



衝撃点火核融合のための超高速飛翔体の生成

境家達弘, 齊藤 寛, 疇地 宏, 大谷 一人, 武田和夫, 一之瀬大吾, 村上匡且,
藤岡慎介, 重森啓介, 中井光男, 白神宏之, 長友英夫, 砂原 淳¹⁾, 三間罔興,
KARASIK Max²⁾, GARDNER John²⁾, OBENSCHAIN Stephen²⁾

大阪大学レーザーエネルギー学研究センター, ¹⁾ レーザー技術総合研究所, ²⁾ アメリカ海軍研究所

(論文受付: 2007年2月15日 / 論文受理: 2007年6月5日)

衝撃点火核融合は、あらかじめ高密度に圧縮された主燃料に別に圧縮された燃料片を超高速度で衝突させることで加熱し、核融合反応を起こすものである。衝撃点火核融合を実現するためには、衝突によって燃料片が持つ運動エネルギーがすべて熱エネルギーに変わることによって点火に必要な温度 (5 keV) を得ること、つまり超高速度 (1000 km/s) の燃料片を生成することが必要である。超高速度の達成には加速過程で起こるレイリー・テイラー (RT) 不安定性を抑制する必要がある。近年開発された RT 不安定性の抑制手法を用いて、超高速 (640 km/s) の燃料片 (飛翔体) を生成することに成功した。また、超高速飛翔体の密度を薄膜衝突法 (Colliding Foil 法) によって評価した。得られた超高速飛翔体の持つ動圧力は 1 Gbar にも達し、前人未到の高圧力物性研究の道具となりうる。

Keywords:

impact, fast ignition, super-high velocity, impactor, Rayleigh-Taylor instability, suppression, radiography, colliding foil

1. はじめに

レーザー核融合研究においては現在、高速点火方式が精力的に研究されている[1]。この方式はレーザーによって圧縮された燃料に別の超高強度超短パルスレーザーを照射することで、局所的かつ瞬間的に燃料を加熱して核融合反応を起こす手法である。伝統的な中心点火方式では燃料中心部に高温点火部 (ホットスパーク) を作る必要があるが、高速点火ではこれを必要としないので、中心点火方式よりも低い爆縮一様性下で、かつ主燃料部を小さく出来るので圧縮に必要なレーザーエネルギーが小さくなり、高いエネルギー利得が達成される期待がある。しかし一方で、超高強度レーザーにより生成される電子やプロトンのような高エネルギー粒子によって加熱が行われるため、相対論的電子と物質の相互作用のような新しい物理機構の解明が必要となっている。

レーザー核融合では、圧縮過程で起こるレイリー・テイラー (RT) 不安定性が燃料の高密度圧縮の妨げとなるが、最近この不安定性の理解が進み[2]、その抑制手法が開発された[3]。そこで、衝撃点火と呼ばれる新しい点火方式が提案された[4]。これは超高強度レーザーによる加熱の代わりに、圧縮された燃料片を主燃料に超高速度で衝突させることによって加熱し、核融合反応を起こす手法である。この方式では流体同士の衝突によって点火を起こすの

で、超高強度レーザーによって生じる相対論電子と物質の相互作用のような新しい物理機構の解明を必要とせず、点火に際する物理機構が比較的是っきりしている。また、理論的には高速点火方式と同程度のエネルギー利得を達成できると予測されている[4]。さらに、超高強度超短パルスレーザーを必要とせず、主燃料を圧縮するために必要なレーザーと同等のレーザーで燃料片の加速を行うので、比較的低い費用での炉設計が可能である。

衝撃点火核融合では、燃料片の衝突によって主燃料を点火するのに必要な温度 (5 keV) を得るために、超高速度 (1000 km/s) で固体密度程度 (5 g/cc) の燃料片を生成することが必要である。このような超高速の燃料片 (飛翔体) が持つ動圧力は 50 Gbar (500億気圧) にもなり、レーザーで生じる圧力の2, 3桁高い値であり、前人未到の高圧力物性研究の道具にもなりうる。

本論文では、衝撃点火核融合の実現のために、まずは球殻を平板で模擬し、RT不安定性を抑制することで、超高速飛翔体の生成実験を行ったので、その結果について述べる。

2. 衝撃点火核融合

図1は衝撃点火方式におけるターゲット構造を示している。高速点火方式と同様に主燃料にコーンを突き刺したも

Super-High Velocity Impactor for Impact Fast Ignition

SAKAIYA Tatsuhiko, SAITO Hiroshi, AZECHI Hiroshi, OTANI Kazuto, TAKEDA Kazuo, ICHINOSE Daigo, MURAKAMI Masakatsu, FUJIOKA Shinsuke, SHIGEMORI Keisuke, NAKAI Mitsuo, SHIRAGA Hiroyuki, NAGATOMO Hideo, SUNAHARA Atsushi, MIMA Kunioki, KARASIK Max, GARDNER John and OBENSCHAIN Stephen

author's e-mail: tsakaiya@ess.sci.osaka-u.ac.jp

現在の所属: 大阪大学大学院理学研究科宇宙地球科学専攻

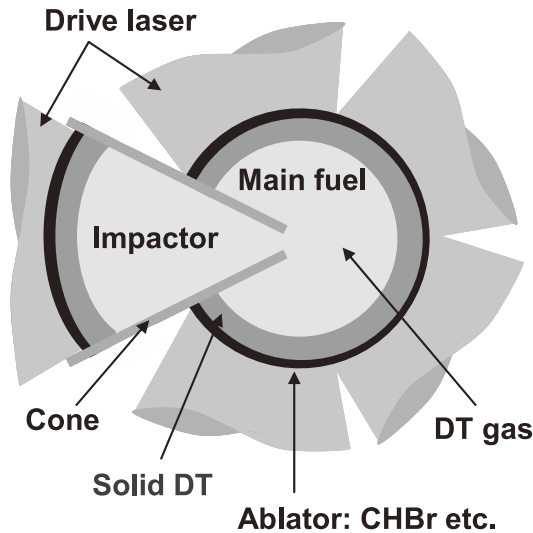


図1 衝撃点火概念図.

のであるが、高速点火ではコーン内に超高強度超短パルスレーザーを打ち込むのに対し、衝撃点火ではここに燃料片を配置する。主燃料に四方八方から一様にレーザーを照射し高密度に圧縮する。一方、同等のレーザーを燃料片に照射し超高速に加速する。この超高速の燃料片をあらかじめ圧縮しておいた主燃料に衝突させ、燃料片の運動エネルギーがすべて熱エネルギーに変換されて、核融合点火が起こる。

衝撃点火を実現するために燃料片（衝突体）に要求される条件を簡単なモデルから求める。衝突体を持つ運動エネルギーが主燃料との衝突によりすべて熱エネルギーに変換されるとすると、

$$\frac{1}{2}m_i v^2 = 2 \cdot \frac{3}{2} T$$

より (m_i は質量, v は速度, T は温度), 点火に必要な温度

(5 keV) を得るために必要な速度は 1000 km/s である。また、主燃料部（コア）の持つ圧力と同程度の動圧力を衝突体を持つ場合に効果的な衝突が起こると考えられるので、

$$P_{\text{core}} = \rho v^2, \quad (P_{\text{core}} = 2.2 \alpha \rho_{\text{core}}^{5/3})$$

より (ρ は密度, α は断熱係数), 衝突体に要求される飛行中の密度は 5 g/cc である ($\alpha = 3$, $\rho_{\text{core}} = 200$ g/cc の場合)。したがって、衝撃点火核融合を実現するためには、燃料片の衝突によって主燃料を点火するために必要な温度 (5 keV) を得ること、つまり超高速 (1000 km/s) で固体密度相当 (5 g/cc) の燃料片を生成することである。そこでまずは球殻を平板で模擬して、要求される燃料片が生成可能かどうかの検証を行う。

3. 超高速の達成

1000 km/s もの超高速を達成するためには、高い圧力による加速あるいは長い加速時間が必要であるが、その加速過程で起こるレイリー・テイラー (RT) 不安定性によってターゲットが破断する可能性があるため、それを抑制する必要がある。これまでに、レーザー生成プラズマで起こるような RT 不安定性は理論的[5]にも実験的[2,6]にもよく研究され、その抑制手法[3,7]も開発されてきた。ここでは、RT 不安定性の抑制のために、ターゲットに高い原子番号を持つ物質 (高 Z 物質) を添加し、そこから発生する放射を使って抑制する方法を用いた[3]。高 Z 物質からの放射によってターゲットは内部まで加熱され、アブレーション速度と密度スケール長が増大して、RT 不安定性が抑制される。図2は2次元放射流体シミュレーションの結果である。図2(a)はポリスチレン (CH) ターゲット、(b)は臭素を添加したポリスチレン (CHBr) ターゲットの結果である。CH ターゲットでは、レイリー・テイラー不安定性によって擾乱が成長しターゲットが破断しつつあるが、CHBr ターゲットの場合は RT 不安定性の成長が抑制され

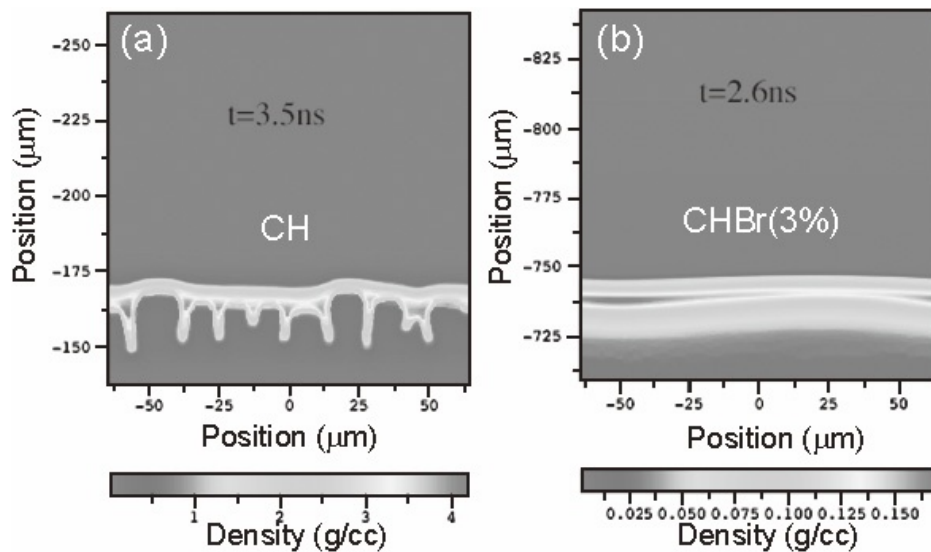


図2 2次元放射流体シミュレーション結果。
(a)時刻 $t = 3.5$ ns における CH の密度分布。
(b)時刻 $t = 2.6$ ns における CHBr(臭素ドーピング量: 3%) の密度分布。

ていることがわかる。臭素からの輻射の効果によって RT 不安定性は抑制されるが、一方では輻射によるエネルギー損失があるため、十分に RT 不安定性を抑制し、かつ加速に対する輻射損失が少なくなるように、あらかじめ臭素の添加量を最適化してある。

ターゲットの加速軌跡を側面 X 線撮影法を使って計測する。図 3 は計測配置図を示している。平板のターゲットにレーザーを照射し、加速させる。この時、別のレーザーを高 Z 物質に照射して X 線を発生させ、その X 線を照明として側面からターゲットの影絵をストリークカメラで計測する。結像系には $10 \times 50 \mu\text{m}^2$ のスリットを用いた。ターゲット材は、臭素を質量比で 0.4% 添加したポリスチレン

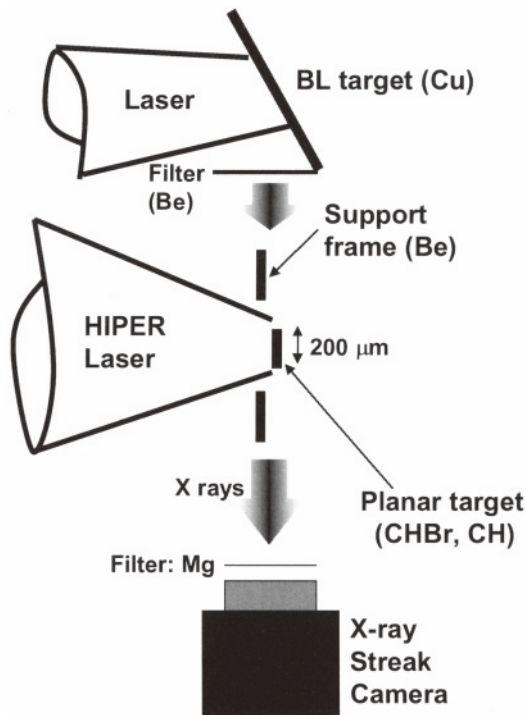


図 3 側面 X 線撮影法。

(CHBr) とポリスチレン (CH) を使った。レーザーは大阪大学レーザーエネルギー学研究センターに既存の激光 XII 号レーザー装置で、12本あるレーザーを一方向からある一点に集光可能な高強度基礎実験装置 (HIPER) を使った。レーザーの波長は高い圧力でターゲットを加速するために、短い波長の $0.35 \mu\text{m}$ を用いた。レーザーのエネルギーは 9 本のビームを 1 点に集光するので合計で 1.5 kJ である。パルス幅は 2.5 ns である。ターゲット上でのレーザー集光径は $300 \mu\text{m}$ である。このためターゲットの幅は全体にレーザーが照射されるように $200 \mu\text{m}$ にしてある。ターゲット上でのレーザー照射強度は $400 \text{ TW}/\text{cm}^2$ である。

図 4 は X 線ストリークカメラで観測された生画像である。ターゲットは厚さ $22 \mu\text{m}$ の CHBr である。ターゲットの影絵とターゲット表面から放射される X 線 (自発光) の軌跡がそれぞれ観測されている。図 5 は、観測された透過 X 線が最も吸収されている位置つまり質量重心を、自発光 X 線は発光分布の立ち上がり半値の位置つまりターゲット表面を、それぞれ時間変化としてプロットしたものであ

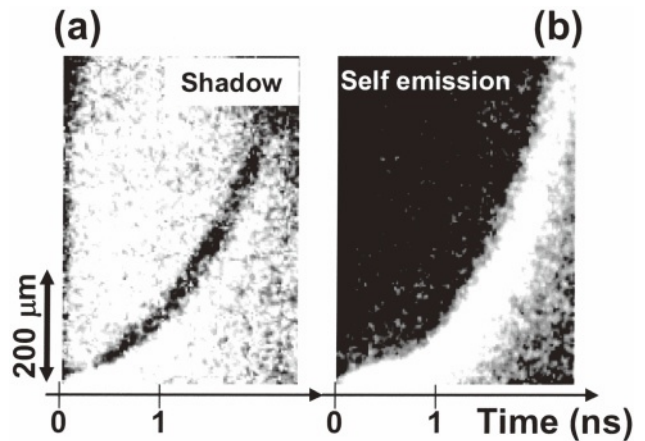


図 4 観測生画像。(a)透過 X 線画像。黒い部分がターゲットの影絵を示す。(b)ターゲット表面から放射される自発光 X 線画像。

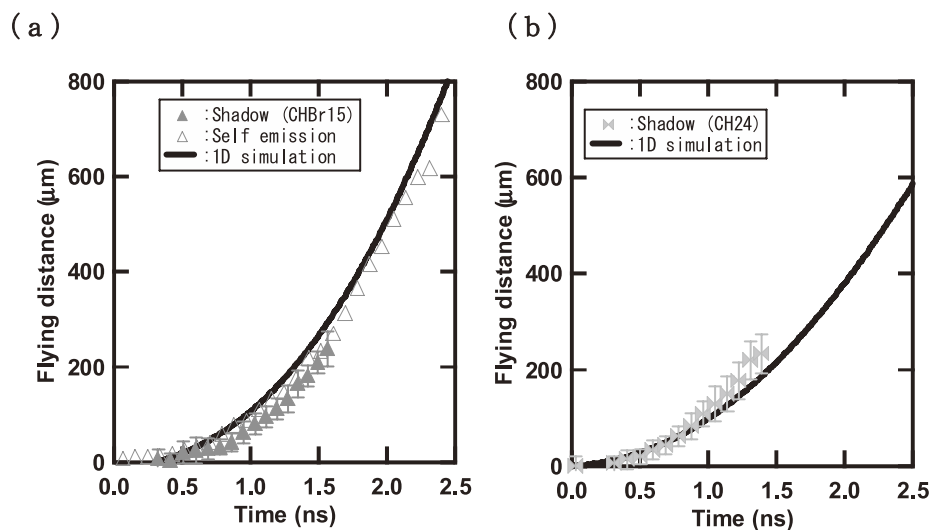


図 5 加速軌跡。(a)CHBr (b)CH。塗り潰された点は影絵の軌跡を、白抜き点は自発光の軌跡を示す。実線は 1 次元輻射流体シミュレーション結果から得られた軌跡を示す。

る。ターゲットは厚さ $15\ \mu\text{m}$ の CHBr と厚さ $24\ \mu\text{m}$ の CH である。影絵と自発光の軌跡がよく一致していることがわかる。一方で、影絵が時刻の途中 ($t=1.5\ \text{ns}$) から観測されなくなっていることに気づくが、これにはいくつかの原因が考えられる。1つは RT 不安定性によってターゲットが破断し拡散されてしまうことが考えられる。この現象は CH の場合には顕著に起こるが CHBr の場合は抑制効果があるので顕著には見られないと考えられる。もう1つは計測の分解能による問題で、ここでは初期のターゲット厚みが数 $10\ \mu\text{m}$ 程度のものを用いているが、計測の分解能は $10\ \mu\text{m}$ 程度であるので影絵(像)がいくらかなまって観測される。また時間分解能は $100\ \text{ps}$ 程度であり、ターゲットの速度が $1000\ \text{km/s}$ の場合、時間分解能の間にターゲットは $100\ \mu\text{m}$ も動いてしまうので、これによっても像がかなりなまる。これらのなまりによって、影絵の明暗(コントラスト)が得られなくなり、影絵が消失しているものと考えられる。また、超高速度に加速されたターゲットは著しく密度が低下している可能性があり、これも影絵のコントラスト低下の要因の1つとなることを付け加えておく。

得られた加速軌跡の傾きからターゲットの速度が得られて、終端速度として、CHBr は $640\ \text{km/s}$ 、CH は $380\ \text{km/s}$ が得られた。また、実験結果と1次元輻射流体シミュレーション[8]の結果がよく一致していることがわかる。CH においては観測時刻の後期で若干シミュレーションとの不一致が見られるが、これは RT 不安定性によってターゲットが破断しつつあり、その膨張による密度低下が原因で加速が進んでるものと思われる。

4. 飛行中の密度

超高速のターゲット(衝突体)は得られたが、その時に密度が著しく低下しては衝撃点火は実現できない。そこで飛行中の衝突体の密度を計測することが重要である。しかし、ターゲットの影絵から密度を計測する手法では、ターゲットが超高速で飛行するため、観測結果がばやけてしまっており、密度の評価が困難である。そこで、新たな密度計測手法として薄膜衝突法(Colliding Foil 法)を開発した。図6はその概念図を示している。超高速に加速したターゲットを状態方程式が比較的良好にわかっている物質(銅など)に衝突させる。この時、透過衝撃波と反射衝撃波が生成されて、これらの衝撃波の前後でランキン・ユゴニオの関係式を使うと、衝突直前のターゲットの密度(ρ)が衝突体の持つ圧力(p)と速度(V)および透過衝撃波後方の温度(T)によって次の式で表せる(γ は銅の比熱比、 ρ_0 は銅の初期密度、 A は銅の質量数、 Z は銅の電離度、 m_u は原子質量単位)。

$$\rho = \frac{\beta T - p}{\sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} \frac{T}{A} - V^2}} \left[1 - \frac{(\gamma + 1)p + (\gamma - 1)\beta T}{(\gamma - 1)p + (\gamma + 1)\beta T} \right],$$

$$(\beta = \frac{(\gamma + 1)}{(\gamma - 1)} \frac{\rho_0}{A}, \alpha = \frac{A m_u}{1 + Z})$$

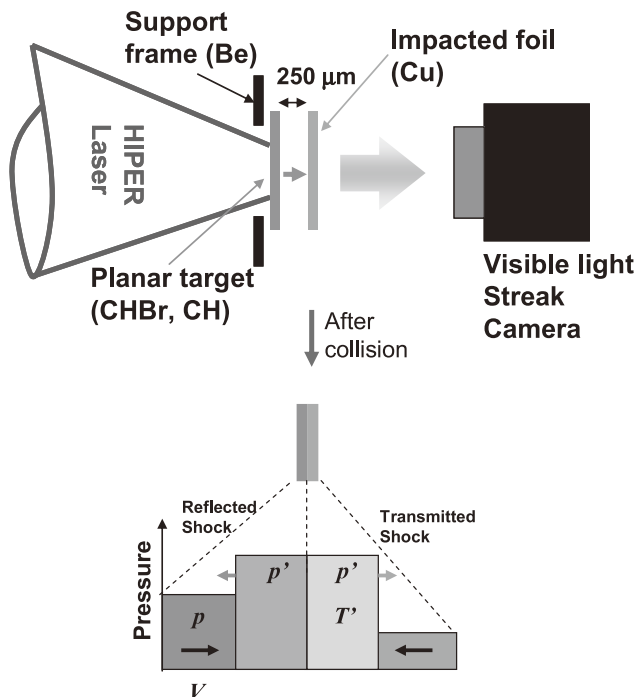


図6 薄膜衝突法 (Colliding Foil 法)。

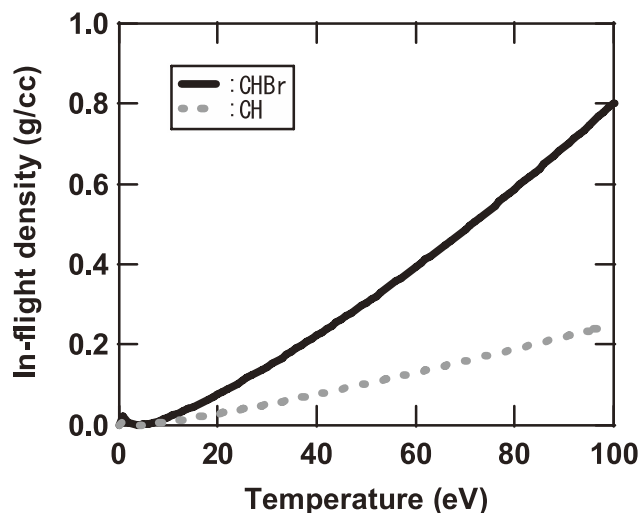


図7 銅の裏面温度から評価される飛行中のターゲット密度。実線は CHBr、点線は CH の場合を示す。

図7はこの式から評価された密度を温度の関数として示している ($p = 20\ \text{Mbar}$, $V = 250\ \text{km/s}$, $\gamma = 2.1$, $\rho_0 = 8.93$, $Z = 12$, $A = 63.55$ の場合)。

衝突体の持つ圧力と速度はターゲットの加速軌跡計測の結果から得られるので、衝突された物質の温度を計測することで密度が得られる。加速させた衝突体 (CHBr) を被衝突体 (銅) に衝突させて、それによって生じた衝撃波が銅の裏面に到達した時にそこから放射される可視光の発光強度を観測した。あらかじめ発光スペクトル計測によって発光強度から得られる輝度温度を校正してある。得られた発光強度から CHBr で約 $95\ \text{eV}$ 、CH で約 $84\ \text{eV}$ の温度が得られた。図7より密度を評価すると、密度は CHBr で約 $0.8\ \text{g/cc}$ 、CH で約 $0.2\ \text{g/cc}$ であり、初期密度 ($1\ \text{g/cc}$) 程度から劇的に減少していないことがわかった。

5. まとめ

近年開発されたレイリー・テイラー不安定性の抑制手法を用いて、超高速の飛翔体を生成することに成功した。また、薄膜衝突法を使うことによって、飛行中の飛翔体の密度は初期密度程度に維持されていることがわかった。得られた超高速飛翔体の動圧力は 1 Gbar (10億気圧) にも達し、レーザーで生じる圧力の数桁高い値であり、前人未到の高圧力物性研究の道具になりうる。これら結果は衝撃点火に要求される条件を完全に満たすまでには至っていないが、理論・シミュレーションで解釈可能な結果であり、衝撃点火方式の実現可能性を示唆する結果であると考えられる。

謝辞

本研究の遂行に関して、レーザー装置の運転、ターゲットの製作、プラズマ計測等でご協力いただきました大阪大学レーザーエネルギー学研究センターのスタッフおよび PHI グループのメンバーに深く感謝いたします。

参考文献

- [1] R. Kodama *et al.*, *Nature* **412**, 798 (2001).
- [2] H. Azechi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 045002 (2007).
- [3] S. Fujioka *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 195001 (2004).
- [4] M. Murakami and H. Nagatomo, *Nucl. Instrum. Methods A* **544**, 67 (2005).
- [5] S. Bodner, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 761 (1974); H. Takabe *et al.*, *Phys. Fluids* **28**, 3676 (1985); R. Betti *et al.*, *Phys. Plasmas* **5**, 1446 (1998); H.J. Kull and S.I. Anisimov, *Phys. Fluids* **29**, 2067 (1986); J. Sanz, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2700 (1994); V.N. Goncharov *et al.*, *Phys. Plasmas* **3**, 1402 (1996); A.R. Piriz, *Phys. Plasmas* **8**, 997 (2001).
- [6] B.A. Remington *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3259 (1991); K. Shigemori *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 250 (1997); H. Azechi *et al.*, *Phys. Plasmas* **4**, 4079 (1997); S.G. Glendinning *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3318 (1997); C.J. Pawley *et al.*, *Phys. Plasmas* **6**, 565 (1999); J.P. Knauer *et al.*, *Phys. Plasmas* **7**, 338 (2000); K. Budil *et al.*, *Phys. Plasmas* **8**, 2344 (2001); T. Sakaiya *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 145003 (2002).
- [7] S. Obenschain *et al.*, *Phys. Plasmas* **9**, 2234 (2002); T.J.B. Collins *et al.*, *Phys. Plasmas* **11**, 1569 (2004); K. Shigemori *et al.*, *J. Plasma Fusion Res.* **82**, 520 (2006) [in Japanese]; K. Otani *et al.*, *Phys. Plasmas*, *to be submitted*.
- [8] H. Takabe *et al.*, *Phys. Fluids* **31**, 2884 (1988); A. Sunahara *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 95003 (2003).