

電子ビームイオントラップを用いた 多価イオンの分光測定

中村信行研究室 氏名：左古田 淳平

平成 24 年 3 月 5 日

1 背景・目的

多価イオンとは電氣的に中性の原子から電子の過不足が生じた「2 価以上の正又は負イオン」を指し、一般的には分子イオンや負イオンも含まれる。ある原子 A から q 個の電子を剥ぎ取れば q 価の陽イオンとなり、 A^{q+} と表記する。多価イオンは太陽コロナや核融合炉などの高温プラズマ中に存在し、発光を調べる事でプラズマ中の反応の素過程や密度、温度などの状態を知ることができる。現在、国際熱核融合実験炉「ITER」の建設が、2019 年頃の運転開始を目指し、日本を含む各国の協力により進められている。この ITER においてプラズマ中の不純物を排出する役割を持つダイバータやプラズマ対向壁の材料として、高融点、低スパッタリング率、低水素吸蔵などのメリットがあるタングステンが用いられることになっている。しかし、タングステンは原子番号が大きく高温の炉心でも完全電離とはならないため、プラズマに混入すると X 線を放出し、その放射冷却によりプラズマの温度を下げてしまうことが問題視されている。したがって、次世代の核融合実験を成功に導くためには、タングステンのプラズマへの流入量や流入経路を正確に診断し、制御する必

要がある。Kramida[1] らによりまとめられたタングステンデータ集によれば、3 価以上の価数を持つタングステン多価イオンについては過去に報告されている発光線が極めて不足している状況にあることが分かる。特に可視域の発光線については、ファイバーやレンズを使えるなど分光診断における利点が多いにもかかわらず、一例 [2] を除いて過去に報告例がないため、可視域におけるタングステン多価イオンからの発光線を探索・同定し基礎データを蓄積することが強く求められている。そこで本研究では電子ビームイオントラップ (Electron Beam Ion Trap :EBIT)[3] を用いて波長や寿命などの基礎データを蓄積し、国際熱核融合実験炉「ITER」での将来のプラズマ診断に貢献することを目的としている。特に、ダイバータ付近の比較的低温のプラズマで観測されるタングステン多価イオンの発光線 [4] を観測対象とし、低エネルギーで運転可能な小型 EBIT(CoBIT) を用いて実験を行った。

2 発光スペクトルの線幅

原子がエネルギー E_2 と E_1 の 2 状態間の遷移によって放出する光は、厳密には純粋な単

色光ではなく、共鳴振動数 $\nu_0 = (E_2 - E_1)/h$ (h :プランク定数) の近傍である広がりを持つ。広がり種々の原因のうち、最も基本的なものは不確定性原理による広がりであり、自然幅と呼ばれる。自然幅は励起状態に有限の寿命があることによって生じる。その幅は自然放出係数 (A 係数) によって決まる。自然幅によるスペクトル形状はローレンツ型の分布となる。自然幅以外にも励起原子が他の原子や電子との衝突によって脱励起されて生じる衝突広がりがある。プラズマ中でのスペクトルの広がり、発光原子が周囲の電子やイオンと相互作用することにより生じる。幅を表す指標として放射エネルギーの極大値の半分になる 2 点間の間隔がよく用いられる。これを半値全幅という。

運動している原子からのスペクトル線はその中心波長がそれぞれの運動方向と速度に依存するずれを示す。従って、マクスウェル速度分布を持った原子集団からのスペクトル線は、統計的な広がりを持つ。これはドップラー広がりと呼ばれ、ガウス型の分布を持つ。

また実際にスペクトルを測定する場合には測定系の装置に起因する線幅の寄与がある。これを装置幅または装置関数という。装置幅は様々な要因に起因するため、数学的な取扱いが難しいが、ガウス型関数として取り扱うことが多い。

2.1 スペクトルの電子エネルギー依存

本研究では過去に報告例のない発光線を観測するが、電子ビームエネルギー依存性を調べることで、その輝線を発するイオンの価数を同定することができる。例として図 1 に CoBIT で得られたラインスペクトルを示す。図の右肩には、 $W^{(17\sim 18)+}$ になるためのイオン化エ

ネルギーを記した。 W^{16+} のイオン化エネルギーが 387eV であることから、例えば電子エネルギーを 360eV から 400eV に上げた際に現れる輝線は W^{17+} のものと同定することができる。同様に 450eV で現れる輝線は W^{18+} のものである。このような同定法の有効性は過去の実験 [5] により確かめられている。一方、酸素や窒素などの残留ガスの軽元素イオンの発光は、励起エネルギーが数 eV と小さいのでこの程度の電子エネルギーでは急峻なエネルギー依存を示さない。それにより、残留ガスイオンの発光線を区別することが可能である。

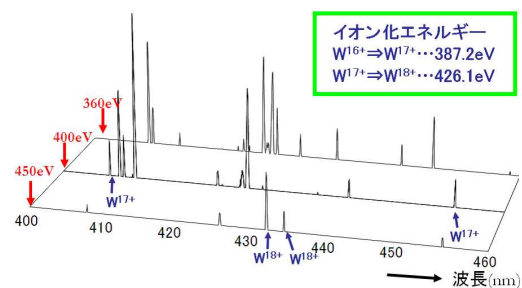


図 1 タングステン多価イオンの発光線の電子エネルギー依存性

3 小型電子ビームイオントラップ「CoBIT」

本研究では、イオン源として小型の電子ビームイオントラップ「CoBIT」を用いた。この多価イオン源は 10 価程度の鉄多価イオンの極端紫外域スペクトル観測を第一の目的として設計されたため、仕様は最大電子ビームエネルギー 1 keV、最大電子ビーム電流 10 mA、最大軸上磁場 0.2 T とされた。1 keV 程度でも鉄多価イオンなら 16 価まで生成可能である。その後、電源やケーブルをより耐圧の高いも

のへと交換し、現在は最大電子ビームエネルギー 2.5 keV、最大電子ビーム電流 20 mA が可能となっている。



図 2 小型電子ビームイオントラップ
「CoBIT」

可視分光測定するための実験装置の配置を図 3 に示す。

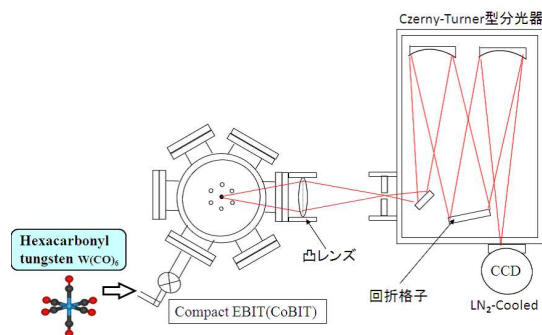


図 3 実験装置の配置図

CoBIT へのタングステンの導入方法は減圧化で容易に昇華するタングステンヘキサカルボニル $W(CO)_6$ を可変リーク弁を用いて導入した。分光器は、HR320(Jobin Yvon)を用いた。また、回折格子は目的に応じて、刻線数が 300[本/mm] と 1200[本/mm] の 2 種類を用いた。前者の低分散回折格子では広い波長範囲を一度に測定することで、波長や強度

に関して予備的な知見の少ないタングステン多価イオンのラインを探索した。後者の高分散回折格子では高分解能での測定を行うことで波長の決定を行った。

可視分光器の入射スリット幅を狭めると、波長分解能は高くなるが光量は少なくなる。また、分光器内のミラーや回折格子のミスアライメントなどにより、いくらスリットを狭めても分解能には限界が存在する。よって必要以上にスリット幅を狭めると、光量ばかり損失することになる。我々のグループでは過去に最適なスリット幅を決めるために、スリット幅を変化させながら He の 501.6 nm のラインの線幅の変化を調べた。[6](図 4)。この結果から、線幅はスリット幅が 40 μm までは一定に落ちるが、スリット幅が 40 μm より小さくなるとそれ以上は落ちずに、一定になることが分かった。この結果からスリット幅を 40 μm に固定し、実験を行う事にした。

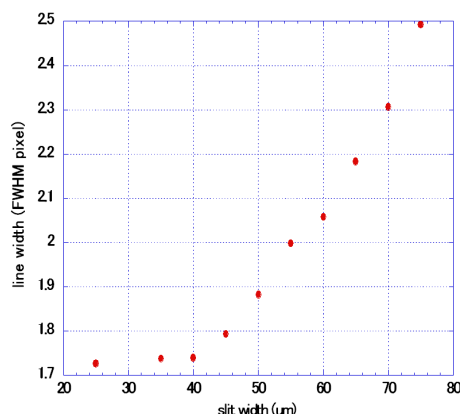


図 4 スリットの幅に対する He 501.6 [nm] スペクトルの線幅 [6]

4 実験

4.1 波長較正

本研究では、以下の方法により、観測したラインの波長を決定した。

(1) 標準ランプのスペクトル測定

He, Ar, Kr, Xe, Hg の標準ランプのうち、測定する波長領域に応じて、使用するランプを選んでいる。ここでは、波長範囲 470-530 nm 付近を対象とし、He, Ar の標準ランプを用いた例について示す。各々のランプによるラインのピーク位置を求めるために、正規分布関数をフィッティングした。フィッティングの結果よりこのラインの中心は 596.35 pixel だと分かった。また、ラインの強度及び他のラインとの間隔などの情報を NIST のデータベース [7] と比較することよりこのラインの波長は 501.5678 nm であると判断した。同様の作業を他のピーク、他のランプについて行いピクセル値と波長の関係を図 6 にまとめた。これを多項式にフィッティングすることで、ピクセル値から波長への変換式を求めた。(図 6)

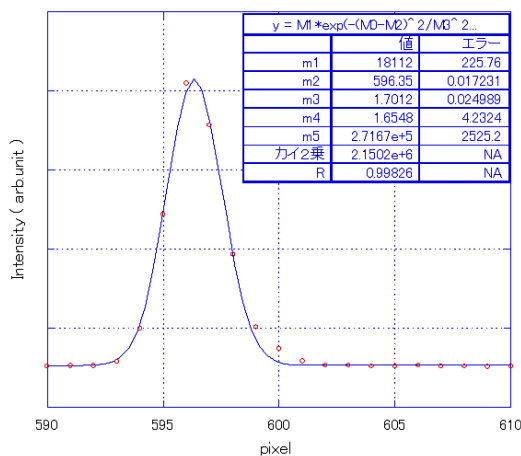


図5 He 501.57 nm のラインのガウシアンフィッティングした例とパラメータ

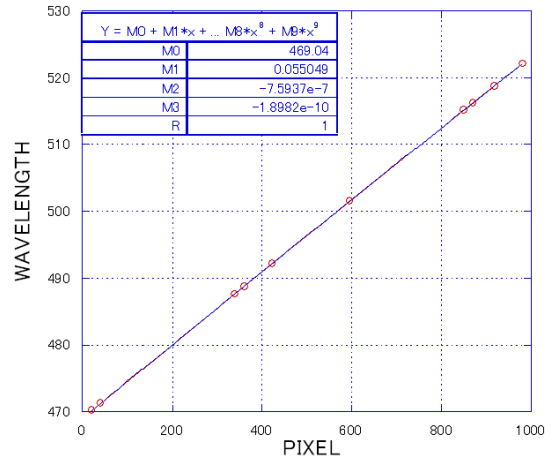


図6 CCD のピクセル位置と波長の関係

(2) 波長較正の精度を標準ランプのライン自身により確認

図 6 から得られた式よりピクセル値を波長に変換した値 λ_1 と対応する波長の文献値 λ_2 を比較し、その差 $\Delta\lambda = |\lambda_1 - \lambda_2|$ の値を図 7 に示す。図より、大きく見積もっても 0.02 nm 以下のずれとなった。

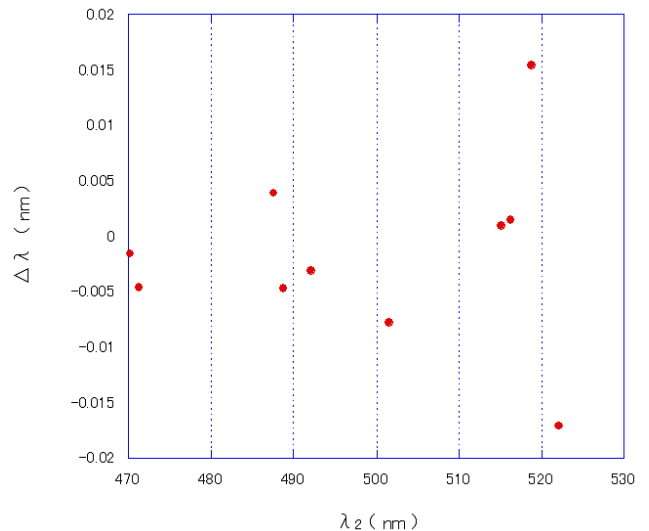


図7 波長較正後の実際の波長と文献値との差

(3) 実験前後でラインの位置にずれがないことを確認

微弱な可視光を観測するためには一定時間の露光が必要となるため、測定中にポンプの振動などで分光器が僅かに動く事や、測定回路にドリフトなどが生じることにより波長の値がずれることが考えられる。従って、標準ランプの測定を本測定の前後に行う事で、そのようなずれが十分に小さいことの確認を行った。その一例を以下に示す。図8、図9から実験前後のピクセルのずれは 0.32 pixel であった。このずれは 0.019 nm に相当する。

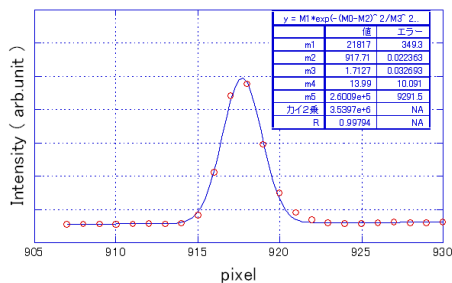


図8 測定前の Ar のライン

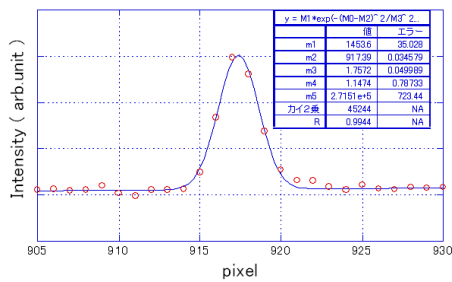


図9 測定後の Ar のライン

5 タングステン多価イオンの可視分光測定

5.1 結果及び考察

タングステン多価イオンの未同定発光線の探索を目的として、高分散回折格子を用いて得られた結果の一部を図10-12に示す。本研究

では文献[6]で報告されている波長領域よりも長波長側の領域を対象に測定を行った。図中、左肩に示したものはスペクトルを得た際の電子ビームエネルギーと、そのエネルギーで生成されるタングステンイオンの最高価数である。ここで、矢印で示されたそれぞれの発光線について波長を求めた結果を表にまとめた。しかしながら、前述の波長較正法を全ての測定において施しているわけではないので、これらの値は参考値として表1に掲載した。

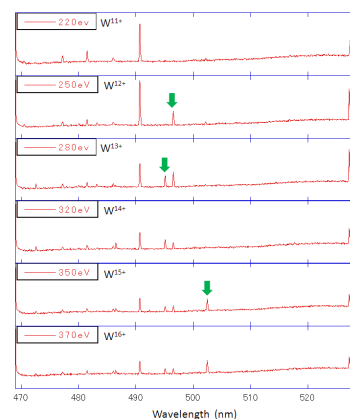


図10 タングステン多価イオンの電子ビームエネルギー依存スペクトル (全刻線数 1200 [本/mm])

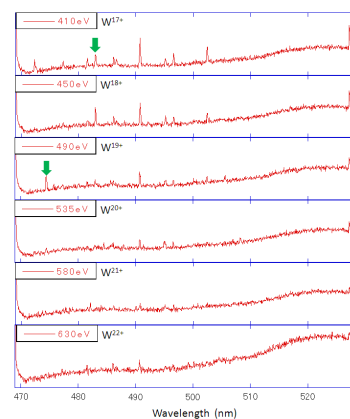


図11 タングステン多価イオンの電子ビームエネルギー依存スペクトル (全刻線数 1200 [本/mm])

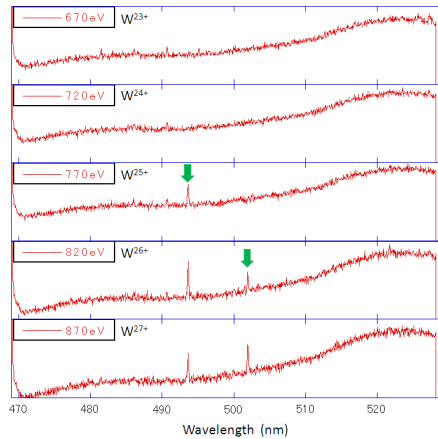


図 12 タングステン多価イオンの電子ビームエネルギー依存スペクトル (全刻線数 1200 [本/mm])

表 1 観測されたタングステン多価イオンの波長 (参考値)

タングステン多価イオンの波長	
価数	波長 [nm]
WXII	535.91
WXIII	496.54
WXIV	495.15, 546.20, 549.94
WXV	548.20, 557.96
WXVI	502.45
WXVIII	482.97
WXX	474.44
WXXVI	493.61
WXXVII	501.99

6 まとめと今後の展望

本研究では ITER での将来のプラズマ診断に貢献するためにタングステン多価イオンの分光測定を行った。今回の W の分光測定により、470 ~ 560 nm の波長領域において、過去に報告例のない低価数の W 多価イオンからの未同定の発光線 12 本の存在を確認し、それぞ

れ発光するイオンの価数と波長を決定することができた。

波長測定については、追試を行うとともに、誤差の評価について引き続き検討する必要がある。可視領域のより長波長側など今回結果を掲載していない部分についても今後実験を行う予定である。さらに今後は可視領域以外にもタングステン多価イオンからの極端紫外領域の発光線も観測予定である。

参考文献

- [1] A. E.Kramida,T.Shirai :Atomic Data and Nuclear Data Tables 95(2009)305-474
- [2] H.Watanabe et al:Phys.Rev.A 63, 042513(2001)
- [3] 中村・大谷、日本物理学会誌 52 (1997) pp.919-923
- [4] C.H.Skinner,Can. J. Phys. Vol. 86(2008)
- [5] Nakamura N, Kikuchi H, Sakaue H A and Watanabe T 2008 Rev.Sci.Instrum. 79 063104
- [6] 小松氏修士論文 電気通信大学
- [7] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/>