



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 $\sim 3\%$ 、金属不純物の割合は電子密度の $\sim 0.3\%$ の程度である。

中心電子温度が 1 keV 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ベ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 $1 \times 10^{19} / \text{m}^3$ 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 0 V 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 $2s^2 2p^x - 2s 2p^{x+1}$, $x=0, \dots, 5$ 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四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^{α} ($Z < 26$ の時 $\alpha \sim 10$, $Z > 26$ の時 $\alpha > 10$) 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

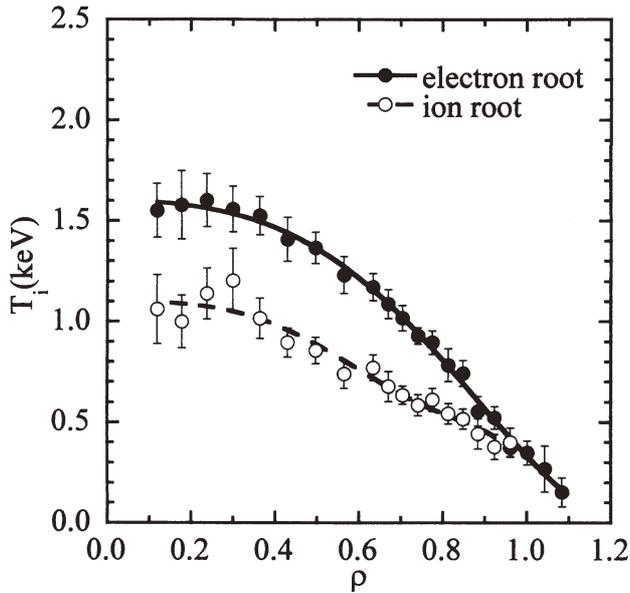


図3 LHD プラズマに導入されたネオンの Ne X \times 5249.2 Å ($n=11 \rightarrow 10$) のドップラープロファイル測定から求められた、2つの放電モードでのイオン温度とその空間分布。ρ は規格化半径を示す。電子ルートでは、中心の電子温度は 2.0 keV、電子密度は $0.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、イオンルート時では中心電子温度 1.6 keV、電子密度は $0.9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ である。文献[18]から転載。

完全分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') に

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 $2(2\ell+1)$ 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).