

最近のレーザーとプラズマによる電子加速

小方 厚*

Recent Progress and Perspectives of Laser-Plasma Acceleration

Atsushi OGATA

Abstract

Recent progress and perspectives of laser-plasma acceleration of electrons are given. The short history is first given, and the subject is reviewed in such terms as plasma creation, plasma wave generation, test beam generation, mono-energetic beam generation, plasma wave decay, and staging of injection and acceleration. Recent topics such as direct acceleration, forced laser wake field acceleration, bubble or cavity formation, quasi-mono-energetic beams, etc. are included.

1. はじめに

この小文では、加速対象を電子に限って、最近のレーザー・プラズマ加速の動向を記述したい。

はじめにレーザー・プラズマ加速の歴史を眺めよう。始まりは1979年 Tajima-Dawson のプラズマ波による進行波加速の提案である¹⁾。この提案はレーザーでプラズマ波を作ることであったが、最初に実験に成功したのは1985年、電子ビームでプラズマ波を作る方法によってであった²⁾。Tajima-Dawson の論文には今で言うビート波加速とレーザー航跡場加速が両方とも記述されている。研究がスタートしたのは大パワーレーザーを必要としないビート波加速で、阪大レーザー研で1992年に最初に実験に成功した³⁾。いっぽうのレーザー航跡場加速もひきつづき大パワーレーザーの出現に後押しされ、1995年にKEKを中心としたチームが実験に成功した⁴⁾。

レーザー航跡場加速は最初はレーザーのパルス幅とプラズマ波長をほぼ等しくする方法が考えられたが、レーザーのパルス幅が長くてもそのパワーが大きければ大きな加速電場が得られることがわかった。自己変調レーザー航跡場加速である⁵⁾。

加速器のエネルギー利得は加速勾配と加速長の積である。強力なレーザー電場はレーザーの焦点付近でしか得られない。この回折による制限のために加速長が短く、加速勾配が大きくてもエネルギー利得が上らなかった。これを解決したのがレーザーのチャネリン

グであって、最初の成功⁶⁾以来いくつかの方法がある。ただし加速長を制限しているのは回折だけではなく、このためにエネルギー利得はいぜん低迷している。

加速器はふつう粒子源と加速部から成る。初期のレーザー加速の研究では従来型加速器同様に、別に置いた粒子源からの電子をプラズマ波で加速していた。プラズマ波程度に継続時間の短いビーム源が望まれたが、固体のレーザー衝撃により放出される電子を用いる方法によりいちおう技術的に完成した。熱電子銃のレーザー版であるが、いまではrf加速器にも用いられるに至っている⁷⁾。しかしレーザー・プラズマ加速では、プラズマ電子をプラズマ波に捕捉してビーム化するほうが主流となっている⁸⁾。

昨年は商業雑誌 Nature に、準単色ビーム生成の成功を告げる論文が3本一挙に掲載された⁹⁻¹¹⁾。ありていには、ここ数年この分野ではめざましい成果がなかったのに、なにかアドバルーンを上げる必要に迫られていたところに、タイミングよく産総研の準単色ビーム実験の報告があったので¹²⁾、これに欧米人が触発されたというところであろう。2004年の段階ではたまたま対数プロットに見つかったスペクトルの「こぶ」を、線型でプロットして準単色ビームにこじつけた感がなきにしもあらずであった。しかしその後の実験で準単色ビーム生成の再現性は大いに向上し、またその生成機構の研究がレーザーがプラズマ中に作るつくるバブル（空洞）の解明に結びつきつつある。

* 大阪大学産業科学研究所 Institute of Scientific and Industrial Research, Osaka University

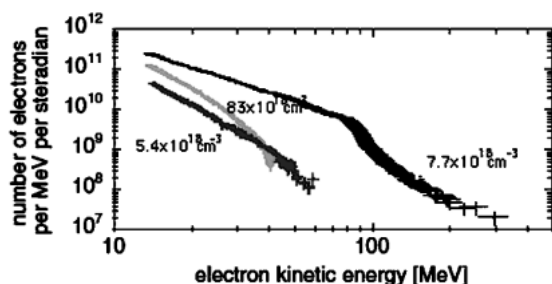


図1 $3 \times 10^{20} \text{ W cm}^{-2}$ のレーザー強度で得られた電子のエネルギースペクトルの電子密度依存性¹³⁾。

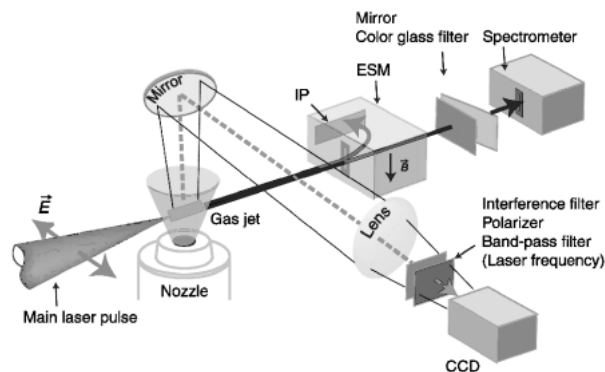


図2 産総研のレーザー航跡場加速実験装置⁴¹⁾。

現在レーザー・プラズマ加速で得られた最大エネルギーは 300 MeV あたりであろう。図1に、ペタワットレーザーを用いた実験で得られたエネルギースペクトルを示す¹³⁾。

このところレーザー・プラズマ加速の解説記事がいろいろな学会誌に掲載されている¹⁴⁻¹⁶⁾。この小文ではなるべくこれらと重複せず、しかも自己無撞着な解説を目指したつもりであるが、これらの解説および著者によるウェブからダウンロードできる教科書¹⁷⁾も参照していただければ理解が深まるであろう。

2. レーザー・プラズマ加速の現状

2.1 実験装置・原理など

図2は産業技術研究所(産総研)でレーザー航跡場加速の実験に使われている装置である。診断装置は研究機関により特色があるかもしれないが、レーザーをガスジェットに入射し、中性ガスをプラズマ化するとともに、プラズマ中に波を立てる。波の電場で加速された高エネルギー電子を磁場によるエネルギー分析器にかけるあたりは、どこの装置も似たようなものである。この装置で加速された電子のスペクトルははなしの順序の都合で、後で図6に示す。

現在のレーザーによる電子加速の主流は、プラズマ波による進行波加速である¹⁾。レーザーパルスの前縁が中性ガスをプラズマ化し、このプラズマ電子中におなじレーザーの動重力(ポンデロモーティブ力)が疎密波を作る。この疎密波の位相速度 v_p は、プラズマ中の電磁波(この場合はレーザー)の群速度に等しく

$$v_p = c \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \right)^{1/2} \leq c \quad (1)$$

である。ただし ω_0 はレーザーの周波数である。 ω_p はプラズマ周波数で、 n_e をプラズマ中の電子密度、 e を素電荷、 ϵ_0 を真空の誘電率、 m_e を電子質量として

$$\omega_p = \left(\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

である。ただしプラズマ温度をゼロと近似している。

プラズマ波の電場を E とすれば、いちばん単純な考え方では

$$eE = m_e \omega_p c, \quad (3)$$

である。 ω_p を n_e を用いて書き直すと、覚えやすい形

$$eE [\text{eV} \cdot \text{cm}^{-3}] \sim n_e^{1/2} [\text{cm}^{-3}], \quad (4)$$

になる。密度 10^{18} cm^{-3} で GeV/cm の加速勾配である。相対論的な扱いでは、これが

$$eE = [2(\gamma_p - 1)]^{1/2} m_e \omega_p c, \quad (5)$$

となる。ただし $\gamma_p = 1/(1 - \beta_p^2)$, $\beta_p = v_p/c$ である。ただしこれらは波の破壊限界における値で、実際にこのような電場ができるわけではない。ひとつのめやすと考えた方がよい。

プラズマ波の電場は進行方向 longitudinal だけでなく半径方向 transverse にも生じる。Panofsky-Wenzel の定理により、これらは $\pi/2$ 位相がずれる¹⁸⁾。電場の符号は進行方向では加速・減速、半径方向では収束・発散に対応する。テスト粒子が収束されつつ加速される位相は、プラズマ波長の 1/4 区間に過ぎない。半径方向の電場をビームの収束に利用したのがプラズマレンズである¹⁹⁾。

進行波型 RF 加速器では周期構造により位相速度の低下をはかったが、プラズマ波ではこの、いわゆる遅波構造の役割を式(1)がつとめる。この式から分かるように v_p はプラズマ密度 n_e に依存する。遅波構造というハードウェアに比べると、プラズマ密度ははるかに制御が難しい。これがプラズマ加速を困難にしていると言ってもよい。プラズマ密度が大きいほど加速勾

配は大きいのだが、プラズマ波の位相速度は小さくなるので、加速された光速の電子がプラズマ波を追い越し、これが加速利得に限界を与える。これもプラズマ加速がかかえる問題のひとつである。

プラズマ温度をゼロと近似すると、式(2)のプラズマ振動数には波数が含まれないので、プラズマ波の分散線は k 軸に平行な直線である。RF 加速器では高次モード（高調波）が存在し、高調波損失などの問題をもたらすのに対し、プラズマ加速器のモードはプラズマ周波数に対応するただ一つである。これはプラズマ加速器の大きな長所である。ただし、RF 加速器は線形領域で動作させるが、プラズマ加速器は非線形領域で動作させたほうが性能がよいとされている。もちろん、非線形動作では状況が複雑になる。

2.2 プラズマ生成

プラズマを作るには、レーザーを中性ガスに照射しさえすればよい。図3(a)に示すように、原子のクーロンポテンシャルはレーザー電場のためにレーザー光の周波数で振動する（図では右下がりに描いてあるが、右下がり・左下がりと振動する）。イオン化ポテンシャルが振動振幅より浅い電子はそのまま放出される。この現象を障壁抑圧電離 barrier suppression ionization という。また振動振幅がイオン化ポテンシャルに及ばなくても、トンネル電離によるイオン化が可能である²⁰⁾。図3(b)はヘリウム、窒素、アルゴンについて各外核電子を障壁抑圧電離するために必要なレーザー強度を示したものである。ヘリウムは強度

10^{16} Wcm^{-2} のレーザーで瞬時にイオン化される。

このようにガスは瞬時にプラズマとなるので、もとのガスが持っていた分布がそのままプラズマ分布となる。真空容器中で、レーザーの焦点付近だけにプラズマをつくりたいので、ガスジェットでミリメートルサイズのガス標的を作るのが一般的である。ジェット中のガスの運動はプラズマ加速の時間スケールでは無視できる。再現性のよいプラズマ分布の実現はガスジェットの性能にかかっているとと言ってもよい。ガスジェットのノズルの設計は²²⁾に記述されている。

2.3 レーザーによるプラズマ波の生成

プラズマそのものの生成は上に述べたが、プラズマのなかにプラズマ波をたてるためにもレーザーを用いるのが主流である。レーザーの強度を規格化ベクトルポテンシャルから導かれる「レーザー強度パラメータ」 a_0 で示す。レーザー波長 λ_0 、真空の抵抗 $\Omega_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} = 377 \text{ ohm}$ を用いると

$$a_0 = \left[\frac{e^2 \Omega_0 \lambda_0^2 I}{4\pi^2 (mc^2)^2} \right]^{1/2} \quad (6)$$

であるが、具体的には

$$a_0 = 1.07 \times 10^{-9} \lambda_0 (\mu\text{m}) I^{1/2} (\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}), \quad (7)$$

である。波長 $1 \mu\text{m}$ のレーザーでは（実際は波長 800 nm の Ti:sapphire レーザーが用いられることが多い） $I \sim 10^{18} \text{ Wcm}^{-2}$ において $a_0 \sim 1$ となる。

一本のレーザーを用いる方法では、レーザーのパルス長とプラズマ波長との大小で、標準的な方法と自己変調法のふたつがあるとされてきた。標準的な方法ではレーザーのパルス長をプラズマ波長に合わせ、線型な波をたてる。「レーザー航跡場加速」はこの方法を指す。

自己変調法は相対論的チャネリング可能な電力を持ち、プラズマ波長より十分長いパルス幅を持つレーザーを用いる。レーザーの包絡線がプラズマ波長で変調されるのが呼び名の由来である。最近では相対論的チャネリング（これについては「レーザーのチャネリング」の項で説明する）の領域では、レーザーのパルス幅が短くても非線形プラズマ波が効率よく生じることも分かってきた²³⁾。この方法、強制航跡場加速 forced laser wake field acceleration がプラズマのインパルス応答を用いるものとするれば、自己変調法はステップ応答を用いるものと言ってもよい。

図4は強制航跡場加速の1Dシミュレーションである²³⁾。レーザーのパルス幅はプラズマ波長程度だが、標準的な航跡場加速がつくる正弦波ではなく、非

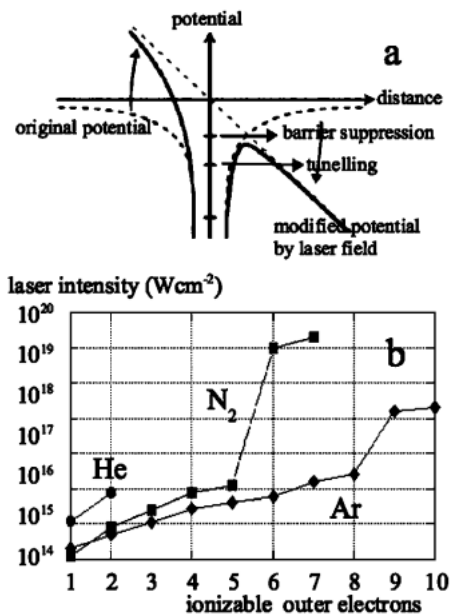


図3 (a)障壁抑圧電離とトンネル電離。(b)外殻電子の障壁抑圧電離に要するレーザー強度²¹⁾。

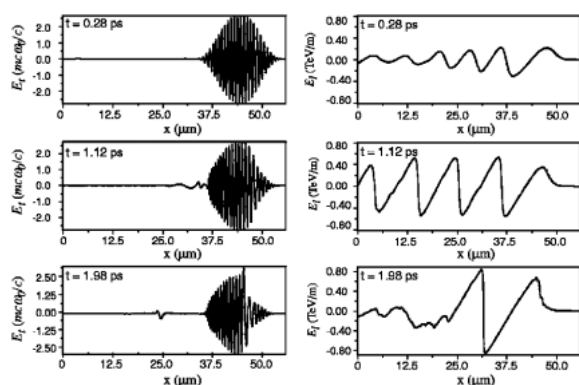


図4 強制航跡場加速の1Dシミュレーション：三つの時刻におけるレーザーのパルス波形とプラズマ波． $a_0=3$, $n_e=2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (23)．

線形な三角波が生成され、しかも $n_e=2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ において振幅は式(4)が与えるよりも大きく、800 GeV/m に及んでいる．レーザーパルスの立ち上がり部分は変形するが自己変調法の場合のような「変調」は見られない．

周波数差がプラズマ周波数に等しい2本のレーザーでプラズマ波を励起するのがビート波法である．テラワットレーザー出現以前はこれが唯一のプラズマ波励起法であった．一本レーザーの自己変調法も、実は誘導ラマン散乱により生じる散乱波と入射波とのビート波加速であると解釈することもできる．自己変調を確実にするためにもう一本弱いレーザーパルスを入れるというアイデアも、結果的にはビート波法と同じことになる(24)．1990年代前半のビート波加速実験は小さなレーザー出力で長時間かけてプラズマ波を励起したので、プラズマ周波数がレーザーの周波数差にぴったり合うようにプラズマ密度を制御する必要があった．現在はパルス幅約500 fs、エネルギー約300 mJのレーザー対を用いる計画が進んでいる．プラズマ密度への要求は航跡場加速並みにゆるやかになり、しかも航跡場加速より一桁低いレーザーエネルギーでGeV電子が生成できるとされている(16)．ビート波加速に後述のチャンネルングを導入した結果4倍のエネルギー利得を得たという実験も報告された(25)．

ビーム航跡場加速、すなわちレーザーでなく荷電粒子ビームでプラズマ波をつくる進行波加速の研究も依然として行われており、最近のSLACの実験では10 cmのプラズマで2.7 GeVのエネルギー利得を得た(26)．この方法でSLCの50 GeVのふたつの連続するバンチのうち、先行するバンチのエネルギーを犠牲にして、後続のバンチのエネルギーを100 GeVにするという計画がある(27)．

最近ではレーザーによる直接加速 direct laser acceleration が話題になっている．研究者によって直接加速ということばでイメージすることは多種多様であるが、ここでは「プラズマの存在下で」という条件のものとの直接加速に限定する．レーザー強度が増大するとプラズマ中に低密度チャンネルやキャビティ（チャンネルの短いもの）をつくる．PICシミュレーションによれば、臨界プラズマ密度に近いとチャンネル中に電子電流、したがって電磁場が生じる(28)．このメカニズムはうまく説明できていないが、とにかくこの電磁場がチャンネル中に電子を閉じこめる．閉じこめられた電子のベータトロン周波数とレーザー周波数が等しければレーザーエネルギーが直接電子を加速することができる(29)．またこのような電磁場下でレーザーの位相が何かの理由でストカスティックにジャンプするとき電子が加速されることを示した計算もある(30)．

2.4 テスト電子の生成

加速電場はプラズマ波が与えるとして、加速されてビーム化する電子（テスト電子）はどのように供給すればよいか．電子がプラズマ波に捕捉されるためには、閾値以上のエネルギーを持つ必要がある．この閾値はまたプラズマ波の位相速度の関数でもある．詳しい計算は(17,31)を参照して頂きたい．実用化されている加速器に従うとすれば、閾値を越えるエネルギーを持つ電子は独立した電子源から得ることになる．レーザーで金属を衝撃し、飛び出す電子をrfで加速するタイプの電子銃、レーザーフォトカソード電子銃はもともとはレーザー加速にビームを供給する目的で作られたと言ってもよい．

ところが、図2をごらんいただければわかるように、今日の多くの装置にはいわゆる電子銃は存在しない．レーザーが生成したプラズマ電子には上に述べた閾値を請えるエネルギーを持つものが存在する．このような電子をプラズマ波が捕捉し、加速した結果を観測しているのである．非線形領域のレーザー航跡場加速では、プラズマ波の波頭は非線形な領域にまで成長した後破壊し、このときプラズマ電子が後続の波頭の加速位相に乗ると説明されている．

現在ではもっと積極的にプラズマ電子をかき集めることも行われている．最初の提案は、加速用のレーザーに、もう一本のレーザーを垂直に交差させるというものであった(8)．第2のレーザーの半径方向の航跡場を用いて、第1のレーザーの加速位相にプラズマ電子を集めるというところみで、プラズマカソードとか、ライラック (laser-injected laser accelerator すなわち lilac) とか呼ばれる．

第2のレーザーを垂直ではなく同軸・反対方向から入射して第1のレーザーとビートさせる方法もある³²⁾。また1本のレーザーを、プラズマの密度境界に入射し、低密度側のプラズマ波を破壊することで、高密度側にプラズマ波をつくり、この加速位相にプラズマ電子を集めることもできる³³⁾。この最後の方法は東大で実験されている。

2.5 レーザーのチャネリング

加速器における荷電粒子のエネルギー利得は加速勾配と加速距離の積である。実験では、GeV/m ないし 10 GeV/m 台の加速勾配が得られているにもかかわらず、エネルギー利得は 100 MeV 台を出ていない。これは加速距離が短いためである。レーザーを用いる加速では、加速距離は

- 1) 焦点前後のレーザー強度が大きい距離すなわちレイリー長（回折長 diffraction length）；
- 2) プラズマ波の位相速度と加速された粒子の速度とのずれで制限される距離（脱位相長 dephasing length）；
- 3) レーザーがイオン化とプラズマ波の励起のためにパワーを失う距離（ポンプ減衰長 pump depletion length）；

の3者のうちもっとも短いもので決まるとされてきた。しかし1), 3)はともかく、2)はよくわからない。

現在では1)による制限を回避する手段はほぼ確立されている。ピークパワー P を持つレーザーの強度は

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left[-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right], \quad (8)$$

である。ただし $w(z)$ はスポットサイズで、進行方向 z へは

$$w(z) = w_0 \left(1 + \frac{z^2}{z_R^2}\right)^{1/2}, \quad (9)$$

にしたがって変化する。 w_0 はウェストサイズすなわち焦点におけるビームサイズであるが、便宜的にレイリー長

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_0}, \quad (10)$$

ではスポットサイズを一定と見なすことが多い。ただし λ_0 はレーザーの波長である。

加速利得は加速勾配と加速長の積である。スポットサイズを小さくすれば焦点の電場すなわち加速勾配は大きくなるがレイリー長すなわち加速長は小さい。レ

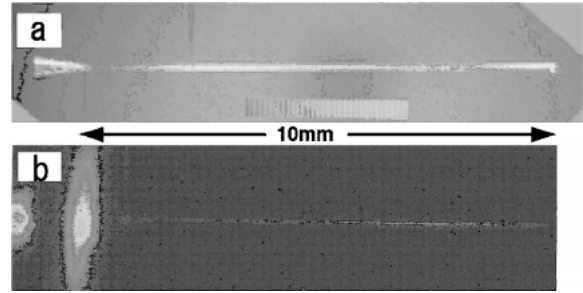


図5 (a)側面から見たガラスキャピラリー。(b)キャピラリー軸に沿った放電。左のふたつの輝点はロートの入り口と出口。水平に長く狭い発光はキャピラリーから³⁴⁾。

イリー長すなわち加速長を大きくしようとするスポットサイズすなわち加速勾配を小さくしなければならない。レーザーが与えられれば加速利得は一定ということになる。これを解決するひとつの方法は光ファイバのようなものにレーザーを閉じこめてしまうことである。光ファイバでは軸上で屈折率が最も大きく、軸から離れるほど屈折率が小さくなっている。プラズマの屈折率は

$$N = \frac{c}{v_p} = \left[1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega_0}\right)^2\right]^{1/2}, \quad (11)$$

であって、 ω_p はプラズマ密度の増加関数だから、軸上でプラズマ密度がもっとも小さいチャンネルを作れば、レーザーは発散せず、一定の径で伝播する。

図5は入り口にロートをつけた直径 $60 \mu\text{m}$ のガラス製キャピラリーにより波長 $1.053 \mu\text{m}$ のレーザーエネルギーの40%を10 mmにわたって伝搬させた例である³⁴⁾。ちなみに真空中でのレイリー長は $490 \mu\text{m}$ である。この実験ではエネルギー10 Jパルス幅500 fsのレーザーで100 MeVの電子を得た。

図の場合はガラス管内壁からプラズマが発生し、そのプラズマ分布が中心部でおのずと小さくなったものと思われる。もっと積極的にガスを満たしたキャピラリーの z ピンチによりこのような分布を作る方法もある³⁵⁾。キャピラリーによらない方法もある^{36,37)}。

大パワーレーザーの場合には電子が相対論的に運動する結果質量が増大する。式(2)の分母の m_e が増大する結果 ω_p が小さくなると考えればよい。結局軸上で屈折率が大きくなり、レーザーは発散しない。この「相対論的チャネリング」を可能とするレーザーの臨界出力は

$$P_c = 2c \left(\frac{mc^2}{e} \right)^2 \left(\frac{\omega_0}{\omega_p} \right)^2 = 17.5 \times 10^9 \left(\frac{\omega_0}{\omega_p} \right)^2 [\text{W}], \quad (12)$$

である。

また伝搬していくうちに、イオン化と航跡場生成のためにレーザー強度すなわちポンプが衰え、これが3)をもたらす。この現象は後述するように、ある種のランダウ減衰と解釈することもできる³⁸⁾。

以下に Leemans³⁹⁾に従い、加速距離とエネルギー利得を示す。これらは式(6)で定義した a_0 に依存する。式の導出は^{14,17)}等を参考にさせていただきたい。

まず加速距離であるが、回折による制限はレイリー長程度である。この制限がないものとするれば $a_0 \ll 1$ のときは脱位相長が短く

$$L_{\text{phase}} = \frac{1}{2} \frac{\lambda_p^3}{\lambda_0^2}, \quad (13)$$

であり、一方 $a_0 \gg 1$ のときはポンプ消耗長が短く

$$L_{\text{pump}} = \frac{a_0}{2^{1/2} \pi} \frac{\lambda_p^3}{\lambda_0^2}, \quad (14)$$

である。

対応するエネルギー利得を実用的な式とともに示す。 $a_0 \ll 1$ のときは脱位相長できまり、

$$\begin{aligned} \Delta W &\sim \frac{\pi m_e c^2 a_0^2 \lambda_p^2}{2 \lambda_0^2} \\ &\sim \frac{630 I [\text{W}/\text{cm}^2]}{n [\text{cm}^{-3}]} [\text{MeV}], \end{aligned} \quad (15)$$

であり、一方 $a_0 \gg 1$ のときはポンプ消耗長できまり

$$\begin{aligned} \Delta W &\sim m_e c^2 a_0^2 \frac{\lambda_p^2}{\lambda_0^2} \\ &\sim 400 \frac{I [\text{W}/\text{cm}^2]}{n_e [\text{cm}^{-3}]} [\text{MeV}], \end{aligned} \quad (16)$$

である。

2.6 単色ビーム

2002年までは、どのグループの実験結果でも加速されたビームのエネルギースペクトルは、少し後で示す図7(b)³⁴⁾と似たりよったりで、「プラズマ加速ではなくプラズマ加熱だ」と悪口を言われてきた。ただし加熱といえは3次元温度が上がることだが、この場合は1次元しかも一方向にのみ「加熱」されているという違いはある。ところが2003年の産総研の発表^{12,40)}につづき、世界各国で準単色あるいは擬単色

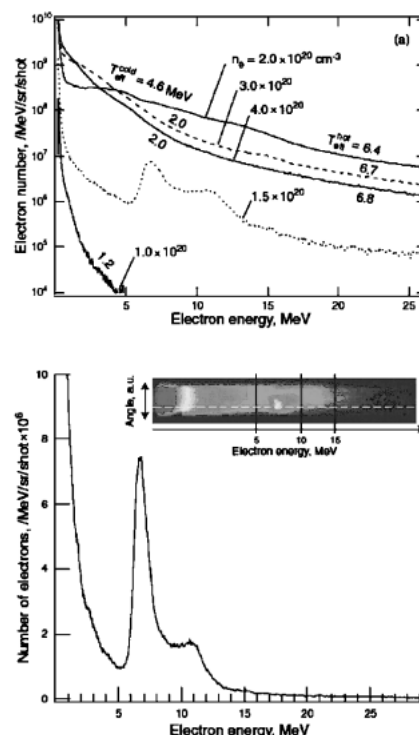


図6 (a) エネルギースペクトルの電子密度依存性。 $T_{\text{eff}}^{\text{cold}}$ および $T_{\text{eff}}^{\text{hot}}$ は2成分ボルツマン分布に帰属して得た。(b) $n_e = 1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ において得た準単色ビーム付近のエネルギー分布と、イメージングプレートの生データ⁴¹⁾。

ビームなるものが続々と発表された。図6は最近産総研から発表されたデータである⁴¹⁾。ビームの火付け役になったデータと本質的には同じだが、分からないことがたくさんある。

図6(a)によれば、プラズマ密度 $2.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ あたりでエネルギー利得は最も大きい。加速距離は光学的な測定から $500 \mu\text{m}$ と見積もられているが、 $a_0 = 1.5$, $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ からポンプ消耗長・脱位相長を計算するとどちらもおよそ $10 \mu\text{m}$ にすぎない。プラズマ周波数によるレーザー周波数の変調が観測にかかっているため、加速のメカニズムに自己変調が関与していると思われる。 $I = 5 \times 10^{18} \text{ Wcm}^{-2}$ からレーザー航跡場加速のエネルギー利得を計算すると 10 MeV 程度となるのだが、実験では 25 MeV という測定限界を越えた高エネルギー電子が得られている。航跡場加速で加速された電子が、さらに直接加速のメカニズムで加速されているという解釈も成り立つ⁴¹⁾。この実験では準単色ビームは、エネルギー利得を最大とするプラズマ密度より低いプラズマ密度で得られた。逆に言うと、準単色ビームを使うよりも、連続エネルギービームから特定のエネルギーを持つ電子を選別した方

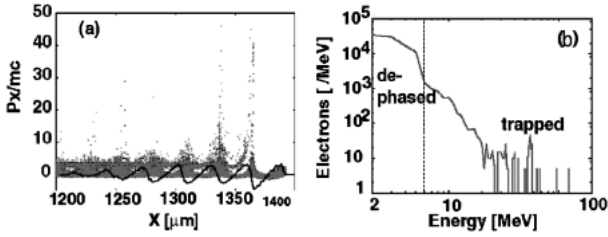


図7 キャピラリープラズマ中の加速の2D-PICシミュレーション. (a)軸方向位相面分布. (b) 4.6 ps (1.4 mm) 走った後のエネルギースペクトル³⁴⁾.

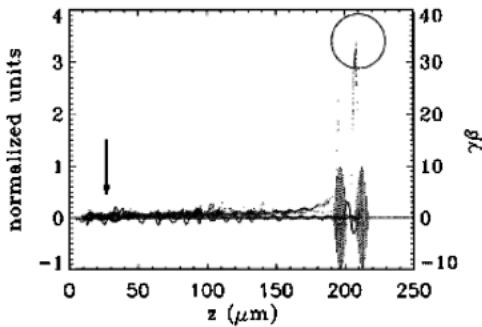


図8 第2のレーザーによりシングルバンチが生成できることを示すPICシミュレーション⁸⁾.

が多数の電子が得られる.

ところで、図7はすでに図5に示したキャピラリー導波路の2次元PICシミュレーションで、(a)は進行方向位相空間分布を示している. このように先頭のバンチのエネルギーが最も大きく、後続のバンチのエネルギーは不揃いである. これをエネルギースペクトルに直すと(b)を得る. (a)と比較できる実験データはないが、(b)は実験とよく合っている³⁴⁾.

図7からエネルギー幅が狭いビームを得るためにまず考えられることは、先頭のバンチだけを活かし、後続のバンチをのぞいてしまうことである. 図8はこのためのひとつの手段で、古くから知られているものである. すなわちふたつのレーザーパルスを用い、入射タイミングを最初のレーザーが作る航跡場と、第2のレーザーが作る航跡場の位相が逆になるように選ぶと、1.5サイクルのプラズマ波が生成し、ただひとつのバンチしか加速できないことになる. この図はlilacの提案と同時に示されたものだが⁸⁾、最近はより洗練されたかたちで詳細に計算されている⁴²⁾.

この方法は2本の高出力レーザーが必要である. 最近ではプラズマ電子からテスト電子を生成するのが主流となっていることはすでに述べたが、この際テスト電子を単一バンチで実現してしまえばよいという提案

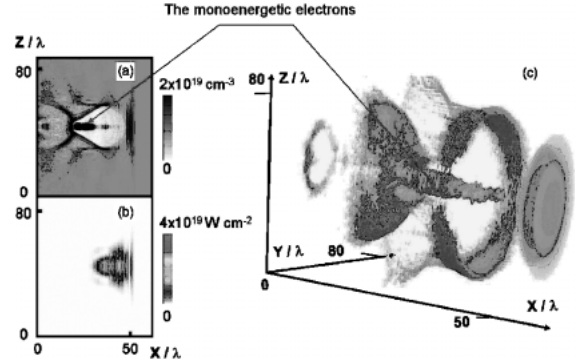


図9 $n_e = 6.3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ における3D-PICシミュレーション. (a) (b)はそれぞれXZ平面(偏光方向に垂直でレーザー軸を含む)における電子密度とレーザー強度. (c)はバブルの電子密度の3D立体図で、 $n_e = 2.3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ の等電子密度面を表す⁴⁵⁾.

がなされている⁴³⁾. この方法では対向する2つのフェムト秒レーザービームにより、定在波をつくる. レーザー領域のプラズマは加熱され、プラズマ中の航跡場に捕捉されるというシナリオである.

直接加速の項で述べたように、レーザーの出力が大きくパルス幅が小さいと、レーザーパルスの背後にプラズマ密度が希薄な領域すなわちバブル bubble あるいは空洞 cavity が生じる. この空洞が単色ビーム生成に結びつくであろうことは2002年に予想されていた⁴⁴⁾. 図9は3次元PICが示すバブルである⁴⁵⁾. レーザーはプラズマ電子を前方に押しつける結果バブルが生じる. 半径方向に逃れた電子は回り込んでバブルの根元で合流させられる. 一部の電子がバブルのなかに捕獲され加速される.

準単色ビームのエネルギースペクトルはどれも図6(b)と似ているが、その生成機構にはいくつかあるようだ. LBNLはレーザーのチャネリングと準単色ビーム生成とは深く関係すると主張していたが¹⁰⁾、東京大学でもこの関係がより再現性よく確かめられている. 東大の場合はバブルの生成に ns および ps 領域に存在するレーザーのプリパルスが大きな役割を果たしているようである⁴⁶⁾. 原研関西研では図6と同様なガスジェットから、従来の概念ではプラズマ電子の捕捉が困難とされてきた低密度領域で準単色ビームを生成し、2次元PICと照合している⁴⁷⁾. 単色ビームと孤立バンチとは必ずしも一対一に対応するわけではない. しかしバブルやチャネリングが介在する場合のバンチ数はただひとつとはいかないとしても、きわめて少数であろう. 準単色ビームの発生にはプラズマ波の波の数が少ないことが本質的で、「波の数が少ない」

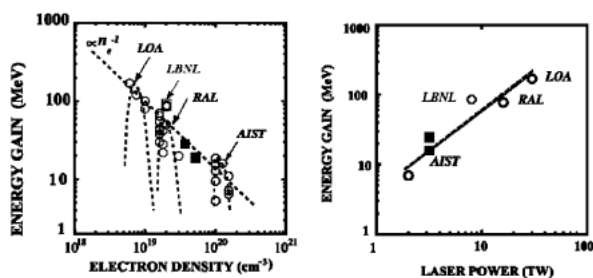


図10 準単色ビーム生成条件の経験的スケーリング⁴⁹⁾.

ということは波が続く以前に破壊されてしまうということらしい。

準単色ビーム生成条件のスケーリングは、文献48で理論的に検討されているが、ここでは産総研の小山和義氏による経験則を紹介する⁴⁹⁾。図10はエネルギー利得をプラズマ密度とレーザーパワーの関数として示したものだが、さまざまな準単色ビーム機構が存在するように言われているにもかかわらず、きれいに直線上に並んでしまうところが示唆に富んでいる。

単色ビーム発生については加速器学会誌にも論文が掲載されている⁵⁰⁾。あわせてお読みいただきたい。

2.7 プラズマ波の減衰

図7(a)でピーク値が刻々と減少することは、プラズマ波そのものの減衰を示している。プラズマ波の減衰要因として、少なくともイオン運動がもたらす減衰、衝突減衰、ランダウ減衰の3つを挙げることができる。レーザー/プラズマ加速の分野ではイオンの運動を無視して取り扱うことが多い。イオン運動がもたらす減衰は、この近似の限界を示すもので、変調減衰として研究されてきた⁵¹⁾。密度 10^{18} cm^{-3} のプラズマで減衰定数は 10^{12} s^{-1} 程度になる。

最近の研究ではプラズマ振動よりも短い周期を持つイオン振動が観測されている⁵²⁾。電子加速の結果生じる荷電分離が静電場をつくり、そのまた結果として帰還電流がレーザー強度が弱い周辺部分を通る。このイオン振動は帰還電流を担う電子がブネマン不安定あるいはイオン音波不安定を起こすためである。この振動の成長率を適当な仮定のもとで計算すると、密度 10^{18} cm^{-3} の水素プラズマでは $\gamma = 3.12 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ となる。

プラズマ電子が強電場下で相対論的に運動すると、質量が増加する結果動きが鈍くなり、プラズマ物理の教科書の値（たとえば⁵³⁾）よりも衝突周波数が減少する。これを勘案すると、プラズマ波の減衰に対する衝突の寄与は小さい⁵⁴⁾。

ランダウ減衰はプラズマ電子の速度がプラズマ波の

位相速度に近づいたときにみられる現象である。外部電子源でなく、プラズマ電子を捕獲してビームを生成するときは特にこの減衰を考慮する必要がある。ビーム負荷、すなわちビームを加速するためのプラズマ波の減衰は一般化されたランダウ減衰ということもできる。文献38ではランダウ減衰定数を脱位相長を用い $\gamma_L = L_{\text{phase}} / c$ としている。この文献では強度 10^{18} Wcm^{-2} 、

波長 $1 \mu\text{m}$ 、パルス長 400 fs のレーザーで密度 $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ のプラズマ中で自己変調航跡場加速の実験を行っているが、この場合のランダウ減衰の時定数は 2 ps 程度である。

Q値はRF線形加速器で、RFが加速管を伝わるあいだに失うエネルギーをあらわすパラメータで、単位長さあたりの電磁場のエネルギーを単位長さあたりのエネルギー損失で割ったものである。RF線形加速器のQ値は 10^3 より大きい。ところが以上の数値例では周期 100 fs 程度のプラズマ波の減衰定数は ps 程度であって、これからプラズマ加速器のQ値を求めると 10 以下となる。RF線形加速器と比べるとプラズマ加速器はまことに quality が低い⁵⁵⁾。したがってバンチに対するイメージはRF加速器とプラズマ加速器ではかなり異なる。RF線形加速器ではRF波の最適位相に連続的にバンチを置くのがふつうである。プラズマ波による加速が加速器として実現しても、ひとつのレーザーパルスに対してひとつの(せいぜい数個の)バンチをおくことになるであろう。

2.8 電子源の独立

現在実用に供されている加速器では電子源と加速管が別である。プラズマ加速器では、古典的な電子源・プラス・プラズマという構成が考えられてきたが、最近では電子源の部分もプラズマ化したうえで、やはり電子源は独立させる構成が本命と考えられるようになった。

図11にふたつの例を示す。(a)はNRLで行われた実験で、レーザーをふたつに分割してそれぞれをふたつのガスジェットに集光する、最初に窒素ガスから 0.5 MeV のテストビームをつくり、これを第2のレーザーでヘリウムプラズマ中に作った航跡場で 10 MeV にまで加速したと報告されている⁵⁶⁾。(b)は東京大学の単色ビーム計画で、ガスジェットで生成したテストビームをキャピラリーで加速する⁴⁶⁾。

3. おわりに

レーザーそのものについてもやはり本文では触れなかった。レーザー・プラズマ加速器は超小型を標榜し

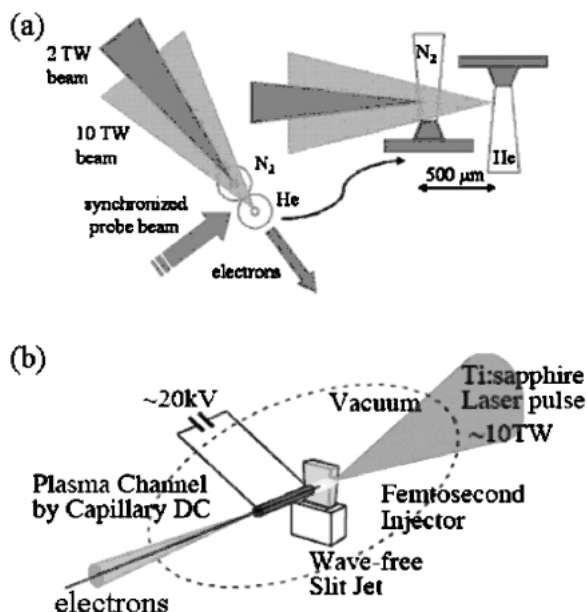


図11 Two staged gas jets at NRL, each for injection and acceleration (a) NRL に行われた入射用・加速用に別々なガスジェットを使う実験システムの平面図と側面図⁵⁶⁾、東大で計画されているガスジェットによる電子入射とキャピラリー加速のステージング(b)⁴⁶⁾。

ている。たしかに加速距離は短い、ビームの電力源であるレーザーはあまり小さくない。テーブルトップだが、何畳敷きというサイズのテーブルである。しかし加速部分さえ小さければ、遮蔽すべき体積は小さくてすむ。これとはべつに、学会発表では靴箱 shoebox サイズのテラワットレーザーが紹介されているので、真の「超小型」も可能であろう。

レーザー・プラズマ加速の実用化に際しては壁電力 wall plug power からビーム電力への変換効率が問題になりそうだ。RF 線形加速器ではこれが 10% のオーダーだが、現在のテーブルトップ・テラワットレーザーでは、レーザー電力への変換効率すら 1% に満たない。しかし慣性核融合では 20% のレーザー電力への変換効率を目指しているとのことである。また半導体レーザーには変換効率が 10% のものが出現しつつある。RF 線形加速器との変換効率の違いをオーダーの違いからファクターの違い程度に改良することは夢ではない。

しかし現状では大電流レーザー・プラズマ加速器は望めない。むしろ小電流でそのかわり低エミッタンス・小ビームサイズ・短バンチという方向に特色を持たせ、そうした応用を探すことが現実的であろう。ビームの面積を小さくすることでルミノシティを稼ぐ

作戦である。

本文では縦方向のビームサイズすなわちバンチ長については触れたものの、横方向については触れていない。横方向のビームサイズを決める要素のひとつはプラズマ波長である。しかしプラズマを作り、プラズマ波をつくるのはレーザーであるから、レーザーのビームサイズもひとつの要素となる。横方向のエミッタンスは 1 J, 30 fs のレーザーを密度 $2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ に照射した実験におけるペッパーポット法による測定結果が、 $(55 \pm 2) \text{ MeV}$ の電子に対して $(2.7 \pm 0.9) \pi \text{ mm mrad}$ と報告されている⁵⁷⁾。

レーザー・プラズマ加速はエネルギーフロンティア研究用の加速器を超小型で実現することを看板に掲げてきた。アメリカではいまでもこれが主流であるが、日本ではこれとは別にこの原理を用い、より低エネルギーでも、どこにでも設置できる加速器を作ることによって加速器の用途を開拓しようという気運も高まっている。筆者等もかれこれ 10 年近く前にパルス放射線分解用にレーザー・プラズマ加速器を使うことを提案したことがある⁵⁸⁾。

レーザー・プラズマ加速器のかかえる最大の課題は安定に動作させることであろう。現在最も加速勾配が大きく単色化も容易と思われているのは自己変調航跡場加速だが、これはラマン不安定というある種の不安定性の応用であり、加速器としての実用化には不安があることは否めない¹⁷⁾。制御が困難なガスジェットをレーザーの照射対象としなければならないなど、ハードウェアにも問題が山積している。これらの問題点の多くはやはり核融合の抱える問題点と共通しているように思える。

原稿作成に当たり、北川米喜氏、細貝知直氏、小山和義氏、阿達正浩氏がビーム物理研究会で用いられたパワーポイントを参考にさせていただきました。

参考文献

- 1) T. Tajima and J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. 13 (1979) 267.
- 2) J. B. Rosenzweig, D. B. Cline, B. Cole, et al., Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 98.
- 3) Y. Kitagawa, T. Matsumoto, T. Minamihata, et al., Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 48.
- 4) K. Nakajima, D. Fisher, T. Kawakubo, et al., Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 4428.
- 5) J. Krall, A. Ting, E. Esarey, et al., Phys. Rev. E48 (1993) 2157.
- 6) C. G. Durfee, III and H. M. Milchberg, Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 2409.
- 7) L. Serafini, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A341

- (1994) 341.
- 8) D. Umstadter, J. K. Kim and E. Dodd, *Phys. Rev. Lett.* 76 (1996) 2073.
 - 9) S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, Z. Najmudin, et al., *Nature* 431 (2004) 535.
 - 10) C. G. R. Geddes, Cs. Toth, J. van Tilborg, et al., *Nature* 431 (2004) 538.
 - 11) J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, et al., *Nature* 431 (2004) 541.
 - 12) K. Koyama, et al., *Bull. Am. Phys. Soc.* 48 (2003) 350.
 - 13) S. P. D. Mangles, B. R. Walton, M. Tzoufras, et al., *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005) 245001.
 - 14) 北川米喜, プラズマ核融合学会誌 81 (2005) 増刊号 p136.
 - 15) 小方 厚, プラズマ核融合学会誌 81 (2005) 245.
 - 16) 北川米喜, レーザー研究 81 (2005) 印刷中.
 - 17) 小方 厚「レーザー・プラズマ・粒子ビームの相互作用」大学院の講義録だが <http://home.hiroshima-u.ac.jp/beam/ogata/LP.pdf> から無償でダウンロードできる.
 - 18) S. Vaganian and H. Henke, *Part. Accel.* 48 (1995) 239.
 - 19) P. Chen, *Part. Accel.* 17 (1987) 121.
 - 20) M. V. Ammosov, N. B. Delone and V. P. Krainov, *Sov. Phys. JETP* 64, 1191 (1986).
 - 21) 阿達正浩, 私信.
 - 22) T. Hosokai, K. Kinoshita, T. Watanabe, et al., *Proc. EPAC 2002*, Paris, France, 0981.
 - 23) Z. Najmudin, K. Krushelnick, E. L. Clark, et al., *Phys. Plasmas* 10 (2003) 2071.
 - 24) M. Fomyts'kyi, C. Chiu, M. Downer and F. Grigsby, *Phys. Plasmas* 12 (2005) 023103.
 - 25) S. Ya. Tochitsky, R. Narang, C. V. Filip, et al., *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004) 095004.
 - 26) M. J. Hogan, C. D. Barnes, C. E. Clayton, et al., *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005) 045802.
 - 27) S. Lee, T. Katsouleas et al., *Phys. Rev. STAB* 5 (2002) 011001.
 - 28) A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, *Phys. Rev. Lett.* 76 (1996) 3975.
 - 29) A. Pukhov, Z.-M. Sheng and J. Meyer-ter-Vehn, *Phys. Plasmas* 6 (1999) 2847.
 - 30) M. Tanimoto, S. Kato, E. Miura, et al., *Phys. Rev. E* 68 (2003) 026401.
 - 31) 北川米喜, プラズマ核融合学会誌 73 (1997) 1087.
 - 32) E. Esarey, R. F. Hubbard et al., *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997) 2682.
 - 33) S. Bulanov, N. Naumova, F. Pegoraro, et al., *Phys. Rev. E* 58 (1998) R5257.
 - 34) Y. Kitagawa, Y. Sentoku, S. Akamatsu, et al., *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004) 205002.
 - 35) T. Hosokai, M. Kando, H. Dewa, et al., *Opt. Lett.* 25 (2000) 10.
 - 36) V. Kumarappan, K. Y. Kim, and H. M. Milchberg, *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005) 205004.
 - 37) C. G. R. Geddes, Cs. Toth, J. van Tilborg, et al., *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005) 145002.
 - 38) S. P. Le Blanc, M. C. Downer et al., *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996) 5381.
 - 39) W. Leemans, *Proc. of AAC04*, to be published.
 - 40) E. Miura, K. Koyama, S. Kato, et al., *Appl. Phys. Lett.* 86 (2005) 251501.
 - 41) M. Adachi, E. Miura, S. Kato, et al., to be published on *Laser Phys. Lett.* 3 (2006) 79.
 - 42) J. R. Cary, R. E. Giacone, C. Nieterc, et al., *Phys. Plasmas* 12 (2005) 056704.
 - 43) H. Kotaki, S. Masuda, M. Kando, et al., *Phys. Plasmas* 11 (2004) 3296.
 - 44) A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, *Appl. Phys.* B74 (2002) 355.
 - 45) V. Malka, J. Faure, Y. Glinec, et al., *Phys. Plasmas* 12 (2005) 056702.
 - 46) 細貝知直, 私信.
 - 47) A. Yamazaki, a H. Kotaki, I. Daito, et al., *Phys. Plasmas* 12 (2005) 093101.
 - 48) S. Gordienko and A. Pukhov, *Phys. Plasmas* 12 (2005) 043109.
 - 49) 小山和義, 私信.
 - 50) S. V. Bulanov, 田島俊樹, *日本加速器学会誌* 2 (2005) 35.
 - 51) P. Mora, D. Pesme et al., *Phys. Rev. Lett.* 61 (1988) 1611.
 - 52) M. Borghesi, S. V. Bulanov et al., *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005) 195003.
 - 53) F. Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2nd ed., vol. 1, Plenum Press, New York (1985).
 - 54) J. P. Matte and F. Martin, *Plasma Phys. Cont. Fusion* 30 (1988) 395.
 - 55) A. Ogata, J. B. Rosenzweig and M. Ferrario, *Proc. HEACC2001*, paper number fr06.
 - 56) D. Kaganovich, A. Ting, D. F. Gordon, et al., *Phys. Plasmas* 12 (2005) 100702.
 - 57) S. Fritzier, E. Lefebvre et al., *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004) 165006.
 - 58) A. Ogata, K. Nakajima, T. Kozawa, et al., *IEEE Trans. Plasma Sci.* 24 (1996) 453.