

## 解 説

## レーザー加速の最近の動向

小山 和義\*

## A review of recent research activities of laser plasma particle acceleration

Kazuyoshi KOYAMA \*

## Abstract

Recent progress of a laser plasma particle accelerator is reviewed. After the success of mono-energetic electron accelerations, researches were focused to obtain a reproducibility and stability by adopting various electron injection techniques and plasma channels. Stabilities of output parameters have been improved 20-50% by controlling electron injection and plasma channel.

## 1. はじめに

レーザー駆動粒子加速の提案は霜田の論文が世界最初であり<sup>1)</sup>, これは現在で言う直接加速に属する. レーザー駆動粒子加速には, プラズマを使う方式と使わない方式が研究されている. プラズマを使わないレーザー粒子加速器には誘電体粒子加速器あるいは光結晶粒子加速器と呼ばれる方式があり, 加速勾配はプラズマを使う加速器よりも小さいが, 駆動用のレーザーパワーは一桁以上小さくできて高真空中で動作可能という魅力的な特徴がある<sup>2-4)</sup>. しかし, まだ加速実験の報告が少ない. 誘電体粒子加速や光結晶粒子加速の解説は別の機会に譲り, 本稿ではプラズマを使ったレーザー駆動粒子加速に関して紹介する. レーザー駆動イオン加速は加速原理が電子加速の場合と違うので, 別の機会を設ける方が良いでしょう.

レーザーで励起されたプラズマ波を使った粒子加速の可能性は, 約30年前に田島とドーソンの論文によって示された<sup>5)</sup>. その後, 大きなレーザー出力を必要としないが2波長レーザーを使うレーザービート波加速の実験が行われた<sup>6,7)</sup>. しかし, レーザービート波とプラズマ波の位相ズレ<sup>8)</sup>やモード結合<sup>9)</sup>のためにプラズマ波の振幅が飽和して, 10 MeV以上の高エネルギーの電子を得ることができなかった.

世界中でレーザー駆動電子加速の実験が行われるようになったのは, チャープパルス増幅(CPA)技術<sup>10)</sup>によってテラワットレーザーの小型化が可能になり,

市販品が出回るようになった1990年代以降である. レーザーは1波長でよい. 初期の実験では1.06  $\mu\text{m}$ の波長で発振するガラスレーザー(パルス幅は300-400 fs)が使われた<sup>11)</sup>. その後は現在に至るまで, 800 nmの波長で100 fs以下の短パルスを発生できるチタン・サファイアレーザーが使われている. レーザー・プラズマ電子加速では, レーザーパルスで航跡場(レーザーパルスの速さで進むプラズマ波)を励起して, 背景プラズマから電子を捕捉し自己入射(self-injection)によって初期電子を供給して, 航跡場によって電子を脱位相距離に至るまで加速する.

研究の黎明期に行われた実験では, レーザー核融合でのプラズマ波を介したプラズマ加熱機構の連想から, とにかくレーザー強度を高めれば高エネルギー電子が発生するであろうと考えていた. そのために, レーザーを短焦点で小さなスポットに集光していた. また, レーザーのパルス幅は, プラズマ振動周期に比べて約一桁長い数百fsであり, 自己変調型航跡場加速と呼ばれる方式であった. そこで得られる電子ビームは, 指向性はあるもののエネルギーがマックスウェル分布に近かった<sup>11,12)</sup>. その後, 2004年にAIST, RAL, LOA, LBNLの四つの研究機関で独立に「単一エネルギー電子ビーム」の発生に成功した<sup>13-17)</sup>. この内, AIST, RAL, LOAでは真空中に噴射したガスジェットにレーザーを集光して自己集束によって強力なレーザーパルスをレーリ長以上にわたって伝播させた. ここで, レーリ長 $Z_R = w_0^2/\lambda$ とは, 光の回折で制限される長さ

\* 東京大学原子力国際専攻 Department of Nuclear Engineering and Management, The University of Tokyo (E-mail: koyama@nuclear.jp)

であり、 $w_0$  は焦点の  $1/e$  半径で  $\lambda$  はレーザー波長である。一方、LBNL では、高強度レーザーパルスとは別に用意した加熱用のレーザーパルスでガスジェット中にプラズマチャンネルを生成した。プラズマチャンネルを使って、メインレーザーパルスをレーリー長以上の距離にわたって伝播させて、電子の加速距離を得た。文献 13-17 のいずれの場合も、初期電子は自己捕捉によって背景プラズマから供給され、当時は、単一エネルギー電子ビーム発生は全レーザーショットの 10% 程度しか得ることができなかった。また、単一エネルギー電子ビームが得られるパラメータの範囲は狭く、電子ビームのエネルギー制御可能な範囲も限られていた<sup>18)</sup>。

その後、制御性と安定性の向上に向けた研究が、実験や理論およびシミュレーションによって進められ、今日では、単一エネルギーの電子バンチを得るためには、入射電子のバンチ長を短くする必要があることがわかっている。現在では、制御性と安定性の向上に向けた研究は、高エネルギー化を目指した追加速の研究や高効率な超高強度レーザー開発と並んで、重要な課題になっている。本稿では、主に制御性と安定性の向上に向けた入射電子制御とプラズマチャンネルによるレーザーガイドの最近の研究について紹介する。

なお、レーザー・プラズマ電子加速に関する解説はいくつか発表されているので<sup>19)</sup>、それらも参考にされたい。

## 2. 初期電子入射

レーザー・プラズマ電子加速の出力を安定にするためには、初期電子のバンチ長を航跡場の波長  $\lambda_p$  の  $1/4$  以下である  $\lambda_p/c = 30\text{-}100$  fs にして、航跡場の加速・集束位相に入射する必要がある。初期電子を自己入射ではなく外部から入射する方法として誰もが思い付くのは、高周波加速器の出力を利用する方法である。しかし、現在の高周波加速器は、数十 fs の超短バンチ発生と精密なタイミング調整では困難である。また、高周波加速器の出力をレーザー・プラズマ電子加速器による追加速に成功したとの報告はない。現在では、高周波加速器を用いない自己入射方式が主流である<sup>18,20-22)</sup>。単純な自己入射方式では単一エネルギー加速を可能にするパラメータの窓が狭い、短バンチ電子の自己入射を起こしやすいバブルレジームと呼ばれる強い非線形航跡場を使っても初期電子入射の制御が難しいので、安定性向上のためには、何らかの方法を導入して電子入射の場所とタイミングを制御する必要がある。初期電子入射制御の方法として、複数のレーザーパルスの

衝突、電子密度の減少領域での局所的な波の破壊、高原子番号（高  $Z$ ）原子のトンネル電離あるいは障壁抑制電離による電子入射などを挙げることができる。

### 2.1 レーザーパルスの衝突による電子入射

航跡場を励起するレーザーパルスとは別のレーザーパルスを使って航跡場に初期電子を入射する方法として、(1) 航跡場に直行する超高強度レーザーパルスの導入<sup>23)</sup>、(2) 航跡場励起用レーザー以外に周波数差がプラズマ周波数に等しい一対の対向するレーザーパルスを使う方法<sup>24,25)</sup>、(3) 航跡場励起用レーザーに対向した同じ波長、同じ偏光方向のレーザーを電子入射パルスとして使う方法<sup>26)</sup> が提案されている。1 番目の方法では、レーザーのメインパルスで励起した航跡場と交差する電子入射用レーザーパルスの動重力  $F_p \propto a^2/w_0$  でプラズマ中の電子を加速して航跡場の適当な位相に入射する。ここで、 $a$  はレーザーの電磁場の規格化されたベクトルポテンシャルであり、 $a=1$  が電子の応答に相対論の影響が現れる目安である。レーザーパルスで電子を航跡場によって捕捉可能な速度にまで加速するために、 $a>1$  の超高強度が必要である。この方式ではパルス同士のタイミングを数十 fs の精度で同期する必要がある。2 番目の方法は、波長が違うレーザーパルスのずれ違いによってできる遅い位相速度のビート波によって低速度で伝播するプラズマ波を励起し、プラズマ中の熱電子を捕捉して航跡場での捕捉が可能になるまで加速しようというものである。同じ光軸上にある三つのレーザーパルスがプラズマ中で精密にずれ違わないようにしなければならない。上記の二つの方法は、時間的・空間的な調整が難しく、まだ望むような結果は得られていない。

3 番目の方法では、航跡場励起用レーザーよりも一桁程度弱い電子入射用レーザーを使う。プラズマ中で衝突したレーザーパルスはレーザー波長  $\lambda$  の半分の波長  $\lambda/2$  の定在波を作り、その巨大な動重力  $F_{bw} \propto a_0 a_1 / \lambda$  ( $a_0$  と  $a_1$  は、それぞれ航跡場励起用パルスと電子入射用パルスの規格化されたベクトルポテンシャル) によって背景プラズマの電子を加速する。 $a_0$  と  $a_1$  の大きさを適当に選ぶことによって、定在波で加速した電子を航跡場に入射し、捕捉させることができる。この方法によってビームの質や制御性が向上したとの報告がいくつかの研究機関からなされている<sup>27-29)</sup>。フランスの LOA では、パルス幅が 30 fs の直線偏光した二つのレーザーパルスを集光し、直径 2 mm のガスジェット中で衝突させた。それによって、単一エネルギー加速の再現性と制御性に関してそれまでには見られないような成果を得た。航跡場励起用レーザーパルスと電子入射用レーザーパ

ルスの集光強度は、それぞれ  $I_0=3.4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$  ( $a_0=1.3$ ) と  $I_1=4.3 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$  ( $a_1=0.4$ ) で、プラズマの電子密度は  $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  である。この条件において、100 MeV を越す単一エネルギー電子の安定性の測定（標準偏差）が行われ、エネルギーが  $117 \pm 7 \text{ MeV}$ 、エネルギー幅（FWHM）が  $11 \pm 2\%$ 、電荷量が  $19 \pm 6.8 \text{ pC}$ 、ビームの発散角（FWHM）が  $5.8 \pm 2 \text{ mrad}$ 、ポインティング安定性が  $\pm 1.8 \text{ mrad}$  であった。また、図1に示すように、プラズマ中で二つのレーザーの衝突位置を変えて加速距離を変化させることによる加速エネルギーの制御にも成功している<sup>27)</sup>。初期電子入射のためには、必ずしも二つのレーザーパルス完全に正面衝突させる必要はない。レーザーシステムの光学損傷を避けるためと、応用に当たっての光学配置の制約を考慮して、真正面から少しずつらした衝突配置を採った実験も行われている。LOA では、それまでの実験を更に進めて、位相空間で入射電子群の体積が小さくなるように電子入射用レーザーパルスを調整した実験を行い、 $206 \pm 10 \text{ MeV}$  (5% rms)、エネルギー幅（FWHM）が  $14 \pm 3\%$  (20% rms)、電荷量が  $13 \pm 4 \text{ pC}$  (30% rms)、ビームの発散角（FWHM）が  $4.5 \pm 1.6 \text{ mrad}$  (36% rms) という結果を得た。出力ビームの安定性とレーザーパルスのエネルギー安定性（17% rms）と比較して、電子ビームのパラメータのバラツキは、レーザーの安定性によって制約されていると結論している<sup>28)</sup>。JAEA でも同様の実験が行われ、パルス幅 70 fs の航跡場励起用レーザーパルスを超音速ガスジェット中で強度  $I_0=6.8 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$  ( $a_0=0.6$ ) に集光し、ほぼ対向した  $135^\circ$  方向から 70 fs の電子入射用パルスを  $I_1=2.9 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$  ( $a_1=0.1$ ) の強度で衝突させ、エネルギーが 15 MeV で電荷量が 30 pC の単一

エネルギーの電子を得た。その時の、エネルギーの分散は 7.8% (1.2 MeV) rms であった<sup>29)</sup>。

## 2.2 電子密度の減少領域での波の破壊による電子入射

レーザー衝突による方法では運動量広がり狭い電子バンチがまだ発生できていないことと、複数のレーザーパルスの衝突を時間・空間的に精密に調整するという面倒な作業を避けるために、プラズマの密度制御を行い、波の破壊を決められた場所で局所的に起こして、初期電子入射の安定化を図ろうという試みがある。

航跡場の伝播につれて電子密度が徐々に減少する分布では、密度の減少につれて航跡場の波長  $\lambda_p$  が長くなる。つまり、レーザーパルスの速度は速くなり、パルスの後ろでは波面が遅くなり、プラズマ波の位相速度  $v_\phi$  が小さくなる。プラズマ波の位相速度  $v_\phi$  が低下して航跡場の中の電子の振動速度  $v_{os}$  と等しく  $v_\phi = v_{os}$  になると、航跡場波頭が壊れて電子が一方向の運動量を持つようになるので、初期電子を供給できる<sup>30-35)</sup>。この現象は、海岸近くで波頭が砕ける様子と似ている。

加速された電子のエネルギー幅と電荷量は、高い密度と低い密度の二つの領域をつなぐ密度の特性距離と二つの領域の密度比、およびレーザー強度によって左右される。例えば、密度が  $2.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (厚さ  $20 \mu\text{m}$ ) と  $1.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (厚さは約  $80 \mu\text{m}$ ) の二つの一様密度の領域が航跡場の波長の数分の一と極端に短い距離（約  $2 \mu\text{m}$ ）でつながった階段状分布に対するシミュレーションでは、レーザー強度が  $I_0=2.5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$  ( $a_0 \approx 1.1$ ) の場合に、発散角が小さい短バンチ・単一エネルギーの電子ビーム生成が可能であるとしている<sup>34)</sup>。一方、レーザー強度がもっと高い場合である  $I_0=8.9 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$  ( $a_0 \approx 2$ ) に対して、PIC コードを使った解析では、密度の特性距離が航跡場の波長程度の場合が最適であるとしている<sup>35)</sup>。なお、電子密度の減少領域での波の破壊を応用した電子入射は、対向レーザーパルスの衝突と異なり、細管を使ったプラズマチャンネルにも適用が可能である。

電子密度の減少領域での波の破壊を応用した最初の電子入射実験は、レーザーパルスでガスジェット中に生成されたスパークが起こす衝撃波面を利用して行われた。メインレーザーパルス（強度が  $1 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ ）の 8ns 前に存在する強度が  $1 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$  のプレパルスが焦点で小さなスパークを起こすので、加熱されたプラズマの爆発に伴う衝撃波の前面を密度の段差として利用できる。ほぼ球状に広がる衝撃波の形状がレーザーショット毎に微妙に異なるために、出射電子の方向は安定しない<sup>36)</sup>。しかし、レーザーの光軸に平行に 0.2 T の

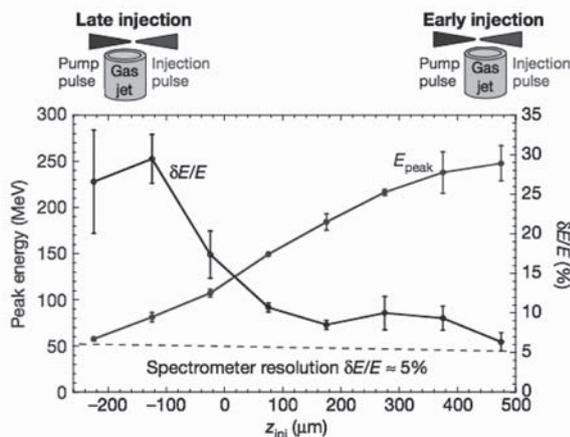


図1 レーザー衝突初期電子入射による加速エネルギー制御とエネルギー幅<sup>27)</sup>

磁場をかけることによって、焦点近傍のプラズマだけが磁化してプラズマの膨張が非等方的になり、コーン状のプラズマができる。コーン状のプラズマにメインレーザーパルスが入射すると、レーザーパルスがガイドされて磁場が無い時に 170 mrad あった電子ビームの発散角が 12 mrad にまで小さくなり、ポインティング安定性も発散角以下にまで改善された<sup>37)</sup>。

レーザーのプレパルスを使った局所スパークによらないで、超音速流の流れの方向を急に変えた時に発生する斜め衝撃波の利用によって、**図 2** のように、ガスジェット内に急峻な密度勾配を発生できる<sup>38)</sup>。同様の方法で密度整形したガスジェットに、8 TW (65 mJ, 8 fs) のレーザーパワーを強度  $2.5 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> に集光した実験では、**図 3** のように、密度分布に段差がある場合の加速エネルギーのバラツキは段差が無い場合（自己入射の場合）の加速エネルギーのバラツキに比べて、27%から 13%に小さくなり、エネルギー広がり方が 25%狭く、電子ビームの発散角が 25%小さくなるなどの改善が見られる。また密度段差後の密度側プラズマの長さを変えると加速エネルギーの制御も可能である<sup>39)</sup>。

電子密度の減少領域での波の破壊による電子源は、細管内に生成したプラズマチャンネル中の航跡場に入射することも可能であり、加速用プラズマチャンネルへの電子源としての研究も行われている。出力が 10 TW (0.5 J, 5 fs) のレーザーパルスを、ガウス型密度分布のガスジェット（中心密度が  $n_e = 2.2 \pm 0.3 \times 10^{19}$  cm<sup>-3</sup>, FWHM が 150  $\mu$ m  $\pm$  100  $\mu$ m）の密度勾配が減少する側（レーザーの出口側）に焦点直径が 7.5  $\mu$ m (FWHM)

になるように集光した。放射される電子は中心エネルギーが  $0.76 \pm 0.02$  MeV で、縦横の運動量広がり方を、0.17 MeV/c から 0.02 MeV/c (FWHM) へと狭くできた。その時のポインティング安定性は 2 mrad rms (100 ショット以上) で、電荷量は 0.5 nC であり、チャンネルを使った加速の電子源として利用可能である<sup>40)</sup>。

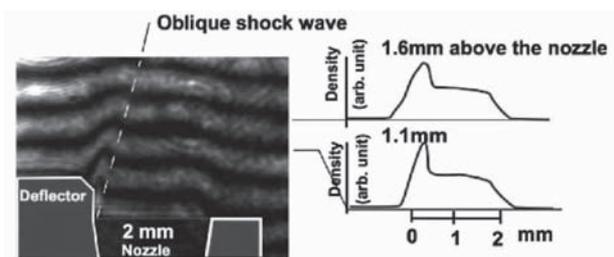
### 2.3 高 Z 原子のトンネル電離による電子入射

プラズマ生成には、通常はヘリウムまたは水素ガスを用いている。ここで、ヘリウムや水素のような軽元素に数%のアルゴンまたは窒素を添加することによっても、効率的な電子入射と電子ビームの集束（正しくはレーザービームの集束）が可能になる。超高強度レーザーをガスに集光すると、強力なレーザー電場によるトンネル電離や障壁抑制電離などの過程によって電子の電離が進み高電離プラズマが生成される。アルゴンや窒素の電離度はレーザーパルスの電場強度と電離ポテンシャルに強く依存するので、ヘリウムまたは水素ガスにアルゴンや窒素を添加すると、プラズマの密度分布をある程度は制御できる。その結果、高 Z 原子の添加によっても航跡場への電子入射とレーザーガイドが可能になる。

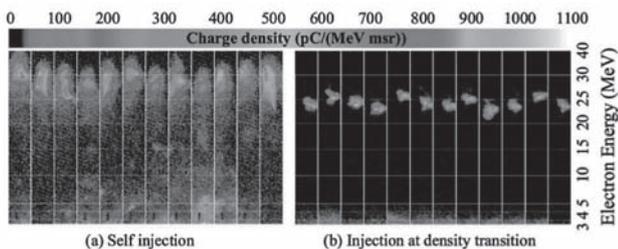
原子の L 殻と K 殻で電離ポテンシャルが大きく異なるので、レーザー強度と添加する高 Z ガスの濃度を適当に組み合わせると、レーザーパルスの頂上付近のみで K 殻の電離を進めることができる。高電子密度の部分を空間的・時間的に局在させることによって、航跡場の中に短い電子バンチを入射できることが、実験とシミュレーションによって示されている<sup>41)</sup>。密度が  $5 \times 10^{18} \sim 3 \times 10^{19}$  cm<sup>-3</sup> のヘリウムガスに 1%のアルゴンあるいは 5%の窒素ガスを添加したガスジェットに、24-120 TW のレーザーパルスを集光した実験では、電荷量の増大と発散角の減少 ( $5.1 \pm 0.1$  mrad から  $2.9 \pm 0.8$  mrad) が測定されている<sup>42)</sup>。

## 3. プラズマチャンネルによる超高強度レーザーガイド

レーザー・プラズマ電子加速の出力電子ビームの安定化のためには電子入射の制御に加えて、加速距離の制御とレーザー伝播とそれに伴う航跡場の安定制御が要求される。十分な長さの加速距離を得るためには、集光した高強度レーザーパルスを加速距離の全体にわたって安定に伝播させる必要がある。そのためには、レーザーのビーム径および強度と整合がとれたプラズマチャンネルの形成が不可欠であり、プラズマの半径方向の屈折率分布を光ファイバーと似た分布にする必要がある。すなわち、中心軸上で屈折率が最大になる



**図 2** 超音速流中の衝撃波で発生した密度不連続<sup>38)</sup>



**図 3** 密度分布に段差が無い場合とある場合の電子のエネルギースペクトルの差<sup>39)</sup>

分布は、中心軸に近づくにつれて電子密度を小さくするか、中心軸付近での大きなレーザー電場強度による電子振動の相対論的効果を利用する。前者は、レーザーまたは細管放電によって筒状プラズマを生成してレーザーガイドとして利用する。後者は、相対論的自己集束と呼ばれ、高強度レーザーパルスで自動的に発生する現象であり、レーザーパワーに閾値  $P_c=17 (n_e/n_c)$  GW が存在する<sup>43)</sup>。ここで、 $n_e$  は電子密度で、 $n_c$  は遮断密度である。

本章では、主にプラズマチャンネルによる高強度レーザーパルスのガイドと、それを使った加速実験について紹介する。プラズマチャンネル形成には、細管の両端の電極間放電でプラズマを生成する方法（ガスを封入する場合とガスを使わない場合がある）と、細管を使わずにプラズマのダイナミクスを制御する方法が試みられている。プラズマチャンネルの利用は、単に高強度レーザーパルスのガイドだけではなく、自己入射の場合においても低いレーザーパワーでも初期電子入射を可能にするなど、利点もある。レーザービームの強度分布を成形すると、初期電子入射の起こり易さが一層顕著になり、少ないレーザーパワーでの加速が可能になる<sup>44)</sup>。

### 3.1 細管内壁の沿面放電によるプラズマチャンネル形成

細管内面の沿面放電によって壁から吹き出すプラズマを使うとレーザーガイドができる。沿面放電を使う方式では壁面で大量のプラズマを生成する必要があるため、高分子材料が使われることが多い。この方式による最初のプラズマチャンネル生成実験では、内径が  $350 \mu\text{m}$  で長さが  $1 \text{ cm}$  のポリプロピレン製の細管を使った。沿面放電で作られたプラズマチャンネルで強度が  $10^{16} \text{ W/cm}^2$  のレーザーパルスのガイドに成功した<sup>45)</sup>。近年になると、沿面放電によるプラズマチャンネルを使った加速実験が行われた。アクリル樹脂製の細管内面（長さ  $4 \text{ cm}$ 、内径  $500 \mu\text{m}$ ）の沿面放電によって中心軸上で  $1 \sim 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  の放物線状の密度分布を形成して行われた高強度レーザーパルスの伝播と電子加速の実験では、 $38 \text{ TW}$  ( $36 \text{ fs}$ ) のレーザーパルスの伝播が観測され、集光強度が  $1.5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$  のレーザーパルスを使って、自己入射モードでエネルギーが  $18 \text{ MeV}$  で電荷量が  $2 \text{ pC}$ 、発散角が  $12.5 \text{ mrad}$  の単一エネルギー電子ビームを得た<sup>46)</sup>。しかし、放電による内壁の損傷が激しく、細管の寿命が約  $40$  ショットであった点は今後の課題である。別の実験では、ポリエチレン製の細管内面（長さ  $3 \text{ cm}$ 、内径  $400 \mu\text{m}$ ）の沿面放電でチャンネルを生成し、 $35 \text{ TW}$  ( $30 \text{ fs}$ ) のレー

ザーパルスを  $F/10$  の軸外し放物面鏡で集光して  $4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$  の強度のパルス伝播に成功している。プラズマの電子密度は  $1 \sim 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  である。この細管放電実験では放電開始後  $250 \text{ ns}$  以降に強力なレーザーパルスを入射するとプラズマの成分として含む炭素原子の電離が更に進むので、高強度レーザーのガイドとして使うためには放電開始後  $100 \sim 200 \text{ ns}$  に入射する必要がある。なお、この実験では自己入射モードでの実験では高エネルギー電子は観測されていない<sup>47)</sup>。文献 46 では自己入射が起こらず、文献 45 でもエネルギーと電荷量が他の方式に比べて少ないのは、この方式では航跡場の横方向破壊による初期電子入射が起こりにくいのかもかもしれない。文献 45 でビームの発散角が大きいのは、プラズマチャンネルと集光径の整合が良く無いことが原因になっているのであろう。

### 3.2 ガス封入細管の放電によるプラズマチャンネル生成

内径が  $300 \mu\text{m}$  のアルミナ ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) 製の細管の中に水素ガスを流し、細管の両端にある電極間の短パルス放電で水素プラズマを作り、細管の内壁面からの冷却過程での圧力平衡を利用して、図 4 のように放物線状の密度分布を生成できる。この方法では放電電流が細

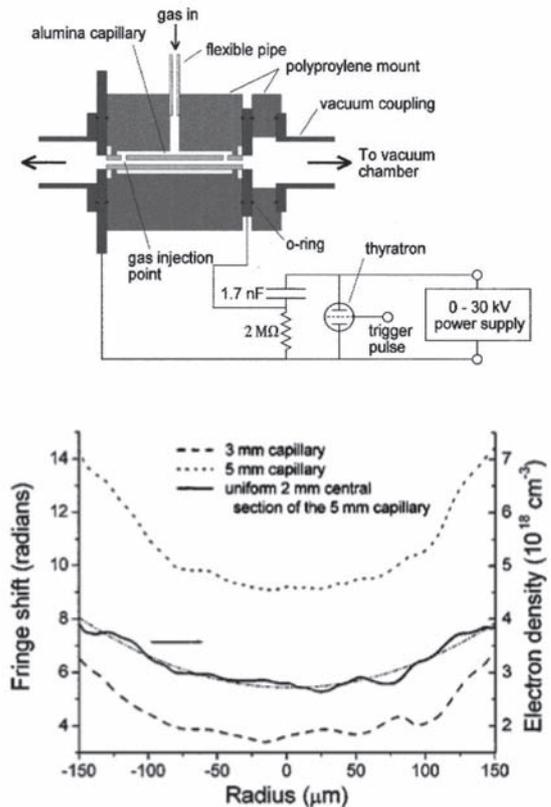


図 4 ガス封入細管放電によるプラズマチャンネル生成装置とプラズマの密度分布<sup>48)</sup>

管内壁を流れないので  $10^6$  ショット以上の長寿命が可能である<sup>48)</sup>。同様の方式で、細管の長さを 33 mm に伸ばして、40 TW のレーザーを使って加速実験を行い、1 GeV の単一エネルギー電子加速に成功している。ただし、このとき初期電子は自己入射によって供給された<sup>49,50)</sup>。また、内径が 200  $\mu\text{m}$  で長さが 15 mm の細管で行った同様の実験では、18 TW (45 fs) のレーザーで 0.5 GeV の電子の単一エネルギー加速（発散角 1-2 mrad rms, ポインティング安定性は 8 mrad）に成功している<sup>51)</sup>。この大きなポインティングのバラツキはプラズマチャンネル中でのレーザーの伝播不安定性によるのであろうとしているが、初期電子は自己入射で供給しており、電子入射の方向が一定でないこともバラツキの原因かもしれない。

### 3.3 プラズマ制御によるプラズマチャンネル形成

細管を使わずに、ガスジェット中にレーザーで生成するプラズマのダイナミクスを制御しても高強度レーザーのガイドが可能なプラズマチャンネルを作ることができる。細管や電極放電を使わないので、原理的に寿命に限りはない。

ガスジェット中にアクシコーンという特殊レンズでピコ秒レーザーを線状に集光し、レーザーパルスで加熱されたプラズマが半径方向に爆発・膨張する途中の密度分布を利用して、細い径で深い密度分布の形成に成功している<sup>52)</sup>。これとは別に、点火用と加熱用のレーザーを使って生成・加熱されたプラズマの径方向への膨張過程を使ってチャンネルを生成し、更にチャンネルの軸方向に粒子加速用レーザーを入射して電子加速に成功した例はある<sup>16)</sup>。しかし、タイミング調整と光軸調整が厄介であり、現在は行われていない。

局所的にプラズマを磁化する事が電子入射の安定化にとって有効である事は既に述べたが、磁場強度を 1.0 T と一層強くすると、ナノ秒プレパルスで生成されたプラズマの膨張の非等方向性が一層顕著になる。その状態で更に、メインパルスの数十 ps 前に広がる裾野の光をピコ秒プレパルスとして導入することによって、4 mm の長さにはわたる細くて深いプラズマチャンネルを形成できる。三つのレーザーパルスと同じ光学系 (F/3.5) で急な角度で小さな焦点に集光しているにもかかわらず、ピコ秒プレパルスによって細長いチャンネルが形成されたのは、ナノ秒プレパルスで生成された磁化プラズマが新たな光学素子として働いた transient plasma micro-optics (TPMO) 効果であるとしている。この効果を使って、7 TW のレーザーパルスで 100 MeV, 20 pC,  $0.02\pi$  mm mrad の単一エネルギー電子加速に成功している<sup>53)</sup>。図 5 はその実験結果であ

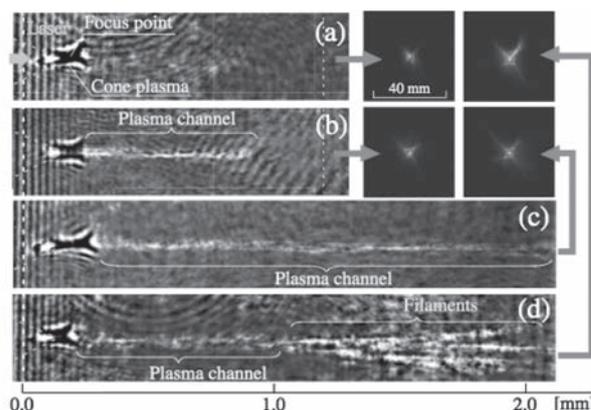


図 5 ナノ秒プレパルスで生成されたプラズマコーンとピコ秒プレパルスの導入によって生成されたプラズマチャンネルのシャドウグラフ<sup>53)</sup>

り、加速距離による出力エネルギーの制御にも成功している。この実験では、自然に発生するプレパルスを使っているにもかかわらず電子ビームの方向は安定している。これは磁化プラズマの形状が安定で初期電子の入射が常に同じ方向を向いている事を示唆している。この方法はまだエネルギーやエネルギー幅の安定までは評価されていないが、制御したプレパルスを使えば応用に当たって満足できるレベルに達するものと期待できる。

高  $Z$  ガスの電離度がレーザー強度の変化に対して段階的に増加する現象は、電子入射への応用の他にプラズマチャンネル形成にも利用できる。ヘリウムガスに分子密度が 20% のアルゴンを添加してジェットを生成して 4 TW のレーザーを照射した実験では、電子ビームの方向安定性が 9.8 mrad から 2.4 mrad (rms) に、ビーム発散角が 29.8 mrad から 10.6 mrad になるなどの改善が見られている<sup>54)</sup>。

## 4. ま と め

レーザー・プラズマ粒子加速によって単一エネルギーが得られるまでは、指向性はあるもののエネルギー分布が熱的であり「加熱器」ではないとも言われてきた。その後、単一エネルギー加速に成功すると、再現性が問題になり、その原因を探り、再現性向上のための努力が続けられた。その結果、初期電子入射とレーザーガイドに対して様々な試みがなされた。2004 年当時は、単一エネルギービームは、全ショットの 10% にも達しなかった。しかし現在では単一エネルギービーム発生は自己入射・自己集束によっても全レーザーショットの 90% 近くが、初期電子入射を制御すれば 100% 可能になった。

レーザーの対向衝突による電子入射では、プラズマ

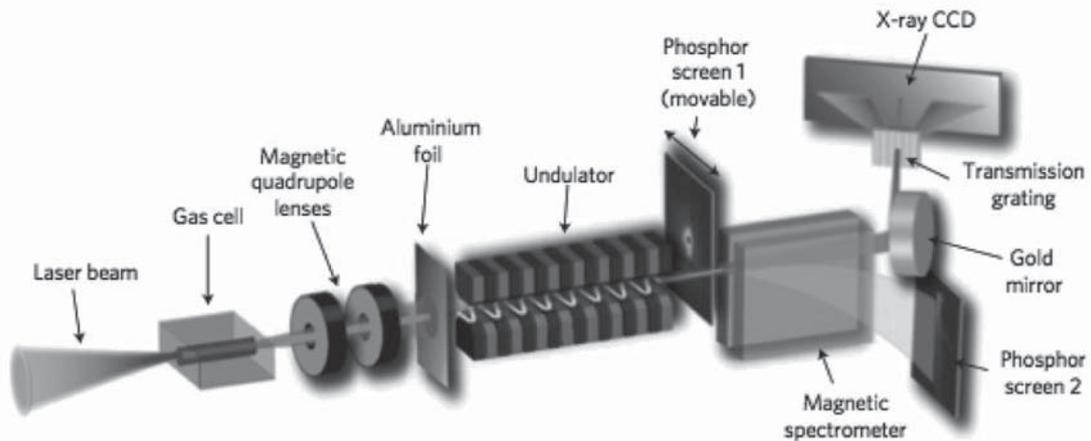
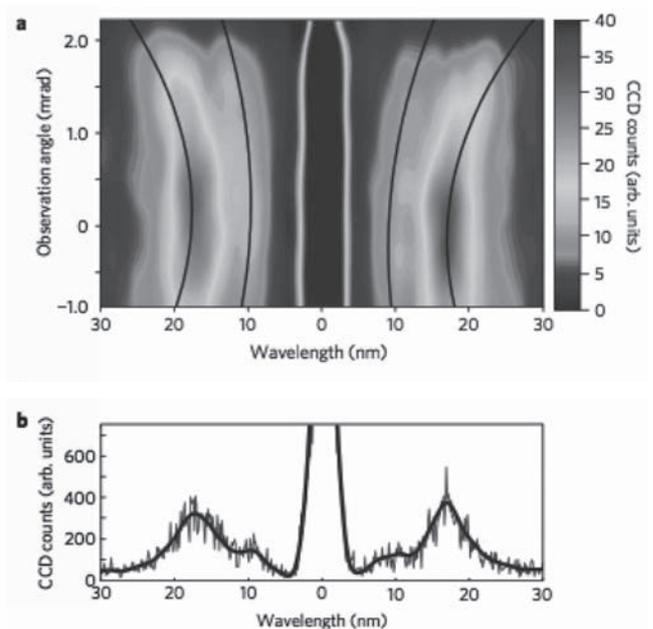


図 6 (上図・右図) レーザー・プラズマ粒子加速を電子源とした、アンジュレータを使った X 線発生実験装置と X 線スペクトル<sup>56)</sup>

チャンネルを作らなくても、加速エネルギーやエネルギー幅のバラツキは、夫々  $206 \text{ MeV} \pm 5\% \text{ rms}$  と  $29 \text{ MeV} \pm 20\% \text{ rms}$  に、発散角は  $4.6 \text{ mrad} \pm 36\% \text{ rms}$  に、ポインティング安定性は  $\pm 1.8 \text{ mrad}$  と大きく改善した。電子密度の減少領域での波の破壊による電子でも、加速エネルギーのバラツキが 27% から 13% へと大きく改善した。電子入射の方式によって若干違いはあるものの、自己入射に比べてエネルギーのバラツキは半以下に、発散角も  $1/3 \sim 1/2$  にすることができる。特にポインティングのバラツキは、磁化プラズマの制御でビームの発散角以下にすることが可能になった。

加速の安定化とエネルギー効率の向上にとってプラズマチャンネルは必須のパーツであると言える。作り方は様々な方式が提案されている。実用に当ってはチャンネルの寿命も重要なパラメータの一つである。レーザー以外の異質な要素が入るとタイミングジッタや寿命が問題になるので、できればレーザーだけでガス中に安定なチャンネルを生成して使いたい。

本稿で紹介したように、まだ、レーザー・プラズマ加速は高周波加速器でのパラメータに比べれば見劣りする。しかし、フェムト秒の超短バンチが手軽に得られるという特徴がある。このような特徴を生かした応用研究として、超短パルス X 線源や高時間分解電子顕微鏡の実現を目指した研究が、いくつかの機関で行われている。図 6 はレーザー・プラズマ電子加速と、アンジュレータを組み合わせた X 線発生装置の図とそこで得られた X 線のスペクトルである。20 TW のレーザーで 210 MeV, 7 pC の電子バンチを得て、長さ 30 cm のアンジュレータを通して X 線を得ている。3 次高調波



の発生まで観測されている<sup>55)</sup>。

一方、エネルギーフロンティアを目指した研究は、日本以外のアジア各国、欧米の多くの国で盛んである。既にペタワットレーザーが多くの国で稼働しており、レーザー粒子加速への応用だけでなく、極端な非線形効果を対象にした超高エネルギー密度の物理研究のためにも使われ始めている。EU では The Extreme Light Infrastructure (ELI) という計画が既に動き出し、20 PW のレーザーを持つ研究施設の建設が始まり、200 PW レーザーの建設も予定されている<sup>56)</sup>。米国では LBNL に納入された PW レーザー (BELA) が近々稼働の予定であり<sup>57)</sup>、露でも真空の破壊<sup>58)</sup>の実験的検証を目指したエクサワットレーザー研究施設の建設計画 (XCELS) がある<sup>59)</sup>。しかし、この種の研究計画は国内ではまだ具体化していない。

個人的な考えであるが、エクサワット級の超高強度レーザーは物理研究の道具としては面白そうであるが、現段階の粒子加速研究にとっては必ずしも必要ではない。今は、特に日本では、応用が可能な分野に進出しレーザーを含めた仲間を増やし、安定性や制御性の向上、エネルギー効率の向上を図りながら、次世代のレーザー開発を進めて、再出発に備える時期であろう。エネルギーフロンティア競争への参入は、その後も遅くはないし、むしろ基礎技術を固める方が開発の効率が良いと考える。

レーザー・プラズマ加速器研究は、世界中で行われ、研究者数も徐々に増えているが、なぜか日本だけは、グループ数も研究者数、学生数も減少している。レーザー・プラズマ加速は高周波加速器と同じフィールドで張り合う必要はないので、加速器のコミュニティーの知恵も借りながら輪を広げることの必要性を感じている。

本稿では、レーザーを使った粒子加速器として、ほんの一部しか紹介していない。他にも、イオン加速、光結晶粒子加速などの研究が進められている。それらについての紹介は別の機会が設けられるであろう。

## 参考文献

- 1) K. Shimoda, *Appl. Opt.* 1, 33 (1962).
- 2) X. Lin, *et al.* *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 4, 051301 (2001).
- 3) T. Plettner, *et al.* *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 9, 111301 (2006).
- 4) B. Cowan, *et al.* *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 11, 011301 (2008).
- 5) T. Tajima and J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* 43, 267 (1979).
- 6) Y. Kitagawa, *et al.* *Phys. Rev. Lett.* 68, 48 (1992).
- 7) C. E. Clayton, *et al.* *Phys. Rev. Lett.* 70, 37 (1993).
- 8) N. M. Kroll, *et al.* *Phys. Rev. Lett.* 13, 83 (1964).
- 9) C. Darrow, *et al.* *Phys. Rev. Lett.* 56, 2629 (1986).
- 10) D. Strickland and G. Mourou, *Opt. Commun* 56, 219 (1985).
- 11) K. Nakajima, *et al.* *Phys. Rev. Lett.* 74, 4428 (1990).
- 12) V. Malka, *et al.* *Science* 298, 1596 (2002).
- 13) E. Esarey, S. Tochitsky, AAC'04, "Laser-Plasma Acceleration WG summary report", <http://www.bnl.gov/atf/Meetings/AAC04/june26morning.htm>
- 14) E. Miura, *et al.* *Appl. Phys. Lett.* 86, 251501 (2005).
- 15) S. P. D. Mangles, *et al.* *Nature* 431, 535 (2004).
- 16) C. G. R. Geddes, *et al.* *Nature* 431, 538 (2004).
- 17) J. Faure, *et al.* *Nature* 431, 541 (2004).
- 18) S. Masuda, *et al.* *Phys. Plasmas* 14, 023103 (2007).
- 19) 例えば、プラズマ・核融合学会誌 第86巻 小特集 (2010).
- 20) S. P. D. Mangles, *et al.* *Phys. Plasmas* 14, 056702 (2007).
- 21) J. Osterhoff, *et al.* *Phys. Rev. Lett.* 101, 085002 (2008).
- 22) N. Hafz, *et al.* *Nature Photonics* 2, 572 (2008).
- 23) D. Umstadter, *et al.* *Phys. Rev. Lett.* 76, 2073 (1996).
- 24) E. Esarey, *et al.* *Phys. Rev. Lett.* 79, 2682 (1997).
- 25) G. Fubiani, *et al.* *Phys. Rev. E* 70, 016402 (2004).
- 26) H. Kotaki, *et al.* *Phys. Plasmas* 6, 3296 (2004).
- 27) J. Faure, *et al.* *Nature* 444, 737 (2006).
- 28) C. Rechatin, *et al.* *Phys. Rev. Lett.* 102, 164801 (2009).
- 29) H. Kotaki, *et al.* *Phys. Rev. Lett.* 130, 194803 (2009).
- 30) S. V. Bulanov, *et al.* *Phys. Rev. Lett.* 130, (2009). 78, 4205 (1997).
- 31) S. V. Bulanov, *et al.* *Phys. Rev. E* 58, R5257 (1998).
- 32) H. Suk, *et al.* *Phys. Rev. Lett.* 86, 1011 (2001).
- 33) R. G. Hemker, *et al.* *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 5, 041301 (2002).
- 34) P. Tomassini, *et al.* *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 6, 121301 (2003).
- 35) A. V. Brantov, *et al.* *Phys. Plasmas* 15, 073111 (2008).
- 36) T. Hosokai, *et al.* *Phys. Rev. E* 67, 036407 (2003).
- 37) T. Hosokai, *et al.* *Phys. Rev. Lett.* 97, 075004 (2006).
- 38) K. Koyama, *et al.* *Nucl. Instrum. and Methods in Phys. A* 608, S51 (2009).
- 39) K. Schmidt, *et al.* *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 13, 093101 (2010).
- 40) C. G. R. Geddes, *et al.* *Phys. Rev. Lett.* 100, 215004 (2008).
- 41) A. Pak, *et al.* *Phys. Rev. Lett.* 104, 025003 (2010).
- 42) C. McGuffey, *et al.* *Phys. Rev. Lett.* 104, 025004 (2010).
- 43) A. B. Borisov, *et al.* *Phys. Rev. A* 45, 5830 (1992).
- 44) T. P. A. Ibbotson, *et al.* *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 13, 031301 (2010).
- 45) Y. Ehrlich, *et al.* *Phys. Rev. Lett.* 77, 4186 (1996).
- 46) T. Kameshima, *et al.* *Phys. Plasmas* 16, 093101 (2009).
- 47) C. McGuffey, *et al.* *Phys. Plasmas* 16, 113105 (2009).
- 48) D. J. Spence and S. M. Hooker, *Phys. Rev. E* 63, 015401 (R) (2000).
- 49) W. P. Leemans, *et al.* *Nature Phys.* 2, 696 (2006).
- 50) K. Nakamura, *et al.* *Phys. Plasmas* 14, 056708 (2007).
- 51) S. Karsch, *et al.* *New J. Phys* 9, 415 (2007).
- 52) C. G. Durfee, *et al.* *Phys. Rev. Lett.* 71, 2409 (1993).
- 53) T. Hosokai, *et al.* *Appl. Phys. Lett.* 96, 121501 (2010).
- 54) M. Mori, *et al.* *Phys. Rev. ST-Accel. Beams* 12, 083801 (2009).
- 55) M. Fuchs, *et al.* *Nature Phys.* 5, 826 (2009).
- 56) <http://www.extreme-light-infrastructure.eu/>
- 57) <http://www.lbl.gov/Workplace/siteconstruction/files/main.html#BELLA>
- 58) A. R. Bell, *et al.* *Phys. Rev. Lett.* 101, 200403 (2008).
- 59) <http://www.xcels.iapras.ru/img/site-XCELS.pdf>