



JAEA-Conf

2015-001

DOI:10.11484/jaea-conf-2015-001

日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門  
第15回光量子科学研究シンポジウム論文集  
2014年11月13日～14日、京都府木津川市

Proceedings of the 15th Symposium on Advanced Photon Research  
November 13-14, 2014, Kizugawa, Kyoto, Japan

(編) シンポジウム事務局

(Ed.) Secretariat of Symposium on Advanced Photon Research

原子力科学研究部門  
量子ビーム応用研究センター

Quantum Beam Science Center  
Sector of Nuclear Science Research

July 2015

Japan Atomic Energy Agency

日本原子力研究開発機構

JAEA-Conf

本レポートは国立研究開発法人日本原子力研究開発機構が不定期に発行する成果報告書です。  
本レポートの入手並びに著作権利用に関するお問い合わせは、下記あてにお問い合わせ下さい。  
なお、本レポートの全文は日本原子力研究開発機構ホームページ (<http://www.jaea.go.jp>)  
より発信されています。

国立研究開発法人日本原子力研究開発機構 研究連携成果展開部 研究成果管理課  
〒319-1195 茨城県那珂郡東海村大字白方2番地4  
電話 029-282-6387, Fax 029-282-5920, E-mail:ird-support@jaea.go.jp

This report is issued irregularly by Japan Atomic Energy Agency.  
Inquiries about availability and/or copyright of this report should be addressed to  
Institutional Repository Section,  
Intellectual Resources Management and R&D Collaboration Department,  
Japan Atomic Energy Agency.  
2-4 Shirakata, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-1195 Japan  
Tel +81-29-282-6387, Fax +81-29-282-5920, E-mail:ird-support@jaea.go.jp

© Japan Atomic Energy Agency, 2015

JAEA-Conf 2015-001

日本原子力研究開発機構  
量子ビーム応用研究部門 第15回光量子科学研究シンポジウム  
論文集  
2014年11月13日～14日、京都府木津川市

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

(編) シンポジウム事務局

(2015年3月31日受理)

平成26年11月13日～14日の2日間にわたり「第15回 光量子科学研究シンポジウム」を関西光科学研究所木津地区において開催した。本論文集にはそこで行われた講演およびポスター発表のうちから、論文として投稿されたものを収録している。

JAEA-Conf 2015-001

Proceedings of the 15th Symposium on Advanced Photon Research  
November 13-14, 2014, Kizugawa, Kyoto, Japan

(Ed.) Secretariat of Symposium on Advanced Photon Research

Quantum Beam Science Center  
Sector of Nuclear Science Research  
Japan Atomic Energy Agency  
Kizugawa-shi, Kyoto

(Received March 31 , 2015)

The 15th Symposium on Advanced Photon Research was held at Kansai Photon Science Institute, Japan Atomic Energy Agency (JAEA-KPSI) in Kizugawa, Kyoto on November 13 - 14, 2014. This report consists of invited and contributed papers presented at the oral and poster sessions in the Symposium.

Keywords: High Field, Laser Acceleration, Simulation, Laser Chemistry,  
Nuclear Physics, Laser Processing, Light Source, Laser Device

目 次

1. はじめに .....	1
2. シンポジウムプログラム .....	2
2.1 口頭発表一覧.....	2
2.2 ポスター発表一覧.....	6
3. プロシーディングス（口頭発表分）	
3.1 フェムト秒レーザー 3次元複合加工技術とバイオチップ作製への応用 .....	9
杉岡 幸次（理研）他	
3.2 フェムト秒レーザー照射された固体表面に自己形成するナノ周期構造 .....	12
橋田 昌樹（京都大学）他	
3.3 軟X線レーザープローブによるフェムト秒レーザーアブレーション機構の照射 強度・物質依存性の観測.....	17
長谷川 登（原子力機構）他	
3.4 EUV 光源における Sn 液滴の分散過程のシミュレーションモデル .....	21
佐々木 明（原子力機構）	
3.5 3D Nano-architecture in Glass Materials with a Femtosecond Laser .....	25
平尾 一之（京都大学）	
3.6 次世代原子力プラントの構造健全性監視のためのセンシング技術の開発 .....	28
西村 昭彦（原子力機構）他	
3.7 三次元ナノ周期構造形成とその応用展開 .....	33
下間 靖彦（京都大学）他	
3.8 複合材料の超短パルスレーザー加工.....	39
藤田 雅之（レーザー総研）	
3.9 フェムト秒レーザーを用いた微細加工による材料表面の光学制御.....	43
田中 健一郎（パナソニック株式会社）	

3.10	クラスターターゲットと高強度レーザーとの相互作用における背景ガスイオンの加速.....	47
	福田 祐仁（原子力機構）他	
3.11	Nondestructive Detection of Nuclear Material by Gamma-rays —R&D Program for Implementation of Anti-crime and Anti-terrorism Technologies for a Safe and Secure Society—.....	50
	羽島 良一（原子力機構）他	
3.12	次期中期計画におけるレーザー研究の展開.....	53
	杉山 僚（原子力機構）	
4.	<b>プロシーディングス（ポスター発表）</b>	
4.1	軟X線顕微鏡と蛍光顕微鏡を用いた生細胞の相関顕微法.....	55
	加道 雅孝（原子力機構）他	
4.2	軟X線レーザーによるアブレーション機構の研究.....	59
	石野 雅彦（原子力機構）他	
4.3	重粒子線照射での動径線量シミュレーションモデルの開発.....	63
	森林 健悟（原子力機構）	
4.4	光ファイバを用いた狭隘部観察技術の新たな展開.....	67
	橘内 大輔（原子力機構）他	
4.5	ステージングレーザー航跡場加速を用いた高品質電子源の開発.....	69
	岩佐 健太（大阪大学）他	
4.6	レーザー航跡場加速電子源を用いた超高速電子線回折.....	72
	竹口 直輝（大阪大学）他	
4.7	輻射減衰領域におけるレーザーとクラスター媒質との相互作用に関するシミュレーション研究.....	76
	岩田 夏弥（京都大学）他	
4.8	J-KAREN-Pに向けたJ-KARENレーザーのアップグレードの最近の進捗.....	80
	桐山 博光（原子力機構）他	

4.9	テラワットレーザー励起により金属箔ターゲットの後方に放射された高強度 THz 波放射Ⅲ .....	84
	菜嶋 茂喜 (大阪市立大学)	
4.10	Theoretical Study on Isotope-selective Vibrational Excitation of Diatomic Molecules by Optical Pulses.....	86
	市原 晃 (原子力機構) 他	
4.11	短パルスレーザーで作製した耐熱 FBG センサの応用と量産化技術の開発 .....	89
	下村 拓也 (原子力機構) 他	
付録	集合写真 .....	93

**Contents**

<b>1 . Introduction .....</b>	<b>1</b>
<b>2 . Program.....</b>	<b>2</b>
2.1 Oral presentation.....	2
2.2 Poster presentation.....	6
<b>3 . Proceedings (Oral presentations)</b>	
3.1 Hybrid Femtosecond Laser 3D Microprocessing and Application to Biochip Fabrication .....	9
Koji SUGIOKA et al, RIKEN	
3.2 Periodic Surface Structures Self-organized on Solid Materials Irradiated by Femtosecond Laser Pulses .....	12
Masaki HASHIDA et al, Kyoto University	
3.3 Observation of the Dependence on the Fluence and Materials in Femto-second Laser Ablation Process by Using the Soft x-ray Laser Probe.....	17
Noboru HASEGAWA et al, QuBS, JAEA	
3.4 Modeling of Fragmentation of the Sn Droplet Target for EUV Sources.....	21
Akira SASAKI, QuBS, JAEA	
3.5 3D Nano-architecture in Glass Materials with a Femtosecond Laser.....	25
Kazuyuki HIRAO, Kyoto University	
3.6 Development of Sensing Technologies for the Structural Health Integrity of Next-generation Nuclear Power Plants .....	28
Akihiko NISHIMURA et al., QuBS, JAEA	
3.7 Innovative Applications of Femtosecond Laser Induced Self-organized Nanostructure .....	33
Yasuhiko SHIMOTSUMA et al, Kyoto University	
3.8 Ultra-short Pulse Laser Processing of Composite Material .....	39
Masayuki FUJITA et al, Institute for Laser Technology	



3.9 Study of Optical Control Technology of Material Surface Structure by Femto-second Laser Processing.....	43
Ken'ichiro TANAKA, Eco Solutions Company, Panasonic Corporation	
3.10 Acceleration of Background Gas Ions Triggered by Interactions of Cluster Targets with Intense Laser Pulses.....	47
Yuji FUKUDA et al., QuBS JAEA	
3.11 Nondestructive Detection of Nuclear Material by Gamma-rays - R&D Program for Implementation of Anti-crime and Anti-terrorism Technologies for a Safe and Secure Society - .....	50
Ryoichi HAJIMA et al, QuBS, JAEA	
3.12 Next Mid-term Plan of Laser and its Application Researches in KPSI.....	53
Akira SUGIYAMA, QuBS, JAEA	
<b>4. Proceedings (Posters)</b>	
4.1 Correlated Imaging of Living Biological Cells with a Soft X-ray Microscope and a Fluorescence Microscope.....	55
Masataka KADO et al, QuBS, JAEA	
4.2 Study of Spallative Ablation Mechanism Induced by Soft X-Ray Laser Irradiations .....	59
Masahiko ISHINO et al, QuBS, JAEA	
4.3 Development of a Simulation Model for Irradiation of a Heavy Particle.....	63
Kengo MORIBAYASHI, QuBS, JAEA	
4.4 New Developments of the Narrow Portion Observation Technologies Using Optical Fiber .....	67
Daisuke KITSUNAI et al, QuBS, JAEA	
4.5 Development of the High Quality Electron Source Using the Staged Laser Wakefield Acceleration .....	69
Kenta IWASA et al, Graduate School of Engineering, Osaka Univ.	
4.6 Ultra-fast Electron Diffraction Imaging Based on Laser Wakefield Acceleration.....	72
Naoki TAKEUCHI et al, Graduate School of Engineering, Osaka University	

4.7 Numerical Study of the Interaction between Laser and Cluster Medium in the Radiation Dominant Regime.....	76
Natsumi IWATA et al, Institute of Laser Engineering, Osaka University	
4.8 Recent Progress in the J-KAREN Laser Upgrade to J-KAREN-P.....	80
Hiromitsu KIRIYAMA et al, QuBS, JAEA	
4.9 High-power Terahertz Radiation from the Back of Metal Foil Target III. ....	84
Shigeki NASHIMA, Osaka City University	
4.10 Theoretical Study on Isotope-selective Vibrational Excitation of Diatomic Molecules by Optical Pulses.....	86
Akira ICHIHARA et al, QuBS, JAEA	
4.11 Applications and Mass Production of a Heat Resistant FBG Sensor by Pulse Laser Processing .....	89
Takuya SHIMOMURA et al, QuBS, JAEA	
 <b>Appendix</b>	
<b>Group photo and snapshots .....</b>	<b>93</b>

## 1. はじめに

平成 26 年 11 月 13 日、14 日の 2 日間にわたり、「第 15 回光量子科学研究シンポジウム」(The 15th Symposium on Advanced Photon Research) を関西光科学研究所木津地区において開催した。

光量子科学研究シンポジウムは、光量子科学研究における最新の研究成果および計画を報告するとともに、光量子科学分野の国内外第一線の研究者による講演、情報交換、討論を通じて光量子科学研究の一層の推進、および研究ネットワークの拡大と強化に資することを目的として、平成 11 年度から毎年開催している。

今年で 15 回目となる本シンポジウムでは、「フェムト秒プロセッシング」を主たるテーマに講演が行われ、今後の光量子科学研究について議論を行った。また講演の他に各研究グループからの成果報告、外部機関との共同研究や施設利用制度による成果についてもポスター発表が行われた。全体を通じて活発な議論が行われた。

2 日間での講演件数は 59 件（内訳：招待講演 12 件、口頭発表 8 件、ポスター発表 39 件）であり、102 名の参加があった。

ご多忙中にも関わらず、招待講演者をはじめこの光量子科学研究シンポジウムにご参加、ご協力くださった方々に、この場を借りて厚く御礼申し上げます。

## 記

会期：平成 26 年 11 月 13 日（木）～ 14 日（金）

会場：日本原子力研究開発機構 関西光科学研究所 多目的ホール

主催：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／関西光科学研究所

## 2. シンポジウム プログラム

### 2. 1 口頭発表一覧

【1st day】 13th Nov. 13:00- THURSDAY, Tamokuteki-Hall (関西光科学研究所 KPSI, JAEA)

Chair person : 河内 哲哉 Tetsuya KAWACH  
QuBS, JAEA

- 13:00-13:05 “Opening and Greetings of APR symposium”  
南波 秀樹 Hideki NABMA Executive Director  
JAEA
- 13:05-13:10 “Introduction of Femto-second Laser Processing”  
河内 哲哉 Tetsuya KAWACHI, QuBS, JAEA  
研究推進室 Research Co-ordination and Promotion Office, QuBS, JAEA
- 13:10-13:50 “Hybrid Femtosecond laser 3D micro Processing and Application to  
Biochip Fabrication”  
杉岡 幸次 Koji SUGIOKA  
理化学研究所 RIKEN
- 13:55-14:20 “Periodic Grating Structures on Metals self-organized by Femtosecond  
Laser pulses”  
橋田 昌樹 Masaki HASHIDA  
京都大学 Kyoto University
- 14:20-14:45 “Single-shot soft x-ray Imaging for the Understanding of  
Femtosecond-laser-induced Nano-periodic Structure Formation Process”  
富田 卓朗 Takuro TOMITA  
徳島大学 Tokushima University
- 14:50-15:10 “Observation of the Dependence on the Fluence and Materials in  
Femto-second Laser Ablation process by using the Soft x-ray Laser Probe”  
長谷川 登 Noboru HASEGAWA  
X線レーザー応用研究グループ X-ray Laser Application Group, QuBS, JAEA
- 15:10-15:30 *Group photo and Coffee Break*
- Chair person : 乙部 智仁 Tomohito OTOBE, QuBS, JAEA
- 15:35-16:00 “First-principles Electron Dynamics Calculation for Initial Stage of  
Ablation Processes in Transparent Materials”  
矢花 一浩 Kazuhiro YABANA  
筑波大学 University of Tsukuba
- 16:00-16:25 “Simulation Analysis for Formation Mechanism of Periodic Nanostructures  
by Short Pulse Lasers”  
坂上 仁志 Kazuhiro YABANA  
核融合科学研究所 NIFS

- 16:25-16:50 “Molecular Dynamics Analysis of Femtosecond Laser Ablation on Metallic Surface”  
大西 直文 Naofumi OHNISHI  
東北大学 Tohoku University
- 16:50-17:15 “Numerical Simulation of Laser-ablation Processes”  
砂原 淳 Atsushi SUNAHARA  
レーザー技術総合研究所 ILT
- 17:15-17:40 “Modeling of Fragmentation of the Tin Droplet Target for EUV sources”  
佐々木 明 Akira SASAKI  
X線レーザー応用研究グループ X-ray Laser Application Group, QuBS, JAEA
- 18:00-20:00 *Party (Kansai Photon Science Institute - Cafeteria)*

【2nd day】 14th Nov. 09:20- FRIDAY, Tamokuteki-Hall (関西光科学研究所, JAEA)

- Chair person : 錦野 将元 Masaharu NISHIINO, QuBS, JAEA
- 09:20-09:55 “3D nano-architecture in Glass Materials with a Femtosecond Laser”  
平尾 一之 Kazuyuki HIRAO  
京都大学 Kyoto University
- 10:00-10:25 “Femtosecond-laser Ablation Dynamics of Transparent Dielectrics and  
Polymers Extracted from Oscillation of Time-resolved Reflectivity”  
熊田 高之 Takayuki KUMADA  
高強度場物質制御研究グループ Intense Laser Control of Materials Group, QuBS, JAEA
- 10:25-10:50 “Development of FBG Sensing Technologies for the Structural Health  
Integrity of Next-generation Nuclear Power Plants”  
西村 昭彦 Akihiko NISHIMURA  
光量子融合研究グループ Applied Laser Technology Development Group, QuBS, JAEA
- 11:00-12:00 “Poster Session 1st and Lab. Tour 1st”
- 12:00-13:00 *Lunch (Kansai Photon Science Institute (KPSI)- Cafeteria)*
- 13:00-14:00 “Poster Session 2nd and Lab. Tour 2nd”
- Chair person : 西村 昭彦 Akihiko NISHIMURA, QuBS, JAEA
- 14:10-14:35 “Innovative Applications of Femtosecond Laser Induced Self-organized  
Nanostructure”  
下間 靖彦 Yasuhiko SHIMOTSUMA  
京都大学 Kyoto University
- 14:35-15:00 “Ultra-Short Pulse Laser Processing of Composite Material”  
藤田 雅之 Masayuki FUJITA  
レーザー技術総合研究所 ILT
- 15:00-15:25 “Controlling cell spreading using periodic nanostructures formed by  
femtosecond laser irradiation”  
塚本 雅裕 Masahiro TSUKAMOTO  
大阪大学 Osaka University
- 15:25-15:50 “Study of optical control technology of material surface structure by  
femtosecond laser processing”  
田中 健一郎 Kenichiro TANAKA  
パナソニック株式会社 Panasonic Co. Ltd.
- 15:50-16:10 *Coffee Break*
- Chair person : 西村 昭彦 Akihiko NISHIMURA, QuBS, JAEA
- 16:10-16:25 “Current Status and Future Prospects for Laser-driven Ion Acceleration  
with Cluster-gas Targets”  
福田 祐仁 Yuji FUKUDA  
レーザー駆動粒子線研究グループ Laser-driven Particle Beam Group, QuBS, JAEA

16:25-16:40 “Nondestructive Detection of Nuclear Material by Gamma-rays (R&D Program for Implementation of Anti-Crime and Anti-Terrorism Technologies for a Safe and Secure Society)”

羽島 良一 Ryoichi HAJIMA

ガンマ線核種分析研究グループ Gamma-ray Non-Destructive Assay Research Group, QuBS, JAEA

16:40-16:55 “Next mid-term plan of laser and its application researches in KPSI”

杉山 僚 Akira SUGIYAMA

量子ビーム応用研究センター QuBS, JAEA

16:55-17:00 Closing “Closing of APR symposium”

Hisayoshi ITOH

量子ビーム応用研究センター長 Director General (QuBS, JAEA)

## 2. 2 ポスター発表一覧 (13, 14 Nov. 2014 Tamokuteki Hall, Chu &amp; Sho Hall)

-No.	題目	氏名		所属
P-01	First-principle and the analytical approaches for the Dynamical Franz-Keldysh Effect	乙部智仁	T. Otobe	JAEA
P-02	Correlated imaging of living biological cells with a soft x-ray microscope and a fluorescence microscope	加道雅孝	M. Kado	JAEA
P-03	Study of spallative ablation mechanism induced by soft x-ray laser irradiation	石野雅彦	M. Ishino	JAEA
P-04	Generation of high power THz light by contact grating method	坪内雅明	M. Tsubouchi	JAEA
P-05	Identification of Dichloroethylene Isomers by Coulomb Explosion Momentum Mapping Images	若林知成	T. Wakabayashi	Kinki U
P-06	Nuclear Resonance Fluorescence Measurements by Linearly Polarized Photon Beam	静間俊行	T. Shizuma	JAEA
P-07	Proton and carbon layer formation of a CH <sub>2</sub> target in laser ion acceleration	守田利昌	T. Morita	JAEA
P-08	Improvement in selectivity of isotope-selective ionization utilizing molecular alignment and angular dependent ionization	赤木浩	H. Akagi	JAEA
P-09	Development of simulation model for radial dose	森林健悟	K. Moribayashi	JAEA
P-10	Photoelectron-photoion correlation in ultrafast multichannel photoionization of Ar	板倉隆二	R. Itakura	JAEA
P-11	Measurement of pulse width of a soft x-ray laser by pump-probe method	難波慎一 (広大)	S. Namba	Hiroshima U
P-12	Evaluation on temporal contrast of an ultra-high intensity laser by spectral random phase noise effect	眞柴雄司 (関大)	Y. Mashiba	JAEA/ Kansai U
P-13	New developments of the narrow portion observation technologies using optical fiber	橘内大輔	D. Kitsunai	JAEA
P-14	Observation of femtosecond laser ablation phenomena on gold and tungsten by using soft x-ray laser	井筒類 (徳島大)	R. Idutsu	JAEA



P-15	Classical Molecular Dynamics Approach for the Orientation of Diatomic Molecules	小林孝徳	T. Kobayashi	JAEA
P-16	Chemical state information of bulk materials obtained by SEM-based SXES grating spectrometer	寺内正己 (東北大)	M.Terauchi	Tohoku U
P-17	Analysis and optimization of laser induced breakdown spectroscopy for nuclear material	赤岡克昭	K. Akaoka	JAEA
P-18	Development of the high quality electron source using the staged Laser Wakefield Acceleration	岩佐健太 (阪大)	K. Iwasa	Osaka U
P-19	Ultra-fast Electron Diffraction Imaging Based on Laser Wakefield Acceleration	竹口直輝 (阪大)	N.Takeguchi	Osaka U
P-20	Bond dissociation energy of the KCl molecule measured by UV photodissociation momentum imaging.	橋本雅司	M. Hashimoto	JAEA
P-21	Application of laser based quick spectroscopy for elemental and isotope analysis of nuclear fuel materials	若井田育夫	I. Wakaida	JAEA
P-22	Acceleration of multi-charged ions in solid thin-film irradiated by high power laser	川人大希 (京大)	D. Kawahito	Kyoto U
P-23	Demonstration of isotope-selective heating	横山啓一	K. Yokoyama	JAEA
P-24	Simulation studies on background gas ions accelerated by Coulomb-explosion electric fields of clusters	松井隆太郎 (京大)	R. Matsui	JAEA/ Kyoto U
P-25	Numerical study of the interaction between laser and cluster medium in the radiation dominant regime	岩田夏弥 (阪大)	N. Iwata	Osaka U
P-26	Characterization of ionizing radiation- induced clustered DNA damage using FRET	赤松憲	K. Akamatsu	JAEA
P-27	Development of Inspection Technology using Micro Capsules and Observation System for various reactors	伊藤富由美 (若狭エネ研)	F. Ito	WERC
P-28	Single-shot ultrafast electron diffraction system using laser wakefield accelerated electrons	中新信彦 (阪大)	N. Nakanii	Osaka U
P-29	Ablation rate dependence on incidence angle and polarization for femtosecond laser ablation of metals	宮坂泰弘 (京大)	Y. Miyasaka	Kyoto U

P-30	Development of Compact Laser Processing System and its Application	寺田隆哉	T. Terada	JAEA
P-31	Development of a soft X-ray emission spectrometer with a wideband Ni/C multilayer grating covering the range 1-3.5 keV	今園孝志	T. Imazono	JAEA
P-32	Neutron Measurement in Experiment of Laser Induced Proton Source	小倉浩一	K. Ogura	JAEA
P-33	Length scale of the cooperative motion of water molecules	村上洋	H. Murakami	JAEA
P-35	Recent progress in the J-KAREN laser upgrade to J-KAREN-P	桐山博光	H. Kiriya	JAEA
P-35	High-power terahertz radiation from the back of metal foil target III	菜嶋茂喜 (市大)	S. Nashima	Osaka City U
P-36	Theoretical study on isotope-selective vibrational excitation of diatomic molecules by optical pulses	市原晃	A. Ichihara	JAEA
P-37	Dynamic discrimination of oriented molecules controlled with nonresonant dynamic Stark effect induced by a single-cycle THz pulse	黒崎讓	Y. Kurosaki	JAEA
P-38	Applications and Mass-production of a Heat Resistant FBG Sensor by Pulse Laser Processing	下村拓也	T. Shimomura	JAEA
P-39	Forced injection of electrons by radially polarised laser pulse	Naveen Pathak (阪大)	N. Pathak	Osaka U

### 3.1 フェムト秒レーザー 3次元複合加工技術とバイオチップ作製

#### への応用

## Hybrid Femtosecond Laser 3D Microprocessing and Application to Biochip Fabrication

杉岡 幸次, Dong WU, Jian XU, Felix SIMA, 緑川 克美

独立行政法人理化学研究所 光量子工学研究領域

Koji SUGIOKA, Dong WU, Jian XU, Felix SIMA, Katsumi MIDORIKAWA

RIKEN Center for Advanced Photonics

To fabricate highly functional biochips, we propose a novel technique termed hybrid femtosecond laser processing, in which femtosecond laser 3D glass micromachining (subtractive manufacturing) and two-photon polymerization (TPP) (additive manufacturing) are combined. In this process, 3D microfluidic structures are first formed inside the glass by femtosecond laser 3D glass micromachining, and functional micro and nano components are then integrated in the 3D microfluidics by TPP. We refer such glass microfluidics integrated with 3D polymer micro and nanostructures to as a ship-in-a-bottle biochip

**Keywords: Femtosecond laser, 3D microfabrication, Ship-in-a-bottle integration, Biochip**

#### 1. はじめに

近年医療やバイオ、化学、環境等の様々な分野において、高感度・高速・低環境負荷の分析が行なえるマイクロチップの利用が注目されている。我々はこれまでに、フェムト秒レーザー直描後熱処理およびフッ酸エッチングを施すことにより、ガラス内部に3次元マイクロ流体構造を構築し(フェムト秒レーザーガラス3次元加工技術)、さらに光導波路やミラー、レンズ等のマイクロ光学素子を集積化したオプトフルイドイクスの作製を試みてきた[1, 2]。本手法は流体構造内にいくつかの機能素子を組み込むことは可能であるが、加工解像度がフッ酸エッチングによって制限されるため、マイクロ・ナノスケールの複雑な3次元構造を有する機能素子を作製することは困難であった。そこで、フェムト秒レーザーガラス3次元加工技術(除去加工技術)にフェムト秒レーザーによる2光子造形技術(付加加工技術)を組み合わせることを提案し(フェムト秒レーザー3次元複合加工技術)、バイオチップのさらなる高機能化を計った。この新しい技術は、ガラス内部に3次元流体構造を形成した後、その流体構造内に3次元ポリマーマイクロ・ナノ構造を構築するため、フェムト秒レーザーボトルシップ型集積技術とも呼ばれる。

#### 2. フェムト秒レーザー3次元複合加工技術

Fig.1 に、3次元ポリマーマイクロ構造体を3次元ガラスマイクロ流体構造内に集積化するフェムト秒レーザー3次元複合加工技術の手順の概略図を示す。まず感光性ガラスにフェムト秒レーザー直描ならびに熱処理を行なった後、フッ酸を用いてレーザー光照射領域を選択的にエッチングする。それにより、ガラス内部に3次元マイクロ流体構造が形成される(フェムト秒レーザーガラス3次元加工技術)。形成され

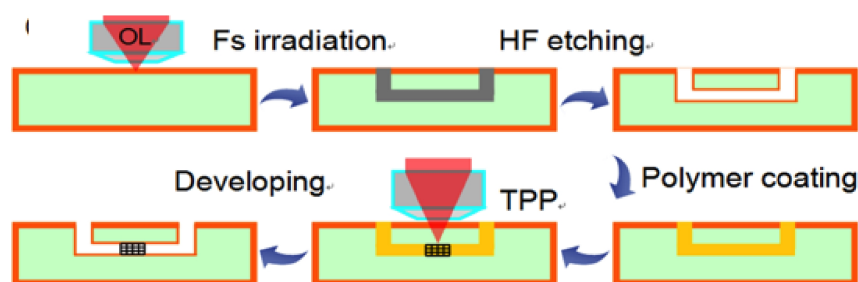


Fig.1 Schematic illustration of the fabrication procedure for a 3D ship-in-a-bottle biochip by hybrid femtosecond laser microprocessing.

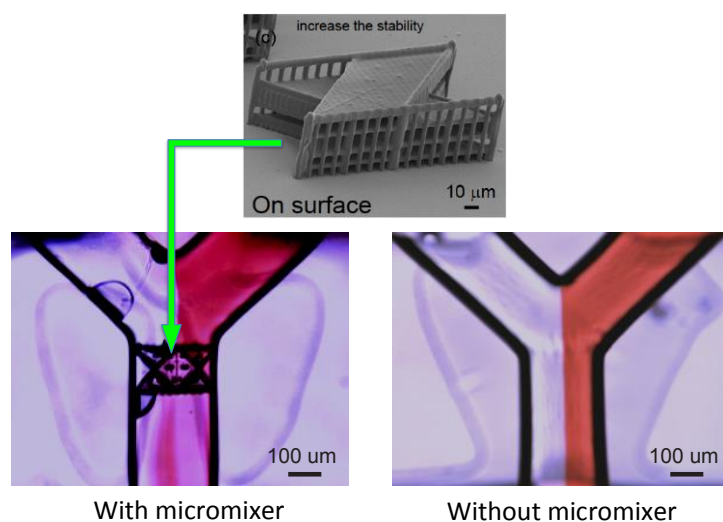


Fig. 2 (Upper photo) Micromixer created by two-photon polymerization. (Lower photo) Demonstration of mixing performance in Y-shaped glass microfluidic channels integrated with (right) and without (left) the polymer micromixer by the hybrid femtosecond laser microprocessing.

たマイクロ流体構造にネガ型フォトリソグリス(SU-8)を充填しプレバークを行なった後、ガラス3次元加工に用いたものと同じフェムト秒レーザーにより2光子造形を実行する。最後にSU-8現像液によりレーザー光未照射部を除去することにより、ガラスマイクロ流体構造内部にポリマーマイクロ・ナノ構造体を構築することができる。

### 3. バイオチップの作製

本手法により、マイクロ流体構造内部にマイクロ～サブマイクロスケールの異なるサイズの物質を分類することのできるマイクロフィルターや2種類の溶液を効率よく混合するマイクロミキサーを集積化することに成功した[3]。Fig.2に、その一例として2光子光造形によって作製したマイクロミキサー(図中上の写真)を、ガラス内部に形成したY字型マイクロチャンネル内に集積化した結果を示す。マイクロミキサーを集積していない単純なマイクロチャンネルでは、層流が形成されている(右下写真)。一般的に単純なマイクロチャンネル内ではレイノルズ数が小さいために、異なる溶液を効率よく混合することは困難である。従ってマイクロ流体素子において、異なる液体の効率的混合は重要なテーマである。一方マイクロミキサーを集積したマイクロチャンネルでは、数百ミクロン程度の非常に短い距離で2液を効率よく混合することができた(写真左下図)。このマイクロミキサーを集積したマイクロ流体デバイスをマイクロリアクターに応用し、硝酸亜鉛溶液とアンモニア水を効率よく混合することで、マイクロ流体デバイス内でマイクロ花様 ZnO 微粒子を

合成することに成功した。

#### 4. まとめ

バイオチップの高機能化を図ることを目的として、フェムト秒レーザーガラス3次元加工技術と2光子光造形技術を組み合わせることを提案した(フェムト秒レーザー3次元複合加工技術)。開発したフェムト秒レーザー3次元複合加工技術により、3次元ガラスマイクロ流体構造にポリマーからなるマイクロフィルターやマイクロミキサーなどのマイクロ機能素子を集積化することに成功した。さらにマイクロミキサーが集積化された流体素子をマイクロリアクターとして用い、マイクロ花様 ZnO 微粒子を高効率に合成した。今後は、異なる機能のポリマーマイクロ素子を1つの流体デバイスに集積化し、マイクロ流体構造内の物理的・化学的環境を制御することにより、単一細胞の操作・分析に応用する。

#### 参考文献

- [1] K. Sugioka, Y. Cheng and K. Midorikawa, Appl. Phys. **A81**, pp. 1-10 (2005).
- [2] K. Sugioka, Y. Hanada and K. Midorikawa, Laser & Photonics Review **3**, pp. 386-400 (2010).
- [3] D. Wu, S. Wu, J. Xu, L. Niu, K. Midorikawa and K. Sugioka, Laser & Photonics Reviews **8**, pp. 458-467 (2014).

### 3.2 フェムト秒レーザー照射された固体表面に自己形成する ナノ周期構造

#### Periodic Surface Structures Self-organized on Solid Materials Irradiated by Femtosecond Laser Pulses

橋田 昌樹<sup>1),2)</sup>, 宮坂 泰弘<sup>1)</sup>、坂上 仁志<sup>3)</sup>、井上 峻介<sup>1),2)</sup>、阪部 周二<sup>1),2)</sup>

<sup>1)</sup>京都大学 化学研究所 先端ビームナノ科学センター

<sup>2)</sup>京都大学大学院 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻

<sup>3)</sup>自然科学研究機構 核融合科学研究所

Masaki HASHIDA<sup>1),2)</sup>, Yasuhiro MIYASAKA<sup>1)</sup>, Hitoshi SAKAGAMI<sup>3)</sup>, Shunsuke INOUE<sup>1),2)</sup>, Shuji  
SAKABE<sup>1),2)</sup>

<sup>1)</sup>Advanced Research Center for Beam Science, Institute for Chemical Research, Kyoto University

<sup>2)</sup>Division of Physics and Astronomy, Faculty of Science, Kyoto University

<sup>3)</sup>National Institute for Fusion Science, National Institutes of Natural Science

On metals under irradiation of linear polarized femtosecond laser pulses, periodic surface structures were self-organized and they were oriented perpendicular to the laser polarization direction. For laser fluence levels near the ablation threshold, the periodic structures had an interspace of  $0.5 \lambda_L - 0.85 \lambda_L$ , which was shorter than the laser wavelength  $\lambda_L$ . The interspaces of the periodic structures depended on laser fluence, and this phenomenon was well explained by the parametric decay model proposed by Sakabe *et al.* In this paper, current study of the periodic surface structure induced by femtosecond laser pulses is reported.

**Keywords: Grating structures, Femtosecond laser ablation, Metals, Semiconductors**

#### 1. はじめに

フェムト秒レーザーを適切なフルーエンスで固体に照射すると、表面に波長以下の格子間隔をもつナノ周期構造が自己組織的に形成される。2002年に日本、ドイツの研究者により金属[1][2]、半導体[3]、透明材料[4]について、その表面や内部に形成することが報告され、形成機構解明にむけた基礎研究とナノ周期構造の応用研究が始まった。今では、このナノ構造が金属着色[5][6]、摺動面の摩擦低減[7]、光合成の基礎過程解明[8]、生体親和性向上[9][10]に役立っている。一方、形成機構解明に向けた基礎研究では、ナノ構造の格子間隔がレーザーの入射角度[11]、レーザー波長[12][13]、照射パルス数もしくはレーザーフルーエンスに依存することから、いくつかのモデルが立案されている。これまでに立案されたモデルとそのモデルより予想される周期構造の格子間隔をレーザー波長 $\lambda_L$ の比として示してみると次のようになる。

1. パラメトリック崩壊過程： $0.5\lambda_L - 0.86\lambda_L$ ，文献[14]
2. 双方向励起表面プラズマ波：約  $0.4\lambda_L - \lambda_L$ ，文献[15][16]
3. 表面プラズモンポラリトンの励起： $0.9\lambda_L - \lambda_L$ ，文献[17]
4. 二倍高調波発生： $\lambda_L/(2n)$ ，文献[12]
5. レーザー強度変調： $\gg \lambda_L$ ，文献[18]

ナノ構造形成の物理機構を議論するためレーザー入射角度  $0^\circ$  の条件で形成されるナノ構造に限

定してモデルとの対比をおこなうと面白いことが分かってきた。さまざまなサイズの周期構造が形成されるが特に、パラメトリック崩壊過程 (parametric decay process) 及び双方向励起表面プラズマ波 (Bi-directionally excited surface plasmons) は材料種 (金属、半導体) によらず適用できことが分かってきた。本報告では、筆者らがこれまで報告してきたナノ周期構造の実験結果とパラメトリック崩壊過程について述べる。なお、透明材料に形成されるナノ構造についてはモデルとの対比は行っていない。対比されたい場合は文献[19]-[21]を参照されたい。

## 2. ナノ周期構造形成: 実験と結果

ナノ周期構造形成実験では、T<sup>6</sup> レーザーシステム [22] より供給された中心波長  $\lambda_L = 800$  nm, パルス幅  $\tau_L = 160$  fs, 繰り返し周波数 10 Hz, 直線偏光のレーザーを  $f = 100$  mm のレンズで金属 (Ti, Mo, Pt, W) 及び半導体 (Si, SiC) 表面に集光照射し、パルスを複数回 ( $N = 25, 50$  パルス) 1つの空間に照射することでナノ周期構造を形成した。照射パルス数  $N$  は機械シャッターを用いて制御し、照射フルーエンス  $F_L$  (J/cm<sup>2</sup>) は照射スポットサイズを一定に保ったままレーザーエネルギーを調整することで制御した。照射配置の詳細は文献[23][24]に記述したので参照されたい。特に重要なポイントは、照射位置におけるレーザー強度の空間分布がトップハット状 (スーパーガウス形状) となるように調整しているところにある。ナノ構造の格子間隔は入射角度にも依存するため、フルーエンスが一定となる領域で形成されるナノ構造のみを分析することで形成機構の詳細を議論する必要がある。固体表面に形成されたナノ周期構造は走査型電子顕微鏡により観察し、その格子間隔は観察像より次の手順により評価した。まず、ナノ構造の観察像 (SEM 写真) のなかで、均一なフルーエンス照射により形成されたナノ構造を抽出し 2次元フーリエ変換をする。そしてフーリエ変換により得られるパワースペクトルのピークに対応する空間周波数を読み取り格子間隔を数値化した。この手順により得られた格子間隔をレーザーフルーエンスの関数としてプロットしたのが Fig. 1である。い

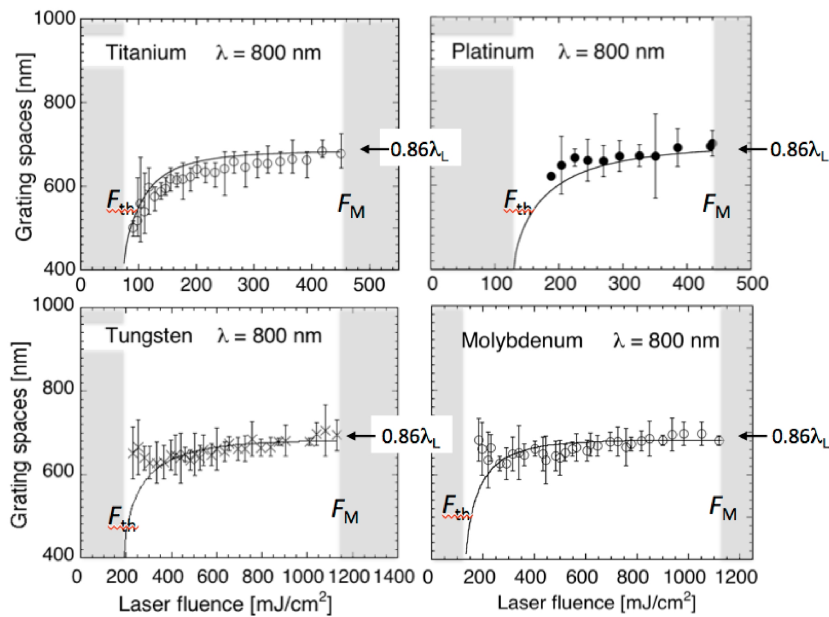


Fig.1 SEM images of periodic surface structures on Ti produced by 50 laser pulses of 160fs and Fourier-transform

れの金属においても格子間隔はレーザー波長よりも短く、 $0.5\lambda_L \sim 0.85\lambda_L$  の範囲にあり照射フルーエンスの増加とともに広がる傾向を示した。ナノ構造が形成される下限フルーエンスはアブレーション閾フルーエンス  $F_{th}$  と良い一致を示し、一方、高フルーエンス側には、ナノ構造が形成される上限フルーエンス  $F_M$  が存在していた。周期構造が形成されるフルーエンス領域は金属種により異なるものの、格子間隔は

同じフルーエンス依存性を示していた。これは周期構造が誘起表面プラズマ波により形成され、その物性がプラズマ密度により決まるため、金属種には大きく依存しないことによると考えられる。図中の実線は、パラメトリック崩壊モデルによる計算結果であり実験結果と良い一致を示している。半導体 (Si, SiC) においても同様の依存性が示されている。[25] [26]

### 3. ナノ構造形成機構:パラメトリック崩壊モデル

大気中でフェムト秒レーザーを金属に照射したとき、表面に存在する非常に薄い層のプラズマと大気との界面で入射レーザーが散乱波と表面プラズマ波に崩壊し、この表面プラズマ波がナノ構造形成に寄与しているとしたのがパラメトリック崩壊過程である。Fig. 2 には低密度プラズマと大気との界面における表面プラズマ波（角周波数  $\omega_{SP}$ , 波数  $k_{SP}$ ）の分散関係を曲線で示す。Fig. 2(a) に示すように入射レーザーの周波数が表面プラズマ波の周波数よりも十分に高い場合 ( $\omega_L \gg \omega_p / 2^{0.5}$ )、共鳴による直接励起は起こらないが入射レーザーは表面プラズマ波 SP と散乱波 S に運動量とエネルギー保存則を満たしながらパラメトリック崩壊しえる。表面プラズマ波の波数  $k_{SP}$  は、図より明らかなようにレーザーの波数  $k_L$  よりも大きい。次に、表面プラズマの密度が上昇し中密度になった場合のパラメトリック崩壊を考える (Fig. 2(b))。この場合、プラズマ周波数  $\omega_p$  は高くなり、( $\omega_L > \omega_p / 2^{0.5}$ ) 崩壊により発生する表面プラズマ波の波数は、先の条件のものより小さくなりレーザー波数に近づいてくる。更に、表面プラズマの密度が上昇 ( $\omega_L < \omega_p / 2^{0.5}$ ) すれば、Fig. 2(c) に示すように入射レーザーは崩壊することができず、表面プラズマ波は発生しなくなる。つまりパラメトリック崩壊には上限と下限のプラズマ周波数が存在し、その発生条件は  $0 < \omega_p / \sqrt{2} < \omega_L$  になる。このプラズマ周波数範囲で形成される表面プラズマ波の波長  $\lambda_{SP}$  は  $0.5 \lambda_L \sim 0.85 \lambda_L$  の範囲にあり実験結果と良い一致を示している (Fig. 1 の実線)。著者らのグループがこのパラメトリック崩壊モデル[14]を立案し、種々の金属にみられる格子間隔  $\lambda_{LIPSS}$  のレーザーフルーエンス  $F_L$  依存性がこのモデルにより定量的に説明できることを明らかにした。尚、このモデルにより計算される依存性は次に示す簡易公式で表現される

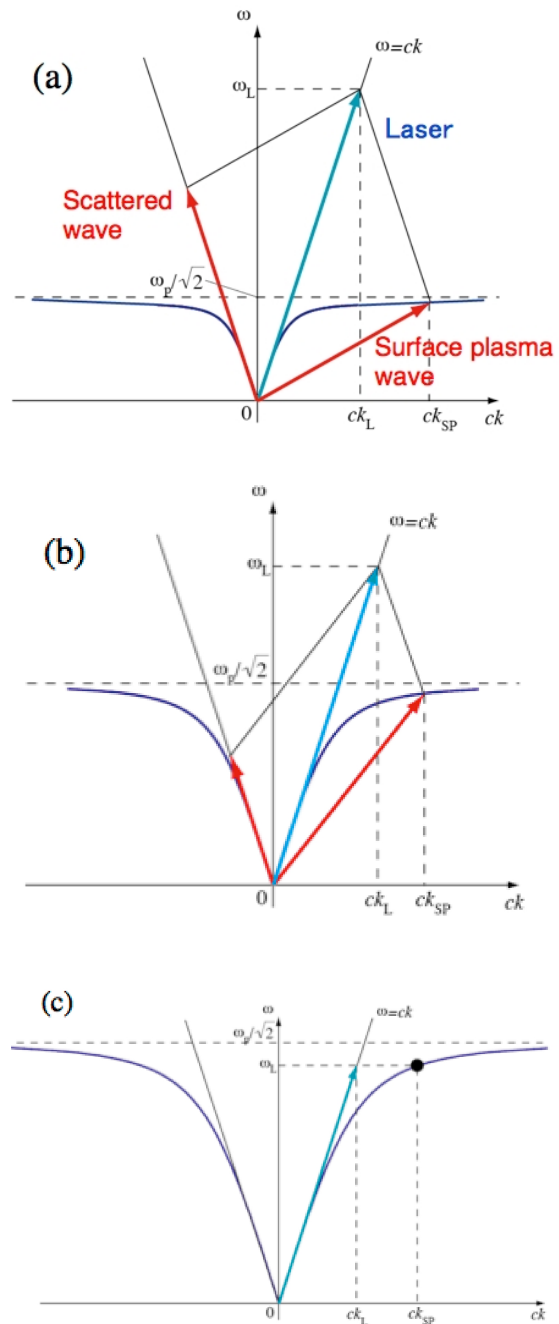


Fig. 2 Parametric decay process at (a) low laser fluence, (b) medium laser fluence, and (c) high laser fluence.

ことを明らかにした。尚、このモデルにより計算される依存性は次に示す簡易公式で表現される



[23]。

$$\frac{\lambda_{LIPSS}}{\lambda_L} = -0.1731x^3 + 0.316x^2 + 0.2068x + 0.5013 \quad x = \frac{\omega_p}{\sqrt{2}\omega_L} = \sqrt[4]{\frac{F_M}{F_L} \sqrt{\frac{\ln(F_L/F_{th})}{\ln(F_M/F_{th})}}}$$

ここで、 $F_M$ はナノ周期構造が形成される上限レーザーフルーエンス、 $F_{th}$ はナノ周期構造が形成される下限レーザーフルーエンスを示し、アブレーション閾値フルーエンスに一致する。Table 1には、種々の材料（金属、半導体：Si, SiC）についてナノ構造が形成されるフルーエンス範囲を示したので参考にされたい。ただし、このモデルでは次のような仮定をしている点に注意が必要である。

- ① 低密度プラズマ（表面プラズマ密度  $n_{cs}=0\sim 3.5\times 10^{21}$  個/cm<sup>3</sup>）が固体表面に存在している。
- ② 表面プラズマ密度  $n_{cs}$  はレーザーフルーエンスに依存している。

Table 1 Laser fluence range to produce periodic structures on metals and semiconductors.

Metal	$T_{melt}$ (K)	$F_{TH}$ (J/cm <sup>2</sup> )	$F_M$ (J/cm <sup>2</sup> )
Si	1693	0.12	0.68
Ti	1945	0.074	0.45
Pt	2042	0.13	0.44
Mo	2893	0.13	1.1
SiC	3103	0.20	1.0
W	3672	0.19	1.1

#### 4. おわりに

フェムト秒レーザー照射により金属及び半導体表面に自己形成されるナノ周期構造、特に格子間隔がレーザー波長の0.5~0.85になるものについて最新の成果を紹介した。ナノ構造の格子間隔はパラメトリック崩壊過程により説明できること、そして簡易公式で表現できることも示した。しかしながら、1パルス照射でナノ周期構造が何故できないのか？表面に形成される低密度プラズマは時間スケールはどれぐらいなのか？など解決すべき課題が残されており、完全解明のためには一步一步着実に進んでゆく必要がある。ごく最近、ナノ構造形成の時間スケールに関する実験報告がなされ始めている[27][28]。

#### 参考文献

- [1] M. Hashida, M. Fujita, Y. Izawa, A. F. Semerok, Proc. SPIE Vol. 4830, pp. 452-457(2002).
- [2] M. Hashida, K. Nagashima, M. Fujita, M. Tsukamoto et al, 9<sup>th</sup> Symposium on Microjoining and Assembly Technology in Electronics, (2003), pp. 517-522.
- [3] N. Yasumaru, K. Miyazaki, J. Kiuchi, and H. Magara, Proc. APLS2002 (2002)pp. 594-597.
- [4] J. Reif, F. Costache, M. Henyk and S. V. Pandelov, Appl. Suer. Sci., pp. 197-198 (2002) 891.
- [5] 川本真央、橋田昌樹、宮坂泰弘、清水雅弘ら、電気学会研究会資料 LAV-13-016(2013).
- [6] A. Vorobyev, C. Guo, Laser Photonics Rev. 7(2012) pp. 385-407.
- [7] 沢田博司, レーザ研究(2005) pp. 525-529.
- [8] S. Matsumoto, A. Yane, S. Nakashima, M. Hashida *et al*, J. Am. Chem. Soc. 129, (2007)pp. 3840-3841.
- [9] T. Shinonaga, M. Tsukamoto, A. Nagai, K. Yamashita *et al*, Appl. Surf. Sci. 288 (2014) pp. 649-653.
- [10] R. -A. Barb, C. Herlescu, L. Dong, J. Heitz, J. Siegel et al., Appl. Phys. A 117(2014)pp. 295-300.

- [11] T. Hwang and C. Guo, *J. Appl. Phys.* 108(2010)073523.
- [12] T. Jia, H. Chen, M. Huang, F. Zhao, J. Qiu, R. Li, Z. Xu, X. He *et al*, *Phys. Rev. B* 72 (2005) 125429.
- [13] T. H. Crawford, H. K. Haugen, *Appl. Surf. Sci.* 253 (2007) pp. 4970-4977.
- [14] S. Sakabe, M. Hashida, S. Tokita, S. Namba, and K. Okamuro. *Phys. Rev. B* 79, 033409, 2009.
- [15] 緒方智也、坂上仁志ほか、日本物理学会学術講演会、第 67 回年次大会 25pCC-6 (2013).
- [16] 坂上仁志、橋田昌樹、阪部周二、日本物理学会学術講演会、秋期大会 28pJB-3 (2013) .
- [17] T. J. - Y. Derrien, *et al.*, *J. Appl. Phys.* 114, 083104 (2013).
- [18] M. Tsukamoto, *et al.*, *Vacuum* 80, 1346 (2006).
- [19] J. Bonse, J. Kruger, S. Hohm, and A. Rosenfeld, *J. Laser Appl.* 24(2012)042006.
- [20] R. Buividas, M. Mikutis, S. Juodkakis, *Prog. Quantum. Electron.* 38(2014) pp.119-156.
- [21] Y. Shimotsuma, P. Kazansky, J. Qiu, K. Hirao, *Phys. Rev. Lett.* 91(2003) 24705.
- [22] S. Tokita, M. Hashida, S. Masuno, S. Namba, and S. Sakabe, *Opt. Express* 16 (2008) pp. 14875-14881.
- [23] M. Hashida, Y. Ikuta, Y. Miyasaka, S. Tokita, and S. Sakabe, *Appl. Phys. Lett.* 102(2013)17106.
- [24] K. Okamuro, M. Hashida, Y. Miyasaka *et al*, *Phys. Rev. B* 82, 165417, 2010.
- [25] L. Gemini, M. Hashida, M. Shimizu, Y. Miyasaka *et al*, *J. Appl. Phys.* 114(2013)194903.
- [26] L. Gemini, M. Hashida, M. Shimizu, Y. Miyasaka *et al*, *Appl. Phys. A* 117(2014) pp. 49-54.
- [27] M. Hashida, Y. Miyasaka, Y. Ikuta *et al*, *J. Laser Micro/Nanoengineering* 9, (2014) pp. 234-237.
- [28] L. Gemini, M. Hashida, Y. Miyasaka, S. Inoue, J. Limpouch *et al*, *Appl. Surf. Sci.* (2015).

### 3.3 軟X線レーザープローブによるフェムト秒レーザー

#### アブレーション機構の照射強度・物質依存性の観測

#### Observation of the Dependence on the Fluence and Materials in Femto-second Laser Ablation Process by Using the Soft x-ray Laser Probe

Noboru HASEGAWA<sup>1)</sup>, Takuro TOMITA<sup>2)</sup>, Masaharu NISHIKINO<sup>1)</sup>, Takeshi EYAMA<sup>2)</sup>,  
Naoya KAKIMOTO<sup>2)</sup>, Yasuo MINAMI<sup>3)</sup>, Motoyoshi BABA<sup>3)</sup>, Naofumi OHNISHI<sup>4)</sup>,  
Atsushi M ITO<sup>5)</sup>, Tetsuya KAWACHI<sup>1)</sup>, Mitsuru YAMAGIWA<sup>1)</sup> and Tohru SUEMOTO<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup> Quantum Beam Science Center, Japan Atomic Energy Agency

<sup>2)</sup> Faculty of Engineering, Tokushima University

<sup>3)</sup> Institute for Solid State Physics (ISSP), The University of Tokyo

<sup>4)</sup> Department of Aerospace Engineering, Tohoku University

<sup>5)</sup> Department of Helical Plasma research, National Institute for Fusion Science (NIFS)

E-mail: hasegawa.noboru@jaea.go.jp

We have succeeded in simultaneous observation of the ablation front and the expansion front with thin filmy structure in the femto-second laser ablation process of a gold target by using the 13.9 nm soft x-ray probe (incident angle to the sample ~ 70 deg) with soft x-ray interferometer. The dependence on the laser local fluence and materials was obtained by the comparison between gold and tungsten.

**Keywords: femto-second laser ablation dynamics, soft x-ray laser probe**

#### 1. はじめに

フェムト秒レーザーアブレーションでは、ナノ秒レーザー等を用いた熱的なアブレーションとは異なり、そのダイナミクスが照射強度に対して強く依存する事が実験及び分子動力学シミュレーションから示されている[1,2]。過去に行われたフェムト秒レーザーアブレーション過程の時間分解反射イメージング計測では、波長 620 nm のプローブ光の干渉像 (Newton's rings) の時間変化から、固体もしくは液体表面 (ablation front: AF) の上方に薄い薄膜状の構造 (expansion front: EF) が形成される事が明らかにされている[2]。特に金を対象とした場合、軟X線領域のプローブ光に対しても Newton's rings が観測されていることから、EF は軟X線に対するビームスプリッターとして機能する程に面精度の高い薄膜であることが、最近の我々の研究から明らかになってきた[3]。これは、通常の熱的なアブレーション過程では見られなかった現象であり、過渡的な軟X線光学素子の形成等への応用の可能性を示している。しかしながら、これらの観測では噴出物の質量の大部分を占めている AF のダイナミクスについての情報が得られていない。本研究では、可視光と比較して透過力が高い軟X線をプローブ光源とした干渉計を構築する事で AF の直接計測を可能とし、これを反射イメージング計測の結果と統合する事で、フェムト秒レーザーアブレーション過程の全体像を明らかにする事に成功した。現在では、融点が極めて高く、耐熱素材として核融合炉壁等に用いられているタングステンをはじめとした様々なサンプルにおける結果を比較する事で照射強度並びに物質依存性の計測も開始している。

## 2. 軟X線レーザープローブを用いたフェムト秒レーザーアブレーションダイナミクスの観測

日本原子力研究開発機構で開発した波長 13.9 nm の軟X線レーザー[4]は、ショット当りの輝度が高く、かつパルス幅が短い為、フェムト秒レーザーアブレーションの様な高速な現象を 1 ショットで時間分解計測する事が可能である。Fig. 1 にフェムト秒レーザーアブレーションの表面ダイナミクスの観測に使用した軟X線レーザープローブシステムを示す[5]。サンプル(厚さ 100 nm の蒸着膜)は、パルス幅 80 fs のチタンサファイアレーザーで照射される。照射レーザーの空間分布はスポット径 100  $\mu$ m(FWHM)のガウス分布であり、サンプル上の像を空間分解計測する事でアブレーションダイナミクスの照射フルエンスに対する依存性を観測する事ができる。サンプル上の像は、Mo/Si 多層膜凹面ミラーにより、CCD カメラ上に約 40 倍の倍率で結像され、空間分解能 700 nm 以下が得られている。凹面ミラーと CCD の間には、微小な角度( $\sim 0.02$  deg)を有する 2 枚の平面ミラーから構成されるダブルロイズミラーが挿入されており、軟X線を空間的に分割し、CCD 上で重ね合わせる事で干渉計を構成している。ロイズミラーの参照光側の角度を変更する事により、同一配置における反射イメージング計測を行う事も可能である。干渉計測によるサンプル垂直方向の分解能は 1.5 nm であり[6]、アブレーション過程を観測するのに十分な分解能を有している。図 1 に示した干渉像はレーザー照射後 59 ps 時点での ablation front (AF) の干渉像(サンプルはタングステン)を示しており、照射強度のピーク位置を中心に隆起している事が分かる。

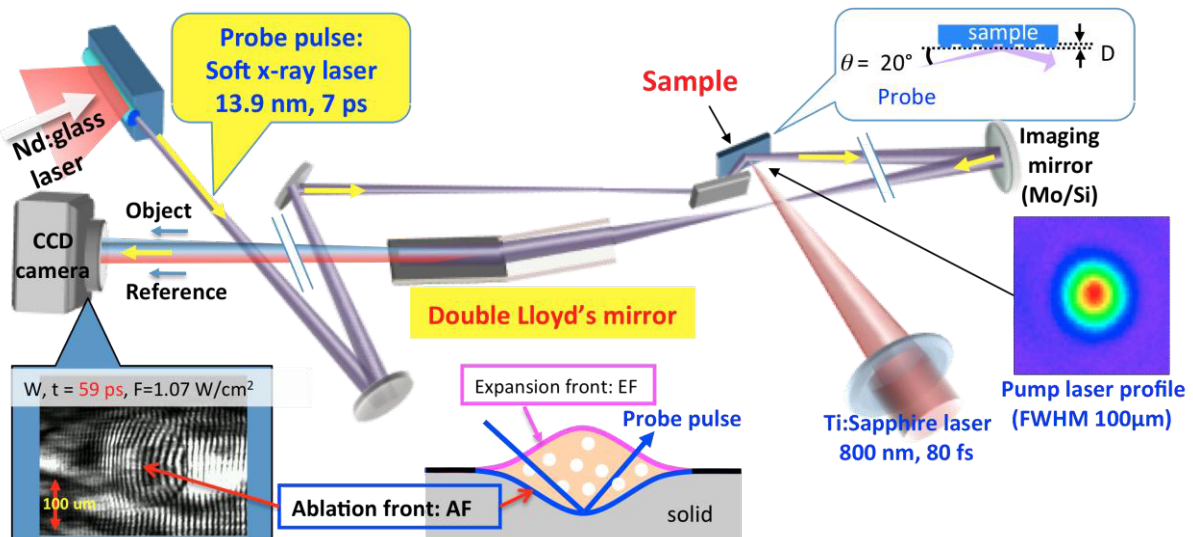


Fig. 1. Single shot soft x-ray laser interferometer for the observation of the femto-second laser ablation dynamics

Fig. 2 a)~c)に金をサンプルとした場合の AF の干渉像を、Fig. 2 d)に原子間力顕微鏡により観測したクレーターの断面図を示す。照射強度のピーク値は 1 ショットで明確なクレーターが形成される強度 (1.3 J/cm<sup>2</sup>)とした。黄色の点線は、クレーター端のリム構造の形成された位置を示している。この位置での照射強度は 0.7 J/cm<sup>2</sup>であり、これが 1 ショットでの加工閾値と定義できる。膨張はレーザー照射後約 40 ps から観測され(a)、230 ps 後では通常の干渉縞に加えて、AF からの expansion front (EF)の分離に伴う Newton's rings も同時に観測されている(b)。1 ns 以降の時間帯では干渉縞が不明瞭になる(アブレーションに伴う AF の面精度の低下)が、約 3.8 ns 後(c)にはリム構造の形成が観測されると同時に干渉縞が明瞭化しており、この時点でクレーターの形成はほぼ終了していると考えられる。Fig. 2 e)に、AF と EF の中央部の高さの時間変化を示した。青線は干渉計測により観測された AF の高さ、赤点線は反射イメージング計測で観測された Newton's rings から得られた量(AF と EF の間隔)、赤線は実際の EF の高さ(青線+赤点線)を示している。EF は約 0.8 ns、高さ 150 nm 程度まで数 nm 以下の面精度を保持しながら

(Newton's rings が観測される)膨張する。軟X線のビームスプリッターとして機能している事から、高密度(固体密度の数分の1以上)かつ面精度の高い薄膜(膜厚 10 nm 以下)である事が示されているが、その質量は噴出物の数%程度と見積もられ、また Newton's rings の輝度が周辺部の輝度と大差ない(微粒子による軟X線の吸収が少ない)事からも、質量の大部分は AF 側に留まっている事が分かる。その後、EF は密度を減少させながら数百 ns まで膨張が持続する事が軟X線のシャドウグラフ計測により確認されている(Fig. 4 b)。反面、AF は中心部が 35 nm まで膨張した後に縮小に向かい、約 3.8 ns 後には深さ約 70 nm (Fig. 2 d) のクレーターが形成されたと考えられる。これらの結果から、Fig. 3 に示す様な、フェムト秒レーザーアブレーション過程の全体像を得る事に成功した。

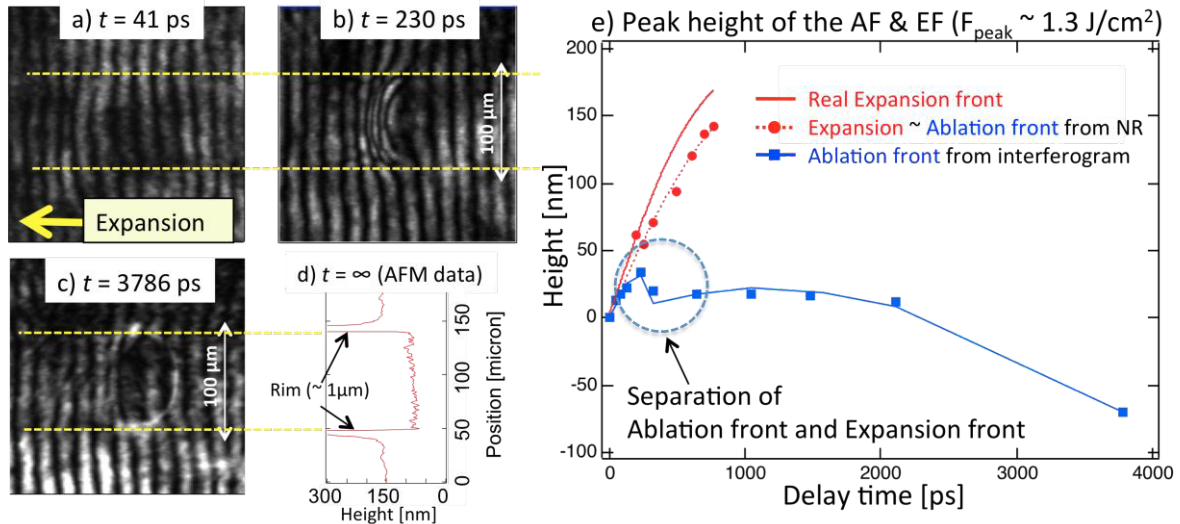


Fig. 2. a) ~ c) Interferogram of the ablation front. d) Cross section of the ablation crater measured by atomic force microscope. e) Temporal evolution of the peak height of ablation front and expansion front.

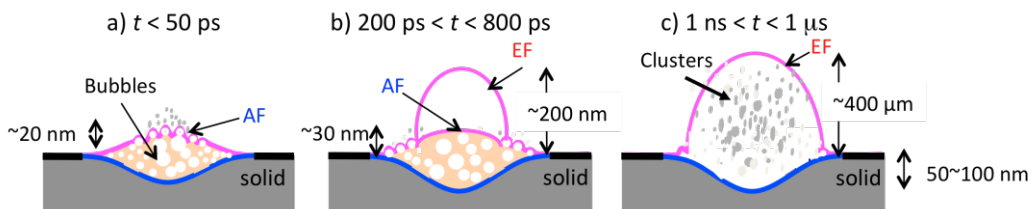


Fig. 3. Ablation dynamics of Au irradiated by fs laser. a) AF was expanded by the formation of the nano-bubbles structures below the AF. b) EF separated from the AF, and AF did not expand more than 30 nm. c) AF was broken, and cluster-formed particles filled in EF. The crater and rim structures were formed.

### 3. フェムト秒レーザーアブレーション過程の物質依存性

フェムト秒レーザーアブレーション過程の物質依存性を観測する為に、金(融点:  $1064^\circ\text{C}$ )と比較して融点が大きく異なるタングステン(融点:  $3422^\circ\text{C}$ )をサンプルとして、特に物質が大きく移動する 1 ns 以降の時間帯について観測した。Fig. 4 に Au と W の反射イメージング計測の結果を示す。中央部のクレーターから横方向に伸びる暗い部位は軟X線をサンプルに対して斜めに入射した事で生じた EF の影を示しており、この結果から EF の空間プロファイルを求める事が可能である。EF の影は周辺部と比較してその強度が 1/10 程度であり、EF とその内部を軟X線が通過する際に強い吸収を受けている事が分かる。これは、EF の内部に粒径  $1 \mu\text{m}$  以下の吸収体が存在する事を示している。EF は、金、タングステン共に数百 ns

までその形状が持続し、高さは  $100 \mu\text{m}$  近くまで到達している。特に金では、照射強度のピーク値が  $4 \text{ J/cm}^2$  を越えても明確な EF が観測されており(タングステンでは  $2 \text{ J/cm}^2$  程度で EF の先端が崩壊する)、その場合  $1 \mu\text{s}$  まで EF の形状が持続し、高さは  $1 \text{ mm}$  近くまで到達することも確認されている。空間プロファイルに関しては、金の場合、EF の形状は照射レーザーのプロファイルがガウス分布であるにも関わらず、ほぼ 2 次関数で表される (Fig. 4 b))。一方でタングステンではガウス分布に近い空間プロファイルが観測されている (Fig. 4 d))。これは、金では加工閾値が相対的に高く (Au:  $0.7 \text{ J/cm}^2$ , W:  $0.4 \text{ J/cm}^2$ )、ガウス分布を有する照射レーザー分布の裾野の照射強度の低い領域がアブレーションに寄与 (粒子に運動量を与える) していない事を示していると考えられる。これは EF の形状がレーザーの局所的な照射強度に依存している事を示すと共に、EF の形状制御の可能性を示している。

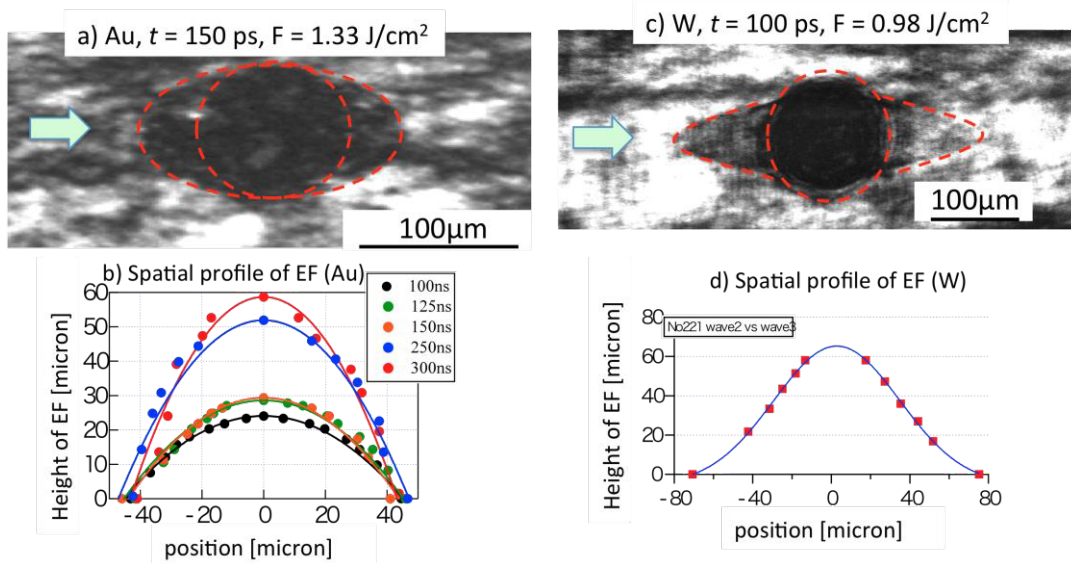


Fig. 4. Soft x-ray shadowgraph and spatial profile of the expansion front. Arrows show the incident direction of soft x-ray.

#### 4. まとめ

軟X線レーザーをプローブとした干渉計を構築する事で、フェムト秒レーザーアブレーション過程における expansion front と ablation front の同時計測に成功した。これにより、フェムト秒レーザーアブレーションのダイナミクスの全体像を実験的に得る事に成功した。更に金とタングステンの expansion front の形状を比較する事により、アブレーション過程が局所的な照射強度と加工閾値に強く依存している事が示された。これは、照射レーザーのプロファイルの制御により、expansion front の形状が制御可能である事を示しており、過渡的な光学素子の形成等への応用が期待される。今後は、ablation front、expansion front の形状、密度の詳細な計測及び、制御を目指した照射レーザーの制御を行う予定である。

#### 参考文献

- [1] P. Lorazo et al, Phys. Rev. B **73**, 134108 (2006).
- [2] M. Nishikino et al., Proceedings of SPIE, **8849**, p.88490E\_1 - 88490E\_6 (2013).
- [3] D. Von der Linde et al., Applied Surface Science 154-155, 1-10(2000).
- [4] M. Nishikino et al., Phys. Rev. A **68**, 061802 (2003).
- [5] N. Hasegawa et al., Proceedings of SPIE 2011, **8140**, 81400G-1 - 81400G-8 (2011).
- [6] T. Suemoto et al., Optics Express, **18**, No. 13, pp.14114-14122. (2010).

### 3.4 EUV 光源における Sn 液滴の分散過程のシミュレーションモデル

#### Modeling of Fragmentation of the Sn Droplet Target for EUV Sources

佐々木 明

独立行政法人日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究センター

Akira SASAKI

Quantum Beam Science Center, Japan Atomic Energy Agency

A modeling method of calculating fragmentation of Sn droplet for the EUV source is presented. A Lagrangian hydrodynamics code is developed, which includes liquid-gas phase transition and formation of bubbles and clusters; the ratio between liquid and gas phase region is determined assuming thermodynamic equilibrium. A test calculation is performed for formation of clusters in expanding CO<sub>2</sub> gas jet.

**Keywords: EUV source, laser plasma, atomic process, radiation hydrodynamics**

#### 1. はじめに

現在、EUV リソグラフィの実用化を目指して、レーザープラズマ(LPP) EUV 光源の研究開発が進められている。波長 13.5nm、2%帯域において、200W 以上の出力が必要とされ、それを実現するために実験研究とともにシミュレーションによる最適化が進められている。

近年の実験で、半径 10 $\mu$ m 程度の微小 Sn 液滴ターゲットを、ダブルパルスレーザーで照射することで高い効率が得られることが報告されている [1]。まず、低強度のプリパルスレーザー照射によって液滴を破砕して微粒子の雲に分散し、それが全体として初期半径の 10 倍まで膨張した時点で CO<sub>2</sub> レーザー照射で加熱すると、EUV 発光に適したイオン密度 10<sup>19</sup>/cm<sup>3</sup> 程度のプラズマが生成し、高い効率で発光が得られる [2]。この結果は、プリパルスレーザー照射によって生成する微粒子の密度分布、微粒子によるメインパルスレーザーの吸収過程を最適化することが重要であることを示す。本報告では、このような EUV 光源における Sn 液滴の分散過程、すなわちレーザーと固体ターゲットの初期の相互作用による構造形成、粒子発生シミュレーションモデルについての研究の現状について述べる。

#### 2. 液滴分散のシミュレーションモデル

Fig.1 に、レーザーと固体ターゲットの初期の相互作用を模式的に示す [3]。固体ターゲットをレーザー光で照射すると、レーザー光のエネルギーが吸収されて固体が加熱され、熔融、蒸発を経て、プラズマ化すると考えられる。この過程でさまざまな不安定性が発生し、熔融したターゲット物質の一部が粒子とし飛散することもあれば、いったん蒸発したターゲット物質が、急激に膨張、冷却され、凝結することによって粒子が生成することも考えられる [4]。

このような EUV 光源のターゲットにおいて Sn 液滴が分散する過程では、液相あるいは固相と気相の間の相転移が重要と考えられる。液相と気相の間の相転移を説明する理論のひとつに、Fig.2 のようにファンデルワールス状態方程式があり、これを用いると、マクセルの規則によって液相と気相が共存する条件が求められ、物質の温度と体積が与えられた時、熱平衡状態における、液相、気相のおおのこの領域の占める割合が決まる。

従来のプラズマ流体シミュレーションでは、物質の温度、密度状態が気液共存領域に入った時、二相が混合された平均的な状態を考えていたが、今回、シミュレーションのセルを液相と気相のセルに分割し、相転移、相分離を考慮する、2次元流体シミュレーションコードのモデル、計算手法について検討した。

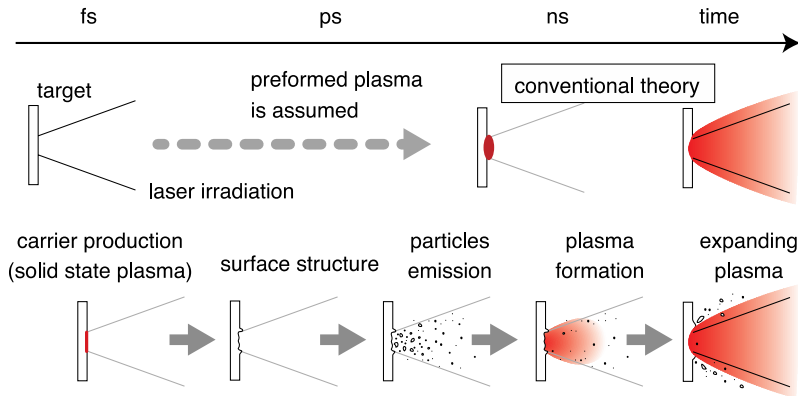


Fig.1 Structure formation and particle emission during initial laser-plasma interaction.

流体シミュレーションの計算手法には、大きく分けて、空間に固定されたオイラーメッシュを用いる方法と、流体に乗って移動するラグランジメッシュを用いる方法がある。今回、後者の方法において、三角形の非構造メッシュを用いるモデルで、相転移をメッシュの分割によって計算することを考えた。ラグランジメッシュを用いる流体シミュレーションでは、流体の大きな変形によってメッシュが破綻することがしばしば問題になるが、メッシュの歪みの大きさを評価し、分割、融合を行って、この問題を解決するとともに、相分離を取り扱うことを考えた。メッシュが自発的に、物理量が急激に変化する場所や、微小なクラスタ、バブルの形状に沿って配置されるようにすることを考えた。そのための具体的な方法は、Fig.3 に模式的に示すように、三角形のセルからなるモデルの構造を維持したまま、メッシュの歪みを低減させるようにした。再接続は格子点の接続方向を変更する操作、融合は隣り合う2つの格子点をひとつに統合する操作である。相分離は、隣り合う3つのセルを分割して、液相と気相の領域を作り出すことで表現するようにした。これらの操作を、対象となるセルの質量、内部エネルギーを保存するように行うようにした。

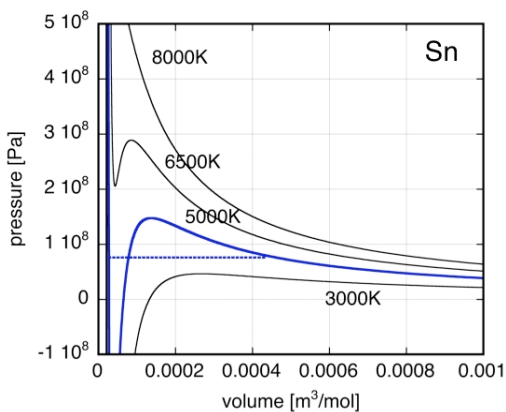


Fig.2 Van-der-Waals equation of state of Sn [5].

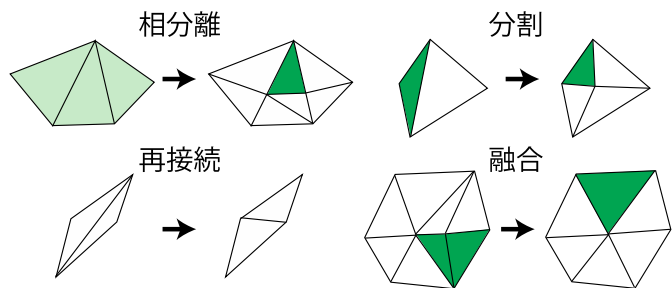


Fig.3 Schematic diagram of cell operations.



実際の計算においては、タイムステップ毎に、まず運動方程式、エネルギー方程式を計算し、格子点の位置、各セルの温度、密度を更新する。次に、各セルの温度、密度から相転移が起こるかどうかを判断し、三角形のセルの底辺と高さの比で定義するアスペクト比から歪みの大きさを評価し、相分離、分割、融合などのセルの操作の処理を行う。各セル、格子点は、接続状態の情報を保持し、セルの操作を行うごとに更新する。

### 3. テスト計算の結果

開発したコードにおいて、高圧の気体が真空中に自由膨張、冷却した際の凝結のテスト計算を行った。近年、ガスジェットを真空中に噴出させた時に生成するクラスタをターゲットとした粒子線加速の実験が行われているが、Fig.4 は、そのような条件に対応する、CO<sub>2</sub> 円柱の膨張の計算の例を示す。初期に温度 300K、100 気圧(密度 177kg/m<sup>3</sup>)の CO<sub>2</sub> 円柱の密度分布の時間発展を示す。膨張に従い、円柱の外縁部からその状態が二相領域に入り、微細なクラスタが生成することを示す。その過程は初期に均一に配置された粗いセルが分割されることで表現されている。

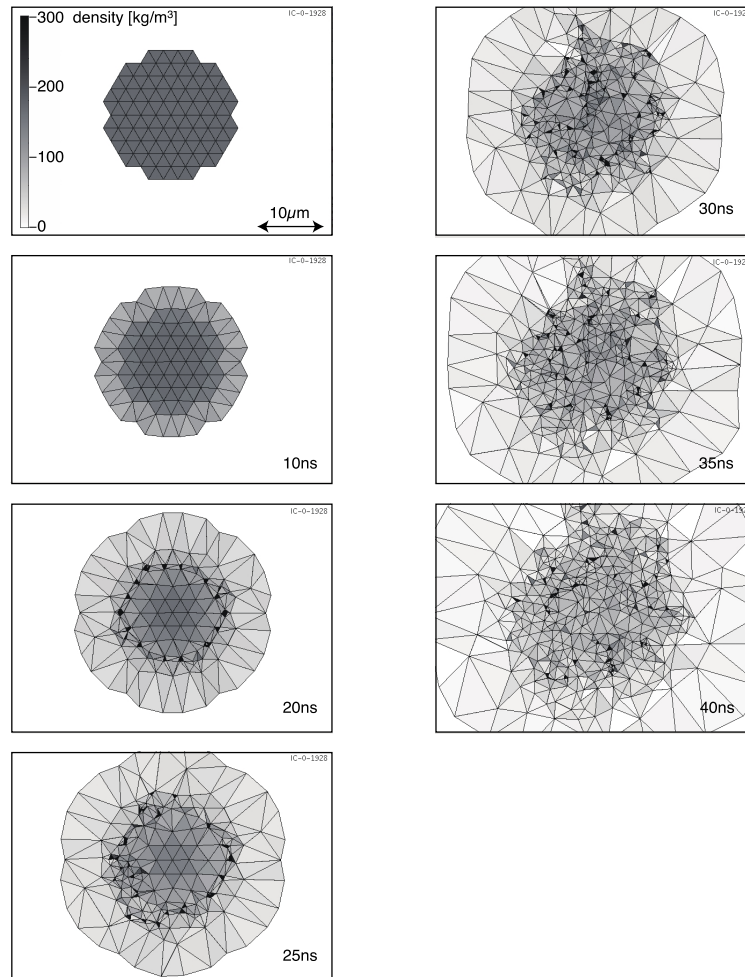


Fig.4 An example of calculation of expanding CO<sub>2</sub> gas jet target.

#### 4. 議論

本報告では、EUV 光源の最適化のための、Sn 液滴の分散過程のシミュレーションモデルの現状について述べた。流体セルの分割により相転移を表現する考えを用いたモデルで、高圧 CO<sub>2</sub> の膨張、冷却にともなうクラスタの生成についてテスト計算を行った。

プリパルス照射による Sn 液滴の分散は、短パルスプリパルスレーザー照射によってターゲット内に衝撃波が発生し、これが中心で反射して外向きに物質を駆動することによって考えられている。このような過程を再現するためには、ターゲットによるレーザー光の吸収過程をモデルに組み込むことと、液相 Sn 中の衝撃波の伝播を適切に計算する必要がある。

また、EUV 光源の最適化に向けては、これまでのモデル開発やテスト計算において、物理モデル、数値計算手法についていくつかの検討課題があることが明らかになった。そのひとつは液相における状態方程式であり、従来のプラズマ流体シミュレーションでは、二相を平均化した状態における状態方程式についての議論が行われてきたが [6]、今回のモデルでは、液相状態の物質の非圧縮性をより適切に表現する状態方程式を用いることが重要であろう。

計算手法においては、質量とエネルギーの保存を保証するためには、流体方程式をセル毎に積分した形式で計算する有限体積法の考え方を採用することが重要である。また、非構造格子において二次精度よりも高い精度を持つ微分公式を採用することも必要と考えられる。この問題を解決するために、ひとつの格子点を共有する複数のセルをまとめたスーパーセルを用い、それに属するセルの物理量を平均化して非物理的な振動を除去する可能性を検討している。

スーパーセルは相転移を扱う上でも役立つ可能性がある。物質が膨張したり、圧縮される場合には、連続的な体積の変化と、蒸発や凝縮が起こると考えられるが、セルの分割による方法のみでは、分割が無限に繰り返され、セルの数が急激に増加して計算不可能になると考えられる。その代わりに、スーパーセルを定義し、その中での気相と液相の領域の割合が温度、密度に正しくなるよう、質量やエネルギーを再分配して、それに属する液相あるいは気相のセルの数を調える方法が考えられる。

以上のように、有限個数のセルを用い、与えられた条件のもとで、レーザー照射されたターゲットからの粒子の生成のモデル化、計算手法の開発を進めている。その成果は、将来、EUV 光源の他、レーザー加工や、アブレーションを用いた材料開発等にも役立つ可能性があると考えている。

#### 謝辞

本研究は、一部(独)新エネルギー・産業技術総合研究機構「平成 25 年度戦略的省エネルギー技術革新プログラム」および科学研究費補助金挑戦的萌芽研究(26610195)の援助を受けて実施された。

#### 参考文献

- [1] A. Endo, et al. proceedings of the 2012 EUV source workshop, <http://www.euvlitho.com/2012/S2.pdf>
- [2] A. Sasaki, J. Appl. Phys. **107**, 113303 (2010).
- [3] 大道他、講座「レーザー生成プラズマの新しい温度、密度領域における物性とシミュレーション」プラズマ核融合学会誌 403, **89** (2013).
- [4] S. I. Anisimov and V. A. Khokhlov, *Instabilities in Laser-Matter Interaction*, (CRC Press London, Tokyo, 1995).
- [5] D. A. Young and B. J. Alder, Phys. Rev. A, **3**, 364 (1971).

### **3.5 3D nano-architecture in Glass Materials with a Femtosecond Laser**

Kazuyuki HIRAO

*Department of Material Chemistry, Graduate School of Engineering, Kyoto University, Kyoto 615-8510, Japan*

The nonlinear interaction between glasses of transparent materials and a femtosecond laser called non-linear multiphoton effect was studied. The various nano- or microstructure changes caused by this effect have provided the internal modification inside glass materials, such as densification, valence reduction of active ions, new crystal precipitation, atom diffusion and so on. Such an ultrashort pulse laser effect of transparent materials was useful for fabrication of photonic devices such as optical waveguides and so on. In view of our findings, the advantage of a femtosecond laser combined with liquid crystal modulator was also introduced to make three-dimensional nano-architecture in materials.

**Keywords: fs laser, spatial phase modulator, waveguide, glass, micromachining**

#### **Introduction**

In 1994, a basic research idea of “induced structure” [1] was proposed by “ERATO” Hirao Active glass project. We paid attention to the fact that all materials like glasses are metastable from the view point of thermodynamics. A metastable state of glass is changed to other states in an intensive external electromagnetic field. If we can control the external electromagnetic field, the induced structure is changed; in particular, if we can space-selectively control, the induced structure causing the novel optical functions of the glass having three-dimensionally and periodically distributed electronic structure in glass can be obtained. Based on this idea, we applied various electromagnetic fields such as ultra-violet light, electron or ion beam and laser to make microscopic modifications in transparent glass materials, and eventually observed many interesting phenomena which provide the promising applications of the observed phenomena.

#### **Femtosecond laser modification**

Now, we selected a femtosecond laser as a powerful tool to make microscopic modifications in transparent materials. Femtosecond laser has two apparent features compared with CW and long pulsed lasers: (1) elimination of the thermal effect due to extremely short energy deposition time, and (2) participation of various nonlinear processes enabled by highly localization of laser photons

in both time and spatial domains. Due to the ultra-short light-matter interaction time and the high peak power, material processing with the femtosecond laser is generally characterized by the absence of heat diffusion. Another nature of ultra-short light-matter interaction with a femtosecond laser can overcome the diffraction limit. Our laboratory started the systematic investigations on the femtosecond laser induced microstructures in transparent materials and applications in micro-optics at the end of 1994. The strength of its electric field in the focal point of the laser beam can reach up to  $10 \text{ TW/cm}^2$ , which is sufficient for inducing various nonlinear phenomena in glass materials when the pulse width is 100 fs and the pulse energy is  $1 \mu\text{J}$ . The photoinduced reactions are expected to occur only near the focused part of the laser beam due to multiphoton processes. As a result, promising applications have been demonstrated for the formation of three-dimensional optical memory and multicolor image, and fabrication of optical waveguide, coupler and photonic crystal as shown in Fig.1

Among them, fabrication of three dimensional optical waveguide by femtosecond laser pulses inside various transparent materials has attracted great interests as one of the essential techniques for making 3D integrated optical devices [1-6]. Because an integrated optical device has a lot of elements such as optical coupler, splitter and interferometer, the development of waveguides was required to bend in order to change the light propagation direction, which has already solved. Another critical problem of fs-laser processing is fabrication efficiency, because long time is

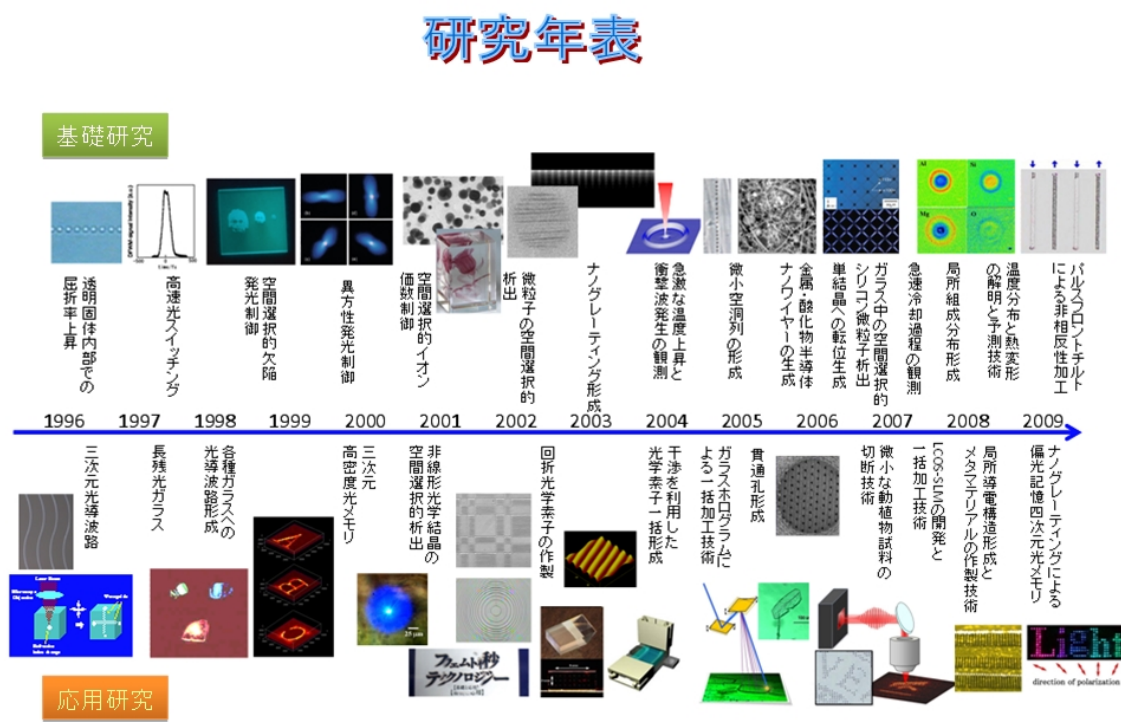


Fig.1 History of 3D nano-architecture with a fs laser by Hirao group

consumed for fabrication. In order to improve the fabrication efficiency, a holographic laser processing method using a spatial light modulator (SLM) has been demonstrated [7]. In this method, multiple beam spots are generated from one beam whose phase distribution is modulated by a computer generated hologram (CGH) in a SLM, and photoexcitation is induced at multiple spots in a material as shown in the latter part of Fig.1. This technique developed by us will be introduced in the lecture.

#### Reference

- [1] K.Hirao, *Ceramics Japan*, 30 (1995) pp. 689- 693.
- [2] K.M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, and K. Hirao, *Opt. Lett.*, 21 (1996) pp. 1729-1731.
- [3] K. Miura, J. Qiu, H. Inouye, T. Mitsuyu, and K. Hirao, *Appl. Phys. Lett.*, 71 (1997) pp. 3329- 3331.
- [4] K. Minoshima, A. M. Kowalevich, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto, *Opt. Express*, 15 (2002) pp. 645- 652.
- [5] S. Nolte, M. Will, J. Burghoff, and A. Tuennermann, *Appl. Phys. A*, 77 (2003) pp. 109-111.
- [6] D. Homoelle, S. Wielandy, and Alexander L. Gaeta, N. F. Borrelli and Charlene Smith. *Opt. Lett.*, 24 (1999) pp. 1311- 1313.
- [7] Y. Hayasaki, T. Sugimoto, A. Takita, and N. Nishida, *Appl. Phys. Lett.*, 87 (2005) 031101.

### 3.6 次世代原子力プラントの構造健全性監視のためのセンシング技術 の開発

#### Development of Sensing Technologies for the Structural Health Integrity of Next-generation Nuclear Power Plants

西村昭彦、下村拓也、竹仲佑介、寺田隆哉、古山雄大、大道博行、杉山僚

独立行政法人 日本原子力研究開発機構

量子ビーム応用研究センター レーザー共同研究所

Akihiko NISHIMURA, Takuya SHIMOMURA, Yusuke TAKENAKA, Takaya TERADA,

Takehiro FURUYAMA, Hiroyuki DAIDO and Akira SUGIYAMA

Applied Laser Technology Institute,

Quantum Beam Science Center, Japan Atomic Energy Agency

At the final stage of 2nd midterm plan of QuBS in 2014, we have obtained our goal to fabricate a prototype model of heat resistant optical sensor. The heat resistant performance at 600 degrees is beyond that of commercial products in market. Temperature, stress and mechanical vibration can be measured during operation of nuclear power plants. At the stage of 3rd midterm plan of JAEA, various laser processing technologies ranging from femtosecond pulse to CW would contribute to the risk management and dairy maintenance for nuclear power plants. In this report, the outline of the laser application activities concerning to the Fukushima accident and the ITER project was introduced.

**Keywords: Laser applications for maintenance technology, Pulse laser processing, FBG strain sensor, Heat resistant performance, Monitoring FUKUSHIMA NPP accidents, Laser cladding and welding**

#### 1. はじめに

2007年3月25日に発生した能登半島地震を契機に、震災に対する原子力発電所の防備を一層固める必要があると考えた[1]。一方で、地震のような突発的外力が無くても、通常運転時にも徐々にプラントは劣化している。特に原子力発電所では、放射線と熱水が鋼材に腐食を及ぼす。鋼材の溶接部では熱影響により強度低下が生じる。鋼材に機械加工や溶接などによる残留応力がある場合、腐食や割れが進行しやすいこと、炭素を含むステンレス鋼は特にこの傾向が強いこと等、日本で最初に発電に成功した JPDR の時代に経験されていた。また、2004年頃、東京電力等の所管する軽水炉において応力腐食割れが発覚した。さらには、配管内部に流れの断面積が急変する場合、その下流域に発生する渦は配管内面を著しく減肉させる。この減肉現象は美浜原子力発電所において死亡事故を誘発した。

さらに喫緊の課題となるのが福島原子力発電所の廃炉問題である。2011年3月11日、東日本大震災による事故を契機に全原子炉が停止となり3年余が経過した。この間、安全対策の強化の上で原子炉再稼動が準備される一方で、福島第一原子力発電所に関しては廃炉に向けて IRID が活動を始め、炉内の燃料デブリの取り出しを2020年頃に実施することを目的に技術開発を先導する

こととなった。しかしながら、深刻化する汚染水問題は工程全体に影響を与えるであろう。現在、凍土壁の建設が進められ、原子炉建屋に流入する地下水の遮断が試みられている。

以上のような現状を改善するためにレーザー加工技術が貢献できる。幸い敦賀白木地区には新しいナトリウム工学試験施設の建設が行われており、高速炉に不可欠なナトリウム技術の高度化が模索されている。本施設をさらに多様に活用することで、レーザー加工技術の原子力利用の有効性を実証できる。同時に次期中期計画におけるテーマ設定に役立つとともに、地域経済の活性化へも貢献できる (Fig. 1)。ここでは冷却配管の保守保全を例に取り、レーザーのパルス長さに応じた技術開発を紹介する。



Fig.1 Heat Resistant FBG Sensor Installed at a Pipeline of the Sodium Loop under Construction at the TSURUGA SHIRAKI District. (2014 Oct. 31th)

## 2. 超短パルスレーザー精密加工の応用

光ファイバに回折格子構造を設ける試みはガラスとフェムト秒レーザー加工の融合領域の中で誕生した[2]。我々はこの技術を実験室での実証からプラントへの実用段階に発展させる試みを続けている。まず、光ファイバコアへの回折格子構造書き込み技術について確立した[3]。次に、FBG加工した光ファイバを、炭化ケイ素繊維と編み合わせることで機械的強度を向上させることに成功した[4]。また、高繰り返し計測技術とレーザークラディングによる鋼材表面への埋め込み技術の開発にも成功した[5]。加えて配管への実装方法として200度で固着力が発現し900度まで耐えられる金属接着剤を採用した。これはナノサイズの銀粒子をベースとし、粒子同士の合金化反応による結合を利用した接着剤である。また、この接着剤は鉄系材料には接着しないため、SUS配管などに接着する場合にはメッキが必要となる。これにより、振動する配管用鋼材の挙動を捉えることが出来る高温用センサを完成させることができた。更にセンサ保護としてステンレスチューブの使用や、取り付け金属バンドとポールの選定など、現場に対応した改良を行なった。

2014年10月30日、敦賀市白木地区建設中の新型Naループの配管エルボへ、耐熱FBGセンサの実装を行った。現在、原子力機構ではナトリウム炉の常陽は炉心内部の修理中である。また、もんじゅは安全上の不備のため保守保全計画の改訂が命じられている。この再稼働時には温度上昇による配管の膨張が生じる。定格運転時には流れ場の渦による流体の振動も生じる。そして地震時には配管に大きな外力が加わる。

高層ビル、橋梁、トンネルなど地震時に被害が想定される建築物にはFBGセンサが取り付けられ、構造健全性の常時監視が行われている。耐熱FBGセンサの普及により、高温冷却配管の溶接部やエルボ部分の常時監視が可能となる。軽水炉、高速炉、高温ガス炉と動作温度が高くなるにつれ、熱効率は改善される。950度の運転温度となる高温ガス炉では、触媒を利用した水の分解が可能となり、水素の生産が期待できる。炉の形式を問わず冷却配管の常時監視から得られるデータは、今後の原子炉の安全性向上に貴重な指標となる。

### 3. ナノ秒パルス分光の応用

ナノ秒レーザー領域では、対象物を把握し、且つ、その表面を観察しながら組成分析できるレーザーブレイクダウン分光 (LIBS) 分析技術の小型装置化に成功した。これは、配管のような狭隘部の内部に挿入して観察する映像伝送光ファイバとレーザー加工用のエネルギー伝送用ファイバを同一軸上に配置した複合型光ファイバを活用する。この特殊ファイバの開発の歴史は 12 年以上に遡り、ITER (国際熱核融合実験炉) ブランケット補修装置に端を発している。本装置は、溶接の事前準備としてのレーザークリーニングや、溶接箇所の成分分析に利用できる。10 ナノ秒で 3mJ 程のレーザーパルスを送り、ファイバ出口で適切な集光系を組むことで、金属材料表面にプラズマ発光を行うことが出来る。発光は内視鏡機能をもつ映像伝送領域を通過して分光器に導かれる。

ITER では 2020 年頃を目標に核融合実験炉でのプラズマ実験が実施される。現在、欧州、ロシア、米国、中国、韓国、インド、そして日本が協同して、南仏カダラッシュに実験装置を建設中である。DT 核燃焼による 14MeV 中性子の発生により、入力エネルギーの 10 倍のエネルギーをプラズマから取り出そうという試みである。今後、いくつかのハードルがあるが最終的には放射化した数千トンのステンレス真空容器が生まれる。実験終了までにステンレス真空容器の健全性を確保するために、内部にブランケットが 400 個以上設置され、それら総てを水冷却することとなる。日本は、このブランケットの冷却配管の検査補修と遠隔交換に関する技術開発を受け持っている。

加えて、最も重要な応用は福島原子力発電所の溶融した炉心部分の調査と分析であろう。小型装置に、水中観察と水中での LIBS の機能を持たせれば、福島原子力発電所の炉心溶融した燃料デブリの遠隔分析に適用可能である [6]。高い放射線場においても光ファイバの劣化の程度が抑制される 700 から 900nm の範囲の近赤外領域の波長を分光に利用する。1 号炉は核燃料のほとんどが溶融し圧力容器の底部を抜けて格納容器に落ち込み、制御棒駆動装置を破壊して格納容器下の基礎コンクリートまで損傷させている可能性がある。炉内には注水が続いている。これが事態を一層深刻化させている。核燃料の二酸化ウランの放射能より核分裂生成物の放射能が圧倒的に高く、注水により核燃料に触れた水は水溶性の核分裂生成物を溶出させる。

既に燃料デブリの表層の核分裂生成物は炉内の汚染水に溶出してしまったであろう。今後は、二酸化ウランが熱水により風化が進み、燐灰ウラン石と変化してゆく。これにより燃料デブリは徐々に水溶性に変わり、燃料デブリ内部の核分裂生成物の溶出も続いてゆくであろう。

これまでのところ、炉心内部を観察できる小型防水スコープの試作を終了した。今年度は、新たに水素検知機能と放射線計測機能を備えた改良型スコープの開発を進めている。現在、福島原子力発電所の敷地内では、炉内から取り出された汚泥の放射線量や簡易蛍光 X 線分析が実施されている。しかしながら、ウランの定量化が行えないため、計量管理上の制約から汚泥を何処にも持ち出せない状態である。従って、LIBS によるその場での核燃料の定量分析が重要となろう。

### 4. ミリ秒から CW 領域での熱加工の応用

ミリ秒から CW 領域では熱作用が主となる。重要な成果は、配管内壁の減肉補修を行うレーザー肉盛り溶接装置の開発である。レーザー肉盛りの特徴としては、母材への入熱量を小さくすることにより、母材への熱影響が小さく肉盛り材料の母材への希釈が少ない良好な肉盛りが可能である [7]。肉盛り厚さは数百  $\mu\text{m}$  と薄く保つのが有効である。CW 領域になると溶融層が成長し深さが増す。溶融表面のレーザー照射中心は高温となり溶融池の周辺部は低温のままである。このため、表面張力勾配に起因する対流が生じる [8]。このような状態で冷却固化すると合金組成が局所により異なる状態となり、劣化原因となる。従って、



ミリ秒程度の比較的短時間での肉盛りにより母材との境界層を薄く保つことが重要となる。

これまで実プラントへの適用を見据えて1インチ伝熱配管に挿入可能な小型トーチの製作を行った。装置の各要素と制御系の統合を行い、レーザー出力やワイヤ供給速度及び予熱時間やガス流量など肉盛り溶接条件の最適化の結果、伝熱管の減肉部分を補修するのに十分な量の肉盛りに成功した[9]。これまで原子炉配管を対象にして応力腐食割れへの割れに対する補修は試みたが、垂直に配置した1インチ伝熱管内壁の減肉補修の成功は世界初である。さらに装置の基本部分であるレーザートーチの改良を行った。これらの技術開発は2011年4月より石油化学プラント企業との協力のもとで推進してきた[10]。この石油化学プラントの熱交換器では、高温の炭素微粒子を含むエチレンガスが配管内部を上昇する。この伝熱管を外側から水冷する。現在、プラズマ溶射法により伝熱管の入り口部分は予防保全がなされているが、配管入り口から5cm程度奥に生成する高温エチレンガスの渦による減肉は対処法が確立していない。実プラントの1インチ配管内壁の観察とレーザー肉盛り溶接補修が可能な装置は、昨年度 JAEA からのスピノフベンチャーである OK ファイバテクノロジーとの協力のもとで推進している。

## 5. まとめと今後の展望

レーザー加工技術を原子炉配管の保守保全適用にあたり、超短パルスからナノ秒を経てミリ秒或いは連続発振の3領域における応用例を紹介した。

超短パルスレーザー加工による耐熱 FBG センサは敦賀市白木に建設中のナトリウム工学施設に実装を終え、現在はセラミックウール巻きつけ処置と保護鉄板取り付けが施された。今後は200度での予備加熱を経てNaの充填が行われる。施設から約30mの位置には白木丹生断層が南北に縦断しており、断層から離れて湾を望む位置にもんじゅがある。白木地区全体の地振動による配管歪みの常時監視に向けて準備を進める。関西木津には、高エネルギーパルス発生可能な J-LITE X などの超高出力レーザーがあり、有効な工学的利用が求められている。干渉投影加工を実用化させ FBG センサの安定量産を実現することが、原子力発電所の再稼働を迎えて重要となる。

加えて、ナノ秒パルス分光及びミリ秒から CW 領域の熱加工においても、福島原子炉対策や ITER 等への適用を進める。福島原子炉に関しては、現在、凍土壁の建設が進められ、原子炉建屋に流入する地下水の遮断が試みられている。しかしながら、前例の無い規模の凍結工事であり、大きく工程が遅れることが予想される。現在、核燃料デブリの位置の状況調査を進めることが困難である。今後は、核燃料の熱水による風化を考慮した調査分析のあり方を検討する必要がある。以上、レーザー加工技術を原子力分野のもつ潜在的なリスクの管理に役立ててゆきたい。

## 参考文献

- [1] Japan Meteorological Agency, [http://www.seisvol.kishou.go.jp/eq/2007\\_03\\_25\\_noto/saigai.pdf](http://www.seisvol.kishou.go.jp/eq/2007_03_25_noto/saigai.pdf)
- [2] Y. Kondo et al.: Opt. Lett., **24**, (1999), pp. 646-648.
- [3] Y. Shimada and A. Nishimura, Journal of Laser Micro/Nanoengineering, **8**, (2013), 110.
- [4] A. Nishimura et al., Proc. of ICONE22, (2014), 30548.
- [5] A. Nishimura et al., Journal of Laser Micro/Nanoengineering, **9**, (2014), 221.
- [6] C. Ito, et al., J. Nucl. Sci. Technol., **51**, (2014), 944.
- [7] 谷川大地 他, レーザ加工学会誌, **21**, 1, (2014), 1.
- [8] T. Yamada et al.: Visualization technique for quantitative evaluation in laser welding processes, In-situ

Studies with Photons, Neutrons and Electrons Scattering II :Thomas Kannengiesser, Sudarsanam Suresh Babu, Yu-ichi Komizo, Antonio J.Ramirez Editors, (2014), 201-215.

[9] T. Terada, et al, Photonics West 2014-Lase Lasers and Sources, Proc. SPIE, **8963**, (2014), 896310-1.

[10] 寺田隆哉, 保全学, **13**, (2014), 87.

### 3.7 三次元ナノ周期構造形成とその応用展開

## Innovative Applications of Femtosecond Laser Induced Self-organized Nanostructure

下間 靖彦<sup>1)</sup>, 坂倉 政明<sup>2)</sup>, 三浦 清貴<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>京都大学大学院工学研究科材料化学専攻, <sup>2)</sup>京都大学産官学連携本部

Yasuhiko SHIMOTSUMA<sup>1)</sup>, Masaaki SAKAKURA<sup>2)</sup>, Kiyotaka MIURA<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Department of Material Chemistry, Kyoto University

<sup>2)</sup>Society-Academia Collaboration for Innovation, Kyoto University

The nanostructure induced by the direct-writing of femtosecond-laser pulses can open a new opportunity to develop avant-garde devices such as a 5D optical storage, polarization imaging sensor, thermoelectric conversion elements.

**Keywords: Femtosecond laser, Nanograting, Glass, Semiconductor**

#### 1. Introduction

Progress in high power ultrashort pulse lasers has opened new frontiers in physics and technology of light-matter interactions [1] including laser surgery [2], integrated and fiber optics [3], optical data storage [4], to 3D nanostructuring [5,6]. Meanwhile, structural defects such as oxygen vacancies affect fundamental properties of material ranging from ionic and electronic conductivities [7], light emitting [8], to form birefringence [9]. Although the mechanisms of the oxygen-defects self-organization induced by the femtosecond laser were proposed [5,6], the most important issue to be resolved is remained, i.e. can the nanostructure be induced inside any material by the femtosecond laser irradiation? In addition, however the laser-induced carrier-trapping dynamics in glass is minutely studied [10], the dynamics of defect formation and evolution have remained poorly understood [11]. Here we report that the periodic nanostructure can be also formed inside GeO<sub>2</sub> glass and Si crystal. In the case of semiconductor materials, its band structures are involved in the nanostructure formation. Particularly, we have confirmed that the periodic nanostructures with different crystallinity are formed inside indirect-transition type semiconductors. Such nanostructures inside semiconductor materials can be expected to bring new opportunities in the application to the thermoelectric conversion material.

#### 2. Experimental

In the experiments, we used two femtosecond laser systems, Ti: Sapphire laser with a regenerative amplifier (Coherent Inc.; 800 nm, 70 fs pulse width, 250 kHz repetition rate) and Cr: Forsterite laser with a regenerative amplifier (Avesta Ltd.; 1.24 μm, 100 fs pulse width, 1 kHz repetition rate) in accordance with the target materials. The femtosecond laser pulses were focused inside a sample via a microscope objective (Nikon; LU Plan Fluor, 100× 0.90 N.A. or Olympus; LCPLN-IR, 100× 0.85 N.A.). The typical pulse energies for SiO<sub>2</sub> glass, GeO<sub>2</sub> glass, and GaN were 1 μJ, 0.2 μJ, 5 μJ, respectively. No apparent structural

change inside Si and GaAs can be induced by our Cr: Forsterite laser system. Previously we confirmed that the structural change inside Si can be observed when the pulse energy is above 600  $\mu\text{J}$  [12]. To enhance the generation of free electron via laser-plasma interaction inside semiconductor materials [13], we performed double pulse experiments with femtosecond laser pulses with a delay time ranging from 1 ps to 1 ns. The total pulse energies of double pulses for Si and GaAs were typically 60  $\mu\text{J}$  and 30  $\mu\text{J}$ , respectively. To reveal structural change of the modified region, the samples were polished to the depth of focal spot location, and then the polished sample surfaces were inspected by FE-SEM.

### 3. Results and discussion

Fig. 1 shows secondary electron (SEI) and backscattering electron (BEI) images on the polished sample surfaces to the depth of focal spot location inside  $\text{SiO}_2$  glass,  $\text{GeO}_2$  glass.  $E$  indicates the laser polarization direction. The nanogratings composed of the photoinduced oxygen deficiencies in  $\text{SiO}_2$  and  $\text{GeO}_2$  glasses are oriented "*perpendicularly*" to the laser polarization direction. The optimum laser energies for nanograting formation in  $\text{SiO}_2$  and  $\text{GeO}_2$  glasses are 0.2 ~ 1  $\mu\text{J}$  and 0.08 ~ 0.2  $\mu\text{J}$ , respectively. Such local optical anisotropy in glass can be applied to a super long-term 5D optical storage [14] and a polarization imaging sensor [15].

To confirm the details of nanograting structure inside a material, we have also observed the sample surface cleaved along the nanostructure planes by using FE-SEM equipped with a cold field-emission electron gun (Fig. 2). Such observations by using a low accelerating voltage and very low current reveal the original

characteristics of the sample surface without a conductive coating. Superficially regarded, the average size of nanopores in  $\text{GeO}_2$  glass (< 10nm) was slightly smaller than that in  $\text{SiO}_2$  glass (10 ~ 30nm) [16], though their packing density seems to be higher. It's well known that the strength of form birefringence depends on the nanogratings periodicity, layers thickness and the refractive indices of these two layers. The birefringence of nanogratings for ordinary ( $n_o$ ) and extraordinary ( $n_e$ ) wave is [17]:

$$\Delta n = n_e - n_o = \sqrt{fn_1^2 + (1-f)n_2^2} - \frac{n_1 n_2}{\sqrt{fn_2^2 + (1-f)n_1^2}} \quad (1)$$

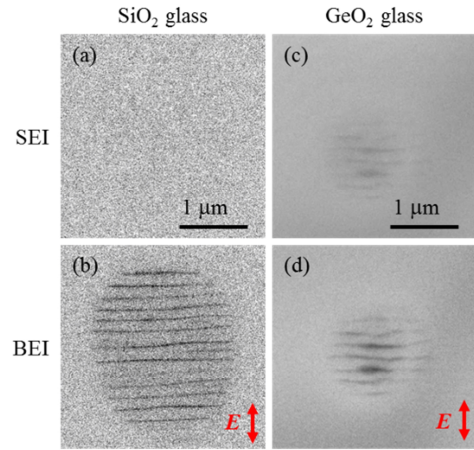


Fig. 1 Secondary electron (SEI) and backscattering electron (BEI) images on the polished sample surfaces to the depth of focal spot location inside  $\text{SiO}_2$  glass (a, b),  $\text{GeO}_2$  glass (c, d).  $E$  indicates the laser polarization direction.

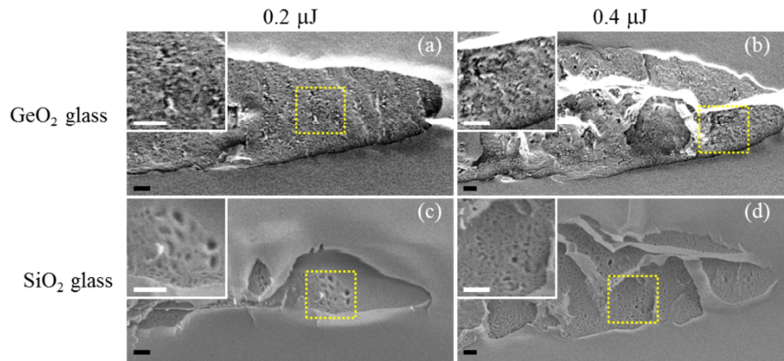


Fig. 2 SEI of the cleaved sample surfaces of the modified regions in  $\text{GeO}_2$  glass (a, b) and  $\text{SiO}_2$  glass (c, d) created by the femtosecond laser pulses with a pulse energy of 0.2  $\mu\text{J}$  (a, c) or 0.4  $\mu\text{J}$  (b, d). Insets show the high magnification SEIs in the dotted areas, respectively. The scale bars are 200 nm.

where  $f$  is the filling factor,  $n_1$  and  $n_2$  are the unknown refractive indices for the platelets constituting the nanograting. As shown in Fig. 3, these periodic structures are ruled in the direction parallel to the polarization of the writing laser and consist of thin regions of index of refraction  $n_1$ , characterized by a strong oxygen deficiency [5], surrounded by larger regions of index  $n_2$ . In addition, based on the Maxwell-Garnett theory, the effective refractive index ( $n_1$ ) of the mesoporous panoplans with the thickness of 50nm for GeO<sub>2</sub> glass is [18]:

$$n_1^2 = n_{defect}^2 \left\{ 1 - \frac{3\phi(n_{defect}^2 - n_{pore}^2)}{2n_{defect}^2 + n_{pore}^2 + \phi(n_{defect}^2 - n_{pore}^2)} \right\} \quad (2)$$

where  $\phi$  is the porosity,  $n_{pore}$  (= 1) and  $n_{defect}$  are the local refractive indices for the nanopores and for the surrounding oxygen defect regions, respectively. After measuring the thickness of  $L$  of nanograting structures in the direction of the propagation of light by using crossed-Nicols, we have also evaluated the birefringence from the phase retardation which is measured by polarization microscope. It is possible to induce a higher birefringence for GeO<sub>2</sub> at lower pulse energy, compared to SiO<sub>2</sub>. Indeed, the absolute values of birefringence for SiO<sub>2</sub> and GeO<sub>2</sub> at the laser pulse energy of 0.12  $\mu$ J were 0.003 and 0.005, respectively. Assuming the reasonable numbers of  $n_{defect}$  and  $\phi$ , based on the very slight refractive index change due to the oxygen deficiencies [19], we found that our experimental results are in good agreement with previous studies [9]. The parameters for calculation and the obtained results were listed in Table 1.

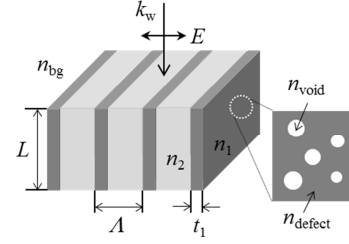


Fig. 3 Schematic of the nanogratings formed in the irradiated volume.  $n_{bg}$ : refractive index of the initial glass,  $n_1, n_2$ : local refractive indices of nanoplatelet,  $f = t_1/A$ : filling factor,  $A$ : period of the nanograting,  $t_1$ : width of the region with index  $n_1$ ,  $n_{void} = 1$ : refractive index of the nanopore,  $n_{defect}$ : refractive index of the region surrounding the nanopores.

**Table 1.** Parameters for calculation of local refractive index change in SiO<sub>2</sub> and GeO<sub>2</sub> glass

Material	SiO <sub>2</sub> glass	GeO <sub>2</sub> glass	Material	SiO <sub>2</sub> glass	GeO <sub>2</sub> glass
$n_{bg}$	1.454	1.645	$n_{pore}$	1	1
$t_1^*$	30 nm	50 nm	$n_{defect}$	1.454	1.645
$A^{**}$	200 nm	250 nm	$\phi$	0.20	0.15
$f = t_1/A$	0.15	0.20	$n_1 - n_{bg}$	-0.092	-0.098
$\Delta n$	0.003	0.005	$n_2 - n_{bg}$	+0.035	+0.048

\* $t_1$ : the width of the region with index of  $n_1$ ; \*\* $A$ : the period of nanogratings

We have also observed SEI and BEI on the polished sample surfaces to the depth of focal spot location inside Si, GaAs, and GaN crystal (Fig. 4).  $E^{1st}$  and  $E^{2nd}$  indicate the polarization direction of the first and the second arriving pulse in double-pulse train, respectively. Although SEI and BEI for Si

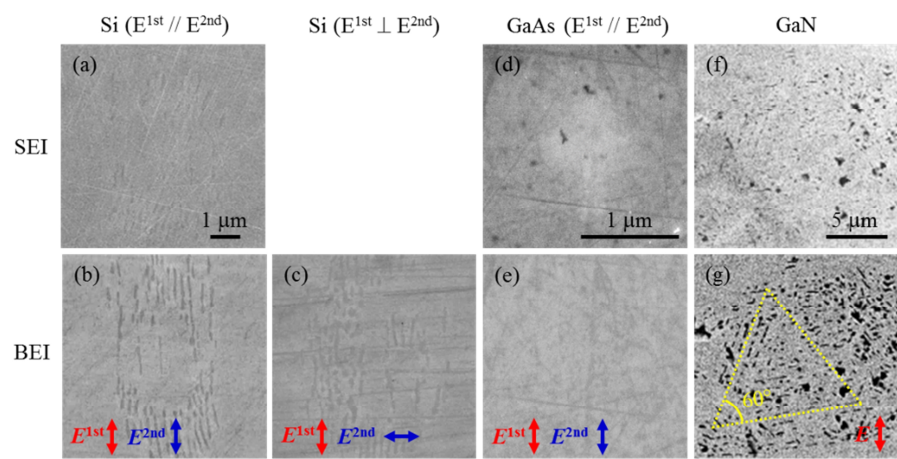


Fig. 4. Secondary electron (SEI) and backscattering electron (BEI) images on the polished sample surfaces to the depth of focal spot location inside c-Si (a, b, c), GaAs (d, e), and GaN (f, g).  $E^{1st}$  and  $E^{2nd}$  indicate the polarization direction of the first and the second arriving pulse in double-pulse train respectively. The yellow dotted triangle in (g) indicates shows an eye-guide for the crystal orientation of wurtzite structure.

crystal (c-Si) are analogous to the nanogratings constituted by oxygen deficiencies inside of  $\text{SiO}_2$  glass, the principal difference in the periodic nanostructure between c-Si and  $\text{SiO}_2$  glass is the alignment direction of the periodic nanostructure. These stripe-like darker regions with a period of  $\lambda \sim 200\text{nm}$  in the BEI correspond to lower-density material. Besides, the dark regions with a width of  $t \sim 100\text{nm}$  were aligned parallel to the polarization direction of the first arriving pulses ( $E_1$ ), despite of the polarization direction of the secondly arriving pulses ( $E_2$ ) (Fig. 4b, 4c). In addition, we have also confirmed that such nanostructures were successfully induced inside various silicon substrates regardless of the dopant type and concentration. It should be noted that the periodic nanostructures inside c-Si were formed around the focal spot location compared to the homogeneous formation in focal spot of  $\text{SiO}_2$  glass. This is presumably because the electron plasma density generated by the first pulse in the central region is high enough to reflect the second pulse. Indeed, since the avalanche ionization is dominant process in the case of semiconductor, the electron density excited in c-Si is greater by several orders of magnitude than that of  $\text{SiO}_2$  glass. By adequately tuning the energy ratio of the double pulse and the time delay, we have also confirmed that the periodic nanostructures can be homogeneously formed at the central part of the focal area as in the  $\text{SiO}_2$  glass. Another possibility of the nanostructure formed around the focal spot is that since the laser beam at the central region of the focus is entered from the normal direction, the interference with the scattered light is unfavorable compared to around the focus. In addition, we have also carried out the observation of the modified region inside GaAs after the femtosecond double-pulse irradiation. No apparent periodic nanostructures were observed in the case of the direct-transition type semiconductors, such as GaAs (Fig. 4d, 4e) and GaN (Fig. 4f, 4g). In the case of GaN, the nanovoids are distributed in the triangular shape corresponding to the crystal structure (hexagonal wurtzite type) without depending on the laser polarization. The formation of such nanovoids in GaN were derived from the decomposition into Ga metal and  $\text{N}_2$  gas. Similarly, photoinduced nanostructures could not be also observed in the case of GaAs. Although slight difference in brightness was confirmed in SEI (Fig. 4d), the elemental distribution of Ga and As could not be confirmed at all. Another group has also observed that the formation of periodic strained layers associated with nanovoids inside a SiC single crystal [20]. Since a SiC is an indirect band

gap semiconductor, their results are consistent with our interpretation that the nanostructures can be formed inside a material only if it is an indirect bandgap semiconductor.

These phenomena could be interpreted in terms of the difference in the electron transition between indirect and direct bandgap semiconductor. When the first arrival femtosecond-pulse is focused inside c-Si, the free carrier multiplication in focal volume occurs via the two-photon ionization and the avalanche process. The longer relaxation time of the excited carrier in c-Si promotes the interaction with the time-delayed second pulse, because the radiative recombination in indirect bandgap semiconductor requires a certain correlation of the positions of not only electrons and holes but also phonons. Finally the subsequent structural modifications inside c-Si are induced with a period of  $\lambda/2n \sim 180$  nm [6], which is consistent with the experimental results (Fig. 4b, 4c). On the other hand, in the case of direct band gap semiconductor such as GaAs, the carrier (lifetime is sub-picosecond at room temperature) is relaxed before the arrival of time-delayed second pulse. As a result no apparent structural change could be observed. Besides, due to the short plasma lifetime of  $\sim 150$  fs in SiO<sub>2</sub> glass [10], the following formation mechanisms of nanogratings are proposed: the non-radiative relaxation of excitons via relative long lifetime transition from self-trapped excitons (STE) to point-defects (their lifetime is several hundred picoseconds at room temperature) [21]. In particular, a common feature of periodic nanostructure formation between c-Si and SiO<sub>2</sub> glass is the existence of a transition with a long relaxation time. Although further investigations are required for understanding the mechanisms of self-organized nanostructure formation inside the silicon crystal, the formation of such periodic nanostructure is reminiscent of the mechanical vibration of the structure by the stimulated Brillouin scattering involving photon-phonon coupling via electrostriction force [22].

#### 4. Conclusions

In summary, we have empirically found that nanogratings can be formed in single-component glass and indirect-semiconductors. Such phenomenon could be interpreted in terms of the longer relaxation time of the excited carrier in self-trapped excitons or indirect band gap. We anticipate that such nanostructured material will open the door to the fabrication of the 5D optical storage, the polarization imaging filter, the self-contained thermoelectric devices.

#### References

- [1] R. R. Gattas, and E. Mazur, "Femtosecond laser micromachining in transparent materials," *Nat. Photon.* **2**, pp. 219-225 (2008).
- [2] U. K. Tirlapur and K. Konig, "Cell biology - Targeted transfection by femtosecond laser," *Nature* **418**, pp. 290-291 (2002).
- [3] K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto and K. Hirao, "Writing waveguides in glass with a femtosecond laser," *Opt. Lett.* **21**, pp. 1729-1731 (1996).
- [4] E. N. Glezer, M. Milosavljevic, L. Huang, R. J. Finlay, T. -H. Her, J. P. Callan and E. Mazur, "Three-dimensional optical storage inside transparent materials," *Opt. Lett.* **21**, pp. 2023-2025 (1996).
- [5] Y. Shimotsuma, P. G. Kazansky, J. Qiu and K. Hirao, "Self-organized nanogratings in glass irradiated by ultrashort light pulses," *Phys. Rev. Lett.* **91**, 247405-1-4 (2003).

- [6] V. R. Bhardwaj, E. Simova, P. P. Rajeev, C. Hnatovsky, R. S. Taylor, D. M. Rayner and P. B. Corkum, "Optically produced arrays of planar nanostructures inside fused silica," *Phys. Rev. Lett.* **96**, 057404-1-4 (2006).
- [7] J. B. Goodenough, "Oxide-ion conductors by design," *Nature* **404**, pp. 821-823 (2000).
- [8] D. Kan, T. Terashima, R. Kanda, A. Masuno, K. Tanaka, S. Chu, H. Kan, A. Ishizumi, Y. Kanemitsu, Y. Shimakawa and M. Takano, "Blue-light emission at room temperature from Ar<sup>+</sup>-irradiated SrTiO<sub>3</sub>," *Nature Mater.* **4**, pp. 816-819 (2005).
- [9] E. Bricchi, B. G. Klappauf and P. G. Kazansky, "Form birefringence and negative index change created by femtosecond direct writing in transparent materials," *Opt. Lett.* **29**, pp. 119-121 (2004).
- [10] M. Lancry, N. Groothoff, B. Poumellec, S. Guizard, N. Fedorov and J. Canning, "Time-resolved plasma measurements in Ge-doped silica exposed to infrared femtosecond laser," *Phys. Rev. B* **84**, 245103-1-8 (2011).
- [11] Y. Shimotsuma, M. Sakakura, P. G. Kazansky, M. Beresna, J. Qiu, K. Miura and K. Hirao, "Ultrafast manipulation of self-assembled form birefringence in glass," *Adv. Mater.* **22**, pp. 4039-4043 (2010).
- [12] Y. Ishikawa, Y. Shimotsuma, A. Kaneta, M. Sakakura, M. Nishi, K. Miura, K. Hirao and Y. Kawakami, "Fabrication of photo-induced microstructure embedded inside ZnO crystal," *Proc. of SPIE* **8243**, 8243N-1-7 (2012).
- [13] K. Sugioka, M. Iida, H. Takai and K. Micorikawa, "Efficient microwelding of glass substrates by ultrafast laser irradiation using a double-pulse train," *Opt. Lett.* **36**, pp. 2734-2736 (2011).
- [14] M. Shiozawa, T. Watanabe, E. Tatsu, M. Umeda, T. Mine, Y. Shimotsuma, M. Sakakura, M. Nakabayashi, K. Miura and K. Watanabe, "Simultaneous multi-bit recording in fused silica for permanent storage," *Jpn. J. Appl. Phys.* **52**, 09LA01-1-4 (2013).
- [15] Y. Shimotsuma, K. Miura and H. Kazuyuki, "Nanomodification of glass using fs laser," *Int. J. Appl. Glass. Sci.* **4**, pp. 182-191 (2013).
- [16] M. Lancry, B. Poumellec, J. Canning, K. Cook, J. -C. Poulin, and F. Brisset, "Ultrafast nanoporous silica formation driven by femtosecond laser irradiation," *Laser Photon. Rev.* **7**, pp. 953-962 (2013).
- [17] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*. Cambridge University Press, Cambridge, U.K. (1999).
- [18] M. M. Braun and L. Pilon, "Effective optical properties of non-absorbing nanoporous thin films," *Thin Solid Films* **496**, pp. 505-514 (2006).
- [19] M. Rothschild, D. J. Ehrlich, and D. C. Shaver, "Effects of excimer laser irradiation on the transmission, index of refraction, and density of ultraviolet grade fused silica," *Appl. Phys. Lett.* **55**, pp. 1276-1278 (1989).
- [20] T. Okada, T. Tomita, S. Matsuo, S. Hashimoto, Y. Ishida, S. Kiyama, and T. Takahashi, "Formation of periodic strained layers associated with nanovoids inside a silicon carbide single crystal induced by femtosecond laser irradiation," *J. Appl. Phys.* **106**, 054307-1-4 (2009).
- [21] D. Wortmann, M. Ramme, and J. Gottmann, "Refractive index modification using fs-laser double pulses," *Opt. Express* **15**, 10149-10153 (2007).
- [22] R. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, third edition, New York, U.S. (2009).



### 3.8 複合材料の超短パルスレーザー加工

## Ultra-short Pulse Laser Processing of Composite Material

藤田 雅之

公益財団法人レーザー技術総合研究所

Masayuki FUJITA

Institute for Laser Technology

We have investigated the laser processing of composite materials. By tuning the laser parameters, each component of the composite material, which has different ablation properties, can be processed effectively. Surface texturing of Al-Si alloy for low friction and micromachining of CFRP are presented as the examples.

**Keywords: Laser Processing, Ultra-Short Pulse Laser, Al-Si Alloy, CFRP**

#### 1. はじめに

レーザー加工は様々な分野で実用化が進んでいるが、フォトンコストが高いと言われるレーザー、特に超短パルスレーザーを効果的に加工に適用することが応用分野を広げていくうえで重要となる。産業界で用いられている材料は、複合材や多層材などレーザー加工にとって異なる特性を持った材質の組合せであることが多い。単純にレーザー光を集光して材料に照射して所望の加工結果が得られるとは限らない。しかし、それらの材料がもつレーザー加工特性の差を積極的に利用することで、より少ないエネルギーで、より短い時間で所望の加工が実現する可能性がある。本稿では、Al-Si 合金、CFRP を例として複合材料に対する効果的なレーザー加工法を紹介する。

#### 2. Al-Si 合金の低摩擦加工

超短パルスレーザーを物質表面に照射することにより周期的微細構造が自己形成される現象が数多く報告されており、その表面がもつ機能に関する研究が活発化している。一例として、この周期構造を持つ金属表面は流体潤滑領域で著しい摩擦係数の低減効果を発揮し摩耗の抑制にも効果があることが見いだされている。さらに最近の研究では、Al-Si 合金のレーザー表面改質において新たな表面効果が見いだされた[1]。Al-Si 合金は Al と Si が均一に混ぜ合わさっているものではなく、軽量で柔らかい Al 母材中に硬い Si が結晶粒として存在している。耐熱性、耐摩耗性に優れ、熱膨張係数が小さく、鍛造材としてピストンやシリンダーヘッド等に用いられている。

微細周期構造はアブレーション加工しきい値近傍で形成されるために、Al と Si それぞれのアブレーション特性を実験的に調べた。Fig.1 に Al と Si のアブレーションレートの照射フルーエンス依存性を示す。Siの方が加工しきい値は低いが、加工レートはAlの方が数倍大きいことが分かる。すなわち、Alの加工しきい値以下ではSiが選択的に加工され、Alの加工しきい値以上ではAlが加工されやすい。照射フルーエンスを制御することで、Siの結晶粒に相当する部分をへこませたり、Siの結晶粒を突出させたりすることが期待できる。

Fig.2 に Al の加工しきい値以下で加工した共晶 Al-Si 合金試料の表面写真を示す。波長 800nm、パ

ルス幅 100fs の Ti:Sap.レーザーを用いて加工を行った。Si の結晶粒に相当する部分が凹み、微細周期構造が形成されている。Fig.3にAlの加工しきい値以上でレーザー照射した試料表面のSEM像を示す。微細周期構造が形成された表面に Si の突出が確認された。このように加工された試料の表面摩擦係数を測定したところ、摺動速度 0.56m/s において共晶 Al-Si 合金で 17%、過共晶 Al-Si 合金で 27%の摩擦低減効果が確認できた。

本事例では、アブレーション加工特性の異なる成分から構成される合金に対してレーザー照射条件を制御することで、特定の成分を選択的に加工し表面の凹凸を制御できることが実証された。

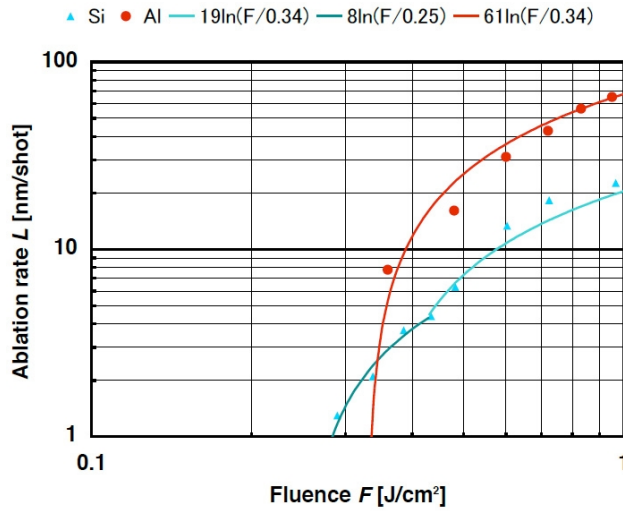


Fig.1 Ablation rates as a function of laser fluence for Aluminum and Silicon.

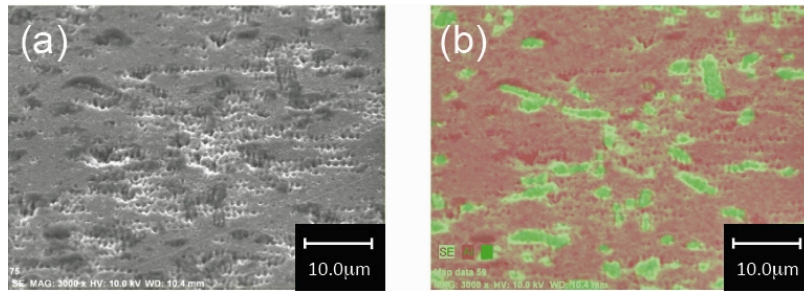


Fig.2 (a) SEM image, (b) EDS mapping of eutectic Al-Si alloy after laser irradiation below ablation threshold for Al.

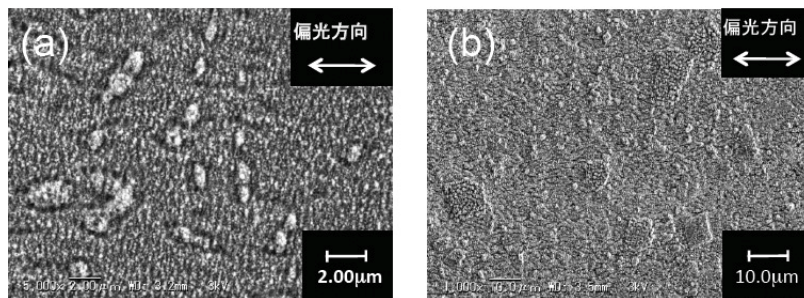


Fig.3 SEM images of (a) eutectic and (b) Al-Si alloy after laser irradiation above ablation threshold for Al.

### 3. CFRP のレーザー加工

CFRP (Carbon Fiber Reinforced Plastic: 炭素繊維強化樹脂複合材料) は、軽量、高強度、高剛性、高耐久性といった特徴を合わせ持つ次世代エンジニアリング材料として注目されている。目的に応じた構造がより軽量で実現できるため、航空機や自動車の燃費向上による省エネ効果が期待されている。CFRP は炭素繊維とマトリックス樹脂から成る複合材料である。典型的な炭素繊維とマトリックス樹脂の物性値を Table 1 に示す[2]。熱伝導率、蒸発/分解温度、蒸発熱、それぞれ樹脂と炭素繊維では1桁以上の差がある。炭素繊維に比べて樹脂の方がより低い温度で、より少ないエネルギーで蒸発することが分かる。CFRP のレーザー加工における問題は、レーザー照射条件を樹脂に最適化すると炭素繊維が加工できない、炭素繊維に条件を合わせると樹脂に過剰な熱が加わるという点である。また、CFRP 内を縦横にはしる炭素繊維による熱伝導も考慮しなければいけない。

Table 1 Typical thermal properties of composite material constituents.

Material	Conductivity ( $Wm^{-1}K^{-1}$ )	Vaporization Temperature ( $^{\circ}C$ )	Heat of Vaporization ( $J/g$ )
Resin	0.2	350-500	$1.0 \times 10^3$
Graphite Fibres	50	3300	$4.3 \times 10^4$

Fig. 4 に炭素繊維をクロスに織り込み RTM 成形で製造された厚さ 1.3mm の CFRP を超短パルスレーザーで切断した結果を示す。掃引速度は 1000mm/minute であった。パルス幅 100fs、平均出力 0.2W のレーザーを長さ 30mm に渡って 600 往復掃引させた試料(加工時間 38 分)の断面および表面の光学顕微鏡写真、表面の電子顕微鏡写真(SEM 像)を Fig.4 (a), (b), (c)にそれぞれ示す。溝が深くなるにしたがって溝形状が湾曲し加工の飽和が起こり切断に至らなかった。パルス幅 200ps、平均出力 0.38W のレーザーを 300 往復掃引させた試料(加工時間 19 分)の断面および表面の光学顕微鏡写真、表面の SEM

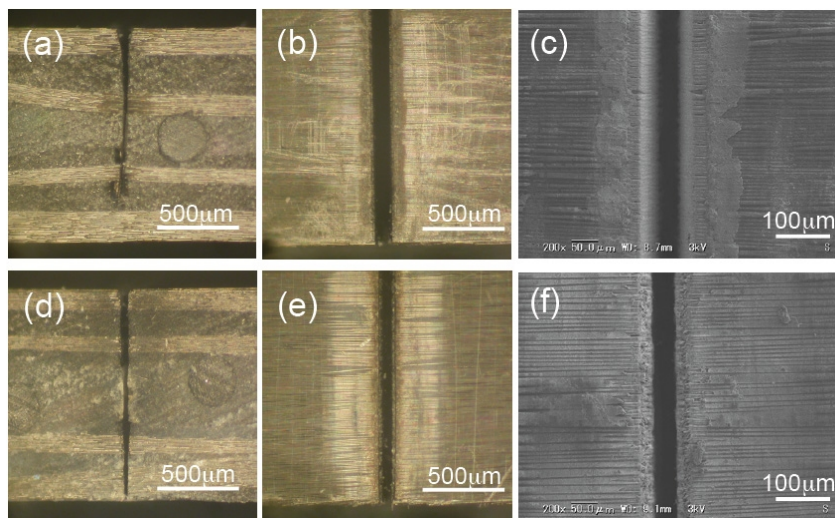


Fig.4 Ultra-short pulse laser cutting samples of CFRP; (a) a side view, (b) and (c) top views of the sample in the case of 100fs pulsewidth, (d) a side view, (e) and (f) top views of the sample in the case of 200ps pulsewidth. (a), (b), (d), and (e) are optical microscope images and (c) and (f) are SEM images. The sample was 1.3mm-thick cross-ply composite laminate.

像を Fig.4 (d)、(e)、(f)に示す。200ps パルスのエネルギーは 100fs パルスに比べて大きいため、少ない掃引回数でより深い溝加工ができていますが、Fig.4 (a)と同様に加工の飽和が起こり完全な切断に至らなかった。Fig.4 (c)と(f)で溝のエッジ部分を比較すると、100fs パルスで加工した方が炭素繊維がシャープに切断されていることが分かる。パルス幅 200ps の場合は溝壁面が 100fs の場合よりも荒れており若干の炭素繊維の露出が見られる。また、いずれの場合も試料表面で樹脂が炭素繊維 1~2 層分(約 10 $\mu$ m)だけ熱影響を受けている箇所を確認できるが、パルス幅が数 10ms の Nd:YAG レーザーによる加工で報告された 0.6mm 幅の熱影響層に比べると極めて小さい。

100fs や 200ps パルスでの加工ではパルスエネルギーが小さく、試料を切断するために同じ場所で何度もレーザー光を往復させなければならなかった。そのため、超短パルスレーザー加工と言えども試料表面に 10 $\mu$ m 程度の熱影響が確認された。また、溝が深くなると加工レートの著しい低下がみられ、さらに往復回数が増えるという悪循環が生じた。そこで、三次元的にビームを移動しながら同一箇所を照射する往復回数を減らし、且つレーザー光入射側の溝幅を広げて切断加工を行った。Fig.5 (a)に示すように、入射側の開口部を広げるために集光位置を水平に 50mm、垂直に 300mm ずつ移動させながら加工を行った。パルス幅 100fs、平均出力 0.2W のレーザーを長さ 30mm に渡って合計 1000 回掃引させて加工した試料(加工時間 31 分)の断面顕微鏡写真と表面 SEM 像を Fig.5 (b)、(c)にそれぞれ示す。試料の厚みは 1.3mm、掃引速度は 1000mm/min、集光レンズの焦点距離は 300mm であった。表面の溝幅は約 200 $\mu$ m と広がるが、Fig.4 (c)と比較すると熱影響が無視できるシャープな切断が可能となった。

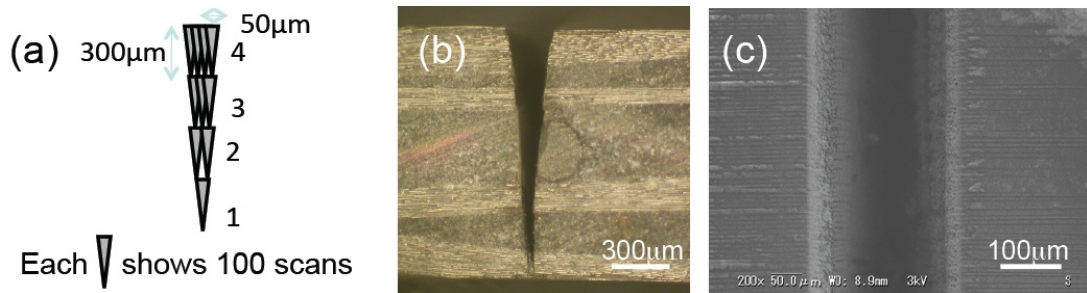


Fig. 5 A schematic of multi-trace laser cutting (a), and a side view (b) and a top view (c) of the CFRP sample.

#### 4. まとめ

複合材料は性質が異なる材料で構成されていることが多い。柔らかいものと硬いもの、溶けやすいものと溶けにくいものなどを補完的に組み合わせることにより材料の特性を向上させている。Al-Si 合金の低摩擦加工の場合は、構成成分のアブレーション特性の違いに着目しレーザー照射フルーエンスを調整することで、微細周期構造形成と表面凹凸制御を同時に実現することが可能となった。CFRP 加工の場合は、融点が桁違いに異なる材料に対してピーク強度が桁違いに異なるレーザーパルスを補完的に組み合わせ加工品質、加工速度の向上を同時に達成した。

#### 参考文献

- [1]藤田雅之他、レーザー研究、42 巻、4 号、pp. 341-344 (2014).
- [2] Z. L. Li, et al., SIMTech technical reports, vol.10, (2009), 10.
- [3]藤田雅之他、レーザー研究、39 巻、9 号、pp. 701-705 (2011).

### 3.9 フェムト秒レーザーを用いた微細加工による材料表面の光学制御

## Study of Optical Control Technology of Material Surface Structure by Femto-second Laser Processing

田中 健一郎

パナソニック株式会社 エコソリューションズ社 技術本部 先進コンポーネント開発センター  
Ken'ichiro TANAKA  
Eco Solutions Company, Panasonic Corporation

I report on precision micro/nano fabrication of optical surface for reduce reflection. I tried to reduce the reflection by all reflection angles which is to use the diffraction light generated by micro size periodic structure. I fabricated micro size periodic structure by multi-beam interference using a femtosecond excimer laser. And, I tried to reduce Fresnel reflection by nano size periodic structure. I fabricated nano size periodic structure by localized surface plasmon polariton using an IR femtosecond laser. As a result, transmission rate at optical surface was increased by periodic structure.

**Keywords: femtosecond laser, periodic structure, thin metallic film, surface plasmon polariton**

#### 1. はじめに

現在、世界的な環境問題や資源枯渇問題が、緊急かつ重大で解決していかなければならない状況となっている<sup>[1]</sup>。特に、省エネルギー化は重要であり、それらを解決すべくキーデバイスの開発が盛んにおこなわれている。近年、各社にて研究開発されている LED (Light Emitting Diode) 光源、有機 EL (Electroluminescence, Organic light-emitting diodes : OLEDs) 光源、太陽電池などのキーデバイスは積層構造体であり、その表面および界面において、光の透過率が重要な機能指標である。その構成される材料の表面や界面に三次元構造を付与することで、デバイスとしての機能向上を創出しており、その加工方法の選定も重要となっている。

光学界面での反射は、全反射とフレネル反射が挙げられる。全反射は、屈折率が高い材質から低い材質の場合にのみ発生する。フレネル反射とは屈折率が異なる界面における反射であり、屈折率が高い材質から低い材質、屈折率が低い材質から高い材質のどちらにおいても発生する。この2つの反射損失を低減させることが、透過率を向上させることに対して重要となる。一つ目の全反射損失を改善させるためには、界面での回折光を利用したマイクロサイズの周期構造が有効である。もうひとつのフレネル反射損失を低減させるためには、界面の屈折率の変化をなだらかに変化させるため、光の波長以下の周期ピッチとなる微細構造形成で、無反射構造にすることができる。光学材料としては、光学透過性、電気絶縁性、化学的安定性などの点で優れている点でガラスを用いることが多い<sup>[2]</sup>。しかし、脆性材料であり、難加工性のガラス材料に対して微細構造を形成する必要性は高く、産業界において、低コスト、タクトタイムの短い、損傷なく安定したプロセスが必要とされている。

本研究では、フェムト秒レーザーを用いて、ガラスなどの無機材料の表面にマイクロ～ナノサイズの微細周期構造を形成することで、材料表面における光学特性を制御することを目的とした。

## 2. 三次元微細構造付与による光学制御<sup>[3][4]</sup>

マイクロ微細周期構造を形成する方法として、以下の研究を行った。Fig.1 はシミュレーションを用いて、効率向上を計算した結果を示している。この形状を加工するため、紫外線のフェムト秒レーザーとしてフェムト秒でパルス発振するエキシマレーザーを用いて、多光束干渉加工により一括で大面積にマイクロサイズの周期構造を形成することを検討した。Fig.2 は、加工検討に用いたサンプル構造を示している。Fig.3 は、実際のLEDチップ上に加工した構造の観察結果である。その結果、レーザー加工部周囲への損傷も無く、LEDチップでの実証確認においては、Fig.4 に示しているとおり、光の取り出し効率を2.8倍まで改善できることを示した。

ナノ微細周期構造を形成する方法として、以下の研究を行った。Fig.5 はシミュレーションを用いて、効率向上を計算した結果を示している。赤外線レーザーを用いて、ガラス表面に集光ビームを照射する。その際、ガラスの表面に銅薄膜を形成しておき、レーザーによりアブレーション加工することでガラス表面にナノ微細周期構造を容易に形成することができ、ガラスのレーザーによる加工閾値以下のエネルギーで加工することが可能であることを示した。Fig.6 は、石英ガラス上に加工した構造の観察結果である。このナノ微細周期構造の形成メカニズムとして、まず、マイクロサイズの銅粒子が形成され、その周囲にマイクロ銅粒子による照射レーザーの回折光と照射レーザーの干渉による800nm程度の周期構造が形成される。その周期構造の凸部は銅が局在しており、その凸部に局在した銅により局在表面プラズモンポラリトンが形成され、ナノ周期構造を形成することを示した。この方法を用いることで、ガラス表面に170nm程度の微細周期構造が形成でき、表面でのフレネル反射を低減でき、Fig.7 に示したとおり、無反射構造を得ることが可能となった。

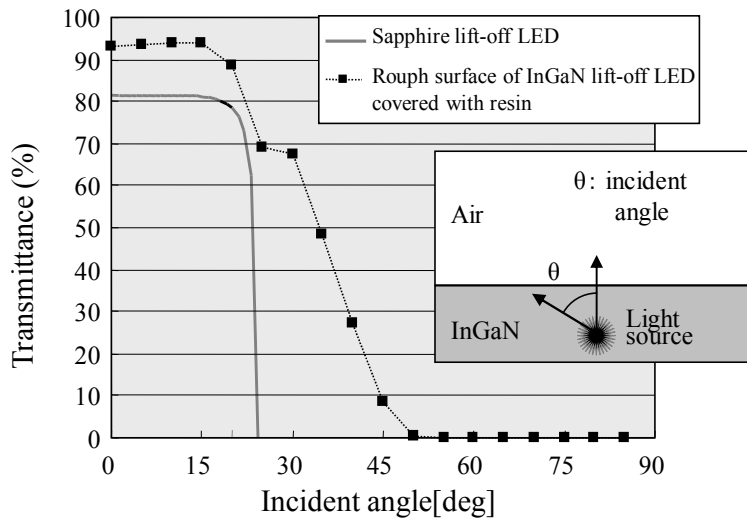


Fig.1 Results of light transmittance by simulation.

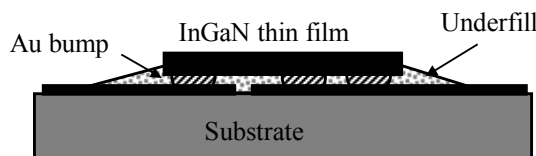


Fig.2 LED sample without sapphire for experiment.

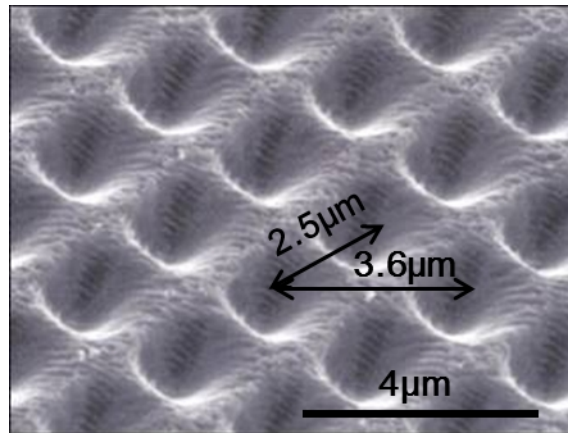


Fig.3 Observal result of processing GaN surface.

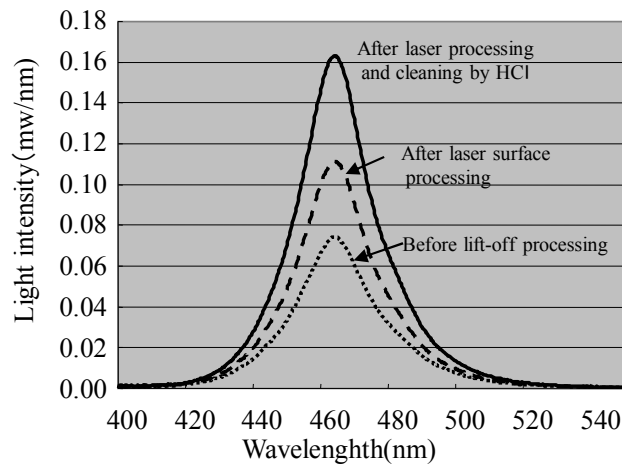


Fig. 4 Emission spectrum.

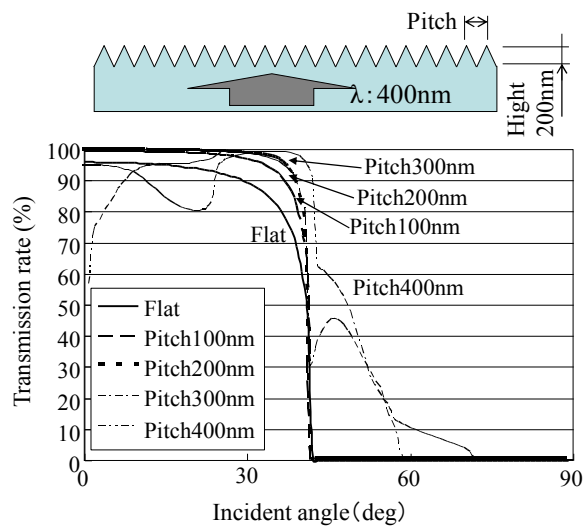


Fig.5 The relation of the transmission rate to degree of incident angle in each pitch.

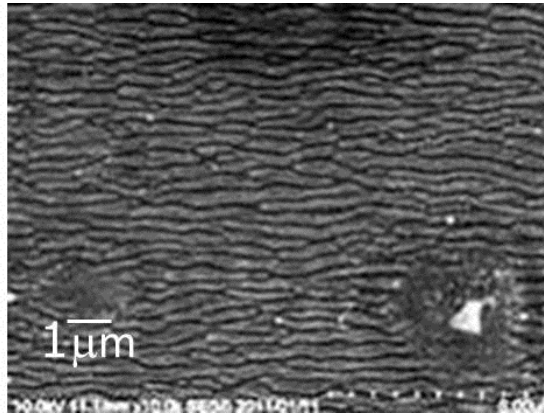


Fig.6 Observal result of processing SiO2 surface.

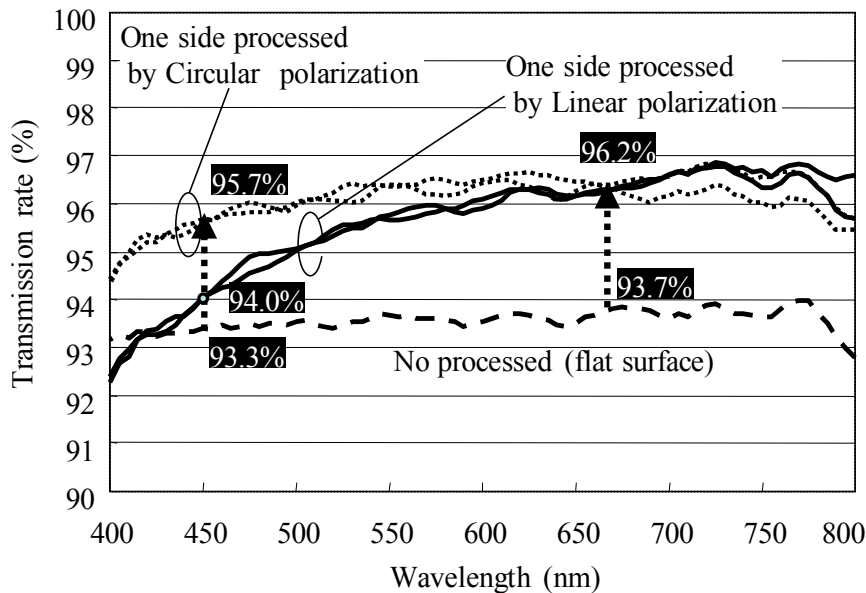


Fig.7 Transmission rate measurement result by spectroscope.

### 3. まとめ

フェムト秒レーザを用いて、透明材料の表面にマイクロ～ナノサイズの微細周期構造を形成することで、光の透過率を向上させることが可能であることを示した。その際、大面積で低コスト、タクトタイムの短い、損傷なく安定したプロセスが可能であることを示した。

### 参考文献

- [1] Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC), Forth Assessment Report (2007)
- [2] J.Nishii, "Nano-glass imprinting technology for next generation optical devices" Proc.SPIE 6834 (2007) 683403.
- [3] 田中健一郎, 山江和幸, 太田智浩, 久保雅男, Jan-Hendrik KLEIN-WIELE, Peter SIMON, "LED チップ InGaN 薄膜表面へのエキシマフェムト秒レーザ加工による微細凹凸構造の形成と光取出しの高効率化", 精密工学会誌, 77, 4, (2011), pp.400-404
- [4] 田中健一郎, 寺田ルリ子, 藤本公三, "フェムト秒レーザによる銅薄膜コーティング石英ガラスへの微細周期構造の形成メカニズムに関する研究", スマートプロセス学会誌, 1, 6, (2012), pp.274-281



### 3.10 クラスターターゲットと高強度レーザーとの相互作用における 背景ガスイオンの加速

#### Acceleration of Background Gas Ions Triggered by Interactions of Cluster Targets with Intense Laser Pulses

福田祐仁<sup>1)</sup>、松井隆太郎<sup>1),2)</sup>、金崎真聡<sup>1)</sup>、榊 泰直<sup>1)</sup>、近藤公伯<sup>1)</sup>、岸本泰明<sup>2)</sup>、

<sup>1)</sup>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

<sup>2)</sup>京都大学大学院 エネルギー科学研究科

Yuji FUKUDA<sup>1)</sup>, Ryotaro MATSUI<sup>1)2)</sup>, Masato KANASAKI<sup>1)</sup>, Hironao SAKAKI<sup>1)</sup>, Kiminori KONDO<sup>1)</sup>,  
Yasuaki KISHIMOTO<sup>2)</sup>,

<sup>1)</sup>Quantum Beam Science Center, Japan Atomic Energy Agency

<sup>2)</sup>Graduate School of Energy Science, Kyoto University

In the laser-driven ion acceleration using cluster-gas targets, consisting of a few hundreds nanometer sized clusters and the background gas, the energy spectrum of accelerated ions has two components. The lower energy components is produced by the Coulomb explosions of clusters and the higher one is composed of ions accelerated by electric fields created by the magnetic vortex. In this study, in order to understand the acceleration mechanism of the background gas ions, we have carried out numerical simulations using the 2D PIC codes. The simulation results shows that background gas ions are compressed and accelerated due to the Coulomb explosion of clusters.

**Keywords: Laser driven ion acceleration, Cluster, Coulomb explosion**

#### 1. はじめに

クラスタ媒質（二酸化炭素クラスタ+背景ヘリウムガス）と高強度レーザーとの相互作用によるイオン加速実験では、これまでに、核子あたり 10-20 MeV/u[1]、および、50 MeV/u[2]におよぶ高エネルギーイオン（炭素、酸素、ヘリウム）が観測されている。この手法では、レーザー照射されたクラスタから供給される電子によって生成された臨界密度近傍プラズマ中での磁気渦生成が、イオン加速に主要な役割を果たしていると考えられている[3]。一方、最近、原子力機構関西研で行われた集光強度  $1 \times 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>でのイオン加速実験では、二酸化炭素クラスタ（直径 250 nm）のクーロン爆発が背景水素ガスイオンの加速に寄与していることを示唆する新たな実験結果[4]が得られており、クラスタ媒質を用いたイオン加速におけるクーロン爆発の効果を検証する上で興味深い。

#### 2. 結果と考察

本研究では、相対論的電磁粒子コード EPIC3D[5]を用いて、原子力機構関西研において行われた背景ガスイオン加速に関する実験[4]を模擬するシミュレーションを行った。最大集光強度が  $1.0 \times 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>の高強度レーザーを、直径 250 nmの単一炭素クラスタと背景水素ガスからなるクラスタ媒質に照射して、背景ガス存在下での単一クラスタの膨張ダイナミクス、背景ガ

スの加速、およびイオンのエネルギー分布について調べ、実験結果との比較を行った。

その結果、Fig.1 に示すように、核子あたりのエネルギーで比較すると、プロトンの最大エネルギーは、炭素イオンのその2倍程度にまで加速された。また、炭素イオンのエネルギー分布には、2 MeV/u 付近に、クーロン爆発の特徴であるカットオフが見られ、プロトンのエネルギー分布はなだらかな減少を示した。

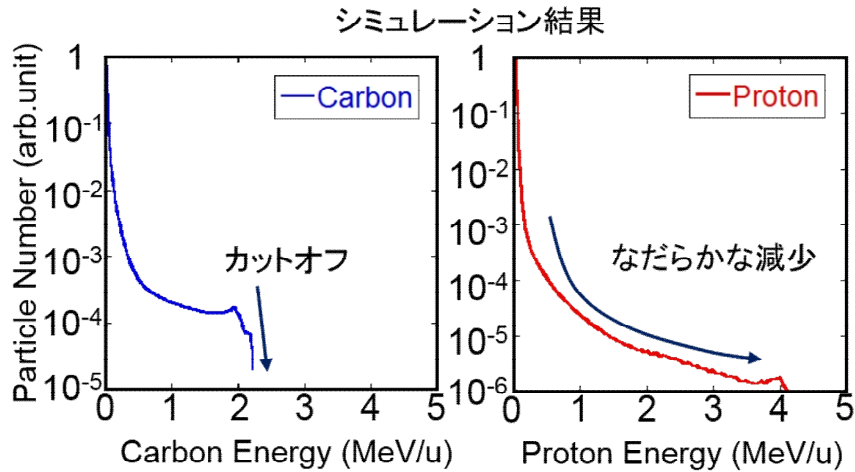


Fig.1 Ion energy spectra carbon ions and protons obtained 160 fs after the laser irradiation.

シミュレーション結果と実験結果とを比較すると、1) 炭素イオンのエネルギー分布にカットオフが見られる、2) プロトンのエネルギー分布図はなだらかな減少を示している、3) プロトンの最大エネルギーが、炭素イオンの最大エネルギーより約2倍大きい、という共通の特徴が見られ、実験結果と似た傾向を示すシミュレーション結果となっていることがわかる。

### シミュレーション結果

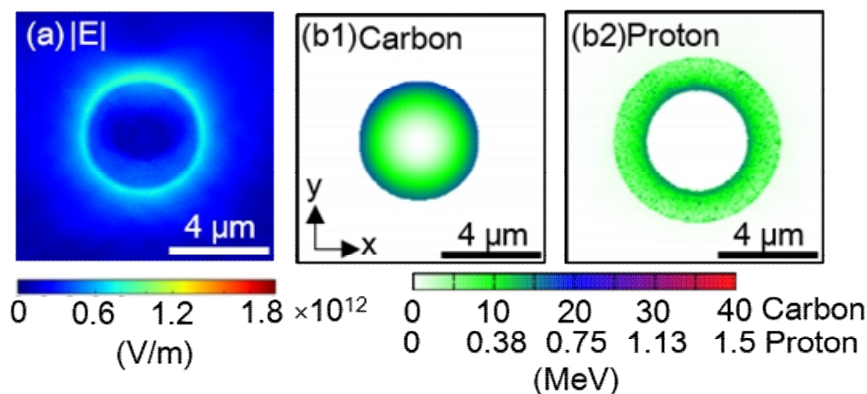


Fig. 2 (a) Electric field intensity, (b) energy distribution of carbon ions, and (c) energy distribution of the back ground protons, obtained 160 fs after the laser irradiation.

クラスターのクーロン爆発の結果、炭素イオンのエネルギーは、クラスターの膨張表面で最大となる (Fig. 2 (b1))。また、クーロン爆発により生じた電場は、クラスターの膨張面で最大強

度を示す (Fig. 2 (a))。Fig. 2 (b2) に示すように、クーロン爆発電場がピーク強度を示す場所が、高エネルギーを持つプロトンの場所に一致していることから、クラスターのクーロン爆発電場がプロトンを圧縮し加速していることが明らかになった。

#### 参考文献

- [1] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 165002 (2009).
- [2] Y. Fukuda *et al.*, Radiat. Meas. **50**, 92 (2013).
- [3] S. V. Bulanov and T. Zh. Esirkepov., Phys. Rev. Lett. **98**, 049503(2007).
- [4] M. Kanasaki *et al.*, 26th ICNTS, Kobe Japan, September (2014).
- [5] Y. Kishimoto and T. Masaki, J. Plasma. Phys. **72**, 971 (2006).

### 3.11 Nondestructive Detection of Nuclear Material by Gamma-rays —R&D Program for Implementation of Anti-crime and Anti-terrorism Technologies for a Safe and Secure Society—

Ryoichi HAJIMA<sup>1)</sup>, Takehito HAYAKAWA<sup>1)</sup>, Toshiyuki SHIZUMA<sup>1)</sup>, Masaki KANDO<sup>1)</sup>,  
Hideaki OHGAKI<sup>2)</sup>, Hani Hussein NEGM<sup>2)</sup>, Izuru DAITO<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Quantum Beam Science Center, Japan Atomic Energy Agency

<sup>2)</sup> Institute of Advanced Energy, Kyoto University

A non-destructive inspection system for special nuclear materials hidden in cargo containers has been developed. The system is able to detect and identify nuclide in cargo containers by employing nuclear resonance fluorescence (NRF) triggered by a quasi mono-energetic laser Compton scattered (LCS)  $\gamma$ -ray beam. We have developed a LCS  $\gamma$ -ray source based on a racetruck microtron and a Nd:YAG laser. As a demonstration experiment, non-destructive detection of a silver target by using the LCS  $\gamma$ -ray source was performed.

**Keywords: Laser driven particle acceleration, Hadron therapy**

#### 1. Introduction

Non-destructive detection of special nuclear materials (SNMs) at port-of-entries is of growing importance in view of the nuclear security. Fissile materials such as  $^{235}\text{U}$  or  $^{239}\text{Pu}$  with the weights of several kilograms may be hidden in a radiation-shield box and brought into a country using cargo containers for nuclear terrorism. However, some kind of nuclear material,  $^{235}\text{U}$  for example, cannot be detected by self radiation. Therefore, we need to develop a method to detect SNMs with an active manner based on external radiation source to trigger nuclear reactions for detecting nuclides of interest.

We have proposed a SNM inspection system, which is a hybrid system of two different probes, neutrons and  $\gamma$ -rays[1]. The system consists of a fast pre-screening system by using a D-D neutron source and subsequent precise screening by using quasi-monochromatic  $\gamma$ -rays generated from laser Compton scattering (LCS). If suspicious materials are detected during the fast pre-screening, the cargo is irradiated with LCS  $\gamma$ -rays to identify the isotope composition of the materials by using nuclear resonance fluorescence (NRF) [2]. In this paper, we present development results of a  $\gamma$ -ray based SNM inspection system.

#### 2. Development of a laser Compton scattered $\gamma$ -ray source

As a compact and reliable LCS  $\gamma$ -ray source for the SNM inspection system, we have developed a LCS  $\gamma$ -ray source at the existing 150-MeV microtron of JAEA-KPSI (Kansai Photon Science Institute) [3]. The  $\gamma$ -ray energy available at the 150-MeV microtron is 0.4 MeV with a 1  $\mu\text{m}$  laser, commercially available Nd:YAG laser followed by laser pulse compressor with stimulate Brillouin scattering (SBS). Figure 1 shows a layout of LCS  $\gamma$ -ray experiment. We confirmed in 2012 that the LCS source is able to

generate LCS photons with a flux of  $1.2 \times 10^4$  ph/shot (100%BW), which corresponds to a flux of  $1.2 \times 10^5$  ph/s at a 10-Hz operation [4].

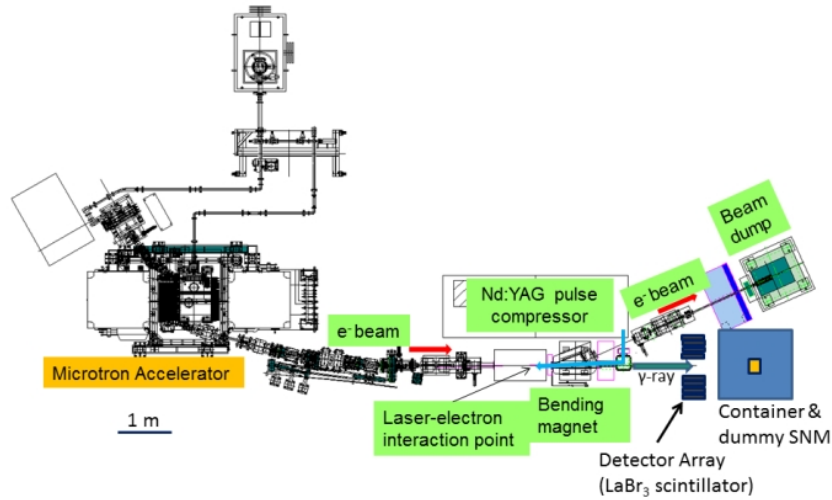


Fig. 1: Layout of the 150-MeV racetrack microtron and apparatus for laser Compton  $\gamma$ -ray generation and nondestructive detection of dummy SNM.

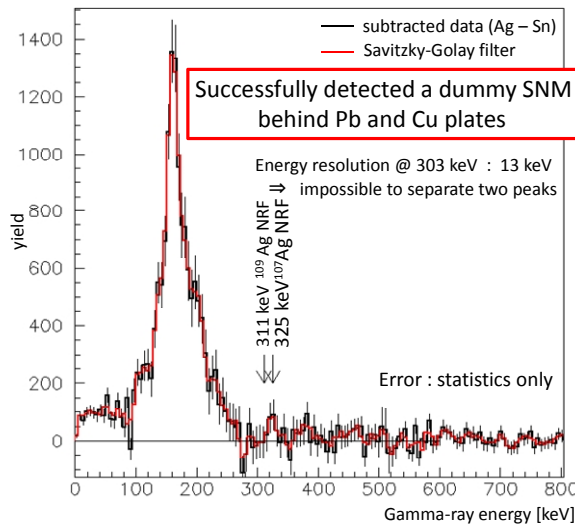


Fig. 2: Spectrum obtained for non-destructive detection of a silver target. Spectrum after subtraction of coherent scattering signals (black line). Spectrum after smoothing by Savitzky-Golay filter (red line)

### 3. Demonstration of nondestructive detection of isotopes

After the successful demonstration of  $\gamma$ -ray generation from the LCS source, we irradiated a block of silver with the  $\gamma$ -ray beam to detect nuclear resonance fluorescence as a demonstration of non-destructive detection of nuclear material. The silver target was chosen as a substitute for nuclear material because the isotopes in natural

silver,  $^{107}\text{Ag}$  and  $^{109}\text{Ag}$ , have nuclear excitation levels 311 and 325 keV, respectively. A target of tin was also used as a reference for Rayleigh scattering, which has an energy spectrum overlapping with NRF. Background signals of neutron and gamma-ray coming from the electron beam dump were discriminated by time delay from the prompt signals. In these measurements, we used  $\text{LaBr}_3$  scintillators [5]. Figure 2 shows a spectrum after subtraction of background, where NRF signals for  $^{107}\text{Ag}$  and  $^{109}\text{Ag}$  are observed. The number of NRF signals is consistent with a Monte Carlo simulation with NRFGeant4. Detail results and discussion on the non-destructive detection experiment is found in [6].

#### 4. Summary

A laser Compton scattered  $\gamma$ -ray source has been developed in the JAEA-KPSI for a non-destructive detection of nuclear materials hidden in cargos. The  $\gamma$ -ray source is based on a 150-MeV racetruck microtron and Nd:YAG laser followed by a laser pulse compressor. Using the system, we have generated a high-flux  $\gamma$ -ray,  $10^5$  photons/s. We have also carried out a demo-experiment of non-destructive detection of a silver target and confirmed NRF signals from the silver target with  $\text{LaBr}_3$  detectors.

#### References

- [1] H. Ohgaki *et al.*, Proc. 2010 IEEE Int. Conf. on Technologies for Homeland Security, 525 (2010); H. Ohgaki *et al.*, J. Korean Phys. Soc. 59, pp. 3155-3159 (2011).
- [2] R. Hajima *et al.*, J. Nucl. Sci. Tech. 45, 441 (2008); N. Kikuzawa *et al.*, Appl. Phys. Exp. 2, 036502 (2009).
- [3] M. Kando *et al.*, Proc. PAC-1999, 3702 (1999).
- [4] I. Daito *et al.*, J. Plasma Fusion Res. 88, pp. 553-554 (2012).
- [5] M. Omer *et al.*, Jpn. J. App. Phys. 52, 106401 (2013).
- [6] I. Daito *et al.*, Proc. IEEE-NSS 2014 (2014).

### 3.12 次期中期計画におけるレーザー研究の展開

#### Next mid-term Plan of Laser and its Application Researches in KPSI

杉山 僚

独立行政法人日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究センター

Akira SUGIYAMA

Quantum Beam Science Research Center, Japan Atomic Energy Agency

In the next mid-term R&D plan, we have continued to develop laser-driven new quantum beam sources, and we also study their applied researches in Kansai Photon Science Institute (KPSI). The research direction and its road map are presented.

**Keywords: mid-term, plan, R&D, laser, application**

#### 1. 第3期中期計画の骨子

量子ビーム応用研究における第3期中期計画の骨子を示す。

「中性子、荷電粒子、光量子、放射光等の各種量子ビームの発生・制御・計測等に係る最先端技術開発を推進するとともに、量子ビームの優れた機能を総合的に活用して、原子力や医・理・農・工の幅広い分野において世界を先導する研究開発を推し進め、革新的成果の創出や先進量子ビーム利用技術の普及拡大を通して、科学技術イノベーション創出を促進し、我が国の科学技術・学術の発展、産業の振興等に資する。」

この内容を受けて、量子ビーム応用研究センター(木津地区)では、

『次世代の新しい計測技術や分析・分離技術等に資する、高強度レーザーを用いた、従来とは異なる新しい量子ビーム源の開発とその応用研究』に取り組む。これら光源開発並びに利用研究の骨子を以下に示す。

#### 【先進ビーム技術研究】

高強度レーザーを利用した新しい量子ビーム源の発生技術及び先進計測技術の開発を進め、医療・産業・基礎科学への応用を目指す。特に、レーザー技術と加速器技術の融合が可能にする、重イオンや短寿命核種等の生成・引き出し技術の開発を進め、核変換断面積等のデータ取得へ貢献する。

- ・重イオンや短寿命核種等の生成・引き出し技術に直接結びつく、レーザー駆動多価重イオン引き出し現象を実験的に検証
- ・コンパクトX線源やガンマ線源を目指した高強度レーザー技術の高度化と新たな量子ビーム源の可能性を探索
- ・X線レーザーの10Hz化を図り、巨視的領域を高速に走査可能な物質表面微細構造の観察技術を開発
- ・超高強度レーザーとその実用的な利用のための要素技術を開発

**【レーザー応用技術研究】**

原子力エネルギー分野や一般産業分野を念頭に、将来の放射性廃棄物処理技術の提案や非破壊核種分析技術、遠隔モニタリング技術等に極短パルスレーザー及びレーザー駆動のガンマ線・テラヘルツ光等を用いて、基礎から応用にわたる研究開発を行う。

- ・レーザー駆動型の高強度テラヘルツ光発生装置 (QUADRA-T) を用いて、模擬分子の同位体選択的回転・振動励起法の基本原理を実証
- ・レーザーコンプトン散乱ガンマ線を利用した核共鳴蛍光非破壊測定 (NRF-NDA) 技術を高度化
- ・一般産業への応用を目指して、レーザー光センシングの基盤技術を確立
- ・レーザー照射によって廃棄物中の白金族元素を分離回収するための要素技術の開発と実証
- ・光ファイバ伝送をベースとしたレーザー及び光学手法による炉内検査技術を開発

**2. 次期中期計画のロードマップと研究体制**

第3期中期計画 (Fig. 1) におけるそれぞれの研究開発のロードマップ及び研究体制案 (Fig. 2) を以下に示す。

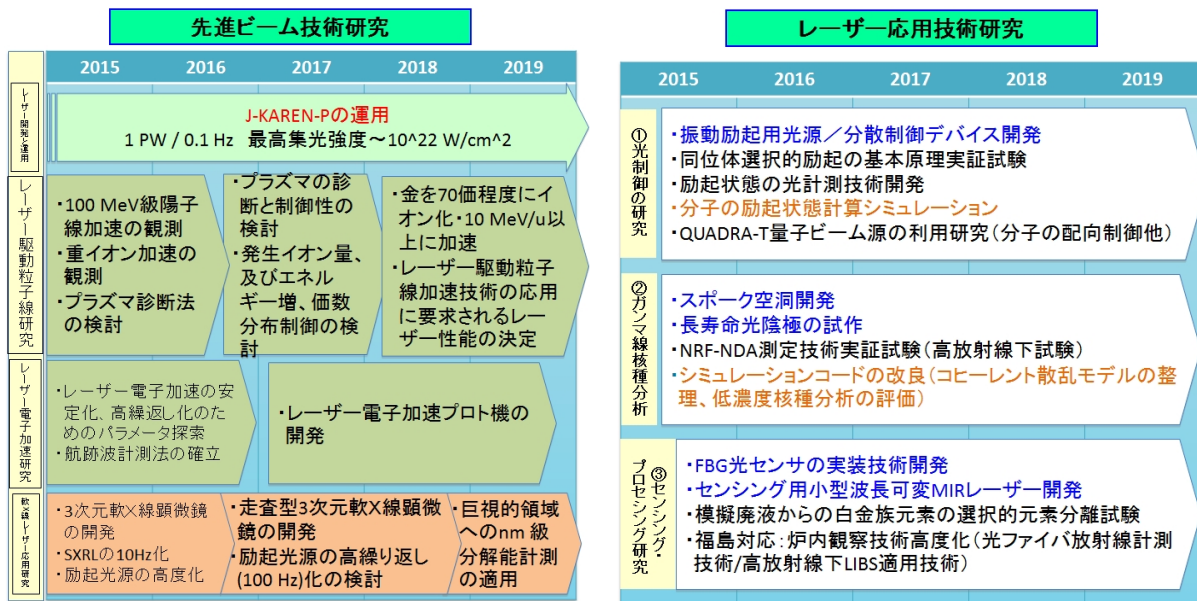


Fig. 1 第3期中期計画の研究ロードマップ



Fig. 2 研究体制の案 (H27.4～)



## 4.1 軟 X 線顕微鏡と蛍光顕微鏡を用いた生細胞の相関顕微法 Correlated Imaging of Living Biological Cells with a Soft X-ray Microscope and a Fluorescence Microscope

加道 雅孝<sup>1)</sup>、岸本 牧<sup>1)</sup>、保 智己<sup>2)</sup>、安田 恵子<sup>2)</sup>、青山 雅人<sup>2)</sup>、刀祢 重信<sup>3)</sup>、  
篠原 邦夫<sup>1)4)</sup>

<sup>1)</sup>独立行政法人日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究センター

<sup>2)</sup>国立大学法人奈良女子大学 理学部

<sup>3)</sup>川崎医科大学 生化学センター

<sup>4)</sup>東海大学 工学部

Masataka KADO<sup>1)</sup>, Maki KISHIMOTO<sup>1)</sup>, Satoshi TAMOTSU<sup>2)</sup>, Keiko YASUDA<sup>2)</sup>, Masato AOYAMA<sup>2)</sup>,  
Shigenobu TONE<sup>3)</sup> and Kunio SHINOHARA<sup>1)4)</sup>

<sup>1)</sup>Quantum Beam Science Center, Japan Atomic Energy Agency

<sup>2)</sup>Faculty of Science, Nara Women's University

<sup>3)</sup>Biochemistry Research Center, Kawasaki Medical School

<sup>4)</sup>School of Engineering, Tokai University

Soft X-ray microscope is a very powerful tool to observe cellular organelles of living biological. However the inner structures are very complicated and it is difficult to identify the organelles obtained with the soft X-ray microscopes. We have proposed a correlated imaging with a soft X-ray microscope and a fluorescence microscope that is to observe the same biological cells with the both microscopes at the same time.

**Keywords: Soft X-ray microscope, Laser plasma, biological cells, correlation microscopy**

### 1. はじめに

軟 X 線顕微鏡は、生きている細胞の内部構造を高い空間分解能で観察可能であるが[1][2][3][4]、撮像した構造がどの細胞内小器官に対応するのかを正確に特定することが困難であるため、生命科学研  
究への活用がなかなか進まない。この問題を解決するため、細胞を蛍光標識することにより様々な細胞  
内小器官の位置を正確に特定できる蛍光顕微鏡を組み合わせた相関顕微法を考案した。同一の細胞を  
軟 X 線顕微鏡と蛍光顕微鏡により同時に観察し、取得した像を直接比較することにより細胞内小器官の  
特定と高い空間分解能での詳細な構造の観察を両立できる。ネズミの精巣ライディッヒ細胞を培養し、相  
関顕微法により生きたまま観察することにより細胞内の単一のミトコンドリアの構造の観察に成功した。

### 2. 相関顕微法の開発

軟 X 線顕微鏡と蛍光顕微鏡により同一の細胞をほぼ同時に観察可能な相関顕微法を実現するためには、軟 X 線顕微鏡と蛍光顕微鏡の両方に最適化された試料ホルダーを開発した。試料ホルダーは、生きている細胞の軟 X 線観察を行うために細胞を真空容器内で長時間保持できる構造であるとともに、蛍光顕微鏡での高倍率観察が可能ないように試料ホルダー表面から試料までの距離を 40 倍の対物レンズのワ

ーキングディスタンスである 3 mm 以下に抑えた構造となっている。Fig.1 に開発した試料ホルダーの構造図を示した。透明ガラス基板上に成膜した厚さ 500 nm のPMMAフォトレジスト上に細胞を直接培養し、厚さ 200 nm の窒化シリコン窓で覆い試料ホルダー内に封入した。試料ホルダーに細胞を封入後、試料ホルダー上部から位相差顕微鏡、下部から蛍光顕微鏡による観察を行った。観察後、試料ホルダーを真空容器内に設置し、X 線を照射することにより PMMA フォトレジスト上に細胞の軟 X 線像を記録した。細胞の蛍光像の観察から X 線照射を行うまでに要する時間は約 10 分であった。

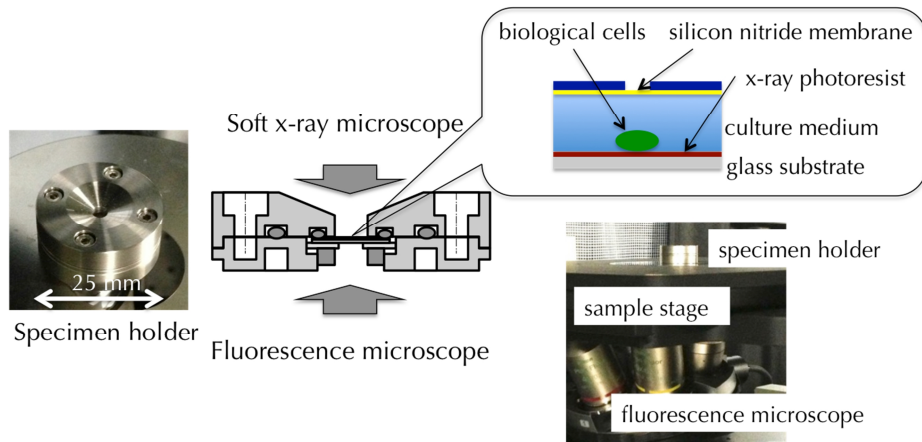


Fig.1 Originally designed specimen holder for correlative microscopy. Biological cells are directly cultivated onto the PMMA photoresist and enclosed in the specimen holder with culture medium to be observed with both of a soft X-ray microscope and a fluorescent microscope.

### 3. 生きている細胞のマルチカラーイメージング

ネズミの精巣ライディッヒ細胞をあらかじめ、ミトコンドリアを選択的に標識するマイトラッカー、クロマチンを選択的に標識する DAPI、アクチンフィラメントを選択的に標識するファロイジンで蛍光染色を行い、蛍光顕微鏡と軟 X 線顕微鏡により観察した。その結果を Fig.2 に示した。蛍光顕微鏡像において、赤く見えている構造がミトコンドリア、青く見えている構造が細胞核(クロマチン)、緑に見えている構造が細胞骨格(アクチンフィラメント)である。

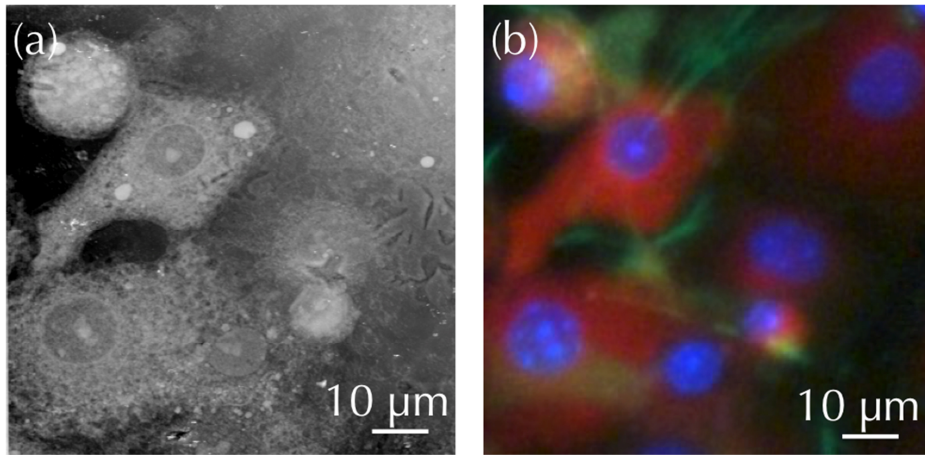


Fig.2 Soft X-ray image (a) and fluorescent image (b) of live Leydig cells of mouse testis. In the fluorescent image structures appearing in red are mitochondria, blue are chromatin and green are actin filaments.

蛍光顕微鏡像と直接比較することにより軟 X 線顕微鏡で撮像した細胞内の様々な細胞内小器官を正確に特定することが可能であることがわかった。例えば、細胞核の周辺にミトコンドリアが高い密度で密集していることがこの結果からわかった Fig.3 に細胞の軟 X 線像の拡大図を示した。Fig.3 (a)において細胞核周辺の輝度の高い顆粒状の構造が全てミトコンドリアである。Fig.3 (b)はミトコンドリアの部分拡大したもので、顆粒状のミトコンドリアが確認できる。Fig.3 (c)は単一のミトコンドリアを拡大したもので、ミトコンドリアの内部構造まで確認することができる。これは、生きている細胞をそのまま観察しながらその内部の単一のミトコンドリアの構造まで確認できた世界初の結果である。

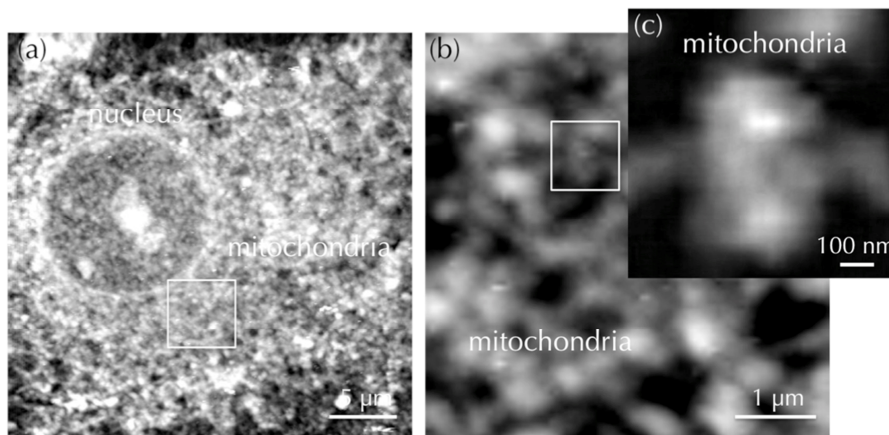


Fig.3 Soft X-ray image of a live Leydig cell (a), an enlarged image of the area of mitochondria (b), and a soft X-ray image of a single mitochondrion in the live cell. Inner structure of the mitochondrion is clearly visible.

#### 4. まとめ

生きている細胞の内部構造を高い空間分解能で観察できる軟 X 線顕微鏡と蛍光標識を施すことにより細胞内小器官の位置を正確に特定できる蛍光顕微鏡を組み合わせた相関顕微鏡法を考案し、生きている細胞(ネズミの精巣ライディッヒ細胞)のマルチカラーイメージングを行った。その結果、軟 X 線顕微鏡で

撮像した細胞内の様々な細胞内小器官の観察に成功するとともに、生きている細胞内の単一のミトコンドリアの構造の観察に世界で初めて成功した。

#### 参考文献

- [1] M. Kado, et al., AIP Conf. Proc. **1365**, pp. 391- 394 (2011).
- [2] M. Kado, et al., AIP Conf. Proc. **1465**, pp. 246-250 (2012).
- [3] M. Kado, et al., J. of Phys.: Conf. Ser. **463**, 012056 (2013).
- [4] M. Kado, et al., Proc. of SPIE **8849**, 88490C-7 (2013).

## 4.2 軟X線レーザーによるアブレーション機構の研究

### Study of Spallative Ablation Mechanism Induced by Soft X-Ray Laser Irradiations

石野 雅彦<sup>1)</sup>, 長谷川 登<sup>1)</sup>, 錦野 将元<sup>1)</sup>, Tatiana PIKUZ<sup>2)4)</sup>, Igor SKOBEREV<sup>2)3)</sup>, Anatoly FAENOV<sup>2)4)</sup>,  
Nail INOGAMOV<sup>5)</sup>, 河内 哲哉<sup>1)</sup>, 山極 満<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> 日本原子力研究開発機構

<sup>2)</sup> Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences

<sup>3)</sup> National Research Nuclear University (Moscow Engineering Physics Institute)

<sup>4)</sup> 大阪大学

<sup>5)</sup> Landau Institute for Theoretical Physics, Russian Academy of Sciences

Masahiko ISHINO<sup>1)</sup>, Noboru HASEGAWA<sup>1)</sup>, Masaharu NISHIKINO<sup>1)</sup>, Tatiana PIKUZ<sup>2)4)</sup>,  
Igor SKOBEREV<sup>2)3)</sup>, Anatoly FAENOV<sup>2)4)</sup>, Nail INOGAMOV<sup>5)</sup>, Tetsuya KAWACHI<sup>1)</sup> and  
Mitsuru YAMAGIWA<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Japan Atomic Energy Agency

<sup>2)</sup> Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences

<sup>3)</sup> National Research Nuclear University (Moscow Engineering Physics Institute)

<sup>4)</sup> Osaka University

<sup>5)</sup> Landau Institute for Theoretical Physics, Russian Academy of Sciences

Soft x-ray laser (SXRL) pulses were irradiated to the LiF, Al, and Cu surfaces. On all irradiated target surfaces, the surface modifications caused by the SXRL pulse irradiations were confirmed. However, the optical emission (visible range) from the surfaces during the pulse irradiations were not observed. The model calculation for the interaction between SXRL pulse and metal surface reveals the spallative ablation of target surface without plasma production. The experimental result investigated by our study is consistent with the theoretical calculations.

**Keywords: Soft x-ray laser, Laser ablation, Laser produced plasma, Electron temperature**

#### I. Introduction

Soft x-ray laser (SXRL) is an interest laser source, because of the features of high photon energy, short duration, and highly spatial coherence. High photon energy laser pulse with short duration has ability to interact with matter. SXRL pulses having a wavelength of 13.9 nm and a pulse width of 7 ps can make the nanometer scale ablation and/or modification structures on material surfaces [1, 2]. The mechanisms of surface modifications induced by SXRL pulses were also investigated theoretically [1, 3, 4]. The atomistic model for the interaction between SXRL pulse and metal reveals that the tensile stress created in materials by SXRL pulse can produce spallative ablation of target surface. The mechanisms of the surface modifications caused by SXRL pulses are essentially different from those by optical laser pulses.

To study the ablation process induced by SXRL pulses, we measured the optical spectra (visible range)

for emission from the irradiated target surfaces.

## II. Experimental Setup

Figure 1 shows the schematic diagram of the experimental setup. The experimental setup was composed of three parts: the SXRL irradiation part (source and optics), the target part, and the observation part (lens and optical camera). The characteristics of SXRL were 13.9 nm in wavelength and 7 ps in pulse width. The SXRL pulse generated from Ag plasma mediums was focused on the target surface using a Mo/Si multilayer coated spherical mirror. A 0.2  $\mu\text{m}$  thick Zr filter was placed in front of the spherical mirror. A Zr filter reduces almost of all scattered optical radiation from the laser produced Ag plasmas. When we adopted a 0.2  $\mu\text{m}$  thick Zr filter, the typical energy and fluences on target surfaces were estimated to be around 48 nJ/pulse and 10–30 mJ/cm<sup>2</sup>, respectively.

LiF (2 mm in thickness), Al (1 mm), and Cu (1 mm) plates were used as the targets. All target plates were mounted on a movable sample holder in order to ensure equal focusing conditions. The fresh surfaces were placed at the best focal position of SXRL beam.

Emission light in a visible spectral range from target surface induced by the SXRL irradiation or scattered optical light was observed by the optical camera. A complementary metal oxide semiconductor (CMOS) device was an image sensor of the camera. The detectable energy threshold was estimated to be approximately 0.016 nJ/pixel. The SXRL irradiation was performed in a vacuum, and the camera with CMOS detector was in air.

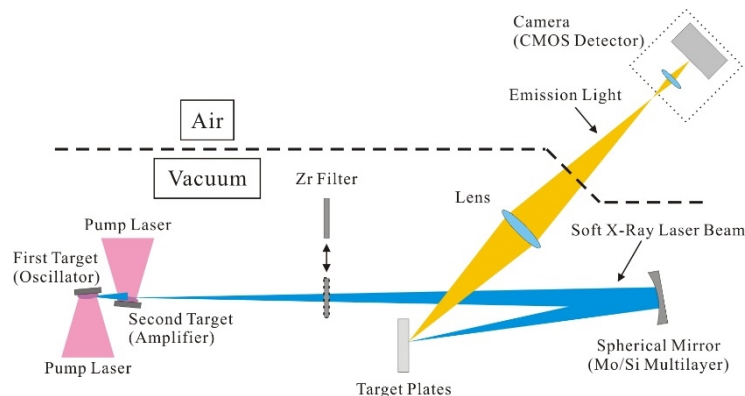


Figure 1. Experimental setup.

## III. Results and Discussion

Figure 2(a) shows the acquired optical images from LiF, Al, and Cu surfaces irradiated by the SXRL pulse by the optical camera. In this case, Zr filter was removed, so that not only XRL pulse but also optical radiation from the Ag plasmas reached to the sample surfaces. The bright lighting signals on the target surfaces were observed. However, when 0.2  $\mu\text{m}$  thick Zr filter was used, despite the fact that the clear damages on the target surfaces were created (not shown), we could not recognize any signals. Figure 3(b) shows the acquired images of the target surfaces. We could not find the bright spots even by adjusting the brightness and/or contrast of these images.

From the results as mentioned above, we could conclude that the observed bright lighting images shown in Fig. 2(a) were focused light images radiated from Ag plasmas. This light emitted from Ag plasmas was

reflected by the Mo/Si multilayer coated spherical mirror and that was focused on the target surface. The focused light was scattered from the surface, and then, the optical camera acquired an image of this light. The wavelength range of this light was estimated to be 400–650 nm by an additional spectral measurement. The experimental results mean that the photon intensity reaching the CMOS pixels, i.e., integrated energy of visible light during an exposure time of camera, emitting from the ablation plasma produced by the only SXRL pulse did not exceed the detectable energy threshold of the CMOS detector. It can be concluded that the ablation and/or surface modification process induced by the SXRL pulse will occur without a plasma production.

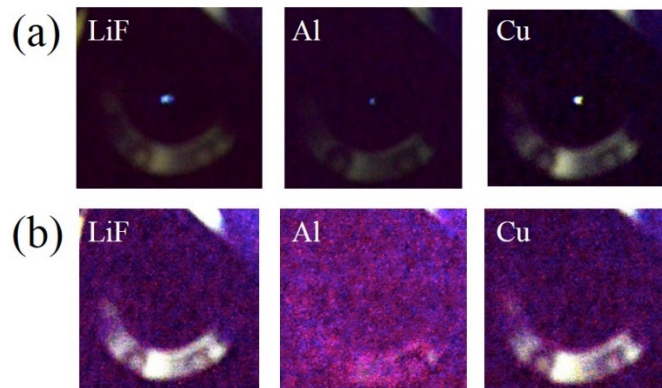


Figure 2. Images of the SXRL pulse irradiating target surfaces acquired by the optical camera (a) without filter and (b) with Zr filter (0.2  $\mu\text{m}$  in thickness).

We think that the plasma less ablation process should be valuable process to consider a SXRL interaction mechanism with matter. The penetration of SXRL pulse into a target in the ablation or modification process accompanies heating the electrons in the matter, so such process occurs in extremely non-equilibrium state in the system. The atomistic model predicts that the absorbed energy of SXRL pulse having a fluence of  $65 \text{ mJ/cm}^2$  for a surface modification creates an electron temperature of around 1 eV in a material [3, 4]. In this experiment, the fluences of the focused SXRL pulses were lower than  $30 \text{ mJ/cm}^2$  so the electron temperatures would be smaller than 1 eV. If the electron temperature is high and/or duration time of emission induced by the SXRL pulse irradiation is long, the optical emission signal will be observed by the CMOS detector. However, in this experiment, no emission signal could be observed, hence, we will be able to estimate an upper limit of the electron temperature and duration of heated matters [5]. For a duration of 100–1,000 ps, the temperature will be estimated to be 0.4–0.7 eV. Our experimental results are in good accordance with the theoretical predictions. Under a low fluence region for SXRL pulse, the electron temperature less than 1 eV is considered reasonably, which is, however, enough for the nanometer scale surface modification on surface.

#### IV. Summary

We observed the bright lighting signals in visible spectral range from LiF, Al, and Cu surfaces, which were irradiated with the summation of SXRL pulses and visible portion emitted from Ag plasma mediums. In spite of the use of sensitive detector, however, the any emission light signal accompanying the surface ablation/modification caused by only SXRL pulse irradiation was not observed. The results allowed us to

estimate the maximum of electron temperature in ablated matters to be 0.4–0.7 eV for the duration of 100–1000 ps.

We can conclude that our experimental study confirms the theoretical model of an atomistic simulation, which predicts the splash of molten layers occurring under low electron temperature less than 1 eV and creates the nanometer scale surface modifications due to spallative ablation. It is important to consider the plasma less ablation and/or surface modification process for a possibility of SXRL interaction mechanism with matter.

### Acknowledgement

This work was partly supported by Grant-in-Aid for Scientific Research (B), No. 25289244 (2013), from MEXT, Japan and the Russian Foundation for Basic Research (RFBR) grant 12-02-00947a. This work was also supported by Japan Society for the Promotion of Science (JSPA) and Russian Academy of Sciences (RAS) under the JSPS-RAS Joint Research Program (RFBR Grant 14-02-92107). One of the authors, N. I., was partly supported by Russian Science Foundation (RSCF) grant 14-19-01599.

### References

- [1] M. Ishino *et al.*, *J. Appl. Phys.* **109**, pp. 013504\_1 - 013504\_6 (2011).
- [2] M. Ishino *et al.*, *Appl. Phys. A* **110**, pp. 179- 188 (2013).
- [3] G. Norman *et al.*, *J. Appl. Phys.* **112**, pp. 013104\_1- 013104\_8 (2012)
- [4] S. V. Starikov *et al.*, *Appl. Phys. B* **116**, pp. 1005- 1016 (2014).
- [5] M. Ishino *et al.*, *J. Appl. Phys.* **116**, pp. 183302\_1- 183302\_6 (2014).



### 4.3 重粒子線照射での動径線量シミュレーションモデルの開発

## Development of a Simulation Model for Irradiation of a Heavy Particle

森林 健悟

日本原子力研究開発機構

Kengo MORIBAYASHI

Quantum Beam Science Center, Japan Atomic Energy Agency

**Abstract.** Aiming to advance the treatment planning system for heavy particle cancer therapy and to study cluster DNA damage, we have been developing a model for radial dose simulations due to the irradiation of heavy ions. The progress of computers allows us to examine physical phenomenon that occurs near the trajectory of an incident ion and to obtain radial dose closer to reality. We compare radial dose distribution obtained from our simulation with the conventional distributions and we suggest which conventional ones should be selected according to incident ion energies from this comparison. Our simulation model, which has become possible in this century, is the only way to examine physical phenomena that occurs near the trajectory of an incident ion now as far as we know.

**key words:** heavy ion irradiation, the movement of secondary electrons, composite electric field, radial dose

#### 1. はじめに

イオンと固体や液体のような凝縮系の物質との相互作用の理論では二通りの異なったモデル、すなわち、標的を自由電子ガスとしたモデル（本解説では、「自由電子ガスモデル」と名付ける）と原子（又は分子）の集まりとしたモデル（相互作用を個々の原子や分子との衝突で近似するので「二体衝突モデル」と名付ける）が存在する [1]。この異なった性質を持った二通りの理論モデルが個別に発展してきたことにより、本解説で取り扱う動径線量（radial dose） [又は局所線量（local dose）] では、大きく異なった二通りの分布モデルが導き出された [2-4]。ここで、動径線量とは、入射イオンの軌道からの距離 ( $r$ ) の関数として表した線量（単位質量当りのエネルギー付与）のことを言う。我々は、二体衝突モデルに自由電子ガスモデルの特徴を取り入れたシミュレーションモデルを開発した [5-7]。そして、入射イオンのエネルギーにより自動的に動径線量がどちらか一方の従来の動径線量分布モデルの傾向が現れるように振り分けることに成功した。このモデルは、先に述べた問題を解決すること、及びイオンと物質の相互作用の物理現象のより深い解明に繋がることを期待させる。

高速イオンが物質に入射すると物質中の原子や分子の電離により、電離電子が発生し、この電離電子が広い領域に渡って物質内にエネルギーを付与すると共に新たに電離電子を発生させることもある。ここで、電離電子とは、荷電粒子（イオン又は電子）が物質中を

通過するとき、その荷電粒子による電離作用で跳ね飛ばされた電子のことを言う。動径線量は、この電離電子の標的へのエネルギー付与で決まり、イオンによる物質のダメージの空間分布を知る上で重要な物理量であり、生命医科学の分野で広く応用されている。本論文の目的は従来のモデルと我々の新規モデルで計算した動径線量分布の比較から得た知見を公表することである。

## 2. 新規モデル[5-7]

我々のシミュレーションモデルの手順は以下の通りである。(i) 標的を水として、標的内に液体密度 (1g/cc) になるように水分子の位置を決める。時間 ( $t$ ) 及び自由電子の数 ( $N_e$ ) を 0 に設定する。(ii) 一つのイオンを標的内に入射させ、標的中を通過させる。(iii) このイオンの水分子への衝突電離過程による水分子の状態の変化を調べ、(iv) 電離が起きた場合、水分子イオンと自由電子を生成させ、 $N_e = N_e + 1$  とし、(v) 自由電子の初期エネルギーと放出角度を決める。(vi)  $N_e > 0$  のとき、電子衝突過程による水分子の状態の変化を調べる。(vii) 状態が変化した場合、その変化に応じて、この衝突に関わった自由電子のエネルギーを減らす。(viii) 状態変化が電離の場合、水分子イオンと自由電子を生成させ、 $N_e = N_e + 1$  とし、この自由電子の初期エネルギーと放出角度を決める。(ix) 入射イオンと自由電子を  $\Delta t$  後の次の場所に移動させる。その際、自由電子の速度は分子イオンなどの電荷によるクーロン力を考慮して変化させる。(x)  $t = t + \Delta t$  として、手順 (vi) - (ix) を実行する。(xi)  $t > t_{max}$  になったとき、イオンを別の場所に入射して (手順 (i) の水分子の位置を変えて)、(i) - (x) を実行する。

## 3. 結果と考察

動径線量は、電離電子が水分子に対して衝突励起・電離過程を起こしたときのエネルギーの減少量から見積もる。Fig.1 に入射イオンエネルギーが 5 MeV/u, 8 MeV/u, 10 MeV/u, 12 MeV/u のときの  $D_r$  と  $r$  との関係を示した。3 MeV/u, 15 MeV/u, 80 MeV/u の結果に関しては文献 [7] に記載)。また、CMC [3] と Chatterjee モデル [4] で計算した動径線量分布も示した。

ペナンブラ領域では、三つのモデルで計算した分布が良い一致を示した。この一致により、高いエネルギーを持つ電離電子では、我々のシミュレーションが従来のモデルを再現したこと、すなわち、手順 (viii) のモデルを基に作成したシミュレーションコードが正常に動作していることが確認できた。

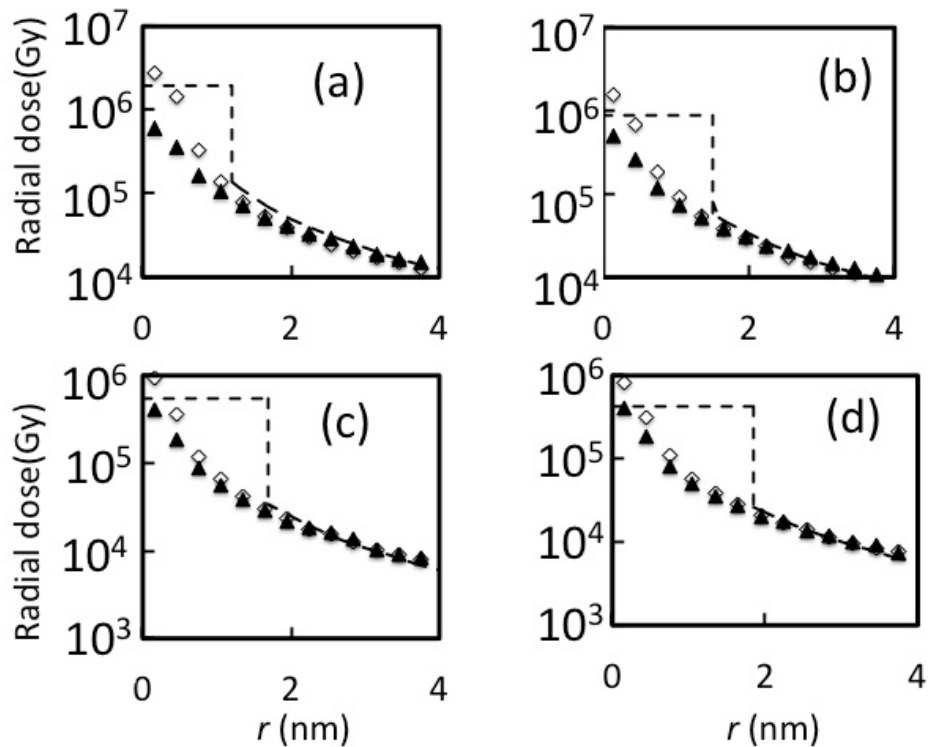


Fig. 1 : Radial dose vs. distances ( $r$ ) from the trajectory of an incident carbon ion with the energies of (a) 5 MeV/u, (b) 8 MeV/u, (c) 10 MeV/u, (d) 12 MeV/u: Radial dose distributions obtained from our model ( $\diamond$ ), CMC model ( $\blacktriangle$ ) [3], and Chatterjee model ( $---$ ) [4] are shown.

一方、コア領域では、他の手法での結果との間に相違が生じた。入射イオンエネルギーが 5 MeV/u では、分子イオンなどの合成電場を考慮すると、 $D_r$  は  $r \sim 0$  付近で約 3 倍に増加する。すなわち、入射イオンのエネルギーが数 MeV/u 程度の領域では、電離電子の入射イオンの軌道付近に捕獲されることが動径線量に大きな影響を与えること、動径線量が Chatterjee モデル [4] のようにコア領域で  $1/r^2$  の法則に従わず、突然増大することを実証した。入射イオンのエネルギーが増えるにつれて、CMC モデル [3] の結果との差は小さくなった。また、入射イオンエネルギーが増えるにつれて、Chatterjee モデル [4] の結果と相違が大きくなった。これらの相違が起きるのは、入射イオンのエネルギーが高いとき、二体衝突モデルが良くなり、低いとき、自由電子ガスモデルが良くなるためであると考えられる。すなわち、入射イオンのエネルギー領域により動径線量分布が CMC モデルの傾向（コア領域では  $1/r^2$  の法則に従う）[3] を表す場合、Chatterjee モデルでの傾向（コア領域でも  $1/r^2$  の法則に従わない）を表す場合を自的に振り分けることができたと考えられる。

#### 4. まとめ

重粒子線癌治療の治療計画などに使われている動径線量分布での問題点，その問題解決に向けて，入射イオンの衝突電離で生成された分子イオンからのクーロン力による電子の引き戻し効果を自由電子ガスモデルでのプラズマ振動励起の効果と同じであると考えて、新たに開発した我々のモデルと従来のモデルとの関係性の考察から得た知見の解説を行った。

従来の手法では，二通りモデルのうち，どちらか一方のモデルのみを使用したものであったのに対して，我々の新規モデルは，二通りの理論モデルの特徴を合わせ持つモデルを開発した。これは，第三の選択を提示したことに相当する。この第三の選択である我々の新規シミュレーションモデルでは，入射イオンのエネルギー領域により電離電子の運動がCMCモデルの傾向（コア領域でも  $1/r^2$  の法則に従う）を表す場合，Chatterjeeモデルの傾向（コア領域では  $1/r^2$  の法則に従わない）を表す場合を自動的に振り分けることができた。

今回開発したモデルは，イオンと物質の相互作用に伴う物理現象のより深い解明，動径線量分布の問題の解決，クラスターDNA損傷の生成過程の理解，重粒子線の研究での原子分子物理の役割の理解に繋がり，原子分子物理，プラズマ物理，放射線物理，生命医科学の発展に貢献することが期待できる。

#### 謝辞

入来仁隆博士、土田秀次博士、伊藤秋男博士（京大）、赤松憲博士、鹿園直哉グループリーダー、田中敦ユニット長、南波秀樹理事（原子力機構）に有用な議論をしていただき、感謝したいと思います。本シミュレーションは原子力機構東海研のスーパーコンピュータ‘PRIMERGY BX900’を使用しました。また、本研究は、科学研究補助金（課題番号：25390131）のサポートの基に遂行しております。

#### 参考文献

- [1] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and M. D. Ziegler, ‘SRIM : The Stopping and Range of Ions in Matter’, SRIM Co. Chap. 1 - 3 (2008).
- [2] G. Kraft, M. Krämer, and M. Scholz, Radiat. Environ. Biophys. **31**, 161 (1992).
- [3] R. Katz, B. Ackerson, M. Homayoonfar, and S.C. Sharma, Radiat. Res. **47**, 402 (1971).
- [4] A. Chatterjee and H.J. Schaefer, Radiat. Environ. Biophys. **13**, 215 (1976).
- [5] K. Moribayashi, Phys. Rev. A. **84**, 012702 (2011).
- [6] K. Moribayashi, Rad. Phys. Chem. **85**, 36 (2013).
- [7] K. Moribayashi, Rad. Phys. Chem. **96**, 211 (2014).

## 4.4 光ファイバを用いた狭隘部観察技術の新たな展開

### New Developments of the Narrow Portion Observation Technologies Using Optical Fiber

橋内 大輔<sup>1)</sup>, 古山 雄大<sup>2)</sup>, 寺田 隆哉<sup>1)</sup>, 西村 昭彦<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> 独立行政法人日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究センター レーザー共同研究所

<sup>2)</sup> エーテック株式会社

Daisuke KITSUNAI<sup>1)</sup>, Takehiro FURUYAMA<sup>2)</sup>, Takaya TERADA<sup>1)</sup>, Akihiko NISHIMURA<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Quantum Beam Science Center, Japan Atomic Energy Agency

<sup>2)</sup> A-tech Co., Ltd

We have been developing technologies of observation and laser processing using optical fiber. The following two studies are in progress : 1) Hydrogen gas detection in Core Disruptive of the Fukushima-Daiich Nuclear Power Station, 2) Measurement of gap and linear misalignment for bore welding of cooling pipes in ITER blanket.

**Keywords: optical fiber, Fukushima-Daiich Accident, ITER, Hydrogen gas detection**

#### 1. はじめに

本開発室で行っている技術開発の一つに光ファイバを用いた観察補修技術の開発がある。これまでの研究では複合型光ファイバを用いた原子力施設の配管に対するレーザー溶接及びクラディング等を行っており、現在観察補修技術の新たな展開として、1)福島原発事故における損傷炉心内部の水素検知技術(以下、水素検知)や、2)ITER での伝熱管溶接時の配管突き合わせ部のアライメント計測技術(以下、アライメント計測)の技術開発を進めている。

#### 2. 水素検知

原子力機構では福島第一原子力発電所の損傷炉心内部の観察のため、耐放射線に優れ撮影や LIBS などを実施可能なファイバースコープの開発を進めている[1]。このスコープで LIBS を実施するにあたって、炉心内部では放射線により水が分解されて水素が発生していることが想像されるため、安全性の観点からレーザーの照射に先立って雰囲気中の水素濃度を計測する必要がある。

水素濃度の計測には非加熱で電気を使用しないなどの理由から、スパッタリング蒸着した酸化タングステン結晶[2]のガスクロミック反応を用いることとした。酸化タングステンの性能実験として、WO<sub>3</sub> 結晶をプラスチック製のケース内に固定し、ケース内の環境を大気から水素 1%窒素 99%の希釈ガスに変化させた際の、赤外光源(波長:850nm)に対するピーク反射強度の時間的変化を測定した(Fig. 1)。ガス供給を行うと 23 秒後から次第に反射強度が落ち 108 秒後に強度は大気中の 73%に低下した、また、その後 1 時間強度が一定に保たれることが確認できた。反射率が 23 秒後に変化し始めたのはそこでケース内の雰囲気置換がほぼ終わったからであると思われる。また、反射率が一定に保たれたのは還元反応に必要な酸素がケース中に存在しなかったからであると思われる。

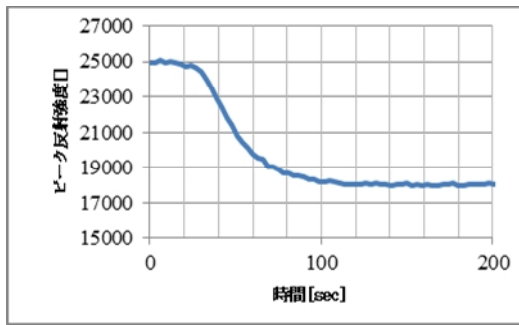


Fig 2 Temporal change of absorption spectrum at 850 nm

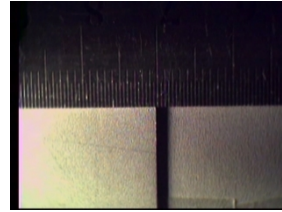


Fig 3 Shadow made by the linear misalignment



Fig 1 The red-hot piping

### 3. アライメント計測

ITER における日本のミッションの一つにブランケット交換ロボットの開発がある。このロボットはブランケットを交換する際にブランケット内部に設置された冷却配管の溶接を行う必要があり、この溶接の品質改善には配管突き合わせ部のアライメントの軽減が重要となる[3]。この計測にあたって現在2つの手法を検討している。一つは、配管突き合わせ部を斜めから照明で照らすことで目違いが存在した時に発生する影を撮影する方法であり、もう一つは配管を溶解しない程度にレーザー加熱し、加熱された面から発せられる放射を撮影することでギャップを撮影する方法である。

それぞれの手法について検証のための実験を行った。まず、目違い 0.5mm で設置した SUS 平板 2 枚を入射角  $15^{\circ}$  ~  $75^{\circ}$  の LED 光源で照らし、それを CCD カメラで撮影する実験を行った。結果、カメラ側に突出した面から光源を入射させた際に目違いによる影が発生することを確認した(Fig. 2)。また、この影が入射角と  $\tan \theta$  の関係にあることを確認した。次に、ギャップを 0.3mm に設定した SUS 平板 2 枚に対し垂直にファイバレーザーをピークパワー 1kW、パルス幅 10ms、繰り返し周波数 10Hz、照射時間 3 秒でパルス照射を行い平板が赤熱される様子を撮影した。結果、配管が赤熱される様子と、ギャップが浮かび上がる像の撮影に成功した(Fig. 3)。

### 4. 今後の展望

水素検知において、ガスクロミック反応の還元には酸素が必要であり、酸素濃度によって反応の量や還元の速さなどが変化することが知られている。これは反射率の変化の量や速度を計測することで、水素と酸素両方の濃度を計測することができる可能性を示している。アライメント計測では影による目違いの撮影と、赤熱した配管の撮影に成功した。この計測方法は仕組みが簡単であるため、他の配管への計測加工機などへの展開が可能であると考えられる。

### 参考文献

- [1] 日本原子力研究開発機構 福島研究開発部門, 東京電力(株)福島第一原子力発電所事故に係る廃止措置及び環境回復への原子力機構の取組み (2014 年版), <http://fukushima.jaea.go.jp/initiatives/cat05/index.html>.
- [2] S. Yamamoto, et al., Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms, **266**, pp. 802–806 (2008).
- [3] H. Tanigawa, et al., Fusion Eng. Des., **87**, pp. 999–1003 (2012).

## 4.5 ステージングレーザー航跡場加速を用いた高品質電子源の開発 Development of the High Quality Electron Source Using the Staged Laser Wakefield Acceleration

岩佐 健太<sup>1)</sup>, 細貝 知直<sup>2)3)</sup>, 益田 伸一<sup>2)3)</sup>, 中新 信彦<sup>2)3)</sup>, 金 展<sup>2)</sup>, 水田 好雄<sup>1)</sup>,  
ジドコフ アレクセイ<sup>2)3)</sup>, パサック ナヴィーン<sup>2)</sup>, 竹口 直輝<sup>1)</sup>, 末田 敬一<sup>2)</sup>, 神門 正城<sup>4)</sup>,  
兒玉 了祐<sup>1)2)5)</sup>

<sup>1)</sup> 大阪大学工学研究科

<sup>2)</sup> 大阪大学光科学センター

<sup>3)</sup> 科学技術振興機構CREST

<sup>4)</sup> 日本原子力研究開発機構関西

<sup>5)</sup> 大阪大学レーザーエネルギー学研究センター

K. Iwasa<sup>1)</sup>, T. Hosokai<sup>2)3)</sup>, S. Masuda<sup>2)3)</sup>, N. Nakanii<sup>2)3)</sup>, Z. Jin<sup>2)</sup>, Y. Mizuta<sup>1)</sup>, A. Zhidkov<sup>2)3)</sup>,  
N. C. pathak<sup>2)</sup>, N. Takeguchi<sup>1)</sup>, K. Sueda<sup>2)</sup>, M. Kando<sup>4)</sup>, R. Kodama<sup>1)2)5)</sup>

<sup>1)</sup> Graduate School of Engineering, Osaka University

<sup>2)</sup> Photon Pioneers Center, Osaka University

<sup>3)</sup> Japan Science and Technology Agency (JST), CREST, Osaka University

<sup>4)</sup> Kansai Photon Science Institute, Japan Atomic Energy Agency

<sup>5)</sup> Institute of Laser Engineering, Osaka University

Stable and monoenergetic electron beams are necessary for ultrafast electron imaging with using laser wakefield acceleration. Quasi-monoenergetic electron beams, which have electron energy of ~MeV, are generated by using staged laser wakefield acceleration driven by two coaxial laser pulses. Furthermore, electron energy spectra changed by controlling the injection timing of two pulses.

**Keywords: Laser wakefield acceleration, ultrafast imaging**

### 1. はじめに

レーザー航跡場加速(Laser Wakefield Acceleration : LWFA)は高強度レーザーによって励起されたプラズマ波による粒子加速法であり、100GeV/m を超える非常に高い加速勾配を持ち、THz オーダーのプラズマ波で粒子を加速し、プラズマから直接電子を取り出すことから、大電荷(~nC)かつ極短バンチ(~10fs)の高エネルギー電子ビームの生成が可能である。こうした特徴から、物質の高速過渡現象を観測するための超高速電子線回折に用いる高品質な極短パルス電子源への応用が期待されている。超高速電子イメージングにおいて、発生する電子の安定性、再現性は重要であり、またエネルギー幅の小さい電子ビームが必要とされている。しかし、従来のレーザー航跡場加速によって得られる電子ビームは比較的広がったエネルギーを持ち、また位置安定性、再現性にも課題があった。

これまで、プリフォームドプラズマを外部磁場の印加によって制御することで高強度レーザーパルスの伝搬を制御し、低ダイバージェンスかつ高い位置安定性を持つ高エネルギー電子ビーム

の発生に成功し、さらにその発生方向の制御を可能とした。これによって安定な電子入射が可能となり、入射と追加速を独立に行うステージングレーザー航跡場加速実験が可能となった。準単色電子ビーム発生を目指したステージング加速実験において、発生した電子ビームの空間プロファイル、エネルギースペクトル等の実験結果について報告する。

## 2. プラズマオプティクスを用いた安定な電子発生

これまで、レーザー航跡場加速はプラズマを加速媒体にすることから、電子ビームの再現性の確立が課題とされてきた。しかし、プラズマに光学素子の機能を持たせて高強度レーザーパルスの伝搬を積極的に制御することで安定な電子発生が可能となる。一般に、CPA (Chirped Pulse Amplification) 法を用いて生成された高強度極短パルス( $\sim 10\text{fs}$ )の前方には $\text{ns}\sim\text{ps}$  オーダーのプレパルスが存在し、これによってガス標的がプラズマ化し、プレプラズマ(プリフォームドプラズマ)が形成される。高強度のメインパルスはプレプラズマの作る屈折率勾配によって回折することで集光強度が低下し、集光プロファイルも悪化する。これによって、LWFA によって発生する電子ビームの電荷量の低下し、プロファイル、再現性も悪化する。しかしながら、これまでの研究で外部磁場( $B\sim 0.2\text{ T}$ )を集光点付近に印加することでプレプラズマの形状を制御し集光オプティクスの機能を持たせることによって、メインパルスの回折を抑制し、LWFA による電子発生の安定化に成功している[1]。また、磁場を印加した場合、発生するビームは $\pm 0.3\text{ mrad}$  の位置安定性を達成し、かつ Fig.1 に示すように電子ビームの発生方向の制御にも成功した[2]。さらに、プレプラズマに光ファイバーと同様の光導波機能を付加し、長尺のプラズマチャンネル中でレーザー航跡場を励起することで、準単色電子の生成も確認されている[3][4]。これらの技術によって、多段加速における安定な電子入射および加速場制御が可能となった。



Fig.1: Direction control of electron beam by external magnetic field ( $B=0.2\text{ T}$ ).

## 3. ステージングレーザー航跡場加速

一般にプラズマ波破碎によって発生する電子は熱的な広いエネルギー幅を持つ。これは電子線回折に応用するうえでの問題点である。これに対して、多段加速方式を利用した位相回転によるエネルギー幅の狭帯域化が提案されている。多段加速とは電子入射器からの電子を独立した複数の航跡場によって段階的に加速する手法であり、前段の航跡場で発生させた電子を後段の航跡場に入射させ追加速を行う。航跡場の適切な位相空間に電子を入射することで、低エネルギー成分は加速、高エネルギー成分は減速されることにより電子ビームのエネルギーを狭帯域化する(位相回転)。

多段加速による電子発生実験はFig.2に示す体系で行った。メインパルスをビームスプリッターで分割し、単焦点OAP(F/3.5)および長焦点OAP(F/20)によってガス標的に集光する。ここで、単焦点パルスによって前段の電子発生用航跡場、長焦点パルスによって後段の追加速用航跡場を生成する。ガス標的はHeガスを用い、プラズマ密度 $\sim 10^{19}\text{ cm}^{-3}$ で実験を行った。発生した電子は後段のEnergy Spectrometer: ESMに入射されエネルギー分解される。また、プローブパルスによるレーザーの集光点付近のシャド



ウイメージ、またFig.2において紙面手前方向より観測したトムソン散乱光のイメージを観測した。

シャドウイメージの観測より、短焦点パルスの集光点の後方に長焦点パルスによるチャンネルの形成が見られた。また、トムソン散乱の強い発光の後方に長尺の散乱光が確認でき、前段の発光よりプラズマ波破碎による電子入射、後段の発光より長焦点パルスによる追加速用航跡場が発生していることが裏付けられる。また、ESMによって観測された発生した電子のエネルギーブレッドをFig.3に示す。Fig.3に示すように、多段加速によって生成された電子ビームの準単色性が確認された。ここで2つのパルスの入射タイミングを変化させることで発生する電子のエネルギーが変化した。これらの結果より、前段の航跡場で生成された入射電子の後段の航跡場での追加速が確認された。さらに、入射電子の後段の航跡場への入射タイミングを制御することで、発生する電子ビームのエネルギーを制御することが可能である。

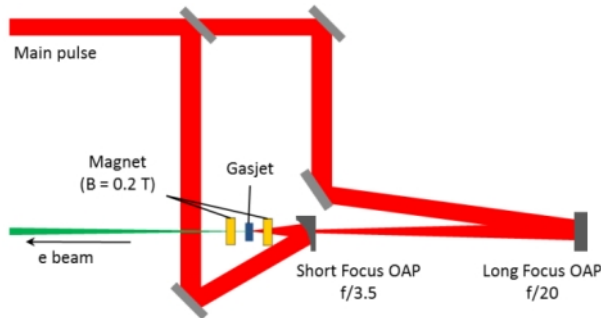


Fig.2: Setup of the staged LWFA.

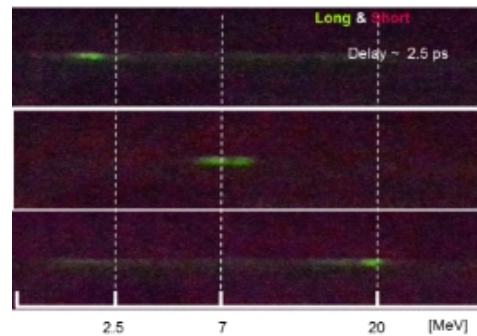


Fig.3: Image of Energy Spectrometer.

#### 4. まとめ

レーザー航跡場加速はその高いポテンシャルから次世代の加速器、電子源として期待されており、我々は超高速電子線回折に用いる極短パルス電子源としての応用を目指して研究を進めてきた。レーザー航跡場より生じる電子ビームはその位置安定性、再現性に問題があったが、外部磁場によってプレプラズマを制御することで $\pm 0.3$  mrad(FWHM)の位置安定性を持つ、再現性の高い電子の発生が可能となった。

これを用いて電子入射と追加速を独立に行う多段レーザー航跡場加速実験を行い、独立な航跡場の生成および MeV オーダーの準単色電子の発生が確認された。また、2つのレーザーパルスの入射タイミングを制御することで発生する準単色電子ビームのエネルギーの変化が確認された。ステージングレーザー航跡場加速の最適化、発生した準単色電子ビームの輸送実験、及びこの電子ビームを用いた電子線回折実験を現在進めている。

#### 参考文献

- [1] T. Hosokai, et al., Phys. Rev. Lett., vol. 97, 075004 1-4(2006).
- [2] N. Nakanii, et al., Phys. Rev. E, to be submitted.
- [3] T. Hosokai, et al., Appl. Phys. Lett., Vol. 96, 121501(2010).
- [4] Y. Mizuta, et al., Phys. Rev. STAB. 15, 121301(2012).

## 4.6 レーザー航跡場加速電子源を用いた超高速電子線回折

### Ultra-fast Electron Diffraction Imaging Based on Laser Wakefield Acceleration

竹口 直輝<sup>1)</sup>, 細貝 知直<sup>2)3)</sup>, 益田 伸一<sup>2)3)</sup>, 中新 信彦<sup>2)3)</sup>, 末田 敬一<sup>2)</sup>, 金 展<sup>2)</sup>,  
ナビーン・パスラック<sup>2)</sup>, 水田 好雄<sup>1)</sup>, 岩佐 健太<sup>1)</sup>, ジドコフ・アレクセイ<sup>2)3)</sup>,  
神門 正城<sup>4)</sup>, 吉田 光宏<sup>5)</sup>, 兒玉 了祐<sup>1)2)5)</sup>

<sup>1)</sup> 大阪大学工学研究科

<sup>2)</sup> 大阪大学光科学センター

<sup>3)</sup> 科学技術振興機構CREST<sup>3)</sup>

<sup>4)</sup> 日本原子力研究開発機構量子ビーム応用研究センター

<sup>5)</sup> 大阪大学レーザーエネルギー学研究センター

<sup>6)</sup> 高エネルギー加速器研究機構

Naoki TAKEGUCHI<sup>1)</sup>, Tomonao HOSOKAI<sup>2)3)</sup>, Shinichi MASUDA<sup>2)3)</sup>, Nobuhiko NAKANII<sup>2)3)</sup>,  
Keiichi SUEDA<sup>2)</sup>, Zhan JIN<sup>2)</sup>, Naveen PATHAK<sup>2)</sup>, Yoshio MIZUTA<sup>1)</sup>, Kenta IWASE<sup>1)</sup>,  
Alexei ZHIDKOV<sup>2)3)</sup>, Masaki KANDO<sup>4)</sup>, Mitsuhiro YOSHIDA<sup>5)</sup> and Ryosuke KODAMA<sup>1)2)5)</sup>

<sup>1)</sup> *Graduate School of Engineering, Osaka University*

<sup>2)</sup> *Photon Pioneers Center, Osaka University*

<sup>3)</sup> *Japan Science and Technology Agency (JST), CREST,*

<sup>4)</sup> *Quantum Beam Science Center, Japan Atomic Energy Agency,*

<sup>5)</sup> *Institute of Laser Engineering, Osaka University,*

<sup>6)</sup> *High Energy Accelerator Research Organization,*

We have constructed a beamline of ultra-short electron bunch from laser wakefield acceleration for single-shot ultrafast electron diffraction. This beamline is consisted from two doublets of quadrupole magnets and a pinhole to select particular electron energy using chromatic aberration in focusing. We have succeeded to deliver the electron beam in this beamline and make the beam with narrow energy spread for high spatial resolved imaging. We start the experiment of single-shot ultrafast electron diffraction.

**Key words: Laser wakefield acceleration, electron diffraction**

## 1. はじめに

近年、レーザー駆動電子加速の研究が盛んに行われている。レーザー航跡場加速 (Laser Wakefield Acceleration : LWFA) は、超高強度レーザーパルスを超音速のガスジェット中に集光することでプラズマ波を励起し、電子の疎密による加速電場に種電子を乗せることで加速する電子加速法である[1]。ガスジェット中に励起される加速電場は100 GV/mを越える非常に強いものであるため、短い加速長でMeVオーダーの電子が生成できる[2]。加速長を短くできることから、コンパクトな電子加速器としての応用が期待されている一方、LWFAから生成される電子ビームは大電荷かつ極短バンチ性を備えていることから、物性分野における衝撃有機構造相転移プロセスなどの、超高速過渡現象観測のための電子顕微鏡の電子源への応用が期待されている。

超高速過渡現象をシングルショットで電子イメージングするために、電子源が満たすべき条件は、大電荷かつ極短バンチ性を備えていることに加え、低エミッタンスであること、単色性の高い電子ビームであることなどが挙げられる。我々のグループでは、ガスジェット部に外部磁場を印加することでプレプラズマを制御し、非常に指向性のよい電子ビームを得ることに成功している[3]。さらに、このプレプラズマ制御技術により電子ビームの方向をも制御することもできる。この技術により、我々はLWFAから生成した電子ビームを従来のビームオプティクスを用いて輸送することが可能となった。しかしながら、レーザー航跡場加速から得られる電子ビームは熱的な分布を持つため、電子イメージングにそのまま用いることはできない。狭いエネルギー幅で、特定のエネルギーを持つ電子ビームを再現性良く得るために、我々は電子のエネルギー選別用に四極磁石とピンホールを組み込んだイメージング用ビームラインを作製した。

## 2. 実験セットアップ

本実験は大阪大学のTi:sapphireレーザーシステムを用いて行った。パルスエネルギーは1J、パルス幅は30fsであった。ガスターゲットはHeで、ガス圧を3MPaとした。Fig.1に実験セットアップの概略図を示す。レーザーパルスは、 $f=1000\text{mm}$ の長焦点OAPを用いてガスターゲットに集光され航跡場を作る。レーザー航跡場から生成した電子ビームはイメージング用ビームライン中を伝搬させる。Fig. 2に実際に作成したイメージング用ビームライン写真を示す。特定のエネルギーを持つ電子のみを切り出すため、ビームライン中に四極磁石とピンホールを導入した。四極磁石の磁場強度は電流値を変えることで調整することができる。ピンホールは径が0.5mm、厚さは1mmであった。これらを用いたエネルギー選別では、まず初めに前段の2つの四極磁石が電子ビームを収束させる。色収差によりエネルギー分解した電子はエネルギーごとに異なる収束点を持ち、そこにピンホールを設置することで特定のエネルギーを持たない電子を排除することができる。後段の2つの四極磁石は、エネルギー選別された電子ビームをスクリーン上に収束

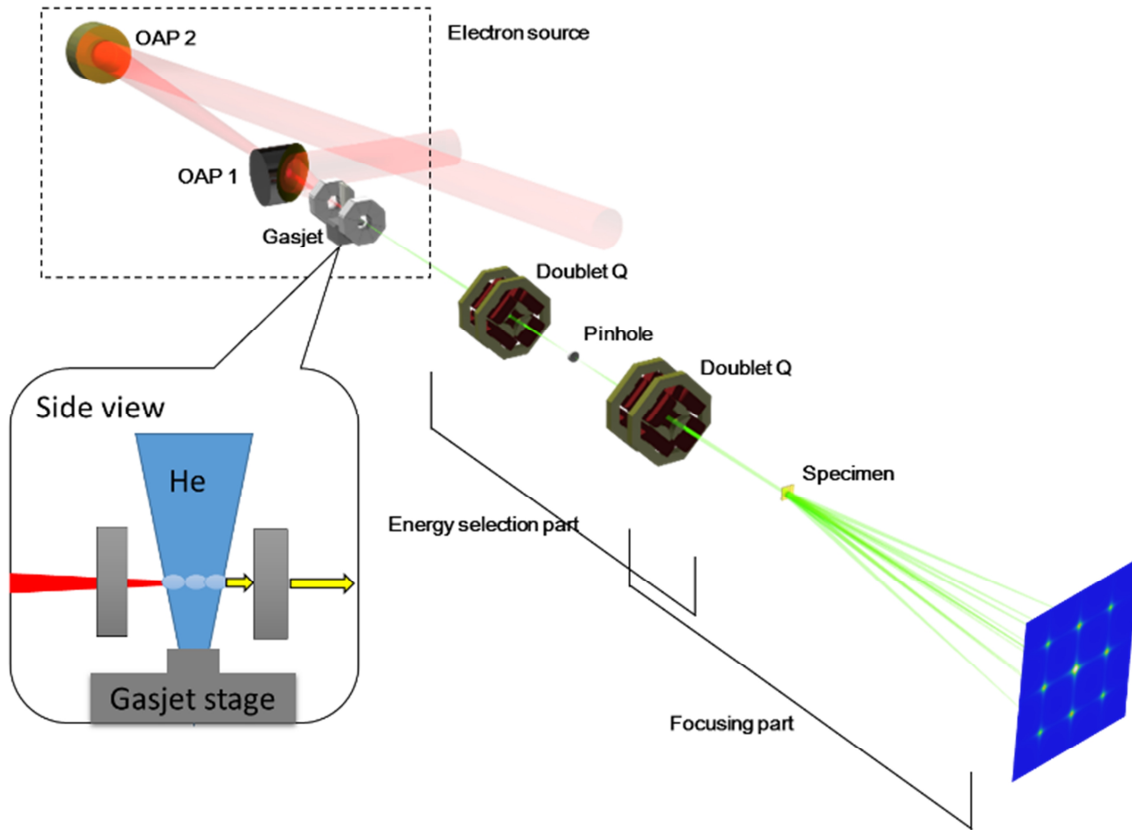


Fig.1 Schematic of experimental set up

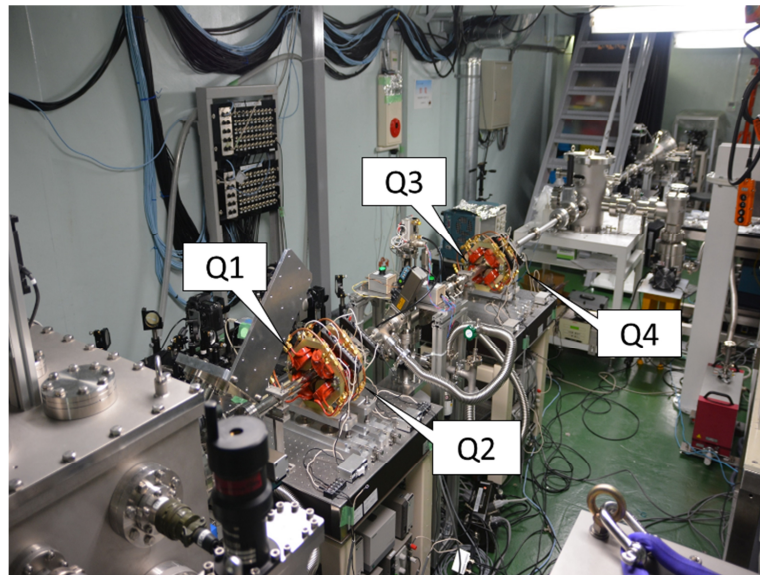


Fig.2 Beamline for single-shot UED

させる役割を持つ。なお、電子源からスクリーンまでは約6.5mの距離がある。スクリーン上での電子ビームのプロファイルは、EMCCDを用いて撮影した。

### 3. 実験結果

電子源から6.5m地点でのスクリーン上における電子ビームプロファイルをFig.3に示す。電子ビームのスポットの位置はすべてのショットで非常に安定している。また、四極磁石とピンホールを用いて、エネルギー幅の狭い電子ビームを得ることに成功した。さらに、ピンホールの位置と四極磁石の磁場強度を変えることで、エネルギースペクトルのピーク位置を変化させることにも成功した。これらの結果から、LWFA電子源を用いた超高速電子線回折実験を行うことが可能となった。

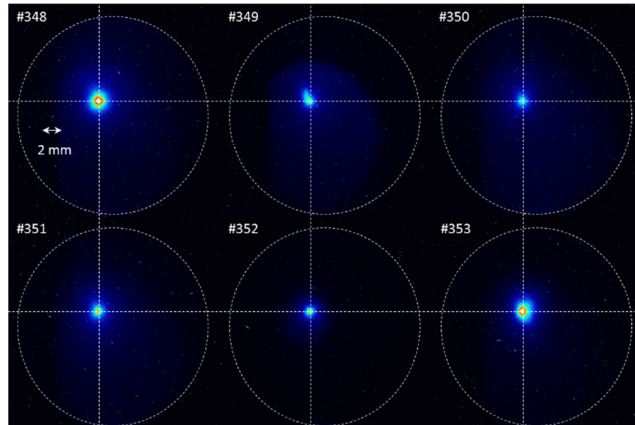


Fig.3 electron spots at the imaging point

### 4. まとめ

本実験では、レーザー航跡場加速から生成した電子ビームを、従来のビームオプティクスを用いて電子源から6.5m輸送することができた。また、四極磁石とピンホールを用いてエネルギー選別を行い、狭いエネルギー幅を持った電子ビームを得ることができた。さらに、電子ビームスポットの位置は毎ショット安定しており、エネルギースペクトルも再現性良く得られた。これらの実験結果から、レーザー航跡場加速電子源を用いた超高速電子線回折実験が可能となった。

### 参考文献

- [1] T. Tajima and J. Dawson, "Laser Electron Accelerator", Phys. Rev. Lett. 43, 267 (1979).
- [2] F. Amiranoff, S. Baton, D. Bernard, B. Cros, D. Descamps, F. Dorchies, F. Jacquet, V. Malka, J. R. Marquès, G. Matthieussent, P. Miné, A. Modena, P. Mora, J. Morillo, and Z. Najmudin, "Observation of Laser Wakefield Acceleration of Electrons" Phys. Rev. Lett. 81, 995(1998).
- [3] T. Hosokai, K. Kinoshita, A. Zhidkov, A. Maekawa, A. Yamazaki, and M. Uesaka, "Effect of External Static Magnetic Field on the Emittance and Total Charge of Electron Beams Generated by Laser-Wakefield Acceleration", Phys. Rev. Lett. 97, 075004(2006).

## 4.7 輻射減衰領域におけるレーザーとクラスター媒質との相互作用に関するシミュレーション研究

### Numerical Study of the Interaction between Laser and Cluster Medium in the Radiation Dominant Regime

岩田 夏弥<sup>1)</sup>, 岸本 泰明<sup>2)</sup>, 福田 祐仁<sup>3)</sup>, 松井 隆太郎<sup>2)</sup>, 長友 英夫<sup>1)</sup>, 疇地 宏<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> 大阪大学レーザーエネルギー学研究センター

<sup>2)</sup> 京都大学大学院エネルギー科学研究科

<sup>3)</sup> 独立行政法人日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究センター

Natsumi IWATA<sup>1)</sup> Yasuaki KISHIMOTO<sup>2)</sup> Yuji FUKUDA<sup>3)</sup> Ryutaro MATSUI<sup>2)</sup>

Hideo NAGATOMO<sup>1)</sup> and Hiroshi AZECHI<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Institute of Laser Engineering, Osaka University

<sup>2)</sup> Graduate School of Energy Science, Kyoto University

<sup>3)</sup> Quantum Beam Science Center, Japan Atomic Energy Agency

To study the interaction between cluster medium and high intensity laser in the radiation dominant regime, we have developed a particle-in-cell code that includes radiation reaction force represented by the Landau-Lifshitz formula. The energy conservation in laser-plasma interaction is confirmed in the intensity regime of  $10^{22}$  W/cm<sup>2</sup> by investigating the time evolution of energy in the system, Poynting energy, and radiation energy calculated from the work done by the radiation reaction force.

**Keywords: Radiation dominant regime, Radiation reaction, Laser-cluster interaction**

#### 1. Introduction

Recently, intensity of high power short pulse lasers has reached the range of  $10^{18-21}$  W/cm<sup>2</sup> where electrons exhibit relativistic behaviors. The laser-matter interaction in such a regime has opened up various applications such as high energy particle acceleration and generation of intense radiation [1]. Depending on the purpose, various state and structure of target material are considered. Mediums composed of clusters, which can be regarded as the intermediate state between solid and gas, are interested due to the high energy absorption leading to efficient ion acceleration [2]. In the electron relativistic regime, the Coulomb explosion can take place for nano-size clusters which generates energetic ions [3]. As one of the applications, nuclear fusion by such cluster ions using laser intensity in the order of  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> was demonstrated [4].

Today, higher intensities of  $I = 10^{22-23}$  W/cm<sup>2</sup>, where ion relativistic motion begins to dominate the interaction dynamics, are expected to be achieved [5]. A key concern in this regime is that the energy of radiation from electrons accelerated by the laser field reaches the range of gamma-ray, and consequently, the energy loss by the radiation emission, i.e., the radiation damping, becomes no longer negligible [6]. Possibility of such an ultraintense laser-plasma interaction to be a source of high-power gamma-ray flash is proposed in Ref. [7] where an overdense plasma target with an optimum density gradient is considered. On the other hand, new acceleration mechanisms for ions

such as radiation pressure acceleration are expected in this regime [8]. For clusters, higher intensity lasers can expel more electrons from cluster core, which leads to the Coulomb explosion of larger clusters and then generates more energetic ions [9].

In our previous study, we have investigated the fundamental dynamics and ion acceleration process in the interaction between cluster mediums and laser in the intensity regime  $I = 10^{22-24}$  W/cm<sup>2</sup> [10]. The results in Ref. [10] were obtained without considering the radiation damping effect. However, as cluster mediums have been found to exhibit higher energy absorption than the solid thin foil, the radiation damping is expected to be important specifically for cluster mediums. Here, to study the radiation reaction effect in the interaction between laser and cluster medium, we have developed a particle-in-cell (PIC) code that includes the radiation reaction force.

## 2. PIC Simulation Including Radiation Reaction

In this study, we perform numerical simulations by using a fully relativistic particle-in-cell code EPIC3D [11]. To study the laser-matter interaction in the radiation dominant regime, we have included the radiation reaction force in the equation of motion for electrons based on the Landau-Lifshitz formula [12]. This formula is considered to be applicable below the laser intensity of quantum regime, in which the wavelength of laser field in the electron rest frame becomes small in the order of the Compton wavelength for the case of single electron motion [13, 14].

Here, we consider the energy conservation in the simulation including the radiation damping. Since the radiation reaction force  $\mathbf{F}_{RR}$  acts as a friction, the work done by the force on electrons, i.e.,  $\mathbf{v} \cdot \mathbf{F}_{RR}$ , corresponds to the energy loss of the system. This energy loss is considered to be the radiated energy. Here, by radiation we indicate electromagnetic waves that are not resolvable having wavelength shorter than the mesh size of the simulation. Since the typical wavelength of radiation by electrons accelerated by laser field of wavelength  $\lambda_L$  is given by  $a_0^{-3}\lambda_L$  for  $a_0 \gg 1$ , the radiation is considered to be well separated from the field in the high intensity regime.

In our simulation, the laser field is excited by an antenna. The input laser energy is determined by the time integration of  $\mathbf{E} \cdot \mathbf{J}_A$  where  $\mathbf{J}_A$  is the antenna current and  $\mathbf{E}$  is electric field. The energy conservation with the antenna source and radiation sink is written as

$$\frac{d\varepsilon_k}{dt} + \frac{\partial\varepsilon_f}{\partial t} + \langle \nabla \cdot \mathbf{S} \rangle = -\langle \mathbf{E} \cdot \mathbf{J}_A \rangle + \langle \mathbf{v} \cdot \mathbf{F}_{RR} \rangle \quad (1)$$

where the angle brackets represent averaging by volume, i.e.,  $\langle a \rangle = \int_V a \, d\mathbf{r} / V$  where  $V$  is the total volume of the system. The first and second terms on the left-hand side (LHS) are the time variation of particle kinetic energy density  $\varepsilon_k$  and field energy density  $\varepsilon_f$  in the system, respectively, which are also averaged by volume. The third term on the LHS corresponds to the Poynting energy flowing out of the system where  $\mathbf{S}$  is the Poynting vector. Note that  $\mathbf{E} \cdot \mathbf{J}_A < 0$  for energy input and  $\mathbf{v} \cdot \mathbf{F}_{RR} < 0$  for energy damping.

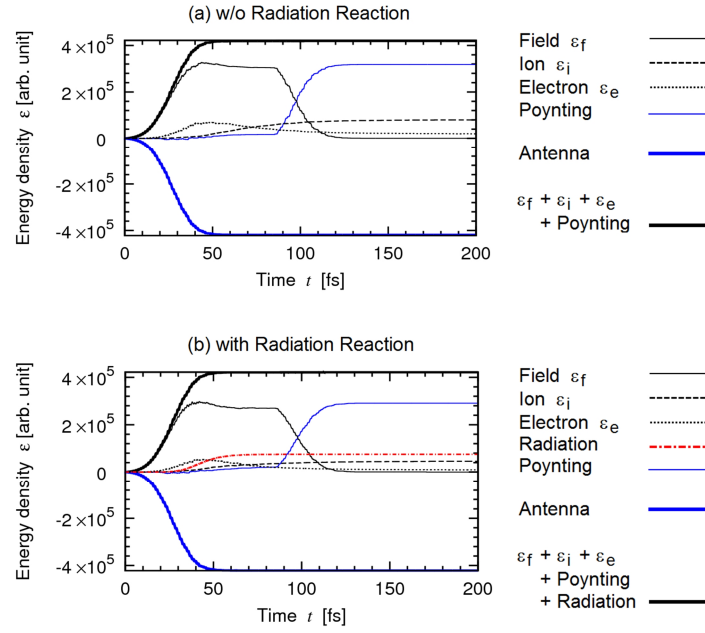


Fig.1 Time evolution of averaged energy density for cases (a) without and (b) with radiation reaction.

### 3. Simulation Results and Discussions

Based on Eq. (1), we check the energy conservation assuming a fully-ionized deuterium plasma with electron density of  $n_e = 4.0 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3} = 24.1 n_c$  where  $n_c$  is the cutoff density for the laser wavelength  $0.82 \mu\text{m}$ . The plasma is distributed uniformly with thickness  $l_y = 3.84 \mu\text{m}$  in the two-dimensional simulation box of length  $L_x = 0.32 \mu\text{m}$  and  $L_y = 20.48 \mu\text{m}$  where the mesh size is  $0.01 \mu\text{m}$ . The boundary conditions for  $x$  and  $y$  directions are periodic and outgoing, respectively. A  $p$ -polarized laser pulse is excited by the antenna located at  $y = 0.02 \mu\text{m}$  and propagates in the  $y$  direction. The laser field is uniform in the  $x$  direction with the Gaussian time profile of duration  $\tau = 40 \text{ fs}$  (FWHM) where the peak value of normalized amplitude is  $a_0 = 200$  which corresponds to the intensity  $I = 8.1 \times 10^{22} \text{ W/cm}^2$ .

In Fig. 1, we show the time evolution of averaged energy density for each term in Eq. (1). Here, the kinetic energy  $\varepsilon_k$  is divided into those for electrons  $\varepsilon_e$  and ions  $\varepsilon_i$ . Figure 1(a) shows the result in the case where the radiation reaction is not taken into account. We see from the field energy  $\varepsilon_f$  that the laser passes through the plasma due to the relativistic transparency and goes out of the simulation box from  $t = 90 \text{ fs}$ . Correspondingly, the Poynting energy grows from the same time. The electron energy  $\varepsilon_e$  increases with the laser incidence and reaches its maximum value at around  $50 \text{ fs}$ , i.e., the laser peak time. After this time, the ion energy is increased while the electrons lose its energy by almost the same gradient, which indicates that the ions are accelerated by the sheath field created by the preceding electrons. The bold solid line represents the time integration of the sum of the LHS of Eq. (1), which is balanced with the antenna energy, i.e., the time integration of  $\mathbf{E} \cdot \mathbf{J}_A$ . On the other hand, Fig. 1(b) corresponds to the case where the radiation reaction is taken into account. Here, the radiation energy, i.e., the time integration of  $-\mathbf{v} \cdot \mathbf{F}_{RR}$ , grows subsequently to the electron energy during  $t = 30\text{-}60 \text{ fs}$ . This indicates that the radiation emission takes place when electrons are interacting with the intense laser field. Electron, ion and Poynting energies at the final time  $t = 200 \text{ fs}$  are decreased compared with the case without radiation reaction by the same amount



as the radiated energy. From this fact, we see that ions are also affected by the radiation reaction to electrons. The bold solid line in Fig. 1(b) represents the time integration of the sum of the LHS of Eq. (1) and the radiation energy. Seeing that the bold line balances with the antenna energy, we can verify the energy conservation of the simulation including the radiation damping. In this simulation, energy conversion from the incident laser to radiation is obtained as 17.8 %.

We have confirmed the energy conservation also for the case of cluster medium (B) in Ref. [10], i.e., the medium composed of solid carbon clusters of radius 160 nm and density  $n_e / n_c = 637$  with packing ratio  $f = 0.21$ . In this case, the energy conversion to radiation for the incident laser of  $a_0 = 50$  is found to be more than 4 times larger than that in the case of solid foil which has the same density and total mass as the cluster medium. This indicates a potential of cluster mediums to be an intense high-energy radiation source. The details will be discussed in future paper.

#### 4. Conclusion

In order to study the laser-matter interaction in the radiation dominant regime, we have developed a particle-in-cell code that includes radiation reaction force represented by the Landau-Lifshitz formula. We presented the energy conservation including the radiation damping in a laser-plasma interaction in the radiation dominant intensity regime by investigating the time evolution of energies of system, Poynting, and radiation calculated from the work done by the radiation reaction force. In future work, based on the developed code, we will study the interaction between cluster medium and ultraintense laser field in the radiation dominant regime, in which cluster mediums are expected to generate radiations with a high conversion efficiency.

#### 5. Acknowledgments

This study was supported by a Grant-in-Aid for JSPS Fellows (No. 26-6405).

#### References

- [1] G. A. Mourou et al., *Rev. Mod. Phys.* **78**, pp. 309-371 (2006).
- [2] Y. Fukuda et al., *Phys. Rev. Lett.* **103**, 165002 (2009).
- [3] Y. Kishimoto, T. Masaki and T. Tajima, *Phys. Plasmas* **9**, pp. 589-601 (2002).
- [4] T. Ditmire et al., *Nature* **398**, pp. 489-492 (1999).
- [5] T. Tajima, Scientific Advisory Committee: Report on the ELI Science (2009).
- [6] A. Zhidkov et al., *Phys. Rev. Lett.* **88**, 185002 (2002).
- [7] T. Nakamura et al., *Phys. Rev. Lett.* **108**, 195001 (2012).
- [8] A. Macchi et al., *Rev. Mod. Phys.* **85**, pp. 751-793 (2013).
- [9] K. Nishihara et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **464** 98 (2001).
- [10] N. Iwata, Y. Kishimoto, R. Matsui and Y. Fukuda, "Laser-matter interaction in cluster medium in the radiation dominated regime: Particle acceleration and radiation", IFSA 2013, Nara, Japan, September 2013.
- [11] Y. Kishimoto and T. Masaki, *J. Plasma Phys.* **72** 971-974 (2006).
- [12] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *The Classical Theory of Fields* (Pergamon, New York, 1994).
- [13] J. K. Koga, *Phys. Rev. E* **70**, 046502 (2004).
- [14] S. V. Bulanov et al., *Phys. Rev. E* **84**, 056605 (2011).

## 4.8 J-KAREN-P に向けた J-KAREN レーザーのアップグレードの 最近の進捗

### Recent Progress in the J-KAREN Laser Upgrade to J-KAREN-P

桐山 博光<sup>1)</sup>, 森 道昭<sup>1)</sup>, ピロジコフ アレクサンダー<sup>1)</sup>, 小倉 浩一<sup>1)</sup>, 西内 満美子<sup>1)</sup>,  
 神門 正城<sup>1)</sup>, 榎 泰直<sup>1)</sup>, 今 亮<sup>1)</sup>, 金崎 真聡<sup>1)</sup>, 田中 宏堯<sup>2)</sup>, 福田 祐仁<sup>1)2)</sup>,  
 甲賀 ジェームス<sup>1)</sup>, 匂坂 明人<sup>1)</sup>, エシルケポフ ティムル<sup>1)</sup>, 林 由紀雄<sup>1)</sup> 小瀧 秀行<sup>1)</sup>,  
 ブラノフ セルゲイ<sup>1)</sup> 近藤 公伯<sup>1)</sup>, ボルトン ポール<sup>1)</sup>, 真柴 雄司<sup>1)3)</sup>, 浅川 誠<sup>3)</sup>,  
 スレザック オンドレジ<sup>4)</sup>, ボジナ デイビッド<sup>4)</sup>, サビカチラ マグダレナ<sup>4)</sup>,  
 ジャンブナサン ベンカテサン<sup>4)</sup>, ルシアネッティー アントニオ<sup>4)</sup>, モーチェック トーマス<sup>4)</sup>

<sup>1)</sup> 独立行政法人日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究センター

<sup>2)</sup> 九州大学大学院 総合理工学府

<sup>3)</sup> 関西大学大学院 システム理工学研究科

<sup>4)</sup> チェコ科学アカデミー 物理学研究所 HiLASE

Hiromitsu KIRIYAMA<sup>1)</sup>, Michiaki MORI<sup>1)</sup>, Alexander S. PIROZHKO<sup>1)</sup>, Koichi OGURA<sup>1)</sup>,  
 Mamiko NISHIUCHI<sup>1)</sup>, Masaki KANDO<sup>1)</sup>, Hironao SAKAKI<sup>1)</sup>, Akira KON<sup>1)</sup>, Masato KANASAKI<sup>1)</sup>,  
 Hirotaka TANAKA<sup>2)</sup>, Yuji FUKUDA<sup>1)2)</sup>, James KOGA<sup>1)</sup>, Akito SAGISAKA<sup>1)</sup>, T. Zh. ESIREKEPOV<sup>1)</sup>,  
 Yukio HAYASHI<sup>1)</sup>, Hideyuki KOTAKI<sup>1)</sup>, Sergei V. BULANOV<sup>1)</sup>, Kiminori KONDO<sup>1)</sup>, Paul R. BOLTON<sup>1)</sup>,  
 Yuji MASHIBA<sup>1)3)</sup>, Makoto R. ASAKAWA<sup>3)</sup>, Ondrej SLEZAK<sup>4)</sup>, David VOJNA<sup>4)</sup>,  
 Magda SAWICKA-CHYLA<sup>4)</sup>, Venkatesan JAMBUNATHAN<sup>4)</sup>, Antonio LUCIANETTI<sup>4)</sup> and  
 Tomas MOCEK<sup>4)</sup>

<sup>1)</sup> Quantum Beam Science Center, Japan Atomic Energy Agency

<sup>2)</sup> Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University

<sup>3)</sup> Faculty of Science and Engineering, Kansai University

<sup>4)</sup> HiLASE, Institute of Physics, Academy of Science of the Czech Republic

We describe recent progress on the J-KAREN laser upgrade to J-KAREN-P to realize  $10^{22}$  W/cm<sup>2</sup> at 0.1 Hz. We have successfully generated over 20 J broadband pulses with high spatio-temporal quality at 0.1 Hz. The pulses will be further amplified in the final amplifier pumped with ~90 J green lasers to ~55 J, and then be finally recompressed to ~30 fs with ~70 % of the throughput.

**Keywords: Chirped-pulse amplification (CPA), Ti:sapphire lasers, Optical parametric chirped-pulse amplification (OPCPA)**

#### 1. Introduction

The J-KAREN laser system is the flagship system at the Kansai Photon Science Institute (KPSI) of the Japan Atomic Energy Agency (JAEA) [1]. The system produced the uncompressed output pulse energy of 29 J, indicating the capability for reaching a peak power of ~600 TW peak power at single-shot. With ~200

TW power, this system generated high intensity of  $\sim 10^{21}$  W/cm<sup>2</sup> on target with high temporal contrast of  $\sim 10^{12}$  [2].

We have started the upgrade of the J-KAREN laser to J-KAREN-P laser from April 2014. The J-KAREN-P laser will be able to provide  $\sim$ PW peak power pulses at a repetition rate of 0.1 Hz with an intensity capability surpassing  $\sim 10^{22}$  W/cm<sup>2</sup> on target. Such characteristics will allow the generation of ultra-intense and ultra-short sources of particles, coherent and high energetic X rays in regimes, which have not been studied to date.

### 2. Optical architecture

The overall schematic diagram of the J-KAREN-P laser system is shown in Fig. 1. The high-spatiotemporal-quality output pulses [3] with  $\sim 10^{12}$  temporal contrast and uniform spatial intensity distribution from the power amplifier are up-collimated to  $\sim 50$  mm and are further amplified in the booster amplifier. The previous booster amplifier was pumped by a single-shot Nd:glass green laser. In this upgrade, this amplifier stage (named booster amplifier-1), which uses an 80 mm diameter Ti:sapphire crystal, is pumped with  $\sim 45$  J of two commercial Nd:glass green lasers at a 0.1 Hz repetition rate. The pulses will be then up-collimated to  $\sim 80$  mm and be further amplified in an additional larger-aperture Ti:sapphire booster amplifier (named booster amplifier-2), which uses a 120 mm diameter Ti:sapphire crystal, which will be pumped at 0.1 Hz with  $\sim 90$  J from four commercial Nd:glass pump lasers. The wavefront distortion of the laser beam will be corrected by two deformable mirrors in the laser chain. The amplified beam will be up-collimated to  $\sim 250$  mm and be finally recompressed in a grating-based compressor consisting of four 1480 groove/mm Au coated gratings. The size of each grating is 565 mm x 360 mm.

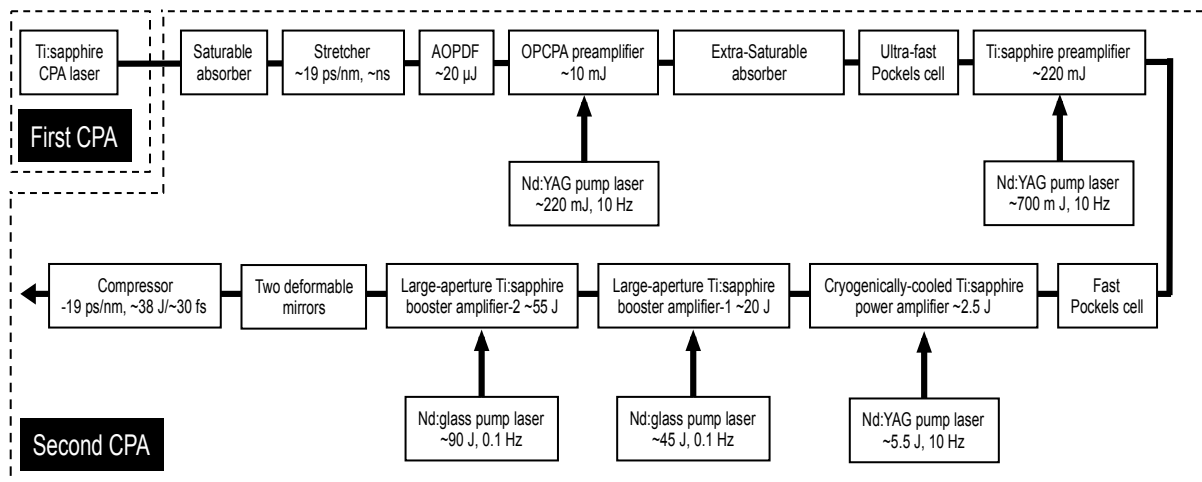


Fig. 1 Block diagram of the J-KAREN-P laser system.

### 3. System performance

Amplified broadband output energies from the booster amplifier-1 are shown in Fig. 2. The maximum output energy of 20.5 J is obtained with an incident pump energy of 44.7 J with a good pump-to-IR

conversion efficiency of 46 %. As can be seen in Fig. 2, the experimental data fit the theoretical curve well based on the Frantz-Nodvik simulation [4]. The amplified spectral bandwidth of  $\sim 55$  nm (FWHM) is obtained from this amplifier as shown in Fig. 3. The near-field spatial profile of the amplified laser beam has a homogeneous and uniform spatial intensity distribution.

Based on the Frantz-Nodvik simulation, the achievable broadband energy from the booster amplifier-2 is estimated to be  $\sim 55$  J. Assuming  $\sim 70$  % of the compressor throughput and  $\sim 30$  fs for the recompressed pulse duration, the peak power is expected to be over PW level with the repetition rate of 0.1 Hz.

Two deformable mirrors are being employed to correct the wavefront distortion to realize a near diffraction-limited focal spot. The smaller one (95 mm diameter) will be corrected the wavefront distortion for the laser system. The larger one (180 mm diameter) will be used for the distortion of the beam transportation line. With an  $f/1.4$  off-axis parabolic (OAP) mirror, the focused intensity of  $10^{22}$  W/cm<sup>2</sup> is expected.

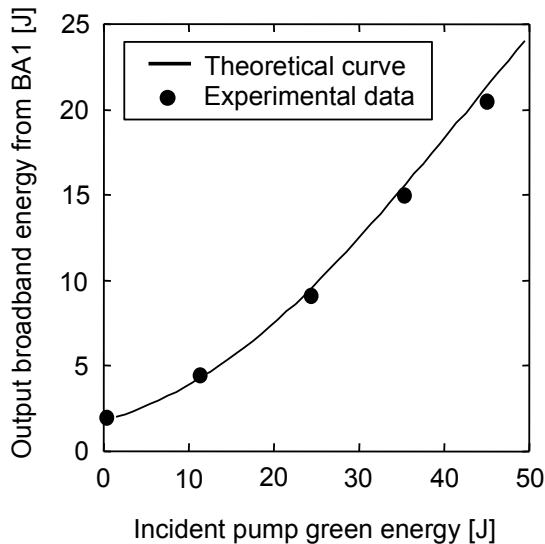


Fig. 2 Measured output energy from BA1.

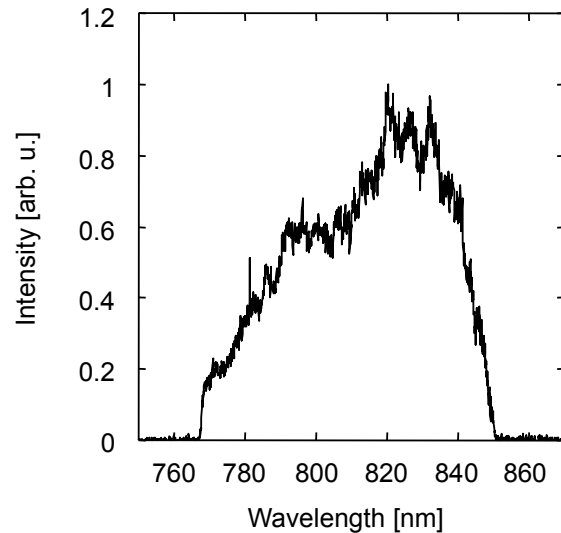


Fig. 3 Measure spectrum from BA1.

#### 4. Conclusion

The J-KAREN laser system at KPSI of JAEA is one of the leading facilities in the provision and application of ultra-high intensity lasers to broad communities [1]. A further upgrade has been started to maintain this world-leading status. We suppose that the implementation will be finished in 2015. As a first step, J-KAREN-P laser will be used for  $>100$  MeV proton generation and  $\sim$ keV ultra-short X-ray generation. KPSI at JAEA has delivered major new facilities to ensure that its research communities can continue successful and inspiring operation at the forefront of their respective fields.

#### Acknowledgement

The authors acknowledge contribution by the Kansai Photon Science Institute staff at the Japan Atomic Energy Agency. They sincerely thank the J-KAREN operation team for their technical support.

**References**

- [1] H. Kiriya et al., IEEE J. Quantum. Electron., **21** 1601118 (2014).
- [2] K. Ogura, et al., Opt. Lett., **37**, pp. 2868-2870 (2012).
- [3] H. Kiriya, et al., Opt. Lett., **37**, pp. 3363-3365 (2012).
- [4] L. M. Frantz and J. S. Nodvik, J. Appl. Phys., **103**, pp. 2346-2349 (1963).

## 4.9 テラワットレーザー励起により金属箔ターゲットの後方に放射された高強度 THz 波放射Ⅲ

### High-power Terahertz Radiation from the Back of Metal Foil Target III

菜嶋 茂喜

大阪市立大学大学院 工学研究科

Shigeki NASHIMA

Department of Applied Physics, Graduate School, Osaka City University

We have investigated the correlation between terahertz radiation power characteristics and high-energy electron beam characteristics emitted from the back of Ti foil target excited by J-LITE system. We found that both radiation power and electron beam density were significantly increased as the excitation laser power increased. It is suggested that the intense picosecond dipole moment would be generated by accelerated relativistic electrons when the intense laser pulse generates a high density of electrons by tunnel ionization.

**Keywords: Terawatt laser, terahertz (THz) radiation, laser plasma**

#### 1. はじめに

レーザー・プラズマ相互作用によって高強度なテラヘルツ波（以後、THz 波と記す）が発生することを Hamster らが報告したのを機に、以後、幾つかの発生機構を指摘する幾つかの報告がなされている[1,2]. これに対して、放射 THz 波の角度特性や偏光特性および高速電子のエネルギースペクトル計測は、幾つかの予想される放射機構の可能性を議論する上で重要である. これまで我々は、JLITE-X システムを用いて固体ターゲットである Ti 箔を励起し、そこから放射される THz 波を調べてきた. これまでの実験結果より、Ti 箔の裏面（励起レーザーが透過する）の方向にも THz 波が発生していることが明らかになった. そこで本研究では、ターゲット裏面に放射された THz 波と高速電子ビームのスペクトル計測を実行し、両者の相関関係を調べた.

#### 2. 実験方法

Figure 1 に実験配置図を示す[3,4]. 励起レーザーに用いた JLITE-X システムを用いて、是迄と同じ励起条件で  $5 \mu\text{m}$  厚の Ti 箔に照射した. THz 波および電子ビームの計測は、仰角を  $0^\circ$  ( $\theta = 90^\circ$ ) と一定にして、方位角  $\varphi = 225^\circ$  と  $270^\circ$  の方向で行った.

#### 3. 結果および考察

Figure 2(a)および(b)は、ターゲット裏面方向における THz 波放射の偏光特性と放射強度の励起光強度依存性の結果である. 図中の縦軸の信号強

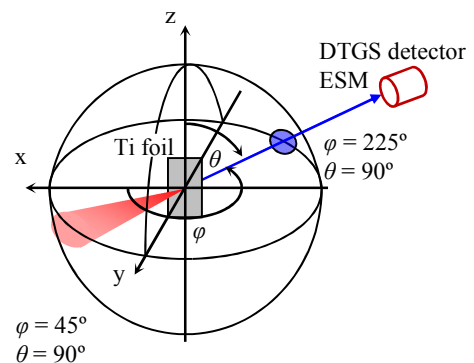


Fig. 1 Schematic diagram of experimental set-up used for THz wave and high energy electron detection.

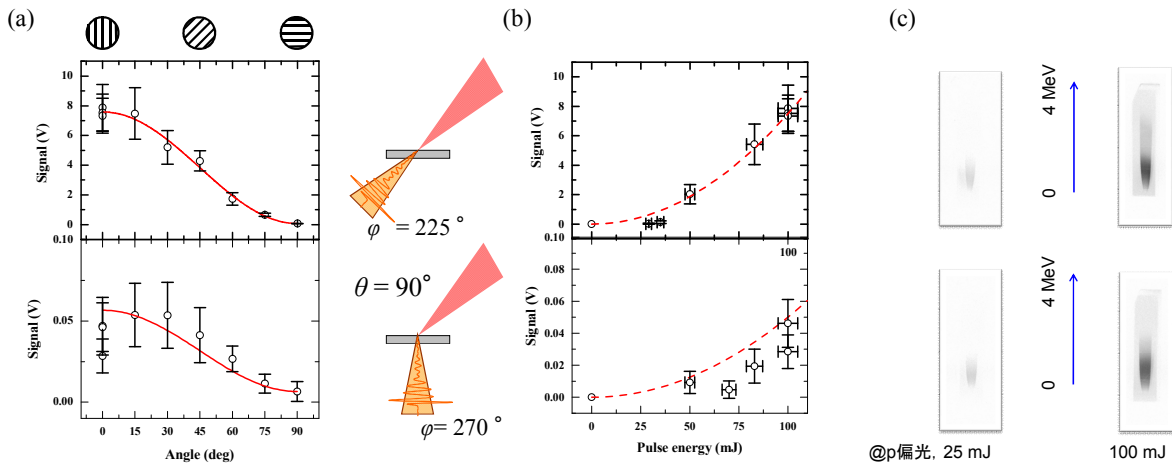


Fig. 2 (a) Polarization characteristics of terahertz radiation at  $\phi = 225^\circ$  (upside),  $270^\circ$  and  $\theta = 90^\circ$  (downside), respectively. (b) THz radiation power characteristics vs. laser pulse energy. Dashed lines show curve fittings as a function of power of a number for laser pulse energy. (c) Electron beam spectra vs. laser pulse energy with energy of 25mJ (left hand) and 100 mJ (right hand).

度は、伝搬経路に含まれる各種フィルターの透過率を考慮に入れて元の信号強度に換算した数値である。Fig. 2(a)より、放射 THz 波は入射面に平行な直線偏光を有していることがわかる。また、Fig. 2(b)より、THz 波放射強度は、励起光強度に対して急激に増加する傾向を示していることがわかる。そして、Fig. 2(c)より、電子ビーム特性は、 $\phi = 225^\circ$  と  $270^\circ$  のいずれの方向においても 25 mJ のときは発生する電子数が少ないが、100 mJ では大きく増加し、そのエネルギーは 4 MeV 付近まで達している。これらの結果より、ターゲット裏面の THz 波放射と高速電子ビーム発生とは強い相関関係があると言え、高速電子ビーム発生時に伴う、過渡的で大きな分極が発生していたことが予想される。

#### 4. まとめ

本研究では、Ti 箔ターゲット裏面方向の THz 波の放射特性と高速電子ビーム特性との関係を調べた。その結果、THz 波強度と同時に発生している高速電子との相関関係があることが明らかになった。この結果より、放射 THz 波の特性が高速電子バンチ発生初期過程に大きく関係していることが示唆され、高速電子ビーム発生などの発生課程を知る有用な情報を得ることができると考えられる。

#### 参考文献

- [1]. H. Hamster *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) pp. 2725-2728.
- [2]. W. P. Leemans *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) pp. 74802-74804.
- [3]. S. Nashima *et al.*, Proc. of 7<sup>th</sup> Symposium on Advanced Photon Research, JAEA-Conf 2007-001 (2007) pp. 129-132.
- [4]. S. Nashima *et al.*, Proc. of 8<sup>th</sup> symposium on Advanced Photon Research, JAEA-Conf 2008-007 (2008) pp. 81-84.

## 4.10 Theoretical Study on Isotope-selective Vibrational Excitation of Diatomic Molecules by Optical Pulses

Akira ICHIHARA and Keiichi YOKOYAMA

Quantum Beam Science Center, Japan Atomic Energy Agency

We explored pulse parameters to excite vibrational states of the lithium chlorides (LiCl) whose rotational states are excited isotope-selectively using a frequency comb. We employed optical pulses with the Gaussian envelope. The excitation process was evaluated on the basis of the close-coupling calculation. The results indicated that the isotope-selective vibrational excitation is induced effectively by selecting the spectral frequencies by referring to the molecular transition frequencies in the P-branch.

**Keywords: isotope separation, LiCl, vibrational excitation, close-coupling, frequency comb**

### 1. Introduction

Recently, we proposed a method for isotope-selective rovibrational excitation of diatomic molecules in the gas phase using two kinds of optical pulses toward the isotope separation of long-lived fission products produced in atomic energy power plants.[1] In this method, the terahertz frequency comb is irradiated to molecules to excite the rotational ( $J$ ) states isotope-selectively. Then, the vibrational ( $v$ ) states of high  $J$  molecules are excited via the transitions between the ( $v, J$ ) and ( $v+1, J-1$ ) states in the P-branch using the second pulse. If the isotope-selective vibrational excitation is realized, the selected isotope elements may be extracted by photodissociation or photoionization. In this study, we investigated how the pulse parameters affect the isotope-selective vibrational excitation. The  ${}^7\text{Li}^{35}\text{Cl}$  and  ${}^7\text{Li}^{37}\text{Cl}$  molecules were employed as test molecules, and  ${}^7\text{Li}^{37}\text{Cl}$  was excited selectively.

### 2. Computational method

The computer simulations were performed by the close-coupling (CC) method with an accurate ab initio adiabatic potential and the dipole moment.[1] Interaction between the pulse and the molecule was given by the product of the pulse electric field and the molecular dipole moment. In this work, 400-600 rovibrational ( $v=0-9$  or  $0-14$ ,  $J=0-39$ ) states were taken into account.

Initially, the frequency comb (with 40 teeth, the frequency interval  $4.212 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ , the peak field  $5.7 \times 10^5 \text{ V/cm}$ , and the pulse duration  $1.899 \times 10^{-10} \text{ s}$ ) was irradiated to the  ${}^7\text{Li}^{35}\text{Cl}$  and  ${}^7\text{Li}^{37}\text{Cl}$  molecular ensembles whose rotational states took the thermal distribution at 70 K. Fig. 1 shows the rotational population distributions obtained after the frequency comb irradiation.  ${}^7\text{Li}^{37}\text{Cl}$  was excited up to  $J \sim 32$  while  ${}^7\text{Li}^{35}\text{Cl}$  was excited up to  $J \sim 22$ . These population distributions were used as the input of this study. It is pointed out that the vibrational excitation by the frequency comb was negligible.



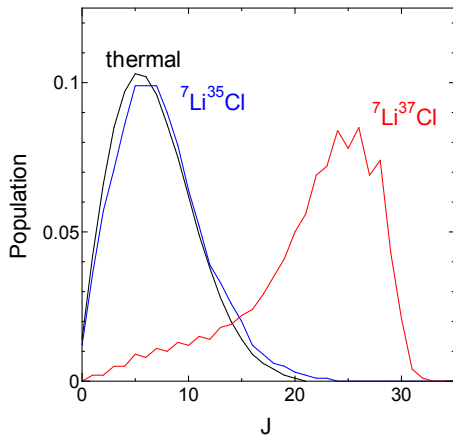


Fig. 1. Rotational population distributions of  ${}^7\text{Li}^{35}\text{Cl}$  and  ${}^7\text{Li}^{37}\text{Cl}$  after the frequency comb irradiation.

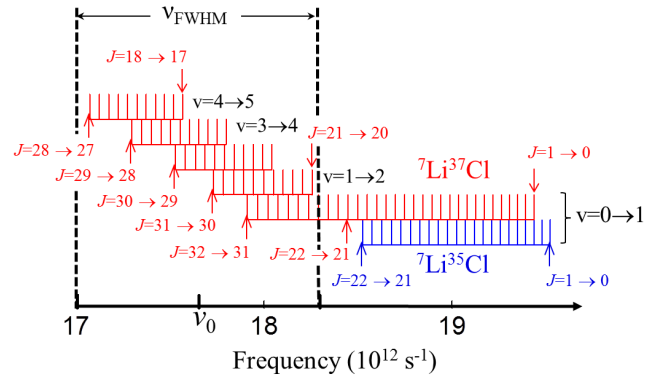


Fig. 2. Transition frequencies in the P-branch.

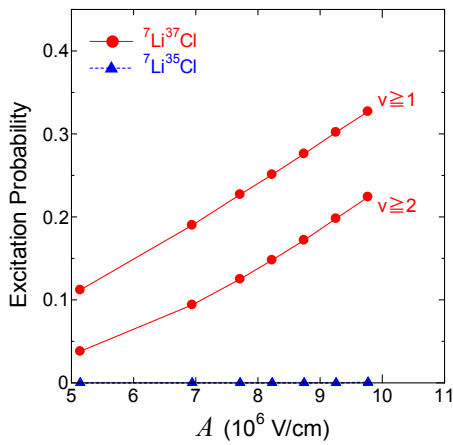


Fig. 3. The  $A$  dependence of excitation probability.

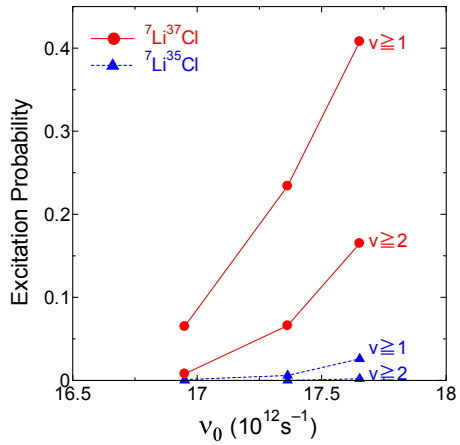


Fig. 4. The  $\nu_0$  dependence of excitation probability.

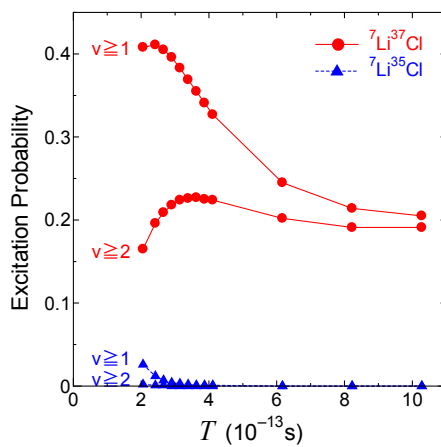


Fig. 5. The  $T$  dependence of excitation probability.

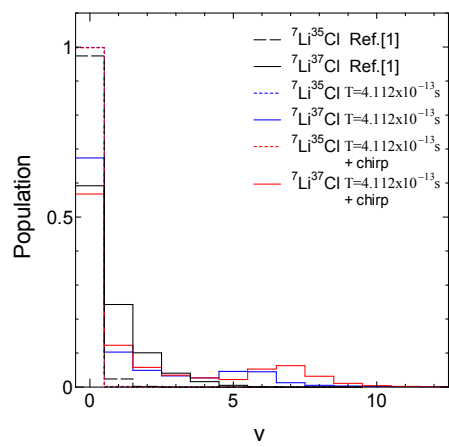


Fig. 6. Vibrational population distributions.

The pulse field  $E(t)$  for exciting  ${}^7\text{Li}^{37}\text{Cl}$  vibrational states was given as a function of time  $t$  by

$$E(t) = A \cos\{2\pi\nu_0(t - \delta)\} \exp\{-(t - \delta)^2 / (2T^2)\} \quad (1)$$

where  $A$  is the field amplitude,  $\nu_0$  is the center frequency,  $\delta$  is the delay time from the comb irradiation, and  $T$  determines the full width at half maximum (FWHM) of the Gaussian envelope. The transition frequencies in the P-branch are indicated in Fig. 2. By referring to Fig. 2, the center frequency  $\nu_0$  and its FWHM  $\nu_{\text{FWHM}}$  were estimated so as not to excite  ${}^7\text{Li}^{35}\text{Cl}$ , but excite  ${}^7\text{Li}^{37}\text{Cl}$ . The parameter  $T$  was evaluated using the relation  $T = (\ln 2)^{1/2} / (\pi \nu_{\text{FWHM}})$ .

### 3. Results

In order to investigate the isotope-selective vibrational excitation of  ${}^7\text{Li}^{37}\text{Cl}$ , the parameter values ( $A = 9.77 \times 10^6$  V/cm,  $\nu_0 = 17.7 \times 10^{12}$  s<sup>-1</sup>,  $\delta = 2.018 \times 10^{-10}$  s, and  $T = 2.056 \times 10^{-13}$  s) in [1] were taken as initial values. The effect of each parameter was evaluated by keeping other parameters fixed. Figs. 3 to 5 show the parameter dependence of vibrational excitation probabilities for  $A$ ,  $\nu_0$ , and  $T$ , respectively. In Fig. 3 the  ${}^7\text{Li}^{37}\text{Cl}$  vibrational excitation probability increases monotonically with the increase of  $A$ . Thus the  $A$  dependence may be predicted. In Fig. 4, the isotope selective excitation is sensitive to the center frequency  $\nu_0$ . In Fig. 5 the excitation probability depends on the parameter  $T$ , but the effect is secondary compared to  $\nu_0$ . Also, we confirmed that the vibrational excitation probability is hardly affected by the delay time  $\delta$ .

From above calculations, we selected  $T = 4.112 \times 10^{-13}$  s and obtained a result as shown in Fig. 6. Nearly 10 percent of  ${}^7\text{Li}^{37}\text{Cl}$  was excited into the  $v \geq 5$  states, and the  ${}^7\text{Li}^{35}\text{Cl}$  excitation probability was reduced to less than 1 percent. Moreover, we could improve the isotope-selective excitation by introducing a linear chirp  $\nu_0 [ 1 - 0.01 (t - \delta) / \{ (2 \ln 2)^{1/2} T \} ]$  in frequency. It is seen from Fig. 6 that we can move the vibrational population to higher states using the down-chirp.

### 4. Conclusions

We explored the pulse parameters for the vibrational excitation of LiCl whose rotational state was excited isotope-selectively by a frequency comb. The computer simulations were carried out with pulses having the Gaussian envelope. The spectral frequencies were estimated by referring to the molecular transition frequencies in the P-branch. We could obtain following results. (1) The isotope-selective vibrational excitation is most sensitive to the center frequency  $\nu_0$ . (2) The excitation probability increases with the increase of the field strength  $A$ , and the effect is predictive. (3) The effect of the pulse width  $T$  is secondary compared to  $\nu_0$ . (4) The linear down-chirp can improve the excitation probability. (5) The vibrational excitation is hardly affected by the delay time  $\delta$ .

### References

- [1] A. Ichihara, L. Matsuoka, Y. Kurosaki and K. Yokoyama, Abstract in 1<sup>st</sup> Optical Manipulation Conference (OMC'14), OMC p3-15, Yokohama, 2014 (USB Flash Drive).

## 4.11 短パルスレーザーで作製した耐熱 FBG センサの応用と量産化技術の 開発

### Applications and Mass Production of a Heat Resistant FBG Sensor by Pulse Laser Processing

下村 拓也, 西村 昭彦, 竹仲 佑介, 寺田 隆哉, 大道 博行  
独立行政法人日本原子力研究開発機構  
量子ビーム応用研究センター レーザー共同研究所

Takuya SHIMOMURA, Akihiko NISHIMURA, Yusuke TAKENAKA, Takaya TERADA and  
Hiroyuki DAIDO  
Applied Laser Technology Institute,  
Quantum Beam Science Center, Japan Atomic Energy Agency

We have been developing a heat resistant strain sensor for structural health monitoring of high temperature piping system in nuclear facilities. We already succeeded to fabricate heat resistant Fiber Bragg Grating (FBG) sensors by femtosecond laser processing and developed the installation technique on a pipeline of nuclear facilities, using a laser microscopic machining system and metal adhesive. In addition, we are promoting various applications using the FBG sensors. To supply the FBG sensors stably for these applications, the mass production method using a J-LITE X laser was experimentally demonstrated.

**Keywords: Pulse laser processing, FBG strain sensor, Heat resistant performance**

#### 1. はじめに

レーザー共同研究所では、原子力プラントなどの耐震モニタリングを目的として、短パルスレーザーによって通信用光ファイバのコア部分に FBG=“Fiber Bragg Grating”を形成することで作製した、歪み・温度センサの実用化を進めている。短パルスレーザーによる非加熱の不可逆加工で作製した FBG センサは、市販の紫外レーザー光干渉露光方式の FBG センサと比べて圧倒的に高い耐熱性を有し、800 度以上まで加熱されてもコア内の回折格子構造が保持されるため、高温環境に晒される配管や機材の微細な振動や変形を検知する検出器としての応用が期待できる。

一方で、この優れた特性を活かしきることができず、耐熱 FBG センサの利用は実験室程度の規模に留まっているのが現状であり、その最大の理由は、ファイバと取り付ける対象物を強固に密着させ、なおかつ現場で容易に実施できる設置手段の検討が不十分なためである。ここでは、このような現状を打開し FBG センサを原子力プラントで利用するための、実規模プラントでの試験計測に向けた取り組みと、センサの量産化に向けた技術開発の進捗について述べる。

#### 2. 耐熱 FBG センサを用いた実規模プラントでの試験計測の準備

日本原子力研究開発機構では、平成 19 年に関西光科学研究所（京都府木津川市）においてフェ

ムト秒レーザーの微細加工技術を応用した耐熱 FBG センサの開発が開始され、平成 21 年以降はレーザー共同研究所（福井県敦賀市）でその加工精度の向上や配管への実装方法の開発などが進められてきた[1][2]。この過程の中でフェムト秒レーザーパルスによる点描加工法での耐熱 FBG センサの作製技術を確立し、現在は敦賀市白木地区に建設中のナトリウム試験施設内のループ配管に作製したセンサを取り付けて、実地での試験計測に向けた準備を進めている (Fig. 1)。

この試験施設では最高温度 550 度、最大 1.55 リットル毎分の流量でナトリウムが循環する。その配管中で歪みが最も顕著となるエルボ配管の腹部分に取り付けた耐熱 FBG センサを使用して、加速度センサ・熱電対等の従来のセンサとの性能比較や、常時高温となるセンサの耐用性調査などの実地試験を行う。これらの試験は、平成 27 年に計画されているループ配管へのナトリウム充填から始まるナトリウム試験施設の運用を通じて長期間に渡って実施することを想定しているため、耐熱 FBG センサの取り付けに際しては、検出部の接着に耐熱性の金属接着剤を用い、さらに検出部につながる光ファイバをステンレス製の保護チューブに通して外部に取り出すことにより、容易に剥離や断線が生じないような堅牢性を有する構造とした。

センサの設置時には、配管表面に機械研磨と脱脂洗浄の後にニッケルと金の二重メッキを施し、表層の UV 硬化樹脂を機械的に除去した光ファイバを金属接着剤により密着させた。金属接着剤は銀微粒子を溶媒に分散させたもので、200 度で硬化し 900 度までの耐熱性を示す。また、配管と金属接着剤の線膨張係数は 17~19ppm でありほぼ等しいが、石英製のファイバの線膨張係数は 1ppm 以下であるため、金属接着剤の接着力が発現するまで配管と光ファイバの間には滑りが生じる。このため、取り付け箇所を温風加熱によって 200 度で 1 時間保持する間に両者は強固に固着されるが、その後室温まで冷却された状態では、光ファイバには圧縮応力が発生する。このことから、現実には光ファイバと金属接着剤の間の応力が許容される上限が存在すると考えられる。

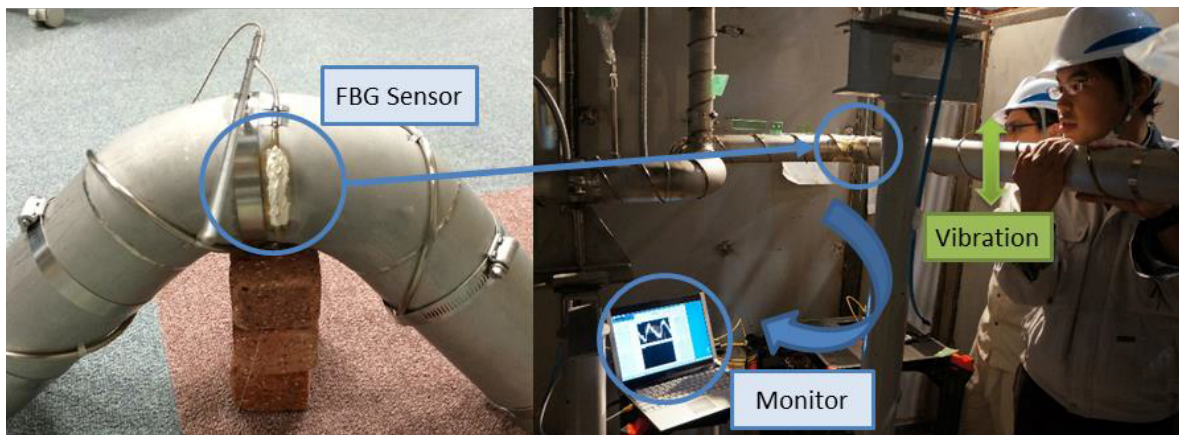


Fig.1 An elbow of the sodium loop line and the FBG sensor installation

### 3. 耐熱 FBG センサの量産に向けたアプローチ

上述のような実規模プラントでの試験計測の準備を進める一方で、コンクリート中に生じる応力の測定や発電機用タービンの隙間測定など、作製した耐熱 FBG センサを新たな分野に応用する共同研究が展開されつつあり、それらの試験にも安定してセンサを供給できるような量産手法の確立が現在の急務となっている。このため、これまでに干渉投影加工法と高速点描加工法という二つの手法によるセンサの量産化に着手した。

干渉投影加工法は一つのレーザーパルスをバイプリズムで干渉させることにより干渉島の間隔

で多点を同時に加工する手法で、シリコンウェハの波状加工などに用いられている加工法を応用したものである (Fig. 2) [3]。実際に光ファイバの加工を行う前段階として、まずは関西光科学研究所のフェムト秒レーザー装置 J-LITE X を使用した石英ガラス板の加工試験を行い、出力などの照射条件を最適化することによってシングルショットで石英ガラス板内に等間隔の点状加工を施すことに成功した。現在は光ファイバのコア中心に正確にレーザー光の焦点を合わせる手法の最適化に取り組んでおり、これらの技術を組み合わせてシングルショットでの FBG 形成を目指している。

高速点描加工法はこれまでに確立した直進ステージを使用した点描加工法を改良する手法で、従来用いている光源より高繰り返し動作の光源と、その動作に追従できる高速の直進ステージを組み合わせることによって、加工速度と加工精度の向上を目指すものである。光源には波長  $1\mu\text{m}$  のピコ秒レーザーを用い、二倍波もしくは三倍波を使って加工距離間隔を小さくすることで FBG センサの高性能化につなげることも視野に入れており、併せて直進ステージをリニアモータ駆動とすることで、従来の 1000 倍以上の速度での点描加工を可能とする (Fig. 3)。この手法でも光ファイバの加工試験の前段階としてデモ機を使った石英ガラス板への加工試験を実施し、従来の点描加工法との加工痕の比較では良好な結果を得ることができた。今後、機材一式が整備される平成 26 年度中を目処に光ファイバの加工試験実施を目指している。

FBG センサの量産は、試験へのセンサの安定供給のみが目的ではなく、加工精度の高度化によるセンサの性能向上や、将来の実用化のための生産費用低減にもつながる。

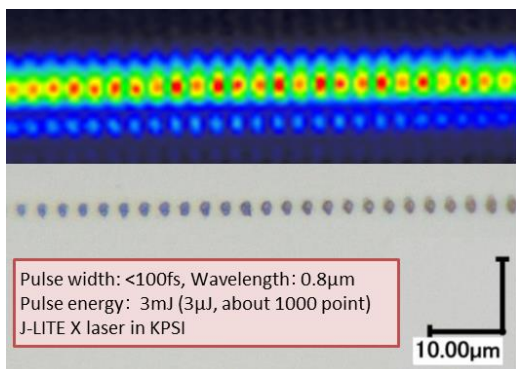


Fig.2 Interference beam pattern and refractive index modulation on a fused silicate glass

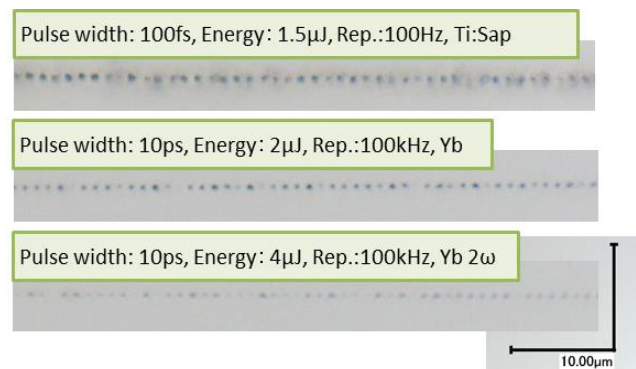


Fig.3 Processing test on a fused silicate glass by high repetitive picosecond laser pulses

#### 4. 今後の展望

光ファイバと金属接着剤の間に発生する応力として許容できる応力の上限を知ることは、材料物性の観点から重要な技術開発課題である。一方、ナトリウム試験施設での試験計測の準備は着々と進められており、ナトリウム循環時の試験計測が順調に進められれば実用化への大きな一歩となる。このため、技術開発の推進と関係各所との連携を深め、着実な進捗を目指す。

また、量産化のための新たな加工法には一定の目処がつき、今後は実際の光ファイバの加工試験へとシフトしていくが、並行してセンサの性能向上や取り付け手法の多様化などにも引き続き取り組むことにより、耐熱 FBG センサの様々な用途への応用を目指していきたい。

最後に、本稿で紹介した J-LITE X を使用した実験にあたっては、小倉 浩一 研究副主幹、今 亮

研究員をはじめとする関西光科学研究所の皆様にも多大なご協力を頂いたことを深く感謝致します。

#### 参考文献

- [1] Y. Shimada, and A. Nishimura, *Journal of Laser Micro/Nanoengineering*, **8**, (2013) 110.
- [2] A. Nishimura, et al., *Journal of Laser Micro/Nanoengineering*, **9**, (2014) 221.
- [3] O. Konda, et al., 2013 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim, WPE-10.

付録 集合写真



第15回光量子科学研究シンポジウム 平成26年11月13-14日 関西光科学研究所（木津）  
The 15th Symposium on Advanced Photon Research 13-14 Nov. 2014 Kansai Photon Science Institute, JAEA



口頭発表の様子



ポスターセッション、ゲストネット接続



施設見学の様子（J-KAREN レーザー装置）



多目的ホール（関西光科学研究所）

This is a blank page.



# 国際単位系 (SI)

表1. SI 基本単位

基本量	SI 基本単位	
	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質량	モル	mol
光度	カンデラ	cd

表2. 基本単位を用いて表されるSI組立単位の例

組立量	SI 組立単位	
	名称	記号
面積	平方メートル	m <sup>2</sup>
体積	立方メートル	m <sup>3</sup>
速度	メートル毎秒	m/s
加速度	メートル毎秒毎秒	m/s <sup>2</sup>
波数	毎メートル	m <sup>-1</sup>
密度, 質量密度	キログラム毎立方メートル	kg/m <sup>3</sup>
面積密度	キログラム毎平方メートル	kg/m <sup>2</sup>
比体積	立方メートル毎キログラム	m <sup>3</sup> /kg
電流密度	アンペア毎平方メートル	A/m <sup>2</sup>
磁界の強さ	アンペア毎メートル	A/m
量濃度 <sup>(a)</sup> , 濃度	モル毎立方メートル	mol/m <sup>3</sup>
質量濃度	キログラム毎立方メートル	kg/m <sup>3</sup>
輝度	カンデラ毎平方メートル	cd/m <sup>2</sup>
屈折率 <sup>(b)</sup>	(数字の)	1
比透磁率 <sup>(b)</sup>	(数字の)	1

(a) 量濃度 (amount concentration) は臨床化学の分野では物質濃度 (substance concentration) ともよばれる。  
 (b) これらは無次元量あるいは次元1をもつ量であるが、そのことを表す単位記号である数字の1は通常は表記しない。

表3. 固有の名称と記号で表されるSI組立単位

組立量	SI 組立単位			
	名称	記号	他のSI単位による表し方	SI基本単位による表し方
平面角	ラジアン <sup>(b)</sup>	rad	1 <sup>(b)</sup>	m/m
立体角	ステラジアン <sup>(b)</sup>	sr <sup>(c)</sup>	1 <sup>(b)</sup>	m <sup>2</sup> /m <sup>2</sup>
周波数	ヘルツ <sup>(d)</sup>	Hz		s <sup>-1</sup>
力	ニュートン	N		m kg s <sup>-2</sup>
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m <sup>2</sup>	m <sup>-1</sup> kg s <sup>-2</sup>
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N m	m <sup>2</sup> kg s <sup>-2</sup>
仕事率, 工率, 放射束	ワット	W	J/s	m <sup>2</sup> kg s <sup>-3</sup>
電荷, 電気量	クーロン	C		s A
電位差 (電圧), 起電力	ボルト	V	W/A	m <sup>2</sup> kg s <sup>-3</sup> A <sup>-1</sup>
静電容量	ファラド	F	C/V	m <sup>2</sup> kg <sup>-1</sup> s <sup>4</sup> A <sup>2</sup>
電気抵抗	オーム	Ω	V/A	m <sup>2</sup> kg s <sup>-3</sup> A <sup>-2</sup>
コンダクタンス	ジーメン	S	A/V	m <sup>2</sup> kg <sup>-1</sup> s <sup>3</sup> A <sup>2</sup>
磁束	ウェーバ	Wb	Vs	m <sup>2</sup> kg s <sup>-2</sup> A <sup>-1</sup>
磁束密度	テスラ	T	Wb/m <sup>2</sup>	kg s <sup>-2</sup> A <sup>-1</sup>
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A	m <sup>2</sup> kg s <sup>-2</sup> A <sup>-2</sup>
セルシウス温度	セルシウス度 <sup>(e)</sup>	°C		K
光路長	ルーメン	lm	cd sr <sup>(c)</sup>	cd
放射線量	ルクス	lx	lm/m <sup>2</sup>	m <sup>-2</sup> cd
放射性核種の放射能 <sup>(f)</sup>	ベクレル <sup>(d)</sup>	Bq		s <sup>-1</sup>
吸収線量, 比エネルギー分与, カーマ	グレイ	Gy	J/kg	m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup>
線量当量, 周辺線量当量, 方向性線量当量, 個人線量当量	シーベルト <sup>(g)</sup>	Sv	J/kg	m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup>
酸素活性	カタール	kat		s <sup>-1</sup> mol

(a) SI接頭語は固有の名称と記号を持つ組立単位と組み合わせても使用できる。しかし接頭語を付した単位はもはやコヒーレントではない。  
 (b) ラジアンとステラジアンは数字の1に対する単位の特別な名称で、量についての情報をつたえるために使われる。実際には、使用する時には記号rad及びsrが用いられるが、習慣として組立単位としての記号である数字の1は明示されない。  
 (c) 測光学ではステラジアンという名称と記号srを単位の表し方の中に、そのまま維持している。  
 (d) ヘルツは周期現象についてのみ、ベクレルは放射性核種の統計的過程についてのみ使用される。  
 (e) セルシウス度はケルビンの特別な名称で、セルシウス温度を表すために使用される。セルシウス度とケルビンの単位の大きさは同一である。したがって、温度差や温度間隔を表す数値はどちらの単位で表しても同じである。  
 (f) 放射性核種の放射能 (activity referred to a radionuclide) は、しばしば誤った用語で"radioactivity"と記される。  
 (g) 単位シーベルト (PV, 2002, 70, 205) についてはCIPM勧告2 (CI-2002) を参照。

表4. 単位の中に固有の名称と記号を含むSI組立単位の例

組立量	SI 組立単位		
	名称	記号	SI 基本単位による表し方
粘力のモーメント	パスカル秒	Pa s	m <sup>-1</sup> kg s <sup>-1</sup>
表面張力	ニュートンメートル	N m	m <sup>2</sup> kg s <sup>-2</sup>
角加速度	ニュートン毎メートル	N/m	kg s <sup>-2</sup>
角加減	ラジアン毎秒	rad/s	m m <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> = s <sup>-1</sup>
熱流密度, 放射照度	ラジアン毎秒毎秒	rad/s <sup>2</sup>	m m <sup>-1</sup> s <sup>-2</sup> = s <sup>-2</sup>
熱容量, エントロピー	ワット毎平方メートル	W/m <sup>2</sup>	kg s <sup>-3</sup>
比熱容量, 比エントロピー	ジュール毎ケルビン	J/K	m <sup>2</sup> kg s <sup>-2</sup> K <sup>-1</sup>
比エネルギー	ジュール毎キログラム毎ケルビン	J/(kg K)	m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup> K <sup>-1</sup>
熱伝導率	ジュール毎キログラム	J/kg	m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup>
体積エネルギー	ワット毎メートル毎ケルビン	W/(m K)	m kg s <sup>-3</sup> K <sup>-1</sup>
電界の強さ	ジュール毎立方メートル	J/m <sup>3</sup>	m <sup>-1</sup> kg s <sup>-2</sup>
電荷密度	ジュール毎立方メートル	V/m	m kg s <sup>-3</sup> A <sup>-1</sup>
電表面積	クーロン毎立方メートル	C/m <sup>3</sup>	m <sup>-3</sup> s A
電束密度, 電気変位	クーロン毎平方メートル	C/m <sup>2</sup>	m <sup>-2</sup> s A
誘電率	クーロン毎平方メートル	C/m <sup>2</sup>	m <sup>-2</sup> s A
透磁率	ファラド毎メートル	F/m	m <sup>3</sup> kg <sup>-1</sup> s <sup>4</sup> A <sup>2</sup>
モルエネルギー	ヘンリー毎メートル	H/m	m kg s <sup>-2</sup> A <sup>-2</sup>
モルエントロピー, モル熱容量	ジュール毎モル	J/mol	m <sup>2</sup> kg s <sup>-2</sup> mol <sup>-1</sup>
照射線量 (X線及びγ線)	ジュール毎モル毎ケルビン	J/(mol K)	m <sup>2</sup> kg s <sup>-2</sup> K <sup>-1</sup> mol <sup>-1</sup>
吸収線量率	クーロン毎キログラム	C/kg	kg <sup>-1</sup> s A
放射線強度	グレイ毎秒	Gy/s	m <sup>2</sup> s <sup>-3</sup>
放射輝度	ワット毎ステラジアン	W/sr	m <sup>4</sup> m <sup>-2</sup> kg s <sup>-3</sup> = m <sup>2</sup> kg s <sup>-3</sup>
酵素活性濃度	ワット毎平方メートル毎ステラジアン	W/(m <sup>2</sup> sr)	m <sup>2</sup> m <sup>-2</sup> kg s <sup>-3</sup> = kg s <sup>-3</sup>
	カタール毎立方メートル	kat/m <sup>3</sup>	m <sup>3</sup> s <sup>-1</sup> mol

表5. SI 接頭語

乗数	名称	記号	乗数	名称	記号
10 <sup>24</sup>	ヨタ	Y	10 <sup>1</sup>	デシ	d
10 <sup>21</sup>	ゼタ	Z	10 <sup>2</sup>	センチ	c
10 <sup>18</sup>	エクサ	E	10 <sup>3</sup>	ミリ	m
10 <sup>15</sup>	ペタ	P	10 <sup>6</sup>	マイクロ	μ
10 <sup>12</sup>	テラ	T	10 <sup>9</sup>	ナノ	n
10 <sup>9</sup>	ギガ	G	10 <sup>12</sup>	ピコ	p
10 <sup>6</sup>	メガ	M	10 <sup>15</sup>	フェムト	f
10 <sup>3</sup>	キロ	k	10 <sup>18</sup>	アト	a
10 <sup>2</sup>	ヘクト	h	10 <sup>21</sup>	ゼプト	z
10 <sup>1</sup>	デカ	da	10 <sup>24</sup>	ヨクト	y

表6. SIに属さないが、SIと併用される単位

名称	記号	SI 単位による値
分	min	1 min=60 s
時	h	1 h=60 min=3600 s
日	d	1 d=24 h=86 400 s
度	°	1°=(π/180) rad
分	'	1'=(1/60)°=(π/10 800) rad
秒	"	1"=(1/60)'=(π/648 000) rad
ヘクタール	ha	1 ha=1 hm <sup>2</sup> =10 <sup>4</sup> m <sup>2</sup>
リットル	L, l	1 L=1 l=1 dm <sup>3</sup> =10 <sup>3</sup> cm <sup>3</sup> =10 <sup>-3</sup> m <sup>3</sup>
トン	t	1 t=10 <sup>3</sup> kg

表7. SIに属さないが、SIと併用される単位で、SI単位で表される数値が実験的に得られるもの

名称	記号	SI 単位で表される数値
電子ボルト	eV	1 eV=1.602 176 53(14)×10 <sup>-19</sup> J
ダルトン	Da	1 Da=1.660 538 86(28)×10 <sup>-27</sup> kg
統一原子質量単位	u	1 u=1 Da
天文単位	ua	1 ua=1.495 978 706 91(6)×10 <sup>11</sup> m

表8. SIに属さないが、SIと併用されるその他の単位

名称	記号	SI 単位で表される数値
バール	bar	1 bar=0.1MPa=100 kPa=10 <sup>5</sup> Pa
水銀柱ミリメートル	mmHg	1 mmHg=133.322Pa
オングストローム	Å	1 Å=0.1nm=100pm=10 <sup>-10</sup> m
海里	M	1 M=1852m
バイン	b	1 b=100fm <sup>2</sup> =(10 <sup>12</sup> cm <sup>2</sup> ) <sup>2</sup> =10 <sup>-28</sup> m <sup>2</sup>
ノット	kn	1 kn=(1852/3600)m/s
ネーパ	Np	SI単位との数値的関係は、 対数量の定義に依存。
ベレル	B	
デシベル	dB	

表9. 固有の名称をもつCGS組立単位

名称	記号	SI 単位で表される数値
エル	erg	1 erg=10 <sup>-7</sup> J
ダイン	dyn	1 dyn=10 <sup>-5</sup> N
ポアズ	P	1 P=1 dyn s cm <sup>-2</sup> =0.1Pa s
ストークス	St	1 St=1cm <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> =10 <sup>-4</sup> m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup>
スチルブ	sb	1 sb=1cd cm <sup>-2</sup> =10 <sup>4</sup> cd m <sup>-2</sup>
フオト	ph	1 ph=1cd sr cm <sup>-2</sup> =10 <sup>4</sup> lx
ガリ	Gal	1 Gal=1cm s <sup>-2</sup> =10 <sup>-2</sup> ms <sup>-2</sup>
マクスウェル	Mx	1 Mx=1 G cm <sup>2</sup> =10 <sup>-8</sup> Wb
ガウス	G	1 G=1Mx cm <sup>-2</sup> =10 <sup>-4</sup> T
エルステッド <sup>(a)</sup>	Oe	1 Oe <sub>e</sub> =(10 <sup>3</sup> /4π)A m <sup>-1</sup>

(a) 3元系のCGS単位系とSIでは直接比較できないため、等号「△」は対応関係を示すものである。

表10. SIに属さないその他の単位の例

名称	記号	SI 単位で表される数値
キュリー	Ci	1 Ci=3.7×10 <sup>10</sup> Bq
レントゲン	R	1 R=2.58×10 <sup>-4</sup> C/kg
ラド	rad	1 rad=1cGy=10 <sup>-2</sup> Gy
レム	rem	1 rem=1 cSv=10 <sup>-2</sup> Sv
ガンマ	γ	1 γ=1 nT=10 <sup>-9</sup> T
フェルミ	f	1 フェルミ=1 fm=10 <sup>-15</sup> m
メートル系カラット		1 メートル系カラット=0.2 g=2×10 <sup>-4</sup> kg
トル	Torr	1 Torr=(101 325/760) Pa
標準大気圧	atm	1 atm=101 325 Pa
カロリ	cal	1 cal=4.1858J (「15°C」カロリ), 4.1868J (「IT」カロリ), 4.184J (「熱化学」カロリ)
マイクロン	μ	1 μ=1μm=10 <sup>-6</sup> m

