

ILT-APR Number 33
Issued: July 2022
ISSN 1340-6167

ILT2022年報

Annual Progress Report

2021-2022

公益財団法人 レーザー技術総合研究所
Institute for Laser Technology

はじめに

公益財団法人レーザー技術総合研究所の令和3年度成果報告書(ILT2022年報33巻)を取りまとめました。何卒ご高覧の上、ご指導、ご助言賜りますようお願い申し上げます。

令和3年(2021年)度は、二つのチーム横断型プロジェクト研究を並行して進めました。「共鳴ラマン効果による大気中微量有害物質遠隔計測技術の開発」プロジェクトでは、構築した深紫外域・高出力波長可変レーザーを用いて共鳴ラマンライダーの野外実験を実施し、目標とする検出感度を実証してプロジェクトは終了しました。また、新方式のフラッシュ型共鳴ラマンライダーを開発し、漏洩SO₂ガスの可視化に成功しました。「高速移動物体への遠距離・高強度光伝送のための予測的波面制御の研究」プロジェクトでは、高速駆動型可変形鏡の小型試作機を設計・製作し、目標とする高速性(10kHz)と高耐力(1kW/cm²)を実証するとともに、最終年度に予定している長距離レーザービーム伝送試験に向けて可変形鏡の大口径化を進めました。単体動作試験と予備的な中距離伝送試験で、目標とする性能が得られていることを確認しました。

チーム研究でも成果の積み上げが進みました。レーザーエネルギー分野では、素粒子研究領域で計画されている二重ベータ崩壊実験用に、大量のCa同位体を濃縮するための青紫色半導体レーザーの高出力化研究を進めています。注入同期型増幅システムの構築を目指してモジュール開発を実施し、レーザー線幅の狭帯域化や周波数安定性に関して目標とする性能を達成しました。

レーザープロセス分野では、原子炉廃止措置で重要なレーザー切断の実用化に向け、金属、金属酸化物、コンクリートなどの切断特性の研究を進めてきました。切断時に発生する微粒子の飛散特性を観測し、微粒子の閉じ込めと回収技術に向けた基礎データの集積が進展しました。また、土木・建築業界でのレーザー技術の応用・普及をめざし、インフラ構造物の表面クリーニング技術や月面模擬砂を材料とする積層造形技術の開発研究を進め、併せて屋外でのレーザー利用に関する安全ガイドラインの策定をめざした委員会活動も継続しています。

レーザー計測分野では、レーザー打音法によるインフラ構造物の健全性評価技術の実用化に向けて欠陥判定アルゴリズムの改良を進め、評価結果の信頼性向上を目指しました。また、落石の予知や配管の減肉検査、コンクリート厚さの計測など、新しい分野へのレーザー打音法の適用性研究を始めています。環境計測技術に関しては、レーザー誘起ブレイクダウン分光法による表面付着物の分析、偏光エリプソメトリーによる溶液中の粒度分析などの実用化を目指した研究や、ラマン分光を利用した海中環境の遠隔評価研究を実施しました。

レーザーバイオ化学分野では、生物・医療・創薬へのレーザー応用をめざして蛋白質や酵素の生理活性構造の解明研究を進め、酵素の光反応メカニズムに関して新たな知見が得られました。また、放射性廃棄物分離用にランタノイドイオンの光酸化・還元反応の研究を進め、アメリカウムで光酸化を利用した価数制御に成功しました。

理論・シミュレーション分野では、レーザー加工の基礎となるレーザーと物質の相互作用を記述するシミュレーションコードの精緻化研究を進め、相互作用初期過程研究用に量子力学的手法を、新たに、

導入しました。また、地震先行現象の研究では、地殻変動で生じた地表電荷が電離層に及ぼす効果をプラズマ物理の観点から理論的に解析しました。

レーザー技術開発室では光学材料・素子の高耐力化研究と、産業界からの依頼によるレーザー損傷評価試験を実施しています。損傷評価の自動化を目指して試験装置の整備を進めました。また、三次元造形を利用する光学素子の形成技術研究では、レーザー照射パラメータと形成プロセスに関して基礎データを積み上げました。

昨年も活発な研究活動を継続して推進することができましたのは、偏に皆様方からのご支援によるものであり、厚く御礼申し上げます。所員一同、これまで以上に努力を積み上げ、成果の社会還元をめざします。今後ともなお一層のご支援、ご鞭撻を賜りますようお願い申し上げます。

2022年6月

公益財団法人 レーザー技術総合研究所
所長 井澤靖和

ILT2022 年報 (Annual Progress Report 2021-2022)

目次

はじめに

研究報告書

レーザーエネルギー研究チーム

レーザー誘起超音波による高温にさらされたコンクリートの診断 1

⁴⁸Ca 濃縮のための狭線幅・高出力青紫色レーザーの開発

—光注入同期半導体レーザーモジュールの特性— 5

レーザープロセス研究チーム

レーザー加熱による土質材料の建材利用 10

高速・高光耐性可変形鏡の開発 14

A Novel Coherent Beam Combining (CBC) Method Using a Spiral Phase Plate (SPP)

in the Reference Channel 20

Investigations of Spectrally Tunable Nanosecond Laser Pulse Compression Characteristics

by Stimulated Brillouin Scattering (SBS) Technique 27

レーザー計測研究チーム

フラッシュ共鳴ラマンライダーによる SO₂ ガスの漏えいモニタリング 31

レーザーによる厚肉コンクリート部材の肉厚測定技術の開発 35

理論・シミュレーションチーム

巨大地震前の電離層電子密度 (TEC) 異常現象のシミュレーション 42

固体とレーザーの相互作用に関する量子力学的考察 45

レーザー技術開発室

プラズマ発光計測による光学素子のレーザー損傷の検出 53

紫外線レーザー光照射によるシリコン油の屈折率変化の評価 58

発表論文リスト 65

事業報告書 73

組織図 87

構成員一覧 88

評議員 93

理事・監事 94

賛助会員 95

研究報告書

レーザー誘起超音波による高温にさらされたコンクリートの診断

¹ レーザーエネルギー研究チーム

大道博行^{1,3}、山田知典^{2,3}、柴田卓弥³、

² (公財) 若狭湾エネルギー研究センター、³ (国研) 日本原子力研究開発機構

1. はじめに

東京電力ホールディングス株式会社・福島第一原子力発電所の廃炉作業が行われている¹⁾。この廃炉作業の課題の一つに、原子炉圧力容器、原子炉格納容器など高線量環境下の構造物の長期健全性の測定・診断がある²⁾。例えば1号機の原子炉格納容器の内部温度が事故直後約800℃まで上昇し、その後、冷温停止状態に至ったとの解析結果が発表されており³⁾、構造物の強度の診断が必要とされている。すなわちコンクリートは、高温にさらされると、その性質が変化し強度が低下することが知られており^{4,5)}、こうした構造物としての劣化を検査する技術の開発は、安全に廃炉作業を行う上で重要な課題になっている。ただしこのような場所における測定では、人はもちろん、機器を近づけて測定することが一般に困難であるため、レーザーを用いた遠隔測定技術の開発が求められている。

フレキシブルにマッチングするなどの優れた特徴を有していることはよく知られている。例えば道路、トンネル等の公共インフラを対象とした遠隔測定・診断技術として、レーザー駆動音波・超音波技術⁶⁾が内部欠陥の検査に用いられている。これは、従来の熟練作業員による打音検査技術をレーザー技術に置き換えたものであり、高所作業等で作業員が危険にさらされることなく安全かつ効率的に検査を行うことができる⁷⁾。

筆者らは、廃炉に役立つ遠隔・非接触検査技術開発に向け、高温にさらされたコンクリート試験体にレーザー駆動超音波検査技術を適用し、基礎実験を行った。ここではその結果の概要を報告する。興味を持たれた読者は、詳細を記述した原著論文⁸⁾を合わせて参照されたい。

2. 実験方法

国立研究開発法人・日本原子力研究開発機構・楡葉遠隔技術開発センターに設置されている“レーザーによる検査”を目指した研究・開発用装置を用いて実験を行った。装置は図1に示すようにパルスエネルギー数百mJの加振用レーザーと、その超音波を測定するためのレーザーパワーmWクラスの計測用CW(連続波)レーザーの2種類で構成されている。まず試験体に加振用レーザーパルスを照射し、その表面にアブレーションプラズマを発生させ、その圧力で超音波を駆動する。この超音波は対象物の表面及び内部を伝播し、裏面の振動測定箇所へ到達する。到達した波の内、試験体表面に垂直方向の波(縦波)の変位の時間変化(速度)を、ドップラー効果に基づく波長シフトにより求める。従ってその時間波形を数値積分することにより変位(振幅)に変換することができる。ここでは縦波の各種コンクリート中での伝

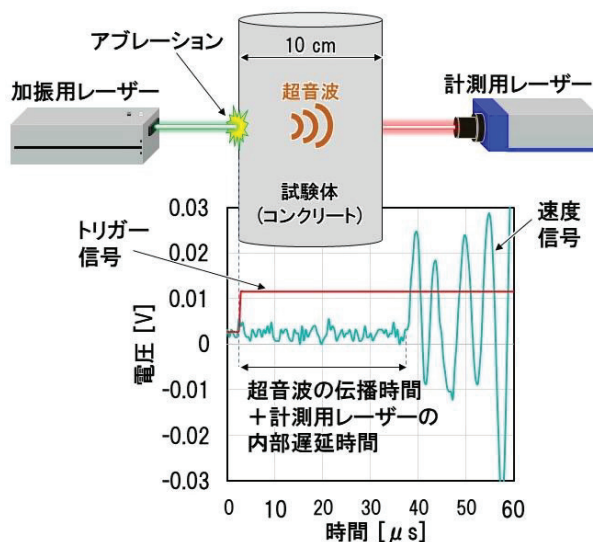


図1 試験体の診断実験の模式図

さてレーザー技術は、コンパクトで遠隔操作機器と

搬時間を求め、伝搬速度を求めることにより、主としてコンクリートの強度低下に関する情報を得ることを目的に基礎的実証実験を行った。

3. 実験結果

コンクリート模擬試験体は直径 10 cm、高さ 20 cm の円筒形状をしている。圧縮強度は福島第一原子力発電所で用いられているものと同様であり、約 35 N/mm² である。この試験体を準定常的に加熱、冷却して高温加熱試験体とした。図 2 に加振用レーザー照射前の質量の測定値を示す。室温の試験体の質量と 105 °C および 200 °C に加熱されたそれを比べると 2.35 kg から 2.20 kg に減少している。これは水分の蒸発に対応していると考えられる。400 °C を超えると水酸化カルシウムや炭酸カルシウムが発熱を伴い脱水、分解して酸化カルシウムになり水蒸気や二酸化炭素ガスを放出する^{45,8)}。このような変化に対応した質量の減少と考えられる。

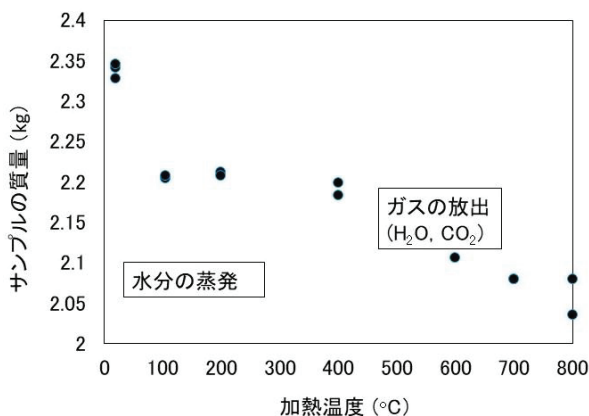


図 2 高温に加熱された試験体の温度に対する質量

図 3 にアブレーションに伴う強い発光を示す。この時発生する超音波がコンクリート中を伝搬し、試験体裏側に照射された He-Ne レーザー光の反射光と参照光との干渉により縦波成分の時間波形が求まる。フォトディテクターはこの強い発光時刻を検出し、縦波の伝搬時間の起点を与える。図 1 の下図は、縦波の速度に対応した信

号を検出した結果である。図中、“トリガー信号”は加振レーザーが照射された時刻に対応するフォトディテクターの信号である。ただし速度信号には計測用レーザーの信号処理に要する電子回路の内部遅延時間が含まれており、水平矢印で示した時間から遅延時間を差し引いて求めた超音波の伝播速度は 4,700 m/s であった。この値は接触式超音波探傷試験により測定した結果⁹⁾とほぼ等しく、かつ健全なコンクリートの値¹⁰⁾として妥当であることから、遠隔、非接触を特徴とする本方式の有効性が確認できた。これを踏まえ、順次高温にさらされた試験体を伝搬した超音波の縦波成分の速度を求めた。

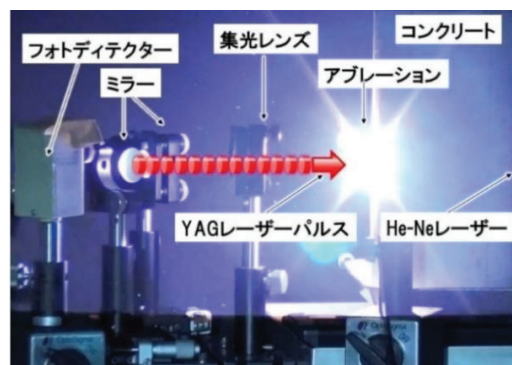


図 3 加振用レーザーパルスがコンクリート試験体に照射された瞬間の写真

図 4 に測定された加熱温度毎の縦波の時間波形を示す。温度 20 °C は非加熱である。温度 400 °C までの信号は数百 kHz までの幅広い周波数スペクトルを有しているが、温度 600 °C 以上では 10~20 kHz のスペクトルになっており、温度 400 °C 以下のそれとは著しく異なっている。温度 400 °C までは、時間波形とそのスペクトルから弾性波の伝搬と評価できる。図 5 に超音波縦波成分の伝搬速度を示す。温度が上がるに従って速度が低下している。これは質量が低下したことだけでは説明ができず、コンクリート内部の変性、亀裂等の発生により伝搬速度が低下したものと考えられる。

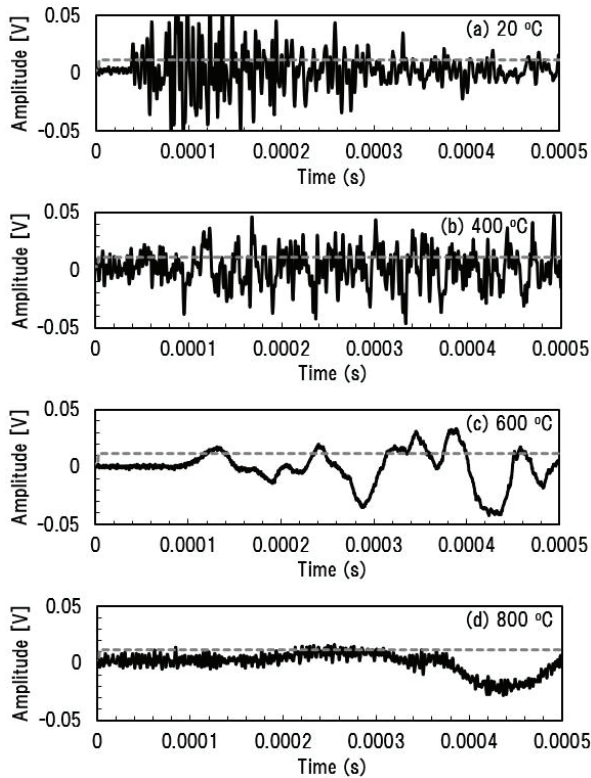


図4 加熱温度と信号波形。

亀裂等は加熱温度により顕著になっていることを実際に実験に使用した試験体を用いて確認している^{8,9)}。一方600°C以上に加熱された試験体では再現性良く1~10 kHz近辺の縦振動が観察されている。またこれら試験体内部の亀裂等は加熱温度400°C以下の試験体に比べ著しく増加している。図4に示した波形もこの亀裂と深く関係しているものと考えられる。

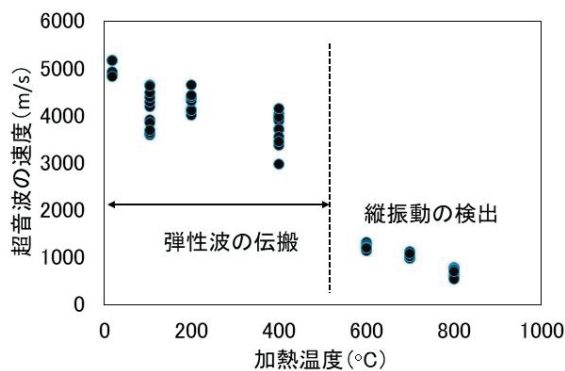


図5 加熱された試験体の温度に対する超音波速度

4. 考察

コンクリートは、加熱温度 100 °C程度までは強度に関して大きな変化は無いが、それより高い温度になると、セメント硬化体が水和生成物の脱水により収縮し、骨材が膨張するとされ、強度が低下する。実際、試験体を切断し、内部を顕微鏡で観察すると加熱温度が高くなるに従って亀裂が増加している^{8,9)}。また試験体の圧縮試験により求めたヤング率は、加熱温度が高くなるに従って低下することも分かった。この結果より、加熱温度 400°Cまでの試験体では、超音波速度低下の主因は、コンクリートが変性しヤング率が低下したことによると考えられる。加熱温度 600°C以上の試験体では測定された縦波の成因が分かっておらず、引き続き検討を行っている。参考まで、同じ試験体に周波数 100 kHz の接触式超音波探傷を適用すると、亀裂によりこの温度領域では明確な信号が得られていないことを付け加えておく⁹⁾。

一方、事故後のコンクリート保存環境に関し、加熱後に水にさらされると、強度が回復するとの研究報告がある¹¹⁾。事故後のコンクリートの状況に合わせた、さらに進んだ試験が必要とされる。いずれにしてもこうした加熱や水にさらされるか否かなどによるコンクリートの性質の変化を遠隔、非接触で検査することは、事故を起こした原子炉の廃炉作業を安全に行う上で必要な技術である。

次に既存の非破壊検査技術との比較に関し考察する。超音波探傷試験では、探触子を計測部位に接触させる際に接触媒質を用い、密着させて計測を行うのが一般的であるが、レーザー検査技術では接触触媒が不要なため、探触子を密着させ難い対象物や部位の計測が可能である。ただし、レーザー検査技術の場合、検査対象物表面の光学的状態、レーザー伝搬に影響のある周囲の環境に適用可能性が依存する。例えば、レーザーの波長に対し反射率が低い材料の場合は、測定が困難になる。これは、加振用および計測用レーザーの

パワーを増加すること、レーザー測定対象物表面への再帰性反射材を貼り付けること、反射率を大きくするために計測用レーザーの波長を最適化することで対応できる場合もある。想定される種々の測定環境への対処も含めてシステム開発を行うことが求められる。

5. まとめ

レーザーを利用した遠隔診断技術により、加熱温度 400°C までのコンクリート中の超音波の縦波成分の伝播時間が評価できることを示した。加熱温度 600°C–800°C の試験体でも低周波の縦振動が再現性良く測定されているが、この振動の物理的成因は分かっておらず、今後の検討課題である。また本技術の実用化に向けた課題としては、廃炉の様々な状況に対応した、測定範囲の拡大、遠隔技術と組み合わせたシステム開発が挙げられる。

謝辞

本研究開始にあたっては（公財）レーザー技術総合研究所・（故）島田義則氏、倉橋慎理氏、Oleg Kotyaev 氏、鹿島建設株式会社・紺谷修氏、原子力機構・河村弘氏にご協力いただいた。実験および解析にあたっては、長岡技術科学大学・鈴木雅秀氏、村上健太氏、原子力機構・西村昭彦氏、羽成敏秀氏、檜葉遠隔技術開発センターの皆様にご協力いただいた。論文化にあたっては大阪大学・鎌田敏郎氏にご助言をいただいた。記して謝意を表する次第である。（ご所属は研究当時のもの）

参考文献

- 1) 東京電力ホームページ、廃炉作業の状況 <https://www.tepco.co.jp/decommission/progress/>（参照 2022 年 5 月 13 日）
- 2) 原子力機構 CLADS の廃炉技術研究 <https://clads.jaea.go.jp/jp/rd/>（参照 2022 年 5 月 13 日）
- 3) 例えば正木 洋、後藤 靖之、小林 保之、紺谷 修、澤田 祥平、“過酷事故を経た鉄筋コンクリート物性把握のための基礎試験（その 1）全体計画”、日本原子力学会「2014 年秋の大会」、2014、E16
- 4) Hager I. Behavior of cement concrete at high temperature, Bull. Pol. Ac.: Tech. 2013; 61: 145–154
- 5) 大道博行、山田知典、特集 建築・土木分野における光・レーザー応用 レーザーによるコンクリート切断技術、OPTRONICS (2018) No.12, pp. 67-71 とその中の参考文献
- 6) Davies S J, Edwards C, Taylor G S, Palmer S B. Laser-generated ultrasound: its properties, mechanisms and multifarious applications, J. Phys D: Appl Phys. 26: 329-348 (1993)
- 7) 島田 義則、オレグ コチャエフ、倉橋 慎理、保田 尚俊、御崎 哲一、高山 宜久、曾我 寿孝、“レーザによるコンクリート剥離検査技術開発”、電気学会論文誌 C、Vol.139、No.2、2019、P.131-136
- 8) T. Yamada, H. Daido, T. Shibata, Development of a laser-driven ultrasonic technology for characterizations of heated and aged concrete samples, J. Nucl. Sci. Technol. 59, pp. 614-628 (2022) (Open access)
- 9) Luu V N, Murakami K, Do T M D, Suzuki M, Yamada T, Shibata T, Daido H. Applicability of ultrasonic-wave based method for integrity assessment of concrete severely damaged by heat, E-Journal Advanced Maintenance (Japan Society of Maintenology) 11 pp. 163-171 (2020)
- 10) 鎌田敏郎、内田慎哉、コンクリートの非破壊試験の理論と実際③弾性波法（超音波・衝撃男性波法）の理論と実際、コンクリート工学 51, No.4 pp.340-347 (2013)
- 11) Chi-Sun Poon*, Salman Azhar, Mike Anson, Yuk-Lung Wong, Strength and durability recovery of fire-damaged concrete after post-fire-curing., Cement and Concrete Research 31 pp. 1307–1318 (2001)

^{48}Ca 濃縮のための狭線幅・高出力青紫色レーザーの開発 - 光注入同期半導体レーザーモジュールの特性 -

レーザーエネルギー研究チーム

宮永憲明、時田茂樹^{1,2}、奥田弘礼¹、鈴木達也¹

¹大阪大学レーザー科学研究所

²京都大学化学研究所（現所属）

1. はじめに

宇宙誕生直後に粒子と反粒子は等しく生成されたと考えられているが、現在の宇宙では粒子が作る物質だけが残っている。これは「宇宙の物質優勢の謎」とよばれ、ニュートリノの性質が謎を解決する鍵と考えられており、二重ベータ崩壊の研究が注目されている¹⁾。二重ベータ崩壊とは、原子核内の中性子2つが陽子2つに変わり、電子(ベータ線)と反電子ニュートリノが2つずつ放出される現象($2\nu\beta\beta$)である。ここで、ニュートリノがマヨナラ性を有していれば、一つのベータ崩壊で生じた反電子ニュートリノが原子核内で電子ニュートリノに転換し、別の中性子に吸収されることでもう一つのベータ崩壊が起きる可能性があり、この二重ベータ崩壊では反電子ニュートリノは放出されない²⁾。このようなニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊($0\nu\beta\beta$)の崩壊率はニュートリノの質量に依存し、極めて稀に起こる現象である。

$0\nu\beta\beta$ の観測研究は世界各国で行われており、本研究では ^{48}Ca に着目している。 ^{48}Ca の天然存在比は0.187%しかないため、これを濃縮することが強く望まれている。(詳しくはILT 2021年報³⁾を参照)

2. ^{48}Ca の濃縮方法

^{48}Ca の濃縮には、光吸収に伴う輻射圧(運動量付与)による原子ビームの偏向を利用する^{3,4)}。 Ca 原子の基底状態 $4s^2\ ^1S_0$ は、青紫色の光(波長 $\lambda_0=422.8\text{nm}$ 近傍、周波数 $\nu_0=7.091\times 10^{14}\text{Hz}$ 近傍)を効率よく吸収して励起状態 $4s4p\ ^1P_1$ に遷移するが、この遷移の同位体シフトを利用することで、 ^{48}Ca の選択励起が可能となる。励起状態の ^{48}Ca は蛍光を放出して基底状態に戻る。このとき、

光吸収に伴う運動量ベクトルがレーザー光の進行方向を向いているのに対して、自然放出の光子出射方向はランダムであるため、系全体としては光軸方向に加速を受ける。また、励起状態の蛍光遷移確率が $2.2\times 10^8/\text{s}$ と高いために、レーザービームサイズと強度を適切に選べば1000回程度の光子吸収・放出が可能であり、 ^{48}Ca を効率的に選択して偏向させることができる。

ここで、濃縮用レーザーの周波数は、 $^1S_0\rightarrow^1P_1$ 遷移の自然幅(34MHz,FWHM)よりも狭い範囲に固定する必要がある。また、偏向に伴って ^{48}Ca の吸収スペクトルは低周波数側にドップラーシフトするとともに、自然幅よりも広がっていく。飽和強度($60\text{mW}/\text{cm}^2$)に等しいレーザービーム中を走行し、約 2° の偏向を受けるまで光子吸収・放出を繰り返した時の吸収線幅は50-60MHz程度に広がると予測されている⁴⁾。

図1に濃縮装置の基本構成を示す⁵⁾。 Ca 蒸気をシート状に生成し、側方からレーザー光を照射する。 Ca ビームの典型的設計例は、幅18cm、厚さ0.5cmである。この Ca 蒸気の厚み全体にわたってレーザー光を吸収させるためのレーザー照射強度は、 Ca 密度にも依存するが、典型的には飽和強度の数倍が必要である。本研究では、レーザー出力の目標値は2Wであり、ビームサイズを $18\text{cm}\times 0.6\text{cm}$ とすると照射強度は $0.19\text{W}/\text{cm}^2$ である。

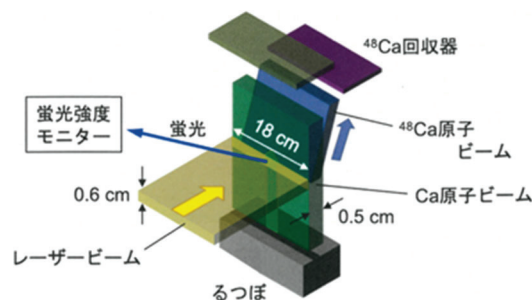


図1 ^{48}Ca 濃縮装置の概略図(基本構成)

3. 狭線幅・高出力青紫色レーザーの開発指針

^{48}Ca の吸収スペクトルに同調した波長制御性と高出力への拡張性・低コスト化を両立できる方法として、図2に示すような狭線幅レーザー光注入同期型の青紫色半導体レーザー (LD) の多ビームアレイ方式を採用した。

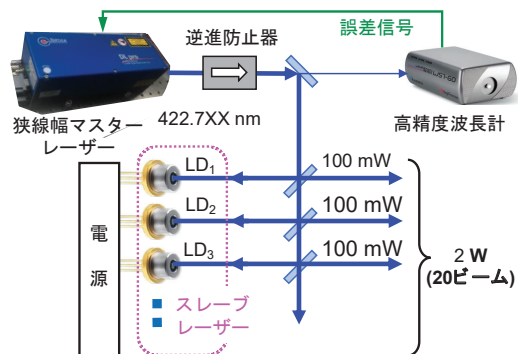


図2 注入同期青紫色半導体レーザーアレイの構成

マスターレーザーは、波長可変狭線幅半導体レーザー (Toptica Photonics, DL Pro, 最大 70 mW, スペクトル幅 150 kHz) である。波長計からの信号に基づいて 0.002 pm (3 MHz 相当) の安定性で発振波長の精密制御を行い、 ^{48}Ca の吸収波長に同調する。スレーブレーザーは、ファブリ・ペロー共振器型青紫色 LD (FP-LD, 日亜化学, NDV4A16, 約 100 mW) のアレイであり、個々の FP-LD に約 2 mW を注入する。約 20 個の LD の出力をアレイ状にまとめて、合計 2 W の出力を目指す。

4. 注入同期モジュールシステム

マスターレーザー光注入による FP-LD の波長同調試験を行った。Pound-Drever-Hall 法^(6,7)によるフィードバック制御と波長安定化のための装置構成を図3に示す。この構成を1ビームモジュールとし、モジュール (マスターレーザーを除く部分) を並列配置して図2に示す全体システムを構築する。

マスターレーザーへの注入電流を 10 MHz で正弦波変調し、その出力光の一部を FP-LD に注入する。FP-LD の出力をフォトダイオード (PD) でモニターし、変調信号とミキシングした後に低周波成分を抽出して、マスターレーザー光の周波数と FP-LD の共振周波数の差に依存する誤差信号を得る。この誤差信号を基に FP-LD の注

入電流、すなわち温度を微調整し、FP-LD の共振器長をマスターレーザー光に対する共振条件に合わせる。なお、電流調整による発振周波数変化の範囲内にマスターレーザー光の周波数が収まるように、外付けの温度調整を用いて FP-LD の共振器長の大まかな調整を行う。

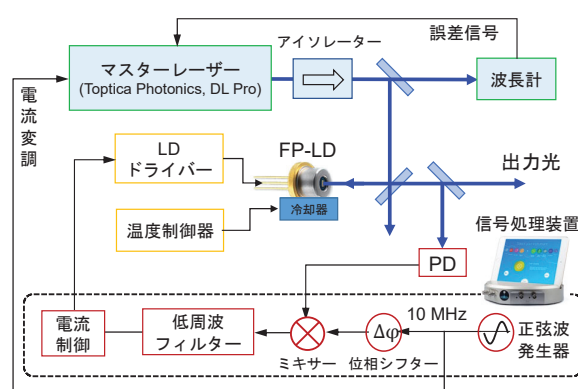


図3 Pound-Drever-Hall 法による注入同期装置

5. 波長可変性能

5.1 FP-LD の基礎特性

FP-LD の発振縦モード構造

本研究で用いている FP-LD の構造や組成の詳細は不明であるが、InGa_N 量子井戸活性層を有するリッジ導波路型であると推定される。発振縦モードは図4に示すような構造を有しており、縦モード間隔は 56.2 GHz (33.5 pm に相当) である。活性層の屈折率として Ga_N の値 ($n = 2.522$, 式(5)参照) を代用すると、共振器長 (L_c) は 1.06 mm となる。FP-LD の発振周波数の絶対値は個々にばらつきがあるため、利得帯域内の縦モードの中の1本を ^{48}Ca の共鳴波長に同調させるには、最大で 28 GHz (17 pm, 縦モード間隔の半分) だけ移動させる必要がある。この制御が温度調整などで可能であるかは後で述べる。

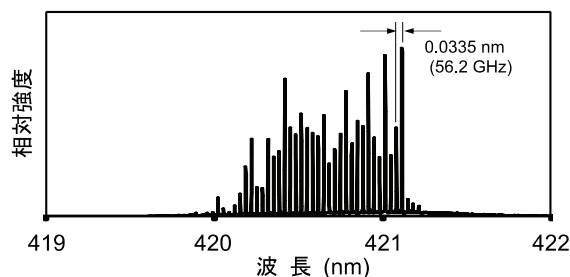


図4 FP-LD の発振スペクトル (カタログデータ)

FP-LD 共振器の諸特性の類推

共振器の寿命 (τ_c) や Q 値は次のように与えられ、これらの値は光注入特性を左右する。

$$\tau_c = -2nL_c [c \ln(R_1 R_2)] \quad (1)$$

$$Q = \omega_0 \tau_c \quad (2)$$

ここで、 c は光速、 R_1 と R_2 は共振器両端の反射率である。FP-LD の端面処理を片方は 100% 反射、出射端面は劈開面と仮定すると、 $R_1 R_2 = 0.1867$ となる。したがって、前述の屈折率 $n = 2.522$ を用いると、式(1)、(2)より $\tau_c = 10.6$ ps、 $Q = 4.713 \times 10^4$ と見積もることができる。そして、この共振器に共振する光を注入したときの最大蓄積率は $\eta_e \approx 1/(1-R_1 R_2) = 1.2$ と推定される。

注入同期帯域幅

光注入同期において、周波数引き込み現象が生じる同期帯域幅は、共振器寿命 (τ_c)、およびスレーブレーザーへの注入パワー (P_{in}) と出力パワー (P_{out}) に依存し、Van der Pole 方程式から導き出される同期帯域幅 ($\Delta\nu_r$ 、全幅) は次式で表される⁸⁾。

$$\Delta\nu_r = \omega_0 (2\pi Q) (P_{in}/P_{out})^{0.5} = (2\pi \tau_c)^{-1} (P_{in}/P_{out})^{0.5} \quad (3)$$

同期帯域幅の測定結果を図 5 に示す。この実験では、FP-LD の出射端面にマスターレーザー光を集光し、そのパワー (P_{in}) を変化させた。また、 $P_{out} \approx 83$ mW である。

式(3)における τ_c と実際に注入されたパワー P_{in} は実測することが難しい。そこで、 τ_c としては上述の評価値 (10.6 ps) を用いる。一方、マスターレーザー光の FP-LD への注入効率は、導波路への結合効率と蓄積率に依存するので $P_{in} = \eta_n P_{mi}$ (η_n は一定) と仮定し、 $\eta_n = 0.39$ とおくと図 5 の実線のように実験結果と一致する。

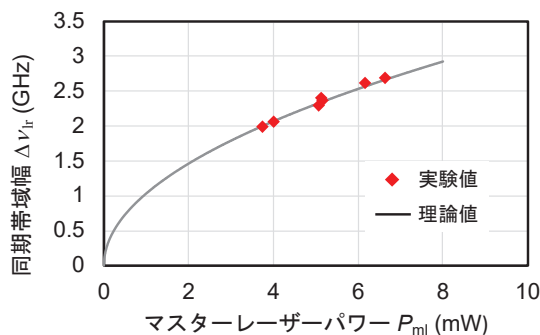


図 5 同期帯域幅のマスターレーザーパワー依存性

以上のことから、FP-LD のおおまかな特性を理解することができた。また、マスターレーザー光の注入パワーを 2 mW 程度に抑えた場合でも、1.5 GHz 程度の十分に広い同期帯域幅を確保できると予想される。

5.2 発振波長の温度依存性の予測

FP-LD の発振波長の変動範囲ならびに波長安定化に必要な温度調整などの所望精度を大まかに見積もっておく。共振器の往復光学長 ($S = 2nL_c$) は温度変化に応じて次式のように変化する。

$$dS/dT = 2L_c (n\alpha + \partial n/\partial T) \quad (4)$$

ここで、 α は線膨張係数、 $\partial n/\partial T$ は屈折率の温度係数 (熱光学係数などともよばれる) である。線膨張は主に基板に依存し、熱光学係数は活性層の組成に依存すると考えられる。しかしながら、多様な GaN 系素材の屈折率の波長分散 $n(\lambda)$ 、 α 、及び $\partial n/\partial T$ の値は不明であるため、ここでは GaN に対する文献値をそれぞれ用いることとする⁹⁻¹¹⁾。

$$n^2 = 3.60 + \frac{1.75\lambda^2}{\lambda^2 - 0.256^2} + \frac{4.1\lambda^2}{\lambda^2 - 17.86^2} \quad (5)$$

(TE モード、波長 λ は μm 単位)

$$\alpha = 5.59 \times 10^{-6} \quad (\text{c 面, 300 K 近傍}) \quad (6)$$

$$\partial n/\partial T = -3.81 \times 10^{-10} T^2 + 3.45 \times 10^{-7} T - 2.07 \times 10^{-5} \quad (7)$$

(温度 T は絶対温度)

ただし、式(7)は波長 1550 nm における実験式 (温度範囲 325~440 K) であるため、 $\partial n/\partial T$ が屈折率に比例すると仮定して波長 422.8 nm の値に換算した。換算係数は $n(\lambda=422.8 \text{ nm})/n(\lambda=1550 \text{ nm}) = 1.0885$ である。

共振器定在波のノード数 (用いた FP-LD では約 12,600 程度) を固定したときの共振波長の温度依存性は次式で表される。

$$d\lambda/dT = (\lambda_0/n_0) (n_0 \alpha + \partial n/\partial T) \quad (8)$$

式(8)に式(5)~(7)を代入して、300 K 付近での値を求めると、温度調整による発振波長の制御感度は 11.2 pm/K と求められる。

5.3 発振波長の温度及び電流依存性の実験結果と多ビーム化における波長制御の方針

実験結果

熱電冷却 (TEC) 素子を FP-LD に装着し、温度調整による発振波長のチューニング特性を調べた結果を図 6 に示す。297~308 K の範囲で直線的に変化し、波長制御感度は 15.1 pm/K である。5.2 節で述べた波長制御感度の予測値は、この実験値と 26% の誤差で一致しており、温度調整による発振波長の変化の様子を定量的に理解できた。

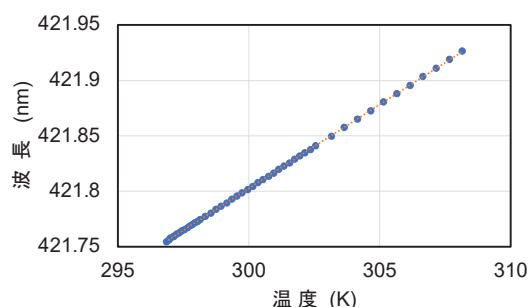


図 6 FP-LD 発振波長の温度依存性

一方、FP-LD への注入電流を変化させることでも活性層近傍の温度を変化させることができる。図 7 には、注入電流調整による発振波長のチューニング特性の実験結果を示す。27~38 mA の範囲でほぼ直線的に変化し、波長制御感度は 2.05 pm/mA である。

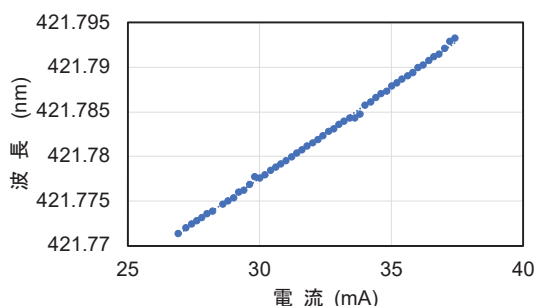


図 7 FP-LD 発振波長の注入電流依存性

波長制御の方針

^{48}Ca 濃縮実験では、図 1 に示したように、レーザーシートビームを用いる。したがって、20 本の FP-LD 出力ビームは水平方向に横並びに近接配置し、それぞれの出力をほぼ一致させ、かつ波長を ^{48}Ca の吸収波長に同調させることで、 ^{48}Ca の偏向角度のばらつきを抑える必要

がある。そのために FP-LD の波長制御においては、①発振縦モードの 1 本を ^{48}Ca の吸収線に近づけ、②この発振縦モードとマスターレーザー光の周波数差を周波数引き込み同期帯域幅内におさめ、③発振周波数を ^{48}Ca の吸収線のドップラー幅内に固定する必要がある。これらの条件を温度調整及び電流調整で達成するための目標値を表 1 にまとめる。

表 1 波長制御に必要な温度、電流の変化量及び精度

	温度調整	電流調整
制御感度	15.1 pm/K	2.05 pm/mA
① 縦モード間隔の 1/2 幅	17 pm (28 GHz)	
温度、電流の所要変化量	1.1 °C	8.2 mA
② 引き込み同期帯域幅 (全幅)	0.89 pm (1.5 GHz)	
温度、電流の所要精度	0.059 °C	0.44 mA
③ ドップラー幅(半幅)	0.018 pm (30 MHz)	
温度、電流の所要精度	0.0012 °C	8.7 pA

①については、 ^{48}Ca 吸収線の周波数と等間隔で並ぶ共振縦モードの位置関係を考えればよい。個々の FP-LD の共振器長に製作誤差があるとしても、 ^{48}Ca 吸収線の周波数は共振縦モードのどれか 1 本の近くに位置する。したがって、最隣接縦モードを ^{48}Ca 吸収線の周波数に近づけるための周波数制御の最大幅は ± 28 GHz であり、これに対応する温度調整量は $\pm 1.1^\circ\text{C}$ 、電流調整量は ± 8.2 mA である。FP-LD の出力を 100 mW すると注入電流は 80 mW であり、上記の電流調整によって $-17\sim+10\%$ の出力ばらつきが発生する可能性がある。したがって、縦モード全体の周波数制御は TEC 素子を用いた温度調整で行うことが妥当である。

次に、ドップラー幅よりも十分に小さい誤差で ^{48}Ca の吸収ピークに一致させる必要があり、この操作は、 ^{48}Ca の蛍光強度を最大化するようにマスターレーザーの波長を制御することで達成できる。そのために、図 1 に示すように濃縮装置には ^{48}Ca の蛍光強度モニターを設置する。この場合、図 2 のマスターレーザーの波長制御に用いる誤差信号源は、高精度波長計から ^{48}Ca の蛍光強

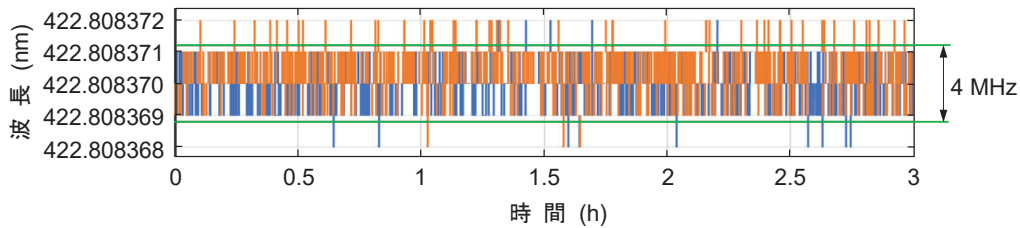


図8 注入同期されたFP-LDの波長安定性

度モニターに置き換わる。すなわち、③に関しては、FP-LDにおける特段の温度、電流調整の必要は無い。

したがって、最後に残る課題は、FP-LDの発振周波数の詳細な制御であるが、これには周波数引込み現象を利用する。②については、温度調整で対応するのは難しいが、電流調整の所要精度 (± 0.44 mA) は十分に実現できる値である。

6. 注入同期モジュールシステムの波長安定性

図3に示すモジュールを用いて注入同期における波長安定性の確認実験を行った。その結果を図8に示す。用いた波長計 (WS7-60, 波長精度 36 fm) の測定精度は 1 fm であるが、発振波長は 422.808370 ± 0.000002 nm の範囲に収まっていることを確認した。波長安定性については、目標とする周波数変動が 2 MHz rms (1.2 fm) であるのに対して、実測された変動は約3時間にわたって 0.6 MHz rms に抑えられていることを確認した。

7. まとめと今後の課題

上記のように、FP-LDの周波数引込み現象における同期帯域幅を実測し、推定した共振器特性と矛盾のない結果を得た。また、FP-LDの温度および注入電流による発振波長の制御に関してモデル予測と実測を行い、発振波長の大まかな制御と詳細な制御の方法について考察を行った。これらに基づいて、TEC素子を用いた温度調整による共振縦モードの周波数制御と注入電流の微調整による周波数引込み条件の達成によって、FP-LDの発振波長を ^{48}Ca の吸収波長に一致させることができることを確認した。さらに、Pound-Drever-Hall法による注入同期装置のモジュールを構成し、周波数変動を 0.6 MHz rms に抑えることに成功した。

今後、この成果に基づいて、複数 (最大 24 個) の FP-LD の注入同期システムを構築するとともに、 ^{48}Ca 濃縮の実験に供する計画である。

謝辞

本研究は、科学研究費補助金 新学術領域「地下から解き明かす宇宙の歴史と物質の進化 (領域代表者: 井上邦雄)」A02 班「 ^{48}Ca を用いたニュートリノマヨラナ性の研究と次世代高感度化技術 (代表者: 梅原さおり)」における分担課題であり、研究チームの梅原さおり氏、吉田 斉氏 (大阪大学) ならびに小川 泉氏、仁木秀明氏 (福井大学) に感謝する。

参考文献

- 1) “物質優勢宇宙の誕生の謎に迫る” 日本物理学会誌 72 (7), 480 (2017).
- 2) <http://www.km.phys.sci.osaka-u.ac.jp/research/t01.html>
- 3) 宮永憲明, 時田茂樹, 奥田弘礼, “ ^{48}Ca 濃縮のための狭線幅・高出力青紫色レーザーの開発 - 半導体レーザーの光注入同期” ILT 2021 年報, pp. 5-8 (2021).
- 4) 仁木秀明, 他, “二重ベータ崩壊実験用 Ca 同位体のレーザー濃縮” 「宇宙の歴史をひもとく 地下素粒子原子核研究」2015 年領域研究会, 2015 年 5 月 15-17 日.
- 5) I. Ogawa, *et al.*, SPLG-2021, Journal of Physics: Conference Series, 2147, 012012 (2022).
- 6) R. Pound, Rev. Sci. Instrum. 17, 490 (1946).
- 7) R. Drever, J. Hall, *et al.*, Appl. Phys. B 31, 97 (1983).
- 8) X. Wang, *et al.*, IEE Proc.: Optoelectronics, 151, 476 (2004).
- 9) G. Zhu, *et al.*, Sci. Reports, 10:253 (2020).
- 10) 松本 功, 他, J. Vac. Soc. Jpn., 54, 376 (2011).
- 11) S. Rao, *et al.*, Sci. Reports, 12:4809 (2022).

レーザー加熱による土質材料の建材利用

レーザープロセス研究チーム

藤田雅之、遠藤康平¹、兒玉了祐¹、田島孝敏²、新村 亮²、金森洋史³

¹大阪大学大学院工学研究科、²大林組、³JAXA

1. はじめに

月面探査や火星移住など惑星での人類活動に際して、輸送機の離発着場や運搬路等を含む基地建設が必要となり、建設材料を現地で調達することが求められる。その解決策として、惑星の表土をファイバーレーザーで焼成・熔融させて積層する方法に着目した研究を進めている。2019年から月の模擬砂をレーザーで加熱・焼成して立体物を作製する研究を行っており、2020年には市販の3Dプリンターを用いた積層造形の自動化に取り組んだ。2021年には、レーザー技術総合研究所、大阪大学、大林組、JAXAの4者で共同研究を実施し、月の模擬砂に加えて地上の土質材料を用いて造形を行い、建設材料や各種部材としての性能を評価した。

マイクロ波を用いた同様の研究も行われており¹⁾、レーザー加熱法との比較が進められている。また、加熱せずに砂を造形する技術として、砂をバインダ(結合剤)で一層ずつ固めていく手法を用いた3Dプリンターが開

発されており、鑄造用砂型の作製に用いられている²⁾。これらの手法と比較してレーザー加熱法の場合は、加熱のための炉や型枠が不要であり、余分な材料(バインダ)を必要としない、等の利点を有する。一方で、実用化のためには、低重力下(月面では地上の1/6)かつ真空中での粉体の供給方法等の課題を解決していかなければならない。

2.1 実験概要

図1に本研究で適用を検討したレーザー加熱積層造形の手法とレーザー照射時の様子を示す。図1(a),(b)に粉末床熔融結合(PBF: Powder Bed Fusion)法、図1(c),(d)に、指向性エネルギー堆積(DED: Directed Energy Deposition)法を示す。PBF法では、出力60WのCO₂レーザーを搭載した(株)アスペクトのRaFaEl II 150-HTを用いた。DED法では2kWファイバーレーザーを搭載した滋賀県工業技術総合センターに設置してある三菱重工工作機械(株)(現:日本電産マシントール(株))製のLAMDA200を用いた。

月の模擬砂としてJAXAから提供された模擬月土「FJS-1」³⁾を試料に用いた。SiO₂が49%、Al₂O₃が16%、Fe₂O₃が5%を占める化学組成で、50%粒径D₅₀が70-75μmである。また、地上の土質材料として、珪砂8号ならびに桜島の火山灰を用意した。これらの粉体は、粒径が小さいと凝集しやすく、大きいとリコーターに引っ掛かったり、ノズル内で詰まったりするので、流動性の指標であるハウスナー比が1.25以下となるように粒径の上限と下限を決め、分級して用いた。

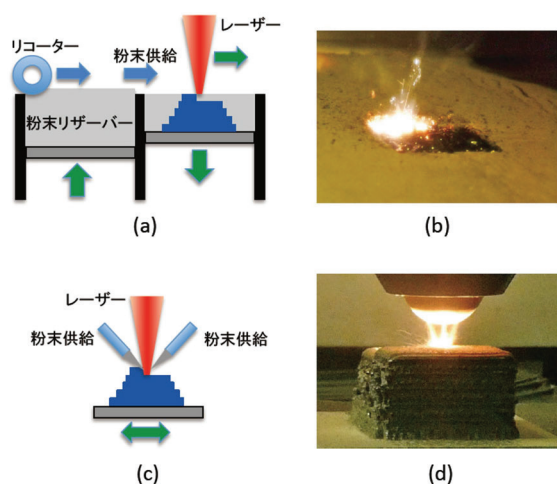


図1. (a),(b)粉末床熔融結合(PBF: Powder Bed Fusion)法と、(c),(d)指向性エネルギー堆積(DED: Directed Energy Deposition)法の模式図とレーザー照射時の様子。

2.2 月の模擬砂

PBF法では、CO₂レーザー出力45W、集光スポット径0.2mmで造形を行った。20mm角の領域を掃引速度

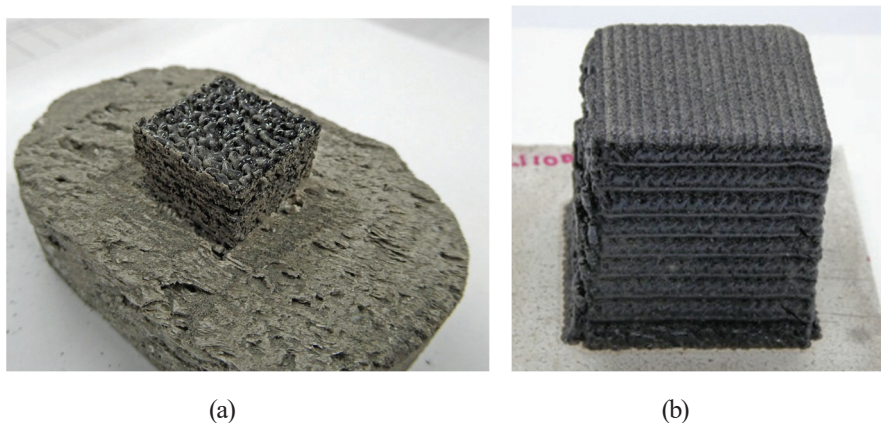


図2 月の模擬砂を用いた積層造形 ; (a) PBF 法、(b) DED 法。

0.25~0.5 m/s、ピッチ 0.02 mm で塗りつぶすようにレーザー照射した。層厚が小さいと砂を敷き均す際に位置ズレが生じ、逆に大きいと層間につながらないため、1層毎の厚みは、0.3~0.4 mm の間で調整した。当該使用装置は比較的出力で集光径が小さいため大型の造形物の作製には至らなかったが、基板上に模擬砂「FJS-1」で 20x20xH10mm の形状精度が高い造形物 (図2(a)) を作製することができた。

DED 法では、ファイバーレーザー出力 300W、掃引速度 450mm/分、スポット径 4 mm で造形を行った。この条件で概ね 1 層当たり 2mm 程度が積層される。最大で 36 x 36 x H40mm の大型造形物 (図2(b)) を作製することができた。この時の造形時間は約 3 時間 20 分であった。

2.3 地上の土質材料

地上の土質材料として珪砂 8 号および桜島の火山灰

を用いて積層試験を行った。PBF 法において前節と同様の試験を行い、基板上に珪砂 8 号で 10x10xH10mm の形状精度が高い造形物 (図3(a)) を作製することができた。本手法 (あるいは、当該使用装置) は大型の造形物作製には向いていないが、形状精度が高いという特徴が再確認された。

DED 法においても同様の試験を行い、珪砂 8 号で 27 x 27 x H20mm の大型造形物 (図3(b)) を作製することができた。また、桜島の火山灰を用いて積層試験を行った。桜島の火山灰は FJS-1 と組成がほとんど同じであるため、FJS-1 と同様の条件で積層を行い、25 x 25 x H18 mm の造形物 (図3(c)) を作製することができた。

2.4 圧縮強度試験

FJS-1 および珪砂 8 号を材料とした積層造形のレーザー照射条件を絞り込めることができたので、代表的なレーザー照射条件で作製した造形物の圧縮強度試験を行

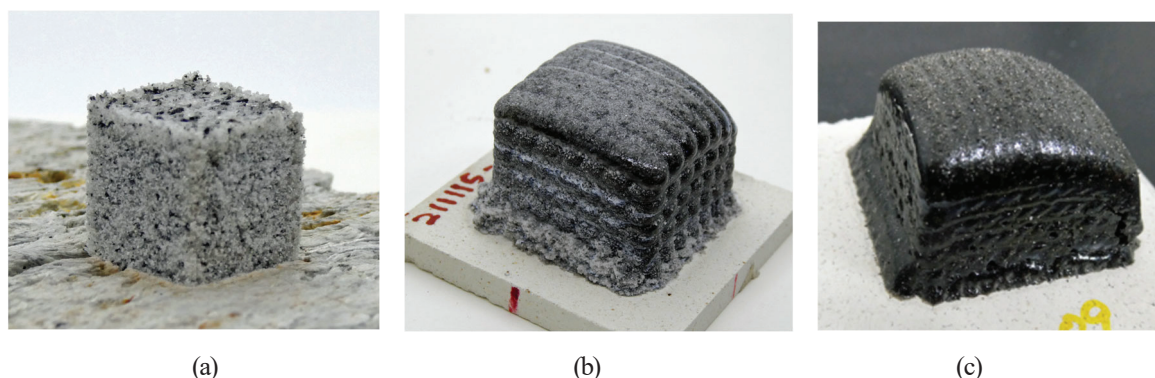
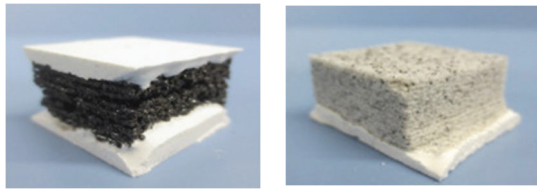


図3 土質材料を用いた積層造形 ; (a) 珪砂 8 号で PBF 法、(b) 珪砂 8 号で DED 法、(c) 桜島火山灰で DED 法。



(a) (b)

図4 圧縮強度試験のために処理されたPBF法で作製した供試体；(a) FJS-1、(b) 珪砂8号。

った。供試体に対して適切な荷重を加えるために、PBF法で作製した供試体は基板から外して上下面を石膏でキャッピング（図4参照）して試験を行った。PBF法で作製された供試体では、FJS-1（図4(a)）で 3.3 N/mm^2 、珪砂8号（図4(b)）で 1.6 N/mm^2 の圧縮強度が得られた。

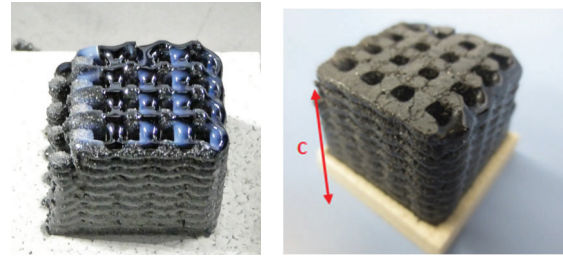
一方、DED法では、レーザー光の掃引間隔を調整することで内部に空間を設けた井桁構造や内部が中実となる造形物を作製することができる。図5にレーザー光掃引のピッチ間隔 5 mm でFJS-1を用いて作製した(a)井桁構造の造形物、(b)圧縮試験のために上面を研磨した状態を示す。本供試体（図5(b)）の圧縮強度は、 47 N/mm^2 であった。

図6にレーザー光掃引のピッチ間隔 2 mm で作製した造形物 (a) FJS-1、(b)珪砂8号を示す。いずれも圧縮強度試験のために上面が研磨されている状態である。本供試体の圧縮強度は、図6(a)で 90 N/mm^2 、(b)で 132 N/mm^2 であった。

PBF法でのレーザー照射条件はDED法に比べて集光照射強度は高いがエネルギー密度が低く、粉体が焼結されてできる造形物となっているため、大きな圧縮強度は得られなかった。これに対して、DED法では粉体の熔融が進み、ガラス化が起きているためにセメントコンクリート以上の強度を達成することができた。レーザー照射エネルギー密度が高く、造形物内部が密であるほど圧縮強度が高くなる傾向が確認された。

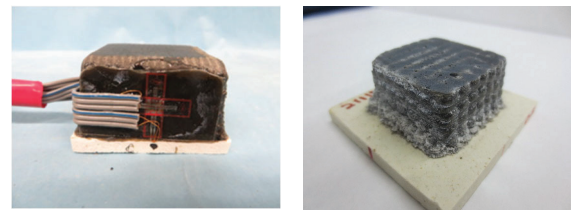
3. 考察

PBF法とDED法におけるレーザー照射のパラメータは桁が異なるために単純な比較は困難であるが、積層を行った照射パラメータを表1にまとめた。



(a) (b)

図5 DED法でFJS-1を用いて作製した(a)井桁構造の造形物、(b)圧縮試験のために上面を研磨した状態。



(a) (b)

図6 圧縮強度試験のために処理されたDED法で作製した中実の供試体；(a) FJS-1、(b) 珪砂8号。

表1 模擬砂積層の照射パラメーター

	PBF法	DED法
レーザーパワー	45 W	300 W
スポットサイズ	0.2 mm	4 mm
照射強度	140 kW/cm^2	2.4 kW/cm^2
掃引速度	250~500 mm/s	7.5 mm/s (450 mm/min.)
エネルギー密度	$0.45\sim 0.9\text{ J/cm}^2$	10 J/cm^2
掃引ピッチ間隔	0.02 mm (2~4回重ね塗り)	2 mm
積算照射量/層	$20\sim 40\text{ J/cm}^2$	20 J/cm^2
積層厚	0.3~0.4 mm	約2 mm

一般的にPBF法は形状精度が高く、DED法は大型化に適しているという特徴があり、集光スポットサイズがPBF法で 0.2 mm 、DED法では 4 mm となっている。この違いにより、PBF法はレーザーパワーがDED法の約 $1/7$ にも関わらず、照射強度(W/cm^2)は50倍であった。図1(b)の照射時の様子からも分かるが、PBF法ではスパッタが勢いよく飛び散っている。また、スポット径 0.2 mm 、掃引速度 400 mm/s の場合、粉末末にとって $500\text{ }\mu\text{s}$ のパルス照射を受けている状態となる。瞬間的な加熱に



図7 DED法で作製した供試体の断面。

より粉体が100 μm 前後のガラス化したビーズ状に凝集し、焼結体が形成されていると考えられる。掃引ピッチが0.02 mmであることから、同じ箇所に10回ほど照射が繰り返されるが、粉体の追加供給が無いためビーズの隙間を埋めた積層にはならず、圧縮強度は数 N/mm^2 程度となった。

一方で、DED法での掃引速度はPBF法よりも数10分の1遅く、低強度でゆっくりと掃引することにより、メルトプール（熔融池）を維持しながら、連続的に供給される粉体を溶かして積層していくこととなる。金属溶接における“肉盛り”と同じである。オーバーラップさせながらビードを形成して隙間無く粉体を熔融固化させることとなり、圧縮強度は100 N/mm^2 以上が得られる。課題としては、粉体の熱伝導が悪く、掃引が比較的遅いため積層物に熱が蓄積されることである。現状では自然冷却させながら積層しており、供試体が小さい場合は冷却する間もなく次の積層が始まるために熱で歪んだ形状となる場合がある（例えば、図3(c)）。また、ガラス化した中実の供試体の内部には、図7に示す様なマイクロクラックが多数存在している。

4. まとめ

惑星探査におけるインフラ整備のための建設材料を月や現地で調達することを目的として、月の模擬砂をレーザーで加熱・焼成した積層造形による立体物作製の研

究を行ってきた。月の模擬砂や地上の土質材料を粉体として用いた際の積層造形の知見を得るために、PBF法とDED法の2つの手法について市販の3Dプリンターを用いて大型供試体作製の実験を行った。

現状の（使用可能な装置での）最適照射条件では、DED法に比べてPBF法のレーザー照射強度が桁違いに大きく、焼成時のプロセス温度が異なると推測される。PBF法の場合、サブミリのガラスビーズが凝集して層を形成するため、形状精度は高いが圧縮強度は数 N/mm^2 程度となった。一方で、DED法の場合は砂（主成分はシリカ）が連続供給され熔融固化することで層を形成するため、熱蓄積の影響を受けるものの圧縮強度は100 N/mm^2 以上が得られた。

比較的短時間で大型の建材を作製するにはDED法が有利でありコンクリート並みの圧縮強度が得られているが、現状では内部にクラックが多数存在するため建材としての“しなやかさ”や対隕石衝撃性の評価を進めていく必要がある。また、将来的には真空中での粉体搬送が求められるため、粉体供給機構の概念設計を進めているところである。

謝辞

本研究はJAXA宇宙探査イノベーションハブとの共同研究で行われた。実験の遂行に際してご協力頂いたアスペクト(株)および滋賀県工業技術総合センターの関係各位に感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 田島 孝敏 他、「マイクロ波を用いた月面模擬砂の焼成実験」第65回宇宙科学技術連合講演会、オンライン、3H14 (2021).
- 2) <https://www.nedo.go.jp/hyokabu/articles/202002aist/index.html>.
- 3) 青木 滋、金森洋史、「無人月面探査に向けた地盤の力学的試験方法の検討」、清水建設研究報告、第89号、pp.95-104 (2012).

高速・高光耐性可変形鏡の開発

¹ レーザープロセス研究チーム、² レーザー技術開発室

谷口誠治¹、コスロービアン ハイク¹、稲田順史¹、本越伸二²、藤田雅之¹

1. はじめに

当研究所は2018年度から、国立研究開発法人理化学研究所の委託を受け、三菱重工業（株）とともに防衛装備庁：安全保障技術研究推進制度（研究課題「高速移動物体への遠距離・高強度光伝送のための予測的波面制御の研究」）に参画している。本研究の目的は、大気中を高速移動する移動体への遠距離レーザー伝送技術の開発とその原理実証にある。本研究で提案するレーザー伝送システム（予測的波面制御）¹⁾の概略図を図1に示す。レーザー光を伝送したい遠方の地点（以下、伝送地点と呼ぶ）に向けて探索ビームを照射する。探索ビームには、伝送中に対流などで大気密度や温度が変動することによる大気擾乱（じょうらん）、熱膨張などによる光路内大気の屈折率変動に起因するサーマルブルーミング（以下、両者を含めて大気揺らぎと呼ぶ。）により波面に揺らぎが発生する。

探索ビームの後方散乱光を波面センサーで受光して伝送中に受ける波面の歪みを計測し、この情報に基づき伝送中の波面の歪みを補正するよう可変形鏡（defomable mirror）の表面を変形させる。伝送レーザーの波面を可変形鏡により予め歪ませておくことで、伝送地点でのレーザー波面が補償され、高いエネルギー効率での光伝送が可能となる。

この技術を確立するための要素技術として、レーザー伝搬経路の波面擾乱予測手法の確立、高速波面センサーの開発、高速・高光耐性可変形鏡の開発、レーザー伝送に用いる高出力CWレーザーの開発等を進めており、その中で当研究所は、主に高速、高光耐性可変形鏡の開発を行っている。図2に可変形鏡の基本構造を示す。薄く柔軟性のある鏡面基板の背面に、縦方向に伸縮する駆動素子を複数配置し、電圧などの制御信号により鏡面を変形させる構造である。

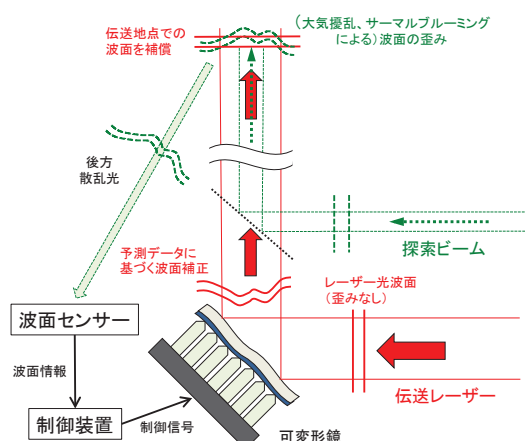


図1 予測的波面制御システムの概略図。先に探索ビームを遠方に照射し、後方散乱光を波面センサーにより観測する。これにより伝送地点までの波面の歪みを予測し、可変形鏡を変形させておくことで伝送レーザー光の波面を補償する。

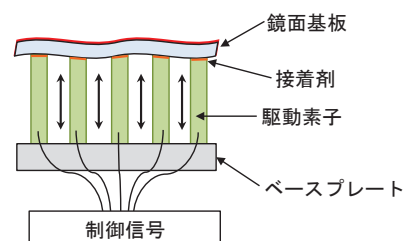


図2 可変形鏡の基本構造（断面図）

本システムに用いる可変形鏡には、大気揺らぎの変動をリアルタイムで補正可能な駆動速度が必要となる。大気揺らぎの変化速度は、伝送距離や大気風の風速や温度、伝送レーザーの出力（光強度）などの要因に左右される。本研究では、伝送距離数キロメートル、最大風速 10 m/s を想定しており、さらに高速移動物体へのレーザー伝送を考慮して、可変形鏡の開発目標を口径 100mm、補正速度（波面センサーデータのサンプルレート）を最大 10kS/s（=10kHz）、光耐性（損傷閾値）>1kW/cm²に設定した。2020年度までに、駆動素子にピエゾアクチュエータ（以

下PAと呼ぶ。)を用い、高反射(HR)コーートを施した鏡面を接着した状態での高速動作・光耐性試験を行い、光強度 1 kW/cm^2 の CW レーザー照射下でも駆動素子の高速動作が可能であることを確認し³⁾、口径 100 mm の可変形鏡開発のテストケースとして口径 50 mm の小型可変形鏡の試作・動作試験を行った。その結果、影響関数⁴⁾を取り入れた PA の動作制御法を用いることにより、Zemike 多項式⁵⁾の 15 項までの波面を高い精度で作成することができた^{3,6)}。今年度は、これまでに得た知見をもとに、開発目標である口径 100 mm の大型可変形鏡を 3 種製作し、動作試験を行った。以下にその結果を報告する。

2. 高速・高光耐性可変形鏡の開発

本研究では、大気中長距離伝送レーザーの波面補償に向けて3種の変形鏡を開発する。1種目は、長距離伝送時に最も変化が大きいとされるレーザーの進行方向のずれ(Zemike多項式のチップチルト成分)を補正する鏡(以下Tip-Tilt補正鏡と呼ぶ。)である。2種目は次いで変化が大きいビームの収束発散(デフォーカス成分)を補正する鏡(以下Defocus補正鏡と呼ぶ。)であり、3種目は上記以外の高次成分を補正する鏡(以下高次項補正鏡と呼ぶ。)である。

2.1 Tip-Tilt 補正鏡

図 3(a)に PA の配置図を示す。鏡面の中心から 30 mm の位置に 3 本の PA (P-840.20 PI) を均等に配置した。図 3 (b)に鏡面、図 3 (c)に外観の写真をそれぞれ示す。ベースプレートには、鏡面を透過するレーザー光の光吸収による温度上昇を考慮し、熱膨張率が SUS ($17.3 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$) に比べて約 10% ($\leq 2.0 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$) の低熱膨張合金インバー(36Ni-Fe)を使用した。鏡面基板には機械剛性が高く動作時の基板振動変位が小さい 105 mm 径、厚さ 2 mm のサファイアガラス基板(片面 HR コート、PV 値: 0.75λ 、RMS: 0.15λ ($\lambda=633 \text{ nm}$)、日本真空光学社)を使用し、接着剤(M302-3M、EPOTEK 社)により PA と接着した。

フィゾー型干渉計(Zygo Verifire 4inch、AMETEK 社)を用いて Tip-Tilt 補正鏡の波面補正の様子を観測した。試

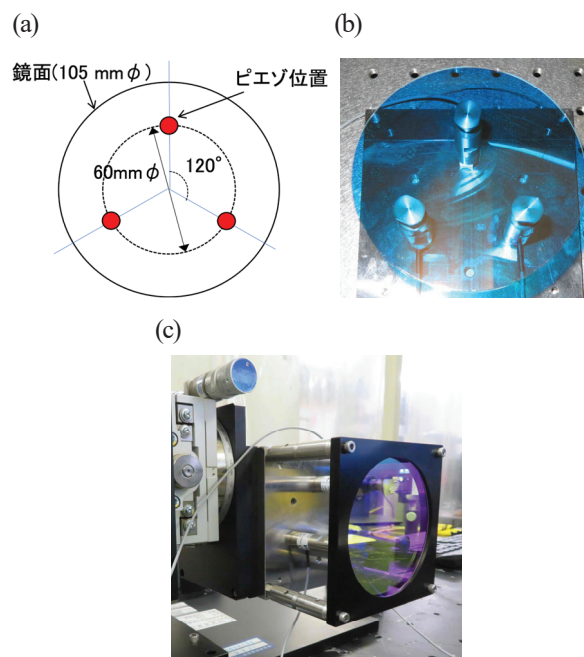


図3 Tip-Tilt 補正鏡の (a)PA 配置 (3 点支持)、(b)鏡面、(c)外観

験配置を図 4 に示す。波面センサーからの情報を模擬するため、Zemike 多項式を用いて計算した波面情報をもとに、それぞれの PA 位置における縦方向(z 軸方向)の変位量を求め、事前取得した各 PA の応答定数および影響関数⁶⁾を考慮して変位量を電圧値に変換する。いくつかの波面についてこの作業を行い、それぞれの電圧値を設定したのち、D/A 変換、アンプを経て各 PA を同時に動作させた。鏡面の形状を変化させ、それぞれの表面形状を観測した。PA にはあらかじめオフセット電圧 (40 V) を印加しており、初期状態からマイナス方向への移動も可能とした。図 5 に、(a)可変形鏡の初期状態、レーザー光の (b)-y、(c)y、(d)x、(e)-x、(f)x-(y)、(g)x-y、(h)-x-(y)、(j)-x-y 方向へのずれを補正する向きにそれぞれ 0.2 mrad ずつ傾斜させた際の表面形状を示す。横軸(x, y 軸)の単位は mm 、縦(z 軸)方向の単位は μm で、z 軸方向のみ拡大して表示してある。観測から 8 つの方向に鏡面が傾いていることが確認できた。PV (Peak to Valley) 値からそれぞれの角度を求めると、平均値は 0.17 mrad (設定値の 85%)、誤差は $\pm 5\%$ であった。動作角度の誤差は $\pm 5\%$ であることから、可変形鏡は $\pm 8.5 \mu\text{rad}$ の精度で角度の制御が可能であると考えられる。

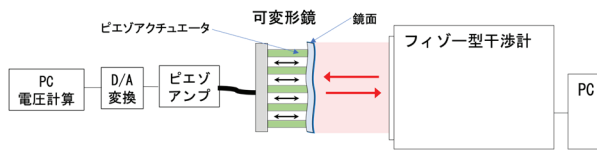


図4 フィゾー型干渉計を用いた動作試験配置図

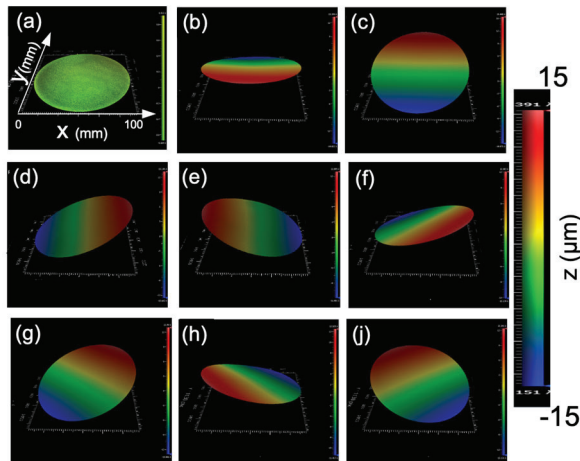


図5 Tip-Tilt補正鏡の (a)初期状態、レーザー光の (b)-y、(c)y、(d)x、(e)-x、(f)x-(y)、(g)x-y、(h)-x-(y)、(j)-x-y方向へのずれを補正する向きにそれぞれ0.2 mrad傾斜させた際の表面形状

2.2 Defocus 補正鏡

昨年度に口径100 mmのDefocus補正鏡の試作を行った³⁾。基板の外周2.5 mmを金属カバーにより圧迫して固定し、基板中央と内周部に配置した計7本のPAによりデフォーカス成分を補正する方式を採用した (図6(a),(b))。しかしながらこの方式では、基板の固定時に歪みが生じて鏡面全体が凸形状となり、特に鏡面の外周部での平面精度が大きく低下することがわかった (図6 (c), (d))。また、補正可能な面積は鏡面の中心から約20 mm (40 mm φ) で、補正面積の拡大が課題であった (図6(d))。課題の解決には、鏡面の内周部だけでなく、外周部についても形状制御を行うことが重要と考えられる。

この結果に基づき、Defocus補正鏡の改良を行った。図7(a)にPA配置を示す。基板の外周に16本のPAを配置し、オフセット電圧によりPAの変位を変えて基板の平面精度を調整できるようにした。また、デフォーカス成分の

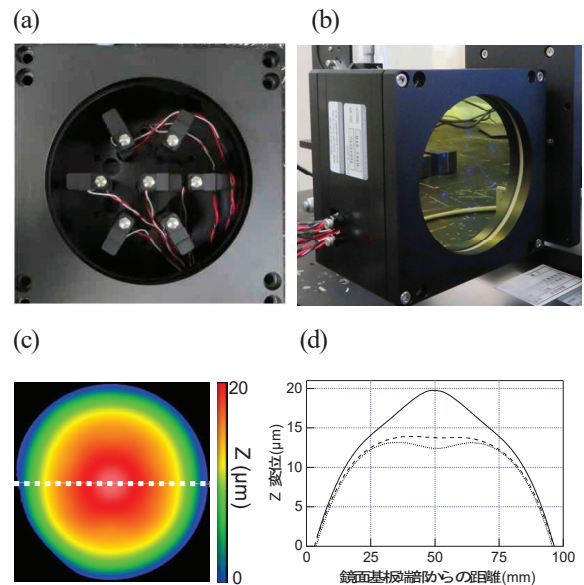


図6 昨年度試作した口径100 mm Defocus補正鏡の(a) PA配置、(b)外観 (鏡面接着後)、(c)中央のPAへの75V印加時の表面形状、(d)それぞれ75V (点線)、15V (破線 (初期状態))、60V印加時 (実線) のX-Zプロファイル ((c)中白線部分) の比較。周囲6本のPAにはデフォーカス成分を補正するよう補助的に電圧を印加した (ILT 2021年報³⁾ より再掲)。

形成精度を向上させるため、内周には8本のPAを配置し、中心部と合わせて計25本で鏡面を支持した。PAは、ピエゾ素子 (AE0505D16F、TOKIN社) を用いて新たに設計、製作した。図7(b),(c)にそれぞれ鏡面、外観の写真を示す。鏡面基板には、105 mm径、厚さ1 mmのサファイアガラス基板 (片面HRコート、PV値:2.72 λ、RMS:0.56 λ (λ=633 nm)) を使用した。鏡面を透過したレーザー光 (入射光の約0.2%) が可変形鏡内部に侵入し、PAの配線部へ照射吸収され発熱や燃焼が発生するのを防ぐため、可変形鏡の鏡面とPAの間に金メッキを施した凸面状の保護板を挿入した (図7(d))。透過したレーザー光は保護板の金メッキにより反射されるため、透過光の吸収による発熱の影響を抑制できる。

Tip-Tilt補正鏡と同様にDefocus補正鏡の動作試験を行った。PAにはあらかじめ最大印加電圧150 Vの半分のオフセット電圧 (75 V) を印加した。その後、内周の9つのアクチュエータを動作させて、デフォーカス形状 (凸放物

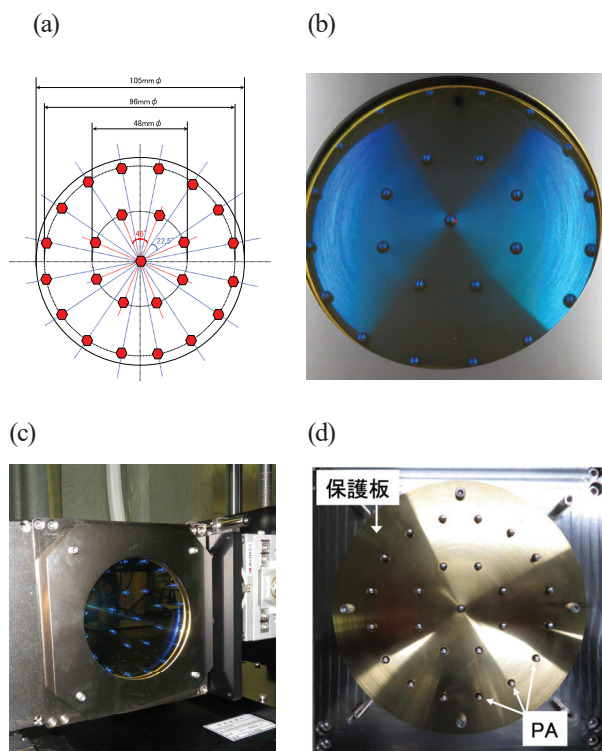


図7 Defocus 補正鏡 (改良後) の (a)PA 配置 (25 点支持)、(b)鏡面、(c)外観、(d)保護板 (鏡面基板接着前)

面)、フォーカス形状 (凹放物面) を作成した。図8に、(a)(b)デフォーカス形状、(c)初期状態、(d)(e)フォーカス形状を作成した際の鏡面形状の観測結果を示す。デフォーカスおよびフォーカス形状が共に再現可能であることがわかった。図9は、鏡面の中心位置でx軸方向にスライスし、それぞれの形状を2次元で表示したものである。横軸は鏡面の中心からの距離 (mm) を示している。図中 (a)は鏡面中央のPAの変位の最大値 (印加電圧 150 V)、(b)は 100 V 印加時、(c)は 75 V 印加時 (初期状態)、(d)は 25 V 印加時、(e)は変位の最小値 (=0、印加電圧 0 V) 時の観測結果である。初期状態での平面精度は外周部においても PV 値 $1\ \mu\text{m}$ 以内と改良前に比べて大きく改善した。デフォーカスおよびフォーカス成分の形状も鏡面の外周部までほぼ再現できており、補正可能な面積も拡大した。デフォーカス成分の最大 PV 値は $6\ \mu\text{m}$ 、フォーカス成分の最小値は $-6\ \mu\text{m}$ (計 $12\ \mu\text{m}$) であった。また PV 値は中央部の PA の印加電圧に線形応答しており、ピエゾ電圧の線形制御が可能であることがわかった。

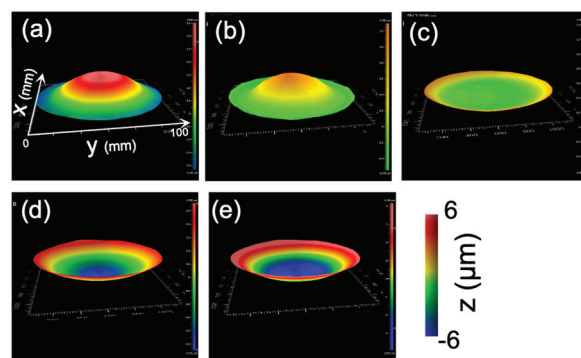


図8 Defocus 補正鏡動作時の鏡面形状 (3次元表示)。鏡面中央のPAへの印加電圧 (a)最大 (150 V)、(b) 100 V、(c) 75 V (初期状態)、(d) 25 V、(e)最小 (0 V) 時。周囲のPAにはデフォーカス成分を補正するよう補助的に電圧を印加した。

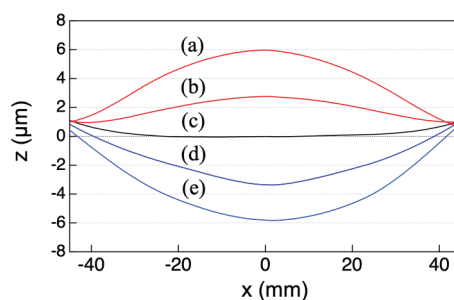


図9 Defocus 補正鏡動作時の鏡面形状 (2次元表示)。鏡面中央のPAへの印加電圧 (a) 最大 (150 V) (b) 100 V、(c) 75 V (初期状態)、(d) 25 V、(e)最小 (0 V) 時。周囲のPAにはデフォーカス成分を補正するよう補助的に電圧を印加した。

2.3 高次項補正鏡

図10(a)にPA配置図を示す。複雑な高次項成分の補正を行うため合計61本のPAを用い、隣接するPAとの間隔が全て等しい正三角形格子状の配置を選択した。図10(b)、(c)にそれぞれ鏡面、外観の写真を示す。PAにはTOKIN製ピエゾ素子 (AE0 203D04DF) を使用した。鏡面基板には、近接したPAの動作に対応できるように、機械剛性が低い素材である石英基板 (105 mm 径、厚さ 1 mm、片面 HR コート、PV 値: 3.26λ 、RMS: 0.542λ ($\lambda=633\text{ nm}$)) を用いた。Defocus 補正鏡と同様に、PAと鏡面基板の間に金メッキを施した保護板を挿入した。(図10(d))。

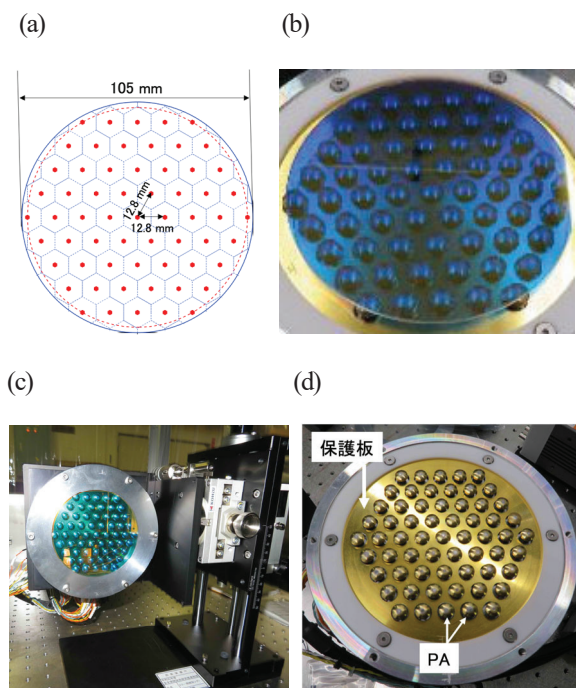


図10 高次項補正鏡の (a)PA 配置 (61 点支持)、(b)鏡面、(c)外観、(d)保護板 (鏡面基板接着前)

大気揺らぎの高次成分を補正する高次項補正鏡には、補正に必要な可動範囲 (あるいは、変位量) は小さい (最大 $2\mu\text{m}$ 程度) と予測されるものの、特に高速での補正動作が要求される。高次項補正鏡の高速動作について検証するため、レーザードップラー振動計 (PNV-RD-AVD1, HoloBright 社) による計測試験を行った。配置図を図 11 に示す。干渉計は鏡面全体の変位の分布を一度に計測できるが、データ取得に必要な時間は最小でも約 60ms である。これに対しレーザードップラー振動計は変位量の時間変化を高速 (最大 250kHz (時間分解能 $4\mu\text{s}$)) 計測することが可能である。ただし一度の計測で得られるのは鏡面内のある点での変位量のみである。波面情報を得るためには、鏡面内の位置を変えた計測を複数回行う必要がある。試験では、鏡面と PA を接着した位置を計測点とし、その PA を高速動作させて変位量の時間変化を計測した。計測例として、鏡面中央の PA 位置での計測結果を示す。図 12(a)は周波数 1kHz の正弦波、印加電圧最大 150V で、(b) は周波数 5kHz の正弦波、印加電圧最大 150V で PA を動作させた時の変位量の時間変化である (周波数 5kHz の正弦波で動作させる場合、PA が最小変位か

ら最大変位に変化する時間は半周期分の $100\mu\text{s}$ であり、この時間はサンプルレートでは 10ks/s に相当する。)。 1kHz 動作時の最大変位量は $3.1\mu\text{m}$ であった。 piezo素子のみの場合の最大変位量 ($4.5\mu\text{m}$) よりも約 30% 低下しているが、これは先端ピンの荷重や鏡面基板からの圧力によるものである。 5kHz 時の変位量の最大は $2.8\mu\text{m}$ であった。周波数が 5kHz の場合には半周期 ($100\mu\text{s}$) 変位量はやや低下するものの低速動作時の 90% 以上を保持できた。図 13 は、動作周波数に対する PA の変位量である。図中●は印加電圧最大 150V 、○は印加電圧最大 50V 時の結果である。両条件とも PA の動作周波数に対して変位量に大きな変化は見られず、変位量も印加電圧にほぼ線形応答することがわかった。他の PA についても同様の結果が得られた。この結果は大型高次項補正鏡の高速制御が可能であることを示している。今後、干渉計による鏡面形状計測を行い、その性能について詳細に検証する予定である。

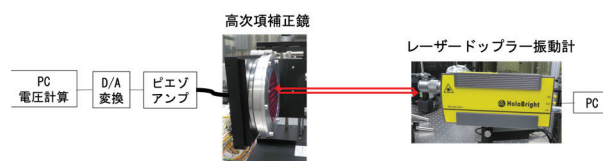


図11 レーザー振動計を用いた動作試験配置図

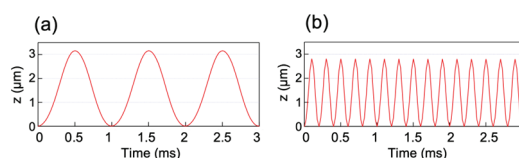


図 12 (a)周波数 1kHz 正弦波、(b)周波数 5kHz 正弦波 (印加電圧最大 150V) で鏡面中央の PA を動作させた時の変位量の時間変化

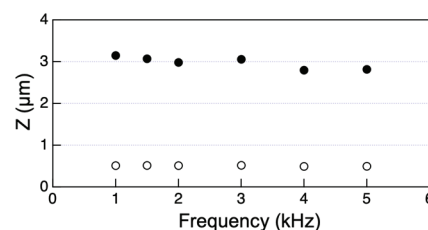


図 13 動作周波数に対する PA の変位量 (●: 印加電圧最大 150V 、○: 最大 50V)

3. まとめ

本研究では、大気中高速移動物体への遠距離・高出力レーザー伝送技術の確立のため、伝送時に起こる波面の歪みを補正可能な高速・高光耐性可変形鏡の開発を進めた。波面のチップ・チルト成分、デフォーカス成分、高次成分をそれぞれ補正する口径 100 mm の大型可変形鏡を3種製作し、動作試験による性能評価を行った。今後は大型可変形鏡と高速波面センサーを組み合わせた波面制御システムを構築し、野外での実証試験を行うことを予定している。可変形鏡による波面制御技術は、長距離光通信や光無線給電⁷⁾などの産業分野だけでなく、高精度天体観測⁸⁾や地上または宇宙レーザーによるデブリ除去⁹⁾といった、発展が期待される新しい応用分野にも必要とされている技術である。今後もこの技術の確立を目指して研究を進めていく。

謝辞

本研究は、防衛装備庁安全保障技術研究推進制度 JPJ004596 (研究課題「高速移動物体への遠距離・高強度

光伝送のための予測的波面制御の研究」)の支援により実施された。ご協力頂いた国立研究開発法人理化学研究所、三菱重工業(株)の関係者各位に謝意を表します。

参考文献

- 1) 特開-2020-80367 (P2020-80367A).
- 2) F. G. Gebhardt and D. C. Smith, *IEEE J. Quant. Elect.*, **QE-7**, pp.63-73 (1971).
- 3) 谷口誠治他、ILT2021 年報、pp.14-20.
- 4) L. Huang *et al.*, *Optics Express* **16(1)**, pp.108-114 (2008).
- 5) F. Zernike, *Physica*, **1**, pp.689-704 (1934).
- 6) Haik Chosrowjan *et al.*, ILT2021 年報、pp21-28.
- 7) 宮本智之, 電子情報通信学会論文誌, **J103-C**, pp 270-278 (2020).
- 8) Y. Hayano *et al.*, *Proc. SPIE*, **7736**, p.21 (2010).
- 9) T. Ebisuzaki *et al.*, *Acta Astronautica*, **112**, pp.102 - 113 (2015).

A Novel Coherent Beam Combining (CBC) Method Using a Spiral Phase Plate (SPP) in the Reference Channel

Laser Process Research Team

Haik Chosrowjan, Seiji Taniguchi, and Noriaki Miyanaga

1. Introduction

High average power lasers, both in continuous and pulse modes, are important tools in a wide range of industrial fields, academy, science, and technology. To reach higher intensities, one needs to increase the output power of the laser and at the same time keep/improve the beam quality. However, due to several detrimental processes like thermal degradation, mechanical perturbations, material damage etc., lasers cannot be scaled to higher power while maintaining their beam quality simply by supplying them with more pump power. Equally, they cannot be focused to arbitrarily small size. To obtain ultra-high intensities from multi-kilowatt class laser systems, coherent beam combining (CBC) concept seems to be one of the viable choices¹⁾. The motivation behind it is simple - to achieve higher power, intensity, and brightness than obtainable from a single laser source. In terms of the output formatting, all CBC technologies are divided into two categories: filled aperture and tiled aperture designs. The former is a method of superimposing multiple beams on the same optical path with the same phase, while the latter one is a method of arranging multiple beams in parallel, i. e. side by side in a tiled shape, and propagating them in-phase. In either method, the beam emitted from a single laser oscillator (seed light source) is branched into several beamlets, each passed through a phase modulator, amplified, and then combined again. Real-time feedback control of the phase modulator, based on the phase difference measurement data between each amplified beamlet and a reference beam, is required. The most difficult part of successful CBC is the need to measure, control and lock the phases of individual beams as the number of the beams increases. Several phase retrieval approaches and control algorithms are already known^{2, 3)}.

Recently, methods of CBC phase synchronization by deep learning, machine learning, etc., using mutual interference patterns between multiple beams have been also suggested^{4, 5)}. However, in experiments, sufficient control speed and accuracy have not been obtained yet. Summarized, establishing a simple and accurate phase difference measurement method for fast and efficient CBC is highly desirable.

We have also suggested a new method that uses an optical vortex beam generated by a spiral phase plate (SPP), as a reference beam⁶⁾. Key components in the new approach are an SPP and a quadrant photodiode (QPD) for each beam channel.

In this report, we describe the main principles of the new method (hereafter CBC_SPP method) and experimentally demonstrate, as a proof of principle, its performance for two beams in a tiled aperture configuration.

2. Theoretical considerations

Let's compare a phase difference measurement based on two-beam interference at 0-degree crossing angle for the following two cases: (a) both reference and test beams are plane waves, and (b) one beam (reference) is an optical vortex beam, and the second beam (test) is a plane wave.

In case (a), where both reference and test beams are plane waves, the intensity (I_{int}) of the resulting interference can be expressed as:

$$I_{\text{int}} = E_{\text{ref}}^2 + E_{\text{t}}^2 + 2E_{\text{ref}}E_{\text{t}} \cdot \cos(\Delta\phi) \quad (1)$$
$$\Delta\phi = \phi_{\text{t}} - \phi_{\text{ref}}$$

Here E_{ref} , E_{t} , ϕ_{t} , ϕ_{ref} , and $\Delta\phi$ are the electric field amplitudes, phases and the phase difference between the test and reference beams, respectively. From Eq. (1) it is clearly seen that there are three unknowns (electric field amplitudes E_{ref} ,

E_t , and the phase difference $\Delta\phi$) determining the I_{int} value, so if there is an intensity fluctuation in at least one of the beams, the phase difference $\Delta\phi$ cannot be retrieved. Furthermore, even if the intensities of the test- and reference beams are equal and constant, there will be always two values for the phase difference $\Delta\phi$ (except when the $\Delta\phi = 0; \pm\pi$). The described case is a confirmation of the classic problem in interferometry: when only intensities are measured, the phase information is lost, and it must be retrieved somehow.

As we will show below, if the phase of the reference beam could be spatially distributed according to some known function, a simple, single-shot phase shift interference measurement could be performed. For instance, the phase of the optical vortex beam (Laguerre beam with a topological charge “1”⁷) changes depending on the azimuth angle θ . Its phase distribution is shown in Fig. 1 in comparison with “flat” phase distribution.

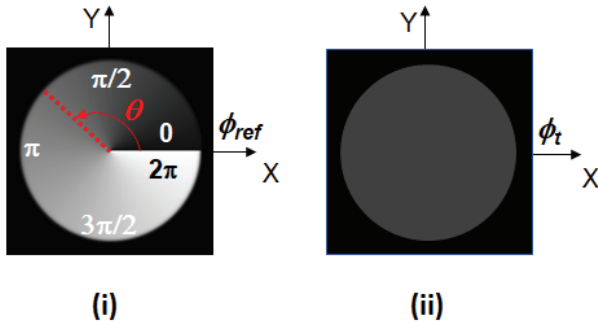


Fig. 1. Spatial phase distributions of the reference optical vortex (Laguerre) beam (i), and the “flat phase” test beam to be phase locked (ii). The spiral phase structure in (i) continues infinitely along the optical axis and the reference of the zero phase can be set anywhere. For convenience, it is taken on the X-axis. The azimuth- and the phase-lag directions are counterclockwise from the X-axis.

The complex amplitude $E_{\text{ref}}(r, \theta)$ describing an optical vortex beam in radial coordinates is given by the following equation:

$$E_{\text{ref}}(r, \theta) = A(r) \cdot \exp[i(\phi_{\text{ref}} + \theta)] \quad (2)$$

Here $A(r)$, ϕ_{ref} , r and θ are the amplitude, phase, radial- and azimuthal coordinates, respectively.

Let’s now consider the interference for the case (b), where one beam (reference beam) is an optical vortex beam (Fig. 1 (i)), and the second beam (test beam) is a plane wave (Fig. 2 (ii)). In this case the intensity of the resulting interference at 0-degree crossing angle can be expressed as:

$$I_{\text{int}}(r, \theta) = A(r)^2 + B(r)^2 + 2A(r)B(r) * \cos(\Delta\phi - \theta) \quad (3)$$

Here $B(r)$ and $\Delta\phi$ are the electric field amplitudes for the test beam and the phase difference relative to the reference beam, respectively. From Eq. (3) it is clear, that the interference pattern will have a maximum value at an azimuth angle equal to the phase difference, regardless of the intensities of the reference- and the test beams. Hence, the phase difference can be uniquely specified within the range $0 \leq \Delta\phi < 2\pi$ or $-\pi < \Delta\phi \leq \pi$ by measuring the azimuth angle at which the maximum intensity is obtained! This is shown in Fig. 2, where interference patterns using an optical vortex beam and plane wave are calculated for some θ values.

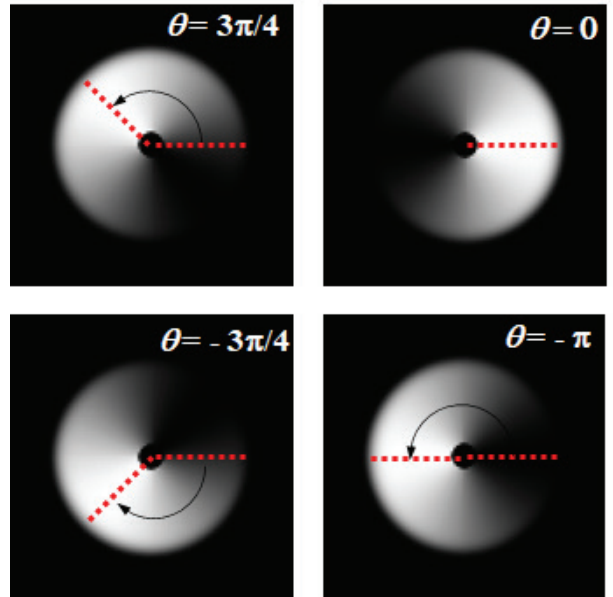


Fig. 2. Calculated interference (intensity distribution pattern) by Eq. (3) for $\theta = \Delta\phi = 0; 3\pi/4; -3\pi/4;$ and $-\pi$ values.

3. The principle of unique estimation of the phase difference using an SPP and QPD

From Eq. (3) and Fig. 2 we learn that the azimuth angle at which the interference pattern has its maximum does not depend on the radial coordinate and matches the azimuth angle of the position of centroid in intensity distribution. Therefore, detailed intensity pattern analysis is not required. It is sufficient to determine the position of intensity centroid, hence, a quadrant photodetector (QPD) can be utilized.

In Fig. 3 the principal scheme of the experimental setup for unique estimation of the phase difference between a test- and reference beams is presented.

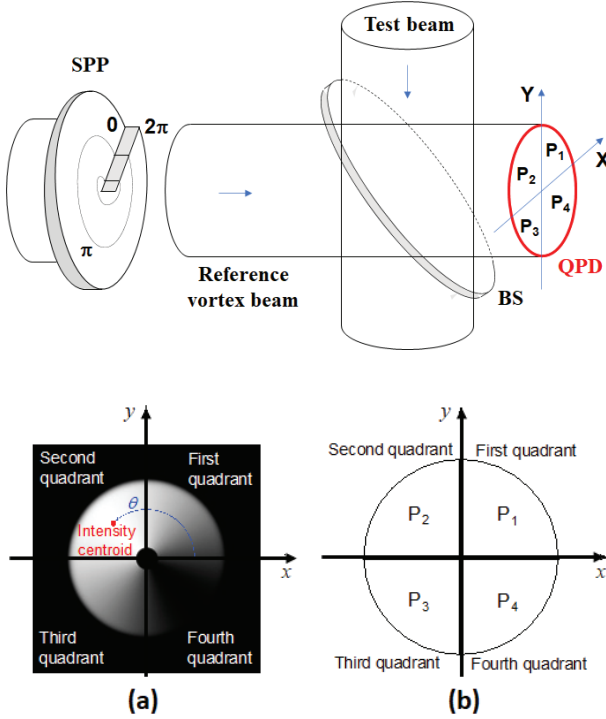


Fig. 3. (top) Schematic experimental diagram for unique estimation of the phase difference between the test- and reference beams. SPP – spiral phase plate, BS – beam splitter, QPD – quadrant photodetector, First, ... Fourth quadrants – 4 quadrant sectors of the intensity pattern, $P_1 \dots P_4$ – measured powers in the 1 ... 4 quadrants of the QPD. (a) Intensity distribution of the interference pattern and intensity centroid position for θ ; (b) the definition of four quadrants on the QPD.

As shown in Fig. 3, the origin of the Cartesian X-Y

coordinate system is set in the interference pattern center, and the quadrant photodetector is arranged in such a way to correspond to the first to fourth sectors, respectively.

Let the outputs of four quadrant sectors of the QPD be P_1 to P_4 . The coordinates (X, Y) of the center of gravity of the intensity distribution can be obtained by Eqs. (4a) and (4b), respectively.

$$X = \frac{P_1 - P_2 - P_3 + P_4}{P_1 + P_2 + P_3 + P_4} \quad (4a) \quad Y = \frac{P_1 + P_2 - P_3 - P_4}{P_1 + P_2 + P_3 + P_4} \quad (4b)$$

Finally, the azimuth angle θ can be expressed as:

$$\theta = \text{sgn}(Y) \cdot \arccos\left(\frac{X}{\sqrt{X^2 + Y^2}}\right) \quad (5)$$

We have also shown analytically that the above phase difference evaluation method is not affected by the power fluctuations and the beam profiles if the intensity distributions of reference and test beams are axisymmetric. However, due to space limitations we will refrain describing it here in detail and will proceed to proof-of-principle experimental verification section of the suggested method.

4. Experimental setup

For experimental verification of the proposed CBC_SPP method, a proof of the principle experimental apparatus for two beams in a tiled-aperture configuration has been constructed as schematically drawn in Fig. 4. A diode pumped solid-state laser (DPSSL) from the Crystal Laser LC, model CL 1064-050-S with following parameters: CW operation at 1064 nm emission wavelength, power ~50 mW, single TEM₀₀ mode ($M^2 = 1.0 - 1.2$), linewidth < 10⁻⁵ nm, coherence length > 300 m, beam diameter ~ 1.4 mm (1/e²), was used as a light source. Using the mirrors M₀₁ and M₀₂, the beam was directed to a 5x beam expander (BE) to get a ~ 7 mm diameter beam, geometrically appropriate for the use with the SPP. A combination of a half-wave-plate (HWP₁) and a polarization beam splitter (PBS₁) was used to split the single beam into two (vertically and horizontally polarized) beams (Beam 1 and Beam 2, respectively).

Compared to a simple 50% beam splitter, the HWP/PBS combined splitter is preferable because by choosing an appropriate rotation angle of the HWP, one can split a single beam into two with a desired power ratio.

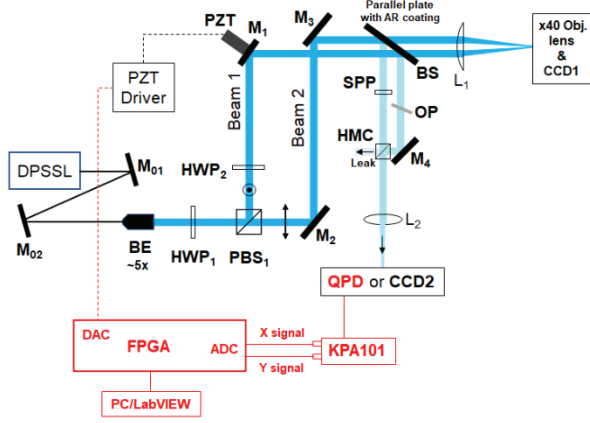


Fig. 4. CBC_SPP proof of the principle experimental setup diagram for two beams. The signal detection- and feedback unit is shown in red color. See text for abbreviations and symbols.

After the splitting, the Beam 1 passes through a HWP₂ set at 45 degrees to rotate the polarization by $\pi/2$. As a result, Beam 1 and Beam 2 again retain their polarization direction parallel to each other. Beam 1 reflects from the M₁ mirror set on a piezo transducer (PZT) used in present study as a phase modulator. The PZT is from the PI Ltd., model S310.10 (~6 mm open loop travel range). Beam 2 reflects from the mirrors M₂ and M₃ and is arranged parallel to the Beam 1. At this stage each beam has approximately 16.5 mW power. The center-to-center distance between two beams was chosen to be ~ 16 mm. After passing one-side anti-reflection (AR) coated parallel plate (a BS with 1/24 ratio for reflection/transmission components), the beams are focused by the AR coated lens (L₁: ~50.8 mm diameter, $f=200$ mm). For the far-field-pattern (FFP) profile measurement, the FFP is expanded using a 40x objective lens and imaged on a conventional CCD camera (CCD1).

In the reference channel, the ~4% reflected portions of the beams from the AR coated parallel plate (Fig. 4, light blue paths) have been used as a control signal for the coherent beam combining (CBC) in the following manner. The reflected portion of the Beam 2 was spatially phase modulated by passing

through the SPP, model V-1064-10 (Fig. 5)⁸.

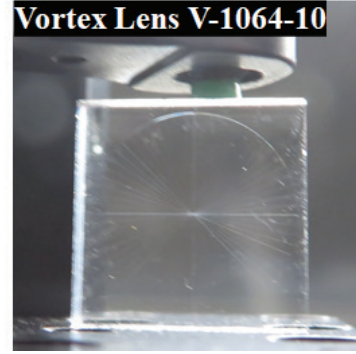


Fig. 5. The $0 \sim 2\pi$, 64 step spiral phase plate (SPP) with ~11(width) x 11(height) mm² dimensions.

It then passes the non-polarizing half-mirror cube (HMC), AR coated L₂ lens ($f=200$ mm) and hits the quadrant photodetector (Thorlabs: PDQ80A). In this manner, the beam diameter (~3.5 mm) on the PDQ80A is kept within the optimum range of 1.0 ~ 3.9 mm specified by the manufacturer. The four output voltages corresponding to P_s in Eq. (4) are acquired by the KPA101 unit to derive the intensity centroid position (X, Y).

The reflected portion of the Beam 1 passes through the parallel optical plate (OP), reflects from the M₄ mirror and HMC, and travels the same path as the Beam 2 to the QPD. As a result, an interference pattern of two beams (phase unmodulated Beam 1 and phase modulated reference Beam 2) at 0-degree crossing angle is formed. To check the quality of the interference pattern, the QPD was occasionally replaced by a CCD camera (CCD2) for diagnostics. In Fig. 6, a snapshot of the interference pattern taken by the CCD2 is shown.

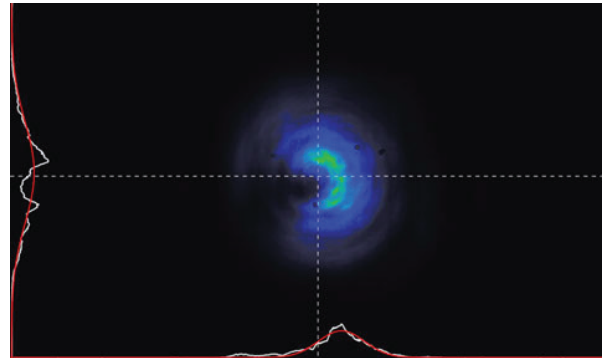


Fig. 6. A snapshot of the interference pattern on the PDQ (it is taken by the CCD2; see also Fig. 2 and Fig. 4 for clarity).

Signals $P_1 \dots P_4$ captured by the QPD are transferred to the QPD controller (KPA101) where X and Y values are automatically calculated according to the Eqs. (4a) and (4b). These X and Y analog signals are then digitized by the analog to digital converter (ADC) unit (NI-9775) of the FPGA (field programmable gate array) and used for calculating the θ value (Eq. (5)). The control signal is then fed to the PZT using a digital to analog converter (DAC) unit (NI-9264). A feedback control software based on the LabView/FPGA framework was developed. It's flowchart is as follows: In the n^{th} loop, **(1)** it captures the intensity centroid coordinates (X, Y) from the QPD by the ADC; **(2)** calculates the cosine component from (X, Y); **(3)** determines the azimuth angle θ (*i. e.*, the phase difference) in consideration of positive/negative sign of Y ; **(4)** finds the correction voltage for the piezo actuator ΔV_n corresponding to the phase difference; **(5)** adds ΔV_n to the previous drive voltage V_{n-1} ($V_n = \Delta V_n + V_{n-1}$); **(6)** converts the digital signal corresponding to V_n to analog voltage by the DAC; **(7)** feeds the analog voltage signal to the piezo driver. The control bandwidth in the experiments was limited only by the PZT phase modulator bandwidth (~ 1.5 kHz) used in the present study.

In present experiments only one SPP was used, so the proof of the principle experimental setup was designed in such a way, that the Beam 2 was used also as a reference beam, and the Beam 1 had to be bended using the M_4 mirror and HMC in the reference arm (Fig. 4). Hence, an optical pathlength difference between the Beams 1 and 2 in the reference arm was induced, even if the maximum constructive combining is obtained on the CCD1. To compensate for any constant phase difference between the two beams at QPD or CCD2, a thin parallel optical plate (OP) was inserted in the path of the Beam 1. By gentle angular tilting of the OP and monitoring the X and Y values on the KPA101 display, one could zero the constant phase difference between the two beams ($X \rightarrow \max, Y \rightarrow 0$). To retain mechanical/vibrational stability in the reference channel, all elements in the reference channel including the parallel plate with the AR coating were set on a separate aluminum breadboard and shielded from the optical table by an anti-

vibration sheet. These precautions have kept the stability in the reference channel quite well.

5. Results and discussions

In Fig. 7 the X-Y intensity distributions and X-profiles of the Beams 1, 2, and the resulting CBC are presented, respectively.

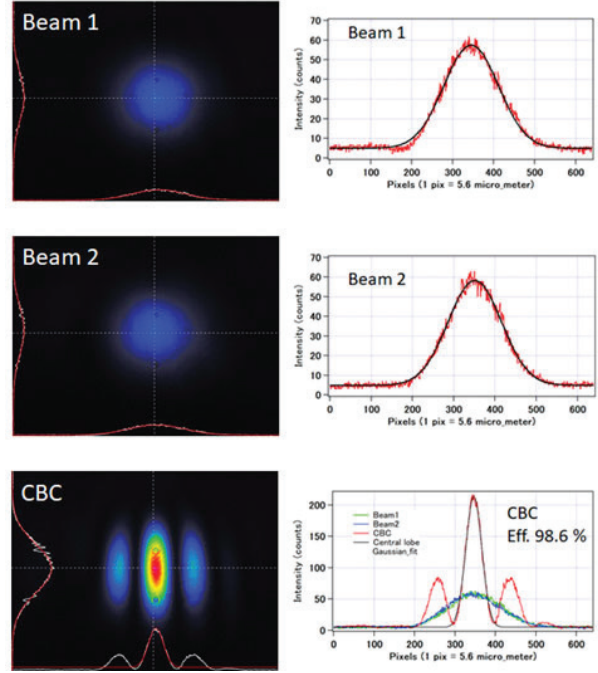


Fig. 7. (Top row) Measured intensity distribution and the Gaussian fit of the horizontal (X) profile of the Beam 1. (Middle row) Measured intensity distribution and the Gaussian fit of the horizontal (X) profile of the Beam 2. (Bottom row) Measured intensity distribution of the resulting CBC profile and the Gaussian fit of the horizontal (X) profile of the central lobe. The CBC was achieved using the feedback control program described above. The control bandwidth was set at 1.5 kHz. Intensities of the single beams were set equal.

The CBC efficiency η was defined as the ratio of the CBC central lobe Gaussian fit peak intensity ($I_{CBC}^{fit, peak}$) to the maximum possible CBC peak intensity defined as:

$$I_{CBC}^{max} = I_{Beam_1}^{fit, peak} + I_{Beam_2}^{fit, peak} + 2\sqrt{I_{Beam_1}^{fit, peak} * I_{Beam_2}^{fit, peak}} \quad (6)$$

where $I_{Beam_1}^{fit, peak}$ and $I_{Beam_2}^{fit, peak}$ are the Gaussian fit peak intensity values for Beam 1 and Beam 2, respectively.

$$\eta = \frac{I_{CBC}^{fit, peak}}{I_{CBC}^{max}} \quad (7)$$

During the experiments, the CBC efficiency was routinely checked, and it was always above 95%.

One of the advantages of the present CBC_SPP method is its inertness to the beam power fluctuations, because the phase difference detection and compensation process is practically unaffected by the power fluctuation of the laser beams. Although we have not done CBC experiments with power-fluctuating beams, we tested the CBC performance for 2 beams with different powers P_1 and P_2 ($P_1/P_2 \approx 1.3$), respectively. The ~ 1.3 times power ratio was achieved by simply rotating the HWP₁ (Fig. 4) and separately measuring the powers of Beam 1 and Beam 2, respectively. The CBC was achieved using the feedback control program described above. The CBC efficiency determined by Eqs. (6) and (7) was always 90% or better.

To estimate the stability and the RMSD (root mean square deviation) of the CBC intensity when the control feedback is “ON” or “OFF”, a simple measurement setup was constructed (not shown here). Briefly, the FFP (far field pattern) was expanded, a pinhole was fixed just in the middle of the main lobe position in front of the fast photodiode (PD). The pinhole aperture size was set to be smaller than the size of the main lobe for easy detection of the intensity fluctuations. In the present experiment the aperture diameter was about $\sim 1/3$ (~ 1 mm) of the main lobe size. Other experimental conditions were: 1.5 kHz control bandwidth (fixed); analogue bias voltage (50 V, randomly changed during the measurements within ± 50 V), digital bias voltage (0 V - fixed). The results are shown in Fig. 8, where the FFP central lobe intensity fluctuations for cases when the feedback control system is ON (red) and OFF (gray), respectively, are plotted versus the time. From Fig. 8 it is clearly seen, that when the CBC control is “OFF”, the PD signal largely

fluctuates. However, when the CBC control is “ON”, the PD signal well stabilizes corresponding to the $\Delta\phi \sim 0$. The constructive interference FFP quality was also very good. The average PD signal was estimated to be ~ 7.35 (a. u.) and the RMSD calculated using the standard procedure was $\sim 0.01^9$.

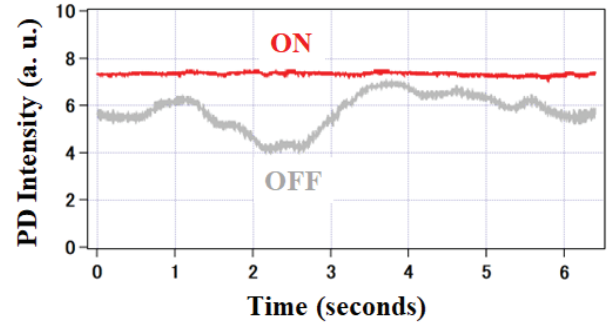


Fig. 8. The FFP central lobe intensity fluctuations (CBC stability) versus the time. CBC feedback control is ON (red curve); CBC feedback control is OFF (gray curve).

In Fig. 9, the power spectra of the CBC within the 0 - 500 Hz bandwidth, obtained by the FFT (fast Fourier transformation) of the data plotted in Fig. 8, are presented.

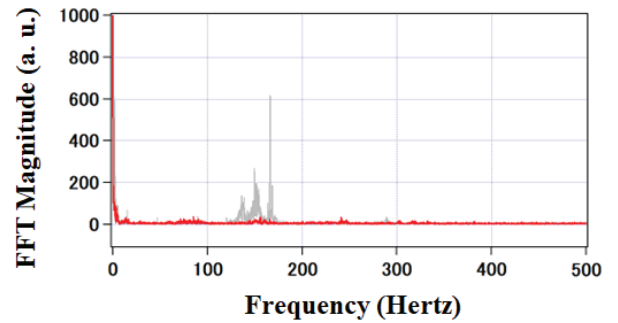


Fig. 9. Power spectrum (FFT) of the CBC bandwidth with (red) and without (gray) feedback control, respectively.

It is clearly seen that the vibrations within the 100 – 200 Hz interval, caused by the environmental vibrations in the laboratory, are mostly compensated by the present feedback control system.

6. Summary and Conclusions

In this report, the general concept of the coherent beam combining (CBC) technique and its importance have been briefly introduced, and the physical principles of the new CBC technique based on the spiral phase plate (SPP), called CBC_SPP method, have been presented theoretically.

A proof of the principle experimental apparatus for two beams in tiled aperture configuration has been constructed and described in detail. The CBC_SPP operation has been demonstrated experimentally for 2 beams with equal and different power ratios, respectively. The operation bandwidth of the present system was determined to be ~ 1.5 kHz limited only by the used PZT as a phase modulator. The CBC efficiency has been estimated to be more than 90 % in all experiments and the RMSD of the CBC was calculated to be ~ 0.01 .

Our analysis show, that the CBC_SPP method has the potential to be used in real laser amplifier systems hence, we plan to perform further experiments using multiple beams in the near future.

Acknowledgment

This work was performed with financial support and in cooperation with the Mitsubishi Heavy Industries, Co., Ltd.

References

- 1) T. Y. Fan, "Laser beam combining for high power, high-radiance sources", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, **11**(3), 567–577 (2005).
- 2) K. Tsubakimoto, *et al.*, "Fast pulse train control using filled-aperture coherent beam combining for high-average-power laser systems", Opt. Lett. **44**, 5434–5437 (2019).
- 3) T. M. Shay, J. T. Baker, A. D. Sanchez, C. A. Robin, C. L. Vergien, C. Zerinque, D. Gallant, C. A. Lu, and T. J. Bronder, "High power phase locking of a fiber amplifier array", Fiber Lasers IV, Technology, Systems and Applications, Proceedings of SPIE, **7195**, 71951M–1-8 (2009)
- 4) T. Hou, *et al.*, "Deep-learning-based phase control method for tiled aperture coherent beam combining systems", High Power Laser Science and Engineering, **7**, e59 (2019).
- 5) D. Wang, Q. Du, T. Zhou, D. Li, and R. Wilcox, "Stabilization of the 81-channel coherent beam combination using machine learning", Opt. Exp., **29**, 5694–5709 (2021).
- 6) 特開 2021-163805 「位相差計測装置、ビーム出力装置および位相差計測方法」、PCT JP2021-005586.
- 7) K. Sueda, G. Miyaji, N. Miyanaga, and M. Nakatsuka, "Laguerre-Gaussian beam generated with a multilevel spiral phase plate for high intensity laser pulses," Opt. Exp., **12**, 3548–3553 (2004).
- 8) <https://www.vortex-photonics.de/vortex-lenses-spiral-phase-plates.html>
- 9) https://en.wikipedia.org/wiki/Root-mean-square_deviation

Investigations of Spectrally Tunable Nanosecond Laser Pulse Compression Characteristics by Stimulated Brillouin Scattering (SBS) Technique

Laser Process Research Team

Haik Chosrowjan, Seiji Taniguchi, and Toshihiro Somekawa

1. Introduction

There are many techniques commonly used to increase the peak power of the laser pulses by pulse compression. In the ultrafast regime, methods such as chirp compensation by a prism pair, grating pair, etc., are used to compress an optical pulse¹⁾. However, these methods cannot be applied to nanoseconds (ns) duration pulses. Outside of the optical resonator, pulse compression from several ns to sub-ns could be achieved only by utilizing nonlinear light-matter interactions. Stimulated Brillouin scattering (SBS), a third-order nonlinear optical phenomenon, is one such practical way to achieve pulse compression in the ns time-domain not only with high efficiency, but also without expanding the pulse spectral bandwidth²⁾. SBS pulse compression in liquids has been investigated for many years³⁾. Many SBS liquids and several compression geometries such as a single cell, double cell (generator-amplifier), counter-propagating pulses, etc. have been utilized so far⁴⁾. Analysis of the available literature indicates that more than 50 times pulse compression factors and energy efficiencies as high as 95 % can be achieved. Most investigations, however, were performed at discrete wavelengths (1064 nm, 532 nm, etc.) using quite long (1–3 m) SBS amplifier cells⁵⁾. The primary goal in previous investigations was compressing Joule class, 5–20 ns duration optical pulses as short as possible (~100 ps) for application in the inertial confinement fusion reaction as an ignitor-shock spike⁶⁾.

In our investigations we have set a goal to investigate pulse compression characteristics of low energy (several to several tenths of mJ), wavelength-tunable, varying-duration ns pulses. Such pulse systems could have different applications, for instance, in material processing or in remote resonance Raman

spectroscopy (RRS). In later case, strict conditions are applied to the excitation light sources. Broadly tunable (from NIR up to the DUV region) lasers generating high energy, high peak power, short but at the same time, narrowband laser pulses are required. One such laser system satisfying most of the requirements is tunable Ti:Sapphire laser operating in gain-switching mode⁷⁾. The laser emits pulses at 15 Hz repetition rate and several- to a tenth of mJ energy in a spectral range between 680 nm – 1000 nm. Although the second-, third- and fourth harmonics can be easily generated covering a broad spectral region down to ~210 nm, the shortest pulse duration obtained in such a system is about 15 ns. An additional inconvenience arises from the pulse duration dependence on the emitting wavelength e.g., ~15 ns at 800 nm vs. ~30 ns at 880 nm. To increase the peak power/brightness of the pulses, minimize the pulse duration spread versus the wavelength, and achieve good S/N ratio in, for instance, long-range RRS measurements, two strategies can be applied: increasing the pump power or compressing the ns pulses to sub-ns duration. Due to the limitations of the power upscaling, pulse compression seems to be the most viable option.

Recently, we have proposed a variable-length, compact SBS amplifier cell for ns pulse compression applications. In this report, we describe the pulse compressor system with the new SBS amplifier cell and present first results of our ongoing investigations on pulse compression characteristics in terms of pulse compression factor and energy conversion efficiency.

2. Stimulated Brillouin Scattering (SBS) phenomenon

SBS is an inelastic interaction between light and sound. It can be described by the 3rd order term of the polarization induced in the medium by the applied optical field. It is

associated with the nonlinear $\chi^{(3)}$ coefficient of the electric susceptibility of the material. The SBS is fully understood and mathematically described physical phenomenon⁸⁾, so in this article we will not go beyond qualitative explanations. Briefly, SBS is initiated by spontaneous Brillouin scattering of light from the background phonon field of the medium created by thermal noise fluctuations. The phonon field consists of a periodic pressure variation, and thus a refractive index variation in the medium. The applied incident laser pump then interferes with the Stokes scattered light to increase the amplitude of the phonon field. This in turn exponentially increases the gain of the stimulated scattering process in the backward direction. This process is schematically illustrated in Fig 1.

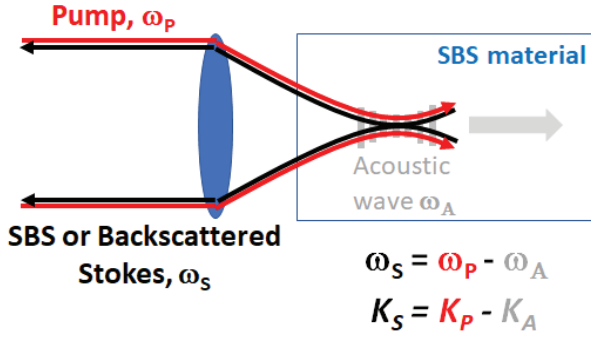


Fig. 1. Schematic diagram of the SBS phenomenon. The gain for SBS is greatest in the backward direction because $\omega_A \ll \omega_P \approx \omega_S$, and $K_A \approx 2K_P$. Here ω_P , ω_S , and ω_A are pump-, Stokes- and acoustic (or Brillouin) frequencies, while K_P , K_S , and K_A are corresponding wave vectors, respectively.

There are many applications of the SBS phenomenon such as phase conjugation, optical limiting, coherent beam combination, pulse compression, etc. In the following, we will briefly describe the SBS pulse compression process.

SBS pulse compression is a Brillouin self-amplifying process converting a pump pulse to a Stokes shifted pulse with considerably reduced pulse duration. Fig. 2 illustrates the principle of the SBS pulse compression process. A pump pulse is focused into the SBS cell producing a backward scattering Stokes pulse at the focus. The rising edge of the Stokes pulse

sweeps through and depletes the counter-propagating pump pulse, converting the energy from the pump pulse into a temporally compressed Stokes pulse during the interaction.

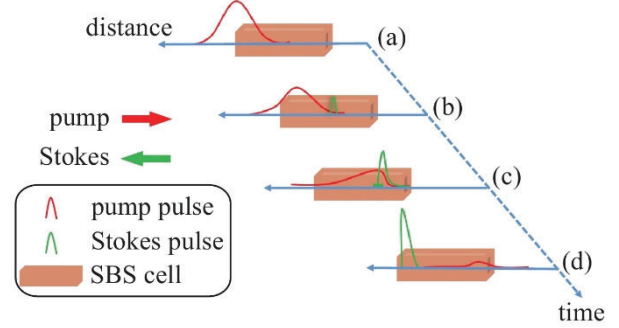


Fig. 2. Illustration of the SBS pulse compression process.

In designing a pulse compressor, sufficient interaction length of the pump and Stokes pulses is required to ensure a high compression factor. As the SBS begins from the leading edge of the pulse, the interaction length should be no less than half the characteristic length of the pulse in the SBS cell defined as:

$$L_S = \frac{\tau * c}{2n} \quad (1)$$

Here τ is the pump pulse duration (FWHM), c is the light velocity and n is the refractive index of the medium. For instance, to compress 20 ns pulses effectively, one would need a conventional SBS cell as long as ~ 2.4 m.

The properties of the SBS medium also have great impact on the pulse compression ratio. For example, the medium with longer acoustic phonon lifetime results in longer time for establishing the phonon field that ultimately leads to the longer rising edge of the SBS pulse hence, to realize higher pulse compression ratio, an SBS medium with a shorter acoustic phonon lifetime should be chosen. Fluorocarbons (FC-72, FC-70, FC-40, etc.) are widely used SBS media due to their broad Brillouin linewidth, acceptable gain coefficients, thermal and chemical stability, transparency in the 400 – 1100 nm spectral region, fast phonon lifetimes, etc. In the present experiments,

FC-72 liquid with ~ 1.2 ns phonon lifetime, ~ 6 cm/GW SBS gain coefficient and ~ 270 MHz Brillouin bandwidth was used.

3. Experimental setup and results

The SBS pulse compressor schematics with the variable-length (folded), compact SBS amplifier is presented in Fig. 1.

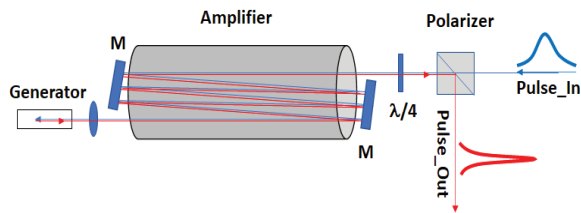


Fig. 3 Schematic diagram of the pulse compression system using the variable-length SBS cell for SBS interaction length optimization.

Linearly polarized pump pulse (blue line) passes the polarizer, $\lambda/4$ plate, SBS amplifier (50 cm cell length), and is tightly focused into the SBS generator cell. The generated SBS wave (red line) propagates back, is amplified in the SBS amplifier cell, and extracted by the polarizer. By changing the angles of two mirrors (M) relative to the amplifier cell windows, one can control the round-trip numbers of the laser pulse in the cell to optimize the interaction length (temporal overlap) between the pump- and generated pulses in the amplifier. In Fig. 4, a snapshot of the experimental setup is presented. A Ti:Sapphire laser operating in the gain-switching mode with the following parameters: 15 Hz rep. rate, 10–30 mJ/pulse energy, 15–30 ns FWHM pulse duration, 680–1000 nm spectral tuning

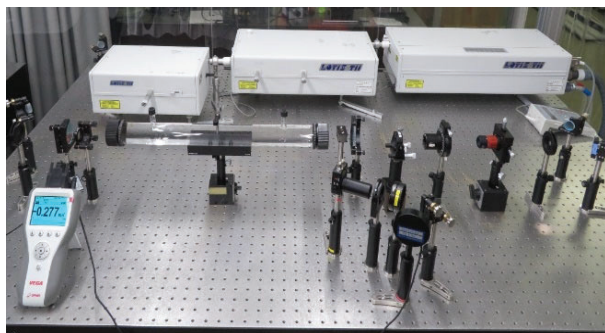


Fig. 4 Experimental setup of the pulse compression system.

range, ~ 50 pm (~ 0.72 cm $^{-1}$) linewidth, $M^2 \sim 1.6$, was used. FC-72 fluorocarbon liquid was used as an SBS liquid.

The SBS backward reflectivity (efficiency) from the FC liquid was compared with the case when a conventional mirror ($R = 99.5\%$) was placed in place of the SBS cell unit. In case of the mirror, the total efficiency (ratio of the input to output pulse energies) for the whole optical system comprising of a beam expander, polarizer, and a $\lambda/4$ plate, was measured to be $\sim 80\%$, i. e. the linear optical losses of the whole system were estimated to be $\sim 20\%$.

First experimental results describing the characteristics of the pulse compression are presented in Fig. 5 (The vertical scale is normalized peak intensity of the laser pulses). At 800 nm, the pulse FWHM before entering the SBS compression system was ~ 18 ns. When the effective length of the SBS cell was ~ 1 m (2 passes), the pulse width was compressed to 13.8 ns with energy efficiency of $\sim 55\%$. When the effective length of the SBS cell was ~ 1.5 m (3 passes), the pulse width decreased to 11.2 ns with energy efficiency of $\sim 42\%$. At ~ 2 m (4 passes) SBS cell length, the pulse duration was 8.7 ns with $\sim 30\%$ energy conversion efficiency. Similar results were obtained also at 780 nm and 820 nm, respectively.

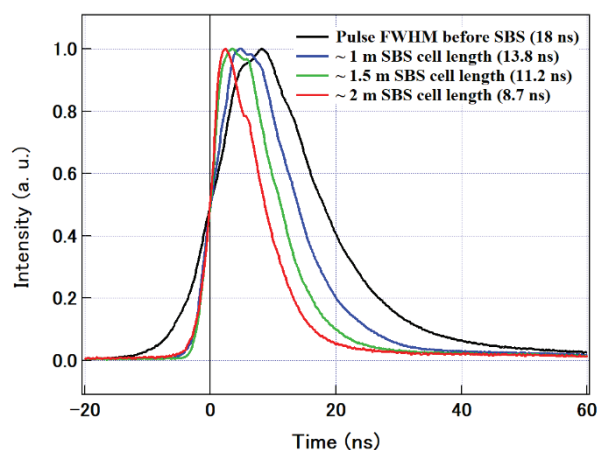


Fig. 5 Pulse compression characteristics of the SBS compressor at 800 nm.

Although the pulses could be compressed, the SBS energy conversion efficiency was decreased as well, and the pulse

shape fluctuations appear. Our analysis shows that the main reason for this could be the short coherence length of the pump pulses. Indeed, the present Ti:Sapphire laser operates in gain-switching mode and the linewidth of the pulses, depending on the wavelength, are about 15 – 20 GHz. This corresponds to a coherence length (L_c) of just 1 ~ 2 cm. To increase the efficiency of the SBS, pulses with longer coherence length (i. e. narrowband) must be used. This is because the SBS process by its nature is a coherent process. Increasing the coherence length ($L_{coh} \sim \lambda^2/\Delta\lambda \sim c/\Delta\nu$) means increasing the coherent portion of the interaction length between the pump- and the Stokes waves and enhancing the energy transfer rate/efficiency from the pump- to the Stokes pulse.

In our forthcoming experiments we will reduce the linewidth of the pulses by employing a bandwidth etalon inside the laser resonator. In this way we hope to increase the coherence length of the pulses and improve both the pulse compression factor and the energy conversion efficiency.

Furthermore, we will test other SBS liquids as well. One promising candidate is the FC-40 fluorocarbon. Many of its basic properties such as chemical stability, refractive index, transparency etc., match the properties of presently used FC-72. However, in contrast to FC-72, the phonon lifetime is markedly better suited (0.2 ns vs 1.2 ns for FC-40 and FC-70, respectively)³. Namely, the pulse compression ability will be enhanced by ~ 6 times.

4. Summary and Conclusions

In this report, we have described the optical pulse compression principle based on the stimulated Brillouin scattering (SBS) phenomenon. A variable-length, folded SBS amplifier cell allowing compact cell design with reduced SBS

liquid volume, has been proposed for ns pulse compression applications. An SBS pulse compressor was designed and built. Pulse compression experiments using ~ 18 ns duration, ~ 30 mJ energy Ti:Sapphire laser pulses at 780 nm, 800 nm, and 820 nm were performed. First results of our ongoing investigations on pulse compression characteristics in terms of pulse compression factor and energy conversion efficiency were presented. Main problems hindering the pulse compression ratio and energy conversion efficiency, have been identified and efforts are made to solve them.

Acknowledgment

This work is supported by the JSPS KAKENHI Grant Number 21K04934.

References

- 1) M. Seidel, J. Brons, G. Arisholm *et al.*, Scientific Reports, 7 (1410), 1 – 8, 2017.
- 2) T. Omatsu *et al.*, Laser and Particle Beams **30**, 117 – 174, 2012.
- 3) Z. Bai *et al.*, Optical materials, **75**, 626 – 645, 2018.
- 4) S. Schiemann *et al.*, IEEE Journal of Quantum Electronics **33**, 358 – 366, 1997.
- 5) C. Feng, X. Xu, and J. C. Diels, Opt. Express, **25/11**, 12421 – 12434, 2017.
- 6) W. Theobald, R. Betti, *et al.*, Physics of Plasmas, **15**, 056306, 2008.
- 7) https://www.rp-photonics.com/gain_switching.html
- 8) M. O'Connor, Doctoral Thesis, the University of Adelaide, <https://drmc.library.adelaide.edu.au/dspace/bitstream/2440/19099/4/02whole.pdf>, 1 – 173, 1997.

フラッシュ共鳴ラマンライダーによる SO₂ ガスの漏えいモニタリング

¹ レーザー計測研究チーム、² レーザープロセス研究チーム

染川智弘¹、コスロービアン ハイク²、谷口誠治²

1. はじめに

大気中の微量有害物質の遠隔検知については、民生分野、安全保障分野を問わず多種多様な物質を対象としてニーズがあり、リアルタイムで分子種・状態が異なる様々な微量有害物質に適用可能な計測手法が望まれている。遠隔からリアルタイムで成分分析を可能とする手法としてラマンライダーがあるが、ラマン散乱光自体が微弱であるために、特に遠隔での微量分析は困難であった。そこで、対象物質の吸収帯に一致した波長のレーザー光を用いることにより、ラマン散乱光強度が著しく増大する共鳴ラマン効果に着目し、共鳴ラマンライダーによる大気中微量有害物質遠隔計測技術の開発を実施してきた^{1,3)}。

ライダー技術を利用して漏えいガスの3Dイメージを取得する方式には、スキャン方式とフラッシュ方式の2通りがある。スキャン方式は、コリメート光をガルバノミラーなどによって高速に走査し、そのライダー信号を連続で取得することによって3Dイメージを得るものである。一方、フラッシュ方式ではカメラ撮像のように、カメラの視野内にレーザーを拡散照射することによって得られる2Dイメージの取得時間を時間的に掃引することで3Dイメージを撮像する。フラッシュ方式は、レーザーの走査が不要であることから、撮像画面内の時刻ずれのないイメージが得られるというメリットはあるが、レーザー光を拡散ビームにするために、単位面積あたりのビーム強度が落ち、微弱なラマン散乱現象などへの応用は少なく、測距などにしか利用されていない。そこで、ラマン散乱光強度が著しく増加する共鳴ラマン効果のフラッシュ方式への適用可能性を検討した⁴⁾。

本報告では、SO₂ ガスの吸収ラインがある波長 217 nm 帯のレーザーを利用したフラッシュ共鳴ラマンライダーによる、SO₂ ガス漏えいの3Dイメージを撮像した結

果を報告する。観測点から 2 m の位置に SO₂ ガスの放出口を設置し、直径 25 cm のレーザービームで放出口付近を照射することで広範囲の漏えいを可視化することに成功した。

2. フラッシュ共鳴ラマンライダーによる SO₂ ガスの漏えいモニタリング

2.1 フラッシュ共鳴ラマンライダー

図 1 に共鳴ラマンライダーによる SO₂ ガスの漏えいモニタリング実験の配置図を示す。使用したレーザーは、Nd:YAG レーザーの第3高調波(波長: 355 nm)を、光パラメトリック発振(Optical Parametric Oscillation: OPO)で波長可変光に変換し、そのレーザー光を高調波変換して、190~405 nm の深紫外域で波長可変光を得るシステムである。繰り返し周波数は 10 Hz で、パルスエネルギーは 2 mJ、パルス幅は 5 ns、発振線幅は 50 pm 程度である。

SO₂ ガスには、長 217.0 nm に吸収線がある。送出レーザー光の波長を、216.8、217.0、217.2、217.4、217.6 nm と変化させ、5 波長で実験を行った。レーザーは焦点距離 120 mm の凹レンズを通して拡散光とし、送出した。観測点から 2 m 離れた位置に SO₂ ガスの放出口を設置した。放出口位置での拡散ビーム径は 25 cm である。

観測点から見た SO₂ ガスの放出口部分の写真を図 1 の挿入図(左端)に示している。下方の白い部分がガス容器である。N₂ ガスをバッファガスとして用い、100、250、1000 ppm の SO₂ ガスをガス容器の上部スリット(1×4 cm)から放出している(ガス流量: 3 L/min)。放出されたガスは、スリットから上方 4.5 cm の位置に設置したダクト(口径: 約 8 cm)によって排気される。SO₂ ガスで生じた共鳴ラマン散乱信号は、波長 218 nm のエッジフィルターで励起波長をカットした後、バンドパス

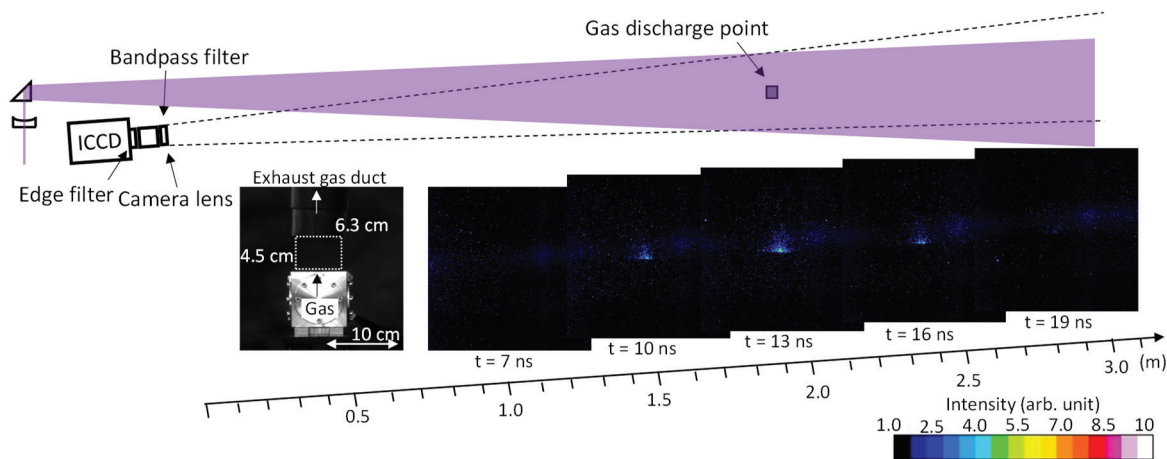


図1 フラッシュ共鳴ラマンライダーによるSO₂ガスの漏えいモニタリング（レーザー波長：217.0 nm）

フィルター（中心波長：222.5 nm、半値全幅：3 nm）でSO₂ガスの代表的なラマン信号である1151 cm⁻¹付近の散乱光のみに制限し、深紫外用のカメラレンズ（F値：4.5、焦点距離：105 mm）を利用してICCDカメラに結像した。

図2に励起レーザーとラマン波長の関係、ならびに使用した干渉フィルターの透過特性を、表1に励起レーザー

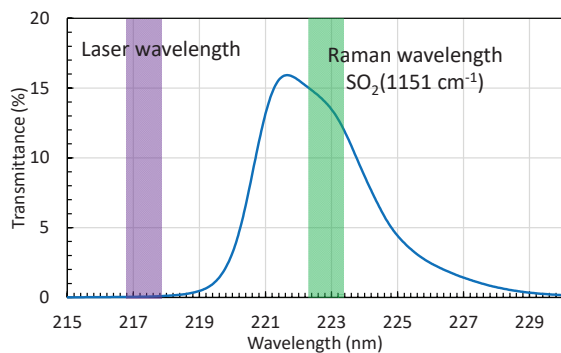


図2 使用した干渉フィルターの透過特性と励起レーザーとラマン波長の関係

表1 励起波長によるSO₂ (1151 cm⁻¹)のラマン波長と干渉フィルターの透過率

Laser wavelength (nm)	Raman wavelength (nm) SO ₂ (1151 cm ⁻¹)	Transmittance (%)
216.8	222.35	14.9
217.0	222.56	14.6
217.2	222.77	14.1
217.4	222.98	13.5
217.6	223.19	12.8

波長と、それに対応するにSO₂ (1151 cm⁻¹)のラマン波長と干渉フィルターの透過率を示している。本実験で使用した216.8～217.6 nmのレーザー光波長での透過率はほぼ0で、SO₂ガスのラマン波長は、すべて使用した干渉フィルターの透過領域にあり、透過率は12.8～14.9%である。

2.2 フラッシュ共鳴ラマンライダーによる漏えい位置情報の検知

図1に示しているSO₂ガス漏えいの2D撮像イメージは吸収の強い波長217.0 nmの結果である（100回積算信号）。撮像イメージの下の時間がゲート遅延時間であり、0 sがICCDカメラの位置に相当する。また、撮像した時間幅は3 nsである。測定距離2 mに相当するゲート遅延時間13 nsの撮像イメージが最も信号強度が大きく、写真に示したガスの放出位置から上部の排気ダクトに吸われていく様子が観測できる。また、ガスの放出口位置に相当する13 nsのゲート遅延時間の前後で信号強度が弱くなっていく様子が確認できる。撮像イメージの横方向（レーザー照射方向に対して垂直方向）のガスの広がり6 cm程度と小さいことから、放出したガスは上部の排気ダクトで十分に吸われていると考えられる。そのため、レーザー照射方向のガスの広がりも6 cm程度と予測され、ゲート遅延時間が10 nsや、16 nsの場合に観測されているレーザー照射方向50 cm以上にわたって、ガスが広がっているとは考えにくい。レーザーのパ

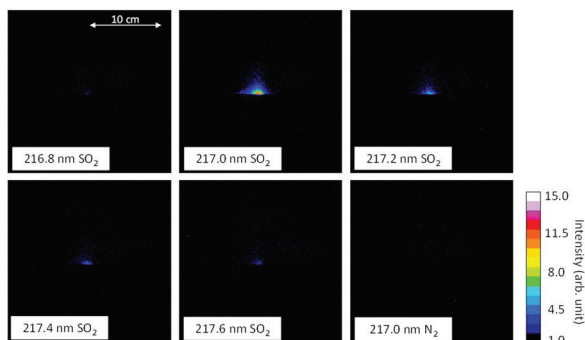


図3 SO₂ガスの共鳴ラマン効果の波長依存性（ゲート遅延時間：13 ns）

ルス幅 5 ns から算出した距離分解能は 75 cm であり、レーザー照射方向の信号の広がりとはほぼ一致する。したがって、レーザー照射方向の距離分解能を向上させるためには、パルス幅の短いレーザーの使用と、より高速な時間ゲート観測が可能な ICCD カメラが必要になる。

2.3 レーザー波長による共鳴ラマン効果

図 3 にはガス放出口位置に相当するゲート遅延時間を 13 ns（時間幅：5 ns）に固定した 1000ppm の SO₂ ガスの共鳴ラマン効果の波長依存性を示す。SO₂ガスの吸収量によって得られる撮像イメージに差が見られ、吸収のない N₂ ガスのみでは信号が得られていない。

図 1 で示した放出口の写真で、点線で囲った 6.3×4.5 cm で得られた共鳴ラマン信号の合計強度で比較すると、吸収が最も大きな波長 217.0 nm で得られた共鳴ラマン信号強度は、吸収の最も弱い波長 216.8 nm で得られた信号強度と比較すると 15.7 倍大きく、ガスの吸収ラインに合った波長を利用することで、大きな信号が得られる共鳴ラマン効果の有効性がよくわかる。

2.4 フラッシュ共鳴ラマンライダーの検出限界評価

図 4 には SO₂ ガスのフラッシュ共鳴ラマンイメージの濃度依存性を示す。レーザー波長は吸収の大きな波長 217.0nm に固定し、観測時間幅は 5ns、ゲート遅延時間はガス放出口位置に相当する 13 ns とした。放出する SO₂ ガスの濃度によって、はっきりと 2D イメージに差が見られ、漏えいの様子が可視化できていることがわかる。

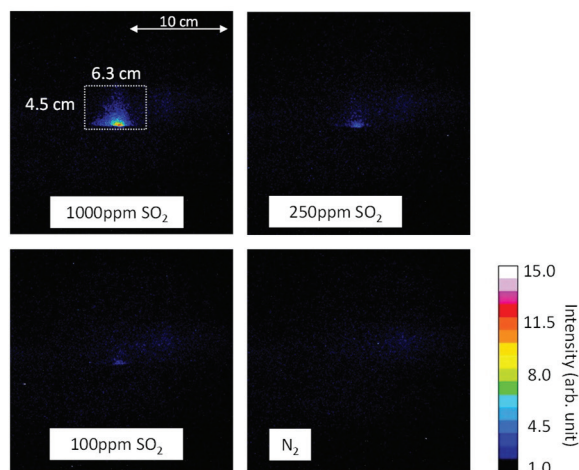


図4 SO₂ガスのフラッシュ共鳴ラマンイメージの濃度依存性（波長:217.0nm、ゲート時間幅：5 ns、ゲート遅延時間：13 ns）

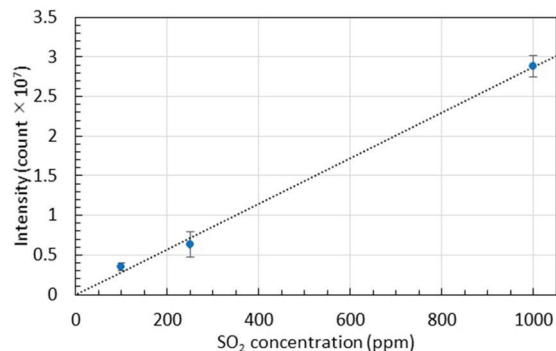


図5 SO₂ガスのフラッシュ共鳴ラマンイメージの濃度と強度の関係

図 5 は SO₂ ガスのフラッシュ共鳴ラマンイメージの濃度と強度の関係である。強度は図 4 の 1000ppm の結果に示した点線で囲った 6.3×4.5 cm で得られた共鳴ラマン信号の合計強度としている。放出濃度と共鳴ラマン信号強度は原点を通る直線で近似でき、窒素の撮像イメージの同エリアでの信号強度の標準偏差を σ とした 3σ で検出限界を評価すると、61.7ppm である。

3. まとめ

大気中の微量有害物質の遠隔検知に向けた共鳴ラマンライダーの研究を実施しており、その新たな応用としてフラッシュ共鳴ラマンライダー技術を開発した。2 m 先の SO₂ ガスの漏えいモニタリングに適用し、漏えいの状態の可視化に成功した。本手法は、ガスの漏えいなど

の時間的な挙動を捉えるのに有効だけでなく、レーザー光の走査が不要で、空間的にも広い観測範囲をカバーできるので、効率的な漏えいモニタリングの実施につながると考えられる。今後は、他ガスへの応用を検討するだけでなく、使用しやすい可搬型システムの開発に向けた検討を実施していきたい。

謝辞

本研究は、防衛装備庁が実施する安全保障技術研究推進制度 JPJ004596 の支援を受けたものである。関係各位に深く感謝の意を表します。

参考文献

- 1) I. Asahi, S. Sugimoto, Y. Ichikawa, M. Ogita, H. Kodama, S. Eto, T. Higo, T. Somekawa, H. Chosrowjan, S. Taniguchi, Proc. SPIE, 11166, 11166X, 2019.
- 2) S. Eto, Y. Ichikawa, M. Ogita, I. Asahi, Proc. SPIE, 11160, 11160G, 2019.
- 3) T. Somekawa, G. Khosrovian, S. Taniguchi, and D. Li, Proc. SPIE, 11160, 11160R, 2019.
- 4) T. Somekawa, Y. Ichikawa, M. Ogita, S. Sugimoto, H. Chosrowjan, S. Taniguchi, I. Asahi, Opt. Commun., 513, 128083, 2022.

レーザーによる厚肉コンクリート部材の肉厚測定技術の開発

レーザー計測研究チーム

倉橋慎理、コチャエフ オレグ、大道博行、染川智弘、手塚英志¹

¹東京電力ホールディングス株式会社

1. はじめに

大きな重量を支える鉄筋コンクリート部材では、減肉の発生が保安上の懸念となるため、コンクリート部材の厚みを非破壊で測定する技術が求められている。コンクリート部材の寸法や厚さの非破壊計測に用いられる手法として、超音波法と衝撃弾性波法¹⁾がある。超音波法は、主に圧電効果を利用した探触子の振動によって弾性波を励起し、振動を電圧信号に変換する機能を持つ探触子によって検出する形態の手法全般を指す。衝撃弾性波法は、コンクリート表面をハンマーや鋼球等で機械的に打撃した際に生じる弾性波を、表面や裏面に設置した加速度センサーや変位センサー等によって検出する方法を指す。この方法で励起される弾性波は超音波法により励起された弾性波と比べエネルギーが大きく、かつ可聴域から条件によっては超音波領域までの広帯域な周波数成分を含む特徴がある。しかし、コンクリートが1mを超える厚肉の場合などでは、測定が困難なこともある。また、人が立ち入ることが困難な福島第一原子力発電所のように、遠隔や水中での評価が必要な場合も想定される。

一方、レーザーを用いて弾性波の励起と検出を行う技術の研究が行われている²⁾。弾性波の励起にはパルスレーザーを用い、照射領域にごく短時間に多くのエネルギーを吸収させることでアブレーションもしくは熱膨張を引き起こし、その結果として弾性波が励起される。励起された弾性波の検出にはレーザー干渉計を用いることで、微小な振幅のレーザー励起弾性波を精度よく検出することが可能である。これらを組み合わせることで、弾性波の励起、検出を遠隔から完全に非接触で行うことが可能であるが、厚さ1mを超えるような厚肉部材への適用が可能であるかを検討する必要がある。

本稿では、厚さ30cmまでの鉄筋コンクリートに対して、比較的容易にエネルギーの大きな弾性波を励起可能な機械式打撃によって誘起した超音波をレーザー振動計で測定した結果を報告する。これらの基礎検討結果から適切な弾性波励起手法の検討を実施した。

2. 試験

2.1 コンクリート供試体

実機を模擬した材質構成³⁾のコンクリート部材（鉄筋有、鉄筋なし）の作製を行い、コンクリート供試体とした。供試体寸法はそれぞれ高さ30cm、横30cmで厚さ方向を10cm、20cm、30cmと変えた。それぞれの寸法の供試体を2個ずつ作製し、一方には鉄筋を挿入した。異形棒鋼SD345、呼び径D38、長さ50cmのねじ筋鉄筋を用い、厚さ10cmの供試体は中央に、厚さ20cm、30cmの供試体は表面から10cmで高さ15cmの位置に配置した。表1にコンクリートの配合および性質を示す。

2.2 弾性波励起試験

2.2.1 実験配置

鋼球振り子を用いてコンクリート供試体を打撃し、誘起された弾性波を、レーザー振動計を用いて対面側において非接触で検出した。図1に示す配置で実験を行った。鋼球振り子を用いてコンクリート供試体の表面中央（側面から15cm 下面から15cm）を打撃し、振り子の初期高さを変えることで入力するエネルギーを変えた。弾性波検出用のレーザー光を打撃位置の対面側中央（側面から15cm 下面から15cm）に照射し、伝播してきた振動の様子を検出した。トリガ用のレーザー光を打撃位置の下方2cmの位置（側面から15cm 下面から13cm）に照射し、打撃により生じた振動がこの位置に到達した

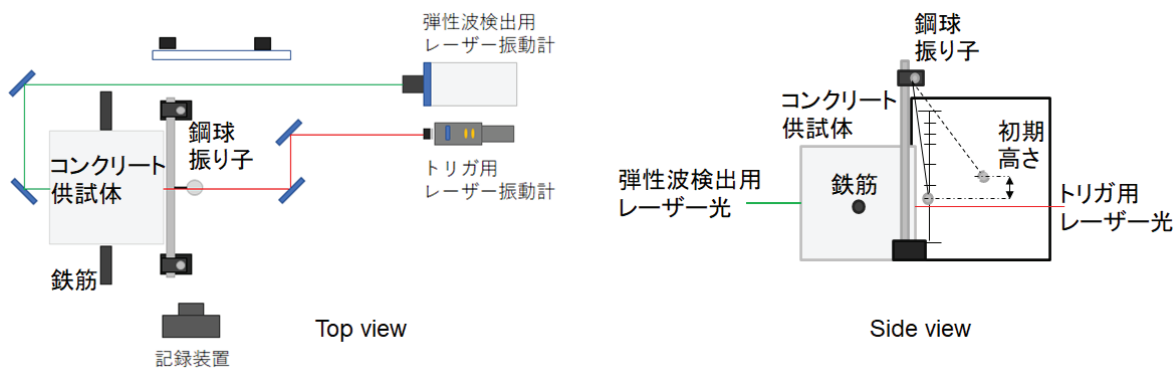


図1 実験配置

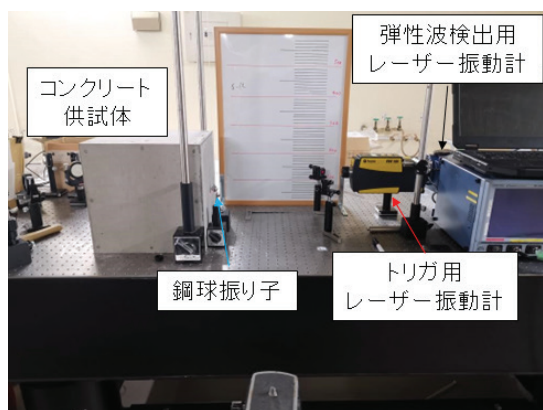


図2 試験の様子

時間を時刻0とした。また、側方からビデオカメラを用いて鋼球振り子の跳ね返る高さを記録した。

実際の計測時の様子を図2に示す。

2.2.2 鉄筋なし供試体

鋼球（直径約1 cm, 質量約4.22g）を用いて供試体を打撃し、対面側で弾性波を検出する試験を行った。鋼球振り子の初期高さは約45 cmとした。鉄筋なし、厚さ10 cm、20 cm、30 cmの供試体それぞれについて10回ずつ計測を行った。レーザー振動計で計測した10回の時間

波形を記録し、平均化したもので、縦波の到達時刻近傍を拡大したものを図3に示す。また、それぞれの時間波形を高速フーリエ変換し、同様に平均化した振動の振幅スペクトルを図4に示す。

図3より、供試体厚さが厚くなるにつれて最初に到達する弾性波の検出時刻が遅れていく様子が見られる。各厚さにおける検出時刻と厚さの関係より、弾性波の伝播速度が約4400 m/秒と求められた。この速度は、コンクリートの縦波速度に近いことから、鋼球振り子の打撃により縦波が励起され、コンクリート供試体内を伝播した縦波を、レーザー振動計が検出していると考えられる。

時間波形で最初に検出される振動は縦波によるもののみを示していると仮定すると、供試体の厚さが大きくなるにつれて縦波振幅が減衰していく様子が分かる。振幅はそれぞれ、厚さ10 cmの供試体で691 ミリボルト、厚さ20 cmの供試体で165 ミリボルト、厚さ30 cmの供試体で74 ミリボルトであった。

図4から、各厚さの供試体には複数の振動モードが励起されており、またそれぞれ異なった卓越振動数を示していることが分かる。比較的大きな振幅を示す振動モー

表1 供試体の製作に使用したコンクリートの配合と性質

粗骨材 最大寸法 (mm)	水セメント比 W/C (%)	細骨材率 s/a (%)	単位量(kg/m ³)				AE剤 ヴィンソル (ml/C=100kg)	スランプ (cm)	空気量 (%)	単位容積 質量 (kg/m ³)	圧縮強度 (材齢28日) (N/mm ²)
			水W	セメントC	細骨材s	粗骨材G					
25	55	45	170	309	793	994	70	13	4.2	2275	32.9

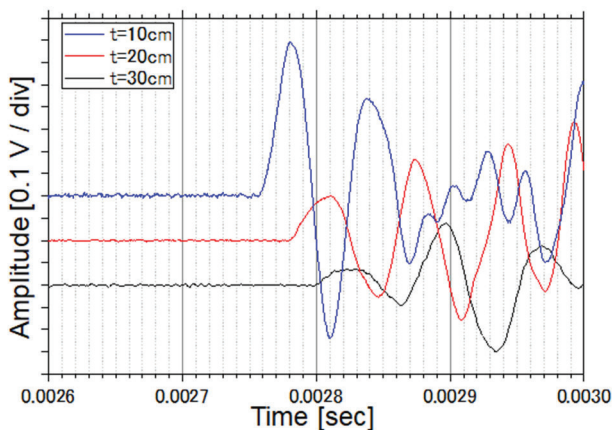


図3 鉄筋なし供試体における時間波形

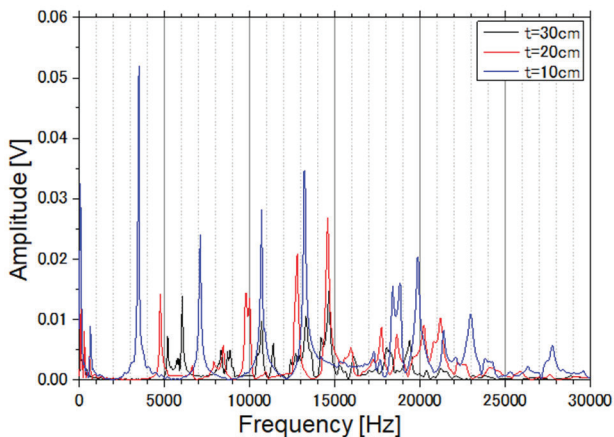


図4 鉄筋なし供試体における振幅スペクトル

ド ($t=10$ cm の約 3.5、7、10.5、13 kHz や $t=20$ cm の約 4.7、9.6、12.7、14.5 kHz など) は供試体全体の変形などによる振動モードである可能性が高く、厚みが増すほど周波数が高くなる傾向を示している。供試体の表面と裏面で縦波が多重反射するモードは、縦波速度を 4400 m/s とした場合、 $t=10$ cm で 22 kHz、 $t=20$ cm で 11 kHz、 $t=30$ cm で 5.5 kHz 辺りにピークが現れると考えられ、 $t=10$ cm と 20 cm の供試体では微小ではあるがピークが見られた。 $t=30$ cm の供試体では 5.5 kHz に明確なピークが見られなかった。

2.2.3 鉄筋有供試体

鉄筋の有無が弾性波の伝播に与える影響を確かめるため、前節と同様の実験を、鉄筋を有する供試体を用いて行った。鉄筋を有する厚さ 20 cm と 30 cm の供試体は

鉄筋が中央でなく表面から 10 cm に配置されているため、打撃位置と計測位置を入れ替えることで、鉄筋の表面からの位置が異なる二つのデータを取得した。

それぞれの厚さの供試体において記録した 10 回の時間波形を平均化したものを図 5 に示す。同様に振幅スペクトルを平均化したものを図 6 に示す。凡例の鉄筋あり厚さ 20 cm と 30 cm の後ろの括弧は表面からの鉄筋の位置を示している。

図 5 において、鉄筋なし供試体と同様に、厚さが厚くなるにつれて最初に到達する弾性波の検出時刻が遅れていく様子が見られる。また、縦波振幅が厚さの増大に伴い減衰していく様子が見られる。振幅はそれぞれ、厚さ 10 cm の供試体で 390 ミリボルト、厚さ 20 cm の供試体で 228 ミリボルト (6.4 cm)、178 ミリボルト (10 cm)、厚さ 30 cm の供試体で 61 ミリボルト (16.4 cm)、57 ミリボルト (10 cm) であった。鉄筋の挿入により弾性波の一部は反射され、また回折を受けるので、計測点での振幅は鉄筋なしの場合より減少すると予想される。厚さ 10 cm と 30 cm の場合では振幅が減少しているが、20 cm の場合は増加している。後述するように、励起された弾性波の波長は 15 cm より大きいと考えられるので、鉄筋の直径は波長に比べて十分小さく、振幅の減衰に寄与する回折の効果は小さい可能性がある。鉄筋による振幅減衰の効果については、励起波長帯域と振幅の関係を調べるなど、今後詳細な検討が必要である。

鉄筋が表面から 10 cm の位置に配置されている面を打撃した場合の時間波形は、その対面側を打撃した場合と比べて、波形の立ち上がりが鈍いように見える。打撃面と計測面でコンクリートの表面仕上げの状態が異なっており、これが鋼球の接触時間等に影響を与え、ひいては励起される弾性波の特性に差異が生じている可能性がある。上述の振幅においても、表面から 10 cm 側は反対側と比べて振幅が小さくなる傾向が見られた。

図 6 から、鉄筋なしのときと同様に厚さによって異なる複数の卓越振動数を示す振動モードが励起されていることが分かる。鉄筋なしの場合と比べて振動モードの数が増えているように見え、これは鉄筋自体が振動する

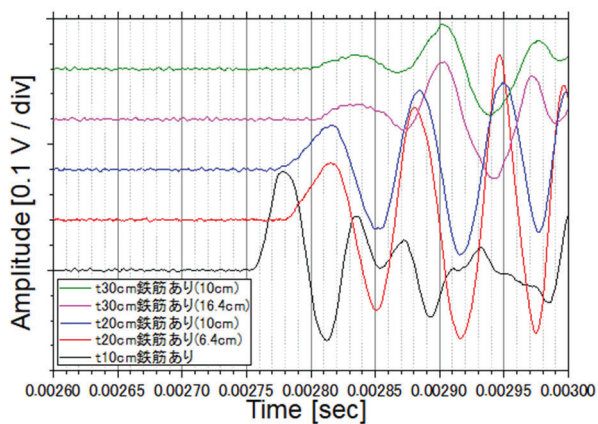


図5 鉄筋あり供試体における時間波形

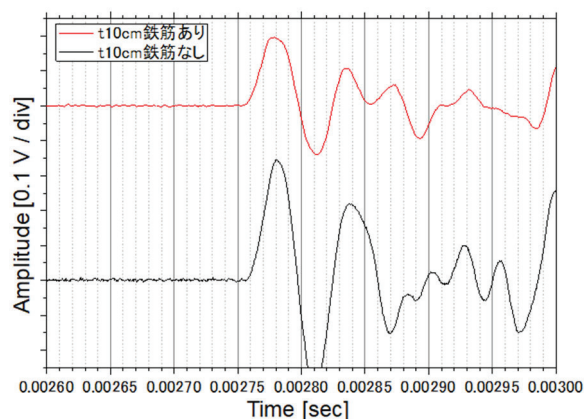


図7 厚さ 10 cm 供試体における時間波形

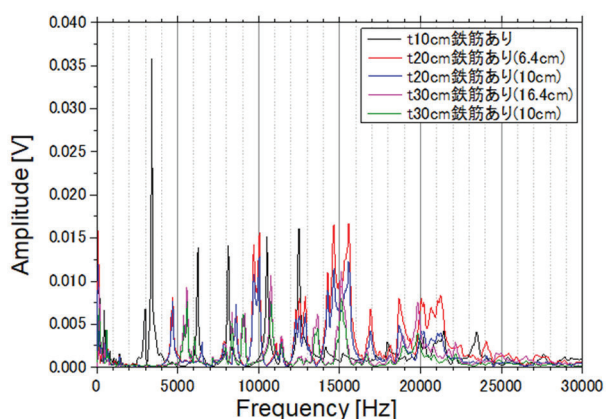


図6 鉄筋あり供試体における振幅スペクトル

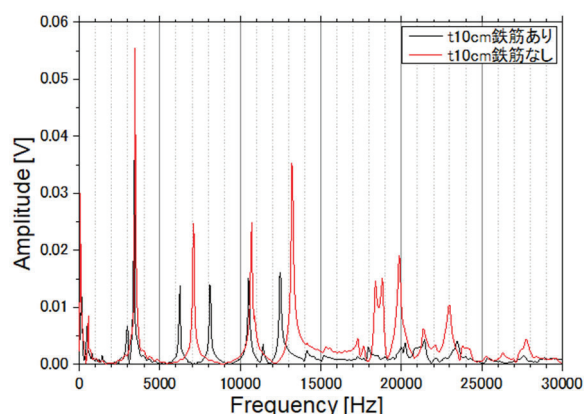


図8 厚さ 10 cm 供試体における振幅スペクトル

モードが増えているためと考えられる。それぞれの厚さにおいて、縦波の多重反射モードと見られる周波数のピークが検出された。ただし、 $t=30\text{ cm}$ の供試体において検出された約 5.5 kHz の振動は、振幅の大きさから供試体の変形によるモードの可能性が高い。鉄筋を有する厚さ 20 cm と 30 cm の供試体から得られた振幅スペクトルにおいて、打撃表面からの鉄筋の位置によらず、同一の固有振動モードが計測されていることが分かった。 1 kHz 以下で同一の振動数を示す場合があり、これらは計測系の固有振動に起因している可能性がある。

2.2.4 鉄筋の影響

厚さ 10 cm 、鉄筋有り無しそれぞれの供試体の平均化された時間波形を図 7 に、振幅スペクトルを図 8 に示す。同様に厚さ 20 cm 、鉄筋有り無しそれぞれの供試体

の平均化された時間波形を図 9 に、振幅スペクトルを図 10 に、厚さ 30 cm 、鉄筋有り無しそれぞれの供試体の平均化された時間波形を図 11 に、振幅スペクトルを図 12 に示す。厚さ 10 cm (図 7) と 20 cm (図 9) の供試体において、鉄筋の有無によらず弾性波の到達時間はどちらも変わらないように見える。厚さ 30 cm (図 11) の供試体では、鉄筋の位置が表面から 16.4 cm 側を打撃した場合の弾性波の到達時間が、他の 2 つと比べて約 10 マイクロ秒遅れて見える。鉄筋を回折して対面側に到達し、実効的な伝播距離が長くなった可能性が考えられる。また、励起された弾性波の波長と鉄筋の被り厚が回折に影響している可能性がある。

最初に到達した縦波以降にも弾性波が検出されており、鉄筋の有無により検出時刻やピークの位置に遅れが見られる場合がある。しかし、この実験の結果からでは、

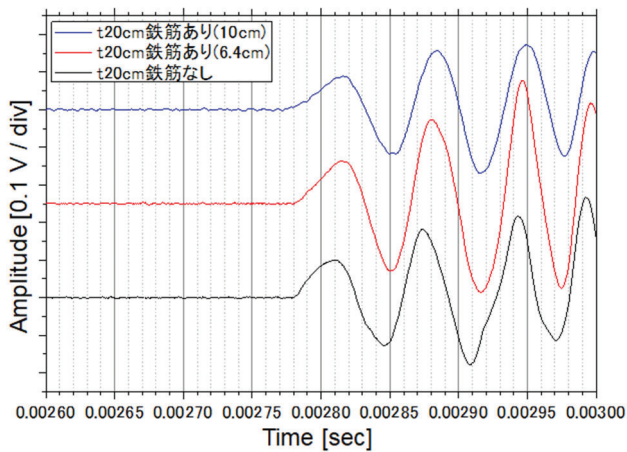


図9 厚さ 20 cm 供試体における時間波形

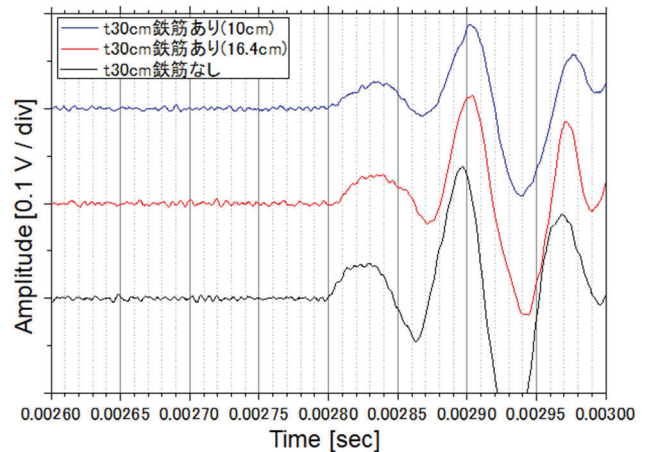


図11 厚さ 30 cm 供試体における時間波形

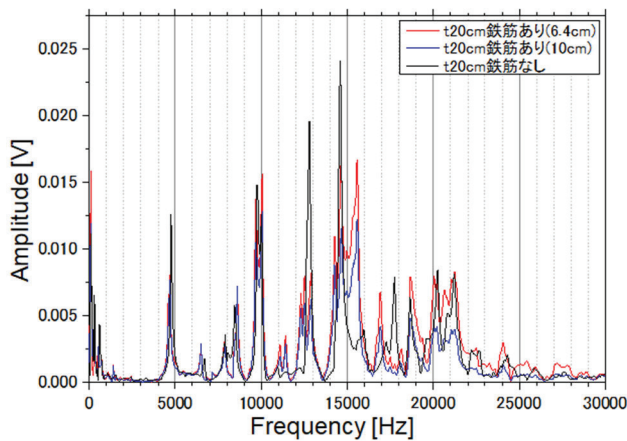


図10 厚さ 20 cm 供試体における振幅スペクトル

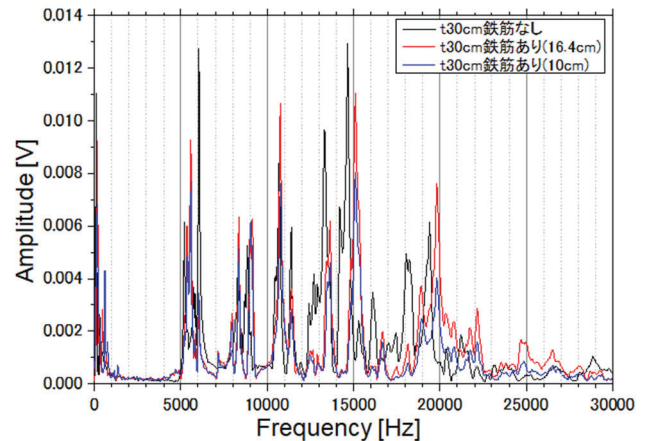


図12 厚さ 30 cm 供試体における振幅スペクトル

どの経路を伝播してきた弾性波であるのかを同定するのが困難であるため、有限要素法による動解析などを用いて励起された弾性波の挙動を明らかにした上で、鉄筋による影響を評価する必要がある。

振幅スペクトルにおいて、全ての厚みに共通して、固有振動モードが鉄筋の有無によって異なっていることが分かり、鉄筋の存在により供試体の変形に起因するモードの固有振動数はずれた他、鉄筋自身が振動するモードが増えていると考えられる。

2.3 考察

鋼球の打撃で励起できる弾性波の上限周波数 f_{max} (kHz)は (1) 式で与えられる⁴⁾。ここで D は鋼球の

直径 (mm) である。

$$f_{max}=291 / D \quad (1)$$

実験に用いた鋼球の直径 $D=10$ mm を用いると、 $f_{max}=29.1$ kHz となり、実験で得られた縦波速度約 4400 m/sec より波長の最小値は約 15.1 cm となる。これより、縦波の減衰は骨材や空隙による散乱減衰よりも距離による減衰が支配的であると想定される。距離によるエネルギーの減衰は距離の 2 乗に反比例するため、厚さ 1 m における縦波の振幅は、厚さ 0.3 m と比べて 1/11 倍程度になることが想定される。一方、レーザー振動計のノイズレベルを、打撃前の出力電圧のばらつき程度と仮定すると、約 2.6 mV となる。(この値は 10 回平均したもののばらつきになるので、計測回数が少ないほど大きくなる

と考えられる。) 信号対雑音比が 10 程度あれば十分に振動を検出できるため、厚さ 1 m において振幅 26 mV、厚さ 0.3 m において約 286 mV 程度の振幅を励起できるエネルギーが求められる。

厚さ 30 cm の鉄筋なし供試体において、振幅が約 286 mV となるのに必要なエネルギーを実験結果より外挿して求めるため、初期高さを 30 cm、20 cm、10 cm と変えながら最初に検出される縦波の振幅を計測した結果を図 13 に示す。同時にビデオカメラを用いて、鋼球振り子が供試体表面を打撃した後どの高さまで跳ね返ったかを撮影し、高さの差に相当する位置エネルギーが供試体の打撃に用いられたと仮定した。また、打撃に用いられたエネルギーと縦波の振幅の関係を図 14 に示す。

直径 10 mm の鋼球を用いた場合、約 40 mJ 以上のエネルギーを打撃に用いることで、厚さ 1 m のコンクリート部材において縦波を励起し、レーザー振動計で打撃と対面側から検出できる可能性があることが分かった。

縦波の伝播速度を得ることで、部材の厚さ計測が可能となると考えられる。エネルギーを簡単に増やすには用いる鋼球の重さを大きくすればよい。しかし、鋼球が大きくなるとその直径も大きくなり、上式からも分かるように励起可能な上限周波数が低くなる。高周波成分が減少すると、波の立ち上がりが鈍くなり、検出には不利に働くことに留意する必要がある。

直径 10 mm の鋼球を用いて得られた結果と、直径 19.05 mm の鋼球振り子を用いて得られた結果を図 15 に、それらの振幅スペクトルを図 16 に示す。大体同じ初期高さによる位置エネルギーを持つように設定した。

それぞれの固有振動モードのピークの位置は同じであり、打撃に用いる鋼球の大きさによって異なる振動モードが励起されることはないと考えられる。しかし、式

(1) より、鋼球の直径が大きくなるほど励起可能な周波数帯域の上限は低くなる。そのため、10 kHz あたりを境に、低い周波数側の固有振動を励起する能力は直径が大きい方が有利で、高い周波数側の固有振動を励起する能力は直径が小さい方が有利であることが分かる。

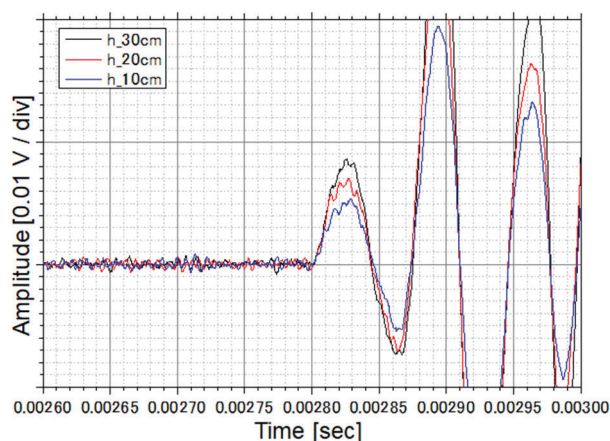


図 13 鋼球振り子の各初期高さで得られた信号波形

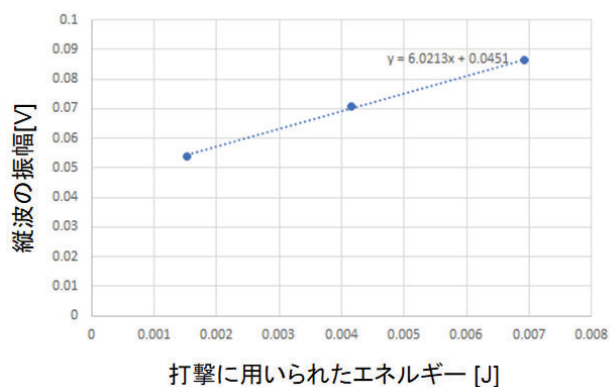


図 14 打撃に用いられたエネルギーと縦波の振幅

3. まとめ

厚さ 1m 程度の鉄筋コンクリート部材の肉厚を測定するための技術開発を目指して、基礎的な検討を行った。鋼球振り子を用いてコンクリート供試体に弾性波を励起させ、励起した弾性波をレーザー振動計によって検出し、供試体内を伝播してきた弾性波の挙動を計測した。

最初に到達する弾性波は縦波で、鉄筋が存在すると回折して伝播するため、検出時刻は鉄筋がない供試体と比べて遅れる場合があることが分かった。

コンクリート供試体には複数の固有振動モードが励起されており、供試体内部を伝播する弾性波の多重散乱モードや、供試体全体の変形などによる振動モードが含まれていると考えられる。また、固有振動モードは鉄筋の有無によって異なっていることが分かり、鉄筋の存在により供試体の変形に起因するモードの固有振動数が

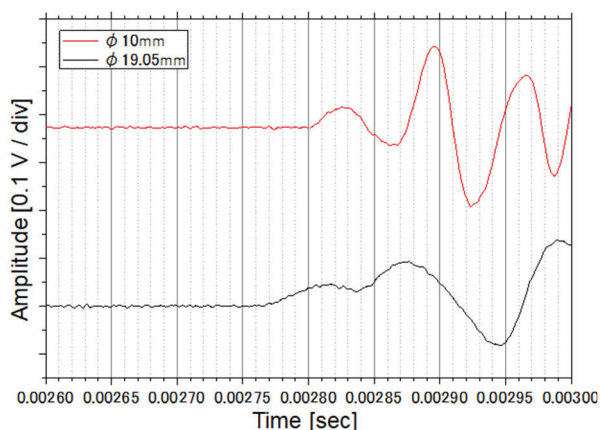


図 15 直径の異なる鋼球から得られた信号波形

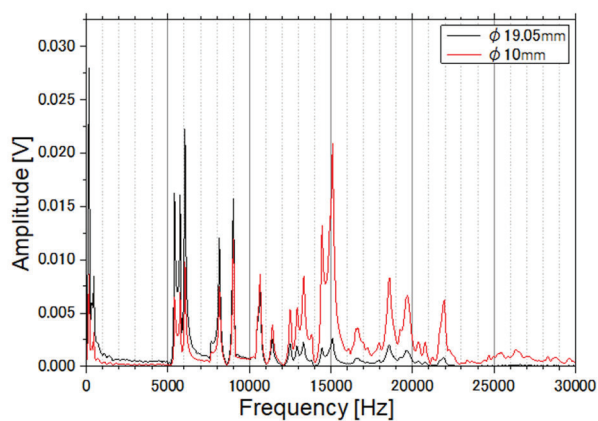


図 16 直径の異なる鋼球から得られた振動スペクトル

ずれた他、鉄筋自身が振動するモードが増えていると考えられる。

鋼球の直径によって、励起される弾性波の周波数帯域が異なることが分かった。低い周波数側の固有振動を励起する能力は直径が大きい方が有利で、高い周波数側の固有振動を励起する能力は直径が小さい方が有利であると考えられる。

謝 辞

本研究の一部は、東京電力ホールディングス株式会社との共同研究として実施された。研究の遂行にご協力いただいた飯田英男氏、小林保之氏に感謝いたします。

参考文献

- 1) 鎌田敏郎, 内田 慎哉: コンクリートの非破壊試験の理論と実際 ③弾性波法(超音波法・衝撃弾性波法)の理論と実際, コンクリート工学 51 (4), 340-347, 2013
- 2) O.Kotyaev, Y.Shimada, S.Kurahashi: ILT2019, p.37-43
- 3) 野村頭雄, 田中宏志, 白阪靖人: コンクリート・ジャーナル, Vol.12, No.6, pp.72-81, 1974
- 4) Sansalone, M. J. and Streett, W. B.: Impact Echo, Bullbrier Press, Ithaca, N.Y., 1997. 5

巨大地震前の電離層電子密度 (TEC) 異常現象のシミュレーション

理論・シミュレーションチーム

古河裕之、山中千博¹、近藤齋²、杉浦繁貴²

¹大阪大学大学院理学研究科、²(株)コンボン研究所

1. はじめに

レーザー技術総合研究所では、大阪大学大学院理学研究科、(株)コンボン研究所と共同で、地球上の非定常電荷が電離層に及ぼす影響の研究を行っている。2011年3月11日の東北地方太平洋沖地震 ($M_w=9.0$) において、北海道大学の日置により、地震発生40分前から震源上空の電離層総電子数 (TEC: Total Electron Content) の増大があったことが報告された¹⁾。日置は、1994年から2015年までの $M_w=8$ 級以上の地震について震源上空の TEC を解析し、磁気嵐の時期を除いて、過去18回のすべての例で地震発生直前数十分以内において TEC 異常があったことを示した^{2,4)}。この現象を説明できる物理モデルはまだ存在しておらず、その構築が求められている。

今までの研究により、0.01C 程度の微小かつ拡散した電荷の効果で、電離層への影響があることがわかった。そこで今年度は地表電荷の幾何学構造などにバリエーションを与えて検討を行った。この稿では、いくつかの例について記す。

2020年度の Heki TEC のシミュレーション結果では、地表の電荷量 $Q(t)$ の増大に応じて電子数の変化があり、 $Q(t)$ の減衰と積分した電子数の減衰の時間が一致する、という結果が得られた。観測では、電子数の時間発展に数分程度の時間遅れが生じている。2021年度は、この数分程度の時間遅れを再現するために、地震発生から5分後まで地表側の分極電荷が存在すると仮定し、シミュレーションを行った。また、地表の分極電荷の内、正電荷が地表面で円状に拡散する場合について、2流体シミュレーションを行った。その結果は、より Heki-TEC の結果と近いものとなった。

2. 地表の非定常分極電荷の発生モデル

時刻 t における地表の電荷量 $Q(t)$ は、以下の方程式に従うとした。 τ は、再結合による電荷消滅の寿命、 t_d は地震発生からの遅れ時間である。地震発生の t_c だけ前の時刻からシミュレーションが始まる。

$$\frac{dQ(t)}{dt} = \frac{Q_{\max}}{t_c + t_d} - \frac{Q}{\tau} \quad t < t_c + t_d \quad (1)$$

$$\frac{dQ(t)}{dt} = -\frac{Q}{\tau} \quad t > t_c + t_d \quad (2)$$

(1) 式、(2) 式は、解析的に解が求まる。

$$Q(t) = \frac{\tau Q_{\max}}{t_c + t_d} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] \quad t < t_c + t_d \quad (3)$$

$$Q(t) = Q(t_c + t_d) \exp\left(-\frac{t - t_c - t_d}{\tau}\right) \quad (4)$$

$$Q(t_c + t_d) = \frac{\tau Q_{\max}}{t_c + t_d} \left[1 - \exp\left(-\frac{t_c + t_d}{\tau}\right) \right] \quad t > t_c + t_d \quad (5)$$

本研究では、 $Q_{\max} = 0.01 \text{ C}$ 、 $t_c = 40$ 分、 $\tau = 4$ 分、 $t_d = 5$ 分とした。分極電荷として、震源域内で正電荷が円状に拡散するモデルを仮定した。震源深さを $d = 24 \text{ km}$ とし、電子はその深さの震源域の中心位置に点電荷として固定した。地表面の正電荷分布を求め、上空に現れる電場の時間発展を求める。簡単のため、座標系は $X - Y - Z$ の直交座標系とした。 X 軸は東西方向、 Y 軸は南北方向、 Z 軸は鉛直方向を表す。図1は、地表面の正電荷分布である。

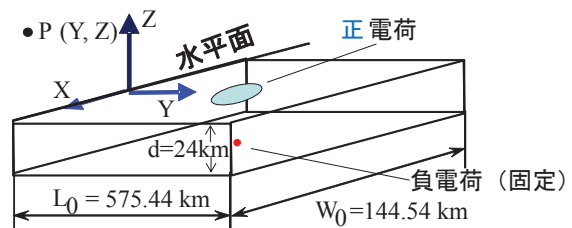


図1 地表面の正電荷分布

図2は、地表面の正電荷の拡散の様子を示したものである。

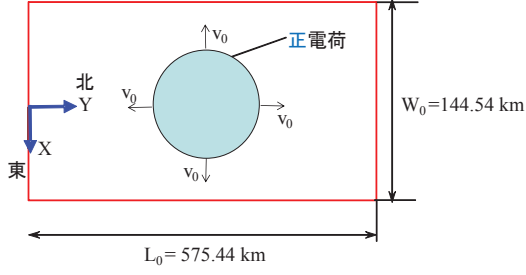


図2 地表面の正電荷の拡散の様子

正電荷の拡散速度を v_0 とし、正電荷の分布が一様であるとする、微小面積 $dx dy$ の正電荷量 $dQ(t)$ は、次式になる。R は、時刻 t における正電荷の半径であり、 $R = v_0 t$ となる。

$$dQ(t) = \frac{Q(t) dx dy}{\pi R^2} = \frac{Q(t) dx dy}{\pi v_0^2 t^2} \quad (6)$$

着目点 $P(Y,Z)$ に発生する外部電場は、ビオサバルの法則から以下のように表される。対称性から、 $E_x^{\text{ext}} = 0$ 、である。

$$d\mathbf{E}^{\text{ext}}(Y,Z,t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q(t) dx dy}{\pi v_0^2 t^2} \frac{\mathbf{r}_{P-i}}{\left[(-x)^2 + (Y-y)^2 + Z^2\right]^{3/2}} \quad (7)$$

$$- \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q(t)}{\left[(-x_c)^2 + (Y-y_c)^2 + (Z-d)^2\right]^{3/2}} \mathbf{r}_{P-e}$$

$$\mathbf{E}_y^{\text{ext}}(Y,Z,t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q(t)}{\pi v_0^2 t^2} \int dx \int dy \frac{Y-y}{\left[(-x)^2 + (Y-y)^2 + Z^2\right]^{3/2}}$$

$$- \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q(t)}{\left[(-x_c)^2 + (Y-y_c)^2 + (Z-d)^2\right]^{3/2}} (Y-y_c) \quad (8)$$

$$\mathbf{E}_z^{\text{ext}}(Y,Z,t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q(t)}{\pi v_0^2 t^2} \int dy \int dx \frac{Z}{\left[(-x)^2 + (Y-y)^2 + Z^2\right]^{3/2}}$$

$$- \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q(t)}{\left[(-x_c)^2 + (Y-y_c)^2 + (Z-d)^2\right]^{3/2}} (Z-d) \quad (9)$$

ここで、 $d = -24$ km、 $x_c = 0$ 、 $y_c = L_0/2$ である。積分範囲は、次式で与えられる。

$$(x-x_c)^2 + (y-y_c)^2 \leq v_0^2 t^2 \quad (10)$$

$E_x^{\text{ext}} = 0$ なので、 $E_x^{\text{tot}} \sim 0$ とすると、磁力線(地磁気)に垂直な方向の電子の速度は、次式になる。

$$v_x^e \approx - \frac{e^2 B_y E_z}{e^2 B_y^2 + m_e^2 v_{e-n}^2} \approx - \frac{E_z}{B_y} \quad (11)$$

$$v_z^e \approx \frac{m_e v_{e-n}}{e B_y} v_x^e \approx - \frac{m_e v_{e-n} E_z}{e B_y^2} \quad (12)$$

$E_x^{\text{ext}} = 0$ なので、 $E_x^{\text{tot}} \sim 0$ とすると、磁力線に垂直な方向のイオンの速度は、次式になる。

$$v_x^i \approx \frac{-e^2 E_z B_y}{e^2 B_y^2 + m_i^2 v_{i-n}^2} \approx - \frac{E_z}{B_y} \quad (13)$$

$$v_z^i \approx - \frac{m_i v_{i-n}}{e B_y} v_x^i \approx \frac{m_i v_{i-n} E_z}{e B_y^2} \quad (14)$$

3. シミュレーション結果

前章で説明した分極電荷を用いて、シミュレーションを行った。

図3は、初期電子密度の高さ方向の分布である。

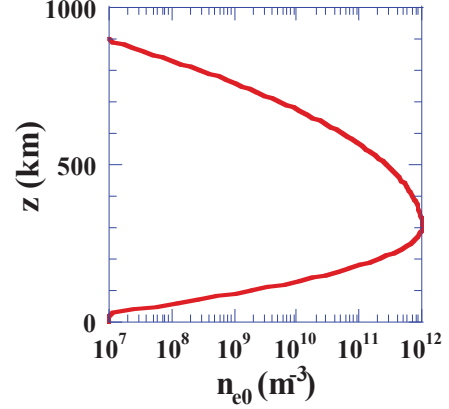


図3 初期電子密度の高さ方向の分布

$v_0 = 10$ m/s とし、東西方向に関して震源域の中心で電子数密度の時間変化を観測し、Heki TEC のシミュレーションを行った。図4は、(15)式で定義した電子数の時間発展と、地表の分極電荷の時間発展である。大きな傾向としては、電子数の時間発展が、「最初の5-6分程度で0から0.01程度まで上昇している点」「45分程度までほぼ一定値を保っている点」「45分以降減少している点」が観測結果と良く一致している。6分から20

数分間の振動は、数値的なものと考えられる。

$$N_e^c(t) = \frac{1}{\Delta y} \int_{0km}^{1000km} dz \int_{L_0/2-\Delta y/2}^{L_0/2+\Delta y/2} [n_e(y,z,t) - n_{e0}(y,z)] dy \quad (15)$$

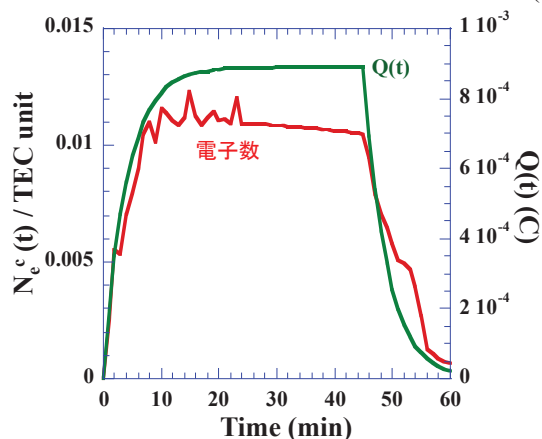


図 4 (15) 式で定義した電子数の時間発展と、地表の分極電荷の時間発展

4. 結言、及び今後の課題

地震発生後 5 分程度まで TEC 異常が見られる、という Heki-TEC の観測結果を再現するために、地震発生から 5 分後まで地表側の分極電荷が存在すると仮定し、Heki-TEC のシミュレーションを行った。シミュレーション結果でも、電子数の

時間発展を見ると、地震発生から 5 分後まで TEC 異常が見られることが分かる。大きな傾向としては、電子数の時間発展が、「最初の 5-6 分程度で 0 から 0.01 程度まで上昇している点。」「45 分程度までほぼ一定値を保っている点」「45 分以降減少している点」が観測結果と良く一致している。

分極電荷モデルとして、震源域内で正電荷が円状に拡散すると仮定して、シミュレーションを行った。5 m/s < v₀ < 10 m/s の場合に、Heki TEC の観測結果とよく一致する、という結果となった。

地表側の分極とその幾何学的構造や時間変動などの Heki-TEC への影響について 今後検討して行く予定である。

参考文献

- 1) K. Heki, *Geophys. Res. Lett.* 38. L17312. (2011)
- 2) K. Heki and Y. Enomoto, *J. Geophys. Res. Space Phys.*, **120**, 7006-7020, (2015).
- 3) K. Heki, 2018, *Parity*, **33**, No.2. (in Japanese).
- 4) He, L. and K. Heki; *J. Geophys. Res. Space Phys.*, **122**, 8659-8678, doi:10.1002/2017JA024012, 2017.

固体とレーザーの相互作用に関する量子力学的考察

理論・シミュレーションチーム

古河裕之、矢花一浩¹、長友英夫²、三間罔興²

¹筑波大学計算科学研究センター

²大阪大学レーザー科学研究所

1. はじめに

大阪大学レーザー科学研究所との共同研究では、近赤外の超短パルスレーザーを用いた微細加工プロセスのシミュレーション手法の高度化を進めている。本報告は、共同研究の現状と展望をまとめたものである。

ピコ秒もしくはサブピコ秒のパルスレーザー加工では、レーザーの吸収は厚さ数十ナノメートルの層で生じ、過渡的に超高压が発生し気体・液体・固体相の圧縮膨張が超音速で進行することより、加工面はピコ秒のオーダーで変化する気・液・固体の混相状態になる。よって、初期の固体とレーザーの相互作用も含め、このような、混相状態と超短パルスレーザーとの相互作用をモデル化し、正確なレーザー吸収の時間空間変化をシミュレーションに反映することが重要である。2021年度は特に、超短パルスレーザー加工において非常に重要である「初期のレーザーと固体の相互作用」の解明に注視した。本研究において、時間依存密度汎関数理論 [1-3] を固体に適用し、レーザーと固体の相互作用の理論モデルを構築する。具体的には、時間依存密度汎関数理論コードである「SALMON (Scalable Ab-initio Light-Matter simulator for Optics and Nanoscience)」を用いて、Si 結晶と SiO₂ 結晶の誘電応答関数、屈折率、及び光電場による励起エネルギーの時間発展を求めた。レーザー加工の観点からは、レーザーと固体金属の相互作用の理論モデル構築が必要となるが、時間依存密度汎関数理論を金属に適用して計算を行うことは、非金属の場合と比べ非常に難しい。現段階では、論文で良く計算されている物質として Si を選択した。また、光学素子の損傷閾値の評価の準備の観点から SiO₂ を選択し、計算を行った。現在、矢花らにより、時間依存密度汎関数理論を用いたアルミニウムの誘電応答関数等の計算が精力的に行われている。

2. 固体中の電子の波動関数、及びバンド構造[4]

固体は、原子が結晶構造を組んでおり、電子の波動関数に周期性が表れ、所謂バンド構造を形成する。結晶中の電子の波動関数、及びポテンシャルは、ブロッホの定理で表される関数形を持つ。 \mathbf{t}_n は格子ベクトル、 \mathbf{K}_m は逆格子ベクトルである。

$$\varphi(\mathbf{r}-\mathbf{t}_n) = \exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{t}_n)\varphi(\mathbf{r}) \quad (1)$$

$$V(\mathbf{r}-\mathbf{t}_n) = V(\mathbf{r}) \quad (2)$$

$$\mathbf{t}_n = n_1\mathbf{a}_1 + n_2\mathbf{a}_2 + n_3\mathbf{a}_3 \quad (3)$$

$$\mathbf{K}_m = m_1\mathbf{b}_1 + m_2\mathbf{b}_2 + m_3\mathbf{b}_3 \quad (4)$$

$$\mathbf{b}_i \cdot \mathbf{a}_j = 2\pi\delta_{ij} \quad (5)$$

結晶中の 1 電子の波動関数は、シュレディンガー方程式で決定される。

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e}\nabla^2 + V(\mathbf{r})\right]\varphi(\mathbf{r}) = E\varphi(\mathbf{r}) \quad (6)$$

平面波展開と周期性より、固有状態は以下のように書ける。

$$\varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{K}_m} c_{\mathbf{K}_m}^{\mathbf{k}} \exp[i(\mathbf{k} + \mathbf{K}_m) \cdot \mathbf{r}] \quad (7)$$

エネルギー固有値も \mathbf{k}, \mathbf{K}_m の関数となるため、複雑な構造 (バンド構造) を持つ。

3. 密度汎関数理論[4]

密度汎関数理論により、全系の基底状態のエネルギーが電子密度の汎関数として一意的に決まることが保証され、さらに 1 電子密度、及び 1 電子波動関数を決める式が与えられる。

全電子系のエネルギーは、次式で与えられる。

$$E[n_e(\mathbf{r})] = T_0[n_e(\mathbf{r})] + U[n_e(\mathbf{r})] + E_{xc}[n_e(\mathbf{r})] + \int d\mathbf{r} v_{ext}(\mathbf{r})n_e(\mathbf{r}) \quad (8)$$

$$U[n_e(\mathbf{r})] = \frac{1}{2} \int d\mathbf{r} \int d\mathbf{r}' \frac{n_e(\mathbf{r})n_e(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \quad (9)$$

ここで、 T_0 は運動エネルギー、 U は電子間静電相互作用エネルギー、 v_{ext} は外場ポテンシャル、 E_{XC} は交換相関エネルギー、である。基底状態の電子密度は、(8) 式において E が最小値を取るように決定される。

電子密度が、規格直交化された 1 電子波動関数を用いて、次のように書けると仮定する。

$$n_e(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{k}} |\varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})|^2 \quad (10)$$

N 電子波動関数が単一のスレーター行列式で書けるときは、(10) 式は正しい。規格直交条件の下で(8) 式の変分を行うことで、Kohn-Sharm の方程式が得られる。

$$H_{KS} = -\frac{1}{2}\nabla^2 + v_{eff}(\mathbf{r}) \quad (11)$$

$$H_{KS} \varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \varepsilon_{\mathbf{k}} \varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (12)$$

$$v_{eff}(\mathbf{r}) = v_{ext}(\mathbf{r}) + \int d\mathbf{r}' \frac{n_e(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} + v_{XC}(\mathbf{r}) \quad (13)$$

ここで、 v_{eff} は有効 1 電子ポテンシャル、 v_H は電子間静電ポテンシャル、 v_{XC} は交換相関ポテンシャル、である。

4. 時間依存密度汎関数理論[1-3]

第一原理計算手法である時間依存密度汎関数理論では、結晶における光応答を調べる場合にレーザー電場をベクトルポテンシャル $\mathbf{A}(t)$ で記述し、 $\mathbf{A}(t)$ を含む時間依存のシュレディンガー方程式を解き、波動関数の時間空間発展を求め、光から物質中の電子にエネルギーが移行する様子を求める。初期の波動関数は、密度汎関数理論により求める。基礎式は次式である。

$$i\hbar \frac{\partial \psi_i(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \left\{ \frac{1}{2m_e} \left[-i\hbar\nabla + \frac{e}{c}\mathbf{A}(t) \right]^2 + v_{ext}(\mathbf{r}) + v_H(\mathbf{r}, t) + v_{xc}(\mathbf{r}, t) \right\} \psi_i(\mathbf{r}, t) \quad (14)$$

$$\mathbf{A}(t) = -c \int_0^t \mathbf{E}(t') dt' \quad (15)$$

時間依存密度汎関数理論で線形応答を調べる場合は、時刻 $t=0$ で基底状態に弱いインパルス電場を加えた時

に発生する電流を計算し、それをフーリエ変換して複素電気伝導度を求め、複素電気伝導度から複素誘電関数を求める。

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{m_e} \sum_i \text{Re} \left\{ \psi_i^*(\mathbf{r}, t) \left[-i\hbar\nabla + \frac{e}{c}\mathbf{A}(t) \right] \psi_i(\mathbf{r}, t) \right\} \quad (16)$$

$$\mathbf{j}_i(\omega) = \sum_j \boldsymbol{\sigma}_{ij}(\omega) E_j(\omega) \quad (17)$$

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{ij}(\omega) = \delta_{ij} + \frac{4\pi i}{\omega} \boldsymbol{\sigma}_{ij}(\omega) \quad (18)$$

5. 時間依存密度汎関数理論により求めた誘電応答関数、屈折率、反射率

時間依存密度汎関数理論により、Si 結晶及び SiO₂ 結晶の誘電応答関数、複素屈折率、反射率を求めた。誘電応答関数は、(16)–(18) 式で求めた。複素屈折率は、(19)–(21) 式で求めた。反射率は、(22) 式で求めた。

$$\eta_r(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{\varepsilon_r^2(\omega) + \varepsilon_i^2(\omega)} + \varepsilon_r(\omega) \right)^{1/2} \quad (19)$$

$$\eta_i(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{\varepsilon_r^2(\omega) + \varepsilon_i^2(\omega)} - \varepsilon_r(\omega) \right)^{1/2} \quad (20)$$

$$\mathbf{n}(\omega) = \eta_r(\omega) + i\eta_i(\omega) \quad (21)$$

$$R(\omega) = \frac{|\mathbf{n}(\omega) - 1|^2}{|\mathbf{n}(\omega) + 1|^2} = \frac{[\eta_r(\omega) - 1]^2 + \eta_i^2(\omega)}{[\eta_r(\omega) + 1]^2 + \eta_i^2(\omega)} \quad (22)$$

ここで、 $\mathbf{n}(\omega)$ は複素屈折率、 $\eta_r(\omega)$ は複素屈折率の実部、 $\eta_i(\omega)$ は複素屈折率の虚部である。

図 1 (a) は、求めた Si 結晶の誘電応答関数の実部、(b) は、求めた Si 結晶の誘電応答関数の虚部である。

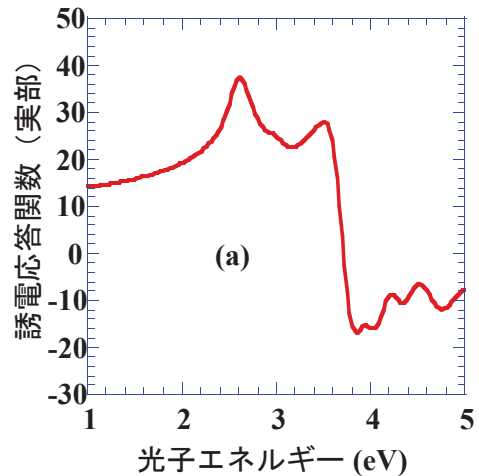
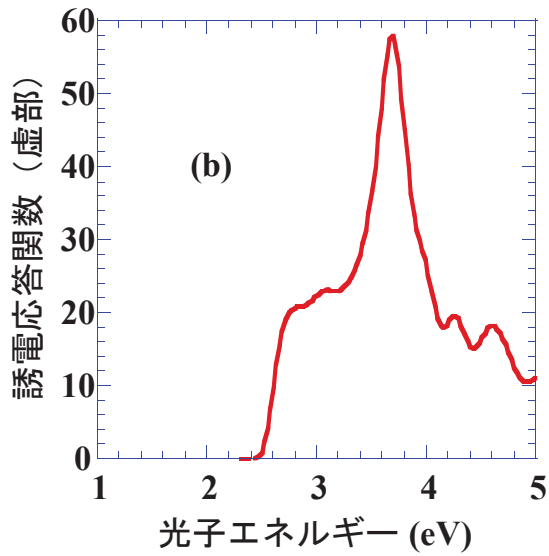


図 1 求めた Si 結晶の誘電応答関数 (a) 実部



(b) 虚部

図 2 (a) は、求めた Si 結晶の屈折率の実部、(b) は、求めた Si 結晶の屈折率の虚部である。

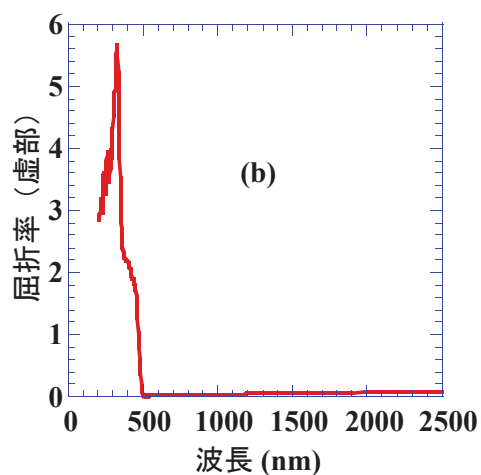
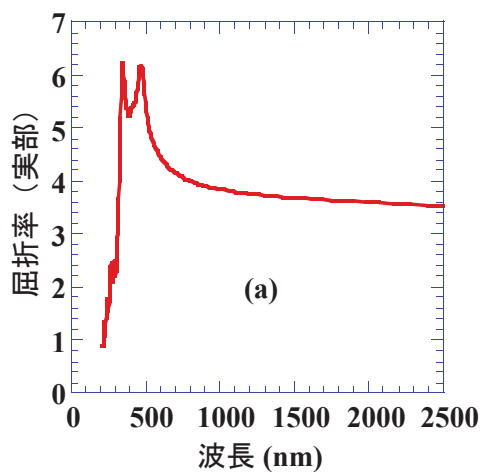


図 2 求めた Si 結晶の複素屈折率
(a) 実部、(b) 虚部

図 3 (a) は、求めた SiO₂ 結晶の誘電応答関数の実部、(b) は、求めた SiO₂ 結晶の誘電応答関数の虚部である。

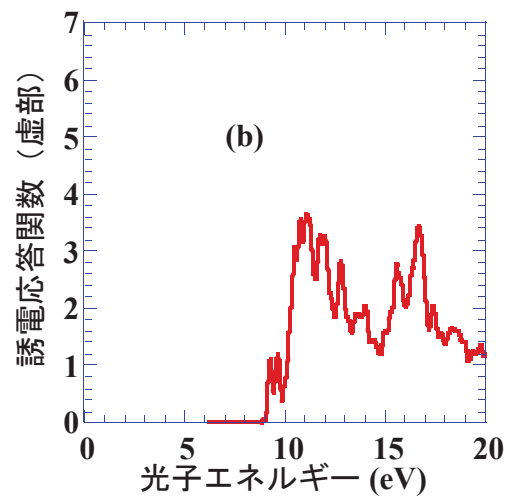
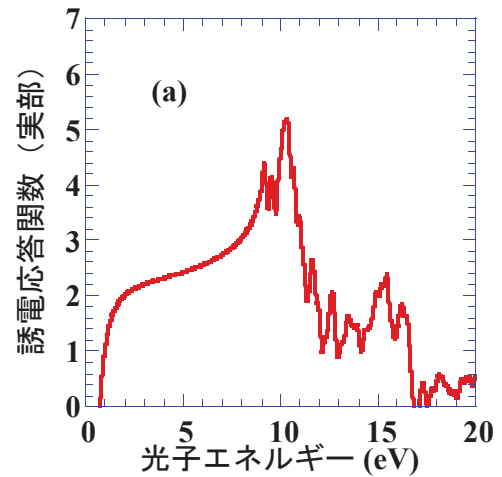


図 3 求めた SiO₂ 結晶の誘電応答関数
(a) 実部、(b) 虚部

図 4 は、求めた SiO₂ 結晶の複素屈折率である。

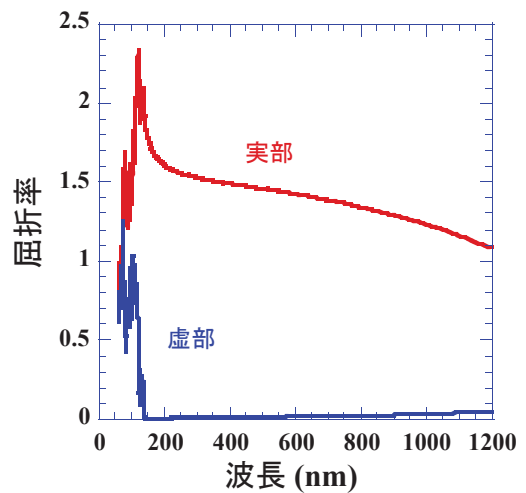


図 4 求めた SiO₂ 結晶の複素屈折率

図 5 は、Si 結晶及びSiO₂ 結晶の反射率である。

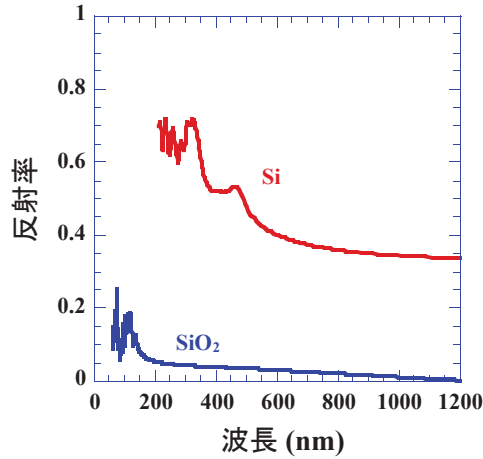


図 5 Si 結晶及びSiO₂ 結晶の反射率

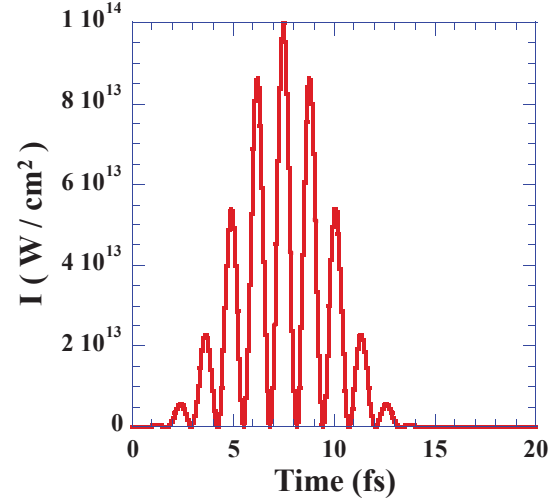


図 7 光強度の時間発展

6. 時間依存密度汎関数理論により求めた、 光電場による電子の励起エネルギー

本研究では、ベクトルポテンシャルを次式で与えた。
単位系は、ガウス単位系である。

$$A_z(t) = -\frac{A_0}{\omega} \cos^2\left(\frac{\pi t}{T}\right) \cos(\omega t) \quad (23)$$

電場、光の強度は、次式で与えられる。

$$E_z(t) = -\frac{1}{c} \frac{dA_z(t)}{dt} \quad (24)$$

$$= \frac{A_0}{c\omega} \frac{d}{dt} \left[\cos^2\left(\frac{\pi t}{T}\right) \cos(\omega t) \right]$$

$$I(t) = cE_z^2(t) / 8\pi \quad (25)$$

T はパルス幅、 ω は光の角周波数、c は光速である。図 6 は、T = 15 fs、光のエネルギー = 1.55 eV (波長 = 800 nm)、光のピーク強度 = 10^{14} W/cm²、の場合の電場の時間発展、図 7 は、光強度の時間発展である。

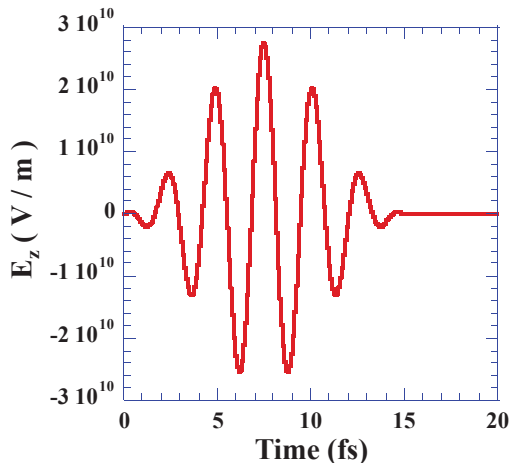


図 6 電場の時間発展

加えた電場が電子に対してした仕事の時間発展について、記す。時間依存密度汎関数理論コードである「SALMON (Scalable Ab-initio Light-Matter simulator for Optics and Nanoscience)」では、全電子系のエネルギーを次式で定義している。

$$E_{all}(t) = \sum_i \int_{\Omega} d\mathbf{r} \psi_i^*(\mathbf{r}, t) \left\{ \frac{1}{2m_e} \left[-i\hbar\nabla + \frac{e}{c} \mathbf{A}(t) \right]^2 + v_{ext}(\mathbf{r}) \right\} \psi_i(\mathbf{r}, t) \quad (26)$$

$$+ \frac{1}{2} \int d\mathbf{r} v_H(\mathbf{r}, t) \rho(\mathbf{r}, t) + E_{xc}(\mathbf{r}, t)$$

SALMON では、電場により発生する分極により電子が動いているエネルギーを、全電子系のエネルギーの計算に含めている。線形応答の範囲 (電子が励起しない程度の光強度) で、分極は分散効果を見れば、 $\mathbf{P}(t) = \chi_1 \mathbf{E}(t)$ である。ここで、 χ_1 は感受率。分極の時間微分は電流である。 $\mathbf{J}(t) = d\mathbf{P}(t)/dt = \chi_1 d\mathbf{E}(t)/dt$ 。電子励起のエネルギーは、次式になる。

$$E_{ex}(t) = \int_0^t J(t') E(t') dt' = \chi_1 E(t)^2 / 2 \quad (27)$$

よって、電子が励起しない程度の光強度では、全電子系のエネルギーは、電場の 2 乗 (光の強度) に比例した振る舞いをする。

図 8 は、加えた電場が Si 結晶中の全電子に対してした仕事の時間発展、である。(a) 光のピーク強度 = 10^9 W/cm²、(b) 10^{10} W/cm²、(c) 10^{11} W/cm²、(d) 10^{12} W/cm²。

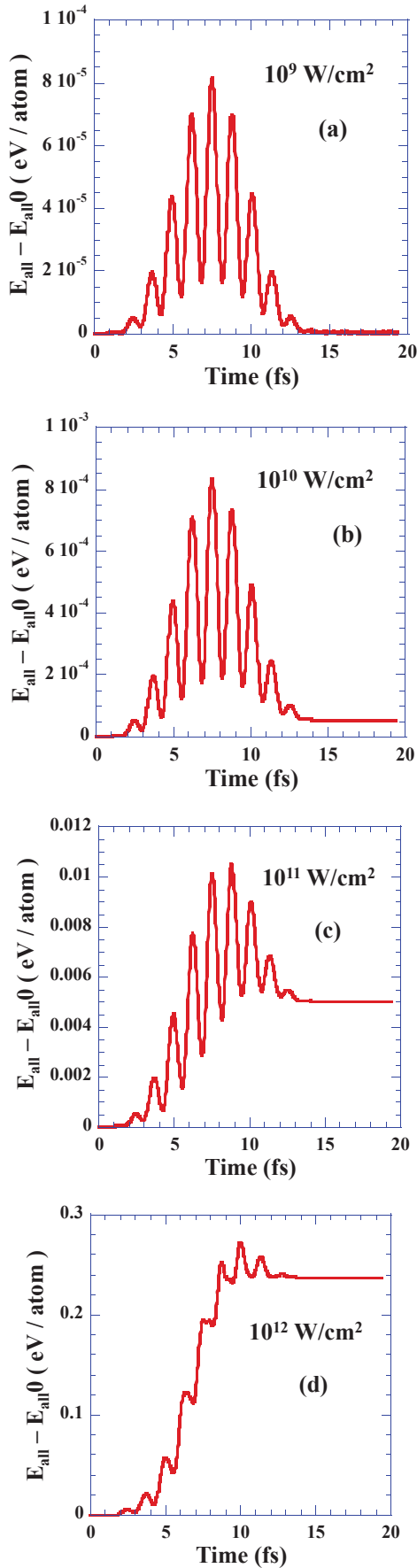


図 8 加えた電場が Si 結晶中の全電子に対してした仕事の時間発展

図 8 の縦軸は、時刻 t の全電子系のエネルギーから初期の全電子系のエネルギーを引いたものの 1 原子当りの物。横軸は、時間。図 8 から分かるように、光強度が強くなると、電場が Si 結晶中の全電子に対してした仕事の時間発展が一定値を取るようになり、一定数の電子が励起されていることを表す。

図 8 の全電子系のエネルギーから電場の 2 乗 (光の強度) に比例した項を取り除き、光電場による電子の励起エネルギーを求める方法を記す。

- (1) 求めたい計算の光強度を I_1 とする。
- (2) パルスの形状は同じで、光強度を十分小さい I_2 とした計算を行う。
- (3) (1) の全電子系のエネルギーを $E_1(t)$ 、(2) の全電子系のエネルギーを $E_2(t)$ とする。
- (4) $E_2(t) \times (I_1/I_2)$ が、 $E_1(t)$ の振動部分に近いことがわかる。
- (5) $E_1(t) - E_2(t) \times (I_1/I_2)$ は、おおよそ振動成分が取り除かれたものになり、光電場による電子の励起エネルギーが求められる。

図 9 は、Si 結晶において、(1)–(5) により求めた、 $I_1=10^{11} \text{ W/cm}^2$ 、 $I_2=10^9 \text{ W/cm}^2$ の場合の、光電場による電子の励起エネルギーの時間発展である。

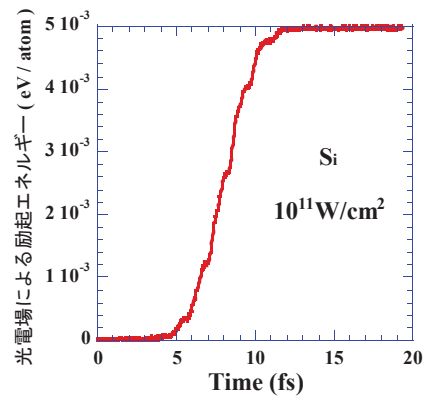


図 9 Si 結晶における、 10^{11} W/cm^2 の場合の光電場による電子の励起エネルギーの時間発展

図 10 は、Si 結晶の場合の光電場による電子の励起エネルギーの光強度依存性である。Si 結晶の場合、直接バンドギャップの大きさは 3.4 eV 程度なので、フォノン効果を考慮しない場合は、2–3 光子吸収が必要となる。図 10 の結果もそれを裏付けている。

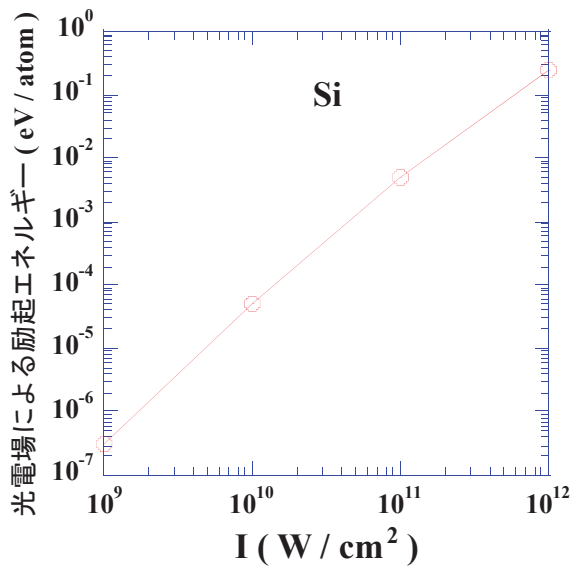


図 10 Si 結晶の場合の光電場による電子の励起エネルギーの光強度依存性

図 11 は、加えた電場が SiO₂ 結晶中の全電子に対してした仕事の時間発展、である。(a) 光のピーク強度 = 10¹³ W/cm²、(b) 2 × 10¹³ W/cm²、(c) 2.5 × 10¹³ W/cm²、(d) 3 × 10¹³ W/cm²、(e) 4 × 10¹³ W/cm²、(f) 5 × 10¹³ W/cm²。

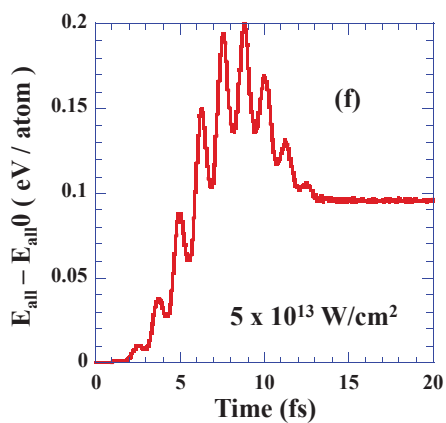
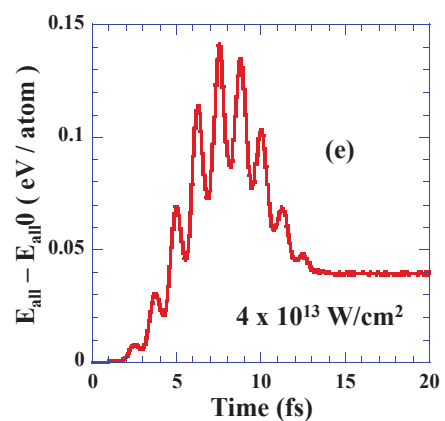
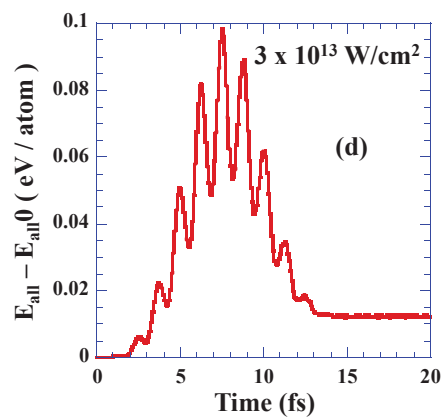
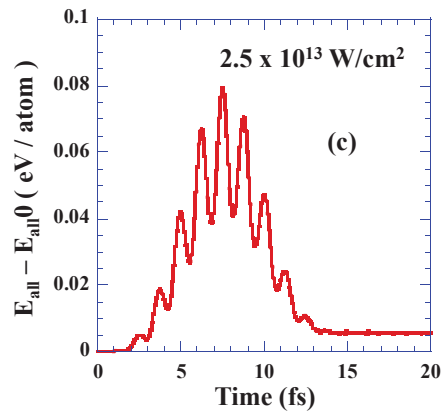
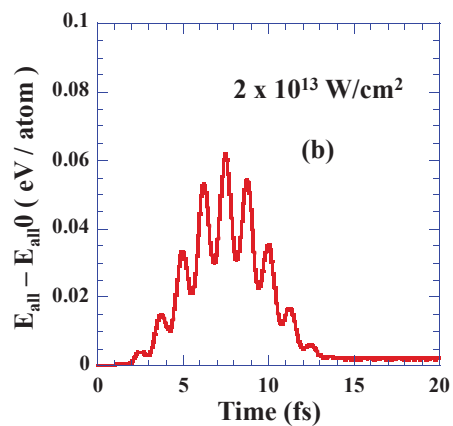
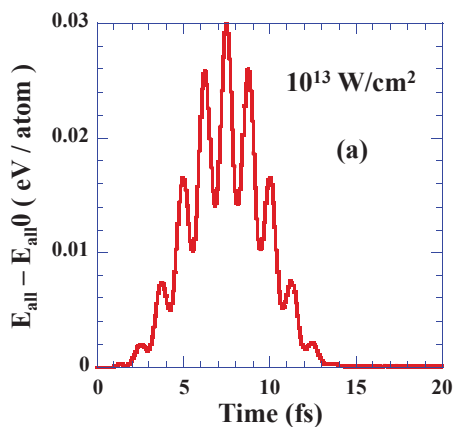


図 11 加えた電場が SiO₂ 結晶中の全電子に対してした仕事の時間発展

図 12 は、SiO₂ 結晶において、(1)–(5) により求めた、 $I_1 = 5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 、 $I_2 = 10^{12} \text{ W/cm}^2$ の場合の、光電場による電子の励起エネルギーの時間発展である。

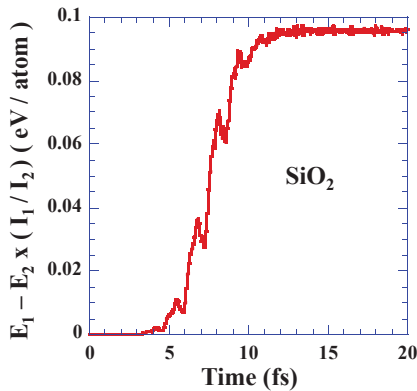


図 12 SiO₂ 結晶における、光強度 $5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ の場合の、光電場による電子の励起エネルギーの時間発展

SiO₂ 結晶の場合、バンドギャップが 7–8 eV であり、1.55 eV の光で励起するためには、5 光子吸収が必要となる。図 13 は、光電場による電子の励起エネルギーの光強度依存性である。SiO₂ 結晶の場合、光電場による電子の励起エネルギーは光の強度の約 4 乗に比例する、という計算結果が得られた。強電界中では波動関数の形状が変わり、その結果この差異が生じた可能性がある。また、パルス幅が短いために、パルスのエネルギーが幅を持っていることも要因である。低強度では、高い振動数成分が励起に重要な寄与をしているため、ベキが少なくなる。高強度側では多光子吸収からトンネルイオン化に変化するため、曲線が寝てくる効果がある。

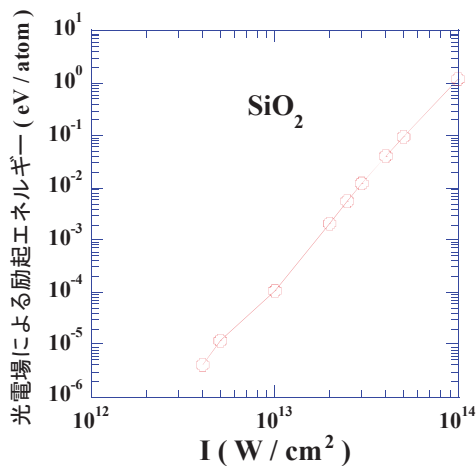


図 13 光電場による電子の励起エネルギーの光強度依存性

7. 結言

時間依存密度汎関数理論コードである「SALMON」を用いて、Si 結晶と SiO₂ 結晶の誘電応答関数、屈折率、及び加えた光電場による電子の励起エネルギーの時間発展を量子力学的に求めた。

Si 結晶の場合、直接バンドギャップの大きさは 3.4 eV 程度なので、フォノンの効果を考慮しない場合は、2–3 光子吸収が必要となる。SiO₂ 結晶の場合、バンドギャップが 7–8 eV あるので、1.55 eV の光で励起するためには、5 光子吸収が必要となる。SiO₂ 結晶の場合、光電場による電子の励起エネルギーは光の強度の約 4 乗に比例する、という計算結果が得られた。強電界中では波動関数の形状が変わり、その結果この差異が生じた可能性がある。また、パルス幅が短いために、パルスのエネルギーが幅を持っていることも要因である。低強度では、高い振動数成分が励起に重要な寄与をしているため、ベキが少なくなる。高強度側では多光子吸収からトンネルイオン化に変化するため、曲線が寝てくる効果がある。

SALMON では、励起された電子数の時間発展も計算できる[1–3]。励起された電子数が一定数を超えると、電子のアバランシェが起こり、固体結晶の損傷が起こる可能性がある。今後、SiO₂ 結晶の損傷閾値の検討なども行う。金属にも SALMON を適用し、誘電応答関数、屈折率等を評価する。SALMON で得られる「光電場による電子の励起エネルギーの時間発展」を用いて、サブピコ秒レーザー加工シミュレーションコードを改良する。

矢花らは、時間依存密度汎関数理論とマクスウェル方程式を連立させ、レーザーの内部への伝搬効果も計算している[1]。上記理論を固体金属に適用することも、本研究の大きな課題である。

謝辞

本研究は、HPCI システム利用研究課題（課題番号 hp210137）を通じて、スーパーコンピュータ「富岳」の計算資源の提供を受け、実施しました。

参考文献

- [1] 矢花一浩 ; レーザー研究 **44** (2016) 789-793.
- [2] Atsushi Yamadaa and Kazuhiro Yabana, , EUR. PHYS. D (2019) 73-87.
- [3] Shunsuke A. Sato, I Yasutaka Taniguchi, Yasushi Shinohara, and Kazuhiro Yabana, J. Chem. Phys. **143**, 224116 (2015).
- [4] 藤原毅夫、固体電子構造論、内田老鶴圃 (2015)。

プラズマ発光計測による光学素子のレーザー損傷の検出

レーザー技術開発室

本越伸二

1. はじめに

レーザー装置およびその応用機器には、ミラーやレンズなど、多くの光学素子が使用されている。これら光学素子は高出力レーザー光に曝されると、しばしば損傷（レーザー損傷）を引き起こす。損傷が発生した部分は、当初の光学性能が得られないだけでなく、回折等により後段光学素子の損傷の要因にもなる。そのため、使用する光学素子のレーザー損傷しきい値を把握し、しきい値以下のエネルギー密度でレーザー装置を運転する必要がある。

レーザー技術総合研究所（ILT）では、平成17年度より光学素子のレーザー損傷しきい値評価試験を開始し、毎年約50個の光学素子の試験を行っている。また、平成20年度よりレーザー損傷しきい値データベース化試験（以下、データベース化試験）を行ってきた。レーザー損傷しきい値評価試験は、試料への照射レーザーフルエンスを変えてに損傷の有無を観察し、損傷確率0%の最大フルエンスを求めるものであり、その方法は国際規格 ISO-21254-1~4 にて規格化されている。ここで重要なのは損傷の検出方法である。規格では、ノマルスキー型微分干渉顕微鏡（倍率10倍）にて試験前後の表面を観察することとされている。一方で、レーザー照射をしながら損傷を検出（オンライン損傷検出）するためには、任意の適切な技術を使用してもよいとされており、適切な技術の例として、オンライン顕微鏡技術、光音響や光熱検出、プローブレーザーや損傷評価用レーザーによる散乱光検出などが挙げられている。このオンライン損傷検出は、評価試験の自動化、省力化、そして高精度化のためには重要な技術である。

本研究では、レーザー損傷しきい値評価試験の自動化を目的に、オンライン損傷検出技術、特に散乱光計測とプラズマ発光計測の損傷検出精度について顕微鏡観察

との比較を行い、オンライン損傷検出技術としての可能性と課題を明らかにした。

2. 損傷検出技術

レーザー損傷を検出する方法として、既にいくつかの方法が提案されている。検出手法とその特質などを表1にまとめた^{2,5)}。

レーザー損傷は表面の形状変化を伴った物理破壊で定義されている。レーザー照射によって表面形状が変化した箇所にプローブレーザー光を照射すると散乱が生じる。即ち、散乱光量の変化を計測することによって損傷の有無が確認できる。散乱光量は、損傷の大きさ、プローブ光の強さ、試料上でのプローブビーム径、プローブビーム照射位置と損傷発生位置との位置ずれ、散乱光検出角度などによって変化する。また、多くの誘電体多層膜は柱状構造であるため損傷がない状態でも散乱が大きい。そのため損傷発生前後で散乱光量変化のS/Nが最も大きくなる最適な計測条件に調整する必要がある。

同じ散乱光を計測する方法でも、損傷評価用レーザー光自体の散乱光を計測することもできる。この場合、損傷用レーザーとプローブ光の位置、大きさなどを調整する必要がなくなる。しかしながら、損傷発生前の試料表面の散乱光量をモニターできないため、損傷発生前に散乱が大きな試料では誤差が大きくなる。

損傷発生の多くの場合には、絶縁破壊によるプラズマ発光を伴う。このプラズマ発光を計測することにより損傷発生を確認することができる。測定には、先述の損傷評価用レーザー光の散乱計測と同じ光学系を用いることができる。散乱光波形は損傷評価用レーザー光の時間波形にほぼ一致し、短時間（数ns）であるのに対して、プラズマ発光の寿命は数 μ sと長い。また散乱光の波長は損傷評価用レーザー光と同じ（単色）であるのに対し

表1 レーザー損傷検出方法^{2,5)}

No.	検出手法	方法	利点	欠点
1	顕微鏡観察	レーザー照射前後の試料表面を顕微鏡で観察、比較する	国際標準	画像解析が必要なため高速化が困難
2	プローブビーム散乱光測定	損傷による散乱光量の増大を検出	試料表面の粗さやコーティングの粗密の影響を受けない	プローブ光のビーム径や位置ずれにより感度に変動
3	損傷評価用パルスレーザー散乱光測定	損傷評価用レーザー光の散乱光を計測	光軸調整が不要	損傷発生前の散乱光量が不明のため損傷による散乱と区別できない
4	プラズマ発光検出	損傷時に発生するプラズマ発光を計測	高感度	プラズマが発生しない場合がある
5	光音響法	光音響信号を圧電素子で計測	微小な損傷でも計測可能	圧電素子に散乱光が当たると誤差が生じる
6	透過光測定	損傷前後の試料の透過率を測定、比較する	パルス時間内の損傷を検出できる	小さな損傷は検出できない

て、プラズマ発光は大気電離も伴うため白色光であり、散乱光とは時間分離、波長分離が可能である。しかし、レーザー照射条件や評価試料によってはプラズマ発光を伴わない損傷も存在する。また真空中の評価では、大気電離がないためプラズマ発光が微弱になり検出が困難になる。

どのような優れた光学素子であっても僅かに光を吸収し加熱される。加熱された部分は膨張し、粗密波が発生して周辺に伝搬する。この粗密波振動を圧電素子で計測する方法が光音響法である。僅かな光吸収による振動は微弱であるが、損傷が発生した場合にはアブレーションやプラズマ発生により大きな圧力が生じるため大きな振動が起こる。この振動を検出することにより損傷を確認することができる。比較的微小な損傷でも振動が起こるため高感度で損傷検出は可能であるが、圧電素子の設置位置、接触方法などにより検出される検出感度は変化する。また、僅かなレーザー光でも圧電素子に当たると、圧電素子自身が発熱振動するため損傷検出を妨げる要因になる。

3. 損傷検出光学配置

図1に散乱光およびプラズマ発光計測による損傷検出の光学配置図を示す。損傷評価用レーザーには波長1064 nm、パルス幅10 nsのNd:YAGレーザー装置を使用した。レーザー光は焦点距離3000 mmのレンズによって試料表面に集光照射した。試料上でのビーム径は450 μmである。

散乱光計測用プローブビームには波長633 nmのHe-Neレーザー光を使用し、レンズによって試料表面上に集光した。プローブ光集光レンズの焦点距離と挿入位置を変えることにより試料上の照射ビーム径を調整した。散乱光は試料後方より焦点距離50 mmの集光レンズでPINダイオード検出器上に集光した。PINダイオードの前には、熱線吸収フィルターと波長633 nmのバンドパスフィルターを設置した。損傷評価用レーザーによって予め損傷を発生させた試料を用い、散乱光強度が最も大きくなるように、プローブレーザーの照射位置や散乱光検出光学系を調整した。

プラズマ発光は散乱光の計測と同じ光学配置で測定した。プラズマ発光計測時はプローブ光を停止させた。

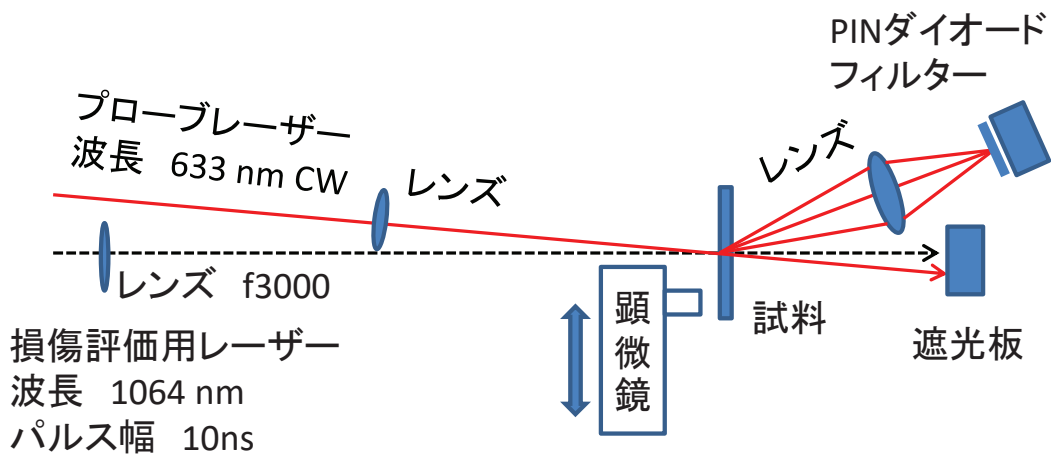
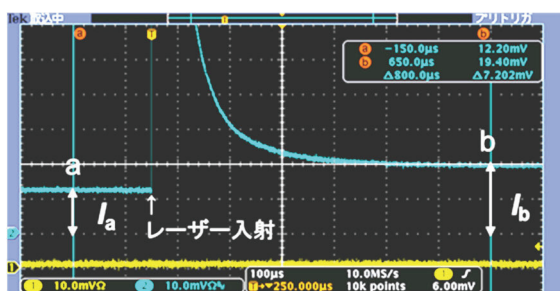


図1 損傷検出光学配置

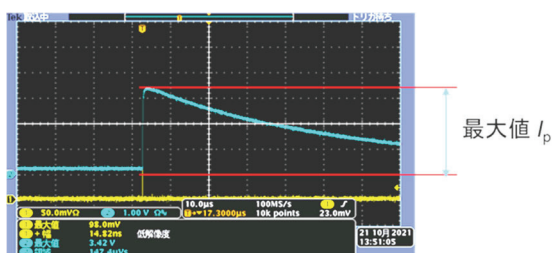
損傷が発生したときに得られるそれぞれの検出器信号波形を図2に示す。図2(a)の青線はプローブ光の散乱信号波形である。レーザー照射時刻を矢印で示した。レーザー照射前、すなわち損傷発生前 (a点) でも I_a に相当する僅かな散乱信号が計測されている。 I_a の大きさは試料表面の粗さやコーティングの緻密度によって変わる。レーザー照射とともに信号強度は急激に増大し、図2(a)では画面から振り切れた状態になっている。この急激な信号の増加がプラズマの発光によるもので、レーザー照射直後から約 $650 \mu\text{s}$ 持続している。しばらくして信号強度は減衰し、ほぼ一定の値 I_b に収束している。 I_b

- I_a が損傷による散乱光量の増加分である。レーザー照射で損傷が発生しなければ、 $I_a = I_b$ である。照射前後の散乱強度比 $I_b / I_a > 1$ になった場合を損傷と定義した。

図2(b)はプラズマ発光波形である。この場合、損傷発生と同時に信号は0レベルから立ち上がり、最大信号強度 I_p に到達したのち減衰する。プローブレーザーの場合と同様に、損傷評価用レーザーに対しても、損傷がなくても、僅かに散乱光 (図2(a)の場合の I_a に相当する) が検出されるはずである。したがって、 I_p には、損傷がない場合の散乱光分、損傷による散乱光の増加分、ならびに損傷によるプラズマ発光分が含まれている。損傷がない場合の散乱光強度はレーザー照射フルエンスに比例して増加するが、図2(a)から予測されるように、損傷発生時のプラズマ発光強度はこの散乱光よりも十分に大きいため、極端に大きな信号 I_p が検出された時を損傷と定義した。散乱光やプラズマ発光の計測と平行して、ノマルスキー顕微鏡によりレーザーパルス照射毎に表面観察を行い、損傷の発生を確認した。



(a) プローブ光散乱信号 (100 $\mu\text{s}/\text{div}$)



(b) プラズマ発光信号 (10 $\mu\text{s}/\text{div}$)

図2 損傷発生時の検出信号

4. 試験結果

測定試料には、真空蒸着法により合成石英ガラス (2 mm 厚) 上に厚さ 300 nm コートした Y_2O_3 材料を用いた。

4.1 N-on-1 試験 散乱光検出

N-on-1 試験は、低いレーザーフルエンスより出発

し、徐々にフルーエンスを増加させて試料に照射し、損傷が発生したフルーエンスを損傷しきい値と決定する試験であり、同じ位置にレーザーを照射し続けるため損傷が発生するまで散乱光強度の変動がない。プローブ光集光レンズ焦点距離 1500 mm の場合に得られた結果を図 3 に示す。図の横軸の#1～#3 は、同じ試料に対してレーザー照射位置を変えて 3 回計測したことを示す。赤が顕微鏡観察により決定されたしきい値、青が散乱光検出により決定されたしきい値である。場所により損傷しきい値にバラツキがあるが、どの場所においても散乱光検出の方が 10～20%高いしきい値を示した。これは顕微鏡観察で判断された損傷しきい値では、散乱光強度の増加が検出されなかったことを意味している。プローブ光の集光レンズを焦点距離 400 mm に変えてもこの差は改善されなかった。

4.2 N-on-1 試験 プラズマ発光検出

同一試料においてプラズマ発光検出により求めた損傷しきい値の結果を図 4 に示す。異なった試験箇所においても顕微鏡観察とプラズマ発光検出ではほぼ同じ損傷しきい値となった。この結果は、違うコート材料試料においても得られたので、プラズマ発光検出では顕微鏡観察とほぼ同精度で損傷の検出が可能であると言える。

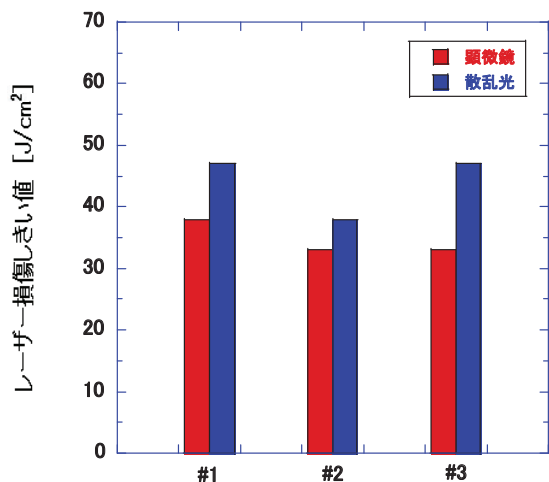


図 3 プローブ光散乱検出による N-on-1 試験損傷しきい値。レンズ焦点距離 1500 mm

4.3 1-on-1 試験 プラズマ発光検出

プラズマ発光による損傷検出によって求めた 1-on-1 試験の損傷しきい値を図 5 に示す。Y₂O₃ コート以外に、TiO₂+La₂O₃ 複合材料や、MgF₂ 材料のコーティングについても評価した。材料によって損傷しきい値に差はあるが、プラズマ発光検出の損傷しきい値は顕微鏡観察に比べ僅かに高いしきい値を示すことが分かった。N-on-1 試験ではレーザーコンディショニングの効果により比較的大きな損傷が発生するが、1-on-1 試験での損傷は欠陥や不純物等による局所的な損傷となるためプラズマ発光強度が小さくなる。結果、N-on-1 試験に比べて、損傷発生時のプラズマ発光強度が小さく、顕微鏡観察では

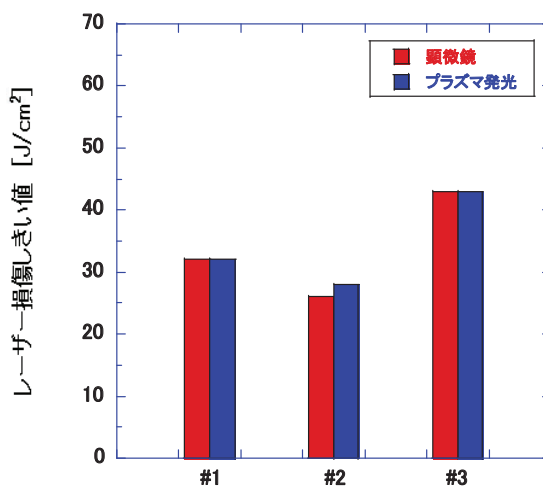


図 4 プラズマ発光検出による N-on-1 試験損傷しきい値。

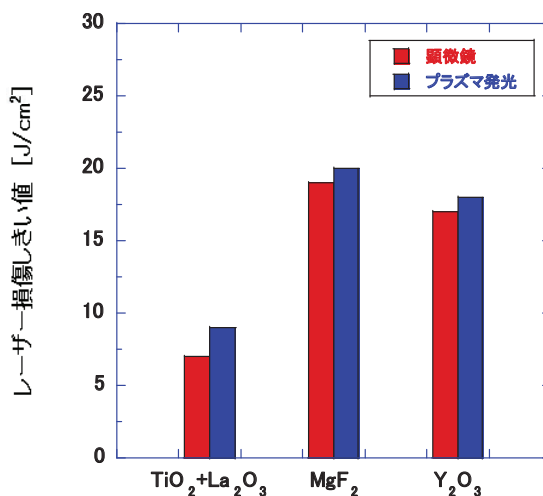


図 5 プラズマ発光検出による 1-on-1 試験損傷しきい値。

損傷と判断された場合でもプラズマ発光とは認識されず、損傷検出精度は低下するものと考えられる。

5. まとめ

レーザー損傷しきい値評価試験の自動化を目的に、顕微鏡観察以外の損傷検出法の検討を行った。プローブ光を用いた散乱光計測では、プローブビーム径に比べ損傷サイズが小さい損傷しきい値近傍では散乱光強度の増大量が小さく、また、プローブ光と損傷箇所との位置ずれの影響により、顕微鏡観察に比べて高い損傷しきい値を示した。一方、プラズマ発光検出では、N-on-1試験ではほぼ顕微鏡観察と一致した結果が得られ、1-on-1試験では顕微鏡観察より僅かに高いしきい値を示した。プラズマ発光の検出感度を向上するとともにプラズマ

発光のデータを蓄積することにより損傷しきい値の決定精度を上げることが可能と考えられる。

謝辞

本研究の一部は、大阪大学レーザー科学研究所共同研究として行われた。謝意を表します。

参考文献

- 1) <http://www.ilt.or.jp/testing/kenkyukai.html>
- 2) J.B.Frank, et al., Nat. Bur. Stand. Spec. Publ. (1986) 727.
- 3) A.Stratan, et al., Proc. of SPIE Vol. 8530 (2012) (5301Y-1).
- 4) K.Mann, et al., Proc. of SPIE Vol. 1438 (1989) 39.
- 5) L.Sheehan, et al., Proc. of SPIE Vol.3578 (1998) 302.

紫外線レーザー照射によるシリコン油の屈折率変化の評価

レーザー技術開発室

本越伸二、藤岡加奈¹、吉田実²

¹大阪大学レーザー科学研究所、²近畿大学大学院総合理工学研究科

1. はじめに

近年、3D プリンティング (Additive Manufacturing) と称される「三次元造形」技術は大きな注目を集めている。紫外線硬化材料に紫外線ランプ(レーザー)光を照射し、材料を硬化・積層する三次元造形の研究は、1980年代に既に実施されている¹。しかし、レーザー光源が高価であったために広く利用されることはなかった。光源の低価格化、性能向上に加え、制御ソフトや機構部の進歩により一般ユーザーでも容易に三次元造形技術を利用できるようになり、従来の模型製作から、医療用サンプル、土木・建築部品、さらには宇宙航空機器にまで応用範囲が広がっている。また、製造方法も、光造形だけでなく、安価な熱溶解積層や、金属などの粉末熔融なども行われている。

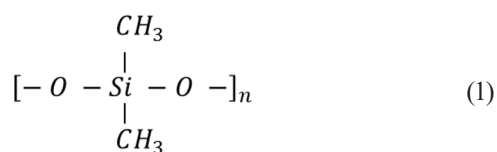
光学分野において、表面に構造を持つ光学素子、例えばフレネルレンズや回折格子などが広く利用されている。これら光学素子は、射出成型やプレス法、エッチング加工で製造されている。この方法では、金型やマスクが必要となり、製品の試作や少ロットの製造には不向きである。そのため、光学分野への三次元造形技術の適応が期待されている。

Deubel²らは、フォトリソ膜を積層することにより、三次元構造を持つフォトニッククリスタルの製作を行い、三次元造形技術の光学分野への可能性を示した²。Kotz³らは、紫外線硬化樹脂に SiO₂ 粉体を混ぜた粉体を用いて、紫外線照射により三次元構造を造形し、その後 1300°C に加熱することにより樹脂を蒸散してガラスの三次元構造体を得ている³。Nguyen⁴らは、SiO₂ ナノ粒子を含んだシリカゲルインクを合成し、サブミリメートルのノズル先端よりインクを射出して任意のパターンの構造体を形成し、1500°C に熱処理することにより透明ガラス構造体を形成している⁴。これらの報告はともに

ガラスの三次元造形を可能にするものであるが、最終的に高温熱処理が必要であり、三次元造形時に得られた精密な構造を熱処理過程後も維持することが困難である。

Murahara⁵らは、シリコン油に紫外線ランプを照射することにより、SiO₂ 膜を形成することを報告した⁵。潮解性結晶表面に形成された SiO₂ 膜は保護膜なり、ほぼ水を浸透しない高密度に形成されている。しかしながら、ランプ光であるため、化学反応に時間を要し、また微細な膜、積層構造形成には至っていない。ランプ光をレーザー光に替えることにより、短時間で SiO₂ が形成することが可能となり、微細な構造形成も期待できる。

シリコン油の化学構造式は



で表される。Si と C の結合エネルギーは、105 kcal/mol であり、波長 272 nm 以下の紫外光を照射することにより切断が可能であり、O と置換することにより SiO₂ が形成される。

本研究では、レーザー照射によるシリコン油のガラス化過程を検討している。本稿では、ガラス化に伴った光学特性の変化を評価した結果を紹介し、ガラス化に必要なレーザー条件について議論する。

2. 光学特性の評価方法と測定光学系

レーザー照射に対するシリコン油のガラス化は、干渉分光法を用いて表面反射光の計測および解析を行い、屈折率および厚さを評価した^{2,3}。

図 1 に干渉分光法による反射光計測の光学配置図を示す。タングステンランプから出射した白色光はコリメートレンズを通った後、試料表面に照射される。試料か

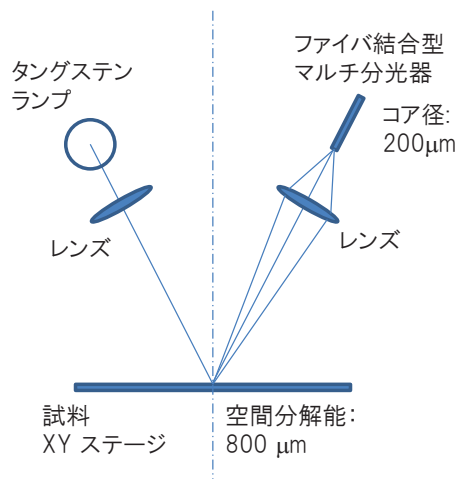


図1 干渉分光法による反射光計測装置図

らの反射光は捕集レンズにより光ファイバ（コア径 200 μm）に集光され分光器へと導かれる。捕集レンズの焦点距離 50 mm と、試料とレンズ間、レンズとファイバ端面の間の距離から、試料表面上の空間分解能は 800 μm と求まった。また二つのレンズの距離と、試料までの距離から、白色光は約 10°で試料に入射される。

シリコン油塗布前の基板のみの反射率 R はフレネルの式より

$$R = \left(\frac{n_0 - n_s}{n_0 + n_s} \right)^2 \quad (2)$$

で表される。ここで n_0 , n_s はそれぞれ空気および基板の屈折率を示す。シリコンウェハの屈折率はデータベースが存在するため、シリコンウェハ基板からの理論的な反射率は求まる。ランプの発光スペクトル、光学系の損失、検出器の感度特性に依存する反射スペクトルをシリコンウェハ基板の理論反射率によって校正した。

厚さ d のシリコン油を塗布した時の反射率は、

$$R = \frac{\rho_1^2 + \rho_2^2 + 2\rho_1\rho_2\cos 2\delta}{1 + (\rho_1\rho_2)^2 + 2\rho_1\rho_2\cos 2\delta} \quad (3)$$

で表される。ここで

$$\rho_1 = \frac{n_0 - n_{oil}}{n_0 + n_{oil}}$$

$$\rho_2 = \frac{n_{oil} - n_s}{n_{oil} + n_s}$$

$$\delta = \frac{2\pi n_{oil} d}{\lambda}$$

である。 n_{oil} はシリコン油の屈折率であり、 λ は光の波長である。シリコン油の厚さや屈折率が一定であっても、光の波長により位相 δ が変化するため反射率が周期的に変化することを示している。言い換えると、波長に対する反射率の変化からシリコン油の屈折率、膜厚を求めることができる。図2 にスピナーを用いて、シリコンウェハ上にシリコン油を塗布した時の反射率特性を示す。比較のために、シリコンウェハ基板表面の反射率特性も示す。上述したように、シリコン油の反射率は波長に対して周期的に変化をする。式(3)を用いてフィッティング解析を行うことによりシリコン油の屈折率と膜厚を求めた。ここで注目する点は、シリコン油反射率のピーク部分がシリコンウェハ表面反射率よりも高くなっている点である。これはシリコン油屈折率が不均一であることを示している。そのため、シリコン油の屈折率 n_{oil} は空気側 (Outer) と基板側 (Inner) で異なるものとして解析を行った。例えば、図2 の反射率特性を解析した結果、シリコン油の屈折率は 1.42 (Outer) と 1.30 (Inner)、膜厚は 1170 nm と求まった。シリコン油の屈折率のカタログ値は 1.40 であるので、スピナーにより厚さ方向に密度勾配が形成され、Outer と Inner の屈折率差になったと考えられる。また、ランプ入射角による影響 $\cos 10^\circ \approx 1$ として計算を行い、繰返し測定の変動は 0.2% であった。

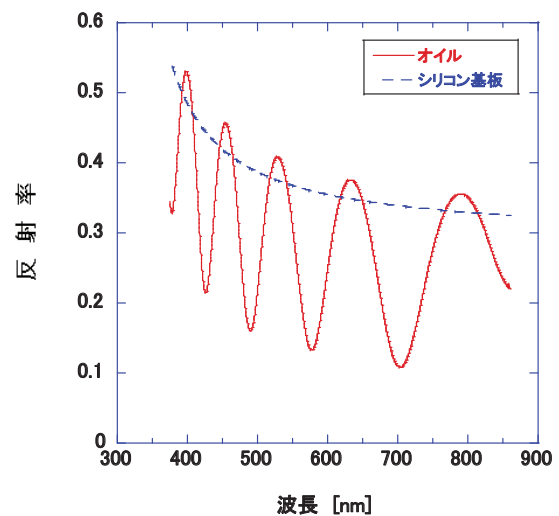


図2 シリコン基板上シリコン油の反射率特性

3. 紫外レーザー照射装置

シリコン油をガラス化するための紫外レーザー装置には、波長 193 nm の ArF エキシマレーザー (LAMBDA PHISIK 社 COMPeX100) を使用した。出射した $10 \times 50 \text{ mm}^2$ のレーザー光は開口径 10 mm のアパーチャーにより一様な円形強度分布を取り出し、焦点距離 500 mm のレンズを用いて試料上で約 $5 \text{ mm}\phi$ になるように調整した。照射レーザー光のエネルギーは、レーザー装置の印加電圧により調整し、ビームスプリッターの反射光をエネルギーモニター (OPHIR 社) で計測した。レーザーパルスの繰返し周波数は 5 Hz に固定し、照射パルス数およびエネルギーをパラメータに照射後のシリコン油の光学特性を評価した。

シリコン油試料は、シリコンウェハ基板上にスピンドクターを用いてコートした。スピンドクターの回転数および回転時間は、7000 rpm、100 秒で固定し、コート後の一様性、時間的安定性は干渉分光法により確認した。またレーザー照射後、スピンドクターと有機溶剤により残留したシリコン油を除去した後、試料表面の光学特性を測定した。

4. 紫外レーザー照射結果

照射エネルギー密度を 8 mJ/cm^2 に固定し、照射パルス数 10,000~40,000 パルスに変えた場合の試料表面の反射率特性を図3に示す。残留したシリコン油は除去されているので、レーザー照射されていない部分の反射率特性はシリコン基板 (点線) と一致する。照射 10,000 パルスではシリコン基板の反射率よりも僅かに低下したが周期的な反射率変化が確認できない。この結果、10,000 パルス照射でガラス化されたシリコン油は有機溶剤により除去され、シリコン表面の改質または荒れにより反射率が低下したものと考えられる。パルス数 20,000 パルス、40,000 パルスでは、周期的な反射率変化も確認され、有機溶剤で除去されずにガラス化したシリコン油が存在していることが分かる。これら2つの反

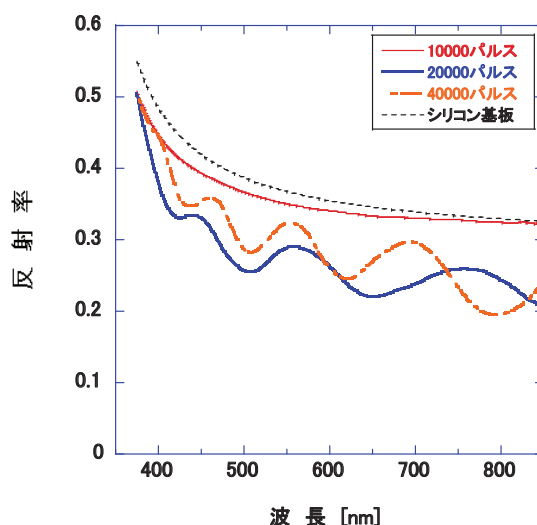


図3 レーザー照射後のシリコン油反射率特性。照射エネルギー密度 8 mJ/cm^2

表1 レーザー照射後のシリコン油屈折率と膜厚

パルス数	屈折率		膜厚 [nm]
	Outer	Inner	
照射前	1.42	1.30	1170
20,000	1.06	1.32	960
40,000	1.08	1.22	1220

射率特性から求められた屈折率、膜厚を表1にまとめた。基板側の屈折率 (Inner) はパルス数の増加に従い低下した。また空気側 (Outer) については大気に近い屈折率となった。石英ガラスの屈折率は 1.46 であり、レーザー照射によってガラス化されたシリコン油はポーラス状態であると考えられる。一方、厚さは 20,000 パルスで一度薄くなったが、40,000 パルスで厚くなった。ガラス化することで薄くなることを予想していたが厚くなることは更に解析が必要である。また、照射エネルギー密度を 4 mJ/cm^2 とした場合には、同じ 40,000 パルスでも洗浄後にガラス化された痕跡は残らなかった。

5. 積層試験

積層が可能であることを確認するために、図4に示すように、照射位置を1mmずつ移動してレーザー照射を行い、屈折率および膜厚を評価した。照射レーザーエネルギー密度は 8 mJ/cm^2 、1回の照射パルス数は20,000パルスで一定とした。基板にはシリコンウェハを使用し、有機溶剤で洗浄した後、シリコン油を約 $1\text{ }\mu\text{m}$ スピンコーターにて塗布し、レーザー照射を行った。照射後、有機溶剤にて残留オイルを除去し分光反射率を測定。その後、再度シリコン油を約 $1\text{ }\mu\text{m}$ 塗布した後、1mm照射位置をずらしてレーザー照射を行った。これを4回行い最終の分光反射率を測定した。

図5に分光反射率から解析された(a)Inner屈折率と(b)膜厚の結果を示す。それぞれの横軸は分光反射率計測時の試料位置を移動することにより一次元の空間分布として示した。1回目照射では屈折率1.2をピークにした凸分布が形成されていることが分かった。その屈折率分布は、2回目照射により最大1.31まで増加し、照射位置を1mm移動したことでガラス化した部分の幅も広がった。3回目、4回目と照射を繰り返した結果、照射位置の移動量に従いガラス化部分も広がった。しかしながら、ピークの屈折率は1.31以上に大きくならないことが分かった。これは照射レーザービーム径約5mmに比べて、ガラス化した幅が4mm程度しかないため、1回目照射と3回目照射ではビームの重なりが少なかったためと考えられる。膜厚は屈折率が1.05以上の位置について示した。1回目の照射では4mmの幅に対して厚さ約1000nmでガラス化していることが分かる。屈折率の分布と重ねるとガラス化による凝縮ではなくシリコン油から SiO_2 へ組成変化(屈折率変化)のみが起こっていることが伺える。2回目照射により膜厚は約2000nmまで厚くなる。これはスピンコートによる塗布された厚さ(約 $1\text{ }\mu\text{m}$)がそのまま積層されていることを意味している。しかしながら、3回目、4回目照射では僅かな増加に留まっている。この原因は、シリコン油の塗布方法がスピンコーターであるため約 $2\text{ }\mu\text{m}$ の凸部には十分にオイルが残らなかったこと。また屈折

率変化の場合と同様にビームの重なりが少なかったためと考えられる。

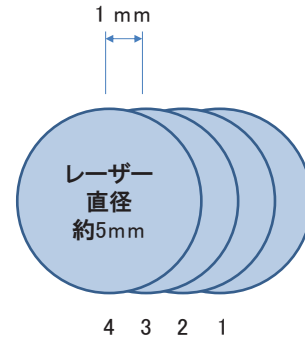
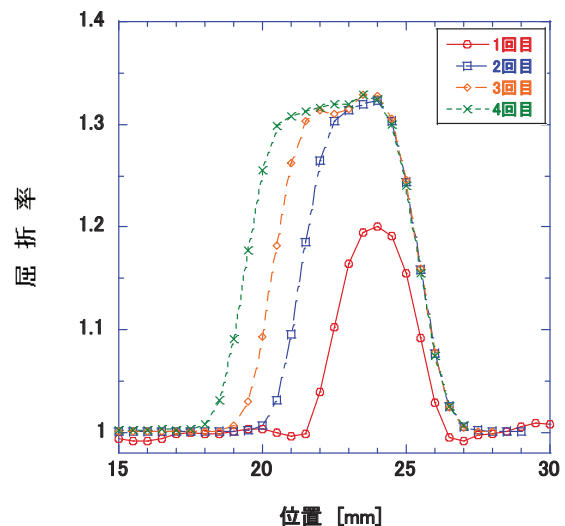
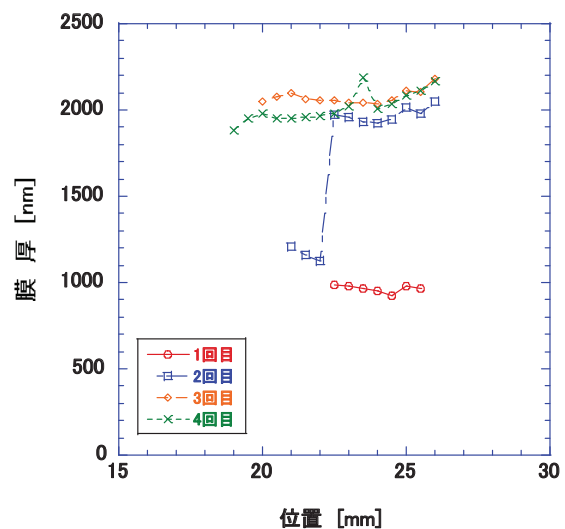


図4 積層試験レーザー照射位置



(a)



(b)

図5 積層照射による(a)屈折率と(b)膜厚

図 6 に微分干渉顕微鏡により観察した積層部分の像を示す。図の下部はシリコンウェハ表面であり、2 回目照射と 3 回目照射の間の位置のイメージである。右から 1 回目照射、2 回目照射と順番に層が重なってガラス化している様子が確認できる。



図 6 積層ガラス化したシリコン油

6. 考察およびまとめ

本研究では、レーザー造形法を用いて、石英ガラス表面に構造を形成することを目的に、レーザー照射によるシリコン油の屈折率変化を干渉分光法により評価した。以下の知見が得られた。

①レーザー照射によるシリコン油のガラス化を評価するために、分光反射光計測光学系を構築し、干渉分光法による屈折率解析を確立した。シリコンウェハ上のシリコン油の変化については高精度と高安定性で評価が可能であることが分かった。また試料を移動することにより屈折率および膜厚の空間分布も評価可能である。今後、高分解能、オンラインモニタへと発展が期待できる。

②波長 193 nm の紫外レーザー光により、ガラス化さ状になっていると考えられる。またシリコン油の塗布と照射を繰り返すことにより、積層しガラス化が可能であることを示した。これにより当初の目標であるガラス三次元造形が可能であることが実証できた。

今後、更にレーザー照射条件に対するガラス化の精度、再現性等を評価しながら、透過型回折格子の形成に挑戦する予定である。

謝辞

本研究は、公益財団法人天田財団より研究助成（一般研究開発助成 AF-2019208-B2）により行われた。ここに謝意を表します。

参考文献

- 1) 中井孝・丸谷洋二：レーザー研究、16 (1987) 14.
- 2) M.Deubel, G.V.Freyman, M.Wegener, S.Pereira, K.Busch, C.Soukoulis: Nature Materials **3** (2004) 444.
- 3) F.Kotz, K.Arnold, W.Bauer, D.Schild, N.Keller, K.Sachsenheimer, T.M.Nargang, C.Richter, D.Helmer, B.E.Rapp: Nature **544** (2017) 337.
- 4) D.T.Nguyen, C.Meyers, T.D.Yee, N.A.Dudukovic, J.F.Destino, C.Zhu, E.B.Duoss, T.F.Baumann, T.Suratwala, J.E.Smay, R.D.-Sperars: Adv. Mater. **29** (2017) 1701181.
- 5) M.Murahara, T.Funatsu, Y.Okamoto: Proc. of SPIE **5647** (2005) 224.
- 6) H.A.Macleod: Thin-Film Optical Filters (訳小倉繁太郎他, 1989年) p.13.
- 7) 小椋山光信: 光学薄膜の基礎理論 (オプトロニクス社, 2002年) p.52.

発表論文リスト

発表論文リスト

○レーザーエネルギー研究チーム

著者	T. Yamada, <u>H. Daido</u> and T. Shibata
題目	Development of a laser-driven ultrasonic technology for characterizations of heated and aged concrete samples
論文誌名	Journal of Nuclear Science and Technology vol. 59, No.5, pp. 614–628
著者	Y. Kato, <u>H. Daido</u>
題目	X-ray laser development at the Institute of Laser Engineering, Osaka University with worldwide collaboration
論文誌名	Proc. SPIE 11886, International Conference on X-Ray Lasers 2020, 118860D (8 July 2021)); doi: 10.1117/12.2592812
著者	Y. Nakata, K. Tsubakimoto, <u>N. Miyanaga</u> , A. Narazaki, T. Shoji and Y. Tsuboi
題目	Laser-Induced Transfer of Noble Metal Nanodots with Femtosecond Laser-Interference Processing
論文誌名	Nanomaterials 11, 305 (2021), doi.org/10.3390/nano11020305
著者	J. Ogino, L. Zhaoyang, S. Tokita, K. Tsubakimoto, <u>N. Miyanaga</u> , J. Kawanaka
題目	Development two-stage frequency domain optical parametric amplification
論文誌名	High Energy Density Physics 38, 100906 (2021), doi.org/10.1016/j.hedp.2020.100906
著者	I. Ogawa, Y. Kawashima, T. Hiraiwa, M. Tozawa, H. Niki H, S. Tokit, B. Han, H. Okuda, <u>N. Miyanaga</u> , S. Umehara, K. Matsuoka, S. Yoshida
題目	Development of the laser isotope separation method to study for the neutrino-less double beta decay of ⁴⁸ Ca
論文誌名	IOP Publishing, Journal of Physics: Conference Series 2147, 012012 (2022), doi:10.1088/1742-6596/2147/1/012012

○レーザープロセス研究チーム

著者	T. Noritake, M. Iwashimizu, S. Nishikata, H. Daigo, T. Ebisuzaki, N. Sakaki, T. Tsukihana, <u>S. Taniguchi</u> , <u>M. Fujita</u> , <u>H. Chosrowjan</u>
題目	Atmospheric Turbulence Measurement Experiments Using Backscattering for Predictive Adaptive Optics Control
論文誌名	OPIC'2021, LSSE'21 (Laser Solutions for Space and the Earth 2021)nLSSE-4-01,1-2, (2021)
著者	T. Tsukihana, N. Sakaki, Y. Kato, T. Ebisuzaki, M. Iwashimizu, T. Noritake, S. Nishikata, H. Daigo, <u>M. Fujita</u> , <u>S. Taniguchi</u> , <u>H. Chosrowjan</u>
題目	1-kw Fiber Laser Beam Propagation in Water Vapor
論文誌名	OPIC'2021, LSSE'21 (Laser Solutions for Space and the Earth 2021), LSSE-3-02,1-2, (2021)
著者	<u>藤田雅之</u>
題目	レーザー加熱による月の模擬砂を用いた建設材料の作製
論文誌名	オプトロニクス、vol.481、No.1、pp.48-51、(2022)

○レーザー計測研究チーム

著者	<u>T. Somekawa</u> , Y. Ichikawa, M. Ogita, S. Sugimoto, <u>H. Chosrowjan</u> , <u>S. Taniguchi</u> , and I. Asahi
題目	Flash resonance Raman lidar for SO ₂ gas leak detection
論文誌名	Optics Communications, 513, 128083, (2022)
著者	櫻井俊光、松下拓樹、松島哲郎、 <u>染川智弘</u>
題目	超短パルスレーザー誘起表面周期構造による道路構造物の着雪対策工法について
論文誌名	光アライアンス、32巻、4号、pp. 7-11、(2021)
著者	伊澤淳、横澤剛、倉田孝男、大海聡一郎、藏田真太郎、 <u>染川智弘</u> 、江藤修三、眞子直弘、堀澤秀之、山口滋、藤井隆、久世宏明
題目	セキュリティ分野におけるレーザーリモートセンシング
論文誌名	レーザーセンシング学会誌、2巻、1号、pp.10-16、(2021)

著者	T. Somekawa, J. Izawa, M. Fujita, J. Kawanaka, and H. Kuze
題目	Raman lidar for remote sensing of oil in water
論文誌名	Appl. Opt., Vol. 60, No. 25, pp.7772-7774, (2021)
著者	V. Anand, J. Maksimovic, T. Katkus, S. H. Ng, O. Ulčinas O, M. Mikutis, J. Baltrukonis, A. Urbas, G. Šlekys, H. Ogura, D. Sagae, T. Pikuz, T. Somekawa, N. Ozaki, A. Vailionis, G. Seniutinas, V. Mizeikis, K. Glazebrook, J. P. Brodie, P. R. Stoddart, L. Rapp, A. V. Rode, E. G. Gamaly, S. Juodkazis
題目	All femtosecond optical pump and x-ray probe: Holey-axicon for free electron lasers
論文誌名	J. Phys. Photonics. Vol. 3, 024002, (2021)
著者	K. Kawasaki, D. Tanaka, H. Yamada, S. Ohmagari, Y. Mokuno, A. Chayahara, T. Tamagawa, Y. Hironaka, K. Yamanoi, M. Tsukamoto, Y. Sato, T. Somekawa, H. Nagatomo, K. Mima, and K. Shigemori
題目	Direct-Drive Implosion Experiment of Diamond Capsules Fabricated with Hot Filament Chemical Vapor Deposition Technique
論文誌名	Physics of Plasmas, Vol. 28, 104501, (2021)
著者	K. Matsuo, T. Sano, H. Nagatomo, T. Somekawa, K. F. Farley Law, H. Morita, Y. Arikawa, and S. Fujioka
題目	Enhancement of Ablative Rayleigh-Taylor Instability Growth by Thermal Conduction Suppression in a Magnetic Field
論文誌名	Physical Review Letters, Vol. 127, 165001, (2021)
著者	染川智弘
題目	リモートセンシングにおけるラマン分光
論文誌名	レーザーセンシング学会誌、2巻、2号、pp. 39-44、(2021)

○レーザーバイオ化学研究チーム

著者	S. Taniguchi, H. Chosrowjan, H. Tamaoki, Y. Nishina, A. Nueangaudom, F. Tanaka
題目	Ultrafast photoinduced electron transfer in o-aminobenzoate-D-Amino acid oxidase complex
論文誌名	Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry(JPPA), Volume 420, pp.113448-113465, (2021)

○レーザー技術開発室

著者	Y. Honda, S. Motokoshi, T. Jitsuno, K. Fujioka, T. Yamada, and M. Yoshida
題目	Temperature dependence of the small-signal gain of a Cr ³⁺ and Nd ³⁺ co-doped Y ₃ Al ₅ O ₁₂ ceramic
論文誌名	Jpn. J. Appl. Phys. Vol.60, 072003pp. 072003-1-072003-6, (2021)
著者	藤本靖、中原正盛、Paul BINUN、本越伸二、石井修、渡部棟之、山崎正明、佐藤毅、深川正基
題目	革新的小型・高効率UVレーザー光源の開発
論文誌名	レーザー加工学会誌、Vol.28、No.3、pp.49-55、(2021)
著者	Y. Honda, S. Motokoshi, T. Jitsuno, K. Fujioka, T. Yamada, M. Yoshida
題目	Analyses of energy transfer of Cr ³⁺ and Nd ³⁺ co-doped Y ₃ Al ₅ O ₁₂ ceramic powders at the 4T ₁ level of Cr ³⁺ ion excitation
論文誌名	Japanese Journal of Applied Physics, Vol.61, No.2、022004-1 - 022004-7, (2022)

国際学会発表リスト

○レーザープロセス研究チーム

著者	T. Noritake, M. Iwashimizu, S. Nishikata, H. Daigo, T. Ebisuzaki, N. Sakaki, T. Tsukihana, <u>S. Taniguchi</u> , <u>M. Fujita</u> , <u>H. Chosrowjan</u>
題目	Atmospheric Turbulence Measurement Experiments Using Backscattering for Predictive Adaptive Optics Control
会議名	OPIC2021, LSSE'21, Laser Solutions for Space and the Earth (LSSE) 2021, 19-21 April 2021, Online
著者	T. Tsukihana, N. Sakaki, Y. Kato, T. Ebisuzaki, M. Iwashimizu, T. Noritake, S. Nishikata, <u>H. Daigo</u> , <u>M. Fujita</u> , <u>S. Taniguchi</u> , <u>H. Chosrowjan</u>
題目	1-kw Fiber Laser Beam Propagation in Water Vapor
会議名	OPIC2021, LSSE'21, (Laser Solutions for Space and the Earth 2021), 19-21 April 2021, Online
著者	J. Kawanaka, S. Tokita, J. Ogino, H. Yoshida, K. Tsubakimoto, K. Fujioka, Z. Li, <u>S. Motokoshi</u> , N. Morio, S. Matsuo, K. Kawabata, K. Takahashi, K. Matsumoto, Y. Kawakami, K. Sawai, K. Tsuji, M. Ishida, K. Matsushita, Y. Hirose, K. Fuwa, K. Shigemori, H. Matsuo, S. Oketani, T. Sezaki, T. Yanagida, <u>N. Miyanaga</u> , <u>M. Fujita</u> , K. Ueda, R. Kodama
題目	Core Key Technologies of Multi-Kilojoule Repeatable Laser System
会議名	28th IAEA Fusion Energy Conference (FEC2020), 10-15 May 2021, Online

○レーザー計測研究チーム

著者	<u>S. Kurahashi</u> , <u>O. Kotyaev</u> and <u>Y. Shimada</u>
題目	Development and Application of Laser-Based Inspection Technique for Concrete Structure
会議名	Laser Solution for Space and the Earth 2021, 19-23 April 2021, Online

国内学会発表リスト

○レーザープロセス研究チーム

著者	藤田雅之
題目	加工・計測・メディカル応用の最新動向
会議名	OPIE'2021 光技術動向セミナー、2021年7月1日、パシフィコ横浜
著者	田島孝敏、新村亮、藤田雅之、兒玉了祐
題目	レーザーによる月模擬砂の積層造形に関する研究
会議名	土木学会全国大会第76回年次学術講演会、2021年9月9日、オンライン
著者	コスロービアンハイク、谷口誠治、稲田順史、本越伸二、藤田雅之、則武卓也、岩清水優、西方伸吾、醍醐浩之、榊直人、月花智博、戎崎俊一
題目	高速動作可変形鏡の開発と特性評価:影響関数を取り入れた制御モデルの検討
会議名	第82回応用物理学会秋季学術講演会、2021年9月21日、オンライン
著者	藤田雅之、遠藤康平、兒玉了祐、田島孝敏、新村亮、金森洋史
題目	レーザー加熱による月面模擬砂を用いた建設材料の作製
会議名	第65回宇宙科学技術連合講演会、2021年11月10日、オンライン
著者	藤田雅之
題目	レーザー加工と省エネ
会議名	光科学フォーラムサミット、2021年11月18日、東京都立産業貿易センター
著者	藤田雅之、遠藤康平、兒玉了祐、田島孝敏、新村亮、金森洋史
題目	レーザー加熱による月の模擬砂を用いた建設材料の作製
会議名	レーザー学会学術講演会第42回年次大会、2022年1月14日、オンライン
著者	谷口誠治
題目	kW級高出力全反射アクティブミラーYb: YAGレーザーの開発
会議名	固体レーザーの高速探索と機能開発に向けたレーザー材料研究会 第6回新規固体レーザー開発に向けた要素技術、2022年3月2日、オンライン

○レーザー計測研究チーム

著者	倉橋慎理
題目	レーザーを用いた社会インフラの健全性計測技術の開発
会議名	第103回EST-3委員会、2021年7月14日、オンライン
著者	染川智弘、名古屋通義、藤田雅之
題目	レーザー誘起ブレイクダウンを利用したコンクリート構造物の遠隔塩分評価手法の開発
会議名	第39回レーザセンシングシンポジウム、2021年9月3日、オンライン
著者	朝日一平、杉本幸代、市川祐嗣、荻田将一、星野礼香、山下望、江藤修三、染川智弘、コスロービアンハイク、谷口誠治
題目	共鳴ラマンライダによる微量有害物質遠隔計測
会議名	第39回レーザセンシングシンポジウム、2021年9月3日、オンライン
著者	染川智弘、コスロービアンハイク、谷口誠治
題目	共鳴ラマンライダに向けた広帯域波長可変Ti:Sレーザの誘導ブリルアン散乱パルス圧縮
会議名	第82回応用物理学会秋季学術講演会、2021年9月11日、オンライン
著者	染川智弘
題目	海底開発における環境影響評価に向けた水中レーザーリモートセンシング技術の開発
会議名	第80回KPSIセミナー、2021年9月28日、量子科学技術研究開発機構 関西光科学研究所及びオンライン
著者	染川智弘
題目	LIBSを利用したコンクリート構造物の遠隔塩分評価手法の開発
会議名	第7回先端計測技術の応用展開に関するシンポジウム、2021年12月11日、オンライン
著者	染川智弘
題目	ラマンライダを利用した水中モニタリング手法の開発
会議名	レーザー学会学術講演会第42回年次大会、2022年1月14日、オンライン

著者	朝日一平、杉本幸代、市川祐嗣、荻田将一、星野礼香、山下望、江藤修三、 <u>染川智弘</u> 、 <u>コスロービアンハイク</u> 、 <u>谷口誠治</u>
題目	微量有害物質遠隔検知に向けた共鳴ラマンライダーの開発
会議名	レーザー学会学術講演会第42回年次大会、2022年1月14日、オンライン
著者	<u>倉橋慎理</u> 、 <u>オレグ コチャエフ</u> 、 <u>藤田雅之</u> 、 <u>本越伸二</u> 、 <u>新村亮</u> 、 <u>鈴木健一郎</u> 、 <u>谷口信博</u> 、 <u>奥澤康一</u>
題目	実運用に向けたレーザーによる浮石検知技術の開発
会議名	レーザー学会学術講演会第42回年次大会、2022年1月14日、オンライン
著者	<u>H. Chosrowjan</u> , <u>T. Somekawa</u> , <u>S. Taniguchi</u>
題目	Investigations of spectrally tunable, nanosecond laser pulse compression
会議名	第69回応用物理学会春季学術講演会、2022年3月24日、青山学院大学 相模原キャンパス及びオンライン
著者	<u>染川智弘</u> 、杉本幸代、市川祐嗣、荻田将一、星野礼香、山下望、江藤修三、 <u>コスロービアンハイク</u> 、 <u>谷口誠治</u> 、朝日一平
題目	微量有害物質の遠隔検知に向けた共鳴ラマンライダーの開発
会議名	第68回応用物理学会春季学術講演会、2022年3月26日、青山学院大学 相模原キャンパス及びオンライン

○レーザー技術開発室

著者	村松功希、 <u>本越伸二</u> 、 <u>藤岡加奈</u> 、 <u>吉田実</u>
題目	レーザー造形法による石英ガラス表面の構造形成
会議名	電気関係学会関西連合大会、2021年12月5日、オンライン

事業報告書

事業報告書

(令和3年度)

概況

レーザー技術総合研究所は、レーザー及びその関連産業の振興を図り、我が国の学術の進展と科学技術の発展に貢献することを責務とし、レーザーとその応用に関する研究開発、調査、情報の収集・提供、人材育成などの事業を鋭意推進すべく活動してきた。令和3年度においても関係各位の協力を得て、概ね計画どおり活動することができた。

【令和3年度の主な活動】

産業用レーザー開発プロジェクトでは、高出力レーザーの長距離伝送技術を確立するため、大気のゆらぎによる波面乱れを補正し、ビームを高品質化できる高速動作・高光耐性可変形鏡の大口径化を進めた。

レーザー微量分析研究プロジェクトでは、大気中有害微量物質の検出を目的に、深紫外域での高出力波長可変レーザーを構築し、共鳴ラマンライダーによる実証試験を実施した。また新しい応用としてフラッシュ共鳴ラマンライダーを開発し、SO₂ガスの漏えいの可視化に成功した。

レーザーエネルギー分野では、レーザーエネルギーの新しい応用分野の開拓をめざし、原子力や素粒子研究分野で要求されているレーザー関連技術の研究開発を推進した。

レーザープロセス分野では、ものづくりイノベーションを支援するレーザープロセス技術の基礎・応用開発研究を行った。

レーザー計測分野では、レーザー応用計測・分析技術の高性能化に資する基盤技術に向けた研究開発を実施した。

レーザーバイオ化学分野では、蛋白質や酵素の機能解明に関するレーザー分光法による研究を進めた。また、レーザー光を利用した効率的、選択的放射性廃棄物分離法の開発を進めた。

理論・シミュレーション分野では、レーザー加工の物理を解明するため、レーザーと物質の相互作用に関する量子力学的研究を行った。また、地震先行現象が電離層に及ぼす効果を理論的に求め、測定結果と比較を行った。

レーザー技術開発室では、光学部品や光学材料の開発を進める一方で、産学連携の中核的な存在としてUV光源や高耐力コーティングなど産業界の技術開発の支援を行った。

普及啓発活動では、研究成果報告会の開催および展示会への出展、機関誌「レーザークロス」の発行、ホームページおよびメール配信など積極的な情報発信に努めた。

1. 役員等の異動

(理事)

年月日	就任	退任
R3.4.26	川崎 守	戸塚 猛喜
R3.4.26	神崎 寛	中原 隆
R3.4.26	坂本 憲志	真劔 康治
R3.6.23		中塚 正大
R3.7.20	高西 一光	島本 恭次
R3.9.10	山下 圭	北島 尚史

(監事)

年月日	就任	退任
R3.4.26	酒井 徹	福田 浩之

(評議員)

年月日	就任	退任
R3.4.26		佐々木孝友
R3.7.20	長谷川友安	西内 誠
R3.10.11	岡 徹	佐藤 智典
R4.3.22	大塚 倫生	香川 英司

2. 役員会等の開催

(1) 理事会

第 42 回理事会 (令和 3 年 4 月 8 日 みなし決議)

決議事項

- ・臨時の第 30 回評議員会の招集及び目的である事項

第 43 回理事会 (令和 3 年 6 月 1 日 Web 会議)

決議事項

- ・令和 2 年度事業報告
- ・令和 2 年度財務諸表
- ・定時の第 31 回評議員会の招集及び目的である事項

報告事項

- ・職務執行状況の報告

第 44 回理事会 (令和 3 年 7 月 8 日 みなし決議)

決議事項

- ・臨時の第 32 回評議員会の招集及び目的である事項

第 45 回理事会（令和 3 年 8 月 3 日 みなし決議）

決議事項

- ・ 理事長の選定

第 46 回理事会（令和 3 年 8 月 27 日 みなし決議）

決議事項

- ・ 臨時の第 33 回評議員会の招集及び目的である事項

第 47 回理事会（令和 3 年 9 月 24 日 みなし決議）

決議事項

- ・ 臨時の第 34 回評議員会の招集及び目的である事項

第 48 回理事会（令和 4 年 3 月 2 日 Web 会議）

決議事項

- ・ 令和 4 年度事業計画
- ・ 令和 4 年度収支予算書及び資金調達及び設備投資の見込み
- ・ ハラスメント防止規程の制定
- ・ 就業規則の改定
- ・ 給与規程の改定
- ・ 臨時の第 35 回評議員会の招集及び目的である事項

報告事項

- ・ 職務執行状況の報告

(2) 評議員会

第 30 回評議員会（令和 3 年 4 月 26 日 みなし決議）

決議事項

- ・ 理事の選任
- ・ 監事の選任
- ・ 評議員の退任

第 31 回評議員会（令和 3 年 6 月 23 日 Web 会議）

決議事項

- ・ 令和 2 年度財務諸表
- ・ 理事の退任

報告事項 ・ 令和 2 年度事業報告

第 32 回評議員会（令和 3 年 7 月 20 日 みなし決議）

決議事項

- ・ 理事の選任
- ・ 評議員の選任

第 33 回評議員会 (令和 3 年 9 月 10 日 みなし決議)
決議事項
・理事の選任

第 34 回評議員会 (令和 3 年 10 月 11 日 みなし決議)
決議事項
・評議員の選任

第 35 回評議員会 (令和 4 年 3 月 22 日 みなし決議)
決議事項
・評議員の選任

3. 賛助会員状況

令和 3 年度末会員数 33 社 73.5 口

4. 学会および論文発表

学会発表 23 件 (国内 : 19 件、国外 : 4 件)
論文発表 20 件 (国内 : 5 件、国外 : 15 件)

5. 特許等出願件数

令和 3 年度出願件数 6 件
令和 3 年度末特許保有件数 42 件 (登録 : 20 件、公開 : 16 件、他 : 6 件)

I 研究開発および調査事業

研究開発の推進と成果の拡充を図るため、研究部門では以下のとおり事業活動を実施した。

1. 研究調査事業

【産業用レーザー開発プロジェクト】

高出力レーザーの長距離伝送技術を確立するため、大気のゆらぎによる波面乱れを補正しビームを高品質化できる高速動作・高光耐性可変形鏡の大口径化を進めた。

[関連する主な受託・共同研究]

- ・高速移動物体への遠距離・高強度光伝送のための予測的波面制御の研究

【レーザー微量分析研究プロジェクト】

大気中有害微量物質の検出を目的に、深紫外域での高出力波長可変レーザーを構築し、共鳴ラマンライダーによる実証試験を実施した。また新しい応用としてフラッシュ共鳴ラマンライダーを開発し、SO₂ガスの漏えいの可視化に成功した。

[関連する主な受託・共同研究]

- ・共鳴ラマン効果による大気中微量有害物質遠隔計測技術の開発

【レーザーエネルギー研究チーム】

レーザーエネルギーの新しい応用分野の開拓をめざし、原子力や素粒子研究分野で要求されているレーザー関連技術の研究開発を推進した。

(1)原子炉廃止措置におけるレーザー応用の研究

レーザー切断は、原子炉廃止措置において実用化が期待される技術の一つである。主として金属と金属酸化物材料にレーザー照射を行い、切断時の微粒子の発生・飛散特性を研究し、その閉じ込め、回収技術に向けたデータを集積した。

(2) 二重ベータ崩壊の研究に必要なレーザーの開発研究

素粒子研究分野で計画されている二重ベータ崩壊の実験では、大量の⁴⁸Ca同位体が必要とされている。⁴⁸Caのレーザー濃縮をめざした狭線幅・高出力青紫色レーザーの開発に関して、半導体レーザーの注入同期特性を明らかにし、周波数安定性2MHz、出力0.1W級モジュール装置を構築した。

[関連する主な受託・共同研究]

- ・レーザー加工により発生する微粒子の解析と核種同定手法の開発

・ 48Ca を用いたニュートリノマヨラナ性の研究と次世代高感度化技術開発

【レーザープロセス研究チーム】

ものづくりイノベーションを支援するレーザープロセス技術の基礎・応用開発研究を行った。

(1)短パルスレーザー加工に関する研究

フェムト秒からナノ秒領域の短パルスレーザーを用いた金属、半導体、誘電体等、各種材料の加工特性に関する研究を行った。

(2)レーザー加工のインフラ構造物への適用性に関する研究

土木・建築業界へのレーザー技術の普及をめざし、インフラ構造物の表面クリーニング、月面模擬砂を用いた積層造形、ならびに道路標識の防雪、防氷などに関するレーザー加工技術の適用性や安全性の評価を行った。

(3)レーザーによるナノ構造体生成技術の研究

液中レーザーアブレーションによる合金ナノ粒子作製技術について、励起波長などレーザー照射条件と生成物の粒径との関係について新しい知見を得た。

[関連する主な受託・共同研究]

- ・ レーザーによる合金ナノ粒子製作と応用
- ・ レーザー加熱による土質材料の有効利用に関する研究
- ・ 月資源を用いた拠点基地建設材料の製造と施工方法
- ・ レーザー加工による難着氷雪技術の研究

【レーザー計測研究チーム】

レーザー応用計測・分析技術の高性能化に資する基盤技術に向けた研究開発を実施した。

(1)非破壊診断技術の高度化研究

レーザーを用いたコンクリート構造物の健全性評価技術の実用化をめざし、欠陥判定アルゴリズムを改良し、非破壊検査システムの信頼性が向上した。また、さらなる高効率化をめざし、移動しながら検査が可能なシステムの開発を開始した。

(2)レーザー打音・レーザー超音波法の適用性研究

レーザー打音・レーザー超音波法を新しい分野に適用するため、重機とレーザー計測技術を組み合わせた落石検知や、コンクリートの厚さ計測のための技術開発を進めた。

(3)レーザーによる環境計測技術の研究

レーザー誘起ブレイクダウン分光法による表面付着物の分析、偏光エリプソメト

リーによる溶液中微粒子の粒度分析などの実用化をめざした研究を実施するとともに、ラマンライダーによる海中環境の遠隔評価に向けた基礎検討を行った。

[関連する主な受託・共同研究]

- ・レーザーによるコンクリート欠陥検査に関する研究
- ・レーザー誘起ブレイクダウン分光法を用いた遠隔塩分濃度評価手法の開発
- ・海底開発における環境影響評価に向けた水中ライダーシステムの開発

【レーザーバイオ化学研究チーム】

蛋白質や酵素の機能解明に関するレーザー分光法による研究を進めた。また、レーザー光を利用した効率的、選択的放射性廃棄物分離法の開発を進めた。

(1) 光合成関連酵素の機能研究

光合成の最終段階における機能酵素についてフェムト秒レーザー分光による観測を行い、酵素の光反応メカニズムに関する新たな知見を得た。

(2) パルスレーザーによる溶液中ランタノイドイオンの光酸化還元の研究

放射性廃棄物分離技術開発に資する光価数制御の研究に関連し、ユーロピウムイオンの光還元反応の溶媒効果について検討した。また、光酸化を利用したアメリカシウムイオンの価数制御に成功した。

[関連する主な受託・共同研究]

- ・溶液中金属イオンの光酸化還元に関する研究

【理論・シミュレーションチーム】

レーザー加工の物理を解明するため、レーザーと物質の相互作用に関する量子力学的研究を行った。また、地震先行現象が電離層に及ぼす効果を理論的に求め、測定結果と比較を行い、良い一致を得た。

(1) レーザー加工とその応用に関する理論的研究

超短パルスレーザーと固体の相互作用における初期過程の解明に注視し、量子力学的手法を導入して研究を開始した。

(2) 地震先行現象の物理メカニズム研究

地殻変動により生じる正電荷が地表面で拡散すると仮定して、電離層に与える影響を理論的に解析し、観測結果と一致する結果を得た。

[関連する主な受託・共同研究]

- ・地震先行現象の物理メカニズム研究

【レーザー技術開発室】

光学部品や光学材料の開発を進める一方で、産学連携の中核的な存在として UV 光源や高耐力コーティングなど産業界の技術開発の支援を行った。

(1) 光学素子の高耐力化研究

高耐力・長寿命コーティングの開発を目的に、レーザー損傷機構解明をも目的に 2 パルス照射による損傷過程について研究を行った。また、高輝度 UV 光源開発を支援し高屈折率材料コートの高性能化を行った。

(2) レーザー損傷評価

レーザー損傷評価試験装置の自動化をめざして技術開発を行い、必要な装置を整備した。また、産業界からの光学素子に関する技術相談や評価試験に対応した。

(3) 新材料技術の開発研究

レーザー三次元造形法を用いた光学素子形成を目的に、レーザー照射による溶媒の固化を屈折率変化で確認する方法を確立し、三次元造形に必要なレーザー照射条件について評価を行った。

2. 各種研究会活動

当研究所の研究開発活動を効率的・発展的に推進するため、関連各界の意見・情報収集の場として、次のような研究会を開催し、当研究所の事業の活性化を図った。

[実施した主な研究会]

- ・次世代レーザー技術応用研究会
- ・高耐力光学素子研究会

3. 産学官連携の推進

ホームページ上の技術相談窓口等で受け付けた、企業の技術開発・改良に対する支援、光学部品の損傷評価、微細加工、超音波診断など 28 件の相談・要望に対し、積極的に取り組んだ。

学界との連携では、大阪大学レーザー科学研究所等との共同研究をはじめ、国内外の大学と積極的に連携を図りながら研究を行った。

産学官の連携では、企業、大学等と連携を図りながら、国が主導する産学官連携プロジェクト研究に参画した。

4. 関連団体との連携

(国)日本原子力研究開発機構(JAEA)、(国)量子科学技術研究開発機構(QST)、(国)理

化学研究所(RIKEN)、(国)宇宙航空研究開発機構(JAXA)、(一財)光産業技術振興協会(OITDA)、(一財)大阪科学技術センター(OSTEC)、(一財)近畿高エネルギー加工技術研究所(AMPI)、(公財)若狭湾エネルギー研究センター(WERC)、(一社)レーザー学会(LSJ)、(一社)レーザプラットフォーム協議会(LPF)、(特非)日本フォトンクス協議会関西支部(JPC 関西)、(特非)光科学アライアンスなど関連団体とも積極的に情報交流や人的交流を図り、これらの団体と連携してわが国のレーザー技術の発展と普及に寄与する活動を推進した。

5. 公募研究

国等が公募を行っている各種競争的研究資金の獲得に努め、本年度は以下の採択課題に参加した。

- (1) 共鳴ラマン効果による大気中微量有害物質遠隔計測技術の開発(安全保障技術研究推進制度)
- (2) 高速移動物体への遠距離・高強度光伝送のための予測的波面制御の研究(安全保障技術研究推進制度)
- (3) レーザー加工により発生する微粒子の解析と核種同定手法の開発((国)日本原子力研究開発機構)
- (4) レーザー加熱による土質材料の有効利用に関する研究((国)宇宙航空研究開発機構)

6. 受託研究

展示会、ホームページなどを通じて受託研究の広報を行い、技術相談窓口等で依頼を受け、レーザー損傷評価試験も含め 27 件の受託研究を実施した。(公募によるものを除く)

7. 補助事業

文部科学省の科学研究費補助金や民間団体の研究助成を活用し、以下のような研究を実施した。

- (1) Investigations of spectrally tunable, nanosecond laser pulse compression characteristics by SBS technique(基盤研究 C)
- (2) フェムト秒パルスレーザーによる石英ガラス三次元積層造形技術の開発(天田財団一般研究開発助成)
- (3) ^{48}Ca を用いたニュートリノマヨラナ性の研究と次世代高感度化技術開発

(科学研究費補助金 新学術領域研究(研究領域提案型))

Ⅱ 普及啓発活動事業

レーザー技術の普及啓発活動として、情報の発信・提供、人材交流などの事業を以下のとおり実施した。

1. 人材の育成

大学、関連研究機関、企業などとの共同研究や技術相談を通じ、若手研究員の技術指導を行うことによりレーザー技術に関する人材育成に貢献した。

2. 研究成果報告会

令和 2 年度の研究成果を報告する研究成果報告会(ILT2021)を開催した。大阪開催は、会場が新型コロナウイルス接種会場となったためオンライン配信に変更、東京開催は予定どおり実開催した。

- ・ 7月 21日 オンライン開催
- ・ 11月 17日 東京都立産業貿易センター 浜松町館

3. 機関誌等の発行

機関誌「Laser Cross」の発行および電子メールでの情報配信により、当研究所の研究成果やレーザーに関する国内外の研究開発動向など、幅広い情報の提供を行った。

4. 展示会への出展

関係団体が主催する光技術やレーザーに関する展示会へ積極的に出展し、当研究所の広報活動に努めた。なお、光・レーザー関西 2021(7月)の展示会は、会場が新型コロナウイルスワクチン接種会場となり中止となった。

- ・ OPIE'2021(レーザーEXPO) 6月 30日～7月 2日 パシフィコ横浜
- ・ 光とレーザーの科学技術フェア 2021 11月 17日～19日 東京都立産業貿易センター 浜松町館

5. 国際交流

海外のレーザー技術の開発動向や産業応用に関連した情報を収集するとともにレーザー関連団体や関係研究機関との情報交換・人材交流を図るため、計1の国際会議へ参加した。

(1) OPIC 2021(4月19日-23日、日本：オンライン開催)

Ⅲ その他事業

1. IFE (慣性核融合エネルギー：Inertial Fusion Energy)フォーラム活動

レーザー核融合によるエネルギー開発に向けた活動や産学共創を目指す委員会活動などを支援した。

2. 出版物の刊行

令和2年度の研究成果を年報にまとめ、刊行した。

・「ILT2021年報」(2020～2021) (令和3年7月発行)

3. 泰山賞の贈呈

泰山賞により、レーザー科学技術の研究開発とその産業応用に貢献した方々を表彰した。第三者を含む選考委員会において受賞者を選考し、11月の成果報告会(東京)にて贈呈式を行った。

レーザー進歩賞

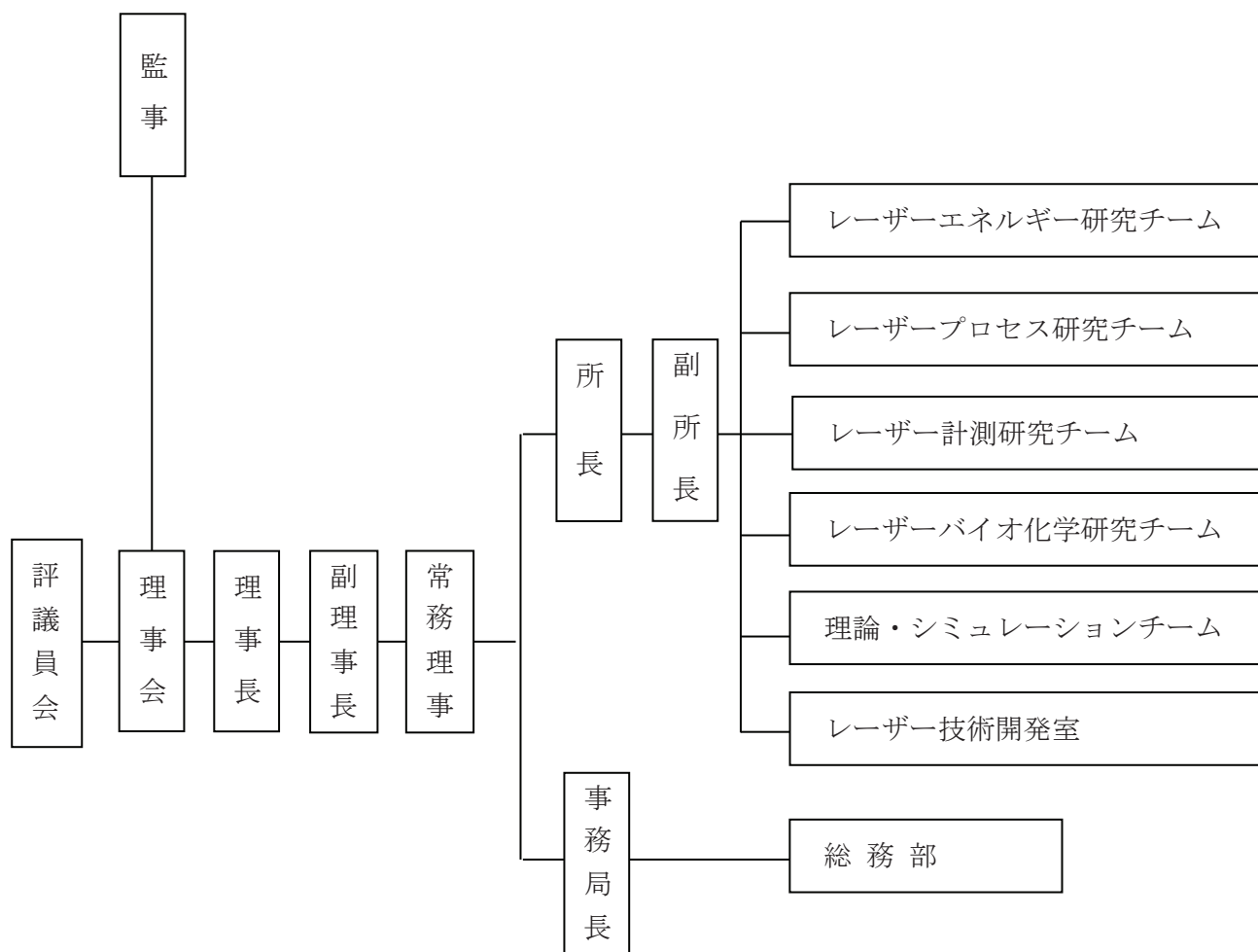
- ・「世界最高性能ペタワットレーザーの開発と量子ビーム制御」
桐山博光氏、Alexander Selgeivich Pirozhkov 氏、神門正城氏(量子科学技術研究開発機構)
- ・「光コムによる光波の自在操作と周波数物差しを超えた応用展開」
美濃島薫氏(電気通信大学)

(附属説明書について)

「一般社団法人及び一般財団法人に関する法律施行規則」第34条第3項に規定する附属明細書については、「事業報告の内容を補足する重要な事項」がないため、作成しない。

組 織 図
構 成 員 一 覧

組 織 図



構 成 員 一 覧

理事長 副理事長 常務理事	高西一光 井澤靖和 中神保秀
---------------------	----------------------

◇研究部	所長	井澤靖和
【レーザーエネルギー研究チーム】	チームリーダー 特別研究員 特別研究員	井澤靖和 (兼務) 宮永憲明 大道博行
【レーザープロセス研究チーム】	主席研究員 主任研究員 主任研究員 副主任研究員 研究員	藤田雅之 (チームリーダー) 谷口誠治(兼務) 染川智弘(兼務) コスロービアン ハイク(兼務) 稲田順史
【レーザー計測研究チーム】	主任研究員 副主任研究員 研究員	染川智弘 (チームリーダー) オレグ コチャエフ 倉橋慎理
【レーザーバイオ化学研究チーム】	主任研究員 副主任研究員	谷口誠治 (チームリーダー) コスロービアン ハイク
【理論・シミュレーションチーム】	チームリーダー 研究員	井澤靖和 (兼務) 古河裕之
【レーザー技術開発室】	主任研究員 研究員	本越伸二 (室長) 坂本高保
◇総務部	事務局長 総務部長 マネージャー マネージャー チーフ 事務員 事務員	中神保秀 中神保秀 (兼務) 幸脇朱美 小野田理恵 藤田淑子 林 絢子 片岡紀子
【特別研究員】	元日新電機株式会社 三重県立看護大学 名誉教授 元東京工業大学 准教授 大阪市立大学 特任教授 大阪大学 名誉教授 大阪大学 名誉教授 元日本原子力研究開発機構	鈴木泰雄 田中文夫 糟谷紘一 中島信昭 中塚正大 宮永憲明 大道博行

(令和4年6月現在)

【共同研究員】

大阪大学レーザー科学研究所	所長	兒玉了祐
大阪大学レーザー科学研究所	教授	斗内政吉
大阪大学レーザー科学研究所	教授	山本和久
大阪大学レーザー科学研究所	教授	重森啓介
大阪大学レーザー科学研究所	教授	千徳靖彦
大阪大学レーザー科学研究所	教授	藤岡慎介
大阪大学レーザー科学研究所	准教授	坂和洋一
大阪大学レーザー科学研究所	准教授	中嶋 誠
大阪大学レーザー科学研究所	准教授	中田芳樹
大阪大学レーザー科学研究所	准教授	長友英夫
大阪大学レーザー科学研究所	准教授	藤岡加奈
大阪大学レーザー科学研究所	助教	椿本孝治
大阪大学レーザー科学研究所	特任教授	乗松孝好
大阪大学大学院基礎工学研究科	教授	宮坂 博
大阪大学大学院理学研究科	准教授	山中千博
大阪大学接合科学研究所	教授	節原裕一
大阪大学接合科学研究所	教授	塚本雅裕
大阪工業大学工学部	教授	西口彰夫
大阪産業大学工学部	教授	草場光博
大阪産業大学工学部	教授	部谷 学
大阪公立大学大学院理学研究科	教授	八ッ橋知幸
岡山大学大学院自然科学研究科	助教	西川 亘
核融合科学研究所	准教授	岩本晃史
核融合科学研究所	准教授	安原 亮
関西学院大学理学部化学科	教授	玉井尚登
関西大学システム理工学部	教授	浅川 誠
関西大学システム理工学部	准教授	佐伯 拓
北見工業大学工学部	准教授	古瀬裕章
京都大学化学研究所	教授	時田茂樹
京都大学大学院工学研究科	特定助教	保田尚俊
近畿大学理工学部	教授	吉田 実
近畿大学理工学部	非常勤講師	橋新裕一
近畿大学理工学部	教授	中野人志
近畿大学生物理工学部	講師	三上勝大
国立研究開発法人土木研究所 寒地土木研究所	研究員	櫻井俊光
千葉大学環境リモートセンシング研究センター	グランドフェロー	久世宏明
千葉大学大学院工学研究院	准教授	椎名達雄
千葉工業大学	教授	藤本 靖
電気通信大学大学院情報理工学研究科	教授	西岡 一
株式会社電気評論社	常務取締役	松村宏治
東海大学総合科学技術研究所	特任教授	橋田昌樹
東京工業大学大学院総合理工学研究科	講師	河村 徹
東京工業大学環境・社会理工学院	教授	廣瀬壮一
東北大学大学院工学研究科	教授	田中秀治
東北大学大学院理学研究科	准教授	柴田 穰
日本原子力研究開発機構	客員研究員	田口俊弘
日本大学生産工学部建築工学科	教授	永井香織
光産業創成大学院大学	教授	藤田和久
広島大学先進理工系科学研究科	教授	遠藤琢磨
広島大学先進理工系科学研究科	教授	城崎知至
福井大学工学系部門工学領域	教授	金邊 忠
福岡工業大学情報工学部	教授	中村龍史
福井工業大学工学部電気電子工学科	教授	西村博明
北海道大学大学院工学研究院	教授	足立 智
北海道大学大学院工学研究院	教授	長谷川靖哉

宮崎大学産学・地域連携センター	准教授	甲藤正人
山梨大学大学院総合研究部	教授	張本鉄雄
山梨大学大学院総合研究部	准教授	宇野和行
立命館大学情報理工学部	教授	陳 延偉
立命館大学総合科学技術研究機構	客員教授	七田芳則
量子科学技術研究開発機構量子ビーム科学部門関西光科学研究所光量子科学研究部	グループリーダー	山川考一
量子科学技術研究開発機構量子ビーム科学部門関西光科学研究所光量子科学研究部	専門業務員	佐々木明
量子科学技術研究開発機構量子ビーム科学部門関西光科学研究所光量子科学研究部	主幹研究員	長谷川登
量子科学技術研究開発機構量子ビーム科学部門関西光科学研究所光量子科学研究部	グループリーダー	錦野将元
量子科学技術研究開発機構量子ビーム科学部門関西光科学研究所研究企画室	室長	近藤修司
量子科学技術研究開発機構量子ビーム科学部門関西光科学研究所研究企画室	主幹技術員	岡田 大

評 議 員
理 事・監 事
賛 助 会 員

評 議 員

(敬称略)

- | | |
|-------|---|
| 岡 徹 | 三菱電機株式会社 先端技術総合研究所 所長 |
| 河内哲哉 | 国立研究開発法人量子科学技術研究開発機構
量子ビーム科学研究部門 関西光科学研究所長 |
| 重松昌行 | 住友電気工業株式会社 研究開発本部 技師長 |
| 中野智之 | パナソニック株式会社 エレクトリックワークス社
総合技術センター 所長 |
| 長谷川友安 | 一般財団法人大阪科学技術センター 専務理事 |
| 原 勉 | 浜松ホトニクス株式会社 常務取締役 中央研究所長 |
| 東 邦夫 | 京都大学 名誉教授 |
| 藤井大士 | 関西電力株式会社 原子燃料サイクル室長 |
| 美濃由明 | 一般財団法人電力中央研究所 常務理事 |
| 望月孝晏 | 兵庫県立大学 名誉教授 |
| 山田裕之 | 富士電機株式会社 発電プラント事業本部 原子力事業部長 |

理事・監事

(敬称略)

理事長	高西一光	関西電力株式会社 執行役常務
理事	井澤靖和	公益財団法人レーザー技術総合研究所 所長・大阪大学 名誉教授
	中神保秀	公益財団法人レーザー技術総合研究所 常務理事
	上原拓也	東芝エネルギーシステムズ株式会社 エネルギーシステム技術開発センター 量子システム開発部 シニアマネージャー
	川崎 守	中部電力株式会社 技術開発本部 技術企画室長
	神崎 寛	三菱重工業株式会社 原子力セグメント 原子力技術部長
	兒玉了祐	大阪大学レーザー科学研究所 所長・教授
	齋藤公秀	日本電気株式会社 関西支社 官公第一営業グループ グループ長
	佐藤俊志	富士電機株式会社 関西支社 営業第二部 部長
	林 知則	三菱電機株式会社 関西支社 原子力部長
	山下 圭	東京電力ホールディングス株式会社 技術戦略ユニット技術統括室長
監事	酒井 徹	株式会社三井住友銀行 大阪本店営業第二部長
	西原功修	大阪大学 名誉教授
	日根野健	日根野公認会計士事務所 公認会計士

賛助会員

(50音順)

会社・団体名	
一般財団法人大阪科学技術センター	住友電気工業株式会社
株式会社オカモトオプティクス	株式会社ダイヘン
株式会社オプトサイエンス	一般財団法人電力中央研究所
鹿島建設株式会社	東芝エネルギーシステムズ株式会社
株式会社片岡製作所	TOWAレーザーフロント株式会社
一般財団法人関西情報センター	日本電気株式会社
関西電力株式会社	パナソニック株式会社ライフソリューションズ社
株式会社KANSOテクノス	浜松ホトニクス株式会社
関電不動産開発株式会社	一般財団法人光産業技術振興協会
関電プラント株式会社	株式会社日立製作所
株式会社きんでん	富士電機株式会社
株式会社熊谷組	前田建設工業株式会社
光伸光学工業株式会社	株式会社三井住友銀行
株式会社神戸製鋼所	三菱重工業株式会社
ジオマテック株式会社	三菱電機株式会社
株式会社島津製作所	一般社団法人レーザー学会
清水建設株式会社	
	合計33社

ILT2022 年報

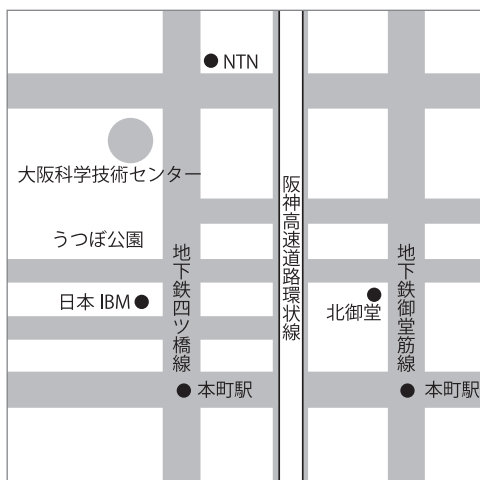
2022 年 7 月 発行

公益財団法人 レーザー技術総合研究所

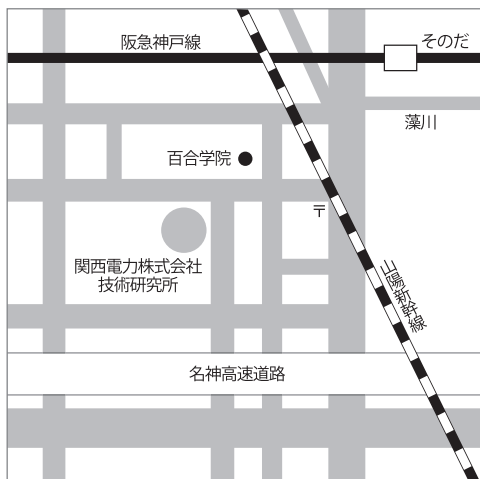
〒550-0004 大阪市西区靱本町1丁目8番4号
大阪科学技術センタービル4F

TEL (06) 6443-6311 (代)

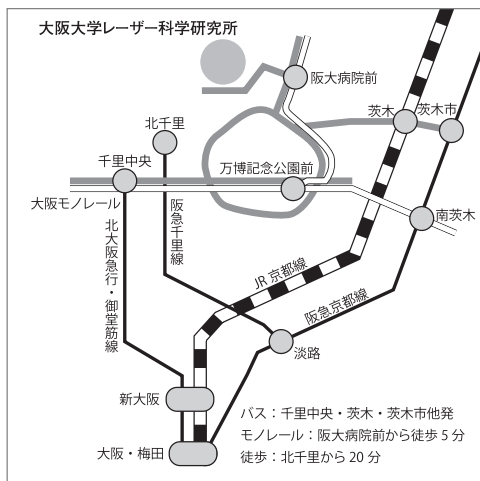
公益財団法人 レーザー技術総合研究所



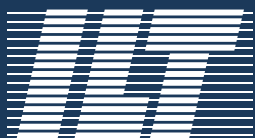
総務部 / 大阪市西区靱本町1丁目8番4号 〒550-0004
 大阪科学技術センタービル4F
 TEL.06-6443-6311 (代)
 FAX.06-6443-6313



研究部 / 尼崎市若王寺3丁目11番20号 〒565-0871
 関西電力(株)技術研究所内
 TEL.06-6492-7613
 FAX.06-6492-5641



共同研究先 / 吹田市山田丘2番6号 〒565-0871
 大阪大学レーザー科学研究所
 TEL.06-6878-1264
 FAX.06-6878-1568



Institute for Laser Technology