



JAEA-Conf

2016-001

DOI:10.11484/jaea-conf-2016-001

日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究部門
第16回光量子科学研究シンポジウム 論文集
2015年10月15日～16日、京都府木津川市

Proceedings of the 16th Symposium on Advanced Photon Research
October 15-16, 2015, 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

March 2016

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, 2016

JAEA-Conf 2016-001

日本原子力研究開発機構
量子ビーム応用研究部門 第 16 回光量子科学研究シンポジウム
論文集
2015 年 10 月 15 日～16 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

(2016 年 2 月 8 日受理)

平成 27 年 10 月 15 日～16 日の 2 日間にわたり「第 16 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 2016-001

Proceedings of the 16th Symposium on Advanced Photon Research
October 15-16, 2015, 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 February 8, 2016)

The 16th Symposium on Advanced Photon Research was held at Kansai Photon Science Institute, Japan Atomic Energy Agency (JAEA-KPSI) in Kizugawa, Kyoto on October 15 - 16, 2015.

This report consists of invited and contributed papers presented at the oral and poster sessions in the Symposium.

Keywords: High Field, Laser Acceleration, X-ray Lasers, Simulation,
Laser Chemistry, Laser Processing, 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.....	4
3. プロシーディングス（口頭発表分）	7
3.1 J-KAREN-P レーザー開発に関する最近の進歩	7
桐山 博光（原子力機構）他	
3.2 コヒーレント結像における高平均出力ファイバーレーザー	10
椿本 孝治（阪大）他	
3.3 ポンププローブ法によるレーザープラズマ XUV パルスの時間特性評価	13
難波 慎一（広島大）他	
3.4 高エネルギー科学および産業用アプリケーションのための高平均出力 ダイオード励起レーザー.....	17
川嶋 利幸（浜松ホトニクス）他	
4. プロシーディングス（ポスター発表）	19
4.1 接触型回折格子デバイスの開発と関連した技術的課題について	19
永島 圭介（原子力機構）他	
4.2 分子動力学計算によるタンパク質分子の構造への電場による影響	22
小林 孝徳（原子力機構）他	
4.3 インフラ検査に向けた小型高平均出力 Nd:YAG レーザー装置の開発.....	26
三上 勝大（原子力機構）	
4.4 超高強度レーザーの時間コントラストにおけるパルス伸長器・パルス圧縮器光学 部品表面粗さの影響.....	31
真柴 雄司（関西大学/ 原子力機構）他	
4.5 高安定光パラメトリックチャープパルス増幅のための低ジッター励起光の開発	35
宮坂 泰弘（原子力機構）他	

4.6	アルミ薄膜を用いたレーザーイオン加速実験の PIC シミュレーション	38
	守田 利昌 (原子力機構) 他	
4.7	ナノ秒極端紫外レーザー光によるアブレーション構造材料の表面変化	42
	糟谷 紘一 (応用ながれ研) 他	
4.8	低エネルギー重イオンビームによる放射線量	46
	森林 健悟 (原子力機構)	
4.9	高電流 250 kV の光電陰極直流電子銃の開発	50
	西森 信彦 (原子力機構) 他	
付録	集合写真、スナップショット	53

Contents

1 . Introduction	1
2 . Program	2
2.1 Oral presentations	2
2.2 Poster presentation	4
3 . Proceedings (Oral presentations)	7
3.1 Recent advances on the J-KAREN-P laser development	7
H. Kiriya et al., JAEA	
3.2 High Averaged Fiber Laser System by Coherent Beam Combine	10
K. Tsubakimoto et al., Osaka-U	
3.3 Temporal characterization of laser-plasma XUV pulses by a pump-probe laser spectroscopy	13
S. Namba et al., Hiroshima-U	
3.4 High energy and high average power diode-pumped lasers for scientific and industrial applications	17
T. Kawashima et al., Hamamatsu Photonics K.K.	
4 . Proceedings (Poster session)	19
4.1 Development of contact grating device and related technical issues	19
K. Nagashima et al., JAEA	
4.2 Classical Molecular Dynamics Study for the Purpose of Orientation of Large Molecules using Static Electric Field	22
T. Kobayashi et al., JAEA	
4.3 Development of a high-average-power small-scale Nd:YAG laser system for infrastructure inspection	26
K. Mikami et al., JAEA	
4.4 Influence of surface roughness on optics in stretcher and compressor on temporal contrast of an ultra-high intensity laser	31
Y. Mashiba et al., Kansai Univ. and JAEA	

4.5	Development of low-jitter pump pulses for stable optical parametric chirped-pulse amplification.....	35
	Y. Miyasaka et al., JAEA	
4.6	PIC simulation of ion acceleration with a 0.8 μ m aluminum foil.....	38
	T. Morita et al., JAEA	
4.7	Surface changes of structural materials ablated with nanosecond EUV laser light.....	42
	K. Kasuya et al., Institute of Applied Flow	
4.8	Radial dose for low energy heavy ion beam.....	46
	K. Moribayashi, JAEA	
4.9	Development of a high current 250 kV photocathode dc gun	50
	N. Nishimori et al., JAEA	
Appendix		
	Group photo and snapshots.....	53

1. はじめに Introduction

平成 27 年 10 月 15 日、16 日の 2 日間にわたり、「第 16 回光量子科学研究シンポジウム」(The 16th 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 16 回目となる本シンポジウムでは、超短パルス高出力レーザー装置 J-KAREN 実験の高度化関連、その基盤となる研究や技術開発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 66 件（内訳：招待講演 10 件、口頭発表 5 件、ポスター発表 51 件）であり、126 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 27 年 10 月 15 日（木）～ 16 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

1日目 2015年10月15日(木) 13:00~19:30

- 13:00-13:10 “開催の挨拶”
三浦 幸俊 (Yukitoshi Miura) 理事
Executive Director, JAEA
- 13:10-13:25 “関西光科学研究所の現状と新法人への移管・統合について”
内海 渉 (Wataru Utsumi) 所長
Director General KPSI and Deputy Director General QuBS, JAEA
- 【1st Session】 (座長) 近藤 公伯
- 13:25-13:35 ① “Upgrade of J-KAREN laser experiment system”
神門 正城 (Masaki Kando)、JAEA
- 13:35-13:55 ② “Recent advances on the J-KAREN-P laser development”
桐山 博光 (Hiromitsu Kiriyama)、JAEA
- 13:55-14:25 ③ “Four-beam Operation and Performance Improvement on LFEX PW Laser”
宮永 憲明 (Noriaki Miyanaga)、阪大レーザー研
- 14:25-14:55 ④ “コヒーレントビーム結合システムの安定性向上に向けた開発”
安藤 俊行 (Toshiyuki Ando)、三菱電機
- 14:55-15:25 ⑤ “High Averaged Fiber Laser System by Coherent Beam Combine”
椿本 孝治 (Koji Tsubakimoto)、阪大レーザー研
- 15:25-15:40 *Group Photo & Coffee break*
- 【2nd Session】 (座長) 桐山 博光
- 15:40-16:10 ⑥ “Temporal characterization of laser-plasma XUV pulses by a pump-probe laser spectroscopy”
難波 慎一 (Shinichi Namba)、広大
- 16:10-16:40 ⑦ “High-field THz light generation using QUADRA-T system”
坪内 雅明 (Masaaki Tsubouchi)、JAEA
- 16:40-17:10 ⑧ “Development of Holographic Diffraction Gratings at Shimadzu Corporation and Contribution to Advanced Photon Science”
小枝 勝 (Masaru Koeda)、島津製作所
- 17:15-17:50 Lab. Tour
近藤 公伯 (Kiminori Kondo)、JAEA
- 18:00-19:30 *Party (KPSI-Cafeteria) 3000Yen*

2日目 2015年10月16日(金) 9:10~16:10

- 【3rd Session】** (座長) 加道 雅孝
- 09:10-09:40 ⑨ “手のひらサイズの非侵襲血糖値センサーの開発”
 山川 考一 (Koichi Yamakawa)、JAEA
- 09:40-10:10 ⑩ “Clustered DNA damage and its biological consequences”
 鹿園 直哉 (Naoya Shikazono)、JAEA
- 10:10-10:40 ⑪ “High energy and high average power diode-pumped lasers for scientific and industrial applications”
 川嶋 利幸 (Toshiyuki Kawashima)、浜松ホトニクス
- 10:40-11:00 *Coffee Break*
- 11:00-12:00 Poster Session 1 (Odd number)
- 12:00-13:00 *Lunch*
- 13:00-14:00 Poster Session 2 (even number)
- 【4th Session】** (座長) 神門 正城
- 14:00-14:30 ⑫ “Atom control with hard inner shell ionization x-ray lasers ”
 米田 仁紀 (Hitoki Yoneda)、
 電通大 The University of Electro-Communications
- 14:30-15:00 ⑬ “Feasibility study on high power EUV light source based on ERL-FEL”
 河田 洋 (Hiroshi Kawada)、KEK
- 15:00-15:30 ⑭ “電子加速とパワーレーザー”
 吉田 光宏 (Mitsuhiro Yoshida)、KEK
- 15:30-16:00 ⑮ “Electron and ion acceleration with high-contrast kJ-class LFEX laser system”
 有川 安信 (Yasunobu Arikawa)、阪大レーザー研
- 16:00-16:10 Closing
 伊藤 久義 (Hisayoshi Itoh) センター長
 Director General QuBS, JAEA

2. 2 ポスター発表一覧 (多目的ホール 中・小ホール)

No.	題目	氏名	Name	所属
P-01	Manipulating vibrational wave function of solid parahydrogen using 2D spatial light modulator	香月浩之	H. Katsuki	NAIST
P-02	Introduction of volatile liquid samples into vacuum for multi-photon ionization experiments	若林知成	T. Wakabayashi	Kinki U
P-03	Relativistic Doppler reflection of THz light by moving plasma mirror in Si	河野七瀬	N. Kono	JAEA
P-04	Plasma-mirror frequency-resolved optical gating for monitoring VUV waveform and plasma formation	板倉隆二	R. Itakura	JAEA
P-05	Angular correlation between photoelectrons and fragment ions in dissociative ionization of methanol in intense laser fields	深堀信一	S. Fukahori	U. Tokyo/ JAEA
P-06	Yb:YAG Thin-disk Multi-pass Amplification System for QUADRA-T	越智義浩	Y. Ochi	JAEA
P-07	Development of Yb:Y ₂ O ₃ regenerative amplifier	圓山桃子	M. Maruyama	JAEA
P-08	Development of contact grating device and related technical issues	永島圭介	K. Nagashima	JAEA
P-09	Quantum optimal control of isotope-selective rovibrational excitation	黒崎讓	Y. Kurosaki	JAEA
P-10	Classical Molecular Dynamics Study for the Purpose of Orientation of Large Molecules using Static Electric Field	小林孝徳	T. Kobayashi	JAEA
P-11	Production of switched nanosecond laser pulse with plasma shutter technique	赤木浩	H. Akagi	JAEA
P-12	Consideration for nonlinear optical response of molecular ensemble after cascaded excitation	横山啓一	K. Yokoyama	JAEA
P-13	Development of a high-average-power small-scale Nd:YAG laser system for infrastructure inspection	三上勝大	K. Mikami	JAEA
P-14	Development of laser based high-speed remote sensing technique for inner defect of concrete structure	倉橋慎理	S. Kurahashi	ILT
P-15	Development of 100W class picosecond Yb-fiber laser system for intense LCS-g generation	森道昭	M. Mori	JAEA
P-16	Influence of surface roughness on compressor large gratings on temporal contrast of an ultra-high intensity laser	真柴雄司	Y. Mashiba	JAEA
P-17	Development of low-jitter pump pulses for stable optical parametric chirped-pulse amplification	宮坂泰弘	Y. Miyasaka	JAEA

No.	題目	氏名	Name	所属
P-18	Polarization state conversion of X-ray laser with aperiodic Mo/Si multilayer mirrors	今園孝志	T. Imazono	JAEA
P-19	The observation of a transient surface morphology in the femto-second laser ablation process by using the soft x-ray laser probe system	長谷川登	N. Hasegawa	JAEA
P-20	Modeling of particle emission from Sn target for laser produced plasma EUV source	佐々木明	A. Sasaki	JAEA
P-21	Frequency dependence on the laser excitation depth at the surface of the Silicon	乙部智仁	T. Otobe	JAEA
P-22	Development of High-repetition X-ray source using x-ray parametric amplification	錦野将元	M. Nishikino	JAEA
P-23	PIC simulation of ion acceleration with a 0.8 μ m aluminum foil	守田利昌	T. Morita	JAEA
P-24	Neutron Yield of ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ Reaction with Laser-Driven Proton	小倉浩一	K. Ogura	JAEA
P-25	Observation of the spatial distribution of MeV ions accelerated by the hydrodynamic ambipolar expansion of clusters	金崎真聡	M. Kanasaki	Kobe U
P-26	Characterization of Hydrogen Cluster Target in Laser Driven Ion Acceleration	神野智史	S. Jinno	JAEA
P-27	Evaluation of the calibration method for the Mie scattering signals from multi-size micro particles	田中宏堯	H. Tanaka	Kyushu U/ JAEA
P-28	Structure and dynamics of electric fields formed in acceleration of background gas ions induced by the Coulomb explosion of a laser-irradiated cluster	松井隆太郎	R. Matsui	Kyoto U/ JAEA
P-29	Quadriwave Lateral Shearing Interferometry (QWLSI) to Measure the Density of Cluster-Targets	関口健太郎	K. Sekiguchi	JAEA
P-30	Simulation of the Injection and Acceleration of Electrons from a Sharp Density Gradient	ジェームズ 甲賀	J. Koga	JAEA
P-31	Multi-Unequal-Stage Laser Wakefield Accelerator	S. V. ブランフ	S. V. Bulanov	JAEA
P-32	クラスター媒質中におけるレーザー駆動輻射性 Blast Wave 発生	福田祐仁	Y. Fukuda	JAEA
P-33	Study for gold beam identification of laser-driven acceleration using nuclear reaction	榑泰直	H. Sakaki	JAEA
P-34	Staging laser wakefield acceleration research at Osaka university	竹口直輝	N. Takeguchi	Osaka U
P-35	Emission of bremsstrahlung from heavy element plasma produced by high intensity laser	川人大希	D. Kawahito	Kyoto U

No.	題目	氏名	Name	所属
P-36	Measurement of betatron radiation for alignment of high energetic electron beam	林由紀雄	Y. Hayashi	JAEA
P-37	Measurement of electron oscillation by a plasma wave and a laser pulse	小瀧秀行	H. Kotaki	JAEA
P-38	Upgrade of the J-KAREN-P Beamline, Compressor, and Alignment System	A. ピロジコフ	A. S. Pirozhkov	JAEA
P-39	Surface changes of structural materials ablated with nanosecond EUV laser light	糟谷紘一	K. Kasuya	ILT & IAF Japan
P-40	Study of radiation- induced clustered DNA damage using fluorescence anisotropy	赤松憲	K. Akamatsu	JAEA
P-41	The study of the radial dose due to the irradiation of heavy ion beam	森林健悟	K. Moribayashi	JAEA
P-42	レーザー光と画像の並列伝送を可能とした複合型光ファイバーの医療分野と産業分野への応用	小久保拓也	T. Kokubo	OKFT
P-43	Nanometer-sized optical memory in liquids and at room temperature	村上洋	H. Murakami	JAEA
P-44	Imaging Plate analysis of extreme ultraviolet light (EUV)	Musgrave	C. S. A. Musgrave	TIT
P-45	Upgrade of the J-KAREN-P Beamline and short-f chamber System	西内満美子	M. Nishiuchi	JAEA
P-46	Relativistic Regime of Fast Magnetic Field Annihilation	T. エシロケポフ	T. Esirkepov	JAEA
P-47	Single shot cross-correlator for high temporal contrast, ultra-high intensity laser	今 亮	A. Kon	JAEA
P-48	Atomic-scale view of biomolecular hydration: From structure to kinetics	米谷佳晃	Y. Yonetani	JAEA
P-49	Proton Generation from a Thin-Foil Target with a High-Intensity Laser	匂坂明人	A. Sagisaka	JAEA
P-50	Contact grating device using a Fabry-Perot type resonator for terahertz wave generation	吉田芙美子	F. Yoshida	JAEA
P-51	Development of a high current 250 kV photocathode dc gun	西森信行	N. Nishimori	JAEA

3. プロシーディングス（口頭発表分）

3.1 Recent advances on the J-KAREN-P laser development

Hiromitsu KIRIYAMA¹⁾, Masaki KANDO¹⁾, Alexander S. PIROZHKOV¹⁾, Maki KISHIMOTO¹⁾, Akira KON¹⁾, Mamiko NISHIUCHI¹⁾, Hironao SAKAKI¹⁾, Koichi OGURA¹⁾, Masato KANASAKI²⁾, Hirotaka TANAKA^{1,3)}, Yuji FUKUDA^{1,3)}, Michiaki MORI¹⁾, Yuji MASHIBA^{1,4)}, Makoto ASAKAWA⁴⁾, Akito SAGISAKA¹⁾, James KOGA¹⁾, Timur Zh. ESIRKEPOV¹⁾, Yukio HAYASHI¹⁾, Hideyuki KOTAKI¹⁾, Yasuhiro MIYASAKA¹⁾, Sergei V. BULANOV¹⁾ and Kiminori KONDO¹⁾

¹⁾Quantum Beam Science Center, Japan Atomic Energy Agency

²⁾Graduate School of Maritime Sciences, Kobe University

³⁾Interdisciplinary Graduate School of Engineering, Kyushu University

⁴⁾Faculty of Science and Engineering, Kansai University

We describe recent advances on the J-KAREN laser upgrade to provide an intensity capacity surpassing 10^{22} W/cm² at 0.1 Hz. High spatio-temporal quality pulses of 25.5 J with a bandwidth of 80.3 nm (FWHM) are amplified in the final amplifier. Currently, the maximum output energy of 55.7 J is achieved from the final amplifier with the repetition rate of 0.1 Hz.

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

1. Introduction

The J-KAREN laser facility [1] at the Japan Atomic Energy Agency (JAEA) has delivered 10^{21} W/cm² intensity on target at single-shot [2] with $\sim 10^{12}$ temporal contrast [3]. From April 2014, the upgrade of the laser facility started for realizing \sim PW peak power pulses on target at a repetition rate of 0.1 Hz with an intensity capability of over 10^{22} W/cm². The upgraded system is called the J-KAREN-P laser. Such progress in high field science will give rise to the birth of new applications and breakthroughs, which include relativistic particle acceleration, bright x-ray source generation, and nuclear activation. Many other interesting features including relativistic transparency and radiation friction could be investigated with PW and higher intensity laser pulses.

2. Optical layout

The schematic of J-KAREN-P is shown in Fig. 1. The output pulses with high temporal contrast and uniform spatial profile from the power amplifier [3] are up-collimated and enter booster amplifier 1 (BA1), which uses a 80 mm diameter Ti:sapphire crystal, pumped with ~ 50 J from two commercial Nd:glass green lasers at a 0.1 Hz repetition rate. The pulses from BA1 are then amplified in booster amplifier 2 (BA2), which uses a 120 mm diameter Ti:sapphire crystal, being pumped with ~ 100 J from four commercial Nd:glass green lasers at 0.1 Hz. Two deformable mirrors are installed in the laser chain to correct the wavefront distortion. The amplified pulses are up-collimated to ~ 250 mm diameter and finally compressed in the compressor consisting of four 1480 grooves/mm gold coated gratings of 565 x 360 mm².

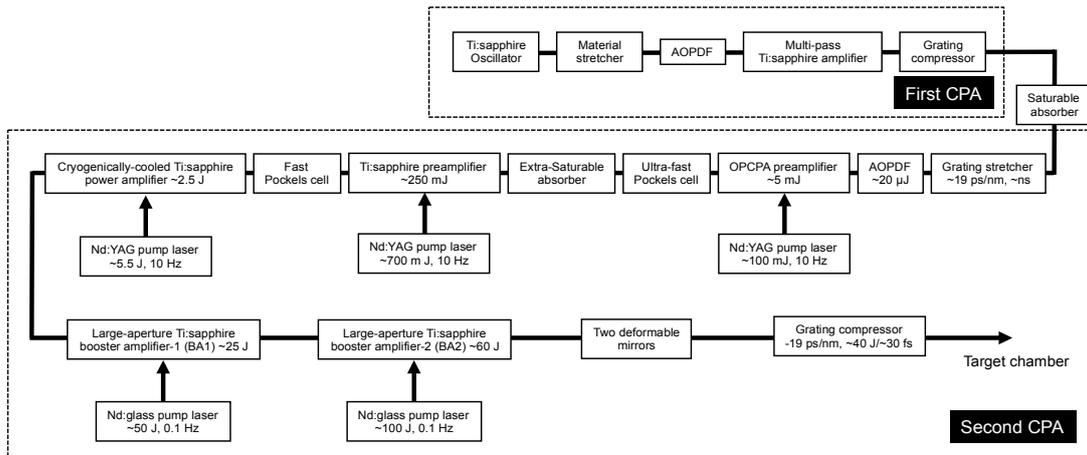


Fig.1 Schematic of the J-KAREN-P laser.

3. Performance of the system

The maximum output energy of 25.5 J has been achieved with an incident pump energy of 49.8 J with a good conversion efficiency of 51 % from BA1. The near-field beam profile has a homogeneous and uniform spatial intensity distribution. The amplified spectrum from the Ti:sapphire amplifiers are red-shifted due to saturation. As a mitigating measure, the amplifier input spectrum is, therefore, blue-shifted by tuning the phase-match setting of the BBO crystals in the OPCPA amplifier. A spectral bandwidth of 80.3 nm (FWHM) from BA1 has been obtained.

Figure 2 shows the measured dependence of output energy from BA2 on total pump energy at a 0.1 Hz repetition rate. The maximum output energy of 55.7 J is achieved with an incident energy of currently 77.5 J. From Figure 2, it is clearly seen that the experimental data fits the simulation. Over 90 J pump energy should be achievable with the current pump lasers. Over 65 J output energy could be obtained under maximum pumping conditions.

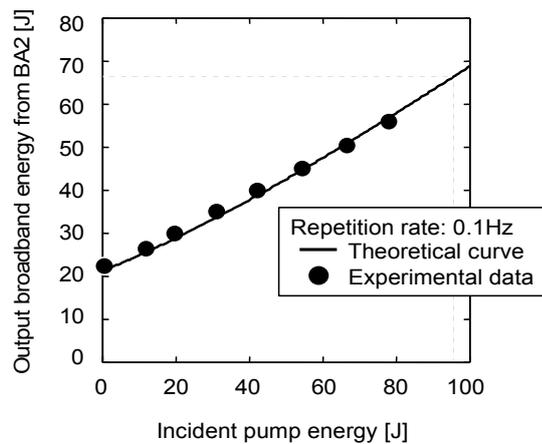


Fig.2 Experimental and calculated output energies from booster amplifier-2 as a function of incident pump energy.

The output pulses from BA2 are sent into the compressor, compensating the wavefront distortion with two deformable mirrors. Assuming ~70 % for the compressor throughput and ~30 fs for the compressed pulse duration, according to measurements with similar laser systems, the peak power is expected to be over PW level at 0.1 Hz. A focused intensity of 10^{22} W/cm² is expected when a f/1.4 off-axis parabolic mirror is used.

4. Conclusions

The J-KAREN laser system at JAEA is one of the leading facilities in the provision and application of ultra-high intensity lasers for the broad community. The J-KAREN laser has been used in a variety of pioneering and cutting-edge research, which has resulted in high impact discoveries for high field science [1, 2, 4-6]. A further upgrade is ongoing to maintain this world-leading status. As a first step, the J-KAREN-P laser system will be used for >100 MeV proton generation and ~keV ultra-short x-ray generation.

Acknowledgement

The authors sincerely thank the J-KAREN operation team for their support of this work.

References

- [1] H. Kiriya, et al., Invited Paper, IEEE Sel. Topics J. Quantum. Electron. **21**, 1601118 (2015).
- [2] K. Ogura, et al., Opt. Lett. **37**, 2868 (2012).
- [3] H. Kiriya et al., Opt. Lett. **37**, 3363 (2012).
- [4] M. Kando, et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 235003 (2009).
- [5] A. S. Pirozhkov, et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 135004 (2012).
- [6] A. S. Pirozhkov, et al., New J. Phys. **16**, 093003 (2014).

3.2 High Averaged Fiber Laser System by Coherent Beam Combine

Koji TSUBAKIMOTO, Hidetsugu YOSHIDA, and Noriaki Miyanaga

Institute of Laser Engineering, Osaka University

E-mail: tsubaki@ile.osaka-u.ac.jp

A four beams combining fiber laser system is demonstrated with high beam quality and high stability of a laser power. We developed a filled aperture coherent combining system and high speed phase lock technique by a piezo actuator. The power of the four beams combining was obtained 380 W, and the combining efficiency was 74 %. The power instability was under 0.5 %.

1. Introduction

High peak, high power, and high quality pulse laser is an important tool for a several laser application such as a material processing, an environment measurement, a life science, and a higher harmonic generation, etc. Coherent beam combining (CBC) of fiber lasers is one choice of some laser system for those applications. The fiber laser has a high beam quality and a high stability of the laser power. However, in the pulse fiber laser, a pulse energy is limited by a laser-induced damage on the fiber surface and nonlinear effects in the fiber. The CBC technique is important to realize the high power pulse fiber laser. The CBC is classified in two schemes by a way of the addition of the beam. The one is a tiled aperture method (TA-CBC) in which beams are arranged on the cross section like a tile [1]-[3]. The TA-CBC can combine a large amount of beams by one phase detector, but the higher order diffraction component appears on the far field region. Another is a filled aperture method (FA-CBC). The FA-CBC stacks all beams on same point and along same direction [4], [5]. The higher order diffractions do not appear with the FA-CBC. The CBC requires a high-speed phase detection and a phase compensation to keep the combined laser power.

We applied the FA-CBC to avoid degradation of the beam quality due to the higher order diffraction. In this report, the four beams combining fiber laser is demonstrated. The combining laser power was achieved at 380 W. the four beams combining efficiency was 74%.

2. Experiment

Figure 1 shows a four beams combined fiber laser system. An oscillator is an electrically modulated diode laser which center wavelength is 1035 nm. A pulse width is variable from 0.25 ns to 70 ns. A repetition rate is also from 0.1 to 10 MHz. The output laser power was 100 μ W at 10ns pulse duration and 10 MHz repetition. The output laser pulse is amplified by a pre-amplifier which includes a Yb doped single mode fiber (Yb:SMF) and a large mode area fiber (Yb:LMA). The core and clad diameters of the Yb:SMF are 6 μ m and 125 μ m, respectively. The core and clad of the Yb:LMA are 25 μ m and 250 μ m. A band pass filter whose transmittance band width is 0.7 nm and AOM (acousto optics modulator) whose time window is 20 ns are inserted in front of the Yb:LMA to reduce an amplified spontaneous emission. The output power of the pre-amplifier was 10.2 W (13 ns, 1 MHz). The half mirror divides the laser beam. Main amplifier includes two kinds of the Yb doped photonic crystal fiber (PCF). The core diameters of the

PCFs are 55 μm and 85 μm . Two laser beams are amplified by first PCFs, and divided by the half mirrors. The second PCFs amplify four laser beams. The output power per beam was obtained 150 W. Total output power was 600 W. The half mirror combines the separated beams after controlling the phase difference. The piezo actuator adjusts the phase difference with the time delay. The uncombined power through the half mirror is measured by the pin photo diode. The phase difference is controlled to maintain the measured power to the minimum.

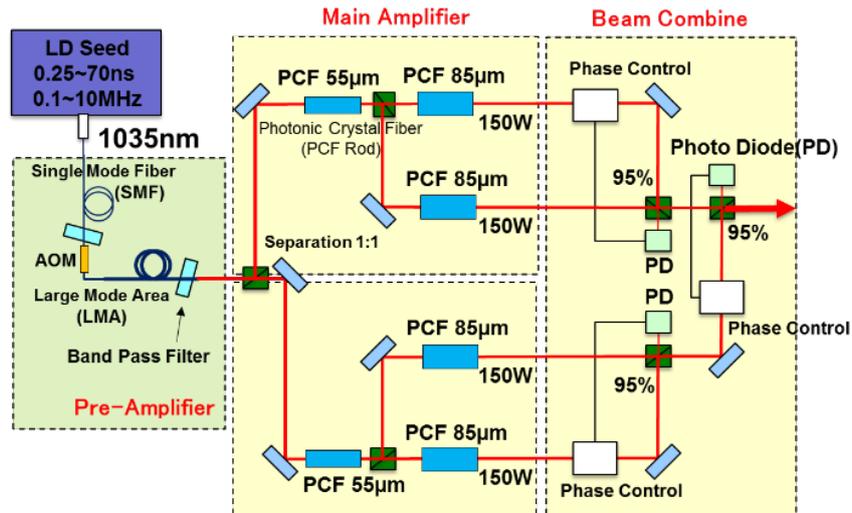


Fig. 1. Four beams combining fiber laser system.

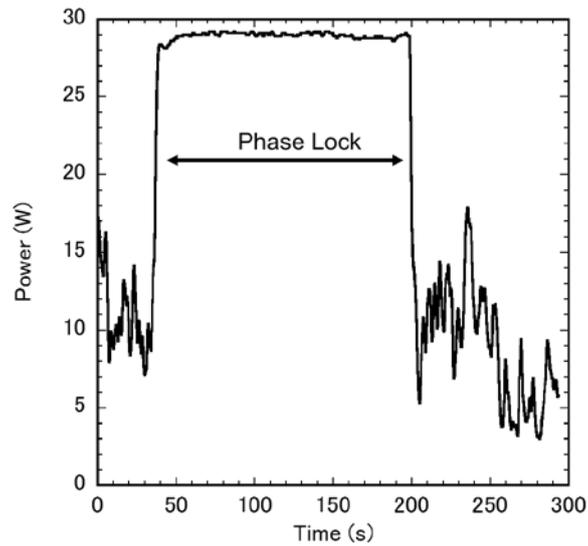


Fig. 2. Temporal dependence of combined power.

3. Result

Figure 2 shows the temporal dependence of the four beams combined power. The beam combining was stable. The Peak-to-Valley (P-V) was about 2 % deviation of the averaged power. The relative standard

deviation (RSD) was about 0.5 %. We obtained 380 W of four beams combining power from total power of 513 W. The combining efficiency was about 74 %. The ASE and the similarity among four beams degrade the combining efficiency.

A part of this work was performed under the auspices of the New Energy and Industrial Technology Development Organization, Japan (NEDO) under the contact subject “High-power Pulsed Fiber Laser and Processing Technology Project”.

- [1] M. A. Vorontsov, V. P. Sivokon: *J. Opt. Soc. Am. A*15 (1998) 2745.
- [2] P. Zhou, Z. Liu, X. Wang, Y. Ma, H. Ma, X. Xu, and S. Guo: *IEEE J. Sel. Topics in Quantum Electron.* 15 (2009) 248.
- [3] X. Wang, J. Leng, P. Zhou, Y. Ma, X. Xu, and Z. Liu: *Appl. Phys. B.* 107 (2012) 785.
- [4] H. Tunnermann, J. Neumann, D. Kracht, and P. Webels: *Opt. Lett.* 36 (2011) 448.
- [5] E. Seise, A. Klenke, S. Breitkopf, J. Limpert, and A. Tunnermann: *Opt. Lett.* 36 (2011) 3858.

3.3 ポンププローブ法によるレーザープラズマ XUV パルスの 時間特性評価

Temporal characterization of laser-plasma XUV pulses by a pump-probe laser spectroscopy

難波 慎一¹⁾、長谷川 登²⁾、岸本 牧²⁾、石野 雅彦²⁾、錦野 将元²⁾

¹⁾広島大学 大学院工学研究科 機械物理工学専攻

²⁾ 国立研究開発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

Shinichi NAMBA¹⁾, Noboru HASEGAWA²⁾, Maki KISHIMOTO²⁾, Masahiko ISHINO²⁾, Masaharu
NISHIKINO²⁾

¹⁾ Graduate School of Engineering, Hiroshima University

²⁾ Quantum Beam Science Center, Japan Atomic Energy Agency

As a preliminary experiment for pump-probe spectroscopy, we measured the temporal profile of the plasma x-ray laser ($\lambda=13.9$ nm, $h\nu=89.2$ eV). The xenon gas was introduced into the interaction area, where the $4d$ inner electron was photoionized yielding the photo and Auger electrons. The intensity of the pump laser focused by a Mo/Si multilayer mirror was $\sim 10^9$ W/cm², whereas the quartz lens was used for focusing the probe pulse ($\leq 10^{12}$ W/cm²). The sideband spectra associated with two ir photons absorption of $4d$ photoelectron were observed when the probe beam was present in the focusing area. Variation of the sideband intensities with the time delay between the pump x-ray and the ir probe pulses yields a duration of 5.7 ps, which is reasonable compared with the value of ~ 8 ps measured by using an x-ray streak camera.

Keywords: Pump-probe laser spectroscopy, Plasma X-ray laser, Attosecond streak camera

1. はじめに

超短パルス高強度レーザーと希ガスとの非線形相互作用で発生するアト秒 XUV パルスは、物性研究や材料の構造解析、原子分子過程研究に革新的な計測ツールを提供できるものとして大きな期待が寄せられている。一般に、これら X 線パルスの特徴付けるのは波長（光子エネルギー）とパルス幅、出力エネルギーである。波長に関しては斜入射分光器や結晶分光器を、出力は軟 X 線 CCD や半導体検出器を用いて精度良く計測することができる。ところがアト秒パルスは市販の X 線ストリークカメラの測定レンジ（ピコ秒程度）を大幅に下回る。そのため、従来の時間ゲート技術の延長では X 線パルスの時間特性を精密に計測できないという大きな問題を抱えていた。このような背景から超短パルス X 線の時間特性を計測するためのポンププローブレザー分光法のひとつであるアト秒ストリーク技術(cross correlation 法)が開発された[1]。

本研究ではポンププローブ分光法で X 線パルスの時間特性を計測するために、まず磁気ボトル型電子分光器[2]を設計・製作し、その性能をプラズマ X 線を用いて評価した。その後、ポンププローブ光学系を構築し、プラズマ X 線レーザーのパルス幅を計測することで、本システムがピコ秒以下の超短パルス X 線の時間変化計測に適用できることが実証できなので報告する。

2. ポンププローブ分光法

超高速ポンププローブレザー分光法ではまず X 線により原子を光電離させ (ポンプ), 引き続いて赤外線(IR)パルスを照射して発生した電子をプローブする. プローブ光により摂動を受けた電子は IR 光子をさらに吸収・放出することになるため, 電子スペクトルの両端にサイドバンドが出現する (2色電離: two color ionization). ポンプ光とプローブ光のタイミングとサイドバンドスペクトル強度との相関から X 線パルスの時間特性が分かる. Fig. 1 に実験装置の概略図と観測される電子スペクトルを示す. Fig. 1 には IR 光子を 1 つ吸収・放出した場合のみを描いてあるが, 現象自体はいわゆる Above Threshold Ionization (ATI)と同じであるため多光子過程であるため, 多数のサイドバンドスペクトルが観測できる. プローブ光として数サイクル IR レーザーを採用したのがいわゆるアト秒ストリーク技術である[3]. 本研究ではサブピコ秒の X 線パルス幅を計測するシステムを構築するが, ピエゾ素子駆動光学ステージ, 数サイクル IR レーザーを用いればそのままアト秒分解計測に適用可能である.

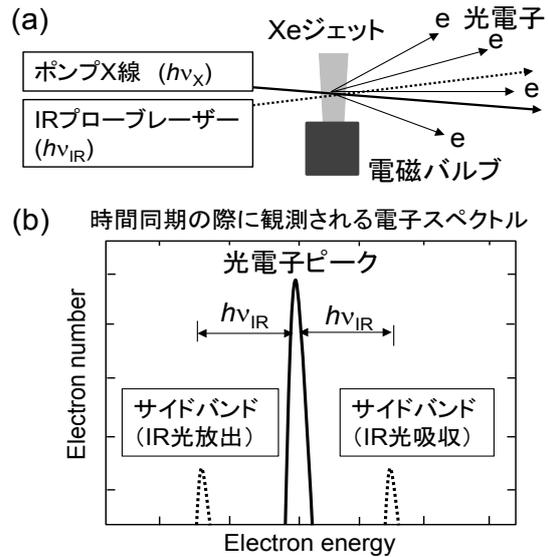


Fig. 1 Schematic of the experimental setup (a) and sideband spectra associated with two color ionization(b).

3. 磁気ボトル型電子分光器の開発

本研究では磁気ボトル型電子分光器[4]を採用することにした. この分光器はシングルショットでエネルギースペクトル計測が可能, 且つ, 分解能が高いという特徴がある. さらに発生した電子の捕獲効率ほぼ 100%であるため検出効率が極めて高い. そのため, プラズマ X 線レーザー実験のようにレーザーショット数が少ない場合には極めて有効な電子分光器となる.

本研究ではこの磁気ボトル型分光器の設計・製作を行った. Fig. 2(a) に装置の概略図を示す. 円錐状永久磁石(0.25 T)とソレノイドコイル(2.4 mm ϕ , 250 ターン 2 A)にて発生する 10 G 程度の磁場でミラー磁場を形成する. 電子検出器は高速 MCP(42 mm ϕ)を用いた. 詳細な磁場形状は有限要素法による数値計算で決定した (Fig. 2(b)). また, 発生する電子が検出器に確実に到達するかを調べるた

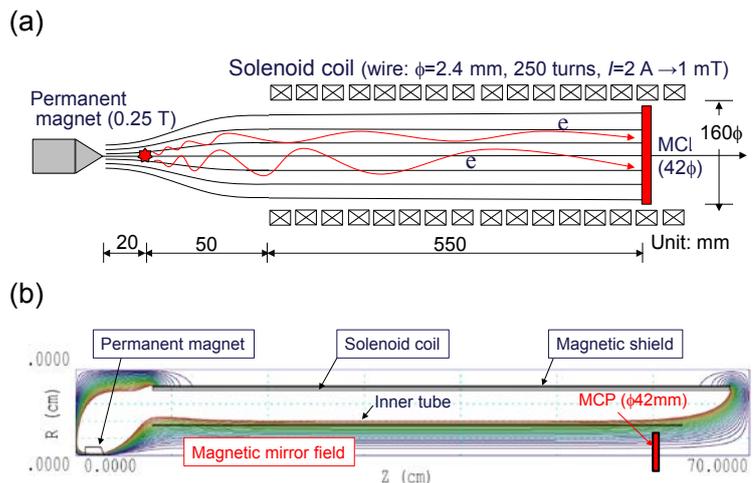


Fig. 2 Magnetic bottle type electron spectrometer (a) and mirror magnetic field (b).

めに分子動力学法を用いてその軌道を調べた。レーザースポット領域を $0.25\text{mm}\phi$ とし、この中から 20 eV (半値全幅 $\Delta E=0.5\text{ eV}$) の電子を空間的に等方放射した時の MCP 検出位置での 2 次元空間分布を計算した。モンテカルロ法で 2500 個の電子を飛ばして調べたところ、ほぼすべての電子は検出器に達することが確認できた。したがって、この設計指針に基づいて装置を製作した。

4. 電子分光器の性能評価

開発した電子分光器の性能を調べるために、プラズマ軟 X 線レーザーを光源とした電子スペクトルの計測を行った。発振波長は 13.9 nm ($h\nu=89.2\text{ eV}$)、パルス幅 $\sim 7\text{ ps}$ 、出力 100 nJ 以上である[5]。これを多層膜 Mo/Si 凹面鏡 ($R=4\text{ m}$) で数 $10\text{ }\mu\text{m}$ まで集光する。

ターゲットは Xe 原子ビームであり、高速電磁バルブより相互作用領域に導入される。計測系のエネルギー分解能を向上させるために本研究では原子ビームの中心部のみをスキマーにて抽出し、X 線レーザーに照射した。また、スキマーの設置により超高真空電子分光器領域 (10^{-4} Pa 以下) とガスジェット噴射真空容器 ($\sim 10^{-2}\text{ Pa}$) は高い圧力差を維持できる。

今回の計測で対象とした電子スペクトルは、Xe $4d^1$ $j=5/2, 3/2$ 内殻電子と $8\sim 10\text{ eV}$ 付近の NOO オージェ電子である (90 eV での電離断面積は内殻電子で 22 Mb 、最外殻電子で 1.5 Mb [6])。Fig. 3 に X 線・Xe 相互作用で得られたエネルギースペクトルを示す。 20 eV の光電子、 8 eV のオージェ電子に対して半値全幅でそれぞれ 0.83 eV 、 0.45 eV であり、ほぼ予想通りの性能が得られた。

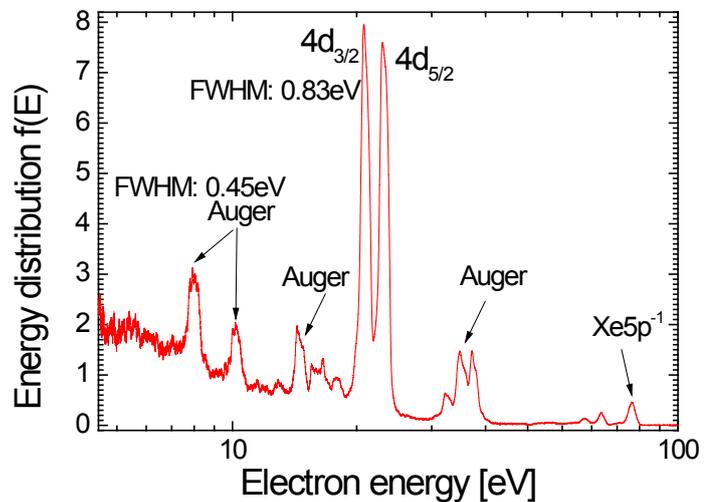


Fig. 3 Electron spectra observed in 13.9 nm x-ray and Xe interaction.

5. ポンププローブ分光による X 線パルスの時間特性

フェムト秒以下の X 線パルスの時間特性を精密に計測することが我々の最終目標である。その前段階として本研究ではプラズマ軟 X 線レーザーのパルス幅計測にポンププローブ分光法を適用した。IR プロブ光には X 線レーザー発振用のガラスレーザー (波長 1053 nm , $h\nu=1.18\text{ eV}$ 、パルス幅 $\sim 2\text{ ps}$) を分岐させたものを用いるため X 線ポンプ光と IR プロブ光の時間的なジッターは無視できる。なお、IR プロブレーザー強度は 10^{12} W/cm^2 以下とし、多光子イオン化が起きない照射条件とした。

ポンプ X 線のパルス幅が数 ps であることを考えるとポンプ光と IR パルスの時間同期をピコ秒精度行う必要がある。ガラスレーザーを分岐後 10 m 以上実験室内を振り回した後で両パルスを再度真空容器中心で時間的・空間的に交差させることは容易ではない。光は 1 ps で $300\text{ }\mu\text{m}$ 進むことからその困難さが理解できるであろう。そこで、時間に関しては IR 光にも感度がある X 線ストリークカメラ (CsI photocathode による多光子電離を利用) を用いて極めて高い精度で時間同

期させた。両パルスの時間遅延には 10 μm ステップの光学ステージ上にリトロフレクターを固定して行った。

ポンププローブ実験には前節と同様に Xe 原子の光電離により発生する電子を磁気ボトル型分光器にて計測し、電子の IR 光の吸収・放射に伴うサイドバンドスペクトル強度からパルス幅を決定した。ただし、空間電荷効果により Fig. 4 のようなエネルギー分解能が得られなかったこと、強烈な IR 光が迷光として MCP 検出器に到達し、電子スペクトルに大きな影響を与えた。したがって今回は比較的良好なサイドバンドが得られた光電子が 2 個の IR 光子を吸収したスペクトル ($h\nu_x + 2h\nu_{\text{IR}}$) に着目した。各時刻での $2h\nu_{\text{IR}}$ スペクトル強度をガウシアンでフィッティングし、X 線パルスの時間特性を評価した

(Fig. 4)。この時のサイドバンドスペクトルの半値全幅(FWHM)は 6.2 ps であった。ここで装置関数として IR プローブ光のパルス幅 2 ps (ガウス関数) を仮定すると、X 線ポンプ光のパルス幅は約 5.7 ps と見積もることができた。この値は X 線ストリークカメラから評価された 8 ps と良く一致することから、本研究で構築したポンププローブレーザー光学系により X 線の時間特性が精密に評価できることが実証できた。

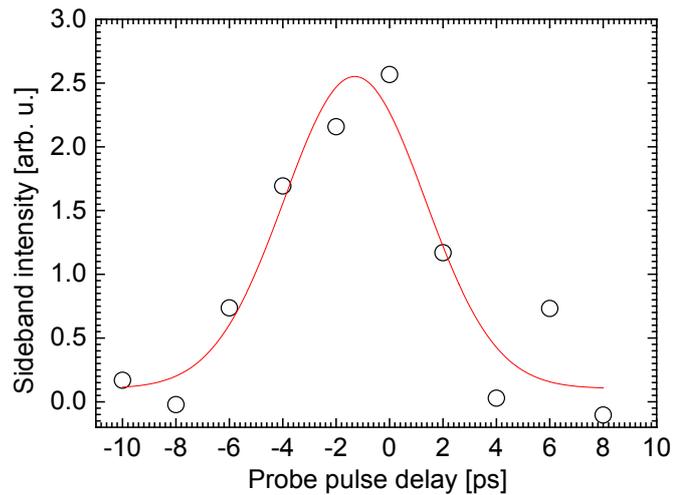


Fig. 4 Dependence of the sideband intensity on the probe pulse delay.

6. 今後の予定

今回の実験では空間電荷効果と IR パルスの迷光により、明確な 1 次のサイドバンドスペクトルが計測出来なかった。今後、より高いエネルギー分解が得られるように装置を改良する。具体的には永久磁石をより強力なものに変更し、設置位置を最適化すること、フライトチューブを延長させること、計測系への迷光の影響を抑制できるよう相互作用領域を黒塗りする等を行う。さらに、ガスジェットで Xe 原子を導入するのではなく、バリアブルリークバルブで微量のガスを流し、空間電荷効果の影響を抑えることも行う。

参考文献

- [1] T. Brabec and F. Krausz, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 545–591 (2000).
- [2] A. Pirozhkov, M. Kando, T. Zh. Esirkepov, P. Gallegos *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 135004 (2012).
- [3] J. Itatani *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 173903 (2002).
- [4] P. Kruit and F. Read, *J. Phys. E* **16**, 313 (1983).
- [5] Y. Ochi *et al.*, *Appl. Phys. B* **78**, 961 (2004).
- [6] D. M. Holland *et al.*, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **12**, 2465 (1979).

3.4 High energy and high average power diode-pumped lasers for scientific and industrial applications

◦Toshiyuki KAWASHIMA, Takashi SEKINE, Takashi KURITA, Yasuki TAKEUCHI, Yoshinori KATO, Yoshinori TAMAOKI, Ko-ichi IYAMA, Takeshi WATARI, Koji MATSUKADO, Yuma HATANO, Ryo YOSHIMURA, Masaru TAKAGI, Katsunobu NISHIHARA, and Nakahiro SATO

Power Laser R&D Section, Development Bureau,
Industries Development Laboratory, Hamamatsu Photonics K.K.
E-mail: kawasima@crl.hpj.co.jp

High power laser as a tool of light has been spreading into a variety of fields including scientific, medical, and industrial applications. In particular, high energy and high intensity solid-state laser is important for high energy density and high field applications. Recently, diode-pumped solid-state laser(DPSSL) has been widely recognized to be promising for the driver laser as well as the pump source of the ultra-intense, very short pulse laser. We have developed and demonstrated a diode-pumped solid-state laser featuring Nd:glass slabs, zigzag optical geometry amplifier, multi-pass amplification scheme with wavefront correction, and frequency convertor. The laser system KURE-1 as shown in Fig.1 generates over 20 J pulse energy in 20 ns duration at 1053nm with 10 Hz operation. A 527-nm output of 12 J in 10 ns from the KURE-1 is used for pumping the Ti:sapphire amplifier inside an ultra-intensity laser MATSU-1 as shown in Fig.2[1]. The MATSU-1 is fully DPSSL pumped ultra-short pulse laser. The system produces 1.2 J in 60 fs at 1Hz rep. rate after pulse compression. For example, this 20 TW pulses focused and irradiated a jet of nano-particles made of deuterated polystyrene, and subsequently DD nuclear fusion neutrons of maximum yield 10^5 per shot were observed in a series of 100 pulses by time-of-flight method in Fig. 3 [2]. This result has opened up new possibilities toward a compact, efficient and high brightness neutron source driven by high power laser[3]. We discuss the future and the prospect of the next generation technologies for power laser and its applications. Recently, high power laser diodes increase their output power more and more. 300-W continuous wave power from a single diode array in 1-cm length has been demonstrated[4], [5]. Also, the ceramics solid-state laser materials such as Nd:YAG and Yb:YAG have been put it to practical use and installed in the actual operating system[6]. These technological advancements open

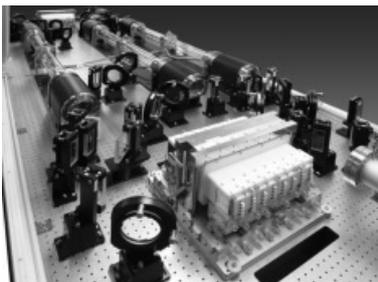


Fig.1. KURE-1 DPSSL.



Fig.2. MATSU-1 ultra-intense laser.

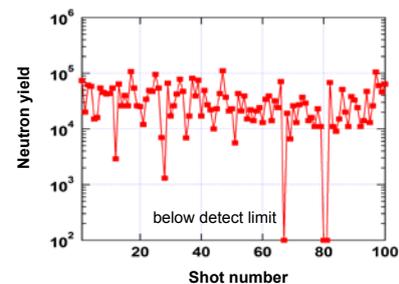


Fig.3. DD neutron yields.

up the next generation of the power lasers that are characterized by high pulse energy, high average power, high efficiency, long life, and compactness of the system. The ImPACT (Impulsing Paradigm Change Disruptive Technologies) program has been established by the support of the CSTI (the Council for Science, Technology and Innovation) under the Cabinet Office of the Government since FY2014. One program titled “Ubiquitous power laser for achieving a safe, secure and longevity society” is conducted by the Program Manager, Dr. Yuji Sano[7]. Fig. 4 shows a new high power laser diode module for pumping solid-state laser and a laser rod made of ceramics material. By using these technologies, a concept of the compact power laser will be realized as shown in Fig.5. We are going to embark on the power laser development for various fields of the applications from basic science to industrial use[8]. In the near future, a novel DPSSL will be realized to utilize over 100-J pulse energy with high throughput and high efficiency[9], [10].

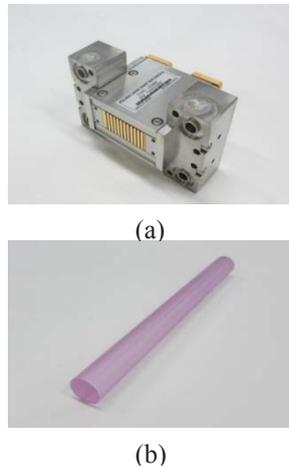


Fig. 4. (a) Laser diode module, (b) Laser ceramics.

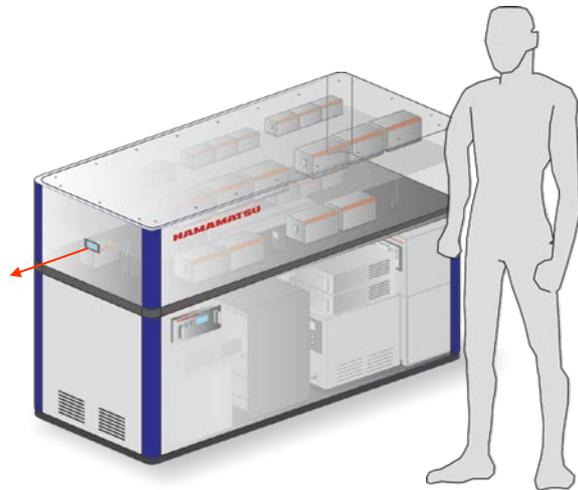


Fig. 5. Concept of high power, compact power laser.

- [1] T. Sekine, et al., *Opt. Express*, **21**, 7, 8392-8400 (2013).
- [2] T. Kawashima, et al., *Rev. Laser Eng.*, **43**, 2, 108-112(2015).
- [3] M. Roth, D. Jung, K. Falk, N. Guler, O. Deppert, M. Devlin, A. Favalli, J. Fernandez, D. Gautier, M. Geissel, R. Haight, C. E. Hamilton, B. M. Hegelich, R. P. Johnson, F. Merrill, G. Schaumann, K. Schoenberg, M. Schollmeier, T. Shimada, T. Taddeucci, J. L. Tybo, F. Wagner, S. A. Wender, C. H. Wilde, and G. A. Wurden, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 044802 (2013).
- [4] Nobuto Kageyama, Takenori Morita, Kousuke Torii, Motoki Takauji, Takehito Nagakura, Junya Maeda, Hirofumi Miyajima, Harumasa Yoshida, *Proc. SPIE*, 8241, 82410I (2012).
- [5] Nobuto Kageyama, Kousuke Torii, Takenori Morita, Motoki Takauji, Takehito Nagakura, Junya Maeda, Hirofumi Miyajima, Harumasa Yoshida, *J. Quantum Electronics*, **48**, 8, 991-994 (2012).
- [6] Martin Divoky, Shigeki Tokita, SungIn Hwang, Toshiyuki Kawashima, Hirofumi Kan, Antonio Lucianetti, Tomas Moček, and Junji Kawanaka, *Opt. Lett.*, **40**, 6, 855 (2015).
- [7] <http://www.jst.go.jp/impact/sano/index.html>
- [8] Noriaki Miyanaga, *Rev. Laser Eng.*, **36**, 9, 530 (2008).
- [9] Toshiyuki Kawashima, Science Council of Japan, International Workshop on Status and Prospects of High Energy Density Science by Giant Laser (Tokyo, June 3, 2014).
- [10] Toshiyuki Kawashima, Science Council of Japan, International Symposium on Status and Prospects of High Energy Density Science by Giant Laser (Livermore, September 28, 2015).

4. プロシーディングス（ポスター発表分）

4.1 接触型回折格子デバイスの開発と関連した技術的課題について

Development of contact grating device and related technical issues

永島 圭介、越智 義浩、圓山 桃子、坪内 雅明、吉田 芙美子
 国立研究開発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

Keisuke Nagashima, Yoshihiro Ochi, Momoko Maruyama, Masaaki Tsubouchi, and Fumiko Yoshida
 Quantum Beam Science Center, Japan Atomic Energy Agency

We demonstrated THz wave generation using contact grating method for the first time. The contact grating method using LiNbO₃ crystal has several attractive features, but has some technical issues for the same time. The first issue is a low efficiency of THz output power. The second issue is group velocity delay, which is generated from angular dispersion of the grating. The third issue is deviation of tilting angle due to the spectral dispersion. The last problem is more severe compared with the prism method.

Keywords: THz wave generation, contact grating method

1. はじめに

近年、高強度のテラヘルツ波発生とこれを用いた応用研究が注目されている。高強度のテラヘルツ波を発生させる代表的な方法の1つは、非線形結晶中での光整流過程を用いた方法である。特に、超短パルスレーザーをLiNbO₃ (LN)結晶に照射する方法で、1 MV/cm以上の高強度電場や0.1 mJ以上の高エネルギーパルスが実現されている。

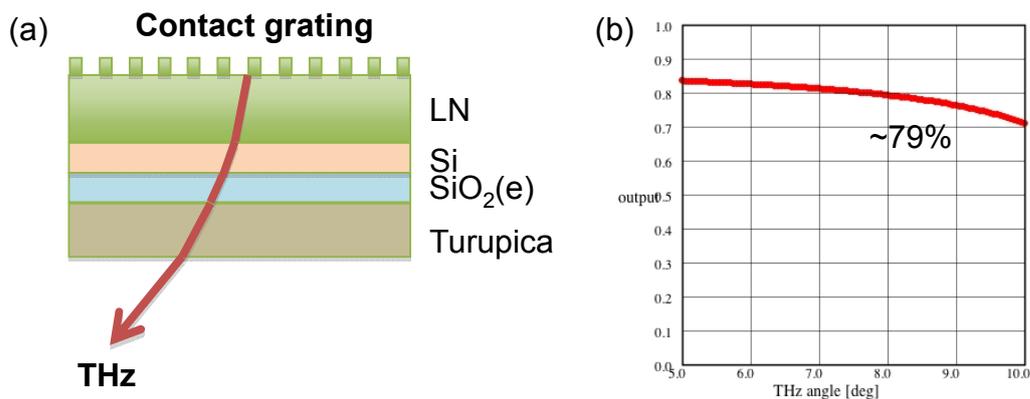


Fig.1 (a) Contact grating and output coupler for decreasing Fresnel reflection of THz wave. The output coupler consists of Si, SiO₂ (quartz) and Turupica (polymer). (b) Output efficiency of THz wave using the output coupler. The THz angle is an incident angle to the surface between LN and Si. The efficiency is 79 % at the THz angle 8.3°, which is the designed value of the contact grating.

2. 接触型回折格子デバイスの開発と関連した技術的課題

我々のグループでは、多層膜技術を透過型回折格子に応用して様々な機能の向上を試みている[1]。その応用の1つとして、テラヘルツ波発生のための接触型回折格子法がある[2]。ファブリペロー型が多層膜構造を用いて LN 結晶表面に高効率の回折格子を作製することを実現し、接触型回折格子法を用いたテラヘルツ波の発生に世界で初めて成功した[3]。接触型回折格子法によるテラヘルツ波発生は多くの利点を有しているが、同時にいくつかの技術的課題もある。

第1の課題は、フレネル反射が大きいことためデバイスから取り出せる効率が低いことである。波長 1030 nm の Yb:YAG レーザー用に開発したデバイスの場合[3]、LN 内でのテラヘルツ波の伝搬角度 (LN と大気との境界面に対する入射角度) は 8.3 度であり、デバイスから直接大気へ取り出せる効率は 44% でしかない。デバイスから直接大気へ取り出すのではなく、屈折率が徐々に小さくなるように複数の材質をはさんで大気へ取り出すことで効率を上げることができる。Fig.1 (a) は、そのような構造の出力カプラーである。Fig.1 (b) に示したように、この出力カプラーを用いることによって 44% から 79% まで出力を改善することができる。ブリュースター角で取り出すことによって原理的には 100% 取り出すことも可能であるが、取り出した後のビーム形状が大きく歪むために現実的ではない。

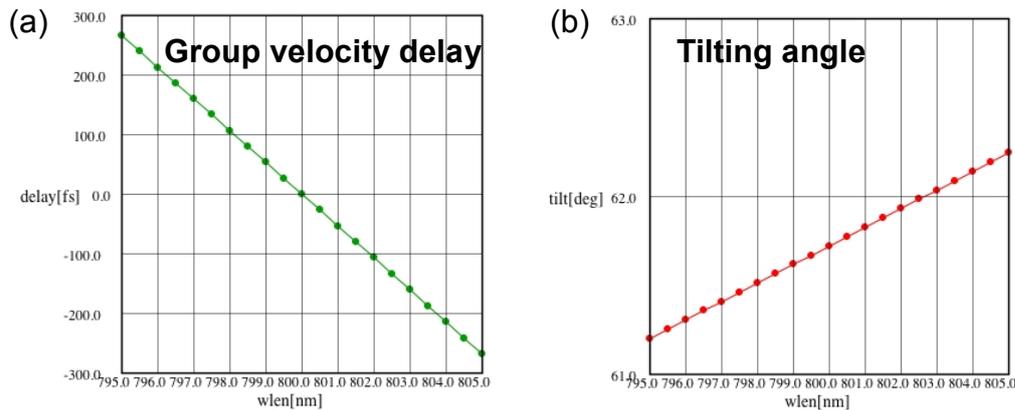


Fig.2 (a) Group velocity delay as a function of the wavelength for parameters of injection angle 45.0° , grating pitch 330 nm, LN thickness 1.0 mm, pulse length 100 fs (FWHM 10 nm). (b) Tilting angle as a function of the wavelength for the same parameters.

第2の課題は、群速度遅延によってパルス幅が変化することである。この群速度遅延は回折格子の角度分散によって発生するものであり、LN 結晶内を伝搬するとともにパルス幅が徐々に変化していくことになる。発生するテラヘルツ波の周波数は励起レーザーのパルス幅に強く依存するため、極めて重要な影響を与えることになる。前述した波長 1030 nm の Yb:YAG レーザーの場合は、パルス幅が 1.3 ピコ秒と比較的長いために、この群速度遅延の影響は無視できる。しかしながら、100 フェムト秒程度の Ti:sapphire レーザーを用いる場合は極めて大きな問題となる。Fig.2 (a) は、中心波長 800 nm、パルス幅 100 フェムト秒のレーザー (波長の FWHM 10 nm) を用いた場合の接触型回折格子デバイスの群速度遅延を計算したものである。LN 内を 1 mm 伝搬しただけでもパルスが何倍にも伸びてしまうことが分かる。

第3の課題は、回折格子の分散によって傾斜角がずれてしまうことである。前述したパルス幅 1.3 ピコ秒の Yb:YAG レーザーの場合は、この影響も無視できる。しかしながら、100 フェムト秒の Ti:sapphire レーザーを用いる場合は、群速度遅延と同様に極めて大きな問題となる。Fig.2 (b)は、同じ条件で傾斜角を計算したものである。この傾斜角のずれは、通常のプリズムを使った方法に比べて相当大きくなることが分かった。

3. まとめ

接触型回折格子法の主要な技術的課題を明らかにし、テラヘルツ波を効率的に取り出すための出力カプラーを提案した。また、フェムト秒の励起レーザーを用いる場合の問題点を定量的に明らかにした。

参考文献

- [1] K. Nagashima, et al., Opt. Express **21**, 18640 (2013).
- [2] L. Palfalvi, et al., Appl. Phys. Lett. **92** 171107 (2008).
- [3] M. Tsubouchi, et al., Opt. Lett. **39**, 5439 (2014).

4.2 分子動力学計算によるタンパク質分子の構造への電場による影響

Classical Molecular Dynamics Study for the Purpose of Orientation of Large Molecules using Static Electric Field

小林 孝徳¹、横山 啓一²

¹ 国立研究開発法人日本原子力研究開発機構 関西光科学研究所 プロジェクト推進室

² 国立研究開発法人日本原子力研究開発機構 原子力科学研究部門 量子ビーム応用研究センター
レーザー応用技術研究ディビジョン

Takanori Kobayashi¹ and Keiichi Yokoyama²

¹Project Promotion office, Kansai Photon Science Institute, Japan Atomic Energy Agency

²Laser Application Technology Division, Quantum Beam Science Center, Sector of Nuclear Science Research,
Japan Atomic Energy Agency

The structural stability of the charge-modified IHHP protein against several strengths of static electric fields and rectangular pulses was investigated using classical molecular dynamics simulation. Except the application of the extremely high strength of the electric field (~ 100 MV/cm), the structural damage is very low. This result implies that properly modified proteins can be considered as a rigid rotor under the present electric field. This behavior is favorable for our purpose of the orientation of large molecules.

Keywords: IHHP, RMSD, Classical molecular dynamics simulation, Electric field, Orientation

1. 緒言

2000年、輝度の高いX線を用いた真空中のタンパク質分子の構造解析法が提案された[1]。この実験において、事前に分子の配向を揃えることができれば、より信頼性の高い構造解析が可能である。そこで私達は、真空中のタンパク質分子などの巨大分子の配向を電場によって揃える事ができるか、という点について検討を行ってきた[2]。

私達は、静電場あるいは矩形パルス電場を照射することによる二原子分子の配向制御の可能性について古典分子動力学計算を行った[2]。このシミュレーションから、初期の回転温度を抑えることができれば、静電場や矩形パルス電場によって巨大分子の配向制御が可能であることが示唆された。

しかし、タンパク質の配向制御の場合、電場によってその複雑な内部構造が大きく変化する可能性がある。構造解析を行なう前までは、元の構造から大きく構造変化しないことが望まれる。本論文では、IHHPというタンパク質分子を例として、これに電場を作用させた場合の構造変化の度合いの評価をするため、古典動力学シミュレーションを行なった。

2. 計算方法

計算にはGromacs 4.6.3を用いた。シミュレーションの条件はTable 1にまとめた。IHHP たんぱく質の初期構造は、Protein Data Bank[4]からダウンロードした構造を力場計算で最適化することで得た。IHHPの初期速度は全ての原子で0とした。タンパク質の電場に対する初期位置は、タンパク質の永久

双極子が電場に対して垂直とした。構造変化の度合いの指標には、平均二乗偏差(RMSD)を用いた。

$$\text{RMSD}(t) = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^N m_i |r_i(t) - r_i(0)|^2 \dots (1)$$

ここで、 M は総質量、 m_i は粒子 i の質量、 $r_i(t)$ は時刻 t における粒子 i の位置である。この値が小さいほど、構造変化が小さいことを示している。

力場パラメータは AMBER を用いた。しかし、真空中の 1HHP を AMBER のパラメータをそのまま使用してシミュレーションを行なうと、その構造はすぐに崩れた。この原因は 1HHP の総電荷数が +2 であるためであると考えた。そこで、幾つかの原子を適当に選んで、電子 2 個分の電荷を付与し、タンパク質の総電荷数を ±0 とした。(電荷は 1PRO の 2H、3H、13C、15C にそれぞれ -0.3、-0.3、-0.1、-0.3 を、99PHE の 1544N、1563O、1564O にそれぞれ -0.6、-0.2、-0.2 を付与した。原子のインデックス番号は Protein Data Bank からダウンロードした CIF ファイルで振られている番号である[4]。)

使用した電場の時間に対する形状と強度を Table 2 に示す。(i) 静電場、(ii) $t = 0$ ps から $t = 1$ ps まで静電場を印可した 1 ps 矩形パルス (iii) $t = 0$ ps から $t = 10$ ps まで矩形電場を印可した 10 ps 矩形パルスの三種類の形状の電場を用い、様々な強度の電場を印可した。

Table 1. Parameters for the simulation

Total time	1000 ps
Stepsize	0.1 fs
Force field (FF)	AMBER03
PBC	No
Cut-off distance for FF	No
Temperature control	No
Pressure control	No
Constraint	No

Table 2. The electric fields used in the simulation

	Strength (MV/cm)
(i) Static	0, 0.1, 1, 10, 100
(ii) 1 ps rectangular pulse	0.1, 1, 10, 100
(iii) 10 ps rectangular pulse	0.1, 1, 10

3. 結果と考察

(i) 静電場

静電場を印可した場合の $\text{RMSD}(t)$ を Figure 1 に示す。この Fig. 1 には、電場を印可しなかった場合の $\text{RMSD}(t)$ も示したが、この図では 0.1 MV/cm の結果と重なった。電場を印可しなかった場合の $\text{RMSD}(t)$ は 0.01 nm 以下であった。電荷の修正によって 1HHP の形状が保持されるようになった。

0.1 MV/cm 強度の静電場を印可した場合、RMSD は常に 0.01 nm 以下であった。強度 1 MV/cm の静電場の場合では、 $\text{RMSD}(t)$ は 0.02 nm に収束した。

強度が 10 MV/cm になると、 $\text{RMSD}(t)$ は $t = 10$ ps で 0.12 nm になり、最終的には 0.14 ~ 0.16 nm となった。1 MV/cm 以下の強度の場合と比較すると、その構造への影響が大きいことが示唆された。

強度 100 MV/cm になると、 $\text{RMSD}(t)$ は $t = 20$ ps で 4.0 nm となった。その際の構造変化のスナップショットが Fig. 2 である。 $t = 5$ ps で原形をとどめていないことが示された。

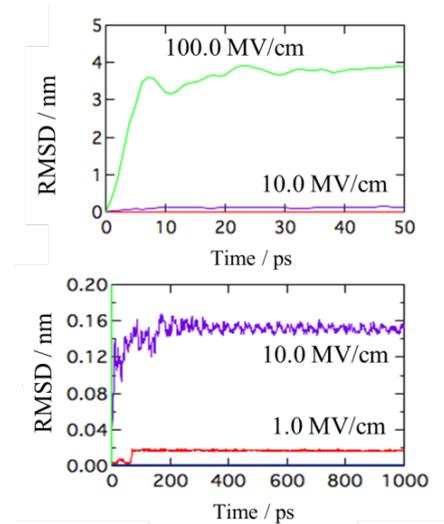


Fig. 1 RMSD(t) of the simulations using the electric field (i). Green: 100 MV/cm, purple: 10 MV/cm, red: 1 MV/cm, blue: 0.1 MV/cm.

(ii) 1 ps 矩形パルス

1 ps 矩形パルスによるシミュレーションの結果を Fig. 3 に示す。Fig. 3(a)が、RMSD(t)である。0.1 MV/cm と 1.0 MV/cm では、常に 0.02 nm 以下の RMSD(t)であった。1.0 MV/cm のときのスナップショットが Fig. 3(b)である。 $t = 500$ ps で約 1/4 回転した。

10 MV/cm の場合は、電場印可時は RMSD(t)が一度は 0.03 nm 以上に上昇するものの、その後は下降し、最終的には 0.02 nm となった。この値は 1.0 MV/cm 以下の電場強度のそれと同等の水準である。

100 MV/cm での RMSD(t)は、 $t = 1$ ps からは電場が印可されていないにもかかわらず、その後も上昇し続け、 $t = 5$ ps で 0.8 nm に上昇した。

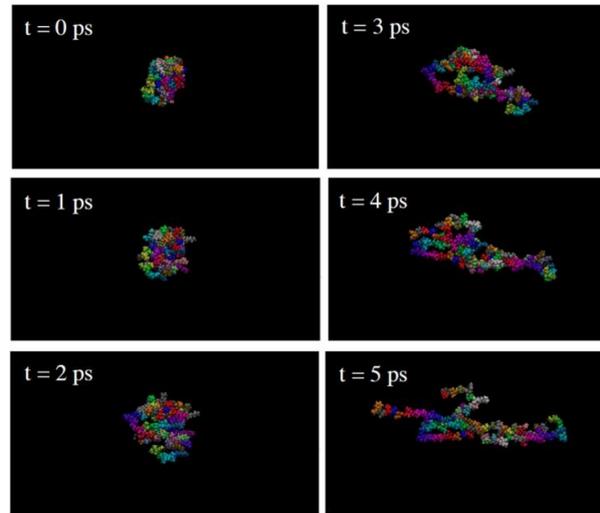


Fig. 2 Snapshot of the simulation using 100 MV/cm static

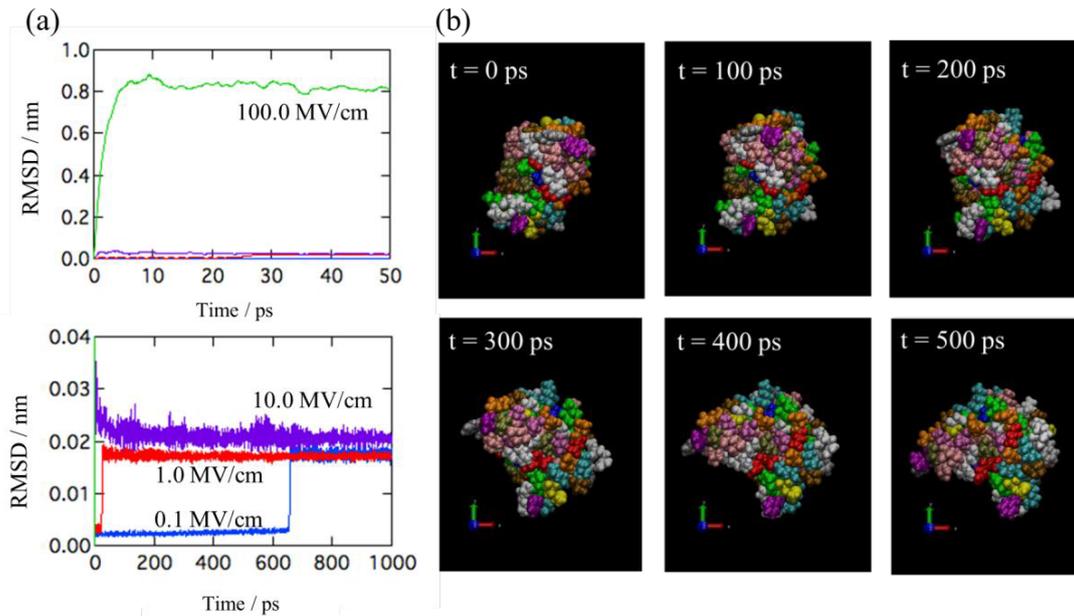


Fig. 3 The results of the simulations using the electric field (ii). (a) RMSD(t); green: 100 MV/cm, purple: 10 MV/cm, red: 1 MV/cm, blue: 0.1 MV/cm. (b) The snapshot at 1.0 MV/cm electric field.

(iii) 10 ps 矩形パルス

10 ps 矩形パルスを照射した場合の RMSD(t)を Fig. 4 に示す。1.0 MV/cm の電場強度の場合、RMSD(t)は 0.01 nm であった。10.0 MV/cm の場合は、RMSD(t)は 0.10~0.12 nm となった。1 ps 矩形パルスでの同電場強度の場合と比較するとかなり大きな値となった。

Table 3. RMSD (nm) at the end of the simulations ($t = 1000$ ps).

Strength / MV cm ⁻¹	0	0.1	1	10	100
(i) Static	b. 0.01*1	b. 0.01*1	0.02	0.16	3.76
(ii) 1 ps rectangular pulse	—	0.02	0.02	0.02	0.82
(iii) 10 ps rectangular pulse	—	0.02	0.02	0.12	—

*1 Below 0.01 nm.

4. 結論

電荷を修正した 1HHP に電場を照射したときの構造変化の度合いを評価するための古典動力学計算を行った。各シミュレーションの最後の点の RMSD($t = 1000$ ps)をまとめたものが Table 3 である。1 MV/cm の電場強度でならば、矩形パルスでも静電場であっても、電場による構造変化は大きくないであろう事が示唆された。100 MV/cm になると、その照射時間が 1 ps もの短い時間であっても、その構造変化は大きいことが示された。10 MV/cm では、その電場パルスの幅が小さければ、構造変化が 1 MV/cm の場合と同様であることが示された。

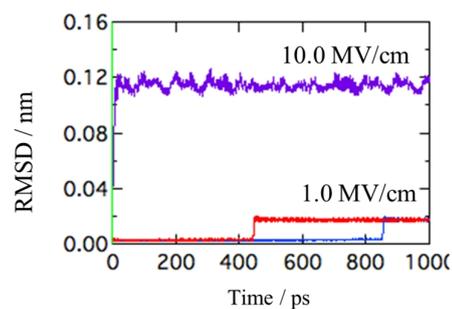


Fig. 4 RMSD(t) of the simulations using the electric field (iii); purple: 10 MV/cm, red: 1 MV/cm, blue: 0.1 MV/cm.

参考文献

- [1] R. Neutze, R. Wouts, D.v.d. Spoel, E. Weckert, J. Hajdu, Nature 406 (2000) 752-757.
- [2] T. Kobayashi et al., JAEA-Conf 2014-001, 71-75.
- [3] For example, C. Qin, Y. Tang, Y. Wang, B. Zhang, Phys. Rev. A 85 (2012) 053415.
- [4] Protein Data Bank, URL: <http://www.rcsb.org/pdb/home/home.do>

4.3 インフラ検査に向けた小型高平均出力 Nd:YAG レーザー装置の開発

Development of a high-average-power small-scale Nd:YAG laser system for infrastructure inspection

三上 勝大、長谷川 登、岡田 大、近藤 修司、河内 哲哉

国立研究開発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

Katsuhiko MIKAMI, Noboru HASEGAWA, Hajime OKADA, Shuji Kondo, and Tetsuya KAWACHI

Quantum Beam Science Center, Japan Atomic Energy Agency

An outdoor-use laser system to improve the performances of existing tunnel inspection techniques is studied. One of the typical concepts is that the blow by hammer in routine hammering test is replaced by the laser pulse irradiation. This new laser system is required to provide high average output power (5 J, 50 Hz, 15 ns) with a compact geometry enough to mount on the inspection vehicle (4.2 m x 0.8 m). Dramatic speed-up of the inspection is expected by the combination of this new laser system and a laser scanning frequency measurement system.

Keywords: MOPA system, High-average-power laser, Nd:YAG, Infrastructure inspection

1. はじめに

日本のインフラは国土の急峻な地形のため高度経済成長期に数多く建設されたトンネルや架橋は、築 40～50 年が経過している。鉄道トンネルでは新幹線および在来線を合わせ全長 25000 km を以上に達し、老朽化によるコンクリート壁の剥離事故もしばしば起きている。老朽化による事故を未然に防ぐには定期的な検査が必要不可欠であり、現在の主流である打音法による検査が数年に 1 度の周期で行われている。打音法は長年行われてきた検査手法であるため蓄積されたノウハウが活用できる一方、検査は鉄道が運行していない夜間のみであること、打音技師の個人差や習熟度により一定の精度を保つことが難しいこと、足場を必要とする高所作業であること、そして、一晩あたり数十メートルと検査速度が低速であることが課題として挙げられる。

近年、定量的かつ高速検査が可能なレーザー誘起振動法が打音法検査に換わる技術として期待され、開発が進められている。[1,2] レーザー誘起振動法は、高出力パルスレーザーをコンクリート表面に照射することで振動を励起し（加振用レーザー）、連続発振レーザーを用いて干渉計を構築することで振動を検出する（検出用レーザー）。従って、レーザー誘起振動法は打音法におけるハンマーによる加振をレーザーに置き換え、音（コンクリートの振動）の検出を耳からレーザーに置き換えた手法であり、打音法によって培われたノウハウを活かせる手法である。

レーザー誘起振動法の検査速度の高速化は、加振用レーザーの繰返し周波数、加振用および検出用レーザーの掃引速度、検出器である干渉計の感度や外部ノイズとの S/N 比等がボトルネックとなっている。我々は、レーザー誘起振動による野外でのコンクリート探傷の高速化の実証のため、目標値を最大出力エネルギー 5 J、繰返し周波数 50 Hz と定め、達成の指針を得るための加振用レーザーシステムの試作機開発を行った。

2. 加振用レーザーシステムの概要と特徴

Fig.1 に加振用レーザーシステムのレイアウトを示す。Master Oscillator Power Amplifier (MOPA) シス

テムを採用し、主発振器には市販の Q-Switch Nd:YAG レーザー (Litron Laser: LPY742-100) を用いた。主発振器の出力パルスは波長 1064 nm、パルス幅 14 ns、繰返し周波数 50 Hz、最大出力エネルギー 400 mJ である。主発振器から出力されるレーザーは波長 1064 nm に対して RMS 0.051 λ 、Peak-to-Peak 0.277 λ であった (Fig.2)。出力ビームパターンは直径 H 4.7×V 5.5 mm と垂直方向に長いため (Fig.3(a))、水平方向に対するシリンドリカルレンズ対を用いてほぼ真円 (H 5.8×V 5.7 mm、Fig.3(b)) とし、ビームエキスパンダーを用いてビーム径を (H 11.9×V 12.1 mm、Fig.3(c)) に調整した。

増幅器は 1.1 at%ドープの Nd:YAG ロッド (14 mm ϕ 、励起長 70 mm) を 2 本用い、励起源には低コスト化のためフラッシュランプを採用した。フラッシュランプは各ロッド上下に 1 本ずつ計 2 本を設置し励起を行った。1 本目のロッド (以下、1st ロッド) は 2 パス、2 本目のロッド (以下、2nd ロッド) は 1 パス、合計 3 パスすることでレーザー光を増幅させる。各像転送系 (Fig.1 中の VSF) は Fig.2 で示した波面を、それぞれのロッド中心および 1st ロッド 1 パス増幅後の折り返し高反射鏡上で像を結ぶように設置した。

高平均出力レーザーシステムを開発する際、レーザーの高出力化を妨げる最も大きな要因は寄生発振である。寄生発振を抑制するため、開発したレーザーシステムでは、まず主発振器に大出力な製品を採用しレーザー増幅に必要な光学部品数を最小限とした。また、Nd:YAG ロッドの円周方向表面を擦りガラス状態とし、両端面は平行対向面とならないようエッジカットを施した。Nd:YAG ロッドは水冷のた

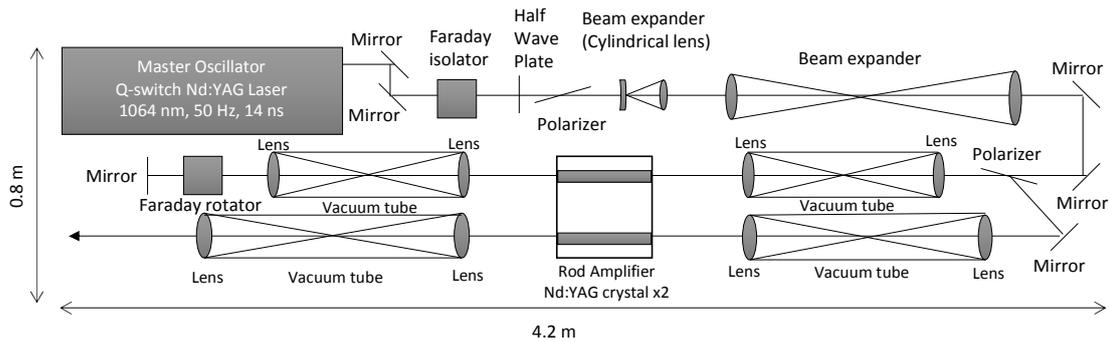


Fig. 1 Laser system layout

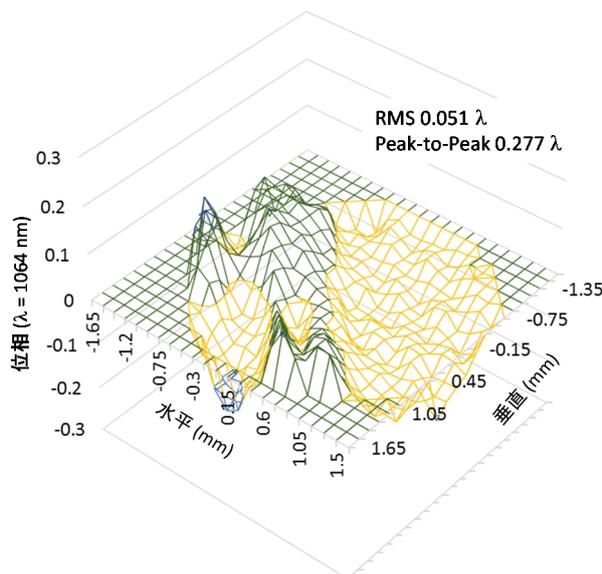


Fig. 2 Wave-front at Oscillator output.

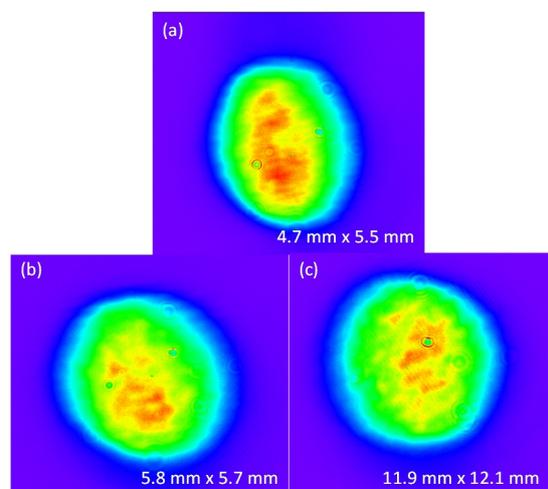


Fig. 3 Near-field pattern at (a) Oscillator output, (b) Cylindrical lens, and (c) Beam expander, respectively.

め発振波長 1064 nm を吸収する Sm ドープガラス製の水冷管内に設置し、光軸方向と平行に冷却水を流し円周方向から冷却した。 [3]

3. 増幅試験結果と 5 J 出力への指針

3 種類の異なるフラッシュランプへの印加電圧で評価を行った結果を、1 パスさせ増幅を行った結果を Fig.4 に示す。主発振器のレーザー光を 1st ロッド 1 パス増幅により、フラッシュランプ 700 V 印加時に最大出力 1.3 J (平均出力 65 W) が得られた。実測値を式 (1) で示す Frantz-Nodvik の式 [4] を用いてフィッティングすることで小信号利得係数および蓄積エネルギーを求めた。

$$E_{out} = E_s \ln \left\{ 1 + \left[\exp \left(\frac{E_{in}}{E_s} \right) - 1 \right] \exp(g_0 l) \right\} \quad (1)$$

ここで、 E_{in} , E_{out} は入射および出射のレーザーフルエンス、 E_s は飽和フルエンス、 g_0 は小信号利得係数、 l は励起長である。飽和フルエンスは、誘導放出断面積を $2.8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ と仮定し、 $E_s = 0.6227 \text{ J/cm}^2$ として用いた。Table 1 に各フラッシュランプ印加電圧における小信号利得係数および蓄積エネルギーを示す。小信号利得は最大 0.345 であり、その時の蓄積エネルギーは 2.31 J と算出された。増幅されたレーザー光の近視野像および遠視野像を Fig.5(a) および Fig.5(b) にそれぞれ示す。近視野像および遠視野像

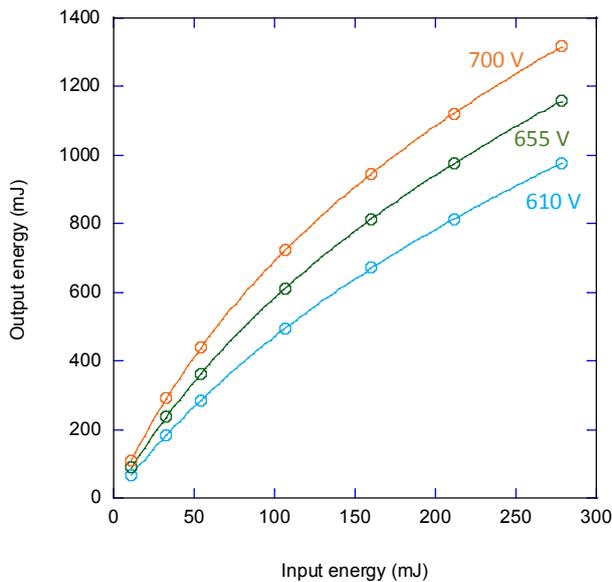


Fig. 4 Output pulse energy of the 1-pass amplifier as a function of the flash lamp voltage.

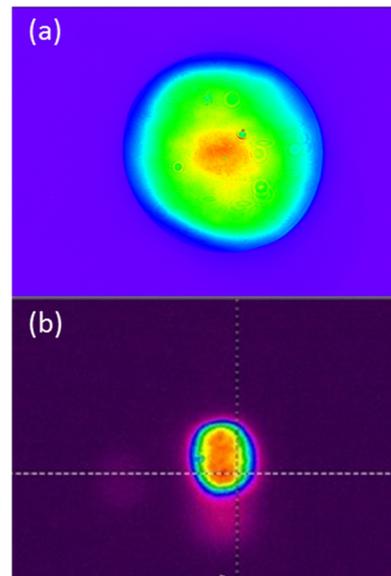


Fig. 5 Spatial profile of the amplified laser beam; (a) near field pattern, (b) far field pattern

Table. 1 Estimated properties of the laser medium from the experimental result as shown Fig. 4

Lamp voltage	610 V	655 V	700 V
Lamp energy (J)	39.5	49.8	61.8
Small signal gain coefficient (cm ⁻¹)	0.262	0.307	0.345
Stored energy (J)	1.75	2.06	2.31

共に良好なビームパターンが得られていることが分かった。

表 1 に示す最大の小信号利得係数を用い、入射ビーム直径 12 mm の 3 パス増幅を行った際に得られる出力エネルギーを算出した。Fig.6 に結果を示す。1st ロッドを 2 パスさせることで蓄積エネルギーの 90% 以上を抽出し、3 パス目 (2nd ロッド 1 パス) の増幅で 4 J 以上の出力が得られることが分かった。また、入射エネルギー約 200 mJ 以上において入射エネルギーの増加分が単純加算となる線形増幅の領域となることが分かった。

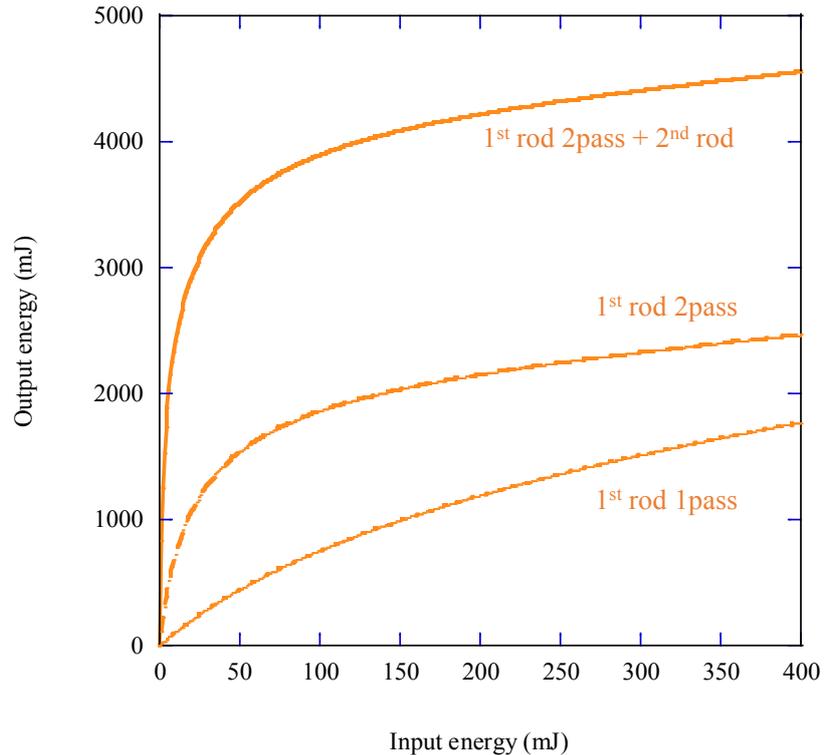


Fig. 6 Calculation result of the output energy at each amplifier stage.

目標値であるレーザー出力 5 J のため、Nd:YAG ロッドの本数を更に 1 本、増やすことで達成可能であると見積られる。今後、本研究で実施した 1st ロッド 1 パス増幅レーザー光の 2 パス増幅そして 2nd ロッドを用いた 3 パス増幅により最終的な加振用レーザー試作機の出力エネルギーおよびレーザービームの各諸特性について評価を実施する。また、並行して加振用レーザー試作機開発で得られた知見に基づき、試作機の目標値をそのままに野外仕様化、小型化を行った実証機開発を実施していく。

4. まとめ

トンネル検査で用いられる打音法に換わる手法として期待されるレーザー誘起振動法の課題である高速化を制限する 1 つの要因である加振用レーザーの繰返しを増加させるため、本研究では出力エネルギー 5 J、繰返し周波数 50 Hz を目標値とした高平均出力レーザーシステムの開発に取り組んだ。MOPA システムを基に、1.1 at% の Nd:YAG ロッド 1 pass 増幅により最大 1.3 J (繰返し周波数 50 Hz、平均出力 65 W) が得られた。また、実験結果より見積られる最大の小信号利得係数は 0.345 cm^{-1} 、蓄積エネルギーは 2.31 J であり、Nd:YAG ロッド 2 本を用い合計 3 パスの増幅で 4 J を超える出力が得られることを示した。今後、目標値である 5 J 以上の出力達成に向け Nd:YAG ロッド 3 本を用いて増幅を行い、小型化、野外仕様化を実施した実証機開発を進めていく。

謝辞

本研究は、総合科学技術・イノベーション会議の SIP (戦略的イノベーション創造プログラム) 「レーザーを活用した高性能・非破壊劣化インフラ診断技術の研究開発」(管理法人: JST) によって実施されました。

参考文献

- [1] 島田義則, 検査技術, **11** 8 (2006)
- [2] 島田義則, RTRI REPORT, **23** 29 (2009)
- [3] T. Hatae, et al., J. Plasma Fusion Res. SERIES, **9** 253 (2010).
- [4] L.M. Frantz, et al., J. Appl. Phys., **34** 2346 (1963).

4.4 超高強度レーザーの時間コントラストにおける

パルス伸長器・パルス圧縮器光学部品表面粗さの影響

Influence of surface roughness on optics in stretcher and compressor on temporal contrast of an ultra-high intensity laser

真柴 雄司^{1,2}, 桐山 博光¹, 浅川 誠², 近藤 公伯¹

¹国立研究開発法人 日本原子力研究開発機構 関西光科学研究所

²関西大学大学院 理工学研究科

Y.Mashiba^{1,2}, H. Kiriya¹, M. R. Asakawa², and K. Kondo¹

¹Kansai photon Science Institute, Japan Atomic Energy Agency

²Faculty of Science and Engineering, Kansai University

Detailed analysis of temporal contrast using measured surface quality of stretcher and compressor optics shows the background light around 10^{-13} level of the main pulse. The stretcher and compressor optics having the surface roughness cause unwanted optical path difference, which reduces the temporal coherence of the main pulse. The precise investigation of this spectral random phase noise is important for laser-matter interaction experiments with an ultra-high intensity laser.

Keywords: High intensity lasers, Chirped-pulse amplification, Temporal contrast

1. はじめに

チャープパルス増幅(Chirped-pulse amplification: CPA)法[1]の出現により、ペタワット級の高強度レーザー[2]が実現し、現在、レーザーの集光強度は $10^{22}\text{W}/\text{cm}^2$ に達している[3]。このような高強度レーザーを用いたレーザーと物質の相互作用研究の分野においては、高コントラストなレーザーが要求される[2]。

しかしながら、CPA 法に使用される各光学部品には数十 nm の微小な凹凸がある。この微小な凹凸は高強度レーザーパルスの時間コントラストを劣化させる[4]。CPA 法では、パルス伸長時、及びパルス圧縮時において、レーザーは波長毎に空間的に分解される。Fig.1 に示されるように、パルス伸長器やパルス圧縮器に使われる各光学部品表面に凹凸があると、反射光は波長毎に相対的な位相差を受けることになる。そこで、パルス伸長時、及びパルス圧縮時に波長毎に受けるランダム位相ノイズ(Spectral Random Phase Noise: SRPN)を、日本原子力開発機構、関西光科学研究所に設置されている J-KAREN レーザーシステム[2]を例に取り、実際の各光学部品の凹凸から定量的に計算し、圧縮後のレーザーパルスの時間コントラストを評価した。その結果、ランダム位相ノイズが数百ピコ秒領域の時間コントラストを劣化させることを明らかにした。

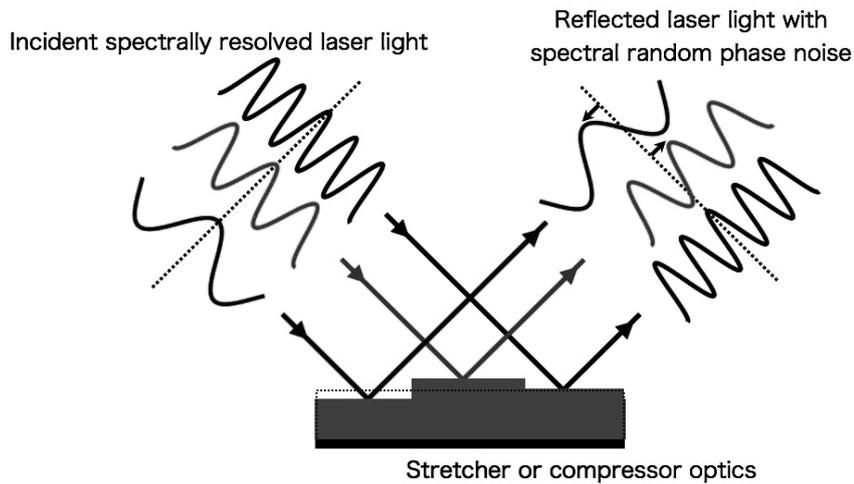


Fig. 1 Origin of spectral random phase noise (SRPN) by surface roughness of stretcher and compressor optics.

2. 時間コントラストにおけるランダム位相ノイズの影響

各光学部品表面の凹凸によって生じる波長毎のランダム位相ノイズは、フーリエ逆変換の式の中で位相として用いられる。時間コントラスト $C(t)$ は実験的に得られたスペクトル強度 $I(\lambda)$ とランダム位相ノイズ $\delta(\lambda)$ を使用して次式のように評価される。

$$C(t) = \left(\int \sqrt{I(\lambda)} e^{i\left(\frac{2\pi c}{\lambda}t + \delta(\lambda)\right)} d\lambda \right)^2 \quad (1)$$

ここで、 c 、 λ 、 t はそれぞれ光速、波長、時間である。ランダム位相ノイズを計算するために、J-KAREN レーザーシステムのパルス伸長器やパルス圧縮器で実際に使われるミラーや回折格子表面の凹凸の深さと形状を実測した。パルス伸長器には反射型のオフナータイプ[5]が採用されており、凹面鏡、凸面鏡、回折格子、及びルーフミラーから成るが、凹面鏡、凸面鏡表面の凹凸の測定は技術的に難しいため今回は行なわなかった。パルス伸長後、増幅されたレーザーパルスは4枚の回折格子から成るトレイシータイプのパルス圧縮器で圧縮される。これらの各光学部品表面にはPV(Peak to Valley: PV)値で最小15nm、最大で43nmの凹凸があることが分かった。凹凸の形に周期性はなく各光学部品で異なる。これら各光学部品の凹凸によって波長毎に異なる微小な光路長差が生じる。この光路差長に起因するランダム位相ノイズを計算した。Fig.2はそれぞれパルス伸長器、及びパルス圧縮器を通過する時に、レーザーパルスの中心の光が受ける波長毎のランダム位相ノイズを計算したものである。

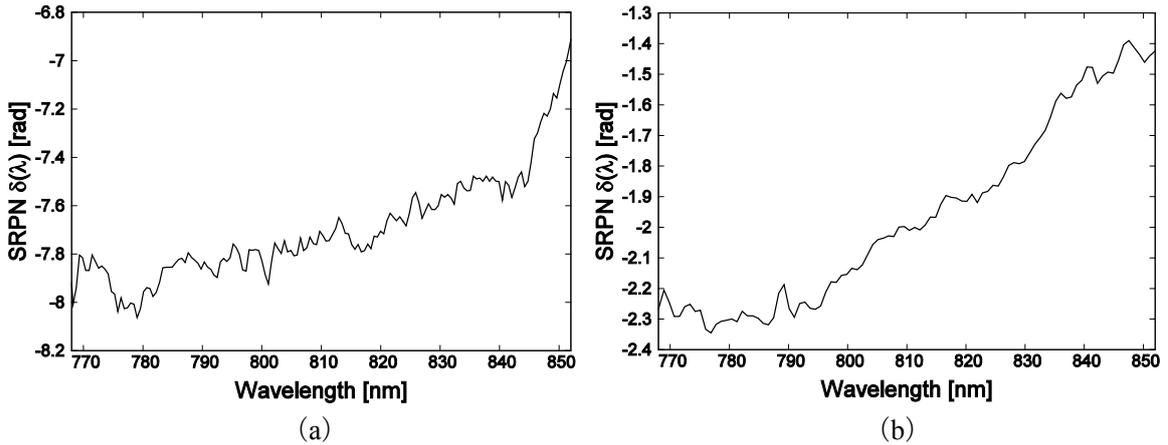


Fig. 2 Calculated SRPN of stretcher (a) and compressor (b) optics.

波長 767.15nm の光から波長 852.85nm の光に渡ってランダム位相ノイズを計算することで、レーザーパルスの時間コントラストを評価した。Fig.3 (a) は実験的に得られたスペクトル強度 $I(\lambda)$ と計算した各波長が受けるランダム位相ノイズ $\delta(\lambda)$ を示す。スペクトル帯域はパルス伸長器の構造で決まり、スペクトル強度には波長 767.15nm と波長 852.85nm にクリッピングがある。ランダム位相ノイズは波長 767.15nm から 852.85nm の間で振幅が-5.1rad から-3.4rad の間で急激な増減を繰り返す。ランダム位相ノイズの形状はレーザーパルスが入射する光学部品の位置によって変化するが、Fig.3(a)はレーザーパルスの中心の光が受けるランダム位相ノイズであり、他の位置で受けるランダム位相ノイズの振幅は同じ程度である。

Fig.3 (b)は Fig.3(a)のスペクトル強度とランダム位相ノイズを用いて評価した時間コントラストである。ランダム位相ノイズを含まない時間コントラストと比べて、ランダム位相ノイズを含む時間コントラストは主パルスの 100ps 前から劣化し、主パルスの 300ps 前では一桁も劣化することを明らかとした。

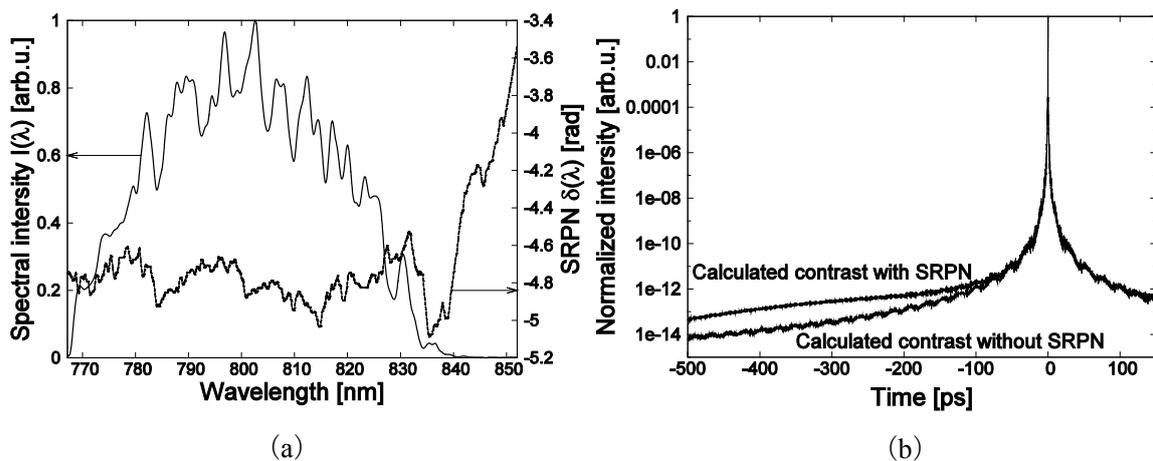


Fig. 3 The effect of SRPN on the temporal contrast. (a) SRPN due to the surface roughness of the optics and a typical experimental spectrum, (b) calculated temporal contrast with and without SRPN.

3. まとめ

超高強度レーザーシステムで使われる各光学部品の微小な凹凸が、パルス圧縮後の時間コントラストをどれだけ劣化させるか定量的に評価した。パルス伸長器、及びパルス圧縮器に用いられる各光学部品表面の深さ 15nm から 43nm の僅かな凹凸で、レーザーパルスは波長毎の相対的な位相差を受け、時間コントラストは主パルスの 300ps 前で一桁も劣化することが明らかとなった。

参考文献

- [1] D. Strickland, et al., Opt. Commun., **56**, 219 (1985).
- [2] H. Kiriya, et al., Invited Paper, IEEE Sel. Topics J. Quantum. Electron. **21**, 1601118 (2015).
- [3] S.-W. Bahk, et al., Opt. Lett., **29**, 2837 (2004).
- [4] K. H. Hong et al., Appl. Phys. B, **81**, 447 (2005).
- [5] G. Cheriaux, et al., Opt. Lett., **21**, 414 (1996).

4.5 高安定光パラメトリックチャープパルス増幅のための

低ジッター励起光の開発

Development of low-jitter pump pulses for stable optical parametric chirped-pulse amplification

宮坂 泰弘、桐山 博光、岸本 牧、森 道昭、神門 正城、近藤 公伯
 国立研究開発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

Yasuhiro MIYASAKA, Hiromitsu KIRIYAMA, Maki KISHIMOTO, Michiaki MORI, Masaki KANDO
 and Kiminori KONDO

Quantum Beam Science Center, Japan Atomic Energy Agency

Optical parametric chirped-pulse amplification (OPCPA) is an useful technique for realizing high contrast laser pulses in the front-end of an ultra-high intensity laser system. OPCPA requires a precise temporal overlap of the signal and the pump pulses coming from two independent lasers to achieve stable performance. The timing jitter causes instability of the output spectrum and energy. For an accurate synchronization, we are developing optically synchronized pump pulses with the signal pulses.

Keywords: Optical parametric chirped-pulse amplification (OPCPA), Ultra-high intensity laser, Temporal contrast

1. はじめに

光パラメトリックチャープパルス増幅法(OPCPA)では、信号光と励起光が非線形光学結晶内に同時に存在する場合にのみ増幅が生じるため、誘導放出を用いたレーザー増幅時に見られる自然放出増幅光が存在せず、高いパルスコントラストを得ることができる。OPCPA をペタワット級超高強度レーザーの前増幅器として用いた J-KAREN レーザー(日本原子力研究開発機構、関西光科学研究所)では 12 桁もの高いパルスコントラストの実現に成功しており、OPCPA の有効性が示されている[1]。一方で、OPCPA は非線形現象を利用した増幅であるため、信号光と励起光の間のタイミングジッターにより利得がパルス毎に変化してしまい、増幅後のエネルギーやスペクトル形状の安定性に課題が残されている。現状のタイミングジッターは信号光発振器と励起光発振器の電気的同期に起因しており、ナノ秒程度であることが分かっている。本研究では、ペタワット級超高強度レーザー装置における OPCPA をより安定に運用するために、信号光と光学的に同期した、ペタワット級超高強度レーザー装置で利用可能な励起光の開発を行っている。

2. ペタワット級超高強度レーザー装置で利用可能な光同期式励起光の開発

発振器からの出力光で信号光と励起光を生成する光同期手法を用いることで、ピコ秒以下のタイミングジッターを実現することができる[2]。光同期式励起光源として、数サイクルレーザーの励起を念頭に置いた低エネルギーで、数十ピコ秒程度と短いパルス幅を有するシステムが報告されている[3]。ペタワット級超高強度レーザーに用いるために、高エネルギー化と光学素子へのダメージ回避を考慮するとナノ秒

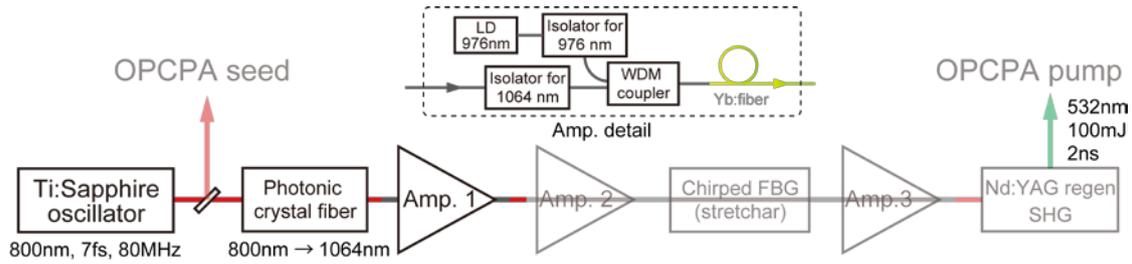


Fig.1 Diagram of optically synchronized pump laser system.

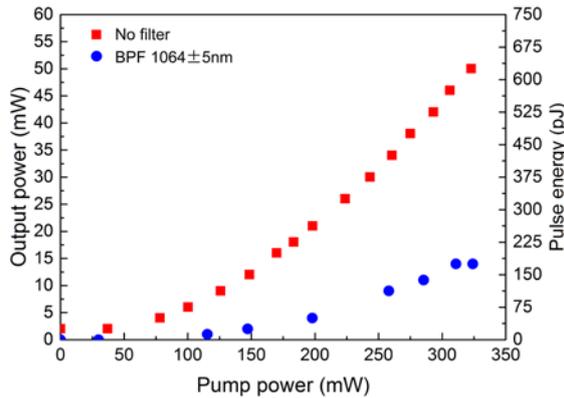


Fig.2 Dependence of Amp.1 output power on pump power without filters (squares) and with bandpass filter (circles).

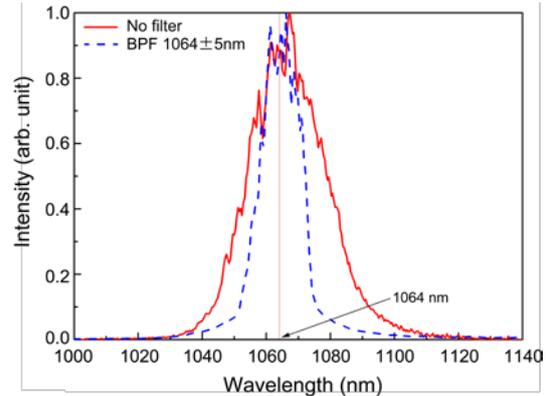


Fig.3 Spectra after Amp.1 without filters (solid curve) and with bandpass filter (dashed curve).

以上のパルス幅が必要となる。本研究では、J-KAREN レーザーの OPCA で励起光として利用している Q スイッチ Nd:YAG レーザーと同様に使うことができる励起光を開発することで、既存のシステムを維持したままレーザーの性能向上を目指す。Fig.1 に開発中のレーザーのダイアグラムを示す。Ti:Sapphire 発振器から得られるパルスの一部を取り出してフォトニック結晶ファイバーに集光することでスペクトルの拡張を行った。得られるスペクトルは入射パルスのエネルギーと偏光に依存しており、これらを調整することで必要な 1064nm を含むスペクトルを得た。1064nm 付近のパワーは約 2mW で、1064nm±5nm のバンドパスフィルターを透過させると 0.5mW 以下となった。バンドパスフィルター有り無しの場合でそれぞれ Yb:fiber 増幅器 (Amp.1) にて増幅を行った。励起光と種光のパワーの関係を Fig.2 に、増幅後のスペクトルを Fig.3 に示す。いずれの場合も増幅が確認され、寄生発振やダメージなどは生じなかった。

3. まとめと今後の展望

フォトニック結晶ファイバーでスペクトル拡張をして得た 1064nm 近傍の種光の増幅を実証した。フォトニック結晶ファイバーの出力光のスペクトル中心は時間によるドリフトが見られるため、今後、フィードバック機構を構築し波長安定化を試みる予定である。更に、ファイバーによる増幅とパルス伸長、パルスピッカーなどで 10Hz、数 nJ、2ns のパルスを作り出し、Nd:YAG 再生増幅器で増幅後に 532nm の第二高調波で 100mJ の出力を目指す。

参考文献

- [1] H. Kiriya et al., IEEE j. sel. top. quantum electron. 21, 1601118 (2015).
- [2] S. Klingebiel et al., Opt. Exp. **20**, 3443 (2012).
- [3] D. Herrmann et al., Opt. Lett. **34**, 2459 (2009).

4.6 アルミ薄膜を用いたレーザーイオン加速実験の

PIC シミュレーション

PIC simulation of ion acceleration with a 0.8 μ m aluminum foil

守田 利昌、小倉 浩一、Alexander PIROZHKOV、西内 満美子、神門 正城、近藤 公伯
 国立研究開発法人 日本原子力研究開発機構 量子ビーム応用研究センター

Toshimasa MORITA, Koichi OGURA, Alexander PIROZHKOV, Mamiko NISHIUCHI,

Masaki KANDO and Kiminori KONDO

Quantum Beam Science Center, Japan Atomic Energy Agency

Ion acceleration using a laser pulse irradiating an aluminum foil target that has iron and hydrogen layers on its surface is examined using 2D PIC simulations. A laser pulse with a power of 196 TW, energy of 7.5 J and peak intensity of $2 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$, irradiated a 0.8 μ m aluminum foil target. A p -polarized laser pulse is incident at an angle of 45° with respect to the target. It is shown that 73 MeV protons and 24 MeV/u iron ions are produced, and high-energy protons are distributed at a position which is shifted 12° from the laser propagation direction.

Keywords: Ion acceleration, Laser plasma interaction, Particle-in-cell simulation

1. はじめに

レーザーイオン加速において、その加速現象の空間スケールは μm ~ 数 mm のサイズであり、時間スケールはフェムト秒~ピコ秒のオーダーである。この極端に小さな空間と時間のスケールのため、実験だけで現象を理解し各種検討を行なうのは困難である。そこで、コンピューターシミュレーションによる現象の理解と検討が重要となってくる。

ここでは、J-KAREN を用いて行なわれたレーザーイオン加速実験[1,2]を、2D PIC シミュレーションで解析した結果を報告する。本研究の目的は、実験でのイオン加速過程における現象を詳細に示し、その理解を深めるとともに、コンピューターシミュレーション結果と実験結果の比較を通じ、その精度の検証を行なうことである。

2. シミュレーションモデル

計算に用いたシミュレーションモデルを示す。用いたレーザーは J-KAREN であり、ガウス形レーザーパルス、波長 $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$ 、スポット径は半値幅で $3 \mu\text{m}$ 、パルス幅は 36 fs、強度は $2 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ である。このとき、レーザー出力=196 TW、エネルギー=7.5 Jとなる。レーザーパルスはターゲットに対し 45° の角度で p -偏光で入射される。ターゲットは、0.8 μm 厚のアルミ薄膜であり、その表面に非常に薄い (0.005 μm) 鉄の層が付着しており、さらにその上に 0.01 μm 厚の水の層 (本解析では水素の層にモデル化) が存在している (Fig.1 (a))。計算は2次元で実施した。水平方向に x 軸を取り、その直角上向きに y 軸を定義した。レーザーパルスは $x=y=0$ の点にその中心がくるように定義されている。シミュレーション領域は、 $L_x \times L_y = 116 \lambda \times 90 \lambda$ であり、用いたグリッド数は、 31000×24000 、用いた粒子の総数は 9×10^8

個である。計算には、日本原子力研究開発機構保有の大型計算機 PRIMERGY BX900 を用いた。

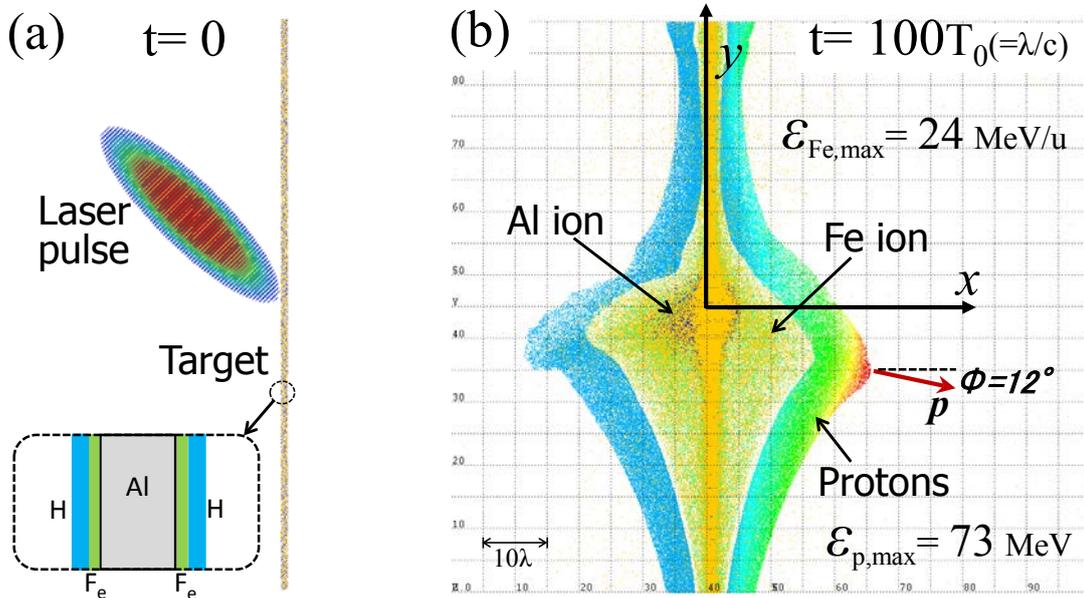


Fig.1. (a) Initial state of the laser pulse and the target ($t=0$). (b) Distribution of ions and protons (color scale corresponding to energy) at $t=100T_0$.

3. 2D PIC シミュレーション結果

Fig.1(b)は、計算で得られたレーザー照射後のアルミイオン、陽子(水素イオン)、鉄イオンの分布を示している。長さはレーザー波長 λ を、時間はレーザー周期 λ/c を用いて表わされている。陽子はそのエネルギーの値で色分けされており、赤色部分は高エネルギーであることを示している。高エネルギー部分の陽子の進行方向は、ターゲット垂直方向からレーザー進行方向に 12° 傾いている。最も外側に陽子(水色～赤色)が帯状に分布し、その内側に鉄イオン(緑色)、最も内側にアルミイオン(紺色)が分布している。電子(黄色)は広い範囲に分布しているが、その多くは初期ターゲット位置付近に分布している。計算で得られた陽子エネルギー=73 MeV、鉄イオンエネルギー=24 MeV/uであり、実験での測定値はそれぞれ40 MeV、16 MeV/uであった。従来の計算結果から、2D計算でのイオンエネルギーは、3D計算の約1.5倍程度になることが分かっている。よって、3D計算では陽子エネルギー=73/1.5=49 MeV、鉄イオンエネルギー=24/1.5=16 MeV/uと推定され、実験値と良く一致する。

Fig.2は、レーザー照射時($t=0$)からの時間経過にともなうレーザーパルスとターゲットの状態を示している。レーザーパルスは電場のコンター図で表わされており、電場はその値の大きさで青色～赤色に色分けされている。 $t=0$ においては、初期のレーザーパルスとターゲット形状が示されている。照射されたレーザーはターゲット表面で反射し($t=25$)、ターゲットを透過する量は少ない。このときレーザーパルスとターゲットには激しい相互作用が生じている。ターゲットは、レーザーとの相互作用後($t \geq 25$)、時間経過とともに大きく変形していき、徐々に高エネルギー陽子(赤色部分)が生成されている。

Fig.3(a)は、レーザー照射後($t \geq 25$)のアルミ薄膜の様子を示している。ここでは、レーザー照射部付近のアルミイオン密度の時間変化が示されている。密度の大小は色で表わされており、赤色=初期密度、青色=0密度を示している。色レベルとイオン密度は線形の関係である。時間経過と共に、レーザー照射

部のターゲット表面付近の密度は低下している。レーザー照射後、ターゲット厚は薄くなっているが、厚み方向中心部は初期のイオン密度(赤色)を保っている。すなわち、ターゲットはレーザー照射後も破れていないことを表わしている。また、ターゲットはレーザー照射後に+x 方向(レーザー進行方向)に、わずかに湾曲していることがわかる。

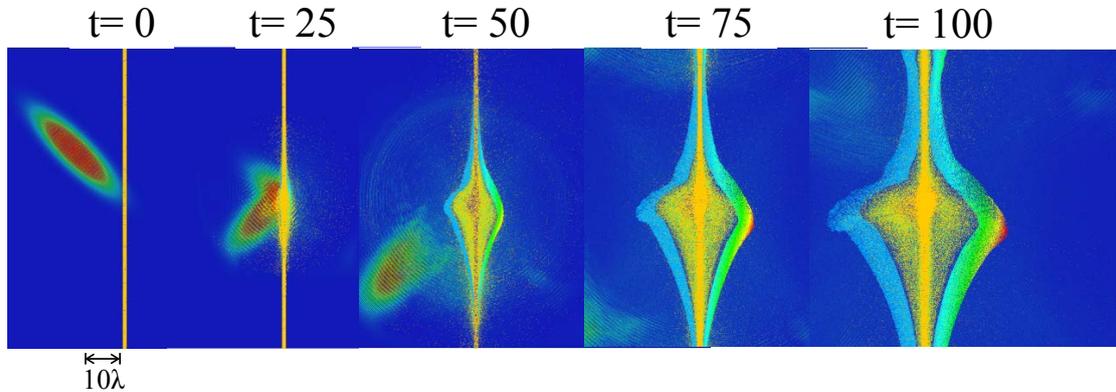


Fig.2. Particle distribution and electric field magnitude. Shown are the initial shape of the target and the laser pulse (t=0), the interaction of the target and laser pulse (t=25), and the target shape and the accelerated protons (color scale) (t=50,75,100).

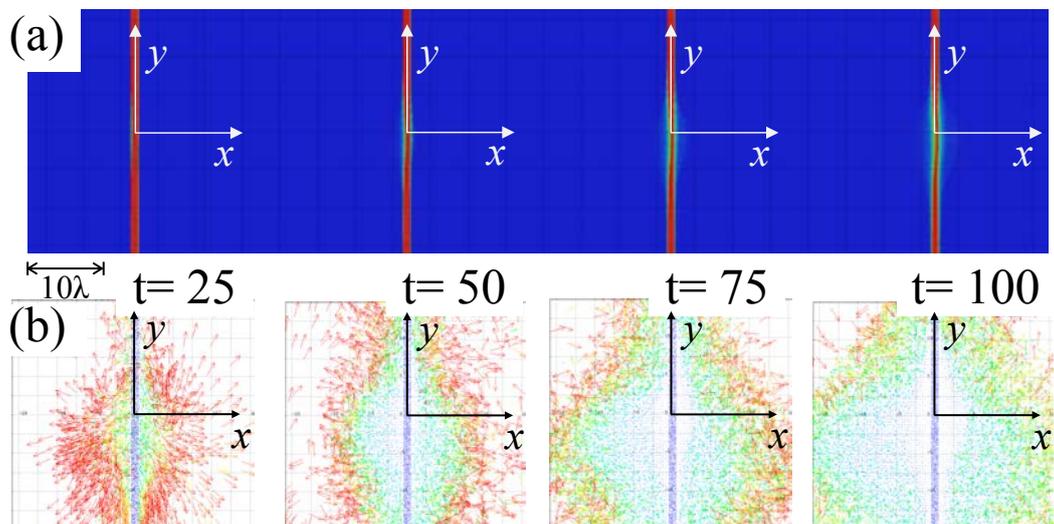


Fig.3. (a) Density of the aluminum ions in time. The red color parts show regions where the initial density remains. (b) The velocity vector of the electrons in time. The red arrow shows the high speed electrons.

Fig.3(b)は、レーザー照射後($t \geq 25$)における電子の速度ベクトル図である。ベクトルは電子の速度と運動の方向を示している。ベクトルは、その大きさで色分けされており、赤い色は速度が高いことを、青い色は速度が低いことを示している。また、初期ターゲットの位置が図中央部の青色上下帯状領域で示されている。レーザーパルスとターゲットが激しく相互作用している $t=25$ において、電子はターゲットから外側へ向かって高い速度で運動している。そして、時間経過とともに、高い速度を持っている電子の分布は、その速度を下げながら、さらに外側領域へと移動している。一方、ターゲット付近の電子は外側領域の電

子に比べ、その速度は非常に低い。電子の速度は $v_{ave} = \sum v_i / n$ で計算されている。ここで、 n は定義セル内の電子粒子数、 v_i は第 i 粒子の速度である。

4. まとめ

2D PIC シミュレーションを用い実験解析を実施し、その加速過程における現象を詳細に示し理解した。また、PIC シミュレーションで良好な解が得られることがわかった。本検討は2Dシミュレーションであるため、2D モデルの特性でイオンエネルギーが高めに得られているが、3D 補正した結果は実験値と良く一致している。J-KAREN 実験において、アルミ薄膜厚 $0.8 \mu\text{m}$ は高エネルギーイオンを得る目的のためには厚すぎると考えられる。また、高エネルギー陽子を得るためには、ターゲットに CH_2 , H_2O 等の水素を多く含む物質を用いる方が有利である[3]。これらのターゲットでは、ここで示した結果より、さらに高いエネルギーの陽子ビームが得られると考えられる。

参考文献

- [1] K. Ogura, *et al.*, Opt. Lett., **37**, 14 (2012).
- [2] M. Nishiuchi, *et al.*, Phys. Plasmas, **22**, 033107 (2015).
- [3] T. Morita, Phys. Plasmas, **21**, 053104 (2014).

4.7 Surface changes of structural materials ablated with nanosecond EUV laser light

K. KASUYA^{1, 2}, K. KOLACEK³, J. SCHMIDT³, O. FROLOV³, J. STRAUS³,
J. MATEJICEK³, A. CHOUKOULOV⁴, S. MOTOKOSHI¹, M. NAKAI⁵, K. TOKUNAGA⁶

1. Institute of Laser Technology (ILT), Japan

2. Institute of Applied Flow (IAF), Japan

3. Institute of Plasma Physics, Czech

4. Charles University of Prague, Czech

5. Institute of Laser Engineering, Osaka University, Japan

6. Research Institute of Applied Mechanics, Kyushu University, Japan

E-mail: kasuya.koichi@ilt.or.jp

【Introduction】

Silicon carbide with its unique properties has many uses in different applications. Laser ablations of silicon carbide were reported recently at wavelength range from 193 nm to 1064 nm and pulse widths from ns to fs. Laser ablation of tungsten and molybdenum were also reported under wide range of parameters. In this paper, we investigated the interaction of capillary discharge Ne-like argon laser pulses at wavelength of 46.9 nm with structural bulk materials (silicon carbide, tungsten and molybdenum). Various optical methods were tried to diagnose the surface changes of these useful materials.

【Experiments】

The sample in a vacuum chamber was moved along the surface during the measurement so that a fresh spot could be exposed at every overlapped laser shots. Our experimental apparatus CAPEX (CAPillary Experiment, Fig.1) consists of a Marx generator, a coupling section, a pulse forming line (fast cylindrical capacitor), a main spark gap and a ceramic capillary. In early experiments with surface modification of materials, typical capillary current was about 30 kA with pre-ionization current of 10 A (5 ms prior to the spark gap breakdown). At this time, the capillary lifetime was limited to be about only 100 shots. At present, due to the optimization of ground electrode geometry/ the increase of amplitude and duration of pre-ionization current (100 A and 20 ms)/ and decrease of the main capillary current (typically 15-20 kA), the lifetime of the capillary became significantly longer (up to 1200 shots). Our driver is capable to be operated in a repetitive regime with frequency up to a few Hz. The more details of the capillary discharge driver CAPEX is described in our early-published papers

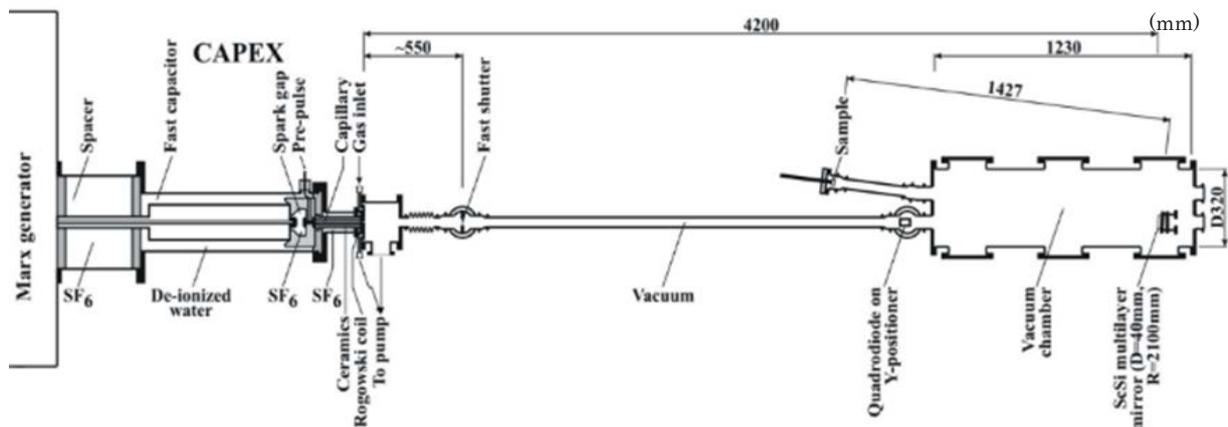


Fig. 1. Experimental apparatus CAPEX with extension for ablation experiments.

in [1-17]. The laser light was guided along a long vacuum tube to an interaction chamber with a spherical multilayer Sc/Si mirror, the irradiation samples and a camera. The surface roughness of the samples were measured both before and after the irradiation. Almost all of the laser irradiations and the surface analyses were performed by the authors of the 3rd Institute and 4th University described in the paper title section.

【Results】

Our results of Ra values with Zygo were 1.2-1.0 nm for SiC, 2.6-2.3 nm for Mo and 3.5-1.9 nm for W. Bulk silicon carbide was irradiated by 1, 5, 10, and 20 pulses with average laser energy of 0.17 mJ. The produced craters on the sample surfaces were recorded with the camera. Some footprints from this series are shown in the Fig. 2(a). The same silicon carbide sample was ablated by 1, 10 and 20 laser pulses with energy of 0.73 mJ. Laser induced periodic surface structures is clearly visible in Fig. 2(b) on footprints after 10 and 20 pulses. The same type of ablation experiment was performed with tungsten bulk sample in two series with energy of 0.19 mJ (Fig. 3(a)) and 0.76 mJ (Fig. 3(b)). The EUV laser beam was focused also on the bulk molybdenum sample in series with the laser energy of 0.33 mJ (Fig. 4(a)) and 0.76 mJ (Fig. 4(b)). Laser induced periodic surface structures are visible in series with higher energy as in experiments of silicon carbide.

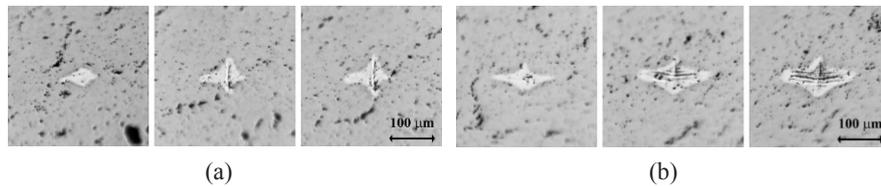


Fig. 2. Ablation footprints in SiC with average energy of (a) 0.17 mJ and (b) 0.73 mJ (from left to right, number of laser pulses: 1, 10 and 20).

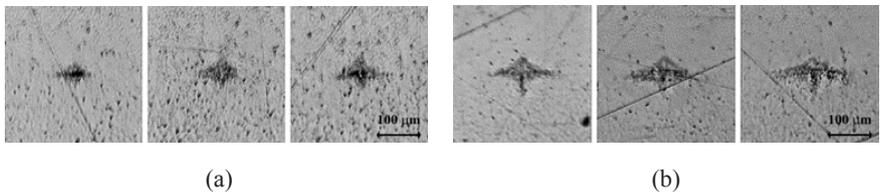


Fig. 3. Ablation footprints in W with average energy of (a) 0.19 mJ and (b) 0.76 mJ (from left to right, number of laser pulses: 1, 10 and 20).

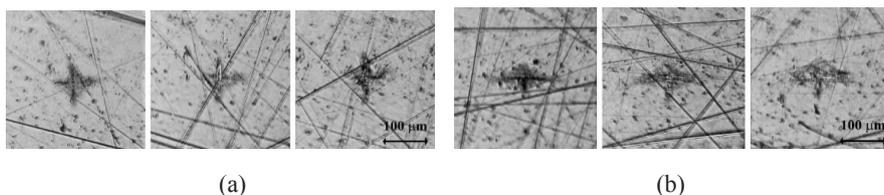


Fig. 4. Ablation footprints in Mo with average energy of (a) 0.33 mJ and (b) 0.76mJ (from left to right, number of laser pulses: 1, 10 and 20).

Detailed surface changes of these samples were analyzed most recently by a scanning electron microscope (SEM) and an atomic force microscope (AFM). These results are shown in Fig. 5 and thereafter. Fig.5 is the AFM images in 2D (left) and 3D (right) of tungsten sample under low laser energy irradiations of 20 superimposed shots. The maximum depth of the crater was about 400 nm. With the same kinds of AFM images of different superposition, the maximum crater depths were plotted as a function of superposition. The results is shown in Fig. 6, where the laser intensity was low for W and SiC and medium for Mo. After the 50 superposition, the depth became deeper than 400 and 600 nm.

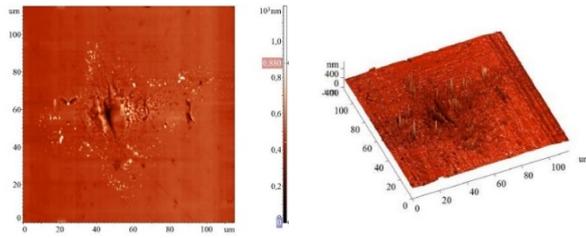


Fig. 5. Tungsten with low laser energy and 20 superimposed shots, AFM images, Left: 2D, Right: 3D, The maximum depth of the crater is ~400 nm.

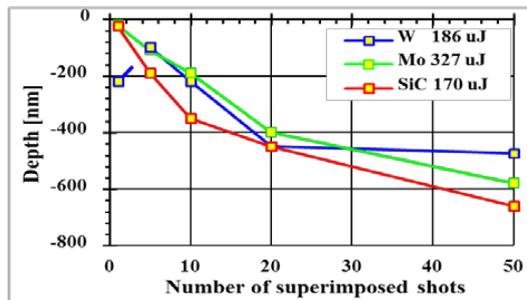


Fig. 6. Footprint depth in W, Mo and SiC as a function of superimposed shot number in the case of lower laser energy irradiations.

Different analyses of the craters were tried with graphical computer software. One of the results is shown in Fig. 7 in the case of SiC with low intensity laser irradiations. The 3D inverse crater image is shown for the 50 superimposed shot case. For the moment, it is difficult to select the correct “zero level” with our computer software, because even after computer “average level” evaluation at four corners was tried, the background level was not ideally flat. The attempts to adjust the “zero level” according to “crater edge” positions also failed, because it was often surrounded by rumparts.

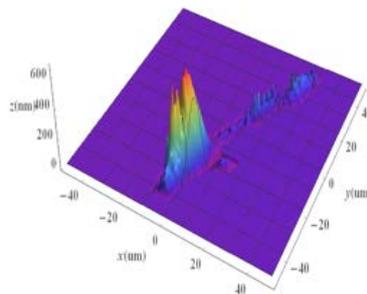


Fig. 7. Inverse 3D image of a SiC crater for low intensity laser irradiation case under 50 superimposed shots.

【Summary】

Experiments with laser ablation of bulk targets (silicon carbide, tungsten and molybdenum) with focused 46.9 nm EUV laser beams of nanosecond duration were performed. It was found that the higher energy laser beam irradiations (with more than 10 pulses per spot and average energy of about 0.75 mJ per pulse) created laser induced periodic surface structures. Detailed surface changes of these samples were analyzed by a SEM and an AFM to explain the energy deposition processes on W, Mo and SiC. Additional experiments and analyses [18-23] are necessary to get the final conclusion in the near future.

【Acknowledgements】

This work was supported by the following organizations. Funding for the research collaborations by the Institute of Laser Engineering, Osaka University (Number 2015B2-12), and the Research Institute of Applied Mechanics, Kyushu University (Number 27FP-10), Japan. The Czech Science Foundation under Contract GA1429772S and by the Grant Agency of the Ministry of Education, Youth and Sports of the Czech Republic under Contract LG13029. Parts of tungsten and SiC materials were supplied by the former Japanese Atomic Energy Research Institute (JAERI) and the former Tokai Kohnetsu Co., Ltd.. We asked Nagase Integrex Co., Ltd. to make the material surface roughness as smooth as possible. To prepare the near future experiments, additional special SiC thin samples were supplied by Tokai Fine Carbon, and we also asked the Keyence Co., Ltd. to investigate the surface condition of irradiated samples. We sincerely thank to all of people concerned here. Without their helps we could not get all of the above results.

【References】

As for the recent publications of the Czech group:

- [1] Y. Gao, Y. Zhou, B. Wu, S. Tao, R. L. Jacobsen and B. Goodman, *J. Manuf. Sci. Eng.* **133(2)**, 2011.
- [2] C. Palma and C. Sapia: *J. Electronic Materials* **29**, 607, 2000.
- [3] S. J. Pearton, C. R. Abernathy, B. P. Gila, F. Ren, J. M. Zavada and Y. M. Park, *Solid State Electronics* **48**, 1965, 2004.
- [4] S. Kim, B. S. Bang, F. Ren, J. D'Etremont, W. Blumenfeld, T. Cordock and S. J. Pearson, *J. Electronic Materials* **33**, 477, 2004.
- [5] E. W. Kruetz, R. Weichenhain, R. Wagner, and A. Horn, *RIKEN Review, Journal*, 83, 2003.
- [6] M. Farsari, G. Filippidis, S. Zoppel, G. A. Reider and C. Fotakis, *J. Micromechanical Microeng.*, **15**, 1786, 2005.
- [7] J. Byskov-Nielsen, J.-M. Savolainen, M. S. Christensen and P. Balling, *Applied Physics A* **101(1)**, 97, 2010.
- [8] E. M. A. Sternberg, N. A. S. Rodrigues, J. Amorim and M. E. Sbampato, *J. Phys.: Conf. Ser.* **370**, 012052, 2012.
- [9] Z. Tóth, B. Hopp, Z. Kántor, F. Ignácz, T. Szörényi and Z. Bor, *Applied Physics A* **60(5)**, 431, 1995.
- [10] G. Heise, M. Englmaier, C. Hellwig, T. Kuznicki, S. Sarrach and H. P. Huber, *Applied Physics A* **102(1)**, 173, 2011.
- [11] K. Kolacek, J. Straus, J. Schmidt, O. Frolov, V. Prukner, A. Shukurov, V. Holy, J. Sobota and T. Fort, *Laser Part. Beams* **30**, 57, 2012.
- [12] O. Frolov, K. Kolacek, J. Straus, J. Schmidt, V. Prukner and A. Shukurov, *J. Phys.: Conf. Ser.* **511**, 012035, 2014.
- [13] J. Straus, K. Kolacek, K. Neufuss, B. Kolman, J. Dubsy, O. Frolov, J. Schmidt and V. Prukner, *Czech. J. Physics* **56**, B564, 2006.
- [14] J. Schmidt, K. Kolacek, O. Frolov, V. Prukner and J. Straus, *X-Ray Lasers and Coherent X-Ray Sources: Development and Applications* **4**, 8140, 2011.
- [15] J. Schmidt, K. Kolacek, J. Straus, V. Prukner and O. Frolov, *Springer Proc. Physics*, **147**, 231, 2014.
- [16] J. Schmidt, K. Kolacek, J. Straus, V. Prukner, O. Frolov and V. Bohacek, *Plasma Devices and Operations*, **13**, 105, 2005.
- [17] K. Kolacek, J. Schmidt, V. Prukner, O. Frolov and J. Straus, *Proc. SPIE, Atomic and Molecular Pulsed Lasers*, **7**, 93805, 2008.

As for the publications of the Japanese group:

- [18] K. Kasuya, W. Mroz, S. Motokoshi and T. Norimatsu, *Proc. SPIE*, **8677-1**, 1-12, 2013.
- [19] K. Kasuya, W. Mroz, S. Motokoshi and T. Norimatsu, *Summary Book of Conf. Inertial Fusion Energy (CIFE 2012)*, 88-89, 2012. / *Plasma and Fusion Research: Regular Articles*, **8**, 3404054-1-4, 2013.
- [20] K. Kasuya, *Joint Conf. 9th Int. Conf. Open Magnetic Systems for Plasma Confinement (OS 2012) and 3rd Int. Workshop on Plasma Material Interaction Facilities for Fusion (PMIF 2012)*, 2012. / *Fusion Science and Tech.*, **63**, No.1T, 366, 2013.
- [21] K. Kasuya, *Annual Rep. NIFS*, April 2011-March 2012, 512, 2012.
- [22] K. Kasuya, S. Motokoshi, M. Nakai, K. Tokunaga, W. Mroz and B. Budner, *28th Meeting of the ITPA Topical Group on Diagnostics combined with the NIFS Collaboration Workshop on "Advanced Diagnostics for Burning Experiments of Magnetic and Inertial Fusion"*, 19th - 22nd May 2015 at NIFS, Japan, 2015.
- [23] K. Kasuya, S. Motokoshi, S. Taniguchi, K. Tokunaga et al., *Proc. 20th Int. Symposium on High-Power Laser Systems and Applications, Proc. SPIE*, **9255**, 925548-1-6b, 2015.

Internet home pages of the 1st author: <http://sites.google.com/site/kasuyakouichihomupeiiji/> Manuscript date: Dec.24, 2015.

4.8 Radial dose for low energy heavy ion beam

Kengo Moribayashi

Japan Atomic Energy Agency

Abstract. This paper presents the effect of incident heavy ion charge on radial dose. The mean charge of a heavy ion moving in a medium decreases with decreasing energies of this ion. As a result, this ion impact ionization cross sections, which affect radial dose, also decrease. For 1 MeV/u and 2 MeV/u, the relationship between radial dose and the mean charge of an incident ion is shown.

key words: low energy heavy beam, ion's charge, radial dose, cross sections

1. Introduction

The radial dose is employed to estimate the cell survival rate in the treatment planning system for heavy particle cancer therapy [1]. Here, the radial dose is the dose due to the irradiation of an ion as a function of distances (r_i) from this ion path [2]. The radial dose employed in this system [3,4] should achieve as high accuracy as possible because it is related to the life and death of a human being. To achieve this, we propose a radial dose simulation model [5] that overcomes weak points of the paradigms (or widely accepted models) for the calculation of the radial dose in this system at present. The so-called 'paradigm-shift' sometimes has eliminated the stagnation of the development and brought the dramatic development for science. Our model may allow us to treat the physical phenomena due to the irradiation of ions closer to reality than those produced from the paradigms[6,7]. In this paper, we treat lower energy ion beam toward the Bragg's peak.

2. Simulation model [6,7]

We treat water with the density of liquid water as a target. (i) We set up positions of water molecules. (ii) An ion moves through the target. (iii) We examine the change of the states of molecules due to incident ion impact. (iv) When we judge that impact ionization occurs, we produce a molecular ion and a secondary electron. (v) We also determine an initial energy and an emission angle of this electron. (vi) When ionized electrons exist, we examine the change of states of water molecules due to electron impact. (vii) Procedures (iv) and (v) are executed when we judge that the electron impact ionization occurs. (viii) We reduce the energy of the free electrons according to electron impact processes. This energy loss is employed for the radial dose calculation. (ix) The electric field due to the polarization induced in the target is calculated. The changes of the free electron velocities due to this electric field are simulated using Newton's equations. (x) We add Δt to t and move the incident ion and the free

electrons. (xi) Procedures (iii) – (x) are executed. (xii) When t becomes larger than t_{max} , another ion irradiates onto a different position, where we take t_{max} to be 100 fs. Procedures (i) – (xi) are repeatedly executed for one hundred times.

3. Results and discussions

Radial dose has a correlation with incident ion impact ionization cross sections which increase according to q^2 [8], where q is the charge of a heavy ion. Figure 1 shows the mean charge number (q_{mean}) obtained from the fitting equations given in Ref. [9] as a function of E_{ion} , where E_{ion} is the ion energy. Figure 2 shows carbon ion impact ionization cross sections with $q = Z_p$ and q_{mean} as a function of ion energies, where Z_p is the nuclear charge of the incident ion and Z_p of carbon atoms is six. Since we select water as a target, we take the bound electron number of the target to be ten. As the incident heavy ion comes nearer Bragg peak, E_{ion} decreases and it becomes more difficult to ignore the change of the charge number. In this paper, we treat $E_{ion} = 1$ MeV/u and 2 MeV/u using q_{mean} .

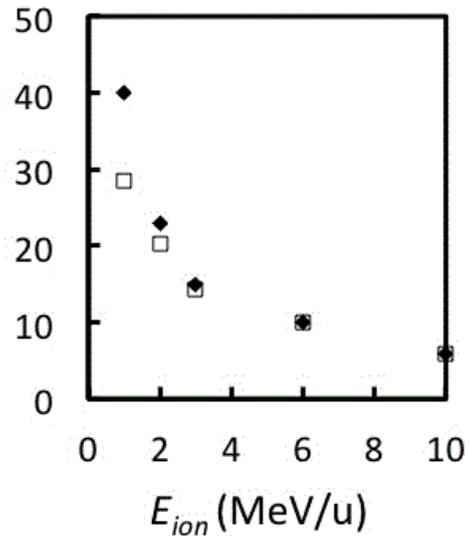
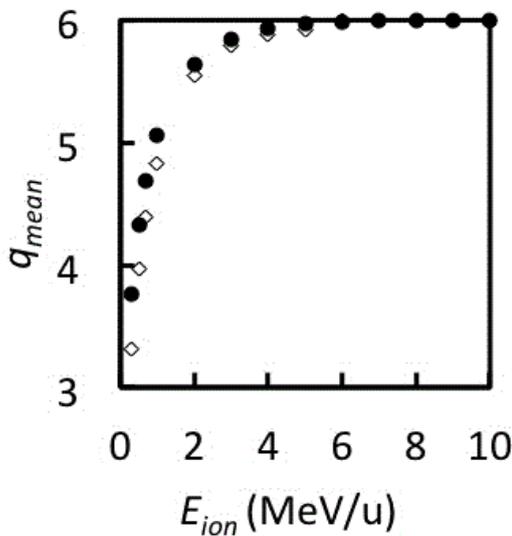


Fig.1. q_{mean} calculated by equations in Ref. [9] vs. E_{ion} ; ●: solid, ◇: gas targets.

Fig.2. σ_{ion} ($q = q_{mean}$) (□) and σ_{ion} ($q = Z_p$) (◆) vs. E_{ion} .

Fig. 3 (a) and (b) show radial dose (D_r) as a function of r for E_{ion} of 1 and 2 MeV/u, respectively. We have found that D_r at $r = 0 \sim 0.3$ nm is much smaller than that at $r = 0.3 \sim 1$ nm. This comes from the

fact that a lot of molecules located at $r = 0 \sim 0.3$ nm are ionized due to incident ion impact ionization. As a result, the number of molecules ionized or excited by ionized electron impact, which produces D_r , as Due to the effect of the change from Z_p to q_{mean} , D_r shows about 0.6 and 0.4 decreases near the trajectory of an incident ion for 1 MeV/u and 2 MeV/u, respectively.

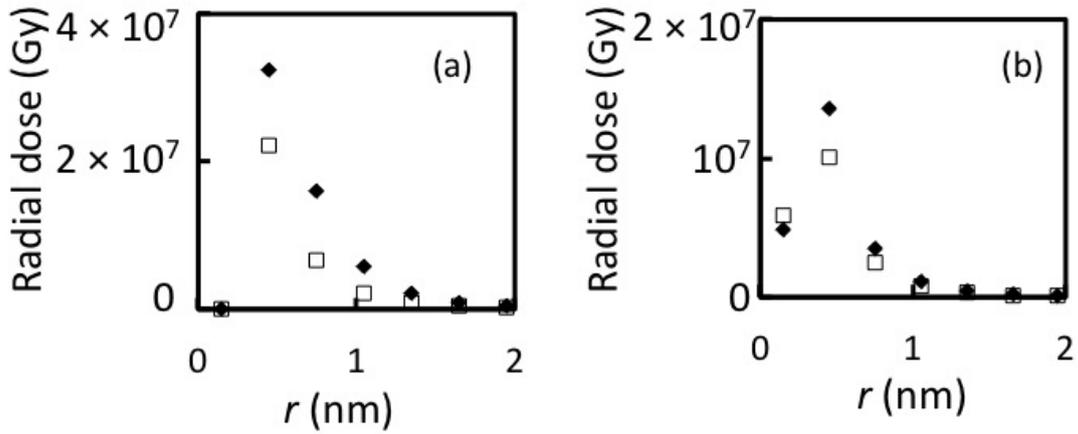


Fig. 3 D_r vs. r for carbon ion beam with E_{ion} of (a) 1, (b) 2 MeV/u; \square : $q = q_{mean}$, \blacklozenge : $q = Z_p$.

4. Summary

We have been studying radial dose using our simulation model for the calculation of the movement of ionized electrons due to the irradiation of carbon ions as close to reality as possible. We employ the mean charge (q_{mean}) in the medium and the nuclear charge (Z_p) of the incident ion for the incident ion energy (E_{ion}) of 1 and 2 MeV. We have found that for the change of the charge from Z_p to q_{mean} , radial dose becomes about 0.6 and 0.4 decreases at $r = 0 - 1$ nm for 1 MeV/u and 2 MeV/u, respectively, where r is the distances from the trajectory of the incident ion. We believe that the results obtained from our simulations become useful for the treatment planning system for heavy particle cancer therapy.

Acknowledges

We wish to thank Dr. D. Ohsawa (Kyoto Univ.), Dr. K. Akamatsu, Dr. J. Koga, Dr. N. Shikazono, Dr. A. Tanaka, and Dr. H. Namba (JAEA) for their explaining us a a lot of expert knowledge of radiation science and their useful discussions. Our simulation in this paper has been performed using super computer ‘PRIMERGY BX900’ at Tokai Research and Development Center in JAEA. This work has

been supported by JSPS KAKENHI Grant Number 25390131. Our simulation in this paper has been performed using super computer ‘PRIMERGY BX900’ at Tokai Research and Development Center in JAEA.

References

- [1] Y. Kase et al., Phys. Med. Biol. **53** 37 (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, Rad. Phys. Chem. **96**, 211 (2014)
- [6] K. Moribayashi, Phys. Rev. A **84** 012702 (2011)
- [7] K. Moribayashi, Radiat. Phys. Chem. **85** 36 (2013)
- [8] S. Uehara and H. Nikjoo, J. Phys. Chem. B **106** 11051(2002)
- [9] G. Schiwietz and P.L. Grande, Nucl. Instru. Meth. Phys. Res. B **175 -177** 125 (2001)

4.9 Development of a high current 250 kV photocathode dc gun

Nobuyuki NISHIMORI, Ryoji NAGAI, Masaru SAWAMURA, Ryoichi HAJIMA

Quantum Beam Science Center, Japan Atomic Energy Agency

E-mail: nishimori.nobuyuki@jaea.go.jp

We have developed a high current photocathode dc gun at JAEA for the next generation light sources such as an energy recovery linac and high-repetition rate X-ray free electron laser. The gun is equipped with a multialkali photocathode preparation system. Quantum efficiency of 0.37% at 532 nm was obtained for a Cs₃Sb photocathode. The gun was high voltage conditioned up to 230 kV with a cathode electrode. Beam generation test from the multialkali photocathode will be performed by the end of FY2015.

1. Introduction

A high-brightness and high-current electron gun has been developed worldwide for the next generation light sources such as an energy recovery linac (ERL) and a high-repetition rate X-ray free electron laser. Long lifetime photocathode is important for such future light sources. Recently Cornell photoinjector demonstrated generation of record high current electron beam up to 75 mA with 1/e lifetime of 15,000 C from a multialkali photocathode dc gun [1]. The multialkali photocathode is a promising candidate for future light sources.

We have developed a 500-kV dc photocathode gun for ERL light sources and demonstrated generation of a 500-keV electron beam [2]. The gun has been operated at the compact ERL (cERL) at KEK for more than two years and delivered CW beam up to 80 μ A for laser Compton scattering experiment [3]. We plan to increase the beam current up to 1 mA by the end of FY2015 and to further increase the current up to 10 mA in a few years. However, the photocathode at the cERL gun is GaAs and its lifetime is limited to a few kC [4], while that of a multialkali photocathode is greater than 15 kC [1]. Thus we have started to develop a multialkali photocathode preparation system to demonstrate high current beam generation at JAEA.

In this paper, our multialkali photocathode preparation system is described. The system was connected to a photocathode gun equipped with a 250kV-50mA Cockcroft Walton high voltage power supply (HVPS). The gun was high voltage conditioned up to 230 kV with a cathode electrode in place and beam generation test is anticipated by the end of FY2015.

2. Multialkali photocathode preparation system

We have developed a multialkali photocathode preparation system following Refs. [5,6]. A silicon wafer of 0.5 mm thickness is used as a substrate. The wafer is attached on a molybdenum puck with indium seal. The puck is housed in a puck holder on a rotating table and transported with a transfer rod to gun high voltage chamber for beam generation. A tungsten heater on a linear motion is used for heat cleaning the wafer and heating the wafer during evaporation of antimony and alkali metals. The temperature is monitored with a thermocouple connected to the puck holder.

We decided to fabricate Cs₃Sb photocathode at first, because it is the simplest alkali antimony

photocathode. A 99.9999% antimony bead (SB-020100: NILACO) was placed on a Mo boat. The boat was heated for evaporation. A caesium source (AS-6-Cs-415-V: ALVATEC) was placed 3 cm apart from the substrate surface. A thickness monitor (CRTS-4U: ULVAC) is used to calibrate thicknesses of both antimony and caesium. The photocathode preparation system was baked for 20 hours at 170 degree C with a 0.3 m³/s turbo molecular pump. A 1.3 m³/s NEG pump (SAES getters: CapaciTorr-B 1300-2) was activated after the baking. A 0.05 m³/s ion pump (ULVAC: PST-050AU) is installed to pump noble gases and methane. The vacuum pressure of the multialkali photocathode preparation chamber is 5×10^{-9} Pa after NEG activation.

The wafer is heat cleaned at 550 degree C for 2 hours and then cooled to 170 degree C. The antimony was evaporated with thickness of 40 nm and the caesium was evaporated until maximum photo current is obtained. The measured quantum efficiency (QE) of Cs₃Sb photocathode is 0.37 % [7], which is one order of magnitude smaller than textbook [6] and recent results [5,8]. Further improvement is required for our alkali antimony preparation system.

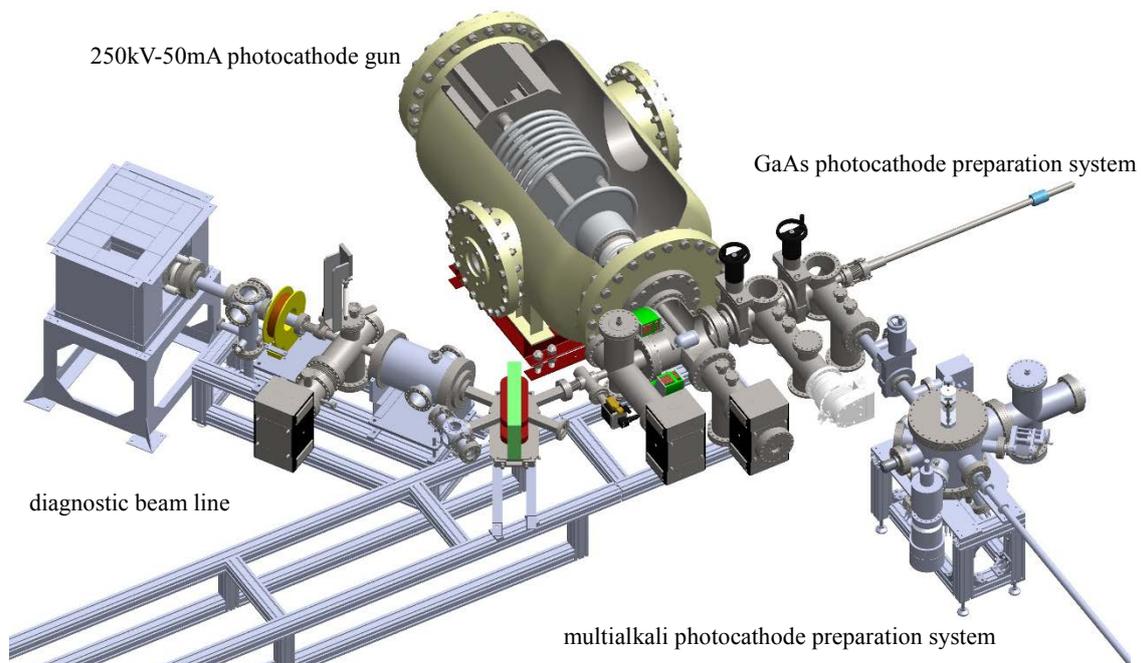


Fig. 1. A gun test stand form high current beam generation.

3. Gun test stand for high current beam generation

We have a dc gun with a 250kV-50mA HVPS. The gun was originally developed as a GaAs photocathode dc gun. The details are described in Refs. [9,10]. The gun system consists of a 250kV-50 mA gun, a GaAs preparation system, a multialkali photocathode preparation system and a diagnostic beam line (see Fig. 1). The multialkali photocathode preparation system was connected to the GaAs preparation chamber. The gun was used to study magnetic emittance with 1 μ A beam [10]. The operational voltage was limited to less than 180 kV at that time because of field emission generated from cathode electrode. We redesigned the cathode electrode to reduce the surface electric field. The maximum cathode electric field decreases from 14 MV/m to 12 MV/m. The maximum anode electric field decreases from 8 MV/m to 6 MV/m.

Before replacing the cathode electrode, we performed high voltage conditioning without central stem electrode. We had vacuum discharge at 240 kV and did not try to push the HV processing further. This is because the vacuum pressure started to increase with applied HV after the discharge event. We held the HV at 230 kV for four hours and the vacuum pressure recovered from 8×10^{-9} Pa to 4×10^{-9} Pa. Then we installed the new cathode electrode and successfully HV conditioned the gun up to 230 kV without any field emission problem. This means redesign of cathode electrode was important for HV application. We will perform the HV holding test at 200 kV or higher in the near future.

4. Summary

We have developed a multialkali photocathode preparation system and obtained QE of 0.37% at 532 nm for a Cs₃Sb photocathode. The QE is one order of magnitude smaller than the textbook [6]. The system thus needs to be further improved. The system was connected to the existing dc gun equipped with a 250kV-50mA HVPS for beam generation. The gun was high voltage conditioned up to 230 kV with a new cathode electrode in place. Beam generation test from the multialkali photocathode is planned to be performed by the end of FY2015.

References

- [1] L. Cultera et al., Appl. Phys. Lett. **103**, 103504, 2013.
- [2] N. Nishimori et al., Appl. Phys. Lett. **102**, 234103, 2013.
- [3] R. Nagai et al., “Demonstration of High-flux Photon Generation from an ERL-based Laser Compton Photon Source”, in Proc. of IPAC2015, p. 1607-1609, Richmond, VA, 2015.
- [4] J. Grames et al., Phys. Rev. STAB **14**, 043501, 2011.
- [5] Luca Cultera, “Fabrication, characterization, and use of alkali antimonides in a dc gun”, Photocathode Physics for Photoinjectors 2012, Ithaca, NY, 2012.
- [6] A. H. Sommer, “Photoemissive Materials”, John Wiley & Sons, Inc. New York (1968).
- [7] N. Nishimori et al., “Development of a multialkali photocathode preparation system”, in Proc. of ERL2015, THPTHL073, Stony Brook, NY, 2015.
- [8] R. R. Mammei et al., Phys. Rev. STAB **16**, 033401, 2013.
- [9] R. Nagai et al., “Development of a 250-kV Photo-cathode Electron Gun for the ERL Light Sources at JAEA”, in Proc. of PAC2009, pp. 545-547, Vancouver, BC, Canada, 2009.
- [10] R. Nagai et al., Rev. Sci. Instrum. **83**, 123303, 2012.

付録
集合写真、スナップショット



The 16th Symposium on Advanced Photon Research
15-16 Oct. 2015 Kansai Photon Science Institute, Japan Atomic Energy Agency
シンポジウム参加者の集合写真 (2015年10月15日、多目的ホール棟)



招待講演 (口頭発表会場) の様子



ポスターセッションの様子



ラボツアー (J-KAREN レーザー装置他)



コーヒーブレイクの様子

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 ²
体積	立方メートル	m ³
速度	メートル毎秒	m/s
加速度	メートル毎秒毎秒	m/s ²
波数	毎メートル	m ⁻¹
密度, 質量密度	キログラム毎立方メートル	kg/m ³
面積密度	キログラム毎平方メートル	kg/m ²
比体積	立方メートル毎キログラム	m ³ /kg
電流密度	アンペア毎平方メートル	A/m ²
磁界の強さ	アンペア毎メートル	A/m
量濃度 ^(a) , 濃度	モル毎立方メートル	mol/m ³
質量濃度	キログラム毎立方メートル	kg/m ³
輝度	カンデラ毎平方メートル	cd/m ²
屈折率 ^(b)	(数字の)	1
比透磁率 ^(b)	(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 ^(b)	rad	1 ^(b)	m/m
立体角	ステラジアン ^(b)	sr ^(c)	1 ^(b)	m ² /m ²
周波数	ヘルツ ^(d)	Hz		s ⁻¹
力	ニュートン	N		m kg s ⁻²
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m ²	m ⁻¹ kg s ⁻²
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N m	m ² kg s ⁻²
仕事率, 工率, 放射束	ワット	W	J/s	m ² kg s ⁻³
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 ² kg s ⁻³ A ⁻¹
静電容量	ファラド	F	C/V	m ² kg ⁻¹ s ⁴ A ²
電気抵抗	オーム	Ω	V/A	m ² kg s ⁻³ A ⁻²
コンダクタンス	ジーメン	S	A/V	m ² kg ⁻¹ s ³ A ²
磁束	ウエーバ	Wb	Vs	m ² kg s ⁻² A ⁻¹
磁束密度	テスラ	T	Wb/m ²	kg s ⁻² A ⁻¹
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A	m ² kg s ⁻² A ⁻²
セルシウス温度	セルシウス度 ^(e)	°C		K
光照射量	ルーメン	lm	cd sr ^(c)	cd
放射線量	ルクス	lx	lm/m ²	m ⁻² cd
放射性核種の放射能 ^(f)	ベクレル ^(d)	Bq		s ⁻¹
吸収線量, 比エネルギー分与, カーマ	グレイ	Gy	J/kg	m ² s ⁻²
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 ^(g)	Sv	J/kg	m ² s ⁻²
酸素活性化	カタール	kat		s ⁻¹ 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間は同一である。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 ⁻¹ kg s ⁻¹
表面張力	ニュートンメートル	N m	m ² kg s ⁻²
角速度	ニュートン毎メートル	N/m	kg s ⁻²
角加速度	ラジアン毎秒	rad/s	m m ⁻¹ s ⁻¹ = s ⁻¹
熱流密度, 放射照度	ラジアン毎秒毎秒	rad/s ²	m m ⁻¹ s ⁻² = s ⁻²
熱容量, エントロピー	ワット毎平方メートル	W/m ²	kg s ⁻³
比熱容量, 比エントロピー	ジュール毎ケルビン	J/K	m ² kg s ⁻² K ⁻¹
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 ² s ⁻² K ⁻¹
熱伝導率	ジュール毎キログラム	J/kg	m ² s ⁻²
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 ⁻³ K ⁻¹
電界の強さ	ジュール毎立方メートル	J/m ³	m ⁻¹ kg s ⁻²
電荷密度	ジュール毎立方メートル	V/m	m kg s ⁻³ A ⁻¹
電表面電荷	クーロン毎立方メートル	C/m ³	m ⁻³ s A
電束密度, 電気変位	クーロン毎平方メートル	C/m ²	m ⁻² s A
誘電率	クーロン毎平方メートル	C/m ²	m ⁻² s A
透磁率	ファラド毎メートル	F/m	m ³ kg ⁻¹ s ⁴ A ²
モルエネルギー	ヘンリー毎メートル	H/m	m kg s ⁻² A ⁻²
モルエントロピー, モル熱容量	ジュール毎モル	J/mol	m ² kg s ⁻² mol ⁻¹
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 ² kg s ⁻² K ⁻¹ mol ⁻¹
吸収線量率	クーロン毎キログラム	C/kg	kg ⁻¹ s A
放射線強度	グレイ毎秒	Gy/s	m ² s ⁻³
放射輝度	ワット毎ステラジアン	W/sr	m ⁴ m ⁻² kg s ⁻³ = m ² kg s ⁻³
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 ² sr)	m ² m ⁻² kg s ⁻³ = kg s ⁻³
	カタール毎立方メートル	kat/m ³	m ³ s ⁻¹ mol

表5. SI 接頭語

乗数	名称	記号	乗数	名称	記号
10 ²⁴	ヨタ	Y	10 ¹	デシ	d
10 ²¹	ゼタ	Z	10 ²	センチ	c
10 ¹⁸	エクサ	E	10 ³	ミリ	m
10 ¹⁵	ペタ	P	10 ⁶	マイクロ	μ
10 ¹²	テラ	T	10 ⁹	ナノ	n
10 ⁹	ギガ	G	10 ¹²	ピコ	p
10 ⁶	メガ	M	10 ¹⁵	フェムト	f
10 ³	キロ	k	10 ¹⁸	アト	a
10 ²	ヘクト	h	10 ²¹	ゼプト	z
10 ¹	デカ	da	10 ²⁴	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 ² =10 ⁴ m ²
リットル	L, l	1 L=1 l=1 dm ³ =10 ³ cm ³ =10 ⁻³ m ³
トン	t	1 t=10 ³ 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 ⁻¹⁹ J
ダルトン	Da	1 Da=1.660 538 86(28)×10 ⁻²⁷ 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 ¹¹ 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 ⁵ 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 ⁻¹⁰ m
海里	M	1 M=1852m
バイン	b	1 b=100fm ² =(10 ¹² cm ²) ² =10 ⁻²⁸ m ²
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
エルグ	erg	1 erg=10 ⁻⁷ J
ダイン	dyn	1 dyn=10 ⁻⁵ N
ポアズ	P	1 P=1 dyn s cm ⁻² =0.1Pa s
ストークス	St	1 St=1cm ² s ⁻¹ =10 ⁻⁴ m ² s ⁻¹
スチルブ	sb	1 sb=1cd cm ⁻² =10 ⁴ cd m ⁻²
フオト	ph	1 ph=1cd sr cm ⁻² =10 ⁴ lx
ガリ	Gal	1 Gal=1cm s ⁻² =10 ⁻² ms ⁻²
マクスウェル	Mx	1 Mx=1 G cm ² =10 ⁻⁸ Wb
ガウス	G	1 G=1Mx cm ⁻² =10 ⁻⁴ T
エルステッド ^(a)	Oe	1 Oe _e =(10 ³ /4π)A m ⁻¹

(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 ¹⁰ Bq
レントゲン	R	1 R=2.58×10 ⁻⁴ C/kg
ラド	rad	1 rad=1cGy=10 ⁻² Gy
レム	rem	1 rem=1 cSv=10 ⁻² Sv
ガンマ	γ	1 γ=1 nT=10 ⁻⁹ T
フェルミ	f	1 フェルミ=1 fm=10 ⁻¹⁵ 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 ⁻⁴ 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 ⁻⁶ m

