

ILT-APR Number 32
Issued: July 2021
ISSN 1340-6167

ILT2021年報

Annual Progress Report

2020-2021



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2年度成果報告書（ILT 2021 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。

昨年度は、三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。「革新的小型・高効率 UV レーザー光源の開発」プロジェクトでは、Pr 添加フッ化物ファイバからの赤色（638nm）レーザー光を波長変換し、ビーム品質の良い、小型、高出力、高効率、紫外レーザーを実現して、プロジェクトは終了しました。プロトタイプ機は東大柏 II キャンパス内の産学官民連携棟に設置され、ユーザーに開放されています。「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開発を分担しています。3 種類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）を実証しました。大型可変形鏡の試作にも着手しました。「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、近赤外 Ti サファイアレーザーの波長変換による深紫外域波長可変レーザーで、目標とする出力と小型化を実現し、最終年度に予定している野外実験に向けた準備が整いました。

チーム研究では、素粒子研究分野で計画されている二重ベータ崩壊実験用に Ca 同位体濃縮用 LD レーザーの開発を開始しました。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、セラミックス、コンクリートなどの切断特性の解明と、切断時に発生する微粒子の飛散防止のための基礎データの集積を進めています。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、月面模擬砂を材料とする立体構造物やナノ構造体の形成研究などを進め、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て委員会活動を開始しました。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診断技術の高度化研究を継続するとともに、落石の予知や工事用配管の減肉検査など新しい分野へのレーザー打音法の適用研究を開始しました。また、海中環境の評価、表面付着物の分析、溶液中の粒度分析など、ラマン分光や LIBSなどを応用した環境計測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、また、核廃棄物の分離用にランタノイドイオンの光還元研究を進めました。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研究を幅広く進め、また、地震先行現象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。高反射膜や反射防止膜のレーザー耐力データベース構築も、皆様のご協力により、大きく進展しました。

昨年は、島田主任研究員の急逝という大変悲しい出来事に見舞われましたが、活発な研究活動を継続して推進することができたのは、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てまいります。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。

2021 年 7 月

公益財団法人 レーザー技術総合研究所
所長 井 澤 靖 和

ILT2021 年報 (Annual Progress Report 2020-2021)

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

レーザー加工により発生する各種微粒子の観察とメカニズムの考察	1
⁴⁸ Ca 濃縮のための狭線幅・高出力青紫色レーザーの開発	5
—半導体レーザーの光注入同期—	

レーザープロセス研究チーム

月の模擬砂を用いた建設材料の作製	9
高速・高光耐性可変形鏡の開発	14
A Deformable Mirror Operation Control Model using the Influence Function (IF) Approach :Experimental Verification	21

レーザー計測研究チーム

ラマンライダーを利用した水中油の遠隔計測技術の開発	29
現場適用を目指したレーザーによる浮石検知技術の開発	32
Reliability of using pipe eigenmodes for non-destructive laser-based inspection of metal pipelines	38

レーザーバイオ化学研究チーム

レーザー計測による蛋白質の機能メカニズムの解明	46
-------------------------------	----

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) 異常現象の解明	50
固体とレーザーの相互作用に関する量子力学的考察	55

レーザー技術開発室

令和2年度レーザー損傷しきい値データベース化試験結果 —248nm 用光学素子 1000-on-1 試験—	61
--	----

発表論文リスト	67
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

レーザー加工により発生する各種微粒子の観察とメカニズムの考察

¹ レーザーエネルギー研究チーム、² 理論・シミュレーション研究チーム

大道博行^{1,4}、山田知典^{3,4}、古河裕之²、伊藤主税⁴、宮部昌文⁴、
柴田卓弥⁴、長谷川秀一⁵

³ (公財) 若狭湾エネルギー研究センター、⁴ (国研) 日本原子力研究開発機構、⁵ 東京大学

1. はじめに

東大、原子力機構、レーザー総研が連携して進めている原子力科学技術・人材育成推進事業“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”の進捗を報告する^{1,2)}。このプロジェクトは福島第一原子力発電所の廃炉に科学技術分野で貢献することを目的にしたものであり、2021年9月までプロジェクトを実施することになっている。

さて廃炉に際し、種々の原子炉構造物等の切断、取出しにレーザー加工技術の適用が期待されている。この中でレーザー加工に伴う種々の放射性物質を含んだ微粒子等の発生の評価^{3,4)}とその飛散抑制、回収が課題となっている。本プロジェクトでは、微粒子発生と飛散に関し、基礎に立ち戻って実験的に研究することえんになっている。微粒子発生のダイナミックスの観察、飛散する微粒子を捕集し、大きさや成分等の測定を行うこと、さらに微粒子を構成する核種をレーザー吸収分光技術により計測することが、プロジェクトの実施内容である。本報告では、これらの中でレーザー総研が分担している微粒子発生過程の観察とその物理過程の考察に関し、研究の現状を報告する。

2. 実験方法

原子力機構・櫛葉遠隔技術開発センターに設置されている高出力QCWファイバーレーザー光（波長1.07 μm , YLR-300/3000-QCW-MM-AC, IPG Corporation）を図1に示すように各種サンプルに集光照射した。金属サンプルとしてステンレス鋼（SUS304）、セラミックスサンプルとしてアルミナ、ジルコニア、酸化ガド

リニウム、さらにコンクリートサンプルを用いた。その際、同センターに設置されている高速度カメラ（Photon社製）を用い、レーザー照射時に発生し飛散する微粒子等の観察を行った。

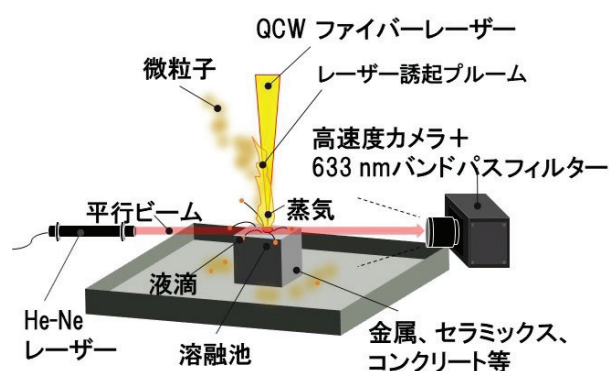


図1 QCWレーザー照射による微粒子、溶融物、破砕片の発生と飛散の様子とHe-Neレーザーを用いた単色照明光学系による微粒子の発生のダイナミックスの高速度カメラによる観察の配置

これまでの研究を踏まえ以下の諸点に着目して実験を行った。

- ① レーザーエネルギー吸収の開始に着目すると金属とセラミックスで大きく異なる。
- ② 照射部溶融開始に伴ない溶融池から液滴が飛散する⁵⁾。主としてセラミックスでは照射部周辺から破砕片が飛散⁶⁾する。
- ③ 照射部が沸点を超えると沸騰が支配的になる。発生蒸気の冷却に伴い、核生成と蒸気の凝集が起こり10～100 nmのサイズの微粒子が発生する⁹⁾。
- ④ 電離が進展し、プラズマ化するとレーザーエネルギーの吸収が急激に進むが、レーザーエネルギーは被

照射物質に届かなくなる⁷⁾。

⑤ 蒸気や微粒子とレーザー光、蒸気や微粒子と大気との相互作用にも注目する。

⑥ レーザー照射が終了すると膨張・熱伝導による冷却が進行する。

3. 実験結果

図1に示すように、波長633nm スペクトル幅 10^3 nm以下のHe-Neレーザー光を平行化して照明光源として用いた。また高速度カメラの絞りは最大に絞り、照明による影絵が支配的になるようにした。レーザー照射中の動画の典型的なスナップショットを図3(a)~(e)に示す。

QCWファイバーレーザー光は各種サンプルに向けて図中上から下に向けて照射される。図3(a)のステンレス鋼の像(黒色部分)では、黒色の盛り上がった部分や、それが破れて塊になって飛散しているところが写っている。この熔融部の周囲に微粒子の集団が煙状に写っている。これらは熔融部の塊がレーザー照射部から外れたときや、レーザー照射直後の冷却時に発生していると考えられる。図3(b)のアルミナでは熔融部の噴出と黒く写っている多くの破片の噴出が観察された。図3(c)と図3(d)はレーザー照射開始後2~3msの時のスナップショットである。図3(c)のジルコニアでは、レーザー照射開始後3~4msまでは図中上下の帯状に写っている白色の発光と黒色に写っている照射部付近の熔融物と破砕片の影絵が観察された。レーザー照射の後半では白い帯状の発光が消え、熔融物の飛散を示す影絵が観察された。図3(d)の酸化ガドリニウムではジルコニアと同様なダイナミックスが観察された。またレーザー照射痕の解析で酸化ガドリニウムではジルコニアの数倍の質量が噴出していることが分かった。図3(e)のコンクリートでは熔融物や破片が飛散していることが観察された。捕集した微粒子の電子顕微鏡による観察と合わせて物理過程の考察を行っている。また影絵とプルームの発光の同時撮影も行った。さらにプルームのスペクトル測定も行った。

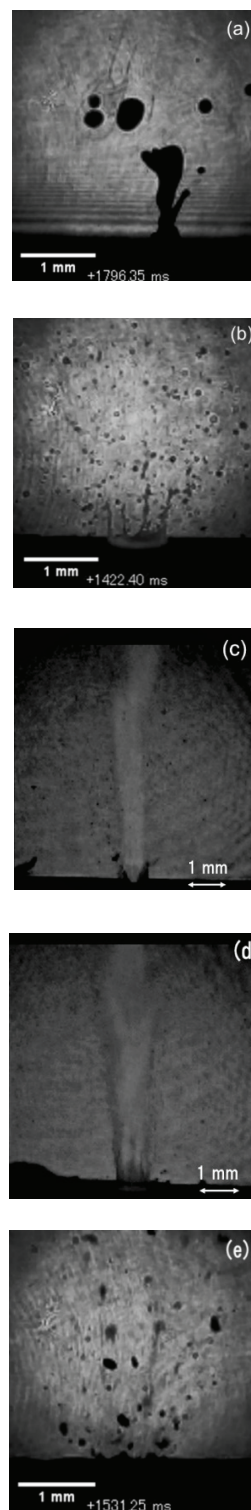


図3 高速度カメラで撮影した波長633nmの単色照明影絵のレーザー照射中のスナップショット、(a) ステンレス鋼、(b) アルミナ、(c)ジルコニア、(d) 酸化ガドリニウム、(e) コンクリート、QCWレーザーのパワーは2.7kW、パルス幅は10ms

ここで紹介した実験結果の詳細は原著論文としてまとめたので、そちらも参照されたい⁹⁾。

4. 考察

レーザー加工により発生する微粒子は、レーザー被照射物質からの蒸気に由来するもの⁶⁾、熔融物の飛散に由来するもの⁵⁾が知られている。これらはそれぞれクラスター生成や流体不安定性の物理に関係している。さらにセラミックスの一種であるアルミナやコンクリートでは物質内部の応力破碎に由来する粒径の大きな破砕片⁹⁾が発生する。これは応力による脆性物質の破壊に関係している。実験では、これらの微粒子等が混合する結果となっており、興味深い研究対象になっている。

1次元圧縮性流体コードを用いたシミュレーションを実施した。このコードは固体、液体、気体、プラズマを同一の方程式で扱っている。また固体中の応力の分布が計算できる¹⁰⁾ことをステンレスとアルミナで示した⁸⁾。各物質に対し、沸騰、蒸発や熔融のダイナミクスに着目して整理を試みている。例えばジルコニアの計算では、レーザー照射後4 msまででは表面で吸収されたエネルギーは、ミリ秒の時間スケールでは直ちに蒸気に変換される。このコードでは微粒子の発生や液滴、破碎を直接計算することはできないが、この時間領域で蒸気由来の微粒子凝集体が生成されることが示唆される。またレーザー照射後半では熔融池が安定的に形成されることが分かった。この時間領域では熔融池由来の球状粒子が生成されることが示唆される。実験結果との比較対比を通じて、この結果を相互作用のダイナミクスの定性的解釈に繋がるように、検討を進める予定である。

シミュレーションの課題の一つは、材料の熱

的、物理的、機械的特性と熔融、蒸発、沸騰のダイナミクスと内部応力の強度分布の関係を調べることである。これらと微粒子発生の実験結果とを踏まえて、種々の物質に関する微粒子生成機構の理解を深めることができると考えている。図4に本研究におけるレーザーと物質との相互作用の概念図を示す。金属とセラミックスでは異なった相互作用の様相を示すことを図3で示したが、レーザーエネルギーの吸収、その加熱域からの熱伝導の温度特性の違い、内部応力の発生と破碎のしやすさの違いが、相互作用の違いに現れているものと考えている。照射痕の観察により、図4(a)の金属では熔融部は照射部に留まるが、図4(b)のセラミックスでは熔融や破碎した部分は照射部から飛散し金属に比べ深い穴が形成されることを定性的に示している。

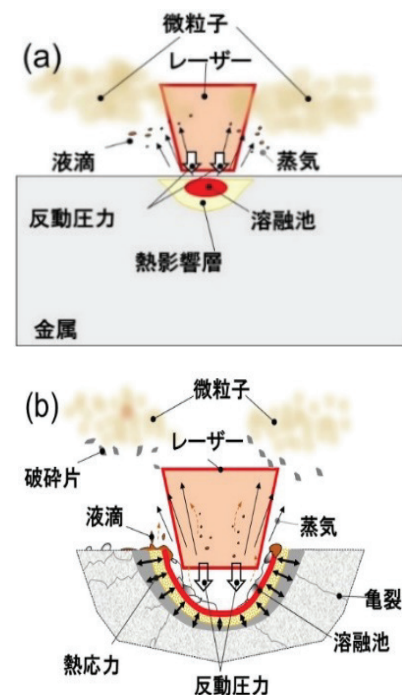


図4 (a)レーザーと金属との相互作用、
(b)レーザーとセラミックスの相互作用

5. まとめ

レーザー加工を用いると照射部に高いパワーを集中

できることから、様々な加工を比較的自在に行うことができる。例えば切断幅を狭くすることも高いエネルギーの集中性があることから可能になる。一方で高いエネルギー集中性は照射部の温度を高め、蒸発、沸騰により大量の蒸気を生じる。ここで述べてきたように、この蒸気から $0.1\mu\text{m}$ 付近のサイズの微粒子が発生する。図5にレーザー生成微粒子と大気中の代表的な微粒子等の大きさとそれらの捕集フィルター等をまとめた¹¹⁾。これから、粒子の捕集を考えると $0.1\mu\text{m}$ 以下のサイズの微粒子の発生制御と高効率捕集、移送の制御が課題であることが示唆される。一方、数十 μm から数 mm に及ぶ比較的大きいサイズの粒子の飛散制御もそれらの回収を考慮すると研究課題として興味深い。さらにここで紹介した種々のサイズの微粒子の観察と発生メカニズムとを整理することは、福島第一原子力発電所の廃炉技術への基礎的研究としての貢献に限らず、産業用レーザー加工技術やレーザー相互作用物理の高度化にも貢献する課題である。

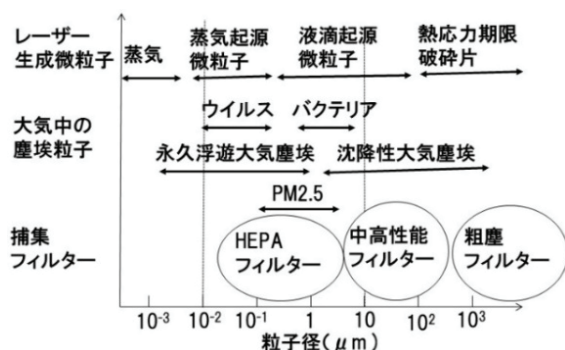


図5 レーザー生成微粒子と大気中の代表的な微粒子等の大きさと捕集フィルター¹¹⁾

謝辞

本研究の一部は、日本原子力研究開発機構「英知を結集した原子力科学技術・人材育成推進事業」により実施された「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」（体系的番号 JPJA18B18072148）の助成を受けた。

参考文献

1) 大道博行他、レーザー加工における微粒子発生過程の考

察、LLT2020 年報 pp.1-5

- 2) 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（委託研究） JAEA-Review 2020-031 DOI:10.11484/jaea-review-2020-031
- 3) G. Pilot, S. Fauvel, X. Gosse, G. Dinechin, and D. Vernhet, Measurement of secondary emission during laser cutting of steel equipments, Nucl. Eng. Design 238, 2124-2134 (2008).
- 4) C. Dazon, E. Porcheron, C. Joumeau, C. Suteau, C. Chagnot, L. Doyen, E. Excoffier, and D. Roulet, Characterization of chemical composition and particle size distribution of aerosols released during laser cutting of fuel debris simulants, J. Environ. Chem. Eng. 8(4) 103872 (2020).
- 5) C. Liu, X. Mao, S. S. Mao, R. Greif, and R. E. Russo, Particle Size Dependent Chemistry from Laser Ablation of Brass, Anal. Chem 77, 6687-6691(2005)
- 6) B. S. Luk'yanchuk, W. Marine, S. I. Anisimov, Condensation of Vapor and Nanoclusters Formation within the Vapor Plume, Produced by ns-Laser Ablation of Si, Laser Phys. 8, 291-302 (1998).
- 7) J. F. Ready, Industrial Application of lasers, Chapter 13, Academic, 1978, New York.
- 8) H. Daido, T. Yamada, C. Ito, M. Miyabe, T. Shibata, H. Furukawa, and S. Hasegawa, Generation of particles and fragments by quasicontinuous wave fiber laser irradiation of stainless steel, alumina, and concrete materials, J. Laser Appl. 33, 012001 (2021) Open Access; <https://doi.org/10.2351/7.0000190>
- 9) T. Yamada, T. Hanari, T. Takebe, Y. Matsunaga, N. P. Long, T. Muramatsu, Proc. the International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics (ICALEO) 2014, Paper number 103, Oct. 19-23, 2014, San Diego, California, USA.
- 10) 古河裕之、部谷 学、中野人志、レーザーピーニングのためのレーザーアブレーション生成プラームのシミュレーション、レーザー研究 42, 784-791 (2014)
- 11) 日本エアロゾル学会編 エアロゾル学の基礎 森北出版 2003 年

^{48}Ca 濃縮のための峽線幅・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 －

レーザーエネルギー研究チーム

宮永憲明、時田茂樹¹、韓 冰羽¹、奥田弘礼¹

¹ 大阪大学レーザー科学研究所

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、二重ベータ崩壊の研究が注目されている。二重ベータ崩壊とは、図 1(a)に示すように、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である。ここで、反ニュートリノがニュートリノに転換すれば(すなわち、ニュートリノがマヨナラ性を有すれば)、図 1(b)に示すニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊が起こり得るが、そ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。

ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊の観測研究は世界各国で行われており、 ^{48}Ca 、 ^{76}Ge 、 ^{82}Se 、 ^{100}Mo 、 ^{130}Te 、 ^{136}Xe が対象となっているが、半減期が約 10^{26} 年以上(ニュートリノを放出する場合の 10^4 倍以上)と推定されており、ベータ線検出の高感度化と低雑音化が重要となっている。

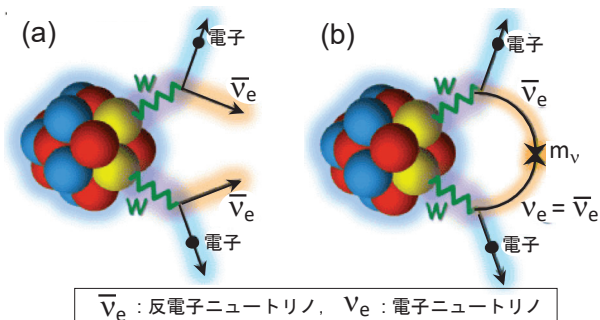


図 1 ニュートリノ放出を伴う二重ベータ崩壊(a)とニュートリノ放出を伴わない二重ベータ崩壊(b)²⁾

2. ^{48}Ca の濃縮について

2.1 ^{48}Ca 濃縮の必要性

ニュートリノを放出する二重ベータ崩壊(^{48}Ca の場合の Q 値は 4.27 MeV) では、反ニュートリノがエネルギーを持ち出すためにベータ線のエネルギーは減少し、スペクトル幅が広がる。一方、ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊では、反ニュートリノがニュートリノに転換して吸収されるために、ベータ線のエネルギーは高くシャープなスペクトルとなる。

カルシウムはアルカリ土類金属の中でも豊富に存在し、放射性核種を含まない高純度のものが比較的得られ易い。また、フッ化カルシウム(CaF_2) 結晶は、紫外～中赤外で透明であることから優れたシンチレータ母材であり、さらに、熱伝導率が比較的高いことから熱量計にも適している。この特長を利用して、大阪大学核物理研究センターを中心とするチームは、岐阜県飛騨市の神岡地下実験室(東京大学宇宙線研究所)に CaF_2 シンチレータを用いた二重ベータ崩壊観測施設(CANDLES)を構築している²⁾。しかしながら、二重ベータ崩壊観測の感度は ^{48}Ca の総量に比例し、天然存在比が 0.187% しかない ^{48}Ca を濃縮することが強く望まれている。

2.2 輻射圧による原子偏向³⁾

本研究では、2波長レーザーを用いたイオン化法による濃縮ではなく、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。 Ca 原子の基底状態 $4s^2\ ^1S_0$ は、青紫色の光(波長: 422.7 nm 近傍)を効率よく吸収して励起状態 $4s4p\ ^1P_1$ に遷移する。図 2(a)に示すように、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軸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、図3に示すように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、Ca ビームがレーザービーム断面を横切る間に 1000 回程度の光子吸収・放出が可能であり、 ^{48}Ca を効率的に選択偏向させることができる。前述の CANDLES 実験装置の IV 期では、約 20 kg の ^{48}Ca の利用が想定されている。この量の ^{48}Ca を 1 年間で濃縮するのに必要なレーザーパワーを仁木氏等の評価³⁾に基づいて概算すると、約 4 kW となる。

ここで、濃縮用レーザーの周波数は、 $^1\text{S}_0 \rightarrow ^1\text{P}_1$ 遷移の自然幅 (34 MHz 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。仁木氏らのモンテカルロシミュレーションによると、飽和強度に等しいレーザー光を横切って 5 cm 走行するときの吸収線幅と平均的ドップラーシフトは 50~60 MHz 程度と予測されている³⁾。

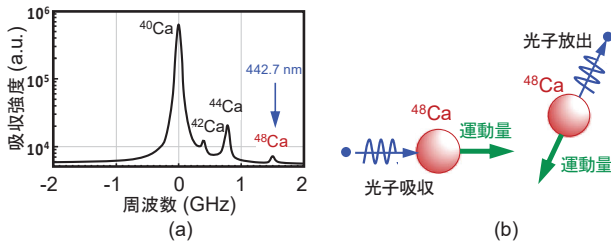


図2 Ca 原子の吸収スペクトル(a)と光子の吸収・放出に伴う運動量変化の模式図(b)³⁾

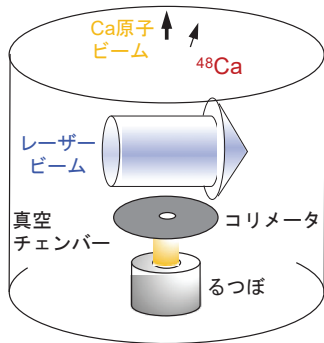


図3 原子偏向を利用した ^{48}Ca 濃縮の実験配置図

3. 狭線幅・高出力青紫色レーザーの開発

3.1 高出力化の方針

レーザー開発のポイントは、「ドップラーシフトを考慮した ^{48}Ca の吸収スペクトルに同調した波長制御性」と「高出力への拡張性と低コスト化」である。表1の方式比較をもとに、上記の条件を満足できるレーザーとして、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。

表1 レーザー方式の比較

	紫色半導体レーザー	赤外半導体レーザーの2倍波	Ti:サファイアレーザーの2倍波
ビームあたりのパワー (W)	0.1	0.5~1	2
1ワット単価 (万円/W)	500~600	500~1,000	1,000
低コスト化の可能性	高い	低い	とても低い
長期安定性	高い	波長変換の調整が必要	定期的調整が必要
電気・光変換効率 (%)	20	5~15	1
装置のフットプリント (cm ²)	30x30	50x40	80x80

3.2 1W 級モジュール

マスターレーザー・スレーブレーザーモジュールの装置構成を図4に示す。マスターレーザーは、波長可変狭帯域半導体レーザー (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 LD に約 2 mW を注入する。当面は 10 個の LD の出力を一次元アレイ (シート状ビーム) またはバンドル状にまとめて、1 W の出力を目指す。

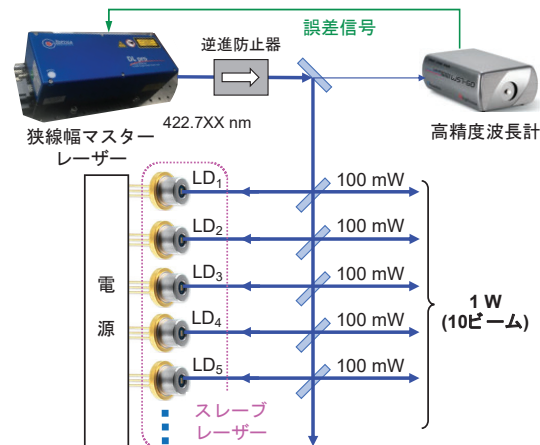


図4 注入同期青紫色半導体レーザーアレイの構成

3.3 半導体レーザーの発振特性

図5に示すように、スレーブLDの発振縦モード間隔は56.2 GHz (33.5 pmに相当)であり、GaNの屈折率を用いて概算した共振器長は約1 mmである。利得帯域内の縦モードの中の1本をマスターレーザー波長に同調するには、最大で縦モード間隔の半分 (28.1 GHz, 16.7 pm) だけ移動させる必要がある。この共振周波数シフトを得るための温度変化は、GaNの線膨張係数⁴⁾と屈折率の温度依存性⁵⁾から0.25 Kと推測できる。また、GaNのバンドギャップエネルギーの温度依存性⁶⁾から評価すると0.31 Kとなり、いずれも制御可能な範囲にある。

そこで、発振閾値近傍でLDを単一縦モード発振させ、駆動電流による内部加熱ならびにペルチェ素子による外部加熱によって温度を変化させて、発振波長を測定した。図6に発振波長の電流及び温度依存性を示す。これらのデータから、電流及び温度に対して直線的に波長変化し、各々の感度は2.05 pm/mA、15.1 pm/Kであることが明らかとなった。したがって、縦モードをマスターレーザーの波長に合わせるための粗調整を温度制御で行い、Ca吸収の自然幅内に固定するための微調整をフィードバック電流制御に担わせることができる。なお、図6の結果は特定の縦モードについて得られたものであるが、利得帯域内にある全ての縦モードについてもほぼ同じ電流及び温度依存性が成り立つと考えられる。

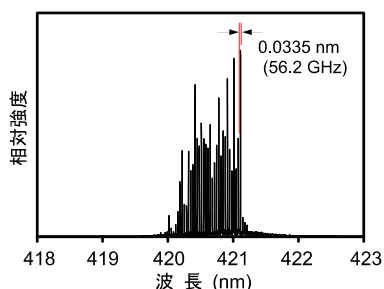


図5 LDの発振スペクトル (製品カタログデータ)

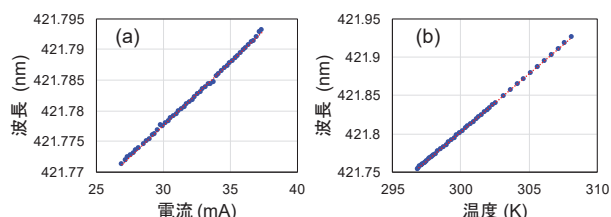


図6 LD発振波長の電流依存性(a)及び温度依存性(b)

3.4 半導体レーザーの光注入同期

上記の予備的検討と発振波長の電流及び温度依存性のデータに基づいて、マスターレーザー光注入によるファブリ・ペロー共振器型青紫色LD (FP-LD) の波長同調試験を行った。Pound-Drever-Hall法^{7,8)}によるフィードバック制御と波長安定化のシステム構成を図7に示す。正弦波電流変調したマスターレーザーの出力光の一部をスレーブLDに注入し、LDからの光 (LD発振出力とマスターレーザー光のLD共振器からの反射成分) をフォトダイオードで検出し、変調信号とミキシングした後に低周波フィルターによって変調周波数成分を除去し、マスターレーザー光の周波数と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LDの電流を制御して温度を微調整し、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。

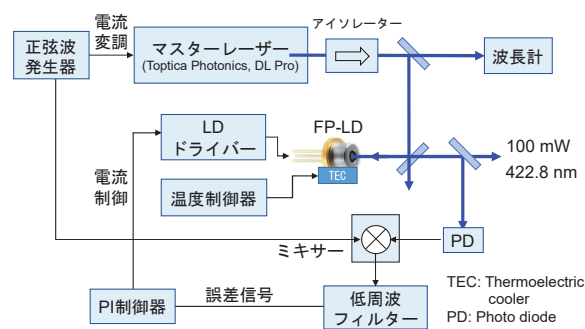


図7 Pound-Drever-Hall法による波長安定化システム

注入同期の実験結果を図8に示す。変調周波数はスレーブLDの縦モード共振線幅よりも広くとり、±1次のサイドバンドのみが生成するように変調度を抑えることが望ましいが、本実験ではマスターレーザー光のキャリア周波数と誤差信号との関係を大まかに評価するために、変調周波数を300 kHzとした。なお、マスターレーザー波長は、⁴⁸Ca濃縮実験において蛍光強度を最大化する方法によって厳密に調整するが、この注入同期の実証実験では波長の絶対値は問わない。

マスターレーザーの波長を変化させたときの誤差信号の推移を図8(a)に示す。同図(b)は(b)動作点①～③におけるスレーブLD出力スペクトルである。動作点①と③においては、マスターレーザー波長に対応するスペク

トルピークが現れているものの、LD の高利得波長域である 421~422 nm において複数の縦モードが発振している。一方、誤差信号が小さい動作点②では、421~422 nm の発振は抑制され、422.8601 nm の成分が最大となっている。図 8(a)から誤差信号がゼロとなる波長は422.86015 nm と推定されることから、波長誤差 ± 0.05 pm の同調精度が得られたことが分かる。また、図 8(c)は動作点②における誤差信号の時間変化をプロットしたものであり、周波数に換算すると 9.4 MHz(rms) の安定性が約 3 時間にわたって得られていることが分かる。したがって、この試験結果から、個々の LD の最大利得波長域が ^{48}Ca の吸収ピークから 1.5 nm 程度外れていても、十分な注入同期が可能であることが明らかとなった。しかしながら、Ca 吸収の自然幅は 34 MHz (± 0.01 pm) であることから、さらなる同調精度と安定性の向上が必要である。そのためには、マスターレーザーの位相変調周波数を LD の共振線幅よりも大きくする方法が考えられる⁹⁾。

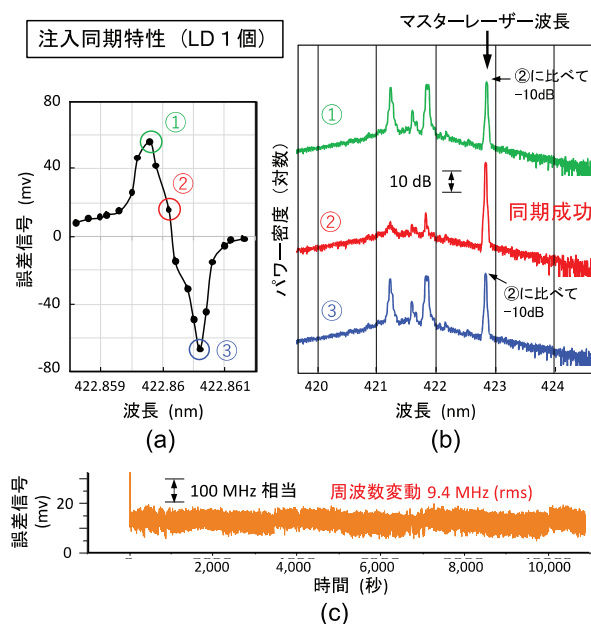


図 8 (a) 注入波長に対する誤差信号出力, (b) LD 出力スペクトル, (c) 同期安定性。

4. まとめと今後の課題

^{48}Ca の濃縮に必要な狭線幅・高出力青紫色レーザーの開発を目指して、ファブリ・ペロー共振器型半導体レー

ザーの光注入同期の有効性を確認した。今後は、マスターレーザーを CW 動作とし、外付けの位相変調器を用いて変調周波数と変調指数を最適化し、Pound-Drever-Hall 法の性能を最大限に引き出すことで、同期精度の向上を図る。また、フィードバック光学系の簡素化のためにフォトダイオード検出器は半導体レーザー素子に内蔵されているものを用いる。さらに、その次のステップとして、複数の半導体レーザーの光注入同期へと進む計画である。

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) 日本物理学会誌, “物質優勢宇宙の誕生の謎に迫る” **72** (7), 480 (2017).
- 2) <https://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/candles/index.html>;
<https://www.km.phys.sci.osaka-u.ac.jp/research/r01.html>
- 3) 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.
- 4) Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe, edited by M. E. Levinshtein, *et al.*, Wiley (2001).
- 5) N. Watanabe, *et al.*, J. Appl. Phys. **104**, 106101 (2008).
- 6) T. Haneda, “Basic Properties of ZnO, GaN, and Related Materials”, in ‘Oxide and Nitride Semiconductors: Processing, Properties, and Applications’, Ed.s. T. Yao and S-K. Hong, Springer-Science (2009).
- 7) R. Pound, Rev. Sci. Instrum. **17**, 490 (1946).
- 8) R. Drever, J. Hall, *et al.*, Appl. Phys. B **31**, 97 (1983).
- 9) E. D. Black, Am. J. Phys. **69**, 79 (2001).

月の模擬砂を用いた建設材料の作製

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

¹ 大阪大学工学研究科、² 大林組

1. はじめに

我々は、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いる。月面探査や火星移住など宇宙での人類活動に際して基地建設を含むインフラ整備のためには、建設材料を現地で調達する必要がある。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・溶融させて積層する方法に着目した研究を進めている。同様の研究は、太陽光やマイクロ波を用いて行われているが、レーザーを用いた手法では現在実用化されている選択的な加熱による 3 次元造形の技術 (3D プリンター) の転用が期待できる²⁾。

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を示す。図 1 (a) に、粉末床溶融結合 (PBF : Powder Bed Fusion) 法を示す。手順としては、粉末リザーバーに模擬砂を装填した後、(i) リザーバーの床を上げ、(ii) 砂を敷き均す (ならす) 役目を持つリコーターを移動させて右側のワークエリアに粉末床をつくる。(iii) レーザーを集光・掃引して所望のパターンで砂を焼成し、(iv) 粉末床を焼成厚だけ下げ、(i)~(iv)を繰り返す。

図 1 (b) に、指向性エネルギー堆積 (DED : Directed

Energy Deposition) 法を示す。手順としては、レーザー照射チャンバーの外に設置された粉末リザーバーに模擬砂を装填した後、(i) 粉末をノズルから噴射しながら、(ii) レーザーを集光照射して砂を溶融させる。(iii) ステージを移動して所望のパターンで砂を焼成し、(iv) 集光ヘッドを焼成厚だけ上げ、(i)~(iv)を繰り返す。集光ヘッドと粉末供給ノズルは一体化しており、集光点と (複数のノズルから吐出される) 粉末の供給点は一致している。

一般的に PBF 法は、形状精度が高く、密度が 100%にならない、一方で DED 法は大型化に適しているという特徴がある。模擬砂という試料に対して積層造形の知見を得るために、2 つの手法について市販の 3D プリンターを用いて実験を行った。

試料としては昨年度と同様、玄武岩を粉碎して模擬月土「FJS-1」³⁾ に類似する砂を製造した。SiO₂ が 51.5%、Al₂O₃ が 17.6% を占める化学組成で 50%粒径 D₅₀ が 0.041 mm のものを分級して実験に用いた。模擬砂の焼結および溶融温度は、それぞれ 1100 °C、1200 °C と僅かに 100 °C の差しかないため、高出力レーザーで瞬時に加熱すると、焼結と溶融が混在した状態が生じると予

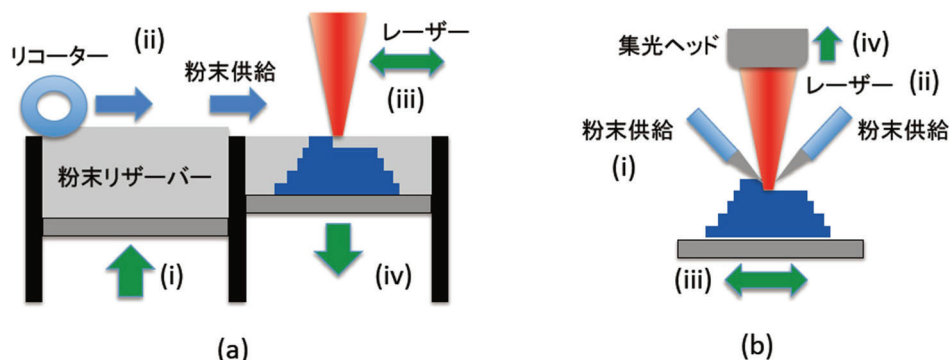


図 1 レーザー加熱積層造形法。(a) 粉末床溶融結合 (PBF : Powder Bed Fusion) 法、(b) 指向性エネルギー堆積 (DED : Directed Energy Deposition) 法。

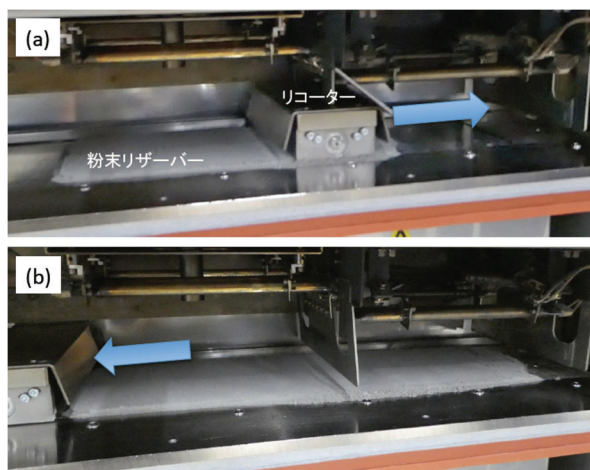


図2 模擬砂のリコート試験

測される。最終的には、照射エネルギー密度や掃引速度に応じて“焼結が支配的”または“溶融が支配的”な状態で積層が進むものと考えられる。

2. PBF 法

用いた装置は、(株)アスペクトのRaFaEl II 150-HTで、出力60WのCO₂レーザーを搭載している。同社はテクニカルセンター(東京都多摩市永山)にて、積層造形における新材料の開発・研究のために有料で技術指導を含めた試験照射を請け負っている。ユーザーは自前の粉体を持ち込んで、PBF法での積層造形を試すことができる。

図2に模擬砂を敷き均す様子を示す。粉末リザーバー側からリコーターが右へ移動して砂を運び(図2(a))、ワークエリアに砂を敷いた後、元の位置に戻ってくる

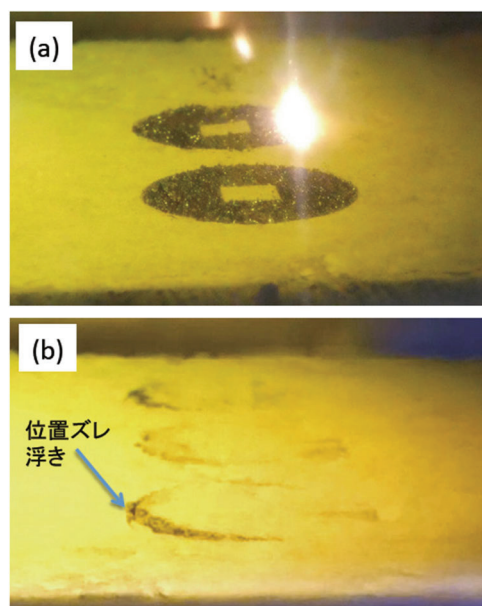


図3 (a) レーザー照射中、(b) リコート後の様子。

(図2(b))。この時、ワークエリアの床は、あらかじめ決めておいた焼成厚分(例えば、0.2mm)だけ下げている。新しい粉末を導入する際には、このように砂がうまく敷き均されるかを確認するリコート試験を必ず行うことになる。同じ素性の砂でも、分級の条件を変えた場合には同様にリコート試験を行う。

図3に直径30mmの古銭形状でレーザーを照射中(図3(a))、リコートした後(図3(b))のワークエリアの様子を示す。レーザー出力45W、スポット径約0.3mmで集光し、層厚0.3mmに対して掃引速度1m/s、走査線間隔0.02mmで塗りつぶし照射を行った。照射エネルギー密度(出力÷スポット径÷掃引速度)は15J/cm²となる。この条件下では、模擬砂が溶融固化して1mm

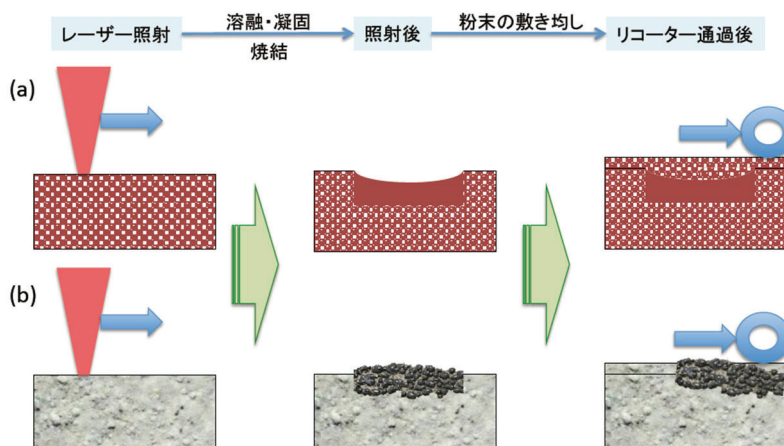


図4 PBF法で(a) 金属や樹脂、(b) 砂を積層する様子の比較。

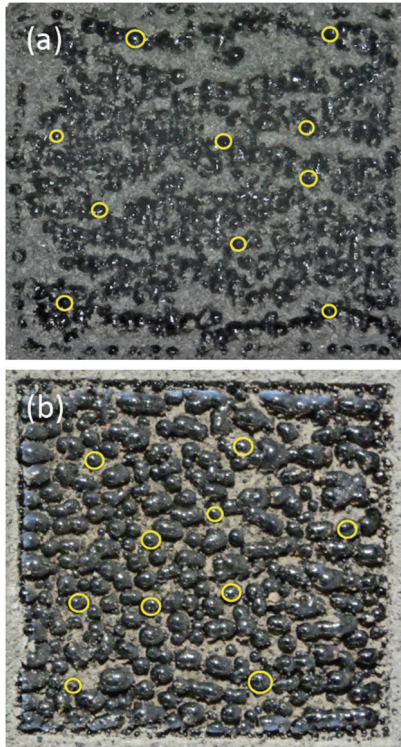


図5 ビーズ系の解析画像例。解析エリアと照射エネルギー密度はそれぞれ、(a) $13 \times 13 \text{ mm}$ 、 36 J/cm^2 、(b) $50 \times 50 \text{ mm}$ 、 280 J/cm^2 。

以下の細かなビーズが凝集し、場所によってはスキャン面から上に突き出した状態が生じる。その上に砂を敷き均すと、リコーターに引っ掛かって位置ズレと浮きが生じた（図3 (b)）。図4にこの様子を模式図で示す。一般的な金属や樹脂であれば溶融時に粉体の間の空間が埋まり体積が減少するため、このような問題は生じない（図4 (a)）。ビーズの凝集が生じる砂の焼結（図4 (b)）に特有の課題であると言える。積層厚を増やせばズレは解消できるが、層間に隙間ができて砂の焼結板を積み上げただけの構造となり立体物として取り出すことができない。積層厚の最適化が重要となる。

この課題に対応するため、照射エネルギー密度に対するビーズ径の依存性を調べた。図5にビーズ径を解析した画像の例として、解析エリアと照射エネルギー密度がそれぞれ、図5 (a) $13 \times 13 \text{ mm}$ 、 36 J/cm^2 、(b) $50 \times 50 \text{ mm}$ 、 280 J/cm^2 の場合を示す。図中、無作為に選んだ（丸で囲った）10点のビーズ径を測定して平均値を得た。図6にビーズ径の照射エネルギー密度依存性を示す。概ね、

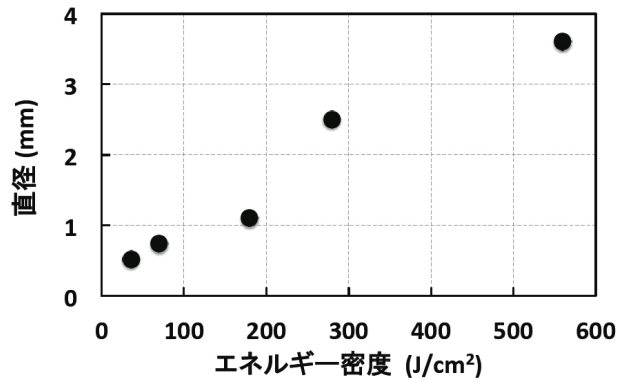


図6 ビーズ径の照射エネルギー密度依存性

比例関係が得られたが、照射スポット径が 1 mm にも関わらず、エネルギー密度が大きくなると $2 \sim 4 \text{ mm}$ のビーズ径になっている。これは、エネルギー密度が大きいと、溶融部の温度が上がり、溶融ガラスの粘度が下がって、周囲の粉体を吸い込みながらスポット径以上に融液が広がったためと考えられる。一方で、温度が低いと融液の流動性が低く、表面張力が大きくなり小さなビーズが凝集しやすくなったと推測される。このようなデータを元に積層厚を最適化し、今後、立体物の大型化を進めていく予定である。

3. DED 法

用いた装置は、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）製の LAMDA200 で、FANUC 社製の 2 kW ファイバーレーザーを搭載している。PBF 法でのリコート試験と同様に、DED 法でも粉末の流動性をチェックする必要がある。図7に吐出試験

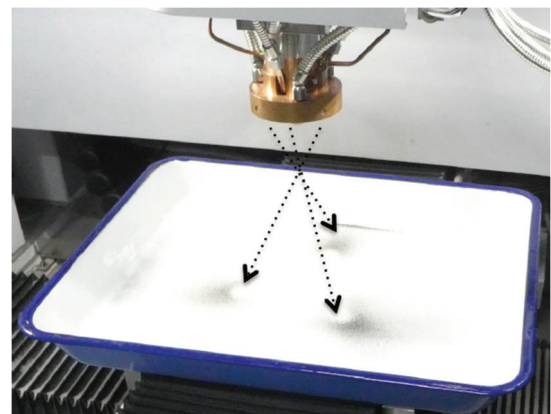


図7 吐出試験の様子。

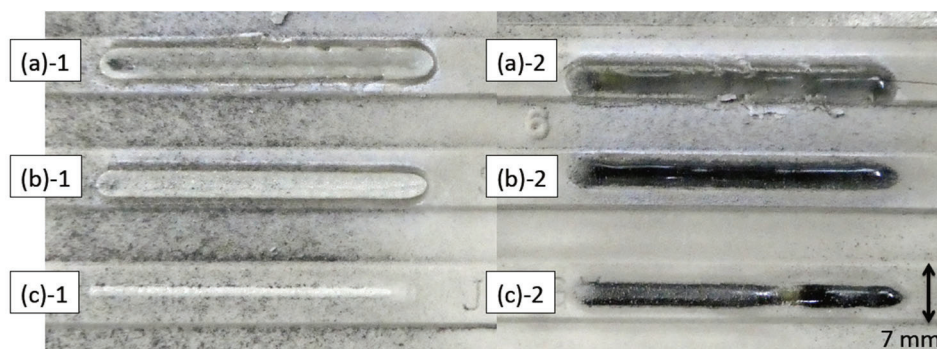


図8 ビード形成試験結果. 建材タイルの裏面に表1のレーザー照射条件でビードを形成. スポット径は約4mm.

(a)～(c)-1は吐出無し、(a)～(c)-2は吐出ありの場合.

表1 図7のレーザー照射条件.

	レーザー出力 (W)	掃引速度 (mm/分)
(a)	400	400
(b)	200	200
(c)	100	100

の様子を示す。当該装置の加工ヘッド中央にレーザーの出射口があり、その周囲3箇所から粉体が吐出される構造となっている。粉体の吐出を確認することに加えて、吐出された粉体をボトルに集めてその質量を測定し、レーザーからの粉体の供給量を確認した。

レーザー照射の条件出しのために基板上へのビード形成を試みた。DED法はレーザー照射部に熔融池を形成するという点でレーザー溶接に通じるところがあり、ワイヤで材料を供給する代わりに粉体を吐出して供給することになる。図7に建材用セラミックスタイルの裏面を基板として用いた際のビード形成結果を示す。図8(a)～(c)-1は吐出無し、(a)～(c)-2は吐出有りの場合で、表1に照射条件を示す。集光スポット径は約4mmであった。いずれの照射フルーエンスも 1500 J/cm^2 である。図8(a),(b)では吐出の有無に関わらず、ビード幅がスポット径と同じ4mm程度となっている。図8(c)については、吐出無しではビード幅が約1mmにも関わらず、吐出有りでビード幅は約3mmであった。これは、セラミックのタイルよりも模擬砂の融点が高いことが原因と考えられ、熔融池が形成されなくても模擬砂を積層できる可能性が示唆されている。途中でビードが途切れ

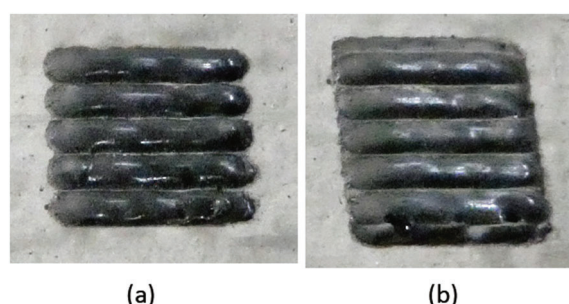


図9 (a) 長さ20 mmのビードを4 mm間隔で5本並べ、(b) 2 mmずらして4本のビードを重ねた結果.

ているのは、模擬砂の供給が途切れたためと思われる。また、レーザー照射スポットの周辺に多量の粉体が存在するPBF法でのビーズ形成とは異なり、DED法では粉体の熔融が照射スポット（あるいは吐出粉体が行き交うスポット）の範囲内に限定される傾向があると言える。

ビード形成試験の結果を元に、積層を試みた。図9(a)に、表1(c)の条件で長さ20 mmのビードを4 mm間隔で5本並べた結果を、図9(b)に図9(a)の5本のビードの間に、2 mmずらして4本のビードを重ねた結果を示す。特に問題無く積層することができ、図9(b)で高さ約2 mmが得られた。

そこで、図9(b)の状態を1層と定義して、ビード間隔4.5 mmで1/2層毎に1 mmずつ高さを変え、1層毎に掃引方向を90度変えながら10回の積層を試みた。図10(a)に上面から、図10(b)に側面から撮影した試料を示す。図10(b)は、図10(a)の矢印方向から見た写真であり、図中の☆印が対応する場所を示している。積層高さとして約20 mmを達成した。本来なら四角柱形状

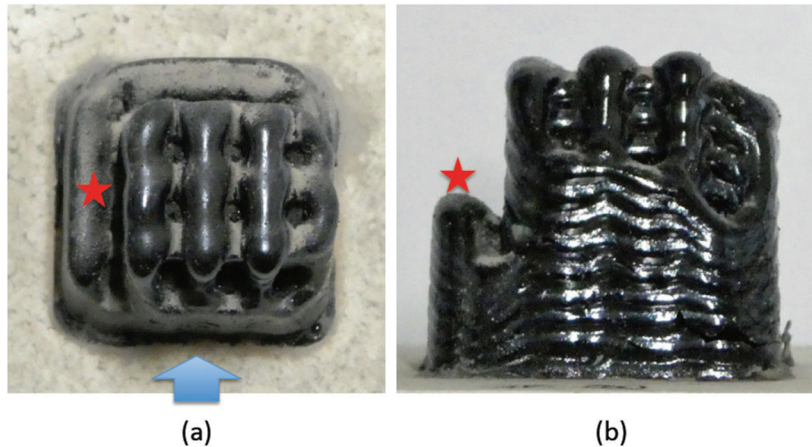


図 10 図 9 (b)を層毎に掃引方向を 90 度変えながら 10 回積層して得た試料.

が得られる予定であったが、途中で模擬砂の供給が不規則に途絶えたこともあり、いびつな形状をしている。DED 法の欠点として、一度積層が途絶えると次の層を積み上げる際にレーザー光の集光点がずれて、そこから上への積層ができなくなることが示された。立体物の大型化には安定した模擬砂の吐出が重要となる。

4. まとめ

月面探査におけるインフラ整備のための建設材料を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いる。模擬砂という試料に対して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実験を行った。

PBF 法、DED 法共に粉末の流動性と安定した供給が最も重要であり、最初の 1 層目と 2 層目の出来映えが積層全体の良否に影響を与えることが分かった。また、PBF 法と DED 法では模擬砂のプロセス温度が異なり、現状の最適照射条件では PBF 法の場合、ミリオーダーのガラスビーズが凝集して層を形成するが、DED 法の場合は溶融した砂（主成分はシリカ）が連続して固化す

ることで層を形成する。両手法ともに一長一短があり、目的（例えば、微細化、大型化、複雑な構造形成など）に応じて使い分けることが求められる。

今後は、JAXA イノベーションハブの制度の中で、造形物の大型化（例えば、 $5 \times 5 \times 2 \text{ cm}^3$ 程度）と強度試験を進めて行く予定である。

参考文献

- 1) 田島 孝敏 他, 大林組技術研究所報 No.81 (2017).
- 2) Athanasios Goulas, Daniel S. Engström, Ross J. Friel, “Laser Additive Manufacturing Using Indigenous Lunar Resources”, *7th European Lunar Symposium*, 2019.
- 3) Athanasios Goulas, Jon G.P. Binner, Daniel S. Engström, Russell A. Harris, Ross J. Friel, “Mechanical Behaviour of Additively Manufactured Lunar Regolith Simulant Components”, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part L : J. of Materials : Design and Applications*, ISSN 1464-4207, 2018.

高速・高光耐性可変形鏡の開発

レーザー計測研究チーム¹、レーザープロセス研究チーム²、
レーザー技術開発室³

谷口誠治¹、ハイク コスロービアン²、稲田順史²、本越伸二³、藤田雅之²

1. はじめに

当研究所は平成 30 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。この要素技術として現在、レーザー伝搬経路の波面擾乱（じょうらん）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、主に伝送レーザーの波面を補償する高速、高光耐性可変形鏡の開発を行っている。可変形鏡（deformable mirror）とは、薄く柔軟性のある鏡面基板の背面に伸縮する駆動素子を複数配置して接着し、電圧などの制御信号により鏡の表面形状の変形を可能とした反射鏡のことを指す（図 1）。入射光波面の歪みを補正する補償光学系でよく利用される波面補正素子の一種である。

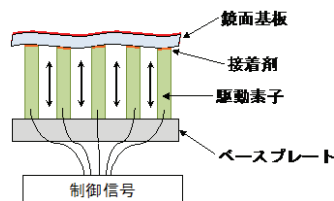


図1 可変形鏡の断面図

本研究で提案する波面制御法（予測的波面制御）¹⁾の概略図を図2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、大気の擾乱（大気の流れにより空気の密度や温度などが時間とともに変動する現象）、およびサーマルブルーミング²⁾（光路内の空

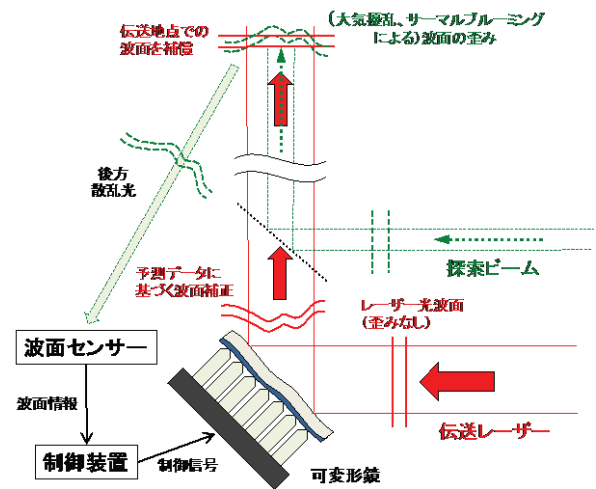


図2 予測的波面制御システムの概略図。先に探索ビームを遠方に照射し、後方散乱光を波面センサーにより観測する。これにより伝送地点までの波面の歪みを予測し、可変形鏡を変形させておくことで伝送レーザー光の波面を補償する。

気の熱膨張により起こる光屈折効果）（以下、両者を含めて大気揺らぎと呼ぶ。）により波面の歪みが発生する。探索ビームの後方散乱光を波面センサーで受光することにより、伝送中に受ける波面の歪みを計測できる。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。

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、伝送距離や大気の流れや温度、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 100 mm、最大駆動速度 10 kHz、光耐性 1 kW/cm^2 に設定している。これまでの研究では、駆動素子に選定した piezoアクチュエータの高速動作の確認、鏡面基板に選定した高反射 (HR) コーティングを施した石英またはサファイアガラス基板の表面形状評価を行うとともに、鏡面とアクチュエータ接着時の動作特性の計測、可変形鏡の設計などを行った³⁾。本稿では、大型可変形鏡の前段階として行った小型 (口径 50 mm) の可変形鏡の試作および動作試験、大型 (口径 100 mm) 可変形鏡の製作に向けた予備実験など、開発の進捗状況を報告する。

2. 高速・高光耐性可変形鏡の開発

2.1 選定部材の高速動作・光耐性試験

選定した部材の高速動作および光耐性について評価するため、piezoアクチュエータと鏡面基板の接着部に模擬高出力光源 (LD) を照射した条件での高速動作試験を行った。高出力レーザーの反射時に最も懸念されるのは、接着剤または piezoアクチュエータの先端部が透過光を吸収し発熱することにより起こる接着性の低下であり、高速動作時には接着が剥がれることも考えられる。試験配置図を図3に示す。鏡面基板には直径100 mm、厚さ1 mmの合成石英基板 (片面HRコート) を用いた。HRコーティングの反射率は波長969 nmで約99.1 %である。piezoアクチュエータにはP.840.10 (PI社製)、接着剤には透過光の吸収を抑えるため近赤外領域の光透過率が95 %以上のエポキシ樹脂接着剤 (M302-3M、EPOTEK社製) を用いた。模擬光源には波長969nmのLD (D4F4Q22-969, [0,6]-500C-IS45-VBG、DILAS社製) を用い、出力100 Wで反射面側から接着部に照射した。この時、実地試験で使用する予定の高出力CWレーザー (波長1064 nm) のビーム径およびビームプロファイルなどを考慮して、照射部の強度を 1 kW/cm^2 に設定し、レンズを用いてLDの照射面積を直径3 mmに調整した。アクチュエータを駆動して反射光の方向を変化させ、遠方にフォトダイオード (PD) を配置して電圧値の時間変化を計測した。周波数10 kHz、正弦波駆動時の結果を図4に示す。PD電圧に周期振動が

観測され (図4(a))、FFT解析後の周波数スペクトルには10kHzに明確なピークが観測された (図4(b))。またこの照射条件でpiezoアクチュエータの動作を3分以上行ったが、計測データに大きな変化はなく、LD照射後の接着部に剥離などの変化も見られなかった。これらの結果から、 1 kW/cm^2 の高強度レーザー照射下においても高速動作が可能であることがわかった。

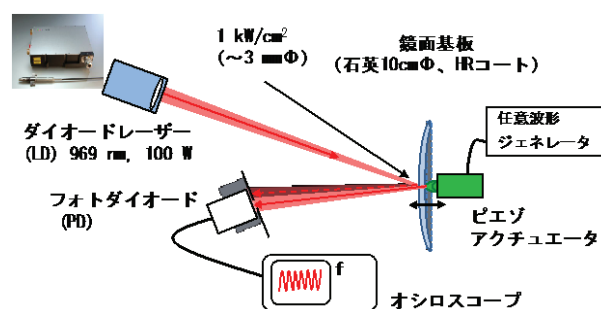


図3 選定部材の高速動作・光耐性試験配置

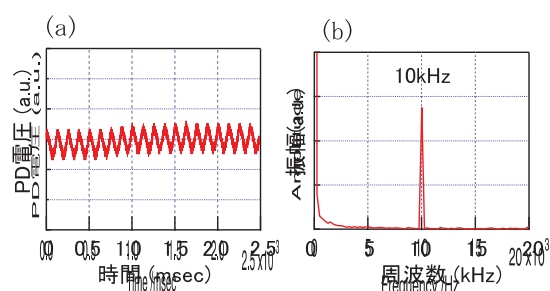


図4 ピエゾアクチュエータ高速動作時 (正弦波 10 kHz)

の (a)PD 電圧の時間変化、(b)FFT 解析により得られた周波数スペクトル

2.2 小型可変形鏡の試作・動作試験

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種の可変形鏡を開発する予定である。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 (Zernike多項式⁴⁾ 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径の広がり (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種目はその他の波面の乱れ (高次成分) を補正する鏡 (以下高次項補正鏡と呼ぶ。) である。我々は、可変形鏡開発の前段階として、可変形鏡の制御手法の検討および動

作特性を評価することを目的にまず目標の口径100 mmよりも小さい口径 50 mm の、3種類の小型可変形鏡を試作し、動作試験を行った。以下に結果について述べる。

2.2.1 Tip-Tilt 補正鏡

試作したTip-Tilt補正鏡の写真を図4に示す。直径50 mmのベースプレートの中心から15 mmの位置に3本のピエゾアクチュエータ (P840.10-B1、PI社製) を三角形配置し、鏡面基板を接着した (3点支持)。鏡面基板には、平面性が高くヤング率が高い (硬い) 直径2インチ、厚さ2 mmのサファイアガラス基板 (片面HRコート、Peak to Valley (PV) 値: 0.48 μm 、Root Mean Square (RMS) 値: 0.11 μm) を使用した。PV値とは、有効表面範囲の中で最も低い位置と最も高い位置の高低差を示しており、表面全体の平面度を示す指標としてよく用いられる。RMS値は高低差分布の標準偏差に相当し、表面の粗さを示す指標としてPV値とともに用いられる値である。接着剤にはM302-3Mを使用した。

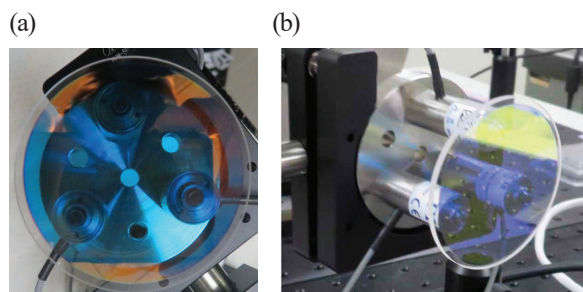


図4 試作した Tip-Tilt 補正鏡の (a)鏡面、(b)外観

動作試験配置図を図5に示す。各ピエゾアクチュエータへの印加電圧の設定には任意波形/ファンクションジェネレータ (WW5064、Tarbor Electronics社製) を使用した。増幅器 (E-504.00F、PI) により10倍に増幅した後電圧をピエゾアクチュエータに印加して可変形鏡の表面形状を意図的に変化した。干渉計 (Zygo Verifire 4inch、AMETEK社製) を用いてこの時の表面形状の変化を観測することにより動作性能を評価した。尚ピエゾアクチュエータにはあらかじめオフセット電圧 (40 V) を印加し、初期状態からマイナス方向への移動も可能としてある。図6に、可変形鏡の初期状態と、印加電圧を最大で ± 20 V

変化させて鏡面に向かって上下、右左、右上45°、右下45°、左上45°、左下45°の8方向にそれぞれ同じ角度で移動させた際の表面形状を示す。可変形鏡がそれぞれの方向に移動していることがわかる。動作精度について検討するため、それぞれの状態の移動角度を算出して比較した。図7に結果を示す。8方向に対してはそれぞれ1～8の番号を付してある (図6参照)。観測はそれぞれ2回行い、平均値を示した。角度の平均値は0.14 mradであり、位置精度および繰り返し誤差は設定値の15%以内であった。次に、印加電圧に対する移動角度の変化について検討した。まずピエゾアクチュエータの電圧を0 Vに設定し、印加電圧を10 Vずつ増加してTip角度 (移動方向は図6中の1, 2番) を観測した。図8に結果を示す。印加電圧が小さい条件 (< 20 V) では電圧に対する角度の変化は線形応答しないが、20 V~60 Vの領域では線形応答を示した。これらの結果から、ピエゾアクチュエータのオフセット電圧を40 Vに設定することにより、印加電圧約 ± 20 V、角度0~0.14 mradの範囲で可変形鏡の線形動作が可能であると考えられる。

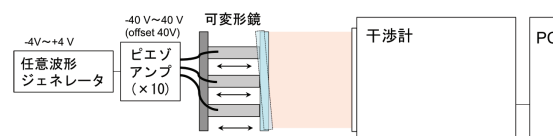


図5 Tip-Tilt 補正鏡動作試験配置図

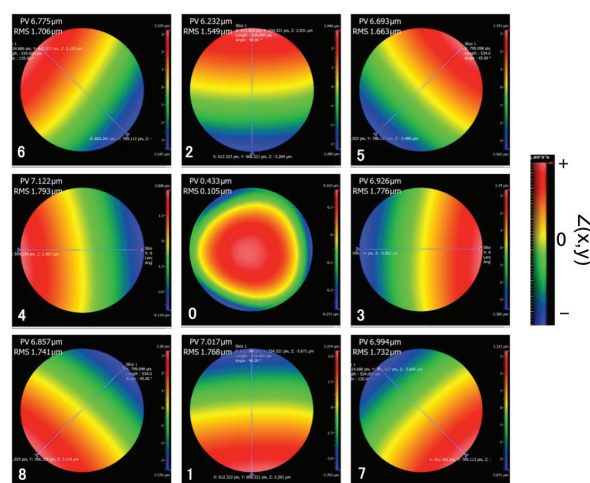


図6 Tip-Tilt 補正鏡を初期状態 (中央図) から 8 方向 (上下、右左、右上45°、右下45°、左上45°、左下45°) に移動させた際の表面形状 (移動方向にそれぞれ番号1～8を付した)

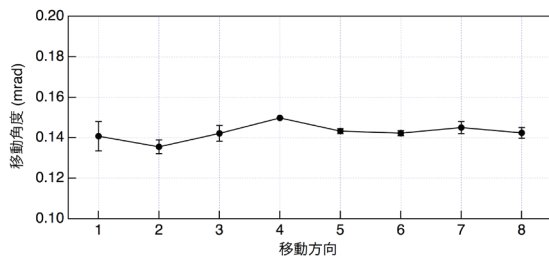


図7 Tip-Tilt 補正鏡を8方向に移動させた際の角度（横軸の1～8は図6で移動方向に付した番号を示す）

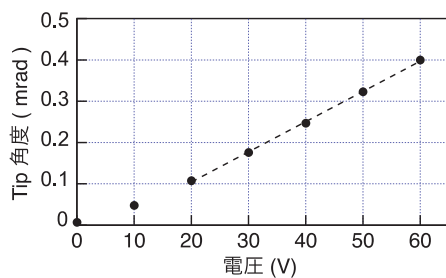


図8 印加電圧に対する小型可変形鏡のTip角度の変化（点線は線形近似直線を示す）

2.2.2 Defocus 補正鏡

図9に、試作したDefocus補正鏡の鏡面部と外観の写真を示す。 piezoアクチュエータ1本で鏡面基板の中央を支持し、基板の周囲を金属ホルダーで固定する構造である。Tip-tilt補正鏡と異なり、Defocus補正鏡と高次成分補正鏡は鏡面の形状を変形させて使用するため、鏡面基板は平面度が高いだけでなく、piezoアクチュエータの駆動により変形が起こることが重要となる。この点を考慮して、Tip-Tilt補正鏡の基板よりも厚みが薄い直径2 inch、厚さ1 mmのサファイアガラス基板（片面HRコート、PV値: 1.8 μm 、RMS値: 0.47 μm ）を使用した。接着剤にはM302-3Mを使用した。

Tip-Tilt補正鏡と同様の手法によりDefocus補正鏡の動作試験を行った。図10(a)に印加電圧150 V時の表面形状、(b)に、印加電圧0 V、150 V時のX-Zプロファイル($Z(x, 0)$ 、図10(a)中白点線)を比較した図を示す。0 V時にも鏡面は凸型形状を持つが、これは鏡面基板自体が凸型形状であること、固定の際に基板端部に圧力がかかるためである。150 V 印加時には凸型形状がより大きくなり、0V時

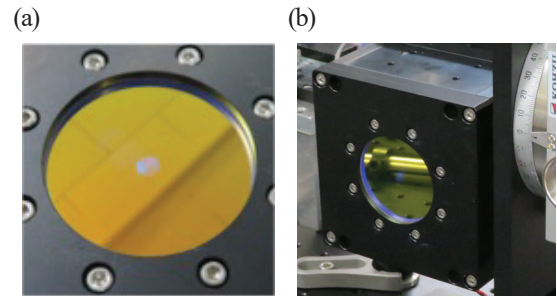


図9 試作したDefocus 補正鏡の (a)鏡面、(b)外観

と比べ鏡面中央部のZ変位に2.0 μm 以上の差が見られた。デフォーカス成分の補正可能域について検討するため、観測した表面形状データをZemike多項式（最大4次項）により解析した。Zemike多項式は、チップチルト、デフォーカス（球面収差）、アスティグマティズム（非点収差）、コマ収差などの基準となる表面形状を定義し、それらのZ変位をX-Y平面上の位置(x,y)の関数としてそれぞれ数式化したものである。Zemike多項式を用いることで、観測した表面形状の中に含まれるそれぞれの成分の割合と大きさ(μm)を分析することが可能である。非印加時の鏡面形状はデフォーカス成分（放物面形状）がほとんどであり、凸型放物面鏡の表面形状と同様である。piezoアクチュエータを駆動すると、鏡面の中央部が突出しデフォーカス成分の大きさは増大する（反射光の発散が大きくなるが）が、一方で印加電圧の増加とともに鏡面は放物面よりもやや中央部が突出した形状となり、他の成分の割合も増加した。このため観測データをZemike多項式により解析し、デフォーカス成分の大きさを求めるとともに、口径50 mm時の焦点距離を算出し、印加電圧に対してプロットした（図11）。焦点距離は45mから28mまで変化することがわかった。この結果は、平行光の反射時にこの範囲での補正が可能であることを示している。凸面放物面鏡は平行光を集光することはできないが、実用上はレーザー光の焦点距離を調整して入射することで、反射光を集光することが可能である。ただし、印加電圧に対して焦点距離は線形応答を示していないため、その制御には検量線を作成するなど非線形応答を考慮した処置が必要である。凹面形状動作については、piezoアクチュエータの高さを基板の固定高さよりも低く調整する

ことにより可能となるが、この場合非動作時にも常に接着部に張力が働くこととなり、可変形鏡が破損しやすくなる可能性もある。これを解決するため、鏡面基板の固定手法について検討を進めている。

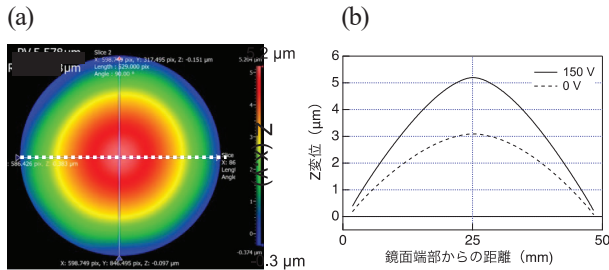


図10 Defocus補正鏡の (a)150 V印加時の表面形状、(b) 非印加時 (0 V)、150 V印加時のX-Zプロファイル (図10(a)中白点線) の比較

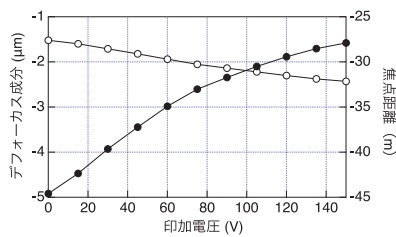


図11 印加電圧に対するDefocus補正鏡の (○) デフォーカス成分の大きさ、(●) 焦点距離の変化

2.2.3 高次項補正鏡

試作した高次項補正鏡の鏡面部、外観の写真を図 12 (a)、(b)にそれぞれ示す。鏡面の中心点と、中心から 12 mm の位置に計 6 本のピエゾアクチュエータを六角形に配置した。鏡面基板の周囲は固定せず、基板の端部 (中心から 24 mm) に 30°間隔で 12 本のアクチュエータを配置し、計 19 点で鏡面基板を支持した。これにより鏡面の周辺部の形状を変形できるため高次成分を補正しやすくなる。接着剤には M302-3M (EPOTEK) を、鏡面基板には口径 2 inch、厚さ 1 mm の合成石英基板 (両面 HR コート、PV 値: 4.0 μm、RMS 値: 0.97 μm) を使用した。高次項補正鏡は複雑な形状の補正を行うためピエゾアクチュエータ間の間隔が狭くなることから、鏡面基板には、サファイアガラスよりもヤング率が低く (柔らかく)、より変形を受けやすい石英の方が適していると考えられる。また、

基板の両面をコートすることにより、片面コート時に起こる基板の歪みを補正できる。両面 HR コート基板の PV 値および RMS 値は片面コート時の約 1/4.5 であり、平面度はより高くなっている。ピエゾアクチュエータと基板の接着に際しては、接着性にばらつきがでないよう、差動ネジにより各ピエゾアクチュエータの高さを ±5 μm 以内に調整した。

他の可変形鏡と同様の手法で高次項補正鏡の動作試験を行った。例として、水平コマ、水平トレフォイル収差を可変形鏡で作成し、表面形状を観測した結果を示す。高い再現性が得られており、試作品は Zernike 多項式の 3 次項の波面制御が可能であることがわかった。高次項可変形鏡はピエゾアクチュエータの本数が多く、その間隔が短いため、表面形状の正確な制御を行うためには影響関数 (Influence Function) ⁹⁾を取り入れた手法が必要である。これに関しては、動作試験の結果を含め次の報告で詳細に述べる ⁹⁾。

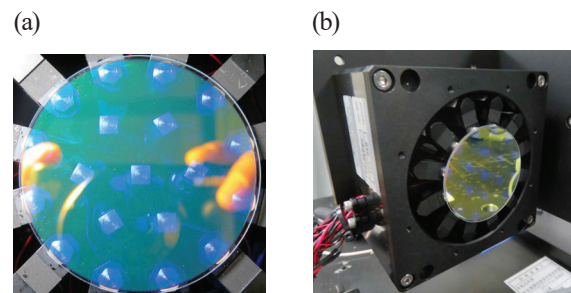


図12 試作した高次項補正鏡の (a)鏡面、(b)外観

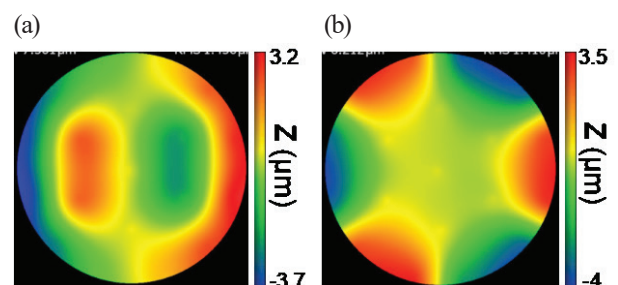


図13 高次項補正鏡により形成した表面形状の例
(a)水平コマ収差、(b)水平トレフォイル収差

2.3 大型可変形鏡の設計・試作

小型可変形鏡の試作と動作試験により得られた知見をもとに、目標である大型 (口径 100 mm) 可変形鏡の設計・試作を開始した。図14に、試作した口径 100 mm Defocus

補正鏡のpiezoアクチュエータ配置および外観の写真を示す。鏡の中心部にpiezoアクチュエータを配置し、中心から 24 mmの距離に6本のpiezoアクチュエータを配置した（7本支持）。基板の周囲は金属アダプターにより固定した。piezoアクチュエータには小型Defocus補正鏡で使用したものと同等品を用い、鏡面基板には口径100 mm、厚さ1 mmの合成石英基板（片面HRコート、PV値: 18.8 μm 、RMS値: 5.3 μm ）を使用した。試作品の動作試験の結果を図15に示す。図15(a)は、中央のpiezoアクチュエータに75 V印加し、周囲6本のpiezoアクチュエータにはデフォーカス成分をより正確に再現するよう影響関数を考慮してそれぞれ補助的に電圧を印加した状態での表面形状の観測結果である。鏡面は凸型形状となっており、基板の歪みからくる形状の崩れを周囲のpiezoアクチュエータで補正しているため、対称性も保持されている。図15(b)は、中央部のpiezoアクチュエータの印加電圧を0 V、15 V、75Vとし、周囲のpiezoアクチュエータに補助的に電圧を印加した際のX-Zプロファイルと比較したものである。電圧の増加に従い中央付近の領域において凹型形状から平面形状、凸型形状へと変化させることができた。0 Vから75 Vに印加電圧を増加させた際の中央部のZ変位の増加は7 μm であった。piezoアクチュエータへの最大印加電圧は150 Vであることから、最大約15 μm の範囲でのデフォーカス成分の補正が可能と考えられる。ただし、周辺部については基板自体の形状、固定時の圧力の影響により平面性が保持されていないことから、平面性の高いサファイアガラス製基板の適用、基板の周辺部の固定方法の検討などを行う予定である。図16に、口径100 mmの高次項補正鏡の設計図を示す。piezoアクチュエータは六角形配置とした。支持本数は61本である。この配置は試作した小型高次項補正鏡の中央部の配置を拡張したものであり、piezoアクチュエータ間の距離もほぼ同様である。等距離配置でpiezoアクチュエータの本数を増加することにより、高速駆動時の基板振動の抑制や、さらに高次の成分（Zemike多項式の4次項）の波面制御に期待できる。今後試作を進め、波面制御および高速動作試験などにより、その性能を評価する予定である。

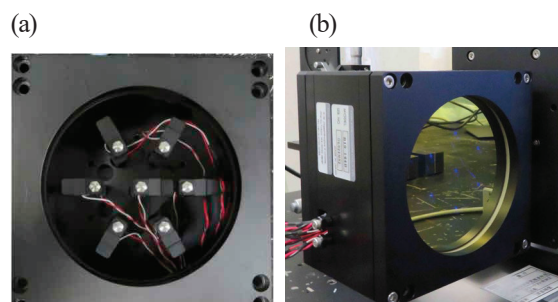


図14 口径100 mm Defocus補正鏡試作品の (a) piezoアクチュエータ配置、(b) 外観（鏡面接着後）

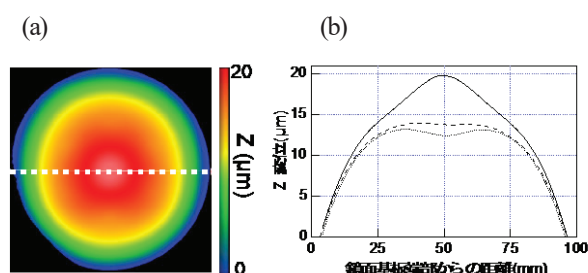


図15 Defocus補正鏡の中央部のpiezoアクチュエータへの (a) 75 V印加時の表面形状、(b) 非印加時（0 V、図中点線）、15 V印加時（破線）、75 V印加時（実線）のX-Zプロファイル（(a)中白線部分）の比較。周囲6本のアクチュエータにはdefocus形状を補正するよう補助的に電圧を印加した。

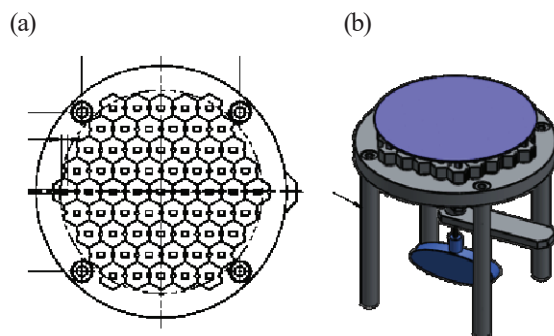


図16 大型（口径 100 mm）高次項補正鏡の設計図

(a) piezoアクチュエータ配置、(b) 外観（鏡面接着後）

3. まとめ

本研究では、高速移動物体への遠距離・高出力レーザー伝送技術の実現のため、伝送時に起こる大気擾乱やサーマルブローミングによる光波面の歪みを補償可能な高速・高光耐性の可変形鏡の開発を目指して選定部材（鏡面基板、piezoアクチュエータ、接着剤）を接着した状

態で高速動作・光耐性試験を行い、10 kHz の駆動速度および 1 kW/cm² の高い光耐性が可能であることを示した。またチップチルト、デフォーカス、高次成分をそれぞれ補正する小型可変形鏡を試作し、動作試験を行いそれらの性能評価を行った。今後、これまでの研究で得られた知見を元に、開発目標である可変形鏡の大型化（口径 100 mm）を進める。この技術は、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や地上レーザーによる宇宙デブリ除去⁹といった宇宙利用など、発展が期待されている応用分野にも必要なものである。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」）の支援の下行

われた。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、ILT2020 年報、pp.9-15.
- 4) F. Zernike, *Physica*, **1**, pp.689-704 (1934).
- 5) L. Huang *et al.*, *Optics Express* **16(1)**, pp.108-114 (2008).
- 6) Haik Chosrowjan *et al.*, ILT2021 年報.
- 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 Deformable Mirror Operation Control Model using the Influence Function (IF) Approach: Experimental Verification

Laser Process Research Team

Haik Chosrowjan, Seiji Taniguchi, Yoshifumi Inada, and Masayuki Fujita

1. Introduction

Many optical systems suffer performance degradation due to light wavefront (WF) distortion. When an optical wave propagates through an inhomogeneous medium such as a thick, low-quality glass or turbulent atmosphere, refractive index differences in the lateral cross-section of the optical beam along the propagation path cause optical phase distortions. Various Adaptive Optics (AO) techniques are often used to compensate for such phase aberrations. AO systems often consist of an active optical element such as a deformable mirror (DM) to correct the dynamic WF distortions. While AO has its roots in astronomy¹⁾, it is currently used in a wide variety of medical and industrial applications as well²⁾.

There are two main AO approaches for the optical WF correction. **Indirect approach**³⁾: in this case a WF corrector, but no WF sensor is used. A performance metric (M^2 , Strehl ratio, or PIB (power in the bucket)) is defined, and stochastic optimization methods are used to improve the performance metric hence, indirectly correcting the WF distortions. **Direct approach**⁴⁾: it is implemented with a WF corrector, a WF sensor to measure the aberrations present in the incoming beam, and a feedback control algorithm to link these two elements in real-time. Both approaches are based on a “closed-loop” negative-feedback technique hence, they are relatively slow because of convergence time requirements for multi-channel DMs. In specific AO applications with the DM corrector where fast ($\sim 10 \mu\text{s}$) convergence is required, “closed-loop” approaches are often not applicable. In contrast, by an “open-loop” approach high operation bandwidth could be achieved if accurate WF measurement, data transfer, and *exact control* of the DM response are fulfilled.

In our previous report⁵⁾, a control model for hexagonally

arranged 61 piezo-actuator (PA) DM was described theoretically for “open-loop” applications. The control was achieved by a prior displacement mapping of each individual actuator in the DM along the normal to the thin mirror surface, while all other actuators were constrained at their nominal positions, and determining the effect of that displacement on the shape of the whole DM. We have described physical principles, mathematically characterized, and compared two model cases, namely, with- and without crosstalk between the neighboring PAs in the DM. Calculation examples for WF distortion compensation with- and without crosstalk between the neighboring PAs were presented and the importance of taking into consideration the crosstalk effect in the DM control procedure was unambiguously shown both qualitatively and quantitatively.⁵⁾

In this report, experimental verification of the DM “open-loop” operation control using the influence function (IF) approach is presented. Although we have designed and built several DMs with 3 (tip/tilt control only), 7 (focus/defocus control only), and 19 PA DMs, for space limitations, results for only 19PA DM are presented here.

2. 19PA DM and its 19 influence functions

In Fig. 1 the arrangement, numbering, and distances between 19PAs spiraling from the center are shown in the frontal (X, Y) profile of the DM. The coordinates of each PA are known. Here we remind that the normalized shape of the DM when poking a single actuator is called influence function⁶⁾ (IF) for that specific actuator. Each DM with N number of PAs will have N IFs. In general, the IFs can be determined by *ab-initio* calculations, modeling, and/or direct measurements. Due to the complexity of the DM and materials used (thin mirror

substrate, special glue, PAs, precision screws, a metallic base, etc.), we determined the IFs for all 19 PAs by direct measurements using the ZYGO interferometer Verifire Dynaphase (AMETEK).

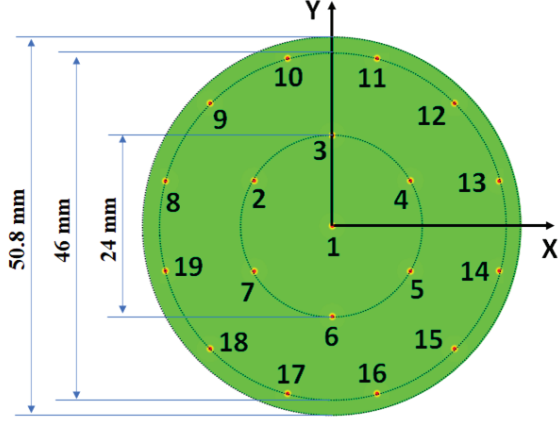


Fig. 1. The positions, distances, and numbering of 19PAs (small red-yellow dots) in the DM.

The mirror substrate of our 19PA DM is 1 mm thick, double-site high-reflection coated [1064 nm & 633 nm] quartz substrate with 50.8 mm diameter. In Fig. 2 (a) the DM substrate flatness (RMS $\approx 0.455 \mu\text{m}$) prior to installation is presented. In Fig. 2 (b) the same substrate flatness (RMS $\approx 0.075 \mu\text{m}$) is presented after the installation and approximately $\sim 5\text{V}$ bias to each PA.

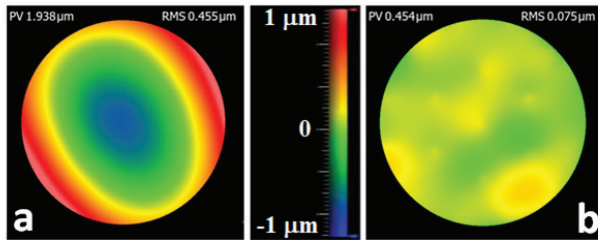


Fig. 2. (a) The DM mirror substrate flatness prior to installation; (b) The DM flatness after the installation and $\sim 5\text{V}$ bias to each PA. The color code for $\pm 1 \mu\text{m}$ displacement interval shown in the middle is the same for both (a) and (b) cases.

As it can be seen from Fig. 2, the slight curvature and Ast45 astigmatism of the DM substrate is almost compensated after

the installation, and an optical quality (RMS $< \lambda/10$; $\lambda = 1064 \text{ nm}$) mirror surface flatness is achieved.

To obtain the IF of a given PA experimentally, one maximally displaces that single PA while no voltages are applied to other actuators. Then the whole shape of the DM, which is related to the IF for that given PA, is measured. For a DM with 19 PAs, 19 IFs must be determined. Often, the displacement of a given PA affects only its closest neighbors, so the IF can be determined around the immediate vicinity of the given PA. This is clearly seen from the measurements shown in Fig. 3 for 3 PAs (PA1, PA2, and PA12).

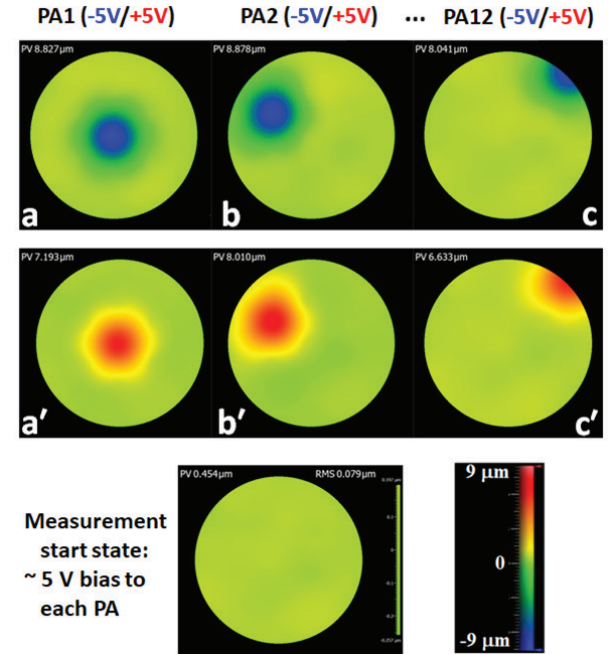


Fig. 3. Measurement's procedure and some results for determining the IFs for 19PA DM. (a and a'): views of the DM when $\pm 5 \text{ V}$ are applied to PA1; (b and b'): views of the DM when $\pm 5 \text{ V}$ are applied to PA2; and (c and c'): views of the DM when $\pm 5 \text{ V}$ are applied to PA12, respectively. On the bottom panel (left) the surface flatness prior to each measurement cycle is shown, while on the bottom (right) the color code for $\pm 9 \mu\text{m}$ displacement interval, common for all measurements, is shown.

The DM displacement $Z_i(x, y)$ for i^{th} PA is related to the

corresponding influence function $IF_i(x, y)$ by the following equation:

$$Z_i(x, y) = C_i * V_i * IF_i(x, y) \quad (1)$$

Here the C_i [$\mu\text{m}/\text{Volts}$] is the i^{th} PAs response constant, V_i [Volts] is the externally applied voltage to the i^{th} PA, and $IF_i(x, y)$ is the unitless normalized influence function of the i^{th} PA. For each PA at (x_i, y_i) coordinates, the corresponding value of the IF_i at (x_i, y_i) is unity, i. e., the $IF_i(x_i, y_i) = 1$. Hence, from each measured $Z_i(x, y)$ both C_i and $IF_i(x, y)$ for the i^{th} PA can be determined if the value of the externally applied voltage V_i is known. As an example, in Fig. 4 the measured displacements of the 5th (red), 9th (black), and 14th (green) PAs vs. the voltage applied only to the 5th PA are presented. For clarity, in Fig. 4 we omit the measured displacements of the other 16 PAs. From the linear-fit slope, the C_5 coefficient can be determined to be ~ 1.56 [$\mu\text{m}/\text{Volt}$]. Moreover, it is clearly seen that while the 9th PA is not influenced by the 5th PA movement, the displacement of the 14th PA, even without direct voltage applied to it, slowly increases as the voltage to the 5th PA increases. This is a direct demonstration of the *crosstalk effect* existence in our 19PA DM. It originates mainly by the DM material parameters such as the stiffness, roughness, aspect ratio, number-, position-, and distan-

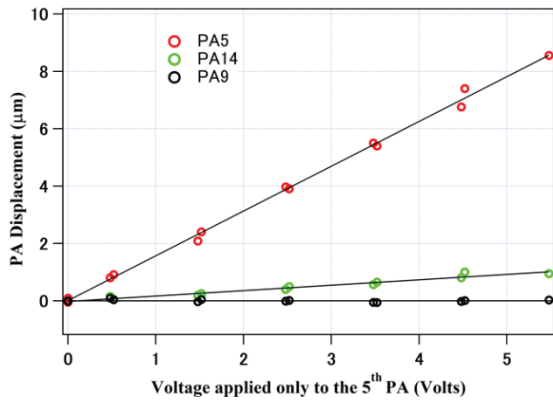


Fig. 4. An example of the crosstalk (influence) of the PA5 on its two selected neighbors PA9 and PA14. Measured displacements of the 5th (red), 9th (black), and 14th (green) PAs versus the voltage applied only to the 5th PA.

ces between the individual PAs, etc. For a given DM, these parameters cannot be changed by applying an external voltage. From the linear-fit slope, the crosstalk component for the 14th PA can be determined to be ~ 0.2 [$\mu\text{m}/\text{Volt}$] or ~ 12.8 %. For precise control of the DM operation, the crosstalk components larger than 3 % cannot be neglected and should be incorporated into the procedure for determining the DM control voltages.

3. Procedure for determining control voltages for a DM with crosstalk components

We have accurately measured influence functions and C_i components for all 19 PAs in the DM and experimentally confirmed that only the closest neighbors of the i^{th} PA contribute a crosstalk component to its displacement. To consider the crosstalk contributions from the neighboring PAs for the reproduction of a given wavefront, a set of linear equations must be composed and solved. This is illustrated in Fig. 5 for 2 PAs (numbers 1 and 8) and the group of 19 linear equations (Eq. 2).

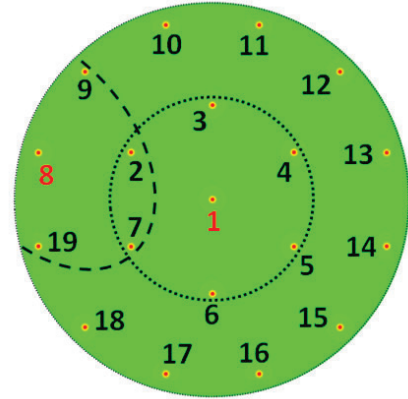


Fig. 5. Illustration of the crosstalk contributions of the neighboring PAs on PA1 and PA8 in a 19PA DM, respectively.

$$\begin{aligned}
 Z_1(x_1, y_1) &= C_1 V_1 + C_2 V_2 IF_2(x_1, y_1) + C_3 V_3 IF_3(x_1, y_1) + \\
 &+ C_4 V_4 IF_4(x_1, y_1) + C_5 V_5 IF_5(x_1, y_1) + C_6 V_6 IF_6(x_1, y_1) + \\
 &+ C_7 V_7 IF_7(x_1, y_1) \\
 &\vdots \\
 Z_8(x_8, y_8) &= C_8 V_8 + C_2 V_2 IF_2(x_8, y_8) + C_7 V_7 IF_7(x_8, y_8) + \\
 &C_9 V_9 IF_9(x_8, y_8) + C_{19} V_{19} IF_{19}(x_8, y_8)
 \end{aligned} \quad (2)$$

In the group of Eqs. 2, the $Z_i(x_i, y_i)$ are the resulting displacements of 19 PAs (referred to as ***Z* – displacement vector**). $V_i(x_i, y_i)$ are the voltage signals to 19 PAs (referred to as ***V* – voltage vector**). Let us look at the first equation in the group of Eqs. 2. The total displacement of the PA1 results from the applied voltage to the PA1, and contributions from the 2nd, 3rd, 4th, 5th, 6th, and 7th PAs, respectively. In Fig. 5 it is illustrated by a black dotted circle. Similarly, the total displacement of the PA8 results from the applied voltage to the PA8, and contributions from the 2nd, 7th, 9th, and 19th PAs, respectively. In Fig. 5 this is illustrated by a black broken ellipse. In analogy, the total displacement of any i^{th} PA results from the applied voltage to the i^{th} PA, and contributions from the neighboring PAs. As a result, one will get a set of 19 linear equations with 19 variables V_i , ($i = 1 \dots 19$), and by solving it, one will get the values of the V_i voltages required for reproducing a given DM surface $Z(x, y)$. It is very convenient to write the system of linear equations (Eqs. 2) in a matrix formalism, i. e.

$$\mathbf{Z} = \mathbf{M} \times \mathbf{V} \quad (3)$$

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1 & 2 & 3 & 4 & \dots & 19 \\ C_1 & C_2 IF_2(x_1, y_1) & C_3 IF_3(x_1, y_1) & C_4 IF_4(x_1, y_1) & \dots & 0 \\ C_1 IF_1(x_2, y_2) & C_2 & C_3 IF_3(x_2, y_2) & 0 & \dots & C_{19} IF_{19}(x_2, y_2) \\ C_1 IF_1(x_3, y_3) & C_2 IF_2(x_3, y_3) & C_3 & C_4 IF_4(x_3, y_3) & \dots & 0 \\ C_1 IF_1(x_4, y_4) & 0 & C_2 IF_2(x_4, y_4) & C_4 & \dots & 0 \\ C_1 IF_1(x_5, y_5) & 0 & 0 & C_4 IF_4(x_5, y_5) & \dots & 0 \\ C_1 IF_1(x_6, y_6) & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ C_1 IF_1(x_7, y_7) & C_2 IF_2(x_7, y_7) & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & C_2 IF_2(x_8, y_8) & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & C_2 IF_2(x_9, y_9) & C_3 IF_3(x_9, y_9) & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & C_2 IF_2(x_{19}, y_{19}) & 0 & 0 & \dots & C_{19} \end{bmatrix} \quad \mathbf{V} = \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \\ V_5 \\ V_6 \\ V_7 \\ V_8 \\ V_9 \\ \vdots \\ V_{19} \end{bmatrix} \quad \mathbf{Z} = \begin{bmatrix} Z_1 \\ Z_2 \\ Z_3 \\ Z_4 \\ Z_5 \\ Z_6 \\ Z_7 \\ Z_8 \\ Z_9 \\ \vdots \\ Z_{19} \end{bmatrix}$$

Here $\mathbf{Z}$ is the displacement vector, $\mathbf{V}$ is the voltage vector and $\mathbf{M} \equiv \mathbf{M}_{ij} = C_i * IF_i(x_j, y_j)$ is the DM response (influence) matrix of the 19x19 size. $\mathbf{M}$ is a unique matrix for our 19PA DM incorporating all crosstalk components between individual PAs. Note that the structure of the $\mathbf{M}$ matrix depends on the geometry of the DM, the line-up, and the numbering of the PAs. The physical meaning of the $\mathbf{M}$ matrix structure is easy to comprehend. On the i^{th} column (j^{th} row) are all those components that are affected by (affect) the displacement of the i^{th} PA (j^{th} PA). The $\mathbf{M}_{ij}$ component of the $\mathbf{M}$ matrix shows the influence component of the i^{th} PA on the j^{th} PA.

Finding the solution of the Eq. 3 is straightforward:

$$\mathbf{V} = \mathbf{M}^{-1} \times \mathbf{Z} \quad (4)$$

Here $\mathbf{M}^{-1}$ is the inverse matrix of $\mathbf{M}$. Summarized, when $\mathbf{M}$ matrix is known, for each given $\mathbf{Z}$ – displacement vector (wavefront) it is straightforward to determine the $\mathbf{V}$ – voltage vector.

4. Experimental setup and results

To determine the $\mathbf{V}$ – voltage vector, one needs to know the influence matrix $\mathbf{M}$. We have measured all nonzero components of $\mathbf{M}$ for 19PA DM (quartz substrate, double-site HR coated [1064 nm & 633 nm], with 1 mm thickness and 50.8 mm diameter) using ZYGO interferometer (Expression 1).

Expression (1)

Influence matrix $\mathbf{M}$ for home-made 19PA DM

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
1	1.56	0.047	0.033	0.042	0.043	0.038	0.04	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
2	0.057	1.95	0.02	0	0	0	0.065	0.047	0.03	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
3	0.053	0.038	1.56	0.029	0	0	0	0	0.029	0.02	0	0	0	0	0	0	0	0	0
4	0.073	0	0.027	1.531	0.077	0	0	0	0	0	0.035	0.045	0	0	0	0	0	0	0
5	0.057	0	0	0.033	1.56	0.057	0	0	0	0	0	0	0	0.02	0.046	0	0	0	0
6	0.081	0	0	0	0.051	1.488	0.067	0	0	0	0	0	0	0	0	0.047	0.05	0	0
7	0.06	0.041	0	0	0	0.042	1.537	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.068	0.05
8	0	0.175	0	0	0	0	0.048	1.326	0.081	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.11
9	0	0.185	0.016	0	0	0	0	0.087	1.338	0.081	0	0	0	0	0	0	0	0	0
10	0	0.021	0.18	0	0	0	0	0.135	1.25	0.094	0	0	0	0	0	0	0	0	0
11	0	0	0.17	0.035	0	0	0	0	0.087	1.3	0.104	0	0	0	0	0	0	0	0
12	0	0	0.014	0.18	0	0	0	0	0	0.086	1.35	0.08	0	0	0	0	0	0	0
13	0	0	0	0.2	0.043	0	0	0	0	0	0	0.1	1.237	0.094	0	0	0	0	0
14	0	0	0	0.033	0.2	0	0	0	0	0	0	0.1	1.11	0.1	0	0	0	0	0
15	0	0	0	0	0.19	0.049	0	0	0	0	0	0	0.085	1.23	0.12	0	0	0	0
16	0	0	0	0	0.04	0.193	0	0	0	0	0	0	0	0	0.1	1.31	0.083	0	0
17	0	0	0	0	0	0.208	0.042	0	0	0	0	0	0	0	0	0.1	1.272	0.135	0
18	0	0	0	0	0	0.042	0.22	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.11	1.273	0.09
19	0	0.035	0	0	0	0	0.207	0.1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.1	1.284

We will not carry out quantitative analyzes of the $\mathbf{M}$ matrix here.

We only mention that the crosstalk components with lesser than 1 % contributions have been omitted in $\mathbf{M}$.

We have constructed an experimental setup to obtain the performance characteristics of the 19PA DM (Fig. 6(a)). Briefly, an FPGA (field-programmable gate array) system and corresponding software controlled by the PC were introduced in front of the 19 PA amplifiers (Fig. 6 (b)). A desired optical wavefront was created by a PTC Mathcad software and the $\mathbf{Z} = Z_i(x_i, y_i)$ ($i = 1 \dots 19$) displacement vector was calculated. Using the $\mathbf{M}$ matrix and $\mathbf{Z}$, the $\mathbf{V}$ vector was calculated and applied to the corresponding PAs. The DM surface shape was measured

and characterized by the ZYGO interferometer (Fig. 6(c)).

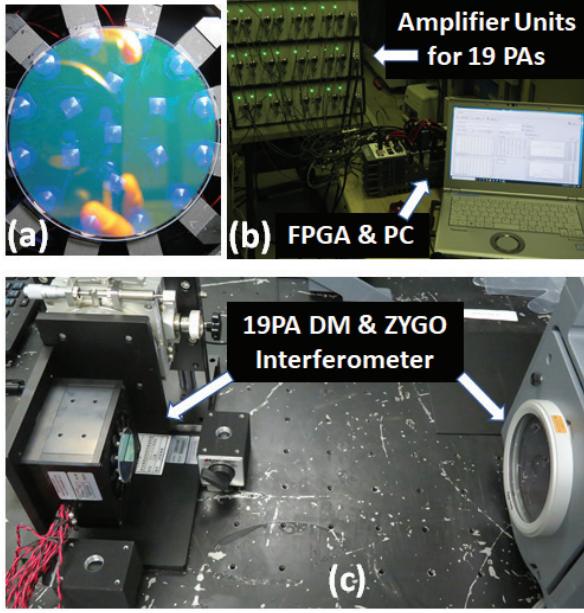
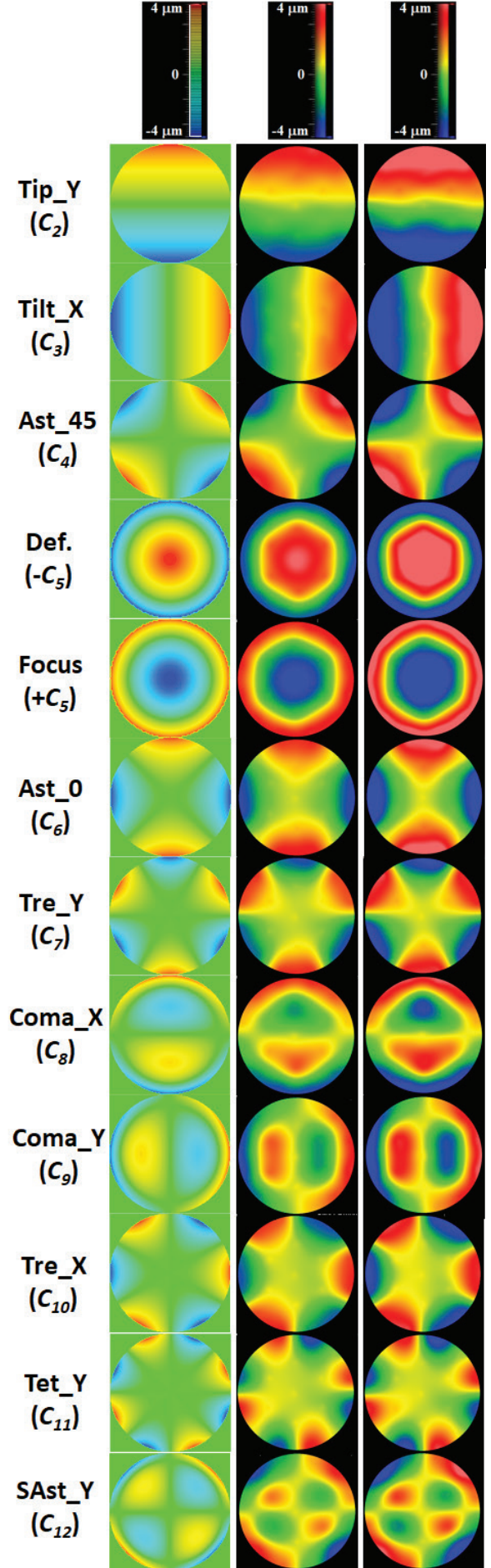


Fig. 6. FPGA-based 19PA DM control system. (a) Frontal view of the DM; (b) an FPGA system, a PC for software control, and 19 PA amplifiers; (c) DM in front of the ZYGO interferometer.

First, we have performed experiments to reproduce the individual Zernike polynomials for two cases: with- and without taking into consideration the crosstalk components between individual PAs. In all examples, the Single Index Zernike polynomials are used according to the definition of the *ANSI Z80.28/ISO 24157* standard⁶, hence they have not redefined again in this report. All calculations were performed using a code written for PTC Mathcad Prime 3.0 software. The results are presented in Fig. 7 (the figure caption is given on the next page). In the left column, the calculated Zernike polynomials with all C_i coefficients equal to $4\ \mu\text{m}$ are presented. In the middle column, the measured Zernike polynomials are presented when applying the V_i voltages to corresponding i^{th} PAs taking into consideration the M matrix. In the right column, the same is done with neglected crosstalk components in the M matrix (all non-diagonal elements in M are set to zero). We note that in Fig. 7 the color codes for calculated (Mathcad) and measured (ZYGO-AMETEK) Zernike polynomials differ.



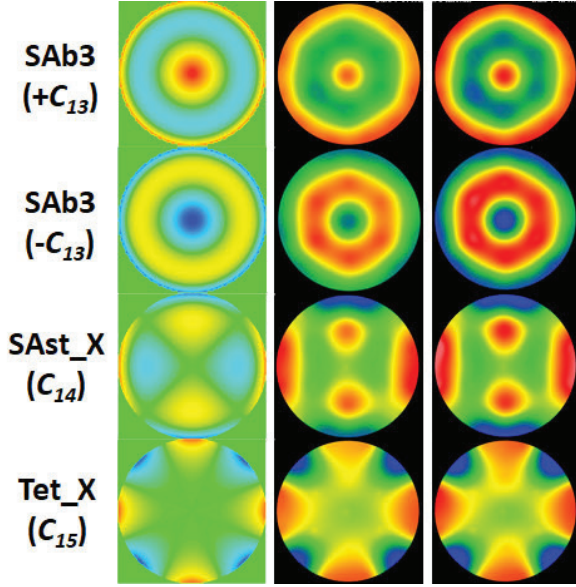


Fig. 7. (This figure starts from the previous page) *Left* column: Calculated Zernike polynomials with $C_i = 4 \mu\text{m}$; $i = 2 \dots 15$; *Middle* column: Zernike polynomials reproduced by the DM using $\mathbf{M}$ matrix; *Right* column: Zernike polynomials reproduced by the DM without $\mathbf{M}$ i. e., crosstalk components are neglected (all non-diagonal element values are set to zero). Note that the color codes (top row) for the calculated (Mathcad) and measured (ZYGO-AMETEK) Zernike polynomials differ.

Although the appearances of both sets of measured data in Fig. 7 are qualitatively satisfactory, a closer inspection of the measured data reveals that quantitatively the case when non-negligible crosstalk effect between the neighboring PAs exists but is neglected, erroneous sets of $\mathbf{V}$ – voltage vectors are obtained. As an example, this is demonstrated in Fig. 8 for Tip_Y (C_2), Tilt_X (C_3), Defocus ($-C_5$), and Focus (C_5) cases, respectively.

In Fig. 8 one can clearly see that when the crosstalk effects are *not neglected* in $\mathbf{V}$ vector calculations, the resulting PA displacements and hence, the DM surface deformation quantitatively reproduces the given desired shape well. On the contrary, when the crosstalk effects are neglected in $\mathbf{V}$ vector calculations, the generated voltages often overshoot. Consequently, PA displacements become larger, and the DM

surface experiences about 1.5 times larger deformation than desired.

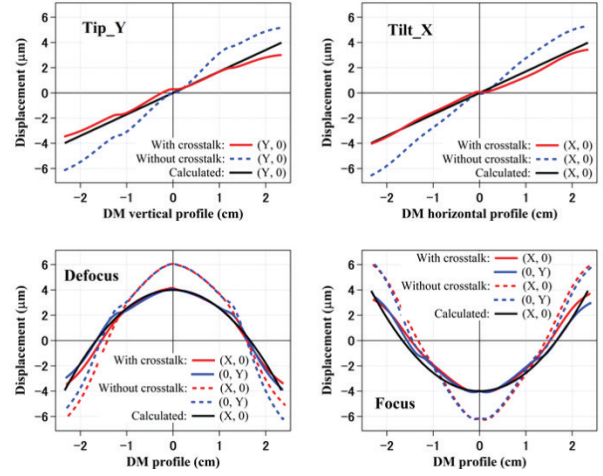


Fig. 8. Quantitative comparison examples between calculated- ($|C_i| = 4 \mu\text{m}$) and measured surface profiles with- ($|C_i| \approx 4 \mu\text{m}$) and without ($|C_i| \approx 6 \mu\text{m}$) taking into consideration the non-negligible crosstalk components in the $\mathbf{M}$ matrix for Tip_Y, Tilt_X, Defocus, and Focus, respectively.

Let us now assume that wavefronts with randomly distributed Zernike components are detected and should be reproduced by our 19 PA DM. In these experiments, we will consider only the case when the crosstalk components in the $\mathbf{M}$ matrix are *not neglected*. Three “detected” wavefront patterns were created by a PTC Mathcad software and corresponding $\mathbf{Z} = Z_i(x_i, y_i)$ ($i = 1 \dots 19$) displacement vectors were calculated. Using the $\mathbf{M}$ matrix, the $\mathbf{V}$ vector for each $\mathbf{Z}$ vector was calculated and applied to the corresponding PAs in a similar manner described above. The results are summarized in Fig. 9. The reproduced shapes of the DM surface overall positively correlate with the desired (calculated) wavefront shapes. However, a closer comparison between achieved- versus desired wavefront profiles in horizontal/vertical directions (Fig. 9, bottom row) reveals that in quantitative terms the quality of the reproduced shapes is not satisfactory yet. The main reason for this has been identified to be the insufficient number of PAs covering the DM surface. The fewer number of PAs (just 19) in

our DM does not allow full reproduction of the desired wavefront. For instance, in horizontal and vertical directions, only one and three PAs, respectively, encounter for direct reproduction of the Z . In conclusion, we note that the present 19

PA DM was constructed and characterized only as a prototype for 61PA DM, which is the primary goal of our research and development within the scope of the present project.

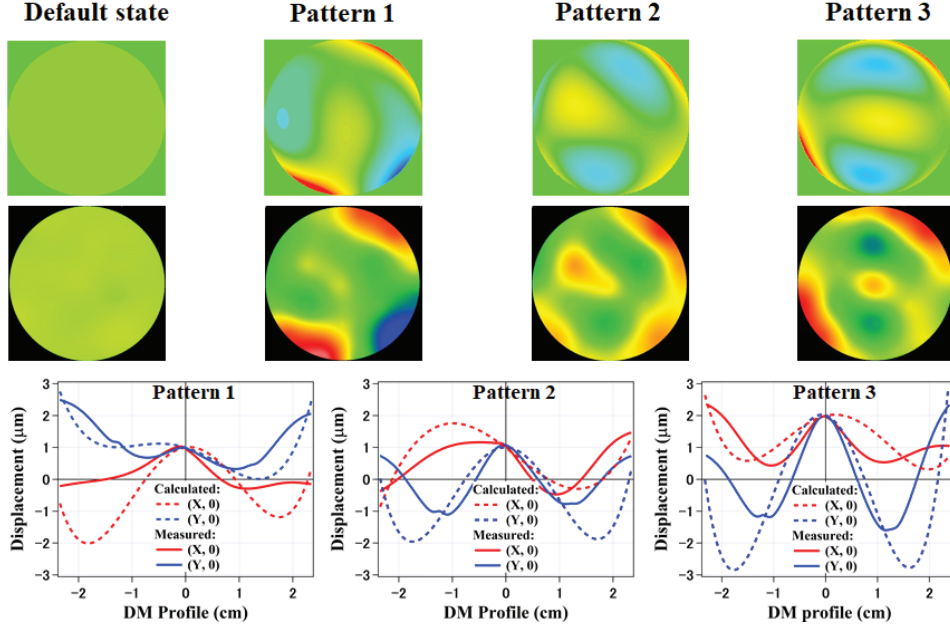


Fig. 9. Examples of the random wavefront distortion compensation by the 19PA DM. Top row: calculated random wavefront patterns; Middle row: measured wavefronts. Note that the color codes in desired- and achieved wavefronts differ. Bottom row: (broken lines) calculated- and (solid lines) measured horizontal (red) and vertical (blue) profiles of each wavefront pattern investigated.

6. Summary and Conclusions

A deformable mirror (DM) control model based on the prior determination of the Influence Functions (IF) of individual piezo-actuators (PAs) in the DM is described for “open-loop” applications. Two control cases, with- and without neglecting the crosstalk effects between the neighboring PAs in the DM, are elucidated. A 19PA DM, a prototype for 61 PA DM, has been built, experimentally characterized by the IF control model, and demonstrated by reproducing the individual Zernike polynomials and synthetically generated random wavefronts. It was experimentally demonstrated that when the crosstalk between the neighboring PAs is not negligible, it must be taken into consideration for successful control and operation of the real DM.

For the lower-order polynomials up to C_{11} , the quantitative

reproducibility of the wavefronts by the 19PA, 5 cm diameter DM is quite good. However, the reproducibility of higher-order Zernike polynomials, as well as randomly generated wavefronts, is not satisfactory yet. The main reason for this has been identified to be the insufficient number of PAs covering the DM surface. At present, efforts are made to build and characterize a 61PA, 10 cm diameter DM for high-power laser beam transmission applications in turbid media.

Acknowledgment

This work was supported by the Innovative Science and Technology Initiative for Security, ATLA, Japan.

References

- 1) P. W. Milonni: Am. Journal of Physics, **67** (6), 476 – 485, 1999.
- 2) A. Greenaway, and J. Burnett: IoP Publishing Ltd., Bristol, 2004.
- 3) M. S. Zakyntthinaki, and Y. G. Saridakis: Numerical Algorithms, **33** (1), 509 – 520, 2003.
- 4) M. Rais, J.-M. Morel, et al.: Appl. Opt., **55** (28), 7836 – 7846, 2016.
- 5) H. Chosrowjan, S. Taniguchi, Y. Inada, and M. Fujita: ILT2020 Annual Progress Report, No. 30, 16 – 21, 2020.
- 6) M. B. Roopashree, A. Vyas, and B. R. Prasad: ACEEE Int. J. on Control System and Instrumentation, **03** (02), 10 – 14, 2012.
- 7) <https://www.iso.org/obp/ui/#iso:std:iso:24157:ed-1:v1:en>

ラマンライダーを利用した水中油の遠隔計測技術の開発

レーザー計測研究チーム

染川智弘

1. はじめに

日本の領海・排他的経済水域は国土の面積の 12 倍程度も大きく、レアアースに代表される海底鉱物資源やメタンハイドレート、CO₂を海底地層に圧入して大規模削減を目指す CCS(Carbon dioxide Capture and Storage)、石油などのエネルギー資源を輸送する海底パイプラインなどの有効な海底利用が期待されている。海底開発では資源探査手法の開発だけでなく、海底インフラのメンテナンスや事故の早期発見、海底開発に伴う海洋生態系・環境への影響評価が重要とされている。現状の採取・採水測定では評価の頻度や評価可能なエリアに限度があり、広範囲にわたる領域を短時間でモニタリングできる手法の開発が望まれる。筆者のグループでは、広範囲な海を効率よくモニタリングすることを目指して、海水中に含まれるガスや、油の濃度などを、遠隔から、ラマン散乱で測定するラマンライダー技術を開発中である。ライダーシステムを船舶に搭載し、レーザー光を船上から海へ照射可能な海上ラマンライダーシステムを開発し、沼津や竹富島近海での海上観測を実施してきた¹⁾⁸⁾。

本報告では、海上ライダー用に開発した小型ラマンライダーシステムによる水中油の測定結果を紹介する⁸⁾。水中に置いた石英セル内の油試料に対して、2910 cm⁻¹の C-H の対称伸縮モードに相当する波長 628 nm でのラマンライダー計測によって、油の距離情報と定量評価が可能であることがわかった。

2. 海上ライダー用の小型ラマンライダーシステム

図 1 に海上ライダー観測用に開発した小型ラマンライダーの光学配置を示す。本ライダーシステムは、海底パイプラインからの油流出事故の遠隔検出を目的として、油のラマンライダー信号が測定できる仕様である。

また、海上観測を容易にするため、300×600 mm のプレートボード上に作成した非常に小型で可搬性のあるシステムである。

レーザーは海上での観測を想定して小型で可搬性の高い Continuum 社の Minilite を使用した。波長 532 nm を出力した際のパルスエネルギーは 20 mJ (パルス幅 : 5 ns) であり、繰り返し周波数は 10 Hz で動作させた。レーザーヘッドの大きさは 267×172×63.5 mm、重さは 3.6 kg である。また、レーザーの電源も、大きさ 381×197×365 mm、重さ 14.5 kg であり、500 W 程度の電力で動作するため、海上観測が容易である。望遠鏡はマクスツフカセグレン式であり、口径は 127 mm、焦点距離は 1500 mm である。望遠鏡で集めたラマン散乱光は、レンズでコリメートした後に、波長 532 nm のエッジ、ノッチフィルターで、微弱なラマンライダー信号計測を妨害するレイリー光などを除去している。その後、ダイクロックミラーで波長を分離し、油、水のラマン波長の干渉フィルターによって波長を限定し、光電子増倍管 (PMT) とオシロスコープでライダー信号を記録している。使用した干渉フィルターは、油の C-H 対称伸縮モードである 2910 cm⁻¹に相当する波長 628 nm と水の O-H 対称伸縮モードである 3400 cm⁻¹に相当する波長 649 nm である。

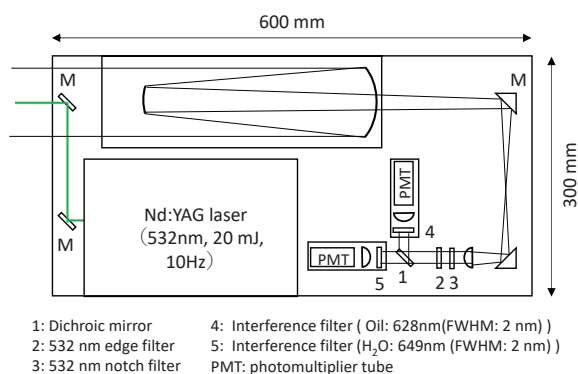


図1 小型ラマンライダーの光学配置

3. 長水槽による水中油の遠隔計測実験

開発した小型ラマンライダーシステムの性能を評価するために、長さ6mの長水槽を利用してライダー計測を実施した(図2)。本実験では、油漏えいの模擬試料として、キャノーラ油(植物油)を利用した。油試料は光路長が5, 10, 20mmの4面が研磨面である蛍光セルに入れ、6mの出口窓の直前に設置した。レーザーは蛍光セルに垂直に入射させ、観測視野中のレーザーと油の相互作用長を変化させることで、測定する油の量を変化させた。

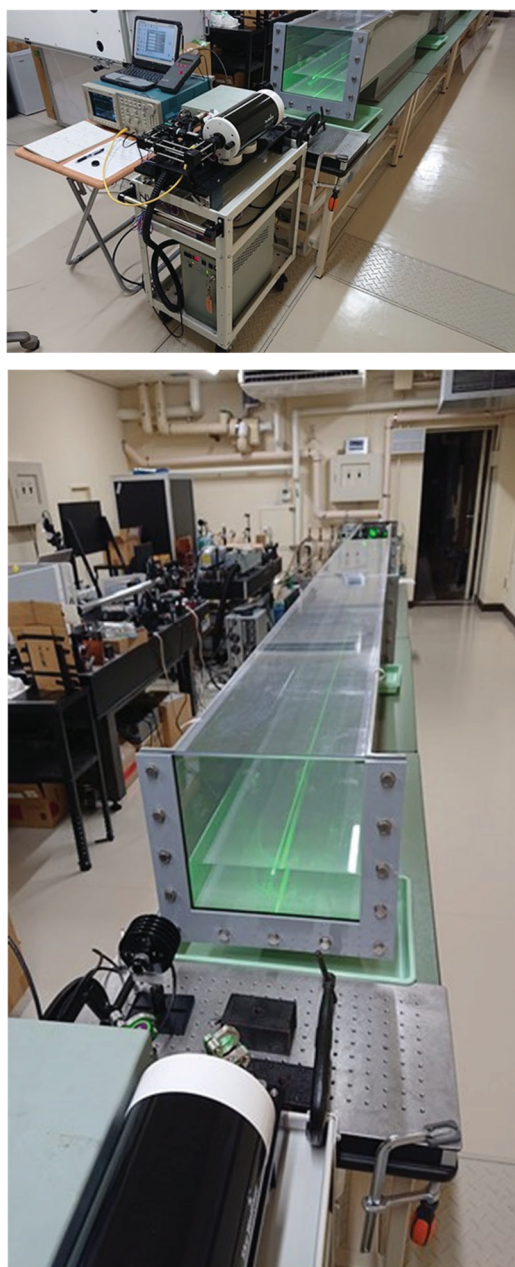


図2 長水槽による水中油の遠隔計測実験の様子

長水槽は30 cm 角の開口であり、長さは6 m である。入出射の窓には合成石英を利用しているため、紫外光の入射も可能である。長水槽は水道水で、油試料セルが浸かる高さまで満たしている。

図3に長水槽を利用した水中油のラマンライダー計測結果を示す。100回積算信号の5回平均のライダー信号を取得した。距離0mは、入口窓部分に設置したスクリーンからのライダー信号で決定し、水の屈折率を1.33として水槽中の距離を換算した。

上から光路長20, 10, 5mmのセルを設置した場合の油の波長でのライダー信号であり、比較のため一番下に同時に測定した水の波長でのライダー信号も載せてある。水のライダー信号は、すべての光路長の油試料ではほぼ同じ信号が得られたため、水チャンネルの典型的なライダー信号として光路長20mmの場合の結果を示している。

油のライダー信号は、5.6 m 付近から立ち上がり、6 m を越えた6.2~6.4 m 付近にピークを持ち、油の厚みによってピーク強度や信号の幅に違いが見られる。このように、油のチャンネルでは6 m 付近で限定的なライダー信号のピークが得られているのに対し、水のチャンネルでは4.8 m 付近から信号が立ち上がり、6 m 付近でピークが見られる。水のチャンネルでは、4.8 m から信号が立ち上がっている。これは、送信レーザーと受光望遠鏡の観測視野が重なってから信号が得られるためである。以上から、本ライダーシステムで、水中の油試料に対しても、油特有のライダー信号の検出に成功しており、水中にある物質の同定だけでなく、位置情報も得られることがわかった。

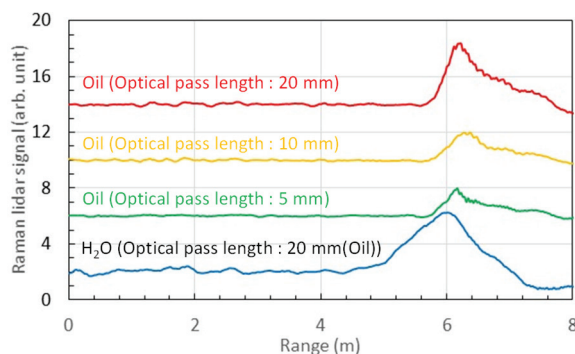


図3 長水槽での水中油ラマンライダー信号

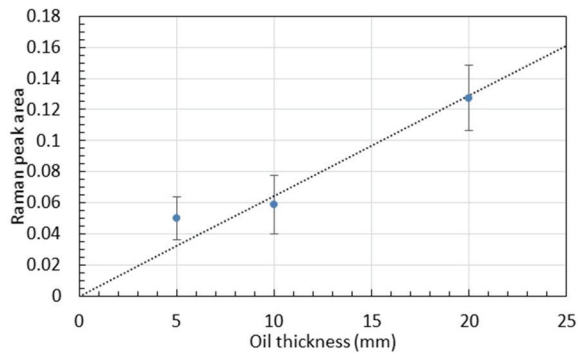


図4 油試料の光路長と油のライダー信号強度の関係

距離 6 m の位置に設置した油のライダー信号は 2 m 程度の空間幅を持っている。本実験で使用したパルス幅 5 ns のレーザーパルスでの空間分解能は、水中の屈折率 1.33 を考慮すると、0.56 m となるはずだが、本実験で得られたライダー信号の空間分解能は計算値より悪い。これは、水中特有の乱流の影響ではないかと考えており、今後、水中ライダーへの水中乱流の影響を評価したい。また、より空間分解能の高いライダー計測を実施するには、パルス幅がピコ秒などのレーザーの利用や、ライダー信号のピーク立ち上がり時間での距離を決定するなどの手法の検討も必要になると考えている。

図 4 に油試料の光路長と油のライダー信号強度の関係を示す。ライダー信号強度は油から得られたライダー信号の面積で評価している。誤差は 5 回連続して測定した結果の標準偏差である。6 m の位置に何も置かなかった際のライダー信号での油位置に相当するライダー信号面積の標準偏差を σ とすると、検出限界 (3σ) は 1.51 mm となる。したがって、本ライダーシステムは、海上観測を容易とする小型なシステムであるが、1.5 mm 厚程度の油の漏えい検出が可能である。

本実験で使用したフラッシュランプ励起のナノ秒パルスレーザーと同程度の大きさで、より高出力で低消費電力の LD 励起のナノ秒パルスレーザーも市販されている。これらのレーザーを利用することで、より遠方で検出感度の高い検出も可能になるだけでなく、船や水中ドローンにシステムを搭載することも容易になり、本手法の適用範囲が広がるのではないかと考えている。

4. まとめ

レーザーを利用した海中のリモートセンシング手法の新たな応用を目指して、海底パイプラインでの油漏えい事故を遠隔から評価する手法を開発している。レーザー光を長さ 6 m の長水槽中で伝搬させ、水中に置いた油の 2910 cm^{-1} のラマン信号に相当する波長 628 nm のライダー信号を測定した。今後は、本システムを利用した海上観測によって適用可能性を実施するだけでなく、ICCD カメラを利用した時間ゲートスペクトル測定も実施したい。

謝辞

本研究は JSPS 科研費 JP25871083, JP15H05336, JP18H01929 の助成を受けて実施した。

参考文献

- 1) T. Somekawa, A. Tani, and M. Fujita: Appl. Phys. Express, **4**, 112401, 2011.
- 2) T. Somekawa, and M. Fujita: Proc. of ILRC26, S10-06, 2012
- 3) T. Somekawa, T. Takeuchi, C. Yamanaka, and M. Fujita: Proc. of SPIE, **9240**, 92400J, 2014.
- 4) T. Somekawa and M. Fujita: EPJ Web of Conference, **119**, 25017, 2016.
- 5) T. Somekawa, T. Kitamura, and M. Fujita: Extended Abstracts of the 24th Congress of International Commission for Optics, P3-08, 2017.
- 6) T. Somekawa and M. Fujita, EPJ Web of Conferences, **176**, 01021, 2017.
- 7) T. Somekawa, S. Kurahashi, J. Kawanaka, and M. Fujita, Proc. SPIE, **10791**, 1079104, 2018.
- 8) T. Somekawa, J. Izawa, M. Fujita, J. Kawanaka, and H. Kuze, Opt. Commun. **480**, 126508 (2021).
- 9) O. Korotkova and J. -R. Yao, Opt. Commun. **460**, 125119 (2020).

現場適用を目指したレーザーによる浮石検知技術の開発

レーザー計測研究チーム

倉橋慎理、コチャエフ オレグ、島田義則

1. はじめに

火山地や丘陵地を含むと国土の7割以上が山地であるとされる日本の道路整備において、トンネルは交通の不通区間や到達時間の増大などの問題の解決に寄与し、急峻な斜面における自然災害の回避や災害時の緊急道路としての役割を担う重要な構造物である。また、都市部においては交通需要に対する環境保全や、地下空間の活用など土地の有効利用が注目されており、今後もトンネルの新規工事の重要性は高まるとされている。

山岳トンネルの工法は、矢板と呼ばれる土留め用の板を掘削面にあてがい、支保工により支え、これらをコンクリートで巻き立てることにより土圧を覆工で支持する矢板工法(在来工法)による施工が一般的であったが、1980年代以降は、掘削後直ちにコンクリートを吹き付け、支保工、ロックボルトを併用し地山の保持力を利用してトンネルを保持する工法を用い、掘削に伴う変形が収束した後で覆工を施す、NATM (New Austrian Tunneling Method)と言われる施工が主流となった。

全建設業の二倍近い値を示していた山岳トンネル建設工事の災害発生頻度¹⁾は、工法の変化に伴い大幅に減少し全建設業の頻度に漸近はしたが、依然として高い状態にあることが問題となっている。

切羽とよばれる山岳トンネル工事における掘削の最先端では地山が露出しており、浮き石と呼ばれる地山から剥離した岩石の落下等(肌落ち)による労働災害がたびたび発生している。作業員が切羽に近づいて実施する装薬、支保工建込などの作業で災害発生が多い²⁾³⁾。肌落ち防止対策の一つに、浮石落とし(「こそく」とも呼ばれる。)がある。「こそく」はブレイカー等の建設機械を用いて比較的小さな浮石を予め落とす作業のことを示す。「こそく」に多くの時間がかかると、掘削した地山を長時間大気に開放することとなり、地山の状態に変化が生じ肌落ちにつながる恐れがあるため、作業は迅

速に行われる必要がある。浮石の確認作業など、作業員がやむを得ず切羽に近づく機会があるが、これを低減するための機械化や遠隔化などの技術が防護対策として望まれている。

(公財)レーザー技術総合研究所では、これまでレーザーによるトンネルコンクリートの欠陥検査技術の開発を行っており、実際の鉄道トンネルや道路トンネルにおいて、コンクリートの浮きを検出する実証試験を行ってきた⁴⁾⁵⁾⁶⁾。山岳トンネル工事にこれらの技術を適用するための研究を2018年度より継続して実施しており、切羽における浮石も、原理的にはコンクリートの浮きと同様に、浮石の形状や周囲との接触の状態によって決まる固有のモードで振動することを示した⁷⁾。本稿では、昨年度に引き続き、山岳トンネルの切羽に比較的近い構造を模擬できる碎石場の切羽において浮石検知の実証試験を実施したので、その結果について報告する。

2. 実証試験

2.1 実証試験実施場所

山岳トンネルの切羽を模擬した検査対象として、兵庫県にある碎石場において、現在も碎石作業を継続して実施している区画のうち一角を借り、浮石検知の模擬試験を実施した。図1に試験実施箇所の様子を示す。A点は硬い岩盤からなっており、ブレイカーの打撃により生じた振動の伝播が漸層の有無でどう変わるかを測定するための実験を実施した。B点は浮石が存在することを予め確認した箇所であり、ブレイカー打撃により生じた振動をレーザー振動計を用いて計測し、健全部と浮石における応答の差異から、浮石検知が可能であるかを検討するための試験箇所として選定した。

2.2 実験配置

これまで開発を行ってきたレーザーによるトンネル



図1 砕石場の様子

コンクリートの欠陥検査技術においては、振動の励起、検出ともにレーザーを用いて行ってきた。覆工コンクリートの浮きに比べて、切羽における浮石は一般にサイズが大きく、また、トンネル建設工事の現場では粉塵等が多いため、レーザーで十分大きい振幅の振動を生じさせようとする、出力エネルギーの大きいパルスレーザーが必要となり、コストの増大が避けられないと考えられる。そこで、現場にあるブレイカー等の建設機械を用いて岩盤を打撃し、その際生じる振動をレーザーで遠隔計測して浮石の検知を行う手法を提案した。

図2に実験配置図を示す。検査対象である岩盤をブレイカーとよばれる先端に「のみ」のついた建設機械により打撃し、生じた振動を10～15 m離れた位置に設置したレーザー振動計測装置により検出する。配置図における赤の破線がレーザー光路を示している。振動計測装置からの出力光を検査面に照射し、散乱光として戻ってきた光を信号光として検出する。計測位置を走査するための二軸スキャナとレーザー振動計が除振台の上に設置されており、それらが防音防塵筐体に格納されている。今年度は筐体を車両に搭載することで、計測にかかる工程の削減を試みた。レーザー振動計、スキャナそれぞれのコントローラはPCにより制御される。レーザー振動計により計測された振動波形はオシロスコープにより記録される。また、検査面を打撃したタイミングを決定するために集音マイクを利用し、ブレイカーが岩盤を打撃した際に発生した音をトリガ信号として用いた。

2.3 実験方法

岩盤が固く、一部断層を有する箇所を検査対象 A とし、ブレイカーで励起された振動の様子が断層の有無によりどのように異なるかを計測した。図3に検査対象 A を示す。ブレイカーの打撃位置を中心として、上下左右方向に500 mm 間隔で計測を行った。計測箇所は便宜上、打撃位置に近いところから①、②、...、とし、上下左右それぞれ6 点ずつ計測を行った。各計測点において得られた信号波形に対して、高速フーリエ変換を行い、振幅スペクトルを得た。

浮きと健全部を有する岩盤を検査対象 B とし、ブレイカーで励起された振動の様子が浮石と健全部でどのように異なるかを計測した。図4に検査対象 B を示す。計測箇所の把握のため、測定範囲 5 m×5 m を 1 m ずつロープで区切り、それぞれ1～5 列、A-E 行とした。ブレイカーの打撃位置を4 隅として、打撃位置近傍の3×3 マスで計測を行った。岩検ハンマーで予め浮石と健全部の判定を行っており、浮石を赤(×)、健全部を緑(●)、ブレイカーで打撃すると剥落しそうな程度の浮きを黄色(▲)で表した。ブレイカーを用いて検査領域近傍の健全と判断された岩盤を打撃し、各メッシュ内に設定した点検箇所における振動の様子を、レーザー振動計を用いて計測した。ブレイカーによる打撃位置を固定した状態で、スキャナを用いてそれぞれの点検箇所にレーザー光を照射し、振動の様子を計測した。各計測点において得られた信号波形に対して、高速フーリエ変換とウェー

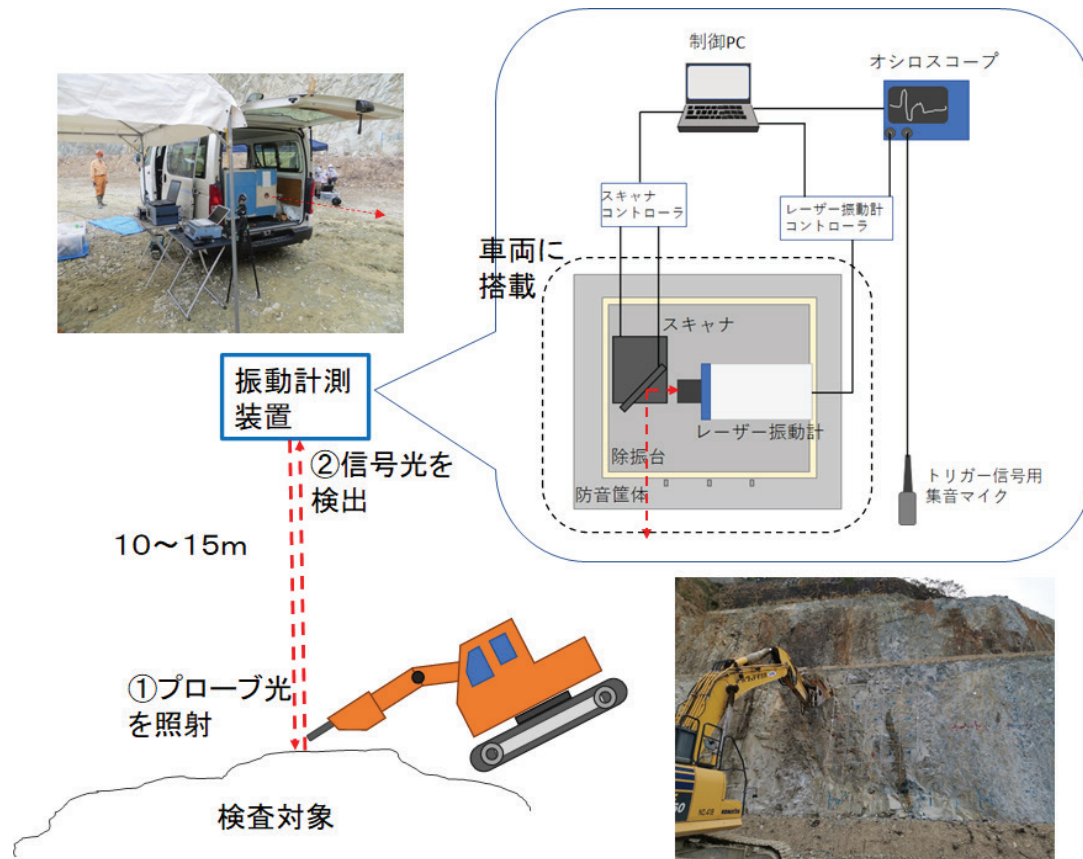


図2 実験配置

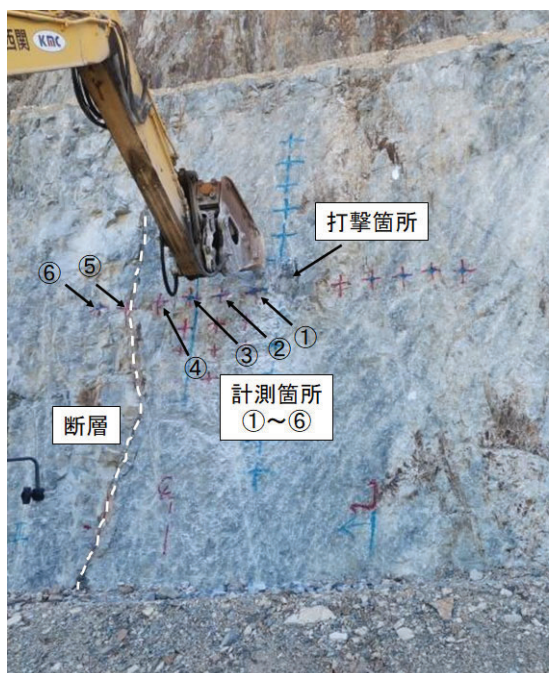


図3 検査対象 A の打撃位置と各計測箇所
左⑤の位置に断層が存在する

ブレット変換を行い、それぞれ振幅スペクトルとスカログラムを得た。

2.4 実験結果と考察

図5に検査対象Aにおいて、ブレーカーによる打撃位置を中心としたときの左側の計測箇所から得られた信号波形と、右側の計測箇所から得られた信号波形、またそれぞれを高速フーリエ変換して得られた振幅スペクトルを示す。右側の計測箇所から得られた信号波形では、打撃位置に近いほど振幅が大きく、離れていくほど減衰していく様子が見られた。振幅スペクトルから、180 Hz 程度の比較的低周波成分を持つ振動が励起され、②の位置では大きく減衰されて観測されたが、それ以降ではほぼ同程度の振幅で伝播している様子が見られた。②以降で観測された約 750 Hz や 1 kHz 以上の比較的高い周波数成分を持つ振動は距離に応じて減衰する様子が見られ、岩盤においても周波数が高くなると減衰しやすい

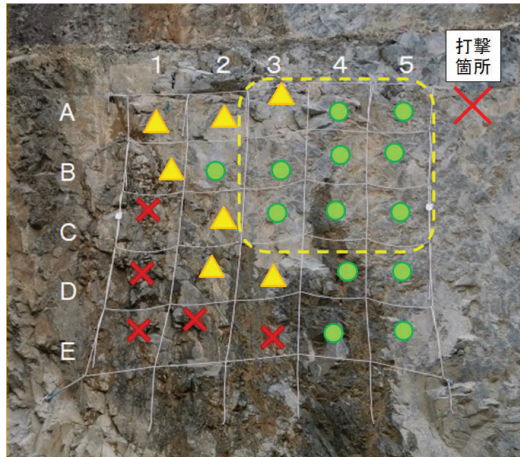


図4 検査対象Bの打撃位置と各計測箇所、右上の×印を打撃する場合黄色で囲んだ範囲が計測対象となる。

いことが分かった。一方、断層を含む左側の計測箇所から得られた信号波形では、断層付近において特定の周波数で大きく振動する様子が見られた。振幅スペクトルから、約 180 Hz の振動は右側の計測と同様に②の位置では大きく減衰されて観測され、④を除いてほぼ同程度の振幅で振動していることが分かる。約 550 Hz の周波数成分を持つ振動の振幅が、断層のある④方向に近づくにつれ大きくなる現象が見られた。原因として、断層により岩盤の一部が梁状の構造物のように振舞うようになったため、梁の先端に相当する断層に近づくにつれ振幅が大きくなった、また、断層近傍の領域では、連続している領域と比べて、岩盤の拘束力が弱いいため、振幅が大

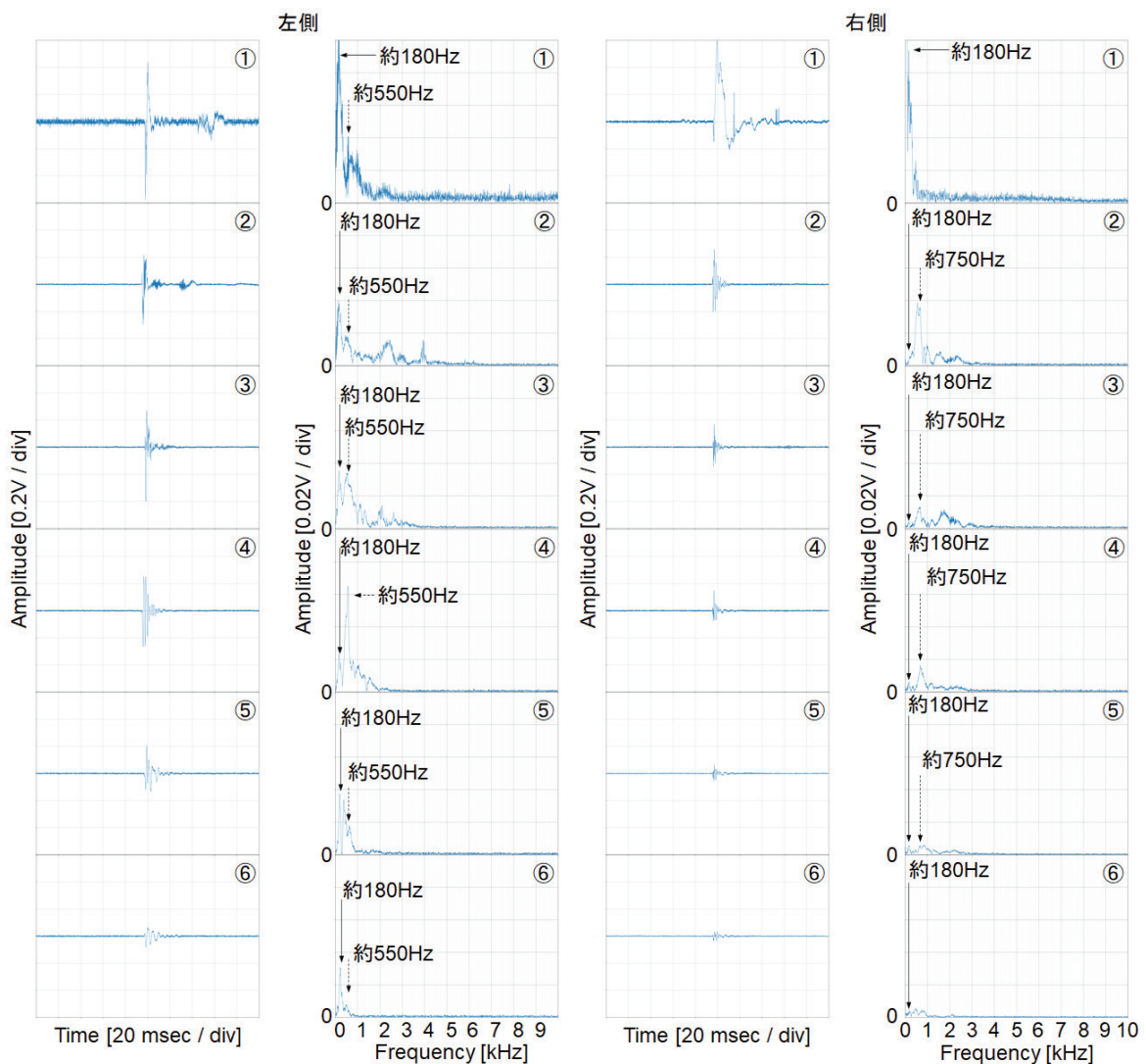


図5 検査対象Aにおいて計測された振動波形と振幅スペクトル
中心から左側と右側の、それぞれ6箇所での計測結果を示す

きくなったなどが考えられる。1 kHz 以上の成分が断層の存在する④と⑤を境にして急激に減衰しており、打撃位置と計測箇所間において、振動の伝播経路に断層などの不連続面が存在する場合、断層は高周波成分を遮断するフィルターのような振る舞いをすると考えられる。

図6に検査対象Bにおいて、左上を打撃した際と、右上を打撃した際のA行3列目の計測箇所における振動波形、スカログラム、振幅スペクトルを示す。この箇所は事前の岩検ハンマーによる検査では、ブレーカーで打撃すると剥落しそうな程度の浮きと判断されており、実験終了後実際にブレーカーで打撃し、浮きであったことを確認している。時刻0秒がマイクによるトリガタイミングを示す。振動計測装置設置場所への音の到達時刻に比べて、検査点への振動の到達時刻が早い場合、振動計測装置では負の時刻に振動波形が検出されている。スカログラムは各時刻、各周波数における振動の強さを示し

ており、赤に近づくほど振動が相対的に強いことを示す。振幅スペクトルは縦軸に振幅、横軸に周波数を取り、フーリエ変換適用時間内の振幅の強さを示す。打撃位置によって計測箇所で計測される振幅や位相が異なると考えられるため、検出される信号波形の様子が異なることが分かる。しかしスカログラムや振幅スペクトルより、主な振動の成分が250 Hz 程度、持続時間が15 ミリ秒程度で、これらが浮石の特性を示していると考えられる。

図7に右上を打撃した際のC行4列目の計測箇所における振動波形とそこから得られたスカログラム、振幅スペクトルを示す。この箇所は事前の岩検ハンマーによる検査では、健全であると判定されており、実験終了後実際にブレーカーで打撃し、健全箇所であったことを確認している。主な振動の成分は浮きの場合と比べて、倍大きい500 Hz 程度を示しており、振動の持続時間は半分程度であることがスカログラムより分かる。健全部で

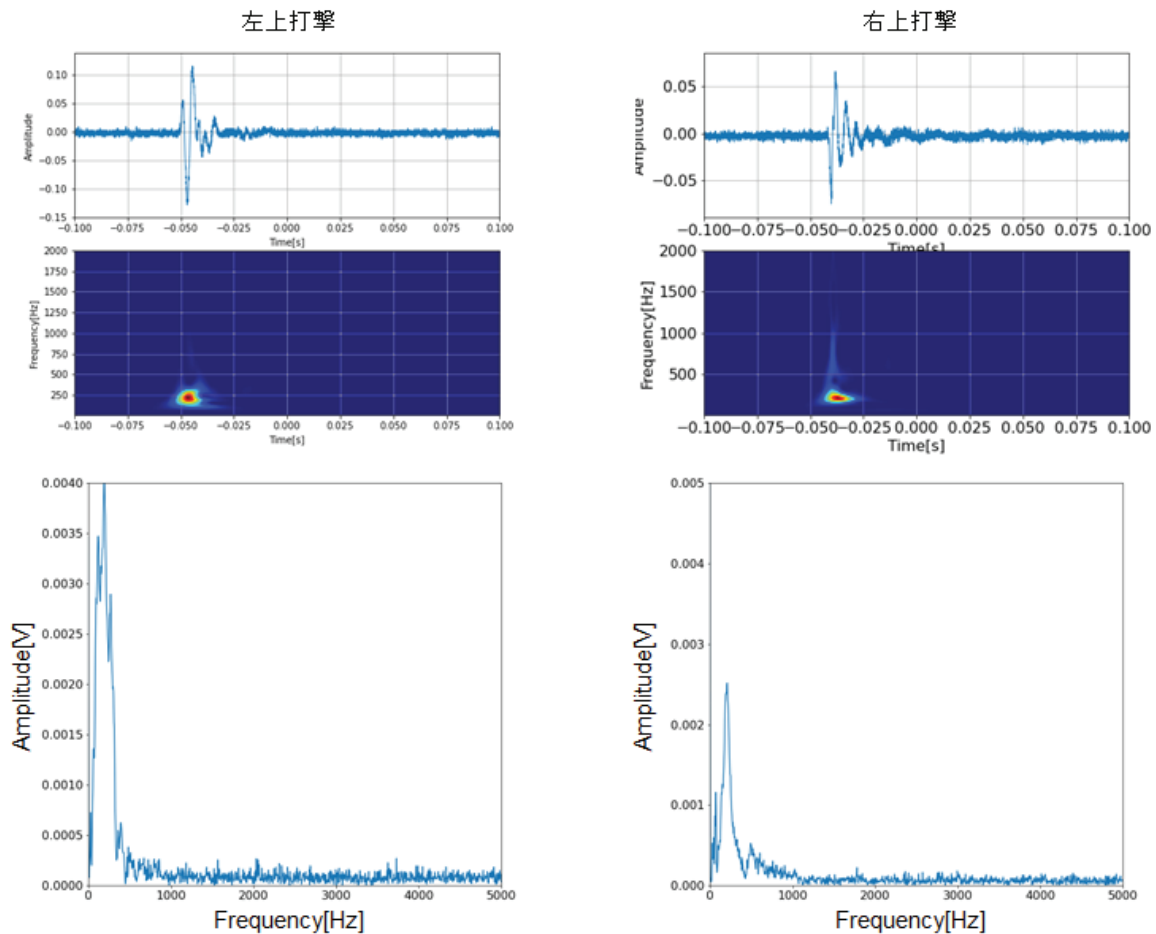


図6 検査対象BのA行3列目の計測箇所における振動波形、スカログラム、振幅スペクトル
左側が左上打撃時、右側が右上打撃時を示す。

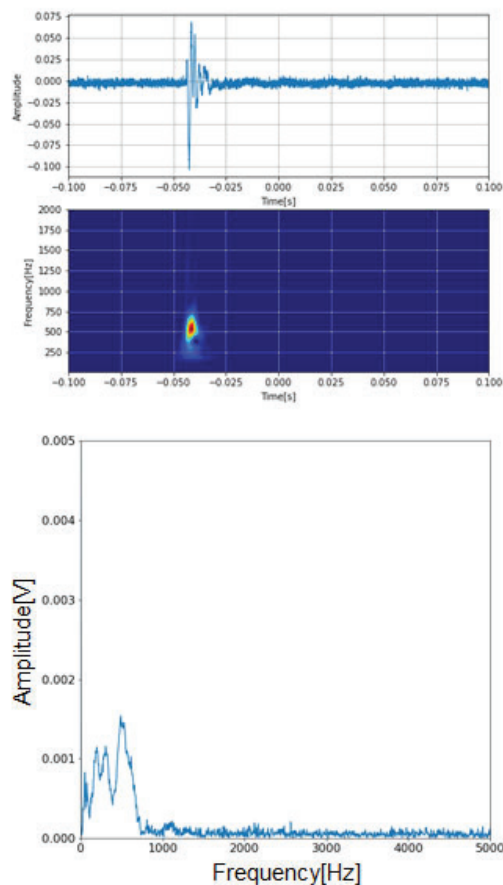


図7 検査対象BのC行4列目の計測箇所における
(上) 振動波形、(中) スカログラム、(下)
振幅スペクトル

は岩盤による拘束力が強いいため減衰定数が大きく、持続時間が短くなると考えられる。

3. まとめ

現場にあるブレイカー等の建設機械を用いて岩盤を打撃し、その際生じる振動をレーザー振動計で計測することで、遠隔より浮石の検知を行う手法を提案し、実証試験を実施した。ブレイカーで岩盤を打撃したとき、その振動が、岩盤内で3～4 m 程度範囲離れた位置まで伝播することが分かった。また、その振動をレーザー振動計により 10 m 程度離れた位置から検出することが出来た。

岩盤の断層の有無により、ブレイカーで励起された振動の伝播の様子がどう異なるかを計測した。断層がある場合、断層に近づくほど振幅が大きくなる周波数成分が存在するなど、断層がない場合に見られた距離による減衰以外の現象が見られた。また、断層によって高周波成分が除去される現象が観測された。

事前に浮石と判定された箇所と、健全な箇所の計測結果を比較し、浮石であるため生じたであろう挙動をいくつか計測することが出来た。打撃位置と計測箇所間の距離、ひび割れなど不連続面の存在、硬さなどの岩質、など様々な要素により周波数応答が異なると考えられるため、統一的な指標を示す手法の開発が引き続き求められる。ブレイカーにより入力された振動を詳細に計測するなどして、計測箇所のより正確な応答を知ることなどが今後の課題として挙げられる。

謝 辞

本研究は株式会社大林組からの受託研究として実施された。研究の遂行にご協力いただいた新村亮氏、鈴木健一郎氏、谷口信博氏、奥澤康一氏に感謝いたします。

参考文献

- 1) 前郁夫，花安繁郎：トンネル建設工事における労働災害の動向，産業安全研究所技術資料 (1974)
- 2) 厚生労働省：山岳トンネル工事の切羽における肌落ち災害防止対策に係るガイドライン
- 3) (独法) 労働安全衛生総合研究所：トンネルの切羽からの肌落ちによる労働災害の調査分析と防止対策の提案，労働安全衛生総合研究所技術資料(2012)
- 4) オレグコチャエフ 他：LASER CROSS, No.355
- 5) 島田義則：ILT2018 Annual Progress report
- 6) S.Kurahashi et al. : J. Appl. Remote Sens.12(1),015009 (2018)
- 7) 倉橋慎理：ILT2019 Annual Progress report

Reliability of using pipe eigenmodes for non-destructive laser-based inspection of metal pipelines

Laser measurement team

O. Kotyaev, Y. Shimada, S. Kurahashi, M. Fujita

1. Introduction.

The use of laser-based initiation and detection of pipe eigenmodes could be a promising method of remote non-destructive inspection of metal pipelines. In this approach, frequency of initiated eigenmode provides information of pipe conditions and potentially troublesome pipe degradation in real time: the thinner pipe wall the lower eigenmode frequency [1]. In the previous report [2], principle capability of pipe degradation recognition with the use of laser systems was demonstrated experimentally. Quantitative evaluation of reliability of the method will be given in the present report. For this purpose, eigenmode simulation will be made for various degrees of pipe degradation. Some of the simulation results will be proven experimentally.

2. Metal pipe samples used in the tests.

For reliable evaluation of the presented method, two pieces of real pipes were used (Fig. 1). These are the same samples for “unused” and “used” cases described in the previous report [2]. However, the unused sample was slightly modified: the rims were removed from its ends (Fig. 2). It was done for correct comparison between the two samples because the used sample has no rims. As well, it helped to verify actual dimensions of the samples and to measure sound speed in pipe material directly.

First of all, it should be noted that previously reported dimensions of the unused sample are not correct. Actual dimensions are following: outer diameter is 355 mm, wall thickness is 10.9 mm. These parameters will be used for eigenmode simulation.

The second important fact is that removing rims resulted in noticeable change of eigenmode spectrum. So, eigenmode comparison between the two samples should be repeated and



Fig. 1. Original pipe samples used in the tests. The “unused” sample has rims on its ends.



Fig. 2. The “unused” sample before (left) and after removing rims (right).

corrected, if necessary. In the next chapter, corresponding results will be presented.

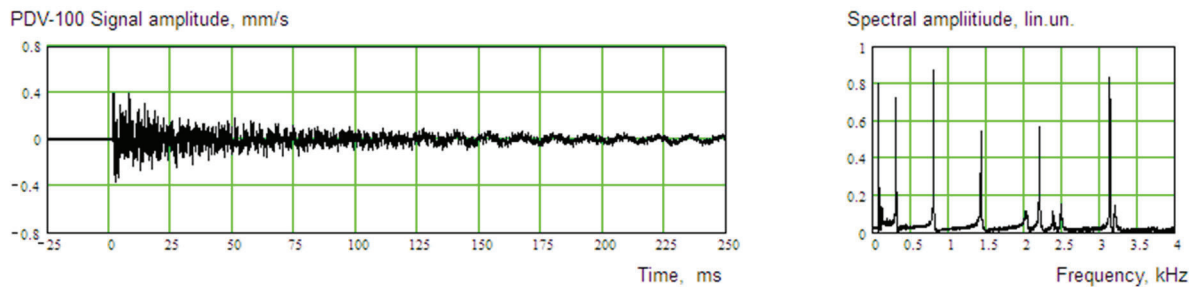
Experimental setup is the same as in the previous report. The CO₂ laser is used as a source of laser impact for eigenmode initiation. Impact energy is 5 J, pulse duration is 100 ns, beam size on the sample surface is about 50 × 40 mm. In these conditions, no surface damage is produced by laser impact. Vibration meter PDV-100 (Polytec Co.) is used for vibration detection. Probe beam is set on original surface without any counter-reflecting tape. Inspection distance is about 3 meters. The probe beam is set in the center of the impact beam. To

minimize edge effect, impact and probe beams were placed in the middle of the samples.

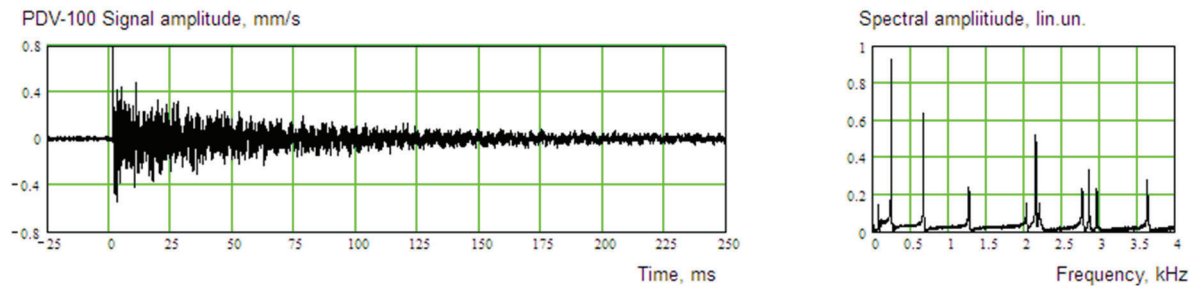
3. Initiation and detection of pipe eigenmodes.

Figure 3 shows waveforms and spectra of eigenmodes initiated in the “unused” sample before and after removing its rims. It clearly seen that the presence of rims affects the eigenmode spectrum quite noticeably. Table 1 summarizes the frequency comparison for the first four eigenmodes. Removing

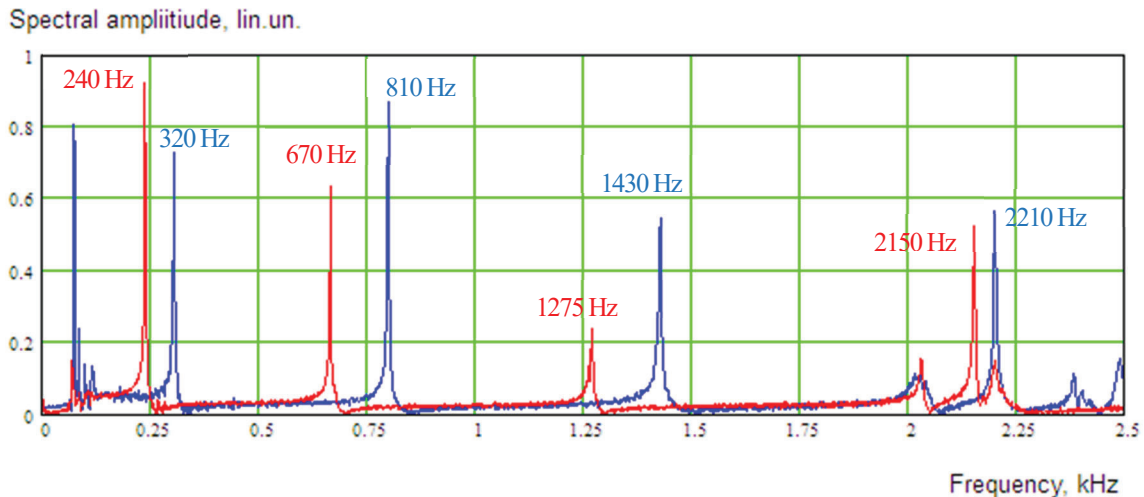
rims results in eigenmode frequency decrease up to 25% for the first eigenmode. The decreased eigenmode frequencies of the modified “unused” sample may be too close to ones observed in the “used” sample. So, the eigenmode comparison between used and unused cases, which is the base of pipe damage recognition in the presented technique, becomes crucial. It must be considered again and corresponding conclusions about the technique reliability probably will be changed.



a) previous data: “unused” sample with rims;



b) “unused” sample without rims;

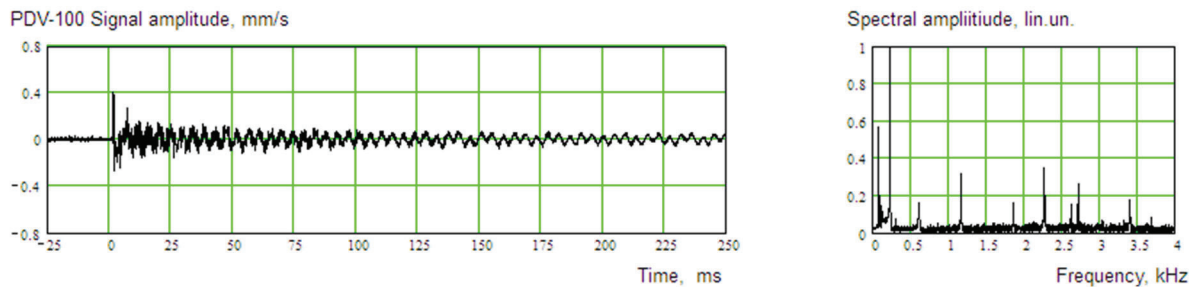


c) Comparison of “unused” pipe sample eigenmode spectra: blue – with rims, red – without rims

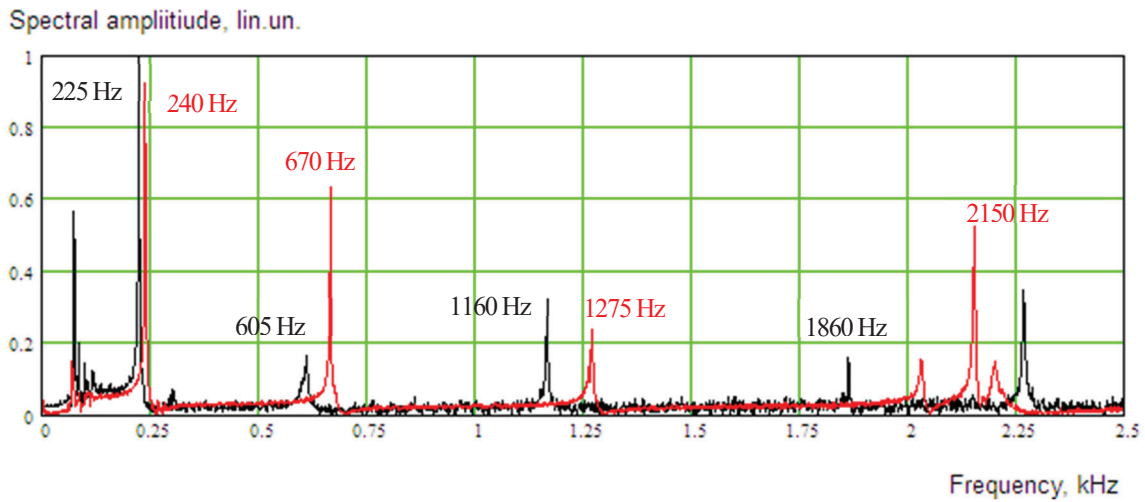
Fig.3. Waveforms and spectra of eigenmodes in “unused” pipe sample.

Table 1. Change of eigenmode frequency in the “unused” pipe sample after removing rims (Hz).

	eigenmode-1	eigenmode-2	eigenmode-3	eigenmode-4
"Unused" pipe sample with rims	320	810	1430	2210
"Unused" pipe sample without rims	240	670	1275	2150
Frequency decrease	0.75 (25%)	0.83 (17%)	0.89 (11%)	0.97 (3%)



a) “used” sample;



b) Corrected comparison of pipe sample eigenmode spectra: red – “unused” sample, black – “used sample.

Fig. 4. Waveforms and spectra of eigenmodes in “unused” and “used” pipe samples.

Table 2. Comparison of eigenmode frequencies between “unused” pipe sample without rims and “used” sample (Hz).

	eigenmode-1	eigenmode-2	eigenmode-3	eigenmode-4
"Unused" pipe sample without rims	240	670	1275	2150
"Used" pipe sample	225	605	1160	1860
Frequency decrease	0.94 (6%)	0.90 (10%)	0.91 (9%)	0.87 (13%)

Figure 4 presents the results of correct eigenmode comparison for “unused” and “used” samples. Fortunately, eigenmode frequency difference between “unused” and “used” samples is still detectable: all four first eigenmodes are shifted by about 10% (see Table 2).

This fact allows to state that the idea of using laser initiated and detected eigenmodes for pipe inspection is still promising. However, it would be worth to evaluate reliability of this technique via evaluating the eigenmode frequency shift depending on degree of pipe degradation. For this purpose, simulation of various degrees of pipe degradation is desirable.

4. Direct measurement of pipe wall thickness and sound speed.

To measure degree of degradation in the available “used” pipe sample, conventional contact thickness measurement was performed. TI-56 ultrasonic thickness gauge, manufactured by JFE Advantech Co. Ltd., was used for this purpose (Fig. 5).

Wall thickness of both “unused” and “used” pipe samples was measured. Thickness of the “unused” pipe wall is practically uniform with average value of 10.9 mm. However, the “used” sample definitely has thick and thin wall parts parallel to the sample axis on opposite sides of the pipe. Corresponding thickness is 10.4 and 8.5 mm, respectively. We can suppose that these situations could happen in a horizontally installed working pipe line. Hereafter, thicker and thinner parts of the “used” sample are considered as real pipe “top” and “bottom” parts, respectively. So, we assume that, during pipe operation, both top and bottom parts of working pipe suffer from some degradation resulting in the fact that pipe wall gets thinner. Degree of bottom part degradation is significantly higher than degradation of top part. Actually, the pipe piece was taken from horizontal pipe line used to transfer water with mud and rocks. The sample condition demonstrates real pipe wall damage happening during pipe operation. So, our assumption is correct and it can be taken for the eigenmode simulation model.

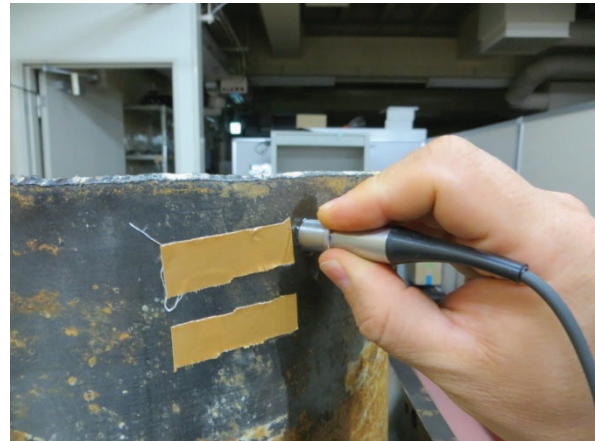
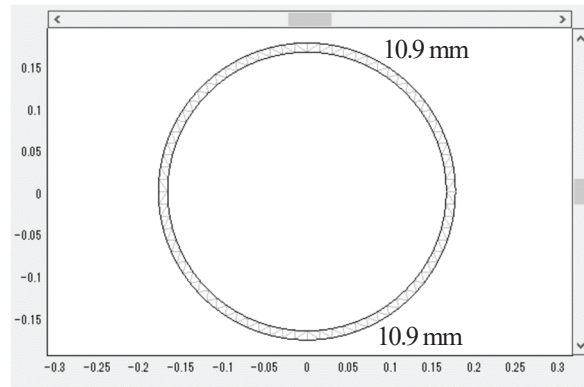
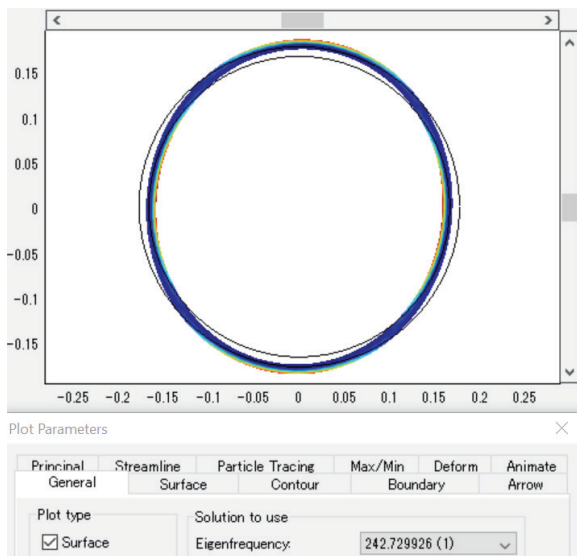


Fig. 5. Pipe wall thickness measurement with the use of contact ultrasonic gauge.

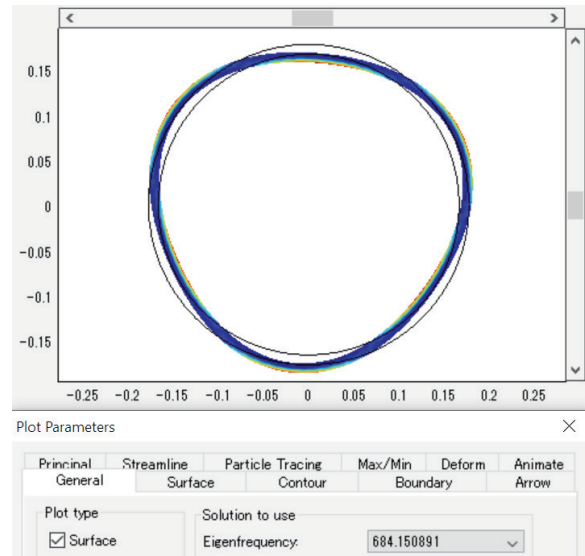
Before performing the eigenmode simulation, sound speed in the pipe material was measured with the use of Q-switched laser impact and piezo sensor. Laser impact was applied to fresh surface appeared on the “unused” sample end after the rim removal. The piezo sensor was attached on the opposite fresh end of the sample. Resulting sound wave path length was 367 mm. Taking into account Q-switch pulse delay and piezo sensor response time, we observed delay of the sound signal propagating along pipe wall equal to 62 microseconds. Correspondingly, sound speed was measured to be 5919 m/s. As it was expected, this result corresponds to carbon steel, actual material of the pipe samples. So, the physical parameters of carbon steel were loaded in the simulation procedure.



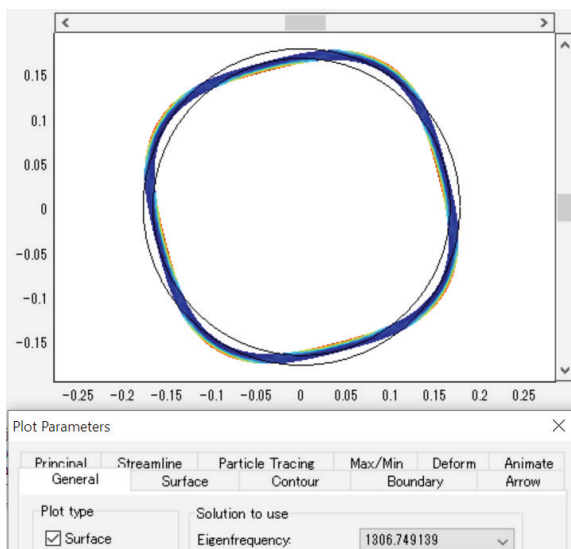
a) Simulation model, wall thickness is 10.9 mm;



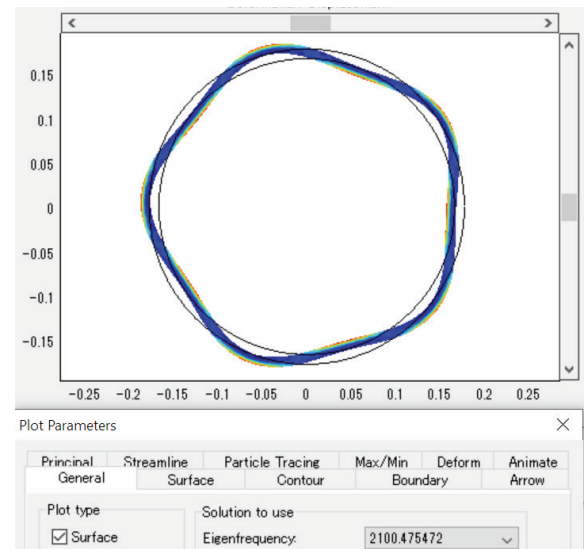
b) 1st eigenmode – 243 Hz;



c) 2nd eigenmode – 684 Hz;

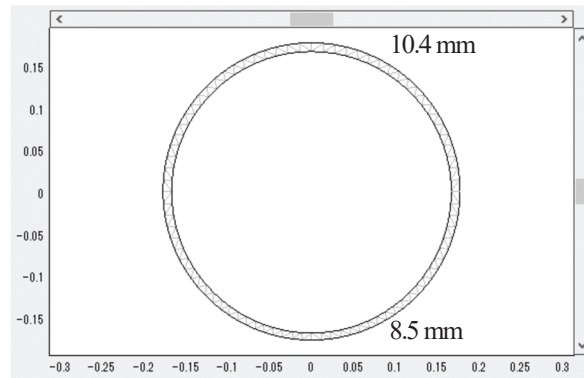


d) 3rd eigenmode – 1307 Hz;

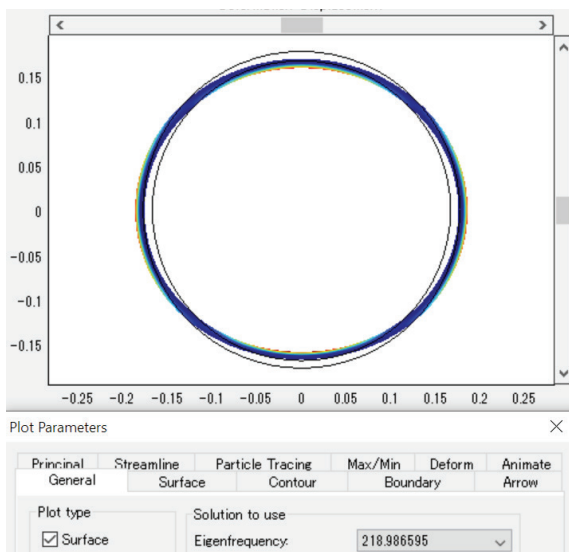


e) 4th eigenmode – 2100 Hz.

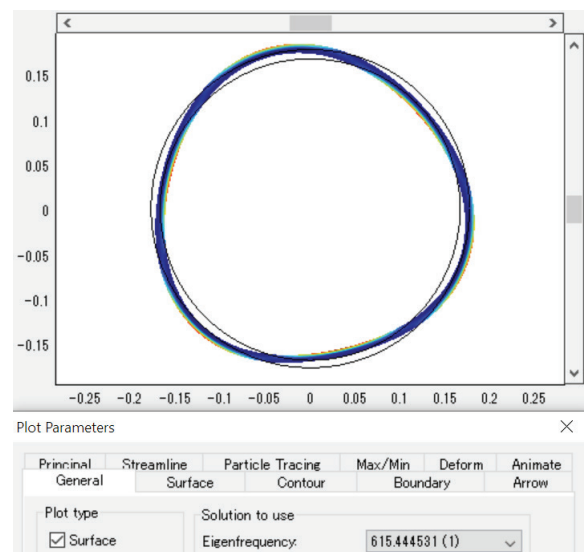
Fig. 6. Simulation of “unused” pipe eigenmodes (linear units are meters).



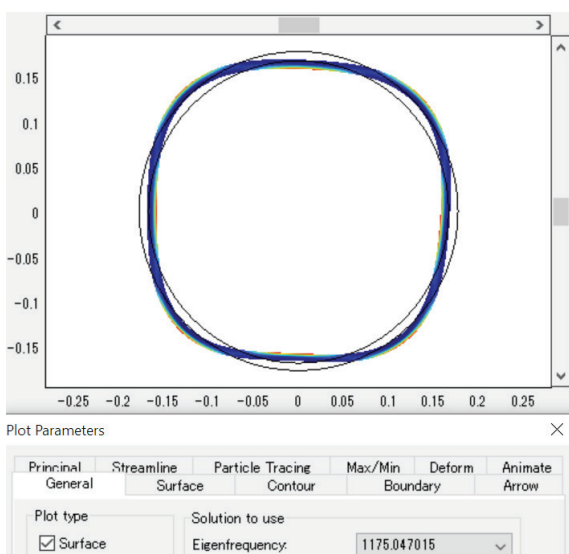
a) Simulation model, wall thickness is 10.4 mm on the top and 8.5 mm on the bottom;



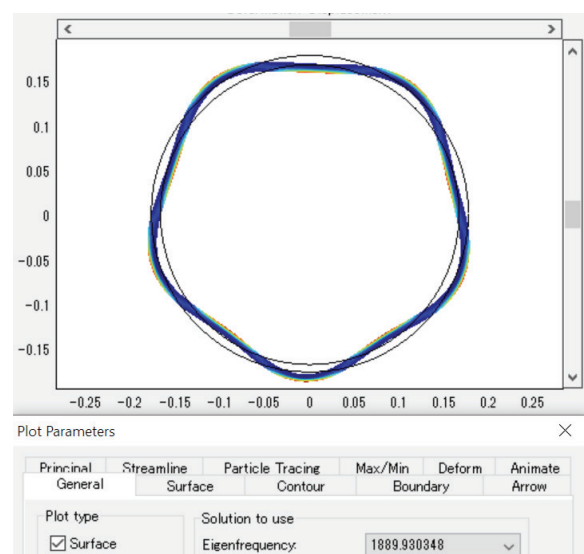
b) 1st eigenmode – 219 Hz;



c) 2nd eigenmode – 615 Hz;

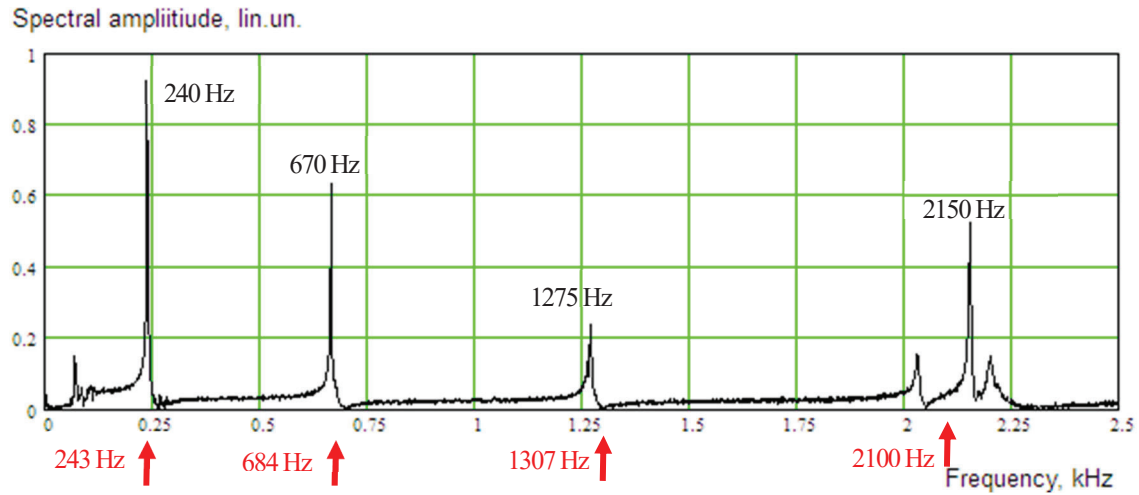


c) 3rd eigenmode – 1175 Hz;

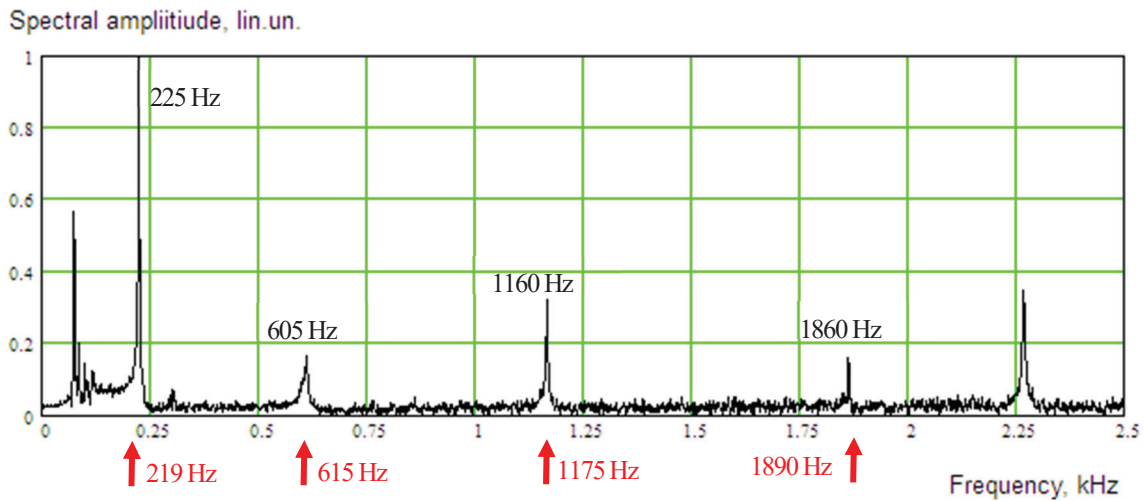


e) 4th eigenmode – 1890 Hz.

Fig. 7. Simulation of “used” pipe eigenmodes (linear units are meters).



a) "unused" pipe sample;



b) "used" pipe sample.

Fig. 8. Correspondence between experiment and simulation (red arrows) data.

5. Eigenmode simulation for steel pipes with wall degradation.

Eigenmodes were calculated by FEM (Fine Element Method) simulation. In total, thirteen variations of pipe degradation were considered for the simulation as shown in Table 3. Wall thickness in the top and bottom parts were varied in following ranges: from 10.9 to 9.7 mm and from 10.9 to 5.0 mm, respectively.

Eigenmode simulation results #1 and #6 in Table 3 correspond to available pipe samples. The eigenmode shapes are presented in Fig. 6 and 7. Good correspondence between simulation and experimental results is demonstrated in Fig. 8.

The results of pipe eigenmode simulation are summarized in

Table 3. Red columns contain degree of bottom part degradation in millimeters (Bottom Δ (abs.)) and thickness change related to initial 10.9 mm (Bottom Δ (rel.)). Blue columns show corresponding frequency of eigenmodes. Data corresponding to available pipe samples are marked by bold font.

6. Discussion and conclusions.

Figure 9 shows eigenmode frequency depending on bottom degradation. As expected, further degradation of pipe wall results in further decrease of eigenmode frequency. Relatively, the first four eigenmodes decrease within simulated degradation range approximately with the same rate.

Table 3. Eigenmode frequencies in pipe with wall degradation.

#	Wall thickness, mm				Eigenmode frequency, Hz				Frequency decrease			
	Top	Bottom	Bottom Δ (abs.)	Bottom Δ (rel.)	1-st mode	2-nd mode	3-rd mode	4-th mode	1-st mode	2-nd mode	3-rd mode	4-th mode
1	10.9	10.9	0.0	0.00	243	684	1307	2100	1.00	1.00	1.00	1.00
2	10.8	10.5	0.4	0.04	239	674	1282	2065	0.98	0.98	0.98	0.98
3	10.7	10.0	0.9	0.08	235	659	1256	2022	0.97	0.96	0.96	0.96
4	10.6	9.5	1.4	0.13	231	643	1231	1978	0.95	0.94	0.94	0.94
5	10.5	9.0	1.9	0.17	225	629	1206	1940	0.93	0.92	0.92	0.92
6	10.4	8.5	2.4	0.22	219	615	1175	1890	0.90	0.90	0.90	0.90
7	10.3	8.0	2.9	0.27	213	601	1151	1847	0.88	0.88	0.88	0.88
8	10.2	7.5	3.4	0.31	208	587	1121	1813	0.86	0.86	0.86	0.86
9	10.1	7.0	3.9	0.36	202	572	1093	1759	0.83	0.84	0.84	0.84
10	10.0	6.5	4.4	0.40	197	562	1065	1721	0.81	0.82	0.81	0.82
11	9.9	6.0	4.9	0.45	191	545	1036	1665	0.79	0.80	0.79	0.79
12	9.8	5.5	5.4	0.50	186	530	1007	1619	0.77	0.77	0.77	0.77
13	9.7	5.0	5.9	0.54	180	515	977	1570	0.74	0.75	0.75	0.75

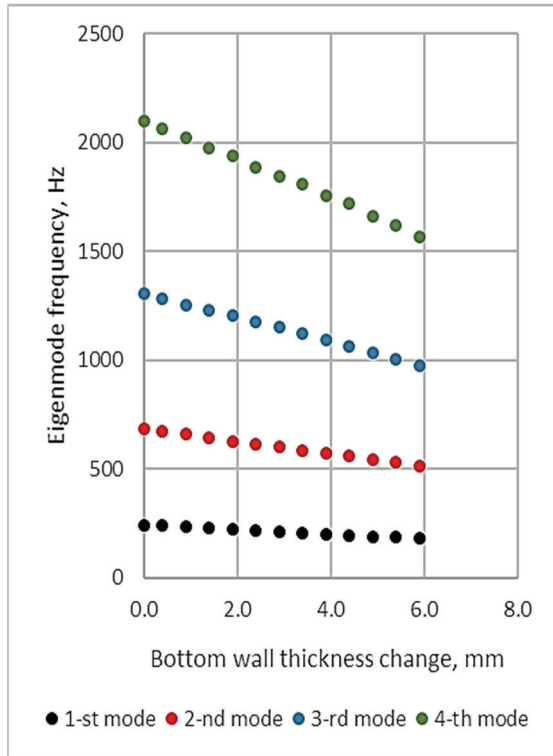


Fig. 9. Eigenmode frequency vs pipe bottom degradation.

Probably, data from Table 3 and Figure 9 could be used as eigenmode “calibration” in actual pipe inspection. If initial eigenmode spectrum on new pipe is known, then eigenmode frequency change could be interpreted in terms of pipe degradation degree.

For evaluation of the technique reliability, we assume that 5% decrease of eigenmode frequency (or 0.95 in Table 3) can be

detected clearly. In this case, we can expect reliable detection of 13% of pipe wall thickness change. For the pipe lines where the “used” sample was taken from, it will correspond to about 1.4-mm absolute decrease of pipe wall thickness. If critical thickness change is bigger, then eigenmode frequency shift also will be bigger and its detection will be clearer and more reliable.

So, the presented research has provided correct verification of pipe inspection method based on laser initiation and detection of pipe eigenmodes. Eigenmode simulation is in a good agreement with experimental data. This technique looks very promising and needs to be examined in the field conditions with full-scale pipes.

6. Acknowledgements.

Part of the presented research has been carried out with support from Obayashi Corporation. We would like to thank our colleagues from Obayashi Corporation for providing necessary materials and participating in useful discussions.

7. References

- 1) Nondestructive testing hand book. ASNDT, 1991.
- 2) O. Kotyaev, Y. Shimada. ILT Annual Progress Report, 2020.

レーザー計測による蛋白質の機能メカニズムの解明

レーザーバイオ化学研究チーム¹、特別研究員²

谷口誠治¹、ハイク コスロービアン¹、田中文夫²

1. はじめに

光合成反応における電子伝達過程では、光合成系 II (PSII) からシトクロム *b₆f* 複合体を介して光合成系 I (PSI) へと電子が伝達されるリニア電子伝達 (図 1 上) と、シトクロム *b₆f* 複合体および PSI のみが関与するサイクリック電子伝達 (図 1 下) が存在する。植物は環境変化、主として照射光強度の変化によりその形態を変化させることが知られていたが、近年、これまで不明であったサイクリック電子伝達が起こるメカニズムが明らかにされ、注目を集めた¹。サイクリック電子伝達では、シトクロム *b₆f* 複合体 (*b₆f*) と光合成系 I が超複合体 (CEF 超複合体) を形成し²、光合成系 I で生成した電子が *b₆f* (*b₆f* 中のプラストキノン) に伝達されることで ATP 合

成のみが起こる (図 1 下)。

一方で、いまだに明確ではないと考えられるのが、サイクリック電子伝達時のフェレドキシン:NADP⁺還元酵素 (以下 FNR と呼ぶ。) の役割である。酵素は数百〜数十万のアミノ酸がペプチド結合したアミノ酸鎖と、実際に化学反応を触媒する補因子と呼ばれる分子で構成され、アミノ酸鎖が補因子を取り囲むような構造を持つ。FNR は光合成初期過程の最終段階において酸化還元反応を制御する酵素で、補因子にフラビンアデニンジヌクレオチド (FAD) を持つフラビン酵素の一種である (図 2)。FNR は、リニア電子伝達では光合成系 I からフェレドキシンへと伝達された 2 電子を受け取り、NADP⁺ の NADPH への還元を触媒することで知られるが、サイ

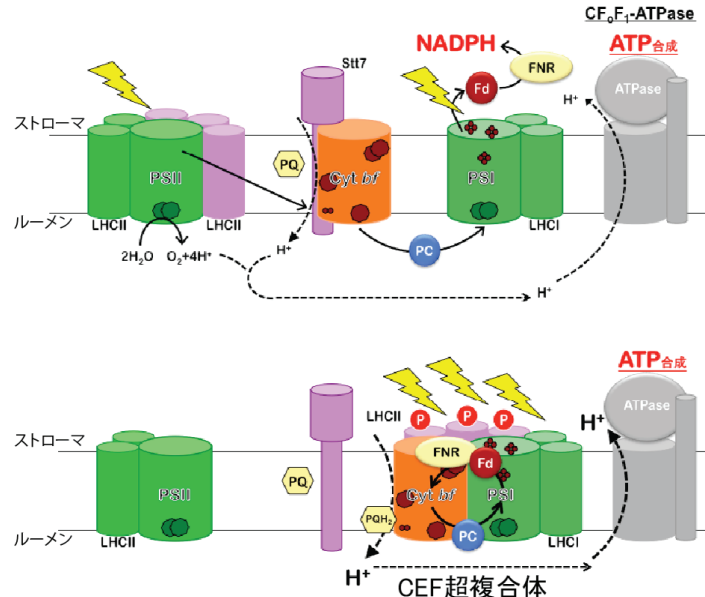


図 1. 光合成における電子伝達反応の模式図 (上) リニア電子伝達、(下) サイクリック電子伝達。PSII: 光合成系 II (蛋白質複合体)、LHCII: 集光性アンテナ複合体 I、*Cyt b₆f*: シトクロム *b₆f* 複合体、PSI: 光合成系 I、LHCI: 集光性アンテナ複合体 I、PQ: プラストキノン、PC: プラストシアニン、Fd: フェレドキシン、FNR: フェレドキシン:NADP⁺還元酵素。実線は光励起により生成する電子の流れ、点線はプロトンの流れを示す。リニア電子伝達では、PSII、PSI からそれぞれ生成する電子を使用し NADPH を、プロトンを使用し ATP を合成する。サイクリック電子伝達では、*Cyt b₆f* が生体膜中を移動して PSI と CEF 超複合体を形成し、ATP 合成のみが起こる。

クリック電子伝達における FNR の役割は明確ではない。これまでの研究では、リニア電子伝達時には FNR は PSI 上に局在し、サイクリック電子伝達時には *b₆f* または CEF 超複合体上に局在しているとの報告³⁴⁾があるため、FNR はフェレドキシンと *b₆f* 間の電子伝達過程に関与しているものと考えられる。しかしながら、リニア電子伝達は 2 電子、サイクリック電子伝達は 1 電子の伝達過程であるため、FNR の役割は両過程で異なる可能性が高い。FNR の役割が異なると仮定した場合、その要因として、それぞれの電子伝達反応において有利な構造を持つ数種の FNR が存在する、あるいは *b₆f* や PCI と同様に、環境の変化に合わせて反応に有利となるよう FNR の蛋白構造自体が変化する、などが考えられるが、これらを明らかにするためには、FNR の立体構造および FNR が機能する際に構造に変化が起こることを明確にすることが重要である。

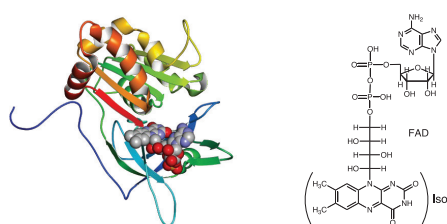


図 2. トウモロコシ葉由来 FNR の (左) 結晶構造、
(右) 捕因子 FAD の分子図

上記したような酵素や蛋白質が示す高い機能性と構造が深く関与していることは以前から報告されていることから、近年 X 線結晶構造解析法を用いて様々な酵素の立体構造を明らかにしようとする研究が数多く行われてきた。しかしながらこの手法では酵素試料を結晶化する必要があるため、実際に酵素が機能する環境である生体膜中や液相中とは構造自体が異なる可能性が指摘されている。つまり、酵素の機能メカニズムと構造の関連性を解明するためには、酵素の結晶構造ではなく液相中での構造を明らかにする必要がある。

液相中の蛋白構造を結晶構造解析レベルで明らかにする一般的な実験法は現時点ではほぼ存在しないと言ってよいが、最近よく見られるのが分子動力学 (MD)

を用いたシミュレーションにより蛋白構造を予測する手法⁵⁾である。この手法は酵素と溶媒分子を構成する原子一つ一つを配置し、原子間力およびポテンシャル関数を定義した後、それぞれの原子を古典力学に基づき一斉に振動させる。このステップを繰り返し行い、酵素と溶媒を含む系全体が持つエネルギーが最も低くなる原子配置を決定することで、液相中における酵素の安定構造が予測できる。最近の著しい計算機性能の向上により、原子数が非常に多い酵素のシミュレーションも可能となっている。ただし、得られた結果はあくまでも計算値であるため、この予測を明確なものにするためには、何らかの実験による検証が必要である。これに対し本研究チームでは、予測構造の実験的な検証手段にパルスレーザーによる時間分解蛍光計測法を用いることを提案している。FNR はフラビン酵素の一種であるが、フラビン蛋白質では FAD が青色光を吸収し、周囲に存在する電子供与性のアミノ酸残基 (チロシン (Tyr)、トリプトファン (Trp)) との間で光誘起電子移動反応を引き起こす⁹⁾。FAD の電子移動速度は FAD と Tyr または Trp 間の距離や配向に依存して大きく変化するため、計測した蛍光データ、およびその分析により得られる電子移動速度は FNR の構造を反映したものとなる。このことから、MD シミュレーションから得られる構造を用いて電子移動速度を理論的に算出し、実験値と比較することで、溶液中での FAD 周囲の予測構造の実験的な検証が可能になると考えられる。本報告では、フェムト秒レーザーを用いた時間分解蛍光計測法により、液相中の FNR の光励起ダイナミクスの観測を行った結果について報告する。

2. 実験

レーザー計測には、X 線結晶解析により結晶構造が報告されているトウモロコシ葉由来 FNR、ホウレンソウ由来 FNR の 2 種を使用した。吸収スペクトルの観測には紫外可視分光光度計 U-best 50 (JASCO) を用い、蛍光スペクトルの計測には分光蛍光光度計 F-2700 (HITACHI) を用いた。フェムト秒蛍光の計測には、Ti:

サファイアレーザー Mira-800 (Coherent) を光源に用いた自作の蛍光アップコンバージョンシステム⁷⁾を使用した。励起波長は 400 nm、システムの時間分解能は約 120 fs である。図 3 に、ハウレンソウ由来 FNR の結晶構造のうち、FAD 近傍の構造を拡大したものを示す。図中の Iso は、FAD を構成する一部の分子であるイソアロキサジン環 (図 2 (右)、以下 Iso と呼ぶ。) を示しており、青色光を吸収するのはこの部分である。Iso のごく近傍に、還元力を持つチロシン (Tyr314、Tyr95: Tyr の後の番号はアミノ酸鎖の端からの配列順を示している) とトリプトファン (Trp58) が配置されており、Iso の光励起により、Iso とチロシン、トリプトファンの間で超高速の電子移動反応が起こる可能性が高い。トウモロコシ葉由来 FNR の Iso 近傍のアミノ酸配置は、ハウレンソウ由来 FNR のものと同様である。

3. 結果と考察

図 4 に、ハウレンソウ由来 FNR の水溶液中における吸収および蛍光スペクトルを示す。380、460 nm 付近に FAD 中の Iso の吸収帯に起因する吸収ピークが観測されている。図 4 には、FNR の蛍光スペクトルを併せて示す (励起波長 390 nm)。525 nm 付近にピークを持つ蛍光帯がわずかに観測され、これは FAD 中の Iso の光励起状態からの蛍光と考えられる。図 5 に、ハウレンソウおよびトウモロコシ葉由来 FNR のフェムト秒時間分解蛍光減衰を示す。観測波長は蛍光帯のピーク波長 (525 nm) である。トウモロコシ葉由来 FNR では寿命約 170 fs の急速な蛍光減衰が観測された。この減衰は Iso の励起状態から起こる Iso と周囲のアミノ酸残基 (Tyr314、Tyr95、Trp58) 間の光誘起電子移動反応に起因するものと考えられる。減衰寿命が非常に短く電子移動速度が大きいことから、チロシン、トリプトファンは Iso のごく近傍に配置していると考えられる。おそらくトウモロコシ葉由来 FNR は溶液中においても結晶構造と同様の構造を持つものと考えられる。ハウレンソウ由来の FNR においても同様に寿命 170 fs の減衰が観測されたが、寿

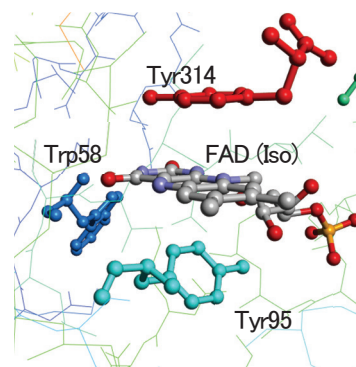


図 3. ハウレンソウ由来 FNR の FAD 近傍の結晶構造

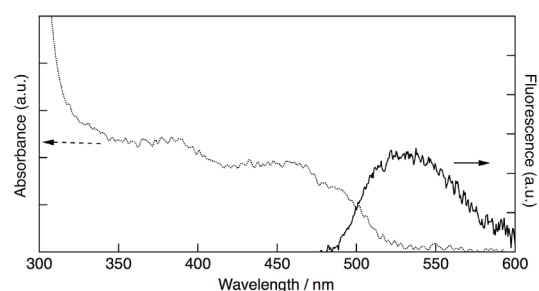


図 4. ハウレンソウ由来 FNR の吸収、蛍光スペクトル

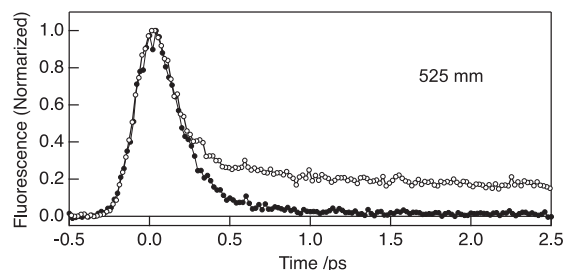


図 5. (●) トウモロコシ葉由来、(○) ハウレンソウ由来 FNR のフェムト秒蛍光 (観測波長 525 nm)

命 10 ps 以上の遅い減衰も同時に観測されている。この結果からハウレンソウ由来 FNR では、水溶液中において 2 種類の蛋白構造を持ち、長寿命蛍光減衰を示す方はフェムト秒減衰を示す方に比べて Iso と Tyr、Trp 間の距離が離れた位置に配置した構造を持つものと考えられる。ただし、このような長寿命蛍光減衰は FNR が分解してアミノ酸構造が解け FAD が水溶液中に露出した状態 (不純物) が一部生成していることに起因する可能性があり、この場合蛍光寿命は FAD のみの試料と同様の蛍光減衰 (寿命約 100 ps) となる。フェムト秒蛍光計

測の計測領域は0~10ps以上の蛍光減衰はほぼ一定値となるため、フォトンカウンティングなどのピコ秒領域での蛍光計測による検証を行う予定である。今後はFNRのMDシミュレーションによる水溶液中での構造予測と、シミュレーションにより得られた構造を用いて光誘起電子移動速度の理論計算を行うなどさらに定量的な解析を進めていく。

4. まとめ

本研究では、光合成反応のサイクリック電子伝達におけるFNRの役割について新たな知見を得るため、時間分解蛍光計測法を用いてトウモロコシ葉由来、ハウレンソウ由来の各FNRのフェムト秒蛍光を計測した。その結果、両試料とも超高速電子移動反応が起こることに起因すると考えられる寿命170 fsの超高速減衰が観測された。またハウレンソウ由来FNRでは寿命10 ps以上の遅い蛍光減衰が同時に観測され、水溶液中において2種以上の構造を持つ可能性が示された。今後はもとに電子移動速度の理論計算などを行い、FNRの水

溶液中構造とサイクリック電子伝達過程との関連性について詳細な分析を行う予定である。

謝辞

本研究の一部は科学研究費補助金（基盤研究（C）、課題番号18K05050）の支援の下行われた。

参考文献

- 1) W Yamori, T. Shikanai *et al.*, *scientific reports*, **5**, article number: 13908 (9pages) (2015).
- 2) M. Iwai *et al.*, *Nature* **464**, pp.1210-1213 (2010).
- 3) G. Kurisu *et al.*, *Science* **302**, pp.1009-1014 (2003).
- 4) A. K. Hochmal *et al.*, *Nature Commun.*, **7**, article number 11847 (14pages) (2016).
- 5) A. Nueangaudom *et al.*, *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **16**, pp.1930-1944 (2014).
- 6) N. Mataga, H Chosrowjan *et al.*, *J. Phys. Chem. B*, **106**, pp.8917-8920 (2002).
- 7) H. Chosrowjan, S. Taniguchi *et al.*, *J. Phys. Chem. B*, **108**, pp. 2686-2698 (2004).

巨大地震前の電離層電子密度（TEC）異常現象の解明

理論・シミュレーションチーム

古河裕之、山中千博¹、近藤斎²、杉浦繁貴²

¹大阪大学大学院理学研究科、²（株）コンポン研究所

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）コンポン研究所と共同で、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。一般に、測位衛星（GNSS）から地上局に向けて発する電波が、電離層電子によって遅延を受けることを利用し、その視線方向の総電子数を算出する手法をGPSTEC法と呼び、この手法を用いて見いだされた現象である。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「Heki-TEC異常現象」は、初めて科学的に意味のある地震先行現象ではないか、と考えられ始めている。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、根拠となるモデルの構築が求められている。

「Heki-TEC異常現象」が地震活動と関連するならば、地殻の状態変化に影響されたと考えられる。地震の直前においては、震源地殻に対する応力変化が進み（震源核形成）、その変動に伴い圧力の変化が臨界的になっていると考えられる。そこで、圧力変化（ゆらぎ）に伴う地殻の電気分極変動があれば、地震動の発生前に、分極電荷による電磁場発生が起これ、電離層の電子密度分布等に影響を与えることが想定できる。我々は、定量的にその可能性を探るために、地球上の非定常電荷による電気分極を仮定して、それが震源域上空電離層

へ与える影響を評価することを考えた。

2019年度に、磁力線に平行な方向の電場の効果を取り入れるために、2流体シミュレーションコードを開発し、パラメーターを変えながら、Heki-TECの観測データとの整合性を考えた研究を実施した。2020年度は、2019年度までに開発した2流体シミュレーションコードに関して、その計算モデルの妥当性の検討の一つとして、2流体シミュレーション時の電気伝導度の評価を行い、IRIモデルによる電気伝導度との比較を行った。その結果、2019年度までに開発した2流体シミュレーションコードにより求めた、2流体で定義される電気伝導度は、IRIモデル⁵による電気伝導度と比べ100倍ほど大きい、という結果となった。

上記を受け、電子—中性粒子、電子—イオンの衝突のモデルの見直しを行い、2流体シミュレーションコードの改良を行った。改良した2流体シミュレーションコードを用いて電気伝導度を求めると、IRIモデルによる電気伝導度と同程度の値が得られた。高度600 kmから800 km程度の範囲に、新たに2層構造の電子密度分布が生成された。この結果は、よりHeki-TECの結果と近いものとなった。

2. 電子—中性粒子、電子—イオンの衝突のモデルの改良⁶

電離層では、中性粒子が主に太陽紫外線によって電子と正イオンに電離されるため、地球上空で一番自由電子密度が高い領域である。オームの法則はほぼ成り立つが、電気伝導度は地磁気の影響で非等方になり、平行、ペダーセン、ホール³の3伝導度が基本的な伝導度として定義される。

○平行伝導度 (Parallel conductivity)

磁力線に平行な方向への電気伝導度を平行伝導度と言い、磁場がないときの伝導度と同じである。他の 2 つの電気伝導度よりも大きく、特に電離層上部では数桁以上大きくなる。

○ペダーセン伝導度 (Pedersen conductivity)

磁力線に垂直な電場による電場方向への電気伝導度を、ペダーセン伝導度という。

○ホール伝導度 (Hall conductivity)

磁力線に垂直な電場による、磁場と電場双方に垂直方向への電気伝導度を、ホール伝導度という。

電子-中性粒子の衝突周波数と電子-イオンの衝突周波数の和 ν_e は、平行伝導度を用いて次式で表される。

$$\nu_e = \frac{e^2 n_e}{m_e \sigma_0} \quad (1)$$

図 1 は、IRI モデルにより求めた電気伝導度の高度分布である。 σ_0 は平行伝導度、 σ_1 はペダーセン伝導度、 σ_2 はホール伝導度である。

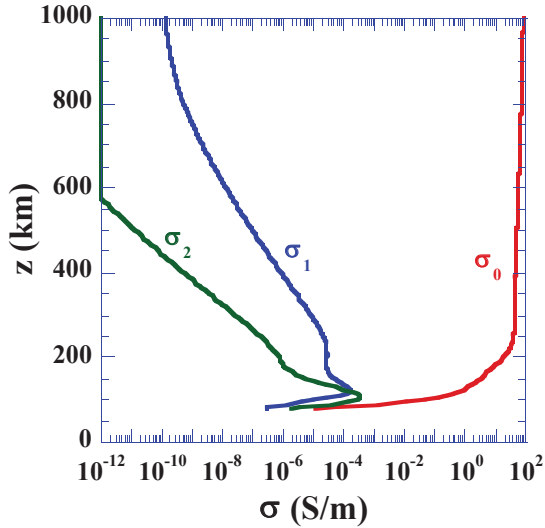


図 1 IRI モデルにより求めた電気伝導度の高度分布

3. イオンと中性分子の衝突の効果の導入

大気中、及び電離層中では、プラズマだけでなく中性分子も存在しており、イオンと中性分子の衝突の効果は無視できない。中性分子を、半径 r_n の剛体であると近似すると、イオンと中性分子の衝突周波数は、次式で表される。

$$\nu^{i-n} = n_n(z) \pi r_n^2 |\mathbf{v}^i| \quad (2)$$

ここで、 $n_n(z)$ は、中性分子密度の高度分布であり、MSIS モデルにより求められる。図 2 は、MSIS モデルにより求めた、中性分子密度の高度分布である。

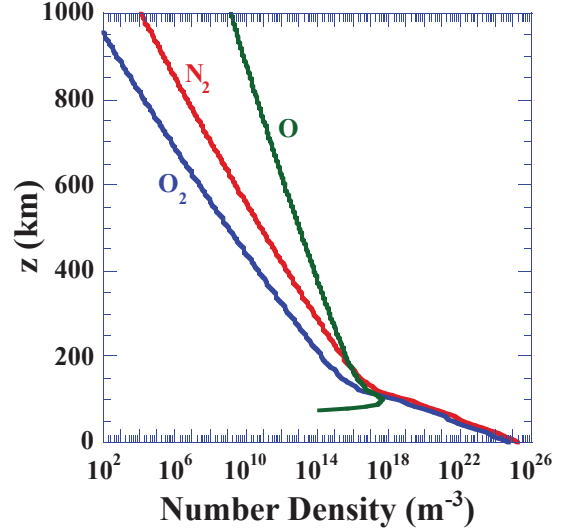


図 2 MSIS モデルにより求めた中性分子密度の高度分布

4. 地球磁場に沿った座標系の導入

図 3 は、地球磁場の傾きと、地球磁場に沿った座標系の概念図である。

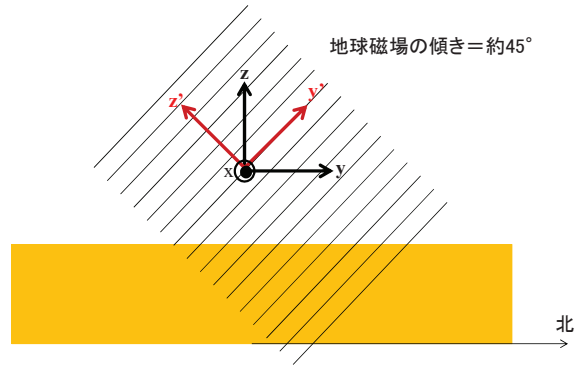


図 3 地球磁場の傾きと、地球磁場に沿った座標系の概念図

Heki-TEC に基づいて得られたトモグラフィーの結果と比較するため、本研究では、南緯 45° の地点でマグニチュード 9 の地震が起こった、と仮定し、シミュレーションを行った。

5. 2 流体シミュレーションの基礎式

添え字の e は電子、i はイオンを表す。質量保存式は、次式で表される。

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + v_{y'}^e \cdot \frac{\partial n_e}{\partial y'} + v_{z'}^e \cdot \frac{\partial n_e}{\partial z'} = -n_e \left(\frac{\partial v_{y'}^e}{\partial y'} + \frac{\partial v_{z'}^e}{\partial z'} \right) \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + v_{y'}^i \cdot \frac{\partial n_i}{\partial y'} + v_{z'}^i \cdot \frac{\partial n_i}{\partial z'} = -n_i \left(\frac{\partial v_{y'}^i}{\partial y'} + \frac{\partial v_{z'}^i}{\partial z'} \right) \quad (4)$$

磁力線に平行な方向の運動方程式は、(5) 式- (7) 式で表される。

$$\frac{\partial v_{y'}^e}{\partial t} + v_{y'}^e \cdot \frac{\partial v_{y'}^e}{\partial y'} = -\frac{e}{m_e} E_{y'}^{tot} - v_{y'}^e v_{y'}^e \quad (5)$$

$$\frac{\partial v_{y'}^i}{\partial t} + v_{y'}^i \cdot \frac{\partial v_{y'}^i}{\partial y'} = \frac{e}{m_i} E_{y'}^{tot} - v_{y'}^{i-n} v_{y'}^i \quad (6)$$

$$v_{y'}^{i-n} = n_n(z) \pi r_n^2 |v_{y'}^i| \quad (7)$$

磁力線に垂直な方向の電子の速度は、(8) 式、及び(9) 式で表される。磁力線に垂直な方向のイオンの速度は、(10) 式、及び(11) 式で表される。

$$v_x^e = -\frac{e^2 E_z B_{y'} + e E_x m_e v_e}{e^2 B_{y'}^2 + m_e^2 v_e^2} \quad (8)$$

$$v_{z'}^e = \frac{E_x}{B_{y'}} + \frac{m_e v_e}{e B_{y'}} v_x^e \quad (9)$$

$$v_x^i = \frac{-e^2 E_z B_{y'} + e m_i E_x v_{z'}^{i-n}}{e^2 B_{y'}^2 + m_i^2 v_{z'}^{i-n} v_x^{i-n}} \quad (10)$$

$$v_{z'}^i = \frac{E_x}{B_{y'}} - \frac{m_i v_x^{i-n}}{e B_{y'}} v_x^i \quad (11)$$

全電流密度 $\mathbf{j}$ は、以下により求める。

$$\mathbf{j} = en_i \mathbf{v}_i - en_e \mathbf{v}_e = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (12)$$

磁力線に平行な方向の全電流密度と平行伝導度の関係から、平行伝導度が次のように求められる。

$$\sigma_{y'} = \frac{en_i v_{y'}^i - en_e v_{y'}^e}{E_{y'}} \quad (13)$$

電場に関する基礎式は、以下のようになる。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2}{\partial z'^2} \right) E_x^{tot} = \mu_0 \frac{\partial j_x}{\partial t} \quad (14)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2}{\partial z'^2} \right) E_{y'}^{tot} = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial \rho_c^{tot}}{\partial y'} + \mu_0 \frac{\partial j_{y'}}{\partial t} \quad (15)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2}{\partial z'^2} \right) E_{y'}^{tot} = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial \rho_c^{tot}}{\partial y'} + \mu_0 \frac{\partial j_{y'}}{\partial t} \quad (16)$$

6. 地球上の非定常分極電荷の発生モデル

時刻 t における地下の電荷量 $Q(t)$ 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である。

$$\frac{dQ(t)}{dt} = \frac{Q_{\max}}{t_c} - \frac{Q}{\tau} \quad t < t_c \quad (17)$$

$$\frac{dQ(t)}{dt} = -\frac{Q}{\tau} \quad t > t_c \quad (18)$$

(17) 式、(18) 式は、解析的に解が求まる。

$$Q(t) = \frac{\tau Q_{\max}}{t_c} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] \quad t < t_c \quad (19)$$

$$Q(t) = Q(t_c) \exp\left(-\frac{t-t_c}{\tau}\right) \quad (20)$$

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

本研究では、 $Q_{\max} = 0.01 \text{ C}$ 、 $t_c = 40 \text{ 分}$ 、 $\tau = 4 \text{ 分}$ とした。

図 4 は、地球上の非定常分極電荷の発生モデルの概略図であり、図 5 は、地下の正電荷の移動の様子である。 L_0 は南北方向の震源域の長さ (575 km)、 W_0 は東西方向の震源域の幅 (144 km) である。震源深さは 24 km とした。正電荷 (正孔) が x の正の方向 (東) に移動する速度は、 W_0 / t_c とした。時刻 $t=0$ で発生した負電荷 (電子) は、固定され動かないとした。時刻 $t_c=40 \text{ 分}$ 時に正電荷は震源域の東の端に到達する。電荷量の時間変化は、(19)、(20) 式の通りである。

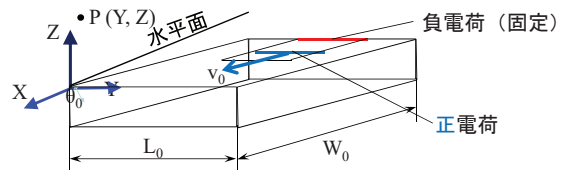


図 4 モデルの概略図

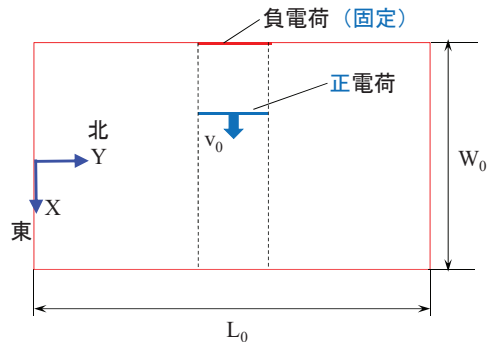


図 5 地下の正電荷の移動の様子

7. シミュレーション結果

図 6 は、初期電子密度の高さ方向の分布である。

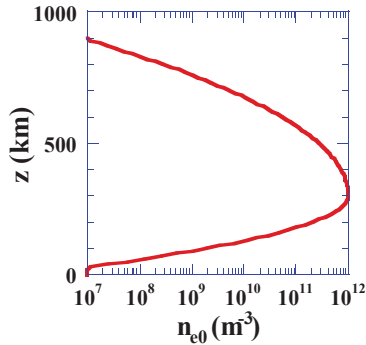


図 6 初期電子密度の高さ方向の分布

図 7 は、地表側の電荷密度のピークとなる 40 分時における、電子密度初期分布からの変化量である。高度 600 km から 800 km 程度の範囲に、新たに 2 層構造の電子密度分布が生成された。この傾向は観測³⁾の傾向と一致する。

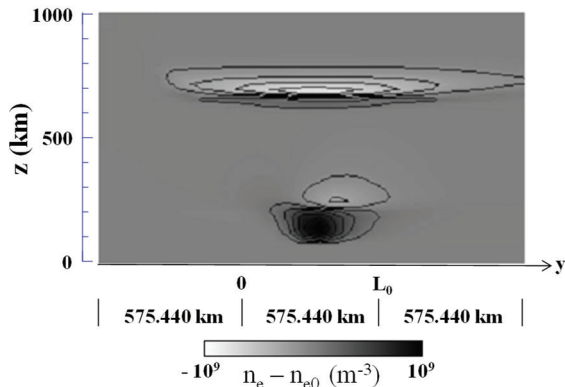


図 7 地表側の電荷密度のピークとなる 40 分時における、電子密度初期分布からの変化量

図 8 は、40 分時の電気伝導度分布である。IRI モデルと同程度の電気伝導度の値が得られた。

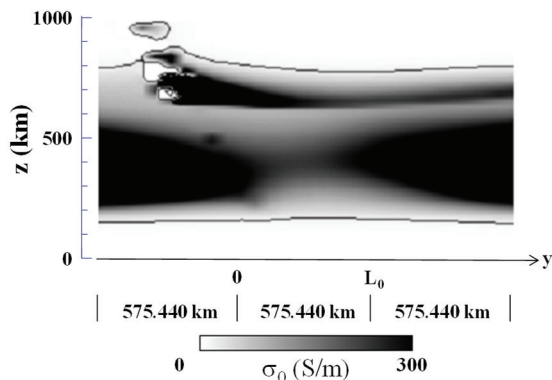


図 8 40 分時の電気伝導度分布

図 9 は、高さ方向 ($0 < z < 1000$ km) で積分した電子数の時間発展と、地下の分極電荷の時間発展である。図 9 中の c は $y = L_0 / 2$ の上空での積分値を表しており、 LA は $0 < y < L_0$ の上空での積分値を L_0 で割ったものを表している。地下の電荷量 $Q(t)$ の増大に応じて電子数の変化があること、 $Q(t)$ の減衰と積分した電子数の減衰の時間が一致していることが分かる。観測³⁾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。

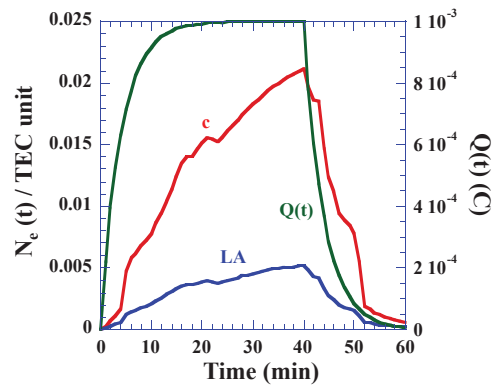


図 9 当該領域で積分した電子数の時間発展と、地下の分極電荷の時間発展。図中の c は $y = L_0 / 2$ の上空での積分値、 LA は $0 < y < L_0$ の上空での積分値を L_0 で割ったもの。

8. 結言、及び今後の課題

電子—中性粒子、電子—イオンの衝突のモデルの見直しを行い、2 流体シミュレーションコードの改良を行った。改良した 2 流体シミュレーションコードを用いて電気伝導度を求めると、IRI モデルによる電気伝導度と同程度の値が得られた。高度 600 km から 800 km 程度の範囲に、新たに 2 層構造の電子密度分布が生成された。この傾向は観測³⁾の傾向と一致する。

高さ方向 ($0 < z < 1000$ km) で積分した電子数の時間発展と、地下の分極電荷の時間発展を求めた。地下の電荷量 $Q(t)$ の増大に応じて電子数の変化があること、 $Q(t)$ の減衰と積分した電子数の減衰の時間が一致していることが分かる。観測³⁾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。この数分程度の時間遅れを再現するために、地表側の分極様式や分極の継続時間を変え

たシミュレーションを行い、検討する予定である。さらに、地震と関係なく誘起される中規模伝搬性電離圏擾乱現象⁸⁾によって TEC 異常が起こることが知られているが、現象的には Heki TEC 異常との区別が容易ではない。よって中規模伝搬性電離圏擾乱 (MSTID) のシミュレーションとの比較を含めた研究を実施する予定である。

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.
- 5) wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/ionocond/signal/index-j.html
電離層電気伝導度高さ分布モデル - IRI2016 版 - (kyoto-u.ac.jp).
- 6) Maeda, K., Conductivity and drift in the ionosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **39**, 1041-1053, 1977.
- 7) cohoweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/msis_vitmo.html
- 8) Yokoyama, T., D. L. Hysell, Y. Otsuka, and M. Yamamoto, 'Three-dimensional simulation of the coupled Perkins and Es layer instabilities in the nighttime midlatitude ionosphere', *J. Geophys. Res.*, **114**, A03308, doi:10.1029/2008JA013789, 2009.

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、長友英夫¹、三間圀興¹、矢花一浩²

¹ 阪大レーザー研、

² 筑波大学計算科学研究センター

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。

レーザー加工では目的に応じて、レーザーの波長、パルス幅やレーザー強度が選択される。マイクロメートルの加工精度を実現するには、レーザーで注入されたエネルギーの熱伝導による拡散を極力避けることが必要である。マイクロメートルの空間スケールでは熱伝導の時間スケールは数ピコ秒であり、マイクロメートルの微細加工用レーザーのパルス幅は、ピコ秒もしくはサブピコ秒となる。

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、過渡的に超高圧が発生し気体・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。2020年度は特に、固体とレーザーの相互作用の初期過程の解明に注視して研究を行った。

固体とレーザーの相互作用研究の初期段階として、井戸型の障壁が周期的に並んだポテンシャル中の電子状態を与えるクローニッヒ・ペニーモデル[1,2]を用いて、周期境界中の電子の波動関数を求めた。さらに久保公式[3,4]を用いて、誘電応答関数を量子力学的に求め、レーザー場と固体中の電子の相互作用を簡易的に評価し、侵入長等を求めた。将来 TDDFT (時間依存密

度汎関数理論) [5] で求めた波動関数でアルミ等金属の反射率等を求めることが、最終的な目的である。そのための準備として、電子波動関数から複素誘電率を求める手法を検証するため、波動関数として、クローニッヒ・ペニーモデルによる波動関数を使って、久保の公式より複素誘電率ならびに反射率を試しに求めてみた。また、格子定数を決めるにあたってはアルミの格子定数を例として取り上げた。

2. 固体中の Maxwell 方程式

レーザーは x 方向に直進する (垂直入射で屈折しない) と仮定し、レーザー強度の空間分布は、Maxwell 方程式 (波動方程式) より求める。SI 単位系で Maxwell 方程式を記す。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon \mathbf{E} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (3)$$

$\mathbf{P}$ は分極である。伝導電流密度 $\mathbf{j}$ を 0 とし、誘電応答関数の時間変化はレーザーの角周波数 ω_L に比べ十分に小さいとする。(1)-(3) 式より、次式が得られる。

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} + k_L^2 \epsilon \mathbf{E} = 0 \quad k_L = 2\pi / \lambda_L \quad (4)$$

ϵ は複素誘電応答関数である。レーザーが s 偏光であるとし、 $\mathbf{E} = (0, 0, E_z)$ とすると、(4) 式は次のように書ける。

$$\frac{\partial^2 E_z(x, t)}{\partial x^2} + k_L^2 \epsilon E_z(x, t) = 0 \quad (5)$$

(5) 式の解は、形式的には次のように書ける。

$$E_z(x, t) = A_+(x, t) \exp\left(i k_L \int_{-\infty}^x \sqrt{\epsilon} dx'\right) + A_-(x, t) \exp\left(-i k_L \int_{-\infty}^x \sqrt{\epsilon} dx'\right) \quad (6)$$

3. 固体中の電子の波動関数、及びバンド構造[6]

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。

$$\varphi(\mathbf{r} - \mathbf{t}_n) = \exp(i \mathbf{k} \cdot \mathbf{t}_n) \varphi(\mathbf{r}) \quad (7)$$

$$V(\mathbf{r} - \mathbf{t}_n) = \exp(i \mathbf{k} \cdot \mathbf{t}_n) V(\mathbf{r}) \quad (8)$$

$$\mathbf{t}_n = n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2 + n_3 \mathbf{a}_3 \quad (9)$$

$$\mathbf{K}_m = m_1 \mathbf{b}_1 + m_2 \mathbf{b}_2 + m_3 \mathbf{b}_3 \quad (10)$$

$$\mathbf{b}_i \cdot \mathbf{a}_j = 2\pi \delta_{ij} \quad (11)$$

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。

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) \right] \varphi(\mathbf{r}) = E \varphi(\mathbf{r}) \quad (12)$$

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。

$$\varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{K}_m} c_{\mathbf{K}_m}^{\mathbf{k}} \exp[i(\mathbf{k} + \mathbf{K}_m) \cdot \mathbf{r}] \quad (13)$$

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。

4. 密度汎関数理論[6]

多電子系の相関エネルギーに関する理解は、固体の電子構造に関する理論に大きな進歩をもたらした。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。

$$E[n_e(\mathbf{r})] = T_0[n_e(\mathbf{r})] + U[n_e(\mathbf{r})] + E_{XC}[n_e(\mathbf{r})] + \int d\mathbf{r} v_{ext}(\mathbf{r}) n_e(\mathbf{r}) \quad (14)$$

$$U[n_e(\mathbf{r})] = \frac{1}{2} \int d\mathbf{r} \int d\mathbf{r}' \frac{n_e(\mathbf{r}) n_e(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (15)$$

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、(14) 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。

$$n_e(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{k}} |\varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})|^2 \quad (16)$$

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、(16) 式は正しい。規格直交条件の下で(14) 式の変分を行うことで、Kohn-Sharm の方程式が得られる。

$$H_{KS} = -\frac{1}{2} \nabla^2 + v_{eff}(\mathbf{r}) \quad (17)$$

$$H_{KS} \varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \varepsilon_{\mathbf{k}} \varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (18)$$

$$v_{eff}(\mathbf{r}) = v_{ext}(\mathbf{r}) + \int d\mathbf{r}' \frac{n_e(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + \mu_{XC}(\mathbf{r}) \quad (19)$$

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、 μ_{XC} は交換相関ポテンシャル、であり、局所近似を用いて次式で表される。

$$\mu_{XC}(\mathbf{r}) = - \left[\frac{3}{\pi} n_e(\mathbf{r}) \right]^{1/3} \quad (20)$$

5. 久保公式[3, 4]による複素誘電応答関数の導出

複素誘電応答関数は、複素電気伝導度を用いて次式で表される。

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\sigma_i(\omega)}{\varepsilon_0 \omega} \quad (21)$$

$$\varepsilon_i(\omega) = \frac{\sigma_r(\omega)}{\varepsilon_0 \omega} \quad (22)$$

複素電気伝導度は、久保公式を用いて、次式で表される。

$$\begin{aligned} \sigma_r(\omega) &= \frac{2\pi e^2 \hbar^2}{3m_e^2 \omega V} \\ &\times \sum_{\mathbf{k}} \sum_{j=1}^{N_B} \sum_{i=1}^{N_B} \left[F(\varepsilon_{i,\mathbf{k}}) - F(\varepsilon_{j,\mathbf{k}}) \right] \\ &\times \sum_{\alpha=1}^3 \left| \left\langle \psi_{j,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \left| \partial / \partial x_{\alpha} \right| \psi_{i,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \right\rangle \right|^2 \\ &\times \delta(\varepsilon_{j,\mathbf{k}} - \varepsilon_{i,\mathbf{k}} - \hbar\omega) \end{aligned} \quad (23)$$

$$\sigma_i(\omega) = -\frac{2\omega}{\pi} P \int \frac{\sigma_r(\nu)}{\nu^2 - \omega^2} d\nu \quad (24)$$

$$F(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - \mu}{k_B T}\right)} \quad (25)$$

密度汎関数理論により 1 電子の波動関数を求め、(21) 式から(25) 式を用いて複素誘電応答関数を求める。求めた複素誘電応答関数を(5) 式に代入し、金属中の電場強度分布を求め、レーザーと金属の相互作用を求める。

6. 時間依存密度汎関数理論[5]

第一原理計算手法である時間依存密度汎関数理論では、レーザー電場をベクトルポテンシャル $\mathbf{A}(\mathbf{t})$ で記述し、 $\mathbf{A}(\mathbf{t})$ 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、高強度パルス光が物質中をどのように伝搬するのか、また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。巨視的空間スケールでの光伝播を記述する Maxwell 方程式に対する時間領域差分法 (FDTD 法) と、ミクロなスケールの電子ダイナミクス計算を結合したマルチスケール・シミュレーション法を新たに確立し、パルス光と固体の相互作用に関する研究のさらなる発展を進めている。図 1 は、時間依存密度汎関数理論と Maxwell 方程式を連立させ、光の物質中での伝搬と吸収に関する解析を行う場合の概略図である。

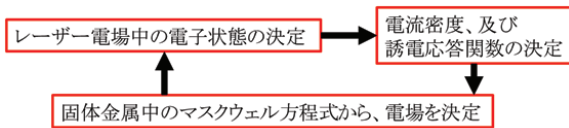


図 1 時間依存密度汎関数理論と Maxwell 方程式を連立させ、光の物質中での伝搬と吸収に関する解析を行う場合の概略図

7. クローニッヒ・ペニーモデル[1, 2]

レーザー場と相互作用する電子状態を記述する簡易モデルとして、図 2 のような井戸型の障壁が周期的に並んだポテンシャル中の電子状態を考えた。高さが V_0 で幅が b 、周期が $L=a+b$ の井戸型のポテンシャル

で、幅 b は $b \ll a$ とする。

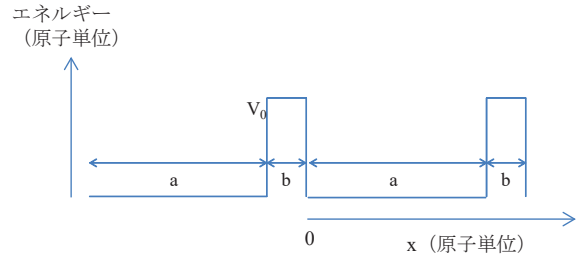


図 2 井戸型の障壁をもつポテンシャル

図 2 のポテンシャル中では、解析的に conduction band ($E > V_0$) の波動関数を求めることができる。電子のシュレディンガー方程式は以下のように書ける。

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{d^2 \varphi_1(x)}{dx^2} = E \varphi_1(x) \quad 0 \leq x \leq a \quad (26)$$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{d^2}{dx^2} + V_0 \right] \varphi_2(x) = E \varphi_2(x) \quad -b \leq x \leq 0$$

(27)

この場合、波動関数は、次のようになる。

$$\varphi_1(x) = C_1^+ e^{i\alpha x} + C_1^- e^{-i\alpha x} \quad 0 \leq x \leq a \quad (28)$$

$$\varphi_2(x) = C_2^+ e^{i\beta x} + C_2^- e^{-i\beta x} \quad -b \leq x \leq 0$$

(29)

$$\alpha = \sqrt{2E} \quad (30)$$

$$\beta = \sqrt{2(E - V_0)} \quad (31)$$

周期境界条件とブロッホの定理から、次の関係式が導ける。

$$\begin{bmatrix} 1 & 1 & -1 & -1 \\ \alpha & -\alpha & -\beta & \beta \\ e^{i\alpha a} & e^{-i\alpha a} & -\lambda e^{-i\beta b} & -\lambda e^{i\beta b} \\ \alpha e^{i\alpha a} & -\alpha e^{-i\alpha a} & -\lambda \beta e^{-i\beta b} & \lambda \beta e^{i\beta b} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_1^+ \\ C_1^- \\ C_2^+ \\ C_2^- \end{bmatrix} = 0 \quad (32)$$

$$\lambda = e^{ikL} \quad (33)$$

(32) 式が有意な解を持つためには、行列式が 0 でなければならない。

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & -1 & -1 \\ \alpha & -\alpha & -\beta & \beta \\ e^{i\alpha a} & e^{-i\alpha a} & -\lambda e^{-i\beta b} & -\lambda e^{i\beta b} \\ \alpha e^{i\alpha a} & -\alpha e^{-i\alpha a} & -\lambda \beta e^{-i\beta b} & \lambda \beta e^{i\beta b} \end{vmatrix} = 0 \quad (34)$$

(34) 式から(35) 式 (バンド構造) が得られる。

$$\begin{aligned} & \cos \sqrt{2Ea} \cdot \cos \sqrt{2(E-V_0)b} \\ & - \frac{2E-V_0}{2\sqrt{E(E-V_0)}} \sin \sqrt{2Ea} \cdot \sin \sqrt{2(E-V_0)b} \\ & = \cos kL \end{aligned} \quad (35)$$

(32) 式を解くことにより、波動関数が得られる。

$$\varphi(x) = \varphi_1(x) = \frac{c_2^+ + c_2^-}{1 + c_1^-} (e^{i\alpha x} + c_1^- e^{-i\alpha x}) \quad 0 \leq x \leq a \quad (36)$$

$$\varphi(x) = \varphi_2(x) = c_2^+ e^{i\beta x} + c_2^- e^{-i\beta x} \quad -b \leq x \leq 0 \quad (37)$$

$$\begin{aligned} c_1^- &= \frac{1 - \beta/\alpha}{1 + \beta/\alpha} \\ &+ \frac{2\beta/\alpha}{1 + \beta/\alpha} \\ &\times \frac{\beta/\alpha - 1 - e^{2i\alpha a} - \beta/\alpha e^{2i\alpha a} + 2\lambda e^{-i\beta b + i\alpha a}}{2\beta/\alpha - 2\lambda e^{i\alpha a} (\beta/\alpha \cos \beta b + i \sin \beta b)} \end{aligned} \quad (38)$$

$$\begin{aligned} c_2^+ &= \frac{2}{1 + \beta/\alpha} \\ &- \frac{1 - \beta/\alpha}{1 + \beta/\alpha} \\ &\times \frac{\beta/\alpha - 1 - e^{2i\alpha a} - \beta/\alpha e^{2i\alpha a} + 2\lambda e^{-i\beta b + i\alpha a}}{2\beta/\alpha - 2\lambda e^{i\alpha a} (\beta/\alpha \cos \beta b + i \sin \beta b)} \end{aligned} \quad (39)$$

$$c_2^- = \frac{\beta/\alpha - 1 - e^{2i\alpha a} - \beta/\alpha e^{2i\alpha a} + 2\lambda e^{-i\beta b + i\alpha a}}{2\beta/\alpha - 2\lambda e^{i\alpha a} (\beta/\alpha \cos \beta b + i \sin \beta b)} \quad (40)$$

$$\psi(x) = A\varphi(x) \quad (41)$$

ここで、(41) 式中の A は規格化定数である。

Valenceband の場合も同様にして、バンド構造と波動関数が求められる。

$$\begin{aligned} & \cos \sqrt{2Ea} \cosh \sqrt{2(V_0 - E)b} \\ & + \frac{V_0 - 2E}{2\sqrt{E(V_0 - E)}} \sin \sqrt{2Ea} \sinh \sqrt{2(V_0 - E)b} \\ & = \cos kL \end{aligned} \quad (42)$$

$$\varphi(x) = \varphi_1(x) = \frac{c_2^+ + c_2^-}{1 + c_1^-} (e^{i\alpha x} + c_1^- e^{-i\alpha x}) \quad 0 \leq x \leq a \quad (43)$$

$$\varphi(x) = \varphi_2(x) = c_2^+ e^{\beta x} + c_2^- e^{-\beta x} \quad -b \leq x \leq 0 \quad (44)$$

$$\begin{aligned} c_1^- &= \frac{1 + i\beta/\alpha}{1 - i\beta/\alpha} \\ &- \frac{2i\beta/\alpha}{1 - i\beta/\alpha} \\ &\times \frac{e^{2i\alpha a} (i\beta/\alpha - 1) + 2\lambda e^{-\beta b + i\alpha a} - 1 - i\beta/\alpha}{\lambda e^{i\alpha a} (i\beta/\alpha \cosh \beta b - \sinh \beta b) - 2i\beta/\alpha} \end{aligned} \quad (45)$$

$$\begin{aligned} c_2^+ &= \frac{2}{1 - i\beta/\alpha} \\ &- \frac{1 + i\beta/\alpha}{1 - i\beta/\alpha} \\ &\times \frac{e^{2i\alpha a} (i\beta/\alpha - 1) + 2\lambda e^{-\beta b + i\alpha a} - 1 - i\beta/\alpha}{\lambda e^{i\alpha a} (i\beta/\alpha \cosh \beta b - \sinh \beta b) - 2i\beta/\alpha} \end{aligned} \quad (46)$$

$$c_2^- = \frac{e^{2i\alpha a} (i\beta/\alpha - 1) + 2\lambda e^{-\beta b + i\alpha a} - 1 - i\beta/\alpha}{\lambda e^{i\alpha a} (i\beta/\alpha \cosh \beta b - \sinh \beta b) - 2i\beta/\alpha} \quad (47)$$

$$\psi(x) = A\varphi(x) \quad (48)$$

ここで、(48) 式中の A は規格化定数である。

例題として図3 では、アルミニウムの格子定数、L を用い、 $b=0.1165L$, V_0 = アルミニウムのフェルミエネルギーを用いて求めたバンド構造を示す。

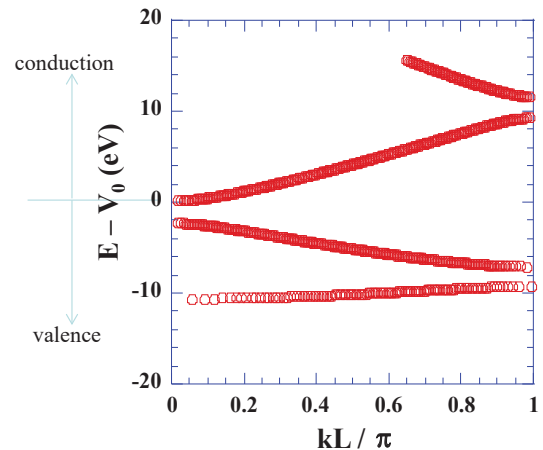


図3 得られたバンド構造

図 4 は、求めた複素誘電応答関数である。

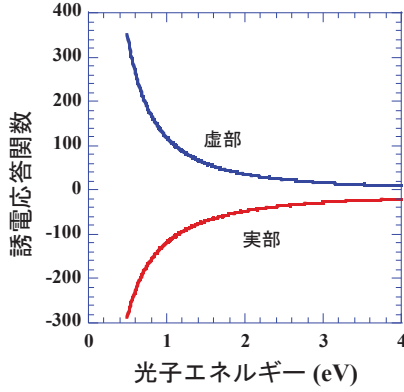


図 4 求めた複素誘電応答関数

レーザーの侵入長を次式で求めた。

$$\delta(\omega) = \frac{c}{\omega \eta_i(\omega)} \quad (49)$$

ここで、 $\eta_i(\omega)$ は複素屈折率の虚部であり、誘電応答関数を用いて次式で表される。

$$\eta_i(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{\varepsilon_r^2(\omega) + \varepsilon_i^2(\omega)} - \varepsilon_r(\omega) \right)^{1/2} \quad (50)$$

図 5 は、求めたレーザーの侵入長である。

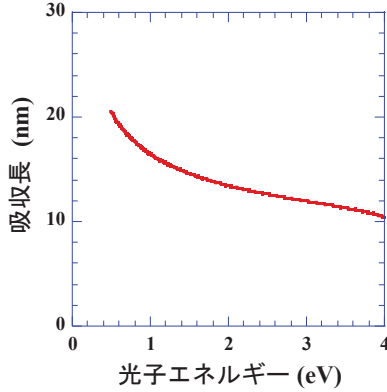


図 5 求めたレーザーの侵入長

図 4 の複素誘電応答関数より、金属表面のレーザーの反射率は次式により求められる。

$$R(\omega) = \frac{|\mathbf{n}(\omega) - 1|^2}{|\mathbf{n}(\omega) + 1|^2} = \frac{[\eta_r(\omega) - 1]^2 + \eta_i^2(\omega)}{[\eta_r(\omega) + 1]^2 + \eta_i^2(\omega)} \quad (51)$$

ここで、 $\mathbf{n}(\omega)$ は複素屈折率、 $\eta_r(\omega)$ は複素屈折率の実部であり、誘電応答関数を用いて次式で表される。

$$\mathbf{n}(\omega) = \eta_r(\omega) + i\eta_i(\omega) \quad (52)$$

$$\eta_r(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{\varepsilon_r^2(\omega) + \varepsilon_i^2(\omega)} + \varepsilon_r(\omega) \right)^{1/2} \quad (53)$$

図 6 は、手法開発のための例題として求めた、レーザーの反射率である。

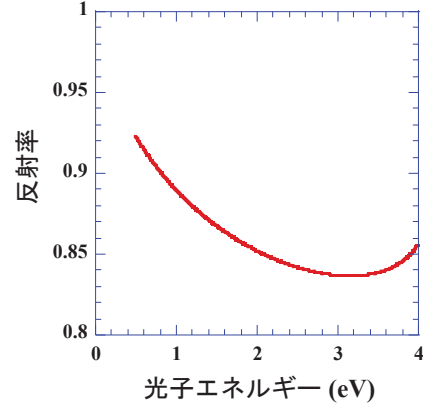


図 6 求めたレーザーの反射率

8. 結言

固体とレーザーの相互作用研究の初期段階として、井戸型の障壁が周期的に並んだポテンシャル中の電子状態を与えるクロニッヒ・ペニーモデルを用いて、周期境界中の電子の波動関数を求めた。久保公式を用いて、誘電応答関数を量子力学的に求め、レーザー場と固体中の電子の相互作用を簡易的に評価し、侵入長等を求めた。

時間依存密度汎関数理論では、レーザー電場をベクトルポテンシャル $\mathbf{A}(\mathbf{t})$ で記述し、 $\mathbf{A}(\mathbf{t})$ 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、高強度パルス光が物質中をどのように伝搬する

のか、また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。巨視的空間スケールでの光伝播を記述

する Maxwell 方程式に対する時間領域差分法 (FDTD 法) と、ミクロなスケールの電子ダイナミクス計算を結合したマルチスケール・シミュレーション法を新たに確立し、パルス光と固体の相互作用に関する研究のさらなる発展を進めている。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。実験結果[7]との比較等、活発な議論が本稿の著者間で行われている。

今後の課題としては、TDDFT シミュレーションで求めたレーザーの吸収率・係数と、クロニッヒ・ペニー

モデルによるレーザー吸収率・係数との比較・検討等が
挙げられる。

参考文献

- 1) L. L. Chang, L. Esaki, and R. Tsu :
Appl. Phys. Lett. **24** (1974) 593-595.
- 2) J.J. Ritsko, D. J. Sandman, and A. J. Epstein :
Phys. Rev. Lett. **34** (1975) 1327-1330.
- 3) R. Kubo: J. Phys. Soc. Jpn. **12** (1957) 570-586.
- 4) B. Holst, et. al : Phys. Rev. B **90**, 035121 (2014).
- 5) 矢花一浩 ; レーザー研究 **44** (2016) 789-793.
- 6) 藤原穀夫、固体電子構造論、内田老鶴圃 (2015)。
- 7) Igor Zoric, Michael Zach, Bengt Kasemo, and Christoph
Langhammer : ACS NANO **5** (2011) 2535–2546.

令和2年度レーザー損傷しきい値データベース化試験結果 —248nm 用光学素子 1000-on-1 試験—

レーザー技術開発室

本越伸二、坂本高保

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。これは、評価する光学素子の仕様を決め、参加企業から提供して頂き、同じ条件で試験を行うものである。これまで、波長1064nm、532nm、355nm、248nmのレーザー装置に用いる光学素子に対して試験を行ってきた。各企業から提供された光学素子のレーザー損傷しきい値はそれぞれの企業に報告するが、同時に、全ての試験結果をレーザー損傷しきい値の頻数分布としてILTのホームページ上で一般に公開している。

これまでの試験は、1パルスのレーザー照射に対して損傷の有無を判定する、1-on-1と呼ばれる試験法を用いてきた。一方、レーザー利用の多くは、連続動作か、繰返しパルス動作である。そのため、繰返しパルス照射時の光学素子のレーザー損傷しきい値評価が望まれていた。

図1は波長193nmのレーザーパルスを繰返し照射したときの合成石英ガラスの透過率変化を示す²⁾。合成石

英ガラスの内部損傷しきい値は1-on-1試験で約4 J/cm²であるのに対して、約1/3の1.3 J/cm²で繰返し照射したとき、繰返し周波数に依存して透過率低下は大きくなっている。また、それぞれの繰返し照射で透過率が急激に低下し中断しているのは、内部で損傷が発生したことを示している。このように、繰返しパルスの照射の場合には、1パルス照射に比べて低いフルエンスで損傷が発生するため、多くのユーザーにとっては繰返しパルス照射時のレーザー損傷しきい値が重要な値と言える。

令和2年度はデータベース化試験として、波長248nm用高反射膜および反射防止膜に対する1000-on-1試験を行った。繰返し周波数を100Hzに固定し、試料表面1ヶ所に対して最大1000パルスを照射し損傷の有無を確認することにより損傷しきい値を決定した。本報告では、1000-on-1試験の測定結果をまとめ、平成23年度実施した波長248nm用光学素子の1-on-1データベース化試験の結果と比較することにより、繰返しパルス照射による

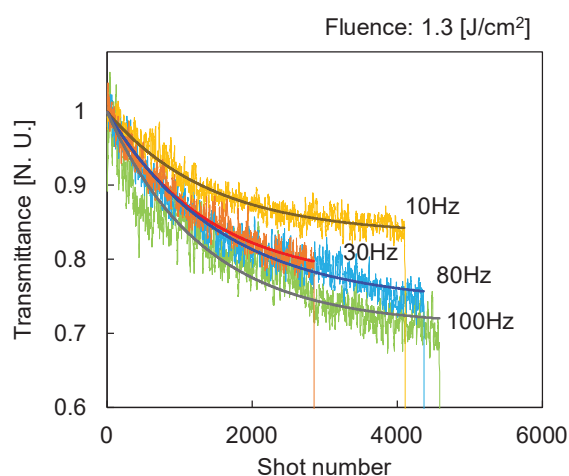


図1 波長193nm 繰返しレーザーパルス照射時の合成石英ガラスの透過率変化

レーザー損傷しきい値低下の傾向について考察する。

2. 試料仕様

令和2年度は、第21回248nm用高反射膜（ミラー）、第22回248nm用反射防止膜を評価対象とした。それぞれの仕様は表1にまとめた。高反射膜では、レーザー装置内で最も多く使用されている入射角45°、反射率99%以上（P偏光）の誘電体多層膜ミラーを評価対象とし、基板材料は任意とした。P偏光では、S偏光に比べて高い反射率が得にくく、一般に、S偏光に比べて損傷しきい値が低い。一方、反射防止膜の基板材料には、広く窓材として使用される合成石英ガラス材料を用いること

表1 データベース化試験試料の仕様

	第21回	第22回
	高反射膜	反射防止膜
波 長 [nm]	248	
パルス幅 [ns]	10	
入射角度 [°]	45	0
偏 光	P	-
反射率 [%]	>99	<0.5
基板材料	指定なし	石英ガラス
基板研磨状態	光学研磨	RMS<10Å
裏面研磨状態	指定なし	表面と同様
参加企業数	7	7
評価試料数	26	21

に統一した。反射防止膜では基板面までレーザー光が届くので、コート前の表面粗さやクリーニングの状態が損傷しきい値に影響を及ぼす。そのため、表面粗さのみ指定し、クリーニングも含めた成膜方法は自由とした。また、提供試料は必ずしも同一ロットである必要はないものとした。

第21回および第22回の参加企業数はどちらも7社で、試料数はそれぞれ26個と21個であった。

3. 評価装置と方法

レーザー損傷しきい値評価試験装置の概要を図2に示す。評価用レーザー装置には、波長248nm、パルス幅10nsのKrFエキシマレーザー（Lambda Physik社）を使用した。レーザー装置から出力されたレーザーパルスは、エネルギー減衰器を通った後、焦点距離500mmのレンズにより試料上に集光した。試料上のビームサイズは、レンズ-試料間と同じ距離の位置に設置した紫外用ビームプロファイラ（CMOSカメラ）を用いて計測した。ビームスプリッタによりレーザー光の一部を反射させ、エネルギーメータでパルスエネルギーを測定した。照射エネルギーはレーザー装置の放電印加電圧とエネルギー減衰器により調整した。

4. 248nm高反射膜データベース化試験結果

図3に高反射膜の試料について行った1000-on-1試験

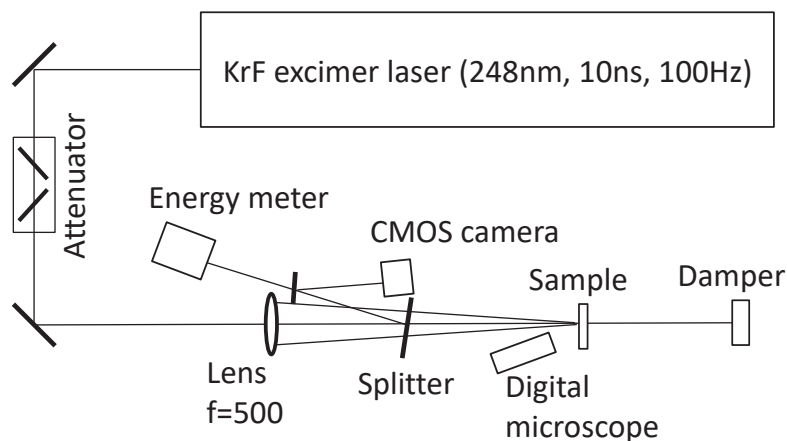


図2 損傷しきい値評価用レーザー装置光学配置図

の結果をまとめた。横軸はレーザー損傷しきい値、縦軸は試料数を示している。参加企業数7社、試料数26に対して、最大損傷しきい値は7.6 J/cm²、最小損傷しきい値は0.9 J/cm²であり、評価した試料の多くが2～4 J/cm²であることが判った。安全係数を考慮すると、波長248nm エキシマレーザーでは、を1 J/cm²以下のフルーエンスで稼働する必要がある。

5. 反射防止膜データベース化試験

高反射膜と同様に評価した反射防止膜の1000-on-1試験結果を図4に示す。参加企業数7社、試料数21に対して、最大損傷しきい値は26.6 J/cm²、最小損傷しきい値は1.6 J/cm²であった。反射防止膜の場合には、高反射膜と違い、企業間、試料間で大きくしきい値に違いが現れた。また高反射膜のしきい値に比べて、平均値、最大値ともに3倍程度高いしきい値であることも分かった。波長248nm以外のこれまでのデータベース化試験では、反射防止膜よりも高反射膜の方が高いしきい値をもつ結果が得られている。この理由は、基板表面の状態がレーザー損傷しきい値を決定する大きな要因であり、基板表面に光が届く反射防止膜では低いしきい値となると説明されている。しかし、248nmの場合では、基板表面よりも、薄膜自身の吸収が損傷しきい値を決定すると言える。反射防止膜は、高反射膜に比べて層数が少なく、屈折率差が少ない複数の材料でも設計が可能である。そのため高反射膜よりも設計の自由度があり、大きな損傷しきい値の違いに繋がったと考えられる。

6. 単一パルスによるレーザー損傷しきい値データベースとの比較

波長248nm用光学素子については、平成23年度に1-on-1試験のデータベース化試験を実施している³⁾。その時の結果と比較することにより、248nm用光学素子の耐力変化、繰返しパルス照射の影響について考察した。図5に平成23年度1-on-1データベース化試験の結果を示す。提供して頂いた光学素子の仕様は今回と同じであり、図5(a)に入射角45°の高反射膜、図5(b)に合成石英

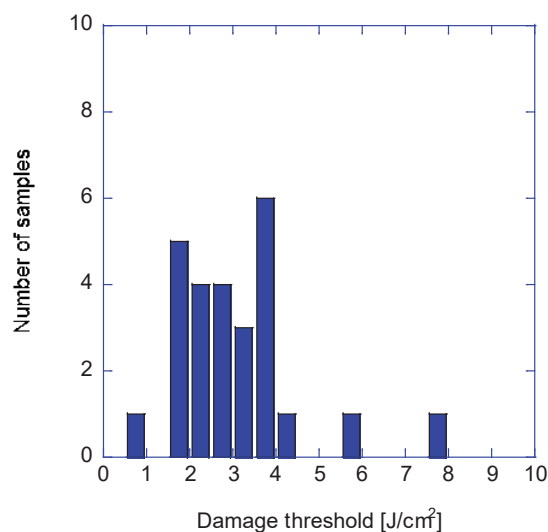


図3 248nm用高反射膜のレーザー損傷しきい値

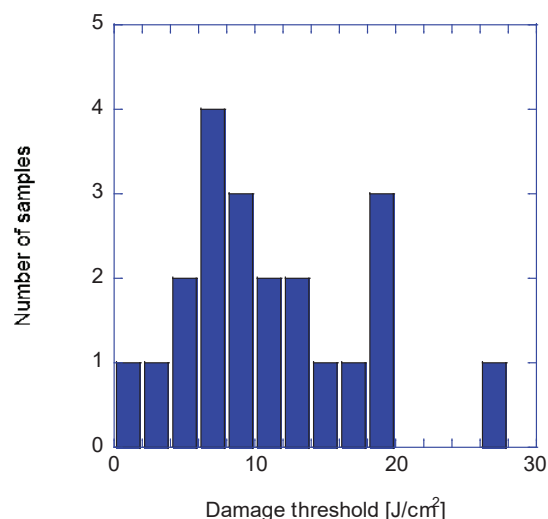
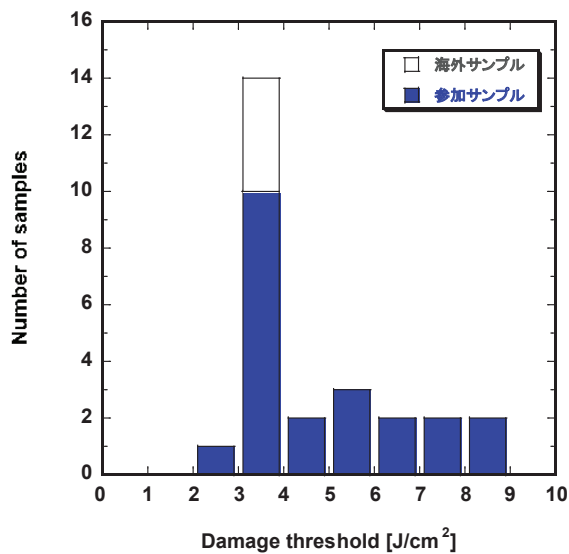


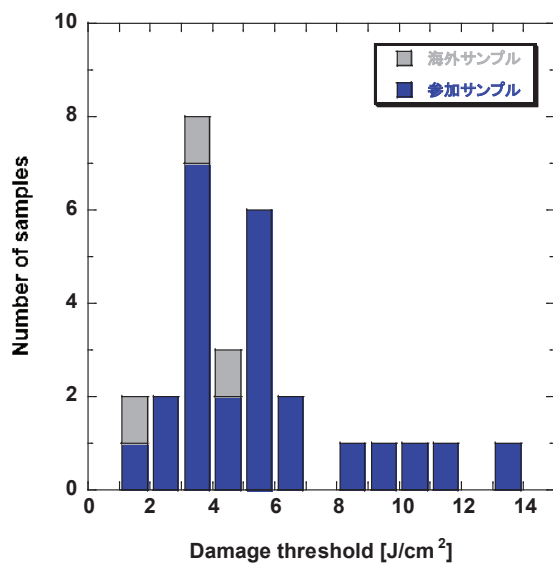
図4 248nm用反射防止膜のレーザー損傷しきい値

ガラス上反射防止膜の結果である。それぞれの参加企業数、試料数は、11社26サンプルと11社29サンプルであった。

高反射膜の1-on-1データベースの最大損傷しきい値は8.3 J/cm²、最頻数しきい値は3～4 J/cm²である。先の図3と比較すると、今回の1000-on-1試験とはほぼ同じであることが分かる。但し、データベースの頻数分布を比較すると、1000-on-1試験では1.5～3 J/cm²で頻数が増加している。このことから高反射膜では繰返しパルス照射により僅かに損傷しきい値が下がると言える。



(a) 高反射膜



(b) 反射防止膜

図5 248nm用光学素子 1-on-1 データベース
化試験結果³⁾

一方、反射防止膜では、1-on-1 データベースの最大損傷しきい値は 13.5 J/cm^2 、最頻数しきい値は $3 \sim 4 \text{ J/cm}^2$ であり、先の図4の最大損傷しきい値、最頻数しきい値ともに2倍以上高くなっている。繰返しパルス照射でも損傷しきい値が高いことから、1-on-1 試験では更に高耐力になっていると予想されるので、平成23年から大きく高耐力化が進んだと考えられる。上述の高反射膜と違い反射防止膜で高耐力化が進んだのは、合成石英ガラス表面の研磨、洗浄方法などが大きく改善されたものと考えられる。

7. まとめ

令和2年度は、第21回、22回レーザー損傷しきい値データベース化試験として、波長248nm用高反射膜および反射防止膜に対して1000-on-1評価試験を実施した。反射防止膜の損傷しきい値は、高反射膜のしきい値の2倍以上高いことを示した。これは誘電体多層膜の紫外域の吸収が損傷の主要因であることを意味している。また平成23年度に実施した1-on-1評価試験の結果と比較し、高反射膜は繰返し照射の効果により僅かにしきい値の低下が見られるのに対して、反射防止膜は大きく耐力が向上していることを示した。

今後、継続しデータを蓄積するとともに損傷要因の解明および高耐力化を進めていく。

参考文献

- 1) <http://www.ilt.or.jp/testing/kenkyukai.html>
- 2) S.Motokoshi, et al., Proc. of ALPS'17 (Yokohama, 2017) APS17-7.
- 3) ILT2012年報 (2012) .

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	Y.Nakata, E. Hayashi, K. Tsubakimoto, <u>N. Miyanaga</u> , A. Narazaki, T. Shoji, and Y.Tsuboi
題目	Nanodot array deposition via single shot laser interference pattern using laser-induced forward transfer
論文誌名	International Journal of Extreme Manufacturing, 2 (2020) 025101 (5pp), doi.org/10.1088/2631-7990/ab88bf
著者	<u>H. Daido</u> , T. Yamada, C. Ito, M. Miyabe, T. Shibata, <u>H. Furukawa</u> , and S. Hasegawa
題目	Generation of particles and fragments by quasicontinuous wave fiber laser irradiation of stainless steel, alumina, and concrete materials
論文誌名	J. Laser Appl. 33, 012001 (2021)Open Access; https://doi.org/10.2351/7.0000190
著者	<u>大道博行</u>
題目	廃炉に向けたパワーレーザー利用研究の現状と課題
論文誌名	電気評論 第682号(第105巻第8号)pp.9-17(2020)
著者	長谷川秀一、 <u>大道博行</u> 、山田知典、伊藤主税、宮部昌文、柴田卓弥
題目	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
論文誌名	JAEA-Review 2020-031 DOI:10.11484/jaea-review-2020-031

○レーザープロセス研究チーム

著者	<u>藤田雅之</u>
題目	総論「レーザーエネルギーの応用」
論文誌名	電気評論、105巻、8号、pp.7-8、(2020)
著者	<u>藤田雅之</u>
題目	第11章 CFRP、CFRTPの金属・異材材料との接着・接合技術 第8節 短パルスレーザーを用いたCFRPの微細加工技術
論文誌名	CFRP/CFRTPの界面制御、成形加工技術と部材応用 (2020)
著者	Y. Maeda, Y. Hironaka, T. Iwasaki, K. Kawasaki, Y. Sakawa, T. Izumi, M. Ota, S. Egashira, Y. Nakagawa, N. Higashi, Y. Sentoku, R. Kodama, N. Ozaki, T. Matsuoka, <u>T. Somekawa</u> ,
題目	Observation of ultra-high energy density state with x-ray free electron laser SACLA
論文誌名	High Energy Density Physics, 36, 100813, (2020)

○レーザー計測研究チーム

著者	<u>T. Somekawa</u> , J. Izawa, <u>M. Fujita</u> , J. Kawanaka, and H. Kuze
題目	Remote detection of oils in water using laser Raman spectroscopy
論文誌名	Opt. Commun. 480, 126508, (2021)
著者	<u>染川智弘</u>
題目	ラマンライダーによる環境計測
論文誌名	電気評論、105巻、8号、pp.30-37、(2020)
著者	<u>染川智弘</u>
題目	編集幹事の経験
論文誌名	レーザー研究、48巻、11号、pp. 573、(2020)
著者	<u>染川智弘</u>
題目	「レーザーリモートセンシング技術の最新動向」特集号によせて
論文誌名	レーザー研究、48巻、11号、pp. 574、(2020)
著者	<u>染川智弘</u>
題目	ラマンライダーを利用した水中モニタリング手法の開発
論文誌名	レーザー研究、48巻、11号、pp. 599-603、(2020)

著 者	染川智弘
題 目	ラマンライダーによる海中モニタリング技術の開発
論文誌名	光アライアンス、31巻、12号、pp. 57-60、(2020)

○レーザーバイオ化学研究チーム

著 者	H. Chosrowjan, S. Taniguchi
題 目	Photoluminescence Up-Conversion Spectroscopy
論文誌名	Encyclopedia of Applied Physics (EAP)1-21、(2020)
著 者	T.Saiki, S.Taniguchi
題 目	Production of Reduced Al Nanoparticles from Al Oxide by Applying High Voltage Pulses to Solutions
論文誌名	Journal of Nano Research, Volume 63, pp.76-88, (2020)
著 者	K.Lugsanangarm, F.Tanaka, S.Kokpol, N.Nunthaboot, S.Taniguchi, H.Chosrowjan
題 目	Effects of protein association on the rates of photoinduced electron transfer from tryptophan residues to excited flavin in medium-chain acyl-Co A dehydrogenase. Molecular dynamics simulation
論文誌名	Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry, Volume 407, pp.113039-113049, (2020)
著 者	A.Nueangaudom, S.Pianwanit, H.Tamaoki, Y.Nishina, F.Tanaka, S.Taniguchi, H.Chosrowjan
題 目	Interactions between isoalloxazine and o-aminobenzoate in o-aminobenzoate-d-aminoacid oxidase complex. Molecular dynamics and molecular orbital studies
論文誌名	Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry, Volume 408, pp.113090-113100, (2021)
著 者	N.Nunthaboot, F.Tanaka, K.Lugnangarm, A.Nueangaudom, S.Pianwanit, S.Kokpol, S.Taniguchi, H.Chosrowjan
題 目	Protein dynamics of five FMN binding protein isomers revealed by residue electrostatic energies between ionic residues: Correlation Coefficients
論文誌名	Chemical Papers (CHPA - Springer Journal), 74, 2901 - 2915, (2020)
著 者	N.Nunthaboot, S.Taniguchi, H.Chosrowjan, F.Tanaka
題 目	Equivalence between inverted region of energy gap law and inverted region of donor-acceptor distance in photoinduced electron transfer processes in flavoproteins
論文誌名	Royal Society of Chemistry Advances (RSC Adv.), 11, 8821 - 8832, (2021)
著 者	K. Lungsanangarm, H. Tamaoki, Y. Nishina, M. Kitamura, N. Nunthaboot, F. Tanaka, S. Taniguchi, H. Chosrowjan
題 目	Simultaneous analyses of the rates of photoinduced charge separation and recombination between the excited flavin and tryptophans in some flavoproteins: Molecular dynamics simulation
論文誌名	American Institute of Physics Advances (AIP Adv.), 10/10, 105224 (1-14), (2020)

○レーザー技術開発室

著 者	K.Mikami, M.Ishino, T.-H. Dinh, S.Motokoshi, N.Hasegawa, A.Kon, Y.Inubushi, S.Owada, H.Kinoshita, M.Nishikino
題 目	Laser-induced damage thresholds and mechanism of silica glass induced by ultra-short soft x-ray laser pulse irradiation
論文誌名	Optics Letters, Vol.45, No.8, pp.2435-2438, (2020)
著 者	Y.Honda, S.Motokoshi, T.Jitsuno, K.Fujioka, T.Yamada and M.Yoshida
題 目	Concentration-dependent fluorescence decay and energy transfer in Cr ³⁺ and Nd ³⁺ co-doped Y ₃ Al ₅ O ₁₂ ceramic powder
論文誌名	Japanese Journal of Applied Physics, Vol.60, No.032001, 032001-1 - 032001-6, (2021)

国際学会発表リスト

○レーザーエネルギー研究チーム

著 者	H. Daido, T. Yamada, C. Ito, M. Miyabe, T. Shibata, <u>H. Furukawa</u> and S. Hasegawa
題 目	Invited talk at the Web Conference of Laser Solution for Space and the Earth 2020,
会議名	OPTICS & PHOTONICS International Congress 2020
著 者	H. Daido, T. Yamada, C. Ito, M. Miyabe, T. Shibata, <u>H. Furukawa</u> and S. Hasegawa
題 目	Production of fine particles and fragments emitted from laser ceramic and concrete interactions
会議名	Web Conference of Laser Solution for Space and the Earth 2020, web

国内学会発表リスト

○レーザーエネルギー研究チーム

著 者	大道博行、山田知典、伊藤主税、宮部昌文、柴田卓弥、 <u>古河裕之</u> 、長谷川秀一
題 目	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(3)(2) レーザー照射金属、セラミックス、コンクリートにおける微粒子発生 の考察
会議名	日本原子力学会2020年秋の大会(WEB Meeting) 講演番号2D17、2020年9月17日
著 者	大道博行、山田知典、伊藤主税、宮部昌文、柴田卓弥、 <u>古河裕之</u> 、Stephen Robert Wells、長谷川秀一
題 目	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(4) (1) レーザー照射ジルコニアにおける微粒子発生過程
会議名	日本原子力学会2021年春の年会(WEB Meeting) 講演番号2J12、2021年3月18日

○レーザープロセスチーム

著 者	<u>藤田雅之</u> 、田島孝敏、新村 亮、兒玉了祐
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64回宇宙科学技術連合講演会、2020年10月28日、オンライン

○レーザー計測研究チーム

著 者	<u>倉橋慎理</u> 、 <u>本越伸二</u> 、 <u>島田義則</u> 、大坪祐介、島原直樹、安藤明宏
題 目	レーザーを用いた水中コンクリート構造物検査技術の開発
会議名	レーザー学会学術講演会第41回年次大会、2020年1月20日、オンライン開催
著 者	<u>染川智弘</u> 、伊澤淳、河仲準二、 <u>藤田雅之</u> 、久世宏明
題 目	レーザーラマン分光を利用した水中油の遠隔計測技術の開発
会議名	第31回レーザセンシングシンポジウム、2020年9月3日、オンライン
著 者	<u>染川智弘</u> 、 <u>ハイクスロービアン</u> 、 <u>谷口誠治</u>
題 目	共鳴ラマンライダーに向けた深紫外波長可変光源の誘導ブリルアン散乱パルス圧縮
会議名	第81回応用物理学会秋季学術講演会、2020年9月8日 同志社大学、オンライン
著 者	<u>倉橋慎理</u>
題 目	レーザーを用いた車載式打音検査装置の開発
会議名	2020年度自動車・モビリティフォニクス研究会第2回討論会、2020年10月9日 フクラシア品川クリスタル(港南)3F会議室I
著 者	<u>染川 智弘</u> 、伊澤 淳、 <u>藤田 雅之</u> 、河仲 準二、久世 宏明
題 目	レーザーラマン分光を利用した水中油の遠隔計測技術の開発
会議名	レーザー学会学術講演会第41回年次大会、2021年1月20日、オンライン
著 者	<u>染川智弘</u> 、 <u>ハイクスロービアン</u> 、 <u>谷口誠治</u>
題 目	共鳴ラマンライダーに向けた深紫外波長可変Ti:Sレーザーの誘導ブリルアン散乱パルス圧縮
会議名	第68回応用物理学会春季学術講演会、2021年3月16日、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> 、吉田実、藤岡加奈
題 目	レーザー3Dプリンティングによるガラス光学素子の開発
会議名	応用物理学会春季学術講演会、2021年3月16日、オンライン

事業報告書

事業報告書

(令和2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2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2年度の主な活動】

産業用レーザー開発プロジェクトでは、省エネルギー効果が期待されるレーザー加工技術の発展に資するため、産業用レーザーの基盤となる波面制御技術および小型・高効率 UV レーザーの開発を行った。

レーザー微量分析研究プロジェクトでは、共鳴ラマン効果を利用して大気中有害微量物質を高感度で検出することを目的として、深紫外域での波長可変レーザーの高出力化と短パルス化を行った。

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目指し、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応用技術の基礎・応用開発研究を行った。

レーザー計測分野では、レーザー計測・分析技術の高性能化に資する基盤技術として、非破壊診断技術の高度化、レーザー超音波法の新しい分野への適用、環境計測技術の開発を行った。

レーザーバイオ化学分野では、生物・医療・創薬分野への応用を目指し、蛋白質や酵素の構造変化と生理活性の関連性を明らかにするための分光研究を進めた。また、多光子吸収過程を利用した効率的、選択的核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解明に資するため、レーザーと物質の相互作用に関して量子力学的考察を行った。また、地震先行現象が電離層に及ぼす効果を定量的に評価した。

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とともに、産学連携の中核的な存在として産業界の技術開発を支援し、技術、情報、人材等の交流を行った。

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(11月)、機関誌「レーザークロス」の発行(月刊)、ホームページおよびメール配信による情報発信などを実施し、研究成果等の積極的な発信に努めた。

1. 役員等の異動

(理事)

年月日	就 任	退 任
R2.4.28	真 劔 康治	各 務 浩文
R2.7.2 (改選)	島 本 恭次(再任)	
R2.7.2 (改選)	井 澤 靖和(再任)	
R2.7.2 (改選)	中 塚 正大(再任)	
R2.7.2 (改選)	中 神 保秀(新任)	
R2.7.2 (改選)	上 原 拓也(再任)	
R2.7.2 (改選)	北 島 尚史(再任)	
R2.7.2 (改選)	兒 玉 了祐(再任)	
R2.7.2 (改選)	齋 藤 公秀(再任)	
R2.7.2 (改選)	佐 藤 俊志(再任)	
R2.7.2 (改選)	戸 塚 猛喜(再任)	
R2.7.2 (改選)	中 原 隆(再任)	
R2.7.2 (改選)	真 劔 康治(再任)	

(監事)

年月日	就 任	退 任
R2.7.2 (改選)	西 原 功修(再任)	
R2.7.2 (改選)	日 根 野文三(再任)	
R2.7.2 (改選)	福 田 浩之(再任)	

(評議員)

年月日	就 任	退 任
R2.7.2 (改選)	香 川 英司(再任)	
R2.7.2 (改選)	河 内 哲哉(再任)	
R2.7.2 (改選)	佐々木孝友(再任)	
R2.7.2 (改選)	佐 藤 智典(新任)	
R2.7.2 (改選)	重 松 昌行(再任)	
R2.7.2 (改選)	西 内 誠(再任)	
R2.7.2 (改選)	原 勉(再任)	
R2.7.2 (改選)	東 邦夫(再任)	
R2.7.2 (改選)	藤 井 大士(再任)	
R2.7.2 (改選)	美 濃 由明(再任)	
R2.7.2 (改選)	望 月 孝晏(再任)	
R2.7.2 (改選)	山 田 裕之(再任)	

2. 役員会等の開催

(1) 理事会

第 37 回理事会（令和 2 年 4 月 6 日 みなし決議）

決議事項

- ・臨時の第 28 回評議員会の招集及び目的である事項等

第 38 回理事会（令和 2 年 6 月 15 日 みなし決議）

決議事項

- ・令和元年度事業報告書
- ・令和元年度財務諸表
- ・定時の第29回評議員会の招集及び目的である事項

第 39 回理事会（令和 2 年 7 月 20 日 みなし決議）

決議事項

- ・理事長、副理事長及び常務理事の選定

第 40 回理事会（令和 2 年 10 月 6 日 Web 会議）

決議事項

- ・基本財産の運用

報告事項

- ・職務執行状況の報告
- ・コロナ禍による影響について

第 41 回理事会（令和 3 年 3 月 11 日 Web 会議）

決議事項

- ・令和3年度事業計画書
- ・令和3年度収支予算書及び資金調達及び設備投資の見込み
- ・就業規則の改定

報告事項

- ・職務執行状況の報告

(2) 評議員会

第 28 回評議員会（令和 2 年 4 月 28 日 みなし決議）

決議事項

- ・理事の選任

第 29 回評議員会（令和 2 年 7 月 2 日 みなし決議）

決議事項

- ・令和元年度財務諸表
- ・役員等の報酬等に関する規程の制定

- ・改選期に伴う理事の選任
 - ・改選期に伴う監事の選任
 - ・改選期に伴う評議員の選任
- 報告事項
- ・令和元年度事業報告

3. 賛助会員状況

令和2年度末会員数	36社	78.5口
-----------	-----	-------

4. 学会および論文発表

学会発表	12件	(国内：10件、国外：2件)
論文発表	22件	(国内：9件、国外：13件)

5. 特許等出願件数

令和2年度出願件数	9件
令和2年度末特許保有件数	41件 (登録：20件、公開：8件、他：13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】

省エネルギー効果が期待されるレーザー加工技術の発展に資するため、産業用レーザーの基盤となる波面制御技術および小型・高効率 UV レーザーの開発を行った。

(1) 波面制御技術に関する研究

レーザービームの波面歪を補償し高品質ビームを実現できる高速動作可変形鏡を開発するため試作品を作製し、波面補正および高速駆動試験による性能評価を行った。

(2) 高性能 UV レーザー光源の開発

出力 0.1W-UV レーザープロトタイプのビーム品質の改善を図り、 $M^2 \leq 1.2$ を達成した。またプロトタイプを東京大学内に設置しユーザー評価を開始した。

[関連する主な受託・共同研究]

- ・革新的小型・高効率 UV レーザー光源の開発
- ・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】

共鳴ラマン効果を利用して大気中有害微量物質を高感度で検出することを目的として、深紫外域での波長可変レーザーの高出力化と短パルス化を行った。

[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目指し、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

レーザー切断などは、原子炉廃止措置において期待が寄せられている技術の一つである。種々の材料に対するレーザー切断特性の解明や、それに伴い発生する微粒

子等の飛散防止と回収が重要な課題である。この点に着目し、種々の大きさの微粒子等の特性を調べた。

(2) 二重ベータ崩壊実験に必要なレーザーの開発研究

ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊の研究に必要な ^{48}Ca の濃縮を目指し、複数の半導体レーザー (LD) の注入同期により高出力、狭線幅の青紫色レーザーを開発している。出力 0.1W の LD について、注入同期の安定性 (周波数変動: 9MHz、持続時間: 3 時間) を実証した。

[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
- ・ ^{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

【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応用技術の基礎・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・誘電体各種材料の加工特性に関する研究を行った。

(2) インフラ構造物へのレーザー加工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目指し、屋外でのレーザー利用に関する安全ガイドライン策定の委員会活動を推進すると共に、月面模擬砂の積層造形や、道路標識の着氷雪の防止に関するレーザー加工技術の適用性の検討を行った。

(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、光照射条件による粒径変化などへの影響について検討を行った。

[関連する主な受託・共同研究]

- ・レーザーによる合金ナノ粒子製作と応用
- ・宇宙空間での建設工事におけるレーザー技術の活用研究
- ・レーザー加熱による土質材料の有効利用に関する研究
- ・パワーレーザーの活用に関する調査研究
- ・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】

レーザー計測・分析技術の高性能化に資する基盤技術として、非破壊診断技術の

高度化、レーザー超音波法の新しい分野への適用、環境計測技術の開発を行った。

(1) 非破壊診断技術の高度化研究

車載型レーザー打音検査装置の開発を行い、新幹線トンネルおよび道路高架橋において実証試験を実施した。また、トンネル切羽での落石検知に向けた模擬実験を碎石場において実施し、落石検知用のアルゴリズムの開発を進めた。さらに、新たな移動計測技術開発に着手した。

(2) レーザー超音波法の適用性研究

室内実験において、岩石中の弾性波速度を遠隔で計測し、岩種の識別が可能なことを実証した。

(3) レーザーによる環境計測技術の研究

ラマンライダーによる海中環境の遠隔評価、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での異物検出などの基礎・開発研究を実施した。

[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
- ・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
- ・赤外吸収を用いたガス可視化技術の開発

【レーザーバイオ化学研究チーム】

生物・医療・創薬分野への応用を目指し、蛋白質や酵素の構造変化と生理活性の関連性を明らかにするための分光研究を進めた。また多光子吸収過程を利用した効率的、選択的核廃棄物分離法の開発を進めた。

(1) 酵素群の機能抑制効果の研究

薬剤分子によるフラビン酵素の機能制御に関し、分子との結合に伴う酵素構造の変化を分光計測および理論計算により予測した。

(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

核廃棄物分離技術に資する価数制御に関し、溶媒による光還元効率の向上と光酸化の利用研究を開始した。

[関連する主な受託・共同研究]

- ・フェムト秒計測によるフェレドキシン・NADP⁺酸化酵素の励起ダイナミクス
- ・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解明に資するため、レーザーと物質の相互作用に関して量子力学的考察を行った。また、地震先行現象が電離層に及ぼす効果を定量的に評価した。

(1) レーザー加工とその応用に関する理論的研究

相変化、微粒子生成、応力発生などを含め、大気中や水中のレーザー加工過程を記述するシミュレーションコードの改良を行い、レーザー加工特性を評価した。また、レーザーの固体表面での吸収に関して量子力学的考察を行った。

(2) 地震先行現象の物理メカニズム研究

シミュレーションコードを改良し、地殻変動により生じる分極電荷が電離層に与える影響を評価した。

[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とともに、産学連携の中核的な存在として産業界の技術開発を支援し、技術、情報、人材等の交流を行った。

(1) 光学素子の高耐力化研究

光学素子・材料のレーザー損傷機構解明の研究を進め、広帯域反射防止コートおよび紫外用高屈折率材料コートの評価および最適化を行った。

(2) レーザー損傷評価

レーザー損傷評価試験装置の整備を進め、産業界などからの技術相談、評価試験を実施した。また、第 21 回、22 回光学素子レーザー損傷データベース化試験を行った。

(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、材料となるシリコンオイル厚さの精度向上を図った。

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 33 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、国や(国)新エネルギー・産業技術総合開発機構(NEDO)など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)日本フォトニ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) 革新的小型・高効率 UV レーザー光源の開発((国)新エネルギー・産業技術総合開発機構 高輝度・高効率次世代レーザー技術開発)
- (2) 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)
- (3) 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)
- (4) 空間に調和するカスタム対応型の高輝度ファイバー白色光源の実証((国)科学技術振興機構 A-STEP 実証研究タイプ)

- (5) 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)
- (6) 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 31 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) 強磁場下でのプラズマ・液体金属相互作用(基盤研究 A)
- (2) 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手法の開発(基盤研究 B)
- (3) 超高速レーザー分光によるフェレドキシン：NADP 還元酵素の構造予測と反応解析(基盤研究 C)
- (4) 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)
- (5) ^{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

東京にて、令和元年度の研究成果を報告する研究成果報告会(ILT2020)を開催し、同時にオンラインによる配信も行った。なお、大阪での開催(7月)は、新型コロナウイルス感染拡大防止のため中止した。

- ・11月11日 東京都立産業貿易センター 浜松町館(東京)

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、レーザーEXPO(4月、横浜)、光・レーザー関西2020(7月、大阪)の展示会は、新型コロナウイルス感染拡大防止のため中止となった。

- ・光とレーザーの科学技術フェア2020 11月11日～13日 東京都立産業貿易センター 浜松町館(東京)

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2の国際会議へ参加した。

(1) OPIC 2020 (4月、日本：オンライン開催)

(2) 41th Fusion Power Associates (12月、米国：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有識者会議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。

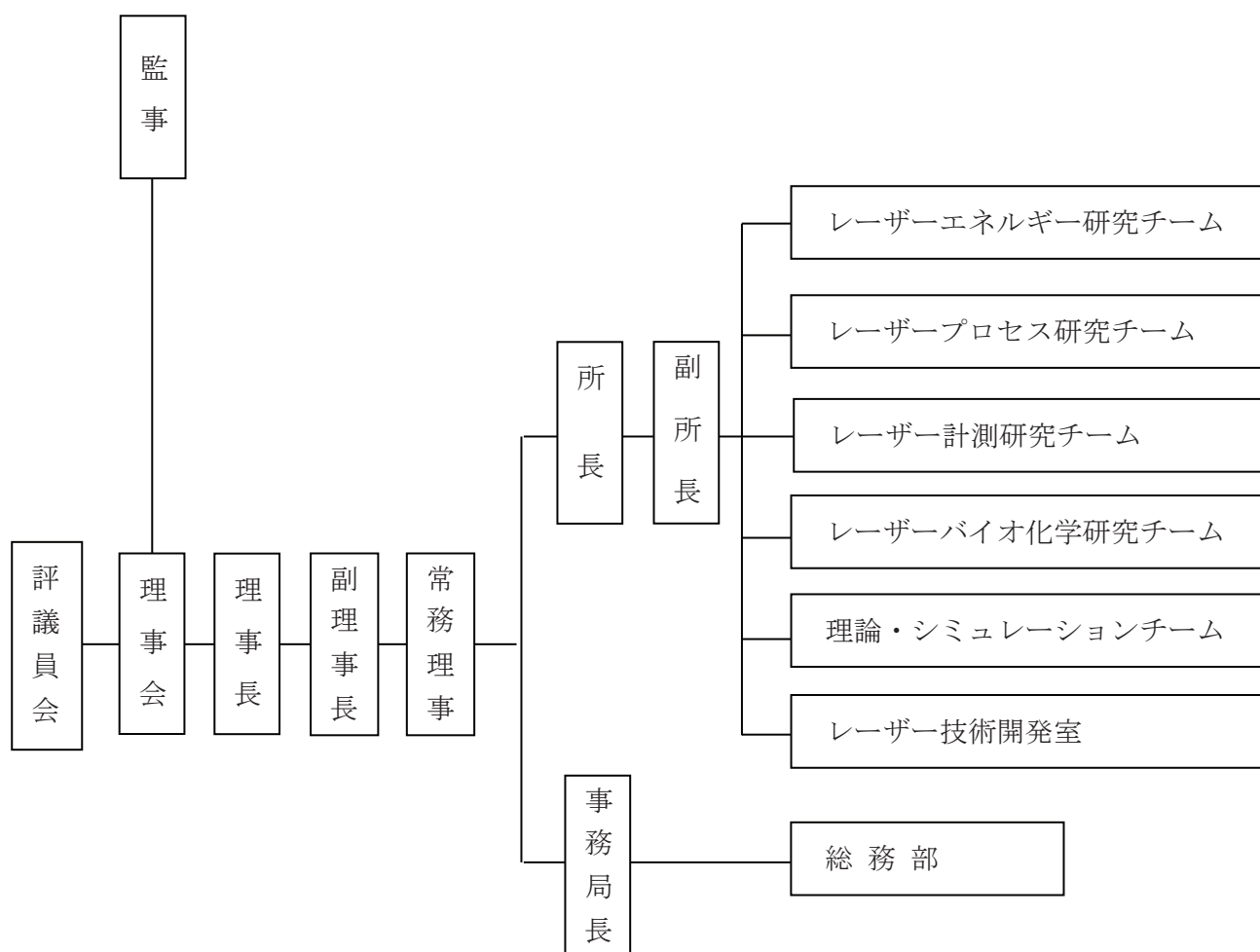
- ・「ILT2020 年報」(2019～2020) (令和 2 年 9 月発行)

(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

島本恭次
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）
ハイク コスロービアン（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）
ハイク コスロービアン

【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3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	河仲準二
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	講師	時田茂樹
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	招へい教授	疇地 宏
大阪大学レーザー科学研究所	特任教授	乗松孝好
大阪大学レーザー科学研究所	特任教授	實野孝久
大阪大学大学院工学研究科	教授	栗津邦男
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
大阪市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
関西学院大学理工学部	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	特定准教授	橋田昌樹
京都大学大学院IR西日本寄付講座	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	教授	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	助教	三上勝大
台湾国立交通大学	講座教授	増原 宏
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
光産業創成大学院大学	教授	藤田和久
大阪産業大学	教授	部谷 学
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
福井大学大学院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	上席研究員	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)

香川秀司	パナソニック株式会社 ライフソリューションズ社 ものづくり革新本部 生産技術センター 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
佐藤智典	三菱電機株式会社 先端技術総合研究所 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
西内 誠	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 発電事業部 副事業部長 兼 原子力技術部部長

理 事・監 事

(敬称略)

理事長	島本恭次	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
	北島尚史	東京電力ホールディングス株式会社 東京オリンピック・パラリンピック プロジェクト統括室長
	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 官公営業部長
	坂本憲志	三菱電機株式会社 関西支社副支社長兼原子力部長
	佐藤俊志	富士電機株式会社 関西支社 営業第三部長
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
	日根野文三	日根野公認会計士事務所 所長

(令和3年6月現在)

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
株式会社KANSOテクノス	日本電気株式会社
一般財団法人関西情報センター	パナソニック株式会社
関西電力株式会社	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

ILT2021 年報

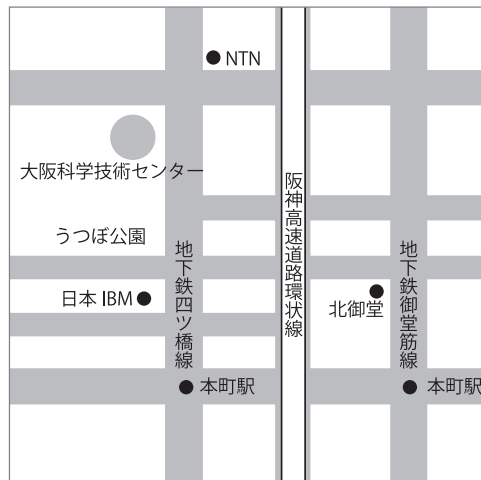
2021 年 7 月 発行

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 4 F

TEL (06) 6443-6311 (代)

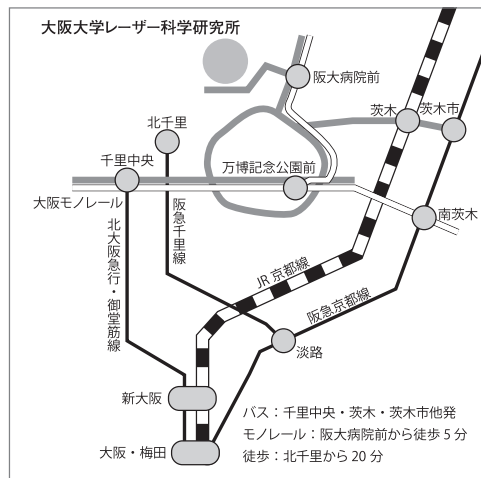
公益財団法人 レーザー技術総合研究所



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

