



小特集 レーザー核融合における新点火方式：衝撃点火

2. 衝撃点火の理論モデル

村上匡且, 長友英夫

大阪大学レーザーエネルギー学研究センター

(原稿受付：2007年7月7日)

(1)Simple physics, (2)High gain, (3)Low costという特徴を持った新たな点火方式：衝撃点火を提案する。ターゲットは主燃料と点火用燃料小片（インパクター）からなり、後者が1000 km/sを超える超高速にまで加速された後、最大圧縮に達した主燃料に衝突することで、自身の運動エネルギーを内部エネルギーに直接変換し点火ホットスポットを形成する。本章では衝撃点火に必要なレーザーおよびターゲット条件について考察する。またエネルギー利得についても簡単な理論モデルを使いその基本的な振る舞いを概観する。

Keywords:

impact fast ignition, gain model, analytical model, super-high velocity

2.1 はじめに

高速点火の基本理念は、燃料と点火部を分離することにある[1,2]。中心点火[3]に対する優位性はより低い投入エネルギーでより高いエネルギー利得が得られる点にある。現在、大阪大学レーザーエネルギー学研究センター（阪大レーザー研）を含む各国の主要研究機関で研究が進められているオーソドックスな高速点火では、照射レーザーのエネルギーをまず電子[4-9]、陽子[10]、マクロ粒子[1,11]といった高エネルギー粒子ビームに変換する。次いで、これら粒子ビームが圧縮された主燃料コアまで輸送・吸収され、結果として核融合燃焼のトリガーとなる点火ホットスポットを生成するというものであるが、未解明物理も多い。

こうした中、最近になって衝撃点火と呼ばれる全く新しい点火方式が阪大レーザー研より提案された[12,13]。衝撃点火は高速点火と同様、将来の高利得実験に繋がるポテンシャルを持っている。本章では、この衝撃点火に必要なレーザーおよびターゲット条件について考察する。またエネルギー利得についても簡単な理論モデルを使いその基本的な振る舞いを概観する。

2.2 衝撃点火ターゲットの特徴と基本的振る舞い

図1は、この衝撃点火ターゲットの概念図を表したもので、初期構造ならびに点火が起こる最終フェーズにおける燃料構造が同一の図の中に描かれている。ターゲットは2つの部分から構成されている。まず下側の主燃料部は重水素・三重水素（DT）燃料殻にアブレーター（プラスチック）がコートされたもので、 10^{14} W/cm²オーダーの強度で数ns-10 nsのパルス幅のレーザーを照射することにより、最終的に上側のインパクター部が中心で衝突し、その衝撃でインパクターの運動エネルギーが内部エネルギーに変化さ

れ、点火スポットと化す。このときの主燃料側の爆縮速度は200-300 km/s程度、最終圧縮密度は200-300 g/cm³が期待される。通常、中心点火であれば300 km/sの爆縮速度が必要とされるが[14]、衝撃（高速）点火の場合には必要ない。一方、上側のインパクター部は、流体爆縮ガイドの金属コーンと、そのコーン下端部に固定された部分球殻状をした、やはり主燃料部と同構造を持った燃料殻から成り立っている。主燃料部と違って、このインパクターは1000 km/sを超える高速に加速され、図1に示されるよう

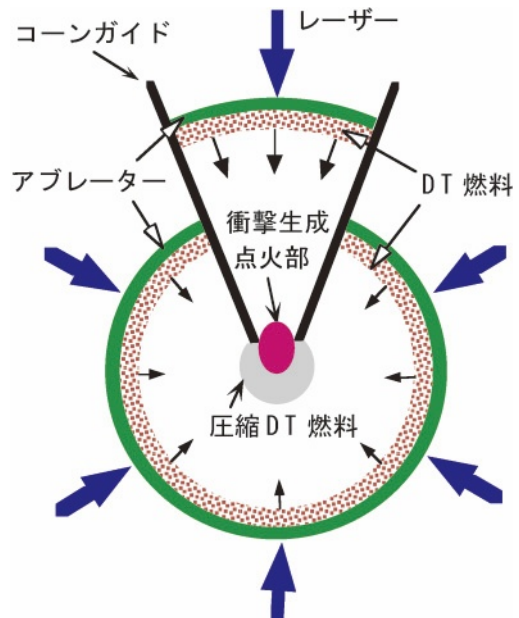


図1 衝撃点火ターゲットの概念図。下側の主燃料部と上側のインパクター部が中心で衝突し、その衝撃でインパクターの運動エネルギーが内部エネルギーに変化され、点火スポットを形成する。

2. Analytical Model for Impact Fast Ignition

MURAKAMI Masakatsu and NAGATOMO Hideo

corresponding author's e-mail: murakami-m@ile.osaka-u.ac.jp

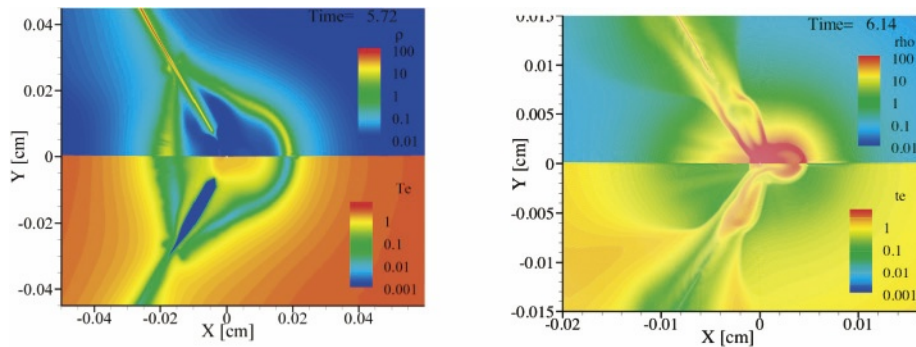


図2 (左図)衝突直前の中心付近のプラズマ密度(上)とプラズマ温度(下)(右図)衝突直後の中心付近のプラズマの様子. 左のシェルがインパクター, 右のシェルが主燃料に対応する. このシミュレーションでは左右のシェルに 100 kJ を照射している.

に, その最終フェーズにおいて主燃料部と激突し, 圧縮・加熱されることになる. つまり, この衝撃圧縮によってインパクターの運動エネルギーを内部エネルギーに直接変換し, 自らが点火ホットスポットと化するのである. この点, 従来型の高速度電子を生成する高速点火方式が主燃料の一部を点火に足る温度に加熱し点火スポットをつくるのと対象的である.

図2は, 衝撃点火のダイナミクスを視覚的に理解しやすいように2次元シミュレーションの結果を示したものである. 左図は衝突直前の中心付近のプラズマ密度(上)とプラズマ温度(下)を表している. 左の球殻(シェル)がインパクター, 右のシェルが主燃料に対応する. このシミュレーションでは簡単のため, インパクターと主燃料はプラスチック(CH)とし, 輻射輸送は入っていない. また, レーザーは波長 $0.53 \mu\text{m}$ のガウシアンパルスを用い, 双方のシェルにそれぞれ 100 kJ のエネルギーを投入している. 一方右図は衝突直後の中心付近のプラズマの様子を表す. 同図より, インパクターの衝突によってターゲット中心付近に高温高密度のコアが生成されているのがわかる. 2次元シミュレーションの詳細に関しては, 本小特集第3章を参照されたい. 衝撃点火の正否を分ける条件はインパクターシェルを超高速に加速 ($>1000 \text{ km/s}$) し, 衝撃フェーズに入る前の飛翔体の密度を数 g/cm^3 程度まで圧縮できるか否かにかかっている. そのためにはインパクターシェルはアブレイティブに加速されなければならない.

2.3 ゲインモデル

図3は主燃料とインパクターが中心で衝突し, 加熱・圧縮された最終状態を模式的に表したものである. 両者が衝突・融合した後, 球状になったインパクターがやはり球状の主燃料の外縁部に生成された様子を示している. ここで簡単のため, これら主燃料とインパクターは, それぞれそれぞれの領域内で一様な質量密度 ρ_c, ρ_s を持ち, 静止状態にあるものと仮定する. 衝突前には約 $1-2 \times 10^8 \text{ cm/s}$ のスピードを持ち $20-40 \mu\text{m}$ 程度のサイズになったインパクターと主燃料との激突により衝撃波が生じる. このとき衝撃波がインパクター中を伝わる時間間隔, すなわち点火スポット生成に必要な時間は $t_1 \sim 20-30 \text{ ps}$ である. 一方, $1-2 \text{ keV}$ の温度を持つ $100-150 \mu\text{m}$ のサイズの主燃料が, その慣性

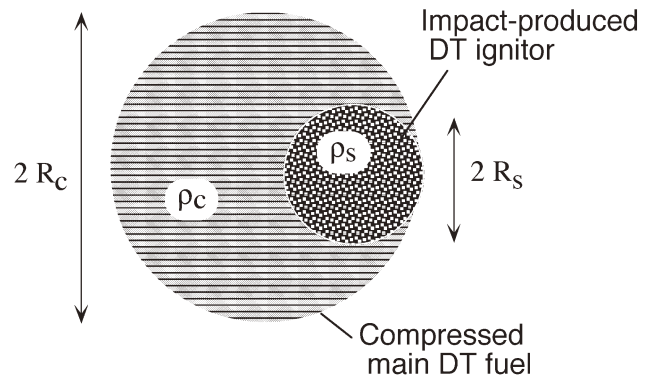


図3 衝撃点火における最終圧縮状態の模式図.

によって留まっていられる時間は $t_2 \sim 200 \text{ ps}$ 程度となる. 即ち, $t_1 \ll t_2$ であり, 図3に示されるような燃料構造を仮定することは粗い近似のもとで妥当と言える.

インパクターが衝突後に達し得る最大温度 T_s は, エネルギー利得を評価する上で最も重要なパラメータの一つであり, 最終圧縮状態に至る爆縮・圧縮プロセスに強く依存する. 例えば, 中心点火方式においては, 外側の主燃料部がその内部にある低密度 DT ガスを圧縮することにより生成される. よく知られているように, この場合, 最終静止状態では外側の低温高密度主燃料と内部にできた高温低密度のホットスポットは isobaric (等圧) 配位となる. この中心点火の場合, 点火に必要な温度はおおよそ 5 keV とされている [14, 15]. 他方, 高速点火においては, 燃料構造として isochoric (等密) 配位を仮定するため, 等圧配位の場合に比べて余分な機械的な仕事エネルギー (pdV work) が必要となり, 結果として, それを補う形で $10-12 \text{ keV}$ という温度が要求されることが2次元シミュレーションにより示されている [16]. しかしながら, 衝撃点火の点火ホットスポットの生成過程は, 上記の中心点火, 高速点火のいずれとも異なっている. 以下に述べるシンプルな衝撃点火利得モデルでは, 点火温度 T_s ならびに面密度 $H_s (= \rho_s R_s)$ に対し, 次の要請を課すことにする:

$$T_s \approx 5-10 \text{ keV}, \quad H_s \approx 0.4 \text{ g/cm}^2 \quad (1)$$

ここで R_s は点火ホットスポット球の半径を表す(以下の記述において, 添字 c および s は, おのおの主燃料部および

ホットスポット部を表すものとする)。

主燃料とインパクターの衝突によって、爆縮速度 v_i を持つ DT (重水素/三重水素) イオンの運動エネルギーが全て熱エネルギーに変換するものとする、エネルギーバランスから $(1/2)m_i v_i^2 = 2(3/2)T_s$ と表される。ここで $m_i = (5/2)m_p$ は平均イオン質量、 m_p はプロトン質量であり、温度 T_s はエネルギーの単位を持つ。(1)の温度条件を使えば、要求される爆縮速度は

$$v_i = \sqrt{6T_s/m_i} = 1.1 \times 10^8 \sim 1.5 \times 10^8 \text{ [cm/s]} \quad (2)$$

と求められる。ただし、実際にはすべての流体要素が同期して上記のエネルギー変換を起こすとは限らない。この点、今後の2次元シミュレーション等によって詳細に定量評価していくことが必要である。インパクター質量は

$$M_s = \frac{4\pi H_s^3}{3\rho_s^2} = 27 \text{ [\mu g]} \cdot \left(\frac{\rho_s}{100 \text{ [g/cm}^3\text{]}} \right) \quad (3)$$

で与えられる。 E_{L_s} をインパクターへの投入レーザーエネルギー、 η_s を最終的な熱エネルギーへの結合効率とすると、インパクター爆縮に対するエネルギーバランスは $\eta_s E_{L_s} = 3T_s M_s / m_i$ と表される。これより、必要な E_{L_s} が ρ_s の関数として次式により与えられる。

$$E_{L_s} = \frac{8\pi H_s^3 T_s}{5m_p \eta_s \rho_s^2} = 15 \text{ [kJ]} \cdot \eta_s^{-1} \left(\frac{\rho_s}{100 \text{ [g/cm}^3\text{]}} \right)^{-2} \quad (4)$$

さてDT主燃料に対しては、いわゆるアイセントロープパラメータと呼ばれる縮退度 $\alpha = p/p_{deg}$ (p_{deg} は電子の縮退圧力) は、エネルギー利得の観点から、できるだけ低いことが望ましい。このときの主燃料の総質量と内部エネルギーは、それぞれ以下のように与えられる。

$$M_c = 4\pi H_c^3 / 3\rho_c^2 \quad (5)$$

$$\eta_c E_{L_c} = 3.3 \times 10^{12} \alpha_c \rho_c^{2/3} M_c \quad (6)$$

ただし $H_c = \rho_c R_c$ は主燃料の面密度、 η_c および E_{L_c} の定義はインパクターと同様である。総ドライバーエネルギーは $E_d = E_{L_c} + E_{L_s}$ である。一旦、ホットスポットが点火すれば核燃焼波が主燃料中を伝搬する。このときの燃焼率は $\Phi = H_c / (H_c + H_0)$ 、 $H_c = (3\rho_c^2 M_c / 4\pi)^{1/3}$ 、 $H_0 = 7 \text{ g/cm}^2$ を使って近似される。最終的なエネルギー利得は次式により与えられる。

$$G = \Phi M_c \epsilon_0 / E_d \quad (7)$$

ただし $\epsilon_0 = 3.4 \times 10^{18} \text{ erg/g}$ は定数である。

図4は上記の理論モデルから得られた衝撃点火ターゲットのエネルギー利得曲線である。図中、媒介パラメータとして最終的な点火部密度 ρ_s を選んだ。同図より $\rho_s \approx 100 \text{ g/cm}^3$ 程度で $E_d = 300 \text{ kJ}$ のドライバーエネルギーで高利得を期待することができる。また主燃料に対して仮定されている $\rho_c = 200 \text{ g/cm}^3$ は固体密度の1000倍に相当するが、この数値そのものは球ターゲットを使った実験で既に阪大レーザー研で達成されている[17]。

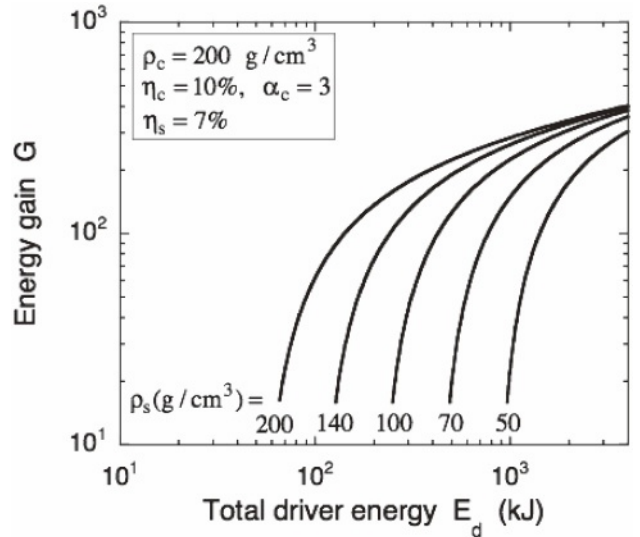


図4 衝撃点火に対する理論モデルから得られたエネルギー利得曲線。

2.4 インパクターの爆縮ダイナミクス

これまで述べてきたように、衝撃点火においてはインパクターの爆縮パフォーマンスがその正否を分けると言ってもよい。以下、単位時間・単位面積当りの質量噴出率が一定と仮定したシンプルな理論モデル[18]を使ってインパクターの爆縮のダイナミクスについて考えてみよう。いま、球殻構造のシェルに対し、時間 t の関数として質量 $M(t)$ 、半径 $R(t)$ 、速度 $v(t)$ とする。ペイロードとしての燃料とアブレーターはアブレーション圧力 P_a で球中心へ向かって加速される。このとき、準定常なChapman-Jouguetデフラグレーションが成立していると考えことができ、アブレーション面を通して後方に噴出するプラズマ流体の速度は局所的な音速 c_{CJ} に等しい。シェルのダイナミクスは次の連立した2式により与えられる。

$$v = \chi c_{CJ} \ln \tilde{M} \quad (8)$$

$$\tilde{M}(1 - \ln \tilde{M}) = 1 - \beta(1 - \tilde{R}^3)/3 \quad (9)$$

ここで $\chi = P_a / \rho_{CJ} c_{CJ}^2$ はアブレーションの加速パフォーマンスを特徴づける無次元パラメータであり、時間およびドライバーの種類によらずほぼ一定値 (~ 1.5) を持つことが流体シミュレーションよりわかっている。また β は

$$\beta = \frac{1}{\chi} \frac{\rho_{CJ}}{\rho_0} \frac{R_0}{\Delta R_0} \quad (10)$$

で定義され、このシステムの振る舞いを記述する唯一の自由パラメータである。上式中、 $\rho_0 \Delta R_0$ はシェルの初期面密度を表している。

アブレーション面における物理諸量は、吸収されたレーザー強度 I_a およびレーザー波長 λ_L [μm] を独立変数として、パワーバランス $I_a = 4\rho_{CJ} c_{CJ}^3$ を使い以下のように表すことができる。

$$\rho_{CJ} \text{ [g/cm}^3\text{]} = 3.7 \times 10^{-3} \lambda_L^{-2} \quad (11)$$

$$c_{CJ} \text{ [cm/s]} = 8.8 \times 10^7 (I_{a15} \lambda_L^2)^{1/3} \quad (12)$$

$$P_a [\text{Mbar}] = 43 (I_{a15} \lambda_L)^{2/3} \tag{13}$$

ただし、 I_{a15} は 10^{15} W/cm^2 による規格化を表し、プラズマの比熱比 $\gamma = 5/3$ を仮定した。一方、アブレーション近傍の低温部のプラズマ圧力は $P_a [\text{Mbar}] = 2.2 \alpha_s \rho_a^{5/3}$ (α_s : アイセントロップパラメータ) と表せ、(13)式よりシエルの質量密度が次式によって評価することができる。

$$\rho_a [\text{g/cm}^3] = 6.0 (I_{a15} \lambda_L^{-1})^{2/5} \alpha_s^{-5/3} \tag{14}$$

衝撃点火では 1000 km/s を超える加速が必要となることは既に述べた。これより、衝撃点火において要求されるレーザー条件を粗く見積もることができる。まず、 $\bar{M} \approx 0.2$ においてロケットの流体力学効率が最大値を取ることから $0.15 < \bar{M} < 0.30$ を仮定すると、

$$0.08 \leq I_{a15} \lambda_L^2 \leq 0.3 \tag{15}$$

が得られる。ただし $v = 1.1 \times 10^8 \text{ cm/s}$ とした。さらに $\lambda_L = 0.25 \mu\text{m}$ を仮定すれば (13) - (15) 式より

$$\begin{aligned} 1.3 \leq I_{a15} \leq 5.0, \quad 130 \leq P_a [\text{Mbar}] \leq 320, \\ 3.9 \leq \rho_a [\text{g/cm}^3] \leq 6.8 \end{aligned} \tag{16}$$

ただし $\alpha_s = 6$ とした。このアイセントロップパラメータは主燃料に対する数値ではなくインパクターシエルに対するものであることを強調しておく。同様にして初期ターゲット構造に対する要請が (9) - (11) 式を使い次のように与えられる。

$$470 \leq \frac{R_0}{\lambda_L^2 (\rho \Delta R)_0} \leq 780 \tag{17}$$

次に加速フェーズにおけるインパクターシエルのレイ

リー・テラー (RT) 不安定性について考える。RT 不安定性の成長率は $\gamma_{RT} = \sqrt{kg/(1+kL)} - bk v_a$ により与えられる [19-21]。ただし、 g はシエルの加速度、 $k = \ell/R$ はルジャンドルモード数 ℓ に対応した波数、 v_a はアブレーション速度、 $L = R\delta$ はアブレーション面近傍の密度勾配長を表す ($\delta \ll 1$ は定数)。また、 b は加速様式に依存する数値定数であり、その絶対値が大きいほど RT 不安定性の抑制効果は高い。例えば、 $b = 1.7$ はレーザーによる直接照射駆動プラスチックシエル [21] に、 $b = 3$ は間接照射駆動に対応する [15]。ところで最近、阪大の実験で中モード数に対する RT 不安定性を効果的に抑制できる方法が考案された [22]。ダブルシエルアブレーションターゲットと呼ばれるこのターゲット構造を採用すれば $b \sim 4-6$ 程度の高い RT 抑制効果が期待される。

時間積分された RT 不安定性の成長率 $\Gamma = \int \gamma_{RT} dt$ は、ロケットモデルを使うと次のように書き換えることができる。

$$\Gamma = \sqrt{\frac{\ell}{1+0.2\ell\Delta R/R}} - \left(1 - \bar{M} \frac{b\ell\Delta R}{3R}\right) \tag{18}$$

ただし、 $R/\Delta R$ は加速途中 (インフライト) のアスペクト比を意味し、 $\delta = 0.2$ を採用してある。詳細は割愛するが、RT 不安定性の成長を許容範囲内に抑えるためにはインパクターのインフライトエントロピーレベルを

$$3 \leq \alpha_s \leq 6 \tag{19}$$

程度にして安定性を図る必要があることが理論的には予測される。既に述べたように、インパクターに対するこの値は、一般に高利得のため主燃料に対して要求される $1 \leq \alpha_c \leq 3$ に比べると十分高いが、一旦主燃料が点火燃焼

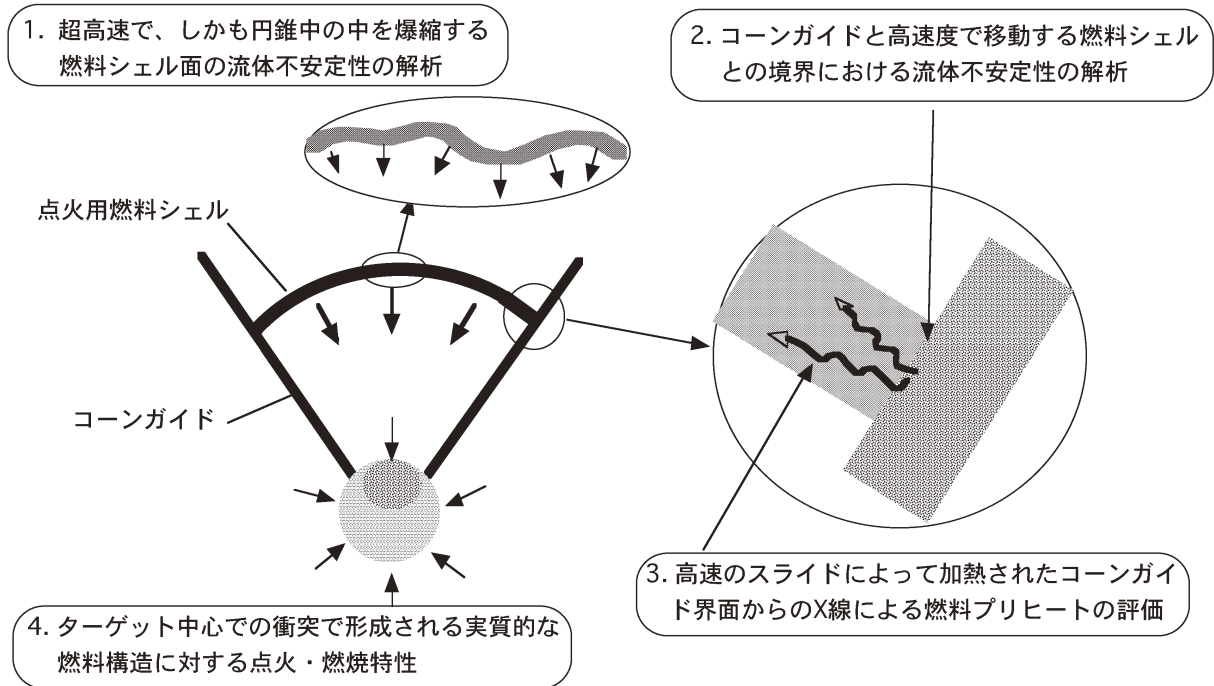


図5 衝撃点火において解明すべき要素物理.

すれば全体としてのエネルギー利得に対する影響は小さい。

2.5 おわりに

以上のように、シンプルな理論モデルにより衝撃点火ターゲットの基本的な振る舞いを述解した。衝撃点火の成否の鍵を握るのはインパクターの爆縮ダイナミクスである。インパクターは1000 km/s以上の超高速に加速される必要がある。また、インフライト密度5–6 g/cm³を実現するためのパルス波形とターゲット構造の最適化が急務と言える。図5に、衝撃点火において解明すべき主要な要素物理を模式図として表した。今後、より詳細な多次元シミュレーションや実験との比較によって衝撃点火の物理を解明していく必要がある。

参考文献

- [1] N.G. Basov *et al.*, J. Soviet Laser Research **13**, 396 (1992).
- [2] M. Tabak *et al.*, Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994).
- [3] J. Nuckols *et al.*, Nature **239**, 139 (1972).
- [4] A. Puhkov and J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Rev. Lett. **79**, 2686 (1997).
- [5] S. Atzeni, Phys. Plasmas **6**, 3316 (1999).
- [6] M.K. Key *et al.*, Phys. Plasmas **5**, 1966 (1998).
- [7] P.A. Norreys *et al.*, Phys Plasmas **7**, 3721 (2000).
- [8] R. Kodama *et al.*, Nature **412**, 798 (2001).
- [9] R. Kodama *et al.*, Nature **418**, 933 (2002).
- [10] M. Roth *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 436 (2001).
- [11] F.R. Harrison, Phys. Rev. Lett. **11**, 535 (1963).
- [12] M. Murakami and H. Nagatomo, Nucl. Instrum. Methods A **544**, 67 (2005).
- [13] M. Murakami *et al.*, Nucl. Fusion **46**, 99 (2006).
- [14] J.D. Lindl, *Inertial Confinement Fusion* (Springer, New York, 1998).
- [15] J. Meyer-ter-Vehn, Nucl. Fusion **22**, 561 (1982).
- [16] S. Atzeni, Jpn. J. Appl. Phys. **34**, 1980 (1995).
- [17] H. Azechi *et al.*, Laser Part. Beams **9**, 193 (1991).
- [18] M. Murakami and K. Nishihara, Jpn. J. Appl. Phys. **26**, 1132 (1987).
- [19] S.E. Bodner, Phys. Rev. Lett. **33**, 761 (1974).
- [20] H. Takabe *et al.*, Phys. Fluids **28**, 3676 (1985).
- [21] R. Betti *et al.*, Phys. Plasmas **5**, 1446 (1998).
- [22] S. Fujioka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 195001 (2004); S. Fujioka *et al.*, Phys. Plasmas **11**, 2814 (2004).