



研究論文

二波長レーザー照射による Rayleigh-Taylor 不安定性の制御

重森啓介¹⁾, 大谷一人¹⁾, 境家達弘¹⁾, 砂原 淳²⁾,
中井光男¹⁾, 藤岡慎介¹⁾, 白神宏之¹⁾, 疇地 宏¹⁾, 三間 罔興¹⁾
大阪大学レーザーエネルギー学研究中心¹⁾, レーザー技術総合研究所²⁾

(Received 27 January 2006/Accepted 22 June 2006)

レーザー直接照射核融合における高密度圧縮の最大の障害となる Rayleigh-Taylor 不安定性に関し, 非局所電子熱輸送の効果を利用した二波長レーザー照射による抑制手法を開発した. 平板ターゲットを用いた実験結果より, 流体力学的効率を大きく損なわずに Rayleigh-Taylor 不安定性成長を抑制できることがわかった. また, 将来の点火ターゲットデザインに対しても二波長照射が有効な手段であることが明らかになった.

Keywords:

Rayleigh-Taylor instability, non-local electron heat transport, cocktail irradiation

1. はじめに

レーザー核融合において, 最も重要な課題の一つは燃料を高密度に圧縮することである. 高密度圧縮を阻害する最大の要因は, 燃料の圧縮過程で発生する流体不安定性である. その中でも Rayleigh-Taylor (RT) 不安定性はその成長が指数関数的であるため, 最も危険であるとされている[1]. RT 不安定性は, 重力(加速)と密度勾配の積が負になる異密度界面で起こり, レーザー核融合においては燃料圧縮(加速)段階のアブレーション面, およびスタグネーション(減速)段階の燃料シェル裏面において RT 不安定な条件となる. このうち加速段階で起こる RT 不安定性は, その成長量(Growth factor)が最も大きいため, 極めて危険である. レーザー照射面のような異密度面にアブレーションが介在する RT 不安定性に関しては, 理論的・実験的に数多くの研究がなされており, その物理機構がほぼ明らかになっている.

レーザー照射面の RT 不安定性に関しては, 古典的な RT 不安定性, すなわち単純に異密度界面に重力が働く状況とは違い, アブレーションによる成長の安定化が起こる. アブレーションによる安定化を考慮した RT 不安定性成長率 γ は, 以下のような表式で表される[2-6].

$$\gamma = \sqrt{\frac{kg}{1+kL}} - \beta k \frac{\dot{m}}{\rho_a} \quad (1)$$

ここで k は空間擾乱の波数, L はアブレーション面の密度スケール長, ρ_a はアブレーション面の密度(ピーク密度), \dot{m} は単位面積あたりの質量噴出率, β は定数であり, 例えばプラスチック(CH)をレーザーで直接照射する場合は約

1.7 であるとされている[5-6]. 古典的な成長率は \sqrt{kg} であるので, アブレーションがある場合は①有限密度スケール長効果および②アブレーション流による安定化がはたらく.

RT 不安定性の実験的研究は, レーザー照射一様性が充分な条件でのモデル実験が可能になった1995年頃から精力的に行われ, 様々な実験条件における結果が得られた[7-11]. これまでの実験的研究において, RT 線形成長率は(1)の理論式とよく一致し, アブレーション効果によって短波長擾乱が強く抑制されることがわかっている. また, 古典的な熱伝導モデルによるシミュレーション結果と実験結果を比較すると, 長波長レーザーを用いた実験結果は短波長レーザーを用いた場合よりもより抑制されるという事が明らかになった[7-9]. この事実は, 長波長レーザーの場合には非局所電子熱輸送の効果が大きくなり, 高エネルギー成分の電子によって(1)式中の密度スケール長の増大やアブレーション面密度の低下を引き起こすことによって RT 不安定性を抑制すると解釈され, 電子熱輸送を運動論的に取り扱う Fokker-Planck シミュレーションによる解析結果と実験結果と良い一致を示した[7-9].

これまでの実験・理論的研究成果を基に, 近年ではアブレーションによる抑制効果を積極的に利用した RT 不安定性の抑制に関する研究が行われている. 例えば, アブレーションに高原子番号物質を微量に添加することによってアブレーション構造を変化させたり[12], 照射レーザーにプレパルスを加えてアブレーション密度を制御する方法[13]などが提案されている. 本論文では, 上述の非局所電子熱輸送の効果を用いた新しい RT 抑制方法を提案し, 二波長

Reduction of Rayleigh-Taylor Instability Growth by Cocktail Laser Irradiation

SHIGEMORI Keisuke, OTANI Kazuto, SAKAIYA Tatsuhiko, SUNAHARA Atsushi, NAKAI Mitsuo, FUJIOKA Shinsuke, SHIRAGA Hiroyuki,

AZECHI Hiroshi and MIMA Kunioki

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

レーザーの同時照射による原理実証実験について報告する。波長の違ったレーザー光を同時照射することにより、短波長レーザー照射で高いアブレーション圧力を保ちつつ、長波長レーザー照射による非局所電子熱輸送効果によるRT不安定性抑制を狙った実験的研究を行った。実験結果より、長波長レーザーを同時照射することによってRT成長率が効果的に抑制され、その抑制効果は非局所電子熱輸送によって得られていることが明らかになった。また、この手法を球対称照射における爆縮実験にも適用し、同軸ビーム照射によって二波長レーザー照射が可能であることを示した。また、この方式を将来の高密度圧縮ターゲットデザインに適用する試行を行ったので、その結果についても記述する。

2. 非局所電子熱輸送によるRT不安定性抑制と二波長同時照射

アブレーションによるRT抑制に関しては、前章で述べたようにその物理機構はほぼ明らかになっており、レーザー直接照射の場合は非局所電子熱輸送による効果が重要であることがわかっている。レーザー生成プラズマにおいては、一般的にその温度・密度構造の変化が急峻であるため、電子熱輸送の非局所性が顕著に現れ、古典的な電子熱伝導モデルが適用できない場合が多い。電子熱輸送の非局所性に関する指標は、レーザー吸収点（臨界密度）での電子の平均自由行程 λ_e と温度スケール長 L_T の比で示され、 $\lambda_e/L_T = 0.01$ 以上でその効果が顕著になるとされている[14]。Fig. 1にこの非局所性パラメータ λ_e/L_T のレーザー波長・強度依存性について、プラスチック（CH）ターゲットの場合の1次元シミュレーションコードILESTA-1D [15]による計算値を示す。非局所性を左右する重要なパラメータの一つは、照射レーザーの波長である。レーザー光は臨界密度面で強く吸収を受けるが、臨界密度はレーザーの波長に逆比例するため、長波長レーザーほど低密度となり、定常アブレーションモデル[16]より臨界密度面での温度は高温になる。このため臨界密度面での電子の平均自由行程が長くなり（温度の2乗に比例）、非局所電子熱輸送の効果が大きくなる。同様に定常アブレーションモデルより、レーザー強度が増すことによって臨界密度の温度が上昇するため（ $T_c \sim I_L^{3/4}$ 、ここで I_L はレーザーの照射強度）、非局所電子熱輸送の効果が顕著になる。計算結果から明らかかなように、 λ_e/L_T はレーザー波長に大きく依存し、長波長レーザーほど非局所電子熱輸送の効果が強くなるのがわかる。この非局所電子熱輸送によって、平均自由行程の長い電子が高密度部分まで侵入し、アブレーション構造が変化することが考えられる。すなわち(1)式中のパラメータにおいて、密度スケール長 L が増加し、アブレーション面の密度 ρ_a が低下し、結果的にRT成長率は低下することが考えられる。

上記のように、非局所電子熱輸送による効果は照射レーザー条件に依存する。実際、過去のRT不安定性に関する実験結果を遡ってみると、前章で述べたようにガラスレーザーの2倍高調波（波長：0.53 μm ）を用いた結果は非局所

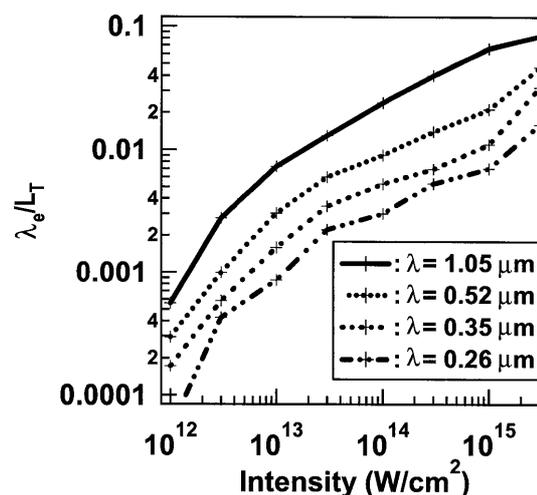


Fig. 1 1次元シミュレーションによる様々なレーザー波長・強度照射におけるCHターゲットの臨界密度面での電子の平均自由行程(λ_e)と温度スケール長(L_T)の比の計算値。

電子熱輸送の効果を強く示唆したものであったが[7-9]、3倍高調波（波長：0.35 μm ）やKrFレーザー（波長：0.26 μm ）を用いた結果は非局所電子熱輸送の効果が顕著に現れていない[10,11]。また、最近の3倍高調波レーザーを用いたアブレーション構造（密度・スケール長）の直接計測の結果からも、非局所電子熱輸送による密度構造の変化は顕著ではなく[17-19]、非局所電子熱輸送がRT不安定性抑制に及ぼすレーザー波長依存性は妥当であると考えられる。

一方、レーザー核融合では流体力学的結合効率の観点から、一般的に高いアブレーション圧力を発生できる短波長レーザーを用いるのが最良であるとされており、実際の点火・高利得ターゲットは全てガラスレーザーの3倍高調波以下の波長のレーザー照射条件でデザインされている。照射強度によっては短波長レーザーでも非局所電子熱輸送によるRT不安定性の効果が期待できるものの、長波長レーザーに比べて非局所電子熱輸送による安定化効果は低い。このことから、長波長レーザーと短波長レーザーではそれぞれ利点・欠点があるため、両者の利点を加えた「二波長照射」という選択肢が考えられる。すなわち、高い流体力学的効率（短波長レーザー）と効果的なRT不安定性抑制（長波長レーザー）を組み合わせる方法である。

非局所電子熱輸送によるRT抑制効果は、前述の(1)式中の密度スケール長 L を増加させ、アブレーション密度 ρ_a を下げることに起因する。しかしながら、高密度圧縮のためには ρ_a を下げすぎるのは得策ではなく、 L を増加させることを中心とする効果が期待される。非局所電子熱輸送によって最も効果的に寄与するのはカットオフ面における熱速度の7倍程度のエネルギーを持つ電子であるため[20]、このエネルギー領域の電子の平均自由行程がアブレーション面付近においてその密度スケール長程度であることが望ましい。よって、カットオフ面の温度とスタンドオフ距離（カットオフ面とアブレーション面の距離）が非局所電子熱輸送の効果の目安となる。これらはレーザー波長や照射強度でスケールすることが可能であるため、設計の最適化は可能である。

3. 平板実験による抑制効果の評価

実験は大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの激光 XII 号レーザーの HIPER 照射装置[21]を用いて行った。実験に関しては、これまで行われてきた流体不安定性実験の方法と同じく、燃料球殻の一部を模した平板ターゲットをレーザー照射・加速させ、その際に成長する RT 不安定性やその他のパラメータを計測するというものである。RT 不安定性に関しては、成長率の他に式(1)中のパラメータも全て実験的に計測し、それぞれのパラメータについて、1次元シミュレーションを用いて評価を行った。

照射ターゲットには初期空間擾乱を付加した厚さ $25\ \mu\text{m}$ のプラスチック薄膜 (ポリスチレン, 密度: $1.056\ \text{g}/\text{cm}^3$) を使用し、その空間面密度擾乱を X 線バックライト法により計測した。初期擾乱は正弦波状の擾乱 (波長: $20\ \mu\text{m}$) を照射面側に付加しており、その振幅は約 $0.2\ \mu\text{m}$ であった。照射レーザーに関しては、基本となるガラスレーザーの 3 倍高調波 ($0.35\ \mu\text{m}$) を主ドライブパルスとし、その前にフットパルスとなる 2 倍高調波 ($0.53\ \mu\text{m}$) を照射した。フットパルスとドライブパルスの典型的な強度はそれぞれ約 $1 \times 10^{12}\ \text{W}/\text{cm}^2$, $1 \times 10^{14}\ \text{W}/\text{cm}^2$ であり、パルス幅はそれぞれ $2.3\ \text{ns}$, $2.5\ \text{ns}$ であった。それぞれのパルスは矩形パルスであり、立ち上がり・立ち下がり時間は $50 \sim 100\ \text{ps}$ 程度であった。HIPER 照射装置はドライブパルス用に 9 ビーム、フットパルス用に 3 ビームを有しているが、二波長照射の際にはドライブパルス用の 9 ビーム中の 3 ビームを波長 $0.53\ \mu\text{m}$ に変更して照射を行った。二波長照射を行った際は、波長 $0.35\ \mu\text{m}$ の照射強度は $6 \times 10^{13}\ \text{W}/\text{cm}^2$, 長波長レーザー ($0.53\ \mu\text{m}$) の照射強度は $5 \times 10^{13}\ \text{W}/\text{cm}^2$ 程度であった。

まず、RT 不安定性成長を決定する(1)式中の各パラメータ計測とその結果について説明する。(1)式中のパラメータすべてを同一条件下で計測することは不可能であるため、独立したショットでの計測を実施した。(1)照射ターゲットの加速度 g は、擾乱のない平板ターゲットを用い、Side-on バックライト計測によって得た。加速されたターゲット軌跡の計測結果を Fig. 2 に示す。このとき、単波長照射の場合の照射強度が $7.9 \times 10^{13}\ \text{W}/\text{cm}^2$, 二波長照射の場合には 3ω 光が $7.4 \times 10^{13}\ \text{W}/\text{cm}^2$, 2ω 光が $6.9 \times 10^{13}\ \text{W}/\text{cm}^2$ となっており、二波長照射の場合の実効的な照射強度が高くなっているため、二波長照射の方が加速度は高くなっている。それぞれの結果を ILESTA-1D による計算結果と比較し、良い一致をみた。なお、本研究では非局所電子熱輸送の効果が重要な領域を扱うため、電子熱輸送の計算に関しては電子を運動論的に Fokker-Planck (FP) 方程式で解く方式を用いており、特に注釈がない場合はこれを基本としている。

ターゲットの密度構造は高空間分解が要求されるため、X 線半影法[16]による計測を行った。これにより(1)式中のアブレーション密度 ρ_a および密度スケール長 L を得た。Fig. 3 に二波長同時照射条件下 ($0.53\ \mu\text{m}$ レーザー同時照射)での計測結果例およびシミュレーション結果を示す。この計測ではバックライト X 線は短パルス (約 $160\ \text{ps}$) で行っ

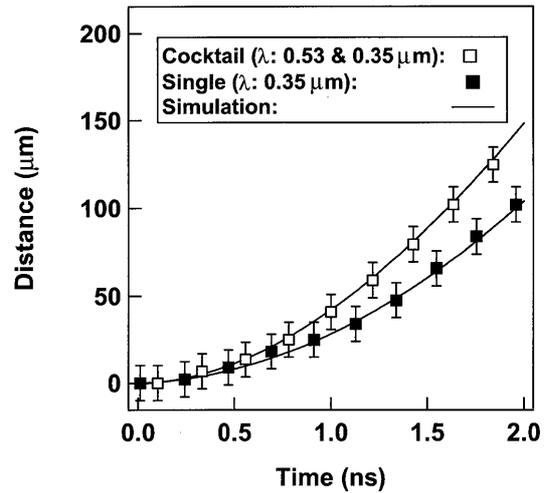


Fig. 2 二波長および単波長レーザー照射における薄膜 CH ターゲットの加速軌跡の実験結果および 1 次元シミュレーション結果。

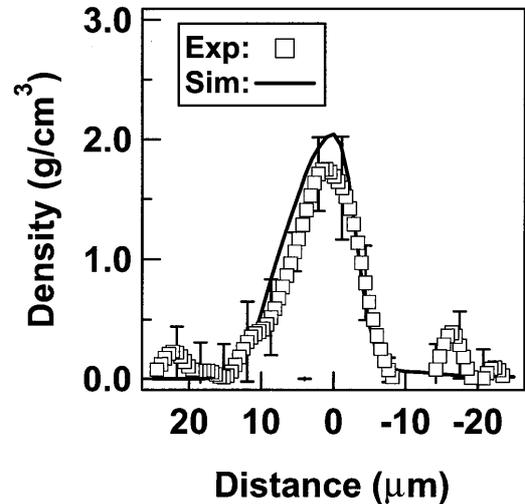


Fig. 3 半影法による二波長照射 CH 薄膜の密度プロファイルの計測結果および 1 次元シミュレーション結果。

ており、レーザー照射中のある一つのタイミングのみを観測している。計測結果とシミュレーション結果は良く一致した。ここでは詳細は記さないが、質量噴出率 \dot{m} に関してバックライト計測[22]によって実施し、シミュレーションとの一致を確認している。

RT 成長率 γ は、擾乱を付加したターゲットの面密度擾乱を観測することによって得た。線形成長率の直接比較を行うため、短波長の場合と多波長照射の場合の加速度 g が同程度になるよう、レーザー強度を調節した。Fig. 4 に面密度擾乱の時間発展の実験結果を示す。Fig. 4 では短波長レーザーのみの照射の場合と、二波長照射の場合の実験結果をプロットしている。それぞれの実験結果について、1次元FPシミュレーションと(1)式のRT成長式を組み合わせ得た計算結果と比較した。シミュレーションによる計算結果は実験結果を良く再現し、古典熱伝導モデルによるシミュレーション計算結果よりも成長率が抑制されていることが明らかになった。線形成長後はそれぞれのデータで非線形飽和が見受けられるが、同時照射の場合は非線形飽

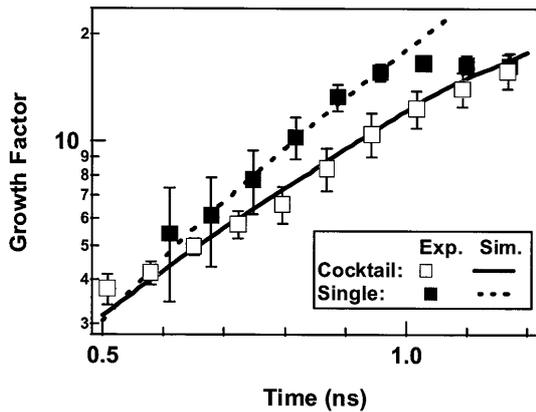


Fig. 4 二波長照射および単波長レーザー照射条件下の面密度擾乱時間変化の実験・シミュレーション結果.

和への移行も遅くなっている。これらの2つのデータ条件下では成長率 γ のみの計測を行っているが、それぞれのレーザー条件におけるRT成長諸パラメータは1次元シミュレーションを用いて解析しており、加速度 g がほぼ同じであることを確認している。すなわち、計測された成長率の差はそのまま抑制効果の差となって現れることになる。

さらに抑制効果を検証するために、(1)式中のパラメータを1次元シミュレーションによって比較した。Fig. 5に密度スケール長 L とアブレーション密度 ρ_a の時間変化を示す。なお、このシミュレーション計算におけるレーザー照射条件等は、上記(Fig. 4)と同じ条件となっている。二波長照射の場合と単波長照射を比較すると、二波長照射の方が密度スケール長は長くなり、アブレーション密度は低下している。さらに古典熱伝導によって熱輸送を計算した結果(SH)を同時に示すが、FPとSHの差が大きいことから、上述の効果が非局所電子熱輸送によって引き起こされていることがわかる。RT不安定性の抑制は、アブレーション密度を下げすぎずに密度スケール長を伸長させることによって行うことが望ましいことはすでに述べたが、本条件ではアブレーション密度も顕著に低下している。主な原因は、長波長レーザーと短波長レーザーの波長が接近している事と、長波長レーザーの照射強度をやや高めに設定した事が考えられる。照射レーザーの波長等は、将来のターゲット設計の段階で様々な条件を設定するときに考慮・制御可能と考えられる。これに関しては5章で述べる。

4. 二波長レーザー照射による球ターゲット爆縮実験

この二波長レーザー照射を爆縮実験に適用するため、球ターゲットによる原理実証実験を行った。球ターゲット照射系で二波長レーザー照射を実現するためには、例えば使用する複数のビームのうちの一部の波長を変えることが考えられるが、限られたビーム数のレーザー装置では照射一様性の問題などがあるために現実的ではない。このため、同軸ビームで2つの波長を混在させることにより、照射一様性をある程度保持しつつ二波長照射を実現する方法を試行した。

概念図をFig. 6(a)に示す。実験は激光XII号レーザー装置

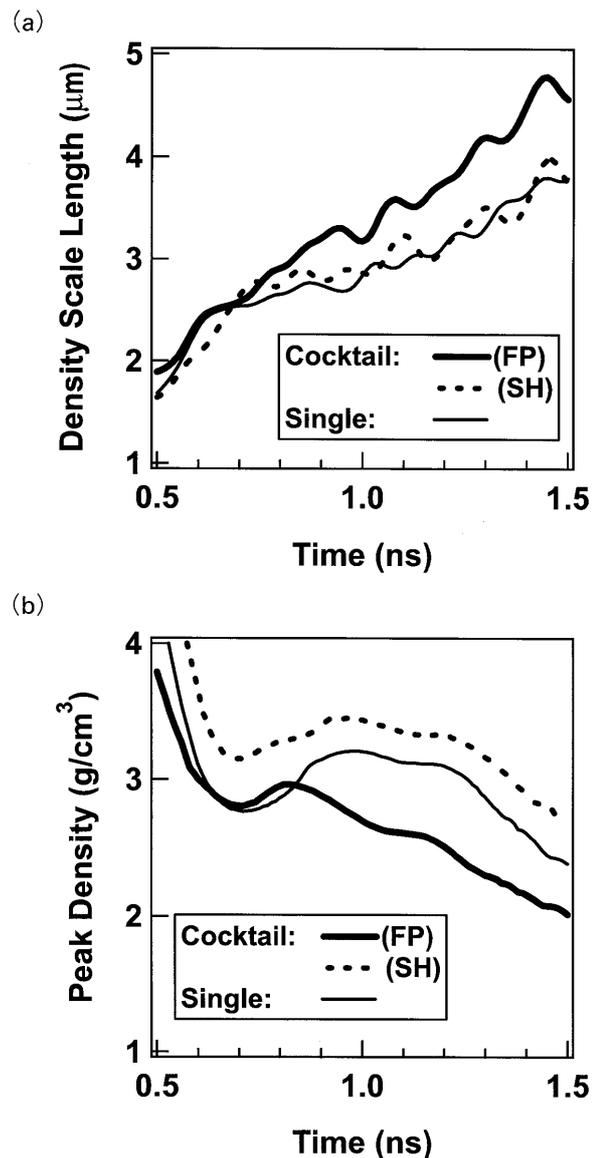


Fig. 5 1次元シミュレーションによる(a)密度スケール長 (b)アブレーション密度の時間変化。二波長照射と短波長照射の場合と、古典熱伝導による計算値(SH)も示す。

の球対称照射施設を用いて行った。激光XII号レーザーはビーム径が約32 cmであり、焦点距離約1 mの集光レンズを用いて12本のビームが正十二面体の配置でターゲット上に集光する。集光ミラーの直前に波長変換用のKDP結晶を配置し、波長変換された波長 $0.53 \mu\text{m}$ (2ω)の光が集光されるのが基本条件となっている。この際、集光レンズには色収差が存在するため、一部の無変換光 (ω , 波長: $1.053 \mu\text{m}$)は焦点距離が 2ω 光より長くなり、ターゲット位置よりも約2.5 cm奥に集光する。ここで、KDP (Potassium Dihydrogen Phosphate) 結晶より上流側に長焦点 (焦点距離: 約15 m, 半径15 cm)のレンズを加え、実効的な焦点距離を短くすることにより、ビームの内側部分の無変換 ω 光をターゲット上に集光させる方法を用いた。この際、内側部分での 2ω 光に変換される成分は2.5 cm手前で集光するため、ターゲット上での照射強度は ω 光と比べて無視できるレベルであった。一方、外側部分に関しては 2ω 光が通

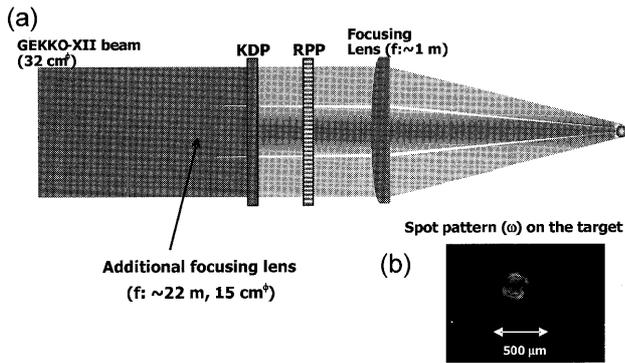


Fig. 6 同軸二波長レーザー照射の概念図と ω 光の集光パターン。

常どおりターゲットに集光する。このようにして、 ω 光と 2ω 光の同軸ビーム照射を行った。Fig. 6(b)に内側の無変換光のターゲット上での集光パターンを示す。

実験に使用したターゲットは重水素置換ポリスチレン (CD) 球殻ターゲットであり、直径約 450~550 μm 、6~8 μm 厚であった。典型的なレーザーのエネルギーは12ビーム合計で3.5~5 kJ (2ω) であった。爆縮プラズマ診断に関しては、これまでの爆縮実験と同じく、爆縮ダイナミクスの計測をX線フレーミングカメラやX線ストリークカメラによって行い、発生中性子量やイオン温度に関しては多チャンネル中性子スペクトロメーター [23] を用いて行った。

X線フレーミングカメラによる爆縮途中の2次元X線自発光データをFig. 7に示す。Fig. 7には(a) 1.05 μm レーザーを同時照射した場合および (b) 0.53 μm レーザーのみ照射の場合との発光像を示している。実験結果より、単波長照射の場合には通常の球対称爆縮過程とコア形成が観測されているが、二波長照射の場合はやや非対称な構造 (六角形に近い) が観測されている。また、爆縮速度が若干低くなっていることも明らかである。これはビーム内側の ω 光の集光径が 2ω 光に比べて小さいため、ビーム数に対応するモード数での照射不均一性が生じ、これが爆縮の不均一性が引き起こされているものと考えられる。その他の計測 (中性子数、イオン温度) は双方の条件で大きな隔たりはなかった。同時照射による効果はまだ結論づけることはできないが、今後は両波長の最適な照射・集光条件を模索し、実験データを蓄積することが望まれる。

5. 将来の高利得ターゲット設計への適用

前述のように、高利得ターゲットの設計は主に短波長レーザーを基本になされている。ここでは、ガラスレーザーの4倍高調波 (波長: 0.26 μm) の高利得ターゲット設計で使用されるテラードパルスによる照射条件下における二波長レーザー同時照射効果について、加速相におけるRT成長に関する各パラメータの比較を1次元シミュレーションを用いて行った。

シミュレーションで使用したターゲットの概略とパルス波形を Fig. 8(a) に示す。点火ターゲットのデザインは様々であるが、この計算ではまず低強度の領域に着目して模擬的な計算を行った。基本デザインのレーザー波長はガラスレーザーの4倍高調波 (4ω , λ : 0.26 μm) として、RT抑制用の2倍高調波 (2ω , λ : 0.53 μm) を同時照射した場合と比較した。二波長照射の場合は 2ω と 4ω の強度を1:1としており、RT抑制に関する比較を行うために両者の加速度 g が一定になるように強度の調整を行った。この条件下で波長20 μm の空間擾乱についてのRT成長量を評価した。

Fig. 8 (b) に、RT不安定性による空間擾乱の成長の時間発展の計算値を示す。結果から明らかなように、 2ω 光を加えた二波長照射によりRT成長が効果的に抑制されていることがわかる。Fig. 9 にアブレーション面の密度 ρ_a 、密度スケール長 L の時間変化を記す。前述のようにRT成長の抑制に関しては、ただ成長率そのものを下げるだけでなく、加速度 g (すなわち圧力) を高い値に保ったまま、なおかつアブレーション密度 ρ_a を下げ過ぎないことが必須である。Fig. 9のそれぞれの値を比較すると、密度スケール長は増大しているものの、アブレーション密度にはほとんど変化が見られないことがわかる。すなわち、長波長レーザーの照射による「弱点」は回避可能であることを示している。

この設計では、二波長照射に関しては加速度の条件を同じにするため 2ω 光の照射強度を上げたことにより、全体としての照射強度は単波長照射よりも大きくなっている。このことは、流体力学的効率が落ちるという二波長効果の欠点を示している。しかしながら、通常のガラスレーザーの基本波 ω からの高次高調波変換効率を考慮すると、 2ω 光への変換効率は 4ω 光への変換効率に比べると高いことは明らかである。これらを考慮した上で全体の効率を評価

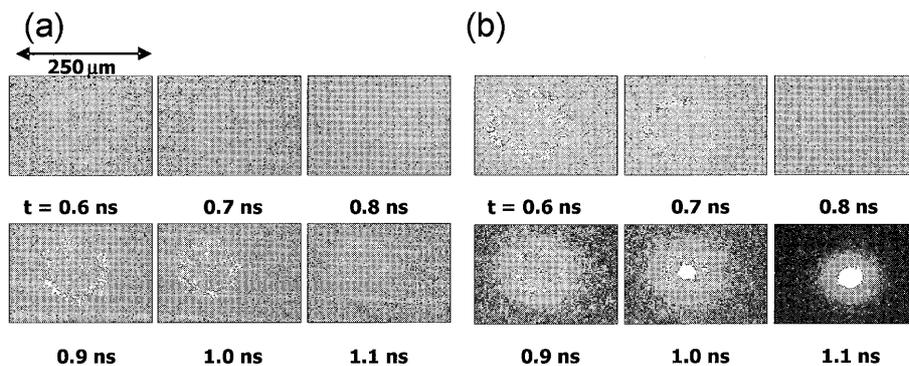


Fig. 7 (a)二波長照射, (b)単波長照射による球ターゲット爆縮過程のX線フレーミングカメラによるX線像。

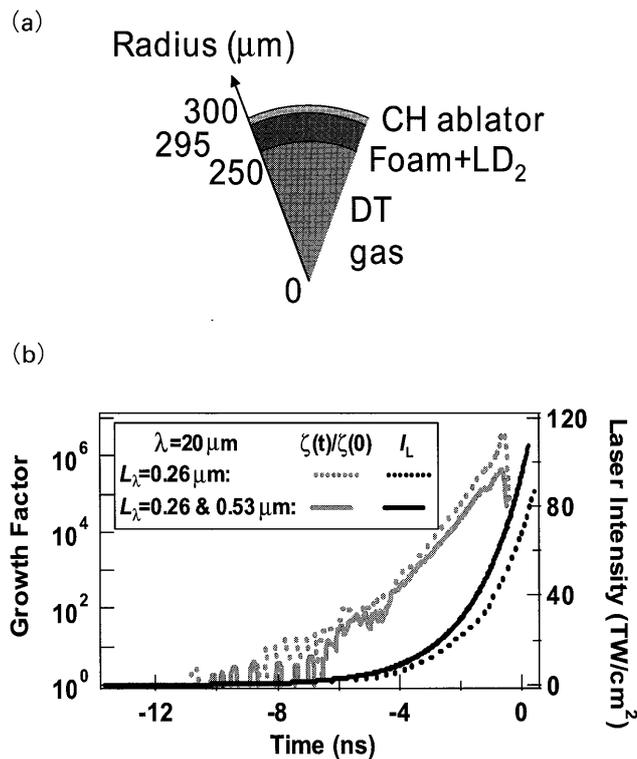


Fig. 8 (a) 将来の点火デザインの模擬例としたターゲット構造. (b) 1次元シミュレーションで入力したパルス波形及びRT成長増幅率の計算結果.

する必要がある. この要素を考えると, 本シミュレーション条件でも効率の低下はさほど大きくないことがわかる.

6. まとめ

本研究では, 非局所電子熱輸送を積極的に利用した二波長レーザー照射法により, RT不安定性成長を抑制するという新しいアイデアを適用した. 平板実験によるRT不安定性計測により, 二波長レーザー照射により高いアブレーション圧力を維持したまま成長率が抑制可能であることを示し, その抑制が非局所電子熱輸送に起因することが確認された. また, 球対称爆縮に関しても, 同軸二波長レーザー照射が可能であることを示した. また, 将来の高利得ターゲット設計にも, RT不安定性抑制の手法として二波長照射が有効であることが明らかになった.

謝辞

本研究の遂行に関しまして, 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に深く感謝いたします.

参考文献

- [1] J.H. Nuckolls *et al.*, *Nature (London)* **239**, 139 (1972).
- [2] S.E. Bodner, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 761 (1974).
- [3] H. Takabe *et al.*, *Phys. Fluids* **28**, 3676 (1985).

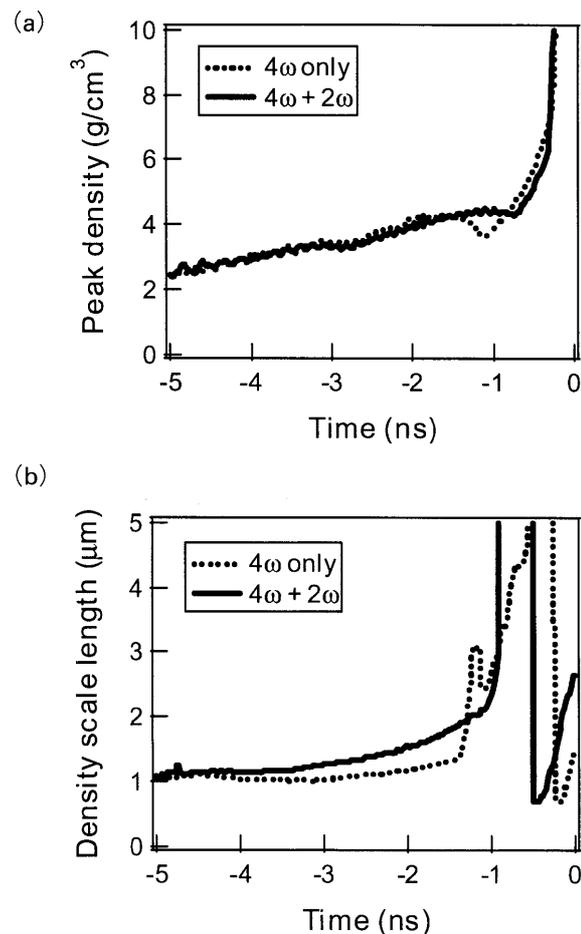


Fig. 9 (a) 1次元シミュレーションによるアブレーション密度, および(b)密度スケール長の時間変化.

- [4] D.H. Munro, *Phys. Rev. A* **38**, 1433 (1988).
- [5] R. Betti *et al.*, *Phys. Plasmas* **3**, 2122 (1996).
- [6] R. Betti *et al.*, *Phys. Plasmas* **5**, 1446 (1998).
- [7] K. Shigemori *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 250 (1997).
- [8] T. Sakaiya *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 145003 (2002).
- [9] S.G. Glendinning *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3318 (1997).
- [10] J.P. Knauer *et al.*, *Phys. Plasmas* **7**, 338 (2000).
- [11] C.J. Pawley *et al.*, *Phys. Plasmas* **6**, 565 (1999).
- [12] S. Fujioka *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 1950001 (2004).
- [13] J.P. Knauer *et al.*, *Phys. Plasmas* **12**, 056306 (2005).
- [14] A.R. Bell *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 243 (1981).
- [15] H. Takabe *et al.*, *Phys. Fluids* **31**, 2884 (1988).
- [16] 例えば, S. Atzeni and J. Meyer-ter-Vehn, *The Physics of Inertial Fusion* (Clarendon Press, Oxford, 2004).
- [17] S. Fujioka *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 2588 (2002).
- [18] S. Fujioka *et al.*, *Phys. Plasmas* **10**, 4784 (2003).
- [19] Y. Tamari and H. Azechi, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 4023 (2004).
- [20] A. Nishiguchi *et al.*, *Phys. Fluids B1*, 417 (1992).
- [21] N. Miyanaga *et al.*, *Proceedings of the 18th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Sorrento, 2000 (International Atomic Energy Agency, Vienna, 2001), IAEA-CN-77.
- [22] K. Shigemori *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **69**, 3942 (1998).
- [23] N. Izumi *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 1221 (1999).