

LHD プラズマにおける真空紫外域での C^{6+} イオンと
水素原子の低エネルギー荷電交換反応の研究

小 渕 隆

博士（学術）

総合研究大学院大学
数物科学研究科
核融合科学専攻

平成12年度
(2000)

目次

第1章 序論	1
1.1 はじめに	1
1.2 低エネルギー衝突での荷電交換反応	3
1.3 モデル計算より求められた衝突断面積	4
1.4 励起準位にある水素原子との低エネルギー荷電交換分光	6
1.5 本研究の目的と本論文の構成	7
第2章 衝突輻射モデル (COLRAD コード) を利用したモデル計算	11
2.1 緒言	11
2.2 水素様イオン衝突輻射モデル	11
2.3 C VI Ly α 、Ly β 、Ly γ 線の発光強度比に対する電子密度 n_e 、電子温度 T_e 依存性	13
2.4 電離プラズマ	16
2.5 電離プラズマ、再結合プラズマにおける線スペクトル強度分布	17
2.6 結言	19
第3章 Large Helical Device における分光計測システム	21
3.1 LHD 実験の概要	21
3.1.1 LHD 装置における主要な計測システム	22
3.2 分光計測システム	23
3.2.1 真空紫外域斜入射型分光器:SOXMOS	25
3.3 空間分解計測の視線	28
3.4 空間分解計測における線スペクトルの強度変化	29
3.5 各種イオン線スペクトルの空間分解計測	32
3.6 データ収集系	34
3.6.1 タイミングトリガー信号	34
3.6.2 真空紫外域分光器制御システム	35
3.7 絶対感度校正	36
3.7.1 原子分岐線対法 (Atomic branching ratio methods)	37

3.7.2	Hollow Cathode	38
3.7.3	原子分岐線対法による絶対感度較正に利用した可視分光器	40
3.7.4	真空紫外分光器の絶対感度較正	41
3.8	結言	46
第 4 章	低エネルギー衝突における荷電交換反応、線スペクトルの観測と反応領域の特定	49
4.1	緒言	49
4.2	炭素水素様イオンライマン系列における特異な発光強度比の観測	49
4.3	低エネルギー衝突荷電交換反応領域の特定	55
4.3.1	炭素水素様イオン：C VI ライマン系列の空間分解計測	55
4.3.2	ライマン系列線スペクトル強度の空間分布	56
4.4	各エネルギー準位に対するポピュレーション分布	59
4.5	放電ガス (H ₂ , He) による強度分布	61
4.6	結言	64
第 5 章	衝突輻射モデルによる C⁶⁺、C⁵⁺ イオン密度算出	66
5.1	緒言	66
5.2	衝突輻射モデルの荷電交換反応への適応	67
5.2.1	atomic data	68
5.3	不純物イオン (C ⁵⁺) 密度の評価	69
5.4	荷電交換反応過程を取り入れた衝突輻射モデルによるポピュレーションの計算とイオン密度の評価	70
5.5	結言	72
第 6 章	総括	75
6.1	本研究のまとめ	75
6.2	荷電交換反応の可視性に対する推論	77
6.3	今後の展望	81
付 録 A	紫外可視領域の線スペクトルにおけるドップラーイオン温度計測	84
A.1	緒言	84
A.2	イオン温度計測に利用された各種線スペクトル	84
A.3	ドップラー拡がり測定	85
A.4	ドップラーイオン温度計測システム	86
A.4.1	計測システム	86
A.4.2	データ収集系	88

A.5	各線スペクトルにおけるイオン温度計測	89
A.5.1	C III, CV におけるイオン温度計測	89
A.5.2	Fe XX におけるイオン温度計測	92
A.6	長時間放電プラズマ生成実験におけるドップラーイオン温度計測	94
A.6.1	ICRF 加熱における長時間放電プラズマ生成実験	94
A.6.2	ECH 加熱における長時間放電プラズマ生成実験	96
A.6.3	NBI 加熱における長時間放電プラズマ生成実験	98
A.7	結言	100
謝辞		102

目 次

1.1	C ⁶⁺ イオンと基底準位にある水素原子との荷電交換反応断面積	5
2.1	COLRAD コードによる C VI の Lyman series 発光強度比	14
2.2	電離プラズマ、再結合プラズマにおける C VI Ly α 、Ly β 強度比	18
2.3	強度比 $I(\text{Ly}\beta)/I(\text{Ly}\alpha)$	19
3.1	LHD と真空排気システムにおける計測システムの配置	23
3.2	計測システムと NBI 入射ポートの位置関係	24
3.3	分光計測システム	25
3.4	異なった波長域の線スペクトルの例	26
3.5	斜入射分光器：SOXMOS の内部構造	27
3.6	マルチチャンネル検出器の構造	28
3.7	空間分解計測における視線	29
3.8	各視線での線スペクトル	30
3.9	視線に対する各線スペクトルの発光強度変化	33
3.10	タイミングトリガー配信システム	34
3.11	真空紫外域分光器データ収集・制御システム	36
3.12	同一上準位から異なる下準位への輻射遷移	37
3.13	Hollow Cathode の概略図	39
3.14	原子分岐線対法による絶対感度校正に利用した可視分光器	40
3.15	絶対感度校正時の配置	41
3.16	真空紫外域外分光器における逆感度曲線	44
4.1	炭素水素様イオンライマン系列における発光強度比の異常 (# 14269)	51
4.2	# 14269 における放電パラメータの時間変化	51
4.3	炭素水素様イオンライマン系列における発光強度比の異常 (# 16638)	53
4.4	# 16638 における放電パラメータの時間変化	53

4.5	炭素水素様イオンライマン系列における発光強度比の異常 (# 16644)	54
4.6	# 16644 における放電パラメータの時間変化	54
4.7	C VI Lyman series の視線に対する強度変化	55
4.8	空間分解計測における電子密度、電子温度の径方向分布	56
4.9	装置中心からの距離 R に対する規格化半径の変化	57
4.10	ライマン系列スペクトル線強度の径方向分布	58
4.11	ポピュレーション分布	60
4.12	放電ガス (H_2 , He) による強度分布	62
4.13	強度比の電子密度依存性	63
5.1	荷電交換反応を含んだ衝突・輻射過程	67
5.2	COLRAD-CX コードより得られた強度分布	71
6.1	C VI ライマン系列と O VIII、O VII における強度分布の比較	78
6.2	第 4 サイクルにおける C VI ライマン系列の標準的な強度比	79
6.3	distortion が観られる場合と観られない場合の電子温度分布の比較	80
A.1	Hg 線スペクトル 3131Å	87
A.2	紫外-可視域分光器制御システムの概略図	88
A.3	C III、C V プロフィールの時間変化	90
A.4	C III、C V イオン温度の時間変化	91
A.5	Fe XX イオン温度の時間変化	92
A.6	イオン温度の空間分布	93
A.7	ICRF 長時間放電におけるイオン温度と発光強度の時間変化	95
A.8	ECH 長時間放電における低電離 Fe イオン発光強度の時間変化	96
A.9	ECH 長時間放電におけるイオン温度と発光強度の時間変化	97
A.10	NBI 長時間放電における Fe 多価イオン発光強度時間変化	98
A.11	NBI 長時間放電におけるイオン温度と発光強度の時間変化	99

表 目 次

3.1	これまでに達成されているプラズマパラメータ	22
3.2	LHD プラズマ中で観測された分岐線対	45
5.1	基底準位に対する上位準位のポピュレーション	69
5.2	COLRAD-CX コードより得られた強度分布比	70
A.1	ドップラーイオン温度計測の紫外域線スペクトル一覧	85

第1章 序論

1.1 はじめに

高電離多価イオンはその深いクーロンポテンシャルによって極めて反応性に富む性質を持っている。例えば完全電離イオン C^{6+} 、 O^{8+} 、 Fe^{26+} 等と水素原子との荷電交換反応では、その衝突断面積は $10^{-15} \sim 10^{-14} \text{cm}^2$ の大きさに達する。この荷電交換反応は断面積の大きさでは高温プラズマ中における他の原子過程（電子衝突励起、イオン化、放射再結合、二電子性再結合、等）の断面積をしのぎ、プラズマにおける不純物イオンの電離バランス等の原子過程を考える上で極めて重要なものである。

一般的な表式として、荷電交換反応：

$$A^{Z+} + H^0 \rightarrow A^{(Z-1)+}(n) + H^+ \quad (1.1)$$

（ここで n は水素原子から捕獲された電子の行き先である励起準位を示す。 A^{Z+} が完全電離イオンであれば n は水素様イオンの主量子数を表す。）では、電子はまず励起準位 n に捕獲される。この反応に引き続く自然放射：

$$A^{(Z-1)+}(n) \rightarrow A^{(Z-1)+}(n') + h\nu \quad (n > n') \quad (1.2)$$

の観測が荷電交換分光と呼ばれるものである。

この荷電交換反応の断面積の大きさを利用したプラズマ診断としては中性粒子ビーム（NBI）加熱による水素ビームあるいは診断用水素ビームのプラズマへの入射によって生じる完全電離イオンとの荷電交換を観測し、不純物としての完全電離イオンの密度を与えること、ドップラーイオン温度測定によってイ

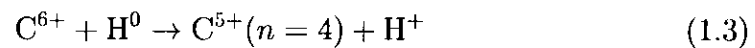
オン温度の空間分布を決定すること、ドップラーシフトによってプラズマの回転を計測すること、等が広く行われている [1, 2, 3, 4, 5]。

上記のプラズマ診断としての荷電交換反応の利用においては水素ビームのエネルギーは数十 keV 以上のエネルギーをもち、原子衝突の観点からは高エネルギーでの荷電交換反応を観測していることになる。(高エネルギー、低エネルギー衝突の定量的な区別は 1.2 節で述べる。)

例えば完全電離イオン C^{6+} 、 O^{8+} を例にとるとき、高エネルギー衝突では、電子の捕獲準位は $n = 5, 6, 7, 8, \dots$ の高励起状態にいたるまで大きな値を取る。これにより $\Delta n = 1$ の遷移が紫外-可視の波長域で観測可能となり、分光計測の上で大きな利点がもたらされる。

高温プラズマでは、今まで述べた高エネルギー水素ビームとの荷電交換反応の他に低エネルギー衝突での水素との荷電交換反応が存在する。この低エネルギー水素は動作気体ガスとしてガスパフからの導入によってもたらされるものと、プラズマと真空容器壁間のリサイクリング粒子としての水素によるものであり、リサイクリング水素のエネルギーとしては数十 eV の値が種々のプラズマ装置において推測されている [6, 7]。

本研究は、Large Helical Device (LHD) プラズマにおいて低エネルギー水素と完全電離炭素イオン C^{6+} との荷電交換反応



を分光学的に検出する事を目的としている。

これにより原子衝突分野の与える低エネルギー衝突での選択的準位捕獲 ($C^{6+} - H^0$ の系では C^{5+} の $n = 4$ 準位) を荷電交換分光として実証するとともに、LHD プラズマにおける C^{6+} イオンと H^0 原子の接触現象のデータを取得することを目指した。

高エネルギー衝突における $A^{Z+} - H^0$ 系の荷電交換分光のデータが豊富であるのに反し低エネルギー領域でのこの分光データの蓄積は数例にとどまっている。この理由の一つとして、高電離イオンの荷電交換反応後の発光は必然的に真空紫外域に存在するため、その検出は可視・紫外分光に比して検出率が大きく低

下することがあげられる。もう一つの原理的な困難は電子衝突による発光と荷電交換反応による発光との分離である。 C^{6+} イオンを例にとると C^{5+} の $n = 4$ 準位への荷電交換反応断面積 σ_{CX} は、 $\sigma_{CX} \sim 10^{-15} \text{cm}^2$ と大きく、 C^{5+} 基底準位 $n = 1$ から $n = 4$ 準位への電子衝突励起断面積 $\sigma_{ex} \sim 10^{-19} - 10^{-20} \text{cm}^2$ をしのが、プラズマ中に進入出来る中性水素原子密度は電子密度に比べて急激に減少するため、放射に寄与する反応係数としては同じオーダーとなる。種々の高温のプラズマではプラズマ中心での電子密度 $\sim 10^{13} \text{cm}^{-3}$ に対して、プラズマ中心での水素密度は $10^8 \sim 10^9 \text{cm}^{-3}$ の値が報告されている [6]。

1.2 低エネルギー衝突での荷電交換反応

本研究の対象とする荷電交換分光はリサイクリング水素による荷電交換反応であるため、低エネルギー衝突における荷電交換反応の原子物理学からみた特色を述べる。

ここで低エネルギー衝突とは束縛された軌道電子の速度が衝突の相対速度より速い場合の衝突を指し、水素原子の場合 $1s$ の電子の軌道速度 $v_e(1s) = 2.19 \times 10^8 \text{cm/sec}$ であるため、水素のビームエネルギーとしては 25.9 keV 以下の場合の衝突を意味することになる。

この低エネルギー衝突での多価イオン（特に完全電離イオン）と水素との荷電交換反応の特徴は生成イオンにおける選択的準位への電子捕獲である。低エネルギー衝突の理論的取り扱いには衝突が形成する準分子の電子状態を基底にして電子の動きを考える方法（Molecular Approach、Molecular Orbital Treatment）[8] と Classical-Trajectory Monte Carlo (CTMC)[9, 10] の方法があるが、どちらも移行する電子はその軌道エネルギーと軌道サイズを保存する形で捕獲が行われる。このため完全電離イオンとの電荷移行の際の終状態である水素様イオンの準位は

$$n \approx Z^{3/4} \quad (1.4)$$

(n は水素様イオンの主量子数)で与えられる[10, 11]。 C^{6+} イオンの場合、選択的に電子が捕獲される準位は $n = 4$ 、 O^{8+} イオンでは $n = 5$ 、 Ne^{10+} イオンの場合は $n = 6$ となる。この選択的な準位への電子捕獲は衝突エネルギーが低くなるにつれて顕著になり、低エネルギーにおいては実質的に式 (1.4) で与えられる準位の上に電荷移行が生じることが多くの実験によって確かめられている[12, 13]。

1.3 モデル計算より求められた衝突断面積

理論計算によって求められた $C^{6+} - H^0$ の系における反応断面積を図 1.1 に示す。ここに示した断面積は N. Toshima and H. Tawara によって、atomic-orbital close-coupling method を用いて計算されたものである[14]。電子が移行するエネルギー準位 n への断面積を各衝突エネルギーに対して示してある。衝突エネルギーに関わらず $n = 4$ への電荷移行が大きいことが解る。この断面積は $\sigma_{n=4} = 10^{-15} \text{cm}^2$ と比較的大きい。また衝突エネルギーの違いについても特徴が表れている。図中にある 25.00 keV/amu のような高エネルギー衝突では $n = 4$ をピークに $n = 5$ の断面積が $1.5 \times 10^{-15} \text{cm}^2$ 、 $n = 6 : 5 \times 10^{-16} \text{cm}^2$ そして Olson によって計算された結果[15] から $n = 7 : 4 \times 10^{-17} \text{cm}^2$ 、 $n = 8 : 1.5 \times 10^{-17} \text{cm}^2$ と高励起準位の断面積も大きい。これから高エネルギー衝突では高励起準位にもまんべんなく電子が捕獲されることが分かる。一方、0.25 keV/amu のような低エネルギー衝突においては、 $n=4$ をピーク ($2 \times 10^{-15} \text{cm}^2$) に $n = 5 : 1 \times 10^{-15} \text{cm}^2$ そして $n = 6 : 1.5 \times 10^{-18} \text{cm}^2$ と $n = 4$ に対して三桁小さい。 $n = 3$ に関しては図のスケールでは表されない程小さい ($\sigma_{n=3} < 10^{-18} \text{cm}^2$)。この結果から分かるように低エネルギー衝突による荷電交換反応ではある特定の準位に選択的に電子が捕獲されることが分かる。特に C^{6+} イオンと基底準位にある水素原子との反応では $n = 4$ へ選択的に捕獲される。

ここでは低エネルギー衝突 0.25 keV/amu の場合を示したが、炭素の原子量

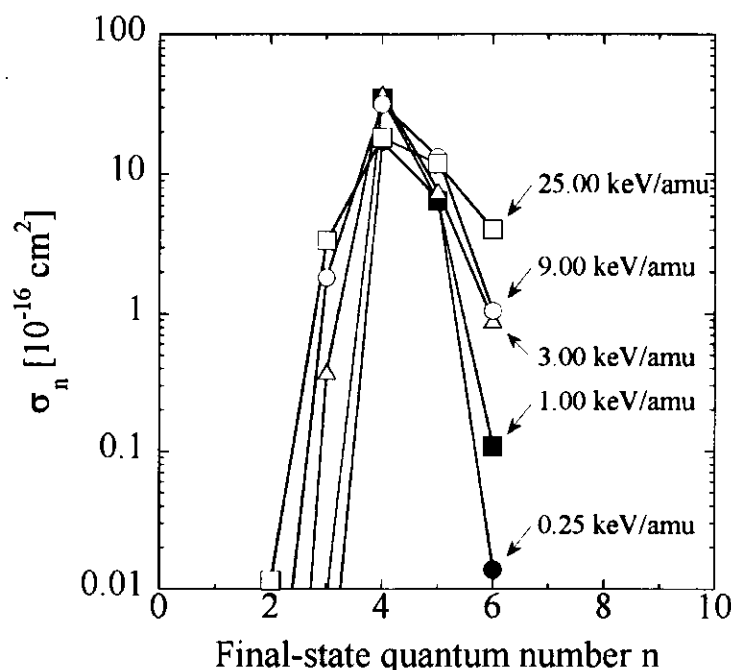
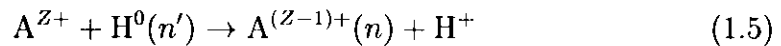


図 1.1: 荷電交換反応において電子が捕獲される各エネルギー準位に対する反応断面積の各衝突エネルギーにおける比較 [14]。高エネルギー衝突では高励起準位にもまんべんなく電子が捕獲される。低エネルギー衝突ではある特定準位へ選択的に電子捕獲が行われることが分かる。

は約 12 である為に実際の衝突エネルギーは約 3 keV となる。反応領域が中心部であるならば衝突エネルギーはこの値となるが、実際の反応領域は水素原子の主な存在領域がプラズマ周辺である為にその近傍であると考えられる。観測されている LHD プラズマ周辺の電子温度 T_e は数百 eV であるため、 $T_e = T_i$ (T_i はイオン温度) と仮定すると、比較する断面積は数十 eV/amu となる。つまり 0.25 keV/amu ではまだまだ大きいことになる。図の傾向から数十 eV/amu における断面積の分布を予想すると、よりシャープな分布になることが予想され、さらに選択的電子捕獲が行われると考えられる。

1.4 励起準位にある水素原子との低エネルギー荷電交換分光

リサイクリング水素原子が高温プラズマにおいて荷電交換する効果は、最初にトカマクとステラレータプラズマにおける不純物イオンの電離度の低下として観測された。これは NBI 加熱時において電子温度、電子密度が増加するにも関わらず、プラズマ中心において不純物としての鉄イオン、酸素イオンの電離度が低下する [16, 17, 18] ことから結論されている。荷電交換反応の結果としての電離バランス変化の観測例に比べて、素過程としての荷電交換による特定準位への電子捕獲とそれに続く放射遷移の観測例は少ない [19]。ただし、ここで観測例が少ないと述べたのは 1.1 節で示されたように基底準位にある水素原子との荷電交換反応である。励起準位 $n' = 2, 3, \dots$ にある水素原子との低エネルギー衝突荷電交換反応



と、これに引き続く自然放射による線スペクトルはプラズマ周辺部において可視領域分光によって十分な強度を持って観測されており、高エネルギー水素ビームによる荷電交換分光においてバックグラウンドとして取り扱われていたことに注意する必要がある。

歴史的には、プラズマ周辺部における可視 - 紫外領域の線スペクトル：O VIII 2976 Å ($n = 8 \rightarrow 7$)、C VI 3434 Å ($n = 7 \rightarrow 6$)、C VI 5291 Å ($n = 8 \rightarrow 7$) 等の発光機構は長い間不明となっていたが、これら高励起準位への電子の分布が励起状態にある水素原子と完全電離イオンとの低エネルギー衝突荷電交換反応の結果であることが示されたのは近年のことである [20, 21, 22]。

1.5 本研究の目的と本論文の構成

本研究は Large Helical Device (LHD) プラズマにおいて、プラズマ中に存在する低エネルギー水素原子と不純物多価イオンとの荷電交換反応を分光法によって検出し、低エネルギー水素原子、周辺プラズマでの多価イオンについての知見を得ることを目的としている。プラズマ中の中性粒子は荷電交換による粒子損失や放射によるエネルギー損失などに深く関わるため、閉じ込め特性やエネルギーバランスの研究において磁気閉じ込めプラズマ中の中性粒子の挙動を知ることは必要である。特に NBI 加熱においては NBI 加熱の吸収パワーの増加と共にプラズマ中の水素原子密度が増加するという報告がある。これらは入射された高エネルギー粒子が一度は電離されるが、再度荷電交換により中性化しプラズマの外へ高いエネルギーを持って飛び出し、その粒子が内壁で反射され Frank-Condon 原理による運動エネルギーよりも高いエネルギーを持ってプラズマ内に侵入するものとされている。(Frank-Condon 原理による運動エネルギーは、分子が解離する際の解離生成物の運動エネルギーを指し、 H_2 分子の場合には約 3 eV となる。) このプラズマ中へ侵入する水素によってプラズマ中心部での水素原子密度は 10^8cm^{-3} に及ぶことが多くの実験やシミュレーションで示されており [6]、この水素原子が荷電交換反応によって不純物イオンの電離バランスに大きな影響を与える可能性にも興味をもたれる。

これらを受けて、特に低エネルギー水素と完全電離イオン C^{6+} との荷電交換反応の検出を行った。その反応領域を特定すべく荷電交換反応線スペクトルの空間分解計測を行った。さらに得られた分布を利用し C^{5+} 、 C^{6+} のイオン密度を求めた。これらの結果から反応条件を得た。

本論文は本章も含めて全6章と付録、謝辞、研究業績から構成される。

第1では本研究の背景と位置づけ、研究目的を述べた。さらに荷電交換反応の特色を説明した。

第2章ではモデル計算について説明を行った。まずはじめに観測結果と比較を行うために利用した衝突輻射モデルとその計算コード (COLRAD) の概要を説明する。次に比較のため求めた炭素水素様イオンにおけるライマン系列の線スペクトル発光強度比を示す。この結果を基に荷電交換反応の有無の判断を行った。

第3章では実験を行ったLHD装置とプラズマパラメータ、主な計測装置の概要を述べる。次に本研究の低エネルギー衝突荷電交換反応分光計測装置とそのデータ収集系の概要を説明する。

第4章では観測結果を示す。4.2節において、観測された炭素水素様イオンのライマン系列において、特異な線スペクトル強度比を示す。この特異な強度比が、1.3節で示したように、低エネルギー衝突荷電交換反応の特徴である特定準位への電子捕獲によるものであることが確認された。3.4節においては、このライマン系列の空間分解計測を行い荷電交換反応領域を明らかにした。

第6章は総括である。本研究の成果を明らかにするとともに、今後の課題についてまとめる。

付録には紫外-可視分光器を利用して行ったドップラーイオン温度計測についてまとめている。

関連図書

- [1] R.J. Fonck, D.S. Darrow and K. P. Jaeknig: Phys. Rev. A 29 (1984) 3288.
- [2] S. Suckewer, H.P. Eubank, R.J. Goldston, J. mcEnerny, N.R. Sautoff and H.H. Towner: Nuclear Fusion 21 (1981) 1301.
- [3] R.C. Isler and L.E. Murray: Appl. Phys. Lett. 42 (1983) 355.
- [4] K. Ida and S. Hidekuma: Rev. Sci. Instrum. 60 (1989) 876.
- [5] K. Ida, S.Kado and Y. Liang : Rev. Sci. Instrum. 71 (2000) 2360.
- [6] Y. Nakashima, H. Zushi, K. Hanatani, K. Kondo, A. Sasaki, M. Sato, T. Mutoh, H. Kaneko, F. Sano, S. Besshou, S. Sudo, T. Mizunchi, M. Wakatani, O. Motojima, K. Uo: J. Phys. Soc. J. 52 (1983) 4166.
- [7] H. Takahashi, T. Shoji, A. Funahashi and K. Takahashi: J. Phys. Soc. Jpn. 44 (1978) 1363.
- [8] R.K. Janev, B.H. Bransden and J.W. Gallagher: J. Phys. chem. Ref. Data 12 (1983) 829
- [9] R.E. Olson and A. Salop: Phys. Rev. A 16 (1977) 531
- [10] R.E. Olson: Phys. rev. A 24 (1981) 1726
- [11] R.E. Olson: J. Phys. B: At. Mol. opt. Phys. 13 (1980) 483
- [12] M. Kimura, N. Lobayashi, S. Ohtani and H. Tawara: J. Phys. B: At. Mol. opt. Phys. 20 (1987) 2873

- [13] S. Ohtani: Physica Scripta T3 (1983) 110
- [14] N. Toshima and H. Tawara: NIFS-DATA-26.
- [15] R.E. Olson and D.R. Schulty: Physica Scripta, T28 (1989) 71.
- [16] S. Suckewer, E. Hinnoy, M. Bitter, R. Hulse and D. Post: Phys. Rev. A 22 (1980) 725.
- [17] R.C. Isler and E.C. Crume: Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1296.
- [18] R.A. Isler, D.E. Post and D.R. Mikkelsen: J. Phys. B: At. mol. opt. Phys. 13(1980) 3895.
- [19] M.G. O'Mullane, M. Mattioli, R. Giannella, I.H. Coffey and N.J. Peacock: Plasma Phys. Control. Fusion 41 (1999)105.
- [20] J.E. Rice, E.S. marmar and J.L. Terry: Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 50.
- [21] S.A. Blanco, C.A. Falcon, C.O. Reinhold, J.I. Casaubn and R.D. Piacentini: J. Phys. B: At. Mol. Phys. 20 (1987) 6295.
- [22] K.R. Cornelius and R.E. Olson: J. Phys. B: At. Mol. Phys. 33 (2000) 2783

第2章 衝突輻射モデル (COLRAD コード) を利 用したモデル計算

2.1 緒言

「COLRAD」コード [1] では、プラズマ中での H 様イオンの励起状態でのポピュレーションを計算する。ポピュレーションはプラズマ中の電子温度及び電子密度によって変化するためこれらをパラメータとして計算できるようになっている。このコードはレベルを主量子数 n 、軌道角運動量 l に、全角運動量 j に分けた fine structure に対して計算できるために、プラズマ中からスペクトル線強度の分光の測定値との比較ができる。

本章では衝突輻射モデルの概要を示し、COLRAD コードを利用して求められた炭素水素様イオンの線スペクトル強度分布比について結果を示す。第 4 章で観測された結果と比較することにより、荷電交換反応の存在を示す指標に利用する。

2.2 水素様イオン衝突輻射モデル

核電荷 Z を持つ水素様イオンが電子密度 n_e 、電子温度 T_e にあると考える。このイオンの準位をその主量子数 p で表し、完全電離イオンを Z で表すと、任意の準位 p のポピュレーション $n(p)$ に対する速度 (レート) 方程式は次のように表すことができる。

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dt}n(p) = & \sum_{q < p} C(q, p)n_en(q) \\
& - \left\{ \left[\sum_{q < p} F(p, q) + \sum_{q > p} C(p, q) + S(p) \right] n_e + \sum_{q < p} A(p, q) \right\} n(p) \\
& + \sum_{q > p} [F(q, p)n_e + A(q, p)] n(q) \\
& + [\alpha(p)n_e + \beta(p)] n_Z n_e \quad (p = 1, 2, 3, \dots)
\end{aligned} \tag{2.1}$$

ここで n_Z はイオン密度、 $C(p, q)$ 、 $F(q, p)$ はそれぞれ電子衝突励起と脱励起の速度係数 [$\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$]、 $A(q, p)$ は自然放出確率 [s^{-1}]、 $S(p)$ は電子衝突電離の速度係数 [$\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$]、 $\alpha(p)$ は三体再結合の速度係数、 $\beta(p)$ は放射再結合の速度係数である。原理的にはこの連立方程式を所定のプラズマ条件 (n_e, T_e) と初期値の元で解けば問題は解決することになる。たいていの場合励起準位 ($p \geq 2$) に対しては式 (2.2) の自然放射確率、電子衝突励起係数が大きく、与えられた基底状態密度と一つ上の電離状態密度と速やかに平衡に達する (Quasi Steady State (QSS) 近似)。従ってこれらの準位に対しては次のように近似する。

$$\frac{d}{dt}n(p) = 0 \quad (p = 2, 3, \dots) \tag{2.2}$$

こうすれば $p \geq 2$ に対しての式 (2.2) は単なる連立方程式となる。式 (2.2) の連立方程式は未知数 $n(p)$ 以外に幾つかのパラメータを含んでいる。それらは n_e 、衝突速度係数を介して含まれる T_e 、そして $n(1)$ 、 n_Z である。最後の二つのパラメータは、 $n(1)$ は第 1 行のみに、 n_Z は第 4 行のみに、と分離して現れるので、未知数 $n(p)$ は次のようにして二つの項の和として表される [2, 3]。

$$n(p) = r_0(p)n_en_Z + r_1(p)n_en(1). \tag{2.3}$$

ここで r_0, r_1 はポピュレーション係数と呼ばれ、連立方程式 (2.2) を解くことにより電子温度 n_e 、密度 T_e の関数として得られる。 $n_e, T_e, n_Z, n(1)$ を与え

ればその系での励起準位のポピュレーションを計算することができる。また、式 (2.3) より基底状態に対して式 (2.2) は以下の式で表される。

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{dt}n(1) &= \left[\sum_{q \geq 2} C(1, q) + S(1) \right] n_e n(1) + \sum_{q \geq 2} [F(q, 1)n_e + A(q, 1)] \\
 &\quad \times [r_0(q)n_Z n_e + r_1(q)n_e n(1)] + [\alpha(1)n_e + \beta(1)]n_e n_Z \\
 &= -S_{CR}n(1)n_e + \alpha_{CR}n_Z n_e
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

ここで、 S_{CR} 、 α_{CR} はそれぞれ衝突・輻射電離速度係数、再結合速度係数と呼ばれ n_e 、 T_e の関数である。

一般に、現実プラズマではその電離成分、あるいは再結合成分のどちらかの寄与が大きく他方を無視することができる。電離成分が支配的であるプラズマを「電離プラズマ」、再結合成分の場合を「再結合プラズマ」と呼ぶ。電離プラズマの例としてトカマクプラズマの中心部の低電離不純物イオン、あるいは陽光柱プラズマといったものが挙げられる。また再結合プラズマの例としては、非接触ダイバータプラズマ、アフターグロープラズマなどが挙げられる。ちなみに式 (2.3) 右辺の両項が均衡するようなプラズマは平衡プラズマと呼ばれ、その例として大気圧アークプラズマなどがある [5]。

2.3 C VI Ly α 、Ly β 、Ly γ 線の発光強度比に対する電子密度 n_e 、電子温度 T_e 依存性

各エネルギー準位のポピュレーションは、プラズマ中の n_e および T_e によって変化する。ポピュレーションが変化すれば当然それを上準位とする発光線強度も変化する。また各ポピュレーションの分布も変化すると考えられる。つまり各線スペクトルの強度比も変化してくることが想定される。そこで、ここでは各 n_e 、 T_e の条件下で線スペクトルの強度比がどのように変化するのか調べた。

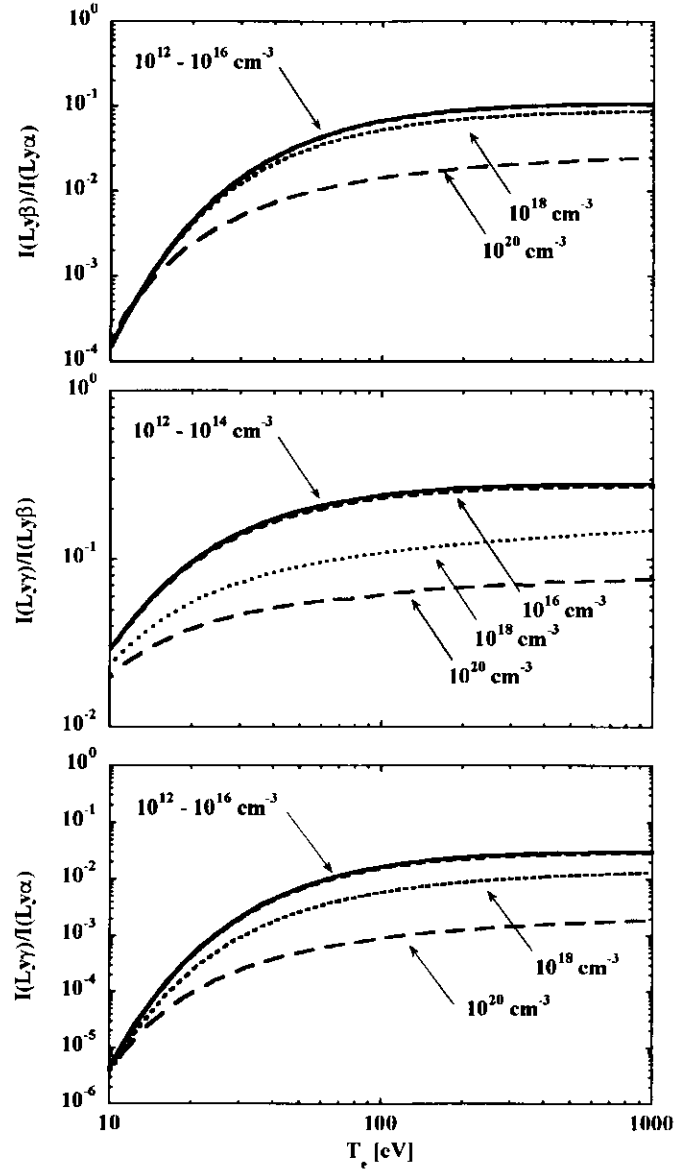


図 2.1: COLRAD コードで計算された C VI のライマン系列線スペクトルの発光強度比: 計算は電子温度 $T_e=10\text{-}1000$ eV、電子密度 $n_e=10^{12}\text{-}10^{20}$ cm^{-3} の条件下で行い、各強度比 (a) $I(\text{Ly}\beta)/I(\text{Ly}\alpha)$ 、(b) $I(\text{Ly}\gamma)/I(\text{Ly}\beta)$ 、(c) $I(\text{Ly}\gamma)/I(\text{Ly}\alpha)$ を示した。 $T_e=100\text{-}1000$ eV、 $n_e=10^{12}\text{-}10^{14}$ cm^{-3} の条件下では各強度比とも T_e 、 n_e に対する依存性が小さい。その時の強度比は $I(\text{Ly}\beta)/I(\text{Ly}\alpha)=0.09\pm0.03$ 、 $I(\text{Ly}\gamma)/I(\text{Ly}\beta)=0.26\pm0.03$ 、 $I(\text{Ly}\gamma)/I(\text{Ly}\alpha)=0.024\pm0.007$ である。

本研究で最も注目している線スペクトルは C^{6+} イオンのライマン系列の線スペクトルである。実際に観測し解析している線スペクトルは $Ly\alpha$ 、 $Ly\beta$ 、 $Ly\gamma$ である。ここでは COLRAD コードを用いて、 $C\ VI\ Ly\alpha$ 、 $Ly\beta$ 、 $Ly\gamma$ の発光強度比の電子密度 n_e 、電子温度 T_e 依存性を調べた。計測を行ったプラズマ中で衝突・輻射モデルで考えられている素過程以外の過程が起きているならば、ここでの結果と比較することにより他の素過程の存在を明らかにすることが可能となる。各準位間の発光強度は、炭素の水素様イオンの各準位におけるポピュレーションを求め、各準位間の遷移確率を与えることにより求めた。モデル計算は電子温度 T_e 、電子密度 n_e をそれぞれ $10 - 1000\text{eV}$ 、 $10^{12} - 10^{20}\text{cm}^{-3}$ の領域で行った。図 2.1 には電離プラズマを仮定し、モデル計算より得られた結果から求めた $C\ VI$ の発光強度比 $I(Ly\beta)/I(Ly\alpha)$ 、 $I(Ly\gamma)/I(Ly\beta)$ 、 $I(Ly\gamma)/I(Ly\alpha)$ を示した。それぞれ、 $T_e \sim 100\text{eV}$ 付近までは大きく変化しているが、それ以降は緩やかな変化に変わっている。これは基底状態から励起される各エネルギー準位への励起断面積がいずれも 100 eV 付近に極大を持ち、高エネルギー側で $\frac{1}{T}\log T$ （ここでの T は電子の運動エネルギー）で代表される漸近形をもち、ゆっくり減少していること [4] が原因の一つに考えられる。

実際に観測している NBI プラズマは中心領域で $n_e \sim 1 - 5 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ 、 $T_e \sim 2 - 3\text{keV}$ 程度のものである。また、荷電交換反応領域がプラズマ内の最外殻磁気面に近い領域であると仮定するならば、 $n_e = 10^{12} - 10^{14}\text{cm}^{-3}$ 、 $T_e \sim 300 - 500\text{eV}$ のパラメータ領域であると考えられる。この領域はちょうど強度変化が緩やかな領域と一致する。 $T_e = 100 - 1000\text{eV}$ 、 $n_e = 10^{12} - 10^{14}\text{cm}^{-3}$ 領域での強度は以下のようになる。

$$I(Ly\beta)/I(Ly\alpha) = 0.09 \pm 0.03$$

$$I(Ly\gamma)/I(Ly\beta) = 0.26 \pm 0.03$$

$$I(Ly\gamma)/I(Ly\alpha) = 0.024 \pm 0.007$$

2.4 電離プラズマ

式 (2.3) を $n_Z = 0$ とおき、

$$n(p) = r_1(p)n_en(1) \quad (2.5)$$

で定義される。このプラズマの性質を示すために中性水素 ($Z = 1$) を例に取り $T_e/Z^2 = 1.28 \times 10^5 \text{K}$ 、 $n(1) = 10^{16} \text{cm}^{-3}$ という一定値を仮定して計算された $n_1(p)$ の結果が Ref.[5] に示されている。例えば $p = 5$ については、 $n_e \leq 10^{11} \text{cm}^{-3}$ では $n(p)$ は n_e に比例している。この部分は”コロナ相”と呼ばれる。反対に $n_e \geq 10^{11} \text{cm}^{-3}$ では $n(p)$ が n_e に比例しないが n_e と共にゆっくり増大する部分と $n_e \geq 10^{15} \text{cm}^{-3}$ で n_e に依存しなくなる部分が併せて”飽和相”と呼ばれる。

ここで Ref.[5] にあるスケーリング則 $n_e = Z^7 n_e^{\text{H}}$ (Z は核電荷、 n_e^{H} は中性水素に対する電子密度) を利用すると、炭素の水素様イオンにおける LHD プラズマの電子密度 $n_e = 10^{12} \sim 10^{14} \text{cm}^{-3}$ は、 $n_e^{\text{H}} \leq 10^{11} \text{cm}^{-3}$ となりコロナ相の状態にあることが分かる。本研究で対象にしている線スペクトルは主に $p = 2 \sim 4$ であるので、これらの準位に関してもコロナ相の状態にあることが分かる。

コロナ相は、低電子密度においての流入は 80% が基底準位からの直接励起で、残り 20% が $p \geq 6$ からのカスケードと考えられ、流出は輻射遷移がほぼ 100% を占めていると考えられている。この状態を次の式で表すことが出来る。

$$\sum_{q < p} A(p, q)n(p) \simeq C(1, p)n(1)n_e \quad (2.6)$$

先に述べたように電子密度の増大と共に励起準位のポピュレーションはコロナ相から飽和相へ遷移する。例えば水素原子における準位 5 の場合は $n_e = 10^{11} \text{cm}^{-3}$ でこの遷移を行う。この遷移はこの準位へのポピュレーションの流入と流出の様相が変化することに起因していることが推測される。流出をみると低密度では輻射遷移であったのが、ある電子密度を境界として高密度では衝突遷移になる。この境界の電子密度は

$$\sum_{q < p} A(p, q) \simeq \left[\sum_{q < p} F(p, q) + \sum_{q > p} C(p, q) + S(p) \right] n_e \quad (2.7)$$

から与えられる。この関係式により与えられる n_e または p は ” グリームの境界 ” と呼ばれている。

このグリームの境界よりも低密度の部分は CRC (Capture Radiative-Cascade) 相と呼ばれ、反対に高密度の部分は飽和相と呼ばれる。スケーリング則を利用し炭素水素様イオンにおける状態を調べると、CRC 相における主な流入過程は直接の輻射再結合とカスケードであり、それぞれ 70%、30% の割合である。流出はここでも輻射遷移がほぼ 100% を占めていると考えられている。

2.5 電離プラズマ、再結合プラズマにおける線スペクトル強度分布

ある任意の準位 p のポピュレーション $n(p)$ は、式 (2.3) で示されているように $n(1)$ 、 n_Z それぞれに依存した二つの項の和として表される。観測している発光分布もこれらに依存したものとなる。つまり対象としているプラズマがどの状態にあるかによってその発光線強度分布も大きく変わってくる。ここでは式 (2.5) で表される各準位に対するポピュレーションを炭素水素様イオンについて COLRAD コードを利用してそれぞれ個別に求めた。モデル計算は $n_e = 10^{12}$ 、 10^{13} 、 10^{14}cm^{-3} に対して $T_e = 10 \sim 1000 \text{eV}$ の領域で行い、図 2.2 には、その中から基底状態への輻射遷移ライマン系列の強度比 $I(\text{Ly}\beta)/I(\text{Ly}\alpha)$ を示してある。電離プラズマ、再結合プラズマにおける強度比が大きく異なることが見て取れる。また再結合プラズマの場合には電子密度、電子温度に対しても大きな依存性は見られないが、電離プラズマでは大きな温度依存性が見られる。この結果をもとに実際に観測した線スペクトルの強度比 $I(\text{Ly}\beta)/I(\text{Ly}\alpha)$ を求めると、対象としているプラズマがどちらの状態にあるか判断することが可能と

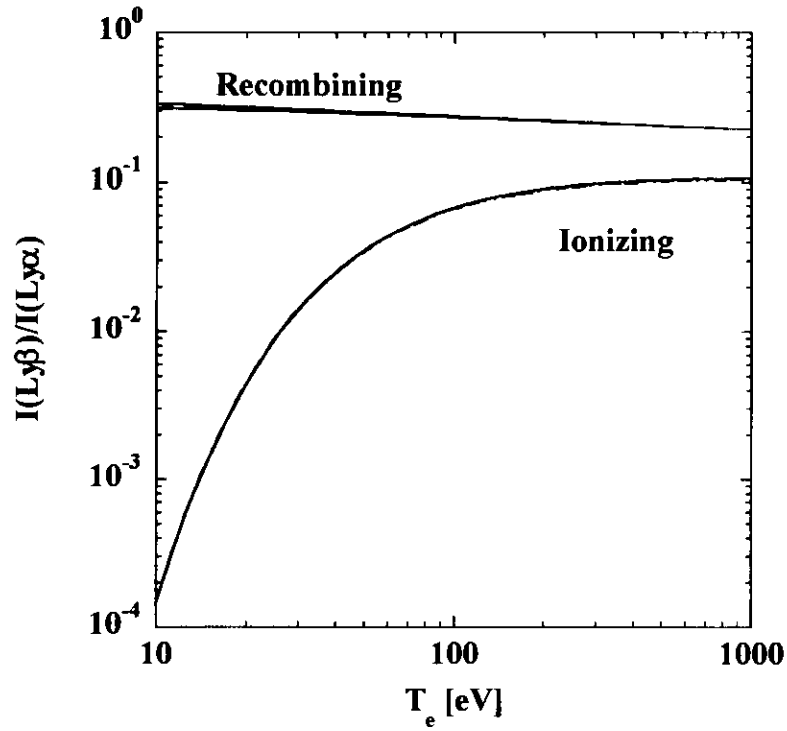


図 2.2: 電離プラズマ、再結合プラズマにおける C VI Ly α 、Ly β 強度比: 電離プラズマ、再結合プラズマにおける強度比を、COLRAD コードを使い次の放電条件下で求めた。電子密度 $n_e = 10^{12}, 10^{13}, 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 、電子温度 $T_e = 10-1000 \text{eV}$

なる。

図 2.3 には実際に観測した線スペクトルの強度比をいくつか示した。これらの強度比はほぼ 0.9 を示しており、これから対象としたプラズマが電離プラズマであることが判断される。

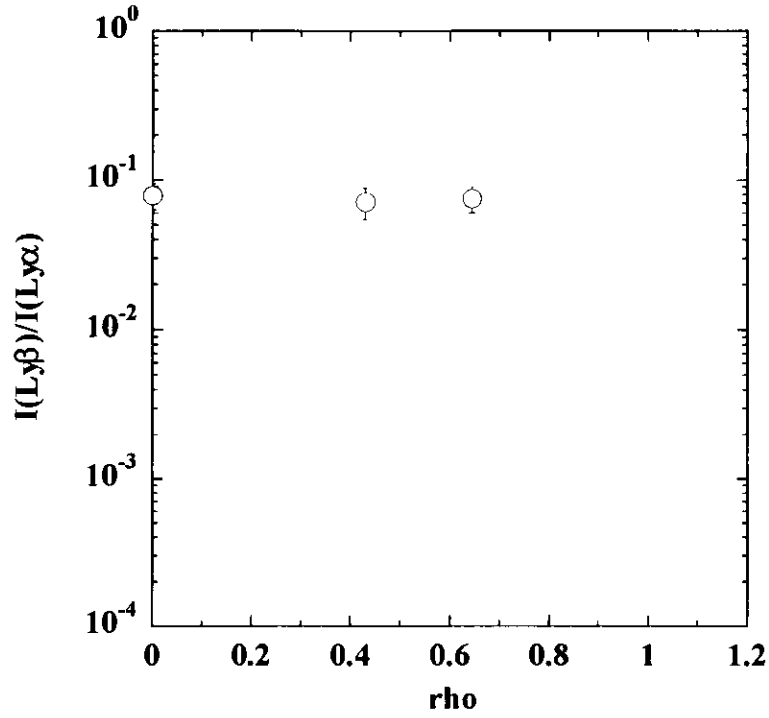


図 2.3: LHD プラズマで観測された強度比 $I(\text{Ly}\beta)/I(\text{Ly}\alpha)$

2.6 結言

本章ではまず、COLRAD コードについて説明を行った。このコードは、各元素の水素様イオンについて衝突輻射モデルを解く計算コードで、ここでは炭素水素様イオンについてモデル計算を行った。コードの初期条件として、電子温度 $T_e=10\text{-}1000\text{ eV}$ 、電子密度 $n_e=10^{12}\text{-}10^{20}\text{ cm}^{-3}$ の条件下でモデル計算を行い、各強度比 (a) $I(\text{Ly}\beta)/I(\text{Ly}\alpha)$ 、(b) $I(\text{Ly}\gamma)/I(\text{Ly}\beta)$ 、(c) $I(\text{Ly}\gamma)/I(\text{Ly}\alpha)$ を求め、そして計測結果と比較を行った。その結果、対象としている LHD プラズマのパラメータ領域 ($n_e = 10^{12} - 10^{14}\text{ cm}^{-3}$ 、 $T_e = 100 - 1000\text{ eV}$) においては、ほとんど依存性が見られなかった。この時の強度比は $I(\text{Ly}\beta)/I(\text{Ly}\alpha)=0.09\pm0.03$ 、 $I(\text{Ly}\gamma)/I(\text{Ly}\beta)=0.26\pm0.03$ 、 $I(\text{Ly}\gamma)/I(\text{Ly}\alpha) = 0.024 \pm 0.007$ である。

関連図書

- [1] N.N. LJEPOJEVIC, R.J. HUTCHEON, J. PAYNE, Computer Physics Communications 44 (1987) 157-176
- [2] D.R. Bates, A.E. Kingston and R.W.P. McWhirter, proc. R. Soc. 267 (1962) 297
- [3] D.R. Bates, A.E. Kingston, Planet. Space Sci. 11 (1963) 3057
- [4] 高柳和夫：電子・原子・分子の衝突（培風館）
- [5] 藤本孝：分光研究 34 (1985) 347

第3章 Large Helical Deviceにおける分光計測システム

本章では、実験を行った Large Helical Device (LHD) の概要と加熱システム、主要なプラズマパラメータ計測システム、そして本研究で利用した分光計測システムの概要について述べる。

3.1 LHD 実験の概要

LHD は 1998 年 3 月までの約 10 年間の建設期を経て 3 月末日にファーストプラズマ生成 (ECH) に成功した。その後、第一サイクル (1998 年 3 月～6 月)、第二サイクル (10 月～12 月)、第三サイクル (1999 年 6 月～12 月) とプラズマ実験が順調に行われてきた。第三サイクル終了までに約 17000 回の放電実験が行われ、これまでに表 3.1 に示したようなパラメータのプラズマ生成に成功している [1, 2, 3, 4, 5]。1 LHD プラズマは大半径 $R = 3.6 - 3.75\text{m}$ 、平均小半径 $a = 0.5 - 0.6\text{m}$ のサイズで、超伝導コイルによる $l = 2$ 、 $m = 10$ のヘリカル型装置である。第三サイクルまでの実験は磁場強度を $B_t = 1.5 - 2.9\text{T}$ 、磁気軸 R_{ax} を $3.6 - 3.75\text{ m}$ と変化させ、各条件におけるプラズマ閉じ込め特性を調べてきた [6]。

プラズマ生成における加熱装置は 84 GHz と 82.6 GHz による Electron Cyclotron Heating (ECH)、Neutral Beam Injection (NBI)、Ion Cyclotron Heating (ICRF) がある。それぞれの加熱パワーは ECH : 1 MW 、NBI : 5 MW (100 keV)、ICH : 1.5 MW で、これらの組み合わせにより高温・高密度プラズマ生成実験に加え重畳実験、そして 70-80 秒の長時間放電実験が行われてきた

表 3.1: これまでに達成されているプラズマパラメータ

W_p	0.88 MJ
n_e	$1.1 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$
T_e	4.4 keV
T_i	3.5 keV
Long pulse	80 sec (NBI)
Highest B	$\langle B \rangle > 2.4\%$
τ_E	300 msec
$n\tau_E T$	$2 \times 10^{19} \text{keV m}^{-3} \text{sec}$

[7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15]。

3.1.1 LHD 装置における主要な計測システム

LHD におけるプラズマ計測システムは現在までに次のような計測系が立ち上げられ、重要なデータを収集している [16]。電子密度計測は FIR 計測やミリ波干渉計計測 [17, 18, 19] から、電子温度計測はトムソン散乱計測 [20] や X 線波計測 [21] から、放射エネルギー損失計測はボロメータ計測 [22] から、蓄積エネルギー計測は数種の磁気プローブによる計測 [23] がなされている。イオン温度は、 C^{6+} や Ne^{10+} と NBI により入射された高エネルギー中性水素原子との荷電交換反応を利用した CXS [24, 25] や、高波長分解能をもつ結晶分光器を利用した Fe や Ti のヘリウム様イオンなどの線スペクトルのドップラー効果を利用した計測 [26] が行われている。その他にはダイヤモンド検出器による荷電交換高速中性粒子測定 [27] や NPA [28, 29]、X 線計測による揺動計測 [30] が行われている。

3.2 分光計測システム

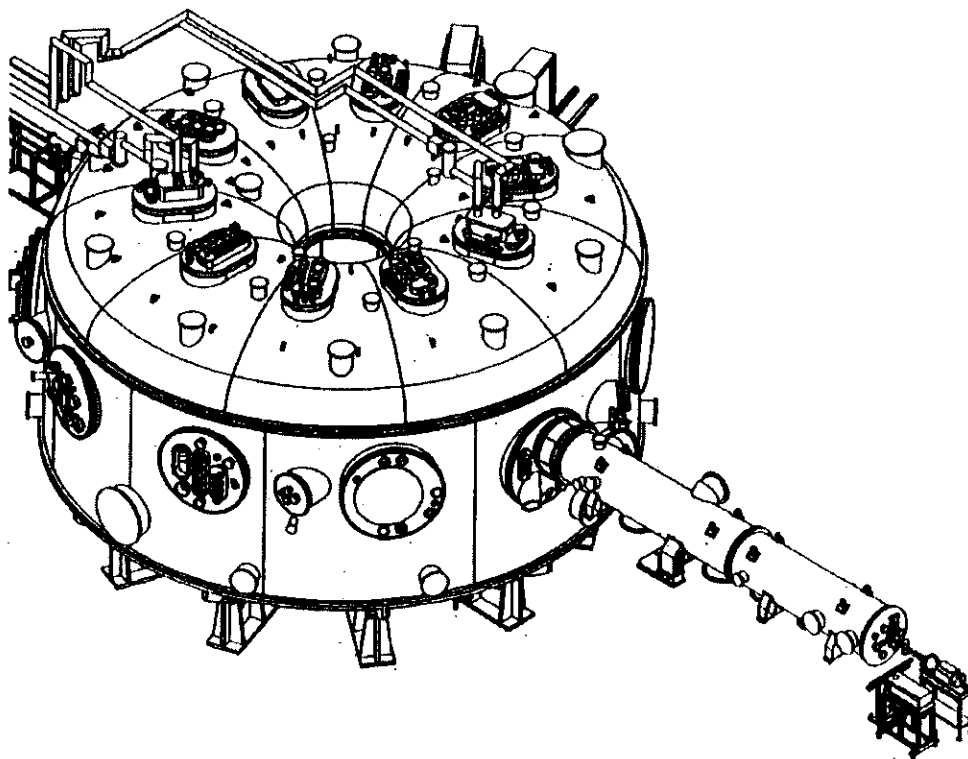


図 3.1: LHD と真空排気システムにおける計測システムの配置

計測はLHDの6-Oポートに接続されている真空排気システムの終端に配置している。真空排気システムには本体真空容器用とそれを取り囲むベルジャー用の二つのシステムがあるが、前者の終端のステージ上に設置されている。LHD本体と計測器の配置を図3.1に簡単に示す。真空排気システムのマニーホールドの長さが9.6 mもあり、ベルジャー半径と合わせると真空容器中心から終端ステージまでが13.77 mある。磁気軸中心が $R_{ax} = 3.75\text{m}$ の場合、分光器の入り口スリットまでの距離は14.4 mとなる。

また、低エネルギー衝突における荷電交換反応の計測を行う為には高エネルギー水素原子をプラズマ中に供給しているNBI装置との位置関係が非常に重要になる。視野に入らずとも近くで入射されているならばハローとしての影響を受けることが考えられる。図3.2には計測器が配置されたポートの位置とNBI

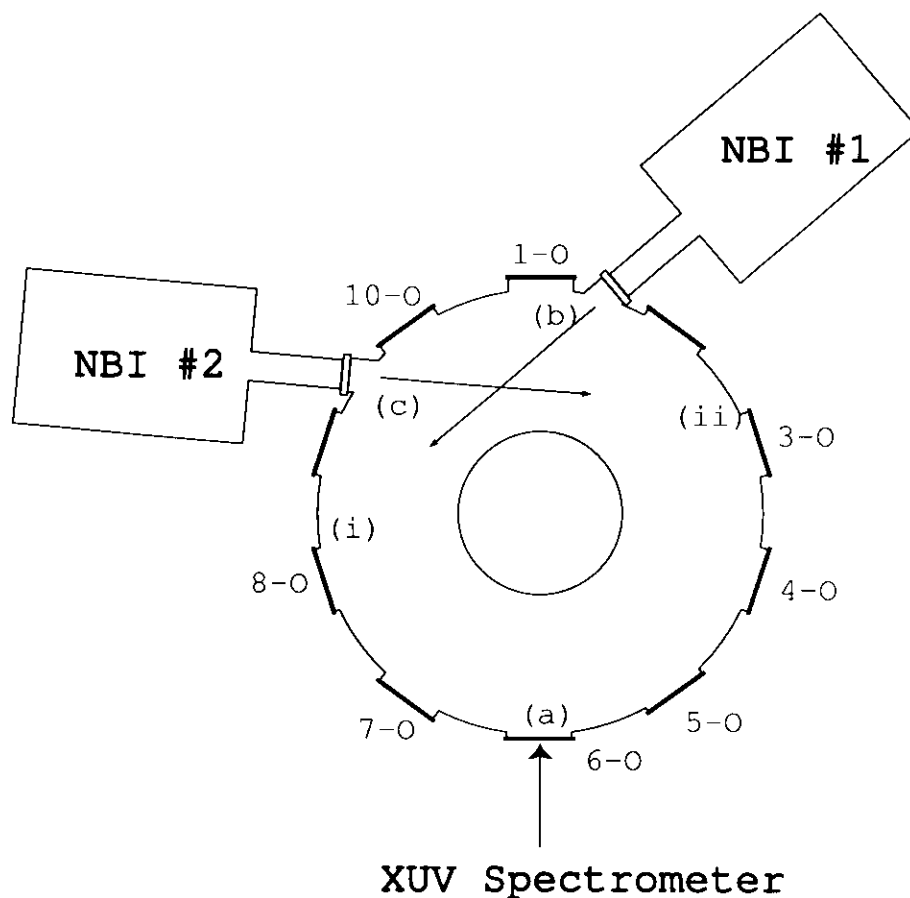


図 3.2: 計測システムと NBI 入射ポートの位置関係

入射ポート位置の関係を示した。図 3.2 は LHD のトロイダル断面を上方向から表したものである。計測器の視線は 6-O ポートより LHD 中心方向になっており、図中の矢印 (a) で表してある。LHD には二台の NBI 装置が設置されており、それぞれ図中の矢印 (b)、(c) の方向（LHD の接線方向）に入射されている。計測用ポートと二つの NBI 入射ポートはそれぞれ約 11 m、9 m の距離にある。また、アーマータイル (i)、(ii) の位置も計測用ポートから約 7 m、9 m と離れている。

荷電交換反応分光計測は真空紫外域斜入射分光器（SOXMOS）を用いて行った。図 3.3 には、計測ステージ上における計測器の配置を示した。右側にあるのが本研究に利用した真空紫外域斜入射分光器で、左側が不純物線スペクトル

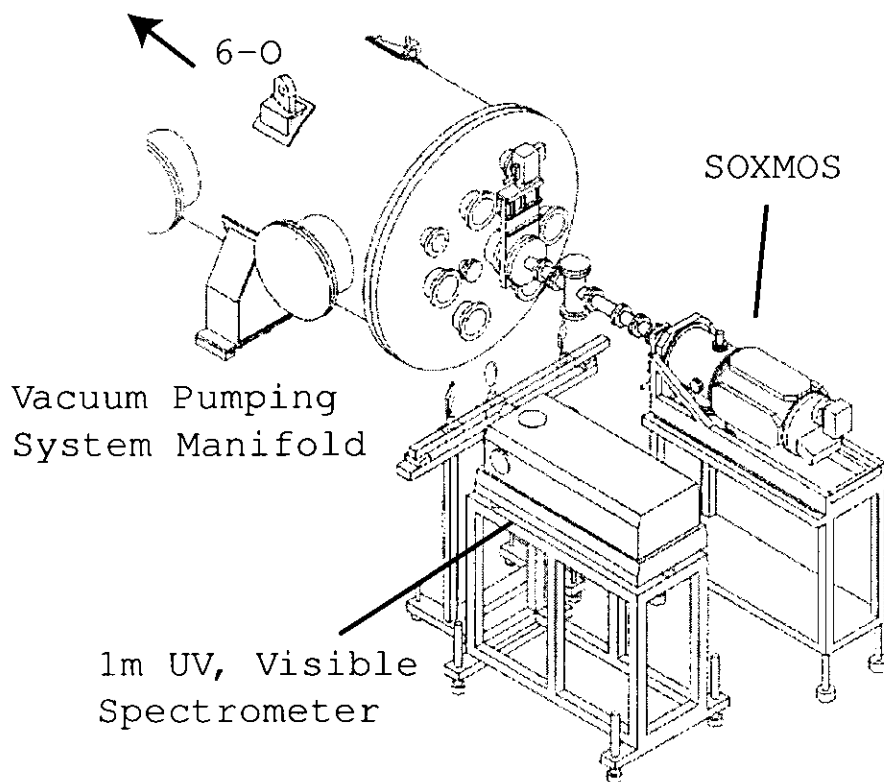


図 3.3: 分光計測システムの配置

によるドップラーイオン温度計測等にご利用した紫外－可視域分光器である。以下には真空紫外域斜入射分光器の特徴を解説する。

3.2.1 真空紫外域斜入射型分光器:SOXMOS

真空紫外域斜入射分光器（SOXMOS）は高波長分解能を有したマルチチャンネル分光器である [32]。観測可能な波長領域は、600 本/mm の回折格子を用いた場合には 5-340 Å の領域が観測可能で、波長分解能は 0.2 Å である。またこの分光器は二つの検出器を有しており、それぞれが異なった波長領域を同時に観測することが可能となっている。図 3.4 には例として、同時計測された異なった波長域の線スペクトルを示した。図中の中央から左側の線スペクトルが短波長側（30Å 領域）のもので、右側が長波長側（130Å 領域）のものである。

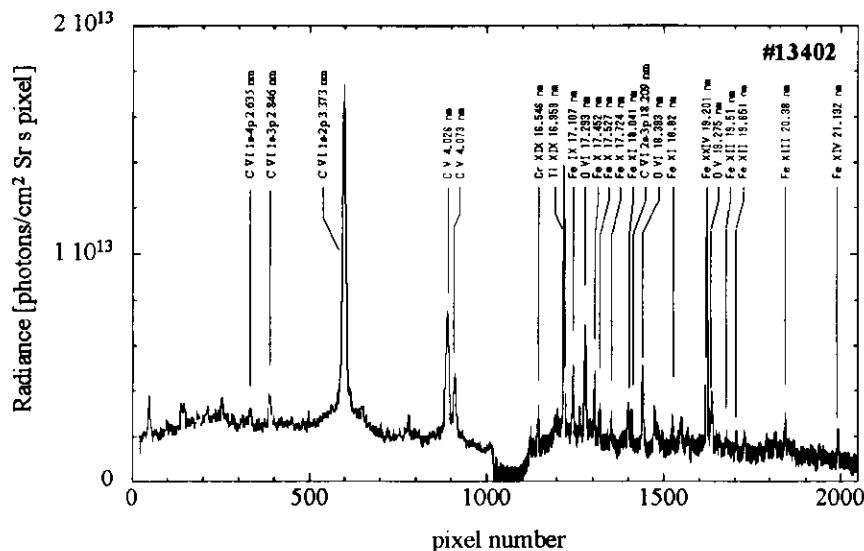


図 3.4: 二つの検出器により同時計測された異なった波長域の線スペクトルの例

例えば C VI 1s-3p 28.46Å、2s-3p 182.09Å など上準位が同じで下準位が異なる遷移はかなり離れた線スペクトルであるが、このように二つの検出器を利用することにより同時に観測することが可能となっている。この特徴を利用して、上準位が同じ遷移のペアーを同時計測し、この真空紫外分光器における各波長間の感度較正を行っている。

さらに分光器の架台を入り口スリットの前に置かれたピボットセンター（回転軸）を中心にして回転させることにより、分光器視線をポロイダル方向に変更することが可能である。これにより空間分解計測が可能となっている。ただし1ショットで一つの視線のみが観測可能で、各視線の同時計測は出来ない。しかし同様な放電波形のものを利用することにより、各視線つまり各領域に対する線スペクトルの強度変化を調べることが可能となっている。

SOXMOS Duo-Multichannel Mode

真空紫外分光器の内部構造は図 3.5 のようになっている。入り口スリットから進入した真空紫外光は 2m のローランド円上に配置された回折格子に入射し回折され、同円上にある二つの検出器で検出する。この二つの検出器を個別に円上に配置することにより異なった波長域の同時観測がされる。検出器の前面にあるマイクロチャンネルプレートで受けた真空紫外光を電子に変換・増幅し、さらにフォスファールにより可視光に変換し、ファイバーを介して 2048 チャンネルのフォトダイオードアレイへ転送している。さらに PDA コントローラーを介してコンピュータへデータ転送を行っている。

より詳しく検出器の構造を図 3.6 に示した。まず入射してきた真空紫外域光子を、+1000 V の電圧がかけられたマイクロチャンネルプレートで電子に変換・増倍し、次に+5000 V 印可されたフォスファールで可視光に変換を行っている。その可視光をファイバーを介してダイオードアレイに転送し検出されている。各高電圧は計測機器室に準備した高電圧電源より約 150m のケーブルを介して印加している [32]。

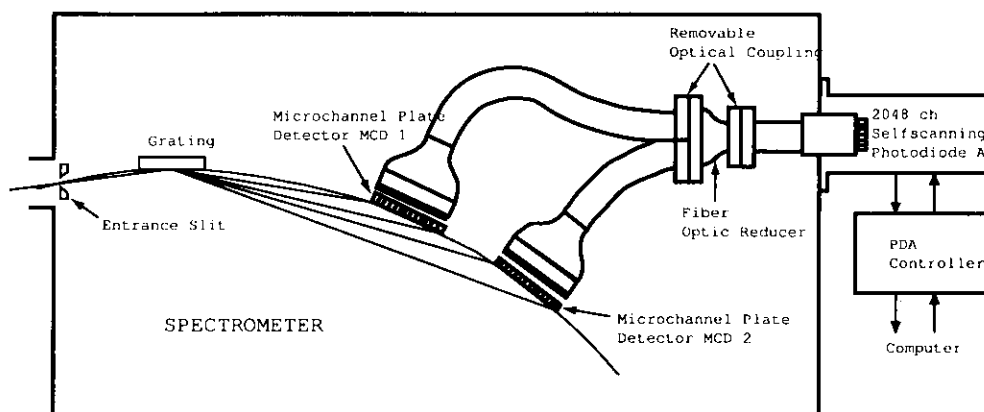


図 3.5: 斜入射分光器：SOXMOS の内部構造

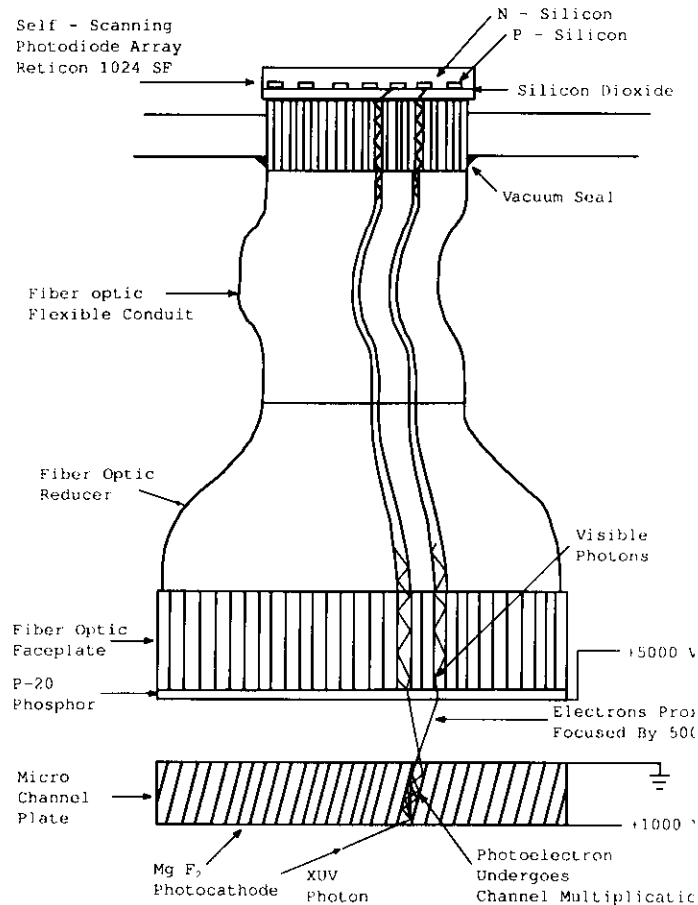


図 3.6: マルチチャンネル検出器の構造

3.3 空間分解計測の視線

空間分解計測における視線を図 3.7 に示した。図 3.7 は LHD 真空容器のポロイダル断面で、図中央にあるのが磁気軸 $R_{ax} = 3.75\text{m}$ の真空磁場における磁気面とその周囲にある Ergodic layer で、その上下にあるものがヘリカルコイルである。これから分かるように 6-O ポートから観るプラズマは横長断面となる。空間分解計測はプラズマ中心を観るような視線を (0mm) とし、視線をあげていくことにより行った。0 mm では、X ポイントと Ergodic layer の最も厚い領域を視野に含む視線となる。また、500 mm 上の視線は最外殻磁気面の領域のみを視野に入れる視線となる。また、視野の広がり方はプラズマ中心の z 軸

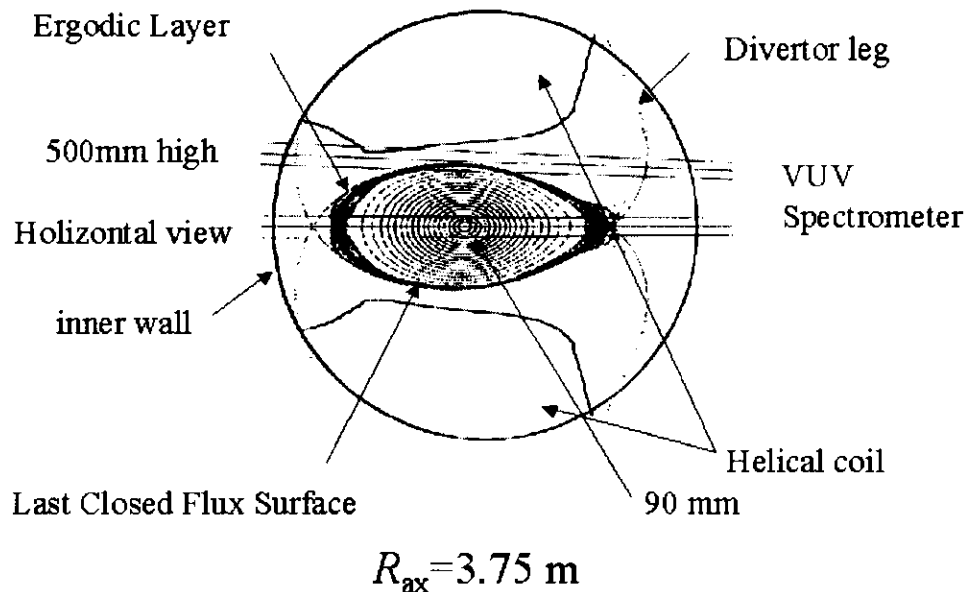


図 3.7: 空間分解計測における視線

上で約 90 mm となり、かなり広いと考えられるが空間分解計測は十分機能している。

3.4 空間分解計測における線スペクトルの強度変化

本節では、Fe 不純物の多価イオン線スペクトル (Fe XVIII - Fe XXIII) と低電離イオン線スペクトル (Fe VIII - Fe X)、軽元素線スペクトル (O VI、等) を利用し、本研究で行った空間分解計測が機能していることを示す。

原子やイオンは主に電子との衝突によってエネルギーを得て、励起・脱励起、自然放射を繰り返している。その得たエネルギーの大きさによって励起準位が異なり、自然輻射による線スペクトルの様子も大きく変わってくる。特にある準位からの離脱エネルギー以上のエネルギーを得た場合には電離していく。原子やイオンの最低状態すなわち基底状態に対しては、この離脱エネルギーをイオン化エネルギーもしくはイオン化ポテンシャルという。各種の原子やイオンはそれ固有のこのイオン化ポテンシャルを持っていて、例えば図 3.8 にある

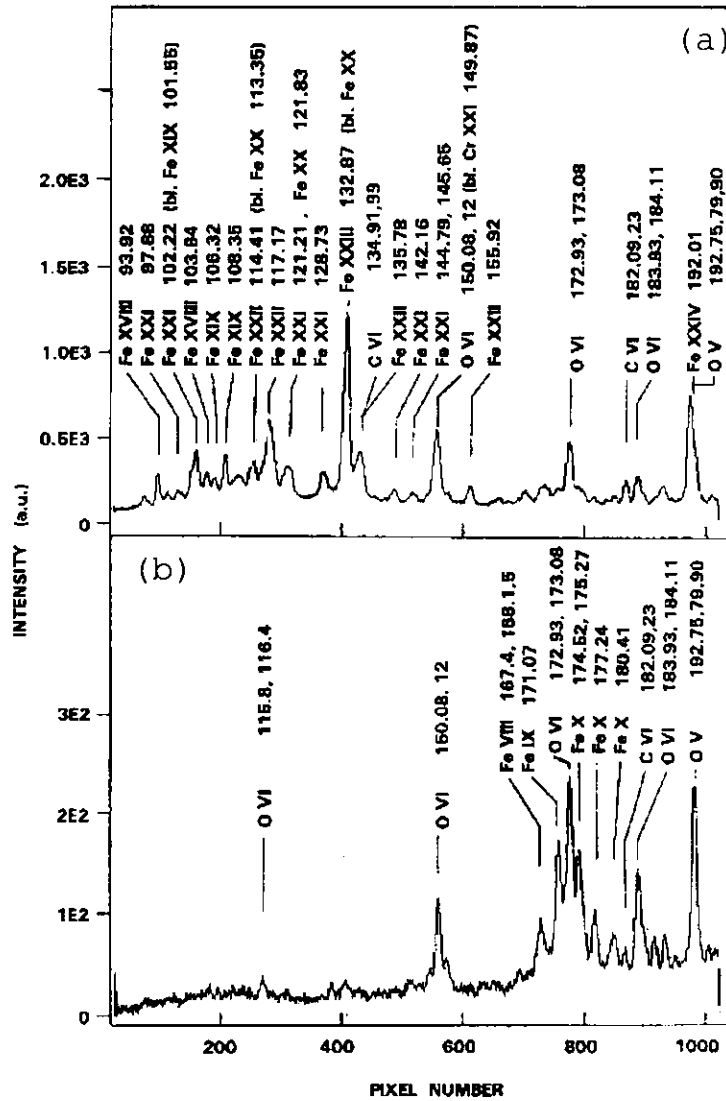


図 3.8: 空間分解計測での異なった視線における線スペクトルの比較：(a) 中心に合わせた場合 - Fe 不純物の多価イオンの線スペクトルが多数観測される。(b) 400 mm 上部に合わせた場合 - 多価イオンの線スペクトルに替わり、軽元素イオンや Fe 不純物の低電離イオンの線スペクトルがはっきりと観られるようになる。

Fe^{22+} イオンのイオン化ポテンシャルは 1950 eV、 Fe^{7+} イオンは 151.06 eV である。電子温度に空間分布があるプラズマ中では、イオンが低電子温度の位置から高電子温度の位置に移るにつれ、電離が進み、ある電離段階のイオンは空間的に局在する。例えばイオン化ポテンシャルの高い high-Z イオン (Fe や Ti、Cr など) の多価イオンは電子温度の高いプラズマ中心領域に局在し、そしてイオン化ポテンシャルが低い軽元素のイオンや high-Z イオンの低電離イオンはプラズマ周辺でシェル構造をした分布と考えられる。

空間分解計測では各視線によって視野に含まれる領域が異なってくる。プラズマ中心に視線を向けると中心から周辺まで全領域を観ることになるが、視線を周辺に近づけていくにつれ中心領域が視線から外れていく。つまり中心の視線では観測されたが、中心から離れた視線では観測されない線スペクトルが出てくる。

図 3.8 には、90-200 Å の波長域で観測される線スペクトルを示した。この波長域には、Fe 不純物の多価イオンの線スペクトル (Fe XVIII - Fe XXIII) が集中している領域である。図 3.8(a) には中心に視線を合わせた場合を示した。視野にはこれらの多価イオンが存在する領域を十分含んでいるために多くの多価イオンの線スペクトルが観測される。これに対して中心から 400 mm 上部の視線 (図 3.8(b)) では、Fe 不純物の多価イオンの線スペクトルがほとんど観測されない。これは多価イオンが存在する領域から視線が外れてしまった為と考えられる。反対にプラズマ周辺でシェル構造をしている軽元素イオンや Fe 不純物の低電離イオンの線スペクトルがはっきりとしてきた。当然 (a) の場合においても、周辺が視野に含まれる為に軽元素の線スペクトルも観測しているはずである。ただし多価イオンの線スペクトルが非常に強い為に、これらはそのバックグラウンドと同レベルとなってしまう区別が難しくなっている。例えば (b) において最も弱い線スペクトルの強度は約 3×10^2 であるのに対し、(a) において最も強い線スペクトルは約 1.2×10^3 と約 6 倍の強度比がある。軽元素の他の線スペクトルはさらに弱い為 (a) においてはバックグラウンドレベルになっていることが分かる。

このように異なった視線によって中心領域から発せられるものと周辺からのものの区別が可能とであることが示された。このことから空間分解計測は十

分機能していると確認される。

3.5 各種イオン線スペクトルの空間分解計測

図 3.9 には Fe XXIV、Fe XXIII、O VI の視線に対する発光強度変化を示した。Fe XXIV、Fe XXIII のイオン化ポテンシャルはそれぞれ I.P.=2046eV、1950eV と大きいため、電子温度 2 keV のプラズマでは、これらのイオンはプラズマ中心部付近に局在することが予想される。観測された空間分的変化を観ると、 $h=0\text{mm}$ に対して $h=200\text{mm}$ では 1/10 以下の発光強度となり、これより周辺ではより弱くなっている。この結果は、Fe の多価イオンが $h=200\text{mm}$ よりも内部に分布していることを示唆している。

O VI のイオン化ポテンシャルは I.P.=138eV である。対象としたプラズマは最外殻磁気面付近においても電子温度は数百 eV あり、周辺電子温度よりも低い I.P. を持つこれらのイオンはさらに外側の周辺部に存在することが予想される。実際に観測した空間的变化を観ると、中心部での強度の変化は小さく周辺部 $h=400\text{-}500\text{mm}$ で弱くなる傾向を示している。この傾向からこれらのイオンはプラズマ周辺部にピークを持った分布であることが分かる。

これらの計測結果は、中心部への局在や周辺部でのシェル構造の傾向を十分に表していることから、空間分布の傾向を表現できる程度の分解能があることは確認された。

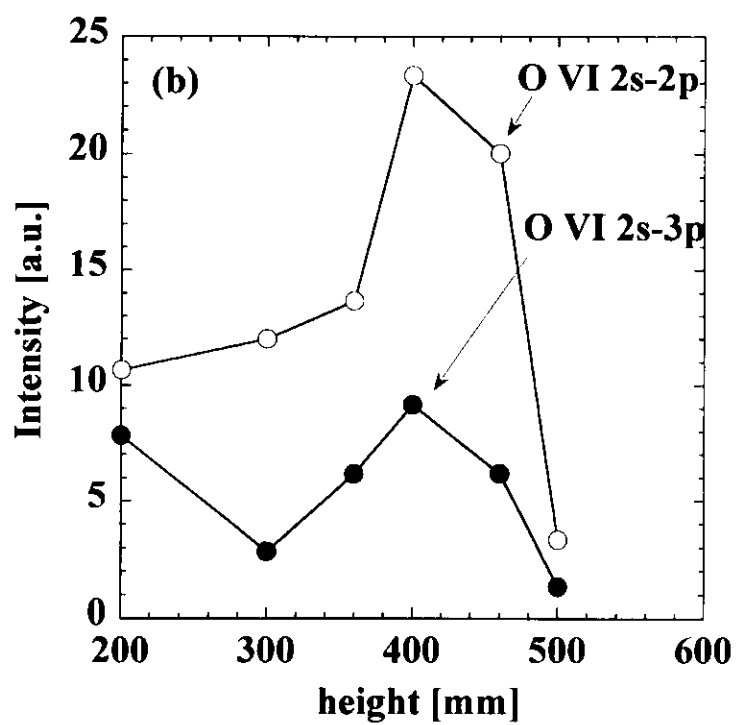
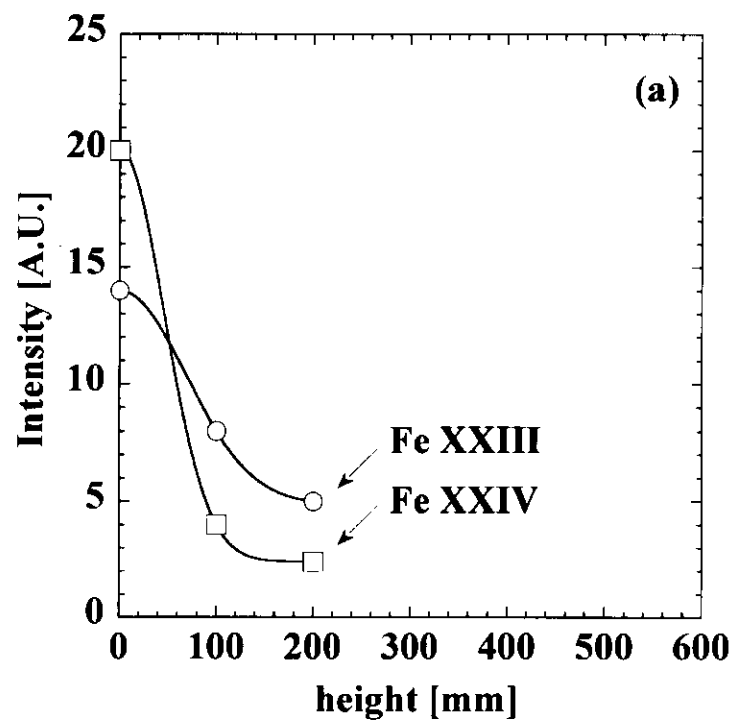


図 3.9: 視線に対する各線スペクトルの発光強度変化

3.6 データ収集系

データ収集システムは、検出器とそのコントローラ以外に VME システム、CAMAC システム、DOS マシンで構築されている。これらのシステムは計測機器室に配置され、約 100 m の光ファイバーや同軸ケーブル等を利用して、LHD 本体室内にある検出器コントローラや波長の変更、視線の変更等を遠隔操作しコントロールを行っている。ここではこれらのシステムを簡単に説明する。

3.6.1 タイミングトリガー信号

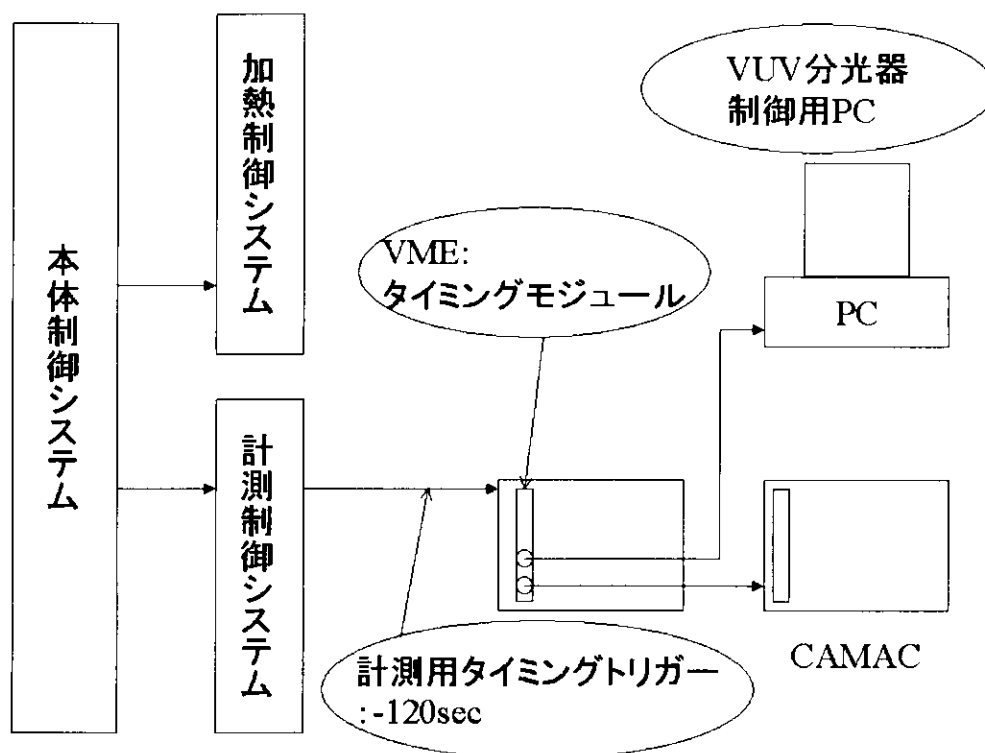


図 3.10: タイミングトリガー配信システム

LHD 実験では 180 秒周期で放電が行われており、放電開始とともに計測シス

テムを稼働させるには放電と同期したタイミングトリガー (TTS3) が必要となる。まず放電制御用のトリガー信号 (TTS1) が LHD 本体制御システムから加熱システムや計測システムなどへ配信されている。特に計測システムでは、タイミングトリガー信号 (TTS1) を一度計測システム専用のタイミングトリガー配信システムで受け、各計測器の制御システム:VME システムのタイミングモジュールへ放電の 120 秒前 (TTS2) に配信される。そのトリガー信号 (TTS2) を受け各計測器担当者が、その計測器に沿ったタイミング (TTS3) に調整し計測を開始している。本研究では計測器へトリガー信号 (TTS3) を 0 秒で配信するように設定を行った。ただし加熱システムは 0.2 秒後から稼働するように設定されている。つまり、我々が設定した 0 秒から 0.2 秒後からプラズマが生成されることになる。図 3.10 には上記の簡略図を示した。

3.6.2 真空紫外域分光器制御システム

真空紫外域分光系システムの概略を図 3.11 に示した。真空紫外域分光システムのコントロールは、計測機器室に用意された DOS マシンにより遠隔操作されている。図中央から左側がコントロール用 PC が設置してある計測機器室、その反対の右側が LHD 本体室内計測ステージ上である。データ収集システムは、PDA コントローラと PC 用専用ボードから構成されており、コントローラ：ボード間を光ファイバーを介して信号の転送を行っている。さらにこのシステムは、“CSMA” と呼ばれる MS-DOS 上のアプリケーションを利用し、露光時間、フレーム数等を設定しデータを収集している。

次に波長の設定は、波長コントローラ：PC 間を RS-232C ケーブルを介し Windows3.1 上のアプリケーションで設定を行っている。ただし RS-232C の信号は、Honeywell 製の光変換モジュールを利用していったん光信号に変換し、遠隔操作を行っている。

次に空間分解計測のための視線変更は、パルスモーターを利用し分光器の架台を入り口スリットの前に置かれたピボットセンター（回転軸）を中心にして回転させることにより行った。そのパルスモータのコントローラ（視線駆動系コントローラ）が本体室内にあり、それを遠隔操作するためのもう一つの視線

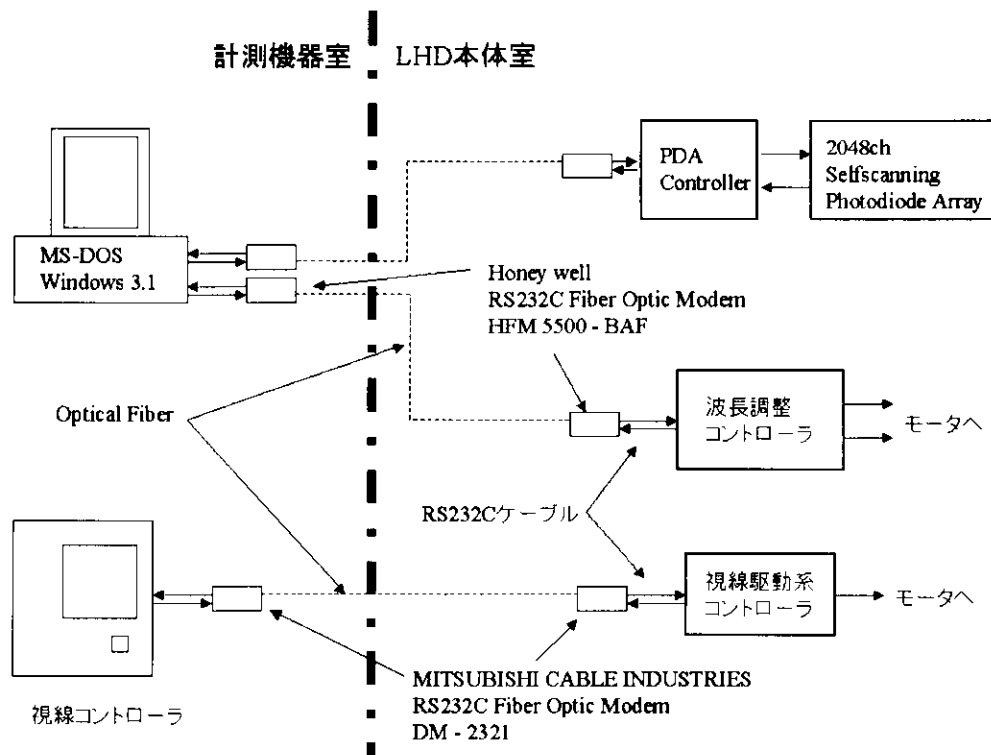


図 3.11: 真空紫外域分光器データ収集・制御システム

コントローラが計測機器室に設置されている。このコントロール間は RS-232C を利用して行うが、やはりこれも光信号に変換しコントロール信号の送受信を行っている。

3.7 絶対感度較正

検出器は光子を受けると電気信号に変換し、その数を出力する。その為、その電荷数単位あたりの光子数を換算する必要がある。また、実際には光学系（ミラーやレンズ、など）を利用する為その反射率なども考慮に含めなくては

ならない。つまり実際の計測系全てを通した感度較正が必要となる。可視域の分光器では、二次標準としての標準電球（タングステンランプ等）を光源に利用し、全系を通した感度較正を行うのが一般的である。また真空紫外域では、黒体放射に相当する一次標準が存在しないことがあり、原子分岐線対法を利用する方法がある。

本研究では、原子分岐線対法を利用して真空紫外域分光器の感度較正を行った。

3.7.1 原子分岐線対法 (Atomic branching ratio methods)

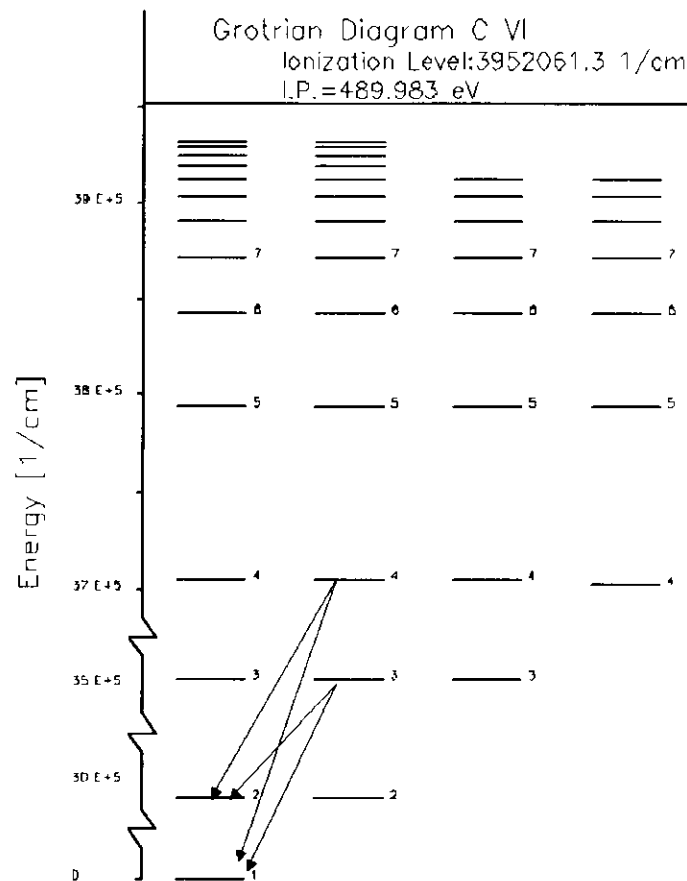


図 3.12: 同一上準位から異なる下準位への輻射遷移: C VI の Grotrian Diagram を示した。ここでは実際に原子分岐線対法に利用した二組のペアを示した。

$I(\lambda)$ を発光強度（光子数）、 n_i を上準位のポピュレーション、 λ_1 と λ_2 をそれぞれ異なったエネルギー準位への遷移の際に発する線スペクトルの波長とする。また $A(\lambda)$ を自然放出係数とすると、発光強度の比は、

$$\frac{I(\lambda_1)}{I(\lambda_2)} = \frac{n_i A(\lambda_1)}{n_i A(\lambda_2)} \approx \frac{A(\lambda_1)}{A(\lambda_2)} \quad (3.1)$$

と表すことができ、 A 係数のみに依存する。つまり一方の $I(\lambda_1)$ を観測し、さらに両方の $A(\lambda)$ 係数が分かるならば、他方の発光強度を決定することが可能である。

また、以下の関係をもって逆感度を定義する。

$$I(\lambda) = R(\lambda)S(\lambda) \quad (3.2)$$

ここで $R(\lambda)$ 、 $S(\lambda)$ は遷移波長 λ における測定系逆感度と検出器からの出力である。上準位が同じで下準位が異なる遷移に対して式 (3.1) と式 (3.2) を用いると、 λ_1 、 λ_2 における相対逆感度は、

$$\frac{R(\lambda_1)}{R(\lambda_2)} = \frac{I(\lambda_1)S(\lambda_2)}{I(\lambda_2)S(\lambda_1)} = \frac{A(\lambda_1)S(\lambda_2)}{A(\lambda_2)S(\lambda_1)} \quad (3.3)$$

と表せる。つまり、逆感度はこの場合も A 係数が分かれば出力 S の測定により求まる。この分光器の測定可能にある複数の分岐線対に対して行えば、この分光器の逆感度校正曲線を求めることができる [33]。

3.7.2 Hollow Cathode

絶対感度校正では、実際に観測を行う計測系において行うのが通常である。そこで図 3.3 にある可視紫外分光器を利用し、LHD プラズマにおいて原子分岐線対法により真空紫外分光器の絶対感度校正を試みた。しかし、可視紫外分光器の絶対感度校正において、実際の計測系ではプラズマ位置に標準光源を配

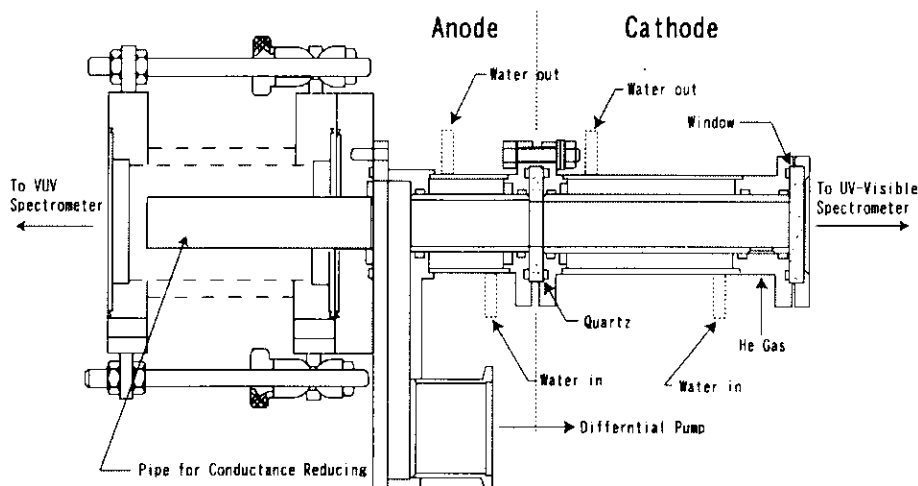


図 3.13: Hollow Cathode の概略図

置することは不可能である。その為、標準光源の移動により計測系を変更し較正を行ったが、その他にもブレイズ波長による高次光の混在や測定レンジ（露光時間等）の変更など考慮しなければならない点が多く含まれる為、誤差が大きくなることが予想され、またこれらの処理が困難な為、現段階では出来ない。（このLHDプラズマを利用した較正はこれからも進めていくが、以下の方法を利用して絶対感度較正を試みた。）そこで、実際の計測系とは大きく異なるが、較正時における両分光器の光学系に変更が無くなることから、入射スリットから1.5 m位置に用意したHollow Cathodeを利用して真空紫外分光器における絶対感度較正を行った。また紫外可視域の線スペクトルは図3.14にある分光器を利用して行った。これらを利用することにより計測系配置の再現が簡単にでき、標準光源を利用した紫外可視分光器の絶対感度較正における困難な考慮が除かれる。

まずはHollow Cathodeの概略を図3.13に示す。Cathode電極の材質には純アルミニウムを利用し、-399 V(200 mA)を印加し放電を行った。電源にはMATSUSADA製のModel:HAR-1N1200を利用し、Cathode間には安定化抵抗($125\Omega \times 6$ 本)を介して印加している。安定化抵抗を介している為、Anode-Cathode間へ印加されている実際の電圧は-253 Vである。放電はHeガスを利用し、図中のガス導入口から導入している。分光器内は高電圧(+5000 V)が

印加されている為、真空度が 10^{-6} Torr 以上では利用できない (2×10^{-6} Torr で高電圧電源のインターロックが作動)。そこで、分光器と Hollow Cathode 間に $10\text{mm}\phi \times 100\text{mm}$ のパイプを用いてコンダクタンスを落とし、差動排気を行っている。放電中の Hollow Cathode 放電管内 anode 側の真空度は、 6.9×10^{-4} Torr であり、low pressure での放電である。この時の分光器内の真空度は 1.4×10^{-6} Torr で、分光器と Hollow Cathode 間の差動排気はうまく機能しており測定を行うことが可能となっている。

3.7.3 原子分岐線対法による絶対感度較正に利用した可視分光器

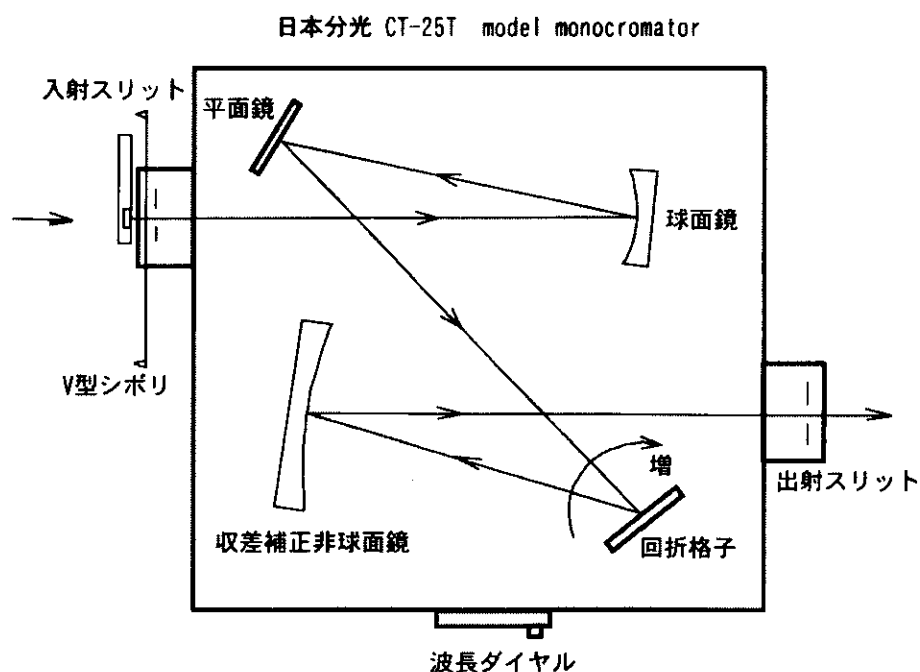


図 3.14: 原子分岐線対法による絶対感度較正に利用した可視分光器の概略図

真空紫外分光器の感度較正を行う為に日本分光製 CT-25T 型可視分光器（図 3.14）を利用した。この装置は多重回折による迷光を避けるために非対称型変形ツェルニ・ターナ光学配置を採用した高性能・光分解能のモノクロメータである。回折格子には、 3000\AA にブレイズ波長がある 1200 本/mm のものを利用した。光学的波長範囲は $2000\text{-}12000\text{\AA}$ で、波長分解能は 1\AA である。

3.7.4 真空紫外分光器の絶対感度較正

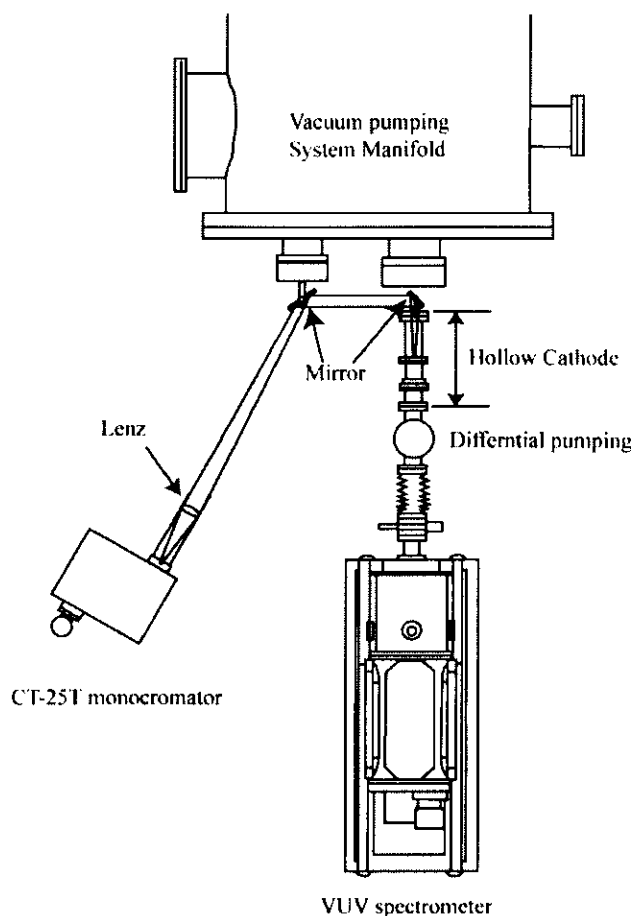


図 3.15: 絶対感度較正時の Hollow Cathode と可視分光器の配置

まずは、二つある検出器を活用し真空紫外領域にある分岐線対の観測を実際のプラズマで行った。表 3.2 には LHD プラズマ中で観測された分岐線対を示した。式 (3.3) から、この表の上部の分岐線対の各波長間の相対感度を求めた。さらに各分岐線対の波長間に対する相関から、真空紫外分光器における各波長間の相対感度曲線を求めた。

次に、真空紫外域と可視域にある分岐線対を利用して真空紫外分光器と可視分光器の相対感度を求めた。ただし、3.7.2 節で述べたように実際のプラズマを使った較正が現在は困難であるため、Hollow Cathode で He 放電を行い CT-

25T Model 可視分光器を利用し行った。図 3.15 には Hollow Cathode と CT-25T Model 可視分光器の配置を示した。Hollow Cathode は真空紫外分光器の入り口スリットから 1.5 m の位置に配置し、光軸が Hollow Cathode の中心を通るように設定した。分光器と Hollow Cathode の間には、差動排気用の 10mmφ のパイプがあるが、これによって視野を狭めることはない。さらに Hollow Cathode の真空紫外分光器と反対側には二枚のミラーを準備し、CT-25T Model 可視分光器の光軸が Hollow Cathode の中心を通るように設定を行った。また 50mmφ のレンズを利用し、Cathode 位置に焦点を合わせて入口スリット上に集光した。スリット幅は、入り口スリットの横幅が 60 μm、縦幅が 4 mm、出口スリットの横幅が 80 μm である。ここでの出口スリット幅は線スペクトルの幅より十分大きく、線スペクトルの全強度を観測することができる。検出器には光電子増倍管を利用し測定を行った。その出力を picoammeter を介して電流値 $I[A]$ として読みとっている。絶対感度較正に利用した分岐線対は、表 3.2 下部にある He II 1-4 243.0 Å、He II 3-4 4685.6 Å である。これらの強度比は、式 (3.1) から

$$\frac{I_{1-4}}{I_{3-4}} = \frac{1.2678 \times 10^7 \times 2^4}{8.896 \times 10^6 \times 2^4} = 1.42 \quad (3.4)$$

となる。この関係を利用して真空紫外分光器の 1count 当たりの光子数を求めるには、次に標準光源を利用して CT-25T Model 可視分光器の感度較正を行う必要がある。図 3.15 にある二枚のミラーと CT-25T Model 可視分光器の配置を別の場所で再現し、Hollow Cathode の Cathode 位置に標準光源 (GE, No. EPT-1297 D.C. 38A) を配置し較正を行った。

ここで標準光源の連続光と線スペクトルの観測において、分光器の設定条件である入口スリット幅 Δx 、出口スリット幅 Δy 、設定波長 λ_1 に対する関係は次のようになっている。連続スペクトルの測定時の波長 λ_0 における出口スリットを通過する全光束は $W(\lambda_0)$ は

$$W(\lambda_0) = Th\Omega \Delta x I(\lambda_0) \frac{\Delta y}{D} \quad (3.5)$$

で表される。ここで、 T は光学系の透過度、 h は縦スリット幅、 Ω は入射光の張る立体角、 $I(\lambda_0)$ は入射光のスペクトル強度、 $D(=\frac{\Delta y}{\Delta x})$ は線分散である。

また線スペクトル(λ_1)の測定の場合には、入口スリットと出口スリット間の関係が $\Delta y > k \Delta x$ (k は水平面内の倍率)の時に、出口スリットを通過する全光束は

$$W(\lambda_1) = Th\Omega \Delta x J \quad (3.6)$$

となり (J は total intensity)、入射スリット幅だけで決まっている。

上記の配置で標準光源 (4680Å) における Radiance $R[\text{photons}/\text{cm}^2 \cdot \text{\AA} \cdot \text{sr} \cdot \text{sec}]$ に対する CT-25T Model 可視分光器の出力を $I_S[\text{A}]$ とすると、標準電球からの R は、 $\frac{\Delta y}{D}[\text{\AA}]$ で観測していることになるので、

$$R' = R \frac{\Delta y}{D} \quad [\text{photons}/\text{cm}^2 \cdot \text{\AA} \cdot \text{sr} \cdot \text{sec}] \quad (3.7)$$

となる。(ここでの $1/D$ は取扱説明書にある Reciprocal Dispersion = 30 Å/mm at 4700 Å を利用する。) これを使って、Hollow Cathode で観測した $I_{3-4}[\text{A}]$ を Radiance に変換すると

$$I'_{3-4} = \frac{I_{3-4}}{I_S} R' \quad [\text{photons}/\text{cm}^2 \cdot \text{\AA} \cdot \text{sr} \cdot \text{sec}] \quad (3.8)$$

となる。最後に式 (3.4) の関係から

$$I_{1-4} = 1.42 \times I'_{3-4} = S_{1-4} \times I_{\text{count}} \quad [\text{photons}/\text{cm}^2 \cdot \text{\AA} \cdot \text{sr} \cdot \text{sec}] \quad (3.9)$$

と表される。この時の S_{1-4} が測定値の count を Radiance に直す Inverse Sensitivity $[(\text{photons}/\text{cm}^2 \cdot \text{\AA} \cdot \text{sr} \cdot \text{sec})(\text{sec}/\text{counts})]$ となる。この値を利用することにより、相対感度曲線から絶対感度曲線を求めることが出来る。

また、ここで利用した分岐線対の可視域の線スペクトル He 3-4 4685.6 Å には、他のサブレベルの線スペクトル (3p-4s:4687.21 Å、3d-4p:4687.19 Å、3p-4d:4687.016 Å、3d-4f:4687.115 Å) も含んで観測されてしまう。そこで各レベルのポピュレーションの比は重率に従っていると仮定し、He 1s-4p と分岐線対をなす 3s-4p の強度を見積もり、その値を利用した。

このようにして表 3.2 に示した原子分岐線対を利用し求めた真空紫外分光器の逆感度曲線を図 3.16 に示した。この曲線を利用し各線スペクトルの Radiance を求めている。

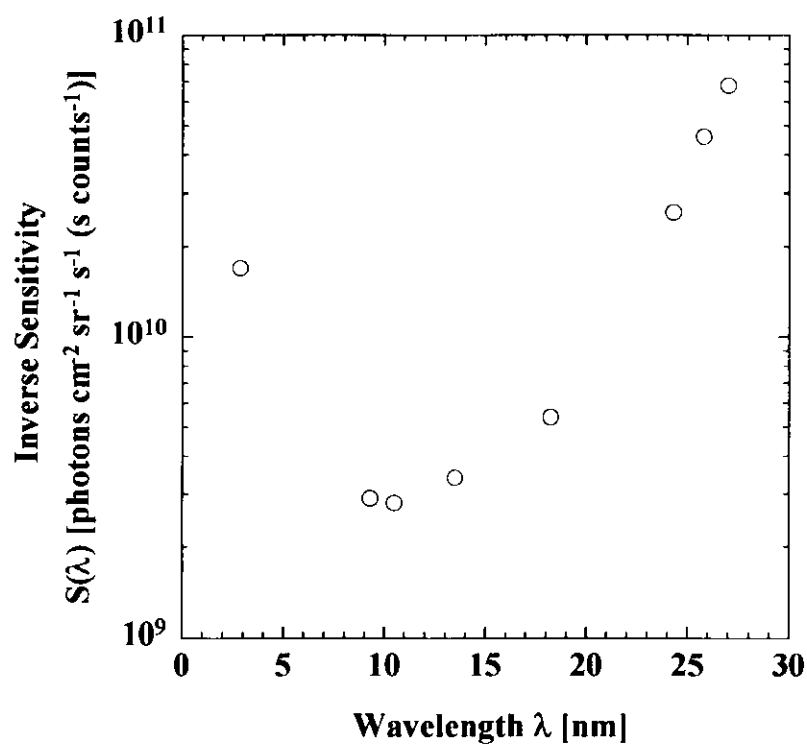


図 3.16: 真空紫域外分光器における逆感度曲線

表 3.2: LHD プラズマ中で観測された分岐線対

Line	Wavelength [Å]	Transition	Einstein Coefficient [sec ⁻¹]
Fe XVIII	93.92	$2s^2 2p^5 \ ^2P_{1/2} - 2s 2p^6 \ ^2S_{1/2}$	9.13×10^{10}
	103.93	$2s^2 2p^5 \ ^2P_{3/2} - 2s 2p^6 \ ^2S_{1/2}$	3.31×10^{10}
Fe XIV	257.39	$3s^2 3p \ ^2P_{1/2} - 3s 3p^2 \ ^2P_{1/2}$	1.8×10^{10}
	270.52	$3s^2 3p \ ^2P_{3/2} - 3s 3p^2 \ ^2P_{1/2}$	2.6×10^{10}
O VI	129.785	$1s^2 2p \ ^2P_{1/2} - 1s^2 4d \ ^2D_{3/2}$	2.43×10^{10}
	129.871	$1s^2 2p \ ^2P_{3/2} - 1s^2 4d \ ^2D_{5/2}$	2.91×10^{10}
	498.090	$1s^2 3p \ ^2P_{1/2} - 1s^2 4d \ ^2D_{3/2}$	7.49×10^9
	498.426	$1s^2 3p \ ^2P_{3/2} - 1s^2 4d \ ^2D_{5/2}$	8.97×10^9
C VI	28.46	1 – 3	7.225×10^{10}
	182.09	2 – 3	5.715×10^{10}
C VI	26.99	1 – 4	1.656×10^{10}
	134.91	2 – 4	1.091×10^{10}
He II	243.02	1 – 4	2.045×10^8
	1215.1	2 – 4	1.347×10^8
He II	237.33	1 – 5	6.60×10^7
	1084.9	2 – 5	4.048×10^7
He II	243.0	1 – 4	2.045×10^8
	4685.6	3 – 4	1.438×10^8
He II	237.33	1 – 5	6.60×10^7
	3203.1	3 – 5	3.52×10^7

3.8 結言

この章では LHD 装置、プラズマ計測系の概要を紹介した。主に荷電交換反応線スペクトル観測に利用した真空紫外分光器に関しては、その分光器の構造、検出器の特徴、さらにデータ集計等の概略を紹介した。さらに原子分岐線対法を利用し、真空紫外分光器の感度較正を行った。

関連図書

- [1] A. Iiyoshi, *etal.*: Nucl. Fusion 39 (1999) 1245.
- [2] A. Iiyoshi, *etal.*: Fusion Eng. Des. 46 (1999) 323.
- [3] M. Fujiwara, *etal.*: Nucl. Fusion 39 (1999) 1659.
- [4] M. Fujiwara, *etal.*: Plasma Phys. Control. Fusion 41 (1999) B157.
- [5] O. Motojima, *etal.*: Phys. Plasma 6 (1999) 1843.
- [6] H. Yamada, *etal.*: Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 1216.
- [7] T. Shimozoma, *etal.*: Fusion Technology 1996. Proceedings of the 19th Symposium on Fusion Technology (1997) 553.
- [8] S. Kubo, *etal.*: Proceedings of 13th Topical Conference of Applications of Radio Frequency Power to Plasma.
- [9] T. Watari, *etal.*: IAEA-CN-77/EX8/4
- [10] T. Mutoh, *etal.*: Plasma Phys. Control. Fusion, 42 (2000) 265.
- [11] O. Kaneko: Fusion Eng. des. 26 (1995) 455.
- [12] O. Kaneko, *etal.*: Nucl. Fusion 39 (1999) 1087.
- [13] Y. Takeiri, *etal.*: Rev. Sci. Instrum. 70 (1999) 4260.
- [14] Y. Takeiri, *etal.*: Plasma Phys. Control. Fusion, 42 (2000) 147.
- [15] N. Noda, *etal.*: IAEA-CN-77/EX4/5.

- [16] S. Sudo, *etal.*: Proceedings of HTPD2000; "Overview of LHD Diagnostics".
- [17] K. Kawahata, *etal.*: Fusion Eng. Des. 34-35 (1997) 393.
- [18] K. Kawahata, *etal.*: Rev. Sci. Instrum. 70 (1999) 695.
- [19] K. Kawahata, *etal.*: Rev. Sci. Instrum. 70 (1999) 707.
- [20] K. Narihara, *etal.*: Fusion Eng. Des. 34-35 (1997) 67.
- [21] S. Muto, *etal.*: Fusion Eng. Des. 34-35 (1997) 205.
- [22] B. J. Peterson, *etal.*: Fusion Eng. Des. 34-35 (1997) 307.
- [23] S. Sakakibara, *etal.*: Fusion Eng. Des. 34-35 (1997) 707.
- [24] K. Ida and S. Hidekuma: Rev. Sci. Instrum. 60 (1989) 876.
- [25] K. Ida, S.Kado and Y. Liang : Rev. Sci. Instrum. 71 (2000) 2360.
- [26] S. Morita, *etal.*: Fusion Eng. Des. 34-35 (1997) 165.
- [27] M. Sasao, *etal.*: Fusion Eng. Des. 34-35 (1997) 595.
- [28] T. Ozaki, *etal.*: Fusion Eng. Des. 34-35 (1997) 535.
- [29] T. Ozaki, *etal.*: Rev. Sci. Instrum. 71 (2000) 2698.
- [30] K. Toi, *etal.*: Nucl. Fusion 40 (2000) 1349.
- [31] 藤本孝：分光研究 **34** (1985) 347.
- [32] J.L. Schwoob, A.W. Wouters and S. Suchewer: Rev. Sci. Instrum. 58 (1987) 1601.
- [33] K. Sato, M. Otsuka and M. Mimura: Appl. Opt. 23 (1984) 3336.

第4章 低エネルギー衝突における 荷電交換反応、線スペクトル の観測と反応領域の特定

4.1 緒言

この章では、LHD プラズマ実験において観測された低エネルギー衝突における荷電交換反応線スペクトルを紹介する。特にその反応領域を調べるために空間分解計測を行った。アーベル逆変換を行うことによりその反応領域の特定を行った。

本章の構成は、4.2 節で、炭素水素様イオンのライマン系列において観測された特異な線スペクトル強度比を示す。この特異な強度比が、1.3 節で示したように、低エネルギー衝突荷電交換反応の特徴である特定準位への電子捕獲によるものであることが確認された。4.3 節においては、このライマン系列の空間分解計測を行い荷電交換反応領域を明らかにした。

4.2 炭素水素様イオンライマン系列における特異な 発光強度比の観測

C^{6+} イオンと水素原子 H^0 の低エネルギー衝突荷電交換反応における選択的電子捕獲を観測するために、炭素水素様イオンのライマン系列線スペクトルの観測を行った。このライマン系列は 25.303 - 33.74 Å ($Ly\alpha$: 33.74 Å、series-

limit:25.303 Å) の領域にある。特に 1.5 - 4.5 nm の波長域は、軽元素において非常に重要な線スペクトルが集中している領域である。ここでいう軽元素とはプラズマ中で観測される炭素原子や酸素原子のことで、重要な線スペクトルはそれぞれの元素の水素様イオンやヘリウム様イオンの線スペクトルである。

図 4.1(a) には、LHD プラズマにおいて 18 - 42 Å の波長域で観測された線スペクトルを示した。図の左側（短波長側）から酸素の水素様イオンの線スペクトル (O VIII 1s-2p 18.96, 18.97 Å)、ヘリウム様イオン (O VII 1s-2p 21.60 Å)、炭素の水素様イオン、ヘリウム様イオン (C V 1s-2p ¹S 40.26 Å, 1s-2p ³S 40.73 Å や 1s-3p ¹S 34.97 Å) の線スペクトルが観測されている。中央の最も強い線スペクトルが C VI 1s-2p 33.73, 33.74 Å (Lyα) である。観測したプラズマは NBI 放電に ICH を重畳した放電で、プラズマパラメータが蓄積エネルギー $W_p \sim 400\text{kJ}$ 、線平均電子密度 $n_e \sim 2.5 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ 、放射損失パワー $P_{rad} \sim 700\text{kW}$ である。この時の露光時間は 0.4 秒設定で、図 4.2 にはそのプラズマパラメータの時間変化とその観測したタイミングを示した。

本研究で注目している線スペクトルは、C VI Lyα を含んだライマン系列で、330-380 pixel 付近では C VI 1s-3p 28.46 Å (Lyβ)、1s-4p 26.99 Å (Lyγ) が観測されている。これらの波長域を拡大したものを図 4.1(b) に示した。これらの線スペクトルの半値幅は分光器の装置幅で決まっている。しかし、C VI Lyβ と Lyγ の半値幅が多少異なって観られるのは、強度が弱く SN 比が小さい為にバックグラウンドの影響を強く受けている為と考えられる。

ここで特に注意する点は C VI Lyβ と Lyγ の強度比で、Lyβ に対する Lyγ の強度比が 0.7-0.8 となっていることである。衝突輻射モデルから予想される強度比 (COLRAD コードで求められた強度比は約 3 割である) と比較すると、観測された強度比は非常に大きい。ここでの C VI Lyα に対する Lyβ の強度比はモデル計算で求めた値の誤差範囲内にあることから、C VI Lyγ の発光強度が相対的に特異な強度になっていることが分かる。また 1.3 節で示したように、低エネルギー衝突による C⁶⁺ イオンと基底準位にある水素原子との荷電交換反応では、移行する電子は C⁵⁺ イオンの $n=4$ へ捕獲されることから、 $n=4$ からの遷移 (C VI Ly γ) に異常が観られることが予想されるが、それと観測結果は一致した。

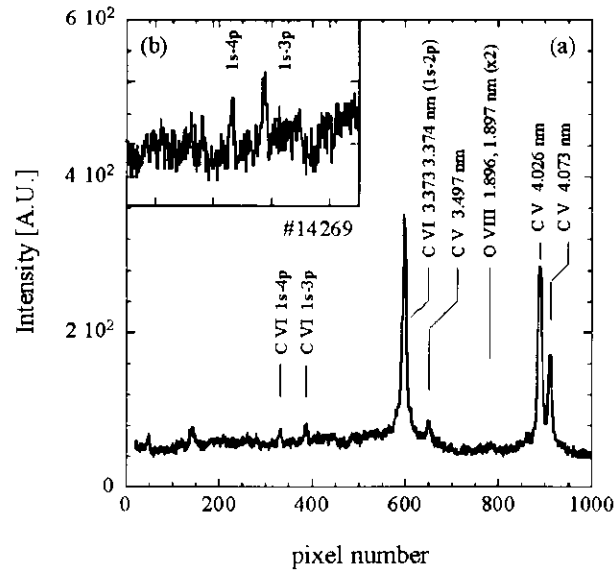


図 4.1: 炭素水素様イオンライマン系列における発光強度比の異常: $\text{Ly}\beta$ と $\text{Ly}\alpha$ の比は 0.08 ± 0.02 とモデル計算の誤差内にあるのに対し、 $\text{Ly}\gamma$ と $\text{Ly}\beta$ の比は約 0.73 ± 0.05 とモデルよりも大きい。

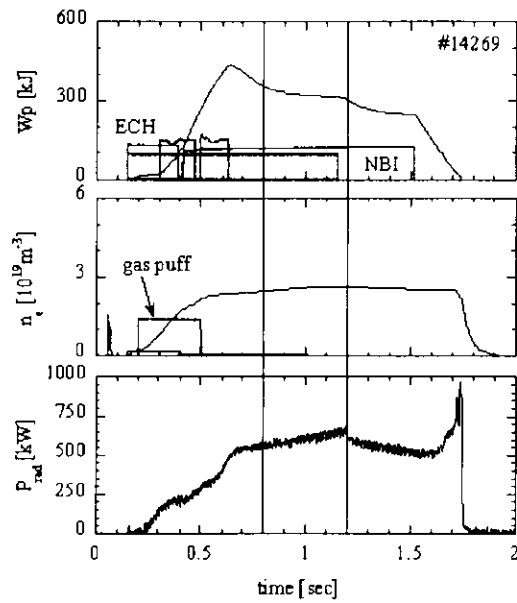


図 4.2: # 14269 における放電パラメータの時間変化

他のデータも幾つか以下に示しておく。

図 4.3(a)、4.5(a) には、LHD プラズマにおいて 22 - 42 Å の波長域で観測された線スペクトルを示した。観測したプラズマは NBI 加熱による 10 秒放電で、プラズマパラメータが蓄積エネルギー $W_p \sim 140\text{kJ}$ 、線平均電子密度 $n_e \sim 6 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ 、放射損失パワー $P_{rad} \sim 500\text{kW}$ である。この時の露光時間は 15 秒設定で、放電の始めから終わりまでを全て含んでいることになり、光量を十分得ることができ SN がはっきりとしている。また図 4.4、4.6 にはそのプラズマパラメータの時間変化を示した。

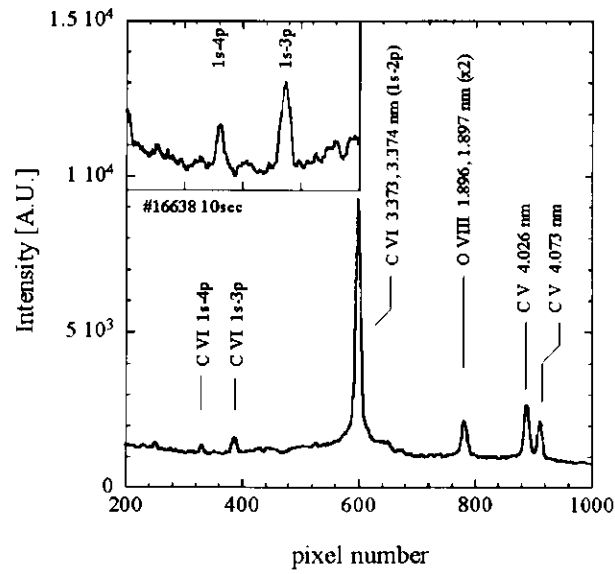


図 4.3: 炭素水素様イオンライマン系列における発光強度比の異常: $\text{Ly}\beta$ と $\text{Ly}\alpha$ の比は約 0.064 とモデル計算の誤差内にあるのに対し、 $\text{Ly}\gamma$ と $\text{Ly}\beta$ の比は約 0.50 とモデルよりも大きい。

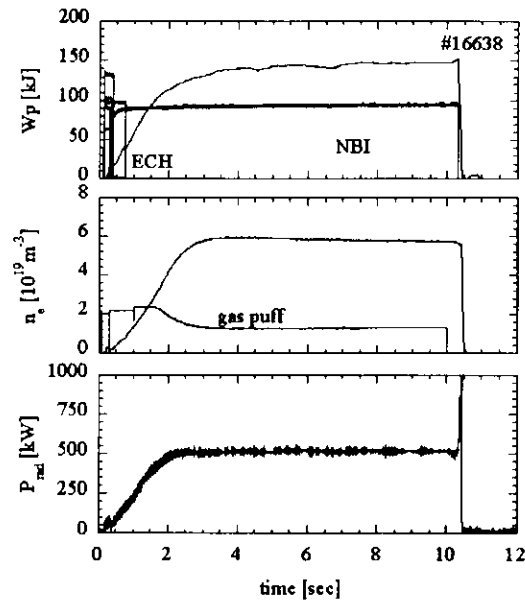


図 4.4: # 16638 における放電パラメータの時間変化: NBI における 10 秒放電で、終始安定した放電である。

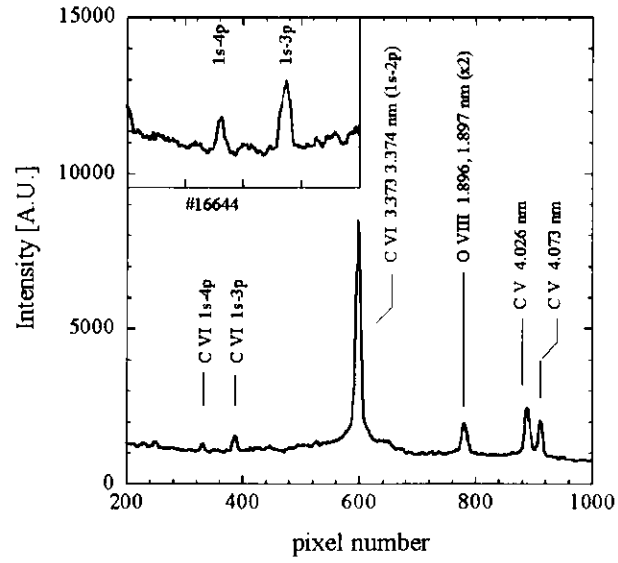


図 4.5: 炭素水素様イオンライマン系列における発光強度比の異常: $\text{Ly}\beta$ と $\text{Ly}\alpha$ の比は約 0.068 とモデル計算の誤差内にあるのに対し、 $\text{Ly}\gamma$ と $\text{Ly}\beta$ の比は約 0.51 とモデルよりも大きい。

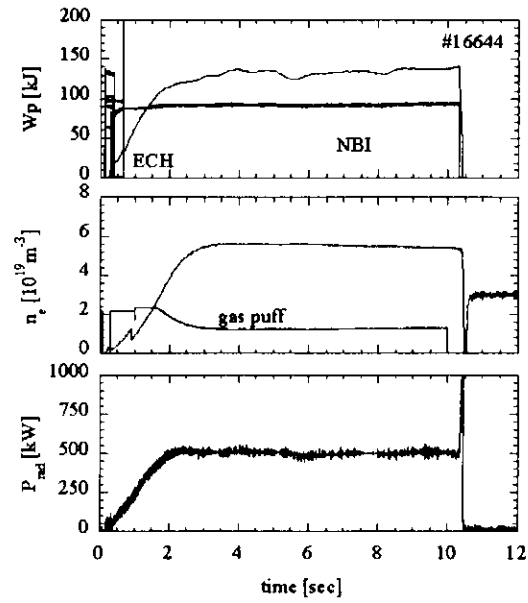


図 4.6: # 16644 における放電パラメータの時間変化: NBI における 10 秒放電で、終始安定した放電である。

4.3 低エネルギー衝突荷電交換反応領域の特定

本節では、注目する炭素水素様イオンのライマン系列： $\text{Ly}\alpha$ 、 $\text{Ly}\beta$ 、 $\text{Ly}\gamma$ の空間分解計測を行い、各視線に対する強度変化を調べた。さらに強度変化をアーベル逆変換することにより空間的な発光強度分布を求めた。

4.3.1 炭素水素様イオン：C VI ライマン系列の空間分解計測

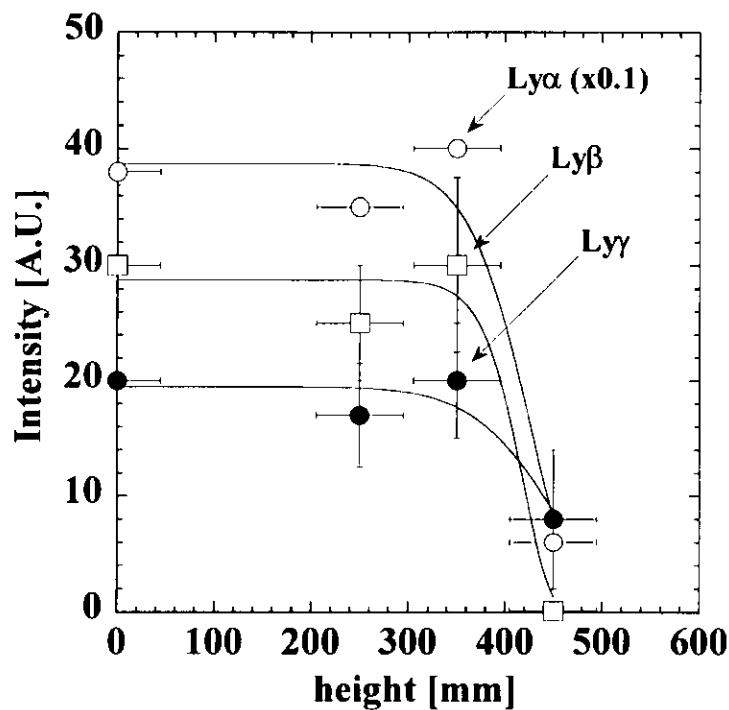


図 4.7: 炭素の水素様イオンライマン系列の視線に対する強度変化: $W_p \sim 400\text{kJ}$ 、 $n_e \sim 1 - 3 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ 、 $P_{rad} \sim 0.5\text{kW}$ の放電条件において解析を行った。

図 4.7 には、観測されたライマン系列の各線スペクトルの各視線に対する強度変化を示した。ここでの解析は、 $W_p \sim 400\text{kJ}$ 、 $n_e \sim 1 - 3 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ 、 $P_{rad} \sim 0.5\text{kW}$ の放電条件において行った。図 4.8 には、電子温度、電子密度

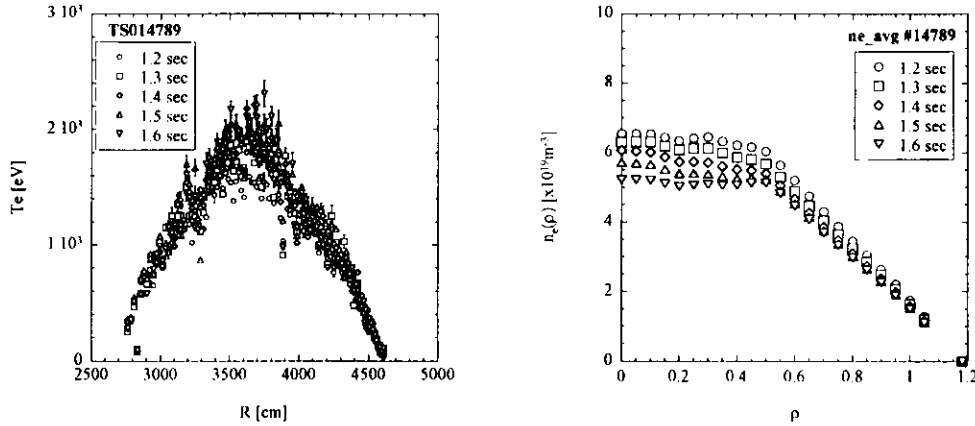


図 4.8: 空間分解計測における電子密度、電子温度の径方向分布

空間分布を示した。各線スペクトルとも $h=450$ mm より低い視線ではほとんど変化無く一定の強度であるが、それより高い視線では急激に弱くなっている。さらに注目する点は $h=450$ mm 近傍の視線において Ly β の強度よりも強い Ly γ が観測されるところである。放射強度 I_{ji} と上準位ポピュレーション n_j は、 $I_{ji} = A_{ji}n_j$ ($i < j$ 、 A_{ji} は自然放射係数、C VI の $A_{31} = 7.2252 \times 10^{10} \text{sec}^{-1}$ 、 $A_{41} = 1.656 \times 10^{10} \text{sec}^{-1}$) の関係で表される為、Ly β と Ly γ 強度の逆転は、ポピュレーション n_3 、 n_4 の逆転分布を示唆していると考えられる。また低エネルギー衝突荷電交換反応はこの近傍であることが推測される。

4.3.2 ライマン系列線スペクトル強度の空間分布

先に示した空間分解計測で観測されたライマン系列線スペクトルの各視線に対する強度変化を、アーベル逆変換を行い径方向に対する発光分布を求めた。アーベル逆変換には、真空磁場における最外殻磁気面位置で規格化された規格化半径 ρ を利用した。図 4.9 には、プラズマ中心を通る視線において装置中心からの距離 R に対する規格化半径の変化を示した。アーベル逆変換は、求める物理量（ここでは発光強度）を同一磁気面上では一様であると仮定し行った。このときの視線間距離 l_{hn} は図 4.9 のように各視線に対する ρ の変化を利用し、

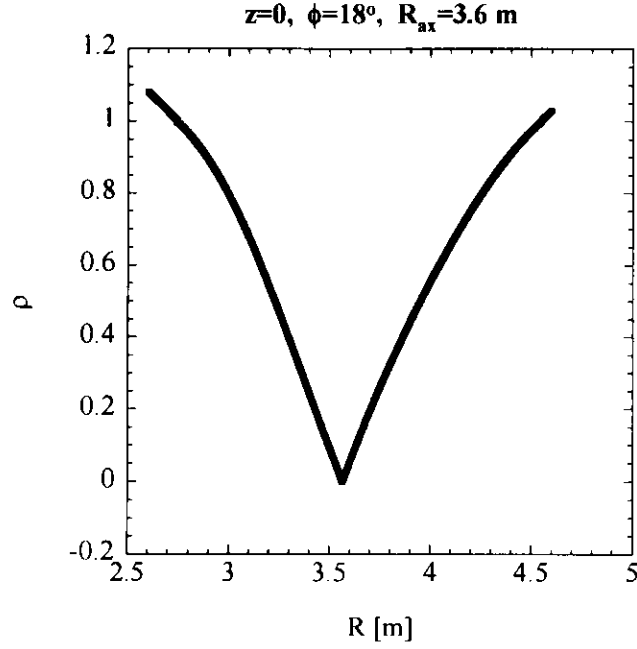


図 4.9: 装置中心からの距離 R に対する規格化半径の変化：視線がプラズマ中心を通る場合を示してある。

次の関係式から求めた。

$$l_{hn} = R_{\rho_{n+1}} R'_{\rho_{n+1}} - R_{\rho_n} R'_{\rho_n} \quad (n > 0) \quad (4.1)$$

(ここでの R_{ρ_n} は、ある最外殻磁気面 ρ_n における赤道面上にある装置中心からの位置 (R と z の関数) を表し、 $R_{\rho_n} R'_{\rho_n}$ は視線上にある 2 つの同一磁気面間距離を表している。また、 l_{hn} は視線上にある隣接する磁気面間距離の和を示している。) h は視線の高さ ($h = 0$ でプラズマ中心) を表し、 h が大きくなるにつれ中心より外れた視線となる。

この l_{hn} と観測値 I_{hn} を用いてアーベル逆変換を行い $I(\rho)$ を求めた結果を図 4.10 に示した。Ly α 、Ly β の径方向分布はほぼ同様な分布をしており、 $\rho=0.9$ 近傍にピークを持った分布となっている。一方 Ly γ は Ly α 、Ly β より径方向に少し広がり異なった分布が得られた。ピーク位置も Ly α 、Ly β より外側にシ

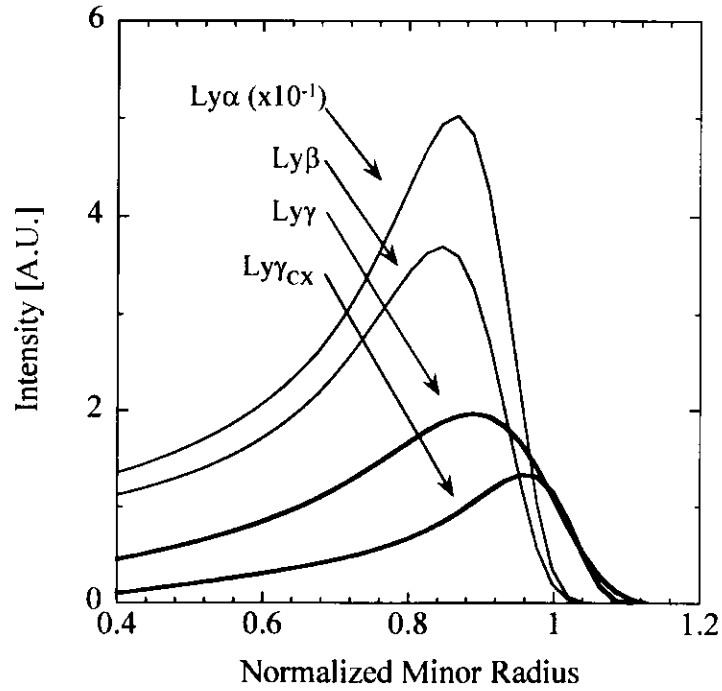


図 4.10: ライマン系列スペクトル線強度の径方向分布

フトしている。 $\text{Ly}\alpha$ 、 $\text{Ly}\beta$ の径方向分布は C^{5+} イオンが存在する径方向分布を反映していることを考慮すると、荷電交換反応は C^{5+} イオンの存在領域よりも外側であることを示している。

さらに荷電交換反応領域をより詳細に特定するために、次の過程を利用し解析を行った。低エネルギー衝突による荷電交換反応があるならば $n=4$ へ選択的に電子が捕獲される為に、観測される $\text{C VI Ly}\gamma$ には衝突輻射モデルで考慮されている過程による他準位に依存した成分 $\text{Ly}\gamma_{\text{CRM}}$ と、荷電交換反応による成分 $\text{Ly}\gamma_{\text{CX}}$ が含まれている。つまり、 $\text{Ly}\gamma_{\text{CX}}$ は $\text{Ly}\gamma$ から $\text{Ly}\gamma_{\text{CRM}}$ を差し引いたものと考えられる。次の式 (4.2) の関係で表される。

$$I(\text{Ly}\gamma_{\text{CX}}) = I(\text{Ly}\gamma) - I(\text{Ly}\gamma_{\text{CRM}}) \quad (4.2)$$

次に、ここで必要な $\text{Ly}\gamma_{\text{CRM}}$ は COLRAD コードで得られた結果を利用する。

電子衝突による励起・脱励起、輻射のみに依存した $\text{Ly}\gamma_{CRM}$ は $\text{Ly}\beta_{CRM}$ の約三割の強度であった。そこで $\text{Ly}\gamma_{CRM}$ は、

$$I(\text{Ly}\gamma_{CRM}) = 0.26 \times I(\text{Ly}\beta) \quad (4.3)$$

と表される。この関係を式 (4.2) に代入すると

$$I(\text{Ly}\gamma_{CX}) = I(\text{Ly}\gamma) - 0.26 \times I(\text{Ly}\beta) \quad (4.4)$$

となる。この式 (4.4) を用いて $\text{Ly}\gamma_{CX}$ 成分を求め、アーベル逆変換したものを図 4.10 に示す。この結果においても $\text{Ly}\alpha$ 、 $\text{Ly}\beta$ よりも外側の $\rho = 0.95$ 近傍にピークをもった分布となった。この結果から荷電交換反応領域がより詳細に明らかになった。

4.4 各エネルギー準位に対するポピュレーション分布

4.3 節により炭素水素様イオンのプラズマ中における発光領域を特定した。観測されたライマン系列線スペクトルの発光分布より、原子分岐線対法により求めた逆感度校正曲線（図 3.16）を利用して各遷移上準位のポピュレーションを求めた。図 4.11 にはその結果を示した。横軸は、各上準位の励起エネルギーで表した。また、各データとも視線はプラズマ中心を観測した時のものである。

ある準位 p のポピュレーションは、単位時間当たりの発光強度 $I(\lambda)$ と逆感度校正曲線 $S(\lambda)$ を利用し求めた。ポピュレーションと発光強度、逆感度校正曲線の関係は、

$$\int \frac{n(p)A(p, q)}{4\pi} dl = I(\lambda)S(\lambda) \quad (4.5)$$

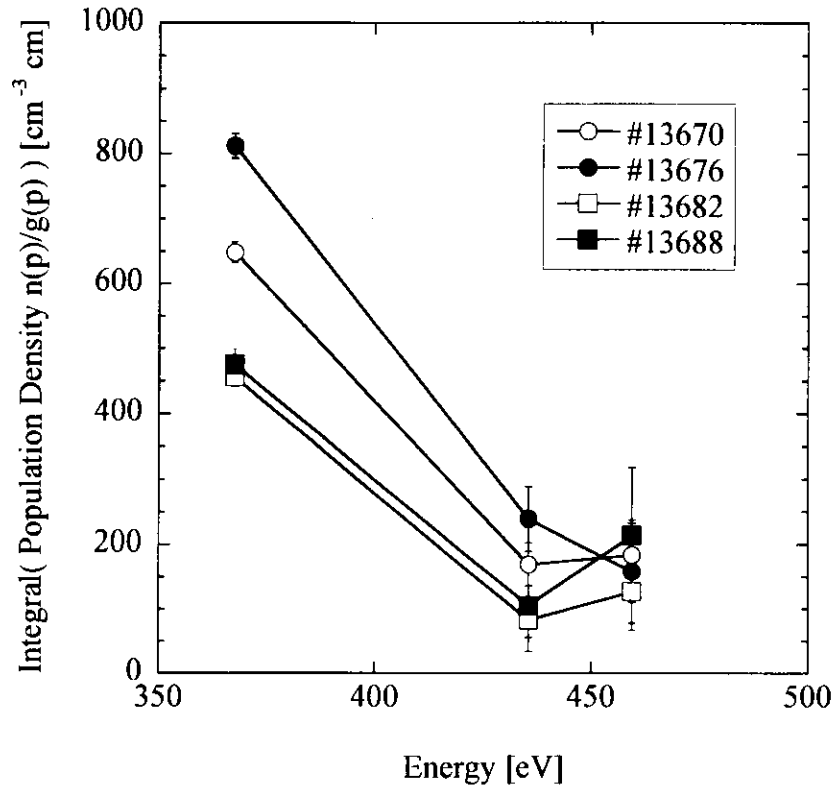


図 4.11: 観測されたライマン系列の発光分布と逆感度曲線から求めたポピュレーション分布

で表される。ここで $A(p, q)$ は遷移確率、左辺はある準位 p における単位立体角当たりの自然放射強度のプラズマ中を通る視線の長さの積分量となる。ただし、実際にはライマン系列の発光体である C^{5+} 励起状態イオンは、図 4.10 より分かるように $\rho = 0.9$ 近傍に局在した分布となっている為、準位 p のポピュレーションは実際には規格化半径 ρ の関数となり $n(p, \rho)$ となる。これは、アーベル逆変換後の分布（図 4.10）を与えることにより解決するが、アーベル逆変換によって中心領域では誤差が大きく正確性に欠ける。そこでポピュレーションを次の形で評価を行った。

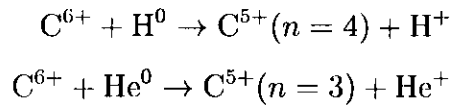
$$\int n(p)dl = \frac{4\pi}{A(p, q)} I(\lambda) S(\lambda) \quad (4.6)$$

このポピュレーションを、式 (4.6) の左辺を重率 $g(p)$ で割ったもの ($\int n(p)/g(p)dl$) で表わした。

図 4.11 に示したポピュレーションをみていくと、#13676 の発光強度分布をみると $I(\text{Ly}\beta)/I(\text{Ly}\alpha) \sim 0.08$ 、 $I(\text{Ly}\gamma)/I(\text{Ly}\beta) \sim 0.27$ と、2.3 節で COLRAD より求めた強度比の誤差範囲にあり、荷電交換反応を含んでいない衝突輻射モデルで考えられる強度比あるので、この時のポピュレーションが標準的な分布を表していることになる。それに対して他のショットは、 $I(\text{Ly}\beta)/I(\text{Ly}\alpha)$ はモデル計算の誤差範囲にあるが $I(\text{Ly}\gamma)/I(\text{Ly}\beta) \sim 0.4 - 0.8$ と荷電交換反応が確認される場合である。このときの分布は $n = 3, 4$ の値が同程度もしくは $n = 3$ よりも $n = 4$ が大きくなっていること分かる。つまり $n = 3, n = 4$ のポピュレーションにおいて反転分布が確認されたことになる。

4.5 放電ガス (H_2 、 He) による強度分布

本節では放電ガス (working gas) の違いによる、ライマン系列の強度分布の違いを調べた。LHD でのプラズマ実験は主に水素ガス、ヘリウムガスで行われており、各元素と C^{6+} の荷電交換反応では、1.3 節で示したように次のエネルギー準位へ選択的に電子捕獲が行われる。



水素原子 (H^0) との反応では選択的に $n = 4$ へ電子が捕獲されるのに対し、ヘリウム (He^0) との反応は選択的に $n = 3$ へ電子捕獲がされる。このように反応する元素によって選択的に捕獲される準位が異なることから、ライマン系列の

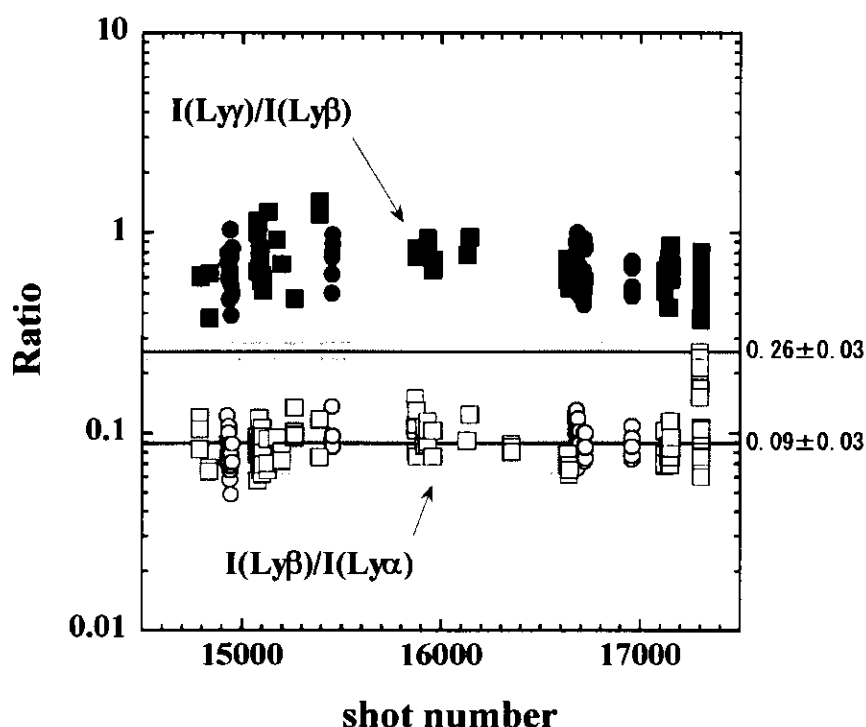


図 4.12: 放電ガス (H_2 , He) による強度分布依存性を調べるための各放電パラメータにおける強度分布：●は H_2 における $I(\text{Ly}\gamma)/I(\text{Ly}\beta)$ 、○は H_2 における $I(\text{Ly}\beta)/I(\text{Ly}\alpha)$ 、■は He における $I(\text{Ly}\gamma)/I(\text{Ly}\beta)$ 、□は He における $I(\text{Ly}\beta)/I(\text{Ly}\alpha)$ をあらわしている。また、COLRAD で得られた衝突輻射モデルによる強度比を実線で表し、その誤差範囲をメッシュで示している。

強度分布に対して放電ガスによる違いが表れると予想される。図 4.12 には様々な放電パラメータにおける強度分布を示した。

シンボルの区別は、丸 (○、●) が H_2 ガス、四角 (□、■) が He ガスによる放電を表している。白抜きのシンボル (○、□) はそれぞれの放電ガスにおける $I(\text{Ly}\beta)/I(\text{Ly}\alpha)$ を示している。一方、黒く塗りつぶしたシンボル (●、■) はそれぞれの放電ガスにおける $I(\text{Ly}\gamma)/I(\text{Ly}\beta)$ を示している。

まず、第3サイクルにおける強度分布を観てみる。 $I(\text{Ly}\beta)/I(\text{Ly}\alpha)$ は、ここに示したほぼ全データは COLRAD で求めた範囲内に収まっていることがわかる。 $\text{C}^{6+}\text{-He}$ との反応では、 $n = 3$ へ選択的電子捕獲が行われるが $I(\text{Ly}\beta)/I(\text{Ly}\alpha)$

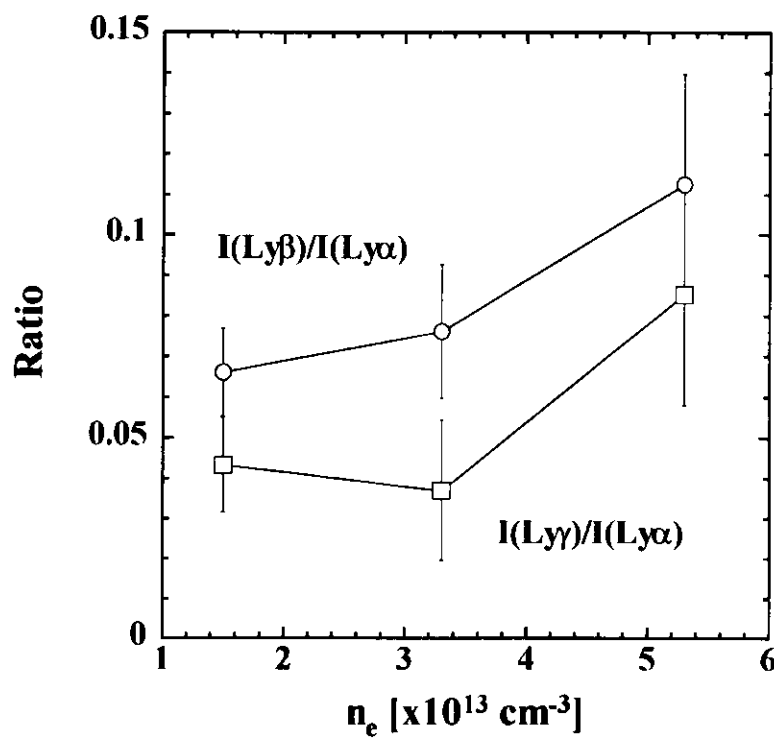


図 4.13: 強度比の電子密度依存性

において変化が見られない。これはヘリウム原子との反応が観測されないことを示していると考えられる。その理由として、断面積を比べてみると C^{6+} イオンと水素原子との反応断面積は 100 eV/amu に対して $1.5 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ であるのに対し、ヘリウム原子の場合は 100 eV/amu に対して $0.8 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ と約半分である。このように断面積が小さいことから観測が困難になっていることも原因の一つに考えられる。

次に $I(\text{Ly}\gamma)/I(\text{Ly}\beta)$ の場合を観ると、COLRAD で得られた衝突輻射モデルによる強度比を表した実線よりも大きく特異な強度分布を示していることが分かる。それぞれの放電において $I(\text{Ly}\beta)/I(\text{Ly}\alpha)$ がモデルの結果に従っていることから $\text{Ly}\gamma$ の発光強度が特異な強度となっていることを示唆している。つまり、水素原子 (H^0) との反応により $n = 4$ への選択的電子捕獲が表れている。

同様にヘリウム放電においても同じ傾向が見られることから、ヘリウム放電においても水素と反応していることを示している。ただしヘリウム放電については以下の点に注意しなくてはならない。1. NBIによる加熱では、高エネルギー中性粒子が水素原子であるため、水素がマイノリティーとして含まれる。2. ICH 重畳実験においてはヘリウムガスに水素ガスをマイノリティーとして混合しプラズマ生成が行われている。3. 真空容器内壁内に閉じ込められているガスが、高温となる放電中に容器内へしみ出す為に自然に混合ガスになっていることが考えられる。これらの理由から放電中の各ガスの絶対量もしくは混合比などを把握する必要があるが、現段階では正確な混合比等を把握することは困難である。よって放電ガスによる依存性を正確に理解することも困難となっている。

次に強度比における電子密度依存性を調べ、その結果を図 4.13 示した。電子密度以外の放電パラメータは、 $W_p \sim 650 - 700\text{kJ}$ 、 $P_{rad} \sim 800\text{kW}$ である。各強度比の変化に密度依存性があるように見える。モデル計算では、密度依存性はほとんど見られなかったが、電子温度においてはわずかな依存性が見られた。 $I(\text{Ly}\beta)/I(\text{Ly}\alpha)$ に関して見ると、モデル計算で求めた誤差範囲に収まっていることから、電子密度の上昇と共に電子温度が上昇していると考え、その電子温度依存性が表れているものと考えられる。 $I(\text{Ly}\gamma)/I(\text{Ly}\beta)$ に注目してみると、いずれもモデル計算値よりも大きく、 $\text{Ly}\gamma$ の異常が見られる。先に述べたように強度比の変化が電子温度に依存したものとするならば密度依存性は見られないことになるが、これだけでは判断できない。

4.6 結言

この章では、LHD プラズマ中で観測された炭素水素様イオン線スペクトルライマン系列において、 $\text{Ly}\beta$ 、 $\text{Ly}\gamma$ の間に特異な発光強度比を示し、その反応領域を確認した。観測された炭素水素様イオンの $\text{Ly}\beta$ 、 $\text{Ly}\gamma$ の発光強度比にお

いて、衝突輻射モデルの COLRAD コードで求めた比と大きく異なり、 $\text{Ly}\alpha$ 、 $\text{Ly}\beta$ の強度比はモデル計算の誤差範囲にあることから、 $\text{Ly}\gamma$ の強度が特異なものになっていることが確認された。また、 $\text{C}^{6+} - \text{H}^0$ の低エネルギー衝突荷電交換反応で電子が捕獲される選択的準位 $n = 4$ と一致した。

次に $\text{Ly}\alpha$ 、 $\text{Ly}\beta$ 、 $\text{Ly}\gamma$ の空間分解計測を行い、その結果をアーベル逆変換することにより発光強度の空間分布を求めた。さらに観測された $\text{Ly}\gamma$ から衝突輻射モデルによって考えられる電子衝突励起や再結合過程による成分を差し引くことで、荷電交換反応による成分を想定し、その空間分布計測から反応領域の特定を行った。その結果、 C^{5+} イオンは $\rho = 0.9$ 近傍にピークを持った空間分布をしているのに対し、荷電交換反応はそれよりも外側にあることが確認された。

第5章 衝突輻射モデルによる C^{6+} 、 C^{5+} イオン密度算出

5.1 緒言

第2章でも述べたが、衝突輻射モデルはプラズマ中で生ずる電子衝突による励起や脱励起、電離や三体再結合、そして自然輻射や輻射再結合を考慮したモデルとなっており、所定のプラズマ条件 (n_e, T_e) と初期値の元で解くことにより各エネルギー準位のポピュレーションを求めることができる。実際には任意の準位 p のポピュレーション $n(p)$ に対する速度方程式は、式 (2.2) で表され、各準位に対して

$$\frac{d}{dt}n(p) = 0 \quad (p = 2, 3, \dots) \quad (5.1)$$

と近似を行い連立方程式を解くことにより、ある準位 p のポピュレーション $n(p)$ を得ることができる。

既存のコードでは、本研究で調べている荷電交換反応の効果は考慮されていない。そこで本章ではこの荷電交換反応の効果を検討したコードの構築を行った。また4.3節においては、観測した $Ly\alpha$ から C^{5+} イオンの基底準位にあるポピュレーションを求め、この値を荷電交換反応の効果を検討した COLRAD コードに与え、ライマン系列の強度分布の変化を調べ、観測結果と比較を行った。

5.2 衝突輻射モデルの荷電交換反応への適応

荷電交換反応過程を取り入れた衝突・輻射遷移を図 5.1 に示す。新たに加えた

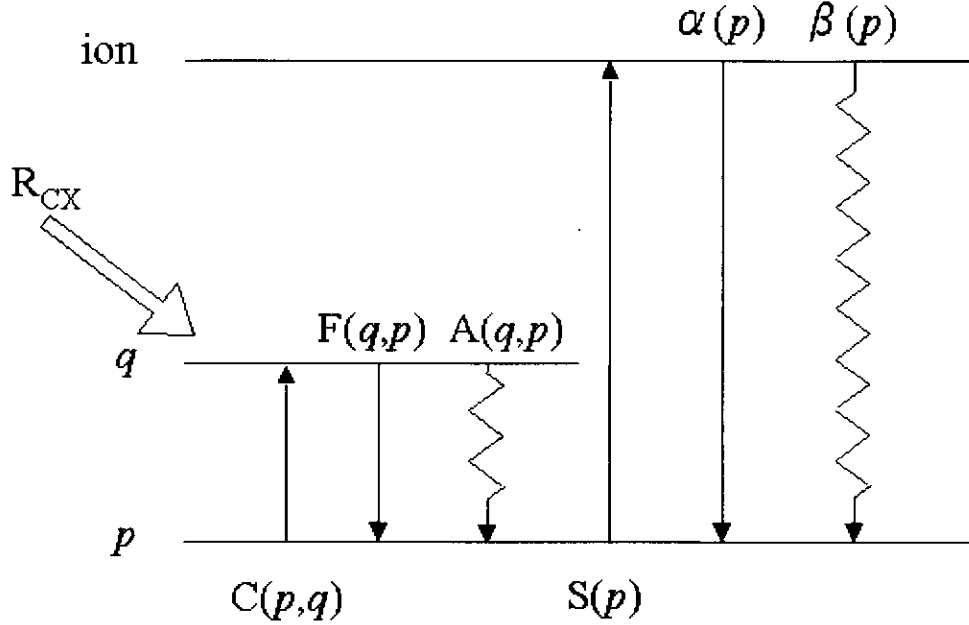


図 5.1: 荷電交換反応を含んだ衝突・輻射過程

係数は、任意の準位 p に対する荷電交換反応による電子捕獲速度係数 $R_{CX}(p)$ [$\text{cm}^3\text{sec}^{-1}$] である。荷電交換反応による準位 p に対するポピュレーションの増加分は $R_{CX}(p)n_en_n$ で表される。ここでの n_n は電子を受け渡す中性原子密度 [cm^{-3}] である。よって荷電交換反応効果を考慮した任意の準位 p のポピュレーション $n(p)$ に対する速度方程式は次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}n(p) = & \sum_{q < p} C(q,p)n_en(q) \\ & - \left\{ \left[\sum_{q < p} F(p,q) + \sum_{q > p} C(p,q) + S(p) \right] n_e + \sum_{q < p} A(p,q) \right\} n(p) \\ & + \sum_{q > p} [F(q,p)n_e + A(q,p)] n(q) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + [\alpha(p)n_e + \beta(p)] n_Z n_e \\
& + R_{CX}(p) n_n n_Z \quad (p = 1, 2, 3, \dots)
\end{aligned} \tag{5.2}$$

この式 (5.3) を先と同様に式 (5.1) と近似を行い、各準位に対する未知数 $n(p)$ を求めた。

5.2.1 atomic data

荷電交換反応効果を取り入れたモデル計算で新しく用いた係数・密度はそれぞれ以下の資料・データを利用している。

$R_{CX}(p)$ については Ref.[1] で与えられている各準位に電子捕獲される荷電交換反応断面積を利用し、速度係数に変換を行っている。

水素原子密度 n_n については、Ref.[2] で発表されている結果を利用した。ここでは実際に LHD プラズマ実験で観測されている $H\alpha$ の空間分布計測から得られた原子密度分布が求められている。その結果最外殻磁気面近傍において約 10^{10}cm^{-3} の水素原子密度が得られている。

さらに水素原子密度に関しては真空容器内壁近傍で観測されているガス圧から評価を行った。NBI 放電中の平均的なガス圧が 10^{-3}Pa である。そして LHD の真空容器内体積が 210 m^3 、放電中のプラズマ体積が 30 m^3 で、真空容器内体積からプラズマの体積を差し引いた領域が中性粒子が存在する領域と考えられる。この体積とガスを掛けたもので $180 \times 10^{-3} \text{Pa} \cdot \text{m}^3$ となる。ここで水素原子数への換算式 $1 \text{Pa} \cdot \text{m}^3 = 5.2 \times 10^{20}$ 個（水素分子数への換算は原子の 0.5 倍）を利用すると、プラズマ周辺（閉じ込め領域外）には 9.36×10^{19} 個の水素原子が存在することになる。そこで水素原子密度に換算すると $5.2 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ となる。この値は $H\alpha$ から求められた中性粒子密度の最大値（プラズマからより離れた領域）とほぼ一致している。

ここでは、水素原子の空間的分布は $H\alpha$ から得られた分布を利用した。

5.3 不純物イオン (C^{5+}) 密度の評価

3.7節に示した真空紫外分光器の絶対感度較正值を利用し、観測される線スペクトル強度からその上位準位のポピュレーションを求めた。また、その線スペクトルが衝突輻射モデルで考慮されている過程のみに依存しているならば、このモデルを利用し各エネルギー準位のポピュレーションとの関係を求めることも可能である。つまり、観測された線スペクトルの上位準位から基底準位のポピュレーションを知ることが可能である。

各エネルギー準位のポピュレーションは基底準位に比べ非常に小さいことが分かる。次の表 5.1 には COLRAD コードから求めた C^{5+} イオンにおける各エネルギー準位のポピュレーションを示した。 $T_e = 300\text{eV}$ 、 $n_e = 10^{13}\text{cm}^{-3}$ の条件で計算を行い、基底準位に対する比率を示した。基底準位の次に低い準位

表 5.1: 基底準位に対する上位準位のポピュレーション - COLRAD コードから求めた各準位のポピュレーションである。計算条件は $T_e = 300\text{eV}$ 、 $n_e = 10^{13}\text{cm}^{-3}$ である。各ポピュレーションは基底準位のポピュレーションに対して規格化を行い示した。

	Ratio
n_{2p}/n_1	1.185×10^{-9}
n_{3p}/n_1	4.366×10^{-10}
n_{4p}/n_1	2.944×10^{-10}

$n = 2$ の場合でも基底準位の 1.58×10^{-9} 倍となり、 C^{5+} イオンのほとんどが基底準位にあることを示している。つまり線スペクトルから求めた基底準位のポピュレーションが、その原子・イオンの密度と同等と考えることができる。

ここでは観測された C VI Ly α から C^{5+} イオン密度の評価を行った。図 4.10 に示した $I(\text{Ly}\alpha)$ の空間分布のピーク位置 ($\rho = 0.9$ 近傍) での評価を行った。LHD の NBI プラズマにおける $\rho = 0.9$ 近傍のプラズマパラメータは、 $T_e =$ 数百 eV、 $n_e = 10^{10}\text{cm}^{-3}$ 程度である。COLRAD コードから求めた強度分布 $I(\text{Ly}\beta)/I(\text{Ly}\alpha)$ が $T_e=100\text{-}1000$ eV、 $n_e = 10^{12} - 10^{14} \text{cm}^{-3}$ においてほぼ一定であること (図 2.1) を考慮すると、初期値 T_e 、 n_e における係数 2-3 の違いは

イオン密度の評価には大きく影響しないと考えられる。

ここでは $T_e = 300\text{eV}$ 、 $n_e = 10^{13}\text{cm}^{-3}$ におけるポピュレーション比を利用し、 C^{5+} イオン密度 $n_{\text{C}^{5+}}$ を求めた。その結果、 $n_{\text{C}^{5+}}$ は約 $1.5 \times 10^{11}\text{cm}^{-3}$ と得られた。

5.4 荷電交換反応過程を取り入れた衝突輻射モデルによるポピュレーションの計算とイオン密度の評価

荷電交換反応過程を取り入れた衝突輻射モデル（以下、COLRAD-CX コードとする）を利用して各エネルギー準位のポピュレーションを炭素水素様イオンについて計算を行った。初期条件として、 T_e 、 n_e に関しては LHD プラズマ実験における計測結果から $T_e = 300\text{eV}$ 、 $n_e = 10^{13}\text{cm}^{-3}$ 、基底準位ポピュレーション、つまりここでは C^{5+} イオン密度は観測した $\text{C VI Ly}\alpha$ から求めた値 $n_{\text{C}^{5+}} = 1.5 \times 10^{11}\text{cm}^{-3}$ を、さらに反応相手である基底準位にある水素原子の密度 n_{H} には $\text{H}\alpha$ から求められた $n_{\text{H}} = 10^{10}\text{cm}^{-3}$ を与えた。そしてこのモデル計算を行うには、式 (5.3) にあるもう一つの未知のパラメータ：イオン密度 n_Z には C^{6+} イオン密度が必要となるが、ここではこのイオン密度を変数とし自由に変更し、ライマン系列の強度変化を調べた。図 5.2 には COLRAD-CX

表 5.2: 荷電交換反応を考慮した衝突輻射モデルより得られた炭素水素様イオンライマン系列の強度分布比

n_i	$I(\text{Ly}\beta)/I(\text{Ly}\alpha)$	$I(\text{Ly}\gamma)/I(\text{Ly}\beta)$
(a) 10^{12}cm^{-3}	0.22	1.4
(b) 10^{11}cm^{-3}	0.12	0.62
(c) 10^{10}cm^{-3}	0.10	0.32

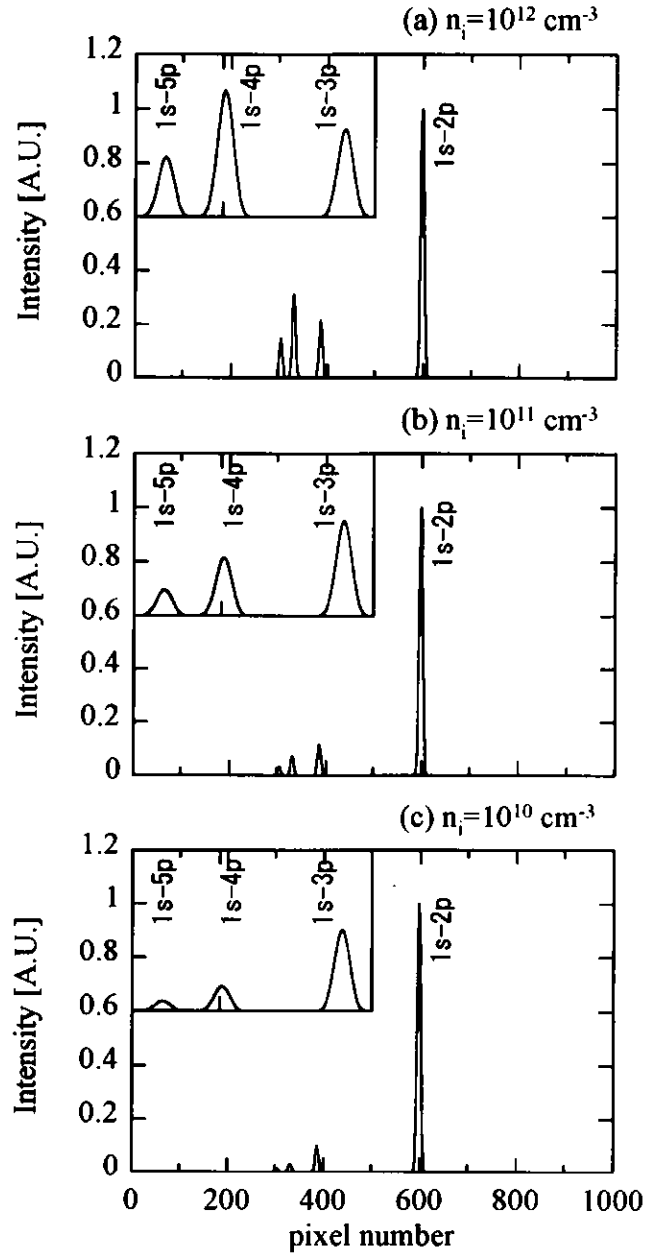


図 5.2: 荷電交換反応を考慮した衝突輻射モデルより得られた炭素水素様イオン Lyman series 強度分布 - 初期条件に $T_e = 300\text{eV}$ 、 $n_e = 10^{13}\text{cm}^{-3}$ 、 $n_{\text{H}} = 10^{10}\text{cm}^{-3}$ 、 $n_{\text{C}^{5+}} = 1.5 \times 10^{11}\text{cm}^{-3}$ を与え、 n_i を自由変数としてモデル計算を行った。

コードを利用したモデル計算の結果を示し、表 5.2 にはその強度分布比をまとめた。

まず、(a) $n_i = 10^{12}\text{cm}^{-3}$ の場合を確認すると、 $\text{Ly}\gamma$ が非常に強く $\text{Ly}\beta$ よりも大きい、その強度比は $I(\text{Ly}\gamma)/I(\text{Ly}\beta) = 1.4$ となり、現時点までには観測されていない強度である。またこの条件では、電子密度に対して炭素の完全電離イオンの密度が約 10% となり割合が高い。真空容器内には、内壁熱不可抑制用ダイバータ板として炭素タイルがあるにしても、一般的には考えられない割合である。

つぎに (c) $n_i = 10^{10}\text{cm}^{-3}$ を見ると荷電交換反応の効果が現れていない。これは電子捕獲の項を加える以前の COLRAD コードによるモデル計算の結果となんら変わりなく、この条件下では荷電交換反応の効果の確認は困難であることを示している。

最後に (b) 10^{11}cm^{-3} を確認すると、 $I(\text{Ly}\beta)/I(\text{Ly}\alpha) = 0.12$ と COLRAD コードで得られた結果の誤差内にあり、さらに $I(\text{Ly}\gamma)/I(\text{Ly}\beta) = 0.62$ は観測された多くの強度比を表している。電子密度に対して炭素イオン密度も約 1% と適当な値となっている。

これらから荷電交換反応の反応条件が明らかとなった。

5.5 結言

この章では荷電交換反応を考慮した衝突輻射モデル計算コードの構築を行った。またこのモデルを利用し荷電交換反応の反応条件を明らかにした。まず水素様イオンに対する衝突輻射モデルの計算コード：COLRAD に電子捕獲の項を追加し、荷電交換反応を考慮した衝突輻射モデルの構築を行った。電子捕獲の項に含まれる電子捕獲断面積は、これまでに多くの研究者によって得られている理論計算の結果を利用した。中性粒子密度に関しては、LHD プラズマ実験で観測されている $\text{H}\alpha$ の空間分解計測から得られた水素原子の径方向分布

の値を利用した。さらに下位準位イオン（本研究では C^{5+} イオン）の密度は、本研究で計測した $C\text{ VI Ly}\alpha$ の空間分解計測から得た径方向分布の値を利用した。最後に残った上位準位イオン（本研究では C^{6+} イオン）の密度を自由変数とし、これらの条件を構築した荷電交換反応を考慮した輻射モデルに初期条件として与え、それぞれの条件でのライマン系列線スペクトルの強度分布を求めた。その結果、電子密度 10^{13}cm^{-3} の約 1% 程度の上位準位イオン密度で荷電交換反応の効果が現れることが確認された。

関連図書

- [1] N. Toshima and H. Tawara: NIFS-DATA-26.
- [2] M.Goto, et al.: 12th APS Topical Conference on Atomic Processes in Plasma (Reno, Nevada, USA, 2000) A18

第6章 総括

6.1 本研究のまとめ

本研究では、LHD プラズマで観測された炭素の完全電離イオンと基底準位にある水素原子による低エネルギー衝突荷電交換反応について調べた。

観測された荷電交換反応線スペクトルについて解析結果を示した。まず始めに NBI プラズマにおいて観測された C VI ライマン系列の特異な強度分布を示した。各強度比について第2章で求めたモデル計算の結果と比較を行った。その結果 $I(\text{Ly}\gamma)/I(\text{Ly}\beta)$ においてモデル計算の結果よりも大きいことが確認された。それに対して $I(\text{Ly}\beta)/I(\text{Ly}\alpha)$ はモデル計算の結果の誤差範囲にある。つまりこれは $\text{Ly}\gamma$ の強度に異常があることを示唆している。また $\text{Ly}\gamma$ の遷移から、 $n = 4$ のポピュレーションが大きく異常があることが分かる。これは $\text{C}^{6+} + \text{H}$ の低エネルギー衝突による選択的電荷移行反応の特定準位 $n = 4$ と一致していることから、観測された C VI ライマン系列の特異な強度分布は低エネルギー衝突による荷電交換反応に起因していると考えられる。

つぎに反応領域を特定する為に空間分解計測を行った。その結果、各線スペクトルとも最外殻磁気面近傍では発光強度が弱くなっていく様子が観られた。ここでの注目したいところは、最外殻磁気面近傍では、 $\text{Ly}\beta$ の発光強度が非常に弱くなっているのにもかかわらず $\text{Ly}\gamma$ が確認されている点である。つまり反応領域がこの近傍であることを示唆している。さらに詳しく反応領域を明らかにするために各強度の空間変化をアーベル逆変換し、発光強度の空間分布を求めた。その結果 $\text{Ly}\alpha$ 、 $\text{Ly}\beta$ は同様な分布をしているのに対し、 $\text{Ly}\gamma$ はそれと大きく異なり分布のピーク位置は外へシフトし、さらに分布はそれよりも広がっている。ここで荷電交換反応による成分 ($\text{Ly}\gamma_{\text{CX}}$) のみを取り出し、より詳細に反応領域を調べた。すると $\text{Ly}\gamma_{\text{CX}}$ の強度分布は $\text{Ly}\alpha$ 、 $\text{Ly}\beta$ の分布よりも外

にシフトし、最外殻近傍でピークを持つことが分かった。つまりこの分布が荷電交換反応領域を表していることになる。

つぎに各準位のポピュレーション密度の分布を調べた。その結果 $I(\text{Ly}\gamma)/I(\text{Ly}\beta) \sim 0.4 - 0.8$ と荷電交換反応が確認される場合に、ポピュレーションは同程度もしくは $n = 3$ よりも $n = 4$ が大きくなっていること分かる。つまり $n = 3, n = 4$ において反転分布が起きていること示している。

さらに C^{6+} 、 C^{5+} のイオン密度を求めた。 C^{5+} のイオン密度は、第4章で求めた $\text{Ly}\alpha$ の空間分布の結果を利用し求めた。まず遷移の上準位 $n = 2$ のポピュレーションを求め、次に COLRAD を利用し求めた $n = 2$ と基底準位のポピュレーションの比から基底準位のポピュレーションを求め C^{5+} のイオン密度とした。その結果、 $\text{Ly}\alpha$ の空間分布のピーク値で $1.5 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ を得た。この値は周辺の電子密度 10^{13}cm^{-3} に対して約 1% であり適当な値であると考えられる。次に COLRAD コードに荷電交換反応の項を加えることにより、その効果を含んだ計算コードの構築を行った。初期条件においては、イオン密度以外の各パラメータは実際の放電における値を与えモデル計算を行った。そして最後に残ったイオン密度を自由に変更し、各条件について調べた。その結果、イオン密度が 10^{11}cm^{-3} において、実際に観測された強度分布に近い結果を得ることが出来た。

6.2 荷電交換反応の可視性に対する推論

本研究では、プラズマ中での低エネルギー衝突における水素原子との荷電交換スペクトルの観測にもとづき、その反応領域、反応に関わっているイオン密度等が明らかにされてきた。しかし本研究が対象とした炭素イオンが、一般的に高温プラズマにおいては最も密度が高い固有不純物であり、C VI ライマン系列も最も基本的なスペクトル線であるにもかかわらず、LHD プラズマにおいて見いだされたようなライマン系列の”distortion”の報告は極めて少ない。我々の知る限りにおいては JET プラズマにおいて $I(\text{Ly}\gamma)/I(\text{Ly}\beta)$ の異常が荷電交換によるものであると報告されているが [1]、これはスクレイブオフ領域のみを観測視野に入れることにより観測可能となったものである。

LHD プラズマにおいて $\text{Ly}\gamma$ 線スペクトル強度が異常に高いこと： $\text{C}^{6+}\text{-H}$ の低エネルギー荷電交換反応が明瞭に観測される理由としては以下のような説明が推定される。

LHD プラズマの特徴の一つとして、熱輸送障壁が生成され電子温度のプラズマ端での急峻な勾配が実現されること、また、プラズマ端での電子温度が平均電子温度に対して極めて高い分布が実現されていることがある [2]。プラズマ端で急峻な勾配を持つ高い電子温度の分布は、軽元素不純物の電離バランスの上からは、周辺プラズマでの不純物イオンの完全電離状態までの速やかな進行と完全電離イオンの高い密度をもたらす。いいかえると、我々の場合では、炭素水素様イオン C^{5+} のプラズマ周辺での存在領域が局在化され、電子衝突励起によって発光するライマン系列の強度が低くなるのに対してライマン系列への完全電離イオン C^{6+} の影響が大きくなる。上記の推論を裏付けるものとして LHD プラズマにおいて酸素不純物が極端に多いとき C VI ライマン系列の”distortion”が消滅する観測例を示す。図 6.1(a) は、第 3 サイクルにおいて常時ライマン系列に”distortion”が観測されるとき O VIII $\text{Ly}\alpha$ 、O VII、C VI $\text{Ly}\alpha$ 、C V のスペクトル線強度を示したものであり、不純物としては炭素に比較して酸素の量が少ないことを示している。図 6.1(b) は、LHD 装置においては 5 ヶ月間の大気開放が行われた後の第 4 サイクル初期の酸素と炭素のラ

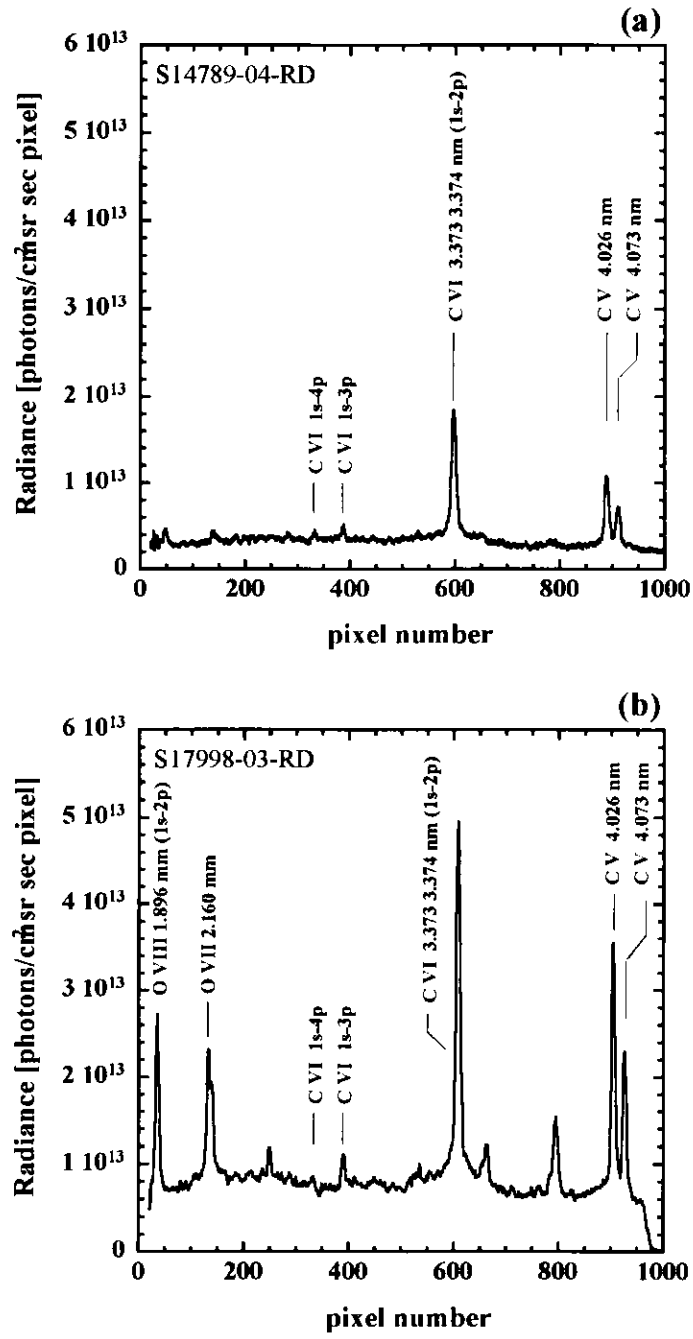


図 6.1: C VI ライマン系列と O VIII、O VII における強度分布の比較

イマン系列の強度を示す。不純物としての酸素イオンの量が非常に多いことが認められる。図 6.1(b) に示されたように酸素不純物が多い大気開放直後の放電ではライマン系列の”distortion”が消滅することが図 6.2 に示される。さらに実験が進み真空容器内のコンディションが良くなっていると推測される状況では、第 3 サイクルと同様に $\text{Ly}\gamma$ の異常が確認されてきている。このようなライマン系列での”distortion”が消滅している放電では高い酸素不純物密度による放射損失によってプラズマ周辺での温度の低下が見られる。図 6.3 は、第

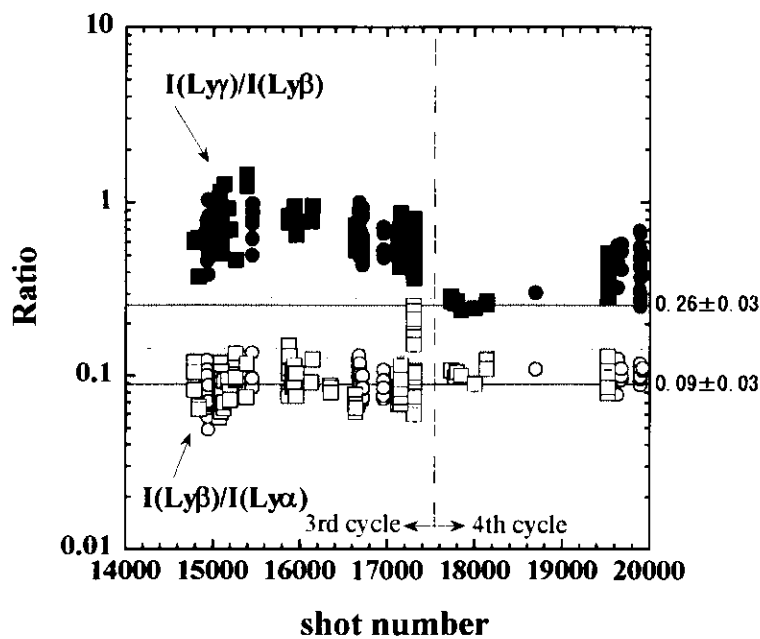


図 6.2: 第 4 サイクルにおいて観測された C VI ライマン系列の標準的な強度比 : ●は H_2 における $I(\text{Ly}\gamma)/I(\text{Ly}\beta)$ 、○は H_2 における $I(\text{Ly}\beta)/I(\text{Ly}\alpha)$ 、■は He における $I(\text{Ly}\gamma)/I(\text{Ly}\beta)$ 、□は He における $I(\text{Ly}\beta)/I(\text{Ly}\alpha)$ をあらわしている。また、COLRAD で得られた衝突輻射モデルによる強度比を実線で表し、その誤差範囲をメッシュで示している。また、破線により第 3 サイクルと第 4 サイクルの境界を示した。

3 サイクルでのライマン系列に”distortion”が観測されたときの熱輸送障壁を持った電子温度分布と大気開放直後のライマン系列に”distortion”が観測されない時の電子温度分布を比較したものである。白抜きシンボルの熱輸送障壁を

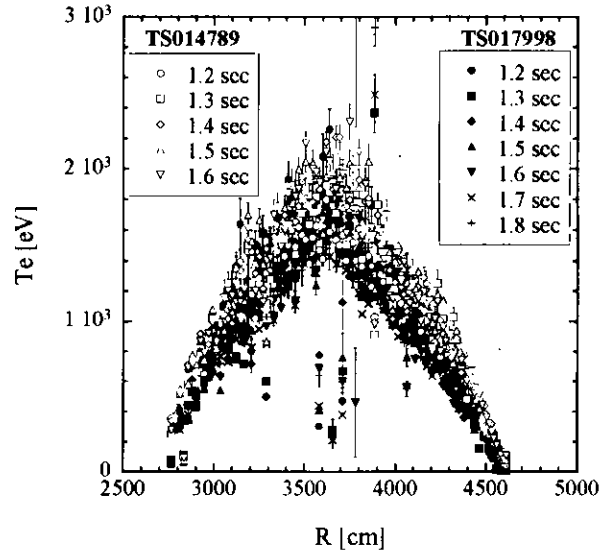


図 6.3: distortion が観られる場合と観られない場合の電子温度分布の比較

持った電子温度分布に対して、黒く塗りつぶしたシンボルの酸素不純物が多い場合の電子温度分布は、プラズマ周辺で 100~200 eV の低い値とゆるい勾配を示している。よって LHD プラズマにおいて低エネルギー衝突の荷電交換反応から生じる線スペクトルが明瞭に観測される特質は、LHD プラズマの持つ熱輸送障壁によるプラズマ端での急峻な電子温度勾配と高い電子温度の値に起因するものと推論される。

6.3 今後の展望

本研究ではプラズマ中での低エネルギー衝突荷電交換反応による特異な強度分布の観測、その反応領域そして観測条件等を明らかにしてきた。特に $C^{6+}-H^0$ において明らかにしてきたわけだが、さらに詳しく調べるためには他の軽元素である酸素の O^{8+} イオンや CXS によるイオン温度計測のために積極的に入れているネオンの Ne^{10+} イオンについて同様の計測を行う必要がある。これらの元素は完全電離状態になるためのイオン化ポテンシャルが炭素の場合よりも高い (C^{6+} :391 eV, O^{8+} :739eV, Ne^{10+} :1195 eV)。それにより LHD プラズマでは炭素よりもより内部に存在するため反応領域もより内側であると考えられ、より内部での情報を得ることが可能となる。また、これらの計測を系統的に行うことにより、中性粒子の挙動や電離バランス、エネルギー損失についての径方向の変化など新たな知見を得る可能性がある。さらに、より内部の情報を得るには固有不純物ではないガス（例えばアルゴンなどの希ガス）を積極的に入れる必要もあると考える。

また荷電交換反応はプラズマ中の電離バランスやエネルギー損失に大きく寄与している為、この反応の LHD における実態を調べる必要がある。ただし現段階ではその情報は不十分であるため、より多くの実験条件について調べる必要がある。特にリサイクリング中性粒子の状態が大きな鍵になると考える。それは本文内でも示したが放電のガス種によらず、水素原子との反応が観測されていることから考えられる。ヘリウム放電におけるヘリウムとの反応は、水素原子に比べ断面積が約 0.5 倍と小さいため、観測されにくくなっているが、それに対して水素原子との反応は水素放電と遜色ない線スペクトルの強度分布を得ている。ヘリウム放電における水素ガスの供給源としては、真空容器内壁からの脱ガスも含まれるが主に NBI による供給である。そこでこの結果から、水素放電においてもガスパフによる中性ガスとの反応ではなく、NBI によって供給された中性ガスに起因しているのではないかと考えるのが自然である。これらの相違として考えられるものは粒子エネルギーで、NBI によって供給された粒子のエネルギーが大きいと考えられる。また、LHD における真空容器内壁はダイバータ板を除きステンレスであり、水素に対する反射率は非

常に高いため (particle and energy refraction coefficient $\sim 10^{-1}$ at 100-1000 eV)、高速中性粒子の大半は反射されプラズマに向かって戻ってくると考えられる。NBI 放電において中性粒子が内壁で反射し、そのエネルギーが大きいためにプラズマ内に深く進入し反応しているのではないかと考える。ただしこれらの関係は明らかになっていない。今後これらの関係も明らかにすることにより、粒子やエネルギー損失の抑制につながる新たな知見が得られるのではと考える。

関連図書

- [1] M.G. O'Mullane, M. Mattioli, R. Giannella, I.H. Coffey and N.J. Peacock:
Plasma Phys. Control. Fusion 41 (1999)105.
- [2] N. Ohyabu, *etal.*: Phys. Rev. Lett.84 (2000) 103.

付 録 A 紫外可視領域の線スペクトルにおけるドップラー イオン温度計測

A.1 緒言

プラズマ中のイオン温度計測の一つに、各種不純物イオンの線スペクトルを利用するドップラーイオン温度計測がある。本章では、軽元素や高電離段階の Fe の線スペクトルを利用し行ったイオン温度計測の結果を示す。

A.2 イオン温度計測に利用された各種線スペクトル

イオン温度計測には、例えば、 C^{6+} や Ne^{10+} と NBI により入射された高エネルギー中性水素原子との荷電交換反応を利用した CXS[1] や、高波長分解能をもつ結晶分光器 [2] を利用した Fe や Ti のヘリウム様イオンなどの線スペクトルのドップラー効果を利用した計測がある。ここでは最も簡便な方法とされる可視紫外域の線スペクトルを利用した方法を述べる [3, 4]。電子温度に空間分布がある場合には、イオンが低電子温度の位置から高電子温度の位置に移るにつれ電離が進み、ある電離段階のイオンは空間的に局在する。種々の電離段階にあるイオンの線スペクトルのドップラー広がりをもとに、イオン温度の空間分布を得ることが出来る [5]。表 A.1 には、プラズマのイオン温度計測に利用される不純物として存在するイオンの線スペクトルの例を示した。

我々は高分解能の紫外可視域分光器を利用し、これらの中で C III、C V、Fe

XX を利用して LHD におけるドップラーイオン温度計測を行ってきた。

表 A.1: ドップラーイオン温度計測に利用される紫外域の線スペクトル一覧

	I.P. [eV]	wavelength [Å]	Transition
C III	47.8	2296.8	$2p^2D - 2p^1P$
C V	392	2270.9	$2p^3P - 2s^3S$
O VII	739	1623.3	$2p^3P - 2s^3S$
Ti XIV	861	2117.1	$2s^22p^1P_{1/2} - ^2P_{3/2}$
Ti XV	940	2544.8	$2s2p^42P_1 - ^3P_2$
Ti XVII	1131	3834.4	$2s^22p^23P_2 - ^3P_1$
Ti XVII	1131	3371.5	$2s^22p^23P_1 - ^3P_0$
Ti XVIII	1220	1778.0	$2s^22pP_{3/2} - P_{1/2}$
Ti XIX	1342	2344.6	$2s2p^3P_2 - ^3P_1$
Cr XIX	1397	2885.4	$2s^22p^23P_2 - ^3P_1$
Fe XX	1575	2665.1	$2s^22p^32D_{5/2} - ^2D_{3/2}$

A.3 ドップラー拡がり測定

原子・イオンの発する線スペクトルは、発光体の熱運動・集団運動によってその線スペクトルに拡がり（ドップラー拡がり）を生じる。このドップラー拡がりによって、原子・イオンの温度を求める方法は、その原理の簡明さから信頼度の高い測定方法とされている [5]。ここではその基礎原理を説明する。

発光体である原子・イオンの相度分布がマクスウェル分布である時、中心波長 λ_0 の線スペクトルのプロファイルは、

$$I(\Delta\lambda) = \frac{I_0}{\pi^{1/2} \Delta \lambda_D} \exp \left[- \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D} \right)^2 \right] \quad (A.1)$$

で表される。ここで I_0 は線スペクトルの全強度、 $\Delta\lambda$ は中心波長からの波長差： $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ である。 λ_D は平均の速さに対する波長差で、

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2kT_i}{M_i}} \quad (\text{A.2})$$

で与えられる。 T_i 、 M_i はそれぞれイオンの温度 [K]、質量である。線スペクトルの全半値幅を $\Delta\lambda_{D1/2}$ とすると、

$$\Delta\lambda_{D1/2} = 2(\ln 2)^{1/2} \Delta\lambda_D \quad (\text{A.3})$$

より

$$\Delta\lambda_{D1/2} = 7.7 \times 10^{-5} \lambda_0 \left(\frac{T_i}{A} \right)^{1/2} \quad [\text{\AA}] \quad (\text{A.4})$$

となり、イオン温度は半値幅を用いて、

$$T_i = 1.7 \times 10^8 A \left(\frac{\Delta\lambda_{D1/2}}{\lambda_0} \right)^{1/2} \quad [\text{eV}] \quad (\text{A.5})$$

で与えられる。 λ_0 [K]、 T_i [eV]、 A [質量数] である。

A.4 ドップラーイオン温度計測システム

A.4.1 計測システム

ドップラーイオン温度計測には、Czerny-Turner 形分光器 (McPherson Model 2061) を用いて行った。図 3.3 に示したステージ上での配置における左側の分光

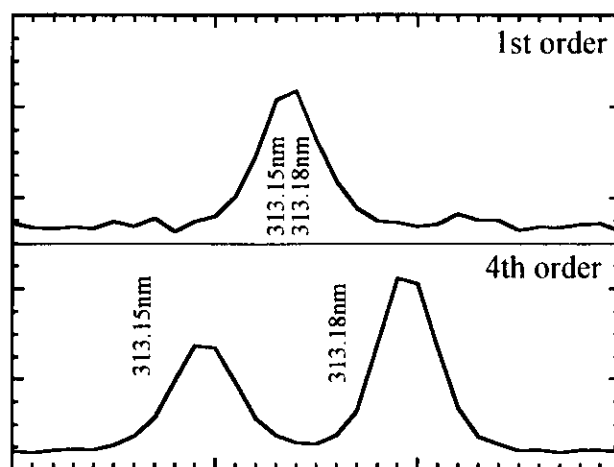


図 A.1: Hg 3131Å の二本の線スペクトル - 一次光では全く重なり合い分解できなかった二本の線スペクトルが四次ではこの様にきれいに分解できる。

器である。検出器には、浜松フォトニクス製の 1024ch 冷却器内蔵マルチチャンネル検出器 Model C2327-28A と PCD リニアイメージセンサ S2304-1024F の組み合わせで使用している。光学系には二枚の平面鏡と焦点距離 100 mm の集光レンズを利用し、分光器の入り口スリット上で結像するよう配置した。ブレイズ波長が 10000 Å にある、格子数 1200 本/mm の回折格子を使用している。この回折格子を利用することにより、線スペクトルの 4-5 次の高次光 (13000 Å 以下) を観測することにより 0.1 Å の波長分解能を得ている。図 A.1 には、水銀ランプより観測された 3131.5Å、3131.8Å の二本の線スペクトルを示した。これらの波長差は 0.3Å と非常に近接した線スペクトルである。一次光の観測では全く重なり合っている、しかし四次光ではきれいに分離され観測されていることが分かる。このように高い波長分解能では、線スペクトルにおけるプロフィールのドップラ拡がりを観測することが可能となり、ドップラー

イオン温度計測が可能である。観測可能な波長領域は 2000-13000 Å が可能である。

A.4.2 データ収集系

紫外可視分光器のデータ収集システムは、検出器とそのコントローラ以外に VME システム、CAMAC システム、WindowsNT マシンで構築されている。これらのシステムは計測機器室に配置され、約 100 m の光ファイバーや同軸ケーブル等を利用して、LHD 本体室内にある検出器コントローラや波長の変更、視線の変更等を遠隔操作しコントロールを行っている。ここではこれらのシステムを簡単に説明する。タイミングシステムは真空紫外分光器と同様であり、3.6.1 節において説明を行っている。ここでは可視分光器制御システムについて説明を行う。

Data Acquisition System

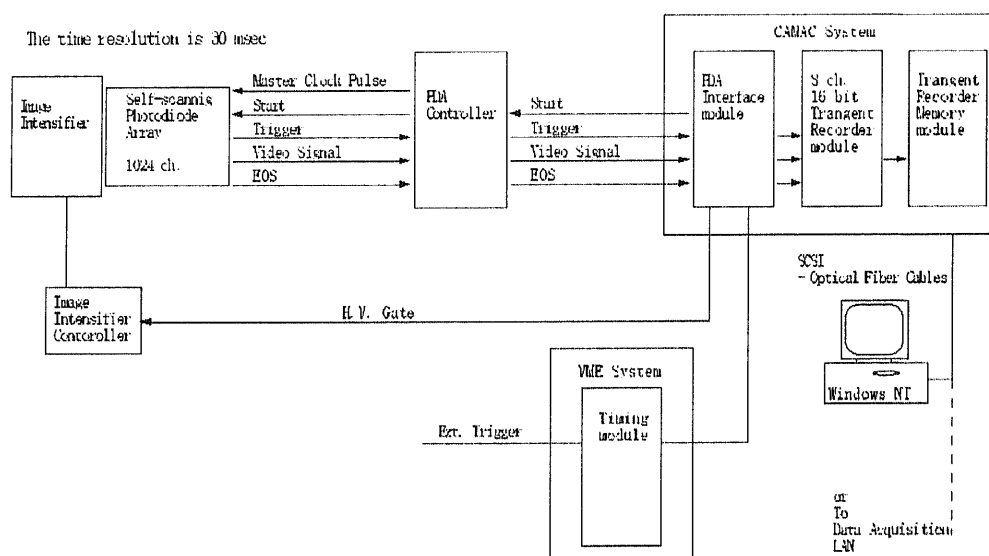


図 A.2: 紫外可視域分光器制御システムの概略図

図 A.2 にはシステムの概要図を示した。システムの制御には CAMAC system を利用している。その CAMAC system は Windows NT を使用しアプリケーション

ション：pv-waveを利用して操作を行う。pv-waveでは検出（露光）時間、フレーム数を設定を行う。CAMACのモジュールにはPDA Interface module、8ch.16bit Trangent Recorder module、Trangent Recorder Memory moduleを使用している。まず、PDA Interface moduleではタイミングシステム（VME）より配信されたトリガー信号を受け、start信号をコントローラへ発信する。さらにこのモジュールでは、start信号と設定した検出時間、フレーム数に同期して、Image Intensifierへの高電圧の供給を行っている。また同時にこのタイミングでPhotodiode Arrayにおいて線スペクトルの検出を行っている。ここで得た1フレーム分の線スペクトルのイメージをVideo信号としてコントローラを経由してPDA Interface moduleへ転送を行っている。さらにこの信号を8ch.16bit Trangent Recorder moduleにおいてデジタル化しTrangent Recorder Memory moduleへ蓄積を行う。これら行程を先に設定したフレーム数分行い、蓄積されるとそのデータをWindows NTへ転送を行い、ハードディスク上に保存を行う。

A.5 各線スペクトルにおけるイオン温度計測

A.5.1 C III、CVにおけるイオン温度計測

図A.3には、第1サイクルのECHプラズマにおいてイオン温度計測を行ったC III、C Vの時間変化を示した。C IIIにおいては放電開始直後の強度は強くなるが、放電中は強度が弱くなっている。これはプラズマの電子温度が時間的に上昇していることを示している。電子温度が上昇しているために電離が進み、 C^{2+} イオンの存在可能領域の減少により絶対数が減少していることを表している。 C^{2+} イオンのイオン化ポテンシャルは47.8 eVであるため周辺温度がそれ以上まで上昇していることも予想される。そのあと再度強くなっているのは、加熱が切れプラズマが再結合状態に入った為と考えられる。次にC Vにおける強度の時間変化は、放電中にはほとんど変化が見られない。これは C^{4+}

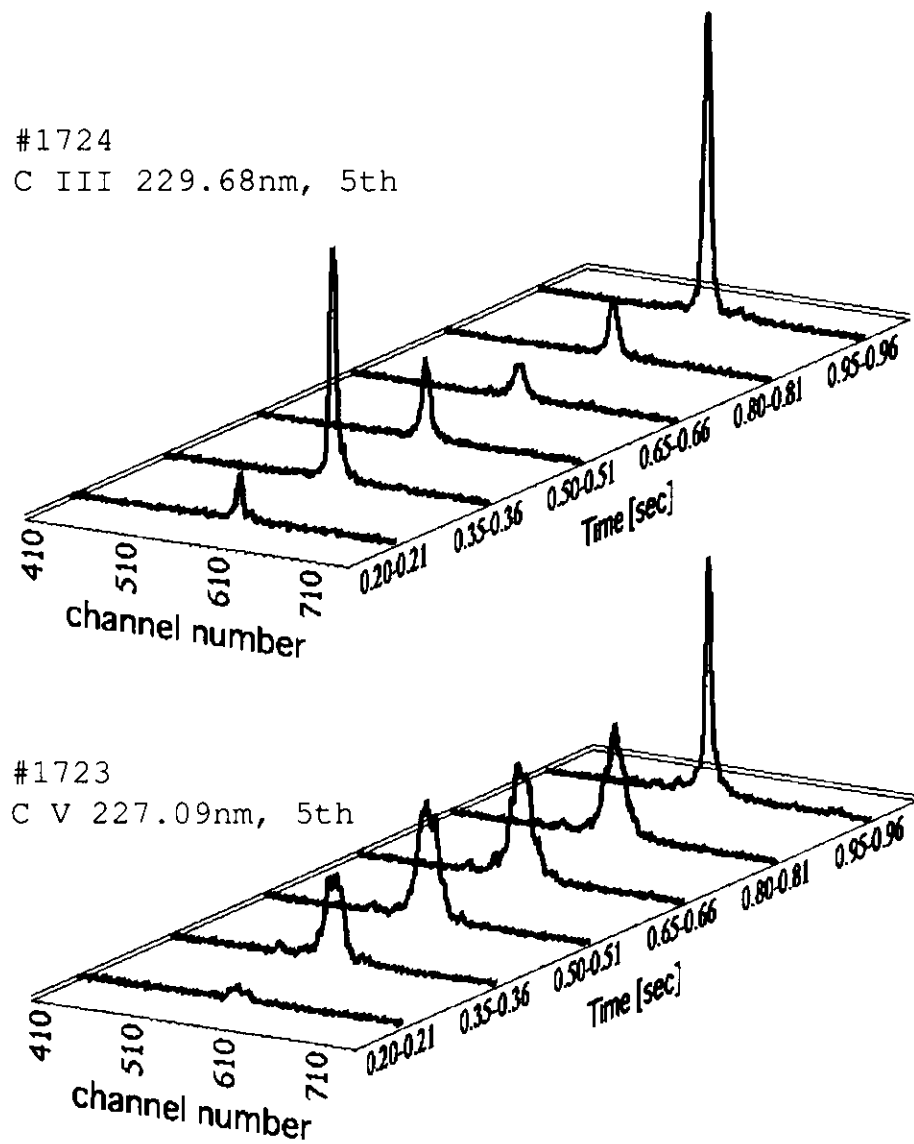


図 A.3: イオン温度計測を行った C III、C V のプロフィールの時間変化

イオンから C^{5+} イオンへの電離が進んでいないことを示している。また、真空紫外域の分光器を利用し $C\ VI$ のモニターを同時計測し行ったが、観測されないことから C^{6+} イオンまで電離が進んでいないことになる。つまり C^{5+} イオンがプラズマ内に存在する炭素イオンのなかで最もイオン化ポテンシャルが高いイオンとなり、プラズマ内で温度の高い中心領域に存在していることを表している。よって $C\ V$ から得られるイオン温度がプラズマ中心領域のイオン温度を表していると考えられる。

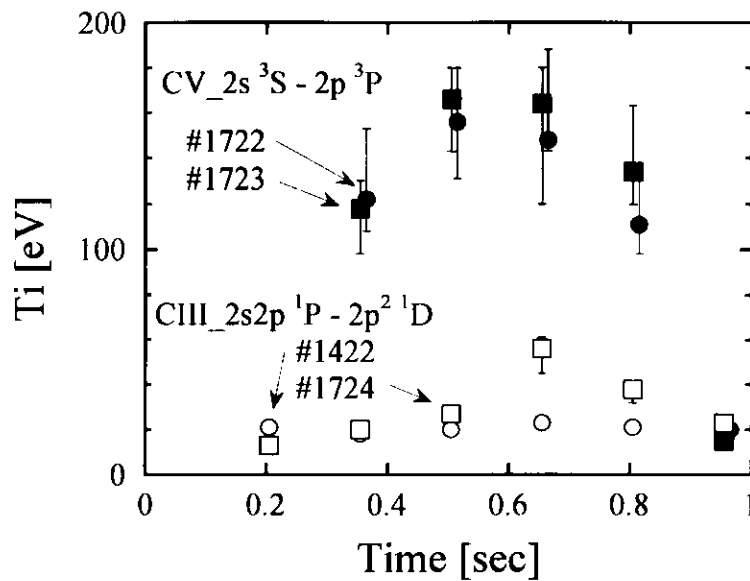


図 A.4: ECH プラズマでの $C\ III$ 、 $C\ V$ によるイオン温度の時間変化

図 A.4 には ECH プラズマにおいて $C\ III$ 、 $C\ V$ のドップラー拡がりから求めたイオン温度の時間変化を示した。対象とした ECH プラズマは、1.5T、82.6GHz+84GHz(100kW+100kW)、蓄積エネルギー $W_p \sim 30\text{kJ}$ 、電子密度 $n_e \sim 3 - 5 \times 10^{12}\text{cm}^{-3}$ である。イオン温度は $C\ III$ から 20-50 eV を得、プラズマ周辺のイオン温度を表していると考えられる。一方、 $C\ V$ からは 150 eV を得た。

先に述べたように C VI が観測されていないことからプラズマ中心領域のイオン温度を与えていると考えられる。

A.5.2 Fe XX におけるイオン温度計測

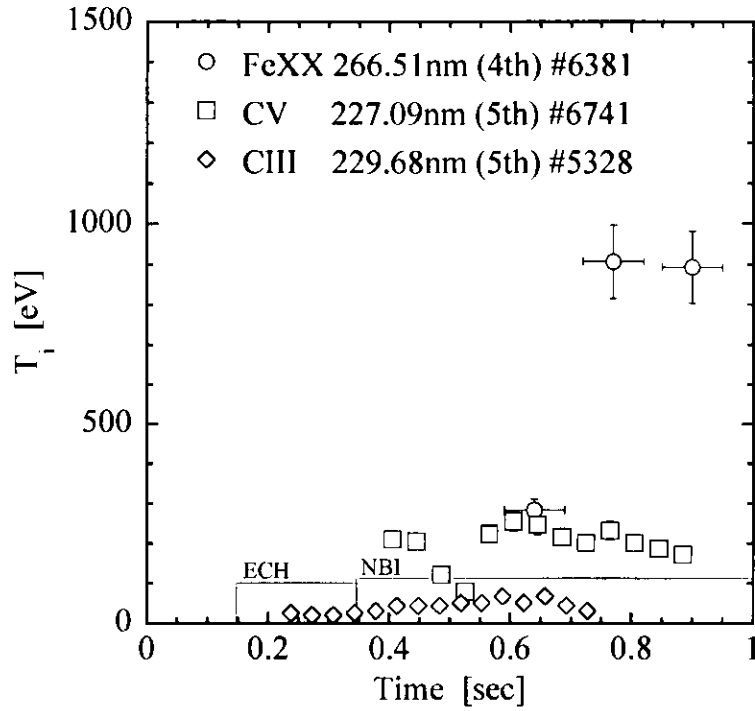


図 A.5: NBI プラズマでの Fe XX によるイオン温度の時間変化

Fe XX のイオン化ポテンシャルは 1575 eV もあり、電子温度が 1 keV 以上のプラズマでなければ十分な光量を得ることは難しいと考えられる。ECH プラズマでは 1 keV 近くのプラズマ生成に成功しているが観測されていない。これはやはり電子温度が低いことと、プラズマ中の Fe 不純物の量が少ないために観測されにくいと考えられる。これに対して NBI 放電では $n_e \sim 1 - 2 \text{ keV}$ のプラズマが生成され、Fe XX もイオン温度計測が可能な光量を得られた。

図 A.5 には、NBI プラズマにおいて観測された Fe XX の線スペクトルから

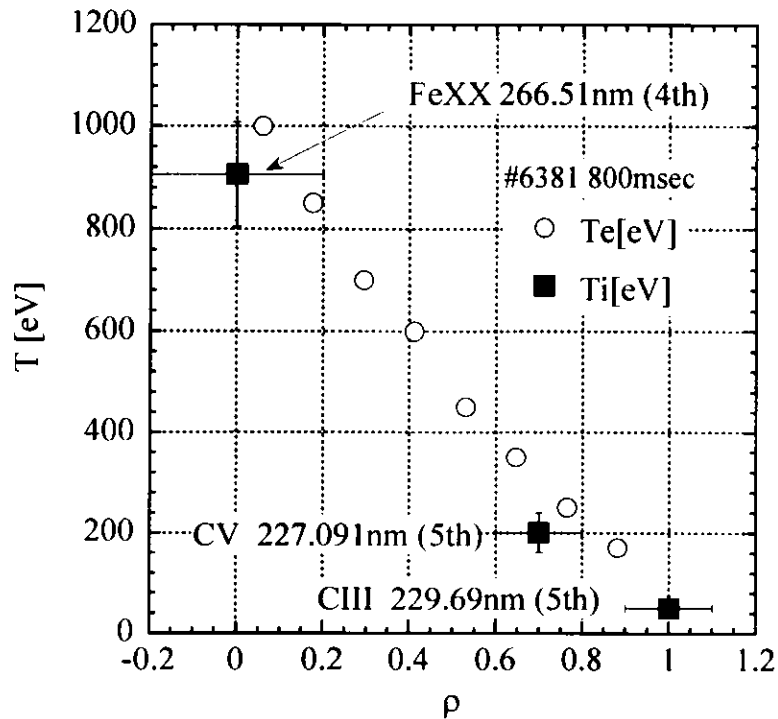


図 A.6: NBI プラズマにおけるイオン温度の空間分布

求めたイオン温度の時間変化を示した。イオン温度は約 0.9 keV 程度の値を得ている。真空紫外域でモニターしてみると Fe XX よりも高い電離段階の線スペクトルが観測されない為、プラズマ中心の温度を与えていると考えられる。同様な放電での C V、C III から得るイオン温度の時間変化を示した。C V、C III は放電開始から観測されているが Fe XX は 0.6 秒付近からやっと観測され始めている。この時間差は Fe XX が観測される電子温度までの加熱にかかった時間を表している。

つぎに観測された C III、C V、Fe XX から得たドップラーイオン温度を利用し、イオン温度の空間分布を求め、図 A.6 に示した。ここでは次の性質を利用しイオン温度の空間分布を与えている。プラズマ中における各イオンの存在領域は、各イオンのイオン化ポテンシャルと対応しており、イオン化ポテンシャルの約 0.5-1.0 倍の温度領域に存在していることが経験的に述べられてい

る。つまり、電子温度の空間分布が分かると、観測されたドップラーイオン温度がどの領域の値を与えているのか判断することが可能となる。さらに、より多くのイオン種を利用しドップラーイオン温度を求めることにより空間分布を求めることが可能となる。図 A.6 には、PHA より観測された電子温度 1 keV のプラズマにおけるイオン温度分布を与えた。まず、PHA より得られた値をプラズマ中心温度と仮定し、適当な温度分布を与えた。つぎに観測した各イオンの線スペクトルからドップラーイオン温度を求め、さらにイオン化ポテンシャルを考慮しその存在領域を与えた。図中横軸のエラーバーは、各イオンのイオン化ポテンシャルに対応した存在領域（イオン化ポテンシャルの約 0.5-1.0 倍の温度領域）を表している。

これから電子温度が 1 keV 程度のプラズマでは Fe^{19+} イオンはプラズマ中心に存在し、 C^{4+} 、 C^{2+} イオンはプラズマ周辺に存在することが分かる。

A.6 長時間放電プラズマ生成実験におけるドップラーイオン温度計測

ここでは各加熱システムにおいて行われた定常プラズマ生成実験において観測したイオン温度の変化と、線スペクトルの強度変化を計測しプラズマ中への不純物イオンの蓄積を調べた。

A.6.1 ICRF 加熱における長時間放電プラズマ生成実験

ICRF 加熱による長時間放電プラズマ生成実験は、周波数 38 MHz の高周波を二本のループアンテナから印加し加熱を行っている。#17170 では、入射パワー $P_{ICRF} = 0.9 - 1.1\text{MW}$ ($B_t = 2.75\text{T}$, $R_{ax} = 3.60\text{m}$) において放電時間 68 秒のプラズマ生成に成功している。このときのプラズマパラメーターは、 $W_p = 100 - 130\text{kJ}$, $\bar{n}_e = 0.9 - 1.0 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$, $T_e(0) \sim 2\text{keV}$, $P_{rad} = 200\text{kW}$ で

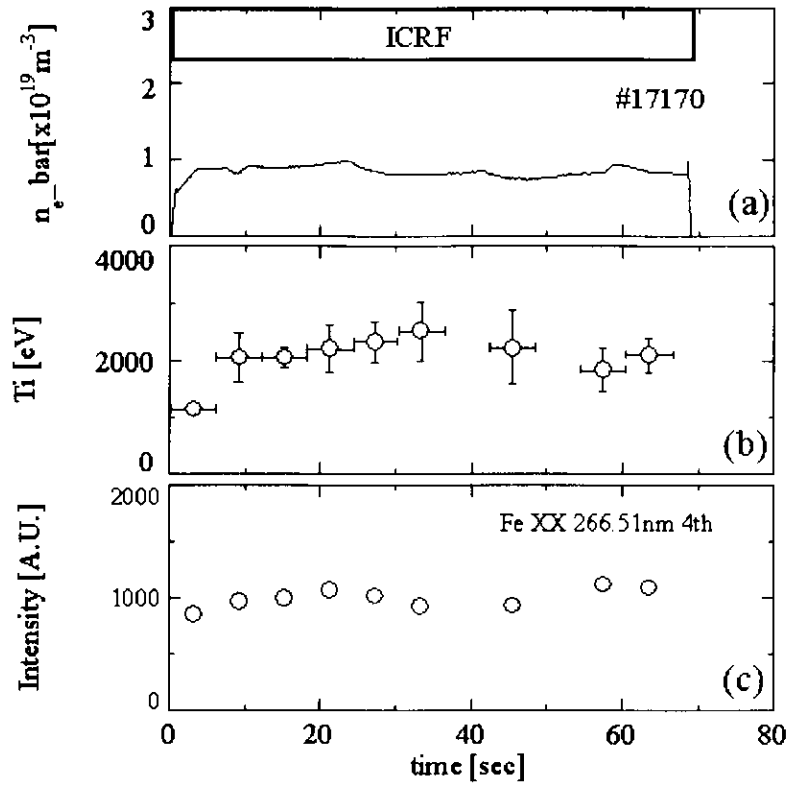


図 A.7: ICRF 長時間放電プラズマ生成におけるイオン温度と発光強度の時間変化

あり、これらは放電中ほとんど変化することなく定常プラズマが生成された。図 A.7 には、このときの n_e と Fe XX から求めたイオン温度とその発光強度の時間変化を示した。イオン温度 $T_i(0)$ は約 2 keV を与え、電子温度と同程度になっていることが分かる。また時間的にも変化が見られず一定であることがわかる。次に発光強度の時間変化を見ると、放電終了までほとんど変化が見られない。これはプラズマ中に不純物である Fe の蓄積が見られないことを示している。

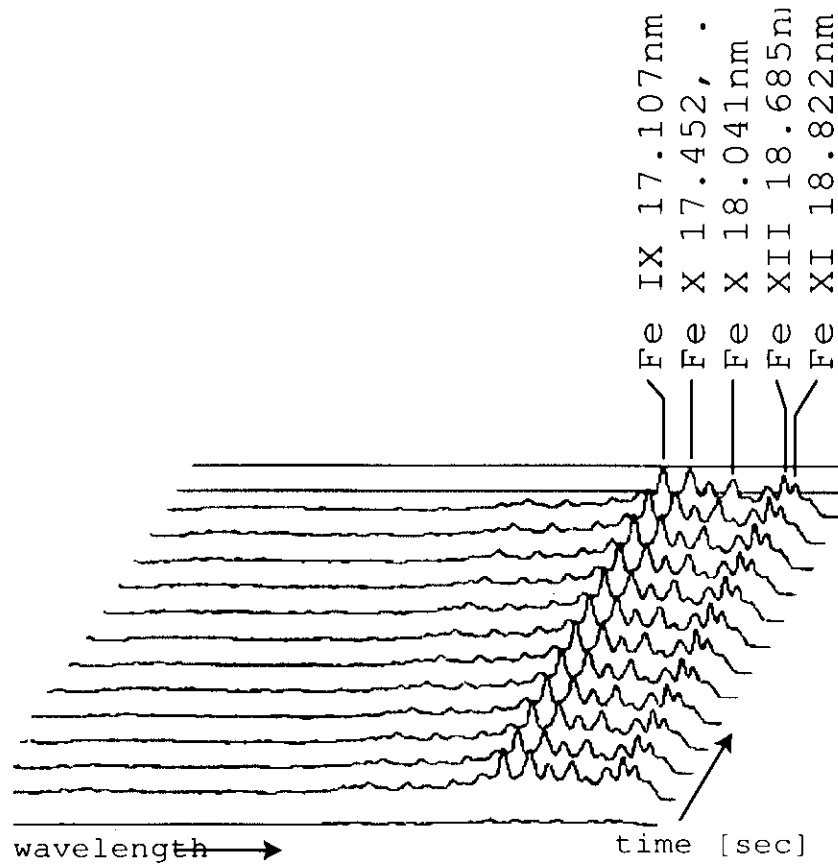


図 A.8: ECH 長時間放電プラズマ生成における低電離 Fe イオン発光強度の時間変化

A.6.2 ECH 加熱における長時間放電プラズマ生成実験

#7132 では、入射パワー $P_{ECH} = 50\text{kW}$ ($B_t = 1.5\text{T}$, $R_{ax} = 3.75\text{m}$) において放電時間 120 秒のプラズマ生成に成功している。このときの電子温度は、 $\bar{n}_e = 5 \times 10^{11}\text{cm}^{-3}$ であり、放電中ほとんど変化することなく定常プラズマが生成されている。図 A.8 には、このときに 80-120Å 領域で観測された低電離段階の Fe イオン発光強度の時間変化を示した。この領域では Fe IX-XII の線スペクトルが観測されている。この放電で最も電離が高い Fe イオンの線スペクトルは Fe XII で、そのイオン化ポテンシャルは 330.8 eV である為、プラズマ中心領域での電子温度も同程度であろうと推測される。これらの発光強度は時

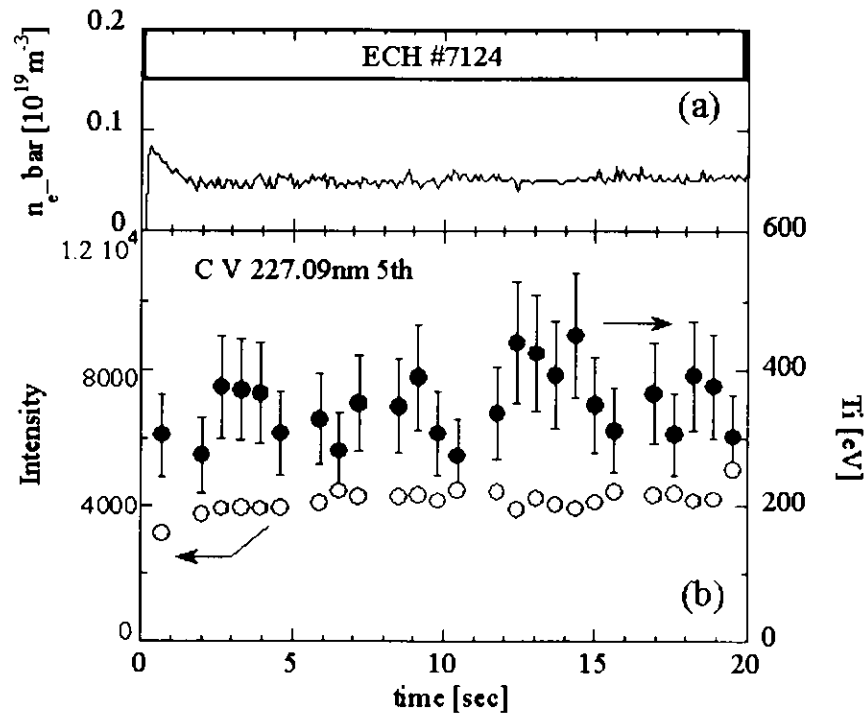


図 A.9: ECH 長時間放電プラズマ生成におけるイオン温度と発光強度の時間変化

間的を調べると、ほとんど変化がないことが分かる。つまり、ここにおいても不純物 Fe イオンの蓄積は見られない。

図 A.9 には #7124 で行われた 20 秒放電のイオン温度の時間変化を示した。電子密度は $5 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ と非常に低い。しかし、電子密度がこの様に低くても C V が観測されている。このイオンのイオン化ポテンシャルは 392 eV であり電子温度は同程度であろうと考えられる。このときのイオン温度が 350 eV で、放電の終わりまでほぼ一定である。また、発光強度を見ると、ここでも時間的変化が見られずほぼ一定である。

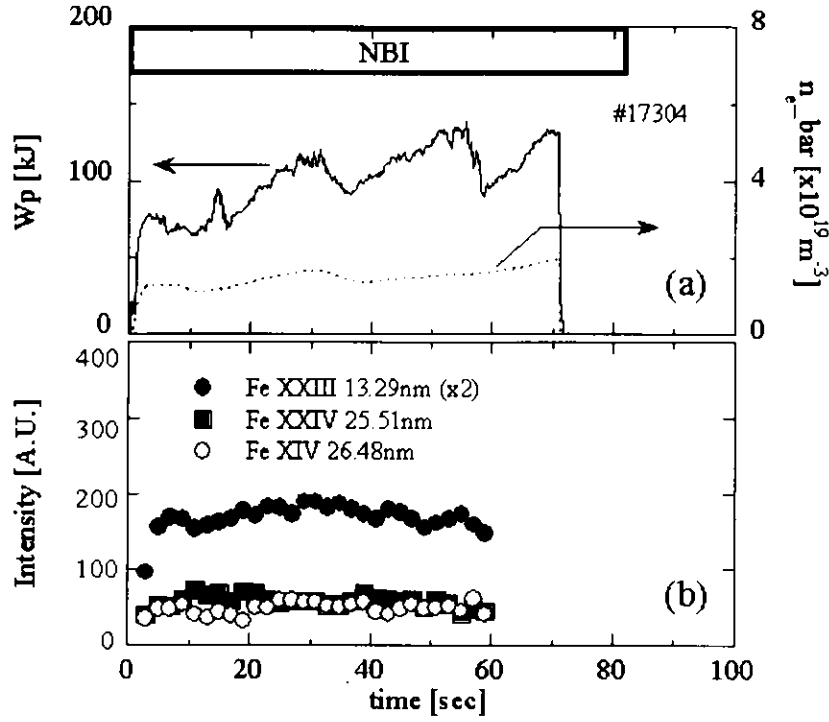


図 A.10: NBI 長時間放電プラズマ生成における Fe の多価イオン発光強度の時間変化

A.6.3 NBI 加熱における長時間放電プラズマ生成実験

#17304 では、入射パワー $P_{NBI} = 830\text{kW}$ ($B_t = 2.75\text{T}$, $R_{ax} = 3.60\text{m}$) において放電時間 80 秒のプラズマ生成に成功している。このときのプラズマパラメータは、 $W_p = 80 - 140\text{kJ}$ 、 $\bar{n}_e = 2 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ であり、これらは放電中ほとんど変化することなく定常プラズマが生成された。図 A.10 には、70 秒放電における多価イオン線スペクトル Fe XXIII 133.9Å($\times 2$)、Fe XXIV 255.1Å 発光強度の時間変化を示した（ただし線スペクトル発光強度の時間変化は 60 秒までの設定で計測を行っている）。蓄積エネルギーの時間変化が変動しているのは、ガスパフによる密度調整が手動で行い微調整が困難だった為に起こったものと考えられる。それに対して電子密度の時間変化はそれを程影響を受けていない。ここで各線スペクトルの強度時間変化をみると放電中はほとん

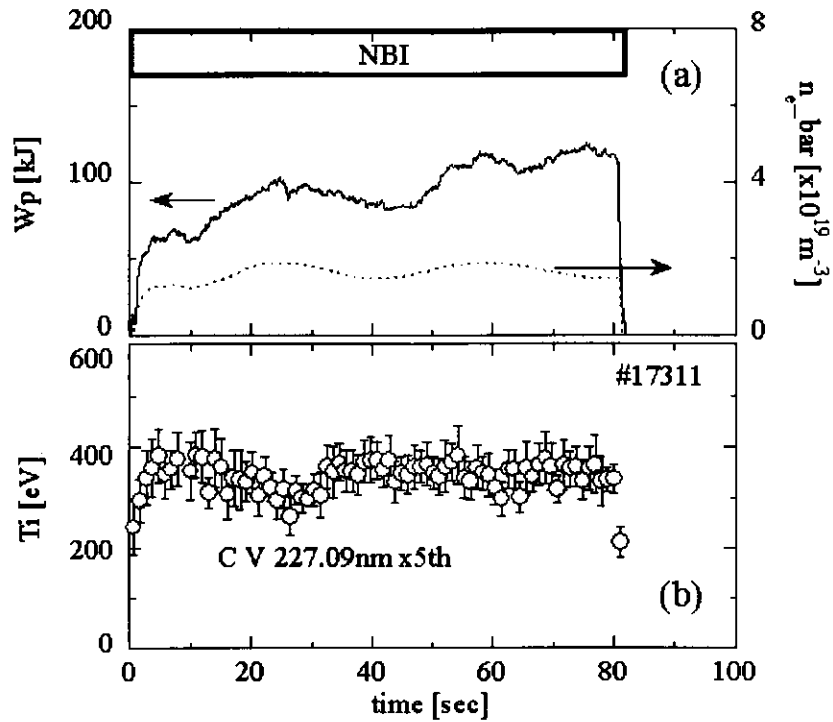


図 A.11: NBI 長時間放電プラズマ生成におけるイオン温度と発光強度の時間変化

ど変化無く一定である。この結果からここでも不純物イオンの蓄積は観測されない。

次に図 A.11 には C V から得られたイオン温度の時間変化を示した。この時のプラズマ中心の電子温度は、Fe XXIII や XXIV の多価イオンの線スペクトルが観測されることから 1-2 keV のプラズマであることが推測される。その為ここで温度を求めた C^{4+} イオンはプラズマ周辺に存在しており、そのイオン温度はプラズマ周辺のイオン温度を与えていることになる。その時間変化は 25 秒付近で一度下がっているが、その後は持ち直し放電の最後までほぼ一定を保っている。この温度の低下も手動のガスバフによるものと考えられる。

A.7 結言

LHD プラズマにおいて不純物イオンのモニターを行った。モニターを行った線スペクトルのドップラー拡がりを利用し、ドップラーイオン温度計測を行った。移用した線スペクトルは Fe XX、C V、C III で、各イオンのイオン化ポテンシャルに対応した電子温度領域に局在し、その領域のイオン温度を与えている。この特性を利用しイオン温度プロファイルを求めた。

LHD では定常プラズマ生成実験の為に長時間放電が行われた。各放電 (ECH、ICRF、NBI) において、それぞれ 120 秒、70 秒、80 秒の放電に成功している。これらの放電に対しイオン温度計測そして発光強度の時間変化のモニターを行った。各放電に対し求めたイオン温度は、プラズマ中心の温度領域を与えた。また放電中、その値に大きな変化はほとんど見られていない。これは放電中、プラズマ温度が安定していたことを表している。

また、各線スペクトルの発光強度の時間変化を調べると、放電中に大きな変化はほとんど見られず、不純物イオンの蓄積が無いことを表している。

関連図書

- [1] K. Ida and S. Hidekuma: Rev. Sci. Instrum. 60 (1989) 876.
- [2] S. Morita, *etal.*: Fusion Eng. Des. 34-35 (1997) 165.
- [3] R. C. Isler: Fusion Eng. Des. 34-35 (1997) 115
- [4] S. Suckewer and E. Hinnov: Phys. Rev. Lett. 41 (1978)756
- [5] プラズマ診断の基礎 名古屋大学出版会

謝辞

本研究を遂行するにあたり始終懇切丁寧なご指導、ご鞭撻を賜りました文部科学省核融合科学研究所プラズマ計測研究系 助教授 佐藤閑憲 博士に謹んで感謝いたします。

本研究を遂行するにあたり LHD 実験への参加を許可していただいた文部科学省核融合科学研究所大型ヘリカル研究部 研究総主幹 本島修 博士に深く感謝いたします。

LHD 実験に参加するにあたり御指導、御協力頂いた実験コーディネータの文部科学省核融合科学研究所プラズマ制御研究系 教授 大藪修義 博士、文部科学省核融合科学研究所プラズマ計測研究系 教授 森下一男 博士に深く感謝いたします。

実験におけるデータ解析にあたり放電パラメータなど様々なデータを提供いただいた各計測器担当の皆様ならびに実験グループメンバーの皆様に心からお礼申し上げます。

LHD 実験の安全かつ確実な進行に並々なら御尽力頂いた技術部ならびに運転員の皆様に深く感謝いたします。

本論文作成にあたり、貴重なご助言、ご検討をいただきました文部科学省核融合科学研究所 企画調整官 濱田泰司 博士、文部科学省核融合科学研究所プラズマ計測研究系 主幹 須藤滋 博士、ならびに文部科学省核融合科学研究所研究・企画情報センター センター長 加藤隆子 博士に深く感謝いたします。

分光光学全般にわたり親切的な御指導、御助言を賜り、特に衝突輻射モデルに関しましては並々ならぬ御協力頂きました文部科学省核融合科学研究所プラズマ

計測研究系 助手 後藤基志 氏に深く感謝いたします。

プラズマ物理学に関して親切な御指導、御助言を頂きました文部科学省核融合科学研究所プラズマ制御研究系 助手 稲垣滋 博士、鈴木肇 博士に深く感謝いたします。

名古屋大学工学研究科エネルギー理工学専攻 助教授 庄司多津男 博士、同助手 坂和洋一 博士には修士課程から貴重な御助言、御指導、御協力を賜り心からお礼申し上げます。

日頃から御助言、御協力頂いた原子力研究所 博士研究員 難波慎一 博士ならび卒業生の 坪井博 氏にお礼申し上げます。

本研究の遂行から研究生生活にいたる学生生活において、多大なるご協力、ご支援を頂いた群馬大学工学部 助手 高橋俊樹 博士、Oxford 大学 研究員

保坂一元 博士、山口大学医学部 研究員 今井敏博 博士、文部科学省核融合科学研究所非常勤研究員 剣持貴弘 博士、加熱研究系 助手 関哲夫

博士、計測研究系 助手 井戸毅 博士、総合研究大学院大学 田村直樹 氏、芦川直子 氏、笹尾一 氏、中原由起夫 氏、名古屋大学工学研究科エネルギー理工学専攻 菊池秀樹 氏、山本聡 氏、の皆様深く感謝いたします。

最後に、これまで御支援、御協力頂いた両親に、姉妹に心から感謝いたします。