



## レーザー爆縮法による keV 黒体放射場の形成と 天体模擬光電離プラズマの生成

山本則正<sup>1)</sup>, 藤岡慎介<sup>1)</sup>, 西村博明<sup>1)</sup>, SALZMANN David W.<sup>1)</sup>, WANG Feilu<sup>1,2)</sup>,  
LI Yutong<sup>3)</sup>, WANG Shoujun<sup>3)</sup>, ZHANG Yi<sup>3)</sup>, RHEE Yong-Joo<sup>4)</sup>, LEE Yong-Woo<sup>4)</sup>,  
ZHANG Jie<sup>3,5)</sup>, 村上 泉<sup>6)</sup>, 加藤太治<sup>6)</sup>, 三間國興<sup>1)</sup>, 高部英明<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>レーザーエネルギー学研究中心, <sup>2)</sup>National Astronomical Observatories, Chinese Academy Science,

<sup>3)</sup>Institute of Physics, Chinese Academy Science, <sup>4)</sup>Korea Atomic Energy Research Institute,

<sup>5)</sup>Shanghai Jiaotong Daxue, <sup>6)</sup>核融合科学研究所

(論文受付: 2009年12月14日 / 論文受理: 2010年12月10日)

レーザー爆縮法により生成した高密度プラズマから放射されたX線パルスを光源とした天体模擬光電離プラズマの生成実験を行った。球状ペレットに激光12号レーザーを照射することで生成した爆縮コアプラズマは、高放射温度の黒体放射体になる。この黒体放射を、別途小型レーザーで生成した低温シリコンプラズマに照射することで光電離し、光電離プラズマからのX線放射スペクトル線を観測した。本実験では、2つのプラズマ形成が同期する場合のみ、シリコンプラズマが光電離過程で電離され、強いX線スペクトル線を発光することを確認した。観測したスペクトル線は、主に1.865 keV, 1.853-4 keV そして1.840 keV から成り、これらについて、時間発展型の原子モデルを用いて、その発生機構について解析した。その結果、これらのスペクトルは、光電離とこれに続く緩和過程により放射される。概ね宇宙の観測スペクトルを再現しているが、1.84 keV 近傍に見られるスペクトルは、宇宙物理の分野では、禁制線とされてきたのに対して、解析では、サテライト線であることなどの相違点が見出された。

### Keywords:

photo-ionized plasma, laboratory astrophysics, laser plasma, x-ray spectra

### 1. 背景と目的

天体の多く、太陽などの恒星やブラックホール (BH: Black hole) などは、高強度のX線を放射していることがよく知られている。天体からのX線は、地球大気による散乱を避けるため、X線望遠鏡を搭載した科学衛星を打ち上げるにより観測が行われている。現在、X線天体を観測している科学衛星に、日本の「すざく」、米国の「チャンドラ (Chandra)」そして欧州の「ニュートン (XMM-Newton)」などがある。これらの衛星には各種の分光器等が搭載され、天体からのX線スペクトルが観測されており、天体および天体現象が理解される[1-4]。中でもブラックホールや中性子星を含むX線連星、活動銀河核 (AGN: Active Galactic Nuclei) などは、特性X線を放射するほど高階電離した光電離プラズマが形成されていることが知られている。

観測されたX線は、理論モデルとの比較により、分光診断が行われる[5-9]。太陽などの恒星で見られる衝突電離プラズマの場合、実験室プラズマを用いた理論モデルの検証が可能である。一方、コンパクト星 (中性子星やBH (またはその候補星)) とその伴星 (恒星やウォルフレイエ

(WR: Wolf-Reyet) 星) で構成されたX線連星やAGNで見られる光電離プラズマの場合、強い光電離過程を引き起こすX線源を実験室で生成することがきわめて困難である。そのため、天体を模した光電離プラズマの生成実験は、最近になって行われるようになったばかりである。天体光電離プラズマの模擬を目的にした研究は、キャビティターゲットを用いたレーザー照射[10]や、Zピンチプラズマを用いた光電離プラズマ生成[11]などが先行研究としてあるが、それらは、吸収スペクトルを計測するのがせいぜいというのが現状である。

天体の光電離プラズマは、ブラックホールや中性子星などで形成される降着円盤から放射される高エネルギーX線が、伴星の恒星 (主に早期型星であるOB型星) やWR星の星風中の媒質に照射されることで生成される。この恒星やWR星は、通常質量が太陽の数倍~数十倍と重く、また強い星風を持つ星である。図1は、BH (Black hole Candidate) 星とWR星との連星である白鳥座 (Cygnus) X-3のイメージ図である。白鳥座X-3での光電離プラズマは、図中斜線部、BHC周辺のWR星の星風中で生成される

*Generation of Astronomy-Like Photo-Ionized Plasma by a Laser-Driven, keV-Black-Body Radiator*

YAMAMOTO Norimasa, FUJIOKA Shinsuke, NISHIMURA Hiroaki, SALZMANN David W., WANG Feilu, LI Yutong, WANG Shoujun, ZHANG Yi, RHEE Yong-Joo, LEE Yong-Woo, ZHANG Jie, MURAKAMI Izumi, KATO Daiji, MIMA Kunioki and TAKABE Hideaki

corresponding author's e-mail: yamamoto-no@ile.osaka-u.ac.jp

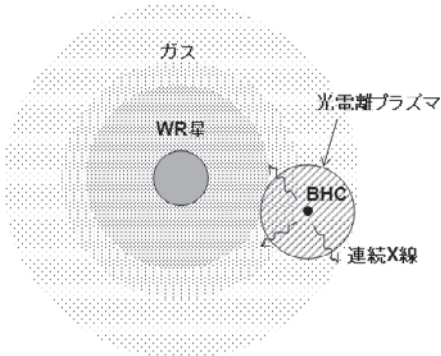


図1 X線連星(白鳥座 X-3)での光電離プラズマ生成のイメージ(BHC:Black Hole Candidate,WR:Wolf-Rayet).

と考えられる。図2にチャンドラ衛星のHETG (High Energy Transmission Grating) 計測器で観測された白鳥座 X-3[12,13]と、帆座 (Vela) X-1[14-16]のX線スペクトルを示す。帆座 X-1は、中性子星と恒星から成り、この連星もまた光電離プラズマの形成が確認されている。ここでは、特に2 keV 周辺のスペクトルを抜粋している。スペクトルからは、低価数イオンの蛍光X線スペクトル線 ( $K\alpha$ ), ヘリウム様と水素様のX線スペクトル線 ( $He\alpha$  と  $Ly\alpha$ ), さらに完全電離および水素様イオンからの放射再結合連続線が確認できる。低価数イオンの  $K\alpha$  線と放射再結合連続線の存在から、イオン周辺の電子温度は、非常に低いことがわかる。一方、 $He\alpha$  と  $Ly\alpha$ , そして放射再結合の起源である完全電離および水素様イオンの存在から、高階電離したイオン周辺に低温の電子が存在することがわかる。すなわち、天体における光電離プラズマは、非常に低温のプラズマが、高強度のX線によって光電離されて電離度が増加し、しかも電子温度と放射温度が平衡から極端に逸脱した状況があると解釈できる。このような状況を創り出すために、レーザー爆縮コアプラズマから放射される高放射温度のX線パルスに着目し、X線連星のコンパクト星を模した、天体光電離プラズマの模擬実験を試みた[17]。

## 2. 光電離プラズマ生成実験

光電離過程が支配的なプラズマを生成するには、衝突電離よりも速やかに光電離過程でプラズマの電離度を上昇させる必要がある。それには、プラズマの平衡時間に比べて短い時間内に強い光源による照射を行う必要がある。このような特徴をもつX線源として、レーザー爆縮コアプラズマからのX線放射を利用した。爆縮コアプラズマは、レーザー核融合の中心点火法で生成され、一般にキロ電子ボルトに達する黒体放射体であることが知られている。今回の研究では、光電離させる対象として、白鳥座 X-3でも、帆座 X-1のどちらでも強い強度で観測されているシリコンを採用した。

爆縮コアプラズマと低温シリコンプラズマは、真空容器内で図3に示すような配置で生成した。チャンパー中心に、レーザー爆縮コア生成用のプラスチック球殻ターゲットを設置した。この球殻の直径および殻厚は、各々  $505 \pm 5 \mu\text{m}$  と  $6.4 \pm 0.1 \mu\text{m}$  であった。爆縮コア生成には大阪大学

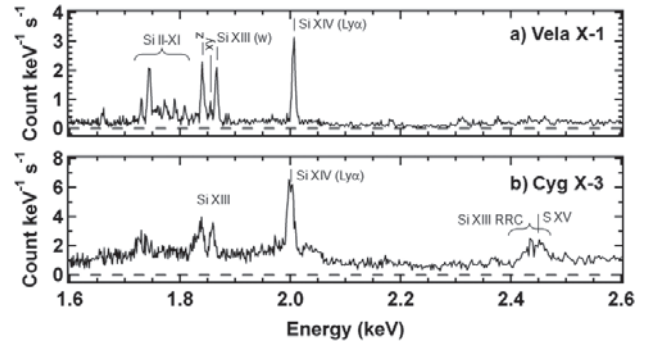


図2 *Chandra* 衛星により観測されたX線天体からのX線スペクトル線。(a)帆座 X-1[14], (b)白鳥座 X-3[12]. Si XIIIの記号は、共鳴線 ( $w: 1s^2 \ ^1S_0 - 1s2p \ ^1P_1$ ), 異重項間遷移線 ( $xy: 1s^2 \ ^1)S_0 - 1s2p \ ^3P_{1,2}$ ), 禁制線 ( $z: 1s^2 \ ^1S_0 - 1s2p \ ^3S_1$ ), 放射性再結合連続線 (RRC: Radiative Recombination Continuum) を表している。記号は、文献[23]による。

レーザーエネルギー学研究センターの激光12号レーザー[18]を用いた。レーザーのパルス幅は1.2 ns、波長は  $0.53 \mu\text{m}$ 、1ビームあたり(全12ビーム)のエネルギーは350 J (全エネルギー 4.2 kJ) であり、このレーザーを球殻ターゲットに一樣に集光することで爆縮コアを生成した。球殻から1.2 mm 離れた位置に、1 J の Nd:YAG レーザー(パルス幅 10 ns, 集光径  $500 \mu\text{m}$ ) を用いて低電離シリコンプラズマを生成した。この時用いたターゲットは、厚み  $20 \mu\text{m}$  のプラスチックにシリコンを  $5 \mu\text{m}$  蒸着した  $500 \times 500 \mu\text{m}$  の板状ターゲットである。このシリコンプラズマに、爆縮コアからのX線を照射することで、光電離プラズマが生成される。シリコンプラズマは、大きな温度密度勾配を持つため、初期温度と密度が一意に規定できるように、ターゲット表面から  $50 \mu\text{m}$  前方に幅  $100 \mu\text{m}$  のスリットを2つのプラズマ間に設けた。このターゲット配置では、爆縮コアからの全X線のうちシリコンプラズマを通過する割合(プランク分布関数への希釈因子)は、全立体角のうち  $(6.5 \pm 3.5) \times 10^{-4}$  となり、このX線がシリコンプラズマ

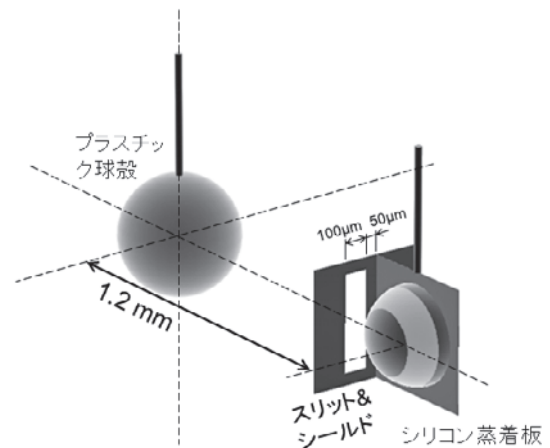


図3 激光XII号レーザー実験でのターゲット配置の模式図。チャンパー中心にレーザー爆縮光源用のプラスチック球殻が設置されている。その爆縮ターゲットから1.2 mm 離れた位置に、デブリ抑制用 Ta シールド/スリット付きのシリコンサンプルが設置されている。

に照射されることになる。

爆縮コアプラズマ，光電離前の低温度シリコンプラズマ，さらには光電離後のシリコンプラズマからの X 線画像やスペクトルは，チャンパーに配置された計測器によって計測した。爆縮コアプラズマからの X 線は，X 線ストリークカメラ，X 線マルチピンホールカメラ，透過型回折格子分光器により，光電離前のシリコンプラズマはラミネー型回折格子を設置したフラットフィールド分光器で，そして光電離後のシリコンプラズマからの X 線は平板結晶 (RbAP) 分光器を用いて計測した。この平板結晶分光器には，可視光遮断のため，結晶と CCD 前面に各 100  $\mu\text{m}$  厚の Be フィルターを設置し，爆縮コアとシリコンプラズマからの X 線を空間分解計測するため，Ta スリット (幅 400  $\mu\text{m}$ ) を分光器の前方に設置した。

### 3. 実験結果

#### 3.1 爆縮コアプラズマからの X 線

爆縮プラズマの放射温度は，透過型回折格子と各種の X 線吸収フィルターを配置したマルチピンホールカメラにより計測した。CCD カメラは，放射性同位体  $^{55}\text{Fe}$  と  $^{109}\text{Cu}$  を用いた絶対感度校正が行われている。図 4 (a) は，透過型回折格子で計測された爆縮コアからの X 線スペクトルである。計測したスペクトルを生の計算値と比較するには，感度校正処理に伴う逆畳み込み積分が入り，ノイズ振幅が大きく増幅される。そのため，計算によるプランク分布に分光器感度を掛け，分光器分解能で畳み込み積分することで，スペクトルの比較を行った。図 4 (b) は，校正前後の

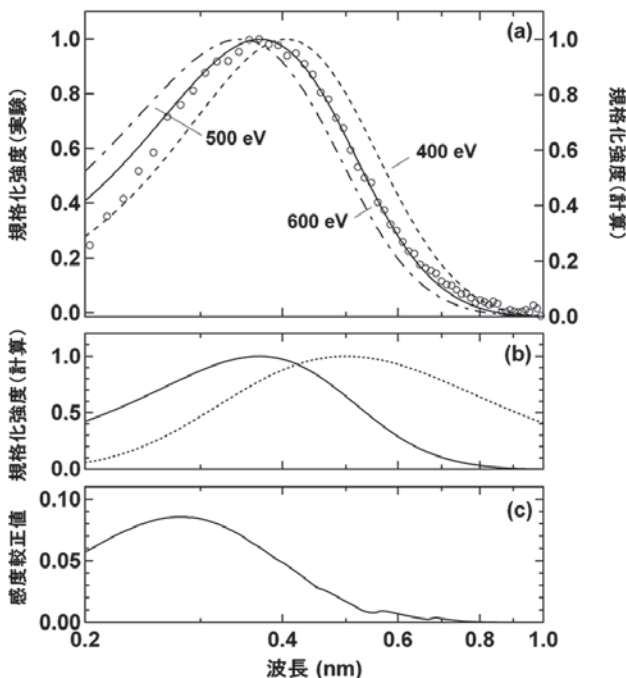


図 4 (a)透過型回折格子を用いたレーザー生成黒体放射の X 線エネルギースペクトル (丸印) を示している。計測エネルギー範囲は，波長に換算して 0.2–1.0 nm である。破線，実線，一点鎖線はそれぞれ，400,500,600 eV のプランク分布を示す。(b)500 eV のプランク分布 (点線) に，透過型回折格子の分光器感度を畳み込んだスペクトル (実線)。(c)分光器感度。

ペクトルである。感度校正によって，スペクトルピークが 0.5 nm (500 eV のプランク分布のピーク) から 0.4 nm にシフトしていることがわかる。分光器感度は，校正済みの X 線 CCD, Be フィルター透過率 [19], 透過型回折格子の回折効率が考慮されている (図 4 (c) 参照)。回折効率は，物質の複素屈折率の波長依存性を考慮し，位相差による干渉効果の変化も考慮に入れて計算されたものである。計測したスペクトルと 400, 500, 600 eV の黒体放射スペクトルとの比較から，コアプラズマからの X 線スペクトルは放射温度 500 eV のプランク分布関数に相当することがわかった。計測されたスペクトルは，時間・空間の平均値であるため，0.3 nm 以下でプランク分布からやや外れている。図 5 はマルチピンホールカメラにより計測されたコアプラズマの X 線分布から求められた放射温度分布である。放射温度分布は，35 $\times$ 63  $\mu\text{m}$  のラグビーボール状であることがわかる。これは，シリコンターゲットに爆縮用レーザーが照射されないように，12本のビームのうち3本のレーザーの集光条件が他の9ビームと異なるためである。爆縮コアプラズマから放射される X 線パルス の時間幅は，X 線ストリークカメラにより 160 $\pm$ 20 ps であることがわかった。

#### 3.2 光電離前のシリコンプラズマの特徴

X 線照射する前のシリコンプラズマの電子温度と電子密度は，フラットフィールド分光器を用いた分光計測により求めた。図 6 は，エネルギー域 140–300 eV のシリコンプラズマの極端紫外線 (EUV) スペクトルである。多数のスペクトル線に対して NIST (米国国立標準技術研究所) のデータベース [20] を利用して同定を行った。おおよそ 220, 200, 170 と 150 eV に位置する幅広い山状のスペクトルは，各々 Si IX, Si VIII, Si VII と Si VI のイオン密度比に依存していることがわかる。実験で生成した光電離前のシリコンプラズマは，窒素様と酸素様イオンが主成分であった。このシリコンプラズマの電子温度と電子密度は，原子スペクトルコード FLYCHK [8] を利用した再現スペクトルとの比較から，各々 27.5 $\pm$ 1.5 eV と (0.75 $\pm$ 0.25) $\times$ 10 $^{20}$  cm $^{-3}$  と推定され，実際に低温度プラズマが形成されていることがわかった。この温度では，何らかの外場がプラズマに対して影響を及ぼさない限り，プラズマから keV に達する X 線は

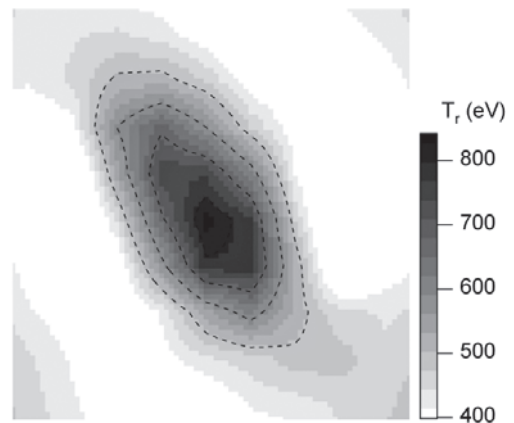


図 5 マルチピンホールカメラ画像から導いた爆縮コアプラズマの放射温度の空間分布。

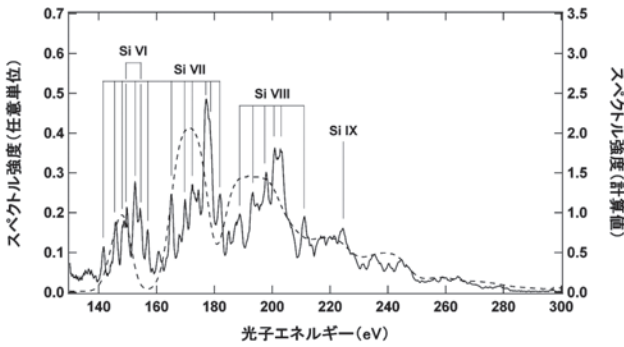


図6 Nd:YAG レーザーにより生成された光電離プラズマ前のシリコンプラズマからの EUV 放射スペクトル。実線が実験値、破線が FLYCHK コードにより再現したスペクトル（電子温度 28 eV, 電子密度  $8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ）を示す。

放射されない。

### 3.3 シリコン光電離プラズマ

前述の爆縮プラズマ生成用のレーザーとシリコンプラズマ生成用の小型レーザーを同期させ、両者のプラズマを同時に生成した時のみ、図7(c)で示すシリコンプラズマからの強い X 線スペクトル線を観測することができた。図7は、結晶分光器で取得した出力画像である。シリコンプラズマのみを生成した場合(図7(a)), keV 相当の X 線は全く観測されなかった。また爆縮プラズマのみを生成した場合(図7(b))には、爆縮プラズマからの X 線連続線のみが計測された。しかし、この両者のプラズマが同時に生成された場合(図7(c))、爆縮プラズマの X 線から離れた場所に、シリコンプラズマからの X 線スペクトル線が観測された。このスペクトル画像から X 線スペクトル線の領域のみを抜き出し、スペクトルとして表したものが、図8(a)である。波長校正の結果、もっとも強い放射ラインは、ヘリウム様シリコンイオンの共鳴線 ( $1s^2 \ ^1S_0 - 1s2p \ ^1P_1$ ) であることがわかった。図8(b)と8(c)は、各々 *Chandra* 衛星によって観測された、帆座 X-1 と白鳥座 X-3 の X 線スペクトルである。白鳥座 X-3 は、全体的に赤方偏移しているが、その点を除けば、3つのスペクトル形状が良く似ていることがわかる。天体プラズマでは、光電離プラズマであるかどうかの判定に、電離パラメータ  $\xi$  ( $= 16\pi^2 J / ne$ ,  $J$  は単位立体角あたりの放射強度) という値が利用されており、光電離プラズマの場合、 $\xi$  ( $= 10^{-10} - 10^4 \text{ erg cm s}^{-1}$  程度の大きな値になる [1, 21]。今回生成した光電離プラズマの電離パラメータ  $\xi$  は、 $5.9 \pm 3.8 \text{ erg cm s}^{-1}$  と下限にはなるが、このパラメータに関しても、天体光電離プラズマに近い状況を再現することができた。

### 4. 光電離プラズマからの X 線スペクトルの解析

光電離プラズマからの X 線スペクトル線放射を解析するために、光電離過程を含む時間発展型の衝突放射モデルを構築した [22]。このモデルでは、光吸収過程によるプラズマ中の電子の加熱も考慮している。モデル内の原子データは、HULLAC コード [23] を用いて計算した。

図9は、実験で観測された X 線スペクトル線と、モデル計算のスペクトルとの比較を示している。計算の初期条件

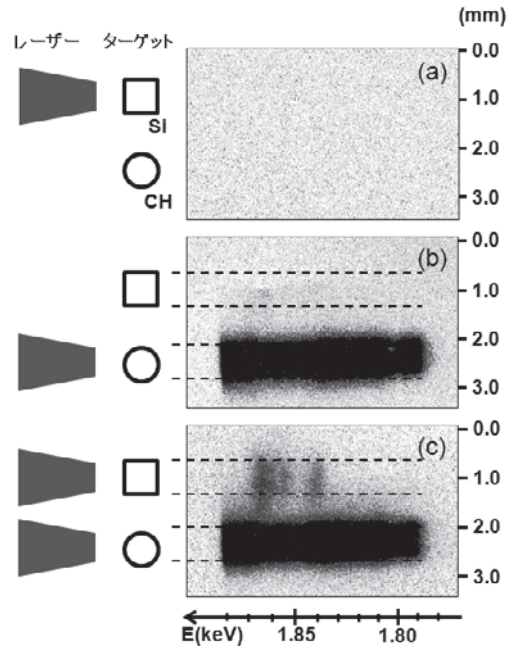


図7 光電離プラズマ生成実験での結晶分光器からのスペクトル画像。(a) Nd:YAG レーザーによるシリコンプラズマ生成のみの場合。(b) 激光12号レーザーによる爆縮コアプラズマ生成のみの場合。(c) シリコンプラズマと爆縮コアプラズマの同時生成の場合。この時のみ、シリコンからの X 線放射スペクトルが確認できた。

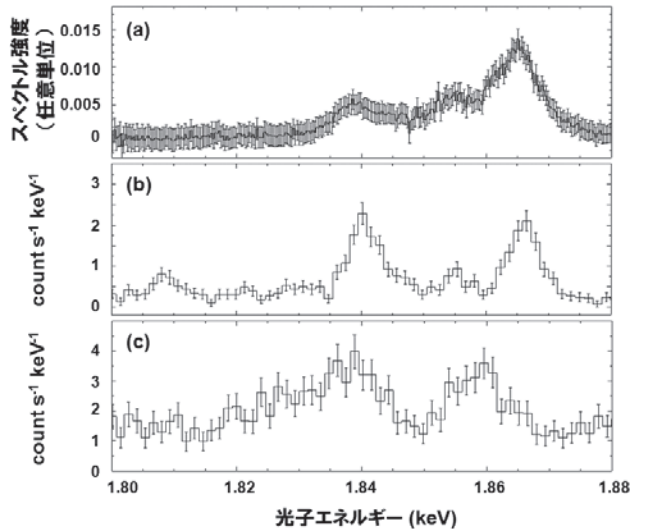


図8 (a) 実験室光電離プラズマからの X 線放射スペクトル、(b) 帆座 X-1 並びに (c) 白鳥座 X-3 の X 線スペクトルの比較を示す。

として、500 eV の放射温度、希釈因子、そして光電離前のシリコンプラズマの温度と密度 (図5 参照) を使用した。計算の結果、1.865 keV の共鳴線と、1.840 keV のスペクトル線の放射が再現できた。1.840 keV のスペクトル線は、複数のサテライト線から成っていることがわかった。これらの共鳴線とサテライト線は、図10のエネルギーダイアグラムで示した原子過程によって形成されている。リチウム様イオンの  $1s^2 2p$  状態からヘリウム様イオンの  $1s2p$  状態へ光電離し、 $1s2p \ ^1P_1$  状態が形成され、 $1s2p \ ^1P_1$  から  $1s^2 \ ^1S_0$  への自然崩壊過程により共鳴線が放射されている。この光電離

過程は、最内殻であるK殻 ( $1s$  状態) の電子が光電離するもので、L殻に比べて光電離過程の断面積が大きいため、より高い確率でK殻電子が光電離する。同様に、ベリリウム様イオンの  $1s^2 2s 2p$  状態や  $1s^2 2p^2$  状態からリチウム様イオンの  $1s 2s 2p$  状態や  $1s 2p^2$  状態へ光電離され、そこからの自然崩壊によりサテライト線が放射されている。しかし今回のモデルでは、1.853–4 keV のスペクトル線は再現できなかった。X線照射によりシリコンプラズマの電子温度は、28 eV から 50 eV まで加熱されることがわかった。ただし 50 eV でも光電離過程がプラズマ中で支配的でなければ、keV 相当の X 線の放射は起こらない。図 9 (b) や 9 (c) で示した天体光電離プラズマの X 線スペクトルでは、観測されている 3 本のスペクトル線のうち、1.865 keV がヘリウム様シリコンの共鳴線、1.853–4 keV が異重項間遷移線 ( $1s^2 \ ^1S_0 - 1s 2p \ ^3P_{1,2}$ ) そして、1.840 keV は禁制線 ( $1s^2 \ ^1S_0 - 1s 2s \ ^3S_1$ ) であると考えられている。今回の実験で得られた X 線スペクトルと天体の X 線スペクトルの構造は良く似ているが、発生機構は大きく異なっている。

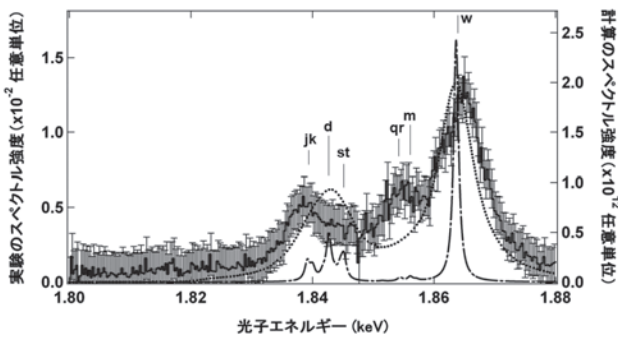


図 9 実験室光電離プラズマの X 線放射スペクトル(実線)と、モデル計算(点線と一点鎖線)の比較。点線のモデル計算は、モデル計算(一点鎖線)に、スペクトル分解能 7 eV が畳み込まれたものである。記号は、文献[23]の定義に従っている。

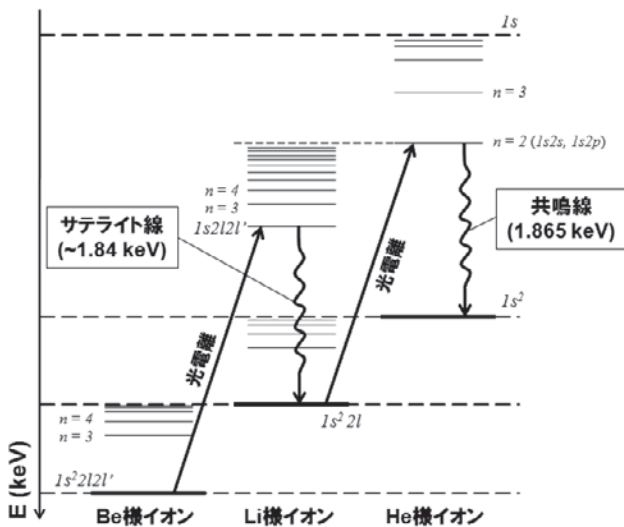


図10 実験での共鳴線とサテライト線の発生に関わるエネルギー準位ダイアグラム。

### 5. まとめ

レーザー爆縮コアプラズマからの放射温度 500 eV の黒体放射 X 線を用いることにより、天体光電離プラズマの地上生成実験を試み、光電離シリコンプラズマからの X 線放射スペクトル線の観測を果たした。観測されたスペクトルは、主として 3 本のスペクトル線から構成され、時間発展型衝突放射モデルにより再現することができたが、1.84 keV 近傍の放射スペクトル線に対して、実験室プラズマと天体観測から得た解釈とでは大きな隔たりがあることがわかった。これまで天体光電離プラズマでは内殻光電離という原子過程とそれにより発生するサテライト線の影響は考えられなかった。本実験で初めて、これらの可能性を示した。

今後、天体プラズマで禁制線としているスペクトル線の中に、本研究で示したサテライト線成分がどの程度含まれているのか見積もるため、内殻光電離過程を含む理論モデルで天体の X 線スペクトル解析を行う必要がある。また天体プラズマでは背景電子の温度を反映した放射再結合連続線が観測されることから、模擬実験としても再結合連続線の計測を行うべく、高感度新型 X 線分光器を現在開発している。また同様の実験を鉄イオンで行うべく、ローレンスリバモア研究所の NIF (National Ignition Facility) を用いた実験を計画中である。本研究の実験が示すように、高出力レーザーにより生成されたプラズマを用いた天体プラズマの模擬は、天体構造や加熱機構における未解決の課題にスポットライトを当て直し、高精度化する手段として有効であり、レーザー宇宙物理の開拓を進める原動力となるものである。

シリコンでは禁制線とサテライト線が大体同じエネルギー値で現れ分離が困難であるが、鉄ではサテライト線は禁制線と比較的分離して観測できることから、「すぎく」に続く次期 X 線天体観測衛星 (ASTRO-H) による天体光電離プラズマの観測で、サテライト線の有無が実証されると期待する。

### 謝 辞

本実験を遂行するにあたり、大阪大学レーザーエネルギー研究センターの激光12号レーザーの運転およびターゲット製作、プラズマ計測の技術支援を受けたことに深く感謝します。天体光電離プラズマに関する議論にご助力・ご助言いただいた、首都大学東京東京都立大学・政井那昭、宇宙航空研究開発機構・堂谷忠靖、立教大学理学部・北本俊二、各氏に感謝します。また、本研究は科学研究補助金・若手 A (課題番号: No.21684034) の助成を受けたものである。

### 参考文献

- [1] C.B. Tarter, W.H. Tucker and E.E. Salpeter, *Astrophys. J.* **156**, 943 (1969).
- [2] D.E. Osterbrock, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei* (University Science Books, 1989).
- [3] D.A. Liedahl, *X-ray Spectroscopy in Astrophysics* 189

- (Springer-Verlag, 1999).
- [ 4 ] D.R. Ballantyne, R.R. Ross and A.C. Fabian, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **336**, 867 (2002).
- [ 5 ] T.R. Kallman, D. Liedahl, A. Osterheld, Goldstein, W. and S. Kahn, *Astrophys. J.* **465**, 994 (1996).
- [ 6 ] G.J. Ferland *et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **110**, 761 (1998).
- [ 7 ] S.J. Rose, *J. Phys. B* **31**, 2129 (1998).
- [ 8 ] H.K. Chung, M.H. Chen, W.L. Morgan, Y. Ralchenko and R.W. Lee, *High Energy Density Phys.* **1**, 3-12 (2005).
- [ 9 ] S.J. Rose *et al.*, *J. Phys. B* **37**, L337 (2004).
- [10] F. Wang *et al.*, *Phys. Plasmas* **15**, 073108 (2008).
- [11] I.M. Hall *et al.*, *Ap&SS* **322**, 117 (2009).
- [12] F. Paerels *et al.*, *Astrophys. J.* **533**, L135 (2000).
- [13] D.A. Liedahl and F. Paerels, *Astrophys. J.* **468**, L33 (1996).
- [14] N.S. Schulz, C.R. Canizares, J.C. Lee and M. Sako, *Astrophys. J.* **564**, L21 (2002).
- [15] G. Goldstein, D.P. Huenemoerder and D. Blank, *Astron. J.* **127**, 2310 (2004).
- [16] S. Watanabe *et al.*, *Astrophys. J.* **651**, 421 (2006).
- [17] S. Fujioka *et al.*, *Nature Physics* advanced online publication, 18 October 2009 (doi:10.1038/nphys1402).
- [18] C. Yamanaka *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-17**, 1639 (1981).
- [19] B.L. Henke, E.M. Gullikson and J.C. Davis, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **54**, 181 (1993).
- [20] T. Shirai, J. Sugar, A. Musgrove and W.L. Wiese, *J. Phys. Chem. Ref. Data, Monograph* **8** (2000). (NIST online Atomic database; <http://www.physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/>).
- [21] M.E. Foord *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 055002 (2004).
- [22] F. Wang *et al.*, *Astrophys. J.* **706**, 592 (2009).
- [23] A. Bar-Shalom, J. Oreg and M. Klapisch, *Phys. Rev. E* **56**, R70 (1997).