

研究最前線 高温プラズマにおける高Z多価イオンの分光と原子構造

4. LHD におけるタングステンスペクトルの研究

4. Study of Tungsten Spectra in LHD

森田 繁, 坂上 裕之, 董 春鳳, 後藤 基志, 大石 鉄太郎

MORITA Shigeru, SAKAUE Hiroyuki, DONG Chunfeng, GOTO Motoshi and OISHI Tetsutarou

核融合科学研究所

(原稿受付: 2013年2月28日)

高温プラズマ中でのタングステン診断を目的として大型ヘリカル装置 (LHD) とコンパクト EBIT (CoBIT) 装置を用いたタングステンスペクトルの研究を開始した. LHD プラズマ中で多価に電離したタングステニオンは主に極端紫外 (EUV) 域で観測され, UTA (Unresolved Transition Array) と呼ばれる複雑な形状をしたスペクトル列を形成する. CoBIT で得られた価数が既知のタングステンスペクトルを用いて LHD プラズマからのこれら UTA 構造を解析する. また, スペクトル構造が非常に単純な Zn 様タングステニオン (W^{44+}) を用いてタングステンの定量的な不純物解析を試みる. 最後に, タングステン多価イオンから放射される磁気双極子禁制線を用いた高エネルギーイオンやアルファ粒子計測への応用可能性について議論する.

Keywords:

tungsten, LHD, CoBIT, magnetic dipole forbidden transition

4.1 はじめに

これまでプラズマ対向材料として使用されてきた炭素材にかえて ITER 装置ダイバータ部へのタングステン複合材料の採用をきっかけとして, トカマク装置では高温プラズマ中でのタングステニオンの振る舞いに関する研究が注目され[1-3], これと併せて診断応用を目的としたタングステンスペクトルの分光計測も活発になってきた[4-6]. プラズマ対向材料として使用されてきた炭素や鉄には核融合プラズマ中存在する一般的な不純物として長い研究の歴史があり, 過去30年ほどの間に多くの実験的研究がなされてきた. それら不純物のスペクトル線構造は詳細に調べられ, スペクトル強度も精度よく求めることができたようになった[7]. また, 原子番号が相対的に小さいこともあり理論的な研究も精度が上がり, 不純物輸送を中心としたプラズマ診断も大きく進歩した. これら不純物スペクトルに関する理解やモデリングの進歩には宇宙プラズマ分野からの貢献度も非常に大きい.

一方タングステンの原子番号は74と非常に大きく通常核融合プラズマでは用いられることがなかったため, そのスペクトル構造やスペクトル強度はほとんど研究されてこなかった. 現在, プラズマ診断に活用されているタングステンスペクトルは可視域に存在する中性タングステン原子 ($W I: 4009 \text{ \AA}$) のみであり, 高温プラズマでのプラズマ-壁相互作用の研究によく用いられている[8]. しかしながら, 核融合プラズマの周辺からコア部に至るタングステニオンの輸送に関する研究には多数のタングステニオンに関するスペクトル知見が必要とされるが, 残念ながら現在の

ところまったくといってよいほどその定量的な研究は進んでいない. LHDではこれらの事情を研究の背景としてタングステンスペクトルに関する分光研究を始めることになった. ご存知のように LHD はプラズマ閉じ込めにプラズマ電流を必要としないので温度や密度分布に関する自由度が大きく, タングステンのような高Z不純物研究にはその許容不純物量という点で非常に適している. 端的に言えば明るい不純物多価イオン光源を容易に実現することができる.

タングステンの各価数に対する電離エネルギー (E_i) を図1に示す[9]. LHD (NBI 放電) および ITER での $T_e = E_i$ とした時の大雑把なパラメータ領域も同時に示す. 図から

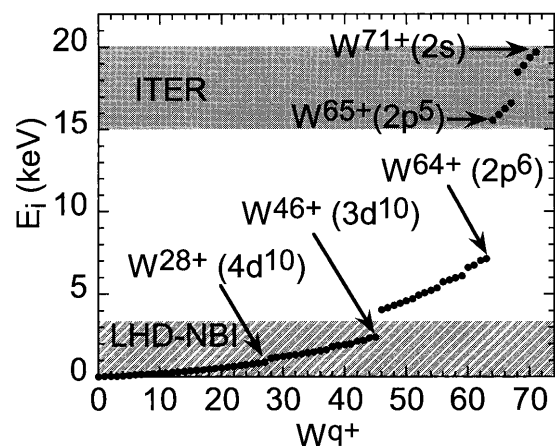


図1 タングステニオンの各価数に対する電離エネルギー. 陰影で示した範囲は ITER および LHD (NBI 加熱放電) での $T_e = E_i$ を仮定したパラメータ領域を示す.

明らかなように LHD の NBI 加熱放電で実現される最も高い価数は Ni 様 W^{46+} イオンあたりになることがわかる。ITER の中心温度は非常に高くタングステニオンは束縛軌道にほとんど電子を持たない多価イオンとなる。すなわち ITER のコアプラズマに存在するタングステニオンの電子配置は単純になり、放射されるスペクトルも同様に簡単になる。しかしながら、ITER の周辺プラズマではタングステニオンは未だ多くの束縛電子を有しており、複雑な原子構造をしている。LHD で得られるタングステンスペクトルに関する知見は ITER の周辺プラズマ診断に役立つものと期待される。同時に核融合科学研究所 (NIFS) で稼動している原子衝突装置 CoBIT (Compact Electron Beam Ion Trap) でもタングステン分光が精力的に行われており、その一端を紹介する。原子衝突装置ではタングステニオンを選択的に生成することが可能なため、タングステンスペクトルの同定を非常に精度よく行えるので、それら CoBIT で得られた EUV スペクトルは LHD のタングステンスペクトルを解析する上で非常に大きな役割を担っている。

4.2 LHD および CoBIT からのタングステンスペクトル

タングステンスペクトルを観測するために微小タングステン粒を挿入した円筒形炭素ペレット ($1.2\text{ mm}^{\phi} \times 1.2\text{ mm}^L$: 以下タングステンペレットと呼ぶ) を LHD の NBI 放電に入射している [10]。EUV 分光器 [11, 12] を用いて得られたタングステンからの典型的なスペクトルを LHD の中心電子温度別に図 2 および 3 に示す。図 2 は 10-45 Å, 図 3 は 45-70 Å 領域で観測したスペクトルである。CCD の単位フレームあたりの露光時間は 5 ms であり、図はそれを数フレーム足し合わせている。図中で確認できる多くのタングステンスペクトルはすでにこれまでに同定されている [13]。図にはタングステンペレット入射前のスペクトルを比較のために示してある (図 2 (a) および 図 3 (a))。タングステン入射前のスペクトルは非常に簡単で大半が He 様および H 様炭素および酸素イオンに起因している。例外として Li 様アルミニウムイオンからのスペクトルが 48.3 Å にみられるが、直前の放電で Al ペレットを入射した名残りである。タングステンペレット入射前と後でスペクトル強度のカウント数が大きく異なっていることに注意いただきたい。

タングステンのような高 Z イオンでは UTA (Unresolved Transition Array) と呼ばれる単一のスペクトル線に分解されることができない擬似連続光的なスペクトル列が観測される。図 2 の 10-45 Å 領域では

- (1) 6g-4f (20-40 Å) および 5g-4f (20-45 Å) 遷移
($4s^2 4p^6 4d^{10} 4f^n$ 電子配位: $W^{19+} - W^{27+}$)
- (2) 5f-4d (18-30 Å) および 5p-4d (20-45 Å) 遷移
($4s^2 4p^6 4d^n$ 電子配位: $W^{27+} - W^{43+}$)

を有する UTA が支配的になる。中心電子温度と共にその形が大きく変化することがわかる。タングステニオンのプラズマ中での価数分布やその径方向分布が電子温度によ

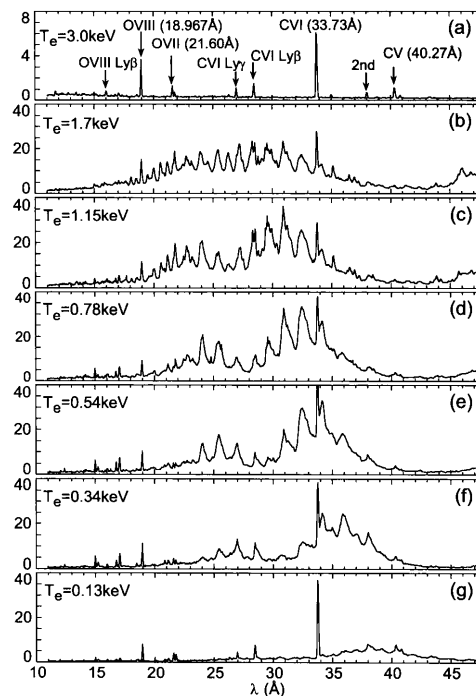


図 2 LHD で観測される 10-45 Å 領域タングステニオン EUV スペクトル。スペクトルは 6g-4f, 5g-4f, 5f-4d および 5p-4d 遷移の重ね合わせになっている。タングステンペレット入射後に観測したスペクトルを中心電子温度のパラメータとして温度順に ((b) から (g) まで) 示してある。図 (a) はタングステンペレット入射前の参照スペクトルを示す。

り大きく変化するが、電子配位が同じであれば (4f もしくは 4d 軌道に存在する電子数のみが異なる) たとえ価数が異なっても似たような波長領域にスペクトルが放射されるため、図に示すような変化が観測される。UTA は電子温度が低くなるにつれて長波長側へ移動する。すなわちタングステニオンの価数が低くなるに従い (4f もしくは 4d 軌道にある電子数が多くなるに従い)、放出されるスペクトル線の波長は長くなる。しかしながら、図をみて明らかなように個々のスペクトル線を同定することは不可能であり、これが UTA と呼ばれる所以である。図 2 と同様に図 3 の 45-70 Å 領域では

- (1) 4f-4d (45-65 Å) 遷移 ($4s^2 4p^6 4d^n 4f^n$ 電子配位)
- (2) 4d-4p (60-70 Å) 遷移 ($4s^2 4p^6 4d^n$ 電子配位)

を有する UTA が支配的となる。この波長領域では外見上のスペクトルの変化は図 2 ほど大きくはないが、0.4 keV 以下のスペクトルでは線スペクトルが完全に消失し、ほぼ完全な擬似連続光となるのが特徴的である。これらの結果から上に述べた電子配位を有するタングステニオンの分光診断は非常に困難であることが容易に理解できる。

LHD で得られたタングステニオンの UTA スペクトルを単独で理解するのは難しいので、CoBIT [14] で観測されたスペクトルを参照する。CoBIT から得られた EUV スペクトルを図 4 (a) および (b) に示す。図 4 (a) および (b) はそれぞれ 950 eV および 1370 eV のビームエネルギーのところで観測した結果である。得られたスペクトルを HULLAC

コード[15]を用い単一の電子エネルギーを仮定して解析した。結果を図中に陰影表示として示す。CoBITで観測したスペクトルは6g-4f, 5g-4f, 5f-4dおよび5p-4dという4つの遷移過程を考慮することによっておおよそ理解することが

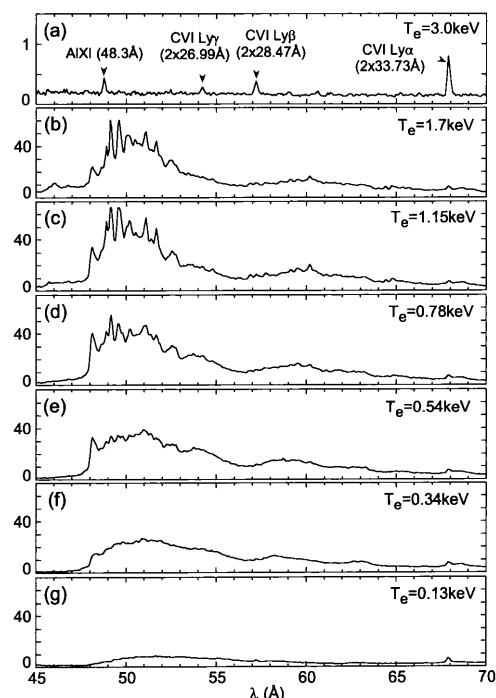


図3 LHDで観測される45-70Å領域タングステニオンEUVスペクトル。スペクトルは4f-4dおよび4d-4p遷移の重ね合わせになっている。タングステンペレット入射後に観測したスペクトルを中心電子温度のパラメータとして温度順に(b)から(g)まで示してある。図(a)はタングステンペレット入射前の参照スペクトルを示す。

できる。この4つの遷移スペクトルの重ね合わせをLHDで観測したスペクトルと比較した結果、図4(c)を得る。LHDで観測しているスペクトルは空間分布を有するプラズマの線積分値なので、スペクトルには異なった温度領域から放射された多くの異なった価数イオンからの線スペクトルが混在している。しかしながら、このようにCoBITでのスペクトル解析結果をLHDスペクトルに利用することで、LHDのタングステンUTAスペクトルの構造が良く理解できるようになる。高Z不純物からの複雑なスペクトルを解析するためにはCoBITやEBITで得られた知見が非常に有用となる。

4.3 Zn様タングステン(W^{44+})を用いた定量的解析

Zn様(W^{44+})およびCu様(W^{45+})タングステニオンは下記の示すように非常に単純な電子配置を有している。

- (1) Zn様(W^{44+}): $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2$
- (2) Cu様(W^{45+}): $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s$

すなわち主量子数 $n=3$ までの軌道は埋まっているので、スペクトルは

- (1) Zn様(W^{44+}): $4s^2 1S_0 - 4s4p^1 P_1$ (60.930 Å)
- (2) Cu様(W^{45+}): $4s^2 S_{1/2} - 4p^2 P_{3/2}$ (62.336 Å),
 $4s^2 S_{1/2} - 4p^2 P_{1/2}$ (126.998 Å)

のように実質上、Zn様イオンはBe様イオンと、Cu様イオンはLi様イオンと同等となる。波長は文献[9]を参照した。これらのイオンから放射されるスペクトルの数は非常に限定され、先に述べたUTAのような形態をとらず、それぞれ孤立したスペクトル線となる。もしそのスペクトルの

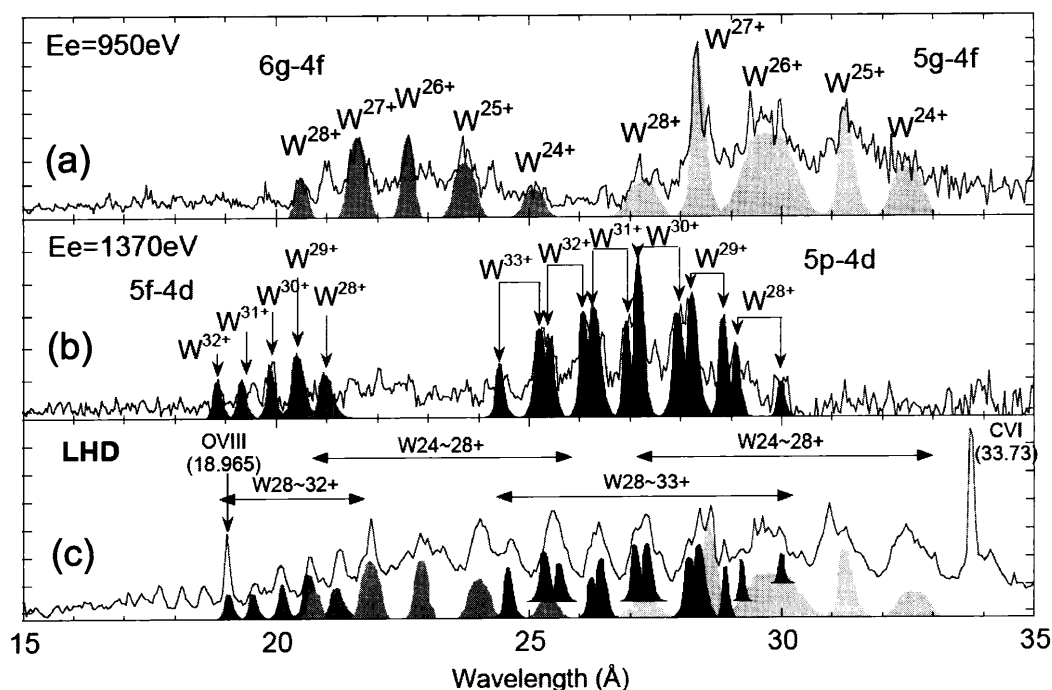


図4 電子ビームイオントラップ装置・CoBITから得られたタングステンスペクトル(実線:図(a)ビームエネルギー950 eV, 図(b)1370 eV)とHULLACコードを用いて解析した6g-4f, 5g-4f, 5f-4dおよび5p-4d遷移スペクトル構造(陰影表示)。図(c)はLHDで得られたスペクトル(実線)とCoBITデータを基にしてHULLACコードで解析したスペクトル構造(陰影表示)の比較。

波長位置に他のタングステンイオンスpekトルが混在していなければタングステンイオンのプラズマ診断が可能となる。

実験では Zn 様タングステンイオンの方がより低い電子温度で観測できるので、それに的を絞って計測を開始した。結果を電子温度のパラメータとして図5に示す。電子温度が 2.3 keV 以上になると 61 Å 付近にスペクトル線が現れ、3 keV を越すとその強度が極端に弱くなることがわかる。おおよそ $2.3 \leq T_e \leq 3.2$ keV の領域で観測することができ、Zn 様タングステンイオンからの線スペクトルと推測できる。高電子温度領域では Zn 様タングステンイオンの空間位置がプラズマ外側へ移動するのでスペクトル強度は弱くなる。しかし図からは 60.9 Å の Zn 様タングステンスペクトルの長波長側に他のスペクトルが混在している様子が伺える。61 Å 付近のスペクトル構造の詳細を図5(f)に示す[16]。60.9 Å の Zn 様タングステンの長波長側に Ge 様 (W^{42+}) および Ga 様 (W^{43+}) イオンからのスペクトルが近接して存在していることがわかる。

一方、Zn 様タングステンの波長位置である 60.9 Å 付近には他の Zn 様タングステンイオンスpekトルが禁制線として存在する。また、同時に同様の波長位置に Cu 様 (W^{45+}) タングステンも許容線として存在する。これを確認するため HULLAC コードで解析した。結果の一例を図6に示す。図6(a)は Zn 様許容線 (60.6 Å) および磁気双極子禁制線 (62.0 Å) を、図(b)は Cu 様許容線 (62.1 Å) を示す。波長は HULLAC コードで計算したものをそのまま示してある。実験で得られた Zn 様許容線の波長は 60.9 Å であり、

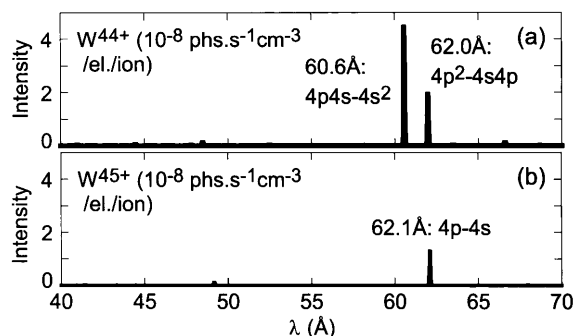


図6 61 Å 付近の(a) Zn 様 (W^{44+}) および(b) Cu 様 (W^{45+}) タングステンスpekトルの配置間相互作用を考慮した HULLAC コード計算。

HULLAC の計算値とは異なっている。同様に Cu 様許容線も実験値は 62.3 Å となっている。Zn 様禁制線の強度計算には $4s^2\ ^1S_0$ および $4p^2\ ^1S_0$ 間の配置間相互作用が含まれている。もしそれを含めなければ禁制遷移なので強度はほとんど無視できるほど小さくなる。図5に示したスペクトル線強度の温度依存性をみると、 $T_e = 2.35$ keV の時には Zn 様許容線 (60.9 Å) は確認できるが 62.3 Å に位置するスペクトルは見当たらない。 $T_e = 2.7$ keV になって初めて 62.3 Å にスペクトル線を確認できる。よって 62.3 Å に放射されるスペクトルは Cu 様であることがわかる。したがってこのスペクトルを用いても以下の解析が可能になると思われる。

価数 q^+ にある不純物密度を n_q とすると円筒座標での連続の式は以下で示される。

$$\frac{\partial n_q}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_q) - (\alpha_q + \beta_q) n_e n_q + \beta_{q+1} n_e n_{q+1} + \alpha_{q-1} n_e n_{q-1}. \quad (1)$$

ここで、 α および β はそれぞれ電離および再結合係数を表す。用いた不純物輸送コードには速度係数として ADPAK 原子物理コード[17, 18]を用いている。径方向の不純物イオン束 Γ_q は拡散対流モデル (diffusive/convective model) を用いると

$$\Gamma_q = -D \frac{\partial n_q}{\partial r} + n_q V, \quad (2)$$

で表すことができる。ここで D および V はそれぞれ拡散係数および対流速度と呼ばれる。これらの式をもとにしてタングステンイオンの径方向分布を計算する。拡散係数や対流速度については不純物ペレットを用いてその値を既に計測しており ($D = 0.2$ m²/s および $V = -1$ m/s)、今回はそれら既知の値を使用した[19, 20]。実際には高Zイオンは価数間の電離エネルギー差が比較的小さく、またプラズマ中心でも不純物イオンは完全電離状態には程遠いので、特に不純物の中心集中等がなければ不純物の径方向分布は輸送係数の大きな関数とはならず、主に電子温度分布に依存する。結果として高Z不純物イオンのプラズマ中での価数分布は電離および再結合係数に大きく依存することになる。

Zn 様タングステンイオンについて計算した結果の一例を図7に示す。中心密度を 4×10^{13} cm⁻³、中心電子温度を

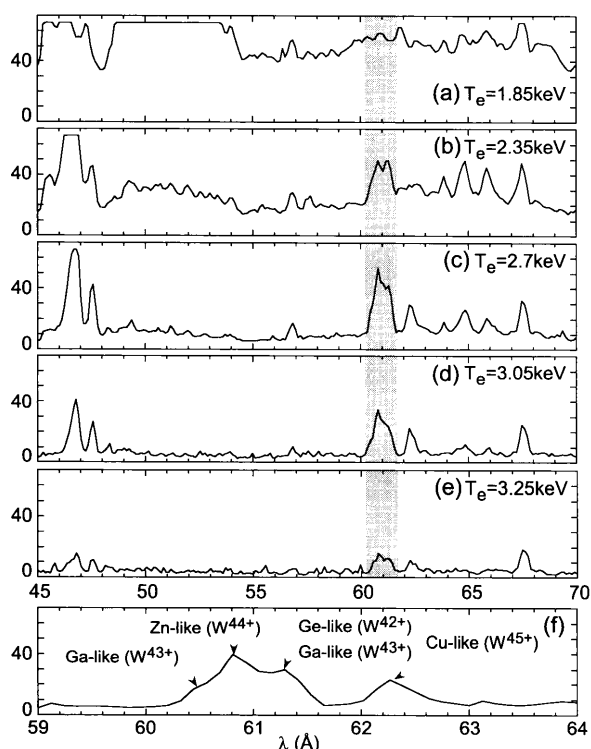


図5 異なった中心電子温度における Zn 様タングステンイオン (W^{44+} : 60.9 Å) からの EUV スペクトル ((a): 1.85 keV, (b): 2.35 keV, (c): 2.70 keV, (d): 3.05 keV, (e): 3.25 keV) の比較。図(f)は Zn 様 (61 Å) 付近のタングステンスpekトルの詳細を示す。

4.6 keV, タングステン量を電子密度の0.01%と仮定し計算した。図7(a)は W^{44+} 密度分布の拡散係数依存性を示すが、LHDの通常放電における拡散係数の範囲内($0.1 \leq D \leq 0.2 \text{ m}^2/\text{s}$)では分布がほとんど変化しない。また図7(b)に示す対流速度についても同様に $V \leq -2 \text{ m/s}$ の範囲であまり変化しないが、LHDでは不純物の原子番号が増大するほどより大きな対流速度依存性が観測されており、その空間分布も含めて今後の研究課題となる。図7(c)は W^{44+} 密度分布の電子温度依存性を示すが、温度によって密度分布は当然大きく変化する。

Zn様タングステニオンに関する速度励起係数を調べるために、タングステンペレット入射後の温度回復時間帯を利用して電子温度とZn様タングステンスpektral強度の関係を解析した。図8(a)および(b)はそれぞれタングステンペレット入射後の電子密度および電子温度時間変化を示す。ペレットを $t=3.85 \text{ s}$ に入射している。タングステンペレットの密度上昇はほぼその主材料である炭素で決まっており、 $1.2 \text{ mm}^{\phi} \times 1.2 \text{ mm}^L$ サイズのペレットの場合、すべてがプラズマ中に閉じ込められるとおおよそ $\Delta n_e = 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ の電子密度上昇を得る。図からほぼ60%程度のペレット粒子が密度上昇に寄与していることがわかる。入射した炭素およびタングステニオンが減少し始める、ペレット入射後0.5秒あたりより電子温度が回復し始める。そこで陰影部分で示した $t=4.4-4.8 \text{ s}$ の時間帯を利用して電子温度

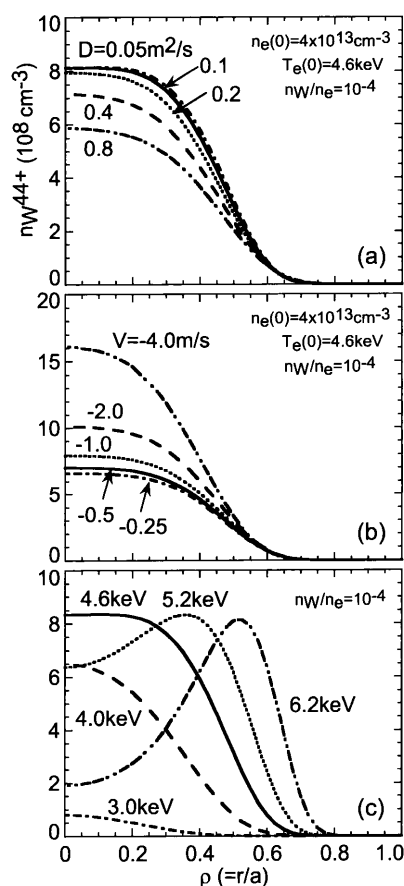


図7 W^{44+} タングステニオンの径方向分布の計算値。図(a)は拡散係数、図(b)は内向き対流速度および図(c)は中心電子温度の関数として計算。

とZn様タングステンスpektral強度の関係を図8(c)に示す。ここで得られた実験値(黒丸)と図7に示した計算値(実線)とは電子温度依存性が大きく異なっていることがわかる。実験値は $T_e=2.8 \text{ keV}$ でZn様タングステン強度が最大値を示すのに対し計算値は $T_e=4.5 \text{ keV}$ で最大値を示す。計算では W^{44+} までの電離を実現するためにより高い電子温度を必要としている。原因はタングステニオンの分布を不純物コードで計算する際の電離および再結合速度係数の不確かさによる。ADPAKコードにおける高Z原子に対する速度係数の誤差はASDEXでの実験[5]でも確かめられており、LHDでの結果はASDEXと同様の傾向を示している。電離係数は一般的に大きな誤差を含んでいないとされており、計算値と実験値の相違は再結合係数の誤算に起因し、 W^{44+} の場合、ADPAKコードの再結合係数が実際よりも過大評価されている。再結合係数の誤差はタングステンの各価数で異なり、過大評価と過小評価が混在している模様である。現状では図8(c)にみられるように速度係数の誤差は非常に大きく、この基本的な問題を解決しない限り核融合プラズマでのタングステンに対する不純物輸送を研究することは不可能である。早急により正しい速度係数をすべてのタングステニオン価数(正確にはプラズマ中心に存在するタングステニオンより低い価数)において求めることが強く要請されている。

LHDではZn様タングステン(4p-4s遷移: 60.9 Å)の径方向分布は空間分解EUV分光器を用いて観測している[21]。分光器の絶対感度はLHDの比較的高密度放電から放射される可視およびEUV領域の制動放射連続光分布を比較することにより精度よく求められている[22]。観測し

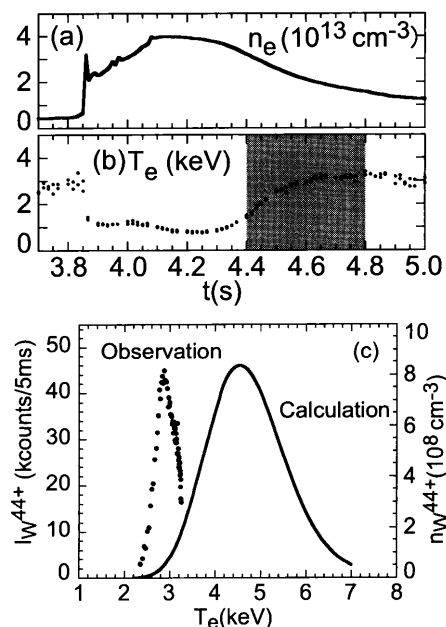


図8 タングステンペレット入射($t=3.85 \text{ s}$)後の電子密度(図(a))および電子温度(図(b))の時間変化。図(c)はZn様(W^{44+})タングステンスpektral強度(60.9 Å)強度を電子温度に対して作図したもので(黒丸)、図(b)の陰影部分($t=4.4-4.8 \text{ s}$)の電子温度回復時を利用している。同時に不純物輸送コードを用いて得られた W^{44+} イオン密度の電子温度依存性も示す(実線)。

たZn様タングステンスペクトル強度分布の一例を図9(a)に示す。単位フレームあたり130 msのCCD検出器露光時間で十分な強度を有したスペクトル分布観測が可能となる。強度分布はプラズマ中心にピークした形状を有し、Zn様タングステンイオン(W^{44+})がプラズマ中心部に局在していることを示す。不純物輸送コードとの比較のために強度分布はアーベル変換の手法を用いて磁気面関数として局所発光強度分布に再構成した。結果を図9(c)の実線で示す。解析した局所発光強度分布は $\rho = 0.7$ 付近に新たなピークを示し、計測したZn様スペクトルに低価数のタングステンスペクトルが混在している可能性を示唆している。しかし、現状では確かな原因は不明であり、解明には更なる実験研究を必要とする。

次に不純物輸送コードを用いてZn様タングステンスペクトル強度分布を計算する。計算に必要なZn様タングステン4p-4s遷移の放射強度係数にはHULLACコードを用いた。結果を図9(b)に示す。計算ではタングステン密度を電子密度の0.01%と仮定している。電子温度が上昇するに従いプラズマ中心に局在したZn様タングステンの局所発光強度が増大し、 $T_e = 4.6$ keV付近で最大値を取る。その後は分布がホローになりZn様タングステンはプラズマ中心に存在しなくなる。そこでここでは $T_e = 4.6$ keVでの計算値を実験値との比較検討に用いる。図9(c)に示した計算値と実験値の比較からZn様タングステンのプラズマ中で

のイオン密度は電子密度の0.014%と推測できる。すなわち $n_e = 4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ の電子密度に対してZn様タングステンイオン密度、 $n(W^{44+})$ は $5.6 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ となる。これをもとにプラズマ中に混入したタングステンイオン全量を求めると $3.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ($n_W/n_e = 8.8 \times 10^{-4}$)と見積もることができる。平均イオンモデル[18, 23]を用いてタングステンイオンからの全放射量 P_{rad} (W)を求めると、おおよそ $P_{\text{rad}}(W) = 4 \text{ MW}$ となる。実験では放射損失はタングステンペレット入射後3-4 MWという値が得られており、Zn様タングステンスペクトル線強度分布から求めた放射損失とかなりよい一致を示した。以上の結果より、Zn様もしくはCu様タングステンスペクトルを用いれば、タングステンイオンの定量的な解析が実行可能であることが明らかとなった。

4.4 タングステン禁制線を用いた高エネルギーイオン・アルファ粒子計測の可能性

磁気双極子禁制線(M1)は原子番号と共に遷移確率が大きくなり、高Z原子イオンでは比較的容易に禁制線を観測できるようになる。さらに高Z原子では禁制線の波長は多価イオンであっても可視領域で発光する多くのスペクトル線が存在する。例えばTi様M1遷移はその典型である[24]。もしタングステンの多価イオンを可視分光により観測することができれば真空を必要とするEUV分光と比較して大きな長所を發揮する。特にITERのような燃焼プラズマではトリチウムや中性子の観点から、計測機器が本体装置と真空を共有することなく光ファイバーで可視光を別室まで伝送できる可視分光の利便性ははるかに大きい。これに加え、高Z多価イオンの原子構造に関する原子物理学上の重要課題もあり、高Z多価イオンの禁制線に関する研究が最近盛んに行われている[25, 26]。

一方、禁制線は波長が長い(遷移エネルギーが小さい)ので、そのスペクトル線強度には電子衝突励起と共にイオン衝突励起が重要となる。Fe XVIII磁気双極子禁制線を例として、イオン衝突励起係数を図10(a)に示す。衝突イオンとして陽子、重水素、三重水素及びアルファ粒子を考える。電子励起の場合にはかなり低エネルギー領域で励起係数が低下するが、イオン励起の場合には速度が遅いため図で明らかなように高エネルギー領域まで比較的大きな励起係数が維持される。すなわちプラズマ中に高エネルギーイオンが存在していれば禁制線のスペクトル線強度がその影響を受けることになる。もちろんその影響は高エネルギーイオンの密度に大きく依存する。通常、許容線(E1)のスペクトル線強度は電子励起が主な励起過程になるので、許容線と禁制線の強度比(E1/M1)は高エネルギーイオンの密度の関数となる。F様Mo(Mo XXXIV: Mo^{33+})およびXe(Xe XLVI: Xe^{45+})について計算した一例を図10(b)に示す。ここではアルファ粒子の密度を電子密度の1%とし、 $T_e = T_i = 10 \text{ keV}$ および $n_e = 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ のプラズマパラメータを仮定している。Xe XLVIの計算結果ではアルファ粒子がない場合(実線)に比べてアルファ粒子がある場合(点線)には若干強度比が変化する[27]。しかし残念ながら

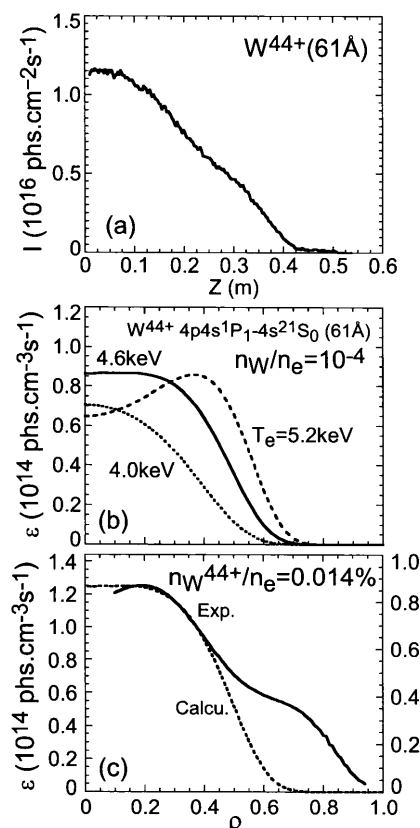


図9 Zn様タングステン4p-4s遷移スペクトル空間分布の(a)観測値および(b)計算値。計算では電子密度に対して 10^{-4} のタングステン密度を仮定。実験値と4.6 keVでの計算値を比較した結果(図(c))、 W^{44+} 密度が電子密度に対して 1.4×10^{-4} と決定できる。

らその差は非常に小さなもので図に示した例ではアルファ粒子観測は難しいものと思われる。イオン温度が非常に高いため、重水素や三重水素による禁制線励起が既に相当大きくなり、アルファ粒子による禁制線励起を相対的に目立たなくしている。詳しくは参考文献[25]を参照されたい。

高Z原子イオンには波長に関わらず非常に多くの禁制線が存在する。うまく条件が整えばさらにアルファ粒子衝突励起係数が大きく計測感度が高い強度比を発見できるかもしれない。現状での研究面での大きな問題はタングステンのような高Z原子に対するイオン衝突励起係数が存在しない点にある。比較的原子番号の小さな鉄原子あたりまでしかイオン衝突励起係数がなく、図10(b)の計算においても鉄原子での励起係数を外挿して計算に用いている。禁制線を用いた高エネルギーイオンもしくはアルファ粒子計測の更なる研究には高Zイオンの禁制線に対するイオン衝突励起係数の理論計算が待たれる。

4.5 まとめ

トカマク装置を用いた多くのタングステンに関する研究が報告されてきており、タングステンスペクトルに関する知見も徐々に深くなってきたが、未だ定量的な解析は行われてこなかった。LHDでタングステンスペクトルの研究を開始し、Zn様もしくはCu様タングステンを用いることにより高温プラズマでのタングステンの定量的解析の可能性を見出した。しかしながら、励起係数、特に再結合係数の不確かさが原因となり、不純物コードを用いてタングステンの振る舞いを解析できるまでには至っていない。本章ではタングステンペレット入射後の温度回復期間を利用して

再結合係数を実験的に決定する手法を紹介した。今後実験や解析をさらに進め、再結合係数の評価を継続していく予定である。これらを整備することができれば高Z原子であるタングステンイオンの輸送に関する研究を開始することができる。

謝 辞

最後にタングステンスペクトル研究のLHDでの実験に際してLHD実験グループの皆様には大変お世話になり、ここに感謝いたします。また、不純物ペレットの入射やスペクトル観測に関して総研大・博士課程学生の王二輝君および黄賢礼君に手伝っていただいた。HULLACコードの実行に関しては核融合科学研究所・村上泉氏にお世話になりました。ここに謝意を表します。なお、本研究の一部は科学研究費補助金・基盤研究(A)23246165および基盤研究(B)23340183の援助の下に行った。また、一部の実験についてはA3フォーサイトプログラムの支援を受けた(This work was partly supported by the JSPS-NRF-NSFC A3 Foresight Program in the field of Plasma Physics (NSFC: No.11261140328)).

参考文献

- [1] R. Stambaugh *et al.*, Nucl. Fusion **39**, 2137 (1999).
- [2] R. Neu *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 209 (2005).
- [3] J. Roth *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 103001 (2008).
- [4] K. Asmussen *et al.*, Nucl. Fusion **38**, 967 (1998).
- [5] T. Pütterich *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 085016 (2008).
- [6] J. Yanagibayashi *et al.*, J. Phys. B **43**, 144013 (2010).
- [7] K. Mori *et al.*, At. Data Nucl. Data Tables **23**, 195 (1979).
- [8] A. Thoma *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **39**, 1487 (1997).
- [9] A.E. Kramida and T. Shirai, At. Data Nucl. Data Tables **95**, 305 (2009).
- [10] R. Katai *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **46**, 3667 (2007).
- [11] M.B. Chowdhuri *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **78**, 023501 (2007).
- [12] M.B. Chowdhuri *et al.*, Appl. Optics **47**, 135 (2008).
- [13] M.B. Chowdhuri *et al.*, Plasma Fusion Res. **2**, S1060 (2007).
- [14] H.A. Sakaue *et al.*, J. Appl. Phys. **109**, 073304 (2011).
- [15] A. Bar-Shalom *et al.*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **71**, 169 (2001).
- [16] T. Pütterich *et al.*, J. Phys. B **38**, 3071 (2005).
- [17] D.E. Post *et al.*, Phys. Plasmas **2**, 2328 (1995).
- [18] D.E. Post and R.V. Jensen, Data and Nucl. Data Tables **20**, 397 (1977).
- [19] H. Nozato *et al.*, Phys. Plasmas **11**, 1920 (2004).
- [20] H. Nozato *et al.*, Phys. Plasmas **13**, 092502 (2006).
- [21] C.F. Dong *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **81**, 033107 (2010).
- [22] C.F. Dong *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **82**, 113102 (2011).
- [23] T. Pütterich *et al.*, Nucl. Fusion **50**, 025012 (2010).
- [24] E. Biemont *et al.*, J. Phys. B **34**, 1941 (2001).
- [25] R. Katai *et al.*, Plasma Fusion Res. **2**, 006 (2007).
- [26] R. Katai *et al.*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **107**, 120 (2007).
- [27] S. Morita *et al.*, Plasma Sci. Tech. **12**, 341 (2010).

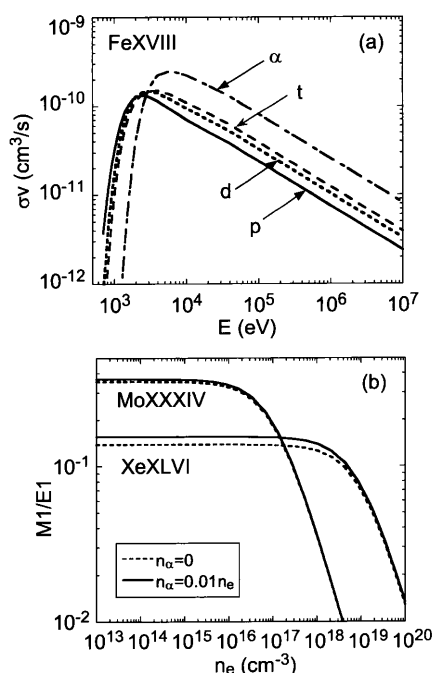


図10 (a) F 様 Fe XVIII 磁気双極子禁制線 (M1) の水素 (p)、重水素 (d)、三重水素 (t) およびアルファ粒子 (α) 衝突励起係数、(b) F 様 Mo XXXIV (Mo^{33+}) および Xe XLVI (Xe^{45+}) M1 遷移の電気双極子許容線に対する強度比。