高原子番号ガスを用いたレーザープラズマ加速による電子ビーム制御

森 道昭

日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門 次世代レーザー開発研究グループ (〒619-0215 京都府木津川市梅美台8-1-7)

Control of Electron Beam by Using High-Z Gas Target in the Laser-Plasma Acceleration

Michiaki MORI

Japan Atomic Energy Agency, 8-1-7 Umemidai, Kizugawa, Kyoto 619-0215

(Received July 11, 2012)

We investigate the pointing stability and the divergence of a quasi-monoenergetic electron beam generated in a self-injected laser-plasma acceleration regime using high-Z gas-jet target. Gas-jet targets have been irradiated with focused 40 fs laser pulses at the 4-TW peak power. A pointing stability and a beam divergence of electron beam were improved using argon target. These values were about three times smaller than at the optimum condition using helium. This stabilization method is available for another gas material such as nitrogen. At nitrogen gas-jet target, the pointing stability is more improved to two times smaller than that in argon gas-jet target and the peak energy is increased to > 30 MeV. These results prove that this method not only stabilizes the e-beam but also allows controlling the electron energy.

Key Words: Laser-plasma electron accelerator, Ionization stage control, Relativistic laser plasma acceleration

1. はじめに

レーザー駆動電子ビームをさまざまな応用に展開していく上で電子ビームの制御・安定性向上は重要な課題であり、2つのレーザー光の衝突による定在波を用いる方法¹⁻⁵⁾や、磁化プラズマを用いる方法^{6,7)}、プラズマ密度の急勾配を用いる方法^{8,9)}、さらにコントラストを向上する方法¹⁰⁻¹²⁾など様々な方法が提案・実証されている。高強度レーザーと気体との相互作用を用いたエネルギー幅の狭いいわゆる準単色構造を持つ電子ビームの発生研究では、Ref. 13などのごく一部の研究を除いて通常レーザー光の照射で容易に完全電離となる水素やヘリウムといった低い原子番号(Low-Z)のガスが用いられる。これは、完全電離となるためプラズマ密度の評価が容易であること、また準単色構造の電子ビームが共鳴的に出現するプラズマ密度が 10^{19} cm^{-3} 近辺であることからパルスガスジェットで比較的容易に生成することができるためである。しかし、近年の研究で高い原子番号のガス(High-Z)が制御性向上に有用であることが分かってきた¹⁴⁻¹⁹⁾。本稿においては新しい制御手法の一つであるHigh-Zガスを用いたレーザープラズマ加速による電子ビームの制御に関し、関連する研究の最近の動向を含めて実験結果を中心に解説する。

2. Ionization injection

フェムト秒テラワットレーザー光を集光させる事で得られる非常に高いレーザー電場は、原子核に束縛される電子の軌道を歪ませ、レーザー周期の時間スケールでの電離をもたらすことができる²⁰⁻²²⁾。これがトンネル電離の概念であり、多光子電離と併せてフェムト秒レーザーと物質との相互作用を考える上で基本的な電離過程として知られている。一方、レーザーによってプラズマ波を励起し、高エネルギー電子を発生させるレーザープラズマ電子加速²³⁾、特にレーザーウエーク場加速では、通常テラワット級チタンサファイアレーザーと組み合わせる形で、前述のようにその照射で十分に完全電離となる水素やヘリウムなどの低原子番号(Low-Z)のガスが用いられている。しかし、高原子番号(High-Z)のガスでは、例えばアルゴンの場合、内殻のイオン化ポテンシャルが数百eVを超えるため、レーザー電場でもたらされる電子のquiver運動のエネルギーが電子の静止エネルギーに匹敵する $I \sim 10^{18} \text{ W} \mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ (I : レーザー強度 W/cm^2 , λ : レーザー波長 μm)のいわゆる相対論的なレーザー強度でもその電離は不完全となる。その一方で、第1イオン化ポテンシャルは、例えばヘリウムとアルゴンでは、 $E_{1,\text{He}} = 24.6 \text{ eV}$, $E_{1,\text{Ar}} = 15.7 \text{ eV}$ のように、逆に低くなる。この違いによって、トンネル電離や後ほど取り上げるカ

スケード電離を問わず電離の時間スケールや発展などの違いとして表れ、Low-Zとは異なるウェーク場の形成や電子加速の振る舞いをする。2007年にOzらはRF加速器から発生する超高エネルギーの電子パンチを使ったプラズマウェーク場による電子ビームの発生実験を行い、LiプラズマがHeプラズマに閉じ込められる特殊な状態を生成させ、28.5 GeVのエネルギーの電子ビームの照射によって、7.6 GeVのエネルギー利得が得られることを明らかにした(ionization injection)²⁴⁾。この加速では、HeおよびLiがバックグラウンドのプラズマ源を供給し、第1イオン化ポテンシャルの低い($E_{i, Li} \sim 5$ eV) Liの電子がウェーク場を保持する形で大振幅のウェーク場を形成させ、これに第1イオン化ポテンシャルの高い($E_{i, He} \sim 25$ eV) Heの電子を加速するというものであった。つまり、Liから放出される自由電子とHeから放出される自由電子それぞれが加速媒体となる電子と被加速電子の供給源を担うという形で効率的な加速を供するというものであった。この研究では、電子加速の実証のみでそれが有する制御性については言及されていなかった。その後、PakらのグループとMcGuffeyらのグループはこの原理をレーザープラズマ電子加速に展開し2010年にヘリウムと窒素の混合ガスを用いて100 TW級レーザー励起による加速実験で100 MeV級の電子加速^{15,16)}を実証し、さらにその後の研究ではLiuらのグループもこの制御法の実証に加わる形で2ステージ加速による数百MeV級の電子ビーム発生に至っている^{17,18)}。特にPakらの研究¹⁵⁾は、Ozらの研究でイオン化エネルギーの差異を第1イオン化の異なる別々のガスで行っていたものをHigh-Zガスの外殻(L殻)と内殻(K殻)のイオン化の大きなギャップを利用する事で同等の効果が得られることを明らかにするとともに、このような内殻の電離が非常に高いレーザー強度を必要とすることから、レーザースポットのごく一部の領域でしか電子加速が発生しないため、非常に品質の高いエネルギーのそろった電子ビームが発生できる事も明らかにしている。

3. Ionization-stage control

さて、テラワットレーザー装置から発生するレーザーパルスはテラワットのメインパルス以外にもレーザー光増幅の過程で副次的に生じるASE (Amplified Spontaneous Emission) ベデスタルと呼ばれる、メインピークに比べて通常5~7桁程度低いピコからナノ秒の比較的時間の背景光(ベデスタル)を持つ。この抑制が不十分な場合、メインパルス到達前にターゲットが加熱されプラズマ化(プレプラズマ)した状態でメインパルスと相互作用する。レーザー駆動イオン加速として典型的なシース電場加速(Target Normal Sheath Acceleration)²⁵⁻²⁷⁾では、高いエネルギーのイオンビームを発生させるため数ミクロン以下の膜厚の固体薄膜をターゲットに用いた研究が展開している。そのメカニズムは高強度短パルスレーザー光を薄膜に照射することで高速電子を発生させ、その高速電子で生じる高々数 μm の加速長の静止した電場で高エ

ネルギーイオンを発生するものである。この加速を効率よく行うためにはターゲットの薄膜化とターゲット裏面の高密度状態の両立が重要である。したがって、このターゲット裏面で生じる加速場を安定的に形成させる(Fig. 1 (a))ため、高速ポッケルスセルの導入²⁸⁾やプラズマミラー²⁹⁾など、プレパルスの抑制に主眼が置かれている。これに対し、プラズマ波(ウェーク場)を加速媒体としたレーザープラズマ電子加速は、Fig. 1 (b)に示すように数百 μm を超える比較的長距離にわたるスケールで光速に近い位相速度を持つプラズマ波によって加速が行われる。そのため、ベデスタルの抑制による電子ビームの安定化の方法¹⁰⁻¹²⁾以外にも、磁化プラズマを用いた制御の方法⁶⁾や本方法¹⁴⁾のように逆に積極的な制御の道具として利用するなど多様化している。ここで磁化プラズマを用いた制御の手法について少し補足する。この手法は、ターゲット近傍にレーザーの伝播方向と同軸の均一磁場を与え、プレパルス照射によって磁化プラズマを生成させ、それを電子ビームの制御に用いるというものである。ここで生成される磁化プラズマは、サイクロトロン運動で集光点付近でピンチをする予備加速電子の供給も兼ねたテーパー構造のプラズマ導波路(プラズママイクロ-optics)を形成する。このプラズマ導波路にメインパルスを入射させることで、(狭い導波路のため)レーザー強度の増加がもたらされる結果、密度勾配による制御^{8,9)}に類似する局所的な非線形のウェーク場が励起され効率的で且つ指向性・位置安定性に優れた電子ビームを得るというものである。

さて、前述のプレプラズマに話を戻す。このプレプラズマの形成において支配的な電離過程は多光子電離とそれに続くカスケード電離である^{30,31)}。このカスケード電離とは、多光子電離によって生じた自由電子が逆動放射で加速され、さらに他の原子と衝突して電離をもたらし、なだれ的に電離が進展するものである。したがって、プレパルスを含むレーザーパルスの時間プロファイルは、当然電離度やプラズマ温度、また電子密度の空間分布に変化を与え、結果的に発生する電子ビームに影響を及ぼす。一方、前述のようにHigh-ZガスはLow-Zガスと比較して低い第1イオン化しきい値を持っているため、より低いレーザー強度で電離が可能である。Ionization-stage controlはプレパルス(強度・パルス幅)を制御し、

Fig. 1 Image of ion acceleration by plasma sheath electric field (a) and electron acceleration by plasma wave electric field (b). Here, v_{ph} is phase velocity of the acceleration field.

カスケード電離のしきい値近辺に設定させることにより、比較的低温のプラズマの膨張を利用して加速場の長尺化をもたらすレーザー光導波路を生成させ、電子ビームの安定化を行うものである。このレーザー光導波路は、中心部で低く周囲で高いプラズマ電子密度分布を形成させることで、屈折率に勾配を持つグレーデッドインデックス型光ファイバと同等の構造を持ち、メインレーザーパルスはこの導波路を加速媒体となるウェーク場を形成しながら長尺に伝搬するため³²⁾、結果的に電子ビームは長い加速長によって横方向の運動に空間的な制約を与えられる。したがって、位置安定性が高く、発散角の小さな制御された電子ビームを得る。これがIonization-stage controlの原理的な概念である。

具体的に実験例を示す形で解説をすすめる。実験セットアップをFig. 2に示す。これは、ピーク出力4 TWのフェムト秒チタンサファイアレーザーを励起レーザーとして使い、Low-Zガスとしてヘリウム、High-Zガスとしてアルゴンで発生する電子ビームおよび形成されるウェーク場の比較を行った。ここでレーザーのプレパルスのピークパワー、パルス幅はそれぞれ10 MW, 500 ps, メインパルスのピークパワー、パルス幅はそれぞれ4 TW, 40 fs (full-width-half-maximum: FWHM) でF=22の軸外し放物面鏡(Off-Axis-Parabola mirror: OAP)で約20 μm (FWHM)のスポット径で集光させた。これはレーザー光強度でそれぞれ $2 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$, $9 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ となる。ターゲットガスは集光点近傍に設置したパルスガスジェットを通じて供給し、それ以外の領域はプラズマによるレーザー光の発散(defocus)を防ぐために真空状態($< 10^{-2} \text{ Pa}$)である。このパルスガスジェットはレーザー光のレーリー長(約1.3 mm)の3倍近い3.5 mm (FWHM)のスケール長のフラットトップな密度プロファイルが生じるように設計している。ここで、供給するターゲットガスの集光点近傍での中性ガス密度は、ヘリウム、アルゴンでそれぞれ $2.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $5.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ に設定した。これは、 $9 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ のメインパルスのピーク強度でのトンネル電離をシンプルに解釈したBSI (Barrier Suppression Ionization) モデル²²⁾による電離の価数の考察

Fig. 2 Experimental setup for energetic electron generation using terawatt laser. The inset shows typical gas-jet nozzle.

を反映すると双方ともほぼ $4.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ に相当する。一方、プレパルス(強度 $2 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$)によるカスケード電離のしきい値³¹⁾はヘリウムおよびアルゴンでそれぞれ $4 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ および $9 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ と見込まれるため、レーザー光導波路の形成はアルゴンにおいてのみ生じる。このプレプラズマのプラズマ温度はレーザー強度が電離しきい値に非常に近い事もあり、この領域でのプラズマ加熱で支配的となる逆制動放射を考慮しても電離ポテンシャルの2倍程度($\sim 30 \text{ eV}$)の比較的低温状態にとどまる。したがって、このプラズマの膨張(10^6 cm/s のオーダーの速度)と時間スケール(カスケード電離に必要な時間から推測して200 ps程度)から、レーザー光の横断面方向に非常に浅い(高々10%程度)密度変調を持ったくぼみ状のプレプラズマの形成が推測される。この構造は非常に浅いものの、レーザー光導波路の条件³²⁾を十分に満たすため、レーザー光はこの形成された導波路を通じて中心部に効率的にガイドされ、その結果前述の磁化プラズマを用いた電子ビームの制御と同様に電子ビームの制御性・品質向上がもたらされる。

実際に実験から得られた電子ビーム放射方向の安定性の計測結果をFig. 3に示す。これは、電子ビームの空間イメージの計測可能な電子スペクトロメーター (Electron Spectrum Meter: ESM・電磁石(空間イメージ撮像の際は残留磁場をキャンセルするよう電磁石に微弱な逆方向電流を与え磁場をゼロにして計測)、アルミニウム製エネルギーフィルタ($> 1 \text{ MeV}$ 透過)、蛍光板、CCDカメラで構成)にて撮像したものを、ヘリウム、アルゴンそれぞれ50 shot分プロットしたものである。電子ビームの位置安定性が4倍以上($9.8 \text{ mrad (rms)} \rightarrow 2.4 \text{ mrad (rms)}$)改善していることを示している。また、ビーム発散角においても1/3に抑制($29.8 \pm 8.8 \text{ mrad (FWHM)} \rightarrow 10.8 \pm 2.4 \text{ mrad (FWHM)}$)されている事も確認している (Fig. 4)。その一方、生成されているウェーク場の長さについてもその長尺化を観測した。ウェーク場の長さは、励起レーザーが

Fig. 3 Beam pointing stability of electron bunch using He and Ar target.

(a) Helium

(b) Argon

Fig. 4 Spatial beam profile of energetic electrons (> 1 MeV).

ウェーク場を形成しながら伝搬していく際に副次的に発生するトムソン散乱(90度トムソン散乱)のイメージより評価できる。そのためこの散乱が強く生じる、励起レーザー光の横断面方向の偏光方向と直交する方向(本実験ではgas-jetの上(下)部に相当)に、ガスジェット等の装置類が収まっている真空容器の上面に観測窓を介した顕微鏡を構成してCCDカメラで観測した。その結果、アルゴンではほぼレーザーのレーリー長(約1.3 mm)に相当する、ヘリウムに比べて3倍以上長尺なウェーク場(約1.5 mm)を観測し、上記の導波路形成の考察に妥当な結果が得られた(Fig. 5)。

他方で加速された電子ビームのエネルギーのピークはアルゴンターゲット(～8.5 MeV)でヘリウムターゲット(～25 MeV)に比べ1/3近くに低下していることを観測し

(a) Helium

(b) Argon

Fig. 5 90° Thomson scatter image in (a) He and (b) Ar.

た(Fig. 6)。本実験では、相対論的自己集束³³⁻³⁵⁾が発生するための条件、すなわちメインレーザーパルス幅がプラズマ周期に比べ十分に長く、且つレーザーパワーの条件³⁵⁾ ($P_e = 16.2 n_e/n_e \text{ GW}$, ここで n_e はレーザーのカットオフ密度, n_e はプラズマ電子密度を示す)を満たすため、これによって実効的なレーザー強度の増加が見込まれる。したがって、アルゴンターゲットでは元々9価程度だった電離の価数がこの強度の増加によってより多価まで進展し、その結果実効的なプラズマ電子密度が増加する。このような追加的な密度増加はプラズマ波の位相速度の低下に結びつくためエネルギー低下に繋がる。過去ヘリウムで行った実験とそのメカニズムを考察するために行ったParticle-in-Cellシミュレーションの結果では、双方とも30%程度のプラズマ電子密度の増加に対して50%近くのエネルギーの低下が生じることを明らかにしていた³⁶⁾が、本実験では丁度相対論的自己収束による

(a)

(b)

Fig. 6 Typical energy distribution of electron bunch in (a) He and (b) Ar.

レーザー強度の増加で電離が急速に進展する条件であった事から、これと類似したメカニズムでエネルギーの低下が生じたと考えられる。

これらの実験結果で得られたヘリウム、アルゴンそれぞれで発生した電子ビームのパラメータの比較をTable 1に示す。アルゴンターゲットにおいてヘリウムと比較して電子ビームの位置安定性やビーム発散角抑制以外にも、40%近くだった準単色電子ビームの発現率が80%を超える大幅な改善(Fig. 7)とショット毎の電子ビームの電荷量の安定性向上も確認している。

さて、前述のエネルギーの低下に対しては、上記のメカニズムによるプラズマ電子密度の追加的な増加量の少ないガス例えば窒素ガスを選ぶことにより防ぐことが出来る(Fig. 8)。実際、この後の研究では同じレーザー照射条件で窒素ターゲットを用いることで、高エネルギーと電子ビーム放射位置の安定性が両立できる³⁷⁾ことを明らかにしており、最近の結果では、50 shotの統計でピークエネルギーで $E = 33 \pm 6.6$ MeV (avg $\pm$ s.d.) (Fig. 9)、ビーム位置安定性1.1 mrad(rms)、ビーム発散角 6.0 ± 2.5 mrad (avg $\pm$ s.d. (FWHM)) の結果を得ている。このときの中性ガス密度は $3.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ である。これは、窒素で5価までの電離を仮定すると、前述のヘリウム、アルゴンとはほぼ同じプラズマ密度であり、プラズマ波の位相速度によって決まるDephasing limitの約40 MeVに近いことから、ガス種の最適化によって効率的な加速が行われている事を示している。この窒素での結果については、Raoらのグループも同様のレーザー/プラズマ条件で50 MeV級・100 pCの電子ビーム発生に成功¹⁹⁾する

Table 1 Electron beam parameter in He and Ar.

Target	Helium	Argon
Charge (pC/shot)	19.8 ± 10.6	9.2 ± 3.3
Pointing stability (mrad) (root-mean-square(rms))	9.8	2.4
Beam divergence in full-width-half-maximum(mrad) (average (avg) $\pm$ standard deviation(s.d.))	29.8 ± 8.8	10.4 ± 2.0
Peak Energy(MeV) (avg $\pm$ s.d.)	24.8 ± 3.6	8.5 ± 0.8
Reproducibility of quasi-monoenergetic distribution(%)	38	84

*determined by 50 sequential shots

Fig. 7 Images of electron energy distribution at ESM for 30 consecutive shots. The inset numbers show shot numbers.

など類似した結果を得ている。このように、アルゴンの結果と窒素の結果を総合して考えると、本手法はビームの位置安定性や発散角の抑制以外にも、追加的な電離構造を使いこなすことによってエネルギー制御性も有しているものと考えられる。

その一方で、高Zガスの種類によっては逆に電子ビーム発生を阻害する場合もある。例えば前述と同じレーザー条件でターゲットをネオンに置き換えた場合、有意な電子ビーム (> 1 pC for > 1 MeV) の発生が認められなかった。この時の中性ガス密度はヘリウム、アルゴン双方で最も発散角の小さな電子ビームを観測したプラズマ密度(電子密度)の $4.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ に相当する $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ($9 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ のメインのピーク強度を仮定)である。ガス密度の増加は、相対論効果による凸レンズ効果の増加につながるため実効的なレーザー強度を増加させると

Fig. 8 Charge states in Ar and N_2 as a function of laser intensity from BSI model.²²⁾

Fig. 9 Typical energy distributions at nitrogen target. The insets show energy resolved electron images for 5 consecutive shots.

ともに、プラズマ波の位相速度の低下による電子ビーム発生条件の緩和に繋がる³⁸⁾。そのため、さらに中性ガス密度を $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ まで走査的に増加させた。しかしながら、この走査でも有意($>1 \text{ MeV}$, $>1 \text{ pC}$)な電子ビームの発生は認められなかった。さらに、90度トムソン散乱計測においても有意な散乱光を観測せずウェーク場の形成に至っていないことも分かった。この結果をさらに調べるために、メインレーザーに対し90度方向からの光プローブ(パルス幅40 fs)によるアルゴンおよびネオンそれぞれの励起レーザー光の伝搬の比較を行った(Fig. 10)。ここで設定した中性ガス密度は $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ および $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ であり、 $9 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ の強度のレーザー照射で推測される電離価数から換算して電子密度は双方ともほぼ $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ に相当する。この結果から、アルゴンで生じているレーザーチャネルの構造がネオンでは強力に抑制され、電子ビームの発生を阻害している原因であることが分かった。Fig. 11にBSIモデルに基づくアルゴン、窒素およびネオンの電離度のレーザー強度依存性の比較を示す。特に光導波路をもたらす第1イオン化ポテンシャルについて着目するとアルゴンと窒素はほぼ同じ第1イオン化ポテンシャル(それぞれ $E_{\text{I,Ar}} = 15.7 \text{ eV}$, $E_{\text{I,N}_2} = 14.5 \text{ eV}$)に対し、ネオンは高い第1イオン化ポテンシャル($E_{\text{I,Ne}} = 21.6 \text{ eV}$)を有する。これは、カスケード電離のしきい値³¹⁾から考察すると、光ガイドを誘起するよ

Fig. 10 90° optical probe image in (a) Ar and (b) Ne.

Fig. 11 Normalized charge state as a function of laser intensity from BSI model.²²⁾

うな光導波路の形成がネオンでは困難であることを示す。さらにこれに 10^{17} W/cm^2 を超える強度まで電離構造が延びている事も重なるため、凹面レンズと同等の効果でレーザー光の収束を妨げ、結果的に電子ビームの発生を妨げていると考えられる。いずれにしても、レーザー条件に応じた適切なガスの選択が必要なる事は明らかである。

4. まとめ

レーザー加速電子ビーム制御手法の一つとして、High-Zガスターゲットを用いた制御手法について紹介した。High-Zガスターゲットによる電子ビームの制御の手法は他の手法に比べシンプルであり、また制御性と別のメリットとしてHigh-Zガスの多価の電離を利用することから、供給するガス量を減らすことができるため、高繰り返し動作においても有利である。今後、より実用に供する電子ビーム源の実現のため、ビームの利用研究との連携が不可欠であり、他の制御手法との併用やレーザー装置の改良などの研究開発と並行する形で展開することが重要になっていくと考えられる。

謝 辞

本研究の一部は、基盤研究(C)(No.21540414)の支援を受け研究を行いました。また本研究は、日本原子力研究開発機構 近藤 公伯、神門 正城、小瀧 秀行、林 由紀雄、西内 満美子、アレクサンダー ピロジコフ、小倉 浩一、杉山 博則、セルゲイ ブラノフ、大道 博行、大阪大学 水田 好雄、田中 和夫、西村 博明諸氏との共同研究の成果であり、ここに感謝いたします。

参考文献

- 1) E. Esarey, R. F. Hubbard, W. P. Leemans, A. Ting, and P. Sprangle: Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 2682.
- 2) H. Kotaki, S. Masuda, M. Kando, J. K. Koga, and K. Nakajima: Phys. Plasmas **9** (2002) 1392.
- 3) J. Faure, C. Rechatin, A. Norlin, A. Lifschitz, Y. Glinec, and V. Malka: Nature **444** (2006) 737.
- 4) H. Kotaki, I. Daito, M. Kando, Y. Hayashi, K. Kawase, T. Kameshima, Y. Fukuda, T. Homma, J. Ma, L.-M. Chen, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 194803.
- 5) C. Rechatin, X. Davoine, A. Lifschitz, A. Ben Ismail, J. Lim, E. Lefebvre, J. Faure, and V. Malka: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 194804.
- 6) T. Hosokai, K. Kinoshita, A. Zhidkov, A. Maekawa, A. Yamazaki, and M. Uesaka: Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 075004.
- 7) 細貝知直: プラズマ・核融合学会誌 **86** (2010) 143.
- 8) S. Bulanov, N. Naumova, F. Pegoraro, and J. Sakai: Phys. Rev. E **58** (1998) R5257.
- 9) C. G. R. Geddes, K. Nakamura, G. R. Plateau, Cs. Toth, E. Cormier-Michel, E. Esarey, C. B. Schroeder, J. R. Cary, and W. P. Leemans: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 215004.
- 10) S. P. D. Mangles, A. G. R. Thomas, M. C. Kaluza, O. Lundh, F. Lindau, A. Persson, Z. Najmudin, C.-G. Wahlström, C. D. Murphy, C. Kamperidis, K. L. Lancaster, E. Divall, and K. Krushelnick: Plasma Phys. Control Fusion **48** (2006) B83.
- 11) E. Miura and S. Masuda: Appl. Phys. Express **2** (2009) 126003.
- 12) H. Kotaki, M. Kando, I. Daito, T. Kameshima, K. Kawase, L. Chen, Y. Fukuda, J. K. Koga, H. Kiriya, S. Kondo, *et al.*: Jpn.

- J. Appl. Phys. **50** (2011) 066401.
- 13) E. Miura, K. Koyama, S. Kato, N. Saito, M. Adachi, Y. Kawada, T. Nakamura, and M. Tanimoto: Appl. Phys. Lett. **86** (2005) 251501.
 - 14) M. Mori, K. Kondo, Y. Mizuta, M. Kando, H. Kotaki, M. Nishiuchi, M. Kado, A. S. Pirozhkov, K. Ogura, H. Sugiyama, *et al.*: Phys. Rev. ST Accel. Beams **12** (2009) 082801.
 - 15) A. Pak, K. A. Marsh, S. F. Martins, W. Lu, W. B. Mori, and C. Joshi: Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 025003.
 - 16) C. McGuffey, A. G. R. Thomas, W. Schumaker, T. Matsuoka, V. Chvykov, F. J. Dollar, G. Kalintchenko, V. Yanovsky, A. Maksimchuk, K. Krushelnick, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 025004.
 - 17) J. S. Liu, C. Q. Xia, W. T. Wang, H. Y. Lu, Ch. Wang, A. H. Deng, W. T. Li, H. Zhang, X. Y. Liang, Y. X. Leng, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 035001.
 - 18) B. B. Pollock, C. E. Clayton, J. E. Ralph, F. Albert, A. Davidson, L. Divol, C. Filip, S. H. Glenzer, K. Herpoldt, W. Lu, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 045001.
 - 19) B. S. Rao, J. A. Chakera, P. A. Naik, M. Kumar, and P. D. Gupta: Phys. Plasmas **18** (2011) 093104.
 - 20) L. V. Keldysh: Zh. Eksp. Teor. Fiz. **47** (1964) 1945 [Sov. Phys. JETP **20** (1965) 1307].
 - 21) M. V. Ammosov, N. B. Delone, and V. P. Krainov: Zh. Eksp. Teor. Fiz. **91** (1986) 2008 [Sov. Phys. JETP **64** (1986) 1191].
 - 22) S. Augst, D. Strickland, D. D. Meyerhofer, S. L. Chin, and J. H. Eberly: Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 2212.
 - 23) T. Tajima and J. M. Dawson: Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 267.
 - 24) E. Oz, S. Deng, T. Katsouleas, P. Muggli, C. D. Barnes, I. Blumenfeld, F. J. Decker, P. Emma, M. J. Hogan, R. Ischebeck, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 084801.
 - 25) S. P. Hatchett, C.G. Brown, T. E. Cowan, E. A. Henry, J. S. Johnson, M. H. Key, J. A. Koch, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, R. W. Lee, *et al.*: Phys. Plasmas **7** (2000) 2076.
 - 26) M. Kaluza, J. Schreiber, M. I. K. Santala, G. D. Tsakiris, K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn, and K. J. Witte: Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 045003.
 - 27) 千徳 靖彦, 兒玉 了祐: プラズマ・核融合学会誌 **81** (2005) 145.
 - 28) M. Mori, A. Yogo, H. Kiriya, M. Nishiuchi, K. Ogura, S. Orimo, J. Ma, A. Sagisaka, S. Kanazawa, S. Kondo, *et al.*: IEEE Trans. Plasma Sci. **36** (2008) 1872.
 - 29) D. Neely, P. Foster, A. Robinson, F. Lindau, O. Lundh, A. Persson, C.-G. Wahlstrom, and P. McKenna: Appl. Phys. Lett. **89** (2006) 021502.
 - 30) D. H. Gili and A. A. Dougal: Phys. Rev. Lett. **15** (1965) 845.
 - 31) 山中 龍彦: プラズマ・核融合学会誌 **69** (1993) 656.
 - 32) P. Sprangle and E. Esarey: Phys. Fluids B **4** (1992) 2241.
 - 33) G.-Z. Sun, E. Ott, Y. C. Lee, and P. Guzdar: Phys. Fluids **30** (1987) 526.
 - 34) P. Sprangle, E. Esarey, and A. Ting: Phys. Rev. A **41** (1990) 4463.
 - 35) A. B. Borisov, A. V. Borovskiy, O. B. Shiryayev, V. V. Korobkin, A. M. Prokhorov, J. C. Solem, T. S. Luk, K. Boyer, and C. K. Rhodes: Phys. Rev. A **45** (1992) 5830.
 - 36) M. Mori, M. Kando, I. Daito, H. Kotaki, Y. Hayashi, A. Yamazaki, K. Ogura, A. Sagisaka, J. Koga, K. Nakajima, and H. Daido: Phys. Lett. A **356** (2006) 146.
 - 37) M. Mori, K. Kondo, H. Kotaki, Y. Hayashi, K. Kawase, S.V. Bulanov, K. Ogura, A. S. Pirozhkov, K. Kondo, A. Sugiyama, *et al.*: Proc. IPAC'10 (2010) THPEC003.
 - 38) S. Masuda, E. Miura, K. Koyama, S. Kato, M. Adachi, T. Watanabe, K. Torii, and M. Tanimoto: Phys. Plasmas **14** (2007) 023103.

レーザーワード

相対論的自己収束 (relativistic self-focusing)

高強度レーザーとプラズマとの相互作用で生じる現象の1つ。プラズマ中の屈折率は、電子の質量をパラメータの一つとするプラズマ周波数に依存する。したがって、一様分布のプラズマ中に高強度レーザー光を入射すると、レーザー光の強度分布に応じた屈折率分布が生じる。これはガウス様ビームの場合、一種の屈折率分布型の集光レンズとして働くためレーザー光を集光させる。さらにこの集光はレーザー強度の増加をもたらすため、

一層強力な集光レンズの形成とレーザー強度の増加を生じさせる。これらの一連の過程が連鎖的に繰り返されることで、結果的にスポット径が小さく強度の非常に高いレーザー光チャネル(伝送路)が形成される。解析的考察から、この現象の発現には概ね $16.2(n_e/n_c)$ (GW) (n_c : プラズマ密度, n_e : レーザーのカットオフ密度)のレーザー出力(レーザー強度では無い)を必要とする(十分条件で無い事にも注意)。(森 道昭)