



JP0050739

**JAERI-Conf  
2000-006**



**PROCEEDINGS OF THE FIRST SYMPOSIUM ON ADVANCED PHOTON RESEARCH  
NOVEMBER 8-9, 1999, KEIHANNA PLAZA /  
ADVANCED PHOTON RESEARCH CENTER, KYOTO, JAPAN**

**March 2000**

**Kansai Research Establishment**

**日本原子力研究所  
Japan Atomic Energy Research Institute**

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

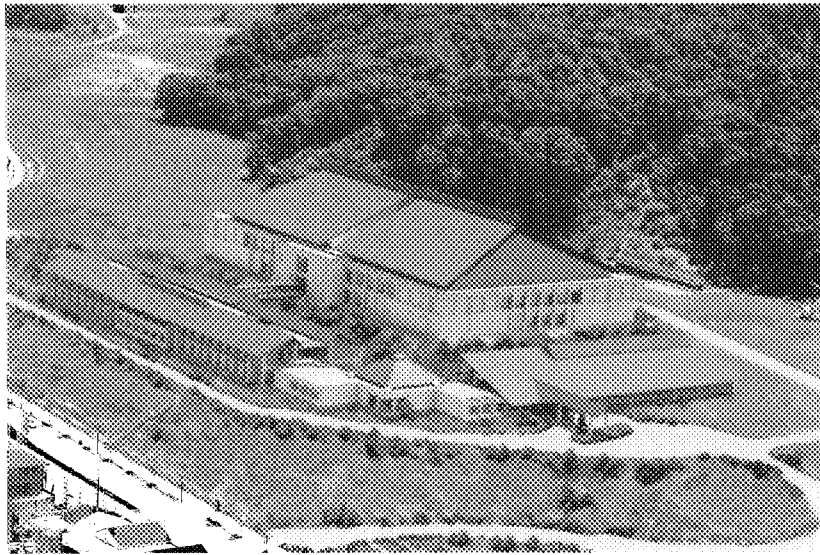
入手の問合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越してください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-1195, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 2000

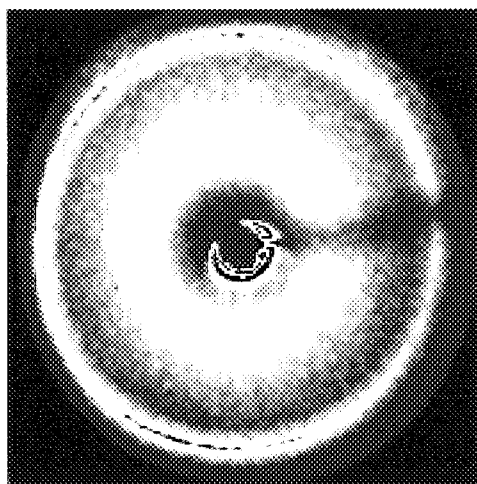
編集兼発行 日本原子力研究所



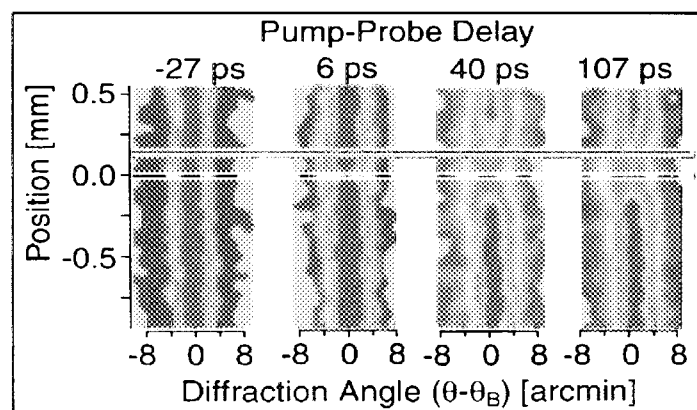
光量子科学研究施設  
関西研究所



超高ピーク出力レーザーシステム  
関西研究所 p.29



8 keV X線によるアモルファス  
Ni の静的回折イメージデータ  
C. Barty p.23



半導体サンプル融解の  
時間分解回折イメージデータ  
C. Barty p.19

This is a blank page.



第1回光量子科学研究シンポジウム実行委員会  
(日本原子力研究所 関西研究所)

委員長	加藤 義章	光量子科学研究センター (センター長)
委員	有澤 孝	光量子科学研究センター
委員	峰原 英介	光量子科学研究センター
委員	的場 徹	光量子科学研究センター
委員	長島 章	光量子科学研究センター
委員	山極 満	光量子科学研究センター
委員	小池 雅人	光量子科学研究センター
委員	永井 士郎	管理部 (次長)、光量子科学研究センター兼務
事務局	渡邊 勉	光量子科学研究センター (事務長)
事務局	土田 昇	管理部研究計画課
事務局	原山 清香	管理部研究計画課
事務局	藤田 修一	管理部研究計画課

Organizing Committee of the First Symposium on Advanced Photon Research  
(Kansai Research Establishment, JAERI)

Chairman	Yoshiaki Kato	Advanced Photon Research Center (Director)
Member	Takashi Arisawa	Advanced Photon Research Center
Member	Eisuke Minehara	Advanced Photon Research Center
Member	Tohru Matoba	Advanced Photon Research Center
Member	Akira Nagashima	Advanced Photon Research Center
Member	Mitsuru Yamagiwa	Advanced Photon Research Center
Member	Masato Koike	Advanced Photon Research Center
Member	Siro Nagai	Department of Administrative Services (Deputy Director)
Secretariat	Tsutomu Watanabe	Advanced Photon Research Center (Administrative Manager)
Secretariat	Noboru Tsuchida	Department of Administrative Services
Secretariat	Sayaka Harayama	Department of Administrative Services
Secretariat	Shuichi Fujita	Department of Administrative Services

This is a blank page.

Proceedings of the First Symposium on Advanced Photon Research  
November 8-9, 1999, Keihanna Plaza / Advanced Photon Research Center, Kyoto, Japan

Kansai Research Establishment

Japan Atomic Energy Research Institute  
Kizu-cho, Soraku-gun, Kyoto

(Received February 9, 2000)

This report consists of 76 contributed papers of the First Symposium on Advanced Photon Research, which was held at Keihanna Plaza and JAERI Advanced Photon Research Center in Kyoto on November 8-9, 1999. The numbers of oral presentations including a special invited talk and poster presentations were 14 and 68, respectively.

Keywords: JAERI-Kansai, Advanced Photon Research, Laser System Development,  
X-ray Laser, Applied Photon Research, Laser Acceleration, Simulation,  
Free Electron Laser

第1回光量子科学研究シンポジウム論文集

1999 年 11 月 8 日－9 日、けいはんなプラザ／光量子科学研究センター、京都

日本原子力研究所

関西研究所

(2000 年 2 月 9 日受理)

第 1 回光量子科学研究シンポジウムが 1999 年 11 月 8 日、9 日の両日、京都府内のけいはんなプラザ及び日本原子力研究所関西研究所光量子科学研究センターで開催された。

本論文集は特別講演 1 件を含む口頭発表 14 件及びポスター発表 68 件のうち、論文として投稿された 76 件を収録している。

## Contents

1. Introduction .....	1
Yoshiaki KATO (JAERI)	
2. Ultrafast Laser-Based X-ray Science	
- The Dawn of Atomic-scale Cinematography - .....	7
Christopher P. J. BARTY (University of California, San Diego)	
3. Development of Ultrahigh Peak Power Lasers - Present and Future - .....	29
Koichi YAMAKAWA (JAERI)	
4. Future Prospects of Laser Diodes and Fiber Lasers .....	33
Ken-ichi UEDA (University of Electro-Communications)	
5. Simulation of Intense Short-Pulse Laser-Plasma Interaction .....	37
Mitsuru YAMAGIWA, Simulation Group for Advanced Photon Science (JAERI)	
6. Electron Acceleration by Relativistic Laser Pulse on The Front of Solid Targets .....	41
Kunioki MIMA, Y.SENTOKU, Z.M.SHENG (Osaka University), Wei.YU (Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics), V.BYCHENKOV (Levedev Institute of Physics)	
7. Computational Studies of Radiation and Oxidative Damage to DNA and its Recognition by Repair Enzyme .....	47
Miroslav PINAK (JAERI)	
8. Present and Next Steps of the JAERI Superconducting rf Linac Based FEL Program .....	51
Eisuke J. MINEHARA, T.YAMAUCHI, M.SUGIMOTO, M.SAWAMURA, R.HAJIMA, R.NAGAI, N.KIKUZAWA, T.HAYAKAWA, N.NISHIMORI, T.SHIZUMA (JAERI)	
9. High Energy Backward-Compton Scattering $\gamma$ Beam for Particle and Nuclear Physics .....	55
Takashi NAKANO (Osaka University)	
10. Recent Progress on Laser Acceleration Research .....	59
Kazuhisa NAKAJIMA, Hideki DEWA, Tomonao HOSOKAI, Shuhei KANAZAWA, Masaki KANDO, Shuji KONDOH, Hideyuki KOTAKI (JAERI)	
11. X-ray Laser Development of JAERI / Kansai .....	63
Akira NAGASHIMA, X-ray Laser Research Group (JAERI)	
12. Plasma Polarization Spectroscopy .....	67
Takashi FUJIMOTO (Kyoto University)	
13. Development of High Quality Large Laser Crystals for a CPA Laser System .....	71
Akira SUGIYAMA, Hiroyasu FUKUYAMA, Siro NAGAI (JAERI), Masamichi KATSURAYAMA, Yutaka ANZAI (Mitsui Mining & Smelting Co., Ltd)	

14. Ultrafast Molecular Processes in Intense Laser Fields.....	75
Kaoru YAMANOUCI, Akiyoshi HISHIKAWA, Atsushi IWAMAE, Shilin LIU (The University of Tokyo)	
15. Biological Effects of Pulse X-rays.....	79
Kunio SHINOHARA (The University of Tokyo)	
16. Closed Loop Wavefront Correction using Deformable Mirror for Laser Beam .....	83
Katsuaki AKAOKA, Yoichiro MARUYAMA, Takashi ARISAWA (JAERI)	
17. Characteristics of a High Energy Pump Source for Yb Laser Materials .....	87
Tutomu USAMI, Akira OHZU, Akihiko NISHIMURA (JAERI)	
18. Transient Collisional Excitation X-ray Laser with Thin Foil Targets.....	93
Masataka KADO, Akira SASAKI, Tetsuya KAWACHI, Noboru HASEGAWA, Momoko TANAKA, Kenjiro TAKAHASHI, Kouta SUKEGAWA, Keisuke NAGASHIMA, Akira NAGASHIMA, Yoshiaki KATO (JAERI)	
19. X-ray Laser by use of Charge Exchange Recombination .....	97
Tetsuya KAWACHI (JAERI)	
20. Energy Extraction Performance for CPA System	
in Yb-doped Materials at Low Temperature.....	101
Junji KAWANAKA (JAERI), Hajime NISHIOKA, Ken-ichi UEDA (University of Electro-Communications)	
21. Development of High Efficiency Second Harmonic Frequency Converter .....	105
Hiromitsu KIRIYAMA, Shinichi MATSUOKA, Yoichiro MARUYAMA, Takashi ARISAWA (JAERI)	
22. Characterization of Phase and Contrast of High Peak Power, Ultrashort Laser Pulses .....	109
Akito SAGISAKA, Makoto AOYAMA, Shinichi MATSUOKA, Yutaka AKAHANE, Fumihiko NAKANO, Koichi YAMAKAWA (JAERI)	
23. Study on High Gain Broadband Optical Parametric Chirped Pulse Amplification.....	113
S. K. ZHANG, M.FUJITA, C.YAMANAKA (Institute of Laser Technology), H.YOSHIDA, R.KODAMA, H.FUJITA, M.NAKATSUKA, Y.IZAWA (Institute of Laser Engineering, Osaka University)	
24. Optical Properties and Laser Oscillations of Highly Neodymium-doped YAG Ceramics .....	117
Ichiro SHOJI, Sunao KURIMURA, Yoichi SATO, Takunori TAIRA (Institute for Molecular Science), Akio IKESUE (Japan Fine Ceramics Center), Kunio YOSHIDA (Institute of Laser Engineering, Osaka Institute of Technology)	
25. Investigation of Laser Produced X-ray Plasma	
Created from High Pressure Gas-puff Target using Nd:YAG Laser.....	121
Masayuki SUZUKI, Takeyoshi NAKAYAMA (School of Science & Engineering, Kinki University), Hiroyuki DAIDO, Il Woo CHOI, Huajing TANG, Susumu YAMAGAMI, Hideaki NAGATOMO (Institute of Laser Engineering, Osaka	

University), Wei YU (Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics), Andrzej BARTNIK, Henryk FIEDOROWICZ (Institute of Optoelectronics, Military University of Technology)

26. Uniform Line Focus and Multi-Target Coupling  
for the Creation of Near Water Window Nickel Like X-ray Laser ..... 125  
H. TANG, H.DAIDO, S.SEBBAN, Y.TAKAGI, K.MIMA (Institute of Laser Engineering, Osaka University), Y.KATO (JAERI), S.WANG, Y.GU, Z.LIN, G.HUANG (National laboratory on High Power Laser and Physics, China), G.ZHANG (Beijing Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, China), K.MURAI (Osaka National Research Institute), H.TAKENAKA (NTT-AT)
27. Design Study of High Repetition X-ray Laser Driver..... 133  
Keisuke NAGASHIMA, Akihiko NISHIMURA, Hiromitsu KIRIYAMA, Yoshiaki KATO (JAERI)
28. Measurement of Transmitted Wavefront on Highly Pumped Yb:glass ..... 137  
Akihiko NISHIMURA, Katsuaki AKAOKA, Akira OHZU, Tsutomu USAMI, Akira SUGIYAMA (JAERI)
29. Photorefractive Phase Conjugator for Nd:YAG Laser System ..... 145  
Fumiaki MATSUOKA, Masaaki KATO, Yoichiro MARUYAMA, Takashi ARISAWA (JAERI), Kazuyoku TEI (Tokai University)
30. Feasibility of X-Ray Laser by Underwater Spark Discharges ..... 149  
Takaaki MATSUMOTO (Hokkaido University)
31. Study of Exploding Type Pumping X-ray Laser ..... 153  
Hidehiko YASHIRO, Toshihisa TOMIE (Electrotechnical Laboratory)
32. Study of Compact X-ray Laser Pumped by Pulse-Train Laser  
- Double-Target Experiment - ..... 157  
Naohiro YAMAGUCHI, Chiemi FUJIKAWA, Tamio HARA  
(Toyota Technological Institute)
33. Development of LD Pumped 10J  $\times$  10Hz Nd:Glass Slab Laser System ..... 161  
Masanobu YAMANAKA, Tadashi KANABE, Hideki MATSUI, Ranganathan KANDASAMY, Yoshinori TAMAOKI, Toshihiro KURODA, Masahiro NAKATSUKA, Yasukazu IZAWA, Sadao NAKAI (Institute of Laser Engineering, Osaka University), Toshiyuki KAWASHIMA, Yasumitsu OKADA, Takeshi KANZAKI, Hirohumi MIYAJIMA, Masahiro MIYAMOTO, Hirohumi KAN (Hamamatsu Photonics K.K.)
34. Development of SBS-Phase Conjugation Mirror in Solid Media..... 165  
Hidetsugu YOSHIDA, Hisanori FUJITA, Masahiro NAKATSUKA (Institute of Laser Engineering, Osaka University)

35. Simulation on Interaction of a Ultra Short-pulse Intense Laser with Foil	
- Proton Acceleration with sub Peta-watt Laser - .....	169
Yutaka UESHIMA, Yasuaki KISHIMOTO (JAERI) , Yasuhiko SENTOKU (Institute of Laser Technology)	
36. Wavelengths of the Ni-like 4d to 4p X-ray Laser Lines.....	173
Takayuki UTSUMI, Akira SASAKI (JAERI)	
37. Relativistic Configuration-Interaction Study	
on the Structure and Electron-Impact Cross Sections of Highly Charged Ions.....	177
Takashi KAGAWA (Nara Women's University)	
38. X-ray Spectroscopic Studies on Neonlike Highly Charged Ions	
- X-ray Emissions from Strongly Coupled Excited States - .....	181
Daiji KATO, Nobuyuki NAKAMURA (JST), Shunsuke OHTANI (University of Electro-Communications)	
39. Hyper Dimensional Phase-Space Solver and Its Application to Laser-Matter.....	185
Yoshiaki KONDOH, Takashi NAKAMURA, Takashi YABE (Tokyo Institute of Technology)	
40. Simulation of Transient Collisional X-ray Lasers .....	189
Akira SASAKI, Takayuki UTSUMI, Kengo MORIBAYASHI, Alexei ZHIDKOV, Tetsuya KAWACHI, Masataka KADO, Noboru HASEGAWA (JAERI)	
41. Interaction of Intense Femtosecond Laser Pulses with High-Z Solids.....	193
Alexei Zhidkov, Akira SASAKI, Takayuki UTSUMI, Ichirou FUKUMOTO, Toshiki TAJIMA (JAERI), Masatake YOSHIDA (National Institute of Material and Chemical Research), Kenichi KONDO (Materials and Structures Laboratory)	
42. Atomic Spectroscopic Database.....	197
Toshizo SHIRAI (JAERI)	
43. State Analysis of High Power Laser Induced Hot Electrons	
by Simulation of X-ray Radiation .....	199
Ichiro FUKUMOTO, Takayuki UTSUMI, Akira SASAKI, Alexei Zhidkov (JAERI)	
44. Simulation of Solids Irradiated with High Power Ultrashort Laser Pulse.....	203
Sadao FUJII (Kawasaki Heavy Industries, Ltd.), Takayuki UTSUMI, Akira SASAKI (JAERI), Tomoaki KUNUGI (Kyoto University)	
45. Short-wavelength Inner-shell Ionization X-ray Laser Simulation .....	207
Kengo MORIBAYASHI, Akira SASAKI, Yutaka UESHIMA, Toshiki TAJIMA (JAERI)	
46. Density Effect on Dielectronic Recombination in Hot Plasma.....	211
Norimasa YAMAMOTO (The Graduate University for Advanced Studies), Takako KATO, R.MORE (NIFS), U.SAFRANOVA (University of Notre Dame, USA), Takashi FUJIMOTO (Kyoto University)	



47. Study on Electronic Structure of Clusters by Using Laser Ablation.....	215
Keiichi YOKOYAMA, Hiromasa TANAKA (JAERI)	
48. Development of High Quality Electron Beam Accelerator.....	218
Masaki KANDO, Hideki DEWA, Hideyuki KOTAKI, Shuji KONDO, Tomonao HOSOKAI, Shuhei KANAZAWA, Takashi YOKOYAMA, Kazuhisa NAKAJIMA (JAERI)	
49. Pulse Timing Stabilization of a Laser for Compton Scattering.....	222
Katsuyuki KOBAYASHI, Kazuya TAKASAGO ,Shinji ITO, Akira ENDO (The Femtosecond Technology Research Association) , Taisuke MIURA (Keio University)	
50. Interaction between TW-Laser Pulses and Dense Gas-Jet Targets .....	226
Kazuyoshi KOYAMA, Naoaki SAITO,Mitsumori TANIMOTO (Electrotechnical Laboratory)	
51. Design Study of Energy-Recovery Beam Line at the JAERI FEL Facility.....	230
Toshiyuki SHIZUMA, R.HAJIMA, M. SAWAMURA, R.NAGAI, N.KIKUZAWA, N.NISHIMORI, E.J.MINEHARA (JAERI)	
52. Commissioning of the Electron Ring, KSR.....	234
Toshiyuki SHIRAI, Yasuhisa IWASHITA, Takashi SUGIMURA, Hiromu TONGUU, Akira NODA, Hirokazu FUJITA (Institute for Chemical Research, Kyoto University)	
53. Formation Test of the Plasma Micro-Undulator.....	238
Yasuo SUZUKI (JAERI), Noriyasu KOBAYASHI, Kiyoshi HASHIMOTO, Nobutada AOKI, Hironobu KIMURA, Chikara KONAGAI, Satoshi NAKAGAWA (Toshiba Corporation)	
54. Generation of Electron Jet from Intense Laser Plasma .....	242
Hideki DEWA, Noboru HASEGAWA, Tomonao HOSOKAI, Masaki KANDO, Shuji KONDO, Hideyuki KOTAKI, Kazuhisa NAKAJIMA (JAERI), Takako FUKUDA, Yasuteru KODAKA, Kimio NIWA (Nagoya University), Nasr A.MOHAMED HAFZ, Mitsuru UESAKA (The University of Tokyo)	
55. Possible Spiking-mode Operation at JAERI-FEL.....	246
Ryoichi HAJIMA (JAERI)	
56. Development of Z-pinch Optical Guiding for Laser-Plasma Accelerator .....	250
Tomonao HOSOKAI, Masaki KANDO, Hideki DEWA, Hideyuki KOTAKI, Shuji KONDO, Shuhei KANAZAWA, Kazuhisa NAKAJIMA (JAERI), Kazuhiko HORIOKA (Tokyo Institute of Technology)	
57. The Status of the Nonlinear Compton/Thomson Scattering Experiment .....	254
Koji MATSUKADO, Ichita ENDO, Tohru TAKAHASHI, Masataka IINUMA (Hiroshima University), Shuji SAKABE, Fuminobu SATO (Osaka University),	

Toshiaki TAUCHI (High Energy Accelerator Research Organization)	
58. An Apparatus for Picosecond Electron Pulse Irradiation and Optical Spectroscopy .....	258
Yasushi AOKI, Jinfeng YANG, Masafumi HIROSE, Fumio SAKAI, Akira TSUNEMI, Masafumi YOROZU, Yasuhiro OKADA, Akira ENDO (Sumitomo Heavy Industries, Ltd.)	
59. Femtosecond Time-resolved Optical Polarigraphy (FTOP).....	262
Shinichiro AOSHIMA, M.FUJIMOTO, M.HOSODA, Y. TSUCHIYA (Hamamatsu Photonics K.K.)	
60. Collinear Laser Spectroscopy on Radioactive Isotopes .....	266
Hideki IIMURA, Shin-ichi ICHIKAWA (JAERI), Yoshihisa ISHIDA (High Energy Accelerator Research Organization), Takayoshi HORIGUCHI (Hiroshima International University)	
61. Fabrication of Soft X-Ray Multilayer Mirrors by Means of Ion Beam Sputtering .....	270
Masahiko ISHINO, Masanobu NISHII, Osamu YODA (JAERI)	
62. Fabrication of Thin Films for Electro-Magnetic Field Sensors by Laser Ablation .....	273
Tatsuo OKADA, Yoshiki NAKATA, Mitsuo MAEDA (Kyushu University), Sadao HIGUCHI, Kiyotaka UEDA (Central Research Institute of Electric Power Industry)	
63. Development of Rare Gas Cryo-Target for Laser-Plasma X-ray Source.....	277
Norio OGIWARA, Kazuaki SUGANUMA, Youji SUZUKI, Siro NAGAI (JAERI)	
64. Design and Fabrication of Soft X-Ray Mirrors .....	281
Masaru KAWATA, Hiroyuki SASAI, Kazuo SANO (Shimadzu Corporation)	
65. Vacuum Ultraviolet Ar Excimer Emission	
Initiated by High Intensity Laser Produced Electrons.....	285
Shoichi KUBODERA, Wataru SASAKI (Miyazaki University)	
66. Fabrication and Evaluation of Holographically Varied Line-Spacing Gratings	
for Soft-X-Ray Flat Field Spectrographs .....	289
Masato KOIKE, Takashi YAMAZAKI (JAERI), Sadayuki ISHIKAWA, Takashi IMAZONO, Noboru MIYATA, Mihiro YANAGIHARA (Tohoku University), Yoshihisa HARADA, Kazuo SANO (Shimadzu Corporation)	
67. Development of a Laser Ion Source for the TIARA-ISOL.....	293
Mitsuo KOIZUMI, Akihiko OSA, Toshiaki SEKINE (JAERI), Hidetsugu KATSURAGAWA, JIN Wei-Guo, Takashi WAKUI (Toho University)	
68. High Energy Ions and Neutrons Produced by Ultrashort Intense Laser Pulses .....	297
Fuminobu SATO, Shinichirou OKIHARA, Koji TAKAHASHI, Takahiro SHIMADA, Takayoshi NORIOMATSU, Yasukazu IZAWA, Toshiyuki IIDA, Shuji SAKABE (Osaka University)	

69. Production of the Laminar Gratings in the VUV and Soft X-ray Region .....	300
Makoto SATO, Hiroyuki SASAI, Kazuo SANO, Yoshihisa HARADA (Shimadzu Corporation)	
70. Soft X-ray Reflectivity and Structure Evaluation of Ni/Ti-based Multilayer X-ray Mirrors for Water-Window Region.....	303
Hisataka TAKENAKA, Hisashi ITO (NTT Advanced Technology Co.Ltd.), Yasuji MURAMATSU (NTT Lifestyle and Environmental Technology Laboratories), Shigeki HAYASHI, Naoji MORIYA, (Shimadzu Corporation), Eric M.GULLIKSON, Rupert C.C.PERERA (Lawrence Berkeley National Laboratory)	
71. Femtosecond Technology for Science, Industry and Medicine .....	306
Andreas Stingl (FemtoLasers), Hiroshi TERAOKA (Marubun Corporation)	
72. Time-resolved Absorption Spectroscopy of Optically Pumped Si by Using fs-Laser Plasma X-ray .....	309
Hidetoshi NAKANO, Peixiang LU, Tadashi NISHIKAWA, Naoshi UESUGI (NTT Basic Research Laboratories)	
73. Generation of Hard X-rays by Irradiation of Femtosecond Terawatt Laser .....	313
Kazutaka G. NAKAMURA, Yoichiro HIRONAKA, Fumikazu SAITO, Ken-ichi KONDO (Tokyo Institute of Technology)	
74. Super-broadband, Ultrafast Optical Measurements .....	317
Hajime NISHIOKA, Kazuto KUSAKABE, Nozomu KON, Ken-ichi UEDA (University of Electro-communications)	
75. Target Surface Structure Effects on X-ray Generation from Laser Produced Plasma.....	321
Tadashi NISHIKAWA, Hidetoshi NAKANO, Naoshi UESUGI (NTT Basic Research Laboratories)	
76. Development of High-Average-Power-Laser Medium Based on Silica Glass .....	325
Yasushi FUJIMOTO, Masahiro NAKATSUKA (Osaka University)	
77. Generation of Linearly Polarized Resonant Transition Radiation X-ray Beam .....	329
Kazuaki YAJIMA, Takaaki AWATA, Mitsuharu IKEDA, Kenichi IKEDA, Akifumi YOGO, Akio ITOH, Nobutsugu IMANISHI (Kyoto University)	
Appendix Participant List.....	332

## 目 次

1. はじめに.....	1
加藤 義章 (日本原子力研究所 関西研究所)	
2. Ultrafast Laser-Based X-ray Science	
— The Dawn of Atomic-scale Cinematography — .....	7
C.P.J. Barty (カリフォルニア大サンディエゴ校)	
3. 超高ピーク出力レーザー開発の現状と将来.....	29
山川 考一 (日本原子力研究所 関西研究所)	
4. 21 世紀型レーザーを目指して	
— 半導体レーザーとファイバーレーザーの新しい方向性 — .....	33
植田 憲一 (電気通信大学 レーザー新世代研究センター)	
5. 高強度短パルスレーザー—プラズマ相互作用シミュレーション .....	37
山極 満、光量子シミュレーション研究グループ (日本原子力研究所 関西研究所)	
6. 相対論的レーザーパルス伝播に関するPICシミュレーション .....	41
三間 罔興、Y. Sentoku、Z. M. Sheng (大阪大学 レーザー核融合研究センター)、Wei Yu (Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics)、V. Bychenkov (Lebedev Institute of Physics)	
7. Computational Studies of Radiation and Oxidative Damage to DNA and its Recognition by Repair Enzyme .....	47
Miroslav Pinak (日本原子力研究所 東海研究所)	
8. 原研超伝導リニアック駆動FELの最近の進展と将来計画 .....	51
峰原 英介、山内 俊彦、杉本 昌義、沢村 勝、羽島 良一、 永井 良治、菊澤 信宏、早川 岳人、西森 信行、静間 俊行 (日本原子力研究所 関西研究所)	
9. 高エネルギー逆コンプトン・ガンマ線発生と素粒子・核物理研究 .....	55
中野 貴志 (大阪大学 核物理研究センター)	
10. レーザー加速研究の最近の進展.....	59
中島 一久 (日本原子力研究所 関西研究所、KEK)、出羽 英紀、 細貝 知直、金沢 修平、神門 正城、小瀧 秀行 (日本原子力研究所 関西研究所)	
11. 原研におけるX線レーザー研究の展開.....	63
長島 章、X線レーザー研究グループ (日本原子力研究所 関西研究所)	
12. 偏光プラズマ分光.....	67
藤本 孝 (京都大学大学院工学系研究科)	

13. CPA 用レーザー結晶の高品質・大型化に向けての開発..... 71  
杉山 僚、福山 裕康、永井 士郎（日本原子力研究所 関西研究所）、桂山 政道、安斎 裕（三井金属 総合研究所）
14. 強光子場中の超高速分子ダイナミクス..... 75  
山内 薫、A. Hishikawa、A. Iwamae、S. Liu（東京大学大学院理学系研究科）
15. パルスX線の生物作用..... 79  
篠原 邦夫（東京大学医学部放射線研究施設）
16. デフォーマブルミラーを用いたレーザー光の波面補正..... 83  
赤岡 克昭、丸山 庸一郎、有澤 孝（日本原子力研究所 関西研究所）
17. Yb 系レーザー固体材料強励起光源の特性..... 87  
宇佐美 力、大図 章、西村 昭彦（日本原子力研究所 関西研究所）
18. 極薄膜ターゲットを用いた過渡励起方式X線レーザー..... 93  
加道 雅孝、佐々木 明、河内 哲哉、長谷川 登、田中 桃子、高橋 謙次郎、助川 鋼太、永島 圭介、長島 章、加藤 義章（日本原子力研究所 関西研究所）
19. 荷電交換再結合を用いたX線レーザー..... 97  
河内 哲哉（日本原子力研究所 関西研究所）
20. 低温分光による Yb 系固体レーザー材料の評価..... 101  
河仲 準二（日本原子力研究所 関西研究所）、西岡 一、植田 憲一（電気通信大学）
21. 高効率波長変換器の開発..... 105  
桐山 博光、松岡 伸一、丸山 庸一郎、有澤 孝（日本原子力研究所 関西研究所）
22. 極短パルス・高ピーク出力レーザー光の位相・コントラスト測定..... 109  
匂坂 明人、青山 誠、松岡 伸一、赤羽 温、中野 文彦、山川 孝一（日本原子力研究所 関西研究所）
23. Study on High Gain Broadband Optical Parametric Chirped Pulse Amplification..... 113  
張 樹葵、M. Fujita、C. Yamanaka（レーザー技術総合研究所）、H. Yoshida、R. Kodama、H. Fujita、M. Nakatsuka、Y. Izawa（大阪大学レーザー核融合研究センター）
24. 高濃度 Nd<sup>3+</sup>添加 YAG セラミックスの光学特性..... 117  
庄司 一郎、栗村 直、佐藤 庸一、平等 拓範（分子科学研究所）、池末 明生（ファインセラミックスセンター）、吉田 國雄（大阪工業大学）

25. 高圧ガスパフターゲットを用いたレーザープラズマX線放射特性 .....	121
鈴木 将之、中山 斌義 (近畿大学大学院)、大道 博行、崔 日祐、 唐 華経、山神 晋、長友 英夫 (大阪大学 レーザー核融合研究 センター)、余 悌 (上海光学機械研究所)、A. Bartnik、H. Fiedrowicz (ワルシャワ軍事工科大学)	
26. Uniform Line Focus and Multi-Target Coupling for the Creation of Near Water Window Nickel like X-ray Laser ....	125
唐 華経、H. Daido、S. Sebban、Y. Takagi、K. Mima (大阪大学 レー ザー核融合研究センター)、Y. Kato (日本原子力研究所 関西研究 所)、S. Wang、Y. Gu、Z. Lin、G. Huang (National laboratory on High Power Laser and Physics)、G. Zhang、(Beijing Institute of Applied Physics and Computational Mathematics)、K. Murai (Osaka National Research Institute)、H. Takenaka (NTT-AT)	
27. 高繰返しX線レーザー用ドライバーの設計研究 .....	133
永島 圭介、西村 昭彦、桐山 博光、加藤 義章 (日本原子力研 究所 関西研究所)	
28. 強励起した Yb:glass の透過波面計測 .....	137
西村 昭彦、赤岡 克昭、大図 章、宇佐美 力、杉山 僚 (日本 原子力研究所 関西研究所)	
29. Nd:YAG レーザーのフォトリフラクティブ位相共役鏡 .....	145
松岡 史哲、加藤 政明、丸山 庸一郎、有澤 孝 (日本原子力研 究所 関西研究所)、鄭 和翊 (東海大学 理学部)	
30. 水中火花放電によるX線レーザーの可能性 .....	149
松本 高明 (北海道大学 量子エネルギー工学専攻)	
31. 爆発型励起X線レーザーの研究 .....	153
屋代 英彦、富江 敏尚 (電子技術総合研究所)	
32. パルス列レーザーを用いた小型X線レーザーの開発 .....	157
山口 直洋、藤川 知栄美、原 民夫 (豊田工業大学)	
33. LD 励起 10J×10Hz Nd : ガラススラブレザーシステムの開発 .....	161
山中 正宣、金邊 忠、松井 宏記、カンダサミ ランガナタン、 玉置 善紀、黒田 俊宏、中塚 正大、井澤 靖和、中井 貞雄 (大 阪大学 レーザー核融合研究センター)、川嶋 利幸、岡田 康光、 神崎 武司、宮島 博文、宮本 昌宏、管 博文 (浜松ホトニクス 株式会社)	

34. 固体媒質を用いたSBS位相共役鏡の開発 ..... 165  
吉田 英次、藤田 尚徳、中塚 正大 (大阪大学 レーザー核融合  
研究センター)
35. 薄膜と極短パルス超高強度レーザーとの相互作用シミュレーション ..... 169  
上島 豊 (日本原子力研究所 関西研究所)、Y. Sentoku (大阪大学  
レーザー核融合研究センター)、岸本 泰明 (日本原子力研究所 那  
珂研究所)
36. Ni 様イオンの4d-4p X線レーザ遷移波長計算 ..... 173  
内海 隆行、佐々木 明 (日本原子力研究所 関西研究所)
37. 相対論的CI法による高電離イオンの構造および電子散乱断面積 ..... 177  
香川 貴司 (奈良女子大学 理学部)
38. ネオン様多価イオンのX線分光  
ー 配置間相互作用により強く結合した励起状態からのX線発光の研究 ー . 181  
加藤 太治、中村 信行 (科学技術振興事業団 多価冷イオンプロ  
ジェクト)、大谷 俊介 (電気通信大学)
39. 超高次元位相空間解法とそのレーザー ー 物質相互作用への適用 ー ... 185  
近藤 芳昭、中村 恭志、矢部 孝  
(東京工業大学大学院 総合理工学研究科)
40. 過渡的電子衝突励起X線レーザーのシミュレーション ..... 189  
佐々木 明、内海 隆行、森林 健悟、ジドコフ アレイクセイ、  
河内 哲哉、加道 雅孝、長谷川 登  
(日本原子力研究所 関西研究所)
41. S偏光の高強度フェムト秒レーザパルスと固体ターゲットの相互作用 .... 193  
ジドコフ アレイクセイ、佐々木 明、内海 隆行、福本 一郎、  
田島 俊樹 (日本原子力研究所 関西研究所)、吉田 正典 (物質工  
学工業技術研究所)、近藤 建一 (東京工業大学 応用セラミックス  
研究所)
42. 原子スペクトルデータベース ..... 197  
白井 稔三 (日本原子力研究所 東海研究所)
43. 放射X線による高強度レーザー誘起高速電子の状態解析 ..... 199  
福本 一郎、内海 隆行、佐々木 明、ジドコフ アレイクセイ  
(日本原子力研究所 関西研究所)
44. 超高出力・超短パルスレーザー照射による物質状態のシミュレーション .. 203  
藤井 貞夫 (川崎重工業 (株) 関東技術研究所)、内海 隆行、  
佐々木 明 (日本原子力研究所 関西研究所)、功刀 資彰 (京都大学 原子核工学  
専攻)

45. 短波長内殻電離 X 線レーザーシミュレーション .....	207
森林 健悟、佐々木 明、上島 豊、田島 俊樹 (日本原子力研究所 関西研究所)	
46. 高密度プラズマ中での 2 電子性再結合に関する密度効果 .....	211
山本 則正 (総合研究大学院大学)、加藤 隆子、R. More (NIFS)、 U. Safranov (ノートルダム大学、米国)、藤本 孝 (京都大学)	
47. レーザーアブレーションを利用したクラスター電子状態の研究 .....	215
横山 啓一、田中 宏昌 (日本原子力研究所 東海研究所)	
48. 高品質電子ビームの加速器の開発 .....	218
神門 正城、出羽 英紀、小瀧 秀行、近藤 修司、細貝 知直、 金沢 修平、横山 隆司、中島 一久 (日本原子力研究所 関西研究所)	
49. コンプトン散乱用レーザーのパルスタイミング安定化 .....	222
小林 克行、高砂 一弥、伊藤 紳二、遠藤 彰 (フェムト秒テク ノロジー研究機構)、三浦 泰祐 (慶應義塾大学 理工学部)	
50. 高密度ガスジェットターゲットと TW レーザーパルスの相互作用 .....	226
小山 和義、斎藤 直昭、谷本 充司 (電子技術総合研究所)	
51. 原研 FEL におけるエネルギー回収用ビームラインの設計 .....	230
静岡 俊行、羽島 良一、沢村 勝、永井 良治、菊澤 信宏、 西森 信行、峰原 英介 (日本原子力研究所 関西研究所)	
52. 電子蓄積リング KSR のコミッショニング .....	234
白井 敏之、岩下 芳久、杉村 高志、頓宮 拓、野田 章、 富士田 浩一 (京都大学 化学研究所)	
53. プラズマ マイクロ アンジュレーターの形成実験 .....	238
鈴木 康夫 (日本原子力研究所 東海研究所)、小林 徳康、橋本 清、 青木 延忠、木村 博信、小長井 主税、中川 敏 (株式会社東芝)	
54. 高強度レーザープラズマによる電子ジェット発生 .....	242
出羽 英紀、長谷川 登、細貝 知直、神門 正城、近藤 修司、 小瀧 秀行、中島 一久 (日本原子力研究所 関西研究所)、福田 貴 子、小高 康熙、丹羽 公雄 (東京大学大学院)、Nasr A. Mohamed Hafz、 上坂 充 (名古屋大学大学院)	
55. JAERI-FEL におけるスパイキング・モード発振の可能性 .....	246
羽島 良一 (日本原子力研究所 関西研究所)	



56. レーザー加速の為のZピンチプラズマ光導波路の開発 ..... 250  
細貝 知直、神門 正城、出羽 英紀、小瀧 秀行、近藤 修司、  
金沢 修平、中島 一久(日本原子力研究所 関西研究所)、堀岡 一  
彦(東京工業大学 総理工)
57. 非線型コンプトン/トムソン散乱実験 ..... 254  
松門 宏治(広島大学 理学部)、遠藤 一太、高橋 徹、飯沼 昌  
隆(広島大学 先端物質科学研究科)、阪部 周二、佐藤 文信(大  
阪大学 レーザー核融合研究センター)、田中 利明(高エネルギー  
加速器研究機構)
58. ピコ秒電子線照射分光分析装置の開発 ..... 258  
青木 康、楊 金峰、広瀬 雅文、酒井 文雄、常見 明良、  
萬 雅史、岡田 康弘、遠藤 彰(住友重機械工業(株) 総合技術  
研究所)
59. Femtosecond Time-resolved Optical Polarigraphy (FTOP) ..... 262  
青島 紳一郎、藤本 正俊、細田 誠、土屋 裕  
(浜松ホトニクス(株) 中央研究所)
60. 放射性同位体のコリニアー・レーザー分光 ..... 266  
飯村 秀紀(日本原子力研究所 東海研究所)、石田 佳久(高エネ  
ルギー加速器研究機構)、市川 進一(日本原子力研究所 先端基礎  
研究センター)、堀口 隆良(広島国際大学)
61. イオンビームスパッタ法による軟X線用多層膜反射鏡の製作 ..... 270  
石野 雅彦、西井 正信、依田 修(日本原子力研究所 関西研究所)
62. レーザーアブレーション法による電磁界センサー用薄膜の作製 ..... 273  
岡田 龍雄、中田 芳樹、前田 三男(九州大学 大学院 システム  
情報科学研究科)、樋口 貞雄(電力中央研究所 狛江研究所)、  
植田 清隆(九州大学 大学院総合理工学研究科)
63. レーザープラズマX線源用希ガスクライオターゲットの開発 ..... 277  
荻原 徳男、菅沼 和明、鈴木 庸氏、永井 士郎  
(日本原子力研究所 関西研究所)
64. 軟X線ミラー基板の設計と製作 ..... 281  
川田 勝、笹井 浩行、佐野 一雄(島津製作所 生産技術研究所)
65. アルゴンダイマーの励起によるアルゴンエキシマ生成 ..... 285  
窪寺 昌一、佐々木 亘(宮崎大学 工学部)

66. 軟X線平面結像不等間隔溝ホログラフィック回折格子の製作と評価 ..... 289  
小池 雅人、山崎 孝(日本原子力研究所 関西研究所)、石川 禎之、  
今園 孝志、宮田 登、柳原 美広(東北大学 科学計測研究所)、  
原田 善寿、佐野 一雄(島津製作所 生産技術研究所)
67. ISOL 用レーザーイオン源の開発 ..... 293  
小泉 光生、長 明彦、関根 俊明(日本原子力研究所 高崎研究  
所)、桂川 秀嗣、金 衛国、涌井 崇志(東邦大学 理学部)
68. 短パルス高強度レーザーによる高エネルギーイオンと中性子発生実験 .... 297  
佐藤 文信、乗松 孝好、井澤 靖和(大阪大学 レーザー核融合  
研究センター)、沖原 伸一郎、高橋 浩司、島田 岳洋、  
飯田 敏行、阪部 周二(大阪大学大学院 工学研究科)
69. 真空紫外～軟X線領域用回折格子..... 300  
佐藤 誠、笹井 浩行、佐野 一雄、原田 善寿  
(島津製作所 生産技術研究所)
70. 水の窓波長領域斜入射光学 Ni/Ti 多層膜X線ミラーの作製と評価 ..... 303  
竹中 久貴、伊東 亘(NTTアドバンステクノロジー)、村松 康司  
(NTT生活環境研究所)、林 茂樹、森谷 直司(島津製作所)、  
E. M. Gulikson、R. C. C. Perera(ローレンスバークレー国立研究所)
71. Femtosecond technology for science, industry and medicine ..... 306  
A. Stingl (FemtoLasers GmbH)、  
寺岡 裕師(丸文(株) レーザ機器部)
72. フェムト秒レーザープラズマX線による光励起Siの時間分解吸収分光..... 309  
中野 秀俊、陸 培祥、西川 正、上杉 直  
(NTT物性科学基礎研究所)
73. フェムト秒テラワットレーザーによる硬X線の発生 ..... 313  
中村 一隆、弘中 陽一郎、斉藤 文一、近藤 建一  
(東京工業大学 応用セラミックス研究所)
74. 超広帯域・超高速光計測..... 317  
西岡 一、日下部 和人、今 望武、植田 憲一  
(電気通信大学 レーザー新世代研究センター)
75. レーザー誘起プラズマX線発生効率に対するターゲット表面構造の影響 .. 321  
西川 正、中野 秀俊、上杉 直(NTT物性科学基礎研究所)
76. 石英を母材とした高平均出力レーザー媒質の開発 ..... 325  
藤本 靖、中塚 正大(大阪大学 レーザー核融合研究センター)

77. 直線偏光共鳴遷移放射 X 線ビームの生成 .....	329
矢島 千秋、栗田 高明、池田 光晴、池田 健一、余語 覚文、 伊藤 秋男、今西 信嗣（京都大学大学院 工学研究科）	
付録 参加者リスト .....	332

This is a blank page.

## 1. はじめに

光量子科学研究センター長

加藤 義章

関西研究所では、光量子科学研究を推進するために、光量子科学研究シンポジウムを毎年開催することを計画している。本年度は、光量子科学研究施設が京都府木津地区に完成し、本格的に光量子科学研究を立ち上げる時期に当たるため、これまでの研究成果の報告及び研究施設の紹介を行い、更に今後の研究展開の方向を広く所内外の研究者と議論するために、第1回光量子科学研究シンポジウムを平成11年11月8日、9日、けいはんなプラザ（京都府精華町）及び光量子科学研究センター（同木津町）において開催した。

シンポジウムでは192名（所外から116名）の参加を得、講演、ポスター発表、パネル討論及び光量子科学研究施設の見学会を行った。シンポジウムプログラム、講演者等一覧、及びポスター発表者等一覧を、それぞれ、第1表から第3表に示す。

講演発表に先立って、関西研究所長より開会の挨拶が述べられ、続いて光量子科学研究センター長より、超短パルス高出力レーザーを柱とする研究内容ならびに開かれた研究所への展開についての紹介を行った。

特別講演において、カリフォルニア大学サンディエゴ校 C. P. J. Barty 博士より、超短パルスレーザー生成X線を用いたピコ秒分解X線回折についての研究発表が行われ、格子振動にともなう原子の運動が可視化して示された。この研究は、分子動力学計算により推測されているDNA損傷の修復過程の直接観測にもつながるものである。このためには、keV領域の高輝度X線源・X線レーザーが必要であり、原研関西研での高出力超短パルスレーザーを用いたX線源やX線レーザーの開発に大きな期待が寄せられている。

また、超短パルスレーザー光による分子の形状変化と解離の様子が、光解離で放出される高エネルギーイオンフラグメントの測定より明らかにされた。分子の解離・結合の光制御への可能性を示すものとして注目され、その応用には、高繰り返し超短パルスレーザーによる実験の早期開始が望まれる。

更に、高密度プラズマ中における超高強度レーザー光の伝播に関するシミュレーションと実験結果が示され、高エネルギー電子流不安定性、超強磁場発生、高速イオン発生などが議論された。

上記を含め、所内外の研究者により関連分野の最新成果についての講演発表が行われた。

ポスターセッションでは所内（31件）、大学等（26件）、企業（11件）から発表が行われた。

産業界からは、半導体レーザー励起による高出力固体レーザー、レーザープラズマX線源・X線レーザー、及びX線光学素子の実用化へ向けた開発を共同で行いたい旨の希望が寄せられた。

パネル討論「光量子科学研究センターへの期待」では、山中龍彦氏（阪大レーザー核融合研究

センター長）、佐藤直樹氏（京大化学研究所教授）、土屋裕氏（浜松ホトニクス㈱中央研究所長代理）、ならびに岩本信也氏（㈱イオン工学研究所長）にパネリストをお願いした。先進的レーザーを利用した強力ガンマ線・中性子源の開発や真空破壊などの新科学分野の展開、アト秒パルス生成による新計測法、新物質創成など、これからの研究への期待が述べられた。さらに、新しいサイエンスを起点として新産業創出、新価値観創生へと大きく展開して欲しいとの期待が述べられ、会場からも光科学の中核的研究機関として多くの人を巻き込んで研究を進めて欲しい旨の発言があった。

9日午後には、光量子科学研究センター実験棟の四大実験室を中心に施設見学会を実施し、多くの参加者から整備された実験環境への高い評価が寄せられた。

本シンポジウムでは当初想定していた参加者数を上回る方々よりご出席をいただき、活発な議論ならびに意見交換をしていただいた。これらは、今後、開かれた研究所として光量子科学研究を進めていくうえで、非常に大きな力となるものであり、ご多忙中にもかかわらず、ご出席・発表いただいた方々に厚くお礼申し上げます。



**第2表 講演一覧**  
(会場:けいはんなプラザ 3階ナイル)

講演	講演者	所属	講演テーマ
特別講演	C.P.J. Barty	カリフォルニア大サンディエゴ校	Ultrafast Laser-Based X-ray Science : The Dawn of Atomic-scale Cinematography
○セッション1(光量子源開発1)			
S1-1	山川 考一	日本原子力研究所 関西研究所	超高ピーク出力レーザー開発の現状と将来
S1-2	植田 憲一	電気通信大学 レーザー新世代研究センター	21世紀のレーザー技術と電通大レーザー新世代研究センター
○セッション2(光量子シミュレーション)			
S2-1	山極 満	日本原子力研究所 関西研究所	高強度短パルスレーザー-プラズマ相互作用シミュレーション
S2-2	三間 園興	大阪大学 レーザー核融合研究センター	相対論的レーザーパルス伝播に関するPICシミュレーション
S2-3	Miroslav Pinak	日本原子力研究所 東海研究所	Computational Studies of Radiation and Oxidative Damage to DNA and its Recognition by Repair Enzyme.
○セッション3(レーザーと粒子の相互作用)			
S3-1	峰原 英介	日本原子力研究所 関西研究所	原研超伝導リニアック駆動FELの最近の進展と将来計画
S3-2	中野 貴志	大阪大学 核物理研究センター	高エネルギー逆コンプトン・ガンマ線発生と素粒子・核物理研究
S3-3	中島 一久	日本原子力研究所 関西研究所 KEK	レーザー加速研究の最近の進展
○セッション4(光量子源開発2)			
S4-1	長島 章	日本原子力研究所 関西研究所	原研におけるX線レーザー研究の展開
S4-2	藤本 孝	京都大学 工学研究科	偏光プラズマ分光
○セッション5(光量子基盤・応用研究)			
S5-1	杉山 僚	日本原子力研究所 関西研究所	CPA用レーザー結晶の高品質・大型化に向けての開発
S5-2	山内 薫	東京大学大学院理学系研究科	強光子場中の超高速分子ダイナミクス
S5-3	篠原 邦夫	東京大学医学部放射線研究施設	パルスX線の生物作用



## 第3表 ポスターセッション一覧

11月9日(火)14:30~16:00 (会場:関西研究所 光子科学センター/コーポレートスペース)

## セッション1:光子光源開発

ポスター番号	発表者(代表)	所属	発表テーマ
P1-01	赤岡 克昭	日本原子力研究所 関西研究所	デフォーミブルミラーを用いたレーザー光の波面補正
P1-02	宇佐美 力	日本原子力研究所 関西研究所	Yb系レーザー固体材料強励起光源の性能試験と改良
P1-03	加道 雅孝	日本原子力研究所 関西研究所	極薄膜ターゲットを用いた過渡励起方式X線レーザー
P1-04	河内 哲哉	日本原子力研究所 関西研究所	荷電交換再結合を用いたX線レーザー
P1-05	河仲 準二	日本原子力研究所 関西研究所	低温分光によるYb系固体レーザー材料の評価
P1-06	菅 博文	浜松トニクス(株) 中央研究所	高出力半導体レーザーとその応用
P1-07	桐山 博光	日本原子力研究所 関西研究所	高効率波長変換器の開発
P1-08	匂坂 明人	日本原子力研究所 関西研究所	極短パルス・高ピーク出力レーザー光の位相・コントラスト測定
P1-09	張 樹葵	レーザー技術総合研究所	Study on High Gain Broadband Optical Parametric Chirped Pulse Amplification
P1-10	庄司 一郎	分子科学研究所	高濃度Nd <sup>3+</sup> 添加YAGセラミックスの光学特性
P1-11	鈴木 将之	近畿大学 大学院	高圧ガスパフターゲットを用いたレーザープラズマX線放射特性
P1-12	唐 華経	大阪大学 レーザー核融合研究センター	Experiment on intense Nickel like X-ray lasers by multi-pulse pumping and multi-target coupling
P1-13	永島 圭介	日本原子力研究所 関西研究所	高繰返しX線レーザー用ドライバーの設計研究
P1-14	西村 昭彦	日本原子力研究所 関西研究所	強励起したYb:glassの波面計測について
P1-15	松岡 伸一	日本原子力研究所 関西研究所	ペタワット級20fsチタンサファイアレーザーシステムの設計
P1-16	松岡 史哲	日本原子力研究所 関西研究所	Nd:YAGレーザーのフォトリフラクティブ位相共役鏡
P1-17	松本 高明	北海道大学 量子エネルギー工学専攻	水中火花放電によるX線レーザーの可能性
P1-18	丸山 庸一郎	日本原子力研究所 関西研究所	半導体レーザー励起高繰返しNd:YAGレーザーの開発
P1-19	屋代 英彦	電子技術総合研究所	爆発型励起X線レーザーの研究
P1-20	山口 直洋	豊田工業大学 大学院工学研究科	パルス列レーザーを用いた小型X線レーザーの開発
P1-21	山中 正宣	大阪大学 レーザー核融合研究センター	LD励起10J×10Hz Nd:ガラススラブレザーシステムの開発
P1-22	吉田 英次	大阪大学 レーザー核融合研究センター	固体媒質を用いたSBS位相共役鏡の開発

## セッション2:光子シミュレーション

ポスター番号	発表者(代表)	所属	発表テーマ
P2-01	上島 豊	日本原子力研究所 関西研究所	薄膜と極短パルス超高強度レーザーとの相互作用シミュレーション
P2-02	内海 隆行	日本原子力研究所 関西研究所	Ni様イオンの4d-4pX線レーザー遷移波長計算
P2-03	香川 貴司	奈良女子大学 理学部	相対論的CI法による高電離イオンの構造および電子散乱断面積
P2-04	加藤 太治	科学技術振興事業団 多価冷イオンプロジェクト	ネオン様多価イオンのX線分光配置間相互作用により強く結合した励起状態からのX線発光の研究
P2-05	近藤 芳昭	東京工業大学大学院 総合理工学研究科	超高次元位相空間解法とそのレーザー-物質相互作用への適用
P2-06	佐々木 明	日本原子力研究所 関西研究所	過渡的電子衝突励起X線レーザーのシミュレーション
P2-07	Zhidkov Alexei	日本原子力研究所 関西研究所	S偏光の高強度フェムト秒レーザーパルスと固体ターゲットの相互作用
P2-08	白井 稔三	日本原子力研究所 東海研究所	原子スペクトルデータベース
P2-09	福本 一郎	日本原子力研究所 関西研究所	放射X線による高強度レーザー誘起高速電子の状態解析
P2-10	藤井 貞夫	川崎重工業(株) 関東技術研究所	超高出力・超短パルスレーザー照射による物質状態のシミュレーション
P2-11	森林 健悟	日本原子力研究所 関西研究所	短波長内殻電離X線レーザーシミュレーション
P2-12	山本 則正	総合研究大学院大学	高密度プラズマ中での2電子性再結合に関する密度効果
P2-13	横山 啓一	日本原子力研究所 東海研究所	レーザーアブレーションを利用したクラスター電子状態の研究

## セッション3:レーザーと粒子の相互作用

ポスター 番号	発表者 (代表)	所属	発表テーマ
P3-01	神門 正城	日本原子力研究所 関西研究所	高品質電子ビームの加速器の開発
P3-02	小林 克行	住友重機械工業 総合技術研究所	コンプトン散乱用レーザーのパルスタイミング安定化
P3-03	小山 和義	電総研 エネルギー基礎部	高密度ガスジェットターゲットとTWレーザーパルスの相互作用
P3-04	静間 俊行	日本原子力研究所 関西研究所	原研FELにおけるエネルギー回収用ビームラインの設計
P3-05	白井 敏之	京都大学 化学研究所	電子蓄積リング KSRのコミッショニング
P3-06	鈴木 康夫	日本原子力研究所 東海研究所	プラズマ マイクロ アンジュレーター形成実験
P3-07	出羽 英紀	日本原子力研究所 関西研究所	高強度レーザープラズマによる電子ジェット発生
P3-08	羽島 良一	日本原子力研究所 関西研究所	JAERI-FELにおけるスパイクング・モード発振の可能性
P3-09	細貝 知直	日本原子力研究所 関西研究所	レーザー加速に用いるZピンチプラズマ光導波路の開発
P3-10	松門 宏治	広島大学 理学部	非線型コンプトン/トムソン散乱実験

## セッション4:量子基盤・応用研究

ポスター 番号	発表者 (代表)	所属	発表テーマ
P4-01	青木 康	住友重機械工業(株) 総合技術研究所	ピコ秒電子線照射分光分析装置の開発
P4-02	青島 紳一郎	浜松ホトニクス(株) 中央研究所	Femtosecond Time-resolved Optical Polarigraphy (FTOP)
P4-03	飯村 秀紀	日本原子力研究所 東海研究所	放射性同位体のコリニアー・レーザー分光
P4-04	石野 雅彦	日本原子力研究所 関西研究所	イオンビームスパッタ法による軟X線用多層膜反射鏡の製作
P4-05	岡田 龍雄	九州大学 大学院 システム情報科学研究科	レーザーアブレーション法による電磁界センサー用薄膜の作製
P4-06	荻原 徳男	日本原子力研究所 関西研究所	レーザープラズマX線源用希ガスクライオターゲットの開発
P4-07	表 和彦	理学電機(株) X線研究所	Evaluation of the interface morphology in Mo/Si superlattices by x-ray specular and diffuse scattering
P4-08	川田 勝	島津製作所 生産技術研究所	軟X線ミラー基板の設計と製作
P4-09	窪寺 昌一	宮崎大学 工学部	アルゴンダイマーの励起によるアルゴンエキシマ生成
P4-10	小池 雅人	日本原子力研究所 関西研究所	軟X線平面結像不等間隔溝ホログラフィック回折格子の製作と評価
P4-11	小泉 光生	日本原子力研究所 高崎研究所	ISOL用レーザーイオン源の開発
P4-12	佐藤 文信	大阪大学 レーザー核融合研究センター	短パルス高強度レーザーによる中性子発生実験
P4-13	佐野 一雄	島津製作所 生産技術研究所	イオンビームエッチング法によるSiとSiC基板への直接刻線型回折格子の製作
P4-14	竹中 久貴	NTTアドバンステクノロジー(株) 材料開発&分析センタ	水の窓波長領域斜入射光学 Ni/Ti 多層膜X線ミラーの作製と評価
P4-15	寺岡 裕師	丸文(株) レーザ機器部	Femtosecond technology for science, industry and medicine
P4-16	中野 秀俊	NTT物性科学基礎研究所	フェムト秒レーザープラズマX線による光励起Siの時間分解吸収分光
P4-17	中村 一隆	東京工業大学 応用セラミックス研究所	フェムト秒テラワットレーザーによる硬X線の発生
P4-18	西岡 一	電気通信大学 レーザー新世代研究センター	超広帯域・超高速光計測
P4-19	西川 正	NTT物性科学基礎研究所	レーザー誘起プラズマX線発生効率に対するターゲット表面構造の影響
P4-20	藤本 靖	大阪大学 レーザー核融合研究センター	石英を母材とした高平均出力レーザー媒質の開発
P4-21	堀江 健嗣	大阪大学大学院 工学研究科	フェムト秒レーザー励起によるアントラセン微結晶のアブレーションダイナミクス
P4-22	矢島 千秋	京都大学大学院 工学研究科	直線偏光共鳴遷移放射X線ビームの生成
P4-23	矢代 正樹	大阪大学大学院 工学研究科	フェムト秒レーザーによる有機ガラス固体表面の新奇エッチング



## 2. Ultrafast, Laser-Based, X-ray Science: The Dawn of Atomic-scale Cinematography

**Christopher P. J. Barty**

University of California, San Diego

Department of Applied Mechanics and Engineering Science

Urey Hall, Mail Code 0339

La Jolla, CA 92093-0339

The characteristics of ultrafast chirped pulse amplification systems are reviewed. Application of ultrafast chirped pulse amplification to the generation of femtosecond, incoherent, 8-keV line radiation is outlined and the use of femtosecond laser-based, x-rays for novel time-resolved diffraction studies of crystalline dynamics with sub-picosecond temporal resolution and sub-picometer spatial resolution is reviewed in detail. Possible extensions of laser-based, x-ray technology and evaluation of alternative x-ray approaches for time-resolved studies of the atomic scale dynamics are given.

**Keywords:** Chirped pulse amplification, femtosecond pulses, femtosecond x-ray generation, time-resolved x-ray diffraction, relativistic laser/matter interactions, x-ray movies.

### 1. Introduction

The continued development of new ultrafast amplification technologies has led to the production of a class of laser systems which are simultaneously capable of producing ultrafast (sub-20-fs), ultra-high-peak-power (100-Terawatt) pulses at repetition rates which are 4 to 5 orders of magnitude greater than previously possible.<sup>1-3</sup> The combination of high peak power, high repetition rate and ultrashort pulse duration makes these systems ideal for investigations of novel relativistic laser-matter interactions, and for the production of high fluxes of energetic particles and ultrashort duration x-rays.<sup>4</sup>

Laser-based, 10-keV, sub-picosecond x-ray sources have been used at the University of California, San Diego for investigations of sub-picosecond,

laser-initiated atomic dynamics via time-resolved x-ray diffraction and time-resolved absorption spectroscopy.<sup>5-7</sup> Time-resolved x-ray diffraction has allowed the production for the first time of atomic-scale, ultrafast movies of crystal lattice motion. These movies reveal clearly the propagation of coherent acoustic phonons, non-thermal melting of semiconductor thin films and interfacial energy transfer in layered crystal structures. Such investigations are not presently possible with any other x-ray technology including state-of-the-art, 3rd-generation synchrotron sources.

In this paper, an overview of ultrafast laser technology and x-ray applications will be presented. A brief discussion of possible extensions to much higher x-ray fluxes and more demanding applications will be given.

## 2. Ultrafast Chirped Pulse Amplification

Modern solid state laser materials have many favorable properties which make them ideal for high peak power pulse generation.<sup>8</sup> In particular materials such as Titanium doped sapphire and Neodymium doped glass have both high energy storage and ultra-wide amplification bandwidths capable of supporting pulses of 10 fs to a few 100 fs in duration, thus allowing in principle one to generate pulses of many Terawatts to Petawatts peak power with relatively low energy.

There is, however, one fundamental problem with respect to generating ultrashort duration, high-peak-power pulses directly from solid state media. In any single pass amplifier the stored energy can only be extracted efficiently if the input pulse fluence (i.e. the energy per unit area) is on order of the saturation fluence of the amplifier material.<sup>9</sup> Materials such as Ti:sapphire and Nd:glass have relatively large saturation fluences (1 J/cm<sup>2</sup> and 8 J/cm<sup>2</sup> respectively) and relatively short potential pulse durations. The Fourier transform of the gain bandwidth of Ti:sapphire and Nd:glass would imply that pulses as short as 3 fs and ~50 fs could be generated with these materials, respectively. If the final amplifier is operated at the minimum pulse duration and at or above the saturation fluence of the material, then the peak intensity of the amplified pulse in the final amplifier would be on the order of 10<sup>14</sup> W/cm<sup>2</sup>. Such intensities are considerably above those necessary to induce optical breakdown of dielectric materials, e.g. ~5x10<sup>9</sup> W/cm<sup>2</sup>, and

therefore the final amplification stage would not survive undamaged. The common method of circumventing this fundamental problem is chirped pulse amplification (CPA)<sup>10</sup> in which an ultrashort duration, low energy seed pulse is passed through a dispersive delay line and broadened in time by a factor of between 1000 and 100,000. This low energy pulse is then amplified to an energy which is commensurate with the saturation fluence of the gain media and the damage threshold of the optical materials and coatings in the amplification chain. After amplification the pulse is passed through an inverse optical delay line thus recompressing it to an ultrashort pulse duration.

In practice the longer the input pulse duration is lengthened before amplification, the more efficient the final energy extraction will be. The minimum pulse duration for saturated amplification is determined by dividing the maximum damage intensity of the amplification chain by the saturation fluence of the amplifier material. For Ti:sapphire and a damage limit of 5 GW/cm<sup>2</sup>, one must stretch the input pulse to 200 ps in order to run the final amplifier at one times the saturation fluence. At three times the saturation fluence, it is possible to extract more than 90% of the theoretical maximum stored energy of a single pass amplifier. Therefore, larger initial stretching is better. The practical limit to which the duration of the input pulse can be stretched is set by the size of the dispersive delay elements in the pulse compressor. 10-fs pulses compressors are composed of parallel grating pairs. The net delay of such pairs of gratings is set to first order by the linear dimension of the grating in the dispersive plane, e.g. a 30-cm wide grating can be used to compress roughly a 1-ns chirped pulse. Commercially it is hard to obtain gratings with dimensions much above 40 cm, therefore stretched pulse durations are normally much below 1.25 ns. In this respect, the intermediate saturation fluence of Ti:sapphire makes it nearly an ideal CPA material. Higher saturation fluence materials require larger stretched pulse durations for the same percentage of energy extraction from the final amplifier and lower saturation fluence materials will not compactly store as much energy in the final amplifier. Ti:sapphire is also the largest bandwidth solid state amplifier material presently available. It can be produced with excellent optical quality, has very favorable thermal properties and a high damage

resistance. Therefore it is possible to produce 10-fs range, multiple Terawatt to Petawatt pulses at high repetition rate with Ti:sapphire.

The properties and problems associated with 10-fs range CPA are significant and different from picosecond CPA. So much so that it is useful to classify 10-fs range CPA as Ultrafast CPA. Pulses produced by ultrafast CPA have many interesting and unique properties. First of all pulses durations of the order of 10-fs are extremely short. Light travels only 3 microns in 10-fs. This timescale is much shorter than that of atomic vibrational motion in molecules and therefore such pulses have potential for imaging molecular or crystalline dynamics. 10 fs is also of the order of inner shell lifetimes in intermediate atomic weight atoms and therefore such pulses have potential for pumping inner shell x-ray lasers. Because Ti:sapphire is an excellent optical material, it is also possible to produce near diffraction limited spatial quality beams. Diffraction limited beams can be focused to micron diameter spot sizes and therefore in principle it is possible with ultrafast CPA systems to produce focussed intensities on the order of  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup> or greater. Intensities above  $2 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> are considered to be "relativistic". At this level, a free electron will experience a pondermotive energy equal to its rest mass and therefore will be relativistically accelerated on each half cycle of the laser pulse. At  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>, the interaction is highly relativistic and new phenomena such as coherent, Larmor x-ray radiation and astrophysically relevant matter acceleration are expected to be observed.<sup>11</sup> The electric of the laser pulse at this level is many TeV/m or more than 4 orders of magnitude higher than the highest electric field used in state of the art particle accelerators. Also unique to ultrafast CPA systems is the peak energy density which can be achieved at the focus. Because the longitudinal length of a 15 fs pulse is only about 5 microns the volume that the pulse occupies as it is focused to 1 micron spot is of the order of  $10^{-11}$  cm<sup>3</sup>. With only one joule of pulse energy, the energy density of at the instant the pulse traverses the focus will be  $10^{11}$  J/cm<sup>3</sup> which is an energy density equivalent to 20 Tons of TNT/cm<sup>3</sup> or a mass equivalent of 1 mg/cm<sup>3</sup>.

Perhaps the most important property of ultrafast CPA systems however is that because low energy is required to reach high peak power and because the optical properties of the amplifier crystals are conducive to high

average power operation, it is possible to generate terawatt level pulses at unprecedented repetition rates. In order to generate a 100 TW's of optical power a decade ago required the use of the world's largest laser facility, the NOVA laser at the Lawrence Livermore National Laboratory. This laser consisted of 10 beams lines each capable producing a 10 TW, 1000 J, 1 ns pulse at one shot every hour. When fired simultaneously this laser could produce 100 TWs of optical power. The entire laser system occupied a facility with dimensions on the order of 100m x 30m x 30m. On the other hand, a modern ultrafast CPA system can produce 2-J pulses of 20-fs duration at a repetition rate of 10 Hz or 36000 times greater than technology of only a decade ago. Such a system can occupy an area of less than 10 m<sup>2</sup>.

Let us define the product of laser system peak power times laser system repetition rate as the laser system "Utility". It is this product that will ultimately determine the flux of particles and x-rays generated from laser/matter interactions and it is this product that will determine what level of signal averaging may be employed in the investigations of relativistic laser/matter interactions. The "Utility" of ultrafast CPA systems is tremendous and more than 4 orders of magnitude greater than any other laser technology. Because of this high utility many new applications are now possible. There are many important technologies which have gone into the development of ultrafast CPA systems, including higher order phase control, regenerative pulse shaping, thermal lens management.<sup>1, 3, 12-23</sup> We will not treat these in this paper but will instead concentrate on the emerging applications of ultrafast CPA technology, in particular ultrafast, laser-based, x-ray science.

### 3. Ultrafast X-ray Diffraction

One particularly exciting application of ultrafast CPA systems is the generation of high fluxes of ultrafast, incoherent x-rays via relativistic laser/matter interactions.<sup>24</sup> Because of their potential sub-ps pulse duration, such x-rays are potentially ideal for time-resolved studies of molecular and crystalline dynamics. To understand fundamental dynamic processes in physics, chemistry and biology it is necessary to observe atomic motion on atomic temporal and atomic spatial scales. To capture one frame of atomic

motion via x-ray diffraction, we will therefore need  $\sim 100$ -fs,  $\sim 10$ -keV x-rays. With such a source it will be possible to obtain a sequence of stop action pictures of atomic positions which can then be integrated into a movie of the atomic process of interest. At the University of California, San Diego we have investigated a number of laser initiated processes in crystalline materials with ultrafast, time-resolved diffraction.<sup>5-7, 25-27</sup> In each case we use a laser-driven, copper K-alpha radiation source.

The generic interaction which we use is similar to that first described by Kmetec et al. We focus a 20-fs, multiterawatt pulses at a 20 Hz repetition rate onto a moving copper wire target. The 20-fs pulses are accompanied by a low intensity, nanosecond duration, pulse pedestal which is due to amplified spontaneous emission from the amplification chain. Even though the intensity in this pulse pedestal is 5 orders of magnitude smaller than the peak intensity at the focus, it is still sufficient to pre-ionize the target before the arrival of the main pulse and thus to produce a low density plasma in front of the target. The main pulse is focused to an intensity  $>10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> by an inexpensive, diamond turned off axis parabola. At these intensities, free electrons in the pre-plasma are accelerated to energies up and beyond 1 MeV. These energetic electrons are then incident upon the target and where they produce x-ray inner-shell vacancies and subsequent x-ray line radiation. The electrons also produce Bremsstrahlung radiation. Bremsstrahlung x-ray radiation of  $>1$  MeV has been reported previously from interactions with laser pulses of as little as 0.3 TW peak power.<sup>24</sup> A typical x-ray spectrum of the radiation produced in the 4 to 20 keV spectral region with a 25 fs,  $<100$  mJ laser pulse is shown in Figure 1. The spectrum is obtained using an x-ray ccd camera in "single-photon per pixel" mode. The spectrum is dominated by the copper K-alpha and K-beta radiation. At 20-Hz repetition rate,  $5 \times 10^{10}$  photons per second per  $4\pi$  steradians are produced in the K-alpha line and 75% of the radiation between 4 and 20 keV is contained in this line. The spectrum is therefore non-thermal in origin. To be "thermal" would require an unrealistically high black-body temperature, i.e. a radiation temperature for which the total radiated energy would exceed the input laser energy. Conversion efficiency from laser to k-alpha x-rays is on order of  $10^{-5}$ . It is



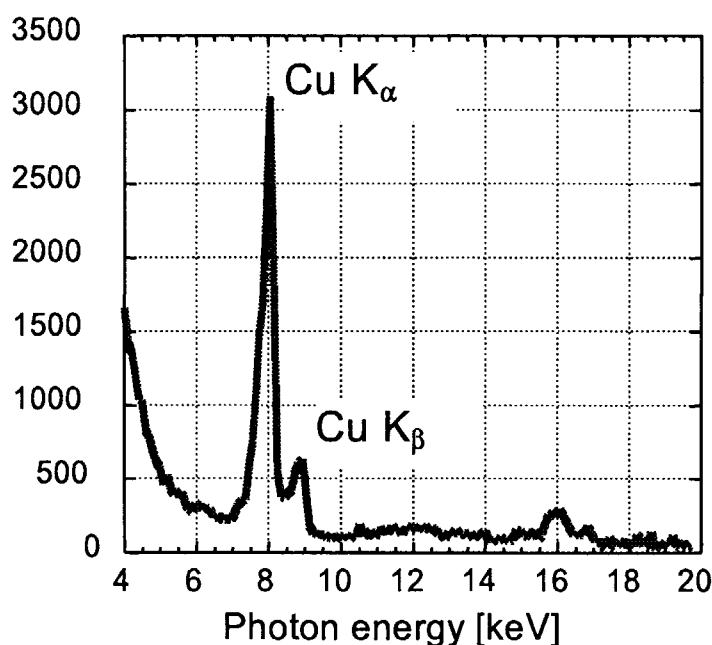


Figure 1. X-ray spectrum from copper wire target illuminated with 25 fs, ~100 mJ pulses.

believed that the x-ray pulse duration is simply the convolution of the laser-driven electron pulse duration, the electron stopping distance in the material and the lifetime of the k-shell vacancies which produce the x-rays. Since the  $1/e$  escape depth of 8 keV photons from copper is of the order of 20 microns and since the multiple keV to MeV electrons are only accelerated to relativistic velocities during the peak of the laser pulse, it is believed that the x-ray pulse duration is of the order of 100-fs. Direct measurement of the duration of 8 keV x-ray pulses with 100-fs resolution is not presently possible and therefore we must rely on indirect measurements and observations.

One scenario under which the pulse duration might be longer than the convolution mentioned above would be if there were energetic, e.g. >10 keV, electrons which streamed away from the target and latter re-collided with the target. If such electrons were present, then the x-ray spot size would be larger than the laser spot size and the pulse duration of the x-rays would be considerably longer due to the long transit time away from and back to the target. In order to evaluate this possibility a simple imaging test was performed, in which the laser-generated k-alpha x-rays were used to pin-hole image a fixed target. The results of this test are shown in Figure 2. The fixed target is a 16 micron spaced copper mesh. From the resolution present in this

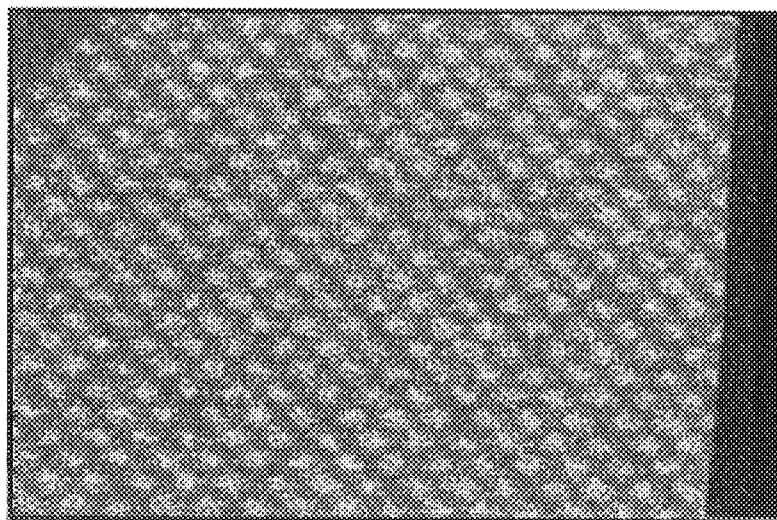


Figure 2. 8 keV X-ray shadowgraph of 16 micron copper mesh

image it is possible to conclude that the x-ray source size is nearly identical to the laser spot size and therefore little, if any, back streaming of electrons is present. As we will see later, our x-ray source is easily able to resolve physics occurring on a picosecond timescale. If one were able to construct a target which was as thin or thinner than one k-alpha escape depth, i.e. 20 microns, then in principle the duration of the k-alpha x-rays in the forward direction of the laser pulse would simply be the convolution of the drive laser pulse duration and the lifetime of k-shell vacancies or on the order of 20 fs.

A schematic of a simple time-resolved, x-ray diffractometer arrangement is given in Figure 3. In this arrangement a portion of the x-ray generating laser pulse is split-off, sent through an adjustable optical delay line and used to rapidly heat a crystalline target. K-alpha x-rays are then incident upon the target in a symmetric Bragg configuration. The diffracted x-rays are collected with an x-ray CCD camera and stored on a personal computer for later analysis. Good quality crystals, e.g. GaAs, Si, Ge, were used in order to increase the diffracted signal.

When the pump beam is turned off, a static diffraction image is obtained. In Figure 4 the static diffraction image from 111 GaAs is illustrated. The exposure for this image is 2 minutes. There are approximately 500,000

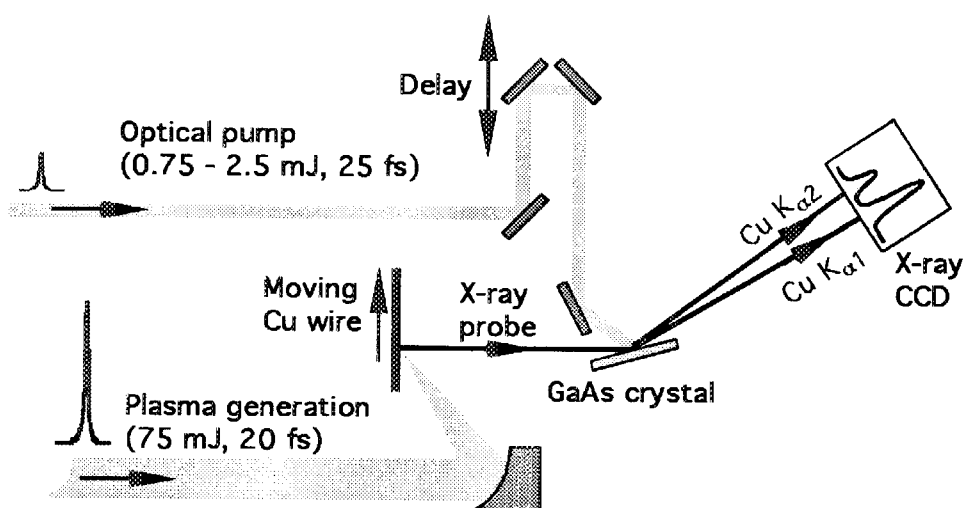


Figure 3. Schematic of time-resolved x-ray diffractometer

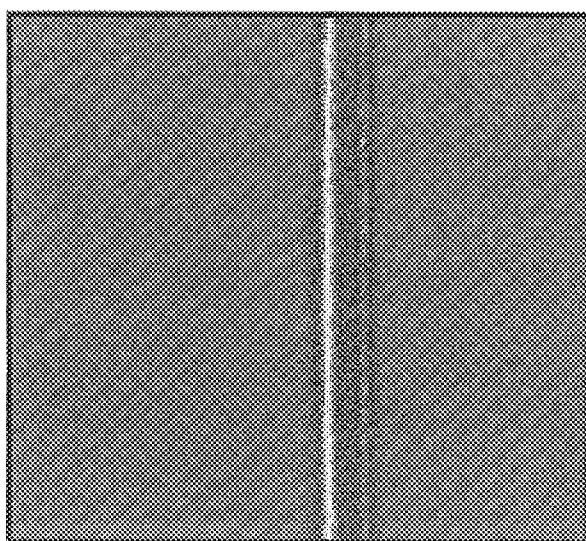


Figure 4 Static diffraction image from 111 GaAs. 2 minute exposure

diffracted photons used to produce this lineout and the resolution is high enough to clearly resolve the fine structure split  $k$ - $\alpha$ 1 and  $k$ - $\alpha$ 2 lines. The exact line shape of the diffracted signal is a function of the crystal quality and the quality of the x-ray source. In particular, if one includes the measured x-ray spot size, the known x-ray linewidth, then one expects to see the diffracted signal indicated by in Figure 5. The measured and expected lineshapes show excellent agreement. The important point to take from this figure is that the linewidth and source size of the x-ray source matter greatly.

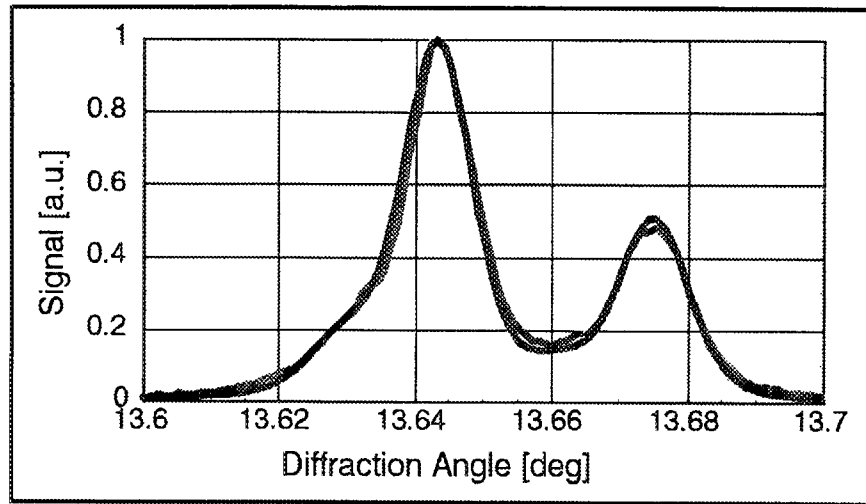


Figure 5. Measured and calculated lineshapes using the measured spot size.

It will be small shifts of these lines which determine the dynamic lattice spacing information. In the case of laser heated GaAs, one expects to generate coherent acoustic phonons which propagate into the crystal lattice.<sup>28</sup> These phonons produce slight changes in crystal lattice spacing. For a point source of x-rays, as the lattice spacing changes, the position upon the crystal at which the Bragg condition is satisfied changes. Larger spacing will shift the lines to smaller relative angle. The story is complicated by the fact that the pump laser penetration depth is less than the depth to which the probing x-rays penetrate. Nonetheless it is possible to obtain quantitative temporal and spatial information using this technique.

Figure 6 illustrates three separate time steps during which diffraction signals were accumulated. Note that the region of the crystal which is illuminated by the heating laser is small. Diffracted signal from regions outside the illuminated region can be conveniently used to normalize the "pumped" diffracted signal at each time step. At early times we see that the diffracted signal is split from 2 lines into 4 lines. To first order the peak lattice spacing change can be determined by the maximum shift of the diffracted signal. In this case the maximum shift corresponds to a lattice spacing change of only 0.3% or 10 mAngstroms! It is possible with well established models for coherent acoustic pulse generation and propagation to predict the exact

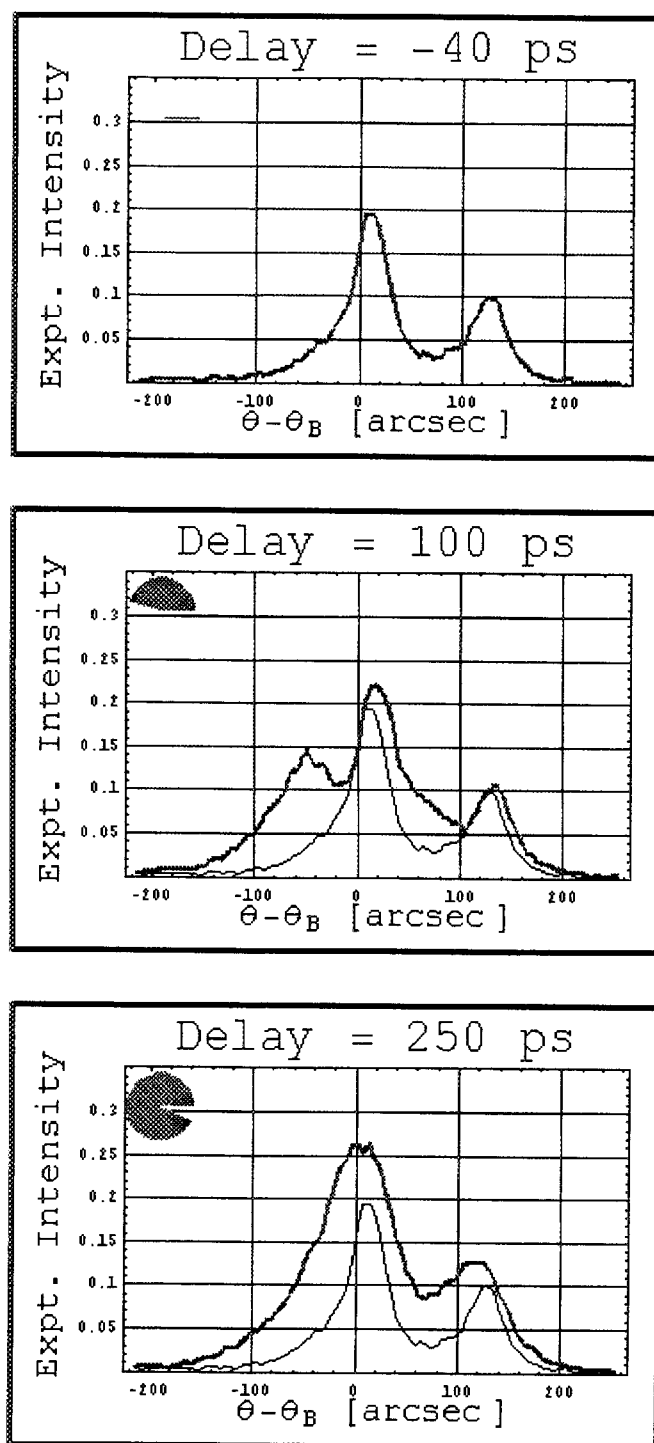


Figure 6. Lineouts from three separate time delays.

lattice spacing distribution as a function of depth and time using only the measured initial peak shift and the known values for the pump light absorption coefficient and known values for the speed of sound in GaAs.<sup>5</sup> From these predictions it is straightforward to then calculate the expected

diffraction signal and compare it with the measured signal. A comparison of the expected and measured signals is given in Figure 7. As can be seen, there is remarkable agreement. Clearly laser-based, time-resolved diffraction can determine ultrafast crystalline dynamics with picosecond accuracy and milliAngstrom spatial resolution.

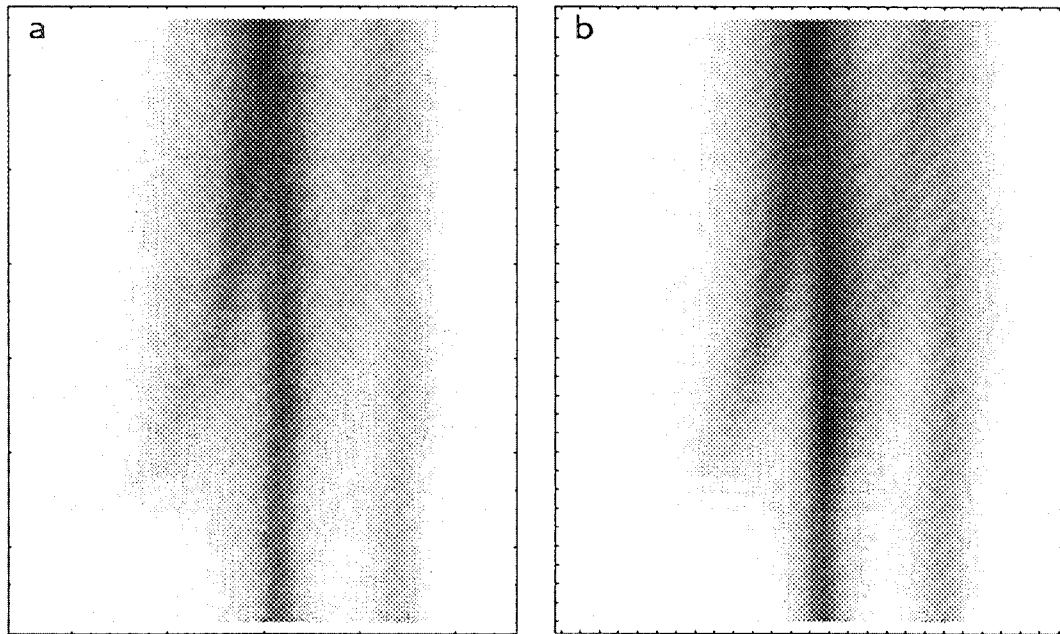


Figure 7. Grayscale measured (a) and calculated (b) time-resolved diffraction from 111 GaAs. Note the horizontal axis is diffraction angle and the vertical axis is time from minus 40 ps to plus 250 ps.

As another illustration of the power of this technique, time-resolved diffraction was used to determine how crystalline samples melt when illuminated by an intense laser pulse. There are two possibilities. The sample can absorb energy at the surface creating a thin super heated liquid region whose front then propagates into the material OR intense incident radiation may promote enough carriers into the conduction band that the entire region into which the laser light is deposited becomes unbound and thus instantaneously dissociates. The former is considered to be thermal melting and is an inhomogeneous spatial effect the latter is considered to be non-thermal melting and occurs homogeneously. There is evidence<sup>29</sup> using time-resolved, visible light reflection that non-thermal melting occurs for

sufficiently fast and intense laser illumination, however, such measurements can only probe a small region (one skin depth of the reflecting light) near the surface of the material and therefore cannot say anything about the bulk crystal state. Time-resolved x-ray diffraction on the other hand can be used to see directly the bulk lattice condition.

In order to provide a uniformly heated region, a thin semiconductor sample was prepared which consisted of 150 nm of 111 Ge on a 111 bulk Si substrate. Since the illuminated region is damaged by the laser on each shot, it was necessary to raster the sample as the x-ray data is collected. 100's of shots are required for each time step, therefore the size of the sample determines how many time frames can be acquired. In our case approximately 10 time steps can be obtained from one wafer. Figure 8 shows the raw diffraction data at 4 different time steps. Note that the laser illuminated region is small. Because the film is thin it is no longer possible to resolve the  $k$ -alpha1 and  $k$ -alpha2 split lines. Figure 9 is a plot of the diffracted signal from the center of the pumped region and the edge of the

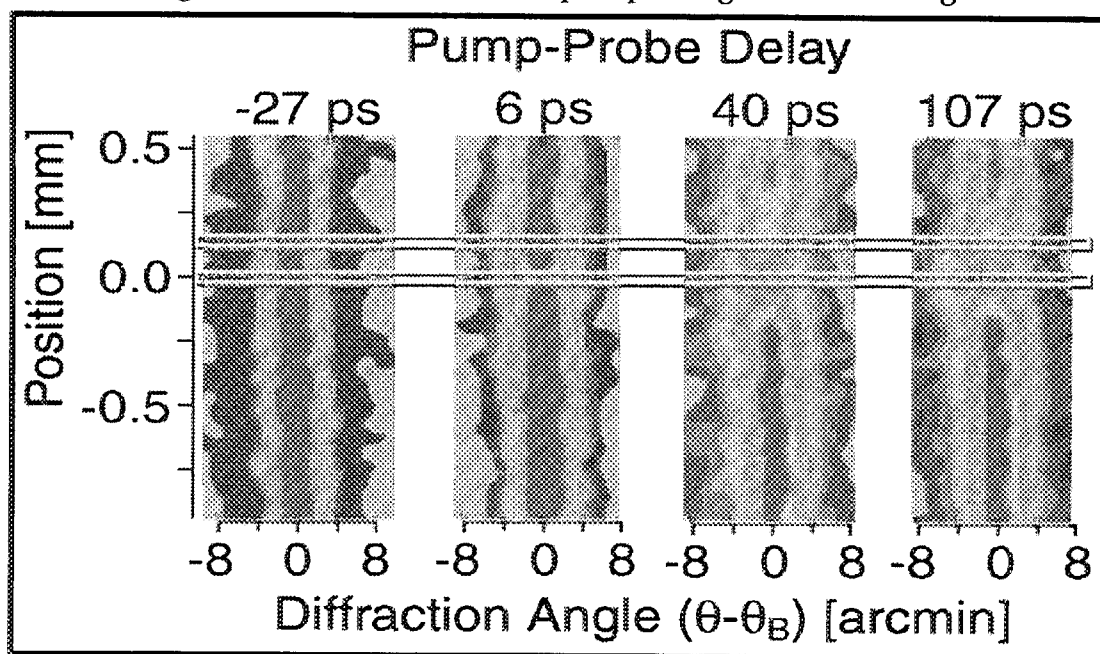


Figure 8. Diffraction images at different time delays. Note the lower rectangle corresponds to the center of the pumped region and the upper to the edge of the pump region

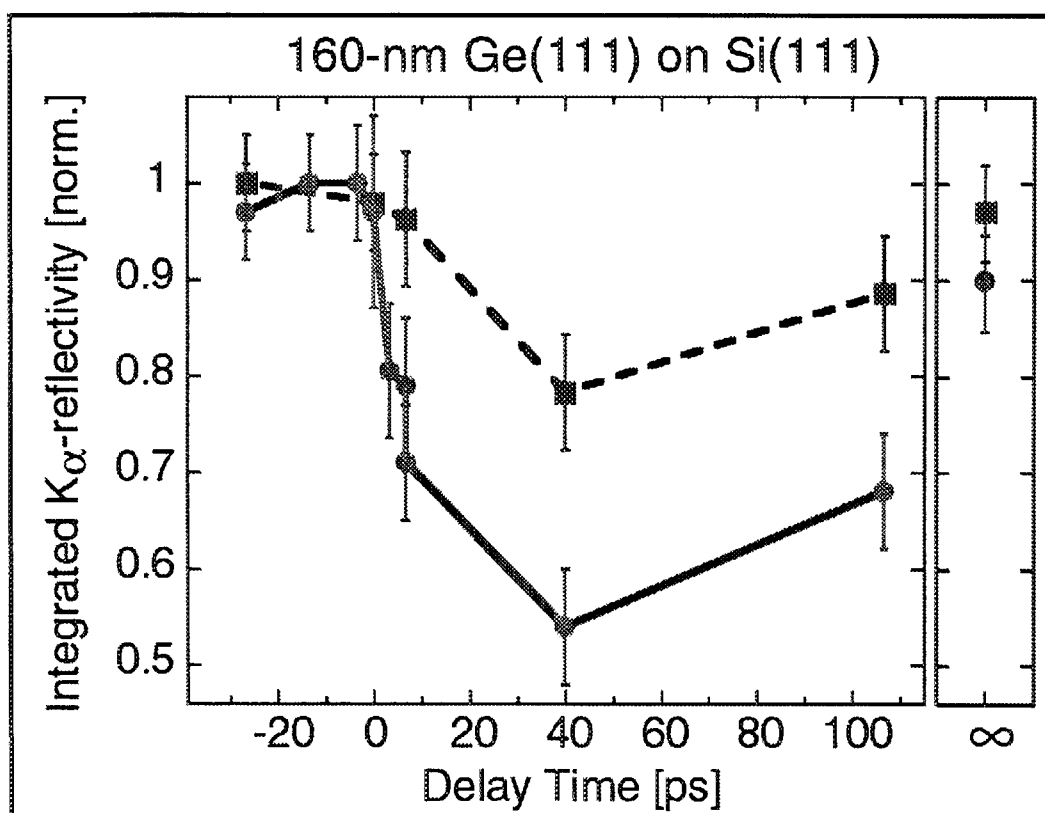


Figure 9. Magnitude of diffraction vs. time for the center of the pumped region (solid curve) and edge of the pump region (dotted curve)

pumped region immediately adjacent to it. From this plot it is possible to conclude that the sample has undergone homogeneous, non-thermal melting. The argument is as follows. The center region shows an instantaneous drop (to within our time step accuracy) in diffraction efficiency consistent with a homogenous or non-thermal melting process while the diffraction signal from the "edge" region drops only monotonically as the melting front propagates outward. Both regions decrease monotonically after the initial heating, as the melting front propagates in all three dimensions. Later in time both regions begin to re-crystallize and diffraction increases. At infinite time after the initial heating pulse, the non-laser-illuminated region returns to its initial diffraction value while the laser-illuminated region returns to a value slightly below its initial value. This slight decrease is due to the evaporative loss of material from the pumped region.



As a final illustration of the potential power of the laser-based time resolved diffraction, the thin film samples were also illuminated at an intensity which was below that which would induce melting but high enough for coherent phonon generation. Since the film was thin, diffraction from both the Ge and the Si could be obtained simultaneously. In this way it is possible to watch the expansive acoustic wave hit and reflect from the Ge/Si interface. The position of the centroid of the normalized diffracted signal from the pumped regions is illustrated in Figure 10. In this Figure it is clear that the diffracted signal from the expansive strain produced in the outer thin film undergoes a marked change in magnitude at exactly the time predicted by the speed of sound in Ge and thickness of the thin film. At the time of this reflection, the expansive wave in the Ge layer produces a compression of the underlying Si substrate as illustrated in Figure 10. It is interesting to note the difference in vertical scales of in this Figure. The magnitude of the compressive strain that is observed in Si corresponds to a lattice change of only 20 femtometers! Such measurements of buried ultrafast dynamics are not possible presently with any other method.

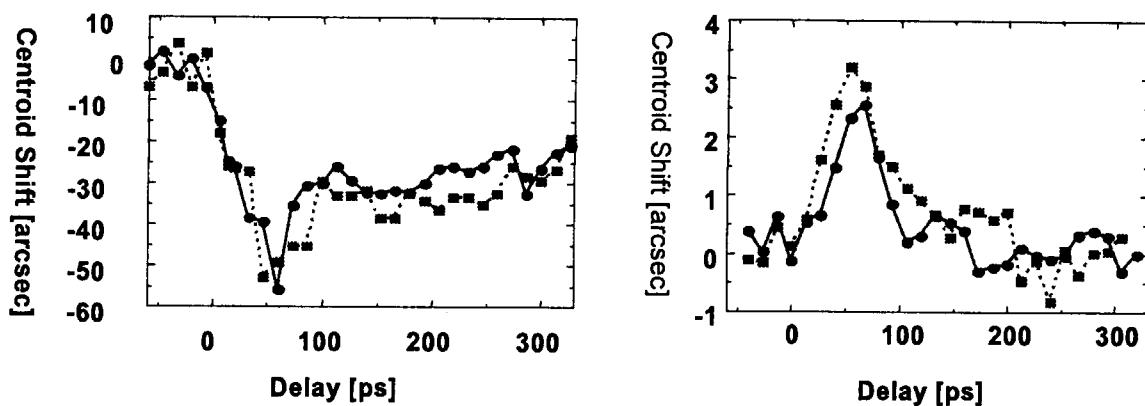


Figure 10. Shift of the centroid of the diffraction lines for Ge film (left plot) and Si substrate (right plot). Note the difference in vertical scales. Doted curves are k-alpha1 and solid curves are k-alpha2 data

Future laser-based x-ray diffraction investigations may allow direct observation of optically driven phonons, single shot observation of laser driven shocks, and time resolved studies of amorphous solids and liquids.

Optically driven phonons should produce lattice vibrations which are sub-picosecond in duration and therefore may yield information about the exact duration of the laser-generated x-rays. These experiments also can be arranged to be zero background, i.e. there will be no diffracted signal unless the optically driven phonon is present.

Single shot investigations of laser driven shocks should be possible if the x-ray yield is improved. Empirical evidence suggests that the x-ray yield scales as the  $3/2$  power of the input energy.<sup>24</sup> Using 100-TW class lasers it may be possible to obtain enough x-ray line radiation to produce a high resolution diffraction signal on a single shot. A generic experiment would place a thin layer of material which is to be compressed on top of a good quality crystal such as Si or GaAs. The change in diffraction from the underlying material would be used to monitor both the magnitude and speed of the shock propagation. In this way it may also be possible to directly measure the photon pressure of the incident, ultrahigh intensity pulse.

Investigations of amorphous solids and liquids will require both higher fluxes of x-rays and detectors which are able to subtend a larger solid angle. The diffraction signal from these samples will be qualitatively similar to that from a randomly oriented crystalline powder. High energy Bremsstrahlung radiation which is produced concurrently with the production of line radiation must be controlled in these low signal to noise experiments. 100 keV and higher energy radiation is easily generated during relativistic interactions and can be sufficiently energetic to cause traditional Pb shielding to fluoresce. Such fluorescence background can significantly decrease the signal to noise of the collected diffraction signal. Figure 11 shows the static diffraction signal obtained with an amorphous Ni target, illuminated with x-rays which are refocused by an grazing incidence ellipsoidal reflector. By refocusing the x-rays it is possible to move the sample sufficiently far from the source that high energy background radiation may be reduced with a low-Z/high-Z filter arrangement. The final diffraction signal is collected with an 80 mm diameter, spatially resolved photon counting detector.

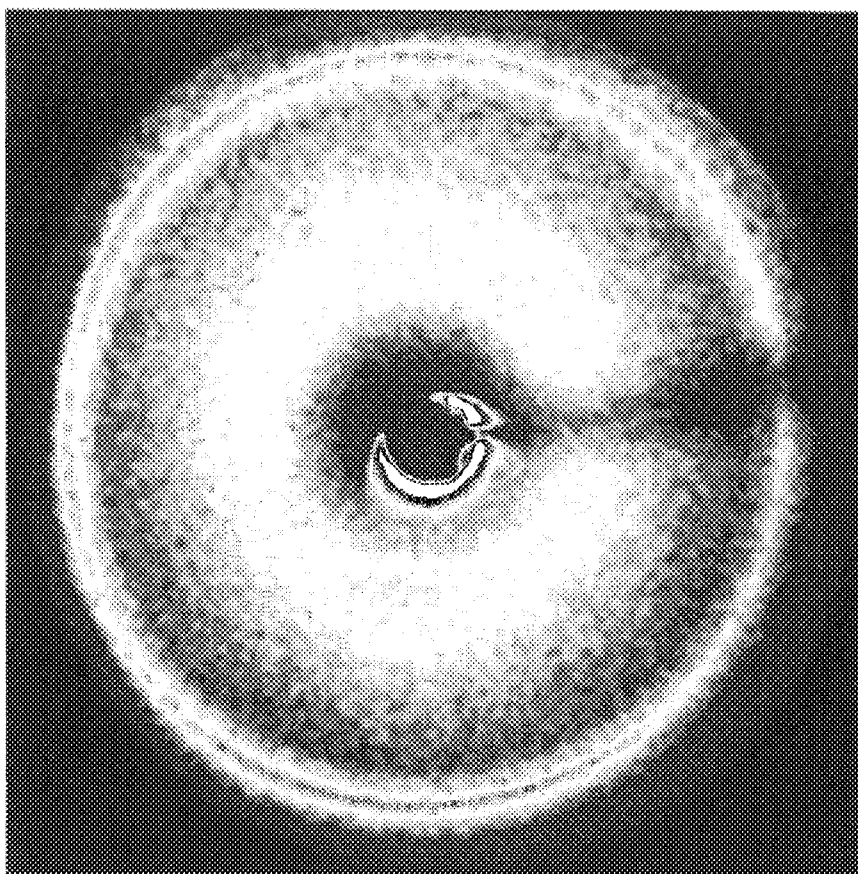


Figure 11. Static diffraction from an amorphous Ni foil using 8 keV x-rays and an ellipsoidal reflector and spatially resolved photon counting detector. The intense signal at the center is unblocked, direct radiation from the target. The full diameter of the image is 80 mm and the exposure is 5 minutes using a 4 TW, 20 Hz repetition rate laser.

#### 4. Other X-ray Sources and Improvements in Laser Based Sources

The laser-based, x-ray source used in the UCSD time-resolved diffraction experiments had a number of very useful properties. The linewidth was very narrow, of the order of  $10^{-4} \Delta\lambda/\lambda$ . The source size was extremely small, approximately 10 microns. The combination of small source and narrow linewidth allowed high resolution diffraction. The wavelength was commensurate with atomic spacings, i.e. in the 10 keV energy range. The potential pulse duration was on the order of 100 fs. Finally it produced x-rays at a repetition rate which was commensurate with the optical pumping of the sample, i.e. at 20 Hz. Nominally it takes mJ's of energy to excite all the atoms in a sample probed by 10 keV x-rays, i.e. a sample of several tens of

cubic microns in volume. Providing sufficient excitation energy at rates above a kHz will be difficult. Considering all of these parameters, the laser-based, k-alpha source appears to be an ideal choice for performing time-resolved diffraction studies.

In principle there are a number of alternative short pulse x-ray technologies which could be employed for time-resolved diffraction experimentation. Of these laser-Thomson scattering, 3rd generation synchrotron radiation and radiation from x-ray free electron lasers are the principle alternatives.

In laser-Thomson scattering, an intense, femtosecond laser pulse is scattered off of an energetic electron pulse.<sup>30</sup> The scattered laser photons are upshifted into the x-ray regime. Advantages of this technique are that the pulse duration can be a few 100 femtoseconds, the exact duration being set by the crossing time of the laser pulse and the electron pulse. The x-rays are reasonably collimated and the energy of the x-rays is tunable by varying the energy of the electrons. These sources, however, also have some rather severe drawbacks with respect to their use in x-ray diffraction studies. First of all the scattered radiation is broadband, set by the energy spread of the electron bunch. The bandwidth of the Thomson x-rays is at least 100 times that of the laser-based, Cu k-alpha source. In the diffraction studies discussed above, it would not be possible to observe milliAngstrom and smaller motion with this linewidth. Secondly, the efficiency of the scattering process is small, thus much longer accumulation times are needed for each time step. The typically electron bunch frequency at most electron storage ring facilities is much in excess of 1 kHz. Lasers of sufficient intensity have not yet been constructed with high enough repetition to utilize the full electron bunch frequency. Finally, synchronization of laser which pumps the sample which is probed with the Thomson scattered x-rays will require careful locking of its repetition rate to some harmonic of the RF which drives the storage ring. Achieving ps accuracy is difficult and will require locking to better than one part in 1000 of the RF frequency.

3rd generation synchrotrons are purpose built machines for producing x-ray radiation. These machines presently produce the highest average brilliance x-rays of any source and do so by several orders of magnitude.

With respect to laser-based, Cu k-alpha sources, the average brilliance of the ESRF synchrotron in Europe is at least 20,000,000,000 times greater at 8keV. Average brilliance, however, is only one consideration when evaluating the usefulness of the source for time-resolved diffraction studies. 3<sup>rd</sup> generation synchrotrons are broad band sources. In order, to produce the same linewidth as a laser-based, Cu-k-alpha source would require the use of a additional x-ray monochrometer. Even if the monochrometer were 100% efficient the relative advantage of the synchrotron would be reduced by a factor of 10. Next the pulse duration of the synchrotron radiation is typically on the order of 100 ps and not 100 fs. Assuming that one could arrange to slice a 100 fs pulse from the 100 ps initial pulse with an efficiency of up to 1%, the relative advantage of the synchrotron would be further reduced by another factor of  $10^5$ . Finally the pulse repetition rate of the synchrotron radiation at ESRF is very high, of order 350 MHz, and not 20 Hz. Pumping the sample with a few mJ's of optical energy at 350 MHz is not possible. If one considers doing experiments at 20 Hz with the ESRF synchrotron, the relative advantage will be reduced by another factor of  $2 \times 10^7$ . Combining all factors, a 20-Hz, time-resolved, x-ray diffraction experiment can be performed on the order of 1000 times faster with a laser-based, Cu-k-alpha source than with present 3<sup>rd</sup> generation synchrotrons. Furthermore, the use of synchrotron radiation for ps time-resolved, laser-pump/x-ray-probe experiments will once again require synchronization of the pump laser pulse with RF of a storage ring to better than one part in 1000. It is interesting to note also that this comparison is made between a laser-based source requiring 2 watts of optical power to generate x-rays while the ESRF synchrotron requires 2 MW of RF power to maintain the electrons in the storage ring.

At least two proposals currently exist for producing single pass x-ray amplification from an x-ray FEL, one using DESY in Germany and one using SLAC at Stanford University. Of these only the Stanford University Linac Coherent Light Source (LCLS) proposes to produce 10 keV light in the near future. If funded and built on schedule and to specification, the LCLS will produce in 2004, sub-100-fs, 10-keV x-rays with 10 orders of magnitude higher peak brightness than presently possible. This source holds great promise for a number of time resolved studies as well as for macromolecular

crystallographic investigations. It, however, will be a unique and expensive (\$100,000,000 not including the 15 GeV accelerator) device and will, like all accelerator based setups, require synchronization to better than one part in 1000 with respect to the linac RF if visible-pump/x-ray-probe studies are to be conducted with better than 1 ps relative accuracy.

For the near future, laser-based, x-ray sources seem to have clear advantages for pump/probe x-ray diffraction experiments. In addition to incoherent line radiation, 10-fs range, high-peak-power lasers can be used to generate ultrafast bremsstrahlung x-rays from solid targets, ultrafast line radiation from interactions with cold atomic-clusters<sup>31</sup>, ultrafast semi-coherent radiation via relativistic interactions, e.g. larmor radiation, and possibly even coherent keV radiation from inner-shell x-ray laser schemes. In all cases, the ultimate useful flux of x-rays will increase as the "utility" of ultrafast CPA systems increases.

Possible routes to improved CPA utility include, shorter pulse duration, higher pulse energy and higher system repetition rate. Reductions in pulse duration are currently limited by the bandwidth of high damage threshold optics. Presently the widest bandwidth commercial optics are only capable of supporting 12 fs pulses. The shortest duration CPA pulses produced to date are 16 fs. Increases in pulse peak power will be limited by the size and damage threshold of gratings used in the final pulse compressor of the ultrafast CPA system. Meter diameter gratings should allow the production of between 10 and 100 Petawatt, 15 fs pulses without damage. Increases in pulse repetition rate are limited by the availability of high energy, high repetition rate pump lasers. This factor has probably the most room for improvement. Present pump lasers used in ultrafast CPA systems have average powers of order 10 Watts, while commercial industrial lasers can operate at 10's of kW's. Improvements in pump laser technology will come from both diode pumping of the pump laser gain media and the use of phase conjugation or active beam shaping to control thermal distortions. Taken together, it is not unreasonable to assume that it may be possible to increase ultrafast CPA "utility" by 6 or 7 orders of magnitude over present levels. This combined with the fact that present laser-based x-ray sources and experimental arrangements have only been minimally optimized to date,

would suggest that laser-base x-ray science and atomic-scale cinematography has a very exciting future ahead of it.

## 5. Acknowledgments

The author would like to acknowledge the contributions of a many talented postdoctoral researchers, visiting scientists and faculty to the development of the lasers and experiments outlined in this paper. These include, Dr. Christoph Rose-Petruck, Dr. Ralph Jimenez, Dr. Ting Guo, Dr. Ferenc Raksi, Dr. Koichi Yamakawa, Dr. Catherine Le Blanc, Dr. Craig Siders, Dr. Andrea Cavalleri, Dr. Csaba Toth, Prof. Dong-Eon Kim, Dr. Georg Korn, Dr. Jeff Squier, Dr. Barry Walker, Prof. Kent Wilson, Dr. Vlad Yakovlev, Dr. Klaus Sokolowski-Tinten and Prof. D. von der Linde.

Dr. Barty is presently on sabbatical from UCSD at Positive Light, Inc. Correspondence may be addressed to [cbarty@poslight.com](mailto:cbarty@poslight.com)

## References

- <sup>1</sup>C. P. J. Barty, T. Guo, C. LeBlanc, *et al.*, Opt. Lett. **21**, 668-670 (1996).
- <sup>2</sup>K. Yamakawa, M. Aoyama, S. Matsuoka, *et al.*, Opt. Lett. **23**, 525 - 527 (1998).
- <sup>3</sup>K. Yamakawa, M. Aoyama, S. Matsuoka, *et al.*, Opt. Lett. **23**, 1468-1470 (1998).
- <sup>4</sup>G. A. Mourou, C. P. J. Barty, and M. D. Perry, in *Physics Today*, 1998), p. 22-28.
- <sup>5</sup>C. Rose-Petruck, T. Guo, R. Jimenez, *et al.*, Nature **398**, 310-312 (1998).
- <sup>6</sup>C. W. Siders, A. Cavalleri, K. Sokolowski-Tinten, *et al.*, Science **accepted for publication** (1999).
- <sup>7</sup>C. P. J. Barty, M. Ben-Nun, T. Guo, *et al.*, in *Time Resolved Diffraction*, edited by P. M. Rentzepis and J. Helliwell (Oxford University Press, New York, 1996), p. 44.
- <sup>8</sup>C. P. J. Barty, in *Laser Focus World*, 1996), p. 93-106.
- <sup>9</sup>K. Yamakawa, M. Aoyama, S. Matsuoka, *et al.*, IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics **4**, 385 - 394 (1998).
- <sup>10</sup>D. Strickland and G. Mourou, Opt. Commun. **56**, 219-221 (1985).
- <sup>11</sup>D. P. Umstadter, C. Barty, M. Perry, *et al.*, in *Optics and Photonics News*, 1998), p. 41 - 45.
- <sup>12</sup>C. P. J. Barty, C. L. G. III, and B. E. Lemoff, Opt. Lett. **19**, 1442-1444 (1994).
- <sup>13</sup>C. P. J. Barty, C. L. G. III, B. E. Lemoff, *et al.*, in *Generation, Amplification and Measurement of Ultrafast Laser Pulses II*, edited by F. W. Wise and C. P. J. Barty (SPIE Publishing, Bellingham, WA, 1995), Vol. 2377, p. 311-322.
- <sup>14</sup>C. P. J. Barty, G. Korn, F. Raksi, *et al.*, Opt. Lett. **21**, 219-221 (1996).
- <sup>15</sup>C. LeBlanc, F. Salin, J. Squier, *et al.*, IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics **4**, 407 - 413 (1998).
- <sup>16</sup>D. N. Fittinghoff, B. C. Walker, J. A. Squier, *et al.*, IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics **4**, 430 - 440 (1998).
- <sup>17</sup>A. K. Hankla, A. B. Bullock, W. E. White, *et al.*, Opt. Lett. **22**, 1713-1715 (1997).

- <sup>18</sup>B. E. Lemoff and C. P. J. Barty, *Opt. Lett.* **18**, 1651-1653 (1993).
- <sup>19</sup>F. Salin, C. L. Blanc, J. Squier, *et al.*, *Opt. Lett.* **23**, 718 - 720 (1998).
- <sup>20</sup>J. Squier, C. P. J. Barty, F. Salin, *et al.*, *Applied Optics* **37**, 1638-1646 (1998).
- <sup>21</sup>C. Tóth, D. N. Fittinghoff, B. C. Walker, *et al.*, in *Ultrafast Phenomena XI*, edited by T. Elsaesser, J. G. Fujimoto, D. Wiersma and W. Zinth (Springer-Verlag, Garmisch-Partenkirchen, 1998).
- <sup>22</sup>B. Walker, J. Squier, D. Fittinghoff, *et al.*, (*IEEE J. Quant. Elect.*, 1998), Vol. 4, p. 441 - 444.
- <sup>23</sup>K. Yamakawa, T. Guo, G. Korn, *et al.*, in *Generation, Amplification, and Measurement of Ultrashort Laser Pulses III*, edited by D. Reitze and W. White (SPIE Publishing, Bellingham, WA, 1996), Vol. 2701, p. 198-208.
- <sup>24</sup>J. D. Kmetec, *et al.*, and , *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1527-1530 (1992).
- <sup>25</sup>R. Jimenez, C. Rose-Petruck, T. Guo, *et al.*, in *Ultrafast Phenomena XI*, edited by W. Zinth, J. G. Fujimoto, T. Elsaesser and D. Wiersma (Springer-Verlag, Garmisch-Partenkirchen, 1998).
- <sup>26</sup>T. Guo, F. Ráksi, C. Rose-Petruck, *et al.*, in *Fullerenes, Recent Advances in the Physics and Chemistry of Fullerenes and Related Materials*, edited by K. M. Kadish and R. S. Ruoff (The Electrochemical Society, Inc., Pennington, New Jersey, 1996), Vol. 3, p. 771-782.
- <sup>27</sup>C. P. J. Barty, J. Che, T. Guo, *et al.*, in *Proceedings of Femtochemistry: The Lausanne Conference*, edited by M. Chergui (World Scientific, Singapore, 1996), p. 348.
- <sup>28</sup>C. Thomsen, J. Strait, Z. Vardeny, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 989-992 (1984).
- <sup>29</sup>K. Sokolowski-Tinten, J. Bialkowski, M. Boing, *et al.*, *Phys. Rev. B* **58**, R11805-8 (1998).
- <sup>30</sup>R. W. Schoenlein, W. P. Leemans, A. H. Chin, *et al.*, *Science* **274**, 236-238 (1996).
- <sup>31</sup>C. Rose-Petruck, K. J. Schafer, K. R. Wilson, *et al.*, *Physical Review A* **55**, 1182-1190 (1997).





### 3. Development of Ultrahigh Peak Power Lasers: Present and Future

**Koichi YAMAKAWA**

*Advanced Photon Research Center, KANSAI Research Establishment,  
Japan Atomic Energy Research Institute  
8-1 Umemidai Kizu-cho, Kyoto 619-0215, Japan*

Design and performance of a Ti:sapphire CPA laser system, which has produced 100 TW, sub-20 fs pulses at a 10 Hz repetition rate are described. Present developmental efforts to extend this system to a petawatt level are discussed.

**Keywords : Chirped pulse amplification, Terawatt, Petawatt**

#### 1. Introduction

The combination of chirped-pulse amplification (CPA) and ultrabroad-band solid-state laser materials has made it possible to produce terawatt and even multiterawatt femtosecond pulses with ever increasing average powers [1, 2]. During the past decade this technique has been extended to produce multiterawatt pulses of less than 20 fs in duration [3, 4]. Such high peak power, ultrashort pulses are useful for a variety of high-field applications.

We present here on the techniques for the generation of multiterawatt optical pulses in the 10 fs range. As an example, the design and performance of a compact three-stage Ti:sapphire CPA laser system at the Japan Atomic Energy Research Institute are described. The system has produced sub-20 fs pulses with peak and average powers of 100 TW and 19 W at a 10 Hz repetition rate [5]. We also discuss extension of this system to the petawatt power level.

#### 2. Design and performance of a 100 TW, sub-20 fs, 10 Hz Ti:sapphire laser system

The 100 TW laser system consists of a Ti:sapphire oscillator, a pulse stretcher, a regenerative amplifier, two multi-pass amplifiers, and a vacuum pulse compressor. The 10 fs seed pulses from a Ti:sapphire oscillator were stretched by more than 100,000 times in a pulse stretcher. The stretched pulse is then first amplified in a regenerative amplifier. The regenerative amplifier uses two 3  $\mu$ m thick etalons as regenerative pulse shaping to counter gain narrowing [3-5]. The 8 mJ output from the regenerative amplifier is then introduced into a 4-pass preamplifier. The output pulse energy from the amplifier was ~ 340 mJ with 700 mJ of 532 nm pump light. The output from the preamplifier is then sent to a 4-pass power amplifier. This amplifier uses a water cooled 40 mm diameter 25 mm long Ti:sapphire crystal and is pumped with a custom built Nd:YAG laser which is capable of producing ~ 7 J of 532 nm radiation at 10 Hz.

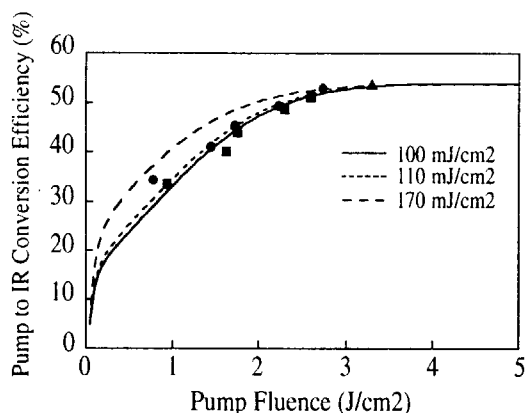


Figure 1. Saturation characteristics of the 4-pass Ti:sapphire power-amplifier. The three curves are the calculated efficiencies of the power amplifier as a function of pump pulse fluence for different input pulses.

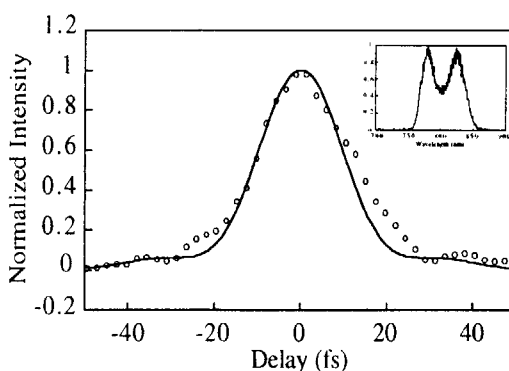


Figure 2. Measured (circles) and calculated (solid line) autocorrelations of the compressed output. Inset: measured, amplified spectrum after the pulse compressor.

The saturation characteristics for the power amplifier is shown in Fig. 1. Squares, circles and a triangle represent the measured efficiencies in the power amplifier. With 6.4 J of pump light incident upon the crystal the amplifier has produced 3.3 J of 800 nm radiation. Under these conditions, this amplifier has reached to the theoretical maximum conversion efficiency of 532 nm pump light to 800 nm radiation. This result agrees well with our model calculation. A typical autocorrelation trace and an amplified spectrum after the compressor are shown in Fig. 2. The FWHM of the measured pulse duration is 18.7 fs. The transmission of the compressor, including the multilayer dielectric- and gold-coated turning optics, was  $\sim 57\%$ , yielding a compressed output pulse energy of  $\sim 1.9$  J, which implies a peak power for the laser pulse of 102 TW. The spatial beam quality was about 2 and 2.5 times diffraction limited in vertical- and horizontal-planes, respectively. With an  $f/3$  off-axis parabolic mirror, focused intensities of  $\sim 3 \times 10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> should be possible with this beam quality.

### 3. Towards a petawatt

To scale the system to peak powers above 100 TW, requires a larger size Ti:sapphire crystal, a higher energy pump laser and larger diameter gratings. We plan to use an 80 mm diameter Ti:sapphire disk as a final booster amplifier. The major problem with high-energy laser amplifier such as the booster amplifier is parasitic lasing across the large-aperture amplifier disk at high-energy pump. Parasitic lasing is due to the formation of a laser cavity by Fresnel reflections at the material interfaces of the gain medium. Above parasitic lasing threshold, the gain is clamped, no additional energy can be stored in the amplifier, and the amplifier efficiency is thus reduced. A technique for suppressing these parasitic lasing modes based on index matching the crystal edges with an absorbing doped polymer thermoplastic was developed and demonstrated for large-aperture Ti:sapphire disk amplifiers having significantly

higher refractive index ( $n = 1.76$ ) [6]. The thermoplastic has a refractive index of 1.6849 for 800-nm light and the Fresnel reflection at the Ti:sapphire interface is thus estimated to be  $\sim 0.048\%$ . Therefore, parasitic lasing should not occur across the input face until the transverse gain is reached to  $\sim 2100$ . Actually, the transverse gain of the parasitic lasing threshold would be increased by a few times, because the scattering at the frosted disk edge

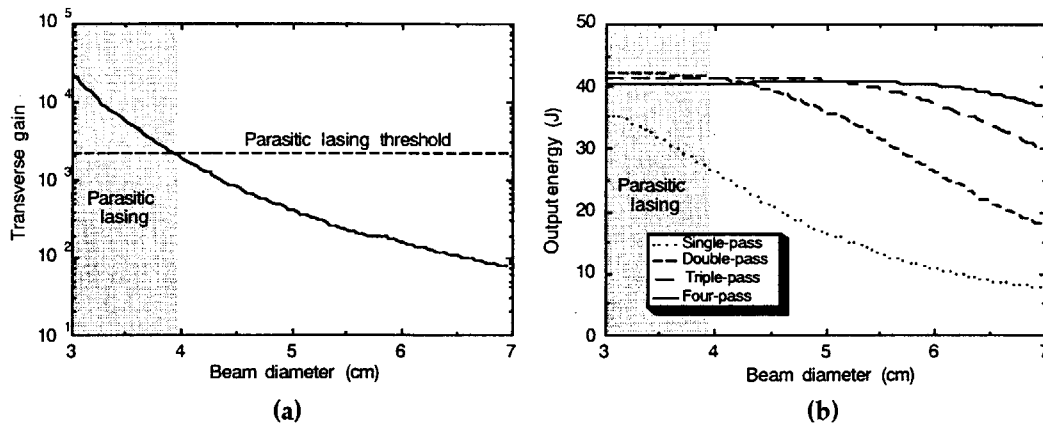


Figure 3. Calculation results of transverse gain (a) and output energy (b) as a function of the beam diameter for 70-J pump energy.

contributes additional transmission loss to the transverse cavity.

Figure 3(a) shows the calculated transverse gain on the disk faces as a function of the beam diameter [7]. The parasitic lasing limit (gain  $\sim 2100$ ) for the crystal edge with the absorbing doped polymer thermoplastic is also indicated. In order to prevent the parasitic lasing, the beam diameter should be set to be at least  $\sim 40$  mm. At the parasitic lasing threshold the pump fluence is  $\sim 5.6$  J/cm<sup>2</sup>. Figure 3(b) then shows the calculation result of the output energy depending on the beam diameter for single-, double-, triple-, and four-pass configurations. The 800-nm input energy is assumed to be 2.5 J in this calculation. At the diameter of 50-mm, sufficient amplifier efficiencies would be achieved in the triple- or double-pass configurations. Here, the achievable amplified energy is estimated to be  $\sim 40$  J in the triple-pass configuration and at the beam diameter of 50 mm.

We have designed the Offner triplet stretcher [8] and the Tracy-type compressor [9] based on the mixed gratings [10] for the petawatt-class laser pulse compression. In order to compensate for the phase distortion of the material in the laser system, we have chosen a 1200-groove/mm ruled grating in the stretcher and 1480-groove/mm holographic gratings in the compressor. In the stretcher, the optimized incident angle and perpendicular separation between gratings are  $8.5^\circ$  and 627 mm, respectively. In the compressor, the incident angle and separation are calculated to be  $24.4^\circ$  and 544 mm, respectively. In this calculation, we assumed that BK7 of 112 cm was used as dispersive materials in the whole laser system. Although the fourth-order dispersion compensation can be accomplished here, the residual fifth-order-limited dispersion would broaden the initial 20-fs pulse to 25-fs duration. The designed stretcher would expand into  $\sim 800$ -ps pulse duration of chirped pulse for spectral width of 70 nm, although the bandpass of the stretcher is approximately 100 nm (centered at 800 nm). The sufficiently long pulse duration of such chirped pulses should ensure the efficient amplification without the optical damage of the materials.

The compressor will consist of four gold coated 1480-groove/mm holographic gratings. A four-grating arrangement is determined by the maximum available size of 1480-groove/mm gratings and the onset of optical breakdown of the coating material on the last grating. The sizes of the gratings are 220 mm  $\times$  165 mm for the first and last gratings and 420 mm  $\times$  210 mm for the second and third gratings, respectively. The diffraction efficiency of these gratings was expected to be greater than 92 % over the 100-nm bandwidth (centered at 800 nm), and thus the overall efficiency should be greater than 70 %.

#### 4. Summary

With a compact three-stage Ti:sapphire CPA system, we have produced near diffraction limited and spectrally limited sub-20 fs duration pulses with a peak power in excess of 100 TW. We have designed the petawatt-class Ti:sapphire laser system consisting of the 10-fs oscillator, the four-stage amplifiers, the Offner triplet stretcher, and the Tracy-type compressor. The final large-aperture Ti:sapphire disk amplifier has been designed to achieve efficient energy extraction without the parasitic lasing on the disk faces, and the amplified energy has then been expected to be as much as ~40 J for the ~70-J pump. The design of the Offner triplet stretcher and the Tracy-type compressor based on the mixed grating scheme can allow the laser system to generate the compressed pulse of ~25-fs duration. Based on the diffraction efficiency of the grating, the energy of the compressed pulse is estimated to be >28 J. Thus, the peak power for laser pulse is expected to be >1.1 PW.

#### References

- [1] J. Zhou, C.-P. Huang, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, *Opt. Lett.* **20**, 64 (1995).
- [2] J. P. Chambaret, C. Le Blanc, A. Antonetti, G. Cheriaux, P. F. Curley, G. Darpentigny, and F. Salin, *Opt. Lett.* **21**, 1921 (1996).
- [3] C. P. J. Barty, T. Guo, C. Le Blanc, F. Raksi, C. Rose-Petruck, J. Squier, K. R. Wilson, V. V. Yakovlev, and K. Yamakawa, *Opt. Lett.* **21**, 668 (1996).
- [4] K. Yamakawa, M Aoyama, S. Matsuoka, H. Takuma, C. P. J. Barty and D. Fittinghoff, *Opt. Lett.* **23**, 525 (1998).
- [5] K. Yamakawa, M Aoyama, S. Matsuoka, T. Kase, Y. Akahane and H. Takuma, *Opt. Lett.* **23**, 1468 (1998).
- [6] F. G. Patterson, J. Bonlie, D. Price, and B. White, *Opt. Lett.* **24**, 963 (1999).
- [7] S. Matsuoka and K. Yamakawa, to be published.
- [8] G. Chériaux, P. Rousseau, F. Salin, J. P. Chambaret, B. Walker, and L. F. Dimauro, *Opt. Lett.* **21**, 414 (1996).
- [9] E. B. Treacy, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-5**, 454 (1969).
- [10] S. Kane and J. Squier, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 1237 (1997).

# 4. 21世紀型レーザーを目指して —半導体レーザーとファイバーレーザーの新しい方向性— Future Prospects of Laser Diodes and Fiber Lasers

植田 憲一

電気通信大学 レーザー新世代研究センター

〒182-8585 東京都調布市調布ヶ丘 1-5-1

Ken-ichi Ueda

Institute for Laser Science

University of Electro-Communications

1-5-1 Chofugaoka, Chofu, Tokyo 182-8585 Japan

For the next century we should develop new concepts for coherent control of light generation and propagation. Owing to the recent development of ultra fine structures in semiconductor lasers, fiber lasers, and various kinds of waveguide structure, we can make optical devices which control the light propagation artificially. But, the phase locking and phase control of multiple laser oscillators are one of the most important directions of laser science and technology. The coherent summation has been a dream of laser since 1960. Is it possible to solve this old and quite challenging problem for laser science? This is also a very basic concept because the laser action based on the stimulated emission is the process of coherent summation of huge number of photons emitted from individual atoms. In this paper, I discuss the fundamental direction of laser research in the next ten or twenty years. The active optics and laser technology should be combined intrinsically in near future.

**Keywords :** Fiber Laser, Laser Diode, Coherent summation, Active optics, Phase control

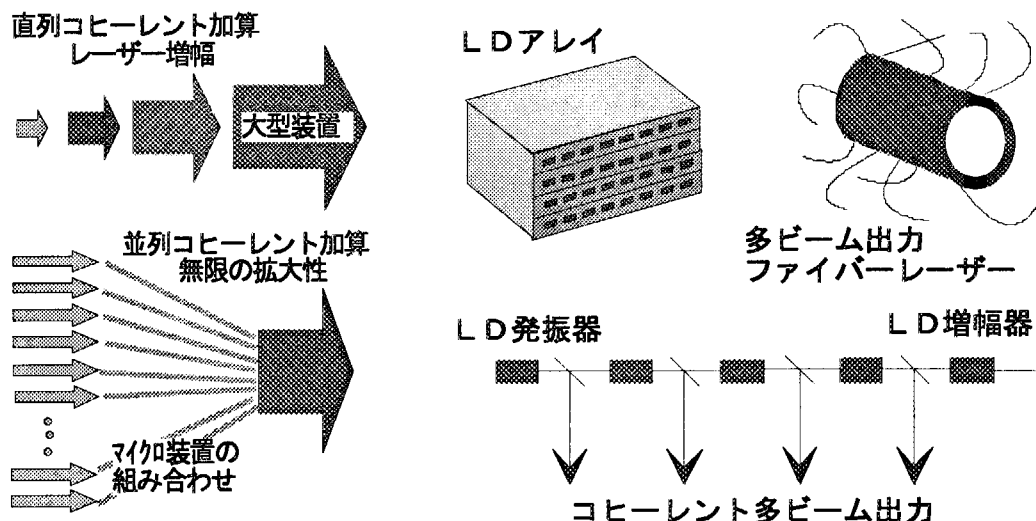


図1 レーザーのコヒーレント加算とLDコヒーレントアレイ

レーザーはコヒーレントな光を発生する。その特性はレーザー発振の境界条件、すなわち共振器条件で決まるが、異なった独立のレーザー発振器から発生するレーザー光の周波数、位相を揃えることができれば、光を波のレベルで重ね合わせることができる。これはレーザーが発明された当初からの夢であるコヒーレント加算である。図1のような並列的なコヒーレント加算ができれば、無限の可能性が広がる。一方、誘導放出によるレーザー増幅は直列的なコヒーレント加算であり、大型増幅器により大出力を発生できる。21世紀の主役となる半導体レーザーを考えると、高出力半導体レーザーとは、実は小さな出力の半導体レーザー多数の集合であって、決して一つの発光領域から高出力が発生しているわけではない。しかし、21世紀に半導体レーザーをあらゆる場面で使用しようとする、高出力半導体レーザーの位相ロックアレイが不可欠である。

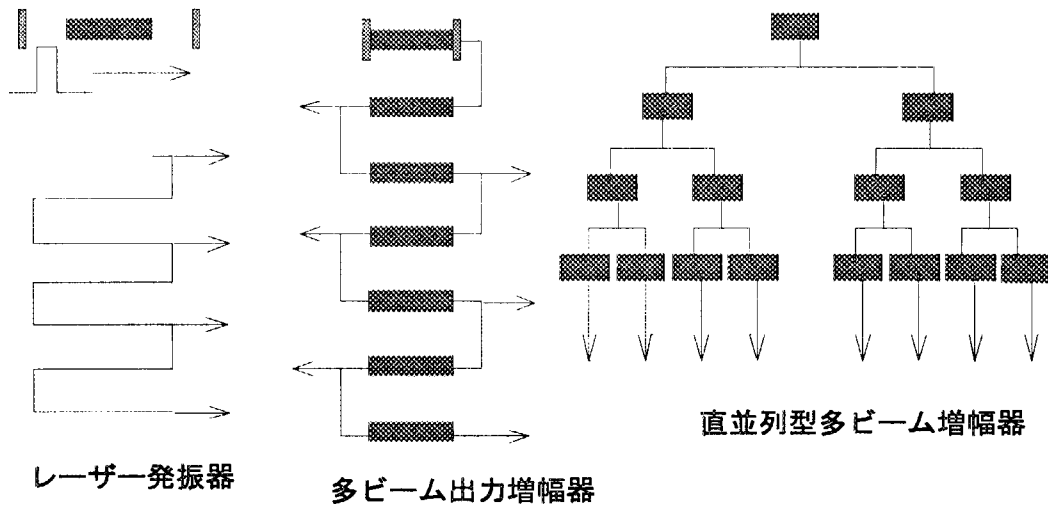


図2 多ビーム出力レーザー増幅器はレーザー発振の時間発展を空間的に展開する。

タルボット共振器などによるLDのコヒーレントアレイ化の研究はあるが、外部に精密調整の必要なタルボット共振器を組んだのでは、LDの利点が消えてしまう。LDのユニットは同じなので、それらを直列につないだ増幅器は、強いレーザー入力によって完全飽和増幅をする。増幅器で増加した光を図のように出力すれば、どの増幅器ユニットもまったく同じ条件で入出力を繰り返す。このような多ビーム出力のLDは、出力の周波数、空間的性質は、元来、同一の発振器の出力を増幅しているので、はじめから整合している。LDの最大の利点は、駆動電流を調整すれば、増幅器で位相調整が容易にできることで、同じ周波数の増幅器出力の位相整合は可能である。したがって、多ビーム出力はコヒーレント加算できるはずである。このことを、図示したものが図2である。

図2に示したとおり、多ビーム出力レーザー増幅器は、レーザー発振器内をレーザー光が往復して増幅される時間発展を、多数のレーザー増幅器を使って空間的に拡大したものである。レーザー発振器の多数回往復した光は、互いに完全にコヒーレントであって、コヒーレント加算される。そのため、その干渉効果として1本のきれいなレーザー光が出力されるのである。ただし、エネルギーを引き出す対象のレーザー媒質は単一であるため、レーザー出力には限界がある。その時間発展を空間的に展開し、各々の光のパスにレーザー増幅器を挿入して、飽和増幅をさせれば、同じ性質を持ったレーザー光の出力は出力ビーム数だけ増大する。原理的には、周波数も空間的性質も同じ光なので、位相さえ制御できればコヒーレント加算が可能になる。単純な配置だけでなく、直並列的に増幅する方式も考えられる。

図1にはLDアレイ以外に多ビーム出力ファイバーレーザーが描かれている。通常のレーザー発振器が必ず1本の出力ビームを持つものに対して、図1のような糸巻き状に巻かれたファイバーレーザーを考案したが、ファイバーレーザーには最適効率を与える利得長があるので、すべてを

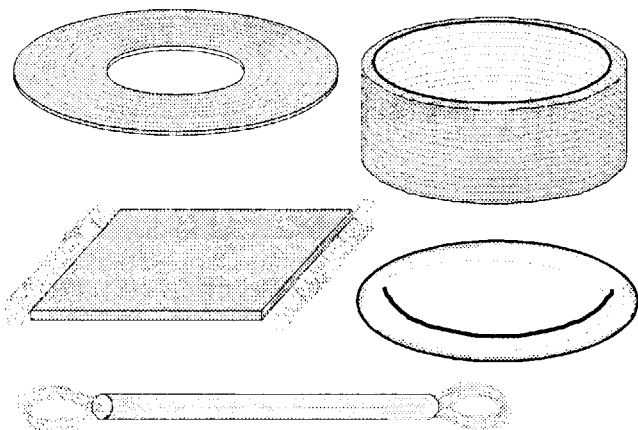


図3 様々な形態のファイバーレーザー

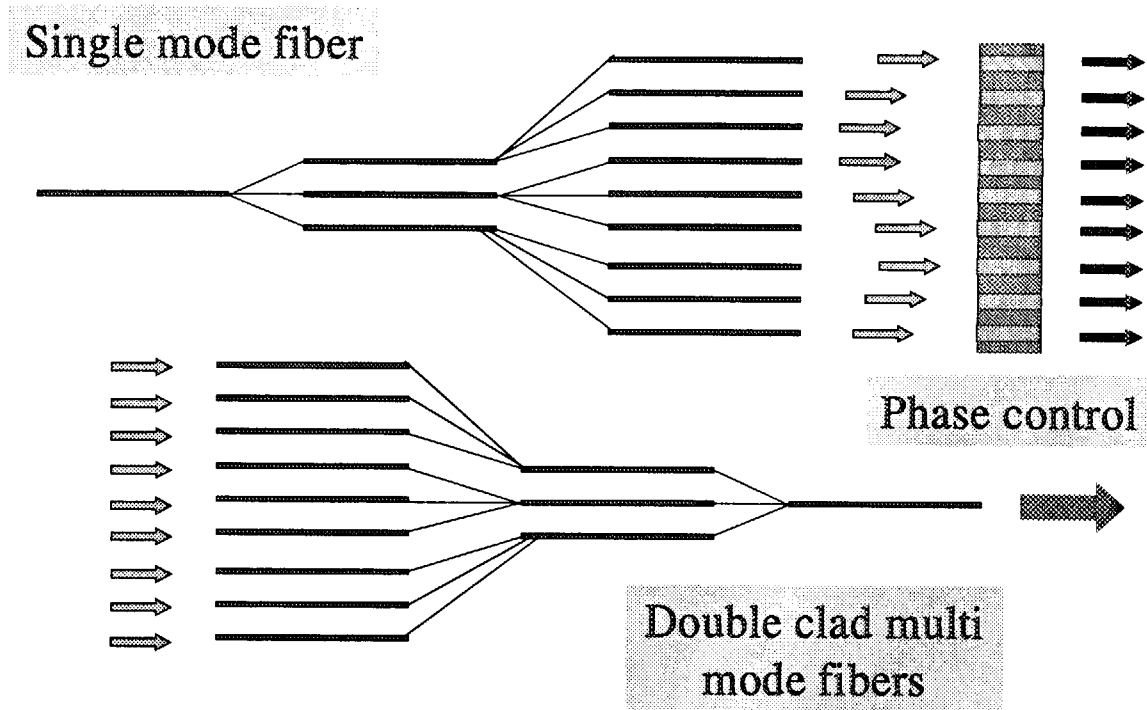


図4 ファイバレーザにおけるコヒーレント加算とインコヒーレント加算

1本のファイバレーザとすることは有利ではない。そうすると、必然的に多数ビームの出力となり、それらの間のコヒーレント、インコヒーレント加算を考えたのが、本報告の起点となっている。ファイバレーザに関しては、我が国独自のアイデアとして、図3のようにファイバレーザを材料として埋め込んだファイバディスクレーザや円筒状ファイバレーザが開発されている。多分岐ファイバレーザでは、同じ周波数の光を増幅し、単一モード出力も可能なので、図4に示したように、位相制御光学素子を出力部に配置すれば、同じようにコヒーレント加算を可能とするレーザだといえる。

最後に、コヒーレントアレイが実現したとすると、図5のように、アレイ出力に位相分布を与えれば、ビームの空間伝播を制御することができるようになる。レンズなしで並行ビーム、収束ビーム、ビーム変更が可能で、真の意味でアクティブなアダプティブ光学系を実現することも可能となる。光の発生と伝播は、ともに光のモード制御であって、同じ物理に基づいている。20世紀の最後になって人類が手にした光の波長よりさらに微細な構造を物質内に作り込む技術は、光の発生と伝播を自由に制御できるようにしてくれた。しかし、それを利用するには、光の本質が波であることを、実感し、そのフィーリングから光のデバイスを見直す必要がある。しかし、エ

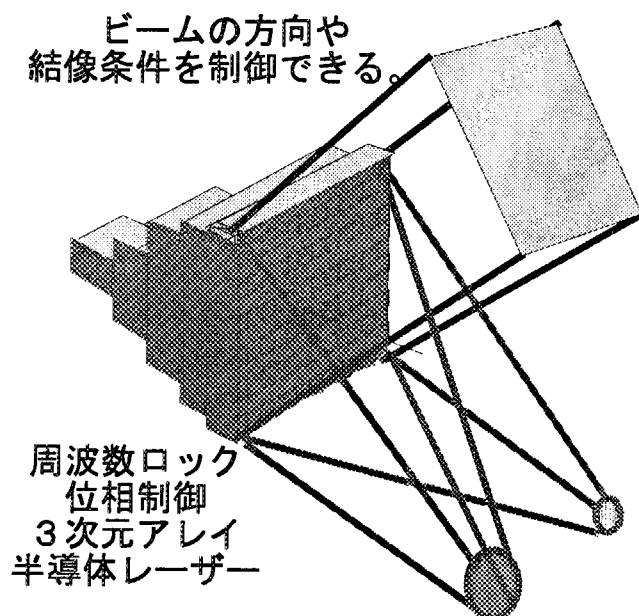


図5 コヒーレント半導体レーザアレイ

ジプト以来、そして、ガリレオやニュートンが屈折望遠鏡、反射望遠鏡を作ってから400年を経過しようという人類の歴史で、光の認識を改めることは簡単ではないのである。認識から改め、より光の本質に忠実なレーザー、光学の技術を発展させる時代が21世紀というべきではないか。そして、放っておいても21世紀が光の時代となることはない。21世紀を光の時代にするのは、新しい概念を作り出す科学者と技術者の手によって入るのである。電通大新世代研究センターはそのような新しい時代、それこそ新世代のレーザー、光学技術を目指して新しく発足した。





## 5. Simulation of Intense Short-Pulse Laser-Plasma Interaction

Mitsuru YAMAGIWA and Simulation Group for Advanced Photon Science\*

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

1, Umemidai 8-chome, Kizu, Kyoto 619-0215, Japan

We have completed the massive parallelization of a 2-dimensional giga-particle code and have achieved a 530-fold acceleration rate with 512 processing elements (PE's). Using this we have implemented a simulation of the interaction of a solid thin film and a high intensity laser and have discovered a phenomenon in which high quality short pulses from the far ultraviolet to soft X-rays are generated at the back surface of the thin layer. We have also introduced the atomic process database code (Hullac) and have the possibility for high precision simulations of X-ray laser radiation. With respect to laser acceleration we have the possibility to quantitatively evaluate relativistic self-focusing assumed to occur in higher intensity fields. Ion acceleration from a solid target and an underdense plasma irradiated by an intense and an ultra intense laser, respectively, has also been studied by particle-in-cell (PIC) simulations.

**Keywords:** Giga-Particle Simulation, PIC, Solid Thin Film, Short-Pulse Laser, X-ray Laser, Atomic Kinetics, Multiple Charged Ion, Laser Acceleration, Relativistic Self-Focusing, Ion Acceleration, Underdense Plasma, Positron Emitting Radionuclide

### 1. Introduction

Computational science is a science that involves analysis, construction of new theories, or the discovery or clarification of phenomena. Typically this type of analysis is carried out on research objects which are difficult to do experimentally and/or observe, and problems which are theoretically difficult to analyze, by combining and building up many known principles. In recent years, due to the rapid development of super computers more complex close to realistic models have become treatable.

One of the main subjects of the Advanced Photon Research Center is the 100 trillionth of a second duration ultrahigh peak power laser (T3 laser). When such a laser is focused to its limits and is irradiated onto a solid or something else, in an instant, an ultrahigh energy high density plasma is generated, and in an extremely short time it is said that various phenomena occur which up till now were not expected. To make progress in the analysis of these phenomena, large scale plasma particle simulations are important. Now, by optimized calculations with massively parallel computers, we have clarified in the manner below results of great interest. In this

calculation we used the Kansai Research Establishment massively parallel Paragon XP/S 75MP834 computer which is provided with 2502 CPU'S, has the ability of 125 GFLOPS and 106 GBytes, and has the possible demonstrated ability of above 100 times that of a regular super computer.

We are doing simulation research using massively parallel computers for the prediction of new phenomena induced by high peak power lasers for which doing experiments is presently difficult, along with supporting experiments of X-ray lasers and laser acceleration.

In this paper, we report some recent research activities of the simulation group for advanced photon science of the Advanced Photon Research Center, JAERI Kansai Research Establishment

## 2. Higher harmonics generation from a solid thin film irradiated by an intense laser

When a laser is irradiated onto a solid thin film, the laser is reflected from the surface. However, in the case of an ultrahigh peak power laser, a part is transmitted through the thin film. Furthermore, in a subject of great interest, we have found that this transmitted light is composed of more fine intervals, and powerful short wavelength coherent light below  $1/10$  of the laser wavelength (far ultraviolet or soft X-rays) is emitted as shown in Fig. 1 [1].

## 3. X-ray laser radiation

We have developed a collisional radiative model of electron collisional excited X-ray lasers. We have calculated the ion abundance and soft x-ray gain for the 4d-4p transition of Ni-like multiply charged ions, in short pulse laser irradiated plasmas. We have combined a detailed model using the atomic data calculated by the HULLAC code and an averaged model based on the screened hydrogenic approximation. Calculations of the soft X-ray gain have been carried out both for stationary plasmas and plasmas subject to the irradiation of double two short laser pulses to show the advantage of the transient pumping scheme. Figure 2 shows a large transient gain for a thin Ag foil irradiated by a double short pulse laser. The transient gain is more than 40 times greater than the steady state gain. It has also been found that the gain occurs immediately after heating by the second laser pulse and that a larger gain is obtained at the center of the target where the plasma density is higher. At the surface of the plasma, the density might be too low and the temperature is too high to produce large gain [2].

## 4. Laser acceleration

One of the key issues in attaining high energy electrons from acceleration by a laser generated wake field is the maintenance of the wake field over long distances. To attain this the laser pulse needs to remain focused in the plasma over distances much longer than the Rayleigh length of the laser pulse in vacuum. One mechanism to achieve this is the relativistic self-focusing of the laser pulse which occurs at high laser powers. To quantitatively determine the

effects of this self-focusing for the 100 TW laser system of the Kansai Research Establishment on the laser pulse we have performed 2-dimensional PIC simulations of a high intensity short pulse laser propagating in a homogeneous plasma. Figures 3 (a) and (b) show the results of the simulation for the laser beam and the electron density, respectively. It can be seen in Figure 3 (a) that the laser pulse is self-focusing. The intensity of the laser pulse has increased by a factor of 1.5 and there is filamenting of the laser pulse in the direction transverse to the laser propagation direction. In Figure 3 (b) it can be seen that electron cavities have formed where the electrons have been completely expelled due to the pondermotive force of the self-focusing laser pulse. We are now investigating whether these cavities can also be used for proton acceleration.

## 5. Ion acceleration

Ion acceleration and expansion in the interaction of a relativistically intense short-pulse laser with an underdense plasma layer has been investigated. Ion and electron dynamics have been studied by using a two-dimensional PIC simulation code with a real mass ratio. It has been shown that the longitudinal electric field induced by electron evacuation due to the large pondermotive force or light pressure can accelerate ions to several MeV in the direction of the laser propagation. It is after the laser completely passes through the plasma layer that the ion explosion starts to be significant. Figure 4 (a) shows the electron density contour indicating that some of the electrons have moved forward. Electron acceleration continues until when the electrons are overtaken by the peak point of the laser intensity. Ion acceleration and expansion near the original plasma boundary are also clearly seen, as shown in (b) the ion energy spectrum ( $E_{\max} < \sim 5$  MeV) and (c) the ion density contour, respectively. Figure 4 (d) shows a contour of the ion distribution in the  $x$ - $P_x$  plane, where  $P_x$  is the ion momentum in the  $x$ -direction, indicating that ions are accelerated in the  $x$  direction near the original plasma boundary [3].

A new method has also been proposed for producing  $^{18}\text{F}$ , a positron emitter, via  $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$  reactions with fast protons from the interaction of a relativistically-intense short-pulse laser with an underdense plasma layer. The instantaneous production rate of  $^{18}\text{F}$  has been found to be two orders of magnitude larger than by the standard method using a cyclotron [4].

Using a collisional PIC simulation, which incorporates nonlocal-thermodynamics-equilibrium ionization including optical field induced ionization, we have obtained the plasma temperature, line shape, and maximal energy of accelerated ions, which agree well with those determined from experimental spectra for the irradiation of a solid target by an intense laser [5].

\* T. Tajima (Univ. Texas / LLNL), H. Ihara, M. Yamagiwa, A. Sasaki, J. Koga, K. Moribayashi, Y. Ueshima, I. Fukumoto, A. Zhidkov, L. Tsintsadze, T. Utsumi, T. Arakawa, K. Nakagawa, T. Shirai, Y. Kishimoto, K. Suzuya, H. Totsuji (Okayama Univ.)

- [1] Y. Ueshima et al., Inst. Phys. Conf. Ser. No. 159, Proc. of 6th Int. Conf. on X-Ray Lasers, Aug. 31 - Sep. 4, Kyoto, 1998, 325 (1999).
- [2] A. Sasaki et al., Rev. Laser. Eng. 27, 185 (1999) (in Japanese).
- [3] M. Yamagiwa et al., Phys. Rev. E 60, 5987 (1999).
- [4] M. Yamagiwa and J. Koga, J. Phys. D: Appl. Phys. 32, 2526 (1999).
- [5] A. Zhidkov et al., Phys. Rev. E 60, 3273 (1999).

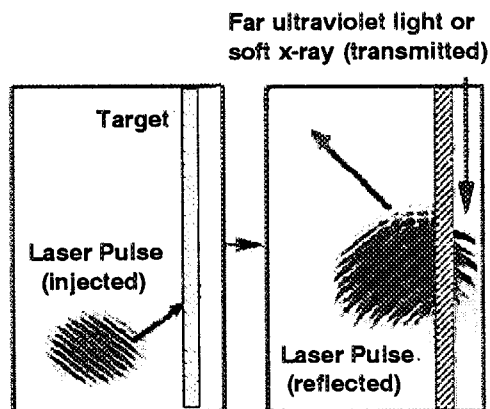


Fig. 1  
Injected, reflected, and transmitted laser light  
in an ultrahigh peak power laser-solid thin film  
(hatched) interaction.

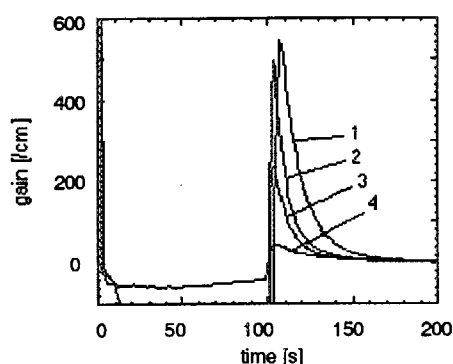


Fig. 2  
Temporal evolution of the soft x-ray gain of the  
plasma produced from a thin Ag foil target  
irradiated by two short laser pulses.  
The smaller the index number, the closer to  
the center of the target the position is.

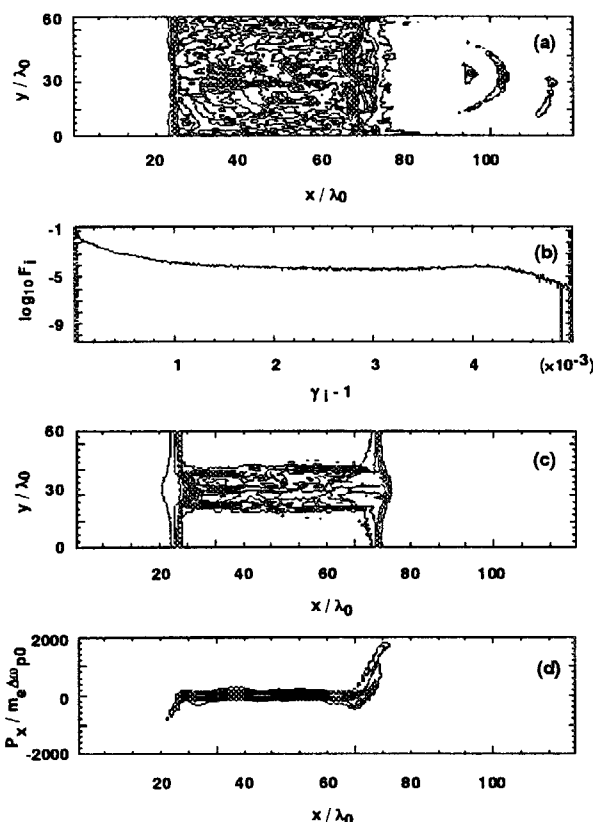


Fig. 4  
(a) The electron density contour, (b) ion energy  
spectrum, (c) ion density contour, and (d)  
contour of the ion distribution in the  $x$ - $P_x$  plane after the  
laser completely passes through the plasma layer  
( $\Delta$  is the grid size).

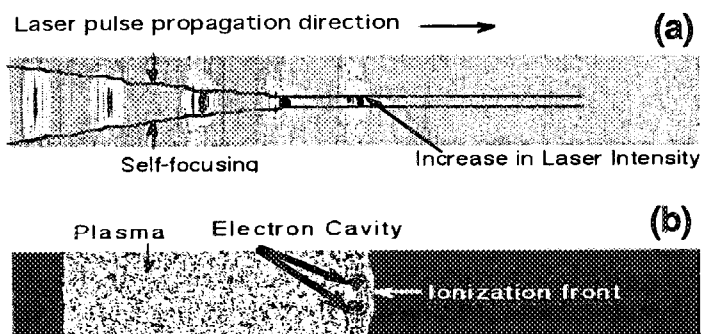


Fig. 3  
(a) Time sequence of a 100 TW  
19fs laser pulse propagating in a  
uniform ionizing plasma at a  
density of  $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  and  
(b) the corresponding electron  
density at the last time frame of  
the laser.



## 6. Electron acceleration by relativistic laser pulse on the front of solid targets

K.Mima, Y.Sentoku, Wei Yu<sup>1</sup>, V.Bychenkov<sup>2</sup>, and Z.M.Sheng

*Institute for Laser Engineering, Osaka University, 2-6 Yamada-oka, Suita, Osaka, 565-0871, Japan*

<sup>1</sup>*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Shanghai, 201800, China*

<sup>2</sup>*Levedev Institute of Physics, Moscow, 117924, Russia*

### Abstract

The mechanism of electron acceleration and extraction during propagation of an ultra-relativistic laser pulse in an underdense plasma in front of a solid target has been studied. When laser pulse reaches the target surface the accelerated electrons move forward inertially and gain high energy which scales proportionally to the laser intensity. The energy conversion efficiency into these electrons is  $\sim n_e/2n_c$  if the plasma thickness exceeds the laser pulse width. The backward electrons accelerated by the reflected light accumulate significantly higher energy though their total number is less.

**Keywords :** Relativistic laser pulse, Electron Acceleration, Solid target, Wake field

## 1 Introduction

The development of compact high intensity subpicosecond lasers are now being applied to particle acceleration in laser-matter interaction. In the past years there has been significant progress in the increasing of laser energy conversion efficiency to the fast electron so that several hundred keV electrons can be generated with the efficiency up to 30% [1]. However the efficiency of the generation of MeV electrons is still unclear. These high energy electrons enables a number of important applications such as the sparking of fusion reaction (fast ignitor) [2], short x-ray source in the range of several MeV and above [3, 4] and ion acceleration due to the induced strong electrostatic field [5, 6]. The latter is a promising area for "table-top nuclear reactors" which has already made progress in the context of short neutron sources [7] though more sophisticated nuclear applications has also been proposed [8].

Several mechanisms describe the laser energy transfer to the energetic electrons during laser-target interaction: "vacuum heating" due to the Brunel effect [9] or  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  Lorentz force [10], Raman scattering [11], resonance absorption [12], and stochastic heating [13]. The crucial but not entirely resolved problem constitutes the presence of underdense plasma near the solid target surface which can arise as a result of weak laser prepulse and increase the efficiency of high energy electron generation and x-ray yield [1, 14]. It has been already mentioned that in such a plasma the laser intensity, and consequently fast electron flux, can be enhanced due to the self-focusing or plasma resonance effect [1, 14].

## 2 Acceleration Mechanisms

A new mechanism of electron acceleration in forward and backward directions by the incident and reflected laser pulse during its propagation through an underdense plasma on the front of solid target is proposed here. The high energy electrons in forward direction are extracted when the laser pulse reaches the target. Even more energetic electrons can be generated in the backward direction by the reflected laser pulse, since the electrons in the underdense plasma near the target surface have got a significant initial momentum due to the laser-induced return current caused by the  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  Lorentz force. The mechanism considered originates from the standard ponderomotive acceleration in the ascending front of a propagating electromagnetic pulse. Nevertheless the key issue is the extraction of the accelerated electrons because of well-known fact that an electromagnetic pulse propagating in vacuum or low density plasmas can not be used for electron acceleration: when it overtakes electrons the ponderomotive radiation pressure pushes them forward in the ascending front of the laser pulse and then pushes them backward in the descending front making no net energy gain. By destroying this symmetry one can expect a generation of extremely high energy electrons from relativistically strong laser pulse. The simplest realization of the

latter occurs when the laser pulse suddenly stops at the solid target surface though more complicated schemes, which violate adiabaticity of electron motion have been proposed [15, 16, 17, 18, 19, 20, 21]. As a result, the electrons accelerated by ascending laser front continue to move forward inertially and hence are extracted from the laser pulse. Their energy scales as the laser intensity and, therefore, is much higher than that of the fast electrons produced by a standing wave in front of the target, which scales as square root of laser intensity [22]. The electron extraction mechanism is similar to that proposed in Ref. [23] where it is suggested to accelerate the electron beam in a vacuum by the laser pulse propagating toward a foil. In this letter we present a simple model, which clarifies the acceleration mechanism and the PIC simulation of electron acceleration by an ultra-relativistic laser pulse propagating in an underdense plasma on the front of solid target.

The well known analytic solution [24] describing relativistic electron motion in a plane electromagnetic wave propagating in  $x$ -direction with velocity of light and depending only on the phase  $\phi = x - ct$  leads to the following expressions for the electron kinetic energy  $\epsilon$ , and momentum  $\mathbf{p}$

$$p_x - p_{x0} = \epsilon - \epsilon_0, \quad \mathbf{p}_\perp - \mathbf{p}_{\perp 0} = \mathbf{a}, \quad (1)$$

where  $\epsilon = \gamma - 1$ ,  $\gamma = \sqrt{1 + p_\perp^2 + p_x^2}$  is the relativistic factor,  $\epsilon$  and  $\mathbf{p}$  are normalized by  $mc^2$  and  $mc$ , correspondingly,  $\epsilon_0$  and  $\mathbf{p}_0$  are initial electron kinetic energy and momentum, and  $\mathbf{a} = \{0, \mathbf{a}_\perp\}$  is the vector potential of the laser pulse field normalized by  $mc^2/e$ . For electrons initially at rest,  $\epsilon_0 = 0$  and  $\mathbf{p}_0 = 0$ , one can get from Eqs. (1) and (2):

$$p_x = a^2/2, \quad \epsilon = \gamma - 1 = a^2/2, \quad (2)$$

i.e. the electron kinetic energy at the peak of laser pulse can be as high as  $a_0^2/2$ , where  $a_0 = 0.85 \times 10^{-9} \lambda \sqrt{I}$  is the laser strength parameter,  $I$  is the laser intensity in  $\text{W/cm}^2$  and  $\lambda$  the wavelength in  $\mu\text{m}$ . However, after the laser pulse overtakes the electrons, they have no energy gain in accordance with well-known fact that a propagating planar pulse can not be used for electron acceleration. In the relativistic regime ( $a_0 > 1$ ) the maximum electron energy,  $\epsilon_m$ , for the propagating laser pulse is much higher than that for the standing wave [22],  $\epsilon_m = \sqrt{1 + a_0^2} - 1$ . The former scales as laser intensity while the latter as square root of laser intensity.

The crucial issue of possible utilization of this high electron energy is the extraction of the electrons at the acceleration stage and especially in the vicinity of the laser pulse intensity maximum before electrons start to lose their kinetic energy in the descending front of the pulse. A solid thin foil can be used to stop the laser propagation while to allow the penetration of energetic electrons which move forward inertially when laser pulse stops. The foil thickness should be larger than the laser field skin depth but shorter than the stopping length of the accelerated electrons. An underdense plasma layer of the thickness comparable to the laser pulse width can be placed on the front of a foil to serve as a source of electrons. In experiments such a plasma layer can be produced by amplified spontaneous emission (ASE) or weak laser prepulse. The importance of prepulse for laser-to-electron energy conversion efficiency has been already recognized in practice [1] though the dominant mechanism of electron acceleration with a preformed plasma is still indefinite.

### 3 PIC Simulation Results

Though in practice a plasma produced by ASE or prepulse is inhomogeneous, we consider a simplified model which consists of an uniform underdense plasma layer adjacent to the foil target to identify the mechanism proposed. Meanwhile, such a scheme can be attributed to the laser focusing in the high pressure micro gas jet expanding along the solid target surface. Numerical simulation has been performed using a 1D relativistic PIC code. A linearly polarized laser pulse has been used which has a Gaussian intensity profile with peak amplitude  $a_0 = 7.5$ , wavelength  $\lambda = 1\mu\text{m}$ , and pulse width  $L = 15\mu\text{m}$ . It is normally incident on the underdense plasma with length  $d = 30\mu\text{m}$  and a thin foil target behind it with density  $n_{e0} = 10n_c$  and thickness  $l = 8\mu\text{m}$  so the foil is not transparent to a laser pulse. The plasma is chosen to be deuterium one.

Figure 1 shows the spatial distributions of the longitudinal electron momentum as well as the transversal electric field amplitude and the electrostatic field,  $\bar{E}$ , at different times for an underdense plasma with the density  $n \equiv n_e/n_c = 10^{-3}$ . If the plasma length  $d$  is reduced twice, the simulation results do not change, demonstrating that the acceleration length does not exceed  $L/2$ . Figure 1a corresponds to the time moment when the laser pulse has not reached the target yet. It carries high energy electrons. Their

momentum agrees well with the scaling  $p_x = a^2/2$ , that gives  $\epsilon_m = p_{xm} \simeq 28$ . This energy is considerably higher than the electron energy for standing wave,  $\epsilon_m \simeq 4$ . With part of electrons being accelerated and carried away, the plasma behind the laser pulse maximum becomes positively charged and a significant (relativistic) electron return current is induced. A fine structure of the longitudinal electron momentum are also typical demonstrating electron oscillations at double frequency in accordance with  $a^2(\phi)$  dependence. The latter disappears when we use a circular polarized light.

The relativistic electrons penetrate into the target when laser pulse reaches the target and is reflected (Fig.1b,c). At the moment  $t = 60$  the  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  electrons appear. They are manifested in Fig. b by symmetrical distribution of the electron momentum  $p_x \lesssim 0$  close to the target surface. It is seen a significant return current which consists of two parts: the first one, due to the positively charged plasma, covers the wide region before the dense target and the second one, due to the  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  electrons expelled from the foil, is concentrated near the target surface (Fig. 1b). Forward accelerated electrons extracted from the laser pulse penetrate through the target with a small energy loss, see Fig. c. This is completely different from the case without the presence of an underdense plasma (Fig. 1e), where the number of electrons which can leave the target is extremely reduced.

When the reflected laser pulse propagates back (Fig. 1c), it accelerates returning electrons to energy even higher than the forward electron energy,  $p_{xm} \sim 200$  (Fig. 1d). One can easily estimate from Eqs. (1) and (2) their maximum energy  $\epsilon_m \simeq p_{xm} \simeq p_{x0} a_0^2 \simeq 200$  using for the initial electron momentum at the reflected pulse front  $p_{0x} \sim 4$ , i.e. the maximum energy of backward electrons is several times larger than that of forward electrons. Note here that there is an another important mechanism for the reflected laser pulse, the electron density on its way is actually inhomogenous, especially around the vacuum-plasma interface. In this case, the reflected pulse speeds up because of the decrease in the plasma density and can accelerate electrons to an extremely high energy. However, the total number of backward accelerated electrons is less than the forward one. The extraction of backward electrons can be done by the same way: secondary reflection of the reflected laser pulse. The practical scheme of the electron accelerator might be based on an oblique incidence of the laser pulse on a foil with preformed plasma and another foil placed opposite it for backward electron beam utilization.

## 4 Plasma Density Dependence

We have also investigated the influence of the preplasma density on the electron acceleration and discovered moderate increase in the electron energy. In Fig. 2 we plot the maximum longitudinal momentum observed at the preplasma-target interface for different plasma densities  $0.001 \leq n \leq 0.2$  with  $d = 15\mu\text{m}$ . For our laser intensity,  $a_0 = 7.5$ , the electron energy is practically constant at  $n < 0.02$ . The maximum electron energy increases by 1.5 times if  $n$  increases by ten times from 0.02 to 0.2. To understand the density dependence of  $p_{xm}$  observed in simulations we include the effect of laser pulse moderation in a plasma where it propagates with the group velocity,  $v_g$ , less than the vacuum speed of light. In this case the generalized first relation in Eq. (1) for the electrons initially at rest reads [18]

$$1 + v_g p_x = \gamma. \quad (3)$$

It leads to the following expression for electron momentum

$$p_x = \gamma_p [\sqrt{\gamma_p^2 - 1} - \sqrt{\gamma_p^2 - 1 - a^2}], \quad (4)$$

where  $\gamma_p = 1/(1 - v_g^2)^{1/2}$  is the laser pulse Lorentz factor. It is evaluated by  $\gamma_p^2 = \langle \gamma \rangle / n$  taking into account the relativistic mass of electron, where  $\langle \dots \rangle$  denotes the averaging over the electromagnetic wave period. It follows from Eqs. (3) and (4) that

$$\langle \gamma \rangle (1 - n) = \frac{2}{\pi} (\langle \gamma \rangle - n) E \left( \frac{a_0^2 n}{\langle \gamma \rangle - n} \right), \quad (5)$$

where  $E(x)$  is the complete elliptic integral. Substituting  $\gamma_p$  that follows from the solution to this equation into Eq. (4) one can compute the maximum electron momentum. It is shown by the solid line in Fig. 2. The theory is in quite good agreement with the simulation result in spite of small underestimation up to  $\sim 10\%$ .

The electrostatic electric field near the target surface has spatial distribution similar to a bi-soliton. It increases with the preplasma density and accelerates ions in forward and backward directions. We

demonstrate the ion phase plot in Fig. 3 at the time moment when the maximum electron flux hits the foil. The magnitude of the positive component of the bipolar electric field inside the foil target exceeds the magnitude of the negative component outside, so that the maximum energy of the forward accelerated ions exceeds the energy of the backward ones by a factor 2. The total energy of the ions accelerated inward the target is two orders larger than that for the backward ions. Figure 3 demonstrates generation of deuterons with the energy up to 1 MeV at the laser intensity  $I\lambda^2 = 7.7 \times 10^{19} \text{W/cm}^2 \mu\text{m}^2$ . Later ( $t=110$ ), the maximum energy of backward ions increases and can be even slightly larger than for the ions emitted forward from the irradiated surface though their total energy is still 2.5 times less. Without the underdense plasma the forward to backward total energy ratio is 1.5. Thus, we observed direct correlation between electron and ion components, i. e. enhancement of fast electron flux into the solid target is followed by enhancement of high energy ion generation in a forward direction.

One can define the laser-to-electron energy conversion efficiency  $\eta$  as the ratio of the forward electrons energy to the laser pulse energy. The former is the averaged energy of electron  $\sim mc^2 a_0^2/2$  multiplied by the number of accelerated particles  $n_e L$ , where we suppose that  $d > L$ . Writing the laser pulse energy as  $(a_0^2/2)n_c mc^2 L$ , we obtain

$$\eta \approx n_e/2n_c, \quad (6)$$

i. e. conversion efficiency increases proportionally to the density of preplasma. Obviously, this estimation does not take into account the effect of additional electron energy gain due to the finite density of plasma that may slightly increase this estimation.

## 5 Summary

In summary, a simple mechanism of electron acceleration by a propagating relativistic laser pulse in the underdense plasma on the front of solid targets have been proposed. Compared to the case without preformed plasma, the energy of escaped electrons is extremely enhanced. Also the number of forward accelerated ions at the irradiated surface is greater as a result of efficient high energy electron generation. The maximum energies of forward and backward accelerated electrons are 25 MeV and 100 MeV correspondingly for  $I\lambda^2 = 7.7 \times 10^{19} \text{W/cm}^2 \mu\text{m}^2$ . The mechanism considered is related to the experiments with ASE and specially produced laser prepulse. The laser-to-electron energy conversion efficiency practically does not depend on laser intensity and scales with the density of underdense preplasma in accordance with Eq. (6). Plasma inhomogeneity could also change the efficiency of high energy electron generation. We will discuss this in a future publication. Systematic experiments may clearly identify this mechanism of electron generation. The practical scheme of the electron accelerator has also been discussed. The present work may have significant impact on fast ignitor applications and short x-ray sources.

## References

- [1] K.B.Warton *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 822 (1998).
- [2] M.Tabak *et al.*, Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994).
- [3] P.A.Norreys *et al.*, Phys. Plasmas **6**, 2150 (1999).
- [4] Y.Sentoku, *et al.*, Phys. Plasmas **5**, 4366 (1998).
- [5] G.S.Sarkisov *et al.*, Phys. Rev E **76**, 7042 (1999)
- [6] T.Zh.Esirkerov *et al.*, JETP Lett. **70**, 82 (1999).
- [7] L.Disdier *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1454 (1999).
- [8] V.Yu.Bychenkov, V.T.Tikhonchuk, and S.V.Tolokonnikov, JETP **88**, 1137 (1999).
- [9] F.Brunel, Phys. Rev. Lett. **59**, 52 (1987).
- [10] W.L.Kruer and K.Estabrook, Phys. Fluids **28**, 430 (1985).
- [11] S.Guerin *et al.*, Phys. Plasmas **2**, 2807 (1995).



- [12] N.H.Ebrahim *et al.*, Phys. Rev. Lett. **45**, 1179 (1980).
- [13] J.M.Rax, Phys. Fluids B **4**, 3962 (1992).
- [14] S.Bastiani *et al.*, Phys. Rev. E **56**, 7179 (1997).
- [15] F.V.Hartemann *et al.*, Phys. Rev. E **51**, 4833 (1995).
- [16] C.I.Moore, J.P.Knauer, and D.D.Meyerhofer, Phys. Rev. Lett. **74**, 2439 (1995).
- [17] B.Rau, T.Tajima, and H.Hojo Phys. Rev. Lett. **78**, 3310 (1997).
- [18] C.J.McKinstrie and E.A.Startsev, Phys. Rev. E **56**, 2130 (1997).
- [19] A.Pukhov and J.Meyer-ter-Vehn, Phys. Plasmas **5**, 1880 (1998).
- [20] H.Ruhl, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 743 (1999); Y.Sentoku, *et al.*, Phys. Plasmas **6**, 2855 (1999)
- [21] J.Meyer-ter-Vehn and Z.M.Sheng, Phys. Plasmas **6**,  
641 (1999).
- [22] S.C.Wilks *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1383  
(1992).
- [23] V.Vshivkov *et al.*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A **410** 493 (1998).
- [24] L.Landau and E.Lifshitz, *The Classical Theory of Fields*, 4-th ed. (Pergamon, Oxford, 1975), p. 118.

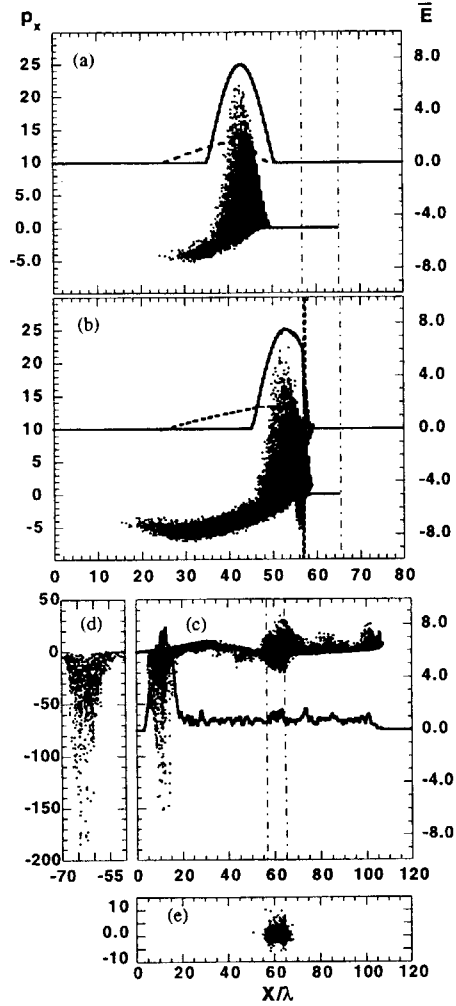


Figure 1

Spatial distributions of the longitudinal electron momentum (left vertical axis) and the transverse electric field amplitude and electrostatic field multiplied by 20 (right vertical axis), shown by solid and dashed curves, respectively, at different times:  $t=50$  (a), 60 (b), 110 (c), 180 (d). The density of an underdense plasma is  $n = 10^{-3}n_c$ . Dot-dashed lines show the front and rear surface of the dense target. The panel (e) for  $t=110$  corresponds to the target without the underdense plasma.

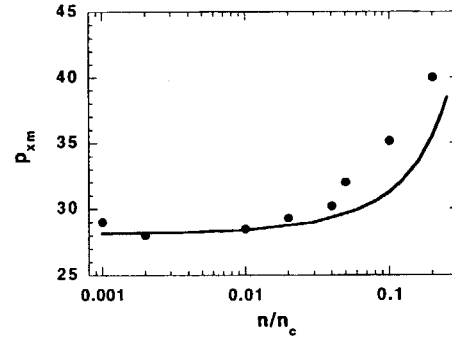


Figure 2

Density dependence of the maximum electron energy observed at the target front surface at the time when the center of laser pulse reaches the target surface.

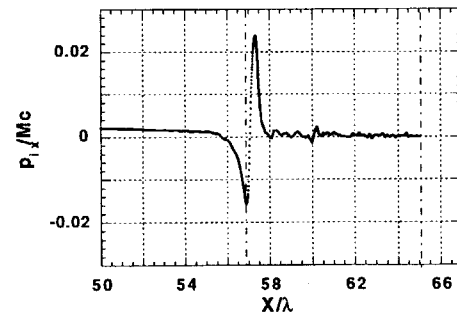


Figure 3

Ion phase plot at  $t=70$ . The underdense plasma density is  $n = 10^{-2}n_c$ .



## 7. Computational Studies of Radiation and Oxidative Damage to DNA and its Recognition by Repair Enzyme

**Miroslav PINAK**

Center for Promotion of Computational Science and Engineering, Tokai Research Establishment  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Shirakata, Shirane 2-4, Tokai-mura, Ibaraki-ken, 319-1195 Japan

Molecular dynamics (MD) simulation is used to study the time evolution of the recognition processes and to construct a model of the specific 'DNA-repair enzyme' complexes. MD simulations of the following molecules were performed: DNA dodecamer with thymine dimer (TD), DNA 30-mer with thymine glycol (TG), and respective specific repair enzymes T4 Endonuclease V and Endonuclease III. Both DNA lesions are experimentally suggested to be mutagenic and carcinogenic unless properly recognized and repaired by repair enzymes.

In the case of TD, there is detected a strong kink around the TD site, that is not observed in native DNA. In addition there is observed a different value of electrostatic energy at the TD site - negative '-9 kcal/mol', in contrast to the nearly neutral value of the native thymine site. These two factors - structural changes and specific electrostatic energy - seem to be important for proper recognition of a TD damaged site and for formation of DNA-enzyme complex. Formation of this complex is the onset of the repair of DNA.

In the case of TG damaged DNA the structural characteristics of the TG were calculated (charges, bond lengths, bond angles, etc.). The formed TG was used to replace the native thymine and then submitted to the simulation in the system with a repair enzyme with Endonuclease III for the purpose of the study of the formation of the DNA-enzyme complex.

**Keywords :** Molecular dynamics, DNA-repair enzyme recognition, Thymine dimer, Thymine glycol

### 1. Introduction

The radiation, ranging from cosmic rays to ultraviolet light (UV), could lead to variety of damages on DNA molecule that are caused mostly by low doses /1/. In addition to radiation DNA has to face constant challenges with its genomic integrity from other external agents as chemicals, as well from those produced during internal process of replication. The continuity of life thus depends upon the successful repair of damages caused by these agents to DNA /2/. The repair processes of these damages ensuring the stability and functionality of DNA are not yet well known. The frequent damages observed on DNA upon low doses of radiation are damages to pyrimidine bases, e.g. cytosinyl radical, thymine glycol, thymine dimer, etc. The damage which is in most cases initially located on the base may initiate an electron abstraction from neighboring pentose and this way formed sugar radical originates a strand break. In general, base damages if left un-repaired may cause significant biological consequences, as are for example miscoding during proliferation (mutagenesis), inhibition of replication and thus might be lethal for the cell.

The two examples of radiation damages to DNA discussed in this paper are thymine dimer (TD) and thymine glycol (TG). Thymine dimers are major damages to DNA produced by solar UV of wavelength between 260 - 320 nm. This lesion is considered as major cause of skin cancer /e.g. 3/. T4 Endonuclease V is TD specific repair enzyme that enzyme was isolated and crystallographically described. It is shown to excise a TD from DNA strand /4/. An improved understanding of the biochemical process of the mechanisms by which repair enzyme excise the photodimers and restore the intact function of DNA may enhance the effort to prevent and cure skin cancer.

Thymine glycol is another example of radiation damage to pyrimidine base. It has been observed in DNA after irradiation in vitro as well in vivo and after oxidation by chemicals. This lesion formed by addition of water OH radical on C(5)-C(6) double bond of thymine. OH radical is common product of

radiolysis of the water environment in cell nucleus. TG is recognized and repaired by the UvrABC enzyme complex - endo III, exo III and endo IV. UvrABC is usually considered responsible for the removal of lesions that cause significant distortion to DNA, e.g. TD that causes large bending at the lesion site of DNA /5, 6/. However in experimental observation as well in our theoretical simulation, the large bending was not observed for the TG lesioned DNA. There is a suggestion, that UvrABC recognizes different stacking in the vicinity of the lesion, that may lead to the breaking of DNA strand. Strand break contribute to the forming a favorable situation for docking of enzyme.

In this paper there are introduced results of computational simulations of TD and TG lesioned DNA molecules together with respective repair enzymes T4 Endonuclease V and Endonuclease III.

## 2. Method

MD simulations and analysis were performed using the computer software package AMBER 5.0 that allows to carry out MD simulations, particularly on biomolecules /7/. Entire MD simulations were performed with program SANDER (part of AMBER 5.0), that minimizes energy by moving atoms down the energy gradient and then generates the configurations of the system by integrating Newtonian equations of motion. In solving these equations the empirical force field is used with modifications for the lesioned molecules.

One constructed system composed of TD lesioned DNA dodecamer  $d(\text{TCGCG'TD'GCGCT})_2$  and part of the enzyme T4 Endonuclease V. The selected part of enzyme composed of 10 amino acids including Thr-2, Arg-22, Glu-23 and Arg-26 that form so called catalytic center active in the incision of thymine dimer during repair process.

Another system composed of one part of human fibroblast AG9387 - DNA 30-mer  $d(\text{CCAGCGCAGCAGCA'TG'GCACGACGACGGG})_2$ , and of repair enzyme Endonuclease III /8/. TG was created during energy and structural optimization after adding two OH radicals at the C5 and C6 atoms of thymine.

Both systems were solvated in water environment ensuring the minimal water layer of 10 Å from the surface of solute each molecule. Sodium counterions were added to neutralize to negative charges of DNA phosphates and to satisfy the neutrality of each systems. Finally system with TD composed of up to 30,000 atoms in total, while system with TG composed of nearly 70,000 atoms. These systems were subjected to MD simulation of 1 ns and 400 ps respectively.

Simulations were performed on FUJITSU VPP500/42 vector/parallel type supercomputer of the Japan Atomic Energy Research Institute. One picosecond (ps) of MD simulation of constructed systems required approximately 1.7 hour (TD) and 3 hours (TG) of CPU time.

## 3. Results and Discussion

### Thymine Dimer

#### a) structural analysis

The dynamic properties of the molecule, such a differential flexibility of its different parts (nucleotides, amino acids, phosphodiester backbone, etc.) were analyzed from the trajectory of the MD simulation. Analyzing the root mean square deviations (r.m.s.d.) of all solute atoms (except hydrogen ones) from the original positions it was found that during the first 300 ps the r.m.s.d. was steadily increasing. After 280 ps molecule stabilized and remained stable up to performed 1 ns. The structural changes in TD containing DNA molecule are discussed in detail in paper of Yamaguchi /5/ and in addition with structural changes of enzyme in paper of Pinak /6/. Generally it may be concluded, that the structure of enzyme molecule undergoes only slight changes during the process of MD. The situation is different for DNA molecules, where sharp kink is observed around the TD site formed after 200 ps of MD. This kink is significant for TD site and is not observed for native DNA molecule. There is also important finding showing, that the kinked DNA form a shape that is complementary to the concave shape of the enzyme. This structural complementarity of DNA and enzyme may play significant role in proper binding these two molecules (Fig. 1).

### b) energetic analysis

An energetic analysis is an important mechanistic connection between the structural changes and the thermodynamics predictions. The electrostatic energy was analyzed with aim to investigate electrostatic interactions between enzyme and DNA and its possible role in recognition process. It was calculated that the electrostatic energy of accessible surface of the enzyme has generally positive value, ranging from +5 to +15 kcal/mol. Among mostly positively charged amino acids, there are 12 arginine amino acids having significantly negative value of electrostatic energy around -50 kcal/mol. In the case the native DNA molecule, the electrostatic energy of most nucleotides is negative and that one of native thymines is nearly neutral. The situation is different for TD site, where the negative value of around -9 kcal/mol was found (Fig. 1). This value is specific among the nucleotides of DNA (thymine is neutral, adenines have electrostatic energy around -15 kcal/mol, and cytosines and guanines around -40 kcal/mol). Comparing the neutral value of native thymine and negative value of TD, it can be estimated that this negative value at the TD is significant for proper recognition by positively charged repair enzyme.

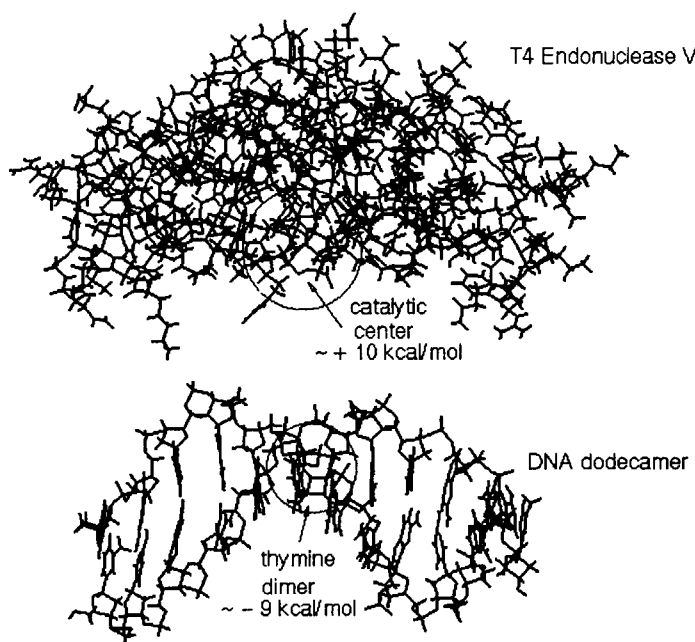


Fig. 1 Structure of T4 Endonuclease V and DNA with TD at 300<sup>th</sup> ps of MD. The highlighted parts mark the position of catalytic center of enzyme (Thr-2, Arg-22, Glu-23 and Arg-26) and TD on DNA. Shown are also values of electrostatic energy at the catalytic center and at the TD site.

#### Thymine Glycol

TG is chemically 5,6-dihydroxy-5,6-dihydrothymidine. Its molecule has been formed by adding two OH radicals at C(5) and C(6) atoms of thymine from the C3' direction. Experimental data indicate, that the approach from C5' is sterically occluded. The formed molecule was optimized by the program AMBER 5.0 and program Insight II [9]. All inter atom distances and respective angles were calculated during optimization. These together with TG molecule are shown on Figure 2. After stable single TG molecule was formed it was used to replace the native thymine at position 16 in DNA 30-mer d(CCAGCGCACGACGCA'TG'GCACGACGACCGGG)<sub>2</sub>. The TG lesioned DNA 30-mer and repair enzyme Endonuclease III were then subjected to MD simulation. During the simulation the DNA was slightly bending during performed 400 ps of MD. No significant bending specifically at TG site similar to one observed at TD site was detected. Repair enzyme initially placed at the distance of about 5 Å from the DNA surface was moving closer and at 400 ps its closest atom was at around 2 Å from the DNA surface. This close proximity represents the favorable situation for formation of complex of DNA and enzyme and thus further MD study is necessary.

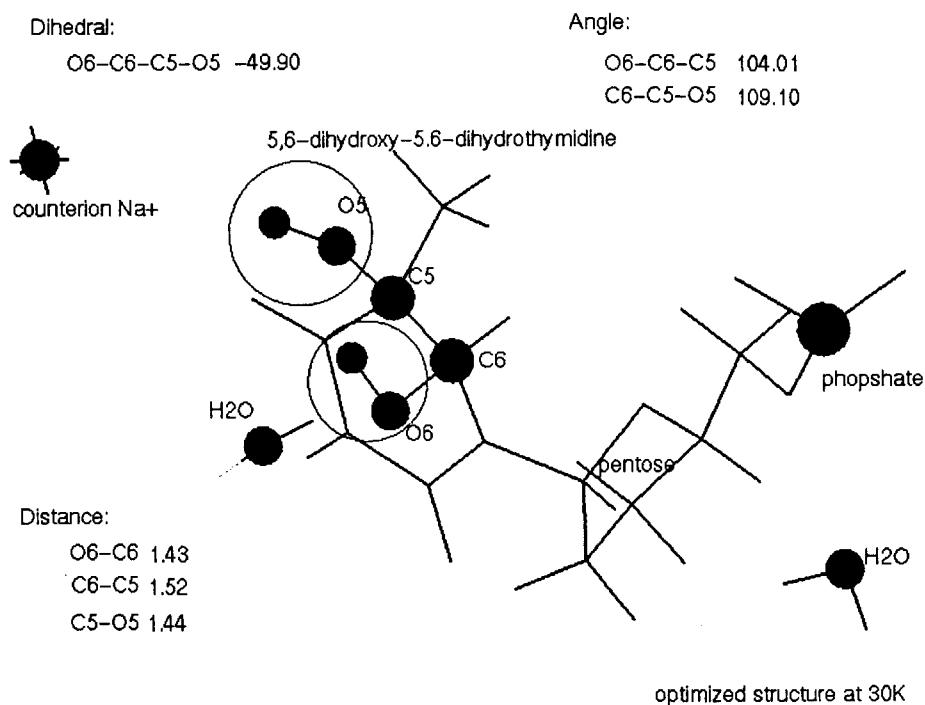


Fig. 2 Structural characteristic of TG (5,6-dihydroxy-5,6-dihydrothymidine) optimized and calculated using software AMBER 5.0 and Insight II prior incorporating into DNA. (distances are in Å)

#### 4. Conclusions

Results of MD simulation of TD lesioned DNA molecule suggest that there are two important factor that lead to the proper recognition of lesion - structural complementarity of DNA and enzyme originated by strong king around TD site, and the negative electrostatic energy that discriminate TD site from neutral native thymine site. Both factor are recognized by the repair enzyme and significantly contribute to the formation of complex of DNA and enzyme. Formation of stabile complex is necessary for the onset of enzymatic repair process.

In addition to the TD lesioned DNA molecule, the oxidative type of thymine lesion (TG) has been prepared and after replacing the native thymine on DNA was submitted to the MD simulation. Results of MD simulation show that this lesion doesn't originate a kink similar to one observed around TD. Instead of structural features there are expected energy conditions that facilitate the movement of repair enzyme towards DNA during first 400 ps of MD. These require further studies.

The presented MD simulations of TD lesioned DNA studied complementarily with TG lesioned DNA are aimed to find common features in the repair of thymine damages. Achieved results may provide theoretical explanation of individual steps of repair processes and may be as complementary to existing experiments in those aspects that are not currently measurable.

#### References

- /1/ C. von Sonntag, The Chemical basis of Radiation Biology; eds. Taylor-Francis, London, (1987).
- /2/ E. C. Freidberg, DNA Repair; eds. Freeman, New York, (1985).
- /3/ D. E. Brash et al., Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A., **88**, 10124 (1991).
- /4/ T. Doi et al., Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A., **89**, 9420 (1992).
- /5/ H. Yamaguchi et al., Nucleic Acid Research Vol. 26, No. 8, 1939 (1998).
- /6/ M. Pinak, Journal of Molecular Structure: THEOCHEM Vol. **466**, 219 (1999).
- /7/ D. A. Case et al., AMBER 5.0, University of California San Francisco (1997).
- /8/ G. Dianov et al., Nucl. Acid. Res. Vol. **27**, No. 5, 1365 (1999).
- /9/ Insight II 97.0, Molecular Simulations, Inc., San Diego, CA, U.S.A. (1977).



## 8. Present and Next Steps of the JAERI Superconducting rf Linac based FEL Program

E. J. Minehara, T. Yamauchi, M. Sugimoto, M. Sawamura, R. Hajima, R. Nagai, N. Kikuzawa,  
T. Hayakawa, N. Nishimori, and T. Shizuma

FEL Laboratory at Tokai, Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,  
Japan Atomic Energy Research Institute,  
2-4 Tokai, Naka, Ibaraki 319-1195, Japan

The JAERI superconducting rf linac based FEL has successfully been lased to produce a 0.3kW FEL light and 100kW or larger electron beam output in quasi continuous wave operation in 1999. The 1kW class output as our present program goal will be achieved to improve the optical out coupling method in the FEL optical resonator, the electron gun, and the electron beam optics in the JAERI FEL driver. As our next 5 year program goal is the 100kW class FEL light and a few tens MW class electron beam output in average, quasi continuous wave operation of the light and electron beam will be planned in the JAERI superconducting rf linac based FEL facility. Conceptual design options needed for such a very high power operation and shorter wavelength light sources will be discussed to improve and to upgrade the existing facility.

**Keywords:** high power, free electron laser, superconducting rf linac, quasi-cw, beam energy recovery

### 1. Introduction

In a conventional laser device, there are commonly three major components of the driver like a flash lamp, the gain medium like a crystal, and the optical resonator mirrors. In the conventional laser system, heat losses and damages in the components give the serious limitations to the applications and intrinsic performances since the invention in 1960. In a free electron laser (FEL) system unlike the conventional, the losses in the gain medium will be quickly removed from the inside because the medium consists of an undulator generating an alternating magnetic field and a highly energetic electron beam. Resultantly, no deterioration is observed in the optical quality of the gain media during the high power operation. However, a normal conducting rf linac as the FEL driver produces a large amount of heat, and is very inefficient like the lamp. In order to improve drastically the efficiency and power output, and to realize very small errors of the amplitude and phase in acceleration, we have to introduce a superconducting rf linac because of a negligibly small heat loss inside the cavities.

We summarize our results in three steps of the JAERI superconducting rf linac based FEL program[1]. Final goal of the program is a demonstration of the high power and high efficient continuous wave (CW) FEL lasing using the JAERI superconducting rf linac driver with a full energy recovery scheme. After a successful ending of the program, very high wall plug efficiency will be expected. First, we spent about 6 years to build a prototype of the driver[1-6]. We could operate the driver with a nearly 100% efficiency from the rf power to the electron beam power optimizing the adjustable coupler. Second, we spent another 3 years to demonstrate 0.3kW FEL power averaged in a quasi-CW operation with a 30% of the expected extraction efficiency. To realize a 1kW FEL output, we plan to improve the FEL device, resonator optics and injection system[7]. Third, beam energy recovery will be demonstrated by adding another electron beam recirculation half loop in the existing FEL facility within a few years[8].

In the following, the superiority of the superconducting rf linac based FEL, the brief history and current improvements, the world-strongest FIR FEL oscillation achievement of 0.3kW in quasi CW operation August, 1999 are discussed, and future programs and/or related technological developments added. Especially, conceptual design and considerations are discussed about a 20 kW CW 1.5 micron Industrial FEL.

### 2. Superconducting rf Linac Driver

We spent a few years to study feasibility on the FEL's in the end of 1980's. As explained already, the first step is decided to build a prototype of the quasi-CW superconducting rf linac of FEL driver, the second the lasing, and the third the energy recovering. In the prototype FEL driver, we have developed a number of accelerator components and technologies listed in the following. They covers the 250 kV thermionic triode electron gun generating a 1 ns width and 1.2 nC micropulse, all-solid-state rf power supplies, superconducting bulk Nb accelerating cavity module, liquid-coolant-free cryogenic refrigerator system, a personal-computer based accelerator control system, a hybrid wedge-pole permanent planar undulator and optical resonator system. After the ending of the second, some demonstrations of a few applications should be planned, and we have already gotten some preliminarily results in environmental problem ones. In addition to them, an industrial superconducting rf linac based FEL machine and an academic FEL user facility have been discussed since the beginning. Since 1989, just after the feasibility, we spent about 6 years to build the JAERI superconducting rf

linac FEL driver. Each component of the facility is explained and discussed in the following. All of them are planned to be used in the industrial machine.

The electron gun consists of a SF<sub>6</sub> gas-insulated pressure vessel, a fast grid pulsar and a high voltage power supply. In the beginning, a micropulse width had been 4 ns or 6 ns, recently the width became shortened to be 1 ns or less, and the peak current typically increased to be several times larger than the original. The micropulse is compressed to be 30 ps or less by the subharmonic buncher of 83.3 MHz. There are two kinds of time structure of the micropulses and macropulses. The gun fires once every 100 ns, and micropulse repeats at 10.4125 MHz. In the first macropulse mode, every 100 ms, the gun typically fires for 1 ms long or less. In the second mode, at the end of the macropulse train, the gun typically fires for 100 ms or longer and once. The final macropulse of the second mode is adjustable and continued to fire up to 5000 ms. The second mode power supply was successfully tested by a dummy load and the third rf power supply as long as 100 ms. We decided to use these two modes instead of a true CW mode because of a thin shielding wall, avoiding some damages from the beam hitting in the low energy side and a shortage of the electricity in the FEL building. After the third step, we may use the true CW mode using the energy recovery, especially in the compact industrial machine. The first is so long as to simulate the FEL physical process and an rf power amplifier's thermal process inside the transistor's ceramic housing. Thermal processes in the superconducting cavity modules, and optical resonator and optical transport systems are so slow not to simulate by the two modes within a few seconds.

The JAERI design option for the superconducting cavity and cryogenic system are explained briefly in the following. As we have no maintenance and operation crew and specialist, we have to run the system by ourselves without any maintenance for one year. In order to realize an easy maintenance and an easy operation in the JAERI FEL, we first introduced a so-called Zero-Boil-Off (ZBO) cryostat concept in the field of the superconducting rf linac technologies[4]. Unique features of the cryostat are as follows. (1) Independent modular refrigerator structure, each cryostat for a pair of 4 K and 20 K/80 K refrigerators, (2) liquid coolant free, no need for liquid Nitrogen and liquid Helium except for the liquid buffer to stabilize the temperature and pressure inside the module, and (3) each module of the cryostat has a 20 K/80 K two-staged He gas Gifford-McMahon (GM) refrigerator as a heat shield cooler and a He gas 4 K JT-GM composite refrigerator as a liquid He recondensor inside the cavity liquid He vessel. In addition to them, the JAERI module has a vibrational isolation steel frame between the module and the refrigerators, and Piezo fast tuner and mechanical slow one, three higher mode couplers and an adjustable main coupler, and double heat shields. As expected in the above explanation, we can easily replace any one module in the system for repairing and improvements, and add another module very easily to the system for future expansion without any serious problem. In order to minimize the heat invasion and to optimize a thermal anchoring in all heat bridges between 4 K and 300 K, and thickness of the heat shields, we performed the finite element method simulation to calculate temperature distribution of the heat shields, and heat invasions of the beam pipes, liquid He supply tower, higher mode couplers and main coupler. A typical example of the 80 K heat shield temperature is ranging from 49 K to 55 K. Heat invasions of the four modules are measured to be in the range from 2.5 W to 4.5 W, and typically around 4 W in the factory measurement. Quality factors and accelerating gradients of the cavities are in the range from  $2.0 \times 10^9$  to  $2.5 \times 10^9$ , and from 5.8 MV/m to 8.3 MV/m. Once a year in the middle of October, a regular maintenance of the cryogenic system is usually performed to replace some sealing parts, rotary valves, oil filter and absorber materials for a week. In the 1996 Japanese fiscal year, we could run all cryogenic systems for one year without any stop and repairing except for the regular maintenance and scheduled and unscheduled power failures. The main coupler was designed, and needed to be adjustable, and used to minimize an insertion loss through it, and to maximize the efficiency.

A 50 kW all solid state amplifier has a 32 fold coaxial stripline combiner, and several microwave monolithic integrated circuit (MMIC) and peripheral circuits in one print circuit board inside each of the 32 amplifiers of 1.8 kW. In comparison with a vacuum tube amplifier, a solid state one has very wide band and resultantly fast response features. During the beam acceleration, errors of the field amplitude and phase were observed to be 0.05% and 0.2 degrees, respectively, except for a front tens  $\mu\psi$  shoulder of the beam loaded drop. Since the installation of 1992, two of the 50 kW amplifiers have run very steadily without any malfunctioning.

### 3. World-Strongest FEL Oscillation Achievement in Quasi-CW Operation

The strongest and stable oscillation was achieved in the JAERI FEL in the 26th February 1998. Typical electron beam energy and resolution are 15.8 MeV, and 0.4% respectively, the beam current and 10 Hz-macropulse width 2-4 mA and 0.9 ms or less, respectively. The optical resonator with a 52 period hybrid planar undulator ( $K=0.7$ ) is 1.7 m long and uses Au coated Cu mirrors of 120 mm diameter. Remotely controlled actuators adjust the optical axes and distance of the mirrors in order to coincide with the electron beam and micropulse repetition rate, respectively, before the oscillation. The power is scattered from  $10^8$  to  $10^9$  times higher than that of the spontaneous emission. During the first successful operation, the highest FEL power was measured to be about 0.1 kW of 28  $\mu\text{m}$  in the quasi CW average. The FWHM of the FEL spectrum is less than 0.09  $\mu\text{m}$ , which corresponds to  $\Delta\lambda/\lambda=0.4\%$  or less, and very near to the Fourier transform limited. Recently, the power was increased to be 0.3 kW or more of 21  $\mu\text{m}$ . The detuning range of the cavity is recently about 150  $\mu\text{m}$ . The FEL wavelength spread were measured using a monochromator with a pyro-electric line sensor during the



measurements. An optical resonator length was measured and matched to a half of the micropulse separate distance with an accuracy of  $0.1\mu\text{m}$  or less using the JAERI quick resonator matching method[5]. The third and fifth higher harmonics were measured, the seventh, ninth and eleventh and the higher ones are not confirmed yet.

#### 4. Future Programs and Related Technological Developments

The current goal of 1kW or larger will be achieved to modify the lasing mode, optical out coupling method in the FEL optical resonator and the electron beam performance upgrading in the driver. The modification and upgrading are now under way[7,8]. The electron beam energy recovery using the superconducting cavities and a recirculation loop will minimize resultant radiation hazards and shielding wall thicknesses, and maximize the FEL output and total conversion efficiency from electricity to the light output. A prototype of the energy recovery system in the JAERI FEL will be added in the FEL accelerator room by the middle of the next year, the first recirculated beam will be expected next year.

In addition to them, we plan to use the existing and near-future-available facilities as coherent and partially coherent light sources. Several kinds of the light sources being under consideration and their regions of peak output power are planned in ranging from 100MW to 1 mW. Currently, available wavelengths are located in the region from far-infrared (FIR) to near-infrared (NIR) by fundamental and higher harmonics of the FEL, ones from a few tens nm to a few nm by an intra-cavity FEL Compton backscattering, and ones from several tens pm to 0.1 pm by channeling radiation and coherent Bremsstrahlung. Conventional lasers, which are currently and commercially available, are very attractive for a variety of applications in the region from NIR to ultraviolet (UV). As well known, FEL's are very competitive with other light sources in the two regions from FIR to mid-infrared (MIR), and from the UV to the shortest because of the tunability and a lack of another available light source.

#### 5 Industrial FEL Design Consideration

In order to apply the superconducting rf linac based high power FEL to every field of this world, we have to demonstrate its superiority with all other light sources in many itemized features and performances, i.e., high power capability, high wallplug-efficiency, low weight, small volume, tunability, low toxicity, no harmful by-products, little radiation hazard, low running cost, low capital cost, easy operation, maintenance free and so on. In a shipbuilding yard, high speed welding and cutting machines being free from post and pre processing have been needed to develop a 1.5 micron 20 kW Iodine chemical laser welder. The Iodine laser is coupled with a small diameter of 0.3 mm and several tens meter long transmission fiber in order to realize the high speed welding of thick steel plates. Instead of the Iodine laser, we plan to do a conceptual design work of a 1.5 micron 20 kW superconducting rf linac based high power FEL, and to do some developmental works of the components in the FEL facility at Tokai, JAERI.

Requirements to such a high power industrial FEL machine are already itemized above. An FEL device of the industrial are rather conventional except for the huge heat load of the laser light. We need some cooling devices and their interlocks to remove the huge heat concentration in the mirrors, windows and outcouplers. Electron beam power also become huge, but interruption of the beam means a sudden beam stop, and no damage in the driver like a storage ring because the rf power is planned to recycle inside the superconducting rf linac's cavities.

Basic options for the JAERI industrial FEL are as follows.

- 1) A 180 degrees reflected or half-turn geometry of the recirculated energy recovery scheme shall be used instead of the 360 degrees full-turn one to improve the recovery efficiency of the superconducting cavities up to 100% in low energy.
- 2) A coupling coefficient of the main coupler shall be very small or weak for each superconducting cavity to minimize losses in the rf system. Resultantly, very low powered simple main coupler and low rf power supply are enough to excite the cavity.
- 3) Low cost sputter-coated Nb cavities without higher mode couplers shall be used in order to minimize the capital cost of the machine.
- 4) A laser illuminated photocathode cw electron gun at a very high working voltage up to 0.5-2 MV, or the existing thermionic high current and high charge cw electron gun at 0.25-0.5 MV shall be used.
- 5) An energy recovering DC decelerator coupled with the electron gun shall be used to maximize the wall-plug efficiency, and to minimize the radiation hazards.
- 6) Other options of the machine shall be the same or the similar with the existing facility.

Usually, we have to pay about 30% of the total capital cost for the superconducting rf linac modules, the 20% for the rf system, the 20% for the refrigerators, the 20% for the electron gun, injection and transport system, and the 10% for the FEL related. We can cut about 70% or more of the superconducting cavity modules and 90% of the rf system by developing above items. Electricity of the system is mainly consumed in the refrigerators, electron gun and decelerator. The industrial FEL machine has about several tens mA of electron beam current, 20 kW of FEL power, and several MW of beam power.

#### 6. Summary

We have done nearly two of the three steps of the current program goal up to now as we mentioned above. And, we also mentioned about the next program towards 100kW class FEL machine above. Especially, we discussed and itemized some developmental for the JAERI industrial FEL machine for a shipbuilding industry. We may itemize our recent activities and fruitful results except for the energy recovery work in the following.

- (1) Successful operation of the first superconducting rf electron linac in Asia[6].
- (2) Successful operation and construction of the first all-solid-state rf system for an electron rf linac with a practically infinite life span[2].
- (3) Successful operation and demonstration of the world-largest recondensing 11.5 W 4 K He4 refrigerators system[1].
- (4) Successful realization and operation of the world-first modular and independent Zero-Boil-Off (ZBO) cryostat for the JAERI superconducting rf electron linac FEL driver.
- (5) Successful demonstration of the first coupling-adjustable main coupler in the rf electron linac, and optimization of the power losses in the rf system.
- (6) Construction of the first shift- and deflection- compensated wedge pole hybrid undulator system[3].
- (7) Successful realization one of the most precise and the quickest matching between twice of the optical resonator length with separate distance between two neighboring electron beam pulses[5].
- (8) Successful demonstration of the world-first and largest recondensing 2 W 2 K He3 refrigerators system for a future higher frequency system.
- (9) Successful demonstration of the world-strongest 0.1 kW FEL oscillation in a quasi-continuous operation in 1998, and upgrading to 0.3kW in 1999.
- (10) Successful operation of the 100 kW-class electron beam output using the JAERI superconducting rf electron linac FEL driver.
- (11) Successful operation of the 500 MHz UHF band superconducting rf electron linac with accelerating gradient from around 5 MV/m up to 8.3 MV/m[4].
- (12) Successful 24 hour- and one year continuous operation of the JAERI FEL cryogenic system with no maintenance and operation crew and specialist in 1996 Japanese fiscal year.
- (13) Successful achievement of 1.2 nC, 1 ns, and 10 MHz quasi CW firing of the 250 kV thermionic triode electron gun without any spurious micro pulse[8].

#### References

- [1] E.J. Minehara et al., Nucl. Instrum. Method. A 331 (1993) 276.
- [2] M. Sawamura et. al., Nucl. Instrum. Method. A 318(1992)127.
- [3] R. Nagai et al., Nucl. Instrum. Method. A 358 (1995) 403.
- [4] E.J. Minehara, et al., pp.159-161, in the proceedings of Particle Accelerator Conference, 1995, Dallas.
- [5] N. Nishimori, et al. Rev. Sci. Instruments. 69(1), January (1998) pp.327-328.
- [6] M. Sawamura et. al., Rev. Sci. Instruments. To be published.
- [7] R. Hajima, et al., Proceedings of the FEL Conference, 1999, DESY, Hamburg, To be published.
- [8] N. Nishimori, et al., Proceedings of the FEL Conference, 1999, DESY, Hamburg, To be published.



## 9. High Energy Backward-Compton Scattering $\gamma$ Beam for Particle and Nuclear Physics

Takashi NAKANO

Research Center for Nuclear Physics, Osaka University,  
10-1 Mihogaoka, Ibaraki, Osaka 567-0047, JAPAN

### Abstract

The GeV photon beam at SPring-8 is produced by backward-Compton scattering of laser photons from 8 GeV electrons. The maximum energy of the photon will be above 3 GeV, and the beam intensity will be  $10^7$  photons/sec. Polarization of the photon beam will be 100 % at the maximum energy with fully polarized laser photons. We report the outline of the quark nuclear physics project with this high-quality high-intensity beam.

**Keywords :** Backward-Compton scattering, High energy photon beam,  
Quark nuclear physics,  $\phi$  photoproduction

### 1 Physics Motivation

The GeV photon beam at SPring-8 is produced by backward-Compton scattering of laser photons from 8 GeV electrons. The maximum energy of the photon will be above 3 GeV, and the beam intensity will be  $10^7$  photons/sec. Polarization of photons will be 100 % at the maximum energy with fully polarized laser photons. Many experiments which utilize this high-energy, high-intensity high-polarization photon beam at SPring-8 have been proposed and are currently under discussions. In the following, we briefly review a physics motivation of a  $\phi$  photoproduction experiment, for which the detector system is optimized.

It is well known that all the hadron-hadron total cross sections (including a  $\gamma p$  total cross section) in a wide energy range are reproduced very well in terms of two  $s$ -dependent terms with  $s^{-0.5}$  and  $s^{0.08}$  dependences, where  $s$  is the Mandelstam  $s$  variable [1]. The Reggeon exchange model clearly suggests that the  $s^{-0.5}$  term originates from the  $\rho$  meson ( $T = 1$ ,  $J^\pi = 1^-$ ) trajectory. On the other hand, the  $s^{0.08}$  term requires the introduction of an unobserved Regge trajectory, whose  $\alpha(t = 0)$  has to be 1.08. The trajectory is called the pomeron because of the great contribution by Pomernanchuk [2]. One can identify the Pomeron trajectory with a gluon trajectory since the first particle state on the trajectory appears at  $m^2 \sim 4 \text{ GeV}^2$  with  $J = 2$  ( $2^{++}$  glueball).

At high energies, diffractive photo-production of a vector meson from a proton target is well described as a pomeron-exchange process in the framework of the Regge theory and of the Vector Dominance Model (VDM) [3]; a high energy photon converts into a vector meson and then it is scattered from a proton by an exchange of the pomeron [4]. Within QCD, interactions between hadrons can be due to quark-exchange and gluon-exchange. Phenomenologically, we know that the quark-exchange processes can be simulated by meson-exchange which can be calculated from effective Lagrangians based on QCD. This has been very successful in understanding various photoproduction data at low energies. On the other hand, the gluon-exchange mechanism is poorly understood.

For the  $\phi$  production, the meson-exchange contribution is small because the couplings of the  $\phi$  meson to other non-strange mesons are weak due to the OZI suppression. Precise measurements of  $d\sigma/dt$  and spin observables in the low energy will provide an important information on the Pomeron exchange dynamics through interferences with the meson exchange amplitudes [5].

Moreover, the  $\phi$  production measurements near the threshold may reveal the existence of another gluon-exchange trajectory (a  $0^{++}$  glueball trajectory) whose contribution falls off rapidly at high energies. In the measurement of the  $\phi$  production, one can also address the question concerning the  $s\bar{s}$  components in nucleon. Again, polarization data obtained by using polarized photons are crucial. Spin observables magnify small amplitudes hidden in a dominant amplitude by interference effects. The interference between a pomeron-exchange amplitude and a small amplitude due to a direct knockout of  $s\bar{s}$  in the nucleon may cause a large asymmetry of the production cross sections between the spin parallel and anti-parallel configurations of the polarized photon and polarized nucleon [6].

## 2 LEPS Facility

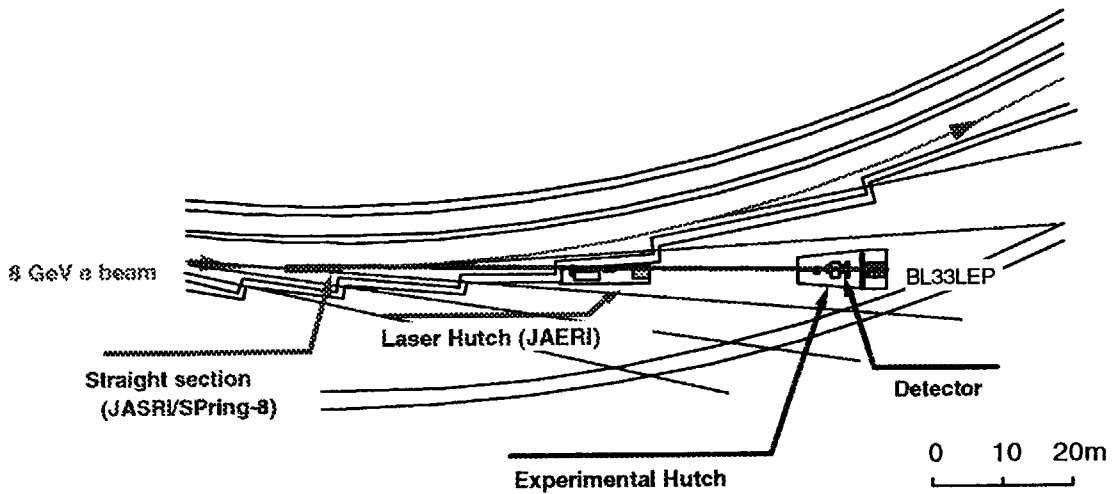


Figure 1: Plan view of the Laser-Electron Photon facility at SPring-8 (LEPS).

The Spring-8 facility is the most powerful third-generation synchrotron radiation facility with 61 beamlines. We use a beamline, BL33LEP (Fig. 1), for the quark nuclear physics studies exclusively. The beamline has a 7.8-m long straight section between two bending magnets. Polarized laser photons are injected from a laser hutch toward the straight section where Backward-Compton scattering (BCS) [7] of the laser photons from the 8 GeV electron beam takes place (Fig. 2). The BCS photon beam is transferred to the experimental hutch, 60 m downstream of the straight section. Figure 3 shows the maximum energy of the BCS photon as a function of a laser-photon energy for the cases of 8 GeV and 6 GeV electron beams. The maximum energy depends more strongly on the electron-beam energy than on the laser-photon energy. SPring-8 is the only facility where a high-intensity BCS photon beam above 2 GeV is obtainable.

If laser lights are 100 % circular polarized, a backward-Compton-scattered photon is also polarized. The polarization drops as the photon energy decreases. However, an energy of laser photons is easily changed so that the polarization remains reasonably high in the energy region of interest. The intensity, position, and polarization of the laser lights which do not interact

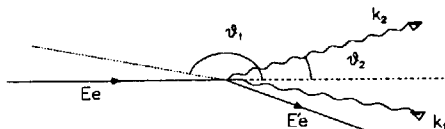


Figure 2: Backward-Compton scattering process

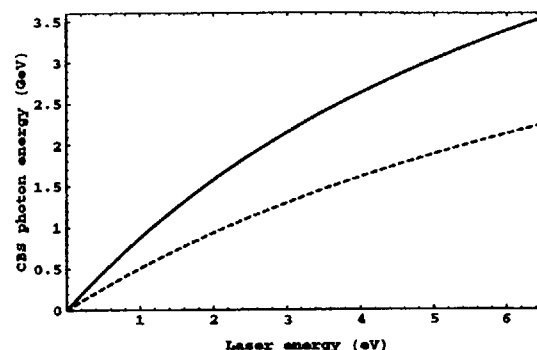


Figure 3: Laser energy versus energies of a BCS photon with a 8 GeV electron beam (solid line) and a 6 GeV electron beam (dashed line)

with the electron beam are monitored at the end of the beamline.

The beam energy is determined by measuring the energy of a recoil electron with a tagging counter. The tagging counter is located at the exit of the bending magnet after the straight section. It consists of multi-layers of a 0.1 mm pitch silicon strip detector (SSD) and plastic scintillator hodoscopes. Electrons in the energy region of 4.5 – 6.5 GeV are detected by the counter. The corresponding photon energy is 1.5 – 3.5 GeV. The position resolution of the system is much better than a required resolution. The energy resolution (RMS) of 15 MeV for the photon beam is limited by the energy spread of the electron beam and an uncertainty of a photon-electron interaction point.

In the first stage, we use a conventional Ar laser. A 25 W Ar laser has a 2 W output at 351 nm (3.5 eV). The maximum energy of the BCS photon with this laser light is 2.4 GeV. If we use a multi-line mode around 351 nm, the laser output power is about 5 W. The estimated intensity of the BCS photon beam amounts to  $10^7$  photons/sec. A laser-electron photon beam at SPring-8 was first produced on July 1st, 1999. The energy spectrum of the beam was measured with a PWO gamma calorimeter which was placed in the laser hutch. Figure 4 shows the measured energy spectrum of the LEP beam. The beam intensity was  $2 \times 10^6$ , which was about 5 times less than the expectation. The intensity has been slowly decreasing time by time. The most likely cause of the problem is deterioration of the first mirror and/or the second mirror in a vacuum chamber. The detailed investigation is in progress.

The LEPS detector (Fig. 5) consists of charged-particle tracking counters, a dipole magnet, and a time-of-flight wall. The design of the detector is optimized for a  $\phi$  photoproduction in forward angles. It has a large forward acceptance and good coverage of momentum transfer  $t$  for the  $\phi$  photoproduction.

The opening of the dipole magnet is 135-cm wide and 55-cm height. The length of the pole is 60 cm, and the field strength at the center is 1 T. The vertex detector consists of 2 planes (x and y) of single-sided SSDs and 5 planes (x, x', y, y', u) multi-wire drift chamber (DC1), which are located upstream of the magnet. The stereo ambiguity (pairing ambiguity) for two-track events are solved with DC1. The thickness of each SSD is  $300\mu\text{m}$  and it results in angle spread ( $\sigma$ ) of  $\sim 1$  mrad. The corresponding deterioration in 2-kaon invariant mass and momentum transfer  $t$  measurements are 300 KeV and  $2 \times 10^{-3}\text{GeV}^2$  respectively. Two sets of MWDCs (DC2 and DC3) are located downstream of the magnet. The active area size of DC2 and DC3 is 200cm(W)  $\times$  80cm(H). Each set has 5 planes: x, x', y, y', and u(v) in order to solve both left-right ambiguity and stereo ambiguity locally.

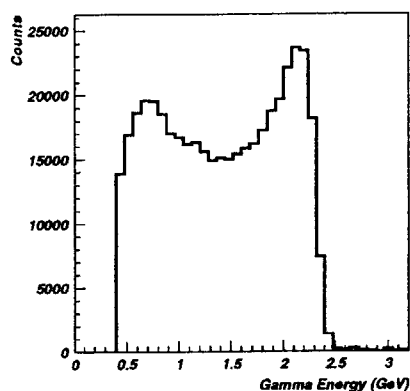


Figure 4: Energy spectrum of the LEP beam measured with a PWO calorimeter.

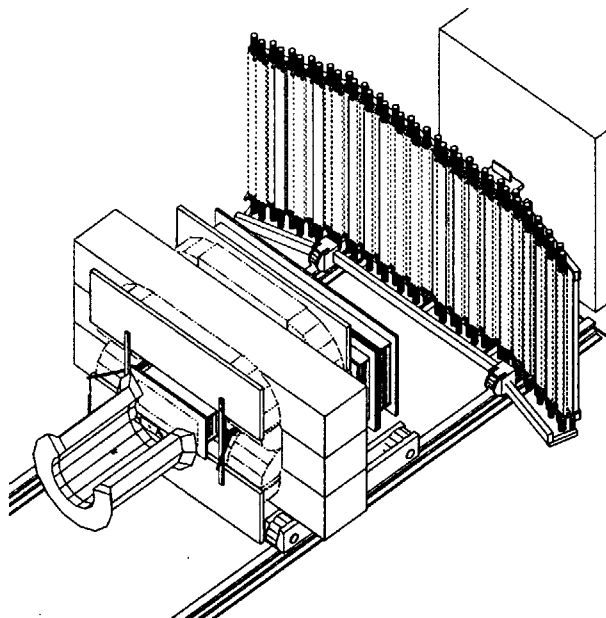


Figure 5: The LEPS detector setup.

The construction of the beamline and the laser hutch were completed in September of 1998. The laser system was installed in the winter shutdown period of 1998-1999. The experimental hutch was constructed in March, 1999. Each components of the detector system has been tested by a LEP beam as well as a Bremsstrahlung gamma from out gas in the ring. An integrated test of the detector will be done shortly.

## References

- [1] A. Donnachie and P. V. Landshoff, Phys. Lett. B 296 (1992) 227.
- [2] I.Y. Pomeranchuk, Sov. Phys. 7, (1958) 499.
- [3] J.J. Sakurai, Ann. Phys. 11 (1960) 1; J.J. Sakurai, Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 981.
- [4] T.H. Bauer *et al.*, Rev. Mod. Phys. 50 (1978) 261.
- [5] A. I. Titov, T.-S. H. Lee, and H. Toki, nucl-th/9812074.
- [6] A. I. Titov, Y. Oh, and S. N. Yang, Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 1634;  
A. I. Titov, Y. Oh, and S. N. Yang, Phys. Rev. C58 (1998) 2429.
- [7] R.H. Milburn, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 75.



# 10. Recent Progress on Laser Acceleration Research

Kazuhisa Nakajima, Hideki Dewa, Tomonao Hosokai, Shuhei Kanazawa,  
Masaki Kando, Shuji Kondoh, Hideyuki Kotaki  
Japan Atomic Energy Research Institute,  
Kizu, Kyoto, 619-0215, Japan

## Abstract

Recently there has been a tremendous experimental progress in ultrahigh field particle acceleration driven by ultraintense laser pulses in plasmas. A design of the laser wakefield accelerators aiming at GeV energy gains is discussed by presenting our recent progress on the laser wakefield acceleration experiments, the developments of high quality electron beam injectors and the capillary plasma waveguide for optical guiding of ultrashort intense laser pulses.

**Keywords:** Laser-plasma accelerators, Laser wakefield acceleration, Photocathode RF gun, Z-pinch capillary plasma waveguides

## 1. Introduction

A number of concepts of particle acceleration by laser fields have been proposed almost since the beginning of the laser evolution. Recently advance in generation of ultraintense short pulse lasers has brought about tremendous progress in experimental maturity of laser-driven particle accelerator concepts. Ultrahigh fields generated by focused laser pulses have evolved a great deal of particle acceleration concepts. The peak amplitude of the transverse electric field of a linearly polarized laser pulse is given by  $E_L[\text{TV/m}] \simeq 2.7 \times 10^{-9} I^{1/2}[\text{W/cm}^2] \simeq 3.2 a_0 / \lambda_0[\mu\text{m}]$ , where  $I$  is the laser intensity,  $\lambda_0$  is the laser wavelength, and  $a_0$  is the laser strength parameter given by  $a_0 \simeq 0.85 \times 10^{-9} \lambda_0[\mu\text{m}] I^{1/2}[\text{W/cm}^2]$ . Physically  $a_0$  is equal to the normalized momentum of the electron quiver motion in the laser field.

A novel particle acceleration concept was proposed by Tajima and Dawson[1], which utilizes plasma waves excited by intense laser beam interactions with plasmas for particle acceleration, known as laser-plasma accelerators. In particular recently there has been a prominent experimental progress and a great interest in the laser wakefield acceleration (LWFA) of electrons since the first ultrahigh gradient acceleration experiment made by Nakajima et al. [2]. First-generation experiments have successfully shown that ultrahigh accelerating gradients higher than 10 GeV/m and relativistic electron acceleration up to more than 100 MeV with large energy spread. The second-generation experiments have aimed at a high energy gain of more than 1 GeV and high quality beam acceleration with a small energy spread. Here we present a design of the GeV laser wakefield accelerator experiments and our recent experimental progress for such second-generation experiments.

## 2. Electron Acceleration by Laser Wakefields

Plasmas can sustain ultrahigh electric fields, and can optically guide the laser beam and the particle beam as well under appropriate conditions. For a nonrelativistic plasma wave, the acceleration gradients are limited to the order of the wave-breaking field given by  $eE_{WB}[\text{eV/cm}] = m_e c \omega_p \simeq 0.96 n_0^{1/2}[\text{cm}^{-3}]$ , where  $\omega_p = (4\pi n_0 e^2 / m_e)^{1/2}$  is the electron plasma frequency and  $n_0$  is the ambient electron plasma density.

In order to demonstrate the electron acceleration by laser wakefields, we have carried out the acceleration experiments using the table-top terawatt laser. The laser pulses with duration of 90 fs and the peak power of 2 TW produced by the Ti:Sapphire laser system at 790 nm wavelength were focused by a f/10 off-axis parabolic mirror in the acceleration chamber filled with a He gas. The measured focal spot radius was 13  $\mu\text{m}$ . A single bunch electron beam with the energy of 17 MeV and the FWHM bunch duration of 10 ps from the RF linac at 10 Hz repetition rate is brought to a focus with the FWHM beam

size of 0.8 mm. An electron pulse was synchronized to the laser pulses within the rms jitter of 3.7 ps. The energy gain spectra of accelerated electrons were measured for various He gas pressures and the laser peak powers as shown in Fig. 1. The maximum energy gain up to 300 MeV was observed for the peak power of 1.8 TW at 20 Torr[3].

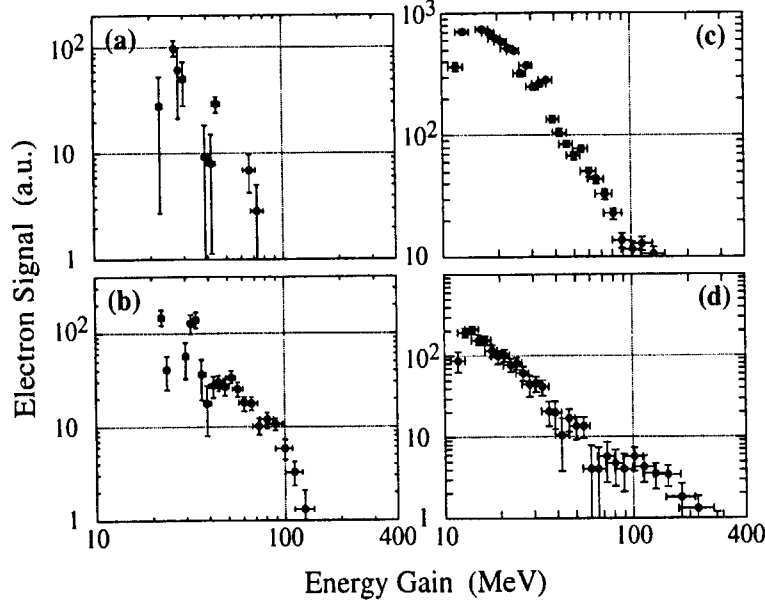


Figure 1: Measured energy gain spectra of accelerated electrons for (a) 3.4 Torr,  $P=0.9$  TW, (b) 20 Torr,  $P=0.9$  TW, (c) 2 Torr,  $P=1.8$  TW, and (d) 20 Torr,  $P=1.8$  TW.

The wakefield excitation has been confirmed by 2-D measurements of the plasma wave oscillation with the frequency domain interferometer. The measured density perturbation has shown the longitudinal wakefields of the order of  $\sim 10$  GeV/m in good agreement with the accelerating wakefields expected theoretically. Measurements of the Thomson scattering image of the 1.8 TW pump laser in He gas plasma at 20 Torr have indicated that the strong self-guiding of the laser beam occurs over 2 cm in a plasma. We have also observed a jet-like formation generated with numerous energetic electrons transversely ejected from the central region of plasmas. The detail measurements have shown that an electron jet produced an outward electron flux with the maximum energy higher than 140 keV in a cylindrically homogeneous distribution around the laser propagation axis. This implies that energetic electrons are accelerated by the transverse wakefields higher than 140 MeV/cm, assuming a transverse acceleration length of  $10 \mu\text{m}$ . Since the longitudinal wakefield is higher than the transverse wakefield for the laser focusing parameters, it is inferred that the maximum energy gain exceeds 280 MeV, which indicates a good consistency with the acceleration measurements.

### 3. GeV Laser Wakefield Acceleration

As an intense laser pulse propagates through an underdense plasma, the ponderomotive force expels electrons from the region of the laser pulse. This effect excites a large amplitude plasma wave (wakefield) with phase velocity approximately equal to the group velocity of laser pulse, given by  $v_p = c(1 - \omega_p^2/\omega_0^2)^{1/2}$ , where  $\omega_0$  is the laser frequency. The maximum axial wakefield occurs at the plasma wavelength,  $\lambda_p [\mu\text{m}] \simeq 0.57\tau$  in a plasma with the resonant electron density,  $n_0 [\text{cm}^{-3}] \simeq 3.5 \times 10^{21}/\tau^2$  in terms of a FWHM pulse duration  $\tau$  [fs]. When a Gaussian driving laser pulse with the peak power  $P$  [TW] is focused on the spot size  $r_0 [\mu\text{m}]$ , the maximum axial wakefield yields

$$(eE_z)_{\text{max}} [\text{GeV/m}] \simeq 8.6 \times 10^4 P \lambda_0^2 / (\tau r_0^2 \gamma_0), \quad (1)$$

where  $\gamma_0 = (1 + a_0^2/2)^{1/2}$  takes account of nonlinear relativistic effects, and  $a_0 = 6.8\lambda_0 P^{1/2}/r_0$  for the linear polarization[4].



Table 1: Parameters of the GeV capillary-guided laser wakefield accelerators.

Energy gain [GeV]	0.5	1	5
Pulse duration $\tau$ [fs]	20	50	100
Peak power $P$ [TW]	100	40	20
Spot radius $r_0$ [ $\mu\text{m}$ ]	30	20	10
Laser strength parameter $a_0$	1.8	1.7	2.4
Plasma density [ $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ]	8.8	1.4	0.35
Accelerating gradient [GeV/cm]	1.9	0.7	0.55
Diffraction length [cm]	1.1	0.5	0.12
Dephasing length [cm]	0.4	5.5	56
Capillary length [cm]	No	1.5	10
Number of particles accelerated [ $10^9$ ]	7	1.1	0.2

In order to achieve the acceleration energy gains of higher than 1 GeV in a single stage of cm-scale, it is necessary to extend the acceleration length limited by diffraction effects of laser beams. We propose the capillary-guided laser wakefield accelerators in which both the driving laser pulses and particle beams can be guided through Z-pinch capillary discharge plasmas of cm-scale. The parameters to test electron acceleration of GeV energies are shown in Table 1. The design of the laser wakefield accelerators is based on availability of the 10 Hz table-top ultrashort, ultrahigh peak power Ti:Sapphire laser with 20 fs and 100 TW developed at JAERI-KANSAI.

#### 4. High Quality Electron Beam Injectors

In order to produce a high quality electron beam with low momentum spread and good pulse-to-pulse energy stability, it is required that femtosecond electron bunches should be injected with the energy higher than trapping threshold and femtosecond synchronization with respect to a wakefield accelerating phase space which is typically less than 100 fs in a longitudinal scale and  $10 \mu\text{m}$  in a transverse size. For the second-generation experiments of laser wakefield accelerators, we have developed an electron injection system consisting of a photocathode RF gun and a compact race-track microtron shown in Fig. 2. The injection system can deliver the electron beam with energy of 150 MeV, pulse length of 3 ps FWHM and charge of 0.5 nC. As results of beam tests of the Cu photocathode RF gun driven by 50 Hz UV (263 nm) laser pulses delivered from a compact all solid-state Nd:YLF laser system, we have obtained its excellent performance producing the maximum beam charge of about 3 nC with quantum efficiency of  $1.4 \times 10^{-4}$ , the normalized emittance of a few  $\pi$  mm mrad and the pulse length of 5 ps[5].

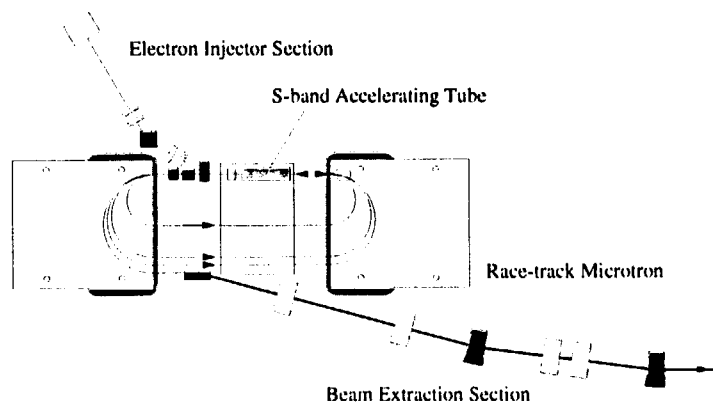


Figure 2: A schematic of the electron injection system.

## 5. Z-pinch Capillary Plasma Waveguides

We have presented the first direct observation of optical guiding of high intensity laser pulses over 2 cm through a plasma channel produced by an imploding phase of fast Z-pinch discharge in a gas-filled capillary[6]. A high current fast Z-pinch discharge generates strong azimuthal magnetic field, which contracts the plasma radially inward down to  $\sim 100 \mu\text{m}$  in diameter. The imploding current sheet drives the converging shock wave ahead of it, producing a concave electron density profile in the radial direction just before the stagnation phase. The concave profile is approximately parabolic to out a radius of  $\sim 50 \mu\text{m}$ , after which the density falls off. We have used a capillary with an inner diameter of 1 mm and a length of up to 2 cm, filled with helium. A high intensity Ti:Sapphire laser pulse ( $\lambda = 790 \text{ nm}$ , 90 fs,  $> 1 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ) was focused on the front edge of the capillary to a spot size of  $40 \mu\text{m}$  in diameter. The transmitted laser beam profile at the exit of the capillary was observed through a band pass filter ( $\Delta\lambda = 10 \text{ nm}$ ) with a CCD camera. Fig. 3 shows typical CCD images of the transmitted high intensity Ti:sapphire laser pulse profile through the capillary discharge plasma. These show clearly that a high intensity laser pulse could be guided through the channel over a distance of 2 cm corresponding to  $\sim 12.5 Z_{R0}$ , where  $Z_{R0} \sim 1.6 \text{ mm}$  is the Rayleigh length of the laser beam.

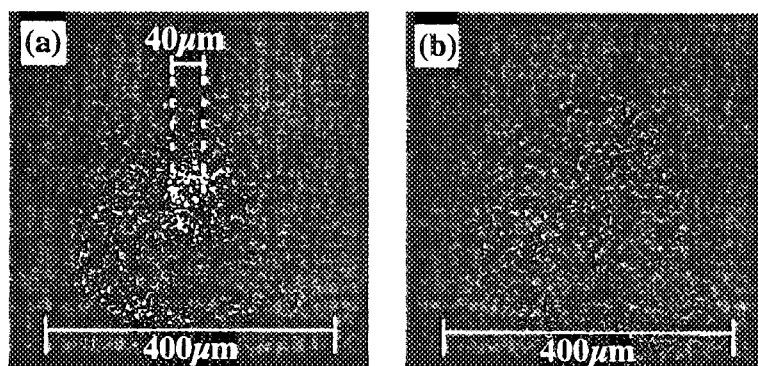


Figure 3: Typical CCD images of the transmitted a high intensity Ti:Sapphire laser pulse ( $\sim 1 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ) through the capillary at an initial pressure of 0.9 Torr He; (a)  $t = 8.5 \text{ ns}$ , (b) no discharge.

## 6. Conclusions

The laser wakefield acceleration experiments with a beam injection have accomplished electron acceleration up to 300 MeV. It is of importance for practical applications to generate a high energy gain with a high beam quality as well as high gradient acceleration. The high energy gain exceeding 1 GeV will be achieved by optical guiding by means of the capillary plasma waveguide, presently by which 2 TW, 90 fs laser pulses have propagated over 2 cm in the plasma channel with  $20 \mu\text{m}$  radius. The high quality beam with a low energy spread and a low emittance will be injected by the 150 MeV microtron with the photocathode RF gun.

## References

- [1] T. Tajima and J. M. Dawson, *Phy. Rev. Lett.* 43, 267 (1979).
- [2] K. Nakajima et al., *Rhy. Rev. Lett.* 74, 4428 (1995)
- [3] H. Dewa et al., *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*410 357 (1998); M. Kando et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* 38, L967 (1999).
- [4] K. Nakajima, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*410, 514 (1998).
- [5] M. Kando et al., *Proc. of the 1999 Part. Accel. Conf.* 5, 3704 (1999).
- [6] T. Hosokai et al., *Opt. Lett.* to be published.

# 11. 原研におけるX線レーザー研究の展開 X-ray Laser Development of JAERI / Kansai

長島 章、X線レーザー研究グループ(\*)  
日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター  
619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Akira NAGASHIMA, X-ray laser research group  
Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,  
8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215, Japan

The main issue of X-ray laser research in JAERI/Kansai is to develop feasible and stable compact X-ray laser sources aiming with high X-ray conversion efficiency and high coherence in soft X-ray region. The potential of X-ray laser application capability is expected to cover a variety of fields on physics and technology such as high density plasma diagnostics, surface physics, microscopic observation of many kind of materials, etc., with the properties of short wavelength, high brightness, high coherence and short pulse duration. To achieve shorter wavelength generation of X-ray laser under 10nm, it is expected to be possible by computer simulation using thin foil target with transient excitation.

**Keywords :** X-ray laser, Collisional excitation, Transient gain, Optical pumping

## 1. はじめに

X線レーザーはその短波長、高輝度、高コヒーレンス、短パルス等の特徴により、高密度プラズマ診断、表面物性、等の様々な応用が期待されている(図1)。光量子科学研究センターでは様々な応用に使用できるコンパクトなX線レーザーの開発を目指して、過渡利得方式でのX線レーザーの高品質化研究を進めている。特に短波長化に

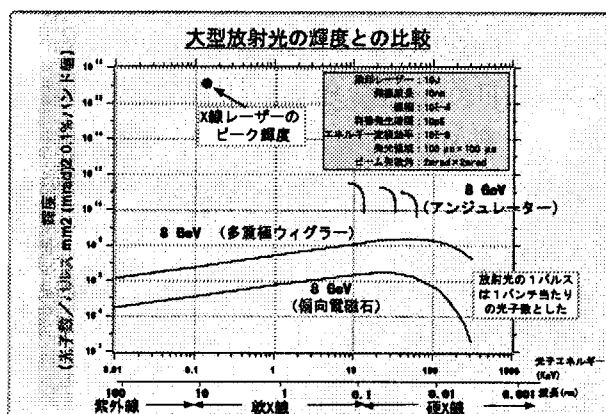


図1 大型放射光とX線レーザーの輝度の比較

ついては、極薄膜ターゲットを用いることで、効率的なプラズマ加熱と平坦な密度分

布を実現できることが理論的に予測されており<sup>(P2-6)</sup>、これまで10 J級の小型励起レーザーでは実現されていない10 nm以下の波長帯でのX線レーザー発振を目指して研究を進めている。

(\*) 加藤義章、長島章、永島圭介、加道雅孝、河内哲哉、長谷川登、田中桃子、鈴木庸氏、助川鋼太、匂坂明人、細貝友直、高橋謙次郎、松井良憲、山内俊彦

過渡利得のX線レーザーはイオン化用のレーザーパルス ( $\sim 1 \text{ ns}$ ) と励起用のレーザーパルス ( $\sim 1 \text{ ps}$ ) を用いて、電子衝突による励起で高い利得 (約  $30 \text{ cm}^{-1}$ ) を発生する。利得の得られる時間は数  $\text{ps}$  であるため、X線レーザーの進行方向に動的に利得領域を形成する進行波でのターゲット照射を行ない効率良く増幅させる必要がある。図2はAPRCで整備した線集光進行波光学系で、ターゲット面上で  $20 \mu\text{m} \times 6 \text{ mm}$  の領域に約  $1 \text{ ps}$ 、 $10 \text{ J}$  のビームを集光できる性能を持っている。これにより、 $10^{12} \text{ W/cm}^2$  および  $10^{15} \text{ W/cm}^2$  の強度で  $1 \text{ ns}$  イオン化パルスと  $1 \text{ ps}$  励起パルスを生成する。

## 2. 極薄膜による短波長化<sup>0</sup>

X線レーザー発振の短波長化のためにはX線レーザーの波長の3-4乗に反比例して励起レーザーの照射強度を大きくする必要があり、照射レーザーのエネルギーをイオン化と励起に高効率で利用することが重要な要素となる。従来から用いられているスラブ型の固体ターゲットではイオン化パルスによるプラズマが固体表面の極近傍に生成されるため、熱伝導による大きなレーザーエネルギーの損失が発生する。また、電子密度が大きく変化している領域でのX線増幅となるため、X線レーザーの進行方向が屈折による影響を受けることも増幅に不利に働く。極薄膜ターゲットを用いることでこれらの2つの問題は解決される。極薄膜ではレーザーのエネルギーが全てイオン化に寄与し、熱伝導による損失はない。また、電子密度の分布は極大を有する形状となるため、平坦な電子密度領域でのX線増幅が可能となる。これらの効果により、より少ないエネルギーで固体ターゲットと同等のイオン化および利得が得られる可能性がある (図3)。

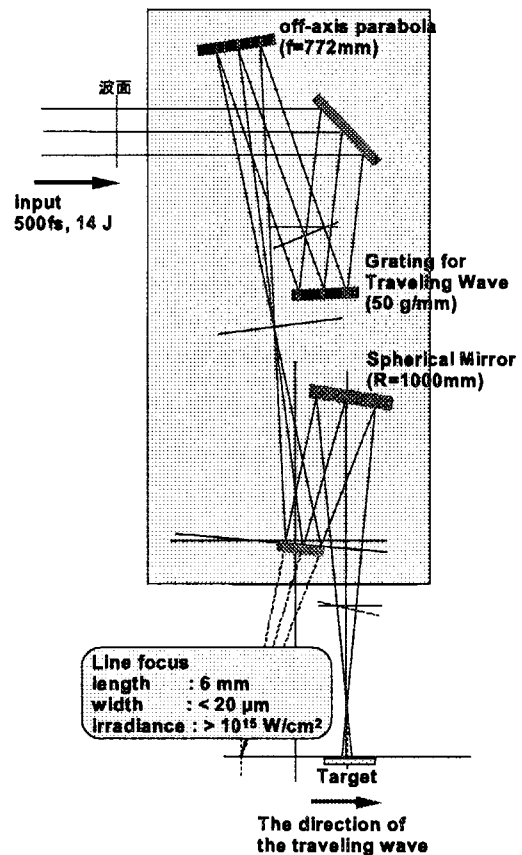


図2 進行波励起線集光光学系

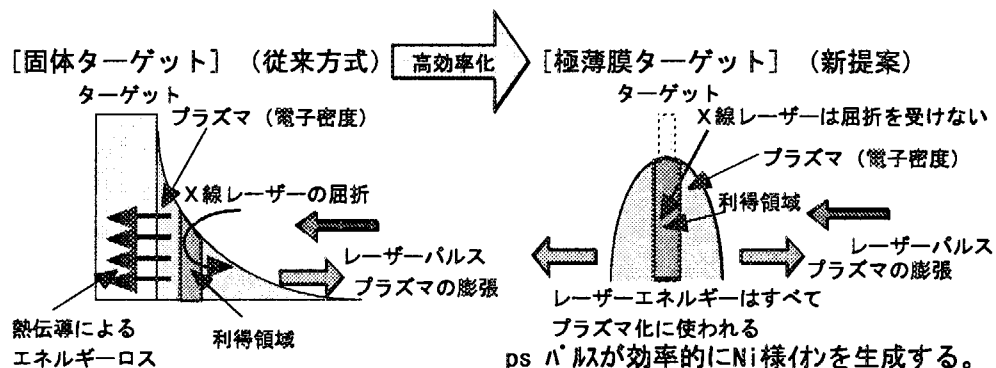


図3 極薄膜ターゲットによる短波長化

### 3. 短波長発振の可能性

図4は原子番号順に各元素がX線レーザー発振の基底状態であるNi-様イオンになるまでの時間を HULLAC コードを用いてイオン化レートから電子温度をパラメータとして図示したものである。同図によればレーザーの励起パルス幅とほぼ同程度である約1 ps の時間1 keV の電子温度が持続すれば Au (約4 nm) 程度まで Ni-様イオンを生成することができると考えられる。

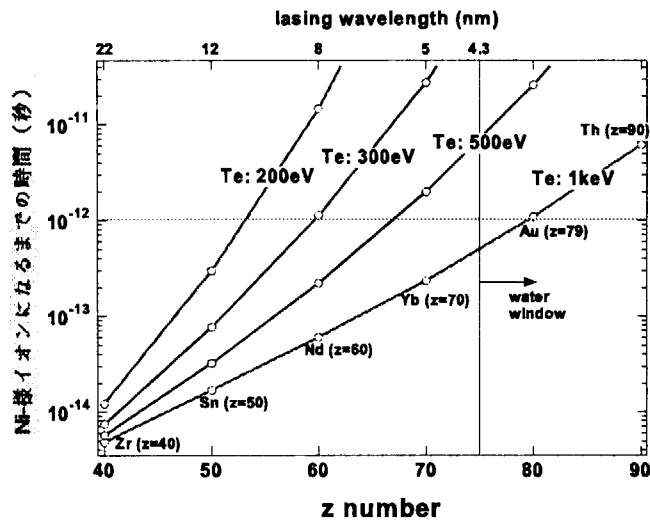


図4 各元素がNi-様イオンになるまでの時間

一方、図5に1次元流体コード HYADES による電子温度の時間変化

および密度の空間プロファイルの評価した結果を示す。同図は1  $\mu\text{m}$  以下の薄膜で1 ps 以上の時間1 keV が持続できる結果を示しており、空間プロファイルも0.1  $\mu\text{m}$  の場合、数10  $\mu\text{m}$  にわたってほぼ平坦な分布として得られることが示されている。

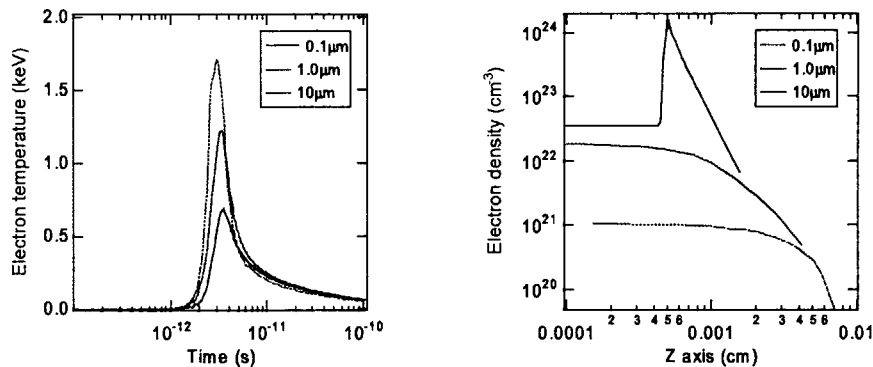


図5 1次元流体コードによる極薄膜ターゲットの電子温度の時間変化および電子密度の空間プロファイル  
(ターゲット材: Ag、パルス幅: 1ps、照射強度:  $10^{14} \text{ W/cm}^2$ )

ただし、本計算では放射損失によるエネルギー損失は考慮しておらず、実際には電子温度および密度の評価において過大になっていると考えられる。今後、同損失の効果を含めて計算評価し、評価の精度を高めてゆく必要がある。また、極薄膜を ps パルスで照射する場合、サテライトパルスによるプリプラズマ発生の影響が大きくプラズマ状態を左右するため、十分にコントラストを制御したレーザー励起によりイオン化を実施する必要がある。

#### 4. まとめ

光量子科学研究センターでは様々な応用に使用できるコンパクトなX線レーザーの開発を目指して、過渡利得方式でのX線レーザーの高品質化研究を、特に短波長化については、極薄膜ターゲットを用いることで、効率的なプラズマ加熱と平坦な密度分布を実現することにより、これまで10 J級の小型励起レーザーでは実現されていない10 nm以下の波長帯でのX線レーザー発振を目指す。イオン化レートの評価および1次元流体コードの評価からは1 ps程度1 keVの電子温度が持続できることにより、Au程度までのNi-様イオンの生成が可能であることが示めされ、水の窓領域でのX線レーザー発生が10 J級での小型レーザーで実現することを、この評価に基づいて推進する。今後、評価の精度をあげるためには、各種のエネルギー損失を考慮した評価を取り入れる必要がある。

#### 参考文献

- (1) A.Sasaki、本プロシーディング P2-06
- (2) M.Kado、本プロシーディング P1-03



## 12. Plasma Polarization Spectroscopy

Takashi FUJIMOTO

Department of Engineering Physics and Mechanics, Graduate School  
of Engineering, Kyoto University, Kyoto 606-8501, Japan

Polarization of radiation emitted from a plasma reflects the anisotropic properties of the plasma, especially the angular anisotropic distribution of electron velocities. Polarization has been observed on impurity ion lines from the WT-3 tokamak and the GAMMA-10 tandem mirror machines. The soft x-ray laser line from the neonlike germanium was also found polarized.

**Keywords :** Spectroscopy, Polarization, Electron velocity distribution, Anisotropy

### 1. Introduction

When a classical atom located at the origin is hit by an electron travelling from the  $-z$  direction on the  $z$ -axis, and when the energy of this electron is just enough to excite the atom, the electron gives up all of its momentum and energy to the atom. The atomic electron begins to oscillate back and forth on the  $z$ -axis. This atom is a classical oscillating electric dipole, emitting radiation which is polarized in the  $z$ -direction, the  $\pi$ -light. When the energy of the incident electron is very high, and it passes near the atom, the atom is exerted a pulsed electric field, the direction of which is, roughly speaking, in the  $x$ - $y$  plane. The atom is excited in this direction, and emits the  $\sigma$ -light. The situation with actual quantum atoms is more complicated, but the fact that angular anisotropic excitation produces polarized radiation is still valid.

When the velocity distribution of electrons in plasma is anisotropic, *e.g.*, a Maxwellian distribution is accompanied by a beam component, the emitted radiation should be polarized. This reasoning suggests that, from the observed polarization characteristics of emitted radiation, we should be able to investigate the anisotropic velocity distribution of electrons. The first observation of polarization from a tokamak plasma was reported in ref. 1.

In the following three examples of observation of polarized radiation are given.

### 2. WT-3 tokamak

An image reducing (1/8) optics focussed the image of the plasma on the entrance slit (10 mm in

height) of the monochromator. Behind the slit, a calcite plate is placed, which displaced horizontally the extraordinary ray (the  $\pi$ -light which is polarized in the toroidal direction) from the ordinary ray (the  $\sigma$ -light polarized in the poloidal direction) by about 0.5 mm. These rays were dispersed and focussed on the CCD detector. We thus obtained a polarization resolved and space resolved spectrum. Berylliumlike oxygen triplet lines (OV 2s3s  $^3S_1 - 2s3p \ ^3P_{0,1,2}$ ) and heliumlike carbon triplet lines (CV 2s  $^3S_1 - 2p \ ^3P_{0,1,2}$ ) were observed. In the former case, the weakest line,  $J=1 \leftarrow J=0$ , which is never polarized, was used for the purpose of calibrating the relative sensitivities of our detection system for the two linearly polarized com-

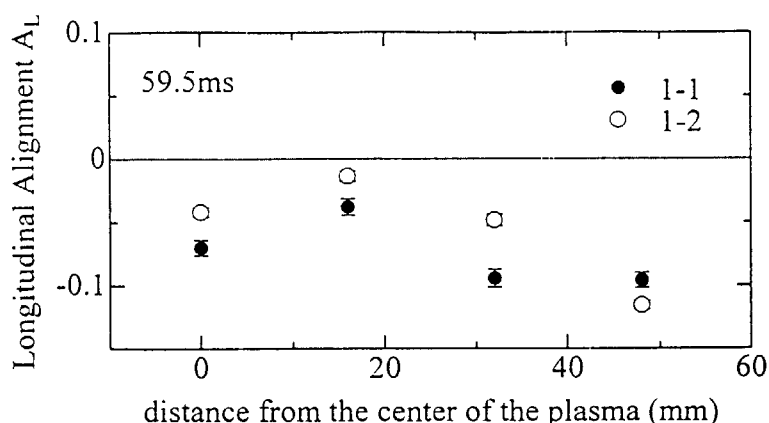


Fig. 1

ponents. It was found that, for the Joule heating mode, the  $1 \leftarrow 1$  and  $1 \leftarrow 2$  lines had stronger  $\sigma$ -components than the  $\pi$ -components. Figure 1 shows the longitudinal alignment  $A_L = (I_\pi - I_\sigma) / (I_\pi + 2I_\sigma)$  at a certain time (the signal accumulation was over 0.1 ms) against the distance from the central chord. The heliumlike carbon line,  $J=1 \leftarrow J=2$ , also showed polarization.

We have constructed the atomic kinetic model for the purpose of interpreting our experimental data, the population-alignment collisional-radiative model.<sup>2</sup> In this model, to each ionic level two quantities are assigned, *i.e.*, the population and the alignment. The former quantity gives the intensity of the emitted line and the latter gives the polarization of this line. A set of rate equations is constructed for the populations and another for the alignments, and they are solved in the quasi-steady-state approximation. The cross sections relevant to polarization excitation are based on the calculation by Dr. G. Csanak.<sup>3</sup> We tentatively assume that the electron velocity distribution is expressed by different *temperatures* for the toroidal direction and the poloidal direction. The negative longitudinal alignments in Fig. 1 suggest that the poloidal temperature is higher than the toroidal one: the pancake-shaped distribution, but we are still unable to interpret quantitatively the result yet.



## 2. GAMMA-10 tandem mirror

The image of the plasma in the central part of the mirror machine was focussed on the vertical slit, and the image of this slit was polarization resolved by a calcite plate located just behind it and focussed by a lens on the entrance surfaces of the optical fibers aligned in two columns. Each of the five pairs of the optical fibers accepted the  $\pi$ - and  $\sigma$ -components of the radiation emitted from the same line of sight through the plasma. The other ends of the fibers are aligned in a line to fit the entrance slit of the monochromator. We thus obtained the polarization resolved spectrum for 5 locations of the plasma, each 7.5 mm apart. Figure 2 shows an example of the spectra for one location: The broad lines in the shorter

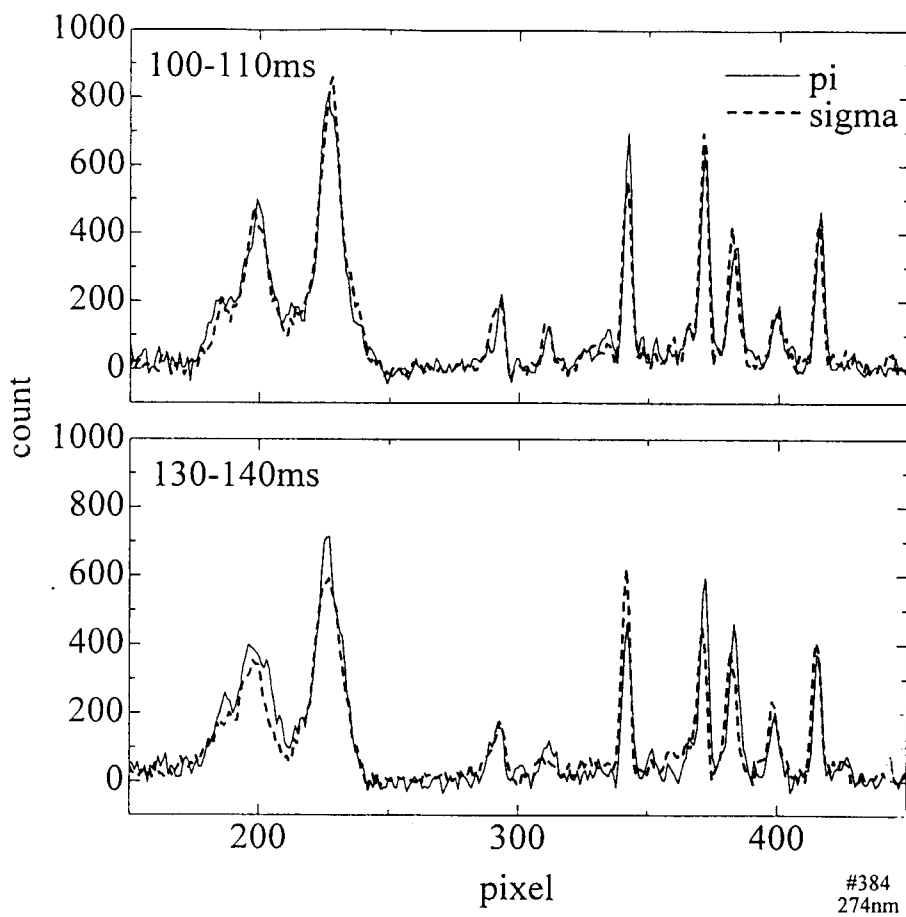


Fig. 2

wavelength side are the berylliumlike oxygen lines, which are the same as those presented in Fig. 1. The sharp lines in the longer wavelength region are those of singly ionized iron lines. The upper traces shows no polarization with the former lines in this time interval, but one of the iron lines shows substantial polarization. These lines are emitted from the different parts of the plasma; the oxygen lines from the central part and the iron lines from the peripheral part. It is suggested that, while the central part has an isotropic velocity distribution of electrons, the outer part has an anisotropic distribution, "shape" of which

changes with time (See the lower traces).

## 2. Soft x-ray laser<sup>4</sup>

A 3-cm long curved germanium target was irradiated by double laser pulse of 0.1 ns width separated by 0.4 ns. The irradiance of the second pulse was about  $3 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup>. The x-ray laser light was observed by a high resolution spectrometer with resolution of 0.6 nm/mm. The central 0.6 cm portion of the image of the 19.6 nm laser line ( $3s(J=1) \leftarrow 3p(J=0)$ ) went through a reflective linear polarizer, and focussed on the photographic plate. The polarizer was contained in a housing, which can rotate around the optical axis of the spectrometer. The relative transmittance of our detection system for the polarized components was calibrated by using the  $H_\alpha$  line of hydrogenlike carbon. In order to monitor the fluctuation of the laser output, a part of the laser line image was recorded simultaneously.

From the densitometer traces of the developed plates we determined the relative intensities of the polarized components in the directions parallel and perpendicular to the surface normal of the target. The intensity of the parallel component was 0.14, and that of the perpendicular component was 0.45: the polarization degree was -0.53.

The upper level of this laser line has  $J=0$ , and the spontaneous emission is never polarized. Thus, we conclude that this polarization is due to the population imbalance in the lower level among the three magnetic sublevels. From the observed gain coefficient and the estimated plasma parameters, we derived the magnetic sublevel populations to be  $(3s)_{mJ=0} = 2.6 \times 10^{14}$  cm<sup>-3</sup> and  $(3s)_{mJ=\pm 1} = 0.7 \times 10^{14}$  cm<sup>-3</sup>.

We performed the Monte Carlo simulation of the anisotropic radiation trapping of the resonance line between the laser lower level and the ground state. Due to the doppler decoupling, the optical thickness was smaller in the parallel direction than in the perpendicular direction. As its result, population imbalance was created in the 3s level. The result was approximately consistent with the above results.

## References

1. T. Fujimoto *et al.*, Phys. Rev. E **54**, R2240 (1996).
2. T. Fujimoto and S.A. Kazantsev, Plasma Phys. Control. Fusion **39**, 1268 (1997).
3. S. Grabbe and G. Csanak (private communication).
4. T. Kawachi *et al.*, Phys. Rev. Letters **75**, 3826 (1995).



# 13. CPA用レーザー結晶の高品質・大型化に向けての開発 Development of high quality large laser crystals for a CPA laser system

杉山 僚、福山裕康、桂山政道\*、安斎 裕\*、永井士郎

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター  
619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台8-1

\*三井金属 総合研究所  
362-0021 埼玉県上尾市原市1333-2

**Akira SUGIYAMA, Hiroyasu FUKUYAMA, Masamichi  
KATSURAYAMA\*,  
Yutaka ANZAI\*, and Shiro NAGAI**

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,  
Japan Atomic Energy Research Institute  
8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215, Japan

\*Corporate R&D Center, Mitsui Mining & Smelting Co., Ltd,  
1333-2 Haraichi, Ageo-shi, Saitama 362-002, Japan

Uniform doped concentration along growth direction of Nd<sup>3+</sup>:YAG crystal with 110mm length was successfully grown by the Czochralski furnace with a double crucible. The fluctuation of doped concentration was less than 4 %, nearly 1/4 of the Nd<sup>3+</sup>:YAG crystal grown by a conventional method. We also demonstrated direct bonding without the use of adhesive materials on Ti:sapphire laser crystals with a bonding surface dimension of 12mm x 6mm. The bonding surfaces were treated with chemical processes to clean up and to create a hydrophilic layer for hydrogen bonding in an atmospheric furnace. Successive heat treatment in a vacuum furnace transformed the hydrogen bonding into the direct bonding. From the observation by a transmission electron microscope (Hitachi: HF-2000), atomic level bonding was succeeded in the bonding surface. The performance of the bonded crystal was also tested by laser oscillation with a second harmonics of Q-switched Nd<sup>3+</sup>:YAG at a 20Hz repetition rate. In comparison with a normal laser crystal, there were no difference in output power or spatial profile in an input condition of 30mJ. The optical damaged threshold on the bonding surface was estimated over 660MW/cm<sup>2</sup>.

**Keywords: Laser Crystals, Nd<sup>3+</sup>:YAG, Ti:sapphire, Double Crucible,  
Crystal Growth, Czochralski Furnace, Direct Bonding, CPA Laser**

## 1. はじめに

極短パルス・ペタワット級超高ピーク出力レーザーには、長さが25cmのNd<sup>3+</sup>:YAGや直径が8cmのTi:sapphire光学結晶が必要不可欠である。これらのサイズは従来になく大型のものであり、また光学的にも優れた品質であることが要求されるが、このような結晶を現存技術で作ることは不可能である。高融点酸化物であるこれらの結晶は、粘性が高くかつ融液中でのドーパ濃度と結晶中でのドーパ濃度の比を示す偏析係数がNd<sup>3+</sup>:YAGでは0.17、またTisapphireでは0.1程度と小さいために光学活性イオンのNd<sup>3+</sup>やTl<sup>3+</sup>が結晶中に取り込まれに



適化が重要なポイントであった。Ti:sapphire結晶の場合には、150℃のリン酸で30分の処理が最適値だった。この方法は化学薬品を使うので、接合する結晶の大きさや形状が異なる際にも容易に対応することが可能である。次の工程では、接合面に異物の混入を防ぐためにクラス10以下の清浄雰囲気下でコンタクトさせる。続く3の工程では、大気炉によって水素結合を接合面内に形成させ、最終段階の4において、真空炉内でこの水素結合から脱水縮合反応により水を取り除き酸素原子を架橋とした直接接合に変化させる。この4での加熱温度は、結晶の融点の半分程度です。3の段階で接合にずれなどの不具合が生じた際には接合強度が数 $\text{kg/cm}^2$ 程度なので容易にはがすことができ、再度1に戻ってやり直すことが可能である。

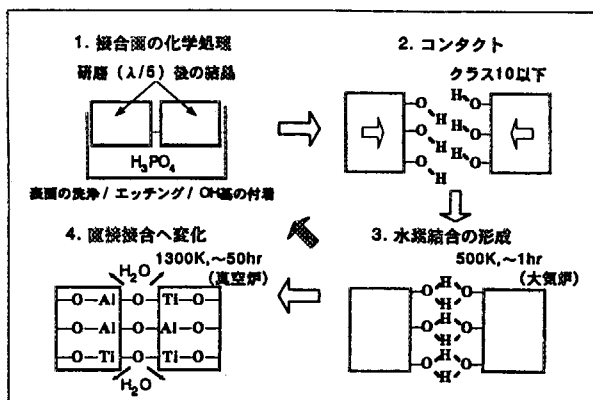
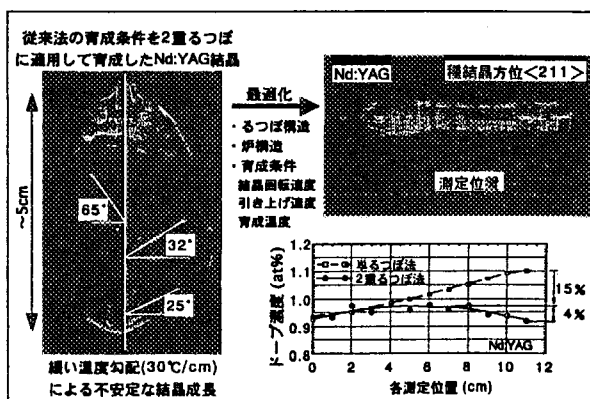


図2 Ti:sapphire結晶の直接接合法

### 3. 実験結果

#### 3.1 2重るつば法

図3に育成したNd<sup>3+</sup>:YAG結晶を示す。従来法の育成条件を2重るつばに適用して育成した結晶では、長さが5cm程度の結晶しか育成することができなかった。結晶の内部の直交偏光写真の観察から、成長角度が徐々に浅くなる傾向が判明した。これは、2重るつば内筒が熱の遮蔽板として作用した結果、内筒中央部の結晶成長部の温度勾配を緩めることが原因であると判断した。そこで、100℃/cmの温度勾配を得るためにるつば構造並びに炉構造を少しずつ変化させ、結晶回転速度15rpm, 育成速度0.5mm/hにて育成した結果、直径22mm, 直胴部長さ110mmのNd<sup>3+</sup>:YAG結晶の育成に初めて成功した。更に長尺方向のドーパ濃度変化をプローブ光の吸収によって測定した結果、4%と従来法の15%の4分の1程度に小さくできることがわかり、2重るつば法によって、高品質のNd<sup>3+</sup>:YAG結晶を育成することが可能になった。

図3 2重るつば法で育成したNd<sup>3+</sup>:YAG結晶

#### 3.2 直接接合法

この方法において、水素結合が直接接合に変化するかが問題であった。これを調べるために、結晶を接合後、破壊試験を行った。図4は、サンプルABを接合した結晶を破壊した結果である。接合面の周辺部は、はがれており、水素結合のままであるが、中央部は相手の組織をはぎ取った形で破壊した。従って、接合部の引っ張り強度は結晶内部の強度と等しいことから、直接接合化したと推測された。更に、透過型電子顕微鏡を用いた観察から、白い点で

示される結晶内部の原子が接合部においても良好に繋がっており、原子レベルの接合を確認

した<sup>[9]</sup>。また、この方法で接合した結晶の光学特性を調べてみた結果を図5に示す。接合した結晶に右側からプローブ光のHe-Neレーザー光を入射させた。未接合の場合には、出射面及び接合面からの反射による2つの明るいスポットが観察されるが、接合結晶では接合面からの反射光を観察できなかった。更に、この接合結晶と通常の結晶を用いたレーザー発振の比較試験を行った結果、同一の励起条件でそれぞれの結晶から得られたレーザー出力に差は見られなかった。またレーザービームの空間形状が均一であることから、光学的に問題となる歪みは、接合によって生じなかった。接合面の光破壊しきい値は、高出力用レーザー素子として十分使用出来る強度であり、直接接合法が新たなレーザー素子を創製するための一つの方法として活用できることを実証した。

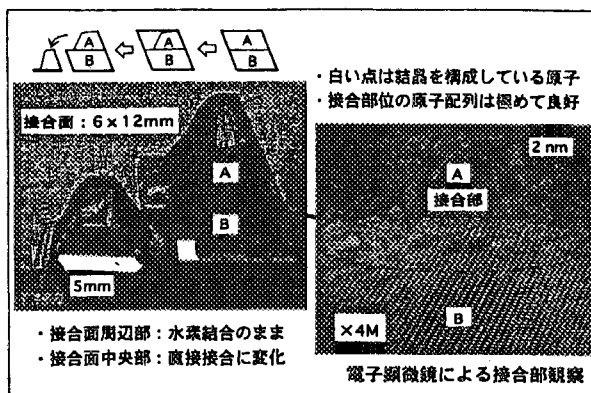


図4 接合結晶を破壊した結果

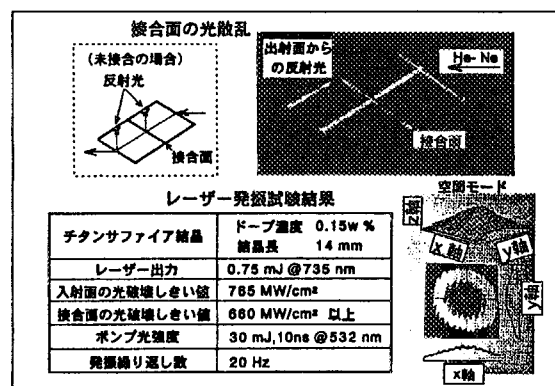


図5 接合したTi:sapphire結晶の光学特性

#### 4. 結論

2重るつば法により、直径22mm、直胴部長さ110mmのドーピング濃度が均一なNd<sup>3+</sup>:YAG結晶の育成に初めて成功した。また直接接合法によるTi:sapphire結晶の接合では、原子レベルの接合に成功し、高出力用レーザー素子として利用できることを実証した。今後は、ペタワット級CPAレーザー用結晶を目標に更に開発を進める。

#### 参考文献

- [1] 千川圭吾著、"バルク結晶成長技術"、培風館、p292 (1994)
- [2] 杉山、安斎、桂山、山崎、山岸、貴家、有澤、宅間、JAERI-Tech, 97-049 (1997)
- [3] A. Sugiyama, H. Fukuyama, T. Sasuga, T. Arisawa and H. Takuma, Appl. Opt. 37, 2407 (1998)
- [4] 杉山、"たゆまざる探究の軌跡"、日本原子力研究所、p27 (1999)
- [5] 桂山、土井、安斎、杉山、貴家、有澤、宅間、第45回応物学会講演会、30p-YN-7 (1998)
- [6] 桂山、安斎、杉山、貴家、有澤、宅間、第43回人工結晶討論会、1-A-1 (1998)
- [7] 桂山、安斎、杉山、永井、有澤、第44回人工結晶討論会、1-B-7 (1999)
- [8] 杉山、福山、貴家、有澤、特願平9-186662 (1997)
- [9] A. Nishimura, A. Ohzu, A. Sugiyama, et al., JAERI-Conf. 98-004, 136-138 (1998)



## 14. Ultrafast Molecular Processes in Intense Laser Fields

**Kaoru YAMANOUCHI<sup>a)</sup>, Akiyoshi HISHIKAWA, Atsushi IWAMAE, and Shilin LIU**

Department of Chemistry, School of Science, The University of Tokyo

7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0033, Japan

<sup>a)</sup>Author to whom correspondence should be addressed.

The momentum vector distributions of fragment ions produced through the Coulomb explosion of small polyatomic molecules such as CO<sub>2</sub> and NO<sub>2</sub> in intense laser fields (~1 PW/cm<sup>2</sup>) are measured by the mass-resolved momentum imaging (MRMI) technique. In the MRMI maps for the fragment ions produced from CO<sub>2</sub> and NO<sub>2</sub>, their ultrafast structural deformation both along the stretching coordinate and along the bending coordinate is identified. The ∠O-C-O angle distribution of CO<sub>2</sub> spreads significantly (FWHM ~40°), and the ∠O-N-O bond angle of NO<sub>2</sub> increases toward a linear configuration within the ultrashort duration of the laser pulse (~100 fs).

**Keywords : Intense-laser fields, Polyatomic molecules, Ultrafast structural deformation, Light-dressed states**

### 1. Introduction

When molecules are irradiated by the intense laser light whose magnitude is comparable with the valence electric-field in atoms and molecules, the phenomenon called the Coulomb explosion occurs, in which multiply charged atomic fragments having a large released momentum are produced [1-12]. The molecular Coulomb explosion in intense laser fields is known to exhibit two characteristic features, i.e. (i) ultrafast geometrical deformation occurring during the short laser-pulse duration, and (ii) anisotropic ejection of the atomic and molecular fragment ions representing the anisotropic preparation of the parent molecular ions with respect to the laser polarization direction.

Recently, in order to investigate the ultrafast nuclear dynamics of molecules in intense laser fields, we introduced a novel method called mass-resolved momentum imaging (MRMI) [2-8]. In the MRMI method, atomic and molecular fragment ions ejected with a large released momentum are detected by a time-of-flight (TOF) mass spectrometer, and the momentum as well as angular distributions of the ejected ion species are obtained by rotating the direction of the

laser polarization with respect to the detection axis of the TOF tube. Due to the high resolving power of our TOF mass spectrometer, atomic and molecular ions with different charge numbers are observed separately. The resultant momentum and angular distributions of the charged species are plotted either on the two-dimensional (2D) momentum plane as a contour map or in the form of three-dimensional (3D) intensity distribution on the momentum plane. By the analysis of the imaging maps, it becomes possible to extract geometrical structure of molecules just before the Coulomb explosion, from which we discuss the ultrafast geometrical deformation occurring within an intense laser pulse.

In the present report, by referring to our recent studies of ultrashort dynamics of  $\text{CO}_2$  and  $\text{NO}_2$  intense laser fields using the MRMI approach, we describe how the information of the geometrical deformation is extracted from the MRMI maps.

## 2. Experiment

The details of our experimental set-up were presented previously [2-8]. Briefly, femtosecond laser pulses at  $\lambda \sim 800$  nm generated by a mode-locked Ti-sapphire laser were introduced into a regenerative amplifier system to obtain high-power short-pulsed laser light at a repetition rate of 10 Hz. After a pulse compression, a laser-pulse duration of 100 fs was achieved with a total energy of up to 50 mJ/pulse.

The laser beam was focused by a quartz lens onto a skimmed pulsed molecular beam of a sample gas in the region between the extraction parallel repeller plates of a linear TOF mass spectrometer.

In our TOF mass spectrum with typical mass resolution of  $m/\Delta m \sim 620$ , ion species with different charge numbers were resolved well with no temporal overlap. The TOF mass spectrum with a high S/N ratio was obtained by accumulating the spectra for  $\sim 1 \times 10^3$  laser shots using a digital oscilloscope at a 1 GHz sampling rate. When the pulsed valve was not operated, the background pressure in the main chamber was  $2 \times 10^{-8}$  Torr and that in the TOF tube was  $1 \times 10^{-8}$  Torr. During the experiment, the pressure in the main chamber was kept sufficiently low in order to avoid the space charge effect.

For constructing the MRMI maps, the TOF mass spectra were taken at different laser polarization angles by rotating the laser polarization using a zero-order half-wave plate, which



was introduced after the pulse compression stage of the regenerative amplification system. The half-wave plate was rotated manually or automatically with a small angle interval of  $\sim 6^\circ$ .

### 3. Spread of bond angle distribution in $\text{CO}_2$

We investigated the  $(p, q, r)$  Coulomb explosion processes of  $\text{CO}_2$ , i.e.,  $\text{CO}_2^{z+} \rightarrow \text{O}^{p+} + \text{C}^{q+} + \text{O}^{r+}$  ( $z = p+q+r$ ), at the field intensity of  $1.1 \text{ PW/cm}^2$  [6]. The observed MRMI maps for the fragment atomic ions,  $\text{C}^{q+}$  ( $q = 2, 3$ ), exhibited an elliptical pattern substantially extending perpendicular to the laser polarization with a peak at the zero momentum, indicating that the  $\text{C}^{2+}$  and  $\text{C}^{3+}$  ions gain only small released momenta even though they are formed from the highly charged parent ions, and that they are ejected more preferentially in the direction perpendicular to the laser polarization vector.

From the detailed analysis of the MRMI maps, it was found that (i) the bond length  $R(\text{C-O})$  determined exhibits a gradual increase as  $z$  increases, which is consistent with the recent studies of diatomic molecules,  $\text{N}_2$  and  $\text{NO}$ , and triatomic molecules,  $\text{NO}_2$  and  $\text{H}_2\text{O}$  in an intense laser fields and (ii) the Gaussian width  $\sigma_\gamma$  of the bond angle distribution becomes  $\sigma_\gamma = 50 \sim 30^\circ$  for  $z = 3 \sim 9$ . Considering the mean amplitude of bending,  $\sigma_\gamma = 12.5^\circ$ , in the ground vibrational level of the  $\tilde{X}^1\Sigma_g^+$  state of neutral  $\text{CO}_2$ , the present results clearly show that a substantially broad  $\gamma$  distribution centered at the linear configuration is induced in the intense laser field.

The observed broad  $\gamma$  distributions were interpreted by the laser-induced population transfer to an excited state having a bent equilibrium; i.e., the linear ground and the excited bent state are coupled strongly by the intense laser field to form a significant avoided crossing resulting in a pair of adiabatic light-induced potential energy surfaces.

### 4. Bent-to-linear deformation of $\text{NO}_2$

We also investigated the three-body  $(p, q, r)$  Coulomb explosion processes of  $\text{NO}_2$ , i.e.,  $\text{NO}_2^{z+} \rightarrow \text{O}^{p+} + \text{N}^{q+} + \text{O}^{r+}$ , at the field intensity of  $1.0 \text{ PW/cm}^2$  [7]. The observed MRMI maps for the fragment atomic ions,  $\text{N}^{q+}$  ( $q = 2, 3$ ), have a substantially elongated pattern with two peaks at large released momenta ( $\sim 200 \times 10^3 \text{ amu m/s}$ ) in the perpendicular direction to the laser polarization. A closer inspection of the MRMI map of  $\text{N}^{2+}$  revealed that the momentum distribution extends substantially along the coordinate perpendicular to the laser polarization

toward the center of the map from the peaks at  $\sim 200 \times 10^3$  amu m/s. The probability distribution at the zero momentum reaches about a half as large as that for the two peaks.

The increase in the probability distribution at the linear configuration is more clearly seen in the MRMI map of  $N^{3+}$ , where the momentum distribution is almost flat along the horizontal axis with the highest peak located at the zero momentum region. The observed momentum distribution of  $N^{q+}$  ( $q = 2, 3$ ) could also be regarded as a direct evidence for a substantial deformation of  $NO_2$  induced by the intense laser field not only along the stretching coordinate but also along the bending coordinate.

### Acknowledgements

The authors thank Drs. Kennosuke Hoshina and Mitsuhiro Kono for their valuable discussion and assistance in the experiments. The present work has been supported by the CREST (Core Research for Evolutionary Science and Technology) fund from Japan Science and Technology Corporation.

### References

- [1] A.D.Bandrauk, *Molecules in Intense Laser Fields*, New York: M. Dekker Pub., 1993.
- [2] A.Hishikawa, A.Iwamae, K.Hoshina, M.Kono, and K.Yamanouchi, *Chem. Phys. Lett.* **282**, 283 (1998).
- [3] A.Hishikawa, A.Iwamae, K.Hoshina, M.Kono, and K.Yamanouchi, *Chem. Phys.* **231**, 315 (1998).
- [4] A.Hishikawa, A.Iwamae, K.Hoshina, M.Kono, and K.Yamanouchi, *Res. Chem. Intermed.* **24**, 765 (1998).
- [5] A.Iwamae, A.Hishikawa, and K.Yamanouchi, *J. Phys. B*, in press.
- [6] A.Hishikawa, A.Iwamae, and K.Yamanouchi, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1127 (1999).
- [7] A.Hishikawa, A.Iwamae, and K.Yamanouchi, *J. Chem. Phys.* **111**, 8871 (1999).
- [8] S.Liu, A.Hishikawa, A.Iwamae, and K.Yamanouchi, unpublished.
- [9] C.Cornaggia, D.Normand, and J.Morellec, *J. Phys. B: At. Mol. Opt.* **25** 415 (1992).
- [10] J.H.Posthumus, J.Plumridge, P.F.Taday, J.H.Sanderson, A.J.Langley, K.Codling, and W.A.Bryan, *J. Phys. B: At. Mol. Opt.* **32** L93 (1999).
- [11] J.H.Sanderson, A.El-Zein, W.A.Bryan, W.R.Newell, A.J.Langley, and P.F.Taday, *Phys. Rev. A* **59**, R2567 (1999).
- [12] E.Constant, H.Stapelfelt, and P.B.Corkum, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4140 (1996).



# 15. パルス X 線の生物作用

## Biological Effects of Pulse X-rays

篠原邦夫

東京大学医学部放射線研究施設

113-0033 東京都文京区本郷 7-3-1

Kunio SHINOHARA

Radiation Research Institute, Faculty of Medicine, The University of Tokyo

7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0033, Japan

Time sequence on the biological effects of X-rays was reviewed with respect to cell death. When cells were exposed to X-rays, interaction between X-rays and biological materials in cell begins with physical processes ( $10^{-18}$ - $10^{-12}$  sec), followed by chemical ( $10^{-12}$ -1 sec) and biological processes (1 sec-). The use of pulse X-rays will reveal the dependence of biological response on the dose rate of X-rays. In biological processes, cell death was modified by biological repair functions at the dose rates from 0.095 Gy/hr to 7 Gy/min. Above this dose-rate range, no significant change in the nature of the survival curve has been reported to the dose-rate up to  $10^9$  Gy/sec. Direct and indirect actions of X-rays are known in biological effects of X-rays. Detailed study of these processes using chemical scavengers showed that more than 90% of biological effects were removable by externally introduced chemicals. This evidence suggests that chemical processes play an important role on cell killing by X-rays. To study this role, ultrashort-pulse X-rays from laser-produced plasmas may be greatly helpful since pulse X-rays at the dose-rate of shorter than  $10^{-12}$  sec becomes available.

**Keywords : Time sequence of radiation effects, Cell death, Chemical scavenger,  
Dependence on the dose-rate, Laser-produced plasma X-rays**

### 1. はじめに

X 線の生物作用は、X 線が生体内の細胞構成分子と相互作用することに始まり、細胞内における一連の変化の後、細胞致死作用あるいは突然変異誘発となって現れる。この細胞レベルにおける変化がさらに個体レベルに及び、発がん、不妊、個体の死の形で増幅される。また、生命の進化にも影響を及ぼすと考えられている。ここでは、このような広範囲にわたる生物作用の中でも重要な生物作用の一つである細胞致死作用に焦点を絞った。

X 線が細胞と相互作用をする場合の時間経過は、細胞の構成元素の励起あるいは電離（物理的過程、 $10^{-18}$ - $10^{-12}$  秒）に始まり、フリーラジカルの生成とその作用（化学的過程、 $10^{-12}$ -1 秒）を経て、生体分子の傷害とその修復から細胞の死（生物的過程、1 秒-）へと経過していく[1]。パルス X 線の利用は、そのような時間経過の中で細胞内における変化の解析および細胞死を左右する

要因の解析に適していると考えられる。ここでは、X線の細胞致死過程における時間的要因について解説し、パルスX線の利用の位置づけとその利用の現状について紹介したい。

## 2. 細胞死の定義と検出方法

細胞死を分類すると、発生学におけるプログラム細胞死、最近話題のアポトーシスとそれ以外の細胞死を総称的に示すネクローシスに分けることができる。この分類は必ずしも統一されたものではないが、参考になる。プログラム細胞死は、発生過程におけるある時点で、それ以前に必要であった細胞を殺し、新規に必要な細胞の増殖を促進するための機能と考えて良い。従って、個体の時計にプログラムされていて、その時が来ると発動して細胞を殺す。おたまじゃくしが蛙になる時にその尻尾の細胞を殺して再吸収するのはその一例である。

放射線による細胞死は、アポトーシスとネクローシスが該当する。アポトーシスは、1972年にKerrらが提唱した概念である[2]。彼らは、従来ネクローシスと呼んできた細胞の崩壊の中で、病理学的に様子が異なる状態があるという認識のもとに、その状態の細胞死をアポトーシスと呼ぶことを提唱し、その生理的な意義について論及した。その後、アポトーシスの生化学的な指標として細胞核内DNAのヌクレオソーム単位への切断が明らかとなり、またその生理的な細胞死としての位置づけが確立されるとともに、多くの分子生物学者の注目を集め、現在は生物学におけるトピックの一つとなっている。

細胞死の判定法としては、その子孫細胞形成能力の喪失（コロニー形成能の消失）と、膜の透過性の変化（色素排除能の喪失）が代表的なものである。放射線の生物作用の検討においては、被曝した細胞が2-3世代分裂増殖した後に、その系譜の細胞全体が死滅する場合があることが良く知られており、このような影響を含めた放射線致死作用の判定には、コロニー形成法が用いられる。また、コロニー形成法は、その判定に10日以上を要するため、被曝直後の変化を追跡する方法として、色素排除能試験が良く利用される。

## 3. アポトーシスとネクローシス

2種類の培養細胞MOLT-4（ヒトT細胞型白血病由来）とM10（マウス白血病細胞由来）のコロニー形成法によるX線感受性は非常に近い。この両者の色素排除能試験では、M10細胞の時間経過が遅く、大きな違いがある。この両者の形態変化を検討し、一方（MOLT-4）が、アポトーシス、他方（M10）がネクローシスとなっていることを明らかにした[3]。この結果は、同程度のX線的作用であっても、細胞側の生物学的な応答の違いによって、細胞死の形態が異なることを示している。すなわち、X線の生物作用の解析には、物理的な性質ばかりでなく、生物側の特性の違いも十分に考慮する必要があることが明らかとなった。この生物学的な反応の違いを明らかにすることは興味深い今後の課題である。

## 4. 直接作用と間接作用

放射線の生物作用には、直接作用と間接作用の2種類が知られている。直接作用がX線と（生体の生存に重要な）生体高分子（標的）との直接の相互作用に端を発する相互作用であるのに対し、間接作用は、その他の分子（主に水分子）との相互作用によって吸収されたエネルギーが間接的に生体高分子の傷害へと波及し、細胞死へとつながる場合である。例えば、細胞内の重要な標的はDNAであるが、直接作用は、放射線による直接のDNA損傷を意味する。また、間接作用は、具体的には、細胞内の水分子と放射線との相互作用によって形成されたラジカルが様々な過

程を経て DNA 損傷を誘起する場合である。従って、X 線による細胞致死作用を理解する上では、直接作用は、その標的分子へのエネルギー吸収を考慮すれば良いが、間接作用の場合には、水分子のラジカルと標的分子との相互作用いかえると化学的過程が関与してくる。

生物作用のうち、直接作用と間接作用の比率を検討するには、外部からラジカルスカベンジャを導入する方法がある。我々は、HeLa（ヒト子宮頸癌由来の培養細胞）細胞の培養液にジメチルスルフォキシド（DMSO）あるいはシステアミンを投与して X 線あるいは  $\gamma$  線の細胞致死作用に対する防護効果における投与薬剤の濃度依存性を明らかにした [4]。この濃度依存性の検討では、DMSO あるいはシステアミンそれ自体の細胞毒性が出てくるために、高い濃度で検討することは難しい。そこで、その点を検討する方法として、可能な濃度（毒性の低い濃度）で求めた結果を逆数プロットで外挿する方法を利用した。この方法では、濃度の逆数のゼロは濃度の無限大を意味し、その時の防護率は、最大防護率の逆数いかえると、投与薬剤による除去可能な傷害、すなわち化学的過程の関与した傷害の寄与率の逆数を示している。厳密には、DMSO とシステアミンでその作用に違いがあり、DMSO では水分子に起因するラジカルの除去作用が主であるが、システアミンの場合にはその作用に加えて、標的分子に水素を付加する反応による防護作用も知られている。表 1 にその結果を示す。DMSO の作用には、X ( $\gamma$ ) 線のエネルギー依存性がみられ

表 1. DMSO およびシステアミンによる放射線細胞致死作用の防護率 (%)

	150kV X 線	$^{60}\text{Co}$ $\gamma$ 線
ジメチルスルフォキシド	73.1	88.2
システアミン	93.0	89.4

るが、システアミンではその差はみられない。この結果は、DMSO が OH ラジカルの除去であり、水の放射線分解に起因した OH ラジカルの作用は、X ( $\gamma$ ) 線のエネルギーが低い場合には少なくなることを示している。一方システアミンは、直接作用の一部の傷害にも防護効果を示すが、表 1 の範囲では X ( $\gamma$ ) 線のエネルギーによる差は見られない。しかもその値は 90%前後である。いかえると、放射線の生物作用の 90%は、化学的過程の関与する作用であることが明らかとなった [4]。

## 5. パルス X 線の作用

X 線の細胞致死作用が、その線量率に依存することは古くから知られていた [5]。線量率が、0.095Gy/hr から 7Gy/min の間で、線量率が上昇するに従って、細胞致死作用が高くなる。その理由は、細胞の生物学的対応、すなわち細胞が持つ損傷の修復あるいは傷害からの回復能力等に依存している。線量率が 7Gy/min 以上では、細胞致死作用の線量率依存性は見られていない。現在までのところ、 $10^9$ Gy/sec の線量率まで、検討されているが、その生物作用は、0.01Gy/sec の場合と重なるという報告 [6] がある。この時使われた線源は、電子線で、パルス幅は 3nsec であった。このパルス幅は、X 線の生物作用の時間経過を考慮すると、化学過程が十分に進行している状態を意味する。前述のように、放射線の生物作用は主に間接作用、見方をかえると化学過程の関与する割合が 90%前後である。近年超高強度レーザーの開発が進み、サブピコ秒のレーザープラズ

マ X 線の発生が可能となった。この X 線を利用すれば、従来検討不可能であった、超高線量率 X 線の生物作用の検討もできる。我々は、大阪大学レーザー核融合研究センターとの共同研究で、この実験を開始した [7,8]。予備実験の結果は、これまでのデータの延長線上で推論される作用（すなわち線量率効果を示さない細胞致死作用）とは異なる作用を示唆している。今後の検討に期待したい。

## 6. まとめ

X 線の生物作用の中でも細胞致死作用について、その作用の時間経過の観点から全体を概観した。細胞側の応答における分子機構の解明は、アポトーシスの概念の導入とともに重要な課題の一つとなっている。一方線量率依存性の研究は、これまで線量率を十分に高くできなかったため、修復・回復といった生物学的な応答の関与が中心的な役割を担った生物作用の研究が中心であった。最近になって、サブピコ秒の超高強度レーザーが開発され、パルス幅がピコ秒以下の X 線源の利用が可能になったことによって、細胞致死作用の大半に関与する化学過程の影響を十分に検討することが可能となることが期待される。この研究は今まさに始まったばかりであるが、今後の発展に期待したい。

## 参考文献

- [1] J. キーファー（代谷次夫監訳），放射線生物学（シュプリンガー・フェアラーク東京，1993）
- [2] J.F.R. Kerr, A.H. Wyllie and A.R. Currie, Br. J. Cancer **26**, 239 (1972)
- [3] H. Nakano and K. Shinohara, Radiat. Res. **140**, 1 (1994)
- [4] K. Shinohara, H. Nakano and H. Ohara, Acta Oncologica **35**, 869 (1996)
- [5] E.J. Hall, Radiobiology for the radiologist 2nd edition (Harper & Row Publishers, Inc., 1978)
- [6] H.B. Michaels et al., Radiat. Res. **76**, 510 (1978)
- [7] 篠原邦夫他，レーザー研シンポジウム'98 共同研究成果報告書（大阪大学レーザー核融合研究センター，1998）p.274.
- [8] 篠原邦夫他，レーザー研シンポジウム'99 共同研究成果報告書（大阪大学レーザー核融合研究センター，1999）p.95.



## 16.

## デフォーマブルミラーを用いたレーザー光の波面補正

## Closed loop wavefront correction using deformable mirror for laser beam

赤岡克昭、丸山庸一郎、有澤孝

E-mail: akaoka@apr.jaeri.go.jp

日本原子力研究所 関西研 光量子科学研究センター

619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Katsuaki AKAOKA, Yoichiro MARUYAMA and Takashi ARISAWA

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

The laser beam with wavefront distortion can't be focused. The wavefront distortion of ultra-high peak power laser is increased by the thermal effect. For compensation of the wavefront of such a laser beam, we developed a closed loop wavefront control system consisting of a Shack-Hartmann type wavefront sensor and a deformable mirror. As a result of the experiments, the root mean square of the wavefront distortion was reduced to less than 1/10 of the original.

**Keywords:** Wavefront control system, Deformable mirror, CPA laser,

## 1. はじめに

超短パルス幅・超高ピーク出力チタンサファイアレーザーは、高強度のポンプレーザーにより励起されるため、光学結晶や光学部品の熱歪が大きくなる。更に、出力が増大するに従って、使用する結晶や光学系も大きくなり、結晶や光学素子自身が持つ幾何学的不均一性による歪みも増大する。このような熱や不均一性による歪みによって、そこを透過するレーザー光の波面は乱され、十分に集光することができなくなる。このため超高ピーク出力レーザーの特徴である集光時の電磁場の強度を上げることができず、超高強度場科学等に必要の強度を達成できない。このような超短パルスレーザー光の波面の乱れを特殊なマイクロレンズを使ったシャックハートマン型波面センサーで測定し、このデータをもとにデフォーマブルミラーの表面形状を歪みと逆方向に変形させることによって乱れを補正するシステムを開発した。更に、これをパルス幅100fsのチタンサファイアレーザー光等の波面制御に適用し、レーザー光のパルス幅を変えることなく、波面の乱れを波長の1/10以下に制御することを可能にした。

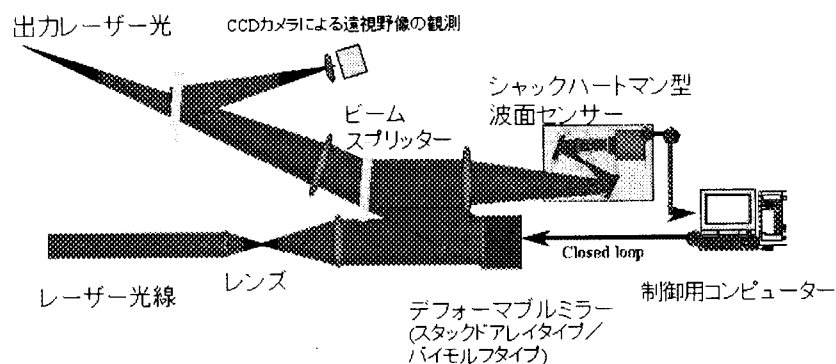


図 1 波面制御システム

## 2. 波面制御システム

図 1に示すように、波面制御システムは、レンズによってデフォーマブルミラーの有効径まで広げられ、反射されたレーザー光の一部をビームスプリッターで取り出し、その波面をシャックハートマン型波面センサーで測定する。制御用コンピューターはセンサーで計測された波面を目的の波面に変形させるための制御パラメータを計算し、それに

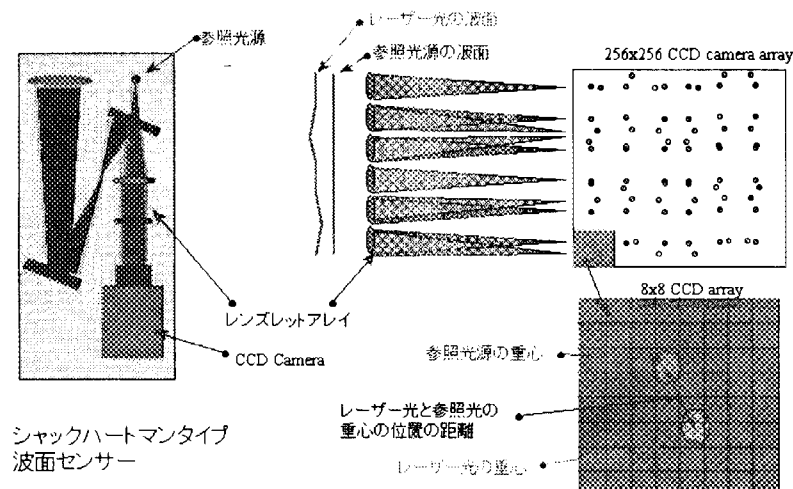


図 2 波面センサー

基づきデフォーマブルミラーの表面形状を変化させ、クローズドループ制御を行う。シャックハートマン型センサーは図 2に示すようにレンズが作る焦点の2次元的な位置の変化が波面の傾きに比例することを利用したものであり、我々の使用したシャックハートマン型センサーは32x32個の小さなレンズを平面状に並べたマイクロレンズアレイとCCDカメラにより構成される。このマイクロレンズアレイに入射した参照平面波と測定するレーザー光はCCDカメラ上に集光され、その焦点の重心位置の距離と方向の違いを計算することにより波面の傾きを求め、その傾きを積分することにより波面を再構築する。我々は、図 3に示すような2種類のデフォーマブルミラーを使用して試験を行った。一つは、ミラーの裏面に格子状に配置された8x8(=52個)のアクチュエータを駆動することによりミラーの表面形状を変化させるスタックドアレイタイプデフォーマブルミラー、もう一つはバイモルフと呼ばれる2枚のピエゾプレートを極性が逆向きになるように貼り合わせ、それをミラーの裏面に同心円状に13個、配置したバイモルフタイプミラーである。

## 3. 実験結果

まず、He-Neレーザー光の波面を補正することにより波面制御システムのパフォーマンスを測定した。その結果、両タイプのミラーとも2～3回の制御で目的の波面を再生できること、それぞれ8Hz, 13.5Hzの繰り返し数で制御できることを確認した。また、スタックドアレイタイプ

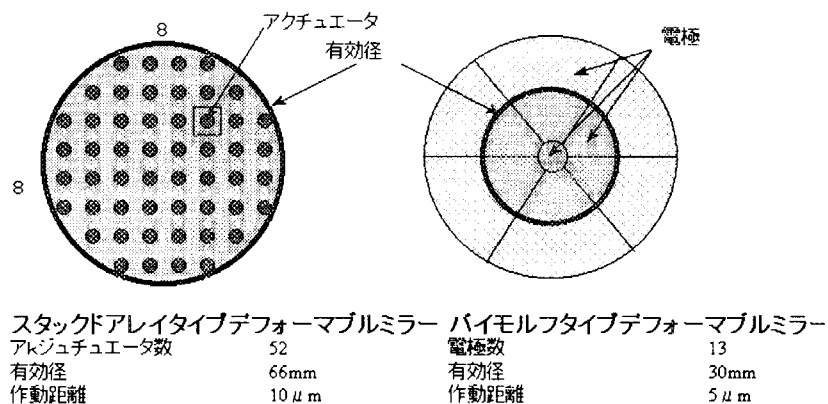


図 3 デフォーマブルミラー



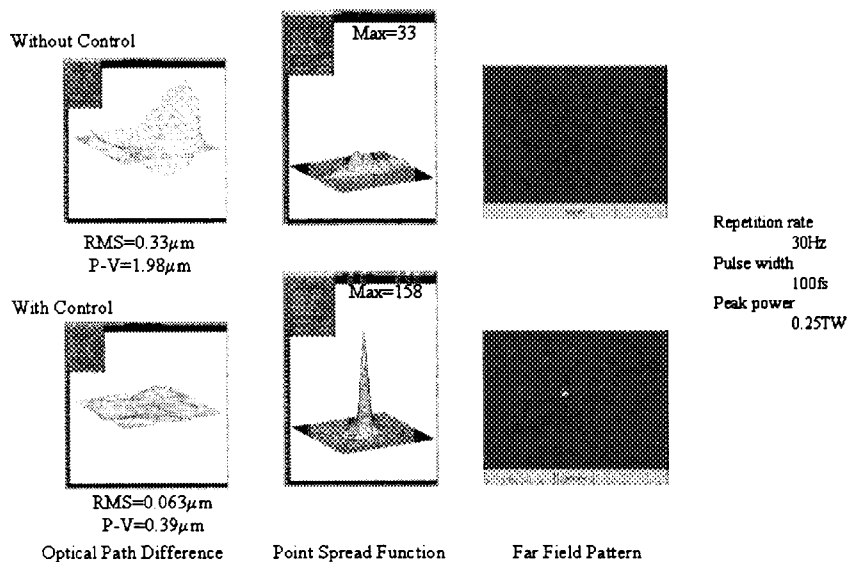


図 4 100fs 短パルスレーザーの波面補正例

ファイアレーザー光の基本波に適用した結果、そのパルス幅を変化させることなく、図4に示すように、レーザー光の波面をP-V値で $1.98 \mu\text{m} (>2\lambda)$ から $0.39 \mu\text{m} (<1/2\lambda)$ へ、RMSで $0.33 \mu\text{m} (>1/3\lambda)$ から $0.063 \mu\text{m} (<1/10\lambda)$ へ改善し、集光強度を約5倍に高めることができた<sup>3)</sup>。

#### 4. その他の応用・利用方法

本波面制御システムは、当初、原子法レーザーウラン濃縮において高温のウラン蒸気中にレーザー光を長距離伝播させる目的で開発したものであり、その適用方法は通常、レーザー光を平面波などの目的の波面に予め制御してウラン蒸気中に入射することにより、レーザー光の長距離伝播を実現する。しかしながら、媒質の近共鳴効果の影響やウラン蒸発時の熱的な変動によるウラン蒸気の密度変化等により、伝播途中のレーザー光の波面が変化する<sup>4)</sup>。従って、先の方法ではレーザー光が媒質を通過する時に受ける波面の乱れを補正することができず、長距離伝播を実現することができない。そこで、図 5 のように媒質を通過途中のレーザー光の一部をビームスプリッター等で取り出し、その位置における波面を測定し、媒質入射前に置いたデフォーマブルミラーで媒質自身の影響による波面の乱れを補正することにより、レ

デフォーマブルミラーを用いたシステムにおいて、LD 励起全固体Nd:YAGレーザー光の2倍高調波に適用した結果、レーザー光の波面の平面波からのずれをP-V値で $0.96 \mu\text{m} (>1\lambda)$ から $0.12 \mu\text{m} (<1/5\lambda)$ へ、RMSで $0.41 \mu\text{m} (>1/2\lambda)$ から $0.041 \mu\text{m} (<1/10\lambda)$ へ改善し焦点での集光強度を約5倍に改善することに成功した<sup>2)</sup>。更に、バイモルフタイプデフォーマブルミラーを用いたシステムを100fs、0.25TWのチタンサ

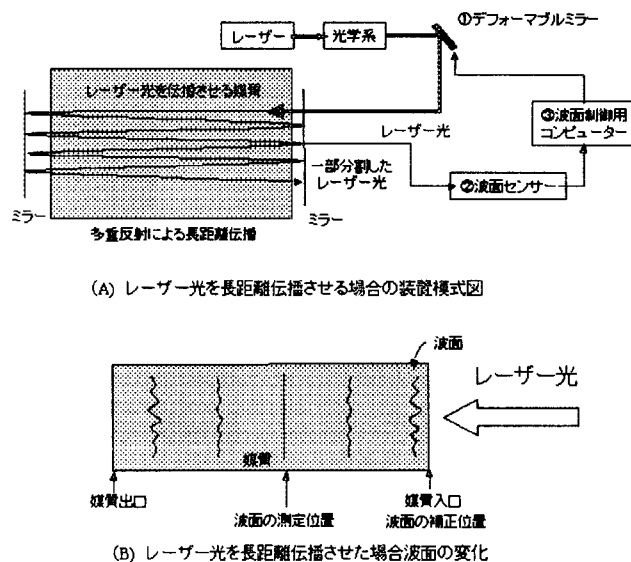


図 5 原子法レーザーウラン濃縮への応用例

レーザー光を長距離伝播を実現することが可能になる<sup>5)</sup>。

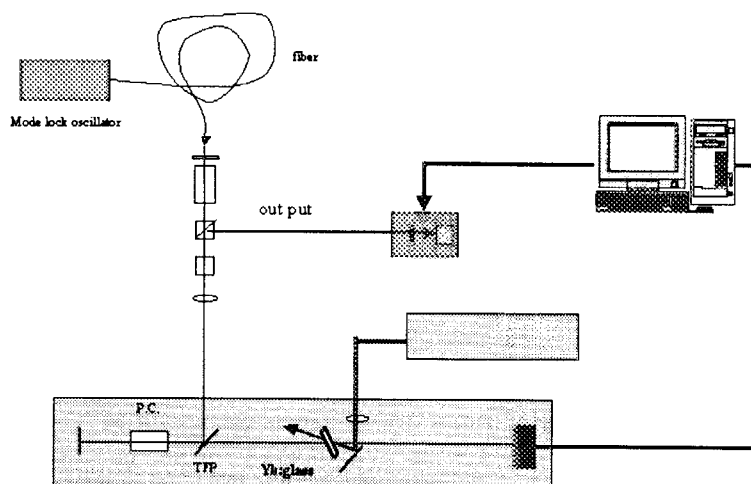


図 6 CPA レーザーシステムの共振器内への応用例

このように、デフォーマブルミラーと波面測定器との間に波面を歪ませる原因となる媒質を挟むことにより、媒質による歪を積極的に除去することが可能である。例えば、Yb:glassレーザーのように強励起可能なCPAレーザーシステムに適用することを考えれば、図 6に示すように共振器内にデフォーマブルミラーを組み込み、出力レーザー光の波面を測定することにより、レーザー光の波面を補正し、出力強度並びに、レーザー光品質を向上させることが可

能である。

## 5. おわりに

我々が構築した波面補正システムは現在、制御繰り返し数13Hz、波面制御能力としてRMSで $1/10\lambda$ を達成し、CWレーザーから、短パルスレーザーまでさまざまなレーザーに適用できることを実証した。今後、本波面補正システムを使用して、レーザー光の集光強度を高め、超高強度場科学研究に利用するほか、強励起のレーザーシステム、原子法レーザー同位体分離等に応用されることが期待される。

## 参考文献

- 1) Y. Maruyama et al, OSA TOPICS on Advanced Solid State Lasers Vol.1, 369, (1996)
- 2) K. Akaoka, Y. Maruyama and T. Arisawa, SPIE Vol.2986, 55, (1997)
- 3) K. Akaoka, S. Harayama, K. Tei, Y. Maruyama and T. Arisawa, SPIE Vol.3265, 219, (1998)
- 4) K. Akaoka, I. Wakaida and T. Arisawa, SPIE Vol.2375, 72, (1995)
- 5) 赤岡克昭、丸山庸一郎、有澤孝、特願平10-254926



## 17.

## Yb 系レーザー固体材料強励起光源の特性

## Characteristics of a High Energy Pump Source for Yb Laser Materials

○宇佐美 力、大図 章、西村 昭彦

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Tsutomu USAMI, Akira OHZU, Akihiko NISHIMURA

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

Characteristics of a flashlamp pumped Ti:sapphire laser for high intense optical pumping of Yb materials was investigated. Emission spectra from the flashlamp was measured by a multi channel spectrometer. Emission below 400 nm was filtered by UV filters. Output energy of 6J/pulse at 800 nm and 2J/pulse at 910 nm were obtained constantly. Wide tuning performance from 730 to 950 nm was demonstrated with the use of a prism and an etalon in the cavity. An efficient UV-visible solid state converter, a broadband quartz birefringent filter and an acoust optic tunable filter would be effective for improving the output energy and the efficiency.

Keywords : Flashlamp pumping, Ti:sapphire laser, Yb laser materials, Wavelength tuning, UV cut plastics filter

## 1 はじめに

光量子科学研究の誕生の時点において、CPA レーザーの新固体材料として Yb 系固体レーザーの可能性が指摘されている<sup>[1]</sup>。理由は、Yb 系固体材料は Nd 系固体材料に比べて量子効率が高い、励起準位の寿命が長い、長寿命の Al フリー半導体レーザーを直接励起光源に使える等の利点があるためである。とりわけガラスは幅広い吸収・蛍光スペクトルを有するため、超短パルス増幅に適している。しかしながら、室温ではレーザー発振の下準位に熱分布が生じるために、媒質全体を強励起し再吸収を防ぐことが重要である。このためには高エネルギーパルスを発生できる励起光源が必要となる。

Ti:sapphire は機械強度及び熱伝導率に優れており、波長可変レーザー固体材料の中でも 660 ~ 1180nm にわたる最も広い発振波長範囲をもつ<sup>[2]</sup>。このため、レーザー発振等の基礎研究では吸収帯領域として 900 ~ 975nm を有する Yb 系固体材料の励起光源として用いられる。西村等は、Yb 系固体材料の強励起のために、フラッシュランプ励起の Ti:sapphire フリーランニングレーザーを開発した<sup>[3]</sup>。これまで行ってきたフラッシュランプ励起の Ti:sapphire フリーランニングレーザーの開発<sup>[4]</sup>は、Ti:sapphire の 3  $\mu$ s という短い上準位寿命に対応した短パルス放電であるが、これとは異なり、このレーザーは半導体レーザーの QCW 発振の模擬のためのロングパルス放電

を目的としている。このロングパルス放電によりジュールレベルの高エネルギーパルスの発生が可能となり、Yb ガラスの高出力 CPA 実験が可能となった。本報告では、開発した Ti:sapphire フリーランニングレーザーの性能として、フラッシュランプの発光特性と出力特性等についての試験結果と改良点について述べる。

## 2 レーザー装置

図 1 にレーザー装置の構成を示す。発振実験は、共振器の Output Coupler と Rear Mirror が 800nm 用の場合、900nm 用の場合、共振器内にエタロンやプリズムを入れた場合で行い、エタロンや Rear Mirror の角度を微調整することで波長選択を行った。Output Coupler は中心波長と反射率がそれぞれ 800nm で 50%、920nm で 70% のものを用い、Rear Mirror は中心波長と曲率半径がそれぞれ 767nm で 10m、947nm で 10m のものを用いた。図 2 にはレーザーヘッドの断面を示す。Ti:sapphire ロッドとフラッシュランプはアルミナセラミック製楕円型拡散反射鏡内部を流れる循環水で冷却されている。ロッドは長さ 190mm、直径 8mm、Ti 含有濃度 0.1wt%、F.O.M. (Figure of Merit ; 514nm と 800nm における吸収係数の比) 600 の高品質のものを用いた。ロッドとランプの間には、ランプの発光に含まれる紫外光を除去するためのプラスチックフィルターとガラスフィルターを設けた。

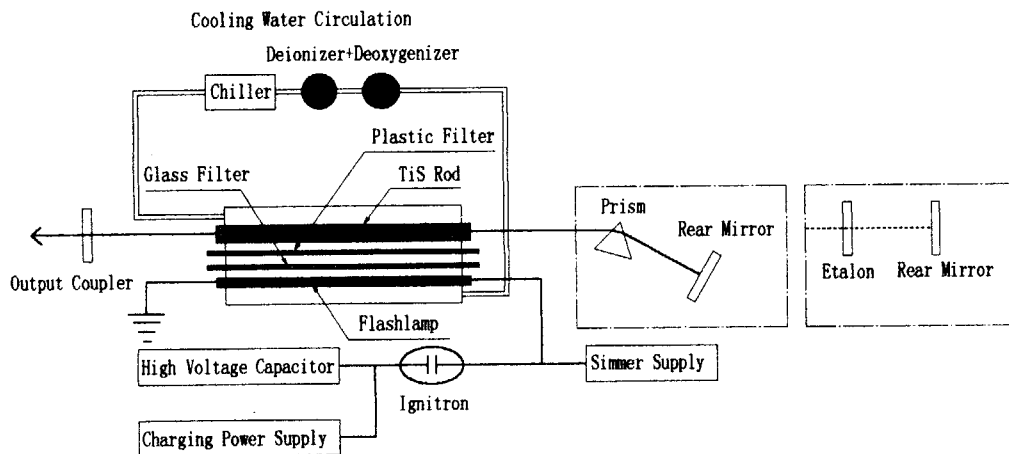


図 1 実験装置の構成

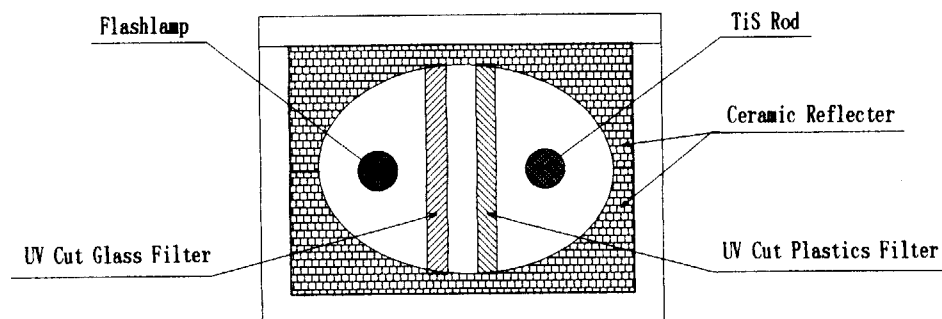


図 2 レーザーヘッド断面図

### 3 実験結果

#### 3.1 Xe フラッシュランプの発光スペクトル

図 3 に Xe フラッシュランプの発光スペクトルを示す。820~930nm 付近には  $f-f$  遷移の連続スペクトルの合成されたものに、励起原子から放出された Xe ガス特有の強い放射が現れている。この放射は温度が高くなると相対的に弱くなり目立たなくなる。さらに、温度上昇により可視領域の波長に対する強度変化が激しくなる。この発光スペクトルは太陽光に似た連続スペクトルになっている。

一般に、フラッシュランプの放電電圧を高くすると短波長（紫外光）側に発光スペクトルがシフトするが、ここでは顕著なシフトは見られなかった。これは放電電圧の増加量が少なかったためだと思われる。

#### 3.2 UV カットフィルター

Ti:sapphire ロッドの励起において、Ti:sapphire の吸収領域以外の波長の光はロッドにダメージを与える原因となる。その光を除去するために UV カットフィルターを用いた。

図 4 に UV カットフィルターの除去特性と Ti:sapphire の吸収スペクトルを示す。UV カットフィルターを入れた結果、入れる前に比べて紫外光を約 95% 除去した。Ti:sapphire の吸収スペクトルに重ねてみると、有害光が大幅に除去されたことがわかる。

実験後、レーザーヘッド内の UV カットフィルター（プラスチック製）には斑点状の焦げや溶けた跡、くもりがフィルター全面に発生していた。これは紫外光が UV カットフィルターを透過する際に吸収され、熱に変わったためである。

#### 3.3 出力発振特性

出力エネルギーは波長に依存する。図 5 は 800nm 用共振器による 800nm 近傍の 5 つの波長についての出力特性を示す。また、図 6 は 900nm 用共振器の場合の 3 つの波長に対する出力特性を示す。出力の低下は、各共振器ミラーの中心波長から離れるほど激しい。入力エネルギーに対する出力エネルギー効率は 800nm 時で 0.6%、900nm 時で 0.2% であった。図 5 で、800nm、760nm、820nm の 3 つのケースに注目すると、入力エネルギーが 800J までは出力エネルギーが直線的に増加するのに対して、800J を超えると飽和の傾向を示している。

#### 3.4 出力の波長依存性

図 5、6 から、各共振器ミラーの中心波長から離れるほど出力がかなり小さくなっており、フラッシュランプへの入力エネルギーが小さいと出力が得られないことがわかる。図 7 には出力の波長依存性を示す。フラッシュランプ入射エネルギーは 914J である。共振器内にプリズムを用いることで 730~950nm という広範囲で波長選択を行うことができた。しかしながら、850nm 付近では出力低下のためにグラフに谷ができています。また、プリズムを用いた場合、連続的に波長選択が行えず、一旦レーザー発振を止めて波長選択を行う必要がある。

図 8 に 910nm 発振でのレーザー発振光の半値全幅 (F.W.H.M. ; Full Width at Half Medium) を示す。フラッシュランプ入射エネルギーを変えても半値全幅は約 5.3nm で一定になり、フラッシュランプ入射エネルギーに依存しないことがわかった。

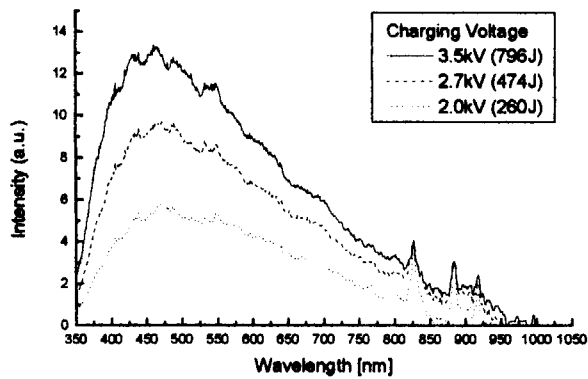


図3 フラッシュランプ発光の放電電圧依存性

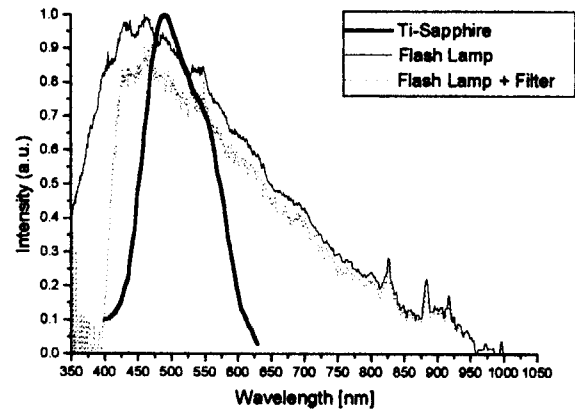
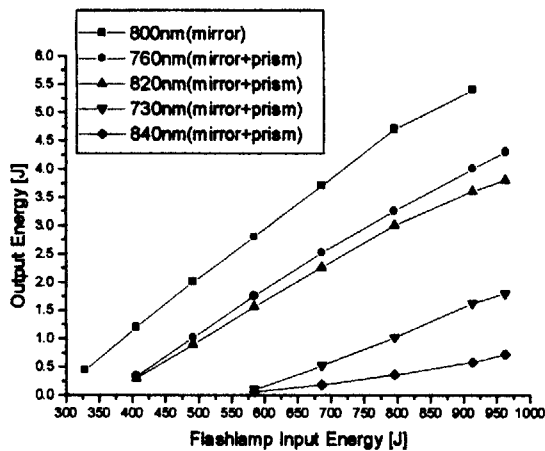
図4 UV カットフィルターの除去特性と  
Ti:sapphire の吸収スペクトル

図5 800nm 用共振器のレーザー出力

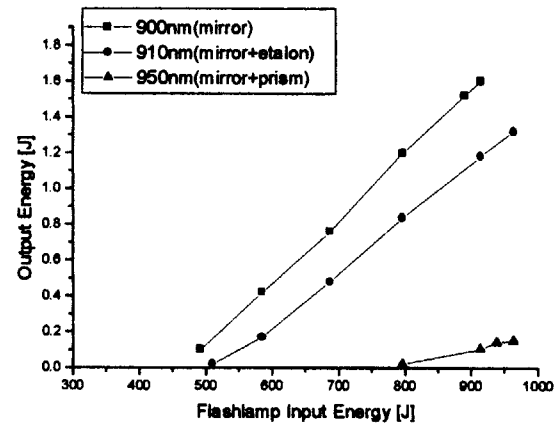


図6 900nm 用共振器のレーザー出力

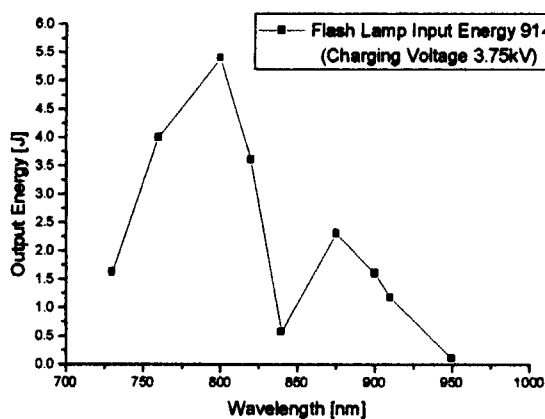


図7 出力の波長依存性

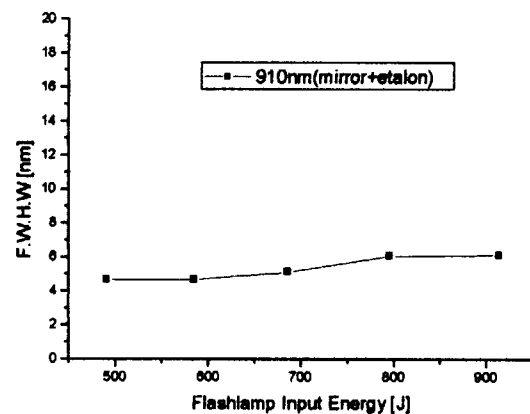


図8 レーザー発振光の半値全幅

#### 4 今後の展開

本レーザー装置の発振試験の結果、今後の Yb 系固体材料の励起試験に用いるためには下記の改良を行うことが必要である。

#### 4.1 励起効率の改善

フィルターに吸収された光を熱ではなく、Ti:sapphire 励起に有効な 500nm 近傍の光に変換するのが UV 変換ガラスフィルターである。これにより、UV カットプラスチックフィルターへのダメージを減らすとともに、Ti:sapphire をさらに強く励起することができる。これまでのフラッシュランプ励起 Ti:sapphire レーザーの開発では、紫外光を可視光に変換するにはレーザーロッドの周囲を包むように色素を含む溶媒を流すことが試みられた<sup>[6]</sup>。この方法では高濃度の色素を使い変換効率を高めることが可能と思われるが、保守性は極めて悪くなる。保守性の観点からは固体材料が望ましい。紫外光から可視光に変換する固体材料としては、蛍光灯やカラーテレビのブラウン管に用いられている希土類発光材料がある<sup>[6]</sup>。Eu<sup>3+</sup>は赤色、Tb<sup>3+</sup>は緑色、Tm<sup>3+</sup>は青色の線状スペクトルを示す。また、Ce<sup>3+</sup>と Eu<sup>2+</sup>は分散させる母材により、青色から赤色にかけて幅広いスペクトルを示す。変換材料として実用化されているものとしては、Ce<sup>3+</sup>を含むガラスがある。フラッシュランプ励起 Ti:sapphire レーザーの開発においても、当初はこのガラスをフラッシュランプの管壁材料とした 2 重管ランプを使用した。2 重管ランプは製作が困難であり機械精度が望めないことから、本実験では通常の単管のランプを使用した。実用性を考えると、ランプには単管のものをいい、ロッドとランプの間に入れるフィルターに高性能の変換フィルターを使用することが望ましい。変換フィルターに望まれる特性としては、変換効率の他に発光寿命がある。本装置の発光寿命は 150  $\mu$ s であるため、これより発光寿命の短いものが必要である。

ゼオライトに Nd イオンを均一に分散させることで濃度消光を防ぎ、レーザー特性を高める研究が行われている<sup>[7]</sup>。この手法を用いて Cu イオンを石英ガラスに分散させることで紫外光を励起でき、可視領域で発振するガラスレーザー材料としての可能性がある<sup>[8]</sup>。この Cu イオンを分散させた石英ガラスは紫外領域である 200~400nm に強い吸収帯を持ち、500~600nm に強い発光スペクトルを持つという特長がある。これまでの研究では、Kigre 社製 KTF-2 が有効として報告されているが、変換により生じた可視光はフィルター自身の吸収と表面反射等による損失とほぼ同等であり、実質的には紫外光の除去にしか役立っていない<sup>[9]</sup>。上記の Cu イオンを石英ガラスに分散させた材料等、一層高効率の変換材料の開発が期待される。

#### 4.2 波長選択機構の改良

現在、ブリュースター角に設定した 5~6 枚の水晶波長板を回転させることにより、波長選択を行うことができる広帯域複屈折フィルター (Birefringent Filters : BRF) という波長可変レーザー用内部共振器型光学素子が市販されている<sup>[10]</sup>。これにより、機械的に波長選択を行うことができる。また、共振器内に光音響波長可変フィルター (Acoust Optic Tunable Filter : AOTF) を設け、この音響素子をドライブする超音波の周波数と強度 (RF パワー) を変えることによって、レーザーの発振波長と出力を変化させることができる装置も市販されている。これにより制御用コンピューターから電気信号によって直接制御し、レーザーの発振波長ばかりでなく、その出力もプログラム制御できる<sup>[11]</sup>。

### 5 終わりに

Ti:sapphire フリーランニングレーザーの特性を調べ、以下のことが明らかになった。

#### (1) フラッシュランプの最適化

紫外光はフラッシュランプの放電電圧に依存し、放電電圧の上昇とともにその影響は大きくなる。それに伴い悪影響も増え、紫外光はTi:sapphire ロッドばかりでなくフィルターにもダメージを与え、出力エネルギーの低下を引き起こす。

そこで、フラッシュランプとUVカットフィルター間にUV変換フィルターを入れ、紫外光をTi:sapphireに有効な500nm近傍の光に変換すればTi:sapphireをより強励起でき、UVカットフィルターへのダメージも減らすことができる。

## (2) 波長選択方法

プリズムやエタロンを使うことで、Yb ガラスや Nd ガラス等を励起するには十分な波長範囲を得られる。しかしながら、使用する各共振器ミラーの発振可能な波長端での出力低下は著しく、また、波長選択にかかる時間等を考慮した場合、他の波長選択方法を取り入れた方がよりスムーズに実験を進めることができる。

## (3) シミュレーターとしての Ti:sapphire レーザー

910nm 発振でレーザー発振光の半値全幅は約 5.3nm で一定となった。一方、半導体レーザーは高出力運転を行うと発振波長が長波長側にシフトする特性があり、みかけの半値全幅は 6~8nm 程度に広がることが報告されている<sup>[12]</sup>。本レーザーの半値全幅はこれより狭く、高出力半導体レーザーのシミュレーターとして十分である。しかしながら、Yb 系固体材料の中でも Yb:YAG などの吸収スペクトル幅が狭い材料については十分ではなく、改良を必要とする。

## 6 謝辞

大阪大学レーザー核融合研究センターの藤本 靖氏にはゼオライトに Nd イオンを均一に分散させることで濃度消光を防ぎ、レーザー効率を高める研究についての貴重な資料をお送り頂きました。ここに深く感謝致します。

## 7 参考文献

- [1] “光量子科学の誕生と未来像”，監修 科学技術庁 原子力局, pp.78~81, 平成 8 年 10 月.
- [2] Jeff Hecht, The Laser Guidebook 2nd edition, McGraw-Hill Inc., p.427, 1992.
- [3] A.NISHIMURA, A.OHZU, Y.MARUYAMA, T.ARISAWA, H.TAKUMA, J.NEES, S.BISWAL, G.MOUROU, E.ERICSON, S.OWADA, S.SATOU, SPIE Vol.3265, p.223~241, 1998.
- [4] A.Hoffstadt, et al, SPIE Vol.2698, pp.87~100, 1996.
- [5] W.Koechner, Solid-State Laser Engineering, Springer Series in Optical Sciences, p.77
- [6] 西村 俊夫, 蛍光体・レーザ材料を支える希土類金属, 日本の科学と技術 '87/レアメタル, p.62
- [7] 藤本 靖 等, 第 1 回 光量子シンポジウムプロシーディング, P4-20
- [8] Y.FUJIMOTO, M.NAKATSUKA, JOURNAL OF LUMINESCENCE, p.213~219, 1997.
- [9] 中村 真毅, 緑川 克美, 小原 實, 豊田 浩一, レーザー研究, vol.24, p.83~91, 1996.
- [10] 株式会社 光学技研, 「広帯域複屈折フィルター」資料より
- [11] フォトンチューニング株式会社, 「光音響素子による波長可変の原理」資料より
- [12] 菅 博文, 神崎 武司, 宮島 博文, 伊藤 之弘, 晝馬 輝夫, 山中 正宣, 近江 雅人, 桐山 博光, 中井 貞雄, レーザー研究, vol.23, p.65~75, 1995.





## 18. Transient Collisional Excitation X-ray Laser with Thin Foil Targets

Masataka KADO, Akira SASAKI, Tetsuya KAWACHI, Noboru HASEGAWA, Momoko TANAKA, Kenjiro TAKAHASHI, Kouta SUKEGAWA, Keisuke NAGASHIMA, Akira NAGASHIMA, and Yoshiaki KATO

Advanced Photon Research Center, JAERI Kansai  
8-1-1-2 Umemidai, Kizuchō, Kyoto 619-0215 Japan

The transient collisional excitation x-ray laser scheme with thin foil metal targets has been proposed. This scheme has higher laser energy efficiency and less x-ray laser refraction effect and makes possible to generate shorter x-ray wavelength with a compact table-top sized laser system. The electron temperatures of plasmas heated with a short pre-pulse and short main pulse have been calculated with 1D hydrodynamic code and obtained electron temperature higher than 1keV with 20J laser energy. X-ray laser propagation is also calculated with gain guiding effect.

**Keywords:** X-ray laser, Transient collisional excitation, Thin foil target, X-ray laser propagation

### 1. INTRODUCTION

The x-ray lasers have a potential to apply for many fields like medical, biology, semiconductor technologies. There are many experimental studies generating x-ray laser radiation presented<sup>1-17</sup>. However only few applications of x-ray lasers have been reported<sup>18</sup> because high power laser drivers are needed to generate x-ray lasers. Most of those works were done with large laser facilities for laser fusion project<sup>1-9</sup>. Recently generations of x-ray laser radiation with a compact table-top laser system have been reported<sup>10-16</sup>. However there are no experimental results reported x-ray wavelength shorter than 10nm. Considering of application for biological imaging x-ray wavelength around "water window (2.3nm-4.3nm)" will be needed. Several hundreds to kilo joule energy are needed to generate such short wavelength x-ray lasers. In order to generate shorter x-ray laser radiation with a compact table-top sized laser system, high laser energy efficiency and high x-ray laser gain coefficient are the most important issues. For the solid target cases most of absorbed laser energy propagate into cold region of the solid density area and only a few percent of incident laser energy contribute to heat plasmas. Furthermore the long plasma density scale length ( $\sim 100\mu\text{m}$ ) for the solid target case makes difficult the laser energy deposition onto high electron density area ( $\sim 10^{21}/\text{cm}^3$ ) which will be needed to obtain high x-ray laser gain coefficient. Another issue to be solved is the problem of the x-ray laser refraction due to electron density gradient. The refractive index is higher at low electron density area and the generated x-ray laser is refracted to outward and effective gain length becomes short. The electron density gradient is even steeper at the high electron density area needed to generate shorter x-ray laser wavelength.

We have proposed to use thin foil metal targets with irradiation of double short pulse lasers for achieving both of high laser energy efficiency and high x-ray laser gain coefficient. Thin foil metal targets is irradiated with a pre-pulse of pulse duration 1ps. The laser pulse duration is much shorter than the plasma expanding time. The collisional excitation rate is much higher than as usual because the electron density is nearly solid density through the ionization process. The most ions are ionized to Ni-like or Ne-like ions during the short laser pulse duration. The electron temperature reaches to over 1keV and the plasma then expands quickly and the electron temperature also drops. The three-body recombination rate is low enough to keep Ni-like or Ne-like ionization stage for more than 100ps time period. When the peak electron density becomes  $1 \times 10^{21}/\text{cm}^3$ , which is adequate to generate x-ray laser at the density peak, the plasma is heated with a short main pulse of duration 1ps. Most of the laser energy is absorbed near the critical density and the energy transport to the high density area. The electron temperature of the density peak climb up to over 1keV again and produce population inversion. The density peak area has a flat electron density gradient and the refraction effect of the generated x-ray laser radiation is small. The calculation results show that the only 20J laser energy is needed to achieve those processes.

### 2. ELECTRON TEMPERATURES HEATED WITH DOUBLE SHORT PULSES

The electron temperatures of plasmas heated with short pulse lasers were calculated with 1D hydrodynamic code. Silver thin foil targets were irradiated with a pre pulse of pulse duration 1ps and laser intensity  $1 \times 10^{16} \text{W/cm}^2$  and a main pulse of pulse duration 1ps and laser intensity  $1 \times 10^{15} \text{W/cm}^2$ . The time separation of those pre and main pulses were changed according to the target thickness. The timing of the main pulse was adjusted to the time that the peak electron density reached to the critical density  $1 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$ . The electron temperature of plasma heated with the pre pulse rose to over 1keV in the pulse duration and dropped to 10eV in 100ps. The plasma expanded to the scalelength  $10 \mu\text{m}$ , which was 10 times smaller than the size for solid targets. The main pulse heated the cooled plasma again up to 1keV and the absorbed laser energy transported to the peak density region in a few pico seconds. The energy was used to excite electrons to produce population inversion rather than ionization. The gain efficient was estimated larger than  $100 \text{cm}^{-1}$ .

Shown in Figure 1 is the target thickness dependence of the electron temperature of plasmas heated with a pre and main pulses. Closed circles and triangles are the peak electron temperatures heated with the first pulse (pre pulse) and the second pulse (main pulse), respectively. The targets for these calculations were Silver foils and the thickness was varied from  $0.025 \mu\text{m}$  to  $0.2 \mu\text{m}$ . The electron temperature due to the main pulse was higher than that due to the pre pulse in spite of that the laser intensity of the main pulse is one order smaller than the intensity of pre pulse. The absorption rate was higher for the main pulse due to the long plasma scalelength and also some energy of the pre pulse were used for plasma expansion.

The electron temperatures decreased rapidly from 2keV to 1keV as the target thickness increased from

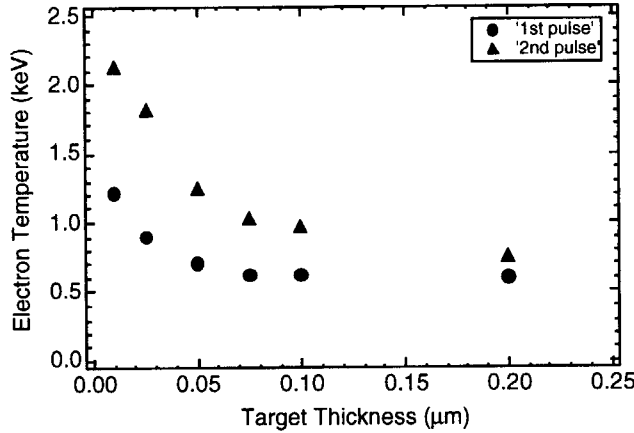


Fig.1. Target thickness dependence of the electron temperature of the plasmas heated with pre pulse and main pulse to produce x-ray laser radiation. The target material is Silver. Solid circles are with pre pulse and solid triangles are with main pulse.

$0.025 \mu\text{m}$  to  $0.1 \mu\text{m}$ . This was due to the target mass increase which was needed to be heated. The electron temperature decrease became very slow the target thickness thicker than  $0.1 \mu\text{m}$  and reached to 700eV which was the electron temperature for the solid targets with same irradiation. From the result the target thickness  $0.2 \mu\text{m}$  is considered to be solid targets. The requirement of the electron temperature to generate x-ray laser shorter than 10nm wavelength is or more after the second pulse. In order to obtain the x-ray laser radiation shorter than 10nm wavelength the target thickness thinner than  $0.1 \mu\text{m}$  will be needed.

### 3. X-RAY LASER PROPAGATION THROUGH LASER MEDIA

X-ray laser propagation through laser medium is also very important to obtain short wavelength x-ray laser since the electron density is high enough for the x-ray laser refraction to be essential. To avoid the x-ray refraction the flat electron density profile is desirable. In the case of the thin foil targets electron density profile becomes horse-back shape and the flat density profile will be obtained if the x-ray laser is generated at the top of the electron density. The x-ray laser propagation through the gain medium was calculated with laser propagation

$$\left[ 2i\omega_0 \left( \frac{\partial}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial z} \right) + c^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} \right] E = 4\pi \frac{\partial J}{\partial t} = \omega_{pe}^2 E, \quad \omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e}{n_{cr}}} \quad (1)$$

$$I(z + \Delta z) = I(z) \exp(g \times \Delta z) \quad (2)$$

equations. In the calculation the gain guiding effect is also included. Equation (1) is the laser propagation equation and equation (2) is the equation for the gain guiding effect. Where  $n_e$  is the electron density obtained with the 1D hydrodynamic code and  $n_{cr}$  is the electron critical density, here  $n_{cr}$  is  $5 \times 10^{24} \text{cm}^{-3}$  for Ni-like Ag 4d-4p transition (14nm).  $I$  is the x-ray laser intensity and  $g$  is the gain coefficient.

Shown in Figure 2 is the gain coefficient dependence of the propagation distance of x-ray lasers. Also dependence of the target thickness and x-ray laser beam diameter has been plotted. The target thickness was varied from  $0.025 \mu\text{m}$  to  $0.1 \mu\text{m}$ . Closed points show the results of x-ray laser beam diameter  $5 \mu\text{m}$  and open points show the results of x-ray laser beam diameter  $10 \mu\text{m}$ . For the case of the target thickness  $0.1 \mu\text{m}$  and

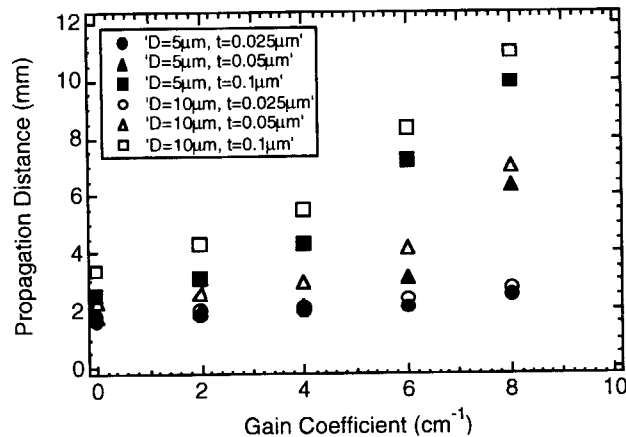


Fig.2. The gain coefficient dependence of the propagation distance. The target thickness varied from  $0.025 \mu\text{m}$  to  $0.1 \mu\text{m}$ . Closed points show the results of x-ray laser beam diameter  $5 \mu\text{m}$  and open points show the results of x-ray laser beam diameter  $10 \mu\text{m}$ .

$0.05 \mu\text{m}$  the x-ray laser propagation distance increases rapidly with increase of gain coefficient. It is due to that the x-ray laser refraction effect is relatively small for the thicker target and the gain guiding effect is stronger than the x-ray laser refraction. For the target thickness  $0.025 \mu\text{m}$  the x-ray laser refraction becomes stronger than the gain guiding effect and propagation distance did not change with the gain coefficient.

#### 4. SUMMARY

In summary the x-ray laser pumping driver laser has been developed with Ti:sapphire front end and Nd:glass main amplifiers. This hybrid system has performance of short pulse duration 1ps and high energy 20J output. This system has two beam lines and each beam line produce long pre pulse and short main pulse. The pulse duration of the pre pulse can be changed from 1ps to 1ns and pulse separation of those pre and main is also changeable. This hybrid laser system will be used to produce x-ray laser radiation with the transient gain scheme.

We also proposed the new transient gain scheme with thin foil metal targets to achieve short wavelength x-ray laser operation. Using of thin foil targets improves the laser energy efficiency and reduces the x-ray laser refraction coupled with x-ray laser gain guiding effect. The laser energy efficiency was improved two times for the target thickness  $0.05 \mu\text{m}$  compared with solid targets. The x-ray laser propagation distance was improved five times due to the gain guiding effect with the target thickness  $0.1 \mu\text{m}$ . The calculation results showed that the optimum target thickness will be  $0.05$  to  $0.1 \mu\text{m}$ .

#### References

1. B. J. MacGowan, L. B. DaSilva, D. J. Fields, C. J. Keane, J. A. Koch, R. A. Rondon, D. L. Matthews, S. Maxon, S. Mrowka, A. L. Osterheld, J. H. Scofield, G. Shimkaveg, J. E. Trebes, and R. S. Walling, *Phys. Fluids* **B4**, 2326, 1992.
2. B. J. MacGowan, S. Maxon, P. L. Hagelstein, C. J. Kean, R. A. London, D. L. Matthews, M. D. Rosen, J. H. Scofield, and D. A. Whelan, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2157, 1987.
3. B. J. MacGowan, S. Maxon, C. J. Keane, R. A. London, D. L. Matthews, and D. A. Whelan, *J. Opt. Soc. Am.* **B5**, 1858, 1988.
4. B. J. MacGowan, S. Maxon, L. B. DaSilva, D. J. Fields, C. J. Keane, D. L. Matthews, A. L. Osterheld, J. H. Scofield, G. Shimkaveg, and G. F. Stone, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 420, 1990.

5. B. J. MacGowan, L. B. DaSilva, D. J. Fields, C. J. Keane, S. Maxon, A. L. Osterheld, J. H. Scofield, and G. Shimkaveg, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2374, 1990.
6. R. Kodama, D. Neely, Y. Kato, H. Daido, K. Murai, G. Yuan, A. MacPhee, and C. L. S. Lewis, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3215, 1994.
7. H. Daido, R. Kodama, K. Murai, G. Yuan, M. Takagi, H. Takabe, Y. Kato, S. Nakai, I. W. Choi, and C. H. Nam, *Opt. Lett.* **20**, 61, 1995.
8. J. Nilsen and C. Moreno, *Opt. Lett.* **20**, 1386, 1995.
9. Y. Li, G. Pretzler, P. Lu, and E. E. Fill, *Phys. Rev. A* **53**, R652, 1996.
10. Y. Nagata, K. Midorikawa, S. Kubodera, M. Obara, H. Tashiro, and K. Toyoda, *Phys. Rev. Lett.* **71**, pp3774-3777, 1993.
11. D. V. Korobkin, C. H. Nam, and S. Suckewer, *Phys. Rev. Lett.* **77**, pp5206-5209, 1996.
12. B. E. Lemoff, G. Y. Yin, C. L. Gordon III, C. P. J. Barty, and S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **74**, pp1574-1577, 1995.
13. P. V. Nickles, V. N. Shlyaptsev, M. Kalachnikov, M. Schnurer, I. Will, and W. Sandner, *Phys. Rev. Lett.* **78**, pp2784-2751, 1997.
14. J. Dunn, A. L. Osterheld, R. Shepherd, W. E. White, V. N. Shlyaptsev, and R. E. Stewart, *Phys. Rev. Lett.* **80**, pp2825-2828, 1998.
15. Y. Li, J. Nilsen, J. Dunn, and A. L. Osterheld, *Phys. Rev. A* **58**, ppR2668-R2671, 1998.
16. J. Dunn, J. Nilsen, and A. L. Osterheld, *Opt. Lett.* **24**, pp101-103, 1999.
17. J. Zhang, M. H. Key, P. A. Norreys, G. J. Tallents, A. Behjat, C. Danson, A. Demir, L. Dwivedi, M. Holden, P. B. Holden, C. L. S. Lewis, A. G. MacPhee, D. Neely, G. J. Pert, S. A. Ramsden, S. J. Rose, Y. F. Shao, O. Thomas, F. Walsh, and Y. L. You, *Phys. Rev. Lett.* **74**, pp1335-1338, 1995.
18. J. E. Trebs, K. A. Nugent, S. Mrowka, R. A. London, T. W. Barbee, M. R. Carter, J. A. Koch, B. J. MacGowan, D. L. Matthews, L. B. DaSilva, G. F. Stone, and M. D. Feit, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 588, 1992.



# 19. 荷電交換再結合を用いた X 線レーザー X-ray Laser by use of Charge Exchange Recombination

河内 哲哉

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

**Tetsuya KAWACHI**

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

8-1 Umemidai Kizu-cho, Soraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

The gain coefficients of Balmer- $\alpha$  and Lyman- $\alpha$  lines of hydrogenlike carbon plasma are calculated by use of collisional-radiative (CR) model. In this calculation, we include the effect of charge exchange recombination (CXR) process between the fully stripped carbon ions and the neutral helium atoms. Calculated result shows that the substantial enhancement of the gain coefficient due to the CXR process is expected.

keywords : Plasma spectroscopy, Collisional-radiative model,  
Charge exchange recombination, Recombining plasma laser

## 1. はじめに

軟 X 線レーザーの研究は、主に電子衝突励起法と再結合プラズマ法を用いて行われている。このうち再結合プラズマ法は、 $\Delta n = 1$  または 2 ( $n$  は主量子数) の遷移がレーザー発振する可能性を持ち、軟 X 線レーザーの短波長化を狙う上で比較的低価のイオンを用いることができること、すなわちドライバーレーザーのサイズを小さくできる可能性があるという長所を持つ。

しかしながら同時に再結合プラズマレーザーは原理的な困難さを持っている。イオンの再結合の素過程としては、輻射再結合、三体再結合、二電子性再結合等があるが、軟 X 線レーザー媒質として用いられるような電子密度の比較的高いプラズマでは、これらの素過程が単独にイオンの再結合を支配するというよりもむしろ、これら再結合素過程と励起状態間の衝突励起および脱励起を通じて励起準位に実効的な占有密度 (以下、ポピュレーションと呼ぶ) が形成され、それらの準位から基底状態への衝突または輻射による脱励起が実質的な再結合過程となる。これは衝突輻射 (CR) 再結合と呼ばれている[1]。更に、電子温度の低いプラズマでは、励起状態にあるイオンがプラズマ中の電子を捕獲し二電

子励起状態に実効的なポピュレーションを形成するようになり、二電子励起状態を経由する自動電離や、衝突または輻射による脱励起過程により励起イオンは実効的に脱ポピュレーションしてしまう[2-4]。そのため再結合プラズマレーザの利得係数を上げるためにプラズマの温度を下げても上記の過程によって励起状態のポピュレーションの上昇は頭打ちになり、結果として大きな利得係数が期待できないという事になる。

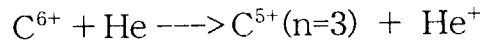
プラズマ中の多価イオンの持つ大きなポテンシャルエネルギーを、再結合プラズマレーザとして有効に用いるためには、上に述べた二電子励起状態を経由する自動電離過程や、励起状態からの CR 再結合と競合するような速い過程を用いてレーザ線準位にポピュレーションを供給する必要がある。

多価イオンと中性原子間または、多価イオンと低価のイオン間の荷電交換再結合(CXR)は、1) 再結合後のイオンの励起状態に選択性がある事。(例えば衝突エネルギー100 eV/amu 近辺の  $C^{6+}$  と He の衝突では  $C^{5+}$  の  $n=3$  が生成し、 $Al^{11+}$  と He の衝突では主に  $n=4$  が生成する。) 2) 反応断面積が大きく( $\sim 10^{-15} \text{ cm}^2$ )、プラズマ中の他の速い過程と競合できる事、などの利点を持つ。最近、Kunze 等は、ナノ秒レーザで生成した  $C^{6+}$  イオンが主要なイオン化段階である高温プラズマと、 $C^{2+}$  イオンが主要なイオン化段階である低温プラズマの衝突実験を行い、水素様炭素の  $H\alpha$  線 (18.2nm) が CXR によって実効的に強められることを示した[5]。この実験ではナノ秒レーザがドライバーレーザとして用いられたため、高温プラズマの膨張フロントでは主要なイオンが  $C^{6+}$  よりも低価のイオンになっており、 $C^{6+}$  と  $C^{2+}$  を衝突させるという観点では効率が良くないが、この問題はドライバーレーザとして数ピコ秒からサブピコ秒のレーザを用いれば改善する可能性がある[6]。また、フェムト秒レーザによる高強度光電離を用いた CXR 軟 X 線レーザの提案が Chichkov 等によってなされているが[7]、具体的な実験はまだ行われていない。このように短パルスレーザをドライバーとするプラズマ中での CXR 過程は、まだ十分に研究されておらず、有効な軟 X 線レーザの発振方法となる可能性をもつ。

本研究では、CXR を用いた軟 X 線レーザの基礎実験に先立ち、 $C^{6+}$  プラズマと中性 He ガスの衝突を例にとり、衝突輻射モデルを用いて利得発生時間、利得係数の大きさ等を評価してみた。

## 2. 衝突輻射モデル

衝突輻射モデルでは、主量子数 30 までを考慮し、各準位間の自然放出確率[8]、電子衝突による励起、脱励起[9]、および輻射再結合[10]と電子衝突による電離、再結合[11]、を扱っている。荷電交換再結合としては、



の過程のみを考慮し、断面積としては Kimura の計算値[12]を用いた。速度係数を計算する上で、イオンの速度を  $10^5$  m/s、He の速度を  $10^4$  m/s と仮定した。今回の計算では準定常近似を用いず、各励起状態に関するレート方程式からなる連立微分方程式を解いた。今回の計算では、電子温度の低い再結合プラズマを仮定した。すなわち、各励起状態ポピュレーションは、 $\text{C}^{6+}$  から作られ、 $\text{C}^{5+}$  基底状態からの励起の寄与は無視している。

図1に各励起状態のポピュレーションの時間発展を示す。縦軸は、 $\text{C}^{6+}$  および  $\text{C}^{5+}$  イオンの基底状態密度と各励起状態ポピュレーションを統計重率で割ったものである。プラズマの電子密度、温度は各々、 $n_e = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_e = 40 \text{ eV}$ 、中性 He ガス密度の初期値は  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  を仮定している。早い時間帯から  $n=3$  のポピュレーションが立ち上がるのは、荷電交換再結合速度係数が十分に大きいことを示している。時刻 10 ps の辺りから、各励起状態ポピュレーションの減少が見られるが、それは通常の衝突輻射再結合によって  $\text{C}^{6+}$  イオンの基底状態密度が減少することによる。特に  $n=3$  の準位に関しては、中性 He 原子密度の減少も影響を与えている。

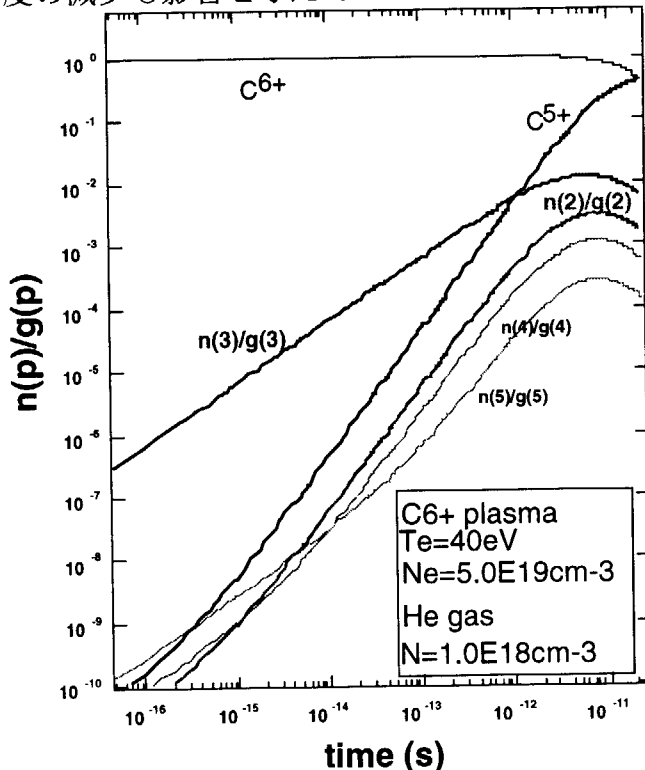


図1 ポピュレーションの時間発展

図1において、 $\text{H}\alpha$  線で実効的な反転分布が生じている。また、 $\sim \text{ps}$  のごく短い時間帯に  $\text{L}\alpha$  線でも反転分布が生じていることがわかる。これら2本の遷移線に対して利得係数を計算した結果を図2に示す。

利得係数を計算するにあたり、 $\text{H}\alpha$  線、 $\text{L}\alpha$  線のなかの各々、 $2p_{3/2} - 3d_{5/2}$ 、 $1s_{1/2} - 2p_{3/2}$  線が主要なレーザー遷移となると仮定し、その遷移に対応した吸収振動子強度を用いた。また、各1準位の微細構造のポピュレーションは、統計重率に従うとし、線幅は1次の Stark 幅を仮定した。

図2の結果から、水素様炭素イオンの場合、 $\text{H}\alpha$  線で比較的長い時間帯で実効的な利得係数が生じ、 $\text{L}\alpha$  線でも  $\sim 1 \text{ cm}^{-1}$  程度の利得が発生する可能性があるこ

とが示された。但し、 $L\alpha$  線の反転分布生成には、図1で示されているように、CXR の反応領域において  $C^{6+}$  に対する  $C^{5+}$  の基底状態イオン密度が1%以下に押さえる必要があり、ほぼ完全電離したプラズマを作る必要がある。

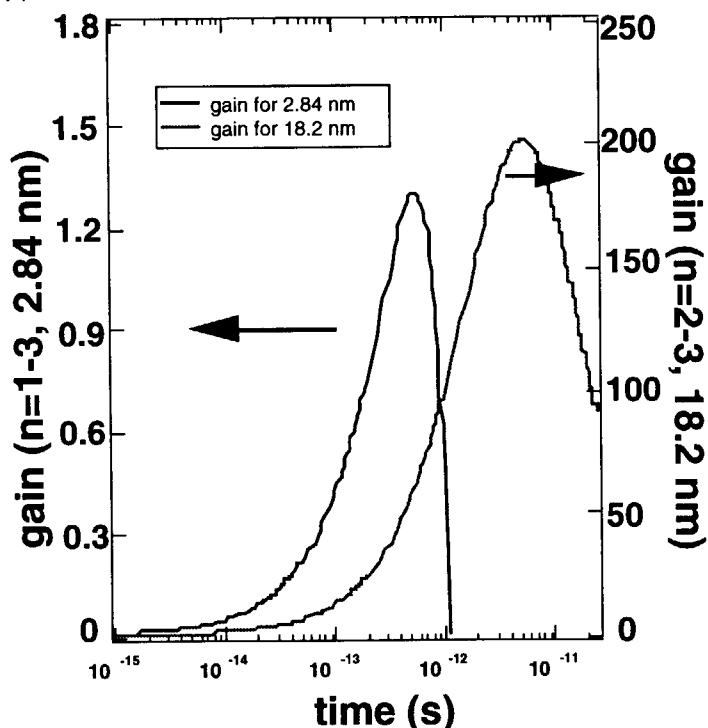


図2 利得係数の時間発展

また、今回の計算では対象のイオンが水素様イオンなので、線幅を1次の Stark 幅と仮定したが、仮に対象イオンをリチウム様アルミニウムイオン（水素様炭素イオンの電離ポテンシャルエネルギーが489eVに対し、リチウム様アルミニウムイオンは442eV）とすれば、レーザー線上準位 ( $n=4$ ) の線幅は2次の Stark 幅または、Doppler 幅で近似的に記述できるはずであり、利得係数の大きさという観点では1桁程度の改善が見込まれる。

## References

- [1] T. Fujimoto, J. Phys. Soc. Jpn. **49**, 1561 (1980)
- [2] T. Kawachi *et al.*, Phys. Rev. E **51**, 1428 (1995), **E51**, 1440 (1995)
- [3] T. Kawachi and T. Fujimoto, Phys. Rev. E **55**, 1836 (1997)
- [4] T. Kawachi *et al.*, J. Phys. B. **32**, 553 (1999)
- [5] L. Aschke *et al.*, proc. of *X-ray Laser 1998*, 503, IOP 159 (1999)
- [6] H-J. Kunze, private communication
- [7] B. Chichkov *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **38**, 1975 (1999)
- [8] "Atomic Transition Probability", NSRDS-NBS 4, compiled by W. L. Wiese *et al.*
- [9] D. H. Sampson and H. L. Zhang, Astrophys. J. **335**, 516 (1988)
- [10] A. Burgess, Mem. Roy. Astr. Soc. **69**, 1 (1964)
- [11] L. Vriens and A. H. M. Smeets, Phys. Rev. A **22**, 940 (1980)
- [12] M. Kimura, R. E. Olson, J. Phys. B. **17**, L713 (1984)





## 20. Energy extraction performance for CPA system In Yb-doped materials at low temperature

Junji Kawanaka<sup>1)</sup>, Hajime Nishioka<sup>2)</sup> and Ken-ichi Ueda<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Advanced Photon Research Center, Kansai Establishment,  
Japan Atomic Energy Research Institute (Kansai/JAERI)  
8-1 Umemidai, Kudu-cho, Soraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

<sup>2)</sup> Institute for Laser Science,  
University of Electro-Communications (ILS/UEC)

Energy extraction efficiency was drastically improved at low temperature with the reduced saturation fluence  $28 \text{ J/cm}^2$  and the expanded spectral width 35 nm.

**Keywords :** Yb-doped materials, Chirped Pulse Amplifier, Ultra-short pulse laser, NIR Spectroscopy

Yb-doped materials is one of the most promising laser materials for the next generation of high-field lasers using a chirped pulse amplification system (CPA).<sup>1)</sup> We first demonstrated a LD-pumped oscillator performance with a Yb:YLF.<sup>2)</sup> In our LD-pumped Yb:YLF and Yb:Glass, it was clearly found that a laser gain was quite low due to a strong reabsorption of a lower laser level in spite of hard pumping over  $50 \text{ kW/cm}^2$ . Efficient energy extraction in a LD-pumped CPA system, therefore, can not be expected at a room temperature. As an energy splitting separation of the resolved Yb ground state is comparable with a room temperature, the reabsorption is very sensitive to a material temperature. By cooling the Yb-doped materials, much higher energy extraction efficiency must be obtained through the reduction of the reabsorption and too high saturation fluence should be reduced with an enlarged emission cross section. A wide emission spectral width is desired for a CPA even at such a low temperature.

Absorption and emission spectra of Yb:YLF and Yb:Glass (Kigre Inc.), both of which have a wide fluorescence spectral width over 50 nm, were observed in a near-infrared region. In Yb:YLF at a room temperature (289K), the emission spectrum was

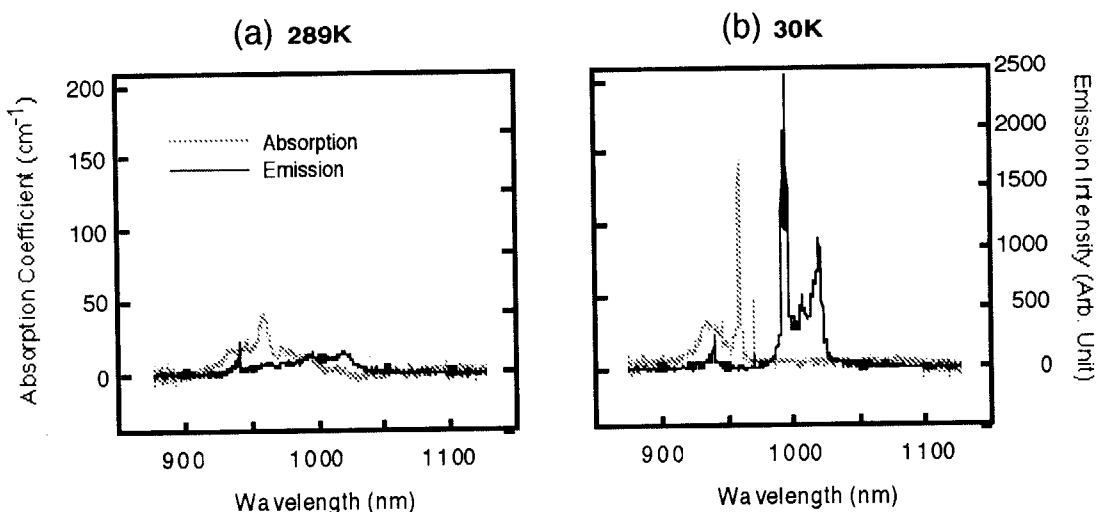


Fig. 1 Absorption and emission spectra of Yb:YLF at (a) 289 K and (b) 30 K.

overlapped with the absorption spectrum in the most of its spectral range, shown in Fig.1(a). An efficient energy extraction range without the reabsorption was laid at over 1040 nm with a much narrower range below 20 nm and the emission intensity in this spectral range was quite weak. In our hardly LD-pumped oscillator, the lasing wavelength was around 1040 nm. Decreasing the crystal temperature to 30 K, the overlapping was completely

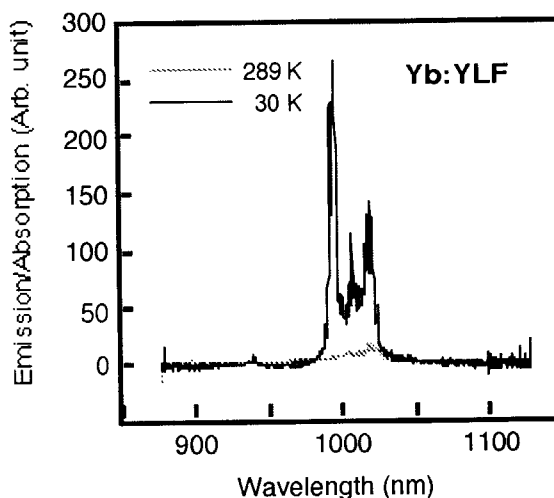


Fig. 2 Ratio of emission to absorption of Yb:YLF at (a) 289 K and (b) 30 K.

Table 1 Saturation fluence at 289 K and 30 K.

Host	Saturation Fluence $U_{\text{sat}}$ (J/cm <sup>2</sup> )	
	289 K	30K
YLF	239 $\left[ \text{at } 1040\text{nm} \right]$ $\left[ \sigma_e = 0.8 \times 10^{-21} \text{ cm}^2 \right]$	28 $\left[ \text{at } 1015\text{nm} \right]$ $\left[ \sigma_e = 7.0 \times 10^{-21} \text{ cm}^2 \right]$
Glass	147 $\left[ \text{at } 1040\text{nm} \right]$ $\left[ \sigma_e = 1.3 \times 10^{-21} \text{ cm}^2 \right]$	64 $\left[ \text{at } 1020\text{nm} \right]$ $\left[ \sigma_e = 3.5 \times 10^{-21} \text{ cm}^2 \right]$

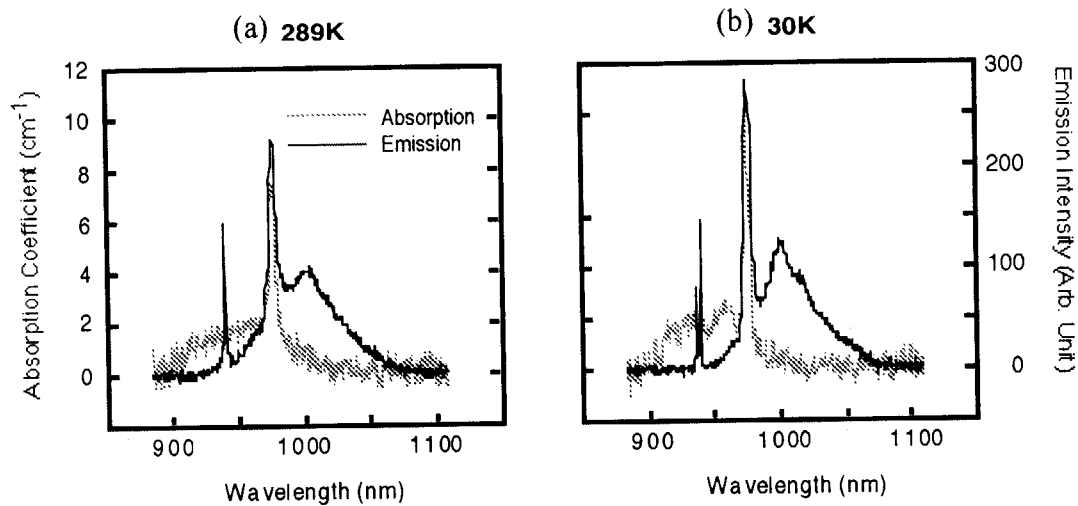


Fig. 3 Absorption and emission spectra of Yb:Glass at (a) 289 K and (b) 30 K.

vanished. The peak emission intensity was considerably increased by an order and the efficient energy extraction range was expanded by 35 nm. The ratio of emission to absorption  $hE/A$  was shown in Fig. 2 as an index of extraction efficiency. The  $hE/A$  at 30 K and 1015 nm was 45 times higher than that at 289 K and 1040 nm, where the wavelengths are available in a LD-pumped CPA system. Energy extraction efficiency is drastically increased and a heating of the crystal could also be reduced. An practical saturation fluence  $U_{sat}$  was decreased to 28 J/cm<sup>2</sup> (at 1015 nm) from 239 J/cm<sup>2</sup> (at 1040 nm) at room temperature, showing in table 1. These characteristics were kept almost the same at the liquid nitrogen temperature, which leads to a compact and low-cost cooling unit. In Yb:Glass, the  $hE/A$  at 30 K and 1020 nm was 2.9 times higher than that at 289 K and 1040 nm, shown in Fig. 4. The reduced overlapping at 30 K led to an expanded energy extraction range of 80 nm by 1.6 times shown in Fig. 3. The  $U_{sat}$  was decreased to 64 J/cm<sup>2</sup> (at 1020 nm) from 147 J/cm<sup>2</sup> (at 1040 nm) at room temperature.

Yb-doped materials, Yb:YLF and Yb:glass, were cooled at low temperature. Energy extraction efficiency was drastically improved and saturation fluence was decreased. The spectral band width for an efficient energy extraction was expanded. Yb-

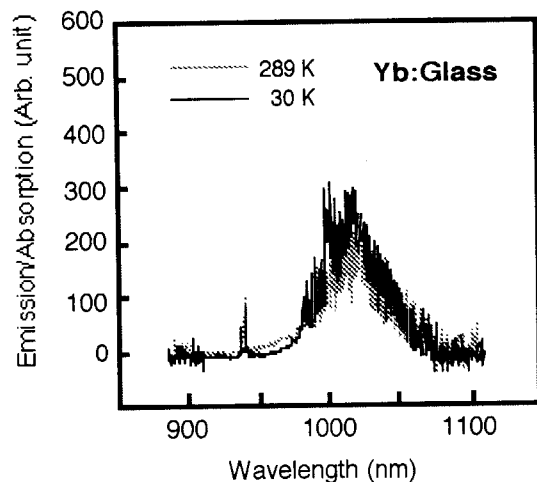


Fig. 4 Ratio of emission to absorption of Yb:YLF at (a) 289 K and (b) 30 K.

doped materials cooled at low temperature will be highly efficient laser materials for the next generation of high field lasers using a LD-pumped CPA system.

#### References

- 1) J. Nees et. al., IEEE Selected topics in Quantum Electronics Vol. 4, pp. 376 (1998).
- 2) H. Nishioka et. al., submitted to Opt. Lett.



## 21. Development of High Efficiency Second Harmonic Frequency Converter

**Hiromitsu Kiriya, Shinichi Matsuoka, Yoichiro Maruyama and Takashi Arisawa**

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

8-1 Umemidai, Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto, 619-0215, Japan

An efficient four-pass quadrature frequency conversion scheme was developed. A high conversion efficiency in excess of 80 % has been achieved for frequency doubling of 1064-nm in KTP with a low input fundamental laser intensity of 76 MW/cm<sup>2</sup>. A second-harmonic output of 486 mJ has been obtained with 607 mJ of the input 1064-nm fundamental laser at 10 Hz.

**Keywords : quadrature frequency conversion, second-harmonic generation, Nd:YAG, KTP**

### 1. INTRODUCTION

The technique of using nonlinear optical crystals to convert the frequency is an important and popular method to extend the utility of existing lasers. In particular, generation of pulsed green output is important for application for pumping Ti:sapphire amplifier. The most effective way to accomplish this has been through second-harmonic generation (SHG) of 1064-nm Nd:YAG lasers in nonlinear optical crystals. For SHG with the 1064-nm Nd:YAG lasers, a commonly employed laser source, conversion efficiencies exceeding 50 % are commonplace [1-6]. Efficient SHG from the fundamental laser wavelength is also essentially important for the frequency up-conversion because the performance of higher-order harmonic generation is very much dependent on this. Additionally, in many applications and experiments, a high second-harmonic conversion efficiency is desirable for the purpose of enhancing the signal-to-noise ratio or reducing the size of the required laser source.

In order to achieve high conversion efficiency, a quadrature frequency conversion scheme has been proposed [7]. Figure 1 shows the quadrature doubling scheme used for SHG. In this scheme, the planes formed by the input laser beam propagation direction and optic axes of two type II crystals are arranged to be orthogonal. The input laser beam left unconverted from the first crystal due to nonuniformities of the input beam intensity can be converted efficiently in the second crystal. Thus, the sensitivity to input laser beam profile, angle and thermal misadjustment is lower than that of single crystal scheme. The second-harmonic output produced in the first crystal is not at the correct polarization for interaction in the second. Thus, the second-harmonic output from the first crystal passes through the second without back-conversion.

In this paper, we describe a four-pass quadrature frequency conversion scheme by using polarization rotation for pumping Ti:sapphire amplifier and report a frequency conversion efficiency of above 80 % for SHG with a low input fundamental laser beam intensity of 76 MW/cm<sup>2</sup>. The incorporation of quadrature and multi-pass features in this scheme provides a frequency conversion performance superior to that of comparable lasers in its

class. This scheme can be easily scaled up by increasing the size of the nonlinear optical crystal to accommodate larger input fundamental laser beam cross-section.

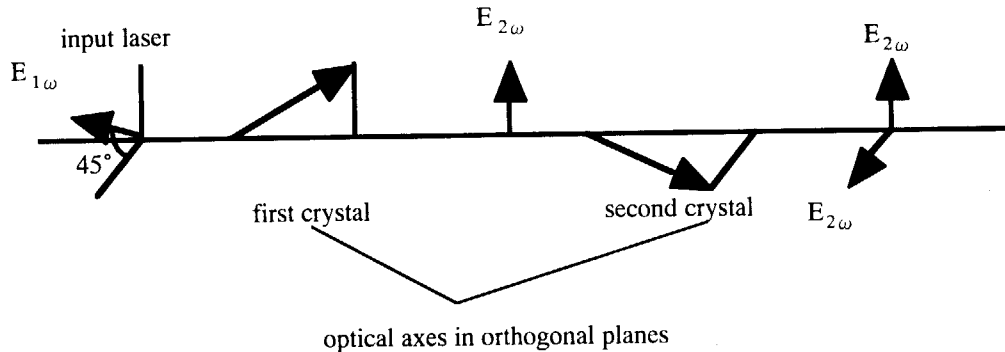


Fig.1 quadrature doubling scheme used for SHG.

## 2. EXPERIMENTAL SETUP

The experimental arrangement of four-pass quadrature frequency conversion scheme is shown in Fig.2. The laser source used in this experiment was a Q-switched Nd:YAG laser (Continuum, Powerlite 910), operated at a repetition rate of 10 Hz. The input 1064-nm fundamental laser beam diameter was 8.5 mm and the pulse duration was 15 ns (full width at half maximum (FWHM)). This scheme consists of a thin-film polarizer, a high-reflection mirror, two dichroic mirrors, a half-wave plate, two type II KTP crystals and a quarter-wave plate. KTiOPO<sub>4</sub> (KTP) was chosen as the nonlinear optical crystal because of its high effective nonlinear coefficient, large acceptance angle, large temperature bandwidth, and reasonably high damage threshold. The KTP crystal (Crystal Associates, gray-tracking-resistant KTP) size was 10mm×10mm×10mm. The crystal was oriented for type II phase matching for SHG of input 1064-nm laser radiation at room temperature. The input faces of the crystals were antireflection coated at both 532-nm and 1064-nm. The crystals were mounted on a rotation stage for optimizing the angle between the input beam and the crystals at room ambient without any crystal temperature control. A dual-output scheme was used to lower the second harmonic power loading in the crystals. The second harmonic output beam on each direction which are elliptically polarized will be separated into two linear polarized beams by thin-film polarizers. The polarization of the two linear polarized beams are rotated in half-wave plates for correct orientation to the Ti:sapphire amplifier for efficient absorption.

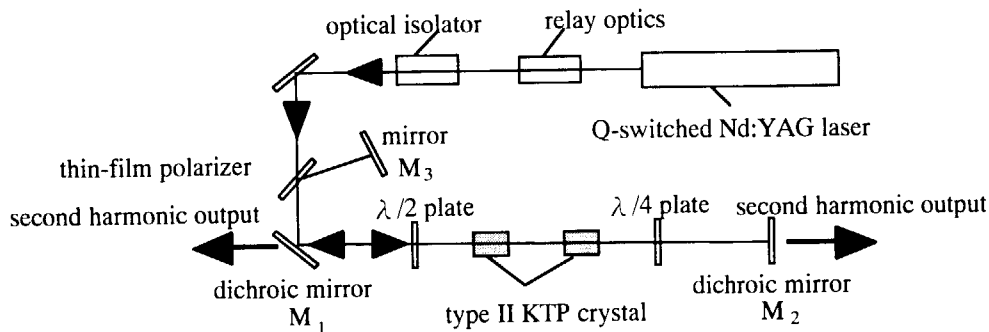


Fig.2 Experimental arrangement of four-pass quadrature scheme.

The input laser beam for this scheme, which was  $p$ -polarized, was relayed and passed through an optical isolator and a thin-film polarizer. The optical isolator (EOT, 12I1064) was placed between the Q-switched Nd:YAG laser and the frequency conversion part in order to provide sufficient optical isolation between the two sections. The input beam was injected into the two KTP crystals in quadrature frequency conversion scheme by dichroic mirror  $M_1$ , which was high-reflection coated at 1064-nm and anti-reflection coated at 532-nm, and then converted, after rotating the polarization by  $45^\circ$  in a half-wave plate for correct orientation to the crystals for efficient conversion. Furthermore, the polarization of the input beam was rotated by  $90^\circ$  after a round-trip pass through the quarter-wave plate before retracing its path. The input beam made two more passes through the two KTP crystals as it was  $s$ -polarized at the thin-film polarizer. Thus, the input beam passed through the two KTP crystals in quadrature frequency conversion scheme a total of four times and the second-harmonic output generated was extracted through the dichroic mirrors  $M_1$  and  $M_2$ .

### 3. RESULTS

Figure 3 shows the 532-nm second-harmonic conversion efficiency as a function of the input 1064-nm fundamental laser intensity for conventional scheme and four-pass quadrature scheme. In the four-pass quadrature scheme, we measured the second-harmonic output energy generated in two opposite direction as 532-nm second-harmonic output energy. For comparison, we also measured the SHG characteristic in a single pass with a single crystal scheme as a conventional scheme.

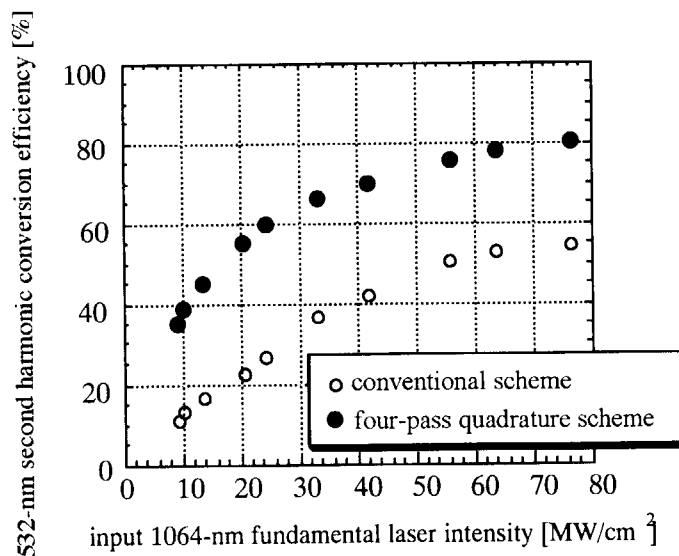


Fig.3 532-nm second-harmonic conversion efficiency as a function of the input 1064-nm fundamental laser intensity for conventional scheme and four-pass quadrature scheme.

The second-harmonic output and the fundamental laser power were measured by a calibrated power meter

(OPHIR, ATN). The intensity was calculated from the measured pulse duration, the measured energy, and measured beam diameter. There were no compensation for optical losses such as reflection and absorption of the crystals, and reflection and transmission of the dichroic mirrors. As can be seen from this figure, the conversion efficiency of four-pass quadrature frequency conversion scheme is clearly higher than that of the conventional scheme. A maximum second-harmonic conversion efficiency of above 80 % was achieved with a low input laser intensity of 76 MW/cm<sup>2</sup>. The high efficiency enables efficient use of energy and hardware. The low input laser intensity enables the use of a smaller laser source, and ensures no photochromic damage (gray-tracking) [8,9] in KTP. Though the threshold of gray-tracking depends on the repetition rate of the laser and the growth technique of the crystal, laser damage thresholds ranging from 100 MW/cm<sup>2</sup> to about 10 GW/cm<sup>2</sup> have been reported.

#### 4. CONCLUSION

In conclusion, we have demonstrated efficient SHG in four-pass quadrature frequency conversion scheme. A high second-harmonic conversion efficiency of 80 % has been achieved with low input laser intensity of 76 MW/cm<sup>2</sup>. The successful operation of the scheme demonstrates that it is applicable and scalable to the design of a high power laser system with high efficiency.

#### REFERENCES

- [1] W. Koechner, Solid-State Laser Engineering, Springer Berlin, 1996.
- [2] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, D. N. Nikogosyan, Handbook of Nonlinear Optical Crystals, Springer Berlin, 1991.
- [3] T. A. Driscoll, H. J. Hoffman, R. E. Stone, Efficient second-harmonic generation in KTP crystals, J. Opt. Soc. Am. B **3**, 683 (1986).
- [4] R. A. Stolzenborger, Nonlinear optical properties of flux growth KTiOPO<sub>4</sub>, Appl. Opt. **27**, 3883 (1988).
- [5] R. J. Bolt and M. van der Mooren, Single shot bulk damage threshold and conversion efficiency measurements on flux grown KTiOPO<sub>4</sub> (KTP), Opt. Comm. **100**, 399 (1993).
- [6] Y. K. Yap, S. Haramura, A. Taguchi, Y. Mori, T. Sasaki, CsLiB<sub>6</sub>O<sub>10</sub> crystal for frequency doubling the Nd:YAG laser, Opt. Comm. **145**, 101 (1998).
- [7] D. Eimerl, Quadrature frequency conversion, IEEE J. Quantum Electron. **23**, 1361 (1987).
- [8] B. Boulanger, M. M. Fejer, R. Blachman, P. F. Bordui, Study of KTiOPO<sub>4</sub> gray-tracking at 1064, 532, and 355 nm, Appl. Phys. Lett. **65**, 2401 (1994).
- [9] J. P. Feve, B. Boulanger, G. Marnier, H. Albrecht, Repetition rate dependence of gray-tracking in KTiOPO<sub>4</sub> during second-harmonic generation at 532 nm, Appl. Phys. Lett. **7**, 277 (1997).





## 22. Characterization of Phase and Contrast of High Peak Power, Ultrashort Laser Pulses

**Akito SAGISAKA, Makoto AOYAMA, Sinichi MATSUOKA,  
Yutaka AKAHANE, Fumihiko NAKANO, Koich YAMAKAWA**

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,  
Japan Atomic Energy Research Institute  
8-1 Umemidai Kizu-cho, Kyoto 619-0215 Japan

We fully characterize a high-peak power, ultrashort laser pulse in a Ti:sapphire chirped-pulse amplification laser system. The phase and contrast of the 20 fs pulse are determined by using frequency-resolved optical gating and high dynamic range cross-correlation techniques. The result of the phase measurement of the pulse indicate that the predominant phase distortion is quartic. The measured contrast of the pulse is of the order of  $10^{-6}$  limited by amplified spontaneous emission coming from the amplifiers.

**Keywords :** Ultrashort pulse, FROG, Phase, Contrast

### 1. Introduction

The high-peak power ultrashort pulse laser systems can realize pulses with a peak intensity of  $>10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> [1]. Such high intensity ultrashort laser pulses are useful for the variety of high-field applications such as the generation of ultrafast x-ray radiation [2] and high harmonic generation [3] from solid targets and photoionization pumped x-ray lasers [4]. However the ultrashort laser pulses may, in general, have pedestals and/or amplified spontaneous emission (ASE) associated with the main laser pulse. In a laser produced plasma experiment, such a pedestal and/or ASE would create a low density plasma in advance of the main laser pulse and thus significantly alter the physics of the laser/plasma interaction. It is, therefore, crucial to characterize the phase and contrast of the pulse.

A second-harmonic generation (SHG) frequency-resolved optical gating (FROG) technique can measure the intensity and phase of the pulse over a wide range of wavelengths using the nonlinear-optical materials [5]. However, the dynamic range of this method is usually limited to  $\sim 10^4$  which is not sufficient to measure the high contrast pulse. A slow scanning second-order high dynamic range autocorrelation has enough temporal resolution and dynamic range of  $\sim 10^{12}$  [6] and suitable for the detection of very low intensity ASE. Unfortunately, this technique gives information on the symmetry of the pulse shape. On the

other hand, a third-order high dynamic range cross-correlation between fundamental and its second harmonic pulse, it can distinguish prepulses from postpulses [7]. The time resolution is limited by the broadening of the SHG caused by group velocity mismatch (GVM) and spectral filtering in the doubler and tripler. In order to fully characterize the laser pulse, it is therefore necessary to measure the phase and contrast of the pulse using these techniques simultaneously.

In this paper, we characterize a high-peak power 20 fs laser pulse. The phase and contrast of the laser pulse were measured with the techniques of SHG FROG and high dynamic range third-order cross-correlation. The measured contrast (defined as the ratio of the peak pulse intensity to ASE) of the pulse is of the order of  $10^{-6}$ .

## 2. SHG FROG measurement

In this experiment we used a part of our Ti:sapphire laser system operating at a 10 Hz repetition rate [1, 8]. A laser pulse is generated from a Ti:sapphire oscillator with a pulse duration of  $\sim 10$  fs [9]. The pulse was stretched to  $> 1$  ns in an expander and amplified by regenerative and multipass amplifiers. The output energy of the amplified pulse was  $\sim 250$  mJ. The separation and incidence angle of the compressor gratings were 115.219 cm and  $62.97^\circ$ , respectively. After the compressor, the phase of the compressed pulse was measured by using the SHG FROG technique.

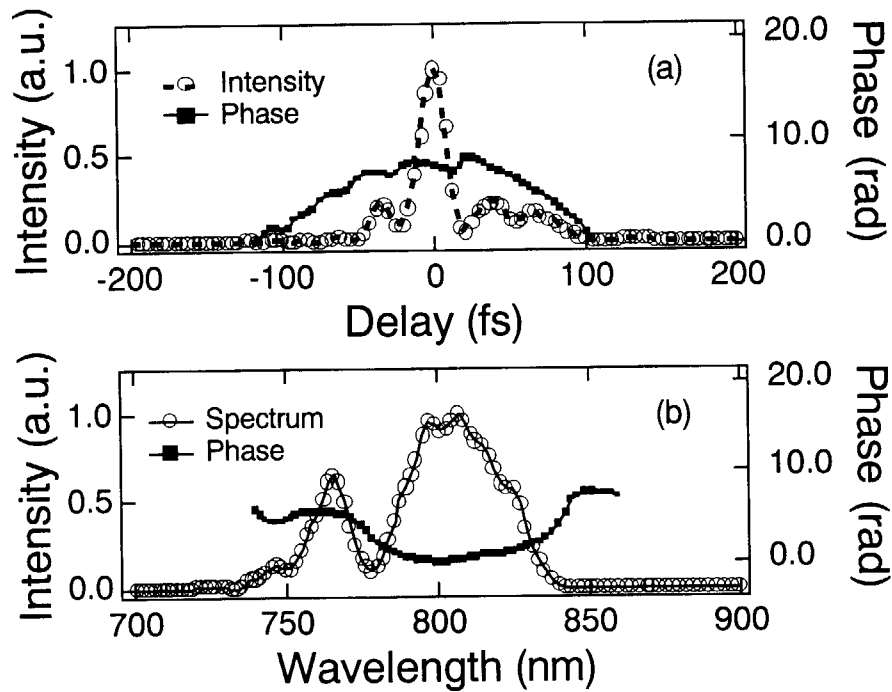


Fig. 1 Retrieved intensities and phases of the SHG FROG trace for the compressed pulse. (a) Pulse intensity and phase in time. (b) Spectral intensity and phase as a function of wavelength.

The setup of the FROG is similar to the single-shot second-order autocorrelator [1]. The nonlinear material used in the autocorrelator was a 100  $\mu\text{m}$  thick KDP crystal. The SHG signal was detected by an imaging spectrometer with a grating of 300 groove/mm and a CCD camera. A 250 mm relay lens focused the SHG signal onto the entrance slit of the spectrometer. The magnification of the image is 1 : 0.8. The sensitivity as a function of the wavelength of the detection system was calibrated by using a Halogen lamp. The measured FROG trace was extracted using the central  $256 \times 256$  pixel area of the CCD camera and then retrieved until the FROG error decreased to less than  $\sim 0.01$ . The number of iterations was 20 in this case. Figure 1 (a) shows the pulse intensity and phase in time retrieved from the SHG FROG trace. The pulse duration is 20 fs full width at half maximum (FWHM) accompanied with pre- and post-pulses. The intensity and phase of the pulse in frequency are also shown in Figure 1 (b). The spectral width is 67 nm FWHM. The duration of the transform-limited pulse calculated from the measured spectrum is 16.5 fs. The measured pulse contains of a group delay dispersion of  $2.83 \times 10^2 \text{ fs}^2$ , a cubic phase of  $3.73 \times 10^3 \text{ fs}^3$ , and a quartic phase of  $3.80 \times 10^6 \text{ fs}^4$ . Based on these results, we conclude that the predominant phase distortion is quartic.

### 3. High dynamic range measurement

The arrangement of the cross-correlator is that of a Type I phase-matched, noncollinear geometry which incorporates SHG and THG nonlinear crystals. The SHG and THG signals were obtained with 1 mm and 500  $\mu\text{m}$  thick KDP crystals, respectively. To minimize the dispersion of the SHG signal, reflective optics are used after frequency doubling. The two beams were focused onto the THG crystal with an aluminum coated concave mirror ( $R = 500$  mm) and had a crossing angle of  $8^\circ$ . In the case of nonlinear phase matching, the interaction length of the fundamental and its second harmonic pulse becomes less than the thickness of the THG crystal. The THG signal was then recorded by a standard photomultiplier tube (PMT). A computer controlled stepping-motor was used to vary the delay between the two cavity arms (up to  $\pm 160$  ps). Calibrated neutral density filters were also used to obtain the THG signals at a different attenuation level. The signal from the PMT was time gated (50 ns) to avoid any other long-time-scale noise and averaged over ten laser shots in a Boxcar integrator.

The cross-correlation signal of the compressed pulses is shown in Figure 2. Each point of cross-correlation trace with a time resolution of 670 fs corresponds to an average of ten laser shots. The detection limit of this apparatus is approximately  $10^{-8}$ . The measured contrast is of the order of  $10^{-6}$  limited by ASE coming from the amplifiers. ASE can be easily suppressed by two orders of magnitude by using a solid-state saturable absorber with a preamplifier before the pulse expander [10].

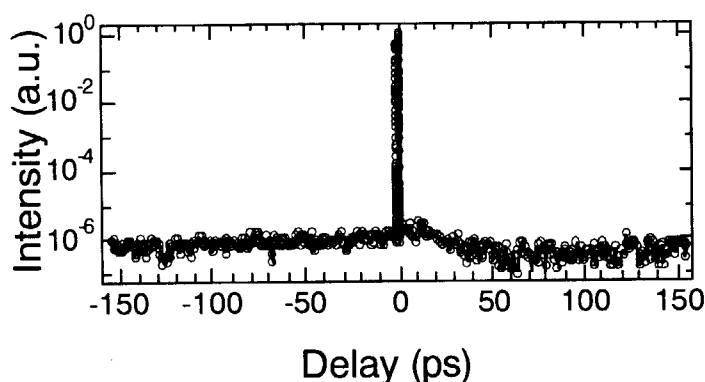


Fig. 2 High dynamic range cross-correlation trace of a compressed pulse. Each point of the cross-correlation trace corresponds to an average of ten laser shots.

#### 4. Summary

We have fully characterized a high-peak power, ultrashort laser pulse in a Ti:sapphire CPA laser system. The contrast, temporal and spectral phases of the 20 fs pulse are determined by using high dynamic range cross-correlation and SHG FROG techniques simultaneously. The pulse duration is 20 fs FWHM accompanied with pre- and post- pulses resulting from the predominant quartic phase distortion. The measured contrast of the pulse is of the order of  $10^{-6}$  limited by ASE.

#### References

- [1] K. Yamakawa, M. Aoyama, S. Matsuoka, T. Kase, Y. Akahane and H. Takuma, *Opt. Lett.* **23**, 1468 (1998).
- [2] T. Guo, C. Rose-Petruck, R. Jimenez, F. Raksi, J. Squier, B. Walker, K. R. Wilson and C. P. J. Barty, *SPIE*. **3157**, 84 (1997).
- [3] P. Gibbon, *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 1915 (1997).
- [4] H. C. Kapteyn, *Appl. Opt.* **31**, 4931 (1992).
- [5] R. Trebino, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, J. N. Sweetser, M. A. Krumbugel, B. A. Richman and D. J. Kane, *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 3277 (1997).
- [6] *LLE Review*. **75**, 159.
- [7] G. Albrecht, A. Antonetti and G. Mourou, *Opt. Commun.* **40**, 59 (1981).
- [8] K. Yamakawa, M. Aoyama, S. Matsuoka, H. Takuma, C. P. J. Barty and D. N. Fittinghoff, *Opt. Lett.* **23**, 525 (1998).
- [9] M. Aoyama and K. Yamakawa, *Opt. Commun.* **140**, 255 (1997).
- [10] J. Itatani, J. Faure, M. Nantel, G. Mourou and S. Watanabe, *Opt. Commun.* **148**, 70 (1998).



## 23. Study on High Gain Broadband Optical Parametric Chirped Pulse Amplification

S.K.Zhang\* M.Fujita\* H.Yoshida R.Kodama  
H.Fujita M.Nakatsuka Y.Izawa C.Yamanaka\*

Institute for Laser Technology,\* Institute of Laser Engineering, Osaka University  
Yamada-oka 2-6, Suita, Osaka, Japan 565-0871

Optical parametric chirped pulse amplification has apparent advantages over the current schemes for high energy ultrashort pulse amplification. High gain in a single pass amplification, small B-integral, low heat deposition, high contrast ratio and, especially the extremely broad gain bandwidth with large-size crystals available bring people new hope for over multi-PW level at which the existing Nd:glass systems suffered difficulties. In this paper we present simulation and experimental studies for a high gain optical parametric chirped pulse amplification system which may be used as a preamplifier to replace the current complicated regenerative system or multi-pass Ti:sapphire amplifiers. Investigations on the amplification bandwidth and gain with BBO are performed. Analysis and discussions are also given.

**Key words:** Broadband amplification, Ultrashort pulse lasers, CPA, OPA

### 1.INTRODUCTION

In the past few years, people recognized it is possible to amplify broadband optical pulses with a couple of well-developed nonlinear crystals such as LBO, BBO, KDP etc. through optical parametric process. However the extremely short pulse duration was still the main obstacle to higher efficiency. OPCPA [1-2] (optical parametric chirped-pulse amplification) technique came at the time when both chirped-pulse amplification (CPA) and broadband OPA had been well studied for many years. OPCPA is especially promising for the amplification of extremely short (even below 10fs) pulse from a few of micro-Joules to more than hundreds of Joules of energy with multi-PW output power by only several passes through the media, yielding small B-integral and good beam quality. Potential high contrast ratio is another unique advantage with OPCPA.

### 2.SIMULATIONS

We numerically solved coupled-equations [3] in order to have a full view on OPA. A program was developed to simulate the parametric interaction in a number of nonlinear crystals. There are input options available for both ordinary pulse and chirped pulse. In the case of chirped pulse amplification, given the temporal (or spectra and) inputs with arbitrarily distributions, different spectral components are first calibrated with respect to its temporal intensity counterparts which are then calculated separately and summed up over a certain length, yielding the parameters for all waves after interaction. The inputs include user supplied intensity distributions, spectral distributions, relative time delay, crystal and its length, angle for non-collinear scheme. Specific crystal parameters and characteristics such as phase matching angle, walk-off angle and spectral tuning can also be sorted with this program.

Typical simulation results are shown in Fig.1. Fig.1(a) refers to the amplification process in which a weak signal and an idler grow exponentially in the small signal gain regime until the pump is fully depleted and therefore the amplification is saturated. It also gives a clear picture for the interaction after saturation, where energy begins to flow back to the pump and both signal and idler gradually dwindle. We compared our simulation with the results based on the analytical solution which omits the pump depletion as shown in Fig.1(b). They show good agreement with each other in the small signal gain region and remarkable deviation near and after saturation. This indicated that crystal length has to be carefully chosen once the parameters of pump and signal are set. The previous analytical analysis [2] is useful in small signal region but can not be used for selection of optimal crystal length, which is especially true in case of OPCPA where strong saturated amplification is expected in order to achieve high extraction efficiency and better stability. Previous efforts have been focused on seeking effective way to minimize the amplified spectral width and people had not taken much concern over the gain bandwidth until the amplification of femtosecond pulses emerged in the past few years. It turns out that this previous unwanted effect with OPA may be useful for broadband amplification. Fig.3 represents the chirped signal temporal profiles before and after saturation. Apparent broadening occurred in the strong saturation regime. It should be mentioned that temporal broadening in an OPCPA also associates with spectral broadening due to its unique chirped characteristics.

### 3.EXPERIMENTAL SETUP

The experimental setup is sketched in Fig.4. The whole system primarily consists of a femtosecond laser, grating stretcher, Nd:YAG pump laser and double stage OPA. The femtosecond laser source is a diode-pumped Nd:glass KLM oscillator with 100mW output power and 150fs pulse duration at 100MHz repetition rate. The FWHM spectral width is 8.2nm around central wavelength 1056nm. This laser shows excellent long period stability under our ultra-clean environmental condition. One of the femtosecond pulses is selected and temporally stretched to 1.2ns by a 4-pass stretcher comprising a 1480groov/mm grating, a concave mirror and some reflectors. Minor spectral clip occurred due to limited optics aperture, resulting in a reduction of spectral width to less than 8nm after the stretcher.

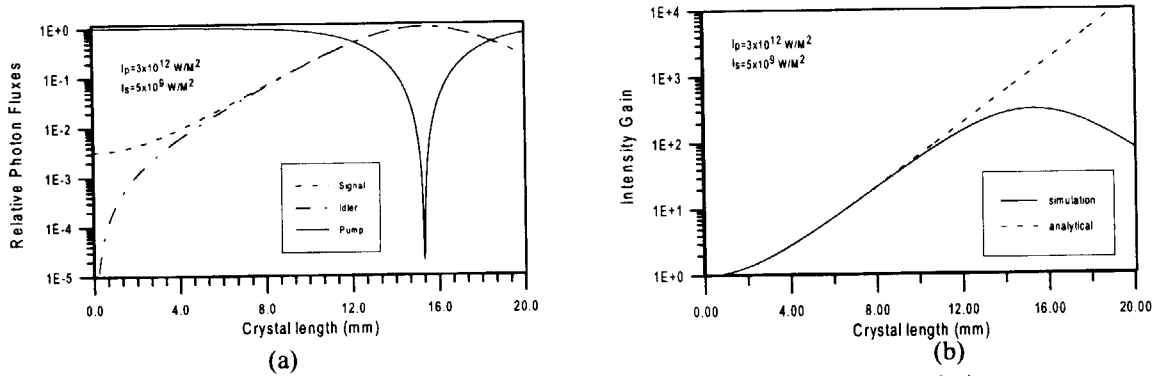


Fig.1 (a) Signal gain and pump depletion, (b) Comparison with analytical analysis

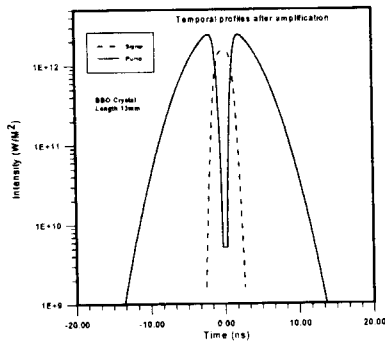


Fig.2. Temporal profiles of signal and depleted pump.

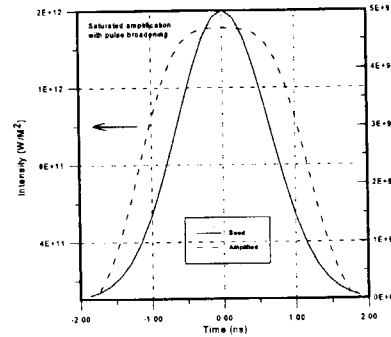


Fig.3 Signal temporal profiles before and after amplification

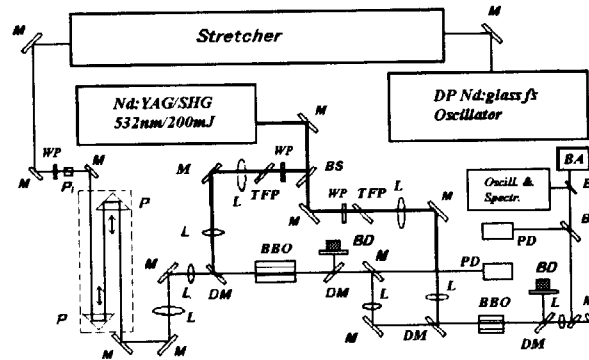


Fig.4. Schematic of experimental setup. M: reflectors; L: Lenses; WP: waveplates; P1: polarizer; P: prism reflectors; TFP: thin film polarizers; DM: dichroic mirrors; BD: beam dump; BS: beam splitters; PD: photo diodes; BA: beam analyzer.

The pump source for OPA in this experiment is a frequency-doubled/Q-switched and seeded Nd:YAG laser operating at 532nm with about 200mJ energy and 6 Hz repetition rate. This laser produces uniform flat-top beam pattern with better than  $\pm 2\%$  shot to shot pulse energy stability and, most of all, fairly smooth temporal profiles

which is crucial for OPCPA. As shown in Fig.5, the pulse duration is 8ns. Several polarisers and waveplates are used for allocation of pump energy while the uniform flat-top near field is image-relayed to the expected positions. According to our tests, no air breakdown was actually observed around the focus between the image-relay lenses for pump energy up to 80mJ in our laboratory. Pump beam sizes are demagnified about 4 times and pump fluence on crystals can be adjusted by changing either its energy or distance between imaging lenses. Seed pulse is electronically synchronized with the pump pulse in time. A set of optical delay line comprising corner-prisms and reflectors is also included in the schematic and turned out to be a good alternative for synchronization. This passive delay apparently has the advantage of simple structure and low cost but the disadvantage of its dependence upon the starting time of pump pulse. The seed beam is first demagnified and then combined with the pump beam by dichroic mirrors and spatially overlapped along crystal for efficient interaction. The focused seed beam is 0.3mm in diameter and is re-collimated by another lens after amplification.

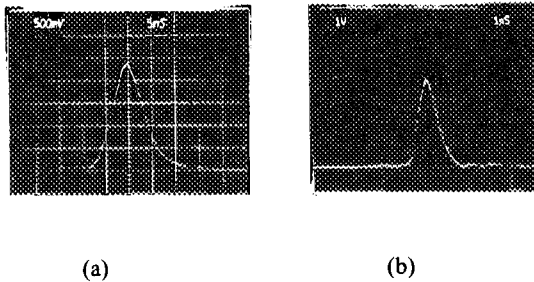


Fig.5. Temporal waveforms of (a)pump laser pulse, and (b)signal laser pulse.

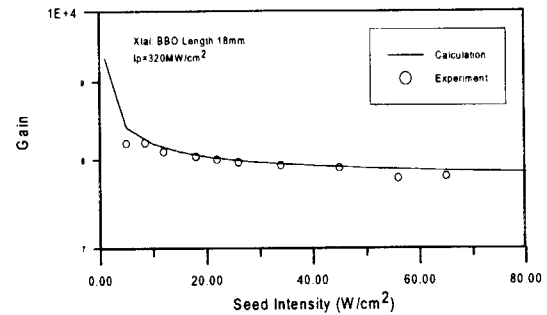


Fig.6. Gain dependence upon input signal intensity. Average data error is about  $\pm 10\%$ .

BBO was used here as nonlinear crystal. BBO has higher non-linear coefficient but lower damage threshold and a relative larger walk-off in comparison with LBO. In addition, LBO shows broader bandwidth at certain conditions. In case of longer pulse pump like Q-switched YAG laser, BBO may be chosen for higher gain, especially on the first stage where a weak signal with tiny beam size is to be amplified. The amplification gain and spectrum have been of top concern over OPCPA experiments. Both single and double-stage amplifications were performed. Two BBO crystals have the same 5mm $\times$ 5mm cross section and different lengths, one is 18mm long and another 14mm, respectively. For single crystal amplification, a relatively larger pump beam size inside crystal were chosen in order to keep the seed beam within the interaction area all along crystal length. According to our simulation, it is difficult for our weak signal to saturate the pump in a single pass before complete walk-off occurs even if the crystal is long enough. Lower pump fluence around 2.5J/cm<sup>2</sup> was therefore kept to facilitate experiments. The measured pump diameter is 2mm and the actual pump fluence can be adjustable by simply changing the pump energy.

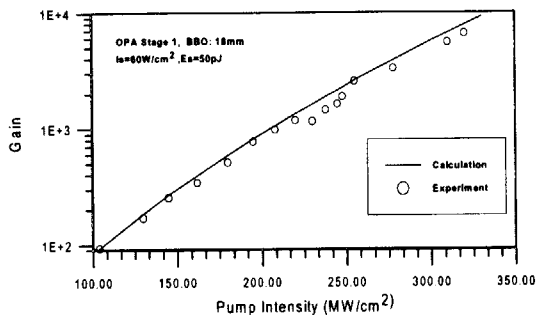


Fig.7. OPCPA gain dependence upon pump intensity and comparison with numerical simulations. Is: input signal intensity; Es: input energy. Average data error about  $\pm 10\%$ .

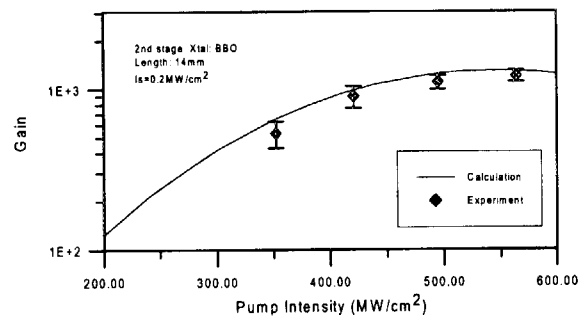


Fig.8. Double stage OPCPA gain dependence upon pump intensity. Is: input signal intensity

#### 4.RESULTS AND DISCUSSION

We first examined the OPCPA gain dependence upon input signal intensity with the 18mm BBO. Because the overall throughput from the oscillator to OPA is about 10% and the signal energy can be changed from 100pJ down to less than 10pJ. As shown in Fig.6, the OPA gain keeps nearly constant for various input signal intensities when pump intensity is given. This is consistent with calculation and shares similarity with the conventional laser amplification process. With the same BBO we measured the gains under various pump

intensities, as shown in Fig.7. The energy of input seed is 50pJ, corresponding to  $60\text{W}/\text{cm}^2$  intensity. The highest gain of 6600 was achieved with  $320\text{MW}/\text{cm}^2$  pump intensity which is the maximum available under present beam diameter and 80mJ energy in collinear configuration. Both experimental data and calculation clearly indicate the gain is still far away from saturation.

In order to increase the signal energy and amplification extraction efficiency, the 14mm BBO was used to form a second-stage OPA with basically the same configuration as the previous one. The output signal from the first stage served as the input signal to be amplified in the second stage. To prevent air breakdown, 80mJ maximum pump energy within a 1.5mm beam diameter was delivered to the crystal. The pump beam diameter, or the pump intensity, was carefully calculated with our computer code. It is important to keep in mind that the analytical theory can not be employed for estimation in this case where strong saturation was expected to happen. Fig.8 is the measured gains together with a simulation curve. Strong saturated gain of 1200 at this stage was obtained at  $560\text{MW}/\text{cm}^2$  maximum pump intensity. Taking into account of the 50% loss caused by mirrors and measurements between stages, the overall gain from two stage OPA reaches  $1.4 \times 10^7$  and the final output energy is over 0.7mJ. If we calculate the OPA gain with respect to crystal length, our result shows that BBO has a gain of over  $4 \times 10^6/\text{mm}$  at the moderate pump intensity which is far more efficient than the widely used Ti:sapphire as broadband amplification media for the ordinary mJ level amplifiers. The extraction efficiency for the second-stage and whole system are about 0.9% and 0.45%, respectively.

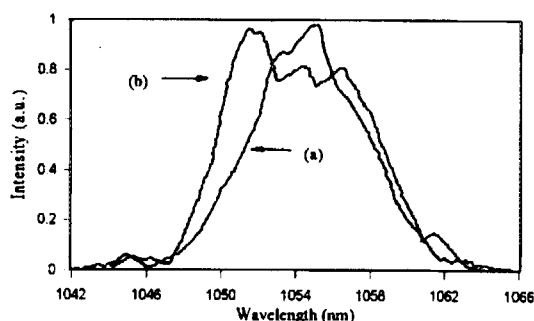
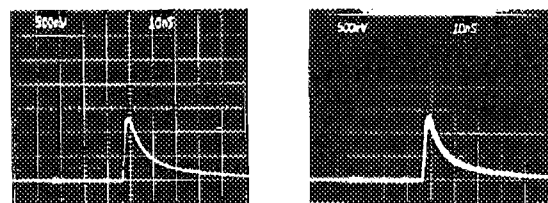


Fig.9. (a)seed spectrum and (b)amplified spectrum



(a) (b)  
Fig.10. Traces of (a)singl shot, and (b)60 shots pulses

The spectrum of one of amplified pulses was recorded as shown in Fig.9 with comparison with that of seed pulse. Little difference can be found between the original seed spectrum and the amplified from the first stage OPA where the gain is far away from saturation. Obvious flattening and broadening however appears under strong saturated amplification as in our case. We expect even more significant broadening for further amplification by adding a few more OPA for higher energy output since the gain bandwidth of BBO is beyond 100nm. For the sake of practicality to other applications, the output stability of OPCPA was examined. The oscilloscope photograph of both single shot and a typical overlap of 60 shots are shown in Fig.10. We estimated the final OPA output energy instability was less than  $\pm 5\%$  while our pump laser has an output stability better than  $\pm 2\%$ . It is certain that excellent environmental conditions partially contributed to the good OPA stability. In addition, our simulations shows there exists a optimal working point around the saturation area for the given crystal length and input signal, amplified output instability is minimized when the pump fluctuation varies within  $\pm 5\%$ .

#### 4.SUMMARY

Investigations were conducted both numerically and experimentally on the optical parametric chirped pulse amplification. Broadband amplification gain of over  $1.4 \times 10^7$  in a single pass through two-stage BBO OPA were obtained with good output stability. Although the extraction efficiency is still low, this is not intrinsic and high efficiency of over 20% is possible with improved schematic according to simulations. OPCPA has great potential for amplifying extremely short pulses and is one of the ideal candidates for both high energy and high repetition rate ultrashort pulse lasers.

#### REFERENCES

- [1] A.Dubietis, G.Yonushauskas, and A.Piskarskas, Opt.Comm. **88**, pp.437-440, 1992
- [2] I.N.Ross, P.Matousek, M.Towire, A.J.Langley, and J.L.Collier, Opt. Comm.**144**, pp.125-133, 1997
- [3] Richard. A. Baumgartner, and Robert L. Byer, IEEE J.Quantum Electron.**15**, pp.432-444, 1979





## 24. Optical Properties and Laser Oscillations of Highly Neodymium-doped YAG Ceramics

Ichiro SHOJI, Sunao KURIMURA, Yoichi SATO, Takunori TAIRA,  
Akio IKESUE<sup>†</sup>, and Kunio YOSHIDA<sup>‡</sup>

Laser Research Center, Institute for Molecular Science  
38 Nishigonaka, Myodaiji, Okazaki 444-8585, Japan

<sup>†</sup>2-4-1 Japan Fine Ceramics Center  
Mutsuno, Atsuta-ku, Nagoya 456-8587, Japan

<sup>‡</sup> Institute of Laser Engineering, Osaka Institute of Technology  
5-16-1 Omiya, Asahi-ku, Osaka 535-8585, Japan

E-mail: shoji@ims.ac.jp, taira@ims.ac.jp

Diode-pumped microchip laser oscillation of highly Nd<sup>3+</sup>-doped polycrystalline YAG ceramics has been succeeded. It is found that the loss of a 2.4 at. % neodymium-doped ceramic YAG is as low as that of a 0.9 at. % Nd:YAG single crystal. From a 4.8 at. % Nd:YAG ceramic microchip, 2.3 times higher laser output power is obtained than that from a 0.9 at. % Nd:YAG single crystal microchip.

**Keywords:** Laser materials, Diode-pumped lasers, Neodymium lasers, Solid-state lasers

Diode-pumped microchip solid-state lasers are attractive light sources because of advantages such as compactness, high efficiency, high power, and low numbers of longitudinal and transverse modes [1]. A wide variety of materials has been investigated to develop more efficient and higher power microchip lasers. Although Nd:YVO<sub>4</sub> is a suitable material for highly efficient microchip laser owing to its large absorption cross section [2,3], high power operation is difficult because its thermal-mechanical properties are poor. On the other hand, while Nd:YAG has good thermal properties, high efficiency is difficult since high doping (> 1 at. %) of Nd<sup>3+</sup> into the YAG crystal is impossible, limiting pump absorption.

We have recently developed highly Nd<sup>3+</sup>-doped, transparent YAG ceramics [5–7], and found that the thermal conductivity is as high as that of Nd:YAG single crystals even at the Nd<sup>3+</sup> concentration of 9 at. % [4]. In this work we report measurements of the absorption spectra and the fluorescence lifetime of ceramic Nd:YAG in order to show that it is a promising material as a highly efficient, high power microchip laser. Moreover, we characterized its laser performance.

The measured ceramic samples were made by a developed sintering process [5]. The Nd<sup>3+</sup> concentration of the samples – the percentage of Nd<sup>3+</sup> in the starting powders – ranged from 1.1 to 9.3 at. %. Single crystal samples were also prepared for comparison.

Figure 1 shows the absorption spectra of 2.2 and 4.8 at. % Nd:YAG ceramics and 1.1 at. % single crystal. The measurements were carried out by use of a spectrophotometer (Hitachi,

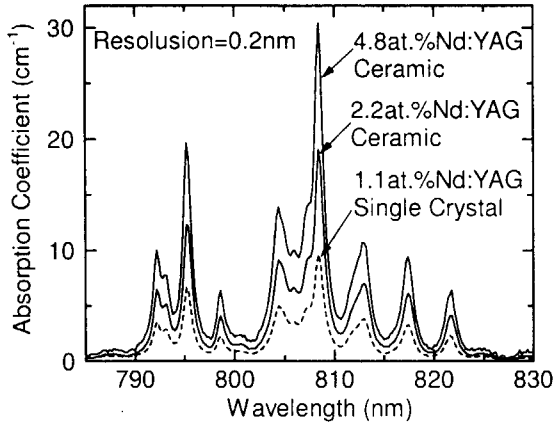


Fig. 1. Absorption spectra of 2.2 and 4.8 at % Nd:YAG ceramics (solid curves), and 1.1 at % Nd:YAG single crystal (dashed curve).

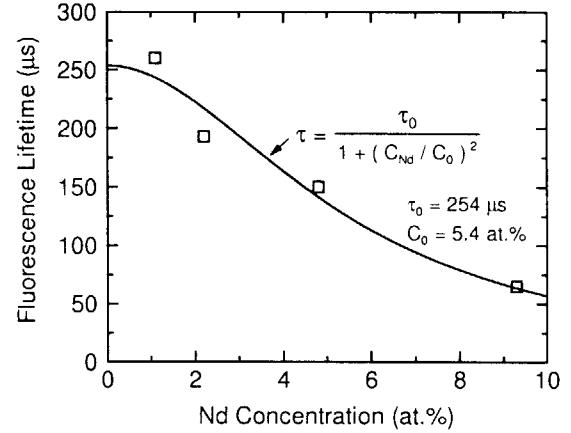


Fig. 2.  $\text{Nd}^{3+}$  concentration versus fluorescence lifetime. The open squares show the experimental data for the YAG ceramics and the solid curve is the fitting with Eq. (1).

U3500) at the resolution of 0.2 nm. The absorption increases as the  $\text{Nd}^{3+}$  concentration increases. The 4.8 at. % Nd:YAG ceramic has an absorption coefficient of  $30.4 \text{ cm}^{-1}$  at 808 nm, which is as large as that of Nd:YVO<sub>4</sub>.

Fluorescence lifetimes were determined by the measurement of the time dependence of the fluorescence intensity. The pump wavelength and the pump pulse width were 808 nm and 10 ns, respectively. The measurement was performed for 1.1, 2.2, 4.8, and 9.3 at. % ceramics and a 1.1 at. % single crystal. The  $\text{Nd}^{3+}$ -concentration dependence of the lifetime is shown in Fig. 2. The solid curve is the fitting with the following equation

$$\tau = \frac{\tau_0}{1 + (C_{\text{Nd}}/C_0)^2}, \quad (1)$$

where  $C_{\text{Nd}}$  is the  $\text{Nd}^{3+}$  concentration,  $\tau_0$  is the lifetime at  $C_{\text{Nd}} = 0$ , and  $C_0$  is the quenching parameter which was obtained to be 5.4 at. %.

In the microchip laser experiments, we used a diode laser oscillating at 809 nm as a pump source. The thickness of every sample was less than 1 mm, and the input facet was high-transmission and high-reflection coated at 808 and 1064 nm, respectively. The radii at the beam waist were 20 and 90  $\mu\text{m}$  in the fast and slow-axis direction, respectively. An output coupler with a curvature of 100 mm was used, and the cavity length was set to be 50 mm.

Figure 3 shows the input-output power characteristics of 2.4 and 4.8 at. % ceramics and a 0.9 at. % single crystal. For the 4.8 at. % ceramic, 2.3-times higher output was achieved than that for the single crystal, which indicates the advantage of Nd:YAG ceramics as highly efficient miniature or microchip lasers.

We estimated the cavity losses by obtaining the slope efficiencies,  $\eta_s$ 's, which were determined from the relation between the absorbed and the output power by changing the transmittance of the output coupler. The round-trip cavity loss,  $L_i$ , is given by

$$L_i = \frac{(T_2/T_1)T_1 - (\eta_2/\eta_1)T_2}{\eta_2/\eta_1 - T_2/T_1}, \quad (2)$$

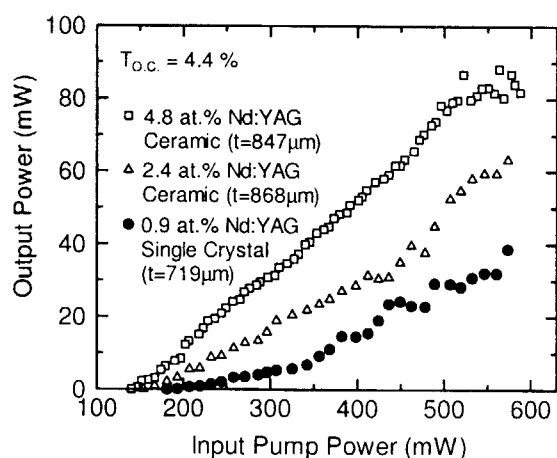


Fig. 3. Dependence of the output power on the input pump power for the 2.4 and 4.8 at. % Nd:YAG ceramics and the 1.1 at. % Nd:YAG single crystal when an output coupler (O.C.) with the transmittance of 4.4 % was used.  $t$ : sample thickness.

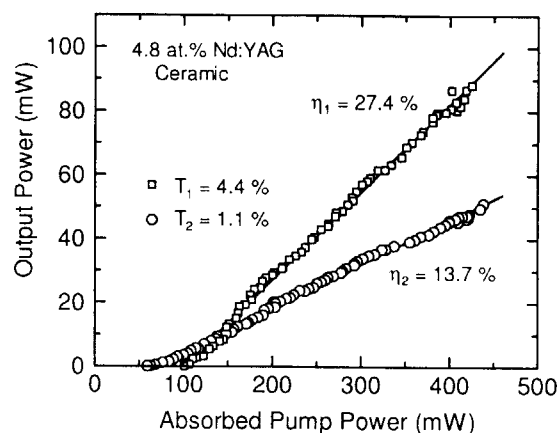


Fig. 4. Dependence of the output power on the absorbed power for the 4.8 at. % Nd:YAG ceramic. The open squares show the experimental data obtained for the output coupler with the transmittance of 4.4 %, while the open circles show that of 1.1 at. %.

Table 1. Slope Efficiencies and Cavity Losses

Neodymium				
Concentration	$\eta_1$	$\eta_2$	$L_i$	$\alpha_i$
(at. %)	(%)	(%)	(%)	( $\text{cm}^{-1}$ )
Single Crystal				
0.9	20.7	15.7	0.5	0.04
Ceramics				
2.4	24.7	19.0	0.5	0.03
4.8	27.4	13.7	2.2	0.13

where  $\eta_1$  and  $\eta_2$  are the slope efficiencies when the output couplers with transmittance of  $T_1 = 4.4\%$  and  $T_2 = 1.1\%$  are used, respectively. Absorbed power was estimated by monitoring the transmitted pump power at each input power; the input-to-absorbed power ratio was different at different input powers or different diode currents because of spectral changes of the pump diode. This is why the output power from the 4.8 at. % ceramic sample decreased above the input pump power of 550 mW, as shown in Fig. 3, not because of any thermal effects.

The relation between the absorbed and the output power for the 4.8 at. % ceramic is shown in Fig. 4, and Table 1 summarizes the slope efficiencies and the cavity losses of each sample. It was found that the loss of the 2.4 at. % ceramic is as low as that of the single crystal. Moreover, the slope efficiency of the ceramics was found to be higher than that of the single crystal. That is because the mode-matching efficiencies of the ceramics are higher than that of the single crystal; owing to their larger absorption coefficients, the absorption depths of the ceramics are shorter, resulting in the less divergence of the pump beam in the sample.

It is concluded that highly  $\text{Nd}^{3+}$ -doped YAG ceramics are promising as a highly efficient, high power microchip laser material.

This work was partially supported by the Grant-in-Aid for Scientific Research #10555016, from The Ministry of Education, Science, Sports and Culture of Japan.

## References

- [1] J. J. Zayhowski and A. Mooradian, *Opt. Lett.* **14**, 24 (1989).
- [2] R. A. Fields, M. Birnbaum, and C. L. Fincher, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 1885 (1987).
- [3] T. Taira, A. Mukai, Y. Nozawa, and T. Kobayashi, *Opt. Lett.* **16**, 1955 (1991).
- [4] T. Taira, S. Kurimura, J. Saikawa, A. Ikesue, and K. Yoshida, *OSA Trends in Optics and Photonics Vol 26, Advanced Solid-State Lasers*, M. M. Fejer, H. Injeyan, and U. Keller, eds. (Optical Society of America, Washington, DC 1999), 212 (1999).
- [5] A. Ikesue, I. Furusato, and K. Kamata, *J. Am. Ceram. Soc.* **78**, 225 (1995).
- [6] A. Ikesue, T. Kinoshita, K. Kamata, and K. Yoshida, *J. Am. Ceram. Soc.* **78**, 1033 (1995).
- [7] A. Ikesue, K. Kamata, and K. Yoshida, *J. Am. Ceram. Soc.* **79**, 1921 (1996).



## 25. 高圧ガスパフターゲットを用いたレーザープラズマX線放射特性 Investigation of laser produced x-ray plasma created from high pressure gas -puff target using Nd:YAG laser

○鈴木将之<sup>1)</sup>、大道博行<sup>2)</sup>、崔日祐<sup>2)</sup>、唐華経<sup>2)</sup>、山神晋<sup>2)</sup>、長友英夫<sup>2)</sup>、Wei YU<sup>3)</sup>、  
Andrzej BARTNIK<sup>4)</sup>、Henryk FIEDOROWICZ<sup>4)</sup>、中山斌義<sup>1)</sup>

- 1) 近畿大学大学院 (〒577-8502 大阪府東大阪市小若江3-4-1)
- 2) 大阪大学レーザー核融合研究センター (〒565-0871 大阪府吹田市山田丘2-6)
- 3) 上海光学機械研究所 (Jiading, Shanghai 201800, P.R.China)
- 4) 軍事工科大学電子光学研究所 (2 Street Kaliskiego, 00-908, Warsaw, Poland)

Masayuki SUZUKI<sup>1)</sup>, Hiroyuki DAIDO<sup>2)</sup>, Il Woo CHOI<sup>2)</sup>, Huajing TANG<sup>2)</sup>,  
Susumu YAMAGAMI<sup>2)</sup>, Hideaki NAGATOMO<sup>2)</sup>, Wei YU<sup>3)</sup>, Andrzej BARTNIK<sup>4)</sup>,  
Henryk FIEDOROWICZ<sup>4)</sup> and Takeyoshi NAKAYAMA<sup>1)</sup>

- 1) School of Science & Engineering Kinki University  
3-4-1 Kowakae, Higashi -Osaka, Osaka, 577-8502, Japan
- 2) Institute of Laser Engineering, Osaka University  
2-6 Yamada-oka, Suita, Osaka, 565-0871, Japan
- 3) Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics  
Jiading, Shanghai 201800, P.R.China
- 4) Institute of Optoelectronics, Military University of Technology  
Kaliskiego 2, 00-908, Warsaw, Poland

We characterize a laser produced gas puff plasma for soft x-ray generation. Strong emission in 11.4 nm wavelength region was observed, using krypton and xenon gas puff targets irradiated by a Nd:YAG laser with an energy of 0.7J/8ns. Space resolved x-ray spectral measurement indicated that the source size on the Rayleigh length and the gas density profile.

Keywords : Laser produced plasma X-ray source, X-ray generation, Gas puff target, EUV lithography

### 1.はじめに

小型高繰り返しの波長8-14nmの高輝度なレーザープラズマX線源 (Laser Plasma X-ray Source…LPXS) は、図1に示すように近年多層膜ミラー (Mo/Si、Mo/Beなど) の技術の発達[1]により、加工寸法0.1 $\mu$ m以下の超LSIの露光用光源として縮小転写型のEUVリソグラフィーへの応用が期待されている。これまでレーザープラズマX線源の発生方法は、固体 (板・フォイル・テープなど) に高強度レーザーを照射させて生成させることが多く行われてきた。しかし固体ターゲットは、レーザーを照射したときに生じるデブリのため縮小転写型EUVリソグラフィーに応用することは、困難である。デブリを著しく低減する方法としては、メカニカルシャッター[2]、クライオジェニック[3]、ドロップレット[4]、希ガス[5]、ガスクラスター[6]などが提案されている。本研究では、高繰り返しでデブリ低減可能なガ

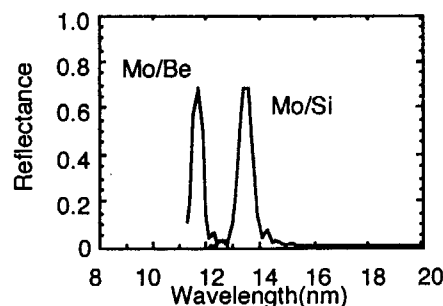


図1. 多層膜ミラーの反射率

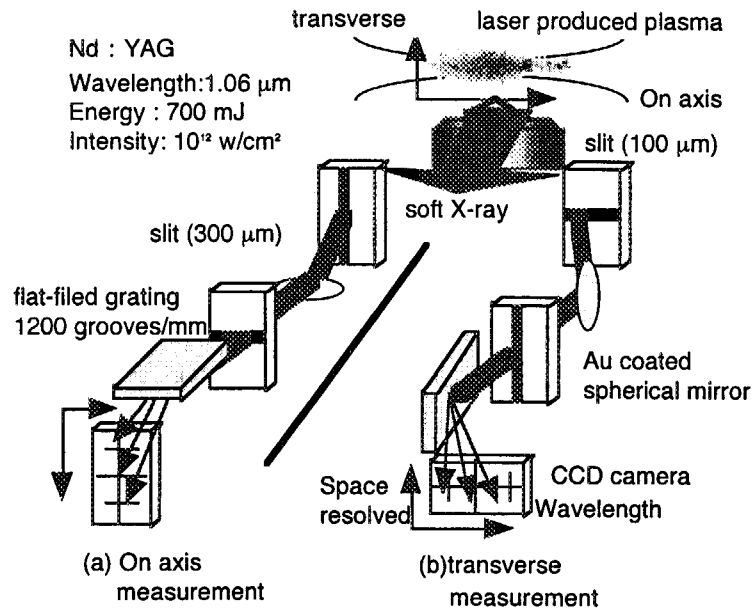


図2. 空間分解測定の実験配置 (a)光軸方向の空間分解測定の配置  
(b)光軸方向に対して垂直方向の空間分解測定の配置図

スパッタターゲットにレーザーを照射したときに得られるレーザープラズマX線源をEUVリソグラフィー用の光源として用いるため、ガスとレーザー光の相互作用のメカニズム解明を試みている[7,8]。その一貫として高圧ガススパッタターゲットにレーザーを照射したときに発生する軟X線放射特性および放射の空間分解測定を行い形状の制御、光源の均一性についての評価を行った。これらに関する、成果の報告を行う。

## 2. 実験方法

真空チャンバー中にガス噴出装置を設置する。ガス噴出装置（背圧5–20atmまで変化可能）のノズル（直径500 μm）の約500 μm上にNd:YAGレーザー（波長1064nm、エネルギー0.7J、パルス幅8ns、照射強度 $10^{12}$  W/cm<sup>2</sup>）を照射する。ガスは、レーザーが照射される200–350 μs前に噴出される。この時に生成するレーザープラズマX線源から発生する軟X線放射のスペクトルを平面結像型斜入射分光器（1200grooves/mm）を用いて測定した。また図2に示すように実験配置をとり、X線源の後方にスリット（幅100 μm）を照射レーザーの方向に対して光軸方向または、光軸に対して垂直方向に設置して平面結像型斜入射分光器に導き一種のスリットカメラの要領で次元方向に空間分解されたスペクトルをCCDカメラ（1pixelあたり24 μm）上に結像した。フレネル回折による分解能は、約100 μm。今回の実験では、酸素、クリプトン、キセノンガスを使用した。

## 3. 実験結果

### 3.1 X線放射特性

酸素、クリプトン、キセノンターゲットに用いた軟X線放射特性を図3に示す。酸素をターゲットに用いたときは、13nm近傍でLi様の強い発光が見られた。また、18nm近傍でBe様の強い発光が見られ

た。クリプトンを用いたときは、10nm近傍でNi、Cu、Co、Fe様の遷移から強い発光のスペクトルが得られた。キセノンをターゲットに用いたときは、11nm近傍で4d-4fから強い発光が見られた。

### 3.2空間分解測定

酸素、クリプトン、キセノンをターゲットに用いたときの各波長におけるプラズマのサイズを図4に示す。全てのガスに関して光軸方向とそれに対する垂直方向の空間分解像より光軸方向のサイズを比較すると光軸方向は約1mm、垂直方向は300~500 $\mu$ mとなっていることから光軸方向のサイズが大きくなっていることがわかった。これは、レーザーが光軸方向にレーザーが伝搬していく際にプラズマを生成しながらガス噴出域中を伝搬していると考えられる。また、すべてのガスに関してガスとレーザーのタイミング(デレイタイム)を長くしたときにガスの広がる領域が広くなることから光軸方向のプラズマの光源のサイズが大きくなることがわかった。これらの詳細について現在検討を行っている。

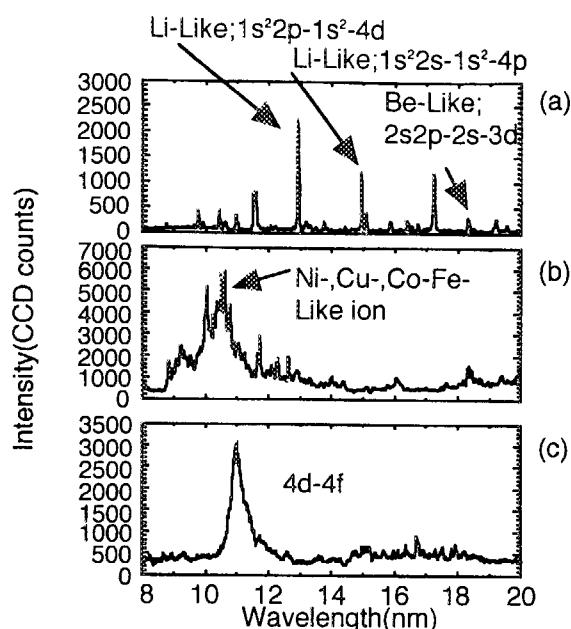


図3. 各ガスを用いたときのX線スペクトル  
(a)酸素を用いたとき (300 $\mu$ s)  
(b)クリプトンを用いたとき (300 $\mu$ s)  
(c)キセノンを用いたとき (250 $\mu$ s)  
ここで( )内の数字は、ガス噴出とレーザー照射の時間差。

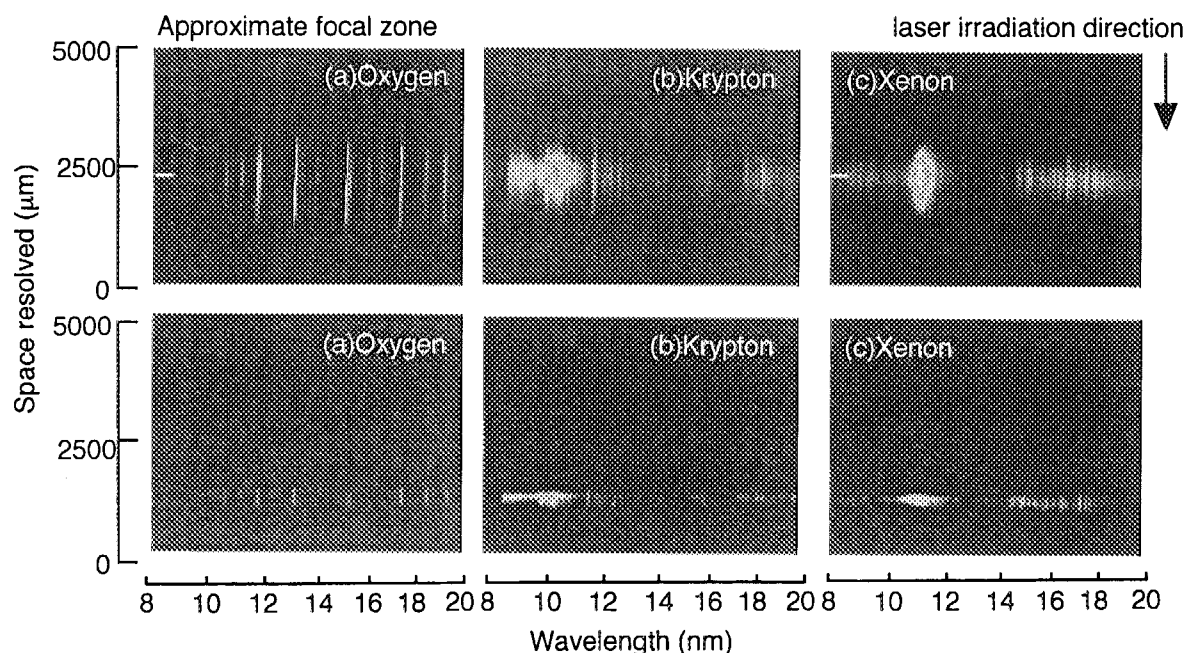


図4. 各ガスにおける空間分解測定の像 上側は光軸方向の像であり下側は光軸方向に対して垂直方向の像。(a)酸素を用いたときの像(b)クリプトンを用いたときの像(c)キセノンを用いたときの像(ガスが噴出とレーザー照射の時間差は、200ms)。

## 4. まとめ

8-14nm,の波長域でクリプトンとキセノンターゲットに用いたとき強いX線放射が得られた。また空間分解像よりレーザープラズマX線源の像は図5のような形状になっていることが分かった。このX線源の形状制御、発光の均一性の向上に向けてレーザー伝搬に伴うプラズマとの相互作用の理解によりより一層進めることが必要である。

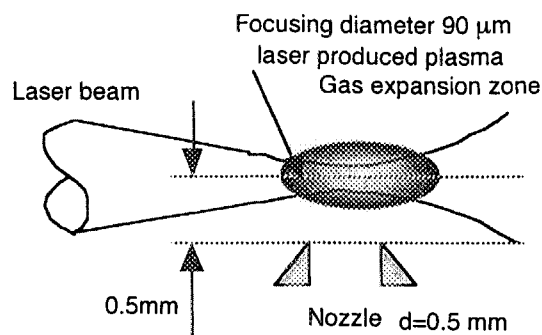


図5. レーザープラズマX線源のイメージ像。

## 5. 参考文献

- [1] C. Montcalm, S. Bajt, P. B. Mirkarimi, E. Spiller, F. J. Weber, and J. A. Folta, *Proc. SPIE*, **3331**(SPIE Press, Bellingham, WA, 1998) p.42.
- [2] W. T. Silvast, M. C. Richardson, H. Bender, A. Hanzo, V. Yanovsky, F. Jin, and J. Thorpe, *J. Vac. Sci. Technol.* **B10**, 3126 (1992).
- [3] A. Shimoura, S. Amano, S. Miyamoto, and T. Mochizuki, *Appl. Phys. Lett.* **72**, (1998)
- [4] L. Malmqvist, L. Rymell, and M. Hertz, *Appl Phys. Lett.* **68**, 2627(1996).
- [5] H. Fiedorwicz, A. Bartnik, Z. Patron, and P. Parys, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 2778 (1993).
- [6] T. Ditmire, R. A. Smith, R. S. Majoribanks, G. Kulcsar, and M. H. R. Hutchinson, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 166(1997). G. D. Kubiak, L. J. Benardez, K. D. Krenz, D. J. O'Connell, R. Gutowski, and A. M. M. Todd, *OSA TOPS Exterme Ultraviolet Lithography, Vol. 4, G. D. Kubiak and D. Kania (eds.)* (Optical Society of America)p.66.
- [7] H. Fiedorowicz, A. Bartnik, M. Szczurek, H. Daido, N. Sakaya, V. Kmetik, Y. Kato, M. Suzuki, J. Tajima, M. Matsumura, T. Nakayama, and T. Wilhen, *Opt. Comm.* **163**, 103(1999).
- [8] M. Suzuki, H. Daido, N. Sakaya, H. Fiedorowicz, A. Bartnik, and T. Nakayama, *The Review of Laser Engineering*, **27**, 351, (1999) (in Japanese)





## 26. Uniform Line focus and multi-target coupling for the creation of near water window Nickel like x-ray laser

H.Tang, H.Daido, S.Seibban, Y.Takagi, K.Mima, Y.Kato<sup>1</sup>, S.Wang<sup>2</sup>, Y.Gu<sup>2</sup>,  
Z.Lin<sup>2</sup>, G.Huang<sup>2</sup>, G. Zhang<sup>3</sup>, K.Murai<sup>4</sup>, H.Takenaka<sup>5</sup>

Institute of Laser Engineering, Osaka University,  
2-6 Yamada-oka, Suita, Osaka 565-0871, Japan

<sup>1</sup>Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment  
Japan Atomic Energy Research Institute

<sup>2</sup>National laboratory on High Power Laser and Physics, Shanghai, P.R. China

<sup>3</sup>Beijing Institute of Applied physics and Computational Mathematics. Beijing, China

<sup>4</sup>Osaka National Research institute, 1-8-31 Midoritgaoka, Ikeda Osaka 563-0875, Japan

<sup>5</sup>NTT-AT, 3-9-11 Midorimachi, Musashino-shi, Tokyo 180, Japan

### ABSTRACT

To demonstrate high gain saturated amplification in soft x-ray lasing, uniform and long amplification medium must be created by novel focusing and target set-up technique. We report on the cylindrical lens array and multi target coupling system for creating uniform line focus. Through these methods, series of x-ray lasing with the wavelength towards the water window are obtained at the GekkoXII Nd glass laser facility in ILE, Osaka University.

**Key words:** Nickel like x-ray laser, cylindrical lens array, multi-target coupling, gain coefficient.

### 1. INTRODUCTION

Since the first demonstration of soft x-ray laser in 1984, the electron collisional excitation scheme of x-ray laser have been studied in many laboratories worldwide with great achievements towards the water window wavelength with higher efficiency[1~8]. X-ray lasers have already been used for many applications such as the plasma diagnostics and so on. Recently x-ray lasing of the electron collisional excitation scheme is created in the Nickel-like isoelectronic sequence ions by pumping the high atomic number solid target with a train of hundred ps high power laser pulses.

In this paper, we report the series of experimental results of the x-ray laser research carried out since 1996 using the

GekkoXII Nd-glass laser facility at ILE, Osaka University.

All the experiments on the Nickel-like scheme soft x-ray lasing used two multi pulse laser beams at fundamental wavelength(1053nm). To achieve high gain x-ray lasing output, two focal lines with uniform intensity were formed by two sets of convex cylindrical lens array. Multi slab targets were precisely coupled together in order to form long amplification length. By utilizing the above techniques, high intensity Nickel-like x-ray lasing with the wavelength range from 13.9nm to 4.6nm were successfully obtained with different gain length product. Shorter wavelength lasing lines in the range of water window were also observed at relatively low intensity, indicating that this configuration is applicable for more shorter wavelength x-ray lasing with significant improvement of pumping conditions.

Experimental setup is described with details in section 2 of this paper. Experimental results of x-ray lasing in the series of different atomic number elements and by using different pumping pulse trains are described in section 3. We summarize the result in section 4.

## 2. EXPERIMENTAL SETUP

Experiments are carried out at the target Chamber II of GekkoXII Nd glass laser facility at the Institute of Laser Engineering, Osaka University. Figure 1 shows the schematic diagram of the experimental setup. Two 1053nm beams of GekkoXII laser pump two sets of target from opposite direction with a 100ps duration pulse train. The number of pumping pulses and interval between the pulses can be set for improvement of the x-ray laser performance. Each beam is focused by the composition of a cylindrical lens array (4 lens are combined together) and aspherical lens to form the

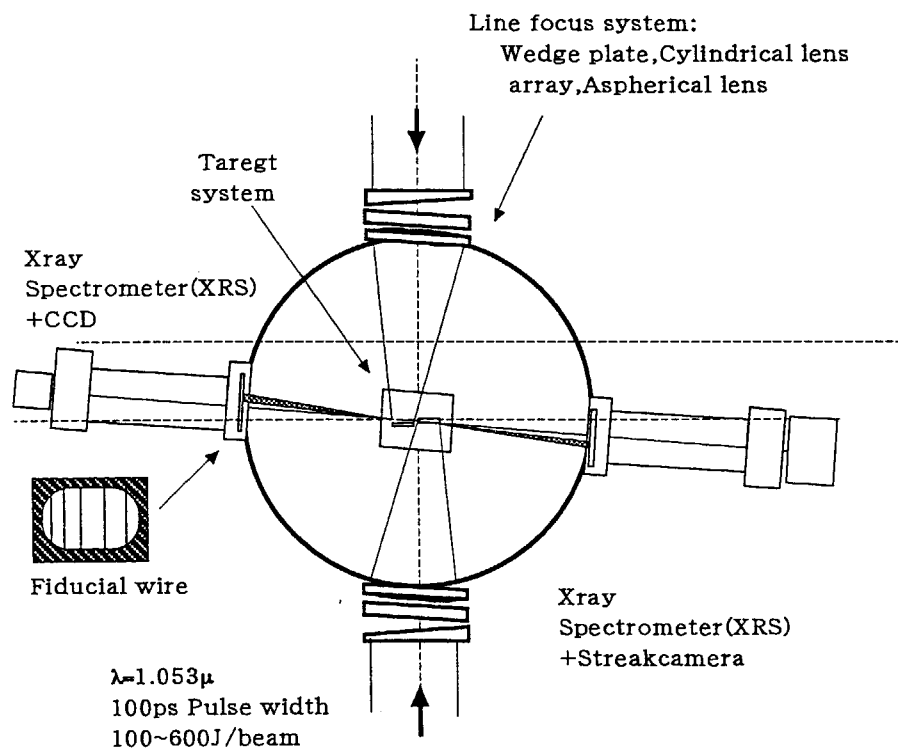


Fig.1. Experimental configuration of double target pumping beams with its target and diagnostic system

the narrow focal line on the target surface as an amplification medium. Output x-ray radiations were recorded by the grazing incidence flat field grating spectrometer.

## 2. 1 Creation of the plasma amplifying region:

Formation of the plasma amplification column in which the population inversion occurs and a x-ray beam propagation is of the key importance to obtain high gain-length product. The intensity should be high enough to create the required electron temperature together with uniform distribution for the purpose of eliminating the early deflection of the X-ray output of the amplification region.

We can create line focus by the cylindrical lens, but due to the circular cross section of the pumping laser beam, the intensity of a focal line created by a single cylindrical lens cannot be well distributed. For this reason the unique methods were developed for the creation of a uniform focal line [9, 10]. One of them is the concept of cylindrical lens array. As shown in Fig.2. multi cylindrical lens units separate the beam into several parts and each lens focuses independently. Each focused light overlaps with each other to form a single line focus on a target surface which gives a more uniform distribution due to average effect. During experiment, four unit convex cylindrical lens array were adopted. The real focal line on target surface is superposed by four independent lines A, B, C, D, with different lengths and energy ratio for each line---( $E_A:E_B:E_C:E_D = 0.618:1:1:0.618$ ) where each factor corresponds to the energy fraction of line A,B,C and D respectively. The overlapping regions and energy distribution ratios were optimized when it was designed.

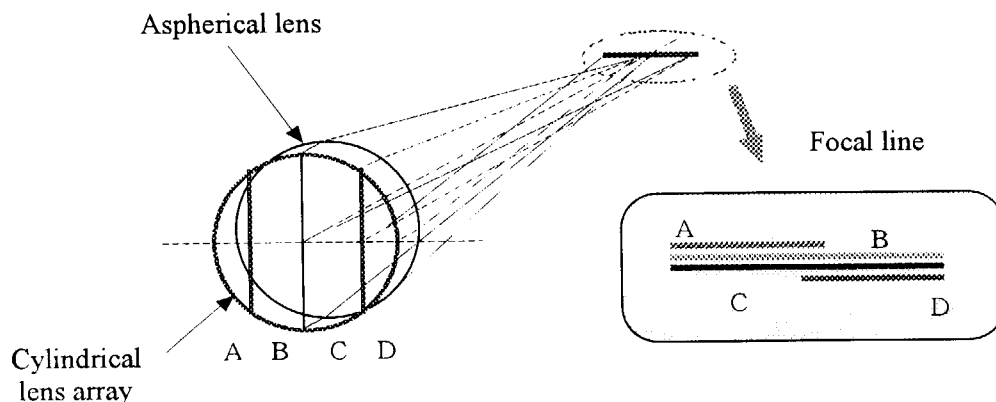


Fig.2. Schematic of four overlapped focal lines created by 4 convex cylindrical lens units together with an aspherical lens.

Each lens unit was designed to convex shape to avoid the high intensity interference patterns on aspherical lens caused by placing the adjacent lenses. The interference fringe due to the overlapping is smaller than  $10\mu\text{m}$  which brings no obvious effect on the plasma distribution.

The cylindrical lens array forms the focal line with the intensity of  $10^{13}\text{W}/\text{cm}^2$  and 26mm in length and  $100\mu\text{m}$  in width. In Fig.3, we can compare it with single unit cylindrical lens, the width and energy distribution is well improved. The measured integrated intensity fluctuation (root mean square) along the focal line was estimated to be within a 15%.

## 2. 2 Multi-target coupling for long amplifying medium.

The targets were 2-mm wide and  $1\mu\text{m}$  thick stripe coated on a 1-mm thick glass substrate by using a magnetic sputtering machine. A variety of elements with different atomic numbers, such as Ag, Nd, Hf, Yb, Ta, W were tested for obtaining different wavelength x-ray lasers, the target can be bent with a proper curvature by a metal mold in order to compensate the refraction decoupling of the x-ray laser.

Due to limited focal length of each beam, the amplifying region must be connected to extend the amplifying region for large gain length. The effect of deflection of x-ray propagation should also be well compensated during target coupling. For this purpose, a special target holder for coupling two or multi targets and its alignment system was employed in order to attain the precise alignment of multiple targets. Target coupling stage was aligned outside the

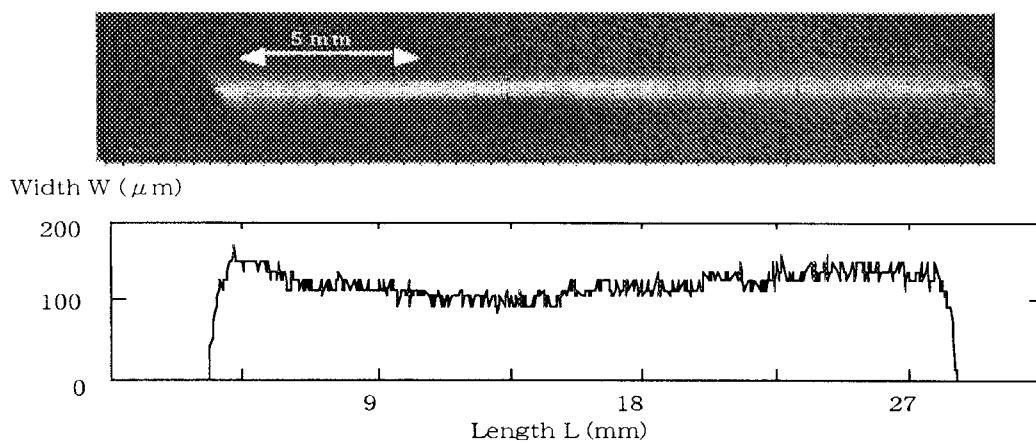


Fig.3 a) Focal line imaging of cylindrical lens array on a target surface taken by slit camera .

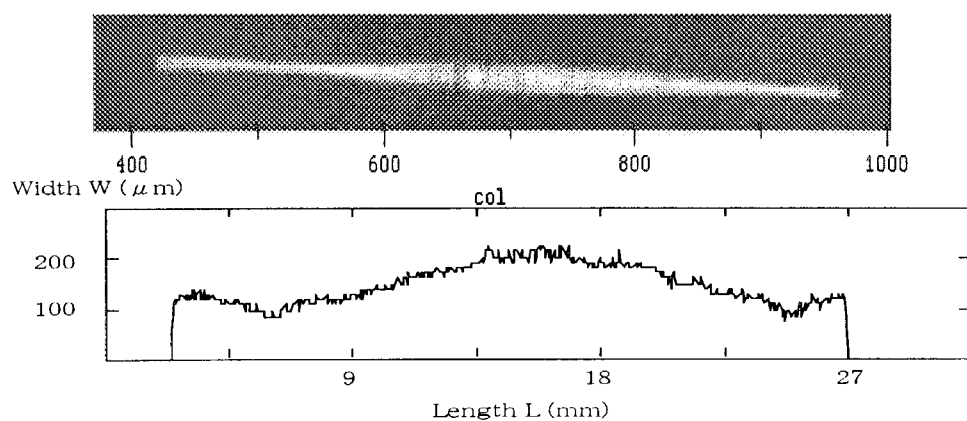


Fig.3 b) Focal line imaging of a single unit cylindrical lens taken by a slit camera

target chamber. Precise alignment is of key importance to the properties of output x-ray lasing. Position and direction for the target coupling can be kept as high as  $10\mu\text{m}$  and  $0.1\text{mrad}$ .

This target alignment and holding system is applicable to different target configuration. Single target, double target and four target system were used to create different target length and amplifying scheme.

As shown in Fig.1, two identical on-axis grazing incidence flat field spectrometers (1200 lines/mm), which equipped

with back-side illumination type soft X-ray CCD(Princeton Instrument TEA/CCD1100PB) and streak camera (Hamamatus Photonics Model C2590) respectively were installed on both sides of the amplifying medium for the time integrated, horizontal angle resolved spectral record and time resolved measurement.

In the time integrated measurement, output of x-ray laser was attenuated by aluminum and polyethylene foils while relatively thin polyethylene foil with the transmittance of 15% was used as filters for the streak camera.

Double slit camera and bent crystal spectrometer are installed at off axis direction for monitoring the focal lines and plasma ionization states.

### 3. EXPERIMENTAL RESULT

#### 3.1 Nickel like Nd X-ray laser output under different target configuration.

The Nd target is pumped by the train of 100ps pulses separated by 1000ps, 400ps, 400ps with almost the same

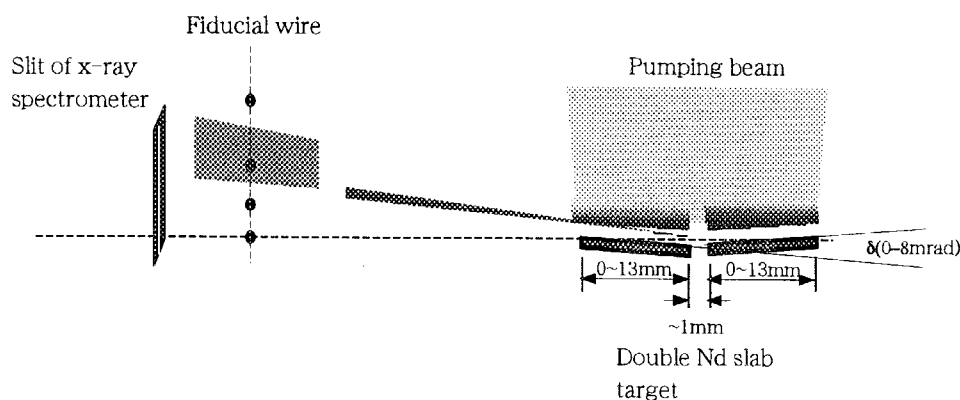


Fig.4 a) The output spectrum of 7.9 nm X-ray laser from two 10mm long Nd slab target

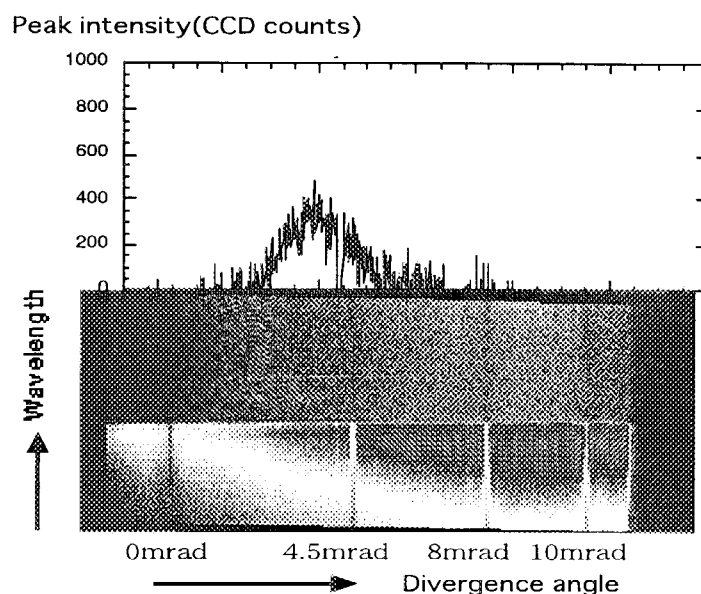


Fig.4 b) The output spectrum of a 7.9 nm x-ray laser from two 10mm long Nd slab target taken by the flat field spectrometer

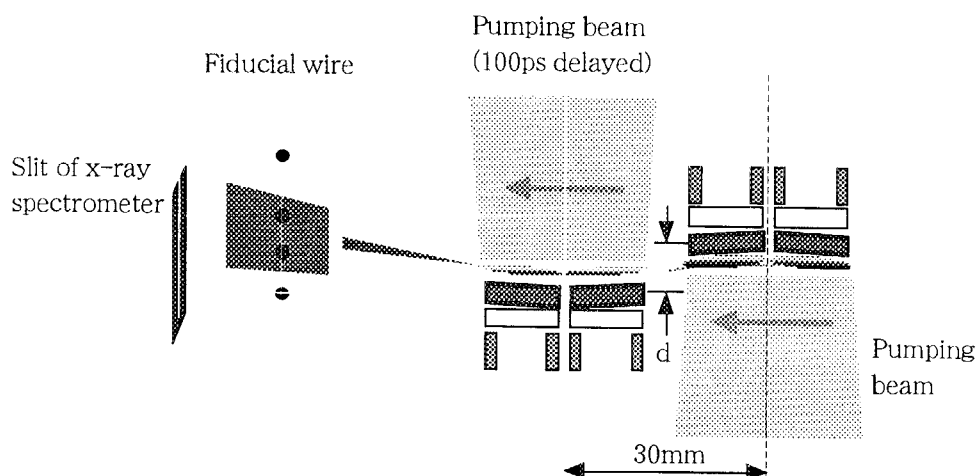


Fig.5 a) The configuration of a set of 4 slab Nd target pumped by two beam (Total target length 40mm).

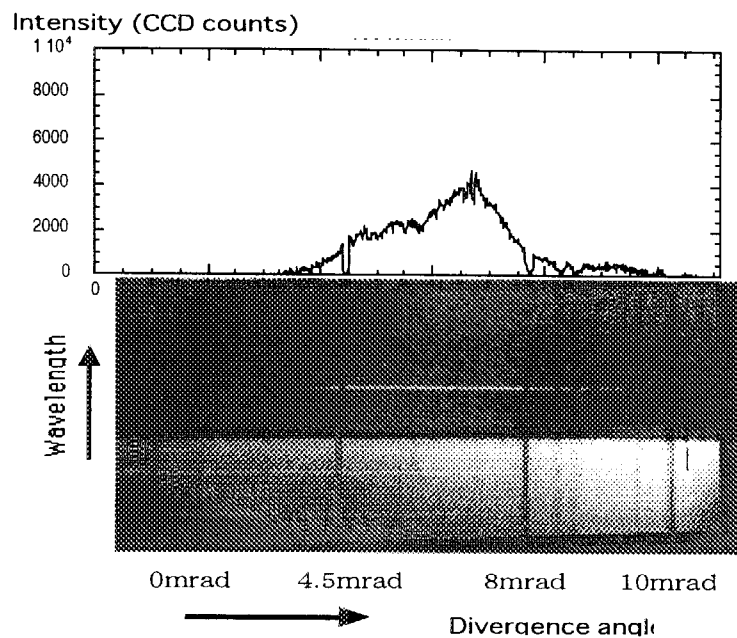


Fig.5 b) The output spectrum of 7.9nm X-ray laser from 4 slab Nd targets pumped by the two beams

intensity. The pumping energy per beam is 600J, giving the intensity within focal line of  $5 \times 10^{13} \text{W/cm}^2$ .

As shown in Fig.4, we start our experiment from single beam pumping configuration. The two 10mm long targets were placed with an angle of 0~8 mrad for the compensation of X-ray beam deflection. There are several fiducial wires before the spectrometer for the measurement of the divergence and deflection angle of the output x-ray laser.

The configuration of the four target scheme with the total target length of 20mm is shown in Fig 5. The output

intensity from the two sets of double target was 10 times larger than that of one set double targets (10mm). The separation in transverse direction between the two coupled targets was optimized to be 320 $\mu\text{m}$ , which gave the most intense x-ray output.

Curved target can be also used for refraction compensation. We also try the curved target configuration with the same target length and separation. Significant increase of x-ray intensity was observed. This is mainly due to the well fitting curvature which compensates the refraction decoupling.

Taking into account the time-dependent gain with Gaussian profile and the transit time effect of x-ray passing through the medium, the peak gain coefficient and x-ray laser pulse duration are 3.5 $\text{cm}^{-1}$  and 130ps respectively. The maximum output energy obtained is estimated to be 40  $\mu\text{J}$  [11,12].

### 3.2 Nickel-like Ag, Hf, Yb, Ta, W laser output.

The Ni-Ag x-ray laser at the wavelength of 13.9nm which coincide with the favorable wavelength of the high reflectivity of Mo-Si multilayer mirrors can be used for many applications. We obtained the saturated Ni-Ag X-ray laser by almost the same configuration. The pumping pulse train is composed of a low intensity prepulse (100ps) whose intensity is 4% of the main pulse. For the Ag target, the pulse to pulse interval was 3ns and we use a coupled double targets. Intensity within focal line is  $8 \times 10^{13} \text{W/cm}^2$ . The amplification was saturated at the length of 8mm. The data is deduced to the gain coefficient of 19 $\text{cm}^{-1}$ . At the gain length product of 15, the gain started to be saturated. Total x-ray laser energy was about 300 $\mu\text{J}$  within the duration from 40ps to 60ps [13].

For Ni-Yb, Hf experiment, the length of the focal line focus was reduced giving a focused intensity of as high as  $3 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ . The prepulse to main pulse interval is chosen to be 1.5ns. By use of the coupled double target scheme, the gain-coefficient of Nickel-like Yb was 6.6 $\text{cm}^{-1}$  with the maximum gain length product of 11. In the Nickel like Hf experiments, the measured gain coefficient was 3.6 $\text{cm}^{-1}$  with gain length product of 6.

Experiments of Ta and W target with the wavelength just outside and inside the water window were also carried out by the same pumping scheme. Compared with Nickel-like Yb and Hf cases, the output intensity of laser lines were weak, as well as having large divergence angle. Double target scheme may be also adopted for the Nickel-like Ta and W scheme with significant improvement of the pumping parameters [12].

## 4. SUMMARY

By applying the convex cylindrical lens array and multi-target coupling techniques, we obtained a laser focal line with fairly uniform energy distribution up to the total length of 40mm. Intense Ni-like x-ray lasing at the wavelength from 13.9nm to water window has been obtained through the quasi-traveling wave configuration. In order to demonstrate the water window x-ray laser, we need high density and high temperature plasma, thus a shorter wave length laser pumping together with the above target technique maybe required.

All those high intensity x-ray lasers obtained are already developed as a source for plasma probing and other applications. Especially for the 13.9nm Ni-Ag x-ray lasing, its advantage on easy manufacturing of high reflectivity Mo-Si multi layer and high intensity will make it a good candidate for soft x-ray probing source.

## REFERENCES

1. B.J.MacGowan, S.Maxon, D.L.Hagelstein, C.J.Keane, R.A.London, D.L.Matthews, M.D.Rosen, J.H.Scofield, D.A.Wheeler. *Phys.Rev.Lett.* 59, pp2157~2160 (1987); B. J.MacGowan, L.B.Da Silva, D.J.Fields, C.J.Keane, J.A.Koch, R.A.London, D.L.Matthews, S.Maxon, S.Mrowka, A.L.Osterheld, J.H.Scofield, G.Shimkaveg, J.E.Trebes, R.S.Walling, *Phys.Fluids.* B4. pp2326~2337 (1992).
2. H.Daido, Y.Kato, K.Murai, S.Ninomiya, R.Kodama, G.Yuan, Y.Oshikane, M.Takagi, H.Takabe, F.Koike. *Phys.Rev.Lett.* 75.1074~1077(1995); H.Daido, S.Ninomiya, T.Imani, R.Kodama, M.Takagi, Y.Kato, K.Murai, J.Zhang, Y.You, Y.Gu. *Opt.Lett.* 21.958 (1996).
3. J.Nilsen and J.C.Moreno, *Opt.Lett.* 20. 1386 (1995).
4. Y.Li, G.Pretzler, P.Lu, E.E.Fill. *Phys.Rev.A.* 53. R652 (1996).
5. J.Nilsen, J.Zhang, A.G.MacPhee, J.Lin, T.W.Barbee, Jr, C.Danson, L.B.Da Silva, M.H.Key, C.L.S.Lewis, D.Neely, R.M.N.O'Rourke, G.J.Pert, R.Smith, G.J.Tallents, J.S.Wark, E.Wolfrum. *Phys.Rev.A.* 56. pp3161(1997).
6. J.Zhang, A.G. MacPhee, J.Nilsen, J.Lin, T.W.Barbee, Jr., C.Danson, M.H.Key, C.L.S.Lewis, D.Neely, R.M.N.O'Rourke, G.J.Pert, R.Smith, G.J.Tallents, J.S.Wark, E.Wolfrum. *Phys.Rev.Lett.* 78, pp.3856~3859(1997); J.Zhang, A.G. MacPhee, J.Lin, E.Wolfrum, R.Smith, C.Danson, M.H.Key, C.L.S.Lewis, D.Neely, J.Nilsen, G.J.Pert, G.J.Tallents, J.S.Wark. *Science.* 276. pp1097~1100.(1997).
7. S.Maxon, K.G.Estabrook, M.K.Prasad, A.L.Osterheld, R.A.London, D.C.Eder. *Phys.Rev.Lett.* 70. pp. 2285~2288 (1993)
8. S.Wang, Y.Gu, G.Zhou, S.Yu, S.Fu, Y.Ni, J.Wu, Z.Zhou, G.Han, Z.Tao, Z.Lin, S.Wang, W.Chen, D.Fan, G.Zhang, J.Shen, H.Peng, T.Zhang, Y.Shao. *J. Opt.Soc.Am.B.* 9. pp.360~368 (1992).
9. W.Chen, et al. *Chinese Phys.* 12. pp 403( 1992).
10. G.Y.Yoon, T.Imani, H.Daido, T.Jitsuno, Y.Kato, M.Nakatsuka, S.Wang, Z.Lin, Y.Gu, G.Huang, H.Tang, G.Zhang. *App.phys.Lett.* 72, pp. 2785~2787(1998).
11. S.Wang, Y.Gu, G.Huang, H.Tang, H.Daido, S.Sebban, N.Sakaya, Y.Tohyama, T.Norimutsu, K.Mima, Y.Kato, K.Murai, R.Butzbach, I.Uschmann, E.Forster. *J.Appl.Phys., Part 2 letters*, 37(10B)(1998)
12. H.Daido, S.Sebban, N.Sakaya, Y.Tohyama, T.Norimutsu, K.Mima, Y.Kato, S.Wang, Y.Gu, G.Huang, H.Tang, K.Murai, R.Butzbach, I.Uschmann, M.Vollbrecht, E.Forster. *J.Opt.Soc.Am.B.* 16, No. 12. (December, 1999);
13. S.Sebban, H.Daido, N.Sakaya, Y.Kato, K.Murai, H.Tang, Y.Gu, G.Huang, S.Wang, A.Klisnick, P.Zeitoun, F.Koike, H.Takenaka. *Proc. 6th Int. Conf. x-ray lasers*(1998). pp. 91~94.





## 27. 高繰返しX線レーザー用ドライバーの設計研究 Design Study of High Repetition X-ray Laser Driver

永島圭介、西村昭彦、桐山博光、加藤義章  
日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター  
619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台8-1

NAGASHIMA Keisuke, NISHIMURA Akihiko, KIRIYAMA Hiromitsu, KATO Yoshiaki  
Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,  
Japan Atomic Energy Research Institute  
8-1 Umemidai, Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

X-ray source with high brightness, high coherence and short pulse length is expected for various applications. X-ray laser is such high performance light in the soft x-ray region. For practical use of the x-ray laser, it is necessary to be compact, high repetitive, high efficient, high stable and so on. In order to realize such practical x-ray laser, development of efficient and repetitive driver is one of the most important subjects. Here, high repetitive x-ray laser driver using Nd:glass media pumped by laser diode is designed.

Keywords : x-ray laser, soft x-ray, Nd:glass media, laser diode

SPring-8に代表される大型放射光装置による短波長X線光源が、物性研究から地球科学、生命科学、医療等の極めて広範囲の分野で利用されているように、高輝度のX線光源は多くの応用研究分野で切望されている。特に、小型コンパクトで、パルス当りのフォトン数が極めて多く、時間幅が狭く、かつ、高いコヒーレンスを有する高性能な短波長光源が期待されており、X線レーザーは、軟X線領域におけるこの高性能光源を実現するものである。高輝度のX線レーザー装置は、表面物性研究、原子過程研究、リソグラフィー応用におけるナノスケール構造の製作と検査、生体細胞の観察、X線領域での非線形光学といった広範囲の応用分野に利用される。

今までのX線レーザー研究の中で様々な励起方式が試みられてきたが、現状では電子衝突励起方式が最も安定に高い出力を得ることが出来る[1]。レーザー波長は、3.56 nm以上の広い範囲で発振に成功しており、また、ナノ秒からピコ秒までのパルス幅が得られている。こうした結果を反映して、最近のX線レーザー研究の方向は、電子衝突励起方式のパフォーマンスを向上することに焦点が置かれている。その中でも重要な進展は、ダブルパルスを用いた過渡励起方式である[2]。この方法は、最初に比較的長いパルスでレーザー媒質として最適なプラズマを生成し、第二パルスとして超短パルスを用いて高温に加熱し、過渡的に高い反転分布密度を作るものである。この方法により、それまでは100 J以上必要だった励起エネルギーが、数 J 程度まで低減することが可能となった。Ni様のPdを用いた実験では、それぞれ4-5Jのダブルパルスを用いて飽和増幅が達成されている[3]。

原研の光量子科学研究センターでは、X線レーザーの高度化と本格的な応用研究の展開を目指して、過渡的電子衝突励起方式を主要方式としたX線レーザー専用の実験装置を整備し、現在、実験開始に向けた調整を進めている（実験装置の概要を図1に示す）。X線レーザーの実用化に向けては、小型化、高繰返し化、高効率化、高安定化等が必要であり、このためには励起用ドライバーとしてレーザーダイオードによる直接励起型の高出力超短パルスレーザーを開発することが不可欠である。本設計研究では、図1に示したX線レーザー実験装置を10Hzまで高繰返し化することを目的として、Nd:glassをレーザー媒質として用いた場合のX線レーザー用ドライバーとして求められる性能を明らかにし、増幅器の基本設計を行った。

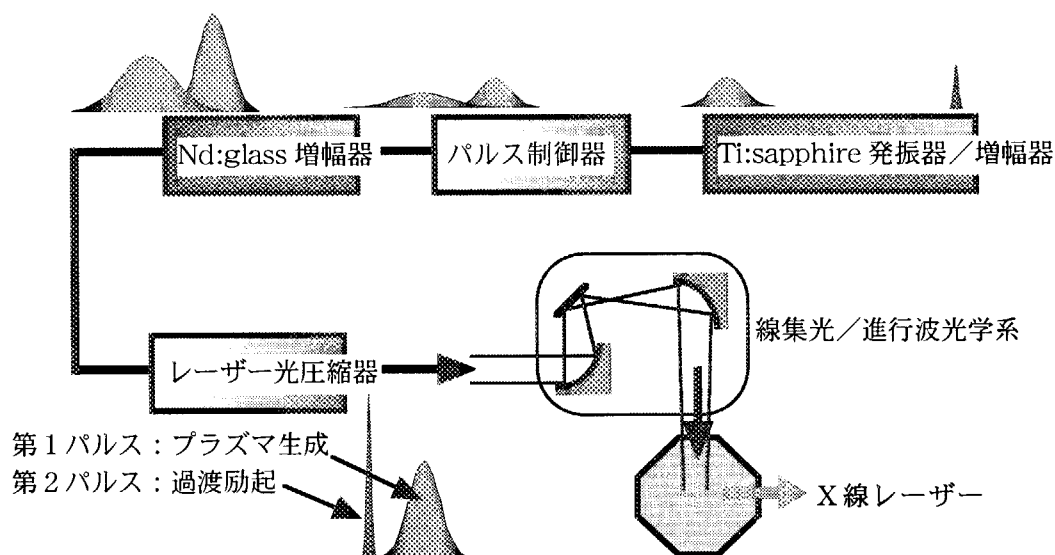


図1 光子科学センターのX線レーザー実験装置の概要

Nd:glassの増幅器への入力光としては、中心波長1053nm、波長幅4-6nm、入力エネルギー0.1-1mJである。通常のパルス幅10ns程度の高出力Qスイッチレーザー増幅器と異なる重要な課題として、広帯域のCPAレーザー増幅器であるため位相共役鏡が使えないこと、及び、圧縮器での回折格子寸法の制約からチャープ後のパルス幅が1ns程度までしか拡張出来ないことが挙げられる。特に、後者の課題は重要であり、エネルギー効率を上げるために出力フルエンスを大きくし、かつ、1ピコ秒以下の超短パルスに圧縮するためにB積分値を低く押さえるためには、パルス幅を出来るだけ長くすることが要請される。さらに、チャープした光が非線形現象を起こさないようにするため、ジグザグスラブのように媒質中でレーザー光が重なる光学配置を避ける必要がある[4]。B積分値を低くするためには透過媒質距離を小さくする必要があり、このためにはレーザー媒質のドーピング量を高くすることが求められるが、これによって寄生発振の条件が厳しくなる。また、効率的にエネルギーを取り出すためには、出来るだけ低損失の多重パス増幅器にすることが最適である。以上の基本的な考えから、本増幅器はプリュスター角でのディスク型多重パス増幅器とし、熱レンズ効果を含めた波面歪みを抑制するため、補償光学系を挿入し、端面ミラーの片方をデフォーマブルミラーにするとともに増幅器内にイメージリレーを設置した。このNd:glass増幅器の基本構成を図2に示す。

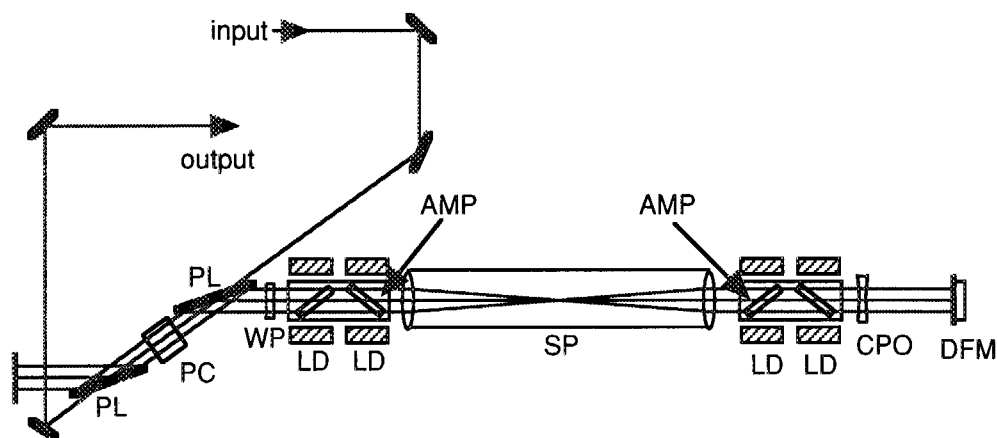


図2 10 Hz Nd:glass増幅器の基本構成

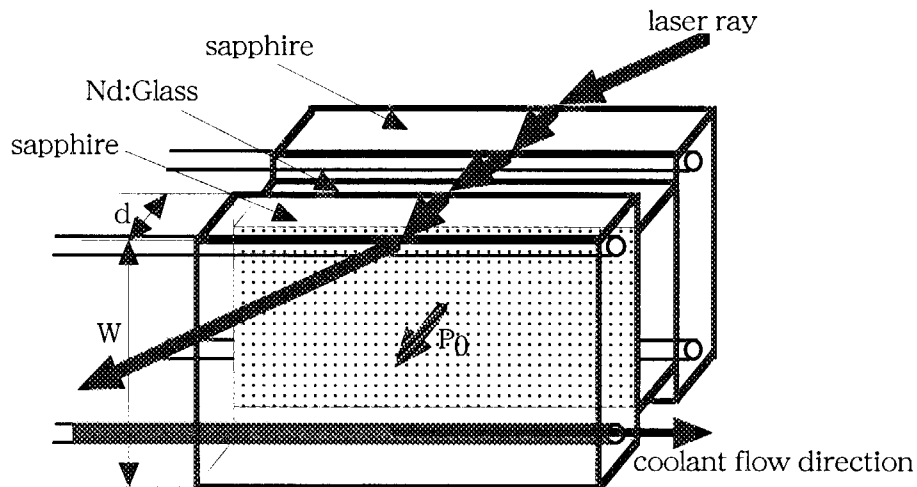


図3 サファイアを用いた間接冷却方式の概要

ディスク型増幅器の構成数は4とし、これは寄生発振を回避出来る範囲内で最小になるように決定した。レーザー媒質の冷却方式としては2案考えている。第1案は、サファイアを用いた間接冷却方式(図3)で、Nd:glassの両側をサファイアで挟んでサファイアの両端を水冷却する方法である。ガラスに比べてサファイアの熱伝導率が大いことを利用するもので、ガラスとサファイア間の接触伝熱が十分に得られれば、サファイアを水冷却するだけの安価な冷却設備で十分となる。しかし、ガラス及びサファイア面内(主に冷却流路と直交する方向)に温度勾配が生じるため熱屈折の効果が大きくなること、さらに、ガラスとサファイアでブリュースター角が異なるためレーザー光の透過損失が大きくなるといった問題がある。第2案は、Heガスを用いてNd:glassを面冷却する

表1 10 Hz Nd:glass増幅器の仕様

material	Nd:glass
center wavelength	1053 nm
repetition rate	10 Hz
input energy	0.1 mJ
spectral width of input pulse	6 nm
stretching ratio	250 ps/nm
output energy	20 J
spectral width of output pulse	$\geq 3$ nm
pulse width before compression	$\geq 750$ ps
pulse width after compression	$\leq 1$ ps
number of disk	4
disk angle	Brewster angle
output pulse profile	flat square (25x25 mm <sup>2</sup> )
output fluence	3.2 J/cm <sup>2</sup>
cooling method	He gas or sapphire cooled by water

方法である。

多重パス増幅器の増幅特性を参考文献[5]の方法で計算した。レーザーの空間分布を考慮しない場合、パス毎のエネルギー損失を10%とした時に媒質への励起エネルギーに対する出力エネルギーの割合は20-30%が得られることが分かった。4個のNd:glassの両側からそれぞれ1 J/cm<sup>2</sup>の励起光を照射し、Nd:glassのディスク内で1.6 J/cm<sup>2</sup>以上の出力フルエンスを期待している（プリユスター角を考慮した媒質の外での出力フルエンスは3.2 J/cm<sup>2</sup>となる）。また、この場合のB積分値は1-2であり、1ps程度まではパルス圧縮できると考えられる。以上のNd:glass増幅器の仕様を表1にまとめた。また、表2には励起用レーザーダイオードアレイの基本的な仕様を示す。

表2 励起用レーザーダイオードアレイの仕様

material	AlGaAs
center wavelength tolerance for stacked linear array	803 nm $\pm$ 3 nm
spectral width	< 3 nm
center wavelength shift due to chirping	< 4 nm (0.4 ms pulse)
output mode	Q-CW
repetition rate	10 Hz
pulse duration	0.2-0.4 ms (variable)
power density	> 1.0 kW/cm <sup>2</sup>
area/module	< 60 cm <sup>2</sup> (6 cm x 10 cm)
total power/module	60 kW
number of module	8
total power	480 kW
micro-lens	cylindrical
transparency of micro-lens for first axis	> 90 %

今後の課題としては、レーザーダイオード励起源からの光をNd:glass上で一様照射するために最適な集光光学系を決定すること、及び、熱屈折と補償光学系の詳細な検討を行う必要がある。また、サファイアを用いた間接冷却法については、実寸法での冷却試験を実施して熱膨張による伝熱特性の変化を確認する必要がある。

#### 参考文献

- [1] Matthews, D. L., et al., Phys.Rev. Lett. 54, 110 (1985)
- [2] Nickles, P. V., et al., Phys.Rev. Lett. 78, 2748 (1997)
- [3] Dunn, J., et al., Phys.Rev. Lett. 80, 2825 (1998)
- [4] Liu, X., Opt. Lett. 20, 1163 (1995)
- [5] Frantz, L., Nodvik, J., J. Appl. Phys. 34, 2346 (1963)



## 28. 強励起した Yb:glass の透過波面計測 Measurement of Transmitted Wavefront on Highly Pumped Yb:glass

西村 昭彦、赤岡 克昭、

大図 章、宇佐美 力、杉山 僚

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Akihiko NISHIMURA, Katsuaki, AKAOKA,

Akira Ohzu, Tsutomu USAMI and Akira SUGIYAMA

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

8-1 Umemidai, Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

Time resolve wavefront measurement was proved to clarify cooling process of the highly pumped ytterbium glass. A Shack-Hartmann sensor and a flashlamp pumped Ti:sapphire laser were used for wavefront measurement and high intensity pumping. Temporal change of focus and astigmatism are dominant in Zernike coefficients. Thermal lens of 1m radius was found for the pumping intensity of 800 kW/cm<sup>2</sup>. Temporal decay of thermal lens effects on ytterbium glass agreed well with unsteady 1-D heat conduction. The wavefront distortion completely disappears within the characteristic cooling time. The proposed technique here can be applied to develop the effective cooling method for highly pumped gain media.

**Keywords : Thermal Lens Effects, Ytterbium Glass Laser, Wavefront Measurement, Flashlamp Pumped Ti:sapphire Laser, Shack-Hartmann Sensor**

### 1 はじめに

高輝度X線によるさまざまな応用研究を展開している大型放射光施設[1]を超え、次世代における放射線の革新として光量子科学は誕生した。このためには小型・高効率の CPA レーザーが必要である[2]。近年、極短パルスレーザーシステムといえば Ti:sapphire 結晶をレーザー媒質に用い、半導体レーザー励起グリーンレーザーという組み合わせが普及しつつある。原研は高出力の半導体レーザー励起グリーンレーザーを開発し全固体極短パルスレーザーシステムを実現した[3]。これは半導体レーザー光を固体レーザーというモード変換及び波長変換というプロセスを経て CPA レーザー媒質を励起する間接励起方式である。一方、半導体レーザー光に

より直接レーザー媒質の励起を行う直接励起方式により一層小型且つ高効率/高出力なシステムを実現しようとする流れがある[4~7]。既に、モードロックレーザー[4,5]やこれを発展させた再生増幅器[6]などの小型・小出力の装置には半導体レーザー直接励起が成功を収めている。レーザー媒質としては Nd 系固体材料に比べて Yb 系固体材料が将来的に有望であり、この理由として 1) 量子効率が高い、2) 吸収スペクトルが広く半導体レーザーの波長シフトを許容できる、3) バンド幅が広く超短パルス増幅が可能である、4) 上位準位の寿命が長くエネルギーの蓄積量が大い、などの点について光量子科学の誕生時点で指摘されていた。しかしながら、これらの優れた特徴を活かすためには、レーザー媒質の強励起が必要であり、同時にこれに伴う諸問題を解決する必要がある。励起光源としても半導体レーザーの集積化と拡散する光を高強度に集光することは容易ではない。これまで原研は励起光源としてフラッシュランプ励起の Ti:sapphire レーザーを開発し[8]、レーザー媒質の強励起を行い発振特性や冷却特性を解明している。ここでは熱レンズ効果の解明のため、Yb:glass レーザー共振器内を透過するレーザー波面の時間変化測定について報告する。

## 2 実験装置

Fig. 1 に実験装置の概要を示す。装置は波面センサー、励起用 Ti:sapphire レーザーおよび Yb:glass 共振器より構成される。

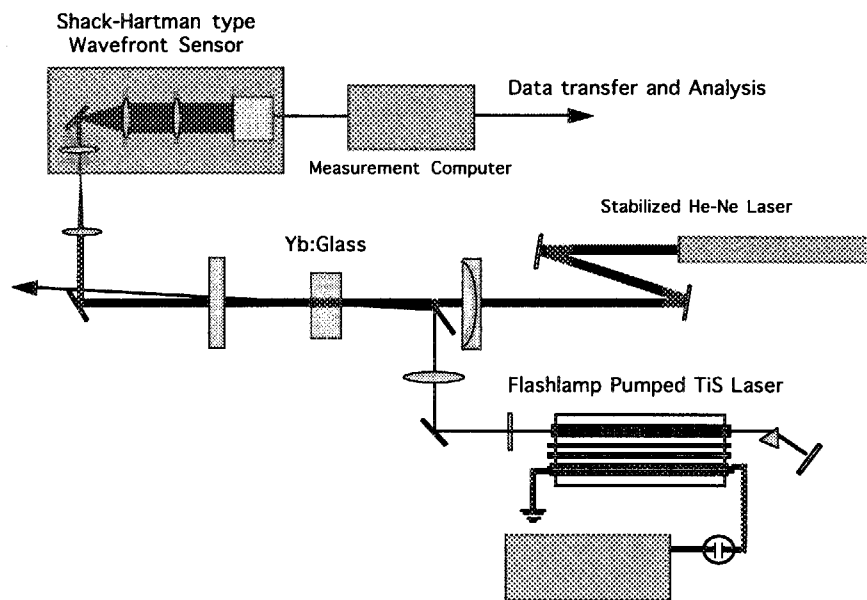


Figure 1 Experimental System Schematic of Thermal Lens Measurement

赤岡らは、Shack-Hartmann 型波面センサーを、原子法レーザー同位体分離において近共鳴原子蒸気中を長距離に渡って透過するレーザー波面の補正装置として導入を試みた。このシステムを発展させ、半導体レーザー励起ジグザクスラブ YAG レーザーやチタンサファイヤ CPA レーザー

ーザーなどのシステムに組み込み、レーザー光の波面補正に成功している[9,10]。本システムは応答が速いため測定対象が時間変化する場合に一層効果を発揮する。ここでは 100 Hz の高繰り返しを活かして Yb:glass を透過する波面の時間変化計測に適用した。

Yb:glass の強励起には高エネルギーパルスの発生が可能なフラッシュランプ励起 Ti:sapphire レーザーを開発した。本レーザーは直径 8mm、長さ 190mm、Ti 濃度 0.1wt%、FOM600 の Ti:sapphire ロッドを Xe 450Torr を充填した 1 本のフラッシュランプで励起した。充電電圧は最大 5kV と低く 130 $\mu$ F の大容量キャパシターに蓄えられたエネルギーをフラッシュランプと直列接続したイグナイトロンでスイッチさせることで半導体レーザーの QCW 発振時間に近い約 140 $\mu$ s のロングパルス放電を可能にした。主たる改良点は、初期の銀製反射鏡をアルミナセラミックスに変更したことである。これより反射率維持のための水質管理が低減できた。

使用した Yb:glass は Kigre 社製リン酸ガラスでありドープ濃度 19 wt% である。測定の結果、Ti:sapphire レーザーでの励起波長  $\lambda = 915$  nm では吸収断面積は  $\sigma = 0.15 \times 10^{-20}$  cm<sup>2</sup> となった。これより飽和光強度は  $hc / (\lambda \sigma \tau) = 72$  kW/cm<sup>2</sup> となる。ここで、 $h$  はプランク定数、 $c$  は光速である。Yb:glass のサイズは 15 x 14 x 8.7 mm であり、15 x 14 mm の面に対して Ti:sapphire レーザーからの出力パルスを焦点距離 25 cm のレンズにより集光した。励起レーザーは 共振器の中心軸をずらして Yb:glass に対して斜めに入射させた。同種の Yb:glass を Nd:YAG レーザーの 946 nm 発振光を用いて励起して CW 発振させた例では、2W の励起光を直径 2 mm x 長さ 4 mm のガラスロッドに導き半径 40  $\mu$ m まで絞り込むことで 440mW の高出力とスローブ効率 48% が報告されている[11]。集光強度は 40 kW/cm<sup>2</sup> 程度であり、これは 946 nm における飽和光強度程度である。これに比べて、本装置では、集光スポット直径を約 1 mm とし、1 J パルスで励起することで集光強度は 800 kW/cm<sup>2</sup> に達した。これは飽和光強度よりも 10 倍以上高くゲイン媒質全長を十分に飽和できる。Fig. 1 に示した Yb:glass 共振器は長さ 37 cm の Plane - concave 型である。これより、スローブ効率は 53% となり 1 J 励起時にはパルスエネルギー 330 mJ を得た。実験では Yb:glass には特別な冷却を行っていない。この共振器に安定化 He-Ne レーザー光をプローブとして透過させ、Shack-Hartmann センサーに導き波面計測を行った。

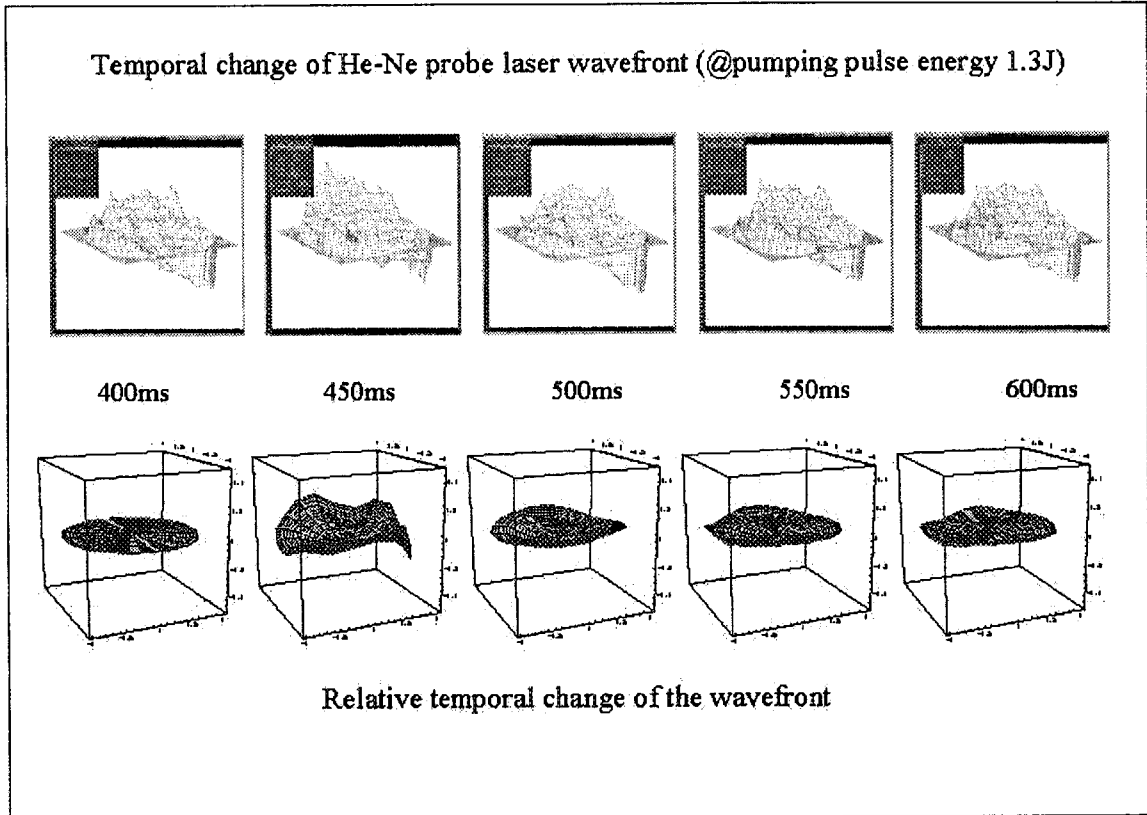
### 3 実験結果及び考察

#### 3.1 波面計測結果について

Fig. 2 に Yb:glass をパルスエネルギー 1.3 J で励起した時の透過波面の 50 ms 毎の時間変化を示す。上部 5 枚は実際の波面を、下部 5 枚は励起前の波面で規格化した相対変化を示した。実際の波面からはデータ取り込み開始後 450ms の時点が励起直後であり最も大きい変化を示していることは判断できる。しかしながら波面全体が傾斜しノイズのような微少な変動が多く含まれているため時間変化が不明瞭である。これに対して、規格化した波面は時間変化を明瞭に表

している。これによると、励起後 150 ms 後には波面は励起前の状態にほぼ復元しており、Yb:glass の冷却が充分進行したように観察される。

この実験では励起体積に比べて Yb:glass は充分大きいと熱浴と考えられる。従って、冷却過程は非定常 1 次元熱伝導[12,13]であるとして考察を進める。Yb:glass の熱拡散係数  $\alpha = \kappa / (C_p \rho)$  は  $3.68 \times 10^{-7} \text{ (m}^2/\text{s)}$  である。ここで熱伝導率  $\kappa = 0.85 \text{ W / (m K)}$ 、比熱  $C_p = 0.823 \text{ kJ / (kg K)}$ 、密度  $\rho = 2810 \text{ kg/m}^3$  とした。



**Figure 2** Temporal change of wavefront measured by Shack-Hartmann sensor

Yb:glass の励起半径は実験では  $b = 0.5 \times 10^{-3} \text{ (m)}$  である。従って、冷却の特性時間は  $b^2 / \alpha = 680 \text{ ms}$  となる。次に無次元温度  $\theta = (T_1 - T) / (T_1 - T_0)$ 、無次元長さ  $\eta = y / b$ 、無次元時間  $\tau = \alpha t / b^2$  を定義する。ここで  $T_1$  は熱浴となるガラスの温度 (= 室温) ,  $T$  は励起した領域 ( $b > y > 0$ ) の温度、 $T_0$  は励起直後の温度である。一様な励起とみなせる場合には  $T_0$  は  $b > y > 0$  の範囲内で一定である。これら無次元パラメーターによる温度の時間変化は次式により解析的に  $n=0$  から始まる無限級数和で表される。

$$\theta = 2 \sum (-1)^n / \{(n + 1/2) \pi\} \exp\{-(n + 1/2)^2 \pi^2 \tau\}$$

上式は  $\eta = 0$  (glass の中心部分) では次表のようになり、 $\tau$  が大となると指数関数的に減少する。



$\tau$	0.04	0.1	0.2	0.4
$\theta$	0.99	0.85	0.5	0.16

Fig. 1 に示した 600 ms の時点では励起後 150 ms が経過していた。この時点では  $\tau = 0.22$  であり未だ  $\theta \sim 0.5$  程度であるため十分に冷却が進んだとはいえない。これ以上の考察のためには計測した波面を更に詳細に解析することが必要である。

このため波面を Zernike 成分に展開した。Fig. 3 に各係数の時間変化を比較する。係数の中で 1 次の X.Tilt と Y.Tilt は波面の傾きを表す。両者は大きく変動しているが時間平均は一定である。これらの平均値が負と正の大きな値をもつことは Fig. 2 の実際の波面が大きく傾いていることと対応している。時間的には 2 次の Focus と 3 次の Astigmatism 0 と Astigmatism 45 が大きく変化しているが、4 次の X.Coma と Y.Coma はゼロ近傍で一定である。2つの Astigmatism は Focus よりも速く減衰し軸対象な成分である Focus のみが長く持続するが約 300 ms 後には消失する。計測時間の 2.5 秒はメモリー容量の制限のためである。

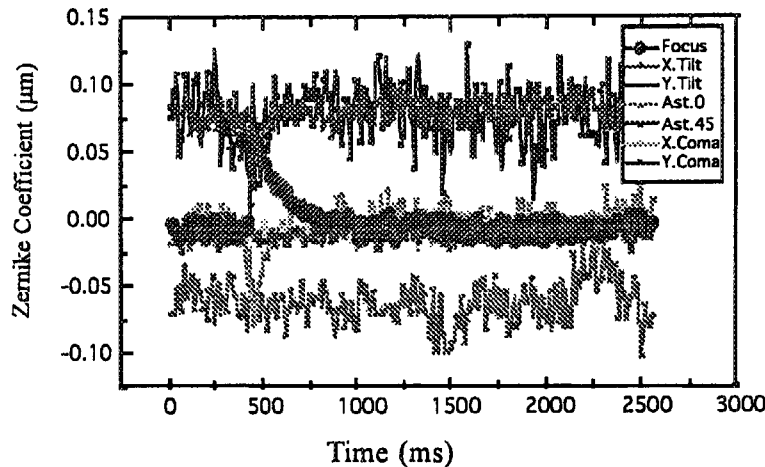


Figure 3 Temporal change of Zernike coefficients

これより励起レーザーの繰り返しを 3 Hz 以上上げるとガラス内部に熱の蓄積が生じることが予想できる。実験では励起レーザーの繰り返しは 0.5 Hz であり熱の蓄積は認められない。Astigmatism の主な原因は励起レーザーパルスがガラスに対して斜め入射しているためと考えられる。Zernike 係数は最高 35 次まで展開したが、4 次より高次の係数の時間変化は無視できる。ここで Focus の変化の半値幅は約 150 ms であり上述の非定常 1 次元熱伝導による推定と一致している。このように波面を Zernike 係数に展開することでより詳細な考察が可能となった。

Fig. 4 は Focus 係数のみの時間変化とこれより求めた曲率を示す。冷却過程は上述のように非定常 1 次元熱伝導による冷却で表せるが、立ち上がり過程にはガラス内部で以下のような複雑な現象が生じていると思われる。Fig. 4 によると励起開始から立ち上がりのピークに達する

までに約 20 ms が経過しており、これは明らかに Yb:glass の寿命である 1-2 ms よりも長い。ガラス内に分散している  $\text{Yb}^{3+}$  に吸収された励起レーザー光のエネルギーはレーザー発振や蛍光としてガラス外に放出されるが、残りのエネルギーは  $\text{Yb}^{3+}$  を囲むガラスネットワークに移る。軸対象に励起された中心領域は温度上昇により 20 ms 経過する間に軸方向にガラス全体を伸長する。立ち上がり過程ではこのようなメカニズムによりガラス表面が変形して曲率 1 m のレンズとして作用したと思われる。本実験では Yb:glass 内部にも表面にも損傷は生じなかった。また、強い熱レンズの生成にも関わらず共振器長が短いためレーザー発振は停止しなかった。共振器の長い再生増幅器の場合には熱レンズ補正の光学系を組み込むことが有効である[14]。

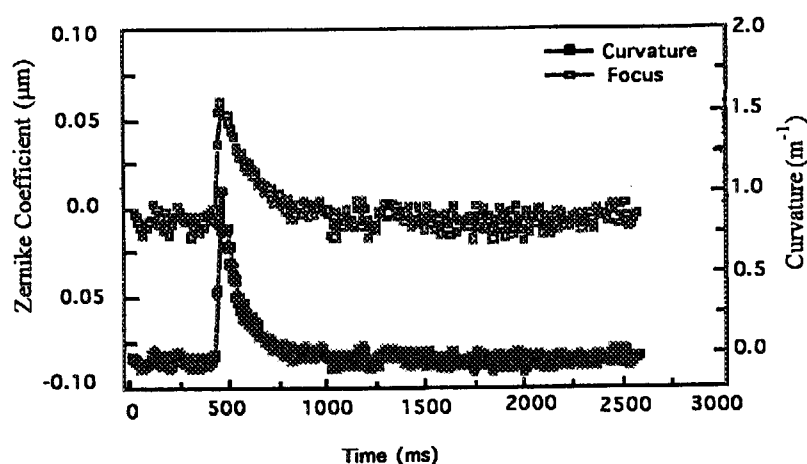


Figure 4 Temporal change of the focus coefficient and the thermal lens curvature

### 3.2 高エネルギー CPA 開発について

一般にファイバーレーザーや薄型ディスクのように大きな表面積を有するレーザー媒質は冷却特性に優れているが、通常の CPA 再生増幅器やマルチパス増幅器に用いられる Bulk 形状を有するレーザー媒質の場合は効率の良い冷却が重要となる。例えば、室温でも十分に熱特性の優れた Ti:sapphire を液体窒素温度に冷却することで熱伝導率と  $dn/dT$  を改善し一層高平均出力を得ようとの試みがある[15,16]。一方、結晶と異なりガラスは熱特性の悪さから高平均出力ではなく繰り返しを抑えて高エネルギーパルスを得ることに力が入られてきた。例えば、Yb:glass を用いた再生増幅器では市販のフラッシュランプ励起 Ti:sapphire レーザーを用いて室温に保持したガラスから 15mJ の増幅パルスが 5 Hz の繰り返しで得られている[7]。さらに、励起レーザーを強化し再生増幅器のモード直径を増加させることで単一の再生増幅器より一層の高エネルギーパルスの取り出しが可能である[17]。但し、冷却の問題のため繰り返しはモード直径の 2 乗に反比例して低く抑えなければならない。Yb 系固体材料の場合、準 3 準位系のため

室温での動作ではレーザー発振波長での再吸収の問題があり、レーザー特性と熱の問題が密接に絡み合っている。半導体レーザーによる  $100 \text{ kW/cm}^2$  程度の励起強度でさえ、発振波長は Yb:glass では短波長側にシフトするのに対して Yb:YLF では長波長側にシフトするなど強励起によりレーザー媒質内部で競合する現象が生じていることが報告されている[18]。今後の Yb ガラスレーザーの基礎研究においても強励起下のゲイン測定実験[19]と併せてガラスの内部温度測定が重要であろう。

Yb 系固体材料に比べて Nd 系固体材料は現時点では開発リスクが小さい。現在のところ原研はいくつかの X 線レーザー方式の中で過渡励起方式による X 線レーザーの開発を中心的に進めており、励起用レーザーにはフラッシュランプ励起による Nd:glass 増幅器を採用している[20]。今後は半導体レーザー直接励起による Nd:glass を用いた  $10 \text{ J}$  レベルの高エネルギー CPA により X 線レーザーシステム全体の高繰り返し化を提案している[21]。このシステムでは効率の良い冷却のためレーザーガラスと sapphire をコンタクトさせガラス表面から伝導冷却により除熱することが有効である。このような大型のレーザーガラスと sapphire をコンタクトさせた例は無いが、試験的には直径  $5 \text{ mm}$  程度の Nd:YAG ロッドレーザーでは  $1 \text{ mm}$  厚の sapphire 板を Nd:YAG 表面に密着させることで熱レンズ効果の低減に有効であることが報告されている[22]。このほか、熱レンズ効果に加えて熱複屈折や熱破壊も考慮する必要がある、これらの問題を解決するためには補償光学系と併せてレーザー媒質の効率的な冷却を進める必要がある。

#### 4 まとめ

Shack-Hartmann センサーとフラッシュランプ励起 Ti:sapphire レーザーを用いて強励起した Yb:glass 共振器の透過波面の計測に成功した。計測した波面を Zernike 係数に展開することで Focus の時間変化が非定常 1 次元熱伝導で表せること、Astigmatism は Focus より速く減衰すること、4 次より高次の係数の時間変化は無視できること、時間変化の立ち上がりは  $20 \text{ ms}$  程度を有することなど、強励起された Yb:glass の時間変化が波面計測により初めて明らかになった。Shack-Hartmann センサーのサンプリング間隔は  $10 \text{ ms}$  としたが、よりサンプリング間隔を短縮することが可能であり一層高速の時間変化を捉えることができる。高速化は特に立ち上がりの急峻な時間変化や冷却特性を改善した場合などに効果を発揮するであろう。今後の高エネルギーレーザー開発においては、レーザー媒質を効率的に冷却と波面の熱歪補正が重要である。レーザー媒質の改良と併せてここで示した手法を適用する予定である。

#### 5 謝辞

光量子科学研究センター内では、宅間宏客員研究員をはじめとする多くの方々に支援していただきました。特に、丸山庸一郎主任研究員及び加藤政明主査には実験を進める上で便宜をは

かっていただきました。また、桐山博光研究員には Yb 固体材料に関する貴重なコメントをいただきました。最後に、原研東海研エネルギーシステム研究部の角田恒巳氏からは Yb:glass の吸収断面積測定のために測定機器をお借りいたしました。ここに深く感謝いたします。

## 6 参考文献

- [1] <http://www.spring8.or.jp/>
- [2] “光量子科学の誕生と未来像”、科学技術庁原子力局監修、光量子の高度利用に関する懇談会編、科学技術広報財団発行(平成8年11月)。
- [3] K.Tei, M. Kato, Y. Niwa, S. Harayama, Y. Maruyama, T. Matoba, and T. Arisawa, *Opt. Lett.*, **23**, 514, 1998.
- [4] J. Aus der Au, D. Kopf, F. Morier-Genoud, M. Moser, and U. Keller, *Opt. Lett.*, **22**, 307, 1997.
- [5] C. Honninger, F. Morier-Genoud, M. Moser, U. Keller, L.R. Brovelli, and C. Harder, *Opt. Lett.*, **23**, 126, 1998.
- [6] H. Liu, S. Biswal, J. Paye, J. Nees, G. Mourou, C. Honninger and U. Keller, *Opt. Lett.*, **24**, 917, 1999.
- [7] S. Biswal, J. Nees, A. Nishimura, H. Takuma, G. Mourou, *Opt. Commun.*, **160**, 92, 1999.
- [8] A. Nishimura, et al., in *Solid State Lasers VII*, Proc. SPIE, **3265**, pp. 234-241, 1998.
- [9] K. Akaoka, I. Wakaida and T. Arisawa, in *Beam Control, Diagnostics, Standards and propagation*, Proc. SPIE, **2375**, pp. 72-77, 1995.
- [10] K. Akaoka, S. Harayama, K. Tei, Y. Maruyama and T. Arisawa, in *Solid State Laser VII*, Proc. SPIE, **3265**, pp. 219-225, 1998.
- [11] R. Koch, W.A. Clarkson, D.C. Hanna, S. Jiang, M.J. Myers, D. Rhonehouse, S.J. Hamlin, U. Griebner, H. Schonnagel, *Opt. Commun.*, **134**, 175, 1997.
- [12] R. Bird, W. Stewart, and E. Lightfoot, “TRANSPORT PHENOMENA”, Chap. 11, p.353, John Wiley & Sons, 1960.
- [13] 水科篤郎、荻野文丸著、“輸送現象”, 産業図書, 1981.
- [14] G. Gamache, et al., *CLEOptics*, Vol. 6 of OSA 1997 Technical Digest Series, paper CThL28.
- [15] S. Backus, C. G. Durfee III, G. Mourou, H. C. Kapteyn and M. Murnane, *Optics letters*, **22**, 1256, 1997.
- [16] F. Matsuoka, et al., 1999 年春期 第 46 回応用物理学会講演予稿集 N0.3, 30p-F-21, p.1150, 1999.
- [17] S. Biswal, et al., *CLEO* Vol. 6 of OSA 1998 Technical Digest Series, paper CWI2.
- [18] H. Nishioka, et al., 電気学会研究会資料 光・量子デバイス研究会, OQD-99-5, p.19, 1999.
- [19] Z. Liu, et al., 1998 年秋期 第 59 回応用物理学会講演予稿集 N0.3, 17p-v-7, p.935, 1998.
- [20] A. Nagashima, et al., “X-ray Lasers 1998, Proceedings of the 6<sup>th</sup> International Conference on X-ray Lasers”, Edited Y. Kato, H. Takuma and H. Daido, Institute of physics Conference series number 159, Institute of physics publishing, Bristol and Philadelphia, 1998, p.143.
- [21] K. Nagashima, et al., 第 1 回光量子科学研究シンポジウム, JAERI-CONF., P1-13.
- [22] R. Weber, B. Neuenschwander, M. MacDonald, M. B. Roos and Heinz P. Weber, *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, 1046, 1998.



## 29. Nd:YAG レーザーのフォトリフラクティブ位相共役鏡

Photorefractive phase conjugator for Nd:YAG laser system

○松岡史哲、鄭和翊<sup>\*</sup>、加藤政明、丸山庸一郎、有澤孝

原研関西研光量子科学研究センター、東海大理<sup>\*</sup>

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

○MATSUOKA Fumiaki, TEI Kazuyoku<sup>\*</sup>, KATO Masaaki,

MARUYAMA Yoichiro, ARISAWA Takashi

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

An external loop phase conjugate mirror with a 45°-cut rhodium-doped BaTiO<sub>3</sub> was constructed and characterized. The external loop is composed of an image-relay telescope, a 90°-image rotator and a phase modulator. A phase conjugated Nd:YAG laser has demonstrated 360mJ@100Hz and a beam quality of 1.2xDL

Keywords : Nd:YAG laser, photorefractive, phase conjugator,

### 1.はじめに

最近、固体位相共役鏡が強い関心を集めている[1-3]。現在広く用いられている誘導ブリルアン散乱(SBS)を用いた位相共役鏡には、位相共役波を発生させる閾値が存在する。入射するビームのクオリティが悪化するに伴い、SBSの閾値は上昇し、ダメージ閾値に近づく。フォトリフラクティブ効果は閾値が存在しないため、広いダイナミックレンジを持つという特徴がある。最近になって、A. Brignonらは数ワットの平均出力を持つ、cat型と呼ばれる自己誘起方式の位相共役鏡を開発した[4,5]。しかしcat型の位相共役鏡は応答時間が数分と非常に長い。さらに光を混合するための光路のループが結晶内にあるため、入射光のサイズが極めて小さいものに限定されてしまう。したがってcat型の位相共役鏡はMOPAシステムのような高エネルギーのレーザーパルスを作り出すには不向きである。そこで筆者らはcat型にかわる、外部ループ方式の自己誘起フォトリフラクティブ位相共役鏡を開発した[6]。この位相共役鏡は反射率が入射ビームのクオリティに依存しない。さらに応答時間、反射率、パルスエネルギーに対する許容度等の点でcat型のものよりも優れている。本論文

では、平均出力数十ワット、パルスエネルギー数百ミリジュールの高出力 MOPA レーザーシステムに、外部ループ型のフォトリフラクティブ位相共役鏡を適用した結果を報告する。

## 2. 外部ループ型位相共役鏡

図 1 に開発した位相共役鏡の構成を示す[6]。ロジウムを 3200ppm ドープした BaTiO<sub>3</sub> 結晶をフォトリフラクティブ結晶として用いている。

この結晶は[100], [011] and  $[0\bar{1}\bar{1}]$  軸に沿って切り出されており、大きさは 10.5 mm×9.0 mm×2.3 mm である。ビームは $(01\bar{1})$ 、 $(0\bar{1}1)$ 面に入射し、これらは AR コートされている。第一に、結晶が共役点になるよう、外部ループにテレスコープを配置している。これにより、大きな補正能力と早い応答速度を得ることが

ができる。第二にビーム断面を 90 度回転させるダブプリズムをループ内に配置している。これにより、ビームの交差面に垂直方向に生ずる、高次の横モードの発生を抑制することができる。第三に外部ループ内に位相変調を与えるための piezo 素子で駆動されるミラーが配置されている。これにより、反射型グレーティングの形成を抑制している。これら 3 つにより、 $M^2$  が 100 以上に及ぶクオリティーの悪化したビームを補正する能力、60%以上の高い反射率、数分間で 1%以内という高安定性を実現している。

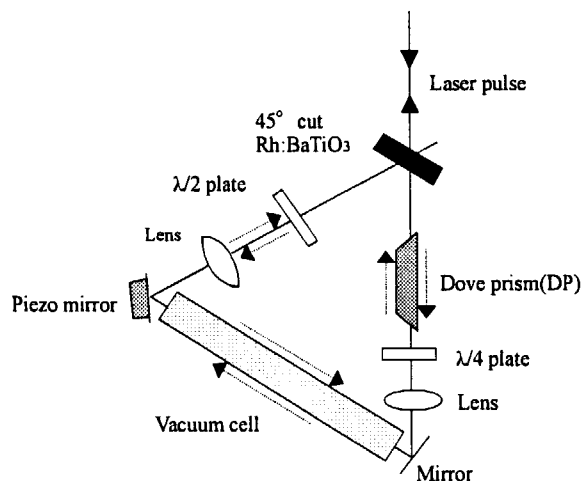


図 1 外部ループフォトリフラクティブ位相共役鏡

## 3. 位相共役鏡を用いた MOPA システム

図 2 に LD 励起の MOPA システムの構成を示す。このシステムは発振器と 2 つのアンプから構成される。発振器は線幅 30MHz、100Hz の繰返しで発振する。発振器からの種光のクオリティーは焦点距離約 1m のレンズで集光することにより測定した。種光はガウシアンビームで焦点でのスポットサイズは回折限界の 1.2 倍であった。2 つの LD 励起ジグザグスラブアンプは全く同一のものである[7]。発振器からの種光は縦 10mm 横 4.5mm に拡大されこれらのアンプに入射する。これら 2 つのアンプはイメージリレー望遠鏡で接続されている。さらにこれらアンプと位相共役鏡もイメージリレー望遠鏡で接続されている。これら 3 つの望遠鏡には寄生発振を抑制するためのピンホール(P1、P2、P3)が挿入されている。P1、P2、P3 のサイズはそれぞれ 1mm、2mm、3mm である。種光は位相共役鏡に到達するまでにそれぞれの増幅器を 2 回ずつ通過し、約 15mJ に増幅され入射する。位相共

役鏡で反射された後、ビームは同一の光路をたどり、増幅器で増幅される。繰り返し 100Hz で 360mJ のエネルギーが MOPA により得られた。MOPA からの抽出効率は Brignon らと同一の方法で行い、50%に達した。この値は文献 5 に見られるものよりも高効率であった。

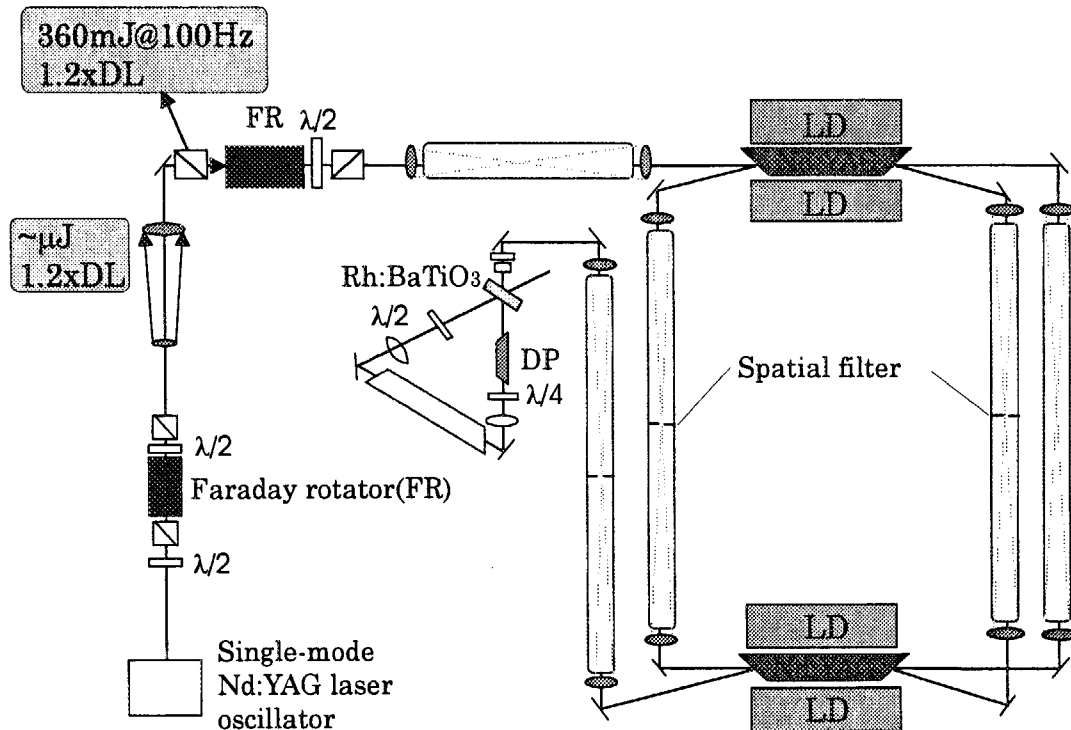


図 2 開発した位相共役鏡を組み込んだ LD 励起 Nd:YAG MOPA システム

MO:発振器、DP:ダブルポッケルスセル、FI:ファラデーアイソレーター、P:ポラライザー、FR:ファラデーローテーター、 $\lambda/2$ :波長版、AMP1 AMP2:LD 励起ジグザグスラブ増幅器、P1 P2 P3:ピンホール、PCM :位相共役鏡

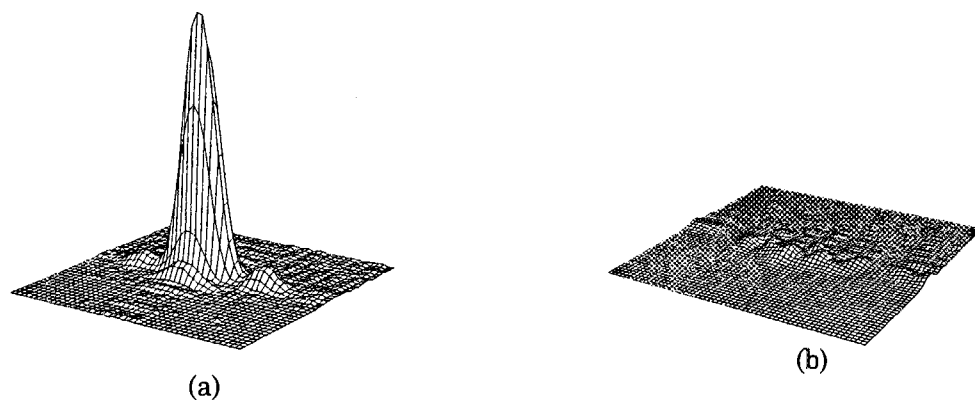


図 3 MOPA から出力されたビームの遠視野像 (a)位相共役鏡を用いた場合 (b)通常のミラーを用いた場合

図 3 に MOPA から出力されたビームの遠視野像を示す。これは先に挙げた発振器からの

種光を絞ったものと同じレンズを用いて計測した。このパターンは近視野像に飽和増幅特有のフラットトップなパターンが見られることに由来する。ビームの半径は最初の 0 点で回折限界の 1.2 倍であった(図 3(a))。このビームクオリティーは種光と同一であり、システムで引き起こされる波面の乱れを完全に補正していることを示している。位相共役鏡の変わりに通常のミラーで反射させた場合に MOPA から出力されるビームの遠視野像を図 3(b) に示す。この場合、明確なビームクオリティーの悪化が見られることがわかる。

#### 4.まとめ

高出力の Nd:YAG-MOPA システムに組み込み可能なフォトリフレクティブ位相共役鏡を開発した。この構成は高い波面補正能力を持ち、高出力レーザーシステムに組み込み可能であることが明らかとなった。

#### 5.参考文献

- [1] Brignon, J-P. Huignard, M. H. Garrett and I. Mnushkina, Opt Lett. **22**(1997)215.
- [2] H. J. Eichler, B. Liu, A. Haase, O. Mehl, A. Dehn, Proc. of SPIE **3263**(1998)20.
- [3] M. J. Damzen, R. P. M. Green, K. S. Syed, Opt. Lett. **20**(1995)1704.
- [4] J. Feinberg, Opt. Lett. **7**(1982)486.
- [5] Brignon, J-P. Huignard, M. H. Garrett and I. Mnushkina, Opt Lett. **22**(1997)442.
- [6] K. Tei, Y. Niwa, M. Kato, Y. Maruyama, T. Arisawa, Jpn. J. Appl. Phys. **38**(1999)5885
- [7] K. Tei, M. Kato, F. Matsuoka, Y. Niwa, , Y. Maruyama, T. Matoba, T. Arisawa, Appl. Opt. **38**(1999)4548.8.





## 30. Feasibility of X-Ray Laser by Underwater Spark Discharges

**Takaaki MATSUMOTO**

*Department of Nuclear Engineering*

*Hokkaido University*

*Kita 13, Nishi 8, Kita-ku, Sapporo 060-0813, Japan*

The method of Underwater Spark Discharges(USD) is one of the most effective ways for generating extremely compressed atomic clusters (called *itonic* clusters or micro Ball Lightning(BL)). It is also associated with energetic X-rays, which are caused by the break up of the itonic electrons. Despite of low voltage discharges of about 50 V, the high energy X-rays up to 150 keV can be generated. This paper proposed two methods of generating X-ray laser by using micro BL: (1) micro BL on surfaces of regularly arrayed wire cathodes and (2) gas of micro BL generated by USD.

**Keywords:** *Underwater Spark Discharge, Micro Ball Lightning, Itonic Cluster, X-Ray Laser*

### 1. Introduction

The method of Underwater Spark Discharges which was newly developed by the author is one of the most effective ways for generating a special state of clusters. The clusters are called *itonic* clusters, in which many electrons are assumed to be interconnected with each other and to be degenerated(1). Since the clusters behave very similarly to Ball Lightning which are often observed in the natural environment, they are also called micro Ball Lightning(2). The bonding of the *itonic* electrons is so strong that nuclear reactions can easily take place in the clusters(1). When the itonic electrons are broken up, high energy X-rays are emitted. Despite of low voltage discharges of about 50 V, the high energy X-rays up to 150 keV can be generated.

In this paper, two methods of generating X-ray laser will be proposed by using micro BL: (1) micro BL on surfaces of regularly arrayed wire cathodes and (2) gas of micro BL generated by USD.

### 2. Underwater Spark Discharges

The USD method can efficiently induce Electro-Nuclear Reactions(ENRs)(1). The key point of the method is to make the pinch effect work well on thin wire electrodes, which enables us to obtain high current density with a low electrical power. Figure 1 shows a characteristic curve of I/V during USD(3). At a critical voltage of about 50 V(those value sensitively depends on experimental conditions such as the diameter of the wire), the pinch effect begins to work and simultaneously make little sparks appear on a cathode surface, which are consisted of many micro sparks, as shown in Fig. 2(3). On the other hand, lightning is observed on an anode, but with a

higher voltage.

The micro sparks, which are alternatively called micro BL or *itonic* clusters, are in a special state of clusters so that several kinds of Electro-Nuclear Reactions (ENRs) occur in themselves (1). The most significant reaction among ENRs is Electro-Nuclear Collapse (ENC), one of those traces recorded on nuclear emulsion is shown in Fig. 3(4). ENRs are all induced by the compression with the strong bonding of the interconnected electrons. The break up of those electrons can be recorded on the nuclear emulsion. Intensive X-rays are emitted during USD, which are caused by the break up of the interconnected electrons. Figure 4 shows the comparison of the energy spectra of the X-rays (3). The spectra of the USD-X rays are continuous with a slowly decline as energy increases. The energetic X-rays up to about 150 keV is easily obtained even with the low voltage discharges.

### 3. Feasibility of X-Ray Laser

The energetic X-rays emitted during USD are generated from the break up of the itonic electrons on the cathode. Since the bonding of the itonic electrons are interconnected with each other, the high energy X-rays are easily generated with no high voltage supply. The energetic X-rays up to about 150 keV can be obtained with the low voltage discharges. Furthermore, the generation of X-rays with much higher energy could be made straightforwardly by increasing the voltage. In this paper, two methods of X-ray laser will be proposed by using micro BL which is generated during USD: (1) micro BL on the surfaces of regularly arranged electrodes and (2) gas of micro BL generated by USD. Feasible arrangements of USD-X-ray laser are shown in Fig. 5.

In the first method, an incident X-ray beam could be amplified by induced emission with micro BL which is shining on the surfaces of the regularly arrayed electrodes. When continuous DC discharges are employed, many micro BL are steadily shining on the surface to contribute the amplification of the X-rays. Here, ENRs in the micro BL could supply energy to the interconnected electrons. One problem would be to fix the position of the individual micro BL. It could be resolved by marking little pits on the surfaces, at which micro BL could be formed and continue to shine.

The second method is to use gas of many micro BL, which could leave the electrode by using appropriate techniques such as ultrasonic vibration or pulsed discharges. Since the life time of micro BL was not so long (in general, less than 1 msec), the amplification of X-ray should be finished within the period. Therefore, the method would be suitable to make a pulsed X-ray laser.

Since the life time of micro BL depends on its diameter, an alternative method for the second one could be proposed. A high power supply could straightforwardly generate BL with a much larger diameter, for example about 1 - 10 cm. They could be controlled to stay at fixed and regularly arranged positions in vacuum by electric or magnetic fields, because of their negative charges. Here the continuous amplification of X-rays should be possible.

### 4. Discussion

This paper has proposed two methods of X-ray laser by using micro BL, which is easily

generated from USD. Both of two methods would be simple ways for generating X-ray laser. Furthermore, since nuclear reactions could be used for the amplifying energy, they also could be cheap methods. But ENRs, upon which two methods put their physical basis, were recently discovered and no details of important information such as the life time of micro BL were known so far. Future studies should be recommended.

### References

- (1) T. Matsumoto, "Mechanisms of Electro-Nuclear Collapse: Comprehensive Explanation by The Nattoh Model," review paper, distributed at ICCF-7, Vancouver, (1998).
- (2) T. Matsumoto, "Transport of Micro Ball Lightning," Proc. of Inter. Symp. of Ball Lightning, Antwerp, p 255 (1999) and "Micro Ball Lightning during Underwater Spark Discharges," *ibid.*, p 249.
- (3) T. Matsumoto, "Experiments of Underwater Spark Discharges with Pinched Electrodes," J. New Energy, Vol. 1, p 79 (1996).
- (4) T. Matsumoto, "Observation of Meshlike Traces on Nuclear Emulsions during Cold Fusion," Fusion Technology, Vol. 23, p 103 (1993).

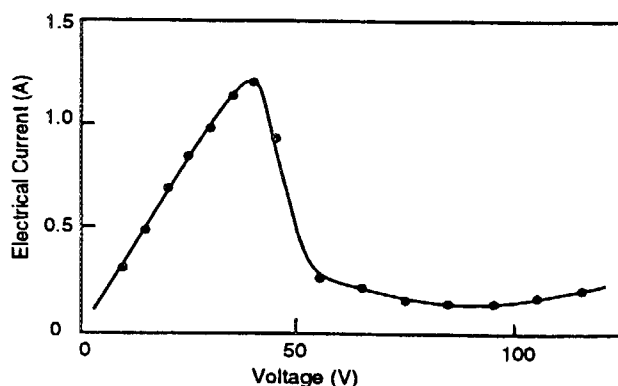


Fig. 1: I/V Curve during Underwater Spark Discharges(USD)(3)

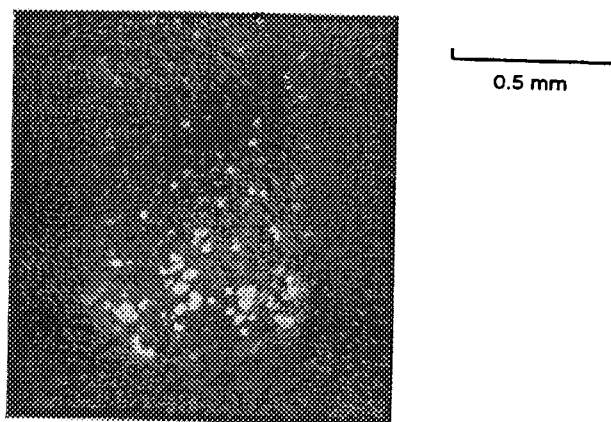


Fig. 2: Sparks on Cathode(3)

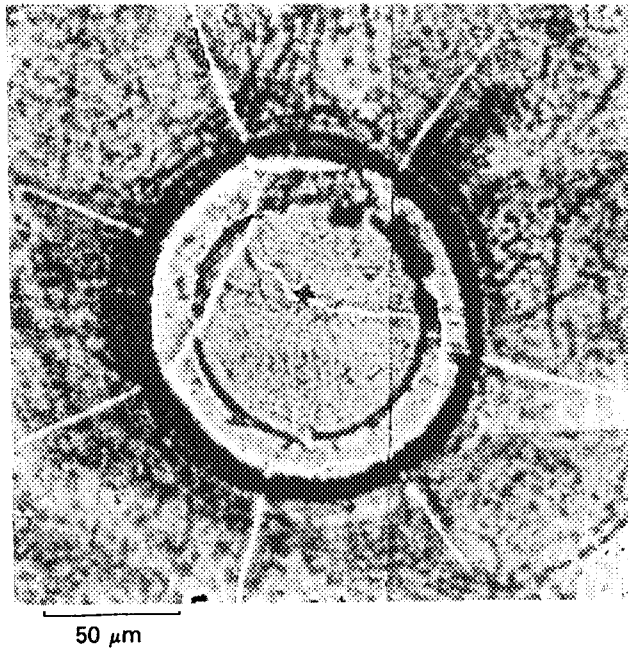


Fig. 3: Trace of Electro-Nuclear Collapse(4)

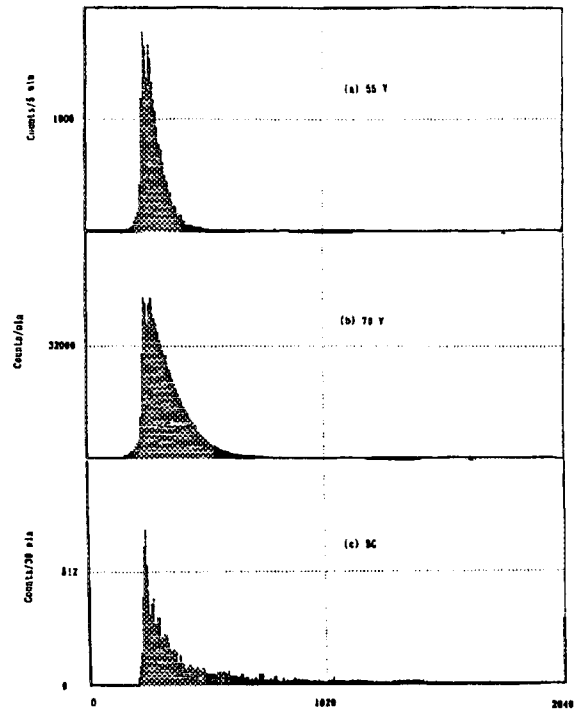
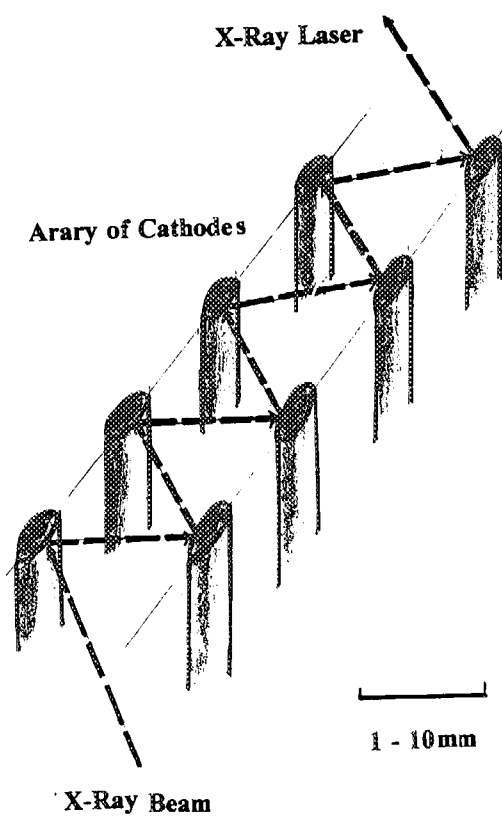
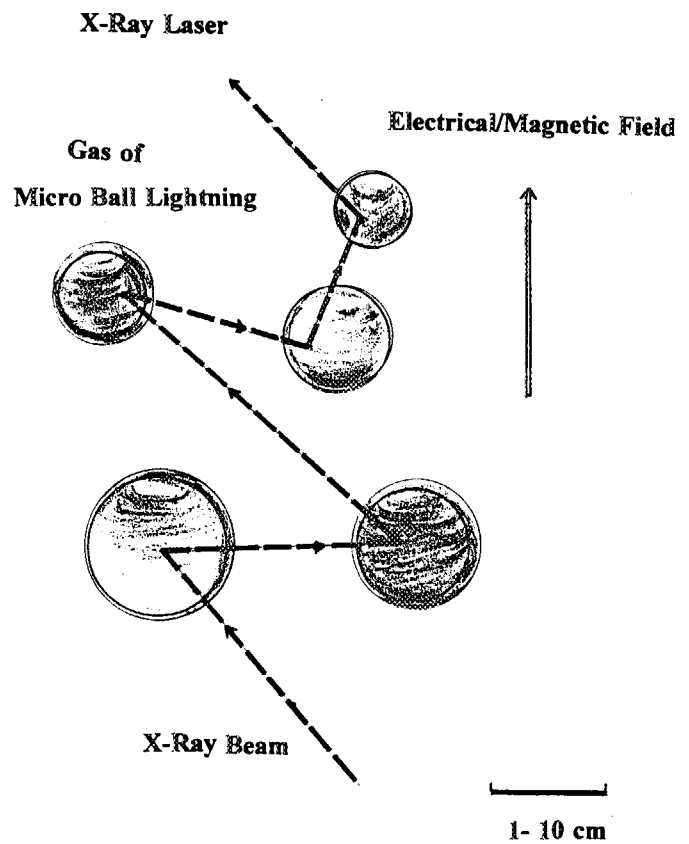


Fig. 4: X-Ray Emitted from Cathode(3)



(a) micro BL on cathodes



(b) gass of micro BL

Fig. 5: Feasible Arrangement of X-Ray Laser by USD



## 31. 爆発型励起 X 線レーザーの研究 Study of exploding type pumping x-ray laser

屋代英彦、富江敏尚

電子技術総合研究所

〒305-8568 茨城県つくば市梅園 1-1-4

Hidehiko YASHIRO and Toshihisa TOMIE

Electrotechnical Laboratory

1-1-4 Umezono, Tsukuba, Ibaraki 305-8563, Japan

We are proposing a new x-ray pumping scheme named "Exploding type pumping scheme". A plasma is produced from a very thin membrane which is irradiated by a short pulse laser. Effective heating and ionization of a plasma from membrane is evaluated from Si spectral lines and theoretically hydrodynamic simulation. Effect of ASE from KrF amplifiers is experimentally evaluated as a negligible level when a short pulse laser is well-synchronized.

Keywords: X-ray laser, Exploding plasma, Short-pulse laser, Membrane target, X-ray spectroscopy, Pre-pulse free laser

### 1. はじめに

電総研では X 線レーザーの小型化、短波長化を目指し効率の高い「再結合励起法」を基本とした、短パルスレーザーを極薄膜ターゲットに照射して X 線レーザー媒質を生成する「爆発型励起法」を提案して研究をすすめている。[1]一般的なプラズマ生成方式はレーザーを厚いターゲットに照射しプラズマを削り取り準定常的に発生し続ける「アブレーション型」のものであり、内部まで熱伝導で加熱するため余分なエネルギーを必要とする。また、ターゲットからレーザー照射後もプラズマを供給されることとなり、急激な断熱膨張を必要とする再結合励起法では大きな反転分布を生成することは一般的には難しい。「爆発型」は慣性で留まっているプラズマを多価イオンまで電離し爆発的に膨張させる方式である。高密度プラズマを瞬時に高温に上昇させ効率良く電離を行うため熱伝導損失を無くすことのできる極薄膜をターゲットとして用いる。また、初期に極めて微少な体積であることから断熱膨張による急激な電子温度低下を起こし大きな利得発生が期待される。ターゲット表裏両方向へ均一な膨張、ターゲット内部からのプラズマの追供給が無いことから吹出し方向の密度

勾配による X 線の屈折は小さく長いレーザー媒質を得ることができる。このような優れた特長を持つ励起方式である。本論文では爆発励起によるプラズマの効率的な加熱、電離の特徴および理想的なレーザー照射のためのプリパルスの影響についての結果を記述する。

## 2. 爆発型励起によるプラズマ生成

実験装置を図 1 に示す。KrF(248nm)レーザー光は図の様に点状集光される。ターゲットには  $\text{Si}_3\text{N}_4$  の膜、厚さ 100nm、及びそれをコートした Si ウェハの 2 種類を用い、膜、コートされた板から生成されたプラズマの X 線スペクトルを比較した。レーザーのパルス幅はアブレーション長がターゲット厚さより長くなる様に半値幅 10ps に設定した。[2]レーザーの集光径は X 線ピンホールカメラにより測定され約  $70\mu\text{m}$  であった。X 線スペクトルは TIAP ( $2d=2.59\text{nm}$ ) 結晶を備えた結晶分光器により測定された。

2 種類のターゲットからのスペクトルを図 2 に示す。照射強度は各々  $1 \times 10^{15} \text{W/cm}^2$  で行った。同じ照射強度における He 様 Si イオンの共鳴線の強度はターゲットの種類による大きな違いは無いが、H 様 Si イオンの共鳴線の強度は大きく異なる。単純には高い主量子数の準位へは 3 体再結合で低い主量子数は電子衝突励起の過程により供給されたものと考えられる。よって 2 種類のターゲットで  $\text{He}\delta, \epsilon$  のスペクトル線の強度差がないことは H 様基底準位のイオン密度がほぼ同じであり、 $\text{Ly}\alpha, \beta$  のスペクトル線の強度差は膜状ターゲットの場合、より高い電子温度であることを示している。さらに、 $\text{Ly}\gamma$  のスペクトル線は完全電離イオンの密度を示し、膜状ターゲットの場合、板状のものより 10 倍程度の強度が観測されている。 $\text{He}\delta$  の強度比基準とすると膜状ターゲットの場合、9 倍以上板状のものより H 様 Si イオンのイオン化効率が得られることが分かる。

図 3 に一次元流体コード HYADES[3]を用いた場合の 2 種類ターゲットからの電子密度、電子温度の空間分布を示す。実際の実験と比較できる様に Si で 80nm の膜厚をレーザーパルス波形は立ち上がり、立ち下がり 1ps 半値幅 11ps の台形の波形を設定した。照射強度

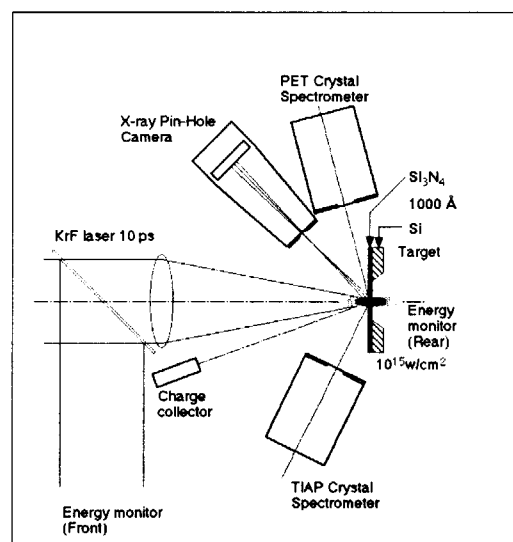


図 1 実験装置図

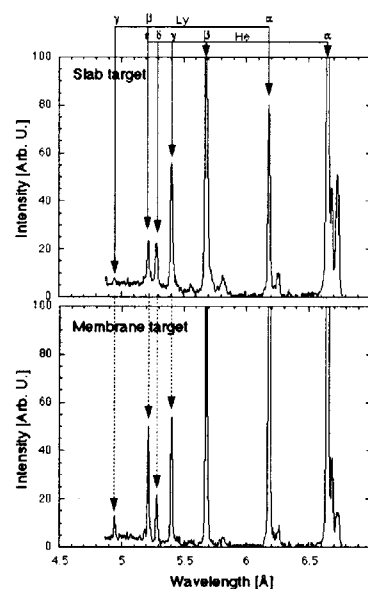


図 2 Si の X 線スペクトル

$2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  に設定した。膜状ターゲットの場合、板状のものに比べ 2 倍程度温度が上昇している。これは板状ターゲットの内部加熱の熱エネルギーが全て温度上昇に費やされたためである。さらに、膜状ターゲットの場合プラズマ吹き出し方向に表裏均一に膨張しプラズマ内で緩やかな密度勾配を持つことが分かる。

H 様 Si イオンの電離は流体シュミレーションにおいて、あるターゲットの位置から発生したプラズマの電子温度密度の時間変化を求めることで得られる。図 4 にプラズマの電子温度密度変化を示している。曲線上の各点は 1ps の時間変化を示す。膜状ターゲット

の場合、温度密度がほぼ均一なので中央の表面より 45nm の位置を板状ターゲットでは表面近傍 2nm、中間 30nm、内部 500nm の結果を各々示す。図中の曲線は完全電離 Si イオンへの各電離時間で必要とされる電子密度温度の曲線である。[4]この図から膜状ターゲットの場合 21%が完全電離イオンとなることが評価された。一方、板状ターゲットの場合は最も電離が進む表面から 30nm においても 1.7%が完全電離イオンになる。この計算結果から求めたイオン化効率の差は 10 倍以上で実験結果とほぼ一致する。このように膜状ターゲットから生成されるプラズマは高効率で電子温度上昇、電離が進むことが確かめられた。

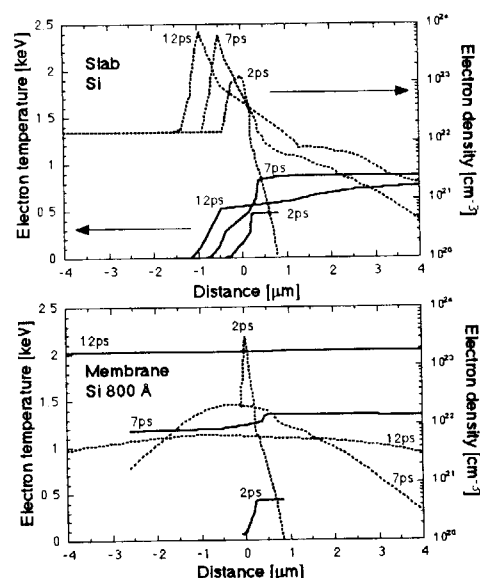


図 3 プラズマの電子温度密度分布

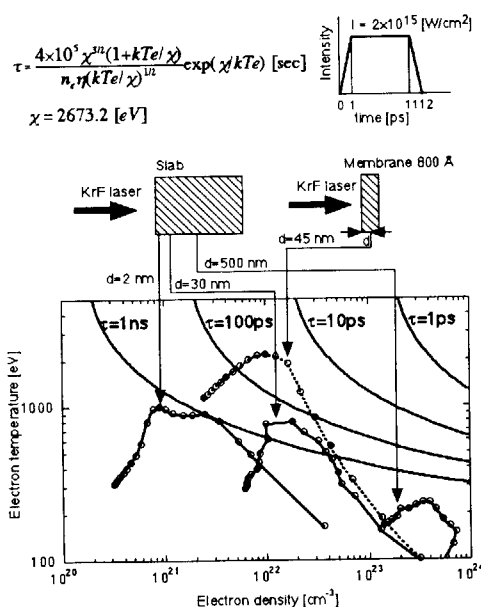
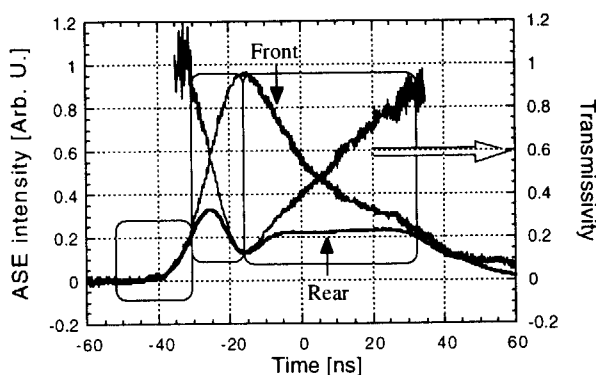


図 4 プラズマの時間変化と電離時間

### 3. 爆発型励起のためのレーザー制御

極薄膜から生成されるプラズマは、プリパルスがあれば低密度で大体積のプラズマとなり高温高密度プラズマによる高効率の電離、爆発的な断熱膨張が不可能となる。そのため、影響の全くないレベルまでプリパルスを抑制することは絶対の条件である。我々のレーザーシステムでは Ti:S レーザーから放出されるシードパルスを波長変換し 2 台の KrF 電子ビーム励起増幅器を用いて増幅している。Ti:S レーザーからのプリパルスはボッケルスセルと波長変換結晶により全く影響のない状態に抑制できる。一方、KrF 電子ビーム増幅器から発生する

ASE は抑制できない。しかし膜状ターゲットが固体から変化する前にレーザーを照射すればプリパルスの影響は全く無視できる。そのためターゲットが固体の状態から気体もしくはプラズマに変化する時刻を、膜に対する ASE の透過率の変化から測定した。KrF レーザーの波長 248nm において厚み 100nm の  $\text{Si}_3\text{N}_4$  の透過率は 97.5% であ



る。[5]最終段の増幅器からの ASE は 図5 ASE の波形と膜の透過率の時間変化 大きな発散角のため影響ないが、初段の増幅器から発生し増幅された ASE は無視できないことが実験で確かめられた。図5に膜状ターゲットに照射する ASE の波形とその透過波形を示す。図の様に照射から約 10ns までは波形は一致し、その後急激に透過率が減少している。一致している間はターゲットは固体であり、その後液体もしくは気体からプラズマに変化し透過率が減少、さらに膨張に伴う密度低下により透過率は回復していると考えられる。透過率が変化する前に初段の増幅器でレーザーを増幅し、最終段は最大利得で増幅することでプリパルスの影響は完全に無視できることが分かった。

#### 4. 結論

我々が考案した爆発型励起法でのプラズマの発生を H 様、He 様 Si イオンのスペクトルから測定し効果的な高温プラズマの発生と効果的な電離を実証した。また、流体シュミレーションの計算結果から膜状ターゲットではプラズマの温度上昇が 2 倍効率がよく、完全電離イオンへの電離に関しても効率がよいことが分かった。また、この爆発型励起法ではレーザーのプリパルスの存在が致命的になるが、KrF 増幅器からの ASE の観測により無視できる様にレーザーを制御できることが明らかになった。

#### 参考文献

- [1] T.Tomie, H.Yashiro, and E.Miura, Phys. Conf. Ser. No.151 p293. (1996).
- [2] Ng.A, et.al. Appl.Phys. Lett. 45, 1046, (1984).
- [3] HYADES, Cascade Applied Sciences, Inc.
- [4] H.Van Regemorter, Astrophys. J. 136,906, (1962).
- [5] Handbook of Optical Constants of Solids, Academic Press, Inc.





## 32. Study of Compact X-ray Laser Pumped by Pulse-Train Laser —Double-Target Experiment—

**Naohiro YAMAGUCHI, Chiemi FUJIKAWA, and Tamio HARA**

Toyota Technological Institute  
2-12-1 Hisakata, Tempaku, Nagoya 468-8511, Japan

We have been developing a tabletop x-ray laser based on the recombination plasma scheme. An advanced experiment has been started to improve x-ray laser output substantially. Two 11-mm-long laser produced plasmas were produced so that their axis aligned into a line, the double-target configuration. X-ray intensity of the 15.47 nm transition line of the Li-like Al ion has been enhanced in the double-target configuration.

**Keywords :** Tabletop x-ray laser, Recombining plasma scheme, Pulse-train laser, Double-target, Multilayer mirror

### 1. INTRODUCTION

Tabletop x-ray lasers which operate at shorter wavelengths less than 20 nm, are promising tools for many important applications such as x-ray photoelectron spectroscopy, x-ray microscopy, x-ray holography and x-ray lithography. An essential requirement for the realization of tabletop x-ray lasers is to reduce the input energy for pumping. Introducing a resonant cavity for the x-ray laser could improve the effective gain-length product of the system, which would contribute to reduce the required pumping energy. Furthermore, the development of a resonant cavity is important in producing x-rays with small divergence and high coherence. The first experiment on an x-ray laser cavity was carried out by Ceglio et al. [1], where multipass amplification was limited to only three passes by the short duration of the gain medium.

As a method of achieving compact and efficient soft x-ray lasers, we proposed plasma production by the irradiation of pulse-train lasers [2,3]. The advantages of pulse-train laser irradiation are that highly charged ions such as  $\text{Al}^{11+}$  are produced efficiently through successive plasma heating, and that the electron temperature drops rapidly as soon as the laser irradiation ceases. Therefore, the use of the pulse-train laser enables us to achieve high gain through recombination processes. Recently, we have observed the amplification of Li-like Al soft x-ray transitions in recombining Al plasmas produced by a pulse-train YAG laser with an input energy of only 1.5-2 J/cm [4].

We performed cavity experiments using multilayer mirrors for the Al XI 3d-4f (15.47 nm) transition line. Clear enhancement of x-ray from the x-ray laser cavity was confirmed for the first time [5]. The cavity output has been characterized to have a beam divergence of about 3 mrad with an absolute intensity of approximately  $1 \times 10^8$  photons/shot.

We have started an advanced experiment to improve x-ray laser output substantially, promising an x-ray lasing in the saturated-gain regime and to produce a highly coherent x-ray radiation. For this purpose, we have prolonged the x-ray laser medium in a cavity by using a double-target configuration. In this paper we will report on some preliminary results of an advanced experiment in the double-target scheme.

### 2. EXPERIMENTAL SETUP

A 100 ps laser pulse from a mode-locked YAG oscillator, 1.064  $\mu\text{m}$ , was transformed into a linearly polarized 16-pulse-train through an optical stacker and a delay line component. The interval of each pulse was 200 ps. The envelope of the pulse-train was shaped so that the former eight pulses were more than four times as intense as the latter ones. The shaped pulse-train YAG laser has 1.5-2 J. An Nd:glass amplifier having a 25 mm diameter rod was added to the YAG laser system. The output laser energy was increased up to 6 J. The laser beam was divided into two beams through a half mirror and each beam impinged onto an Al

slab target via the segmented lens system. The lens assembly consists of a segmented prism, a beam expander and a cylindrical lens, and forms an 11-mm-long focused-line on a target. In detail, the irradiation pattern consisted of small dots, which were about 50  $\mu\text{m}$  diameter with a spacing of 140  $\mu\text{m}$  [6]. So, the power density was  $1.0\text{--}1.3 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$  for the former eight pulses. Schematic drawings of the experimental arrangement are shown in Fig. 1(a) and (b).

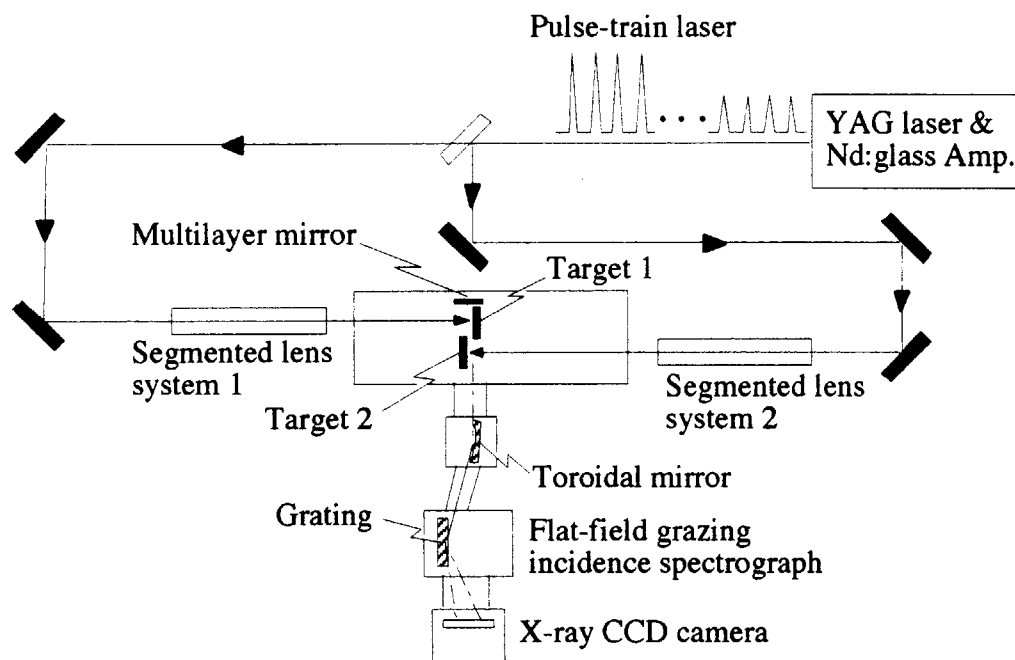


Fig. 1. (a). Schematic of the arrangement of the double-target experiment.

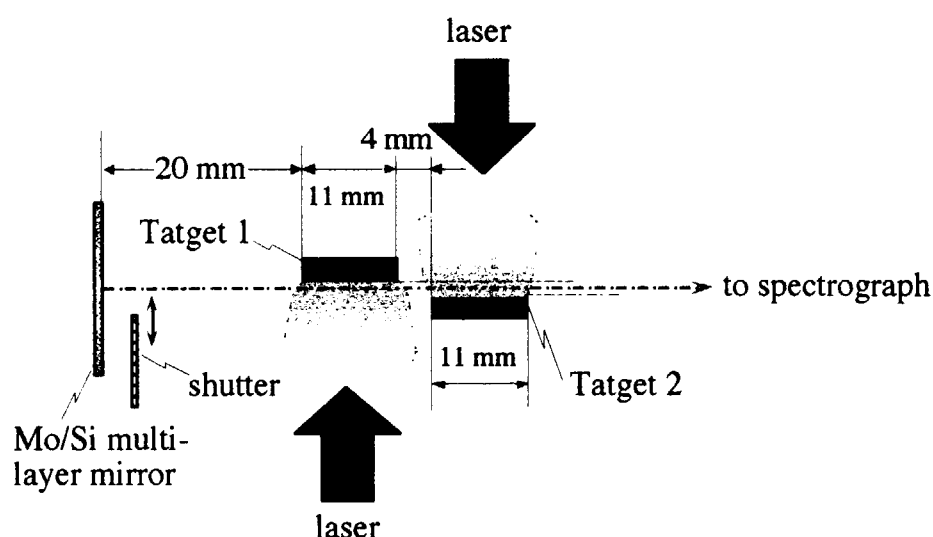


Fig. 1. (b). Detailed schematic of the double-target configuration.

In Fig. 1(b) a schematic of the double-target configuration is given in detail. Two 11-mm long plasmas were produced aligning in a line with a gap of 4 mm distance. A Mo/Si multilayer mirror was set 20 mm distant from one end of the target 1. The mirror was coated with Mo/Si multilayers with a layer-pair thickness of 8.1 nm and a calculated reflectivity of 56%. A movable shutter was inserted between the mirror and target 1. The x-ray emission

from the target was analyzed using a space-resolving flat-field grazing incidence soft x-ray spectrograph with an aberration-corrected concave grating (1200 grooves/mm, Hitachi 001-0437). The detector used was an x-ray CCD camera (SX-TE/CCD 512TKB, Princeton Instrum.). Observation of x-rays was done by using the soft x-ray spectrograph along the axis of the double-plasma from one end of the target 2. The view point was set at the position with the same distance from each target surface along the target surface normal.

## 2 EXPERIMENTAL RESULTS

When the shutter was closed, the single-pass geometry, we examined the effect of the double-target configuration by changing the distance of the two targets along each target normal,  $z$ . The 15.47 nm x-ray intensity in the double-target configuration was higher than the summation of those in the individual target shot, the single target configuration, only when the observation point was set at  $z=0.25$  mm. The data shown further in this paper were taken with the fixed observation point at  $z=0.25$  mm.

The 15.47 nm line intensity in the half-cavity experiment is plotted as a function of the total input energy in Fig. 2, where the data are also shown for the shutter-closed case, the single-pass case. The enhancement of x-ray due to the double-target configuration appears when the input energy is larger than 4.5 J, and its factor is 1.5-3 while the value is 1.3-2 for the single-target configuration on the target 1. Providing that the beam divergence of x-rays from each plasma end and the reflectivity of the multilayer mirror used are 5 mrad and 50 %, respectively, we can estimate the gain-length product for each plasma from the the double-pass data for single target shown as triangle and circle marks in Fig. 2. Furthermore we can estimate the intensity in the double-target and half-cavity configuration by using the above results and assumptions for the input energy of 4.9 J. The estimation was consistent with the measured results shown in Fig. 2.

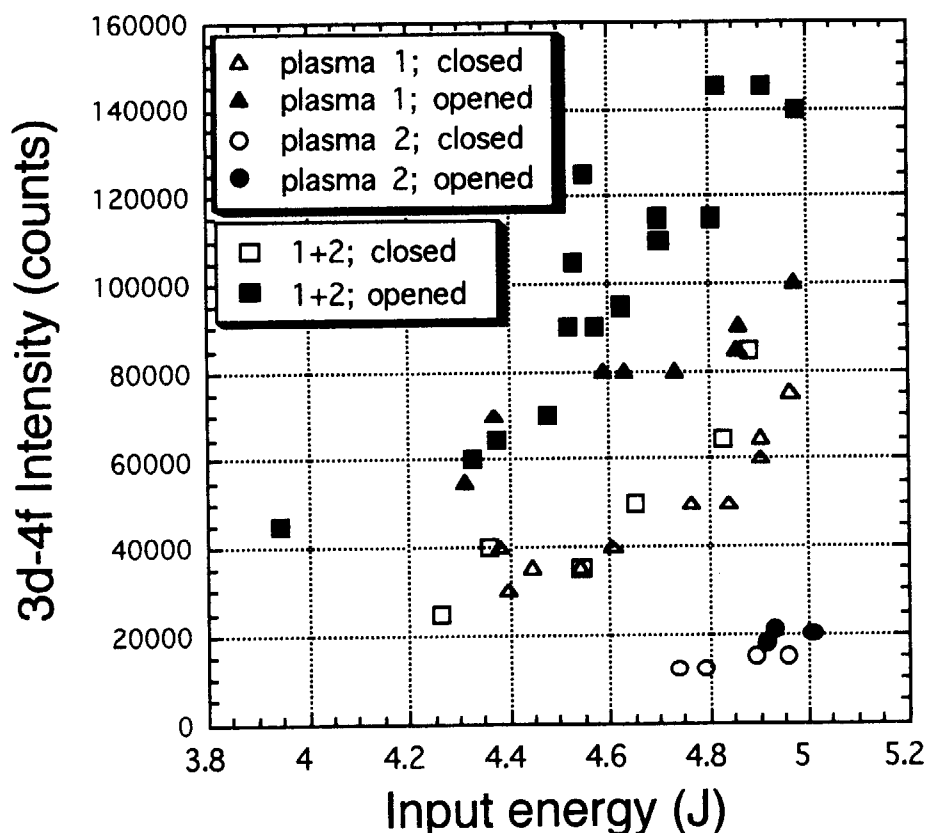


Fig. 2. The 15.47 nm x-ray intensity in the half-cavity experiment of double-target configuration (rectangular mark) plotted as a function of total input energy. The data of single-target configuration are also shown by triangle and circle marks.

#### 4. CONCLUSIONS

We have been developing a tabletop x-ray laser based on the recombining plasma scheme by using the pulse-train laser irradiation method. Furthermore, by applying a micro-dots pattern irradiation, we have performed a series of compact x-ray laser experiments using a small YAG laser that brings out a high-repetition rate operation.

We have started the double-target experiment expecting substantially intense x-ray laser output. The enhancement of x-ray intensity in the double-target scheme has been observed. The results in the half-cavity experiment were consistent with a simple model estimation, where two plasmas having positive gain-length products contribute to amplify x-rays passing through each plasma. We will proceed our research to realize a compact x-ray laser system for practical uses.

#### References

- [1] Ceglio, N. M., Stearns, D. G., Gaines, D. P., Hawryluk, A. M., and Trebes, J. E., *Opt. Lett.* **13**, 108 (1988).
- [2] Hara, T., Ando, K., Negishi, F., Yashiro, H., and Aoyagi, Y., *Proc. 2nd X-ray Laser Conference* (IOP Publishing, Bristol, Philadelphia, 1990) pp. 263-266.
- [3] Hirose, H., Hara, T., Ando, K., Negishi, F., and Aoyagi, Y., *Jpn. J. Appl. Phys.* **32**, L1538 (1993).
- [4] Yamaguchi, N., Hara, T., Fujikawa, C., and Hisada, Y., *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**, L1297 (1997).
- [5] Yamaguchi, N., Hara, T., Ohchi, T., Fujikawa, C., and Sata, T., *Jpn. J. Appl. Phys.* **38**, 5114 (1999).
- [6] Yamaguchi, N., Ohchi, T., Fujikawa, C., Ogata, A., Hisada, Y., Okasaka, K., Hara, T., Tsunashima, T., and Iizuka, Y., *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 1285 (1999).



## 33. Development of LD Pumped 10J×10Hz Nd : Glass Slab Laser System

Masanobu YAMANAKA, Tadashi KANABE, Hideki MATSUI, Toshiyuki KAWASHIMA  
\*, Yasumitsu OKADA \*, Ranganathan KANDASAMY, Yoshinori TAMAOKI,  
Toshihiro KURODA, Masahiro NAKATSUKA, Yasukazu IZAWA, Sadao NAKAI,  
Takeshi KANZAKI\*, Hirohumi MIYAJIMA \*, Masahiro MIYAMOTO \*  
and Hirohumi KAN \*

Institute of Laser Engineering, Osaka University,  
2-6 Yamada-oka, Suita, Osaka 565-0871, Japan

\*Hamamatsu Photonics K.K.  
5000 Hirakuchi, Hamakita, Shizuoka 434-8601, Japan

As a first step of a driver development for the inertial fusion energy, we are developing a diode-pumped zig-zag Nd: glass slab laser amplifier system which can generate an output of 10 J per pulse at 1053 nm in 10 Hz operation. The water-cooled zig-zag Nd: glass slab is pumped from both sides by 803-nm AlGaAs laser-diode (LD) module; each LD module has an emitting area of 420 mm × 10 mm and two LD modules generated in total 200kW peak power with 2.5kW/cm<sup>2</sup> peak intensity at 10 Hz repetition rate. We have obtained in a preliminary experiment a 8.5 J output energy at 0.5 Hz with beam quality of 2 times diffraction limited far-field pattern.

Keywords: diode-pumped solid-state laser, laser fusion, Nd: glass, zig-zag slab, laser amplifier

### 1. Introduction

A diode pumped solid-state laser (DPSSL) is a promising candidate of reactor driver [1-3] for Inertial Fusion Energy (IFE). The specifications required for IFE driver are 2 – 5 MJ in output pulse energy, 10 – 20 Hz in repetition rate, 500 – 200 nm in laser wavelength, and > 10 % in electrical efficiency. We have newly designed a DPSSL driver module [4] based on a water cooled zig-zag path slab amplifier, which can deliver 10 kJ output energy at 350 nm with 12 Hz repetition. The module consists of 15 beamlets and each beamlet is a double 4-pass amplifier system as it plays a role of both pre-amplifier (4-pass) and main amplifier (4-pass).

As a first step of a driver development, we are developing a small scale DPSSL amplifier module which has a 10 J × 10 Hz laser output at 1053 nm. The module having a water-cooled zig-zag path Nd: glass slab amplifier has a small but enough size to investigate the key issues and to confirm our conceptual design. It will be shown experimentally that the developed DPSSL module can nearly confirm the conceptual design along with the investigation on the key issues of the IFE driver such as thermal effects, beam quality, energy flow and efficiency in the system.

### 2. Experimental

Figure 1 shows the experimental setup. The water-cooled Nd:glass slab thickness and the

stored energy density were chosen to be 2 cm and 0.2 J/cm<sup>3</sup>, respectively. The zig-zag slab of HAP-4 glass (HOYA, Nd: 1.1 wt. % doped) has the size of 523 (L) × 119 (W) × 20 (t) mm, which also matches to a next 100 J × 10 Hz module. The dimensions of the laser head are 40 cm high, 58 cm long and 37 cm wide. The water-cooled Nd: glass is pumped by the 420 nm × 10 mm laser diode array from both sides through cooling water. The 803-nm AlGaAs laser diodes (Hamamatsu Photonics) to pump the slab amplifier have in total over 200 kW peak power and 2.5 kW/cm<sup>2</sup> peak power intensity at duty cycle 0.2 % (10 Hz) (Fig.2). The oscillator is a CW laser-diode pumped, single transverse-and longitudinal-mode, Q-switched 1053 nm Nd: YLF laser. The single pulse laser energy is 1 mJ at 20 ns. The 10 J × 10 Hz driver module consists of four-pass pre-amplifier and four-pass main amplifier, as shown in Fig.1. To compensate for the thermal lens and the thermal birefringence, a Galilean telescope and a 45 degree Faraday rotator are used, respectively. To reduce the contribution of amplified spontaneous emission, a Pockels cell is adopted. The hard aperture (AA2) is image-relayed using a spatial filter. The laser output is extracted using a combination of thin film polarizer and Faraday rotator.

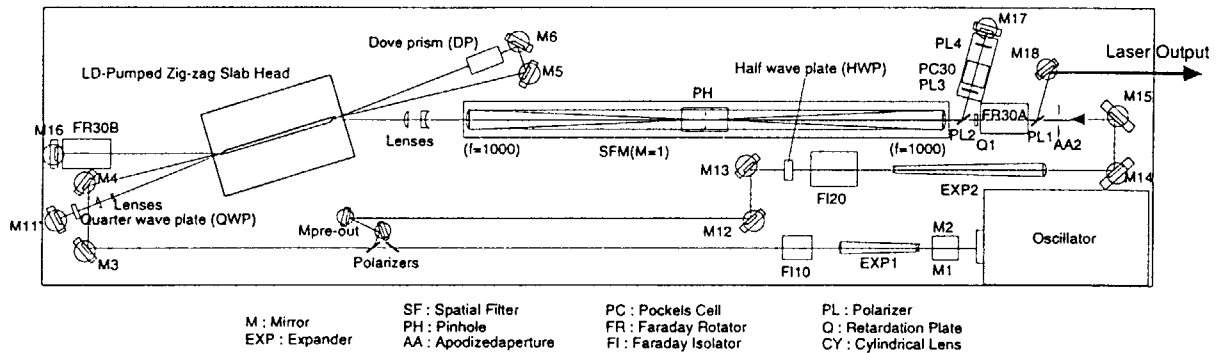


Figure 1. Experimental setup of diode-pumped 10 J × 10 Hz 1053-nm Nd: glass zig-zag slab laser driver module.

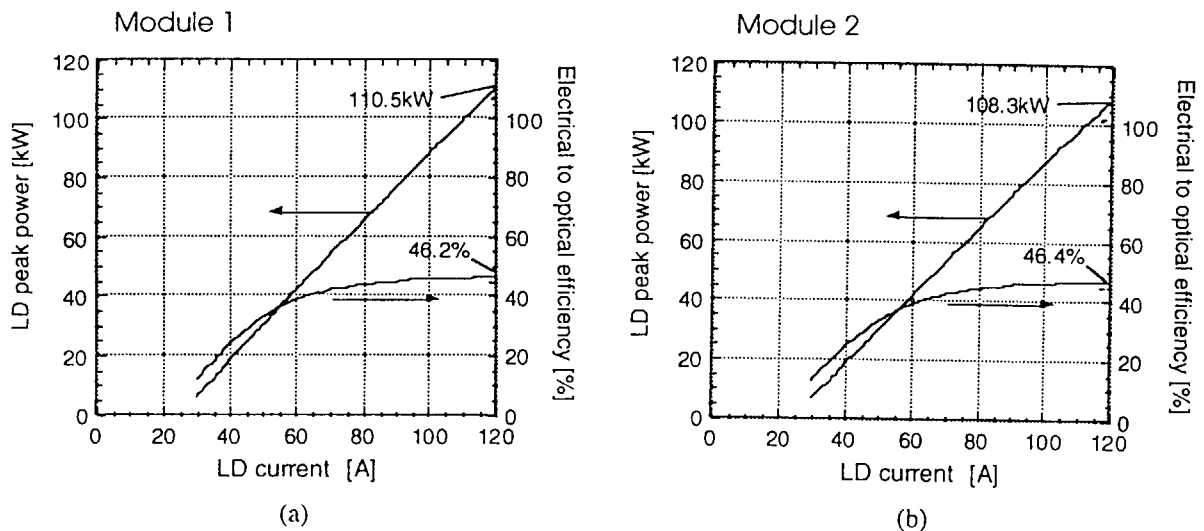


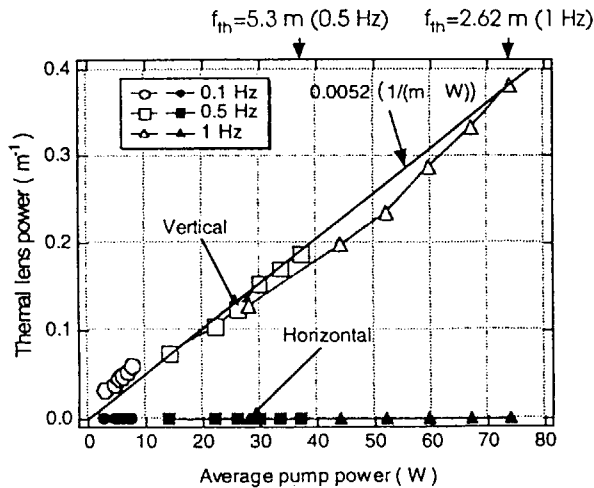
Figure 2. Over 100-kw 803-nm AlGaAs laser diodes ((a) module1, (b) module2) having 46 % efficiency, to pump the Nd : glass slab amplifier.

### 3. Experimental Results and Discussion

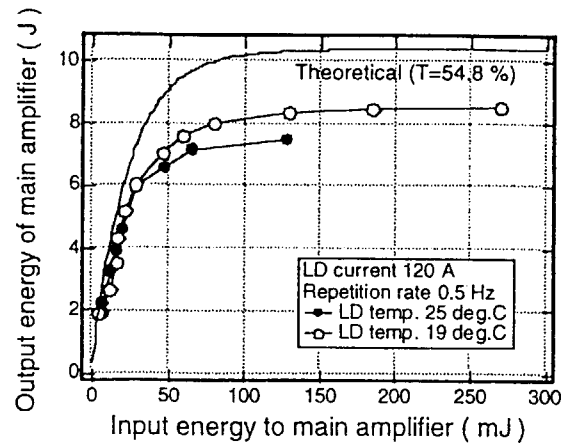
The 1053-nm small signal gain of main amplifier was measured to be 15.9 per pass with 0.35-ms LD pumping, which is large enough to have the output over 10 J. The stored energy

and pumping efficiency of main amplifier at 1053 nm showing the design points are nearly attained.

The thermal lens effects were measured with horizontal and vertical directions, as shown in Fig. 3. Although the horizontal thermal lensing is completely compensated for due to zig-zag path in the slab, the vertical thermal lens power is proportional to average LD pump power, showing a slope of  $0.0052 \text{ (1/(m}\cdot\text{W))}$ . Extrapolating to 10 Hz operation, the focal length of



**Figure 3.** Thermal lens power ( $1/\text{m}$ ) plotted as a function of average LD pump power with horizontal and vertical directions at 0.1, 0.5 and 1 Hz.



**Figure 4.** 1053-nm output energy of main amplifier at 0.5 Hz versus input energy to main amplifier at 19 and 25 °C of LD temperatures. Theoretical curve shows that 10 J output is achievable.

thermal lens is estimated to be as short as 26 cm. This thermal lens, however, can be compensated for using two Galilean telescopes set at both sides of the slab.

The  $8.5 \text{ J} \times 0.5 \text{ Hz}$  1053-nm output energy was obtained as shown in Fig.4. The extraction efficiency was 24 % in this case. The optical to optical conversion efficiency was 10.9 %. The output pulse width was measured to be 20 ns (FWHM). The near-field pattern of  $20 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$  with a filling factor of 50 % and 2 times diffraction limited far-field pattern were observed.

In Fig.4, the theoretical curve, taking into account the estimated system transmission of 54.8 %, shows that 10 J output can be realized with extraction efficiency of 41 %, although the measured system transmission of 20 % was too low to achieve the 10 J output. This low system transmission of 20 % will be increased to 55 % by reducing the internal bounce numbers from present 14 bounces to 12 bounces, because 14 internal bounces are very near to the critical angle of internal reflection.

The temperature rise of glass slab under LD pumping was measured by means of interferometry, as shown in Fig.5. Extrapolating to the 10 Hz operation, the design point just at the one third of fracture limit will be still in a safety region.

The resistivity of Nd:glass surface against flowing water versus time was evaluated by measuring the scattering loss at 632.8 nm, as shown in Fig.6. After over five months, the scattering loss was as low as 1 % through 14 bounces path with HAP-4 Nd: glass.

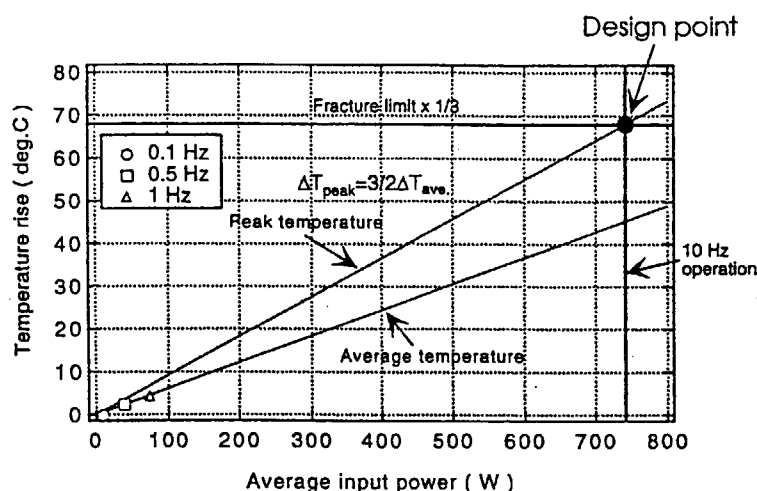


Figure 5. Temperature rise of glass slab versus average LD pump power.

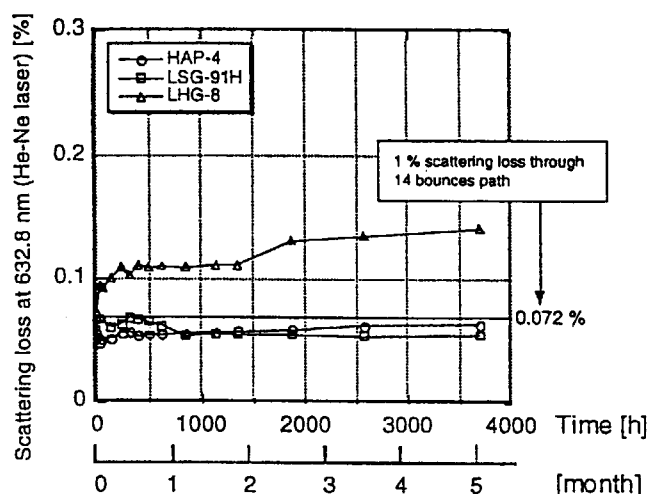


Figure 6. Scattering loss at 632.8 nm with Nd:glass surface under flowing water versus time.

#### 4. Summary

We have designed and constructed a  $10\text{ J} \times 10\text{ Hz}$ , 1053-nm DPSSL driver module for IFE which consists of a water-cooled Nd:glass (HAP-4) zig-zag path slab amplifier. We have obtained in a preliminary experiment a 8.5 J output energy at 0.5 Hz with beam quality of 2 times diffraction limited far-field pattern, which nearly confirmed our conceptual design[4]. With increasing the system transmission in the multi-path amplification from 20 % to 55 %, the  $10\text{ J} \times 10\text{ Hz}$  output at 1053 nm can be realized by compensating for simultaneously the thermal lens, thermal birefringence, and thermal aberration.

#### References

- [1] W.F. Krupke, Fusion Technol. 15,377 (1989).
- [2] K. Naito, M. Yamanaka, M. Nakatsuka, T. Kanabe, K. Mima, C. Yamanaka, S. Nakai, Jpn. J. Appl. Phys. 31,259 (1992).
- [3] C.D. Orth, S.A. Payne, W.F. Krupke, Nuclear Fusion 36,75 (1996).
- [4] H. Matsui, T. Eguchi, T. Kanabe, M. Yamanaka, M. Nakatsuka, Y. Izawa, S. Nakai, Fusion Engineering and Design 44,401 (1999).





## 34.

**固体媒質を用いたSBS位相共役鏡の開発**  
**Development of SBS-Phase conjugation Mirror in Solid media****吉田英次、藤田尚徳、中塚正大**

大阪大学レーザー核融合研究センター

〒565-0871 吹田市山田丘2-6

**Hidetsugu YOSHIDA, Hisanori FUJITA, and Masahiro NAKATSUKA**

Institute of Laser Engineering, Osaka University

〒565-0871 Yamada-oka 2-6, Suita Osaka, JAPAN

An optical fiber offers a low power SBS threshold and stable performance at input energies of a few mJ level. For long pulse duration using a longer focusing lens, fused-silica glass had high SBS reflectivity over 90 % without any damage occurrence at the incident energy of 380 mJ in 15-ns pulse duration. These properties of the fused-silica are almost comparable with those of highly performed gases or liquids. Damage-free operation using a fused-silica as a better phase conjugation material would lead to construct more compact laser-diode pumped all-solid-state laser system.

**Keywords : Phase conjugation, Stimulated Brillouin scattering (SBS),**  
**Optical glass, Laser-induced damage**

**1.はじめに**

光波の空間的位相変化を反転させた波、すなわち"phase-conjugate wavefront" (位相共役波) はその性質から、光画像通信や非線形分光への応用、レーザー発振器や増幅器の波面収差を補償する手段として、多数研究されるようになった。

誘導ブリルアン散乱 (以下SBS; Stimulated Brillouin scattering) を用いた位相共役鏡 (以下PCM; Phase Conjugation Mirror) の開発は、1972年のZeldovichらによる発見以来26年が経過した。発見から1980年代のSBS-PCM研究は、各種レーザー波長によるSBS基礎実験が多数報告されたが、1990年代前半には、主に高平均出力固体レーザーのビーム性能を向上する手段としてのSBS-PCMによる実用研究が多数報告され、SBS-PCMの信頼性、耐久性が著しく向上した。SBS-PCMを採用した高平均出力固体レーザーでは、出力数100W～1kW級で回折限界近いビーム性能が得られるようになり、一部は商業ベースまで達した。固定光学素子による熱歪の補償では、ある出力範囲内だけであるが、SBS-PCMは媒質の熱負荷が変化しても瞬時に対応する能動的補償が可能であり、低出力から高出力まで高性能な出力ビームを維持できる特徴がある。

**2.SBS位相共役用媒質**

優れたSBS位相共役光を発生するには、1)低い閾値と高反射率達成のために大きなSBS利得係数  $g_B$  (三次の非線形感受率  $\chi^{(3)}$  に比例)、2)入射パルス幅より短い媒質の音響緩和時間、3)誘導ラマン散乱 (以下SRS) や自己収束などの他の非線形現象の発生閾値が高く、4)励起波長で光吸収率が低く熱的影響が無視でき、5)化学的、機械的に安定である、6)毒性がなく取り扱いが容易である、など

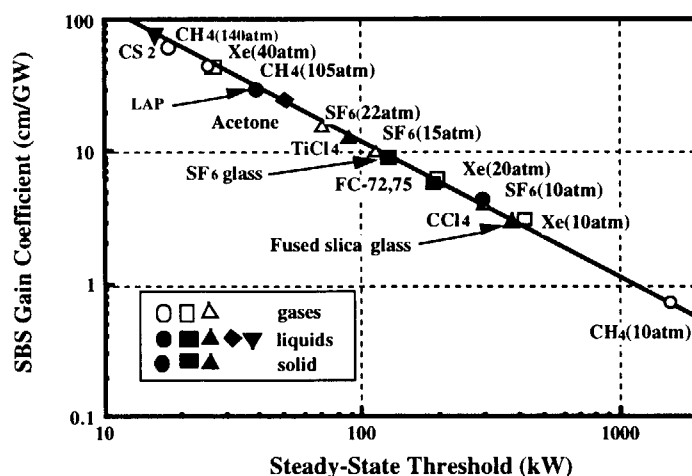


図1 各種SBS媒質の発生閾値と利得係数の関係

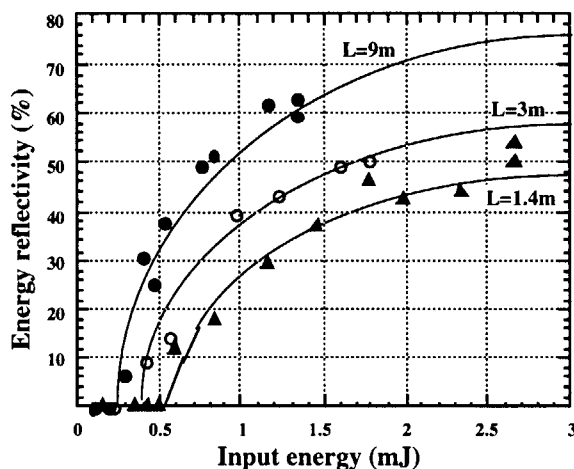


図2 マルチモードファイバーのSBS反射率特性

を考慮した媒質を選択する。

各種媒質のSBS発生閾値 $I_{th}(kW)$ と定常状態でのSBS利得係数 $g_B(cm/GW)$ の関係を図1に示す。すべてのSBS媒質において $I_{th} \cdot g_B \approx 1300(cm^{-1})$ の関係が成り立つ。通常の集光法でのSBS発生閾値 $I_{th}$ は約10kWから1MWの範囲内であり、Qスイッチパルスレーザーを用いれば容易にSBS効果を生じさせることができる。気体媒質はSBS利得係数が最も大きく、ガス圧力に依存するが約30～65cm/GWである。液体は最も簡単にSBS位相共役鏡として動作が可能であり、広く利用されている媒質である。CS<sub>2</sub>媒質を除く液体のSBS利得係数は10～20cm/GWと比較的大きく、Qスイッチパルスでの反射閾値エネルギーは数mJと容易にSBS発生ができる。高平均出力レーザーに使用できる低光吸収媒質として代表的な四塩化系化合物は、有害物質で取扱いに注意を要する。高精度の濾過や蒸留による微細粒子や不純物などの除去技術が重要である。

一方、固体材料は取り扱いが最も簡単で小型化が可能である。固体では温度分布に起因する屈折率分布は位相共役鏡として自動的に自己補償される。固体材料の欠点はLAP結晶<sup>(1)</sup>以外ではSBS利得係数が小さいことである。低閾値、高反射率を得るために石英ファイバーのように相互作用長を長くする方法がとられる。コア径200 $\mu m$ マルチモードファイバーのSBS反射率特性を図2

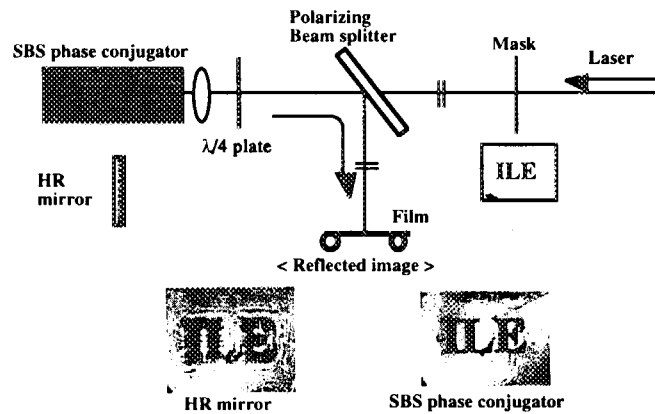


図3 SBS位相共役鏡を用いたマスクパターンによる回折像の再生(補正)

に示す。光ファイバーは相互作用長(コヒーレント長以内)を長くとれるため、石英ガラス(しきい値約15mJ)に比べしきい値を大幅に低減できる特徴があるが、入射強度はコア面積によって制限される。また破壊の発生は固体では永久損傷となり、同一場所の再度の使用は不可能となるため、入力制限と使用上の光学的工夫が必要である。

### 3.位相補正作用の応用

#### (1) 基礎実験

図3はガラス板に黒文字を印字したマスクをアベレーターとして用い、マスクを透過したレーザー光による回折パターンをの補正実験を行った。マスクと描画イメージ測定位置は等距離に配置した。通常のHRミラーを用いた場合のマスクパターンの反射再生像は、マスクとHRミラーの距離の2倍だけ回折したビームが伝搬するため、大きく像が乱れマスク文字は不鮮明で読みとることは不可能である。しかし、SBS位相共役鏡を用いた反射像は、マスクから位相共役鏡までの波面の乱れをこれと等距離にあるスクリーン上でマスク上の位相と一致するように位相の補償が行われ、ほぼ完全な再生像が可能であることが確認できた。また、マスクとSBS位相共役鏡の距離を1m以上離れた場合でも、鮮明な再生が得られている。

#### (2) SBS-PCMを用いた光共振器、増幅器

通常の固体レーザー共振器では、励起によってレーザー媒質の熱レンズ効果や熱複屈折効果等が発生するため、ビーム性能が低下する。このような収差を補償する手段として、レーザー共振器の一方の鏡にSBS-PCMを用いることにより、共振器内に収差が発生しても光が共振器を往復する間に位相補正が自動的にできるため、励起入力に依存せず優れたビーム性能を維持できる。共振器の縦モードは共振器長に依存せず、横モードはTEM<sub>00</sub>モードである。また、XeCl, KrF, ArF レーザーの光共振器に用いた場合には、狭帯域バンドパスフィルターとしての自走モードの抑制や短パルス化にも有効である。以下に著者らが開発した石英ガラスSBS利用のYAGレーザーの高性能化の一例を述べる。

石英ガラスは、他の非晶質光学ガラスに比べ高いレーザー耐力(約30J/cm<sup>2</sup>;1ns,1μm)を持ち、使用波長が紫外域から近赤外域まで使用可能である。石英ガラスのSBS利得係数3cm/GWは、他の気体、液体およびDLAP結晶に比べ小さいため、SBS発生閾値は高くなるが、高エネルギー動作にお

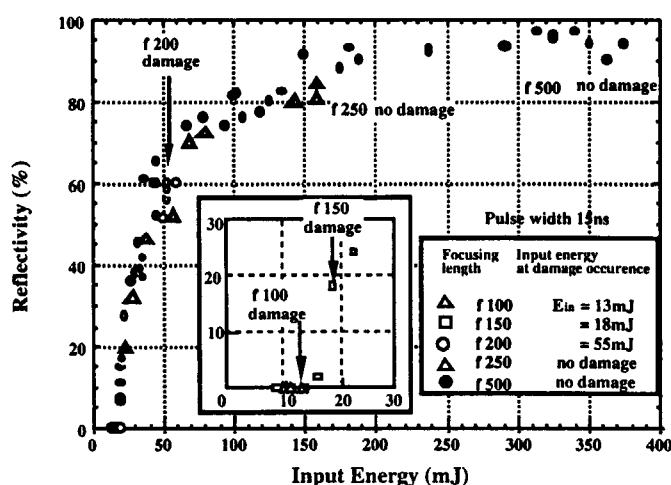


図4 石英ガラスSBS反射率特性（焦点距離依存性）

いては高いSBS反射率が得られる。入射パルス幅15nsを用いて、焦点距離各種のレンズを用いた時の入射エネルギーに対するSBS反射率特性を図4に示す。レーザーによる内部損傷を防ぐ手段としては、長い焦点距離のレンズを用いることにより集光レーザー強度の抑制が有効である。レーザー光のコヒーレント長が集光のレーリ長に比べ大きければ、レンズの焦点距離を長くしてもSBS反射率特性は同じである。焦点距離 $f=500\text{mm}$ の場合、SBS発生しきい値約15mJの約26倍の入射エネルギー約380mJまで増加したが内部損傷は発生せず、95%以上の高いSBS反射率が得られた。レーザーによる内部損傷が発生した入射エネルギーは、焦点距離 $f=100, 150, 200\text{mm}$ においてそれぞれ約15, 18, 55mJとなり、 $f=250$ および500mmでは損傷は観測されなかった。立ち上がりの遅いレーザーパルスと長焦点レンズを用いると、石英ガラスはレーザー損傷フリーのSBS-PCMとして有益である(2)。また、入射エネルギーを増加するとSBS反射率は緩やかに増加し、強い散乱領域はセルの入り口側前方へ移動する。この結果、実効的な集光強度（透過ピーク強度）が低下し、レーザー損傷は発生しない。透過ピーク強度が損傷しきい値を越えると内部損傷が発生する。

石英ガラスSBS-PCMを用いた高繰り返しYAG増幅器の波面補償実験(3)において、YAG結晶の熱レンズ効果を完全に補正し、増幅器出力ビーム性能(輝度)を2倍以上改善出来ることを立証し、回折限界のビーム性能で出力700mJが得られた。よって、石英ガラスは、大型化が可能であり、高エネルギー動作の高平均出力固体SBS-PCMとして有望である。

#### 4. まとめ

SBS位相共役鏡はレーザー装置に使用されている光学素子あるいはレーザー媒質内で発生した波面歪を補償できるため、高ピーク出力、高平均出力用の開発が進んだ。今後、固体媒質によるSBS位相共役鏡は、小型、高信頼性の点からLD励起高平均出力固体レーザーへの適用が考えられる。

#### <参考文献>

- (1)H.Yoshida et al.: Applied Optics, 36, No. 30 (1997)7783.
- (2)H.Yoshida et al.: Opt. Eng. **36**, 9 (1997)2557.
- (3)H.Yoshida et al.: Jpn.J.Appl.Phys., **38**(1999)L521.



## 35. Simulation on interaction of a ultra short-pulse intense laser with foil

### --- Proton acceleration with sub Peta-watt laser---

Yutaka UESHIMA, Yasuhiko SENTOKU\* and Yasuaki KISHIMOTO\*\*

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,  
Japan Atomic Energy Research Institute,  
2-6 Mii-minami-machi, Neyagawa, Osaka 562-0019, Japan

\*Institute for Laser Technology, 2-6 Yamadaoka, Suita, Osaka 565-0871, Japan

\*\*also Dept. of Fusion Plasma Research, Naka Fusion Research Establishment,  
Japan Atomic Energy Research Institute,  
801-1 Mukaiyama, Naka-machi, Naka-Gun, Ibaraki, 311-0193, Japan

Proton and ion acceleration by sub Peta-watt laser radiation in overdense plasmas, especially for deformed thin foils, is studied with 2D3V-PIC (Particle in Cell) numerical simulations. It is found that the target and pulse shape design is important for the acceleration of the charged particles. When a superintense laser pulse interacts with a thin slab of ablative overdense plasma formed by the pre-pulse of the laser, its pondermotive pressure blows all the electrons away from a finite diameter spot on the slab. Resultingly, the absorption efficiency of the laser is larger than 50%, but ion acceleration efficiency is small in the case of the material composed of atoms of large mass number, for example, Al. When the surface of the target is coated with a rigid solid or clusters, are accelerated efficiently and ions gain energies as high as 100MeV. If hydrogen is coated on the back of the thin Al foil, due to the Coulomb explosion of ions, protons are accelerated more efficiently than the hydrogen foil.

**keyword :** Ultra-shortpulse, sub Peta-watt, double layer, proton acceleration

#### 1. Introduction

The development of short-pulse ultra high intensity lasers[1] has opened a new regime in the study of laser - plasma interaction. Depending on the type of matter and laser parameters, various acceleration mechanisms have been invoked in the different regimes of the laser plasma interaction, including ion acceleration during the expansion of the plasma in vacuum [2] and the mechanism of "Coulomb explosion". Coulomb explosion is associated with the break of the plasma quasineutrality when the electrons are expelled from a self-focusing radiation channel in the plasma after which the ions expand due to the repulsion of the noncompensated electrical charge [3]. The Coulomb explosion has also been invoked in order to describe the generation of fast ions during the interaction of high intensity laser pulses with clusters [4]. Recently, the experimental results on the dynamics of a plasma channel produced by a multiterawatt laser pulse propagating in a plasma were reported in Ref. [5], where the self-focusing and channeling of the laser pulse, the plasma channel formation, and the dynamics of the excitation and ionization of the ambient gas were studied. In the interpretation of the experimentally observed acceleration of the ions, it was assumed in Ref. [5] that the ions move radially with respect to the channel under the effect of the Coulomb explosion. However, the generation of fast ions not only radially but also in forward direction were observed in 2D PIC simulations [6].

In the case of an overdense plasma the role of the channel is taken as the hole bored by the laser pulse. In such plasmas, in addition to the plasma expansion in vacuum [2] mentioned above and to the ion expulsion in the transverse direction due to the self-focusing channel, we also notice ion acceleration in the plasma resonance region [7] and forward ion acceleration if the laser pulse interacts with a thin foil [8]. The later results were obtained via PIC simulations in the framework of a one dimensional planar model which is valid as long as the transverse size of the laser pulse is much larger than

the acceleration length. Since in a one-dimension planar model the electrostatic potential diverges as the width of the ion cloud increases, we must perform at least two-dimensional simulations. In addition, an ultraintense laser pulse in a near-critical density plasma and in an overdense plasma, is subject to relativistic self focusing, the description of which also requires at least two dimensional PIC simulations.

## 2. Proton and Ion Accerelation with a deformed Aluminium foil coated with hydrogen

In the dilute underdense plasma, the attained momentum of an accelerated electron is estimated to be  $P_e = (\gamma - 1)m_e c = m_e c a_0^2 / 2$  because of 8-figure motion [8], where  $P_e$ ,  $m_e$  and  $c$  represent the momentum and rest mass of an electron, speed of light, and normalized strength parameter of the laser field, respectively. When a sub Peta-watt laser is focused strongly,  $a_0$  achieves values of about 30 ~40. Resultingly, the mass of an electron is of the same order as the proton mass. This fact indicates that protons can be accelerated to 1GeV. If electrons quiver as free electrons, namely in a relativistically underdense plasma, this estimation is valid for a classical overdense plasma. However, in an extremely overdense plasma as in a thin foil the estimation of the attained momentum is not so easy. The attained kinetic momentum of an accelerated electron may be estimated as  $P_e = (\gamma - 1)m_e c = m_e c a_0$  because of the break down of the figure 8 motion. Similar reasoning holds in the case of a thin slab of overdense plasma: let us consider a plasma slab of width  $l_w$  and assume that it is irradiated by a laser beam with amplitude  $E_0$  and radius  $l_r \gg l_w$  at the focus. The electrons interacting with the laser light are displaced from their initial position and, if their energy  $E_e = m_e c^2 (\sqrt{1 + a_0^2} - 1)$  is large enough, they can overcome the attractive electric field due to charge separation. For the electrons to be blown off, the pulse amplitude must be such that  $E_e > E_{\text{Coulomb}}$ , with  $E_{\text{Coulomb}} \sim 2 \pi e^2 n_e l_r l_w$  the Coulomb energy, i.e.

$$a_{0s} > 2\pi^2 \kappa \sqrt{1 + \frac{1}{\pi^2 \kappa}} : \kappa \equiv \frac{n_e}{n_c} \cdot \frac{l_r}{\lambda} \cdot \frac{l_w}{\lambda} \quad (2.1)$$

Here  $\lambda$ ,  $n_e$  and  $n_c$  are the laser wavelength, electron number density and classical cut off density. Due to the Coulomb repulsion the ions start to expand and gain an energy of the order of  $E_{\text{Coulomb}}$ . Assuming that  $E_e \sim E_{\text{Coulomb}}$ , the ion energy gain in this Coulomb explosion can be rewritten as  $m_e c^2 (\sqrt{1 + a_0^2} - 1)$ . This estimation indicates that acceleration of protons is of the order of a few 10's of MeV at  $a_0=30$  only by the Coulomb explosion process. To overcome this difficulty, we propose a double layer thin foil system. The front layer is electron rich and nucleus massive matter and the rear layer is hydrogen, namely protons. The front layer may help acceleration of hydrogen because large electrostatic field is induced and massive ions play the role of a Coulomb wall by which protons are pushed off. In order to investigate the interaction of a laser pulse with the double layer foil we have performed 2D PIC fully relativistic simulations. Below we present the results of our simulations of a linearly p-polarized pulse with amplitude  $a_0=30$ .

The laser pulse is gaussian along the x and y axes with full width half maximum 4mm. The ion density corresponds to the real solid density. In our simulation, it is assumed that the charge state of Aluminium is  $\text{Al}^{10+}$  and that of Hydrogen is  $\text{H}^+$  because of optical field ionization processes under an ultraintense laser of  $a_0 = 30$ . Therefore, electron parameters of the foils are  $6.2 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ , 56nm for Al and  $4.8 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ , 8nm for H. The foil is assumed to be initially deformed in the shape of a parabola as

described and shown in Fig.1.

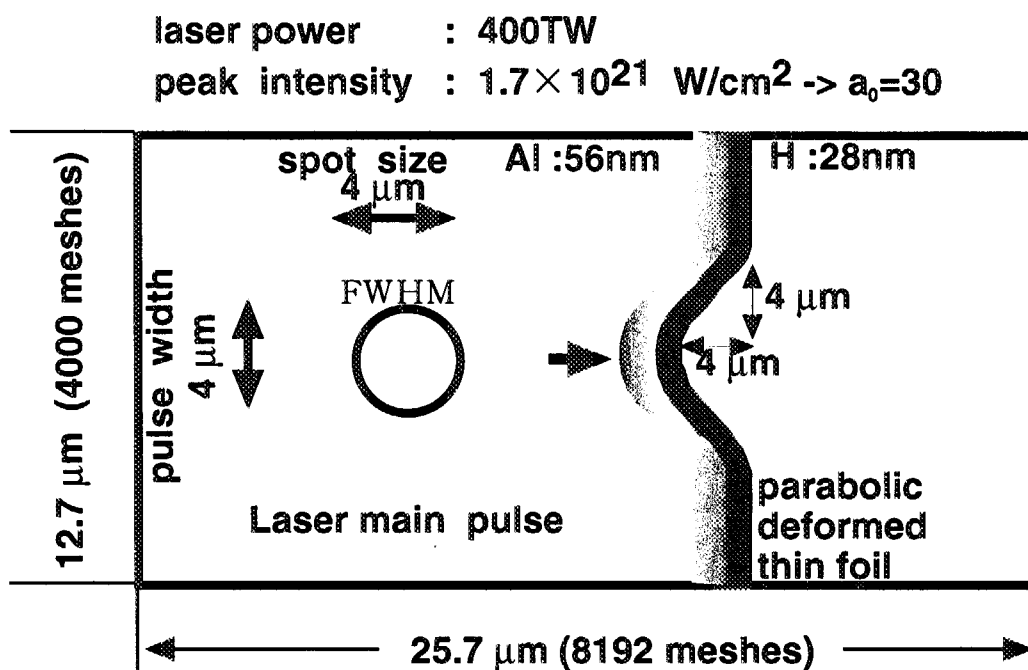


Fig. 1 Illustration of the geometry for the simulation of a deformed Aluminium foil coated with hydrogen.

In this configuration we expect to obtain focusing of the plasma converging toward the axis. This, in turn, should increase the efficiency of the ion acceleration and collimate the fast ion jet.

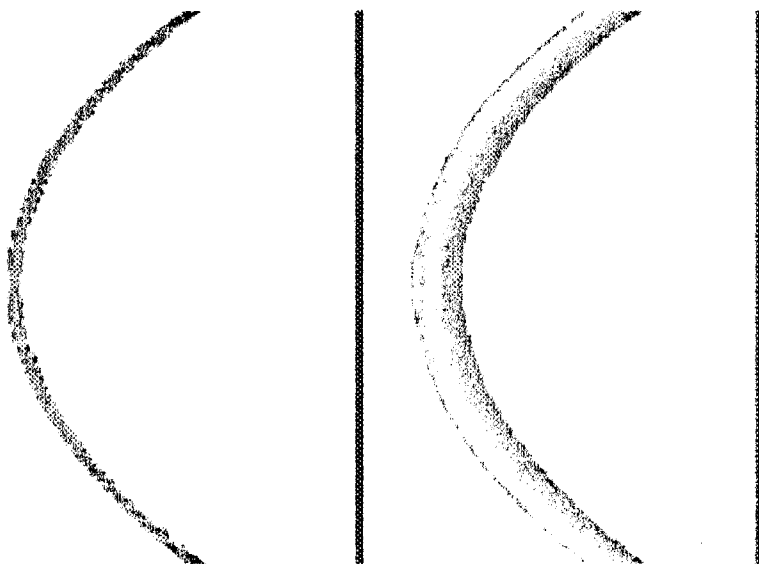


Fig. 2 Time evolution of the density of protons.  
 The interval of the snap shots is 12 femto seconds, and the snap shot on the right side is at the end of the simulation.

Since the target is initially deformed, the laser pulse is obliquely incident in the regions away from the center. Here we have high absorption of the laser radiation with the fractions of the reflected and transmitted laser light equal to 60% and 5%, respectively.

The ratio of energy conversion for ions, electrons, and electrostatic field are 8%, 16% and 11%, respectively. Fig. 2 shows snap shots of the density of protons. The peak energy of the protons reaches to 100MeV and the average energy is 30MeV. Protons do not propagate in the laser reflection direction. These results indicate that acceleration of protons is enhanced by the front layer, which plays the role of a supply of a lot of electrons and a Coulomb wall.

### Acknowledgments

The authors would like to thank H. Ohno and Y. Kato for their interest and encouragement throughout this work.

### References

- [1] G. A. Mourou, C. P. J. Barty, and D. Perry, *Phys. Today* 51, N1, 22 (1998).
- [2] A. V. Gurevich, L. V. Pariiskaya, and L. P. Pitaevskii, *Sov. Phys. JETP* 22, 449 (1966); A. V. Gurevich and A. P. Meshcherkin, *Sov. Phys. JETP* 53, 937 (1981).
- [3] G. S. Sarkisov, V. Yu. Bychenkov, V. T. Tikhonchuk, A. Maksimchuk, S. Y. Chen, R. Wagner, G. Mourou, and D. Umstadter, *JETP Lett.* 66, 828 (1997).
- [4] M. Lezius, S. Dobosz, D. Normand, and M. Schmidt, *Phys. Rev. Lett.* 80, 261 (1998).
- [5] G. S. Sarkisov, V. Yu. Bychenkov, V. N. Novikov, V. T. Tikhonchuk, A. Maksimchuk, S. -Y. Chen, R. Wagner, G. Mourou and D. Umstadter, *Phys. Rev. E* 59, 7042 (1999).
- [6] S. V. Bulanov, F. Califano, G. I. Dudnikova, T. Zh. Esirkepov, F. F. Kamenets, T. V. Liseikina, N. M. Naumova, F. Pegoraro, V. A. Vshivkov, *Plasma Physics Reports* 25, (1999).
- [7] S. V. Bulanov, N. M. Naumova, F. Pegoraro, *Physics of Plasmas* 1, 745 (1994).
- [8] Y. Ueshima, Y. Kishimoto, A. Sasaki and T. Tajima *Laser and Particle Beams* 17, 45 (1999).





## 36. Ni 様イオンの $4d-4p$ X 線レーザ遷移波長計算 Wavelengths of the Ni-like $4d$ to $4p$ X-ray Laser Lines

内海 隆行、佐々木 明

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

〒572-0019 寝屋川市三井南町 25-1

UTSUMI Takayuki、SASAKI Akira

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

25-1 Miiminami-machi, Neyagawa city, Osaka-fu 572-0019, Japan

The wavelengths of the Ni-like  $4d$  to  $4p$  X-ray laser lines for elements ranging from Pd( $Z=46$ ) to U( $Z=92$ ) calculated using the relativistic multi-configuration Dirac-Fock code, i.e. grasp92, are presented. These optimal level calculations agree well with measurements and previous calculations. To obtain accurate lasing wavelengths is important to grasp the energy level structure of the complicated Ni-like ions, and especially for the development of collisionally pumped X-ray lasers. The lasing wavelengths are also essential to identify the lines and when the X-ray laser is utilized for imaging and interferometry.

**Keywords :** grasp92, optimal level calculations, Ni-like ion,  $4d$  to  $4p$  X-ray lasing line

### 1. はじめに

現在、原研・関西研において先端的な光量子光源の開発とその応用研究が進められており、Ti:Sapphire レーザによる超短パルス (20 フェムト秒)・高ピーク出力 (100 テラワット) で繰り返し動作 (10 Hz) 可能なレーザなどが開発され、短波長・高効率 X 線レーザなどの X 線源の開発が進められている。X 線レーザとしては、高出力レーザにより生成された高  $Z$  原子の Ni 様多価電離イオンをレーザ媒体とした過渡励起方式の電子衝突励起型 X 線レーザが短波長・高効率発振を実現できると期待されている。この方式における Ni 様イオンの  $4d-4p$  X 線レーザの発振条件は、原子過程データを組み込んだシミュレーションによる予測が重要な要件となっている。しかし高  $Z$  原子の Ni 様多価電離イオンのエネルギーレベル構造は複雑であり、原子過程データの元となる原子構造データの高精度計算が必要となる。また、レーザ生成プラズマのスペクトルは複雑なものであるためにスペクトル線を高い信頼度で識別するためにも、また X 線レーザをイメージングや干渉測定に利用するためにも、高精度な原子構造データに基づくレーザ遷移波長の値は重要である。

ここでは相対論的多電子配位計算コード grasp92<sup>1)</sup>によって Pd( $Z=46$ ) から U( $Z=92$ )までの Ni 様イオンの  $4d-4p$  X 線レーザ遷移波長の高精度な計算値が得られたことを報告する。

### 2. 計算手順

図 1 に模式的な Ni 様イオンの  $4d-4p$  X 線レーザのエネルギーレベル構造と本報告で設定したレベル名と遷移線名を示す。図には  $3d^9 4d$  のレーザ遷移上準位に 3 つのレベル、また  $3d^9 4p$  のレーザ遷移下準位に 3 つのレベル、および Ni 様イオンの基底状態  $3d^{10} {}^1S_0$  (注: Ni-I の基底状態は  $3d^9 4s^2$ ) が示してある。ここで、例えば  $(3/2, 1/2)$  は  $3d$  シェル、 $4d$  または  $4p$  シェルの角運動量を、 $J$  は全角運動量を意味する。また、 $3d^9 4d (3/2, 3/2) J=0$  は、 $3d^9_{3/2} 4d_{3/2} J=0$  とも記述する。パリティは上準位が+、下準位が- である。レーザ遷移エネルギーは上準位 U1, U2, U3、下準位 L1, L2, L3 のレベルエネルギーを各々計算した後にレベルエネルギー間の差を取ることで求める。

grasp92 コードは、基本的には geniso, gencsl, genmcp, erwf, rscf92, rci92, oscf92 というプログラムより構成されている。これらのプログラムにより各準位を (1) geniso による原子特性値 (ISO) ファイルの生成、(2) gencsl による指定した各運動量  $J$  パリティ  $P$  に対するコンフィギュレーション状態関数(CSF)ファイルの生成、(3) genmcp による角運動量結合係数(MCP) ファイルの生成、(4) erwf による Thomas-Fermi モデルまたは Screened Hydrogen モデルに基づく 1 電子動径成分波動関数 (RWF) の計算、(5) rscf92 による Dirac-Coulomb ハミルトニアン の MCDF 方程式に基づく平均エネルギーレベル(EAL)計算、(6) rscf92 による最適エネルギーレベル(EOL)計算、(7) rci92 による横波補正 (Breit 補正) のためのコンフィギュレーション相関(CI)計算、の順に計算した。

各準位 U1,U2,U3,L1,L2,L3 の計算のための CSF ファイル を次のように生成した。ただし、1s, 2s, 2p, 3s サブシェルはコアシェル、3p, 4s, 4p, 4d サブシェルはピルシェルとした。

U1.csl :  $3p^6 3d^{10}$  及び  $3p^6 3d^9 4d$  の状態から 1 つの電子を  $n=4$  シェルに置き換えた状態、及び  $3d^{10}$  の状態から 2 つの電子を  $n=4$  シェルに置き換えた、 $J=0$ 、パリティ + の状態。CSF は 164 個である。

U2.csl :  $3p^6 3d^9 4d$  の状態から 1 つの電子を  $n=4$  シェルに置き換えた、 $J=1$ 、パリティ + の状態。CSF は 275 個である。

U3.csl :  $3p^6 3d^9 4d$  の状態から 1 つの電子を  $n=4$  シェルに置き換えた、 $J=2$ 、パリティ + の状態。CSF は 387 個である。

L123.csl :  $3p^6 3d^9 4p$  の状態から 1 つの電子を  $n=4$  シェルに置き換えた、 $J=1$ 、パリティ - の状態。CSF は 201 個である。

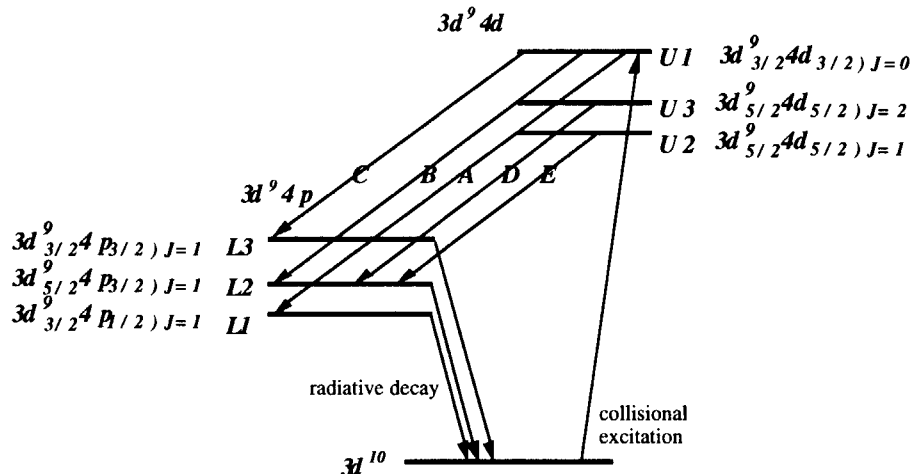


図1 Ni 様イオンの 4d-4p レーザ遷移のレベル構造

遷移 A,B,C,D,E は上準位と下準位のエネルギーの差であるから、遷移エネルギーは計算値の差にバイアスを加えたものとなる。このとき、バイアスは  $Z=46-92$  に対して共通と仮定し、遷移 A,B,C,D,E それぞれについて求めた。ここではスペクトル計測の手法と同じように Ni-like Eu ( $Z=63$ ) を基準線とした。文献[3]によれば、この基準エネルギーは、A :  $188.34 \pm 0.09 \text{ eV}$ 、B :  $174.63 \pm 0.07 \text{ eV}$ 、C :  $146.16 \pm 0.09 \text{ eV}$ 、D :  $123.50 \pm 0.04 \text{ eV}$ 、E :  $118.58 \pm 0.06 \text{ eV}$  であり、バイアス値は遷移 A,B,C,D,E についてそれぞれ、1.070, 0.897, 1.043, -0.191, 0.038 eV となった。

表1、表2に各々バイアス補正した後のレーザ遷移エネルギーとレーザ遷移波長を示す。

本報告においては、grasp92 のプログラムの問題から電子の自己エネルギーを含めていない

が、効果は小さいことは確認した。これを含めた計算結果は別の機会に報告する予定である。

	A(U1-L1)	B(U1-L2)	C(U1-L3)	D(U3-L2)	E(U2-L2)		A	B	C	D	E
46 Pd	87.191	84.572	79.661	62.466	60.088	46 Pd	142.20	146.60	155.64	198.48	206.34
47 Ag	92.110	89.295	83.687	65.744	63.236	47 Ag	134.60	138.85	148.15	188.59	196.07
48 Cd	97.179	94.132	87.760	69.127	66.467	48 Cd	127.58	131.71	141.28	179.36	186.54
49 In	102.328	99.006	91.804	72.477	69.722	49 In	121.16	125.23	135.05	171.07	177.83
50 Sn	107.552	103.908	95.804	75.895	72.920	50 Sn	115.28	119.32	129.41	163.36	170.03
51 Sb	112.930	108.916	99.833	79.373	76.232	51 Sb	109.79	113.84	124.19	156.20	162.64
52 Te	118.385	113.943	103.803	82.851	79.584	52 Te	104.73	108.81	119.44	149.65	155.79
53 I	123.978	119.054	107.771	86.353	82.950	53 I	100.01	104.14	115.04	143.58	149.47
54 Xe	129.684	124.215	111.701	89.905	86.324	54 Xe	95.60	99.81	111.00	137.91	143.63
55 Cs	135.532	129.455	115.615	93.456	89.743	55 Cs	91.48	95.77	107.24	132.67	138.15
56 Ba	141.519	134.767	119.503	97.051	93.202	56 Ba	87.61	92.00	103.75	127.75	133.03
57 La	147.661	140.163	123.370	100.685	96.692	57 La	83.97	88.46	100.50	123.14	128.23
58 Ce	153.965	145.646	127.213	104.359	100.217	58 Ce	80.53	85.13	97.46	118.81	123.72
59 Pr	160.448	151.228	131.041	108.098	103.792	59 Pr	77.27	81.99	94.62	114.70	119.46
60 Nd	167.120	156.915	134.852	111.867	107.410	60 Nd	74.19	79.01	91.94	110.83	115.43
61 Pm	173.979	162.700	138.637	115.685	111.071	61 Pm	71.26	76.20	89.43	107.17	111.63
62 Sm	181.048	168.601	142.404	119.563	114.796	62 Sm	68.48	73.54	87.07	103.70	108.00
63 Eu	188.340	174.626	146.156	123.503	118.577	63 Eu	65.83	71.00	84.83	100.39	104.56
64 Gd	195.867	180.778	149.892	127.492	122.410	64 Gd	63.30	68.58	82.72	97.25	101.29
65 Tb	203.648	187.074	153.621	131.552	126.327	65 Tb	60.88	66.28	80.71	94.25	98.15
66 Dy	211.685	193.505	157.330	135.672	130.291	66 Dy	58.57	64.07	78.81	91.39	95.16
67 Ho	220.002	200.089	161.028	139.863	134.325	67 Ho	56.36	61.96	77.00	88.65	92.30
68 Er	228.608	206.829	164.713	144.128	138.433	68 Er	54.23	59.95	75.27	86.02	89.56
69 Tm	237.523	213.736	168.389	148.466	142.616	69 Tm	52.20	58.01	73.63	83.51	86.94
70 Yb	246.765	220.816	172.056	152.884	146.879	70 Yb	50.24	56.15	72.06	81.10	84.41
71 Lu	256.346	228.075	175.712	157.381	151.220	71 Lu	48.37	54.36	70.56	78.78	81.99
72 Hf	266.293	235.531	179.367	161.976	155.651	72 Hf	46.56	52.64	69.12	76.54	79.66
73 Ta	276.621	243.186	183.018	166.653	160.171	73 Ta	44.82	50.98	67.74	74.40	77.41
74 W	287.350	251.049	186.666	171.422	164.784	74 W	43.15	49.39	66.42	72.33	75.24
75 Re	298.501	259.131	190.314	176.285	169.492	75 Re	41.54	47.85	65.15	70.33	73.15
76 Os	310.097	267.441	193.964	181.247	174.300	76 Os	39.98	46.36	63.92	68.41	71.13
77 Ir	322.159	275.987	197.616	186.313	179.210	77 Ir	38.49	44.92	62.74	66.55	69.18
78 Pt	334.707	284.776	201.268	191.486	184.228	78 Pt	37.04	43.54	61.60	64.75	67.30
79 Au	347.774	293.824	204.929	196.770	189.356	79 Au	35.65	42.20	60.50	63.01	65.48
80 Hg	361.377	303.134	208.594	202.169	194.599	80 Hg	34.31	40.90	59.44	61.33	63.71
81 Tl	375.546	312.719	212.267	207.686	199.964	81 Tl	33.01	39.65	58.41	59.70	62.00
82 Pb	390.311	322.590	215.950	213.326	205.446	82 Pb	31.77	38.43	57.41	58.12	60.35
83 Bi	405.702	332.759	219.646	219.093	211.056	83 Bi	30.56	37.26	56.45	56.59	58.74
90 Th	533.645	413.111	245.954	263.373	254.214	90 Th	23.23	30.01	50.41	47.08	48.77
91 Pa	555.239	426.018	249.777	270.311	260.989	91 Pa	22.33	29.10	49.64	45.87	47.51
92 U	577.787	439.322	253.625	277.415	267.930	92 U	21.46	28.22	48.88	44.69	46.27

表1 バイアス補正した後のレーザ遷移エネルギー (単位: eV)

表2 バイアス補正した後のレーザ遷移波長 (単位: Å)

### 3. 計算結果評価

Pd( $Z=46$ )、Ag( $Z=47$ )、Cd( $Z=48$ )の遷移Bの計測値は文献[2]によると、各々  $146.79 \pm 0.15 \text{ \AA}$ 、 $138.92 \pm 0.15 \text{ \AA}$ 、 $131.66 \pm 0.15 \text{ \AA}$  であり、これに対する Li 等の計算結果は  $146.5 \text{ \AA}$ 、 $138.6 \text{ \AA}$ 、 $131.4 \text{ \AA}$  である。また、文献[3]の Scofield 等の計算結果は  $148.10 \text{ \AA}$ 、 $139.92 \text{ \AA}$ 、 $132.56 \text{ \AA}$  である。表2に示した結果は  $146.60 \text{ \AA}$ 、 $138.85 \text{ \AA}$ 、 $131.71 \text{ \AA}$  であり、Scofield 等や Li 等の計算結果より計測値に近く、ほぼ測定精度範囲であることがわかる。文献[4]では、Te( $Z=52$ )、La( $Z=57$ )、Ce( $Z=58$ )の遷移Bの計測値は、各々  $111 \text{ \AA}$ 、 $89 \text{ \AA}$ 、 $86 \text{ \AA}$  であるが、ここでの結果は  $108.81 \text{ \AA}$ 、 $88.64 \text{ \AA}$ 、 $85.13 \text{ \AA}$  であり、文献[2]の計算値  $108.7 \text{ \AA}$ 、 $88.40 \text{ \AA}$ 、 $85.10 \text{ \AA}$  に近く、計測値と  $1\text{--}2 \text{ \AA}$  の差がある。文献[5]での Xe( $Z=54$ )での計測値は、 $100 \text{ \AA}$  であるが、ここでの結果は  $99.81 \text{ \AA}$  で  $0.2 \text{ \AA}$  以内の差となっている。また、精度良く計測され、数値計算の基準値として利用される Nd( $Z=60$ )の遷移波長  $79.06 \text{ \AA}$  に対しては、ここでの結果は  $79.01 \text{ \AA}$  である。(文献[2,3]はこれを基準線としてバイアスを決定している。) 差は  $0.05 \text{ \AA}$  であるがここで用いた Eu の基準線の計測精度などを考慮すると数値計算精度としては許容範囲にあるといえる。文献[3]での Yb( $Z=70$ )の遷移 A,B,D,E の波長は  $50.23 \text{ \AA}$ 、 $56.11 \text{ \AA}$ 、 $81.07 \text{ \AA}$ 、 $84.41 \text{ \AA}$  で計測誤差は約  $0.02\text{--}0.05 \text{ \AA}$  であるが、計算結果は  $50.24 \text{ \AA}$ 、 $56.15 \text{ \AA}$ 、 $81.10 \text{ \AA}$ 、 $84.41 \text{ \AA}$  であり良い一致を示している。W( $Z=74$ )、Au( $Z=79$ )の遷移Aの計測波長は各々  $43.18 \text{ \AA}$ 、 $35.6 \text{ \AA}$  であるが、計算値は  $43.15 \text{ \AA}$ 、 $35.65 \text{ \AA}$  であり、文献[3]の計算値とほぼ同じである。

本計算値と計測値の比較を Nd、Ta について図2に示す。

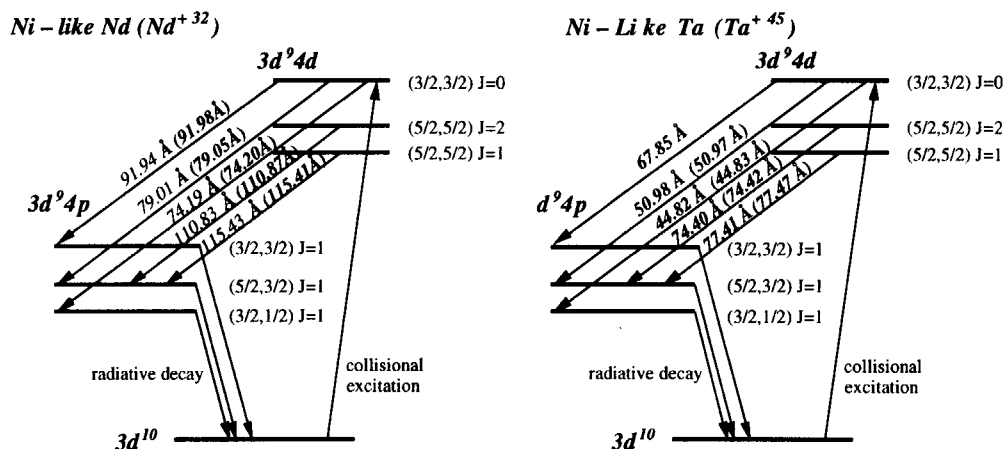


図2 Ni 様 Nd, Ta のレーザ遷移波長。 ( ) 内の値は文献[3]。

### 4. まとめ

本報告では、相対論的多電子配位計算コード grasp92 によって Ni 様イオンの  $4d - 4p$  X 線レーザ遷移波長の計算値を示した。Pd( $Z=46$ ) から U( $Z=92$ )までの Ni 様イオンの X 線レーザ遷移波長は、これまでの計測結果や計算結果とよく一致していることが示された。

### 参考文献

- [1] F.A. Parpia, C. F. Fischer, and I.P. Grant: Comput. Phys. Commun., **94**, 249(1996).
- [2] Y. Li, J. Nilsen, J. Dunn, A.L. Osterheld, A. Ryabtsev, and S. Churilov : Phys. Rev. A, **58**(4), R2668(1998).
- [3] J.H. Scofield and B.J. MacGowan : Phys. Scri., **46**, 361-364(1992).
- [4] H. Daido, S. Ninomiya, T. Imani, R. Kodama, M. Takagi, Y. Kato, K. Miura, J. Zhang, Y. You, and Y. Gu : Opt. Lett., **21**, 958(1996).
- [5] H. Fiedorowicz, A. Bartnik, Y. Li, P. Lu, and E.E. Fill, Phys. Rev. Lett., **76**, 415(1996).



## 37. Relativistic Configuration-Interaction Study on the Structure and Electron-Impact Cross Sections of Highly Charged Ions

**Takashi KAGAWA**

Department of Physics, Nara Women's University, Nara 630-8506, Japan

We have developed a computer code to calculate both the structure and electron scattering cross sections of atomic systems, especially highly-charged ions (HCI's) by using the relativistic configuration interaction (RCI) method for the atomic structure and the relativistic distorted-wave Born (RDWB) approximation for the electron scattering. Some test calculations for the optical oscillator strengths in Ne-like systems and electron-impact excitation cross sections of H-like and He-like ions are carried out to see the effectiveness of the theory.

**Keywords : Highly-charged ion, Relativistic atomic structure theory,  
Electron-impact excitation cross section**

### 1 Introduction

Highly charged ions (HCI's) has so far been received growing interest in studying the relativistic and quantum electrodynamical (QED) effects on the energy levels and optical transition rates in high-Z atomic systems since recent development of experimental techniques such as a high-power electron-beam-ion-trap (EBIT) machine to be able to produce various HCI's make it possible to observe optical or x-ray spectra emitted from them with high-precision. On the other hand HCI's display an important role in diagnosing a plasma. Recently a closed-shell atomic system such as Ne-like ones attracts people in the development of x-ray laser source because it is a relatively stable species among various HCI's in hot and dense plasmas so that their population becomes rich compared with that of ions with other charge states. Ne-like ions are considered as one of the most hopeful candidates in making a x-ray laser source. In studying various plasmas such as the laboratory nuclear fusion, x-ray laser and astrophysical ones with an appropriate plasma model, various atomic data of HCI's such as not only transition energies and their radiative transition rates but also cross sections for the electron-impact excitation and ionization are needed.

In the theoretical treatment of the structure of HCI's, various relativistic and quantum electrodynamical (QED) effects on the energies and wavefunctions in the systems must sufficiently be taken into account in the theory. Moreover, the effects are also important in the calculation of cross sections of electron scattering processes for an ion in plasmas, where accuracy of the calculated results could be sensitive to wavefunctions used for a

target atomic system and a free electron. In this case the relativistic and QED effects on the interaction between a free electron should also appropriately be treated in the scattering theory.

Previously Kagawa et. al. [1] have developed the relativistic configuration-interaction (RCI) theory for atomic systems and made a computer code to calculate energy levels and optical oscillator strengths (OOS's) for atomic systems. Recently combining the RCI code, we have developed a code to calculate cross sections of the electron-impact excitation of a HCI based on the relativistic distorted-wave Born (RDWB) approximations. In this work, we carry out systematic calculations of energies and OOS's for the  $n = 2 - 3$   $E1$  transitions in Ne-like systems to see the effectiveness of the RCI theory and some test calculations for the electron-impact excitation cross sections and collision strengths of H-like and He-like systems to see an accuracy of our numerical method adopted in making a code.

## 2 Numerical results

### 2.1 Optical oscillator strengths in Ne-like systems

Here we carry out systematic complete calculations for the energies and OOS's for the  $n = 2 - 3$  and  $n = 2 - 4$  electric dipole ( $E1$ ) transitions in the neon isoelectronic sequence from  $Z=11$  through 92 and for the  $n = 2 - 3$  and  $n = 2 - 4$   $M1$  and  $E2$  forbidden ones from  $Z=40$  through 92 in the systems. In Fig. 1 we show  $Z$ -dependent behavior of the OOS for the  $n = 2 - 3$   $E1$  transition in the systems together the order of the energy level for the  $n = 2 - 3$  excited states with  $J = 1$  and odd parity. It is found from the calculation that there are two typical and sharp avoided level crossings of the excited states between the  $2p_{1/2} - 3s$  and  $2p_{3/2} - 3d_{5/2}$  at  $Z = 54$  around and between the  $2s - 3p_{1/2}$  and  $2p_{1/2} - 3d_{3/2}$  ones at  $Z = 68$  around, which lead to sudden change of value of the OOS for the  $n = 2 - 3$   $E1$  transitions. The sudden change of the value for the OOS has been observed in the spectra of HCI's by Nakamura et. al. [2] recently and Biersdorfer [3]. Finally it is concluded that systematic study on the energy levels and OOS's in an isoelectronic sequence to see  $Z$ -dependent behavior of them is important to correctly assign the spectra in HCI's observed because an avoided level crossing between two excited states drastically changes the intensity of spectra for the specific transitions of an isoelectronic sequence at a place of a certain  $Z$ .

### 2.2 Electron-impact excitation cross section

We carry out some test calculations for the electron-impact excitation cross sections and collision strengths of H-like and He-like systems to see an accuracy of our numerical

method adopted in making a code. Calculated results of RCB cross sections for H-like atoms and integrated RDWB collision strengths for He-like iron are compared with other theoretical ones in Table 1-3, where only the Coulomb interaction between two electrons are taken into account in the  $T$  matrix. Our results are in good agreement with those of Zhang et. al. [4,5,6] in all cases listed here. Improvement of our code to obtain accurate cross sections in various HCI's is now in progress.

## References

- [ 1 ] T. Kagawa, Y. Honda, and S. Kiyokawa, Phys. Rev. A **44**, 7092 (1991).
- [ 2 ] S. Ohtani et. al., Progress Report of the Society for Atomic Collision Research, Vol. **24**, 138 (1998).
- [ 3 ] P. Breiersdorfer, private communication.
- [ 4 ] H. L. Zhang, D. H. Sampson and R. E. H. Clark, Phys. Rev. A **42**, 198 (1990).
- [ 5 ] M. K. Inal, H. L. Zhang and D. H. Sampson, Phys. Rev. A **46**, 2449 (1992).
- [ 6 ] C. J. Fontes, H. L. Zhang and D. H. Sampson, Phys. Rev. A **59**, 295 (1999).

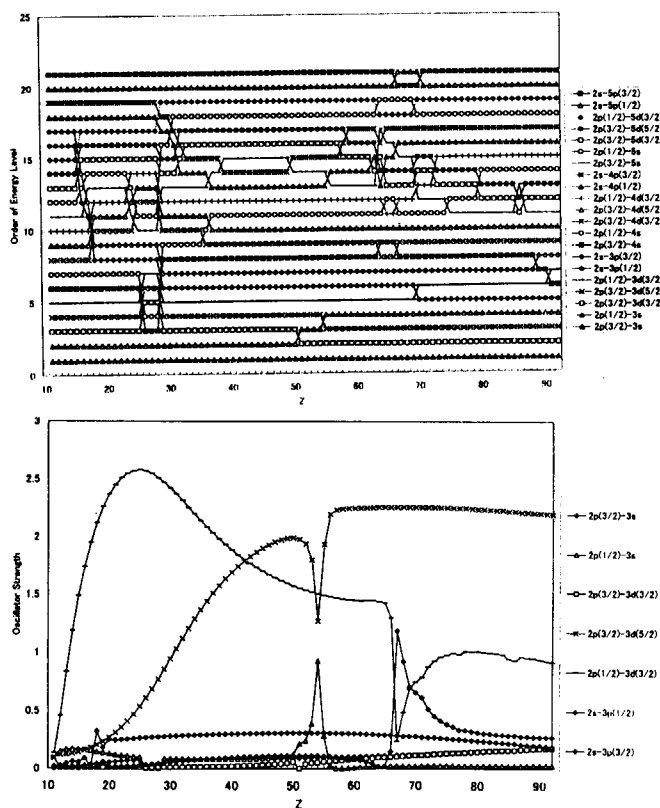


Fig. 1. Calculated results for the order of energy levels for  $n=2-3, 4$  and  $5$  singly excited levels (upper figure) and the oscillator strengths for the  $n=2-3$  (lower figure) E1 transitions as a function of  $Z$ .

Table 1. Comparison of RCB  $n=1-2$  excitation cross sections of H-like atoms by electron impact with the impact energy of the ionization one, that is,  $E_i = |E_{1s}|$ .

Transition	<b>Z=50</b>			<b>Z=100</b>		
	This work	Walker	Zhang	This work	Walker	Zhang
$1s - 2s$	0.4439	0.4445	0.4438	0.8273	0.8304	0.8269
$1s - 2p_{1/2}$	0.5537	0.5536	0.5536	0.5222	0.5228	
$1s - 2p_{3/2}$	1.0124	1.0133	1.0133	0.5968	0.5974	0.5940

Table 2. RDWB collision strengths for electron-impact excitation from the ground state of  $(1s)^2(1^1S_0)$  to the  $1s2l$  excited states in He-like iron ( $Z=26$ ) with scattered electron energy  $E_f = 70\text{eV}$ .

Transition	<b>Collision strengths</b>	
	This work	Zhang et.al.
$(1s2s)_{J=0}[2^1S_0]$	7.295	7.687
$(1s2s)_{J=1}[2^3S_1]$	3.717	3.626
$(1s2p)_{J=0}[2^3P_0]$	2.512	2.267
$(1s2p)_{J=1}[2^3P_1]$	7.915	8.079
$(1s2p)_{J=2}[2^3P_2]$	11.420	10.650
$(1s2p)_{J=1}[2^1P_1]$	21.790	21.220

Table 3. Partial RDWB collision strengths for electron impact excitation from the ground state of  $(1s)^2[1^1S_0]$  to magnetic sublevels of  $M_f$  in the  $(1s2s)[2^3S_1]$  state in He-like iron with various incident electron energies in Rydberg. Upper and lower values of the collision strength for each  $M_f$  are obtained by us and Fontes et. al. [6], respectively and excitation energies are given as  $E_{ex}$  and those in the parentheses in reference [6].

$M_f$	$E_i(\text{Ry})$				
	550	700	900	1200	2000
$(1s2s)_{J=0}[2^3S_1]$	$E_{ex} = 487.87(487.75)(\text{Ry})$				
0	1.101	0.8420	0.6123	0.4060	0.1888
	1.078	0.8206	0.5995	0.4051	0.1880
1	1.110	0.8422	0.6126	0.4146	0.1889
	1.078	0.8206	0.5995	0.4051	0.1881





## 38.

## ネオン様多価イオンの X 線分光 :

配置間相互作用により強く結合した励起状態からの X 線発光の研究

## X-ray Spectroscopic Studies on Neonlike Highly Charged Ions:

## X-ray Emissions from Strongly Coupled Excited States

加藤太治<sup>1</sup>、中村信行<sup>1</sup>、大谷俊介<sup>1,2</sup><sup>1</sup> 科技団、多価冷イオンプロジェクト

〒182-0024 東京都調布市布田 1-40-2 アクシス調布ビル 3 階

<sup>2</sup> 電気通信大学、レーザー新世代研究センター

〒182-8585 東京都調布市調布ヶ丘 1-5-1

Daiji KATO<sup>1</sup>, Nobuyuki NAKAMURA<sup>1</sup>, Shunsuke OHTANI<sup>1,2</sup><sup>1</sup> Cold Trapped Ions ICORP, JST

Axis-Chofu bldg. 3F 1-40-2, Tokyo 182-0024, Japan

<sup>2</sup> Inst. for Laser Science, Univ. of Electro-Communications

Tokyo 182-8585, Japan

$2p^{-1}3s$ ,  $2p^{-1}3d$  and  $2s^{-1}3p$  excited levels of neonlike sequence were calculated by the multi-configuration Dirac-Fock method. The calculations were compared with measurements with the Tokyo Electron Beam Ion Trap for three levels in the X-ray region:  $2p_{1/2}^{-1}3s$ ,  $2p_{3/2}^{-1}3d_{3/2}$  and  $2p_{3/2}^{-1}3d_{5/2}$ . A strong avoided-crossing between the  $2p_{1/2}^{-1}3s$  and the  $2p_{3/2}^{-1}3d_{5/2}$  was evident in both the calculations and the measurements at  $Z=55$ . The strong and the local avoided-crossing was associated with a large and steep enhancement (suppression) in the X-ray line strength of the electric-dipole decay  $3s \rightarrow 2p_{1/2}$  ( $3d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ ). Characteristics in configuration mixing of the two levels were discussed.

**Keywords:** Highly Charged Ion, X-ray Spectroscopy, Relativistic Atomic Structure,  
Configuration Interaction, Electron Beam Ion Trap

## 1. はじめに

多電子量子状態における電子相関効果は、しばしば Hartree-Fock 解と厳密解の誤差として認識されており、独立な Hartree-Fock 解の線形結合(配置混合)の強さで表されることが多い。ただし、ここで Hartree-Fock とは多体系の一体場近似を代表しており、その意味では Dirac-Fock も同じである。さて、原子番号に対する多電子系の応答を原子番号の適当な尺度で眺めてみよう。1 電子 Schrödinger 方程式は原子番号  $Z$  について次のようなスケーリング則を満たす。

$$H[Zr; 1] = Z^2 H[r; Z] \quad (1)$$

ここで、 $r$  は動径座標空間、 $H$  は系の Hamiltonian (エネルギー) である。(1)式と同様にすると、電子間相互作用  $V_{ee} = 1/r_{ij}$  のスケーリング則は

$$V_{ee}[Zr] = Z^{-1} V_{ee}[r] \quad (2)$$

となり、1 電子 Schrödinger 方程式の Hamiltonian に対して  $Z^{-1}$  に比例して小さくなることが分か

る。一方、スピン軌道相互作用  $V_{so} \propto Z/r^3$  のスケーリング則は

$$V_{so}[Zr; 1] = Z^{-4} V_{so}[r; Z] \quad (3)$$

であり、電子間相互作用に対して  $Z^3$  に比例して大きくなる。以上から、 $Z$  の大きな ( $Z^{-1}$  の小さな) 多価イオンでは、スピン軌道相互作用に代表される強い相対論効果の影に隠れて配置混合効果(高次の電子間相互作用)はしばしば軽視されがちである。ところが、多価イオンでは非常に強い相対論効果は  $Z$  に対する系の応答を本質的に変えてしまうため、それに応じて配置混合効果の  $Z$  依存性も変化する。本会報では、我々の研究グループで最近までに行なわれた、ネオン様多価イオンの  $n=3$  励起状態における強い配置混合効果の実験的、理論的研究を報告する。

## 2. ネオン様多価イオンの $n=3$ 励起状態における配置混合

最近では、電子ビームイオントラップ(EBIT)の開発等により多価イオンの多電子量子状態に関する正確な実験的研究が可能となってきた。我々の研究グループにおいても、EBIT を用いて生成、捕獲した  $Z=50-56$  の元素のネオン様多価イオンの  $2p_{1/2}^{-1}3s$ ,  $2p_{3/2}^{-1}3d_{3/2}$ ,  $2p_{3/2}^{-1}3d_{5/2}$  励起状態から基底状態への脱励起に伴う X 線発光を観測し、励起状態の正確なエネルギー準位を決定した[1]。ここで、 $2l'3l'$  は  $2l$  軌道の電子が 1 つ  $3l'$  軌道に励起した状態を表す。また、励起状態の全角運動量は全て  $J=1$ 、及び奇パリティである。 $Z=50-56$  に沿った 3 つのエネルギー準位の相関図(図 1)を描

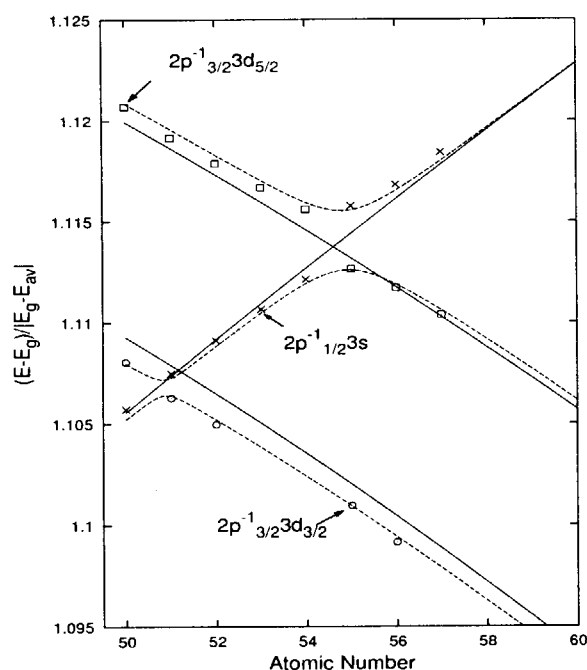


図 1: ネオン様多価イオンの励起状態  $2p_{1/2}^{-1}3s$  ( $\times$ ),  $2p_{3/2}^{-1}3d_{3/2}$  ( $\circ$ ),  $2p_{3/2}^{-1}3d_{5/2}$  ( $\square$ ) に対するエネルギー準位の相関図。 $E_g$ ,  $E_{av}$  はそれぞれ基底状態のエネルギー、基底状態と励起状態( $2p^{-1}3s$ ,  $2p^{-1}3d$ ,  $2s^{-1}3p$ )の平均エネルギーの計算値を用いた。実線: モデル計算(配置混合無視)、破線: モデル計算(配置混合含む)。 $Z=54, 57$  に対する元素の実験データは Beiersdorfer 等の数値[4]を用いた。

くと、香川等[2]の相対論的計算で予測された通り、 $2p_{1/2}^{-1}3s$  のエネルギー準位が他の 2 つのエネルギー準位(それらは互いに交わらない)を横切る。つまり、これら 3 つのエネルギー準位は  $Z=50-56$  の間で入れ替わる。これは、強い相対論効果により、ネオン様多価イオンにおける  $2p$

軌道の微細構造分離が  $3s$  軌道と  $3d$  軌道のエネルギー差を埋め合わせて余りある程に大きくなるためである。図 1 には、多配置 Dirac-Fock 法を用いた相対論的モデル計算の結果も重ねてプロットした。このモデル計算では原子核は座標空間の任意の原点に固定された点電荷として扱った。また図に表した範囲で  $Z$  を(無限小変化可能な)連続パラメータとして変化させた。計算は全て GRASP92 コード[3]を用いて実行した。

$2p_{1/2}^{-1}3s$  と  $2p_{3/2}^{-1}3d_{5/2}$  について、励起状態間の配置混合効果を見捨てたモデル計算(実線)と実験結果( $\times$ ,  $\square$ )とを比較すると、エネルギー準位が縮退する  $Z$  の近傍で誤差が特に大きい。配置混合効果を含めたモデル計算(破線)は実験結果と全体にわたって良く一致し、 $Z=55$  の近傍では局所的な配置混合によるエネルギー曲線の擬交差(avoided-crossing)がはっきりと確認できる。破線と実験結果とのわずかな誤差は、モデル計算に含まれていない体積効果や量子電磁気学的効果に起因するものと考えられる。しかし、本質的な補正ではないのでここではこれ以上立ち入らない事にし、より正確な理論計算は別の発表に譲る[1]。ところで、 $2p_{3/2}^{-1}3d_{3/2}$  と  $2p_{3/2}^{-1}3d_{5/2}$  の間にも配置混

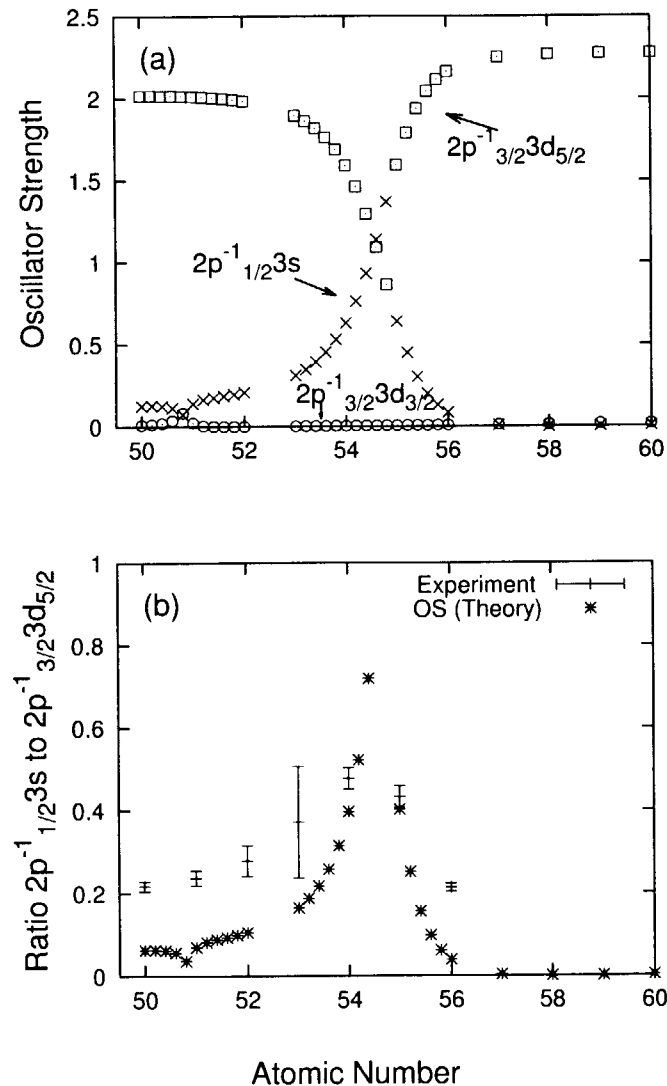


図 2 : 電気双極子振動子強度 (計算) と X 線発光強度比 (実験)。(a)  $2p_{1/2}^{-1}3s$ ,  $2p_{3/2}^{-1}3d_{3/2}$ ,  $2p_{3/2}^{-1}3d_{5/2}$  から基底状態への電気双極子脱励起の振動子強度の計算値。(b)  $2p_{1/2}^{-1}3s$  と  $2p_{3/2}^{-1}3d_{5/2}$  から基底状態への脱励起に伴う X 線発光強度比の測定値と、それらに対する振動子強度比の計算値。

合効果が比較的顕著であるが、これと  $2p_{1/2}^{-1}3s$  と  $2p_{3/2}^{-1}3d_{5/2}$  の間の配置混合とは質的に異なる。前者は  $Z$  に対して緩やかに減少する配置混合であるのに対して、後者は Dirac-Fock エネルギーが縮退する  $Z$  の近傍でのみ強く現れる局所的な配置混合である。擬交差近傍では  $2p_{1/2}^{-1}3s$  と  $2p_{3/2}^{-1}3d_{5/2}$  とはほぼ等しい重率で混合し、2つのエネルギー曲線にはそれぞれ位相が 90 度だけ異なる独立な混合パターンが対応する[1]。モデル計算では、 $Z=51$  近傍にも  $2p_{1/2}^{-1}3s$  と  $2p_{3/2}^{-1}3d_{5/2}$  の配置混合によるエネルギー曲線の(比較的小さい)擬交差が見られる。 $Z=55$  近傍での  $2p_{1/2}^{-1}3s$  と  $2p_{3/2}^{-1}3d_{5/2}$  の配置混合のメカニズムとの相違については現在調査中である。

図 2(a)に  $2p_{1/2}^{-1}3s$ ,  $2p_{3/2}^{-1}3d_{3/2}$ ,  $2p_{3/2}^{-1}3d_{5/2}$  から基底状態への電気双極子脱励起の振動子強度の(配置混合を含む)計算値を示した。先と同様にモデル計算では  $Z$  を連続パラメータとして変化させた。エネルギー曲線の擬交差近傍で、振動子強度にも局所的な配置混合による急峻な変化が見られる[2]。また、図 2(b)には  $2p_{1/2}^{-1}3s$  と  $2p_{3/2}^{-1}3d_{5/2}$  から基底状態への脱励起に伴うの X 線発光強度比の測定値と、それらに対する振動子強度比の計算値を示した。非平衡プラズマ中の原子過程であるため、衝突輻射モデルのレート方程式を解かなければ発光強度比の正確な比較はできない。したがって、ここでは定性的な比較にとどめる。まず振動子強度比については、図 2(a)からも分かるように、 $Z=51$  と  $Z=55$  の近傍で局所的にそれぞれ急減、急増する。同様に、発光強度比の実験値にも  $Z=55$  近傍で局所的な増加が見られ、強い配置混合が反映されている。

### 3. まとめ

本会報では、ネオン様多価イオンの励起状態  $2p_{1/2}^{-1}3s$  と  $2p_{3/2}^{-1}3d_{5/2}$  にみられる  $Z$  に対して局所的な配置混合効果について報告した。Dirac-Fock エネルギーの縮退する  $Z$  近傍での強い配置混合が、エネルギー曲線の擬交差や X 線発光強度比の大きな変化として実験的に観測された。多価イオンでは、強い相対論効果により、高次の電子間相互作用(配置混合)の  $Z$  に対する応答が本質的に変化する点が重要である。

### 参考文献

- [1] N. Nakamura, D. Kato and S. Ohtani, Phys. Rev. A, to be submitted.
- [2] T. Kagawa, Y. Honda and S. Kiyokawa, Phys. Rev. A 44 (1991) 7092-7107.
- [3] F. A. Parpia, C. F. Fischer and I. P. Grant, Comput. Phys. Commun. 94 (1996) 249-271; K. G. Dyall et al., Comput. Phys. Commun. 55 (1989) 425-456.
- [4] P. Beiersdorfer et al., Phys. Rev. A 37 (1988) 4153-4162.



## 39. Hyper Dimensional Phase-Space Solver and Its Application to Laser-Matter

Yoshiaki Kondoh, Takashi Nakamura and Takashi Yabe

*Department of Energy Sciences, Tokyo Institute of Technology, 4259 Nagatsuta, Midori-ku, Yokohama 226-8502, Japan*

A new numerical scheme for solving the hyper-dimensional Vlasov-Poisson equation in phase space is described. At each time step, the distribution function and its first derivatives are advected in phase space by the Cubic Interpolated Propagation (CIP) scheme. Although a cell within grid points is interpolated by a cubic-polynomial, any matrix solutions are not required. The scheme guarantees the exact conservation of the mass. The numerical results show good agreement with the theory. Even if we reduce the number of grid points in the  $v$ -direction, the scheme still gives stable, accurate and reasonable results with memory storage comparable to particle simulations. Owing to this fact, the scheme has succeeded to be generalized in a straightforward way to deal with the six-dimensional, or full-dimensional problems.

**Keywords :** CIP scheme, Hyper-dimensional simulation, Vlasov equation.

### I. INTRODUCTION

In recent years, various numerical methods have been used for solving the nonlinear Vlasov equation and these methods are roughly divided into two classes. One numerical approach is the particle method that directly follows the trajectories of particles, such as the PIC method [1,2]. This method has been considered to be quite stable even if only few computational particles are used. On the other hand, it is known that this scheme essentially involves some serious disadvantages stemming from statistical numerical noise particularly when detailed structure of distribution is needed.

Another approach is the Eulerian method that uses a hyper-dimensional computational mesh in phase space and the time integration of the distribution function is carried out on each computational mesh point with the help of Fourier-Fourier transform[3], Fourier-Hermite transform[4,5], and splitting method[6]. This numerical approach is more suitable for the simulations in which the particle distribution in a certain velocity region plays an important role [7,8,9]. However, since this method covers all the phase space with grid points, the memory storage and computation time rapidly increases as  $N^6$ ,  $N$  being the grid point needed in one-dimension. With the conventional algorithm, this  $N$  has not been sufficiently small leaving the six-dimensional simulation in merely a world of dream. However recent development of numerical algorithm for hyperbolic system has a possibility to bring this dream into reality.

The Cubic Interpolated Propagation (CIP) scheme is a novel unified numerical scheme developed by Yabe et al.[10-13] for the solving hyperbolic equations. The CIP scheme is a low diffusion and stable scheme, and can solve the hyperbolic equations by the 3rd order accuracy in space [14]. The coefficients of the cubic-polynomial are analytically determined from the physical values and these first derivatives on the neighboring two grid points without any matrix solutions. These facts allow us to easily extend the scheme to hyper-dimensional scheme and solve hyperbolic equations with lower computational effort. Therefore, it would be very interesting to apply the CIP

scheme to the hyper-dimensional Vlasov equation and examine a possibility of six-dimensional simulation by the present scheme.

### II. NUMERICAL PROCEDURE

In this work, we treat the following normalized one-species collisionless Vlasov-Poisson system;

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} - \mathbf{E} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \mathbf{E} = 1 - \int_{-\infty}^{\infty} f d\mathbf{v}^3, \quad (2)$$

where  $f = f(x, y, z, v_x, v_y, v_z)$  and  $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$  are the dimensionless distribution function and electric field, respectively. Time is measured in the unit of the inverse plasma frequency  $\omega_p^{-1}$ , length in the unit of the Debye length  $\lambda_D$  and velocity in the unit of the thermal velocity  $v_{th}$ . In this model, an ion background with uniform density is assumed.

Since the Vlasov equation (1) is merely advection equation in six-dimensional phase space, obviously it is possible that the CIP scheme is directly applied to the Vlasov - Poisson system. In the CIP scheme, hyper-dimensional advection term of Eq.(1) is split into a sequence of one-dimensional advectations in the each directions and the time integration of the distribution function is calculated by the shifting of the distribution function in phase space. For example, in the solutions of the two-dimensional phase space, the Vlasov equation is split into three steps and this procedure is represented by

$$f^*(x_i, v_j) = f^n(x_i - v_j \Delta t / 2, v_j) \quad (3)$$

$$f^{**}(x_i, v_j) = f^*(x_i, v_j + E_x^{n+1/2}(x_i) \Delta t) \quad (4)$$

$$f^{n+1}(x_i, v_j) = f^{**}(x_i - v_j \Delta t / 2, v_j) \quad (5)$$

The trajectory of particles can be solved in the 2nd order accuracy[6].

In the solution of the first step represented by Eq.(3), generally the starting point of the trajectory

$x_i - v_j \Delta t / 2$  does not locate at the grid point. Therefore, we have to estimate the value of the distribution function between  $x_i$  and its upstream point  $x_{iup}$ , where  $iup = i + \text{sgn}(-v \Delta t / 2)$  and  $\text{sgn}(a)$  means the sign of  $a$ . In the CIP scheme, the profile of  $f$  is interpolated by the cubic polynomial function such as

$$F_{ij}(x) = A1X^3 + A2X^2 + \partial_x f_{ij} X + f_{ij} \quad (6)$$

where  $X = x - x_i$ . The coefficients  $A1$  and  $A2$  are determined so that the interpolation function and its first derivative is continuous at the both ends of interpolated interval:

$$F_{ij}(x_i) = f_{ij}, \quad (\partial F_{ij} / \partial x)_{x=x_i} = \partial_x f_{ij} \quad (7)$$

$$F_{ij}(x_{iup}) = f_{iup,j}, \quad (\partial F_{ij} / \partial x)_{x=x_{iup}} = \partial_x f_{iup,j} \quad (8)$$

where  $\partial_x f_i$  denotes the first derivative at the grid point  $(\partial f / \partial x)_i$ . As a result of above simultaneous equations, we have

$$A1 = \Delta x_i^{-2} (\partial_x f_{ij} + \partial_x f_{iup,j}) + 2\Delta x_i^{-3} (f_{ij} - f_{iup,j}), \quad (9)$$

$$A2 = -\Delta x_i^{-1} (2\partial_x f_{ij} + \partial_x f_{iup,j}) - 3\Delta x_i^{-2} (f_{ij} - f_{iup,j}). \quad (10)$$

where  $\Delta x_i \equiv x_{iup} - x_i$ . For the governing equation of the derivative  $\partial_x f_i$ , let us differentiate Eq.(3) with spatial variable  $x$ ; then we get

$$\partial_x f^*(x_i, v_j) = \partial_x f^n(x_i - v_j \Delta t / 2, v_j) \quad (11)$$

As is shown in [16], we can trace the time evolution of  $f$  and  $\partial_x f$  on the basis of Eqs.(3) and (11), and advected value is given by

$$\begin{aligned} f_{ij}^* &= F_i(x_i + \xi) \\ &= A1\xi^3 + A2\xi^2 + \partial_x f_{ij}^n \xi + f_{ij}^n, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \partial_x f_{ij}^* &= (\partial F_i / \partial x)_{x=x_i + \xi} \\ &= 3A1\xi^2 + 2A2\xi + \partial_x f_{ij}^n, \end{aligned} \quad (13)$$

where  $\xi = -v_i \Delta t$ . Here, we have to pay some attention to the solution of Eq.(3), because the CIP scheme needs the information of the spatial derivatives. In solving Eq.(4), (12) and (13) can be directly applied to the  $v$  direction with the aid of Eqs. (9) and (10), simply replacing  $x$  and  $v$  by  $v$  and  $-E$ , respectively. However, the spatial derivative in the  $v$ -direction  $\partial_v f_{ij}$  is not yet known because in the solution of Eq.(3) only  $\partial_x f_{ij}$  is obtained according to Eq.(13).

### III. NUMERICAL RESULT

In this section, some numerical results are

described. Especially, we should emphasize a merit of the computational cost; required grid points can be suppressed by using the present method. In order to show the numerical features, first we shall treat the simplest case in two dimensional phase space composed of space  $x$  and velocity  $v_x$  [15]. We use the Cartesian mesh to represent the  $x$ - $v$  phase space with the computational domain  $R = \{(x, v_x) | 0 \leq x < L, |v_x| \leq v_{off}\}$ , where  $L$  is the spatial periodic length and  $v_{off}$  is the cutoff velocity. The number of mesh points used in  $x$  and  $v_x$  directions is designated by  $N$  and  $2M$  respectively. The first example is the Landau damping. Figure 1 shows the time evolution of the basic Fourier component  $E_{xk}(k_x=0.5, t)$  of the electric field  $E_x$  with  $N=32$ ,  $M=16$  and  $\Delta t = 1/8$ . The amplitude of  $E_{xk}(0.5, t)$  decays exponentially in time according to the theory of Landau damping. The damping rate  $\gamma$  and the frequency  $\omega$  of the oscillation are 0.1553 and 1.4211, respectively and agree very well with the corresponding theoretical values 0.1533 and

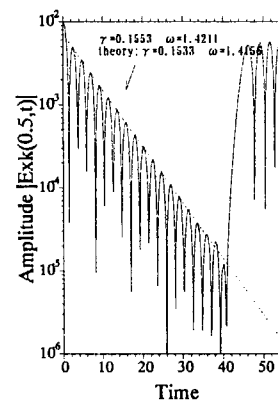


Fig.1 Linear Landau damping in the two dimensional phase space.

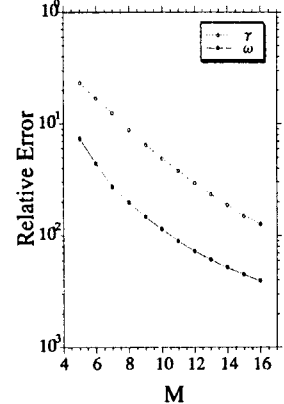


Fig.2 Relative error to the theoretical value. The solid and dashed curves represent the frequency and the damping rate respectively

1.4156. Furthermore, we shall examine the effect of reduction of the mesh points in  $v$ -direction. Fig.2 shows the dependence of the numerically obtained  $\gamma$  and  $\omega$  values on the mesh conditions in the  $v$ -direction. The dotted line and solid line represent the  $\gamma$  and  $\omega$ , respectively, and the relative error to the theoretical values are plotted in the logarithmic scale against  $M$ . While errors increase with decreasing  $M$ , the  $\gamma$  and  $\omega$  have been computed with reasonable accuracy even if extremely few mesh points are employed such as  $M < 10$ .

Next, we carry out a comparison with the particle method concerning the computational cost. we consider the symmetric two-stream instability. In Fig.3, the development of the electric field energy is plotted. A dotted curve represents the numerical result of the present scheme with  $M=24$  and a dashed curve

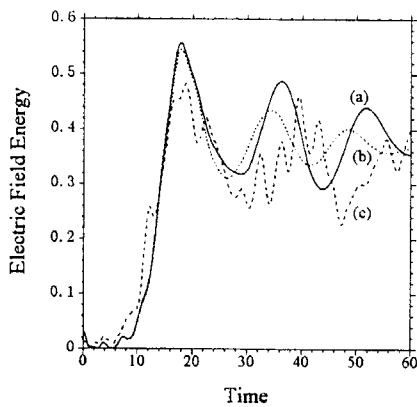


Fig.3 The time evolution of the total electric field energy for the two-stream instability. Curve (a) and (b) represent the numerical results of the present scheme with  $2M=256$  and  $2M=48$ , respectively. Curve (c) represents the result of the PIC scheme with 4608 "particles" which corresponds to two times larger storage than  $2M=48$  (curve (b)) as far as storage is concerned.

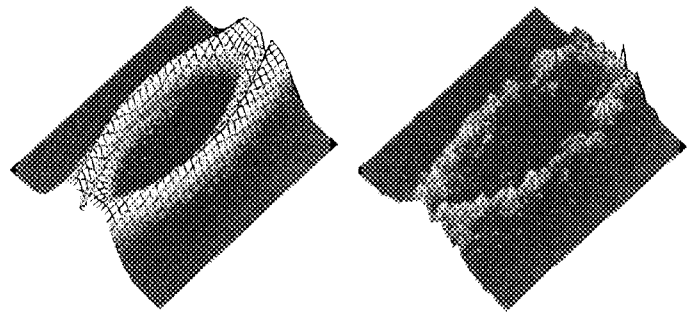


Fig.4 Over-view profile of the distribution function at  $t=20.0$  using CIP ( $2M=48$ ), PIC (4608 "particles", correspond to two times larger storage than CIP).

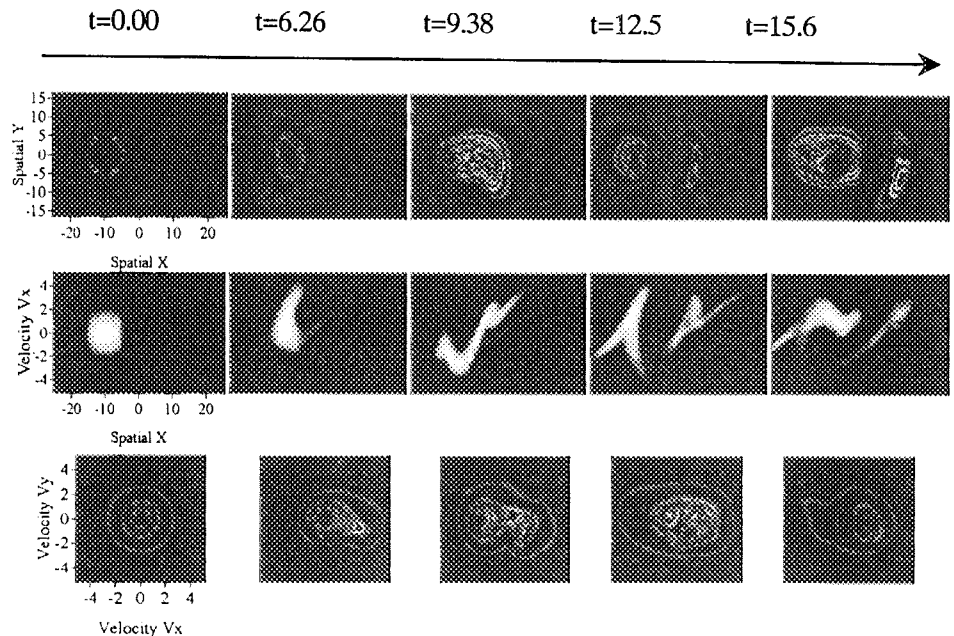
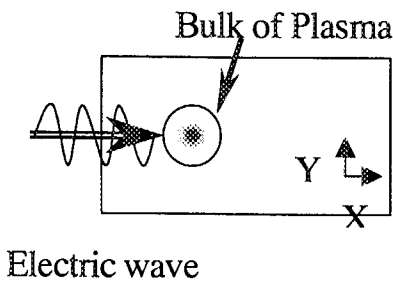


Fig.5 The four dimensional Vlasov simulation of the particle acceleration by an incident electrostatic wave.

represents the numerical result of the PIC method with 72 "particles" per a spatial mesh point. While the numerical result of the CIP scheme with  $M=24$  is quite similar to the case in which the much finer mesh  $M=128$  is used, although the number of particles corresponds to twice larger storage than the CIP ( $M=24$ ), the numerical result of the PIC method is unclear and the hard numerical oscillation is caused by the statistical noise of the particles. Furthermore, a profile of the distribution function at  $t=20.0$  is shown in Figs.4. While the CIP scheme calculates a formation of a hole structure and a trapping of particles shown as a vortex in the hole structure clearly, the PIC method describes the distribution function poorly and unclearly in the phase space because of the statistical noise of the particles.

Fig. 5 shows a example of the four dimensional solution. The Vlasov - Poisson equation is solved in

the phase space composed of space  $x$ ,  $y$  and its velocity  $v_x$ ,  $v_y$ , and a schematic view of the test solution is shown in Fig.5. The incident electrostatic wave captures the electrons which locates around the phase velocity  $v_{xph}=2.0$ , and the electrons are accelerated with the progression of the wave. The  $64 \times 64 \times 32 \times 32$  computational mesh points are used and the solution is carried out by a common personal computer.

Furthermore, if the computational mesh points in  $v$  - direction could be reduced to  $16 \times 16 \times 16$  by using the CIP scheme, the required computational memory size is about 1G bytes when the mesh points in  $x$ -direction is  $16 \times 16 \times 16$ . By the recent computer development, this amount of the computational cost is considered to be within the capacity of personal computers. Actually, we have completed a six-dimensional Vlasov code based on the present method. A numerical result of full-dimensional solution is

shown in Fig.6.

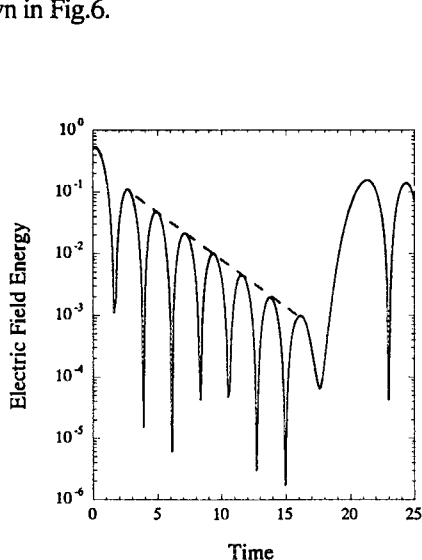


Fig.6 The full-dimensional Vlasov simulation of the Landau damping. Numerical values of the damping rate and the oscillation of electric field are  $\gamma = -0.176$  and  $\omega = 1.4142$ , respectively while the theoretical values predicted by the linear theory are  $\gamma = -0.1533$  and  $\omega = 1.4211$ ).

#### IV. Conclusion

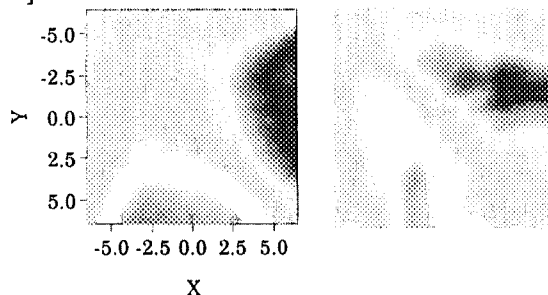
In the present work, we proposed a new numerical scheme for the solution of the hyper-dimensional Vlasov equation. The time integration of the distribution function was calculated by the CIP scheme. The CIP scheme solves the advection explicitly and does not require any matrix solution. we developed a new numerical technique for the calculation of the gradients in the multi-dimensional CIP scheme. This work strongly suggest a possibility that the scheme can be applied to a solution of the six-dimensional Vlasov equation. Actually, we have completed a six-dimensional Vlasov code and succeeding in solving the full-dimensional Vlasov-Poisson equation. Furthermore, the CIP method suits parallel computation since the scheme is explicit. Therefore, a larger scale simulation can be carried out easily by the supercomputer and the parallel computers. This will be an interesting future subject.

Finally, due to limitations of space, only the calculation result of 4-dimensional Vlasov equation which influence of magnetic field and collision is considered is shown in Fig.7.

The present work has been supported partly by the Software Research Funding Program of the Center for Promotion of Computational Science and Engineering (CCSE) in Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI).

Time [ $\omega^{-1}$ ]

10.2 [ $\omega^{-1}$ ]



20.1 [ $\omega^{-1}$ ]

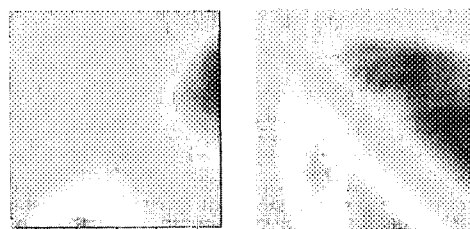


Fig.7. Time development of magnetic field B. Right line figures are calculated without collision term, but left line figures are calculated with collision term.

#### REFERENCES

- [1]. R. W. Hockney and J. W. Eastwood, Computer simulation using particles (*MacGraw-Hill international com*, 1981)
- [2]. J. Denavit, *J. Comput. Phys.* 9, 75 (1972).
- [3]. A. J. Klimas, *J. Comput. Phys.* 50, 270 (1983).
- [4]. G. Joyce, G. Knorr, *J. Comput. Phys.* 8, 53 (1971).
- [5]. T. Armstrong, D. Montgomery, *Phys. Fluids* 12, 2094 (1969).
- [6]. C. Z. Cheng, G. Knorr, *J. Comput. Phys.* 22, 330 (1976).
- [7]. A. Ghizzo, P. Bertrand, M. M. Shoucri, T. W. Johnston, E. Fijalkow, M. R. Feix, *J. Comput. Phys.* 90, 431 (1990).
- [8]. H. Ruhl, P. Mulser, *Phys. Letters A* 205, 388 (1990).
- [9]. A. Bergmann, P. Mulser, *Phys. Review E* 47, 3585 (1993).
- [10]. H. Takewaki, A. Nishiguchi, T. Yabe, *J. Comput. Phys.* 61, 261 (1985).
- [11]. H. Takewaki, T. Yabe, *J. Comput. Phys.* 70, 355 (1987).
- [12]. T. Yabe, T. Aoki, *Comput. Phys. Commun.* 66, 219 (1991).
- [13]. T. Yabe, T. Ishikawa, P. Y. Wang, T. Aoki, Y. Kadota, F. Ikeda, *Comput. Phys. Commun.* 66, 233 (1991).
- [14]. T. Aoki, *Comput. Phys. Commun.* (1997) 1-15.
- [15]. T. Utsumi, T. Kunugi, J. Koga, *Comput. Phys. Commun.* 108, 159 (1998).
- [16]. T. Nakamura, T. Yabe, *Comput. Phys. Comm.* In press.





## 40. 過渡的電子衝突励起X線レーザーのシミュレーション

### Simulation of transient collisional x-ray lasers

佐々木明、内海隆行、森林健悟、ジドコフ アレイクセイ、河内哲哉、加道雅孝、長谷川登

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

572-0019 大阪府寝屋川市三井南町25-1

SASAKI Akira, UTSUMI Takayuki, MORIBAYASHI Kengo, ZHIDKOV Alexei,

KAWACHI Tetsuya, KADO Masataka, HASEGAWA Noboru

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

25-1 Miiminami-cho, Neyagawa-shi, Osaka 572-0019 JAPAN

We have developed a collisional radiative model of electron collisional excited x-ray lasers. We calculate the ion abundance and soft x-ray gain for the Ne-like 3s-3p transition and Ni-like 4d-4p transition, in short pulse laser irradiated plasmas. We combine a detailed model using the atomic data calculated by the HULLAC code and the averaged model based on the screened hydrogenic approximation to develop a compact model. Effects of dielectronic recombination channels and radiation trapping of the lower laser level are investigated. The calculation of the transient gain is carried out using the plasma temperature and density obtained from a 1D hydrodynamics code.

Keywords: x-ray laser, multiple-charged ion, Ni-like ion, short pulse laser

#### 1. はじめに

過渡的電子衝突励起X線レーザーを発振させるためには、予備生成されたプラズマを高強度レーザーで瞬間的に照射して短時間利得を発生させる[1]。媒質プラズマは実験的には温度、密度の測定も困難な極限的な状態にあるが、シミュレーションによって動作条件を前もって評価できると、実験研究を効率的に進めるために役立つと考えられる。

電子衝突励起X線レーザーは原子過程が複雑なために、従来モデル化も容易ではなかったが、われわれはHULLAC原子データコードから得られたデータを用いる原子過程コードを開発し、プラズマ流体コードによるレーザー照射プラズマの温度、密度分布の計算と組み合わせた利得生成の条件の解析を行った。

#### 2. 原子過程モデル

Fig.1にNi様Xeの準位図を示す。レーザー発振は、高温、高密度プラズマ中で基底状態からの電子衝突励起が強く起る $3d^9 4d(3/2, 3/2) J=0$ レベルと、 $3d^9 4p(5/2, 3/2) J=1$ あるいは $(3/2, 1/2) J=1$ レベルの間の遷移で起こる。X線レーザーの利得を求めるには、レート方程式を解いてレベルポピュレーションを計算する必要がある。プラズマ中にいろいろなイオン種があり、それぞれ多数のレベルを持つことを考慮して、 $z$  価のイオンの  $i$  番目のレベル  $(z,i)$  のポピュレ

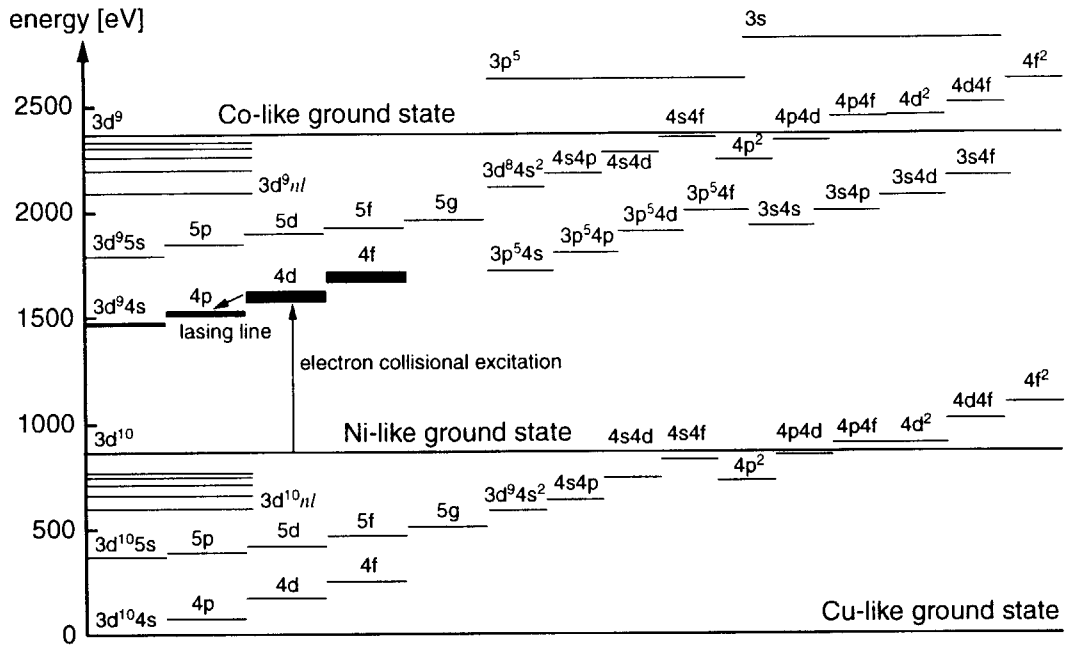


Fig.1 Level diagram of Ni-like Xe.

ーシオン  $N_{z,n}$  の時間変化は、

$$\frac{dN_{z,n}}{dt} = \sum_i R_{z+1,n,z,i} N_{z+1,i} + \sum_i I_{z-1,n,z,i} N_{z-1,i} + \sum_{i < n} E_{z,n,z,i} N_{z,i} + \sum_{i > n} D_{z,n,z,i} N_{z,i} - \left( \sum_j R_{z-1,j,z,n} + \sum_j I_{z+1,j,z,n} + \sum_{i > n} E_{z,j,z,n} + \sum_{i < n} D_{z,j,z,n} \right) N_{z,n}, \quad (1)$$

と表される。 $R_{z+1,n,z,i}$ 、 $I_{z-1,n,z,i}$ 、 $E_{z,n,z,i}$ 、 $D_{z,n,z,i}$ はそれぞれレベル  $(z+1,i)$  からの再結合、レベル  $(z-1,i)$  からの電離、レベル  $(z,i)$  との間の励起と脱励起の反応速度である。和は、すべての起こり得る反応チャネルについて足しあげることを示す。レート方程式をすべてのレベルについて連立して解く必要がある。

高温プラズマ中では、自然放出、電子衝突励起・脱励起、電子衝突電離・3体再結合、放射再結合、自動電離・電子捕獲のような輻射および電子衝突による原子過程が重要になる。われわれはHULLACコード[2,3]でエネルギーレベルと反応速度定数の計算を行った。HULLACコードでは、パラメトリックポテンシャル法と歪み波近似法により、多数のエネルギーレベルとその間の素過程の反応速度定数の計算を行うことができる。

しかしながら、Ni様イオンには極めて多くのエネルギーレベルがある上、X線レーザー媒質プラズマは温度、密度が短時間に大きく変化するので、モデルに多くのイオン種を含める必要がある。多数のイオンについてすべて微細レベルを考慮するとモデルが大きくなり過ぎるので、レベルを平均化する手法を用いて、できるだけ少ないレベル数でイオン比やX線利得を再現できるモデルの構築を試みた。

レーザー発振に直接関与するNi様イオンの  $3d^4I$  配置については、微細構造レベルとその間の素過程を考慮した。より高い励起状態  $3d^5I$ 、内殻励起状態  $3s4I$ 、 $3p^4I$ 、二電子励起状

態  $3d^4 4f^1$  については、HULLACコードにより微細レベルを計算したあとで配置ごとに平均化した。これにより、自動電離レベルを経た二電子性再結合や、これを経た電離過程を考慮した。Ni様イオンのより高い励起状態  $3d^4 nl$  とNi様以外のイオンの状態については、遮蔽水素近似でエネルギーレベルを求め、経験式を用いて電離、励起の反応速度定数を決定した[4]。詳細なモデルと平均化したモデルを用いた計算結果を比較して平均化がイオン比や重要なレベルのポピュレーションに影響を与えないことを確かめ、典型的には、Pd様からAr様までのイオンについて、合計350個のレベルを考慮したモデルで計算を行った。

### 3. 計算結果と議論

Fig.2に定常状態におけるNi様イオンの4d-4p遷移( $J=0-1$ )について、電子温度、電子密度をパラメータとして計算した利得係数の最大値と、それを与える最適温度、密度の原子番号依存性を示す。利得係数は原子番号が大きい程大きく、最適温度、密度もAg ( $z=48$ ) ではそれぞれ170eV、 $6.8 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ であったが、Gd ( $z=64$ ) では660eV、 $6.4 \times 10^{19}/\text{cm}^3$ に増加した。

計算されたGdの利得係数 ( $=158/\text{cm}$ ) は、測定値[5]よりかなり大きい。しかし、理想的なプラズマを対象としたシミュレーション[6]では同程度の値が報告されているので、違いの原因は実験に固有の効果に起因していると考えられる。そのひとつはレーザー下準位のライントラッピングの効果である。レーザー下準位は速い自然放出によってNi様イオンの基底状態に緩和するが、基底状態はポピュレーションが大きいので、プラズマ密度が大きく、プラズマの広がりが大きいと再吸収が起こってポピュレーションが増加し、利得が低下すると考えられる。そこで、プラズマの広がりを実験条件での上限値と思われる $100\mu\text{m}$ としてこの遷移のエスケーププロバビリティーを考慮した計算を行ったところ、AgからXeイオンについて利得の最大値が約1/10に減少した。ライントラッピングは密度が高いほど顕著になるため、最適密度も約1桁低下することと、最適温度はやや高くなることが分った。

次に、過渡的電子衝突励起X線レーザーを想定した利得の時間変化の計算を行った。ま

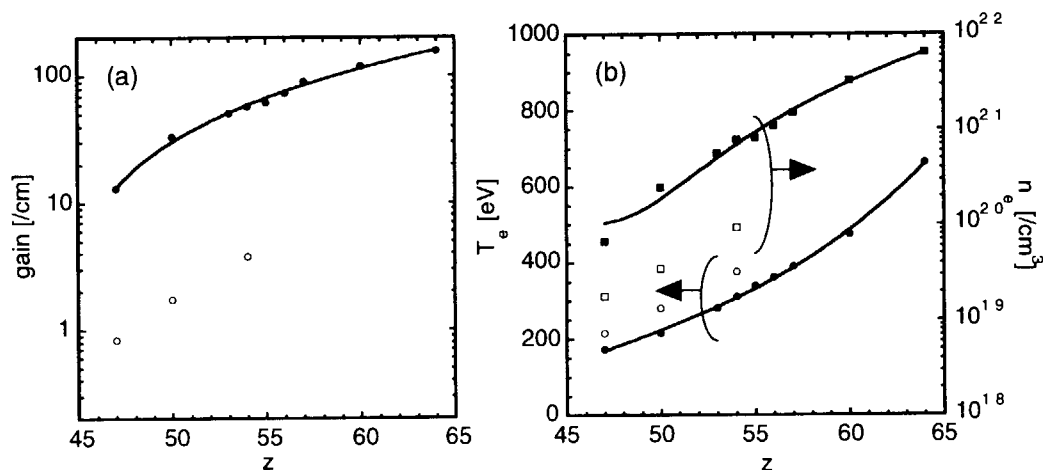


Fig.2(a) Atomic number dependence of the peak gain (a) from Ag( $z=47$ ) to Gd( $z=64$ ), with(○) and without(●) the radiation trapping of the lower laser level. (b) The optimum electron temperature and density to obtain the peak gain with(○,□) and without(●,■) radiation trapping.

ず、1次元流体コード(HYADES)で、Tiターゲットを照射強度が $10^{13}\text{W/cm}^2$ のプリパルスレーザー光で1nsの間照射したあと、強度 $10^{14}\text{W/cm}^2$ のメインパルスレーザー光で1ps間照射したと考えて、プラズマの時間発展を計算した[7]。レーザーの波形はそれぞれ矩形波とした。Fig.3は得られた電子密度と電子温度の分布を示す。Fig.4(b)中の時刻はメインパルス入射開始時点から測った各時刻での温度の分布を示し、レーザー照射によりプラズマ温度は急激に1keVまで上がった後、数10psかけて冷却する様子を示す。利得が生成する時間スケール(50ps以下)ではイオン密度の変化は少ないが、電子密度は急激に電離が進むために2倍程度変化し得る。

この結果を用いて原子過程コードで3s-3p遷移(波長326Å)の利得を計算したところ、メインパルスの入射開始5ps後に最大 $1200\text{cm}^{-1}$ の利得が得られた。しかし、利得の発生位置は初期のターゲット表面から $5\mu\text{m}$ の密度勾配が急峻な場所にあり、領域の幅は $5\mu\text{m}$ であった。このような場合、発生したX線レーザー光は僅かの距離を伝播ただけで屈折されて利得領域を外れてしまうので大きな利得長積は得られないと考えられる。

#### 4. まとめ

高Z多価電離イオンの原子過程モデルを開発し、これと1次元流体シミュレーションコードと組み合わせて、Ni様X線レーザーの特性の評価と、過渡的電子衝突励起Ne様Tiレーザーの利得の試算に応用した。今後、実験との比較を行ってモデルの検証を行ったのちに、短波長・高効率動作のための動作条件の評価を行うことが課題である。

#### 参考文献

1. J.Dunn et al., Phys. Rev. Lett., **80**, 2825 (1998).
2. M.Klapisch et al., J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., **58**, 687(1997).
3. A.Bar-Shalom, et al., "The HULLAC package computer set of codes for atomic structure and processes in plasmas"(unpublished).
4. A.Sasaki et al., Rev. Laser. Eng., **27**, 185 (1999) (in Japanese).
5. H.Daido et al., Int. J. Mod. Phys. **B11**, 945(1997).
6. W.H.Goldsten et al., Phys. Rev. **A38**, 1797(1988).
7. J.T.Larsen et al., J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., **51**, 179 (1994).

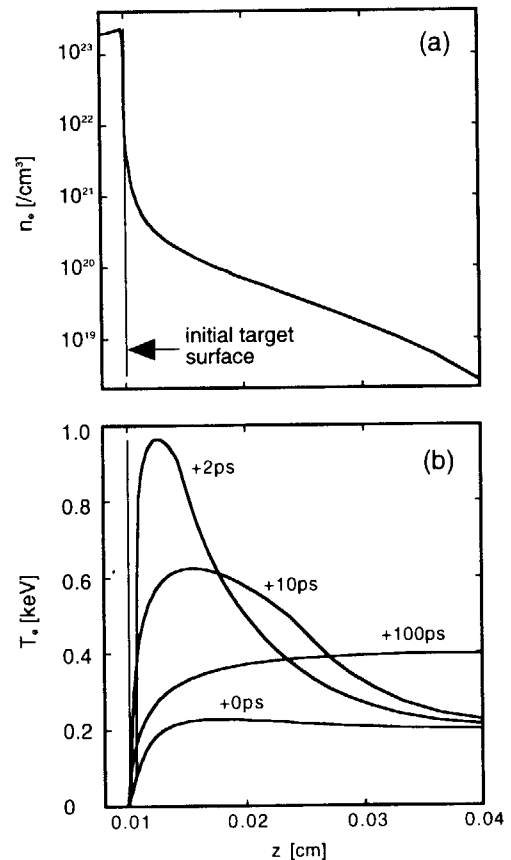


Fig.3 Temperature and density profile of short pulse laser irradiated preformed plasma for the Ne-like Ti laser.



## 41. Interaction of intense femtosecond laser pulses with high-Z solids

Alexei Zhidkov<sup>1</sup>, Akira Sasaki<sup>1</sup>, Takayuki Utsumi<sup>1</sup>, Ichirou Fukumoto<sup>1</sup>, Masatake Yoshida<sup>2</sup>,  
Kenichi Kondo<sup>3</sup>, Toshiki Tajima<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup>Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment, JAERI

<sup>2</sup>National Institute of Material and Chemical Research, Japan

<sup>3</sup>Materials and Structures Laboratory, Tokyo Institute of Technology

<sup>4</sup>Department of Physics, The University of Texas at Austin, Austin, Texas, 78712, USA

A plasma irradiated by an intense very short pulse laser can be an ultimate high brightness source of incoherent inner-shell X-ray emission of 1-30 keV. The recently developed 100 TW, 20 fs laser facility in JAERI can make considerable enhancement here. To show this a hybrid model combining hydrodynamics and collisional particle-in-cell simulations is applied. Effect of laser prepulse on the interaction of an intense s-polarized femtosecond, ~20/40 fs, laser pulse with high-Z solid targets is studied. A new absorption mechanism originating from the interaction of the laser pulse with plasma waves excited by the relativistic component of the Lorentz force is found to increase the absorption rate over 30% even for a very short laser pulse. The obtained hot electron temperature exceeds 0.5-1 MeV at optimal conditions for absorption. Results of the simulation for lower laser pulse intensities are in good agreement with the experimental measurements of the hot electron energy distribution.

**Keywords:** Short-pulse laser, PIC simulation, Overdense plasma, Hot electron distribution, Relativistic resonance absorption,  $K\alpha$  emission

### 1. Introduction

Solids of high-Z matter irradiated by an intense very short (<100 fs) pulse laser can be an ultimate high brightness source of  $K\alpha$  emission of 1-30 keV [1-7]. Recently developed 100 TW, 20 fs laser facility in JAERI can make considerable enhancement here so that the study interaction of a relativistically intense ultra short laser pulse with a solid target becomes very important. In contrast to first calculations made for laser intensity  $\sim 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> [8-10] showing very low absorption efficiency of solid targets, only a few percents for a normally incident femtosecond pulse lasers, in this paper we demonstrate via particle-in-cell simulation, conforming to a direct solution of the Fokker-Planck equation [11], the way of increasing the absorption efficiency over 30% via using a laser prepulse. This becomes possible due to the non-linear resonance interaction of a nonuniform density plasma with a pulse laser of relativistic intensity,  $eE/mc\omega > 1$ .

The effective heating of plasma electrons by a normally incidence laser pulse of relativistic intensity via the  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  force at twice the laser frequency force has been shown in [12] through 2D PIC simulation. An uniform plasma slab at  $4N_{cr}$  density has been considered and the absorption efficiency near 30%

has been numerically obtained. Actually, the motion of a relativistic electron in an overdense plasma has a set of resonance ranging near  $2\omega$  and  $\omega$ , all of the resonance effect on the absorption process. The effect of  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  force on the absorption of a short laser pulse may occur at low laser intensities as well. We make calculations for moderate laser intensity and show a good agreement of our results with previous experimental ones of Ref.[7].

## 2. Interaction of a short laser pulse with an overdense plasma

The electron motion in the electromagnetic plane wave

$$E_Y = A \cos(\omega t + kx), \quad H_Z = A \cos(\omega t + kx)$$

irradiating the plasma can be found in the laboratory reference frame. Assuming the acting force due to plasma electrostatic field in the following form

$$F_x = -m\omega_{pl}^2 x$$

where  $x$  is the electron coordinate,  $\omega_{pl}$  the plasma frequency, one can find

$$\begin{cases} u_Y = \tilde{A} \sin(\tau + \tilde{x}) + u_Y^0, \\ \dot{u}_x = -\alpha^2 \tilde{x} - \frac{1}{2} \tilde{A}^2 \sin(2\tau + 2\tilde{x}) / \gamma, \\ \gamma = \sqrt{1 + u_x^2 + \tilde{A}^2 \sin^2(\tau + \tilde{x})}, \\ \dot{\tilde{x}} = u_x / \gamma \end{cases}, \quad (1)$$

where

$$\tilde{A} = eA / mc\omega, \quad \tilde{p} = mc\tilde{u}, \quad \tau = \omega t, \quad \tilde{x} = \omega x / c,$$

$\alpha = \omega_{pl} / \omega$ ,  $A$  is the amplitude of the electromagnetic wave,  $u^0$  the initial momentum of the electron.

The x-component of the momentum can be express in the form of implicit equation

$$u_x = \frac{1 + u_Y^2 - \left( \gamma_0 - u_x^0 - \alpha^2 [\tilde{x}^2 / 2 - \int \tilde{x} d\tau] \right)^2}{2(\gamma_0 - u_x^0 - \alpha^2 [\tilde{x}^2 / 2 - \int \tilde{x} d\tau])} \quad (2)$$

with  $\gamma_0$  the initial energy of the electron. According to Eq.(2) the resonance condition appears at  $\omega_{pl} = 2\omega$  if  $A \sim 1$ . With increase of the wave amplitude the resonance condition shifts to  $\omega$ . At very high laser intensity the set of resonance covers interval  $[\omega, 2\omega]$ . These conditions determine the optimal density gradient which obviously must increase with  $A$ .

Results of the simulation of interaction of a 20 fs laser pulse with an Al slab target is shown in Fig.1. At low intensity we observe no resonance interaction in small density gradient scale region  $L \sim 0.1 - 0.3\lambda$ . The resonance interaction appears at laser intensity  $I\lambda^2 > 2 \times 10^{18} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ . Initially, the absorption efficiency is maximal at the density gradient correspondent to the resonance at  $2\omega$  while, with the laser intensity, the density gradient increases to that determined by the resonance condition at  $\omega_{pl} = \omega$ . The temporal evolution of the electron distribution function is presented in Fig.2. Without the resonance condition the temperature of hot electrons is quite low, about 100 keV. Due to the resonance condition the temperature of hot electrons at the optimal density gradient considerably increases and can exceed 1 MeV at laser parameters achieved by JAERI facility.

To verify the model for the short laser pulse plasma interaction we perform the simulation of the electron distribution function at conditions of the experiment [7] where moderate laser intensity was applied. To include the effect of the laser prepulse we make the hydrodynamic calculation using HYADES code. The parameters of a Cu plasma after 8 ns prepulse of  $10^{11}$  W/cm<sup>2</sup> intensity are shown in Fig.3. These parameters are used for further PIC simulation. The distribution function for s-polarized and p-polarized laser pulses are shown in Fig.4 and Fig.5. The electron distribution function for the p-polarized laser pulse is completely agree with the experimental one. The dependence of intensity of K $\alpha$  emission with the energy of the laser pulse shown in Fig.6 is determined by electron energy cut-off and agree well with the measured.

### References

1. J.A.Cobble *et al.*, J.Appl. Phys. **69**, 3369 (1991)
2. A.Rouse *at al.*, Phys. Rev. **E50**, 2200 (1994)
3. T. Feurer *et al.*, Phys. Rev. E **56**, 4608 (1997)
4. F.N. Beg *et al.*, Phys. Plasmas **4**, 447 (1997)
5. J. Yu , Z.Jiang, J.C.Kieffer, Phys. Plasmas **6**, 1318 (1999)
6. T.Guo *et al.*, Proc.SPIE 3157, **84** (1997)
7. M.Youshida *et al.*, Appl.Phys.Lett. **73**, 2393 (1998)
8. W.S. Lawson, P.W.Rambo, D.J.Larson , Phys. Plasmas **4**, 788 (1997)
9. S.Miyamoto, S.Kato, K.Mima *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **73**, 343 (1997)
10. J.Denavit, Phys. Rev. Lett., **69**, 3052 (1992).
11. S.C.Wilks *et al.*, Phys.Rev.Lett., **69**,1383 (1992).
12. A.Zhidkov, A.Sasaki, Phys.Rev. **E59**, 7085 (1999); Phys. Rev.**E60**, 3273 (1999)

### Figure captions

**Fig.1** The dependence of the absorption efficiency on the density gradient for a 20 fs laser pulse of relativistic intensity in Al solids,  $\lambda=800$  nm.

**Fig.2** The temporal evolution of the electron distribution function at the optimal density gradient in Al slab targets.

**Fig.3** Parameters of a Cu plasma after irradiation by the laser prepulse of 8 ns duration and  $10^{11}$  W/cm<sup>2</sup> intensity [7].

**Fig.4** The electron distribution function with s-polarized laser pulse of 42 fs duration and intensity of  $10^{17}$  W/cm<sup>2</sup> ( see also Ref. [7]).

**Fig.5** The electron distribution function with the p-polarized laser pulse.

**Fig.6** The calculated dependence of Cu K $\alpha$  output with the energy of the laser pulse and the results of measurements [7].

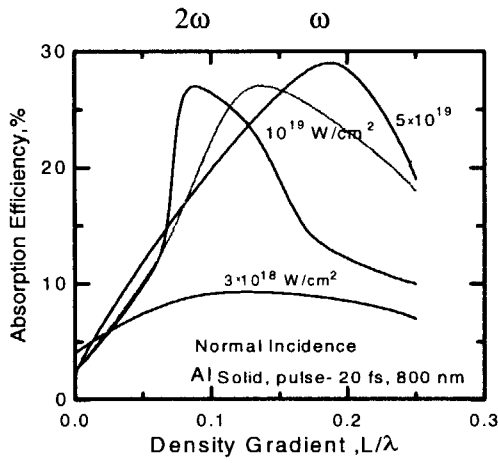


Fig.1

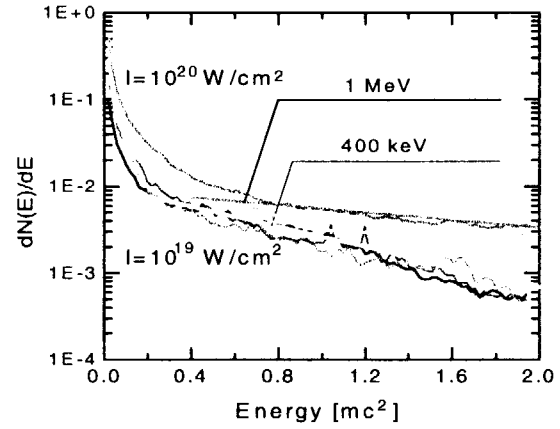


Fig.2

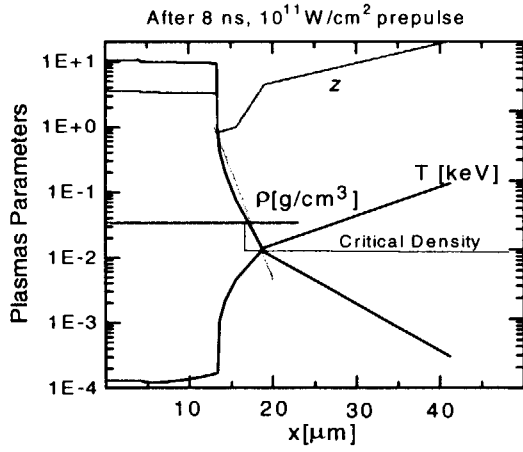


Fig.3

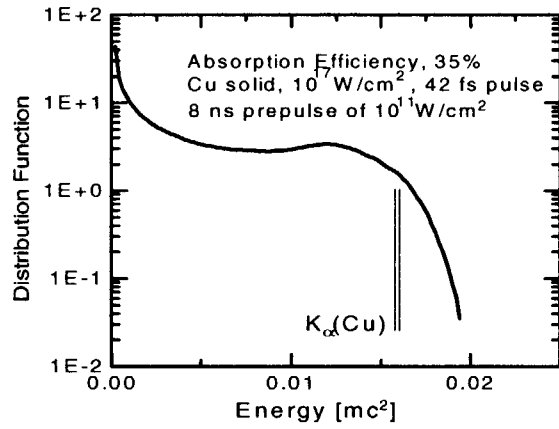


Fig.4

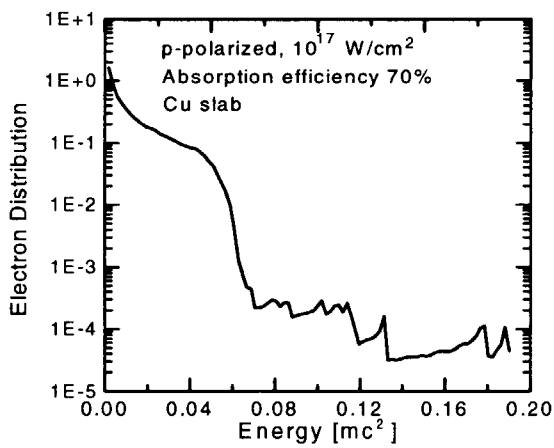


Fig.5

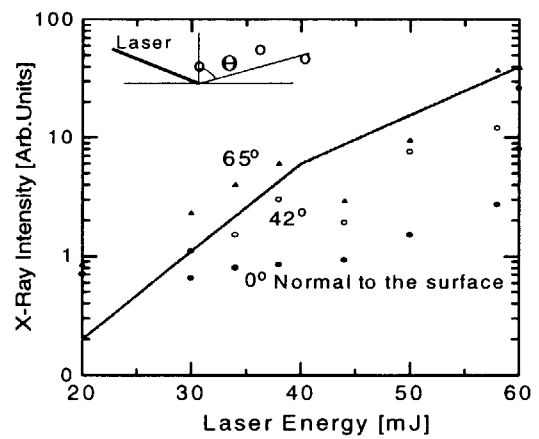


Fig.6





## 42.

原子スペクトルデータベース  
Atomic Spectroscopic Database

白井 稔三

日本原子力研究所 東海研究所 核データセンター

319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根 2-4

Toshizo SHIRAI

Nuclear Data Center, Tokai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

2-4 Shirakata-Sirane, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki 319-1195, Japan

During the last 10 years we have published a series of spectroscopic data tables for highly ionized atoms that occur either as impurities in fusion energy research devices or which have been injected into hot plasmas for diagnostic purposes. These spectroscopic data are required both for modeling the energy balance and impurity cooling effects in such plasmas as well as for applying non-perturbing spectroscopic techniques to determine plasma parameters. In addition, spectroscopic data needs for highly ionized atoms exist in astrophysics research. A significant amount of new spectral analysis work, both observations and calculations, has been done in recent years. We have critically compiled these spectroscopic data into single compilations for each element of Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Kr, and Mo. In this poster, the atomic spectroscopic database thus obtained was briefly introduced.

Keyword : Spectroscopic data, Evaluated data, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Kr, Mo

## 1. はじめに

原子スペクトルデータの評価は、1940 年代後半から米国立標準技術局 (NIST、旧 NBS) で天体物理のための基礎データを整備することを目的に始められた。太陽に対しては今でも数多くの人工衛星による観測が行われている。一方、1970 年代の初め、核融合炉実現に対してプラズマ不純物によるプラズマ輻射冷却が深刻な問題になるとの認識から、世界的規模で核融合のための(原子衝突過程を含む) 原子分子データ評価を行う機運が高まった。また、最近では X 線レーザー研究開発のための原子データ整備の要求も高くなっている。以下では日米核融合研究協力協定の下で核データセンターが NIST と行ってきた協力研究の成果である原子スペクトルデータベースを紹介する。

## 2. スペクトルデータベース

プラズマから放出される光(スペクトル)は、プラズマの状態に関する情報を提供する。高(低)温部のプラズマ中では高(低)電離イオンが生成される。従ってプラズマ分光計測により得られるスペクトルは複雑なものになる。各イオン種から放出される光が、それぞれ異なるフィルムに撮れば問題は簡単であるが、今の所その様な便利なものはない。したがってスペクトルデータ

ベースが必要になる。

我々はこの10年間で、核融合研究開発のためにTi、V、Cr、Mn、Fe、Co、Ni、Cu、Kr、Moイオンについてスペクトルデータベース[1-10]を構築してきた。Ar、Gaについても既に評価を完了した。データベースは約20,000本のスペクトル線からなり、各イオン種ごとに電離エネルギー、波長、上下電子配位、上下エネルギー準位、発光強度、振動子強度、遷移確率が格納されている。He及びH様イオン以外は、全て測定値に基づく評価を行った。

この分野における我が国からの重要な寄与がほとんど無かった。

### 3. JT-60プラズマ計測への応用

1985年に実験を開始したJT-60では、リミターとダイバータプレートにTiC被覆のMoを、ライナーはTiC被覆のインコネルが用いられた。赤岡等[11]及び久保等[12]は、それぞれJT-60プラズマでの可視領域及び真空紫外域分光写真測定を行い、スペクトル線のデータベースによる同定を行った。従来数本の代表的なスペクトルにより手作業で行われてきた同定作業が、データベースにより作成されるスペクトル図とスペクトル写真を重ね合わせるだけで信頼性が高く且つ迅速に行われる事が分かった。

### 4. 結言（光量子科学研究への応用）

核融合研究開発のようにプラズマ対向壁を軽元素化すれば不純物問題が回避出来るといったシナリオは、光量子科学研究では成立しない。レーザー誘起プラズマから放出されるスペクトルにより、プラズマの状態を高精度で解析する必要があると思われる。このためには、まずデータベースによる既知のスペクトルの同定、未知のスペクトルに対する高精度な原子構造計算による同定といったサイクルを構成する事が必要である。我々が作成してきた原子スペクトルデータベースがこの一助になれば、と考える次第である。

### 参考文献

- [1] K. Mori *et al.*: Atom. Data and Nucl. Data Tables **34**, 79 (1986).
- [2] T. Shirai *et al.*: J. Phys. Chem. Ref. Data **21**, 273 (1992).
- [3] T. Shirai *et al.*: J. Phys. Chem. Ref. Data **22**, 1279 (1993).
- [4] T. Shirai *et al.*: J. Phys. Chem. Ref. Data **23**, 179 (1994).
- [5] T. Shirai *et al.*: J. Phys. Chem. Ref. Data **19**, 127 (1990).
- [6] T. Shirai *et al.*: J. Phys. Chem. Ref. Data **21**, 23 (1992).
- [7] T. Shirai *et al.*: Atom. Data and Nucl. Data Tables **37**, 235 (1987).
- [8] T. Shirai *et al.*: J. Phys. Chem. Ref. Data **20**, 1 (1991).
- [9] T. Shirai *et al.*: J. Phys. Chem. Ref. Data **24**, 1577 (1995).
- [10] T. Shirai *et al.*: J. Phys. Chem. Ref. Data **16**, 327 (1987).
- [11] 赤岡伸雄他: JAERI-M 87-054 (1987).
- [12] 久保博孝他: JAERI-M 88-126 (1988).



## 43. 放射 X 線による高強度レーザー誘起高速電子の状態解析

### State Analysis of High Power Laser Induced Hot Electrons by Simulation of X-ray Radiation

福本一郎, 内海隆行, 佐々木 明, Alexei Zhidkov

日本原子力研究所 関西研究所 寝屋川事務所

572-0019 大阪府寝屋川市三井南町 25-1

Ichirou FUKUMOTO, Takayuki UTSUMI, Akira SASAKI, Alexei Zhidkov

Neyagawa Office, Kansai Research Establishment

Japan Atomic Energy Research Institute

25-1 Miiminami-machi Neyagawa-shi Osaka 572-0019 Japan

X-ray generation due to hot electrons induced by ultra-short pulse laser irradiation is simulated using a Monte Carlo Method. Mass attenuation coefficients of photons by scatter, photoelectric effect, or pair production, and stopping powers of hot electrons due to collisions and radiation are shown. The initial distribution of hot electrons is assumed to be Maxwellian, and the x-ray spectrum due to bremsstrahlung and the number of  $K_\alpha$  photons are calculated. As a result, the temperature of hot electrons could be estimated by comparing with the simulation results and the measurements.

**Keywords:** Computer simulation, Monte Carlo method, Hot electron,  $K_\alpha$  photon, Bremsstrahlung

#### 1. はじめに

近年、レーザーの高ピーク・超短パルス化が急速に進み、ピーク出力がTW級のレーザーも開発されている。日本原子力研究所においても先端的量子光源の開発とその応用研究の一環として超短パルス・高出力で繰り返し動作可能なレーザー(Ti:Sapphire レーザー: 最大ピーク出力 100 TW, パルス幅 19 fs, 繰り返し速度 10Hz)を開発し、X線レーザーなどの短波長・高効率X線源開発への利用が期待されている。超高出力レーザーを固体ターゲットに照射すると、Fig. 1 に示すように、プラズマ内に高速電子が発生し、それらが物質内の原子に散乱・吸収されることによりX線が発生する。このようなX線の発生をシミュレーションにより予測することは、超高出力レーザーの利用研究を進める上で重要である。本報では、電子や光子に対する物質の物性を示すと共に、物質内に入射する高速電子の分布により発生する  $K_\alpha$  光子の数や制動放射によるX線スペクトルがどのように変化するかをモンテカルロシミュレーションにより算出した。

#### 2. シミュレーション方法と物質の物性値

##### 2.1 シミュレーション方法

高速電子により発生する光子の計算には、ITS コード(Integrate Tiger Series of Coupled Electron/Photon Monte Carlo Transport Codes)を用いた。このコードでは、光子や電子に対する原子

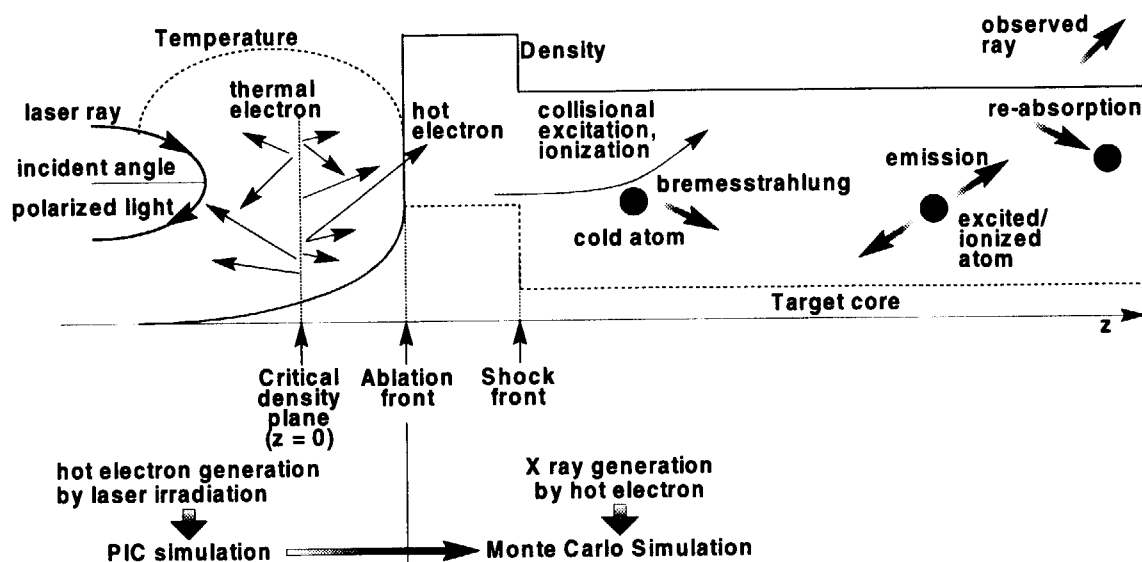


Fig. 1 Schematic illustration of X-ray generation phenomena due to ultra-high power and ultra-short pulse laser irradiation.

の吸収・散乱断面積より、物質表面から放射される X 線をモンテカルロ法で計算する。物質の各断面積（物性値）については次節で述べる。

## 2.2 物質の物性値

解析対象には Z が比較的広い範囲に分布するように、アルミニウム(Z=13)、銅(Z=29)、スズ(Z=50)、タンタル(Z=73)、鉛(Z=82) の 5 種類の物質を想定した。ここでは、銅(Cu)について述べる。

Fig. 2 は、銅における光子の質量吸収係数を示している。光子と物質との相互作用には、散乱や光電効果、電子対生成などがあり、これらは光子のエネルギーに依存した物質固有の値を取る。光子のエネルギーが軌道電子の結合エネルギーより小さいと、その軌道電子による光子吸収（光電効果）は起こらないため、光電効果による質量吸収係数は各軌道電子の結合エネルギーで不連続になる。また、電子対生成には少なくとも  $2m_0c^2$  ( $=1.022\text{MeV}$ ) 以上のエネルギーが必要のため、光子のエネルギーがそれ以下では電子対生成による光子の損失は起こらない。

物質内に入射した電子は、イオンとの衝突や制動放射によりエネルギーを失い減速していく。電子が単位通過距離あたりに失うエネルギーを阻止能と言い、この値は材種や電子のエネルギーに依存する。しかし、各物質の密度はその物質の電子密度とほぼ比例するため、阻止能を質量で

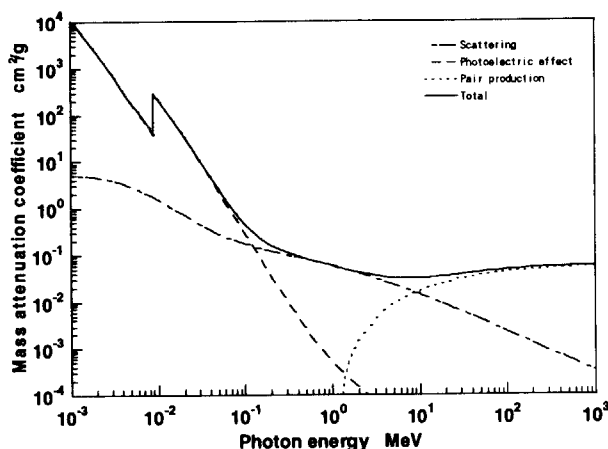


Fig. 2 Mass attenuation coefficient by scattering, photoelectric effect, and pair production of Cu.

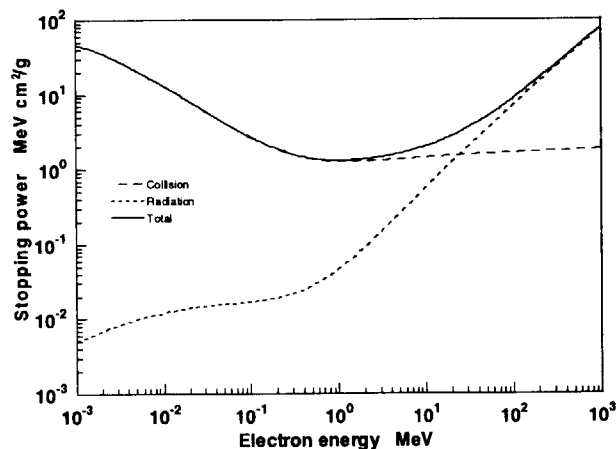


Fig. 3 Stopping power of hot electron by collision and radiation.

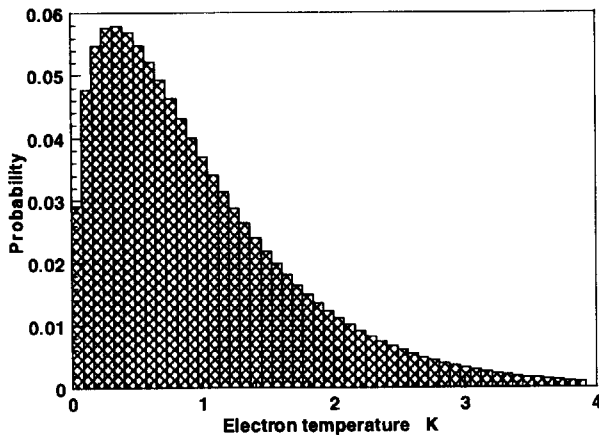


Fig. 4 Temperature distribution of hot electrons (average temperature is 1 MeV).

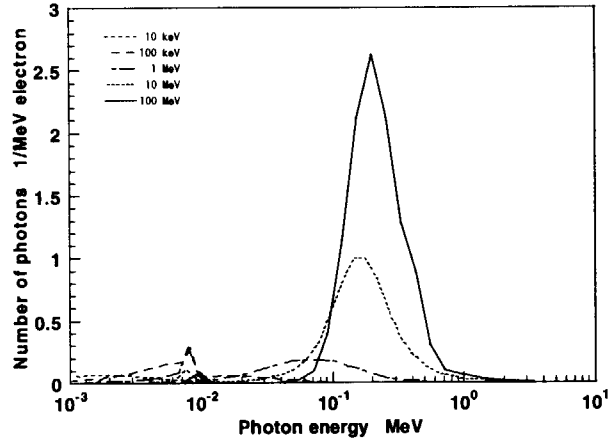


Fig. 5 X-ray spectrums by bremsstrahlung of copper.

割ると（質量阻止能），あまり物質に依存しない値となる．銅における電子の質量阻止能を Fig. 3 に示す．図中，破線は衝突阻止能を，点線は放射阻止能を示し，実線はその和を示している．制動放射による阻止能は，電子のエネルギーとともに上昇していくのに対し，衝突阻止能は電子のエネルギーにあまり依存しない．

### 3. シミュレーション結果および考察

#### 3.1 電子の温度分布

今回のシミュレーションでは，物質に入射する高速電子の運動エネルギー分布に次式で示される Maxwell 分布を仮定した．

$$f(E) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{E^{1/2}}{(k_B T_{hot})^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{k_B T_{hot}}\right) \quad (1)$$

ここで， $k_B$  は Boltzmann 定数， $T_{hot}$  は高速電子の平均温度である．式(1)より算出した平均温度  $T_{hot}=1$  MeV における電子の存在確率分布を Fig. 4 に示す．

#### 3.2 高速電子のエネルギーによる X 線発生の変化

高速電子が広がり角  $0^\circ$  で入射した際に発生する X 線のスペクトルを Fig. 5 に示す．高速電子温度が高くなるほどスペクトルのピークが高くなり，ピーク位置がよりエネルギーの高いほうへシフトしていく．また，高速電子のエネルギーが高いほどエネルギーの小さい光子は少なくなる．これは，光子の発生する位置が物質内部へ移り，表面に至る前に物質に吸収されるためである．

#### 3.3 物質内部での高速電子の広がり方による X 線発生の違い

銅に高速電子が進入した際の制動放射による X 線スペクトルと  $K_\alpha$  光子の発生量を，それぞれ Fig. 6, Fig. 7 に示す．図中の各線は物質に入射した高速電子の広がり角を示している．平均電子エネルギーが 10 keV の Fig. 6(a)では，広がり角が大きいほど X 線の発生量が小さくなる傾向が見られるが，それほど大きな違いはない．また，1 MeV の Fig. 6(b)では，エネルギーの低いころでは広がり角が大きい方が X 線の発生量が大きくなっているが，約 0.03 MeV 以上ではこの傾向が逆転し，広がり角が大きいほど X 線量は小さくなっている．平均電子エネルギーが 100 MeV と非常に大きい Fig. 6(c)では，広がり角が大きいほど X 線量は大きくなる．広がり角が小さい場合，

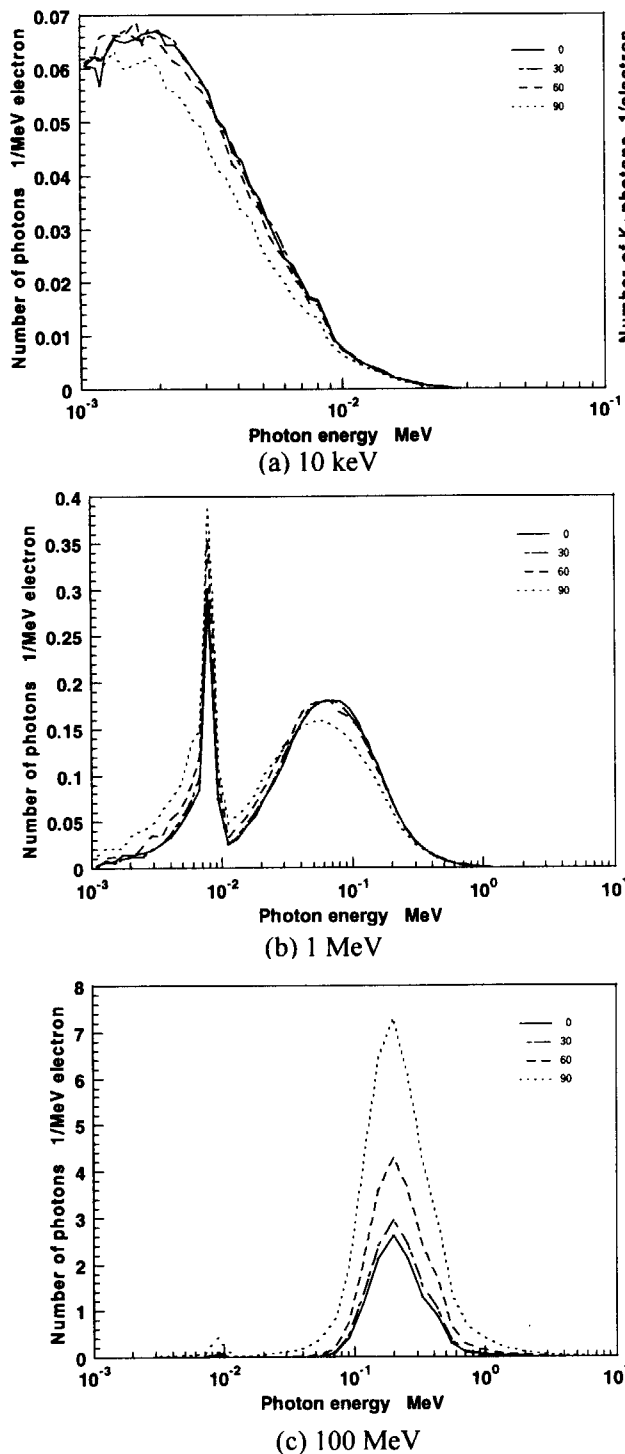


Fig. 6 X-ray spectrum by bremsstrahlung of copper

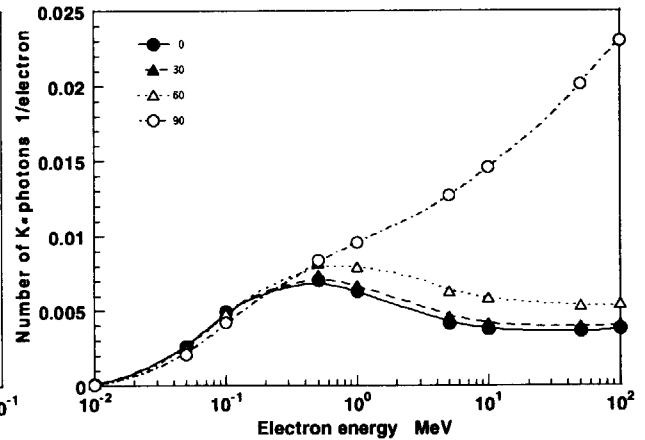


Fig. 7 Relationship between generation quantity of  $K_{\alpha}$  photons and hot electron temperature.

高速電子が物質深くまで到達し、高速電子のエネルギーが大きいほど物質深部でX線を発生させ、それらは表面に到達する前に物質に吸収される。その結果、X線の発生量は多いが、表面からの放射は少なくなる。一方、広がり角が大きい場合、イオンとの衝突などで物質表面から出て行く電子が多くなる。そのため、一度散乱によりX線を放出した電子が再び散乱されてX線を放出する2次的、3次的散乱によるX線放射が起こりにくくなる。そのため、広がり角が大きいほどX線の発生量が少なくなる。 $K_{\alpha}$ 光子の場合も同様に、広がり角が大きいほどエネルギーの高いところでの光子数が多くなっている。

#### 4. 結 び

超高出力レーザー固体ターゲット照射時に発生する高速電子によるX線の生成をモンテカルロ法により解析した。得られた結果を以下に示す。

- (1) 高ピークレーザー固体ターゲット照射時の $K_{\alpha}$ フォトン発生量や制動放射によるX線のスペクトルをシミュレーションにより求めた。
- (2) (1)の結果を基に、実験時の $K_{\alpha}$ 光子の発生量や、 $K_{\alpha}$ と $K_{\beta}$ の発生比率などを推定することが可能となった。
- (3) X線測定実験の結果と比較することで、高速電子の温度や材料内部での分布を推定することができるようになった。



## 44.

超高出力・超短パルスレーザー照射による物質状態のシミュレーション  
Simulation of Solids Irradiated with High Power Ultrashort Laser Pulse

藤井 貞夫<sup>1</sup>、内海 隆行<sup>2</sup>、佐々木 明<sup>2</sup>、功刀 資彰<sup>3</sup>

1 川崎重工 関東技術研究所、2 原研 関西研、3 京都大学 原子核工学専攻

FUJII Sadao<sup>1</sup>, UTSUMI Takayuki<sup>2</sup>, SASAKI Akira<sup>2</sup>, KUNUGI Tomoaki<sup>3</sup>

1 Kawasaki Heavy Industries, Ltd., 118 Futatsuzuka, Noda, Chiba, 278-8585

2 Japan Atomic Energy Research Institute, 25-1, Miiminamimachi, Neyagawa, Osaka, 572-0019

3 Kyoto University, Yoshidahonmachi, Sakyo-ku, Kyoto, 606-8501

In order to develop an efficient electron collisional x-ray laser, the melting and evaporation of matter due to ultrashort pulse laser irradiation onto the solid target and the expansion of laser-produced plasmas are numerically evaluated using a hydrodynamic code including the thermodynamic properties and transportation coefficients of materials. In the present paper, we present the outline of the simulation model and discuss its effect on the melting and evaporation of the solid target due to ultrashort pulse laser irradiation.

**Keywords :** Ultrashort laser, Numerical simulation, Cubic-Interpolated Propagation (CIP) method

## 1. 緒言

現在、日本原子力研究所では先端的な光量子光源の開発とその応用研究を進めており、短波長・高効率のX線レーザーの発振が可能な段階になりつつある。X線レーザーの開発においては、高温・高密度プラズマ中の複雑な物理過程をシミュレーションと実験の双方より解明していく必要がある。X線レーザー発振方式の一つである電子衝突励起によるX線レーザーでも、固体ターゲット照射によるプラズマ生成過程を連続体運動方程式で記述されるようなマクロスコピックな流体シミュレーションの立場から把握することが重要である。そのためには、固体ターゲット照射に伴って生じる固・液・気各相の界面での大きな密度変化を精度良く捉えられ、かつ圧縮性高速流れから非圧縮性流れまでの広い範囲の流動現象を統一的に取扱える数値解析法の開発、光と物質との相互作用の詳細なモデル化、さらに広汎な温度、密度範囲における正確な物質の状態方程式の整備を行うことが必要不可欠である。これにより、宇宙物理のような基礎科学からレーザー加工のような工学分野まで広く適用可能な数値解析法を開発することができる。著者らは、これまでにC-CUP法に基づく流体コードを開発するとともに、超高出力超短パルスレーザーに対応する半解析的EOSを整備し、固体ターゲット照射の解析を行ってきた。

そこで、本研究では流体の存在率を表す密度関数に着目し、系内に多相・多成分の流体が存在する場合についてC-CUP法を一般化した数値解析法の定式化を提案するとともに、最終的には固・液・気各相を含む圧縮性・非圧縮性流体の統一解法の構築を目指すものである。本報では、CIP法を用いた多相流解析の定式化と基本的な検証問題及び固体ターゲット照射の解析について報告する。

## 2. 支配方程式及び数値解析法

系内に多相・多成分の流体が存在する場合、各成分の速度、圧力及び温度を同一とし、流体の内部エネルギーは各成分の内部エネルギーの和で表されると仮定する。この時、空間平均化された質量保存式、運動量保存式、エネルギー保存式及び各成分の質量保存式、存在率を記述する密度関数式は以下のとおり与えられる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \rho = -\rho \cdot \text{div} \vec{u} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \cdot \nabla \bar{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \cdot \Delta \bar{u} + F_{sa} + F_{sp} + \bar{g} \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \bar{u} \cdot \nabla E = -\frac{p}{\rho} \operatorname{div} \bar{u} + \frac{\lambda}{\rho} \cdot \Delta T + \frac{Q}{\rho} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho_i \phi_i}{\partial t} + \bar{u} \cdot \nabla \rho_i \phi_i = -\rho_i \phi_i \cdot \operatorname{div} \bar{u} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \phi_i}{\partial t} + \bar{u} \cdot \nabla \phi_i = 0 \quad (5)$$

$$\rho = \sum_i \rho_i \phi_i, \quad \rho E = \sum_i \rho_i E_i \phi_i, \quad \sum_i \phi_i = 1 \quad (6)$$

ここで、 $E, F_{sa}, F_{sp}, \bar{g}, Q, p, \bar{u}, T, t, \phi, \lambda, \nu, \rho$  は、それぞれ、内部エネルギー、表面張力、弾性体応力、重力加速度、発熱密度、圧力、速度、温度、時間、密度関数、熱伝導率、動粘性係数及び密度である。レーザー光及びふく射エネルギーは  $Q$  を通じて内部エネルギーに変換される。

エネルギー式(3)は、局所熱平衡の仮定に基づき、以下の状態方程式(EOS)、

$$E = f(\rho_i, T), \quad p = f(\rho_i, T) \quad (7)$$

を介して圧力  $p$  に関する放物型の偏微分方程式に変換して解く。EOS には、物質の熱力学特性は電子とイオンのそれぞれの熱力学特性の加算により近似できると仮定して Thomas-Fermi モデルによる電子 EOS、Cowan モデルによるイオン EOS、Barnes モデルによるコールド補正を組み込んだ半解析的 EOS (SAEOS) を用いる。

熱伝導率及び電気伝導率(直流成分)は、物質を高密度プラズマとみなしてプラズマ中の定常状態における電子の移動速度で近似する TKN モデルに基づいて計算する。

数値計算アルゴリズムには、固・液・気各相を含む圧縮性・非圧縮性流体の統一解法に極めて有効と考えられる C-CUP 法を用いる。この方法では、時間進行に部分段階法を採用し、基礎方程式を移流項による時間進行(移流フェーズ)とその他の項による時間進行(非移流フェーズ)の2段階に分けて解く。まず移流フェーズにおいて、

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \cdot \nabla f = 0 \quad (8)$$

を CIP 法による陽的離散化を行う。次に、非移流フェーズにおいて、圧力  $p$  に関する放物型の偏微分方程式に式(2)を代入した陰的離散化式、

$$\left( \sum_i \rho_i \phi_i \left( \frac{\partial E_i}{\partial p} \right) \right) \frac{Dp}{Dt} = \left( \sum_i \rho_i^2 \phi_i \left( \frac{\partial E_i}{\partial \rho_i} \right) - p \right) \cdot \operatorname{div} \left( -\frac{\Delta t \cdot \operatorname{grad} p}{\rho} + \bar{u}^n \right) \quad (9)$$

を MICCG 法で解く。なお、式(9)には式(3)の右辺第2, 3項を省略している。この方程式では、音波の伝播時間が  $\Delta t$  よりも短い時は左辺の項が無視でき、非圧縮性流体の解法と同一になる。一方、 $\Delta t$  が音波の伝播時間よりも十分小さい時は右辺第1項の括弧内第1項が無視でき、圧縮性流体の解法と同一になる。従って、圧縮性・非圧縮性流れを統一的に解くことができる。以上の方程式の離散化には、3次元直交デカルト座標系、格子配置はスタガードメ



ッシュを採用した。

密度関数  $\phi$  は相界面の識別や表面張力計算に用い、熱伝導率及び粘性係数は、

$$\lambda = \sum \lambda_i \phi_i, \nu = \sum \nu_i \phi_i \quad (10)$$

で評価した。

### 3. 数値解析結果

固体ターゲットに超短パルスレーザー光を照射する問題を取上げて、その解析可能性について検討した。

図1に、その解析体系を示す。本研究では、2次元(x-y)体系について検討した。初期の雰囲気は0.1MPa、600Kの空気(理想気体で近似)、金属は0.1MPa、600Kのアルミニウムとし、この状態方程式にはSAEOSを用いた。

レーザービームは、上部から鉛直下向きに照射され、その強度は $10^{18}\text{W}/\text{cm}^2$ 、スポット直径は約 $10\mu\text{m}$ の平面波とし、空気はレーザーに対して透明で全てが金属表面で吸収され、反射しないものとした。レーザー光の照射時間は、開始から30fsとし、その後は照射はないものとした。なお、固体中でのレーザー光の吸収モデルは、以下のようにした。

$$\frac{I_t}{I_0} = e^{-\sum \tau d} \quad (11)$$

ここで、 $I_t$ 、 $I_0$ 、 $\tau$ 、 $d$ は、それぞれ透過レーザー光強度、初期レーザー光強度、物質の吸収係数及び透過距離である。 $I_0 - I_t$ が物質に吸収されるレーザー光強度を表す。 $\tau$ は固体表面での吸収率と表皮深さより $10^{-8}/\text{m}$ とした。レーザー光と金属蒸気との相互作用によるプラズマの発生・吸収は考えないものとし、熔融部表面での表面張力も無視した。

固体領域と気体領域との1格子間で密度差が約4桁変化するにもかかわらず解析上の不安定性は発生せず、本問題への適用可能性は十分あると考えられる。レーザー光エネルギーの吸収により生じた圧力で固体表面の密度が急激に増加し、その反作用で空気側へ一部のアルミニウムが高速で飛び出す。図2に時刻100psにおける密度分布、図3に1nsまでの等密度コンターを示す。アルミニウム固体領域では、レーザー照射直後から急激に圧力が増加し、その後、単調に減少していく。それに伴って、密度も一旦増加した後、時間の経過とともに減少していく。空気側に飛び出したアルミニウムの密度にはある方向に濃淡がみられ、一様な密度で広がっていかない。これは、レーザー照射によって生じる高圧領域は固体の極表面で形成されるため、アルミニウム蒸気は固体と高圧領域との狭い空間を迂回して流れるためと考えられる。

### 4. 結論

電子衝突励起によるX線レーザーでは、固体ターゲット照射によるプラズマ生成過程を連続体運動方程式で記述されるマクロな流体シミュレーションの立場から把握することが重要である。そのため、照射に伴って生じる固・液・気各相の界面での大きな密度変化を精度良く捉えられ、かつ圧縮性高速流れから非圧縮性流れまでの流動現象を統一的に取扱える数値解析法の開発、光と物質との相互作用の詳細なモデル化及び広汎な温度・密度範囲における正確

な物質の状態方程式の整備を行い、X線レーザー用プラズマ生成現象を取上げ、超高出力・超短パルスレーザー光を固体ターゲット照射に伴って生じる物質状態の解析に十分適用可能であることが分かった。

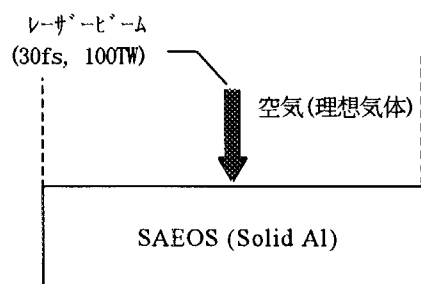


図1 解析体系

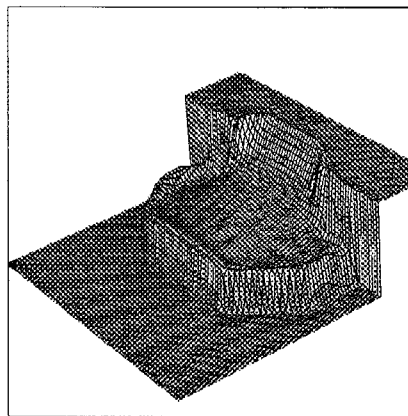
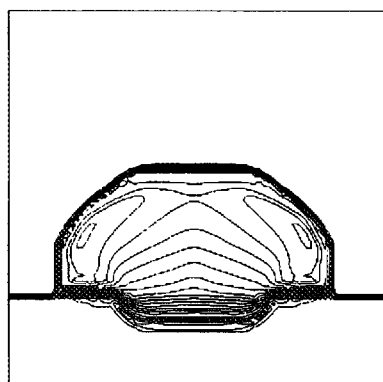
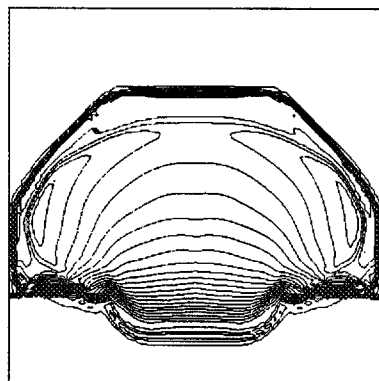


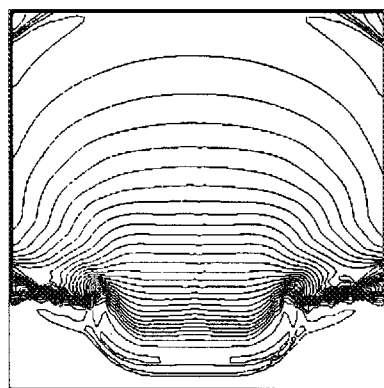
図2 密度分布 ( $t=100\text{ps}$ )



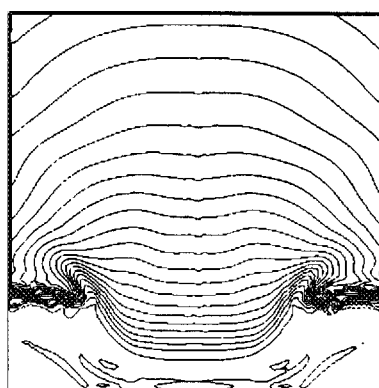
(a)  $t=100\text{ps}$



(b)  $t=200\text{ps}$



(c)  $t=500\text{ps}$



(d)  $t=1\text{ns}$

図3 固体ターゲット照射時の密度分布



## 45. 短波長内殻電離X線レーザーシミュレーション Short-wavelength inner-shell ionization x-ray laser simulation

森林健悟、佐々木明、上島豊、田島俊樹  
日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター  
〒572-0019 大阪府寝屋川市三井南町25番地1号

Kengo MORIBAYASHI Akira SASAKI, Yutaka UESHIMA, and Toshiki TAJIMA  
Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,  
Japan Atomic Energy Research Institute,  
25-1 Mii-Minami-machi Neyagawa, Osaka, 572-0019, Japan

The inner-shell ionization x-ray laser is studied for the purpose of making a short wavelength x-ray laser. The models suggested here are suitable for the wavelengths of 10's of nm, nm, and Å, respectively. For the region of the wavelength with several 10nm Mg vapor is adopted as a target material. The necessary intensity of x-rays is  $10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> for getting 10 cm<sup>-1</sup> of the gain. An example of the detailed requirement for an experiment is shown. A hollow atom x-ray laser with Mg vapor is proposed in the region of the wavelength of several nm's. The necessary intensity of X-rays is relatively lower ( $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>). For Å, ions with a small number of electrons are better than atoms as a target material. The necessary intensity of X-rays is  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> for Na-like S ion. Then the value of the wavelength is 5.4 Å.

Keywords : Inner-shell ionization x-ray laser, short wavelength, Atomic processes,  
Hollow atoms

### 1. はじめに

内殻電離X線レーザー法はX線レーザー法の中で短波長化に適した方法であると考えられている。この方法は、最初、DuguayとRentzepis[1]が提唱した。さらに、Kapteyn[2]とMoonら[3]は、ネオン、または、炭素原子のK $\alpha$ 線を用いて数nmの波長領域で約10cm<sup>-1</sup>の利得係数がでることを理論的に示した。しかしながら、今までのところ、内殻電離X線レーザー法の実験は我々の知る限り存在しない。この方法で高利得係数を得るためには、世界に存在しない高輝度X線が励起源として要求される。一方、最近の高出力短パルスレーザーのめざましい進歩に伴って、高輝度短パルスX線放射の理論的研究がさかんに行われている[4-6]。そこで我々はラマX線を励起X線として内殻電離X線レーザーの研究を行っている[7-9]。まず、X線の輝度が大きくなると多重内殻電離がおり中空原子を形成することを予測し、この中空原子から放出するX線が、X線レーザーとして十分に機能することを示した[7,8]。さらに、ナトリウムやマグネシウムなどの蒸気を用いれば比較的低い輝度な励起X線源で内殻電離X線レーザーが発振することを示した[9]。この論文では、数10nm、数nm、数Åの波長領域ごとに適した標的物質、モデルを提案し、それぞれ必要なX線の強度を予測する。

## 2. 原子過程

図1 に内殻電離X線レーザー、および、中空原子X線レーザー発振の原子過程を示す。考慮した原子過程は、光電離、電子衝突電離、輻射遷移、自動イオン化過程である。エネルギー、輻射遷移確率、および、自動イオン化率はCowanコード[10]から求めた。光電離断面積は文献[11]、および、スケーリング則を用いた。また、電子衝突電離断面積は文献[12]の経験則を用いた。これらの原子過程データを基にレイト方程式を解き、それぞれの状態の密度を計算し、利得係数を求めた。

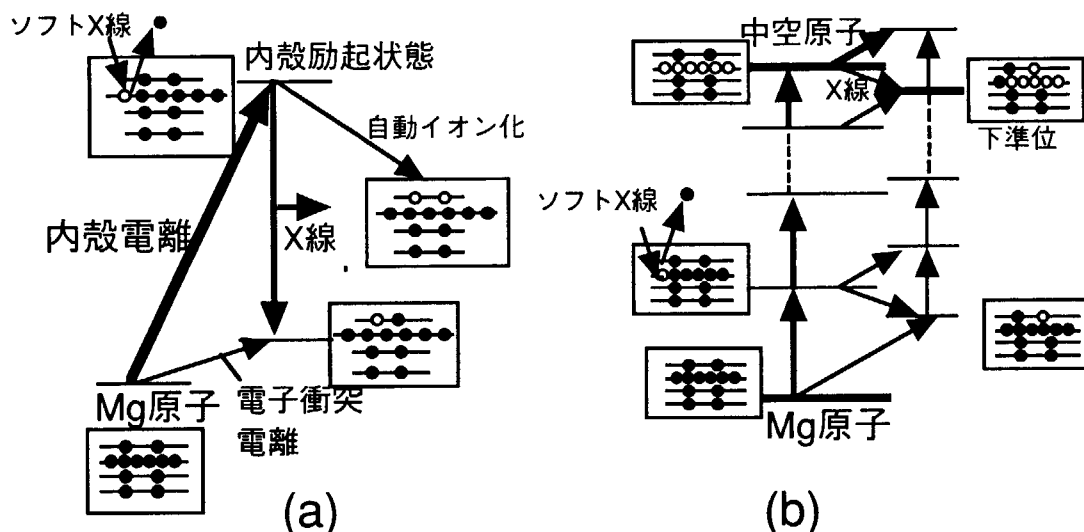


図1 Mg蒸気の(a)内殻電離X線レーザーと(b)中空原子X線レーザーの原子過程

## 3. 結果と考察

ここでは、X線レーザーの波長が数十nm、数nm、数Åの領域に対してそれぞれ適した標的物質を取り扱い、別々の内殻電離X線レーザー発振モデルを考案し、必要なX線の強度を見積もる。

波長が数十nmのときには、前の文献[9]で示したようにナトリウムやマグネシウムなどの蒸気を用いれば、必要なX線励起源の強度を比較的低くすることができる。これらの標的においては、(1)2p電子の電離断面積は、1sの電離断面積よりも非常に大きく、効率よく内殻励起状態を生成することができる。(2)内殻励起状態の寿命は、比較的長い。さらに(3)標的の密度を低くすることにより電子衝突電離の効果を弱めることができ、X線レーザーの発振時間を長くすることができる。このような長所から比較的低輝度のX線源でX線レーザーが発振する。図2に30TWレーザーを用いた内殻電離X線レーザーの実験系の例を示す。 $10^{20}\text{W}/\text{cm}^2$  ( $a_0=5$ )の高強度レーザーが $5\mu\text{m}\times 90\mu\text{m}$ の大きさで $3\times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ の電子密度を持つプラズマの中を通過すると100eVをピークとする光エネルギーを持ち、 $10^{13}\text{W}/\text{cm}^2$ の輝度のラーマX線が放出される。このX線を $10^{19}\text{cm}^{-3}$ の密度のマグネシウム蒸気に照射すると $10\text{cm}^{-1}$ の利得係数を持つ25nmの波長のX線レーザーが約100fs間発振する。この蒸気の内殻電離X線レーザーでは、X線源としては、電子衝突型X線レーザーを用いるのも現実的だと考えられる。

波長が数nmの領域においては、中空原子X線レーザーを提案する。X線の輝度が大きくなると多重内殻電離過程がocこり、中空原子が生成する。この中空原子によるX線レーザー発振法では、下準位のポピュレーションを減衰することができ、従来の内殻電離X線レーザー発振法の欠点を克服される

ことが予測されている[7,8]。(従来の内殻電離X線レーザーでは、下準位のポピュレーションは減衰しないために、高密度のとき発振時間は短いものと考えられていた。) ナトリウムやマグネシウムのような内殻電離断面積が大きく、内殻励起状態の寿命が比較的長いものを標的とすると低い強度のX線源で多重内殻電離が起こる。図3ではマグネシウムの中空原子X線レーザーの利得係数をX線の強度を変化させて示してある。 $10\text{cm}^{-1}$ の利得係数を得るのに $10^{14}\text{W/cm}^2$ の輝度のX線源が励起源として必要であることがわかった。この中空原子X線レーザーの場合は、電子衝突型X線レーザーを励起源として使用するとき水の窓の領域のX線レーザーが必要である。ただ11nm程度の波長のX線レーザーでも二重内殻電離過程は起こり、多重内殻電離過程のための基礎研究を行うことは可能である。

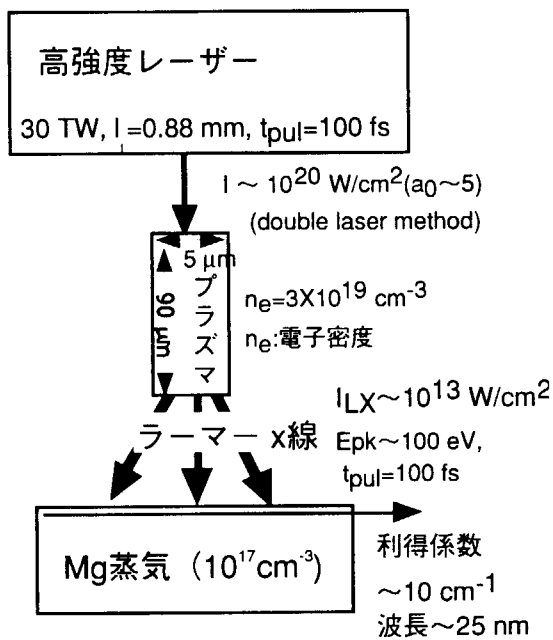


図2 内殻電離X線レーザーの実験系。

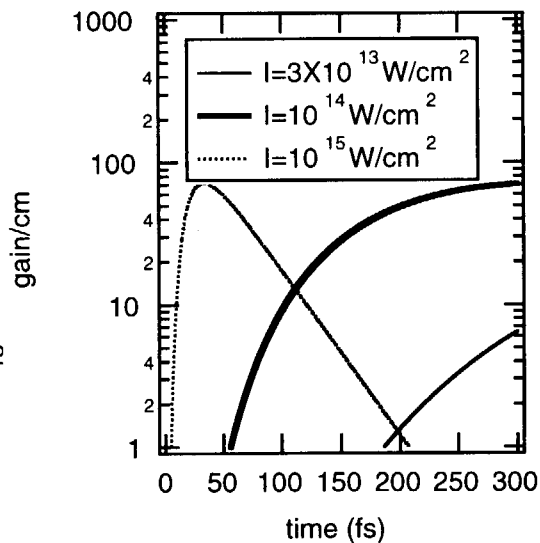


図3 マグネシウム蒸気の中空原子X線レーザーにおける利得係数vs.時間。I: X線強度

X線レーザーの波長を数Åと短くするには、原子番号の大きな $K\alpha$ 線をX線レーザー発振に使用する必要がある。この場合、中性原子を標的とするとは自動イオン化による内殻励起状態の寿命は非常に短くなることから高密度(固体密度 $\sim 10^{23}\text{cm}^{-3}$ )な標的物質が要求される。高密度な標的を用いると電子衝突電離のレートが速くなり、発振時間が非常に短くなる。そこで、電子数の少ないイオンを標的物質として使用することを提案する。(1)自動イオン化のレートは、主として電子数で決まるために同じ原子番号の中性原子よりも電子数の少ないイオンの方が遅い。また、(2)イオンの外殻の電子の束縛エネルギーは大きくなっているため、電子衝突電離断面積、および、レートは中性原子に比べて小さくなり、X線レーザーの発振時間は長くなると考えられる。図4からナトリウム様硫黄イオンを標的物質とすると $2 \times 10^{14}\text{W/cm}^2$ の輝度のX線が必要であることが見積もれた。

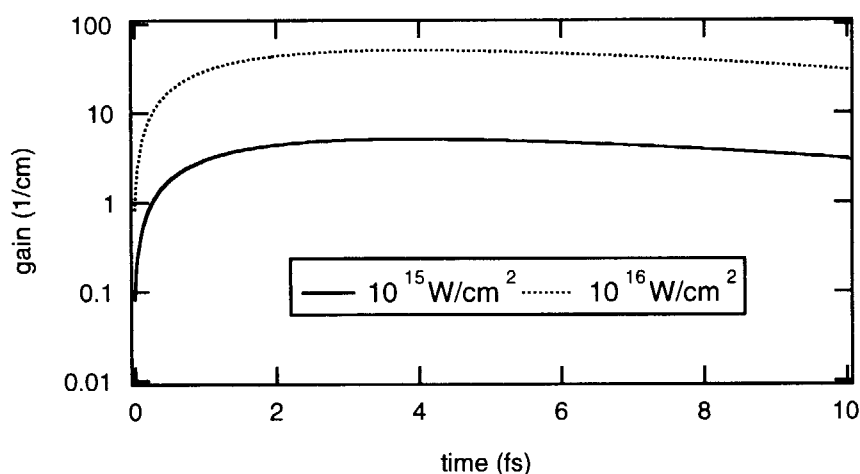


図4 いろいろなX線の強度に対してNa様Sイオンの利得係数vs. 時間。

#### 4. 最後に

内殻電離X線レーザーのシミュレーションを行った。X線レーザーの発振波長が数十nm、数nm、数Åの領域に対して、それぞれ、別々のモデルを作り、その評価を行った。波長が数十nmのときは、30TWレーザーを用いてマグネシウムの蒸気を標的物質とした場合の実験系の例を示した。波長が数nmのときには、マグネシウムの蒸気の中空原子X線レーザーを提案した。波長が数Åのときは電子数の少ないイオンが中性原子よりも良い標的物質であることを示し、ナトリウム様硫黄イオンに対して計算した。必要なX線の輝度は、X線レーザーの発振波長が数十nm、数nm、数Åの領域に対して、それぞれ、約 $10^{13}\text{W/cm}^2$ 、 $10^{14}\text{W/cm}^2$ 、 $10^{15}\text{W/cm}^2$ と見積もった。

#### 謝辞

この研究を行うにあたって、いろいろ助言していただいた千原順三博士、有澤孝研究主幹、加藤義章センター長、宅間宏教授に感謝いたします。

#### 参考文献

- [1] M.A. Duguay and M. Rentzepis, *Appl. Phys.Lett.*, 10, 350 (1967).
- [2] H.C. Kapteyn, *Applied Optics*, 31, 4391 (1992).
- [3] S.J. Moon, D.C. Eder, and G.L. Strobel, *AIP Conference Proceedings*, 332, 262 (1994).
- [4] P. Gibbon, *Phys.Rev.Lett.*, 76, 50 (1996).
- [5] J.J. Macklin, J.D. Kmetec, and C.L. Gordon, *Phys.Rev.Lett.*, 70, 766 (1993).
- [6] Y. Ueshima, Y. Kishimoto, A. Sasaki, and T. Tajima, *Laser and Particle Beam* 17, 45 (1999).
- [7] K. Moribayashi, A. Sasaki, and T. Tajima, *Phys.Rev.A*, 58, 2007 (1998).
- [8] 森林健悟、佐々木明、田島俊樹、*JAERI-Research*, 98-034 (1998).
- [9] K. Moribayashi, A. Sasaki, and T. Tajima, *Phys.Rev.A*, 59, 2732 (1999).
- [10] R.D. Cowan, *J.Opt.Soc.Am.*, 58, 808 (1968).
- [11] J.J. Yeh and I. Lindau, *Atomic Data and Nucl. Data Tables*, 32, 1 (1985).
- [12] W. Lotz, *Z.Phys.*, 232, 101 (1970).



## 46. 高密度プラズマ中での2電子性再結合に関する密度効果 Density Effect on Dielectronic Recombination in Hot Plasma

山本則正, 加藤隆子\*, R. More\*, U. Safranov\*\*, 藤本孝\*\*\*

総合研究大学院大学 数物科学研究科 核融合科学専攻

509-5292 岐阜県土岐市下石町322-6 文部省 核融合科学研究所

YAMAMOTO Norimasa, KATO Takako\*, R. More\*, U. Safranov\*\*, FUJIMOTO Takashi\*\*\*

Department of Fusion Science, School of Mathematical and Physical Science,

The Graduate University For Advanced Studies

322-6 Oroshi-cho, Toki-shi, Gifu 509-5292 Japan

, NIFS\*, Univ. Notre Dame, USA\*\*, 京都工\*\*\*

In order to know the effect of collisional processes between dielectronic states in dense plasma (dielectronic-capture ladder like excitation/ionization), we made a collisional-radiative(CR) model for dielectronic excited states of  $2snl$  and  $2pnl$ . This CR model includes excitation, ionization, their reverse processes, radiative transition, dielectronic recombination and autoionization. In this paper we take into account  $2snl$ - $2pnl$  excitation/de-excitation by electron impact by the CR model which includes both  $2snl$  and  $2pnl$  states, and study the effect of  $2snl$ - $2pnl$  collisional processes for He-like Al ions. The effect of collisional processes appear at around electron density of  $10^{19}\text{cm}^{-3}$ . Excitation rate coefficients for  $1s$ - $2s$  become larger with collisional processes than without whereas excitation rate coefficients for  $1s$ - $2p$  become smaller with collisional processes than without. The density effect of satellite line intensity is also studied.

**Keywords : Dense plasma, Dielectronic recombination, Collisional-radiative model, Satellite lines**

はじめに.

高温プラズマ中では、基底状態または1電子励起イオンによる電子の2電子性捕獲の結果、2電子励起イオンが形成される。特に励起イオンが放射遷移する前に電子衝突が起こり、更に高励起準位へと励起される様な高密度プラズマ中では、電子衝突過程の連鎖により、最終的に電離される。これを梯子様励起・電離という。2電子性捕獲後の梯子様電子衝突励起による電離は、2電子性捕獲-梯子様(DL)励起・電離と呼ばれる。DL励起・電離は、電子密度( $N_e$ )の増加に対して、イオンの実効的な励起及び電離速度係数を増加させる付加過程である。2電子励起状態を中間状態としたHe様イオンの $1^1S \rightarrow 2^3S$ 励起への、DL励起・電離の寄与は、 $N_e \geq 10^{19}\text{cm}^{-3}$ で現われることが知られている[1,2]。

本研究では、He様Alについての実効的な励起速度係数とサテライト線強度を衝突輻射

(Collisional-radiative; 以下CR)モデルを作成しそれらの密度効果を評価する。

サテライト線強度の密度依存性は、電子密度の増加でl-mixingにより増加し、更に電子密度が増加すると、強度は減少することが考えられる。サテライト線強度の密度依存性の研究は、Jacob Rosmej等[3]によるものがあるが、まだ始まったばかりである。

#### 方法

1s-2s励起は、直接励起に対して $1s+e \rightarrow 2s_{nl}$ という2電子性捕獲( $R_d$ )から、 $2s_{nl} \rightarrow 1s+e$ の自動電離( $A_d$ )、 $2s_{nl} \rightarrow 2s_{n'l'} (n' < n, l' = l+1)$ の放射遷移( $A_r$ )の他に、 $1s+e \rightarrow 2s_{nl}+e \rightarrow 2s_{n''l''}+e \rightarrow 2s_{n''''l''''}+e \rightarrow \dots \rightarrow 2s+e$  ( $n'', n''', \dots > n$ )という連続的な電子衝突励起(C)によるDL励起・電離がある。また1s-2p励起には、 $1s+e \rightarrow 2p_{nl}+e \rightarrow 2p_{n'l'}+e \rightarrow 2p_{n''l''}+e \rightarrow \dots \rightarrow 2p+e$ という付加の励起過程がある。特に中間状態2pnlからの遷移で、 $2p_{nl}-1s_{n'l'}$ の放射遷移は、 $2p_{nl}-2p_{n'l'} (n' < n, l' < l)$ の放射崩壊過程より速く起こり、サテライト線を発光する。Figure.1は、1s-2s, 2p励起のエネルギー準位ダイアグラムを示す。

実効的な1s-2s, 1s-2p励起速度係数を求める為に、各々2s<sub>nl</sub>と2p<sub>nl</sub>の2電子励起準位を含んだ準定常プラズマに対するCRモデルを作成した。このCRモデルには、電子衝突による励起、電離及びそれらの逆過程、放射遷移、自動電離、2電子性再結合そして2電子性捕獲の原子過程が含まれている。逆過程の反応速度、速度係数に対しては、詳細釣り合いを用いた。2s<sub>nl</sub>と2p<sub>nl</sub>の2電子励起状態はL-S couplingで扱われ、 $n=1-7$ 迄はスピンSと角運動量Lによって区別され、 $n=8-10$ 迄はスピンSのみによって、 $n=11-23$ 迄は主量子数nのみで区別されている。特に、 $n=21-23$ の準位は、局所熱平衡を仮定している。

実効的な励起速度係数の密度効果をより詳細にみるために、2s<sub>nl</sub>と2p<sub>nl</sub>のCRモデルを結合し、2s<sub>nl</sub>と2p<sub>nl</sub>間の電子衝突励起・脱励起を付加した。今回、 $2s_{nl}-2p_{n'l'} (n' \neq n, l' \neq l)$ 間の遷移は、2s<sub>nl</sub>-2p<sub>nl</sub>間の遷移に比べて非常に小さいと予測される為、無視している。

2p<sub>nl</sub>-1s<sub>n'l'</sub>遷移のサテライト線強度は、2p<sub>nl</sub>の2電子励起状態を含むCRモデルで計算した2p<sub>nl</sub>状態の占有密度を利用して計算を行なった。

#### 結果

Figure.2(a)は、電子温度 $T_e$ が100eVの場合のHe様Alイオンの実効的な励起速度係数を示す。Figure.2(b)では、より2s<sub>nl</sub>-2p<sub>nl</sub>間の遷移の寄与をはっきり見せるため、He様Neイオンの実効的な励起速度係数を示す。電子密度の増加に対して、実効的な励起速度係数は増加しDL励起・電離の密度依存性が現われている。2s<sub>nl</sub>-2p<sub>nl</sub>間の電子衝突の寄与は、 $10^{19} \text{cm}^{-3}$ 以上の電子

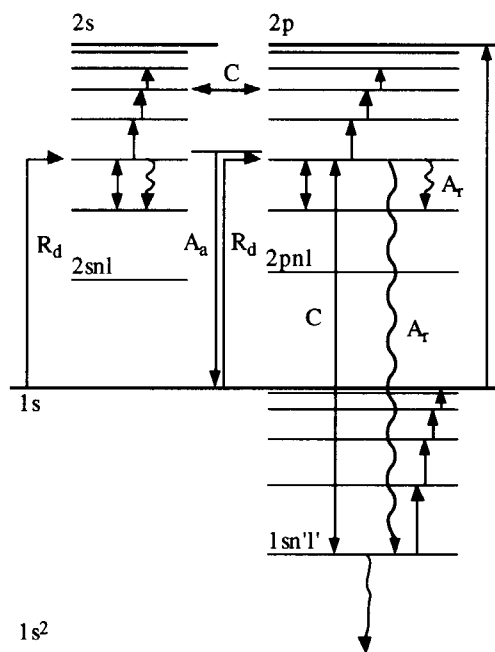


Figure.1 エネルギー準位ダイアグラムと1s-2s, 2p励起に強く関与する素過程。2p<sub>nl</sub>-2s<sub>n'l'</sub>の放射遷移は、サテライト線を発光する。



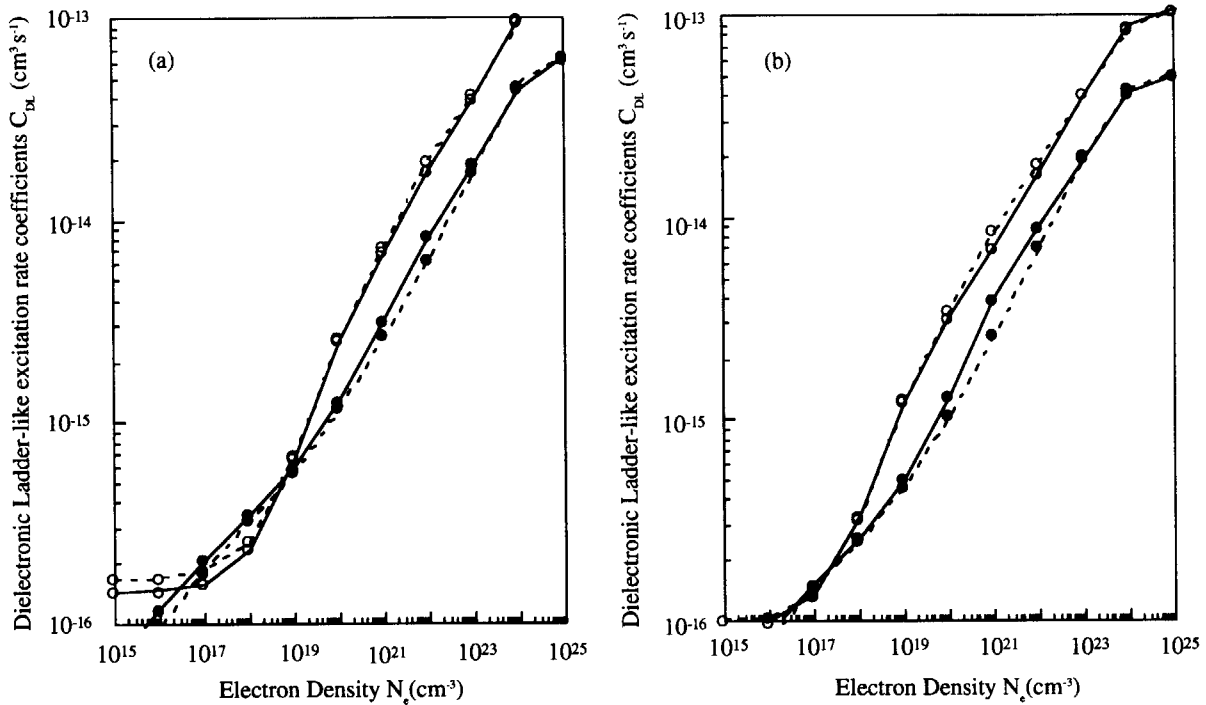


Figure.2(a)  $T_e = 1.16 \times 10^8 \text{ K} (=100 \text{ eV})$ でのHe様AlイオンのDL励起速度係数。●と○は、各々1s-2s励起と1s-2p励起を表わす。実線は、2snl-2pnl衝突過程を含んだCRモデルによる結果、破線は、2snl-2pnl衝突過程を含まないCRモデルによる結果を表わす。(b)  $T_e = 1.16 \times 10^8 \text{ K} (=100 \text{ eV})$ でのHe様NeイオンのDL励起速度係数。

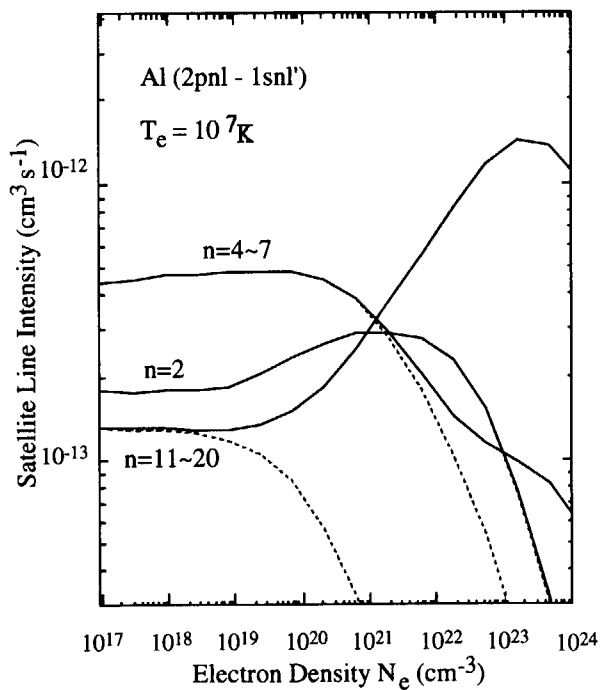


Figure.3  $T_e = 10^7 \text{ K}$ でのHe様Alイオンの2pnl-1snl'放射遷移によるサテライト線強度。点線は電離プラズマ、実線は電離平衡プラズマの場合。

密度で1s-2s励起を増加させ、1s-2p励起を減少させる。 $N_e > 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ で、励起速度係数は、2snl-2pnl間の遷移の寄与が現われない。これは、高電子密度領域では、占有密度が局所熱平衡になり、衝突速度係数によらなくなるためである。

Figure.3は、放射遷移によるサテライト線強度を示す。点線は電離プラズマ、実線は電離平衡プラズマでの結果を示す。 $n=2, 4\sim7$ の2電子励起状態からのサテライト線強度は、密度の増加に対して若干の増加を見せる。電離プラズマの場合、強度は、その増加の後、急激な減少を見せる。電離平衡プラズマの場合、 $n=2$ からのサテライト線強度は、電離プラズマの場合と変わらないが、 $n=4\sim7$ では密度の増加に対する減少が緩和され、 $n=11\sim20$ では、大きな増加を見せる。この電子密度の増加に対するサテライト線強度の変化は、再結合過程に

よるものである。

#### 結論

今回我々は、2snlと2pnlの2電子励起状態を含むCRモデルを作成し、2snl-2pnl電子衝突励起の寄与と、その密度依存性を調べた。2snl-2pnl衝突励起を含まない実効的な速度係数に対して、1s-2s励起では速度係数を増加させ、1s-2p励起では、減少させるという結果が得られた。また、2pnl-1sn'lのサテライト線強度は、2pnl間の再結合過程が大きく関与することが判った。

今後、He様イオンの1snl準位を含むのCRモデルとの結合により、再結合過程を調べる予定である。

#### 文献

- [1] T. Fujimoto and T. Kato, Phys. Rev. A32 (1985) 1663
- [2] T. Fujimoto and T. Kato, Phys. Rev. A35 (1987) 3024
- [3] F. B. Rosmej et al., J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer Vol.58 (1997) 859



## 47. Study on Electronic Structure of Clusters by Using Laser Ablation

Keiichi YOKOYAMA and Hiromasa TANAKA

Department of Materials Science,  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Tokai-mura, Ibaraki, 319-1195 Japan

Ionization energies of  $\text{Li}_n(\text{OH})_{n-1}$  ( $n = 2-5$ ) clusters are reported. Photoionization time-of-flight mass spectrometry of a jet-cooled cluster beam are applied to the determination of the ionization energies of these clusters, varying the photon energy. Clusters are generated by laser ablation of lithium metal in the presence of water vapor. The ionization energies are determined as 4.32, 4.10, 3.29, and 3.58 eV for the clusters with  $n = 2-5$  respectively. Ab initio molecular orbital theory and density functional theory calculations are carried out to obtain theoretical ionization energies and structures of stable isomers. Good agreement has been found between experimental and theoretical values for the most stable structural isomer in each cluster size. In particular, measured ionization energy suggests that symmetry breaking occur in the most stable  $\text{Li}_3(\text{OH})_2$  isomer, indicating a loss of metallic character as seen in  $\text{Li}_2\text{OH}$ .

**Keywords :** Laser ablation, Ionization energy, Cluster, Segregation, Hyperlithiated molecule

### 1. Introduction

Metal-rich non-stoichiometric binary clusters are studied extensively in this decade because those clusters are expected to show transitional character between metal and insulating nanocrystal. For example,  $\text{Li}_n\text{O}$  ( $n = 2-70$ ) clusters consist of metallic  $\text{Li}_{n-2}$  and ionic  $\text{Li}_2\text{O}$  [1], while  $\text{Ba}_n\text{O}_m$  ( $n = 2-13$ ,  $m < n$ ) clusters are not segregated into metallic and ionic part well [2]. For non-stoichiometric alkali halide clusters, such as  $\text{Na}_n\text{F}_{n-1}$  [3], the excess electron localizes in a specific site; one type of segregation. Here, metallic part is quite limited to a small portion of clusters. On the other hand, hyperlithiated molecules [4] like  $\text{CLi}_6$ ,  $\text{Li}_3\text{O}$ , and  $\text{Li}_2\text{CN}$  have totally delocalized excess electrons which can be regarded as free electrons in metal, because such electrons can move freely within cluster's frame. It is not clear how large cluster size can maintain metallic character like hyperlithiated molecules.

Ionization energies quite largely depend on the location of the excess electron in  $\text{Li}_n(\text{OH})_{n-1}$  clusters. We performed extensive theoretical calculations on structure of isomers and their ionization energies to elucidate a relation between ionization energy and structure [5]. As a result, number of terminal lithium atoms (connecting to only one oxygen) was found to correlate strongly to the vertical ionization energy. Using this relation, we can depict cluster structures from ionization energies.

## 2. Experiment

Jet-cooled cluster beam were generated by an ablation source originally developed by Smally's group [6]. Lithium-excess lithium hydroxide clusters were produced by laser ablation of lithium metal in the presence of water vapor which were injected into a clustering channel by a pulse valve synchronized with ablation laser pulse. Frequency doubled Nd:YAG laser pulses were used for ablation. The pulse width was 6 ns. The pulse energy was 8 mJ. After 25 cm field-free flight, jet-cooled clusters were ionized by another Nd:YAG laser pulse through two frequency doubling crystals; fourth harmonic wave generation system. The pulse width was 6 ns and the pulse energy was 1-2 mJ. Cations generated were accelerated by Wiley-McLaren type ion accelerator and detected by a micro channel plate located 1 m away from the accelerator. The ion signals were recorded in a digital oscilloscope as a function of flight time. To obtain threshold ionization energy for each species, the photon energy of ionizing laser pulse was varied from 3.5 to 5.0 eV.

## 3. Results and discussion

Ion signals from  $\text{Li}_n(\text{OH})_{n-1}^+$  ( $n = 2-7$ ) were detected at  $m/z = 31, 55, 79$ , and so forth. The assignment were confirmed by the isotopic pattern coefficients calculated from the natural abundance of  $^6\text{Li}$  and  $^7\text{Li}$ . A recurrence of intense peaks with 24-mass interval were observed in mass spectra as shown in Fig. 1(a), indicating the presence of LiOH units in the cluster system. The mass spectral pattern observed here shows photon-energy dependence, that is, lower-energy photons give weaker signal intensity for the smaller clusters but unchanged intensity for larger clusters. For example, peaks for  $n = 2$  and 3 vanished as shown in Fig. 1(b). We can determine the ionization energy of each species by measuring the photon energy from which signals begin to appear. The ionization energy of  $\text{Li}_n(\text{OH})_{n-1}$  ( $n = 2-5$ ) determined in this manner are listed in Table 1 together with theoretical ionization energies for the most stable isomers. Apparently, the measured ionization energies agree well with the calculated vertical ionization energies of the most stable isomers except for the case of  $n = 3$ .

As reported in Ref. [5], calculated most stable isomer has an electronic structure segregated into ionic part and metallic part in the case of  $n = 4$  and 5. On the other hand, most stable structure for  $n = 2$

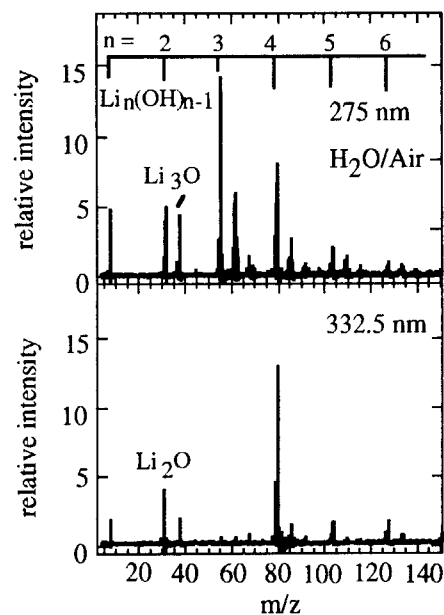


Fig. 1. Typical mass spectra measured at 275 and 332.5 nm.

Table 1 Ionization energies of  $\text{Li}_n(\text{OH})_{n-1}$  clusters

Species	Ionization energy			
	Expt.	Calc.		
		Vertical	Adiabatic	
$\text{Li}_2\text{OH}$	$4.32 \pm 0.10$	4.49	4.07	
$\text{Li}_3(\text{OH})_2$	$4.10 \pm 0.10$	3.65	3.65	
		4.18 <sup>a</sup>	4.18 <sup>a</sup>	
$\text{Li}_4(\text{OH})_3$	$3.29 \pm 0.20$	3.40	3.38	
$\text{Li}_5(\text{OH})_4$	$3.58 \pm 0.10$	3.55	3.50	

<sup>a</sup> Ionization energies for the second most stable isomer

shows totally delocalized excess electron distribution; hypermetallic electronic structure. The ionization energies measured in the present study confirm these theoretical results.

For  $n = 3$ , the second most stable isomer has the closest ionization energy to the measured value and has virtually the same stability as the most stable isomer. The potential energy difference is calculated as only 0.6 kJ/mol between these two isomers. Figure 2 shows typical isosurfaces of the singly occupied molecular orbitals (SOMO) accommodating the excess electron of these two isomers. The most stable isomer 1 has a SOMO spread over the all lithiums as can be seen in other hyperlithiated molecules. The second most isomer 2 has a SOMO localizing around the terminal lithium, exhibiting segregation. The present experimental ionization energy indicates that the real most stable structure is electronically segregated isomer 2.

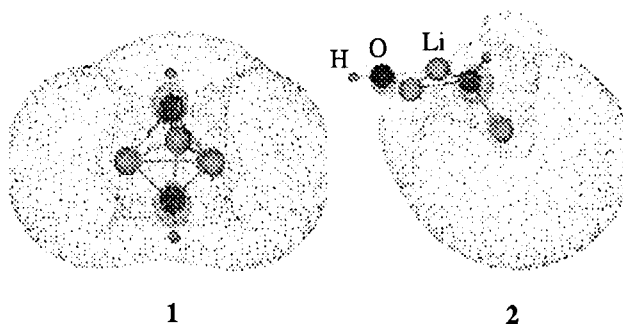


Fig. 2. Singly occupied molecular orbitals of the two lowest isomers of  $\text{Li}_3(\text{OH})_2$ .

#### 4. Conclusion

The present experiment elucidated the transition from metallic electronic structure to ionic one with increasing cluster size of non-stoichiometric clusters. The transition has been found to occur at  $n = 3$  in the  $\text{Li}_n(\text{OH})_{n-1}$  cluster system from the measured ionization energies with the aid of ab initio molecular orbital theory calculations.

#### References

- [1] P. Lievens, P. Thoen, S. Bouckaert, W. Bouwen, F. Vanhoutte, H. Weidele, R.E. Silverans, A.N.-Vazquez, and P.v.R. Schleyer, *J. Chem. Phys.* **110**, 10316 (1999).
- [2] V. Boutou, M.A. Lebeault, A.R. Allouche, C. Bordas, F. Paulig, J. Viallon, and J. Chevalerey, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2817 (1998).
- [3] G. Durand, J. G.-Girard, D. Maynaud, F. Spiegelmann, and F. Calvo, *J. Chem. Phys.* **110**, 7871 (1999).
- [4] H. Kudo and K. Yokoyama, *Bull. Chem. Soc. Jpn.* **69**, 1459 (1996).
- [5] H. Tanaka, K. Yokoyama, and H. Kudo, *J. Chem. Phys.*, submitted.
- [6] D.E. Powers, S.G. Hansen, M.E. Geusic, A.C. Pulu, J.B. Hopkins, T.G. Dietz, M.A. Duncan, P.R.R. Langridge-Smith, R.E. Smalley, *J. Phys. Chem.* **86**, 2556 (1982).



## 48.

**高品質電子ビーム加速器の開発**  
**Development of High Quality Electron Beam Accelerator**

神門 正城, 出羽 英紀, 小瀧 秀行, 近藤 修司, 細貝 知直  
金沢 修平, 横山 隆司, 中島 一久  
日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター  
〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Masaki KANDO, Hideki DEWA, Hideyuki KOTAKI, Shuji KONDO, Tomonao HOSOKAI  
Shuhei KANAZAWA, Takashi YOKOYAMA, Kazuhisa NAKAJIMA  
Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment  
Japan Atomic Energy Research Institute  
8-1 Umemidai, Kizu, Souraku, Kyoto 619-0215, Japan

A design study on a high quality electron beam accelerator is described. This accelerator will be used for second generation experiments of laser wakefield acceleration, short x-ray generation, and other experiments of interaction of high intensity laser with an electron beam at Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute. The system consists of a photocathode rf gun and a race-track microtron (RTM). To combine these two components, injection and extraction beamlines are designed employing transfer matrix and compute codes. A present status of the accelerator system is also presented.

**Keywords: High quality electron beam, Laser wakefield acceleration, Photocathode rf gun, Microtron**

### 1. はじめに

レーザー航跡場加速 (Laser Wakefield Acceleration; LWFA) は非常に高い加速勾配を持ち、加速器の小型化を狙えるものであるが、最近の高ピーク出力レーザーの発展により、世界各地で盛んに研究されるようになってきた。LWFA の原理検証実験はすでにいくつか報告されているが[1], その加速された電子のエネルギースペクトルは非常に広がっており、また、加速された電子数も少ない。これらのビームの品質は応用を考える際に克服されねばならない。この加速電子の品質の悪さは一言でいえば、航跡場への適切な電子の入射が行えていない、すなわちビーム整合がとれていないためである。典型的な LWFA 実験では、レーザーのパルス長は 100fs, レーザーの集光半径は 10  $\mu\text{m}$  程度であり、単純に考えても入射電子も同程度のオーダーにせねばならず、加速電子を外部から入射する場合には高品質の電子ビームが必要となる。また、高品質な電子ビームは、レーザーとの相互作用でのフェムト秒電子線発生、X線自由電子レーザーなどの応用にも必要とされているものである。

日本原子力研究所関西研究所光子科学センター (以下、原研) では、小型で高品質な電子ビームを生成できる市販のレーストラックマイクロロンに高品質電子源である最新鋭のフォトカソード高周波電子銃を組合わせて、上記の実験、特にレーザー航跡場加速実験に使用する予定である。以下では、RF ガンの基本性能試験の結果、および RTM への入射システムと RTM のパラメータ設計、RTM からの取り出し系の設計の詳細について述べる。また、本加速器システムの建設の現状も述べる。

### 2. 加速器システムの概観

図 1 に高品質電子ビーム加速器の全体図を示す。この加速器は、フォトカソード高周波電子銃 (以下、RF ガン) と 150 MeV レーストラックマイクロロン (RTM) から構成され、RTM への入射ビーム輸送系、RTM からのビーム取出し系がそれぞれ接続される。RF ガンは、全固体 Nd:YLF レーザーシステム (住重製、PULRISE II) で駆動される。このシステムは、小型で高品質な電子ビームを生成できる RTM に、低エミッタンス、短バンチ発生可能な RF ガンを組合わせた世界

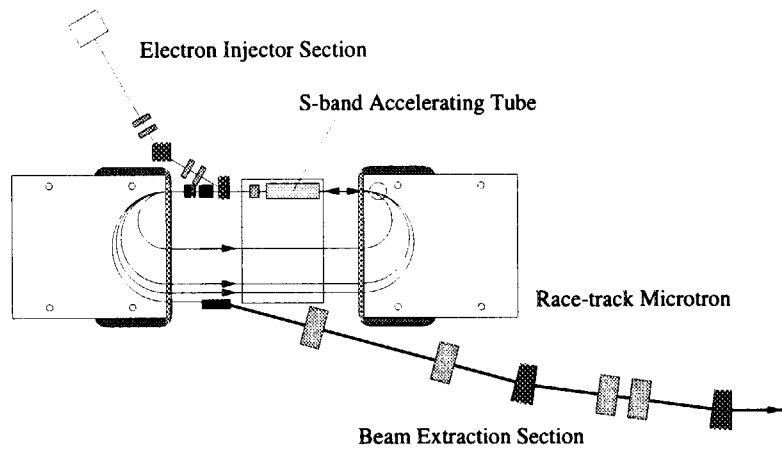


図1. レーストラックマイクロトロン (RTM) の概観図

でも初めての加速器システムであり、次の様な特長を持つ：(1) 150 MeV でエネルギー分解能の良い (0.1 %) を小型の装置で実現する。(2) 低エミッタンス (規格化で  $\sim 10\text{--}30 \pi \mu\text{m}\cdot\text{rad}$ ) , 短パルス ( $\sim 3 \text{ ps}$ ) の高品質電子ビームを発生可能である。(3) 運転の容易性 (4) エネルギー可変性。

### 3. フォトカソード高周波電子銃

我々は東京大学と高エネルギー加速器研究機構 (KEK) , 住友重機械工業との共同研究により、1997 年よりフォトカソード高周波電子銃を用いた基礎実験および応用実験を行ってきた[2]。RF ガンは、ブルックヘブン国立研究所 (BNL) , カリフォルニア大学 Los Angeles 校 (UCLA) , スタンフォード線形加速器センター (SLAC) で協同開発されたもの[3]を、高繰返し運転 ( $\sim 50 \text{ Hz}$ ) に堪えるように改良されたものを使用している。また、フォトカソード照射用レーザーには全固体レーザーを用い、世界最高の安定度 0.3 % を達成している。図2は空胴に対するレーザーの入射位相に対しての発生する電子ビームの電荷量、エネルギー、パルス長、エミッタンスをそれぞれ測定したものである。レーザー入射位相が  $50^\circ$  付近が、高品質ビームが得られる条件となっていることがわかる。

### 4. 電子ビーム入射系の設計

我々が用いるレーストラックマイクロトロン (RTM) は、住友重機械工業製であり、もともと熱電子銃 (加速エネルギー 120 keV) を入射する設計となっている。

今回の我々のシステムでは、入射エネルギーが 4.5 MeV と熱電子銃に比べてはるかに高いため、RTM のパラメータの変更をしなければならなかった。設計には、計算器コード MIC [4]を用いて、偏向電磁石の強度、加速位相、加速管の位置、などのパラメータ探索を行ってビーム透過率の最

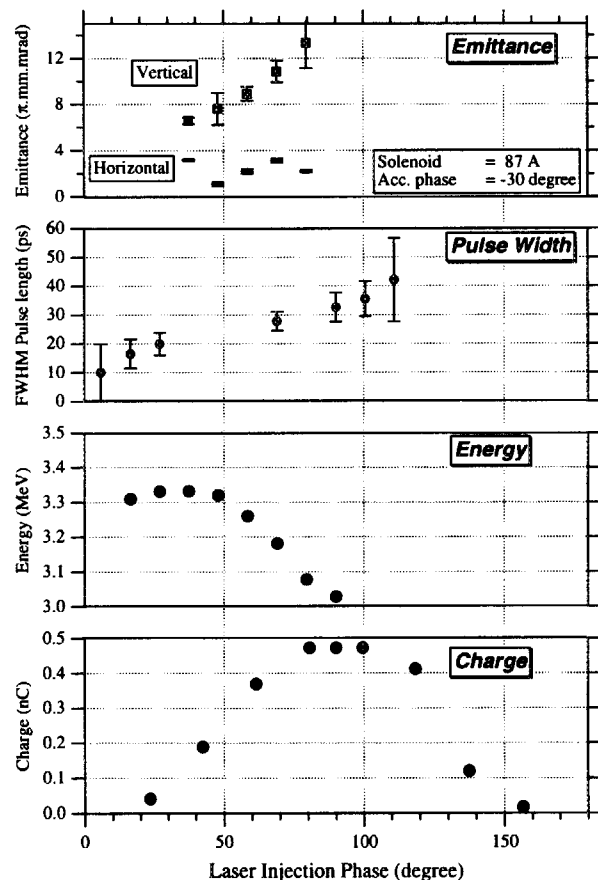


図2. フォトカソード高周波電子銃の性能. 横軸は加速空胴に対するレーザーの入射位相。

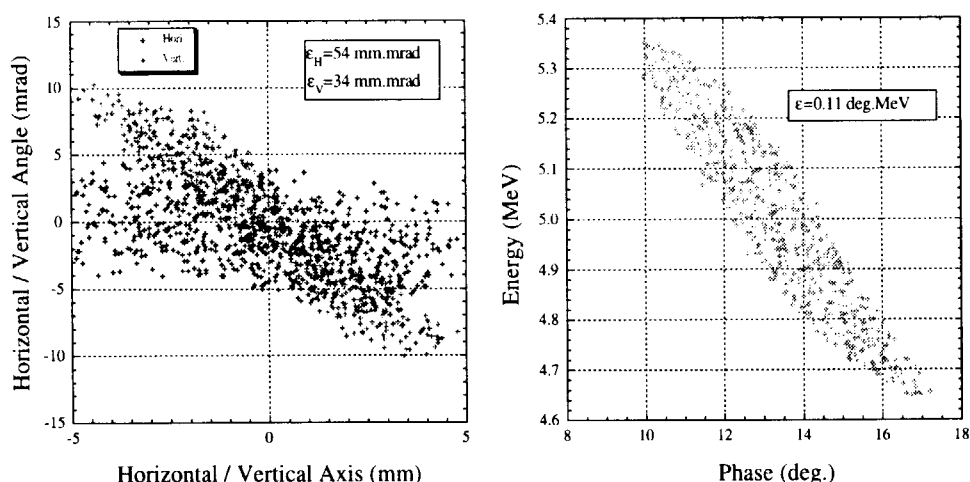


図3. MICによって求めたRTMのアクセプタンス.

適化を行った. このときに求めた RTM のアクセプタンスを図3に示す. RF ガンから RTM への入射にはこのアクセプタンスに整合するように設計してやればよい. まず, 転送行列計算により, アクロマティックな系で整合するように設計し, その後, 空間電荷効果を入れて, 計算器コード **TRACE-3D** で最適化を行った.

## 5. 電子ビーム取出し系

RTM は図1の様に2つの直線部を持つが, 加速管が置かれている直線部は非分散で, もう1つの取出し用の偏向電磁石が置かれている直線部は, RTM の主電磁石による分散が生じている部分である. 分散部では, 電子ビームのエネルギー分散が横方向の拡がりになるため, ビームサイズは増大する (エミッタンス増大). RTM ではエネルギー分散が低い (0.1%) ものの, MIC による計算によれば, 水平方向エミッタンスを2倍程度増大させてしまうことがわかった. 従って, アクロマティックな取出し系を設計することにした. 転送行列を用いた計算により粗設計を行ったところ, 2つの偏向磁石を用いた系では現実的な大きさではアクロマティックとできないことが判明した. 3つの偏向電磁石と4つの四重極電磁石系を組み合わせる形ではアクロマティックかつ横方向の集束も得られることが分かったのでこれを採用することにした. この系では,  $15^\circ$  偏向して取り出されたビームは  $7.5^\circ$  の2つの偏向電磁石で最終的なビームラインへと取出される. これにより最終的にエネルギー 151MeV, 分散 0.1%, 水平方向エミッタンス  $25\pi\mu\text{m}\cdot\text{rad}$ , 垂直方向エミッタンス  $8\pi\mu\text{m}\cdot\text{rad}$ , バンチ長 3ps (FWHM)のビームが得られることが分かった. またこのときの RTM でのビーム透過率は 58%であり, これは従来の熱電子銃を用いた RTM の透過率のおよそ7倍に改善されている. これは電子ビーム源が熱電子銃から高品質の RF ガンに置き換えた効果であると考えられる.

## 6. 現状

写真1は平成11年11月現在の加速器システムの概観である. 現在, 実験室にはほぼ全ての機器が建設され, 各機器の接続テストが行われている. 真空排気はすでに行われ, RF ガン部で  $1 \times 10^{-9}$  Torr, RTM 部で  $1 \times 10^{-7}$  Torr 程度が達成されている. 12月中旬から RF エージングを行い, 放射線申請の認可がおり次第, 電子ビーム調整を進める予定で, 今年度中のコミッショニングを目指している. 来年度からはレーザー航跡場加速実験のための電子ビーム調整および実験装置の整備を進めていく予定である.



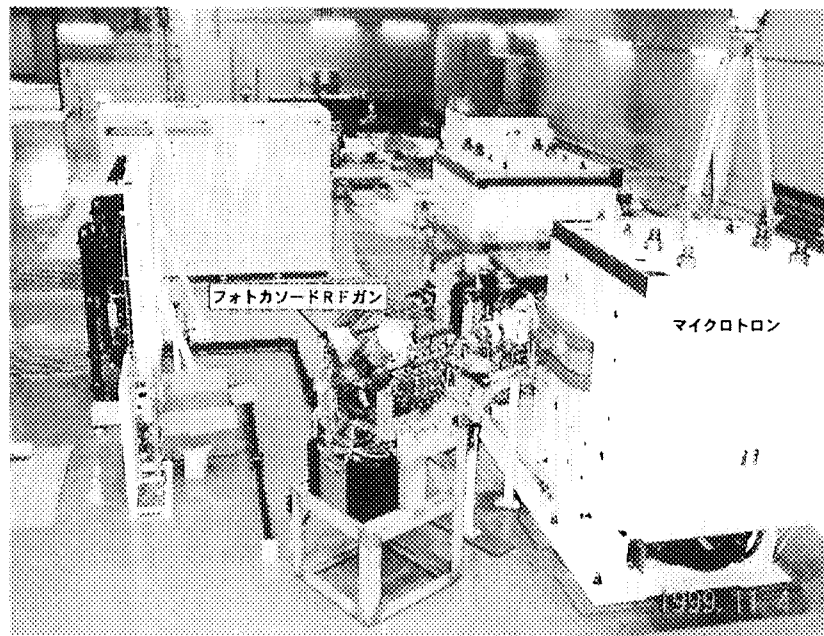


写真 1. RTM の建設状況.

## 7. まとめ

レーザー航跡場加速実験のための高品質電子ビーム加速器としてフォトカソード高周波電子銃とレーストラックマイクロトロンを組合わせたシステムを構築した. 計算器コードによれば, エネルギー 151MeV, 分散 0.1%, 水平方向規格化エミッタンス  $25\pi\mu\text{m}\cdot\text{rad}$ , 垂直方向規格化エミッタンス  $8\pi\mu\text{m}\cdot\text{rad}$ , パンチ長 3ps (FWHM) の高品質電子ビームが小型の加速器システムで得られる見通しを得た. 本加速器は今年度末のコミッショニングを目指して現在建設が進められており, 来年度以降, レーザー航跡場加速実験に使用する予定である.

## 8. 謝辞

RF ガン試験時における, 東京大学の上坂充, 吉井康司, 上田徹, 渡部貴宏, 各氏の協力に感謝致します. また, MIC コード使用に際し, 住友重機械工業の堀利匡, 酒井文雄, 各氏の協力に感謝致します.

## 参考文献

- [1] K. Nakajima *et al.*, Phys. Rev. Lett., **74**, 4428 (1995); A. Modena *et al.*, Nature (London) **377**, 606 (1995); D. Umstadter *et al.*, Science **273**, 472 (1996); H. Dewa *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **410**, 357 (1998); F. Amiranoff *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 995 (1998).
- [2] M. Uesaka *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **410**, 424 (1998).
- [3] D. T. Palmer *et al.*, Proc. of Part. Accel. Conf. 982 (1995).
- [4] M. Sugitani *et al.*, Proc. of 1st Europ. Part. Accel. Conf. 596 (1988).



## 49. コンプトン散乱用レーザーのパルスタイミング安定化 Pulse Timing Stabilization of a Laser for Compton Scattering

小林 克行<sup>1\*</sup>, 三浦 泰祐<sup>2</sup>, 高砂 一弥<sup>1</sup>, 伊藤 紳二<sup>1</sup>, 遠藤 彰<sup>1</sup>

<sup>1</sup>フェムト秒テクノロジー研究機構

300-2635 茨城県つくば市東光台 5-5

<sup>2</sup>慶應義塾大学理工学部電気工学科

Katsuyuki KOBAYASHI<sup>1\*</sup>, Taisuke MIURA<sup>2</sup>, Kazuya TAKASAGO<sup>1</sup>, Shinji ITO<sup>1</sup> and Akira ENDO<sup>1</sup>

<sup>1</sup>The Femtosecond Technology Research Association

5-5 Tokodai Tsukuba Ibaraki 300-2635 Japan

<sup>2</sup>Dept. of Electro Engineering, Keio University

We stabilized the pulse timing of a mode-locked Ti:sapphire laser for electron-laser Compton scattering. The short-term jitter was reduced to 77 fs and the long-term drift was reduced to 70  $\mu$ Hz. We achieved the synchronization of two independent mode-locked lasers, and proposed a new method for shingle-shot jitter measurement.

Keywords: Compton scattering, mode-locked laser, regenerative amplifier, stabilization, synchronization, jitter, drift

### 1. コンプトン散乱 X 線発生

電子・レーザー衝突で起こるコンプトン散乱により発生する X 線は、高輝度・単色性がよい・低エミッタンスなど、従来の方法で発生する X 線に比べて優れた性質を持ち、物性科学や化学反応の評価ツールとして幅広い応用が期待されている。発生する X 線のパルス幅は概ね電子パルスとレーザーパルスの相互作用時間程度になる。90 度散乱の場合は細く絞った電子ビームをレーザーが横切る時間が相互作用時間であるため、極端に短い電子パルスをいなくてもパルス X 線発生が実現できる。例えば電子のビーム径を 50  $\mu$ m に絞ると、200 fs 程度のパルス幅が期待できる。ただし、この際に電子パルスとレーザーパルスが確実に衝突することが求められ、両パルス間の高精度な時間同期が必要となる。

我々は短パルス X 線を発生させることを目的に、表 1 のレーザーパルスと電子パルスを 90 度衝突させることを計画している。数値計算<sup>1</sup>により、表 2 の X 線が発生する予定である。電子のパルス幅が 1 ps であるため、電子パルスとレーザーパルスは最悪でも 1 ps 以下の時間精度で同期されている必要がある。また電子パルスは概ねガウス型の分布となり、中心部に多くの電子が集中している。発生 X 線の光子数を多くするためには、なるべく中心部でレーザーパルスと衝突することが望ましい。そこで、レーザーのタイミング精度を電子パルス幅の 1/10 である 100 fs を開発目標に定めた。これらの仕様を満たすため、Ti:sapphire の CPA レーザーを用いる。CPA の構成要

\* 現在の所属: 住友重機械工業総合技術研究所, 188-8585 東京都田無市谷戸町 2-1-1

Laser pulse	
Energy	100 mJ/pulse
Wavelength	800 nm
Pulsewidth	100 fs
Focused beam size	50 $\mu$ m
Electron bunch	
Energy	150 MeV
Charge	1 nC/pulse
Pulsewidth	1 ps
Focused beam size	50 $\mu$ m

表 1: レーザー、電子パルス仕様

X-ray pulse	
Photon energy	268 keV
Wavelength	$4.6 \times 10^{-3}$ nm
Pulsewidth	248 fs
Photon number	$2.6 \times 10^6$ /pulse

表 2: X 線パルス仕様

素のうち特にモード同期レーザーは最初の種となる光パルスを発生させる最上流であるため、この部分で時間変動が大きいと下流がいかに安定であっても全体の安定度は確保できない。そのため、モード同期レーザーの時間安定化は、短パルス X 線発生のための重要な開発項目である。

## 2 モード同期レーザーのパルスタイミング変動

モード同期レーザーでは、光共振器を光が一往復するたびにパルスを発振する。共振器の光路長が変動すると、パルス発生タイミングが変動することになる。光路長変動の要因として、1 温度変動に伴う熱膨張、2 温度・湿度・気圧変動に伴う空気の屈折率変動、3 機械的振動による構成部品(ミラー等)の位置変動が挙げられる。このうち 1 および 2 は数秒から数時間にわたる非常に遅い変動であり、3 は百ミリ秒から 1 秒程度の速い変動である。また、3 は一般にある位置を中心に振動するのに対して、1 および 2 は中心そのものが変動するという特徴を持つ。

パルス発生タイミングが変動するもう一つの大きな原因として、レーザー結晶中でのゲインの変動がある。結晶中のゲイン変動は主に励起光源の強度変動によってもたらされる。ゲイン変動に伴い自己位相変調の状態が変動し、これがパルスタイミングの変動となって現れる<sup>2</sup>。

## 3 パルスタイミング安定化

タイミング安定化モード同期レーザーを図 1 に示す。s-band 加速器と同期させるためにレーザーの繰り返し周波数を 119 MHz に設定した。ミラーのうち 1 枚は新たに開発した Broadband SESAM<sup>3</sup> である。開発したレーザーは励起強度 3.5 W、中心波長 800 nm、スペクトル幅 20 nm、パルス幅 56 fs(sech<sup>2</sup>を仮定)である。平均出力は 100 mW で、60 分間の測定で出力変動は 0.4%(rms)と非常に安定である。

タイミング変動をもたらす原因の多くは環境変動に起因する。我々の実験室はクラス 1000 クリーンルームで、室温変動は $\pm 0.1$  °C 以下(60 分安定度)に抑制されている。また、振動対策として光学定盤が置かれている床は建物とは分離

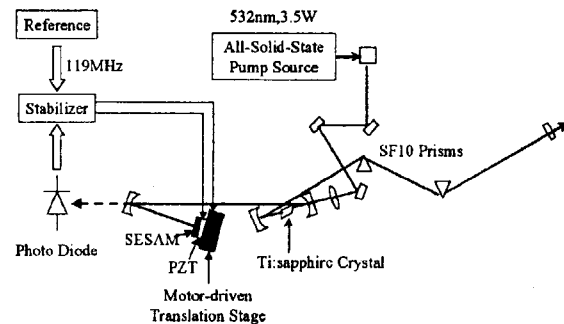


図 1: タイミング安定化モード同期レーザー

され、地中深くまで杭が打ち込まれている。空気の流れが擾乱を引き起こすので、レーザーはアクリルボックスで覆われ、さらに光学定盤全体がビニール製カーテンで囲われている。レーザー構成部品、特にミラーホルダーの良否は機械的振動に大きく影響するため、滑らかに動きバックラッシュの小さいものを慎重に選定した。

前節で記したように、パルスタイミング変動は共振器の光路長変動、およびレーザー結晶中でのゲイン変動が主な原因となって引き起こされる。結晶中でのゲイン変動は安定な励起光源を用いることで低減させることができる<sup>4</sup>。我々は励起光源として半導体レーザー励起 Nd:YVO<sub>4</sub> レーザーの第2高調波による高安定全固体グリーンレーザーを用いた。光路長変動については、共振器ミラーの1つを動かすことにより光路長が常に一定に保たれるように、移動ステージとピエゾ素子の併用による粗微動フィードバック制御を行った。

レーザーパルス列をフォトダイオードで検出し、バンドパスフィルターを用いて正弦波に変換する。この正弦波が 119 MHz 基準信号と一致するように PLL(phase lock loop)を用いて共振器長を制御する。動かすミラーは上記 Broadband SESAM である。ピエゾ素子を用いて高速に制御するためには小型軽量のミラーが望まれる。そこで、我々は 5 mm 平方で厚さ 300  $\mu\text{m}$  の Broadband SESAM を作製した。フィードバックループの固有振動数は約 10 kHz である。ピエゾ素子は高速制御が可能である反面、移動距離が小さい。熱膨張による共振器長の変動がピエゾ素子の移動距離を越える場合は、移動ステージを用いてピエゾ素子の移動範囲に戻す制御を行う。

#### 4 タイミング安定度測定

パルスタイミングの安定度は便宜的に短時間安定度(ジッター)と長時間安定度(ドリフト)に分けて考えることができる。ジッターはパルス間隔を測定し、測定時間内の全パルスについての平均値からのずれを rms 値で表したもので、単位は秒である。これに対してドリフトは平均値そのものの変動で、さらに長い時間をかけてどのように平均値が変動したかを表す。通常はパルス間隔ではなく、その逆数である繰り返し周波数の変動として表され、単位は Hz が用いられる。

##### ジッター測定

ジッター測定にはスペクトル解析法<sup>5</sup>が広く用いられており、また最近では位相復調法<sup>6</sup>も用いられるようになった。スペクトル解析法はレーザーパルス列をスペクトラムアナライザーで測定し、周波数領域でタイミング変動を解析する。レーザーのパルスタイミングが理想的に安定であると、スペクトラムアナライザーの測定データはレーザーの繰り返し周波数とその高次高調波に $\delta$ 関数のような鋭いピークのみが現れる。実際のレーザーには変動があるため、鋭いピークの両側に裾野が広がったようになる。この裾野にはタイミング変動と強度変動を合わせた情報が含まれており、次式のような関係が成り立つ。

$$\sigma_E^2 + (2\pi n f_0)^2 \sigma_J^2 = \int_{f_{\text{low}}}^{f_{\text{high}}} \frac{2P_{\text{SSB}}}{P_S \cdot BW} df \quad (1)$$

ここで、 $\sigma_E$  は強度変動、 $\sigma_J$  はタイミング変動(ジッター)、 $f_0$  はパルス繰り返し周波数、 $n$  は高調波の次数、 $BW$  はスペクトラムアナライザーの分解能で、 $P_S$  および  $P_{\text{SSB}}$  はそれぞれキャリア周波数および側帯波(single side band)における信号強度である。また、 $f_{\text{low}}$   $f_{\text{high}}$  は積分範囲で、式(1)から

すぐ分かるように計算結果は積分範囲によって異なる。また本節冒頭で述べたように、ジッターはある測定時間の平均値に対する変動であるため、測定に要した時間によって結果が異なる。そのため、積分範囲と測定時間は明示する必要がある。我々の測定結果を図2に示す。スペクトラムアナライザーの分解能 10 Hz、測定時間 3.7 秒である。安定化制御のために裾野の部分が非常に小さくなり、低次数での測定ではスペクトラムアナライザーのバックグラウンドノイズに埋もれてしまう。そこで、200 次という大きな次数での測定を行った。式(1)を用いて積分範囲 10 Hz-5 kHz で計算ジッターは 77fs となった。我々の知る限り Ti:sapphire レーザーとして最も安定な値である。

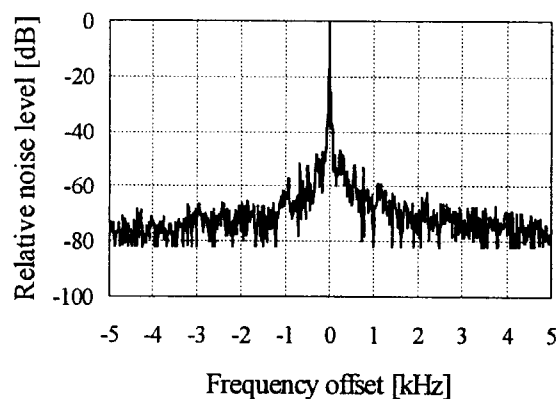


図 2: タイミングジッター測定結果

### ドリフト測定

長時間安定度を示すドリフトの測定では、周波数カウンターを用いて繰り返し周波数を測定し、基準信号との差を求める。安定化制御を行った場合のドリフトを図3に示す。変動量は 60 分間の rms 値で 70  $\mu\text{Hz}$  となり、非常に安定になっていることがわかる。

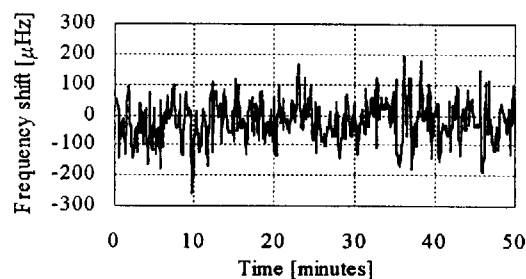


図 3: 周波数変動

本研究はNEDOの委託によりフェムト秒テクノロジー研究機構において実施した。

### 参考文献

1. J. Yang, M. Washio, A. Endo and T. Hori, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **428** 556 (1999)
2. S. Namiki and H. A. Haus, IEEE J. Quantum Electron., **33** 649 (1997)
3. Z. Zhang, T. Nakagawa, K. Torizuka, T. Sugaya, T. Itatani, H. Takada, H. Takahashi and K. Kobayashi, CTuR6, CLEO'99
4. Y. Ishida and K. Naganuma, Opt. Lett. **21** 51 (1996)
5. D. von der Linde, Appl. Phys. **B39** 201 (1986)
6. H. Tsuchida, Opt. Lett. **23** 286 (1998)



## 50. Interaction between TW-Laser Pulses and Dense Gas-Jet Targets

Kazuyoshi KOYAMA, Naoaki SAITO, and Mitsumori TANIMOTO

Electrotechnical Laboratory

Umezono, 1-1-4, Tsukuba, Ibaraki, 305-8568, Japan

Experiments on producing high-energy electrons by intense laser pulses ( $7 \times 10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>) were carried out at moderately high-density plasmas ( $n_e/n_c \approx 0.17$ ) by using ultra-short laser pulses (100 fs). The transition of laser pulse propagation from smooth channeling to the complex filamentation was observed. The measured time to the transition of the propagation was  $P^{-0.4} P_{gas}^{-0.8}$ . The electron energy of above 1 MeV was observed. The dependence of the maximum electron energy on the laser power of  $P^{(0.7-1.4)}$  and on the gas density of  $P_{gas}^{(1.8-2.3)}$  suggests that electrons gain energy by the stochastic heating.

**Keywords :** TW-laser, Plasma, Experiment, Relativistic electrons, Wake-field, Heating

### 1. INTRODUCTION

A self-modulated laser wake-field accelerator (LWFA) seems to be the simplest scheme for producing relativistic electrons among a lot of concepts of plasma-based accelerators.<sup>1</sup> Previous experiments on the self-modulated LWFA were carried out by using sub-picosecond pulses of Nd-glass lasers.<sup>2,3</sup> The typical duration of output pulses of Nd-glass lasers ( $\geq 400$  fs) is long enough to excite electron plasma waves even at the low electron density of  $10^{19}$  cm<sup>-3</sup> ( $n_e \approx 0.01 n_c$ , where  $n_e$  and  $n_c$  are the electron density and the cutoff density, respectively.).

For shorter laser pulses of 100 fs which are provided by Ti:sapphire lasers, the self-modulated LWFA regime can be reached by operating at sufficiently high density in order to satisfy the condition that the laser pulse duration ( $\tau_L$ ) must be longer than an inverse of an electron plasma frequency,  $\tau_L > 2\pi/\omega_p$ , where  $\omega_p (= 5.64 \times 10^4 n_e^{1/2})$  is the electron plasma frequency. The high-density operation can satisfy the condition for a relativistic self-guiding of the laser pulse ( $P > P_{cr} \approx 17 \omega_0^2/\omega_p^2$  GW) easily, where  $P$ ,  $P_{cr}$  and  $\omega_0$  are the laser power, the critical power for relativistic self-guiding and the laser frequency, respectively.<sup>4</sup>

In this report, experiments on high-intensity laser interaction with moderately under-dense plasmas ( $n_e/n_c \approx 0.17$ ) will be discussed.

### 2. EXPERIMENT

The experiment was performed by using a Ti:sapphire laser system which provides the peak power of 1.8 TW in 100 fs (FWHM). The wavelength of the laser was 790 nm. The Gaussian beam with a diameter of 20 mm (FWHM) was focused by a 165 mm focal length off-axis parabolic mirror. The vacuum intensity in a focal spot was  $7 \times 10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>. The Rayleigh length in the experimental condition was  $Z_R \approx 170$   $\mu$ m. Laser pulses were focused on front edges of 2 mm-diameter supersonic gas jets which have sharply bounded flat-topped gas densities of  $3.4 \times 10^{19}$  cm<sup>-3</sup> at reservoir pressures of 8 bar ( $\approx 800$  kPa). Nitrogen (N<sub>2</sub>), argon (Ar) and helium (He) gases were used in the experiment. The charge state of Ar-plasma ionized by the tightly focused TW-laser pulse is estimated to be  $Z = +8$ ,<sup>5</sup> corresponding to the electron density of  $n_e \approx 2.7 \times 10^{20}$  cm<sup>-3</sup> ( $n_e/n_c \approx 0.17$ ). The maximum laser power of 1.8 TW is approximately  $5P_{cr}$  for a fully

ionized He-plasma ( $19P_{cr}$  for the Ar-plasma). 7 time resolved optical probing (a Schlieren photography and a shadowgraphy) as well as a scattered light imaging of the TW-laser pulse at  $90^\circ$  to the main beam direction were adopted in order to diagnose the laser pulse propagation in the plasma.

For measuring the energy of electrons emitted from the plasma, an electron energy spectrometer was placed in the forward direction along the main laser beam. The uniform magnetic field of 7-20 mT was produced by an electromagnet. A plastic scintillator (NE102A) was used for an electron detector.

### 3. RESULTS and DISCUSSION

A typical photograph of a short-pulse shadowgraphy and a time-integrated image of a perpendicularly self-scattered light under the condition of MeV electron generation are shown in Fig.1. These pictures show the transition of the propagation of the laser pulse; a smooth propagation with a constant diameter, a complex and filamentary propagation, and a breaking up. As the laser power ( $P$ ) or the gas density ( $P_{gas}$ ) is increased, the length of the smooth part becomes shorter by  $P^{-0.4}P_{gas}^{-0.8}$ . The time integrated side-scattering image of the TW-laser consists of a slender and pale filament and a following extremely bright region, which correspond to the smooth propagation and the complex-filamentary propagation, respectively. In case of the low laser power ( $< 1$  TW) or the low gas density ( $< 7$  bar) of  $N_2$  and Ar, the bright scattering was not observed. For the He jet, no complex-filamentary structure was observed.

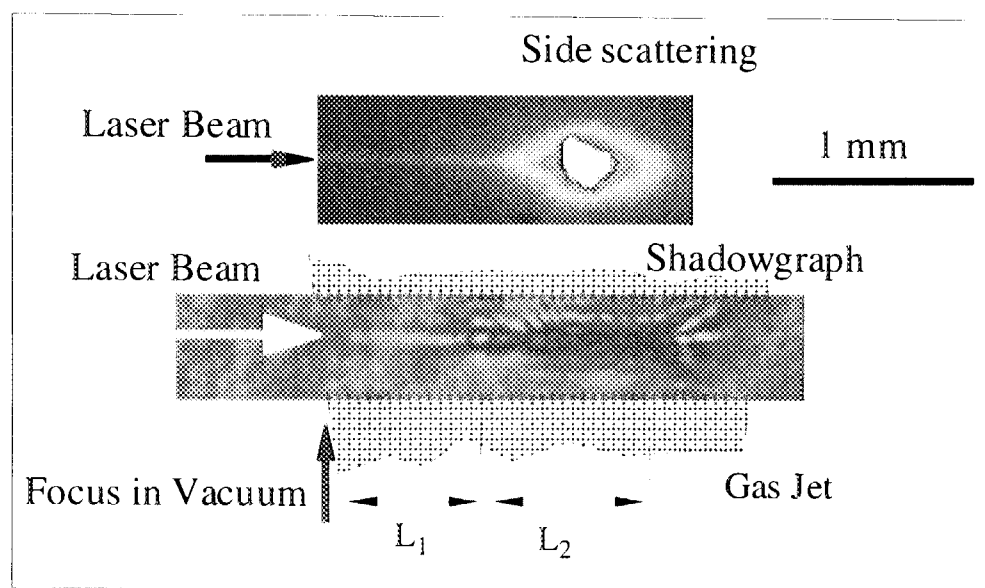
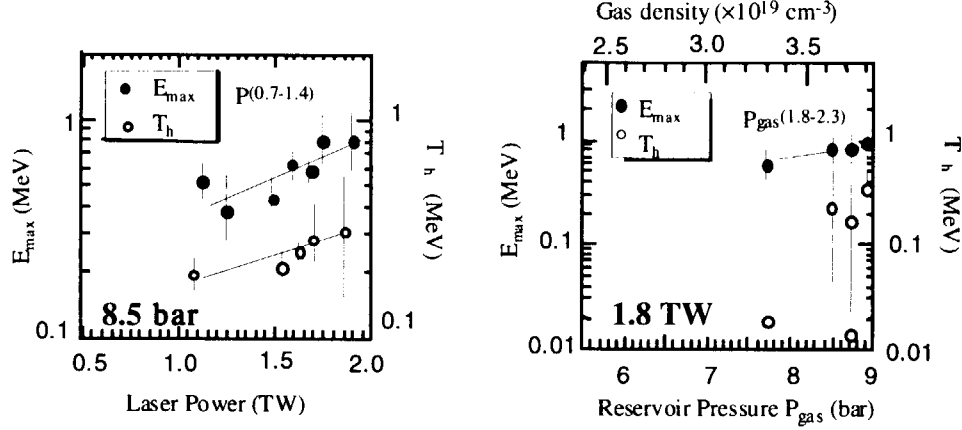


Fig.1 A typical sidescattering image and the shadowgraph. The smooth part and the complex part are labeled by  $L_1$  and  $L_2$ , respectively.

The smooth plasma column of the constant diameter suggests the self-guiding of the laser pulse in plasmas. The observed result that the guide length is at least  $6Z_R$  at the laser power of  $19P_{cr}$  resembles the previously reported result<sup>5</sup> except the sudden transition to the complex-filamentary phase as seen in Fig.1. One of the possible mechanisms of the transition of the propagation is the laser-hose instability, which is driven by an asymmetric ponderomotive force.<sup>6</sup> According to Ref.6, the interaction distance to grow the instability to some amplitude is scaled by  $P^{-1/2}n_e^{-3/4}$  for our experimental parameters. These dependencies are similar to the parameter dependence of experimentally obtained lengths of smooth propagation.

The energy spectrum of the electrons measured by using the magnetic spectrometer consists of two temperature components in the region of the laser power above 1 TW at the fixed reservoir pressure of 8.5

bar (N<sub>2</sub> or Ar). The two-temperature spectrum is also observed when the reservoir pressure of N<sub>2</sub> or Ar is increased above 7.7 bar, while the laser power is fixed to 1.8 TW. The high-temperature component was not observed for He-gas. The maximum electron energy varies by  $P^{(0.7-1.4)} P_{gas}^{(1.8-2.3)}$  as shown in Fig.2.



**Fig.2** The laser power dependence (left) and the gas density dependence (right) of the electron energies.  $E_{max}$  and  $T_h$  are the maximum detected energy and the temperature of the high-energy tails, respectively.

The angular distribution of the energetic electrons ( $>0.1\text{MeV}$ ) shows a narrow half-angle of 3 to 4° in a single shot exposure. The directions change around the laser axis shot-by-shot. The accumulated distribution of 300 shots shows a Gaussian angular profile with a half-maximum half-angle width of 14°.

The correlation between the production of the energetic electrons and appearance of the complex-filamentary structure of the plasma column is one of the interesting results in our experiment. The bright scattering of the TW-laser beam from the complex region indicates the presence of other scattering processes than the incoherent Thomson scattering. If the plasma density is modulated with a wavelength comparable to the laser wavelength, the laser light may be strongly scattered to the direction satisfying a matching condition. Fine scale density modulations and super-strong magnetic field excited in plasmas may disturb the phase of electron oscillation in the laser field and heat the electrons to the relativistic energy.

For growing the Raman forward scattering (RFS) instability to the sufficient amplitude for the electron acceleration, the difference in phase velocity between the pump light and the Raman scattered light should be kept small over a distance sufficient for the RFS instability growth. For relatively high-density plasmas, it is difficult to keep the phase-matching condition over the long distance, because the phase velocity of the pump and the scattered wave differs large. The difference of the phase velocity between the pump light ( $\approx 1.1c$ ) and the Raman scattered light ( $\approx 1.4c$ ) leads to the dephasing length of the RFS of  $1\mu\text{m}$ , where  $c$  is the velocity of the light in a vacuum. This implies that the RFS instability can not be excited under present experimental condition. Furthermore, obvious satellites due to the RFS were not observed in our experiments on the forward-scattering spectrum measurement. Besides the RFS instability, there is another process to excite a large plasma wave, which is caused by focusing and defocusing of the light in the laser pulse. The maximum amplitude of the plasma wave, which is excited by any mechanism, is limited by the wavebreaking. The electric field at the wavebreaking limit is proportional to the plasma frequency ( $E_{ep} \propto \omega_p$ ). Meanwhile, the acceleration length is limited not by the plasma length but by the dephasing length<sup>7</sup> which is approximately proportional to  $\omega_p^{-3}$ . These relations imply that the electron energy scales as  $\omega_p^{-2} \propto n_e^{-1}$ , which can not explain the present experimental result of  $E_{max} \propto P_{gas}^{(1.8-2.3)} \propto n_e^{(1.8-2.3)}$ .



As the electron acceleration due to the large amplitude plasma wave is not expected, other acceleration mechanisms must be considered. The density dependence as well as the laser power dependence of the measured electron energy suggests the stochastic heating of the electrons which occurs at the region of the complex structure.

#### 4. SUMMARY

The high energy electrons above 1 MeV were observed in the underdense plasmas ( $n_e/n_c \approx 0.17$ ) by using the ultra-short laser pulses of 100 fs. Shadowgraphs and side-scattering images show the occurrence of the transition of propagation of the laser beam which correlated with the maximum energy of electrons as well as the electron-beam intensity. The measured time of the transition of the propagation of  $P^{0.4}P_{gas}^{-0.8}$  suggests that the complex structure of the density is caused by the laser-hose instability.

The dependences of the maximum electron energy on the laser power of  $P^{(0.7-1.4)}$  and on the gas density of  $P_{gas}^{(1.8-2.3)}$  were obtained. Experimental results suggest that the stochastic heating is one of the possible mechanisms of producing relativistic electrons in the moderately high density plasmas.

#### REFERENCES

1. E.Esarey, P. Sprangle, *Senior Member, IEEE*, J. Krall, and A. Ting, "Overview of Plasma Based Accelerator Concept" *IEEE Trans. on Plasma Sci.* **24** (1996) 252-288.
2. A. Modena, Z. Najmudin, A.E. Dangor, C.E. Clayton, K.A. Marsh, and C. Joshi, "Observation of Raman Forward Scattering and Electron Acceleration in the Relativistic Regimes", *IEEE Trans. on Plasma Sci.* **24** (1996) 289-295.
3. R. Wagner, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk, and D. Umstadter, "Electron Acceleration by a Laser Wakefield in a Relativistically Self-Guided Channel", *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) 3125-3128.
4. E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, A. Ting, and G. Joyce, "Optically guided laser wake-field acceleration", *Phys. Fluids B* **5** (1993) 2690-2697.
5. E.E. Fill, "Focusing limits of ultrashort laser pulses: analytical theory", *J. Opt. Soc. Am. B* **11** (1994) 2241-2245.
6. P. Sprangle, J. Krall, and E. Esarey, "Hose-modulation Instability of Laser Pulses in Plasmas", *Phys. Rev. Lett.* **73**, (1994) 3544-3547.
7. T. Tajima and J.M. Dawson, "Laser Electron Accelerator", *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 267-270.



## 51. Design Study of Energy-Recovery Beam Line at the JAERI FEL Facility

T. Shizuma, R. Hajima, M. Sawamura,  
R. Nagai, N. Kikuzawa, N. Nishimori, E.J. Minehara

Free Electron Laser Laboratory, Advanced Photon Research Center,  
Kansai Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute  
2-4 Shirakata-Shirane, Tokai, Ibaraki 319-1195, Japan

An energy-recovery beam line has been designed for high power free-electron laser at the Japan Atomic Energy Research Institute(JAERI). To realize the energy-recovery under the present JAERI FEL system, a 180 degree arc has to be installed for beam recirculation, and the 2 MeV injector should be modified to match to the main recirculating beam line. Using the *TRANSPORT* code, beam transport simulations have been performed for design study of the beam line.

**Keywords:** free-electron laser, energy recovery, superconducting linac, beam transport

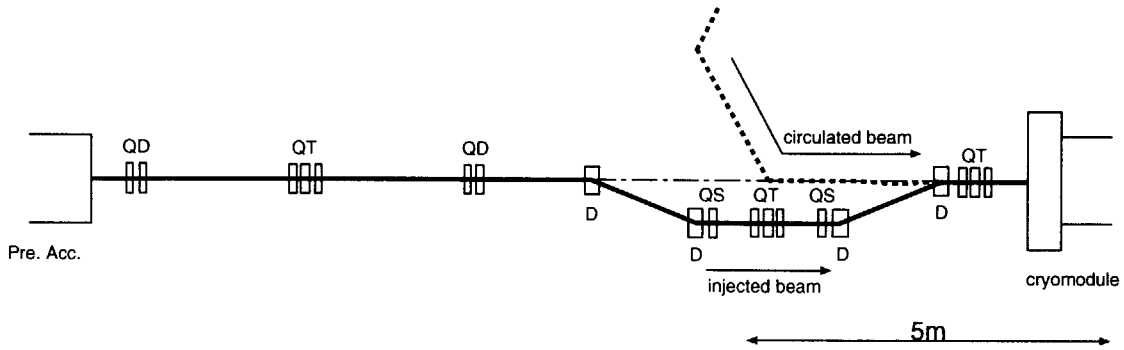
### 1. Introduction

The JAERI FEL system driven by a superconducting rf linac has been developed to produce high-power infrared light sources. Up to date, output average power of  $\sim 300$  W in  $20 - 30 \mu\text{m}$  wavelength has been achieved. The current status of the accelerating components is reported elsewhere[1, 2]. To increase the FEL average power, we plan to recover the electron beam energy after the FEL interaction; the electron beam returns to the rf modules. When the length of the path through the recirculating beam line is chosen properly, the electrons will be decelerated and their energy will be stored in the rf cavities. Therefore, the recovered beam power can be recycled to accelerate electrons from the injector. Since the superconducting accelerator naturally has a high efficiency for converting rf power to beam power, the energy-recovery experiment may bring out the essence of the superconducting linac. In the following, we present a current design of the recirculating beam line, and results of beam transport calculations using the *TRANSPORT* simulation code [3].

### 2. Injector Design

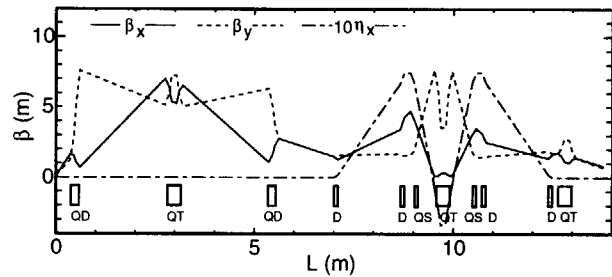
The JAERI FEL injector consists of a 250 kV thermionic triode electron gun and an 83.3 MHz Sub Harmonic Buncher(SHB), followed by two units of a 500 MHz superconducting rf one-cell cryomodule with maximum energy gain of 1 MeV. The injection beam line for the energy-recovery transport scheme should fulfill several requirements. Firstly, the injector beam line should be designed to fit to the main recirculating beam line described in section 3. Since the accelerating room is spatially limited, the geometrical configuration of the beam line has to be carefully considered. Secondly, the injection lattice should be achromatic to avoid beam degradation at the injection point to the main cryomodule. The third requirement that the

lattice should be symmetric to prevent an emittance growth, and their bending angle should be small as possible. These would contribute to construct a compact achromatic lattice with the smallest beam envelope function through the beam line. In fig. 1, a layout of the injection beam line for the energy recovery transport is shown. We chose a chicane type lattice consisting of four square dipoles with bending angle of 22.5 degree. To optimize the beam envelope function inside the chicane, two quadrupole singlets and one quadrupole triplet are placed between the inner dipoles. The quadrupole strength can be varied with keeping the achromatic condition. This bending lattice is non-isochronous with  $R_{56} = -0.56$  m. For the beam matching, two quadrupole dipoles and one quadrupole triplet is added between the pre-accelerator and the four square chicane lattice, while one quadrupole triplet is placed between the chicane lattice and the main cryomodule.



**fig.1** Layout of the energy-recovery injection beam line from exit of the pre-accelerator to entrance of the main cryomodule.

Figure 2 shows the horizontal and vertical beam envelope functions and the horizontal dispersion function along the injection beam line, simulated by the computer code *TRANSPORT*. The betatron oscillations in both the horizontal and vertical plane are minimized at the dipole positions by adjusting the quadrupole strength inside the chicane. The horizontal betatron function has the maximum value at the second and third



**fig.2** Horizontal and vertical betatron functions and horizontal dispersion function through the injection beam line.

dipoles, while the vertical one is maximum at the center quadrupole triplet. Since the horizontal dispersion function also has the maximum value at the second and third dipoles, these dipoles should be wide enough to accept the electron beam with energy spread of  $\sim 1\%$ . The normalized rms emittance of  $\epsilon_{nrms} = 30\pi$  mm-mrad was used in the calculations.

### 3. Recirculating Transport Design

In the present JAERI FEL system, the 2 MeV electron beam from the pre-accelerator is injected to two units of a 7.5 MeV superconducting rf five-cells cryomodule. The accelerated beam is then turned by 180 degree before reaching the undulator. This 180-degree arc consists of three 60-degree bending dipoles with two sets of a quadrupole doublet. It is known that the three-60-degree-bend arc is the minimum configuration of achromatic and isochronous lattice [4]. For the energy-recovery scheme, the electron beam should be turned by 180 degree once more to be reinjected to the cryomodule. Although several arcs with both the achromaticity and isochronicity exist, we decided to choose the three-60-degree-bend arc with advantage in compactness, cost and compatibility to the existing arc. Since the electron beam has large energy spread ( $\sim 3\%$ ) after the FEL interaction, energy acceptance and second-order aberration are critical issues in the design of the second arc. To compensate the second-order aberrations such as  $T_{166}$ ,  $T_{266}$  and  $T_{366}$ , two families of sextupoles are added at both sides of the quadrupole doublet in the second arc as shown in fig.3.

The entire lattice design of the recirculating beam line has been determined by the *TRANSPORT* code. Figure 4 shows the horizontal and vertical betatron functions and the horizontal dispersion function. The betatron functions are less than 10 m over the beam line. In the second arc, the horizontal dispersion function is maximum ( $\eta_x = 0.6$  m) at the focusing quadrupoles. Therefore, the energy acceptance of the arc is determined by the quadrupole bore radius. Since the energy spread after the FEL interaction is estimated as about 3%, the bore radius of 35 mm is enough to accept the entire beam. More discussions for the recirculating beam line are presented in ref. [5]

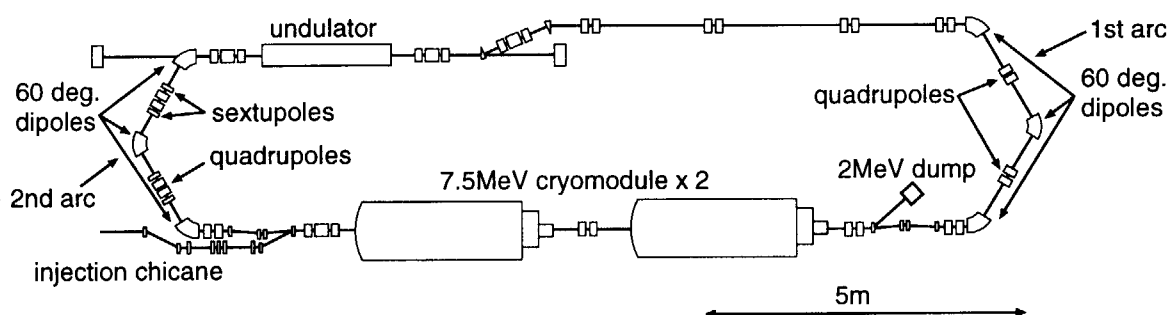


fig.3 Layout of the recirculating beam line.

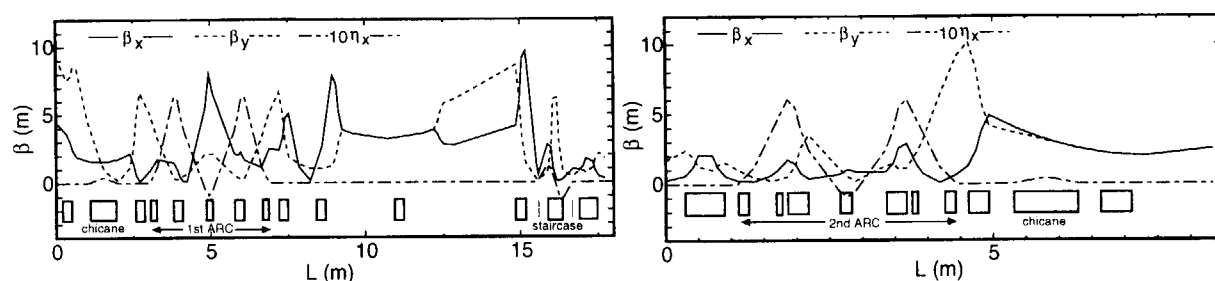


fig.4 Horizontal and vertical betatron functions and horizontal dispersion function from the accelerator to the undulator (left panel), and from the undulator to the accelerator (right panel).

#### 4. Summary

The recirculating beam line to be used for the energy-recovery experiments at the JAERI FEL facility has been designed. A four-square bending lattice with two quadrupole singlets and one quadrupole triplet at the center was chosen for the injector chicane. It was shown that both the horizontal and vertical betatron functions can be optimized with keeping the achromaticity by adjusting the quadrupole strength. For the recirculating transport, a 180 degree arc consisting of three 60 degree dipoles together with quadrupole doublets and sextupoles was selected. It was also shown that this arc could meet the design requirements of the energy acceptance and the second-order aberrations.

#### References

- [1] E.J. Minehara et al., "JAERI Superconducting rf linac based Free Electron Laser Facility" in Proc. of the FEL Conference, Desy, 1999
- [2] N. Nishimori et al., "Improved performance of the JAERI injection and Free Electron laser system" in Proc. of the FEL Conference, Desy, 1999
- [3] D.C. Carey, K.L. Brown and F. Rothacker, "Third-order TRANSPORT with MAD input, a computer program for designing charged particle beam transport system" FERMILAB-Pub-98/310
- [4] G. Guignard and E.T. D'Amico, "A new family of isochronous arcs" in Proc. PAC-95 (1995)
- [5] R. Hajima et al., "Design of energy-recovery transport for the JAERI FEL driven by a superconducting linac" in Proc. of the FEL Conference, Desy, 1999



## 52. 電子蓄積リング KSR のコミッショニング Commissioning of the Electron Ring, KSR

白井敏之、岩下芳久、杉村高志、頓宮拓、野田章、富士田浩一

京都大学化学研究所 原子核科学研究施設

611-0011 京都府宇治市五ヶ庄

Toshiyuki Shirai, Yasuhisa Iwashita, Takashi Sugimura, Hiromu Tonguu, Akira Noda, Hirokazu Fujita

NSRF, Institute for Chemical Research, Kyoto University

Gokasho, Uji-city, 611-0011 Kyoto, Japan

KSR (Kaken Storage Ring) is a compact electron ring in Kyoto University. The circumference of KSR is 25.7 m and the maximum beam energy is 300 MeV. It is designed as a synchrotron light source and as an electron pulse stretcher. The lattice is a triple bend doubly achromatic and has 5 m straight sections to install the insertion device.

The beam commissioning started September 1999. Last October, a beam of 3 mA was stored successfully. Beam measurements and operating parameter adjustments were carried out. At the end of 1999, the beam current is 10 mA. The typical beam lifetime is 1000 seconds.

**Keywords:** Electron storage ring, KSR, Synchrotron radiation, Electron pulse stretcher

### 1. はじめに

京都大学化学研究所では、電子エネルギー 100 MeV の線形加速器の下流に、電子リング (KSR) を建設してきた[1] [2]。このリングの1つの特徴は、電子エネルギー 300 MeV の蓄積モードと、100 MeV のストレッチャーモードという2種類の運転モードをもち、蓄積ビームと取り出した電子ビームの両方を実験に利用できる点にある。

KSR のもう一つの特徴は、約 5 m のストレートセクションを2本もつことである。このうちの片側のストレートセクションには、蓄積モードで実験をおこなうときに用いられる、挿入光源などのデバイスを設置する予定である。もう一つのセクションには、インфлекター電磁石や RF 空洞の他に、ストレッチャーモードでビームを取り出すための静電セプタム、セプタム電磁石が設置されている。

ストレッチャーモードでの実験テーマとしては、例えば、Parametric X-ray Radiation (PXR), Resonant Transition Radiation (RTR) などの、結晶と電子線の相互作用に関する研究が、現在準備されている[3]。蓄積モードでは、偏向電磁石からの放射光利用以外に、ストレートセクションにウィグラーを設置しての真空紫外光の利用、オプティカルクライストロンによる自由電子レーザー(FEL)の研究、レーザーとのトムソン散乱を用いた X 線発生、などが検討されてい

表 1 KSR の主な仕様

Maximum Energy	300 MeV
Injection Energy	100 MeV
Extraction Energy	100 MeV
Lattice	Triple Bend Doubly Achromatic
Circumference	25.689 m
Bending radius	0.835 m
RF Frequency	116.7 MHz
Harmonics	10

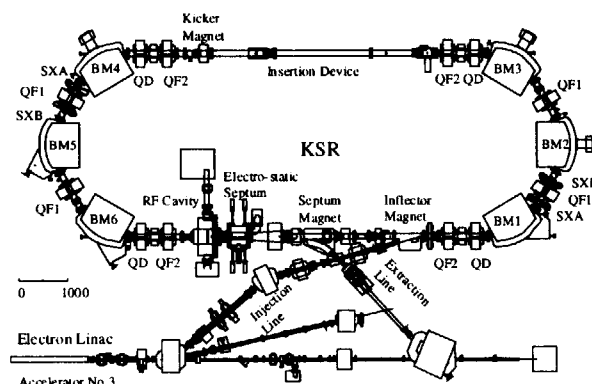


図 1 KSR のレイアウト

る。

## 2. KSR の Lattice

KSRは、設置場所のサイズからくる制限の範囲内において、ストレートセクションの長さをできるだけ長くし、かつ、挿入光源の設置やビーム取りだしを考慮して、ストレートセクションで **Dispersion** が0になるように設計されている。ビーム蓄積モードでの、水平方向のチューンは2.3であり、これは平衡エミッタンスを最小化するように決められている。ストレッチャーモードでは、2.33の3次共鳴を用いて取り出すため、よりこの共鳴線に近いところで運転する。垂直方向の設計チューンは、1.275である。これは、垂直方向のアクセプタンスが最大となるように決められた。また、付近に共鳴線がないことも、選ばれた理由の一つである。図2には、動作チューンと、6次までの共鳴線が示されている。入射時は、電子ビームの運動量に広がりがあり、 $\pm 1\%$ あるため、チューンにも広がりが生じるが、6極電磁石でクロマチシティを1以下に補正しているので、4次以下の共鳴線にかかることはない。この動作点での $\beta$ 関数と **Dispersion** を示したのが図3である。ストレートセクションでは、**Dispersion** が0で、 $\beta$ 関数は8m以下になっている。表2には、このときの **Momentum compaction factor**( $\alpha$ ), **Radiated power** ( $P_{tot}$ ), **Damping time** ( $\tau$ ), **Equilibrium emittance** ( $\epsilon$ ), **Equilibrium energy spread** が示されている。

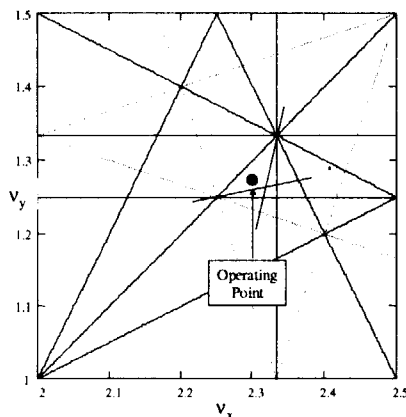


図2 動作点と6次までの共鳴線。

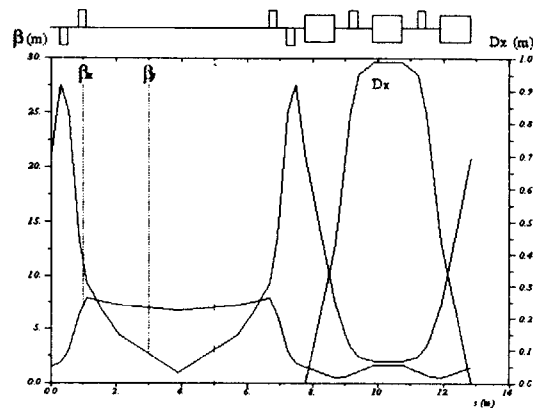


図3 KSR の Lattice のようす。 $\beta$ 関数と **Dispersion** が示されている。

表2 KSR のビームパラメータ

	100 MeV	300 MeV
Tune	(2.300, 1.275)	←
$\alpha$	0.106	←
$P_{tot}$ at 100 mA	1.0 W	82.7 W
$\tau_x$	3.36 sec	124 msec
$\tau_y$	1.68 sec	62.2 msec
$\tau_z$	0.671 sec	24.9 msec
$\epsilon_x$	15.4 $\pi$ nmrad	138 $\pi$ nmrad
$\delta E/E$	$8.23 \times 10^{-5}$	$2.47 \times 10^{-4}$

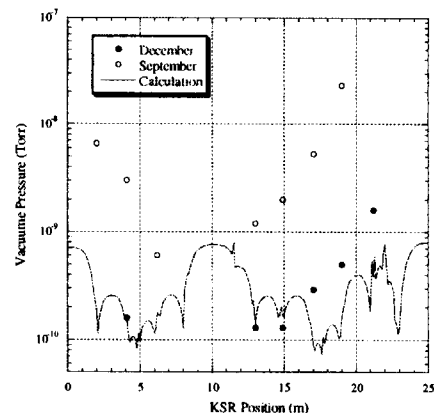


図4 KSR の真空度の測定値と、計算値。測定値は、9月と12月のものを示している

### 3. ビームコミッショニング

KSR は、1999年2月の取り出し用セプタム電磁石のインストールをもって、主要な装置の組込を終了し、真空排気および、電磁石・高周波空洞の調整運転を開始した。そして、7月には最初のベーキングをおこなった。その後、計3回のベーキングをおこなったが、それによる、リング内各所での真空度の変化を示したのが図4である。白丸は1回目のベーキング後の、真空度を表し、黒丸は3回目のベーキング後の真空度を示している。実線は計算値である。これから、高周波空洞のあるリング下流部を除くと、ビームのない状態では、設計値である  $10^{-10}$  Torr に近づいているのがわかる。

ビームコミッショニングは1999年9月より開始し、10月には3mAのビーム蓄積に成功した。その後、このビームを用いて、リングの特性パラメータの測定をおこなった。その結果が、表3に示されている。この設計計算はMADを用いておこなった[4]。チューンは、RF-knock out電極に高周波電場をかけ、放射光を用いたビームプロファイルモニターで、測定をおこなった。その結果、実測値と計算値は0.01以下の差におさまっている。

$\beta$ 関数は、以下のような関係を利用し、四重極電磁石の磁場勾配kを変化させてチューンの変

$$\delta\nu = \frac{\int \delta k \cdot \beta \cdot ds}{4\pi}$$

動 $\delta\nu$ を測定することにより求めた。図5の●、■印はそれぞれ垂直、水平方向の測定値を表し、実線は計算値を示している。この結果では、測定誤差の範囲内で両者はよく一致している。

図6は、静電ピックアップで読み出したビーム信号の入射後の時間変化を示している。縦軸はビーム強度を対数表示している。これから、入射直後はビーム寿命が400秒程度であるが、ビーム電流が低下すると、寿命が延び、1000秒程度までのびることがわかる。この強いビーム

表3 KSR ビームパラメータの計算値と実測値

	Design	Measurement
Tune	(2.300, 1.275)	(2.309, 1.270)
Storage Current	100 mA	3 mA
Beam Life	---	400 sec (at 3 mA) 1000 sec (at 0 mA)
Natural Chromaticity	(-2.4, -8.2)	(-2.6, -6.1)
Chromaticity with Correction	---	(-0.1, -0.3)
Dispersion at Straight	0.0 m	< 0.05 m

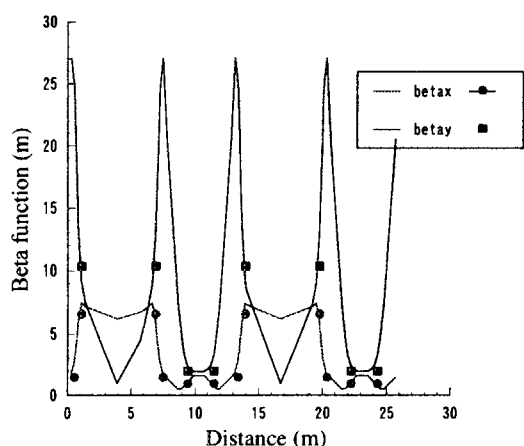


図5  $\beta$ 関数の設計値と測定値

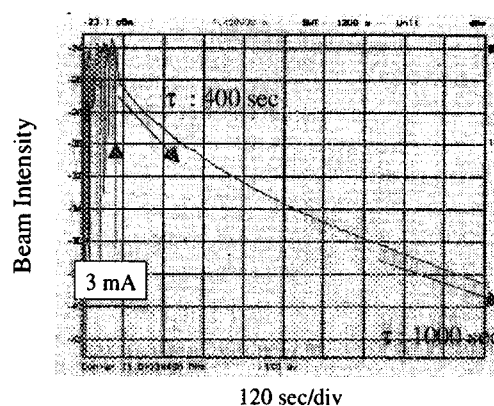


図6 蓄積電流が減少する様子。測定には、静電モニターが使われている



電流への依存性は、まだ放射光によるガス放出が多いためであると思われる。

Natural Chromaticity は、水平方向は計算とよく一致したが、垂直方向は、すこし異なっていた。これは、垂直方向の $\beta$ 関数が偏向電磁石のところで大きく、その偏向電磁石のフリンジフィールドの6極成分が強く効いているためと思われる。この効果を考慮に入れたうえで、2組の6極電磁石をもちいて、Chromaticity Correction をおこなうと、ほぼ Chromaticity を0にすることが可能になった。

こうした測定結果を得た後に、ビームの入射サイクルを、水平方向のダンピング時間に等しい、0.3 Hz に変更し、ビームのスタッキングテストおよび、300 MeV までの加速テストを開始した。そして、99年の12月までには、これに成功した。図7は、入射時の蓄積電流を DC Current Transformer で測定した図である。入射毎に約1mAの電流が蓄積され、10 mA 程度蓄積して飽和している、この限界も、放射光による脱離ガスとの散乱が原因と思われる。現在、引き続き運転することにより、真空チェンバー壁面のコンディショニングをおこなっている。

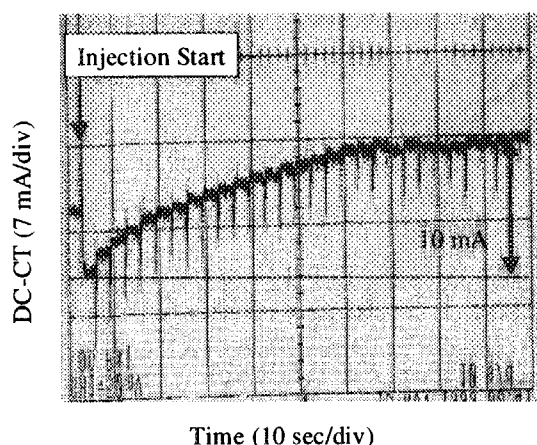


図7 ビームスタッキング時の蓄積電流。測定には、DC-CT が使われている。

#### 4. サマリーと今後の予定

1999年9月より KSR はビームコミッショニングを開始した。その後、チューン、 $\beta$ 関数、Dispersion, Chromaticity などのビームパラメーターを測定、調整し、ほぼ設計値通りになっていることを確認した。99年の12月現在では、蓄積電流が10 mA、ビーム寿命は400～1000秒程度である。

今後は、コンディショニング運転を継続するとともに、より精度の高い Close Orbit Distortion の補正や、放射光モニターを用いたビームエミッタンス測定を進めていく予定である。

#### 5. References

- [1] A.Noda, et al., "KSR as a pulse stretcher", Proc. of the Particle Accelerator Conference, Vancouver, Canada, 339 (1997).
- [2] A.Noda, et al., "Electron Storage Ring, KSR for Light Source with Synchrotron Radiation", Proc. of the PAC, Dallas, USA, 278 (1995).
- [3] Y.Hayakawa, et al, "Analysis of the Angular Distribution and the Intensity of Parametric X-ray Radiation in a Bragg Case", Journal of the Physical Society of Japan, 67, 3, 1044-1049. (1998)
- [4] H. Grote, F. Chistoph Iselein. The MAD Program. (Methodical Accelerator Design) Version 8.10 User's Reference Manual. CERN, 1993



## 53. プラズマ マイクロ アンジュレーターの形成実験 Formation Test of the Plasma Micro-Undulator

小林 徳康、鈴木 康夫\*、橋本 清、青木 延忠、木村 博信、小長井 主税、中川 敏  
(株) 東芝

235-8523 横浜市磯子区新杉田町 8

\*日本原子力研究所 東海研究所

319-1195 茨城県那珂郡東海村白方字白根 2-4

**Noriyasu KOBAYASHI, Yasuo SUZUKI\*, Kiyoshi HASHIMOTO, Nobutada AOKI,  
Hironobu KIMURA, Chikara KONAGAI and Satoshi NAKAGAWA**  
Toshiba Corporation

8 Shinsugita-cho, Isogo-ku, Yokohama 235-8523 Japan

\*Tokai Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute

2-4 Shirane, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-1195 Japan

An electrostatic plasma micro-undulator was demonstrated by utilizing methods of a laser interference and resonant photoionization. An ion-ripple can be formed across a relativistic electron beam injected into the micro-undulator. Thereby, synchrotron radiation light can be projected. Neodymium (Nd) target is ablated by a pulsed Nd-YAG laser beam, and the vapor is ionized by another laser beam with a wavelength tuned to a resonant ionization line of Nd atom. The laser beam for ionization is irradiated into Nd vapor using interference optics, and a micro-sized plasma-ripple corresponding to the interference fringes is shaped. In the experiment, the interference fringe with a periodic length from 10 to 300  $\mu\text{m}$  was formed, and the plasma-ripple was observed. The plasma density of order of  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , under the experimental condition, was not sufficient to obtain an effect expected as an undulator. However, optimization of a distance from the ablation spot to the laser plasma fringe and increase of laser power could achieve an undulator parameter K of more than 0.1.

**Keywords : Plasma micro-undulator, Laser interference, Resonant photoionization, Laser ablation**

### 1. はじめに

プラズママイクロアンジュレーター(プラズマアンジュレーター)は、低エネルギーの電子ビームで短波長の放射光を発生する小型挿入光源として注目されている。特に、空間電荷による交番電界で電子を蛇行させる電場型プラズマアンジュレーターは微細な周期長(10~100  $\mu\text{m}$ )が期待され、これまでにいくつかの形成法が提案されてきた<sup>[1],[2]</sup>。池畑、鈴木らによるレーザ干渉と共鳴イオン化法を併用した形成法は、干渉させたレーザ光を中性気体に照射し、光電離により干渉縞に対応したプラズマリップルを得る方法である<sup>[3]</sup>。この方法は、リップルの周期長、密度の制御が容易な点で有望な形成法であるが<sup>[3]</sup>、これまでに実験的に検証した例はない。

ここでは、本方法によるプラズマアンジュレーター形成実験の結果について報告する。

## 2. プラズマアンジュレーターの形成法

電場型プラズマアンジュレーターの概念図を図1に示す。規則的な周期をもつプラズマリップルに相対論的電子ビームを斜入射すると、質量の大きい相対論的電子はビームの軌道からプラズマ電子を排除するのでイオンリップルが残る。これを斜めに通過する電子ビームは交番静電力を受け放射光を発生する<sup>[3]</sup>。例えば、周期長約  $20\mu\text{m}$  のプラズマリップルにエネルギー  $50\text{MeV}$  の電子ビームを入射すると波長約  $1\text{nm}$  の軟X線が得られる。

このような微細な周期構造をもつプラズマリップルの形成法として、図2に示すレーザ干渉と共鳴イオン化法を併用する方法がある<sup>[3]</sup>。まず、ヒータ加熱あるいはレーザアブレーション等により中性原子の蒸気流を生成する。次に、この中性原子が共鳴イオン化する波長のレーザ光を干渉させながら蒸気流に照射する。中性原子は光の強めあった部分でイオン化するため、干渉縞の明暗に対応したプラズマリップルが形成される。

## 3. 実験装置

プラズマアンジュレーターではイオンリップルが電子ビームとの相互作用の間維持されていることが必要であるため、イオンの質量は大きい方がよく、蒸気源として波長  $441.96\text{nm}$  でイオン化するNd(ネオジム)を用いた<sup>[3]</sup>。蒸気発生手段は、超高真空システムへの影響を考慮し高密度の蒸気流をパルス的に得ることのできるレーザアブレーションを利用した。

振動による干渉縞周期長の変化を抑制するために干渉光学素子としてプリズムを使用した。プリズムによりレーザ光は図3に示すように干渉縞を形成する。本実験では波長  $441.96\text{nm}$  で周期長  $17\mu\text{m}$ 、 $100\mu\text{m}$  の干渉縞を得るために頂角  $3.2^\circ$ 、 $0.54^\circ$  のプリズムを準備した。このプリズムとHe-Neレーザ光(波長; $632.8\text{nm}$ )で形成した干渉縞を図4に示す。各プリズムで目的の周期長をもつ干渉縞が安定に得られることを確認した。(同図中、周期長  $25\mu\text{m}$ 、 $150\mu\text{m}$  は波長  $441.96\text{nm}$  で約  $17\mu\text{m}$ 、約  $100\mu\text{m}$  に各々対応。)

実験装置の全体構成、外観を図5、図6に示す。真空容器内のNdターゲットにアブレーション用レーザ光(約  $100\text{mJ}$ )を入射角約  $50^\circ$  で集光照射して蒸気流を生成する。

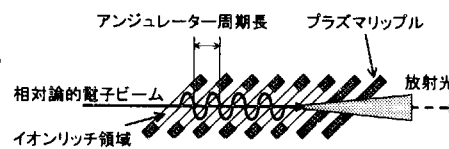


図1 電場型プラズマアンジュレーター

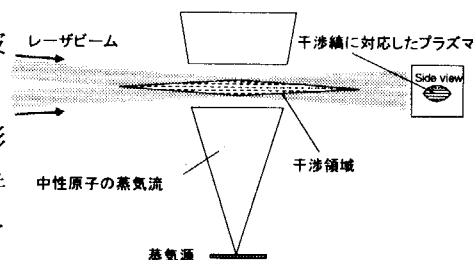


図2 レーザ干渉・共鳴イオン化法

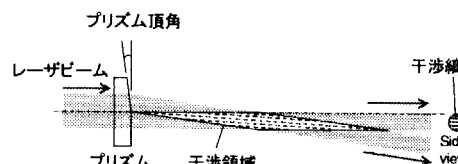


図3 プリズムによる干渉縞の形成

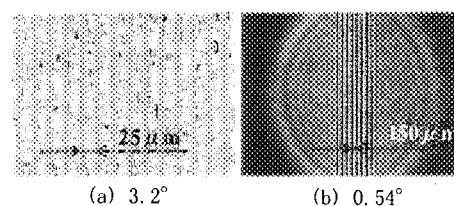


図4 干渉縞観測結果

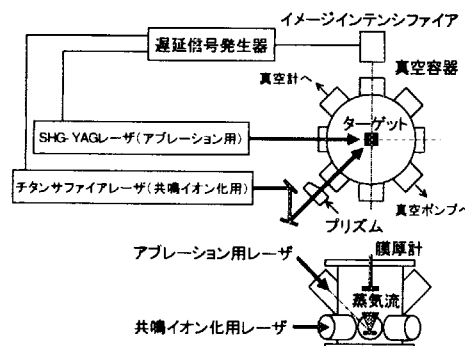


図5 実験装置全体構成

この蒸気流に共鳴イオン化用レーザ光(約 1mJ)を蒸気の流れに対し垂直な方向から照射する。

実験は、アブレーションにより発生した(1)Nd 粒子の発光形状観測、(2)Nd 粒子数測定(膜厚計測)、(3)共鳴イオン化したプラズマリップルからの発光形状観測を行った。発光観測には高速ゲート付きイメージンシファイアを用いた。

#### 4. 実験結果

##### (1) Nd 粒子の発光観測

アブレーション用レーザ照射後  $1\mu\text{s}$ 、 $4\mu\text{s}$  の Nd 粒子の発光形状を図7に示す。プラズマリップルの発光を観測するためには、アブレーションによる発光強度は小さい方がよい。したがって、本実験ではアブレーション用レーザ照射後約  $4\mu\text{s}$ 、ターゲット上部 25mm 部分の蒸気流に共鳴イオン化用レーザを照射することとした。また、同図から蒸気流中心部分の移動速度を約 5km/s と見積った。

##### (2) Nd 粒子数の測定

アブレーション用レーザを 1 パルス照射したときにターゲットから発生する Nd 粒子分布の測定結果を図8に示す。同図から Nd 粒子はターゲット上方向にほぼ  $\cos^{10}\theta$  に比例した分布で広がっていることがわかる。この分布関数を積分することでレーザ 1 パルス当たり発生する Nd 粒子数を概算したところ約  $6 \times 10^{11}$  個であった。

##### (3) プラズマアンジュレーターの発光観測

蒸気流の移動速度とイメージンシファイアのゲート時間幅(20ns)から、観測に必要な干渉縞周期長約  $300\mu\text{m}$  以上で実験を行った。干渉させたレーザの照射による Nd 蒸気の発光パターンを図9に示す。同図からレーザの干渉パターンに対応したプラズマリップルの発光が確認された。すなわち、レーザ干渉・共鳴イオン化法によるプラズマアンジュレーターの形成を実験的に検証することができた。



図6 実験装置外観

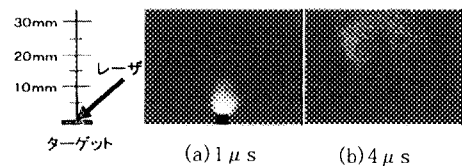


図7 Nd 粒子の発光観測結果

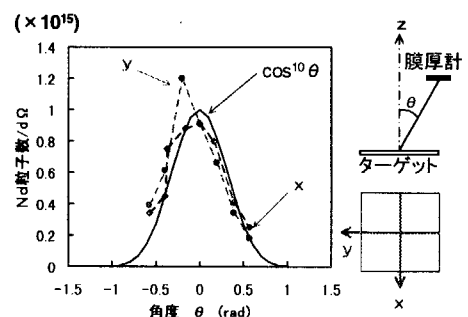


図8 Nd 粒子分布測定結果

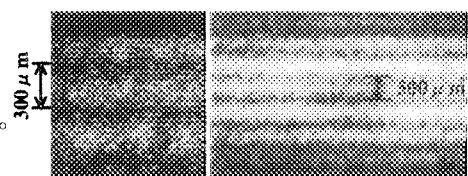


図9 プラズマアンジュレーター発光観測結果

#### 5. 評価

実験結果からプラズマアンジュレーターのプラズマ密度、K パラメータを見積り、代表的なパラメータの電子ビームと組み合わせた場合に発生する放射光の波長、光子数について評価した。

上述のようにアブレーション用レーザ 1 パルス当たり発生する Nd 粒子数は約  $6 \times 10^{11}$  個であり、このとき蒸気の体積は数  $10\text{cm}^3$  に広がっていた(図7)。蒸気中の Nd 粒子密度は  $10^{13}\text{cm}^{-3}$  オー

ダと考えられる。光電離率を 10%~100%と仮定すると<sup>[3]</sup>、実験で得たプラズマアンジュレーターの密度は  $10^{12}\text{cm}^{-3}\sim 10^{13}\text{cm}^{-3}$  オーダである。

電場型プラズマアンジュレーターの K パラメータは以下の式で表される<sup>[4]</sup>。

$$K = n_0 e^2 \lambda_u^2 / 8 \pi^2 \epsilon_0 m c^2 \quad (1)$$

ここで、 $n_0$  はプラズマ密度、 $e$  は電気素量、 $\lambda_u$  はアンジュレーター周期長、 $\epsilon_0$  は真空中の誘電率、 $m$  は電子の質量、 $c$  は真空中の光速である。(1)式と  $\lambda_u = 300\mu\text{m}$ 、 $n_0 = 10^{12}\sim 10^{13}\text{cm}^{-3}$  から評価すると K パラメータは  $10^{-3}\sim 10^{-1}$  オーダである。しかし、アブレーションスポットからのプラズマ生成位置の最適化およびレーザ光の強化などによりプラズマを高密度化することで、アンジュレーターの代表的な値である  $K=0.1$  以上が期待できる。

表 2 に示す代表的な相対論的電子ビームとプラズマアンジュレーターを組み合わせた場合に発生する放射光の波長および光子数を計算した。アンジュレーターに電子ビームを入射したときビーム軸上で発生する放射光の波長  $\lambda$ 、光子数をあらわす Brightness は各々 (2)、(3) 式で表される<sup>[3],[4]</sup>。

表 2 電子ビームとプラズマアンジュレーター

電子ビーム		プラズマアンジュレーター	
エネルギー	130MeV	周期長	600 $\mu\text{m}$
RF 周波数	3000MHz	アンジュレーター全長	1cm
パンチ幅	4ps	ピッチ数	17
ビーム径	0.1mm $\phi$	プラズマ密度	$6.6 \times 10^{14}\text{cm}^{-3}$
電荷量	1nC	K パラメータ	0.1
電子密度	$6.6 \times 10^{14}\text{cm}^{-3}$		

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2n\gamma^2} \cdot (1+K^2) \quad (2)$$

$$\text{Brightness} = 4.5 \times 10^4 \gamma^2 N_u^2 F_n(K) \quad (3)$$

$$F_n(K) = 4n\xi [J_{(n-1)/2}(\xi) - J_{(n+1)/2}(\xi)]^2, \quad \xi = \frac{nK^2/4}{1+K^2/2}$$

ここで、 $n$  は高調波の次数、 $\gamma$  はローレンツファクタ、 $N_u$  はアンジュレーターピッチ数、 $J_n$  は  $n$  次のベッセル関数である。(2)および(3)式から、表 2 の組み合わせで発生する放射光の基本波の波長は 4.6nm の軟 X 線となり、Brightness は  $9 \times 10^9$  (photons/sec/mm<sup>2</sup>/mrad<sup>2</sup>/0.1%b. w./mA) と求められる。これは、発生した放射光を測定する上で十分な光子数である。

以上の検討から、プラズマアンジュレーターの密度を現状より 1~2 桁増加し、表 2 と同等の電子ビームと組み合わせることで、プラズマアンジュレーターの原理実証が可能であると考えられる。

## 6. まとめ

レーザ干渉・共鳴イオン化法を用いて周期長約 300 $\mu\text{m}$  のプラズマリップルを形成した。また、プリズムを使用することで周期長約 20 $\mu\text{m}$  の安定な干渉縞が得られることを確認した。すなわち、周期長 10 $\mu\text{m}$  オーダのプラズママイクロアンジュレーターの形成を実験的に検証した。

今後はアンジュレーターとしての機能を高めるためにプラズマの高密度化を行ない、電子ビームと組み合わせて放射光発生の実証を実施する。

## 参考文献

- [1] K. R. Chen et al., Phys. Rev. A, **45**, 6, 4077 (1992)
- [2] 鈴木康夫, 核融合研究, **68**, 488 (1992)
- [3] 池畑隆、鈴木康夫 他, JAERI-Research 95-028 (1995)
- [4] 鈴木康夫, JAERI-Research 95-009 (1995)

## 54. Generation of Electron Jet from Intense Laser Plasma

Hideki DEWA, \*Takako FUKUDA, Noboru HASEGAWA, Tomonao HOSOKAI, Masaki KANDO,  
\*Yasuteru KODAKA, Shuji KONDO, Hideyuki KOTAKI, \*\*Nasr A. MOHAMED HAFZ,  
Kazuhisa NAKAJIMA, \*Kimio NIWA and \*\*Mitsuru UESAKA.

Japan Atomic Energy Research Institute (JAPAN)

8-1, Umemidai, Kizuchou, Sorakugun, Kyotofu 619-0215, Japan

\* Nagoya University

1, Furouchou, Chigusaku, Nagoyasi, Aichiken 464-8602, Japan

\*\*The University of Tokyo

2-22, Shirakatashirane, Tokaimura, Nakagun, Ibarakiken 319-1106, Japan

The generation of high energy electrons by high intense laser was examined. The laser pulses with 2 TW, 100 fs were used for generating plasma. They were focused in nitrogen gas, which generated thin plasma and electron jets transversely. We measured the radiation of the jets with imaging plates and emulsion track detectors. It was confirmed the radiation is transversely symmetrical x-ray and the mean energy of the x-ray is around 5 keV. The x-rays may be generated by bremsstrahlung of electrons of jets. The measurement of the radiation of the jets with imaging plate and emulsion track detector is discussed.

**Keywords** : short pulse laser, laser plasma, electron generation, electron jet, bremsstrahlung x-ray

### 1 Introduction

We have already carried out an experiment of the laser acceleration of injected electrons[1]. In the experiment, we found the generation of jets from plasma that spread transversely. The jets were visible to the naked eyes through a glass window. These jets were thought to be electron flows because they were bent in the external magnetic field. The length of the jets was from 10 to 20 mm long. Computer simulations also got results of the generation of jets from the laser plasma [2]. In order to measure the jets, we used some imaging plates(IP) and emulsion track detectors. The IP is a two-dimensional detector to measure radiation. Though it is used for measuring the two-dimensional distribution of radiation, it can be also used to estimate the energy of radiation with covering thin Al foils. The mean energy of x-rays is determined by the absorption coefficient in aluminum foil, while the energy of the electrons is estimated by the energy decrease of electrons in the foil. The emulsion track detector is used to measure the tracks of high energy particles. Because the high energy electrons leave tracks in the emulsion while x-rays leave small dots or crumpled tracks of compton scatterings, it is possible to separate the electrons and x-rays by track shapes.

### 2 Experiments

The experimental setup for the measurement of the generation of laser plasma electrons is shown in fig.1. The plasma was generated in a gas chamber filled with Nitrogen gas by focusing laser pulses with a wavelength of 790 nm, a mean pulse energy of 200 mJ, a pulse length of 100 fs and a diameter of 40 mm. The laser pulses were generated by a Ti:Sa laser system with a chirped pulse amplification at 10 Hz. The laser pulses were injected into a vacuum chamber through a glass window and were focused by an off-axis parabolic mirror with a focal length of 480 mm.

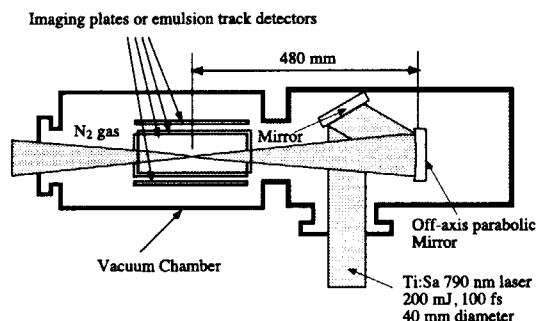


Fig. 1 Experimental setup for the generation of laser plasma electron.

The radius of the beam waist in vacuum was estimated as 12  $\mu\text{m}$ . The laser pulses ionized the gas at the focus and then generated thin plasma there. The images of plasma were taken through a window at the side of the chamber by a CCD camera synchronized with the laser system. In order to measure electrons or x-rays from the plasma, we set the several imaging plates on upper and lower sides or right and left sides of the focus. Their distances from the focus are around 23 mm long.

The IP is very useful for the measurement of x-rays and particles, because of its high resolution, wide dynamic range, and the possibility of computational analysis. It is very similar to the x-ray film, but it does not need to be developed. After the irradiation on IP, we can read it by an IP scanner. The profile of the IP is shown in Fig.2. The luminescence layer is made of BaFBr:Eu<sup>2+</sup> fine crystals of 3-5  $\mu\text{m}$  which is photo-stimulated luminescent material. The BaFBr:Eu<sup>2+</sup> crystals emit light of the wavelength 400nm after the stimulation of He-Ne laser light from IP reader if they have been excited by x-ray or high energy electrons. The IP scanner can detect the photo-stimulated luminescence from the crystals with a photo multiplier tube. As the signals are taken by scanning the laser position and are converted to 8 bit or 16 bit digital data, the numerical radiation image information can be obtained. For the protection of the surface, there is a protection layer of 11  $\mu\text{m}$  polyethylene terephthalate (PET) on the luminescent layer. As the IPs lose their information by even faint light, they must be covered with an envelope of black paper.

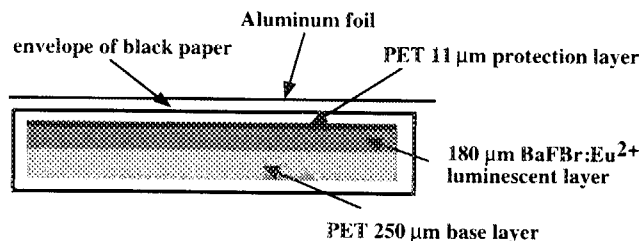


Fig. 2 Profile of Imaging Plate.

In order to estimate the energy of the electrons or x-rays, we put some sheets of aluminum foil on the IP. The ionization energy loss of electrons in materials is given by

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{4Cm_e c^2}{\beta^2} \ln\left[\frac{\beta^2 m_e c^2}{2I} - \frac{1}{2} \ln 2 + \frac{1}{2}\right] \quad (1)$$

where  $C = \pi r_e^2 ZN/A = 0.150Z/A$ ,  $Z$  is atomic number,  $A$  is mass number,  $r_e$  is classical radius of electron,  $N$  is Avogadro number,  $I$  is the mean ionization energy,  $m_e$  is mass of electron,  $c$  is the speed of light,  $\beta$  is the ratio of the speed of the electron to the speed of light  $c$ . The minimum energy of an electron that can penetrate in nitrogen gas, some sheets of aluminum foil, a paper envelope and a surface protection layer was calculated by eq. (1). Minimum penetration energy in materials are shown in Table. 1.

	Material	Energy [MeV]
A	23 mm path length in N <sub>2</sub> gas at 40 Torr	6.75
B	A + Surface protection layer of IP	28.0
C	B + a sheet of black paper	93.2
D	C + 15 $\mu\text{m}$ aluminum	106
E	C + 30 $\mu\text{m}$ aluminum	117
F	C + 45 $\mu\text{m}$ aluminum	128
G	C + 60 $\mu\text{m}$ aluminum	139
H	C + 75 $\mu\text{m}$ aluminum	149

Table 1 Minimum penetration energy of electron in materials.

We can also estimate the x-ray energy from the intensity attenuation on an IP with several sheets of aluminum foil. The intensity of radiation depending on the thickness of aluminum foil is given by the following formula,

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{\mu}{\rho} x\right) \quad (2)$$

where  $I$ ,  $I_0$ ,  $\mu/\rho$ ,  $x$  are radiation intensity, an incident intensity, mass attenuation coefficient and mass thickness of aluminum foil respectively. As  $\mu/\rho$  is a function of energy of x-ray, we can estimate the energy of x-ray by  $\mu/\rho$ . The function  $\mu/\rho$  was calculated by the NIST x-ray mass attenuation database [3]. The calculated ratio  $I/I_0$  is shown in Fig. 3. The strong attenuation at 2 MeV is due to the K-shell absorption at 1.56 MeV.

Some images of the laser plasma for several gas pressures from 22 mTorr to 760 Torr were taken by a CCD camera as shown in Fig. 4. The plasma was the thinnest at 22 mTorr, but it got wider as the gas pressure was increased. The plasma was the widest at 50 Torr and generate jets transversely. The direction of the jet was not exactly transverse but somewhat tilted to forward. The jets were symmetrical but not stable and changed the tilt angle at every pulse. They seemed to have two modes of jet generation as they had two kinds of tilt angles. We thought jets were high energy electron's flow, because they were bent by magnetic field.

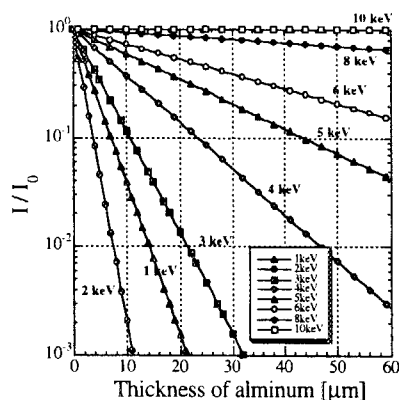


Fig. 3 The x-ray attenuation ratio for several x-ray energies as a function of the thickness of aluminum.

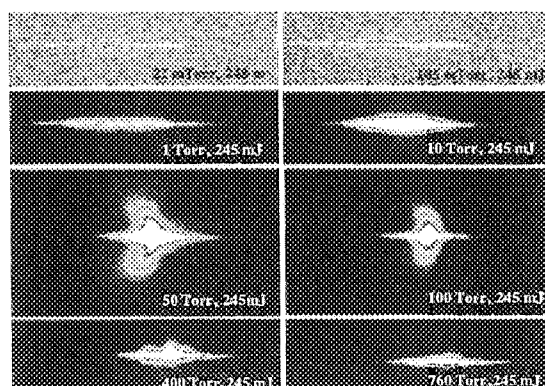


Fig. 4 The CCD images of laser plasma taken through a side window. The jets appeared from 10 torr to 100 Torr.

The radiation images of the jets were measured by IP at the bottom and side of plasma at 20 Torr. As the both images had almost same radiation intensity; the bottom one had 8.6 PSL (Photo-Stimulated luminescence per Square) and the side one had 7.8 PSL, the radiation from the jet was symmetric and did not depend on the direction of the laser polarization.

Then we measured the intensity on IP from 6 Torr to 150 Torr of nitrogen gas pressures. Any aluminum foil was not used in this measurement. The intensity at the maximum point for each gas pressure is shown in Fig.5. The intensity was the strongest at 40 Torr. Because the jet was the largest at 50 Torr as described above, the intensity of radiation and the generation of jets are closely related.

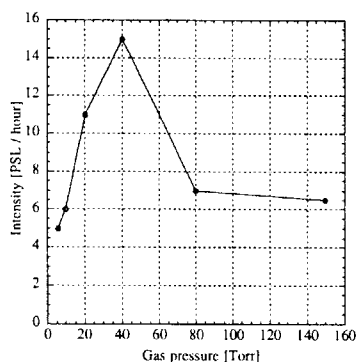


Fig. 5 Gas pressure dependence of the radiation from the plasma.

We also measured the radiation from jet with IP covered with aluminum foil. The pressure of the nitrogen gas was fixed at 40 Torr and the number of the sheets of aluminum was changed from zero to four. The radiation images on IPs are shown in Fig. 6. There are radiation images except (e). If the radiation is electron, the energy is estimated above 139 keV, considering the range of electrons in the materials from the plasma to IP (see fig. 3). If they are x-rays, the energy of x-ray is estimated as much as 5 keV by eq.(2). We could not identify the radiation by the measurements only.



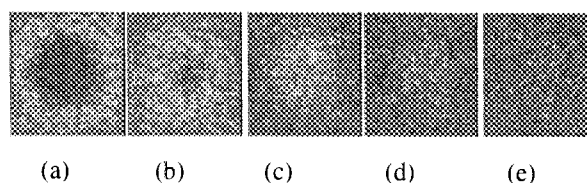


Fig. 6 The radiation intensity distribution on IP with and without aluminum foil. (a) reference measurement without aluminum foil, (b) with 1 sheet of 15  $\mu\text{m}$  aluminum foil, (c) 2 sheets, (d) 3 sheets (e) 4 sheets. The intensity on (e) is almost background level. The maximum intensities for each are 22, 6.5, 4.5, 2.5 and 2.0 PSL respectively.

In order to identify the radiation, we measured the radiation with emulsion track detectors. The profile of an emulsion track detector is shown in Fig. 7. The emulsion was covered with an envelope made of aluminum and shading paper, because faint light could expose the emulsion. A window of thin aluminum foil was on a rectangular hole of the envelope. The emulsion detector has to be developed after the irradiation is finished. The track images can be obtained with a microscope operated automatically. The emulsion can measure not only the position but also the direction of the track.

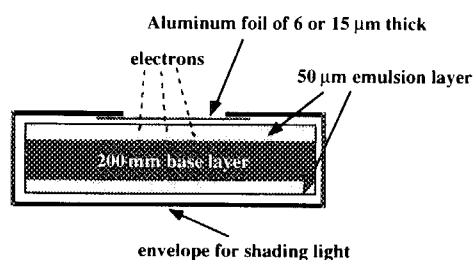


Fig. 7 Profile of an emulsion track detector. In order to reduce the energy decrease of electrons in material, a window with thin aluminum foil is on a hole of an envelope.

A image on the emulsion is shown in Fig. 8. We could get only small dots and no connected chain-like tracks. It implies that high energy electron more than 100 keV did not go through the emulsion.

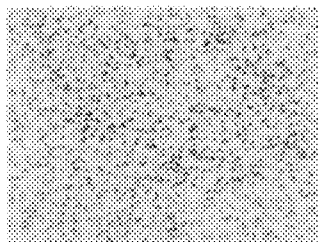


Fig. 8 Image of emulsion with radiation from jets of laser plasma. Dots are intrinsic fogs in emulsion or tracks of x-rays from jets.

### 3 Discussion

The electron jet of laser plasma was measured by three ways: CCD images, radiation images on IPs and emulsion track measurements. We could not measure electrons directly except the x-ray from the electron jet, because the electron energy from the jet was not high enough to penetrate nitrogen gases, a paper envelope and a protection layer of the IP or a sheet of Al foil for emulsion track detector. The mean energy of electrons is estimated as about 5 keV from the bremsstrahlung x-ray energy. As the gas jet image and the x-ray image on IP are symmetrical, the electron emission may be also symmetrical.

The process of the generation of electron jet still unclear. Symmetrical radiation suggests that it is due to the transverse laser wake field. This interpretation may also be supported by a large acceleration gradient of laser wake field acceleration at the gas pressure of helium larger than 20 Torr [1].

### References

- [1] H. Dewa et al. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 410, p357, 1998
- [2] Private communication
- [3] J. H. Hubbell and S. M. Seltzer. <http://physics.nist.gov/>



## 55. JAERI-FEL におけるスパイクング・モード 発振の可能性 Possible Spiking-mode Operation at JAERI-FEL

羽島 良一

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター  
319-0051 茨城県那珂郡東海村白方白根 2-22

Ryoichi HAJIMA

FEL Group, Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Tokai-mura, Ibaraki 319-0051 Japan

It is known that the temporal profile of an optical pulse in an FEL oscillator has spiking shape under certain condition, and the conversion efficiency from electron beam to laser becomes larger than usual, non-spiking, lasing. In this paper, we discuss the possibility of spiking-mode lasing in the JAERI-FEL for the enhancement of FEL output. It is found that the JAERI-FEL has small-signal gain of 50%, which is large enough to achieve the spiking-mode lasing, the enhancement of FEL output is, therefore, possible by using an optimized optical resonator.

**Keywords :** Free electron laser, Efficiency, Supermode, Spiking-mode

### 1 はじめに

原研では超伝導加速器を使った高出力自由電子レーザー (FEL) の開発を進めている [1]。FEL の出力は電子ビームからレーザへの変換効率と電子ビームパワーの積で表せるので、FEL の高出力化を行なうためには、電子ビームパワーの増大、変換効率の向上のいずれかを実現すればよい。超伝導リニアックを使った FEL では、エネルギー回収を使って電子ビームパワーの増大が可能であり、われわれのグループでも、このシステムの開発を行なっている [2]。

一方、FEL 変換効率の向上については、テーパー付きアンジュレータを使った方法について比較的古くから研究が行なわれており、増幅型 FEL (FEL amplifier) に対する実験と解析の結果、その有効性が確認されている。最近では共振器型 FEL (FEL oscillator) に対してテーパー付きアンジュレータを適用した例も報告されている。テーパー付きアンジュレータを用いる方法以外に変換効率を向上する方法として、スパイク型発振 (spiking-mode lasing) がある。本論文では、原研 FEL におけるスパイク型発振を使った出力増大の可能性を検討する。

### 2 スパイク型発振のメカニズムと変換効率

RF リニアックや蓄積リングを使った FEL では、電子ビームがバンチ構造を持っているため、FEL 光にもパルス構造が現われる。これらの FEL が光共振器を備えている場合には、光パルスは共振器内を往復しながら、次々とやってくる電子バンチと相互作用を繰り返し増幅されていく。この時、電子バンチはアンジュレータ中で光に追い越されて行くが、この追い越される長さを *sllipage* と呼ぶ。また、通常、光共振器長は、電子バンチの間隔よりも少し短い長さに設定される。つまり、光パルスは往復毎に電子バンチに対して、少しずつ前へ押し出されることになる。これを光共振器長のデチューニング (detuning length) と呼ぶ。

共振器型 FEL において、レーザ増幅が起こった後の定常状態 (飽和状態) では、光パルスの時間構造は、往復毎に状態が再現される固有モードになっているはずである。したがって、この固有モードと、そのモードに対する増幅率を求めれば、共振器型 FEL の発振挙動を知ることができる。この固有モー

ドは supermode 理論を用いれば簡単に解析することができ、FEL 光の時間構造を少数の supermode の重ね合わせとして記述することができる [3]。(ちなみに、光共振器の縦モードを使った展開では、数千～数万のモードが必要になり現実的でない)

図 1 は、バンチ長が slippage に比べて十分短い場合について解析的に求めた supermode のゲインを光共振器デチューニング長の関数として表したものである。ここで、ゲインとデチューニング長は規格化してある [4]。図に示したゲインが光共振器の損失を上回る時に、その supermode は成長(発振)することができる。図からわかるように、光共振器の損失が小さく、デチューニング長がゼロに近いパラメータ領域では、複数の supermode が同時に発振する。このように、複数の supermode が存在する時、FEL は、サイドバンド、リミットサイクル、カオス、superradiant などの発振挙動を示すことが解析的、実験的に示されている [4]。Los Alamos の実験では、デチューニング長をゼロに近づけるにつれて、FEL の発振が「狭帯域発振」→「弱いサイドバンド」→「強いサイドバンド＝カオス」と変化するのが観測された [5]。サイドバンドが現われる領域では、光パルスが時間的にスパイク構造を持つことが数値計算や supermode 理論により予言され、発振スペクトルの測定から間接的に確認されているので、このパラメータ領域の発振をスパイク型発振(spiking-mode lasing)と呼ぶ。(注：バンチ長が長くなると、高次の supermode のゲインが大きくなるので、スパイク型発振の閾値は下がる)

共振器型 FEL では、電子がアンジュレータを通過する間に pondermotive ポテンシャルを 1 回転する時に電子から光への変換効率は最大となり、変換効率の最大値はアンジュレータ周期数 ( $N_u$ ) で決まる。:  $\eta \sim 1/(4N_u)$

しかし、スパイク型発振では、電子が光スパイクに追い越される間に pondermotive ポテンシャルを 1 回転する条件が最大の変換効率を与えるので、変換効率の最大値はアンジュレータ周期とは無関係に決まる(図 2 参照)。Piovella らの解析によれば、スパイク型発振における変換効率は、次式のように光スパイクの本数 ( $N_s$ ) で決まり、ゲインの平方根に比例し、光共振器損失の平方根に反比例することが示されている [4]。

$$\eta_{fel} \simeq \frac{1}{8\pi N_s} = \rho \sqrt{\frac{\Delta}{\alpha_0(\lambda/4\pi\rho)}} \propto \sqrt{\frac{G}{\alpha_0}} \quad (1)$$

ここで、 $\Delta$  は slippage 長、 $\alpha_0$  は光共振器の全損失、 $\rho$  は FEL パラメータ、 $G$  は small-signal ゲインである。

なお、スパイク型発振における変換効率がゲインとともに増大する現象は、実験 [5] や解析 [6] でも示されている。

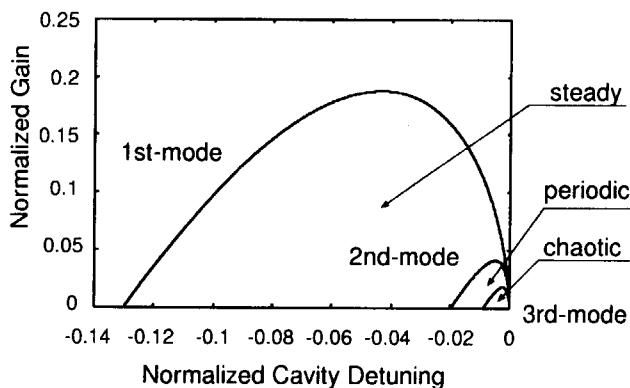


図 1. supermode ゲイン曲線 (3 番目のモードまで)

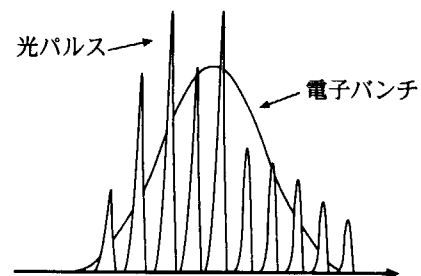


図 2. スパイク型発振における電子バンチと光パルス

### 3 原研 FEL のゲイン解析

FEL のゲイン解析には、(1) レーザーの立ち上がり波形からゲインを読み取る方法、(2) 光共振器の損失を変化させながらレーザーパワーを測定する方法、(3) 光共振器のデチューニング長を変えながらレーザーパワーを測定する方法があるが、超伝導リニアックを使った FEL では、デチューニングを使った方法がよく使われている [7]。波形の立ち上がりから読み取る方法では、超伝導空洞におけるビームローディングとフィードバックの時間遅れの影響が誤差の原因となり、また、損失を可変にする方法では横モードの空間的な歪みを考慮すると複雑な解析が必要になるからである。

図 3 は、原研 FEL のゲイン解析の結果を示したもので、光共振器デチューニング長に対するレーザーパワーの測定値を理論曲線でフィッティングしてある。ここで、理論曲線は Dattoli の式を使った [8]。原研 FEL では、電子ビーム品質を向上するための装置改良を進めており [9]、その結果、FEL ゲインも順調に増大してきた様子がわかる。図 2 に示したように、最近の実験では 50% の small-signal ゲインが得られている。

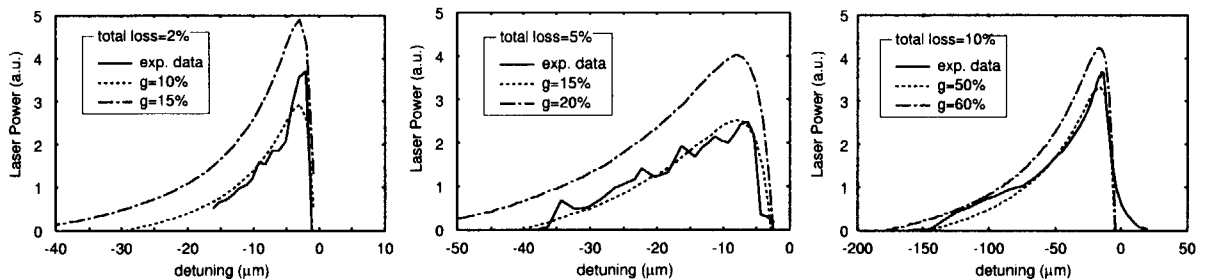


図 3. 原研 FEL ゲイン解析：左から 1998 年 3 月 3 日、1999 年 7 月 26 日、1999 年 8 月 9 日の実験

### 4 スパイク型発振の可能性

前節で述べたように、原研 FEL では、最近の実験で 50% の small-signal ゲインが得られている。われわれが使用している光共振器の全損失 (数% ~ 10%) と合わせて考えると、スパイク型発振が起こる領域にあることが予想される。これを確認するために、数値シミュレーションを使って、FEL が飽和した時の光パルスの時間波形を求めた。シミュレーションには、1 次元時間依存の FEL パルス伝播コード [10] を用いた。

計算で用いたパラメータは、レーザー波長  $21\mu\text{m}$ 、アンジュレータ周期数 52、電子バンチ長 50ps (FWHM)、small-signal ゲイン 50%、光共振器長デチューニング  $-7\mu\text{m}$  である。図 4 は、1999 年 8 月 9 日の実験パラメータ (光共振器の全損失は 10%) を使って計算した場合と、同じパラメータで光共振器の全損失を 5% にした場合について、光パルスの時間波形を計算した結果である。

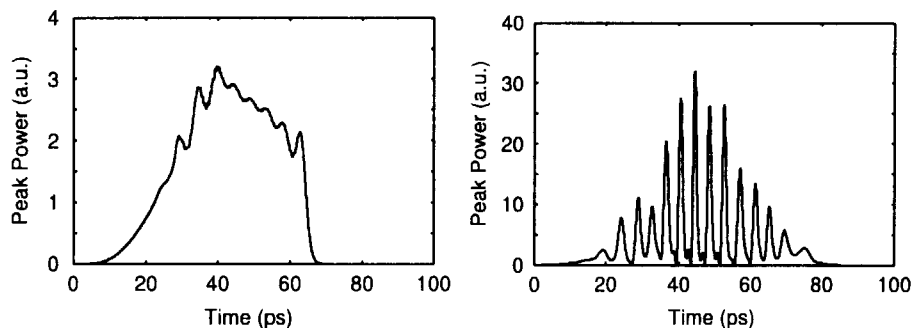


図 4. FEL 飽和波形シミュレーション：1999 年 8 月 9 日の実験パラメータを使った場合 (左)、同じ条件で光共振器損失を 5% にした場合 (右)

実験パラメータを使った計算結果を見ると、光パルスの波形にモジュレーションがかかっており、「弱いサイドバンド」の領域にあることを示している。つまり、small-signal ゲイン 50%、光共振器損失 10% のパラメータは、既にスパイク型発振の閾値を越えていることを意味している。この時の変換効率は 0.59% と計算された。

光共振器損失を 5% にした場合の計算では、光パルスの波形が完全なスパイク型を示していて、「強いサイドバンド=カオス」の領域になっている。また、この時の変換効率は 0.92% となり、実験パラメータを使った場合に比べて 1.6 倍の FEL 出力が得られる結果となった。

## 5 光共振器の最適化

スパイク型発振の変換効率は、small-signal ゲインの平方根に比例し、光共振器の全損失に反比例する(式(1)参照)。つまり、変換効率を大きくするためには、光共振器の損失を小さくすればよいことになる。しかし、実際の光共振器では、全損失と取り出し効率が等しくないため、このような単純な議論は成り立たない。

原研 FEL の光共振器は、2 枚の凹面鏡(金コート)で構成されており、片側の鏡の中心に小さな穴を開けて光を外部に取り出す方式を採用している。このような光共振器の全損失  $\alpha_0$  は、鏡の反射損失を  $\alpha_m$ 、取り出しによる損失を  $\alpha_e$ 、回折損失を  $\alpha_d$  として、 $\alpha_0 = 2\alpha_m + \alpha_e + \alpha_d$  と表せる。ここで、回折損失は、真空ダクトの断面やミラーの径が有限である効果と、取り出し用の穴により光の波面が不連続になる効果の両者により生じる。これらの損失を考慮に入れると、スパイク型発振における電子ビームパワーからレーザー出力への変換効率は、 $\eta_{total} = \eta_{fel} \alpha_e / \alpha_0 \propto \alpha_e \alpha_0^{-3/2}$  と計算できる。この値を最大にするように光共振器のパラメータを選べば、与えられた電子ビームパラメータのもとで FEL 出力を最大にできる。

## 6 結論

原研 FEL では、加速器の安定化、入射系の改善などの結果、small-signal ゲインが 50% 程度まで向上しており、スパイク型発振が可能なパラメータ領域にあることがわかった。この領域では、FEL の変換効率がアンジュレータの周期数と無関係に決まるので、FEL 出力を増大させることが可能である。また、スパイク型発振における FEL 出力は、光共振器の特性と深く関係しており、FEL 出力増大のためには、取り出し以外の損失をできるだけ小さくする必要がある。

今後は、スパイク型発振の領域で実験を進めるとともに、光共振器の最適化を行ない、FEL 出力の増大を目指す予定である。

## 参考文献

- [1] E.J.Minehara et al., in this Proc.
- [2] R.Hajima et al., to be published in Nucl. Instr. and Meth. T.Shizuma et al., in this Proc.
- [3] G.Dattoli et al., Opt. Commun. 35 (1980) 407-412. G.Dattori et al., IEEE QE-17 (1981) 1371-1387.
- [4] N.Piovella et al., Phys. Rev. E52 (1995) 5470-5486.
- [5] R.W.Warren et al., NIM A285 (1989) 1-10.
- [6] D.Iracane, P.Chaix, J.L.Ferrer, Phys. Rev. E49 (1994) 800-814.
- [7] S.Benson et al., Nucl. Instr. and Meth. A429(1999) 27-32.
- [8] G.Dattoli et al., "Lecture on the free electron laser theory and related topics", World Scientific (1993).
- [9] N.Nishimori et al., to be published in Nucl. Instr. and Meth.
- [10] R.Hajima et al., Nucl. Instr. and Meth. A393 (1997) 142-146.



## 56. レーザー加速の為に Z ピンチプラズマ光導波路の開発 Development of Z-pinch Optical Guiding for Laser-Plasma Accelerator

細貝 知直, 神門 正城, 出羽 英紀, 小瀧 秀行, 近藤 修司,

金沢 修平, 中島 一久

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

〒619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

堀岡 一彦

東京工業大学 総理工 創造エネルギー専攻

〒226-8502 神奈川県横浜市緑区長津田町 4259

**Tomonao HOSOKAI, Masaki KANDO, Hideki DEWA, Hideyuki KOTAKI, Shuji KONDO,  
Shuhei KANAZAWA, and Kazuhisa NAKAJIMA**

*Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment*

*Japan Atomic Energy Research Institute*

*8-1 Umemidai, Kizu, Souraku, Kyoto 619-0215, Japan*

**Kazuhiko Horioka**

*Department of Energy Sciences, Tokyo Institute of Technology,*

*4259 Nagatsuta, Midori-ku Yokohama 226-8502, Japan*

We have proposed optical guiding of intense laser pulse by fast Z-pinch for channel guided laser wakefield acceleration (LWFA). It has been developed based on capillary discharge-pumped X-ray laser technique. The discharge driven by current of 4.8 kA with a rise time of 15 ns through preionized helium gas could produce an uniform guiding channel with good reproducibility. With this new guiding method an intense Ti-Sapphire laser pulse ( $\lambda = 790$  nm, 2.2 TW, 90 fs,  $1 \times 10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>) was transported through the channel over a distance of 2 cm corresponding to 12.5 times the Rayleigh length.

**Keywords:** Laser wakefield acceleration (LWFA), optical guiding, channel guide, Z-pinch

### 1. はじめに

レーザープラズマ加速の一つである、レーザー航跡場加速 (LWFA : Laser Wakefield Acceleration)<sup>(1)</sup> は、チャープパルス増幅法開発による、パルス幅サブピコ秒、出力テラワット以上の高強度超短パルスレーザーの出現によって実現可能となった。レーザー光をガス中で集光して  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> 程度の強度にするとレーザーの光電場は  $\sim 10^9$  V/cm 程度になり、原子内の束縛電子はトンネル効果により 10 フェムト秒以下の短時間のうちに完全電離してプラズマ化する。このプラズマ中ではレーザーの空間的なパルス幅がプラズマ振動の波長程度になるとレーザーパルスのポンデロモータビリティにより大振幅のプラズマ波の航跡場 (ウエーク) が励起される。この航跡場 (ウエーク) 振動の位相速度は、レーザーパルスの群速度に等しい縦波である。  $10^{18}$  cm<sup>-3</sup> の密度のプラズマ中に形成される電場はほぼ  $10^9$  V/m に達し、この縦波中の超高電場で粒子を加速する。

加速器のエネルギーゲインを決定する要因は加速勾配と加速長である。レーザー航跡場加速では加速勾配は従来の高周波加速に比べ格段に大きい。しかしながら、プラズマ中で航跡場の励起される長さ (加速長) がレーザーの回折効果によってレーリー長程度に制限されてしまうので大きなエネルギーゲインが得られない。実際に実験では 20 GV/m を越える加速勾配が得られているものの、加速長が短いために粒子のエネルギーゲインは最大 200 MeV 程度に留まっている<sup>(2)</sup>。レーザー航跡場加速ではレーザーのスポットを小さく絞りパワー密度を上げ大きな加速勾配を稼ぐことと、加速長を長くすることはトレードオフの関係にある。これらを同時に満足するものがプラズマ光導波路を加速管に用い加速長を稼ぐチャンネルガイドレーザー航跡場加速である<sup>(1)</sup>。

プラズマ光導波路とはプラズマ中でレーザーを小さなスポットサイズのまま長距離伝搬させる技術である。一般に、分布屈折率光ファイバーのように、中心で屈折率が大きく、周辺にいくにし

たがい屈折率の小さくなる媒質をレーザの通り道に沿って形成すればレーザは一定の半径のまま媒質中をガイドされる。角周波数 $\omega$ の電磁波に対するプラズマの屈折率 $N$ は $N=[1-(\omega_p/\omega)^2]^{1/2}$ の関係でプラズマの密度に依存する。ここで $\omega_p$ は、プラズマ周波数 $\omega_p=(e^2n/\epsilon_0m)^{1/2}$ である。(ただし、 $n$ はプラズマ密度、 $e$ は電気素量、 $m$ は電子の質量、 $\epsilon_0$ は真空の誘電率とする。)したがって、レーザの通り道に沿ってプラズマ密度が凹型分布を持つチャンネルを作れば光導波路特性を持たせることができ、レーザ光を集束したまま長距離伝搬させることができる。プラズマ光導波路にはさまざまなアイデアが提案されているが、大きく分けて2つの方式がある。伝搬させる高強度レーザ自身の相対論的自己集束効果で密度チャンネル(光導波路)を作るセルフチャネリング法<sup>(3)</sup>と、伝搬させるレーザが通過する前に何らかの方法であらかじめ光導波路を形成しておくプレチャンネル法である。レーザ自身の相対論的自己集束効果はプラズマ波長よりも短いパルス幅では起こり得ず<sup>(4)</sup>、したがってフェムト秒オーダーの超短パルスレーザを用いるレーザ航跡場加速に対してはプレチャンネル法が有効である。プレチャンネル法に関しては、チャンネル形成にガス中でのレーザの線集光<sup>(5)</sup>や、キャピラリーと呼ばれるプラスチック製の細管中での真空放電<sup>(6)</sup>を用いた例がこれまでに報告されている。我々はこれまでに、プレチャンネル法の一つとして上記の生成法とは全く異なったチャンネル生成機構を持つ高速Zピンチ放電による光導波路形成の研究を行ってきた<sup>(7)</sup>。ここでは高速Zピンチ放電を用いたレーザ航跡場加速の為のプラズマ光導波路について述べる。

## 2. 高速Zピンチ放電

高速立ち上がりの電流で駆動されるZピンチ放電では、高速で収縮する同軸状電流層の前面に衝撃波が駆動される。そして、プラズマ柱が中心軸でスタグネートする直前に電流層と衝撃波の相互作用によってコア内部の直径 $100\mu\text{m}$ 程度の領域に凹型のプラズマ密度分布が形成される。近年のキャピラリー放電型X線レーザの研究では、高速Zピンチ放電で作られたX線レーザ媒質中の密度チャンネル内を誘導放射光がガイドされながら増幅することが示唆されている<sup>(8)</sup>。我々はこの高速Zピンチの収縮プロセスで形成されるプラズマの内部構造を積極的に高強度超短パルスレーザのガイドチャンネルとして用いることを提案する。この方式では予備電離を行い初期条件を均一にすれば広い密度領域で電磁流体的不安定性のない非常に再現性の良いプラズマチャンネルが形成できることが前述の研究で示されており、実際に $10^{19}\text{cm}^{-3}$ 以上の電子密度のプラズマチャンネルが12cmに渡って安定に形成されている。

チャンネルガイドレーザ航跡場加速のためのプラズマ光導波路という観点からは安定で再現性の良いプラズマチャンネルであることが前提になるが、当面の目標となる1GeVの加速エネルギーゲインを得るための典型的なパラメータは以下の通りである。出力2TW、パルス幅100fsのレーザを用いる場合は電子密度約 $10^{17}\text{cm}^{-3}$ 長さ10cm、原研関西研で既に開発した出力100TWパルス幅20fsのレーザ<sup>(9)</sup>を用いる場合は、電子密度約 $10^{18}\text{cm}^{-3}$ 長さ2cmのプラズマ光導波路が必要であると見積もられる。<sup>(1)</sup>

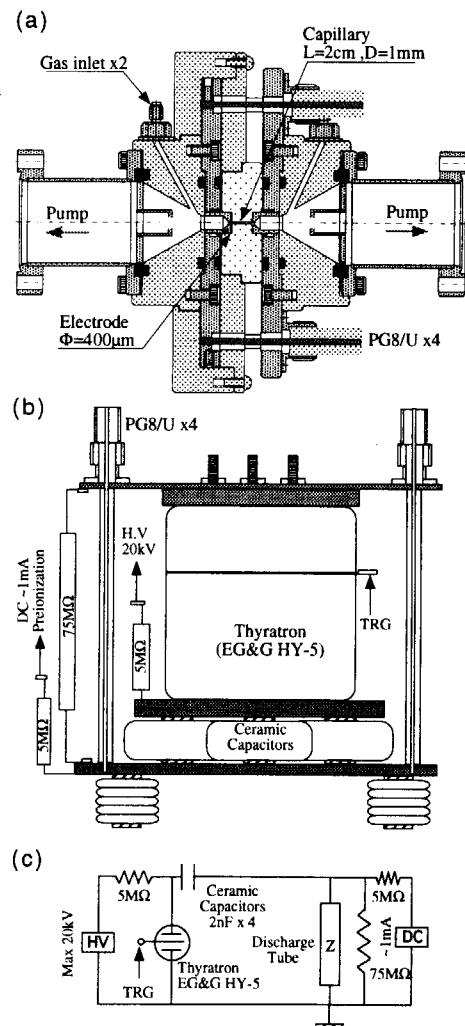


図1 (a) 放電管装置図 (b) 電源装置図  
(c) 放電装置回路図

### 3. 実験

#### 3.1 装置

プラズマ光導波路実験に用いた高速 Z ピンチ放電管装置と駆動用パルス電源および装置回路図を図 1(a)、(b)、(c)にそれぞれ示す。放電管には直径 5cm 長さ 2cm のセラミクス製ロッドの中心軸に沿って内径 1 ミリの穴をあけたキャピラリー(細管)を用いた。キャピラリーの両端に内径 400  $\mu\text{m}$  の穴を持つモリブデン製電極を同軸状に配置した。キャピラリー内部は差動排気によってヘリウムガスを 0.5-5 torr に維持した。高速 Z 放電駆動用のパルス電源は容量 8nF (2nF  $\times$  4 個)のセラミクスコンデンサーとサイラトロン(EG&G HY-5)を同軸状に接続して構成し、4 本の同軸ケーブル(RG8/U)を用いてパルス電源と負荷の放電管を軸対称に接続した。一様にヘリウムガスを予備電離させるために、直流放電回路(DC)を用いて約 1mA の直流電流を放電前にガス中に流した。コンデンサーは最大 20kV(蓄積エネルギー 1.6J)まで充電された。これらの装置により、Z ピンチは立ち上がり 15ns、ピーク値 4.8kA パルス幅 70ns(FWHM)の再現性の良い電流パルスで駆動された。

#### 3.2 高強度超短パルスレーザーのガイディング実験

典型的なプラズマ光導波路実験の配置を図 2 に示す。図中の円の内部には放電管中に光導波路が形成される時刻の典型的な電子密度分布を示す。図 2 に示すとおり、 $F^{\#}=12$  の軸はずしパラボラミラーを用いチタンサファイアレーザー( $\lambda=790\text{nm}$  2.2TW 90fs)を直径 40  $\mu\text{m}$  でキャピラリー入口の中心軸上に集光した。(集光強度 $>1 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ) 前面にプラズマの発光を遮断するためのバンドパスフィルター( $\Delta\lambda=10\text{nm}$ )を取りつけた CCD カメラを軸上に配置し、レーザープロファイルを観測した。チタンサファイアレーザーパルスと Z ピンチとの同期を確認するためにフォトダイオードの信号と放電電流を同時にモニターした。プラズマチャンネル中のレーザーパルスのエネルギー透過率をフォトダイオードとパワーメーターを用いて計測した。パラボラミラーに入射する直前で得られるフォトダイオードの信号をパワーメーターで絶対値校正した。この値を元にチャンネル出口でのフォトダイオードの信号との比較から透過エネルギーを算出した。

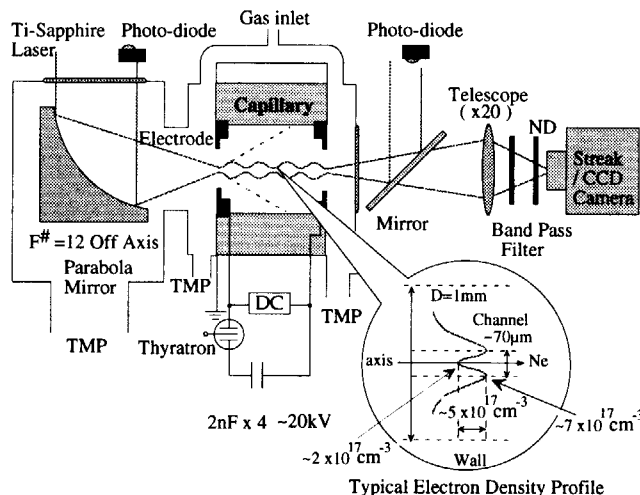


図 2 プラズマ光導波路実験概略図

#### 3.3 実験結果

図 3 に放電管出口のチタン-サファイアレーザー( $\lambda=790\text{nm}$  2.2TW 90fs 集光径 40  $\mu\text{m}$  集光強度 $>1 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ )プロファイルの典型的な CCD 写真: (a) プラズマチャンネル(初期ガス圧 0.9Torr 時刻  $t=8.5\text{ns}$ )通過後、(b) 中性ガス通過後と、(c)それぞれの強度プロファイルを示す。(a)、(c)に示すとおり、時刻  $t=8.5\text{ns}$  に中心軸部分に直径 40  $\mu\text{m}$  の明るいスポットが観測された。レーザーパルスのエネルギー透過率はチャンネル中をガイドされる場合に 30%から 64%に増加した。Z ピンチを駆動せずに中性ガス中を通過させた場合(b)及び  $t=8.5\text{ns}$  以外の時刻にプラズマ中を通過させた場合には明るいスポットは観測されなかった。実験結果は光導波路の形成される時刻  $t=8.5\text{ns}$  にレーザーがチャンネル中をガイドされていることを明確に示している。ガイドされたチャンネル長は 2cm で、これはチタンサファイアレーザーの光学系で決まるレーリー長 1.6mm の約 12.5 倍に相当する。



#### 4. まとめ

我々は、チャンネルガイドレーザ航跡場加速の要素技術の一つとして、高速Zピンチ放電の収縮プロセスで形成される凹型電子密度分布を用いたプラズマ光導波路を提案した。ピーク電流 4.8kA、立ち上がり 15ns で駆動された高速 Z ピンチプラズマは再現良く導波路を形成した。形成されたプラズマ光導波路の直径は  $70\mu\text{m}$  であった。電子密度は、MHD(電磁流体)シミュレーションより中心軸上で  $2.0 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ 、チャンネルの端で  $7.0 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$  と推定される。さらに、この新しい方式のプラズマ光導波路を用いて高強度超短パルスレーザ( $\lambda=790\text{nm}$  2.2TW 90fs 集光直径  $40\mu\text{m}$  集光強度  $>1 \times 10^{17}\text{W/cm}^2$ ) のガイド実験を行った。レーザは真空中の回折距離の 12.5 倍に相当する 2cm にわたって安定にガイドされ、高速Zピンチ放電によって安定な光導波路を形成できることが実験的に初めて示された。

高速Zピンチを用いた光導波路形成の方式は、より長くより高い密度のチャンネルヘスケージングできるという大きな利点を持つ。プラズマの最終的なパラメータとその空間分布は放電パラメータの選び方によって制御可能である。したがって、適当な放電パラメータを選択することによって、ガイドされるレーザにとって最適なチャンネル深さ、幅、形を持つプラズマ光導波路を広い密度領域に渡って生成することが可能である。本実験のプラズマの密度領域は  $10^{16}\text{--}10^{18}\text{cm}^{-3}$  で収縮速度は  $10^7\text{cm/s}$  程度である。プラズマチャンネルの安定性が保証されるならば、より高速のプラズマの収縮は、さらに強い衝撃波を駆動することができる。したがってより大きな密度と密度勾配を持つ長い光導波路が形成でき、より高強度のレーザガイディングが可能である。

#### 参考文献

- (1) K. Nakajima, Phys. Plasmas. **3**, 2169 (1996)
- (2) H.Dewa, H.Ahn, H.Harano, M.Kando, K.Kinoshita, S.Kondo, H.Kotaki, K.Nakajima, H.Nakanishi, A.Ogata, F.Sakai, M.Uesaka, T.Ueda, T.Watanabe, K.Yoshii, Nucl. Instr. and Meth. **410**, 357 (1998)
- (3) K.Krushelnick, A.Ting, C.I.Moore, H.R.Burris, E.Esarey, P.Sprangle, and M.Baine, Phys. Rev. Lett. **78**, 4047 (1997)
- (4) P.Sprangle, E.Esarey, J.Krall, and G.Joyce, Phys. Rev. Lett. **69**, 2200 (1992)
- (5) C.G.Durfee III and H.M.Milchberg, Phys. Rev. Lett. **71**, 2409 (1993)
- (6) Y.Ehrlich, C.Cohen, A.Zigler, J.Krall, P.Sprangle, and E.Esarey, Phys. Rev. Lett. **77**, 4186 (1996)
- (7) T.Hosokai, M.Kando, H.Dewa, H.Kotaki, S.Kondo, K.Horioka, and K.Nakajima Opt.Lett.**25**, 10 (2000)
- (8) C.H.Moreno, M.C.Marconi, V.N.Shlyaptsev, B.R.Benware, C.D.Macchietto, J.L.A.Chilla, J.J.Rocca, and A.L.Osterheld, Phys. Rev. A **58**, 15092 (1998)
- (9) K.Yamakawa, M.Aoyama, S.Matsuoka, T.Kase, Y.Akahane, and H.Takuma, Opt.Lett. **23**, 1468 (1998)

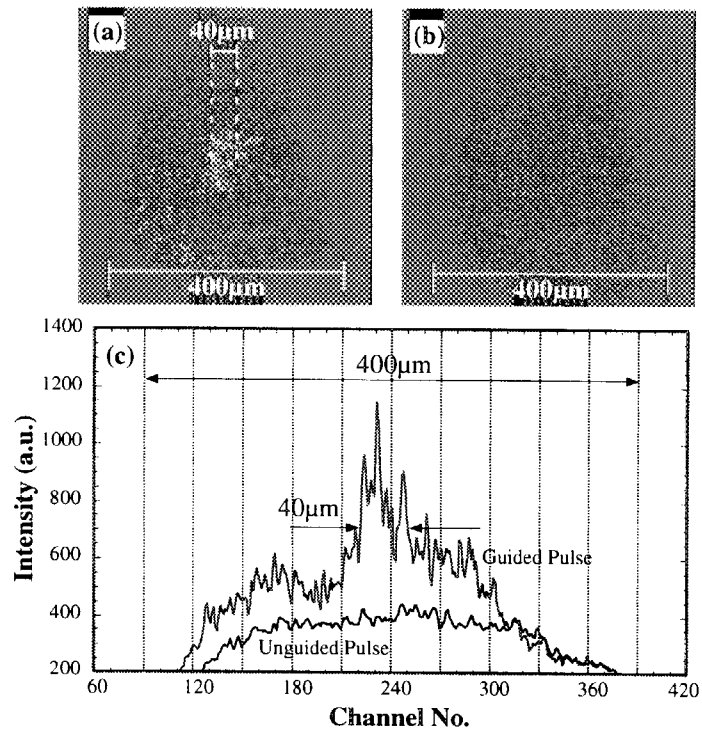


図 3 放電管出口におけるチタンサファイアレーザプロファイルの典型的な CCD 写真: (a) プラズマチャンネル(初期ガス圧 0.9Torr  $t=8.5\text{ns}$ )通過後 (b) 中性ガス通過後 (c) それぞれの強度プロファイル

## 57.

## 非線型コンプトン/トムソン散乱実験

## The Status of the Nonlinear Compton/Thomson Scattering Experiment

松門 宏治<sup>A</sup>、遠藤 一太<sup>B</sup>、高橋 徹<sup>B</sup>、飯沼昌隆<sup>B</sup>阪部 周二<sup>C,D</sup>、佐藤 文信<sup>D</sup>、田内 利明<sup>E</sup><sup>A</sup> 広島大学 理学部 739-8526 広島県東広島市鏡山 1-3-1<sup>B</sup> 広島大学 先端物質科学研究科 739-8526 広島県東広島市鏡山 1-3-1<sup>C</sup> 大阪大学 工学研究科 565-0871 大阪府吹田市山田丘 2-1<sup>D</sup> 大阪大学レーザー核融合研究センター 565-0871 大阪府吹田市山田丘 2-6<sup>E</sup> 高エネルギー加速器研究機構 305-0801 茨城県つくば市大穂 1-1Koji MATSUKADO<sup>A</sup>, Ichita ENDO<sup>B</sup>, Tohru TAKAHSHI<sup>B</sup>, Masataka IINUMA<sup>B</sup>Shuji SAKABE<sup>C,D</sup>, Fuminobu SATO<sup>D</sup>, Toshiaki TAUCHI<sup>E</sup><sup>A</sup> Faculty of Science, Hiroshima University, Higashi-Hiroshima, 739-8526, Japan<sup>B</sup> Graduate School of Advanced Sciences of Matter, Hiroshima University,

Higashi-Hiroshima, 739-8526, Japan

<sup>C</sup> Graduate School of Engineering, Osaka University, 2-1 Yamada-oka, Suita Osaka 565-0871, Japan<sup>D</sup> Institute of Laser Engineering, Osaka University, 2-6 Yamada-Oka, Suita, Osaka 565-0871 Japan<sup>E</sup> High Energy Accelerator Research Organization, 1-1 Oho, Tsukuba, Ibaraki 305-0801 Japan

We constructed an experimental system to observe nonlinear effects in the Compton scattering. The electron beam is supplied by an electron gun and a photon beam comes from a Table-top tera-Watt laser system. As a test experiment, we measured the Compton scattering in linear regime and had a good agreement with simulations, indicating that the background level of the system was under control and that the detection efficiency was properly estimated. The simulation study shows that it is necessary to use a laser beam with an inclined polarization plane to obtain a maximal amount of second harmonics in photon-electron scattering.

**Keywords :** Nonlinear Compton/Thomson scattering, Nonlinear QED, T<sup>6</sup>-Laser

## 1. はじめに

通常、自由電子と光子の散乱過程は弾性散乱とみなせるが、入射光強度が極端に大きい場合(例えば、波長  $1\mu\text{m}$  で  $10^{17}\sim 10^{18}\text{W/cm}^2$ )では、多光子吸収に伴う高次高調波の発生、電子が電磁波中で有効質量を獲得することに起因する散乱断面積の変化や散乱光の波長のずれ等、入射光強度に依存する効果が無視できなくなる[1-4]。単なる弾性散乱とみなせなくなった自由電子と光子の散乱過程を非線型コンプトン/トムソン散乱(以下では単に非線型コンプトン散乱と呼ぶ。

我々は、非線型コンプトン散乱を観測するための実験システムを開発した[5, 6]。このシステムでは、電子銃を用いて供給される 10keV のエネルギーの電子線と大阪大学レーザー核融合研究センターの T<sup>6</sup> レーザー[7, 8]と呼ばれる TW-レーザーシステムのレーザービームを真空容器内で衝突させて、散乱光を観測する。テスト実験としての線形領域での通常のコンプトン散乱の観測を行い、シミュレーションと良く一致する結果を得た。引き続き T<sup>6</sup>-レーザーのターゲットルームにおいて、非線型効果の観測に向けた実験準備が進行中である。

本稿では、実験装置、テスト実験の結果および 2 倍高調波の観測シミュレーションについて述べる。

## 2. 実験装置

### 2-1 電子銃、ビーム衝突点および検出系

図 1 に、実験装置のレーザーシステム以外の部分を示す。電子線は、電子銃から供給し、レーザーと水平面内で 45 度の角度で衝突する。コンデンサーレンズと球面ミラーは共焦点系を構成し、その焦点にビームの衝突点が一致するように配置してある。ビームの衝突点で発生した散乱光は、進行方向を垂直軸に平行に揃えられて検出窓を通過する。その後、空間フィルターでビーム衝突点付近からの光だけを選び出し、さらにバンドパスフィルターで波長選択を行う。最後に散乱光は、光電子増倍管のカソードに集光、検出される。

### 2-2 T<sup>6</sup>-レーザーシステム(1999 年 9 月現在の仕様)

非線型効果の観測には、T<sup>6</sup>-レーザーと呼ばれる卓上型の CPA 高強度チタンサファイアレーザーを用いる。T<sup>6</sup>の名称は、Table-top Ten-TW Ten-Hz Tunable Ti:Sapphire Laser による。T<sup>6</sup>-MOPA システムは、モードロック発振器、パルス伸延器、パルスセクター、3 パスプリアンプ、それぞれ 5 パス及び 6 パスの 2 段のパワーアンプおよびパルス圧縮器から構成される(図 2)。各構成要素は、ガリレオ式望遠鏡で結合されている。3 台のアンプは Q-SW Nd:YAG レーザーの 2 倍高調波で励起される。出力は、100fs のパルス長、パルスエネルギーは 300mJ で、ポンプレザーの出力変動のため、10%(RMS)程度の変動を示すが、平均出力は 1 時間で変動が 3%以内という安定性を有する。

## 3. テスト実験

装置のテストは、線形コンプトン散乱について 2 度にわたって行った。一つは、図 1 に示した部分を広島大学で製作した際に広島大学機器分析センターで、他方は大阪大学レーザー研の T<sup>6</sup> レーザーのターゲットルームにおいて行われた。

### 3-1 広島におけるテスト

電子線のパラメーターは 10keV のエネルギーで 10mA のビーム電流、ビーム半径は 1.9mm であった。レーザーは、Q-SW Nd:YAG の 2 倍高調波(532nm)を用いた。出力は 420mJ/7ns×10Hz で、f 500 の平凸レンズで集光した。偏光面は水平面に一致するように取った。レーザーのビーム径は測定しなかったが、線形領域のコンプトン散乱では、電子線に対してレーザーの径が十分に小さい場合、イベント数はレーザービーム径に依存しない[5]。結果を図 3(左側)に示す。丸プロットはシミュレーション、三角は実験値を示す。シミュレーションに対する誤差はモンテカル

口の統計誤差と光学系の透過率の系統誤差を含み、実験値の誤差は統計誤差を表わす。

### 3-2 $T^6$ -レーザーのターゲットルームにおけるテスト

電子線のパラメータは 10keV のエネルギーで 10mA のビーム電流、ビーム半径は 1.5mm であった。 $T^6$ -レーザーからのレーザーパルスは、非線型効果を押さえるため、パルス圧縮器をバイパスし、波長 800nm、エネルギー 100mJ/200ps $\times$ 10Hz で衝突点に入射させた。偏光面は、水平面内に取った。結果を図 3(右側)に示す。

## 4. 2 倍高調波検出シミュレーション

2 倍高調波の検出シミュレーションを行った。電子線に対しては、エネルギー 10keV、ビーム電流 5mA、ビーム半径 0.73mm、他方  $T^6$ -レーザーに対しては、200mJ/100fs $\times$ 10Hz のエネルギーで、衝突点での半径が 13 $\mu$ m のビームパラメータを想定した。レーザーの偏極方向が検出効率に与える効果を調べるため、レーザーの偏極を垂直方向、水平方向、及び斜め $\pm 45$  度方向に向けたシミュレーションを実行した(図 4)。

結果を図 5 に示す。誤差は、モンテカルロの統計誤差と光学系の透過率の系統誤差を考慮した。偏極方向の効果は、非常に大きく、レーザー場の中での電子のダイナミクスに関する情報を多く含んでいることが予想され興味深い。また、迷光からくるバックグラウンドの処理にも有効であり [4]、実験法を確立する上でも重要である。

## 5. まとめ

非線型コンプトン/トムソン散乱実験のための装置を開発した。この装置では、電子銃から供給する 10keV の電子線と外部から入射させるレーザービームを 45 度の交差角で衝突させ、その際生じる散乱光を観測する。2 度にわたるテスト実験では、線形領域でのコンプトン散乱に対してシミュレーションと良い一致を示すデータが得られ、装置は定量的な測定を行う能力を有することが明らかになった。

2 倍高調波の検出シミュレーションを行い、入射光の偏極方向は大きな効果を持ち、特に斜めに傾けた場合に最大の計数が得られるという興味深い結果を得た。

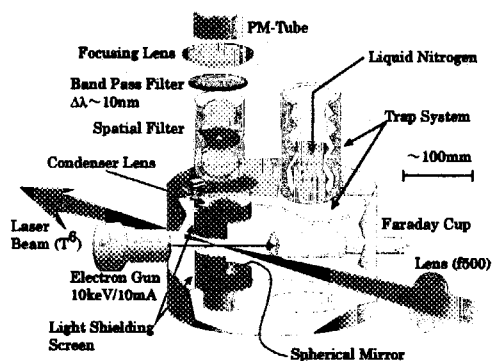


図 1: 実験装置

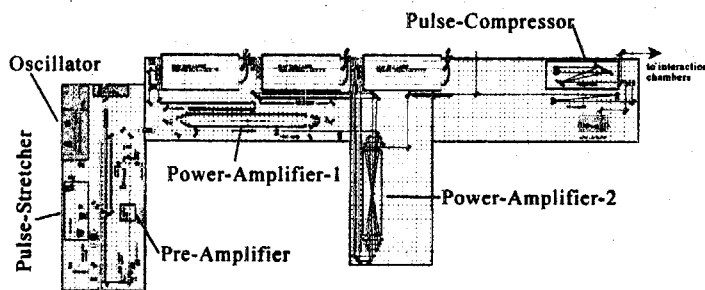


図 2:  $T^6$ -レーザーシステム

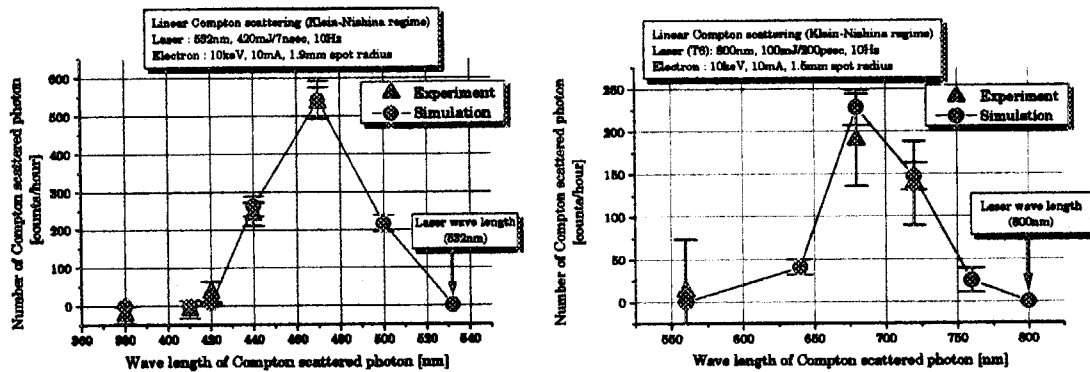


図 3 : テスト実験の結果。左は Q-SW YAG の 532nm、420mJ/7ns×10Hz、右は大阪大学レーザー研の T<sup>6</sup> レーザーからの 800nm、100mJ/200ps×10Hz のビームをそれぞれ用いた場合。電子線は共に 10keV、10mA。

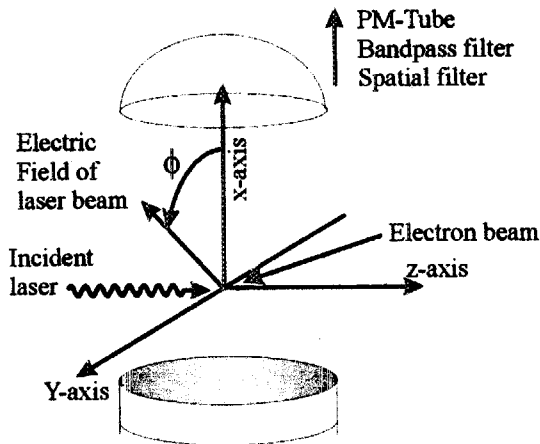


図 4 : レーザーの偏極方向の定義

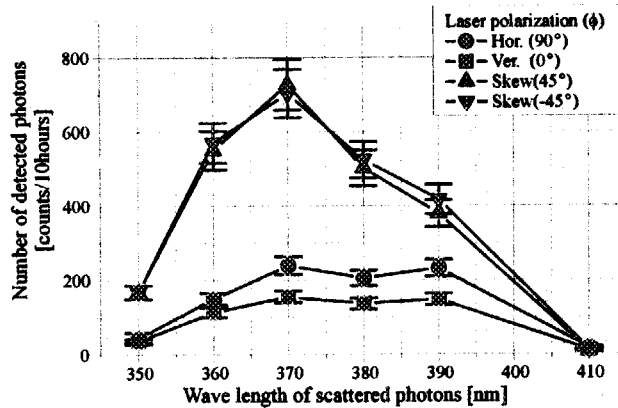


図 5 : 800nm 光の入射に対する 2 倍高調波の検出シミュレーションの結果

#### 参考文献

- [1] Sally K. Ride *et. al.*, Phys. Rev. E 48, 5425 (1995).
- [2] L. S. Brown, T. W. B. Kibble, Phys. Rev. 133, A705 (1964).
- [3] E. Ugaz, Phys. Rev. A 50, 34 (1994).
- [4] Anna K. Puntajer, C. Leubner, Opt. Commun. 73, 153 (1989).
- [5] K. Matsukado *et. al.*, Rev. Sci. Instr. (To be published).
- [6] K. Mataukado *et. al.*, Presented at International Symposium on *New Visions in Laser-Beam Interactions*, October 11-15, 1999, Tokyo Metropolitan University, Tokyo, JAPAN.
- [7] 阪部周二, レーザー研究 第 25 号, 855 (1997).
- [8] H. Schillinger *et. al.*, レーザー研究 第 25 号, 890 (1997).



## 58. ピコ秒電子線照射分光分析装置の開発 An Apparatus for picosecond electron pulse irradiation and optical spectroscopy\*

青木 康、楊 金峰、広瀬雅文、酒井文雄、常見明良、萬 雅史、岡田康弘、遠藤 彰  
住友重機械工業株式会社・総合技術研究所、田無市谷戸町 2-1-1 (〒188-8585)

Yasushi AOKI, Jinfeng YANG, Masafumi HIROSE, Fumio SAKAI, Akira TSUNEMI,  
Masafumi YOROZU, Yasuhiro OKADA, Akira ENDO  
R & D Center, Sumitomo Heavy Industries, Ltd., 2-1-1, Yato, Tanashi 188-8585

A compact apparatus for time-resolved absorption spectroscopy is under development, using a photocathode RF electron gun. The apparatus can produce electron pulses with the energy of 3.7 MeV and with the width of 5 ps. Fast phenomena induced by the pulse will be investigated by photo-absorption method in this apparatus. The analyzing light pulses are supplied through optical parametric generation system excited by a picosecond Nd:YLF laser. The covered wavelength range and the pulse width will be 210 to 2000 nm and 10 ps, respectively. Time-dependent behaviors of transient species produced by electron pulses are to be followed by pump/probe method ( or stroboscopic method ) in which the electron pulse and the light pulse is temporally controlled by phase-shifting of RF fed into the laser with respect of RF for the gun. The time resolution of the measurement is estimated to be about 10 ps.

Keywords : Time-resolved absorption spectroscopy, Photocathode RF electron gun,  
Optical parametric generation, stroboscopic method

### 1. はじめに

近年、化学、生化学等の分野でパルス放射線を用いた高速化学反応解析の研究が盛んに行われている。この種の目的に用いられる実験手法は一般にパルスラジオリシス法と呼ばれ、パルス放射線の照射で生成した短寿命の反応活性種の時間的な挙動を光学的検出法、電気伝導測定法、あるいは磁気共鳴法などの検出法を用いて追跡する方法である[1,2]。これらの測定法のうちで光学的な手法を用いたものが最も高い時間分解能（ピコ秒）の解析を実現しているが、さらに装置の改善を進めてフェムト秒の領域にまで分析範囲を拡大する努力が為されている[3,4]。

一方、FEL 実験用として、短パルス・低エミッタンス電子線を発生させるためにフォトカソ

---

\*本研究の1部は、新エネルギー・産業技術総合開発機構(NEDO)から研究を委託された技術研究組合・フェムト秒テクノロジー研究機構(FESTA)の研究の一環として行ったものである。

ード RF 電子銃が提案され、高エネルギー電子加速器の入射器として開発が進められている[5-7]。近年、BNL、高エネルギー加速器研究機構、住友重機械工業（株）3 者による共同開発で、高繰り返し運転が可能な新型の電子銃（GUN-IV）が開発された[8]。この電子銃は、短パルス性・低エミッタンス性に加え、小型で数 MeV の電子線パルスを発生させることができ、発生タイミングを RF の位相によりピコ秒精度で制御可能であることが特長である。

フォトカソード RF 電子銃は単体で、パルスラジオリシスに用いられる電子パルス源として必要な特性、①短パルス発生可能、②分析用レーザーと高精度時間制御性、③数 MeV 以上の電子パルス発生、を満足しており、実際に、BNL の放射線化学部門は RF 電子銃を用いたパルスラジオリシス施設を整備し、研究を進めている [9]。また、パリ南大学でも化学分析用に RF 電子銃を導入する計画（ELYSE 計画）が進められている [10]。住友重機械工業では、銃が小型であることにも注目して、光パラメトリック発生（OPG）を用いた分光システムを組み合わせた小型パルスラジオリシス装置の開発を行っている。ここでは、この装置の概要と構成について紹介する。

## 2. ピコ秒電子線発生システム

現在開発中のパルスラジオリシス装置の概念図を Fig. 1 に示す。本装置は、フォトカソード RF ガンシステム、クライストロンシステム、ビーム伝送系、フォトカソード照射用ピコ秒 Nd:YLF レーザー、分光分析用 OPG システム、および時間制御／信号処理システムから構成されている。

このうちピコ秒電子線パルス発生に関わる構成装置は RF ガンシステム、クライストロン、カソード照射用レーザーである。

まず電子線発生の中心部であるフォトカソード RF 電子銃は、BNL タイプの S-バンド共鳴 1.6 セル型構造の電子銃であり、加速空洞とフォトカソードをクラス 1 の高純度無酸素銅により製作したものである。レーザー光入射のためのポートがカソード面の法線に対して 68 度傾斜して取り付けられている。高繰り返し運転用として開発された本電子銃には高パワー RF 導入時の詳細な熱解

析に基づいて、3 系統の冷却水配管が埋め込まれている。この冷却配管は温度設定精度 0.1℃ の冷却水チラーに接続され、加速空洞の共振周波数の微調整にも用いられる。電子銃出口には、磁場帰還用の鉄フレームを持った単一ソレノイド電磁石が直結され、発生電子線パルスのエミッタンス補正に用いられている [11]。

電子加速用の高パワー RF 源には S-バンド・クライストロン (TH2074F, Thomson-CSF) を用いており、有効パルス幅 1μs、周波数 2856MHz、ピークパワー 4MW の RF を電子銃に導入する。RF パルス入力繰り返し周波数は 10 Hz である。

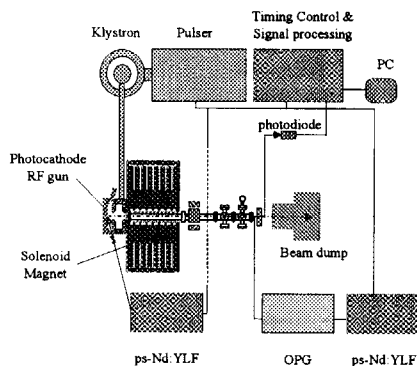


Fig. 1 The conceptual design of the pulse radiolysis apparatus

フォトカソード照射用のピコ秒Nd:YLF レーザーの仕様を Table 1 に示した。発振器の周波数は 79 MHz で、レーザー発振波長は 1047nm である。フォトカソード照射には、非線型結晶を用いて生成させた第 4 高調波 (262nm) を用い、そのエネルギーとパルス幅はそれぞれ 0.2 mJ と 5ps である。またレーザー光の安定発生のためにダイオード励起の全固体レーザーシステムとすると共に発振器の共振器長をフィードバック制御する機構を設けて外部入力 RF に対して 0.5 ps 以下の低ジッターのパルス発生を実現させている。

Table 1 The specifications of the laser for photocathode

Wavelength	1047 nm
Oscillator Frequency	79 MHz
Energy	0.2 mJ/pulse @262nm
Pulse width	5 ps @262nm
Time jitter	0.5 ps rms
Pointing Stability	10 $\mu$ rad
Energy Stability	1 % rms

Table 2 には RF 電子銃にクライストロンからの RF とレーザーパルスを入力して得られると期待している電子線パルスの特性がまとめてある。電子銃加速空洞内の電磁場強度と電子ビームの軌道を計算コード SUPERFISH と PARMELA を用いて計算した結果、クライストロンからの 4 MW ピークパワーの RF が無損失で加速空洞に入力した場合に 3.7 MeV 以上の電子線のエネルギーが得られることを確認した (Fig.2)。また、262nm 光入射した純銅からの光電子発生量子収率は  $5 \times 10^{-5}$  電子/光子と報告されている[12]ので、1 パルスあたりの電荷は 1 nC 以上と評価している。電子線パルスのパルス幅は、レーザーが斜入射の条件で銅カソード面を照射するためレーザーのパルス幅(5ps)よりも長くなるが、RF 加速によるパルス圧縮が起こり、評価は非常に困難である。現状では、tentative に 5 ps としている。

### 3. 時間分解光吸収分光用分析システム

本装置では、時間分解分光測定にポンプ-プローブ法 (ストロボスコープ法) を採用している。これは電子線パルスが生成する短寿命活性種の分析を光プローブパルスにより分析する手法である。したがって測定の時間分解能は用いる電子線と分光レーザーの両パルス幅とそれらの間の時間制御精度により決定される。

信号発生器 (SSG) からの基準高周波(79.3 MHz)信号によりレーザーの発振とクライストロンの RF 発生を制御することができ、RF 信号ラインにステップモーター駆動の移相器を挿入してパルス間の時間差を精度 1 ピコ以下で制御させている。

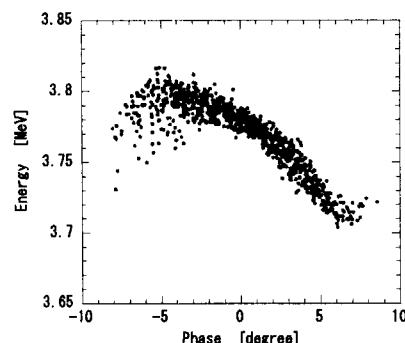


Fig.2 フォトカソード RF 電子銃の発生電子エネルギーとレーザー入射位相との関係。  
電子加速 RF (2856MHz, 4MW ピークパワー)

Table 2 The specifications of the generated electron pulse from the photocathode RF gun

Energy	>3.7 MeV
Charge/pulse	1 nC@0.1mJ262nm
Pulse width	5 ps @262nm
Repetition rate	10 Hz



分光用レーザーの仕様を Table 3 に示した。光パラメトリック発生部は Nd:YLF レーザーの第 3 高調波 (348nm) で励起され、非線型結晶により倍波発生・光混合を行うことで出力光の波長を 210 から 2000 nm まで発生可能とし、パルス幅は 10ps 以下、出力パルスエネルギーの安定度は 7% rms である。出力パルスは試料入射前で 2 つに分離し、エネルギーの揺らぎの観測と吸収分光分析を同時に行える光学系を構成しており、両方を PIN 光ダイオードで検出する。ダイオードの出力信号はボックスカー積分器システムで Table 3 The specifications of the analyzing laser 処理され、入射する電子パルスの電荷量により補正される測定システムとなっている。装置全システムの時間分解能は電子パルス(5ps)、分析光パルス(10ps)、時間制御精度(<1ps)で決定され、理想的には約 10ps 程度となる。

Tuning range	210-2000	nm
Energy	60	μJ @peak
Pulse width	< 10	ps
Spectral width	< 10	cm <sup>-1</sup>

#### 4. まとめ

現在フォトカソード RF 電子銃を用いた小型のパルスラジオリシス装置を開発中である。本装置からは、3.7MeV で 5ps の電子線パルスが、パルスあたり 1nC の電荷量で、発生可能であると考えられる。また分析光源として OPG システムを有しており 210-2000nm の波長範囲で 10ps 以下のパルス幅の光パルスを発生できる。さらに両パルスの高精度時間制御システムを用いて、時間分解能約 10ps の高速化学反応解析が可能な装置としている。

#### 参考文献

- [1] M.S. Matheson and L.M. Dorfman, "Pulse Radiolysis," The MIT press, (1969).
- [2] J.H. Baxendale and F. Busi, "The study of Fast Processes and Transient Species by Electron Pulse Radiolysis," NATO advanced study institutes series C, Vol. 86, D.Reidel Publishing, Dordrecht, Holland (1982).
- [3] T. Kozawa et al., Proc. 1999 Particle Accelerator Conf., p. 2596 (1999).
- [4] Y. Muroya et al., Proc. 1999 Particle Accelerator Conf., p. 2602 (1999).
- [5] J.S. Frazer et al., Proc. 1985 Particle Accelerator Conf., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-32, p.1791 (1985).
- [6] For example, Proc. the 19th FEL Conf., Nucl. Instr. Meth.,A407 (1998); Proc. 6th European Particle Accelerator Conf. (1998); Proc. 1999 Particle Accelerator Conf. (1999) etc.
- [7] X.J. Wang et al., Nucl. Instr. Meth. A356, 159 (1995); D.T. Palmer et al., Proc. 1995 Particle Accelerator Conf., p. 982 (1995); X.J. Wang, Proc. 1999 Particle Accelerator Conf., p.229 (1999).
- [8] F. Sakai et al., Proc. 11<sup>th</sup> Symp. Acc. Sci. Technol., Harima, Japan, p.473 (1997).
- [9] J.F. Wishart, Houshasenkagaku, 66, 63 (1999).
- [10] H. Monard et al., Proc. 1999 Particle Accelerator Conf., p.2012 (1999).
- [11] D.T. Palmer et al., Proc. 1997 Particle Accelerator Conf., p.2843 (1997).
- [12] M. Kando et al., Proc. 24<sup>th</sup> Linear Acc. Meeting in Japan, p. 128 (1999).

## 59. Femtosecond Time-resolved Optical Polarigraphy (FTOP)

S. Aoshima, M. Fujimoto, M. Hosoda, and Y. Tsuchiya

Central Research Laboratory, Hamamatsu Photonics K.K.  
5000 Hirakuchi, Hamakita-city 434-8601, Japan

### ABSTRACT

A novel time-resolved imaging technique named FTOP (Femtosecond Time-resolved Optical Polarigraphy) for visualizing the ultrafast propagation dynamics of intense light pulses in a medium has been proposed and demonstrated. Femtosecond snapshot images can be created with a high spatial resolution by imaging only the polarization components of the probe pulse; these polarization components change due to the instantaneous birefringence induced by the pump pulse in the medium. Ultrafast temporal changes in the two-dimensional spatial distribution of the optical pulse intensity were clearly visualized in consecutive images by changing the delay between the pump and probe. We observe that several filaments appear and then come together before the vacuum focus due to nonlinear effects in air. We also prove that filamentation dynamics such as the formation position and the propagation behavior are complex and are strongly affected by the pump energy. The results collected clearly show that this method FTOP succeeds for the first time in directly visualizing the ultrafast dynamics of the self-modulated nonlinear propagation of light.

**Keywords:** Ultrafast Measurement, Femtosecond Pulses, Kerr effect, Polarization, Birefringence, Propagation, Laser Plasma, Nonlinear Effect, Filamentation, Ultrafast Dynamics.

### 1. INTRODUCTION

Over the past three decades, the propagation of intense laser pulses has attracted much interest due to its self-modulating nonlinear effect.<sup>1</sup> In recent papers, the propagation of intense femtosecond laser pulses in under-dense plasma has been actively studied because of its importance to laser fusion, particle acceleration, and the high-field physics of laser plasma interactions.<sup>2-4</sup> It is very important in laser ablation to monitor the beam quality such as the spatial- and time-distribution. To observe this propagation behavior, indirect techniques such as the Schlieren method have been used.<sup>5</sup> However, these methods cannot take an instantaneous image of the laser pulse interaction with the material, because only the long-lived gradient in the refractive index is measured after the excitation.

We propose a novel time-resolved imaging technique called FTOP (Femtosecond Time-resolved Optical Polarigraphy) for visualizing the ultrafast propagation dynamics of intense light pulses in a medium.<sup>6</sup> The method probes the instantaneous birefringence induced by the laser's electric field in the atmosphere. Since the induced birefringence has an ultrafast response in air, an instantaneous image of the laser pulse in the interaction region can be visualized. By using FTOP, we are able to observe the ultrafast temporal evolution in the two-dimensional spatial distribution of the optical pulse intensity through consecutive femtosecond snapshot images. Information about the propagation dynamics is useful for laser ablation.

### 2. PRINCIPLE OF FTOP MEASUREMENT

#### 2.1. Experimental setup and an obtained image

Figure 1 shows the experimental setup of FTOP. Horizontally linear polarized intense optical pulses (100-fs, 7.0-mJ, 10-Hz, 800-nm) from a Ti:Sapphire amplifier system are split into a pump and a probe. The pump beam carries most of the incident beam's energy.

After the beam passes through the variable optical delay, the  $\lambda/2$  plate makes the polarization of the pump

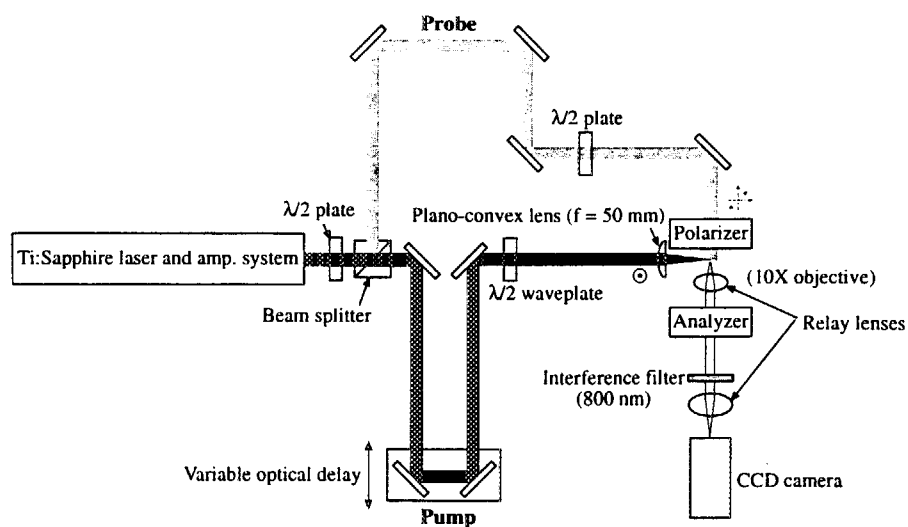


Figure 1 Experimental setup of Femtosecond Time-resolved Optical Polarigraphy (FTOP).

vertical, before it is focused in the air by a 30-mm diameter plano-convex lens ( $f = 50$  mm). The lens diameter is larger than the cross section of the pump pulse, which has a diameter of 20 mm and a  $1/e$  diameter of 12.8 mm. Meanwhile, the collimated probe pulse synchronously irradiates the area around the focal point. The polarizer is used after the  $\lambda/2$  plate, and the linear polarization angle of the probe is set to exactly 45 degrees with respect to the horizontal plane of the optical bench. After the beam passes through the interaction region, the analyzer only extracts the components perpendicular to the polarizer. The relay lenses magnify the image, which is then detected by the CCD camera. The CCD camera is rotated 90 degrees to improve the recognition in the perpendicular direction to the light pulse propagation, because the CCD has an insensitive area between the horizontal scan lines.

Figure 2 shows an example of FTOP images. The direction of pulse propagation is from top to bottom as indicated by the white arrow. The bright area is magnified and inset. The observed area is 2.3 mm x 3.1 mm at the interaction region. The CCD camera has 480 x 640 pixels, and the corresponding spatial resolution is 4.8  $\mu\text{m}/\text{pixel}$ .

## 2.2 Vertical axis in FTOP image

Figure 3 is a diagram of relating the position of the pump and probe pulses in the interaction region at five different moments. In the figure, the pump and the probe pulses propagate from top to bottom and from left to right, respectively. Since the speed of both light pulses are the same, the spatial distribution of the pump pulse intensity is detected as the spatial intensity distribution of the probe pulse. Therefore, the FTOP image is created like a top view as shown in the right side figure, despite the fact that the probe pulse passes

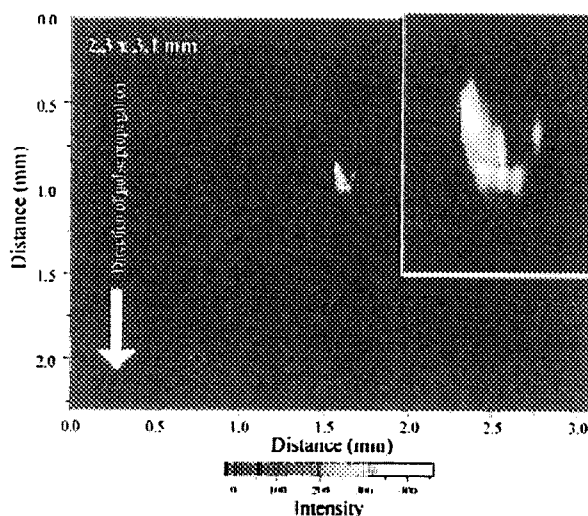


Figure 2 Image taken by FTOP

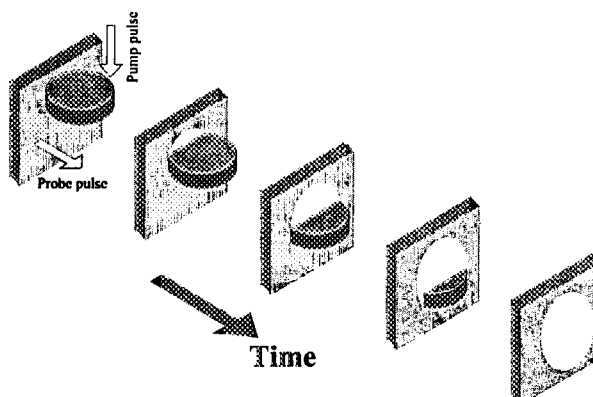


Figure 3 Diagram of relations between positions of pump and probe pulses in interaction region

across the interaction region horizontally.

Furthermore, the vertical length of the image corresponds to the pulse duration (shown as the thickness of the pulses) and the response time of the optical Kerr effect. Then, the vertical axis of the FTOP image relates to both the time- and space-axis, because the interaction time upon the spatial distribution of the pump pulse provides this information.

### 3. ULTRAFAST DYNAMICS OF LASER PULSE PROPAGATION IN ATMOSPHERE

The FTOP image changes according to time, which is determined by different arrival times at the pump pulse and the probe pulse interaction region. We can vary this timing by changing the optical path length of one of those pulses to another one by using a "variable optical delay" (Fig. 1). The experimental condition is the same as that described in the section 2.1. The energy of the pump pulse in front of the focusing lens is 3.5 mJ.

The consecutive time-resolved images for propagation in the atmosphere are taken at 91 temporal points with a 66.7-fs delay step. The images are quite stable on a shot-to-shot basis. In order to improve the signal-to-noise ratio, we integrate 10 shot profiles to produce data for one image. The background, such as the emission from the breakdown plasma, is subtracted. Figure 4 shows 48 typical continuous snapshots. The same areas of CCD images are extracted in the figure. The spatial distribution of the pump pulses are clearly measured and move from top to bottom according to the change of time.

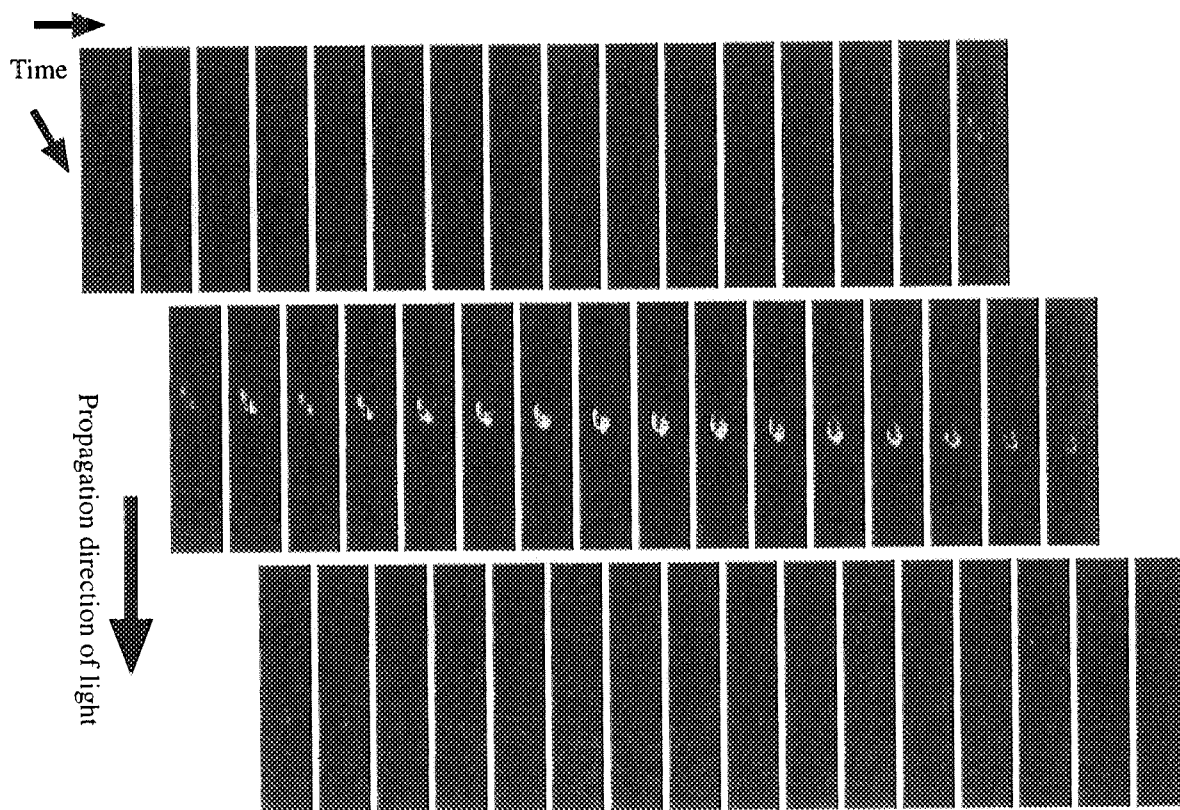


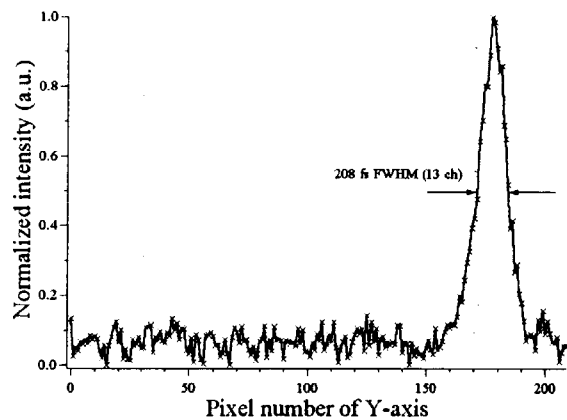
Figure 4 Typical FTOP images of 48 continuous snapshots with a 66.7-fs delay step.

### 4. CAPABILITY OF SINGLE-SHOT PULSEWIDTH MEASUREMENT BY FTOP

As mentioned in section 2.2, the vertical axis of the FTOP image simultaneously represents the time and distance, and the time depends on the pulse duration and the response time of the media. When the spatial distribution is suppressed, the vertical axis of the FTOP image becomes the time-axis. As an example, we

analyzed the right image of Fig. 5 (a), which is suitable for the condition. The intensity profile data was created by adding data in the horizontal axis direction from the data in the image. Figure 6 shows the profile data. The right side corresponds to the bottom of the image.

We found that the profile has 13 FWHM pixels, and our calculation shows that the measured width is 208 fs using the spatial resolution of  $4.8 \mu\text{m}/\text{pixel}$  and a refractive index of air at 1.0. There are two important points regarding an optical pulse duration of 100 fs. First, we can experimentally confirm that the response time of the Kerr effect of air is ultrafast in the order of 100 fs. Second, this method can be used to non-invasively monitor the pulse duration. In principle, single shot monitoring can be performed. In addition, phase matching such as in the SHG autocorrelator or SHG-FROG<sup>8</sup> is unnecessary when using this simple measurement method. Therefore, FTOP can be one of the suitable methods for measuring atto-second pulses with a very wide spectrum. In addition, there is the possibility that the response time of the Kerr effect in the medium can be accurately measured by FTOP.



**Figure 5** Intensity profile using right image of Fig. 8 (a) and measured pulsewidth (FWHM).

## 5. CONCLUSION

We have proposed a novel time-resolved imaging technique named FTOP (Femtosecond Time-resolved Optical Polarigraphy) for visualizing ultrafast propagation dynamics of intense light pulses in a medium. By using the optical Kerr effect, we have observed two-dimensional images of intense femtosecond laser pulse propagation in air with femtosecond time resolution and clearly captured phenomena such as the ultrafast temporal dynamics of filamentation. This information including the two-dimensional spatial distribution is very useful for laser processing and laser ablation. This method can be applied to measurements of pulsewidth, the optical Kerr constant and its decay time, and high-power pulse monitoring for space and time. Moreover, a single shot record of the pump pulse propagation can be obtained by using a pulse train as a probe beam. This will ensure precise observations even with shot-to-shot instability.

## ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to thank Y. Suzuki and T. Hiruma for their encouragement, and K. Kaufmann for his helpful discussion. A part of this study was funded by the Special Coordination Funds for promoting Science and Technology from the Science and Technology Agency of the Japanese Government.

## REFERENCES

1. Y. R. Shen, *Prog. Quant. Electr.* **4**, 1 (1975); A. Braun, G. Kohn, X. Liu, D. Du, J. Squier, and G. Mourou, *Opt. Lett.* **20**, 73 (1995).
2. J. Fuchs, G. Malka, J. C. Adam, F. Amiranofi, S. D. Baton, N. Blanchot, A. Héron, G. Laval, J. L. Miquel, P. Mora, H. Pépin, and C. Rousseaux, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1658 (1998).
3. M. Borghesi, A. J. Mackinnon, R. Gaillard, and O. Willi, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5137 (1998).
4. A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3975 (1996).
5. C. E. Clayton, K. C. Tzeng, D. Gordon, P. Muggli, W. B. Mori, C. Joshi, V. Malka, Z. Najmudin, A. Modena, D. Neely, and A. E. Dangor, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 100 (1998).
6. M. Fujimoto, S. Aoshima, M. Hosoda, and Y. Tsuchiya, *Opt. Lett.* **24**, 850 (1999).
7. For example, P. Chessa, E. De Wispelaere, F. Dorchie, V. Malka, J. R. Marquès, G. Hamoniaux, P. Mora, and F. Amiranofi, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 552 (1999), and references therein.
8. K. W. DeLong, R. Trebino, J. Hunter, and W. E. White, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 2206 (1994).



## 60. 放射性同位体のコリニアール・レーザー分光 Collinear Laser Spectroscopy on Radioactive Isotopes

飯村 秀紀、石田 佳久<sup>A</sup>、市川 進一<sup>B</sup>、堀口 隆良<sup>C</sup>

日本原子力研究所 物質科学研究部 319-1195 茨城県那珂郡東海村

<sup>A</sup> 高エネルギー加速器研究機構 188-8501 東京都田無市緑町 3-2-1

<sup>B</sup> 日本原子力研究所 先端基礎研究センター 319-1195 茨城県那珂郡東海村

<sup>C</sup> 広島国際大学 724-0695 広島県黒瀬町学園台 555-36

**Hideki IIMURA, Yoshihisa ISHIDA<sup>A</sup>, Shin-ichi ICHIKAWA<sup>B</sup>  
and Takayoshi HORIGUCHI<sup>C</sup>**

Department of Materials Science, Japan Atomic Energy Research Institute,

Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki 319-1195 Japan

<sup>A</sup>High Energy Accelerator Research Organization, 3-2-1 Midori-cho, Tanashi-shi, Tokyo 188-8501 Japan

<sup>B</sup>Advanced Science Research Center, Japan Atomic Energy Research Institute,

Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki 319-1195 Japan

<sup>C</sup>Hiroshima International University, 555-36 Gakuendai, Kurose-cho, Hiroshima 724-0695 Japan

Collinear laser-ion-beam spectroscopy is superior to conventional spectroscopy methods because it provides mass separation and sub-Doppler resolution. We have used this technique to study hyperfine structure and isotope shift in some light rare-earth ions such as Eu, Pr and Ce. In addition to measurements for stable isotopes, those for radioactive isotopes have also been carried out with samples produced by a reactor. These measurements have yielded interesting information on the nuclear structure of these isotopes, which includes the electromagnetic moments and the change of nuclear charge radii.

**Keywords : Collinear laser-ion-beam spectroscopy, Mass separation, Hyperfine structur,  
Isotope shift, Nuclear structure**

### 1. はじめに

コリニアール・レーザー分光は 1976 年に Kafman[1] と、それと独立に Wing 達[2]によって考案され、1980 年代に発振線幅のきわめて狭い色素レーザーが開発されたことにより飛躍的に進展した。この方法は従来の方法に比べて高い精度で準位間のエネルギー差を測定することが出来るので、超微細構造や同位体シフトの研究に応用されている。そこで得られた結果は、配位混合など原子構造の理解に大きな貢献をしている。さらに放射性同位体にも拡張され、原子核の電磁気モーメント、平均二乗核荷電半径の変化などの基本的物理量が得られている[3,4]。原研東海では、原子炉やタンデム加速器などを用いて放射性同位体を製造できる利点を活かして、Eu、Pr、Ce など軽い希土類元素の放射性同位体に対するコリニアール・レーザー分光を行っている。これらの核種は、原子核構造論上興味を持たれているにもかか

わず、この種の研究はほとんど行われていない。

## 2. 超微細構造と同位体シフト

電子系と原子核の超微細相互作用エネルギーは、よく知られたように、

$$W = \frac{1}{2}AK + B \frac{(3/2)K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)}$$

で与えられる。ここで  $J$ 、 $I$  はそれぞれ電子系スピン、核スピンを表し、 $F = J + I$ 、 $K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$  である。 $A$  は原子核の磁気双極子モーメントに比例し、 $B$  は原子核の電気四重極子モーメントに比例する。

同位体シフト  $\delta\nu$  は、

$$\delta\nu = \delta\nu_M + \delta\nu_V$$

のように分けることが出来る。第一項は質量シフトと呼ばれ、同位体の質量に依存する項である。第二項は体積シフトと呼ばれ、核電荷分布の平均二乗半径の同位体による差  $\delta\langle r^2 \rangle$  に比例する。質量シフトは理論的に求めるのは困難であり、X線の同位体シフトのデータなどを利用して評価される。

## 3. 実験方法

本研究で使用したコリニアール・レーザー分光装置の配置を Fig.1 に示す。アルゴンイオンレーザー (Coherent INNOVA-100-20) で励起された色素レーザー (Coherent 699-29) の出力は二分され、一方は周波数較正系、他方はイオンビーム装置へ導かれる。周波数の較正は、絶対値をヨウ素セルの偏光分光により、また相対値をファブリ・ペロ干渉計 (Burleigh CFT-500) により行う。イオンビーム装置は、表面電離型イオン源を用いている。これは希土類元素を効率よくイオン化するのに適している。イオン源から引

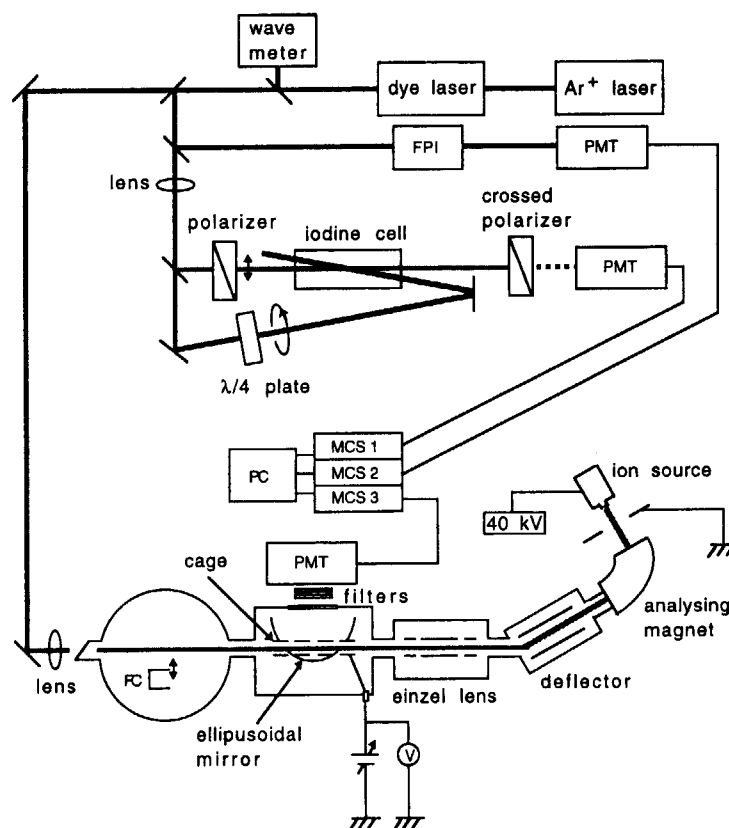


Fig.1. Set-up of experimental apparatus. FPI: Fabry-Pérot interferometer, PMT: photomultiplier tube, MCS: multichannel scaler, PC: personal computer, FC: Faraday cup.

き出されたイオンビームは 40 keV に加速され、電磁石で質量分離された後、共線上で (Collinear) レーザー光を照射される。

この方法では以下のようにドップラー拡がりを小さく出来る。イオンが  $U$  volt に加速されたとしよう。もともと持っていた熱エネルギーの拡がり  $\Delta E$  は変化しないので、それに対応する速度拡がり  $(\Delta E/eU)^{1/2}$  だけ小さくなる。40 keV だと、その比は  $10^{-3}$  となり、実際に線幅に効いてくるのはむしろ加速電圧の変動の方である。

共鳴励起されたイオンの蛍光は、楕円ミラーにより光電子増倍管 (Hamamatsu R2256) に集光される。光電子増倍管は暗電流を減少させるため冷却している。またレーザーの散乱光を低減するため、色ガラスフィルターを使用している。レーザーとイオンが反応する領域には、金属製のメッシュの円筒を置き、-3 kV の電圧をかけている。これによって、イオン源で生成された準安定状態にあるイオンが、測定点に来る前にレーザーと反応して無くなってしまふのを防いでいる。レーザー周波数を一定の速度で掃引して、測定点からの蛍光、ファブリ・ペロ干渉計の透過光、ヨウ素の偏光分光の透過光を同時にマルチチャンネルスケーラーで計数し、スペクトルをコンピュータに取り込む。

#### 4. 放射性同位体 $^{144}\text{Ce}$ のレーザー分光

最近の実験として  $^{144}\text{Ce}$  (半減期 285 日) の研究を紹介する。Ce 同位体 ( $Z=58$ ) は中性子数が、魔法数である  $N=82$  から増えるに従って原子核の形は球形から回転楕円体に遷移し、また  $N=86-88$  では洋梨型の変形も予想されている。これらのことから  $^{144}\text{Ce}$  ( $Z=58$ ,  $N=86$ ) は原子核構造研究の観点から興味深い核種であるが、その同位体シフトは Fischer 達[5] のレーザーを用いない通常の分光法による測定例しか無かった。そこで我々はコリニア・レーザー分光法により  $^{144}\text{Ce}$  の同位体シフトを測定した[6]。

$^{144}\text{Ce}$  は原研の原子炉でウランウムを中性子照射することにより、核分裂反応により製造した。照射したウランウムから化学分離により  $^{144}\text{Ce}$  を抽出し、約  $6 \times 10^{12}$  個の原子を含む試料をイオンビーム装置のイオン源に入れた。Ce イオンの  $5969.01 \text{ cm}^{-1}$  の準安定状態  $4f5d^2$  より  $24663.05 \text{ cm}^{-1}$  の  $4f5d6p$  状態にレーザー励起し、基底状態近傍に遷移する蛍光を観測した。Fig. 2 は測定された 534.93 nm 遷移の共鳴である。イオン源に入れた試料は  $^{144}\text{Ce}$  以外に安定同位体である  $^{140,142}\text{Ce}$  も含んでいる。測定された Ce の線幅は約 100 MHz である。観

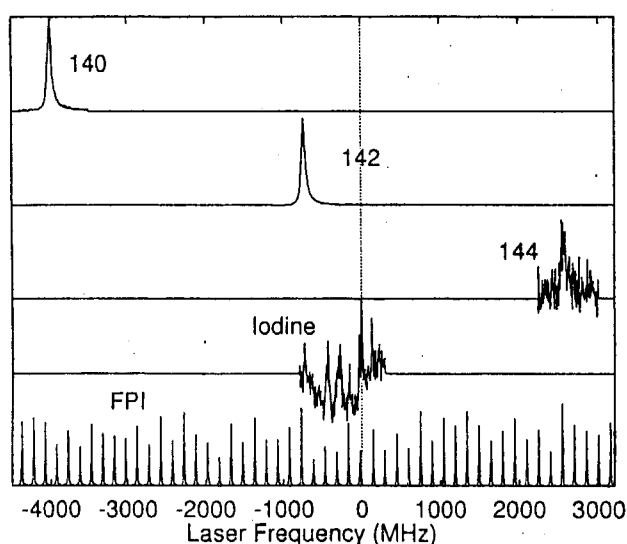


Fig. 2. Typical resonance peaks for the 534.93-nm transition. Three upper spectra with mass numbers correspond to those of  $\text{Ce}^+$ . The second lowest is the  $^{127}\text{I}_2$  hyperfine structure, and the lowest is transmitted spectrum through the FPI.



測されたシフトは同位体毎に異なるドップラーシフトを含んでいるので、同位体シフトを得るためにはこれを差し引かなくてはならない。同位体シフトより2章

Table 1. Changes in the mean-square nuclear charge radius for the Ce isotopes.

$\delta \langle r^2 \rangle$ (fm <sup>2</sup> )			
136-140	138-140	142-140	144-142
-0.027(7)	-0.028(4)	0.282(8)	0.232(20)

で述べたように平均二乗核電荷半径の差  $\delta \langle r^2 \rangle$  を求めることができる。Table 1 は Fig. 2 のスペクトルと、以前我々が安定同位体について取ったスペクトルとから得られた Ce 同位体の平均二乗核電荷半径の差である。これらは、核模型を仮定することにより、別の種類の実験で得られる B(E2) 値からも導くことができる。両者を比較することにより、<sup>144</sup>Ce の核構造は単純な回転楕円体変形だけでは説明できないことがわかった。

## 5. 終わりに

放射性同位体のレーザー分光は、扱える試料の量が非常に少ないため、高感度測定が要求される。この装置の蛍光計数率はイオン1個あたり約  $10^{-5}$  である。内訳は準安定状態にあるイオンの割合が 0.002、レーザーによる励起確率が 0.25、集光効率が 0.25、フィルターの透過が 0.6、光電子増倍管の効率が 0.25、測定回路の効率が 0.8 と評価される。光電子増倍管の暗電流、レーザーの散乱光、イオンビームと残留ガスとの衝突による光などからのバックグラウンドが秒あたり数百カウントあるので、したがってスペクトルを観測するためには約  $10^7$  個/秒のイオンビーム強度が最低必要である。これは、希土類元素の場合約  $10^{12}$  個の放射性同位体をイオン源に入れば測定可能であることを意味する。

この装置は、放射性同位体を原子炉や加速器であらかじめ製造し、それをイオン源に入れるため、測定できるのは半減期が比較的長い放射性同位体に限られる。そこで、加速器や原子炉に直結したオンライン同位体分離装置を用いることが考えられる。実際このような研究は既に CERN の ISOLDE 施設などで発展している。今後、原研東海の装置のオンライン化を進め、寿命の短い放射性同位体を測定する。それによって軽い希土類領域の同位体のモーメント、核電半径の系統性を調べる事が可能となるだろう。

## 参考文献

- [1] S.L. Kaufman, Opt. Commun. **17**, 309(1976).
- [2] W.H. Wing, G.A. Ruff, W.E. Lamb and J.J. Spezeski, Phys. Rev. Lett. **36**, 1488(1976).
- [3] E.W. Otten, in Treatise on Heavy Ion Science, Vol. 8, ed. D.A. Bromley (Plenum Press, New York, 1989), p515.
- [4] J. Billowes and P. Campbell, J. Phys. G**21**, 707(1995).
- [5] W. Fischer, H. Hühnermann, K. Mandrek, Th. Meier and D.C. Aumann, Physica C**79**, 105(1975).
- [6] Y. Ishida, H. Iimura, S. Ichikawa and T. Horiguchi, Phys. Rev. C**59**, 1794(1999).



## 61. イオンビームスパッタ法による軟 X 線用多層膜反射鏡の製作 Fabrication of Soft X-Ray Multilayer Mirrors by means of Ion Beam Sputtering

石野 雅彦, 西井 正信, 依田 修

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Masahiko ISHINO, Masanobu NISHII, Osamu YODA

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment,

Japan Atomic Energy Research Institute

8-1 Umemidai Kizu-cho, Souraku-gun, Kyoto 619-0215 Japan

We fabricated Mo/Si soft x-ray multilayer mirrors on Si wafer and polished ceramic glass (CLEARCERAM-Z) substrates by ion beam sputtering method. The deposition system was pumped down to a base pressure of  $2 \times 10^{-6}$  Pa and working pressure was around  $2 \times 10^{-2}$  Pa. The Ar ion gun was operated at 1000V for acceleration with an ion beam current of 50mA. Si and Mo target plates were mounted on a water-cooled holder and particular target was selected by rotating the holder. Substrates were rotated similarly to the planetary motion for thickness uniformity. Deposition on substrates was carried out at an ambient temperature, and layer thickness was controlled by deposition time through fabrication.

The surface rms roughness of substrate was estimated by total reflection of  $\text{CuK}\alpha_1$  x-rays to be 4 Å and 10 Å for Si wafer and ceramic glass, respectively.

In-plane uniformity of multilayer thickness was within  $\pm 1\%$  for both substrates.

We measured total reflectivity of multilayer mirrors by means of  $\text{CuK}\alpha_1$  x-rays. Reflectivity of the first Bragg peak of Mo/Si multilayer on Si-wafer was as high as 95% of calculated ideal reflectivity.

**Keywords :** Soft x-ray, Multilayer mirror, Ion beam sputtering, Rms roughness

### 1. はじめに

波長が 50nm から 1nm 程度の光は軟 X 線と呼ばれており、物質との相互作用が大きいので、物質の電子構造や光化学反応の研究に適している。また軟 X 線は天体やプラズマからも放射されており、固体分光や化学・生物の分野だけでなく宇宙観測やプラズマ分光の分野からも、軟 X 線光学計測法の確立が望まれている。

しかし、軟 X 線は物質による吸収が大きいので、利用の際には光路を真空にしなければならない。例えば、光学定数もほとんど 1 に近く、屈折を利用したレンズが使えないなどの困難がある。また、反射率も極端に小さいために、光の全反射を利用した斜入射光学系が軟 X 線光学計測法の主流であるが、結像する際の収差が大きく、広い取り込み角で光を集めるためには、非常に大きな鏡が必要となる。そのため、直入射で高い反射率を得る方法が求められ、軟 X 線用の直入射反射鏡として多層膜が注目された。現在では Mo/Si 多層膜において、波長 13nm 近傍の直入射で 60% を超える反射率が得られており、それを受けて直入射型の X 線望遠鏡、X 線顕微鏡に加えて、X 線リソグラフィなどの研究が精力的に進められている。

### 2. 研究の目的

原研関西研究所光量子科学研究センターでは、X 線レーザーやレーザープラズマから発生する X 線の開発・研究を行っている。これらを利用するためには、反射鏡などの光学素子が必要となる。われわれは、軟 X 線に対して高い反射率と耐久性を持つ多層膜反射鏡を開発するために、多層膜の試作とその評価を行っている。

多層膜を作る方法として、マグネトロンスパッタ法や EB 法などがあげられるが、われわれは

イオンビームスパッタ法を採用した。イオンビームスパッタ法は、加速した Ar イオンをターゲット材料に衝突させ、その表面から飛び出してくるターゲット粒子を、研磨された平らな表面を持つ基板に積層させるものである。マグネトロンスパッタ法に比べ、高真空中で成膜を行うことができ、膜への不純物の混入を減少させることができる。また、ターゲットと基板との距離を離すことができ、膜厚の均一性を調整するために配置をいろいろと変えたり、成膜の様子をモニターすることが容易にできるなどの利点がある。

### 3. 軟 X 線用多層膜反射鏡

図 1 に多層膜反射鏡の原理図を示す。

多層膜反射鏡は、2 種類以上の物質を交互に軟 X 線の波長程度の厚さに何十層も積層させたものである。軟 X 線を多層膜に入射させると、各層から反射される光が干渉効果によって特定の方向に強め合う Bragg 反射が起こる。多層膜反射鏡は Bragg 反射を利用した光学系であり、高い反射率を得るためには 1) 適当な屈折率の物質を対とし、2) 所定の厚さで、3) 平滑で急峻な界面の薄膜を、4) 平滑な基板の上に成膜する必要がある。こうして作られた多層膜反射鏡を用いると、表面に対して垂直に近い角度で光が入射しても高い反射率を得ることができる。

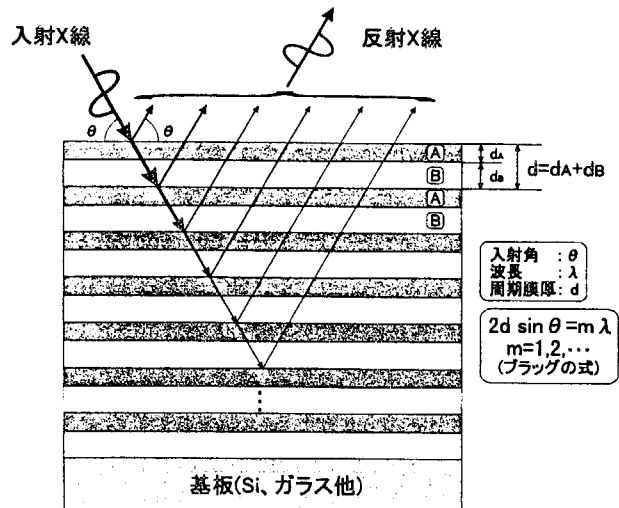


図 1 多層膜反射鏡の原理

### 4. 多層膜反射鏡の作製

図 2 に多層膜生成装置の模式図を示す。

この多層膜生成装置は、グリッド直径が5cmのイオンガンを備えている。成膜時の Ar ビームは加速電圧 1000V、ビームカレントは 50mA である。成膜前の真空度は  $2 \times 10^{-6}$  Pa、成膜時の真空度は  $2 \times 10^{-2}$  Pa である。基板の温度調節ができないため、成膜は室温で行っている。ターゲット中心と基板ホルダ中心との距離は約 25cm、ターゲットホルダと基板ホルダはそれぞれ鉛直方向から  $45^\circ$  および  $42^\circ$  傾けてある。この時の成膜速度は Mo 層が 2.15nm/min、Si 層が 3.99nm/min である。膜厚の基板面内方向の均一性は、 $\pm 1\%$  の範囲にある。

この装置は、水冷式のターゲットホルダと直径 2 インチの基板を 2 枚取り付けることのできる自転・公転の機構を持つ基板ホルダとを備えている。ターゲットホルダを回転させることにより 4 種類までの材料を用いて 2 枚の等しい構造を持つ多層膜を成膜することができる。

図 3 に電子顕微鏡による多層膜の断面写真を示す。

白く見える層が Si 層、黒く見える層が Mo 層である。写真から、Si 層と Mo 層とが平行できれいな層構造になっていることがわかる。

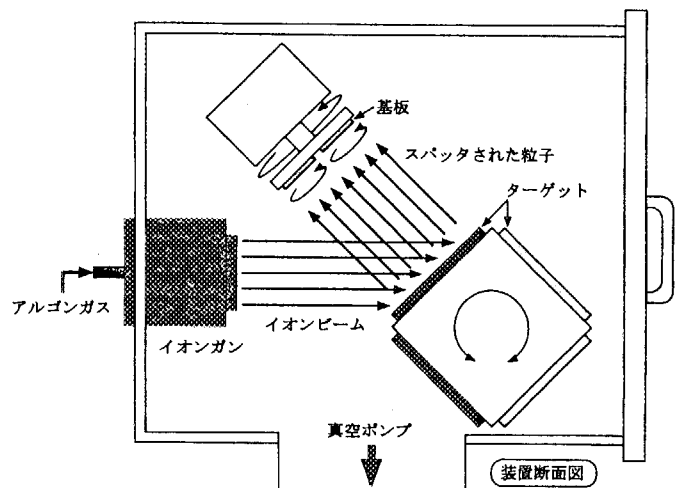


図 2 多層膜生成装置模式図

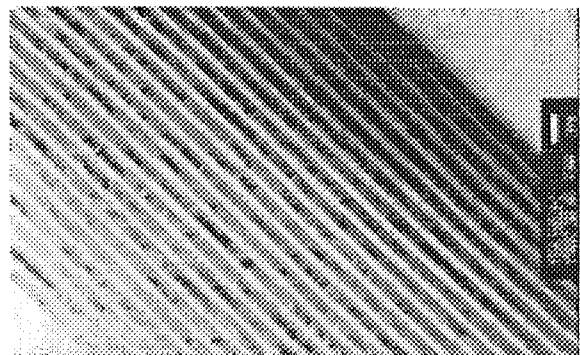


図 3 多層膜の断面写真

## 5. 軟 X 線用多層膜反射鏡の評価

図4は2種類の基板に  $\text{CuK}\alpha_1$  線を入射させたときの反射率の入射角依存性を示したもので、Si 基板とガラス基板の実測値と、表面に凹凸が全くない理想的な基板の計算値とを示している。平らに見える基板でも、表面にはミクロな凹凸（表面粗さ： $\sigma$ ）がある。この凹凸が反射率の低下の原因となり、表面粗さが大きいと X 線の入射角が少し大きくなっただけで、反射率は急激に減少する。この測定結果から、Si 基板およびガラス基板の表面粗さをそれぞれ  $\sigma=0.4\text{nm}$ 、 $\sigma=1.0\text{nm}$  と評価した。

図5に Si 基板とガラス基板の上に積層させた Mo/Si 多層膜の  $\text{CuK}\alpha_1$  線による反射率の測定例を示す。これは、波長  $13\text{nm}$  入射角  $45^\circ$  の軟 X 線用に最適設計したものである。グラフには多層膜の周期に対応した Bragg ピークが見られる。また、Si 基板上に積層させた多層膜の方が、入射角の大きな高次のピークまではっきりと現れていることがわかる。これは、表面粗さの小さな基板に積層させた多層膜の方が、表面・界面が滑らかであることを示している。また、 $\text{CuK}\alpha_1$  線による反射率のシミュレーション計算結果と比べると、Si 基板上に積層させた多層膜の1次ピークの反射率は、表面粗さのない理想的な表面で期待できる反射率の95%にも達している。

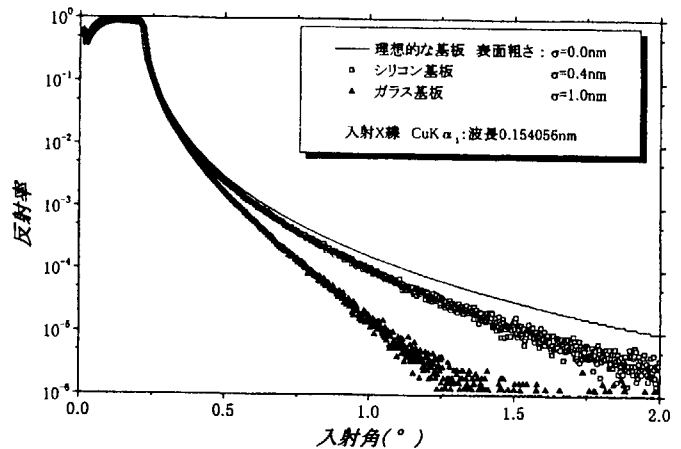


図4 基板の X 線反射率特性

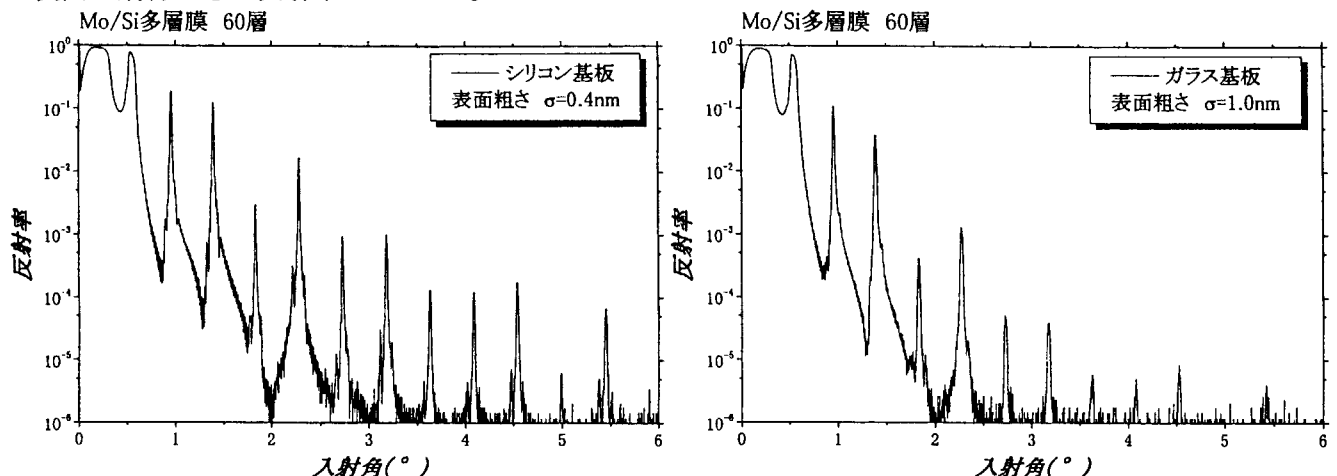


図5 Mo/Si 多層膜反射鏡の X 線反射率特性：Si 基板（左）とガラス基板（右）

## 6. まとめ

イオンビームスパッタ法を用いて、波長  $13\text{nm}$  入射角  $45^\circ$  の軟 X 線用に Mo/Si 多層膜反射鏡を製作した。Si 基板とガラス基板の2種類の基板と、それらの上に積層させた Mo/Si 多層膜反射鏡の  $\text{CuK}\alpha_1$  線による反射率測定を行った。その結果から Si 基板とガラス基板の表面粗さをそれぞれ  $\sigma=0.4\text{nm}$ 、 $\sigma=1.0\text{nm}$  と評価した。また、Si 基板上に積層させた Mo/Si 多層膜の1次ピークの反射率は、表面粗さのない理想的な表面で期待できる反射率の95%にも達していることがわかった。

## 謝辞

X 線反射率測定では、原研高崎研究所の宮下敦巳氏をはじめとする高機能材料第2研究室の皆様にお世話になりました。また、電子顕微鏡による多層膜の断面写真撮影では、原研高崎研究所の伊藤洋氏にお世話になりました。ここにお礼申し上げます。



## 62. レーザーアブレーション法による電磁界センサー用薄膜の作製

### Fabrication of Thin Films for Electro-Magnetic Field Sensors by Laser Ablation

岡田龍雄<sup>1</sup>、中田芳樹<sup>1</sup>、前田三男<sup>1</sup>、樋口貞雄<sup>2</sup>、植田清隆<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>九州大学 大学院システム情報科学研究科

812-8581 福岡市東区箱崎6-10-1

<sup>2</sup>(財)電力中央研究所 狛江研究所

201-8511 東京都狛江市岩戸北2-11-1

<sup>3</sup>九州大学 大学院総合理工学研究科

816-8580 春日市春日公園6-1

Tatsuo OKADA<sup>1</sup>, Yoshiki NAKATA<sup>1</sup>, Mitsuo MAEDA<sup>1</sup>, Sadao HIGUCHI<sup>2</sup>, Kiyotaka UEDA<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Graduate School of Information Science and Electrical Engineering, Kyushu University,

6-10-1 Hakozaki, Fukuoka 812-8581, Japan

<sup>2</sup>Komae Research Laboratory, Central Research Institute of Electric Power Industry,

2-11-1 Iwado Kita, Komae, Tokyo 201-8511, Japan

<sup>3</sup>Graduate School of Interdisciplinary Science and Engineering, Kyushu University,

6-1 Kasuga-Koen, Kasuga, Fukuoka 816-8580, Japan

BSO ( $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ) and Ce:YIG ( $\text{Ce}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ) films have been fabricated by laser-ablation deposition for electric and magnetic field sensor applications. In the case of Ce:YIG, the control of the charge state of Ce ions was very critical to obtain the garnet-structured thin films and the apparent Faraday rotation was observed for the films deposited in an Ar background gas. In the case of BSO, it was found that all the films deposited on YSZ and  $\text{SiO}_2$  substrates were crystallized with a preferential growth along the (310) axis.

**Keywords :** Laser ablation, Thin film deposition, Electric field sensor, Magnetic field sensor, Plume dynamics, Pulsed-laser deposition

#### 1. はじめに

レーザーアブレーションを利用した薄膜作製は、特に複合酸化物材料の薄膜作製に適した方法として注目されている。我々のグループでは、導波路型光デバイスへの応用を目指して、レーザーアブレーション法(LA法)による各種の光機能性薄膜の作製を行なっている。これまでに、レーザー用結晶としてTi:sapphire [1], 非線形光学結晶として $\text{BaTiO}_3$  [2]の作製と膜特性について報告している。ここでは、レーザー光制御用および電磁界センサー用として作製しているBSO ( $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ) と Ce:YIG ( $\text{Ce}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ) 結晶薄膜の作製とその特性について報告する。

#### 2. 薄膜作製方法と評価法

図1に成膜装置の構成を示す。装置は、真空容器、アブレーション用 ArF エキシマーレーザーおよび真空・ガス系より構成されている。作製したい膜と同一組成の焼結体ターゲットを適当な

雰囲気ガス中で、ArF レーザー（20 Hz）によりアブレーションした。ターゲットは、同一箇所でのアブレーションを避けるため、1分間に約 10 回の回転数で回転している。

アブレーションによってターゲットから放出された原子群は、ターゲットと対向する位置に置かれた基板（10 mm × 10 mm）上に堆積される。基板の加熱は、SiC 抵抗加熱ヒーター上に基板を直接クリップで固定して行った。ヒーターは 1000 °C まで加熱可能である。

基板の温度は、放射温度計でモニターしたが、基板が透明であるので絶対値そのものは必ずしも正確ではないと思われる。

作製した膜の評価は、分光光度計による光透過スペクトルの測定、触針式膜厚計による膜厚の測定、X 線回折 (XRD) による結晶性の評価、走査電子顕微鏡による表面形状の観察、エネルギー分散型蛍光 X 線 (EDX) による膜組成の評価、ファラデー回転による磁気光学特性の評価を行った。

### 3. BSO 薄膜

まず、BSO 薄膜をYSZ (100) 基板上に作製し結晶性を調べた。図 2 にXRD パターンの例を示す。酸素雰囲気圧力 500 mTorr の場合について、基板加熱温度を変化して作製した膜の例である。基板温度を室温から 500 °C まで上げるにしたがって、2θ 角 28 度付近のXRD 信号強度が強くなり、結晶性が良くなるのが確認された。結晶は、(310) 面が基板に平行に配向していることが分かった[3]。酸素雰囲気ガス圧力が 500 mTorr の回折から求めた (310) 面の格子定数は、0.321 nm となり、バルク結晶の値と一致している。図 2 では分かりにくいので、室温の場合も 28 度方向に配向した非常に広がったピーク（半値幅で 5 度程度）が認められ、室温でもわずかに結晶化の兆しが見られた。室温で作製した膜を 400 °C で 1 時間アニールするとやはり (310) 方向に配向した膜が得られた。

BSO と同じくシレナイト族である  $\text{Bi}_{12}(\text{Ga}_x$

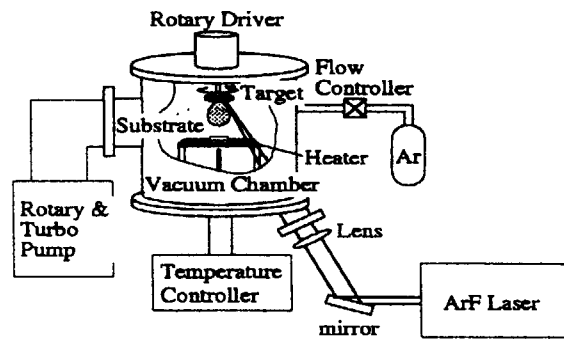


図1 成膜装置

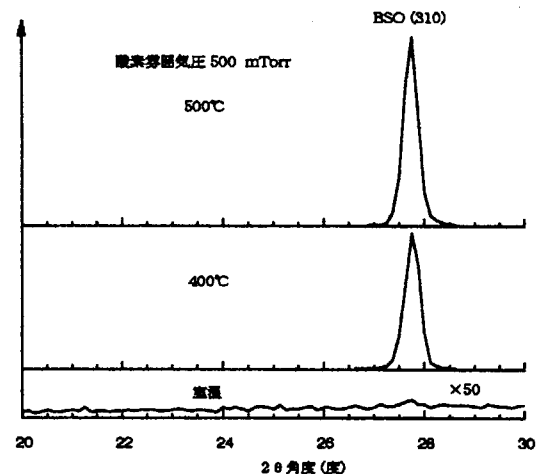


図2 YSZ基板上に作製した BSO 膜のXRD

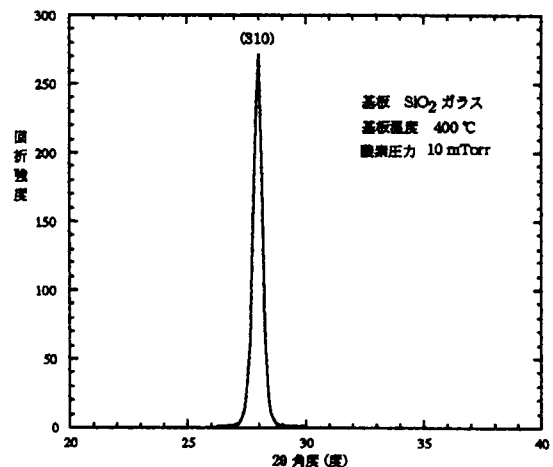


図3  $\text{SiO}_2$  基板上に作製した BSO 膜のXRD

$\text{Bi}_{1-x}\text{O}_{19.5}$  (BGaO) や  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  (BGO) を、LA 法で YSZ (100) 基板に成膜すると (310) 膜が選択的に成長することが報告されている[4,5]。これは、シレナイト族の原子配列の 310 軸方向の周期が、YSZ の 110 軸方向の整数倍となっているためだと言われている。もしそうだとすれば、(100) 面が配向した膜を得るには、別の基板を見い出す必要がある。

図 3 に、 $\text{SiO}_2$  ガラス基板上に作製した BSO 薄膜の XRD パターンを示す。基板温度は 400 °C、酸素圧力は 10 mTorr である。これから、XRD で見るかぎり、YSZ 基板上に作製した場合と遜色のないほど結晶化した薄膜が得られた。格子定数は 0.318 nm であり、歪は 1% 以下と良好である。このことは、複数個の薄膜を作製して確認した。 $\text{SiO}_2$  ガラス基板上にも結晶化した膜が作れることは、実用的な観点からも大変興味深いことである。しかし、センサーなどへ応用するには膜の配向を c 軸配向にする方が好ましいので、配向制御が今後の課題である。

#### 4. Ce:YIG 薄膜

##### 4.1 結晶性

まず Ce:YIG を GGG(111) 基板上に作製し XRD により結晶性を評価した。図 4 に、Ar ガス雰囲気中で作製した薄膜の XRD スペクトルを示す。雰囲気ガス圧力は 10 mTorr である。図 4 から、(444) 配向で結晶化した膜の成長が確認された。図 5 に結晶薄膜が得られた膜作製条件をまとめた。雰囲気 Ar ガスが圧力が低く、基板温度が高いほど結晶化し易いことが分かった。また、Ce をドーブしていない YIG については、酸素雰囲気中でのレーザーアブレーションによる結晶薄膜の作製が報告されている[6]。しかし、Ce:YIG の場合、酸素雰囲気中では図 5 の作製条件では結晶化した膜は得られなかった。

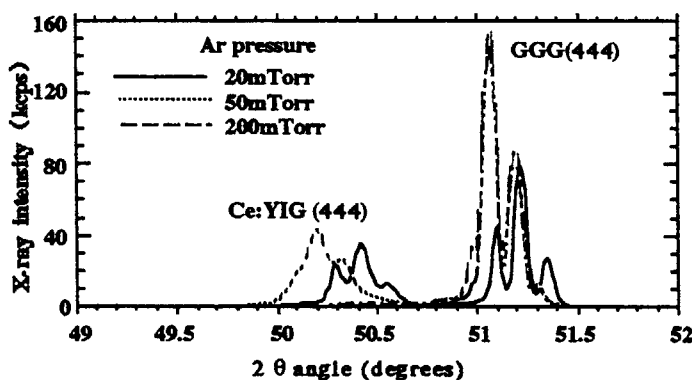


図4 Ar ガス雰囲気中で作製した Ce:YIG 膜の XRD

その原因としては、Ce の価数状態が影響していると考えられる。Ce は Y サイトに 3 価で置換する必要がある。しかし、酸素雰囲気中では、Ce は気相中や基板表面で  $\text{Ce} + \text{O}_2 \rightarrow \text{CeO} + \text{O}$ ,  $\text{CeO} + \text{O}_2 \rightarrow \text{CeO}_2 + \text{O}$  の酸化反応により、4 価になり易いと考えられる。また、Ar ガス圧力が高いとブルームの閉じ込めのため、アブレーションでセラミックスターゲットから直接発生した酸素による酸化が起こり易くなり、同様に 4 価の Ce が生成されて結晶化が疎外されると考えられる。この点に関しては、今後 Ce, CeO のダイナミックスをレーザー画像分光計測により調べる予定である[7-10]。

その原因としては、Ce の価数状態が影響していると考えられる。Ce は Y サイトに 3 価で置換する必要がある。しかし、酸素雰囲気中では、Ce は気相中や基板表面で

$\text{Ce} + \text{O}_2 \rightarrow \text{CeO} + \text{O}$ ,  $\text{CeO} + \text{O}_2 \rightarrow \text{CeO}_2 + \text{O}$  の酸化反応により、4 価になり易いと考えられる。また、Ar ガス圧力が高いとブルームの閉じ込めのため、アブレーションでセラミックスターゲットから直接発生した酸素による酸化が起こり易くなり、同様に 4 価の Ce が生成されて結晶化が疎外されると考えられる。この点に関しては、今後 Ce, CeO のダイナミックスをレーザー画像分光計測により調べる予定である[7-10]。

Sub. temp. °C	Ar pressure (mTorr)					
	Vacuum	10	20	50	100	200
900			⊙	⊙	○	○
850		⊙	⊙	×	×	
800	⊙	×	×			
750	×	×				

⊙ ↑ Crystallized  
○ ↓  
× ↓ Amorphous

図5 Ce:YIG の作製条件と結晶性

## 4.2 磁気光学効果特性

基板温度 850 °C で異なる Ar ガス圧力で作製した薄膜の、膜厚で規格化したファラデー回転角の波長依存性を図 6 に示す。測定磁界の強さは 3000 Oe である。結晶性と同様、Ar ガス圧力の低い時に大きなファラデー回転角が得られた。最大のファラデー回転角は波長 430 nm 付近で得られた。

実用に際しては薄膜の光透過率も考慮する必要がある。薄膜の光透過率測定データから、ある一定の透過率に対するファラデー回転角の波長依存性を評価した。その結果、光源波長を約 780 nm として膜厚を厚くした時に最大のファラデー回転角が得られることが分った。

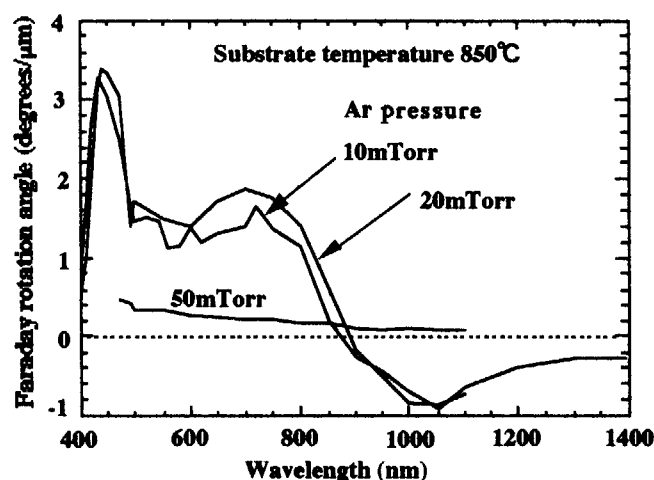


図6 Ce:YIG のファラデー回転角の波長依存性

## 5. まとめ

電界・磁界センサー用として BSO, Ce:YIG 薄膜をレーザーアブレーション法によりはじめて作製した。その結果、

- (1) YSZ 基板に作製した BSO は、試みたいずれの条件でも(310)面が基板に平行に成長した。
- (2) ガラス基板上でも、(310)配向した結晶 BSO 薄膜が得られた。
- (3) Ce:YIG の結晶成長には酸素雰囲気より Ar ガス雰囲気が適していることが分かった。これは、Ce の価数状態の制御と関係していると考えられる。
- (4) 磁気光学効果を示す Ce:YIG の作製に成功した。作製した Ce:YIG 結晶で磁界センサーを構成する場合の最適波長は 780 nm 付近である。

## 参考文献

- [1] H. Uetsuhara, S. Goto, Y. Nakata, N. Vasa, T. Okada, M. Maeda; Appl. Phys. A, (2000) in press.
- [2] Y. Nakata, G. Soumagne, T. Okada, M. Maeda; Appl. Surf. Sci., **127-129**, 127(1998).
- [3] T. Okada, F. Yahiro, H. Uetsuhara, Y. Nakata, M. Maeda, S. Higuchi, K. Ueda; Appl. Phys. A, (2000) in press.
- [4] J. E. Alfonso, M. J. Martin, J. Mendiola, A. Ruiz, C. Zaldo, M. F. da Silva, J. C. Soares; J. Appl. Phys., **79**, 8210(1996).
- [5] K. E. Youden, R. W. Eason, M. C. Gower, N. A. Vainos; Appl. Phys. Lett., **59**, 1929(1991).
- [6] P. C. Dorsey, S. E. Bushell, R. G. Seed, C. Vittoria; J. Appl. Phys., **74**, 1242(1993).
- [7] Y. Nakata, T. Okada, M. Maeda; Opt. Lett., **24**, 1765(1999).
- [8] K. Morishita, Y. Higuchi, T. Okada; Opt. Lett., **24**, 688(1999).
- [9] J. Muramoto, I. Sakamoto, Y. Nakata, T. Okada, M. Maeda; Appl. Phys. Lett., **75**, 751(1999).
- [10] T. Okada; "Lasers in Materials Science", R. P. Agarwala ed., Trans Tech Publication Ltd., (1999).





## 63. レーザープラズマ X 線源用希ガスクライオターゲットの開発 Development of rare gas cryo-target for laser-plasma x-ray source

荻原徳男、菅沼和明、鈴木庸氏、永井士郎

N. OGIWARA, K. SUGANUMA, Y. SUZUKI, and S. NAGAI

日本原子力研究所関西研究所、京都府相楽郡木津町梅美台 8-1 (〒619-0215)

Kansai Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute,  
8-1 Umemidai, Kizu-cho, Soraku-gun, Kyoto 619-0215

**Abstract:** In order to realize a high-intensity ultrafast soft x-ray source, we are now developing a cryo-target of rare gases for a laser plasma. Making closely packed cryo-condensed rare gases enables us to operate a laser plasma x-ray source with Ar and Kr targets for more than 2-3 hr without any debris. In addition, these sources can be run without any supplementary pumps.

### 1. はじめに

これまで夢と考えられていた X 線顕微鏡、X 線レーザー等の開発が X 線領域で使用する光学素子の出現により急速に進展しつつある。<sup>[1]</sup>このように急速に進歩し続ける X 線光学の領域においては目的に応じた光学素子の開発が必須である。そのためには、光学素子の評価とその開発への迅速なフィードバックが不可欠である。この X 線光学素子評価装置においては、その簡便さにもかかわらず比較的輝度の高い光源であることからレーザープラズマ X 線源が注目されてきた。また、近年の極短パルスレーザーの開発に伴い、超高速科学研究に応用することを目的としてレーザープラズマ X 線源が使用されつつある。<sup>[2]</sup>

そこで、我々は、上記 2 用途に使用可能な高輝度短パルスレーザープラズマ X 線源の開発に着手したところである。

本 X 線源に対しては、ターゲットへの要求事項として、1) 数 nm から数 10nm の波長範囲をカバーする輝度の高い光源であること、2) 集光光学系などの素子の性能を損なうことのないデブリフリーの光源であること、3) 実験遂行上、最低 2-3 時間の連続運転が可能であること、そして、4) 高真空対応であること、等をあげることができる。

我々は、上記要求を満たすものとして、Kr, Xe 等の希ガスの凝縮固体をターゲットとするレーザープラズマ X 線源を検討している。1) 項については種々のレーザーと組み合わせた試験を今後実施する予定であるが、凝縮固体の緻密化をはかることにより、2) から 4) 項までをほぼ満足するターゲットの開発に成功

した。本報告では、この希ガスクライオターゲットの開発の概要を述べる。

## 2. 装置の概要

実験装置の概要を Fig. 1 に示す。クライオポンプの冷凍機を用いて真空中に置かれた凝縮プレートで冷却する。凝縮プレートの温度はヒータと組み合わせることにより、 $\pm 0.1$  度以内の精度で 10K 以上の範囲で任意の温度に設定可能である。また、この凝縮プレートは、受皿構造となっており、液体を扱うことも可能である。

希ガス凝縮固体表面は、テフロン製の円板を回転させ、氷との摩擦熱を利用して平面に仕上げられる。

デブリの観察は、凝縮プレートから $\sim 80$ mm 離れた位置におかれた Si ウェーハーを用いて行われる。一連のレーザー照射実験後に、光学顕微鏡、SEM などを用いてデブリの程度を評価する。

その他、表面のモニタ用の CCD カメラ、レーザー光の導入系および集光系、そして、軟 X 線分光器等が設けられている。

## 3. 希ガス凝縮固体の緻密化および平滑化

凝縮固体を緻密化する目的は、1) レーザープラズマの密度を上げて発光 X 線量を増大させること、および、2) 熱伝導を改善し、高出力レーザーの照射に耐えられるものとする、ことである。平滑化の目的は、長時間安定に X 線を発生させるためにレーザーの照射位置を常に一定にしておくことである。

現在実験は進行中であり、途中経過として、Ar, Kr, Xe の 3 種のガスについて結果を以下にのべる。

### 3.1 Ar

凝縮プレートの温度を $\sim 40$ K 以下にした場合は、霜状に凝縮した。これは針状の結晶が集合しているものと考えられる。凝縮計数を 1 としたときの嵩密度は、 $\sim 0.5$  であり、かなり低密度であることがわかる。

この霜状の Ar を融点近く ( $\sim 80$ K) にすると、緻密化が進んだ。さらに、テフロン板を用いて摩擦することにより透明な氷を得ることができた。

これとは別に、凝縮温度を $\sim 50$ K 以上とすることにより、単層成長的に Ar を凝縮させることができ、最初から透明な氷を得ることができた。

どちらの手法によっても厚み 10mm 程度の Ar の緻密な氷を得ることができるが、10K 程度に冷却すると、凝縮プレート (Cu 製) との熱膨張係数の違いに起因すると思われる引張応力により氷にひび割れを生ずる。これは今後に解決をはかるべき課題である。

氷表面の平滑度は研摩後に $\pm 0.1$  mm とすることができた。

### 3.2 Kr

Krについても、定性的な挙動はArとほぼ同じである。

すなわち、 $\sim 70\text{K}$ 以下では霜状の固体となり、 $75\text{K}$ 以上では初めから透明で緻密な氷が成長した。Krの場合も、 $50\text{K}$ 以下にすると、氷にひび割れを生じた。

### 3.3 Xe

Xeは上記2種のガスと挙動が多少異なる。

Ar, Kr同様に平滑面を有する緻密な氷を作成することは可能である。ただし、数時間で表面にざらつきが生じた。これは、原子の再配列により針状の結晶が成長してゆくためと考えられる。この状態でも長時間のレーザー照射は可能であったが、緻密な面を長時間維持するための検討が必要である。

## 4. レーザー照射実験

Ar, Kr, Xeについて氷面にレーザー照射を行った。各々のターゲットからの軟X線発光を確認した。現在、分光器の校正、発光量、発光源の大きさ等の評価実験の準備中である。

ここでは、デブリの測定、レーザー照射に対する氷の安定性、および、真空特性について結果を要約して述べる。なお、以下の実験において主に用いたレーザーは、

Nd:YAG 532 nm, 250 mJ/150 ps, 5 Hz である。

### 4.1 デブリの測定

Arの緻密化した氷へのレーザー照射後にSiウェーハーの変化を調べた。SEM観察の結果からSiウェーハー上にデブリおよび損傷等一切確認されなかった。Kr, Xeに対しても同様の結果を得た。

以上のように、希ガスクライオターゲットにおいてはデブリフリーであり、かつ、ダメージフリーといえる。

### 4.2 レーザー照射に対する氷の安定性

緻密な氷の場合には、Ar, Krともに  $20\text{--}40\ \mu\text{m/pulse}$  でターゲットを移動すると、レーザー照射した氷面上に幅 $\sim 0.5\ \text{mm}$ 、深さ $\sim 0.5\ \text{mm}$ のクリアな溝が形成された。また、2-3時間の連続照射に伴う凝縮プレートの温度上昇は $0.5$ 度程度であり、氷の状態に変化はなかった。(Fig.2 参照のこと) このように、緻密な氷では、安定に数時間のレーザー照射を行うことが可能である。

これに対して、霜状固体の場合には、ガス種によらず、1回のレーザー照射により深さ数mm、直径1mm以上の穴が生じてしまい、長時間の運転は困難であった。

### 4.3 真空特性

緻密な氷の場合には、1回のレーザー照射に伴い、 $\sim 0.1 \text{ Torr l}$ の放出ガス量がある。レーザーを連続照射しても凝縮プレートへの再吸着がおこるので、補助ポンプなしで連続運転が可能である。

これに対して、緻密化していない場合には、放出ガス量は1桁大きく、補助ポンプなしの連続運転は困難である。

### 5. まとめ

光学素子を評価するための光源そして極短パルス X 線光源の実現を目指して希ガスクライオターゲットの開発を行った。Ar, Kr に対しては、数時間安定に運転しうる固体ターゲットを得ることができた。

今後は、このターゲットからの X 線発生を調べ、実用化をすすめる。

### 参考文献

- [1] X 線結像光学、波岡武、山下広順 共編 (培風館 1999)
- [2] C.Rischel et al., Nature 390, 490 (1997).

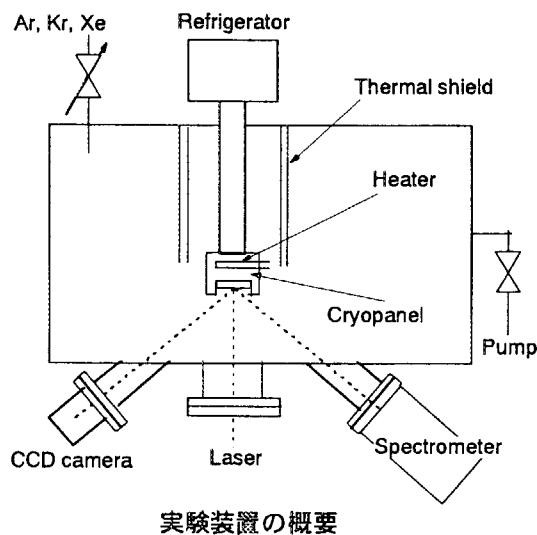


Fig. 1 Schematic of the experimental setup.

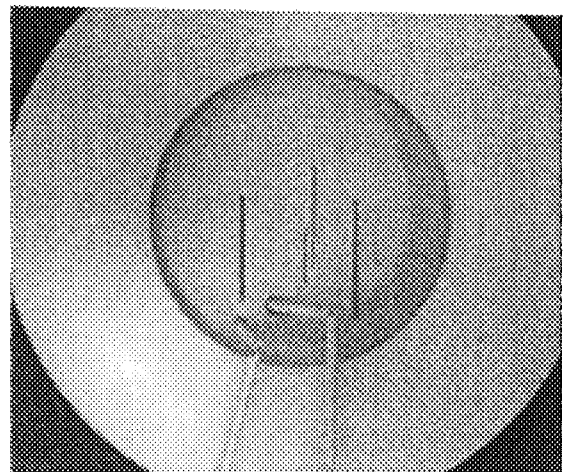


Fig. 2 Taces after the laser beam irradiated on the polished Ar surface.



## 64. 軟X線ミラー基板の設計と製作

## Design and Fabrication of Soft X-Ray Mirrors

川田 勝 、 笹井 浩行 、 佐野 一雄

(株) 島津製作所・生産技術研究所

〒604-8511 京都市中京区西ノ京桑原町 1

Masaru KAWATA , Hiroyuki SASAI , Kazuo SANO

Shimadzu Corp. Production Engineering Laboratory

1 Nishinokyo-Kuwabaracho, Nakagyo-ku, Kyoto 604-8511, Japan

Soft x-ray photoelectron spectroscopic technology is important for measuring the chemical status of material surface in the LSI manufacturing process. We report on non-spherical mirrors focusing laser-induced plasma soft x-ray to fine sample surface.

We designed toric and ellipsoidal mirror as soft x-ray condensing means, simulated focusing image, manufactured mirror surface on fused quartz substrate, and measured form accuracy.

Keywords : toric mirror, ellipsoidal mirror, non-spherical mirror, soft x-ray

## 1. はじめに

X線ビームのマイクロスポット集光を目指した光学素子を開発して「非破壊組成計測」技術に寄与させることを目的に、本研究では非球面光学素子基板の加工技術の確立を目指した。近い将来に、その集光技法を用いた新しい計測装置の開発に役立てる。

## 2. トロイダル鏡の設計

トロイダル鏡の設計は2つの曲率半径  $r_1$ 、 $r_2$  を求めることである。①縮小率  $\alpha$ 、②光源－集光点間距離  $2P$  から光源－ミラー間距離  $f_1$  とミラー－集光点間距離  $f_2$  を求める。次に、③斜入射角  $\theta_g$  をあわせて近軸理論の水平面内と鉛直方向の結像式にあてはめる。それら2つの式から  $r_1$ 、 $r_2$  は最終的には次式で与えられる。図1参照のこと。

$$f_1 = 2P / \sqrt{1 + \alpha^2 + 2\alpha \cos \theta_g}$$

$$f_2 = \alpha f_1$$

$$r_1 = 2\alpha f_1 / (\alpha + 1) \sin \theta_g$$

$$r_2 = 2\alpha f_1 \sin \theta_g / (\alpha + 1)$$

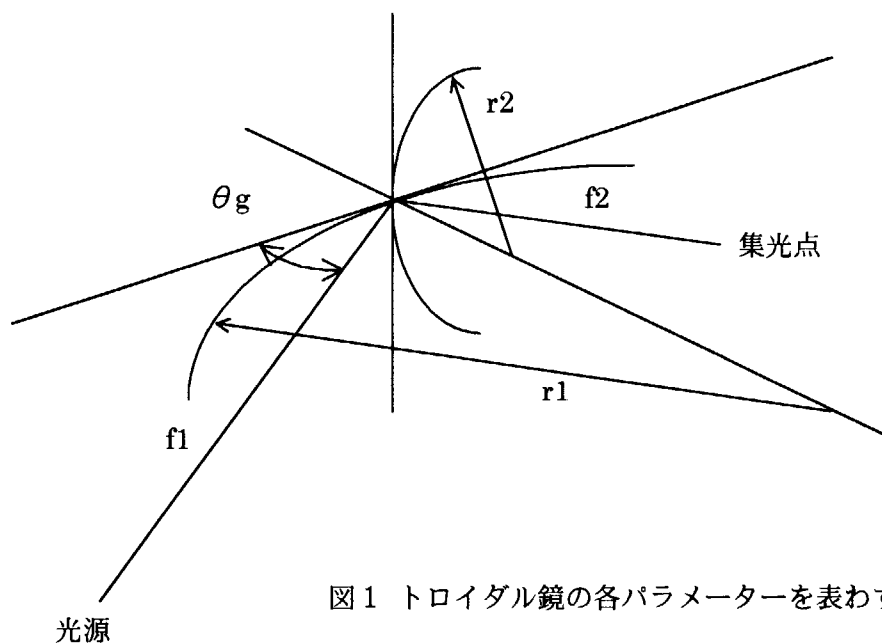


図1 トロイダル鏡の各パラメーターを表わす図

いろいろ検討した結果トロイダル鏡の仕様を次のように決めた。

①縮小率：1/1、②光源～集光点間距離： $2P=2000\text{mm}$ 、③斜入射角： $16\text{deg}$ 、④2つの曲率半径  $r1$ 、 $r2$ ： $r1=3774.2\text{mm}$ 、 $r2=286.7\text{mm}$ 、⑤長さ： $153\text{mm}$ 、⑥幅： $140.3\text{mm}$ 。このとき中心角は  $27\text{deg}$  となり、スループット：ミラーの立体角／半球の立体角の比率は、 $0.817 \times 10^{-3}$  となる。集光分布は  $0.4 \times 1.5\text{mm}$  の範囲に収まる。

基板加工や成膜に際し、面精度や粗さが必要とされる領域ごとの優先度を知る必要があったので、ミラーを小領域に分けて、それぞれからの集光分布を光線追跡して求めた。分割領域はそれぞれ図2で示したようにA、B、C、D、E、Fとした。計算の結果、A、B、D、F、C、Eの順に小さい集光分布を示すことがわかった。したがって加工に際しては、この順番を加工精度の優先順位にする。

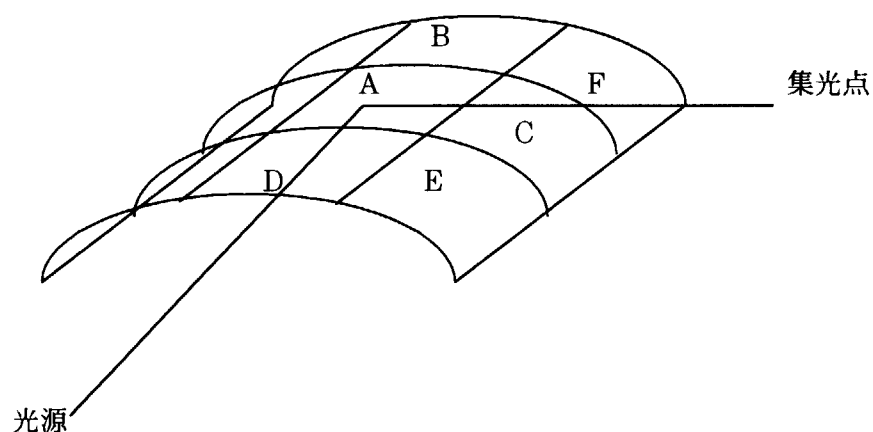


図2 トロイダル鏡の小領域分割を表わした図

### 3. トロイダル鏡の加工

トロイダル鏡を石英基板に加工した。石英基板の外形寸法は設計に基づき  $140.3 \times 153.3 \times t44.5\text{mm}$  とした。完成品を図 3 に示す。

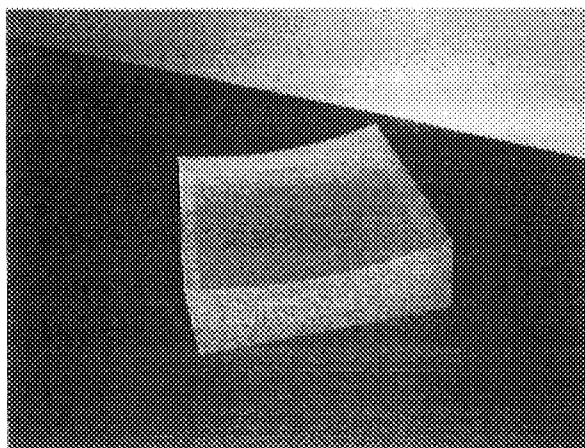


図3 研磨済みトロイダル基板

研磨終了品を①非接触表面粗さ測定機 (ZYGO、MAXIM3D) による粗さ測定、② ZYGO 干渉計による面精度測定、③形状測定装置(タリサーフ S6 型)による形状測定で評価した。

粗さについては 0.2~0.3nmRMS に入っており、面精度は、1.5λ以下、タリサーフによる形状測定では設計曲率半径の誤差で、r1:8mm 以内、r2:0.01mm 以内に収まっていることがわかった。

#### 4. 楕円面鏡の設計

楕円面鏡は図 4 に示した座標系で

$$(x/a)^2 + (y/b)^2 + (z/b)^2 = 1$$

で計算されいろいろな方面から検討して最終的に次のように決めた。

①縮小率：1/15、②光源～集光点間距離：2P=2000mm、③WD=40mm、④斜入射角：16～23.6deg、⑤中心角： $\beta=60\text{deg}$ 、⑥楕円の係数 a、b：a=1009.024131、b=134.6465624  
但し、⑦ミラーの長さ(x 方向)：L=69.1365151mm、⑧ミラーのZ 方向の幅：H=63.225766mm

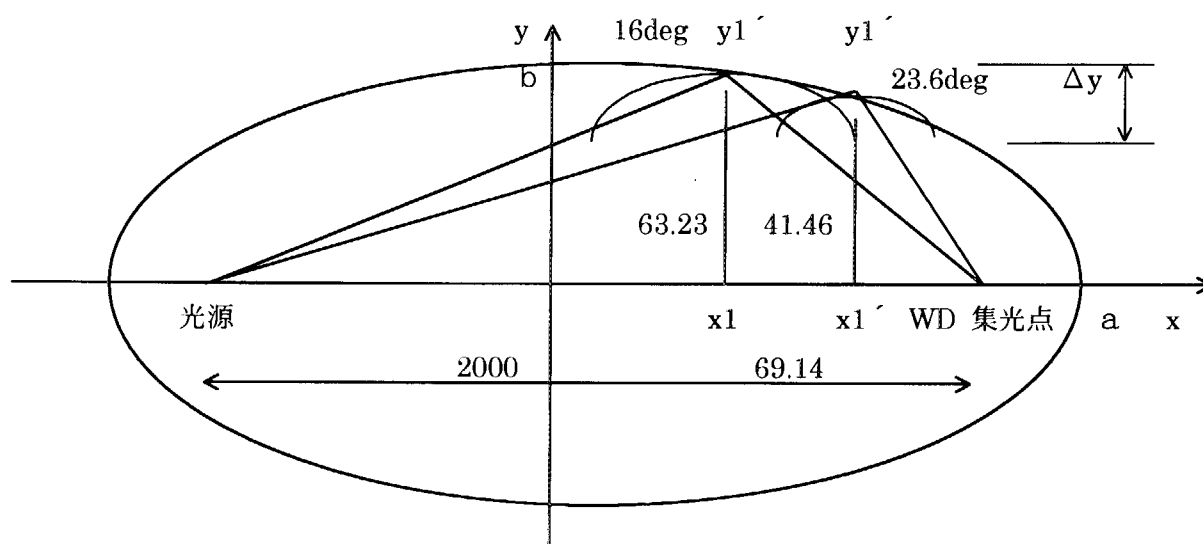
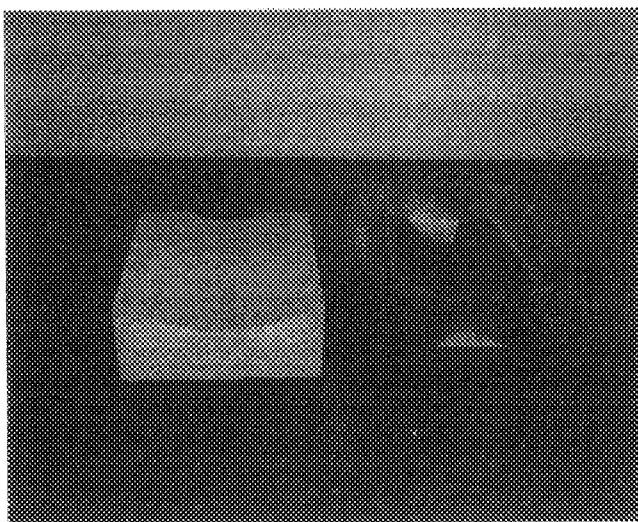


図4 楕円面鏡の各パラメータを説明する図

## 5. 楕円面鏡の加工

石英板に加工した楕円面鏡基板を図5に示す。写真の左側が研削終了品で右側が研磨途中品である。



研削終了品を形状測定した。その結果、楕円形状からのうねりのずれはPV値で母線方向については $0.6\mu\text{m}$ 以内、輪切り断面については $4\mu\text{m}$ 以内に収まっていることがわかった。

図5 楕円面鏡の石英加工基板

## 6. まとめ

楕円鏡を用いた集光系の仕様を決定し詳細設計を終え加工研削実験を行って研削品を製作した。楕円鏡での集光実験に先立って、加工技術が明確になっているトロイダル鏡を楕円鏡の仕様にあわせて設計し集光実験用基板として製作した。それぞれ製作した基板の形状等を測定し評価した。

本研究は、通産省工業技術院の「フォトン計測・加工技術」プロジェクトの一環として新エネルギー・産業技術総合開発機構からの委託事業により行われたものである。





## 65. Vacuum Ultraviolet Ar Excimer Emission Initiated by High Intensity Laser Produced Electrons

Shoichi Kubodera and Wataru Sasaki

Department of Electrical and Electronic Engineering and Photon Science Center, Miyazaki University  
Gakuen Kibanadai Nishi 1-1, Miyazaki, 889-2192 Japan

We have observed  $\text{Ar}_2^*$  emission using a tabletop femtosecond high intensity laser as an excitation source. High intensity laser produced electrons via an optical field induced ionization (OFI) process initiated the  $\text{Ar}_2^*$  production kinetics, which made themselves analogous to those produced in an electron beam produced plasma. A fast conductive cooling of the OFI plasma was found to be appropriate to initiate the excimer formation kinetics more efficiently.

**Keywords:** Vacuum ultraviolet, Excimer molecule, Short pulse laser, Conductive cooling

There have been considerable demands for the development of compact short wavelength lasers in the vacuum ultraviolet (VUV) spectral region. Such compact short wavelength lasers would be applicable to various scientific and industrial fields, such as photochemistry, biological science, and new types of materials processing. Currently available practical compact VUV lasers are the ArF excimer laser at 193 nm and the  $\text{F}_2$  laser at 157 nm, both of which are excited by a compact discharge device. Recently more attention is paid to short wavelength lasers in the VUV in the future optical lithography industry. Rare gas excimers have long been one of the very few laser media in the VUV spectral region [1]. The emission wavelength of  $\text{Ar}_2^*$  is 126 nm which is long enough to use transmission optical elements such as  $\text{MgF}_2$  and LiF. The  $\text{Kr}_2^*$  laser has an even longer emission wavelength centered at 147 nm which relaxes the conditions for optics and would become a competitor to the  $\text{F}_2$  laser at 157 nm. Rare gases have a contrast to chemically active fluorine in the  $\text{F}_2$  laser.

A recent rapid progress of the ultrashort pulse high intensity laser technology makes it possible to control major plasma parameters in an optical field induced ionization (OFI) plasma [2]. We have pointed out that this OFI plasma may simulate certain plasma parameters of an electron beam produced plasma, where rare gas excimer production kinetics are optimized for laser oscillation. The temperature of an electron beam produced plasma could be simulated by choosing appropriate high intensity laser parameters such as a focused intensity, wavelength, and the degree of the polarization. The electron density found in an electron beam produced plasma may also be reproduced by producing a desired charged state of a plasma by an adequate choice of such laser parameters. High pressure operation in the electron beam excitation for efficient excimer production may be reproduced in a vacuum chamber by using a pulsed gas jet to provide a temporally and spatially localized medium. The use of a pulsed gas jet will minimize unfavorable nonlinear effects such as beam focusing and defocusing caused by high intensity laser propagation and will maximize a three body recombination process for the efficient rare gas excimer production [1]. In order to obtain a large excitation length, a plasma channeling or the use of a hollow optical fiber may be utilized although this has not been verified yet.

In this paper, we report on the demonstration of the  $\text{Ar}_2^*$  production using a tabletop femtosecond high intensity laser as an excitation source. High intensity laser produced electrons via the OFI process initiated the  $\text{Ar}_2^*$  production kinetics, which made themselves analogous to those produced in the electron beam produced plasma. A fast cooling of the OFI plasma was found to be appropriate to initiate the excimer formation kinetics more efficiently.

A tabletop Ti:sapphire oscillator amplifier system produced a femtosecond high intensity pulse at 800 nm. Maximum output energy was 2 mJ in a pulse width of 130 fs at a repetition rate of 10 Hz. The laser pulse was focused into a rare gas jet placed in a vacuum chamber by using a thin lens with a focal length of 35 cm. A maximum focused laser intensity in vacuum was measured to be  $5 \times 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$ , which was high enough to tunnel ionize Ar to singly ionized Ar ion [3]. A pulsed gas jet was synchronized to the laser operation at 10 Hz by a pulse generator. Laboratory grade Ar was used as rare gases and their maximum backing pressures were 35 atm, which was limited by a capacity of our vacuum system. A  $\lambda/4$  waveplate was inserted in a laser axis to control the degree of the polarization of the laser beam.

VUV emission from the interaction region was detected by a visible photomultiplier tube with a sodium salicylate scintillator coupled to a 0.2-m VUV spectrometer. Typical spectral resolution was 0.5 nm. An optical axis of a VUV spectrometer was placed either parallel to or orthogonal to a short pulse laser irradiation axis in a vacuum chamber to observe VUV emissions. When it was placed onto the laser irradiation axis, a Ceratron detector was used instead of a photomultiplier to minimize the detection of the intense 800 nm laser light. Time-resolved signals of the VUV emissions were recorded using a 2 GHz digital oscilloscope. Time-integrated spectral information was acquired using a boxcar integrator. Both electronic devices were connected to a personal computer for data storage and further data processing.

Fig. 1 shows time-integrated spectra observed using an Ar gas jet. In both spectra, the laser beam was linearly polarized and its focused intensity was  $5 \times 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$ . A backing pressure of Ar was 20 atm.

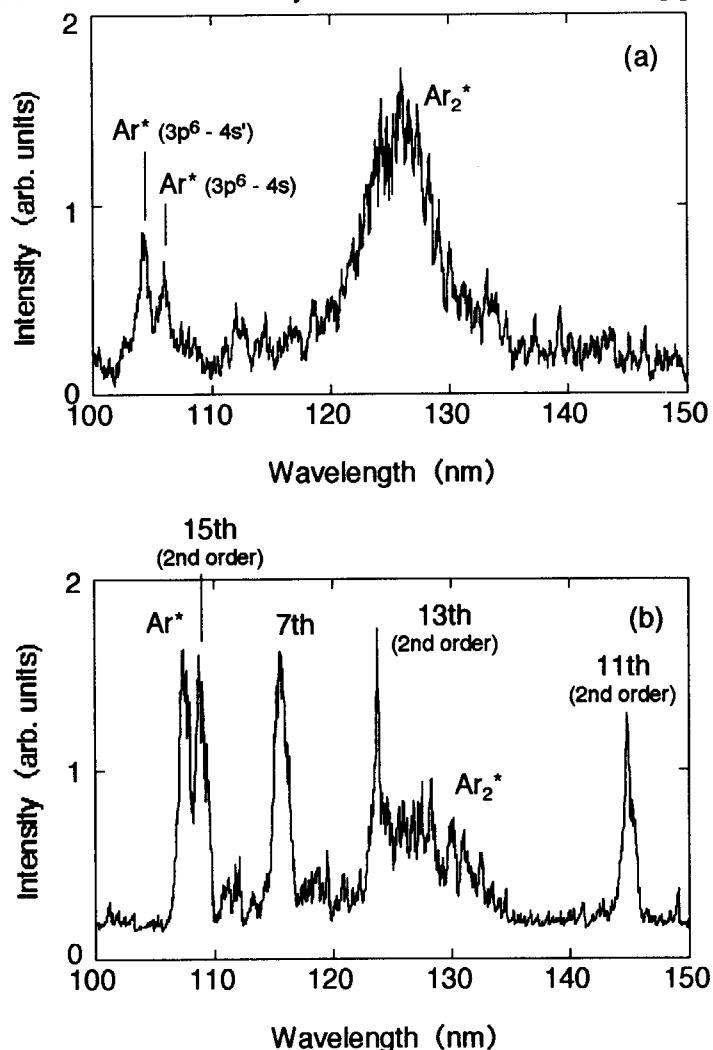


Fig. 1 Emission spectra from an Ar gas jet observed orthogonal to the laser irradiation axis (a), and onto the laser axis (b).

Fig. 1(a) shows a spectrum observed when a spectrometer was placed such as to observe the VUV emission orthogonally to the high intensity laser irradiation axis. We have observed  $\text{Ar}_2^*$  emission centered at 126 nm and two  $\text{Ar}^*$  resonance lines at 105 and 107 nm. No other emissions including ionic lines were observed in the spectral region between 30 nm and 300 nm.  $\text{Ar}^*$  acts as a precursor of  $\text{Ar}_2^*$  in the three body recombination process.

When the spectrometer was placed onto the high intensity laser axis, several high order harmonic signals were observed as well as  $\text{Ar}_2^*$  and  $\text{Ar}^*$  emissions as shown in Fig. 1(b). This spectrum has not been corrected for the spectral response of the Ceratron that had a rapid decrease of its sensitivity toward a longer wavelength in this spectral region. Referring to the intensity ratio between  $\text{Ar}_2^*$  and  $\text{Ar}^*$  found in Fig. 1(a), the  $\text{Ar}_2^*$  emission intensity would become twice as large as that of the 7th order harmonic observed in Fig. 1(b). Making an estimate with solid angle correction based on an emission geometry,  $\text{Ar}_2^*$  intensity becomes at least several tens of times as large as that of the 7th order harmonic, indicating the difference of the pulse duration of both emissions which was beyond the time resolution of this measurement.

Note that no excimer emissions were observed when a self breakdown plasma was produced by a nanosecond Q-switched Nd:YAG laser at an intensity of  $10^{11} \text{ Wcm}^{-2}$ . A nanosecond laser produced plasma was uncontrollably heated and its density also uncontrollably increased, that did not fulfill the conditions of the excimer production.

Fig. 2 shows the intensities of  $\text{Ar}_2^*$  emission and the 5th order harmonic signal as a function of the degree of polarization of the laser beam. A circularly polarized laser beam emerged at  $0^\circ$  and  $90^\circ$ , and linear polarization occurred at  $45^\circ$ . The 5th order harmonic signal becomes its maximum and minimum when the laser beam was linearly and circularly polarized, respectively, as the nonlinear optics predicts. On the other hand, the  $\text{Ar}_2^*$  emission intensity has almost no dependence on the degree of the polarization. The electron temperature of the OFI plasma should be very sensitive to the polarization of an incoming laser beam [2]. Calculated average electron temperatures of our Ar plasma are 4 eV and 70 eV for linearly and circularly polarized laser beams, respectively. Such a large difference should have been reflected in the excimer production kinetics. The resulting emission intensities, however, have no difference, indicating a rapid cooling of the laser produced electrons in a plasma.

A cooling mechanism of an OFI Ar plasma has been evaluated numerically based on the energy transport of electrons [4,5]. Neglecting the hydrodynamic motion and density gradients of such a plasma in a subpicosecond time scale, the plasma cooling is considered due to thermal conduction of electrons after

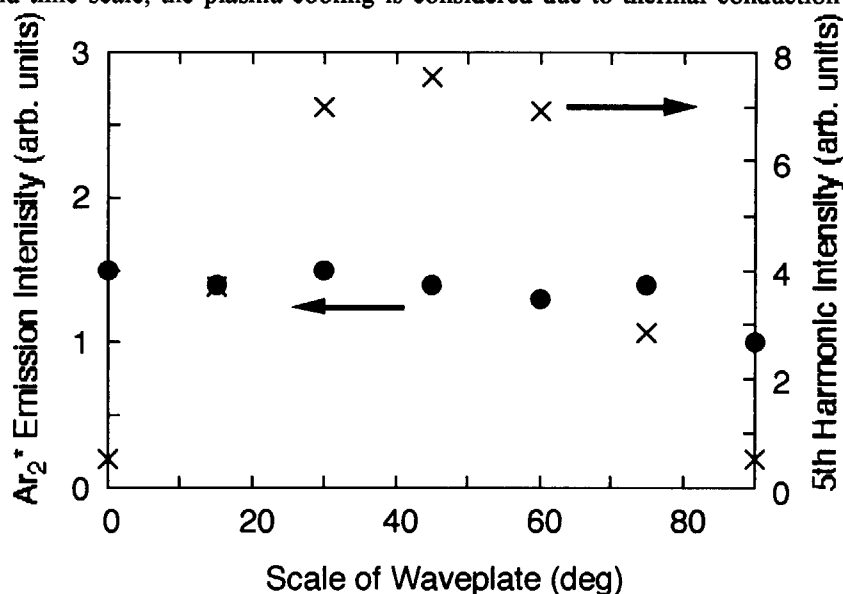


Fig. 2 Emission intensities of  $\text{Ar}_2^*$  and the 5th order harmonic as a function of the degree of the polarization of the laser beam. Scales at  $0^\circ$  and  $90^\circ$  correspond to the circularly polarized beam, and that at  $45^\circ$  represents a linearly polarized beam.

the plasma initiating laser pulse. For a plasma with strong temperature gradients or in the collisionless regime, electrons are assumed to be free-stream rather than diffuse. In this collisionless regime, the heat flow is simply limited by the maximum flux and thus represented as (1);

$$\frac{3}{2} n_e \frac{\partial}{\partial t} (kT_e) = \frac{\partial}{\partial x} (fn_e kT_e v_e) \quad (1)$$

where  $n_e$  and  $T_e$  are electron density and electron temperature, respectively.  $v_e$  is the electron thermal velocity.  $f$  is the so-called flux limit and is used as a maximum value of 0.6. The choice of the flux limit makes a minor difference for the result.

By integrating the equation (1), the temporal change of the electron temperature of the OFI plasma was evaluated. We have found out that the initial electron temperature of 70 eV decreases to 4 eV within 40 ps, which is a typical mean temperature of the secondary electrons found in electron beam excited rare gas excimer lasers [1]. A conductive cooling, therefore, proceeds much faster than any of the kinetics for the production of  $\text{Ar}_2^*$  excimer, which are typically on the order of nanosecond at most [1]. The difference of the initial electron temperature of an OFI plasma caused by the difference of the degree of polarization of the laser beam, therefore, should not be reflected on the behavior of the  $\text{Ar}_2^*$  emission intensity. This cooling is favorable to initiate the excimer formation kinetics more efficiently. This type of plasma cooling indicates that the appropriate choice of the degree of the polarization may play a role to minimize competitive nonlinear effects such as high order harmonics observed in this measurement.

In summary, we have observed  $\text{Ar}_2^*$  emission using a high intensity laser produced plasma. The production kinetics of the  $\text{Ar}_2^*$  excimer were initiated by the high intensity laser produced electrons. A fast conductive cooling of the electrons plays an important role for the efficient excimer production. The similarity between characteristics of the OFI Ar plasma and the electron beam produced Ar plasma that was found in this study may be utilized to realize compact rare gas excimer lasers.

This research was partially supported by the TEPCO Research Foundation and a grant-in-aid for scientific research of the Ministry of Education, Science and Culture, Japan.

#### References

- [1] M. V. McCusker, *The Rare Gas Excimers in Excimer Lasers* edited by C. K. Rhodes (Springer-Verlag, New York, 1984).
- [2] N. H. Burnett and P. B. Corkum, *J. Opt. Soc. Am B* **6**, 1195 (1989).
- [3] M. V. Ammosov, N. B. Delone, and V. P. Krainov, *Sov. Phys. JETP* **64**, 1191 (1987).
- [4] W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Addison-Wesley, 1988).
- [5] K. Midorikawa, Y. Nagata, S. Kubodera, M. Obara, and K. Toyoda, *IEEE J. Selected Top. Quantum Electron.* vol. 1, pp. 931-940 (1995).



## 66.

軟X線平面結像不等間隔溝ホログラフィック回折格子の製作と評価

Fabrication and Evaluation of Holographically Varied Line-Spacing Gratings for  
Soft-X-Ray Flat Field Spectrographs

小池雅人、山崎孝

日本原子力研究所 関西研究所 光量子科学研究センター

619-0215 京都府相楽郡木津町梅美台 8-1

Masato KOIKE, Takashi YAMAZAKI

Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment

Japan Atomic Energy Research Institute

8-1 Umemidai, Kizu-cho, Soraku-kun, Kyoto 619-0215 Japan

石川 禎之、今園孝志、宮田登、柳原美広

東北大学科学計測研究所

980-8577 仙台市青葉区片平 2-1-1

Noboru MIYATA, Mihiro YANAGIHARA

Research Institute for Scientific Measurements, Tohoku University

2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8577 Japan

原田善寿、佐野一雄

島津製作所生産技術研究所

604-8511 京都市中京区西ノ京桑原町 1-1

Yoshihisa HARADA, Kazuo SANO

Production Engineering Laboratory, Shimadzu Corporation

1-1 Nishinokyo-Kuwabaramachi, Nakagyo-ku, Kyoto 604-8511 Japan

Eric GULLIKSON, Stanley MROWKA, Ulf KLEINBERG, James H. UNDERWOOD

Center for X-ray Optics, Lawrence Berkeley National Laboratory

1 Cyclotron Road, M/S2-400, Berkeley CA 94720 USA

Recent progress in the design of aspheric wave-front recording systems has enabled the manufacture of holographic gratings with strongly varied groove densities suitable for soft X-ray flat field spectrographs. A holographic grating thus recorded was processed to produce a laminar profile by reactive ion-etching. Measurements are reported here of the absolute diffraction efficiency of this grating and of a comparable mechanically ruled grating using a synchrotron radiation. It is found that the holographic grating is effective at suppressing the higher orders. The spectral resolution was determined using a Carbon K $\alpha$  X-ray generator and a spectrograph with an imaging detector. The spectral resolution of the holographic grating was about three times worse than that of the ruled grating.

Key words : Diffraction grating, Spectrometer and spectroscopic instruments.

1. はじめに

軟X線回折格子分光器において、ラミナー型ホログラフィック回折格子が、高次光や迷光が少なく、短

波長での回折効率に優れる[1,2]などの利点から注目され、特に放射光源分光用の Monk-Gillieson 型軟 X 線斜入射平面回折格子分光器においてその利用が広まっている[3]。同様の性能改善は、レーザープラズマ分光[4,5]などで広く用いられている平面結像型斜入射球面回折格子分光器[6]においても期待されるが、本分光器用に設計された機械刻線不等間隔溝回折格子はその格子溝間隔が回折格子の両端で極端に異なるため、同等の結像特性を有するホログラフィック回折格子の設計製作は、従来の球面波露光法では不可能とされていた。そこで我々は、露光光学系に設計上の自由度を与える球面鏡を挿入した非球面波露光法[7,8]を仮定し、スポットダイアグラムの解析的表現[9]に基づく点像分布の標準偏差を評価関数とする analytic 設計法を用いて図1に示す平面結像型斜入射球面回折格子分光器用のホログラフィック回折格子(有効格子定数:1200 本/mm)を設計した。この新設計法の採用により従来の球面波露光法では製作ができなかった  $\pm 25\text{mm}$  の両端で  $\pm$  約 200 本/mm 溝本数が変化しているラミネー型ホログラフィック回折格子の設計製作が可能となった。以下では非球面波露光法による設計パラメータ、露光された格子溝パターンに基づくラミネー型の溝形状を持つホログラフィック回折格子の製作、及び放射光を用いた回折効率の測定、輝線スペクトル用いた分解能テストの結果について述べる。

## 2. 平面結像分光器とホログラフィック回折格子の設計[8]

軟 X 線平面結像球面回折格子分光器[6]の構成を Fig. 1 に示す。球面回折格子 G は入射スリット E から入射した光により照明され、G で回折された光は像面  $\Sigma$  に分散面内で結像する。この像面  $\Sigma$  と回折主光線  $OB_0$  に垂直な面  $\Sigma_0$  となす角度は  $\phi$  である。角度  $\phi$  は  $\Sigma$  が  $\Sigma_0$  から反時計廻りに正でありまた  $|\phi| \leq \pi/2$  である。

基本的な設計パラメータは以下の通りである: 回折格子の曲率半径  $R = 5606 \text{ mm}$ ;

有効格子定数  $\sigma = 1/1200 \text{ mm}$ ; 刻線幅  $W = 50 \text{ mm}$ ; 刻線高さ  $L = 30 \text{ mm}$ ; 入射スリット高さ  $H = 1 \text{ mm}$ ; 回折次数  $m = +1$ ; 入射スリットから回折格子中心までの距離  $r = 237.0 \text{ mm}$ ; 入射角  $\alpha = 87.0^\circ$ ; 回折格子中心から y 軸に垂直な像面までの距離  $D = -235 \text{ mm}$ ; 測定波長領域  $5\text{--}20 \text{ nm}$ 。したがって、回折格子中心から結像点までの距離  $r'$  は  $r' = 235 / \cos(\pi/2 + \beta_0)$  となる。ここで  $\phi = -\beta_0 - \pi/2$  である。

ホログラフィック回折格子は非球面波露光法と呼ばれる方式[7]を用いた。この方式は回折格子基板上で 2 光束レーザー光の干渉縞を形成し、格子溝のパターン生成を行う露光工程において従来の球面発散光でなく、収差を持った光を用いる方式で、今回の場合、2つの干渉光のうち、一方に球面発散光で球面鏡を斜めから照明し、その反射光を用いた (Fig.2 参照)。露光条件最適化には、従来の光路関数による方法でなく、光線追跡のアルゴリズムに基づき、分解能そのものを評価関数とする解析的設計法[9]を用いた。この結果得られた露光パラメータは以下の通りである:  $r_c = 1890.99 \text{ mm}$ ;  $R_2 = 570.00 \text{ mm}$ ;  $p_D = 546.13 \text{ mm}$ ,  $q_C = 498.60 \text{ mm}$ ,  $\gamma = -60.0002^\circ$ ,  $\delta = -19.6399^\circ$ ,  $\eta_D = 50.1400^\circ$ ,  $\lambda_0 = 441.6 \text{ nm}$ 。ここで、 $R_2$  は光原点 D から回折格子基板に至る光路に挿入する球面鏡の曲率半径、 $\lambda_0$  はレーザー露光波長である。

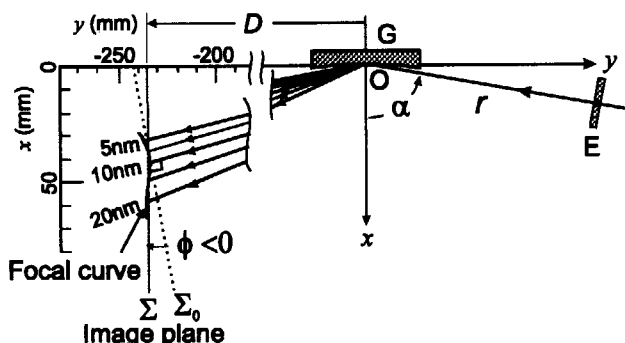


Fig.1. 軟 X 線平面結像球面回折格子分光器。

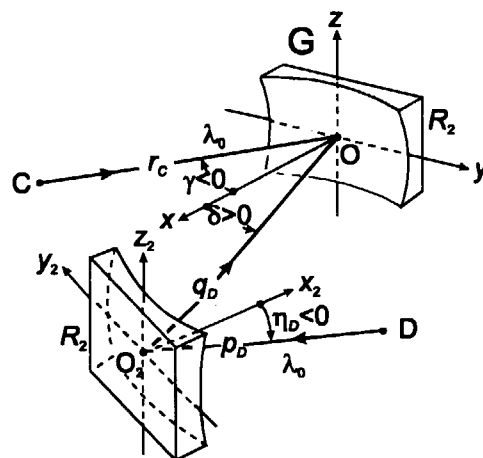


Fig.2. 非球面波露光法の露光光学系。

### 3. ホログラフィック回折格子の製作及び参照用回折格子

ホログラフィック回折格子の基板材料はBK-7ガラスで、40倍の干渉顕微鏡により測定された表面あらさは約1 nmRMS である。感光剤で、後のイオンエッチング工程のマスクとなるホトレジストには OFPR5000(東京応化社製)を用いた。露光工程で形成された正弦波上の溝構造に $\text{CHF}_3$ 反応性イオンエッチングを施すことにより、ホトレジストは全て除去され、後に溝深さ10 nm のラミナ格子が形成され、さらにこの上に約100 nm厚の金コートをした。このようにして製作された回折格子溝のデューティー比(周期長に対する山部の長さ)、格子定数はそれぞれ0.26、1395 本/mm ( $y = +20\text{mm}$ ,  $z = 0\text{mm}$ ) から 0.32、1045 本/mm ( $y = -20\text{mm}$ ,  $z = 0\text{mm}$ )と位置とともに変化している。

測定では参照用回折格子として機械刻線により製作されたブレード型不等間隔溝球面回折格子[6]を用いた。この回折格子の曲率半径 $R$ は

5649 mmであり、不等間隔溝パラメータ $n_{20}$ ,  $n_{30}$ ,  $n_{40}$  は  $n_{20} = -7.08090 \times 10^{-3}\text{mm}^{-1}$ ,  $n_{30} = 2.85666 \times 10^{-5}\text{mm}^{-2}$ ,  $n_{40} = -5.25446 \times 10^{-7}\text{mm}^{-3}$ である。またブレード角は $3.2^\circ$ で、同じく金コートがなされている。このブレード角は入射角 $\alpha = 87^\circ$ の条件でブレード波長10 nm(120eV)に相当する。Fig.3にFig.1に示した分光器でホログラフィック回折格子(a)、機械刻線回折格子(b)を仮定した系での光線追跡によるスポットダイアグラムとラインプロファイルを示す。それぞれの波長の図ごとに $\lambda$ ,  $\lambda \pm \Delta\lambda$  ( $\Delta\lambda = \lambda/500$ )の3波長に対して光線追跡を行った。仮定した入射スリット、回折格子の開口はそれぞれ $20\mu\text{m} \times 1\text{mm}$ ,  $50\text{mm}(W) \times 30\text{mm}(H)$ である。

### 4. 絶対回折効率測定[10]

ホログラフィック、機械機械刻線両回折格子の絶対回折効率測定は米国ローレンスバークレー国立研究所アドバンストライツソースにある同研究所 X 線光学センターの標準校正ビームライン(BL6.3.2)にて測定された。測定はこの回折格子の使用条件である入射角 $\alpha = 87^\circ$ で行った。回折次数  $m=0,1,2$  についての測定結果をFig.4に示す。1 次回折光については、ブレード型である機械刻線回折格子がホログラフィック回折格子より70eV以上の低エネルギー側で高い回折効率を示した。両回折格子の顕著な差異は、高次光強度で見られ、ホログラフィック回折格子では2 次回折光強度が1 次回折光強度に対して波長に

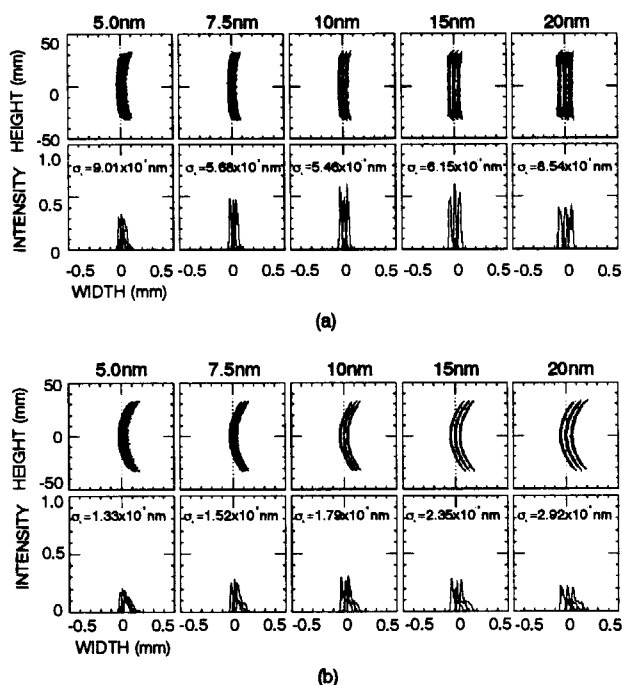


Fig.3. 光線追跡によるスポットダイアグラムとラインプロファイル。(a) ホログラフィック回折格子、(b) 機械刻線回折格子[8]。

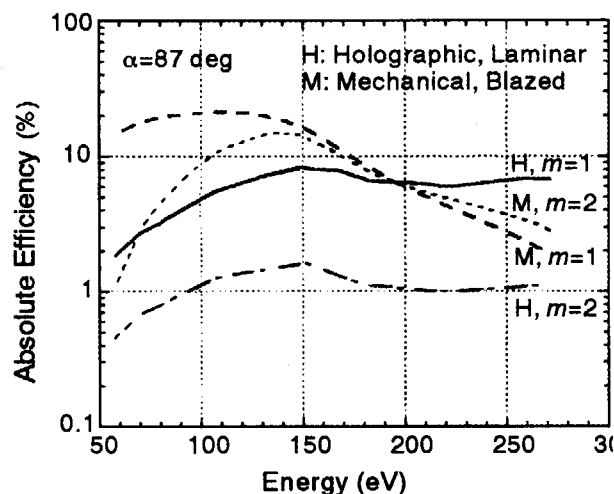
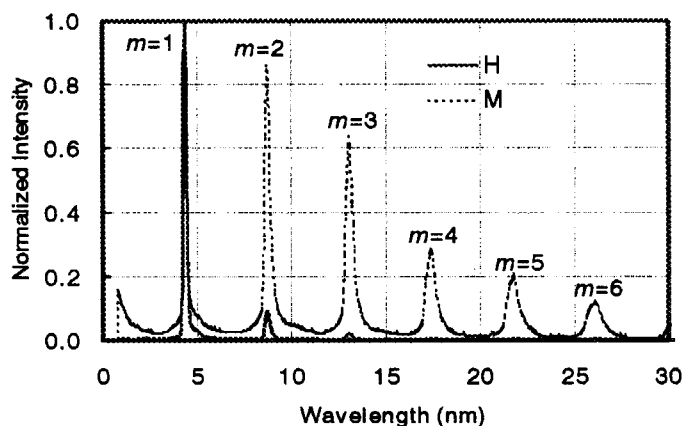


Fig.4.  $\alpha = 87^\circ$ ,  $m=0,1,2$  についての絶対回折効率[10]。

わりなくほぼ一定で約 10%である。これに対して機械刻線回折格子ではこの比 280eV での~300%から 60 eV での~10%と大きく変化する。また、1次と2次回折光強度が同一になるのは 70eV でそれより高エネルギー側では2次光強度が1次光強度より強くなる現象が見られた。



## 5. 分解能、高次光量測定

分解能、高次光量測定の測定は東北大学科学計測研究所において電子衝撃型 X 線光源 (Mansons 社製 model 2 mini-focus ultra-soft X-ray source) と軟

Fig.5. C-Kバンド(4.4nm)のスペクトル。H、Mとも1次光強度として規格化。

X 線平面結像球面回折格子分光器 (Fig.1 参照) を組み合わせて行った。検出器としてはマルチチャンネルプレートを前面に付けた1次元ホトダイオードアレイ (Hamamatsu Photonics C2321-01) を用いた。X 線光源の電圧を 4kV、電流を 0.005mA とし、積分時間を 10 分とした場合の C-K (4.4 nm) バンドのスペクトルを Fig.5 示す。図中の H、M はそれぞれホログラフィック回折格子 (実線)、機械刻線回折格子 (点線) を示す。それぞれの強度は1次光強度で規格化されている。

C-K (4.4 nm) バンドの一次光の分解能についてはスリット幅 1mm の入射スリットを用いた場合、ホログラフィック回折格子、機械刻線回折格子共約 30 との結果を得た。この測定では、結像面の微調整などを一切行っていない。機械刻線回折格子においては1次光強度に対する2次光強度は 90%、3次光強度は 70% で 6 次光まで観測された (それより高次光は検出器面外になる)。一方、ホログラフィック回折格子においては1次光強度に対する2次光強度は 8%、3次光強度は 4% であった。この結果は機械刻線回折格子に比べてラミナー型ホログラフィック回折格子の高次光強度が極めて小さいこと改めて示している。さらにバックグラウンドの量についてもホログラフィック回折格子が平均一桁程度優れているとの結果を得ている。

## 参考文献

1. M. C. Hutley, *Diffraction Gratings*, Vol. 6 of Techniques of Physics (Academic Press, London, 1982) Chap. 8, pp.263-287.
2. E. Ishiguro, H. Maezawa, M. Sakurai, M. Yanagihara, M. Watanabe, M. Koeda, T. Nagano, K. Sano, Y. Akune, and K. Tanino, Proc. SPIE 1739, 592-603 (1992).
3. J.H. Underwood, E.M. Gullikson, M. Koike, and S. Mrowka, Proc. SPIE, 3150, 40-46 (1997).
4. R. Shepherd, R. Booth, B. Young, D. Price, R. More, R. Lee, and R. Stewart, Proc. SPIE 3157, 2-9 (1997)
5. H. Nakano, T. Nishikawa, and N. Uesugi, Proc. SPIE 3157, 22-29 (1997).
6. N. Nakano, H. Kuroda, T. Kita, and T. Harada, Appl. Opt. 23, 2386-2392 (1984).
7. M. Koike, Y. Harada and H. Noda, Proc. SPIE, 815, 96-101 (1987).
8. M. Koike, T. Yamazaki, and Y. Harada, J. Electron Spectroscopy and Related Phenomena, 101-103, 913-918 (1999).
9. T. Namioka and M. Koike, Nucl. Instrum. Methods, A319, 219-227 (1992).
10. T. Yamazaki, E. Gullikson, N. Miyata, M. Koike, Y. Harada, S. Mrowka, U. Kleineberg, J. Underwood, M. Yamagihara, K. Sano, Appl. Opt., 38, 4001-4003 (1999).





## 67.

## ISOL 用レーザーイオン源の開発

## Development of a Laser Ion Source for the TIARA-ISOL

<sup>1</sup>小泉光生、<sup>1</sup>長明彦、<sup>1</sup>関根俊明、<sup>2</sup>桂川秀嗣、<sup>2</sup>金衛国、<sup>2</sup>涌井崇志<sup>1</sup>日本原子力研究所 物質科学研究部 原子核科学研究グループ

370-1292 群馬県高崎市綿貫町 1233

<sup>2</sup>東邦大学 理学部

274-8510 千葉県舟橋市三山 2-2-1

<sup>1</sup>Mitsuo KOIZUMI, <sup>1</sup>Akihiko OSA, <sup>1</sup>Toshiaki SEKINE, <sup>2</sup>Hidetsugu KATSURAGAWA, <sup>2</sup>Jin-Wei-Guo, <sup>2</sup>Takashi WAKUI<sup>1</sup> Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI),

Watanuki 1233, Takasaki, Gunma 370-1292, Japan

<sup>2</sup>Toho University, Miyama 2-2-1, Funabashi, Chiba 274-8510, Japan

Lasers can be used for the study of unstable nuclei in combination with an Isotope Separator On-Line (ISOL). Aiming at isobar-free isotope separation for heavy-ion reaction products, we are developing an element-selective laser ion source, in which atoms are resonantly excited and ionized with pulsed laser beams. Because the ion source is heated up to about 2000°C, a certain number of atoms with low ionization potentials are also ionized through surface ionization, and then become background ion beams. To suppress the surface ionization, we have applied a Nb foil with a low work function as the wall of the laser ion source. Pulse shapes of non-radioactive Ba ion beam from the laser ion source were measured. The difference in pulse shape between the ion source with Nb foil and that with Re foil is discussed.

**Keywords:** Isotope, Photo-ionization, Laser, Resonance, Ba, ISOL

### 1. はじめに

オンライン同位体分離器 (ISOL) は、核反応生成物を蒸発・イオン化して質量分離する装置で、主に短寿命原子核の分光実験に用いられる。我々は日本原子力研究所高崎研究所において AVF サイクロトロンに接続した ISOL (TIARA-ISOL) を用い、重イオン核反応で生成される陽子ドリップライン近傍の Ba-Pr 原子核についての系統的な研究を行っている<sup>1-3</sup>。核反応ではいろいろな数の中性子数と陽子数の原子核が生成されるため、ISOL による質量分離だけでは研究対象核種に同重核が混入し、それがバックグラウンドとなることが多い。生成断面積が少なく短寿命な不安定核を研究するためには、このバックグラウンドを減らさなければならない。ISOL で研究対象核種を単独で分離するには特定の元素をイオン化し質量分離の必要があり、元素選択適性のあるイオン源の開発が求められている。われわれは、TIARA-ISOL 用に共鳴イオン化法を

用いたレーザーイオン源を開発している  
ので<sup>4</sup>、報告する。

## 2. レーザーイオン源

図1は、われわれが開発しているレーザーイオン源を示したものである。このイオン源はターゲットと、反跳核を受け止めるキャッチャーと、細長い筒状のイオン化室で構成される。1次ビームとターゲットの核融合・蒸発反応によって生成される不安定核は、1次ビームの反跳をうけてターゲットを飛び出し Ta 金属箔を突き抜けてキャッチャーで止められる。イオン源は電子衝撃加熱で 2000°C まで加熱されており、不安定核はキャッチャーから蒸

発・拡散して、イオン化室でパルスレーザーにより共鳴イオン化される。壁面からは熱電子が放出されるので、イオン化室の中は壁面に対しマイナスのポテンシャルを生じる。そのため、イオンはその中に捕らえられたのち、引き出し電極からの電場でイオン源より引き出される<sup>5</sup>。

レーザーイオン源は高温に加熱されているので、イオン化エネルギーが比較的低いアルカリ金属などの原子は、イオン源の壁面で表面電離を起こす。表面電離によるイオンはバックグラウンドとなるので、これが元素選択性を下げる原因となる。原子が表面電離される確率は、壁の材質の仕事関数が小さいほど、小さくなる。これまで W 製のイオン化室に Re 金属箔（仕事関数 4.96eV）を筒状にして挿入したものを用いてきたが、新たにイオン化室に Nb 金属箔（仕事関数 4.3eV）を挿入したものを導入した。

TIARA-ISOL の配置を図2に示す。不安定核を生成する照射室と ISOL 室は、コンクリート壁で隔られている。ISOL 室には ISOL 制御装置、レーザー装置、テープ輸送核分光装置が置かれている。イオン源から引き出されたイオンは通常 40keV で静電加速される。質量分析マグネットで質量分離されたイオン

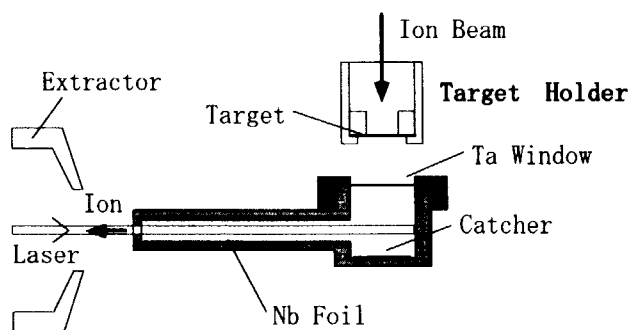


図1 レーザーイオン源。ターゲットと、反跳核を受け止めるキャッチャーと、細長い筒状のイオン化室で構成される。イオン化室は内径 4mm、外径 5mm、長さ 26mm である。Ta 窓には直径 8mm、厚さ 1.5 $\mu$ m の金属箔を用いている。イオンの引き出し口は直径 1.5mm である。

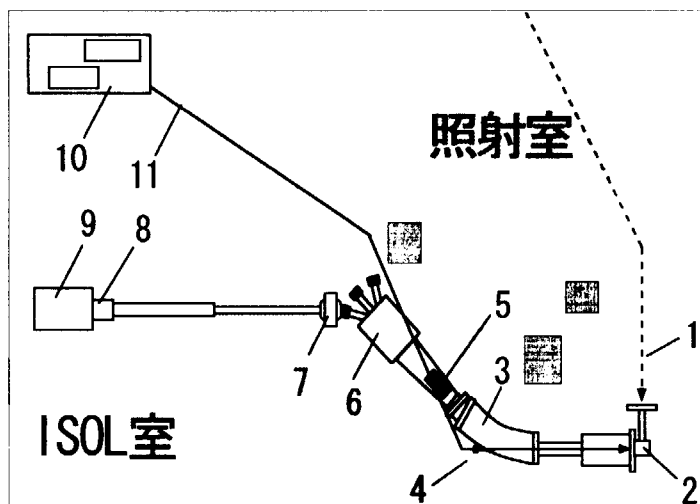


図2 オンライン同位体分離器 (TAIARA-ISOL) 配置図。ISOL はスペック値で、加速エネルギーが 100keV 以下、質量分解能 1000 以上である。1:サイクロトロンからの1次ビームライン。2:レーザーイオン源。3:質量分析マグネット。4:レーザー入射窓。5:高速パルス偏向電極。6:コレクションチャンバー。7:偏向磁石。8:パルス形状測定装置。9:テープ輸送核分光装置。10:色素レーザー装置。11:レーザーの光路。

ビームは、コレクションチャンバーにある静電偏向電極で曲げられ偏向マグネットを通して ISOL 室に送られる。

高速パルス偏向電極は、レーザーイオン化に同期したイオンビームだけを ISOL 室の測定装置に輸送するための装置である。この偏向電極には常に 2kV の高電圧がかけられているので、イオンビームは偏向され ISOL 室の実験装置に到達しない。しかしレーザーイオン化に同期したイオンビームが通過するあいだは電圧がグランドポテンシャルに下げらるので、イオンビームは偏向を受けず実験装置に到達する。この高速パルス偏向電極の電圧は、立上り、立下りとも 500ns 以下の速さで変化する。イオンビームのパルス形状は、パルス形状測定装置に取り付けたマイクロチャンネルプレートまたは電子増倍管をイオンビーム軸上に挿入して測定する。

レーザー装置は、エキシマレーザー励起の 2 台の色素レーザーを用いている。エキシマレーザーは、Lambda Physik 社製 LPX204I 型を用い、そのパルスエネルギーは 150mJ、繰り返しは 400Hz、出力波長は 308nm、パルス幅は約 20ns である。色素レーザーは、Lambda Physik 社製 Scanmate 2E 型と FL3001 型を用いた。レーザー光はアルミミラーで輸送され、レーザー入射窓の直前に置いた焦点距離 3m のレンズで、イオン源のイオン引き出し口に集束される。レーザービームの位置は、望遠鏡を取り付けたカメラでモニターしながら、レーザー入射窓直前にあるミラーの角度を遠隔操作して、調整した。

### 3. Ba 元素のイオン化

われわれは、レーザーイオン源のテストを Ba 元素 (IP = 5.21 eV) で行っている。Ba のイオン化は、2 台の色素レーザーを用い、2 ステップで行った。第 1 ステップには  $6s^2 \ ^1S_0 - 6s6p \ ^1P_1^o$  (553.5nm) を用いた。イオン化するレーザーに、 $^1P_1^o$  から  $5d_{5/2} \ 8d \ J=1$  自動イオン化準位への遷移<sup>6</sup> の 389nm の波長を用いた。色素レーザーから得られるレーザーパワーは、553.5nm、389nm とともに約 1mJ で、色素はおおの Coumarine153 と PBBO を用いた。レーザーの輸送効率は 553.5nm で約 30%、389nm で約 15% であった。自動イオン化準位への励起の反応断面積が 400Mb とすると、レーザービームに照射された原子の 90% 以上がイオン化される。

パルスレーザーによりイオン化されたイオンが、イオン源より引き出される過程は、イオンビームのパルス形状に反映される。したがって、イオンビームのパルス形状は、イオン源中のイオンの挙動を知る有効な手がかりとなる。図 3 は  $^{138}\text{Ba}$  安定核のイオンビームのパルス形状を測定したもので、半値幅が約 1 $\mu\text{s}$  の狭いピークと、それに続く幅の広いピークが観測された。第 1 の狭いピークは、イオン源の引き出し口近くのイオンが、引き出し電極による強い電場で引き出されたもので、第 2 の広いピークは、イオン化室内よりイオンが引き出されたものと考えられる。イオ

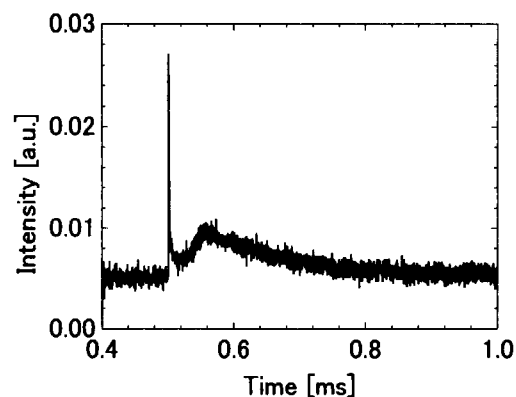


図3 イオンビームのパルス形状。イオンビームを電子増倍管に直接入射してその 2 次電子を増幅し、出力をデジタルオシロスコープで測定した。

ン化室壁面を Re 金属箔にした場合、バックグラウンドのレベルが高く、第 2 のピークは観測されていなかった。Nb を用いたレーザーイオン源で第 2 のピークが観測された理由として、次の 2 つが考えられる。まず、表面電離によるバックグラウンドが下がり、第 2 のピークが観測されやすくなったことである。つぎに、イオン化室の仕事関数が低くなったため、壁面からの熱電子の放出量が増え、イオン化室内の電子密度が上がり、イオンがその中に多く保持されたことである<sup>7,8</sup>。

#### 4. まとめ

我々は、表面電離を抑制するため、レーザーイオン源のイオン化室の壁面を Re 金属に代え、仕事関数の低い Nb 金属にした。イオン源から引き出されたイオンビームのパルス形状を測定した結果、仕事関数の低い金属をイオン化室壁面に用いると、表面電離が抑制され、共鳴イオン化されたイオンをイオン化室に多く保持することが分かってきた。Nb より仕事関数の低い材質に、Hf 金属箔（仕事関数 3.9 eV）や TaC 合金（仕事関数 3.65 eV）などがあるので、これらを用いたイオン源を製作してテストを行う予定である。また、オンラインでレーザーイオン源を動作させ、放射線計測によるイオン源の効率測定を行う予定である。このとき、<sup>36</sup>Ar (195MeV) イオンビームと <sup>nat</sup>Mo 金属箔ターゲット（直径 5mm、厚さ 3mg/cm<sup>2</sup>）の核融合-蒸発反応で生成した <sup>127</sup>Ba ( $T_{1/2} = 12.7\text{m}$ ) 中性子欠損核を用いる。

#### 参考文献

- [1] T. Sekine, A. Osa, M. Koizumi, S. Ichikawa, M. Asai, H. Yamamoto, and K. Kawade, Z. Phys. A349 (1994) 143.
- [2] A. Osa, M. Asai, M. Koizumi, T. Sekine, S. Ichikawa, Y. Kojima, H. Yamamoto, and K. Kawade, Nucl. Phys. A588 (1995) 185c.
- [3] T. Sekine, S. Ichikawa, A. Osa, M. Koizumi, H. Iimura, K. Tsukada, I. Nishinaka, Y. Hatsukawa, Y. Nagame, M. Asai, Y. Kojima, T. Hirose, M. Shibata, H. Yamamoto, and K. Kawade, J. Radioanalytical and Nucl. Chem. 239 (1999) 127.
- [4] M. Koizumi, A. Osa, T. Sekine, and M. Kubota, Nucl. Instr. and Meth. B126 (1997) 100.
- [5] M. Huyse, Nucl. Instr. and Meth. 215 (1983) 1.
- [6] B. Willke and M. Mock, Phys. Rev. A43 (1991) 6433.
- [7] V.I. Mishin, V.N. Fedoseyev, H.-J. Kluge, V.S. Letokhov, H.L. Ravn, F. Scheerer, Y. Shirakabe, S. Sundell, O. Tengblad and the ISOLDE Collaboration, Nucl. Instr. Meth. B73 (1993) 550.
- [8] V.I. Beznosjuck, D.V. Fedorov, S.Yu. Orlov, M.D. Seliverstov, V.I. Tikhonov, Nucl. Instr. Meth. B126 (1997) 92.



## 68. 短パルス高強度レーザーによる高エネルギーイオンと中性子発生実験 High Energy Ions and Neutrons Produced by Ultrashort Intense Laser Pulses

佐藤文信<sup>1</sup>、沖原伸一郎<sup>2</sup>、高橋浩司<sup>2</sup>、島田岳洋<sup>2</sup>、  
乗松孝好<sup>1</sup>、井澤靖和<sup>1</sup>、飯田敏行<sup>2</sup>、阪部周二<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup> 大阪大学レーザー核融合研究センター  
565-0871 吹田市山田丘 2-6

<sup>2</sup> 大阪大学大学院工学研究科電子情報エネルギー工学専攻  
565-0871 吹田市山田丘 2-1

Fuminobu SATO<sup>1</sup>, Shinichirou OKIHARA<sup>2</sup>, Koji TAKAHASHI<sup>2</sup>, Takahiro SHIMADA<sup>2</sup>,  
Takayoshi NORIMATSU<sup>1</sup>, Yasukazu IZAWA<sup>1</sup>, Toshiyuki IIDA<sup>2</sup>, and Shuji SAKABE<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Institute of Laser Engineering, Osaka University  
2-6 Yamadaoka, Suita Osaka 565-0871

<sup>2</sup> Department of Electronic, Information Systems and Energy Engineering, Osaka University  
2-1 Yamadaoka, Suita Osaka 565-0871

Generation of D(d,n)<sup>3</sup>He neutron in plasmas produced by ultrashort intense pulse laser was studied with a table-top TW Ti:sapphire laser. The 130fs, 200mJ pulses with a prepulse, 300ps prior to the main pulse were focused on a deuterated polystyrene target by an aspherical lens, and the focal intensity was 10<sup>18</sup>W/cm<sup>2</sup>. 10 neutrons per shot on the average were measured with a <sup>3</sup>He detector. By ion energy spectroscopy with CR-39 track detectors, it has been found that the number of high-energy deuterium ions generated from the laser plasma was about 10<sup>6</sup> ions per shot in the energy range above 150keV.

Keywords: Ultrashort laser pulse, Laser plasma, Nuclear reaction, Neutron, High-energy ion

レーザー集光強度が 10<sup>18</sup>W/cm<sup>2</sup> を超えると、レーザー生成プラズマより数 MeV オーダーに達する高エネルギー電子、イオンの発生が報告されている。[1] 近年の超短パルスレーザーの進歩はめざましく、テーブルサイズレーザーからでも高い尖頭パワーが得られ、10<sup>19</sup>W/cm<sup>2</sup> 以上の集光強度を達成することが可能である。これら高強度レーザー生成プラズマは小型の高エネルギー電子、イオン源となりうる可能性を示している。また、テーブルサイズの超短パルス高強度レーザーを用いた中性子発生実験も報告され[2][3]、さらに高いエネルギーのイオンが発生すれば、高エネルギーイオンの核反応を利用した放射性核種生成が可能となる。例えば、エネルギー 20MeV 以上の <sup>4</sup>He (α粒子) ではターゲット元素が何であっても(α, n)核反応が生じ、残留核として放射性核種が生成される場合がある。( <sup>4</sup>He と <sup>109</sup>Ag の場合では、中性子、<sup>111</sup>In, <sup>112</sup>In, <sup>111m</sup>In, <sup>112m</sup>In などが発生し、<sup>111m</sup>In, <sup>112m</sup>In はγ線を放出する励起核異性体である。) これらレーザープラズマをもちいた放射性核種発生は、短寿命放射性核種の研究やラジオアイソトープ応用に役立つと考えられる。このような背景のもと、超短パルス高強度レーザー生成プラズマ高エネルギーイオンの核反応のためのデータベースを構築することを目的として、筆者らは、まず、テーブルトップ TW チタンサファイアレーザーをもちいて、レーザー生成プラズマ高エネルギー

イオン特性と  $D(d,n)^3\text{He}$  核反応の関係について調べた。特に、 $D(d,n)^3\text{He}$  核反応は数 10keV 以上のエネルギー領域で核反応が生じ、中性子測定によって核反応数を正確に求めることができる。

図 1 は、TWテーブルトップレザーシステムを用いた  $D(d,n)^3\text{He}$  中性子発生実験の概略図で、大阪大学レーザー核融合研究センターの  $\text{T}^6$  レーザーシステムを使用した。[4] レーザー出力は、パルス幅 130fs、最大エネルギー 200mJ、繰り返し 10Hz である。真空ターゲットチェンバー内には、回転ターゲット駆動装置、非球面レンズ、CR-39 固体飛跡検出器が設置されている。レーザーパルス光を  $F/2$  の非球面レンズを用いて、ターゲット表面上にスポットサイズ  $8\mu\text{m}$ (FWHM)まで集光させ、 $10^{18}\text{W}/\text{cm}^2$  以上の集光強度で照射した。また、メインパルスに対して 300ps 先行させた約 20mJ のプリパルスを用いてターゲット表面近傍でプラズマを発生させている。回転ターゲットのアルミニウム基板には、厚さ  $200\mu\text{m}$  の重水素置換ポリスチレン  $(\text{CD})_x$  が施され、常に新しい表面にレーザーが照射されるように工夫されている。レーザープラズマから発生したエネルギーイオンをレーザー入射方向に対して  $30\sim 90$  度の後方方向に CR-39 固体飛跡検出器を設置した。CR-39 検出器の検出表面には、厚さの異なるアルミニウム箔がエネルギーイオンフィルターとして用いられている。CR-39 検出器は約 150keV 以上の重水素イオン、約 600keV 以上の炭素イオンに対して感度を持ち、箔の厚さは  $0.8\sim 50\mu\text{m}$  で、重水素イオンについて 100keV 間隔で、150keV $\sim$ 3MeV のエネルギーイオンスペクトルについて調べた。レーザー照射実験後、CR-39 検出器を真空ターゲットチェンバーから取り出し KOH 水溶液（6 規定、 $70^\circ\text{C}$ ）で化学エッチングを行い、光学顕微鏡を用いてエッチピットの数密度を測定した。

中性子測定は、ターゲットチェンバー外に設置された  $^3\text{He}$  比例計数管（直径 5cm、長さ 15cm）、パラフィン減速材、多重波高分析装置を用いた。中性子減速の為のパラフィンブロックの形状と配置は、中性子輸送コード MCNP[5]を用いて最適化され、レーザー集光スポットからの  $^3\text{He}$  検出器の距離は約 30cm で、 $^3\text{He}$  比例計数管を囲むパラフィンの厚さは約 10cm である。中性子

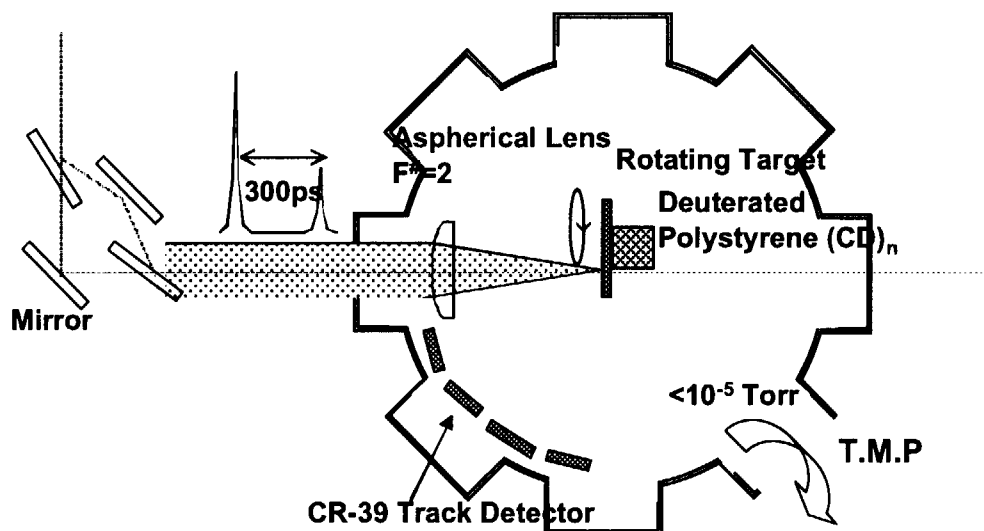


図 1 短パルス高強度レーザーを用いた中性子発生実験概略図

測定システムは、 $^{252}\text{Cf}$  標準線源を用いて較正し、中性子検出効率は 0.5%であった。

エネルギー 200mJ のレーザーパルスあたりの中性子発生数は 10 個であった。そして、CR-39 を用いたエネルギーイオン測定では、単一レーザーショットあたり  $10^5$  個の重水素イオンが発生し、その最大エネルギーは約 400keV であることがわかった。PIC コードを用いたシミュレーション[3]は最大エネルギーイオンについてはほぼ一致しているが、発生中性子数に対するエネルギーイオン発生効率については、実験値に比べ5桁程度大きい値を示している。今後、中性子発生数とプラズマ生成エネルギーイオン特性の関係について考察するためには、100keV 以下のエネルギーイオン特性について調べる必要がある。

#### 謝辞

重水素ターゲット製作には大阪大学レーザー核融合研究センター、燃料ターゲットグループの方々にご協力を頂き心より感謝いたします。レーザー照射実験では、大阪大学大学院電子情報エネルギー工学専攻前期博士課程、伊山功一氏、坂部裕介氏にご協力を頂き感謝いたします。中性子測定について、大阪大学大学院工学研究科原子力工学専攻オクタビンのスタッフの方々にご助言を頂きお礼を申し上げます。

#### 参考文献

- [1] K. Krushelnick et al.; "Multi-MeV Ion Production from High-Intensity Laser Interactions with Underdense Plasma", *Phys. Rev. Lett. Vol.83*, 737 (1999).
- [2] T. Ditmire, J. Zweiback, V. P. Yanovsky, T. E. Cowan, G. Hays and K.B. Wharton; "Nuclear Fusion from Explosions of Femtosecond Laser-Heated Deuterium Clusters", *Nature Vol.398*, 489 (1999).
- [3] G. Pretzler et al.; "Neutron production by 200mJ ultrashort laser pulses", *Phys. Rev. E Vol.58*, 1165 (1998).
- [4] 坂部周二; "テーブルトップ超短パルス超高強度レーザー", レーザー研究, Vol.25, 855 (1997).
- [5] J. F. Briesmeister (editor); "MCNP-A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport, Version 3A", *LA-7396-M Rev.2* Los Alamos National Laboratory, (1986).

## 69. 真空紫外～軟X線領域用回折格子

### Production of the Laminar Gratings in the VUV and Soft X-ray Region.

佐藤誠、笹井浩行、佐野一雄、原田善寿

(株) 島津製作所 生産技術研究所

〒604-8511 京都市中京区西ノ京桑原町1

Makoto SATO・Hiroyuki SASAI・Kazuo SANO・Yoshihisa HARADA

Shimadzu Corporation, Production Engineering Laboratory,,

1, Nishinokyo-Kuwabaracho, Nakagyo-ku, Kyoto 604-8511, Japan

The appearance of third-generation synchrotron radiation sources has demanded the high performance grazing-incidence monochromators for VUV and soft x-ray region. Also the diffraction gratings which were optical elements have been required the characteristic of high heat-resistant, well cooling, with a large size and low-micro-roughness. In this paper, how to product of the laminar gratings by means of holographic exposure method and ion-beam etching technology, with direct etched in the silicon crystal blank are reviewed.

Keywords : grating , holographic exposure , ion-beam etching, silicon crystal, soft x-ray

#### 1. はじめに

近年、シンクロトロン放射光 (SR光) の発展にともない真空紫外領域から軟X線領域の分光学の重要性が増してきており、分散素子である回折格子についても高性能なものが望まれている。高輝度なSR光施設では耐熱性、冷却性に優れた回折格子の要求が高まり、また使用波長が真空紫外領域から軟X線領域へと短波長になるにつれて、面荒れによって散乱光が増加するため、面荒れの少ない回折格子も要求されてきた。さらに軟X線領域では斜入射光学系が採用されるため入射光束よりサイズの大きい回折格子が望まれ、とりわけ最近では、斜入射分光器において高分解能化に対応するため、デフォーカスと高次の残留収差とを補正する不等間隔溝回折格子が提案されるなど、その要求はとどまることを知らない。本稿では従来タイプである等間隔直線溝回折格子に限定し、耐熱性、冷却性に優れたSi単結晶基板に直接刻線したラミナー型回折格子の製作法について述べる。

#### 2. ラミナー型回折格子

溝断面が矩形状のラミナー型回折格子は、真空紫外～軟X線領域の斜入射分光器用として広く使用されている。ラミナー型は2次光のエネルギーを減らせることができるので、高次数カットのフィルターがない真空紫外領域で有効である。またラミナー型は斜入射で使用した場合、ブレイズ型と比較して反射率が高く取れる (ブレイズ型とラミナー型を同じ入射角で使用した場合、



ラミナー型の方が、回折格子溝面に対する入射角が大きく取れるため) という長所がある。(図1)

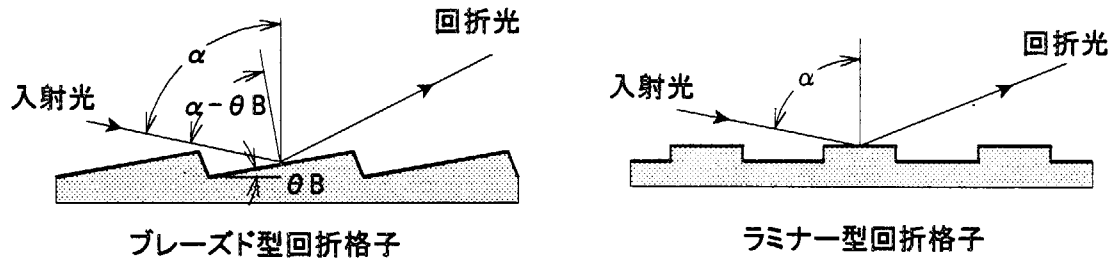


図1. ブレード型回折格子とラミナー型回折格子との違い

### 3. ラミナー回折格子の製作法

ラミナー型回折格子はホログラフィック露光法とイオンビーム・エッチング法とを併用して製作される。ラミナー型回折格子の製造工程を図2に示す。Si単結晶基板にフォトリソを塗布し、レーザの2光束干渉によって周期誤差の極めて少ない溝パターンを作成する(ホログラフィック露光法)。このレジストパターンをマスクにして、イオンビームを垂直に入射して所望の深さにエッチングをおこなう(イオンビーム・エッチング法)。エッチング後に残ったレジストをO<sub>2</sub>プラズマで灰化除去し、Auコートすれば溝断面形状が矩形状のラミナー回折格子が完成する。

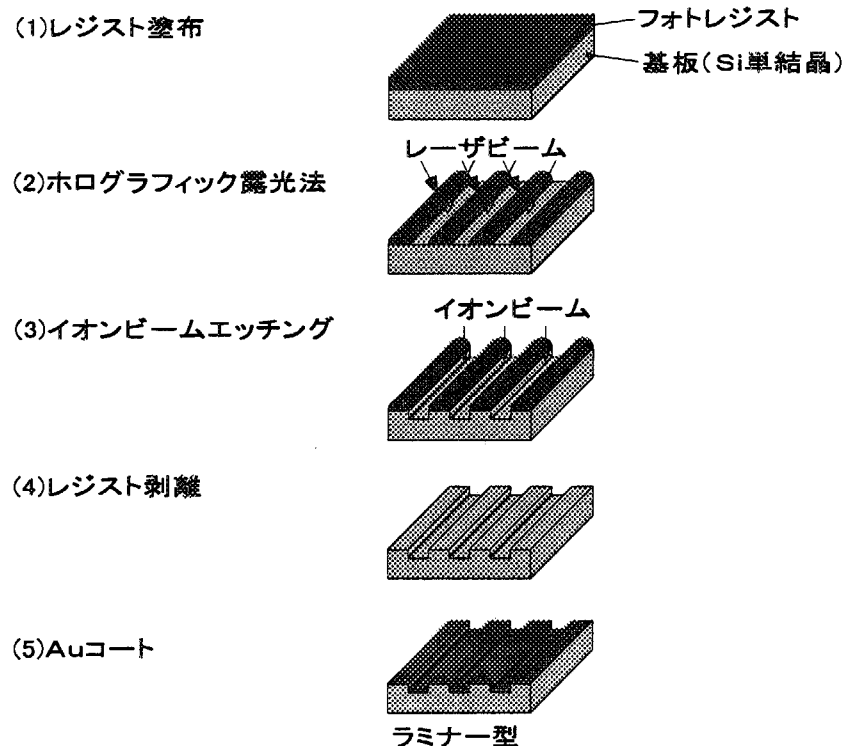


図2. ラミナー型回折格子の製造工程

図3にSiのイオンビーム・エッチング特性を示す。エッチングにArとCHF<sub>3</sub>との混合ガスを使用した場合、混合比が40～50%でレジストとの選択比が最大となることが判る。エッチング時にこのガスを使用すればレジストのマスクが有効に作用し、極めて良好なエッチングが

可能となる。図4にSi単結晶基板に直接刻線したラミナー回折格子のAFM像を示す。面荒れも少なく良好にエッチングされているのが判る。

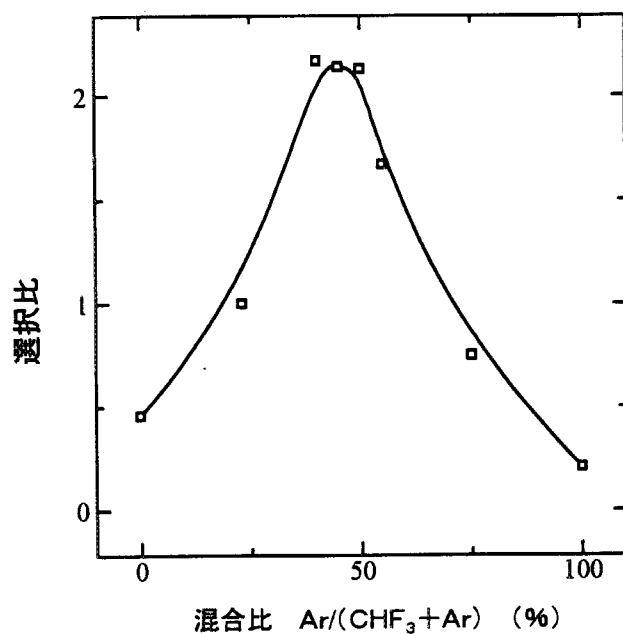


図3. Siにおけるエッチング特性

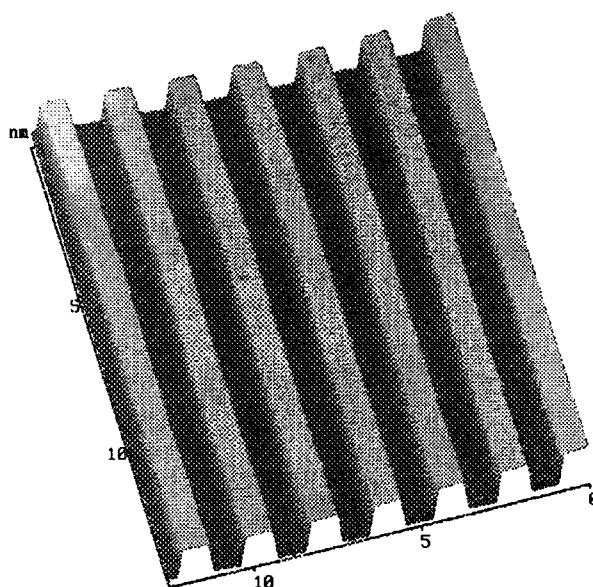


図4. Si基板のラミナー型回折格子のAFM像

#### 4. まとめ

当社においてレジストに対するSiの選択比を改善するエッチング法を開発し、ホログラフィック露光法と併用することで面荒れのないラミナー型回折格子の製作が可能となった。現在、この技術を不等間隔溝回折格子に応用した開発をおこなっている。



## 70. Soft X-ray Reflectivity and Structure Evaluation of Ni/Ti-based Multilayer X-ray Mirrors for Water-Window Region

**Hisataka TAKENAKA, Yasuji MURAMATSU\*, Shigeki HAYASHI\*\*, Hisashi ITO, Naoji MORIYA\*\*, Eric M. GULLIKSON\*\*\*, and Rupert C. C. PERERA\*\*\***

*NTT Advanced Technology Co., Musashino, Tokyo 180-8585, Japan*

*\*NTT Lifestyle and Environmental Technology Laboratories, Musashino, Tokyo 180-8585, Japan*

*\*\*Shimadzu Co., Hadano, Kanagawa 239-1304, Japan*

*\*\*\* Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL), Berkeley, CA 94720, USA*

We fabricated Ni/Ti and Ni-N/Ti-N multilayer mirrors use as a grazing-incident angle reflector to focus x-ray micro-beams. The multilayer structures were fabricated by magnetron sputtering. The layer structures were evaluated by using an x-ray diffractometer and the soft x-ray reflectivities were measured at Beamline 6.3.2 at the Advanced Light Source (ALS). Although the Ni/Ti multilayer has a high interface roughness of about 1.36 nm, the soft-x-ray peak reflectivity of this mirror showed fairly high reflectivity of 39%, at just above the Ti-absorption edge with a 9-degree incident angle. The peak reflectivity of Ni-N/Ti-N multilayer mirrors was 36% in almost the same conditions as the reflectivity measurement of the Ni/Ti multilayer.

**Keywords : Multilayer mirrors, Water-window, Ni/Ti, Layer structure, Soft x-ray reflectivity**

### 1. INTRODUCTION

The development of highly-reflective multilayer mirrors for use in the water-window region has been desired for x-ray microscopy and x-ray photoemission spectroscopy, for example. For these applications, reflectivity is one of the most critical parameters determining the performances of multilayer mirrors. Ni/Ti-based multilayers are appropriate candidates for such mirrors because the combination of Ni and Ti theoretically has high reflectivity at just above the Ti absorption edge (around 2.8 nm) because of the optical constants of Ni and Ti. The reflectivity of multilayer mirrors is also related to their structures. The interface roughness, intermixed widths, and the thickness ratio between each layer are important facts affecting the performances of multilayer mirrors.

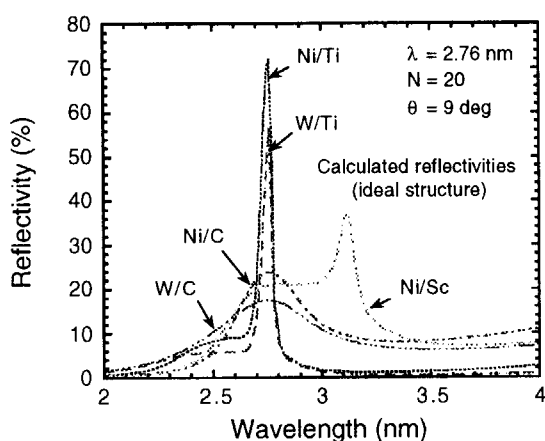
We have designed Ni/Ti and Ni-N/Ti-N multilayer mirrors to make an x-ray micro-beam with high reflectivity. We used grazing-incident type optics, such as ellipsoidal mirrors, and have fabricated the mirrors using a sputtering technique. We evaluated the structures and reflectivity of these multilayers using a soft x-ray reflectometer.

### 2. DESIGN AND FABRICATION OF NI/TI-BASED MULTILAYERS

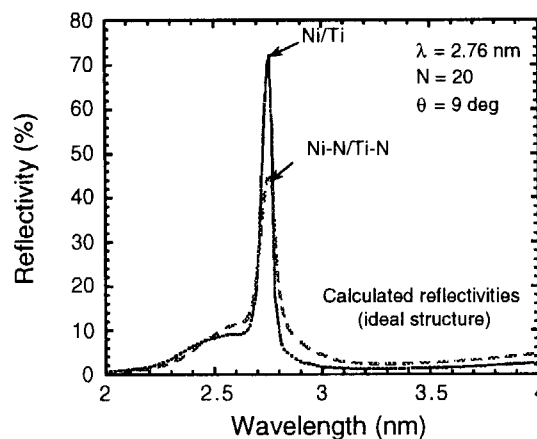
We calculated the soft x-ray reflectivities of many kinds of multilayers (Ni/Ti, Ni/Sc, W/Ti etc), assuming that the multilayers had an ideal structure. The calculations were performed using the Fresnel equation and Henke's optical data. Each of these multilayers has 20 layer pairs, at a wavelength of around 2.76 nm, with the peak reflectivity at a 9 degree grazing incidence. The periodic length was around 9.2 nm and the thickness ratio between the high-Z layer and the low-Z layer was almost 0.35: 0.65. The calculated

peak reflectivities of the high-Z /Ti multilayers have high reflectivities at 2.76 nm. For example, the peak reflectivity of a Ni/Ti multilayer is a 78%, and that of a Co/Ti multilayer is also almost the same value. Figure 1 shows the reflectivity profiles for five multilayer material combinations as examples.

A magnetron sputtering deposition system was used to fabricate the Ni/Ti-based multilayers<sup>1</sup>. It basically consists of three fixed-source targets, a rotating substrate table, a substrate rotation-speed control system, and a shutter-opening and -closing controller synchronized with the substrate rotation. The Ni/Ti multilayer was deposited on Si wafers under an Ar gas atmosphere. In the Ni/Ti multilayer, the periodic length of this multilayer was about 9.2 nm, and the thickness ratio between the Ni layer and the Ti layer was about 0.35 : 0.65. The layer pairs were 20. In addition to this multilayer, we had also fabricated an Ni-N/Ti-N multilayer under in an Ar +N<sub>2</sub> (80% / 20%) gas atmosphere.



**FIGURE 1.** Calculated reflectivities of multilayers at wavelengths around 2.76 nm at grazing incidence.



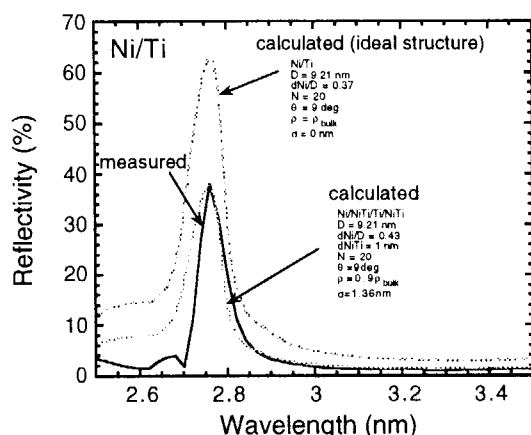
**FIGURE 2.** Calculated reflectivities of Ni/Ti and Ni-N/Ti-N multilayers at wavelengths around 2.76 nm at grazing incidence

### 3. SOFT X-RAY REFLECTIVITIES AND LAYER STRUCTURES

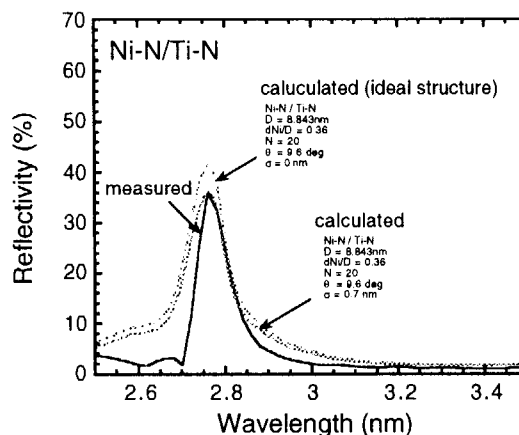
Reflectivity for soft x-rays was measured at Beamline 6.3.2<sup>2</sup> at the Advanced Light Source at LBNL. In this beamline the reflected beam from the multilayer sample is measured as the current from a Si photodiode. The absolute reflectivities are obtained by dividing the reflected beam intensity by the full beam intensity.

Figure 3 shows the measured and ideal reflectivities of the fabricated Ni/Ti multilayer. The measured peak reflectivity is 39% at a 2.74 nm wavelength at the incident angle of around 9°. This peak reflectivity is sufficient for our grazing incidence x-ray optics.

We estimated the periodic length, the layer thickness ratio, the interface roughness, the intermixed layer thickness, and the density of the fabricated multilayer by using this measured reflectivity. The fitting curve of the measured reflectivity is also shown in Fig. 3. The curve was calculated using the following parameters: a periodic length of 9.21 nm, a layer thickness ratio of 0.43 : 0.57, an interface roughness of 1.36 nm, an intermixed width of 1 nm, and a density of 0.9 times the bulk of Ni and Ti. In this calculation, we used NiTi as the intermixed layer, because x-ray diffractometer measurements of the annealed ( at 500°C, for 1 hour, in an Ar atmosphere) Ni/Ti multilayer showed the existence of a NiTi phase. There is large deviation in the reflectivity between the measured and fitting reflectivity under 2.74 nm. We assume that this is because of the Ti- and Ni-oxide layers on the surface of this multilayer.



**FIGURE 3.** The measured and ideal reflectivities of the fabricated Ni/Ti multilayer, and the fitting reflectivity.



**FIGURE 4.** The measured and ideal reflectivities of the fabricated Ni-N/Ti-N multilayer, and fitting reflectivity.

Figure 4 shows the measured and ideal reflectivities of the fabricated Ni-N/Ti-N multilayer. The measured peak reflectivity is 36% at a 2.74-nm wavelength and an incident angle of around 9°. This peak reflectivity is slightly smaller than that of the Ni/Ti multilayer in spite of the big differences in the optical constants between the Ni and Ni-N layers, and of that between the Ti and Ti-N layers. It is supposed that the interface of the Ni-N/Ti-N multilayer is smoother than that of the Ni/Ti multilayer.

We estimated the periodic length, the layer thickness ratio, the interface roughness, and the density of the fabricated multilayer by using this measured reflectivity. The fitting curve of the measured reflectivity is also shown in Fig. 4. The curve was calculated using the following parameters: a periodic length of 8.84 nm, and a layer thickness ratio of 0.36 : 0.66, an interface roughness of 0.76 nm, and a density of 0.9 times the bulk of Ni and Ti. We did not consider intermixed layer in this calculation, because x-ray diffraction of the annealed ( at 500°C, for 1 hour, in an Ar atmosphere) Ni-N/Ti-N multilayer only revealed Ni and Ti phases. The interface of this multilayer is smoother than that of the Ni/Ti multilayer.

This work was supported in part by the "Advanced Photon Processing and Measurement Technologies" program, which was assigned to the R&D Institute for Photonics Engineering by the New Energy and Industrial Technology Development Organization (NEDO) of Japan.

## REFERENCES

1. H. Takenaka, T. Kawamura and H. Kinoshita, Fabrication and evaluation of Ni/C Multilayer soft x-ray mirrors, *Thin Solid Films*, **288**, 99-102 (1996).
2. J. H. Underwood, E. M. Gullikson, M. Koike et al., *Review of Scientific Instruments* 67 (9) 1996



## 71. Femtosecond technology for science, industry and medicine

Andreas Stingl

FemtoLasers

Kleinengersdorferstr. 24, A-2100 Korneuburg, Austria

Hiroshi Teraoka

Marubun Corporation

8-1, Nihonbashi Odenmachi, Chuo-ku Tokyo 103-8577 Japan

Five years after introduction of the first ever prism less sub-20 Femtosecond oscillator, inventor of the chirped mirror technology are ranging from 10-fs-high power Oscillators with peak power levels up to MW regime, to ultra fast amplifier system in the GW regime, which became commercially available now. Advances in the optical and mechanical design yield highly compact and reliable laser systems ready to serve for scientific application as well as for real world application in diagnostics, medicine and micro-machining.

Keywords : chirped mirror technology , short pulse laser

### 1. はじめに

近年、極短パルスレーザは、物理学、化学、医学の研究に広く用いられ、さらには微細加工への応用例も注目されている。

1991年、自己モード同期によるチタンサファイアレーザが開発され<sup>[1]</sup>、従来の色素レーザに比べ安定性・操作性にすぐれた極短パルス光源が得られ、ハンガリーとオーストリアの研究グループにより、チャープミラーを用いたチタンサファイアレーザが開発<sup>[2]</sup>され、10 fs のパルス幅を有する発振器も製品化されている。

### 2. チャープミラーを用いたオシレータの設計・利点

極短パルスレーザを考察する時、下記式によりパルス幅が決定される。

$$\text{Pulse duration} = (\text{negative GDD} - \text{positive GDD}) / (\text{Kerr-coefficient} \times \text{Pulse energy})$$
共振器内の正の群速度分散は、主に利得媒体 (Ti:S 結晶) に起因し、共振器内に存在する空気にもわずかながらあるが正の群速度分散があり極短パルス発生の為には考慮しなければならない要素となっている、負の群速度分散を最適化する事により、10 fs のオシレータが実現されている。オシレータに使用される分散補償光学系として、プリズム対を用いる手法が広く知られているが、チャープミラーを用いたオシレータは、図1に示すように簡略な共振器の設計が可能となり、高次分散補償による極短パルス

( $<10\text{fsec}$ ) 発生、簡易操作性、Timing Jitter の軽減、高ピークパワー ( $>1\text{MW}$ ) の実現等の利点がある。

チャープミラーは、屈折率の異なる２つの材質を基板上に交互に配置する事により、ミラー自身に群速度分散補正の機能を持たせ、成膜厚を最適化する事により、高次分散制御する事が可能となる。(図 2)

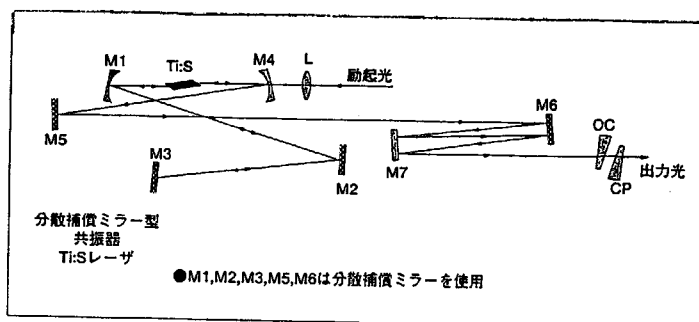


図1 分散補償ミラー (MDC) フェムト秒レーザー発振器

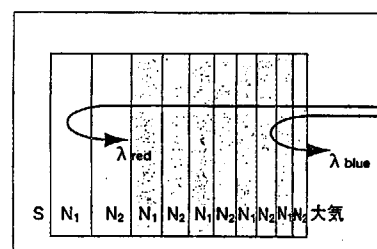


図2 分散補償ミラーの原理図

### 3. 应用例

昨今、フェムト秒レーザによる加工が脚光を集めている、これまでのレーザでは高品位加工が困難であったガラス、無機結晶などにおける加工例が紹介され、熱損傷を避ける生体へのアブレーションも紹介されている。ここでは、ウィーン工科大学の研究グループにて報告された  $10\text{ fs}$  極短パルスレーザを用いた加工例を紹介する。<sup>[8]</sup>

彼らは、チタンサファイア増幅器に Hollow fiber を用い、5 f s e c、0.1 TW (ピークパワー)、繰返し周波数 1 K H z 発振可能なレーザを用い、パルス幅を任意に変え、それぞれのパルス幅における borosilicate glass 及び fused silica の加工例が紹介されている。(図 3) 本報告において、10 f s e c 領域の微細加工において数 100 f s の加工と比べた時 10 f s e c のパルス幅においては、図 4 が示すように 1 パルスで削れる量は、劇的に少なくなり、submicron-sized microstructures の可能性を示唆している。

Figure 4 consists of two scanning electron micrographs (SEM) labeled (a) and (b). Image (a) shows a large, irregular, and somewhat porous microstructure. Image (b) shows a much smaller, more defined, and smoother microstructure. A scale bar at the bottom right indicates a length of 50 μm.

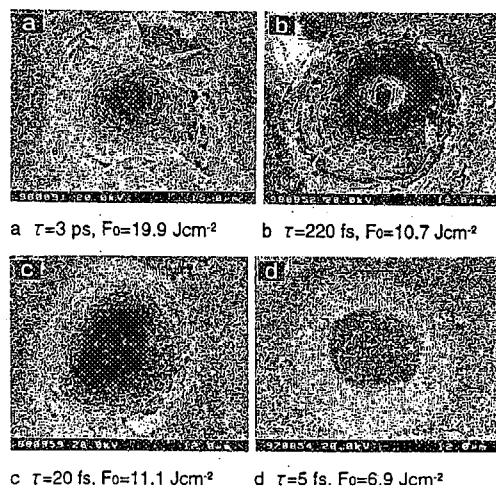
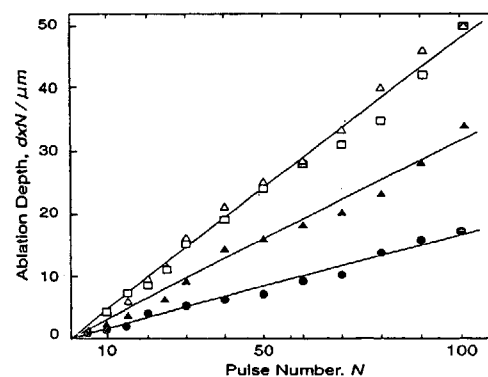


図 3 fused Silica 1/4 膜幅の違いによる加工例  $\lambda=780\text{nm}$ , 80shots



#### ☒ 4 Ablation of transparent materials

Ablation dept per pulse in barium borosilicate glass:

● 20fs, ▲50fs, △120fs, □300fs

#### 4.むすび

チャープミラーを用いる事により、パルス幅  $10\text{ fs}$  以下の極短パルスレーザが市販されるようになり、オシレータ単体にて  $> 1\text{ MW}$  のピーク出力が得られる製品も発表されている。この領域にて実現する新しい実験・研究報告が多数なされる事を切望する。

#### 参考文献

- [1] D.E. Spence, et al : Opt. Lett. 16, 42(1991)
- [2] L. Xu, et al.: Opt. Lett. 21, 1259(1996)
- [3] M. Lenzner et al: Appl.Phys. Lett A68, 369-371(1999)
- [4] W. Kautek et al : Appl. Phys. Lett 69(21)18, 3146-3148 (1996)





## 72. Time-resolved absorption spectroscopy of optically pumped Si by using fs-laser plasma x-ray

Hidetoshi NAKANO, Peixiang LU, Tadashi NISHIKAWA, and Naoshi UESUGI

NTT Basic Research Laboratories

3-1 Morinosato Wakamiya, Atsugi, Kanagawa 243-0198, Japan

Femtosecond laser-produced plasmas emit ultrashort x-ray pulse that is synchronized to a femtosecond laser pulse. By utilizing this feature, we demonstrated time-resolved soft x-ray absorption measurements of optically pumped silicon near its  $L_{II,III}$  absorption edge by means of pump-probe spectroscopy. As a result, we observed more than 10% increase in the absorption near absorption edge caused by laser pulse irradiation, which means that the transition of core-electrons was rapidly modified by excitation of valence electrons. The recovery time constant of this change was measure to be about 20 ps.

Key words: Soft x-ray absorption, Time-resolved spectroscopy, Short pulse

### 1. Introduction

High-density plasmas created near a solid surface by an intense femtosecond laser pulse have become more attractive for their potential use as ultrafast bright x-ray sources with recent development of high-power ultrafast laser technologies [1, 2]. These plasmas emit x-rays with ultrashort durations in the range from sub-keV to MeV energy regions. These x-rays not only have short duration, but also synchronize to the femtosecond laser pulse. These features are extremely important to be utilized as diagnostic probes to realize pump-probe type experiments for observing dynamic response of materials pumped by ultrashort laser pulse in atomic scale and with high temporal resolution. From this point of view, efforts have been made to demonstrate time-resolved diffraction [3, 4] and absorption measurements [5, 6] using femtosecond laser-produced plasma x-rays. Among them, more attention is paid in diffraction measurements, since x-ray diffraction provides direct information of atomic positions and molecular structure. However, x-ray absorption measurements also play important roles in material study. From x-ray absorption spectrum, we can extract microscopic information on material such as electronic states of atoms, chemical bonds, local structures, and so on. Also, by pump-probe absorption spectroscopy using short x-ray probe pulse, we can expect to probe dynamics of core-electrons in optically pumped materials instead of that of valence electrons, which have been well studied by laser spectroscopy. In this paper, we will demonstrate time-resolved absorption measurements in soft x-ray region by means of pump-probe spectroscopy [7]. We observed that the soft x-ray absorption in silicon membrane near its  $L_{II,III}$  absorption edge was modulated by an irradiation of a femtosecond laser pulse, which excites valence electrons.

### 2. Experimental setup

As shown in Fig. 1, the experiments were carried out using a 100-fs, 10-Hz Ti:sapphire laser system operating at a wavelength of 790 nm. The 50-mJ laser pulses were sent into a beam splitter, where 80% of the energy was reflected. Reflected light was focused onto a flat target using a 200-mm focal length  $MgF_2$  lens at the normal incidence to generate broadband soft x-ray pulses. The intensity of the focused light was  $1.5 \times 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>. We used a 4- $\mu$ m-thick Ta film deposited on a Si wafer as a target, and scanned it to expose fresh surface for each laser shot. The emitted soft x-rays were focused by grazing incidence concave mirrors onto a 100-nm-thick silicon membrane. The sample was set on a pinhole with a diameter of 100  $\mu$ m. Soft x-rays that passed through the sample were again focused onto the entrance slit of a flat-field grazing incidence spectrograph. The spectrograph had a ruled unequally grooved

grating with a nominal groove number of  $1200 \text{ mm}^{-1}$ . To detect soft x-rays (10–15 nm), we used a microchannel plate detector combined with a cooled CCD. The remaining 10 mJ of laser light was sent into an optical variable delay line and a variable attenuator, and then softly focused onto the sample by a 500-mm focal length lens. To ensure the spatial overlapping, the spot size of the focused laser beam was set at 5 mm in diameter. Incidence angles of soft x-ray and laser light to the sample were  $0^\circ$  and  $45^\circ$ , respectively. The estimated soft x-ray photon flux at the detector was  $\sim 1000 \text{ photons/\AA}$  in each pulse. The spectral resolution of our setup was higher than 400 (in  $\lambda/\Delta\lambda$ ) near 100 eV.

Figure 2 shows the spectral and temporal characteristics of soft x-ray pulse used as a probe. The soft x-ray pulse duration was measured by using an x-ray streak camera having a temporal resolution of 3 ps. This figure shows that the temporal resolution of our system was limited to  $\sim 10 \text{ ps}$ .

### 3. Change in soft x-ray transmission by femtosecond laser pulse irradiation

Figure 3 shows typical transmission spectra with and without laser pulse irradiation. In each curve, 45 shots were accumulated. In this case, the time interval between laser and soft x-ray pulses was 0. Curve a, the thick dotted one, shows the transmission spectrum when the pumping laser light was blocked. Curve b, the thick solid curve, was obtained when the sample was irradiated by a laser pulse with intensity of  $3 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ , which was well below the damage threshold ( $\sim 0.1 \text{ J/cm}^2$ ). The thin dotted curve, curve c, shows the normalized difference between curves a and b. The differential transmittance  $T_D$  is defined as

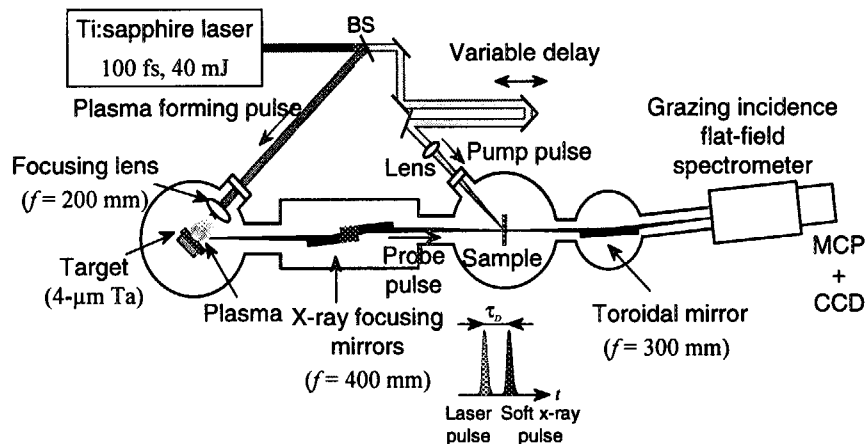


Fig. 1 Experimental setup for time-resolved soft x-ray absorption measurements by means of pump-probe spectroscopy.

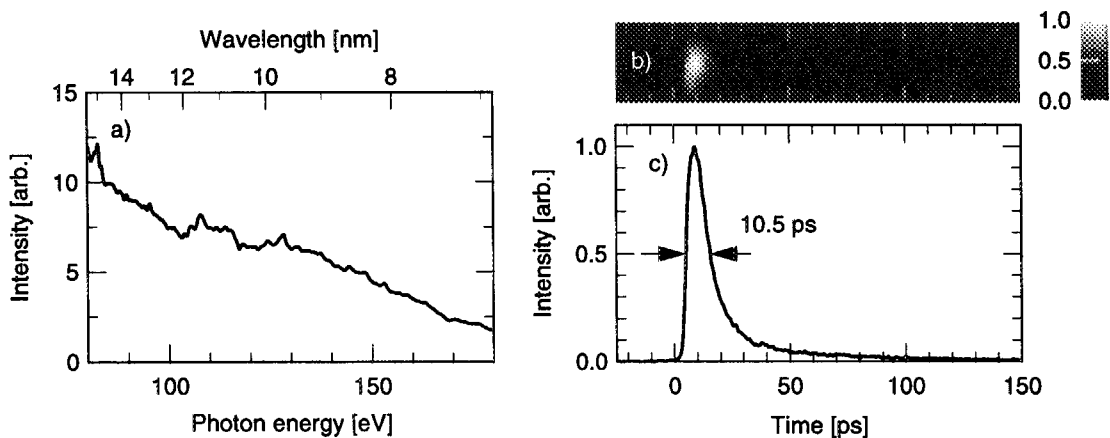
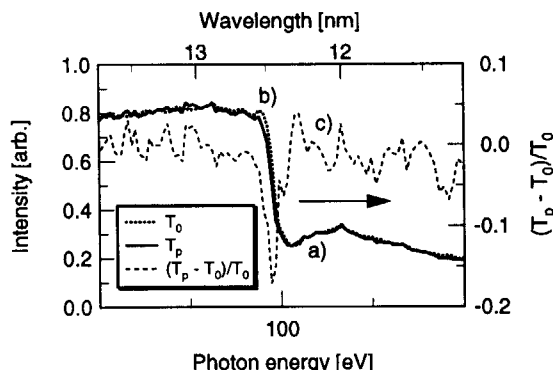


Fig. 2 Time-integrated spectrum (a), streak image (b), and line trace of the streak image (c) of the soft x-ray pulse emitted from Ta-plasma created by a 100-fs Ti:sapphire laser pulse.

$T_D = (T_p - T_0)/T_0$ , where  $T_p$  and  $T_0$  represent the transmittance of the sample with and without laser pulse irradiation, respectively. Curve c shows that a significant change in transmittance only appeared near the  $L_{II,III}$  absorption edge. The most significant dip in the differential transmittance appeared at 99.5 eV, which corresponds to the energy difference between the  $L_{II,III}$  level and the top of the valence band.

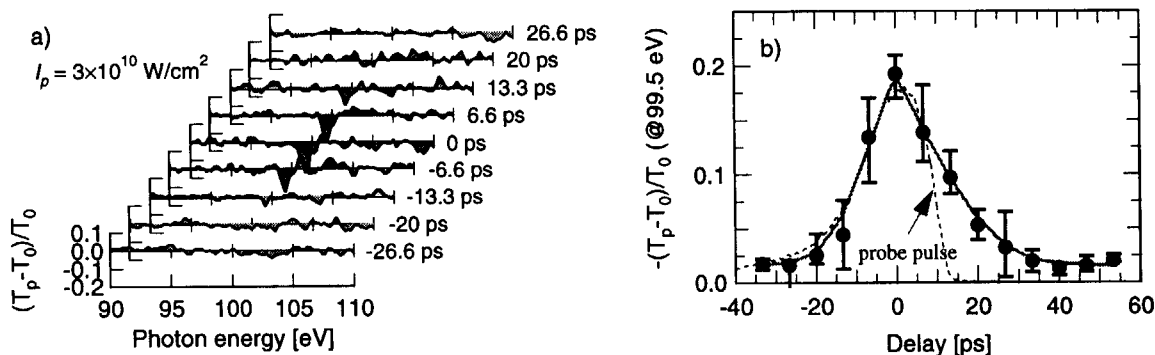


**Fig. 3** Transmission spectra of Si membrane near  $L_{II,III}$  absorption edge. Thick solid and dotted curves [(a) and (b)] represent transmission spectra observed with and without laser pulse irradiation, respectively. Thin broken curve (c) shows the differential transmission spectrum to show the difference induced by the femtosecond laser pulse irradiation.

Figure 4(a) shows the differential transmission spectra at various time delays  $\tau_D$  between pump and probe pulses when the intensity of the pump pulse was  $3 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ . The delay step is 6.6 ps. At each step, 45 shots were accumulated. Change in transmission was clearly observed only at the delay  $-20 \text{ ps} < \tau_D < 10 \text{ ps}$ . Here,  $\tau_D$  represents the time delay of the arrival of the probe pulse at the sample surface. To obtain these curves, we confirmed at each step that there was no big difference among transmission spectra measured in the case of no pumping laser pulse. Therefore, we can exclude the possibility of irreversible processes induced by strong laser pulse irradiation on the sample, such as destruction. In Fig. 4(b), the depth of the dip in the differential transmission at 99.5 eV is plotted as a function of delay time  $\tau_D$ . In this figure, the dependence of the relative increase in absorption on time delay at  $\tau_D < 0 \text{ ps}$  fitted the pulse shape of the soft x-ray within error bars. This means that the absorption change built up almost instantaneous ( $< 10 \text{ ps}$ ). On the other hand, in the positive delay region, we can clearly see the recovery of absorption change at 99.5 eV. By fitting this result to an exponential function, we obtained the recovery time constant of about 20 ps.

#### 4. Discussions

The most possible reason for absorption change is a shift of the absorption edge. Since the



**Fig. 4** (a) Differential transmission spectra of Si membrane induced by laser pulse irradiation at various delays of soft x-ray probe pulse. (b) Depth of differential transmission at 99.5 eV as a function of soft x-ray pulse delay time. The dotted curve represents the temporal profile of the soft x-ray probe pulse, which was observed with an x-ray streak camera.

$L_{II,III}$  absorption edge is sharp, a sharp dip near the absorption edge can appear in the differential transmittance if the edge shifts. We observed that the absorption edge shifted about 0.2 eV toward lower energy side when the sample was pumped by a laser pulse with an intensity of  $3 \times 10^{10}$ -W/cm<sup>2</sup>. However, the amount of the absorption edge shift was close to the resolution of our equipments. The initial density of photo-induced electron-hole plasma was estimated to be  $10^{20}$  cm<sup>-3</sup>, which is high enough to modify the band edge. It is well known that in highly excited semiconductors, the band gap energy shifts downward due to renormalization of the band energy [8]. By using an empirical formula given in Ref. [8], the amount of band gap reduction is estimated to be 0.15 eV when the density of photo-induced induced carriers is  $10^{20}$  cm<sup>-3</sup>. This estimation supports our assumption in which the  $L_{II,III}$  absorption edge downward shift is related to the band gap renormalization in optically excited semiconductor. Downer et al. observed the temporal evolution of absorption in the visible region modified by  $2 \times 10^{11}$ -W/cm<sup>2</sup>-intense laser pulse irradiation [9]. In their paper, strong absorption change was reported to recover within tens of picoseconds. They concluded that the initial change was due to light absorption in high-density electron-hole plasma. In our case, soft x-ray absorption change was observed within the period of electron-hole plasma decay time. When the high-density electron-hole plasma exists, the electronic structure of the silicon is modified. Therefore, the  $L$ -absorption edge corresponding to ionization potential could have shifted when the plasma existed. To make the origins clear, further studies are required.

## 5. Summary

By using a femtosecond laser-produced plasma x-ray with pulse duration of 10 ps, we demonstrated time-resolved soft x-ray absorption measurements of optically pumped silicon by means of pump-probe spectroscopy. As a result, we observed, that more than 10% increase in soft x-ray absorption near the  $L_{II,III}$  absorption edge in silicon was induced by irradiating with a  $3 \times 10^{10}$ -W/cm<sup>2</sup>-femtosecond-laser pulse. This absorption change recovered within about 20 ps. To our knowledge, this is a first observation of rapid modulation in soft x-ray absorption induced by a laser light, which excites valence electrons. The origin of this absorption change is most likely an absorption edge downward shift related to the band gap renormalization due to creation of high-density photo-induced electrons and holes. Further applications of ultrafast x-rays from femtosecond laser-produced plasmas can potentially be used to study dynamics of core-electrons, photo-induced phase changes, chemical change in materials, and so on.

## References

- [1] M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, S. P. Gordon, and R. W. Falcone, Appl. Phys. B **58**, 261 (1994).
- [2] J. C. Kieffer, M. Chaker, J. P. Matte, H. Pépin, C. Y. Côté, Y. Beaudoin, T. W. Johnston, C. Y. Chien, S. Coe, G. Mourou, and O. Peyrusse, Phys. Fluids B **5**, 2676 (1993).
- [3] C. Rischel, A. Rousse, I. Uschmann, P.-A. Albouy, J.-P. Geindre, P. Audebert, J.-C. Gauthier, E. Förster, J.-L. Martin, and A. Antonetti, Nature **390**, 490 (1997).
- [4] T. Guo, C. R. Petrucci, R. Jimenez, F. Ráksi, J. Squier, B. Walker, K. R. Wilson, and C. P. J. Barty, Proc. SPIE **3157**, 84 (1997).
- [5] M. H. Sher, U. Mohideen, H. W. K. Tom, O. R. Wood II, G. D. Aumiller, R. R. Freeman, and T. J. McIlrath, Opt. Lett. **18**, 646 (1993).
- [6] J. Workman, M. Nantel, A. Maksimchuk, and D. Umstadter, Appl. Phys. Lett. **70**, 312 (1997).
- [7] H. Nakano, Y. Goto, P. Lu, T. Nishikawa, and N. Uesugi, Appl. Phys. Lett. **75**, 2350 (1999).
- [8] P. Vashishta and R. K. Kalia, Phys. Rev. B **25**, 6492 (1982).
- [9] M. C. Downer and C. V. Shank, Phys. Rev. Lett. **56**, 761 (1986).



## 73. フェムト秒テラワットレーザーによる硬X線の発生

### Generation of Hard X-rays by Irradiation of Femtosecond Terawatt Laser

中村一隆、弘中陽一郎、斉藤文一、近藤建一

東京工業大学応用セラミックス研究所

226-8503 横浜市緑区長津田町 4259

**Kazutaka G. NAKAMURA, Yoichiro HIRONAKA, Fumikazu SAITO, Ken-ichi KONDO**

Materials and Structures Laboratory, Tokyo Institute of Technology

4259 Nagatsuta, Yokohama 226-8503, Japan

Ultra-short pulsed hard X-rays are generated by focusing femtosecond laser beams onto metal targets with a table-top-terawatt system. Temporal and energy profiles of the generated X-rays are measured with an X-ray streak camera and an X-ray CCD camera, respectively. X-rays with a pulse width of 6ps and an energy of 8 keV are generated from a copper target with a power density of  $10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>.

**Keywords: Terawatt laser, Hard X-rays, Picosecond pulsed X-rays, Laser plasma**

#### 1. はじめに

チャープパルス増幅(CPA)法の確立によりテラワット(TW:  $10^{12}$ W)クラスの出力がテーブルトップサイズで実現されるようになり実験室で高強度パルスレーザー光と物質との相互作用が研究できるようになった。<sup>1)</sup>高出力フェムト秒レーザー光を金属ターゲット上に集光することにより発生するプラズマを用いて keV~MeV の高いエネルギーを持つパルス硬X線を発生させることができる。こうして発生するX線は、入射レーザーパルスに完全同期した超短パルス性を持つと期待される。このレーザープラズマX線を用いることにより時間分解型のX線測定が可能であり、幾つかの先駆的な実験が行われている。<sup>2-4)</sup>しかしながら、発生するX線のエネルギー分布・空間分布・パルス幅・発生効率についてはまだ良く解っていない。我々は幾つかの金属ディスクをターゲットとして用いた時に発生するX線のパルス幅・エネルギースペクトルおよび空間分布の測定を行ったのでその結果について述べる。

#### 2. 実験装置・測定

実験に用いたのはテーブルトップテラワット(T<sup>3</sup>: Table-Top-Terawatt)レーザーシステムで、最終段で波長 780nm パルス幅 50fs でエネルギー200mJ/pulse(約 4TW)のレーザービームを発生する。<sup>5-7)</sup> T<sup>3</sup>レーザーシステム (BMI 社) は、オシレーター部・再生増幅器・2段階のマルチパス増幅器・パルス圧縮部から構成されている。オシレーターはモードロック Ti:sapphire レーザー

(Coherent MIRA900)で、25fs のパルス幅で 4nJ のレーザー光(780nm)を繰り返し数 76MHz で発振する。オシレーター光は 300ps にパルスストレッチされた後再生増幅器に導かれ、10Hz 発振の Nd:YAG レーザー光により増幅され 3-4mJ の出力となる。2つのポッケルスセルおよび偏光素子を通すことにより、プレパルス出力はメインパルス出力に対して  $10^{-6}$  とされる。再生増幅後、4パス及び3パスの2段階のマルチパス増幅を行い、メインパルス出力は最大で 400mJ まで増幅される。増幅されたレーザー光は真空チャンバー(真空度  $10^{-6}$  Torr 以下)に導かれ、グレーティングペアによりパルス幅が約 50fs までにパルス圧縮される。ここで最大のエネルギーは 200mJ であり、約 4TW の出力に対応する。レーザー光出力は各パルスとも 3%以内に収まっている。

フェムト秒パルスレーザー光は真空輸送管を通してX線発生用チャンバーに導かれる。X線発生用チャンバー内においてレーザー光は軸外し放物面鏡(集光距離 165mm)により金属ターゲット上に集光される。集光スポット径は、レーザー強度をおとしてスリットで切り出してフォトダイオードで強度分布を測定することによって求め約 40 $\mu$ m と見積もられた。金属ターゲットは直径 70mm、厚さ約 5mm の円盤状ディスクである。レーザー照射を行うとアブレーションのためターゲットに約 25 $\mu$ m 程度の穴があくために、レーザー照射後にはターゲットを回転させ、毎回新しい表面にレーザー照射を行えるようにした。レーザー光はターゲットに対して入射角 57.5 度で照射した。アブレーションによるターゲット表面からのデブリの放出は主として表面垂直方向に起こるため放物面鏡へのデブリの付着はかなり低減されている。

発生したX線の強度はX線フォトダイオード(XPD)を用いて常時モニターしている。X線のエネルギー分布は直接検出型X線 CCD(浜松ホトニクス)により求めた。CCD はフォトンカウンティングモードで使用し 10keV までに感度を有する。また Be 窓を用いているために 2keV 以下のX線は検出できない。取得データに対してシングルイベント解析を行い、エネルギー分解能は約 120eV である。10keV 以上のエネルギー範囲は半導体検出器(CZT)を用いて測定している。X線の時間プロファイルはX線ストリークカメラ(浜松ホトニクス C5680)により、時間分解能約 2ps で測定した。

### 3. 結果と考察

図1には銅をターゲットとして用い、照射レーザー光 50mJ/pulse の時に発生したX線のストリークカメラによる測定結果を示す。これから発生したX線のパルス幅は約 6ps と見積もられた。入射したレーザー光のパルス幅は約 40fs であるから、発生したX線のパルス幅が 100 倍以上になっている。<sup>5)</sup>パルス幅が延びてしまうことのメカニズムはまだはっきりとは解らないが、発生したX線のパルス幅が元のレーザー光のパルス幅とは必ずしも一致しないということを示しており、時間分解測定に用い

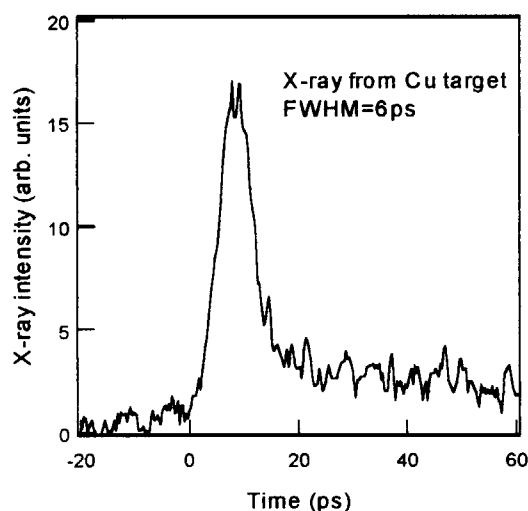


図1 パルスX線の時間分布

る場合きちんとパルス幅測定を行う必要がある。図2には直接検出型X線 CCD カメラによって測定された 2keV~10keV のエネルギー範囲におけるX線スペクトルを示す。8.06eV と 8.91keV に銅にK殻遷移による CuK $\alpha$ , CuK $\beta$ 線の放射が見られる。また 3keV~6keV にかけて連続X線の成分も見られる。X線のスペクトルにおいて銅の He-like, H-like イオンによるX線の放射は観測されなかった。このことはレーザープラズマからの軟X線において多価イオンからの放射が多くみられることと異なっている。10keV 以上のエネルギー範囲に関して CZT 半導体検出器を用いて測定したところ約 20keV にピークを持つ幅広のエネルギー分布が観測され、特性X線以外の高いエネルギーのX線が発生していることが解った。

高強度レーザー光を金属表面に照射した際に、レーザー電場による加速によって高速の電子が発生することが知られており、本実験での照射( $10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>)条件においては、約 20keV 程度のエネルギーを持つ電子が発生することが報告されている。このことから、高強度レーザー場による多光子イオン化過程およびトンネルイオン化過程により発生した電子がさらに 20keV 程度まで加速された後、ターゲット構成原子との衝突過程により特性X線および 20keV を中心とした制動放射によりパルスX線が発生するものと考えられる。こうした高速電子が関与する場合、ターゲット内での電子の移動および原子との衝突を繰り返す間X線が発生すると考えられ、厚いターゲットでは発生にパルス幅が延びてしまう原因のひとつとなっていると考えられる。

銅ターゲットから発生するX線に関しては、その発生の空間分布を調べた。その結果、2keV~10keV 範囲のトータルのX線の強度には強い異方性が見られた。

図3には、いろいろな金属をターゲットとして用いた時に発生するX線に対して、直接検出型X線 CCD カメラによって測定した 2keV~10keV のエネルギー範囲におけるエネルギー分布を示す。Ti, Fe, Ni, Cu, Zn いずれにおいても Cu ターゲットと同様にコントラストの良いK殻からの特性X線が観測された。この結果から、ターゲット材料を変えることにより

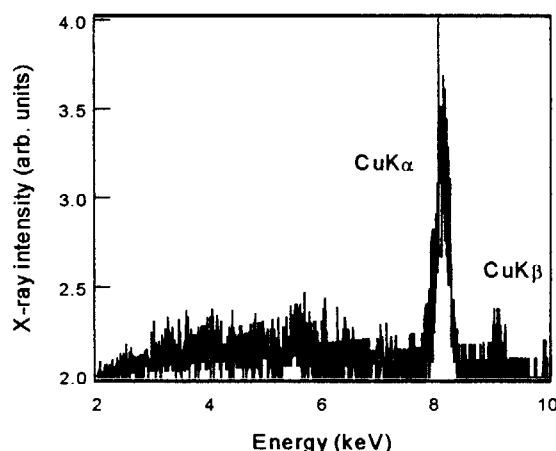


図2 銅ターゲットから発生したX線エネルギースペクトル

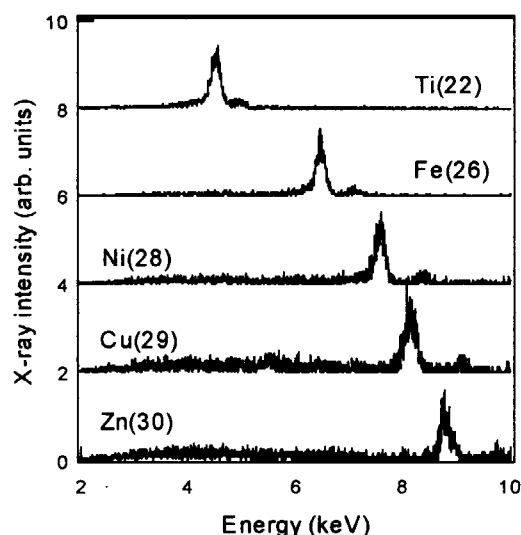


図3 直接検出型X線 CCD で測定したX線エネルギー分布

4keVから9keVの範囲で、とびとびではあるが必要に応じて任意のエネルギーのパルスX線を発生することができることが解る。

## 謝辞

本研究に協力して頂いた吉田正典（物質研）、藤本靖（阪大）、竹中久貴（NTT-AT）の各氏に感謝します。また、装置作製に強力して頂いた長谷川光雄氏に感謝致します。この研究は、科学技術振興事業団戦略的基礎研究推進プログラム(CREST)（研究課題「衝撃波面形成過程と新化学反応プロセス」研究代表者：近藤建一）の元で行われた。

## 参考文献

- 1) J.D. Kmetec, C.L. Gordon III, I.J. Macklin, B.E. Lemoff, G.S. Brown, and S.E. Harris, Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 1572.
- 2) C. Rischel, A. Rousse, I. Uschmann, P.A. Albouy, J.P. Geindre, P. Andevert, J.C. Gauthier, E. Forster, J.L. Martin, and A. Antonetti, Nature 390 (1997) 490.
- 3) C. Rose-Petruck, R. Jimenez, T. Guo, A. Cavalleri, C.W. Siders, F. Raksi, J.A. Squier, B.C. Walker, K.R. Willson, and C.P.J. Barty, Nature 398 (1999) 310.
- 4) C.W. Siders, A. Cavalleri, K. Sokolowski-Tinten, Cs. Toth, T. Guo, M. Kammler, M. Horn von Hoegen, K.R. Willson, D. von der Linde, and C.P.J. Barty, Science 286 (1999) 1340.
- 5) M. Yoshida, Y. Fujimoto, Y. Hironaka, K.G. Nakamura, K. Kondo, M. Ohtani, and H. Tsunemi, Appl. Phys. Lett., 73 (1998) 2393.
- 6) Y. Hironaka, Y. Fujimoto, K.G. Nakamura, K. Kondo, and M. Yoshida, Appl. Phys. Lett., 74 (1999) 1645.
- 7) Y. Hironaka, T. Inoue, Y. Fujimoto, K.G. Nakamura, K. Kondo, and M. Yoshida, Jpn. J. Appl. Phys. 38 (1999) L242.





## 74. Super-broadband, Ultrafast Optical Measurements

Hajime NISHIOKA, Kazuto KUSAKABE, Nozomu KON, and  
Ken-ichi UEDA

Institute for Laser Science, University of Electro-communications  
1-5-1 Chofugaoka, Chofu, Tokyo 182-8585

Ultrafast coherent detection with monocycle temporal resolution has been demonstrated. Frequency-resolved phase sensitive mapping (phasescope) of the coherent transient phenomena in the 300-800 nm spectral ranges was carried out using spectrally divided transform limited pulses. The hypercontinuum coherent light source having a bandwidth of 1.6 PHz was used for both the pump and probe beam. Optical phase mapping of transient phenomena in an active medium was shown with a temporal resolution of 1.4 fs.

**Key words:** ultrafast phenomena, coherent transient phenomena, ultrafast measurements, supercontinuum

The super-fast phenomena down to sub-femtosecond region essentially have very broadband width that covers entire light wavelength region: from the UV to IR. The super-fast and super-broadband measurements certainly show intrinsic information of transient response relating with all of energy levels in the material. On the other hand for real time measurements, group delay dispersion determines shortest pulse width. The dispersion in a sample itself is usually more critical than the laser pulse limitation; the REAL measurements below 10 fs time scale still have some difficulties.

A weakly chirped, coherent ultra-broadband light source, for example femtosecond super-continuum generated in rare gas, has sufficient bandwidth for the sub-fs phenomena, but it is not transform-limited. We cannot compress this broadband and chirped pulse to a TL pulse with present dispersion compensation techniques. However, the light source has continuous phase structure and possibility to form the super-short TL pulse. When we divide this coherent light source into narrow spectral components, the Fourier phases between different frequencies are fixed. Each spectral component should have relatively long temporal duration and forms a TL pulse. By measuring cross-correlation traces simultaneously in these frequency components, we can detect frequency resolved super-fast coherent phenomena.

In this paper, we have demonstrated frequency resolved coherent detection by using of the transform limited multi-channel cross-correlation techniques. The hyper-continuum femtosecond light pulse [1] covering from 150 nm to the far infrared was generated in rare gas by a self-trapped  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  laser pulse. The frequency bandwidth of 1.6 PHz corresponds to 0.2 fs temporal resolution. This broadband laser beam was split into two beams by grazing incidence quartz plates. The frequency-resolved phase-sensitive cross-correlation was taken by a broad range polychromator (HAMAMATSU PMA-11) which covers 300-800 nm spectral region with a 1024 ch CCD array. The spectral bandwidths of 1.5 nm in each channel fairly form TL pulses in these spectral regions. Not only light source but also photo detectors must have flat frequency response for the desired spectral regions. Measuring spectral function of these apparatus by the polychromator itself, the flat frequency response in the detection system was achieved with software

calibration. Figure 1 is showing the 3D phase of frequency resolved auto-correlation. The resolution in optical delay was 0.04 fs ( $12 \pm 0.5$  nm). The lower trace of Fig.1 showing intensity is given as the Fourier transform of the upper phase diagram. The temporal resolution of 1.4 fs was obtained for the 300-800 nm bandwidth. The phase resolution in the common Fourier spectroscopy is given by number of fringes so that the resolution is decreased with increasing

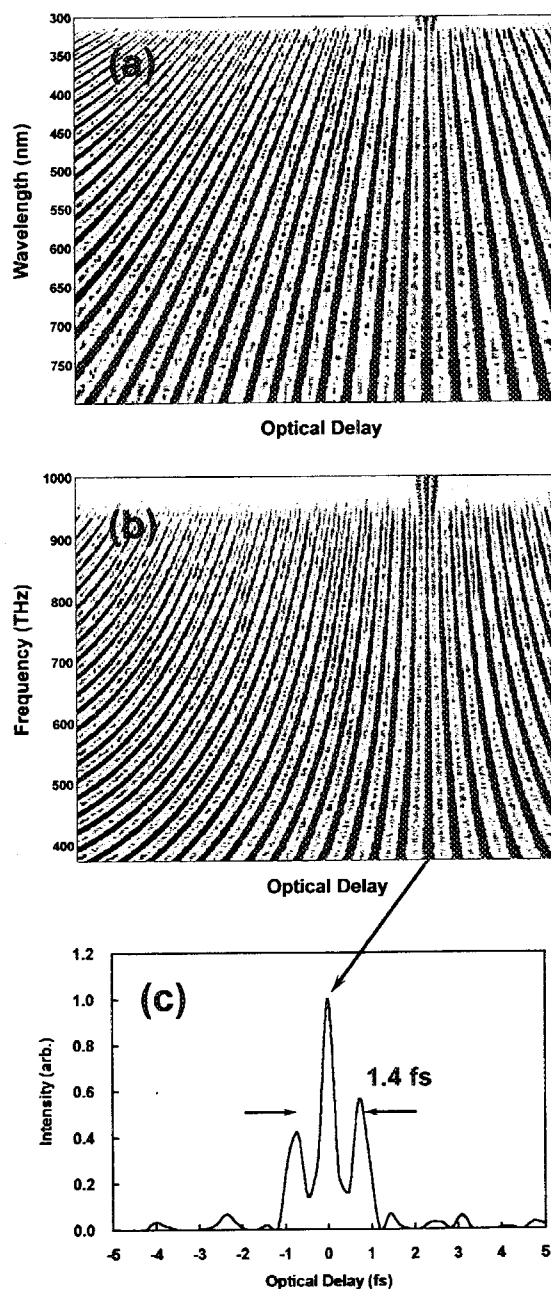


Fig.1 Temporal resolution of the system. The phasescope viewing as a function of wavelength (a), and frequency (b). The intensity profile of correlation is shown in (c).

of temporal resolution. The resolution for monocyte phenomena is only unity. In our technique, the resolution is given by product of number of band-limited (extended) fringes and spectral resolution of the polychromator i.e.  $1000 \times 1000 = 10^6$ . The scaling in the resolution is given by square of the spectral resolution of polychromator. The ultra-high phase resolution also makes possible that mono atomic layer scale positional detection in the optical delay.

Using this technique, we have demonstrated transient response of the fast and active (excited) material. A femtosecond laser dye, Rhodamine 6G solved in methanol was used as the sample. The sample was strongly excited by the hypercontinuum as shown in Fig.2. Excited spectra of the dye and corresponding phase maps are shown in Fig.3. After the pumping pulse, absorption saturation, gain buildup, and excited state absorption were observed. In the phase maps Fig.3, anomalous dispersion in the gain and absorption bands was clearly observed. The group velocity and its dispersion given by phase matching between different frequency components, the frequency coherence, can be directly read in this map without any transformation. For example, the group delay for the gain

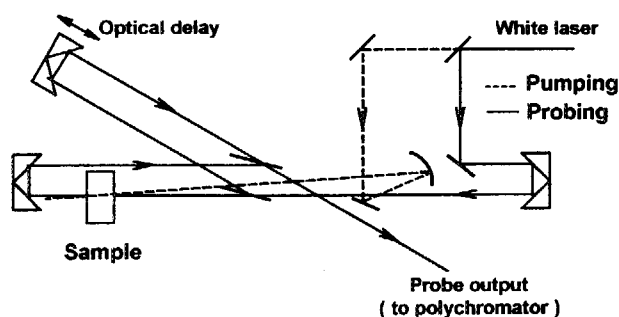


Fig.2 Experimental setup for the pump-probe phase mapping measurements.

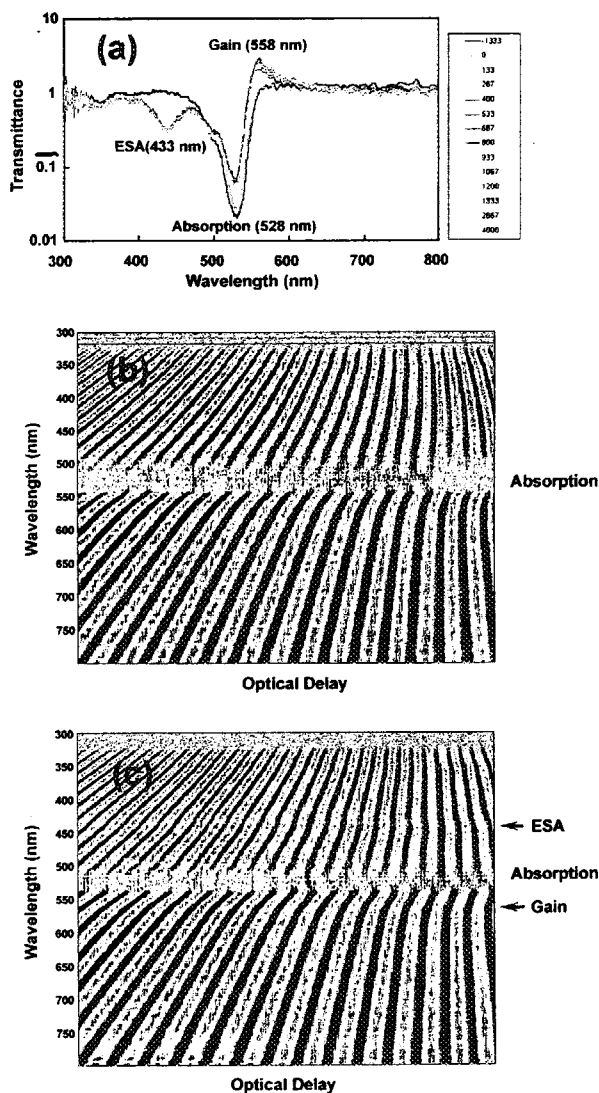


Fig.3 Femtosecond response of an excited dye solution. Transient absorption and gain spectra (a), initial view of absorption (b) and transient phase shift (c).

band and the advance in the absorption band are clearly observed.

In conclusion, we have demonstrated phase mapping of coherent transient phenomena in the active medium by the hypercontinuum coherent light source. The phase resolution of greater than  $10^6$  was achieved. Extending this technique to the pump-pump-probe echo regime, femtosecond phase sensitive excitation and detection are possible.

#### References

- [1] H. Nishioka, M. Odajima, K. Ueda, and H. Takuma: Opt.Lett.**20**,2505-2507(1995).



## 75. Target Surface Structure Effects on X-ray Generation from Laser Produced Plasma

Tadashi NISHIKAWA, Hidetoshi NAKANO, and Naoshi UESUGI

NTT Basic Research Laboratories

3-1, Morinosato Wakamiya, Atsugi-shi, Kanagawa 243-0198, Japan

We demonstrated two different methods to increase the x-ray conversion efficiency of laser-produced plasma by modifying the target surface structure. One way is making a rectangular groove on a target surface and confining a laser-produced plasma in it. By the plasma collision process, a time and wavelength (4–10 nm) integrated soft x-ray fluence enhancement of 35 times was obtained at a groove width of 20  $\mu\text{m}$  and a groove depth of 100  $\mu\text{m}$  on a Nd-doped glass target. The other way is making an array of nanoholes on an alumina target and increasing the laser interaction depth with it. The x-ray fluence enhancement increases as the ionization level of Al becomes higher and the x-ray wavelength becomes shorter. Over 50-fold enhancement was obtained at a soft x-ray wavelength around 6 nm, which corresponds to the emission from  $\text{Al}^{8+,9+}$  ions.

**Keywords :** Laser plasma, X-ray, Grooved target, Nanohole target

X-ray generation from femtosecond laser-produced plasma is an attractive way to obtain short pulse x-rays. However, due to the formation of solid density plasma at the target surface,[1] most of the incident femtosecond laser pulse is reflected[2] and this limits the conversion efficiency. Thus, there is a need for the laser-pulse energy to be more efficiently converted to the x-ray wavelength region from the viewpoint of practical application. One of the attractive way to increase the efficiency is to adopt a structured surface target which has a low average density with a high local density. Experiments have been conducted with colloidal metal (gold and aluminum) targets[3, 4] made by evaporating metal in a background of several Torr of gas and porous Si targets[5, 6] made by anodizing. In hard x-ray energy regions ( $>1$  keV), they achieved large x-ray conversion efficiency enhancement of one or two orders of magnitude.[3, 6] On the other hand, no large enhancement was obtained in soft x-ray energy regions ( $<1$  keV).[4, 6] This report demonstrates two different methods to increase the soft x-ray conversion efficiency of laser-produced plasma by modifying the target surface structure.

The targets were mounted on an xyz translation stage in a vacuum chamber and was rastered to expose a fresh surface at each laser shot. The  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  laser beam at 790 nm was focused on the target at a normal incidence. The pulse duration was 100 fs and the spot size at the focal point was about 30  $\mu\text{m}$ . The peak laser intensity on the target was  $1.5 \times 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>. The soft x-ray spectrum was measured with a flat-field grazing-incidence spectrograph and the soft x-ray pulse shape was measured by a single-shot x-ray streak camera. They were mounted at a 45° angle to the target normal.

The first method is confining a laser-produced plasma in a rectangular groove formed on a target. In order to make a narrow groove width similar to the laser beam spot size, Nd-doped glass targets [7] were used. A minimum groove width of 20  $\mu\text{m}$  can be made on the target. The  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  laser pulse was focused on the bottom of a groove at a normal incidence as shown in Fig. 1.

Figure 2 shows the soft x-ray pulse shapes dependence on a groove width measured from a 45° angle to the target normal and parallel to the groove direction. The time-integrated soft

x-ray fluence on the groove target increases as the groove becomes narrower and deeper. The 35 times x-ray fluence enhancement was obtained with a grooved Nd-doped glass target with a groove width of 20  $\mu\text{m}$  and a depth of 100  $\mu\text{m}$ . It is also observed that the soft x-ray pulse shape consisted of two components. The primary part was an x-ray pulse with a short pulse duration (several picoseconds) generated just after the laser pulse irradiation. The secondary part was an x-ray pulse with a long pulse duration (sub-nanosecond) generated after the primary part with sub-nanosecond delay. The delay time and the x-ray pulse duration of the secondary part became longer as the groove became wider and deeper. It is found that this delay time corresponds to the expanding plasma arrival time at the groove sidewall calculated with the plasma expansion velocity[1]. This result indicates that the secondary x-ray part was generated by the collision of the laser-produced plasma from the bottom of the groove with the plasma reflected at the groove sidewall. The enhancement of the soft x-ray fluence was obtained by this plasma collision process. The peak intensity of the primary x-ray pulse can also be increased as the groove becomes narrower due to the plasma confinement, and an enhancement of 2.4 times was achieved.

The second method is making an array of nanoholes which are perpendicular to the target surface on an Al plate. The targets were made by utilizing the anodic oxidation of an aluminum plate. After degreasing an Al (99.99%) plate in acetone, a mirror surface was achieved by electro-polishing it in a solution of perchloric acid and ethanol. Then, the anodizing was carried out at a constant voltage of 40 V in a 0.5 wt% oxalic acid solution at 17°C for several hours. By a field-assisted dissolution mechanism,[8] an anodic-alumina layer which has central, cylindrical, and uniformly sized pores that run perpendicular to the surface is formed on the aluminum plate.[9, 10] Figure 3 shows the schematic diagram of this structure.[9] The mean cell size (distance between the adjacent pores) which can be controlled by the anodizing voltage was around 100 nm. The mean pore diameter of the target was around 40 nm. This pore diameter can be widened by dipping it in 5 wt% phosphoric acid after the anodizing. Therefore, the porosity of the target can also be controlled by the dipping time. The structure of these targets are quite different from the previously reported colloidal metal target[3, 4] which consists of fractal chains of clusters and the porous Si target[5, 6] which has winding pores.

Figure 4 shows the time-integrated soft x-ray spectral fluence from the target obtained with the 150 minutes dipping. In order to clearly show the x-ray fluence enhancement effect with this target, soft x-ray fluence from an ordinary flat surface (electro-polished) aluminum plate was also shown by the dotted line. The intensity scale on the aluminum plate was expanded 10 times. The fluence drop seen below 8 nm is due to the low sensitivity of our measurement system in this wavelength region. Around 30 times x-ray fluence enhancement was achieved by the anodic-alumina target over the entire soft x-ray wavelength region from 5 to 25 nm. The conversion efficiency was estimated as 0.008%/( $\text{\AA}\cdot\text{sr}$ ) at a wavelength of 14 nm. This value is almost the same as that obtained by the pre-pulse technique.[11] At a wavelength longer than 15 nm, the anodic-alumina target has several emission lines which do not appear on the aluminum target. These lines correspond to the emission lines from oxygen ions ( $\text{O}^{3+}$ ,  $\text{O}^{4+}$ ,  $\text{O}^{5+}$ ). It is also observed that the enhancement increases as the soft x-ray wavelength becomes shorter and the ionization level of Al becomes higher. Over 50-fold enhancement was obtained at an x-ray wavelength around 6 nm. There are no emission lines from oxygen ions in this spectral region, and this emphasis was occurred on the emission from highly charged Al ions ( $\text{Al}^{8+}$ ,  $\text{Al}^{9+}$ ).

The mechanisms of this large soft x-ray intensity enhancement by the nanohole-alumina target can be explained as follows. On the usual solid density material, energy penetration depth of the femtosecond laser pulses is much shorter than the laser wavelength, i.e., around 50 nm.[3, 12] Thus, the interaction volume between the laser light and the solid material is limited. However, laser penetration depth can be expanded by using a structure which has cylindrical pores that run perpendicular to the surface on the anodic target. In order to estimate

the laser penetration depth of our target, nanohole-alumina layer thickness dependence of the generated soft x-ray intensity was measured. Various targets with different nanohole-alumina layer thicknesses were made by controlling the anodizing time. The soft x-ray intensity from these targets increases as the nanohole layer becomes thicker until the thickness reaches 20  $\mu\text{m}$  which is much larger than the laser penetration depth of the solid density material. The larger surface area of the target also increases the size of the area that interacts with the femtosecond laser pulses. Furthermore, by widening the pore diameter of the anodic target by dipping it in phosphoric acid, the wall thickness of each pore becomes thinner than the energy penetration depth of the solid density matter and the whole volume of the material can be heated by the laser, and plasma cooling due to heat conduction into the underlying cold bulk is suppressed. These mechanisms increase the amount of the material which can interact with the femtosecond laser pulses and rise the plasma temperature. Thus the soft x-ray emission enhancement can be obtained especially at the shorter wavelength region.

Figure 5 shows the x-ray ( $> 0.1$  keV) pulse shapes measured with an x-ray streak camera (time resolution of 3 ps). The x-ray pulse duration (full width at half maximum) generated from the anodic-alumina target obtained with the 150 minutes dipping in phosphoric acid was 17 ps. We also measured the x-ray pulse duration generated from the ordinary flat aluminum target with the same conditions, and that was 5 ps. Due to the lower heat conductivity of the anodic-alumina target, the x-ray pulse duration expands 3 times. However, it is still much shorter than that obtained by using a pre-pulse technique (over 100 ps).[11] The x-ray pulse peak intensity of the anodic-alumina target was 5 times higher than that of the flat aluminum target, and 3 times higher than that obtained with a pre-pulse.

By making a rectangular groove and nanohole arrays on the target surface, the laser produced plasma formation process can be controlled. With this methods, both the time-integrated soft x-ray emission fluence and the peak intensity of the x-ray pulse can be increased.

## References

- [1] H. M. Milchberg and R. R. Freeman, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 1351 (1989).
- [2] M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, and R. W. Falcone, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 155 (1989); M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, and R. W. Falcone, *Phys. Fluids B* **3**, 2409 (1991).
- [3] M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, S. P. Gordon, and R. W. Falcone, *Appl. Phys. B* **58**, 261 (1994); S. P. Gordon, T. Donnelly, A. Sullivan, H. Hamster, and R. W. Falcone, *Opt. Lett.* **19**, 484 (1994).
- [4] C. Wülker, W. Theobald, D. R. Gnass, F. P. Schäfer, J. S. Bakos, R. Sauerbrey, S. P. Gordon, and R. W. Falcone, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 1338 (1996).
- [5] T. Nishikawa, H. Nakano, H. Ahn, N. Uesugi, and T. Serikawa, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 1653 (1997); T. Nishikawa, H. Nakano, N. Uesugi, and T. Serikawa, *Appl. Phys. B* **66**, 567 (1998).
- [6] R. V. Volkov, V. M. Gordienko, M. S. Dzhidzhoev, B. V. Kamenev, P. K. Kashkarov, Yu. V. Ponomarev, A. B. Savel'ev, V. Yu. Timoshenko, and A. A. Shashkov, *Quantum Electronics* **28**, 1 (1998).
- [7] H. Nakano, T. Nishikawa, and N. Uesugi, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2208 (1998).
- [8] J. P. O'Sullivan and G. C. Wood, *Proc. R. Soc. London A* **317**, 511 (1970).
- [9] F. Keller, M. S. Hunter, and D. L. Robinson, *J. Electrochem. Soc.* **100**, 411 (1953).
- [10] H. Masuda and K. Fukuda, *Science* **268**, 1466 (1995); H. Masuda, F. Hasegawa, and S. Ono, *J. Electrochem. Soc.* **144**, L127 (1997).
- [11] H. Nakano, P. Lu, T. Nishikawa, and N. Uesugi, in "X-ray Lasers 1998", ed. by Y. Kato, H. Takuma, and H. Daido, *Inst. Phys. Conf. Ser.* **159**, 535 (1999).
- [12] A. Zigler, P. G. Burkhalter, D. J. Nagel, M. D. Rosen, K. Boyer, G. Gibson, T. S. Luk, A. McPherson, and C. K. Rhodes, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 534 (1991).

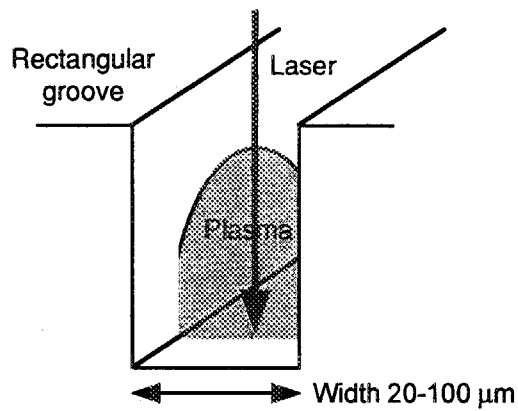


Fig. 1 Grooved target

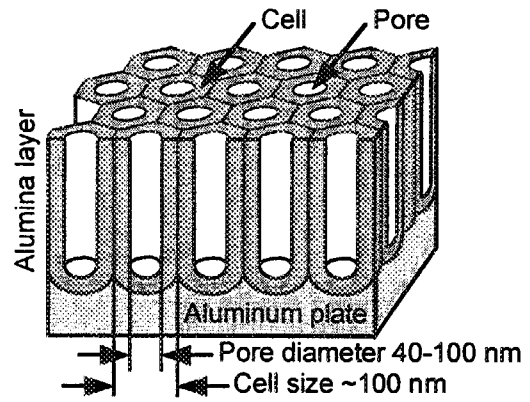


Fig. 3. Anodic alumina target

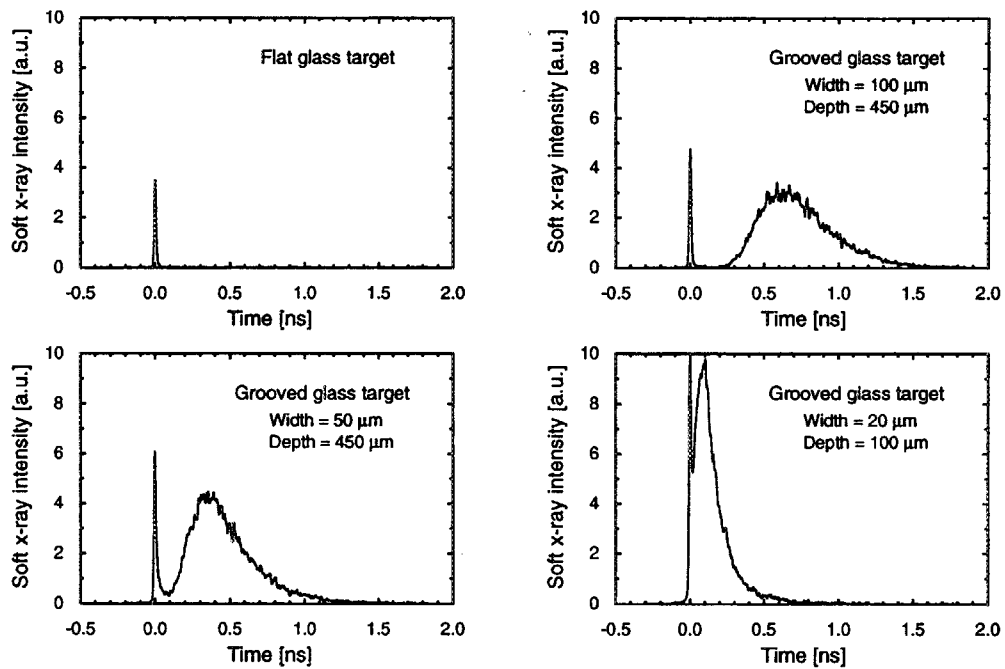


Fig. 2. Shapes of soft x-ray pulses from the grooved Nd-doped glass target.

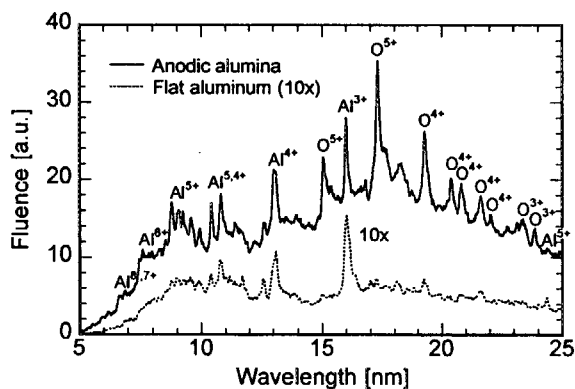


Fig. 4. Soft x-ray spectral fluence from the anodic alumina target.

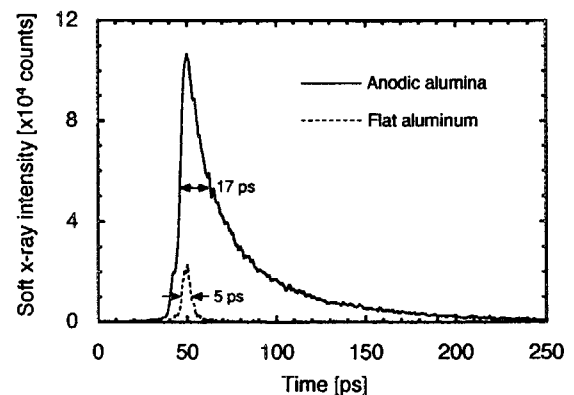


Fig. 5. Shapes of the soft x-ray pulse from the anodic alumina target.





## 76. 石英を母材とした高平均出力レーザー媒質の開発 Development of high-average-power-laser medium based on silica glass

藤本靖、中塚正大

大阪大学レーザー核融合研究センター

〒565-0871 大阪府吹田市山田丘2-6

Yasushi FUJIMOTO and Masahiro NAKATSUKA

Institute of Laser Engineering, Osaka University,

2-6 Yamada-oka, Suita, Osaka 565-0871, JAPAN

We have developed a high-average-power laser material based on silica glass. A new method using Zeolite X is effective for homogeneously dispersing rare earth ions in silica glass to get a high quantum yield. High quality medium, which is bubbleless and quite low refractive index distortion, must be required for realization of laser action, and therefore, we have carefully to treat the gelation and sintering processes, such as, selection of colloidal silica, pH value of for hydrolysis of tetraethylorthosilicate, and sintering history. The quality of the sintered sample and the applications are discussed.

**Keyword:** high power laser, silica glass, sol-gel, zeolite X

### 1. INTRODUCTION

For the fusion driver, a high thermal tolerant material is required to achieve high repetition rate of laser operation and large scalability of the material. Silica glass is one of the most attractive materials for high-average-power laser, because of the favorable thermal and mechanical toughness, high optical transmittance in ultraviolet to infrared region (200 nm~2500 nm), low nonlinear refractive index ( $n_2=0.95 \times 10^{-13}$ ) compared to the other commercial laser glasses, and its capability for larger scalability.

There are two main problems to fabricate a laser glass based on silica glass, that is, to get high quantum efficiency of the medium and high optical qualities, for example, bubbleless glass and no refractive index distortion. At first, we have developed a new method to disperse homogeneously rare earth ions in  $\text{SiO}_2$  glass using Zeolite X, in order to get a high quantum yield on silica glass based laser medium [1]. The quantum yield reached to  $50 \pm 3.4$  % at 1.0 wt%  $\text{Nd}_2\text{O}_3$ , this is superior to the other method [1,2].

We have been developing to make a high quality laser medium with lower scattering and optically homogeneous medium using zeolite method for the ICF use and industrial application. Scattering and distortion of materials are caused by small bubbles or fluctuation of refractive index in silica glass. Generation of bubbles depends on conditions of the gelation, drying processes, and sintering history.

In this report, we describe the quality of laser material based on silica glass and its applications.

## 2. SAMPLE PREPARATION

Sol-gel method with colloidal silica was used to fabricate rare earth doped  $\text{SiO}_2$  glass samples [3], because of convenience to laboratory use, crack less bulk samples, and a good match for zeolite which is used as a doping precursor. The sol-gel method is composed of five main processes, hydrolysis of tetraethylorthosilicate (TEOS), admixture of colloidal silica and zeolite, gelation, drying and sintering. We should carefully treat the processes to reduce bubble and optical distortion.

Although low sintering temperature (1100~1200°C) to make quartz glass is an advantage of the sol-gel method, heat treatment at 1760°C is required to get a transparent material if we use zeolite for a doping precursor. The high temperature induces bubbles derived from silanol species (Si-OH) in the samples.

Silanol species should be removed to reduce bubbles in the glass. Silanol species are included in gelation samples like follows; 1. silanol species at the surface of colloidal silica or in it, 2. silanol species in hydrolyzed tetraethylorthosilicate (TEOS) which we call binder. Therefore, we have carefully to chose the colloidal silica which has the lowest silanol species, and have to determine effective parameters of silanol reduction in hydrolysis process which effectively reduces the silanol species [4].

There are two types of colloidal silica, that is, a liquid phase synthesis type (L-CS) and a gas phase synthesis type. Infrared spectra show gas phase synthesis type, OX50 (Degussa), includes the lowest silanol species, in fact, OX50 was the most effective to reduce bubbles. As pH value of hydrochloric acid is decreased or the stirring time is increased, the substitution of silicon is increased, and therefore we determined the pH value of hydrochloric acid is selected between 1.0 and 1.5 [4].

We have carefully to choose appropriate control scheme of temperature and atmosphere to remove the hydroxyl species in the samples. Gelation samples, as the pore is collapsed, gradually shrink with temperature rising, temperature and atmosphere should be controlled before the shrinkage of sample is finished.

An effective history of temperature and atmosphere is as following three processes; 1. the sample was heated at 800°C for 8 hours in air to remove organic matter in the sample, 2. after that samples were heated from room temperature to 1000°C in vacuum, and kept at 1000°C for one hour in He gas flow, and then, heated to 1300°C in vacuum and down to room temperature, 3. finally the sample were heated from room temperature to 1760°C in the air, and then kept at 1760°C for one hour in the air and down to room temperature. Figure 1 shows a rare earth doped silica glass with above temperature history, and the sample is very clear and transparent.



Fig. 1 A rare earth doped silica glass.

Granular distortion often remains in rare earth doped silica glasses. Figure 2 shows the distorted He-Ne beam patterns through samples and a He-Ne beam pattern. Although the distorted beam pattern was observed due to the internal optical distortion in Fig.2 (a), the beam pattern is nearly the same as the He-Ne beam pattern when we used rapid cooling in sintering process (Fig. 2(b)). It is shown that the rapid cooling method is

effective to remove optical distortion. We are making larger samples and planning to examine more precise optical quality and laser operation.

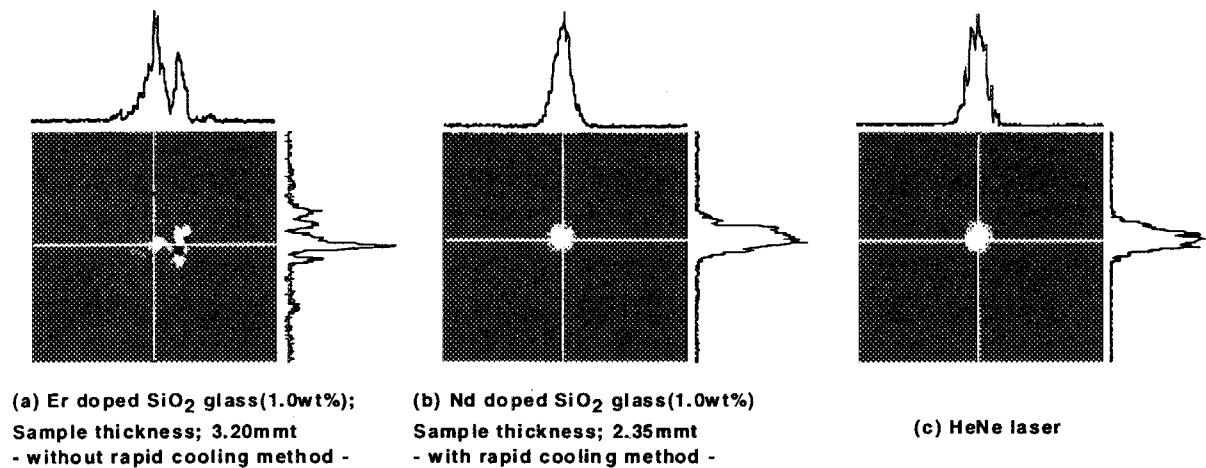


Fig. 2 Optical distortion of the rare earth doped silica glasses

### 3. APPLICATIONS

The method for homogeneous dispersion of rare earth ions in silica glass can be also applied for the other luminescent centers, for example, the other rare earth ions, and also transition metal. Many luminescent material can be made by silica based materials, and we found the other useful luminescent materials based on silica glass, such as, copper and bismuth doped silica glass [5, 6]. Both glasses are very attractive, because Cu doped silica glass (CuQG) works as an energy converter of UV absorption (around 300nm) to green luminescent (around 550nm) with high quantum yield ( $\eta=0.78$ ) [5], and Bi doped silica glass has wide band infrared fluorescence (peak wavelength; 1140nm, FWHM; 220nm) which can be used for the ultra-short pulse generation like  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  [6]. A few contamination in the silica glass may not change the thermomechanical properties of doped silica glass, in fact, aluminum dopants in Nd doped silica glass does not effect the thermal expansion coefficient until several  $\text{Al}_2\text{O}_3$  mol% [7], so silica based laser material can allow high repetition rate operation.

Figure 3 shows that an idea of laser system using silica laser material [8]. Nd or Bi doped silica glass can be used as an amplifier material. As the figure of the silica material is easily changed to optical fiber, luminescent doped silica glasses are also useful as an oscillator material. Oscillator can be made by Nd or Bi doped fiber with fiber loop mirror (figure-8 ring oscillator), figure-8 ring oscillator generates 100 fs pulse train [8]. The generated pulse is stretched by fiber grating, and then the stretched pulses are amplified by a fiber amplifier, after that the pulses are induced to main amplifier chain. A fiber oscillator has many advantages, alignment free, smooth beam pattern, compact system, and so on. Cu or Ce doped silica glass can also be useful of a UV energy converter of flash lamp excitation source. High efficiency and high repetition rate laser system will be constructed by using luminescent doped silica glasses.

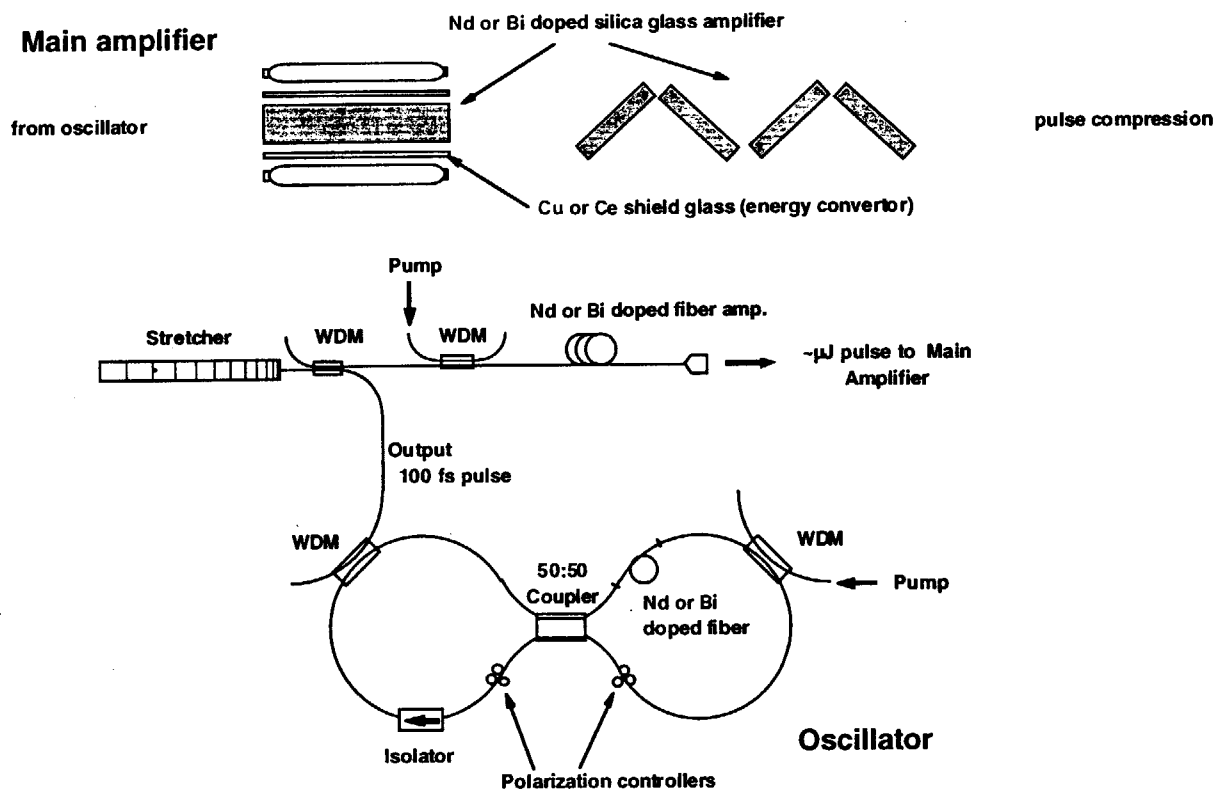


Fig.3 An idea of laser system using silica glass material

#### 4. CONCLUSION

We described about the fabrication method and the quality of the rare earth doped silica glass. For bubbleless glass, it is important to determine the selection of appropriate colloidal silica, pH value of the binder, the stirring time of binder and temperature control. We also show a potential of silica based material for high-average-laser system.

#### REFERENCES

- [1] Y. Fujimoto et al., J. Non-Cryst. Solids, **215** (1997) 182.
- [2] Y. Fujimoto et al., Rev. Laser Eng., **25** (1997) 171.
- [3] M. Toki et al., J. Non-Cryst. Solids, **100** (1988) 479.
- [4] Y. Fujimoto and M. Nakatsuka, "High-average-power laser medium based on silica glass", High-Power Lasers in Energy Engineering, part of LSJ/SPIE's Advanced High-Power Lasers and Applications, 1-5 November 1999, Osaka, SPIE code No. 3886-50.
- [5] Y. Fujimoto et al., J. Luminescence, **75** (1997) p213-219.
- [6] Y. Fujimoto et al., J. Luminescence, submitted.
- [7] E. L. Demskaya and T. I. Prokhorova, Fiz. Khim. Stekla, **9** (1983) 554.
- [8] "Nonlinear Fiber Optics", 2nd Edition, by Govind. P. Agrawal, Academic Press, 1995.



## 77. Generation of Linearly Polarized Resonant Transition Radiation X-ray Beam

Kazuaki YAJIMA, Takaaki AWATA\*, Mitsuharu IKEDA, Kenichi IKEDA, Akifumi YOGO, Akio ITOH,  
and Nobutsugu IMANISHI

Department of Nuclear Engineering, Kyoto University,  
Sakyo, Kyoto 606-8501 Japan

We have proposed a method to generate almost linearly polarized resonant transition radiation X rays by using a rectangular slit placed on an electron beam axis. Our calculation predicted that the linearity is 93.5% for the resonant transition radiation X-ray beam extracted through a slit of 0.5 mrad long and 0.2 mrad wide in case of 1-GeV electron beam irradiating a 7.5- $\mu\text{m}$  thick Kapton foil stack.

**Keywords:** Resonant transition radiation, X-ray source, linearly polarized X-ray beam

### 1. Introduction

In recent years, resonant transition radiation (RTR) has been studied from a point of an X-ray source because of the increasing demand for an inexpensive intense X-ray beam in various fields [1-6 and refs. cited therein]. Transition radiation (TR) is an electromagnetic wave emitted when a charged particle crosses a boundary of different dielectric media. When a relativistic electron passes many thin foils placed periodically in vacuum, that is a foil stack radiator, TR X rays emitted from the respective boundaries can interfere with the others and the interfered TR is called RTR. RTR has a high energy-conversion efficiency from electron to photon, and X rays can be efficiently produced by lower energy electrons in RTR than in synchrotron radiation. Therefore, RTR is expected to be an alternative brilliant X-ray source on the laboratory accelerator basis.

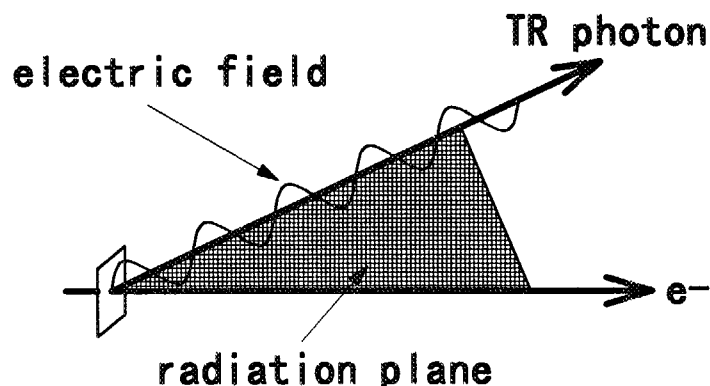
In our previous study, we experimentally confirmed that the energy spectrum of RTR depends on the material and foil thickness of the thin-foil stack radiator. We showed that a brilliance of  $10^{12}$  (photons/s/mrad<sup>2</sup>/mm<sup>2</sup>/0.1%b.w./mA) can be obtained and it is comparable to that of the synchrotron radiation emitted from a bending magnet in GeV-electron facilities [7]. The next step is to clarify the polarization property of RTR as an X-ray source. Here, we propose a method to obtain a linearly polarized RTR X-ray beam originating from RTR and show the calculated polarizability.

### 2. A method to obtain a linearly polarized RTR X-ray beam

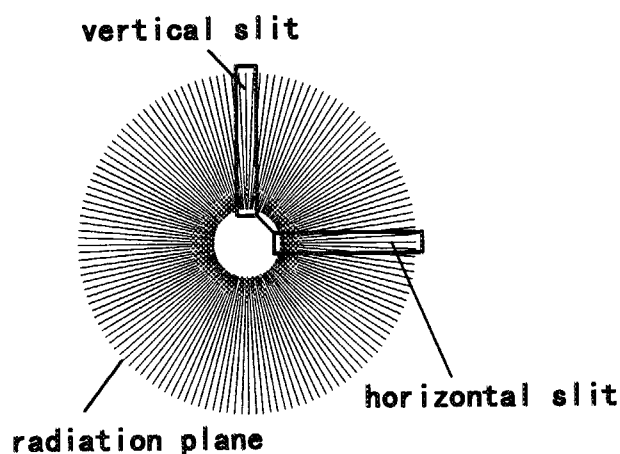
RTR emitted when an electron is incident on a radiator to the surface normal is polarized in the radiation plane spanned by the emitted photon and the incident electron beam directions as shown in Fig. 1 [8]. The radiation planes are symmetric with respect to the electron axis because of the angular distribution property of RTR, whose cross sectional view is shown in Fig. 2. Therefore, the integrated RTR is not polarized, but RTR is linearly polarized if we extract a part of the RTR beam passing through a rectangular slit along the radial direction of radiation plane distribution.

---

\* Present address: Naruto University of Education, Takashima, Naruto-cho, Naruto, Tokushima 772-8502 Japan



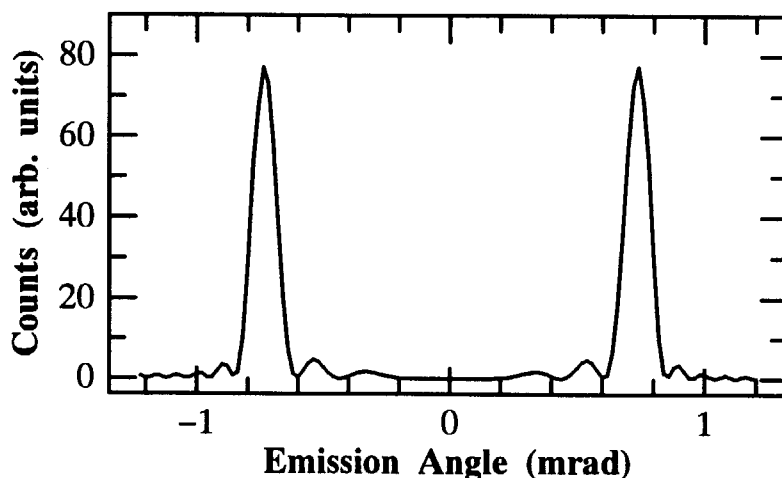
**FIGURE 1.** Polarization of RTR photon emitted when the electron beam is incident on a radiator to the surface normal. The hatched plane defined by two axes of the emitted photon and the incident electron is referred to as the radiation plane.



**FIGURE 2.** Cross-sectional view of the distribution of the radiation plane. The electron beam direction is normal to the paper. RTR X-ray beam extracted through a rectangular slit shown in the figure as a horizontal or vertical slit is expected to be almost linearly polarized.

### 3. Calculation

We have done a calculation for the linearity of the extracted RTR X-ray beam. RTR X rays are produced from a 7.5- $\mu\text{m}$  thick Kapton foil stack radiator irradiated with a 1-GeV electron beam. Fig. 3 shows the calculated angular distributions of RTR X rays at a photon energy of 4.3 keV. As known from the Fig. 3, RTR X rays are concentrated in a small forward hollow cone. Then, we calculated the percentage of the horizontal and vertical components of the radiation plane direction, that is the polarization direction, for the X-ray beam passing through a rectangular slit of 0.5 mrad long and 0.2 mrad wide. For the case of horizontal slit as shown in Fig. 2, the horizontal and vertical components are 93.5 % and 6.5 %, respectively. It can be said from the result that the extracted RTR X-ray beam is almost linearly polarized.



**FIGURE 3.** Calculated angular distribution of RTR X rays at photon energy of 4.3 keV. RTR has doughnuts like distribution if it is sliced normal to the electron beam axis.

#### 4. Conclusion

We have proposed a method to generate linearly polarized RTR X-ray beam using a rectangular slit crossing an electron beam axis. The calculated result shows that the linearity of 93.5 % is achieved for the mentioned parameter, and we conclude that the proposed method can produce almost linearly polarized X-ray beam. We have already done an experiment to verify the calculated result and are going to persuade an analysis for its results now.

#### References

- [1] P. Rullhusen, "Novel X-ray sources produced by electron beams", in Proceedings of the Conference on Third European Particle Accelerator (EPAC 92) **1**, 240 (1992).
- [2] A. N. Chu, M. A. Pistrup, T. W. Barbee, Jr., and R. H. Pantell, J. Appl. Phys. **51**, 1290 (1980).
- [3] M. A. Pistrup, J. O. Kephart, H. Park, R. K. Klein, R. H. Pantell, P. J. Ebert, M. J. Moran, B. A. Dahling, and B. L. Berman, Phys. Rev. A **32**, 917 (1985).
- [4] M. J. Moran, B. A. Dahling, P. J. Ebert, M. A. Pistrup, B. L. Barman, and J. O. Kephart, Phys. Rev. Lett. **57**, 1223 (1986).
- [5] M. A. Pistrup, D. G. Boyers, C. I. Pincus, Q. Li, G. D. Hallewell, M. J. Moran, D. M. Skopik, R. M. Silzer, X. K. Maruyama, D. D. Synder, and G. B. Rothbart, Phys. Rev. A **45**, 1183 (1992).
- [6] J. R. Neighbours, F. R. Buskirt, and H. -J. Hartmann, J. Appl. Phys. **75**, 7200 (1994).
- [7] T. Awata, K. Yajima, T. Tanaka, M. Imai, A. Itoh, N. Imanishi, K. Yoshida, K. Nakayama, and A. P. Potylitsin, AIP CP **392**, 265 (1997).
- [8] M. L. Ter-Mikaelian, *High-Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media*, Wiley-Interscience, 1972.

付録 第一回光子科学シンポジウム参加者リスト

No.	所 属	職 位	氏 名	T E L	F A X	E - m a i l
1	University of California, San Diego		Christopher P.J.Bartly			
2	大阪大学大学院 工学研究科	教授	飯田 敏之	06-6879-7909	06-6879-7363	iida@nucl.eng.osaka-u.ac.jp
3	大阪大学大学院 工学研究科 電子情報理工学専攻	助教授	阪部 周二	06-6879-8734	06-6877-4799	sakabe@ile.osaka-u.ac.jp
4	大阪大学大学院 工学研究科 応用物理学専攻	大学院生	堀江 健嗣	06-6879-7839	06-6879-7840	horie@ap.eng.osaka-u.ac.jp
5	大阪大学大学院 工学研究科 応用物理学専攻	大学院生	矢代 正樹	06-6879-7839	06-6879-7840	yashiro@ap.eng.osaka-u.ac.jp
6	大阪大学 レーザ核融合研究センター	センター長・教授	山中 龍彦	06-6879-8700	06-6877-4799	tyama@ile.osaka-u.ac.jp
7	大阪大学 レーザ核融合研究センター	教授	中塚 正大	06-6879-8726	06-6877-4799	naka@ile.osaka-u.ac.jp
8	大阪大学 レーザ核融合研究センター	教授	三間 罔興	06-6879-8724	06-6877-4799	mima@ile.osaka-u.ac.jp
9	大阪大学 レーザ核融合研究センター	助教授	大道 博行	06-6879-8766	06-6877-4799	daido@ile.osaka-u.ac.jp
10	大阪大学 核物理研究センター	助教授	中野 貴志	06-6879-8938	06-6879-8899	nakano@rcnp.osaka-u.ac.jp
11	大阪大学 レーザ核融合研究センター	助教授	山中 正宣	06-6879-8728	06-6877-4799	masanobu@ile.osaka-u.ac.jp
12	大阪大学 レーザ核融合研究センター	講師	児玉 了祐	06-6879-8754	06-6879-8754	ryo@ile.osaka-u.ac.jp
13	大阪大学 レーザ核融合研究センター	技術専門職員	吉田 英次	06-6879-8761	06-6877-0900	hideyo@ile.osaka-u.ac.jp
14	大阪大学 レーザ核融合研究センター	研究員(PDF)	佐藤 文信	06-6879-8735	06-6877-4799	fsato@ile.osaka-u.ac.jp
15	大阪大学 レーザ核融合研究センター	研究員	藤本 靖	06-6879-8761	06-6877-0900	fujimoto@ile.osaka-u.ac.jp
16	大阪大学 レーザ核融合研究センター	学振特研生	藤田 和久	06-6879-8777	06-6877-4799	kfujita@ile.osaka-u.ac.jp
17	大阪大学 レーザ核融合研究センター	大学院生	沖原 伸一朗	06-6879-8735	06-6877-4799	sokihara@ile.osaka-u.ac.jp
18	大阪大学 レーザ核融合研究センター	大学院生	江 潤卿	06-6879-8736	06-6877-4799	kou@ile.osaka-u.ac.jp
19	大阪大学 レーザ核融合研究センター	大学院生	高橋 浩司			ktakaha@ile.osaka-u.ac.jp
20	大阪大学 レーザ核融合研究センター	大学院生(D1)	唐 華経	06-6879-8751	06-6877-4799	hjtang@ile.osaka-u.ac.jp
21	大阪電気通信大学	助教授	瀧川 靖雄	0720-20-4571	0720-20-4571	takigawa@isc.osakac.ac.jp
22	大阪電気通信大学	大学院生	井本 孝紀	0720-25-4693		m98101@isc.osakac.ac.jp
23	大阪電気通信大学 工学部 電子物性工学科	大学生	梅原 伸	0720-25-4693		g96020@isc.osakac.ac.jp
24	大阪電気通信大学 工学部 電子物性工学科	大学生	西尾 泰成	0720-25-4693		g96098@isc.osakac.ac.jp
25	大阪電気通信大学 工学部 電子工学科	大学生	船越 久徳	0720-25-4693		Hisanori.Funagoshi@ma7.seikyoei.ne.jp
26	岡山大学 工学部	教授	東辻 浩夫	086-251-8141	086-251-8262	totsuji@elec.okayama-u.ac.jp



No.	所 属	職 位	氏 名	T E L	F A X	E - m a i l
27	金沢工業大学	教授	那須 昭一	076-294-6703	076-294-6704	masus@neptune.kanazawa-it.ac.jp
28	九州大学 大学院システム情報科学研究科	教授	岡田 龍雄	092-642-3913	092-642-3965	okada@ees.kyushu-u.ac.jp
29	九州大学 大学院総合理工学研究科 先端エネルギー理工学専攻	助教授	横峯 健彦	092-583-7602	092-583-7602	yokomine@ence.kyusyu-u.ac.jp
30	九州大学 大学院総合理工学研究科 先端エネルギー理工学専攻	大学院生	帆足 英二	092-583-7603	092-583-7601	hoashi@aees.kyusyu-u.ac.jp
31	京都大学大学院 工学研究科	教授	今西 信嗣	075-753-5821	075-753-5821	imanishi@nucleng.kyoto-u.ac.jp
32	京都大学大学院 工学研究科 機械物理工学専攻	教授	藤本 孝	075-753-5211	075-771-7286	fujimoto@kues.kyoto-u.ac.jp
33	京都大学大学院 工学研究科附属量子理工学研究実験センター	助教授	神野 郁夫	075-753-5844	075-753-5845	kanno@nucleng.kyoto-u.ac.jp
34	京都大学大学院 工学研究科	助手	岩前 敦	075-753-4860	075-753-4732	iwamae@jasmine.kues.kyoto-u.ac.jp
35	京都大学大学院 工学研究科 原子核工学専攻	大学院生	矢島 千秋	075-753-5846	075-753-5821	yajima@nucleng.kyoto-u.ac.jp
36	京都大学 化学研究所	教授	佐藤 直樹	0774-38-3080	0774-38-3084	naokis@tampopo.kuicr.kyoto-u.ac.jp
37	京都大学 化学研究所附属原子核科学研究施設	教授	野田 章	0774-38-3281	0774-38-3289	noda@kyticr.kuicr.kyoto-u.ac.jp
38	京都大学 化学研究所附属原子核科学研究施設	助手	白井 敏之	0774-38-3283	0774-38-3289	shirai@kyticr.kuicr.kyoto-u.ac.jp
39	京都大学 エネルギー理工学研究所	教授	宮崎 健創	0774-38-3470	0774-38-3472	miyazaki@iae.kyoto-u.ac.jp
40	近畿大学	大学院生 (M2)	鈴木 将之	06-6879-8751	06-6877-4799	msuzuki@ile.osaka-u.ac.jp
41	総合研究大学院大学	大学院生	山本 則正	0572-58-2222 (西線1248)	0572-58-2628	yamamoto@dpkato.nifs.ac.jp
42	電気通信大学 レーザー新世代研究センター	センター長・教授	植田 憲一	0424-43-5700	0424-85-8960	ueda@ils.uec.ac.jp
43	電気通信大学 レーザー新世代研究センター	助教授	西岡 一	0424-43-5702	0424-85-8960	nishioka@ils.uec.ac.jp
44	東京大学大学院 医学系研究科	教授	篠原 邦夫	03-5802-2937	03-5802-4329	kshino@m.u-tokyo.ac.jp
45	東京大学大学院 理学系研究科 化学専攻	教授	山内 薫	03-5841-4334	03-5689-7347	kaoru@chem.s.u-tokyo.ac.jp
46	東京工業大学大学院 総合理工学研究科	大学院生	近藤 芳昭	045-924-5536	045-924-5536	98m3616@es.titech.ac.jp
47	東京工業大学 応用セラミックス研究所	助教授	中村 一隆	045-924-5397	045-924-5360	nakamura2@ntem.titech.ac.jp
48	豊田工業大学大学院 工学研究科	助教授	山口 直洋	052-809-1836	052-809-1837	yamagch@toyota-ti.ac.jp
49	長崎総合科学大学	教授 (大阪大学名誉教授)	難波 進	0958-39-3111		
50	長野大学 産業情報学科	教授	松原 邦彦	0268-85-2623	0268-85-3526	mks@nagano.ac.jp
51	名古屋大学大学院 工学研究科	大学院生 (D2)	渡辺 賢一	052-789-4688	052-789-5127	kenichi@avocet.nucl.nagoya-u.ac.jp
52	奈良女子大学 理学部物理	教授	香川 貴司	0742-20-3375	0742-20-3377	kagawa@cc.nara-wu.ac.jp
53	奈良女子大学 人間文化研究科	大学院生	周藤 佳子			suto@cc.nara-wu.ac.jp

大 学

No.	所 属	職 位	氏 名	T E L	F A X	E - m a i l
54	鳴門教育大学	助手	栗田 高明	088-683-6458	06-683-6449	tawata@naruto-n.ac.jp
55	広島大学 理学部	大学院生	松門 宏治	0824-24-7373	0824-24-0721	matsukad@photon.hepl.hiroshima-u.ac.jp
56	北海道大学 工学部 量子エネルギー工学専攻	助教授	松本 高明	011-706-6682	011-706-7888	mtmi@qe.eng.hokudai.ac.jp
57	宮崎大学 工学部	助教授	窪寺 昌一	0985-58-7358	0985-58-7327	kubodera@opt.miyazaki-u.ac.jp
58	HOYAコンテニウム株式会社		波多江 隆光	03-3353-5320	03-3353-6673	scisales@hoyacont.co.jp
59	NTTアドバンステクノロジ(株) 材料開発&分析センタ	担当部長	竹中 久貴	0422-55-4678	0422-55-4663	takenaka@musashino.ntt-at.co.jp
60	NTT物性科学基礎研究所	主幹研究員	中野 秀俊	046-240-3496	046-270-2361	hnakano@will.brl.ntt.co.jp
61	NTT物性科学基礎研究所	主任研究員	西川 正	046-240-3442	046-270-2361	nisikawa@will.brl.ntt.co.jp
62	(株)アトックス	理事	松橋 達	0471-45-3330	0471-45-3649	satoru_funahashi@atox.co.jp
63	(株)イオン工学研究所	代表取締役専務 第5プロジェクト 研究室長	荒井 健彌	0720-59-6611	0720-59-5770	arai@host.ion-unet.ocn.ne.jp□
64	(株)イオン工学研究所	第1技術室長	江浦 隆	0720-59-6651	0720-59-6299	aura@host.ion-unet.ocn.ne.jp
65	(株)イオン工学研究所	研究室長	関根 幸平	0720-59-6611	0720-59-5770	
66	(株)イオン工学研究所	研究室長	渡辺 正則	0720-59-6651	0720-59-6299	
67	川崎重工業(株) 関東技術研究所		藤井 貞夫	0471-24-0302	0471-24-5917	fujii_s@khi.co.jp
68	(株)島津製作所 基盤技術研究所	参事	中川 一成	0774-95-1643	0774-95-1619	naka-kn@shimadzu.co.jp
69	(株)島津製作所 基盤技術研究所	主任	森谷 直司	0774-95-1672	0774-95-1619	moriya@shimazu.co.jp
70	(株)島津製作所 基盤技術研究所	主任	渡辺 正幸	0774-95-1660	0774-95-1669	martian@shinadzu.co.jp
71	(株)島津製作所 基盤技術研究所		松田 直樹	0774-95-1651	0774-95-1619	mat@shimadzu.co.jp
72	(株)島津製作所 生産技術研究所	課長	佐野 一雄	075-823-1332	075-812-4769	k-sano@shimadzu.co.jp
73	(株)島津製作所 生産技術研究所	係長	川田 勝	075-823-1332	075-812-4769	kawata@shimadzu.co.jp
74	住友重機械工業(株) 総合技術研究所	主任研究員	青木 康	0424-68-4484	0424-68-4477	yss_aoki@shi.co.jp
75	住友重機械工業(株) 総合技術研究所		小林 克行	0424-68-4484	0424-68-4477	kty_kobayashi@shi.co.jp
76	(財)電力中央研究所	特別顧問	平岡 徹	03-3480-2111	03-3480-7950	hiraoka@cieri.denken.or.jp
77	(財)電力中央研究所 柏江研究所	副所長	佐々木 三郎	03-3480-2111	03-3480-7950	sasaki@cieri.denken.or.jp
78	東京ニュークリア・サービス株式会社		延原 文祥	03-3847-1641	03-3847-5800	tns-nobv@po.ijinet.or.jp
79	(株)東芝 電力・産業システム技術開発センター	リーダー技術開発主査	木村 博信	045-770-2379	045-770-2308	hironobu.kimura@toshiba.co.jp
80	(株)東芝 電力・産業システム技術開発センター	主査	小林 徳康	045-770-2379	045-770-2308	noriyasu.kobayashi@toshiba.co.jp

企 業

No.	所 属	職 位	氏 名	T E L	F A X	E - m a i l
81	(株)東芝 電力・産業システム技術開発センター		中原 克彦	044-288-8165	044-270-1806	kats.nakahara@toshiba.co.jp
82	(株)豊田中央研究所・材料2部	主任研究員	東 博純	0561-63-5221	0561-63-6137	e0444@mosk.tytlabs.co.jp
83	(株)トヨタマックス		西村 靖彦	0565-28-7198	0565-28-2160	yasuhiko@k2.toyotamacs.co.jp
84	長瀬ランダムウェアK.K		阪口 弘治	03-3666-4300	03-3662-9518	sakaguchi@nagase-landauer.co.jp
85	日新電機株式会社 開発営業部	主任	高井 勝弥	06-6344-7327	06-6344-7205	tsukai@nhv.nissin.co.jp
86	日新ハイボルテージ(株) 高電圧技術部	課長	土屋 昇	075-864-8818	075-882-0037	tsuchiya@nhv.nissin.co.jp
87	日本アドバンストテクノロジー(株) 関西支社		中野 正文	075-342-4711	075-342-4781	nakano99@osk4.3web.ne.jp
88	日本電気(株) 無線事業本部 誘導光電事業部	マネージャ	浅葉 薫	042-333-1151	042-333-1823	asaba@p23-24640.star.nec.co.jp
89	浜松ホトニクス(株) 中央研究所	所長代理兼研究主幹	土屋 裕	053-586-7111	053-586-6180	tsuchy@crl.hpk.co.jp
90	浜松ホトニクス(株) 中央研究所	研究主幹	菅 博文	053-586-7111	053-585-0673	kan@crl.hpk.co.jp
91	浜松ホトニクス(株) 中央研究所 第3研究室	専任部員	青島 紳一郎	053-586-7111	053-586-6180	aoshima@crl.hpk.co.jp
92	浜松ホトニクス(株) 中央研究所 第11研究室	専任部員	高橋 宏典	053-586-7111	053-586-6180	hironori@crl.hpk.co.jp
93	浜松ホトニクス(株) 中央研究所		藤本 正俊	053-586-7111	053-586-6180	fujimoto@crl.hpk.co.jp
94	日立造船(株) 技術企画部		笹部 勇	06-6551-9592	06-6551-9596	sasabe@omhq.hq.hitachizosen.co.jp
95	松下技研(株) 超機構研究所	主任	山中 圭一郎	044-911-6351	044-932-4174	yamanaka@mri.mei.co.jp
96	丸文(株) 関西支社・機器営業部 営業第2課	課長代理	澤田 一範	06-6301-1541	06-6301-0991	BW101760@nifty.ne.jp
97	丸文(株) 関西支社・機器営業部 営業第2課		小林 茂典	06-6301-1541	06-6301-0991	BW101760@nifty.ne.jp
98	丸文(株) レーザ機器部・レーザ機器課	セールスエンジニア	寺岡 裕師	03-3639-9811	03-3662-1349	teraoka@marubun.co.jp
99	三菱電機(株)	課長代理	元野 浩二	06-6347-2156	06-6347-2558	
100	三菱電機(株)		杉立 厚志	06-6497-8541	06-6497-9360	sugi@dev.ita.melco.co.jp
101	三菱電機(株)		美濃和 芳文	06-6497-8487	06-6497-9360	minowa@ita.melco.co.jp
102	(株)リガク 半導体電子材料グループ		伊藤 幸一郎	0726-96-3387	0726-94-5852	k-ito@rigaku.co.jp
103	理学電機(株) X線研究所	主任研究員	表 和彦	042-545-8139	042-546-7090	omote@rigaku.co.jp
104	理学電機(株) X線研究所		アレクサンダー ウリヤネンコフ	042-545-8139	042-546-7090	Alex@rigaku.co.jp
105	核融合科学研究所	教授	加藤 隆子	0572-58-2265	0572-58-2628	takako@nifs.ac.jp
106	核融合科学研究所	教授	Richard MORE	0572-58-2262	0572-58-2628	more@nifs.ac.jp
107	分子科学研究所・分子制御レーザー開発研究センター	助教授	平等 拓範	0564-55-7346	0564-55-7346	taira@ims.ac.jp

企 業

そ の 他

No.	所 属	職 位	氏 名	T E L	F A X	E - m a i l
108	分子科学研究所	非常勤研究員	庄司 一郎	0564-55-7322	0564-53-5727	shoji@ims.ac.jp
109	科学技術振興事業団	研究員	加藤 太治	0424-83-1094	0424-83-1409	kato@hci.jst.go.jp
110	高輝度光科学研究センター	利用業務部長	河西 俊一	0791-58-0961	0791-58-0965	skawa@spring8.or.jp
111	電子技術総合研究所 エネルギー基礎部	主任研究官	小山 和義	0298-58-5710	0298-54-5754	k.koyama@etl.go.jp
112	電子技術総合研究所	主任研究官	屋代 英彦	0298-54-5142	0298-54-5717	yashiro@greco2.polytechnique.fr
113	奈良日日新聞社		高木 典子	0742-48-4141	0742-48-4182	punk@kcn.ne.jp
114	(財)レーザー技術総合研究所	所長	山中 千代衛	06-6878-1264	06-6878-1568	
115	(財)レーザー技術総合研究所	研究員	張 樹葵	06-6879-8756	06-6879-8732	zsk@ile.osaka-u.ac.jp
116	(財)レーザー技術総合研究所		林 祖煥	06-6879-8736	06-6877-4799	chlim@ile.osaka-u.ac.jp
117	日本原子力研究所 本部	理事	淺井 清	03-3592-2207	03-3592-2159	asai@chobi.koma.jaeri.go.jp
118	日本原子力研究所 関西研究所	所長	大野 英雄	0774-71-3002	0774-71-3072	ohno@apr.jaeri.go.jp
119	日本原子力研究所 関西研究所 管理部	管理部長	小牧 哲	0791-58-0363	0791-58-0311	koma@hems.jaeri.go.jp
120	日本原子力研究所 関西研究所 管理部	次長	金澤 哲男	0774-71-3005	0774-71-3072	j2707@hems.jaeri.go.jp
121	日本原子力研究所 関西研究所 管理部	次長	永井 士郎	0774-71-3004	0774-71-3318	nagai@apr.jaeri.go.jp
122	日本原子力研究所 関西研究所 安全管理課	課長	松井 智明	0774-71-3030	0774-71-3073	matsui@apr.jaeri.go.jp
123	日本原子力研究所 関西研究所 安全管理課		長谷川 優子	0774-71-3033	0774-71-3073	
124	日本原子力研究所 関西研究所 管理部 研究計画課		原山 清香	0774-71-3052	0774-71-3319	sayaka@apr.jaeri.go.jp
125	日本原子力研究所 関西研究所 管理部 研究計画課		藤田 修一	0774-71-3054	0774-71-3320	fujita@apr.jaeri.go.jp
126	日本原子力研究所 関西研究所 管理部 研究計画課		上原 範子	0774-71-3053	0774-71-3318	uehara@apr.jaeri.go.jp
127	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター	センター長	加藤 義章	0774-71-3301	0774-71-3316	ykato@apr.jaeri.go.jp
128	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター	客員研究員	宅間 宏	042-323-2725	042-323-3880	takuma@apr.jaeri.go.jp
129	日本原子力研究所 (高エネルギー加速器研究機構)	客員研究員(助教授)	中島 一久	0298-51-6330	0298-64-3182	nakajima@post.kek.jp
130	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター	研究主幹	有澤 孝	0774-71-3300	0774-71-3316	arisawa@apr.jaeri.go.jp
131	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター	主任研究員	荻原 徳男	0774-71-3361	0774-71-3316	ogiwara@apr.jaeri.go.jp
132	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター	主任研究員	小池 雅人	0774-71-3362	0774-71-3316	koikej@apr.jaeri.go.jp
133	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター	主任研究員	長島 章	0774-71-3340	0774-71-3316	anaga@apr.jaeri.go.jp
134	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター	主任研究員	的場 徹	0774-71-3302	0774-71-3316	matoba@apr.jaeri.go.jp

そ の 他

原 研

No.	所 属	職 位	氏 名	T E L	F A X	E - m a i l
135	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター	主任研究員	丸山 庸一郎	0774-71-3321	0774-71-3316	maruyama@apr.jaeri.go.jp
136	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター	主任研究員	峰原 英介	029-282-5464	029-282-6057	eisuke@jfel.tokai.jaeri.go.jp
137	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター	主任研究員	依田 修	0774-71-3360	0774-71-3316	osamu@apr.jaeri.go.jp
138	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター	副主任研究員	赤岡 克昭	0774-71-3323	0774-71-3318	akaoka@apr.jaeri.go.jp
139	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター	副主任研究員	井原 均	0720-31-0712	0720-31-0596	ihara@apr.jaeri.go.jp
140	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター	副主任研究員	佐々木 明	0720-31-0709	0720-31-0596	sasaki@apr.jaeri.go.jp
141	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター	副主任研究員	James Koga	0774-71-3392	0774-71-3316	koga@apr.jaeri.go.jp
142	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター	副主任研究員	清水 雄一	0774-71-3363	0774-71-3316	yusimizu@apr.jaeri.go.jp
143	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター	副主任研究員	永島 圭介	0774-71-3341	0774-71-3316	nagasima@apr.jaeri.go.jp
144	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター	副主任研究員	西村 昭彦	0774-71-3322	0774-71-3316	nisimura@apr.jaeri.go.jp
145	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター	副主任研究員	山極 満	0774-71-3391	0774-71-3316	yamagiwa@apr.jaeri.go.jp
146	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター	リサーチフェロー	Zhidkov Alexei	0720-31-1094	0720-31-0596	zhidkov@apr.jaeri.go.jp
147	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター	リサーチフェロー	Leban Tsintsadze	0774-71-3394	0774-71-3316	leban@apr.jaeri.go.jp
148	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター		赤羽 温	0774-71-3328	0774-71-3316	akahane@apr.jaeri.go.jp
149	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター		石野 雅彦	0774-71-3366	0774-71-3316	ishino@apr.jaeri.go.jp
150	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター		上島 豊	0726-92-3094	0726-92-3594	ueshima@apr.jaeri.go.jp
151	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター		宇佐美 力	0774-71-3331	0774-71-3338	usami@apr.jaeri.go.jp
152	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター		内海 隆行	0720-31-0713	0720-31-0596	utsumi@popsvr.tokai.jaeri.go.jp
153	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター		大図 章	0774-71-3326	0774-71-3319	ozu@apr.jaeri.go.jp
154	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター		小倉 浩一	0774-71-3364	0774-71-3316	ogura@apr.jaeri.go.jp
155	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター		織茂 聡	0774-71-3367	0774-71-3316	orimo@apr.jaeri.go.jp
156	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター		加藤 政明	0774-71-3324	0774-71-3338	kato@apr.jaeri.go.jp
157	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター		加道 雅孝	0774-71-3343	0774-71-3319	kado@apr.jaeri.go.jp
158	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター		河内 哲哉	0774-71-3346	0774-71-3319	kawachi@apr.jaeri.go.jp
159	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター		河仲 準二	0774-71-3330	0774-71-3338	kawanaka@apr.jaeri.go.jp
160	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター		神門 正城	0774-71-3384	0774-71-3319	kando@apr.jaeri.go.jp
161	日本原子力研究所 関西研究所 光子科学センター		菊澤 信宏	029-282-6752	029-282-6057	kikuzawa@felw0.tokai.jaeri.go.jp

No.	所 属	職 位	氏 名	T E L	F A X	E - m a i l
162	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター		桐山 博光	0774-71-3329	0774-71-3338	kiniyama@apr.jaeri.go.jp
163	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター		黒崎 譲	0774-71-3371	0774-71-3316	kurosaki@apr.jaeri.go.jp
164	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター		匂坂 明人	0774-71-3348	0774-71-3316	sagisaka@apr.jaeri.go.jp
165	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター		静間 俊行	029-282-6315	029-270-5923	shizuma@popsvr.tokai.jaeri.go.jp
166	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター		菅沼 和明	0774-71-3325	0774-71-3316	suganuma@naka.jaeri.go.jp
167	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター		杉山 僚	0774-71-3365	0774-71-3316	sugiyama@apr.jaeri.go.jp
168	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター		助川 綱太	0774-71-3347	0774-71-3319	suke@apr.jaeri.go.jp
169	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター		高橋 謙次郎	0774-71-3350	0774-71-3319	kenjiro@jaeri.apr.or.jp
170	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター		田中 桃子	0774-71-3344	0774-71-3319	momoko@apr.jaeri.go.jp
171	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター		出羽 英紀	0774-71-3383	0774-71-3319	dewa@apr.jaeri.go.jp
172	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター		中野 文彦	0774-71-3333	0774-71-3316	fumi@apr.jaeri.go.jp
173	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター		羽島 良一	029-282-6315	029-282-6057	hajima@popsvr.tokai.jaeri.go.jp
174	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター		長谷川 登	0774-71-3345	0774-71-3319	nhasega@apr.jaeri.go.jp
175	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター		早川 岳人	029-282-5458	029-282-6057	hayakawa@jba114.tokai.jaeri.go.jp
176	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター		林 由紀雄	0774-71-3374	0774-71-3316	yhayashi@apr.jaeri.go.jp
177	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター		福本 一郎	0720-31-0714	0720-31-0596	fukumoto@apr.jaeri.go.jp
178	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター		細貝 知直	0774-71-3349	0774-71-3319	thosokai@apr.jaeri.go.jp
179	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター		松井 良憲	0774-71-3351	0774-71-3319	ymatsui@apr.jaeri.go.jp
180	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター		松岡 伸一	0774-71-3334	0774-71-3316	matsuoka@apr.jaeri.go.jp
181	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター		村上 洋	0774-71-3368	0774-71-3316	mhiroshi@apr.jaeri.go.jp
182	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター		森林 健悟	0720-31-0759	0720-31-0596	kengo@apr.jaeri.go.jp
183	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター		山川 考一	0774-71-3327	0774-71-3319	yamakawa@apr.jaeri.go.jp
184	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター	事務長	渡辺 勉	0774-71-3310	0774-71-3316	twata@hems.jaeri.go.jp
185	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター		菊池 和徳	0774-71-3311	0774-71-3316	kazunori@hems.jaeri.go.jp
186	日本原子力研究所 関西研究所 量子科学研究センター		重成 昌子	0774-71-3315	0774-71-3316	shige@apr.jaeri.go.jp
187	日本原子力研究所 計算科学技術推進センター	リサーチフェロー	Miroslav Pinak	029-282-5104	029-282-6070	pinak@ismws001.tokai.jaeri.go.jp
188	日本原子力研究所 高崎研究所 物質科学研究部		小泉 光生	027-346-9677	027-346-9690	KOIZUMI@Taka.jaeri.go.jp

原 研

No.	所 属	職 位	氏 名	T E L	F A X	E - m a i l
原 研	日本原子力研究所 東海研究所 エネルギーシステム研究部	主任研究員	白井 稔三	029-282-6087	029-282-5766	shirai@ndc.tokai.jaeri.go.jp
	日本原子力研究所 東海研究所 中性子科学研究センター	客員研究員	鈴木 康夫	029-282-5894	029-282-5996	suzuki@felwu0.tokai.jaeri.go.jp
	日本原子力研究所 東海研究所 物質科学研究部	副主任研究員	飯村 秀紀	029-282-5525	029-282-5922	iimura@popsvr.tokai.jaeri.go.jp
	日本原子力研究所 東海研究所 物質科学研究部		横山 啓一	029-282-5505	029-282-5768	kei@beam.tokai.jaeri.go.jp

This is a blank page.



# 国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	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
物質の量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名 称	記号	他のSI単位 による表現
周波数	ヘルツ	Hz	$s^{-1}$
力	ニュートン	N	$m \cdot kg/s^2$
圧力, 応力	パスカル	Pa	$N/m^2$
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	$N \cdot m$
工率, 放射能	ワット	W	$J/s$
電気量, 電荷	クーロン	C	$A \cdot s$
電位, 電圧, 起電力	ボルト	V	$W/A$
静電容量	ファラド	F	$C/V$
電気抵抗	オーム	$\Omega$	$V/A$
コンダクタンス	ジーメンズ	S	$A/V$
磁束	ウェーバ	Wb	$V \cdot s$
磁束密度	テスラ	T	$Wb/m^2$
インダクタンス	ヘンリー	H	$Wb/A$
セルシウス温度	セルシウス度	$^{\circ}C$	
光度	ルーメン	lm	$cd \cdot sr$
照射度	ルクス	lx	$lm/m^2$
放射能	ベクレル	Bq	$s^{-1}$
吸収線量	グレイ	Gy	$J/kg$
線量等量	シーベルト	Sv	$J/kg$

表2 SIと併用される単位

名 称	記 号
分, 時, 日	min, h, d
度, 分, 秒	$^{\circ}, ', ''$
リットル	L, l
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

$1 \text{ eV} = 1.60218 \times 10^{-19} \text{ J}$   
 $1 \text{ u} = 1.66054 \times 10^{-27} \text{ kg}$

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名 称	記 号
オングストローム	$\text{\AA}$
バ	b
バ	bar
ガリ	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

$1 \text{ \AA} = 0.1 \text{ nm} = 10^{-10} \text{ m}$   
 $1 \text{ b} = 100 \text{ fm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2$   
 $1 \text{ bar} = 0.1 \text{ MPa} = 10^5 \text{ Pa}$   
 $1 \text{ Gal} = 1 \text{ cm/s}^2 = 10^{-2} \text{ m/s}^2$   
 $1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{ Bq}$   
 $1 \text{ R} = 2.58 \times 10^{-4} \text{ C/kg}$   
 $1 \text{ rad} = 1 \text{ cGy} = 10^{-2} \text{ Gy}$   
 $1 \text{ rem} = 1 \text{ cSv} = 10^{-2} \text{ Sv}$

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記 号
$10^{18}$	エクサ	E
$10^{15}$	ペタ	P
$10^{12}$	テラ	T
$10^9$	ギガ	G
$10^6$	メガ	M
$10^3$	キロ	k
$10^2$	ヘクト	h
$10^1$	デカ	da
$10^{-1}$	デシ	d
$10^{-2}$	センチ	c
$10^{-3}$	ミリ	m
$10^{-6}$	マイクロ	$\mu$
$10^{-9}$	ナノ	n
$10^{-12}$	ピコ	p
$10^{-15}$	フェムト	f
$10^{-18}$	アト	a

(注)

- 表1～5は「国際単位系」第5版、国際度量衡局1985年刊行による。ただし、1 eVおよび1 uの値はCODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海里、ノット、アール、ヘクタールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは、JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- E C閣僚理事会指令では bar, barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

## 換 算 表

力	N (= $10^{-5}$ dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘度  $1 \text{ Pa} \cdot \text{s} (N \cdot \text{s}/m^2) = 10 \text{ P (ポアズ)} (g/(cm \cdot s))$

動粘度  $1 m^2/s = 10^4 \text{ St (ストークス)} (cm^2/s)$

圧	MPa (= 10 bar)	kgf/cm <sup>2</sup>	atm	mmHg (Torr)	lbf/in <sup>2</sup> (psi)
	1	10.1972	9.86923	$7.50062 \times 10^2$	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	$1.33322 \times 10^{-1}$	$1.35951 \times 10^{-3}$	$1.31579 \times 10^{-3}$	1	$1.93368 \times 10^{-2}$
	$6.89476 \times 10^{-3}$	$7.03070 \times 10^{-2}$	$6.80460 \times 10^{-2}$	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J (= $10^7$ erg)	kgf·m	kW·h	cal (計量法)	Btu	ft·lbf	eV
	1	0.101972	$2.77778 \times 10^{-7}$	0.238889	$9.47813 \times 10^{-4}$	0.737562	$6.24150 \times 10^{18}$
	9.80665	1	$2.72407 \times 10^{-6}$	2.34270	$9.29487 \times 10^{-3}$	7.23301	$6.12082 \times 10^{19}$
	$3.6 \times 10^6$	$3.67098 \times 10^5$	1	$8.59999 \times 10^5$	3412.13	$2.65522 \times 10^6$	$2.24694 \times 10^{25}$
	4.18605	0.426858	$1.16279 \times 10^{-6}$	1	$3.96759 \times 10^{-3}$	3.08747	$2.61272 \times 10^{19}$
	1055.06	107.586	$2.93072 \times 10^{-4}$	252.042	1	778.172	$6.58515 \times 10^{21}$
	1.35582	0.138255	$3.76616 \times 10^{-7}$	0.323890	$1.28506 \times 10^{-3}$	1	$8.46233 \times 10^{18}$
	$1.60218 \times 10^{-19}$	$1.63377 \times 10^{-20}$	$4.45050 \times 10^{-26}$	$3.82743 \times 10^{-20}$	$1.51857 \times 10^{-22}$	$1.18171 \times 10^{-19}$	1

$1 \text{ cal} = 4.18605 \text{ J (計量法)}$   
 $= 4.184 \text{ J (熱化学)}$   
 $= 4.1855 \text{ J (15}^{\circ}\text{C)}$   
 $= 4.1868 \text{ J (国際蒸気表)}$   
 仕事率 1 PS (仏馬力)  
 $= 75 \text{ kgf} \cdot \text{m/s}$   
 $= 735.499 \text{ W}$

放射能	Bq	Ci
	1	$2.70270 \times 10^{-11}$
	$3.7 \times 10^{10}$	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	$2.58 \times 10^{-4}$	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

