ILT-APR Number 30 Issued:July 2020 ISSN 1340-6167





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元年(平成31年)度成果報告書(ILT 2020年報32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、三つのプロジェクト研究と、レーザーエネルギー、レーザープロセス、レーザー計測、 レーザーバイオ化学、理論・シミュレーション、レーザー技術開発室の体制で研究活動を推進しま した。「革新的小型・高効率 UV レーザー光源の開発」プロジェクトでは中間目標値の達成と試作機 の開発に貢献することができ、「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波面制御をめざす可変形鏡試作機の設計・製作が本格化しました。 また、「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」プロジェクトでは深紫外 域での高出力波長可変レーザーを開発し、共鳴効果により微量物質の検出感度が向上することを実 証いたしました。

レーザーエネルギー分野では、パワーレーザーの新しい応用分野の開拓をめざし、原子炉廃止措 置や素粒子研究で必要とされているレーザー関連技術の開発研究を開始しました。レーザープロセ ス分野では、土木・建築業界でのレーザー技術の応用・普及をめざし、短パルスレーザーによる各 種材料の加工特性研究、インフラ構造物へのレーザー加工適用性研究、レーザーによるナノ構造体 形成研究などを進めました。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進め、併せて、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、環境計測に関連する研究開発を実施しました。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、核廃棄 物分離に適用可能なランタノイドイオンの光還元研究を実施しました。理論・シミュレーション分 野では、レーザー加工の基礎となるレーザーと物質の相互作用研究を幅広く進め、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。レーザー損傷評価試験を実施 しました。

このように活発な研究活動を推進することができましたのは、偏に皆様方からのご支援によるも のであり、厚く御礼申し上げます。所員一同、これまで以上に努力を積み上げ、成果の社会還元を めざしてまいります。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。

2020年8月

公益財団法人 レーザー技術総合研究所 所長 井 澤 靖 和

当研究所では、例年、大阪と東京で成果報告会を開催し、本報告書に記載の成果をご報告して、皆様から研究内容や今後の方向性などについてご意見を頂戴してまいりました。残念ながら今年は、新型コロナ感染症の影響で、大阪での成果報告会は中止のやむなきに至り、また、東京での報告会も11月開催をめざして準備中ではございますが、確実な見通しがつかない状況にあります。この報告書をご一読頂き、当研究所ホームページなどを通して、ご質問、ご助言などを頂戴できれば幸いでございます。

ILT2020 年報(Annual Progress Report 2019-2020)

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

レーザー加工における微粒子発生過程の考察	• 1
一福島第一原子力発電所廃炉に向けた基礎研究一	
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・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	6
高速・高光耐性可変形鏡の開発	. 9
Deformable Mirror Control Model for Open–loop Applications	16

共鳴ラマンライダーを用いた大気中微量有害物質検知に向けた深紫外波長可変光源の開発	• 22
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	• 25

レーザー計測研究チーム

レーザー打音法による高架橋床版コンクリートの欠陥検査	29
レーザーを用いた浮石検知技術の開発	34
Non-destructive laser-based inspection of metal pipelines with the use of pipe eigenmodes	39

レーザーバイオ化学研究チーム

フェムト秒レーザー計測による蛋白質の機能メカニズムの解明	
------------------------------	--

理論・シミュレーションチーム

地球上の非定常電荷が電離層に及ぼす影響の研究	• 52
超短パルスレーザー加工の統合シミュレーションコードの開発	• 58

レーザー技術開発室

繰返しパルス照射による石英ガラスのレーザー損傷	
-------------------------	--

発表	表論	文i	リス		 69
事	業	報	告	書	 77
組		織		义	 93
構	成	員	—	覧	 94
評		議		員	 99
理	事	•	監	事	 100
賛	助		会	員	 101

研究報告書

レーザー加工における微粒子発生過程の考察 -福島第一原子力発電所廃炉に向けた基礎研究-

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、山田知典^{3.4}、伊藤主税⁴、宮部昌文⁴、 柴田卓弥⁴、古河裕之²、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

2011 年 3 月に過酷事故を起こした東京電力福島第一 原子力発電所(福島第一)の廃炉現場では溶け落ちた核 燃料と構造物との混合物である燃料デブリの調査が行 われている。これを踏まえ2021 年度中に燃料デブリの 取出しが開始される予定になっている¹⁾。このような中、 遠隔制御装置との相性の良いレーザー加工技術に対し、 新しい廃炉技術の一つとして関心が高まりつつある²⁰。

こういった中で、文部科学省が原子力機構に委託する 競争的資金、英知を結集した原子力科学技術・人材育成 推進事業に東大、原子力機構、レーザー総研が連携して 応募した課題名"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"が2018年度に採択された。 東大大学院工学系研究科原子力専攻の長谷川秀一教授 代表の下、3年間のプロジェクトを実施することになっ ている。



図1 CW4kWファイバーレーザー(紙面下向き照 射)による厚さ3cmの炭素鋼切断



図 2 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

レーザー切断工法は幅の狭い照射部に高いパワーを 集中できることから、切断幅の狭い切断が可能であり、 それに伴う廃棄物の量はその分小さくなる4。図1に金 属切断の一例を示す。一方、高い照射パワーにより、溶 融部の飛散による微粒子、さらに溶融を通り越して発生 する蒸気に由来する微粒子が発生する。図2に各種微粒 子のサイズ、捕集フィルターを示す⁷。この中で0.1 µ m以下のサイズのα核種を含む放射性飛散微粒子 (αダ スト)は肺胞を通過することにより人体の器官に取りこ まれ⁸、そこでα線を放出し続けるとされており、特に 危険性が高い%。核物質を含む微粒子の飛散、移行過程 およびその抑制に関する研究は福島第一の廃炉にとっ て特に重要である。この課題は原子力損害賠償・廃炉支 援機構の重点研究開発課題の一つ(4番目の課題)に挙 げられている10。本プロジェクトではこれらを含む種々 の微粒子発生を基礎に立ち戻って検討するとともに、微 粒子を捕集し、その大きさ等を測定し、さらに微粒子を 構成する核種をレーザー分光技術によりオンライン

計測するための原理実証装置の開発を行うことを目的 としている。本報告では、本事業の中のレーザー総研が 分担している微粒子発生過程の観察を中心に研究の現 状を報告する。

2. 実験方法

原子力機構・楢葉遠隔技術開発センターに設置されて いる QCW(パルス幅10ms、繰り返し10Hz)ファイバー レーザーを用い各種サンプルへのレーザー照射実験を 行った。同センターに設置されている高速度カメラを用 いレーザー照射によるステンレス鋼、アルミナ、重コン クリートの各サンプルから噴き出したプルーム(レーザ 一照射部の発光領域)や微粒子の観察・記録を行った。 種々の機械的特性を有するセラミックス材料の中でこ こではアルミナを取り上げた。性質の異なるセラミック ス材料を順次取り上げる予定である。図3にレーザー総 研が原子力機構、東大と連携して進めている実験の概略 図を示す。 QCW ファイバーレーザーのレーザーパワー は最大3kW である。レーザー光は光ファイバーによ り図3上部のヘッドに伝送され、そこで集光されサンプ ルに照射される。レーザー照射のF数は60であり、長 焦点集光光学系となっている。レーザーパワー2 kWの 場合サンプル表面での照射強度は~10⁶ W/cm² である。 この照射強度では、金属表面の温度がその沸点を超え蒸 気が大量に発生する。ただしプラズマが顕著に発生し、 金属表面にレーザー光が達するのを遮断する照射強度 には達していない¹¹⁾。実験目的により、高速度カメラは 同時に2 台配置することができる。またプルームの電離 度や温度の評価のため近紫外から近赤外をカバーする 分光器をセットした。高速度カメラを用いてプルームの セルフエミッションの撮影や図 4 に示す半導体レーザ ーによる準単色インコヒーレント光照明によるシャド ーグラフの撮影を行った。写真には散乱する照明光が写 っている。OCW レーザーは写真上部のレーザーヘッド で集光され照明光の部分にセットされたサンプルに照 射される。また半導体レーザーに替えて He-Ne レーザ ーを用いた単色コヒーレント光照明によるシャドーグ ラフの撮影も行った。さらに高速度カメラで撮影された 飛散する微粒子の一部を捕捉して電子顕微鏡により観 察した。この結果と高速度カメラの観察結果との比較を 進めている。



図3 レーザー照射部を中心にした実験配置図



図4 図3に対応する実験装置の写真。サンプルから 飛散する微粒子群の高速度カメラによるシャドー グラフ撮影の配置

3. 実験結果

レーザーパワー 1.8kW で照射したときのプルームの セルフエミッションの一例を図5、図6に示す。レーザ 一光は図中上から下に向かって照射された。時間・空間 的に発光プロセスの全体像を観察するためにビデオカ メラを用いて撮影を行った。発光部分の時間・空間的振 る舞いの詳細を観察するため図3、図4に示す高速度カ メラを用いた撮影を行った。図5、図6中(a)に示すス テンレス鋼 (SUS304)のプルームはレーザー照射光軸の 周囲を蛇行する。図5、図6中(b)にアルミナにレーザ ーを照射したときのプルームを示す。ステンレス鋼のプ ルームに比べ直進する成分が主で、飛散する発光粒子の 数が多いのが特徴である。図5、図6中(c)に示す重コン クリートのプルームも直進する成分が主で、飛散する発 光粒子の数が多く、サイズの大きい発光体が狭い角度に 集中して飛散しているのが特徴である。



図5 ビデオカメラで撮影したプルームの発光像(撮影 速度:30フレーム/秒)、(a)ステンレス鋼、(b) アルミナ、(c) 重コンクリート



図6 高速度カメラで撮影したプルームの発光像(撮影速度:10,000 フレーム/秒)、(a) ステンレス
 鋼、(b) アルミナ、(c) 重コンクリート

図7に図6に示したセルフエミッション部の飛散す る微粒子群のシャドーグラフを示す。このとき照射レー ザーパワーは1.8kWである。中心波長640nm、スペク トル幅±10nmの準単色インコヒーレント光によりサ ンプル周辺を照明し、照明光スペクトルと同じ波長の透 過フィルターをセットした高速度カメラで微粒子群を 撮影した。撮影結果は、そのままではコントラストが低 いので、ノイズ成分を引き去ることのできるソフト

(ImageJ)を用いて画質の改善を行った。およそ10µm 以上のサイズの粒子が判別可能であり、それ以下のサイ ズの微粒子は煙状の飛散物として観察される。レーザー 照射による微粒子には図7(a)に示したステンレス鋼か らの煙状の集団に対応する蒸気に由来するもの¹²⁾、溶 融池からの飛散に由来するもの¹³⁾がある。アルミナ、重 コンクリートでは物質内部の応力破壊に由来すると考 えられる粒径数十μm以上の大きな破砕物と蒸気、溶融 物由来の物が混在して吹き出し、飛散する結果となった。 図 7(b),(c)にそれぞれアルミナ、重コンクリートから飛 散する粒子のシャドーグラフを示す。



図7 単色シャドーグラフ (撮影速度:10,000 フレー ム/秒)、(a) ステンレス鋼、(b) アルミナ、(c) 重コンクリート

各種粒子の一部は捕捉され、電子顕微鏡で観察された。 ステンレスでは蒸気に由来すると考えられる直径数十 nmの球状の粒子がブドウの房のように群れとなって観 察されている。またそれらは大気雰囲気で酸化物になっ ていることが示唆された。アルミナやコンクリートでは 直径 1μm 程度の球状粒子や大きさ数+μm 以上の 破砕片などが混在して観察されている。これらの結果は 他のセラミックス材料のレーザー照射、観察等と合わせ てデータベース化に向け実験を継続する予定である。

4. 考察

高速度カメラで記録されたステンレス鋼とアルミナ から噴射する微粒子の振る舞いの違いを検討するため、 物質内部の応力分布が計算可能な1 次元流体シミュレ ーションコード¹⁴⁾を用いてそれぞれのサンプルの温度 分布、固相、液相、気相の分布、それに伴う応力分布の 計算を行った。ステンレス鋼は靱性の高い金属であり内 部応力による破砕は起こりにくい。一方、アルミナは脆 性物質であり、硬いが脆い。応力による破壊限界も1GPa 以下である15。アルミナは室温では熱伝導率が高く、ス テンレスと同等である。しかし温度特性が金属と逆であ り、1000°Cになるとステンレス鋼の約1/6になる。この ことから照射部で溶融が起こりつつも、熱伝導が抑制さ れた中、急峻な温度勾配により発生する応力により破砕 が起こると考えられる。捕集した微粒子の電子顕微鏡に よる観察を含めた実験結果と計算結果の比較対比等に より、物質の機械的性質の違いにより、図7のように飛 散する微粒子の性質に大きな違いが生じることが示唆 された。一方、重コンクリートは約400℃近辺で化学変 化が起こるなどして機械的性質が大きく変化する。レー ザー照射により重コンクリートを構成するシリコンが 溶融することや液滴状粒子の噴出物が確認されている ¹⁶。ステンレス鋼と同様にアルミナ、重コンクリートサ ンプルでも、煙状の微粒子群が観察される。これはレー ザー照射部から断熱膨張する蒸気が急冷され、蒸気の凝 集により微粒子発生に至ったものや、溶融部の圧力勾配 による液滴の飛散が起源と考えられる、直径数µmを中 心とした粒子が、どのサンプルでも観察できる。準単色 のインコヒーレント光源に加え波長 633 nm He-Ne レー ザーの単色コヒーレント光を用いたシャドーグラフを 高速度カメラにより撮影している ¹⁷⁾。これらの異なっ た撮影法による結果を比較対比することにより詳細な

微粒子発生過程の観察が可能になっている。さらにこれ ら観察と捕集した種々の微粒子や照射痕等の顕微鏡観 察とを合わせて、粒子生成過程の物理的検討およびデー タベース化を進める予定である。

5. まとめ

福島第一の廃炉に向けたレーザー加工技術の課題の 一つである微粒子発生過程の高速度カメラ等による観 察結果とシミュレーション等も活用した検討結果を述 べた。レーザー照射により発生し、飛散する種々のサイ ズの微粒子の観察と発生メカニズムを整理することは 廃炉技術のみでなく、レーザー加工技術の高度化、安全 性の向上¹⁸、さらにはレーザーと物質の相互作用の研究 に貢献する重要で魅力ある課題である。

謝辞 本報告に紹介した研究の一部は、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」の中の課題名「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」の支援により実施さ れた。

参考文献

- 廃炉・汚染水対策関係閣僚等会議、東京電力ホールディ ングス(株) 福島第一原子力発電所の廃止措置等に向けた 中長期ロードマップ、2019年12月27日.
 https://www.meti.go.jp/earthquake/nuclear/pdf/20191227.pdf
- 2) 東電プレス発表、東電福島第一原子力発電所における新技術「レーザー除染によるフランジタンク解体時のダスト抑制対策について」2019年7月1日.

- 3) 原子力機構プレス発表 2017 年 4 月 27 日; T. Yamada et al., J. Nucl. Sci. Technol. **56**, No. 12, 1171 (2019).
- 4) 中村保之他、JAEA-Technology 2015-045.
- 5) 大道博行、電気学会誌 136,422(2016).
- 6) 大道博行、電気評論 2020 年 8 月号.
- 7) 日本エアロゾル学会編、高井幹二著、エアロゾル学の基礎、 森北出版、2003
- E. Porcheron et al., Proc. 14th Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray System (ICLASS 2018), Chicago Illinois USA, July 22-26, 2018.
- 9) 空気中濃度限度 (09-04-02-15)、原子力百貨辞典 ATOMICA、 https://atomica.jaea.go.jp/data/detail/dat_detail_09-04-02-15.html
- 原子力損害賠償・廃炉等支援機構(NDF)、6つの重要研 究開発課題の今後の基本的方向性について 2017年12月
 日 http://www.dd.ndf.go.jp/jp/decommissioning-research/drcommittee/materials/06/doc1-2.pdf_
- J. F. Ready, Industrial Application of lasers, Academic, 1978, New York.
- 12) B. S. Luk'yanchuk et al. Phys. 8, No. 1 (1998).
- R. Hergenroder, Spectrochimica Acta Part B 61, pp.284-300 (2006).
- 14) 古河裕之、部谷学、中野人志、レーザー研究 42,784(2014).
- C. B. Carter and M. G. Norton, Ceramic Materials Science and Engineering, Springer, Berlin, 2007.
- 16) N. P. Long et al., J. Laser Appl. 29, 041501 (2017).
- H. Daido et al., Generation of particles and fragments by quasicontinuous wave fiber laser irradiation of stainless steel, alumina and concrete materials, submitted for publication.
- 18) 山根國秀、溶接学会誌 75,7(2005).

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、真木 隆太郎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

惑星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が必要となる。地球からの 物資の運搬は高いコストや輸送能力の限界があるため、 大量の建設材料を現地で入手して製造することが求め られる^{1,2)}。我々は建設材料を月面で調達するために、 月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³⁾、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次元造形の技術の転用が期待できる⁴⁵⁾。ま た、ファイバーレーザーは取り扱いが容易であり、将来 的には宇宙での利用が期待される太陽光励起レーザー との置換も考えられる。

本研究では月面での建設材料の作製を地産地消で実 現することを目指し、月の表土を模擬した砂を用いて CW ファイバーレーザー照射による立体物作製の基礎 実験を行った。 す。フジクラ社製CWファイバーレーザー(波長1095 nm, 最大出力 300 W)を光源として使用し、常温常圧、ア シストガス無しで実験を行った。レーザー光を焦点距離 1 m の平凸レンズで集光し、スポット径が約1 mm とな る位置に試料をセットした。

試料として、玄武岩を粉砕して模擬月土 「FJS-1」²⁾ 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 実験に用いた。全体の99%が粒径 1 mm 以下となってい る。模擬砂の焼結および溶融温度は、それぞれ 1100℃、 1200℃と僅かに 100℃の差しかないため、高出力レーザ 一で瞬時に加熱すると焼結よりも溶融が支配的になる と考えられる。

模擬砂を敷くために M30 の六角ボルトとナットを組 み合わせた冶具を用意した。M30 ネジのピッチは 3.5 mm、ナットの内径は約26 mm であり、ナットを1/6 回 転させると約600 µm 厚、直径20mm 強の砂を敷くこと ができる。図3に積層の手順を示す。(a) 敷きならされ た砂に、(b) ガルバノスキャナーを用いてレーザーを掃 引照射することで焼結・溶融層を形成し、(c) ナットを 回転させて、(d) 固まった層の上に砂を敷きならし、レ

2. 実験方法

実験配置を図1に、レーザー照射中の様子を図2に示







図2. レーザー照射中の様子



図3. 積層の手順。(a) 敷きならされた砂に、(b) ガルバノスキャナーを用いてレーザーを掃引照射することで焼 結・溶融層を形成し、(c) ナットを回転させて、(d) 固まった層の上に砂を敷く工程を繰り返した。

ーザーを照射する工程を繰り返して積層した。

レーザーパワー、スポット径、1 照射当たりの積層高 さ、掃引速度、ハッチング距離といったパラメータの最 適な条件の導出を目的として、単〜数層の焼結・溶融物 生成ならびにその評価を行った。

3. 立体物の作製

円形にレーザー光を掃引しながら徐々に半径を変え て円盤状の溶融物を形成・積層することで図4に示すよ うな 直径2 cm、高さ1.8 cm 程度の円柱状固形物の作製 に成功した。図4(a) は、レーザーパワー50 W、最小掃 引速度560 mm/s、ハッチ間隔28 μ m で、図4(b) はレー ザーパワー190 W、最小掃引速度890 mm/s、ハッチ間隔 28 μ m で作製した。尚、中心部では熱が集中しやすいた め、掃引速度vは半径rが小さくなるにしたがって増大 させた。図4(a) の場合はv~1/r、(b) の場合はv~1/r¹⁵ とした。

低パワー (50W) では一層あたり約0.25 mm ずつ積層 していったが、細かい焼結・溶融体の固まりや層間の空



図4. レーザーパワー (a) 50 W、(b) 190 W で作製し た直径 2 cm、高さ 1.8 cm 程度の円柱状固形物。

隙が確認できる。また、熱が集中する中心付近に細い柱 状の溶融固化部分が存在している。一方、高パワー (190W)では大きな溶融物の固まりが生じるために、 一層当たり 1.75 mm ずつ積層していった。低パワー (50W)に比べて、パワーは約4倍であるが掃引速度は 約1.5倍程度であるため、溶融固化が支配的となりガラ ス化した滑らかな表面が観察される。

ちなみに、さらに掃引速度を1/4倍にして過剰照射す ると全体が一つのガラス固化物となり、硬度はあるもの の容易に破断した。

4. 圧縮強度試験

作製した立体物を建設材料として評価するために、圧 縮強度試験を行った。円柱形状の試料に上から圧力をか け、破壊するまでの圧力とひずみ(圧縮率)を測定した。 加圧面の水平性・平行度を確保するために、試料の上下 面に石膏でキャッピングを施した上で試験を行った。

図5に高パワー(190W)で作製した4つの試料の圧 縮強度試験結果を示す。最も高い圧縮強度は、試料 No.1 で得られた14.9 N/mm²であった。この強度はJIS れんが 2種(15 N/mm²以上)に匹敵する。一方で、試料 No.2 の圧縮強度は低い(8.4 N/mm²)ものの、15%のひずみ に耐えている。これは、ポーラス状のガラス固化物が 徐々に破壊されつつも形状を保ち、ひずみがある限界を 越えた時点で破壊が進展したものと考えられる。

図6に今回作製した試料(7個)の密度と圧縮強度の 関係を示す。低密度の3点が低パワーでの作製試料に相 当する。低パワーで作製した試料は空隙が多くなってお



図5. 高パワー(190W)で作製した試料の圧縮強度試験結果.

り密度が低く圧縮強度も小さい。一方で、高パワーで作 製した試料は溶融の割合が増えて密度が高く圧縮強度 が高くなっている。照射条件の最適化により、さらに高 密度、高強度の試料を作成できると期待される。

5. まとめ

月面での探査・移住の際に必要不可欠となるインフラ 整備のための建設材料を現地調達・地産地消することを 念頭に踏まえ、月面表土(レゴリス)の模擬砂を用いた レーザー加熱による立体物製造の実験を行った。その結 果、数 cm オーダーの立体物の製造に成功した。一般 的なレーザー照射による 3 次元造形よりも層厚を大き くしても製造に成功した。JIS れんが 2 種相当の圧縮強 度を持つ立体物を作製できることが明らかになり、地球



図 6. 今回作製した7個の試料の密度と圧縮強度 関係。青線は近似直線。 の1/6程度の重量の月面で使用できる可能性が示された。 生成物の密度と圧縮強度で正の相関を持つことが確か められるとともに、より大きな密度と圧縮強度を達成で きる余地があることが示唆された。本手法はレーザーを 用いた宇宙応用の新分野を切り開くポテンシャルを秘 めている。

参考文献

- 1) 齊藤 亮介 他, コンクリート工学 54 (2016) 971.
- 2) 田島 孝敏 他, 大林組技術研究所報 No.81 (2017).
- 3) Miranda Fateri and Andreas Gebhardt. "Process Parameters Development of Selective Laser Melting of Lunar Regolith for On-Site Manufacturing Applications", Int. J. Appl. Ceram. Technol., 12 [1], pp.46–52 (2015).
- Athanasios Goulas, Daniel S. Engstrøm, Ross J. Friel, "Laser Additive Manufacturing Using Indigenous Lunar Resources", 7th European Lunar Symposium, 2019.
- 5) Athanasios Goulas, Jon G.P. Binner, Daniel S. Engstrøm, 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、およびその原理実証である。この技術の開発によ り、光通信伝送距離を飛躍的に増大させることが可能と なり、遠距離無線給電いや地上レーザーを用いた宇宙デ ブリ除去2、高精度天体観測といった応用にも期待でき る。この技術を確立するため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、光伝送に用いる高出力 CW レーザーの開発等 を行っており、その中で当研究所は、主として伝送レー ザーの波面を制御する高速、高光耐性可変形鏡の開発を 進めており、本稿ではその開発状況について報告する。

可変形鏡(deformable mirror)とは、薄く柔軟性のある 鏡の背面に伸縮する駆動素子を複数配置し、電気的な信 号などにより、鏡の表面形状を変形させることが可能な 反射鏡(図1)のことを指す。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2に、開ループ制御方式を用いた一般的な補 償光学系の概念図を示す。補償光学系は通常、光の波面 歪みを計測する波面センサー、その歪みを補正する可変 形鏡、波面センサーからの信号を利用して可変形鏡の形 状を変化させる信号を作り出す制御装置によって構成 される。その基本動作は、波面センサーからの情報に基 づき、反射光の波面歪みを打ち消すような逆向きの歪み を波面補正素子上に与えるものである。



図2 可変形鏡を用いた一般的な補償光学系(開ルー プ制御)の概念図。波面センサーの情報に基づ き反射光の歪みを打ち消すような逆向きの歪み を可変形鏡に与えることで入射光波面の歪みを 補正する。

2. 高速・高光耐性可変形鏡の開発

2.1 予測的波面制御

本研究で提案する波面制御法(予測的波面制御)⁴の 概略図を図3に示す。遠方の伝送ターゲットに向けて先 に探索ビームを照射し、波面センサーにより探索ビーム の後方散乱光を計測する。これにより、大気の擾乱(大 気の対流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⁵(光路 内の空気の熱膨張により起こる光屈折効果)に起因して 発生する波面の歪みを予測する。次に、計測で得られた 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 一波面が補償され、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、大気擾乱およびサ ーマルプルーミングの変化をリアルタイムで補正可能 な駆動速度が必要となる。大気擾乱およびサーマルプル ーミングの変化速度は、伝送距離や大気の風速や温度、 伝送レーザーの出力(光強度)などの要因に左右される。 本研究では、伝送距離数キロメートル、最大風速10m/s、 伝送レーザー出力10 kWを想定している。さらに光伝 送ターゲットが大気中を高速移動することを考慮して、 可変形鏡の開発目標値を最大駆動速度10 kHz、口径100 mm、光雨性10 kW、最大変位量7µmに設定し、その 構成要素である駆動素子、反射鏡面基板の特性について 検討した。



図3 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。

2.2 駆動素子の特性評価

可変形鏡の性能を左右する最も重要な要素は駆動素 子であるとされる。これまで可変形鏡に用いられてきた 駆動素子には、圧電セラミックスを積層し厚み方向の変 位を得る積層圧電アクチュエータ(ピエゾアクチュエー タ)、圧電セラミックス板を2枚貼り合わせることで屈 曲変位を発生させるバイモルフ素子、電極間の静電気力 を利用した静電マイクロアクチュエータ(MEMS)、電 磁石を応用したボイスコイルアクチュータなどがある が、この中で高速駆動時(~10 kHz)の安定動作が唯一 報告されているピエゾアクチュエータを駆動素子に選 択した。ピエゾアクチュエータの負荷電圧に対する応答 速度は、以下の式で近似される。

$f \approx I_a / (CV_{pp})$

ここで、f は最大応答周波数(Hz)、 I_a は平均増幅電流(A)、Cはアクチュータの静電容量(μ F)、 V_{pp} はピエゾ電圧(peak-to-peak)(V)である。この式から、応答周波数を大きくするためには、静電容量の小さいアクチュエータを用い、さらに電流増幅を大きくすることが重要となる。またアクチュエータの選定には変位の大きさも考慮する必要がある。アクチュエータの(縦方向)変位(ΔL_{long})は、以下の式により推定される。

$\Delta L_{long} = nd_{33(GS)}V$

ここで *ΔLlong* は縦方向変位(m)、*d33(G5)*は縦方向の圧 電大信号変形係数(m/V)、*n* は積層されているセラミ ック層数、*V* は動作電圧(V)である。ピエゾアクチュ エータの縦方向変位は主にピエゾ素子の積層数、つまり 素子の大きさと負荷電圧により決定される。

これらのパラメータを考慮して3種のピエゾアクチュ ータ(P.840.10(PI 社製、図4(左))、AD0505D16F (TOKIN 社製、図4(中))、AE02304DF(TOKIN 社 製、図4(右)))を選定し、その駆動特性を比較した。 特性表を表1に示す。ピエゾアクチュエータは共振周波 数が高いものほどより高速での駆動が可能であるもの の、高速駆動時には素子への充電時に一定の割合で生じ る発熱の蓄積や、積層面の剥離などによる破損が起こる ことから、安定動作が可能な実際の駆動速度は一般的に 共振周波数の10~30%とされている。P.840.10と AD0505D16Fはともに外形が大きく、変位量は最大約 15 µmと大きいが、共振周波数が低く高速駆動時に安定 動作が得られない可能性がある。一方 AE02304DF は外

製品名	外形	変位量	最大負荷電圧	共振周波数	発生力	静電容量
	(mm)	(µm)	(VDC)	(kHz)	(N)	(µF)
P.840.10	φ12×30	15	100	18	1000	1.5
AD0505D16F	5×5×20	17.4	150	59	850	1.4
AE02304DF	2×3×5	4.2	150	261	200	0.09

表1 ピエゾアクチュエータの特性



図4 ピエゾアクチュエータの写真。(左) P.840.10 (PI)、 (中) AD0505D16F (TOKIN)、(右) AE02304DF (TOKIN)

形が小さく変位量は4.2 µmであるが、共振周波数は大き く高速での駆動が可能であると考えられる。

ピエゾアクチュエータの高速動作時の応答速度を評 価するため、フォトダイオード (PD) を用いた計測を 行った。実験配置図を図5に示す。アクチュエータに厚 さ1 mmの石英ガラス板を貼り付け、その端部にCW YAGレーザー(出力30 mW)を照射して反射させた。 任意波形ジェネレータ (WW5064、Tabor Electronics) お よび増幅器を用いてアクチュエータを駆動して石英板 の角度を変え、反射光のポインティングを変化させた。 ポインティングの変化により入射光量が変わるよう約6 m遠方にPDを配置し、電圧の時間変化を計測した。こ れにより、波形ジェネレータにより設定した周波数と実 際の駆動周波数の差を計測できる。図6に、ピーク電圧 90 V、周波数100 Hzの正弦波によりP.840.10を駆動させ た際のPD 電圧の時間変化を示す。電圧変化の周期は100 Hzであり設定した周波数と一致した。図7に、周波数を 7 kHzまで上げ、設定値に対して得られた駆動周波数を プロットしたものを示す。設定した周波数と実際の駆動 周波数はいずれも誤差 3.3%以内で一致しており、 P.840.10は7 kHz (共振周波数の38%) までの周波数領域 で設定した周波数に対して遅延なく駆動できることが わかった。図8(a)、(b)、(c)に、ピエゾアクチュエータ



図5 ピエゾアクチュータ応答速度計測実験配置図

AE02304DFをピーク電圧90 V、周波数それぞれ1 kHz、5 kHz、10 kHzの正弦波で駆動した際のPD電圧の時間変化 を示す。設定した周波数の増加に合わせて駆動周波数も 増加している。アクチュエータの駆動周波数を算出する ため、それぞれの計測データをFFT解析した結果を図9 に示す。駆動周波数のピークはそれぞれ設定した周波数 と完全に一致し、AE02304DFは周波数10 kHzでの高速駆 動が可能であることがわかった。



図6 周波数100 Hz(正弦波)駆動時のピエゾアクチュエ ータ(P.840.10)のPD電圧の時間変化



図7 ピエゾアクチュエータ (P.840.10) における設定し
 た負荷電圧の周波数 (横軸) と実際の駆動周波数 (縦
 軸) との相関



 図8 周波数(a)1 kHz、(b)5 kHz、(c)10 kHz、ピーク電圧
 90 Vの正弦波によりピエゾアクチュエータ (AE02304DF)を駆動した際のPD電圧の時間変化



図9 図8(a)、(b)、(c)のFFT解析結果。計測した駆動周波 数と設定した周波数は良く一致した。

次にピエゾアクチュエータの変位特性について検討 するため、ハイスピードカメラを用いた計測を行った。 実験配置を図10に示す。任意波形ジェネレータおよび増 幅器を用いてピエゾアクチュエータを駆動し、駆動時の 変位量(図中X方向)の時間変化をハイスピードカメラ (MEMRECAM Q_{IV}、ナックイメージテクノロジー製) により撮影した。変位量の解析には、運動解析ソフト (MOVIAS Neo SP-623、ナックテクノロジー製)を用 いた。観測時の写真(1 Hz駆動時、撮影速度100 pps)を 図11に示す。アクチュエータの先端部を拡大して撮影す







図11 (左) P.840.10、(右) AD0505D16Fの変位計測時の 写真

ることにより、実際にアクチュエータが駆動する様子が 確認された。図12に、ピーク電圧をそれぞれ90V、60V、 40 V、10 Vとした正弦波により駆動した際のP.840.10の 変位量を示す。駆動周波数は1 Hz、撮影速度は100 pps (picture per second) である。室内振動によるノイズの 影響はみられるものの、変位の時間変化は正弦波をほぼ 再現しており、変位量についても負荷電圧に比例して小 さくなっていることがわかる。比較のため、 AD0505D16Fを用いて実験を行った結果を図13に示す。 ピーク電圧90V、周波数1Hzでそれぞれ矩形波、正弦波 を入力した際の変位量を示す。変位の時間変化はそれぞ れ正弦波、矩形波を再現している。AD0505D16Fは負荷 電圧150 Vで 17.4 µm変位するため、90 Vでの変位量は 10.4µmと算出される。計測で得られた最大変位は10~ 11µmで、計算値とほぼ一致した。このことから、2種の アクチュエータの変位は低速駆動時にはそれぞれの変 位特性と一致することを確認した。次に高速駆動時の変 位量を計測するため、ピエゾアクチュエータ AE02304DFを用いて変位特性を評価した。周波数10kHz、 ピーク電圧120 Vの正弦波により駆動させた際の変位量 の時間変化を図14に示す。変位量の周期は10kHzであり 設定した周波数に対して遅延なく駆動しており、周期毎 の変位量は最大2.6 µmであった。AE02304DFの負荷電圧

120 V時の変位量は3.4 µmと予測される(表 1を参照) が、高速駆動時には変位量が低下するものと考えられる。 この結果は、ピエゾアクチュータの変位量を設定するた めには駆動速度(周波数)を考慮する必要があることを 示している。



図12 ピエゾアクチュエータ (P.840.10)の正弦波による 駆動時 (1 Hz)の変位量の時間変化



図13 ピエゾアクチュエータ(AD0505D16F)の正弦波 および矩形波による駆動時(ピーク電圧90 V、1 Hz) の変位量の時間変化



図14 ピエゾアクチュエータ(AE02304DF)の10 kHz駆 動時(ピーク電圧120 V、正弦波)の変位量の時間 変化

2.3 反射鏡面基板の評価

可変形鏡に使用する鏡面基板はアクチュエータによ り形状を変化させるため、特に高速駆動させる場合には 基板の厚さがより薄い方が有利である。一方、基板の口 径が大きい場合には厚さが薄くなるほど光学研磨の精 度が低下し、またレーザー光波長の高反射(HR)コー ティング(誘電体多層膜コーティング)による基板の歪 みが発生する可能性がある。本項では、鏡面基板の選定 のため、材質、直径、厚さおよびHRコーティングなど の条件を変化させた計10種の基板を用意してレーザー 干渉計 (Zygo Verifire Dynaphase、アメテック)による計 測を行い、それらの表面形状を基板表面の高さの最大値 と最小値の差 (Peak to Valley, PV値)、および面精度 (最 小二乗平均、RMS)で比較した。計測光の波長λは633 nm である。図15、図16に、直径10 cm、厚さ1 nm、光学研 磨および片面にHRコートを施した石英製円形基板の写 真、および表面形状の計測結果をそれぞれ示す。基板の 表面形状は端部に比べ中央部が高い凸面状となってい る。PV値は37.47入、RMSは19.54入であった。変形の主な 要因は、厚さが薄い基板の光学研磨に起こる表面歪み、 およびHRコーティング時に起こる歪みであり、歪みの 大きさはミラー基板の素材、大きさ、厚さにより異なる。



図15 直径100mm、厚さ1mmの石英製ミラー基板(片 面HRコート)の写真



 図16 直径100 mm、厚さ1 mmの石英鏡面基板(片面HR コート)の表面形状。(a)実測データ、(b)基板 の表面形状(2次元表示)、(c)基板の表面形状(3 次元表示)、(d)基板表面の高さの変化(図(c)白線上)、 横軸(x)は観測画面の画素(pixel)番号、縦軸(Z) は高さの変化をλ単位(λ=633 nm)で表示したもの)

表2に、10種の基板のPV値およびRMSを示す。素材に

は、光学ミラーの素材に用いられるホウケイ酸クラウン ガラス (BK-7) 、合成石英およびサファイアガラスを 選定した。基板の直径は50 mm、100 mmの2種、厚さは アクチュエータ制御を行うことを考慮して、1 mm、2 mmの2種とした。素材が同じ場合で比較すると、基板 の直径が小さく、厚さが大きくなるとPV、RMSとも値 は小さくなり、表面形状は平面に近づく傾向にある。ま た素材間で比較すると、基板の直径、厚さが同一の場合、 例えば直径50mm、厚さ1mmのPV、RMSはBK-7、合成 石英に比べサファイアガラスが最も低く、最も平面に近 い表面形状となっている。サファイアガラスは他の素材 に比べてヤング率や剛性率、ヌープ硬度などが大きな 「硬い」素材であり、研磨やHRコーティングによる変 形が小さくなるためであると考えられる。HRコーティ ングの表面形状への影響については、片面、両面HRコ ーティングをそれぞれ行った合成石英基板(直径50mm) で比較した。その結果両面コート時の方が片面コート時 の変形を抑制でき、PV値、RMSはより小さくなること がわかった。

++65	直径	厚さ	HR⊐	PV値	RMS
11月	/mm	/mm	ート	λ	/λ
BK-7	50	1	片面	10.34	3.04
BK-7	50	2	片面	2.84	0.81
BK-7	100	1	片面	50.39	13.88
BK-7	100	2	片面	18.69	5.12
合成石英	50	1	片面	25.76	7.05
合成石英	100	1	片面	37.47	19.54
合成石英	50	1	両面	6.38	1.54
合成石英	50	2	両面	2.47	0.60
サファイ アガラス	50	1	片面	2.86	0.75
サファイ アガラス	50	2	片面	0.75	0.17

表2 鏡面基板の表面形状 (PV 値、RMS)

2.4 可変形鏡の設計・試作

駆動素子および鏡面基板の特性評価の結果に基づき、 可変形鏡の設計・試作を開始した。図17に、可変形鏡 の試作品の写真を示す。口径は50mm で、鏡面基板の 中心部とその周囲をピエゾアクチュエータ計7本(7チ ャンネル)で支持している。アクチュエータにより鏡面 を凹面または凸面状に歪ませることで、光伝送時に大気 擾乱およびサーマルプルーミングにより起こるビーム 径の拡がり(デフォーカシング)を補償する仕様である。 アクチュータは AD0505D16F(図4(中))をベースに、 アクチュエータの伸縮時に起こる破損を防ぐため与圧 を与える平行バネ機構を加えたものを新たに設計、作製 した。鏡面基板には平面度が最も高い直径 50 mm、厚さ 1 mm、HR 片面コートのサファイアガラス製のものを使 用し、アクチュエータの先端部と基板は鏡を透過したわ ずかな光を吸収しないよう光透過性エポキシ樹脂を用 いて接着した。今後は試作品の高速動作試験やさらなる 多チャンネル化など改良を進めるとともに、可変形鏡の 大口径化(直径 100 mm)に向けた取り組みを進めてい く予定である。



図17 可変形鏡試作品(ピエゾアクチュエータ7本支持) の(左)外観、(右)鏡面基板とピエゾアクチュ エータ接着部の写真

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 ーマルプル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、駆動素子 に選定したピエゾアクチュエータの高速動作特性、およ び鏡面基板の表面形状について評価口径 50 mm の可変 形鏡の設計・試作を行った。今後、試作品の高速動作試 験、および多チャンネル化などの改良を進めるとともに、 可変形鏡制御システムの高速化、当初の目標である可変 形鏡の大口径化(直径 100 mm)に向けて研究を推進し 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

- 宮本智之,電子情報通信学会論文誌,J103-C, pp 270-278 (2020).
- T. Ebisuzaki *et al., Acta Astronautica*, **112**, pp.102 -113 (2015).
- 3) Y. Hayano et al., Proc. SPIE, 7736, p.21 (2010).
- 4) 特開-2020-80367 (P2020-80367A).
- F. G. Gebhardt and D. C. Smith, *IEEE J. Quant. Elect.*, QE-7, pp.63-73 (1971).

Deformable Mirror Control Model for Open-loop Applications

Laser Process Research Team

Haik Chosrowjan, Seiji Taniguchi, Yoshifumi Inada and Masayuki Fujita

1. Introduction

Many optical systems suffer performance degradation due to the distortion of the light wavefront (WF). When an optical wave propagates through an inhomogeneous medium such as the atmosphere, differences in the index of refraction along the propagation path cause phase distortions. Adaptive Optics (AO) techniques are often used to compensate 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 the astronomy¹, it is currently used in a wide variety of medical and industrial applications².

There are two main AO approaches for the optical WF correction. Indirect approach³): In this case a WF corrector, but no WF sensor is used. A performance metric (M², 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 approach⁴): 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, relatively slow because of convergence time requirements for multi-channel DMs. In specific AO applications with the DM corrector, where fast (~ 10 µs) 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 this report, a control model for hexagonally arranged 61 piezo-actuator (PA) DM is described for "open-loop" applications. Such control is achieved by a prior displacement mapping of each single DM actuator along the normal to the thin mirror surface, while all the other actuators are constrained at their nominal positions, and determining the effect of that displacement on the shape of the whole DM. The normalized shape of the DM when poking a single actuator is called the influence function⁵⁾(IF). In general, the IF can be determined by *ab-initio* calculations, modelling, and/or direct measurements. Here we will describe two model cases, namely, with- and without a cross-talk between the neighboring PAs in the DM.

2. Deformable mirror structure and influence function

In Fig. 1, the arrangement and numbering of the PAs spiraling from the center, are shown in the frontal (X, Y) profile of the DM. The coordinates of each PA are easily determined for d = 1 [cm]. 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 61 PAs, 61 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 schematically illustrated in Fig. 2 for 2 PAs (PA0 and PA26).



Fig. 1. The position distribution and numbering of hexagonally arranged 61- element PAs (small yellow-red circles) in the DM. **d** is the distance between the closest neighbors.



Fig. 2. Schematic procedure for determining the IFs for a DM. <u>Left panel</u>: View of the DM when PA0 (top) and PA26 (bottom) are displaced. <u>Right panel</u>: Displacement of PA0 (top) and PA26 (bottom) and corresponding DM shapes in lateral view. Red colored curves on the right panel indicate the DM surfaces while the yellow colored bars indicate individual PAs, respectively.

The DM displacement $Z_i(x, y)$ is related to the corresponding influence function $IF_i(x, y)$ by the following equation:

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

Here the C_i [µm/Volts] is the ith PAs response constant, V_i [Volts] is the externally applied voltage to the ith PA, and $IF_i(x, y)$ is the unitless normalized influence function of the ith 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 $IF_i(x_i, y_i) = I$. Hence, from each measured $Z_i(x, y)$ both C_i and $IF_i(x, y)$ for the ith PA can be determined, if the value of the externally applied voltage Vi is known. Next, we will consider modelling of the DM control for two cases: with- and without the cross-talks between the neighboring PAs.

3. Modeling the DM

3.1 Case I: No cross-talk between the neighboring PAs

This case is schematically illustrated in Fig. 3, where two states

of the DM are shown: no voltage is applied to the PAs (right) and equal voltages are applied to intermittent PAs (left). No cross-talk between neighboring PAs means that the left- and right PAs (x_{i-1}, x_{i+1}) from the ith PA (x_i) to which a voltage is applied, do not move. Mathematically, for ith PA displacement this can be expressed as follows:

For
$$x_i - d < x < x_i + d$$
 and $y_i - d < y < y_i + d$
 $Z_i(x, y) = C_i * V_i * IF_i(x, y)$ (2a)

For
$$x_i - d \ge x$$
; $x \ge x_i + d$ and $y_i - d \ge y$; $y \ge y_i + d$
 $Z_i(x, y) = C_i * V_i * IF_i(x, y) = 0$ (2b)



Fig. 3. Schematic description of the no cross-talk case: (left) No voltage is applied to individual PAs; (right) Equal voltages are applied to intermittent PAs. $Z_i(x, y)$ is the deformation of the DM surface when V_i voltage is applied only to the ith PA. Z(x, y) is the total deformation of the DM surface when V_i voltages are applied to intermittent PAs (... $x_{i-4}, x_{i-2}, x_i, x_{i+2}, x_{i+4}...$). Note that the Z axis is in μ m units while the X axis is in cm.

From above considerations it follows that for any $j \neq i$, $IF_j(x_i, y_i) = 0$. Hence, the total deformation of the DM surface can be expressed as the sum of the deformations caused by the *N* individual PAs when operated separately, i. e.

$$Z(x,y) = \sum_{i=0}^{N-1} Z_i(x,y) = \sum_{i=0}^{N-1} C_i * V_i * IF_i(x,y)$$
(3)

This case is desirable for reproducing a given random wavefront by *N* discrete PAs. The shape of the $IF_i(x, y)$ is *a priori* given and is determined by the DM material parameters

(stiffness, roughness, etc.), thickness and radius of the mirror, distances between individual PAs, etc. These parameters cannot be changed by applying an external voltage. Hence, the most optimal control of the DM with *N* PAs would be moving each ith PA to the position where $Z(x_i, y_i) = Z_i(x_i, y_i) = C_i * V_i * IF_i(x_i, y_i) = C_i * V_i$, because $IF_i(x_i, y_i) = 1$.

3.2 Case II: Cross-talk between the neighboring PAs

This case is schematically illustrated in Fig. 4, where two states are shown: No voltage is applied to the PAs (right) and equal voltages are applied to intermittent PAs (left). Cross-talk between neighboring PAs means that the left- and right PAs (x_{i-1} , x_{i+1}) from the ith PA (x_i) to which a voltage is applied, move even without applying an external voltage to them.



Fig. 4. Schematic description of the cross-talk case: (left) No voltage is applied to individual PAs; (right) Equal voltages are applied to intermittent PAs. $Z_i(x, y)$ is the deformation of the DM surface when V_i voltage is applied to the ith PA. Z(x, y) is the total deformation of the DM surface when V_i voltages are applied to intermittent PAs $(\dots, x_{i-1}, x_{i-2}, x_{i-2}, x_{i+4}, \dots)$. Even no voltages are applied to the neighboring PAs $(\dots, x_{i-5}, x_{i-3}, x_{i-1}, x_{i+1}, x_{i+3}, \dots)$ they are displaced due to the material properties and geometry of the DM. Note that the Z axis is in μm units while the X axis is in m.

In this case, moving each ith PA to the position where $Z(x_i, y_i) = Z_i(x_i, y_i) = C_i * V_i$, would be erroneous and will not reproduce the desired Z(x, y) shape due to the non-zero contributions from neighboring PAs ($IF_{i-1}(x_i, y_i)$ and $IF_{i+1}(x_i, y_i)$ are not zero). In other words, the condition given by the Eq. (2b) is not fulfilled. Hence, to control a DM with cross-talk between the neighboring PAs, one needs to take into consideration the contributions from the neighboring PAs.

3. 2. 1 Calculation procedure for determining *Vi* Voltages for a DM with cross-talk components

Let's assume that the wavefront to be reproduced is accurately measured, and C_i coefficients and $IF_i(x, y)$ functions for all PAs in a DM are known. To consider the cross-talk contributions from the neighboring PAs, a set of linear equations has to be composed and solved. This is illustrated in Fig. 5 for 2 PAs (number 0 and 60) and the group of 61 Eqs. 4.



Fig. 5. Illustration of the cross-talk contributions of the neighboring PAs on 0th and 60th PA, respectively, in a hexagonally arranged DM with 61 PAs.

$Z_0(x_0, y_0) = C_0 V_0 + C_0 V_0 $	$C_1 V_1 IF_1(x_0, y_0) + C_2 V_2 IF_2(x_0, y_0) + C_2 V_2 IF_2(x_0, y_0))$	$(x_0, y_0) +$
$+C_3V_3IF_3(x_0, y_0) + C_3V_3IF_3(x_0, y_0) + C_3V_3(x_0, y_0) + C_3V_$	$C_4 V_4 I F_4(x_0, y_0) + C_5 V_5 I F_5(x_0)$	$(x_0, y_0) +$
$+C_6V_6IF_6(x_0, y_0)$	•	
	•	(4)
$Z_{co}(x_{co}, y_{co}) = C_{co}V_{co}$	$x_0 + C_{24}V_{24}IF_{24}(x_{40}, y_{40}) +$	

$$+C_{37}V_{37}IF_{37}(x_{60}, y_{60}) + C_{59}V_{59}IF_{59}(x_{60}, y_{60})$$

In the group of Eqs. 4, the $Z_i(x_i, y_i)$ are the resulting displacements of 61 PAs (referred as Z – *displacement vector*). $V_i(x_i, y_i)$ are the voltage signals to 61 PAs (referred as V – *voltage vector*). Let us look at the first equation in the group of Eqs. 4. The total displacement of the 0th PA is resulted by the applied voltage to the 0th PA, and contributions from the 1st, 2nd, 3rd, 4th, 5th, and 6th PAs. In Fig. 5 it is illustrated by a black dotted circle. Similarly, the total displacement of the 60th PA is resulted by the applied voltage to the 60th PA, and contributions from the

36th, 37th, and 59th PAs, respectively. In Fig. 5 this is also illustrated by a black dotted circle. In analogy, the total displacement of any ith PA is resulted by the applied voltage to the ith PA, and contributions from the neighboring PAs. As a result, one will get a set of *N* linear equations with *N* variables V_i , (*i* = 0...60), and by solving it, one will get the values of the V_i voltages required for reproducing a given DM surface Z_i . It is very convenient to write the system of linear equations (Eqs. 4) in a matrix formalism, i. e.

$$Z = M \times V \tag{5}$$



Here Z is the displacement vector, V is the voltage vector and M is the DM response (influence) matrix of the $(N \ge N)$ size unique for each real DM. Note that the structure of the M matrix depends on the geometry of the DM and the line-up of the PAs. The physical meaning of the M matrix structure is easy to comprehend; on the ith line (or row) are all those components which affect (or affected by) the displacement of the ith PA. The M_{ij} component of the M matrix shows the influence component of the jth PA on the ith PA.

Finding the solution of the Eq. 5 is straightforward:

$$V = M^{-1} \times Z \tag{6}$$

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

4. Analytical model for the influence function IF

To determine the *V* – voltage vector, one needs to know the influence functions $IF_i(x, y)$ for all PAs (i = 0 ... 60). For a real DM, the $IF_i(x, y)$ is determined experimentally. However, for

modelling the DM control procedure analytically, we approximate the influence functions of 61-element DM piezoactuators in a form of circularly symmetrical Gaussian distribution as follows:

$$IF_{i}(x,y) = \exp\left[\ln(\varepsilon) * \left(\frac{\sqrt[2]{(x-x_{i})^{2} + (y-y_{i})^{2}}}{d}\right)^{\sigma}\right]$$
(7)

Here (x_i, y_i) are the location coordinates of the ith PA, ε is the influence (coupling) ratio between the neighboring PAs and its value is set within $0 < \varepsilon < 1$ interval, d is the distance between the PAs, and $\sigma > 0$ is the Gaussian index which value can be varied depending on the used deformable mirror material parameters, geometry, thickness, radius, distances between individual PAs, etc. As an example, let us analyze the profile of the IF given by the Eq. 7 for the following conditions: $x_i = 0, y_i = 0, y = 0$. The Eq. 7 will be reduced to:

$$IF_{i}(x,0) = \exp\left[\ln(\varepsilon) * \left(\frac{|x|}{d}\right)^{\sigma}\right]$$
(8)

In Fig. 7, main properties of the analytical IF, given by the Eq. 8, are presented. As one can see (Fig. 7, left), for fixed σ and d, increasing ε means stronger cross-talk between the neighboring PAs. On the other hand, for fixed ε and d (Fig. 7, right), increasing σ means more flat-top, but steeper sides of the IF profile. Summarized, the flexibility of the analytical IF function given by the Eq. 7 makes possible addressing different DMs and control cases. In Fig. 8, (*x*, *0*) profiles of typical model influence functions with- and without cross-talk, used in our calculations, are presented.



Fig. 6. Analytical influence function profile $IF_0(x, 0)$ for d = 1cm; <u>left</u>: $IF_0(x, 0)$ for fixed σ and varying ε ; <u>right</u>: $IF_0(x, 0)$ for fixed ε and varying σ . The numbers on the x-axis indicate the distances and positions of individual PAs.



Fig. 7. Influence function profile $IF_0(x, 0)$ for d = 1 cm; red curve: describing the case I (no cross-talk between the close neighbors); <u>blue curve</u>: describing the case II (10 % cross-talk between the close neighbors). Corresponding IF parameters are shown in the figure insets. The numbers on the x – axis indicate the distances and positions of individual PAs. The PAs aligned along the x– axis (thick green segments) are also shown for clarity.

In the following, we will present and discuss two modelcalculation examples of the random wavefront distortion compensation by the DM control technique described above. This will be done using influence function parameters given in the inset of Fig. 7, describing the cases with- and without crosstalk, respectively. Furthermore, it will be shown that in most cases, when non-negligible cross-talk effect between the neighboring PAs exists but is neglected in the calculations, erroneous sets of V - voltage vectors are obtained. In all examples, the Single Index Zernike polynomials are used according to the definition of the ANSI Z80.28/ISO 24157 standard⁶, hence they are not redefined again in this report. We note also that the roundtrip and incidence angle effects on the DM control have been included in the calculations. All calculations were performed using a code written for PTC Mathcad Prime 3.0 software.

5. Calculation examples for WF compensation

5. 1 Case I: No cross-talk between the neighboring PAs

Let us assume that a WF with the following Zemike

components has been measured:

Z(x, y) = 0*Z0 + 0.09*Z1 - 0.08*Z2 - 0.021*Z3 - 0.536*Z4+ 1.149*Z5 - 0.075*Z6 + 0.745*Z7 - 0.275*Z8 + 0.19*Z9 -0.035*Z10 + 0.16*Z11 + 0.21*Z12 - 0.065*Z13 - 0.1*Z14 (9)

Here Z(x, y) is the phase distortion of the measured WF in μ m units. Z0 ... Z14 are the first 15 Zernike polynomials multiplied with randomly chosen Zernike coefficients. We intend compensating Z(x, y) by a DM (Fig. 1) which is set at 5 degrees to the normal of the incident beam with diameter D = 8 cm. Influence functions of 61 PAs are described by the Eq. 7 with parameters: $\varepsilon = 0.001$, $\sigma = 3.3$, and the distance *d* between closest PAs is 1 cm. The results are summarized in the Fig. 8.



Fig. 8. An example of random wavefront distortion compensation by the DM with 61 PAs; Case I: 0.1 % ($\varepsilon = 0.001$) cross-talk between the closest neighboring PAs. See the figure insets and text for more details. The color code in both A (desired shape) and B (achieved shape) wavefronts is the same for easy visual comparison. On the right panel, (x, 0) profiles of A and B shapes are presented.

Summarized, good reproduction of the desired shape of the DM could be achieved in Case I (negligible cross-talk) for random sets of Zernike coefficients (Eq. 9), indicating successful control of DM with Case I characteristics. In most cases, however, the cross-talk between the neighboring PAs is not negligible and has to be taken into consideration for successful control and operation of the real DM.

5. 2 Case II: 10% cross-talk between the neighboring PAs Let us assume that a WF with the following Zemike components has been measured:

$$Z(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = 0*Z0 + 0.35*Z1 - 0.35*Z2 + 0.3*Z3 - 0.7*Z4 + 0.2*Z5 + 0.5*Z6 + 0.2*Z7 + 0.24*Z8 + 0.22*Z9 + 0.3*Z10 - 0.4*Z11 + 0.5*Z12 - 0.34*Z13 + 0.5*Z14$$
(10)

Here Z(x, y) is the phase distortion of the measured WF in μm units. Z0...Z14 are the first 15 Zernike polynomials multiplied with randomly chosen Zernike coefficients. We intend compensating Z(x, y) by a DM (Fig. 1) which is set at 5 degrees to the normal of the incident beam with diameter D = 8 cm. Influence functions of 61 PAs are described by the Eq. 7 with parameters: $\varepsilon = 0.1$, $\sigma = 2$, and the distance *d* between closest PAs is 1 cm. The results are summarized in the Fig. 9.



Fig. 9. An example of random WF distortion compensation by the DM with 61 PAs; Case II: 10% (ε = 0.1) cross-talk between the closest neighboring PAs. See the figure insets and text for more details. The color code in all three shapes A (desired shape), B (achieved shape *including* cross-talk), and C (achieved shape *neglecting* cross-talk) is the same for easy visual comparison. On the bottom panel (x, 0) profiles of A and B shapes, as well as A and C shapes are presented for comparison.

From Fig. 9 it can be seen that the reproduction of the desired DM shape (Fig. 9A) is quite good when the 10 % cross-talk

effect between the neighboring PAs is included in the calculations (Fig. 9B), however, when the 10% cross-talk effect exists, but is neglected in the calculations (Fig. 9C), the reproduction of the desired shape is not satisfactory. In that case erroneous sets of V – voltage vectors are calculated (often an overshoot in the generated voltages occurs). This is also clearly seen in the bottom panel of the Fig. 9, where (x, 0) profiles of A and B shapes, as well as A and C shapes are presented for comparison, respectively.

6. Summary and Conclusions

A DM control model based on prior determination of the Influence Functions (IF) of individual PAs is described for "open-loop" applications. A model analytical IF in a form of circularly symmetrical Gaussian distribution is introduced. Two model cases, without- and with a cross-talk between the neighboring PAs in the DM, are elucidated. Calculations show that for random sets of Zernike coefficients, good reproduction of the desired shape of the DM could be achieved in the case when negligible cross-talk between neighboring PAs is present. However, when the cross-talk between the neighboring PAs is not negligible, it has to be taken into consideration for successful control and operation of the real DM.

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.
- M. S. Zakynthinaki, 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.
- M. B. Roopashree, A. Vyas, and B. R. Prasad: ACEEE Int. J. on Control System and Instrumentation, 03 (02), 10–14, 2012.
- 6) https://www.iso.org/obp/ui/#iso:std:iso:24157:ed-1:v1:en

共鳴ラマンライダーを用いた大気中微量有害物質検知に向けた 深紫外波長可変光源の開発

1レーザープロセス研究チーム、2レーザー計測研究チーム

染川智弘¹、ハイクコスロービアン¹、谷口誠治²

1. はじめに

大気中の微量有害物質の遠隔検知については、民生分 野、防衛分野を問わず多種多様な物質を対象としてニー ズがあり、リアルタイムで、分子種・状態が異なる様々 な微量有害物質に適用可能な計測手法が望まれている。 遠隔からリアルタイムな成分分析を可能とする手法と してラマンライダーがあるが、ラマン散乱現象が微弱で あるために、特に遠隔での微量分析は困難であった。そ こで、対象物質の吸収帯に一致した波長で発振するレー ザー光を用いることで、ラマン散乱光が著しく増大する 共鳴ラマン効果に着目し、共鳴ラマンライダーによる大 気中微量有害物質遠隔計測技術の開発を(株)四国総合 研究所、(一財)電力中央研究所、(公財)レーザー技 術総合研究所の3所で開始した。

SO₂、NH₃などの有害物質は、分子構造が比較的シン プルであり、光吸収帯は主に深紫外領域(200~300nm) に存在する。そのため、多種多様な有害物質を共鳴ラマ ンライダーで識別するには、深紫外波長領域で光吸収帯 に同調可能な光源の開発、受光系の開発、ならびに共鳴 ラマン効果の原理検証が必要である。四国総研は紫外域



図1 共鳴ラマンライダーによる大気中微量有害物質 検知のイメージ 共鳴ラマン効果の原理検証と検知システムの開発を担当し、電中研が集光系(望遠鏡)開発、ラマン分析(物 質同定)手法開発、レーザー総研がピーク強度の大きい 深紫外波長可変レーザーシステムの開発を担当し、深紫 外共鳴ラマンライダー技術の実現に向けた研究開発を 実施している¹²⁾。

深紫外波長領域で波長が可変なレーザー光源として、 OPO 方式と Ti:S 方式と呼ぶ2 種類のレーザーシステム を検討している。OPO 方式は Nd:YAG レーザーの第3 高調波(波長:355nm)をベースとし、光パラメトリッ ク発振 (Optical Parametric Oscillation: OPO) を利用して 波長410 nm 以上で発振する波長可変レーザー光を発生 させ、その第2高調波変換により210~300nm で発振す る深紫外波長可変レーザーを得るシステムである。また、 Ti:S 方式は、波長 700~1000nm の広帯域で発振波長が 可変であるチタンサファイア (Ti:S) レーザーをベース とし、それを第2、第3、第4高調波と波長変換して、 深紫外波長領域で発振波長が可変なレーザー光を得る システムである。OPO 方式はパルス幅の短いレーザー を得るのに適した方式であるのに対し、Ti:S 方式では発 振線幅が狭く、ビーム品質が良いレーザー光を得られる という特長がある。四国総研での共鳴ラマン効果の原理 検証実験において、レーザー波長を測定対象の吸収帯に 一致させる共鳴ラマン測定では、発振線幅の狭いレーザ ーが有効であるとの結果を受け、現在は Ti:S 方式での 開発を主に進めている。

2. 深紫外波長可変光源の発振線幅による SO2の共鳴ラマンスペクトル測定

共鳴ラマン散乱では、対象物質の吸収線にレーザーの

発振波長を一致させる必要があるため、共鳴ラマン散乱 光強度が最大となるように、レーザーの発振線幅を最適 化することが重要と考えられる。波長可変 Ti:S レーザ ーは、共振器内にエタロンを挿入することで、発振線幅 を狭くすることが可能である。実際に SO₂の共鳴ラマン 実験を実施し、エタロン挿入の有無が、散乱光強度に及 ぼす影響を検討した。

表1にエタロンあり・なしによる波長可変 Ti:S レー ザーの発振特性を示す。基本波の波長は868 nm で、そ の第4高調波の波長217 nm が SO₂の吸収線に一致する。 発振線幅の測定にはハイフィネス社のスペクトラムア ナライザ LSA UV-II/VIS を利用した。線幅の測定限界は 5 pm である。エタロンを入れない際のパルスエネルギ ーは21.4 mJ、発振線幅は55 pm であり、エタロンを入 れるとパルスエネルギーは9.73 mJ まで減少し、発振線 幅は測定限界以下の5 pm 以下となった。この基本波パ ルスを第4高調波まで波長変換すると、エタロンなしの 場合では、パルスエネルギー0.922 mJ、発振線幅 10.2 pm が得られた。一方、エタロンありの場合は、パルスエネ ルギー0.167 mJ、発振線幅 5 pm 以下となった。基本波か ら第4高調波への変換効率はエタロンあり、なしで、そ れぞれ 1.72、4.32%となった。

このエタロンあり・なしの2種類の条件と、エタロン なしで第4高調波の波長変換結晶の角度を少しずらし て、パルスエネルギーを0.345 mJとした条件で、SO2の 共鳴ラマン測定を実施した。

図2にSO2ガスの共鳴ラマン散乱測定光学系のブロ ック図とフローガスセルの写真を示す。レーザー光は波 長213nmの誘電体ミラーで90°曲げられて、焦点距離

表1 エタロンあり・なしによる波長可変 Ti:S レーザ 一の発振特性

	パルスエネル	変換効率	
	868 nm	217 nm	(868→217)
エタロン	9.73 mJ	0.167 mJ	1.72%
あり	(< 5 pm)	(< 5 pm)	
エタロン	21.4 mJ	0.922 mJ	4.32%
なし	(55 pm)	(10.2 pm)	

50mmのレンズでフローガスセル内に集光照射される。 この誘電体ミラーは波長213 nm を中心として、217 nm 程度までは95%程度の反射率を示し、残り5%は透過す る。より長波長の220nm以上では10%以上の透過率を 示す。発生した後方ラマン散乱は集光照射に用いた同じ 焦点距離 50 mm のレンズで集められコリメートされた 後、誘電体ミラーと波長 220 nm のエッジフィルターを 通り、焦点距離 50 mm のレンズを用いて光ファイバー に集光され、CCD カメラ付き分光器に導かれる。波長 213 nm の誘電体ミラーでは、入射レーザー光と同じ波 長の、光学素子による反射光やレイリー散乱光などはほ とんどレーザーシステムの方向に反射される。一方、励 起レーザー波長よりも長波長のラマン散乱成分はこの 誘電体ミラーを透過する。透過したラマン散乱光は、エ ッジフィルターでさらに反射光やレイリー光成分を除 去した後、光ファイバーに導入される。

図 2(b)にフローガスセルの写真を示す。N₂ガスをバッ ファガスとし、1%の SO₂ガスを 500 cc/min.などの一定 の流量でフローさせることが可能である。ガスセルを通 過後の SO₂ガスは、N₂ガスで希釈された後、SO₂ガスを 吸着させ、無害化させる除害筒を通って、屋外に放出さ れる。ガスセルには開口径 30 mm の合成石英製の窓が



4面に取り付けられている。また、ガスセルには連成計 も取り付けており、ガスを陽圧で封じ切って測定するこ とも可能である。

図3に波長可変TiSレーザーの共振器内にエタロン を出し入れし、レーザー発振線幅を変化させた場合に得 られたSO2の共鳴ラマンスペクトルを示す。スペクトル 測定は1000回平均で実施し、em-ICCDのgainは1000 とした。スペクトルにはSO2ガスによるラマン信号だけ でなく、複数の蛍光スペクトルも現れているが³、エタ ロンあり・なしによって得られるスペクトル形状に変化 がないことから、同じ共鳴ラインを励起できていると考 えられる。1151 cm¹のSO2ガスのラマンピークはレイ リー波長成分の裾に位置しており、それによるベースラ イン強度が高く、ラマン成分の評価が難しいことから、 2279 cm¹のラマン信号を利用して、エタロンあり・なし のパルスエネルギーとラマン信号強度の関係を評価し た(図4)。

黒●の2点はエタロンなしの場合の測定点、赤▲はエ タロンありの場合の測定点である。点線はエタロンなし の黒●2点の線形近似直線で、原点を通る直線となる。 エタロンありの場合もこの直線上に乗ることから、発振 線幅を狭くしても、得られるラマンスペクトル強度が増 加するなどの傾向はないことがわかる。これより、波長 217 nm の SO₂ガスの共鳴線の幅は55 pm よりかなり大 きいと考えられ、レーザーの発振線幅を55pm から5 pm 以下に狭くすることは共鳴ラマン効果の利用には有効 ではなく、エタロン挿入による波長変換効率の減少を考



図3 エタロンあり・なしの SO₂ガスの共鳴ラマンス





慮すると狭帯域化を実施する必要がないことがわかった。

3. まとめ

大気中の微量有害物質の遠隔検知に向けた共鳴ラマ ンライダーの光源として、深紫外波長可変光源を開発し ている。発振線幅が狭いTi:Sレーザーの第3、4高調波 によって深紫外波長の出力を得ることが可能であり、実 際にSO2の共鳴ラマン測定を実施することによって、発 振線幅が共鳴ラマン効果に与える影響を評価した。今後 は短パルス化、高出力化試験を実施し、高ピーク強度な 紫外波長可変レーザーシステムを実現したい。

謝辞

本研究の一部は、防衛装備庁安全保障技術研究推進制 度委託事業の一環として行ったものである。関係各位に 深く感謝の意を表します。

参考文献

- T. Somekawa, G. Khosrovian, S. Taniguchi, and D. Li, Proc. SPIE, 11160, 11160-27, 2019.
- I. Asahi, S. Sugimoto, Y. Ichikawa, M. Ogita, H. Kodama, S. Eto, T. Higo, T. Somekawa, H. Chosrowjan, S. Taniguchi, Proc. SPIE, 11166, 11166-33, 2018.
- B. Parsons, L. J. Butler, D. Xie, and H. Guo: Chem. Phys. Lett. 320, 499, 2000.

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

レーザープロセス研究チーム

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 タンハイドレートの採掘、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、 広範囲の海水領域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 CO₂ガスの濃度などを、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 一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 1-7)。

本報告では、新たな水中レーザーリモートセンシング 手法の発展を目指し、海底パイプラインからの油流出事 故の遠隔検出を目標として実施したレーザーラマン分 光実験の結果を紹介する⁸。水中に置いたガラスセル内 の油試料に対して、2910 cm⁻¹の C-H の対称伸縮モード のラマン散乱信号を利用して、油量の定量評価が可能で あることがわかった。

2. 油試料のラマンスペクトル

図 1(a)に油試料の測定光学配置を示す。本実験では、 キャノーラ油(植物油)をサンプルに利用した。油試料 は光路長が5mmの4面が研磨面である蛍光セルに入れ た。使用したレーザー光は波長 532 nm、パルス幅 10 ns、 繰り返し 10 Hz、パルスエネルギー20 mJ である。この レーザーを集光せずに光学セルに照射し、後方約 25° の位置からラマン散乱を測定している。集光光学系には 532 nm のエッジフィルターを挿入し、背景光となる波 長 532 nm のレイリー光をカットしている。光ファイバ ーでミニ分光器 (BroLight, BIM-6703) まで導き、スペク トルを測定した。CCD カメラの露光時間は4 ms であり、 100 回積算信号の5回平均のスペクトルを取得した。測 定の波長分解能は 1.4 nm である。

図 1(b)に油のラマンスペクトルを示す。1290 cm⁻¹ と 1450 cm⁻¹がそれぞれ、C-H と CH₃-CH₂の変角モードに よる散乱信号である。1660 cm⁻¹ と 1750 cm⁻¹がそれぞれ、 C-C と C=O の対称伸縮モードであり、2910 cm⁻¹に見ら れる大きな信号が C-H の対称伸縮モードによるもので ある ⁹⁻¹¹。また、これらのラマンスペクトルは油の構造 に由来するために、油種の識別も可能である¹²。



図1 油試料の(a)測定光学配置と(b)ラマンスペクトル

3. 長水槽による水中油の遠隔計測実験

これまで、水中のガスをラマン散乱で検出する場合、 散乱光強度が大きい波長355 nmのレーザーを利用して きた。ところが、油に波長355 nmのレーザーを照射す ると蛍光が生じ、ラマン信号に対する信号雑音比

(signal-noise ratio: SN 比) が低下する。そこで、油の検 出には蛍光の影響が少なく、また水に対する吸収が比較 的小さく遠方まで伝搬可能な波長 532 nm のレーザーを 利用することとした。

図2に長水槽による水中油の遠隔実験の様子、図3(a) に光学配置図を示す。長水槽は30 cm 角の開口であり、 長さは6m 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 で満たしている。使用したレーザーは上記の油試料の測 定と同じであるが、レーザーのパルスエネルギーは100 mJ である。油試料は光路長が5、10、20 mm の蛍光セ ルに入れ、水中伝搬距離が2m の位置に設置した。ラマ ン散乱光は口径20 cm の望遠鏡で集め、エッジフィルタ ーでレイリー光を除去した後、ミニ分光器で観測してい る。レーザーは蛍光セルに垂直に入試させ、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 3(b)に長水槽による水中油の遠隔計測実験でのラ マンスペクトルを示す。100 回積算信号の5 回平均のス



図2 長水槽による水中油の遠隔計測実験の様子

ペクトル(露光時間:4ms)を取得した。

スペクトルは、観測視野に含まれる水がほぼ均一であ るために、3400 cm⁻¹に見られる水のラマン信号 (O-H の 対称伸縮モード)で規格化し、見やすいように、信号強 度にオフセットをかけて並べてある。油からは信号強度 の大きな 2910 cm⁻¹の C-H の対称伸縮モードが水のラマ ン信号の裾に観測されている。挿入図に油の 2910 cm⁻¹ 部分の拡大図を示しているが、光路長に応じて油のラマ ン信号が大きくなっていることがわかる。したがって、 水中にある油に対してもラマン法による測定は可能で あり、海底パイプラインの油流出事故を遠隔から観測で きる可能性を示した。

図4に油試料の光路長と2910 cm⁻¹の油と3400 cm⁻¹の 水のラマン信号強度比との関係を示す。誤差は5回連続 して測定した結果の標準偏差である。光路長 5,10,20 mmの3点の結果は、点線で示す直線近似でフィットす ることが可能であるが、原点を通っていない。

これは、2910 cm⁻¹の油のラマン信号は、信号強度の大きな水の裾に位置しており、水のラマン散乱信号強度のゆらぎ以下の信号は検出できないためだと考えられる。



と(b)ラマンスペクトル(光路長: 5,10,20 mm)



図4 油試料の光路長と2910 cm⁻¹の油と3400 cm⁻¹の水 のラマン信号強度比との関係

検出限界はこの近似直線の X 軸との交点とすると、油の長さにして約5.0 mm である。

今回の実験では、遠隔操縦型の ROV (Remotely Operated Vehicle) や自律航行型 AUV (Autonomous Underwater Vehicle) などに装置を搭載することを想定し て、小型の分光器を利用したため、信号強度の大きな 2910 cm⁻¹ の信号しか観測できなかったが、ダークカウン トが少なく、感度の高い分光システムを利用すれば、検 出感度が向上するだけでなく、図 1(b)に示した 1290~ 1750 cm⁻¹ に見られる微細なラマンスペクトルの観測 も可能になり、より詳細な油の識別が実施可能になるの ではないかと考えている。 また、スペクトル強度ゆら ぎはスペクトル強度の平方根に比例するために、レーザ 一出力の増加によっても検出感度の向上は期待できる。

本実験では、散乱信号を取得する時間ゲート幅を4ms としているために、6m分の水からの散乱信号をすべて 取得している。ICCDカメラを利用して、時間ゲート幅 を5nsに短縮したとすると、水のラマン散乱信号は1.5 m分と小さくできる。水のラマン信号強度を減少させ、 それに伴う強度ゆらぎの影響を小さくすることが可能 となるため、検出感度の向上や、より詳細なラマンスペ クトル測定も可能となる。

波長 532 nm のレーザー光に対する水の減衰係数は 0.0533 m⁻¹であり、水中を2m伝搬すると、レーザーの 出力は約 90%に減少する。一方、2910 cm⁻¹の油のラマ ン光 (629 nm) に対する水の減衰係数は 0.319 であり、 2mの水中伝搬による減衰は約 53%に達する。水中で得 られるラマン信号強度は大気中と比べて半分程度にな る。そのため、より遠距離での観測を実施するには、レ ーザーの高出力化が必要になる。

4. まとめ

レーザーを利用した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。水中にある油 でも 2910 cm⁻¹などの油由来のラマン信号を利用するこ とで遠隔から識別可能であることを示した。今後は、 ICCD カメラを利用した時間ゲートスペクトル測定だけ でなく、油のラマン信号波長でのライダー観測も実施し 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

- 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
- T. Somekawa, T. Takeuchi, C. Yamanaka, and M. Fujita: Proc. of SPIE, 9240, 92400J, 2014.
- T. Somekawa and M. Fujtia: EPJ Web of Conference, 119, 25017, 2016.
- T. Somekawa, T. Kitamura, and M. Fujita: Extended Abstracts of the 24th Congress of International Commission for Optics, P3-08, 2017.
- T. Somekawa and M. Fujita, EPJ Web of Conferences, 176, 01021, 2017.
- T. Somekawa, S. Kurahashi, J. Kawanaka, and M. Fujita, Proc. SPIE, **10791**, 1079104, 2018.
- 28) 染川智弘,伊澤淳,藤田雅之,河仲準二,久世宏明,第
 67回応用物理学会春季学術講演会,15p-B409-2,2020.
- T. Somekawa, M. Kasaoka, F. Kawauchi, Y. Nagano, M. Fujita, and Y. Izawa, Opt. Lett. 38, 1086, 2013.

- T. Somekawa, M. Fujita, Y. Izawa, M. Kasaoka, and Y. Nagano, IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. 22, 229, 2015.
- 11) X. F. Zhang, M. Q. Zou, X. H. Qi, F. Liu, C. Zhang, and F.

Yin, J. Raman Spectrosc. 42, 1784, 2011.

 12) 染川智弘,笠岡誠,中井政明,藤田雅之,井澤靖和,レ ーザー研究,44,272,2016.
レーザー打音法による高架橋床版コンクリートの欠陥検査

レーザー計測研究チーム

島田義則、オレグ コチャエフ、倉橋慎理、大久保義晴¹⁾、橘吉宏¹⁾、嘉指登志也¹⁾、

加賀谷悦子¹⁾、石川裕一¹⁾、

1中日本ハイウエイ・エンジニアリング名古屋(株)

1. はじめに

高度成長期に建設されたトンネルや高架橋などの 構造物が高経年化し、近年、検査維持管理技術の確 立が大きな社会的問題となっている。老朽化による 事故を未然に防ぐためには、構造物の健全性を精度 よく検査できる技術の開発が望まれている。

トンネルや高架橋床版などの検査には打音検査法 ¹⁾が主に用いられている。ハンマーなどでコンクリ ートに振動を与え、振動音を作業員が耳で聞いて欠 陥の有無を判定するものである。重労働で高所作業 の危険を伴うことや、データの定量性に乏しく、劣 化の進行状況を判断しにくいことなどの問題がある。 これらを解決するため、高速で客観的なデータを取 得できる新しい検査方法の開発が求められている。 当研究所では打音検査法に代わる検査方法としてレーザ ーを用いた検査方法^{2),3)}(以降、レーザー打音法という。) を開発し、トンネルや高架橋での欠陥検出実験を実施し、 実用化をめざして研究を進めてきた。



図1 レーザー打音法の概念

図1にレーザー打音法の概念を示す。パルスのイ ンパクトレーザーをコンクリート表面に照射してコンク リート表面を振動させ、その振動を検出用レーザーにより 計測する。振動スペクトルは内部欠陥の有無により変化す るため、振動波形を解析して、欠陥の有無を判定する。図 1内のミラーを回転させることにより、コンクリート表面 上でレーザー照射位置を走査でき、また、装置を車両に 積載して自走させることにより、コンクリート表面 全体を検査することができる。

この手法はコンクリートに振動を与え、その応答 を捉えて欠陥診断を行う点では、原理的に打音検査法 と同じ検査手法であり、トンネルや高架橋床版の点検にお いて、今まで蓄積された打音検査データをそのまま継承で きる上に、遠隔からの計測が可能であること、短時間 で検査可能である等の利点がある。高架橋では下部に防 鳥ネットが張り巡らされていることが多いが、レーザー打 音法ではネットを取り外す必要がなく、そのままの状態で も計測が行える。

本稿では、レーザー打音法を用いて高架橋床版コンクリートの欠陥検査を行った結果について紹介する。

2. レーザー打音装置

高架橋床版の浮き欠陥を検出に用いたレーザー打音装 置を図2a) に示す。コンクリート床版に衝撃を与えるイ ンパクトレーザーにはQスイッチ Nd:YAG レーザー、表 面振動検出用レーザーにはレーザードップラーシフト干 渉計を用いた。インパクトレーザーと同軸上に可視レーザ ーを通し、インパクトレーザーの照射位置を肉眼で確認で きるようにした。インパクトレーザー用電源やチラー、そ れらを制御する制御盤、ならびに発電機をトラックに積載 し、検査位置まで移動して検査を行える。発電機を備えて いるので、外部電源のない場所での検査も可能である。

検出可能なひび割れ深さや内部空洞のかぶり厚は インパクトレーザーのエネルギーで決定される。こ のレーザー打音装置で用いているインパクトレーザ ーの出力エネルギーは最大 2J であり、検出可能な欠



a) 各コンポーネント



b) レーザー照射の状態図 2 レーザー打音装置

陥深さは数 cm 程度である。図2 b)はレーザー打音 装置から橋梁床版に向けてレーザーを照射している ときの写真である。赤い点がインパクトレーザー、 緑色の点が振動検出用レーザーの照射位置である。

3. 実験結果

欠陥箇所にレーザー照射を行った場合の実験結果 を図3に示す。図3a)は欠陥箇所の写真である。赤 と緑のレーザー照射点の下側にひび割れが見られ る。打音検査ではこの部分で異音が検出されており、 剥落の危険性があると判定されている。

図 3 b) はレーザー照射時に観測された振動波形で ある。インパクトレーザーは横軸の 0 ms の時点で 照射されている。インパクトレーザー照射に伴うア



a) 欠陥箇所の写真



時間 (ms)





c) b)から求めたスペクトル強度分布図 3 欠陥部分を照射した場合の結果

ブレーション音によりスパイク状の雑音信号が発生 するため、レーザー照射から 0.5 ms までの時間帯の 振動波形を除去している。図 3 b)の振動波形から求 めたスペクトル強度分布を図 3 c)に示す。0.5, 1.1, 3.9, 4.2 kHz に卓越振動が現れている。

図3 a)に示した欠陥近傍の健全箇所を照射した 場合の結果を図4に示す。図4b)では信号波形に振 動が見られず、図4c)にも卓越振動は現れなかった。 このように欠陥個所と、健全箇所では明らかに振動 スペクトルが違うことがわかる。

4. 欠陥の判定基準

測定箇所が欠陥部か健全部かを判定するため、ス ペクトル強度分布より二つの特徴的な数値を取出し て検討することにする。図3 c) に示したように、 第1はスペクトル強度分布の平均値 SPaver であり、 第2はスペクトル強度分布の最大値 SPmax である。 図3 c)はレーザー照射時のスペクトル強度分布であ



a) 健全箇所の写真



るが、レーザー照射直前にも振動波形を取得して、 スペクトル強度分布を求め、平均値と最大値を算出 する。

このように、振動を特徴づける数値として、レー ザー照射直前のスペクトル強度分布の平均値 SPaverBefと最大値 SPmaxBef、レーザー照射時の平 均値 SPaverAft と最大値 SPaverAft の数値を用いて 判定基準を検討することにする。次の4個のパラメ ータを考える。

第1は、レーザー照射によって励起された振動の エネルギーがどれほど大きいか(あるいは増加した か)の指標となるパラメータAver_Aft/Bef である。 スペクトル強度の周波数積分(面積)は振動の大き さの物理的指標となる。Aver_Aft/Bef はスペクトル 強度分布の平均値を用いて(1)式で表示される。 Aver_Aft/Befが大きいほど、レーザー照射により大き な振動が励起されたことを示す。

$$Aver_Aft/Bef = \frac{SPaverAft}{SPaverBef}$$
(1)

Aver_Aft/Befは剥離したコンクリートの容量が 小さく、よく振動する欠陥の判定には有効なパラメ ータと考えられる。

第2は、レーザーで励起された振動の中で、最大 の強度をもつ卓越振動モードにエネルギーが集中し ているかの指標となるパラメータ DominAft であ り、(2)式で表示される。

$$DominAft = \frac{SPmaxAft}{SPaverAft}$$
(2)

第3は、レーザーで励起される卓越振動モード のスペクトル強度に関する指標となるパラメータ MaxAft/Bef で、(3)式で表示される。

$$MaxAft/Bef = \frac{SPmaxAft}{SPmaxBef}$$
(3)

MaxAft/Bef は、剥離しているコンクリートの厚

さが均一で、単一周波数で振動し、スペクトル強度 が大きくなる欠陥の判定に適したパラメータであ る。

第4のパラメータは AverAft/Bef とMaxAft/Befの 積で、(4)式で表示する。

$$DefRec = \frac{SPaverAft}{SPaverBef} \times \frac{SPmaxAft}{SPmaxBef}$$
(4)

DefRec は、剥離部の容積が小さく、鉄筋付で剥 離した厚みが均一な欠陥の判定に有効である。

図 3c) と図 4c) のスペクトル強度分布の結果か ら、(1) ~ (4)式を用いて計算したパラメータ AverAft/Bef ~ DefRec の値を表 1 にまとめた。 AverAft/Bef と MaxAft/Bef では欠陥部と健全部での 差が大きく出るが、DefRec ではその差が際立ったも のになっている。



a) コンクリート表面にペイント処理した 部分に発生した欠陥



b) 欠陥部分を照射した場合の信号波形



c) b)より求めたスペクトル強度分布

図 5 ペイント処理したコンクリート表面に発生 した欠陥部分を照射した場合の結果

表1 図3、図4の結果から求めた4つのパラメータ

	欠陥部 (図 3 c)	健全部 (図 4 c)	欠陥部/ 健全部
AverAft/Bef	25.4	2.0	12.7
DominAft	3.7	3.2	1.2
MaxAft/Bef	37	2.0	18.5
DefRec	936	4.0	234

別の数 10 箇所の欠陥部に対して同様の計測を実 施し、得られたスペクトル強度分布に対して AverAft/Bef ~DefRec のパラメータを計算した。そ の結果、DefRec で欠陥部と健全部の識別度が最も大 きくなることを確認した。

5.ペイント処理した高架橋床版の検査

高架橋では、高架下を一般車両や人が通行する可 能性があるため、コンクリート片の落下防止用にコ ンクリート表面にペイント処理を施す場合がある。 図5はペイント処理を施した部分に発生した浮き欠 陥である。表面にひび割れは見られないので、内部 の鉄筋が錆びて、その周りのコンクリートに、表面 と平行に、ひび割れが発生したものと思われる。イ ンパクトレーザーを照射してもレーザーが照射され た痕、「レーザー痕」は発生しなかった。ここにレー ザーを照射したときの振動波形とスペクトル強度分 布を図5 b)、c)に示す。2kHz の位置に卓越振動が 見られる。

図6はペイント処理されている健全部 a)に対して レーザー照射したときの振動波形 b)とスペクトル 強度分布 c)である。図 5、図 6 よりパラメータ W の 大きさを評価(計算でもよい)した結果、欠陥部に 対しては

DefRec = 34.8

が得られ、健全部に対しては

DefRec = 7.6

が得られた。欠陥部では健全部の~5 倍大きいとなった。



a) ペイントした処理したコンクリート表面 の健全部







c) b)から求めたスペクトル強度分布

図6 ペイント処理したコンクリート表面健全部 を照射した場合の結果

6. まとめ

本稿では、レーザー打音法により高架橋床版の欠 陥検査を行った結果を報告した。レーザー照射によ り励起された高架橋床版の振動信号波形から求めた スペクトル強度分布を下にして、欠陥判定に利用可 能と思われる4個のパラメータを検討した。数10箇 所の欠陥での計測結果から、パラメータWの有効性 を確認することができた。

今後さらにデータを蓄積し、欠陥判定基準として

のパラメータWの定量化を進めていきたい。

欠陥判定のアルゴリズムには、京都大学が提案す る LSCF 法⁴⁾や、ウェーブレット法⁵⁾がある。ここで 提案したパラメータ DefRec もアルゴリズムに成長 していく可能性がある、今後、AI 等を用いた判定ア ルゴリズムも登場するであろう。いずれにせよ、ノ イズに左右されない正確な欠陥判定アルゴリズムの 構築がレーザー打音技術には必要である。

本研究で開発したレーザー打音装置を用いること により、橋梁床版の写真等から危険そうな箇所を事 前に割り出し、そこを遠隔、高速で検査することが できる。現在はその実現のために多くの現場試験を 行い、装置性能や耐久性を評価中であり、近い将来 の実用化を目指している。

参考文献

- 鎌田敏郎、淺野雅則、国枝稔、六郷恵哲:土木学会 論文集 V、704, pp.65-79, 2002.
- 2) 島田義則、オレグコチャエフ:電気学会論文誌 C, 129, pp.1192-1197, 2009.
- 島田義則、オレグコチャエフ、内田成明、篠田昌弘、 大村寛和、御崎哲一、近藤健一、坂本保彦:レーザ 一研究、38(10), pp.749-753, 2010.
- 4) 保田 尚俊、御崎 哲一、島田 義則、江本 茂夫、
 金田 道寛、武岡 学、田中 幸司、石田 信孝、
 高山 宜久、曽我 寿孝:土木学会論文集 F1(トンネル工学)、74(1), pp. 58-69, 2018.
- 5) 羽矢 洋、羅 休、魚本健人:Study on Impact Acoustic Method and System Development Based on Wavelet Analysis, 土木構造物の非破壊検査法 国際会議 (NDT-CE2:ベルリン), (2003).

レーザーを用いた浮石検知技術の開発

レーザー計測研究チーム

倉橋 慎理、島田 義則、コチャエフ オレグ

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 ひたび発生している。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」はブレーカー等の建設機 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^{4,506}。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が予測さ れる。振動の様子をレーザーで計測することが出来れば、 浮石の状態を遠隔検知することが可能となると考えら れることから、レーザー技術の導入が期待されており、 その可能性を実証すべく基礎実験を実施してきた。本稿 では、山岳トンネルの切羽に比較的近い構造を模擬でき る砕石場の切羽において実施した浮石検知の実証試験 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、京都 府にある砕石場において、現在は砕石作業の終了してい る区画の一部を借り、浮石検知の模擬試験を実施した。 図1に砕石場の上空からの様子と、試験を実施した3箇 所の様子を示す。3箇所はそれぞれ岩盤の硬さが異なり、 B点の岩盤が最も硬く、A点の岩盤の風化が最も進んで いる。

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

-34 -





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。覆エコンクリ 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 ようとすると、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、現場にあるブレー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 ー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を示している。プローブ光として 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。レーザー振動計と計測位置を走査するた めの二軸スキャナ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。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、ブレー 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

図3に示すように5m×5mの領域を検査領域として 設定し、その領域を1m間隔で区切り、各メッシュ内の 浮石の検査を行った。事前に高所作業車と岩検ハンマー (ピックハンマー)を用いて検査領域の浮石の有無を確 認し、その結果をもとに提案手法の評価を行った。

ブレー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。 ブレー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。一つの検査対象につき打撃位置は



図2 実験配置

二か所とし、同一の点検箇所において、打撃位置が与える影響を確認した。図1に示すA,B,Cの3箇所の検査地点で、上記と同様の計測を行った。

2.4 実験結果と考察

図3に検査対象A点の様子を示す。図中に①、②と示 された箇所は打撃位置を表す。メッシュで区切られた領 域には便宜上A-E列、1-5行で番地を指定した。メッシ ュ内に示されたマーカーはハンマーによる打音検査の 結果を示しており、それぞれ、赤(×印)がハンマーで も強くたたいたら落ちそうなレベルの欠陥、緑(□印) が健全、青(△印)がハンマーでは落ちそうにないが、 重機等で打撃すると落下しそうな欠陥を表している。

図4に検査対象Aの2の位置を打撃したときの検査 領域1-Eにおいて計測された振動の波形と、それをウェ



図3 検査対象Aの様子

ーブレット変換することで得られたスカログラム、高速 フーリエ変換することで得られた振幅スペクトルをそ れぞれ示す。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ため、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。100 Hz 以下 の成分からなる重機による振動に重畳する形で 300-400Hz 程度の振動が確認されており、これが浮き石の 存在を示していると推測される。

図5に①の位置を打撃した場合の検査領域1-Eにおい て計測された振動の波形と、それをウェーブレット変換 することで得られたスカログラム、高速フーリエ変換す ることで得られた振幅スペクトルをそれぞれ示す。②を 打撃した時に得られた振動波形(図4)とは異なること が確認できる。浮石部の固有振動数と推定された 300-400Hz 程度の振動は励起されておらず、打撃位置によっ て計測結果が異なる場合があることを示した。これは、 打撃位置から計測箇所まで振動が伝播する際に減衰す るなどして消失する成分があることを示唆しており、計 測に際して適切な打撃位置と計測箇所の関係が存在す ることを示している。

図6に検査対象 B の様子を示す。図中の③と示され た箇所が重機による打撃位置を表す。対象 A と同様、 番地分けと、打音検査の結果が表示されている。

図7に検査対象 B の③の位置を打撃したときの検査 領域 I-D、I-E において計測された振動の波形と、それ をウェーブレット変換することで得られたスカログラ ム、高速フーリエ変換することで得られた振幅スペクト ルをそれぞれ示す。欠陥判定された I-E において、振動 励起から 100 ミリ秒程度続くようなゆっくりとした振 動が計測されており、このような挙動を示す浮石は落下 の危険が高いと考えられる。すぐ横の番地である I-D 健 全部では同様の長周期の振動が励起されていないこと が確認できる。打撃位置と計測位置が離れていても、浮 石の状況や岩盤の質によっては、計測が可能であること が分かった。岩質が硬く、浮石の固有振動数が低い場合 に起こりやすい現象と考えられる。



図4 検査対象 A の②を打撃したとき 1-E において計測された振動波形(上)、スカログラム(中)、振幅スペクトル(下)



図5 検査対象 A の①を打撃したとき 1-E にお いて計測された振動波形(上)、スカログ ラム(中)、振幅スペクトル(下)

3. まとめ

現場にあるブレー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。ブレーカーで岩盤を打撃したとき、そ



図6 検査対象Bの様子

の振動が、岩盤内で5m程度範囲離れた位置まで伝播することを確認した。また、その振動をレーザー振動計により10m程度離れた位置から検出することが出来た。

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 つか確認することが出来た。また、打撃位置との距離に よっては励起されにくい帯域が存在することが分かっ 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 手法の開発が求められる。ブレーカーにより入力された 振動を計測するなどして、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

- 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)
- 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



 図7 検査対象 B の 1-D において計測された(a)振動波形、(b)スカログラム、(c)振幅スペクトル、(d)1-E において計測された振動波形、(e) スカログラム、(f)振幅スペクトル

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) オレグコチャエフ他: LASER CROSS, No.355 島田義則: ILT2018 Annual Progress report

6) S.Kurahashi et al. : J. Appl. Remote Sens., 12,015009,2018.

4)

5)

Non-destructive laser-based inspection of metal pipelines with the use of pipe eigenmodes

Laser measurement team

O. Kotyaev, Y. Shimada, S. Kurahashi

1. Introduction

In a site of construction, metal pipes are used to carry water which contains solid elements such as rocks and/or sands. Usually the inner surface of pipeline is affected by moving fluids resulting in the decrease of wall thickness especially at the bottom side of pipeline, as shown in Fig.1. Preventing dangerous situation caused by thinner walls, periodical inspection of wall thickness is necessary.

We have developed a laser-based system for remote sensing of pipe wall thickness via measuring the multiple reflection frequency of laser induced ultrasonics between the outer and inner surfaces of pipe wall, as described in the previous ILT report [1]. The experimental results have verified that the multiple reflection frequency is inversely proportional to the wall thickness, and this technique can be applicable to the pipeline, even it is filled with water. It should be noted, this sensing system requires that the laser beams for initiation and detection of ultrasonic vibration shall be injected vertically to the bottom surface of pipeline. However, sometimes, bottom side of inspected pipe is just not accessible for laser beams.

In this report, we present a new method which is free from this requirement. The method allows to evaluate pipe conditions with the use of initiation and detection of pipe vibration eigenmodes instead of multiple reflection in pipe wall. After impact, pipe ring cross-section undergoes some deformation and relaxation. In Fig.2, the lowest eigenmode of pipe is shown. Actually, many more eigenmodes will be initiated by laser impact. We plan to use the fact that eigenmode spectrum depends on pipe cross-section geometry [3]. If inspected pipe gets thinner bottom part as shown in Fig.1, then corresponding spectrum will have eigenmodes with lower frequencies.



Fig.1. Bottom part of metal pipe is getting thinner.



Fig.2. The first fundamental eigenmode of ring pipe cross-section natural vibration.

Obviously, applying laser beams to the pipe bottom where degraded wall is comparatively thinner will produce eigenmode vibration with higher amplitude, and, correspondingly, the inspection procedure will be more sensitive. However, to initiate pipe vibration eigenmodes, laser impact can be applied to any part of pipe cross section. That means, there is no need to deliver impact and probe beams just under the pipe to its bottom part. Both laser beams can be delivered to any accessible part of inspected pipe (for example, pipe side), and spectrum of initiated eigenmode will provide information of the pipe condition. So, the main task of the present tests is to verify capability of pipe inspection when impact and probe beams are delivered horizontally to the pipe side which is most probable situation in real operation.

Another task of the research is to initiate and detect vibration eigenmodes in a pipe filled with water. Experimental results of influence of water presence on eigenmode amplitude and frequency will be presented.

2. Initiation of eigenmodes by laser impact.

Three pipe samples were provided for the experiments. (Fig. 3). These are 1-meter long pieces, 165.2 mm in diameter. The pipes are made of steel. Pipe wall thickness: 7.1, 5.0 and 3.7 mm. Outer surface is covered by protecting paint. These samples were used in the previous research of pipe wall thickness measurement.[1].





The inspected sample was set 6 meters away from the laser inspection system (Fig.4). CO₂ laser with pulse energy of 5J and pulse width of 100ns was used for laser

impact to initiate eigenmodes. No focusing and imaging was used in the impact beam path. Resulting impact beam size was about 8 cm. In this case, no surface damage was produced, however, even in these conditions, it was possible to initiate detectable eigenmodes. Laser vibration meter PDV-100 (by Politec Co.) was used for the detection of initiated eigenmodes. No counter-reflecting tape was used in the probing point, the probe beam was positioned on original surface only. Impact and probe beams were delivered horizontally to the pipe side in the middle area between pipe holders in order to minimize influence of the holders on eigenmode initiation.



Fig.4. Laboratory pipe sample under testing.

Results of the tests are presented in Fig.4. As it was expected, in three pipe samples with different pipe wall thickness, spectra of initiated eigenmodes look significantly different. The thinner pipe wall the lower eigenmode frequency (see Table 1). So the idea of using pipe eigenmodes for nondestructive testing has been basically verified.







c) Pipe sample with wall thickness of 3.7 mm;

Fig.5. Waveform and spectra of eigenmodes initiated in laboratory pipe samples.

	Pipe wall thickness			
	7.1 mm	5 mm	3.7 mm	
1-st mode	750 Hz	550 Hz	350 Hz	
2-nd mode	2050 Hz	1400 Hz	1050 Hz	

 Table 1. Frequency of the first two eigenmodes initiated in the laboratory pipe samples.

3. Initiation of eigenmodes in real pipe samples.

In the next step, the tests of pipe samples used at the real construction site have been performed. Two 400-mm long samples with 354.5 mm in diameter were prepared, as shown in Fig.6. One of the samples is a piece of unused pipe. It practically has no rust, and its wall thickness is 11.8 mm. The other one was cut off from actual water

pipeline. It is covered with thick layer of rust and its thickness is varied from 9.5 to 11.5 mm.



Fig.6. Real pipe samples: left - unused one; right – taken from actual water pipe line.



Fig.7. Pipe sample under tests.

Test of real pipe sample is shown in Fig.7. The same CO_2 laser was used as a source of laser impact for eigenmode initiation, and vibration meter PDV-100 was used for vibration detection. Probe beam was set on original surface without any counter-reflecting tape.

Piece of used pipe was set emulating situation when

impact and probe beams are directed not to the pipe "bottom" but to the "side" of inspected pipe line: the most degraded part of pipe sample wall corresponding to real pipe bottom was rotated 90° relative to the laser beam position.

Figure 8 shows obtained waveform and spectrum. The very promising result is that it is really possible to initiate detectable eigenmodes in this kind of pipe. Vibration amplitude and corresponding peaks in the spectrum are much higher than noise level, so the idea of using eigenmodes looks very feasible for real pipe inspection.

In Fig.8, the records with 1-second duration are presented to visualize entire relaxing vibration. In Fig.9, rescaled spectra of eigenmodes initiated in unused and used pipe samples are compared.



Fig.8. Waveforms and spectra obtained in unused (a) and used (b) pipe samples



Fig. 9. Comparison of eigenmode spectra. Blue - unused pipe, red - used pipe.

It is clearly seen that eigenmode spectra of unused and used pipes are very different: frequencies of used pipe eigenmodes are significantly lower than frequencies of unused pipe eigenmodes. (The first coincident peaks around 70 Hz correspond to bouncing of the pipe as a whole). This fact is very promising: frequency set difference can be reliably detected in real inspection and indicate current conditions of inspected pipe.

4. Test of eigenmodes in water-filled pipe.

In real construction site the water pipe line is filled with water. The presence of water should affect amplitudes and frequencies of initiated eigenmodes. So, it is important information whether it is possible to initiate detectable eigenmodes and evaluate pipe conditions at the presence of water.

In the final step of experiments to test influence of water on pipe eigenmodes. the pipe sample shown in Fig. 3 (b) was used. Figures 10 and 11 show the water-filled pipe under inspection.

At first, the pipe sample was tested without water, and after that it was filled with water (Fig.11) and tested again under the same conditions.

Figure 12 presents waveforms and spectra of initiated eigenmodes without water and with water.



Fig. 10. Pipe sample filled with water is under inspection.



Fig.11. Pipe sample filled with water.



a) Empty pipe sample.



b) Pipe sample filled with water.

Fig.11. Waveforms and spectra obtained in empty (a) pipe and pipe filled with water (b).



Fig. 12. Comparison of eigenmode spectra. Red - pipe without water, blue - pipe with water.

First of all, the good news is that detectable eigenmodes still can be initiated in water-filled pipe. Although amplitude of waveform looks noticeably lower in the water-filled case, natural vibration is still clearly visible. This result is very promising for real pipe inspection.

In Fig. 12, rescaled spectra of initiated eigenmodes are compared. There is significant difference in frequency sets between empty pipe and pipe filled with water. As it was expected, filling pipe with water resulted in decreasing frequencies of initiated eigenmodes. Moreover, only low-frequency eigenmodes can survive. However, amplitude of the first three eigenmodes is high enough for reliable detection.

5. Discussion and conclusions.

The presented tests have verified the idea that eigenmodes in metal pipes can be initiated and used for pipe condition inspection.

Degradation of pipe walls leads to noticeable decrease of eigenmode frequencies.

To evaluate current condition of inspected pipe with the use of vibration eigenmodes, it is not necessary to direct impact and probe beams just under the pipe bottom, where the most significant degradation of pipe wall may happen. It is enough for this purpose to investigate eigenmode spectrum obtained when laser beams are positioned on the side part of pipeline.

Filling pipes with water results in lowering eigenmode frequencies with decreased amplitudes. However,

eigenmode detection is still possible and reliable.

6. Acknowledgements.

The presented research has been carried with the 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

- O. Kotyaev, Y. Shimada. ILT Annual Progress Report, 2019.
- C.B. Scruby. Laser Ultrasonics. Technique and Application, 1990.
- 3) Nondestructive testing hand book. ASNDT, 1991.

フェムト秒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

本研究チームでは、創薬への応用や光機能性素子の開 発を目指し、生体内で様々な機能を果たす蛋白質や酵素 などの生体関連物質の光初期反応メカニズムおよびダ イナミクスを、パルスレーザーを用いた時間分解計測法 により明らかにする研究を行ってきた。蛋白質の主な機 能の一つに、栄養物の吸収や不要物の分解、エネルギー 代謝など生体内で起こる化学反応を触媒する機能があ り、このような蛋白質は酵素と呼ばれる。酵素の大きな 特徴は、一種類の酵素は基本的に生体内に存在する一種 類の分子(基質と呼ばれる)のみを選択的に触媒すると いう点にあり、反応効率も非常に高い。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、補因 子と呼ばれる基質と化学反応する分子で構成され、アミ ノ酸鎖が補因子を取り囲むようにそれぞれの酵素に特 有の立体構造を形作っていることから、酵素が示す高い 反応効率と分子選択性は酵素が持つ蛋白構造そのもの に起因する、つまり酵素内に特定の基質のみを取り込み、 補因子との反応を促進させるような環境場を酵素が有 しているためであると考えられている。

酵素の機能解明のためよく行われている研究手法に、 酵素に基質とは分子構造が異なる分子を添加し、その反 応を観測することで酵素の機能性の主要因を明らかに しようとするものがある。例えば基質分子が持つ置換基 を除去または異なる置換基と入れ替えた分子や、芳香環 の導入などによりサイズを変えた分子などを酵素と反 応させ、基質添加時の反応との変化を比較することで、 基質内の分子サイズ、置換基の種類や分子内配置など、 どの要素が酵素反応に最も強く関与しているかが具体 的に明らかとなる。またこれらの研究により得られた知 見を応用すれば、生体内には本来存在しない人工合成分 子を用いて酵素反応を人為的に制御することも可能に なる。このような手法は薬学分野においてよく用いられ ており、基質よりも酵素との結合性の高い分子(=薬剤) をウィルスや細菌内の酵素と作用させてその機能を抑 制し増殖を抑制したり、体内で異常に活性化した酵素を 不活性化し疾病を治療したりすることなどを目的とし た、機能抑制薬の開発手法でもある。

酵素の機能抑制効果の研究に関して最近、D-アミノ 酸酸化酵素(DAAO)のアミノ酸濃度調整機能が 注目を集めている。DAAO は補因子にフラビンア デニンジヌクレオチド (FAD) を持ち、生体内で D-アミノ酸を選択的に D-イミノ酸へと分解する 反応を示す(図1)が、FAD が安息香酸など種々 の人工合成分子と結合して錯体を形成するため、 薬剤による機能抑制効果が顕著に見られること でも知られる1)(図2)。しかし一方で、生体は本 来 L-アミノ酸のみによって構成されるため、その具体 的な役割はよくわかっていなかった。これに対し近年、 福井ら(徳島大)は、DAAOの異常活性により統合失 調症患者の脳内 D-アミノ酸濃度が健常者よりも低下し ていることをつきとめるとともに、機能抑制薬の投与が 脳内 DAAO の反応活性を抑制し、脳疾患の治療に有効 であると報告した²⁾。この報告は、生体内での DAAO の役割を明確なものにするだけでなく、様々な脳疾患に 対する治療薬開発の足がかりとなるという意味で非常 に重要な意義を持つ。

一方、DAAO は光科学の観点からみても興味深い酵素 である。DAAO の補因子 FAD は分子の構成要素として イソアロキサジン環(Iso)を含み、Iso は青色領域の光 を吸収して 530 nm 付近の緑色の蛍光を発する。蛍光強 度やスペクトル形状、また減衰寿命は蛋白質の反応を敏 感に反映して変化するため、それらを分光学的手法によ り観測すれば、その機能メカニズムに関する有益な情報 を得ることができる。この観点から我々は、DAAO の 蛍光過程と機能抑制効果の関連性や、抑制効果の判別に



図1 DAAOのD-アミノ酸酸化スキーム。DAAOがD-アミノ酸を取り込み、FAD により脱水素化して D-イミノ酸に分解する。生成したD-イミノ酸は加 水分解によりD-ケト酸に分解される。FAD は細胞 内に存在する酸素を水素化し元の状態へと戻る。



図2 機能抑制薬による DAAO の機能抑制スキーム。 抑制薬が DAAO 内に優先的に取り込まれ FAD と 錯体を形成することにより、D-アミノ酸の酸化反 応を抑制する。

対する時間分解蛍光計測法の有効性を検証することな どを目的に、無添加および機能抑制分子を添加した DAAOの光励起ダイナミクスをフェムト秒蛍光計測法 (蛍光アップコンバージョン法)により検討してきた。 これまでにブタ腎臓由来 DAAOを用いた研究を進め、 2-アミノ安息香酸ナトリウム (o-AB)を機能抑制分子と して DAAO 水溶液(160 µ M)に添加した試料において、 寿命 100-300 fs の超高速蛍光減衰成分が生成すること を見出した。また抑制分子の添加濃度の増加に伴い、そ の成分比も増加することがわかった³⁾(図3)。このこ とから、超高速蛍光減衰は DAAO と抑制分子が結合し て生成する電荷移動(CT)錯体(図2)に由来するもの と考えたが、抑制分子の大過剰添加(71 mM)時にも DAAO 錯体形成率は100%とはならず、錯体を形成しな い DAAO の蛍光減衰成分が同時に観測されたため、寿 命の決定など超高速蛍光減衰成分の詳細な分析は困難 であった。このため本研究では、ブタ腎臓 DAAO 内に 人為的に o-AB を内包させた複合体(DAAO – o-AB 複 合体、以下複合体と表記)を用い、フェムト秒蛍光の観 測を行った。DAAO に抑制分子を添加した試料とは異 なり、複合体は化学的な処理により DAAO と o-AB を 作用させた後、錯体形成したもののみを精製して作成す る⁴。このため DAAO と抑制分子の錯体形成率は非常 に高い(~100%)と予測されることから超高速蛍光減 衰成分のみを観測でき、これまでより具体的な知見が得 られるものと考えられる。



図3 (○) DAAOのみ、(▲) o-AB (18 mM) 添加、 (□) o-AB (71 mM) 添加試料のフェムト秒蛍光 と4 成分指数関数によるフィッティング曲線³

2. 実験

実験に用いた複合体は、熊本大学大学院生命科学部から提供を受けた。DAAOの発現には大腸菌を利用し、 陰イオン交換カラム(DE52)、ハイドロキシアパタイトの2種のクロマトグラフィーによる精製を行った⁴)。 酵素を水中で溶存させるために用いる緩衝液には100 mMリン酸カリウム緩衝液(pH7.6)を用いた。FAD(Iso)、 o-ABの分子図を図4に、複合体の結晶構造(Protein Data Bank, ID number: 1AN9)およびFAD近傍の構造を拡大したものを図5にそれぞれ示す⁵。o-ABはFAD中のIso の近傍に位置しており、それぞれの分子の芳香環が互いに平行に位置していることから、芳香環のスタッキングによるπ-π電子相互作用がCT 錯体形成に有利に働く ものと考えられる。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-2000 (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^のを使用した。励起波長は 410 nm、システムの時間分解能は約 120 fs である。



図4 (a)補因子 FAD と FAD 中のイソアロキサジン環
 (Iso)、(b)2-アミノ安息香酸ナトリウム (o-AB)
 の分子図



図5 (a) DAAO-o-AB 複合体全体の結晶構造、(b) 補因 子 FAD (Iso) 周辺の構造を拡大表示したもの (Protein Data Bank, ID number: 1AN9 より)⁵⁾

3. 結果と考察

3.1 吸収、蛍光スペクトル

図6に、複合体の緩衝液中での吸収スペクトルを示す。 565 nm にピークを持つブロードな吸収帯^{7,8}が顕著に観 測されたことから、複合体は液中において高い比率で CT 錯体を形成していることがわかる。DAAO と o-AB のCT 錯体は、Iso が電子受容体、o-AB が電子供与体と して働き、分子間のπ-π電子相互作用により電荷の一 部が o-AB から Iso に移ることにより形成されると考え られている⁹。384、445 nm にピークを持つ吸収帯も同 様に CT 錯体の吸収帯に帰属されている⁹ものの、明確 な根拠はなく、スペクトル形状が DAAO (内の Iso) の 一重項電子励起状態 (S₁状態) のそれと類似しているこ とから、CT 錯体を形成しない複合体が一部存在し、そ の吸収帯が重複している可能性もある。565 nm (CT 錯 体) で励起しても蛍光は観測されなかったが、410 nm で励起すると、図6、太線で示すように、514 nm にピー クを持つ蛍光帯が僅かに観測された。この蛍光帯は、 DAAO のみの試料のピーク波長 530 nm のスペクトル³⁾ と形状は類似しているものの、スペクトル全体が約 15 nm 程度短波長側にシフトしていることがわかった。



(図中本の) 吸収へくシーバル(図中美線) と蛍光スペクトル(図中太線、励起波長 410 nm)

3.2 フェムト秒蛍光ダイナミクス

図7(a)、(b)に、波長514 nm と500 nm で観測したフェ ムト秒蛍光計測結果をそれぞれ示す。図7(a)は蛍光ピー ク波長での計測結果であり、DAAO にo-AB を添加した 際に観測された寿命100 fs 程度の超高速減衰成分(図3) が明確に観測された。寿命が10 ps 以上の長寿命成分も わずかに観測されているが、この成分の要因については、 試料にわずかに含まれる o-AB が配位していない DAAO や蛋白構造が解けたFAD など何らかの蛍光性の 不純物、レーザー励起により酵素が分解してFAD が水 溶液中に露出したものなど様々な可能性があり明確で はなく、また超高速蛍光減衰成分に比べて成分比が著し く小さい (<5%) ため複合体の主な励起過程との関連性 は低いと考えられるため、以後議論しない。装置応答関 数を考慮したコンボリューションフィッティングの結 果、蛍光は指数関数で減衰し、その寿命は130 fs である ことがわかった。蛍光ピーク波長より短波長側の 500 nm でも同様の超高速蛍光減衰が観測されたが、フィッ ティングから得られた寿命は100 fs であり、ピーク波長 の蛍光よりも速く減衰することがわかった。このような、 実際の光反応寿命を示す蛍光ピーク波長での減衰寿命 よりもピーク波長の両側での減衰寿命がより短くなる 現象は、蛍光スペクトルのナローイングと呼ばれ、蛋白 質環境場における電子移動、異性化などの超高速光反応 において特徴的にみられる挙動である^{10,11}。



 図7 励起波長 410 nm での複合体のフェムト秒蛍光デ ータ(○) と指数関数によるフィッティング曲線 (a) 観測波長 514 nm (減衰寿命 130 fs)、(b) 観 測波長 500 nm (減衰寿命 100 fs))。わずかに観 測される長寿命成分(10 ps)については由来が明 確ではないが、超高速減衰成分に比べて成分比が 著しく小さい(<5%)ため複合体の主反応とは関 連性が低いものと考えられる。

3.3 複合体の超高速光反応過程

吸収・蛍光スペクトルおよびフェムト秒蛍光の観測結 果から、複合体の超高速光反応過程について考察する。 4.1 章で示したように、複合体はで 565 nm に吸収ピーク を持つCT 錯体を形成するが、384、445 nm にピークを 持つ吸収帯はIsoのS1吸収帯とピーク波長および形状が 類似しており、また514 nm にピークを持つ蛍光帯が観 測されることから、この吸収帯はCT 錯体に帰属される ものではないと考えられる。しかし一方で、DAAO の みの試料での蛍光スペクトルのピークは530 nm ³⁾であ り、複合体の蛍光ピークはこれより約15nm 短波長側に シフトしていることから、この吸収帯をo-AB が結合し ていない(複合体ではない) IsoのS1吸収に帰属するこ とも難しい。このことから、複合体は水溶液中において (1)結晶構造と同様の蛋白構造(CT 錯体)、(2) o-AB と Iso 間の配向が変化してπ-π電子相互作用が小さく なり CT 錯体を形成しなくなった構造、の2種の構造を 持つものと考えられる。 DAAO が水溶液中で2種の蛋 白構造を持つ可能性に関しては、DAAO の水溶液中で の蛋白構造を分子動力学法により計算した結果報告さ れている12。この報告では、水溶液中では互いに異なる 構造を持つDAAO 同士が2量体を形成することでエネ ルギー的に最も安定となることが示されており、このこ とから複合体においても同様に構造の異なるもの同士 が2量体を形成している可能性がある。波長410 nmの 励起では、CT 錯体の吸収帯と、CT 錯体を形成しない 構造(以後LE(Locally Excited)状態と表記)の吸収帯 とが共に励起されるが、CT 錯体の励起状態(CT*と表 記) からは蛍光 (CT 発光) を示さなかったため、514 nm 付近の蛍光は励起LE状態(励起Si状態と区別するため 以後LE*と表記)からの蛍光のみが観測されるものと考 えられる。

フェムト秒蛍光計測時の複合体の濃度は約 120 μ M と高いため、複合体は水溶液中ではほぼ2量体として存 在していると考えられる¹³⁾。DAAOのみの場合、2量 体の蛍光は Iso*とその周囲の芳香族アミノ酸残基(Tyr (チロシン) 224、Tyr228、Tyr55 他)との光誘起電子 移動反応による消光過程を示し、蛍光は寿命 3.7 ps と 38 ps の2成分指数関数で減衰する³⁾(図3)。これに対し 複合体では o-AB が Iso のごく近傍に位置しており、分 子間距離は芳香族アミノ酸残基よりも小さくなるため 反応はさらに高速化すると予測される。このことから、 超高速蛍光減衰は LE*から Iso と o-AB 間で起こる何ら かの光反応に起因するものと考えられる。

予測される光反応を、縦軸をそれぞれの過渡種が持つ エネルギーとして図式化したもの(光反応スキーム)を 図8に示す。LE*から起こりうる光反応には、o-ABから Iso へと1 個の電子が移動しイオン対(Iso-o-AB+)を形 成する電子移動反応と、Iso と o-AB の分子間配向が変 化し、電荷の一部が o-AB から Iso へと移動して CT 錯 体 (CT^* ($Iso^{\delta-} o-AB^{\delta+}$)) を形成する錯形成反応の2種 類があると考えられる。電子移動反応については、我々 はこれまで、Iso を含む FAD または FMN (フラビンモ ノヌクレオチド)を補因子に持ち、周囲のアミノ酸残基 (トリフトファン、チロシン) が Iso と近接した配置を 持つフラボドキシン、FMN 結合蛋白質など種々のフラ ビン蛋白質()において、光励起により Iso とアミノ酸 残基との間で寿命100~200fsの超高速電子移動が起こ ることを明らかにしており^{14,15}、Isoと o-AB が近接して いる複合体においても同様に超高速電子移動反応が起 こる可能性は高い。一方錯形成反応では、LE*において Iso と o-AB 間の配向が変化、つまり分子自体が動くこ とが必要になる。このような励起分子の動き(または分 子のねじれ) により CT 錯体を形成する光分子反応は TICT (Twisted Internal Charge Transfer) あるいはPICT (Planar Internal Charge Transfer) と呼ばれ、これまでに 多くの報告例がある1%。しかしながら、励起分子の動き



図8 複合体 (水溶液中)の光反応スキーム。光励起で生 成された LEからは電子移動と錯形成の2種の反応 が起こると考えられる。

は一般的にピコ秒 (ps) 以上の(遅い)時間領域で起こ ることから、電子移動と競争して反応が起こる可能性は あるものの、観測された fs 領域での超高速蛍光減衰の 主な要因にはならないと考えられる。また、励起 CT 状 態 (CT*) からも電子移動反応が起こる可能性があるが、 これについては明確ではない。これらに関するさらに詳 細な知見を得るためには、過渡吸収法を用いたイオン対 および CT 錯体の生成・減衰過程の直接的な観測が有効 であると考えられる。

4. まとめ

本研究では、脳内で D-アミノ酸を酸化分解する機能を 持つ D-アミノ酸酸化酵素 (DAAO)の機能抑制効果の メカニズムについて検討するため、人為的に機能抑制分 子 (2-アミノ安息香酸ナトリウム (o-AB)) を内包させ た DAAO 複合体 (DAAO-o-AB 複合体) を用い、フェ ムト秒蛍光計測による検討を行った。複合体は高い比率 で非蛍光性のCT (Charge Transfer) 錯体を形成するが、 励起 Si 状態からのものと類似した蛍光が同時に観測さ れた。このことから複合体は、水溶液中において DAAO の補因子 FAD (Iso) と o-AB の π - π 電子相互作用によ り CT 錯体を形成する蛋白構造と、π-π電子相互作用 が小さく CT 錯体を形成しない蛋白構造(LE 構造)の2 種の蛋白構造を持つ可能性が高い。フェムト秒蛍光計測 では寿命 130 fs の超高速蛍光減衰が観測されたことか ら、LE構造を持つ複合体では光励起により Iso と o-AB 間での超高速電子移動反応が起こるものと考えられる。 今後、過渡吸収法による CT 錯体およびイオン対状態の ダイナミクスの直接観測、分子動力学法よる水溶液中で の複合体の蛋白構造計算、および得られた構造を用いた 電子移動速度の計算などを行うことにより、さらに定量 的な検討を進めていく予定である。

謝辞

本研究で用いた DAAO 複合体は、熊本大学大学院生 命科学研究部分子酵素化学玉置春彦助教から提供を受 けたものである。ご協力に心より感謝いたします。

参考文献

- M. Katane, H. Homma, *Vitamins* (Japan), 88(9), pp.853-860 (2005).
- K. Fukui, H. K. Park *et al.*, *Flavins and Flavoproteins*, 2005, pp.853-860 (2005).
- 3) 谷口誠治他、 ILT2014 年報、 pp.44-49 (2014).
- C. Setoyama, R. Miura *et al.*, J. Biochem., **119**, pp.1114 -1117 (1996).
- R. Miura, C. Setoyama *et al.*, *J. Biochem.*, **122**, pp.825-833 (1997).
- H. Chosrowjan, S. Taniguchi, Fumio Tanaka, *FEBS Journal*,
 282, pp.3003-3015 (2014).
- V. Massey, H. Ganther, *Biochemistry*, 4, pp.1161-1173 (1965).
- S. Ghinsla, L. pollegioni, G. Molla, J. Biol. Chem., 286, pp.40987 -40998 (2011).

- 9) 仁科安三、生化学、第80卷 第6号、pp.569-578 (2008).
- N. Mataga, H. Chosrowjan *et al.*, *J. Phys. Chem. B*, 104, pp.10667-10677 (2000).
- H. Chosrowjan, S. Taniguchi *et al.*, *J. Phys. Chem. B*, **108**, pp. 2686-2698⁵_{SEP} (2004).
- A. Nueangaudom, K. Lugsanangarm, S. Pianwanit, S. Kokpol, N. Nunthaboot and F. Tanaka: *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **16**, pp.1930-1944 (2014).
- N. Nakashima, K. Yoshihara, F. Tanaka and K. Yagi: J. Biol. Chem., 256, pp.5361-5263 (1980).
- N. Mataga, H. Chosrowjan *et al.*, *J. Phys. Chem. B*, **106**, pp.8917-8920 (2000).
- H. Chosrowjan, S. Taniguchi *et al.*, J. Phys. Chem. B, 111, pp.8695-8697 (2007).
- S. Sakaki, G. P. C. Drummen, G. Konishi, *J. Mater. Chem.* C, 4, pp. 2731-2743 (2016).

地球上の非定常電荷が電離層に及ぼす影響の研究

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 Mw=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 異常邦 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。

地震前兆としての電磁気現象は、過去、電波の 伝搬異常や雑音混入、電子機器の誤動作や電磁場 変動、地電流の変化といったものが知られている が、「Heki-TEC 異常現象」は新しく知られた現象 である。また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、それは地殻の状態変化に影響されたと考え るべきで、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ことが考 えられる。そこで、圧力変化(ゆらぎ)に伴う地 設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り、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。

2018 年度までは、プラズマ近似(局所的電荷中 性近似)⁵に基づいてシミュレーションを行って いたが、それでは磁力線に平行な方向の電場の効 果を取り入れることができず、HEKI TEC の結果 を理論的に説明できなかった。2019 年度は、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 ターとの整合性を考えた研究を実施した。

2.2流体シミュレーションコード開発の背景

本研究では簡単のため、平面地球で、プラズマ の成分は電子と水素のみ、擾乱のない静かな電離 層を仮定し、地球磁場は Bearth = 25000 nT とした。 電荷量が単調増加するような地球上の非定常分 極電荷を仮定した。非定常分極電荷が作る電場の 時間発展をビオサバールの法則により求め、非定 常の外部電場、及び地球磁場のもとで、電離層及 び大気層のプラズマの流体運動、及びプラズマの 分極による誘導電場を連立して解き、プラズマの 密度の時間発展等を求める。先行研究としては、 Kuo らによる電流注入モデル計算 の があり、この ほか、Kerry による地上電場の電離層影響仮説 ⁷ があるが、実際に外部電場のもとで、数 100km 立 方の空間と数十分の時間幅で計算を実施したの は我々が初めてである。 プラズマを流体として取り扱う場合は、そのほ ぼすべての場合で「プラズマ近似(局所的電荷中 性近似)⁵」を行い、イオンのみの1流体近似で解 いている。しかし、プラズマ近似の最大の問題点 は、外部電場(地球上の非定常電荷による電場) に対するプラズマの応答が考慮できないことで ある。そこで本研究においては、物理モデル及び 数値計算上のモデルを詳細に検討し、2流体近似 でシミュレーションを行った。

3. 地球磁場に沿った座標系の導入

図1 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1 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。

4. 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、電子と中性分子の衝 突、及び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 rn の剛体であると近似 すると、電子と中性分子の衝突周波数、及びイオ ンと中性分子の衝突周波数は、次式で表される。

$$\boldsymbol{v}^{e^{-n}} = \boldsymbol{n}_n \left(\boldsymbol{z} \right) \pi \boldsymbol{r}_n^2 \left| \mathbf{v}^e \right|$$
(1)
$$\boldsymbol{v}^{i^{-n}} = \boldsymbol{n}_n \left(\boldsymbol{z} \right) \pi \boldsymbol{r}_n^2 \left| \mathbf{v}^i \right|$$
(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

5.2流体シミュレーションの基礎式

電子のサイクロトロン半径と、イオンのサイク ロトロンの半径を求める。磁力線に垂直な方向の 速度を v_{\perp} とすると、SI 単位系で電子のサイクロ トロン半径 R_c° と、イオンのサイクロトロン半径 R_c^{i} は、次式で表される。

$$R_c^e = \frac{m_e v_\perp}{e B_{y'}} = 2.275 \times 10^{-7} v_\perp$$
(3)

$$R_{c}^{i} = \frac{m_{i} v_{\perp}}{e B_{v'}} = 4.1769 \times 10^{-4} v_{\perp}$$
(4)

(3) 式と(4) 式から、電子のサイクロトロン半径
 R_e^e と、イオンのサイクロトロン半径 R_eⁱ は、0 と
 置いても差し支えない、ことが分かる。これは、
 x 方向と z' 方向の速度を 0 とすることに相当
 する。

基礎式を x-y'-z' 座標系で書き直し、磁力線に 平行な方向である y' 成分のみを記す。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。

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + v_{y'}^e \cdot \frac{\partial n_e}{\partial y'} = -n_e \frac{\partial v_{y'}^e}{\partial y'}$$
(5)

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + v_{y'}^i \cdot \frac{\partial n_i}{\partial y'} = -n_i \frac{\partial v_{y'}^i}{\partial y'}$$
(6)

運動方程式は、次式で表される。

$$\frac{\partial v_{y'}^e}{\partial t} + v_{y'}^e \cdot \frac{\partial v_{y'}^e}{\partial y'} = -\frac{e}{m_e} E_{y'}^{tot} - v_{y'}^{e-n} v_{y'}^e$$
(7)

$$v_{y'}^{e-n} = n_n(z) \pi r_n^2 |v_{y'}^e|$$
(8)

$$\frac{\partial v_{y'}^i}{\partial t} + v_{y'}^i \cdot \frac{\partial v_{y'}^i}{\partial y'} = \frac{e}{m_i} E_{y'}^{iot} - v_{y'}^{i-n} v_{y'}^i$$
(9)

$$v_{y'}^{i-n} = n_n(z) \pi r_n^2 \left| v_{y'}^i \right|$$
(10)

SI 単位系で Maxwell 方程式を記す。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \tag{11}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$
(12)

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_c \tag{13}$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \approx \varepsilon_0 \mathbf{E} \tag{14}$$

分極は小さいと仮定した。

(11)-(14) 式より、変位電流を無視すると、次式 が得られる。

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \nabla \left(\nabla \cdot \mathbf{E} \right) + \mu_0 \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}$$
(15)

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \nabla \rho_c + \mu_0 \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}$$
(16)

全電流密度 j は、以下により求める。

$$\mathbf{j} = e n_i \, \mathbf{v}_i - e n_e \, \mathbf{v}_e \tag{17}$$

(16) 式を、x-y'-z' 座標系で書き直し、y' 成分のみ記す。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2}{\partial z'^2}\right) E_{y'}^{tot} = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial \rho_c^{tot}}{\partial y'} + \mu_0 \frac{\partial j_{y'}}{\partial t} \qquad (18)$$

6. 磁力線に垂直な方向への、電子とイオンのド リフト運動の導入

図 3 は、ドリフト運動の導入のために用いた ジオメトリーである。



図 3 ドリフト運動の導入のために用いたジオメ トリー

電子と中性分子の衝突の効果を考慮すると、1 個の電子の運動方程式は、以下のように書け る。

$$\frac{dv_x^e}{dt} = -\frac{e}{m_e} \Big(E_x - v_{z'}^e B_{y'} \Big) - v_x^{e-n} v_x^e$$
(19)

$$\frac{d v_{y'}^{e}}{d t} = -\frac{e}{m_{e}} E_{y'} - v_{y'}^{e-n} v_{y'}^{e}$$
(20)

$$\frac{d v_{z'}^{e}}{d t} = -\frac{e}{m_e} \Big(E_{z'} + v_x^e B_{y'} \Big) - v_{z'}^{e-n} v_{z'}^e$$
(21)

磁力線に垂直な方向への電子の運動に関して、 シミュレーションの時間刻みと比べ、十分短い時 間で平行速度に達する、と仮定し、(19) 式 (21) 式 において左辺を 0 と置く。

$$0 = -\frac{e}{m_e} \left(E_x - v_{z'}^e B_{y'} \right) - v_x^{e-n} v_x^e$$
(22)

$$0 = -\frac{e}{m_e} \left(E_{z'} + v_x^e B_{y'} \right) - v_{z'}^{e-n} v_{z'}^e$$
(23)

(22) 式及び (23) 式から vx^e, vz^e を求める。

$$v_x^e = \frac{e^2 E_z \cdot B_{y'} - e E_x m_e v_{z'}^{e-n}}{-e^2 B_{y'}^2 + m_e^2 v_{z'}^{e-n} v_x^{e-n}}$$
(24)

$$v_{z'}^{e} = \frac{E_x}{B_{y'}} + \frac{m_e v_x^{e-n}}{e B_{y'}} v_x^{e}$$
(25)

電子と中性分子の衝突を無視すると、(24) 式及

び (25) 式は、通常の
$$\mathbf{E} \mathbf{x} \mathbf{B}$$
 ドリフト速度になる。
 $v_x^e = -E_{z'} / B_{y'}$ (26)
 $v_x^e = E_z / B_z$ (27)

$$E_{z'} = E_x / B_{y'}$$
 (27)

イオンと中性分子の衝突の効果を考慮すると、 1 個のイオンの運動方程式は、以下のようになる。

$$\frac{d v_x^i}{d t} = \frac{e}{m_i} \left(E_x - v_{z'}^i B_{y'} \right) - v_x^{i-n} v_x^i$$
(28)

$$\frac{dv_{y'}^{i}}{dt} = \frac{e}{m_{i}}E_{y'} - v_{y'}^{i-n}v_{y'}^{i}$$
(29)

$$\frac{d v_{z'}^{i}}{d t} = \frac{e}{m_{i}} \left(E_{z'} + v_{x}^{i} B_{y'} \right) - v_{z'}^{i-n} v_{z'}^{i}$$
(30)

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。

$$v^{i-n} = n_n \,\pi \, r_n^2 \left| \mathbf{v}^i \right| \tag{31}$$

磁力線に垂直な方向への電子の運動に関して、 シミュレーションの時間刻みと比べ、十分短い時 間で平行速度に達する、と仮定し、(28) 式 (30) 式 において左辺を 0 と置く。

$$0 = \frac{e}{m_i} \left(E_x - v_{z'}^i B_{y'} \right) - v_x^{i-n} v_x^i$$
(32)

$$0 = \frac{e}{m_i} \left(E_{z'} + v_x^i B_{y'} \right) - v_{z'}^{i-n} v_{z'}^i$$
(33)

(32) 式及び (33) 式から v_xⁱ, v_zⁱ を求める。

$$v_x^{i} = \frac{-e^2 E_z B_{y'} + e E_x m_i v_{z'}^{i-n}}{e^2 B_{y'}^2 + m_i^2 v_x^{i-n} v_{z'}^{i-n}}$$
(34)

$$v_{z'}^{i} = \frac{E_{x}}{B_{y'}} - \frac{m_{i} v_{x}^{i-n}}{e B_{y'}} v_{x}^{i}$$
(35)

イオンと中性分子の衝突を無視すると、(34) 式 及び (35) 式は、通常の E x B ドリフト速度にな る。衝突の効果により、電子とイオンは異なるド リフト速度になる。

7.2流体シミュレーションの基礎式のまとめ

5 章、及び6章の考察に基づき、基礎式をまと める。磁力線に垂直な方向の速度を考慮すること により、質量保存式である(5)式、及び(6)式は、 次式に変更される。

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

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

$$(36)$$

$$(37)$$

磁力線に平行な方向の運動方程式は、(7) 式-(10) 式で表される。磁力線に垂直な方向の電子の 速度は、(24) 式、及び(25) 式で表される。磁力線 に垂直な方向のイオンの速度は、(34) 式、及び(35) 式で表される。

電場に関する方程式である(16) 式を、x - y'-z' 座標系で書き直す。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2}{\partial z'^2}\right) E_x^{tot} = \mu_0 \frac{\partial j_x}{\partial t}$$
(38)

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2}{\partial z'^2}\right) E_{y'}^{tot} = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial \rho_c^{tot}}{\partial y'} + \mu_0 \frac{\partial j_{y'}}{\partial t} \qquad (39)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2}{\partial z'^2}\right) E_{y'}^{tot} = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial \rho_c^{tot}}{\partial y'} + \mu_0 \frac{\partial j_{y'}}{\partial t} \qquad (40)$$

(7) 式-(10) 式、(17) 式、(24) 式、及び(25) 式、
(34) 式-(40) 式が、本シミュレーションの基礎式である。

8. 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。

$$\frac{dQ(t)}{dt} = \frac{Q_{\text{max}}}{t} - \frac{Q}{\tau} \qquad t < t_c \tag{41}$$

$$\frac{dQ(t)}{dt} = -\frac{Q}{\tau} \qquad t > t_c \qquad (42)$$

(41) 式、(42) 式は、双方とも、解析的に解が求まる。

$$Q(t) = \frac{\tau Q_{\max}}{t_c} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] \qquad t < t_c \qquad (43)$$

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

$$(44)$$

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

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

地球上の非定常分極電荷の発生モデルとして、 次のようにした。図4は、概略図であり、図5は、 地下の正電荷の移動の様子を示したものである。 L₀は南北方向の震源域の長さ(575km)、W₀は 東西方向の震源域の幅(144km)である。震源深 さは24kmとした。正電荷(正孔)がxの正の方 向(東)に移動する速度は、W₀/t_cとし、シミ ュレーションを行った。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 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、(43)、(44)式の通りである。



図5 地下の正電荷の移動の様子

9. シミュレーション結果

先に述べた地下(地表)電荷の移動に伴う上空 の電子密度高度分布の変動を計算した。図 6 は、 初期の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、地球側の電荷密度のピークとなる 40 分時、およびその後減衰が進んだ 60 分時におけ る、電子密度初期分布からの変化量である。





図 8 は、40 分時の電場分布である。地表付近 では、0.002V/m 程度、電離層下部 (z~200km) で は、(図では確認できないが) 10⁻⁴ V/m 程度の電 場強度である。



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)の増大に応じて電離層電子密度の変化 があること、及びQ(t)の減衰は40分から始まる が、積分した電子数の減衰には5分程度の時間遅 れがある、ことが特徴的である。この傾向は観測 ³⁾の傾向と一致する。



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
 = L₀/2 の上空での積分値、LA は 0 < y <
 L₀ の上空での積分値を L₀で割ったもの

10. 結言

本研究において、2 流体シミュレーションを行 い、電離層、及び大気層中のプラズマの電子密度 の初期密度からの変化量の空間分布、等を求めた。 地下の電荷量 Q(t) の増大に応じて電離層電子密 度の変化があること、及び Q(t) の減衰は40分か ら始まるが、積分した電子数の減衰には5分程度 の時間遅れがある、ことが特徴的である。この傾 向は観測³⁾の傾向と一致する。

参考文献

1) K. Heki, Geophys. Res.Lett. 38. L17312. (2011)

- K. Heki and Y. Enomoto, J. Geophys. Res. Space Phys., 120, 7006-7020, (2015).
- 3) K. Heki, 2018, Parity, **33**, No.2. (in Japanese).
- He,L.and K. Heki; J.Geophys.Res. Space Phys.,**122**,8659-8678, 2017.
- 西川恭冶、大林康二、若谷誠宏;「連続流体物理学」 朝倉現代物理学講座 -9,1981。
- C. L. Kuo, L. C. Lee and J. D. Huba; J. Geophys. Res. Space Physics, 119, 3189–3205, 2015.
- Kelley, M.C., W.E.Swartz, and K.Heki, J.Geophys.Res.SpacePhys., 122, 6689-6695, 2017.

超短パルスレーザー加工の統合シミュレーションコードの開発

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

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。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ル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。

マイクロメーター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。マイクロメーターの空間スケ ールでは熱伝導の時間スケールは数ピコ秒であり、マイ クロメーター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。このような超短パルスレ ーザー加工では、レーザーの吸収は厚さ数十 nm 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。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。

本研究では、上記の吸収過程とその後の輻射流体運動 の結果である、アブレーションや溶融層の生成と凝固を 記述する統合シミュレーションコードを開発し、レーザ 一微細加工の最適化と CPS の構築に資することを目指 す。

図1は、開発目標とする統合シミュレーションコード の構造であり、レーザー吸収モデルの精緻化は、図1中 ではLAPSICに含まれる。図2は、LAPSICシミュレー ションの流れである。レーザー吸収モデルの精緻化以外 は、レーザーピーニング統合シミュレーションコードの 構造とほぼ同じである。





図2 LAPSIC シミュレーションの流れ

図3は、レーザー加熱に伴って生成される多階層状態 の構造の1例である。



統合シミュレーションコードの開発において、極めて 重要な役割を果たしている混相状態とレーザーの相互 作用の物理を解明し、モデル化することにより、色々な 照射条件での短パルスレーザー加工に適用可能なシミ ュレーションコードの開発を目指す。本年度は、固体と レーザーの相互作用の初期過程の解明に注視した。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 の波動関数は、ブロッホの定理で表される関数形を持つ。

$$\varphi_{\mu}(\mathbf{r} - \mathbf{t}_{n}) = \exp\left(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{t}_{n}\right)\varphi_{\mu}(\mathbf{r}) \tag{1}$$

$$\mathbf{t}_n = (n_1 a, n_2 b, n_3 c) \tag{2}$$

ここで、(a,b,c) は格子単位ベクトル、n₁, n₂, n₃ は任意の 整数、である。

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。

$$\varepsilon(\omega) = \sigma(\omega) / (i\omega) \tag{3}$$

$$\boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\omega} + i\,\boldsymbol{\eta} \tag{4}$$

太字は、複素数であることを表す。

複素電気伝導度のik 成分は、電流密度と電場と自式 で関係づけられる。

$$j_i(\boldsymbol{\omega}) = \sigma_{ik}(\boldsymbol{\omega}) E_k(\boldsymbol{\omega}) \tag{5}$$

i,k は、x,y,z のいずれかであり、同じ添え字について は和を取る。

複素電気伝導度の xy 成分は、久保公式[1]を用いて、 次式で表される。

$$\sigma_{xy} = \frac{e^2}{i\,\omega\,a^d} \sum_{m,n} \left[F\left(E_m\right) - F\left(E_n\right) \right] \\ \times \frac{\langle m | v_x | n \rangle \langle n | v_y | m \rangle}{h\omega - i\,h\eta + E_m - E_n}$$
(6)

ここで、a はイオン球半径、d は空間次元数、F は Fermi –Dirac 分布、 $< m | v_x | n >$ と $< m | v_y | n >$ は、m と n state の固有関数(波動関数): $\varphi_m(\mathbf{r}), \varphi_n(\mathbf{r})$ に対する積分であ り、 E_m, E_n はエネルギー固有値、 v_x, v_y は速度オペレー タで、ハミルトニアンを用いて、次式で表される。

$$v_x = \frac{i}{h} [H, x] \quad , \quad v_y = \frac{i}{h} [H, y] \tag{7}$$

左記のように、レーザーの吸収率を決定する複素 誘電関数をバンド構造の計算により求めることは、 レーザー加工の理論的評価に関して極めて重要であ る。すなわち、「固体表面でのレーザー吸収・レーザ 一反射率の計算の基礎」となる。

すなわち、バンド構造を求めたのちその固有関数 である波動関数を求め、それを第一原理計算手法であ る時間依存密度汎関数理論計算[2]の初期波動関数とし て用いて、レーザー電場中の時間変化する電子波動関数 を決定し、誘電応答関数を求めることができる。

第2章で、結晶中の波動関数の簡単な例として、クロ ーニッヒ・ペニーモデルについて述べる。

ナノ秒パルスの場合も超短パルスの場合と同様に、最 初は固体表面で吸収され、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。プラ ズマが生成されると主にプラズマ中でレーザーの吸収 が起こる。ナノ秒パルスの場合、レーザー照射中に流体 運動も起こり、レーザーの吸収長も長くなり、密度分布 も形成されるため、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は、超短パルスの場 合よりも難しい。

本研究とレーザー核融合研究の関連性についても述 べる。レーザー核融合研究では、爆縮レーザーを照射し た際のイニシャルインプリントの問題が指摘されてい る。爆縮用ターゲットもレーザー照射前は固体であり、 初期の固体とレーザーの相互作用がその後の爆縮輻射 流体運動に大きな影響を与える。本研究は、レーザー核 融合爆縮物理の解明のためにも、非常に重要である。

2. クローニッヒ・ペニーモデル

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4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とすると、電子状態はポテンシャ ル障壁の強さ V_0b 、で決まる。

ここで、[] は交換関係を表す。



図4 井戸型の障壁をもつポテンシャル 上記ポテンシャル中では以下のように比較的簡単に、 conduction band (E>V₀) に相当する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。

$$\frac{\mathbf{h}^2}{2m_e} \frac{d^2 \varphi_1(x)}{d x^2} = E \varphi_1(x) \qquad 0 \le x \le a \tag{8}$$

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

(9)
この場合、波動関数は、次のようになる。
$$\varphi_1(x) = C_1^+ e^{i\alpha x} + C_1^- e^{-i\alpha x} \qquad 0 \le x \le a$$
 (10)

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

(11)

$$\alpha = \sqrt{2E}$$
(12)
$$\beta = \sqrt{2(E - V_0)}$$
(13)

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。

$$\begin{bmatrix} 1 & 1 & -1 & -1 \\ \alpha & -\alpha & -\beta & \beta \\ e^{i\alpha a} & e^{-i\alpha a} & -\lambda e^{-i\beta b} & -\lambda e^{i\beta b} \\ \alpha e^{i\alpha a} - \alpha e^{-i\alpha a} - \lambda \beta e^{-i\beta b} & \lambda \beta e^{i\beta b} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_1^+ \\ C_1^- \\ C_2^+ \\ C_2^- \end{bmatrix} = 0 \quad (14)$$

$$\lambda = e^{i \pi L} \tag{15}$$

(14) 式が有意な解を持っためには、行列式が 0 でなければならない。

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & -1 & -1 \\ \alpha & -\alpha & -\beta & \beta \\ e^{i\alpha a} & e^{-i\alpha a} & -\lambda e^{-i\beta b} & -\lambda e^{i\beta b} \\ \alpha e^{i\alpha a} - \alpha e^{-i\alpha a} - \lambda \beta e^{-i\beta b} & \lambda \beta e^{i\beta b} \end{vmatrix} = 0$$
(16)

(16) 式から(17) 式が得られる。

$$\cos\sqrt{2E}a \cdot \cos\sqrt{2(E-V_0)}b$$
$$-\frac{2E-V_0}{2\sqrt{E(E-V_0)}}\sin\sqrt{2E}a \cdot \sin\sqrt{2(E-V_0)}b$$
$$=\cos kL$$
(17)

Valence band の場合も同様にして、E と k の関係式 が求められる。(18) 式に示す。

$$\cos\sqrt{2Ea}\cosh\sqrt{2(V_0 - E)b} + \frac{V_0 - 2E}{2\sqrt{E(V_0 - E)}}\sin\sqrt{2Ea}\sinh\sqrt{2(V_0 - E)b}$$

$$= \cos kL$$
(18)

図5 は、V₀=1、L=7.6521 (アルミの格子定数)、 a=Lx0.9、b=L-aとして得られたバンド構造で ある。



図5 得られたバンド構造

3. 時間依存密度汎関数理論

超短パルス光が照射した直後の電子状態や、光から電 子へのエネルギー移行を正確に見積もるための有効な 手法として、第一原理計算手法である時間依存密度汎関 数理論 (Time Dependent Density Functional Theory: TDDFT)が挙げられる[2]。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 A(t) で記述 し、A(t) を含む時間依存のシュレディンガー方程式を 解き、波動関数の時間空間発展を求め、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。図6は、 時間依存密度汎関数理論による光の物質中での伝搬と 吸収に関する解析の流れの概略図である。



図 6 時間依存密度汎関数理論による光の物質中での 伝搬と吸収に関する解析の流れの概略図

4. 結言

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、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 A(t) で記述し、A(t) を含む時間依存の シュレディンガー方程式を解き、波動関数の時間空間発 展を求め、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。

5. 今後の課題

(17) 式と(18) 式を (14) 式に代入して、C₁⁺, C₁⁻, C₂⁺, C₂⁻ を求め、固有関数としての波動関数を求める。次の2つ の手法を用いて、超短パルス光と電子の相互作用を評価 する。

1) 求められた波動関数を、TDDFT の初期波動関数と して用い、固体の超短パルス光と電子の相互作用を評価 する。

2) 求められた波動関数から得られる誘電応答関数を用 いて、Drude-Lorentz model により求められる誘電応答関 数中のフィッティングパラメーターの値を決定する。確 定した誘電応答関数により、固体、液体、気体、部分電 離状態での超短パルス光と電子の相互作用を評価する。

参考文献

- 1) R. Kubo: J. Phys. Soc. Jpn. 12 (1957) 570.
- 2) 矢花一浩; レーザー研究 44 (2016) 789-793.

繰返しパルス照射による石英ガラスのレーザー損傷

レーザー技術開発室

本越伸二、坂本高保

1. はじめに

レーザー装置には、レンズやミラーなど多くの光学素 子が使用されている。光学素子は高出力のレーザー光に 曝されると、しばしば内部あるいは表面に破壊が生じる。 これをレーザー損傷と呼び、レーザー損傷が生じる最小 のエネルギー密度をレーザー損傷しきい値と呼ぶ。レー ザー損傷が生じると、レーザー装置は所望の特性が得ら れなくなり、出力等を制限する要因となる。そのため、 高いレーザー損傷しきい値を持つ光学素子の開発、レー ザー損傷機構の解明が求められている。

光学素子に繰返しレーザーパルスを照射する場合、繰 返し周波数の増加に従い光学素子のレーザー損傷しき い値が低下することが報告されている¹²⁾。Wood らは、 炭酸ガスレーザーの繰返しパルスをゲルマニウム単結 晶表面に照射した際、1パルスのレーザー損傷しきい値 F_{DT} に比べて 10Hz では F_{DT} ×0.75、100Hz では F_{DT} ×0.15 の損傷しきい値になることを明らかにした¹⁾。繰返し周 波数の増加に従い、熱蓄積が増加し、破壊が生じやすく なったためと考えられている。Kitriotis らはNd:YAG レ ーザーの基本波および第二高調波の繰返しパルスを BK-7 ガラス、溶融石英ガラス、高純度水晶の内部に照 射し、レーザー損傷しきい値を比較評価した2。損傷形 状などから、繰返しパルス照射によるレーザー損傷しき い値低下は、点欠陥のような過渡的存在によるものと述 べている。しかし、繰返しパルスによるレーザー損傷し きい値低下の機構は未だ十分に理解されていない。

一方で、長時間紫外レーザー光を照射した場合に石英 ガラスの透過率低下が生じることが知られている³⁰。 石英ガラスは、製造過程により酸素欠乏など欠陥が生じ、 その欠陥は紫外、深紫外領域において光吸収帯を持つ⁷。 紫外レーザー光のような大きな光子エネルギーhvを持 つ光に曝された場合、式(1)に示すように新たな構造 欠陥 (レーザー誘起欠陥) が生成されることが説明され ている。

 \equiv Si - Si \equiv + hv $\rightarrow \equiv$ Si^{*} Si \equiv + e (1) ここで右辺の*は不対電子を示し、 \equiv Si^{*} は E'センター と称される典型的な欠陥であり、5.8 eV (214 nm) 付近 に吸収を持つ。

また、半導体分野の SiO₂ 研究では、電荷注入により SiO₂ に長寿命の電子トラップを発生することが示され ている⁸⁹。レーザー光による欠陥は、レーザー損傷し きい値よりも低いエネルギー密度でも生成されること から、レーザー損傷と同様に繰返しレーザーを利用する 上で重要な課題である。

本研究は、繰返しパルス照射によるレーザー損傷しき い値低下の原因を明らかにすることを目的にする。純度 の異なった合成石英ガラス材料に対して、時間間隔を制 御した繰返し2パルス照射時のレーザー損傷しきい値 を評価した。また、レーザー誘起欠陥とレーザー損傷の 関係を明らかにするために、繰返し照射時の透過率低下 を測定し、欠陥再結合モデルによる解析の結果、再結合

		試料A	試料B
サイズ	[mm ³]	20 × 30 × 26	
含有不純物量	[wtppb]	< 10	< 100
均質性 ∆n	[ppm]	< 0.5	< 20
透過率* @190nm	[%]	90.5	
屈折率 @193.4nm		1.56022	1.56025
歪点	[°C]	1060	
線膨張係数(50-200℃)	[ppm/K]	0.7	
熱伝導率 @25℃	[W/m/K]	1.46	
比熱 @25℃	[J/kg/K]	75	
密度	[kg/m ³]	2200	
ヤング率	[GPa]	72	

表1 評価試料の物性値

*長さ10mm、両面の反射損失を含む

2. 評価試料

合成石英ガラスは、高い純度を持ち、紫外から近赤外 域まで高い透光性を有するため、多くのレーザー装置の 透過光学素子材料として使用されている。また線膨張係 数が小さく、適度な機械強度を持つことから、加工・研 磨が容易で、高い面精度の素子が得られる。さらに、化 学特性も安定であるため、長期間安定な光学特性を持つ。 本研究では、表1に示すような含有不純物量の異なる2 種類の合成石英ガラスを評価試料に用いた。

3. 評価レーザー装置

図1にレーザー損傷測定用光学配置図を示す。評価用 レーザー装置には、波長 193nm、パルス幅 10ns の ArF エキシマレーザー装置(LAMBDA PHISIK 社 COMPex100)を使用した。レーザー装置から出力され たレーザー光は、アパーチャーにより 25×11 mm²に整 形し、焦点距離 100 mm のレンズを用いて試料入射表面 から内部約 8 mm 位置に集光した。試料に入射するレー ザー光のエネルギーは、ビームスプリッタの表面反射 (4%)を用いて、エネルギーメータで計測した。また試 料内部の損傷は、エキシマレーザーと対向同軸から He-Ne レーザー光を入射し、その散乱光を目視で観察す る事により確認した。





レーザー損傷しきい値は N-on-1 方式で決定した。 N-on-1 方式は、レーザー照射位置を固定し、低い照射 エネルギー密度から徐々にエネルギー密度を増加して 繰返し照射を行い、損傷が発生したエネルギー密度をレ ーザー損傷しきい値とする方式である。通常の N-on-1 方式では、1パルス照射毎に損傷の有無を確認し、損傷 が発生するまで繰り返し照射を行うが、2パルス照射の 場合には、図 2 に示したように、同じエネルギーの 2 パルスを1 セットとして照射を行い、損傷の有無を確認 後、エネルギーを増加して2パルス照射を繰返し、損傷 が確認されたエネルギー密度を損傷しきい値とした。2 パルスの時間間隔は、レーザー装置の繰返し周波数を 1~100Hz に変えることに調整し、より行い、次の2パル



図1 レーザー損傷評価の光学配置図

ス照射までの時間は約20秒とした。石英ガラスの物性 値から求められる熱拡散係数は814 mm²/s となるため、 20秒の時間に16,000 mm²拡散することになる。石英ガ ラス内部のレーザー照射スポット面積は0.034 mm²と十 分に小さいので、先のセット(2パルス)が次の照射に 及ぼす熱影響は無視できる。結晶内での集光位置を3 箇所変えて N-on-1 試験を行い、レーザー損傷しきい値 は3箇所の平均値で評価した。

ついで、繰り返し照射に伴う試料の透過率変化を計測 した。この実験では、試料に損傷が生じないようにレン ズの焦点距離を f=500 mm に変更した。繰り返し周波数 を 10、 80、 100 Hz に設定し、最大 10,000 パルスまで 照射した時の試料の透過率変化を計測した。

4.2パルス照射時のレーザー損傷しきい値

1 パルスレーザー照射時の損傷しきい値は、試料 A、 B に対して、それぞれ、4.2 J/cm²、4.4 J/cm²で、不純物 量の少ない試料 A の方が不純物量の多い試料 B より僅 かに低い値であった。

パルス間隔を 10ms から 1000 ms の間で変化させて繰 返し 2 パルスを照射した場合のレーザー損傷しきい値 を図3に示す。縦軸のレーザー損傷しきい値は、1パル ス照射時のしきい値で規格化した。2パルス照射時のレ ーザー損傷しきい値は、パルス間隔が短くなるほど低下 し、不純物量の多い試料 B の方が低下の割合が大きか



った。また、試料Aでは100ms、試料Bでは1000ms のパルス間隔で、1パルス照射時の損傷しきい値と同程 度になった。

2 パルスでは熱の蓄積は存在しないと考えられるた め、損傷しきい値の低下の要因は熱による効果ではない と考えられる。また、微小な損傷が2パルス目の損傷に 寄与しているのであれば、損傷しきい値はパルス間隔に 依存しない。レーザー照射によって誘起された欠陥が時 間とともに回復するというプロセスを考えれば、パルス 間隔が小さいほど損傷しきい値が低下するという結果 を説明できる。このことから、時間とともに回復するレ ーザー誘起欠陥が損傷しきい値低下の要因と考えられ る。

5. 多重パルス照射時の透過率低下

試料 A、B について、繰返し周波数を変えて照射した時の照射パルス数に対する透過率変化を図 4(a)および(b) に示す。図の透過率は、照射前の透過率で規格化した。照射パルス数の増加に伴い透過率は低下した。透過率低下量は、繰返し周波数が高いほど大きく、また試料A に比べて不純物の多い試料 B の透過率低下は顕著であった。

6. 欠陥数モデルとシミュレーション

レーザー照射により誘起欠陥が生成され、その後、あ る時定数に従い再結合して元の状態に戻るというモデ ルを考える。

1パルス照射で生成される欠陥密度 Noが時定数 でで再結合すると場合、レーザー照射後の時間 t における欠陥密度 N(t)は

$$N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

(2)

で表される。時間間隔 Δt で第2パルスが照射されると、 新たな欠陥密度 N_0 が生成されると共に、時間 Δt で残留 した第1パルス欠陥密度 N_0 exp(- $\Delta t/t$)が第2パルスの レーザー光によりk倍に増倍されると考えると、第2パ ルス照射時の欠陥密度N(2)は、


(a) 試料 A、 (b) 試料 B

$$N(2) = N_0 + k N_0 \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau}\right)$$
(3)

となる。これは繰返しパルスに対する等比数列となり、 nパルス目照射時の欠陥密度 N(n)は、式(4)で表される。

$$N_{(n)} = N_0 \frac{1 - (k e^{-\frac{m}{\tau}})^n}{1 - (k e^{-\frac{m}{\tau}})}$$
(4)

ここで、レーザー誘起欠陥密度 N₀ 及び増倍係数 k は 照射エネルギー密度に依存するパラメータである。照射 エネルギー密度 0 J/cm²時は、N₀=0、k=1 である。測定 波長に対する欠陥の吸収断面積をσと置くと、透過率の 変化は式(5)のように表される。

$$T_{(n)} = T_0 \exp\left[-\sigma N_0 L_{1-(ke^{-\Delta t/\tau})}^{1-(ke^{-\Delta t/\tau})^n}\right]$$
(5)

表2 レーザー誘起欠陥の再結合時定数(1<2)

	$\tau_{l}[s]$	$\tau_2[s]$
Sample A	0.67	>9999
Sample B	3.7	>9999

ここで、T₀は試料の初期透過率、L は試料長である。 式(5)を用い、繰返しパルス照射による透過率低下曲線 をフィッティングすることで、再結合時定数 T が求めら れる。

図4に示される透過率の減衰曲線は単一の時定数だ けではフィッティングが困難なため、異なる2種類の再 結合時定数 τ_1 、 τ_2 ($\tau_1 < \tau_2$)を考慮してフィッティング を試みた。その結果を図4の破線で示し、得られた再結 合時定数を表2にまとめた。図4より、それぞれの試料 に対し、2種類の再結合時定数を用いることにより、繰 り返し周波数が異なっていても、透過率変化をフィッテ ィングできることが分かる。試料 A、Bの早い再結合時 定数は、それぞれ 0.67 秒と 3.7 秒となった。つまり、含 有不純物量の多い試料 B では、再結合に時間を要する と言える。また、どちらの試料においても、大きな再結 合時定数 τ_2 は 9999 秒以上と非常に大きな値を得た。こ れは、フィッティング解析を行った計算機上の数値限界 であり、数日かかって元の透過率に回復するという報告 を説明できるものである⁵⁰。

7. 考察

2パルスの時間間隔(10~1000 ms)に依存したレー ザー損傷しきい値とレーザー誘起欠陥を比較するため に、早い再結合時間 n との関係について考察する。

レーザー誘起欠陥の生成と再結合過程を踏まえた石 英ガラスの化学反応式を図5に示す。紫外レーザー光照 射により、石英ガラスのSi-O結合は切断され、欠陥 ≡Si*と自由電子 eを生成する。誘電体材料内の自由電 子は不安定であるため、速やかに再結合しSi-O結合状 態に戻る。しかしながら、自由電子が他のイオンと結合 すると、Si-O結合に戻るのを阻害することになる。試



図5 レーザー誘起欠陥の生成と再結合過程

料 B のように、多くの不純物を持つ場合には、自由電 子は不純物によりトラップされ、Si-O への再結合時定 数が大きくなると説明できる。

この再結合時定数は1パルス照射後の残留自由電子 の数密度も表している。2パルス目が照射された時に残 留する電子は、レーザー強度により電子増倍され絶縁破 壊に必要な臨界密度に到達する。即ち、再結合時定数の 小さい試料 A では、残留電子が急激に減少するため、 短いパルス間隔(高い繰返し周波数)においてもレーザ 一損傷しきい値に影響を及ぼさないと説明できる。

8. まとめ

繰返しパルス照射時のレーザー損傷について理解す るために、合成石英ガラスに対して2パルス照射のレー ザー損傷しきい値を評価し、パルス間隔が短くなるに従 い損傷しきい値が低下することを明らかにした。また、 レーザー誘起欠陥と関連を明らかにするために、繰返し パルス照射時の透過率低下を測定し、再結合モデルによ り透過率低下とのフィッティングにより再結合時定数 を評価することができた。

再結合時定数は、材料内不純物量により大きくなり、

繰返しパルス照射時の大きな透過率低下や、レーザー損 傷しきい値の低下の要因になると考えられる。

今後、レーザー誘起欠陥の生成の抑制などを図り、長 寿命・高耐力光学素子の開発を進める。

9. 謝辞

本研究は、大阪大学レーザー科学研究所および近畿大学理工学部との共同研究により実施された。

参考文献

- R. M. Wood, S. K. Sharma, and P. Waite, Nat. Bur. Stand. (U. S.) Spec. Publ. 669, 44 (1984).
- 2) D. Kitriotis, and L. D. Merkle, Appl. Opt. 28, 949 (1989).
- 3) L. Skuja, J. Non-Cryst. Solids 239, 16 (1998).
- H. Nishikawa, R. Nakamura, R. Tohmon, Y. Ohki, Y. Sakurai, K. Nagasawa, and Y. Hama, Phys. Rev. B 41, 7828 (1990).
- N.Kuzuu, Y.Komatsu and M.Murahara, Phys. Rev. B 45, 2050 (1991).
- 6) U.Natura and D.Ehrt, Glass Sci. Technol. 72, 295 (1999).
- 7) 梶原浩一、平野正浩、細野秀雄、日本結晶学会誌 44,182
 (2002).
- Y. Nissan-Cohen, J. Shappir, and D. F-Bentchkowsky, J. Appl. Phys. 60, 2024 (1986).
- J. P. Vigouroux, J. P. Duraud, A. Le Moel, and C. Le Gressus, J. Appl. Phys. 57, 5139 (1985).

発表論文リスト

<u> </u>	-エネルギー研究チーム
著 者	Y. Nakata, K. Osawa, <u>N. Miyanaga</u>
題 目	Utilization of the high spatial-frequency component in adaptive beam shaping by using a virtual
	diagonal phase grating
論又誌名	Scientific Reports, 9:4640 (2019), 10.1038/s41598-019-40829-7
著者	K. Fujioka, X. Guo, M. Maruyama, J. Kawanaka, <u>N. Miyanaga</u>
題目	Room-temperature bonding with post-heat treatment for composite Yb:YAG ceramic lasers
論文誌名	Optical Materials, 91, 344-348 (2019), 10.1016/j.optmat.2019.03.032
著者	K. Tsubakimoto, H. Higuchi, K. Fukuishi, H. Yoshida, N. Miyanaga
題目	Fast pulse train control using filled-aperture coherent beam combining for high-average-power
科学士女	laser systems Omtion Latters $44, 5424, 5427$ (2010) 10 1264/OL 44 005424
丽又沁泊	Optics Letters, 44, 3434-3437 (2019), 10.1304/OL.44.003434
<u> </u>	-プロセス研究チーム
著 者	<u>M. Fujita, T. Somekawa, N.Miyanaga</u> , R. Kodama
題目	Cleaning, Cutting and Welding of Construction Materials
論文誌名	Proceedings of Lasers in Manufacturing Conference 2019, #257, (2019)
著者	<u>H. Chosrowjan, S. Taniguchi, M. Fujita, D. Li</u> , <u>S. Motokoshi, Y. Izawa</u> , S. Nishikata, T. Morioka, K. Hamamoto, H. Ikebuchi, Y. Ohtani, T. Kaneko, H. Daigo
題目	Direct Jet Impingement Cooling
論文誌名	ALPS'19, The 8th Advanced Lasers and Photon Sources, pp.1-2, (2019)
著 者	T. Somekawa, M. Otsuka, H. Kuze, Y. Maeda, <u>M. Fujita</u>
題目	Laser-fluence dependence of signal enhancement in femtosecond doublepulse laser induced breakdown spectroscopy
論文誌名	Spectrochimica Acta Part B,164,105755, (2020)
著 者	T.Somekawa, G. Khosrovian, S. Taniguchi, D. Li
題目	Evaluation of tunable deep UV lasers for remote identification of hazardous substances
論文誌名	Proceedings of SPIE, Vol. 11160, 111600R, pp.1-6, (2019)
著者	I. Asahi, S. Sugimoto, Y. Ichikawa, M. Ogita, H. Kodama, S. Eto, T. Higo, <u>T. Somekawa</u> , H. Chosrowian, S. Taniguchi
ER P	Experimental study for the development of remote sensing technology of hazardous substances
超 日	by resonance Raman effect
論文誌名	Proceedings of SPIE, Vol. 11166, 111660X, pp.1-9, (2019)
著 者	藤田雅之
題 目	ロボットフォトニクスによる産業創出事業について
論文誌名	光アライアンス、vol.30, No.11, pp.1-3, (2019)
著 者	染川智弘
題 目	水中ガス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	OplusE, 42, 195, (2020)
著者	藤田雅之
題 目	短パルスレーザーを用いたCFRPの微細加工技術の開発
論文誌名	機械技術, vol.67, No.8, pp.36-39,(2019)

○レーザー計測研究チーム

著	者	<u>島田義則</u>
題	目	レーザを用いたコンクリート構造物の遠隔・非破壊計測技術の現状と展望
論文誌	名	電気学会誌, Vol.139(5), pp.280-283, (2019)
著	者	<u>島田義則、オレグコチャエフ、倉橋慎理</u>
題	目	ロボットフォトニクスによるコンクリート欠陥検査技術
論文誌	名	光アライアンス, Vol.30(11), pp.4-7, (2019)

○レーザーバイオ化学研究チーム

苹		S. Taniguchi, H. Chosrowjan1, S. Ito, H. Miyasaka, M. Katane, H. Homma, F. Tanaka,
有	日	A. Nueangaudom, K. Lugsanangarm, S. Kokpol
旦百	н	Comparative studies on picosecond-resolved fluorescence of D-amino acid oxidases from
起		human with one from porcine kidney. Photoinduced electron transfer from aromatic amino
論文誌	名	Journal of Photochemistry and Photobiology B: Biology, Volume 198, pp.111546, (2019)
玉	土	N. Nunthaboot, K. Lugsanangarm, A. Nueangaudom, S. Pianwanit, S. Kokpol, F. Tanaka,
有	1	S. Taniguchi, H. Chosrowjan
巨百	н	Protein dynamics of five FMN binding protein isomers revealed by residue electrostatic
<u>AB</u>	П	energies between ionic residues: correlation coefficients
論文誌	名	Chemical Papers (published Online, 11, Mar. 2020), (2020)

○レーザー技術開発室

0+		
著	者	藤本靖、中原正盛、P.Binum、 <u>本越伸二</u> 、石井修、渡部棟之、山嵜正明、篠塚勉、佐藤毅、 矢野森寛
題	目	青色半導体励起可視光ファイバレーザーによる高効率UVレーザー光源の開発
論文	誌名	レーザー研究、47巻、4号、pp.215-220,(2019)

<u> </u>	ープロセス研究チーム
茎 考	H. Chosrowjan, S. Taniguchi, M. Fujita, D. Li, S. Motokoshi, Y. Izawa, S. Nishikata,
11	T. Morioka, K. Hamamoto, H. Ikebuchi, Y. Ohtani, T. Kaneko, H. Daigo
題目	Development of kW-class Yb:YAG TRAM CW Laser Oscillator with Direct Jet Impingement
△ 議友	OPIC2019, ALPS'19, The 8th Advanced Lasers and Photon Sources International Conference,
云 哦石	22-26 April, 2019, Yokohama, Japan
著 者	M. Fujita, T. Somekawa, N. Miyanaga, R. Kodama
題目	Cleaning, Cutting and Welding of Construction Materials
会議名	Lasers in Manufacturing LiM2019, 24-27 June. 2019, Munich, Germany
荚 去	N. Sakaki, Ebisuzaki, M. Iwashimizu, S. Nishikata, H. Daigo, Y. Kuroda, <u>S. Motokoshi</u> ,
有日	<u>M. Fujita</u>
題目	Determination of absorption coefficient of atmosphere by near-IR laser beam
会議名	Laser Solutions for Space and the Earth 2019, 23-26 April 2019, Yokohama, Japan
著 者	T. Somekawa, H. Chosrowjan, S. Taniguchi, and D. Li
題目	Evaluation of tunable deep UV lasers for remote identification of hazardous substances
会議名	SPIE Security + Defence, 9-12 September, 2019, Strasbourg, France
荚 去	I. Asahi, S. Sugimoto, Y. Ichikawa, M. Ogita, H. Kodama, S. Eto, T. Higo, <u>T. Somekawa</u> ,
有日	<u>H. Chosrowjan, S. Taniguchi. D. Li</u>
山田 日	Experimental study for the development of remote sensing technology of hazardous substances
旭日	by resonance Raman effect
会議名	SPIE Security + Defence, 9-12 September, 2019, Strasbourg, France
	•

○レーザープロセフ研究チ

○レーザー計測研究チーム

<u> </u>		
著	者	Y. Shimada, O. Kotyaev and S. Kurahashi
題	目	Development of Laser-Based Remote Sensing Technique for Detecting Defects of Concrete
会請	義名	Imaging, Sensing, and Optical Memory 2019, 20-23 October. 2019, Niigata, Japan
埊	耂	N. Hasegawa, M. Nishikino, H. Okada, S. Kondo, K. Mikami, T. Kitamura, <u>S. Kurahashi</u> ,
11		Y. Shimada, T. Kawachi
題	目	Verification Test for the High-Speed Laser Hammering Method in Load Tunnels
会請	義名	OPIC LSSE2019, 24-26 April. 2019, Yokohama, Japan

02	ーザー	-技術開発室
著	者	H.Ogawa, <u>S.Motokoshi</u> , M.Yoshimura, T.Jitsuno, K.Fujioka, M.Imanishi, Y.Mori
題	目	Temperature dependence of laser-induced damage by multiple pulses irradiation
会講	養名	The 8th Advanced Lasers and Photon Sources, 22-25 April. 2019, Yokohama, Japan
著	者	<u>S. Motokoshi</u> , K. Fujioka, M. Yoshimura, T. Jitsuno
題	目	Laser-induced damage for optical devices
会請	義名	LIC2019, 23-25 April. 2019,Yokohama, Japan

○レーザープロセス研究チーム

著者	藤田雅之
題目	加工・計測・メディカル応用の最新動向
会議名	OPIE'2019 光技術動向セミナー、2019年4月25日、パシフィコ横浜
著者	<u>H. Chosrowjan, S. Taniguchi, N. Miyanaga</u>
題 日	Lasing Characteristics of Corner-Cube and Axicon Retro-Reflector Resonators at Cryogenic
	and Ambient Temperatures
会議名	光・量子ビーム科字合同シンホシワム 2019 (OPTO2019)、2019年6月12日、大阪大字銀杏会 館
著者	藤田雅之
題目	最新のレーザー加工技術 ~MEMSから建築部材まで~
会議名	ふくい光学エンジン研究会、2019年7月3日、アオッサ
著者	染川智弘、倉橋慎理、河仲準二、藤田雅之
題 目	海上ラマンライダーによる海底面測距
会議名	第37回レーザセンシングシンポジウム、2019年9月6日、千葉大学西千葉キャンパス
著者	染川智弘、ハイクコスロービアン、谷口誠治、李大治
題目	深紫外波長可変光源を用いたSO2の共鳴ラマン分光
会議名	第80回応用物理学会秋季学術講演会、2019年9月20日、北海道大学札幌キャンパス
著者	藤田雅之
題目	レーザー加工の物理プロセス ~パルス幅依存性~
会議名	第157回応用光学懇談会講演会、2019年9月30日、島津製作所関西支部
	藤田雅之、谷口誠治、ハイクコスロービアン、李大治、本越伸二、井澤靖和、西方伸吾、
自日	森岡朋也、濱本浩一、池淵博、大谷雄一、金毅、醍醐浩之
題目	ジェット水流冷却キロワット級Yb:YAG TRAM レーザーの開発
会議名	防衛装備庁技術シンポジウム2019、2019年11月13日、ホテルグランドヒル市ヶ谷
著者	染川智弘
題目	フェムト秒レーザーを用いたリモートセンシング技術の開発
会議名	レーザー学会学術講演会第40回年次大会、2020年1月21日、仙台国際センター
著者	真木隆太郎、藤田雅之、田島孝敏、新村亮、兒玉了祐
題目	月の模擬砂を用いた建設材料の作製
会議名	レーザー学会学術講演会第40回年次大会、2020年1月21日、仙台国際センター
著者	染川智弘、伊澤淳、河仲準二、藤田雅之、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67回応用物理学会春季学術講演会、2020年3月15日、上智大学四谷キャンパス(実開催中止)
著者	<u>染川智弘、ハイクコスロービアン、谷口誠治</u>
題目	深紫外波長可変光源を用いたSO2の共鳴ラマン分光の発振線幅依存性
会議名	第67回応用物理学会春季学術講演会、2020年3月15日、上智大学四谷キャンパス(実開催 中止)

○レーザー計測研究チーム

著者	<u>島田義則</u>
題目	レーザーを用いたコンクリート欠陥検査技術
会議名	精密工学会画像応用技術専門委員会第30回定例研究会、2019年9月13日、中央大学後楽 園キャンパス

著 者	<u>島田義則、オレグコチャエフ、倉橋慎理</u> 、御崎哲一、岡義晃、桶谷栄一、岡田大、 三上勝大、北村俊幸、長谷川登、錦野将元、河内哲哉
題目	レーザーによるコンクリート欠陥の遠隔・高速検出技術
会議名	応用物理学会第154回微小光学研究会パワーレーザーと微小光学、2019年12月13日、 大阪大学レーザー科学研究所
著 者	倉橋慎理、島田義則、オレグコチャエフ、新村亮、鈴木健一郎、谷口信博、奥澤康一
題目	レーザーを用いた浮石検知技術の開発
会議名	レーザー学会学術講演会第40回年次大会、2020年1月21日、仙台国際センター
著 者	島田義則、オレグコチャエフ、倉橋慎理
題目	レーザーを用いたトンネル覆エコンクリート欠陥検査技術
会議名	レーザー学会学術講演会第40回年次大会、2020年1月22日、仙台国際センター
著 者	倉橋慎理、島田義則、オレグコチャエフ、新村亮、鈴木健一郎、谷口信博、奥澤康一
題目	レーザー技術を用いた 浮石の遠隔検知手法の開発
会議名	電気学会全国大会、2020年3月11日、東京電機大学東京千住キャンパス(実開催中止)

○レーザーバイオ化学研究チーム

著	者	松田晶平、中島信昭、横山啓一、八ツ橋知幸、ハイクコスロービアン、谷口誠治、染川智弘
題	目	Eu(III)の f-f 遷移を介する多光子励起による光還元のフルエンス依存性
会請	義名	2019年光化学討論会、2019年9月12日、名古屋大学東山キャンパス

○レーザー技術開発室

著 者	本越伸二
題目	光学素子の選び方と取り扱い
会議名	OPIEセミナー、2019年4月25日、パシフィコ横浜
著者	本越伸二、小川遼、藤岡加奈、吉村政志、實野孝久
題目	繰返しパルスレーザーによる光学素子のレーザー損傷
会議名	第533回研究会「高機能固体レーザーとその応用」、2019年7月19日、ホテル阪急エキスポパーク
著 者	小川遼、本越伸二、吉村政志、實野孝久、藤岡加奈、今西正幸、森勇介
題目	繰り返しパルス照射による石英ガラスのレーザー損傷の温度依存性
会議名	レーザー学会学術講演会第40回年次大会、2020年1月20日、仙台国際センター
著 者	荻野純平、時田茂樹、山口尚弘、北島将太朗、リ・ジャオヤン、 <u>本越伸二</u> 、森尾登、 椿本孝治、吉田英次、藤岡加奈、河仲準二、植田憲一、児玉了祐
題目	10J/100Hz液体窒素循環冷却Yb:YAGアクティブミラー増幅システムの開発
会議名	レーザー学会学術講演会第40回年次大会、2020年1月20日、仙台国際センター
著 者	河仲準二、時田茂樹、荻野純平、松本恵子、椿本孝治、吉田英次、藤岡加奈、 <u>本越伸二</u> 、 Li Zhaoyang、森尾登、長友英夫、安原亮、吉村政志、宮永憲明、藤田雅之、児玉了祐
題目	次世代革新的パワーレーザーシステムの開発
会議名	レーザー学会学術講演会第40回年次大会、2020年1月21日、仙台国際センター
著者	大久保友雅、松永栄一、河仲準二、實野孝久、 <u>本越伸二</u> 、吉田國雄
題目	誘電体多層膜の機械学習におけるRecurrent Neural Networkの有効性
会議名	レーザー学会学術講演会第40回年次大会、2020年1月22日、仙台国際センター
著者	本越伸二
題目	光学素子のレーザー損傷と評価方法
会議名	IoTものづくり事業 光技術講演会、2020年1月23日、カレッジプラザ

-74-

事業報告書

事業報告書

(令和元年度)

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。令和元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。

【令和元年度の主な活動】

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、レーザーの高出力化、ビーム結合、波面制御、光学 膜の高耐力化など、基盤技術の開発を進めた。

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、深紫外域での高出力波長可変レー ザーの開発を進め、共鳴による感度向上の効果を評価した。

レーザーエネルギー分野では、レーザーエネルギーの新しい応用分野の開拓を目 指し、原子力や素粒子研究で必要とされているレーザー関連技術の研究開発を開始 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の支援や土木・建築業界 へのレーザー技術の普及を目指し、短パルスレーザーを用いた各種材料の加工特性 の研究や、インフラ構造物へのレーザー加工適用性に関する研究を行った。また、 レーザーによるナノ構造体作成技術の研究を進めた。

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 の高度化研究と、新しい分野へのレーザー打音法の適用研究を進めた。また、海中 環境の評価、表面付着物の分析、溶液中での粒度分析など、レーザーによる環境計 測技術研究を実施した。

レーザーバイオ化学分野では、生物・医療・創薬分野へのレーザー応用を目指し、 蛋白質や酵素の生理活性構造の解明研究を進めた。また核廃棄物分離への応用を目 的としランタノイドイオンの光還元研究を行った。 理論・シミュレーション分野では、レーザーと物質の相互作用に関する理論的研 究を幅広く行い、各研究チームが進める実験研究を支援した。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た。

レーザー技術開発室では、高出力レーザーとその応用システムに共通して利用さ れる光学材料や光学部品の高性能化研究を進め、光学素子メーカー等からの依頼に よるレーザー損傷評価試験を実施した。

普及啓発活動では、研究成果報告会の開催(7 月、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、レーザー EXPO2019 等の展示会への出展(4 月、7 月、11 月)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)

	I	I
年月日	就任	退任
H31.4.4	戸塚 猛喜	野田 英智
H31.4.4	中原 隆	安食 和英
R1.5.7	齋藤 公秀	外井 康宏
R1.6.19	大塚 茂樹	大石 富彦
R1.12.11	島本 恭次	大塚 茂樹

(評議員)

年月日	就任	退任
H31.4.4	香川 英司	中田 公明
R1.7.23	水田 仁	木島 和夫
R1.7.23	山田 裕之	尾崎博
R1.12.11	藤井 大士	水田 仁

2. 役員会等の開催

(1) 理事会

第 31 回理事会 (平成 31 年 4 月 15 日 みなし決議) 決議事項

・臨時の第24回評議員会の招集及び目的である事項等 報告事項

・第23回評議員会(臨時)の決議内容

- 第32回理事会 (令和元年6月4日 大阪大学レーザー科学研究所) 決議事項
 - ·平成30年度事業報告書
 - ·平成30年度財務諸表
 - ・内閣府への定期報告
 - ・定時評議員会の日時及び場所並びに目的である事項 報告事項
 - ・職務執行状況の報告
 - ・第24回評議員会(臨時)の決議内容
- 第33回理事会(令和元年7月3日 みなし決議)

決議事項

- ・理事長の選定
- ・臨時の第26回評議員会の招集及び目的である事項等 報告事項
- ・第25回評議員会の決議内容
- 第34回理事会 (令和元年11月14日 みなし決議) 決議事項
 - ・臨時の第27回評議員会の招集及び目的である事項等
- 第35回理事会 (令和元年12月25日 みなし決議)
 - 決議事項
 - ・理事長の選定

報告事項

- ・第27回評議員会(臨時)の決議内容
- 第36回理事会 (令和2年3月24日 書面によるみなし決議) 決議事項
 - · 令和2年度事業計画書
 - ・令和2年度収支予算書及び資金調達及び設備投資の見込み
 - ・諸規程の制定及び改定
 - 1.「公印規程」の制定
 - 2.「就業規則」の改定
 - 3.「契約職員就業規則」の改定

(2) 評議員会

- 第23回評議員会 (平成31年4月4日 みなし決議) 決議事項
 - ・理事の選任
 - ・評議員の選任

報告事項

・第30回理事会の決議内容

第24回評議会 (令和元年5月7日 みなし決議)

決議事項

・理事の選任

報告事項

- ・第31回理事会(臨時)の決議内容
- 第25回評議員会 (令和元6月19日 関電会館)
 - 決議事項
 - ・平成30年度財務諸表の承認
 - ・理事の選任
 - 報告事項
 - ・第32回理事会の決議内容
 - ·平成30年度事業報告書
- 第26回評議員会 (令和元年7月23日 みなし決議)

決議事項

- ・評議員の選任
- 報告事項
- ・第33回理事会(臨時)の決議内容
- 第27回評議員会 (令和元年12月11日 みなし決議) 決議事項
 - 八戰爭反
 - ・理事の選任
 - ・評議員の選任
 - 報告事項
 - ・第34回理事会(臨時)の決議内容

3. 賛助会員状況

令和元年度末会員数 38 社 80.5 口

4. 学会および論文発表

学会発表	33 件	(国内:24件、	国外: 9件)
論文発表	16 件	(国内: 6件、	国外:10件)

5. 特許等出願件数

令和元年度出願件数	4 件		
令和元年度末特許保有件数	34 件	(登録済:21件、	公開済:7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、kW 級 産業用レーザーの基盤となるレーザー高出力化技術、ビーム結合技術、波面制御技 術、高耐力コーティング技術などの開発を進めた。

(1) レーザーの高出力化研究

室温、連続発振、kW レーザー開発で得た知見を比例則に集積し、10kW 級レーザーへの展開の可能性を提示した。

(2) ビーム結合に関する研究

ピエゾミラーによる位相補償技術を応用して、独立した複数の CW レーザーを ビーム結合する手法を検討した。

(3) 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、構成部材の検討や変形の動的解析を進め、可変形鏡の小型プロト タイプ試作品を設計、製作した。

(4) 高性能 UV レーザー光源用コーティングの開発

UV レーザーの高出力化で必要とされる光学膜の高耐力化研究を進め、出力 0.1W のプロトタイプ装置を開発し、さらに、ビーム品質を改善するための方策を検討した。

[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、Tiサファイアレーザー光を波長変換し、深紫外域での高出力波長可変レーザ ーを開発して、共鳴効果による検出感度の向上を確認した。また、さらなるピーク レーザー出力の向上をめざし、パルス圧縮方式の可能性を検討した。 [関連する主な受託・共同研究]

・共鳴ラマン効果による大気中微量有害物質遠隔計測技術の開発

【レーザーエネルギー研究チーム】

レーザーエネルギーの新しい応用分野の開拓をめざし、原子力や素粒子研究分野 等で必要とされているレーザー関連技術の研究開発を開始した。

(1) 原子炉廃止措置におけるレーザー応用の研究

レーザー解体技術の実用化に向けて、金属、セラミック、コンクリートでレーザ ー切断試験を実施し、材料による切断機構の違いを検証した。切断時に発生する微 粒子の飛散防止に向けてレーザー物質相互作用の解析を開始した。

(2)二重ベータ崩壊実験で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で大量に必要とされている ⁴⁸Caのレーザー濃縮基盤技術の確立をめざしている。半導体レーザーを用いる狭線 幅・青紫色レーザーの開発を開始し、注入同期による線幅の狭帯域化と周波数安定 化を実証した。

[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
- ・48Caを用いたニュートリノマヨラナ性の研究と次世代高感度化技術開発

【レーザープロセス研究チーム】

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

(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各種材料の加工特性に関 する研究を行い、加工試料表面における電界集中が微細構造形成に与える影響を検 討した。

(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、インフラ構造物の表面クリー ニング技術や、粉体から構造体を形成する積層造形技術の開発を進めた。レーザー 照射条件とクリーニング後の表面化学的特性や構造体の形成速度との関係等を検討 した。 (3) レーザーによるナノ構造体作成技術の研究

合金のナノ粒子は、高性能触媒などへの応用が期待されている。液中アブレー ション法で真鍮のナノ粒子生成に成功した。また、高エントロピー合金ナノ粒子作 成の研究を開始した。

[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作成と応用
- ・インフラ構造物へのレーザー加工適用性の研究
- ・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

【レーザー計測研究チーム】

レーザー応用計測・分析技術の高性能化に資する基盤技術を開発する。

(1) 非破壊診断技術の高度化研究

トンネル覆工コンクリートの健全性評価試験への実用化導入をめざし、レーザー 非破壊検査システムの構築と、それを用いたトンネルや高架橋床版のコンクリート 欠陥検査を行い、異音部が確実に検出できることを確認した。また、AI などを取り 入れた欠陥判定アルゴリズムの開発を進めた。

(2)レーザー打音法の適用性研究

落石予知や鋼管の遠隔厚み計測技術など、新しい分野へのレーザー打音法の適用 研究を開始し、落石予知では、岩盤を振動させるために印加する信号とは異なる周 波数の振動が観測されれば、落石の可能性が有るなどの結果を得ることができ、 実用化に向けて有効性を示唆する結果を得た。

(3)レーザーによる環境計測技術の研究

海中環境の評価、表面付着物の分析、溶液中での粒度分析などを目的として、 ラマン分光、レーザー誘起ブレークダウン分光法、偏光エリプソメトリーなどの計 測技術の基礎的・開発的研究を進め、実用化に必要な検出感度などのデータを蓄積 した。

[関連する主な受託・共同研究]

- ・レーザーを用いたトンネル覆エコンクリート健全性評価の研究
- ・コンクリート構造物表面の遠隔塩分濃度評価手法の開発
- ・海底開発における環境影響評価に向けた水中ライダーシステムの開発
- ・レーザー誘起ブレークダウン分光法を用いた大気中エアロゾルのリモート成分 分析手法の開発

【レーザーバイオ化学研究チーム】

生物・医療・創薬分野へのレーザー応用を目指し、蛋白質や酵素の生理活性構造 の解明研究を進めている。また、核廃棄物分離を目的として、ランタノイドイオン の光還元反応の研究を行った。

(1)酵素群の機能阻害効果の研究

統合失調症などの要因となるヒト由来フラビン酵素に機能抑制分子を注入した酵素について、励起に伴う蛍光寿命と抑制効果に高い相関がある可能性を見出した。

(2) パルスレーザーによるランタノイドイオン還元の研究

溶液中での Eu イオンの光還元反応過程を研究し、反応量のレーザー照射フルエンス依存性など、核廃棄物分離技術への応用検討に資するデータを取得した。

[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】

レーザーと物質の相互作用に関する理論的研究を通して各研究チームが進める実 験研究を支援した。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た。

(1) レーザーアブレーションとその応用に関する理論的研究

固体中の応力発生、相変化、微粒子生成などを含め、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を精緻化した。パルス幅10 ms の繰り返 しパルス照射時の応力分布の時間発展等を求め、原子力施設の廃止措置などで有用 なデータを取得した。サブピコ秒レーザー加工に関して、初期のレーザーと物質の 相互作用の詳細な理論モデルの構築に着手した。

(2) 地震先行現象の物理メカニズム研究

流体シミュレーションコードを開発し、地殻変動が電離層プラズマ中の分極にお よぼす効果を解析し、地震先行現象の物理機構解明をめざした。

[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高耐力化研究を進め、産業界からの依頼に応じて光学素子 のレーザー損傷評価試験を実施した。

(1) 光学素子の高耐力化研究

紫外レーザー光に対する石英ガラス材料のレーザー損傷効果を検討してきた。 石英ガラス材料内のOH成分は、紫外光による透過率低下を抑制するだけでな く、レーザー損傷しきい値の向上に寄与する効果があることを明らかにした。

(2) レーザー損傷評価

産業界からの相談や依頼に応えて光学素子のレーザー損傷評価試験を実施すると ともに、近年の CW 高出力レーザーや高繰り返しパルスレーザーの急速な進展対応 できるようにレーザー損傷評価試験装置の整備を進めた。また、損傷評価技術の標 準化を目指し、装置の安定性、再現性を監視・維持する周辺環境の整備、人員の育 成について検討を行った。

(3) 新材料技術の開発研究

シリコーン油に UV レーザーを照射することにより石英ガラスの3次元物体を形成する新技術の開発を行っている。レンズ状物体の形成にはすでに成功したが、 回折格子のような複雑形状物体の形成実験に向けて、形成された物体の形状を精度 よく計測できる手法の検討を進めた。

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 50 件以上の相談・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)、(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)レーザプラットホーム 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. 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32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) 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)

- (2) 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)
- (3) インフラ構造物へのレーザー加工適用性の研究(天田財団一般研究開発助成)
- (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)

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

大阪ならびに東京にて、平成 30 年度の研究成果を報告する研究成果報告会 (ILT2019)を開催した。

- 7月25日マイドームおおさか(大阪)
- ・11月12日科学技術館(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。

- ・レーザーEXPO 2019 4月 24 日~26 日 パシフィコ横浜(神奈川)
- ・光・レーザー関西 2019 7月 24 日~26 日 マイドームおおさか (大阪)

・光とレーザーの科学技術フェア 2019 11 月 12 日~14 日 科学技術館(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3の国際 会議へ参加した。

(1) OPIC 2019 (4月, 日本)

- (2) Lasers in Manufacturing (LiM) (6月, ドイツ)
- (3) SPIE Security + Defence 2019 (9月, フランス)

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

平成 30 年度の研究成果を年報にまとめ、刊行した。 ・「ILT2019 年報」(2018~2019) (令和元年 7 月発行)

3. 泰山賞の贈呈

7月の成果報告会にて第11回泰山賞の表彰式を行い、レーザー科学技術の分野で 永年にわたり抜群の功績を上げた個人に功績賞を、近年著しい業績を上げた個人と グループに進歩賞を贈呈した。 (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 常務理事・	所長 副所長	島本恭次 井澤靖和 中神保秀 中塚正大		
【レーザーエネルギー研究チ	ーム】	チームリータ 特別研究員 特別研究員	۶ <u>ــ</u> ـ	井澤靖和 宮永憲明 大道博行	(兼務)
【レーザープロセス研究チー	· ム 】	主席研究員	-ダー)	藤田雅之	
		上席研究員 副主任研究員 研究員		染川智弘 ハイク コ 稲田順史	スロービアン(兼務)
【レーザー計測研究チーム】		主任研究員	-ダー)	島田義則	
		副主任研究員 副主任研究員 研究員	, , L	谷口誠治 オレグ コ 倉橋慎理	(兼務) チャエフ
【レーザーバイオ化学研究チ	ーム】	チームリーダ 副主任研究員 副主任研究員	۶ <u>ـــ</u> ۱	中島信昭 ハイク コ 谷口誠治	スロービアン
【理論・シミュレーションチー	ーム】	チームリーダ 研究員	×	井澤靖和 古河裕之	(兼務)
【レーザー技術開発室】		主任研究員 (家長)		本越伸二	
		研究員		坂本高保	
【総務部】		事務局長 総 務 部 ジャー マ ネ 発 員 事 務 員	-	中神保秀 中神保秀 小藤田 御子 神 御 子	(兼務) (兼務) ¹
【特別研究員】 元日 三重 元東 大阪 大阪 元日	新電機株式 県立看護大 京工業大学 市立大学 大学 名誉 本原子力研	 会社 ⇒ 名誉教授 ⇒ 准教授 特任教授 * 執授 * 教授 * 究開発機構 	2	鈴田 精 中 な 紘 大 一 昭 明 行	

【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	官野差久
大阪大学大学院工学研究科	お住む反参授	 東津邦男
大阪大学大学院基礎工学研究科	教授	宝坂 博
大阪大学大学院理学研究科	准教授	山中千博
大阪大学大学优生学研究和	一般授	節百松—
大阪大学接合科学研究所	教授	炭 木雅松
大阪大宇安市石宇町九川 十阪工業十学工学如	教授	两口影主
大阪工業八十二十四	秋1文 数 授	百日岁八 百日岁八
入败 医未入于上于印 十 版 古 立 十 学 十 学 陀 理 学 研 空 利	秋1又 数 /经	早吻儿侍 1、37 香如去
入败中立八十八十匹吐于明九杆 岡山十学十学院白妹利学研究利	初又助勤	八ノ 個 加 辛 西川 一 百
问山八十八十八日 20 叶子 9 九 1 叶		四川旦
(水廠口)(十十)() 九)() 技融入利学研究所	任初又	石平元文 空百 百
悠厥百科子妍九川 明正逆院士送理工学如	作我1文	女宗 元 工士出惑
	彩1文	玉开回 <u>金</u> 浅川 註
第四人子ンヘノム理上子司) 明亜十学シュテル理工学如	彩1文)/仕 期 /亚	後川 畝 佐佑 左
判四人子ンヘノム理上子司) 北日工業上学工学如	作羽纹	作旧 拍 十海公 章
北兄上耒八子上子司 言恕十尝儿尝可宠託	作教授	白烟俗早
京都大学化子研究別 言報上学上学院理学研究到	村足住教授	間田自樹 十 石 加 <u></u> 一
京都人子人子阮理子研先件 言報十兴十兴院DD西口士字() 講应	彩 (交 供 今 中 如	人須負馬5公
尿卻入子入子阮JK四口半台\\	特化助教	休田 何 仮
近畿人子坦上子前 1.5%上兴四工兴动	教授 世纪	古田 美 長如公
近畿人子坦上子前 1.5%上兴四工兴动	教授	ll 術術一 中野 / 十
<u>儿最人子理上子前</u> 近然上兴生长四王兴动	教授 山北	甲野八芯 一「唑」
近畿人子生物理上子前 小海宮士幸运 L	助教	二上勝人
百得国业父逋人子 国士研究期政法	 	瑁原 広 棚井做火
国立研究開発法人工不研究所 参现工不研究所	研 先貝	一個一個人的 一個人的 一個人的 一個人的 一個人的 一個人的 一個人的 一個人
十果人子塚児リセートセンンンク研究センター	クラントノエロー	人世広明
十果人子人子阮上子研究院	作 教授	椎名 達雄
十 栗山美大子 雷白泽后山兴山兴吹は如四王兴英の创	教授	滕本 項
電気	教授	四回一
休式会任電気評論任	吊務取締役	松村太冶
果只上美大子大字阮総合理上字研究科 まって光上光理応 社会理工学院	講 師	<u></u> 何 们 们 们 们
果从上美人子泵垷·红云理上子阮 吉北上兴上兴吃工兴四次到	教 授	廣 潤仁一 田中毛沙
果北人子人子阮上子研允科	教 授	田中労宿
果北大学大学阮埋学研究科	作教授	柴田 · 康
日本原士刀研究開発機慎	各貝研先貝	田口俊弘
尤	教授	滕田和人
人阪匡美大子	教授	部合 字
ム局人子 先進 埋 上 米 科 子 研 先 科 	教授	退滕 塚磨
丛島大字无進埋上糸科字研究科 短期上 ※ 上 ※ 時末 ※ 5 年 8 年 8 年 8 年 8 年 8 年 8 年 8 年 8 年 8 年	教授	坂崎知 <u>全</u>
备开大字大字院上字 杀	教授	金邊思
福岡上葉大字情報上字部 「二、二、二、二、二、二、二、二、二、二、二、二、二、二、二、二、二、二、二、	教授	中村龍史
福井丄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	上席技術員	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
- 佐々木孝友 大阪大学 名誉教授
- 佐藤智典 三菱電機株式会社 先端技術総合研究所 副所長
- 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 業務執行理事
- 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
 - 中塚正大 公益財団法人レーザー技術総合研究所 副所長・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
 - 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
 - 佐藤俊志 富士電機株式会社 関西支社 営業第三部長
 - 戸塚猛喜 中部電力株式会社 技術開発本部 技術企画室長
 - 中原 隆 三菱重工業株式会社 原子力セグメント 原子力技術部長
 - 真釼康治 三菱電機株式会社 関西支社 副支社長 兼 原子力部長
- 監 事 西原功修 大阪大学 名誉教授
 - 日根野文三 税理士法人日根野会計事務所 代表税理士
 - 福田浩之 株式会社三井住友銀行 執行役員 大阪本店営業第二部長
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
TOWAレーザーフロント株式会社	東芝エネルギーシステムズ株式会社
鹿島建設株式会社	西日本旅客鉄道株式会社
株式会社片岡製作所	日新電機株式会社
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	株式会社レイソルテクノロジーズ
清水建設株式会社	一般社団法人レーザー学会
	合計36社

ILT2020 年報

令和2年9月発行

公益財団法人 レーザー技術総合研究所

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

TEL (06) 6443-6311 (代)

公益財団法人 レーザー技術総合研究所





Institute for Laser Technology