TiN コートされた着磁後の磁石板(周期長 4 mm). (a) 長 さ 100 mm の磁石板 A と B,および(b) 長さ 152 mm の磁 石板 E1 と E2[14].

る.着磁後の磁場のパターンが磁気観察シートを通して, BとE2の磁石について観察できる.図3の着磁例は,周期 長4mmのアンジュレータ磁場として25から38周期が放射 光実験の実用上の使用に耐える周期数であるならば,"モ ノリシック"アンジュレータ磁石も利用できるようになっ たことを示している.さらに,これらの板状磁石の製作は アンジュレータの小型化・重量削減にも有用であり,最終 的にはNd-Fe-B磁石の主要成分である希土類元素を含む重 要な資源の保全にも役立つ.

上述のようにして作成した板状磁石一対を互いに平行に 対向して配置すると、磁石板間の狭いギャップにアンジュ レータ磁場が生成される(図1(b)).この磁石板の性能評 価を行うためにホール素子を用いたアンジュレータ磁場の 精密測定を行った.ホール素子の空間分解能(感受領域) は 0.05 mm×0.05 mm である.

磁場測定の結果を図4に示した[14].磁場測定は 152 mm 長磁石板のペア(E1とE2:図3(b)参照)に対す るものであり,図4(a)はギャップ1.6 mmにおけるアン ジュレータ磁場を,図4(b)はその磁場中を通過するエネ ルギー2.5 GeVの電子の軌道を示している.約4kGのアン ジュレータ磁場をギャップ1.6 mmにおいて得ることがで きた.着磁ヘッドと磁石板の長手方向の位置関係を調整す ることにより,長手方向の磁場分布は磁石板の中心に対し て反対称となっている.端部の磁極についても,中心部の 磁極と同じ方法で着磁を行い,板状アンジュレータ磁石開 発のこの段階では端部磁極の着磁について特別の注意を 払っていない.このために両端部における軌道補正は十分 ではないが,中心部分におけるアンジュレータ磁場/軌道 は非常に良好である.



図 4 長さ 152 mm の磁石に対する磁場測定の結果. (a)周期長 4 mm のアンジュレータ磁場 (ギャップ 1.6 mm 時),およ び(b)この磁場中の電子軌道 (エネルギー2.5 GeV時)[14].

上で示した磁場の性能を正しく評価するために,実測磁場に基づいた放射光の光束密度スペクトルの計算を行った [14].電子ビームのエネルギーが2.5 GeV,エミッタンス およびエネルギー広がりがともにゼロの場合に求めたスペ クトルを,同じ強度の理想磁場の時のスペクトルと比較し て図5に示した.

図4(a)に示した"モノリシック"アンジュレータ磁場を 通過する電子からの放射スペクトル(図5の赤線)は、ア ンジュレータ基本波の領域では誤差のない理想磁場(青 線)からの放射スペクトルと比べて同等の性能を持つこと が判る.10-15 keVの光子エネルギーの領域では放射光実 験の光源として有用である.

5.4 磁石板の連結による極短周期長尺磁場の実現

板状磁石の長さとしては,100mmを超えて152mm長磁 石の製作ができるようになったことは、"モノリシック" アンジュレータ磁石によって、より長いアンジュレータ磁 場を生成する試みの一つの成功例である.しかし、開発中 の薄型磁石の製作においては長さの限界が存在する.磁石



図5 実測磁場(152 mm 長磁石)に基づく光束密度スペクトル と理想的アンジュレータ磁場に対する同スペクトルの比 較.電子エネルギー 2.5 GeV,エミッタンスおよびエネル ギー広がりが共に零の場合[14]. の厚さが2mmまたはそれ以下の場合,200mmを超える長 さの磁石を製作することは容易ではない.したがって,板 状磁石を長手方向に連結する方法を開発する必要がある.

磁石板の連結を適切に行い,良好なアンジュレータ磁場 を得るために,連結すべき磁石板を一体にして連結したま ま着磁を行う方法を開発した[14,15,17]. 図6には,2組 の100 mm長の磁石板,F9とF10およびF7とF8を各々一 体として着磁を行い,その後対向させて行った磁場測定の 結果を示した(図6(a)).F9とF10(またはF7とF8)は, 各々反対称磁場分布を持つ.磁場測定はギャップ1.2 mm において行った.図6中の緑色矢印は連結点を示す.図6 (b)に示した電子軌道(電子エネルギー2.5 GeV の場合)に は,連結点における磁場不正は全く見ることができない. 長さ200(=100+100) mmのアンジュレータとして,良好 な磁場および電子軌道が得られたことが判る.

単体の磁石板の磁場評価と同じ様に,100 mm 長の磁石 板2枚を連結した連結型200 mm 長アンジュレータについ ても,実測磁場に基づく性能評価を行った.図7には,実 測磁場に基づいて求めた放射光の光束密度スペクトルを示 した(電子ビームのエネルギーが2.5 GeV,エミッタンスお よびエネルギー広がりがともにゼロの場合のスペクトル を,同強度の理想磁場に対するスペクトルと比較)[14].連 結型200 mm 長アンジュレータ磁場を通過する電子からの 放射スペクトル(図7の赤線)も同様に,基本波の領域で は誤差のない理想磁場(青線)からの放射スペクトルと比 べて同等の性能を持つ.図6および7の結果は長尺のアン ジュレータ磁場を生成するために,上述の連結着磁法の重 要性を示している.

ここでは、磁石板2枚の連結の例を示したが、この着磁 法を採用すれば、任意の枚数の磁石板を連結して良好な磁 場分布を持つ長尺の極短周期アンジュレータ磁場を作成す ることができる.これまでに、100 mm 長磁石板の5枚連 結による500 mm 長のアンジュレータ磁場(周期長4 mm および10 mm)の生成に成功している[18].



図 6 連結着磁法で着磁した磁石 (長さ 200 (=100+100)mm) に 対する磁場測定の結果. (a)周期長 4 mm のアンジュレー タ磁場 (ギャップ 1.2 mm 時),および(b)この磁場中の電 子軌道 (エネルギー 2.5 GeV 時)[14].

5.5 極短周期アンジュレータからの放射の観測

開発の次の目標は、上記磁石を装着した磁石間ギャップ 精密駆動機構を光源加速器に設置して電子ビームからの放 射の観測・評価を行うことである.この目的で、2種類の ギャップ駆動機構の開発・製作を行った[16].第一のもの は、比較的小型の装置で、全長 200 mm までの磁石板を装 着することができる.また、第二のものは全長 500 mm ま での磁石板を装着できる.ともに真空封止型アンジュレー タとしての機能を持つものである.アンジュレータ磁石の コンパクト化・軽量化に伴い、駆動機構本体もこれまでの 通常型アンジュレータのそれに比べて大幅に小型化するこ とができた.図8にこれらの駆動機構の外観写真を示した [16].各々のギャップ分解能は、1 micron(図8(a))およ び1 micron 以上(図8(b))である.

極短周期アンジュレータからの最初の放射光の観測実験 を行うために、上述の 200 mm 長磁石用駆動機構を東北大 学・電子光理学研究センターの50 MeVS-band linac に設置 した.この駆動機構に上述の周期長 4 mm・長さ 100 mm 磁石板一対を装着した.放射観測実験中はこの S-band linac を 2 Hz で運転した[16].1 macropulse は 5700 microbunch (バンチ当り 3.5 pC) のマイクロバンチによって構

実測磁場と理想磁場との比較; 200 (=100+100)mm長磁石



図7 実測磁場(連結着磁法による200 (=100+100)mm 長磁石:図6)に基づく光束密度スペクトルと理想的アンジュレータ磁場に対する同スペクトルの比較.電子エネルギー2.5 GeV,エミッタンスおよびエネルギー広がりが共に零の場合[14].





(b) - タギャッ

図8 極短周期アンジュレータギャップ駆動機構.(a)全長 200 mm までの磁石板を装着可,および(b)全長 500 mm までの磁石板を装着可[16]. 成される.実験時のエミッタンス(規格化)は、水平 1mm・mrad,鉛直3mm・mradであった.周期長4mm に対して観測する放射の波長域を可視領域に設定するため に、加速器のビームエネルギーを35 MeV に設定した.

極短周期アンジュレータからの放射を軸上下流に置かれ た水平振り分けミラーにより真空槽の外に取り出し,カ ラー CCD カメラで撮影した.この時 CCD カメラの焦点を 水平振り分けミラー上に設定した.撮影のタイミングは 2 Hz で行われる加速器運転のタイミングに同期させた.

数日間にわたる加速器ビーム調整の後,図9のカラー CCD 写真に示した最初の放射の観測に成功した[16].軸 上の青色の放射を中心とする典型的なアンジュレータ放射 を観測した.撮影時の極短周期アンジュレータのギャップ は 1.7 mm に設定した.この時のアンジュレータパラメー タ(K = 0.102, $B_0 = 2740$ G)と軸上放射(青色)の波長 ($\lambda = 433$ nm)から得られるビームエネルギーはE = 34.9 MeV となり,加速器の設定パラメータと調和的である.

図9右上方に白色の輝点が見られるが、これは本来放射 光と同軸にある電子ビームが水平ミラーに入射した際に発 する光学遷移放射の輝点である.今回の放射光の観測の妨 げになるので、極短周期アンジュレータ下流のステアリン グ電磁石によって放射光観測時の位置(図9)に移動させ た.

図8(b)に示した500mm 長磁石用の極短周期アンジュ レータについては、上記とは異なる周期長10mmの磁石を 準備した.全長500mmの磁石(500mm=100mm 長磁石 5枚、上下1対で10枚)を装着した上で、理化学研究所放 射光科学研究センターにImPACT(内閣府革新的研究開発 推進プログラム)によって構築した実験プラットホーム への設置を完了した[19].このプラットホームでは、 ImPACT および未来社会創造事業(科学技術振興機構)に より、レーザー加速電子ビームと極短周期アンジュレータ を用いた放射光生成の原理実証と評価試験のためのビーム 開発が進行中であり、レーザー加速ビームの到来が待たれ る.

上述した極短周期アンジュレータ開発の成功は,線形加 速器・レーザー航跡場加速器と極短周期アンジュレータの 相性の良さを示している.一方で,今回示した極短周期ア ンジュレータの放射光源としての有用性は,蓄積リング型 加速器へのこのアンジュレータの適用可能性を強く示唆し ている.この方向への努力も継続したいと考える[13].

謝 辞

本研究は、一部において、JSPS 科研費24651107および 26246044の助成を受けました.本研究は、また一部におい て、総合科学技術・イノベーション会議により制度設計さ れた革新的研究開発推進プログラム(ImPACT)により、科 学技術振興機構を通した委託を受けました.プログラムマ ネージャの佐野雄二博士には研究機関全体を通して支援と 協力をいただきました.また、本研究は同じく一部におい



図9 極短周期アンジュレータからの最初の放射の観測[16].

て、科学技術振興機構・未来社会創造事業、JPMJMI17A1 の支援を受けたものです。

5.5節に述べた放射の観測実験においては,東北大学・ 電子光理学研究センターの浜広幸博士,柏木 茂博士,日出 富士雄博士,武藤俊哉博士,および南部健一氏に協力いた だきました.深く感謝いたします.

参考文献

- [1] S. Yamamoto et al., Rev. Sci. Instrum. 63, 400 (1992).
- [2] S. Yamamoto et al., J. Appl. Phys. 74, 500 (1993).
- [3] S. Yamamoto et al., AIP Conf. Proc. 879, 384 (2007).
- [4] S. Yamamoto et al., AIP Conf. Proc. 1234, 599 (2010).
- [5] e.g. http://www.esrf.eu/, and http://www.spring8.or.jp/
- [6] e.g. http://www.psi.ch/sls/, http://www.bnl.gov/ps/ nsls2/about-NSLS-II.asp, and http://www.lunduniversity.lu.se/research-and-innovation/max-iv-and-ess
- [7] S. Yamamoto, J. Phys.: Conf. Ser. 425, 032014 (2013).
- [8] 山本 樹:第10回日本加速器学会年会プロシーディング ス SAOT11,86 (2013).
- [9] S. Yamamoto, WEOAA02, Proc. IPAC2014, 1845, Dresden, Germany (2014).
- [10] S. Yamamoto, Synchrotron Radiation News 28, 19 (2015).
- [11] 山本 樹:第12回日本加速器学会年会プロシーディング ス FROM04, 187 (2015).
- [12] S. Yamamoto, AIP Conf. Proc. 1741, 020029 (2015).
- [13] 大熊春夫,山本 樹:第14回日本加速器学会年会プロ シーディングス THOL12, 221 (2017).
- [14] 山本 樹:第13回日本加速器学会年会プロシーディング ス TUP066, 1035 (2016).
- [15] 山本 樹:レーザー研究 45,82 (2016).
- [16] 山本 樹 他:第14回日本加速器学会年会プロシーディ ングス, THOL11, 216 (2017).
- [17] 山本 樹, 谷口 純:特許第6393929号.
- [18] S. Yamamoto, WEXGBD1, Proc. IPAC2018, 1735, Vancouver, BC, Canada (2018).
- [19] 佐野雄二:プラズマ・核融合学会誌 95,本小特集 (2019).

小特集 電子加速器の小型化をめざしたレーザー加速器研究:X線自由電子レーザーへの挑戦

6. おわりに

6. Summary

細貝知直
 HOSOKAI Tomonao
 大阪大学 産業科学研究所
 (原稿受付:2019年6月17日)

本小特集では、内閣府革新的研究開発推進プログラム (ImPACT)「ユビキタス・パワーレーザーによる安全・安 心・長寿社会の実現」のもとで実施されている X 線自由電 子レーザー(X-ray Free Electron Laser; XFEL)ドライバー をめざしたレーザー航跡場電子加速の各要素技術開発につ いて、それぞれを研究分担者が概説した.

レーザー航跡場加速(LWFA)は1979年にTajimaと Dawson によって提唱されて[1]から40年が経過し、CPA レーザーの登場によって本格的に実験が開始された1990年 後半からも既に20年以上が経過している.実験開始当初の 目標であった準単色電子ビーム発生[2]や GeV 級の電子加 速などの原理実証は既に為され,近年では,8GeVに達す る加速エネルギー利得も報告されている[3].そして,現 在も更に高いエネルギーフロンティアに向かって研究開発 競争は進んでいる.一方では、物性材料科学等の応用研究 への適用をめざした準単色・極短パルス電子ビーム源とし ての開発も進められている[4]. このように、レーザー航 跡場加速研究は着実に進められているものの、未だに原理 実証のフェーズから加速器実現に向かう過渡期にある. LWFA の社会実装には従来高周波加速器と同等の高い信 頼性と安定性に加えてビームパラメータの高い制御性も必 要である.これまでの原理実証研究のように、力任せに レーザー入力を大きくしていくだけでは加速エネルギー利 得のチャンピオンレコードは更新されても、それらによっ てレーザー航跡場加速が現実の加速器に近づくことはない ことが理解されつつあり、安定な電子ビームの発生と制御 に研究の力点が向きはじめた.

このような状況を背景にXFELのドライバーをめざした レーザー航跡場加速開発へのチャレンジが ImPACT プロ グラムに採択された.第2章で述べられている通り, ImPACT プログラムでは電子入射と追加速を独立に励起 したレーザー航跡場で行うステージング加速方式が採用さ れた.第3章で述べられた通り,理研播磨のレーザー加速 プラットフームに構築されたドライバーレーザー装置は, 安定かつスケーラブルな加速技術の確立をめざすこのス テージング加速専用に設計され,数値計算によるステージ

ング加速システムの設計が行われ[5],それらの結果に基 づき要素技術開発が実施された. プラズマで光学素子を形 成するプラズマオプティクスやパルス駆動ソレノイド等の ビーム制御素子の開発によって電子ビームの位置安定性や エネルギースペクトルの再現性は黎明期のレーザー加速と は比べものにならないほどに向上した. 入射器にエネル ギースライス技術を導入しエネルギー広がり ΔE/E <3% の100 MeV 級電子ビームの安定生成が達成され、これを入 射ビームとして GeV 級ステージング加速が実施されてい る.入射器からの電子を追加速レーザー航跡場へ高効率で 収束入射するためのプラズマレンズの開発も進められてい る[6]. ステージングレーザー航跡場加速を GeV 級のエネ ルギーレンジに展開するために、大電流パルス放電を用い て数~10 cm 級の長尺プラズマ光導波路(プラズマチャネ ル)の開発も入射器と並行して進められ、長尺加速には不 可欠の安定な高強度レーザーパルスの長尺光導波も実証さ れた. さらに, 従来加速器で使用されている四重極電磁石 がアンジュレータを設置したビームラインに導入され、~ 300 MeV級のレーザー加速電子ビームを用いた輸送試験も 開始された. 第4章で述べられた通り, 安定な電子ビーム を得るためにプラズマと電子ビームの特性評価を行うモニ ターの開発も並行して進められている.

ImPACTプロジェクトでは当初の計画通り,これらの要 素技術の全てがレーザー加速プラットフォーム上でシステ ム化されステージング加速実験が実施されているが,未だ 安定な GeV 級加速器の実現には到達していない.レーザー 航跡場加速研究推進はラズマダイナミクスと粒子加速機構 の詳細にわたる理解がベースとなるが,これらに加え,こ れからのレーザー航跡場加速器実現をめざした研究開発の 展開にはビームの安定化技術の開発,そして,従来加速器 技術との融合が不可欠になる.今後,電子ビーム発生の安 定化が進むに従い,従来加速器技術によるビームの輸送と 制御の技術や詳細なビーム診断,診断結果を用いたフィー ドバック制御などが重要な開発項目になる.

近年,欧州では粒子加速を含むハイパワーレーザー応用 に携わる研究者と大型加速器施設の研究者が連携協力し

Institute of Scientific and Industrial Research, Osaka Univ., OSAKA 567-0047, Japan

author's e-mail: hosokai@sanken.osaka-u.ac.jp



図1 レーザー加速研究を実施している世界の主要な PW 級レーザー施設.

レーザー駆動の超小型高エネルギー粒子加速器の実現に向 けた研究体制を構築している[7]. さらに人材育成プログ ラムを欧州全体の加速器コミュニティが連携して展開して いる[8].また、欧米、アジアでは大型レーザー施設には 大きな投資がなされ、多数のペタワット (PW) 級のレー ザー施設が稼働を開始し、それらではレーザー駆動粒子加 速研究が大きな柱の一つとなっている.図1にレーザー加 速研究を実施している世界の主要な PW 級レーザー施設示 す. これらの施設では同分野の研究に従事する研究者の数 は日本に比べ圧倒的に多く、また人材育成プログラムにも 多額の投資がなされている.これらの研究機関でのレー ザー駆動粒子加速研究のトレンドも,加速エネルギーの チャンピオンデータ競争からレーザー加速器の実現へと 徐々にシフトしつつある. このような厳しい開発競争の中 で日本がこの研究分野でプレゼンスを保ち続けるために は、オールジャパンの研究体制を早急に構築すると同時 に,この研究分野を牽引していく若手人材の育成を開始す ることが必要である. そのためにも, ImPACT プログラム で整備されたレーザー加速プラットフォームを有効に利用

し, できるだけ多数の方々にレーザー加速研究に参加いた だきたい.

参考文献

- [1] T. Tajima and J.M. Dawson, Phys. Rev. Lett. 43, 267 (1979).
- [2] S.P.D. Mangles *et al.*, Nature 431, 535 (2004); C.G.R. Geddes *et al.*, Nature 431, 538 (2004); J. Faure *et al.*, Nature 431, 541 (2004); E. Miura *et al.*, Appl. Phys. Lett. 86, 251501 (2005)
- [3] A.J. Gonsalves et al., Phys. Rev. Lett. 122, 084801 (2018)
- [4] http://www.jst.go.jp/crest/laser/reserchers/ reserchers21.html#hosokai, CREST 先端光源を駆使し た光科学・光技術の融合展開「光制御極短シングル電 子パルスによる原子スケール動的イメージング」
- [5] N. Pathak et al., (Submitted)
- [6] Z. Jin *et al.*, (Submitted)
- [7] http://pwasc.org.uk/ https://indico.desy.de/indico/event/11168/session/1/ contribution/2/material/slides/0.pdf
- [8] http://www.eupraxia-project.eu/

☞──☞── 小特集執筆者紹介 ──☞~



ず野雄二

自然科学研究機構 分子科学研究所 社会連携 研究部門プログラム・マネージャー.博士(工 学).株式会社東芝に37年間勤務の後,内閣府 革新的研究開発推進プログラム(ImPACT)プ

ログラム・マネージャーを5年間勤め,2019年4月より現職.大阪大学 産業科学研究所 招聘教授,東芝エネルギーシス テムズ株式会社 技術顧問,株式会社 LAcubed 研究開発部長 を兼務.専門は、レーザー応用工学,量子ビーム応用工学,原 子力工学.



益田伸一

日本原子力研究所,産業技術総合研究所,大阪 大学において,レーザープラズマ電子加速研 究に従事した後,高エネルギー加速器研究機 構において,極短周期アンジュレータ開発に

携わった.現在,高輝度光科学研究センターにおいて,レー ザープラズマ電子加速研究のため,加速特性計測の探針とし て使用する極短電子線形加速器開発に従事している.



酒井泰雄

大阪大学 産業科学研究所 第2研究部門 量子 ビーム物理研究分野 特任助教.理学博士(東 京工業大学大学院総合理工学研究科創造エネ ルギー専攻).専門は大電流ビーム物理,プラ

ズマ科学,大電力パルスパワー工学.



神門正城

00

1998年京都大学大学院理学研究科物理学・宇 宙物理学専攻修了.博士(理学).日本原子力 研究所 博士研究員を経て,現在,量子科学技 術研究開発機構 関西光科学研究所 高強度

レーザー科学研究グループリーダー. 高強度レーザーの高度 化とそれを用いた電子, イオン加速研究に従事している. レー ザーの高強度場を用いた研究を模索中. 日本物理学会, 応用物 理学会, 日本加速器学会各会員.



やま もと しげる

高エネルギー加速器研究機構・物質構造科学 研究所,名誉教授,特任教授.理学博士(名古 屋大学理学研究科).専門は放射光生成過程の 研究と放射光源としての挿入光源の開発.最

近は非常に短い周期をもつアンジュレータの開発に注力している.日本物理学会,日本放射光学会,日本加速器学会会員.



細貝如菌

大阪大学産業科学研究所 量子ビーム物理研究 分野 教授,理化学研究所放射光科学研究セン ター レーザー加速開発チーム チームリー ダー (兼任). 1997年東京工業大学大学院総合

理工学研究科・博士(理学).レーザープラズマ粒子加速, EUVリソグラフィー光源など,プラズマ応用に関する研究に 従事してきました.4月に現在のポジションに異動し研究室 の立ち上げ中です.