

時間波形と偏光の最適化によるレーザーピーニング用 高繰り返し超高压衝撃波の制御

宇都宮大学 工学部 基盤工学科 情報電子オプティクスコース
教授 東口 武史
(2019年度 一般研究開発助成 AF-2019204-B2)

キーワード：レーザーピーニング, 超高压, 偏光

1. 研究の目的と背景

ピーニング処理は製品の付加価値化（製品長寿命化, ランニングコスト低減, 高効率化, 軽量化, 耐環境性）を目的とし, 部品レベルにおける疲労強度, 耐応力腐食割れ特性, 耐摩耗性の向上等のため材料表層に圧縮残留応力, 加工硬化等を付与するものである. レーザーピーニングはレーザーで駆動する衝撃波によって金属表面近傍に圧縮残留応力層や硬化層を形成するもので, 疲労強度や耐応力腐食割れ特性の向上に適用されている.

レーザーピーニングでは, 照射する表面積に応じたパルスエネルギーを必要とし, 大面積では大きなパルスエネルギーが必要である. 一方, パルスエネルギーが大きいと繰り返し周波数は下がるため, 利用率が下がる問題がある. また, パルス幅はナノ秒領域であるため, 衝撃波を誘起すると同時に熱変性を引き起こすことが問題である. テーブルトップで安定かつ高繰り返し高出力でありながら, 熱変性を防止するため, 照射強度とレーザーパルス幅を最小化し, 照射エネルギーを適切に制限した低エネルギーレーザーシステムが必要である. 効果的にピーニングを実現する最適レーザー条件の探索では, 一般に膨大なパラメータサーベイが必要であり, 未だに最適化されていない.

ピーニング効果は, 衝撃波が材料に圧力をかけることで得られる効果である. レーザーパルスは, 高温高密度のプラズマを生成する役割を担い, 高温高密度のプラズマが低密度側（真空や液中を含む）に膨張するときの反作用で固体側には圧力勾配がピストン役となって衝撃波が駆動される. したがって, 衝撃波を制御するためには, レーザー生成プラズマの温度・密度の状態（状態方程式）と圧力勾配を誘起するプラズマ流体運動を最適化する必要がある. しかしながら, レーザーピーニングの研究は圧延効果・表面改質など照射後の状態を評価することに特化した研究が多いのが現状である.

本研究では, レーザーピーニング（局所的な衝撃作用を利用して, 材料表面に圧縮残留応力を付与する技術）を用いて金属表面を改質する際, レーザーパルス幅と偏光（電場）を制御する新しい手法により, 低照射強度でありながら金属の降伏応力を超える超高压衝撃波を材料表面に効果的に与え, かつ, 周囲の熱変性を防止する. 高繰り返しレーザーシステムを中核とする超高压衝撃波装置を開発し, 省エネ・熱変性フリーの次世代レーザーピーニングを

実現することを目的とする.

これまで筆者らが進めてきたレーザー生成プラズマに関する研究は, 軟 X 線光源や高エネルギーイオン源を研究対象としてきた. 高エネルギーイオンはプラズマが膨張するときの圧力勾配に起因しており, プラズマおよび固体物理（物性）に基づいて圧力勾配を正確に解析する流体シミュレーションコード開発を行ってきた. 本研究では, これらのレーザー生成プラズマに関する知見をレーザー駆動衝撃波によるピーニングに適用し, 物理的理解をベースとした研究アプローチにより, レーザー電場（偏光）, レーザーエネルギー密度およびパルス幅を最適化する. これにより, ピーニングを効果的に起こすことができるレーザー励起衝撃波の構造を理解するとともに, 実加工最適条件解析法も確立でき, レーザーピーニング法に新しい技術と知見を供することができると考えている. そこで, レーザーのパルス幅と電場（偏光）を制御し, 最適な衝撃波を駆動することで, 熱変性のないピーニング効果を付与する. これにより, 表面改質できる最適レーザー照射を行う省エネルギーピーニングシステムを実現できると考えている.

本稿では,

1. 高繰り返しレーザーのパルス幅の制御
2. ベクトルビームの生成と偏光解析
3. 超高压衝撃波の制御に向けた温度, 密度, 圧力の評価

について述べる.

2. 高繰り返しレーザーのパルス幅の制御

2・1 はじめに

衝撃波圧力に寄与するプラズマの吹き出し圧力はプラズマの温度と密度に依存する. 温度はレーザーのパワー密度, 密度はレーザーの波長に依存する. ここでは, レーザーの効率を考慮して波長は $1\ \mu\text{m}$ とし, パルス幅を変化させることでレーザーパルスのパワー密度が変化し, 温度を変化させることで, 衝撃波圧力を制御できる. そこで, パルス幅を $300\ \text{fs}$ から $1\ \text{ns}$ で変化させる. 本研究を開始した段階で, $80\ \text{fs} \sim 10\ \text{ps}$ 領域のパルス幅を実現することができたため, 本稿では約 $4\ \text{ns}$ のパルス幅の高繰り返し高平均出力小型レーザーの開発について述べる. 具体的には, 繰り返し周波数が $5\ \text{kHz}$ のとき, $68.8\ \text{W}$ の出力を達成し

た。パルスエネルギーを増幅するために有効な手段の一つの薄ディスク再生増幅法は高出力化に適しているが、光学配置が大きくなる上、ポッケルスセルの結晶にダメージが入ることを防ぐ観点から、パルスエネルギーを大きくしにくい。薄ディスク状媒質からロッド状媒質に変更し、高繰り返しパルスレーザーを実現することも一つの有効な手段になり得るが、増幅特性などの報告例は限られていることから、増幅特性を詳しく調べる必要がある。例えば、薄ディスク再生増幅器では、1 W 弱の出力を得ているが、パルス幅は 5 ps 前後であり、短パルスすぎるため、非線形波長変換ではダメージのことを常に気をつけなければならない。薄ディスクは媒質長 l が短いため、冷却しやすく、何度もレーザー媒質を往復させることで種光を増幅する。そのため、再生増幅に向いている。一方、ロッドは媒質長 l が長いため、1 回から数回通すだけで種光を増幅する。一方、冷却が難しいため、熱レンズ効果によりビームパターンが乱れやすい問題がある。しかし、励起パワーを低く抑えることで、熱レンズ効果を抑えられる可能性がある。したがって、薄ディスク再生増幅器は一つの有効なレーザー増幅の形態ではあるが、古典的なロッド増幅法も冷却と繰り返し周波数に注意して扱い、レーザー増幅に使える可能性がある。細ロッド増幅法実証されており、30 W 以上の増幅も可能である。¹⁾ また、2 段増幅と理論的検討をした例もある。²⁾ したがって、ロッド媒質も増幅に適している。ロッド増幅は古典的な方法であるが、本研究では、ナノ秒領域でレーザー増幅を目指していることから、詳しく調べる必要がある。

2・2 実験装置

レーザー増幅実験に必要となる波長 1030 nm の種光(シード光)パルスの発生部(発振部)について述べる。図 1 は、種光発振部の構成である。波長が 1030 nm の CW LD からシングルモードファイバーで CW 光が出力される。この CW 光を半導体光増幅器 SOA によりパルス変調した。SOA ドライバーには PC が接続されており、専用のソフトウェアでパルス幅と繰り返し周波数を変化させることができる。本研究では、PC 上でパルス幅を 4 ns、繰り返し周波数を 5 kHz に設定した。この段階でパルス光が発生するが、光強度が弱いため、Yb 添加シングルモード利得ファイバー(長さ 60 cm, 120 cm)の 2 つで予備増幅した。

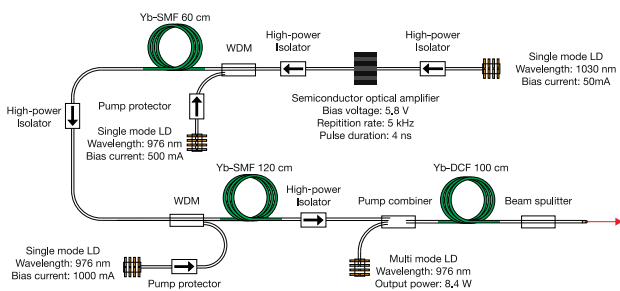


図 1 ナノ秒シード光発生部と予備増幅

さらに、Yb 添加ダブルクラッドファイバーにより予備増幅した。ビーム品質とスペクトルを維持しながら出力も得るため、3 段の予備増幅段を設けた。予備増幅段をこの出力を種光とした。

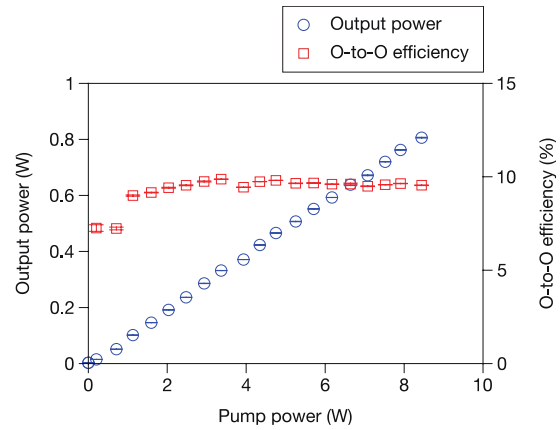


図 2 ナノ秒シード光の予備増幅出力特性

図 2 は、シード光の出力と予備増幅最終段における光 - 光変換効率である。横軸は予備増幅最終段のマルチモード LD の励起パワー、縦軸の左軸は予備増幅された種光の出力、縦軸の右軸はマルチモード LD の励起パワーから 1030 nm パルス種光出力への光 - 光変換効率である。Yb 添加ダブルクラッドファイバーを励起するマルチモード LD の励起パワーが増加するとともに波長 1030 nm パルス種光の出力も線形的に増加し、本実験では約 0.8 W の出力を得た。したがって、光 - 光変換効率はほぼ一定であり、約 10%であった。このパルス種光を Yb:YAG 細ロッドによる増幅実験に用いる際には、図 3 に示すようにファラデー回転子により戻り光対策をした上で、Yb:YAG 細ロッドに入射した。このときの入射パワーは約 0.4 W であった。

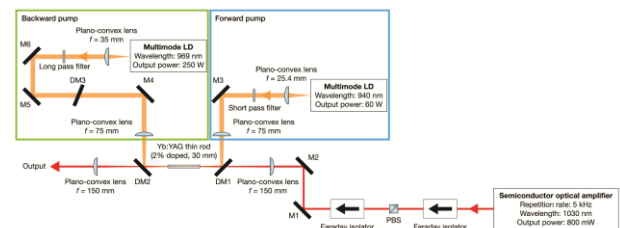


図 3 Yb:YAG 細ロッドによる高出力化

Yb:YAG 細ロッドには数 10 W から 300 W 近い CW 励起光を入射するため、熱エネルギーが蓄積される。Yb:YAG レーザー媒質はセラミックであるが、ガラスに近い特性を有するため、放熱されにくい上、表面積も小さいことから、熱エネルギーが蓄積される。高温になると内部圧力が上がり、破壊に至ることから、強制的に除熱する必要がある。

ファンによる空冷ができるとよいが、空冷では周辺部の空気に流れが発生することでレーザービームの空間プロファイルが乱れることがある上、除熱スピードも遅い。そこで、本研究では、簡便な方法であり、水冷銅ブロックにより強制除熱した。Yb:YAG 細ロッドの円柱の横の面にインジウム箔で覆い、銅ヒートシンクと密着した。水冷のパイプを取り付け、上下2つのブロックでYb:YAG 細ロッドを覆った。また、銅ヒートシンクの下ブロックは、X-Y-Z ステージに固定し、光学調整できるようにした。

2・3 実験結果

前方励起法の増幅特性について述べる。図4は前方励起法によるYb:YAG ロッドの励起レーザー入射面の表面温度の励起レーザー入力依存性である。励起レーザー入力が増加するとともにYb:YAG ロッドの励起レーザー入射面の表面温度は増加した。

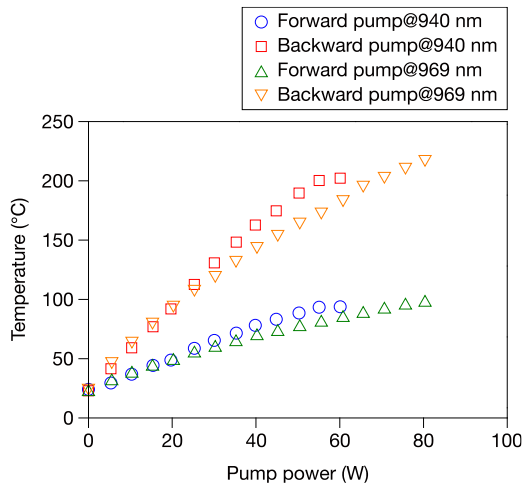


図4 Yb:YAG 細ロッドによる高出力化

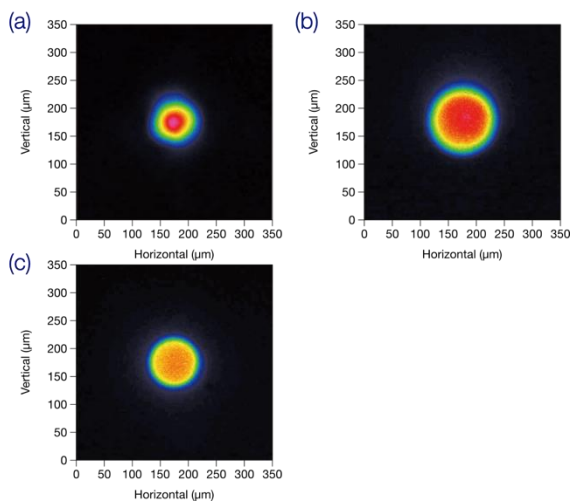


図5 (a) シード光, (b) 969 nm LD による励起, (c) 940 nm LD による励起でのビームプロファイル

図5はシード光と励起用LDの波長を変化したときの増幅光のビームプロファイルである。増幅光のビームの空間

プロファイルはほぼ TEM₀₀ モードであった。詳しく解析するには、 M^2 なども評価する必要があるが、本研究では M^2 などのビーム解析をしていないため、TEM₀₀ モードであるとは確定していない。したがって、この段階では準TEM₀₀モードと判断している。このほかにもビームサイズ特性、ビームの座標変化、ビーム移動量と温度変化も記録したが、これらについては紙面の都合から割愛する。

前方励起法で増幅した1030 nm 光を種光として、対向励起法により励起されたYb:YAG 細ロッドにより増幅した。つまり、2段増幅した。二段目の対向励起法では、前方から940 nm LD を45 W、後方から969 nm LD を255 W 入射し、最大300 W を入射した。

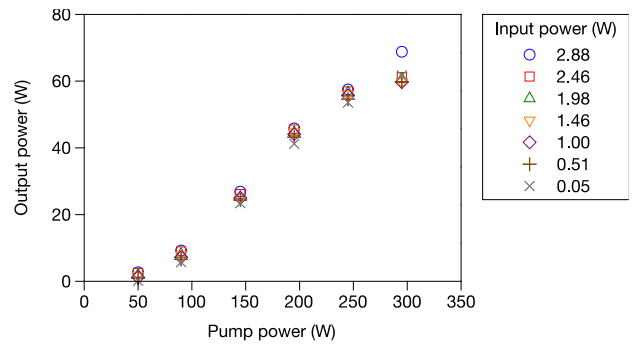


図6 Yb:YAG 細ロッドによる高出力化

図6は、対向励起法による追増幅出力の入力光パワー依存性である。横軸は2段目のYb:YAG 細ロッドへの励起パワーによる前方励起法により増幅された1030 nm 光のパワーであり、2段目の対向励起法のYb:YAG 細ロッドに入射した1030 nm 光のパワーに対応する。最大出力は68.8 W であった。なお、Frantz-Nodvik の式により小信号利得数と飽和フルエンスを評価したところ、小信号利得係数は約0.8 cm⁻¹、飽和フルエンスは10.6 J/cm²であった。理論的な検討によると、小信号利得係数は0.759 cm⁻¹、飽和フルエンスは8.2 J/cm²であることから、³⁾ これらの値と近く、妥当な値が算出されたと考えている。

2・4 まとめ

Yb:YAG ロッドを増幅媒質とする高繰り返し高平均出力レーザー増幅システムを構築し、増幅方式と出力特性を明らかにした。具体的には、繰り返し周波数が5 kHz で動作するYb:YAG ロッド媒質増幅器を構築した。前方励起増幅システムの出力特性(出力、ロッド表面温度、ビームプロファイル)を明らかにした。前方励起での最大出力は1.2 W であった。励起光入射面の方が低温(100°C)、出射面の方が高温(200°C)であった。ビームプロファイルは準TEM₀₀モードであった。対向励起時の最大出力は68.8 W であった。

3. ベクトルビームの生成

3.1 はじめに

ベクトルビームを生成し、偏光状態を評価するため、2D 検出器で偏光状態を評価した。ベクトルビームは軸対称に変調した。図7はベクトルビームを発生し、偏光状態を検出する光学系である。レーザービームは偏光子を透過し、軸対称波長板に入射した。軸対称波長板の複屈折位相差は $90^\circ + \varepsilon(\lambda)$ である。ここで、 $\varepsilon(\lambda)$ は複屈折位相差 90° からのずれ量、つまり、波長依存性を表している。ここで、 λ は波長である。偏光子と軸対称波長板によって発生する軸対称偏光変調は、ミューラー行列計算によって計算した。レーザービームは、最初の偏光子により 0° の直線偏光である。この直線偏光のストークスペクトルは S_0 と表すことができる。このストークスペクトルは、 0° の直線偏光 I_0 と 90° の直線偏光 I_{90} の和を表す s_0 成分、 0° の直線偏光 I_0 と 90° の直線偏光 I_{90} の差を表す s_1 成分、 $S_0 = (1, 1, 0, 0)^T$ と表すことができる。^{4,5)}

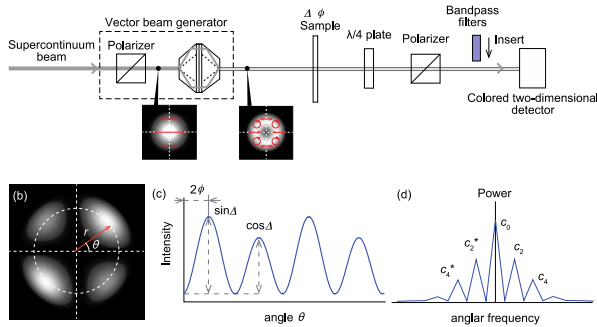


図7 ベクトルビーム変換と偏光状態検出

図8は軸対称波長板の原理である。図8(a)は一般的に知られるフレネルロムである。光源から出た光は偏光子を通過して 45° の直線偏光となる。偏光の水平垂直成分が 0° のフレネルロムに入射すると、内部フレネル反射によって位相差 δ が生じる。フレネルロム上で 4° の反射があるので、トータルの位相差は $\Delta = 4\delta$ である。ここで得られるビームプロファイルは入射ビームプロファイルと同じのガウスビームである。

これに対して、図8(a)に示したフレネルロムを光軸に対して回転軸対称体にしたものが軸対称波長板である。図8(b)に示すように、軸対称波長板に 45° の直線偏光を入射する。ビームは内部円錐面にてコーン状に反射し、側面でリングビームが形成される。これが右側の円錐台の側面に反射した後、右側の内部円錐面でコーンビームが集光され、ドーナツ状のリングビームになる。ドーナツ状のリングビームの偏光は角度によって異なる。

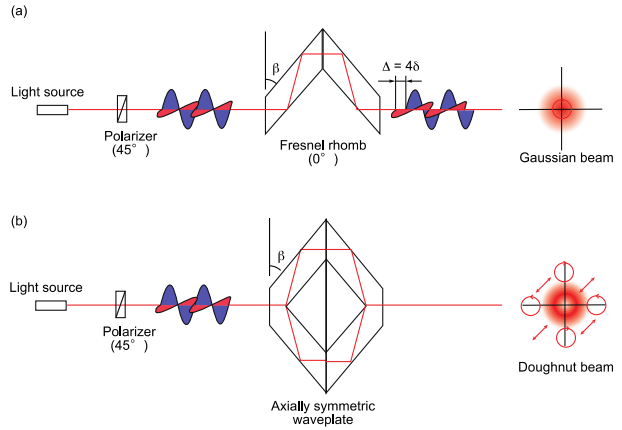


図8 (a) フレネルロムの内部フレネル反射の原理, (b) 軸対称波長板の内部フレネル反射の原理

3.2 実験結果

本節ではベクトルビームへの変換について簡単に述べる。ベクトルビームを発生させるには、螺旋型光学素子や空間光位相変調器 [spatial light modulator (SLM)] などが用いられる。このとき、光渦を発生させることは容易である。しかしながら、幾何学的位相を制御することで、幾何学的位相をゼロにすることは難しい。幾何学的位相がゼロでないときは、ベクトルビームは光渦になっていることを意味する。したがって、幾何学的位相を制御し、アジマス偏光やラジアル偏光を発生させることは、自在にベクトルビームを制御することを意味する。これまで、テラヘルツ領域で幾何学的位相を制御、^{6,7)} 中赤外領域における高エネルギーの光渦への変換、⁸⁾ ベクトルビームを含む偏光状態のシングルショット解析法を開発してきた。⁹⁾ これらの結果を組み合わせることで、幾何学的位相が制御されたベクトルビームを発生した。図9は幾何学的位相を制御できるようにした光学系である。簡単に述べると、ある幾何学的位相をもつ光渦を発生させた後、それとは逆の幾何学的位相を持つ光渦を発生できる部分を設け、光渦成分をキャンセルすることで幾何学的位相がゼロのベクトルビームを発生させる。これにより、光渦状態を生成したり、渦状態を打ち消したりすることができる。

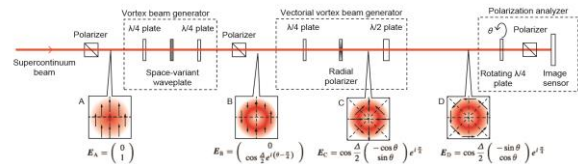


図9 幾何学的位相を制御することによるベクトルビーム発生光学系

アジマス偏光とラジアル偏光の幾何学的位相の有無(渦成分の有無)での幾何学的位相の2次元分布と角度分布を調

べた. 幾何学的位相を制御でき, アジマス偏光とラジアル偏光の光渦の有無の偏光状態も制御できた. そこで, 幾何学的位相を制御し, 光渦成分をなくしたラジアル偏光を本研究に適用することにした.

4. 超高压衝撃波の制御に向けた温度, 密度, 圧力の評価

3.1 はじめに

流体シミュレーションにより衝撃波の駆動と最適パラメータを明らかにすることにした. レーザーのパルス幅, レーザー強度とプラズマの温度・密度の関係を計算し, 衝撃波圧力の時間空間発展を計算する. 高効率超高压衝撃波駆動法も探索する. ここでは, ダンパー効果として, レーザーアブレーションが噴き出す領域が真空の場合と水がある場合について評価した. この結果は, ピーニング実験(圧延効果・表面改質実験)につながるものである.

ここでは, レーザーのパルス幅を 1 ns, レーザーの集光径を 100 μm , レーザーのパワー密度を 10^{11} W/cm 2 とし, レーザーピーク時の密度, 温度, 圧力の計算結果を示す. 図 10 は密度の 2 次元分布であり, 図 10(a) は真空中への膨脹, 図 10(b) は真空中に相当する部分に水があるときの密度分布である. 真空中には等温膨脹しているが, 水があるときはダンパー効果により膨脹による変形が抑制され, 熱エネルギーが放出される. そこで, 温度の 2 次元分布(図 11) をみると, 真空中に膨脹するアブレーションはレーザーにより加熱されるため高温になるが, 水中での膨脹領域は空間に制限される上, 熱伝導により低温になっている. 水中への膨脹領域は, 図 10(b) に示されているように高密度を維持しつつ, 図 11(b) に示されているように低温である. そこで, 圧力の空間分布を評価した. 図 12 は圧力の空間分布を示しており, 図 12(a) の真空中に膨脹するときと比べると, 図 12(b) に示すように, 真空中に水を満たすと圧力は 3 倍以上になった. これは作用反作用により金属側への圧力を大きくすることができ, ピーニングすることができることを示している. 金属表面の硬度を増加でき, 疲労強度を高め, 疲労割れの発生を防ぐことができると期待される.

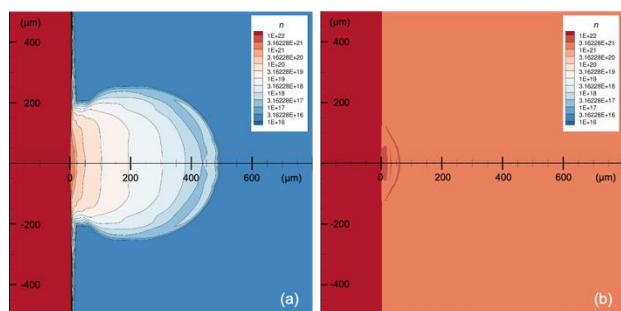


図 10 (a) 真空中, (b) 水中に膨脹する領域の密度の空間分布

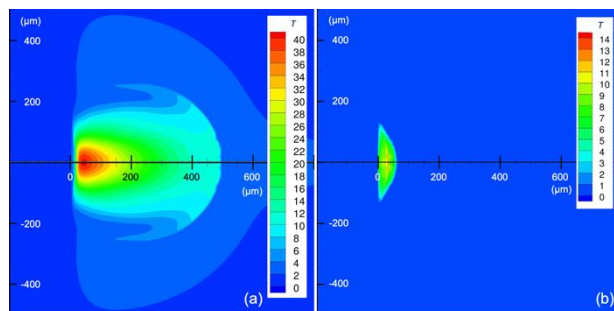


図 11 (a) 真空中, (b) 水中に膨脹する領域の温度の空間分布

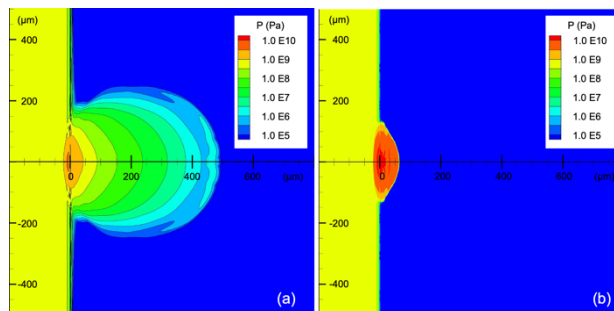


図 12 (a) 真空中, (b) 水中に膨脹する領域の圧力の空間分布

5. 結び

本研究では, レーザーピーニングの高効率化を指向し, 1. 高繰り返しレーザーのパルス幅の制御, 2. ベクトルビームの生成と偏光解析, 3. 超高压衝撃波の制御に向けた温度, 密度, 圧力の評価について述べた. これらの結果を踏まえ, 高繰り返し超高压衝撃波の制御実験を実施する.

謝辞

本研究に採択・援助下さった公益財団法人 天田財団の関係各位に深く感謝申し上げます. また, 本研究に協力して下さった米国パデュー大学の砂原淳先生, 埼玉医科大学保健医療学部臨床工学科の若山俊隆先生, 本研究室の修生生の庄司美咲氏, 影山稜氏, 川崎太夢氏, 金田凌祐氏, 本研究室の在校生の小川純里氏, 平尾祥太郎氏, 栗原諒氏に感謝申し上げます. 本研究は, さらに科研費や共同研究による援助も受けました. この場を借りて, 関係各位に感謝申し上げます.

参考文献

- 1) Kuznetsov, I. Mukhin, O. Palashov, and K.-I. Ueda: Opt. Lett. **43** (2018) 3941.
- 2) B. Lee, S. A. Chizhov, E. G. Sall, J. W. Kim, I. I. Kuznetsov, I. B. Mukhin, O. V. Palashov, G. H. Kim, V. E. Yashin, and O. L. Vadimova: J. Opt. Soc. Am. B **35** (2018) 2594.
- 3) X. Yan, J. Zheng, X. Jiang, M. Li, M. Li and Z. Wang: Laser Phys. Lett. **11** (2014) 125002.

- 4) T. Wakayama, N. Shinozaki, M. Shoji, T. Ishiyama, K. Sakaue, T. Miura, T. Ejima, and T. Higashiguchi: *Appl. Phys. Lett.* **114** (2019) 231101.
- 5) M. Shoji, T. Wakayama, H. Ishida, H. Kowa, K. Sakaue, T. Miura, and T. Higashiguchi: *Appl. Opt.* **59** (2020) 7131.
- 6) T. Wakayama, T. Higashiguchi, H. Oikawa, K. Sakaue, M. Washio, M. Yonemura, T. Yoshizawa, J. S. Tyo, and Y. Otani: *Sci. Rep.* **5** (2015) 9416.
- 7) T. Wakayama, T. Higashiguchi, K. Sakaue, M. Washio, and Y. Otani: *Sci. Rep.* **8** (2018) 8690.
- 8) T. Wakayama, H. Oikawa, A. Sasanuma, G. Arai, Y. Fujii, T.-H. Dinh, T. Higashiguchi, K. Sakaue, M. Washio, T. Miura, A. Takahashi, D. Nakamura, T. Okada, M. Yonemura, and Y. Otani: *Appl. Phys. Lett.* **107** (2015) 081112.