# ●●● 小特集 多価イオン原子過程の基礎と拡がる応用研究

## 4. 多価イオンの応用

### 4.1 高温プラズマ中の多価イオンとそのプラズマ診断への応用

#### 佐藤国憲

核融合科学研究所

(原稿受付:2007年6月12日)

高温プラズマ中の多価イオンスペクトルの観測は禁制遷移の同定を含め、多価イオンのエネルギー構造を明 らかにする上で原子物理学に大きな貢献を果たしてきている.ここではプラズマ診断への応用として、多価イオ ンの発するスペクトルのうちで、禁制線と荷電交換反応による可視、紫外の長波長スペクトル線を利用した高分 解能分光によるプラズマ診断について述べる.

#### Keywords:

highly charged ion, high temperature plasma, forbidden line, charge transfer, highly excited state, Doppler profile

#### 4.1.1 はじめに

核融合反応の実現を目的とする、トカマク、ヘリカル等 の磁場閉じ込め装置では、水素とその同位体によって、中 心電子温度、イオン温度共に数 keV の高温プラズマが生成 される.このような高温プラズマでは高エネルギー粒子に よるスパッタリング等によって、真空容器壁から炭素、酸 素が軽不純物として、鉄、クロム、ニッケルが金属不純物 としてプラズマ中に流入する.一般に軽不純物の割合は電 子密度の~3%、金属不純物の割合は電子密度の~0.3%の 程度である.

中心電子温度が1keV以上のプラズマでは炭素,酸素の 軽不純物はプラズマの中心部で完全電離イオンとなり,も はや線スペクトルによる放射損失がないためプラズマのエ ネルギー閉じ込めに対する悪影響はない.むしろこのよう な軽不純物からの多価イオンによる放射損失は電子温度の 低いプラズマ周辺に局在するためにプラズマと真空容器壁 との相互作用を低減させる上で役立つ.これに対して,金 属不純物の鉄等,特に高Zのモリブデン,タングステンが プラズマに流入するときは,その大きなイオン化エネル ギーのためプラズマ中心でも完全電離イオンに至らず,多 価イオンの M 殻, L 殻の電子から大きな放射損失を引き起 こす.

これらプラズマ中の多価イオンのスペクトルはドップ ラープロファイル測定によるイオン温度測定,ドップラー シフト測定によるプラズマ中電場計測等,多様なプラズマ 診断に応用される.プラズマの粒子輸送の研究ではレー ザーブローオフや不純物ペレット入射によってプラズマ中 に入射された多価イオンのスペクトルの振る舞いから不純 物粒子の輸送係数が求められる[1].

図1に核融合科学研究所の大型ヘリカル装置(Large

Helical Device, LHD) [2]のプラズマで中心電子温度1.5 keV,電子密度1×10<sup>19</sup>/m<sup>3</sup>のときに観測される鉄イオンの Fe XVIII からFe XXIV にわたるL殻のスペクトルを示す. 鉄イオンのBe-like Fe XXIII 132.8 Å, Li-like Fe XXIV 192.0 Åのスペクトル線が高い強度を持って観測される. (この 計測では低分解能のためOV 192.9 Å等と重なって観測さ れている) ここで観測されるL 殻スペクトルは,すべて2 s<sup>2</sup>2p<sup>x</sup>-2s2p<sup>x+1</sup>, x=0,...,5の $\Delta n = 0$ の遷移である(Li-like 遷移 は 2s-2p). 図1に示された160 Åから200 Åにわたる領域 では,低電離鉄イオンのM 殻スペクトルが存在するが,こ の放電では中心電子温度が高いため低電離イオンはプラズ マ周辺の極めて狭い領域に存在するのみとなり (burn out と称する) 強度が低く観測されない.

以下に,このような多価イオンを利用したプラズマ診断 への応用について述べる.

#### 4.1.2 禁制線 (forbidden line)

高Zの多価イオンから放射される主要なスペクトル線の 波長は必然的に短いものとなり,高温プラズマからの放射 測定で不純物量の定量を行う時やスペクトル線のプロファ イル測定によりイオン温度の計測を行うとき,真空紫外, 軟X線,結晶分光器が必要とされる.

ところが高 Z 多価イオンのスペクトルの特長として, 我々が通常観測する電気双極子遷移の他に,禁制遷移とし ての磁気双極子遷移と電気 4 重極子遷移を観測することが 可能になる.これは共鳴線の遷移確率が概略  $Z^4$  にスケー ルするのに対し,禁制線の遷移確率が概略  $Z^a$  (Z < 26 の時  $a \sim 10$ , Z > 26 の時 a > 10) にスケールするため,高い Z のイオンでは禁制線の遷移確率の大きさは許容共鳴線の ものに近づくためである[3,4].多価イオンの禁制線のう

4. Application of Highly Charged Ions 4.1 Highly Charged Ion in High Temperature Plasma and Its Application to Plasma Diagnostics SATO Kuninori author's e-mail: sato.kuninori@LHD.nifs.ac.jp



図1 中心電子温度 1.5 keV のプラズマで観測される多価イオンスペクトルの例. 80 Åから 200 Åの領域では,鉄のL殻からのスペクトル が大部分をしめる.

ちで、特に基底配置内準位間の遷移は基底準位であること から占有密度(population density)が高く、強い強度をも つことと長い波長を持つことから、プラズマ診断に有用な 遷移として利用されている[5,6].

禁制線の例として,鉄の窒素様イオン  $Fe^{19+}$ の基底配置 内準位間の禁制遷移を図2に示す.この図2に示され た, $Fe XX 2665.2 Å (2s^22p^3 {}^2D_{3/2} 2s^22p^3 {}^2D_{5/2})$ のスペクトル は特に紫外域に存在するため、ドップラープロファイルに よるイオン温度測定に利用されている.ベリリウムからモ リブデンにわたる $ns^2np^k$ の基底配置内準位間の禁制遷移は 理論値も含めて文献[7]にまとめられている.

基底配置内準位間の遷移の禁制線の特徴はその長波長性 にあるが、このことはとりもなおさず基底準位からの励起 エネルギーが極めて小さいことを示す.一般に、プラズマ 中のプロトンの運動速度は電子に比べて小さく、多価イオ ンの衝突励起過程に関与しないが、イオン温度が数 keV を超えるときはプロトン衝突励起が励起エネルギーの小さ い禁制遷移の強度に大きな影響を与える[8,9].

#### 4.1.3 荷電交換反応を利用したプラズマ診断

多価イオンはその深いクーロンポテンシャルのため他の 原子,電子と強く反応する.例として炭素の完全電離イオ ンの荷電交換反応を見ると,

 $\mathbf{C}^{6^+} + \mathbf{H} \rightarrow \mathbf{C}^{5^+}(n) + \mathbf{H}^+$ 

の衝突断面積は10<sup>-15</sup> cm<sup>2</sup>以上の値を持つ.上記の反応は 低エネルギー衝突では,主量子数n = 4への極めて選択的 な電子捕獲であるが[10],高エネルギー衝突では高励起準 位への電子捕獲断面積も大きくなる[11].

この多価イオンの高エネルギー衝突と高励起準位への電 子捕獲はプラズマの中性粒子加熱と診断用高エネルギー ビームで実現されるものであり,多価イオンの高励起準位 間の遷移を可視,紫外域で測定する荷電交換分光(Charge Exchange Spectroscopy)としてプラズマ診断に広く適用 されている[12-14].プラズマ中の固有不純物としての炭 素,酸素,測定のために導入されるネオンを例にとって,



図 2 鉄の窒素様イオン Fe<sup>19+</sup>の基底配置内準位の禁制遷移. 波 長の右側の数値は遷移確率(sec<sup>-1</sup>)を示す(2.91+4は2.91 ×10<sup>4</sup>を意味する).



図3 LHD プラズマに導入されたネオンの Ne X×5249.2 Å (*n* =11→10)のドップラープロファイル測定から求められ た、2つの放電モードでのイオン温度とその空間分布.ρ は規格化半径を示す.電子ルートのモードでは、中心の電 子温度は 2.0 keV 電子密度は 0.6×10<sup>19</sup> m<sup>-3</sup>、イオンルー ト時では中心電子温度 1.6 keV、電子密度は 0.9×10<sup>19</sup> m<sup>-3</sup> である.文献[18]から転載.

完全電離イオンが高励起準位へ電子捕獲を行うとき,可 視,紫外域で強く発光するスペクトル線を以下に示す[15].

- C VI : 2070.3 Å ( $n = 6 \rightarrow 5$ ), 3433.7 Å ( $n = 7 \rightarrow 6$ ), 5290.5 Å ( $n = 8 \rightarrow 7$ ).
- O VIII : 2975.8 Å  $(n = 8 \rightarrow 7)$ , 4340.7 Å  $(n = 9 \rightarrow 8)$ , 6068.5 Å  $(n = 10 \rightarrow 9)$ .
- Ne X : 2777.9 Å  $(n = 9 \rightarrow 8)$ , 3884.0 Å  $(n = 10 \rightarrow 9)$ , 5249.2 Å  $(n = 11 \rightarrow 10)$ .

上記の波長は重心としての波長であり,実際には相対論効 果によって縮退が解けているため,プロファイル測定のた めには微細構造まで考える必要がある.このため,微細構 造間にどのような占有密度分布が実現しているのかを知る ためには,荷電交換の断面積として,主量子数nに加えて 軌道量子数 l への依存性とカスケードの効果を取り入れね ばならない.加えて,占有密度の分布に影響を及ぼすもの として,プラズマ特有の l-mixing の効果がある.これは捕 獲された電子が放射遷移によって下準位に移る前に,他の イオン,電子との衝突によって準位(n,l)から準位(n,l) 移るものであり, 微細構造間の小さいエネルギー差の遷移 では極めて大きな断面積を持つ.このℓ-mixingは衝突が支 配的な占有密度分布の成立に働くものであり, 高密度プラ ズマのとき, 高励起準位への荷電交換反応による占有密度 の分布は, 結局, 統計重率 2(2ℓ+1)に比例するようにな る.これらℓ-mixingの効果については文献[14]に詳しく述 べられている.

ドップラープロファイル測定が可能な高分解能計測で は、同時にドップラーシフトの測定によってプラズマのト ロイダル、ポロイダル方向への回転速度が求められる [16].近年では、このドップラーシフトを測ることによっ て、radial force balanceの式からプラズマ中の径電場を導 出し、プラズマの閉じ込め特性を議論することが行われて いる[17-19].プラズマの圧力分布など不均一性によって 作り出される径電場は、電子の損失が優勢なら正の電場と なり電子ルートと呼ばれ、イオンの損失が優勢なら負の電 場となりイオンルートと呼ばれる.これら径電場の遷移に ともなうプラズマの閉じ込め特性の変化の内、荷電交換分 光によって測られたドップラーイオン温度とその空間分布 の様子を図3に示す[18].

#### 参考文献

- [1] N. Tamura et al., J. Plasma Fusion Res. 78, 837 (2002).
- [2] M. Fujiwara et al., Nucl. Fusion 40, 1157 (2000).
- [3] K.T. Chen *et al.*, Atom. Data & Nucl. Data Tables **24**, 111 (1979).
- [4] 森 一夫:分光研究 31,151 (1982).
- [5] 佐藤国憲:分光研究 32,152 (1983).
- [6] S. Suckewer et al., Phys. Rev. A 20, 578 (1979).
- [7] V. Kaufman et al., J. Phys. Chem. Ref. Data 15, 321 (1986).
- [8] K. Sato *et al.*, Phys. Rev. Lett. 56, 151 (1986).
- [9] K. Sato et al., Phys. Rev. A 36, 3312 (1987).
- [10] S. Ohtani et al., J. Phys. Soc. Jpn. 56, 1271 (1987).
- [11] R.E. Olson, Phys. Rev. A 24, 1726 (1981).
- [12] R.C. Isler et al., Phys. Rev. A 24, 2701 (1981).
- [13] R.J. Fonk et al., Phys. Rev. Lett. 49, 737 (1982).
- [14] R.J. Fonk et al., Phys. Rev. A 29, 3288 (1984).
- [15] H.W. Morsi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **37**, 1407 (1995).
- [16] K. Ida *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **71**, 2360 (2000).
- [17] S.-I. Ito et al., J. Nucl. Mater. 220-222, 117 (1995).
- [18] K. Ida et al., Phys. Rev. Lett. 86, 5297 (2001).
- [19] S. Okamura et al., Nucl. Fusion 39, 1337 (1999).