

# 高速点火レーザー核融合の現状

田中和夫

大阪大学大学院工学研究科・レーザーエネルギー学研究センター

## I. はじめに

Gerard Mourou [1]が超短パルス高出力レーザーシステムにおける、チャープパルス増幅技術を確立して以来、ピークパワー10～100TWのテーブルトップ型のレーザー装置が多数開発されてきた。これに加え、大型のレーザーシステムにもこの方法が取り入れられ、非常な短時間に大きなレーザーエネルギーを発生することができるようになった[2]。高速点火が提唱され、レーザー慣性核融合エネルギーにおける衝撃圧縮と加熱の過程に対するレーザーの役割が分化してきた[3]。

Tabakの提案では、衝撃圧縮用の大型レーザーシステムに付属した大型の短パルスレーザーシステムを建設することによる高速点火への展望が示されている。高速点火では、衝撃圧縮に使われるレーザーシステムは、マルチビームであることが必要で、燃料ペレットを圧縮し、固体の密度の1000倍まで(>200g/cm<sup>3</sup>)圧縮する性能が求められている。一方で、照射均一性については、燃料の点火に中央部の高温スパークが必要ないため、中心点火方式で求められるほど厳しいものではない。しかし、最高に爆縮された時点で、点火のためのエネルギーを外部から短パルスの高出力レーザー光により供給する必要がある。中心点火方式では、衝撃圧縮の最終段階で、燃料中心の高温部を形成するために、1%rms未満のレーザー照射均一性が必要となる。このように均一性が厳しく要求されるのは、爆縮の際、シエル壁が100km/秒に加速され、Raleigh Taylor不安

定性の制御が困難になるためである。最高に圧縮された状態では、ターゲットの形状に依存するが、爆縮コアは、慣性により100～200psecの間保持される。この時間内に、点火エネルギーを注入することができれば、燃料を点火させることやさらに燃焼させることが可能になる。中心の高温部が必要でないとする、燃料を圧縮するのに必要な圧縮エネルギーは、圧縮状態にある燃料の縮退エネルギー程度となり、中心点火方式に必要な値よりずっと小さくすることができる。

最新の研究では、高速点火に必要なエネルギーは次式で与えられる[4]。

$$E_{ig} = 140 \left( \frac{\rho}{100 \text{ g/cm}^3} \right)^{-1.85} \text{ kJ}, \quad \text{数式(1)}$$

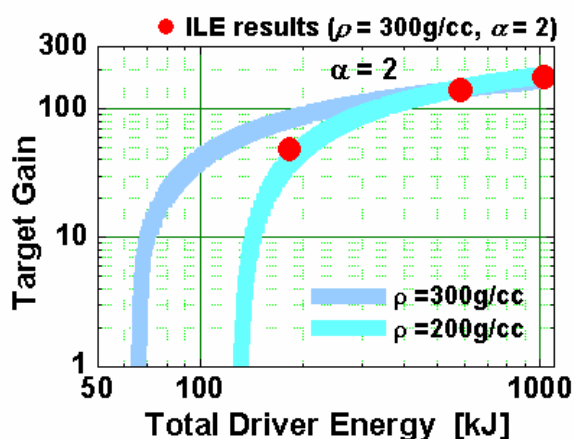


図1 ターゲット利得と全ドライバエネルギーとの関係。 $\alpha$ 値は圧縮密度におけるDT燃料の縮退エネルギーにかかる係数。圧縮密度300g/cm<sup>3</sup>と200g/cm<sup>3</sup>の2つの条件について示す。

ここで $\rho$ は圧縮された状態の燃料の密度である。圧縮された状態の密度と密接に関係していることがわかる。

このように、全レーザーエネルギーが 100kJ程度(衝撃圧縮と点火のために)になると、点火と高利得またはそのいずれかが得られる。図 1 には、 $\alpha$ 値が 2 の場合におけるFokker Planck の計算式により得られた利得曲線を示す[5]。ここで、 $\alpha$ 値は最小圧縮エネルギーに相当する圧縮密度におけるDT燃料の縮退エネルギーに乗じる係数である。全ドライバレベルが 200kJ程度になると、利得が 100 を超えることがわかる。一方、DT圧縮密度が  $300\text{g/cm}^3$ では、70kJで点火する。密度が 3 分の 2 の  $200\text{g/cm}^3$ では、2 桁大きいレーザーエネルギーが必要になる。

高速点火をモデル化するための各種の実験がある。その方法のひとつとして、図 2 に示すように、穿孔用レーザーパルスを先行させることにより、プラズマチャネルに超高強度のレーザーパルスを注入し、圧縮された中心部を加熱する方法がある。別に図 2 に示すように、

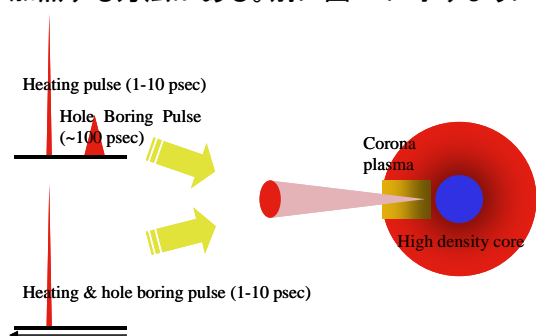


図2 高速点火のモデル化実験。上の図の方法は二重パルスを示し、第 1 のパルスはコロナプラズマに穴あけ、第 2 のパルスは高密度の中心部を加熱する。下の図の方法は、中心部に加熱パルスを直接注入する方法を示す。いずれの方法も周囲のコロナプラズマと非線形的な相互作用を起こす。

爆縮した中心部に超高強度のレーザーパルスを直接注入する方法もある。いずれの場合もレーザーパルスは、中心部に到達する前に周囲のコロナプラズマと相互作用する。相互作用には、誘導ラマン散乱[6]、フィラメンテーション[7]およびコロナプラズマ領域における吸収があり、いずれにもエネルギー損失が伴う。われわれのグループでは、300psec間隔で 2 つの 100psecのパルスを発生させ、一方を穿孔に、他方を加熱に使い、一つ目のモデル実験を行った[8]。ここでは、レーザー光自己集束を利用した穿孔を行っている。図 3[9]に、このモデル実験の前に、レーザー光自己集束の代表的な例について示す。低密度のプラズマで自己集束が始まり、低密度プラズマと高密度プラズマの境界の  $200\mu\text{m}$ の領域で自己集束が生じていることが、紫外レーザープローブ干渉像を撮影することで確認された。第 2 のパルスは  $10^{18}\text{W/cm}^2$ 以上の強度まで集光される必要があるが、100psecのレーザーパルスは真空焦点

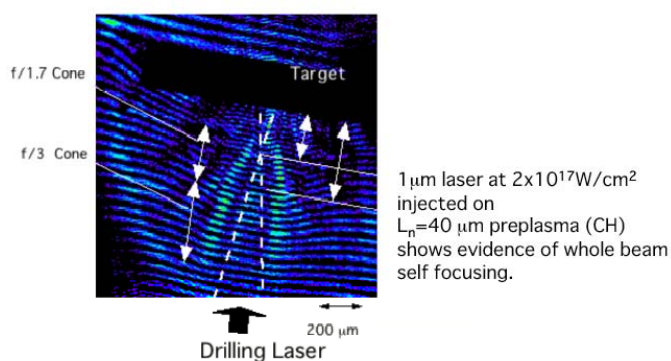


図 3 自己集光レーザーパルスの紫外線干渉写真。プローブパルスのパルス幅 90psec、波長 263nmである。プラスチック製の平板ターゲットには、予備照射し、プリプラズマを発生させる。プラズマにレーザー光自己集束により  $2 \times 10^{17}\text{W/cm}^2$ の強度のレーザーパルスを注入する。自己集光により、集光コーン角度は  $f/3$  から  $f/1.7$  の値となる。自己集光の距離は  $200\mu\text{m}$ を超えた。

強度で  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>までに達する。紫外線とx線レーザープローブ法を使って、レーザーパルス光が、同じ強度の100psecのレーザーにより200 $\mu$ mを超える高密度プラズマをもつプラズマチャネルができることを試験してあり、これによる穿孔についても確認済みである[10]。レーザーの基本波長で、レーザーエネルギーの後方散乱分は、5%未満である。このモデル化実験により、レーザーパルスを付加しない衝撃圧縮と比較して、穴あけパルスと加熱パルスにより、中性子数が2倍程度増加することが判った。

## II. 基礎実験

ピークパワー10~100TWの比較的大規模なレーザー施設を使って、図4に示す熱電子スペクトルのレーザー強度依存性を測定した。密度と半径の積で $\rho R \sim 0.3$ g/cm<sup>2</sup>の値を持つ爆縮コアを加熱するには、1MeV程度の熱電子が

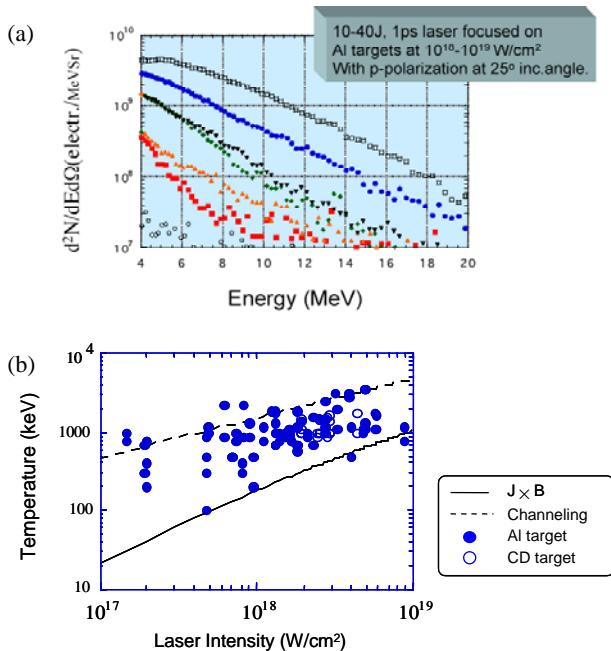


図4(a)  $10^{18} \sim 10^{19}$ W/cm<sup>2</sup>のレーザー強度で測定した熱電子スペクトル。レーザー強度を増加することにより、電子温度が増加する。マックスウェル分布を仮定すると、スペクトルの傾きは温度を示す。(b)熱電子温度とレーザー強度の関係

必要である。図4(a)には、レーザー強度  $10^{18} \sim 10^{19}$ W/cm<sup>2</sup>における代表的な熱電子スペクトルを示す。図4(b)には、高速電子温度とレーザー強度の関係を示し、レーザー強度が  $10^{18}$ W/cm<sup>2</sup>を超えると、1MeVの電子が発生することがわかる。レーザー強度は、 $10^{18} \sim 10^{19}$ W/cm<sup>2</sup>の範囲で変化させている。

高速電子のエネルギー輸送は、特殊なフレーミングカメラを用い、 $10^{19}$ W/cm<sup>2</sup>の超高強度レーザーパルスを照射した板状のターゲットの裏面から観測した[11]。ターゲット内部の高速電子は伝播し、ターゲットを加熱する。ターゲットの裏面を紫外から可視光の領域で観測すると、高速電子の挙動を記録できる。アルミニウム板(200 $\mu$ mと500 $\mu$ m)の裏面を観測し、15TWでは熱電子はフィラメント状に分散する傾向にあるが、30TWでは一つの束状に集束することがわかった。フィラメント数は0.02PWを超えるレーザー強度では急速に減少し、このレーザー強度を超えるとピーク輝度は急激に増加する。このような挙動は、照射されるレーザー光が強力であるほど、高速電子の移動がフィラメント状に分散するように生じるのではなく、中心部を加熱するために束状を維持することを示している。

ターゲット内の熱電子の温度を見積もるため、コヒーレント遷移放射法を使った。固体と真空のような境界を電子が通過するとき、遷移放射が放出されることは知られている[12]。高速電子温度を見積もるために、図5に示すようなモデルを作成した[13]。コヒーレントな遷移放射は、図5(a)に示すように、インコヒーレントな遷移放射や黒対放射に対して、支配的ターゲットな過程であると予想される。の厚さを変えることにより、平面的なターゲットから放出されるコヒーレント放射の強度は図5(b)に示すように減少する。次に、図6に示すように、

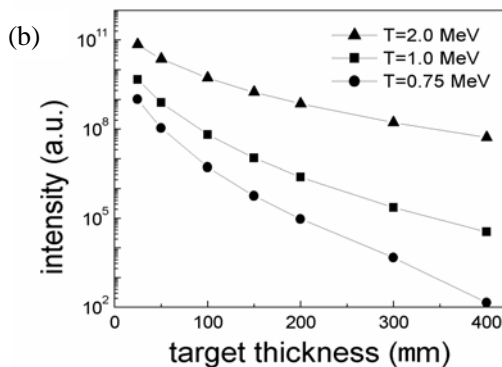
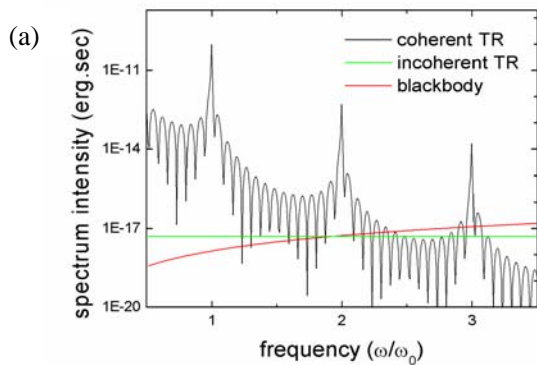


図5 コヒーレント遷移放射のモデル計算例。遷移放射が基本波、第二高調波、第三高調波のスペクトルピークを示し、インコヒーレント放射および黒体放射に比較して十分な強度が得られることを示している。

ターゲット内部の高速電子温度が 1.3MeV と 5.5MeV の場合に対して良い近似が得られることを確認する実験を行った[14]。電子分光器により測定した一定の距離(0.5~1m)の位置における電子スペクトルは、ターゲット内部のスペクトルと対応しないことは知られている。これは、静電ポテンシャルと強力なB(磁束密度)の磁場の影響により、電子がターゲットから散逸するためである[15]。

### III. モデル化実験の成功例

コロナ内部の非線形相互作用の影響を防ぐために、純金製のコーンをプラスチック製のシェルに加熱レーザー光のガイドとして挿入する

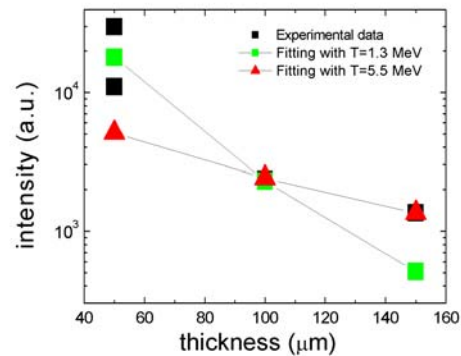


図6 コヒーレント遷移放射を基本レーザー波長で測定した。モデル(図5)から予想されたように、ターゲット厚さを増加することに対し、遷移放射は弱くなる。モデルフィッティングにより、熱電子温度は1.3MeVと5.5MeVの2つの部分に分けられる。

ことが提案されている[16]。この案では、シェルは複数のレーザービームにより高密度な状態に衝撃圧縮される。中心部が形成されると、PWレーザー光が加熱パルスとして純金製のコーンに注入され、プラズマとの非線形相互作用を防ぐことができる。純金製のコーンの形状は、図7に示すとおり、開放角30度、長さ1.5mmである。コーンの先端は直径50μmで、ターゲットの中心から50μmの位置にある。先端部は5μmの純金板で閉じてある。この案を確認するため、GEKKO XIIレーザーとPWレーザーシステムが使われている。GEKKO XIIの9本のビームは、波長527nm、エネルギー2.5kJ、パルス幅1.2nsecのフラットパルスで、ランダム位相板を使って、ターゲットを爆縮する。最高に圧縮された時点で、PWレーザーを純金製のコ

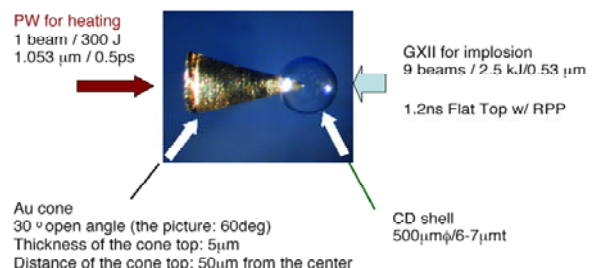


図7 高速点火モデルの実験の概要



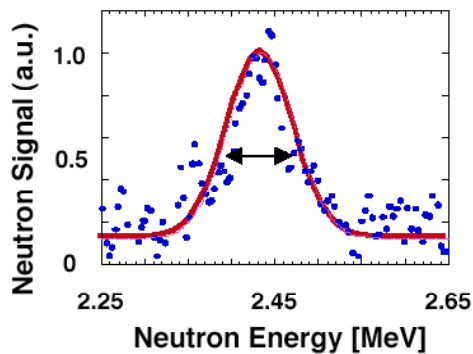


図8 DD中性子のタイムオブフライト信号。この信号はドップラ効果から中心部が1keVまで加熱されていることを示している。

ーンから注入し、波長 1053nm、パルス幅 0.5psecで 300Jのエネルギーがコーンの先端に集光する。照射強度は  $10^{19}\text{W}/\text{cm}^2$ に達する。図 8 では、衝撃圧縮により  $10^4$ 個の中性子が発生するが、強制的に加熱パルスを加えた爆縮では  $10^7$ 個を超える中性子が発生し、明らかに注入したPWレーザーの効果が見られる。

図 9 では、観測された中性子信号から、加熱されたイオン温度は  $0.8\sim 1\text{keV}$ であることがわかる。また、x線分光の測定結果から、逆制動放射強度の傾斜から温度が  $1\text{keV}$ であることも示される。この実験は、パルス幅 0.5psec、エネルギー300Jの比較的低速のレーザー光により、高速点火を発生させる可能性に関する研究の成功例といえる。解決すべき重要な問題は、純金製のコーンを使ったとしても、十分に高い密度が本当に中心部で得られるかどうかという点である。純金製のコーンを使うことにより、衝撃圧縮の対称性が損なわれる可能性がある。この問題の答えを得るために、LASNEXによるシミュレーションを行ったところ、x線で  $1.37\text{MJ}$ のドライブエネルギーが燃料シェルに与えられると、中心部の密度は  $400\text{g}/\text{cm}^3$ になるという結果が得られた[17]。シェルは直径 2mmのベリリウム銅の切削加工品で、内部がDT燃料で満たされている。この特殊な条件下では、シェルには10%のP1非均一性を適用

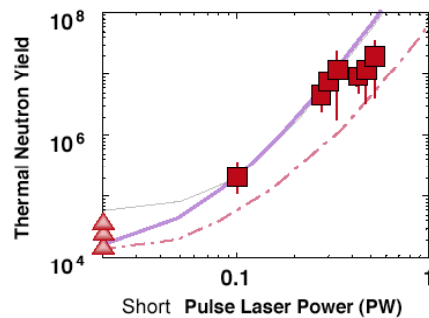


図9 DD中性子とレーザー出力の関係。衝撃圧縮により  $10^4$ 個の中性子が発生するが、強制的に加熱パルスを加えた爆縮では  $10^7$ 個を超える中性子が発生し、明らかに注入したPWレーザーの効果が見られる。

し、中心部には中空な箇所がほとんどなく、ほぼ一定の密度であるとして爆縮コアが得られる。ほかの流体シミュレーション[18]から、高密度の中心を形成する点は、純金製のコーン型ターゲットを使うことで、高温スポットの発生を抑制する効果があることが示されている。

爆縮の詳細については、Laboratory for Laser Energetics (ロチェスター大学)、General Atomic およびローレンスリバモア国立研究所と大阪大学により共同研究が進められている。

エネルギー  $10\sim 60\text{kJ}$  の加熱レーザーにより、加熱効率 30%で中心部を加熱(均一加熱)、または変換効率 30%で高速電子を加熱(ほかの場合)すると想定し、 $10\text{kJ}$ 級の高速加熱では、約 10%の利得が得られる事が想定されている。

#### IV. 次の段階に求められるレーザーの要件

モデル化実験に基づき、燃料の中心部を加熱するために必要なレーザーのエネルギーは  $10\text{kJ}$ である。レーザー光のパルス幅は 10psecで、 $10^{19}\text{W}/\text{cm}^2$ の強度を維持する。このシステムは、大阪大学のレーザーエネルギー学研究センターで建設中のFIREX-1(LFEX)システムである。レーザーの性能を以下に示す。

- (1)エネルギー:ターゲット上で 10kJ
- (2)パルス幅:10psec、立ち上がり時間 1psec
- (3)スポット径:直径 20~30 $\mu$ mにエネルギーの50%が集中
- (4)波長:1 $\mu$ m
- (5)レーザーパルスS/N:10<sup>8</sup>

システムのフロント部分は、2004 年に完成している。リア部分は現在建設中である。システムのレイアウトを図 10 に示す。

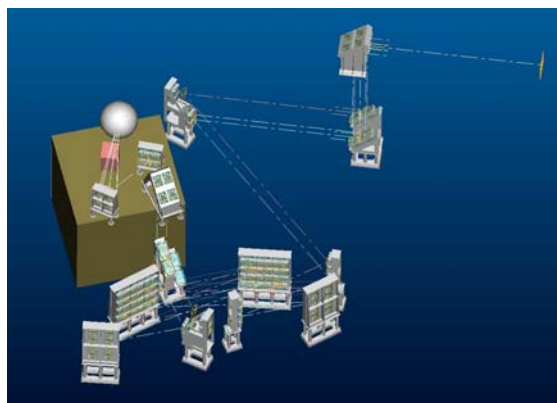


図10 FIREX(LEFX)-Iのリア部分の構成  
 ビームは4つの部分で構成されている。個々の部分の面積は40×40cm<sup>2</sup>である。増幅されたレーザーパルスは、4段の傾斜回折格子が設置された圧縮器の真空チャンバに導入される。

## V. サマリー

高速点火について現状をまとめた。初期の研究で明らかになったように、第1段階のモデル実験において、自己集光により加熱パルスを導入した。高速電子に関する基本的な研究により、圧縮した中心部に加熱パルスを導入することができれば、モデル化実験は有望であることがわかった。純金製のコアを使用するというユニークな発想が、日本とイギリスとの共同研究から生まれた。純金製のコアにより、300J/0.5psecの加熱レーザーパルスにより、強制的にCDターゲットを爆縮し、加熱すると、10<sup>3</sup>倍の中性子数の増加が見られた。加熱温度

は 1keVである。10keVまで温度上昇させるには、10kJ/PWレーザーシステムが必要である。大阪大学のレーザーエネルギー学研究センターではこのようなレーザーシステムの建設を開始した。ここで紹介した研究の多くは、イギリスとアメリカ合衆国との国際的な共同体制で行われた。このような共同研究により、高速点火研究の技術課題や物理課題が効率的に解決されている。

## 謝辞

高速点火研究は、阪大レーザー研の高速点火グループ(兒玉了祐、北川米喜、近藤公伯、三間罔興、畦地宏、藤岡慎介、藤田尚徳、城崎知至、松岡健之、宮永憲明、長井圭治、長友英夫、西村博明、乗松孝好、重森啓介、白神宏之、反保元伸、遠山祐典、藪内俊毅、井澤靖和、J. Zheng、Z. Chen、A. Lei)により実施された。海外からは、P. Norreys (Rutherford Appleton Labo. UK), R. Stephens(Lawrence Livermore National Laboratory, U.S.A.), R. Stephens (General Atomics, U.S.A.) の協力を得た。FIREX(LFEX)レーザーシステムは、三菱とレーザーフロントテクノロジー社により建設中である。

## 参考文献

1. D. Strickland and G. Mourou, *Opt. Commun.* **56**, 219 (1985)
2. M.D. Perry and G.Mourou, *Science*, 264, 917(1994), Y. Kitagawa *et al.* Prepulse-Free Petawatt laser for a fast Ignitor. *IEEE J. Q.Electronics* **40**, 281-293 (2004); C.B. Edwards, *Central Laser Facility Annual Report*, 138(2001)
3. T. Yamanaka, *Kongo Project Report, Internal Report of ILE, Osaka University*, 5 (1983); N.G. Bazov, *et al. J. Soviet Laser Research* 13, 396 (1992), M. Tabak, J. Hammer, M. Glinsky *et al.*, *Phys. Plasmas* **1**, 1626 (1994).

4. Atzeni et al. al., Phys Plasmas, 6, 3316(1999).
  5. T. Johzaki *et al.*, private commun.
  6. T. Miyakoshi, K.A. Tanaka et al., Phys.Plasmas, 9, 3552 (2002)
  7. K.A. Tanaka, M. Allen et al., Phys. Rev. E., 62, 2672(2000)
  8. K. Fujita et al., SPIE 4424, (2001)
  9. K.A. Tanaka, H. Hashimoto et al., Phys. Rev E., 60, 3283(1999)
  10. K. Takahashi, R. Kodama et al., Phys. Rev. Lett., 84, 2405(2000)
  11. Y. Tohyama and R. Kodama submitted to Phys. Rev. Lett.
  12. J.D. Jackson, Classical Electrodynamics, John Wiley & Sons Inc.
  13. J. Zheng, K.A. Tanaka et al., Phys. Plasmas 9, 3610 (2002); J. Zheng, K.A. Tanaka et al., Phys. Plasmas 10, 2914 (2003).
  14. J. Zheng, K.A. Tanaka et al., Phys. Rev. Let. 92, 165001-1(2004).
  15. T. Yabu-uchi, R. Kodama et al. al., private commun.
  16. P.A. Norreys, R. Kodama et al., Phys. Plasmas 7, 3721(2000); R. Kodama, P.A. Norreys et al., Nature 412, 798 (2001); R. Kodama et al., Nature 411, 933 (2002)
  17. K.A. Tanaka, S. Hatchett et al., Phys. Plasmas 10, 1925 (2003)
  18. H. Nagatomo, K. Mima private commun.
- T. Johzaki et al., to be published in the Proceeding of Inertial Fusion Sciences and Applications (IFSA 2003).