

ILT-APR Number 27
Issued: July 2015
ISSN 1340-6167

ILT2015 年報

Annual Progress Report

2014-2015



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

このたび、レーザー技術総合研究所の理事長という大役を仰せつかりました。関係各位におかれましては、前任の橋本同様、何とぞよろしくお願い申し上げます。

当研究所は、創立以来 ほぼ 30 年の長きに亘り、レーザーおよ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目的とし、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、人材の養成などの事業を鋭意推進してまいりました。この間、関係省庁、産業界、ならびに大学、研究機関の皆様方から、ご指導、ご支援を賜りましたこと、心から深く感謝申し上げます。

これまで当研究所では、二つの NEDO プロジェクト「次世代素材等レーザー加工技術開発プロジェクト」、「高効率 LPP（レーザー励起プラズマ）法 EUV 光源の実証開発」に参加してきました。前者は CFRP など軽くて強い次世代新素材を加工するための技術とそのためにより強力なレーザーの開発、後者は半導体製造のためのより精細な露光技術の開発をめざすものです。これに加えて昨年度から、SIP（戦略的イノベーションプログラム）「レーザーを活用した高性能・非破壊劣化インフラ診断技術の開発研究」および A-STEP（研究成果最適展開支援プログラム）「レーザーによる補強橋梁床板欠陥部のリモートセンシング技術開発と実用化」にも参画し、老朽化する日本のインフラ維持のためのリモートセンシング技術の実用化を進めています。

このように当研究所ではレーザーの高性能化研究や、電力・原子力、環境・宇宙、物質・材料、生命科学、建築・土木など幅広い分野を対象に、レーザー応用研究を行ない、我国の産業活力の向上の一翼を担うべく日々研鑽を積んでまいりました。

ご存知の通り、我国は科学技術創造立国を国を挙げて目指しており、現在進行中の第 4 期科学技術基本計画では科学技術イノベーションの戦略的推進が大きな柱として掲げられています。総合科学技術・イノベーション会議は、エネルギー、健康長寿、次世代インフラ、地域資源、震災からの復興・再生の 5 つを重点分野とする科学技術イノベーション総合戦略を策定しました。光・レーザー技術は、ナノテクノロジー、ICT、環境関連技術とともに、5 つの重点課題に共通する分野横断技術とされています。また、ポスト第 4 期科学技術基本計画に向けた検討作業の中間報告では、国家戦略コア技術の一つとしてレーザーが位置づけられています。

一方で、国際連合は 2015 年（平成 27 年）を「光および光技術の国際年 International Year of Light and Light-based Technologies (IYL2015)」（国際光年）とすることを宣言しました。持続可能な社会を発展させていく上で、エネルギー、環境、健康、安全など、直面する課題解決に光技術が重要な役割を果たすとの認識が高まっているからであるとしています。このように、光・レーザー技術は先進科学、先端産業を牽引する基盤技術として今後ますますその重要性が増していくものと期待されています。当研究所は、国および産業界が目指している開発研究について牽引的役割を果たすべく研究活動を活性化するとともに、セミナーやシンポジウムの開催、広報誌の発行などの事業も積極的に進め、成果の情報発信に努めてまいり所存でございます。

この度、ここに平成 26 年度の研究成果と事業活動内容をまとめて研究所年報を発行いたしました。何卒ご高閲のうえ、ご助言、ご指導下さいますようお願い申し上げます次第であります。

平成 27 年 7 月

公益財団法人レーザー技術総合研究所
理事長 大石 富彦

ILT2015 年報 (Annual Progress Report 2014-2015)

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

テラヘルツ波による絶縁材料非破壊診断	1
高平均出力レーザー用高効率波長変換シミュレーション	5

レーザープロセス研究チーム

UV ナノ秒レーザーを用いた CFRP のレーザー微細加工	8
Filled-aperture coherent combining of multiple high-power laser beams	11
レーザーラマン分光法による油様物質のその場検知手法の開発	17
水中レーザーリモートセンシングに向けた CO ₂ 気泡の測定と海水影響評価	21

レーザー計測研究チーム

レーザーによるコンクリート構造体の欠陥検出技術開発	25
Experimental Evaluation of Relaxation Time of Liquid Mirror Surface after Laser Impact	27
レーザーを用いた水中コンクリート構造物欠陥探査技術の開発	32
レーザーを用いた碍子表面塩分計測	36

レーザーバイオ化学研究チーム

レーザー計測による蛋白質の機能阻害効果の研究	44
液中レーザーアブレーション法によるナノ粒子作製 ：レーザー還元マグネシウムの空気電池根の応用	50

理論・シミュレーションチーム

極端紫外(EUV)光源開発研究	54
高速点火における爆宿プラズマ加熱方式の新提案	58
レーザー核融合炉壁のアブレーション	62
金属原子-レーザー加熱自由電子の熱平衡を実現する分子シミュレーション手法の開発	65
レーザーピーニング時の塑性応力生成のシミュレーション	70

レーザー技術開発室

平成 26 年度レーザー損傷耐力データベース化試験	76
---------------------------------	----

発表論文リスト	83
事業報告書	101
組 織 図	115
構 成 員 一 覧	116
評 議 員	121
理 事 ・ 監 事	122
評議員選定委員	123
企 画 委 員	124
賛 助 会 員	125
お わ り に	127

研 究 報 告 書

テラヘルツ波による絶縁材料非破壊診断

レーザーエネルギー研究チーム¹、レーザー技術開発室²

李 大治¹、本越伸二²

1. はじめに

テラヘルツ波は周波数でいうと 0.1~10 THz、波長に換算すると 3 mm~30 μm 程度で、電波と赤外光の間に当たる領域の電磁波である。テラヘルツ波の最大の特徴は、光と電波の両方の長所を兼ね備えていることにある。物質中や大気中の伝播特性は電波に近く、指向性やコヒーレンシーを持つことから光にも近いと言える。また、電波に比べて周波数が非常に高く、光に比べると透過特性に優れているなど、電波や光にはない特長を持つ。そのため、プラスチックや紙等に対する透過率が高いことや生体に害を与えない、材料物性を調べるのに有用であるなど様々な応用が期待されている。しかし光源や検出器ともに適切なものがなかったため、電磁波利用における谷間とも呼ばれてきた。現在、テラヘルツ波の発生方法として、様々なものが提案されている¹²⁾。大型のシンクロトロン放射設備では、数 10 W のテラヘルツ波の発生に成功している。研究用としては、短パルスレーザーと光伝導アンテナを用いた装置が、数 THz の電磁波を容易に得られることから現在広く使用されている。また、より小型のものとして、量子カスケード半導体素子や、非線形光学結晶を用いた差周波テラヘルツ波発生技術などが、積極的に研究されている。一方、テラヘルツ波を用いた診断応用では、電子部品、医薬品、文化財などの非破壊検査装置として実用化が進んでいる。電力設備診断においても、ケーブルの絶縁層、遮熱コーティング層、塗装下の鋼材発錆などを対象として、先行研究が行われている^{3,5)}。

我々は電力設備用の絶縁材料内部の非破壊検査や半導体内部に隠された欠陥や劣化の検査など、新しい非破壊・非接触センシング技術に関する研究に着手した。本稿では、反射型計測系を用いた研究の進捗状況を報告する。

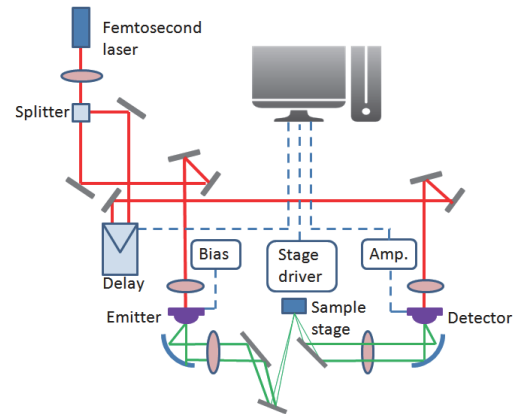


図 1 THz 発生・計測装置概念図

2. テラヘルツ発生・計測装置

我々は、前年度に構築したテラヘルツ帯透過特性測定系をベースにして図1に示す反射特性測定系を構築した。テラヘルツ波発生と検出の両方にダイポール型光伝導アンテナを採用した。フェムト秒チタンサファイアレーザー装置（波長800 nm、100 fs、80 MHz）から出力された約40 mWのレーザー光は、半透過鏡により励起光とプローブ光に分けられる。励起光は、アンテナの前に設置した集光レンズ（集点距離25 mm）により、光伝導アンテナのギャップ（20 μm 幅）に集光する。100 V（Rep. 10 kHz）のバイアス電圧を印加することにより、テラヘルツ帯の電磁波を発生した。放射されたテラヘルツ波は、口径25 mmの放物面鏡（焦点距離25.4 mm）により、平行波にした。その後、レンズ（焦点距離362 mm）、2枚のミラーによって、入射角8°でサンプルの表面に集光した。サンプルから反射されたテラヘルツ波はミラーとレンズ（焦点距離200 mm）により検出用光伝導アンテナに伝送した。半透鏡によって分けられたプローブ光は、時間遅延光路を通過した後、検出用光伝導アンテナのギャップ上に集光される。サンプルで反射されたテラヘルツ波と検出用光伝導アンテナ上で時間的に一致した時に微

弱電流を発生する。光伝導アンテナ上のプローブ光の時間は時間遅延光路を制御することによって調整するため、プローブ光の遅延時間に対する微弱電流の変化は、テラヘルツ波の時間波形を意味している。得られた電流データは、パソコンへ転送され、独自で開発したデータ収集・処理・制御用ソフトにより、テラヘルツ波電場の波形を自動的に検出し、フーリエ変換することにより周波数スペクトルを同時に得る。更に、サンプル移動ステージ (x:10 mm、y:10 mm) と同期することにより、サンプル内部の欠陥や劣化等をイメージ化することができる。図2に実験装置のテラヘルツ波の(a)発生部、(b)時間遅延光路、(c)集光光学系、(d)制御解析装置を示した。

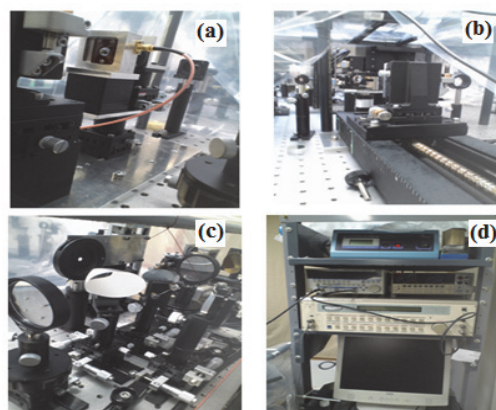


図 2 実験装置写真 (a)THz 発生アンテナ (b) 遅延光路、(c)集光光学系 (d)制御解析装置

3. 模擬欠陥検出実験

3.1 ポリマー碍子剥離模擬欠陥

近年、外被材にシリコンゴムを用いたポリマー碍子を適用した電力機器の使用が開始されているが、有機材からなるポリマー碍子の外部絶縁性能の経年変化についてはまだ十分な情報が得られていない。特に、ポリマーブッシングの FRP コアとシリコンゴム外皮の剥離や水分の侵入については、外観の調査では確認できないことから、非侵襲で内部の剥離等を検出する手法の開発が望まれている。我々は、テラヘルツ波によるポリマー碍子の内部欠陥検出を想定し、シリコンゴムを使用した模擬欠陥検出の測定を行った。厚さ 1 mm のシリコンゴム平

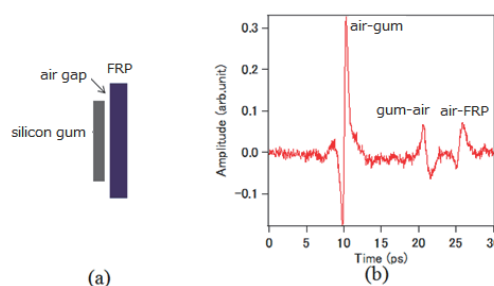


図 3 各試料の透過性測定

板と厚 3 mm の FRP 平板を用いて、図 3(a)のような剥離模擬欠陥サンプルを製作した。反射特性測定による結果を図 3(b)に示した。図 3(b)の時間波形には 3 つのピークが存在し、早い時間から順に、シリコン平板表面からの反射信号、シリコン平板裏面からの信号、そして FRP 表面からの信号と考えることができる。2 つ目と 3 つ目の信号ピークの時間差は 5.3 ps。シリコン平板と FRP 平板との間には空気 (屈折率 1.0) が存在することから、隙間の間隔は 795 μm と求められた。更に短い時間差 (1 ps 程度) まで分離ができるので、200 μm 程度の隙間まで検出可能と考えられる。

3.2 模擬ケーブル浸水欠陥

電力用ケーブルには、架設場所、送電電力量などに応じて多くの種類が存在する。中でも、導線の周りをポリエチレン、架橋ポリエチレン樹脂で絶縁した OE、OC ケーブルや、ポリエチレン層の外側を塩化ビニルにより耐環境性を向上させた CV ケーブルが広く利用されている。これら絶縁層は、温度により膨張収縮を繰り返し吸湿する。その結果、ポリエチレン内で水トリーの進展、絶縁破壊などの影響が現れる恐れがある。我々は、銅線と絶縁層の間に水が浸透した場合を想定し、模擬ケーブル浸水サンプルを作り、テラヘルツ波による検出を行った。

図 4 に製作した模擬サンプルを示す。厚さ 0.4 mm のアルミニウム平板に直径 8 mm の穴を 3 つ開けた。アルミニウム板の前面に厚さ 2 mm の塩化ビニル板を密着し、後面の 2 つの開口部をテープで封じ、そのうち 1 つには

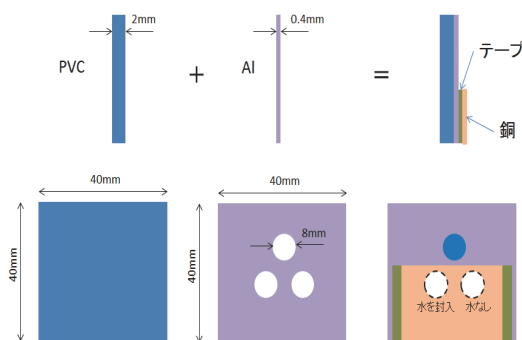


図4 ケーブル被覆模擬サンプル概念図

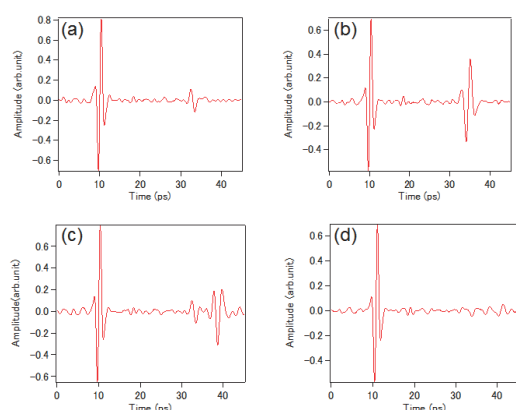


図5 サンプルに反射された時間信号

水を封入した。テープの後ろには銅板を接着した。このように、(a)塩化ビニル板のみ（上開口部）、(b)塩化ビニル板とアルミニウム板（開口部以外）、(c)模擬剥離欠陥（下開口部空気層）と(d)模擬浸水欠陥（下開口部水層）の4つの異なったサンプルとした。それぞれの部分の反射特性の結果を図5に示した。図5(a)は塩化ビニル板のみの場合の信号で、塩化ビニル板の表面（10 ps 付近）と裏面（33 ps 付近）からの反射ピークが確認され、裏面の信号は塩化ビニルの吸収により減少することも分かる。塩化ビニル板とアルミニウム板が密着した図5(b)では、塩化ビニル板裏面の信号とアルミニウム表面の強い反射が重なっている。図5(c)は塩化ビニル板と銅板との間に空気層を含む模擬剥離欠陥部の信号で、塩化ビニル板の裏面反射（33 ps 付近）と銅板の表面反射（38 ps 付近）が完全に分離して確認できる。更に、水を封入した模擬欠陥部では、図5(d)に示すように、銅板表面からの反射は水に吸収されるため、図5(c)で確認できた

38 ps 付近の信号は確認できなかった。また、33 ps 付近に存在した塩化ビニル裏面からの反射も減少した。これは、塩化ビニルと水との屈折率が近いために反射が減少したことによるものと考えられる。

4. イメージングによる欠陥検出

一般の光学システムのイメージングは、CCD や CMOS など半導体デバイスを用いたカメラによって得ることができる。テラヘルツ帯に対しても同様のカメラシステムの研究、開発は進められているが、現状では高価で、かつ分解能が低い。そのため、現状のテラヘルツ波に対するイメージングでは、サンプルを移動することによるスキャンング法が多く用いられている。テラヘルツ波レンズの焦点に置かれたサンプルを移動し、移動点（画素）ごとの波形を記憶し、テラヘルツ波のピークの時間差（位相イメージング）、強度さ（振幅イメージング）、或いは特定の周波数に対する強度を抽出（周波数イメージング）する画像解析を行う。

反射特性のイメージングを確認するために、2枚の紙のイメージを計測した。紙1枚の厚さは90 μm であり、2枚の紙の間に隙間を設けた。このサンプルに対して、走査幅4mm、測定間隔0.1 mmでテラヘルツ波反射特性を測定した。図6は、横軸は厚さ方向（反射時間）を表し、屈折率と距離との積で示した。縦軸は上下方向に一次元走査した距離であり、反射波強度は濃淡で表した。2枚の紙それぞれの表面、裏面、およびその隙間が確認できる。また、一次元に走査することにより、それぞれの紙

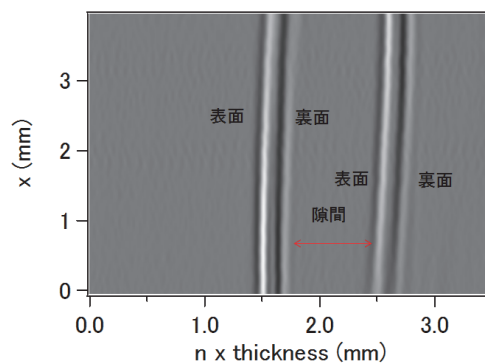


図6 2枚の紙の一次元走査断面イメージ

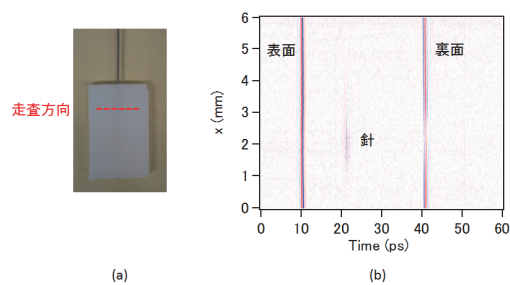


図7 絶縁材料内の異物の一次元走査測定。(a) 模擬ポリエチレン欠陥サンプル、(b) 走査反射振幅イメージ

の厚さの一樣性、また間隔の違いも確認できる。

図7(a) に示すようなポリエチレン樹脂内部に金属針（直径0.7 mm）が存在するサンプルを一次元走査した場合のテラヘルツ反射波を計測した。走査は図7(a)中の赤線のように、幅6mm、測定間隔0.1mmで行った。測定結果を図7(b)に示す。時間10 ps付近にポリエチレン表面からの反射波、時間41 ps付近に裏面からの反射波が走査位置に関わらず確認できる。走査位置1～3 mmに亘って、時間22 ps付近に反射波が確認できた。反射波が現れた走査位置および表面波からの時間差より、金属針の二次元の存在位置を求めることが可能である。しかし、測定された金属針の反射波の幅は、約2 mmであり、実際の針の大きさ（直径0.7 mm）よりも大きい。この原因は、テラヘルツ波の横方向の空間分解能による。また、材料の内部であることから、屈折率の影響でテラヘルツ波の

収束径が大きくなったことも原因である。材料内部の微小欠陥の検出には更に分解能の向上が必要である。

5. まとめ

テラヘルツ波反射測定装置を構築し、代表的な絶縁材料の反射特性を研究すると共に、掃引走査装置を導入することによりサンプルの模擬欠陥検出が可能であることを明らかにした。

今後、具体的な電力設備を想定し、その劣化診断へのテラヘルツ波の利用と技術的課題に取り組む予定である。

本研究は、関西電力からの受託研究により実施された。また THz-TDS 装置構築および測定解析について、大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの北原英明氏に多大な御指導を頂いた。この場を借りて感謝したい。

参考文献

- 1) テラヘルツテクノロジーフォーラム編：テラヘルツ技術総覧NGT，東京，2007.
- 2) 西澤潤一編著：テラヘルツ波の基礎と応用，工業調査会，東京，2005.
- 3) K. Liu: Applied Physics Letters, **81**, 4115-4117, 2002.
- 4) D. Grischkowsky: Applied Physics Letters, **57**, 1055-1057, 1990.
- 5) P. Jepsen: Laser Photonics Review, **5**, 124-166, 2011.

高平均出力レーザー用高効率波長変換シミュレーション

レーザーエネルギー研究チーム¹、レーザー技術開発室²

李 大治¹、本越伸二²

1. はじめに

レーザーの波長域を紫外や中赤外領域などに広げる方法として、非線形光学効果を利用した波長変換技術が知られている¹⁾。特に、近赤外固体レーザーと非線形光学結晶を用いた全固体紫外光源は、従来のガスレーザーに比べてガス交換が不要なため長寿命化、低コスト化が実現するだけでなく、装置サイズも小型化し、高繰り返しパルスで動作が可能で、ビーム品質が優れているといった利点を備えている。高繰り返しパルス動作は多層基板などの微細孔加工光源、半導体リソグラフィ用光学系・基板・マスクなどの検査光源に適しており、波長変換方式の光源に期待されるところが大きい。しかし、高出力レーザーの波長変換には、結晶内部の発熱により、温度が大幅に上昇し、変換効率が低下することが課題である。波長変換効率を向上するために、結晶内部の熱効果を明らかにし、その上で適切な冷却条件に制御することが必要である。

我々はkW級の基本波パルス光に対して、基本波から二倍(SHG)・三倍(THG)高調波への変換を研究対象として、有限要素シミュレーション法を用いて、結晶内部の発熱、温度分布、屈折率変化、位相整合、変換効率等を解析できるシミュレーションコードを開発した。それを下にして、結晶の冷却法について検討し、変換効率の向上を図った。

本稿では、LBO (LiB₃O₅) 結晶を用いた二倍高調波と三倍高調波の波長変換に関する解析結果を報告する。LBO 結晶は、二倍・三倍高調波発生用素子として広く使用されている結晶であり、非線形光学定数が大きくレーザー損傷に強いという特長を有している。結晶の寸法は7mm×7mm×15mmとした。基本波の波長は1.064 μm、パルスエネルギーは10 mJ、パルス幅は1 ns、繰り返し周波数は75 kHz、ビーム半径は1.5 mmと設定した。

2. シミュレーションコード

レーザーのような高強度の光を非線形光学結晶に入射すると高調波成分が発生し、さらに位相整合を満たすことで成分が減衰しないで出力される。波長変換はこの高次非線形光学効果を用いて行われる。各非線形光学結晶において、非線形光学定数は入射方位・偏光方向(θ, ϕ)に依存するテンソル量であるが、これらの方位依存性を考慮したスカラー量、実効非線形光学定数 d_{eff} が一般に用いられる。

二倍波変換を例として位相整合について紹介する。効率よく高調波を発生させるためには、結晶中の各点で発生した二倍波は結晶中を $c/n_{2\omega}$ の位相速度で伝搬するが、二倍波を発生させる基本波は c/n_{ω} の位相速度で伝搬する。ここで、 c は真空の光の速度、 $n_{2\omega}$ と n_{ω} はそれぞれ二倍波と基本波に対する屈折率である。結晶を出てくる二倍波は結晶中の各点で発生した二倍波の和になるが、一般的には結晶の分散のために、結晶中の各点で発生した二倍波の位相は揃っていない。これらの二倍波の位相を揃えるためには、基本波と二倍波の位相速度を等しくする、即ち $n_{2\omega} = n_{\omega}$ を満足しなければならない。結晶中を伝搬する光には2種類の偏光方向のみが許されている。一方は結晶の光軸に平行に偏光した光で異常光(extraordinary beam)と呼ばれ、他方はそれに垂直な方向に偏光した光で常光(ordinary beam)と呼ばれる。常光の屈折率は光の伝搬方向によらず一定であるが、異常光の屈折率は光の伝搬方向が結晶光軸となす角 θ に依存する。適当な θ を選ぶことによって位相整合条件を満たすことができる。

一般に、2種類の位相整合が可能である。本研究の解析では、式(1)で与えられたタイプ I と呼ばれる位相整合条件のみを使う²⁾。

$$n_{2\omega}^e = n_{\omega}^o \quad (1)$$

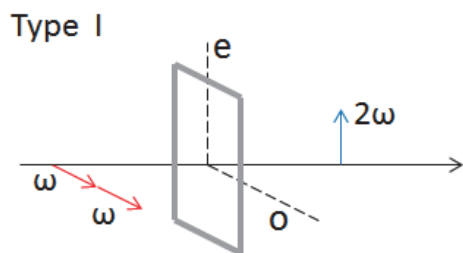


図1 二倍波波長変換スキーム

ここで、 $n_{2\omega}^e$ と n_{ω}^o はそれぞれ二倍波の異常光、基本波の常光に対する屈折率である。タイプIの二倍波変換では、図1に示すように、基本波は非線形結晶の常光軸方向に偏光して入射し、二倍波は異常光軸方向に偏光して出てくる。これは2つの基本波光子から、1つの二倍波光子への変換と考えられる。

三倍波におけるタイプIの位相整合条件は次式で与えられる。

$$2n_{2\omega}^o + n_{\omega}^o = 3n_{3\omega}^e \quad (2)$$

これは1つの基本波光子と1つの二倍波光子から、1つの三倍高調波光子への変換と考えられる。我々の三倍波波長変換スキームは、図2に示すように、2つ結晶を用いて構成された。まず、1つ目の結晶によって基本波を二倍波に変換させ、発生した二倍波と残った基本波を2つ目の結晶に入射して三倍波を変換する。

位相整合の条件によって二倍波と三倍波波長変換に要求された入射方位、偏光方向、実効非線形光学定数などを求められる。

レーザー照射によって結晶内部に蓄積された熱量を計算するために、熱拡散方程式を使って計算モデルを構築した。一般に、単位時間当たりの温度上昇は、次式によって与えられる。

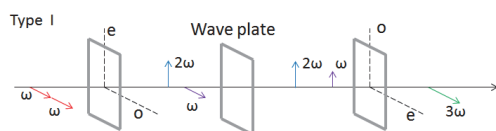


図2 三倍波波長変換スキーム

$$C(T)\rho(T)\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot \vec{J} + Q \quad (3)$$

ここで、 $\vec{J} = -K(T) \cdot \nabla T$ は熱流速ベクトル、 Q は熱源である。 $C(T)$ 、 $\rho(T)$ 、 $K(T)$ は、比熱、密度、熱伝導率をそれぞれ示す。結晶の温度が上昇すると、各波長における屈折率変化するため位相整合が崩れ、変換効率が減少する。適切な冷却方法を利用することにより、温度上昇を抑制し、温度上昇と位相整合のずれによってバランスが得られた値で定常状態、一定の変換効率を維持することができる。

結晶内部に発生する波長変換の基本方程式には、文献[2]に記載されたカプリング方程式を採用した。これらの微分方程式を有限要素法によって解いて、発熱効果を含んだ波長変換効率を評価できる。計算は二次元で行った。結晶の入射面の幅を7mm、伝搬方向の厚さを15mmとし、それぞれを20と40のセグメントに分割した。レーザーは半径1.5mmのビーム径でガウシアン分布と仮定した。レーザー光は結晶中を伝搬しながら波長変換されるとともに結晶に吸収される。変換された高調波も同様に成長しながら一部は吸収される。この吸収されたエネルギーはそのまま熱エネルギーに置き換える。発生した熱は熱拡散方程式に従い伝搬する。結晶の周りを金属ホルダーで覆い、冷却温度は常に一定とした。

二倍波計算のフローチャートを図3に示す。結晶の定数、基本波のレーザー条件、冷却温度を初期設定する。位相ずれの計算結果を用いて基本波レーザー強度により二倍波強度を計算する。基本波及び二倍波によって発

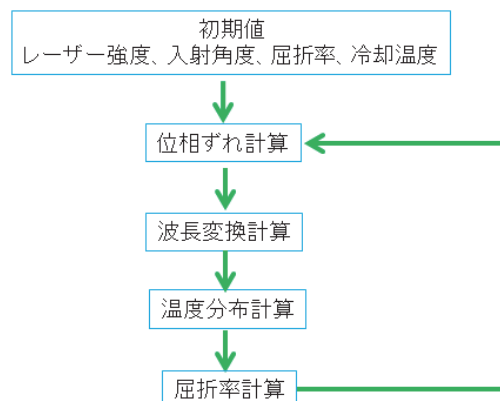


図3 計算フローチャート

生する熱量を求める。次のレーザー光が入射されるまで時間における温度分布を計算する。温度分布により屈折率の変化を計算し、変化した屈折率を位相ずれコードに代入する。以上の計算を一定の時間行い、温度変化が安定した状態まで計算する。三倍波についての計算も同様な考えで行う。

3. シミュレーション結果

3.1 二倍波変換

開発したシミュレーションコードで冷却温度の最適化をおこない、 13.1°C で冷却すれば変換効率が最大化になることが分かった。変換効率の時間変化を図4に示す。レーザー照射開始から安定状態までの間に変換効率の変動を示した。照射開始約1秒後、温度変化が安定した状態になり、約40%の変換効率を維持する。結晶内部の温度分布を図5に示す。基本波は左側より入射され、右方向に伝搬する。基本波の伝搬に従って二倍波の強度は増大する。基本波に比べて二倍波に対する結晶の吸収係数は大きいので、二倍波強度が大きくなると、発熱量が増え、光軸に沿って結晶の後半部が高い温度となる。

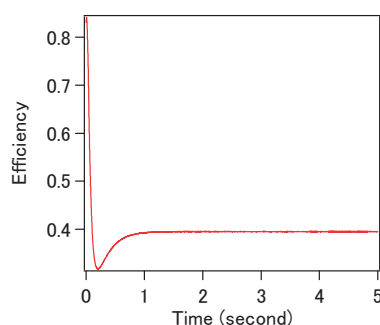


図4 変換効率の時間変化

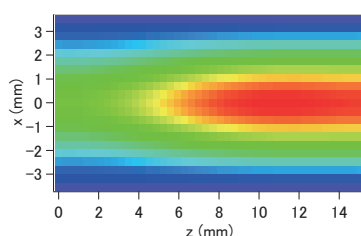


図5 定常状態の温度分布

3.2 三倍波変換

基本波は1つ目の結晶によって二倍波に変換させる。発生した二倍波と残った基本波を2つ目の結晶に入射

して三倍波を発生する。1つ目結晶の冷却温度は 13.1°C のままで、2つ目結晶を 12.8°C で冷却すれば三倍波変換効率が最大化になることが分かった。変換効率の時間変化を図6に示す。レーザー照射開始から約1秒後、定常状態になり、約13%の変換効率を持続することが分かった。2つ目結晶における温度分布を図7に示す。中心部の最大温度は約 22°C になっている。

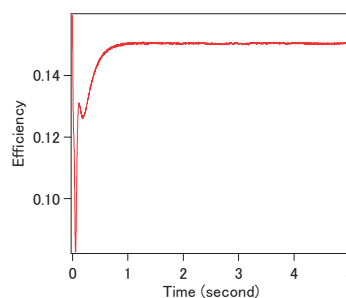


図6 変換効率の時間変化

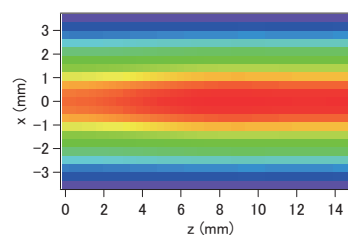


図7 定常状態の温度分布

4 まとめ

高平均出力レーザーに対するLBO結晶による波長変換について、結晶内部の発熱を考慮した二倍波、三倍波変換シミュレーションコードを開発し、変換効率が向上するように冷却温度の最適化を行った。このコードは、他の非線形光学結晶や、光パラメトリック発振にも応用が可能であり、今後、レーザー増幅シミュレーションと合わせて、レーザーシステム設計ツールとして確立していく。

参考文献

- 1) Ying Chen, Peng Yuan, Liejia Qian, Heyuan Zhu, Dianyuan Fan: Optics Communications, **283**, 2737–2741, 2010
- 2) Jianquan Yao and Weidong Sheng: J. Opt. Soc. Am. B, **9**, 891-902, 1992
- 3) J. Q. Yao and T. S. Fahlen: J. Appl. Phys, **55**, 65-68, 1984

UV ナノ秒レーザーを用いた CFRP の微細加工

レーザープロセス研究チーム

藤田雅之、染川智弘、大河弘志¹、大塚昌孝¹、松谷貴臣¹、前田佳伸¹、
J. Bovatsek²、R. Patel²

¹ 近畿大学理工学部、² Spectra-Physics, a Newport Company

1. はじめに

CFRP (Carbon Fiber Reinforced Plastic: 炭素繊維強化樹脂複合材料) は軽量、高剛性、高耐力といった特徴を持つ次世代エンジニアリング材料として注目されており、幅広い産業分野で用いられている¹⁾。特に、自動車/航空機産業においては、車体/機体の軽量化による燃費の向上や排出ガスの抑制が実現している。CFRP の用途をさらに拡大するためには、素材へのダメージを抑制する高品質な加工技術の確立が重要となってきた。

我々は、CFRP に対するパルスレーザー加工の適用可能性について研究を進めている^{2,3)}。CFRP のレーザー加工においては、加工速度の向上と共に熱影響を最小限に抑えることが求められ、加工品質の最適化のためには、レーザー波長、パルス幅、掃引速度等への依存性を明らかにすることが重要となる。

本稿では、様々なレーザー加工パラメーターの中でパルス波形に着目し、波長 355 nm の高出力紫外レーザーを用いた時の加工速度と熱影響を支配する要因について調べた結果を報告する。パルス幅を 2 ns から 10 ns まで変化させ、シングルパルスおよびバーストパルスを厚さ 250 μm の CFRP シートに照射して切断実験を行った。

2. UV ナノ秒レーザーによる切断実験

図 1 に実験で用いた波長 355 nm の高出力 UV レーザー (Spectra-Physics 社製 Quasar®) を示す。Quasar の最大平均パワーは 60 W で、TimeShift™ と名付けられた技術を取り入れたこのクラス初のパワーレーザーである。TimeShift はパルス幅を自由に变化させ、パルスの分割やバーストパルスの発生を可能とする技術である。一つのバーストパルスの中で、パルス数、パルス間隔、パルス毎の相対強度をプログラムすることができる。パルス

波形のプログラミングにより試料表面の熱的時間変化をコントロールすることができるため、加工速度と品質を最適化できる可能性がある。

図 2 に実験配置を示す。焦点距離 163 mm の f/θ レンズを用いてビームを集光した。集光スポットは直径 25 μm であった。ガルバノスキャナを用いて最大 37,000 mm/s でビームを掃引した。掃引速度はレーザーの繰り返し周波数に応じて集光スポットのオーバーラップが一定となるように調整した。

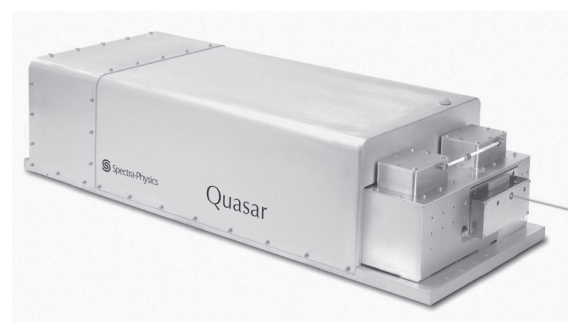


図 1 波長 355nm の高出力 UV レーザー (Spectra-Physics 社製 Quasar®)

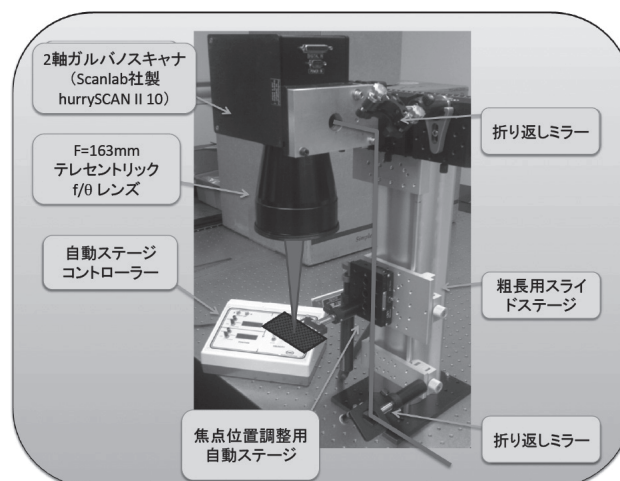


図 2 実験配置

シングルパルス照射実験においては、パルス幅を 2 ns、5 ns、10 ns と変化させた。レーザーパワーは 6 W から 60 W まで変化させたが、パルスのピークパワーを 30 kW に固定するために繰り返し周波数を 100 kHz から 1 MHz の間で調整した。例えば、平均パワー 60 W に対して、パルス幅 10 ns の時に繰り返し周波数は 200 kHz、2 ns の時には 1 MHz とした。また、パルス毎のオーバーラップを一定するために掃引速度は、繰り返し 200 kHz の時に 4,800 mm/s、1 MHz の時には 24,000 mm/s とした。

バーストパルス照射実験においては、10 ns のシングルパルスと比較するために、5 ns を 2 パルス、2 ns を 5 パルス含んだバーストパルスを発生させた。バースト内のパルス間隔は、サブパルスの立ち上がりから次のサブパルスの立ち上がりまでが 25 ns であった。バーストパルスの繰り返し周波数は 200 kHz、掃引速度はパルスオーバーラップ 50% の時に 2400 mm/s、0% の時に 4800 mm/s とした。

試料として厚さ 250 μm の PAN 系一方方向 CFRP を用いた。スリット加工を行い、試料を貫通する時間を測定し熱影響領域 (HAZ: Heat Affected Zone) を評価した。本実験では、加工後に炭素繊維が露出した領域を HAZ として面積を評価した。図 3(a) に示す様に HAZ は溝に沿って不規則な形状をしているため、溝両端の HAZ 面積を SEM 画像上で評価して (図 3(b))、溝の長さで割り、さらに 2 で割って実効的な HAZ 幅とした。

2.1 パルス幅依存性 (シングルパルスモード)

図 4 に 250 μm 厚 CFRP シートの切断速度のレーザー

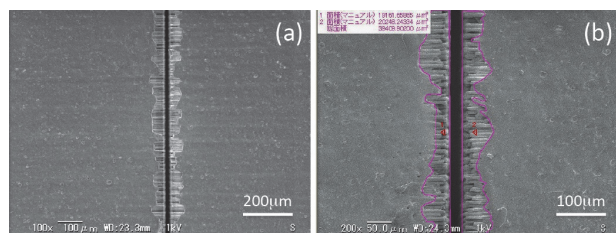


図 3 加工試料の SEM 像: (a) 典型的な HAZ (炭素繊維が露出した領域)、(b) SEM 画像上での HAZ の評価

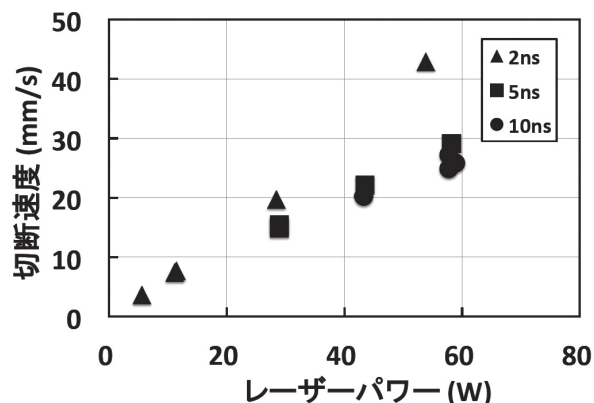


図 4 CFRP 切断速度のレーザーパワー依存性

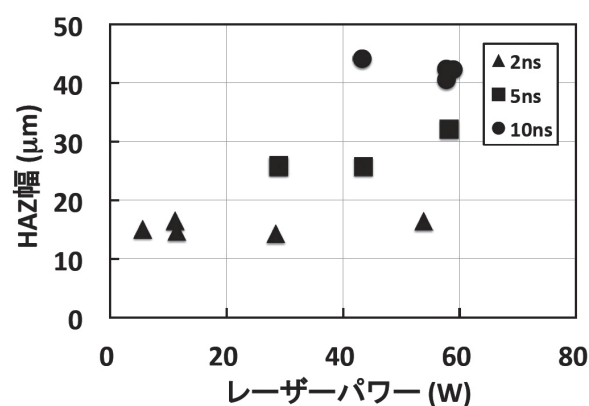


図 5 HAZ 幅のレーザーパワー依存性

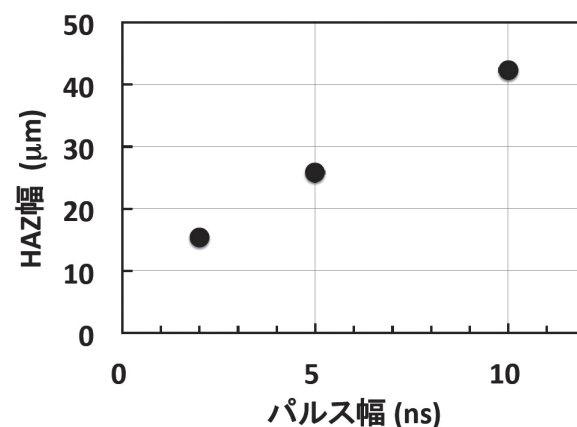
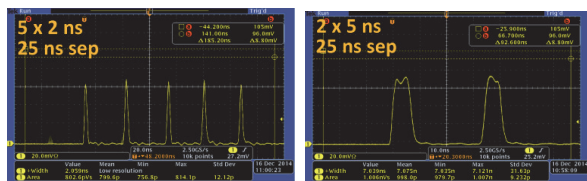


図 6 HAZ 幅平均値のパルス幅依存性

パワー依存性を示す。▲、■、●はそれぞれ、2 ns、5 ns、10 ns パルスを用いた時のデータを示す。パルス幅が短いほど切断速度が早くなる傾向が得られた。図 5 に HAZ 幅のレーザーパワー依存性を示す。パルス毎にほぼ一定の値が得られた。レーザーパワーは繰り返し周波数を変えることにより調整している。全てのデータのパルスビ



(a)

(b)

図7 バーストパルス波形：(a)5つの2 ns サブパルス、
(b)2つの5 ns サブパルス

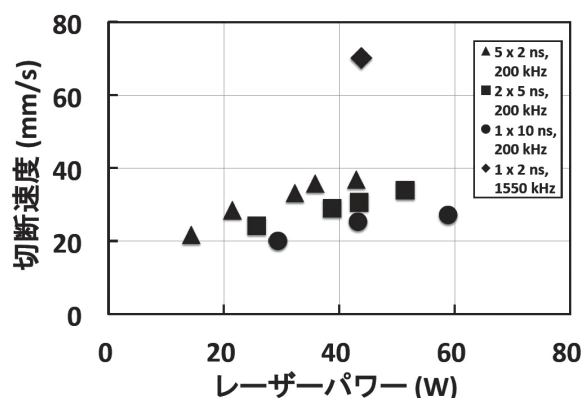


図8 バーストパルスによるCFRP切断速度のレーザー
パワー依存性

ークパワーは同じであるため、同一のパルス幅であればパルスエネルギーも同じとなる。

図6にHAZ幅のパルス幅依存性を示す。HAZ幅のレーザーパワーに対する依存性が小さかったため、各パルス幅に対して図5で示されたデータの平均値をプロットした。同じピークパワーであれば、パルス幅が短いほど（あるいは、パルスエネルギーが小さいほど）HAZ幅が小さいという結果が得られた。

2.2 パルス分割バーストモード

図7に2種類のバーストパルス波形を示す。(a)は5つの2 nsパルス、(b)は2つの5 nsパルスを含むバーストパルスである。隣り合うサブパルスの立ち下がり立ち上がりの間隔が25 nsとなっている。

図8に様々なパルス波形における250 μm 厚CFRPシートの切断速度のレーザーパワー依存性を示す。▲、■、●はそれぞれ、5×2 ns、2×5 ns、1×10 nsパルスを用いた時のデータを示す。バーストパルスおよび10 nsパルスの繰り返し周波数は200 kHzであった。足し合わせると同じ10 ns相当の照射であるが、パルスを分割することにより切断速度が向上することが確認された。図8には本実験で得られた最大切断速度のデータ点を◆でプロットしている。繰り返し周波数1.55 MHzの2 nsパルスを掃引速度37,600 mm/s（パルスオーバーラップ0%）で照射した時に63.2 mm/sが得られた。

3. まとめ

様々なレーザー加工パラメーターの中でパルス波形に着目し、波長355 nmの高出力紫外レーザーを用いてCFRPの加工実験を行った。パルス幅を2 nsから10 nsまで変化させ、シングルパルスおよびバーストパルスを250 μm 厚CFRPシートに集光照射して加工速度と熱影響を支配する要因について調べた。パルス幅が短くピークパワーが高いほど切断速度が大きくなることが確認され、熱影響はピークパワーよりもパルスエネルギーに依存する可能性が示唆された。また、パルスを分割してバーストパルスにすることにより切断速度の向上が見られた。

参考文献

- 1) 炭素繊維協会ホームページ、
<http://www.carbonfiber.gr.jp/material/index.html>.
- 2) 藤田 雅之, 染川 智弘, 尾崎 巧, 吉田 実, 宮永 憲明：レーザー研究, **39**, 701-705, 2011.
- 3) 藤田 雅之, 染川智弘：レーザー加工学会誌, **20**, 34-38 2013.

Filled-aperture coherent combining of multiple high-power laser beams

Laser Process Research Team

Haik Chosrowjan, Toshiyuki Kitamura, Seiji Taniguchi, Masayuki Fujita, and Yasukazu Izawa

1. Introduction

Powerful lasers with high brightness and good beam quality are increasingly required for many real world applications. To reach higher intensities, one needs to increase the output power of the laser beam and at the same time keep or improve the beam quality.

For material processing applications, within “High-power laser development for efficient material processing applications” project of the NEDO (New Energy and Industrial Technology Development Organization of Japan), single mode, 400 ps ~ 10 ns adjustable pulse duration, high repetition rate (500 kHz – 1 MHz), tunable (1040 nm ~ 1060 nm) high average power (~150 W) laser amplifier units based on Yb-doped, LMA (large mode area) PCF (photonic crystal fibers) have been developed. In final design of the laser system with kilowatts class average power, beam combining concept has been introduced as a practical mean to increase the output power and brightness of the laser. Up to now, a number of coherent, incoherent and spectral beam combining techniques have been already proposed^{1, 2)}. Theoretically, for far-field (beam focus area) on axis applications, TA (tiled-aperture, side by side alignment of the beams) CBC (coherent beam combining) is better suited. However, in practice this method is often impaired by an important factor f – aperture fill-factor, which is in most practical cases smaller than unity. The appearance of side lobes due to $f < 1$ makes TA designs disadvantageous for precision cutting and drilling applications on CFRP (carbon fiber reinforced plastics) or MEMS (micro-electro mechanical systems). For such cases, FA (filled-aperture) CBC designs are preferred, because FA combination is side lobe free, hence better suited for precision material processing. Additionally, using side lobe free beam profiles, SH (second harmonics) and TH (third harmonics) can

be also efficiently generated, which are indispensable for some specific material processing applications. Basically, there are two modes for FA CBC: polarization addition and DOE (diffractive optical element) based combinations. Several FA CBC implementations have been already proposed and implemented^{3, 4)}. We have also proposed a single-detector, FA CBC geometry based on half mirrors design and use of simple “climbing hill” SPGD (stochastic parallel gradient descent) algorithms based on Bernoulli discrete probability distribution for phase locking^{5, 6)}. In our previous report⁷⁾, we have presented several algorithms and demonstrated proof of principle experiments using low-power CW beams. Additionally, we have discussed main reasons for CBC efficiency degradation such as power imbalance, size mismatch and lateral shifts of the beams, beam splitting imbalance, influence of wave-front distortions, etc. In this report, we describe: (a) the principle of the phase-locking method for high-repetition rate, ~ ns pulse regime and proof of principle experiments using low-power beams; (b) first application of the presented CBC method on high average-power ~ns pulse beams, and (c) main reasons for CBC efficiency degradation in pulse regime.

2. Experimental Section

2.1 Laser Systems

For the proof of principle experiments, 1 – 10 ns tunable pulse duration, 1 MHz repetition rate fiber laser at 1040 nm with ~ 1 mW average output power, was used. For high-power experiments, we have used Yb-doped fiber laser MOPA (master oscillator power amplifier) system based on rod-type large core DMF (distributed mode filtering) - PCF amplifiers developed at the Institute of Laser Engineering (ILE), Osaka University. Briefly, the system consists of a

front-end unit: LD (laser diode) pulse laser, polarization-maintaining Yb-doped SMF (single mode fiber) and 25- μm LMA fiber amplifier, and 55 μm and 85 μm core rod-type PCF amplifiers. The spectral bandwidth of the pulse was kept at $\sim 15 - 20 \text{ pm}$ to satisfy the coherence length and visibility requirements. The repetition rate is tunable within 0.5-1 MHz range. The output power of the front-end was divided using a 50 % partial mirror and send to two 55 μm preamplifiers. A Faraday isolator was inserted to prevent parasitic oscillations between front-end unit and Yb rod-fiber amplifiers. The two preamplifiers were pumped by fiber coupled (200 μm core) LD at 976 nm. The maximum pump power for each preamplifier was $\sim 240 \text{ W}$. The 0.8-m long polarization-maintaining PCF fiber with core diameter of 55 μm and clad diameter of 200 μm was used to amplify the pulsed beam laser up to about 100 W (pulse width: 5 ns, pulse energy: 0.1 mJ at 1 MHz repetition rate) at 1040 nm wavelength. The M^2 value of the output beam quality was about 1.2. The beams from the two preamplifiers were split again and seeded to four main amplifiers. The main amplifiers are based on identical 0.8 m long 85 μm core and 260 μm air-cladding polarization-maintaining rod-type PCF-fibers. When the main amplifiers were seeded with about 40 W, average output power of 120 – 150 W was routinely obtained from each amplifier. A snapshot of the 4 beam MOPA system is shown in Fig. 1.

The schematic layout of Yb-doped fiber laser coherent beam combination units are shown in Figure 2 (a) and (b) for proof of the principle and high-power application cases, respectively. In a proof of principle, low-power implementation, laser beam from a master oscillator (1040 nm,

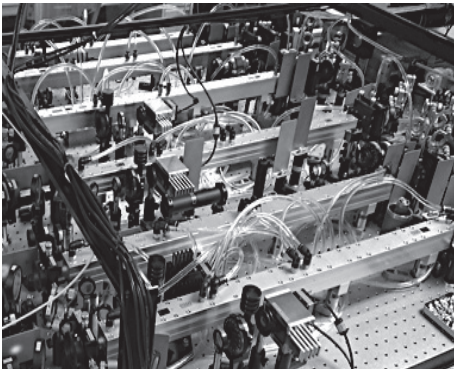


Fig. 1 Snapshot of four beams, high-power MOPA system.

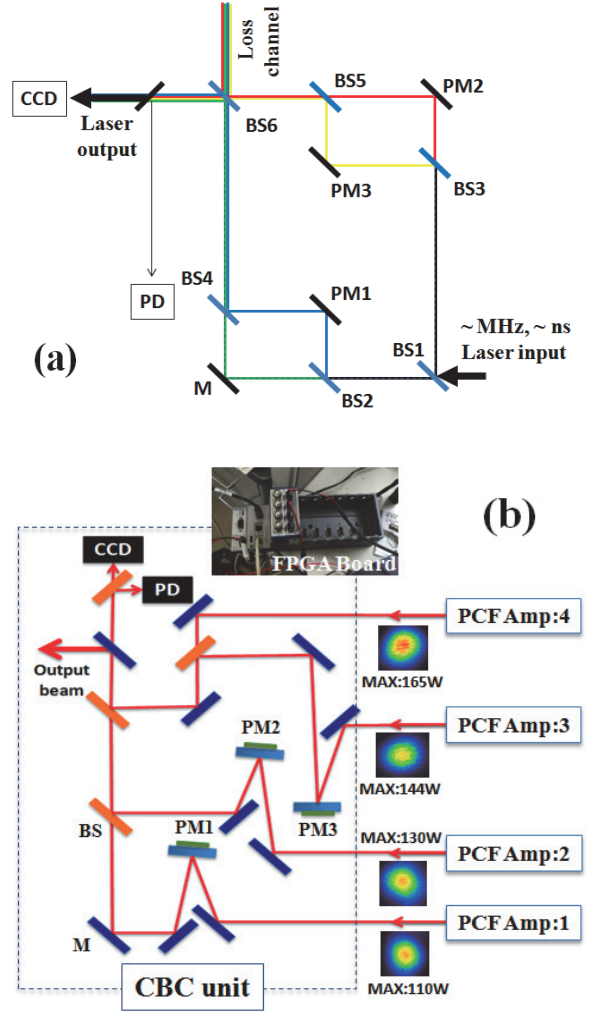


Fig. 2 Schematic diagrams for 4 beams FA CBC apparatus.

(a) Low-power proof of principle scheme, (b) High-power implementation scheme. PM - phase modulators, BS - beam splitters, M - mirrors, PD - photo-diode.

$d \sim 1 \text{ mm}$) was split into four channels and aligned again in FA design as shown in Fig. 2 (a). All four beams imitate “amplified” beams to be combined coherently. The “amplification process” in each channel would induce independent time variations of beam’s phase due to thermal, mechanical and non-linear optical effects. To compensate and lock the phases between the beams, a single PD (photo-detector) was placed on the path of the diagnostics ($\sim 1\%$) beam after the last beam splitter. The signal captured by the PD was used as a feedback control signal to piezo-modulators (PM1 - PM3) located on the paths of three beams. The fourth channel was used as a reference beam and its phase was not controlled.

The PD signal was maximized by a feedback loop to PMs using “climbing hill” Bernoulli discrete distribution based algorithm. Briefly, Bernoulli distribution is a discrete probability distribution which takes value 1 with success probability and value 0 with failure probability. At an arbitrary starting point, we supply small voltages with the same amplitude to all three piezo-modulators (PM1-PM3, Fig. 2). The voltage sign to each PM, however, is applied in such a way, that the mean value of the applied voltage to each PM over many iteration steps remains zero. For the three PMs ($N=3$), there are eight possible combinations ($2^N = 8$) and four possible dithering pairs ensuring zero mean values. After the first dithering step, the PD signals for positive and negative movement directions are captured. For the next step, the control algorithm uses recurrent formulae and makes a guess for the magnitude and direction of the “Bernoulli voltages” to be applied to each PM. If the guess increases the power captured by the PD, the system moves further into the same direction, however, if the guess reduces the PD signal, a new guess process is performed. In this way the PD signal is maximized. As a result, the system converges and reaches the absolute maximum PD value. It is kept there as long as the algorithm is running. The whole described process continues indefinitely. As a result, the phases of all beams are locked and the output formed by them behaves as a single coherent beam. In contrast to TA CBC⁽⁸⁾, no aperture in front of the PD is required for the presented FA CBC method. To use this CBC scheme and algorithms for high repetition rate (> 500 kHz), $\sim$ ns or longer duration pulse beams, it is sufficient to keep the bandwidth ($\Delta\omega$) of the single photo-detector well below the pulse repetition rate, averaging the captured signal over many pulses and maximizing it by SPGD algorithms. In our case, the PD bandwidth was cut by a low-pass amplifier at 20 kHz. The CBC efficiency (Strehl ratio) for the low-power proof of principle system was estimated to be ~ 0.85 . The RMS deviation of the piston phase was roughly estimated to be $\sim \lambda/25$, which accounts for about 3% of the CBC efficiency

drop. Other reasons for the drop are the power imbalance between the individual beams, divergence, pointing, overlap mismatches and wave-front distortions of the individual beams. Additionally, it was recognized that the phase-locking algorithm performed within a PC, due to Windows OS inherently low latency bandwidth, drastically reduced the phase control bandwidth to about 30 Hz, markedly affecting the CBC efficiency. To address this problem in high-power CBC implementation, we have introduced a FPGA (field programmable gate array) board (NI cRIO-9063) with ~ 100 kHz bandwidth and incorporated the phase-locking algorithm on it using NI LabVIEW software. The overall bandwidth of the resulting system was controlled now only by the used piezo-actuators (~ 4 kHz).

In high-power implementation, outputs of four PCF amplifiers (1040 nm, $d \sim 5$ mm) described above were combined. In contrast to the low-power proof of the principle CBC case, two additional challenges had to be addressed for high-power CBC implementation: First, the optical length differences (ΔOL) between the individual beams should be kept near zero for reaching maximum visibility ($V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$), hence higher CBC efficiency. Second, the angle between PMs normal- and incoming beam direction should be set as small as possible due to piezo-actuator geometry and its limited aperture to avoid thermal issues.

2.2 CW versus Pulse Regime CBC

Most reasons for CBC efficiency degradation in CW regime such as power imbalance between the beams, beam size mismatches, beam-splitters imbalance, beams lateral shifts, wave-front distortions, etc. apply also to pulse regime CBC. However, in CW regime, where the coherence length and the degree of coherence (visibility) are in the order of several meters, no special care is required for equalizing the optical length differences between the beam channels to be combined. In contrast, for $\sim$ ns duration pulse trains, the coherence length is typically in the order of several cm (example: for 1040 nm, 3 ns, 20 pm line-width pulses the coherence length is ca. 5.4 cm).

The acceptable visibility range is even shorter (several mm), so special care is required to minimize the ΔOL between individual beam paths. This is shown in Fig. 3 for two high repetition rate pulse beams. It is clearly seen that as the absolute value of the ΔOL increases, the contrast of the interference fringes and visibility decreases. Although this problem cannot be eliminated completely due to the thermal effects and refractive index changes in the individual amplifiers at high-pump conditions, careful adjustment and minimization of optical path lengths between individual beams were performed prior to high-power CBC implementation.

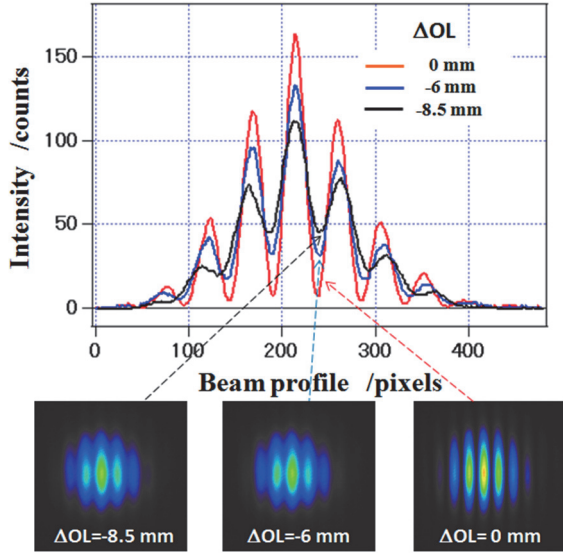


Fig. 3 Interference patterns (bottom) and corresponding fringe profiles (top) for some selected optical length (ΔOL) differences for 1 MHz repetition rate, 3 ns pulse beams.

3. Results and discussions

First, 2 beams with 165 W and 144 W average power, respectively, were coherently combined to check the system performance and stability. A representative result is presented in Fig. 4. It is well seen that when the CBC control electronics is turned off, the system output power wildly fluctuates. However, when the CBC control system is turned on, the output power stabilizes at a maximum value. Similar successful tests were performed also with the other pair of beams with 130 W and 110 W output powers, respectively

(results not shown). Next, four beam CBC experiments were performed. Fig. 5 shows an example of 4 beams CBC unit's phase locking convergence and stability.

It is clearly seen that at relative time “zero”, when the CBC system is turned on, the time-fluctuating PD signal mostly stabilizes. However, even when the CBC system is on and running, some PD power fluctuations are not canceled completely and appear as a noise. This observation indicates that the phase-locking bandwidth of the used piezo-actuators is not broad enough to cancel high-frequency phase noise components.

A representative result of the CBC output power is presented in Fig. 6. The moments when the laser system is turned on- (at ~ 1 min), the CBC system is turned on- (at ~ 1 min 45 sec), and then turned off- (at ~ 6 min 15 sec) are shown

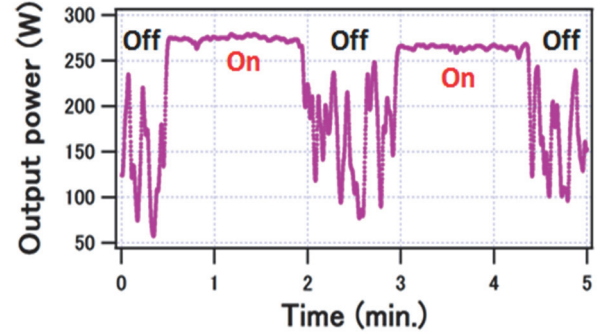


Fig. 4 Example of CBC for 2 high-power laser beams with about 90 % efficiency. “Off” and “On” time intervals show where the CBC system was turned off- and on, respectively.

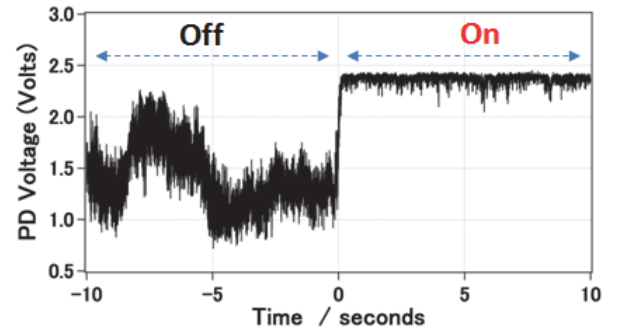


Fig. 5 4 beams CBC unit's phase locking convergence and stability. Here, “Off” and “On” time intervals show where the CBC system was turned off- and on, respectively.

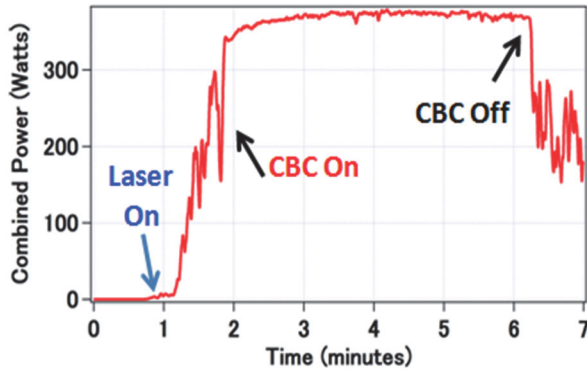


Fig. 6 Example of total combined power by CBC and system stability for 4 high-power laser beams. The moments, when the laser was turned on, CBC was turned on- and off- are also indicated in the graph inserts.

by the arrows in the Fig. 6 inserts, respectively. After the CBC was turned on, an interesting feature showing a slower rise after the initial fast increase of the output power, can be also recognized in Fig. 6. This shows that the algorithm successfully converges to the absolute maximum of the output power in two stages (fast and slow), as expected in SPGD control algorithms. Nevertheless, we could reach only about 75 % of the CBC combining efficiency (defined as a ratio of total output power versus the total input power of the laser light) for four beams. We have carried out similar experiments for 600 kHz and 1 MHz repetition rate pulse beams at 1040 nm and 1045 nm wavelengths, respectively. In all cases, the maximum CBC efficiency was about 75 % or lower. Several reasons for the observed efficiency drop have been recognized: (a) power imbalance between the beam pairs (309 W vs. 240 W) at the last beam splitter, (b) mode instabilities at higher output powers in one or two channels of the amplifier system, (c) different amplified spontaneous emission (ASE) contributions in individual channels, (d) high frequency (> 5 kHz) noise components originating from the fiber pre-amplifier, which cannot be compensated by present low-bandwidth (< 4 kHz) piezo-actuators. We also note that for high average power CBC, except phase-front deformations caused by the amplifiers, all optical components such as BSs

and mirrors could also introduce wave-front distortions, contributing to the reduction of the CBC efficiency⁹. This, however, is not a CBC-method specific efficiency drop, but caused by the FA CBC nature itself, which can be essentially considered as a “spatial coherence filter”.

The problems listed above will be addressed in our future work to increase the CBC efficiency. Furthermore, we consider developing and incorporating “turn-key”, automatic tip-tilt alignment system for the used mirrors in CBC apparatus to control the pointing and to reduce the time consuming day-to-day alignment of the optical system.

4. Conclusions

For industrial applications of high average power laser beams in precision micro-machining like cutting/drilling on CFRP materials, a simple and cost effective CBC scheme using single-detector, filled-aperture coherent beam combining technique based on binary-tree beam splitters and Bernoulli discrete probability distribution SPGD algorithm has been proposed and demonstrated for CW as well as high-repetition rate, high-average power $\sim$ ns pulse laser beams.

Proof of the principle experiments and first application of the technique on four high-power, high repetition rate pulsed beams were presented.

The CBC phase-locking bandwidth was improved by introducing a FPGA unit. Quantitative analysis of the visibility/coherence length, combining efficiency, stability and phase-locking bandwidth has been also performed (not presented here due to the space limitations).

The CBC efficiency for the present Yb doped PCF high-power MOPA system was experimentally estimated to be ~ 0.75 for the maximum average output power of 409 W. Main reasons causing the CBC efficiency degradation have been identified and discussed. Specifically, the low bandwidth (< 4 kHz) phase-modulator (piezo-actuator) could not compensate high-frequency (> 5 kHz) phase drifts in the preamplifier system and faster phase shifters like EOM

(electro-optical modulator) units have to be employed to increase the CBC efficiency.

The output of the described CBC unit at 1040 nm was spectrally combined with the outputs of two other units (at 1035 nm and 1045 nm) and successfully applied on thick CFRP material processing.

The proposed CBC technique can accommodate kW level average power beams, be integrated into various MOPA architectures and perform with high speed and accuracy.

Acknowledgment

We would like to thank the researchers at the LPP and LCC groups of the Institute of Laser Engineering, Osaka University, for providing the laser equipment and helpful discussions. This work was partly supported by the New Energy and Industrial Technology Development Organization (NEDO) of Japan.

References

- 1) T. Y. Fan: IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, **11**, 567-577, 2005.
- 2) A. Brignon (Ed.): Coherent Laser Beam Combining, Wiley-VCH, p. 498, 2013.
- 3) A. Klenke, S. Bretkopf, M. Kienel, T. Gottschall, T. Eidam, S. Hädrich, J. Rothhardt, J. Limpert, and A. Tünnermann: Opt. Lett., **38**, 2283-2285, 2013.
- 4) E. C. Cheung, J. G. Ho, G. D. Goodno, R. R. Rice, J. Rothenberg, P. Thielen, M. Weber, and M. Wickham: Opt. Lett. **33**, 354-356, 2008.
- 5) G. Khosrovian, S. Taniguchi, M. Fujita, Y. Izawa, K. Tsubakimoto, H. Yoshida, and N. Miyanaga: IEEE Xplore Digital Library, DOI: 10.1109/LO.2014.6886323, 2014.
- 6) T. Kitamura, H. Chosrowjan, S. Taniguchi, M. Fujita, K. Tsubakimoto, H. Yoshida, N. Miyanaga, and Y. Izawa: Proceedings of the ALPS'15, 179-180, 2015
- 7) H. Chosrowian, S. Taniguchi, M. Fujita, and Y. Izawa: ILT Annual Progress Report, ILT, 2014.
- 8) T. Weyrauch, M. A. Vorontsov, G. W. Garhart, L. A. Beresnev, A. P. Rostov, E. E. Polnau, and J. J. Liu: Opt. Lett. **36**, 4455-4457, 2011.
- 9) W. Liang, N. Satyan, F. Aflatouni, A. Yariv, A. Kewitsch, G. Rakuljic, and H. Hashemi: J. Opt. Soc. Am. **24**, 2930-2939, 2007.

レーザーラマン分光法による油様物質のその場検知手法の開発

レーザープロセス研究チーム

染川智弘、笠岡 誠¹、中井政明¹、藤田雅之、井澤靖和

¹ かんでんエンジニアリング

1. はじめに

発電所で発電された電気は発電所内の変圧器によって適切な電圧に昇圧して送電し、途中の変電所や需要家側が設置している変圧器で所要の電圧に降圧して利用されている。変圧器では、絶縁油で満たされた容器内に電圧と電流の大きさを変換する鉄心と巻線が入っている油入変圧器が一般的であり、変圧器全体の約 90%を占めている。油入変圧器は容器の劣化等によって、内部を満たしている絶縁油が容器外へ流出し、土壌や水の汚染事故を引き起こすことがある。そのため、変圧器の周辺で流出している油様物質に対して、その場で絶縁油かどうかを識別することが求められている。

これまでに変圧器の異常を早期に診断する手法として、レーザーラマン分光法を用いた油中成分分析手法の開発を行ってきた¹⁴⁾。変圧器内部で放電等の異常が生じた際に、変圧器内部の絶縁油・紙が熱分解して特有のガス成分等が絶縁油に溶存する。そのため、一般的には絶縁油を採油し、油中のガスを抽出した後、ガスクロマトグラフィーによるガスの成分分析によって異常の診断が実施されているが、変圧器からの採油や対象ガスの抽出など時間のかかる前処理工程を必要としていた。そこで、油からガスを抽出することなく、レーザーを直接油に照射するだけで、油に溶存しているアセチレン・フルフラール等の異常同定物質を分析する手法を開発した。

絶縁油にレーザーを照射することで得られるラマンスペクトルは油を構成する油種の分子構造によって異なるために、レーザーを照射するだけで油種の識別を実施できる可能性がある。本報告では、変圧器の周辺で流出の可能性がある油様物質のラマンスペクトルを測定し、ラマンスペクトルによる油種の識別可能性を検討し

た。また、油が水・土壌に流出した際を想定したモデル試料の測定を行い、現場での識別可能性の検討結果も報告する。

2. レーザーラマン分光法による油様物質の識別実験

2.1 油様物質のラマンスペクトル

変圧器の絶縁油に現在最も多く利用されている鉱油系の絶縁油だけでなく、植物系の絶縁油である菜種油、パームヤシ油、合成エステル系の絶縁油の測定を実施した。植物系の絶縁油は環境中に流出した際に、鉱油系絶縁油よりも分解されやすいため、環境にやさしい絶縁油として、変圧器に使用され始めている。さらに、農作機器等に使用される鉱油系潤滑油であるタービンオイル、燃料として用いられる石油である灯油の測定も実施した。

図 1 に使用したラマン分光実験の光学系の写真を示す。レーザーはOmicron 社製 LuxX785 であり、出力 100 mW、波長 785 nm で連続発振する。出射されたレーザーのビーム径は 1.5 mm 程度であり、5 倍のビームエキスパンダーを用いてビーム径を拡大した後、波長 785 nm のダイクロイックミラーによって鉛直下向きに照射した。集光レンズは焦点距離 50 mm であり、焦点位置は油様物質中とした。レーザー照射によって生じるラマン散乱光は焦点距離 50 mm のレンズでコリメートした。その後、波長 785 nm のダイクロイックミラーを透過し、受光光学系に入射する。波長 785 nm のエッジフィルターによって、波長 785 nm のレイリー光を除去し、焦点距離 60 mm のレンズで光ファイバーに導き、Ocean Optics 社製 MAYA2000PRO によってスペクトルの測定を行っている。分光器の波長分解能は 0.82 nm であり、露光時間 100 ms、積算回数は 100 回で測定を実施した。

図2に油様物質のラマンスペクトルを示す。鉱油系絶縁油と比べて、植物油系絶縁油では1700～1800 cm^{-1} に特徴的な信号が見られるために、識別が容易であることがわかる。また、植物油系絶縁油では、油種によって1000～1800 cm^{-1} のスペクトル形状が異なるため、種類の識別が可能である。鉱油系潤滑油は鉱油系絶縁油とスペクトル形状が似ているが、2900 cm^{-1} に見られるピークの形状が異なることから識別が可能である。また、灯油も1000～1400 cm^{-1} までの微細なラマンスペクトル形状を比較することで識別が可能であることがわかる。したがって、変圧器の周辺で流出が予想される油様物質は1000～3500 cm^{-1} のラマンスペクトルを用いて識別が可能であることがわかった。

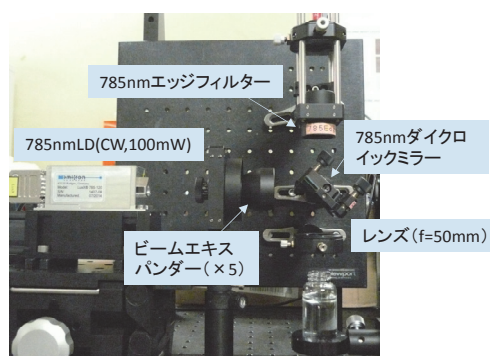


図1 ラマン分光実験の光学系の写真

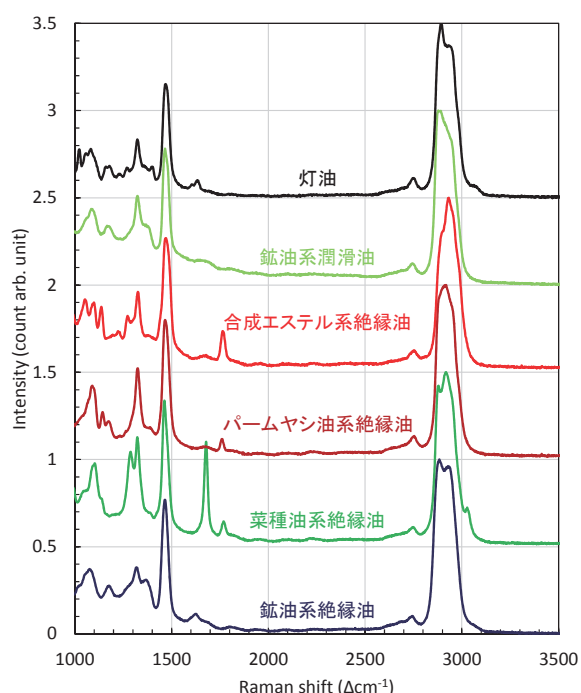


図2 油様物質のラマンスペクトル

2.2 水面に浮かんだ油の識別実験

水に油が流出した際には、水面に油が浮くことが考えられるために、油を水に浮かべた試料に対してラマンスペクトルの測定を行った。図1に示した光学配置で水面に浮かべた油を測定すると、水面からの正反射が受光光学系に入り、分光器の迷光となるため、2000 cm^{-1} 程度までの短波数側のラマンスペクトル測定を阻害した。そのため、図3に示すように、ラマン分光装置自体を12度傾けてラマンスペクトルを測定した。また、焦点距離37.5mmの非球面レンズに変更し、薄膜からの微弱な信号を検出できるようにした。

図4に30mlの水に3mlの鉱油系絶縁油、合成エステル系絶縁油を浮かべた試料のラマンスペクトルを示す。比較のため、水のラマンスペクトルも示してある。試料は口径Φ5cmのガラス瓶に入れて測定を行った。水に浮かべた油でも、ラマンスペクトルの測定が可能であり、スペクトル形状から油種の識別が可能であることがわかる。また、水面に浮かべた油では、微弱ではあるが、水の～3200 cm^{-1} にピークを持つブロードな信号も見られる。

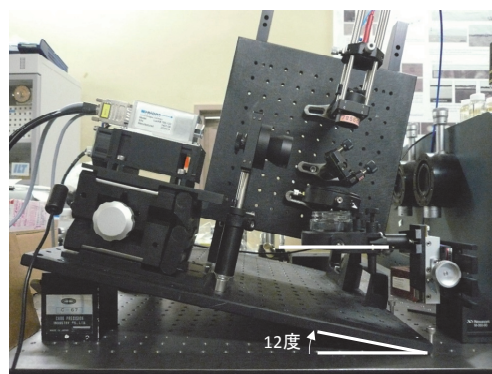


図3 薄膜油測定用の傾斜を持たせたラマン分光装置

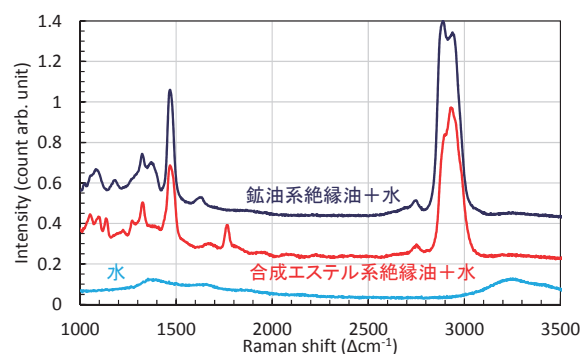


図4 水に絶縁油を浮かべた試料のラマンスペクトル

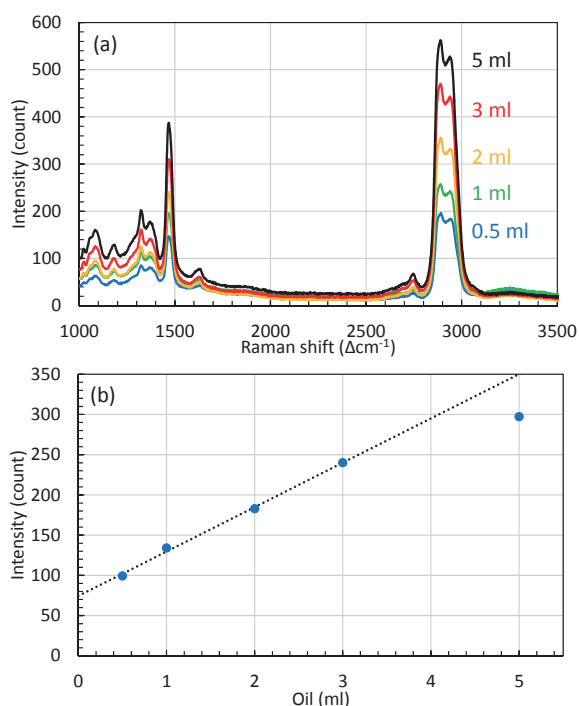


図5 (a)30 mlの水に0.5～5 mlの鉱油系絶縁油を浮かべた試料のラマンスペクトル、(b)～1480 cm^{-1} のラマン散乱強度と浮かべた油量の関係

図5(a)に30 mlの水に0.5～5 mlの鉱油系絶縁油を浮かべた試料のラマンスペクトルを示す。油量を少なくするにつれて、油のラマンスペクトルが小さくなっているが、油量0.5 mlでも鉱油系絶縁油のラマンスペクトル形状を識別できていることがわかる。

図5(b)に～1480 cm^{-1} のラマン散乱強度と浮かべた油量の関係を示す。油量0.5～3 mlまではラマン散乱強度が線形に増加していることがわかるが、油量5 mlでは直線からずれている。これは、ラマン散乱光を測定する受光系の焦点深度よりも油の厚みが大きくなったために、焦点深度で決まる厚み分の散乱光しか測定されていないことによるものと考えている。ラマン信号から油量を定量的に評価するには、水の上に油を広げた際の膜の厚さの評価やラマン信号強度を校正する内部標準信号の検討が必要ではあるが、水面に広がった油のラマンスペクトルによる識別が可能であることがわかった。

2.3 土壤中に流出した油の識別実験

土壤中に流出した油は土壤中にしみ込むことが考え

られるために、油がしみ込んだ土壌を採取して、その中に水を入れて、土壌から油を抽出することを考えた。試料の作製は、まず土壌に鉱油系絶縁油を1, 3, 5 ml入れ、その中に水を入れる。よく混ぜた後、数時間放置すると水の濁りが取れ、油が水面に浮かび、土壌にしみ込んだ油の測定が可能になる。

図6に水で土壌から抽出した油(1, 3, 5 ml)のラマンスペクトルを示す。油を1 ml入れて抽出した試料でもラマンスペクトルの構造が測定でき、識別が可能であることがわかる。図5に示した水に油を浮かべた試料と比較して、得られるラマン散乱強度が半分程度になっている。これは土壌中の油がすべて水面に浮かんでこないことや、土壌に含まれる枝の小片等が水面に浮かび均一に油が分布できていないこと等が考えられる。

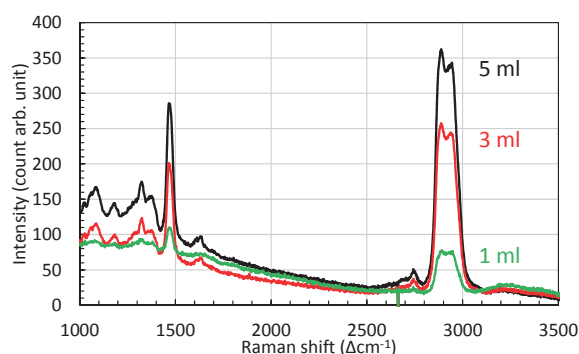


図6 水で土壌から抽出した油(1, 3, 5 ml)のラマンスペクトル

3. まとめ

自然環境に流出した変圧器の絶縁油と他の油様物質との識別に、レーザーラマン分光法が適用可能かどうか検討を実施した。1000～3500 cm^{-1} のラマンスペクトルの形状を比較することで、鉱油系絶縁油、植物油系絶縁油、鉱油系潤滑油、灯油等の識別が可能であることがわかった。また、自然環境に流出した絶縁油を想定して、水に浮かんだ油、土壌にしみ込んだ油の模擬試料を測定し、本手法の適用可能性を検討した。水面に広がった薄膜の油でも測定が可能であり、土壌中にしみ込んだ油も水で抽出することにより、油の識別が可能であることを示した。今後は、水面に浮かんだ油の定量評価手法を検

討するとともに、実際に現場で利用できる携帯型の測定装置を開発し、油様物質のその場識別試験を実施する予定である。

参考文献

- 1) T. Somekawa, M. Kasaoka, F. Kawachi, Y. Nagano, M. Fujita, and Y. Izawa: Opt. Lett., **38**, 1086-1088, 2013.
- 2) 染川智弘, 笠岡誠, 河内二三夫, 永野芳智, 藤田雅之, 井澤靖和: ILT 年報, レーザー技術総合研究所, 2013.
- 3) 染川智弘, 笠岡誠, 永野芳智, 藤田雅之, 井澤靖和: ILT 年報, レーザー技術総合研究所, 2014.
- 4) T. Somekawa, M. Fujita, Y. Izawa, M. Kasaoka, and Y. Nagano: IEEE Trans. Dielectr. Insul., **22**, 229-231, 2015.

水中レーザーリモートセンシングに向けた CO₂ 気泡の測定と海水影響評価

レーザープロセス研究チーム

染川智弘、藤田雅之

1. はじめに

日本の領海・排他的経済水域は国土面積に比べて 12 倍程度と広く、海底鉱物資源・メタンハイドレート掘削、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)等の有効な海底利用が計画されている。海底開発では資源探査手法の開発だけでなく海洋生態系・環境への影響評価が必要とされている。現状の採取・採水測定では頻度とエリアに限度があり、海中での効率的なモニタリング手法の開発が必要である。そこで、海底を効率よくモニタリングするために、レーザーを用いたリモートセンシング技術であるライダーを利用した海中モニタリング技術を開発している。これまでに水に溶存している CO₂ ガスのラマン信号を用いて、20 m 先に設置した水と炭酸水の識別実験に成功し、水に溶存しているガスのラマンライダーによって海中のガスモニタリングが実施できる可能性を示した¹⁾。また、水に溶存している CO₂ ガス濃度の定量評価にも成功している²⁾。

水中でのガス計測を想定すると、ガスはこれまでに検討した水に溶存している状態だけでなく、気泡として存在することが考えられる。本報告では CO₂ 気泡のラマン分光実験の結果を紹介し、水中の CO₂ ガス濃度の定量評価に与える影響について紹介する。また、実際の海中環境を模擬するために、標準海水に CO₂ ガスを溶存させた際のラマン分光測定結果も報告する。

2. 水中 CO₂ のラマン分光実験

2.1 水溶存 CO₂ のラマンスペクトル

図 1(a)に実験配置図を示す。レーザー光(波長 532 nm、パルス幅 10 ns、繰り返し 10 Hz、パルスエネルギー 100 mJ) を高圧チャンバーに入射し、垂直方向の窓からラマン散乱信号を取得し、波長 532 nm のエッジフィルタ

ーを通してレイリー光を除去した後、バンドルファイバーで分光器に導入している。水溶存 CO₂ のラマンスペクトルの測定には ICCD 付き分光器を用いた。ICCD カメラの露光時間は 1 μ s であり、500 回積算信号の 10 回平均のスペクトルを取得した。測定の波長分解能は 0.2 nm である。

高圧チャンバーはステンレス製で 10 MPa まで耐圧があり、300 ml までの水を入れることができる。チャンバーは厚さ 11.5 mm のサファイア窓を 4 面備えており、窓の開口径は 23 mm である。ガスボンベ圧を利用し、高圧の CO₂ ガスを高圧チャンバーに導入する。圧力の微調整にはガスの入出射のニードルバルブを用いた。圧力モニターには、アナログ、デジタルの両方の圧力計を用いており、温度も熱電対を用いて同時にモニターすることが可能である。CO₂ ガスは接している水の表面から溶解するため、チャンバー中の水を羽根で攪拌させることによって均一に CO₂ を溶解させている (図 1(b))。

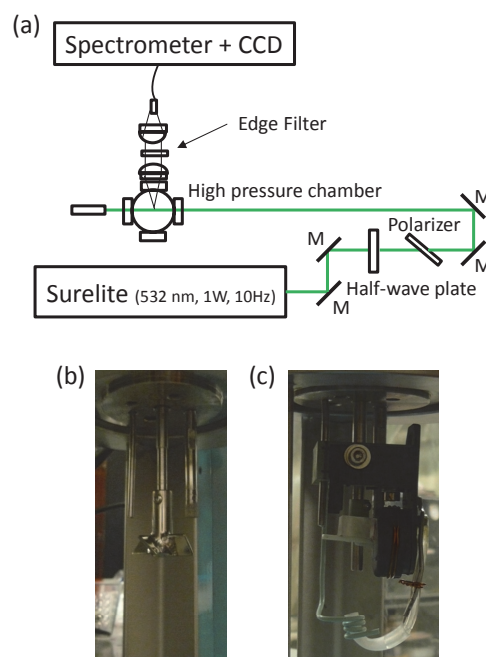


図1 (a)実験配置図、(b)攪拌羽根、(c)エアポンプ

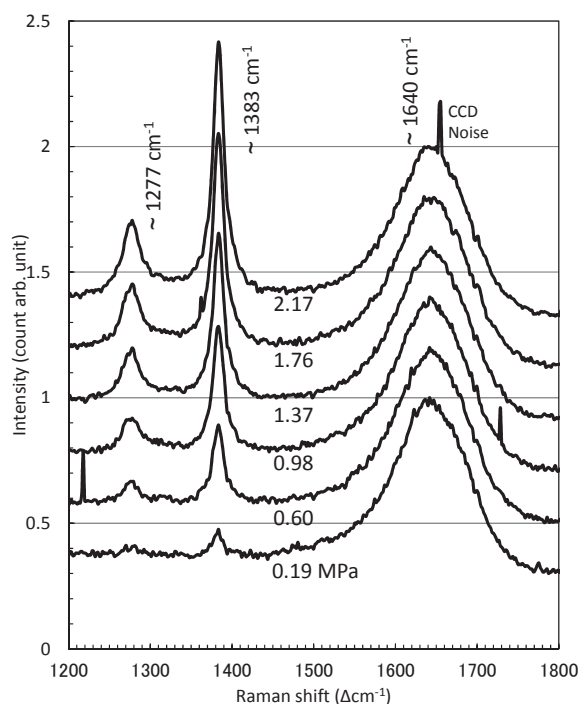


図2 水溶存CO₂のラマンスペクトル

図2に水溶存CO₂のラマンスペクトルを示す。水溶存CO₂の濃度はCO₂の圧力を0.19、0.60、0.98、1.37、1.76、2.17 MPaと変化させることで調整した。～1640 cm⁻¹の信号が水の変角振動のラマン信号であり、～1277、～1383 cm⁻¹の信号がCO₂のラマン信号である。圧力によるラマン信号強度の変化がない水のラマン波長のピーク強度で規格化して、圧力ごとに見やすいようにオフセットとして0.2づつを加えて並べてある。CO₂圧を大きくすることで、水にCO₂が溶解し、CO₂のラマン信号が大きくなっていることがわかる。

水溶存CO₂の濃度はヘンリーの法則

$$C_a = k_H \cdot P_g \quad (1)$$

に従って、ガスの圧力から決めている。C_aは水相でのガス濃度、k_Hはヘンリー定数、P_gはガスの分圧である。ヘンリー定数は温度に依存するため、文献値³⁾を6次の多項式で補間した。測定中の水温は20～21℃であった。

CO₂/H₂Oのラマン信号強度比と式(1)から換算した水溶存CO₂濃度の関係を図3に示す。CO₂/H₂Oのラマン信号強度比はそれぞれのラマン信号のピーク強度とした。同

条件で5回連続測定を行い、平均値と誤差を評価した。点線は原点0を通ると仮定した近似直線であり、

$$C_a = 492 \text{ CO}_2/\text{H}_2\text{O} \quad (2)$$

と求めることができる。CO₂/H₂Oのラマン信号強度比を測定すれば、水に溶存しているCO₂の濃度の評価が可能である。

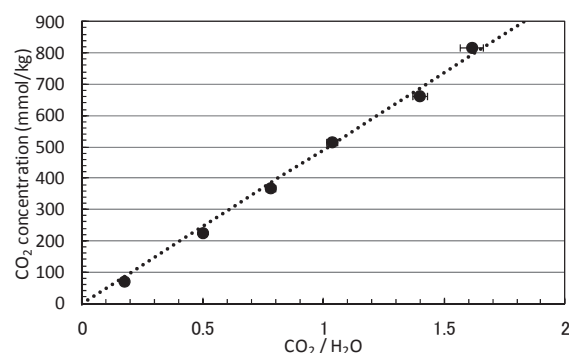


図3 ラマン信号強度比と濃度の関係

2.2 CO₂気泡のラマンスペクトル

CO₂気泡の作成には、図1(c)に示したエアポンプを使用した⁴⁾。図1(b)の攪拌羽根のシャフトにエアポンプを設置し、シャフトが回転するとダイアフラムを押し、高圧チャンバー内の水面の上にある高圧CO₂ガスを水中の底から送り出す機構である。CO₂気泡は下方からほぼ垂直にレーザーを横切るように水中を上昇する。CO₂気泡の流量はデジタルカメラで撮影したビデオ画像(29フレーム/秒)から評価した。CO₂気泡は球と仮定して、気泡の大きさ(直径: 5.6 mm)と気泡の個数から流量を決定した。

図4(a)に気泡の流量によるラマンスペクトルの変化を示す。判読しやすいように1800 cm⁻¹のベースライン強度を背景光強度として引いた後に、水のラマンスペクトル強度によって規格化している。この実験で使用したCCDカメラは液体窒素冷却のCCDカメラであり、露光時間90 ms、1000回積算のスペクトルを評価した。分光システムの波長分解能は0.45 nmである。気泡流量0 ml/sは気泡を生成させていない1.1 MPaの水溶存CO₂ガスの

ラマンスペクトルである。気泡流量 1.04, 1.62, 1.74 ml/s は、CO₂ ガス溶存水 (1.1 MPa) の中を 1.1 MPa の CO₂ 気泡がそれぞれの流量で上昇した際のラマンスペクトルである。上昇している CO₂ 気泡にレーザーが入射すると、水と気泡の界面での散乱が大きくなるため、気泡が含まれるラマンスペクトルでは、分光器に入射する迷光が増加する。そのため、気泡がない流量 0 ml/s に比べて、左肩上がりにベースライン強度が上昇している。

CO₂ 気泡がレーザーと交差する際には、CO₂ 気泡が観測視野内の水を押しのけるために、CO₂ 気泡が含まれるラマンスペクトルでは水のラマン信号が小さくなる。また、圧力 1.1 MPa では水溶存 CO₂ ガス、CO₂ 気泡はそれぞれ 413.5、456.3 mmol/l であるため、観測視野に CO₂ 気泡が含まれると、測定される CO₂ のラマン信号が大きくなる。したがって、溶存水・気泡が混在する環境では、図 3 で示したような CO₂/H₂O のラマン信号強度比を用いた水中 CO₂ 濃度の定量評価が行えない可能性がある。

図 4(b)に CO₂/H₂O ラマン信号強度比と気泡流量の関係を示す。気泡流量 0 ml/s (1.1 MPa の水溶存 CO₂ ガス) のラマン信号強度比 ~1.1 から気泡流量の増加に伴い、ラマン信号強度比が増加していることがわかる。これは、上述したように、気泡が観測視野に含まれる場合は、ラマン信号強度比 CO₂/H₂O の分母である水のラマン信号強度が減少し、分子の CO₂ のラマン信号強度が増加するためである。溶存水・気泡が混在する環境では、水のラマン信号を用いた濃度校正には気泡の流量等の別のパラメータの取得が必要であることがわかった。

3. ラマン分光測定における海水の影響評価

実際の海中環境を模擬するために、標準海水に CO₂ ガスを溶存させてラマンスペクトルの測定を行った。これまでの評価に用いた高圧チャンバーでは、大気中に CO₂ ガスを放出していたために、大気圧以下の溶存 CO₂ 濃度での評価は行えなかったが、この実験ではチャンバーの出口に真空ポンプを設置することで、大気圧以下の圧力で CO₂ ガスを溶存させている。塩分濃度 34.993‰

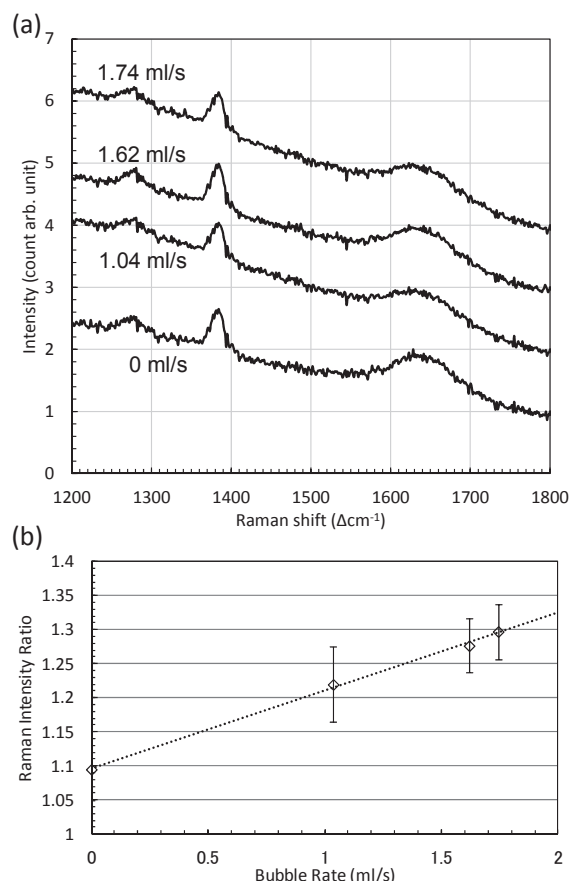


図4 (a)気泡流量を変化させたときのラマンスペクトル、(b)気泡流量とラマン信号強度比の関係

の標準海水 (IAPSO standard seawater (OSIL)) を高圧チャンバーに入れ、真空ポンプで海水中のガスを脱気させた後に、CO₂ ガスを 1 atm 以下で溶存させてラマンスペクトルを取得した。測定は液体窒素冷却 CCD カメラを利用し、露光時間 90 ms、1000 回積算のスペクトルを評価した。分光システムの波長分解能は 0.23 nm である。

図 5 に海水溶存 CO₂ のラマンスペクトルを示す。海

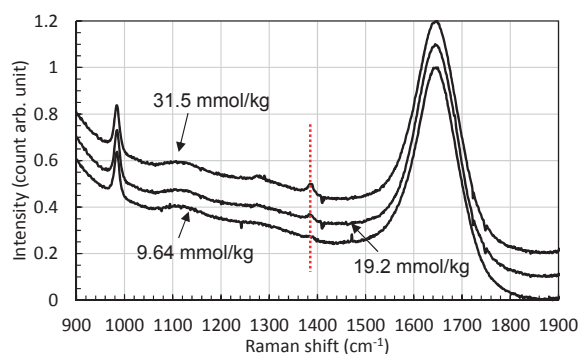


図5 海水溶存 CO₂ のラマンスペクトル

水溶存 CO_2 濃度は上述の(1)式を用いて計算している。海水からは SO_4^{2-} の由来の二つのラマン信号である $\sim 984 \text{ cm}^{-1}$ と $1060\sim 1180 \text{ cm}^{-1}$ が測定されている⁵⁾。これらの信号は水中の CO_2 ガス濃度評価に用いた $\sim 1640 \text{ cm}^{-1}$ の水、 $\sim 1383 \text{ cm}^{-1}$ の CO_2 のラマン信号測定に干渉しないために、海水中でも CO_2 ガスの評価が可能であることがわかる。

4. まとめ

海底開発における海中の環境影響評価を効率的に実施するために、水中にあるガスのラマンライダーによる海中モニタリング手法の開発を行っている。水中に溶存しているガス、気泡として存在した場合での、ガス濃度の定量評価手法を検討し、気泡状態では気泡流量等の別のパラメータの取得が必要であることがわかった。また、実際の海中環境での測定を模擬するために、標準海水に CO_2 ガスを溶存させてラマン分光測定を実施した。海水

からは SO_4^{2-} の $\sim 984 \text{ cm}^{-1}$ と $1060\sim 1180 \text{ cm}^{-1}$ にラマン信号が測定されるが、水中の CO_2 濃度評価には影響を与えないことがわかった。今後はこれまでの研究成果を基に、現場で使用できる小型の水中溶存ガスラマンライダーを作製し、実際に海中モニタリングを実施したい。

参考文献

- 1) T. Somekawa, A. Tani, and M. Fujita: Appl. Phys. Express, **4**, 112401, 2011.
- 2) T. Somekawa, and M. Fujita: Proc. of ILRC26, S10-06, 2012.
- 3) P. Fogg and J. Stangster: Chemicals in the Atmosphere: Solubility, Sources and Reactivity, John Wiley and Sons, Hoboken, NJ, 2003.
- 4) T. Somekawa, T. Takeuchi, C. Yamanaka, and M. Fujita: Proc. of SPIE, **9240**, 92400J, 2014.
- 5) K. B. Mabrouk, T. H. Kauffmann, H. Aroui, and M. D. Fontana: J. Raman Spectrosc., **44**, 1603-1608, 2013.

レーザーによるコンクリート構造体の欠陥検出技術開発

レーザー計測研究チーム

島田義則

1. はじめに

近年、高度成長期に建設された構造物の老朽化が大きな社会問題となっている。鉄道ではトンネルの覆工コンクリートが剥落して新幹線のパンタグラフや屋根を損傷した事故や、高速道路では吊り天井が崩落した事故などが起こっており、構造物の健全性を効率よく診断できる技術開発が急務である。現在、健全性の評価には打音検査法が主に用いられている。この手法は労力がかかることや客観的データに乏しいこと、更に前の検査と比較した劣化進行状況（経年劣化）が把握困難であることなどの問題がある。このため、低コスト、高速、高精度で検査できる新しい検査手法の開発が求められている。打音検査法に代わる検査方法として、レーザーを用いた方法（レーザー法）がある。パルスレーザーをコンクリート表面に照射して振動を誘起し、表面振動をレーザー干渉計で計測して欠陥などを検出する手法で、遠隔かつ非接触で検査が行え、他の方式に比べて検査箇所への高速移動が可能であることや、コンクリート曲面の計測が容易に行えるなどの利点がある。当研究所では、トンネル覆工コンクリートの欠陥検出 1)、コンクリートクラック深さの計測 2)、高架橋床板の欠陥検出 3)、水中でのコンクリート壁の欠陥検出などをめざして、種々のレーザー探傷手法の開発を進めてきた。本稿では、トンネルと高架橋床板を対象とした研究の進捗状況を紹介する。水中でのコンクリート壁欠陥実験については文献 3) を参照されたい。

2. トンネル覆工コンクリートの欠陥検出

トンネル覆工コンクリートの欠陥検出に関しては、西日本旅客鉄道（株）と共にレーザー法の実用化を目指して、研究開発を進めてきた。出力エネルギーの比較的大きいパルスレーザーを照射してトンネル表面に板振動

を誘起し、振動の周波数と振動持続時間などを解析することにより欠陥を判定する方式である。これまでに、山陽新幹線トンネルで実験を行いレーザー法によるコンクリート欠陥検査が可能であることを示した。今後、この技術を実用化するためには大きく分けて 2 つの課題がある。システムの小型化と欠陥検出速度の向上である。検出システムの小型化に関しては、新幹線トンネルの中央通路を走行してトンネル覆工コンクリート検査を行える小形装置の開発に取り組み、試作機を構築して、その性能確認試験を実施中である。

一方、高速検査技術については、国の SIP プログラムに参画し、日本原子力研究開発機構と協力して、高速レーザー探傷システムの開発を進めている。上述した実証試験の 10 倍程度の高速化をめざす。このため、当研究所としては、レーザー光をトンネル壁面に沿って高速で走査する技術、振動検出用レーザー干渉計信号の高速取り込み技術、干渉計信号から欠陥を判定するためのアルゴリズムの高速化、の 3 点を中心に開発を進めている。ガルバノミラー等を用いた高速スキャンシステムの設計検討を実施し、ガルバノミラーと小形の 2 軸スキャンミラーを組み合わせ、トンネル内面全体を広角でスキャンできる方式を考えた。干渉計の感度の点からは、ミラーの口径は大きいことが望まれ、また高速スキャンの点からはミラーの軽量化が望ましい。2 軸のスキャンミラーには、これまでの石英ミラーの代わりに、軽量で剛性の大きい SiC ミラーを採用することにした。この方式により、1m x 1m 程度の壁面全体を数秒程度でスキャンし、欠陥の有無を判定可能と予測している。高速スキャンに伴う干渉計への影響を評価するため、基礎実験を実施した。レーザーの照射位置を連続して移動させながら、干渉計信号の変化を観測した。その結果、レーザーの走査速度が速くなるにつれて雑音成分は増加

する。このため信号ノイズ比は低下するものの、10mm/s程度の走査速度では計測に支障を及ぼさないことがわかった。高速で移動するスキャナーが瞬時にコンクリート表面上で停止しなくとも10mm/s程度の揺らぎなら計測は可能であることを示す。

今後はこれらの装置を日本原子力研究開発機構が開発する高出力レーザーと同期させてコンクリート欠陥を検査する計画で、3年後にはプロトタイプを用いて野外実験を行う予定である。

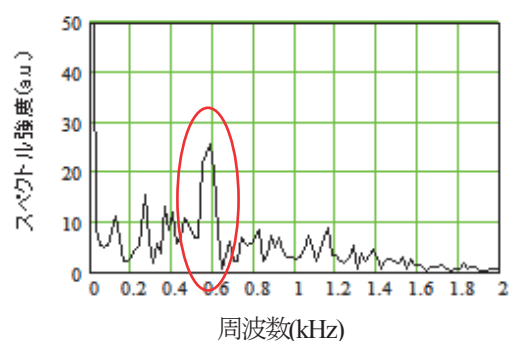
3. 高架橋床板欠陥の検出

高架橋では車両の走行によって橋梁自体が大きく揺れるため、干渉信号の検出が困難になる。これに対応するため、振動誘起用レーザーと同じ位置と、少し離れた位置の2カ所に干渉ビームを照射し、2つの干渉信号の差を検出して、橋梁自体の大きな揺れを補償する差動干渉法⁴⁾を考案し、実際の高架橋床板に適用した。その結果、レーザー差動干渉法を用いることにより、鋼板接着床版の浮き欠陥を検出することが可能であることを確認した。この手法の実用化をめざし、レーザーをx,y軸に走査させて面的な鋼板の浮きを検出するレーザー差動干渉技術の開発を進めている。

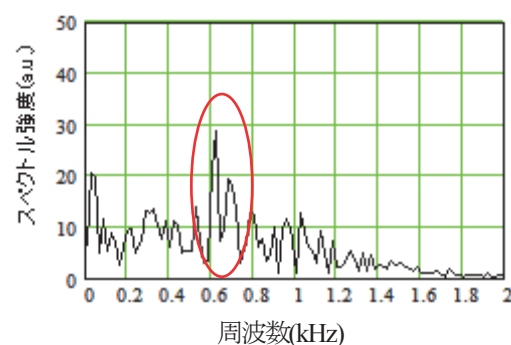
この手法のさらなる発展をめざして、鋼板厚さの経時変化の計測に適用すべく研究を開始した。近接での実験では図1に示す様に超音波エコーの多重反射が確認でき、卓越振動数と鋼板中の音速から鋼板厚みを推定することは可能である。しかし、野外実験では10m遠方から計測する必要があるためノイズが大きくなり現状では計測が困難であることが予想される。鋼板に印加する衝撃波を大きくすることや検出感度を向上させるなどの技術開発が必要である。

4. まとめ

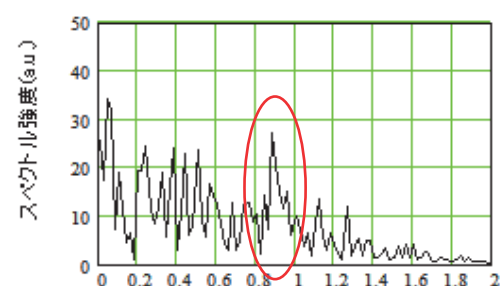
上記2種類の技術はトンネルや高架橋のみならず他のインフラ構造物にも適用できる汎用性の高い高速遠



鋼板厚 5mm 多重エコー周波数 590 kHz



鋼板厚 4.7mm 多重エコー周波数 623 kHz



鋼板厚 3.3mm 多重エコー周波数 893 kHz

図4 レーザー超音波エコーの多重反射計測による鋼板厚計測実験

隔検査システムであると思われる。今後さらに応用範囲を広げていきたいと考えている。

参考文献

- 1) 島田義則、他、非破壊検査、61(10)、p.519、(2012)。
- 2) 倉橋慎理、他、コンクリート構造物の補修、補強、アップグレードシンポジウム論文、11,p299,(2011)。
- 3) 倉橋慎理、他、レーザー研究、42(11),p.849、(2014)。

Experimental Evaluation of Relaxation Time of Liquid Mirror Surface after Laser Impact

Laser measurement group

O.Kotyaev, Y.Shimada, S.Kurahashi, T.Norimatsu¹

¹Institute of Laser Engineering, Osaka University

1. Introduction

In the conceptual design of laser fusion power plant, a liquid metal mirror is a very promising candidate to be used as a final optical element¹⁾. Despite of the fact that it should face the fusion target directly and undergo bursts of neutrons and x-rays, the mirror being a slowly moving liquid metal film will be capable to stand this influence. As a result, liquid metal mirror will have much longer life time (about 30 years) than conventional metal mirrors have (about 3 years). As well, heat induced by laser pulses is easier to remove in liquid metal mirrors. Appearing dust and target debris will be swept away without cleaning the mirror surface. Finally, liquid metal mirror surface will have high optical quality almost permanently.

“Almost” means that optical quality will be lost when high-energy laser pulse is reflected by the mirror. During laser impact, the most part of laser energy (about 98% for 85° incidence) is reflected by the mirror surface; however, some fraction is absorbed by the mirror material. If laser energy density is comparatively high then laser pulse affects the liquid mirror surface due to thermal expansion and ablation effects. As a result, irregular surface movement takes place leading to noticeable distortion of reflected beam wavefront.

This distortion is not acceptable. Laser pulse must be reflected by relaxed mirror surface. If laser pulse repetition rate is 4 pulses per second, then relaxation time of liquid mirror surface should not exceed 0.25 seconds.

In this report, experimental evaluation of liquid mirror surface relaxation time after laser impact and determination of appropriate laser energy density is presented. The influence of liquid mirror thickness on process of surface wave relaxation is demonstrated.

It should be noted that experimental layout is far away from

actual design of laser fusion power plant. The main principle differences: 1) much smaller size of liquid mirror; 2) not grazing but almost normal incidence of laser impact beam.

2. Experimental conditions

In the experiments, mercury over amalgamated gold plate is used to simulate a liquid mirror as shown in Fig. 1. The amalgamated gold plate makes it possible to realize mercury layers much thinner than in mercury-on-glass conditions. Inner diameter of glass beaker with mercury is 45 mm.

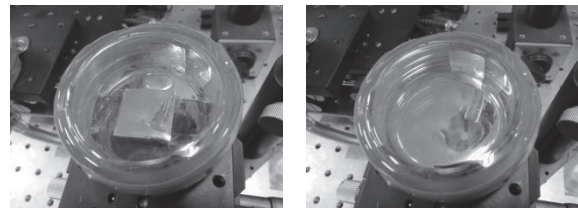


Fig. 1. Glass beaker with an amalgamated gold plate (left) and the mercury mirror (right).

Experimental setup is shown in Fig. 2. A Q-switched Nd:YAG laser pulse is used as a source of laser impact. Output beam is expanded and directed to the mercury mirror over the gold plate center. To provide practically uniform intensity distribution over the mirror surface an iris aperture with 9.5-mm diameter is installed in front of the mirror. Resulting square of impact area is 0.7 cm². Maximum laser impact energy in front of the liquid mirror is about 70 mJ. Resulting laser energy density is about 100 mJ/cm², which is lower than surface damage threshold (160 mJ/cm²).

Laser vibration meter PDV-100 is used for the detection of laser-induced movement of mercury surface. Its probing beam is focused in the center of the gold plate and, correspondingly, center of the impact area. Specular reflection of the probe is

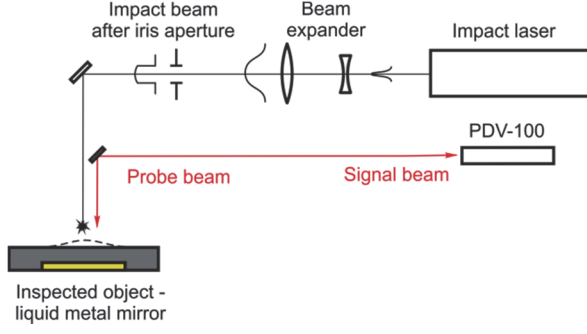


Fig. 2. Experimental setup

used as a signal beam. After signal processing, output voltage is proportional to the surface movement speed.

In the experiments, the following values of impact laser energy have been used: 72.4, 60, 43 and 21 mJ. Corresponding laser energy density: 103, 86, 62 and 30 mJ/cm². Under each impact energy, the following thicknesses of mercury layer have been tested: 3, 2, 1, 0.75, 0.5 and 0.25 mm.

3. Experimental results

In Fig. 3, one of the six-record sets of the experimental results is presented. In this set, impact energy is 72.4 mJ; corresponding energy density is 103 mJ/cm². Each figure represents displacement of the detection point on the liquid mirror surface.

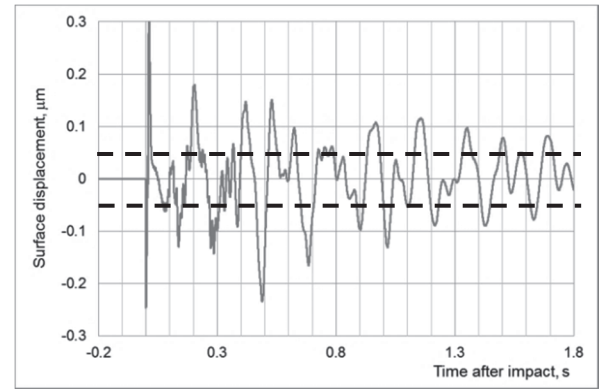
The records in Fig. 3 allow evaluating the liquid mirror relaxation time. The liquid mirror surface is considered to be relaxed and having acceptable optical quality if amplitude of surface displacement does not exceed value of $\pm\lambda/20$. λ is wavelength of working laser radiation which is supposed to be reflected by the liquid mirror. If $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, then acceptable surface displacement should not exceed $\approx \pm 0.05 \mu\text{m}$. When decreasing displacement amplitude reaches this value, this moment is liquid mirror surface relaxation time T_{relax} .

Duration of the records is 2 seconds. Impact takes place at $t = 0$. Each record is result of 10-waveform averaging.

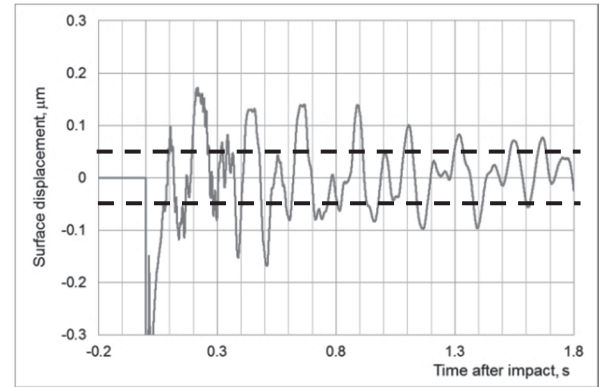
As it is expected, thickness of mercury layer affects the relaxation time: the thinner layer, the faster relaxation. This six-record set is obtained with maximum impact energy used in the experiments – 103 mJ/cm². In this case, only liquid

mirror with the thinnest layer of mercury can relax in proper time – shorter than 0.25 s.

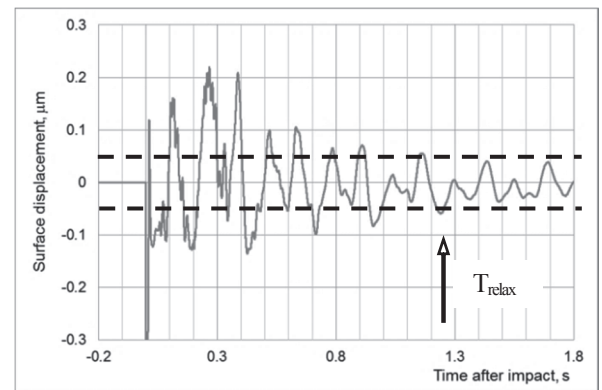
As well, relaxation to acceptable level of surface displacement depends on impact energy density. In Fig. 4, four-record set with decreasing impact energy density is presented. In this set, thickness of mercury layer is constant – 1 mm. Dotted lines represent boundaries of acceptable surface displacement $\pm 0.05 \mu\text{m}$.



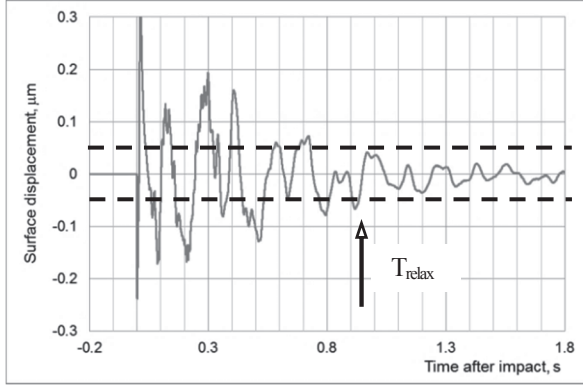
a) Mercury layer thickness – 3 mm, $T_{\text{relax}} > 1.8$ s.



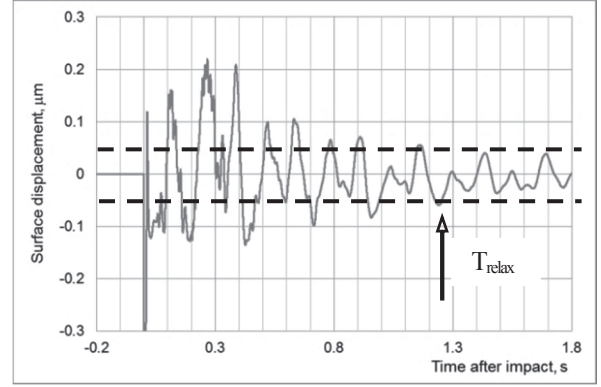
b) Mercury layer thickness – 2 mm, $T_{\text{relax}} > 1.8$ s.



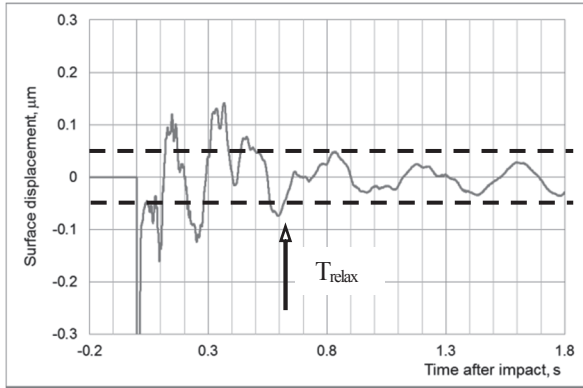
c) Mercury layer thickness – 1 mm, $T_{\text{relax}} = 1.25$ s.



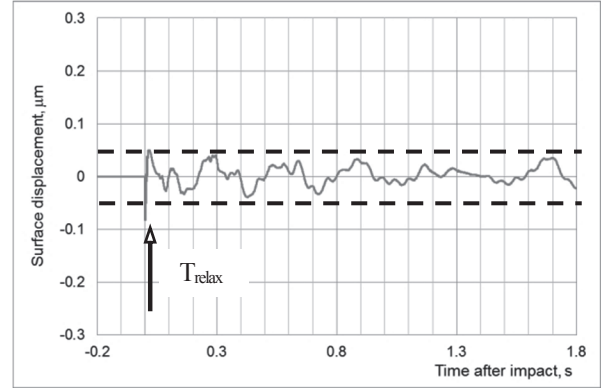
d) Mercury layer thickness – 0.75 mm, $T_{\text{relax}} = 0.95$ s.



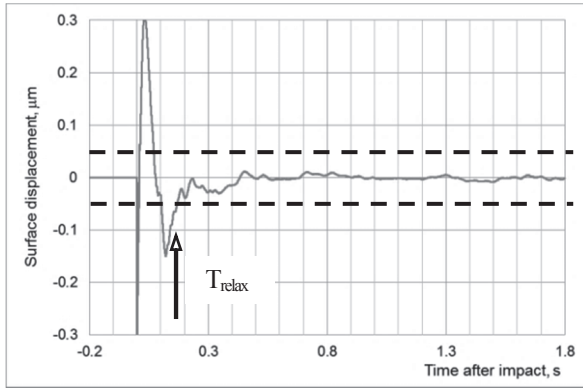
a) Impact energy density – 103 mJ/cm², $T_{\text{relax}} = 1.25$ s.



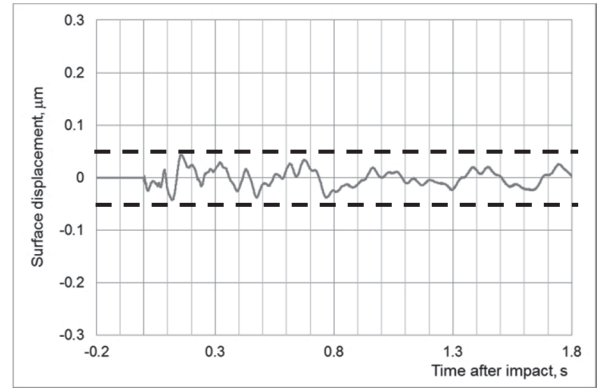
e) Mercury layer thickness – 0.5 mm, $T_{\text{relax}} = 0.62$ s.



b) Impact energy density – 86 mJ/cm², $T_{\text{relax}} = 0.02$ s.



f) Mercury layer thickness – 0.25 mm, $T_{\text{relax}} = 0.17$ s.

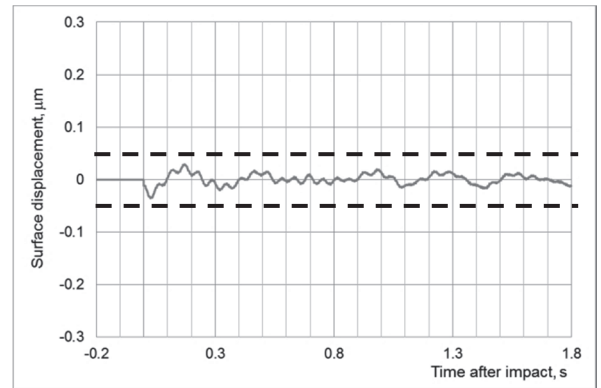


c) Impact energy density – 62 mJ/cm², $T_{\text{relax}} = 0$ s.

Fig. 3. Waveforms of relaxing surface of mercury mirror.

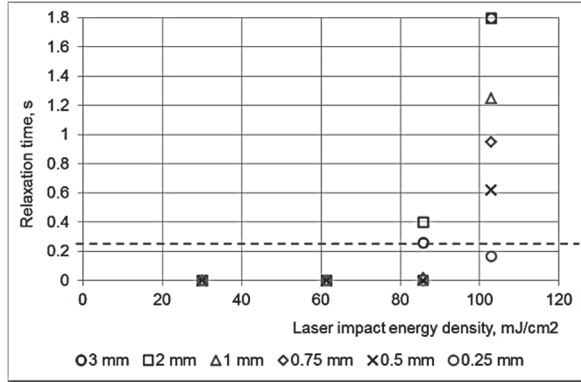
Impact energy is 72.4 mJ, impact energy density is 103 mJ/cm². Dotted lines represent boundaries of acceptable surface displacement ± 0.05 μm .

Only the first record obtained with energy density of 103 mJ/cm² has relaxation time longer than 0.25 s. In the other records, surface displacement is quite acceptable just after laser impact.

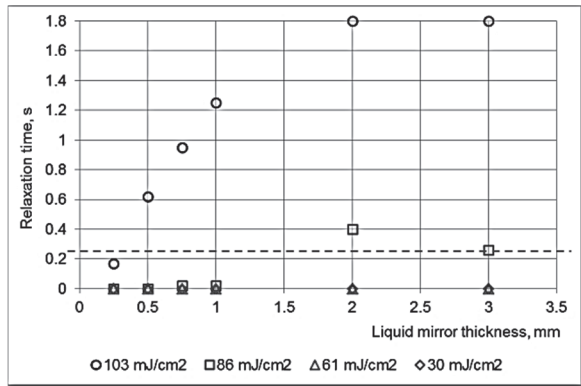


d) Impact energy density – 30 mJ/cm², $T_{\text{relax}} = 0$ s.

Fig. 4. Waveforms of relaxing surface of mercury mirror.



a) Relaxation time vs. laser impact energy density.



b) Relaxation time vs. liquid mirror thickness.

Fig. 5. Summary of the experimental results. Dotted lines represent appropriate relaxation time of liquid metal mirror surface – 0.25 s.

Table 1. Relaxation time of liquid mirror surface, s.

Energy density, mJ/cm ²	Liquid mirror thickness, mm					
	3	2	1	0.75	0.5	0.25
103	>1.8	>1.8	1.25	0.95	0.62	0.17
86	0.26	0.4	0.2	0.2	0	0
62	0	0	0	0	0	0
30	0	0	0	0	0	0

Experimental data are summarized in Fig. 5 and Table 1. Grey cells in Table 1 have data with appropriate relaxation time – less than 0.25 s.

According to the data, optical quality of liquid metal mirror surface can be reached in proper time safely if laser energy density does not exceed 62 mJ/cm² for any thicknesses.

However, thinner liquid mirror (less than 1 mm) allows to use laser higher energy density – up to 86 mJ/cm².

Finally, the thinnest liquid mirror (0.25 mm thickness) allows to use laser energy density up to 103 mJ/cm².

The results look quite promising: acceptable energy density is not far from the surface damage threshold of mercury – 160 mJ/cm².

4. Necessary remarks

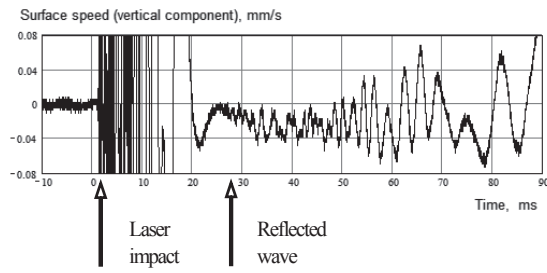
As mentioned above the presented experimental data are obtained with the use of comparatively small liquid mirror aperture. Inner size of glass beaker is only 45 mm. Circular surface wave initiated by laser impact propagates from impact area in radial directions, reaches the beaker wall; and then it is reflected and “focused” again in the impact/detection area. As a result, the secondary movement is detected in the impact area in approximately 30 milliseconds after laser impact.

As a result, movement of the probe/detection point will be caused by both primary wave initiated by laser impact and secondary waves appearing after reflection from the beaker walls.

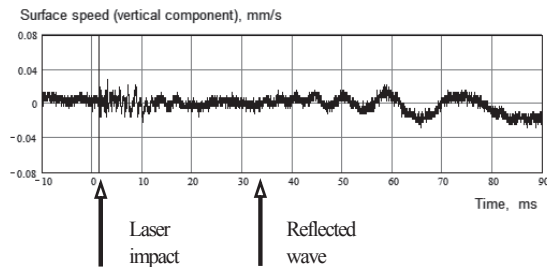
Figure 6 shows raw data of surface vertical movement speed in the probe/detection point for two different impact energies. If laser impact energy density is comparatively high then primary and secondary waves may overlap each other making it difficult to evaluate surface relaxation time correctly.

The presented results of relaxation time evaluation are correct only for 45-mm liquid mirror and 10-mm impact laser beam with normal incidence. Actually, liquid mirror for laser fusion power plants is supposed to have much bigger aperture (several meters) and much bigger laser beams with grazing incidence.

While liquid metal is supposed to flow slowly (about 1 cm/s), longitudinal speed of surface wave in liquid metal (about 1.2 m/s for mercury) is faster than speed of liquid metal flow, so influence of laser-initiated surface wave within large laser aperture needs more adequate study in conditions close to actual ones. Influence of surface wave reflected by mirror



a) Impact energy density – 103 mJ/cm²;



b) Impact energy density – 62 mJ/cm².

Fig.6. Initial and reflected waves in liquid mirror.

edges will be determined by relative sizes of laser beam and mirror aperture and by smoothness of liquid mirror edges.

It should be noted that grazing incidence of laser beam (about 85°) should allow using laser energy about 10 times higher than in normal incidence. However, for grazing incidence, requirement for optical quality is also about 10 times stricter. Again, adequate experiments under actual conditions are desirable for correct evaluation of actual

relaxation time.

4. Conclusions

Relaxation time of liquid mirror surface after laser impact has been evaluated for various values of impact energy density and liquid mirror thickness.

Liquid mirror thickness affects surface relaxation time: the thinner liquid mirror, the faster relaxation.

Optical quality can be reached in proper time safely if laser energy density does not exceed 62 mJ/cm² for any thicknesses.

Thinner liquid mirror (less than 1 mm) allows to use laser energy density up to 86 mJ/cm².

Thinnest liquid mirror 0.25 mm) allows to use laser energy density only up to 103 mJ/cm².

It should be noted under higher impact energy density, initial surface wave may be overlapped by surface wave reflection from the vessel walls. It needs more detailed investigation.

For the next step of study it would be a good idea to test liquid mirror made of actual material, having actual aperture with grazing incidence of laser impact beam.

References

- 1) R.W. Moir: Fusion Engineering and Design, **51-52**, 1121-1128, 2000.

レーザーを用いた水中コンクリート構造物欠陥探査技術の開発

レーザー計測研究チーム

倉橋慎理、本越伸二、島田義則、大坪祐介¹、安藤明宏¹

¹ 関西電力株式会社

1. はじめに

当研究所では鉄道トンネルや高架橋などコンクリート構造物の欠陥をレーザーで遠隔探傷する技術の開発をすすめてきた¹⁾。パルスレーザー照射によりコンクリートを振動させ、その表面振動をレーザー干渉計で検出し、振動の周波数分析などを通して欠陥の有無を評価するものである。室内実験の成果を基にして室外実験が可能な装置を開発し、山陽新幹線や高速道路における試験を実施し、その有効性を確認した。これらの研究開発では、現在実用化に向けて、欠陥探傷装置の試作や信頼性向上などの開発を加速している。

一方で、検査の対象を、常時滞水した状態で使用されるコンクリート構造物にまで広げることがめざして室内実験を実施してきた。水中ではレーザー照射によりコンクリート構造物に振動を誘起するのが困難なため、機械的にコンクリート表面を振動させる手法を導入した。平成 26 年度には屋外設備への導入をめざして装置を試作し、その動作特性を評価した。本稿では試作した装置の概要、動作確認試験、屋外施設での試験結果について紹介する。

2. 水中レーザー探傷装置の構築

2.1 水中レーザー探傷装置の概要

装置は、振動励起用ソレノイドコイル（LE-73-11 耐水ソレノイドロック、タキゲン製造株式会社）、振動検出用レーザー（PDV-100 ポータブルデジタル計、Polytec 社）、ならびに検査面の観測、姿勢の確認用の CCD カメラと、これらを持するためのアルミフレームからなっている。振動検出用レーザー、検査面観測用 CCD カ

メラは防水・防圧チャンバー内に格納した。ソレノイドコイルでガイドされるピストンと振動計測用レーザー光軸が検査面にほぼ垂直になるように、検査面との接触箇所にはガイドローラーを取り付けた。シャックルに通したワイヤーを用いて電動ホイスで装置を吊るし、水中での上昇・下降を行う。構築した水中レーザー探傷装置を図 1 に示す。

2.2 動作確認試験

構築した水中レーザー計測装置について、屋外試験の前に試験的な動作確認試験を行った。図 2 に試験の様子を示す。

試験に用いたコンクリート供試体は、サイズが 300 x 300 x 100 mm で正面中央深さ 10 mm の位置に 100 x 100 mm の空洞が人工的に配されている。この供試体を水中に沈め、計測装置を電動ホイスで吊るした状態で打撃し、振動計測を行った。欠陥部、健全部のそれぞれを打撃し、得られた信号波形を比較することで両者の区別が可能であるかの確認を行った。

図 3 に欠陥部を打撃した際に得られた信号波

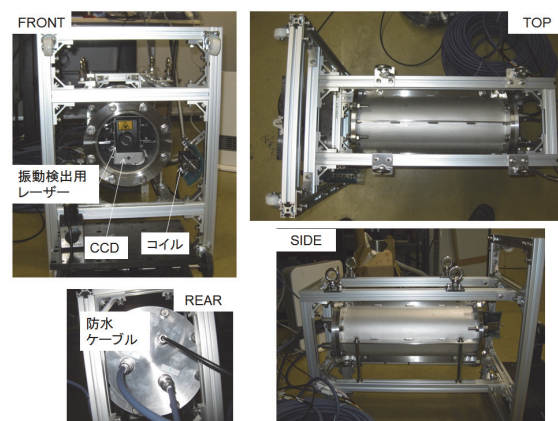


図 1 水中レーザー探傷装置

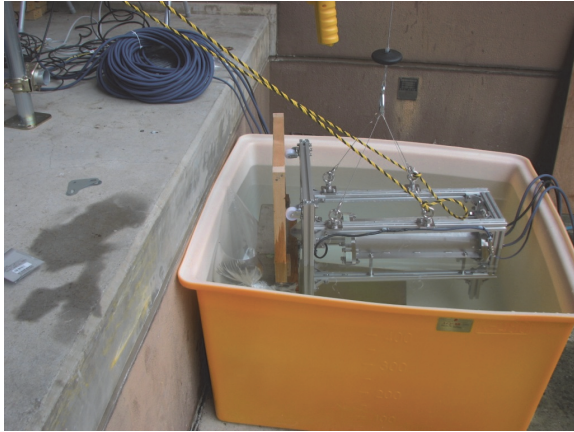


図2 水中レーザー探傷装置動作確認試験の様子

形とその周波数領域表示を示す。時間 0 はソレノイドコイルに電圧 24 V が供給された時刻である。ソレノイドコイルに電圧が供給されてから約 84 ms 後、ピストンの先端が検査表面を打撃しコンクリート表面と空洞との間に板振動が励起される。1180 Hz 近傍に卓越周波数を持つ振動が観察された。信号が負側に振れた場合、検査面は装置から遠ざかる側に速度を持ち、正側に振れた場合は、検査面は装置に近づく側に速度を持っていると考えられる。装置は水中につるされた状態にあ

るので、ピストン打撃の反作用によって検査面と装置の距離は変動する。振動が減衰した後のゆっくりとした振動は、装置とコンクリート供試体との間に生じた相対的な位置変化によるものである。これらは 20Hz 近傍にピークを持つゆっくりとした振動であった。

図 4 に健全部を打撃した際に得られた信号波形とその周波数領域表示を示す。ソレノイドコイルに電圧が供給されてから約 25 ms 後、先端が検査表面を打撃し、装置とコンクリート供試体との間に生じた相対的な位置変動が確認された。これは 20 Hz 近傍にピークを持つゆっくりとした振動であり、打撃位置が異なるため振幅の大きさなどに差異が見られるが本質的には欠陥部の信号波形後半で確認された振動と同様のものであると考えられる。供試体支持方法の都合上、打撃位置が異なった場合、ピストン先端と供試体間の距離が変わってしまい、検出時刻に差異が生じた。なお、健全部にはコンクリート内部に空洞が存在しないため、板振動を示す信号は検出されなかった。

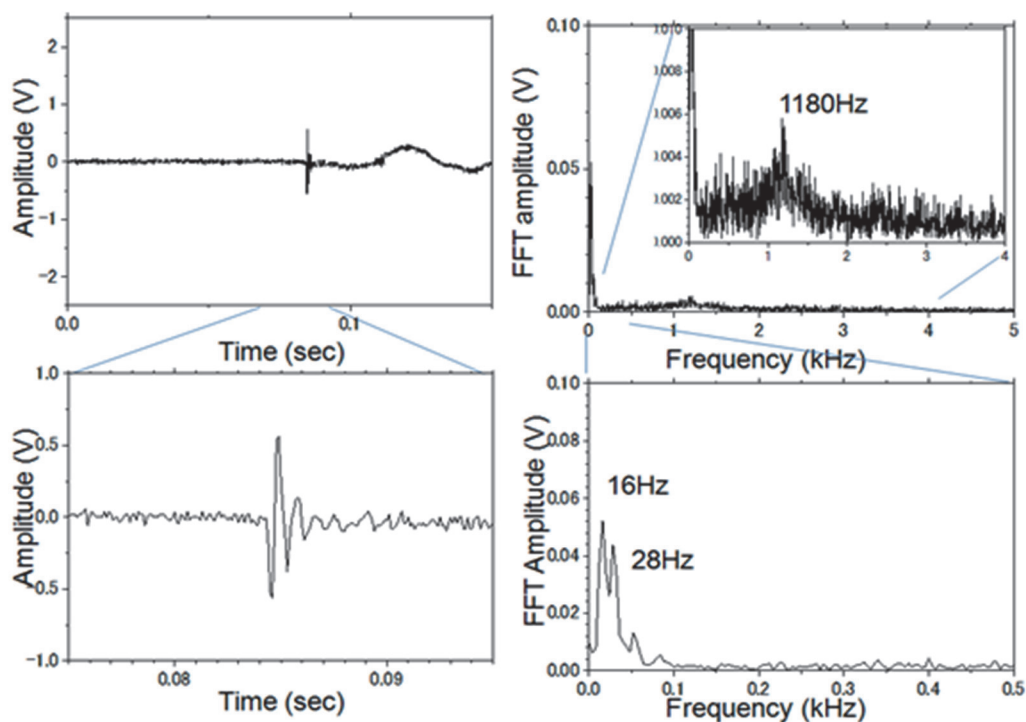


図3 水中、ホイストで装置を吊下げた状態で欠陥部を打撃した際に得られた信号波形（左）とその周波数領域表示（右）とそれぞれの拡大図

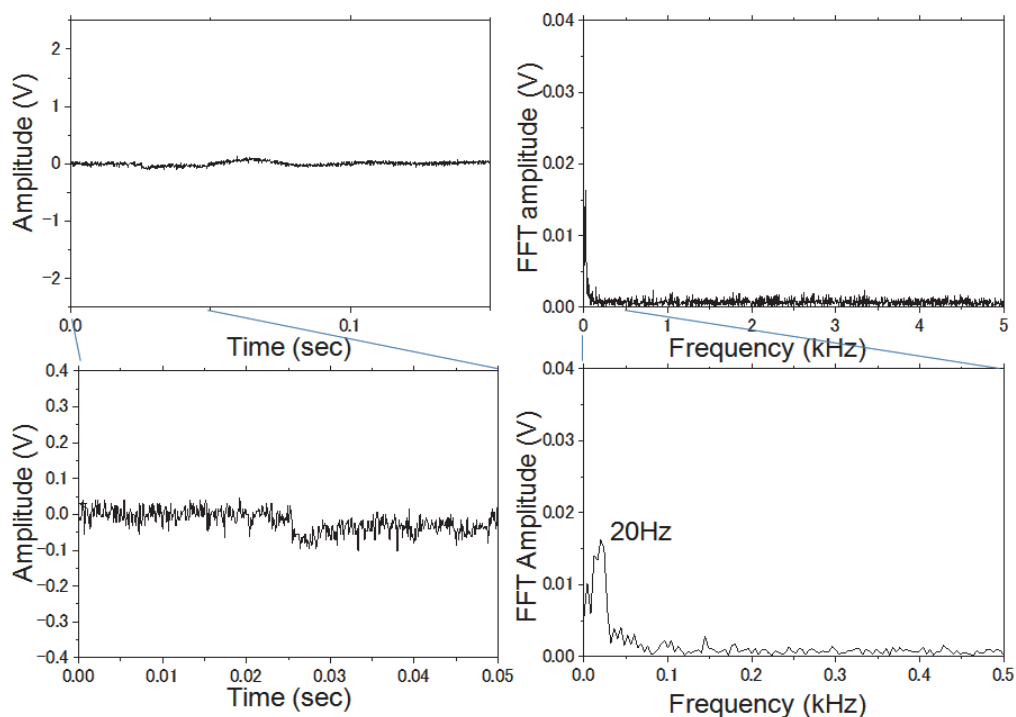


図4 水中、ホイストで装置を吊下げた状態で健全部を打撃した際に得られた信号波形（左）とその周波数領域表示（右）とそれぞれの拡大図

本計測装置を用いてホイストで吊下げた状態で欠陥部を打撃した場合、板振動が励起されるとともに、打撃の反作用により、装置と検査面の間に相対的な位置変動が生じる。板振動が約 1100 Hz～1200 Hz であるのに対し、相対的な位置変動の周波数帯域は、約 20 Hz の周波数であり、得られたそれぞれの信号が欠陥の存在を示す板振動であるのか、または打撃の反作用による振動であるのかの弁別は容易である。

健全部を打撃した場合、板振動が生じないため、装置と検査対象の間の相対的な位置変動に伴う振動のみが検出される。よって、検査対象面が健全か欠陥を有するかを評価するには、装置と検査対象の間の相対的な振動の立ち上がり時間近傍に、板振動による信号が表れるかどうかを確認することにより可能となる。

3. 屋外実設備における動作試験

屋外での実証試験として、関西電力が保有する水槽において、構築した水中レーザー探傷装置を

用いてコンクリート壁の健全性評価試験を行った。

検査対象は水槽壁面で、抜水時に予め打音検査により確認された健全部と欠陥部（浮き）が確認されている。それぞれの部分について、水中レーザー探傷装置の信号の比較評価を行った。図 5 に計測時の様子を示す。

打音検査により欠陥部と判定された領域を、計測したときに得られた信号波形を図 6 に示す。同一点において 3 回計測を行い、それらの信号波形を並べたものを示している。

$t=0$ の時点でソレノイドコイルに 24 V 電圧が供給され、約 70 ms 経過した後、ピストンの先端が検査面を打撃したと考えられる。打撃の反作用による装置と検査対象間の相対的な位置変動が信号波形の打撃が想定された時刻に表れている。その立ち上がり時間近傍に下向きのピークが確認できた。これは内部空洞の上部をピストンが打撃した結果生じた板振動による信号と考えられる。

3 回の計測波形において、打撃の反作用により



図5 屋外実設備試験の様子

装置と検査対象間の相対的な位置変動がほぼ同位相で検出された。また、再現性に乏しい高周波成分は、装置の位置変動による焦点位置の変動か、光路中の浮遊物が原因と考えられる。焦点位置の変動は反射光量を減少し感度低下を生じる。

機械式振動励起の場合、電圧が供給されてから実際に打撃するまでの時間は、検査面までの距離や、液体の粘性などによって変動すると考えられる。今回、検出時刻が数ミリ秒異なって検出される原因は、装置保持の不安定性から生じる検査面までの距離のバラつきによるものと考えられる。

打音検査により健全部と判定された領域を計測したとき得られた信号波形を図7に示す。同一点において3回計測を行った。

$t=0$ の時点でソレノイドコイルに 24 V 電圧が供給され、約 80 ms 後、ピストンの先端が検査面を打撃したと考えられる。打撃の反作用による装置と検査対象間の相対的な位置変動が信号波形の打撃想定時刻に表れているが、欠陥部の場合と異なりその立ち上がり時間近傍に下向きのピークが確認できなかった。これは検査箇所付近に内部空洞が存在しないためだと考えられる。

以上より、実際の屋外設備において、水中にあるコンクリート壁面の欠陥の有無が検出でき、健全性評価が可能であることを示した。

4. まとめ

従来まで、鉄道トンネルや高架橋など地上コンクリート構造物の欠陥をレーザーで遠隔探傷す

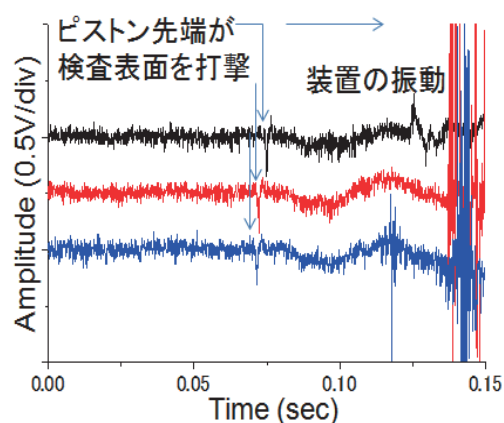


図6 欠陥部とされる箇所において計測された信号波形

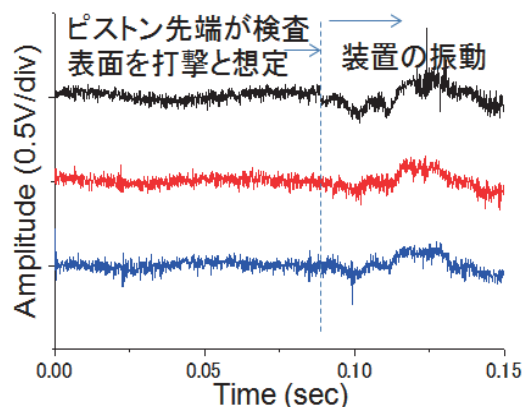


図7 健全部とされる箇所において計測された信号波形

るため開発をすすめてきた技術を、水中コンクリート構造物の診断に応用するために、初めて水中レーザー探傷装置を構築し、屋外施設を用いて実証試験を行った。

健全部、欠陥部の振動信号を比較することにより、水中においてもレーザー振動計測が有用であることを明らかにした。また、装置と検査対象間の相対的な位置変動、浮遊物によるノイズなど、水中特有の課題を明らかにした。

今後、装置の安定性を向上するとともに、測定データを増加し、水中コンクリート構造物の健全性評価技術の開発を進めていく。

参考文献

- 1) 島田義則 他：非破壊検査，61, 519-524, 2012.

レーザーを用いた碍子表面塩分計測

レーザー計測研究チーム¹、レーザー技術開発室²

谷口誠治¹、島田義則¹、本越伸二²、岸田知門²

1. はじめに

発電所、送電線、配電線に使用されている碍子の表面に付着した塩分等は閃絡事故の原因となるため、定期的な塩分付着量計測と、その結果に基づいた碍子洗浄が必要となる。従来の付着量計測方法には筆洗（ふで洗い）法¹⁾（ハンド測定）や電気抵抗法等があるが、筆洗法は所定量の蒸留水で付着塩分を完全に洗い流すのに熟練が必要で、時間もかかるという課題がある。また電気抵抗法等では高価で大掛かりな装置を常設する必要がある。そこで我々は、レーザーを用いて碍子に付着した塩分量を簡便かつ迅速に計測できる新手法、および屋外でも計測可能な可搬型装置の開発を目標に研究を進めてきた。昨年度までに我々は、レーザー照射による碍子表面の損傷を防ぐため 2 本のパルスレーザーを用いた計測法（ダブルパルス LIBS 方式）を開発するとともに、操作性を高めたハンドホールドタイプの可搬型計測装置を作製し、実際に屋外で一定期間汚損させた 3 つの碍子試料（曝露碍子）について計測実験を行った。その結果、計測値と付着塩分量には高い相関があることが明らかとなり、本手法の実用化に向けて大きく前進した²⁾。しかしながら昨年度に計測を行った曝露碍子は 3 試料のみであり、我々の手法および開発装置の性能について十分に検証を行ったとはいえない。そこで今年度は曝露碍子の試料数を増加し、計測精度の検証や、1 試料あたりに必要な計測点数の最適化（計測時間の短縮）等について詳細に検討した。また碍子と同一の材料で作成された円盤上に塩分を塗布した模擬碍子試料についても同様に計測実験を行い、曝露碍子試料との比較を行った。さらに、磁器（セラミック）製碍子に替わり近年導入が進んでいるポリマー（高分子）製碍子への本装置の適用可能性を検討した。本稿ではこれらの結果について報告する。

2. 実験

2.1 計測装置

ダブルパルス LIBS 方式の付着塩分計測原理と計測装置の詳細は昨年度に報告した²⁾。ここではその概要について述べる。ダブルパルス LIBS 方式とは、まず低強度のパルスレーザー（プレパルスレーザー）を碍子表面に照射して付着塩分のみを飛散させ、その後タイミングを制御して高強度のパルスレーザー（メインレーザー）を飛散塩分に集光照射して塩分を蒸発、解離させ、ナトリウム原子からの自然放出（D 線、 $\sim 589\text{ nm}$ ）のピーク強度を光検出器により計測する手法である。この手法を用いて作成したハンドホールドタイプの可搬型装置の写真を図 1 に示す。プレパルスレーザーには自作の CO_2 パルスレーザー（波長 $\sim 10\text{ }\mu\text{m}$ 、出力 $\sim 3\text{ mJ/pulse}$ ($\sim 0.6\text{ J/cm}^2$)、パルス幅 $\sim 100\text{ ns}$) を使い、メインパルスレーザーにはマイクロチップ Nd: YAG レーザー（波長 1064 nm 、出力 0.3 mJ 、パルス幅 2 ns 、浜松ホトニクス）を使用した。計測ヘッド部（図 1 上）は、マイクロチップレーザーの本体に CO_2 レーザーにバンドルした光ファイバーおよび D 線検出用の光ファイバーを取り付けたもので、計測ヘッドを手で持ち、先端部を碍子表面に接触させて計測を行う（ハンドホールドタイプ、図 2）。これにより装置の操作性は大きく向上し、計測点 1 点あたりに要する時間を数秒にまで短縮できた。また、 CO_2 レーザー本体、分光器、電源部等の装置構成機器をキャリーケース内に納めることにより装置全体を運搬することができ、AC100 V の電源が確保できれば屋外での計測も可能である（図 1 下）。

2.2 試料作成

本研究に使用した曝露碍子は、5 連つなぎの懸垂碍子（SU-120CN もしくはその同等品）3 組（計 15 個）を、

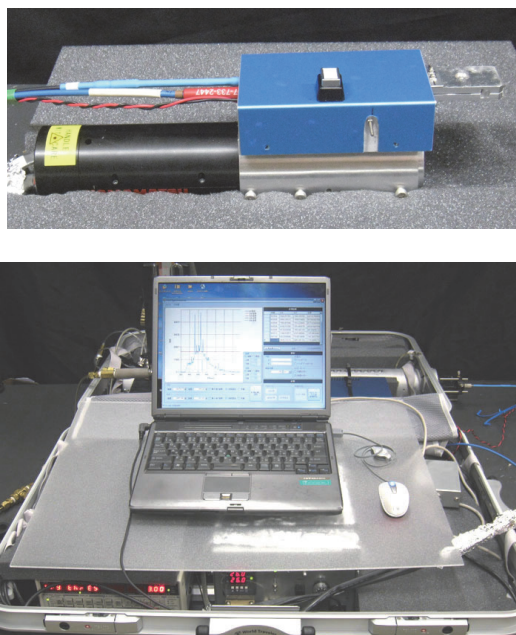


図1 ダブルパルス LIBS 方式を用いた付着塩分計測装置 (上) 計測ヘッド部、(下) 装置本体



図2 碇子表面の付着塩分計測時の様子

日本ネットワークサポート(株)貝塚工場の屋外曝露試験場で一定期間曝露し、自然汚損させたものである。付着状況の異なる条件で計測実験を行うため、曝露期間を49日間、91日間、152日間の3期に分け、それぞれ1組ずつ碇子を回収した。回収した5個の碇子のうち、回収時に手の接触がある上下2つを除いた3個(計9試料)を実験に用いた。

模擬試料は、碇子と同一の表面加工(釉薬塗布、焼成)を施した円盤(25.5 m²)上に筆を用いて食塩水を塗布し、自然乾燥して作成した。この際、食塩水にはガラス(SiO₂)が主成分の白とのこ、ナトリウムを含まない中

性界面活性剤(ポリオキシエチレンラウリルエーテルリン酸、(ホステン HLP-1))を加えた。曝露碇子の付着物には Na の他、Si、Mg、Fe、Ca 等の無機成分、煤や繊維質等と思われる有機(炭素)成分が含まれており、それらを模すためである。またこれらは水の表面張力を抑制する効果があるため、円盤表面で塩分をより均一に塗布できる。模擬試料の試料数は6、塩分密度は0.009 mg から 0.034 mg/cm² まで変化させた。

各試料の付着塩分密度は、レーザー計測実験後、筆洗法により決定した。レーザー計測に必要な面積は1点あたり約 0.003 cm² で、曝露碇子および模擬試料全体の面積に比べ非常に小さくレーザー計測時の付着物の剥離による試料の平均付着塩分密度への影響は無視できる。

2.3 ナトリウム発光の計測

本装置による付着塩分計測例として、図3にスライドガラスに食塩水を塗布して乾燥し、塩分を付着させた模擬試料の結果を示しておく²⁾。塩分が付着していない(0 mg/cm²)場合にはメインインパルスによる大気ブレイクダウン光のみが観測される。スライドガラスには Na₂O が成分として含まれるが、それに起因するD線の発光が見られないためこの結果はプレパルスおよびメインパルスが直接基板にダメージを与えることはないことを示している。塩分が付着した試料では、D線の発光ピーク(～590 nm)が塩分密度に依存して検出される。ナトリウムのD線は通常2ピーク(589 nm, 589.6 nm)生成する。実験では1ピークしか観測されないが、これは分光器の分解能によるもので、実際の計測に問題はない。

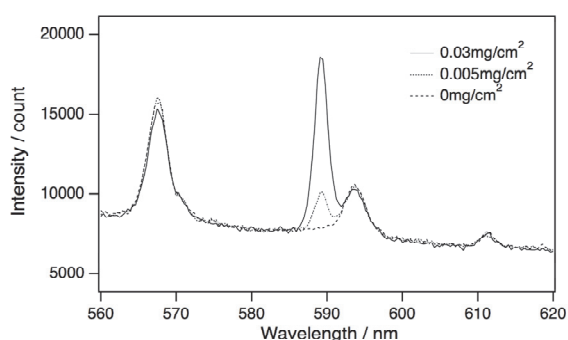


図3 レーザー計測によるナトリウムD線(～589 nm)の発光スペクトル

3. レーザーによる碇子表面付着塩分の計測

3.1 曝露碇子の付着塩分計測

上記の碇子塩分計測装置を用い、曝露碇子のひだ部分（図4 左）について付着塩分密度計測実験を行った。碇子全体を均等に計測するため、計測領域および測定点数を以下のように定めた。まず、碇子のひだ部の隆起した部分（山部）の最も外側を第1山とし、内側に進むに従い第2、第3、第4山とした。第1山は山部の頂点付近を計測し、第2、第3山は塩分の付着が大きい山部の頂点を境に碇子の内側と外側の2つの領域に分割した。また第4山については、塩分付着は大きい円周が小さく計測点間の距離が短くなるため、先端部との接触時の付着塩分剥離による計測誤差が起りやすいことを考慮して山部の頂点付近のみを計測した。さらに計測時には碇子を約 22.5° づつ回転させ、それぞれの領域（図4 右）中白く囲った領域）内で3点ランダムに計測した。この方法により第1、第4山でそれぞれ48点、第2、第3山ではそれぞれ96点、計288点の計測データを取得し、その平均値（ピーク強度）を碇子全体の平均付着塩分密度を表す値とした。なお、各計測点ではレーザー照射を2ショット以上行い、2ショット目以降でナトリウムD線のピークが検出された場合には、付着塩分が表面に残っていたものとしてピークが検出されなくなるまで照射を継続し、得られたピーク値を合算して計測値とした。

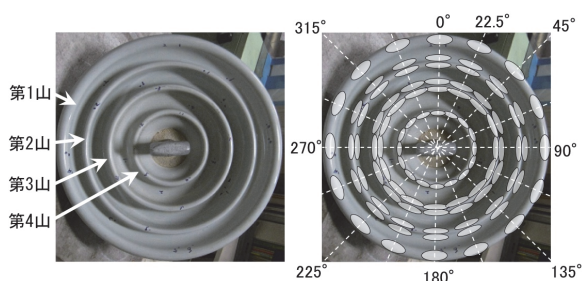


図4 左) 碇子のひだ部の写真と各部位の名称、右) レーザー計測を行った領域（白く囲った部分）

図5に、各試料のレーザー計測結果（ナトリウムD線の平均ピーク強度）に対して筆洗法により求めた碇子全

体の付着塩分密度をプロットしたものを示す。図中■は曝露期間49日、▲は曝露期間91日、×は曝露期間152日の試料である。曝露期間49日と91日では付着塩分の変化が小さく、152日曝露した試料では付着塩分の大幅な増加が見られた。碇子への塩分付着は曝露期間だけでなく天候や季節にも大きく左右され、例えば台風通過時には強風で海水が霧化しやすいため、塩分付着量は短時間で増加することが知られている。また夏期（6-9月）は付着塩分量が小さく、冬期（1-3月）は（風雨の影響が少ないため）塩分付着量が増加する傾向にあるとの報告もある（太平洋側）³⁾。今回の試料の回収時期は、曝露期間49日、91日、152日でそれぞれ9月、11月、1月であり、冬期に付着塩分が増加するという傾向と一致する。また昨年は大阪地域への台風の影響は少なかったため、9月、11月回収試料に塩分付着量の顕著な増加は見られなかったものと考えられる。一方、同じ曝露期間の試料はいずれも付着塩分密度はほぼ同値である。各曝露期間での3試料の塩分付着密度の平均は、曝露期間49日で 0.0044 mg/cm^2 、91日では 0.0047 mg/cm^2 、152日では 0.0143 mg/cm^2 である。また、レーザー計測により得られたD線の平均ピーク強度は総じて付着塩分密度に依存して増加しているが、塩分密度に対しては ± 1000 カウント程度のばらつきがみられる。この主な要因の一つには、塩分が碇子表面に均一ではなくまだらに付着していることが挙げられ、レーザー計測のように点（微小領域）計測を行う場合には計測値にばらつきが出やすいものと考えられる。しかしながら、付着塩分の大きい曝露期間152日の試料とそれ以外の試料では計測値に明らかな差が見られており、レーザー計測において 10^{-2} mg/cm^2 領域での付着塩分は容易に判別できると考えられる。洗浄が必要な碇子の付着塩分は 0.03 mg/cm^2 以上とされているため、この結果から本装置の実用は原則的に可能であるといえる。ただし、今回の実験では9試料の曝露碇子の密度分布が約 0.005 mg/cm^2 と約 0.015 mg/cm^2 付近の2つの領域に集まっており、計測した付着塩分密度領域の範囲も大きいとはいえない。そこで模擬試料を用いて、より広い塩分密度領域での計測、分析を行った。

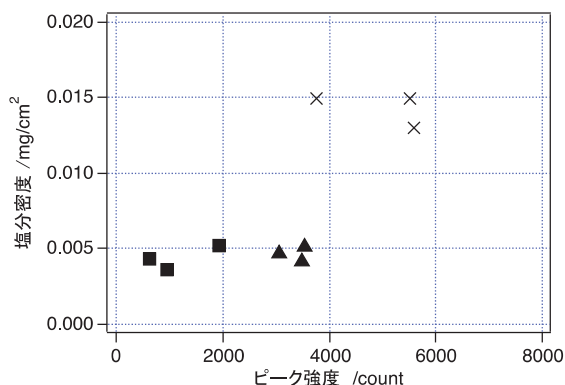


図5 曝露碍子試料（■：曝露期間49日、▲：曝露期間91日、×：曝露期間152日）のD線平均ピーク強度（count）と筆洗法による付着塩分密度の相関

3.2 レーザー計測値と付着塩分密度の相関

レーザー計測値と塩分密度の相関をより広い領域で検討するため、模擬試料を用いたレーザー計測実験を行った。模擬試料1つあたりの計測点は21点で、模擬試料全体をカバーできるように計測点の間が等間隔となるように設定し（図6）、D線の平均ピーク強度を計測値とした。付着塩分密度はレーザー計測後、筆洗法により決定した。試料数は6、各試料の付着塩分密度はそれぞれ0.009、0.02、0.023、0.027、0.031、0.034 mg/cm²である。図7に模擬試料でのレーザー計測値（平均ピーク強度）と塩分密度（mg/cm²）の相関（図中●）を示す。塩分密度の増加に伴い平均ピーク強度も増加しており、計測値にばらつきがみられるものの両値はほぼ線形関係にある。計測値のばらつきはおそらく、筆による塗布時の塩分付着の不均一性に起因するものである。また、図には前項で示した曝露碍子試料（図中■、▲、×）、および昨年度実施した曝露碍子試料の計測結果（図中◆）を併せて示した。曝露碍子でも同様の挙動がみられ、模擬試料と比較しても両値の相関に大きな差は見られないことから、曝露碍子、模擬試料全ての計測値（計18点）を用いて一次関数による回帰分析を行った。その結果、決定係数0.88（寄与率88%）と比較的高い相関を示す値が得られたことから、碍子表面の付着塩分密度とレーザー計測値はほぼ線形関係にあると考えられる。

近似直線の傾きは 2×10^{-6} mg/cm²/countであり、この係数を用いれば平均ピーク強度から碍子全体の平均付着塩分密度を算出できる。しかし一方で、塩分付着が0.015 mg/cm²付近の曝露碍子試料（図中×、◆）は近似直線からやや離れて分布しているようにもみえる。これらの試料の結果が計測のばらつきではなく系統的な差であると仮定した場合、その要因には模擬試料（人工塗布）と曝露碍子（自然汚損）で表面における塩分付着の分布が異なることや、塩分意外の付着物の成分の違いなどが考えられるが、明確ではない。これらの計測値の平均ピーク強度は約5000カウントで、近似直線から塩分密度を算出すると約0.01 mg/cm²となり筆洗法による計測値と約40%の差があるが、碍子の洗浄が必要な付着塩分密度は0.03 mg/cm²以上とされているため、この差を考慮しても碍子洗浄が必要か否かの判断に問題はない。一方塩分密度が0.03 mg/cm²付近の領域では、模擬試料の計測値のみであるものの近似直線と計測値の差は明らかに小さく、塩分密度が高い領域では計測精度も向上するものと考えられる。

本年度行った曝露碍子の計測では、1試料あたりの計測点数を288点とした。これは昨年度に行った、碍子を45°ずつ回転させて計測（図4を参照）した試料の点数（144点）³⁾の2倍であり、これにより計測精度の向上を試みた。しかしながら、図に示すように実測では両計測値に大きな変化は見られず、計測点の少ない試料と多い試料の差よりも計測点の多い試料間のばらつきの方がむしろ大きい。上記したように、計測値のばらつきは碍子表面の塩分付着の不均一性に依るところが大きいと考えられるが、今回の結果から計測点を144点増加してもその不均一性は補償されていないものと考えられる。

3.3 曝露碍子の付着塩分分布

今回の実験では曝露碍子の山部を均等に計測しているため、各計測点でのピーク強度をプロットすることにより碍子表面の付着塩分密度の分布を示すことができる。例として曝露期間49日および152日の碍子試料における付着塩分分布の分析を行った結果を図8に示す。各

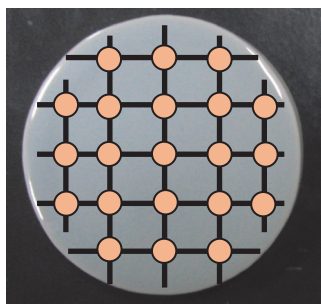


図6 模擬試料の写真と計測位置 (図中○、計21点)

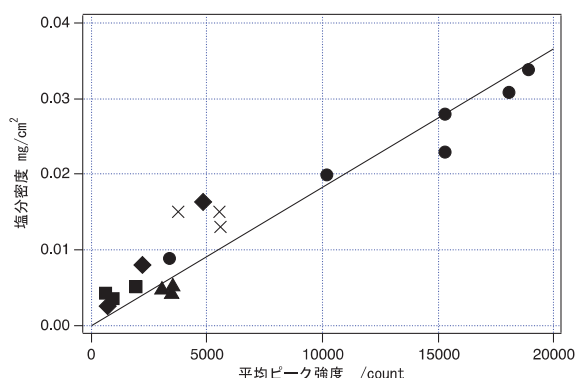


図7 模擬試料 (図中●)、曝露碍子試料 (■、▲、×、◆) のD線平均ピーク強度/count) と筆洗法による付着塩分密度の相関と1次関数による近似

領域でのレーザー計測により得られたD線のピーク強度 (3点または6点計測の平均値、図4を参照) を、碍子写真上にピーク強度値の大きさに併せて色分けした丸印でプロットしてある。ピーク強度が0 countの点を○、1000以下を①、1000～2000を②、2000～5000を③、5000～10000を④、10000以上を⑤とした。計測値にばらつきはあるものの、曝露期間が長い試料 (図8 右) では短い試料 (図8左) に比べて総じてピーク強度が増大しており、曝露期間が長くなると塩分付着量が増加することがわかる。また両試料とも第1山 (外側) から第4山 (内側) に向けてD線ピーク強度が増大しており、塩分付着量が増加する傾向にある。この傾向は、碍子の内側では風雨による影響を受けにくく、付着物が堆積しやすいことを示している。レーザー計測後、筆洗法により測定した第1山～第4山それぞれの平均塩分密度も同様の傾向を示した (図9)。また明確ではないが、塩分付着分布には

方向性があり、特に第3、第4山部では片側に高密度の塩分が偏って付着しているようでもある (図中白線で囲った部分)。これはおそらく、海風の方等、曝露試験場の環境要因に起因するものであると考えられる。

このような塩分付着量の分布に関する分析は、現行の筆洗法を用いても可能であるが、通常は行われていない。分析を行うには領域毎に逐一筆洗を行う必要があるため手間と時間が非常にかかり、測定誤差も大きくなるためであると考えられる。これに対し我々が開発したレーザー計測法は、多点計測を基本とするため、計測データの処理により付着塩分の分布に関する分析や、碍子の部分的な汚損の進行などに関する情報を比較的容易に得ることができる点で従来法に比べ非常に有益であるといえる。

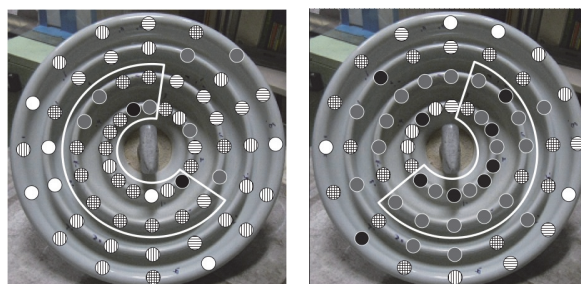


図8 左) 曝露期間49日、右) 曝露期間152日の曝露碍子上の各計測点のD線ピーク強度変化を色の違いで表した図 (塩分密度分布) (○: ピーク強度 0 (count)、①: < 1000 ②: 1000～2000、③: 2000～5000、④: 5000～10000、⑤: >10000

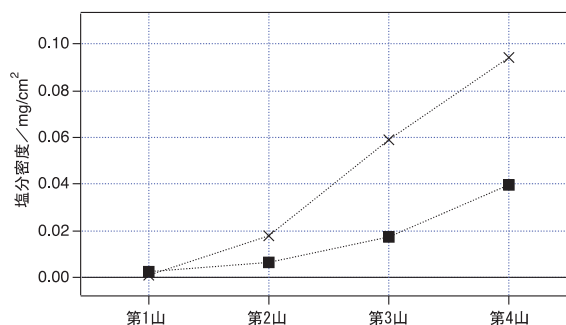


図9 筆洗法により求めた曝露碍子試料の各山部の付着塩分密度 (曝露期間 ■: 49 日、×: 152 日)

4. レーザーによるポリマー罫子の付着塩分計測

4.1 ポリマー罫子

変電所や送電線の絶縁に使用される罫子は、前章で取り扱った磁器（セラミック）製のものが古くから用いられ現在でも主流である。これに対し近年、シリコーンゴム等の高分子を素材に用いたポリマー罫子の導入が進みつつある⁴⁾。ポリマー罫子は日本や米国など一部の国では高電圧電気絶縁に使われ始めた。ポリマー罫子は一般にFRP（ガラス繊維強化プラスチック）コアの両端に組み付けられた金具とFRPの外周にモールドされた外被材料からなる。外被材料としてはシリコーンゴム、EPDM（エチレンプロピレンターポリマー）ゴムなどがあるが、現在は耐候性、汚損耐電圧特性に優れるシリコーンゴムが主流である。ポリマー製罫子の利点には、磁器罫子に比べ軽量で取り付けが容易であること、高い撥水性を持つため表面での水膜形成が起これにくく高耐電圧特性を保持する、等がある。しかし現状では、磁器罫子と比較してあまり普及が進んでいない。その理由の一つには、ポリマー罫子の劣化や放電事故の要因となる汚損（塩分付着）についてのデータ蓄積や分析が十分ではないということがあり、ポリマー罫子の信頼性を高めるには、これらについても十分な検証を行う必要があるとされている。このことから我々は、本装置をポリマー罫子にも適用できれば汚損に関するデータ蓄積および分析が迅速に進み、その導入促進にも寄与できると考えた。本章では、屋外で曝露したシリコーンゴム製罫子、および罫子表面に塩分を塗布した模擬試料を用い、磁気製罫子と同様にレーザー計測法による付着塩分計測を行い、本手法のポリマー罫子への適用可能性について実験的に検討した結果を報告する。

4.2 ポリマー罫子のレーザーによる損傷

ポリマー罫子是有機成分でできており、ポリマーの光吸収性やそれによる熱化学反応性のため、磁器罫子と比べてレーザー光強度に対する耐性が低い可能性がある。これについて確認するため、洗浄、乾燥した罫子表面にプレパルスレーザー（CO₂レーザー、波長～10μm）

を1ショット～20ショット照射し、照射後の表面を実体顕微鏡で観測した。図10に、レーザー照射前、および各レーザー光強度各回照射を行った後の顕微写真を示す。照射強度 8 mJ/pulse の条件では、20ショット後も罫子表面に損傷は見られなかった（図10(b)）。一方、照射強度を11 mJ/pulseまで増加させた場合、3ショット目から表面の損傷が明確となり、20ショット後には照射痕が明確に残り（図10(c)、(d)）、この現象は目視でも確認された。この結果はプリパルスレーザーによるポリマー罫子の損傷閾値は11 mJ/pulse（3.8 J/cm²）付近であることを示している。

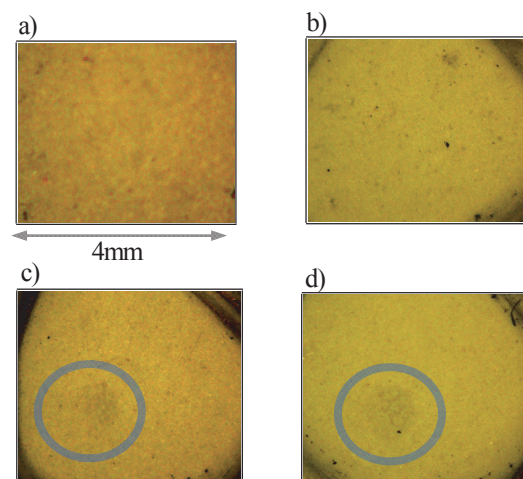


図10 プレパルスレーザー照射後のポリマー罫子表面の顕微鏡写真 a)照射前、b)8 mJ/pulse 20 shot後（照射痕なし）、c) 11 mJ/pulse 3 shot後（照射痕あり、丸で囲った部分）、d) 11 mJ/pulse 20 shot後（照射痕あり）

4.3 ポリマー罫子の付着塩分計測

図11にポリマー罫子の外観と、曝露試験場で約5ヶ月間曝露した罫子のひだ部表面の写真を示す。罫子表面には煤のような黒色の付着物がまだらに付着している。この汚損はポリマー罫子の特性である表面の撥水性により付着成分を含む水分が液滴状となり、その後乾燥することで形成されたものと推定される。計測実験には、曝露罫子のひだ部を半分分割した扇形のものを1試料として用いた。計測点は113点で、計測点間にはほぼ等間隔

とし、得られたピーク強度の平均値を付着塩分量とした。プリパルスの強度は照射によっても表面損傷が観測されなかった 8 mJ ($\sim 2.8 \text{ J/cm}^2$) とした。計測後の試料は筆洗法により塩分密度を計測し、曝露試料の付着塩分量 (mg/cm^2) として用いた。また比較のため、水で汚損を洗浄した後の試料、および塩化ナトリウムを罫子に塗布した模擬試料についても同様に実験を行った。模擬試料の作成法を以下に示す。まず洗浄してポリマー罫子表面に、すりつぶして微細化した定量の NaCl と白とのこ 6.5mg (粉末) を直接のせ、筆を用いて粉末をなるべく均一になるように表面全体に塗布した。その後水蒸気を噴霧し、表面に定着させた。ポリマー罫子は撥水性が高く少量の水でも一部に集まるため、その影響を抑制するための処置である。

図 12 に、各試料でのピーク強度の平均値に対して筆洗法で求めた塩分密度をプロットしたものを示す。○は曝露試料、●は模擬試料、▲は洗浄後の試料である。曝露試料は 3 点とも付着塩分密度 $5 \times 10^{-3} \text{ mg/cm}^2$ 、平均ピーク強度は 2000 count 付近であった。曝露期間が同一であるため付着塩分量は 3 試料でほぼ同様と考えられ、測定値のばらつきはあるものの計測結果は実際の塩分付着状況にある程度よく表わしているといえる。一方、洗浄後の試料では塩分は殆ど計測されず、また高い密度 ($\sim 10^{-2} \text{ mg/cm}^2$) の塩分を塗布した模擬試料では、付着塩分密度と平均ピーク強度の間により明確な線形関係が見られる。これらの結果から、本手法によるポリマー罫子の付着塩分計測は原則的に可能であり、 10^{-2} mg/cm^2

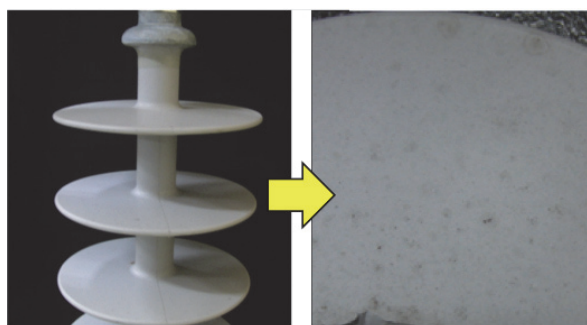


図 11 左) 5 ケ月間曝露したポリマー罫子の外観、右) 表面の拡大写真

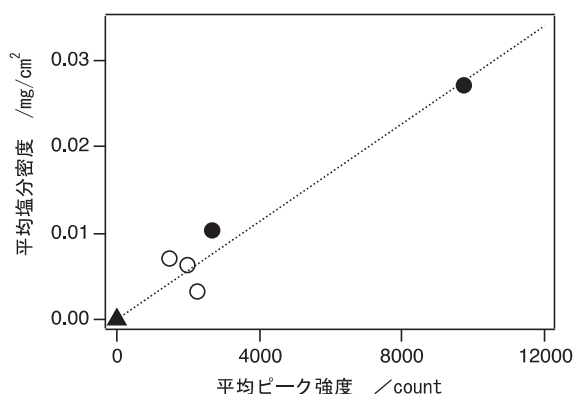


図 12 ○: 曝露罫子、▲: 洗浄後、●: 模擬試料の平均ピーク強度と付着塩分密度の相関 (点線は近似直線)

の領域では塩分密度の判別は比較的容易であるといえる。磁器罫子の場合、洗浄が必要な付着塩分の基準は $3 \times 10^{-2} \text{ mg/cm}^2$ とされており、この基準を当てはめれば現状においてもポリマー罫子への実際的な応用は十分に可能である。しかしながらポリマー罫子における付着塩分の影響は、磁器罫子よりも小さいと考えられるものの定かではない。このため今後は、低密度領域 ($\sim 10^{-3} \text{ mg/cm}^2$) での計測精度の向上や、より高密度領域での実験等、計測可能範囲の拡大に関して検討を行うことが重要である。

5. まとめ

本研究では、我々が開発したレーザーを用いたハンドホールド型付着塩分計測装置を用い、新たに曝露期間の異なる 3 種 (計 9 個) の曝露罫子試料、および模擬試料の付着塩分計測実験を行い、レーザー計測値と塩分密度の相関や、罫子上の付着塩分密度の分布について詳細な検討を行った。その結果、計測値は付着塩分密度に対して比較的高い相関を示し、本手法を用いれば罫子洗浄が必要か否かは容易に判別可能であることがわかった。ただし、低い付着塩分密度 ($< \sim 0.01 \text{ mg/cm}^2$) の領域においては計測値にばらつき ($< \sim 40\%$) があり、この主要因は塩分付着の不均一性によるものと推定される。また、本手法は罫子上の付着塩分密度分布の分析が可能であり、本手法の従来法に対する優位性を示した。さらに、近年

導入が進みつつあるポリマー製碍子についても同様に計測を行った。その結果、本手法をポリマー碍子に応用できる可能性は十分に高いことがわかった。

謝辞

本研究は、関西電力(株)の受託研究により行われた。また曝露碍子試料は日本ネットワークサポート(株)より提供を受けた。協力頂いた方々に感謝致します。

参考文献

- 1) 秤 俊久: R&D News Kansai, **8**, 35-37, 1997.
- 2) 谷口誠治他: ILT2014 年報 レーザー技術総合研究所, 2014.
- 3) 渡辺基久, 谷口毅他: 電力中央研究所研究報告 682001, 1982.
- 4) 電力技術研究所: NGK レビュー, **58**, 29-40, 1999.

レーザー計測による蛋白質の機能阻害効果の研究

レーザーバイオ化学研究チーム

谷口誠治、ハイク コスロービアン

1. 序

蛋白質や蛋白質を基に構成される酵素は、化学物質の吸収、輸送、代謝等、生体内における様々な化学反応を制御する触媒としての機能を担う。蛋白質の機能を解析するための有力な手法のひとつに、目的の蛋白質（蛋白質中に存在する補因子）に蛋白質が作用する特定の分子（基質）と基質とは異なる種々の分子をそれぞれ付加し、それらの反応性の違いを比較することで機能性の要因を明らかにしようとするものがある。また創薬分野では、ウィルスや細菌内での蛋白質機能を阻害してそれらの増殖を抑制する、人体内で異常な機能を示す蛋白質を不活性化し疾病を治療する、等の機能阻害効果を持つ薬剤（阻害剤）の開発にも同様の手法が用いられている。

これと関連し、薬剤による酵素の機能阻害効果について最近注目を集めている酵素に D-アミノ酸酸化酵素（D-amino acid oxidase, DAAO）がある。DAAO は D-アミノ酸を分解（代謝）する機能を持ち（図 1）、ヒトを含む高等生物の腎臓や肝臓、脳等に多く存在するが、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）は統合失調症患者の脳内 D-アミノ酸濃度が DAAO の異常活性により通常よりも低下していることをつきとめ、阻害剤の投与が脳内 DAAO の反応活性を抑制し（図 2）、脳疾患の治療に有効であると報告した^{1,2)}。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。FAD を補因子に持つ DAAO はフラビン蛋白質の一種で、FAD 中のイソアロキサジン（Iso、図 3（b）中（ ）内の分子）は青色領域の光を吸収し緑色（530 nm 付近）の蛍光を発する。その強度やスペクトル形状、また減衰寿命は蛋白質の反応に敏感に応答するため、それ

らを分光学的手法により観測すれば蛋白質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 と阻害剤との反応過程をレーザー計測により追跡することで、DAAO の機能阻害メカニズムに関するこれまでにない有益な知見を取得できると考えた。本研究では、DAAO の蛍光過程と機能阻害効果の関連性や、時間分解蛍光計測法の阻害効果観測への有用性等を明らかにすることを目的に、DAAO および DAAO に阻害分子を添加した試料の光励起ダイナミクスを時間分解蛍光計測法により検討している。昨年度は、テストケースとしてブタ腎臓由来の DAAO を用いた研究を行い、阻害剤として 4-アミノ安息香酸ナトリウム（ α -AB）を添加した試料において、補因子 FAD の蛍光が α -AB と結合した CT 錯体に起因する超高速蛍光減衰（寿命約 300 fs）を示すことを明らかにした。また同種の DAAO においても蛋白構造が異なる場合には α -AB との反応性も異なり、それらが阻害剤の効果にも

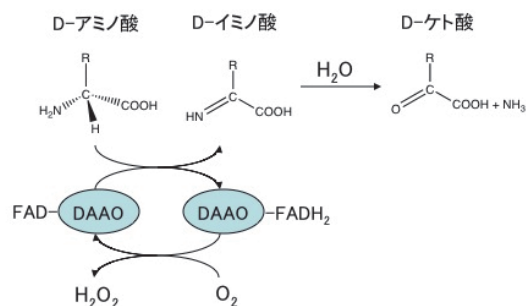


図1 D-アミノ酸酸化酵素（DAAO）の反応スキーム

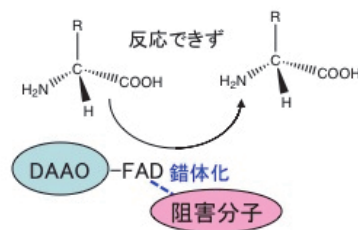


図2 阻害分子による DAAO の機能阻害効果

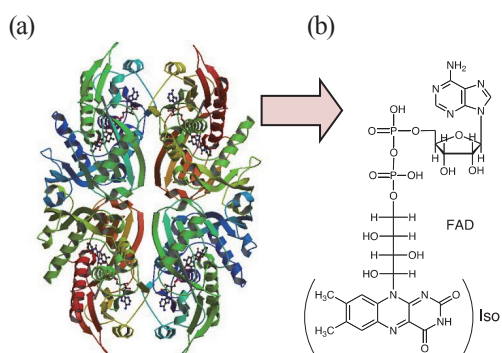


図 3 (a) ヒト由来 D-アミノ酸酸化酵素 (human DAAO) の結晶構造 (4 量体、PDB ID : 2DU8) 、 (b) 補因子フラビンアデニンジヌクレオチド (FAD) の分子図

影響することを示す興味深い結果が得られた³⁾。本稿では、実際にヒト由来の DAAO (human DAAO、図 3 (a)) を用い、阻害剤添加時の光励起励起ダイナミクスについて時間分解蛍光計測法により検討した結果について報告する。

2. 実験

本研究に用いた human DAAO は、遺伝子を大腸菌で発現させるクローニング法を用いて作成されたものであり、精製効率をあげるため窒素 (N) 末にヒスチジン (His) タグが付加されている。精製後の濃度は 7.2 mg/ml (BSA を標準物質とした Bradford 法による算出) であった。緩衝液には 10%グリセロールを含む 10mM ピロリン酸ナトリウムバッファー (pH8.3) を用いた。阻害剤には、(1) 3-hydroxycoumarin、(2) Imidazo [1,2-a]pyridine-6-carboxylic acid、(3) 3-thiophencarboxylic acid、(4) 5,6-dihydro-4H-cyclopenta[b]thiophene-2-carboxylic acid、(5) Sodium Benzoate (安息香酸ナトリウム) の計 5 種を用いた (図 4)。DAAO と阻害剤の結合は主に、補因子 FAD および阻害剤の芳香環同士の π - π スタッキングと、FAD 周囲のアミノ酸残基と阻害剤の O や N、S が持つ対電子との水素結合により起こるため、用いた阻害剤は芳香環の大きさと対電子を持つ元素の種類を様々に変えてある。阻害剤付加試料は、各阻害剤を緩衝液に溶解させた後その水溶液

を DAAO 水溶液 (300 μ l) に 50 μ l 加え、濃度が 2 mM (大過剰) となるように調整して作成した。ただし阻害剤 (4)、(5) については、溶解度を上げるため緩衝液にエタノールを付加した。時間分解蛍光の観測には、Ti:サファイアレーザーを光源に使用した単一光子計数 (フォトンカウンティング) システム⁴⁾を用いた。励起波長は 400 nm、装置の時間分解能は約 20 ps である。

3. 結果と考察

3.1 吸収、蛍光スペクトル

human DAAO 水溶液および各阻害剤を付加した溶液試料の各吸収スペクトルを図 5 に示す。各スペクトルは上段から阻害剤 (1)~(5) をそれぞれ付加した試料、一番下段は DAAO のみの試料である。453 nm にピークを持つ吸収帯は、DAAO 中の Iso の中性状態 (pH を 8.3 に調整してあるため) における第一電子遷移 ($S_0 \rightarrow S_1$ 吸収) であるが、阻害剤を付加すると 458、488 nm に新たな吸収ピーク、また 500~700 nm にはブロードな吸収帯が生成する。これらは Iso と阻害剤間で生成する CT (Charge Transfer) 錯体^{5,6)}に由来するものであり、DAAO とそれぞれの阻害剤が結合体を生成したことが分かる。500 nm 以降の吸収帯の吸光度から、阻害剤 (1)、(4) では結合体の生成率が高いものと予想される。同様に、図 6 に各試料の蛍光スペクトルを示す。ただし各スペクトルは、その形状を比較するため蛍光帯のピーク波長 (522 nm) で規格化してある。DAAO のみの試料 (最下段) で観測される蛍光帯は Iso の励起 S_1 状態からのものであるが、阻害剤を付加した試料はいずれもこれと同一のスペクトルを示し、結合体の生成による新たな蛍光

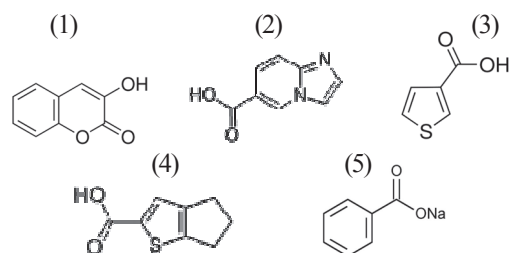


図 4 阻害剤の分子図 (5 種)

帯は生成していない。これは一般的にCT 錯体の励起寿命が非常に短いため (< 1 ps) であり、通常の蛍光測定ではより強い Iso の蛍光とオーバーラップすることもあり判別は難しい。

3.2 時間分解蛍光計測による Human DAAO の機能阻害効果の検討

図 7 に、human DAAO の観測波長 520 nm (蛍光ピーク波長付近) における時間分解蛍光を示す。蛍光は主に寿命約 50 ps で減衰するが、その他数 100 ps、数 ns の長寿命減衰も観測される。蛍光減衰の各寿命を求めるため、4 成分指数関数 (式(1)、 τ_i は蛍光寿命、 A_i は各寿命の前指数因子) を用い、装置応答関数を考慮した最小二乗法によるフィッティングを行った結果、47 ps (0.74)、235 ps (0.11)、1.17 ns (0.04)、4.5 ns (0.11) が得られた ($\chi^2=1.06$ 、() 内は前指数因子の比を示す)。ブタ腎臓由来 DAAO

$$F(t) = \sum_{i=1}^4 A_i \exp(-t / \tau_i) \quad (1)$$

を用いた先行研究では、約 40 ps、160 ps の 2 成分の蛍光寿命成分が得られており、それぞれ DAAO の 2 量体、単量体の励起寿命に帰属されている^{5,6)}。これらの蛍光寿命は、DAAO 内で起こる Iso と周囲のアミノ酸残基(チロシン、トリプトファン) との光誘起電子移動反応の速度に依存し、蛋白構造が異なると Iso とアミノ酸残基間の距離、配向が変化するため寿命も変化するが、X 線結晶構造解析から得られている human DAAO のアミノ酸配列および立体構造 (PDB ID: 2DU8) をブタ腎臓由来のそれ (PDB ID: 1Kif) と比較すると、アミノ酸配列は若干異なっているものの (一致率 85%) 構造類似度 (The Number of Equivalent residues、Protein Data Bank Japan ホームページを参照) は非常に高く (NER (4)=332)、両者の構造は殆ど一致している。このことから、Human DAAO で観測された蛍光寿命 47 ps、235 ps はそれぞれ 2 量体、単量体の励起寿命に帰属できる。一方長寿命成分 (4.5 ns) は、試料中に不純物として含まれる、蛋白

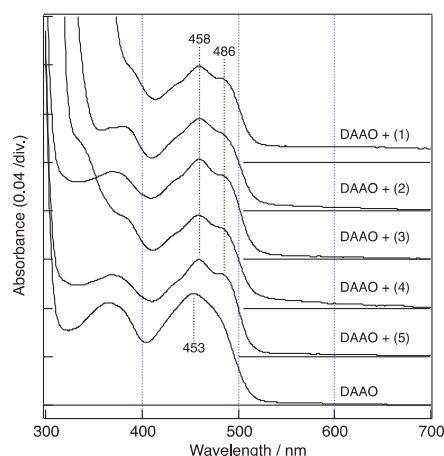


図5 human DAAO および阻害剤(1)~(5)を付加した各試料の吸収スペクトル

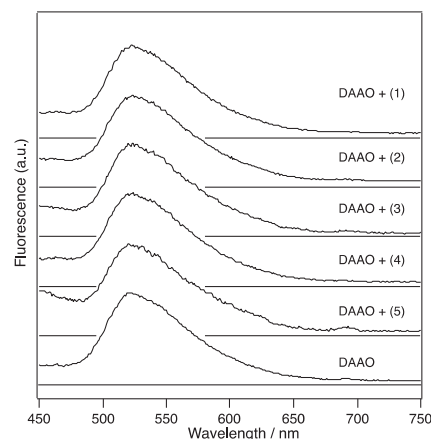


図6 human DAAO および阻害剤(1)~(5)を付加した各試料の蛍光スペクトル (規格化後、励起波長 400 nm)

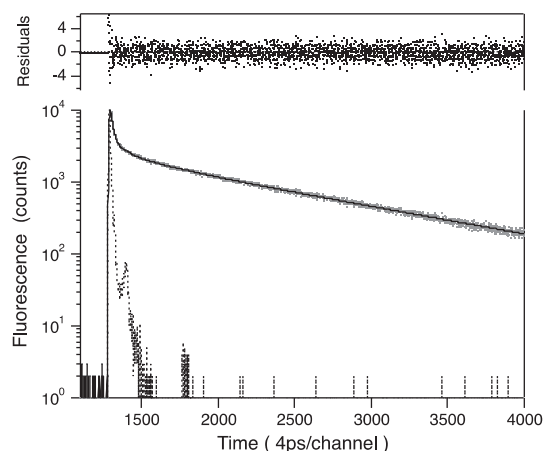


図7 human DAAO の時間分解蛍光 (観測波長 520 nm と 4 成分指数関数によるフィッティング結果 (図中点線は装置応答関数))

質構造が解け水溶液中に露出した FAD (Iso) の励起寿命であると考えられる。実際に、FAD とほぼ同じ構造を持つ FMN (フラビンモノヌクレオチド) を緩衝液に溶解させ参照実験を行った結果、蛍光は寿命 4.7 ns の指数関数減衰を示すことが確認された。1.17 ns の寿命成分に関しては、存在比が最も小さく (0.04)、何らかの不純物である可能性もあるがその由来は明確ではない。

図 8 に、human DAAO および阻害剤 (1)~(5) を付加した各試料の時間分解蛍光観測結果を示す (観測波長 520nm)。阻害剤付加試料では、その種類に応じて高速減衰寿命成分 (47 ps、235 ps) の存在比が低下する。阻害剤(1)、(4)付加試料では高速成分は殆ど観測されず、両観測値はほぼオーバーラップしている。この挙動は、錯体生成に伴う DAAO の吸収スペクトルの変化 (図 5) とよく合致している。一方、生成する錯体の蛍光は実験では観測されなかったが、これはレーザー波長 (400 nm) が錯体の吸収帯 (>450 nm) よりも短波長であることや、錯体の励起寿命が装置の時間分解能 (~20 ps) よりも非常に短い (<1 ps) ことによるものである²⁾。表 1 に、各試料の錯体生成率を見積もるため蛍光減衰を 4 成分指数関数によりフィッティングした結果を示す。ただし、ここでは錯体を形成しない DAAO の励起寿命に変化はないものとして各寿命は DAAO で得られた値で固定し、前指数因子のみをフリーパラメータとした。また阻害剤付加時の前指数因子の変化を比較するため、各因子の比は長寿命成分 (4.5 ns、 τ_4) のもの (A_4) を基準 (= 1) とした。上述したように長寿命成分は溶液中に直接露出した FAD に由来するため、錯体形成反応と

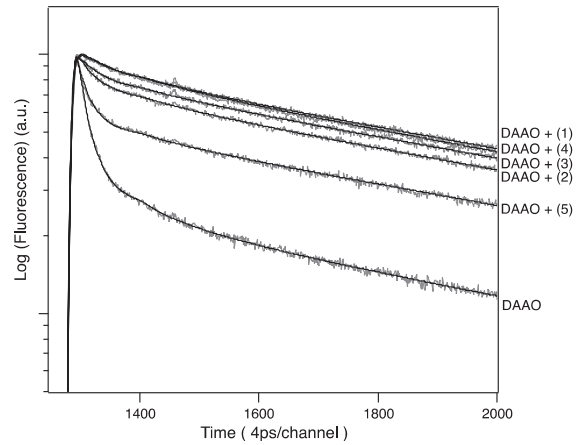


図 8 human DAAO および阻害剤 (1)~(5) 付加試料の時間分解蛍光データ (観測波長 520nm) と 4 成分指数関数によるフィッティング曲線 (表 1 参照)

直接関連がなく、阻害剤付加時にも蛍光強度や寿命は変化しないと考えられるため、各因子の比は長寿命成分 (4.5 ns、 τ_4) のもの (A_4) を基準 (= 1) とした。上述したように長寿命成分は溶液中に直接露出した FAD に由来するため、錯体形成反応と直接関連がなく、阻害剤付加時にも蛍光強度や寿命は変化しないと考えられるためである。いずれの試料もフィッティングのカイ二乗 (χ^2) は < 1.3 と観測値を良く再現しており、阻害剤付加に伴う各寿命の顕著な変化はほぼないことがわかる。前指数因子の変化が大きいのは 2 量体の励起寿命 (47 ps) であり、中でも阻害剤(1)を付加した場合に最もその存在比が低下、つまり錯体の生成率が高いと考えられる。前指数因子の低下率から、錯体生成率は阻害剤(5)、(2)、(3)、(4)、(1)の順に高くなるものと考えられる。単量体の励起寿命 (235 ps) については同様の前指数因子比の

表 1 human DAAO および阻害剤(1)~(5)付加試料の 4 成分指数関による蛍光減衰フィッティング結果

Sample	τ_1 /ps	A_1^a	τ_2 /ps	A_2^a	τ_3 /ns	A_3^a	τ_4 /ns	A_4^a	χ^2
DAAO	47	6.73	235	1	1.17	0.36	4.5	1	1.06
DAAO+(1)	47 ^b	0.23	235 ^b	0.23	1.17 ^b	0.24	4.5 ^b	1	1.22
DAAO+(2)	47 ^b	0.80	235 ^b	0.27	1.17 ^b	0.15	4.5 ^b	1	1.08
DAAO+(3)	47 ^b	0.60	235 ^b	0.21	1.17 ^b	0.13	4.5 ^b	1	1.14
DAAO+(4)	47 ^b	0.25	235 ^b	0.25	1.17 ^b	0.19	4.5 ^b	1	1.10
DAAO+(5)	47 ^b	2.03	235 ^b	0.28	1.17 ^b	0.17	4.5 ^b	1	1.19

^a A_1 、 A_2 、 A_3 、 A_4 はそれぞれ蛍光寿命 τ_1 、 τ_2 、 τ_3 、 τ_4 の $A_4=1$ とした場合の前指数因子の比を表す

^b フィッティング時に数値を固定した

低下はみられるものの、2 量体のような阻害剤の種類による顕著な変化はない。そこで、2 量体と単量体の錯体生成率について比較するため、各寿命成分の前指数因子比の低下が錯体の生成にのみよるものと仮定し、各阻害剤添加時の 2 量体および単量体の錯体生成率(それぞれ q_1 、 q_2) を求めた。結果を表 2 に示す。DAAO 2 量体は阻害剤(1)~(4)付加時において約 90%と非常に高い錯体生成率を持つことがわかる。また錯体生成率の違いが誤差ではない(阻害剤(5)、(2)、(3)、(4)、(1)の順で高くなる)ことは蛍光減衰データの変化をみても明らかである。上述したように、DAAO と阻害分子の錯体形成は主に FAD (Iso) と阻害分子の芳香環同士の π - π スタッキングと、FAD 周囲のアミノ酸残基と阻害分子の O や N、S が持つ対電子との水素結合により起こると考えられる。各阻害剤の分子構造を比較すると(図 4)、阻害剤(1) は他の分子に比べ分子の π 電子平面が大きく、FAD との π - π スタッキングが最も起こりやすいものと考えられる。また阻害剤(1) は他の分子とは異なりカルボキシ基(-COOH)の種類が異なっていることも要因の一つに挙げられる。カルボキシ基は阻害分子を緩衝液に溶解させるために付加した置換基であるが(緩衝液中でイオン化して-COO⁻となる)、アミノ酸残基との水素結合サイトとしても機能する。阻害分子(2)~(4)では α 型(=O と -OH が同一炭素上に結合)のカルボキシ基であるのに対し、阻害剤(1) は β 型(=O と -OH がそれぞれ隣り合う炭素に結合)であり、おそらく FAD 周囲のアミノ酸残基が β 型のカルボキシ基との水素結合に有利な配置を取っているものと予測される。一方、阻害剤(1) の次に錯体結合率が高い阻害剤(4)についてはチオフェン環上の S の水素結合効果が高いものと考えられるが、(3)と比較して錯体生成率がより高い理由は明確ではない。(3)と(4)を比較するとチオフェン環上の S の位置が異なっており、アミノ酸残基との水素結合力が変化する可能性はある。一方単量体の場合には、いずれも錯体生成率は 70~80%と 2 量体に比べて低く、また阻害剤(3) 付加時の錯体生成率が 79%と最も高いことや、阻害剤(5) 付加時に錯体生成率が 72%と 2 量体の値

表 2 蛍光減衰から見積もった DAAO 2 量体、単量体と阻害剤 (1)~(5)との錯体生成率

Sample	q_1 /% (2 量体, 47ps)	q_2 /% (単量体, 235ps)
DAAO+(1)	97	77
DAAO+(2)	89	73
DAAO+(3)	91	79
DAAO+(4)	94	75
DAAO+(5)	70	72

(70%) を逆転するなど、2 量体の挙動との相関はあまりみられていない。この主な要因にはやはり、2 量体と単量体における蛋白構造の違いが挙げられる。2 量体と単量体の励起寿命の変化は FAD (Iso)と周囲のチロシンまたはトリプトファンの電子移動速度に依存するが、2 量体の方が寿命は短くより高速の電子移動が起こっていることから、2 量体では FAD とアミノ酸残基はより近接した配置を持つと考えられる。これは言い換えれば、2 量体はよりタイトな蛋白構造を持ち、単量体の構造はよりルーズであるともいえる。よりタイトな構造を持つ 2 量体では阻害剤との錯体生成率は概して高く、また阻害分子の構造に対する反応性の変化もより顕著なものとなる(反応選択性が高い)。これに対して単量体の場合には、蛋白構造がルーズであるためアミノ酸残基と阻害分子との水素結合力が安定せず錯体生成率は低下し、阻害分子の構造に対する反応選択性も低くなるものと推定できる。実際に、human DAAO が生体内で機能する形態(生物学的単位)は単量体ではなく 4 量体(または 2 量体)とされており、今回得られた知見はその事実と矛盾しないものである。しかしながら今回の結果を明確なものにするためには、水溶液中における 2 量体と単量体の蛋白構造の変化や、生成した錯体の立体構造、安定化エネルギー等についてより具体的に議論する必要がある。今後は実験結果を元に、分子動力学(MD)による構造計算や、分子軌道計算による反応速度の分析等を進める予定である。

4. まとめ

本研究では、ヒト由来の D-アミノ酸酸化酵素(human

DAAO) の機能阻害効果について検討するため、DAAO および 5 種の阻害剤を付加した試料の時間分解蛍光計測を行った。DAAO の蛍光は多成分指数関数で減衰し、4 成分指数関数によるフィッティングから 47 ps、235 ps、1.17 ns、4.5 ns の各寿命成分が得られた。ブタ腎臓由来 DAAO の研究結果との比較から、47 ps、235 ps の各寿命成分はそれぞれ DAAO 2 量体、単量体の励起寿命に帰属できる。阻害剤を付加した試料では、阻害剤の種類に応じて 2 量体の寿命成分の存在比が低下することがわかった。これは 2 量体と阻害分子が結合し錯体を生成するためである。蛍光減衰の前指数因子を用いて阻害剤付加時の錯体生成率を見積もると、3-hydroxy- coumarin を阻害剤に用いた場合に生成率が最も高い (97%) ことがわかった。またチオフェン環を持つ 5,6-dihydro-4H-cyclopenta[b]thiophene-2-carboxylic acid および 3-thiophenecarboxylic acid を用いた場合にも同様に高い錯体生成率を示した (それぞれ 94%、91%)。これらの結果は、時間分解蛍光計測法により DAAO の錯体生成率が高い精度で得られることを示しており、本手法が阻害薬の開発研究にも有用であるといえる。一方、DAAO 単量体の錯体生成率は 2 量体よりも低下し、阻害剤の種類による選択性も低くなることがわかった。この挙動の違いには、2 量体と単量体における蛋白質構造の変化が関与しているものと考えられる。今後、本研究で得られた知見を明確なものにするため分子動力学 (MD) による構造計算や、分子軌道計算による反応速度の分析等を進める。

謝辞

本研究の実施にあたり、科学研究費補助金 (基盤研究 (C)、課題番号 26410029) の支援を得た。また本研究は田中文夫 Chulalongkorn 大学客員教授 (レーザー総研特別研究員 (兼務)) との共同研究である。実験に用いた酵素 (human DAAO) は、北里大学薬学部生体分子解析学教室片根助教により作成されたものである。時間分解蛍光計測には大阪大学大学院基礎工学研究科物質創成専攻宮坂研究室所有のフォトンカウンティング装置を使用し、同研究室伊都准教授の協力を得た。ご協力頂いた方々に感謝致します。

参考文献

- 1) K. Fukui, H. K. Park, T. Kawazoe, K. Ono, S. Iwana, Y. Tomita, K. Yorita, T. Sakai and Y. H. Kong: Flavins and Flavoproteins, **2005**, 853-860, 2005.
- 2) R. Miura et al.: J. Biochem., **122**, 825-833, 1997.
- 3) 谷口誠治他: ILT2014 年報、レーザー技術総合研究所、2014.
- 4) Y. Takagi, T. Kunishi, T. Katayama et al.: Photochem. Photobiol. Sci., **11**, 1661-1665, 2012.
- 5) N. Nakashima, K. Yoshihara, F. Tanaka and K. Yagi: J. Biol. Chem., **256**, 5361-5263, 1980.
- 6) F. Tanaka, N. Tamai and I. Yamazaki: Biochemistry, **28**, 4259-4262, 1989.

液中レーザーアブレーション法によるナノ粒子作製 ：レーザー還元マグネシウムの空気電池への応用

レーザーバイオ化学研究チーム¹、関西大学システム理工学部²

谷口誠治¹、出島 満²、吉武和義²、佐伯 拓²

1. はじめに

燃料電池は負極の活物質に水素、正極の活物質に酸素を用い、活物質同士の化学反応を利用して電力を得る装置であり、地球温暖化等の環境問題を解決するクリーンなエネルギー源としてその実用化が期待されている。しかしながら、水素は通常気体であるため取り扱いが難しく、その製造法や貯蔵法が実用化への問題点の一つとなっている。これに対し近年注目されているのが（金属）空気電池である。空気電池は燃料電池の一種であるが、負極の活物質には亜鉛やアルミニウム等の純金属を用いるため取り扱いが容易である。また電池は正極側に活物質を必要とせず、その分電池内に負極の活物質を多く充填できることから従来の電池に比べて放電容量を大きくできるという利点があり（図1）、リチウムイオン電池に代わる電源として、様々な金属を負極側活物質に用いた研究が行われており、亜鉛を用いたものは既に実用化されている。一方空気電池の問題は、使用後金属が酸化（水酸化）するため、再利用するには金属を還元する必要があるという点にある。最近では空気電池の二次電池化を目指した研究も多いが、実用化には至っていない。筆者らはこれまで、水素発生源として用いることを目的に、液中レーザーアブレーション法を用いて酸化鉄の還元とナノ粒子化を1段階で行う簡便な手法の開発に関する研究を行ってきた。その結果、有機溶媒や水等の溶媒中で酸化第二鉄（ Fe_2O_3 ）粉体にパルスレーザーを照射することで、第二酸化鉄の鉄（Fe）への還元およびナノ粒子化が起こることが分かった。また実際に水素発生実験を行い、生成物と水との反応により高効率で水素が生成することがわかった¹²⁾。このことから、本手法を他の金属にも適用できれば、生成物を空気電池の材料にそのまま使用することができただけでなく、使用後の電

池を回収し内部の金属酸化物を還元・微細化することにより、電池のリサイクルも可能になると考えられる。本研究では、液中レーザーアブレーション法を用いて空気電池に用いられる代表的な金属の一つであるマグネシウムの酸化物（ MgO ）を用いて還元・ナノ粒子化実験を行い、生成物の物性を調査した。また、生成物を用いて実際に水素発生実験、および空気電池を作製し、それらの電気的特性について検討した。

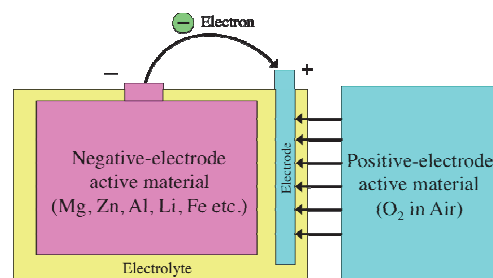


図1 金属空気電池の動作原理図

2. 実験

図2に液中レーザーアブレーション実験の配置図を示す。ターゲット試料には酸化マグネシウム粉体（ MgO 特級、純度<98%、キシダ化学）を用いた。溶媒には純水および有機溶媒であるアセトン（分光分析用、純度>99%、和光純薬）を用いた。ガラス製の容器に定量の MgO と溶媒を加え、マグネットスターラーによる攪拌を行いながらレーザーをレンズ集光して照射した。レーザー光源には、高繰り返しマイクロチップNd:YAGパルスレーザー（波長1064nm、パルス幅8ns、発振周波数18kHz、出力0.3W）、低繰り返しナノ秒パルスNd:YAGレーザー（波長1064nm、パルス幅8ns（FWHM）、発振周波数10Hz、出力2.5W）およびフェムト秒Ti:Sapphireレーザー（波長750nm、パルス幅100fs（FWHM）、発振周波数1kHz、出力2W）を使用した。

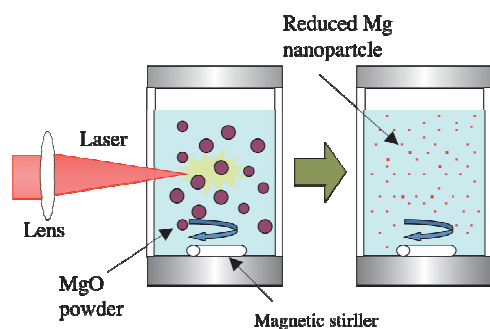


図2 液中レーザーアブレーション実験配置

3. 結果と考察

3.1 液中レーザーアブレーションによる酸化マグネシウムの反応

液中レーザーアブレーションによる生成物の典型的な例として、図3 左) に、水 5 ml 中に MgO を 1 g 加えた試料に高繰り返し Nd:YAG レーザー (0.3 W) を 10 分間照射した後、生成物を乾燥させたものの写真を示す。MgO は可視領域に吸収帯を持たないため、その粉体は白色に見える (図3 右) が、レーザー照射後は灰色に変化し、さらに粒子の微細化も進んでいることがわかった。この結果は、レーザー照射による MgO 粉体の還元・微細化により金属マグネシウム (Mg) が生成することを示すものと思われるが、MgO は高温水中 (>50℃) で水和反応を引き起こすことから、この反応により水酸化マグネシウム (Mg(OH)₂) が生成する可能性もある³⁾。一方、低繰り返し Nd:YAG レーザーによる照射実験 (20 分照射) では、全入射エネルギー (3.6 kJ)、ピーク強度 (1×10^9 J/cm² · pulse) は高繰り返しレーザーによる実験時 (全入射エネルギー 180 J、ピーク強度 $\sim 3 \times 10^7$ J/cm² · pulse) よりも大きいため試料の変化はより顕著にみられると予想されたが、実際には実験後の試料の色彩などの変化はあまりみられなかった。この結果は有機溶媒 (アセトン) を用いた場合にも同様であった。フェムト秒レーザーを用いた実験 (全入射エネルギー 2.4 kJ、ピーク強度 5×10^8 J/cm² · pulse) についても、結果は低繰り返しレーザーによる実験時と同様であった。この要因は現在明確ではないが、3 種のレーザーの照射条件では発振周波数が大きく異なっていることから、低繰り返しレーザ

ーでは照射回数が十分でなく反応が十分に進行していない可能性がある。また、MgO の還元過程はアブレーションによる直接的な 1 段階での (分解) 反応ではなく、熱反応 (水和) による Mg(OH)₂ の生成とアブレーション過程がともに関与した多段階過程で起こる可能性も考えられる。図4 に、水 5 ml に MgO 100 mg を加えた試料に高繰り返しレーザーを 20 分照射した後の試料の XRD パターンを示す。照射後の試料は Mg(OH)₂ および Mg に帰属されるピークが観測されている。ピーク強度自体は各種の存在比を示すものではないため、残留したかあるいは再酸化された MgO を含め、XRD 分析からこれらの生成比は明らかにはならないもののレーザー照射により MgO の還元および水和が起こっていることがわかる。また、Mg は通常水や酸素と反応して Mg(OH)₂ や MgO に変化するが、XRD パターンには Mg のピークが観測されている。おそらく還元された Mg 粒子はその表面のみが水和 (酸化) され膜を形成し、粒子内部は金属 Mg として保持されていると考えられる。



図3 水中での右) レーザー照射前、左) レーザー照射後 (300 mW, 20 min.) の MgO 粉体 (乾燥後)

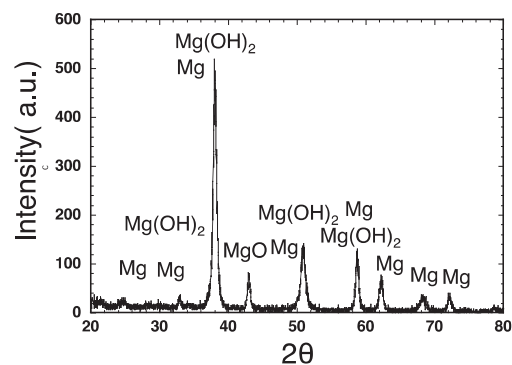


図4 低繰り返しレーザー照射 (20 分) 後の試料の XRD パターンと各回折ピークの帰属

3.2 水素生成実験

レーザー照射後の MgO の Mg への還元率についての知見を得るため、3 種のレーザー照射後の試料を用いて水素発生実験を行った。実験には自作した小型水素発生器¹²⁾を用い、レーザー照射後乾燥した試料と水を直接反応させ、発生した気体（水素）量を測定した。水は気体の発生量が一定になるまで少量ずつ加えた。試料の重量は、高繰り返し Nd:YAG レーザー照射後の試料 40 mg、低繰り返し Nd:YAG レーザー照射後の試料 40 mg、フェムト秒レーザー照射後の試料 30 mg である。結果を図 5 に示す。高繰り返し Nd:YAG レーザー照射後の試料では、水素発生量の予測値（試料が全て還元金属であると仮定し、それが全て水と反応した場合に発生する水素量）⁴⁾ の 98%にあたる 36ml の気体が生成した。一方、低繰り返し Nd:YAG レーザー照射試料の場合には予測値の 73% (27ml)、フェムト秒レーザー照射後の試料では予測値の 87%(26 ml) であり、上記したように高繰り返し Nd:YAG レーザーが Mg への還元率が最も高いという結果を得た。また、気体発生量は低繰り返し Nd:YAG レーザーが最も小さいことから、MgO の Mg への還元率は発振周波数に依存しているように思われる。この要因を明確にするためには、MgO 還元効率のレーザー発振周波数への依存性についてさらに詳細に検討することが重要であり、今後の課題である。

3.3 レーザー還元 Mg の空気電池への応用

レーザー照射により還元した Mg 試料の空気電池への応用について検討するため、実際に空気電池用の負極電極を作成し、その電気的特性を調べた。レーザー還元試料には、最も高い還元率が得られた高繰り返し Nd:YAG レーザー照射後の MgO 試料を用いた。負電極は、レーザー照射後乾燥した試料 1 g と 10 mg の Ag ペースト（大研化学工業）を混合、焼成してペースト化した後金属板の上に塗布し、ホットプレートで加熱（260℃ 5 分）することにより作成した（図 6）。Ag ペーストを混合する理由は、還元 Mg 粒子表面の酸素を外し、配位

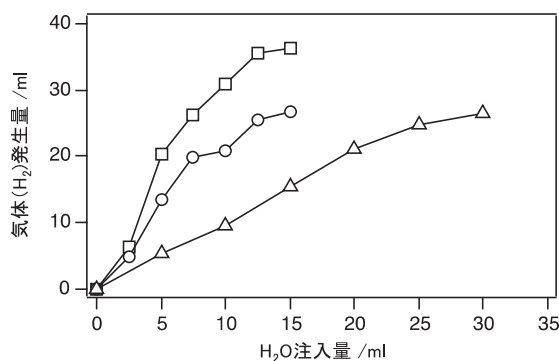


図5 高繰り返し Nd:YAG レーザー照射後 (40 mg、□)、低繰り返しレーザー照射後 (40 mg、○)、フェムト秒レーザー照射後 (30 mg、△) の各 MgO 試料での水注入量に対する発生気体（水素）量

結合に金属を組み込み、安定した分散特性を得るためである。XRD 分析の結果、作成した電極の組成はほぼ Ag、Mg のみであり、Mg(OH)₂ は殆ど存在しないことがわかった。Mg(OH)₂ は空气中で加熱すると脱水して MgO となるため、焼成時にまず還元 Mg 粒子表面の Mg(OH)₂ が MgO となり、その後 MgO が還元（脱酸素）されるものと考えられるが、Ag ペースト内には有機化合物（アミン）が含まれていることから、おそらく焼成時にアミン中の炭素が MgO から酸素を引き抜き、二酸化炭素（CO₂）となり大気中に放出されるものと考えられる。電池の電解液には飽和食塩水を用い、酸素を供給する正極には多孔質炭素電極を使用した（図 1）。正極側および負極側の化学反応を下式に示す。空気中の酸素は正極側で水と反応して水酸化イオン（OH⁻）となり、水酸化イオンは負極側の Mg と反応して Mg(OH)₂ を形成することにより発電する。



図 7 に、作成した Mg 焼成板空気電池（図中 ■）と、比較のため作成した金属 Mg 板を負極に用いた空気電池（図中 □）の I-V 特性の計測結果を併せて示す。出力電流は、金属 Mg 板電池では最大で 150 mA、Mg ペ

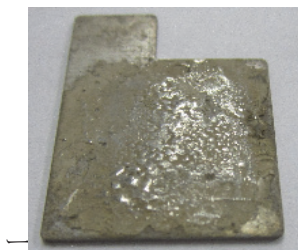


図6 レーザー照射後のMgO 試料を用いて作成した空気電池用電極

スト電池では 120 mA であった。また出力電圧は、Mg ペースト板の方が Mg 板に比べ 10~15% 程度低くなっている。これらの要因には、Mg 板と Mg ペースト板で実効的な表面積が異なること、金属 Mg と焼成 Mg の構造の違いなどが関与しているものと考えられる。また、実験値の傾きから得られた各電池の内部抵抗値はともに約 $3\ \Omega$ であった。Mg ペースト電極の抵抗値を計測したところ $10^2\ \Omega$ レベルの低い値であったことから、電池の内部抵抗はほぼ正極（炭素電極）の構造に依存したものであり、電流の取り出しに関して Mg ペースト電極に大きな問題はないことを示している。しかし一方で、Mg ペースト電池では、I-V 測定を行った電解液注入直後から時間が経過すると計測値が変化するという現象が見られた。図中■は電解液注入後 10 分経過した時点での測定値であるが、注入直後に比べて電圧値が若干上昇し、Mg 板電池の I-V 特性により近い挙動を示しているようにみえる。Mg ペースト板の構造は Mg 粒子が焼成されたものであり、バルク金属とは異なりある程度ポーラス（多孔性）構造を保持すると考えられることから、電解液が電極内に浸透し電池が安定な状態を形成するまで時間を要するものと予測される。今後は電子顕微鏡による観測等、電極構造のより詳細な分析が必要である。

4. まとめ

本研究では、液中レーザーアブレーションにより酸化マグネシウム (MgO) の還元・ナノ粒子化実験を行い、生成物が水素発生源、および空気電池の負極活物質とし

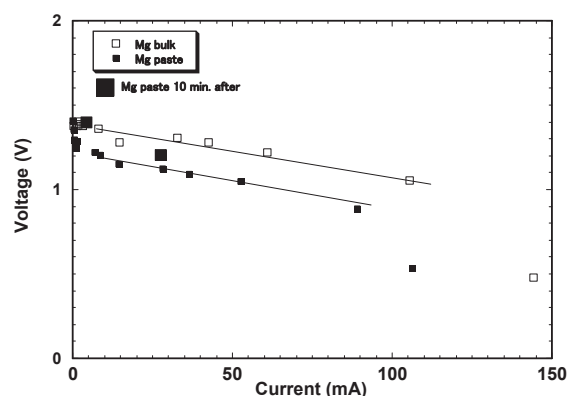


図7 マグネシウム空気電池の I-V 特性 (□:Mg 板、■: Mg ペースト焼成板 (電解液注入直後)、■: Mg ペースト焼成板 (電解液注入 10 分後))

て高い機能性を示すことを明らかとした。しかしながら還元 Mg の生成過程については、レーザーパルスの発振周波数との関連が見られたものの、詳細は明らかではない。この要因を明確にするため、今後 MgO 還元効率のレーザー発振周波数への依存性に関する検討や、多段階反応を含む MgO の反応過程の特定に向けた研究を行う予定である。また空気電池への応用に関しては今後、顕微鏡等を含め電極の微細構造に関してさらに詳細な分析を行うことを予定している。

謝辞

本研究の遂行にあたり、平成 26 年度大阪大学レーザーエネルギー学研究センター共同利用・共同研究（自由研究課題型 B2-13）の支援を得た。

参考文献

- 1) T. Saiki, S. Taniguchi et al.: ISRN Renewable Energy, **2013**, 827681, 2013.
- 2) 谷口誠治: 月刊光アライアンス, 8 月号, 20-23, 2013.
- 3) 大平勇一他: 化学工学論文集, **35**, 543-547, 2009.
- 4) 谷口誠治, 岡田竹弘, 佐伯 拓: ILT2012 年報, レーザー技術総合研究所, 2012.

極端紫外(EUV)光源開発研究

理論・シミュレーションチーム

砂原 淳、竹内 靖、西原功修¹

¹大阪大学レーザーエネルギー学研究センター

1. はじめに

波長13.5 nmの極端紫外線(Extreme Ultra-Violet : EUV)が半導体リソグラフィーにおける次世代光源として期待されている¹⁾。現在量産されている回路線幅22 nm(ハーフピッチ)の半導体はArF レーザー (192 nm) を光源として用い、液浸技術により屈折率を大きくする露光方式を用いたリソグラフィーで製造されている。

しかし、この方法で今後計画されている10 nm以下の回路線幅の半導体リソグラフィーに対応するのは技術的に容易でない。技術的には、現在使用されているArF レーザーを使用し、ダブルパターニング等、多数の工程を経る多重露光技術や液浸技術を用いることにより10 nm以下の半導体リソグラフィーが可能であるとの見込みはある。しかしこの場合は露光工程の増大による半導体製造コストの増大が避けられない。

また半導体リソグラフィーに代わる技術としてインプリントや自己組織化等の研究開発も進んできているが、10 nm以下の半導体製造にそれらの技術を適用することに関してはまだ技術的解決課題が多い。そのため半導体製造コストの増大を抑制しつつ10 nm以下の半導体製造を可能にする技術として、EUV 光源を用いた半導体リソグラフィーが目下のところ最も有力な次世代半導体製造の方法と見なされている。

一方で、EUV 光源にも解決すべき課題として、光源出力が足りないという問題がある。高いスループットで半導体製造を可能にするためにはEUV 出力250 Wが必要とされているが、10年以上にわたる研究開発にもかかわらずEUV 光源出力がなかなか増大せず、EUV 光源による次世代半導体リソグラフィーは一時実現が危ぶまれていた。しかしながら、世界の二大EUV 光源メーカーであるオランダASMLの傘下にある米国CYMER社、及び日本の(株)ギガフォトンにより精力的な研究開発が進められ、この数年間でEUV 光源出力は飛躍的

に増大し、徐々に量産光源としての目標であるEUV 出力250 Wに近づきつつある。

レーザー技術総合研究所ではH15-19年度に阪大レーザー研を中心として実施された文部科学省リーディングプロジェクトにおいて、レーザー生成スズプラズマからのEUV 発光効率3%の実証、炭酸ガスレーザーの優位性の発見、スズドロップレットに対してダブルパルス照射を行うことによるEUV 変換効率4%の実証など、レーザー生成スズプラズマからのEUV 発光の高効率化の指針を世界に先駆けて見だし、EUV 発光の物理機構解明と高効率、高出力化に向けたプラズマ条件最適化において実績を挙げて来た。

現在、世界のEUV 光源研究は炭酸ガスレーザーを用い、スズドロップレットにダブルパルス照射を行う方式を中心に研究が進められている(図1)。この方式は直径数10 μm のスズドロップレットにまずプレパルスレーザーを照射し、適切な大きさに膨張させる。続いてメインパルスである炭酸ガスレーザーを膨張させたスズプリプラズマに照射し、EUV 光を発生させる、二段階のレーザー照射を行うものである。この方式で重要なのは、プレパルスレーザーを照射されたスズドロップレ

Double pulse irradiation scheme

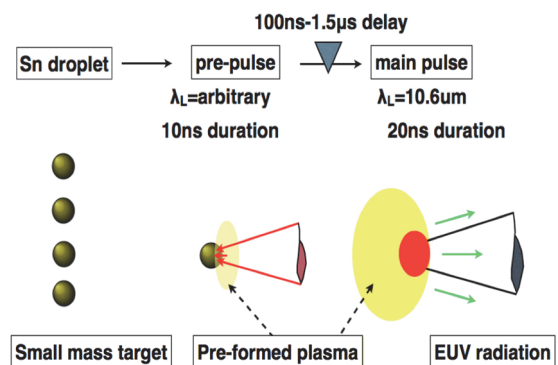


図1 ダブルパルス照射方式によるレーザープラズマEUV 光源の概念

ットの加熱・膨張などの時間的空間的挙動、プラズマ生成過程の解明、制御と、その後の炭酸ガスレーザー照射による EUV 発光の高効率化である。我々は(株) ギガフォトンや大阪大学と協力して引き続き EUV 光源開発研究を行っており、研究目標として(1) スズドロップレットの挙動を流体シミュレーションにより探求すること、(2) 計算されたスズプラズマの密度温度分布に対して炭酸ガスレーザーを照射した計算を行い、EUV 発光に至るまでの一連の計算手法を確立することを目指している²⁾。特に(1)のスズドロップレットの挙動とプラズマ生成過程は未だよく判っていないことが多い。また、物理的、数値計算的な困難さがあり、現在に至るまで定性的な計算しかなされていなかったのが実情である。

我々はドロップレットの挙動を解明するべく放射流体コードを開発し、ドロップレットにプレパルスレーザーが照射される際の流体の挙動を解析した。また、別途共同研究をおこなっているギガフォトンにより、スズドロップレットをプラズマ化する際の条件次第で、5%を程度の EUV 発光効率が得られることが実証されると共に、プラズマの計測精度が向上し、物理の理解と定量評価手法の確立が一層求められるようになっている。我々は状態方程式など、高い精度を追求した放射流体コードを用いてドロップレットの膨張を詳細に計算し、ドロップレットの挙動とプラズマ化過程を現実の実験パラメータ領域で調べた。本研究の進展により、レーザー生成 EUV 光源の物理の理解を通じたプラズマ条件最適化が格段に進歩すると期待される。

2. 気液混合状態のスズの挙動

プレパルスレーザー照射されたスズの挙動を詳細に解析するため、図2のように、スズ平板にプレパルスレーザーを照射し、その後の時間発展を一次元放射流体シミュレーションで調べた。このときの時間発展を図3(a)～図3(d)に示す。横軸は位置であり、スズターゲット初期表面は $20\ \mu\text{m}$ の位置にある。この表面に向かって右からレーザーが入射する。また、スズターゲットの初期の裏面の位置を $0\ \mu\text{m}$ にとっている。衝撃波が通り抜けるとターゲットは左へ運動を始める。図3における速

度は右向きを正にとる。

図3(a)は時刻 $9\ \text{ns}$ の密度、速度の分布である。この時刻はプレパルスレーザーを照射中であり、アブレーション圧力により駆動された衝撃波がスズを圧縮しながら伝播しているところである。流体速度分布は衝撃波の波面が大きく、そこから右側のレーザー照射面に向かって減速している。これはアブレーション圧力により左に加速しようとする衝撃波に伴う動きと希薄波によりアブレーション面から右側に加速しようとする2種類の運動が同時進行するからである。

図3(b)は時刻 $15\ \text{ns}$ の密度、速度の分布を示す。この時刻でプレパルスレーザーは照射終了する。図よりスズターゲット左面から衝撃波が通り抜け、ターゲット本体と分離しながらターゲット左側(裏面)を加速していることがわかる。また、この分離飛翔部分はターゲット本体左端より速く、ターゲットが2つに分れて行くことを示唆している。

図3(c)には時刻 $50\ \text{ns}$ における密度、速度分布を示す。この時刻になると、スズターゲット本体と先行飛翔部分が完全に分れており、密度分布が2つの山を持ち、その間の谷の部分の密度が非常に低くなっている。これは分裂(spallation)の結果として、谷の部分に低密度の空隙が出来たことを示している。本計算は一次元計算であり、2つの山と谷の構造をスズターゲット本体と先行飛翔部分の分裂と解釈出来るが、昨年度報告した二次元計算におけるプリパルスレーザー照射されたスズドロップレットの中空構造形成も本質的に全く同じ現象であると言える。

図3(d)には時刻 $100\ \text{ns}$ における密度、速度分布を示す。興味深いことに、図3(b)及び(c)で見られた2つの山と谷の構造は消え、単一の密度ピークを持つ分布に変化している。これはスズターゲット本体が加速され、先行飛翔部分に追いついた結果、一つのピークを持つ密度分布へと変化したためである。密度構造の谷に相当する部分は低密度の空隙であったが、完全に消えている。この図3(d)における密度構造の変化はスズの状態方程式における気体と液体の混合相の性質で説明出来る。プリパルスレーザーを照射されたスズが気体と液体の混合状態に入ることは昨年¹⁾の年報で報告した。この気体と液体の

混合相では音速が小さい。このことは言い換えると圧縮率が高いということであり、圧縮率が高いと僅かな圧力増加で大きな密度変化を生じる。図 3(d) で示された空隙構造の消滅も、気体と液体の混合相における圧縮率の高さに起因する。即ち、低密度空隙構造は圧縮を受けると高い圧縮性が消えるまで圧縮され続け、気体と液体の混合相と液相との境界に達して圧縮が止まる。このため、空隙の低密度状態は液体状態の密度まで圧縮される。先行飛翔部分の分裂と、気体と液体の混合相が高い圧縮率を持つが故の再圧縮過程による密度回復、合体现象はここで示したスズ以外にも気体と液体混合層をもつ物質の挙動に共通する現象だと考えられる。

次に図 4 に本計算の時刻-位置ダイアグラムを示す。この図では全てのラグランジアン流体要素の時々刻々の位置を一本の線で示すことで、流体要素の時間的な挙動を理解することが可能である。図 4 ではレーザーが上から入射してスズターゲットに照射され、衝撃波がターゲット裏面を抜け、先行飛翔部分が V_1 の速度で先行することがわかる。この時速度は絶対値で $V_1 = 8.5 \times 10^4$ cm/s であり、ターゲット裏面の速度 $V_2 = 6.4 \times 10^4$ cm/s よりも速い速度で飛翔する。しかし、十分に時間が経った後、スズターゲット本体は V_3 の速度まで加速される。この V_3 の速度は V_1 の速度よりも速い 1×10^5 cm/s であり、時刻 100 ns においてスズターゲット本体は先行飛翔部分に追いついている。本計算ではナノ秒のプレパルスレーザーを照射しているため、レーザー照射面においてアブレーション圧力が数 10 ns に渡って残留し、その結果、スズターゲット本体が V_3 の速度に加速されたと解釈出来る。

次にレーザー照射条件を変更し、ナノ秒レーザーからピコ秒レーザーにした場合の計算を示す。図 5(a) 及び (b) に、ピコ秒のプレパルスレーザーを照射したスズの密度、速度の時間発展を示す。ターゲット形状等は図 2 と同様である。図 5(a) は時刻 100 ns に相当し、図 4 のナノ秒プレパルスレーザー照射時と同様に、スズターゲット裏面（左端）からレーザーアブレーション圧力で駆動された衝撃波が通り抜け、先行飛翔部分がスズターゲット本体から分離していることがわかる。しかし図 5(b) の時刻 1000 ns になってもスズターゲット本体が先行飛翔部分

に追いつくことはない。これはプレパルスレーザーがピコ秒になったため、レーザーアブレーション圧力がレーザー終了後、速やかになくなり、スズターゲット本体の加速がほとんどないためである。図 5(a) と (b) を比較すると、レーザー照射されたスズターゲット本体は 1000 ns の間、ほとんど位置を変えていないことがわかる。その結果、先行飛翔部分はスズターゲット本体に追いつかれることはなく、先行飛翔部分とスズターゲット本体との間の低密度空隙部分も時間的に維持される。これはピコ秒プレパルスレーザーを照射されたスズドロップレットにおける中空構造形成と同様の現象であると言える。ピコ秒プレパルスレーザー照射の場合にはナノ秒プレパルスレーザー照射と異なり、空隙構造が時間的に発展することがわかる。

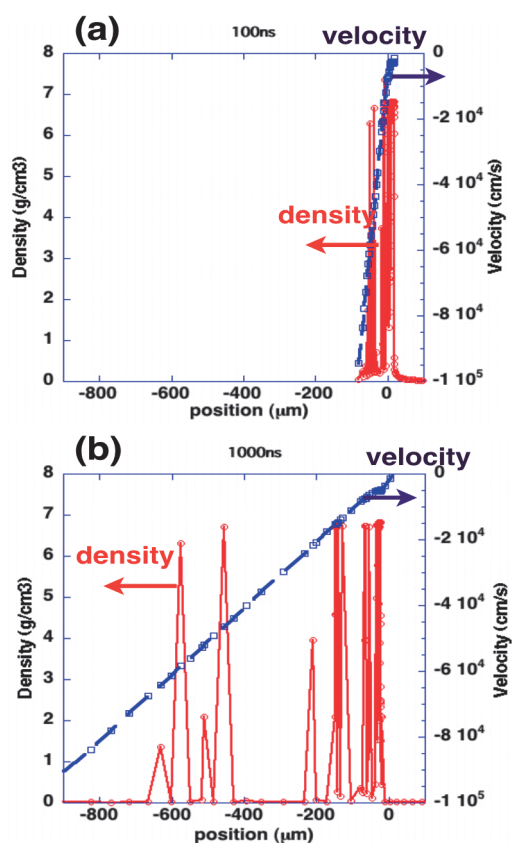


図5 ピコ秒プレパルス照射時のスズターゲットの密度、速度分布の時間発展。(a)時刻 100 ns, (b)時刻 1000 ns.

3. まとめ

ナノ秒プレパルスレーザーとピコ秒プレパルスレーザーをそれぞれ照射されたスズドロップレットの挙動を一次元計算で比較し、両者の違いがスズターゲット本体と先行飛翔部分の速度差にあることを示した。また、空隙形成、一体化による空隙の消滅に気体と液体の混合状態の性質である高圧縮性が効いていることを示した。ここで示したように、レーザー照射されたスズドロップレットの挙動は極端紫外光源開発において重要であるばかりでなく、より一般的な物理的、工学的見地からも興味あると言える。今後、ドロップレットの挙動、及び生成するブリプラズマへの炭酸ガスレーザー照射計算

を中心に、次世代半導体リソグラフィーに必須である高効率・高出力光源の開発に向けてシミュレーション研究を進める予定である。

参考文献

- 1) K. Nishihara, A. Sunahara, A. Sasaki, et al.: Phys. Plasmas, **15**, 056708, 2008.
- 2) Sunahara, A. Sasaki, H. Tanuma, K. Nishihara, T. Nishikawa, F. Koike, S. Fujioka, T. Aota, M. Yamaura, Y. Shimada, H. Nishimura, Y. Izawa, N. Miyanaga, and K. Mima: J. Plasma Fusion Res., **83**, 920-926, 2007.

高速点火における爆縮プラズマ加熱方式の新提案

理論・シミュレーションチーム

砂原 淳

1. はじめに

大阪大学では高速点火実験（FIREX 実験）を推進しており、あらかじめ爆縮した高密度プラズマを核融合点火温度である 5 keV に加熱することを目指して研究を展開している。目下の課題は加熱効率、即ち、「高密度爆縮コアに付与された外部からの加熱エネルギー」 /

「加熱用レーザーエネルギー」を向上させることで、より少ない加熱レーザーエネルギーでより高いプラズマ温度達成が求められている。この加熱効率は FIREX 実験のみならず、将来の核融合点火設計においても重要な意味を持つ。高速点火方式が中心点火方式など他の点火方式と比べて優位であるためには、中心点火方式における流体力学的効率の理論限界である 10% 以上の加熱効率を実現しなくてはならない。ここでは加熱効率を向上させる新提案について、その概要を紹介する。

2. 新方式の提案

新方式の重要な要素は2つあり、一つは直接内面照射による加熱効率の増大である。従来の高速点火では爆縮コアの外部から高速電子によるプラズマ加熱をしていたため、幾何的ファクターによる効率の低下が生じてしまうが、新方式では次節で詳述するように爆縮コアの内面照射、もしくはコアに極近い場所から爆縮コアプラズマ加熱を加熱する。これにより幾何的ファクターを最大化でし、加熱効率を飛躍的に増大出来る可能性がある。もう一つの重要な要素は高速電子の運動エネルギーの抑制である。加熱用の高強度レーザー照射時に発生する高速電子の運動エネルギーを抑制し、飛程の短い高速電子を多く発生させ、より多くの高速電子のエネルギーを爆縮コアプラズマに付与することを目指す。直接加熱及び発生する高速電子のエネルギー抑制の両方を達成するために図1に示す新方式を提案する。

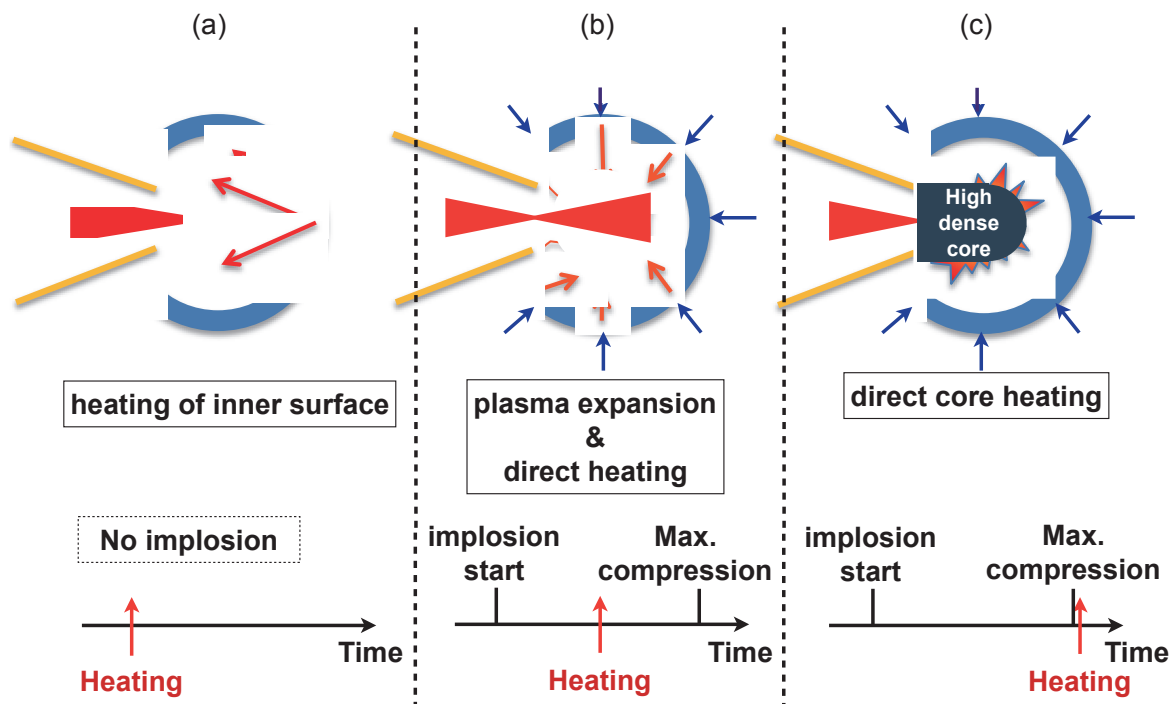


図1 加熱効率を向上させる新方式の概念。爆縮タイミングと加熱用レーザーの照射タイミングを変化させる

3. 直接加熱

図1では(a)~(c)の3つの方式が示されているが、爆縮に対して加熱用レーザーの照射タイミングを(a)爆縮途上、(b)圧縮前、(c)最大圧縮時と変化させている。この3つの方式は、いずれもコーンターゲットの先端部が閉じておらず、従来の高速点火方式とは異なり、加熱用レーザーは直接、核融合燃料を照射する。

現在 FIREX 実験で用いられる典型的なターゲットは加熱用超高強度レーザーの通り道を真空に保つため、プラズマよけであるコーンターゲットを核融合燃料球に取り付けた形となっている。最初に爆縮レーザーにより燃料球を圧縮した後、超高強度レーザーをコーンターゲット内部先端部に集光し、高速電子を発生させ、コーンターゲットの壁を透過する高速電子により爆縮プラズマコアを加熱する。コーンターゲット壁を透過した高速電子のみが加熱に寄与できるため、比較的低エネルギーの高速電子は加熱に寄与出来ない。そこで加熱レーザーをコーン内壁でなく、核融合燃料に直接照射することで幾何学的ファクター増大に加え、比較的低エネルギーの高速電子の加熱寄与により、加熱効率を飛躍的に増大させる。

図1(a)-(c)のうち、最終的なゴールとしては高密度かつ高温スパーク生成を達成可能な図1(b)の方式が望ましいと考えられる。

図1(b)の点火シナリオを詳しく述べる。まず爆縮コアの減速相開始直前に加熱用レーザーをコア内部に照射する。発生する高速電子により爆縮途上のシェルは先行加熱される。先行加熱によりシェルの圧力が上がり、シェル内部には内側と外側の両方向に向かって衝撃波が発生する。内側に向かう向心衝撃波はターゲット中心部で衝突し、ホットスパークが形成される。本方式では加熱用レーザーを直接爆縮コアの内部に入れるため、散乱光を無視出来るとすれば、発生する高速電子のエネルギーのほとんどをシェルの先行加熱に費やすことができ、加熱効率を飛躍的に大きくすることが可能である。

4. 比較的低エネルギーの高速電子の利用

次に重要なもう一つの要素として、高速電子の運動エネルギー抑制を考える。発生する高速電子の運動エネルギーはレーザー強度の1乗から1/3乗に比例するため、レーザー強度が低下すれば高速電子の運動エネルギーも低下すると考えられる。高速電子の運動エネルギーが小さいほど核融合燃料における飛程が短いため、効率的なエネルギー付与による爆縮コア加熱が達成できる。このため、本方式では従来の高速点火で考えられてきた $10^{19} \sim 10^{22} \text{ W/cm}^2$ よりも数桁小さい $10^{17} \sim 10^{20} \text{ W/cm}^2$ を想定する。従来の高速点火方式では加熱レーザーを低強度化するとレーザー吸収率も低下してしまうという難点があったが、本方式では図1(a)及び図1(b)に示すように、加熱レーザーは爆縮途上の燃料球内で多数回の反射が可能である。一回の照射でレーザー吸収率が低くても、多数回反射し、燃料球内壁に照射されることにより、全体で高い吸収率を得ることが可能になる。また、燃料球内部をレーザーが多数回反射することにより、実効的なレーザー照射面積の増大、レーザー照射強度の低下を期待できる。

現状の激光XII号レーザーによる爆縮を考えると面密度が 0.2 g/cm^2 程度に限られているが、将来的には核融合点火級のより面密度が大きい爆縮を想定すれば、主燃料を含む全体の面密度は 3 g/cm^2 を超え得る。爆縮減速相開始直前の燃料の面密度をこれより小さな 0.5 g/cm^2 と仮定すると、これは 1 MeV の高速電子の飛程に相当する量になる。即ち、 1 MeV の高速電子を発生させることができれば、飛程 0.5 g/cm^2 の燃料部に、加熱用超高強度レーザーで発生した全ての高速電子を衝突させ、そのエネルギーを燃料の内部エネルギーにすることが可能になる。燃料球内面の加熱の一様性が問題となる恐れがあるが、片側1ビームで照射したとしても発生する高速電子は 4π 方向に広がるため、比較的均一に燃料内面を加熱出来る。

5. プラズマの挙動計算

本方式は、点火部だけを見ると従来の高速点火方式よりも中心点火方式に近く、高温で比較的低密度のホットスパークを高密度で比較的低温の主燃料部が取り囲む比較的に均一な圧力分布を持つ点火スパーク形成になる。爆縮途上の燃料シェルを一樣温度に加熱すると、密度分布はそのまま圧力分布となる。圧力勾配により衝撃波が形成され、この衝撃波がターゲット中心部で衝突すると、中心点火方式と同様に高温部（スパーク）を形成可能である。この衝撃波の速度は圧縮性流体のリーマン保存量の理論から簡単に見積もることが出来る。リーマン不変量理論に従うと、衝撃波の速度は初期音速の3倍である。例えば、シェルの初期に 500eV に加熱したとすれば、発生する衝撃波の速度は音速の3倍の 6×10^7 cm/s となる。この衝撃波速度は、真空への噴き出しを考えると、希薄波の波頭の速度と言い換えるべきものである。また、図2に数値シミュレーションを示す。リーマン不変量の理論どおり、音速の3倍の速度で衝撃波が形成されている。この高速流体はターゲット中心部で衝突すると、流体の運動エネルギーが内部エネルギーに転換され、高温スパークを形成する。流体の速度が 6×10^6 cm/s であると仮定して、この運動エネルギーが全て内部エネルギーに変換されると 20 keV の温度が達成されるが、数値シミュレーションでは図3に示すように、中心部で衝突後(図3(a))、温度は 10 keV 以上になっている。また、衝突

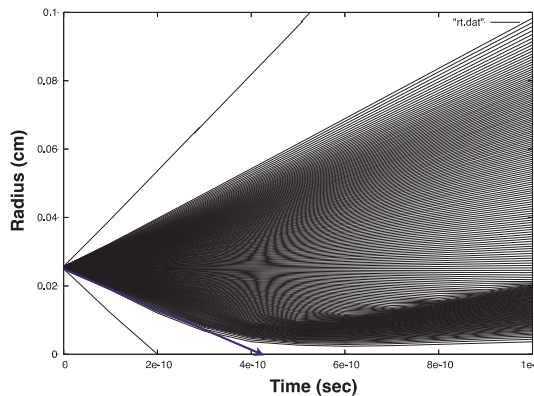


図2 直径 500 μ m の CD 燃料球を一樣に 500 eV に加熱した時のプラズマの挙動の時間-半径ダイアグラム。

後、100 ps 経過後(図3(b))の分布を見ても、中心部の高温は持続している。

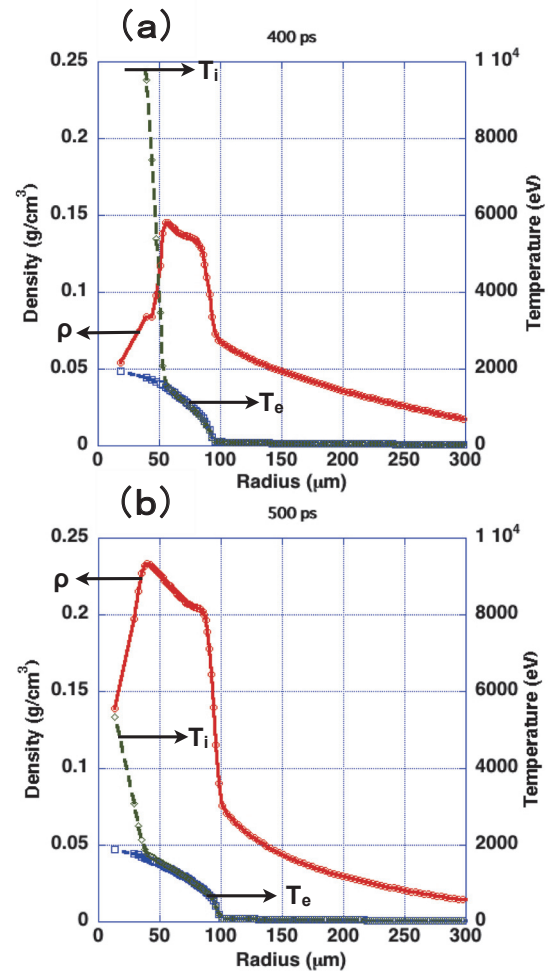


図3 数値シミュレーションによる高温形成部の密度、温度分布。(a) 時刻 400 ps, (b)時刻 500 ps.

6. 実験検証

本スキームの有効性を実証するために、大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの GXII レーザーの 100 ps モード照射により、本加熱スキームの模擬実験を実施した。従来より GXII レーザーを用いた爆縮で標準的に用いられて来た 500 μ m Φ 、7 μ m 厚さの CD シェルを内面から加熱し、ホットスパーク形成を試みた。現在、実験結果の解析を進めているところであるが、高温スパーク形成が確認されつつある。

7. まとめ

高速点火実験 (FIREX 実験) において、加熱効率、即ち、「高密度爆縮コアに付与された外部からの加熱エネルギー」/「加熱用レーザーエネルギー」の向上を達成可能な新しい加熱スキームを提案し、実験及び解析を行った。また、大阪大学激光 XII 号レーザーを用いて加

熱実験を行い、現在解析を進めているところである。本方式は従来の高速点火とは異なり、中心点火方式に近い点火を目指すものであり、有効性の確認とともに、核融合点火のデザインに向けた理論・シミュレーション解析を進める計画である。

レーザー核融合炉壁のアブレーション

理論・シミュレーションチーム

砂原 淳、高木一茂¹、山内智輝¹、簗内俊毅¹、田中和夫¹

¹ 大阪大学大学院工学研究科

1. はじめに

核融合炉工学を目指した研究において第一壁の問題は、レーザー核融合、磁場閉じ込め型の方式を問わず重要な研究課題である。レーザー総研では大阪大学と共同で図1に示すように、ターゲットにレーザーを照射してプラズマプルームを発生させ、そのプルーム同士をチャンバー中心付近で衝突させることにより、実際の核融合炉壁からのプラズマ発生とダイナミクスを現在の実験室レベルで模擬する実験を行っている。実際の炉壁はX線やアルファ粒子、プラズマデブリなどによる熱インパルスを受けるが、本実験では代わりにレーザーを模擬熱

源として用いて壁材料に熱負荷を与える。レーザーを用いることで、熱入力条件を比較的広い範囲で容易に変化させられる、様々な物質をターゲットに用いることが容易である、多数の実験データにより定量的な物理モデリングが可能である等、多くの利点がある。現在までに多数の実験データが蓄積されて来ており、我々は理論・シミュレーション手法を用いてこれらのレーザー生成プルームの発生、膨張、衝突のダイナミクス、壁（材料）のアブレーションを定量的に理解し、実際の核融合炉壁の熱応答問題に対する知見を得ることを目指して、シミュレーションコードの開発と実験解析を行っている。

平成26年度にはレーザー核融合炉炉心プラズマから発生するアルファ粒子による核融合炉壁の加熱及びアブレーションを計算し、壁表面が加熱され、噴き出した後、プラズマガスカーテンとして機能させることで、壁への熱負荷を抑制できることなどを見だし、このプラズマガスカーテンについて、入射するアルファ粒子のエネルギーを変化させて熱応答の変化を調べた。

2. アルファ粒子による壁表面の加熱¹⁾

レーザー核融合では炉の中心部で核燃焼が生じ、そこから核反応生成物としてのアルファ粒子を中心として、様々な電離状態のイオンが核融合炉壁へ入射する。そして、それらは壁入射後、表面付近で減速され、壁に対してエネルギーを与える。その結果として、壁表面は加熱され、昇華温度を超えるとアブレーションする。実際の核融合炉設計においては、入射粒子の加熱に耐え得る核融合炉の第一壁材料の選択が重要である。核融合炉材料として近年注目されているのはタングステンと炭素である。ここでは炭素の固定壁を想定して、アルファ粒子入射時のアブレーションの解析結果についてまとめる。

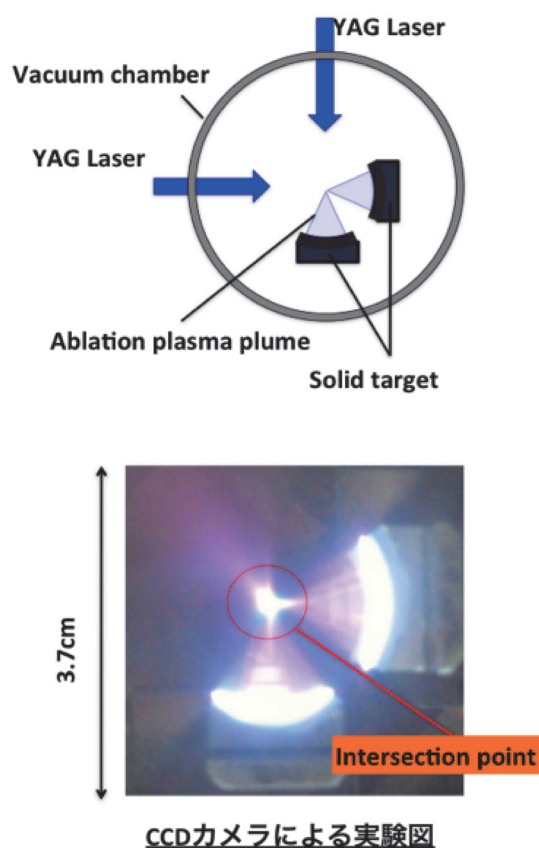


図1 レーザー生成アルミプラズマプルームの交差実験

核融合炉は4mの半径を想定し、典型的なアルファ粒子の入射強度を $1.6 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ とした。計算は1次元ラグランジアン流体スキームをベースにしており、入射したアルファ粒子の炭素による阻止能^{2,3)}を毎時間ステップごとに計算し、減速に応じて運動エネルギーの減少分を炭素ターゲットに熱エネルギーとして付与する。アルファ粒子のエネルギーは実際の核燃焼プラズマに近い状態を模擬するため1 MeV とした。図2に6 ns までの時間発展を2 ns ごとに示す。横軸は壁の深さであり、正の領域が壁であり、負の領域は真空である。アルファ粒子は左から壁に入射する。加熱されたカーボン壁表面はアブレーションにより固体密度よりも3桁程度低い気体となってカーボン壁から噴き出す。図2(c)のアルファ粒子入射開始後6 ns の密度分布を見ると、炭素はごく表面のみがアブレーションされており、噴き出していない部分は固体密度を保持している。また、噴き出した炭素は真空側に向かって温度が増加していることがわかる。入射するアルファ粒子のエネルギーを100 keVにした場合には図2に示した場合に比べ、より表面でアルファ粒子が運動エネルギーを壁に与えるため、ピークで2.5 eV に匹敵する、より高温で速度の大きなブルームが形成される。これに対し、図2に示した入射アルファエネルギーの場合では噴き出しブルームの温度は0.5 eV 程度であり、入射アルファ粒子のエネルギー増加に伴い減速距離が長くなり、より低温のプラズマが生成されたと解釈出来る。また、噴き出し距離に関して比較すると、入射アルファ粒子が100 keV の場合では時刻6 ns で壁表面から80 μm の距離まで膨張するのに対し、1 MeV の場合では20 μm しか膨張していない。これは噴き出しプラズマの音速の差に加えて、温度上昇により融点を超え、アブレーションが開始されるまでの時刻に差があることがこの膨張距離の違いに影響している。アブレーションしきい値についてもアルファ粒子の入射エネルギー密度一定的环境下では入射粒子エネルギーが高くなるとしきい値も高くなっており、入射粒子の高エネルギー化によって壁の熱応答が大きく影響を受けることが本数値計算から見いだされた。

3. まとめ

炭素核融合炉壁へのアルファ粒子照射によるブルーム生成を一次元流体-粒子ハイブリッドシミュレーションで見積もった。レーザーアブレーションと異なり、入射するアルファ粒子のエネルギーに応じて阻止能が変化するため、粒子エネルギー密度一定下では、高エネルギーになるほど壁の奥まで粒子が入射し、結果として発

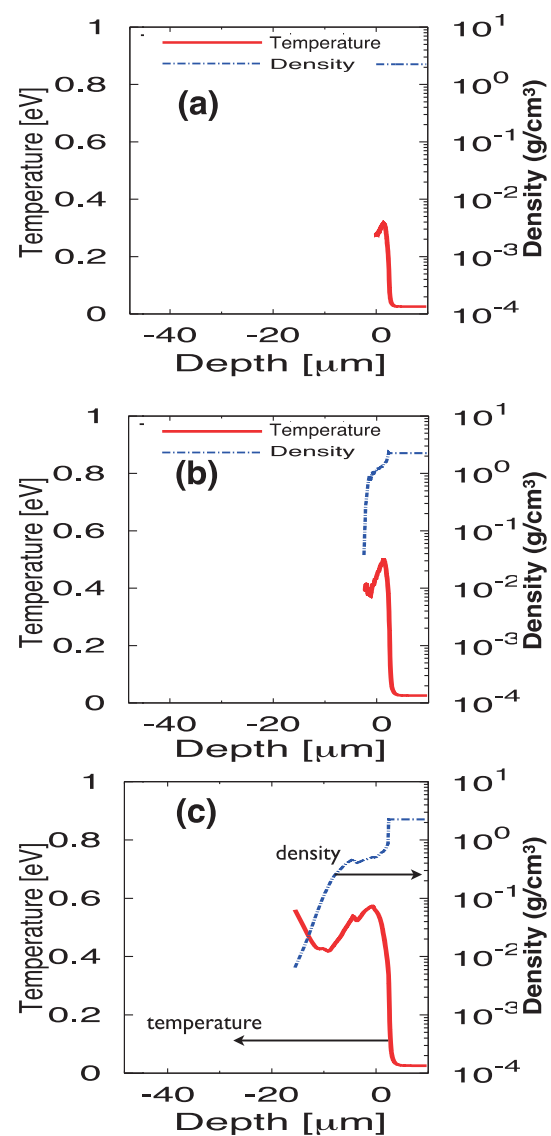


図2 アルファ粒子入射によるカーボン壁のアブレーションの計算結果。(a)アルファ粒子入射開始後2 ns, (b)アルファ粒子入射開始後4 ns, (c)アルファ粒子入射開始後6 ns のそれぞれ密度、温度分布。密度はカーボンの固体密度で規格化されている。

生するプラズマの温度は低温化することが 100 keV と 1 MeV の入射エネルギーの計算比較から明らかになった。今後、炭素の状態方程式や輻射等、さらにモデルを高精度にして行く予定である。レーザーアブレーションと高エネルギーイオンによるアブレーションの違い等、アブレーション物理の観点からも詳細な物理機構を探究することで、よりよいレーザー核融合炉のデザインが可能になると考えている。

参考文献

- 1) K. Takaki, K. Kageyama, A. Sunahara, T. Yabuuchi, and K. A. Tanaka: Journal of nuclear materials, 459, 77-80, 2015.
- 2) J. F. Ziegler, J. P. Biersack, M. D. Ziegler: SRIM-The Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM Co., 2008).
- 3) J. F. Ziegler: Helium: stopping powers and ranges in all elemental matter (Pergamon Press, New York, 1977).

金属原子-レーザー加熱自由電子の熱平衡を実現する 分子シミュレーション手法の開発

理論・シミュレーションチーム

竹内 靖

1. はじめに

本研究の目的は、レーザー加熱下の金属の物性を原子スケールのシミュレーションから求めることにある。本研究で開発するシミュレーション手法は、金属原子と、レーザー加熱された自由電子の熱平衡を実現し、レーザー加熱下の金属の物性計算を可能とするものである¹²⁾。本稿では、シミュレーションの理論的な形式化と手法、予備研究の結果を報告する。まず本節にて、研究の背景を述べる。

近年、半導体集積回路の高密度化は著しく、ナノスケール集積回路の素子へのインプリンティング技術として、ナノメートル波長光、即ち極端紫外(EUV)光によるナノリソグラフィの技術開発が進められている。ナノリソグラフィEUV 光源の有力候補の筆頭はスズ(Sn)プラズマであり、プラズマ生成時の EUV 放射の効率化は、EUV ナノリソグラフィの実用化へ向けた重要課題である。

竹内は、平成26年6月末の着任以来、砂原研究員(理論・シミュレーションチーム)と共に、レーザーアブレーションによる Sn プラズマの生成を輻射流体計算によりシミュレーションし、EUV 放射の効率化条件を探索している。我々の輻射流体シミュレーションは、効率化条件(例えば、入射レーザーの最適なスポット径や強度など)を、少なくとも定性的に、提示する段階に至った。しかし、レーザー加熱下の Sn の相状態や状態方程式、輸送係数など、入力情報として輻射流体シミュレーションに与える物性値に不確実性が残り、故に、シミュレーション結果は定量的な不確実性を伴う。

一般に、相状態や状態方程式、輸送係数など、物質の巨視的な、連続体としての性質は、微視的な、構成原子の多体系としての振舞いから、統計力学に従い求められ

る。分子動力学(MD)法やモンテカルロ(MC)法に代表される分子シミュレーションは、構成原子多体系の振舞いを数値的にシミュレーションすることにより、物性の統計力学計算を可能とする³⁶⁾。分子シミュレーションによる物性計算の実現可能性に沿い、本研究は、連続体(輻射流体)シミュレーションにて不正確な Sn の物性値を、分子シミュレーションから求めることを目的とする。ただし、従来の分子シミュレーションは、電子を陽に扱わず、したがって、原子と、レーザー加熱された電子の熱平衡を実現しない。そこで、竹内はまず、金属原子と自由電子の熱平衡を実現する分子シミュレーション手法として、二温度ランジュバン動力学(2T-LD)法⁷⁾の開発を進めている。

続く第2節にて、金属の 2T-LD シミュレーションとその結果を報告する。まず、分子シミュレーション、特に MD シミュレーションの概要を説明し、続いて、2T-LD 法を MD 法の拡張として導入する。報告するシミュレーションとその結果は、予備研究によるものであり、簡単化のためスズ(Sn)ではなく銅(Cu)をシミュレーションしている。最後に第3節にて、スズのレーザーアブレーションプラズマへの応用を含む、今後の展望を述べる。輻射流体シミュレーションについては、本年報の砂原の報告を参照して頂きたい。

2. 二温度ランジュバン動力学シミュレーション

2.1 分子動力学シミュレーションによる物性計算

MD シミュレーションは、物質を構成原子の多体系とみなし、その運動方程式

$$m_i \frac{d^2 r_i(t)}{dt^2} = F_i(t) \quad (1)$$

(m_i は原子 i の質量、 $\mathbf{r}_i(t)$ は原子 i の時刻 t における位置、 $\mathbf{F}_i(t)$ は時刻 t に原子 i へ作用する力)を時間 t に関し数値的に積分して、構成原子 $i=1, \dots, N$ の位置 $\mathbf{r}_i(t)$ 、速度 $\mathbf{v}_i(t)$ の時系列を生成する。そして、エルゴード性の仮定のもと、生成された時系列をアンサンブル(統計力学集団)として適用することにより、物質の巨視的な物理量が計算される。例えば、温度 T は、構成原子集団の運動エネルギーのアンサンブル平均から定義される;

$$\langle \sum_{i=1}^N \frac{1}{2} m_i v_i^2(t) \rangle = \frac{3}{2} N k_B T \quad (2)$$

ここで、 $\langle \dots \rangle$ はアンサンブル平均を表し、 k_B はボルツマン定数である。MD シミュレーションは、長時間平均によりアンサンブル平均を計算し、式(2)から温度 T を求める。

構成原子多体系の原子間相互作用から $\mathbf{F}_i(t)$ を求めれば、式(1)の数値積分は可能となる。故に、原子間相互作用の計算精度/確度に、MD シミュレーションと物性計算の精度/確度は強く依存する。MD シミュレーションは、こうして、物質の巨視的性質を、構成原子の微視的性質から与える。したがって、高温/高圧状態など、実験測定の困難な条件下の物性を、MD シミュレーションにより、構成原子の情報のみから求めることができる³⁴⁾。

2.2 二温度ランジュバン動力学法

MD シミュレーションは、構成原子の多体系として物質を記述するが、電子を陽に扱わない。仮に、電子の量子性を無視し、古典粒子として電子を扱っても、原子-電子多体系を MD シミュレーションで扱うことは、非常な困難を伴う。何故ならば、電子の質量は原子核の質量に比して圧倒的に小さいので、電子の運動方程式を、原子の運動方程式と同等の時間スケールで数値積分することは、事実上不可能である。故に、MD シミュレーションは原子-電子多体系を扱えず、したがって、レーザー加熱下の金属の MD シミュレーションを試みても、金属原子は、レーザー加熱された自由電子と熱平衡に達

しない。

金属原子-自由電子熱平衡を実現するために、MD 法を 2T-LD 法へ拡張した¹²⁾;

$$m_i \frac{d^2 \mathbf{r}_i(t)}{dt^2} = \mathbf{F}_i(t) - \gamma_i \mathbf{v}_i(t) + \mathbf{R}_i(t) \quad (3)$$

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla [k_e \nabla T_e] - g \{T_e - T_a\} \quad (4)$$

ここで、 $\gamma_i \mathbf{R}_i(t)$ は原子 i に作用する摩擦係数および揺動力、 C_e, k_e は電子比熱および電子熱伝導度、 T_e, T_a は電子温度および原子温度、 g は電子-フォノン結合係数である。

2T-LD 法は、原子の運動方程式(1)をランジュバン方程式(3)へ変更し、かつ、電子を連続体として扱い、そのエネルギー輸送を熱伝導方程式(4)で記述する。ランジュバン方程式の統計力学的導出⁵⁸⁾によれば、揺動-散逸定理に従い、 $\mathbf{R}_i(t)$ はガウス雑音であり、その分散は系の温度に比例するが、2T-LD 法は、 $\mathbf{R}_i(t)$ の分散を電子温度 T_e に比例させて、原子温度 T_a を T_e に結合する。他方、 T_e は、電子-フォノン結合(式(4)の右辺第二項)を通じ、 T_a に結合する。また、式(3)右辺第二項の原子摩擦によるエネルギー散逸は、式(4)右辺第二項の電子-フォノン結合によるエネルギー散逸と釣り合い、したがって、パラメター γ_i, g は、エネルギー保存を通じ互いに関係付けられる。以上の二温度 T_e, T_a の結合により、2T-LD 法は、金属原子-自由電子熱平衡を実現する。

2T-LD 法は、当初、放射性損傷による加速原子の、自由電子による減速を記述するために提唱された⁷⁾。原子運動の記述を、運動方程式からランジュバン方程式へ変更したことは、生成されるアンサンブルの性質に影響を与えるが、従来研究はこの点に留意していない。2T-LD シミュレーションから生成されるアンサンブルの性質については第3.2節にて言及する。

2.3 シミュレーションと結果

本研究では、まず予備的に、銅(Cu)の 2T-LD シミュレーションを実行し、拡散係数など物性値を計算する。周期境界条件を課した三次元ボックスに 4,000 個の Cu 原子を収容し、そのランジュバン方程式を数値積分して、

アンサンブルを生成する。数値積分は、バリネロらの提唱する時間積分法⁹⁾に従い、離散時間の増分を $\Delta t = 1 \text{ fs}$ ($= 10^{-15} \text{ s}$) とする。簡単化のため、原子間相互作用を簡便なモースポテンシャル¹⁰⁾で記述する。また、自由電子の熱伝導方程式の数値積分にて、簡単化のため、パラメータ C_e , k_e , g を温度に依存しない定数とし、その値を実験測定値¹¹⁻¹³⁾から決定する;

$$C_e = 3 \times 10^4 \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-1},$$

$$k_e = 400 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1},$$

$$g = 1 \times 10^{17} \text{ W m}^{-3} \text{ K}^{-1}.$$

まず、常温常圧状態 ($T = 300 \text{ K}$, $P = 1 \text{ bar}$) の結晶 Cu をシミュレーションするために、全原子の収容された三次元周期系をサイズ $L \approx 36 \text{ \AA}$ の立方体として、常温常圧結晶 Cu の密度 $\rho = 8960 \text{ kg m}^{-3}$ を維持し、最大時間 $t = 100 \text{ ps}$ ($= 10^{-10} \text{ s} = 100000 \times \Delta t$) までランジュバン方程式および熱伝導方程式の時間積分を実行する。時間積分の安定性は、図 1 に示すとおり、系の温度変動が $T \approx 300 \text{ K}$ の近傍に収まっていることから保証される(内部エネルギーの保存も系の安定性を示すが、その議論は本稿では省略する)。

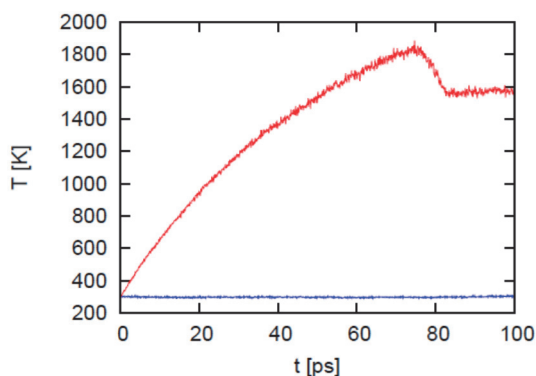


図 1 常温常圧状態(青)およびレーザー加熱下(赤)の Cu の温度の時間変化

結晶構造は動径分布函数(RDF)から同定される。図 2 に示すとおり、RDF の第一ピークおよび高次ピークは明瞭であり、結晶状態を示す。また、RDF 第一ピークの空間積分から最近接配位数 $N_c = 12$ が得られ、面心立方(FCC)最密充填構造を示す。

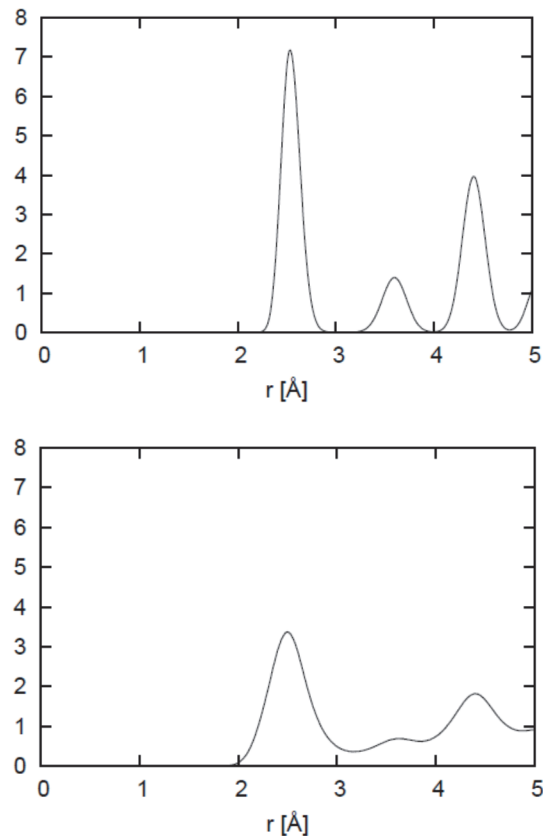


図 2 結晶 Cu(上)および液体 Cu(下)の動径分布函数

続いて、レーザー加熱による結晶 Cu の熔融をシミュレーションするために、上記のシミュレーション系のサイズ(密度)を維持したまま、系全体の自由電子温度を $T_e = 2000 \text{ K}$ へ、 80 ps の間、上昇させる。図 1 に示すとおり、加熱により、系全体の(Cu 原子)温度は $T \approx 1600 \text{ K}$ へ到達し、融点 $T_m = 1356 \text{ K}$ を超える(ただし、沸点 $T_b = 2843 \text{ K}$ を超えていない)。加熱終了の後、引き続き 100 ps の間、平衡状態を維持しつつ時間積分を実行する。

自由電子の加熱による Cu の熔融は、RDF ピーク幅の拡大、特に、高次ピークの不明瞭化により示される(図 2)。液体 Cu の最近接配位数 $N_c \approx 12$ が RDF から得られ、結晶と同じ短距離秩序を液体が有することを示す¹⁴⁾。

結晶および液体中の Cu 原子の位置、速度の時系列から、揺動-散逸定理に従い、Cu 原子の拡散係数が求められる⁵⁶⁾。液体 Cu の拡散係数 $D = 1.14 \times 10^{-5} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ は、液体中の原子の易動性を示す。対して、結晶格子中の原子の移動は抑制され、拡散係数は $D \sim 10^{-7} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ と小さい。

これら計算値と実験測定値^{13,14)}の一致は良い。

3. 今後の展望

3.1 スズのレーザーアブレーションの分子シミュレーションへ向けて

第2節に報告した予備研究を発展させて、スズ(Sn)のレーザーアブレーションをシミュレーションするにあたり、改善を要する点を以下に論ずる。

第一に重要な点は、Sn 原子間相互作用を高精度かつ高確度で与える相互作用ポテンシャルの選択である。しかし、Sn 原子間相互作用ポテンシャルを与える従来研究は乏しい。その主たる理由は、非金属と金属の中間にSn が位置することにある。今後、従来研究¹⁵⁾を参照すると同時に、Sn 原子間相互作用ポテンシャルの開発も検討する。

Sn 原子間相互作用ポテンシャルの決定に加え、自由電子の熱伝導方程式パラメータ C_e , k_e , g を温度依存パラメータとして決定することも、シミュレーションをより現実へ近付けるために必要である。

レーザーアブレーションをシミュレーションするために、第2節のシミュレーション設定を変更する必要がある。第2節のシミュレーションは、構成原子を三次元周期系に収容することにより、物質表面の影響を排し、バルク物質を扱っている。対して、バルク系を平面で”切断”し表面を構成すれば、物質表面から原子が蒸発できる。さらに、アブレーションを誘起するために、表面原子層もしくはより深部の金属原子周辺の自由電子を加熱する。ここで、加熱の領域と時間、自由電子の昇温を、入射レーザーの設定条件(波長、スポット径、パルス時間幅、入射エネルギー)に合せて設定する。

以上の設定のもと、Sn のレーザーアブレーションの2T-LDシミュレーションと物性計算が可能となる。今後、計算した物性値を、入力情報として輻射流体シミュレーションへ与え、EUV 放射の効率化条件を定量的に決定する。ここで留意すべき点は、一般に、分子シミュレーションで連続体の全体像を記述することは、事実上不可能であるということである。例えば、ナノリソグラフィ

—EUV 光源のSn プラズマは、 $10\mu\text{m}(=10^{-5}\text{m})$ オーダーのサイズの液滴から生成されるのに対し、原子のサイズは $1\text{\AA}(=10^{-10}\text{m})$ のオーダーである。したがって、液滴中のSn 原子数は 10^{15} 個のオーダーであり、これほど多数の原子を分子シミュレーションで扱うことは、現在の計算機の能力では不可能である。故に、現象の空間/時間スケールに合せ、分子シミュレーションと連続体シミュレーションを相補的に用いることが必要である。

3.2 自由電子の熱浴効果

第2節にて述べたとおり、MD 法や2T-LD 法など分子シミュレーションの本来の目的は、原子運動の追跡よりも、アンサンブルの生成と、アンサンブル平均による統計力学計算にある。2T-LD シミュレーションの統計力学基礎として、自由電子系が金属原子系に対する熱浴として働くこと、および、熱浴の効果、即ち、金属原子-自由電子熱平衡のアンサンブルに対する影響を、以下に論ずる。

一般に、ランジュバン方程式の記述する多原子系には、原子摩擦および揺動力を通じ、温度を調節する熱浴が働く。したがって2T-LD シミュレーションでは、自由電子系が金属原子系に対する熱浴として働く。一定粒子数からなる系が、温度の指定された熱浴と接して熱平衡にある状態は、カノニカルアンサンブル(正準集合)をなす。しかし、確率過程(揺動力)を伴うランジュバン動力学からカノニカルアンサンブルが生成されるか否かは、長年にわたり不明であった¹⁶⁾。

近年、ランジュバン動力学からカノニカルアンサンブルを生成するアルゴリズムが提唱された⁹⁾。本研究はこのアルゴリズムを採用し、平衡状態でのカノニカルアンサンブルの生成を指向する。ただし、2T-LD 法は、以下の点において、通常のランジュバン動力学法と異なる；(1)熱浴(自由電子系)温度の空間/時間不均一、(2)多原子系から熱浴(自由電子系)へのフィードバック。これら相違点のアンサンブルに対する影響は、今後の研究対象である。

3.3. 発展研究の展望

金属原子-自由電子熱平衡を実現する 2T-LD 法は、金属以外の、伝導電子を有する物質(半金属)へも応用される。応用対象の例として、グラファイトなどカーボン物質が挙げられる。特にグラフェンは、ディラック電子(質量ゼロの電子)を実現する二次元伝導物質¹⁾として、近年、基礎科学のみならず、産業技術の観点からも多大な関心を集めている。グラフェン中の電子-フォノン結合効果の研究も広く進められており、今後、グラフェンの 2T-LD シミュレーションに着手する予定である。

参考文献

- 1) Y. Takéuchi, A. Sunahara, and K. Nishihara: International Symposium on Extended Molecular Dynamics and Enhanced Sampling: Nosé Dynamics 30 Years, 2014.
- 2) 竹内 靖, 砂原 淳, 西原 功修: 第 28 回分子シミュレーション討論会, 2014.
- 3) Y. Takéuchi: Prog. Theor. Phys. Suppl. **178**, 181-186, 2009, and references therein.
- 4) Y. Takéuchi: JPS Conf. Proc. **1**, 016007, 2014, and references therein.
- 5) M.P. Allen and D.J. Tildesley: Computer Simulation of Liquids (Oxford University Press, New York, 1987).
- 6) D. Frenkel and B. Smit: Understanding Molecular Simulation, 2nd Ed. (Academic Press, San Diego, 2002).
- 7) D. M. Duffy and A. M. Rutherford: J. Phys.: Condens. Matter **19**, 016207, 2007.
- 8) H. Mori: Prog. Theor. Phys. **33**, 423-455, 1965.
- 9) G. Bussi and M. Parrinello: Phys. Rev. E **75**, 056707, 2007.
- 10) L. A. Girifalco and V. G. Weizer: Phys. Rev. **114**, 687-690, 1959.
- 11) H. E. Elsayed-Ali, T. B. Norris, M. A. Pessot, and G. A. Mourou: Phys. Rev. Lett. **58**, 1212-1215, 1987.
- 12) M. Bonn, D. N. Denzler, S. Funk, M. Wolf, S. -S. Wellershoff, and J. Hohlfeld: Phys. Rev. B **61**, 1101-1105, 2000.
- 13) C. Kittel: Introduction to Solid State Physics, 7th Ed. (John Wiley & Sons, New York, 1996).
- 14) P. A. Egelstaff: An Introduction to the Liquid State, 2nd Ed. (Oxford University Press, Oxford, 1992).
- 15) R. Ravelo and M. Baskes: Phys. Rev. Lett. **79**, 2482-2485, 1997.
- 16) S. Nosé: Prog. Theor. Phys. Suppl. **103**, 1-46, 1991.
- 17) A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres, K. S. Novoselov, and A.K. Geim: Rev. Mod. Phys. **81**, 109-162, 2009.

レーザーピーニング時の塑性応力生成のシミュレーション

理論・シミュレーションチーム

古河裕之、部谷 学¹、中野人志²

¹大阪産業大学工学部

²近畿大学理工学部

1. はじめに

レーザーピーニングとは、図1に示すように、レーザーアブレーション誘起衝撃波によって金属中に圧縮残留応力を生成させ、硬度を高め、金属部品の高強度化、長寿命化を実現できる技術である。既に、宇宙航空産業、原子力産業に実用化されている。非接触でかつ局所的に表面処理でき、プロセスの再現性が高く、装置が小型で可搬性に優れているため、精密部品（複雑形状、小型、薄板）への応用が期待されている。

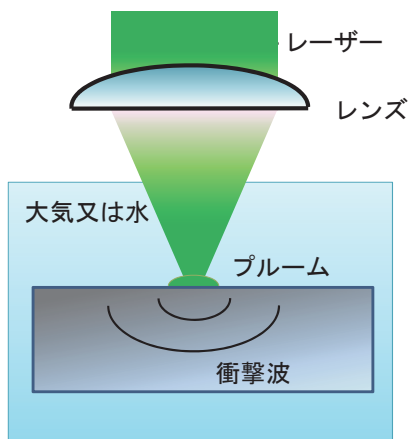


図1 レーザーピーニングの概念図

レーザーピーニングを用いて材料に圧縮残留応力を生成させる場合、各種材料にあったレーザー条件（レーザー強度、パルス幅、レーザー波長、パルス波形等）で処理する必要がある。適切な衝撃波圧力を発生させ、金属材料の降伏応力を越えた領域で塑性変形を起こさせる。レーザー条件の最適化のためには、シミュレーションにより、レーザーと金属材料、及びブルームの相互作用を正確に理解し、アブレーション生成ブルームの圧力、固体中の圧縮塑性応力等を詳細に評価する必要がある。

開発したシミュレーションコードの新規性を述べる。

- 1) レーザーと固体金属、及びブルームの相互作用、固体から液体、液体から中性気体、中性気体から部分電離プラズマへの相変化の効果を取り入れた1次元のレーザーピーニング統合シミュレーションコードを開発した¹⁾³⁾。
- 2) レーザー照射から固体内部の応力分布の評価まで、統合的にシミュレーション可能である。塑性応力も計算可能である。
- 3) 真空中、大気中でレーザーを照射する場合のみでなく、水中又はガラス中の計算も可能である。

本研究において、塑性応力の計算のモデリングを行い、統合シミュレーションを行った。塑性応力の空間分布の時間発展が、固体内部の圧力分布の時間発展に大きく影響されることを見出した。

2. 開発したシミュレーションコード¹⁾³⁾

2.1 統合シミュレーションコードの概要

図2は、開発した統合シミュレーションコード(Integrated Simulation code for Laser Ablation Peening, ISLAP)のフローチャートである¹⁾³⁾。原子モデルコードを用いて、原子のエネルギー準位、ポピュレーション、電離度を様々な温度密度で求める。そのデータを状態方程式コードに入力し、圧力、比熱等を求める。原子のエネルギー準位、ポピュレーション、電離度などのデータをスペクトルコードに入力し、X線の放射係数、吸収係数等を求める。圧力、比熱、X線の放射係数、吸収係数等のデータをテーブル化し、Laser Ablation Peening Code (LAPCO)に入力し、固体金属の温度上昇、固体中の応力生成、相変化、流体運動、放射輸送等の計算を行う。

図3は、LAPCOのフローチャートである。

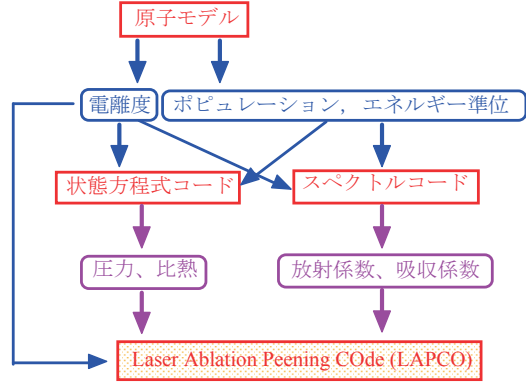


図2 統合シミュレーションコードのフローチャート

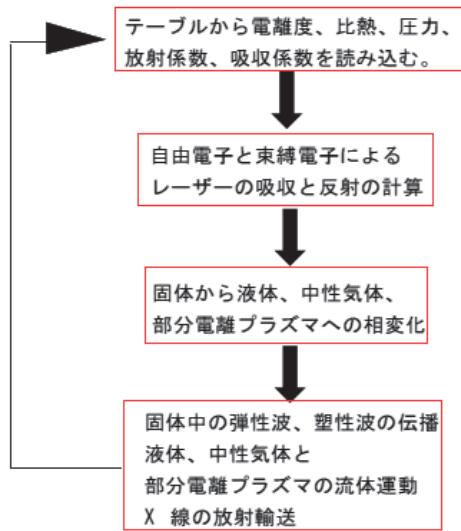


図3 LAPCO のフローチャート。

図4は、本シミュレーションコードにおける geometry である。左から右（ z 軸の負から正）に向かってレーザーが照射され、物質は右から左（ z 軸の正から負）に閉じ込め媒質に向かって噴き出す。物質の相構造は、基本的（定常的）には、右から固体、固体と液体の混合領域、液体、液体と気体の混合領域、気体（部分電離プラズマ）と連続的に分布しているとしている。閉じ込め媒質中では、レーザーは吸収されない、と仮定している。

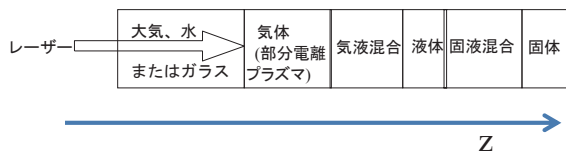


図4 本シミュレーションコードにおける geometry

2.2 応力計算のモデリング⁴⁾

変位量 u_z と弾性歪 ε_z^e の関係は、次式で表される⁴⁾。

$$\varepsilon_z^e(z, t) = \frac{\partial u_z(z, t)}{\partial z} \quad (1)$$

弾性応力 σ_z^e と弾性歪 ε_z^e の関係は次式で与えられる⁴⁾。

$$\sigma_z^e(z, t) = (\lambda + 2\mu) \varepsilon_z^e(z, t) \quad (2)$$

ここで λ , μ はラメ定数であり、ヤング率 E 、ポアソン比 ν を用いて、次のように表される⁴⁾。

$$\lambda = \frac{\nu E}{(1+\nu)(1-2\nu)}, \quad \mu = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (3)$$

(1)式の両辺を時間微分することにより、弾性歪 ε_z^e と固体内部の場の速度 v_z が関係づけられる⁴⁾。

$$\frac{\partial \varepsilon_z^e(z, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial u_z(z, t)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial u_z(z, t)}{\partial t} = \frac{\partial v_z(z, t)}{\partial z} \quad (4)$$

場の速度 v_z は、次の運動方程式を解いて得られる。

$$\begin{aligned} \rho(z, t) \left[\frac{\partial v_z(z, t)}{\partial t} + v \frac{\partial v_z(z, t)}{\partial z} \right] \\ = \frac{\partial}{\partial z} \left[\sigma_z^e(z, t) + \sigma_z^p(z, t) - P(z, t) \right] \end{aligned} \quad (5)$$

ここで P は圧力であり、状態方程式から得られる。 ρ は質量密度である。

塑性応力について考察する。せん断応力は無視する。 x, y 方向の全歪を 0 とし、塑性歪の非圧縮性より、以下の関係式が得られる⁴⁾。

$$\varepsilon_x = \varepsilon_x^e - \varepsilon_z^p / 2 = 0 \quad (6)$$

$$\varepsilon_y = \varepsilon_y^e - \varepsilon_z^p / 2 = 0 \quad (7)$$

$$\varepsilon_z = \varepsilon_z^e + \varepsilon_z^p \quad (8)$$

$$\sigma_x = \lambda e + 2\mu \varepsilon_x^e = \lambda e + \mu \varepsilon_z^p \quad (9)$$

$$\sigma_y = \lambda e + 2\mu \varepsilon_y^e = \lambda e + \mu \varepsilon_z^p \quad (10)$$

$$\sigma_z = \lambda e + 2\mu \varepsilon_z^e = (\lambda + 2\mu) \varepsilon_z^e + \lambda \varepsilon_z^p \quad (11)$$

$$e = \varepsilon_x^e + \varepsilon_y^e + \varepsilon_z^e = \varepsilon_z^e + \varepsilon_z^p \quad (12)$$

塑性歪の増分と応力の関係より、次式が得られる⁴⁾。

$$d\varepsilon_z^p = \frac{2}{3} d\lambda \left[\sigma_z - \frac{1}{2} (\sigma_x + \sigma_y) \right] = \frac{2}{3} \mu d\lambda (2\varepsilon_z^e - \varepsilon_z^p) \quad (13)$$

ここで、 $d\lambda$ は非負のスカラーファクターである。

Von Mises の降伏条件は、以下のように書ける⁴⁾。

$$\begin{aligned}\sigma_0 \leq \sigma_{eq} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[(\sigma_x - \sigma_y)^2 + (\sigma_y - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_x)^2 \right]^{1/2} \\ &= \mu |2\varepsilon_z^e - \varepsilon_z^p|\end{aligned}\quad (14)$$

ここで、 σ_0 は降伏応力である。

3. レーザーアブレーション生成プラズマの評価

レーザーの強度 10 GW/cm^2 、波長 1064 nm 、パルス幅 10 ns 、時間波形は矩形波とし、シミュレーションを行った。図 5 は、シミュレーションで求めた、 10 ns 時のプラズマの圧力の空間分布である。横軸は初期の固体表面からの位置である。 $z = 0$ は初期の固体表面である。初期 ($t = 0$) とは、レーザー照射が開始された時刻の事である。初期の固体アルミニウムの厚さは 2 mm 、水の厚さは 100 mm である。アルミニウムの裏面に 1000 mm (1 m) の余白領域を設定した。理由は 4 章で述べる。計算領域は、 -100 mm から 1002 mm までである。固体アルミニウムと水の初期温度は 300 K である。プラズマの先端近傍では急激に圧力が低下している。熔融したため固体表面が最初の位置から正に移動している。プラズマの先端は次のように定義した。任意の時刻で、「固体と液体の混合領域」と「液体」の境界 $z = Z_m(t)$ の位置から負の方向に向けて圧力を求め、最大圧力値の $1/100$ となる位置をプラズマの先端位置 $Z_p(t)$ とした。

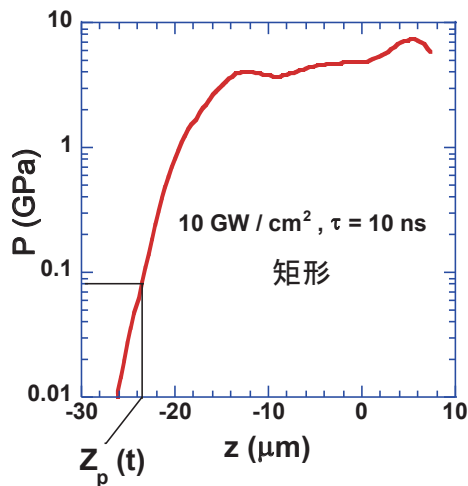


図5 10 ns 時の圧力の空間分布

シミュレーションで、プラズマ中の圧力の空間平均値の時間変化を求めた。レーザーの強度 10 GW/cm^2 、波長 1064 nm 、パルス幅 10 ns 、時間波形は矩形波である。結果を図 6 に示す。シミュレーションにより得られた圧力の最大値は、Fabbro モデル⁵⁾と良い一致を示している。レーザー照射終了後のプラズマ中の圧力の空間平均値の時間変化も、Fabbro モデルとよく一致している。プラズマ中の圧力の空間平均値は、次式で定義した。

$$P_{ave}(t) = \frac{\int_{Z_p(t)}^{Z_m(t)} P(z, t) dz}{Z_m(t) - Z_p(t)} \quad (15)$$

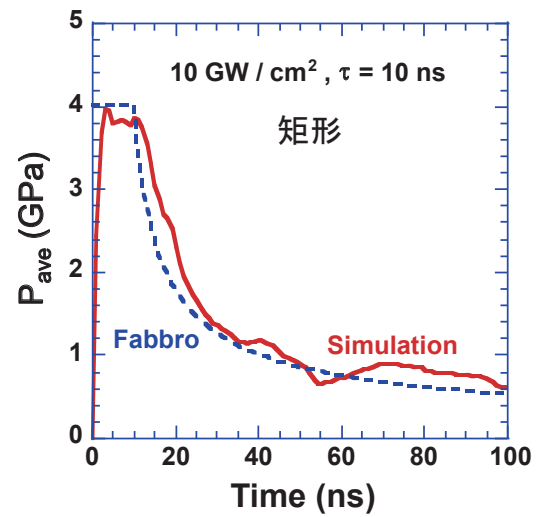


図6 シミュレーションにより得られた、プラズマ中の圧力の平均値の時間発展

図 7 は、シミュレーション、及び Fabbro モデルで求めたプラズマの長さである。レーザー強度 10 GW/cm^2 、波長 1064 nm 、パルス幅 10 ns 、時間波形は矩形波である。15 ns 程度までは両者はよく一致しているが、それ以降はシミュレーションの方がプラズマ長が長い。Fabbro モデルでは、断熱膨張する際も空間的には圧力分布は均一（一定）としている。図 8 に、シミュレーションで求めた 100 ns 時のプラズマの圧力の空間分布を示す。図 8 と図 5 を比較すると、 100 ns 時には 10 ns 時よりもプラズマの先端近傍での圧力の低下が緩やかである。そのため、15 ns 程度以降ではシミュレーションの方がプラズマ長が長くなっている、と考えられる。

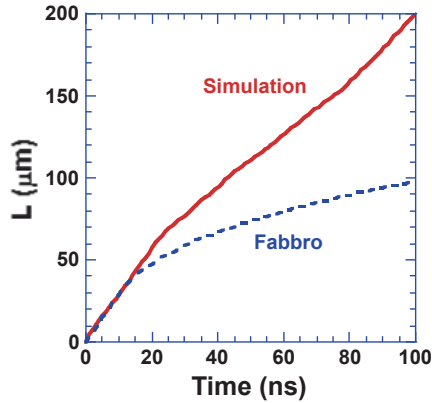


図7 シミュレーション及びFabbro モデルで得られた
プルームの長さの時間発展

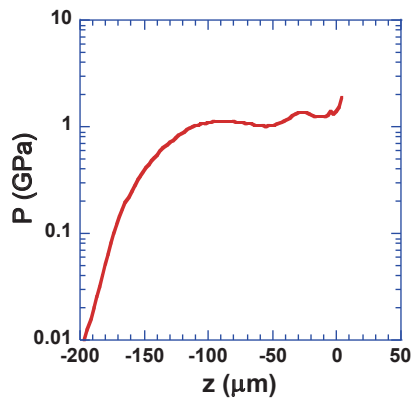


図8 100 ns 時の圧力の空間分布

レーザーの時間波形をガウシアンとし、波長 1064 nm、パルス幅 10 ns、強度を 10 GW/cm² とした場合の、プルーム中の圧力の空間平均値の時間変化を図 9 に示す。矩形波 (図 6) の場合と比べ、最大値が減少し、圧力が最大になる時間が、レーザーピーク時より 7 ns 程度遅れている。レーザー照射終了後も 0.6 GPa 程度以上の圧力を維持している。

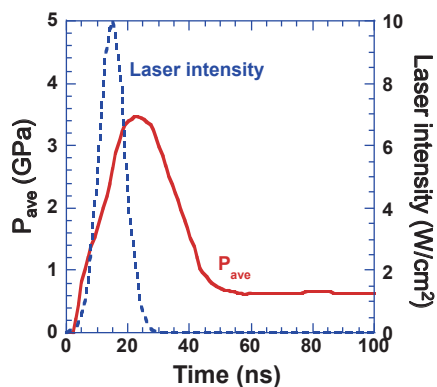


図9 プルーム中の圧力の平均値の時間発展

レーザーの時間波形は矩形波とし、レーザー強度を 2.5 GW/cm²、5 GW/cm²、10 GW/cm² とした場合の、プルーム中の圧力の空間平均値の最大値を図 10 に示す。強度が低くなると、融解熱及び気化熱等の影響が大きくなり、シミュレーション結果は Fabbro モデルより少し圧力が低くなるが、比較的良好一致を示している。

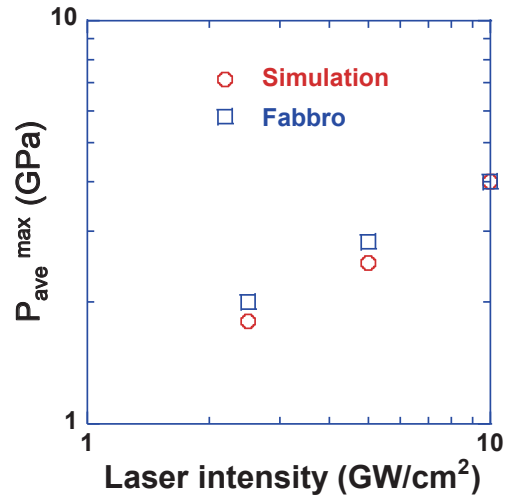


図 10 レーザー強度の関数として表したプルーム中の
圧力の空間平均値の最大値

4. 塑性応力の評価

アルミニウムのラメ定数、熱拡散係数から求められる、弾性波、塑性波、熱波が 2 mm 厚さを伝搬する時間は、それぞれ、307 ns, 366 ns, 40.0 ms である。固体中の熱の伝搬にかかる時間が桁違いに長い。40.0 ms 間に、弾性波は約 2.6×10^7 mm (2.6×10^4 m) 進む。弾性波、塑性波の境界からの反射による影響を完全に抑えるためには、計算上の余白領域が 2.6×10^4 m 必要になるが、現実的ではない。本シミュレーションでは、2 mm 厚さのアルミニウムの裏面 (レーザー照射面の反対側) に 1000 mm (1 m) の余白領域を設定した。水の厚みは、100 mm とした。本シミュレーションでは、余白領域での弾性波の伝搬等より、シミュレーション時間を 80 μs とした。

レーザーの強度 10 GW/cm²、波長 1064 nm、パルス幅 10 ns、時間波形は矩形波とし、シミュレーションを行った。得られた、塑性応力分布の時間発展を図 11 に示す。

(a) は 0.1 μs から 0.366 μs まで、(b) は 0.366 μs から 10

μs まで、(c) は $10\mu\text{s}$ から $80\mu\text{s}$ までである。(a) では、塑性波の伝搬に伴い塑性応力が固体の奥まで伝搬していることが分かる。(b) では時間経過に伴い圧縮塑性応力が大きくなっているが、(c) では時間経過に伴い圧縮塑性応力が小さくなっており、固体表面近傍では引張塑性応力が生成されている。

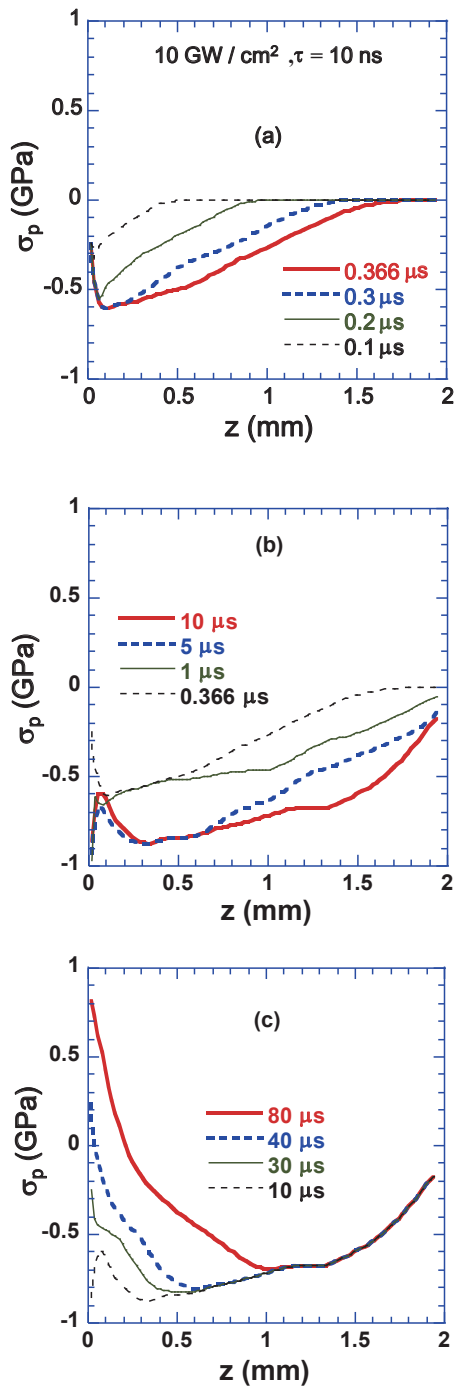


図 11 塑性応力分布の時間発展。(a) $0.1\mu\text{s}$ から $0.366\mu\text{s}$ まで、(b) $0.366\mu\text{s}$ から $10\mu\text{s}$ まで、(c) $10\mu\text{s}$ から $80\mu\text{s}$ まで

図 11 に示された塑性応力分布の時間発展の傾向は、圧力分布の時間発展より説明できる。図 12 は、固体内部の圧力分布の時間発展である。(a) では殆ど圧力が内部に進展していない。(b) では圧力が固体内部に進展し、熱衝撃波の前面の塑性応力が大きくなっている。(c) では圧力分布がなだらかになり、衝撃波が崩れる。圧力が高い所は歪が正となり、引張塑性応力が生成される。

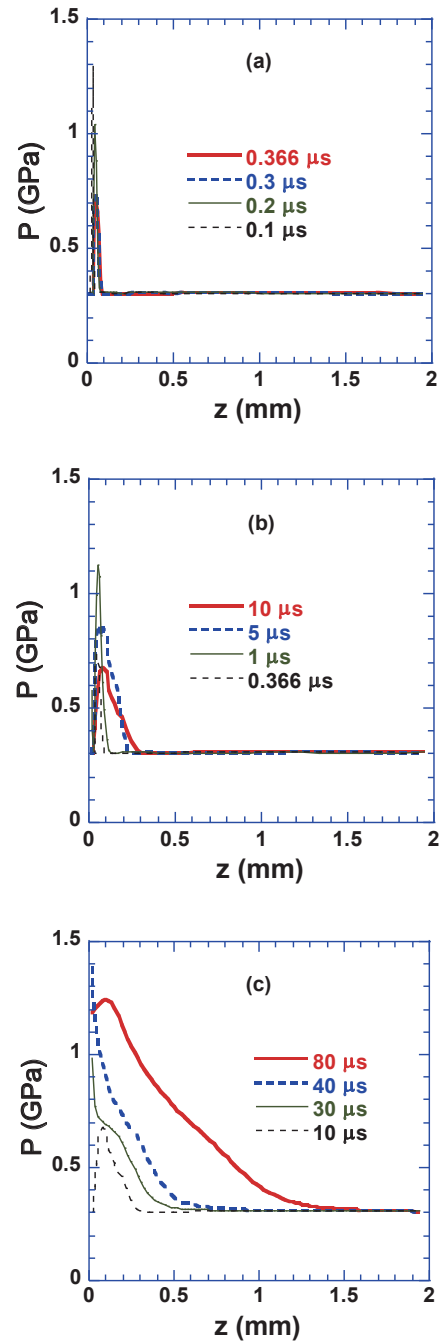


図 12 固体内部の圧力分布の時間発展。(a) $0.1\mu\text{s}$ から $0.366\mu\text{s}$ まで、(b) $0.366\mu\text{s}$ から $10\mu\text{s}$ まで、(c) $10\mu\text{s}$ から $80\mu\text{s}$ まで

図 12 の (c) において、圧力が時間とともに大きくなっていることに関しては、プルームからの電子熱伝導で説明できる。図 13 にプルームの電子温度分布の時間発展を示す。 $z=0$ は初期の固体表面の位置であるが、溶解、及び気化（アブレーション）により、固体表面の位置が正の向きに移動している。固体表面近傍の温度分布を表示するために、表示する横軸の範囲を -0.2 mm から 0.05 mm までとした。本統合シミュレーションでは、プルーム中のエネルギー方程式と固体内のエネルギー方程式とプルームと固体のエネルギーのやり取りを、1つの時間ステップの中で一括して計算している。

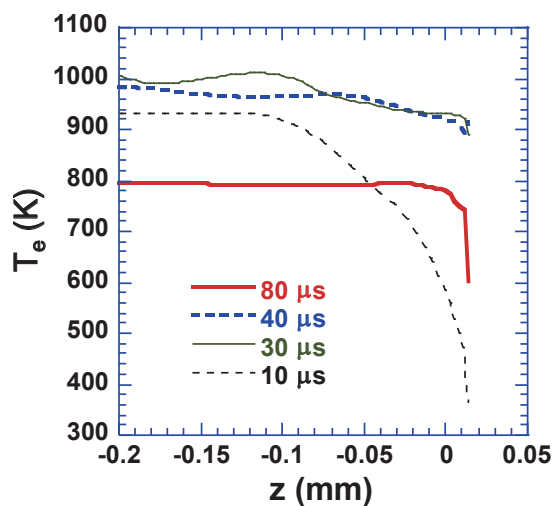


図 13 プルームの電子温度分布の時間発展。

5. 結言

固体から液体、液体から中性気体、中性気体から部分電離プラズマへの相変化の効果を取り入れたレーザーピーニング統合シミュレーションコード (ISLAP) を開発した。

水中レーザーピーニングのシミュレーションを行い、プルームの圧力の空間平均値の時間発展について、パルス波形依存性を評価した。レーザー照射強度の関数として、プルームの圧力の空間平均の最大値を求めた。融解熱及び気化熱等の影響のため、レーザー強度が低くなるとシミュレーション結果の方が Fabbro モデルより少し圧力が低くなるが、比較的良好一致を示した。

塑性応力の空間分布の時間発展が、固体内部の圧力分布の時間発展に大きく影響されることを見出した。

参考文献

- 1) 古河裕之: レーザー研究, **36**, 742-746, 2008.
- 2) 古河裕之、藤田和久、森谷信一: プラズマ核融合学会誌, **87**, 642-649, 2011.
- 3) 古河裕之、部谷学、中野人志: レーザー研究, **24**, 784-791, 2014.
- 4) 10) K. Ding, and L. Ye: 'Laser shock peening Performance and process simulation', CRC Press (2006)..
- 5) R. Fabbro, J. Fournier, P. Ballard, P. Peyre, D. Devaux, and J. Virmont.: J. Appl. Phys. **68**, 775-784, 1990.

平成 26 年度レーザー損傷耐力データベース化試験

レーザー技術開発室

本越伸二、岸田知門、實野孝久¹

¹大阪大学レーザーエネルギー学研究センター

1. はじめに

レーザー装置には多くの光学素子が使用され、その光学素子の性能によって、得られるレーザー装置の性能は大きく左右される。特に、高出力で動作するレーザー装置では、使用される光学素子が、高出力エネルギーを持つレーザー光に長時間曝されることによりしばしば損傷が発生し、装置の性能、稼働率を低下させる要因になる。そのため、光学素子のレーザー損傷物理の理解とレーザー損傷耐力（損傷しきい値）の向上は、高出力レーザー装置を開発する上で重要な課題となり、国内外の多くの企業・研究機関で研究が行われている。

我々は、高耐力光学素子の開発を進めるとともに、平成 17 年度より、企業からの依頼により光学素子のレーザー損傷しきい値評価試験を行っている。平成 26 年度は、37 件の相談を受け、14 件の評価試験を実施した。その一方で、光学素子のレーザー損傷しきい値の標準化と情報発信を目的として、「レーザー損傷耐力データベース化試験（以下、データベース化試験）」を実施している。これまで、波長 1064 nm、532 nm、355 nm、248 nm で用いる光学素子に対してデータベース化試験を実施し¹⁻⁸⁾、試料を提供頂いた企業に直接結果を報告するとともに、レーザー総研のホームページ上で結果を公開し、ユーザーの皆さんにも各光学素子のレーザー損傷耐性の現状として紹介している⁹⁾。

平成 26 年度は、532 nm 用光学素子（第 13 回高反射膜、第 14 回反射防止膜）についてデータベース化試験を行った。532nm 用光学素子については、平成 21 年度に第 3 回および第 4 回データベース化試験で既に実施している^{2,7)}が、技術相談でも試験依頼の多い光学素子であることから、再度同じ仕様でデータベース化試験を行った。本報告では、平成 26 年度データベース化試験の

結果をまとめるとともに、平成 21 年度に実施した第 3 回、4 回の結果と比較し検討した。また、低いエネルギー密度から徐々に照射エネルギー密度を増加することにより、レーザー損傷しきい値が向上する「レーザーコンディショニング効果^{10,11)}」の違いについてまとめた。

2. 光学特性仕様

第 13 回、14 回のデータベース化試験で指定した光学素子の特性仕様と参加企業数、試料数を表 1 に示す。高反射膜では、多く使用されている 45° 入射ミラーで、反射率を 99.5%以上（P 偏光）とした。P 偏光は、S 偏光に比べて高い反射率を得ることが難しく、その分、層数や屈折率差を増やす必要があり、一般に S 偏光に比べて損傷しきい値は低くなる。反射防止膜の基板材料は、石英ガラスに統一した。また、反射防止膜では基板ガラス面までレーザー光が届くため、コート前の表面粗さやクリーニングの状態がレーザー損傷耐力に大きな影響を及ぼす。そのため前回同様、表面粗さのみを指定した。

表 1 平成 26 年度データベース化試験試料仕様

	第13回	第14回
	高反射膜	反射防止膜
波 長 [nm]	532	
パルス幅 [ns]	8	
入射角度 [°]	45	0
偏 光	P	-
反射率 [%]	>99.5	<0.5
基板材料	指定なし	石英ガラス
基板研磨状態	光学研磨	RMS<10 Å
裏面研磨状態	指定なし	表面と同様
参加企業数	9	13
評価試料数	18	33

参加企業数、試料数は、13 回、14 回の試験に対して、それぞれ 9 社 18 個、13 社 33 個であった。

3. 評価装置と方法

レーザー損傷しきい値評価試験には、波長 1064 nm、パルス幅 10 ns の Q スイッチ Nd:YAG レーザー (Spectra Physics 社 Quanta-ray) を使用した。縦モード、横モードともに単一モード発振器の出力を増幅器により増幅した後、KTP 結晶 ($7 \times 7 \times 7 \text{ mm}^3$) を用いて第二高調波 (波長 532 nm) を発生し、焦点距離 3000 mm のレンズを用いて試料上に集光した。試料に照射するレーザーの時間波形、エネルギーは、パイプラナ光電管とエネルギーメータでそれぞれ計測した。また、レンズから試料表面までと同じ距離になる位置に CCD カメラを設置し、試料上のビーム形状およびビームサイズを計測した。照射レーザー光のエネルギーは、1/2 波長板と平板偏光子を用いて調整した。

評価方法には、1-on-1 (1 パルス照射毎に損傷の有無に関わらず照射位置を移動する) 試験法を採用した。照



図1 レーザー損傷しきい値評価装置

射前後の試料表面をノマルスキー顕微鏡 (50 倍) により観察した。レーザー損傷しきい値は、損傷が発生した最小エネルギー密度として決定し、照射ガウス分布のピーク値エネルギー密度で表した。

4. 532 nm 用高反射膜の評価結果

高反射膜のデータベース化試験結果を図2に示す。また比較のために、図3に平成21年度の第3回データベース化試験の結果²⁷⁾を示す。第3回と試料数が大きく異なるが、頻度分布図はほぼ同じである。今回の最大損

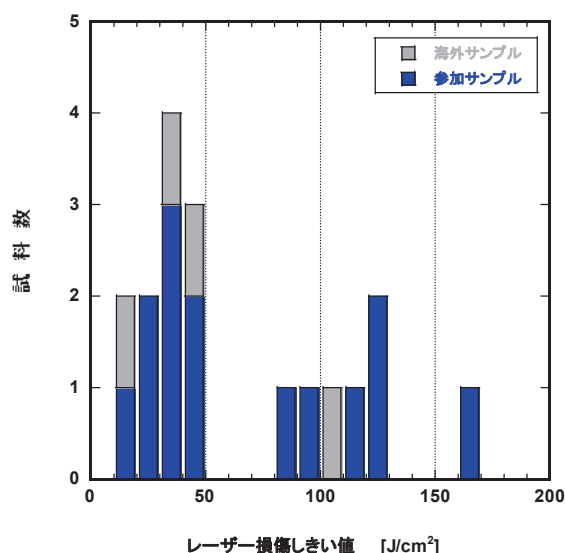


図2 532nm 高反射膜データベース化試験結果

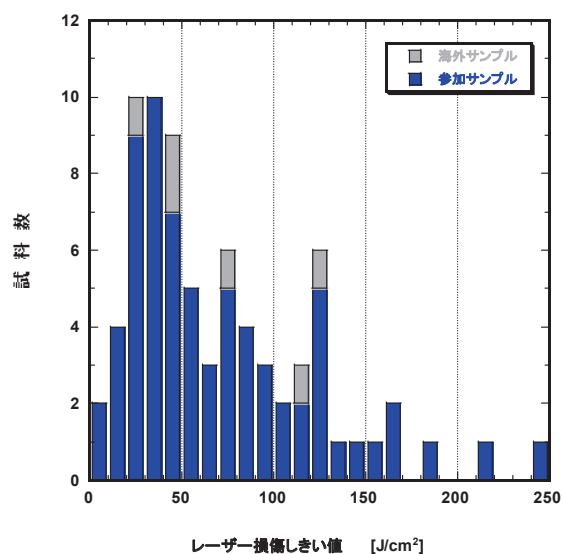


図3 第3回データベース化試験結果²⁷⁾

傷しきい値は約170 J/cm²であった。第3回では200 J/cm²を超える試料が2個(1社)存在したが、今回はこの企業は参加していない。最頻度しきい値は30-40 J/cm²で、データベースとしては5年間で大きな変化はなかったと言える。

5. 532nm 用反射防止膜の評価結果

図4、図5に、今回の532 nm用反射防止膜のデータベース化試験結果と、第4回データベース化試験の結果²⁾を示す。第4回の時の最大損傷しきい値と最頻度しき

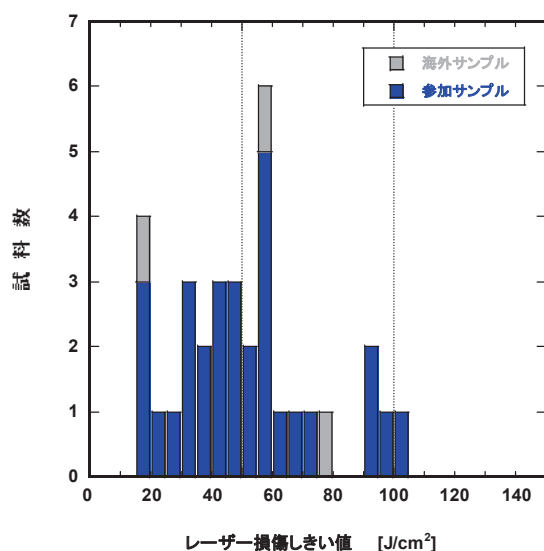


図4 532nm 用反射防止膜データベース化試験結果

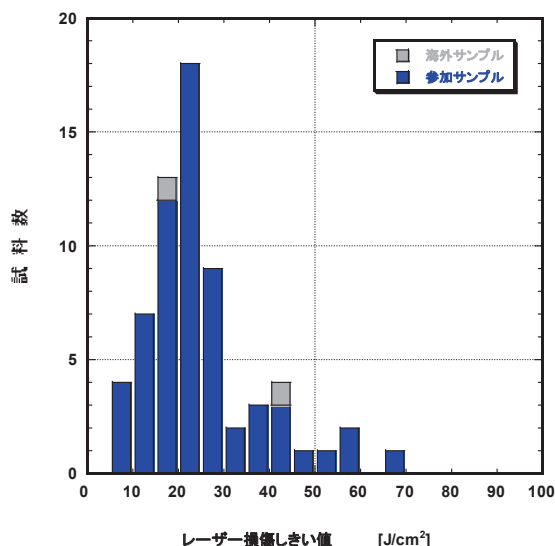


図5 第4回データベース化試験結果²⁾

い値は、69 J/cm²と20-25 J/cm²であったが、今回の最大および最頻度しきい値はそれぞれ104 J/cm²と55-60 J/cm²となり、大幅に向上していることが分かった。これは、第3回の高反射膜の結果に比べ、第4回の反射防止膜の結果が極端に低かったことから、成膜技術よりもコート前の基板の状態、洗浄技術などを改善することを提案したこともあり、各社見直しができたものと思われる。使用するレーザー波長が短くなるに従い、基板表面の僅かな欠陥や残留不純物もレーザー損傷耐性に大きな影響を及ぼすため、コート前の洗浄技術はより重要度を増してくると思われる。

6. レーザーコンディショニング効果の評価

光学素子にレーザー光を照射する場合、低いエネルギーから徐々に増加し照射すると、1-on-1 損傷しきい値よりも高いエネルギーに対して耐性を持つようになることが知られている。この現象は、一般に、レーザーコンディショニング効果と呼ばれている^{10,11)}。これは、1-on-1 損傷しきい値を決定する要因になっている局所的な不純物や欠陥が、低エネルギー照射により除去されるためと考えられている。レーザー損傷しきい値評価試験では、照射位置を固定し、低いエネルギーから照射エネルギーを増加し、損傷が発生したエネルギー密度を損傷しきい値と定義する「N-on-1」試験として、上述の「1-on-1」試験と比べられる。一般に、「N-on-1」損傷しきい値は、「1-on-1」損傷しきい値よりも高い値となる。言い換えると、「1-on-1」損傷しきい値に比べて、高い「N-on-1」損傷しきい値を持つ試料は、混入する不純物を抑制することにより高耐力化が望めると見ることができる。

図6に第13回、14回の試料の「1-on-1」損傷しきい値に対する「N-on-1」損傷しきい値の関係を示す。赤丸が第13回高反射膜の試料、青丸が第14回反射防止膜の試料の結果である。損傷しきい値の変化を判りやすくするために、「1-on-1」と「N-on-1」損傷しきい値が等しい場合を赤線で示した。

図より、高反射膜の18個全ての試料がN-on-1試験により高い損傷しきい値を示した。特に、約40 J/cm²より

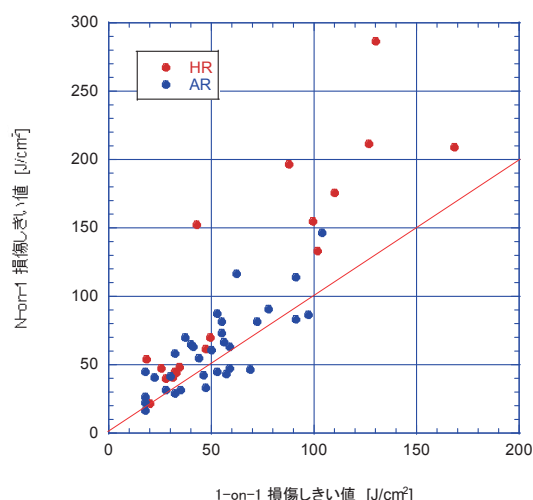


図6 1-on-1 損傷しきい値に対するN-on-1 損傷しきい値

も高い 1-on-1 損傷しきい値を持つ試料では、約 2 倍も高耐力になることが分かった。一方、反射防止膜については、高反射膜の場合ほどの効果は見られない。特に、全試料の約 1/3 は、1-on-1 損傷しきい値よりも低いしきい値となった。これは、局所的な不純物の除去を期待した低エネルギー照射によって反射防止膜自身が顕微鏡で確認できない微小な損傷を生じ、それが繰返し照射により成長したものと考えられる。このような光学素子をレーザー装置内に使用すると、時間とともに損傷を起こしやすくなり、装置の稼働率を低下する原因となる。多重照射によりレーザー損傷しきい値を下げる要因については、今後明らかにしていきたい。

7. まとめ

平成26年度に実施した波長532 nm用光学素子のデータベース化試験結果についてまとめ、考察を行った。高反射膜の試料では、5年前に実施した試験とほぼ同じ頻度分布であったが、反射防止膜については、約2倍向上

が図られていることが確認できた。また、N-on-1 損傷しきい値と比較した結果、高反射膜については耐力向上が確認され、特に、1-on-1 損傷しきい値 50 J/cm² 以上を持つ試料については大幅な改善が期待できる。一方、反射防止膜については、レーザーコンディショニング効果は余り期待できないことが分かった。

今度、反射防止膜において多重照射でレーザー損傷しきい値が低下する原因の調査を進めるとともに、CW および高繰返し照射に対するデータベース化試験について準備を進めていきたい。

謝辞

試料を提供しご協力頂いた高耐力光学素子研究会参加企業各社に御礼申し上げます。

参考文献

- 1) 本越伸二他: ILT 2009, レーザー技術総合研究所, 2009.
- 2) 本越伸二他: ILT 2010, レーザー技術総合研究所, 2010.
- 3) 本越伸二他: ILT 2011, レーザー技術総合研究所, 2011.
- 4) 本越伸二他: ILT 2012, レーザー技術総合研究所, 2012.
- 5) 本越伸二他: ILT 2013, レーザー技術総合研究所, 2013.
- 6) 本越伸二他: ILT 2014, レーザー技術総合研究所, 2014.
- 7) S.Motokoshi, et al.: Proc. of Laser-Induced Damage in Optical Materials 2010, SPIE **7842**, 78420F-1, 2011.
- 8) S.Motokoshi, et al.: Proc. of Laser-Induced Damage in Optical Materials 2011, SPIE **8190**, 81900I-1, 2012.
- 9) <http://www.ilt.or.jp/kenkyukai.html>
- 10) L.Sheehan, et al.: Proc. of Laser-Induced Damage in Optical Materials 1993, SPIE 2114, 559-568.
- 11) M.R.Kozlowski and R.Chow: Proc. of Laser-Induced Damage in Optical Materials 1993, SPIE 2114, 640-649.

発 表 論 文 リ ス ト

発表論文リスト

○レーザーエネルギー研究チーム

著者	L. Zhang, Y. Wei, M. Zhang, G. Guo, Y. Wan, M. Zhang, Z. Lu, Y. Gong, W. Wang, <u>D. Li</u>
題目	A novel sine ridge waveguide for 0.65THz backward wave oscillator
論文誌名	Proceedings of International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves, pp.934, 2014
著者	C. Ding, Y. Wei, L. Zhang, G. Guo, Y. Wang, M. Zhang, Z. Lu, Y. Gong, W. Wang, <u>D. Li</u>
題目	Beam-wave interaction study on a novel Ka-band ring-shaped microstrip meander-line slow wave structure
論文誌名	Proceedings of International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves, pp.936, 2014
著者	<u>D. Li</u> , Y. Wang, M. Hangyo, Y. Wei, Z. Yang, S. Miyamoto
題目	Cherenkov radiation oscillator without reflectors
論文誌名	Applied Physics letters, 104, 194102-1 - 194102-3, 2014
著者	Y. Wang, Y. Wei, <u>D. Li</u> , Z. Duan, Y. Gong, W. Wang
題目	Study on Surface Waves in a Medium Plate Made from Negative Index Materials
論文誌名	IEEE International Vacuum Electronics Conference proceeding, pp.465, 2014
著者	Y. Wang, Y. Wei, <u>D. Li</u> , M. Hangyo, Y. Gong
題目	Surface waves excited from negative-index materials
論文誌名	Physics letters A, 378, 2345-2349, 2014
著者	M. Zhang, Y. Wei, L. Yue, J. Xu, Z. Lu, T. Tang, <u>D. Li</u>
題目	U-shaped Quasi-parallel-plate for Low Voltage THz BWO
論文誌名	Proceedings of International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves, pp.933, 2014

○レーザープロセス研究チーム

著者	K. Takahashi, M. Tsukamoto, S. Masuno, Y. Sato, H. Yoshida, K. Tsubakimoto, H. Fujita, N. Miyanaga, <u>M. Fujita</u> , H. Ogata
題目	Influence of laser scanning conditions on CFRP processing with a pulsed fiber laser
論文誌名	Journal of Materials Processing Technology, 222, pp.110–121, 2015
著者	<u>T. Somekawa</u> , <u>M. Fujita</u> , <u>Y. Izawa</u> , M. Kasaoka, and Y. Nagano
題目	Furfural Analysis in Transformer Oils Using Laser Raman Spectroscopy
論文誌名	IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 22, pp.229-231, 2014
著者	<u>T. Somekawa</u> , T. Takeuchi, C. Yamanaka, <u>M. Fujita</u>
題目	Raman spectroscopy measurements of CO2 dissolved in water and CO2 bubbles for laser remote sensing in water
論文誌名	SPIE. Remote Sensing 2014, 9240, 92400J-1, 2014
著者	J. Izawa, T. Yokozawa, T. Kurata, A. Yoshida, Y. Matsunaga, <u>T. Somekawa</u> , S. Eto, N. Manago, H. Horisawa, S. Yamaguchi., T. Fujii, and H. Kuze
題目	Stand-off detection and classification of CBRNe using a lidar system based on a high power femtosecond laser
論文誌名	SPIE. Security+Defence2014, 9253, 92530C-1, 2014

著者	T. Samoto, H. Hirano, <u>T. Somekawa</u> , K. Hikichi, <u>M. Fujita</u> , M. Esashi, and S. Tanaka
題目	Wafer-to-wafer transfer process of barium strontium titanate for frequency tuning applications using laser pre-irradiation
論文誌名	Journal of Micromechanics and Microengineering, Vol.25, Issue 3, 035015, 2015
著者	藤田雅之、 <u>染川智弘</u> 、尾崎巧、吉田実、宮永憲明、中瀬拓也、小林隆
題目	フェムト秒レーザーを用いたAl-Si合金の低摩擦化加工
論文誌名	光アライアンス, 2015年2月号, pp.4-7, 2014
著者	藤田雅之
題目	高輝度レーザーの産業利用
論文誌名	放射線と産業, 137号, pp.10-13, 2014
著者	藤田雅之
題目	レーザー加工が得意な公設試 総論
論文誌名	オプトロニクス, 388巻, 4号, pp.144-145, 2014
著者	<u>染川智弘</u>
題目	超短パルスレーザーを用いた白色光ライダーの開発
論文誌名	光アライアンス, 2015年2月号, pp.4-7, 2014

○レーザー計測研究チーム

著者	御崎哲一、篠田昌弘、 <u>島田義則</u> 、 <u>オレグコ チャエフ</u>
題目	レーザーリモートセンシングを用いたコンクリート剥離検知装置の開発
論文誌名	プレストレストコンクリート, Vol.56, No.6, Nov. 2014., pp.61-66, 2014
著者	倉橋慎理、 <u>オレグコ チャエフ</u> 、 <u>島田義則</u> 、乗松孝好
題目	レーザー差動干渉計を用いた環境振動下におけるコンクリート構造物の内部欠陥検出法
論文誌名	レーザー研究, 42巻, 11号, pp.849-853, 2014
著者	<u>島田義則</u>
題目	「レーザーによるコンクリート欠陥検査・診断技術」
論文誌名	「巨大構造物ヘルスマonitoring」NTS出版, pp.154-158, 2015

○レーザーバイオ化学研究チーム

著者	K. Lugsanangarm, A. Nueangaudom, S. Kokpol, S. Pianwanit, N. Nunthaboot, F. Tanaka, <u>S. Taniguchi</u> and <u>H. Chosrowjan</u>
題目	Heterogeneous subunit structures in the pyranose 2-oxidase homotetramer revealed by theoretical analysis of the rates of photoinduced electron transfer from a tryptophan to the excited flavin
論文誌名	(JPPA) - Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry, pp.306, 66-79, 2015
著者	A. Nueangaudom, K. Lugsanangarm, S. Pianwanit, S. Kokpol, N. Nunthaboot, F. Tanaka, <u>S. Taniguchi</u> , <u>H. Chosrowjan</u>
題目	Theoretical analyses of the fluorescence lifetimes of the D-amino acid oxidase-benzoate complex dimer from porcine kidney: Molecular dynamics simulation and photoinduced electron transfer
論文誌名	Royal Society of Chemistry Advances, Vol.4, pp.54096-54108, 2014

著者	H. Chosrowjan, S. Taniguchi, F. Tanaka
題目	Ultrafast fluorescence up-conversion technique and its applications on proteins
論文誌名	FEBS Journal, Special issue: Flavins and Flavoproteins, DOI:10.1111/febs.13180, pp.1-13, 2015
著者	G. Khosrovian, S. Taniguchi, M. Fujita, Y. Izawa, K. Tsubakimoto, H. Yoshida, N. Miyanaga
題目	Filled-aperture coherent summation technique for multiple high average power laser beams
論文誌名	IEEE Xplore Digital Library, DOI: 10.1109/LO.2014.6886323, 1, 2014
著者	H. Chosrowjan, S. Taniguchi, M. Fujita, K. Tsubakimoto, H. Yoshida, N. Miyanaga, and Y. Izawa
題目	Filled-aperture, Single detector Coherent Beam Combining Technique Using Simple Algorithms
論文誌名	ALPS'14, The 3rd Advanced Lasers and Photon Sources, Paper No. ALPS-p03, 151 - 152, 2014
著者	H. Chosrowjan, S. Taniguchi, M. Fujita, K. Tsubakimoto, H. Yoshida, N. Miyanaga, Y. Izawa
題目	New Techniques for High-power Coherent Beam Combination
論文誌名	レーザー学会第471回研究会報告, 471, 5, 1-5, 2014

○理論・シミュレーションチーム

著者	Y. Mori, T. Sekine, O. Komeda, Y. Nishimura, E. Miura, S. Nakayama, K. Ishii, R. Hanayama, N. Satoh, T. Kurita, T. Kawashima, H. Kan, N. Nakamura, T. Kondo, M. Fujine, M. Kakeno, S. Ohshima, H. Azuma, T. Hioki, T. Kajino, T. Motohiro, A. Sunahara, Y. Sentoku, and Y. Kitagawa
題目	Repetitive 1Hz Fast-Heating Fusion Driver HAMA Pumped by Diode Pumped Solid State Laser
論文誌名	The review of laser engineering, 42, 154-159, 2014
著者	T. Yanagawa, H. Sakagami, A. Sunahara and H. Nagatomo
題目	Asymmetric implosion of a cone-guided target irradiation by GekkoXII laser
論文誌名	Laser particle and beams, accepted, 34, 1-12, 2015
著者	T. Johzaki, T. Taguchi, T. Sentoku, A. Sunahara, H. Nagatomo, H. Sakagami, K. Mima, S. Fujioka, H. Shiraga
題目	Control of Electron Beam Using Strong Magnetic Field for Efficient Core Heating in Fast ignition
論文誌名	Nuclear Fusion, 55, 0530225, 2015
著者	K. Yoshida, S. Fujioka, T. Higashiguchi, T. Ugomori, N. Tanaka, M. Kawasaki, Y. Suzuki, C. Suzuki, K. Tomita, R. Hirose, T. Ejima, H. Ohashi, M. Nishikino, A. Sunahara, B. Li, P. Dunne, G. O'sullivan, T. Yanagida, H. Azechi, and H. Nishimura
題目	Density and x-ray emission profile relationships in highly ionized high-Z laser-produced plasmas
論文誌名	Applied Physics Letters, 106, 121109, 2015
著者	T-H. Dinh, Y. Suzuki, R. Hirose, H. Hara, H. Ohashi, P. Dunne, G. O'Sullivan, A. Sunahara, and T. Higashiguchi
題目	Development of a volume-limited dot target for a high brightness extreme ultraviolet microplasma source
論文誌名	Review of Scientific Instruments, 85, 116104, 2015

著者	A. Maeno, <u>A. Sunahara</u> , S. Fujioka, and H. Nakasima
題目	Effect of Magnetic Field Strength on a Magnetic Thrust Chamber System
論文誌名	JOURNAL OF PROPULSION AND POWER, 30, 54-61, 2015
著者	K. Yoshida, S. Fujioka, T. Higashiguchi, T. Ugomori, N. Tanaka, H. Ohashi, M. Kawasaki, Y. Suzuki, C. Suzuki, K. Tomita, R. Hirose, T. Ejima, M. Nishikino, <u>A. Sunahara</u> , E. Scally, B. Li, T. Yanagida, H. Nishimura, H. Azechi, and G. Osullivan
題目	Efficient extreme ultraviolet emission from multiple laser-produced one-dimensional spherical plasmas
論文誌名	Appl. Phys. Express, 7, 086202, 2014
著者	A. Roy, G. Arai, H. Hara, T. Higashiguchi, H. Ohashi, <u>A. Sunahara</u> , B. Li, P. Dunne, G. O'Sullivan, T. Miura, T. Mocek, A. Endo
題目	Evolution of laser produced Sn EUV source
論文誌名	Appl. Phys. Lett, 105, 074103, 2014
著者	T. Ozaki, <u>A. Sunahara</u> , H. Shiraga, Y. Arikawa, S. Fujioka, H. Sakagami, Z. Zhang, H. Nagatomo, T. Johzaki, T. Namimoto, M. Taga, S. Kojima, Y. Abe, K. Ishihara, T. Nagai, S. Sakata, S. Hattori, Y. Sakawa, H. Nishimura, H. Azechi
題目	Hot electron spectra in hole-cone shell target and a new proposal of the target for fast ignition in laser fusion
論文誌名	Physica Scripta, T161, 014025, 2014
著者	K. Nishimura, R. Shibata, T. Yabuuchi, <u>A. Sunahara</u> , and K. A. Tanaka
題目	Laser Scattered Images Observed from Carbon Plasma Stagnation
論文誌名	Appl. Phys. Lett., 104, 244105, 2014
著者	<u>A. Sunahara</u>
題目	Numerical Simulation for Laser-processing
論文誌名	Journal of the Japan Society for Precision Engineering, 80, 824-830, 2014
著者	A. Casner, L. Masse, B. Delorme, D. Martinez, G. Huser, D. Galmiche, S. Liberatore, I. Igumenshchev, M. Olazabal-Loumé, Ph. Nicolaï, J. Breil, D. T. Michel, D. Froula, W. Seka, G. Riazuelo, S. Fujioka, <u>A. Sunahara</u> , M. Grech, C. Chicanne, M. Theobald, N. Borisenko, A. Orekhov, V. T. Tikhonchuk, B. Remington, V. N. Goncharov and V. A. Smalyuk
題目	Progress in indirect and direct-drive planar experiments on hydrodynamic instability
論文誌名	Phys. Plasmas, 21, 122702, 2014
著者	T. Higashiguchi, S. Fujioka, <u>A. Sunahara</u> , T. Yanagida, and H. Mizoguchi
題目	Progress of Extreme Ultraviolet (EUV) Source Development for Micro-Lithography
論文誌名	The review of laser engineering, 42, 14-22, 2014
著者	<u>A. Sunahara</u>
題目	Radiation Hydrodynamic Simulation of the Efficient Extreme Ultraviolet Light Plasma
論文誌名	OYO BUTSURI, 83, 741-746, 2014
著者	T. Zh. Esirkepov, J. Koga, <u>A. Sunahara</u> , T. Morita, M. Nishikino, K. Kageyama, H. Nagatomo, K. Nishihara, A. Sagisaka, H. Kotaki, T. Nakamura, Y. Fukuda, H. Okada, A. Pirozhkov, A. Yogo, M. Nishiuchi, H. Kiriya, K. Kondo, M. Kando, S. V. Bulanov
題目	repulse and amplified spontaneous emission effects on the interaction of a petawatt class laser with thin solid targets
論文誌名	Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 754, 150-163, 2014

著者	K. Takaki, K. Kageyama, <u>A. Sunahara</u> , T. Yabuuchi, and K. A. Tanaka
題目	Simulation of the Ablation by Charged Particles for Laser Fusion Reactor Wall
論文誌名	Journal of nuclear materials, 459, 77-80, 2014
著者	M. Masuda, N. Tanaka, K. Hane, <u>A. Sunahara</u> , S. Fujioka, and H. Nishimura
題目	Spectroscopic observation of ablation plasma generated with a laser-driven extreme light source
論文誌名	Applied Physics B, 119, 421-425, 2015
著者	古河裕之、部谷学、中野人志
題目	レーザーピーニングのためのレーザーアブレーション生成プラズマのシミュレーション
論文誌名	レーザー研究, 42巻, 10号, pp.784-791, 2014

○レーザー技術開発室

著者	Y.Honda, <u>S.Motokoshi</u> , T.Jitsuno, N.Miyanaga, K.Fujioka, M.Nakatsuka, M.Yoshida
題目	Temperature dependence of optical properties in Nd/Cr:YAG materials
論文誌名	Journal of Luminescence, Vol.148, pp.342-346, 2014

国際学会発表リスト

○レーザーエネルギー研究チーム

著者	M. Zhang, M. Zhang, Y. Wei, L. Yue, J. Xu, Z. Lu, T. Tang, and <u>D. Li</u>
題目	U-shaped Quasi-parallel-plate for Low Voltage THz BWO
論文誌名	39TH Int. Conf. on Infrared, Millimeter and THz Waves, sep.14-19,2014,Tucson,USA
著者	L. Zhang, L.i Zhang, Y. Wei, M. Zhang, C. Ding, Y. Wang, G. Guo, Y.i Wang, H. Yin, G. Zhao, W. Wang, Y. Gong, J. Feng and <u>D. Li</u>
題目	A Novel Sine Ridge Waveguide for 0.65THz Backward Wave Oscillator
論文誌名	39TH Int. Conf. on Infrared, Millimeter and THz Waves, sep.14-19,2014,Tuscon,USA
著者	C. Ding, C. Ding, Y. Wei, L. Zhang, G. Guo, Y. Wang, M. Zhang, Z. Lu, Y. Gong, W. Wang, <u>D. Li</u> , and J. Feng
題目	Wave Interaction Study on a Novel Ka-band Ring-Shaped Microstrip Meander-Line Slow Wave Structure
論文誌名	39TH Int. Conf. on Infrared, Millimeter and THz Waves, sep.14-19,2014,Tuscon,USA

○レーザープロセス研究チーム

著者	H. Yoshida, K. Tsubakimoto, H. Fujita, N. Miyanaga, G. Khosrovian, <u>S. Taniguchi</u> , <u>M. Fujita</u> , <u>Y. Izawa</u> , T. Yamamura, T. Sakagawa
題目	Multiple high-average-power nanosecond laser beams based on rod PCFs for filled-aperture coherent combination
論文誌名	6th EPS-QEOD EUROPHOTON CONFERENCE "Solid State, Fibre, and Waveguide Coherent Light Sources", 24-29 August, 2014, Neuchatel, Switzerland
著者	<u>M. Fujita</u> , H. Ohkawa, M. Otsuka, <u>T. Somekawa</u> , Y. Maeda, T. Matsutani, Y. Orii, K. Inaba, G. Okada, N. Miyanaga
題目	Micromachining of thin CFRP with UV-ps laser pulses
論文誌名	ICALEO2014, Oct.19-23,2014, San Diego, USA
著者	H. Fujita, K. Iyama, K. Tsubakimoto, H. Yoshida, <u>M. Fujita</u> , N. Miyanagaa, and T. Kawashima
題目	High Power Nd:YAG Ceramic Thin Disc Laser for Advanced Laser Machining
論文誌名	The 3rd Advance Lasers and Photon Sources, Apr.22-25,2014, Yokohama, Japan
著者	<u>H. Chosrowjan</u> , <u>S. Taniguchi</u> , <u>M. Fujita</u> , K. Tsubakimoto, H. Yoshida, N. Miyanaga, and <u>Y. Izawa</u>
題目	Filled-aperture, Single detector Coherent Beam Combining Technique Using Simple Algorithms
論文誌名	The 3rd Advanced Lasers and Photon Sources, Apr.22-25,2014, Yokohama, Japan
著者	<u>M. Fujita</u> , H. Ohkawa, M. Otsuka, <u>T. Somekawa</u> , Y. Maeda, Y. Orii, K. Inaba, G. Okada, and N. Miyanaga
題目	Micromachining of Thin CFRP with UV-ps Laser Pulses
論文誌名	The First Smart Laser Processing Conference, Apr.22-24,2014, Yokohama, Japan

著者	K. Takahashi, M. Tsukamoto, S. Masuno, Y. Sato, M. Matsushita, K. Furukawa, H. Yoshida, K. Tsubakimoto, H. Fujita, N. Miyanaga, T. Yamamura, M. Ishikawa, <u>M. Fujita</u> , H. Niino, Y. Harada, M. Muramatsu, M. Nishino, T. Kamiya, O. Matsumoto, T. Mano, S. Nakai, and H. Ogata
題目	Influences of Laser Scanning Conditions for CFRP Processing with Fiber Laser
論文誌名	The First Smart Laser Processing Conference, Apr.22-24,2014,Yokohama,Japan
著者	<u>M. Fujita</u> , H. Ohkawa, M. Otsuka, <u>T. Somekawa</u> , Y. Maeda, Y. Orii, K. Inaba, G. Okada, and N. Miyanaga
題目	Micromachining of Thin CFRP with Ultra-Short Pulse Lasers
論文誌名	Stuttgart Laser Technology Forum, June.24-25,2014,Stuttgart,Germany
著者	G. Khosrovian, <u>S. Taniguchi</u> , <u>M. Fujita</u> , <u>Y. Izawa</u> , K. Tsubakimoto, H. Yoshida, N. Miyanaga
題目	Filled-aperture Coherent Summation Technique for Multiple High Average Power Laser Beams
論文誌名	16th International Conference Laser Optic,June 30-July 4,2014,St. Petersburg,Russia
著者	<u>T. Somekawa</u> , T. Takeuchi, C. Yamanaka, <u>M. Fujita</u>
題目	Raman spectroscopy measurements of CO ₂ dissolved in water and CO ₂ bubbles for laser remote sensing in water
論文誌名	SPIE. Remote Sensing , Sep.22-25, 2014,Amsterdam,Netherlands
著者	J. Izawa,T. Yokozawa, T. Kurata, A. Yoshida, Y. Matsunaga, <u>T. Somekawa</u> , S. Eto, N. Manago, H. Horisawa, S. Yamaguchi., T. Fujii, and H. Kuze
題目	Stand-off detection and classification of CBRNe using a lidar system based on a high power femtosecond laser
論文誌名	SPIE. Security+Defence, Sep.22-25,2014,Amsterdam,Netherlands

○レーザー計測研究チーム

著者	<u>O. Kotyaev</u> , <u>Y. Shimada</u> , S. Hirose, H. Tachibana, K. Nakamoto, N. Misaki, H. Takinami
題目	Actual Laser-based Methods for Remote Inspection of Shinkansen Tunnels and Highway Bridges
論文誌名	The fifth US-Japan Symposium,Jun.15-20, 2015,Hawaii,USA

○レーザーバイオ化学研究チーム

著者	<u>H. Chosrowjan</u> , <u>S. Taniguchi</u> , F. Tanaka, P. Chaiyen
題目	Ultrafast fluorescence up-conversion technique and its applications on proteins
論文誌名	The 18th International Symposium on Flavins and Flavoproteins, July 27-Aug1 2014,Pechaburi,Thailand
著者	F. Tanaka,A. Nueangaudom, K. Lugsanangarm, S. Pianwanit, S. Kokpol, N. Nunthaboot, <u>S. Taniguchi</u> and <u>H. Chosrowjan</u>
題目	Conformational heterogeneity between the two subunits in the D-amino acid oxidase–benzoate complex dimer from porcine kidney: Molecular dynamics simulation and photoinduced electron transfer
論文誌名	The 18th International Symposium on Flavins and Flavoproteins, July 27-Aug 1, 2014, Pechaburi, Thailand

○理論・シミュレーションチーム

著者	<u>A. Sunahara</u> , T. Johzaki, H. Nagatomo, K. Mima, Y. Arikawa, S. Fujioka, H. Shiraga, H. Azechi, and FIREX project
題目	Direct heating of imploded plasma by ultra-intense laser in the fast ignition scheme
論文誌名	IAEA FUSION ENERGY CONFERENCE (IAEA FEC 2014), Oct.13-18,2014,St. Petersburg, Russia,Russia
著者	<u>A. Sunahara</u> , T. Nagati, Y. Abe, S. Ho Lee, Y. Arikawa, S. Fujioka, T. Johzaki, K. Mima, H. Shiraga, H. Azechi, and FIREX project
題目	Irradiation of intense laser on the inner surface of CD shell to generate the hot spark "in the fast ignition"
論文誌名	56th Annual Meeting of the APS DPP, Oct.26-31, 2014, New Orleans, Louisiana,USA
著者	<u>A. Sunahara</u> , T. Nagati, Y. Abe, S. Ho Lee, Y. Arikawa, S. Fujioka, T. Johzaki, K. Mima, H. Shiraga, H. Azechi, and FIREX project
題目	Irradiation of intense laser on the inner surface of CD shell to generate the hot spark in the fast ignition
論文誌名	Theory and Simulation on the new frontier of fast-ignition, Oct.3-4,2014, Austin,Texas, USA
著者	<u>A. Sunahara</u>
題目	Dynamics of laser-irradiated Tin Droplet
論文誌名	EUV Source Workshop Satellite meeting, Nov.8-11,2014,Dublin, Ireland
著者	Y. Takeuchi, <u>A. Sunahara</u> , K. Nichihara
題目	Two-Temperature Langevin Dynamics in Laser-Ablated Metals
論文誌名	International Symposium on Extended Molecular Dynamics and Enhanced Sampling: Nose Dynamics 30 Years (NOSE30), Nov.10-11,2014,Tokyo,Japan

○レーザー技術開発室

著者	<u>S. Motokoshi</u> , K. Mikami, K. Kato, <u>K. Kishida</u>
題目	Construction of database on damage thresholds for optical coatings
論文誌名	Pacific Rim Laser Damage, Apr.22-24, 2014,Yokohama,Japan
著者	T. Isshiki, <u>S. Motokoshi</u> , Y. Honda, K. Fujioka, T. Jitsuno, M. Murakami
題目	Fluorescence properties for Nd:CNCG powders
論文誌名	The 3rd Advanced Laser and Photon Sources, Apr.22-25,2014,Yokohama,Japan
著者	K. Mikami, S. Papernov, <u>S. Motokoshi</u> , Stephen D Jacobs, T. Jitsuno
題目	Detection of the laser-damage onset in optical coatings by the photo-thermal deflection method
論文誌名	Laser Damage Symposium, Sep.14-17,2014,Boulder,CO,USA
著者	T. Jitsuno, H. Murakami, K. Mikami, <u>S. Motokoshi</u> , T. Kawasaki, N Miyanaga, H. Azechi
題目	Control of contamination of optical components in vacuum chambers
論文誌名	Laser Damage Symposium, Sep.14-17,2014,Boulder,CO,USA

著者	K. Mikami, <u>S. Motokoshi</u> , <u>T. Somekawa</u> , T. Jitsuno, <u>M. Fujita</u> , and K. A. Tanaka
題目	Temperature dependence of laser-induced damage threshold by ultra-short IR laser pulse
論文誌名	Pacific Rim Laser Damage, Apr.22-24, 2014,Yokohama,Japan
著者	T. Saiki, S. Uchida, T. Karita, K. Nakamura, Y. Nishikawa, <u>S. Taniguchi</u> , Y. Iida
題目	Evaluation of electrical property for recyclable air cell using sintered Mg paste
論文誌名	The 3rd Advanced Lasers and Photon Sources (ALPS'14), Apr.22-25,2014,Yokohama, Japan

国内学会発表リスト

○レーザーエネルギー研究チーム

著 者	李大治、高野恵介、中嶋誠、宮本修治
題 目	負の屈折率媒質による電子ビームからの放射の基礎研究
会 議 名	ミリ波・テラヘルツ波研究会、2015年2月27日、核融合科学研究所
著 者	李大治、高野恵介、中嶋誠、宮本修治
題 目	負の屈折率媒質による電子ビームからの電磁波放射
会 議 名	第62回応用物理学会春季学術講演会、2015年3月12日、東海大学湘南キャンパス

○レーザープロセス研究チーム

著 者	藤田雅之
題 目	高輝度レーザーの産業利用
会 議 名	第15回放射線プロセスシンポジウム、2014年6月18日、東京大学弥生キャンパス
著 者	藤田雅之
題 目	レーザー加工の基礎と応用
会 議 名	短パルスレーザー加工セミナー、2014年7月4日、大阪大学テクノアライアンス棟
著 者	藤田雅之
題 目	パルスレーザー加工の基礎
会 議 名	短パルスレーザー加工実習セミナー、2014年8月26日、 大阪大学テクノアライアンス棟
著 者	大河弘志、 <u>染川智弘</u> 、 <u>藤田雅之</u> 、前田佳伸、松谷貴臣、宮永憲明、折井庸介、 稲葉弘二、岡田穰治
題 目	CFRPのUVピコ秒レーザー加工における熱影響層評価
会 議 名	第75回応用物理学会秋季学術講演会、2014年9月17日、北海道大学札幌キャンパス
著 者	K. Takahashi, M. Tsukamoto, S. Masuno, Y. Sato, H. Yoshida, K. Tsubakimoto, H. Fujita, N. Miyanaga, <u>M. Fujita</u> , H. Ogata
題 目	Effective Scanning Condition of Laser CFRP Processing with High Power Pulsed Fiber Laser
会 議 名	第75回応用物理学会秋季学術講演会 JSAP-OSA Joint Symposia、2014年9月19日、 北海道大学札幌キャンパス
著 者	H. Chosrowjan, S. Taniguchi, <u>M. Fujita</u> , K. Tsubakimoto, H. Yoshida, N. Miyanaga, <u>Y. Izawa</u>
題 目	Filled-aperture coherent combination of ns pulse laser beams
会 議 名	第75回応用物理学会秋季学術講演会、2014年9月18日、北海道大学札幌キャンパス
著 者	<u>M. Fujita</u> , H. Ohkawa, M. Otsuka, Y. Maeda, T. Matsutani, N. Miyanaga, Y. Orii, .K. Inaba, G. Okada
題 目	Micromachining of CFRP with Short Pulse Lasers
会 議 名	第75回応用物理学会秋季学術講演会 JSAP-OSA Joint Symposia、2014年9月19日、 北海道大学札幌キャンパス
著 者	ハイク コスロービアン、 <u>谷口誠治</u> 、 <u>藤田雅之</u> 、椿本幸治、吉田英次、 宮永憲明、井澤靖和
題 目	ナノ秒パルスレーザーの重ねアパーチャコヒーレントビーム結合
会 議 名	第75回応用物理学会秋季学術講演会、2014年9月18日、北海道大学札幌キャンパス

著者	大塚昌孝、 <u>染川智弘</u> 、川上慈郎、西藪和明、前田佳伸、松谷貴臣、 <u>藤田雅之</u> 、宮永憲明
題目	フェムト秒レーザーによる微細周期構造のナノインプリント法への応用
会議名	第75回応用物理学会秋季学術講演会、2014年9月17日、北海道大学札幌キャンパス
著者	<u>染川智弘</u> 、笠岡誠、永野芳智、 <u>藤田雅之</u> 、 <u>井澤靖和</u>
題目	ラマン分光法を用いた変圧器異常診断手法の開発
会議名	第32回レーザーセンシングシンポジウム、2014年9月4日、高山市民文化会館
著者	<u>染川智弘</u> 、 <u>藤田雅之</u> 、 <u>井澤靖和</u> 、笠岡誠、永野芳智
題目	レーザーラマン分光法による変圧器の異常診断
会議名	平成26年電気学会電子・情報・システム部門大会、2014年9月3日、島根大学松江キャンパス
著者	吉田英次、山村健、椿本孝治、藤田尚徳、宮永憲明、塚本雅裕、酒川友一、 <u>ハイク コスロービアン</u> 、 <u>谷口誠治</u> 、 <u>藤田雅之</u> 、 <u>井澤靖和</u>
題目	高出力パルス動作Ybファイバーレーザーシステムの開発(6)
会議名	第75回応用物理学会秋季学術講演会、2014年9月19日、北海道大学札幌キャンパス
著者	<u>染川智弘</u> 、竹内智紀、 <u>藤田雅之</u>
題目	水中レーザーリモートセンシングに向けたCO ₂ 気泡のラマン分光測定
会議名	第75回応用物理学会秋季学術講演会、2014年9月18日、北海道大学札幌キャンパス
著者	<u>藤田雅之</u>
題目	加工・計測・メディカル応用の最新動向
会議名	インターオプト2014光技術動向セミナー、2014年10月16日、パシフィコ横浜
著者	<u>藤田雅之</u>
題目	複合材の超短パルスレーザー加工
会議名	第15回 光量子科学研究シンポジウム、2014年11月14日、関西光科学研究所・多目的ホール
著者	<u>藤田雅之</u>
題目	レーザー微細加工の可能性と最近のトレンド
会議名	レーザー微細加工の最新ソリューションセミナー、2014年11月18日、東京国際フォーラム
著者	T. Sakurai, <u>H. Chosrowjan</u> , <u>T. Somekawa</u> , <u>M. Fujita</u> , H. Motoyama, O. Watanabe, <u>Y. Izawa</u>
題目	CO ₂ レーザーを利用した氷の融解および掘削に関する研究
会議名	第5回極域科学シンポジウム、2014年12月2日、国立極地研究所
著者	<u>H. Chosrowjan</u> , <u>S. Taniguchi</u> , <u>M. Fujita</u> , K. Tsubakimoto, H. Yoshida, N. Miyanaga, <u>Y. Izawa</u>
題目	New Techniques for High-power Coherent Beam Combination
会議名	レーザー学会第471回研究会「短波長量子ビーム発生と応用」、2014年12月11日、ホテルラフォーレ琵琶湖
著者	吉田英次、山村健一、椿本孝治、藤田尚徳、宮永憲明、塚本雅裕、酒川友一、 <u>ハイク コスロービアン</u> 、 <u>谷口誠治</u> 、 <u>藤田雅之</u> 、 <u>井澤靖和</u>
題目	短パルス、高平均出力1.5kWファイバ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35回年次大会、2015年1月12日、東海大学高輪校舎
著者	<u>染川智弘</u> 、笠岡誠、永野芳智、 <u>藤田雅之</u> 、 <u>井澤靖和</u>
題目	変圧器油中のフルフラールのレーザーラマン分光分析
会議名	レーザー学会学術講演会第35回年次大会、2015年1月12日、東海大学高輪校舎

著者	染川智弘、眞子直弘、久世宏明
題目	赤外吸収を用いたガス可視化技術の開発
会議名	第17回環境リモートセンシングシンポジウム、2015年2月20日、千葉大学けやき会館
著者	藤田雅之
題目	パルスレーザー加工の基礎
会議名	短パルスレーザー加工実習セミナー、2015年3月3日、大阪大学テクノアライアンス棟
著者	染川智弘、藤田雅之
題目	水中レーザーリモートセンシングに向けた海水溶存ガスのラマン分光
会議名	第62回応用物理学会春季学術講演会、2015年3月11日、東海大学 湘南キャンパス
著者	ハイク コスロービアン、北村俊幸、M. Musha、藤田雅之、井澤靖和
題目	ベルヌーイアルゴリズムを用いたタイルアパーチャ多ビームコヒーレント結合
会議名	第62回応用物理学会春季学術講演会、2015年3月11日、東海大学湘南キャンパス
著者	H. Chosrowjan, T. Kitamura, M. Musha, M. Fujita, Y. Izawa
題目	Tiled Aperture Coherent Combining of Multiple Beams using Bernoulli Algorithm
会議名	第62回応用物理学会春季学術講演会、2015年3月12日、東海大学湘南キャンパス
著者	吉田英次、山村健一、椿本孝治、藤田尚徳、宮永憲明、塚本雅裕、酒川友一、ハイク コスロービアン、谷口誠治、藤田雅之、井澤靖和
題目	高出力パルス動作Ybファイバーレーザーシステムの開発(7)
会議名	第62回応用物理学会春季学術講演会、2015年3月12日、東海大学湘南キャンパス

○レーザー計測研究チーム

著者	島田義則、オレグ コチャエフ、篠田昌弘、御崎哲一、瀧浪秀元
題目	レーザーを用いたコンクリート構造物の健全性評価技術装置の開発
会議名	第53回光波センシング技術研究会、2014年6月18日、東京理科大学
著者	御崎哲一、高橋康将、瀧浪秀元、島田義則、オレグ コチャエフ、篠田昌弘
題目	レーザーリモートセンシングを用いたコンクリート構造物の健全性評価技術 (1) コンクリートの欠陥検出
会議名	土木学会全国大会、2014年9月10日、大阪大学豊中キャンパス
著者	島田義則、オレグ コチャエフ、御崎哲一、高橋康将、瀧浪秀元、篠田昌弘
題目	レーザーリモートセンシングを用いたコンクリート構造物の健全性評価技術 (2) ケミカルアンカーボルトの接着不良検出
会議名	土木学会全国大会、2014年9月10日、大阪大学豊中キャンパス
著者	島田義則、谷口誠治、本越伸二、岸田知門
題目	レーザーを用いた碍子表面塩分計測
会議名	電気学会C部門大会、2014年9月3日、島根大学
著者	橘肇、中本啓介、島田義則、オレグ コチャエフ、山口雅也、廣瀬壮一
題目	鋼板接着コンクリート床版の劣化に対する非破壊検査法の研究開発
会議名	土木学会鋼構造委員会 道路橋床版の複合劣化に関する調査研究会、 2014年10月29日、土木学会ビル講堂およびA・B会議室
著者	島田義則
題目	レーザーを用いたコンクリート健全性評価技術
会議名	レーザー学会学術講演会第35回年次大会、2015年1月11日、東海大学
著者	倉橋慎理、オレグ コチャエフ、島田義則、乗松孝好
題目	レーザー差動干渉法による高架橋床版の内部欠陥検出法の開発
会議名	レーザー学会学術講演会第35回年次大会、2015年1月11-12日、東海大学高輪校舎

著者	島田義則、オレグ コチャエフ、倉橋慎理、篠田昌弘、御崎哲一、瀧浪秀元
題目	レーザーを用いたコンクリート構造物の健全性評価技術の開発
会議名	レーザー学会第472回研究会「新レーザー技術」、2014年12月17日、徳島大学
著者	島田義則
題目	レーザーを用いたコンクリート健全性評価技術
会議名	京都光技術研究会 光ものづくりセミナー、2015年2月9日、 京都府中小企業技術センター
著者	島田義則、オレグ コチャエフ、篠田昌弘、御崎哲一、瀧浪秀元
題目	レーザーによるトンネル覆工コンクリートの健全性評価技術
会議名	平成27年電気学会全国大会、2015年3月26日、東京都市大学
著者	倉橋慎理、オレグ コチャエフ、島田義則、乗松孝好
題目	レーザーを用いた環境振動下にある高架橋床版内部欠陥遠隔検出技術の開発
会議名	平成27年電気学会全国大会、2015年3月26日、東京都市大学世田谷キャンパス
著者	島田義則
題目	レーザー計測法の課題と今後の展開
会議名	コンクリートの革新的非破壊評価技術の今後の展開、2015年3月17日、 大阪大学中之島センター

○レーザーバイオ化学研究チーム

著者	谷口誠治、ハイク コスロービアン、中西猛、北村昌也、田中文夫
題目	D-アミノ酸酸化酵素のフェムト秒蛍光ダイナミクス:機能阻害効果の検討
会議名	2014年光化学討論会、2014年10月13日、北海道大学札幌キャンパス
著者	谷口誠治、中島信昭
題目	溶融塩中レーザーアブレーションによるナノ粒子作成
会議名	第62回応用物理学会春季学術講演会、2015年3月13日、東海大学湘南キャンパス

○理論・シミュレーションチーム

著者	砂原淳、北川米喜、森芳孝、西村靖彦、日置辰視、東博純、米田修、花山良平、 石井勝弘、関根尊史、近藤拓也、藤根学、元廣友美、梶野勉、西哲平、菅博文、 三浦永祐、千徳靖彦
題目	Implosion simulation with tailored laser pulses
会議名	PLASMA2014、2014年11月21日、朱鷺メッセ
著者	砂原淳
題目	Laser ablationの数値シミュレーション
会議名	第15回光量子科学研究シンポジウム、2014年11月14日、日本原子力研究開発機構 関西光科学研究所
著者	砂原淳
題目	レーザープラズマ中の原子過程と輻射輸送
会議名	PLASMA2014、2014年11月21日、朱鷺メッセ
著者	砂原淳
題目	レーザー照射されたスズドロップレットの 輻射流体シミュレーション
会議名	第28回数値流体力学シンポジウム、2014年12月9日、タワーホール船堀

著者	砂原淳、竹内靖、佐々木明、西原功修
題目	プリパルスレーザー照射時のスズドロップレットの挙動III
会議名	第62回応用物理学会春季学術講演会、年月日、東海大学湘南キャンパス
著者	砂原淳、城崎知至、長友英夫、坂上仁志、三間罔興、有川安信、藤岡慎介、白神宏之、疇地宏
題目	直接照射型高速点火
会議名	第10回核融合エネルギー連合講演会、2014年6月19日、つくば国際会議場
著者	砂原淳、西原功修、佐々木明
題目	プリパルスレーザー照射時のドロップレットの挙動II
会議名	第75回応用物理学会秋季学術講演会、2014年9月19日、北海道大学札幌キャンパス
著者	砂原淳
題目	極端紫外光源開発における輻射輸送
会議名	原子分子応用セミナー、2014年9月12日、核融合科学研究所
著者	J. Koga、砂原淳
題目	Modeling PW laser and pre-pulse interaction with a solid target using fluid and PIC simulation
会議名	大阪大学レーザーエネルギー学研究センター共同利用・共同研究 A2 第2回課題検討会「輻射減衰領域での超高強度レーザー物質相互作用によるプラズマ物理の新展開と応用」、2014年11月12日、京都大学エネルギー理工学研究所
著者	砂原淳
題目	レーザーアブレーションにおける状態方程式の効果
会議名	平成26年度レーザープラズマ加速と産業創成に関する研究会、2015年1月26日、光産業創成大学院大学
著者	高木一茂、砂原淳
題目	高エネルギーイオン照射によるタングステン材料挙動の分子動力学シミュレーション
会議名	自然科学における階層と全体のシンポジウム、2015年1月19日、桑山ビル
著者	砂原淳、城崎知至、柳川琢省、坂上仁志、安部勇輝、長井隆浩、李昇浩、Z.Zhe、池之内孝仁、小島完興、坂田匠平、有川安信、藤岡慎介、中井光男、白神宏之、乗松孝好、疇地宏、FIREXプロジェクトチーム
題目	燃料球内面照射型高速点火核融合の理論と点火デザイン
会議名	物理学会第70回年次大会、2015年3月24日、早稲田大学
著者	古河裕之
題目	錫ドロップレットにプレパルスレーザーを照射した場合のミスト生成の可能性について
会議名	原子分子応用セミナー、2014年9月12日、核融合科学研究所

○レーザー技術開発室

著者	本田能之、本越伸二、實野孝久、宮永憲明、藤岡加奈、中塚正大、吉田実
題目	Nd/Cr:YAG材料におけるエネルギー移乗の解析 (2)
会議名	第462回研究会「高機能固体レーザーとその応用」、2014年7月18日、ホテル阪急エキスポパーク
著者	久保真也、本越伸二、實野孝久、吉田実、本田能之、三上勝大
題目	白色干渉法を用いた光学素子の群遅延測定
会議名	平成26年電気関係学会関西連合大会、2014年11月23日、奈良先端科学技術大学院大学

著者	安原亮、野沢星輝、柳谷高公、古瀬裕章、河仲準二、D.Zhelevnov、I.Snetkov、A.Starobor、O.Palashov、 <u>本越伸二</u>
題目	TGGセラミックスの熱光学効果とkWレーザー用光アイソレータへの応用
会議名	レーザー学会学術講演会第35回年次大会、2015年1月12日、東海大学高輪校舎
著者	三上勝大、 <u>本越伸二</u> 、實野孝久
題目	レーザー光照射による光学素子の微少吸収変化
会議名	レーザー学会学術講演会第35回年次大会、2015年1月11日、東海大学高輪校舎
著者	加藤康平、大友一槻、古瀬裕章、 <u>本越伸二</u> 、本田能之、藤本靖、曾根宏靖
題目	可視光励起によるエルビウム添加光ファイバーの蛍光特性
会議名	第62回応用物理学会春季学術講演会、2015年3月13日、東海大学湘南校舎
著者	久保真也、吉田実、實野孝久、 <u>本越伸二</u> 、藤本靖、三上勝大、本田能之
題目	白色光干渉を用いた誘電体多層膜ミラーの群遅延測定
会議名	レーザー学会学術講演会第35回年次大会、2015年1月11日、東海大学高輪校舎

事業報告書

事業報告書

(平成 26 年度)

概 況

レーザー技術総合研究所は、レーザーおよ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、人材の養成などの事業を鋭意推進すべく活動してきた。平成 26 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。

【平成 26 年度の主な成果】

産業用レーザー開発プロジェクト研究においては、固体レーザーの高出力化に必要な要素技術の開発を継続的に進めてきた。平成 22 年度より次世代素材等レーザー加工技術プロジェクトに参画し、レーザー媒質中での発熱や高効率波長変換の特性解析を実施した。また、kW 級出力を実現するため、多重パス増幅システム構築技術や複数ビームのコヒーレント結合技術の開発を進め、その有効性を実証した。

レーザーエネルギー分野においては、メタマテリアルを用いた新型テラヘルツ光源を提案する一方、主として絶縁物中を対象に、テラヘルツ波を用いた非破壊遠隔欠陥検出技術の開発を進めた。

レーザープロセス分野では、フェムト秒レーザーや紫外レーザーを用い、CFRP（炭素繊維強化プラスチック）や種々の材料の加工特性を評価した。また、レーザーによるナノ粒子生成法について研究を実施した。

レーザー計測分野においては、戦略的イノベーション創造プログラム（SIP, 内閣府）や研究成果最適展開支援プログラム（A-STEP, 科学技術振興機構）などに参画し、レーザー探傷技術の高感度化、高速化など、高性能化研究を進めた。また、碍子表面の塩分濃度計測や油種の識別をめざして、レーザーを用いた成分分析の研究を実施した。

レーザーバイオ化学分野では、光応答性蛋白質の機能解明をめざした研究を実施しており、時間分解能をサブピコ秒からフェムト秒領域に展開すべく準備を進めた。

理論シミュレーション分野においては、レーザープラズマEUV(極端紫外光)光源の理論的研究を実施しており、半導体リソグラフィ用量産光源実現に重要な高出力化の指針を与えた。

レーザー技術開発室においては、多くの企業の参加を得て、レーザー用光学素子

の損傷評価試験を実施し、データベース化を進めることができた。

普及啓発活動では、研究成果報告会の開催(7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、LASER EXPO 2014への出展(4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・監事)

年月日	就 任	退 任
H26.6.17 (理事の改選)	理事 橋本 徳昭	再任
	理事 山中千代衛	再任
	理事 中塚 正大	再任
	理事 三宅 浩史	再任
	理事 疇地 宏	再任
	理事 井澤 靖和	再任
	理事 梅田 賢治	再任
	理事 小野寺正洋	再任
	理事 北山 泰久	再任
	理事 佐野 雄二	再任
	理事 豊留 昭宏	再任
	理事 山本 俊二	再任
	理事 友永 匡哉	新任
H26.8.6	理事 向井 成彦	理事 佐野 雄二
H27.3.16	理事 松村 宏治	理事 三宅 浩史

(評議員)

年月日	就 任	退 任
H26.5.23	小森 芳廣	西 正孝
H26.7.16	仙藤 敏和	大塚 茂樹
H26.12.18	中田 公明	山本 修一
H27.1.29	内海 渉	小森 芳廣
H27.2.26		山中 龍彦

2. 役員会等の開催

(1)理事会

第7回 理 事 会
決議事項

(平成26年5月28日 関電会館)

- ・平成 25 年度事業報告書
- ・平成 25 年度財務諸表及び収支計算書
- ・内閣府への定期報告
- ・基本財産の運用
- ・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 3 回評議員選定委員会の決議内容

第 8 回 理 事 会 (平成 26 年 6 月 27 日 みなし決議)

決議事項

- ・理事長及び副理事長並びに常務理事の選定

第 9 回 理 事 会 (平成 26 年 7 月 28 日 みなし決議)

決議事項

- ・評議員選定委員会委員の選任
- ・臨時の第 6 回評議員会の招集及び目的である事項

報告事項

- ・第 4 回評議員選定委員会の決議内容

第 10 回 理 事 会 (平成 27 年 3 月 5 日 関電会館)

決議事項

- ・平成 27 年度事業計画書
- ・平成 27 年度予算書
- ・臨時の第 7 回評議員会の招集及び目的である事項

報告事項

- ・職務執行状況の報告
- ・第 6 回評議員会（臨時）の決議内容
- ・第 5 回、第 6 回評議員選定委員会の決議内容
- ・評議員の退任報告

第 11 回 理 事 会 (平成 27 年 3 月 21 日 みなし決議)

決議事項

- ・常務理事の選定
- ・評議員選定委員会委員の選任
- ・臨時の第 8 回評議員会の招集及び目的である事項

報告事項

- ・第 7 回評議員会（臨時）の決議内容

(2)評議員会

第 5 回 評 議 員 会 (平成 26 年 6 月 17 日 関電会館)

決議事項

- ・平成 25 年度財務諸表及び収支計算書
- ・改選期に伴う理事の選任

報告事項

- ・平成 25 年度事業報告

- ・第 6 回、第 7 回理事会の決議内容
- ・第 3 回評議員選定委員会の決議内容

第 6 回 評 議 員 会 (平成 26 年 8 月 6 日 みなし決議)

決議事項

- ・理事の選任

報告事項

- ・第 4 回評議員選定委員会の決議内容
- ・第 8 回、第 9 回理事会の決議内容

第 7 回 評 議 員 会 (平成 27 年 3 月 16 日 みなし決議)

決議事項

- ・理事の選任

報告事項

- ・第 5 回、第 6 回評議員選定委員会の決議内容
- ・第 10 回理事会の決議内容

(3)評議員選定委員会

第 3 回 評議員選定委員会 (平成 26 年 5 月 23 日 大阪大学)

第 4 回 評議員選定委員会 (平成 26 年 7 月 16 日 大阪大学)

第 5 回 評議員選定委員会 (平成 26 年 12 月 18 日 大阪大学)

第 6 回 評議員選定委員会 (平成 27 年 1 月 29 日 大阪大学)

3. 賛助会員状況

平成 26 年度末会員数 39 社 92 口

4. 学会および論文発表

学会発表 91 件 (国内 : 61 件、国外 : 30 件)

論文発表 48 件 (国内 : 11 件、国外 : 37 件)

5. 特許等出願件数

平成 26 年度出願件数 2 件

平成 26 年度末特許保有件数 34 件 (登録済 : 17 件、公開済 : 14 件、
未公開 : 3 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、研究部門では下記の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研究】

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活用するため、kW 級産業用レーザーに必要とされる基盤技術の開発研究を実施した。

(1) 大出力レーザーの開発

産業利用を目的とした大出力固体レーザーの開発を進め、ファイバー増幅器の特性解析や多重パス増幅システムの構築と増幅特性の解析を進めた。

(2) 大出力レーザーの熱解析

レーザー増幅器や光学素子内部での発熱特性を解析し、波長変換特性に及ぼす発熱の効果を明らかにして、kW 級、高繰返し、短パルスレーザーシステムの実現に貢献した。

(3) ビーム結合に関する研究

レーザーの大出力化において重要となるビーム結合技術に関する研究を引き続き実施し、複数ビームの同軸コヒーレント結合を実証した。結合効率向上に必要な要素技術について検討した。

[関連する主な受託・共同研究]

- ・大出力レーザー開発に関する研究
- ・次世代素材等レーザー加工技術開発

【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を開拓するため、テラヘルツ放射源に関する研究を行った。

(1) メタマテリアルによる電磁波放射基礎研究

従来の電子ビームを用いた電磁波放射の手法に負の屈折率を有するメタマテリアルを導入し、従来の限界を打ち破る新型光源の可能性の検討を行った。メタマテリアル平板を用いた外部反射機構を必要としない新型電磁波発振器を提案した。

(2) テラヘルツによる診断・検査研究

テラヘルツ波はプラスチックや紙等に対する透過率が高く、生体に害を与えない

ため、材料物性を調べるのに有用である。テラヘルツ波の発生、反射型計測用の実験装置を立ち上げ、それを用いて電力設備用絶縁材料の反射特性を調べ、内部欠陥検査への適用可能性を調べた。

〔関連する主な受託・共同研究〕

- ・テラヘルツ光源の開発研究
- ・テラヘルツ波による電力設備診断技術に関する調査研究
- ・メタマテリアルによるコヒーレント放射光の基礎研究

【レーザープロセス研究チーム】

低炭素社会に資するため、レーザー加工特性の評価試験を行い、基礎技術開発を行うとともに、レーザープロセスの高性能化に資する基盤技術を開発した。

(1) フェムト秒加工に関する研究

フェムト秒レーザーパルスを用いて金属・半導体等各種材料の加工特性に関する研究を進め、微細周期構造の応用について検討を行った。

(2) CFRP のレーザー加工に関する研究

産業用部材の軽量化に期待される CFRP(炭素繊維強化プラスチック)に対して超短パルスレーザーおよび紫外ナノ秒レーザーを用いた微細加工の可能性を評価した。

(3) レーザーによるナノ粒子生成技術の研究

パルスレーザーによる金属酸化物(酸化マグネシウム)の還元および微細化、空気電池への応用に関する研究を進めた。また熔融塩中におけるナノ粒子生成技術の検討を行った。

〔関連する主な受託・共同研究〕

- ・CFRP の微細加工に関する研究
- ・レーザーによる金属還元ナノ粒子作成と空気電池への応用

【レーザー計測研究チーム】

レーザーを用いたリモートセンシング技術をトンネルや高架橋等のインフラ構造物健全性評価に適用するための技術開発およびレーザー分光法を用いた微量分析技術開発の研究を行った。

(1) レーザー超音波探傷技術に関する研究

レーザー干渉を用いたコンクリート欠陥検査装置の構築および新幹線トンネル覆工コンクリートの欠陥検出実験を行い、コンクリート不健全箇所の把握および装置特性の評価を行った。また、レーザー干渉技術を基に高架橋床版検査のためのレーザー差動干渉技術開発や水没コンクリートの健全性評価のためのレーザー干渉技術

開発を行った。

(2) レーザーを用いた成分分析の研究

ダブルパルスレーザーブレイクダウン分光法による碍子表面付着物の塩分濃度測定技術の開発を実施した。また、レーザーラマン分光法による油種のその場識別手法の検討を行った。

(3) 高強度レーザーを用いた環境評価技術の研究

高強度レーザーを用いて、海水や河川水に含まれているガス成分等を遠隔で計測する基礎研究を行った。

[関連する主な受託・共同研究]

- ・ レーザー計測システムの性能確認試験
- ・ 高感度ダイナミックホログラム・レーザー超音波法を用いた欠陥検出に関する研究
- ・ レーザーによる補強橋梁床版欠陥部のリモートセンシング技術開発と実用化
- ・ レーザーを用いたトンネル覆工コンクリート健全性評価の研究
- ・ レーザーを活用したサージタンク劣化調査手法の開発研究
- ・ 碍子塩分等レーザー測定装置開発研究
- ・ 海底資源様物質に対する高強度レーザー分光開発
- ・ レーザーラマン散乱を用いた海水溶存成分測定法の開発
- ・ 現場における油種識別技術・測定方法の開発
- ・ ピコ秒・フェムト秒レーザーの大気ライダーへの応用可能性に関する研究

【レーザーバイオ化学研究チーム】

生体分子の光機能デバイスへの応用およびレーザーの生物・創薬分野への応用を目的とし、蛋白質・酵素等の機能解明、および薬剤等による機能阻害効果に関する研究を進めた。

(1) 時間分解レーザー計測による光応答性蛋白質の研究

光活性黄色蛋白質(PYP)の光機能性について、光反応時の蛋白構造変化に関する情報を取得するため、サブピコ秒領域での時間分解円二色性計測法による研究を進めた。またフェムト秒領域での円二色性計測法について、計測システム設計に関する調査を進めた。

(2) レーザー分光による生体内酵素の機能制御メカニズムの研究

生体内の d-アミノ酸濃度の調整機能を持つ d-アミノ酸酸化酵素について、薬剤分子の添加による機能阻害効果をレーザー分光法により明らかにした。

[関連する主な受託・共同研究]

- ・ 時間分解蛍光計測による蛋白質の機能阻害効果の研究

【理論・シミュレーションチーム】

各研究チームが行う実験研究に対して、理論・シミュレーションにより支援を行った。レーザープラズマに関連するコードを開発し、産業応用に有用なデータを提供した。

(1) EUV(極端紫外光)光源に関する理論的研究

半導体リソグラフィ用量産光源の実現のため、EUVプラズマの解析を行い、高出力化の指針を与えた。

(2) レーザー生成高密度プラズマの理論的研究

核融合爆縮流体シミュレーションを行い、高密度爆縮及びプラズマ加熱実験に対する指針を与えた。

(3) 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

相変化、凝集、応力発生、固体中の圧力伝搬などを含め、レーザーアブレーション過程を記述するシミュレーションコードの精緻化を行った。

(4) レーザー核融合炉設計に関する理論的研究

2次元コードを開発し、レーザー核融合炉液体壁チェンバー内での金属蒸気の挙動を詳細に解析し、炉設計に有用なデータを提供した。

[関連する主な受託・共同研究]

- ・ EUV光源プラズマの解析
- ・ 核融合流体シミュレーション

【レーザー技術開発室】

高出力レーザーとその応用システムに共通する光学部品や光学材料の高性能化をめざして基礎技術開発を行った。レーザー損傷評価試験を実施し、「高耐力光学素子研究会」を通して、レーザー損傷しきい値のデータベース化を進めた。

(1) レーザー材料開発

太陽光励起レーザーへの適用に向けて、異なった濃度を持つNd/Cr:YAG材料の蛍光特性を解析し、濃度の最適化を行った。また、広帯域発光が可能なNd:CNGG材料の合成時間と結晶性との関係を調べた。

(2) 高耐力光学部品開発

フェムト秒パルスに対する光学薄膜のレーザー損傷しきい値を評価するほか、レーザー損傷しきい値以外の光学材料内の非線形効果について調査した。

(3) レーザー損傷評価試験

技術相談窓口と連携し、展示会、ホームページなどを通して積極的に広報を行い、

14 件の依頼を受け、光学素子の損傷しきい値の測定を行った。また、損傷しきい値のデータベース化を目的に、532nm 用光学薄膜素子を対象に第 13 回、第 14 回の評価試験を実施した。

[関連する主な受託・共同研究]

- ・高耐力ミラーの開発

2. 各種研究会活動

当研究所の研究開発活動を効率的・発展的に推進させるため、関連各界の意見・情報収集の場として、さらにはわが国の研究活動の方向性について提言を発信する場として、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から受け付けた、企業の技術開発・改良に対する技術支援、光学部品の損傷評価、微細加工、超音波診断などの相談・要望に対し、積極的に取り組んだ。50 件の技術相談に対応し、そのうち 15 件が受託研究へ結び付いた。

また、広範に広がるレーザー技術に関するニーズに対応するため、情報、人材、技術等の交流を推進した。

学界との連携では、大阪大学レーザーエネルギー学研究センター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。

産学官との連携では、企業、大学等と連携を図りながら、国や(独)新エネルギー・産業技術総合開発機構※₁ (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。

※1 現 国立研究開発法人 新エネルギー・産業技術総合開発機構

4. 関連団体との連携

(独)宇宙航空研究開発機構(JAXA)※₁、(独)日本原子力研究開発機構(JAEA)※₂、(財)光産業技術振興協会(OITDA)、(財)大阪科学技術センター(OSTEC)、(財)近畿高エネルギー加工技術研究所(AMPI)、(社)レーザー学会(LSJ)、(社)レーザープラットホーム協議会(LPF) 韓国原子力研究所(KAERI)、韓国光技術院(KOPTI)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。

※1 現 国立研究開発法人 宇宙航空研究開発機構

※2 現 国立研究開発法人 日本原子力研究開発機構

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、本年度は下記の採択課題に参加した。

- (1) 次世代素材等レーザー加工技術開発プロジェクト
((独)新エネルギー・産業技術総合開発機構^{※1})
- (2) レーザーによる補強橋梁床板欠陥部のリモートセンシング技術開発と実用化
((独)科学技術振興機構^{※2} 研究成果最適展開支援プログラム A-STEP 産学共同促進ステージ ハイリスク挑戦タイプ)
- (3) レーザーを活用した高性能・非破壊劣化インフラ診断技術の研究開発
((独)科学技術振興機構 戦略的イノベーション創造プログラム SIP)
- (4) 高効率 LPP 法 EUV 光源の実証開発 ((独)新エネルギー・産業技術総合開発機構 戦略的省エネルギー技術革新プログラム 実証開発)

※1 現 国立研究開発法人 新エネルギー・産業技術総合開発機構

※2 現 国立研究開発法人 科学技術振興機構

6. 受託研究

36 件の受託研究を実施した。(公募によるものを除く。技術相談によるものを含む。)

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) 時間分解蛍光計測による蛋白質の機能阻害効果の研究 (基盤研究 C)
- (2) 負の屈折率メタマテリアルによるコヒーレント放射光源研究開発 (基盤研究 C)
- (3) マルチビームレーザーによる高速コンクリート欠陥探傷に関する研究 (基盤研究 C)
- (4) 高速点火レーザー核融合における高速電子の発生と輸送の物理的制御 (基盤研究 C)
- (5) Two-beam probing laser-based system for remote inspection of unstable structures (基盤研究 C)
- (6) 海底資源探査・環境影響評価に向けたラマンライダーによる水中モニタリング技術の開発 (若手研究 B)
- (7) 短パルスレーザーを用いた炭素繊維強化複合材の微細加工技術の開発(天田財団 一般研究開発助成)
- (8) メタマテリアルを用いた放射光発生の基礎研究 (光科学技術振興財団 研究助成)

- (9) 反射機構を必要としないチェレンコフ型テラヘルツ波放射発振器に関する基礎研究
(松尾学術研究助成)

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、共同研究先や技術相談の依頼元から若手研究員を受け入れ、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を行った。

2. 研究成果報告会

東京ならびに大阪にて、平成 25 年度の研究成果を報告する研究成果報告会 (ILT2014)を開催した。

7 月 11 日 千里ライフサイエンスセンター (大阪)

7 月 18 日 KKR ホテル東京 (東京)

3. 機関誌等の発行

機関誌「Laser Cross」の月 1 回の発行、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。

・ LASER EXPO 2014 4 月 23 日～25 日 パシフィコ横浜 (神奈川)

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

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 10 の国際会議へ参加した。また、韓国原子力研究所(KAERI)、韓国光技術院(KOPTI)等との共同研究を実施した。主なものは以下のとおり。

- (1) SLT2014 (6 月, ドイツ)
- (2) 16th International Conference Laser Optics 2014 (7 月, ロシア)
- (3) SPIE Remote Sensing (9 月, オランダ)
- (4) ICALEO2014 (10 月, 米国)
- (5) 56th Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics (10 月, 米国)
- (6) 2014 International Workshop on EUV and Soft X-ray Sources
(11 月, アイルランド)

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

慣性核融合エネルギー開発事業の推進をめざし、レーザーによるエネルギー開発に向けた有識者会議を設置した。また、レーザー核融合とそれに関連する科学技術の展開をめざし、日本学術会議が主催する国際シンポジウム「大型レーザーによる高エネルギー密度科学研究の新展開」等の活動を支援した。

2. 出版物の刊行

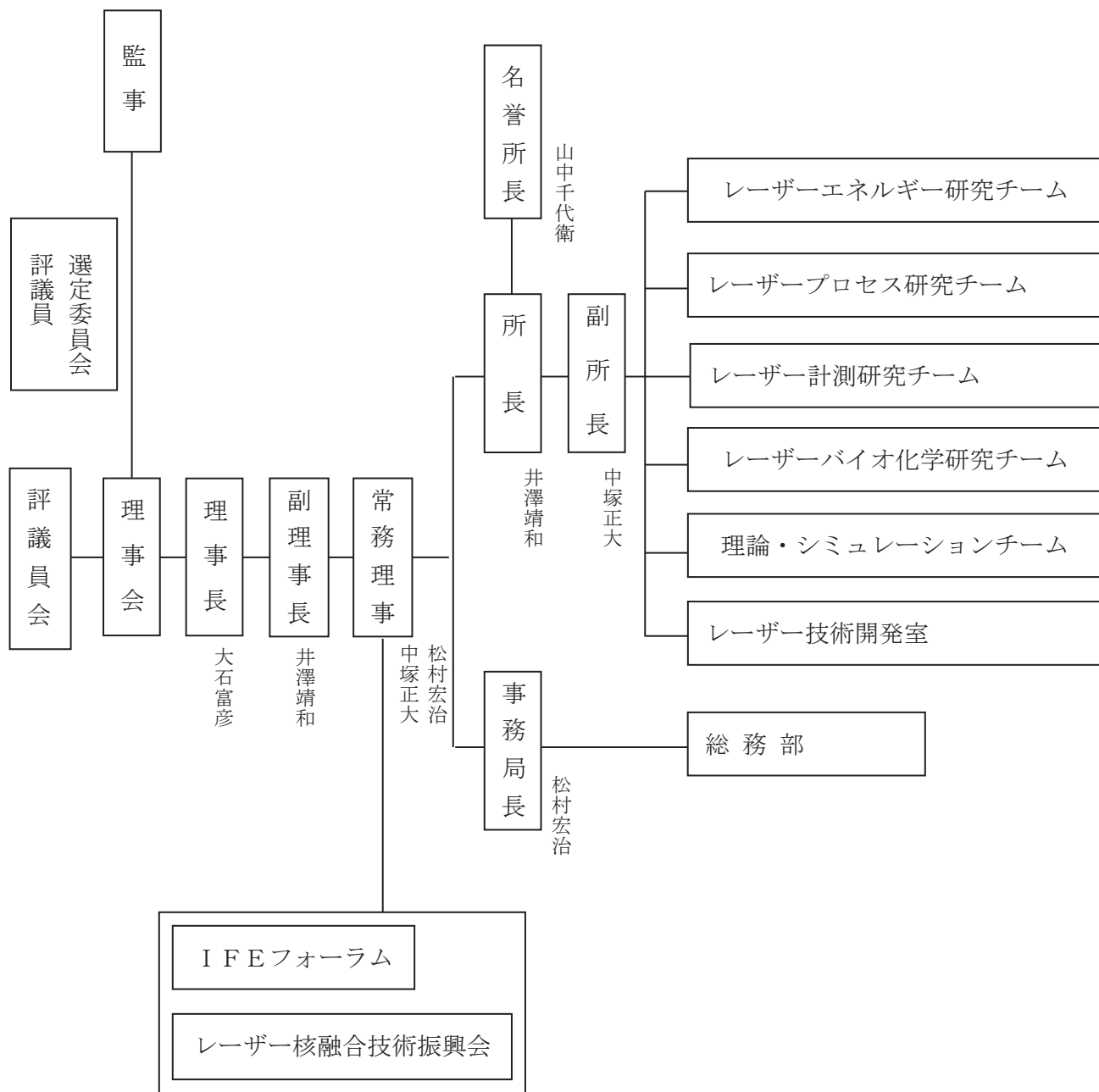
平成 25 年度の研究成果を年報にまとめ、刊行した。
・「ILT2014 年報」(2013~2014) (平成 26 年 7 月発行)

3. 泰山賞の贈呈

7 月の成果報告会にて第 6 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グループに進歩賞を贈呈した。

組 織 図 構 成 員 一 覧

組織図



構 成 員 一 覧

	理事長 副理事長・名誉所長 所 長 常務理事 常務理事・副所長	大石富彦 山中千代衛 井澤靖和 松村宏治 中塚正大
【レーザーエネルギー研究チーム】	チームリーダー 研究員	井澤靖和（兼務） 李 大治
【レーザープロセス研究チーム】	主席研究員 （チームリーダー） 副主任研究員 副主任研究員 研究員	藤田雅之 ハイク コスロービアン(兼務) 染川智弘 北村俊幸
【レーザー計測研究チーム】	主任研究員 （チームリーダー） 副主任研究員 研究員 研究員	島田義則 谷口誠治（兼務） オレグ コチャエフ 倉橋慎理
【レーザーバイオ化学研究チーム】	チームリーダー 副主任研究員 副主任研究員	中島信昭 ハイク コスロービアン 谷口誠治
【理論・シミュレーションチーム】	チームリーダー 副主任研究員 研究員 研究員	井澤靖和（兼務） 砂原 淳 古河裕之 竹内 靖
【レーザー技術開発室】	主任研究員 （室長） 研究員	本越伸二 岸田知門
【総務部】	事務局長 総務部長 マネージャー マネージャー マネージャー 事務員	松村宏治（兼務） 松村宏治（兼務） 幸脇朱美 小野田理恵 藤本 勲 藤田淑子
【特別研究員】	京都大学 名誉教授 元日新電機株式会社 元三菱電機株式会社 三重県立看護大学 名誉教授 元東京工業大学 准教授 大阪市立大学 特任教授 元（財）レーザー技術総合研究所	毛利明博 鈴木泰雄 田畑則一 田中文夫 糟谷紘一 中島信昭 今崎一夫

（平成 27 年 6 月末現在）

【共同研究員】

大阪大学レーザーエネルギー学研究センター
 大阪大学レーザーエネルギー学研究センター
 大阪大学レーザーエネルギー学研究センター
 大阪大学レーザーエネルギー学研究センター
 大阪大学レーザーエネルギー学研究センター
 大阪大学レーザーエネルギー学研究センター
 大阪大学レーザーエネルギー学研究センター
 大阪大学レーザーエネルギー学研究センター
 大阪大学レーザーエネルギー学研究センター
 大阪大学レーザーエネルギー学研究センター
 大阪大学レーザーエネルギー学研究センター
 大阪大学レーザーエネルギー学研究センター
 大阪大学大学院工学研究科
 大阪大学大学院工学研究科
 大阪大学大学院工学研究科
 大阪大学大学院基礎工学研究科
 大阪大学大学院理学研究科
 大阪大学接合科学研究所
 大阪大学接合科学研究所
 大阪大学光科学センター
 大阪大学
 大阪工業大学工学部
 大阪産業大学工学部
 大阪産業大学
 大阪市立大学大学院理学研究科
 岡山大学大学院自然科学研究科
 核融合科学研究所
 核融合科学研究所
 関西学院大学理工学部
 関西大学システム理工学部
 関西大学システム理工学部
 北見工業大学
 京都大学化学研究所
 京都大学化学研究所
 京都大学大学院理学研究科
 京都大学大学院理学研究科
 近畿大学理工学部
 近畿大学理工学部
 近畿大学理工学部
 近畿大学理工学部電気電子工学科
 高知工業高等専門学校
 高知工業高等専門学校
 情報・システム研究機構 国立極地研究所
 摂南大学工学部
 台湾国立交通大学
 千葉大学
 電気通信大学 企画調査室
 電気通信大学レーザー新世代研究センター
 電気通信大学レーザー新世代研究センター

センター長 疇地 宏
 教授 斗内政吉
 教授 西村博明
 教授 乗松孝好
 教授 宮永憲明
 准教授 河仲準二
 准教授 坂和洋一
 准教授 藤岡慎介
 准教授 中嶋 誠
 講師 藤本 靖
 講師 時田茂樹
 助教 椿本孝治
 特任研究員 西原功修
 特任教授 實野孝久
 教授 兒玉了祐
 教授 栗津邦男
 教授 田中和夫
 教授 宮坂 博
 准教授 山中千博
 教授 節原裕一
 准教授 塚本雅裕
 特任教授 佐々木孝友
 名誉教授 柳田祥三
 教授 西口彰夫
 教授 草場光博
 准教授 部谷 学
 教授 八ツ橋知幸
 助教 西川 亘
 准教授 岩本晃史
 助教 安原 亮
 教授 玉井尚登
 教授 浅川 誠
 准教授 佐伯 拓
 助教 古瀬裕章
 教授 阪部周二
 准教授 橋田昌樹
 教授 七田芳則
 教授 大須賀篤弘
 教授 吉田 実
 教授 橋新裕一
 教授 中野人志
 准教授 前田佳伸
 准教授 赤松重則
 准教授 芝 治也
 特任研究員 櫻井俊光
 教授 田口俊弘
 講座教授 増原 宏
 教授 久世宏明
 特任教授 植田憲一
 教授 西岡 一
 准教授 武者 満

東京工業大学大学院総合理工学研究科
 東北大学大学院工学研究科
 東北大学大学院理学研究科
 日本原子力研究開発機構敦賀本部レーザー共同研究所
 日本原子力研究開発機構量子ビーム応用研究部門
 日本原子力研究開発機構量子ビーム応用研究部門
 光産業創成大学院大学
 光産業創成大学院大学
 光産業創成大学院大学
 兵庫県立大学大学院工学研究科
 兵庫県立大学高度産業科学技術研究所
 兵庫県立大学高度産業科学技術研究所
 広島大学大学院工学研究科
 広島大学大学院工学研究科
 福井大学大学院工学研究科
 福井大学大学院工学研究科
 福岡工業大学工学部
 福岡工業大学情報工学部
 北海道大学大学院工学研究院
 北海道大学大学院工学研究院
 宮崎大学産学・地域連携センター
 山梨大学大学院医学工学総合研究部
 山梨大学大学院医学工学総合研究部
 立命館大学情報理工学部

講師	河村 徹
教授	田中秀治
准教授	柴田 穰
所長	大道博行
研究主幹	山川考一
研究副主幹	佐々木 明
教授	藤田和久
特任教授	三間囀興
客員教授	内田成明
教授	藤原闊夫
特任教授	望月孝晏
所長	宮本修治
教授	遠藤琢磨
准教授	城崎知至
教授	仁木秀明
教授	金邊 忠
教授	河村良行
准教授	中村龍史
教授	足立 智
教授	長谷川靖哉
准教授	甲藤正人
教授	張本鉄雄
助教	宇野和行
教授	陳 延偉

(平成27年6月末現在)

評 議 員
理 事・監 事
評議員選定委員
企 画 委 員

評 議 員

(敬称略)

評議員	礪嶋茂樹	住友電気工業株式会社 研究統括部 担当技師長 兼 パワーシステム研究開発センター
	内海 渉	国立研究開発法人日本原子力研究開発機構 関西光科学研究所 所長
	尾崎 博	富士電機株式会社 電力・社会インフラ事業本部発電プラント事業部 原子力技術部長
	加藤有一	一般財団法人電力中央研究所 常務理事
	菅 博文	浜松ホトニクス株式会社 取締役
	仙藤敏和	関西電力株式会社 原子燃料サイクル室長 原子力事業本部副事業本部長
	田中健一	三菱電機株式会社開発本部 役員技監
	中田公明	パナソニック株式会社 エコソリューション社 ものづくり革新本部 生産技術開発センター長
	西 亨	一般財団法人大阪科学技術センター 専務理事
	東 邦夫	京都大学 名誉教授
	望月孝晏	兵庫県立大学 特任教授

理 事 ・ 監 事

(敬称略)

理事長	大石富彦	関西電力株式会社 常務執行役員
理 事	井澤靖和	大阪大学 名誉教授
	中塚正大	大阪大学 名誉教授
	松村宏治	公益財団法人レーザー技術総合研究所 事務局長
	疇地 宏	大阪大学 レーザーエネルギー学研究センター センター長
	小野寺正洋	東京電力株式会社 原子燃料サイクル部長
	小森憲昭	中部電力株式会社 長野支店 技術部長
	友永匡哉	日本電気株式会社 関西支社 第三営業部長
	豊留昭宏	富士電機株式会社 関西支社 営業第二部長
	宮口仁一	三菱重工業株式会社 エネルギー・環境ドメイン 原子力事業本部 原子力技術部 部長
	向井成彦	株式会社東芝電力システム社 電力・社会システム開発センター 電気計装不技術開発部長
	山中千代衛	大阪大学 名誉教授
	山本俊二	三菱電機株式会社 電力・産業システム事業本部 技術顧問
監 事	西原功修	大阪大学 名誉教授
	日根野文三	日根野公認会計士事務所 所長
	湯浅英生	株式会社三井住友銀行 大阪本店営業第二部長

評議員選定委員

(敬称略)

阪部周二	京都大学化学研究所 教授
佐々木孝友	大阪大学 名誉教授
仙藤敏和	関西電力株式会社 原子燃料サイクル室長 原子力事業本部副事業本部長
西原功修	大阪大学 名誉教授
松村宏治	公益財団法人レーザー技術総合研究所 事務局長

企 画 委 員

(敬称略)

委員長	木島和夫	関西電力株式会社 原子燃料サイクル室 原子燃料サイクル部長
委 員	栗津邦男	大阪大学大学院 工学研究科 教授
	石津京二	一般財団法人大阪科学技術センター 総務部 企画室長
	植田憲一	電気通信大学 特任教授
	大谷浩司	三菱電機株式会社 電力システム製作所 磁気応用先端システム部 次長
	沖野圭司	オムロンレーザーフロント株式会社 取締役
	奥田泰弘	住友電気工業株式会社 エレクトロニクス・材料研究所 エレクトロニクス接続技術研究部 部長
	兒玉了祐	大阪大学大学院 工学研究科 教授
	近藤公伯	国立研究法人日本原子力研究開発機構 原子力科学研究部門 量子 ビーム応用研究センター 先進ビーム技術研究ユニット長
	白神宏之	大阪大学レーザーエネルギー学研究センター 教授
	武田和仁	東京電力株式会社 原子燃料サイクル部 サイクル技術グループ マネージャー
	竹辺晴夫	富士電機株式会社 電力・社会インフラ事業本部 事業企画部 主席
	斗内政吉	大阪大学レーザーエネルギー学研究センター 教授
	中島信昭	大阪市立大学 特任教授
	西村博明	大阪大学レーザーエネルギー学研究センター 教授
	浜崎 学	三菱重工業株式会社 原子力事業本部 原子力技術部 次長
	藤原関夫	兵庫県立大学大学院 工学研究科 教授
	宮永憲明	大阪大学レーザーエネルギー学研究センター 教授
	向井成彦	株式会社東芝電力システム社 電力・社会システム開発センター 電気計装不技術開発部長
	森 勇介	大阪大学大学院 工学研究科 教授
	山口浩司	関西電力株式会社 原子燃料サイクル室 サイクル事業グループ マネージャー

賛 助 会 員

【建設業】

株式会社環境総合テクノス
関電プラント株式会社
株式会社きんでん

【鉄鋼・非鉄金属製造】

株式会社神戸製鋼所
住友電気工業株式会社
三菱電線工業株式会社

【電気機器具製造業】

株式会社ダイヘン
株式会社東芝
日新電機株式会社
日本電気株式会社
パナソニック株式会社
株式会社日立製作所
富士電機株式会社
三菱電機株式会社
三菱電機株式会社

【機械・輸送用機器具】

三菱重工業株式会社

【精密機器具製造業】

有限会社岡本光学加工所
オムロンレーザーフロント株式会社
株式会社片岡製作所
光伸光学工業株式会社
ジオマテック株式会社
株式会社島津製作所
浜松ホトニクス株式会社

【商社・その他】

株式会社オプトサイエンス

【銀行・その他金融】

株式会社三井住友銀行

【電気・ガス業】

関西電力株式会社
中国電力株式会社
北陸電力株式会社

【鉄道業】

西日本旅客鉄道株式会社

【サービス業・その他】

関電不動産株式会社
株式会社ケイ・オブティコム

【団体関係】

一般財団法人大阪科学技術センター

一般財団法人関西情報センター

一般財団法人電力中央研究所

一般財団法人光産業技術振興協会

一般社団法人レーザー学会

合計36社(他1社含む)

(平成27年6末月現在)

お わ り に

レーザー技術総合研究所年報第 27 巻 ILT2015（平成 26 年度成果報告書）を取りまとめました。7 月に東京と大阪で開催する成果報告会においてその内容をご報告し、皆様からご批判、ご教示を頂きたいものと願っています。

当研究所では、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・シミュレーションの 5 研究チームとレーザー技術開発室の体制で研究を進めています。また、全所横断型のプロジェクトとして、これまでの産業用レーザー開発に加え、平成 26 年度後半よりレーザー探傷技術開発プロジェクトを立ち上げました。

産業用レーザー開発では、小型、高出力、高効率、高ビーム品質の固体レーザー実現をめざして、レーザー増幅特性や熱特性の解析に取り組み、併せて新しい冷却方式を開発して、kW 級出力を達成しました。また、多ビーム構成により更なる高出力を実現するため、独自のコヒーレントビーム結合方式をファイバレーザー増幅器に導入し、高い結合効率を実証しました。

レーザー探傷技術開発では、SIP（戦略的イノベーションプログラム）「レーザーを活用した高性能・非破壊劣化インフラ診断技術の開発研究」に参画し、山陽新幹線トンネルにおける内部欠陥検出実地試験での成果をベースにして、探傷技術の高速化をめざした研究開発に着手し、実用化に向けて開発を加速しました。また、独自の研究では、トンネル欠陥検出システムの小型化、コンクリートクラック深さの測定、高速道路橋梁の健全性評価などを継続して進めるとともに、水中でのコンクリート構造物探傷実験に着手しました。

チーム研究でも成果の積み上げを図っています。碍子表面の塩分量計測用に開発してきた可搬型システムとハンドホールド型計測ヘッドや、溶液中に溶存している不純物の遠隔計測をめざすラマンライダーでは、実用機をめざして、システムとしての完成度を高める努力を続けています。紫外ナノ秒レーザーによる CFRP の微細加工、溶液中でのレーザーアブレーションを利用した酸化還元反応とナノ粒子生成、テラヘルツ波を利用した電力設備の欠陥検出、次世代半導体リソグラフィ用 EUV 光源のシミュレーション研究でも順調な進展が見られました。レーザー技術開発室では、産業界からの様々な技術相談に対応するとともに、光学素子の損傷評価や高耐力化の分野で貢献することができました。

今後とも、研究開発活動を積極的に推進し、わが国の産業活力向上に貢献できるよう、鋭意努力する所存でございます。長年にわたる皆様方のご指導、ご協力に深く感謝申し上げますとともに、これからも相変わりがせず、ご支援、ご鞭撻下さいますようお願い申し上げます。

平成 27 年 7 月

公益財団法人 レーザー技術総合研究所
所長 井 澤 靖 和

ILT2015 年報

平成 27 年 7 月 発行

公益財団法人 レーザー技術総合研究所

〒550-0004

大阪市西区靱本町 1 丁目 8 番 4 号

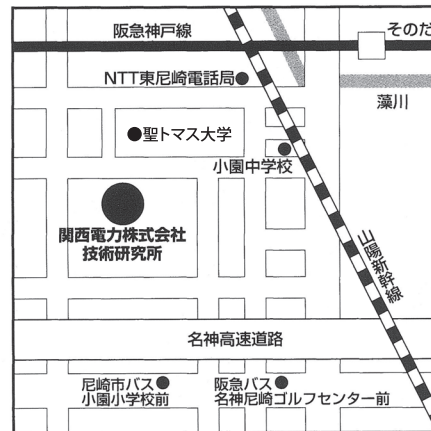
大阪科学技術センタービル 4F

TEL (06) 6443-6311 (代)

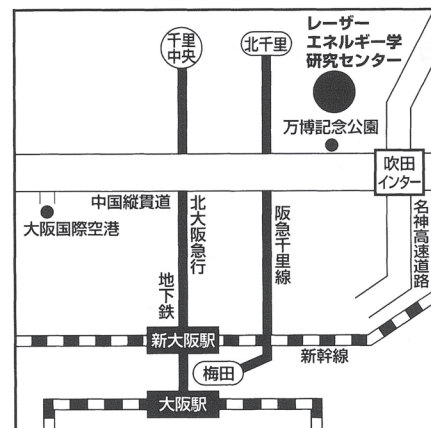
公益財団法人 レーザー技術総合研究所



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



研究部／尼崎市若王寺3丁目11番20号 〒661-0974
関西電力(株)技術研究所内
TEL.06-6492-7613
FAX.06-6492-5641



共同研究先／吹田市山田丘2番6号 〒565-0871
大阪大学レーザーエネルギー学 研究センター
TEL.06-6878-1264
FAX.06-6878-1568

■お問い合わせは、総務部までお気軽にご連絡ください。



Institute for Laser Technology