

臨界プラズマ試験装置 JT-60U のプラズマ中の
不純物に対する分光研究

仲野友英

目次

第1章	序論	1
1.1	トカマク型装置による核融合研究開発の進展	1
1.2	トカマクプラズマでの分光研究の対象	3
1.3	本研究の背景と目的	4
第2章	JT-60U	9
2.1	JT-60U での核融合研究開発の歴史	10
2.2	JT-60U の概要	12
2.2.1	加熱装置	13
2.2.2	粒子供給	15
2.2.3	粒子排気	17
2.2.4	プラズマ・対向壁	17
2.2.5	W 型ダイバータ	18
2.2.6	プラズマ生成	20
第3章	計測器	23
3.1	可視分光	24
3.1.1	全体構成	24
3.1.2	二次元広帯域可視分光器	37
3.1.3	高波長分解可視分光器	39
3.1.4	低波長分解可視分光器	40
3.1.5	干渉フィルタ分光器	42
3.2	真空紫外分光	44
3.2.1	真空紫外分光器	44
3.3	ボロメータ	51
3.4	静電プローブ	56
3.4.1	固定静電プローブ	56

	3.4.2 可動静電プローブ	58
第 4 章	炭素材ダイバータ板からの化学スパッタリング率の測定	63
4.1	序論	64
4.2	実験	66
4.2.1	CH, CD および C ₂ スペクトラルバンド	67
4.2.2	スペクトラルバンド・1 光子あたりの炭化水素の損失事象数の測定 . . .	67
4.2.3	スペクトラルバンド・1 光子あたりの炭化水素の損失事象数の測定結果	71
4.2.4	化学スパッタリング率の測定	73
4.3	解析手法	74
4.4	結果	76
4.5	議論	78
4.5.1	水素イオンの入射束と入射エネルギーへの依存性	78
4.5.2	ダイバータ板温度への依存性	78
4.6	結論	79
第 5 章	ダイバータプラズマ中の水素イオン温度の決定	83
5.1	序論	84
5.2	実験	86
5.2.1	高波長分解可視分光器で測定された C IV ($n = 6 - 7$) スペクトル . . .	88
5.2.2	低波長分解可視分光器で測定された C IV ($n = 5 - 6$) スペクトル . . .	91
5.2.3	干渉フィルター分光器で測定された C IV ($3s^2S - 3p^2P$) スペクトル	92
5.3	解析手法	93
5.3.1	プラズマ, 中性粒子および不純物の輸送に対するコードによる解析 . . .	93
5.3.2	衝突放射モデル	95
5.4	結果	99
5.4.1	輸送コードによる計算結果	99
5.4.2	C ³⁺ 励起準位密度の測定値と輸送コードによる計算値の比較	102
5.4.3	温度の測定値と輸送コードによる計算値の比較	103
5.4.4	C IV ($n = 6 - 7$) の測定スペクトルと合成スペクトルの比較	105
5.5	議論	106
5.5.1	C ³⁺ の温度緩和時間, 輸送時間および電離時間の比較	106
5.5.2	内側ダイバータ用視線上での C ³⁺ の温度緩和時間と輸送時間の比較 . . .	107
5.5.3	外側ダイバータ用視線上での C ³⁺ の温度緩和時間と輸送時間の比較 . . .	109
5.6	結論	109

第 6 章	非接触ダイバータプラズマ中の C^{4+} の体積再結合	113
6.1	序論	114
6.2	実験	116
6.2.1	C^{3+} 励起準位密度の空間分布	116
6.2.2	真空紫外分光器で測定された C IV スペクトル	118
6.3	解析手法	121
6.3.1	エネルギー準位	121
6.3.2	1 光子放出あたりの全線放射エネルギー	121
6.3.3	1 光子放出あたりの電離および再結合事象数	124
6.3.4	再結合プラズマ成分の $n = 7$ 準位の密度に対する $n = 9$ 準位の密度	126
6.4	結果	126
6.4.1	励起準位密度の測定値と計算値の比較	126
6.4.2	C^{3+} の電離束と C^{4+} の再結合束	127
6.4.3	電離および再結合プラズマ成分からの放射パワー	128
6.5	議論	129
6.5.1	C^{3+} の電離束と C^{4+} の再結合束のバランス	129
6.5.2	C^{4+} の体積再結合と放射パワーの関係	129
6.5.3	電子温度の空間分布	130
6.6	結論	132
第 7 章	加熱用中性粒子ビーム中の酸素量とプラズマ中の酸素量との関係	135
7.1	序論	136
7.2	実験	137
7.2.1	中性粒子ビーム入射装置	137
7.2.2	分光測定	138
7.3	解析手法	142
7.3.1	手順	142
7.3.2	モデル	145
7.4	結果	148
7.4.1	中性化セルでの重水素イオンおよび重水素分子イオンの中性化率	148
7.4.2	中性化セルでの不純物分子イオンに由来する重水素イオンの中性化率	149
7.4.3	中性化セルでの不純物イオンの中性化率	150
7.4.4	中性粒子ビーム中の重水素に対する酸素原子数比	151
7.5	議論	153
7.5.1	中性粒子ビームに由来する酸素のプラズマ中での割合	153

7.5.2	プラズマ中の酸素イオンの閉じ込め時間	155
7.6	結論	156
第 8 章	結言	161
付録 A	分光計測器の詳細	163
A.1	光検出器，計数値の直線性，統計誤差	163
A.1.1	二次元広帯域可視分光器	163
A.1.2	高波長分解可視分光器	169
A.1.3	低波長分解可視分光器	175
A.2	波長較正，分散および装置幅	179
A.2.1	二次元広帯域可視分光器	179
A.2.2	高波長分解可視分光器	182
A.2.3	低波長分解可視分光器	184
A.2.4	真空紫外分光器	184
A.3	絶対感度較正	187
A.3.1	二次元広帯域可視分光器	187
A.3.2	高波長分解可視分光器	188
A.3.3	低波長分解可視分光器	188
A.3.4	真空紫外分光器	189
付録 B	衝突放射モデルの詳細	193
B.1	速度方程式の解法	193
B.2	励起速度係数	195

第 1 章

序論

1.1 トカマク型装置による核融合研究開発の進展

トカマク型装置による核融合研究開発は 50 年以上の歴史を持つ。トカマク型装置は 1950 年以前に旧ソ連でタムとサハロフによって考案された。1950 年の大晦日にクルチャトフの命令により、トカマク型装置の設計がモスクワの兵器研究所で始まり [1]、1955 年頃に旧クルチャトフ核物理研究所に最初のトカマク型装置が作られた [2]。1955 年には第 1 回原子力平和利用国際会議で、バーバ議長が「制御された状態で核融合エネルギーを解放させる方法が今後 20 年以内に見つかるであろう」と演説したが、その後の十数年間ではトカマク型装置による研究は旧ソ連のみで行われた。1968 年には第 3 回プラズマ物理と制御核融合に関する国際原子力機関 (IAEA) 国際会議で、旧クルチャトフ核物理研究所のトカマク型装置 T-3 で 100 eV を越えるプラズマ温度を達成したことが報告された。当時としては常識を越える高温であったため、欧米の研究チームが旧クルチャトフ核物理研究所で追実験を行い、トムソン散乱計測により電子温度 500 eV を確認した。さらにその後 1000 eV を越えたことが発表された [2-4]。ほかの装置に比べてトカマク型装置の圧倒的な性能をうけ、西側諸国でもトカマク型装置による核融合研究開発が始まった。

日本では 1969 年の第 3 回核融合研究運営会議で、上記の第 3 回プラズマ物理と制御核融合に関する IAEA 国際会議への参加者らから同会議での成果および世界の研究の進展について報告され [5]、同年の旧日本原子力研究所の事業計画 [5] には、前年度までの事業計画には記載されていなかった“軸対称性トーラス”の記載が現れ、さらに翌年の事業計画 [6] には“軸対称性トーラス磁場装置 (JFT-1)”による実験および“トーラス磁場装置 (JFT-2)”の製作開始が記された。JFT-2 は 1972 年に運転を開始し、1974 年には世界で初めてポロイダル・ダイバータを備えたトカマク型装置 JFT-2a (通称 DIVA) の運転が開始された [7]。

1970 年代までにはトカマク型装置の圧倒的な性能が示されたが、達成された電子温度 1000 eV はオーミック加熱によるものであった。プラズマの電気抵抗は電子温度の -1.5 乗に比例す

るため、それ以上に温度を上昇させるには別の加熱方法が必要であった。1970 年代から 1980 年代初めには中性粒子ビームの入射、およびイオンサイクロトロン共鳴波の入射による加熱により数千 eV のイオン温度が達成された [8]。しかし、一方で追加熱によりむしろエネルギー閉じ込め時間が短くなる、いわゆる閉じ込め劣化現象により性能の進展は限られた。

1982 年には ASDEX (独) で、ある閾値以上の追加熱を行うと閉じ込め時間が長くなる状態に遷移する現象、いわゆる H モード遷移が発見され [9]、以後、H モードについての研究がトカマク型装置での主要な研究テーマとなった [10]。1980 年代は大型トカマク時代と呼ばれ、TFTR (米, 1982 年)、JET (欧, 1983 年)、および JT-60 (日, 1985 年) の三大トカマクと呼ばれる大型トカマク型装置が相次いで運転を開始した。TFTR では強磁場 (5 T)、JET では円形ではなく縦長楕円のプラズマ断面形状と 32 本のトロイダル磁場コイルによるトロイダル磁場の対称性、そして JT-60 では JFT-2a で成果を挙げたダイバータによる不純物制御 [11] など、独自の特徴により臨界プラズマ条件の達成を目指した研究が行われた。

1990 年代には JET および JT-60U で臨界プラズマ条件が達成され [12,13]、TFTR および JET では重水素と三重水素の核融合反応によってそれぞれ 10 MW [14] および 16 MW [15] の出力が得られた。これらに代表される炉心プラズマ性能のめざましい進展および大型トカマク型装置での研究成果の多くは、国際熱核融合実験炉 ITER の建設に向け、ITER 工学設計活動 (1992 年から 2001 年) と、その終了後には ITER 専門家グループによる研究開発活動 (ITER 物理研究開発活動) により、炉心プラズマ性能の予測など装置設計の物理基盤 [16] としてまとめられ、最終設計 [17] の指針となった。ITER は、冷戦末期 1985 年のレーガン・米大統領とゴルバチョフ・ソ連共産党書記長による首脳会談での協議に基づき、当初には 4 極 (日, 欧, 露, 米)、現在では 7 極 (当初の 4 極に加え、中, 韓, 印) の国際協力によって、現在、フランスに建設中である。

2000 年代には前出の ITER 専門家グループの後継である国際トカマク物理活動 (ITPA) [18] の主導のもと、ITER の設計および運転に緊急に解決が必要な物理および工学課題に関する研究や、各国の次世代装置や原型炉の設計に資する研究が主流になりつつある。特に、アジアからの ITER 参加国では超伝導トロイダル磁場コイルを持つトカマク型装置の運転、建設、あるいは設計が相次いで始まり、将来の発電炉に向けた定常運転の実証が主要な研究テーマとなっている。

日本は資源小国であるが、核融合発電では燃料である重水素は偏在せず海水からほぼ無尽蔵に得られるため、日本が核融合エネルギーを手にするには資源問題が解決に向かうことを意味する。これによって、たとえば石油価格の高騰により経済が受ける影響を緩和することができると予測される。しかし、これは化石燃料の浪費が許される時代の考え方でもある。現在では、化石燃料の消費により温室効果ガスが排出され、それにより地球温暖化が進行することが一般に認識されるようになり、温室効果ガスを排出しないエネルギー源は新たな価値を持つ。地球温暖化を防ぎ人類の文明が存続するには化石燃料の使用を抑制する必要がある。たとえ

ば，2100年の予測エネルギー需要のうち60%にあたる1兆kWhが電力で供給されると想定する場合[19]には，発電量が不安定で少ない再生可能エネルギーだけでは安定に需要を満たせない可能性が高い．このエネルギー需要を核分裂発電とともに核融合発電で安定に満たすために，ITERで核融合エネルギーの科学および工学基盤が実証されるのを前提に，2050年代から実用炉の建設が始められ2100年には30基ほどの核融合炉が稼働する案が提示されている[20]．

1.2 トカマクプラズマでの分光研究の対象

閉じ込め領域のプラズマ(主プラズマ)には，高い核融合反応率を得るため高温，高密度，高純度のプラズマが要求される．この観点から分光計測では不純物密度の測定が重要な対象となる．主プラズマでは，小型のトカマク型装置を除くと温度がkeVオーダーと高く，炭素原子などの軽元素不純物は完全電離イオンとなる．そのため粒子ビームなどによる能動的分光法を除くと，測定対象は可視域の制動放射光，あるいはプラズマ冷却用のアルゴンやプラズマ対向壁に由来する鉄，モリブデンおよびタングステンなど重元素不純物の多価イオンのスペクトルが主となる．光学的禁制スペクトル線など例外を除くと，これらの不純物多価イオンのスペクトル線はX線域や真空紫外域に分布するため結晶分光器や斜入射分光器によって測定される．

他方，主プラズマを取り囲むスクレイプオフ層では主プラズマから漏出した高温のプラズマを冷却しつつ磁力線によってダイバータへ導き，ダイバータではプラズマをさらに冷却して中性化し，中性粒子を圧縮することにより不純物とともに装置外に排出することが要求される．これらの領域のプラズマでは温度がeVオーダーと低く，多くの軽元素不純物は完全電離はされない．特にダイバータプラズマでは，局所的に温度が1eV以下となり水素イオンが体積再結合する場合がある．ダイバータ板からは，そこへ入射するイオンおよび中性粒子との相互作用により，水素原子，不純物原子，およびそれらの分子が放出され，ダイバータプラズマ中の主に電子温度などのプラズマパラメータの空間分布に依存して輸送され，電離と再結合のバランス，イオンの価数，放射パワー，およびそれらの空間分布などが定まる．これらの粒子からの主要なスペクトル線の多くは可視域に分布するため，多方向からの空間分布測定が容易な可視分光法により上記の物理量の空間分布が定められる．水素原子，水素分子，軽元素不純物イオンなどでは主要な発光線の一部は軟X線域から真空紫外域にも分布するため，斜入射および直入射分光器によっても測定される．

プラズマから放射されるスペクトル線はそこで生じている主要な原子・分子過程の結果を反映する．これらの原子・分子過程のいくつかは分光計測では直接には観測されない．たとえば電子衝突による基底状態からの励起過程や中性原子からの電荷移行による再結合過程などでは過程自体は直接には観測されず，これらの過程によって励起状態が生成され，その一部が自然遷移によって脱励起する際の放射が観測される．よって，たとえば再結合束など，ある過程の

大きさを測定するには，そこで生じている原子・分子過程を調べ，その過程の結果を反映するスペクトル線を選ぶ必要がある．すなわち，原子・分子過程を理解することによって分光計測はプラズマ物理を診断するための手段へと質的に発展する．

原子・分子過程の理解には，速度方程式，あるいは衝突放射モデルがしばしば用いられる．これらの解析モデルの構築には，信頼性が高く統一された矛盾のない原子・分子データのセットが必要である．このようなデータ・セットは主に理論計算によって生産されることが多いが，解析結果に直接的に影響を与える主要な過程のデータについては実験などによって精度が評価されたデータ，いわゆる評価済みデータが望ましい．このような原子・分子データの評価やデータベース化などの研究はプラズマ分光研究の一部を構成する重要な研究である．

国際的な原子・分子データの収集および評価の活動は 1974 年に東京で開かれた国際核融合研究評議会での勧告，すなわち，核融合研究のための原子・分子データの収集および評価の活動を IAEA が組織化する，に始まった．この勧告を受けて 1976 年に IAEA が諮問グループ会合を開き，IAEA は各国の原子・分子データセンターを組織してネットワークを構築した．このデータセンター・ネットワークには日本から名古屋大学の旧プラズマ物研究所と旧日本原子力研究所がメンバーに選定された [21]．現在では，原子・分子データ収集および評価の活動は，それぞれ，核融合科学研究所 [22] および日本原子力研究開発機構 [23] に引き継がれ，データセンター・ネットワークのメンバーも継承されている [24]．

1.3 本研究の背景と目的

トカマク型装置によるプラズマ性能の進展の歴史は不純物の制御の歴史と言っても過言ではない [8, 10, 11, 25–27]．トカマク型装置による研究初期には垂直磁場によりプラズマの平衡を制御し磁場形状をリミターの形状に一致させることにより，プラズマ・壁相互作用による酸素の発生が抑制され，酸素の放射によるプラズマのエネルギーの散逸を低減させた．その後，ポロイダル・ダイバータによる主プラズマからの不純物の排出，および主プラズマへの不純物の侵入抑制に成功した．チタン・ゲッターリングなどの手法も酸素発生の抑制に有効であることが示された．一方で，低元素不純物の減少により周辺プラズマの温度が上昇したため容器壁へのイオンの入射エネルギーが増加し，物理スパッタリングによって真空容器の材料である重元素不純物（鉄，モリブデン，金，タングステンなど）の発生が増加し，これが放射損失の増大，および放射崩壊により放電を停止させる要因となった．真空容器の内壁を硼素，炭素，珪素などでコーティングする手法も用いられたが，炭素材タイルで覆うことにより重元素不純物の発生は例外的な場合を除きほぼ完全に抑制された．これらの成果は大型トカマク型装置では臨界プラズマ条件の達成などにつながった．

現在では，多くの装置で炭素材タイルが用いられ，さらに主プラズマ室とダイバータ室が仕切られた閉ダイバータ構造が採用されている．これら 2 つの部屋が仕切られていない開ダイ

バータ構造と比較して、閉ダイバータ構造ではダイバータ室から主プラズマ室へ水素や不純物が流れ出しにくく、ダイバータ室では中性粒子圧力が上昇し、炭素などの不純物からの放射パワーが増加しやすいため、ダイバータプラズマはより効率的に冷却される。ダイバータプラズマの冷却は ITER などの次世代装置では主プラズマから流れ込む膨大な熱からダイバータ板を保護するために必須であり、ITER では閉ダイバータ構造が採用されている。

しかし、炭素材は物理スパッタリングが無視できるような低温プラズマに対しても化学スパッタリングによって炭化水素を放出し、その一部は輸送されて容器壁上に水素とともに堆積する。容器壁上で磁力線が接続しない場所など、プラズマによる損耗より堆積が顕著な場所では堆積物は層状となって成長を続け、そこに含まれる水素量も増加し続ける。そのため、この過程は真空容器内の水素残留量（インベントリー）を増加させる要因となる。トリチウムを用いる ITER などの装置ではトリチウム・インベントリーの上限は安全上の理由から規制されるため、トリチウムと不純物の共堆積を減少させる必要があり、スパッタリング率の低いタングステンなどの金属材が再びプラズマ・対向壁の候補に挙げられている。

ダイバータプラズマの温度領域では金属不純物には炭素ほどの放射によるダイバータプラズマの冷却は期待されないため、炭素の代わりとして窒素やネオンなど容器壁上に堆積しない冷却用不純物の導入が検討されている。冷却用不純物には放射パワーが高いこと、すなわち放射パワーの高い価数のイオンが生成される素過程のレート、および放射にいたる素過程のレートが高いことが要求される。よって不純物種を選定するには、どの価数のイオンからの放射パワーが高く、そのイオンがどのような過程で生成され、どのような過程で放射にいたるかなどの素過程を理解することが必要である。

本論文は、以上の背景のもと将来の核融合研究開発の進展に向けて、プラズマ中で重要となる原子・分子素過程を明らかにすることを念頭に置きつつ、不純物の発生、輸送、および放射について行った以下の研究をまとめたものである。

- 化学スパッタリングによる炭素を 2 個含む炭化水素の発生量の測定
- 水素イオン温度の決定
- 炭素イオンの放射を増加させる素過程の解明
- 加熱用中性粒子ビームに含まれる酸素量の測定

参考文献

- [1] 菊池満 物理学と核融合 京都大学学術出版会 (2009).
- [2] Fusion Forum '94 報告書 (1994).
- [3] 狐崎晶雄, 吉川庄一 新核融合への挑戦 講談社 (2003).
- [4] 原子力百科事典 ATOMICA (財)高度情報科学技術研究機構,
<http://www.rist.or.jp/atomica/>
- [5] 科学技術庁原子力局原子力委員会月報 6月号 (1969).
- [6] 科学技術庁原子力局原子力委員会月報 5月号 (1970).
- [7] Y. Shimomura and H. Maeda, *J. Nucl. Mater.* **76-77** 45 (1978).
- [8] J. Wesson, Tokamaks (2nd Ed.), Oxford University Press (1997).
- [9] F. Wagner, G. Becker, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **49** 1408 (1982).
- [10] 伊藤早苗, 矢木雅敏 共訳 トカマク概論(原著 [8]) 九州大学出版会 (2003).
- [11] M. Nagami, H. Maeda, *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **76-77** 521 (1978).
- [12] JET Team, *Nucl. Fusion* **32** 187 (1992).
- [13] S. Ishida, T. Fujita, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **79** 3917 (1997).
- [14] J. D. Strachan, S. Batha, *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **39** B103 (1997).
- [15] A. Gibson and JET Team, *Phys. Plasmas* **5** 1839 (1998).
- [16] ITER, *Nucl. Fusion* **39** (1999).
- [17] <http://www.naka.jaea.go.jp/ITER/FDR/>
- [18] <http://itpa.ipp.mpg.de>
- [19] J. S. Bak *et al.*, *Proc. 22nd Int. Conf. on Fusion Energy* (IAEA) FT1-1 (2008).
- [20] 菊池満 エネルギーレビュー **57** (2009).
- [21] A. Lorenz, INDC(NDC)-82/GB, IAEA (1977).
- [22] <https://dbshino.nifs.ac.jp>
- [23] http://www-jt60.naka.jaea.go.jp/english/JEAMDL/index_j.html
- [24] <http://www-amdis.iaea.org/DCN/>
- [25] A. Funahashi and S. Yamamoto, *Phys. Scr.* **23** 87 (1981).

- [26] H. Takatsu, T. Ando, *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **155-157** 27 (1988).
[27] 東島智 , JT-60 チーム, *J. Plasma and Fusion Res.* **75** 1297 (1999).

第 2 章

JT-60U

JT-60U は大半径 3.4 m および小半径 1.0 m のトカマク型装置であり，臨界プラズマ条件の達成をはじめ，イオン温度，電子温度，および核融合積などで世界最高値を達成している．プラズマの加熱は主に正イオン源方式および負イオン源方式の中性粒子ビーム加熱装置によってなされ，それぞれ加熱パワーは最大 24 MW および 10 MW である．また，イオンサイクロトロン（周波数 102-130 MHz），低域混成（1.7-2.2 GHz），および電子サイクロトロン共鳴加熱装置（110 GHz）により，それぞれ最大 10 MW，12 MW および 4 MW の加熱が可能である．重水素ガスの最大入射流量は $135 \text{ Pa m}^3 \text{ s}^{-1}$ であり，さらにアルゴンやメタンなどの不純物ガスを主プラズマ室またはダイバータ室より入射可能である．排気装置として 16 系統のターボ分子ポンプとクライオパネルポンプが装備され，これらの合計排気量は $173 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ である．真空容器の内壁は，主プラズマ室では等方性黒鉛材タイル，およびトロイダルコイル直下ではフェライト材タイルで覆われ，W 型構造のダイバータ室では 2 次元炭素繊維複合材タイル（ただし，ドーム内側タイルでは等方性黒鉛材タイル）で覆われている．

2.1 JT-60U での核融合研究開発の歴史

臨界プラズマ試験装置 JT-60 [1] は臨界プラズマ条件の達成を主な目的に 1985 年に運転が開始された。その沿革 [2] を図 2.1 に示す。当初の放電時間は 5 秒であり、またダイバータはトーラスの水平面外側に設置されていた。その後、放電時間は 10 秒に伸張され、ダイバータ位置はトーラス下側に変更された。1991 年には真空容器を改造して JT-60U となり、放電時間は 10 秒から 15 秒に伸張された。1996 年には臨界プラズマ条件*1を満たす重水素と三重水素のプラズマと物理的に等価な重水素プラズマの生成に成功した [3]。臨界プラズマ条件はイオン温度、イオン密度とエネルギー閉じ込め時間で定まり、ローソン図と呼ばれる図 2.2 では右上の $Q \geq 1$ の領域に対応する。また、イオン温度、イオン密度および閉じ込め時間の積である核融合三重積では $1.5 \times 10^{21} \text{ keVm}^{-3}\text{s}$ を、イオン温度では 45 keV を達成した [4]。1997 年には、W 型ダイバータを設置し、翌年には等価的なエネルギー増倍率は 1.25 まで伸張され [5]、2002 年には、低域混成共鳴加熱と電子サイクロトロン共鳴加熱により、電子温度 26 keV を達成した [6]。

2003 年にはプラズマ維持時間伸張のための改造が行われ、放電時間は 65 秒に伸張された。

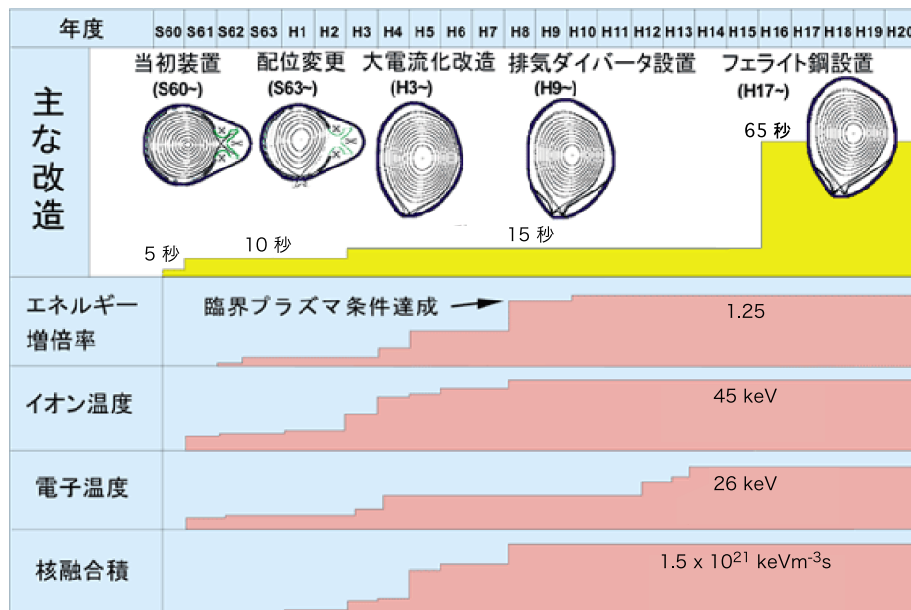


図 2.1 JT-60 および JT-60U の沿革 [2] (修正の上, 転載)。

*1 核融合反応によるエネルギー出力がプラズマ生成に必要なエネルギー入力と等しくなる状態。また、それら比をエネルギー増倍率 Q という。

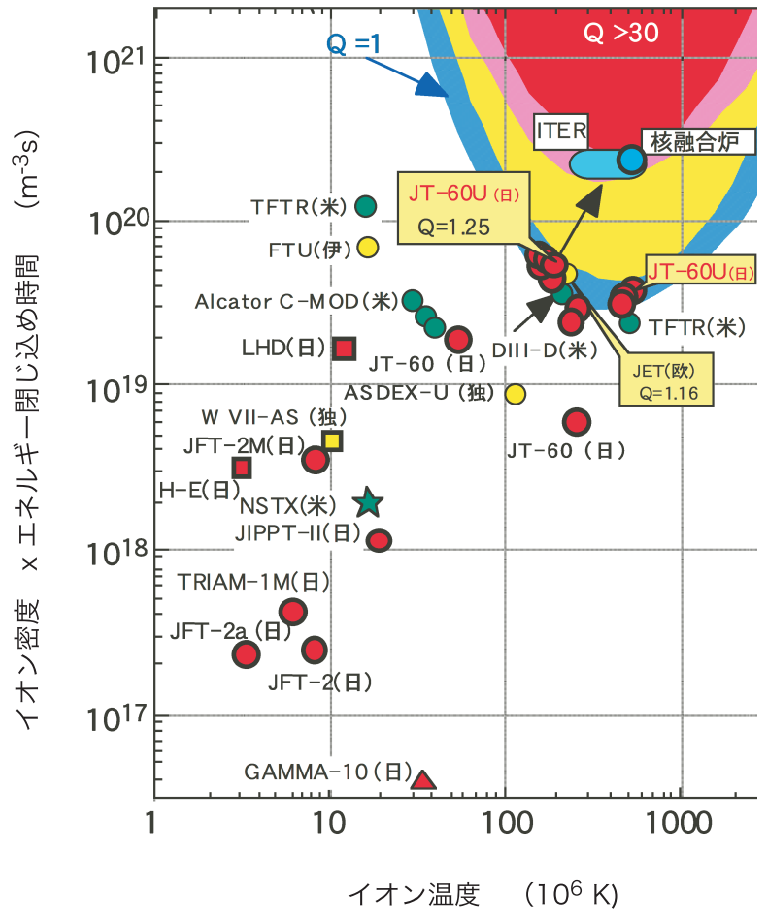


図 2.2 ローソン図 .

2004 年には、プラズマ電流 0.7 MA、トロイダル磁場 2.0 T で 60 秒間のダイバータ放電に成功し [7]、2007 年には、ITER での先進運転領域に対応する規格化ベータ値^{*2} $\beta_N=2.6$ を持つプラズマを 28 秒間維持することに成功した [9]。これら以外に、プラズマだけでなく第一壁に吸蔵された粒子数を含めて粒子の収支が定常となる状態で、高閉じ込め、高密度、かつ高放射損失プラズマを維持する研究 [10, 11] など、総合的に高性能なプラズマを定常的に維持する研究などが行われた。2008 年には運転を完了し、現在、超伝導トロイダル磁場コイルを持つ装置 JT-60SA [12] への改修が進行中である。

^{*2} トロロン係数とも呼ばれ、 $\beta_N = (B_t a / I_p) \cdot \beta_t$ で定義される。ここで、 B_t (T) はプラズマ中心でのトロイダル磁場、 a (m) はプラズマの小半径、および I_p (MA) はプラズマ電流である。 β_t (%) はトロイダルベータ値と呼ばれ、プラズマ圧力の体積平均値とプラズマ中心でのトロイダル磁場圧力の比で定義される。この値が高いほど磁場に対してプラズマの閉じ込めがより効率的であることを意味する。 $(B_t a / I_p)$ が一定の条件下では、これらのパラメータの比例係数となる β_N が効率の指標となり、 $\beta_N < 2.8 \sim 3.5$ に制限されることが実験的に示されている [8]。

2.2 JT-60U の概要

JT-60U の鳥瞰図を図 2.3 に、主要諸元を表 2.1 に示す。真空容器にはターボ分子ポンプ（排気速度： $22 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ ）とクライオパネルポンプ（排気速度： $151 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ ）が装備され、内部の真空度は $1 \times 10^{-6} \text{ Pa}$ に達する。18 個のトロイダル磁場コイルがトーラス周回方向に等間隔に配置され、これを励磁することにより最大 4.1 T のトロイダル磁場を発生することが可能である。また 2.7 T のトロイダル磁場ではそれを 65 秒間維持することができる。

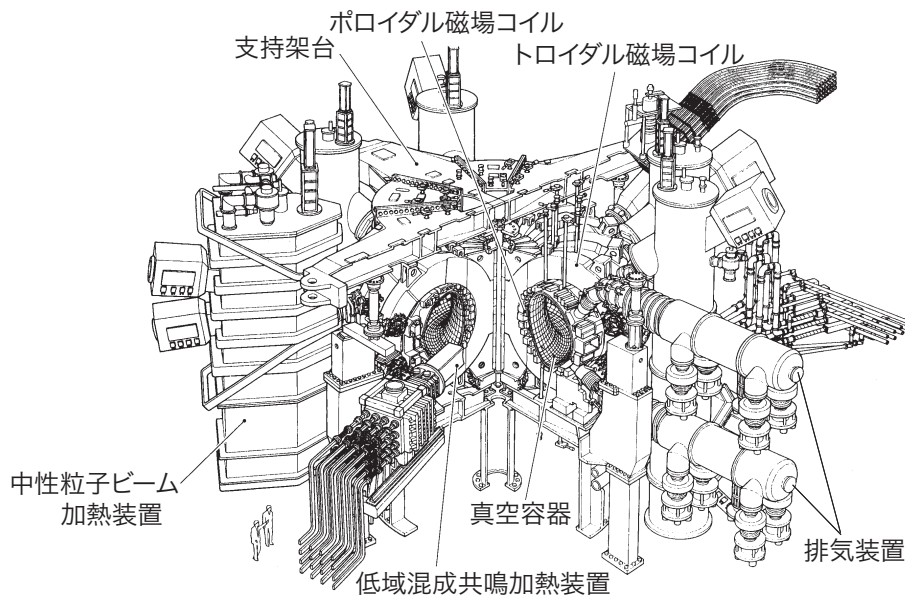


図 2.3 JT-60U の鳥瞰図。

表 2.1 JT-60U の主要諸元。

トロイダル磁場	4.1	(T)
プラズマ電流	3.0	(MA)
プラズマ大半径	3.4	(m)
プラズマ小半径	1.0	(m)
プラズマ体積	90	(m^{-3})
放電時間	65	(s)

2.2.1 加熱装置

中性粒子ビーム加熱装置

正イオンを発生するイオン源の方式と負イオンを発生するイオン源の方式による 2 種類の中性粒子ビーム加熱装置 NBI が設置されている．正イオン源方式の中性粒子ビーム加熱装置 [13] は合計で 11 ユニット設置されている．図 2.4 に示すように，これら 11 ユニットのうち 7 ユニット（# 2, 3, 4, 6, 12, 13 および 14：垂直ユニット）はトーラス周回方向に対してほぼ垂直方向に，4 ユニット（# 7 - 10：接線ユニット）は接線方向に中性粒子ビームを入射する．中性粒子ビームの入射方向（方位角）をイオン源の中心とトーラスの中心を結ぶ線に対してビーム軸がなす角度（正方向をトーラス上方からみて反時計回りとする）で定め，それを表 2.2 に示す．正の入射方位角をもつ入射ユニットはプラズマ電流方向に中性粒子ビームを入射するので，順方向入射ユニットと呼び，負の入射方位角をもつ入射ユニットは逆方向入射ユニットと呼ぶ．偶数番号の入射ユニットのイオン源はトーラス水平面より上方に設置され，俯角で中性粒子ビームが入射される．対して，奇数番号の入射ユニットのイオン源は下方に設置され，仰角で中性粒子ビームが入射される．これらの入射角度の一覧を表 2.2 に示す．ビームの加速電圧は 85 kV であり，1 ユニットあたり 2.2 MW の入射パワーを持つ．

負イオン源方式の中性粒子ビーム加熱装置 [14] は 1 ユニット設置されており，トーラス周回方向に対して接線方向に中性粒子ビームを入射する．ビームの加速電圧は最大 500 kV であ

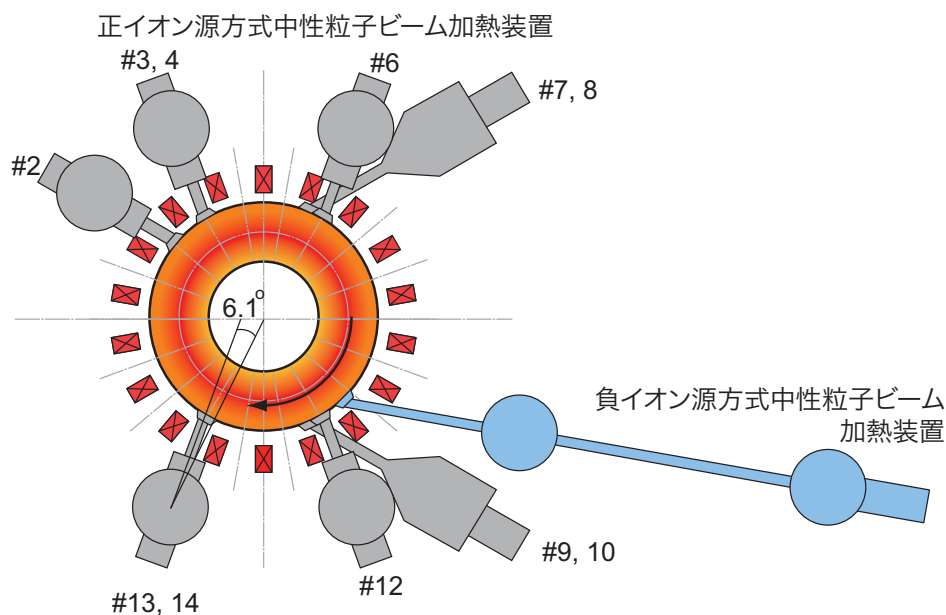


図 2.4 トーラス上方よりみた中性粒子ビーム加熱装置の配置．矢印は通常運転時でのプラズマ電流およびトロイダル磁場の向きを示す．

表 2.2 正イオン源方式の中性粒子ビームの入射角度．方位角をイオン源の中心とトーラスの中心を結ぶ線に対してなす角度（トーラスを上方からみて反時計回りを正方向とする），および仰角をトーラス平面に対してビームがなす角度（正のとき上方，負のとき下方へビームを入射）で示す．

入射ユニット番号	方位角（度）	イオン源の位置	仰角（度）
#2（垂直方向入射ユニット）	6.1	上	-35.5
#3（垂直方向入射ユニット）	-6.1	下	35.5
#4（垂直方向入射ユニット）	-6.1	上	-35.5
#6（垂直方向入射ユニット）	6.1	上	-35.5
#7（接線方向入射ユニット）	-19.5	下	9.0
#8（接線方向入射ユニット）	-19.5	上	-9.0
#9（接線方向入射ユニット）	19.5	下	9.0
#10（接線方向入射ユニット）	19.5	上	-9.0
#12（垂直方向入射ユニット）	-6.1	上	-35.5
#13（垂直方向入射ユニット）	6.1	下	35.5
#14（垂直方向入射ユニット）	6.1	上	-35.5

り，最大 10 MW の入射パワーを持つ．

高周波加熱装置

イオンサイクロトロン共鳴加熱装置 ICRH [15]，低域混成共鳴加熱装置 LHRH [16] および電子サイクロトロン共鳴加熱装置 ECRH [17, 18] の 3 種類の高周波加熱装置が設置されている．イオンサイクロトロン共鳴波の周波数は 102 - 130 MHz であり，出力は最大で 10 MW である．主に高エネルギーイオンを生成するため，およびプラズマの周回方向の回転速度やその分布を制御するために用いられる．低域混成共鳴波の周波数は 1.7 - 2.2 GHz であり，出力は最大で 12 MW である．プラズマ電流の駆動 [16] やプラズマ電流の分布の制御 [19] に用いられる．電子サイクロトロン共鳴波の周波数は 110 GHz であり，出力は最大で 4 MW である．プラズマ着火のための予備電離 [20]，局所的な電子加熱 [21]，および磁気島の消滅 [22] などに用いられる．

2.2.2 粒子供給

ガス入射

図 2.5 の左側のポロイダル断面に示すように、真空容器上部（ガス入射口 I）、ダイバータ排気溝（ガス入射口 II および IV）、外側バッフル板（ガス入射口 III）および図 2.6 に示すように外側ダイバータ板（ガス入射口 II-L）の 4 カ所にガス入射口が設置され、重水素、軽水素および不純物（ヘリウム、ネオン、アルゴン、クリプトン、キセノン、メタン、エタン、プロパンなど）の入射が可能である。ガス入射口 I はトーラス周回方向に 3 カ所、ガス入射口 II - IV はそれぞれ 1 カ所に設置されている。

ガス入射口 I は重水素ガスおよび軽水素ガスの入射に用いられる。ガス流量は最大で $135 \text{ Pam}^3\text{s}^{-1}$ である。ガスはあらかじめ設定された流量で入射されるほか、帰還制御機構によって線平均電子密度の実時間計測値があらかじめ設定した値を追従するようにガス流量を制御することができる。いずれの場合も、合計のガス流量が 3 カ所のガス入射口のうち使用設定したものに均等に分配されて、ガスが入射される。

ガス入射口 II および IV は重水素ガス、軽水素ガスおよび不純物の入射に用いられる。入射されたガスはバッフル板と真空容器で区切られた排気室を経由するため、その一部はダイバータ排気装置によって直接に容器外に排出されるが、残りはダイバータ排気溝からダイバー

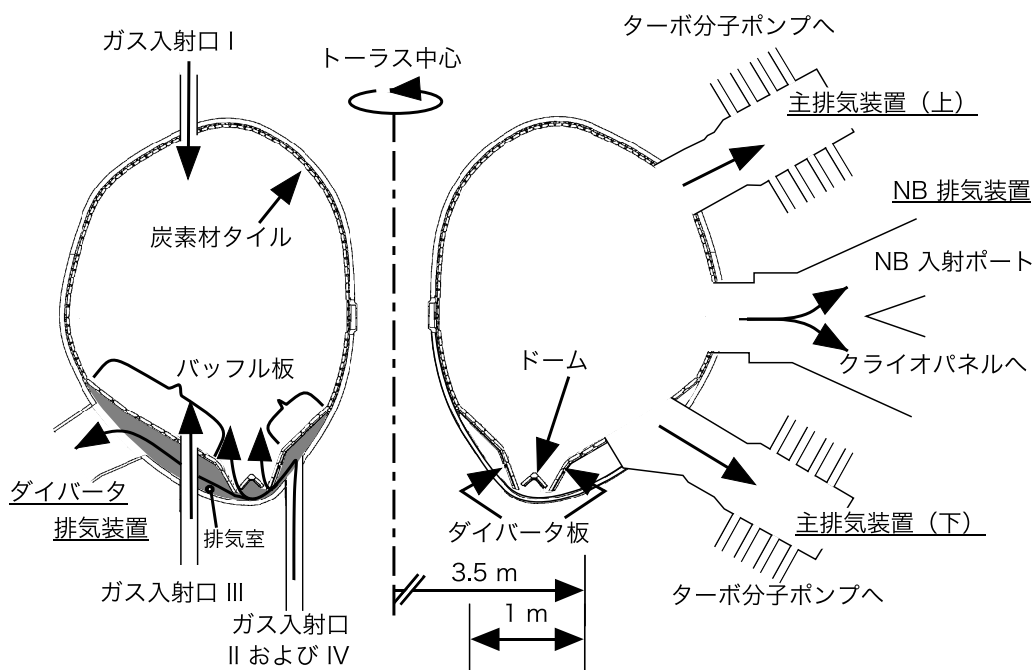


図 2.5 ポロイダル断面でのガス入射口および排気装置の配置。主排気装置（上）および（下）以外はそれぞれ別なポロイダル面に配置されている。

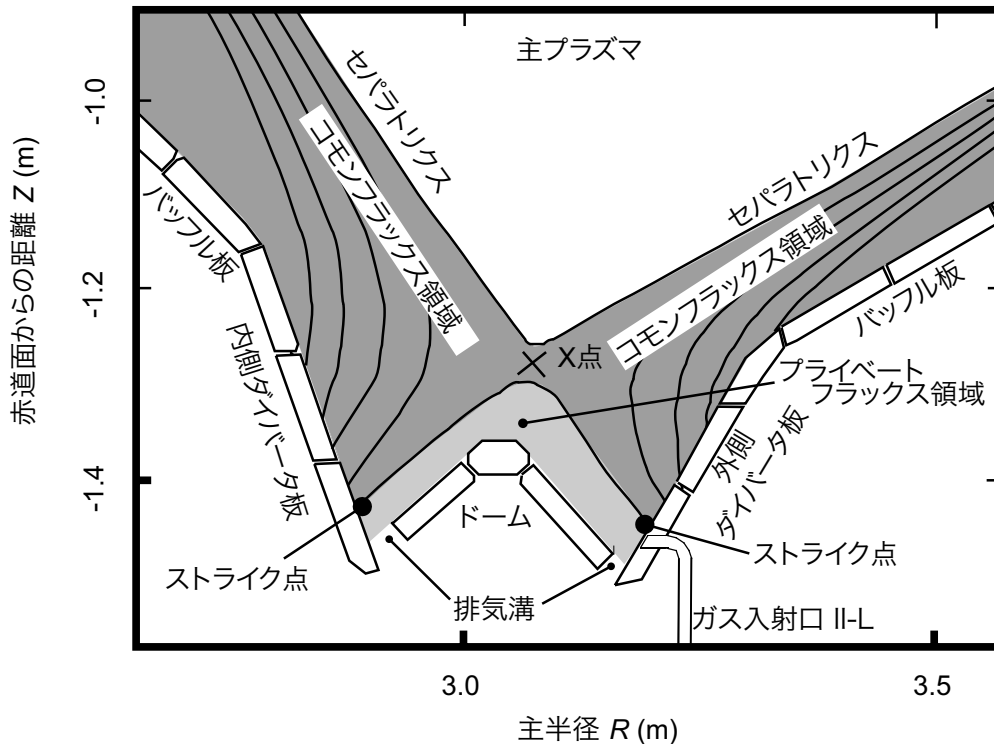


図 2.6 ポロイダル断面でのダイバータの拡大図．濃い灰色の領域はコモンフラックス領域，および薄い灰色の領域はプライベートフラックス領域を示す．ガス入射口 II-L はトーラス周回方向の 1 カ所のみ設置されている．

タ室へ入射される．

ガス入射口 II-L は重水素ガス，軽水素ガスおよび炭化水素ガスの入射に用いられる．プラズマの形状を変化させることによって，ドームとセパトリクス^{*3}で囲まれる領域（プライベートフラックス領域）およびセパトリクスの外周の領域（コモンフラックス領域）にガスを入射することができる．入射されたガスに由来する発光は後で図 3.2 に示すように入射口に面するプラズマを観測する視野で分光計測される．

ガス入射口 III は主に不純物の入射に用いられる．ガスはあらかじめ設定した流量で入射されるほか，帰還制御機構によってプラズマからの放射パワーの実時間計測値があらかじめ設定した値を追従するようにガス流量を制御することができる．

ガスの流量の絶対較正は 1 年に 1 回なされ，その結果から得られたガス流量の不確かさは 10% である．

ほかに，重水素ペレットの入射，および前述の中性粒子ビームによっても粒子供給が行われる．

*3 閉じた磁気面と開いた磁気面の境界．

2.2.3 粒子排気

図 2.5 に示すように、ダイバータ排気装置、主排気装置、および NB 排気装置の 3 種類の排気装置が設置されている。

ダイバータ排気装置

図 2.5 の左側のポロイダル断面図に示すように、中性粒子はダイバータの排気溝から排出され、バップル板の下の排気室を経由し、トーラス周回方向に 3 カ所に設置された排気タンクへ導かれる。排気タンクの内部には液体ヘリウムにより冷却されたクライオパネルが設置されており、これにガスを吸着させることにより高い排気効果が得られる。1 実験週につき 1 回、クライオパネルに吸着したガスを放出する作業を行い、排気速度を回復させる。3 カ所の排気装置の合計の排気速度は $21 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ である。

主排気装置

図 2.5 の右側のポロイダル断面図に示すように、合計 16 系統のターボ分子ポンプが用いられ、それらの合計の排気速度は $22 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ である。

NB 排気装置

中性粒子ビーム入射装置のうち 7 ユニットの垂直方向入射ユニットは、ビーム入射終了後、約 1 秒間で高速シャッターによって JT-60U トーラスから遮断されるのに対し、4 ユニットの接線方向入射ユニットでは高速シャッターを閉じない。そのため、接線方向入射ユニットがビームを入射していない間、それらの主排気タンク内部はクライオパネルによって低圧に保たれているため、JT-60U トーラスから中性粒子が主排気タンクへ流れ込み、排気装置として働く。ダイバータ排気装置と同様に、1 実験週につき 1 回、クライオパネルに吸着したガスを放出させる。これらの合計の排気速度は $130 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ である。

2.2.4 プラズマ・対向壁

図 2.5 に示すように、真空容器の内壁は、ガス入射口、排気用ポート、加熱機器用ポート、および計測機器用ポートなどを除いて、炭素材タイルで覆われている。これらのタイルは、第 2.2.5 節で述べるようにダイバータ板とドームの一部を除いて、等方性黒鉛材製である。2005 年にはトロイダル磁場のリップル^{*4}の低減を目的に、トロイダル磁場コイルの直下で主プラズ

^{*4} トロイダル磁場コイルが離散的に配置されているため、トロイダル磁場の強さは相対的にトロイダル磁場コイルの直下で強く、それらの間で弱くなり、波状に変化する。これをリップルという。

マ室の外側領域の炭素材タイル（主プラズマ室の内壁の約 10% の面積）が強磁性体であるフェライト材タイルに取り替えられた [23] .

2.2.5 W 型ダイバータ

図 2.7 にダイバータ部のポロイダル断面図を示す．ダイバータはバッフル板，ダイバータ板およびドームにより W 型の構造を形成し，W 型ダイバータと呼ばれている．W 型ダイバータでは内側および外側のダイバータ板はそれぞれ水平面より 110 度および 60 度傾いており，同図に示す開ダイバータ構造と比較して，ダイバータ室への入り口がより閉じた構造（準閉ダイバータ構造）となっている．内側および外側ダイバータ板と 45 度および 135 度傾いたドームタイルによってダイバータ領域が内側と外側に分けられ，この構造により 2 つの領域間の中性粒子の移動が抑制され，それぞれの領域で中性粒子の圧力が上昇しやすくなる．ドームの頂上および外側タイルとダイバータ板のタイルには 2 方向に炭素繊維を配向させた 2 次元炭素繊維複合材 CFC が用いられている．炭素繊維複合材では繊維の配向方向のみに熱伝導係

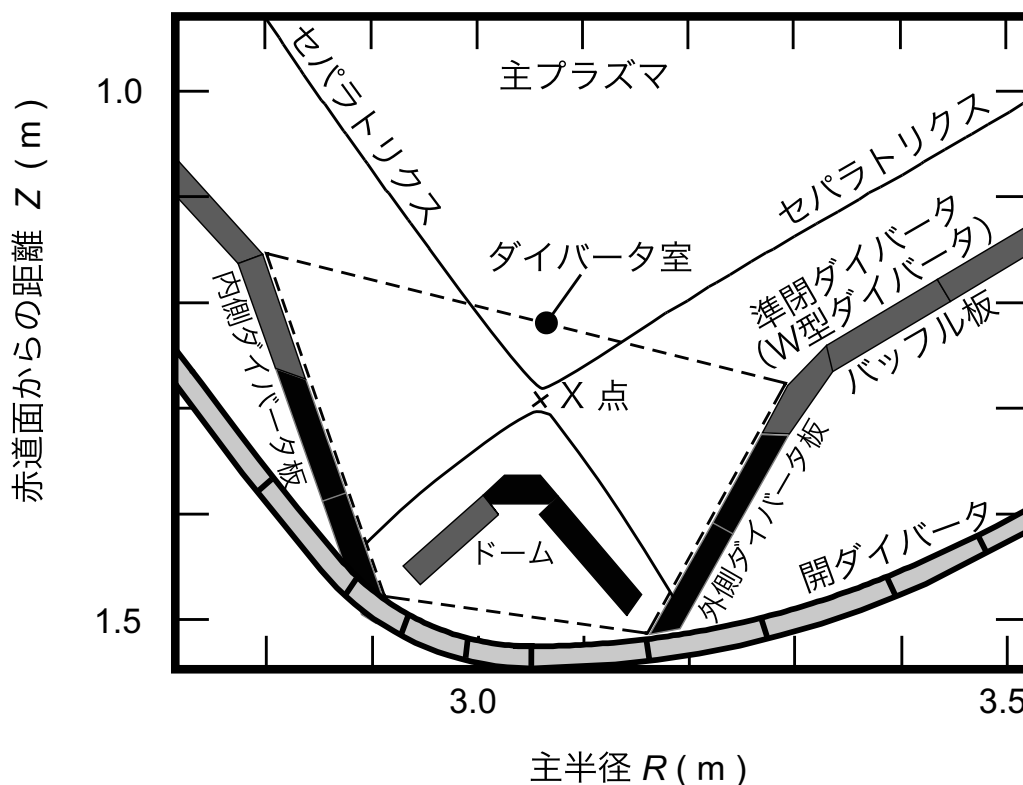


図 2.7 開ダイバータ（1991 -1997 年，薄い灰色で示す）および準閉ダイバータ（1998 -2008 年，W 型ダイバータ）のポロイダル断面での拡大図．W 型ダイバータの黒色のタイルは炭素繊維複合材タイルを，および灰色のタイルは等方性黒鉛材タイルを示す．点線で囲まれた領域はダイバータ室を示す．

数が高いので、ストライク点付近の高い熱負荷を分散させるため、繊維は図 2.7 の紙面内でタイルの長手方向および厚み方向に配向されている。バッフル板のタイルとドームの内側タイルは等方性黒鉛材製である。

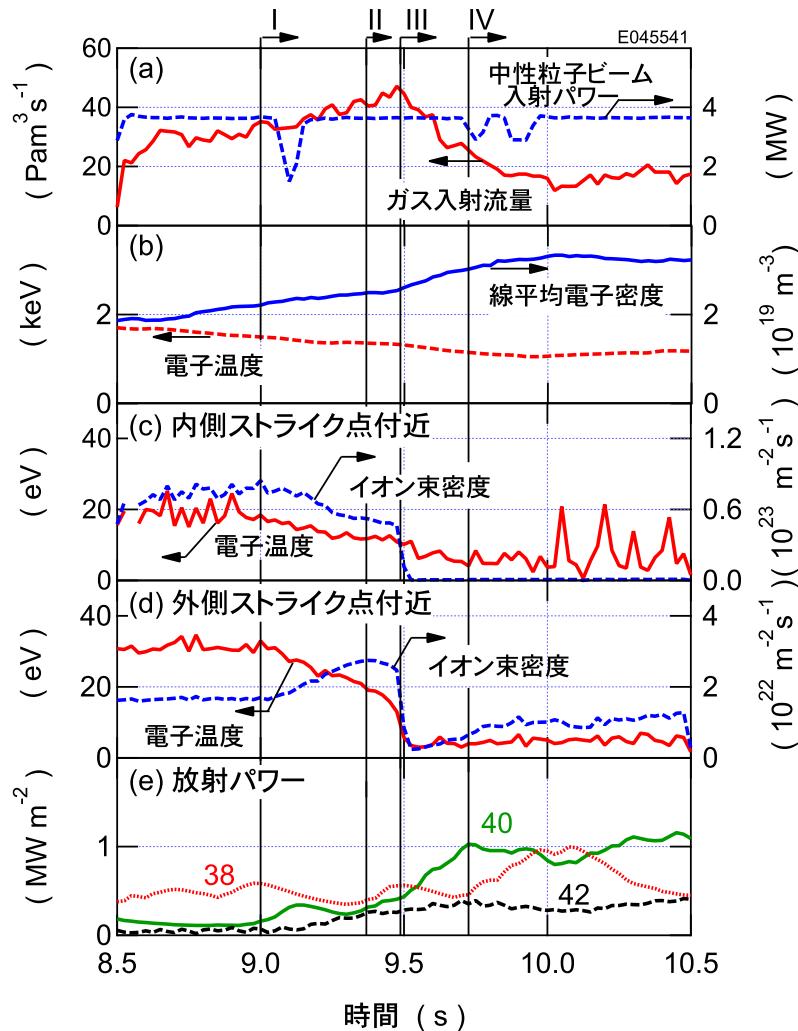


図 2.8 プラズマ電流 1 MA，トロイダル磁場 3.6 T での放電波形の例。(a) ガス入射口 I からの重水素ガスの入射流量，中性粒子ビーム入射パワー，(b) 電子サイクロトロン放射で測定された，主プラズマの体積平均小半径 0.15 m での電子温度，レーザー干渉計で測定された主プラズマの線平均電子密度，(c, d) 静電プローブで測定されたダイバータの (c) 内側，(d) 外側ストライク点付近の電子温度およびイオン束密度，および，(e) ボロメータで測定されたダイバータ領域での放射パワー（視線番号は図 3.20 (b) を参照）。I. 内側部分非接触状態，II. 外側部分非接触状態，III. 両側非接触状態，および IV. X 点 MARFE。

2.2.6 プラズマ生成

最初にトロイダル磁場コイルを励磁して定常磁場を生成し，空心の中心ソレノイドコイルの電流を徐々に上昇させる．次に，真空容器内に約 1 Pam^3 の重水素を注入し，中心ソレノイドコイルの電流を遮断することによって，その二次巻線に対応するトーラス内部に起電力を誘起し，プラズマを発生させる．さらに，中心ソレノイドコイルの電流を逆極性側に増大させてプラズマ電流を誘導し，プラズマ電流の磁場により閉じた磁気面を形成させる．プラズマ電流が目標値に近づくとダイバータコイルを励磁し，ダイバータ配位を形成する．この時，プラズマの中心では，温度は 1 keV に，密度は $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ に達する．さらに中性粒子ビームや高周波による加熱および各種のガス入射を行い，実験目的に応じたプラズマを生成する．

本論文で対象とするのは，トロイダル磁場 3.0 T ， 3.5 T または 3.6 T およびプラズマ電流 1 MA または 1.5 MA の放電に，中性粒子ビームにより 4.4 MW の加熱をおこなった，Lモードプラズマである．図 2.8 には放電波形の例を示す．帰還制御によりガス入射口 I からの重水素ガスの入射流量を次第に増加させ，主プラズマの線平均電子密度を増加させる．電子密度の増加にともない，主プラズマの電子温度は徐々に低下する．ダイバータ領域では，内側ストライク点付近の電子温度は次第に低下し，時刻 9.0 秒 でイオン束は増加から減少へと転じる．このイオン束の減少にはイオンと電子の体積再結合が寄与し，イオンが磁力線に沿って輸送されダイバータ板に入射する前に中性化される [24]．この変化によりダイバータ板は部分的にプラズマと非接触になる．この状態を部分非接触状態と呼ぶ．同様な変化は，外側ストライク点付近でも観測され，時刻 9.4 秒 より部分非接触状態となる．さらに電子温度が低下すると，時刻 9.5 秒 より内側および外側ストライク点付近へのイオン束が大幅に減少した状態となる．この状態を両側非接触状態と呼ぶが，ストライク点から少し離れた場所では接触状態となっている場合もあり，これを両側部分非接触状態と呼ぶ．その後，放射パワーが X 点付近を通る視線 40 ch で最大となり，トロイダル方向で一様に X 点付近に強い放射帯が形成される状態となる．この放射帯を X 点 MARFE と呼ぶ．

参考文献

- [1] H. Kishimoto, S. Ishida, *et al.*, *Nucl. Fusion* **45** 986 (2005).
- [2] <http://www-jt60.naka.jaea.go.jp/jt60/html/enkaku.html>
- [3] S. Ishida, T. Fujita, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **79** 391 (1997).
- [4] S. Ishida *et al.*, *Proc. 16th Int. Conf. on Fusion Energy* (IAEA) **1** 315 (1996).
- [5] T. Fujita, Y. Kamada, *et al.*, *Nucl. Fusion* **39** 1627 (1999).
- [6] Y. Kamada, T. Fujita, *et al.*, *Fusion Sci. Tech.* **42** 185 (2002).
- [7] S. Ide and the JT-60 Team, *Nucl. Fusion* **45** S48 (2005).
- [8] S. Ishida, *J. Plasma Fusion Res.* **69** 1125 (1993).
- [9] N. Oyama, A. Isayama, *et al.*, *Nucl. Fusion* **49** 065026 (2009).
- [10] H. Takenaga, T. Nakano, *et al.*, *Nucl. Fusion* **46** S39 (2006).
- [11] N. Asakura, T. Nakano, *et al.*, *Nucl. Fusion* **49** 115010 (2009).
- [12] T. Fujita, H. Tamai, *et al.*, *Nucl. Fusion* **47** 1512 (2007).
- [13] M. Kuriyama, N. Akino, *et al.*, *Fusion Sci. Tech.* **42** 424 (2002).
- [14] M. Kuriyama, N. Akino, *et al.*, *Fusion Sci. Tech.* **42** 410 (2002).
- [15] S. Moriyama, T. Fujii, *et al.*, *Fusion Sci. Tech.* **42** 467 (2002).
- [16] M. Seki, Y. Ikeda, *et al.*, *Fusion Sci. Tech.* **42** 452 (2002).
- [17] Y. Ikeda, A. Kasugai, *et al.*, *Fusion Sci. Tech.* **42** 435 (2002).
- [18] S. Moriyama, T. Kobayashi, *et al.*, *Nucl. Fusion* **49** 085001 (2009).
- [19] T. Suzuki, N. Oyama, *et al.*, *Nucl. Fusion* **49** 085003 (2009).
- [20] K. Kajiwara, Y. Ikeda, *et al.*, *Nucl. Fusion* **45** 694 (2005).
- [21] Y. Ikeda, S. Ide, *et al.*, *Nucl. Fusion* **42** 375 (2002).
- [22] A. Isayama, G. Matsunaga, *et al.*, *Nucl. Fusion* **49** 055006 (2009).
- [23] K. Shinohara, S. Sakurai, *et al.*, *Nucl. Fusion* **47** 997 (2007).
- [24] H. Kubo, H. Takenaga, *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **337-339** 161 (2005).

第 3 章

計測器

可視分光ではダイバータプラズマの発光は上方向からの 60 本の視線および横方向からの 32 本の視線で、2 方向から最小 1 cm の空間分解能で以下の 4 台の分光器により観測される。1. 二次元広帯域可視分光器：上記 92 本の視線で波長域 350 - 800 nm のスペクトルを同時に測定する。2. 高波長分解可視分光器：逆線分散 $0.0758 \text{ nm mm}^{-1}$ (波長 772.6 nm での値) という非常に高い波長分解能でスペクトル線の形状を測定する。3. 低波長分解可視分光器：遠隔操作で取り替え可能な 3 種類の回折格子により 3 種の分解能でスペクトルを測定する。4. 干渉フィルタ分光器：60 本の視線で特定の 4 本のスペクトル線の強度を測定する。斜入射分光器は内側ダイバータプラズマの発光を波長域 25 - 125 nm および逆線分散 2.3 nm mm^{-1} (波長 35 nm での値) で測定する。真空紫外分光の視野と一致する可視分光の視野を実験的に決定し、これらの視野で測定された同一の上準位からの 2 本のスペクトル線の強度比から真空紫外分光器の絶対感度を可視分光器の絶対感度から決定した。これらの分光器の詳細は付録 A にまとめられている。ポロメータは厚さ $2.5 \mu\text{m}$ の金薄膜の検出素子によりプラズマからの放射のうち光子エネルギー 8 keV 以下の放射によるパワーを測定する。ポロメータの視線は可視分光の上方向からの視線の一部とほぼ一致する。ダイバータ板上にはシングルプローブが 2.5 - 5.5 cm の間隔で設置され、電子温度、電子密度、およびイオン束密度が測定される。可動静電プローブはプラズマ中に挿入され、空間分解能 1 mm で上記パラメータの分布を測定する。

3.1 可視分光

3.1.1 全体構成

全体構成

図 3.1 に示すように，ダイバータ領域の発光は斜め上，および横から観測される．真空容器の斜め上方部の合成石英材の真空窓を透過した光はレンズによって集光され，そのうちトロイダル磁場にほぼ平行な偏光成分のみが偏光板を透過し，さらにレンズによって入射光学系光ファイバ端（三菱電線社 STU200D，コア径：200 μm ，クラッド径：250 μm ，開口数：0.2，本数：60 本 \times 2 列 = 120 本，長さ：14 m）に結像する．入射光学系光ファイバは本体室で伝送用光ファイバ（上記の光ファイバと同じ仕様．ただし，本数：120 本，長さ：300 m）に接続され，伝送用光ファイバは計測室に導かれる．

合成石英材の真空窓に対してポロイダル断面では同一であるが，トーラス上方からみてトーラス周回方向に時計回りに 30 cm 離れた場所にはサファイア材の真空窓がある．これを透過した光はレンズによって入射光学系光ファイバ端（上記の光ファイバと同じ仕様．ただし，本数：16 本 \times 2 列，または 1 本 \times 2 列，長さ：14 m）に結像する．この光ファイバは本体室

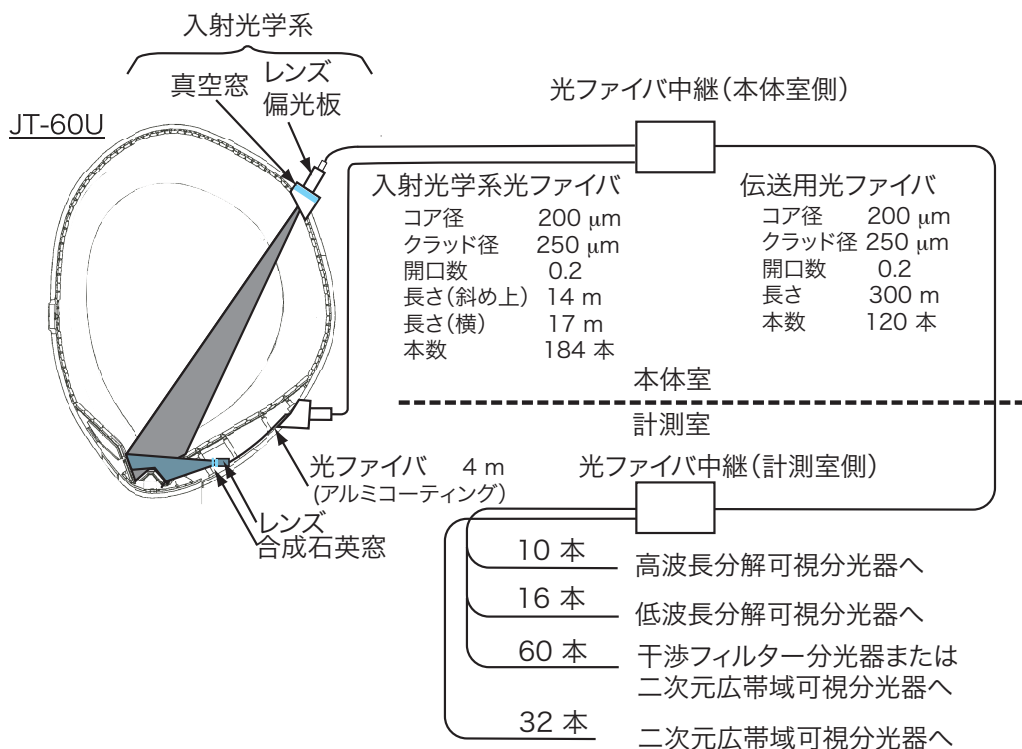


図 3.1 ポロイダル断面での可視分光計測の視野，入射光学系，および光ファイバ．

で伝送用光ファイバに接続され、伝送用光ファイバは計測室に導かれる。

真空容器内部でダイバータ外側の合成石英材の窓を透過した光はレンズによって入射光学系光ファイバ端（三菱電線社 ST200D-AL，コア径：200 μm ，クラッド径：250 μm ，アルミコーティング（絶縁のため）の外径：300 μm ，開口数：0.2，本数：32 本，長さ：4 m）に結像する．この光ファイバは真空容器の出口で別の光ファイバ（上記の光ファイバと同じ仕様．ただし，本数：32 本，長さ：17 m，アルミコーティングはされていない）に接続され，さらに伝送用光ファイバに接続され，伝送用光ファイバは計測室に導かれる．

本体室からの伝送用光ファイバは計測室で 120 本のうち 10 本が高波長分解可視分光器に，16 本が低波長分解可視分光器に，60 本が干渉フィルタ分光器，または二次元広帯域可視分光器に，および 32 本が二次元広帯域可視分光器に接続される．

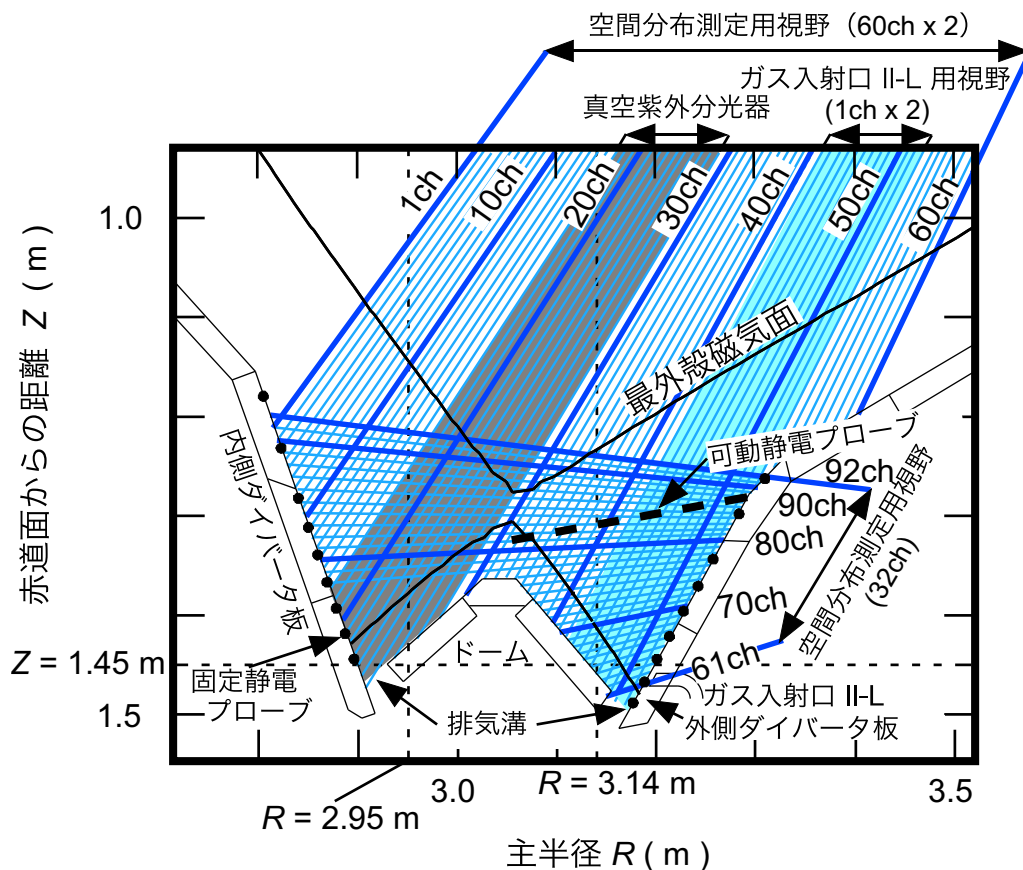


図 3.2 ダイバータ領域の拡大図．プラズマの磁場配位，可視分光器の視野，真空紫外分光器の視野，可動静電プローブの挿入経路，および固定静電プローブの位置を示す．

視線

図 3.2 に示すように，ダイバータ領域は斜め上方からの 60 本の視線（空間分布測定用視野）で観測される（以降，縦視野と呼ぶ）．実際の視線は，図 3.1 で本体室側の光ファイバ中継点で光ファイバの端面からハロゲンランプからの白色光を入射して決定され，図 3.2 で赤道面からの距離 $Z = 1.45 \text{ m}$ の面上で光ファイバの像の間隔は 30 ch 付近で 11 mm である．一方，後で述べるようにこの入射光学系の設計では，波長 546 nm の光はこの面上に倍率 36.9 倍で結像するため，間隔 $250 \mu\text{m}$ で並ぶ光ファイバの像の間隔は 9.2 mm と算出される．実測と設計値の不一致の原因は不明であるが，以降の解析では白色光を入射して定めた視線を用いる．

また，ダイバータ領域は横方向から 32 本の視線（空間分布測定用視野）によっても観測される（以降，横視野と呼ぶ）．上記と同様の方法により，光ファイバの像の間隔は装置の主半径 $R = 3.14 \text{ m}$ の平面上で 78 ch 付近で 7.4 mm である．一方，後で述べるようにこの入射光学系の設計では，波長 600 nm の光はこの面上に倍率 25.5 倍で結像するため，間隔 $300 \mu\text{m}$ で並ぶ光ファイバの像の間隔は 7.7 mm と算出される．上記と同様に，以降の解析では白色光を入射して定めた視線を用いる．

ガス入射口 II-L から入射されたガスに由来する発光の測定には，ポロイダル断面で空間分布測定用視野の 42 ch から 53 ch が占める視野に対応する視野をもつ 2 本の視線が用いられる．これらの視線は図 3.2 に示すようにポロイダル断面では同一であるが，一方の視線はガス入射口 II-L を含むポロイダル断面にあり，そこから入射されたガスに由来する発光が観測される（以降，信号光用視線）．他方の視線は上記の視線から設計値で 12.5 cm だけトロイダル方向に離れたポロイダル断面にあり，ガス入射口 II-L に面しないプラズマが観測される（以降，背景光用視線）．

縦視野の入射光学系

図 3.3 (a) に示すように，入射光学系は 2 枚の同一のレンズ（合成石英材）と直線偏光板で構成される．波長 546 nm（水銀の輝線）でのこれらのレンズの焦点距離 f は 150 mm であり，レンズの間隔 d は設計値で 46.72 mm であるので，この光学系の合成焦点距離 f' はレンズが十分に薄いと仮定すると，

$$\begin{aligned}
 f' &= \left(1/f + 1/f - d/f^2\right)^{-1} \\
 &= \left(1/150 + 1/150 - 46.72/150^2\right)^{-1} \\
 &= 88.83 \\
 &\simeq 88.8 \text{ mm}
 \end{aligned}
 \tag{3.1}$$

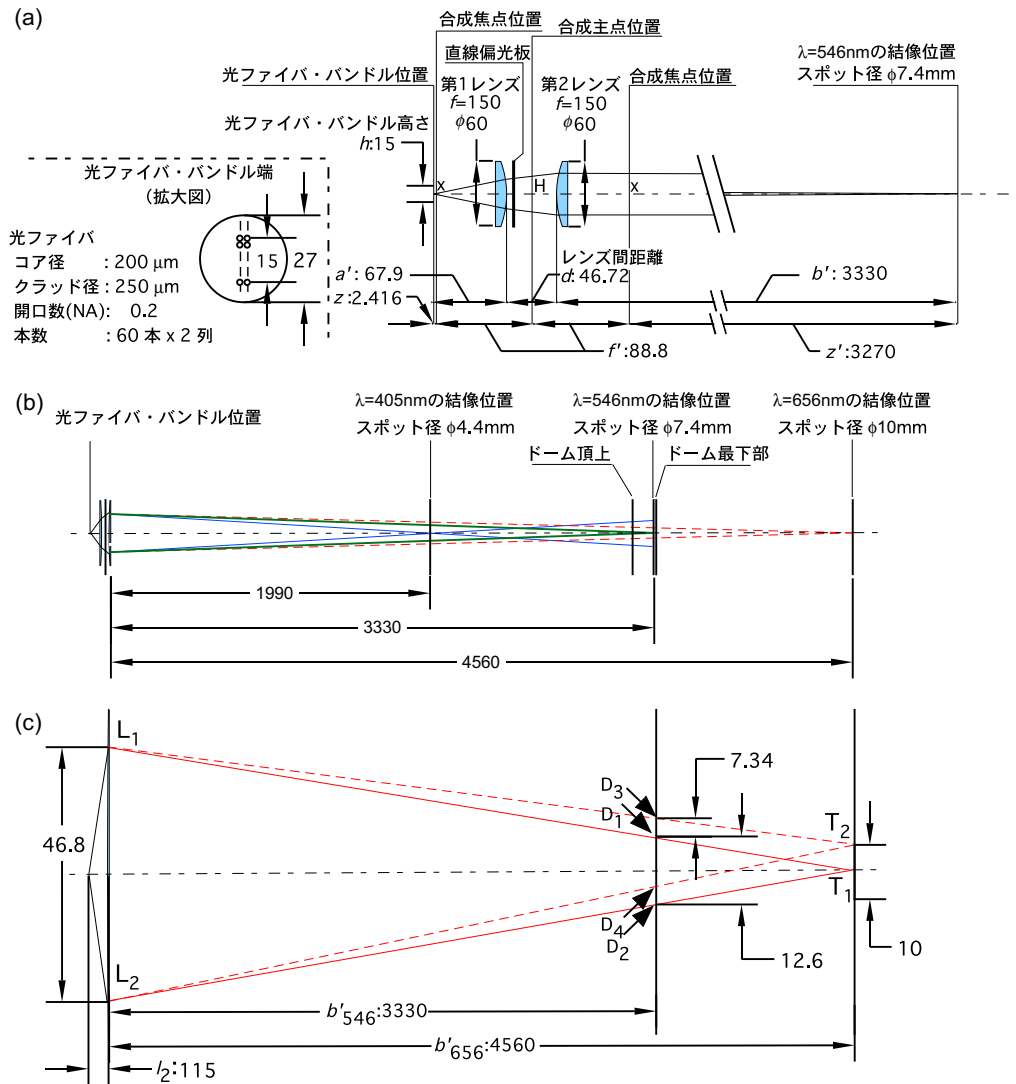


図 3.3 (a) 縦視野の入射光学系の設計値，(b) 結像位置と像の大きさ，および (c) 波長 656 nm の光の光束の見積もり．ただし，図 (b) および (c) では横方向の長さに対して縦方向の長さをそれぞれ 6.7 倍および 33 倍として作図してある．

と算出される．光ファイバ・バンドル端はこの合成焦点の位置から設計値で 2.416 mm 離れた位置にあるので，これらの間の距離を z とすると，この光学系の倍率 M は

$$\begin{aligned}
 M &= f'/z \\
 &= 88.83/2.416 \\
 &= 36.78 \\
 &\approx 36.8 \text{ 倍}
 \end{aligned}
 \tag{3.2}$$

と算出され、これを用いてプラズマ側の合成焦点位置から結像位置までの距離 z' は

$$\begin{aligned} z' &= f' \cdot M \\ &= 88.83 \times 36.78 \\ &= 3267 \\ &\simeq 3270 \text{ mm} \end{aligned} \tag{3.3}$$

と算出される。よって、第二レンズから結像位置までの距離 b' は

$$\begin{aligned} b' &= z' + f' - d/2 \\ &= 3267 + 88.83 - 23.36 \\ &= 3332.47 \\ &\simeq 3330 \text{ mm} \end{aligned} \tag{3.4}$$

と算出される。一方、納品時の測定結果では結像位置は第二レンズから 3328 mm の距離、および倍率は 36.9 倍であり、上記の薄レンズの仮定での計算とよく一致する。この結像位置は、空間分布測定用視野の視線 30 ch（縦視野の中心の視線）の場合、この視線と図 3.2 でドームの最下部にあたる $Z = 1.45 \text{ m}$ の面との交点にある。よって、図 3.2 に示す JT-60U の標準的な磁場配位では内側および外側ストライク点付近に光学系の設計波長である 546 nm の光は結像し、高い空間分解能が得られる。ここで光ファイバの像は、光ファイバのコア径（200 μm ）と光学系の倍率（36.8 倍）から直径 7.36 mm の円となる。

設計波長以外の波長ではレンズの材料である合成石英の屈折率の波長依存性のためレンズの焦点距離が異なる。このため、すなわち軸上色収差のため、図 3.3 (b) に示すように波長によって結像位置や倍率が異なる。ここでは波長 405 nm（水銀の輝線）および 656 nm（水素のバルマー線）の光の結像位置と像の大きさを見積もる。合成石英の屈折率は波長 405 nm、波長 546 nm および波長 656 nm では、それぞれ、1.470、1.460 および 1.456 である。これらの屈折率 N をそれぞれ N_{405} 、 N_{546} および N_{656} 、および対応する波長でのレンズの焦点距離を f_{405} 、 f_{546} および f_{656} とすると、光学系の焦点距離は波長 405 nm および 656 nm で、それぞれ

$$\begin{aligned} f_{405} &= \frac{N_{546} - 1}{N_{405} - 1} \cdot f_{546} \\ &= \frac{1.460 - 1}{1.470 - 1} \times 150 \\ &= 151.3 \\ &\simeq 151 \text{ mm} \end{aligned} \tag{3.5}$$

$$\begin{aligned}
 f_{656} &= \frac{N_{546} - 1}{N_{656} - 1} \cdot f_{546} \\
 &= \frac{1.460 - 1}{1.456 - 1} \times 150 \\
 &= 146.8 \\
 &\simeq 147 \text{ mm}
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

と算出される．式 (3.1)，(3.2)，(3.3) および (3.4) から，光学系の合成焦点距離，倍率，合成焦点位置から結像位置までの距離，第二レンズから結像位置までの距離，および像の直径が計算される．波長 405 nm，546 nm（設計波長）および 656 nm に対して，これらの計算結果は表 3.1 にまとめられている．

次に，設計波長での結像位置（第二レンズから光軸に沿って 3330 mm の位置）で波長 656 nm での光束の直径を見積もる．図 3.3 (c) に示すように，第二レンズ位置で L_1 および L_2 を通り，光ファイバの像の中心（ T_1 とする）および像の縁（ T_2 とする）に収束する光路が，紙面上で第二レンズから 3330 mm の距離にある直線と交わる点を，それぞれ， D_1 と D_2 および D_3 と D_4 とする．ここで， $\overline{L_1 L_2}$ は光ファイバの開口数 (=0.2) および 光ファイバ端から第二レンズまでの距離 $l_2 (=z + f + d/2 = 114.6)$ より，

$$\begin{aligned}
 \overline{L_1 L_2} &= l_2 \times \tan [\sin^{-1}(0.2)] \times 2 \\
 &= 114.6 \times 0.408 \\
 &= 46.79 \\
 &\simeq 46.8 \text{ mm}
 \end{aligned} \tag{3.7}$$

と算出される．ただし，ここでは光ファイバの開口数は波長によらず一定であり，第一レンズでの光路の角度変化は微小で無視でき，さらに光ファイバの大きさを無視し中心および縁のいずれからの出射光も第二レンズでの光束の直径は $\overline{L_1 L_2}$ であると仮定されている．三角形

表 3.1 縦視野の入射光学系の結像特性．

波長	(nm)	405	546	656
合成石英の屈折率		1.470	1.460	1.456
合成焦点距離	(mm)	87.3	88.8	89.5
倍率		22.1	36.8	50.3
合成焦点位置からの結像位置までの距離	(mm)	1930	3270	4500
第二レンズから結像位置までの距離	(mm)	1990	3330	4560
像の直径	(mm)	4.41	7.36	10.1
$Z = 1.45 \text{ m}$ での光束の直径	(mm)	38.9	7.36	20.0

$L_1L_2T_1$ と三角形 $D_1D_2T_1$ は相似形であるから，

$$\begin{aligned}\overline{D_1D_2} &= \overline{L_1L_2} \cdot \frac{b'_{656} - b'_{546}}{b'_{656}} \\ &= 46.79 \times \frac{1232}{4564} \\ &= 12.63 \\ &\simeq 12.6 \text{ mm}\end{aligned}\tag{3.8}$$

と算出され，同様に三角形 $T_1T_2L_1$ と三角形 $D_1D_3L_1$ は相似形であるから，

$$\begin{aligned}\overline{D_1D_3} &= \overline{T_1T_2} \cdot \frac{b'_{546}}{b'_{656}} \\ &= \frac{10.05}{2} \times \frac{3332}{4564} \\ &= 7.337 \\ &\simeq 7.34 \text{ mm}\end{aligned}\tag{3.9}$$

と算出される．よって，第二レンズから 3330 mm の位置で光束の直径 ϕ は，波長 656 nm の光では，

$$\begin{aligned}\phi_{656} &= \overline{D_1D_2} + 2 \times \overline{D_1D_3} \\ &= 12.63 + 2 \times 7.337 \\ &= 19.97 \\ &\simeq 20.0 \text{ mm}\end{aligned}\tag{3.10}$$

と見積もられる．同様な方法から，波長 405 nm での光束の直径は $\phi_{405} = 38.9 \text{ mm}$ と見積もられる．これらの見積もりの結果は表 3.1 にまとめられている．

以上の見積もりから，ダイバータのストライク点付近で設計波長 (546 nm) の光は結像し，その直径は像の間隔よりも小さいため，視線の間隔が空間分解能となるが，一方で，この位置では設計波長以外の波長の光は結像せず，たとえば，波長 405 nm の光の光束は視線の間隔の約 4 倍となるため，クロストークにより空間分解能は低下する．

横視野の入射光学系

図 3.4 (a) に示すように，入射光学系は 2 枚の同一のレンズ (合成石英材) で構成される．設計波長 (600 nm) でのこれらのレンズの焦点距離は 35.23 mm であり，設計値でレンズの間隔は 6.719 mm であるので，この光学系の合成焦点距離はレンズが十分に薄いと仮定すると，式 (3.1) より 19.5 mm と算出される．光ファイバ・バンドル位置はこの合成焦点の位置から設計値で 0.763 mm 離れた位置にあるので，この光学系の倍率は式 (3.2) より 25.5 倍と算出される．これを用いてプラズマ側の合成焦点位置から結像位置までの距離，および第二

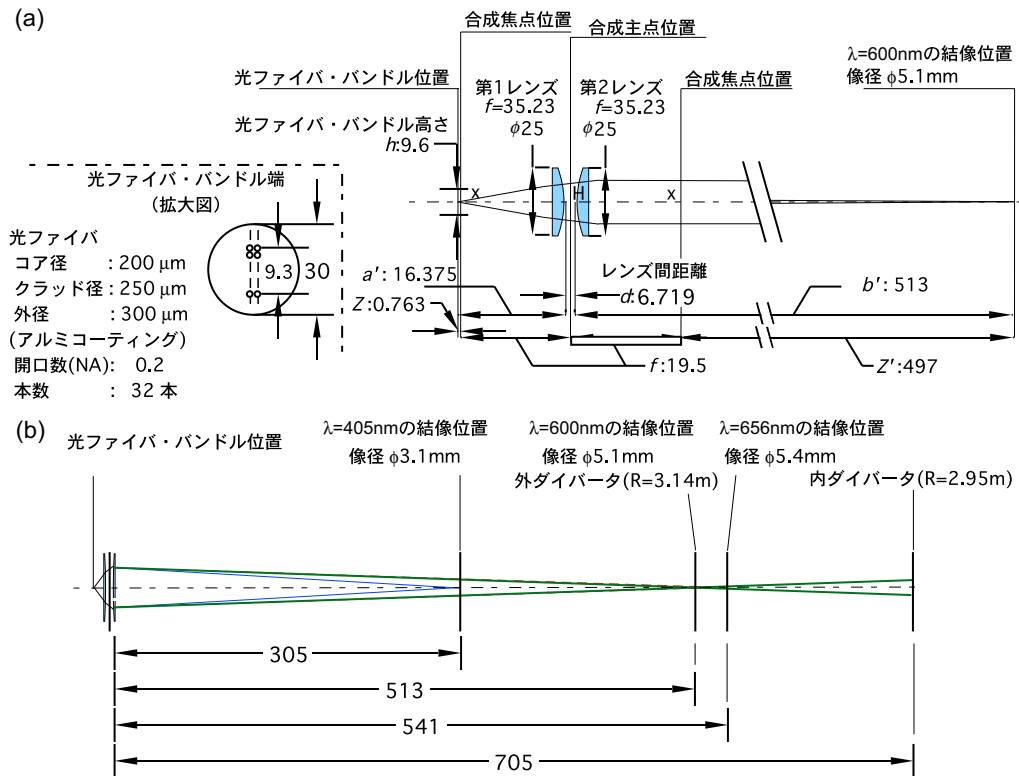


図 3.4 (a) 横視野の入射光学系の設計値，および (b) 結像位置と像の大きさ．ただし，図 (a) では横方向の長さに対して縦方向の長さを 5 倍として作図してある．

表 3.2 横視野の入射光学系の結像特性．

波長	(nm)	405	600	656
合成石英の屈折率		1.470	1.457	1.456
合成焦点距離	(mm)	19.0	19.5	19.5
倍率		15.3	25.5	26.9
合成焦点位置からの結像位置までの距離	(mm)	290	497	525
第二レンズから結像位置までの距離	(mm)	305	513	541
像の直径	(mm)	3.05	5.10	5.38
$R = 3.14 \text{ m}$ での光束の直径	(mm)	11.7	5.10	5.60
$R = 2.95 \text{ m}$ での光束の直径	(mm)	19.7	10.6	9.9

レンズから結像位置までの距離は，それぞれ式 (3.3) および (3.4) より， 497 mm および 513 mm と算出される．一方，納品時の測定結果では倍率は 25.5 倍，および結像位置は第二レンズから 516 mm の距離であり，上記の薄レンズの仮定での計算とよく一致する．この結像位置は，空間分布測定用視野の視線 78 ch (横視野のほぼ中心の視線) の場合，この視線と図 3.2 で $R = 3.14 \text{ m}$ の面との交点にある．ここで光ファイバの像は，光ファイバのコア径 (

200 μm) と光学系の倍率 (25.5 倍) から直径 5.10 mm の円となる．縦視野に対して行ったのと同じ計算方法により，波長 405 nm および 656 nm の光の結像位置と像の大きさは，図 3.4 (b) に示すように，それぞれ，第二レンズからの距離 305 mm と直径 3.05 mm，および 541 mm と 5.38 mm と算出され，さらにこれらの波長の光の光束の直径は $R = 3.14$ m の面上で，それぞれ，11.7 mm および 5.60 mm と見積もられる．すでに述べたように $R = 3.14$ m の面上で視線の間隔は 7.4 mm であるので，600 nm および 656 nm の光では光束の直径が視線間隔より小さいので，視線の間隔が空間分解能となるが，一方で，405 nm の光では光束の直径が視線の間隔の 1.5 倍となるため，クロストークにより空間分解能が低下する．

横視野の視線のうち，視線番号が 78 ch より大きい視線はドームに遮られず，内側ダイバー

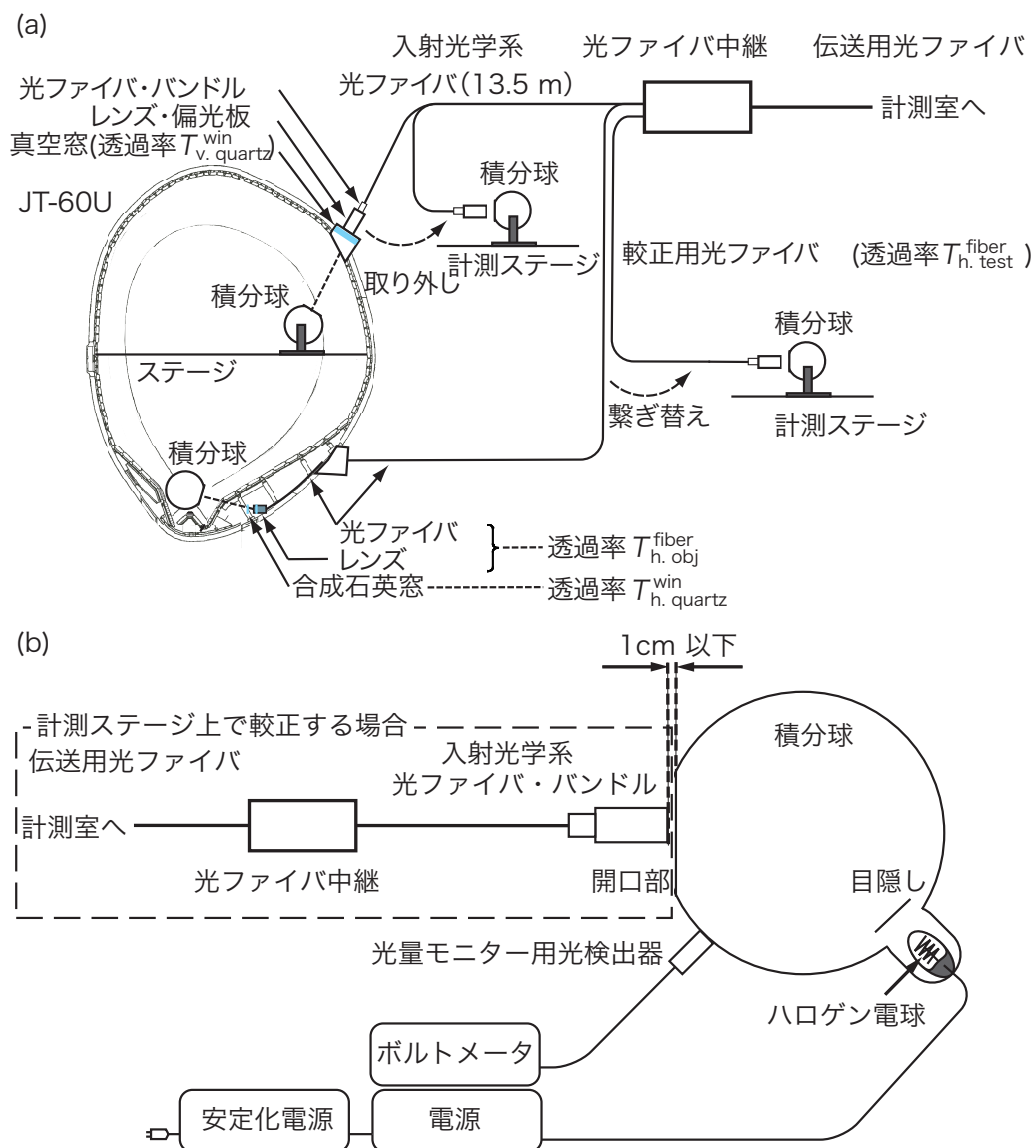


図 3.5 絶対感度較正のための機器配置．

夕領域に到達する． $R = 2.95 \text{ m}$ の面上での光束の直径は，上記と同じ計算方法により，波長 405 nm，600 nm および 656 nm では，それぞれ，19.7 mm，10.6 mm および 9.9 mm と見積もられる．この面上での視線の間隔は 78 ch 付近で 10.2 mm であるので，600 nm および 656 nm の光では光束の直径が視線間隔より小さいので，視線の間隔が空間分解能となるが，一方で，405 nm の光では光束の直径が視線の間隔の 2 倍となるため，クロストークにより空間分解能が低下する．

真空窓の透過率

真空窓から光検出器までを含む光学系の絶対感度は，図 3.5 (a) に示すように JT-60U の真空容器内に積分球などの標準光源を設置し，そこからの光を測定して光検出器で計数されるカウント数で標準光源の分光放射輝度を除することで定められる．このような絶対感度較正は分光器の波長，スリット幅などの設定ごと必要であるが，JT-60U では実験が 1 年間続けて行われるため，その間には絶対感度較正を行うことはできない．ここでは，実験休止期間中には，真空容器の内部および外部から，すなわち真空窓を含むおよび含まない光学系の感度を定め，その比から真空窓の透過率を導出した．実験期間中には，分光器の設定ごとに真空容器の外部から真空窓を含まない感度を測定し，先に測定した真空窓の透過率を乗じて光学系の絶対感度を導出する方法を採用した．

縦視野の真空窓を含む絶対感度は下記の方法で定められる．図 3.5 (a) に示すように真空容器内部のステージ上に標準光源として積分球（米国 LabSphere 社 USS-1200）を設置する．この積分球内部のハロゲン電球は，図 3.5 (b) に示すように安定化電源に接続された電源から供

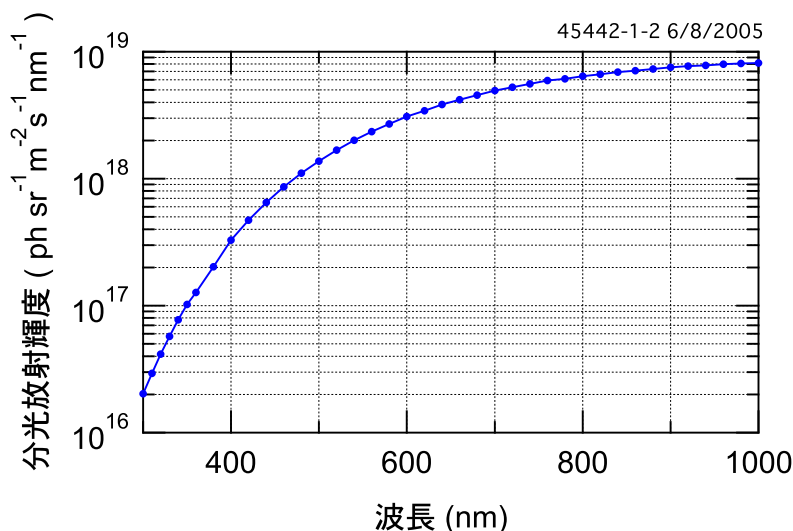


図 3.6 メーカーによって検定された積分球の開口部での分光放射輝度．

給された電力で点灯される．ハロゲン電球の前面の目隠しによりハロゲン電球からの光は直接に開口部に届かず，反射を繰り返すことにより無偏光となって開口部に到達する．開口部では一様（開口部の中心と周辺との差：-3%）の分光放射輝度を持つ光が放射される．その光はプラズマの発光測定時と同じ光学系，すなわち，真空窓，コリメータレンズ，偏光板，フォーカスレンズ，光ファイバ，および分光器を経て CCD カメラで光電測光され，デジタル変換されたカウント数として記録される．波長 λ (nm) でのこのカウント数 C (count) を $C_{v.}^{\text{in-vv}}(\lambda)$ とする．また，図 3.6 に示す積分球開口部での分光放射輝度 L_e (ph sr⁻¹m⁻²s⁻¹nm⁻¹) に，メーカによる検定時にモニター用光検出器で測定された輝度 (=19475 fl.(フートランベルト)) に対して今回の測定時のそれが比例関係にあるとして，これらの比を乗じ，これを $L_{e.v.}^{\text{in-vv}}(\lambda)$ とする．これらにより真空窓から光検出器までを含む光学系の絶対感度は $L_{e.v.}^{\text{in-vv}}(\lambda)/C_{v.}^{\text{in-vv}}(\lambda)$ と定められる．真空窓を含まない感度は同様の測定を真空容器外で行うことによって定められる．すなわち，図 3.5 (a) に示すように，観測窓の外側に取り付けられた光ファイバ・バンドルをレンズおよび偏光板とともに取り外し，それに真空容器外の計測ステージ上に設置された積分球からの光を入射させる．このとき，図 3.5 (b) に示すように，光ファイバ・バンドルは積分球の開口部から 1 cm 以下の距離に設置される．この場合に CCD カメラで計数されるカウントを $C_{v.}^{\text{out-vv}}(\lambda)$ とし，積分球の開口部で分光放射輝度を $L_{e.v.}^{\text{out-vv}}(\lambda)$ とすると，真空窓を除く光学系の感度は $L_{e.v.}^{\text{out-vv}}(\lambda)/C_{v.}^{\text{out-vv}}(\lambda)$ と定められる．真空窓の透過率 $T_{v.}^{\text{win}}$ は，これらの比より，

$$T_{v.}^{\text{win}}(\lambda) = \frac{C_{v.}^{\text{in-vv}}(\lambda)/L_{e.v.}^{\text{in-vv}}(\lambda)}{C_{v.}^{\text{out-vv}}(\lambda)/L_{e.v.}^{\text{out-vv}}(\lambda)} \quad (3.11)$$

と定められる．式 (3.11) により，合成石英材の真空窓の透過率 $T_{v. \text{ quartz}}^{\text{win}}(\lambda)$ ，およびサファイア材の真空窓の透過率 $T_{v. \text{ sapphire}}^{\text{win}}(\lambda)$ が定められる．

上記の方法により定められた合成石英材およびサファイア材の真空窓の透過率を，それぞれ図 3.7 (a) および (b) に示す．実験開始前の真空窓の透過率は第 3.1.4 節に述べる低波長分解可視分光器で測定されたため，離散的な波長帯で透過率が測定されている．他方，実験終了後の真空窓の透過率は第 3.1.2 節に述べる二次元広帯域可視分光器で測定されたため，連続的に透過率が測定されている．上記の 2 種の真空窓の透過率は約 400 nm 以上の波長では波長に対して上昇する傾向にある．一般に合成石英材およびサファイア材の真空窓の透過率は可視域ではほぼ一様であるので，これらの真空窓の透過率は長波長域より短波長域で実験終了後にはより劣化している．約 400 nm 以下では透過率が増加する，あるいはほぼ一定値となり，この傾向は約 400 nm 以上の波長域での傾向と異なる．統計的な誤差は十分に小さいため，この傾向はそれ以外の何らかの計測上の問題に起因すると推測されるが，原因は不明である．そのため，ここでは約 400 nm 以下のスペクトルは解析の対象外とした．

図 3.7 (a) に示すように，1 年間の実験で合成石英材の真空窓の透過率は低下する．放電中

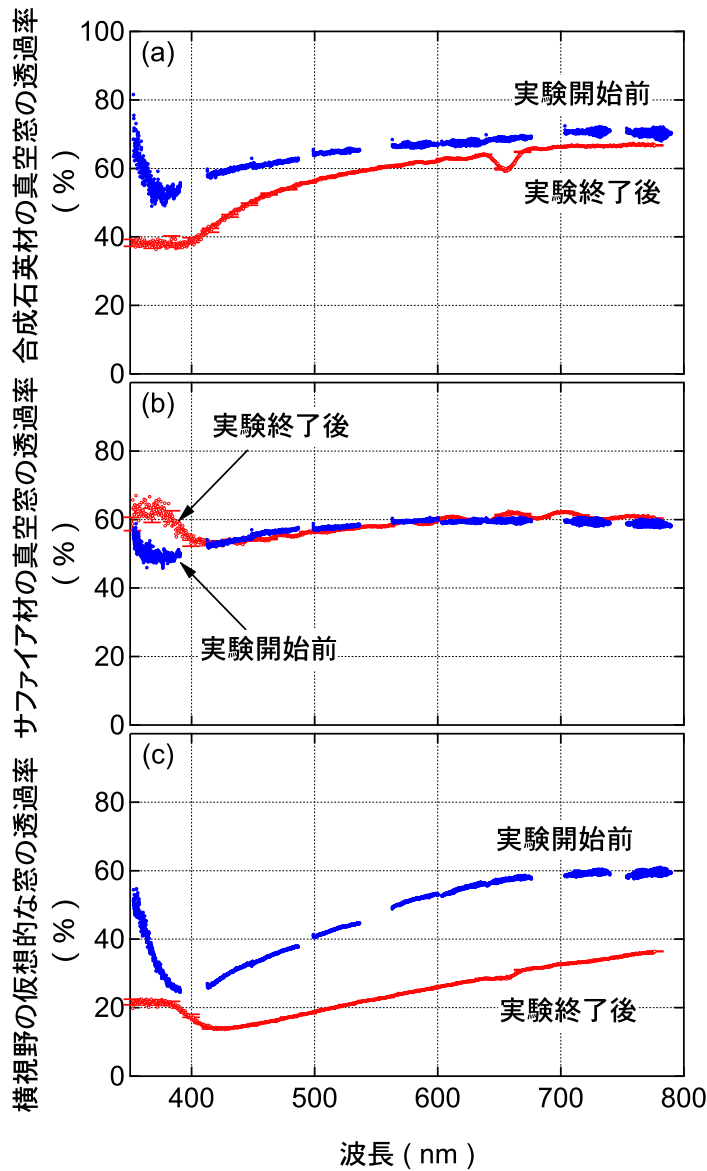


図 3.7 (a) 合成石英材の真空窓，(b) サファイア材の真空窓，および (c) 横視野の仮想的な窓の透過率．エラーバーは実験終了後のデータに対して 50 データ点ごとに付されている．ただし，400 nm 以上の波長域ではエラーバーはデータ点よりも小さい．

には炭素材の第一壁タイルがプラズマに曝されることにより損耗して炭素が放出され，その一部が合成石英材の真空窓に付着するため，および核融合反応による中性子に合成石英材の真空窓が照射されるため，放電を繰り返すごとにその透過率が低下してゆくと解釈される．ここでは，合成石英材の真空窓の透過率が放電数に対して一定の割合で低下してゆくと仮定し，実験開始から終了までのトカマク放電の総数に対し，ある放電までに繰り返された放電数の比により，実験開始前と終了後の合成石英材の真空窓の透過率を内挿して，その放電での真空窓の透

過率を定めた．図 3.7 (b) に示すサファイア材の真空窓に対してもこの手法を適用した．実験終了後には合成石英材の真空窓およびサファイア材の真空窓を清掃し，それらの透過率を回復させた．

一方，横視野の光学系には真空窓が用いられておらず，観測用窓，レンズおよび光ファイバからなる光学系はバツフル板下の真空容器の内壁上に固定されているため，取り外しにはかなりの時間を要し，作業性の低さから再現性よく取り付けることも困難である．また，図 3.5 (a) に示すように積分球をダイバータ領域に設置する場合には一部の視線が積分球の開口部に収まらない．そのため，すべての視線について絶対感度較正を行うにはダイバータ構造物を解体する必要があるが，限られた真空容器内作業の時間内ではこれを頻繁に行うのは現実的ではない．ここでは，図 3.5 (a) に示すように真空容器内部のダイバータ領域に積分球を設置し，一部の視線に対して絶対感度 $L_{e h.}^{\text{in-vv}}(\lambda)/C_{h.}^{\text{in-vv}}(\lambda)$ を定め，つぎに，真空容器内部のレンズから光ファイバ中継点までの光学系と同一の較正用光学系に光ファイバ中継点で繋ぎ換え，真空容器外で積分球の光を入射させ，感度 $L_{e h.}^{\text{out-vv}}(\lambda)/C_{h.}^{\text{out-vv}}(\lambda)$ を定める手法を採用した．ここで， $L_{e h.}^{\text{in-vv}}(\lambda)$ ， $C_{h.}^{\text{in-vv}}(\lambda)$ ， $L_{e h.}^{\text{out-vv}}(\lambda)$ および $C_{h.}^{\text{out-vv}}(\lambda)$ の定義は，下付の‘h.’が横視野の光学系に関することを表す以外，前出の $L_{e v.}^{\text{in-vv}}(\lambda)$ などと同様である．図 3.5 (a) に示すように，合成石英材の窓，レンズを含んだ光ファイバ，および較正用光ファイバの透過率を，それぞれ $T_{h. \text{ quartz}}^{\text{win}}(\lambda)$ ， $T_{h. \text{ obj}}^{\text{fiber}}(\lambda)$ および $T_{h. \text{ test}}^{\text{fiber}}(\lambda)$ とする．これらにより，便宜的に式 (3.11) と同様の定義により，横視野の仮想的な窓の透過率を $T_{h. \text{ eff}}^{\text{win}}(\lambda)$ とすると，

$$T_{h. \text{ eff}}^{\text{win}}(\lambda) = \frac{C_{h.}^{\text{in-vv}}(\lambda)/L_{e h.}^{\text{in-vv}}(\lambda)}{C_{h.}^{\text{out-vv}}(\lambda)/L_{e h.}^{\text{out-vv}}(\lambda)} \quad (3.12)$$

$$= \frac{T_{h. \text{ quartz}}^{\text{win}}(\lambda) \cdot T_{h. \text{ obj}}^{\text{fiber}}(\lambda)}{T_{h. \text{ test}}^{\text{fiber}}(\lambda)} \quad (3.13)$$

と表される．一方，プラズマを計測する場合には，プラズマの分光放射輝度 $L_{e h.}^{\text{plasma}}(\lambda)$ は光検出器で計数されるカウントを $C^{\text{plasma}}(\lambda)$ とすると，

$$L_{e h.}^{\text{plasma}}(\lambda) = L_{e h.}^{\text{out-vv}}(\lambda) \frac{C_{h.}^{\text{plasma}}(\lambda)}{C_{h.}^{\text{out-vv}}(\lambda)} \frac{T_{h. \text{ test}}^{\text{fiber}}(\lambda)}{T_{h. \text{ quartz}}^{\text{win}}(\lambda) \cdot T_{h. \text{ obj}}^{\text{fiber}}(\lambda)} \quad (3.14)$$

$$= L_{e h.}^{\text{out-vv}}(\lambda) \frac{C_{h.}^{\text{plasma}}(\lambda)}{C_{h.}^{\text{out-vv}}(\lambda) \cdot T_{h. \text{ eff}}^{\text{win}}(\lambda)} \quad (3.15)$$

と表される．よって，この仮想的な窓の透過率を定め，これによって真空容器外からの感度較正で定められる感度 $C_{h.}^{\text{out-vv}}(\lambda)/L_{e h.}^{\text{out-vv}}(\lambda)$ からプラズマの分光放射輝度が定められる．

上記の方法により定められた横視野の仮想的な窓の透過率を図 3.7 (c) に示す．図 3.7 (a) および (b) に示す，それぞれ合成石英材およびサファイア材の真空窓と同様に，この仮想的な窓の透過率は約 400 nm 以下の波長ではそれ以上の波長での透過率の傾向と異なる．この原因は不明であるが計測上の問題に起因すると推測されるため，ここでは約 400 nm 以下のスペ

クトルは解析の対象外とした。また 1 年間の実験でこの仮想的な窓の透過率は低下するため、合成石英材およびサファイア材の真空窓に適用した方法と同様に、特定の放電での透過率を実験開始前の透過率と実験終了後の透過率をそれまでに行われたトカマク放電の数で内挿する方法により決定した。合成石英材およびサファイア材の真空窓とは異なり、実験終了後には横視野の観測窓の清掃はすでに述べた理由により困難であるため行われていない。

3.1.2 二次元広帯域可視分光器

この分光器は焦点距離 0.2 m のカメラレンズが組み込まれたイメージング分光器（分光計器社 CLP-200）である。図 3.8 にこの分光器の概略図を示す。JT-60U からの伝送用光ファイバのうち、中継点で 92 本がこの分光器への入射用光ファイバ（コア径：100 μm ，クラッド径：125 μm ，開口数：0.2，長さ：10 m）に接続される。伝送用光ファイバのコア径に対し入射用光ファイバのそれは小さいため、ここで計測光は損失するが、他方で分光器の光軸

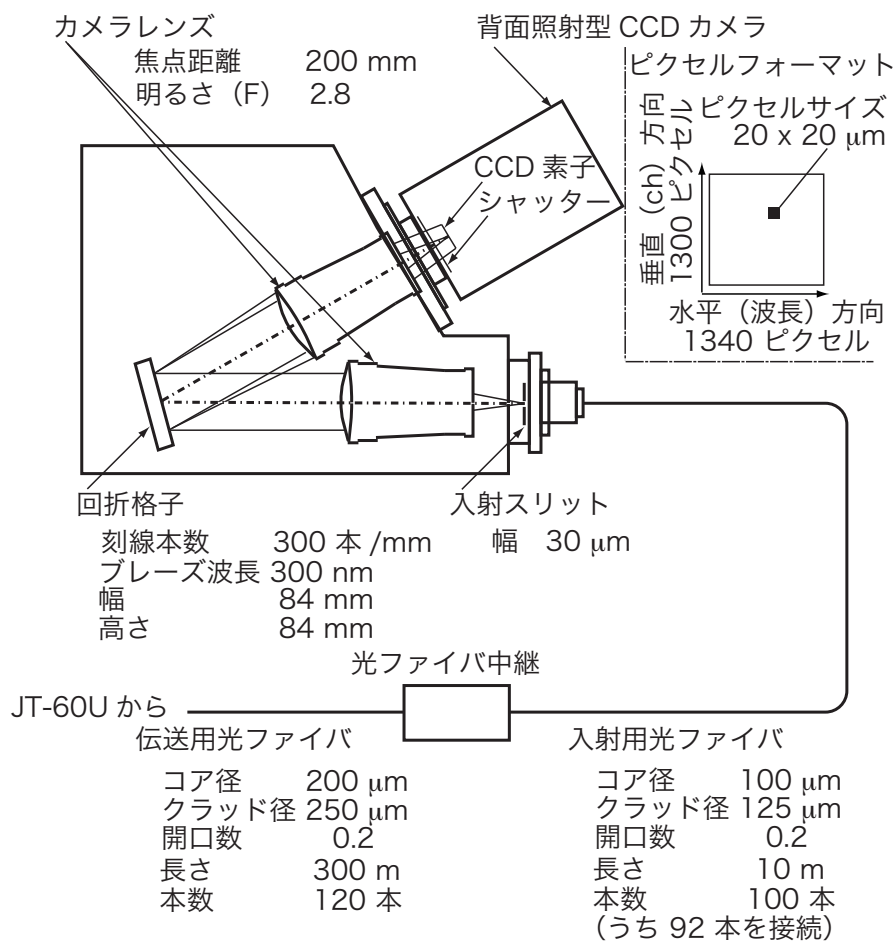


図 3.8 二次元広帯域可視分光器の概略図。

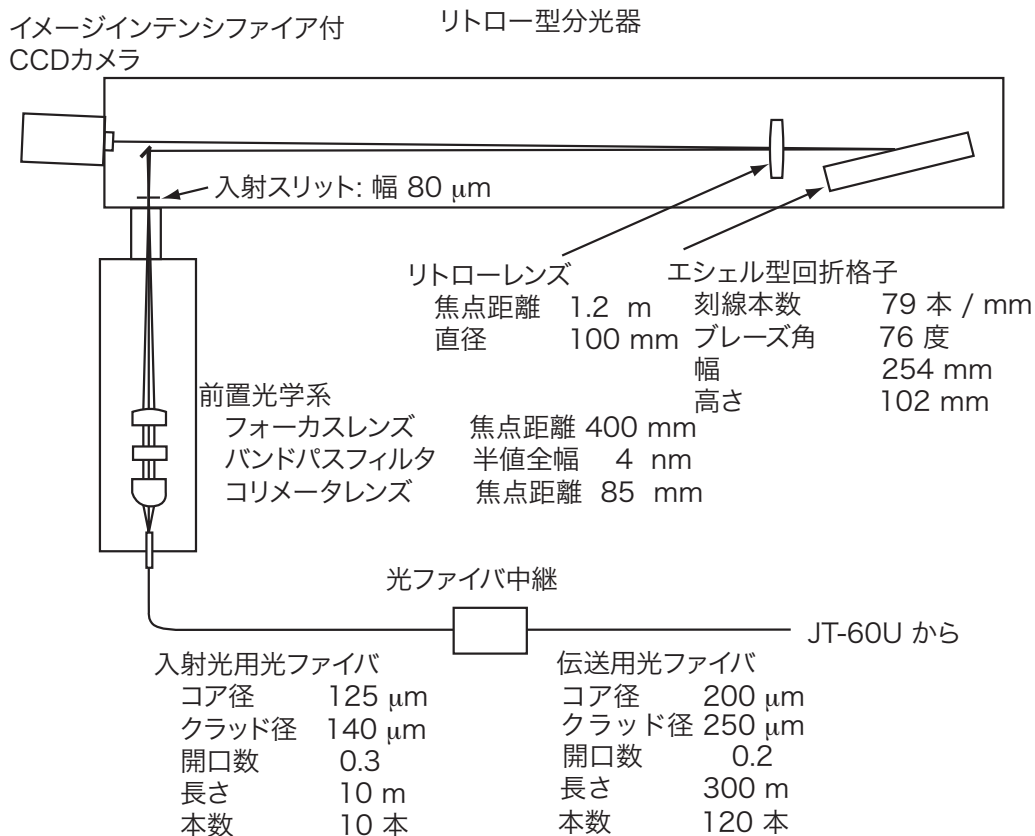


図 3.9 高波長分解可視分光器の概略図。

のより近い位置に光が入射されるため、すべての空間チャンネルでより高い結像性能が得られる。分光器入口でこの 92 本の光ファイバは分光器の入射スリット（図 3.8 の紙面垂直方向、幅：30 μm ）に沿って並べられ、入射スリットを通過した光はカメラレンズ（キャノン社 EF200mm F2.8L II USM）によって平行光にされ、回折格子（刻線本数：300 本 mm^{-1} ，高さ：84 mm，幅：84 mm，ブレイズ波長：300 nm）に入射する。回折格子での回折光は他方のカメラレンズを通過し、背面照射型 CCD カメラ（米国 Roper Scientific 社 1300B，ピクセルフォーマット：水平方向 1340 × 垂直方向 1300，ピクセルサイズ：20 μm × 20 μm ）の光電面に結像する。光電面に入射した光により電子が発生し、その電子は単一のピクセルまたはビンングによって定められたピクセル領域に蓄えられる。その後、電子は専用の CCD コントローラ（米国 Roper Scientific 社 ST-133）に伝送され、アナログ・デジタル変換器により数値化（分解能 16 ビット）される。光検出器の仕様、計数値の直線性、統計誤差、波長較正、分散、装置幅、および絶対感度較正の詳細は付録 A にまとめられている。

3.1.3 高波長分解可視分光器

この分光器はエシェル型回折格子を分散素子としたリトロ型分光器である [1]。この分光器の概要を図 3.9 に示す。JT-60U からの伝送用光ファイバのうち、中継点で 10 本がこの分光器への入射用光ファイバ(コア径: $125 \mu\text{m}$, クラッド径: $140 \mu\text{m}$, 開口数: 0.3, 長さ: 10 m) に接続される。ここで、伝送用光ファイバのコア径に対し入射用光ファイバのそれは小さいため、ここで計測光は損失するが、これは旧光検出器(浜松ホトニクス社 ICCD C4336Mod.) の光検出素子の大きさ(横方向 $12.8 \text{ mm} \times$ 縦方向 9.6 mm) による制約に由来する。この入射用光ファイバは前置光学系に接続され、その入口でこの 10 本の光ファイバは図 3.9 の紙面垂直方向に一列に並び、そこからの出射光はコリメータレンズによって平行光にされ、バンドパスフィルタ(半値全幅: 4 nm) に入射する。ここでバンドパスフィルタを透過する波長帯にある光以外は除かれ、迷光、ここでは主に回折格子での回折光のうち近接する次数で波長が異なる光が光検出器に入射するのが防がれる。バンドパスフィルタからの透過光はフォーカスレンズによってリトロ型分光器の入射スリット上(図 3.9 の紙面垂直方向, 幅: $80 \mu\text{m}$) に $4.7 (= 400/85)$ 倍に拡大されて結像する。スリットを通過した光は平面鏡で光路を約 90 度曲げられ、リトロレンズ(焦点距離: 1.2 m , 直径: 100 mm) を通過し、エシェル型回折格子(刻線本数: 79 本 mm^{-1} , 高さ: 102 mm , 幅: 254 mm , ブレーズ角度: 76 度) に入射する。そこからの回折光のうち、高次(30 次から 60 次)の回折光は再びリトロレンズに入射し、イメージ・インテンシファイア付 CCD カメラ(米国 Roper Scientific 社 PI-MAX 512HQ) の光電面上に結像する。光電面で発生した電子はイメージ・インテンシファイアに入射し、印加電圧に応じて増幅され、その出口にあるフォスファーに入射する。そこで再び可視光に変換され、光ファイバで結合された CCD に入射する。CCD では光の入射によって電子が発生し、単一のピクセルまたはビニングによって定められたピクセル領域に蓄えられる。この電子は専用の CCD コントローラ(米国 Roper Scientific 社 ST-133) に伝送され、アナログ・デジタル変換器により数値化(分解能: 16 ビット)される。光検出器の仕様、計数値の直線性、統計誤差、波長較正、分散、装置幅、および絶対感度較正の詳細は付録 A にまとめられている。

3.1.4 低波長分解可視分光器

この分光器は焦点距離 0.5 m のツェルニー・ターナー型イメージング分光器（米国 Acton Research 社（現 Roper Scientific 社）SpectraPro-500i）である．この分光器の概略図を図 3.10 に示す．JT-60U から伝送用光ファイバのうち，中継点で 16 本がこの分光器への入射用光ファイバ（コア径：200 μm ，クラッド径：250 μm ，開口数：0.2，長さ：10 m）に接続される．分光器への前置光学系の入口でこの 16 本の光ファイバは図 3.10 の紙面垂直方向に 1 列に並び，そこからの出射光は分光器の入射スリット上（図 3.10 の紙面垂直方向，幅：30 μm ）に結像する．入射スリット直前の ND フィルタ（透過率：10%，1% および 0.1%）によって，光検出器への過剰な光の入射が防がれる．入射スリットを通過した光は平面鏡で光路を約 90 度曲げられ，トロイダル鏡（F ナンバー：6.5）によって平行光となって回折格子に入射する．三角柱のそれぞれの面には回折格子が固定されており，この三角柱を回転させることによって 3 種類の回折格子から任意の回折格子が選択される．本研究では表 3.3 に示す 4 種類の回折格子のうち刻線本数 150 本 mm^{-1} の回折格子以外の回折格子を使用する．回折格子からの回折光は他方のトロイダル鏡に入射し，イメージ・インテンシファイア付き CCD カメラ

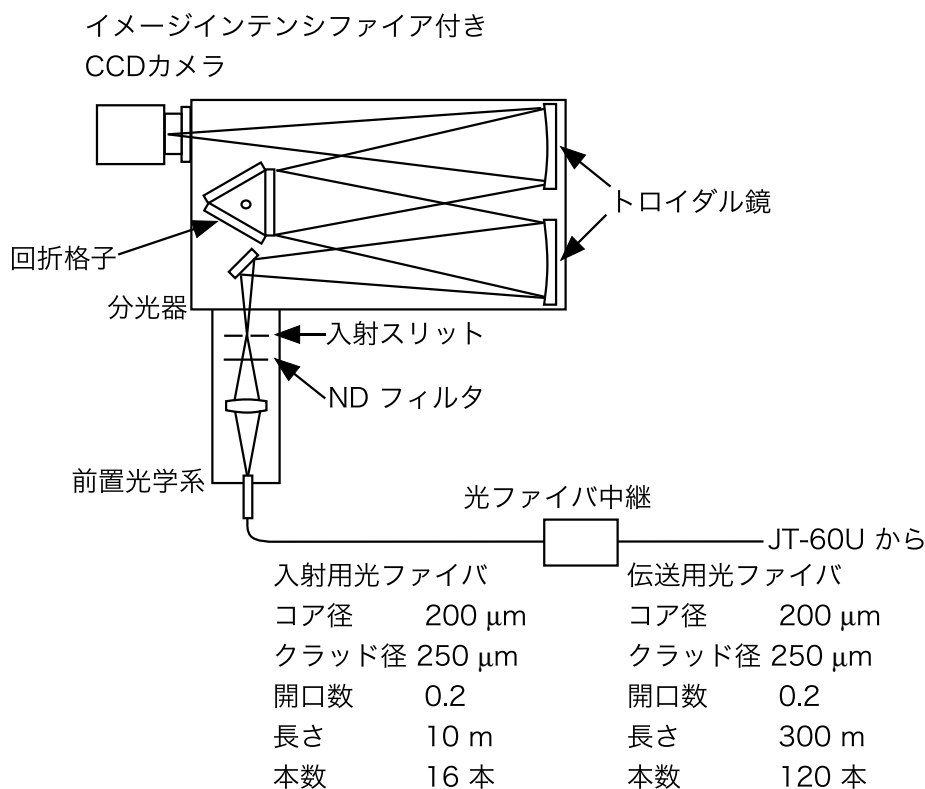


図 3.10 低波長分解可視分光器の概略図．

表 3.3 低波長分解可視分光器の回折格子 .

回折格子の刻線本数 本 mm^{-1}	ブレイズ波長 nm
2400	ホログラフィック
1800	500
600	500
150	500

トランスファー型 CCD カメラ (米国 Princeton Instruments 社 (現: Roper Scientific 社) 512EFT) の光電面に結像する。光電面で発生した電子はイメージ・インテンシファイア (直径: 18 mm, 量子効率の最大値: 波長 500 nm で約 20 %) に入射し, 印加電圧 (3.3 ~ 6.8 kV) に応じて増幅され, その出口にあるフォスファーに入射し, そこで可視光に変換され, 1.5 : 1 の倍率のテーパ型光ファイバで結合された CCD (ピクセルフォーマット: 512 × 512, ピクセルサイズ: 15 μm × 15 μm) に入射する。CCD 光電面で発生した電子は単一のピクセルまたはビニングによって定められたピクセル領域に蓄えられる。その後, 電子は専用の CCD コントローラ (米国 Princeton Instruments 社 (現: Roper Scientific 社) ST-138) に伝送され, アナログ・デジタル変換器により数値化 (分解能 14 ビット) される。光検出器の仕様, 計数値の直線性, 統計誤差, 波長較正, 分散, 装置幅, および絶対感度較正の詳細は付録 A にまとめられている。

3.1.5 干渉フィルタ分光器

この分光器は分光素子に干渉フィルタが用いられた分光器である [2] . この分光器の概要を図 3.11 に示す . JT-60U からの伝送用光ファイバのうち , 中継点で 60 本がこの分光器への入射光ファイバ (コア径 : $200 \mu\text{m}$, クラッド径 : $250 \mu\text{m}$, 開口数 : 0.2 , 長さ : 10 m) に接続される . 分光器の入り口でこの 60 本の光ファイバは図 3.11 の紙面垂直方向に一列に並べられ , そこからの出射光は平面鏡によって 4 分岐され , それぞれ透過率の中心波長が異なる干渉

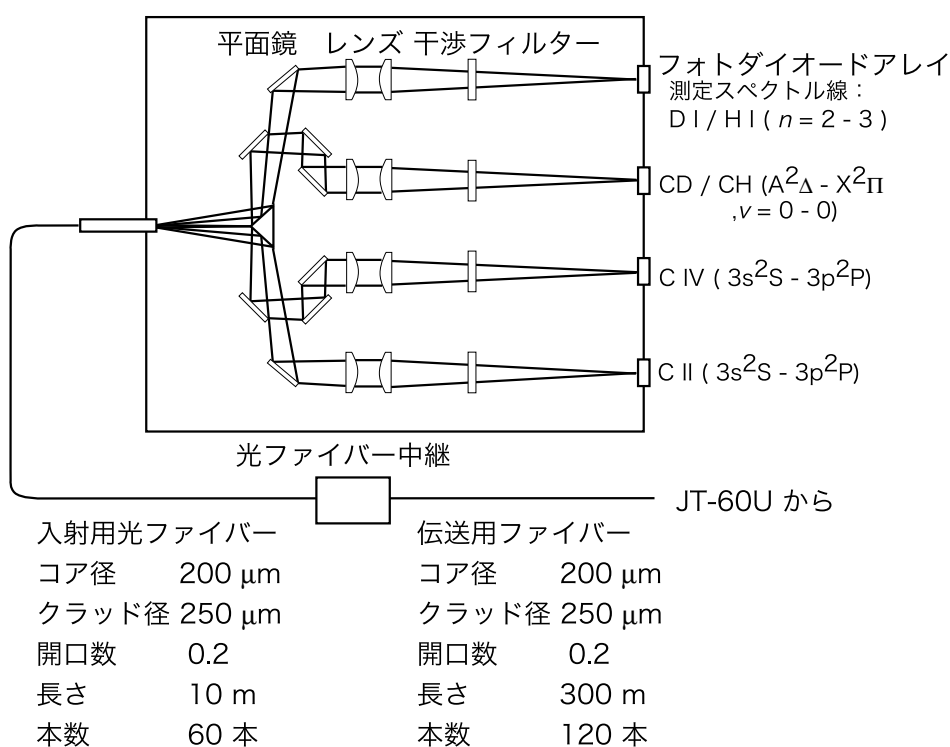


図 3.11 干渉フィルタ分光器の概略図 .

表 3.4 干渉フィルタの主要諸元

スペクトル	中心波長	半値全幅
DI または HI ($n = 2 - 3 : \lambda = 656.1 / 656.3 \text{ nm}$)	656.0 nm	1.1 nm
CD または CH ($A^2\Delta - X^2\Pi, v = 0 - 0 : \lambda = 430.9 / 431.4 \text{ nm}$)	430.5 nm	1.6 nm
C IV ($3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2} : \lambda = 580.1 \text{ nm}$)	580.1 nm	1.0 nm
C II ($3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2,1/2} : \lambda = 657.8, 658.3 \text{ nm}$)	657.7 nm	1.0 nm

フィルタに入射する．表 3.4 に干渉フィルタの透過率の中心波長と半値全幅を，図 3.12 に波長に対する透過率を示す．光検出器はイメージ・インテンシファイア付フォトダイオードであり，図 3.11 の紙面垂直方向に 512 ピクセルを持つ．データ収集の繰り返し周期は 50 ms であるが，ここでは統計誤差を低減するために 100 ms または 1 s の時間平均を行った．

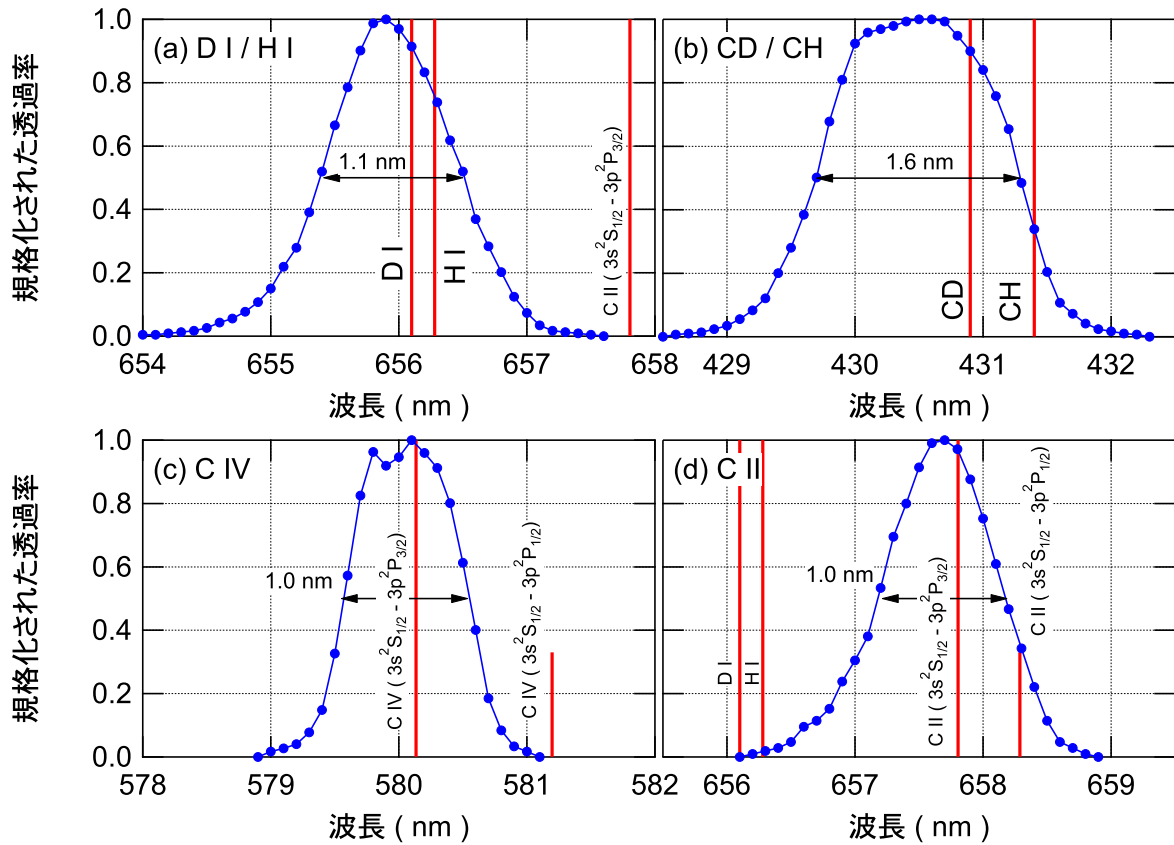


図 3.12 波長に対する干渉フィルタの透過率．ただし，透過率の最大値を 1 として規格化されている．縦棒はスペクトル線の波長を示し，C IV と C II では，縦棒の高さの比は gA 値の比に等しい．(b) では，バンドヘッドの波長を示す（図 4.1 (a) および (b) 参照）．

3.2 真空紫外分光

3.2.1 真空紫外分光器

真空紫外分光器の観測ポートは、可視分光の合成石英材の真空窓とサファイア材の真空窓のトロイダル方向の中間に位置する。すなわち、トーラス上方からみて時計回りに 15 cm 間隔で、合成石英材の真空窓、真空紫外分光用ポート、およびサファイア材の真空窓が並ぶ。図 3.13 に示すように、内側ダイバータプラズマの発光はトーラス水平面に対し 59.5° の方向に設置された真空紫外分光器によって観測される。分光器用の真空容器には、ホログラフィック回折格子が組み込まれた平面結像型の斜入射分光器が内蔵されている [3]。この分光器の概略図を図 3.14 に示す。ダイバータプラズマの発光は入射スリットで幅 $10 \mu\text{m}$ および高さ 5 mm

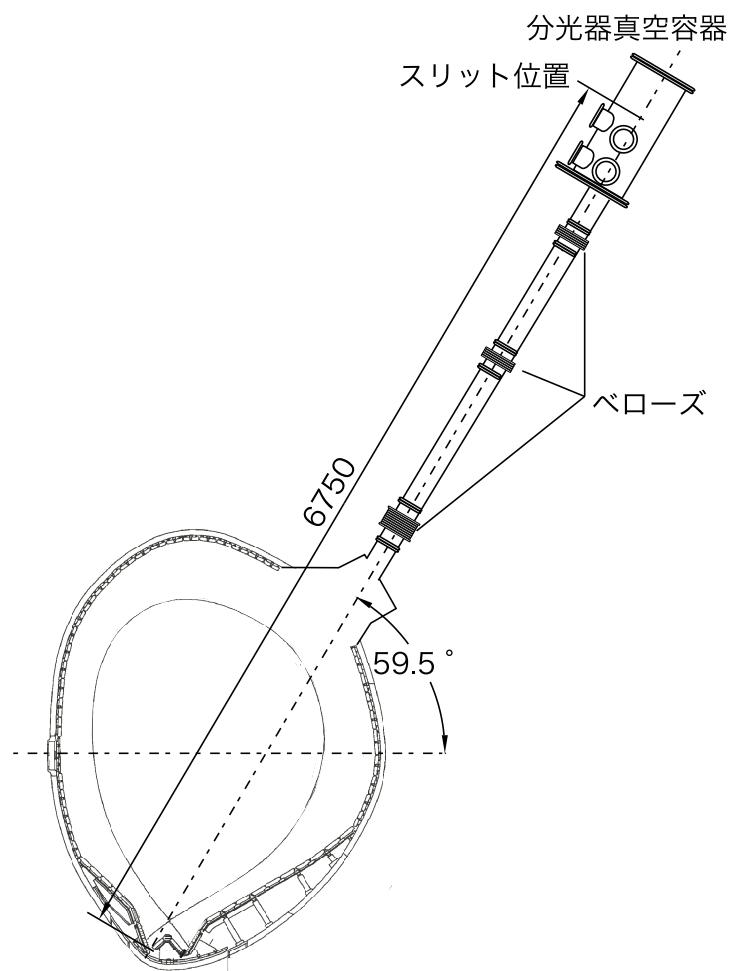


図 3.13 真空紫外分光器の位置。

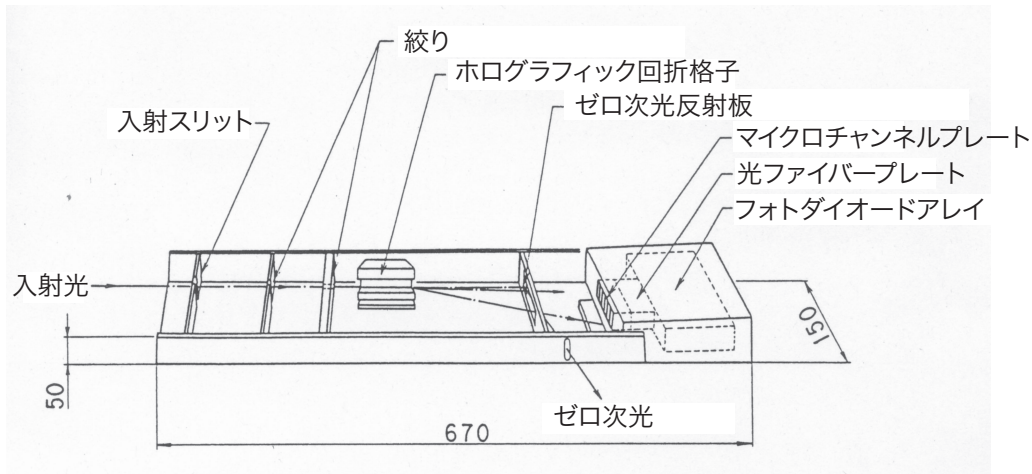


図 3.14 真空紫外分光器の概略図。

に成形され，入射角 85° で刻線本数 300 本 mm^{-1} のホログラフィック回折格子に入射する．そこからの回折光は光検出器の光電変換面に入射し，ここで生成した電子は口径 $50 \mu\text{m}$ のマイクロチャンネルプレートアレイ（1024 本）に入射する．マイクロチャンネルプレートの出口で再び可視光に変換され，その光は光ファイバプレートを経てフォトダイオードに入射し，光電測光される．

視野

図 3.15 (a) および (b) に示すように，内側ダイバータ板から光軸に沿って 6750 mm の位置に入射スリットが位置し，そこから 238 mm 先に回折格子が，さらに 250 mm 先に光検出器の光電面が位置する．入射スリットの高さは 5 mm であり，光電面の高さに等しく，回折格子の高さ（ 10 mm ）より十分に低いので，光軸に沿って入射スリットの高さの範囲にある領域は光検出器のすべてのピクセルから見込まれる．ここではこの領域，すなわち光軸から上下 2.5 mm の範囲を本影と呼ぶ．他方，図 3.15 (a) の紙面上で，光検出器の光電面の下端と入射スリットの上端を結ぶ線，および光電面上端と入射スリットの下端を結ぶ線で挟まれた領域は光検出器のいずれかのピクセルから見込まれる．ここではこの領域を半影と呼ぶ．内側ダイバータ板上での半影の範囲は，光軸上で入射スリットと光検出器の midpoint を頂点とし入射スリットを底辺とする三角形と，頂点を共通とした相似三角形の底辺の長さで定められる．内側ダイバータ板上でこの三角形の底辺の長さ l_p は，

$$\begin{aligned}
 l_p &= 5 \times \left(6750 + \frac{238 + 250}{2} \right) / \frac{238 + 250}{2} \\
 &= 142.2 \text{ mm}
 \end{aligned}
 \tag{3.16}$$

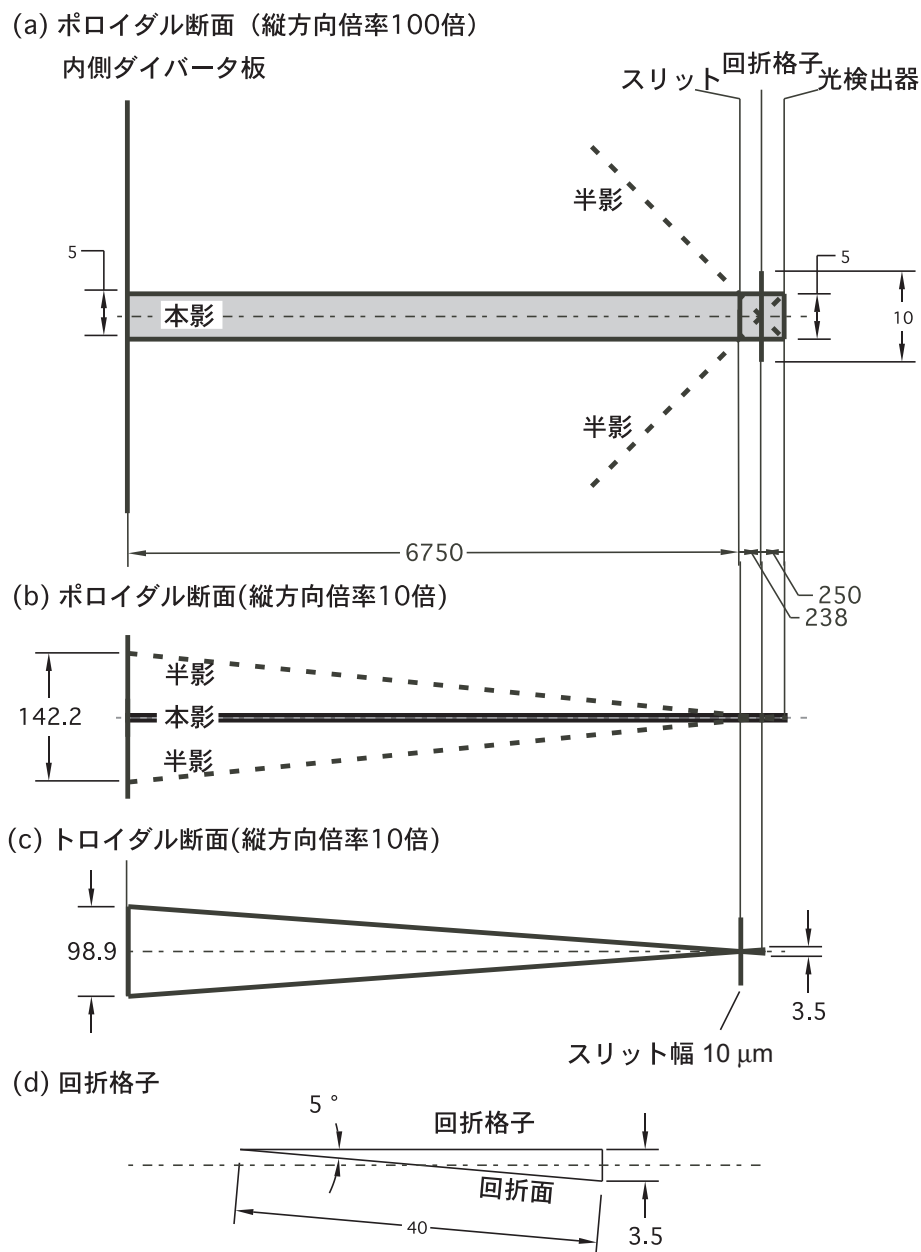


図 3.15 斜入射分光器の視野の (a, b) ポロイダル断面, (c) トロイダル断面, および (d) トロイダル断面上での光軸と回折格子の位置関係. ただし, 横方向に対する縦方向の長さを (a) では 100 倍, (b) および (c) では 10 倍として作図してある.

と算出される. よって, ここでは図 3.16 に示すように, スリットに入射する光強度は, 本影での強度を 1 とすると, 半影の範囲, すなわち, 光軸より 2.5 mm の距離から 71.1 mm の範囲で 1 から 0 まで単調に減少すると仮定する.

トロイダル方向の視野の拡がり, は, 図 3.15 (c) に示すように, 光軸とスリットの交点を頂点とし, 光軸と回折格子の回折面がなす角の正弦を底辺とする三角形と, 頂点を共通とした相

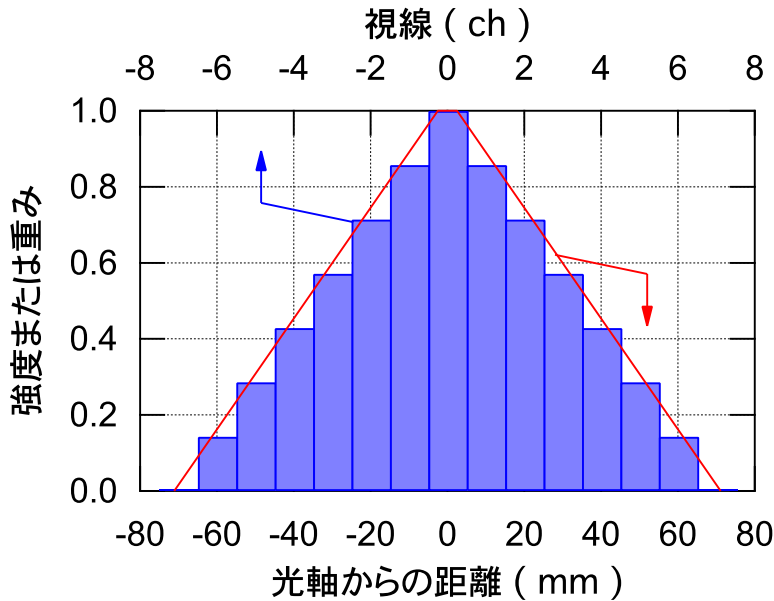


図 3.16 内側ダイバータ板上での光軸からの距離に対するスリットに入射する光強度の分布の仮定 (実線), および対応する可視分光器の視線への重みの仮定 (縦棒). 視線 0 ch が中心視線に対応する.

似三角形の底辺の長さで定められる. ここで, 光軸, 回折格子, および回折面の角度と寸法は図 3.15 (d) に示される. これらの寸法から内側ダイバータ板上でこの三角形の底辺の長さ l_T は,

$$\begin{aligned} l_T &= 40 \times \sin 5^\circ \times \frac{6750}{238} \\ &= 98.9 \text{ mm} \end{aligned} \quad (3.17)$$

と算出される.

光軸

真空紫外分光器は, その光軸が可視分光器の空間分布測定用視野 60 視線 (縦方向) (図 3.2) のうち 19 ch とほぼ等しくなるように設置されたが, その後の分光器の交換やプラズマのディスラプションによる強い衝撃などにより光軸がずれる可能性がある. ここでは, 下記の方法により真空紫外分光器の光軸と可視分光器の視線との対応を調べた.

一般に, 同一の視野で観測されるスペクトル線のうち遷移の上準位が同一のスペクトル線対 (ここでは一方は真空紫外分光器で, 他方は可視分光器で観測される) では, それらのスペクトル線の強度比は自然遷移確率 (A 係数) の比によって定まる. A 係数は定数であるため, それらのスペクトル線の強度が時間的に変化しても強度比は一定となる. しかし, 図 2.8 に示

した密度を次第に上昇させる放電では，密度の上昇にともなって特に内側ダイバータプラズマでは発光の空間位置が変化し，その一部が真空紫外分光器の視野外に位置する場合がある．この例のような場合には，真空紫外分光器と可視分光器の間で視野が一致する場合のみスペクトル線の強度比が一定に保たれる．この考え方にに基づき，真空紫外分光器の光軸を決定する．

可視分光器で測定されたスペクトル線強度への重みは図 3.16 の縦棒に示すように真空紫外分光器のスリットに入射する光強度（実線）と対応させる．ここでは，以下の二対のスペクトル線を比較の対象とした．

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{C IV } (2s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2} : \lambda = 31.24 \text{ nm}) \\ \text{C IV } (3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2} : \lambda = 580.1 \text{ nm}) \end{array} \right.$$

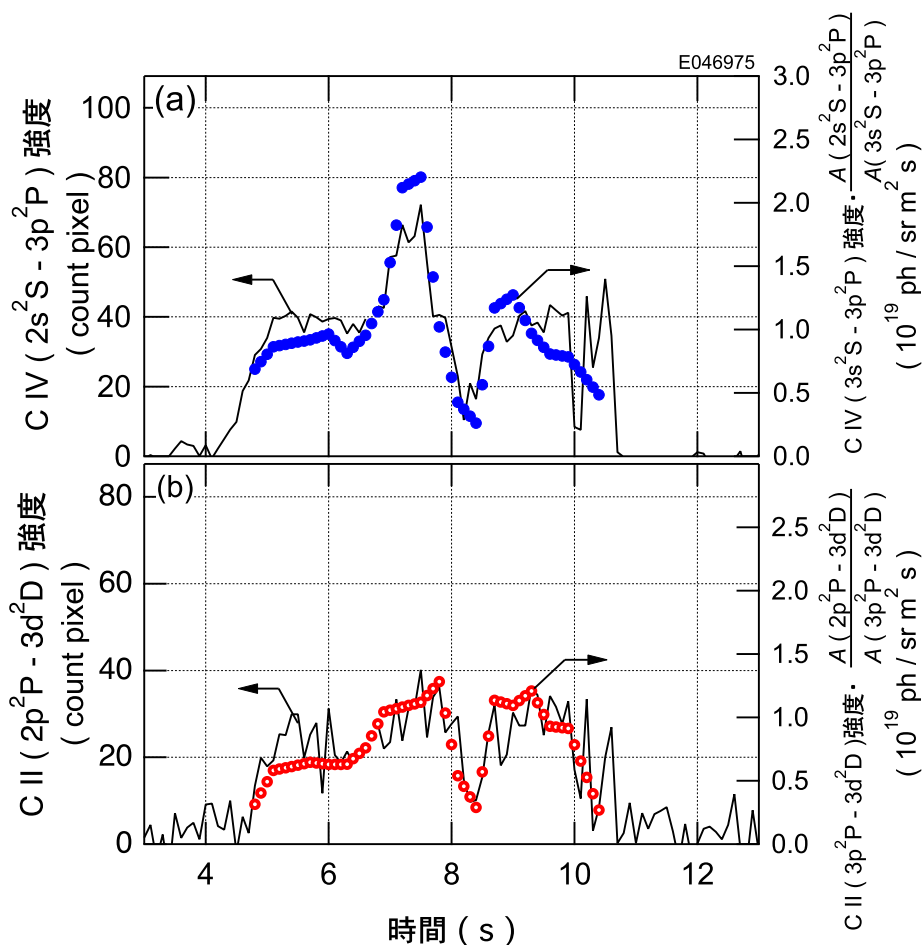


図 3.17 (左軸)真空紫外分光器で観測されたスペクトル線強度の波形と(右軸)可視分光器で観測されたスペクトル線強度から予測される左軸のスペクトル線強度の波形．ただし，可視スペクトル線強度は視線への重み付けの中心を 24 ch として算出されている．

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{C II } (2p^2P_{1/2,3/2} - 3d^2D_{3/2,5/2} : \lambda = 68.73 \text{ nm}) \\ \text{C II } (3p^2P_{1/2,3/2} - 3d^2D_{3/2,5/2} : \lambda = 723.1 \text{ nm}) \end{array} \right.$$

図 3.17 にはある放電での上記の二対のスペクトル線強度の波形を示す．ただし，可視スペクトル線強度は A 係数で除され，さらに対となる真空紫外スペクトル線の A 係数が乗じられている．すなわち，対となる可視スペクトル線強度から予測される真空紫外スペクトル線の絶

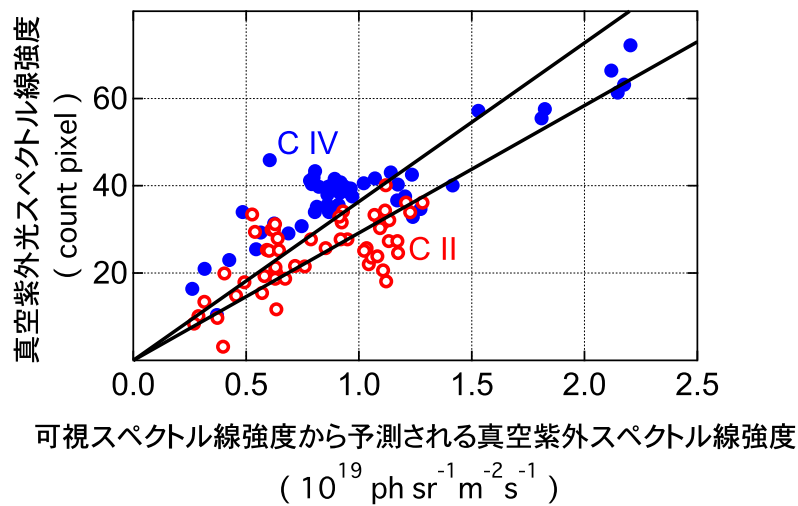


図 3.18 可視スペクトル線強度から予測される真空紫外スペクトル線の絶対強度への真空紫外スペクトル線強度（生データ）のフィッティングの結果．ただし，可視スペクトル線強度は視線へ重み付けの中心を 24 ch として算出されている．

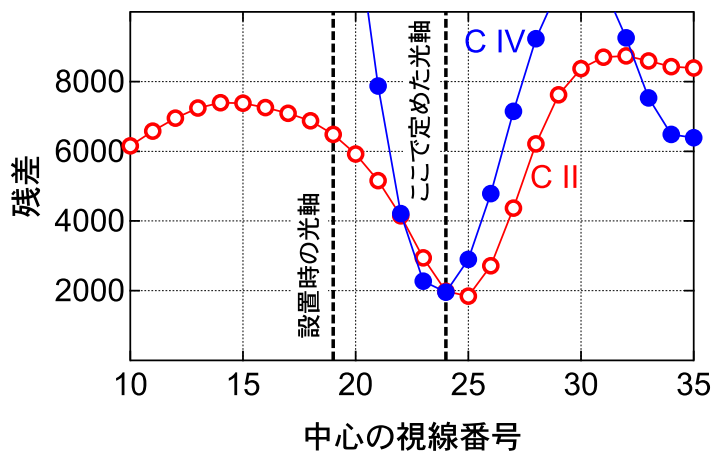


図 3.19 可視分光器の視線への重み付けの中心視線番号に対する，真空紫外および可視スペクトル線強度のフィッティングによる残差．

対強度を示す。両者の波形の一致の程度は、図 3.18 に示すように一方の波形に対し他方の波形をプロットし、原点を通る直線でのフィッティングにより算出される残差から判断される。この解析を重みの中心となる視線番号を 10 - 35 ch の範囲で行い、図 3.19 には、中心視線番号に対するフィッティングの残差を示す。残差が最も小さくなるのは重みの中心となる視線番号が C IV では 23 ch と 24 ch の間、および C II では 24 ch と 25 ch の間にある場合である。よって、ここではこれらの間、すなわち、可視分光器の視線 24 ch を真空紫外分光器の光軸であると決定した。

波長較正、分散、および絶対感度較正の詳細は付録 A にまとめられている。

表 3.5 ダイバータプラズマ計測用ボロメータの視線と可視分光の視線の対応

ボロメータ (ch)	33	34	35	36	38	40	41	42	43	44	45	46	47
可視分光 (ch)	なし	5	12	20	25	29	33	38	42	46	50	54	58

3.3 ボロメータ

プラズマからの総放射パワーは、図 3.20 (a) に示す視線をもつボロメータにより測定される。主プラズマ計測用の視線は可視分光用の真空窓および真空紫外分光用のポートが位置する。

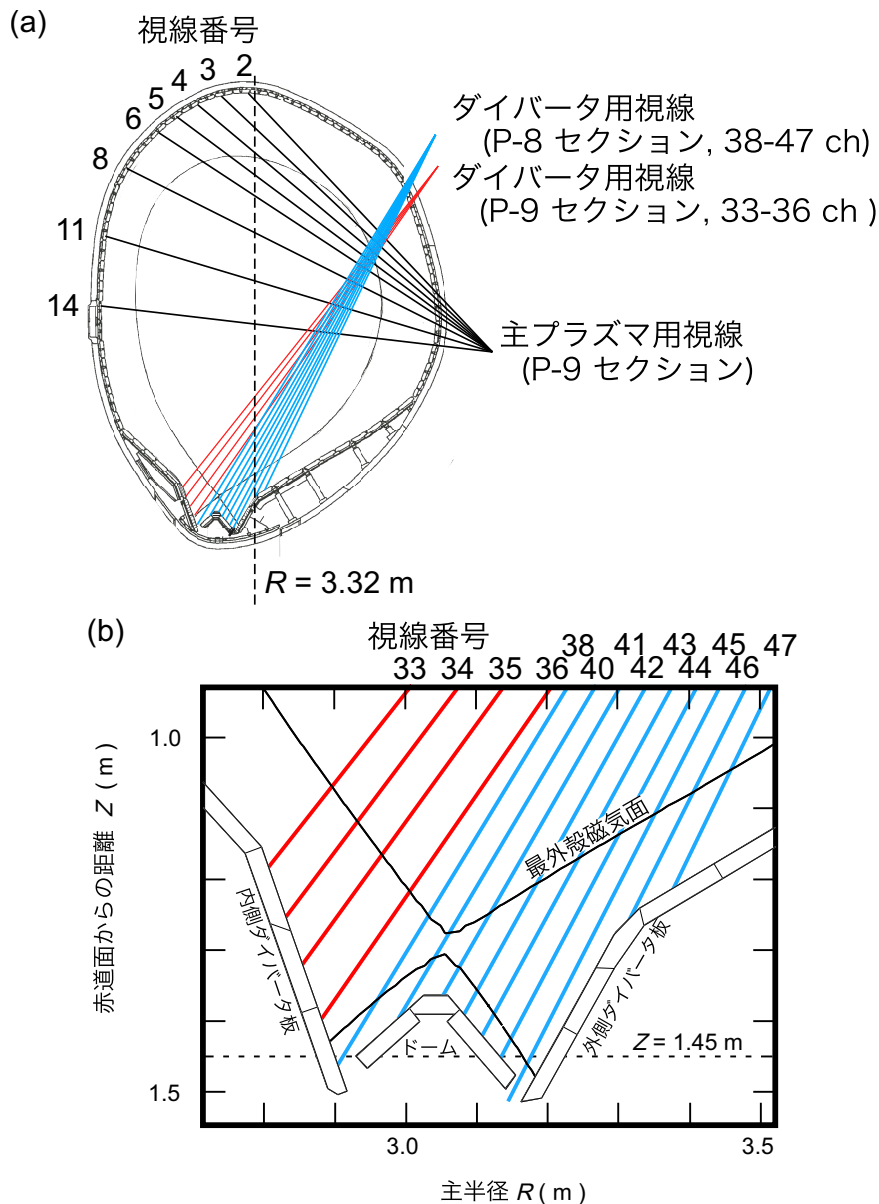


図 3.20 ボロメータの (a) 主プラズマ用視線、および (b) ダイバータ用視線。

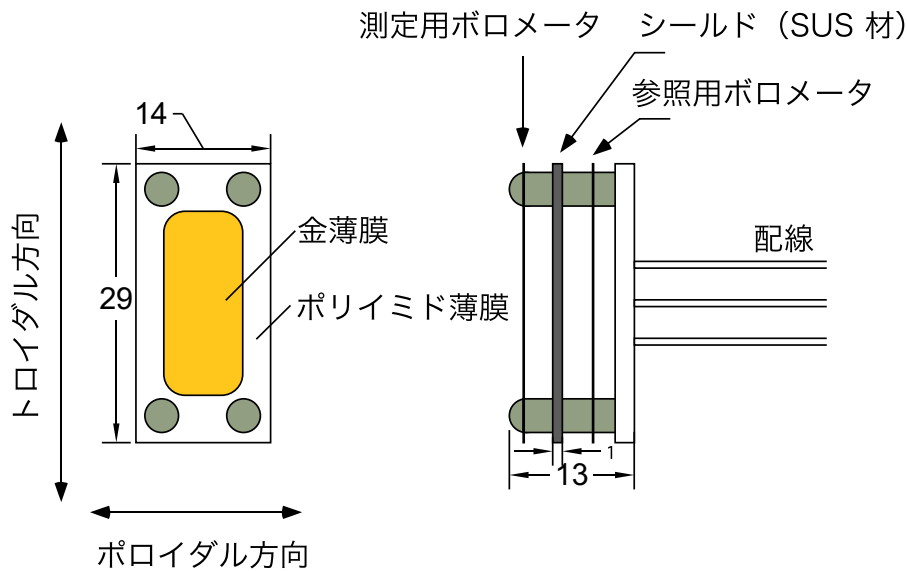


図 3.21 ボロメータの検出部 .

P-8 セクションからトラス上方から見て時計回りに 20° の位置にある P-9 セクションにあり，空間分解能は大半径 $R = 3.32 \text{ m}$ の位置で $15 - 34 \text{ cm}$ である．

ダイバータプラズマからの放射は真空容器の斜め上方部に設置されたスリット（ポロイダル方向 4 mm およびトロイダル方向 20 mm ）を通過し，さらに 220 mm 先にあるスリット（ポロイダル方向 1.4 mm およびトロイダル方向 10 mm ）を通過して，ボロメータ素子に入射する．視線は，ボロメータ素子の位置からヘリウム・ネオンレーザーを入射し，上記 2 つのスリットを通過させてダイバータタイル上でのレーザー入射位置を測定して決定されている．決定された視線の間隔はトラス赤道面からの距離 $Z = 1.45 \text{ m}$ の平面上で $4.0 - 8.9 \text{ cm}$ である．また，視線の始点は可視分光の縦視野の始点とほぼ同じであるため，これらの計測器の視線はほぼ同一となり，表 3.5 に示す対応関係となる．これらのダイバータプラズマ計測用の視線のうち，33 - 36 ch は主プラズマ計測用視線と同じ P-9 セクションにあり，残りの 38 - 47 ch は可視分光用の真空窓および真空紫外分光用のポートと同じ P-8 セクションにある．

図 3.21 にはボロメータの検出部を示す．ボロメータは，放射パワーの吸収体である金製の薄膜（厚さ $2.5 \mu\text{m}$ ）とその温度上昇を検出する抵抗素子（金製の迷路状のパターン，厚さ $0.1 \mu\text{m}$ ）で構成され，これらはポリイミド製の薄膜（厚さ $7 \mu\text{m}$ ）のそれぞれ表面および裏面に蒸着されている．金薄膜の吸収体への入射光子は，その入射光子束密度を I_0 とすると，金薄膜中で，

$$I(t) = I_0 \exp(-\mu_m^{\text{Au}} \rho^{\text{Au}} t) \quad (\text{ph m}^{-2}\text{s}^{-1}) \quad (3.18)$$

にしたがって減衰する．ここで， $I(t)$ は金薄膜中での表面からの距離 t での光子束密度， μ_m^{Au} (

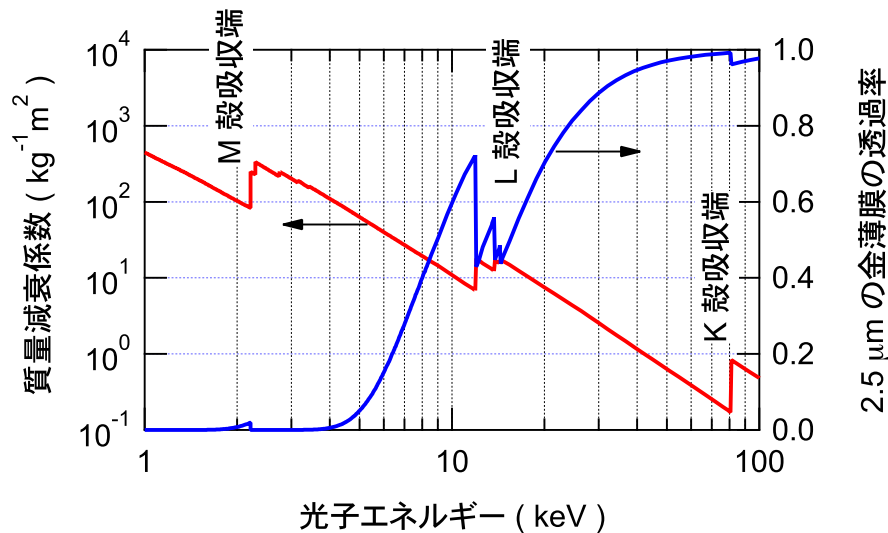


図 3.22 光子エネルギーに対する金の質量減衰係数 [4]，および $2.5 \mu\text{m}$ の金薄膜の透過率．

kg^{-1}m^2) は金の質量減衰係数，および ρ^{Au} ($= 18.9 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$) は金の密度を示す．図 3.22 に示すように $\mu_{\text{m}}^{\text{Au}}$ は光子エネルギーの増加にしたがって各殻の吸収端での増加に続き単調に減少する傾向を持つ [4]．式 (3.18) に $t = 2.5 \mu\text{m}$ を代入し， $2.5 \mu\text{m}$ の金薄膜の透過率，すなわち $I(t = 2.5 \mu\text{m})/I_0$ が計算される．図 3.22 に示すように，この計算から光子エネルギーが 8 keV 以上の領域で金薄膜の透過率は 40% 以上となり，このボロメータでの検出感度は低くなる．一方，このような高エネルギー領域の光子の透過率を下げるために金薄膜を厚くすると，吸収体の熱容量が増加し入射する放射パワーに対して温度上昇が小さくなるため抵抗値の上昇が小さくなり，すなわち，感度が低下する．高エネルギー側への感度の拡大と感度向上の両立は課題である．

図 3.21 に示すように，検出部には同一のボロメータが 2 つ組み込まれ，測定用のボロメータはプラズマに直接に面し，その背面側には順に，シールド用の SUS 材の板（厚さ 1 mm ），および参照用のボロメータが配置される．参照用のボロメータはシールドによってプラズマの影響を受けず，真空容器のベーキング（ $150 \text{ }^\circ\text{C}$ または $300 \text{ }^\circ\text{C}$ ）による抵抗値の上昇を検出する．これを測定用ボロメータの抵抗値の上昇から差し引くことにより，測定用ボロメータではプラズマの放射に由来する抵抗値の上昇のみが検出される．

図 3.23 に示すように，真空容器内に設置される検出部の抵抗（抵抗値： R_{m} および R_{r} ）と測定回路部の抵抗（抵抗値： R_{B0} および R_{B1} ）でブリッジ回路が構成される．測定前には，可変抵抗により A 点と B 点での電位が等しくなるように調整され，すなわちアンプへの入力電圧がゼロに調整される．この時，測定用抵抗と参照用抵抗に流れる電流は等しいので，A 点の

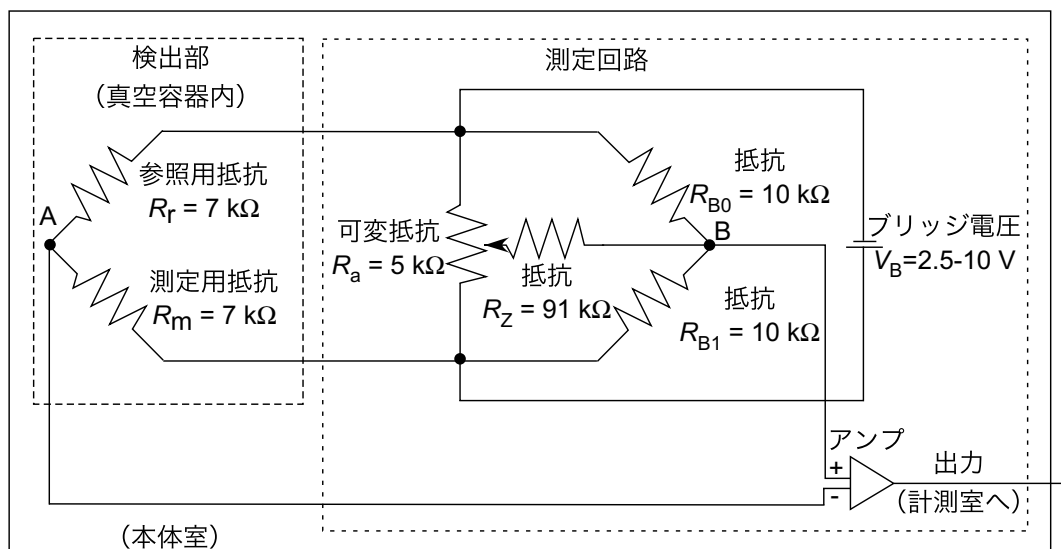


図 3.23 ポロメータの検出回路。

電位を V_0 とすると，

$$\frac{V_B - V_0}{R_m} = \frac{V_0}{R_r} \quad (3.19)$$

が成り立つ．ここで， V_B はブリッジ電圧である．一方，測定時には，A 点の電位の変化，すなわちアンプへの入力を ΔV とし，測定用抵抗と参照用抵抗に流れる電流は等しいとすると，

$$\frac{V_B - (V_0 - \Delta V)}{R_m + \Delta R_p + \Delta R_b} = \frac{V_0 - \Delta V}{R_r + \Delta R_b} \quad (3.20)$$

が成り立つ．ここで， ΔR_p および ΔR_b はそれぞれプラズマの放射および真空容器のベーキングに由来する抵抗値の変化である．式 (3.20) の分母を展開して二次以上の項を無視すると，

$$\frac{V_B - (V_0 - \Delta V)}{R_m} \left(1 - \frac{\Delta R_p + \Delta R_b}{R_m}\right) = \frac{V_0 - \Delta V}{R_r} \left(1 - \frac{\Delta R_b}{R_r}\right) \quad (3.21)$$

と整理される．さらに微小項同士の積を無視し， $R_m \simeq R_r \equiv R_B$ ，さらに $R_{B0} \simeq R_{B1}$ であることから $V_B \simeq 2V_0$ とすると，ベーキングに由来する抵抗値の変化 ΔR_b は相殺され，

$$\Delta R_p \simeq \frac{(2\Delta V + V_B - 2V_0)R_B}{V_0} \quad (3.22)$$

$$\simeq \frac{4R_B}{V_B} \Delta V \quad (3.23)$$

が得られる．この式からプラズマの放射に由来する抵抗値の変化はアンプへの入力電圧に比例する．ただし，実際には測定用および参照用抵抗の抵抗値の差が大きく $R_m \neq R_r$ となる場合があるため，式 (3.23) の近似式ではなく正確に解かれた式で抵抗値の変化が計算される．

表 3.6 ボロメータの冷却時定数および感度 .

視線番号	冷却時定数 τ_B (s)	感度 S_B (VJ^{-1})
2	6.8	1.7
3	6.1	2.1
4	6.2	1.9
5	6.3	1.9
6	6.6	1.8
8	6.2	1.9
11	6.5	1.9
14	6.3	2.0
33	4.2	1.4
34	3.1	1.4
35	4.1	1.2
36	4.1	1.4
38	4.5	1.4
40	4.8	1.4
41	4.5	1.5
42	4.0	1.7
43	4.4	1.5
44	4.8	1.3
45	4.3	1.6
46	4.0	1.7
47	4.6	1.5

吸収体の温度は熱伝導により低下する．この冷却の時定数 τ_B (s) は，プラズマのディスラプション後の抵抗値の時間変化から定められ，決定された時定数を視線番号ごとに表 3.6 に示す．この冷却時定数とゼロ次元の熱伝導方程式より，吸収体に入射するプラズマからの放射パワー P_B (W) は，

$$P_B = \left(\frac{d\Delta V}{dt} + \frac{\Delta V}{\tau_B} \right) / S_B \quad (3.24)$$

と表される．ここで S_B (VJ^{-1}) はボロメータの感度である．この感度は，ボロメータの抵抗素子に単独に通電し，その際のジュール発熱による温度上昇から決定されている．さらに，パワーが較正されたヘリウム・ネオンレーザーをボロメータの吸収体に入射し，吸収されたパワーの測定値と温度上昇の関係からも感度が定められ，これらの方法で定められた感度は 10% の範囲で一致している [5]．決定された感度を表 3.6 に示す．

3.4 静電プローブ

図 3.2 に示すように固定静電プローブはダイバータ板上に設置され、ダイバータ板近傍での電子温度、電子密度およびイオン束の分布が計測される。一方、可動静電プローブはプラズマに挿入され、挿入経路に沿った上記のパラメータが計測される。

3.4.1 固定静電プローブ

図 3.2 に示すように、同一ポロイダル断面の内側および外側ダイバータ板にそれぞれ約 30 cm の幅に 9 本のシングルプローブが 2.5 - 5.5 cm の間隔で設置されている [6]。図 3.24 に示すように、プローブ本体はダイバータタイルおよび真空容器から絶縁されている。プローブの頭頂部は直径 6 mm の球面であり、ダイバータタイルから 1.2 mm だけ突き出ている。プローブには -150 V から +50 V の三角波のバイアス電圧が 2 ms から 20 ms の周期で印加される。

シングルプローブ法ではプローブに正負のバイアス電圧（プローブ電圧）が印加され、その電圧と検出される電流（プローブ電流）との関係から電子温度、電子密度およびイオン束など

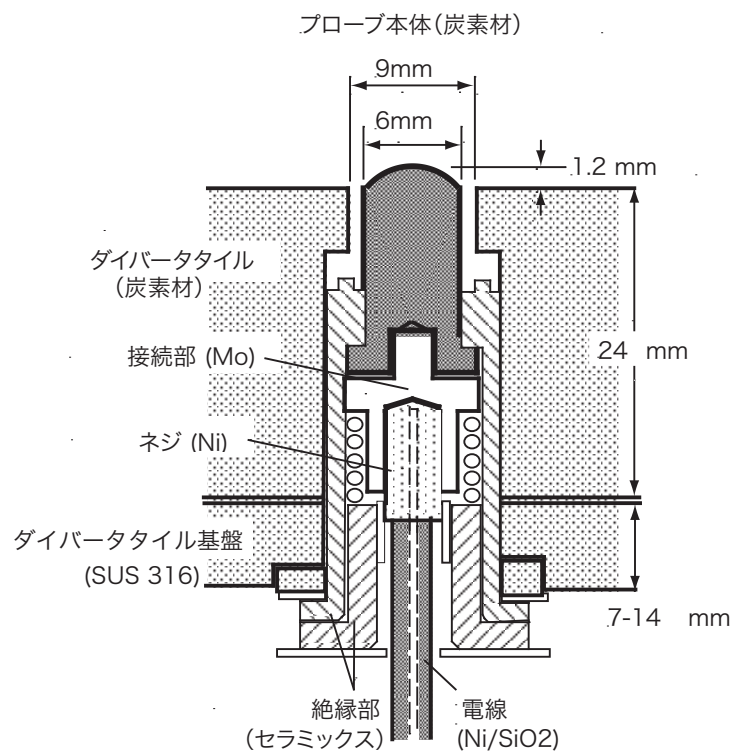


図 3.24 固定静電プローブの断面図。

が導出される．プローブ電圧が正側に十分に大きく，プローブに流れ込むイオンを無視できる場合には，プローブ電流は電子電流とみなされる．プローブ前面に形成されるシースのため，その熱運動によってのみ電子はプローブに流れ込む．よって，プローブ電流は飽和し，その電流は電子飽和電流 I_{sat}^- と呼ばれ，下記のように表される．

$$I_{\text{sat}}^- = -\frac{1}{4}en_e v_e S_p \quad (3.25)$$

ここで， e は素電荷， n_e は電子密度， v_e は電子の熱運動速度，および S_p はプローブが電荷を捕集できる面積である．

逆にプローブ電圧が負側に十分に大きくプローブに流れ込む電子を無視できる場合には，プローブ電流はイオン電流とみなされる．その電流はイオン飽和電流 I_{sat}^+ と呼ばれ，下記のように表される．

$$I_{\text{sat}}^+ = \exp\left(-\frac{1}{2}\right) en_e c_s S_p \quad (3.26)$$

ここで， c_s はイオン音速である．

両者の中間領域では，プローブには電子とイオンの両者が流れ込む．プローブ電圧 V_b がプラズマ電位 V_p より低い場合には形成される電場は電子の流入を防ぐように働くが，電子の大きな熱運動速度のため電子がプローブに流れ込む．その電流 I^- は下記のように表される．

$$I^- = -\frac{1}{4} en_e v_e S_p \exp\left(\frac{V_b - V_p}{T_e}\right) \quad (3.27)$$

ここで， T_e は電子温度である．式 (3.27) はプラズマ電位 V_p で式 (3.25) と接続する．よって，この中間領域から電子電流の飽和領域まで電子電流を式 (3.27) によって表すことができる．

しかし，実際の計測では高速電子の存在のために電子電流の飽和が観測されない場合があり，その場合には電子電流は式 (3.27) で表されない．このような場合には，イオン電流の飽和領域から中間領域のプローブ電流 I_p を下記の式でフィッティングする方法がしばしば用いられる．

$$I_p = I_{\text{sat}}^+ \left[1 - \exp\left(\frac{V_b - V_f}{T_e}\right) \right] \quad (3.28)$$

ここで， V_f は浮遊電位であり，プローブ電圧が浮遊電位と等しいときプローブに流れ込む電子電流とイオン電流の大きさが等しくなる．式 (3.28) では電子飽和電流は表されないため，この式によるフィッティングは電子飽和電流の影響がプローブ電流に現れないプローブ電圧の範囲に限られる．図 3.25 にはプローブ電圧に対するプローブ電流を式 (3.28) によりフィッティングした例を示す．上記の議論から，フィッティングはプローブ電圧が 19 V 以下の範囲に限られる．

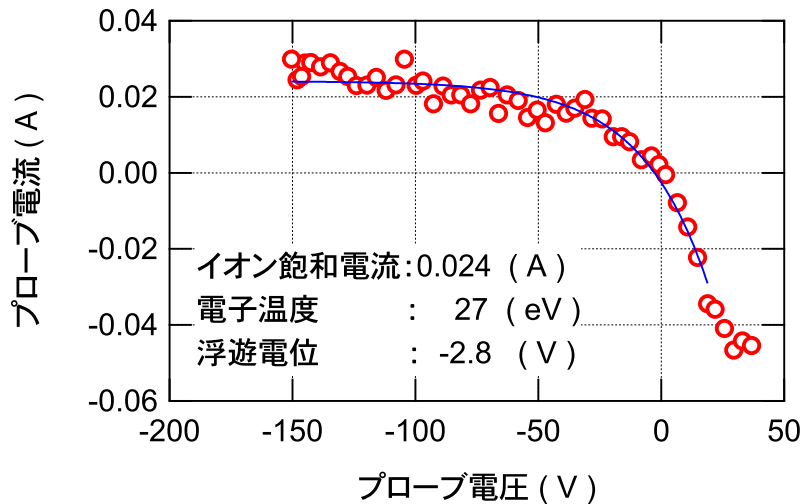


図 3.25 固定静電プローブへの印加電圧（プローブ電圧）に対する検出電流（プローブ電流），および式 (3.28) によるフィッティングの結果．

また，シース境界での電子密度はイオン飽和電流と電子温度から以下のように導出される．

$$n_e = \frac{I_{\text{sat}}^+}{S_p e} \left(\frac{m_i}{2k_B T_e} \right)^{0.5} \quad (3.29)$$

ここで， m_i は水素イオンの質量 および k_B はボルツマン定数 ($= 1.38 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$) である．

3.4.2 可動静電プローブ

図 3.2 に示すように，可動静電プローブは外側ダイバータ板からトーラス水平面に対し 9.7 度下方へプラズマに挿入される [7]．図 3.26 に示すように，挿入部の先端は磁力線にほぼ垂直な仕切り板によって 2 つの領域に分けられる．それぞれの領域には 2 つの電極が配置されダブルプローブを構成する．それぞれのダブルプローブで電子温度，電子密度，およびイオン束が測定され，それらの比から磁力線に沿ったプラズマの流速などが導出される．ダブルプローブを構成する電極には -300 V から +300 V の三角波の電圧が周期 2 ms で印加される．プラズマへの侵入長は 25 cm で 0.5 秒間で最深部に到達するので，空間分解能は 1 mm である．

ダブルプローブの 2 つの電極を完全に対称にかつ完全に同じ形状に製作するのは困難であるので，例外的な場合を除き，測定されるイオン飽和電流に 2 つのプローブ間で差が生じたり，プローブ電圧に対するプローブ電流曲線が非対称になる．そのため以下の式のようにイオ

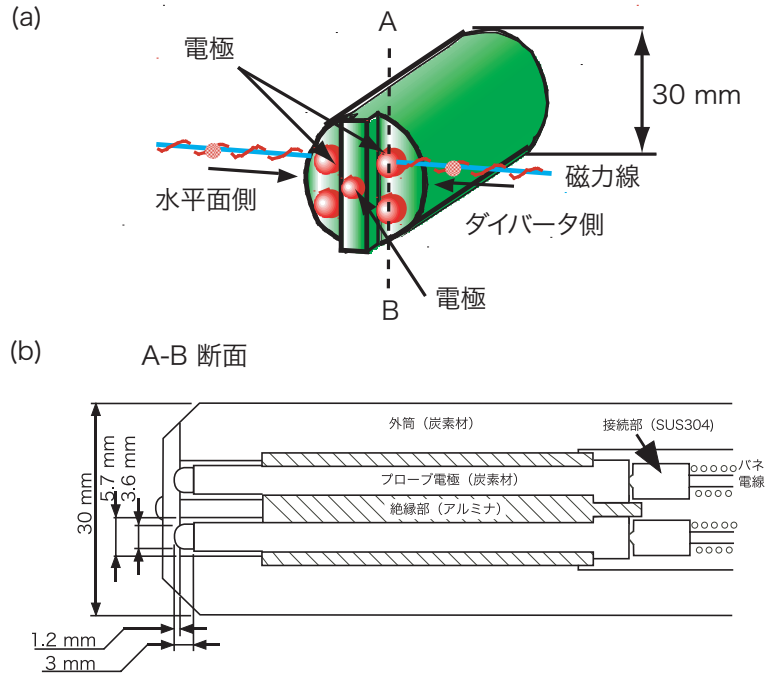


図 3.26 可動静電プローブの (a) 概略図と (b) 断面図 .

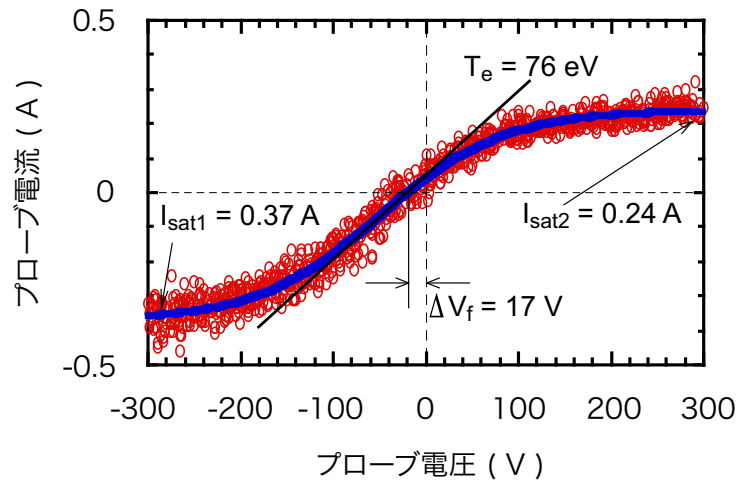


図 3.27 可動静電プローブの電極間への印加電圧（プローブ電圧）に対する検出電流（プローブ電流），および式 (3.30) によるフィッティングの結果 .

飽和電流を電極ごとのパラメータによりフィッティングを行う方法が用いられている [8] .

$$I_p = I_{sat2}^+ \frac{-1 + \exp [(V_p - \Delta V_f) / T_e]}{1 + (I_{sat2}^+ / I_{sat1}^+) \exp [(V_p - \Delta V_f) / T_e]} \quad (3.30)$$

ここで, I_{sat1}^+ および I_{sat2}^+ はダブルプローブを構成する 2 つのプローブで測定されたイオン飽和電流で, ΔV_f は 2 つのプローブ間のポテンシャルの差である . 図 3.27 にはプローブ電圧

に対するプローブ電流を式 (3.30) によりフィッティングした例を示す。

仕切り板の先端には1つの電極が配置され、浮遊電位の測定、またはシングルプローブとして用いられる。後者の場合には、第3.4.1節に述べた固定静電プローブと同様の解析法が用いられる。

参考文献

- [1] H. Kubo, T. Sugie, *et al.*, *Fusion Eng. Design* **34/35** 277 (1997).
- [2] H. Kubo, T. Sugie, *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **37** 1133 (1995).
- [3] H. Kubo, T. Sugie, *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **59** 1515 (1988).
- [4] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/FFast/html/form.html>
- [5] S. Konoshima, A.W. Leonard, *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **43** 959 (2001).
- [6] N. Asakura, S. Sakurai, *et al.*, *Nucl. Fusion* **39** 1983 (1999).
- [7] N. Asakura, S. Sakurai, *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **266-269** 182 (1999).
- [8] N. Asakura, S. Tsuji-Iio, *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **66** 5428 (1995).

第4章

炭素材ダイバータ板からの化学スパッタリング率の測定

ダイバータプラズマにメタン，エタンおよびエチレンを入射して，それらに由来する CH，CD および C₂ スペクトラルバンドの強度を測定することにより，電離，解離などによって失われるメタン，エタンおよびエチレンの粒子束と，それらが失われるまでに放射される CH，CD および C₂ スペクトラルバンドの光子束の比を決定した．これらのデータと化学スパッタリングで発生する炭化水素に由来する CH または CD スペクトラルバンドと C₂ スペクトラルバンドの強度から，メタン，エタンおよびエチレンの化学スパッタリング率を決定した．合計の化学スパッタリング率（メタンの化学スパッタリング率 + (エタン + エチレンの化学スパッタリング率) × 2）は，ダイバータ板の表面温度 90 °C，150 °C および 300 °C で，それぞれ ~ 3%，~ 6% および ~ 10% であり，水素イオンの入射エネルギーの 0.37 乗に比例して増加した．発生する炭化水素に含まれる炭素のうち 80% 以上がエタン + エチレンに含まれ，この割合は水素イオンの入射エネルギーの低下にしたがって上昇した．

4.1 序論

炭素材は高い耐熱衝撃性能，高い熱伝導性および低原子番号という利点を持つため，ダイバータ板，リミターや第一壁などのプラズマ対向壁として広く用いられてきた．しかし，炭素は水素と化学反応を起こす性質を持ち，炭化水素を発生して損耗する．この過程は化学スパッタリングと呼ばれ，その損耗率は温度が 10 eV 以下のプラズマでは物理スパッタリングによる損耗率よりも高くなる [1]．ITER などの核融合実験炉ではこのような低温のプラズマがストライク点付近に形成されるため，化学スパッタリングはダイバータ板の寿命を決定する一因である [2]．発生した炭化水素の一部は解離および電離され，周辺プラズマによって輸送されて主プラズマに侵入する．それらは放射損失を増大させてプラズマ温度を低下させ，かつ燃料粒子を希釈するので，核融合反応率の低下の原因となる．一部の炭化水素は内側ダイバータ板や排気溝付近などに付着して堆積層を形成し [3]，またダストと呼ばれる直径 1 μm 以下の微粒子となって，排気溝下の真空容器上に蓄積する場合もある [4]．構造物のために磁力線の影となる場所など，プラズマによる損耗が顕著でない場所では炭素堆積層は成長を続け，ダストの蓄積も継続する．動作ガスにトリチウムが含まれている場合には，この堆積層およびダストにもトリチウムが含まれ，装置内のトリチウム蓄積量は増加し，法律で規制される値を超えるおそれがある．ITER では，これによって連続運転時間が制約されると指摘されている [5]．一方で，炭化水素，たとえばメタンは，以下のように水素イオンへの電荷移行とそれに続く電子との解離性再結合により水素イオンを中性化する働きを持つ．



この過程は分子活性化再結合と呼ばれる．この例の場合には反応の結果で生成する CH_3 がさらに式 (4.1) と類似の過程によって水素イオンを中性化し，炭化水素中の H 原子が無くなるまでこの過程は繰り返されうる．そのため，炭化水素による水素イオンの中性化の効率は水素分子のそれと比較して，メタンでは 10 倍，エタンでは 30 倍，およびプロパンでは 40 倍に達すると理論により予測され [6]，直線型ダイバータ模擬装置での実験でメタンでは 6 倍およびエタンでは 8 倍であることが示された [7]．以上のようにダイバータでは炭化水素が関与する過程は多岐にわたり，したがって関連する研究も多岐にわたる．

化学スパッタリング率は炭化水素の発生束を炭素材への水素イオンの入射束量（以降では入射束と記す）で割った値で定義され，トカマク型装置の炭素材ダイバータ板，直線型ダイバータプラズマ模擬装置およびイオンビーム照射装置の炭素材ターゲット板などで測定されてきた．それらの結果から，化学スパッタリング率は炭素材温度の上昇にしたがって単調に増加し，約 530 $^{\circ}\text{C}$ で単調減少に転ずることが明らかにされている．この依存性は熱力学的には

$C + 2 H_2 = CH_4$ 反応の自由エネルギーの変化の炭素材温度への依存性から理解される．上式では約 530 °C までは自由エネルギーの変化は負であり，反応は右辺に偏りメタン生成量は増加する．一方で，約 530 °C 以上では自由エネルギーの変化は正であり，反応は左辺に偏りメタンの発生量は減少する [8]．

水素イオンの入射束への依存性は直線型ダイバータプラズマ模擬装置で $1 \times 10^{23} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ まで調べられており [9]，この範囲では依存性があるとは言い難い．水素イオンの入射エネルギー^{*1}依存性は直線型ダイバータプラズマ模擬装置で測定され [9]，入射エネルギーが 10 ~ 90 eV の領域で，その 0.4 乗に比例して化学スパッタリング率が上昇することが示された．イオンビーム照射装置では水素イオンの入射束が $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ と低い領域であるが，同様の上昇傾向が観測された [11]．入射イオンのエネルギーが keV 領域から eV 領域に低下するとメタンだけでなく炭素を 2 個以上含む炭化水素（以降， $C_xH_y, x \geq 2$ ）の割合が相対的に増加する．例えば，50 ~ 100 eV では $C_xH_y (x \geq 2)$ に由来する炭素の数は化学スパッタリングで発生する炭素の総数に対する割合で 50% に達する．この入射エネルギーの範囲では， C_2H_4 ， C_2H_6 および C_3H_6 が比較的高い割合を占め，そのほかの炭化水素の割合は無視できるほど低い [11–14]．

低温のダイバータプラズマではダイバータ板への水素イオンの入射エネルギーが 100 eV 以下となる場合があり，炭素を 2 個以上含む炭化水素も化学スパッタリングによって発生する可能性がある．この場合には，化学スパッタリング率は CH_4 に加えて C_2H_4 ， C_2H_6 および C_3H_6 などのスパッタリング率の和となる．しかし，今までの化学スパッタリング率についての報告（JT-60U [15]，TEXTOR-94 [16]，JET [17]，ASDEX Upgrade [18]）はメタンのみの発生率を測定したものであったので，それらは化学スパッタリング率としては過小評価の可能性もある．炭素を 2 個含む炭化水素の発生量の測定は存在するが [19, 20]，いずれも少数のデータが示されているのみである．そのため，それらのスパッタリング率の上記パラメータへの依存性などは議論されていない．

本研究では，炭素材ダイバータ板の温度 90 °C，150 °C および 300 °C で，動作ガスが軽水素および重水素の場合に，メタンに加えエタンおよびエチレンの発生率を測定し，それらの水素イオンの入射束依存性，入射エネルギー依存性，および炭素材の表面温度依存性について議論する．

*1 プラズマとダイバータ板など固体壁が接する場合，それらの間に形成されるシースによりイオンは加速されて，プラズマ中のイオン温度 T_i と電子温度 T_e が等しい場合には，その約 5 倍の入射エネルギー E_i で固体壁に入射する．すなわち， $E_i \simeq 5T_i = 5T_e$ [10]．

4.2 実験

2種類の実験が行われた．一方の実験では，ダイバータプラズマに炭化水素を入射し，入射された炭化水素に由来する CH, CD および C_2 スペクトラルバンド・1光子あたりの炭化水素損失事象数を決定する．他方の実験では，炭化水素を入射しない通常運転のプラズマで CH, CD および C_2 スペクトラルバンド強度を測定し，これに上で得られた CH, CD および C_2 スペクトラルバンド・1光子あたりの炭化水素損失事象数を乗じて，ダイバータ板からの炭化水素の発生束を決定する [21]．第 4.2.2 節で前者の実験について，および第 4.2.4 節で後者の実験について述べる．

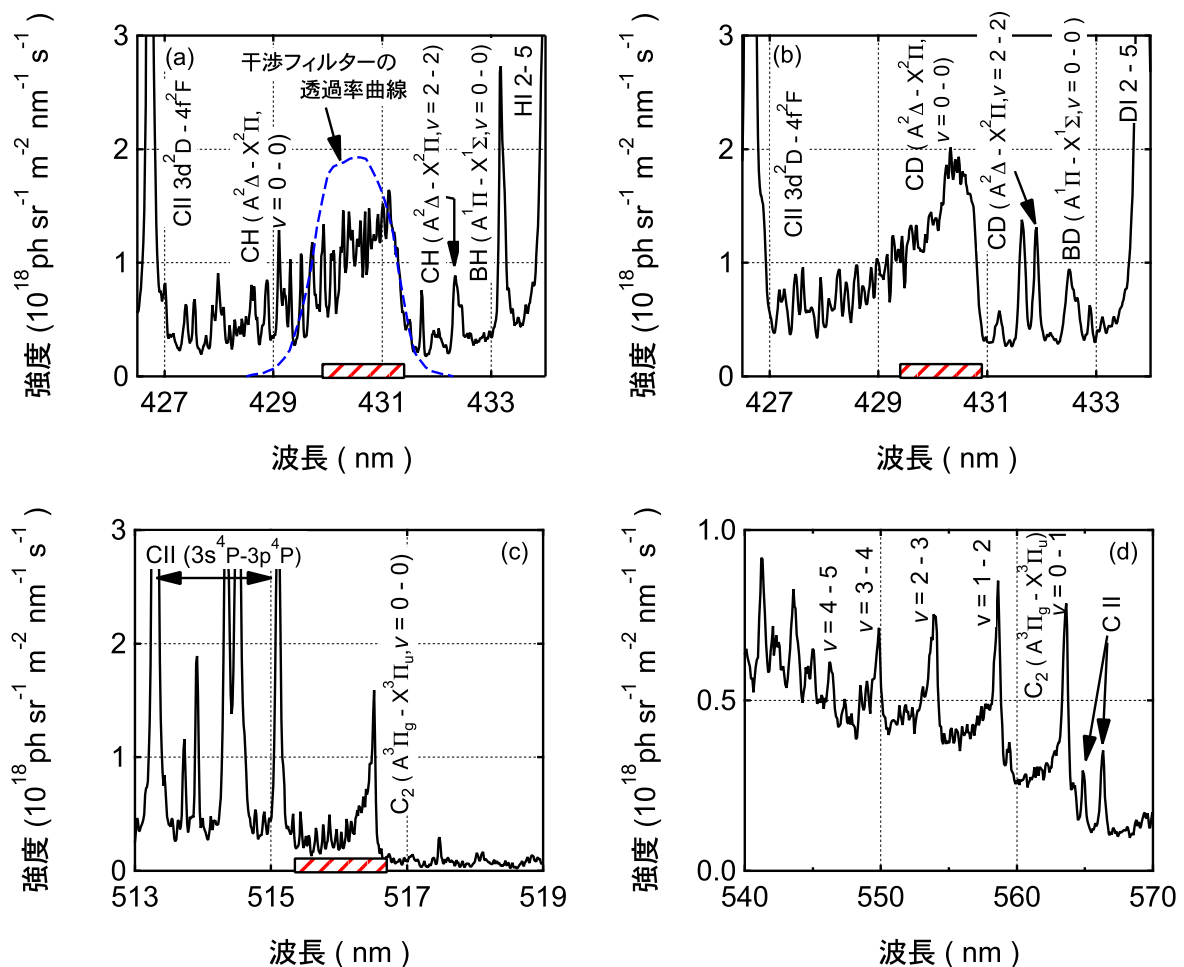


図 4.1 低波長分解可視分光器で観測された (a) CH, (b) CD, (c) C_2 ($v=0-0$), および (d) C_2 ($v=0-1, 1-2, \dots, 4-5$) スペクトラルバンド．波長軸上の斜線はスペクトラルバンドの積分波長幅を示す．図 (a) には干渉フィルターの透過率曲線を示す．

4.2.1 CH, CD および C_2 スペクトラルバンド

図 4.1 (a) には, 低波長分解可視分光器で測定された CH ($A^2\Delta - X^2\Pi, v = 0 - 0$) スペクトラルバンドを示す. このスペクトラルバンドのヘッドと呼ばれる最も強度の高い位置は波長 431.4 nm にあり, 振動励起準位 $v = 2 - 2$ 間の遷移はライン状で波長 432.4 nm にある. スペクトル線とは異なりスペクトラルバンドは波長に対して広く分布するため, 例えば振動準位間の遷移によるスペクトル線は例外的な場合を除き分光器の同時測定波長幅を超えて広く分布し, すべてのスペクトル線を同時に測定するのは困難である. しかし, バンドヘッド付近には多くの回転準位間のスペクトル線が分布するため, スペクトラルバンドをバンドヘッド付近の波長範囲で積分して発光強度を定義すると, それはそのスペクトラルバンド強度をすべて足し合わせた発光強度と比例関係にある場合が多い [22].

図 4.1 (a) の波長軸上の斜線によって示されるように, ここでは長波長側のバンドヘッドの立ち上がりから短波長側へ 1.5 nm を積分範囲としてスペクトラルバンドの強度を定義した. 図 3.12 (b) および図 4.1 (a) に示すように, 干渉フィルター分光器の CH および CD スペクトラルバンド測定用の干渉フィルターはこの波長範囲で高い透過率を持つ.

図 4.1 (b) には, 同じ遷移の CD スペクトラルバンドを示す. $v = 0 - 0$ 遷移のバンドヘッドおよび $v = 2 - 2$ 遷移の中心波長は CH スペクトラルバンドのそれらよりも約 0.5 nm 短波長側にある. この理由から, スペクトラルバンドの強度を定義する積分範囲も 0.5 nm 短波長側へ移動させた.

図 4.1 (c) には, スワンバンドと呼ばれる C_2 ($A^3\Pi_g - X^3\Pi_u, v = 0 - 0$) スペクトラルバンドを示す. バンドヘッドは CH および CD スペクトラルバンドと比較すると明瞭で, 516.5 nm にある. CH および CD スペクトラルバンドの場合と同様に, 長波長側のバンドヘッドの立ち上がりから短波長側へ 1.5 nm を積分範囲としてスペクトラルバンドの強度を定義した.

振動励起準位 $v = 0 - 1, 1 - 2, \dots, 4 - 5$ 間の遷移も同様にスワンバンドと呼ばれ, 図 4.1 (d) に示すように, さらに長波長域 ($v = 0 - 1$ 遷移のバンドヘッドは 563.5 nm) に観測された. しかし, この $v = 0 - 1$ 遷移の強度は, $v = 0 - 0$ 遷移の強度と比較して, それらのフランク・コンドン因子 [23] の比から, 約 30 % と予想される. そのため, $v = 0 - 1$ 遷移の強度測定と比較して $v = 0 - 0$ 遷移の強度測定では, 信号とノイズの比がより高く統計誤差がより低いため, 以降の測定には $v = 0 - 1$ 遷移ではなく $v = 0 - 0$ 遷移を用いる.

4.2.2 スペクトラルバンド・1 光子あたりの炭化水素の損失事象数の測定

実験では L モード放電 (トロイダル磁場 3.5 T, プラズマ電流 1.5 MA) に, 中性粒子ビーム入射パワー 4.3 MW で加熱を行い, ガス入射口 I より重水素ガスを入射してプラズマ密度

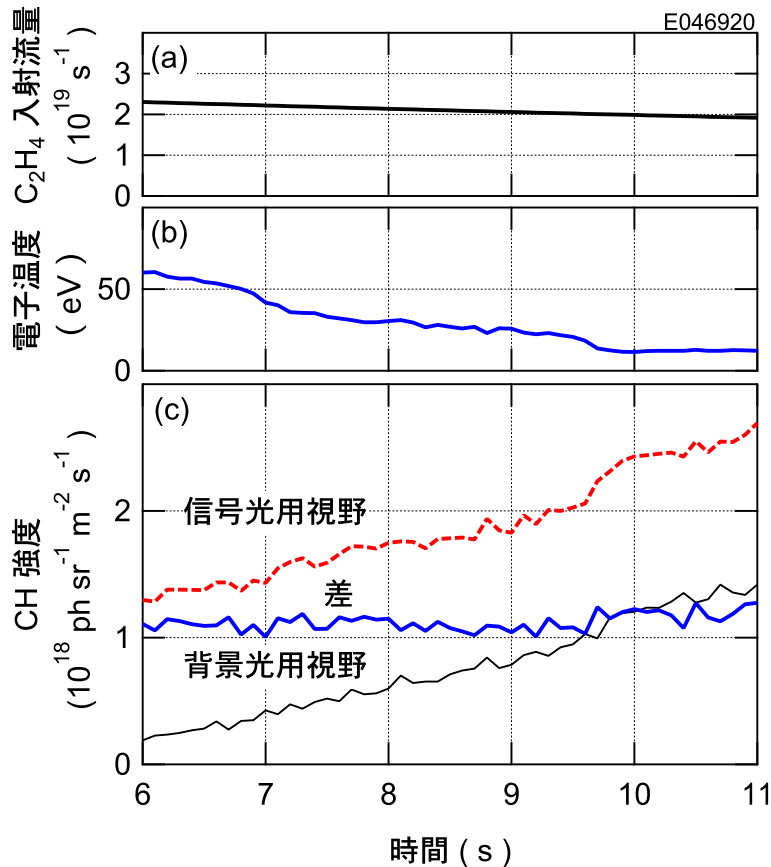


図 4.2 (a) C_2H_4 の入射流量, (b) 固定静電プローブ (図 3.2 で外側ダイバータ板上で排気溝からみて 2 つ目のプローブ) で測定された外側ストライク点付近の電子温度, および (c) ガス入射口 II-L 用視野 (図 3.2 参照) のうち, ガス入射口に面するプラズマを観測する視野 (信号光用視野), およびそれに面しないプラズマを観測する視野 (背景光用視野) で測定された CH スペクトラルバンドの強度, およびそれらの差の波形.

を単調に増加させつつ, 外側ダイバータのストライク点付近にガス入射口 II-L より C_2H_4 を入射した. 図 4.2 (a) に示すように, C_2H_4 の入射流量はほぼ一定である. 一方, 密度の上昇に伴い, 外側ストライク点付近の電子温度は図 4.2 (b) に示すように 60 eV から 12 eV まで単調に低下する. 図 4.2 (c) に示すように, ガス入射口 II-L 用の信号光用視野および背景光用視野で測定された CH スペクトラルバンドの強度はともに上昇するが, 両者の差はほとんど変化しない. この差は入射された C_2H_4 に直接に由来する CH スペクトラルバンド発光強度と解釈するのが自然であるので, CH スペクトラルバンドの発光強度は電子温度に強くは依存しないことが示唆される.

ここで, 入射されたすべての C_2H_4 は信号光用視野の観測体積 (ガス入射口 II-L を含む平面上では直径 12 cm の円) で解離および電離などによって損失する. これは CH_4 を例に以下

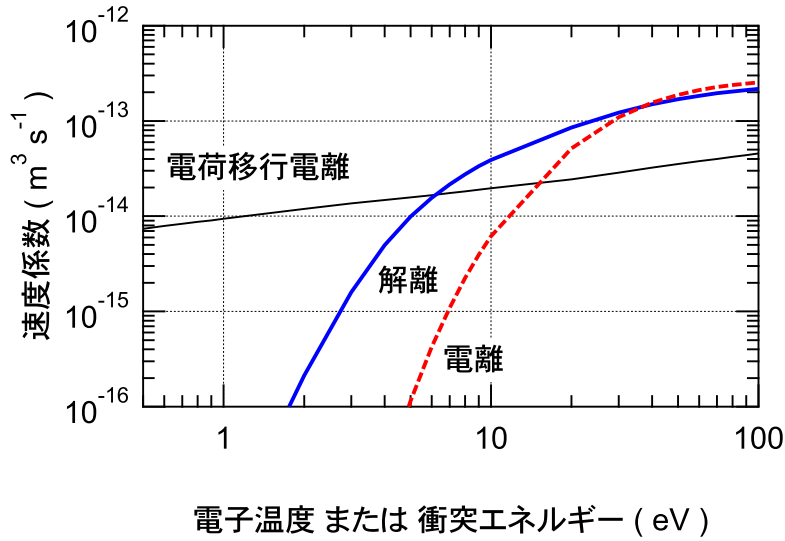


図 4.3 CH_4 の電子衝突による解離および電離速度係数 [24] (電子温度の関数) および水素イオンへの電荷移行電離速度係数 [25] (衝突エネルギーの関数)。

のように説明される． CH_4 の密度を n_{CH_4} とすると，その時間に対する変化は，

$$\frac{d}{dt} n_{\text{CH}_4}(t) = -(D_{\text{CH}_4} + S_{\text{CH}_4} + CX_{\text{CH}_4}) n_e n_{\text{CH}_4}(t) \quad (4.2)$$

と表される．ここで， D_{CH_4} および S_{CH_4} はそれぞれ電子衝突による CH_4 の解離および電離の速度係数 [24] を， CX_{CH_4} は水素イオンへの電荷移行電離の速度係数 [25] を表す．ただし，式 (4.2) では水素イオン密度は電子密度 n_e と等しいと仮定されている．式 (4.2) の解は，

$$\frac{n_{\text{CH}_4}(t)}{n_{\text{CH}_4}(t=0)} = \exp[-(D_{\text{CH}_4} + S_{\text{CH}_4} + CX_{\text{CH}_4}) n_e t] \quad (4.3)$$

と得られる．ここでは電子温度が 10 eV 以上のプラズマに対して測定を行っているので，図 4.3 に示すように， CH_4 は主に電子衝突による解離過程によって損失する．簡単のため式 (4.3) で電離および電荷移行電離の速度係数を無視し，電子温度が 10 eV での解離過程の速度係数 $D_{\text{CH}_4} = 3.9 \times 10^{-14} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ ，および典型的な電子密度 $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ より，式 (4.3) の左辺が 0.01 になる時間 t_1 は，

$$\begin{aligned} t_1 &= \frac{2 \ln 10}{D_{\text{CH}_4} n_e} \\ &= \frac{4.6}{3.9 \times 10^{-14} \cdot 1 \times 10^{19}} \\ &= 1.2 \times 10^{-5} \text{ (s)} \end{aligned} \quad (4.4)$$

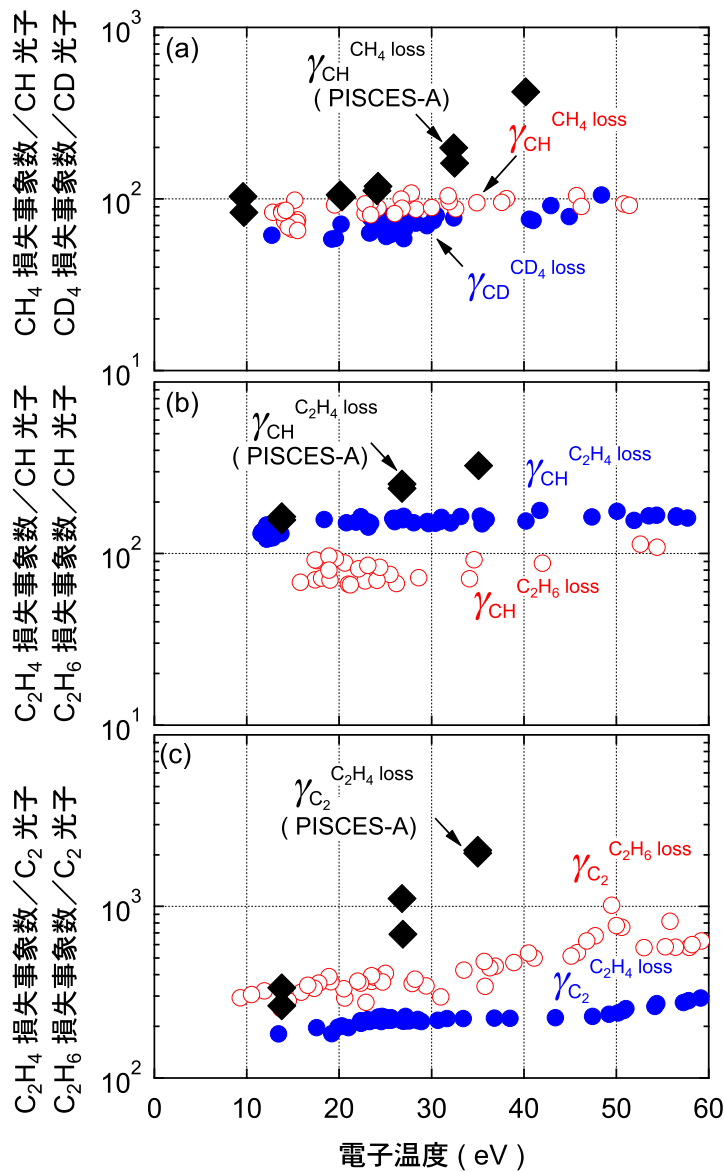


図 4.4 電子温度に対する (a) CH スペクトラルバンド・1 光子あたりの CH₄ 損失事象数，CD スペクトラルバンド・1 光子あたりの CD₄ 損失事象数，(b) CH スペクトラルバンド・1 光子あたりの C₂H₄ および C₂H₆ 損失事象数，および (c) C₂ スペクトラルバンド・1 光子あたりの C₂H₄ および C₂H₆ 損失事象数．

と計算される．この結果から，観測体積に侵入した CH₄ が 1.2×10^{-5} s の間，そこに留まっているとその密度は 1% にまで減少する．一方，CH₄ はダイバータ板の温度に等しい運動エネルギー (~ 0.05 eV) を持ってガス入射口 II-L より放出されるとすると，観測体積を横切る

のに要する時間 t_c は、視野の断面の直径が 12 cm であるので、

$$\begin{aligned} t_c &= \frac{0.12}{\left(\frac{2 \cdot 0.05 \cdot 1.60 \times 10^{-19}}{16 \cdot 1.67 \times 10^{-27}}\right)^{0.5}} \\ &= 1.6 \times 10^{-4} \text{ s} \end{aligned} \quad (4.5)$$

と計算され、これは式 (4.4) で計算される時間 t_1 よりも十分に長い。よって、ガス入射口 II-L より入射された CH_4 は観測体積で 99 % 以上が損失する。ほかの炭化水素種、 CD_4 、 C_2H_4 および C_2H_6 では式 (4.5) の観測体積を横切る時間が CH_4 よりも長くなり、さらに解離の速度係数も大きくなるので [24]、入射した炭化水素が観測体積でほぼすべて損失するという仮定は妥当である。

C_2H_4 に直接に由来する CH スペクトラルバンド発光強度の測定値 $I_{\text{CH}}^{\text{C}_2\text{H}_4}$ で、 C_2H_4 の入射流量 $I^{\text{C}_2\text{H}_4}$ を除した値、すなわち CH スペクトラルバンドの 1 光子あたりの C_2H_4 の損失事象数を $\gamma_{\text{CH}}^{\text{C}_2\text{H}_4\text{loss}} \equiv I^{\text{C}_2\text{H}_4} / I_{\text{CH}}^{\text{C}_2\text{H}_4}$ と定義する。 C_2H_4 のほかに CH_4 、 CD_4 、 C_2H_4 、および C_2H_6 を入射し、CH、CD および C_2 スペクトラルバンド強度の測定を行った。これらの測定から、CH スペクトラルバンド・1 光子あたりの C_mH_n (m および n は整数) の損失事象数 $\gamma_{\text{CH}}^{\text{C}_m\text{H}_n\text{loss}}$ および C_2 スペクトラルバンド・1 光子あたりの C_mH_n の損失事象数 $\gamma_{\text{C}_2}^{\text{C}_m\text{H}_n\text{loss}}$ を決定した。これらの結果を図 4.4 に示す。

4.2.3 スペクトラルバンド・1 光子あたりの炭化水素の損失事象数の測定結果

図 4.4 (a) には、第 4.2.2 節に述べた方法で測定された CH スペクトラルバンド・1 光子あたりの CH_4 損失事象数 $\gamma_{\text{CH}}^{\text{CH}_4\text{loss}}$ および CD スペクトラルバンド・1 光子あたりの CD_4 損失事象数 $\gamma_{\text{CD}}^{\text{CD}_4\text{loss}}$ を示す。両者ともに電子温度に対して弱い依存性を持ち、電子温度の低下に対して緩やかに減少する。また、 $\gamma_{\text{CH}}^{\text{CH}_4\text{loss}}$ の方が $\gamma_{\text{CD}}^{\text{CD}_4\text{loss}}$ に対して系統的に約 30 % 大きな値を持つ。炭化水素の流量の不確かさは約 10% であり CH および CD スペクトラルバンド強度の測定の統計誤差は 1% 以下であるので、 $\gamma_{\text{CH}}^{\text{CH}_4\text{loss}}$ および $\gamma_{\text{CD}}^{\text{CD}_4\text{loss}}$ の統計的な測定誤差は約 10% である。よって、 $\gamma_{\text{CH}}^{\text{CH}_4\text{loss}}$ と $\gamma_{\text{CD}}^{\text{CD}_4\text{loss}}$ の 30% の差は統計的な誤差よりも大きい。が、スペクトラルバンド強度の積分波長域が異なるため、その操作で生じた系統的な誤差である可能性がある。これを議論するには、積分波長域を定めてスペクトラルバンド強度を定義する方法ではなく、スペクトルから振動および回転温度を定め、そのパラメータを用いて合成したスペクトルを十分に広い波長帯で積分して強度を定義して比較するなどの方法が必要であるが [22]、ここでは行われていない。

図 4.4 (b) には $\gamma_{\text{CH}}^{\text{C}_2\text{H}_4\text{loss}}$ および $\gamma_{\text{CH}}^{\text{C}_2\text{H}_6\text{loss}}$ を、図 4.4 (c) には $\gamma_{\text{C}_2}^{\text{C}_2\text{H}_4\text{loss}}$ および $\gamma_{\text{C}_2}^{\text{C}_2\text{H}_6\text{loss}}$ を示す。 $\gamma_{\text{CH}}^{\text{C}_2\text{H}_4\text{loss}}$ は $\gamma_{\text{CH}}^{\text{C}_2\text{H}_6\text{loss}}$ より大きく、 $\gamma_{\text{C}_2}^{\text{C}_2\text{H}_4\text{loss}}$ は $\gamma_{\text{C}_2}^{\text{C}_2\text{H}_6\text{loss}}$ より小さい。これは CH スペクトラルバンドは C_2H_4 からよりも C_2H_6 からの方が放射されやすく、逆に、 C_2 スペク

トラルバンドは C_2H_6 からよりも C_2H_4 からの方が放射されやすいことを意味する。

また，図 4.4 (a)，(b)，および (c) には直線型ダイバータプラズマ模擬装置 PISCES-A で測定された，それぞれ， $\gamma_{CH}^{CH_4\text{loss}}$ ， $\gamma_{CH}^{C_2H_4\text{loss}}$ ，および $\gamma_{C_2}^{C_2H_4\text{loss}}$ [26] を示す．これらは本研究で測定した $\gamma_{CH}^{CH_4\text{loss}}$ などと比較すると電子温度への依存性が強く，電子温度 ~ 10 eV では本研究の結果とほぼ一致しているが，電子温度が高くなるにしたがって両者の差は大きくなる．この理由は不明であるが，第 4.2.2 節に述べた，入射した炭化水素が観測体積内ですべて失われるという仮定が PISCES-A 装置での実験では成り立っていない可能性がある．

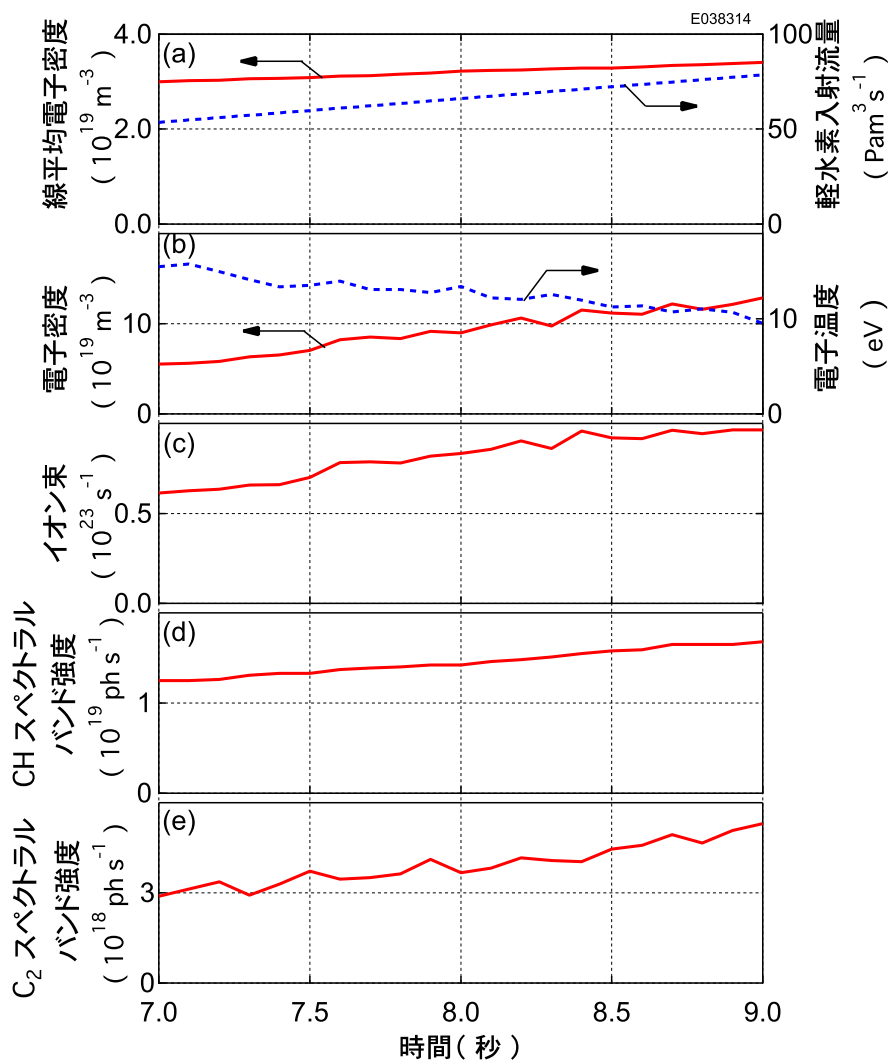


図 4.5 (a) 主プラズマの線平均電子密度，ガス入射口 I からの軽水素ガス入射流量，(b) 外側ストライク点付近の電子密度，電子温度，(c) 外側ダイバータ板への水素イオン入射束，(d) CH スペクトラルバンド強度，および (e) C_2 スペクトラルバンド強度の波形．

4.2.4 化学スパッタリング率の測定

第 4.2.2 節の実験と同様に，実験では L モード放電（トロイダル磁場 3.5 T，プラズマ電流 1.5 MA，および中性粒子ビーム加熱パワー 4.3 MW）にガス入射口 I より軽水素ガスを入射して密度を単調に増加させた．図 4.5 (a) に示すように主プラズマの線平均電子密度の増加とともに，図 4.5 (b) に示すように外側ストライク点付近の電子密度は増加し，電子温度は低下する．この間，図 4.5 (c) に示すように外側ダイバータ板への水素イオンの入射束は増加し続けるので，外側ストライク点では接触状態が維持されていると解釈される．図 4.5 (d) および (e) には，それぞれ CH および C_2 スペクトラルバンド強度の波形を示す．これらの強度は図 3.2 に示す視線 42 ch から 52 ch で測定された CH および C_2 スペクトラルバンドの強度の和として定義され，対応する観測領域はダイバータ板からの距離が約 12 cm の位置までである．図 4.6 に示すようにダイバータ板からこの距離の範囲で CD スペクトラルバンド強度（この例では重水素放電のため CH ではなく CD スペクトラルバンド）は十分に減少していることから，発生した炭化水素がこの観測体積内でほぼすべて損失するという第 4.2.2 節での見

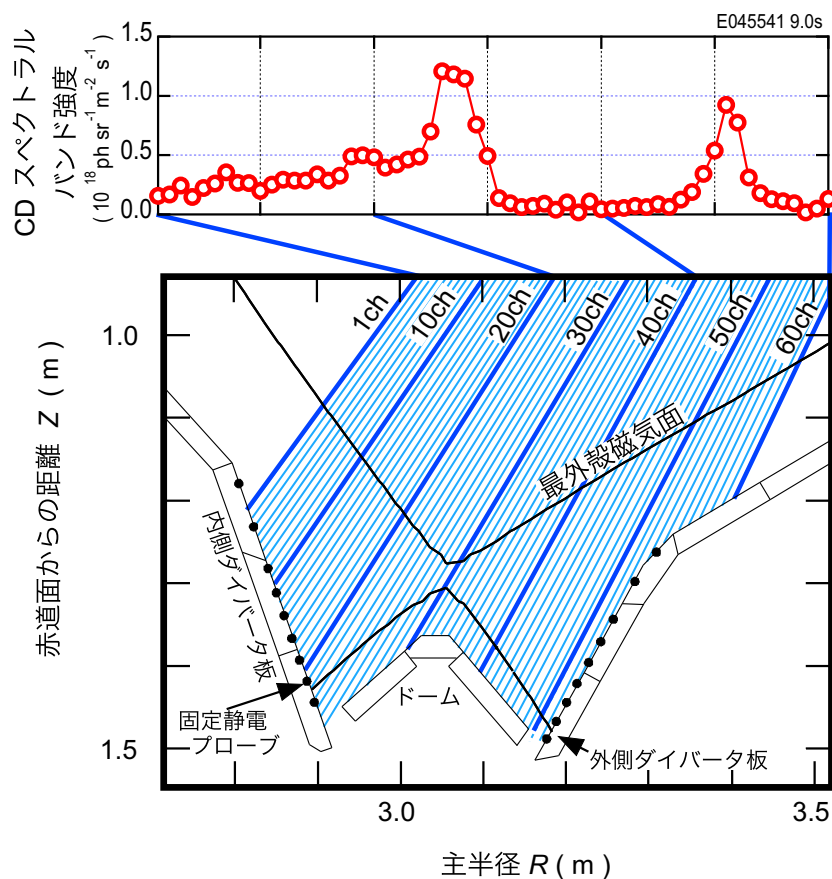


図 4.6 視線番号に対する CD スペクトラルバンドの発光強度．

積もりの妥当性が測定結果からも確認される。

これらのスペクトラルバンドの強度と第 4.2.2 節に述べた 1 光子あたりの損失事象数を、後でそれぞれ第 4.3 節に示す式 (4.10) および式 (4.9) に代入し、炭化水素のプラズマ中での損失束を決定する。第 4.2.2 節の議論から、発生した炭化水素は観測体積ですべて損失するという仮定は妥当であるので、炭化水素の損失束はその発生束と等しいとみなし、さらにこれをダイバータ板へ水素イオンの入射束で除して化学スパッタリング率を決定する。ただし、中性水素原子がダイバータ板に入射することによっても化学スパッタリングによって炭化水素が発生するため、炭化水素の発生束を水素イオンと中性水素原子の入射束の和で除して化学スパッタリング率を算出するべきである。しかし、中性水素原子の入射束は例外的な場合を除いて計測されておらず、ここでの計測器でも計測されないため、中性水素原子の入射束を含めずに化学スパッタリング率を算出する。よって、ここでの化学スパッタリング率は過大評価されている可能性がある。

本研究では、真空容器のベーキング温度 90 °C, 150 °C, および 300 °C で上記の測定を行い、化学スパッタリング率の炭素材タイル温度への依存性を調べた。

4.3 解析手法

化学スパッタリングによってダイバータ板からは様々な種類の炭化水素が発生するため CH スペクトラルバンドの放射は必ずしも CH₄ のみに由来しない。すなわち、C₂H₄ および C₂H₆ などの炭素を 2 つ以上含む炭化水素も解離してやがて CH となり、CH スペクトラルバンドを放射する可能性がある。したがって、測定される CH スペクトラルバンド強度 $I_{\text{CH}}^{\text{meas.}}$ は、

$$I_{\text{CH}}^{\text{meas.}} = I_{\text{CH}}^{\text{CH}_4} + I_{\text{CH}}^{\text{C}_2\text{H}_y} + I_{\text{CH}}^{\text{C}_3\text{H}_z} + \dots \quad (4.6)$$

と表される。ここで、 $I_{\text{CH}}^{\text{C}_m\text{H}_n}$ は C_mH_n (*m* および *n* は整数) に由来する CH から放射される CH スペクトラルバンド強度である。同様な議論から、測定される C₂ スペクトラルバンド強度 $I_{\text{C}_2}^{\text{meas.}}$ は、

$$I_{\text{C}_2}^{\text{meas.}} = I_{\text{C}_2}^{\text{C}_2\text{H}_y} + I_{\text{C}_2}^{\text{C}_3\text{H}_z} + \dots \quad (4.7)$$

と表される。ここで、 $I_{\text{C}_2}^{\text{C}_m\text{H}_n}$ は C_mH_n に由来する C₂ から放射される C₂ スペクトラルバンド強度である。

水素イオンビームを炭素材タイルに入射して炭化水素の発生率を炭化水素種ごとに測定した実験の結果 [27–30] によると、C₂H₄ と C₂H₆ の発生量はほぼ等しく、C₂H₂ および他の炭化水素の発生量は C₃H₆ を除けば、CH₄、C₂H₄ および C₂H₆ の発生量と比較して 1 桁以上少ない。また、C₃H₆ の発生量も、CH₄、C₂H₄ および C₂H₆ の発生量と比較すると少ない [30]。この測定結果からここでは、CH₄、C₂H₄ および C₂H₆ のみが化学スパッタリングによって発

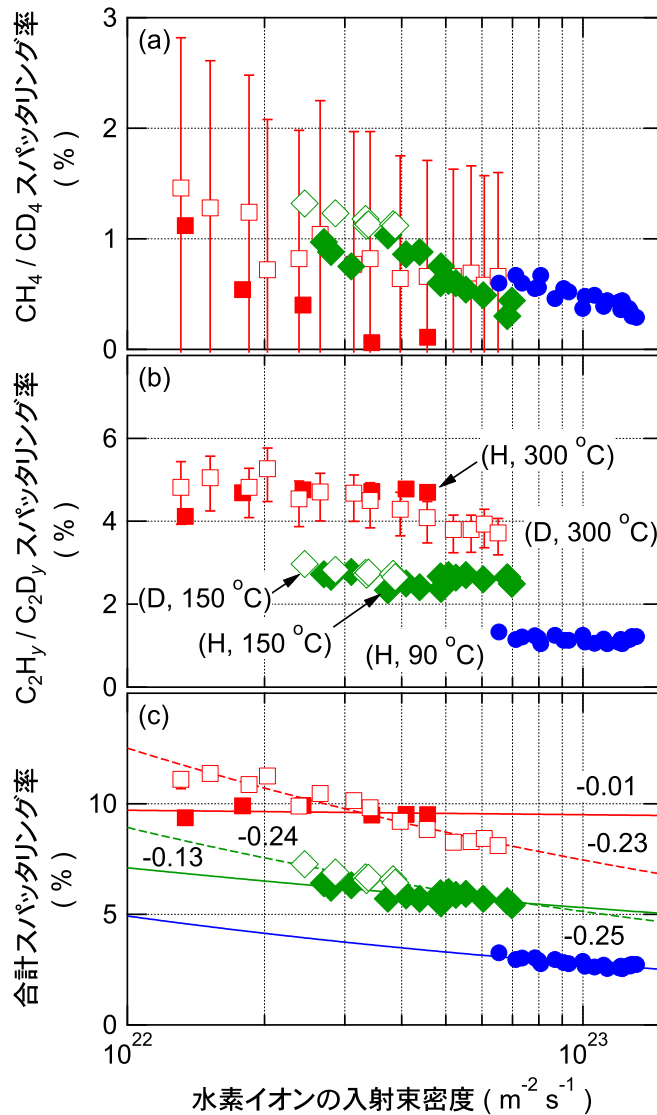


図 4.7 ストライク点への水素イオンの入射束密度に対する (a) CH_4 および CD_4 スパッタリング率, (b) C_2H_y および C_2D_y スパッタリング率, および (c) 合計のスパッタリング率. カッコの中の H および D はそれぞれ軽水素および重水素の炭化水素を示し, 温度は真空容器のベーキング温度を示す. 図 (a) および図 (c) 中の記号の意味は図 (b) のそれらと同じである. 縦線は, 仮定した C_2H_4 と C_2H_6 のスパッタリング率の比によってスパッタリング率が取り得る値の範囲を示す. ただし, 図 (c) ではその範囲は記号の大きさ以下である. 図 (c) 中の曲線はべき関数によるフィッティング曲線を示し, 数値はその乗数である.

生し(それぞれの発生束を Γ^{CH_4} , $\Gamma^{\text{C}_2\text{H}_4}$ および $\Gamma^{\text{C}_2\text{H}_6}$ とする), C_2H_4 と C_2H_6 の発生量が等しい ($\Gamma^{\text{C}_2\text{H}_4} = \Gamma^{\text{C}_2\text{H}_6} \equiv \Gamma^{\text{C}_2\text{H}_y}$) と仮定する. この仮定から式 (4.6) および式 (4.7) は, それぞれ,

$$\begin{aligned}
I_{\text{CH}}^{\text{meas.}} &= I_{\text{CH}}^{\text{CH}_4} + I_{\text{CH}}^{\text{C}_2\text{H}_4} + I_{\text{CH}}^{\text{C}_2\text{H}_6} \\
&= \Gamma^{\text{CH}_4} / \gamma_{\text{CH}}^{\text{CH}_4\text{loss}} + \Gamma^{\text{C}_2\text{H}_4} / \gamma_{\text{CH}}^{\text{C}_2\text{H}_4\text{loss}} + \Gamma^{\text{C}_2\text{H}_6} / \gamma_{\text{CH}}^{\text{C}_2\text{H}_6\text{loss}} \\
&= \Gamma^{\text{CH}_4} / \gamma_{\text{CH}}^{\text{CH}_4\text{loss}} + \Gamma^{\text{C}_2\text{H}_y} \left(1 / \gamma_{\text{CH}}^{\text{C}_2\text{H}_4\text{loss}} + 1 / \gamma_{\text{CH}}^{\text{C}_2\text{H}_6\text{loss}} \right) \quad (4.8)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
I_{\text{C}_2}^{\text{meas.}} &= I_{\text{C}_2}^{\text{C}_2\text{H}_4} + I_{\text{C}_2}^{\text{C}_2\text{H}_6} \\
&= \Gamma^{\text{C}_2\text{H}_4} / \gamma_{\text{C}_2}^{\text{C}_2\text{H}_4\text{loss}} + \Gamma^{\text{C}_2\text{H}_6} / \gamma_{\text{C}_2}^{\text{C}_2\text{H}_6\text{loss}} \\
&= \Gamma^{\text{C}_2\text{H}_y} \left(1 / \gamma_{\text{C}_2}^{\text{C}_2\text{H}_4\text{loss}} + 1 / \gamma_{\text{C}_2}^{\text{C}_2\text{H}_6\text{loss}} \right) \quad (4.9)
\end{aligned}$$

と変形される．ここで， $\gamma_{\text{CH}}^{\text{C}_m\text{H}_n\text{loss}} \equiv \Gamma^{\text{C}_m\text{H}_n} / I_{\text{CH}}^{\text{C}_m\text{H}_n}$ は CH スペクトラルバンド・1 光子あたりの C_mH_n (m および n は整数) の損失事象数，および $\gamma_{\text{C}_2}^{\text{C}_m\text{H}_n\text{loss}} \equiv \Gamma^{\text{C}_m\text{H}_n} / I_{\text{C}_2}^{\text{C}_m\text{H}_n}$ は C_2 スペクトラルバンド・1 光子あたりの C_mH_n の損失事象数を表す．式 (4.9) で， C_2 スペクトラルバンド強度の測定値から C_2H_y の発生束 $\Gamma^{\text{C}_2\text{H}_y}$ が決定される．また，式 (4.9) を式 (4.8) に代入すると，

$$I_{\text{CH}}^{\text{meas.}} = \Gamma^{\text{CH}_4} / \gamma_{\text{CH}}^{\text{CH}_4\text{loss}} + I_{\text{C}_2}^{\text{meas.}} \frac{\left(1 / \gamma_{\text{CH}}^{\text{C}_2\text{H}_4\text{loss}} + 1 / \gamma_{\text{CH}}^{\text{C}_2\text{H}_6\text{loss}} \right)}{\left(1 / \gamma_{\text{C}_2}^{\text{C}_2\text{H}_4\text{loss}} + 1 / \gamma_{\text{C}_2}^{\text{C}_2\text{H}_6\text{loss}} \right)} \quad (4.10)$$

が得られ，CH および C_2 スペクトラルバンドの強度から CH_4 の発生束 Γ^{CH_4} が決定される．

4.4 結果

図 4.7 (a) には測定された CH_4 および CD_4 のスパッタリング率，すなわちそれぞれ Y_{CH_4} および Y_{CD_4} を示す．ただし，図中の縦棒は統計的な誤差ではなく，仮定された C_2H_4 と C_2H_6 の発生束の割合によってスパッタリング率が取り得る値の範囲を示す．すなわち，第 4.3 節では C_2H_4 と C_2H_6 の発生束が等しいと仮定したが，ここでは， $\Gamma^{\text{C}_2\text{H}_4} : \Gamma^{\text{C}_2\text{H}_6} = \alpha : (1 - \alpha)$ (ただし $0 \leq \alpha \leq 1$) とし，この α を変化させたときにスパッタリング率が取り得る値の範囲を示す． $\alpha = 0.5$ は， C_2H_4 と C_2H_6 の発生量が等しいことを意味する． α を小さくすると，相対的に C_2H_4 の発生束が減少し， C_2H_6 の発生束が増加する．この変化にともない，すでに図 4.4 (b) に示したように CH スペクトラルバンドは C_2H_4 からよりも C_2H_6 からの方が放射されやすいので， C_2H_y に由来する CH スペクトラルバンド強度が高くなる．よって，式 (4.6) の第二項が大きくなり (第三項以降はすでに無視されている)，第一項の CH_4 に由来する CH スペクトラルバンド強度が相対的に低くなるので CH_4 の発生束 Γ^{CH_4} が減少する． CH_4 または CD_4 のスパッタリング率がゼロとなる時， α の下限が得られ， $\alpha \sim 0.2$ であった．すなわち， C_2H_4 と C_2H_6 の発生束の和に対して， C_2H_4 発生束が $\sim 20\%$ 以下になることは観測結果に矛盾する．逆に， $\alpha = 1$ の時， CH_4 または CD_4 のスパッタリング率が

最大となる．図 4.7 (a) では，この範囲を代表的に真空容器のベーキング温度 300 °C で測定した CD_4 のスパッタリング率に付する．

図 4.7 (b) には測定された C_2H_y および C_2D_y スパッタリング率，それぞれ $Y_{C_2H_y}$ および $Y_{C_2D_y}$ を示す．図 4.7 (a) と同様に， α を変化させた場合に取得するスパッタリング率の範囲を代表的にベーキング温度 300 °C で測定した C_2D_y のスパッタリング率に付する．

図 4.7 (c) には測定された合計のスパッタリング率 Y_{total} を示す．ここで，合計の化学スパッタリング率を $Y_{total} = Y_{CH_4/CD_4} + 2 \times Y_{C_2H_y/C_2D_y}$ と定義した．図 4.7 (a) および (b) と同様に α を変化させた場合に取得するスパッタリング率の範囲が付されているが，それは図中では記号の大きさより小さい．すなわち，合計の化学スパッタリング率は C_2H_4 と C_2H_6

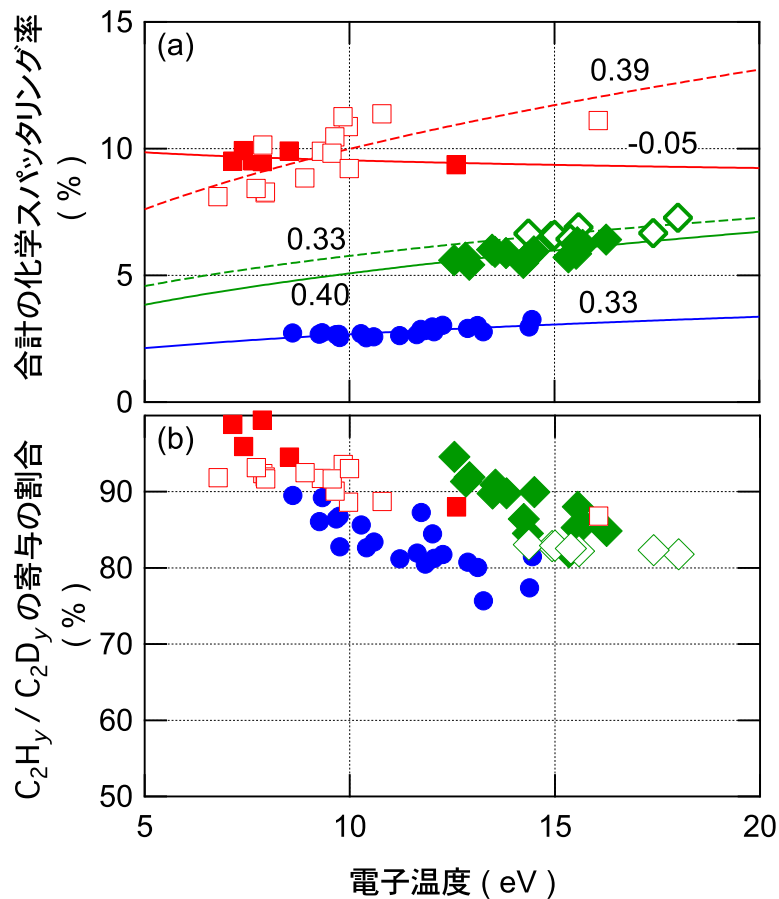


図 4.8 電子温度に対する (a) 合計の化学スパッタリング率，および (b) 合計の化学スパッタリング率に対する C_2H_y および C_2D_y スパッタリング率の割合．記号の意味は図 4.7 (b) のそれらと同じである．図 (a) 中の曲線はべき関数によるフィッティング曲線を示し，数値はその乗数である．

の発生束の割合にはあまり依存せずに定められる。

4.5 議論

4.5.1 水素イオンの入射束と入射エネルギーへの依存性

化学スパッタリング率は、水素イオンの入射束、入射エネルギー、および炭素材の表面温度に依存すると考えられている。ここでの実験ではプラズマの密度を増加させて電子温度を低下させているため、式 (3.29) と脚注 *1 より水素イオンの入射束と入射エネルギーは相互に依存して変化する。よって、化学スパッタリング率の水素イオン入射束および水素イオン入射エネルギーへの依存性は原理的には分離されない。しかし、図 4.8 (a) に示すように、合計の化学スパッタリング率の電子温度に対するべき関数 ($Y_{\text{total}} = a \cdot T_e^b$) によるフィッティングでは、べき関数の乗数の平均は 0.37 となり、これは PISCES-B で一定の水素イオン入射束の条件下で測定された入射エネルギーへの依存性 (0.37 ~ 0.50) [9] と一致する (データ点の少ない、ベーキング温度 300 °C での軽水素イオンによる化学スパッタリング率のデータを除いて乗数の平均値を算出した)。さらに、PISCES-B では一定の水素イオン入射エネルギーの条件下では化学スパッタリング率は水素イオン入射束に依存しないことが示された [9]。これらの結果に基づくと、図 4.7 にみられた化学スパッタリング率の水素イオン入射束に対する減少傾向 (同様の理由でベーキング温度 300 °C での軽水素イオンによる化学スパッタリング率のデータを除くと、平均的に水素イオン入射束の -0.21 乗) は入射エネルギーへの依存性に由来する可能性が高く、したがって水素イオン入射束への依存性は弱い可能性が高い。

合計の化学スパッタリング率に対する C_2H_y および C_2D_y スパッタリング率の割合、すなわち、 $2 \times Y_{C_2H_y/C_2D_y} / Y_{\text{total}}$ は、図 4.8 (b) に示すように、ここでの測定範囲では 80% を超え、電子温度の低下にしたがってさらに上昇する。イオンビーム照射実験でも水素イオンの入射エネルギーの低下にともなって重い炭化水素の割合が増加する傾向が報告されており [11-14]、ここでの測定結果と一致する。このことから測定された化学スパッタリング率は水素イオンの入射エネルギーに依存していることが示唆される。

4.5.2 ダイバータ板温度への依存性

上記の考察に基づき、異なるベーキング温度での化学スパッタリング率を同一の電子温度での比較により水素イオン入射エネルギーへの依存性の影響を除いて、化学スパッタリング率の表面温度への依存性を調べる。図 4.8 (a) に示すように、電子温度 14 eV ではベーキング温度 150 °C での軽水素による化学スパッタリング率はベーキング温度 90 °C でのそれと比較して 1.9 倍である。また、電子温度 9 eV ではベーキング温度 300 °C での軽水素による化学スパッタリング率はベーキング温度 90 °C でのそれと比較して 3.6 倍である。よって、これらから

ベーキング温度 90 °C , 150 °C , および 300 °C での化学スパッタリング率の比は 1 : 1.9 : 3.6 である . この結果は JET で測定された CD_4 の化学スパッタリング率の温度依存性 (90 °C と 170 °C での比は 1 : 2) [17] とよく一致するが , PISCES-B で測定されたそれ (温度 90 °C , 150 °C , および 300 °C での比は 1 : 1.2 : 1.5) [9] と比較すると , かなり強い表面温度への依存性である . トカマク型装置のダイバータ板には水素イオンだけでなく中性水素原子も入射し , それによっても化学スパッタリングは生じる . そのため , 中性水素原子についても上記パラメータの依存性を調べてゆくことにより , この不一致が解決する可能性がある .

4.6 結論

ダイバータ領域に流量が既知のメタン , エタンおよびエチレンを入射し , メタン , エタンおよびエチレンに由来する CH スペクトラルバンドの発光強度 , およびエタンおよびエチレンに由来する C_2 スペクトラルバンドの発光強度の測定値から , スペクトラルバンド・1 光子あたりのメタン , エタンおよびエチレン損失事象数を定量的に決定した . 炭化水素を入射しない通常のプラズマで CH または CD スペクトラルバンドと C_2 スペクトラルバンドの強度を測定し , これに上で得られたスペクトラルバンド・1 光子あたりのメタン , エタンおよびエチレン損失事象数を乗じて , ダイバータ板からのメタンおよびエタン + エチレンの化学スパッタリング率を決定した . 化学スパッタリングによって発生する炭素のうち 80% 以上がエタン + エチレンに含まれ , この割合は水素イオンの入射エネルギーの低下にともなって上昇した . 合計の化学スパッタリング率 (メタンの化学スパッタリング率 + (エタン + エチレンの化学スパッタリング率) $\times 2$) は水素イオンの入射エネルギーの 0.37 乗に比例して増加した . 本研究の実験では水素イオンの入射束の増加にともない入射エネルギーが低下するため , これらのパラメータへの依存性を分離することは原理的に不可能であるが , ここで測定された水素イオン入射エネルギーに対する増加傾向は直線型ダイバータプラズマ模擬装置 PISCES-B で測定されたものとよく一致する . そのため , この増加傾向はおもに水素イオンの入射エネルギーの増加に起因するものであり , 水素イオン入射束への依存性は弱いと解釈される . ダイバータ板の表面温度へのメタンの化学スパッタリング率の依存性は JET で測定されたものとよく一致したが , PISCES-B で測定されたものと比較してかなり強かった . ここでは水素イオンのパラメータへの化学スパッタリング率の依存性を調べたが , 中性水素原子によっても化学スパッタリングは生じるので , 中性水素原子のパラメータへの依存性を調べることにより , この不一致が解決する可能性がある .

参考文献

- [1] J. Roth and C. Garcia-Rosales, *Nucl. Fusion* **36** 1647 (1996).
- [2] H. D. Pacher, I. Smid, *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **241-243** 255 (1997).
- [3] Y. Gotoh, J. Yagyū, *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **313-316** 370 (2003).
- [4] K. Masaki, T. Tanabe, *et al.*, *Nucl. Fusion* **47** 1577 (2007).
- [5] J. Roth, E. Tsitrone, *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **390-391** 1 (2009).
- [6] R. K. Janev, T. Kato and J. G. Wan, *Phys. Plasmas* **7** 4364 (2000).
- [7] S. Kado, H. Kobayashi, *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **313-316** 754 (2003).
- [8] 田邊哲朗, 丸山忠司 *核融合研究* **69** 415 (1993).
- [9] D. G. Whyte, G. R. Tynan, *et al.*, *Nucl. Fusion* **41** 47 (2001).
- [10] P. C. Stangeby, *The plasma boundary of magnetic fusion devices*, Taylor & Francis Group (2000).
- [11] B. V. Mech, A. A. Haasz and J. W. Davis, *J. Nucl. Mater.* **255** 153 (1998).
- [12] E. Vietzke, K. Flaskamp, *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **145-147** 443 (1987).
- [13] J. W. Davis, A. A. Haasz and P. C. Stangeby, *J. Nucl. Mater.* **155-157** 234 (1988).
- [14] A. A. Haasz and J. W. Davis, *J. Nucl. Mater.* **175** 84 (1990).
- [15] S. Higashijima, H. Kubo, *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **241-243** 574 (1997).
- [16] A. Pospieszczyk, V. Philipps, *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **241-243** 833 (1997).
- [17] R. D. Monk, C. H. Amiss, *et al.*, *Phys. Scr.* **T81** 54 (1999).
- [18] A. Kallenbach, A. Bard, *et al.*, *Phys. Scr.* **T81** 43 (1999).
- [19] C. C. Klepper, J. T. Hogan, *et al.*, Proc. 20th European Physics Society Conference on plasma Physics, (Lisbon) II-599 (1999).
- [20] M. F. Stamp, S. K. Erents, *et al.*, *Phys. Scr.* **T91** 13 (2001).
- [21] T. Nakano, H. Kubo, *et al.*, *Nucl. Fusion* **42** 689 (2002).
- [22] S. Brezinsek, A. Pospieszczyk, *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **363-365** 1119 (2007).
- [23] S. N. Suchard, *Spectroscopic data Volume 1 Part A*, IFI/Plenum (1975).
- [24] T. Shirai, T. Tabata, *et al.*, *At. Data Nucl. Data Tables* **80** 1 (2002).

- [25] R.K. Janev, J.G. Wang, *et al.*, *NIFS-DATA* **64** (2001).
- [26] A. Pospieszczyk, Y. Ra, *et al.*, UCLA-PPG-**1251** (1989).
- [27] E. Vietzke, K. Flaskamp, *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **145-147** 443 (1987).
- [28] J. W. Davis, A. A. Haasz and P. C. Stangeby, *J. Nucl. Mater.* **155-157** 234 (1988).
- [29] A. A. Haasz and J. W. Davis, *J. Nucl. Mater.* **175** 84 (1990).
- [30] B. V. Mech, A. A. Haasz and J. W. Davis, *J. Nucl. Mater.* **255** 153 (1998).

第 5 章

ダイバータプラズマ中の水素イオン 温度の決定

接触状態のダイバータプラズマから 3 本の C IV スペクトル線, C IV ($3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2}$), C IV ($n = 5 - 6$) および C IV ($n = 6 - 7$) を同時に測定し, それらのスペクトル線強度から算出される C^{3+} 励起準位密度 $n_{C^{3+}(3p^2P_{3/2})}$, $n_{C^{3+}(n=6)}$ および $n_{C^{3+}(n=7)}$ をプラズマおよび不純物輸送コードと衝突放射モデルによって解析した. $C^{3+}(n = 7)$ 準位のポピュレーションは電子衝突によって基底準位の C^{3+} からの励起で生成され, よって C IV ($n = 6 - 7$) スペクトル線のドップラー拡がり $\Delta\lambda$ は C^{3+} の温度を反映すると解釈した. 内側ストライク点から X 点付近では, C^{3+} と D^+ の温度緩和時間は C^{3+} の輸送時間および C^{3+} の電離時間のいずれよりも短く, よって C^{3+} と D^+ は等温化し, C IV ($n = 6 - 7$) スペクトル線のドップラー拡がりから D^+ 温度の決定が可能であると判定した. 他方, 外側ダイバータ領域では C^{3+} と D^+ の温度緩和時間は C^{3+} の輸送時間より長いため, C^{3+} と D^+ は等温化せず, C IV ($n = 6 - 7$) スペクトル線のドップラー拡がり $\Delta\lambda$ は D^+ 温度を直接には反映しないと判定した. また, 高波長分解測定による C IV ($n = 6 - 7$) スペクトル線の波長決定の精度は, 過去の測定と比較して 2 桁近く向上した [1].

5.1 序論

水素イオン温度はプラズマ物理において最も基本的な物理量の一つである。トカマク型装置のダイバータでは、水素イオン温度はプラズマおよび不純物の輸送を理解するのに鍵となるパラメータである。しかし、測定の困難さから水素イオン温度測定に関する報告は少数の例外に限られ、水素イオン温度測定法の確立はダイバータプラズマ研究の重要な課題の一つである。これは国際熱核融合実験炉 ITER でも同様である [2]。

水素イオン温度は、水素イオン圧力、ダイバータ板への水素イオンの衝突エネルギー、他の粒子への衝突周波数、およびその温度勾配により発生する力など様々な物理量を定める。これらの物理量は磁力線に沿ったプラズマの輸送、プラズマ・壁相互作用、不純物の輸送と遮蔽および不純物の排気などに影響を与える。たとえば、プラズマの流れの方向はプラズマ圧力のバランスによって定まり、ダイバータ板でプラズマは中性化されプラズマ圧力は低下するので、通常ではダイバータに向かう。ダイバータへ輸送された水素イオンはダイバータ板へ入射し、不純物がスパッタリングなどによって発生する。物理スパッタリング [3] および化学スパッタリング [4] とともにそれらの収率は水素イオンの入射エネルギーの上昇とともに増加する。スパッタリングによって発生した不純物の一部はダイバータプラズマに遮蔽されるが、磁力線に沿った水素イオン温度の勾配が強い場合にはそれによる力を受け、磁力線に沿って上流側に輸送される [5]。輸送途中でこれらの不純物は水素イオンとの衝突により運動エネルギーを得る。これは核融合反応の副産物であるヘリウム灰にも当てはまる。ヘリウム原子と水素イオンの弾性衝突は、ヘリウム原子が炉心プラズマへ侵入する確率を上昇させ、同時に排気される効率も向上させる [6]。よって、ダイバータプラズマ中の水素イオンの運動はダイバータ性能、すなわち熱、プラズマおよび不純物の輸送を定める。しかし、これらの輸送の議論は、水素イオン温度を電子温度と等しいとする、輸送コードによって定める、圧力バランスから導いた温度 [7] を用いる、などの仮定の基になされる場合がしばしばである。だが、これらの水素イオン温度はまだ実験で測定した温度によって検証されていない。

水素イオン感受プローブ計測のような粒子計測法 [8, 9] は水素イオン温度を測定する手法のひとつである。しかし、プラズマの熱負荷によりプローブの挿入時間が制限されるため、水素イオン温度の時間発展を計測することは困難である。さらにプローブ挿入によりプラズマの変化が無視できない場合もある。対して、分光計測では直接的および局所的な計測は困難であるが、測定時間幅が制限されず計測によってプラズマが変化することはない。

不純物イオンは水素イオンとのクーロン衝突によってその温度が水素イオン温度に等しくなりやすいので、不純物イオンのスペクトル線のドップラー拡がりから水素イオン温度を推定することができる。不純物イオンの電離度が高くなるほど水素イオンとの温度緩和時間が短くなるため、水素イオン温度の推定には高電離イオンのスペクトル線が適する。しかし、それらの

多くは真空紫外域に分布し測定には真空紫外分光器が必要である．真空紫外分光器には真空設備など大がかりな周辺機器を要するので，複数の真空紫外分光器による同時測定視線の複数化は困難である．加えて，その波長領域では扱いやすい標準光源がない．よって，高電離イオンのスペクトル線の絶対強度の高空間分解測定は現実的でない．そのため，高電離イオンの定量測定はわずかな例外に限られる．

本研究では，C IV ($n = 6 - 7$) スペクトル線のドップラー広がりからダイバータプラズマ中の水素イオン温度の決定を試みる．C IV はダイバータプラズマのイオン種では比較的高電離であるが，このスペクトル線は高励起準位間の遷移によるため遷移の上下準位のエネルギー間隔が狭い．そのため，スペクトル線の波長が近赤外域にあり，この波長では可視分光法と同様の測定法および感度較正法が適用可能であるため，空間分布測定および絶対強度測定が容易である．一方，このスペクトル線の発光強度は低い，付録の第 A.2.2 節に述べるように，分

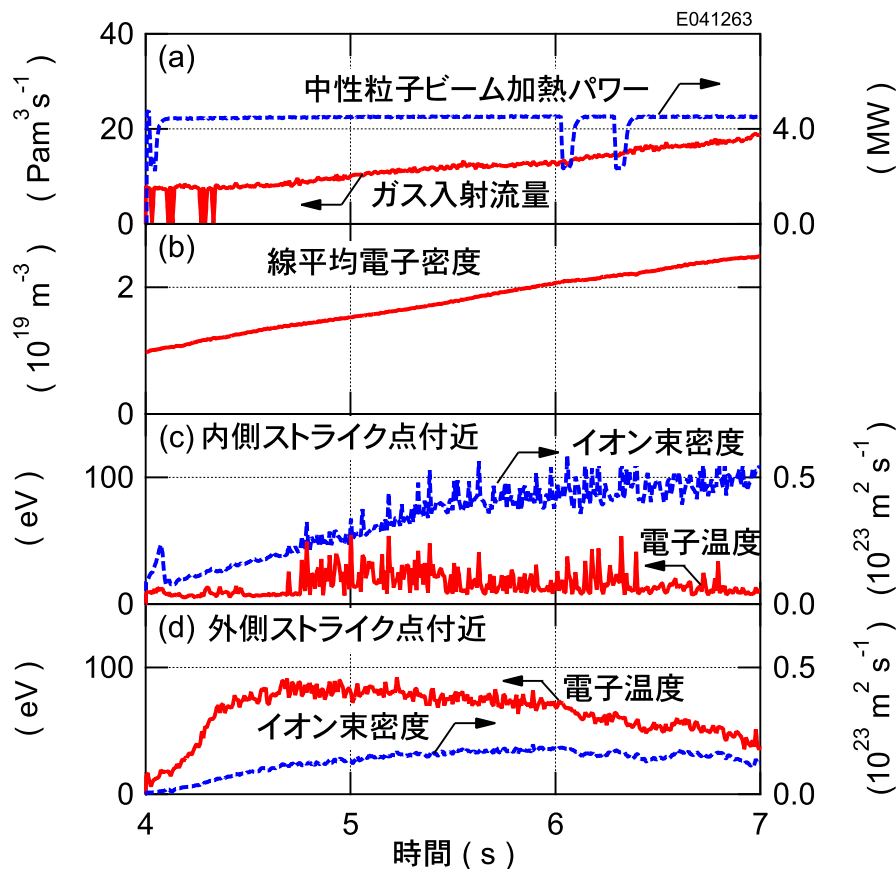


図 5.1 (a) ガス入射口 I からの重水素ガスの入射流量，中性粒子ビーム入射パワー，(b) レーザー干渉計で測定された主プラズマの線平均電子密度，および (c, d) 静電プローブで測定されたダイバータの (c) 内側および (d) 外側ストライク点付近の電子温度およびイオン束密度．

光器での回折効率が高くなる調整と高感度光検出器により信号強度を十分な水準まで向上させられる．このスペクトル線から推定された水素イオン温度を輸送コードにより計算された水素イオン温度と比較し，このスペクトル線のドップラー拡がりから水素イオン温度を決定できる条件を明らかにする．

5.2 実験

図 5.1 に示すように，実験では L モード放電（トロイダル磁場 3.0 T，プラズマ電流 1.5 MA）を中性粒子ビーム入射ユニット # 9 および # 14 からの中性粒子ビームにより合計入射パワー 4.5 MW で加熱した．さらにガス入射口 I からの重水素ガスの入射により主プラズマの線平均電子密度は時刻 5.5 秒で $1.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ まで上昇した．このとき，図 5.1 (c) および (d) に示すようにストライク点付近へのイオン束は増加し続けているので，ダイバータプラズマはダイバータ板に接触した状態であったと解釈される．よって，ダイバータ板上の固定静電プローブにより電子温度，および電子密度が測定され，これらを図 5.2 に示す．外側ダイバータではセパトリス上ストライク点付近で電子温度は 80 eV および電子密度は $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ，内側ダイバータでは電子温度は 15 eV および電子密度は $2.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ であり，内側ダイバータでの電子密度を除き，これらはセパトリスから離れるにしたがって減少する．第 5.3.1 節のプラズマ輸送コードによる解析ではこれらの測定値を境界条件として用いる．

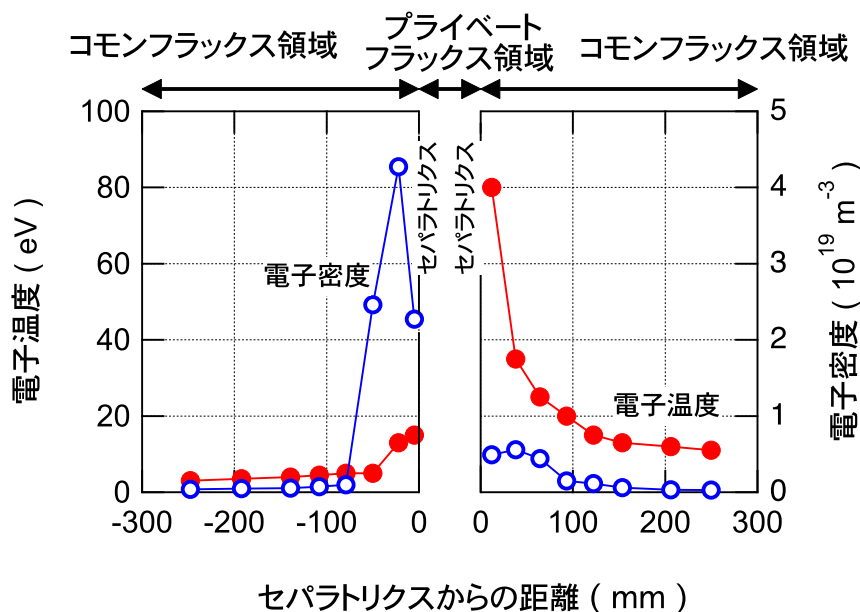


図 5.2 固定静電プローブで測定されたダイバータ板上での電子温度と電子密度の分布．

また，可動静電プローブで図 3.2 に示す挿入経路に沿って測定された電子温度と電子密度の分布を図 5.3 に示す．ダイバータ板からセパトリクスに向かって電子温度は単調に上昇してセパトリクス付近で最大値 100 eV を持ち，セパトリクスを越えると低下する．電子密度も同様にセパトリクスに向かって上昇するが，セパトリクスを超えてプライベート領域でもさらに上昇し，最大値 $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ をとる．

このようなプラズマに対し，3 本のスペクトル線 C IV ($n = 6 - 7$), C IV ($n = 5 - 6$) および C IV ($3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2}$) をそれぞれ，高波長分解可視分光器，低波長分解可視分光器および干渉フィルター分光器で観測し，時刻 5.4 - 5.6 秒の間で時間平均したスペクトルの絶対強度からそれぞれの遷移の上準位の密度，および C IV ($n = 6 - 7$) スペクトル線の形状から水素イオン温度を決定する．

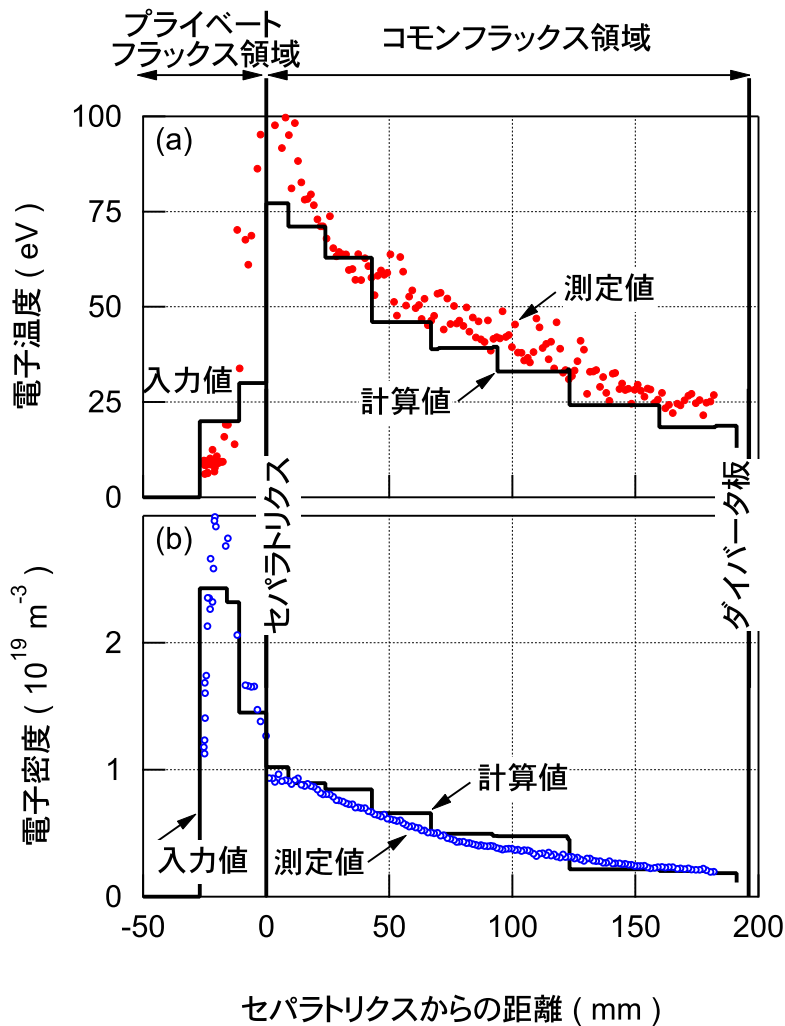


図 5.3 図 3.2 に示す可動静電プローブの挿入経路に沿った (a) 電子温度および (b) 電子密度の分布．

5.2.1 高波長分解可視分光器で測定された C IV ($n = 6 - 7$) スペクトル

図 5.4 にはプラズマの磁場配位と空間分布測定用視野（縦視野）のうちの 25 ch, 34 ch, および 46 ch を示す．これらの視線のうち, 34 ch で測定された C IV ($n = 6 - 7$) スペクトルを図 5.5 に示す．C IV ($n = 6 - 7$) スペクトルは高波長分解可視分光器の同時測定波長幅では 6f - 7g, 6g - 7h および 6h - 7i の 3 本のスペクトル線から構成される．ここでは, スペクトル線の主な線拡がりの原因はドップラー拡がりであると仮定し, ガウス型関数によるフィッティング結果が示されている．ただし, 分光器の装置幅は付録の第 A.2.2 節に述べるように 0.1 eV でありフィッティングで発生する誤差程度であるので, フィッティングでは装置幅は無視されている．1 本のスペクトル線は幅の異なる 2 つのガウス型関数により, 合計 3 組 6 つのガウス型関数でフィッティングされたが, このことの根拠は後で輸送コードによる解析結果とともに議論する．フィッティングにより 1 本のスペクトル線から得られた 2 つのガウス型関数のうち, 幅の広い方は 120 eV で幅の狭い方は 26 eV であり, それらの強度比は 1 : 3 である．

また, このフィッティングにより 3 本のスペクトル線の中心波長が定められる．ただし, 以下の理由から中心波長の決定にはドップラーシフトを無視する．分光計測の視線はポロイダル

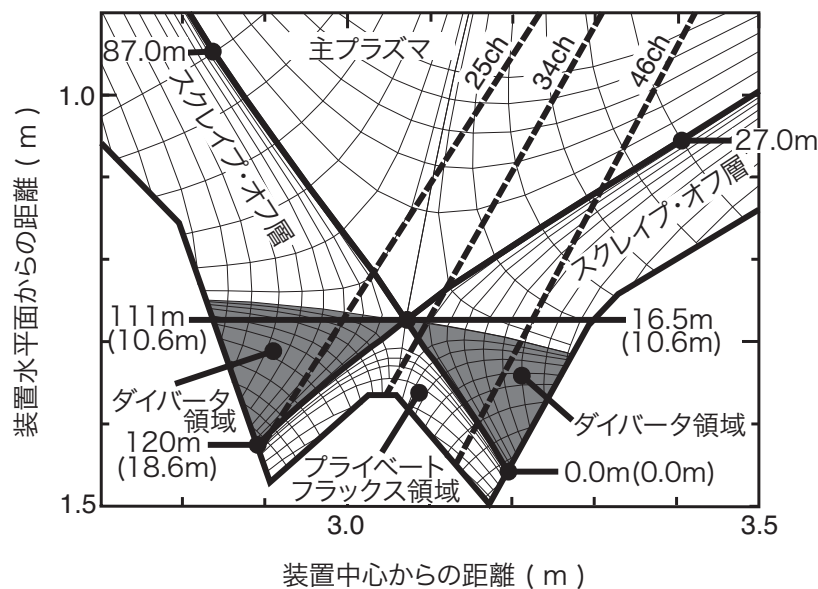


図 5.4 プラズマの磁場配位, 空間分布測定用視野（縦視野）の視線 25 ch, 34 ch, および 46 ch, および輸送計算のグリッド．COMMONフラックス領域のうち灰色の領域をダイバータ領域, 残りの領域をスクレイブ・オフ層と呼ぶ．数値はCOMMONフラックス領域での外側ストライク点から内側ストライク点へ磁力線に沿った距離を示す．() 内の数値はプライベートフラックス領域での同様の距離を示す．

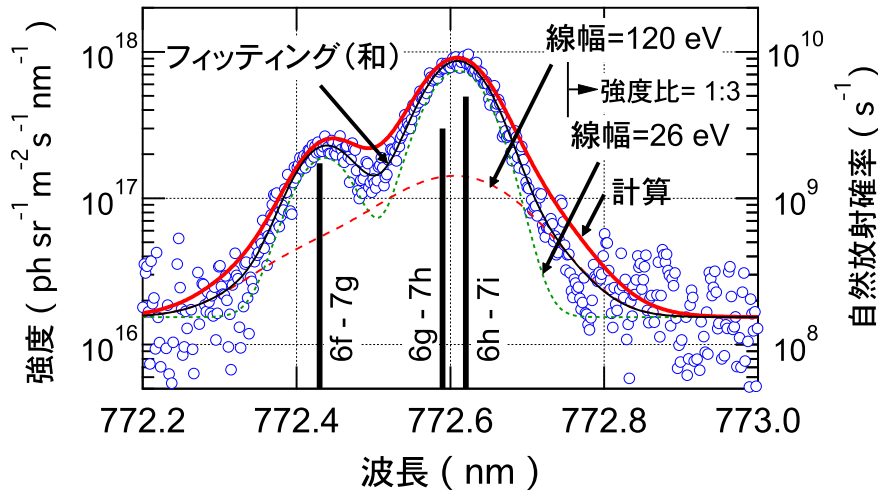


図 5.5 高波長分解可視分光器によって視線 34 ch で測定された C IV ($n = 6 - 7$) スペクトル，ガウス関数によるフィッティング結果，および輸送コードと衝突放射モデルの計算結果から合成されたスペクトル．縦線は内殻偏極効果を取り入れた計算での波長 [10] および統計重率を乗じた自然放射確率 [11] を示す．

断面上で磁力線とほぼ直交するため，磁力線を横切った粒子の輸送速度が大きい場合にはドップラーシフトの影響を受ける可能性がある．スクレイブ・オフ層での粒子の磁力線を横切った輸送では異常輸送が主な機構と考えられており，それを拡散と見なした輸送コード解析により測定結果と一致することが報告されている [5]．拡散による磁力線に垂直な方向への C^{3+} 束 $\Gamma_{C^{3+}}$ ($m^{-2}s^{-1}$) は拡散係数 $D_{C^{3+}}$ により以下のように表される．

$$\Gamma_{C^{3+}} = D_{C^{3+}} \frac{\partial n_{C^{3+}}(r)}{\partial r} = n_{C^{3+}}(r) v_{C^{3+}} \quad (5.1)$$

ここで， r は磁力線に垂直な方向への距離， $n_{C^{3+}}(r)$ は r 方向への C^{3+} の密度分布，および $v_{C^{3+}}$ はその方向への速度である．ここでは， $D_{C^{3+}} = 1 m^2s^{-1}$ とし [5]， r に沿った $n_{C^{3+}}$ の分布は電子密度の分布 $n_e(r)$ と同じ形状，すなわち， $n_{C^{3+}}(r)/n_e(r) = const.$ と仮定する（電子密度に対する C^{3+} 密度の比は後で図 5.11 から約 0.01）．これらを式 (5.1) に代入すると，

$$v_{C^{3+}} = D_{C^{3+}} \frac{\partial n_{C^{3+}}(r)}{\partial r} \frac{1}{n_{C^{3+}}(r)} = D_{C^{3+}} \frac{\partial n_e(r)}{\partial r} \frac{1}{n_e(r)} \quad (5.2)$$

と， C^{3+} の輸送速度は電子密度分布から決定される．図 5.3 に示す電子密度分布の勾配が最も大きい領域，すなわちセパトトリクスからの距離が $-20 mm$ から $0 mm$ での値， $\frac{\partial n_e(r)}{\partial r} = 1 \times 10^{21} m^{-4}$ とそこでの電子密度 $n_e(r = -20 mm) = 3 \times 10^{19} m^{-3}$ より式 (5.2)

表 5.1 C IV ($n = 6 - 7$) と C IV ($n = 5 - 6$) の波長．左から遷移，本研究，過去の研究で定められた波長と誤差，内殻偏極効果を考慮して計算された波長，遷移の上準位の統計重率，および自然放射確率．

遷移	本研究 (nm)	誤差 (nm)	実験 [10–12] (nm)	誤差 (nm)	計算 [10] (nm)	上準位の 統計重率	自然放射確率 [11] (10^7 s^{-1})
6p _{1/2} - 7d			737.96	0.04		10	2.59
6p _{3/2} - 7d			738.17	0.04		10	1.30
6d _{3/2} - 7f			770.661	0.03		14	2.65
6d _{5/2} - 7f			770.733	0.03		14	3.97
6f - 7g	772.438	~ 0.001	772.40	0.11	772.430	18	9.64
6g - 7h	772.595		772.59	0.08	772.591	22	13.6
6h - 7i	772.626		772.64	0.08	772.621	26	19.0
5d _{3/2} - 6f			464.621	0.028		14	7.39
5d _{5/2} - 6f			464.664	0.028		14	11.1
5f - 6g	465.78	~ 0.02	465.756	0.025	465.751	18	28.3
5g - 6h	465.86		465.82	0.05	465.846	22	42.1
5g - 6f			465.91	0.05		14	0.29
5f - 6d _{5/2}			466.515	0.017		6	1.0
5f - 6d _{3/2}			466.542	0.017		4	1.0

から， $v_{\text{C}^{3+}} = 30 \text{ m s}^{-1}$ と計算される． C^{3+} がこの速度で視線方向に移動すると，ドップラーシフトは C IV ($n = 6 - 7$) スペクトルに対して， 0.00008 nm であり，後で述べる波長決定誤差よりも一桁以上小さい．したがって，中心波長の決定にはドップラーシフトが無視される．

中心波長の決定誤差には，フィッティングでの誤差と実験的に決定された CCD 光電面上での逆線分散の誤差の 2 つの要因がある．6f - 7g スペクトル線（波長：772.438 nm）の波長は，逆線分散の決定に用いられた Ar I スペクトル線（波長：772.42066 nm）の波長に近いので，逆線分散の誤差の伝搬による波長決定誤差への影響は小さい．一方，このスペクトル線では発光強度が低いためフィッティングでの波長決定誤差が大きくなり，それが誤差の主要因となる．6g - 7h および 6h - 7i スペクトル線（それぞれ波長：772.595 nm および 772.626 nm）の発光強度は高いためフィッティングでの波長決定誤差は小さいが，これらのスペクトル線と Ar I スペクトル線との波長差が大きいため逆線分散の誤差が伝搬し，それが誤差の主要因となる．

表 5.1 に定められた中心波長を示す．文献 [10–12] の波長との比較では，定められた中心波長は誤差の範囲でよく一致する．一方，内殻偏極効果を取り入れた計算で算出される波長 [10] との比較では，差はより小さくなるが系統的に $\sim 0.005 \text{ nm}$ 長波長となる．この差は測定誤差よりも大きく有意であるが，その原因は不明である．

スペクトル幅および中心波長に加えて，フィッティング曲線の面積で定義される発光線強度の絶対値から励起準位密度 $n_{\text{C}^{3+}(n=7)}$ の線積分値が算出される．第 5.4 節では，これを輸送

コードと衝突放射モデルによる計算結果と比較する．

5.2.2 低波長分解可視分光器で測定された C IV ($n = 5 - 6$) スペクトル

図 5.6 に示すように，測定された波長帯では C IV ($n = 5 - 6$) スペクトルは 5f - 6g と 5g - 6h の 2 本のスペクトル線から構成される．これら 2 本のスペクトル線は強度の高い C III ($3s^3S - 3p^3P$: 波長 ~ 464.7 nm) スペクトル線と短波長側に近接し，そのスペクトルの裾野上にある．よって，フィッティングでは，C III ($3s^3S - 3p^3P$) スペクトルの裾野を 3 次の多項式で，および C IV ($n = 5 - 6$) スペクトルを装置関数をよく近似するローレンツ型関数とドップラー広がりを表すガウス型関数とのたたみ込み関数であるフォークト型関数で近似し，それらの関数によるフィッティングの結果が同図に示されている．フィッティングの結果，装置幅とドップラー幅 (29 eV) は同程度であるため，C IV ($n = 6 - 7$) スペクトルへのフィッティングのように温度成分を複数に分離するには，解析精度が不十分である．よって，このフィッティングでのドップラー幅から決定される温度を以降の解析には用いず，C IV ($n = 6 - 7$) スペクトルのフィッティングから決定される温度を用いる．

このフィッティングによって定められた中心波長を表 5.1 に示す．波長の決定誤差は主に波長較正 (付録 第 A.2.3 節参照．低圧ネオンガスランプの輝線の波長を基準に絶対波長を定めた．) で発生したものである．本研究で定められた C IV (5g - 6h) スペクトル線の波

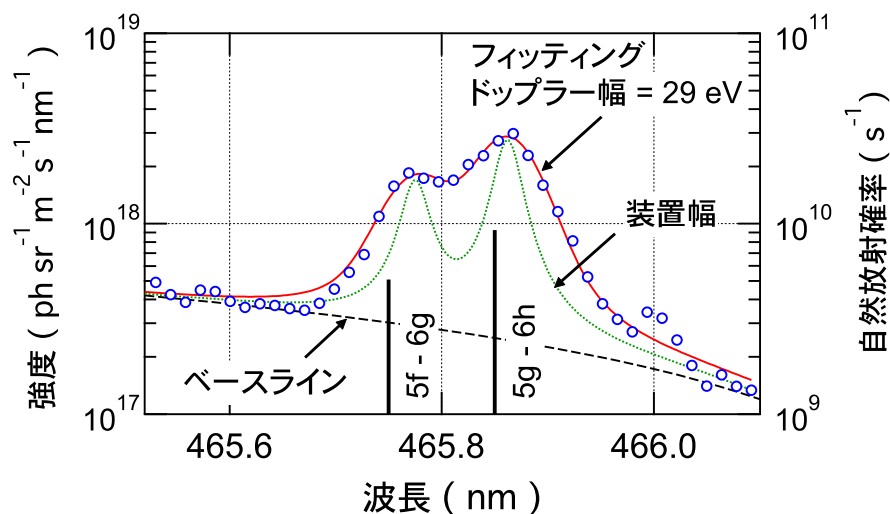


図 5.6 低波長分解可視分光器で測定された C IV ($n = 5 - 6$) スペクトルとフォークト型関数によるフィッティングの結果 (ベースラインは 3 次の多項式で近似)．縦線の意味は図 5.5 と同じ．

長は文献 [10–12] の波長よりも，内殻偏極効果を取り入れた計算で算出される波長 [10] に近い．これは C IV ($n = 6 - 7$) スペクトル線の場合と同様である．しかし，波長差は C IV ($n = 6 - 7$) スペクトル線の場合よりも大きい．後で述べるように，励起準位 $C^{3+}(n = 6)$ および $C^{3+}(n = 7)$ のポピュレーションは電子衝突による基底準位の C^{3+} からの励起によって主に生成される．そのため C IV ($n = 5 - 6$) および C IV ($n = 6 - 7$) スペクトル線がドップラーシフトの影響を受ける場合でも，ともに C^{3+} の運動を反映し同じドップラーシフトを受ける．よって，C IV ($n = 5 - 6$) スペクトル線と C IV ($n = 6 - 7$) スペクトル線で文献値と波長差が異なる原因はドップラーシフトのためではないと推測されるが，原因は不明である．

フィッティング曲線の面積で定義される発光線強度の絶対値から励起準位密度 $n_{C^{3+}(n=6)}$ の線積分値が算出され，それを第 5.4 節で輸送コードと衝突放射モデルによる計算と比較する．

5.2.3 干渉フィルター分光器で測定された C IV ($3s^2S - 3p^2P$) スペクトル

C IV ($3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2}$) スペクトル線の発光強度は干渉フィルター分光器で測定され，図 5.7 には，低波長分解可視分光器で測定された C IV ($3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2,1/2}$) スペクトルと干渉フィルターの透過率曲線を示す．干渉フィルターの透過率は C IV ($3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2}$) スペクトル線の波長付近でほぼ一定の最大値をもち，C IV ($3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{1/2}$) の波長付

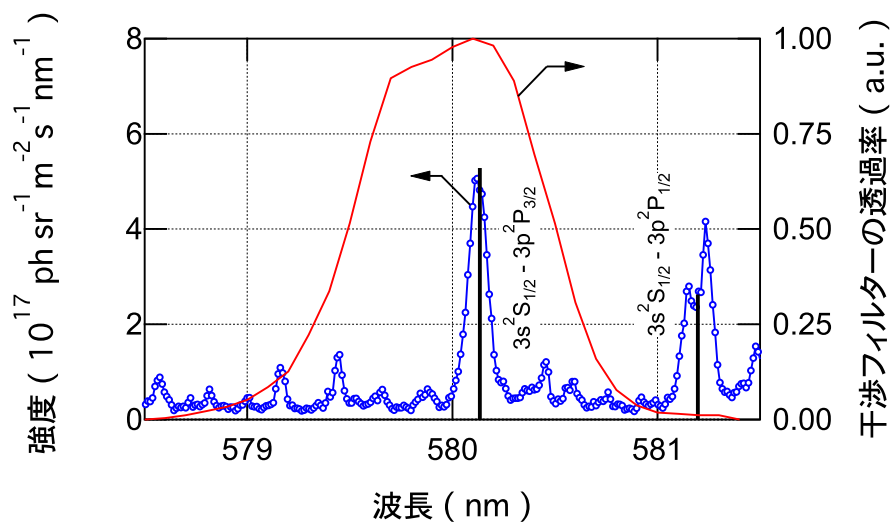


図 5.7 低波長分解可視分光器で測定された C IV ($3s^2S - 3p^2P$) スペクトルと干渉フィルター分光器の干渉フィルターの透過率曲線．縦線は波長 [11] および統計重率を乗じた自然放射確率 [11] の相対値を示す．

近では透過率の最大値に対して 1% である．そのため，この分光器からの信号強度は主に C IV ($3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2}$) スペクトル線の発光強度に由来する．よって，測定される強度の絶対値から励起準位密度 $n_{C^{3+}(3p^2P_{3/2})}$ の線積分値が得られ，第 5.4 節で輸送コードと衝突放射モデルによる計算と比較する．

5.3 解析手法

最初に，プラズマ輸送コードにより電子と水素イオンの温度と密度の二次元空間分布を計算する．次に，このようにしてパラメータを定めたプラズマ上で水素原子および水素分子の温度と密度の二次元空間分布をモンテカルロコードによって計算する．この 2 種類の計算では自己矛盾がないように，パラメータが収束するまで反復させる．ここまでで定められた上記のパラメータ上で炭素の温度と密度の二次元空間分布をモンテカルロコードによって計算する．さらに各セル上で定められたパラメータを衝突放射モデルへの入力とし， C^{3+} 励起準位密度を計算する．最後に，各セルでの C IV ($n = 6 - 7$) スペクトル線の発光強度を計算し，それを視線に沿って積分して得られた発光強度の線積分値を実験での測定値と比較する．おのおのの手順の詳細を以下に記す．

5.3.1 プラズマ，中性粒子および不純物の輸送に対するコードによる解析

二次元輸送コードによる計算グリッドを図 5.4 に示す．ここでは，プラズマを主プラズマ，スクレイブ・オフ層，ダイバータおよびプライベートフラックス領域に分割する．視線 25 ch は内側ストライク点付近を，34 ch は X 点付近を，および 46 ch は X 点と外側ストライク点の中間付近を通る．これらの視線での測定結果については，それぞれ 図 5.15，図 5.5，および 図 5.16 で議論する．

電子と重水素イオンの温度と密度の二次元空間分布は簡易ダイバータコード [13] と呼ばれるプラズマ流体コードで計算される．このコードではダイバータ板上の電子温度，電子密度と重水素イオン温度が境界条件として必要である．ここでは図 5.2 に示す電子温度と電子密度の測定値，および電子温度と等しいと仮定した重水素イオン温度を入力する．次にセルごとに連続の式，運動量保存の式，およびエネルギー保存の式が解かれ，この計算は磁力線に沿ってダイバータ板上からダイバータプラズマ，スクレイブ・オフ層へと順に上流へ解き進められる．ただし，このコードによる計算には磁力線を横切った熱および粒子の輸送は含まれていない．また，コモンフラックス領域のパラメータは計算されるがプライベートフラックス領域のパラメータは計算されない．ここでは，プライベートフラックス領域には，図 5.3 に示す可動ブロープで測定された電子温度と電子密度を基に，重水素イオンの温度と密度はそれぞれ電子の温度と密度に等しいと仮定して，電子と重水素イオンの温度と密度の分布を与える．与えた分

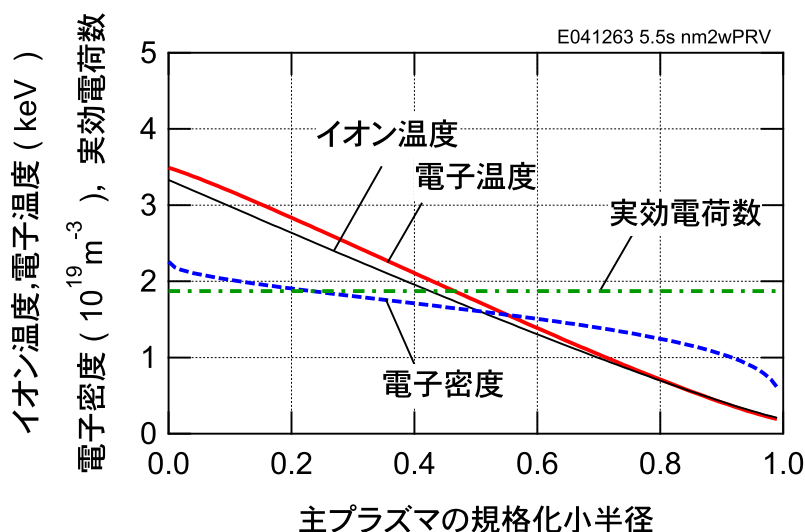


図 5.8 イオン温度，電子温度，電子密度，および実効電荷数の輸送コードへの入力値．

布は後でその他の計算結果とともに図 5.12 に示す．

図 5.8 に示すように，主プラズマでの電子温度および電子密度の分布にはトムソン散乱計測による測定値，および重水素イオン温度の分布には中性粒子ビームを利用した電荷移行再結合分光法による測定値に基づいた分布を与える．ただし，重水素イオン密度の分布には線平均のプラズマ実効電荷数の測定値（= 1.9）と電子密度の分布から算出される分布を与える．これらの分布は主プラズマ領域の同じ磁気面上ではそれぞれ同じ値を持つと仮定されている．

ここまでで定められたプラズマパラメータ上で，中性粒子の温度と密度は Neut2D [13] と呼ばれるモンテカルロコードによって計算される．プラズマ流体モデル計算と中性粒子モンテカルロ計算はそれらの計算結果の間で矛盾のない定常解が得られるまで繰り返される．

上記の計算で定められたパラメータ上で炭素とそのイオンの温度と密度は IMPMC [5] と呼ばれるモンテカルロコードによって計算される．炭素は物理スパッタリングおよび化学スパッタリングによってダイバータ板から放出される．物理スパッタリングでは，ダイバータ板への重水素イオンの入射束に対して，図 5.9 に示すスパッタリング率 [14] で炭素原子を発生させる．化学スパッタリングでは，ダイバータ板への重水素原子の入射束に対してメタンの発生束を 5% と仮定する．炭素原子とメタンはコサイン分布による角度分布でダイバータ板から放出され，それぞれ一定の速度（それぞれ平均値で 10 eV および 0.05 eV）で電離されるまで飛行する．電離された後はクーロン散乱による磁力線に沿った運動および磁力線を横切る拡散運動がモンテカルロ法により計算される．空間的な運動とともに，プラズマ素過程（電離，再結合，解離，電荷移行および解離性再結合）による電荷の変化が計算される．

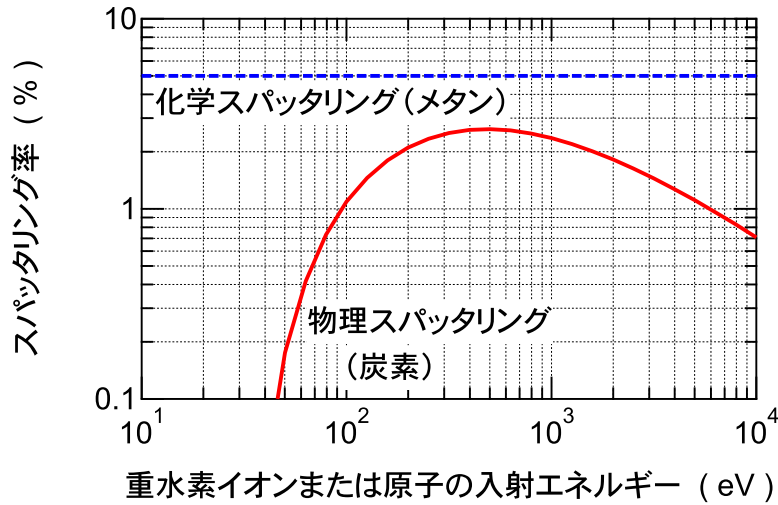


図 5.9 不純物輸送コードでの物理スパッタリングによる炭素の発生率 [14] , および化学スパッタリングによるメタンの発生率 . 横軸は , 重水素イオン (物理スパッタリングの場合) および重水素原子 (化学スパッタリングの場合) のダイバータ板への入射エネルギー .

5.3.2 衝突放射モデル

輸送コードで定められる各セルでのパラメータを入力とし , 衝突放射モデルにより C^{3+} 励起準位密度 $n_{C^{3+(p)}}$ を定め , C IV スペクトル線の発光率を計算する .

速度方程式とその解

$n_{C^{3+(p)}}$ の時間発展は以下の微分方程式で表される .

$$\begin{aligned}
 \frac{dn_{C^{3+(p)}}}{dt} = & - \left[\sum_{q < p} A(p, q) + \sum_{q \neq p} C(p, q)n_e + S(p)n_e \right] n_{C^{3+(p)}} \\
 & + \left[\sum_{q > p} A(q, p) + \sum_{q \neq p} C(q, p)n_e \right] n_{C^{3+(q)}} \\
 & + \left[\alpha(p)n_e + \beta(p) + \gamma(p) \right] n_{C^{4+}} n_e \\
 & + \sum_u q_u^{CT}(p) n_{D^0(u)} n_{C^{4+}}
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

ここで p と q は主量子数 n または n と軌道角運動量子数 l の組み合わせで定められる準位を示す．式 (5.3) では $q < p$ のとき準位 q は準位 p よりエネルギー的に低い準位である． $A(p, q)$ は準位 p から準位 q への自然遷移確率を， $C(p, q)$ は電子衝突による準位 p から準位 q への励起 ($p > q$ の場合は脱励起) の速度係数を， $S(p)$ は電子衝突による準位 p からの電離の速度係数を示す． $\alpha(p)$ ， $\beta(p)$ および $\gamma(p)$ はそれぞれ，三体再結合，放射再結合および二電子性再結合の速度係数を示す．これらの速度係数は電子温度 T_e の関数である． n_e と $n_{C^{4+}}$ はそれぞれ，電子密度と C^{4+} 密度を示す．式 (5.3) の最終項の $q_u^{CT}(p)$ は D^0 から C^{4+} への電荷移行再結合過程の速度係数を示す．これは重水素原子 D^0 と C^{4+} の衝突エネルギーの関数である． $n_{D^0(u)}$ は主量子数が u にある重水素原子密度である．

上記の一般的な速度方程式に対し，ここでは準位 p, q および水素原子の主量子数 u について下記の制限がある． $n \leq 5$ の準位に対しては n と l で決まる準位を個別に速度方程式に取り入れる．一方， $n \geq 6$ の準位に対しては n のみで決まる準位，すなわち水素様イオンと見なした準位を $n = 70$ まで速度方程式に組み込む． u については，電荷移行再結合過程の断面積データの存在する $u = 1$ および 2 の場合のみを速度方程式に含める． $D^0(u = 1)$ および $D^0(u = 2)$ の電離ポテンシャルからの準位エネルギーはそれぞれ $C^{3+}(n = 3)$ および $C^{3+}(n = 7)$ のそれに近いので，それらからの電荷移行再結合過程はそれぞれ $C^{3+}(n = 3)$ および $C^{3+}(n = 7)$ に大きな断面積を持つ [15]． $n_{D^0(u=2)}$ は水素原子の衝突放射モデル [16] から定められる．

式 (5.3) の時間微分項をゼロとする準定常近似の基に，連立微分方程式は線形連立方程式となる．付録の第 B.1 節に述べる解法により，この方程式の解は下記のように 3 項の和として得られる．

$$n_{C^{3+}(p)} = R_0(p)n_en_{C^{3+}} + R_1(p)n_en_{C^{4+}} + R_{CT}(p)n_{D^0(u=1)}n_{C^{4+}} \quad (5.4)$$

ここで， $R_0(p)$ ， $R_1(p)$ および $R_{CT}(p)$ をそれぞれ電離，再結合，および電荷移行再結合がピュレーション係数と呼ぶ． $R_0(p)$ と $R_1(p)$ は電子温度と電子密度の関数であり， $R_{CT}(p)$ は電子温度と電子密度に加え，重水素原子と C^{4+} の衝突エネルギーの関数である．式 (5.4) の第一項，第二項および第三項をそれぞれ電離プラズマ成分，再結合プラズマ成分および電荷移行再結合プラズマ成分と呼ぶ．

素過程のデータ

自然遷移確率 $A(p, q)$ および電子衝突による励起と脱励起速度係数 $C(p, q)$:

遷移の上下準位の主量子数が 5 以下 ($p \leq 5$ かつ $q \leq 5$) の場合，データパッケージ ADAS [17] に収録されているデータを用いる．遷移に関わる準位のいずれかが 6 以上 ($p \geq 6$ または $q \geq 6$) の場合，水素様イオンとみなして計算されるデータ [18] を用いる．

電離 $S(p)$ および三体再結合速度係数 $\alpha(p)$:

励起準位にある C^{3+} から C^{4+} への電離速度係数は ECIP 近似 [19] によって計算され、これを用いる。三体再結合は電離の逆過程であることから、詳細釣り合いの原理によりその速度係数は電離速度係数より導出され、これを用いる。

放射 $\beta(p)$ および二電子性再結合速度係数 $\gamma(p)$:

$p \leq 10$ の準位への遷移の場合、両者とも S. N. Nahar [20] らの計算値を用いる。 $p \geq 11$ の準位への遷移の場合、水素様イオンとみなして計算される放射再結合速度係数を用いる。一方、二電子性再結合速度係数はゼロであると仮定する。

電荷移行再結合速度係数 $q_u^{CT}(p)$:

基底準位の水素原子 $D^0(u=1)$ から C^{4+} への電荷移行再結合の場合、ADAS [17] に収録されているデータを用いる。励起準位の水素原子 $D^0(u=2)$ から C^{4+} への電荷移行再結合の場合、島倉らの計算値 [15] を用いる。

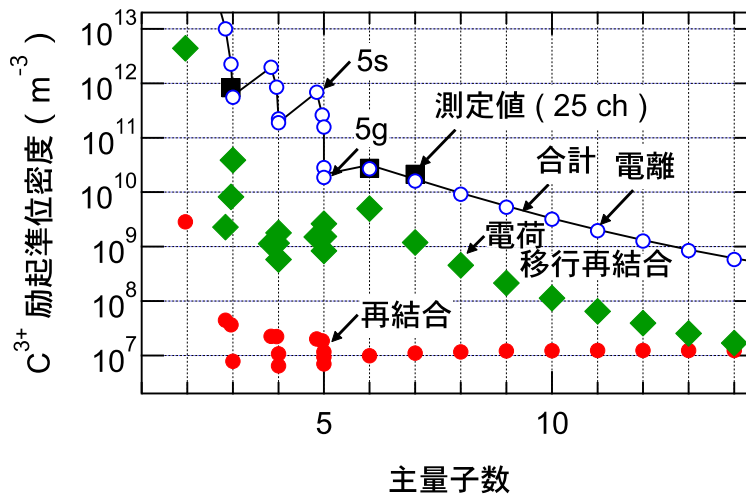


図 5.10 主量子数に対する統計重率で割った C^{3+} 励起準位密度。測定値は視線 25 ch で測定された励起準位密度を視線長で除した値を示す(視線長は 0.05 m と仮定されている)。計算値では、電離、再結合、および電荷移行再結合プラズマ成分と、それらの和(合計)を示す。計算条件： $T_e = 26$ eV, $T_{C^{4+}} = T_{D^+} = 45$ eV, $T_{D^0} = 15$ eV, $n_e = 2.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $n_{D^0} = 7.5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, $n_{C^{3+}} = 1.9 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $n_{C^{4+}} = 4.7 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 。

C³⁺ 励起準位密度の主量子数への分布

図 5.10 には、視線 25 ch とセパトトリクスとの交点でコモンフラックス領域側のセルに対し輸送コードによって計算されたパラメータを入力として、衝突放射モデルによって計算された統計重率 $w_g(p)$ あたりの C³⁺ 励起準位密度 $\left[n_{C^{3+}(p)}^{\text{cal.}} / w_g(p) \right]$ を電離、再結合、および電荷移行再結合プラズマ成分ごとに示す。ただし、衝突放射モデルへのすべての入力パラメータは $n_{C^{3+}}$ および $n_{C^{4+}}$ を含めて図 5.10 のキャプションに示されている。この計算結果では、すべての励起準位で電離プラズマ成分が 85 % 以上を占め、5g と $n = 6$ 準位を除くと電離プラズマ成分が 90% 以上を占める。このことは測定に関連するすべてのセルで成立する。

図 5.10 にみられるように、計算では、 $n = 5$ 準位のうち 5s 準位密度が高く、5g 準位密度が低い。すなわち、 $\left[n_{C^{3+}(5s)}^{\text{cal.}} / w_g(5s) \right] / \left[n_{C^{3+}(5g)}^{\text{cal.}} / w_g(5g) \right] = 37$ と励起準位密度に大きな差がみられる。この理由について、ここでは以下のように考察する。電子密度が低い場合、励起準位では基底準位からの励起と自然放射による脱励起が釣り合うので、以下の式が成り立つ。

$$C(2s, p) n_e n_{C^{3+}(2s)} = \sum_q [A(p, q)] n_{C^{3+}(p)} \quad (5.5)$$

式 (5.5) より 5s および 5g 準位の密度比は、電子密度と基底準位密度が相殺されて、

$$\frac{n_{C^{3+}(5s)}}{n_{C^{3+}(5g)}} = \frac{\sum_q [A(5g, q)] C(2s, 5s)}{\sum_q [A(5s, q)] C(2s, 5g)} \quad (5.6)$$

と整理される。図 5.10 での計算条件 $T_e = 26$ eV では、 $C(2s, 5s) = 2.74 \times 10^{-17} \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1}$ 、および $C(2s, 5g) = 1.75 \times 10^{-18} \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1}$ である。また、簡単のため 5s からの自然放射の下準位を 2p, 3p および 4p のみとし、また 5g からのそれは 4f のみであるので、式 (5.6) は、以下のように計算される。

$$\begin{aligned} \frac{\left[n_{C^{3+}(5s)} / w_g(5s) \right]}{\left[n_{C^{3+}(5g)} / w_g(5g) \right]} &= \frac{w_g(5g)}{w_g(5s)} \frac{A(5g, 4f)}{A(5s, 2p) + A(5s, 3p) + A(5s, 4p)} \frac{C(2s, 5s)}{C(2s, 5g)} \\ &= \frac{18}{2} \frac{1.09 \times 10^9}{7.69 \times 10^8 + 4.92 \times 10^8 + 3.53 \times 10^8} \frac{2.74 \times 10^{-17}}{1.75 \times 10^{-18}} \\ &= 95 \end{aligned} \quad (5.7)$$

ただし、ここで左辺の励起準位密度をそれぞれの準位の統計重率で除した。この計算結果は衝突放射モデルでの計算結果 (= 37) より大きい。この違いは、上の計算では電子密度が低く $n = 5$ 準位が電子衝突を受けないとした仮定に起因する。すなわち、衝突放射モデルでは電子衝突による励起および脱励起が考慮されているので、これによりポピュレーションの流れが生じ、 $n = 5$ 準位間の密度が統計重率の比率 (式 (5.7) では左辺 = 1) により近くなったと解釈される。

さらに図 5.10 には，視線 25 ch で測定された C^{3+} 励起準位密度 $\left[n_{C^{3+(p)}}^{\text{meas.}} / w_g(p) \right]$ を示す．ただし，視線長は 0.05 m と仮定されており，この値で除することによって線積分の測定値が密度に換算されている．図 5.10 に示すように測定では，統計重率で割った励起準位の密度比は

$$\begin{aligned} \left[n_{C^{3+(3p)}}^{\text{meas.}} / w_g(3p) \right] / \left[n_{C^{3+(n=6)}}^{\text{meas.}} / w_g(n=6) \right] &= 30 \\ \left[n_{C^{3+(n=7)}}^{\text{meas.}} / w_g(n=7) \right] / \left[n_{C^{3+(n=6)}}^{\text{meas.}} / w_g(n=6) \right] &= 0.77 \end{aligned} \quad (5.8)$$

である．一方，計算では，

$$\begin{aligned} \left[n_{C^{3+(3p)}}^{\text{cal.}} / w_g(3p) \right] / \left[n_{C^{3+(n=6)}}^{\text{cal.}} / w_g(n=6) \right] &= 69 \\ \left[n_{C^{3+(n=7)}}^{\text{cal.}} / w_g(n=7) \right] / \left[n_{C^{3+(n=6)}}^{\text{cal.}} / w_g(n=6) \right] &= 0.53 \end{aligned} \quad (5.9)$$

であり，測定値と計算値の差は計算値に対して約 50% に対応し，この範囲で両者は一致している．すべての視線での比較は，後で図 5.13 で行われる．

5.4 結果

5.4.1 輸送コードによる計算結果

本節では輸送コードによって定められたパラメータの二次元空間分布から代表的な場所での D^+ 温度と C^{3+} 温度を比較する．

図 5.3 には，輸送コードによって計算された電子温度と電子密度の可動静電プローブの挿入経路に沿った分布を示す．コモンフラックス領域では計算値と測定値が良く一致する．このことは，計算結果が確かめられたことに加えて，セパトリクス位置が正しく定められていることも意味する．よって，可動静電プローブで測定された電子密度の最大値はプライベートフラックス領域にある．

図 5.11 に，輸送コードによって定められたコモンフラックス領域での電子温度，電子密度， D^+ 温度， C^{3+} 温度および C^{3+} 密度を示す．外側ダイバータ領域では，ダイバータ板から X 点およびスクレイブ・オフ層にわたって電子温度と電子密度に大きな変化は見られない．このような平坦な分布はダイバータ室の中性粒子密度が低いことに起因する．ダイバータ室の中性粒子密度が低い場合には，電離される中性粒子束が少ないため上流から流入する電子は多くのエネルギーを中性粒子の電離に要せず，そのため電子温度があまり低下しない．同時に，電離によって生成するプラズマの粒子束が少なくプラズマ密度が上昇しない．逆に，内側ダイバータ領域では特に X 点よりダイバータ板側の領域では，電子温度と電子密度に勾配が見られる．これは外側ダイバータとは対照的にダイバータ室の中性粒子密度が高く，多くの中性粒子が電離してプラズマが生成され，電離に電子のエネルギーが消費されて電子温度が低下するため

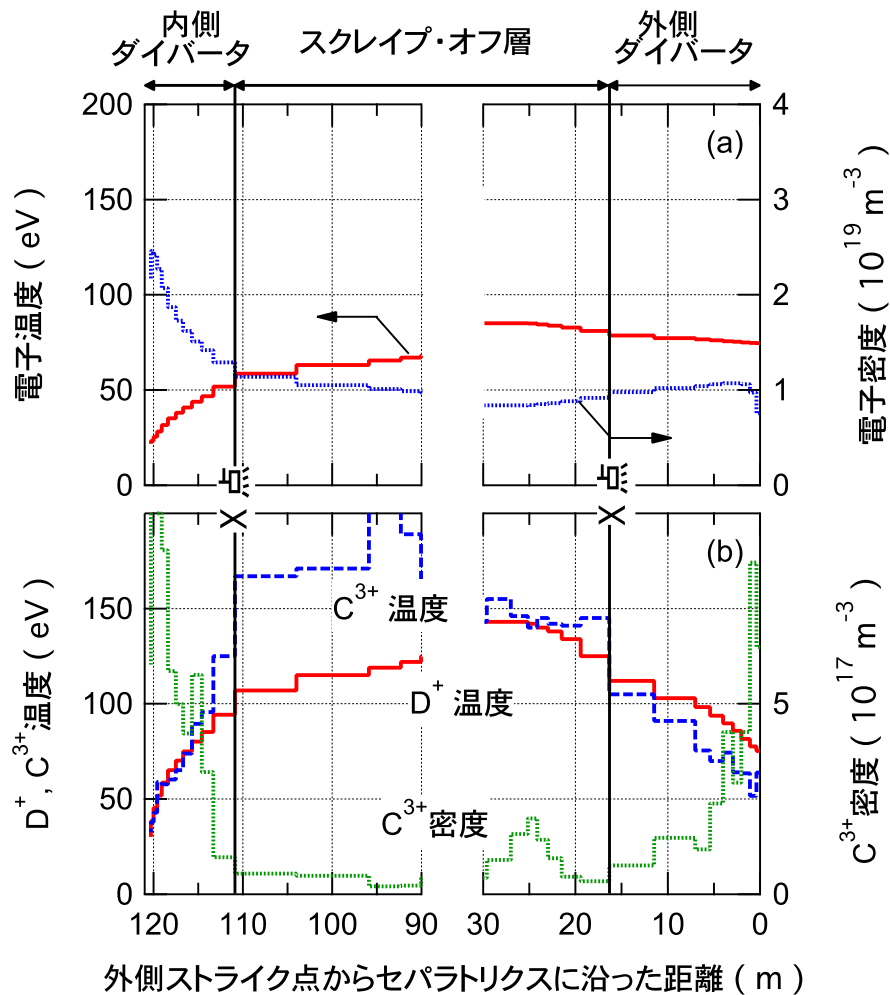


図 5.11 コモンフラックス領域でのセパトリクスに沿った (a) 電子温度，電子密度，(b) 重水素イオン (D^+) 温度， C^{3+} 温度，および C^{3+} 密度の計算値の分布．横軸の距離は代表的な点について図 5.4 に示されている．

ある．

このような内側および外側ダイバータプラズマの非対称性は主プラズマから排出される熱と粒子の流れからも説明される [21]．トロイダル磁場強度は装置中心からの距離 R に反比例するため，主プラズマ表面のトロイダル磁場強度は大半径の小さい側（内側）で高く，大きい側（外側）で低い．さらに外側の磁力線の曲率は電磁流体的に不安定な向きである．これらの理由によって外側の主プラズマ表面付近では揺動や不安定性の効果が顕著になり，内側の主プラズマ表面と比較して外側の主プラズマ表面からより多くの熱や粒子がスクレイプ・オフ層に排出される．スクレイプ・オフ層での磁力線に沿った熱の流れは，磁力線に沿った温度勾配によりプラズマの頭頂部から内側および外側ダイバータへと向かうため，外側ダイバータへの熱流

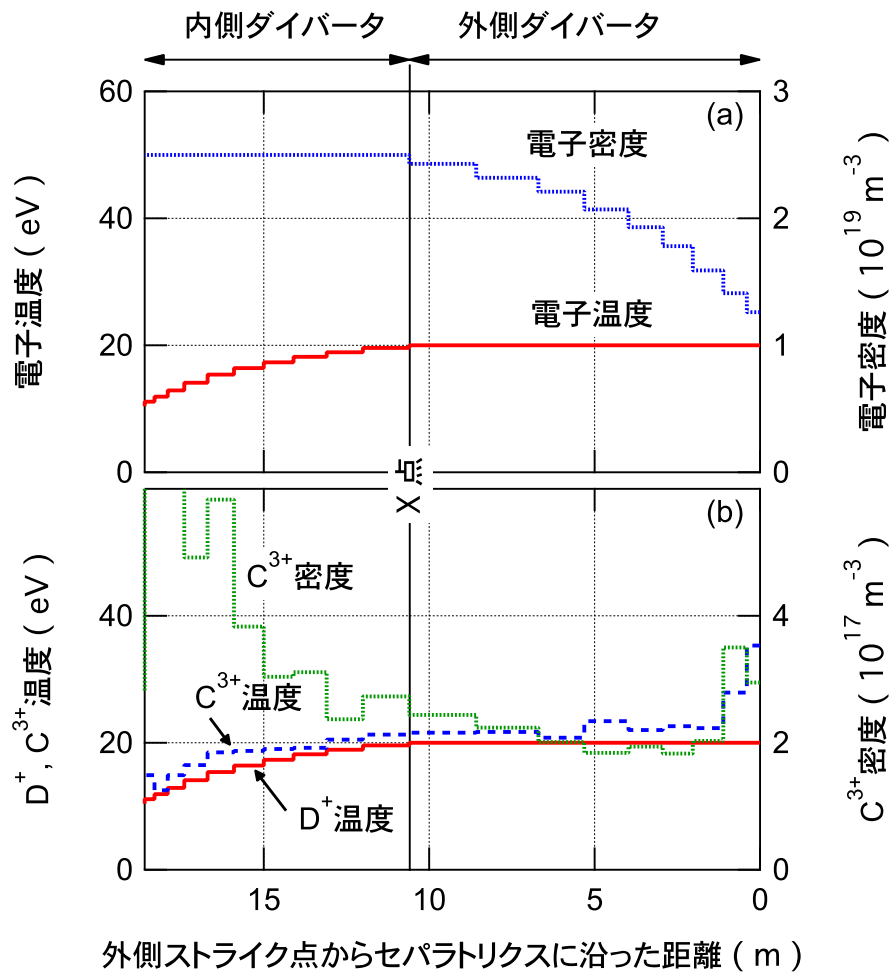


図 5.12 プライベートフラックス領域でのセパトリクスに沿った (a) 電子温度，電子密度，(b) 重水素イオン (D^+) 温度， C^{3+} 温度，および C^{3+} 密度の計算値の分布．横軸の距離は代表的な点について図 5.4 に示されている．

束は内側ダイバータへのそれと比較して高くなる．他方，スクレイブ・オフ層での磁力線に沿った粒子の流れは，外側セパトリクス上で赤道面と X 点の間にわきだし点が存在し，そこから内側および外側ダイバータへと向かうため，内側ダイバータへの粒子束は外側ダイバータへのそれと比較して高くなる．これらの理由により，外側ダイバータプラズマはより高温となりやすく，内側ダイバータプラズマはより高密度となりやすい．

図 5.11 (b) に示すように，外側ダイバータ領域では C^{3+} 温度は D^+ 温度より低い．これはプラズマが高温で低密度であるため， C^{3+} と D^+ の温度緩和時間が長いことが原因である．そのため，ダイバータから発生した炭素に由来する C^{3+} は D^+ との衝突頻度が低く， D^+ 温度まで加熱されない．スクレイブ・オフ層では C^{3+} 温度は D^+ 温度より高い．これは，主プラズマより拡散によってスクレイブ・オフ層に輸送された高温の C^{3+} の割合が高いためであ

る．内側ダイバータ領域の，特に距離が 115 m より長い領域では， C^{3+} 温度は D^+ 温度と等しい．これは C^{3+} と D^+ の温度緩和時間が短く，それらが衝突してエネルギーを交換して等温化するためである．

図 5.12 には，図 5.11 と同じパラメータをプライベートフラックス領域について示す．すでに述べたとおり，電子温度，電子密度および D^+ 温度の分布は，距離 10 m 付近の可動静電プローブによる測定値を基に仮定され，さらに D^+ 温度は電子温度に等しいと仮定されている．図 5.12 (b) に示す， C^{3+} 温度は，外側ダイバータの距離 5 m までの領域では D^+ と異なるが，それよりも距離が長い領域ではほぼ一致する．これは，先に述べたコモンフラックス領域と同様に，外側ダイバータ領域では C^{3+} と D^+ の温度緩和時間が長いためそれらが等温化せず，一方で内側ダイバータ領域では短いため等温化することに対応している． C^{3+} の温度緩和時間，輸送時間，および電離時間の比較は，後で第 5.5 節で詳しく行う．

5.4.2 C^{3+} 励起準位密度の測定値と輸送コードによる計算値の比較

輸送コードによって計算されたパラメータの二次元分布から， C^{3+} 励起準位密度を視線に沿って積分し，対応する視線での測定値と比較する．

図 5.13 には， $C\text{ IV}$ スペクトル線強度から導出された C^{3+} 励起準位密度 $n_{C^{3+}(3p^2P_{3/2})}$ ， $n_{C^{3+}(n=6)}$ および $n_{C^{3+}(n=7)}$ の線積分値の空間分布を示す．それぞれは内側ストライク点付近に最大値を，X 点付近に極小値を持ち，外側ストライク点に近づくにつれて徐々に増加する．同図には，測定に対応する C^{3+} 励起準位密度の視線に沿った線積分の計算値を示す．測

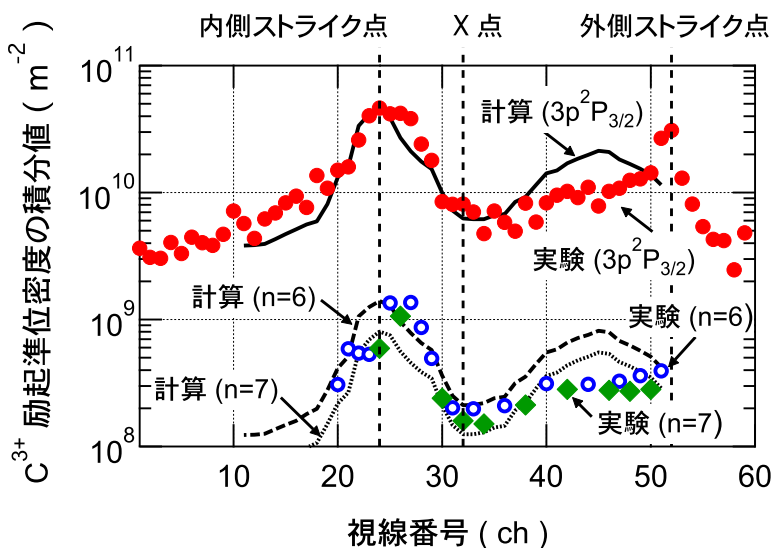


図 5.13 視線番号に対する統計重率あたりの C^{3+} 励起準位密度の線積分値の分布．

定値と計算値を比較すると、X 点と外側ストライク点の間付近、すなわち視線 45 ch 付近で計算値が約 2 倍大きいこと以外、分布形状および絶対値ともに良く一致する。視線 45 ch 付近での不一致は、輸送コードによる C^{3+} 基底準位密度の計算値が約 2 倍大きいためであると結論される。なぜなら、すで述べたように C^{3+} 励起準位密度の 85% 以上は電離プラズマ成分であり、それは C^{3+} 基底準位密度に比例するからである。

ただし、外側ストライク点付近の視線 51 ch および 52 ch で $n_{C^{3+}(3p^2P_{3/2})}$ が 50 ch でのそれと比較して約 3 倍に上昇するのは、 D_2 分子などの連続光の影響のためであると推測される。 $C\text{ IV } (3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2})$ 強度の測定には干渉フィルター分光器を用いたため、このような連続光の影響を取り除くことはできない。一方で、 $C\text{ IV } (n = 5 - 6)$ および $C\text{ IV } (n = 6 - 7)$ スペクトル線の測定には分光器を用いたため、連続光の影響を受けない。そのため、 $3p^2P_{3/2}$ 準位密度に見られたような外側ストライク点付近での増加は見られない。

5.4.3 温度の測定値と輸送コードによる計算値の比較

図 5.14 には、 $C\text{ IV } (n = 6 - 7)$ スペクトルのフィッティングによって定められた C^{3+} 温度の空間分布を示す。ただし、フィッティングで定められた 2 つの温度成分のうち、高い方を“高温” および低い方を“低温” で示す。高温成分は、X 点付近で極大値 140 eV を持ち、内側

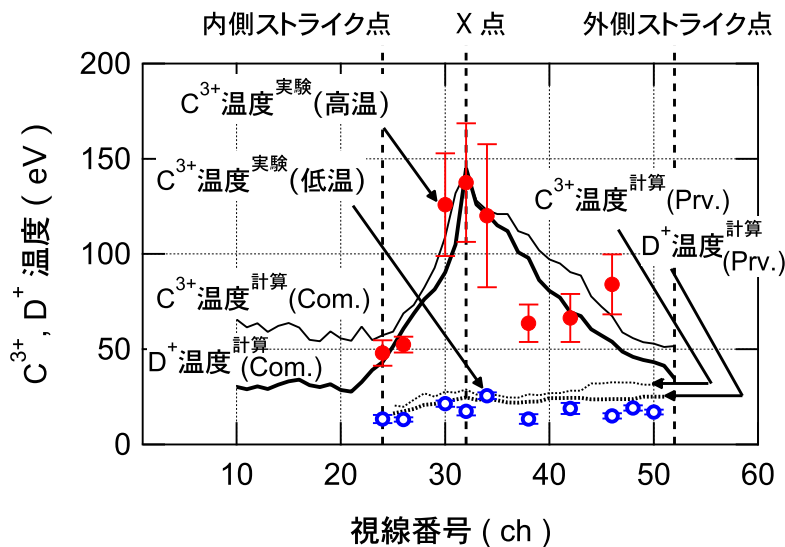


図 5.14 C^{3+} 温度および D^+ 温度の視線番号に対する分布。測定された C^{3+} 温度は、フィッティングにより高温および低温の 2 成分に分離して示されている。計算された C^{3+} 温度および D^+ 温度は、コモンフラックス領域 (Com. で示す) およびプライベートフラックス領域 (Priv. で示す) に分離して示されている。

および外側ストライク点へ近づくにつれて低下する．一方，低温成分は，内側ストライク点から外側ストライク点にわたってほとんど変化せず，およそ 20 eV である．

この測定値を輸送コードで計算された C^{3+} 温度と比較するために，視線に沿って C^{3+} 温度の重み付き平均値を計算する．ここでは重みを，視線がセルを貫く長さを体積あたりの C IV ($n = 6 - 7$) 発光強度に乗じた量で定義する．すでに，図 5.11 および図 5.12 で示したように，セパトリクスを境界に，プライベートフラックス領域と比較してコモンフラックス領域では C^{3+} 温度が 2 ~ 5 倍以上に変化するため，この 2 つの領域を貫いた重み付き平均温度ではなく，それぞれの領域で重み付き平均温度を算出する．その重み付き平均温度の分布を図 5.14 に示す．

重み付き平均 C^{3+} 温度と測定された C^{3+} 温度との比較から，コモンフラックス領域の C^{3+} 温度は測定された C^{3+} 温度の高温成分に一致し，プライベートフラックス領域の C^{3+} 温度は測定された C^{3+} 温度の低温成分と一致する対応関係がみられる．この対応関係から測定された C IV ($n = 6 - 7$) スペクトルの高温成分はコモンフラックス領域で発光したものであり，その低温成分はプライベートフラックス領域で発光したものであると解釈される．

また，同様な方法で算出した重み付き平均 D^+ 温度と C^{3+} 温度を比較すると，コモンフラックス領域では，外側ストライク点から X 点に近づくにつれてそれらの差が小さくなり，そこから内側ストライク点の間の領域でよく一致する．この傾向は，プライベートフラックス領域でも同様である．これは D^+ と C^{3+} の温度緩和時間とセルでの滞在時間 (= 輸送に要する時間) の関係に依存する．たとえば，視線 46 ch で観測されるコモンフラックス領域のセパトリクスに一番近いセルでは，輸送コードによって定められたパラメータから D^+ と C^{3+} の温度緩和時間は $44 \mu\text{s}$ と計算され，これはそのセルを C^{3+} が通過するのに要する平均時間 $2.6 \mu\text{s}$ より長い．よって， C^{3+} と D^+ の衝突頻度は低く， C^{3+} と D^+ は等温化しない．一方，視線 34 ch で観測される X 点近傍のセル (ダイバータ領域) では温度緩和時間は $73 \mu\text{s}$ であり，これはそのセルでの C^{3+} の輸送時間 $162 \mu\text{s}$ より短いので， C^{3+} は D^+ は等温化する．このセルで輸送時間が長い理由は，X 点近傍ではトーラス軸に対して磁力線の角度が小さいため，磁力線に沿ったポロイダル方向への輸送に比べてトロイダル方向への輸送の距離が長くなるためである．視線 25 ch で観測される内側ストライク点近傍のセルでは温度緩和時間と輸送時間がほぼ同じ ($\sim 8 \mu\text{s}$) であり， C^{3+} 温度は D^+ 温度とほぼ等しい．同様の検討を，視線に沿ったそのほかのセルの影響を含めて第 5.5 節で詳しく行う．

以上の比較から， D^+ 温度と C^{3+} 温度が一致する，X 点付近から内側ストライク点の間の領域では C^{3+} 温度を測定することによって D^+ 温度を決定することが可能であると結論される．また，それ以外の領域でも計算コードを用いることにより高い精度で D^+ 温度を推定することができる．

5.4.4 C IV ($n = 6 - 7$) の測定スペクトルと合成スペクトルの比較

計算で定められたパラメータから視線 34 ch に沿って C IV ($n = 6 - 7$) スペクトルを合成し、測定された C IV ($n = 6 - 7$) スペクトルと比較する。

スペクトルは以下の方法で合成される。輸送コードによって定めたパラメータを入力とし、衝突放射モデルにより $n_{C^{3+}(n=7)}$ を計算し、それに自然遷移確率を乗じて、各セルでの単位体積あたりの C IV ($n = 6 - 7$) 発光強度を計算する。これによってスペクトルの面積を決定する。さらにそのセルでの C^{3+} 温度に対応するドップラー拡がりによってスペクトル線幅を決定する。ここまででスペクトルの形状が定まり、それを視線に沿って積分することにより、線積分の C IV ($n = 6 - 7$) スペクトルが合成される。

図 5.5 には、視線 34 ch に沿って合成された C IV ($n = 6 - 7$) スペクトルを示す。測定されたスペクトルと比較すると、スペクトル形状および絶対強度ともに良く一致する。これはスペクトル線の拡がり決定する C^{3+} 温度に加えて、スペクトル線強度を決定する電子温度と C^{3+} 基底準位密度などの空間分布の計算値が実際のプラズマに非常に近いことを意味する。ただし、合成されたスペクトルは測定されたスペクトルよりも、特に裾野で幅拡の形状をもつ。これは 2 つの温度成分のうち高温成分のスペクトル発光位置に対応する、スクレイブ・オフ層 (コモンフラックス領域) の主プラズマに近接するセルで C^{3+} 温度が過大評価されたためであると推測される。すでに述べたように、主プラズマ領域では同じ磁気面上で同じ重水素イオン温度が仮定されているが、実際には同じ磁気面上であってもダイバータに近づくにつれて重水素イオン温度は低下する。よって、X 点の直上のセルでは実際のプラズマより高い重水素イオン温度が与えられている。これらのセルで重水素イオンとの衝突によって加熱された C^{3+} が拡散によって X 点近傍のコモンフラックス領域のセルに輸送されるため、それらのセルでは C^{3+} 温度が実際より高くなっている可能性がある。視線 34 ch が通る X 点近傍のコモンフラックス領域のセルは図 5.11 で距離 ~ 15 m と ~ 18 m のセルである。そこでは C^{3+} 温度はそれぞれ 105 eV と 145 eV であり、視線 34 ch ではプライベートフラックス領域を除くとこの 2 つのセルで発光強度が高いため、主にこれらの温度から重み付き平均の C^{3+} 温度 125 eV が得られる。しかし、測定値との差は 5 eV であるため、図 5.14 に示す視線に沿った重み付き平均の C^{3+} 温度では、それらの差は見えにくい。ただし、この差は測定された温度 (高温成分) の測定誤差より小さいので、測定誤差の範囲で合成されたスペクトルは測定されたスペクトルと一致する。

5.5 議論

5.5.1 C^{3+} の温度緩和時間，輸送時間および電離時間の比較

$C\text{ IV } (n = 6 - 7)$ スペクトル線のドップラー幅から D^+ 温度を決定するには， C^{3+} 温度が D^+ 温度と等しいという条件が必要である．これには以下の条件を同時に満たす必要がある．

$$\begin{aligned} \tau_{C^{3+}, D^+}^{\text{relax}} &\leq \tau_{C^{3+}}^{\text{ioniz.}} \\ \tau_{C^{3+}, D^+}^{\text{relax}} &\leq \tau_{C^{3+}}^{\text{trans.//}} \end{aligned} \quad (5.10)$$

ここで， $\tau_{C^{3+}, D^+}^{\text{relax}}$ は C^{3+} と D^+ の温度緩和時間を， $\tau_{C^{3+}}^{\text{ioniz.}}$ は C^{3+} の電離に要する時間を，そして $\tau_{C^{3+}}^{\text{trans.//}}$ は C^{3+} の磁力線に沿った輸送時間を表す．式 (5.10) の第一式は， C^{3+} が電離するまでに D^+ と衝突することによってエネルギーを得て（または失い）， D^+ 温度まで加熱（または除熱）されるための条件を示す．式 (5.10) の第二式は， C^{3+} が D^+ 温度まで加熱（または除熱）されるまで， D^+ 温度が一樣と見なせる領域に C^{3+} が留まっているための条件を示す．

C^{3+} と D^+ の温度緩和時間は以下の式で表される [22]．

$$\tau_{C^{3+}, D^+}^{\text{relax}} = 2.33 \times 10^{-3} \frac{m_D^{-0.5} m_C T_{D^+}^{1.5}}{Z_{D^+}^2 Z_{C^{3+}}^2 (n_{D^+}/10^{20}) \ln \Lambda} \left(1 + \frac{m_D T_{C^{3+}}}{m_C T_{D^+}} \right)^{1.5} \quad (5.11)$$

ただし，

$$\ln \Lambda = 7.0 + 2.3 \log_{10} \frac{T_{D^+}^{1.5}}{(n_{D^+}/10^{20})^{0.5}} \quad (5.12)$$

ここで， T_{D^+} は重水素イオン温度， $T_{C^{3+}}$ は C^{3+} 温度， m_D は重水素原子の質量数， m_C は炭素原子の質量数， Z_{D^+} は重水素イオンの電荷数（= 1），および $Z_{C^{3+}}$ は三価電離炭素イオンの電荷数（= 3）で， D^+ 密度の単位は（ m^{-3} ）， D^+ 温度および C^{3+} 温度の単位は（keV）である．

C^{3+} の電離に要する時間は，電子衝突による電離速度係数 [23] と電子密度の積の逆数で，下記のように計算される．

$$\tau_{C^{3+}}^{\text{ioniz.}} = \left[1.5 \times 10^{-9} \frac{1.0 + (I_{C^{3+}}/T_e)^{0.5}}{0.416 + I_{C^{3+}}/T_e} (I_{C^{3+}}/T_e)^{0.13} \exp(-I_{C^{3+}}/T_e) n_e \right]^{-1} \quad (5.13)$$

ただし， $I_{C^{3+}}$ は C^{3+} の電離エネルギーで 64.5 eV である．

C^{3+} の輸送時間は， C^{3+} が熱運動の速度で磁力線に沿って輸送されると仮定し，セルで区切られた磁力線の長さを C^{3+} の熱運動速度で除して決定される．

電子温度 $T_e = 80$ eV および電子密度 $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ では，式 (5.13) から C^{3+} が電

離に要する時間は $\tau_{C^{3+}}^{ioniz.} = 100 \mu s$ と計算される．また，電子温度が低下するとこの時間は長くなる．ここで対象としているプラズマの電子温度は 80 eV より低いので，したがって C^{3+} が電離に要する時間は $100 \mu s$ より長い．後で図 5.15 および図 5.16 に示すように， C^{3+} と D^+ の温度緩和時間は一部の例外を除くと $100 \mu s$ より短いので，式 (5.10) の第一式が成り立つ．よって，以下では式 (5.10) の第二式の成否について調べる．

5.5.2 内側ダイバータ用視線上で C^{3+} の温度緩和時間と輸送時間の比較

図 5.15 (a) には，輸送コードによって計算された C^{3+} 温度と D^+ 温度を視線 25 ch に沿って示す（視線については図 3.2 および図 5.4 を参照）．視線に沿って，ダイバータ領域および

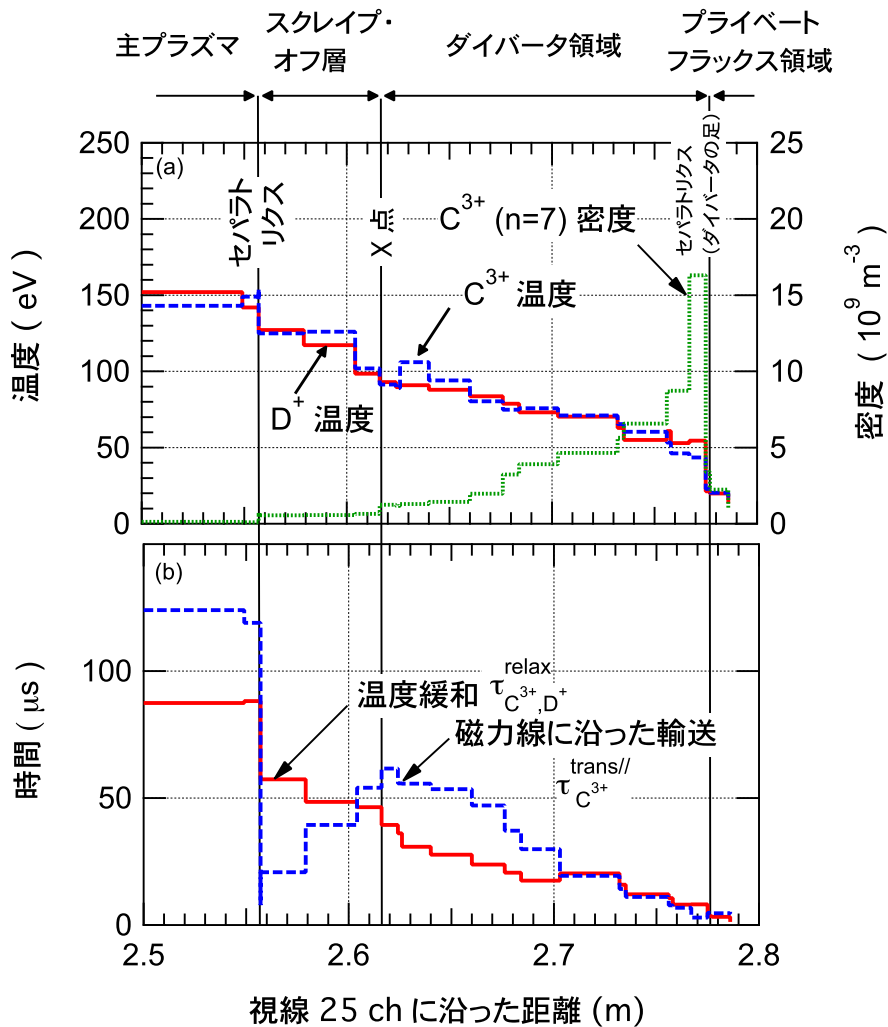


図 5.15 (a) D^+ 温度， C^{3+} 温度， $C^{3+}(n=7)$ 密度，(b) D^+ 温度と C^{3+} 温度の緩和時間，および C^{3+} の磁力線に沿った輸送時間の視線 25 ch に沿った分布．視線とそれが通る領域の関係は図 5.4 を参照．

プライベートフラックス領域ではほとんどのセルでこれらの温度は一致する．これは，図 5.15 (b) に示すように，この領域では視線に沿ったほとんどの場所で温度緩和時間が輸送時間以下であり，式 (5.10) の第二式の条件が成り立っているからである．その結果，視線に沿う重み付き平均操作によって定められた D^+ 温度と C^{3+} 温度は，すでに図 5.14 に示したようによく一致する．重みに対応する $C^{3+}(n=7)$ 密度は，図 5.15 (a) に示すように，ダイバータ領域のセパトリクス（ダイバータの足）で高いため，重み付き平均温度は主にそこでの温度を反映する．したがって，視線 25 ch で測定された C^{3+} 温度（高温成分）は主にダイバータの足付近の D^+ 温度を反映していると結論される．また，この結論は視線 24 ch から視線 34 ch の内側ダイバータプラズマから X 点付近を観測する視線についても同様である．

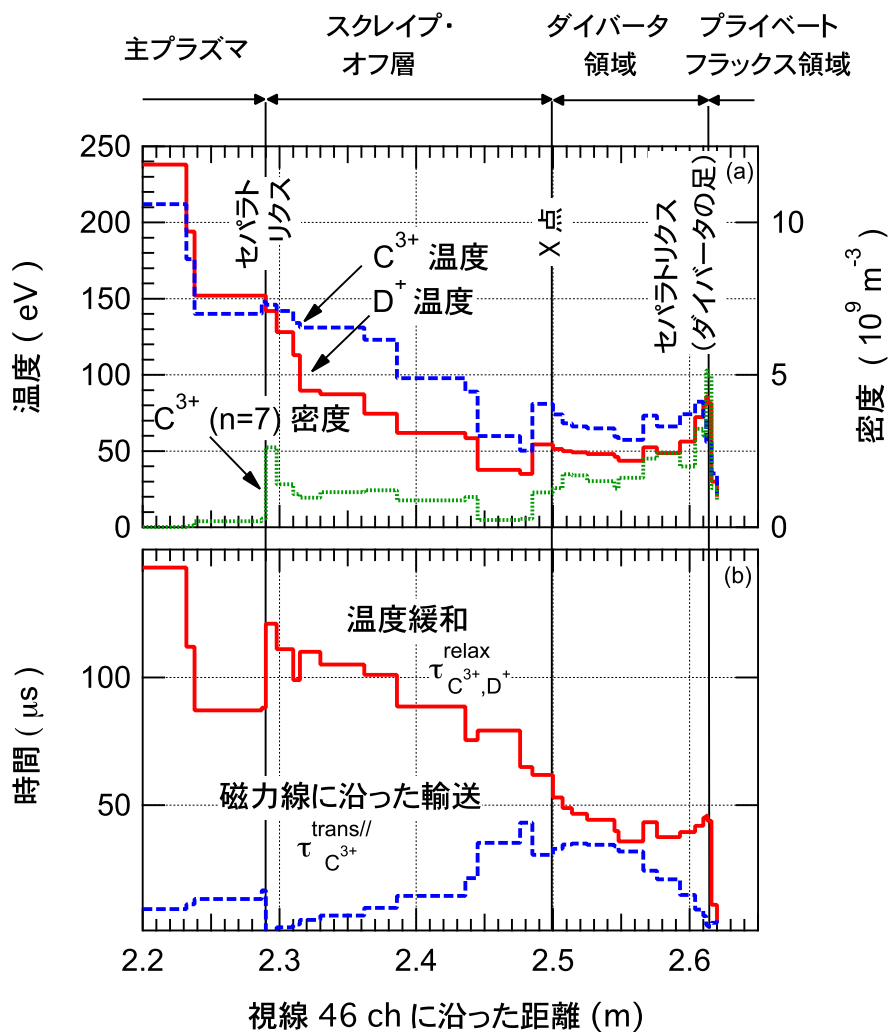


図 5.16 (a) D^+ 温度， C^{3+} 温度， $C^{3+}(n=7)$ 密度，(b) D^+ 温度と C^{3+} 温度の緩和時間，および C^{3+} の磁力線に沿った輸送時間の視線 46 ch に沿った分布．視線とそれが通る領域の関係は図 5.4 を参照．

5.5.3 外側ダイバータ用視線上で C^{3+} の温度緩和時間と輸送時間の比較

図 5.16 には視線 46 ch について、図 5.15 と同様のデータを示す（視線については図 3.2 および図 5.4 を参照）。ほとんどすべての領域で C^{3+} 温度は D^+ 温度と一致しない。これは、図 5.16 (b) に示すように温度緩和時間が輸送時間より長く、 C^{3+} と D^+ は温度緩和しないからである。すなわち、式 (5.10) の第二式の条件が成り立たない。この理由から、図 5.14 に示す C^{3+} と D^+ の重み付き平均温度は一致せず、よって C IV スペクトル線のドップラー拡がりから測定される温度は D^+ 温度とは等しくない。

さらに図 5.16 (a) に示す $C^{3+}(n=7)$ 密度は、視線 25 ch の場合と比較すると、主プラズマ領域を除き、比較的平坦な分布を持つ。このことは、主プラズマ領域を除く視線上のプラズマで発光が広く分布していることを意味し、そのために C IV ($n=6-7$) スペクトル線のドップラー拡がりはその領域のプラズマでの影響を同程度に受ける。すなわち、外側ダイバータプラズマのような比較的に高温で低密度のプラズマに対しては、線積分の測定では局所的な温度を直接に決定することは困難である。

5.6 結論

3本の C IV スペクトル線、 $C\text{ IV}(3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2})$ 、 $C\text{ IV}(n=5-6)$ および $C\text{ IV}(n=6-7)$ を同時に空間分布測定し、それらのスペクトル線強度から算出される C^{3+} 励起準位密度 $n_{C^{3+}(3p^2P_{3/2})}$ 、 $n_{C^{3+}(n=6)}$ および $n_{C^{3+}(n=7)}$ の線積分値の比をプラズマおよび不純物輸送コードと衝突放射モデルによって解析した。その結果、 $C^{3+}(n=7)$ 準位のポピュレーションは主に電子衝突によって基底準位の C^{3+} からの励起で生成されることが示された。したがって、 $C\text{ IV}(n=6-7)$ スペクトル線のドップラー拡がりには C^{3+} 温度を反映する。

高波長分解可視分光器で測定した $C\text{ IV}(n=6-7)$ スペクトルの形状は、2つの温度成分をもつドップラー拡がりによく再現された。高い方の温度は空間位置により 50 eV ~ 140 eV であり、低い方は ~ 20 eV であった。輸送コードによる解析から、高い方の温度はコモンフラックス領域の温度に対応し、低い方はプライベートフラックス領域の温度に対応することが示された。さらに、内側ダイバータプラズマおよび X 点付近では、発光がコモンフラックス領域側のダイバータ足付近に集中し、そこでは D^+ と C^{3+} の温度緩和時間が C^{3+} の輸送時間および C^{3+} の電離時間に比べて短いため、 D^+ 温度と C^{3+} 温度は近い。したがって、 $C\text{ IV}(n=6-7)$ スペクトル線のドップラー拡がりにはダイバータ足付近の D^+ 温度を反映すると結論された。一方、外側ダイバータ領域では、 D^+ と C^{3+} の温度緩和時間が C^{3+} の輸送時間より長いため、 $C\text{ IV}(n=6-7)$ スペクトル線のドップラー拡がりには D^+ 温度を直接には反映しない。加えて、視線上の主プラズマ領域を除くほとんどの位置で同程度の強度で $C\text{ IV}($

$n = 6 - 7$) スペクトル線が発せられることから, その発光場所は特定されず, 特定の場所の温度計測には適さないと結論された.

高波長分解可視分光器を用いて C IV ($n = 6 - 7$) スペクトル線の遷移波長を過去の測定との 2 桁近く高い精度で定め, これにより, より高い精度での理論計算による遷移波長との比較が可能となった. 本研究で定められた波長は, 内殻偏極効果を取り入れた理論で計算された遷移波長よりも系統的に長波長であり, その差は測定誤差よりも大きかった. この原因は不明であるが, 今後の理論計算の進展によって解決されることを期待する.

参考文献

- [1] T. Nakano, H. Kubo, *et al.*, *J. Plasma and Fusion Res.* **80** 500 (2004).
- [2] T. Sugie, A. Costley, *et al.*, *J. Plasma and Fusion Res.* **79** 1051 (2003).
- [3] R. K. Janev, Yu. V. Ralchenko, *et al.*, *NIFS-DATA* **62** (2001) (National Institute for Fusion Science).
- [4] D. G. Whyte, G. R. Tynan, *et al.*, *Nucl. Fusion* **41** 47 (2001).
- [5] K. Shimizu, H. Kubo, *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **220-222** 410 (1995).
- [6] H. Kubo, H. Takenaga, *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **41** 747 (1999).
- [7] M. J. Schaffer, J. A. Boedo, *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **290-293** 530 (2001).
- [8] I. Katsumata, *Contrib. Plasma Phys.* **36S** 73 (1996).
- [9] N. Ezumi, S. Masuzaki, *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **313-316** 696 (2003).
- [10] P. Quinet *Astron. Astrophys. Supple. Ser.* **129** 603 (1998).
- [11] <http://www.pa.uky.edu/peter/atomic/query.cgi>
- [12] M. Tunklev, L. Engström, *et al.*, *Phys. Scr.* **55** 707 (1997).
- [13] K. Shimizu, K. Itami, *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **196-198** 476 (1992).
- [14] J. Roth, *et al.*, *Nucl. Fusion Suppl.* 64 (1991).
- [15] N. Shimakura, *J. Plasma and Fusion Res. SERIES* **7** 199 (2006).
- [16] K. Sawada and T. Fujimoto, *Phys. Rev. E* **49** 5565 (1994).
- [17] H. P. Summers, *JET-IR.* **06** (1994).
- [18] A. Burgess and H. P. Summers, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **174** 345 (1976).
- [19] A. Burgess, *Astrophys. J.*, **139** 776 (1964).
- [20] S. N. Nahar, A. K. Pradhan and H. L. Zhang, *Astrophys. J. Suppl. Series.* **131** 375 (2000).
- [21] P. C. Stangeby, *The plasma boundary of magnetic fusion devices*, Taylor & Francis Group (2000).
- [22] 高村秀一 プラズマ加熱基礎論 (名古屋大学出版会) (1986).
- [23] G. S. Voronov, *At. Data Nucl. Data Tables* **65** 1 (1997).

第 6 章

非接触ダイバータプラズマ中の C^{4+} の体積再結合

非接触ダイバータプラズマの X 点付近から放射される 7 本の C IV スペクトル線の絶対強度を真空紫外分光器と可視分光器により同時に測定し、それらから導出される励起準位密度を衝突放射モデルで解析した。X 点付近では電子温度は 6.3 eV、電子密度は $7.8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ および C^{3+} 密度に対する C^{4+} 密度は 4.0 と決定され、 C^{3+} の $n \leq 4$ の準位では電離プラズマ成分が、 $n \geq 5$ の準位では再結合プラズマ成分が主要な成分であった。これらの結果から、電離プラズマ成分に由来する放射パワーはボロメータで測定した総放射パワー 1.4 MWm^{-2} の 60%、および再結合プラズマ成分に由来する放射パワーは 0.2% と見積もられた。一方で、 C^{4+} から C^{3+} への体積再結合束は C^{3+} から C^{4+} への電離束の 100 倍であった。これらの結果から、体積再結合は、低温プラズマでは放射パワーの低い C^{4+} を放射パワーの高い C^{3+} へ変換するという役割をもち、これが非接触ダイバータプラズマの X 点付近で放射パワーを増大させる機構の一つであると解釈される [1]。

6.1 序論

核融合炉でダイバータによる熱と粒子の制御が成功するか否かは、ダイバータに流入するプラズマをいかに冷却し、また非接触プラズマのような低温のプラズマをいかに維持するかによる。部分非接触プラズマと比較し以下に述べる X 点 MARFE を伴った非接触プラズマでは、放射パワーがより大きく非接触状態が安定に維持されるので、それは定常運転に向く。他方、このような運転モードでは不純物が主プラズマへ混入しやすく、それによる燃料希釈のためプラズマの核融合出力が低下するが、許容される範囲であれば核融合炉でのダイバータ運転シナリオの一つと考えられる。

非接触プラズマの形成時に密度をさらに上昇させた場合に、X 点付近にトロイダル周回方向に強い放射帯が形成され、これを X 点 MARFE とよぶ [2]。ダイバータプラズマの電子温度は 1 eV 以下、および電子密度は $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 以上となり水素イオンと電子の体積再結合が観測され、その再結合束はダイバータ板への水素イオンの入射束と同程度 [3] か、より大きくなる [4]。炭素材保護タイルを用いた装置では、ダイバータプラズマの総放射パワーのうち、水素からの放射は 20% から 40% であり [5]、残りの 80% から 60% は炭素、特に C^{3+} から

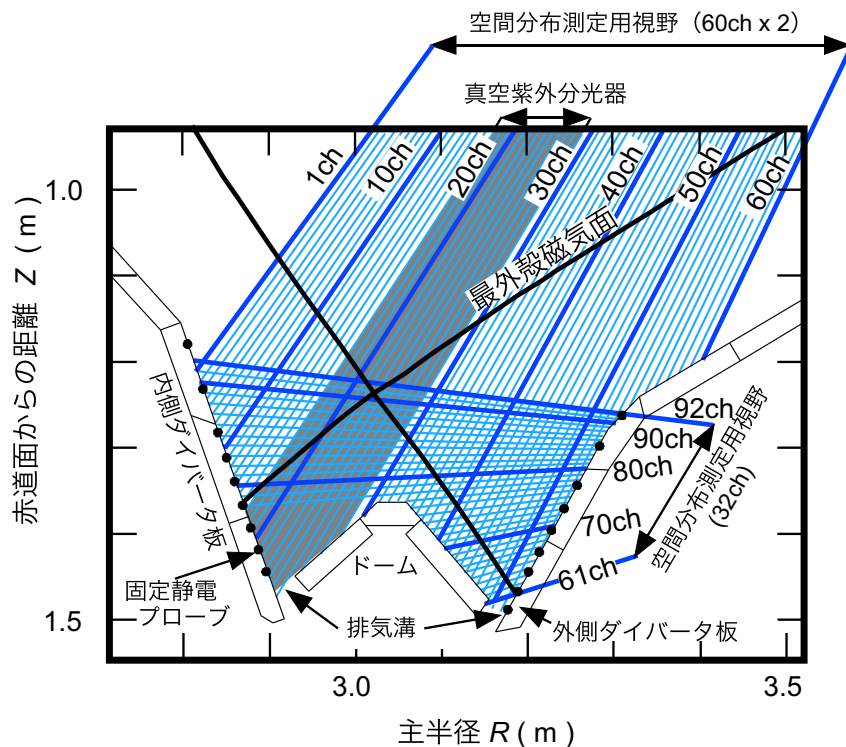


図 6.1 ダイバータの拡大図。ダイバータの構造，プラズマ磁場配位（最外殻磁気面），二次元広帯域可視分光器の視野（空間分布測定用視野），および真空紫外分光器の視野を示す。

の放射であることが明らかにされている [5, 6] . これらの評価では, C^{3+} の放射の大部分は電子衝突による C^{3+} の励起に由来すると考えられていた .

しかし, 電子温度は十分に低く, C^{4+} と電子の体積再結合が生じることが考えられる . 体積再結合過程によって C^{3+} が生成されるならば, それは C^{3+} の主要な源となる可能性があり, さらに体積再結合に由来する放射が総放射パワーに対して大きな割合を占める可能性もある .

一般的に, 低温の非接触プラズマでは, 電子, イオン, 中性粒子および不純物がそれらの間の複雑な相互作用によってエネルギーを授受し合い, またそれらは複雑な空間構造を持つ . このような複雑な系で C^{3+} の素過程を調べるには, その素過程が支配的な領域を特定できる空間分解能で, その素過程を抽出して調べる必要がある . この目的のため, ここでは第 3.1.2 節に述べた二次元広帯域可視分光器により図 6.1 に示すように二方向から最小 1 cm の空間分解能でダイバータ領域を観測する . また, この分光器により波長域 400 - 800 nm を, および X 点付近を第 3.2.1 節に述べた真空紫外分光器により波長域 20 - 120 nm を同時に観測し, 複数の C IV スペクトル線の強度を測定する . これら C IV スペクトル線の強度比を第 5.3.2 節で述べた衝突放射モデルで解析し, 特徴的な領域 (X 点) での素過程を明らかにし, 電子温度

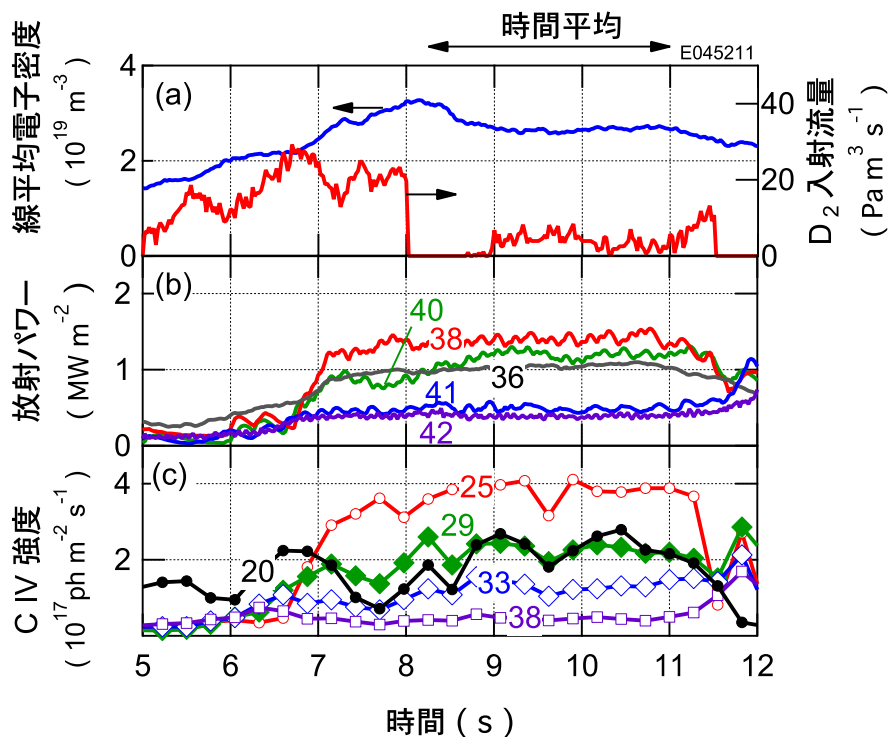


図 6.2 (a) 線平均電子密度, 重水素ガス入射流量, (b) ポロメータによる放射パワー, および (c) C IV ($3s^2S - 3p^2P$) 強度の時間波形 . 図 (b) および (c) 中の数字は視線番号 (それぞれ図 3.20 および図 3.2 参照) である .

などのプラズマパラメータに加え，放射パワー，電離と再結合のバランスと再結合の空間構造を調べる．

6.2 実験

実験では，L モードプラズマ（トロイダル磁場 3.5 T，プラズマ電流 1.5 MA）を中性粒子ビーム入射ユニット # 8 および # 10 からの中性粒子ビームにより合計入射パワー 4.4 MW で加熱し，図 6.2 に示すように，加熱中にガス入射口 I からの重水素ガス入射により，プラズマの線平均電子密度を $2.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ まで上昇させた．線平均密度の上昇前ではポロメータによる線積分放射パワーの測定値は視線 36 ch で最大であり，これは内側ストライク点付近からの放射パワーが高いことを示唆する．密度の上昇後では 38 ch にピークをもつ分布となり，それは放射が X 点付近にピークしていることを示唆する．すなわち，X 点 MARFE が発生していると解釈される．このとき，C IV ($3s^2S - 3p^2P$) の発光強度分布は同様に 25 ch（表 3.5 よりポロメータの視線 38 ch に対応）でピークをもつ分布となり，C IV 発光線と総放射パワーの強い関連が示唆される．

このプラズマに対し，第 3.1.2 節で述べた二次元広帯域可視分光器と第 3.2.1 節で述べた真空紫外分光器により C IV スペクトル線を計測した．統計誤差を減ずるため時刻 8.25 秒から 11.0 秒までの 2.75 秒間，すなわち二次元広帯域可視分光器では 10 フレーム，および真空紫外分光器では 137 フレームを平均したスペクトルを解析した．

6.2.1 C^{3+} 励起準位密度の空間分布

二次元広帯域可視分光器では，C IV ($3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2}$: 580.1 nm)，C IV ($5p - 6d$: 444.2 nm)，C IV ($n = 6 - 7$: 772.6 nm)，および C IV ($n = 7 - 9$: 706.2 nm) を 92 本の視線で同時に測定した．これらのスペクトル線は図 6.3 のグロトリアン図上に示されている．測定された準位 p から q への C IV スペクトル線の発光強度 $I(p, q)^{\text{meas.}}$ ($\text{ph m}^{-2}\text{s}^{-1}$) を自然遷移確率 $A(p, q)$ (s^{-1}) で除し， C^{3+} の励起準位 p の密度 $n_{C^{3+}(p)}^{\text{meas.}}$ の線積分値が導出される．すなわち， L (m) を視線に沿った発光領域の長さとするとき，

$$n_{C^{3+}(p)}^{\text{meas.}} L = I(p, q)^{\text{meas.}} / A(p, q) \quad (\text{m}^{-2}) \quad (6.1)$$

と表される．この式の左辺をさらにその準位 p の統計重率 $w_g(p)$ で除し，視線番号の関数として，図 6.4 (a) に示す．

図 6.4 (a) に示すように縦視野 (1 - 60 ch) では，励起準位 $3p$ ， $n = 6$ ， $n = 7$ と $n = 9$ の密度の積分値はいずれも X 点を貫く視線 23 ch 付近に極大値を持ち，内側ストライク点および外側ストライク点を観測する視線，それぞれ 16 ch および 52 ch に向かって単調に減

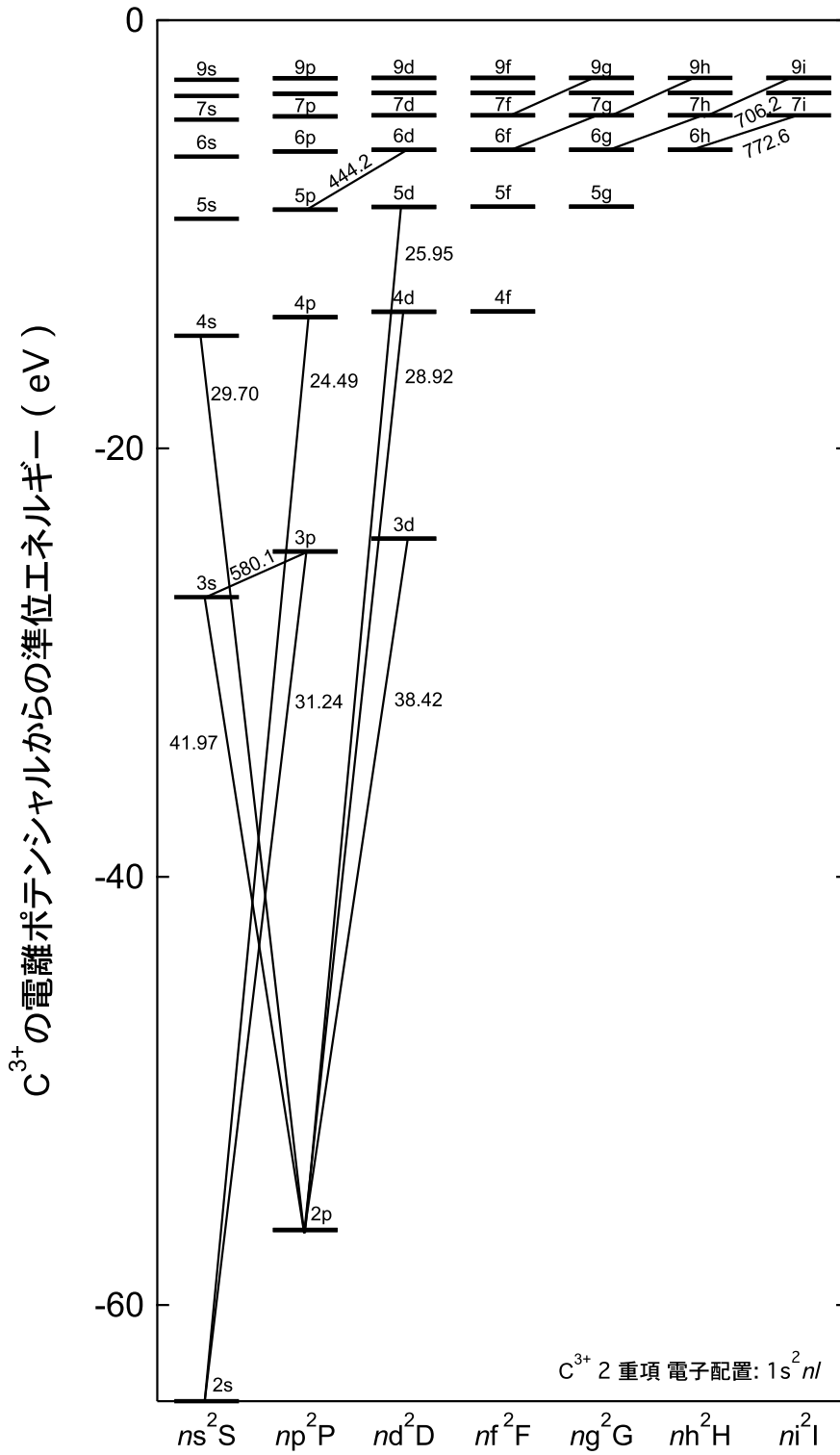


図 6.3 C^{3+} のグロトリアン図 [7,8] . 図中の数字は遷移波長 (nm) を示す .

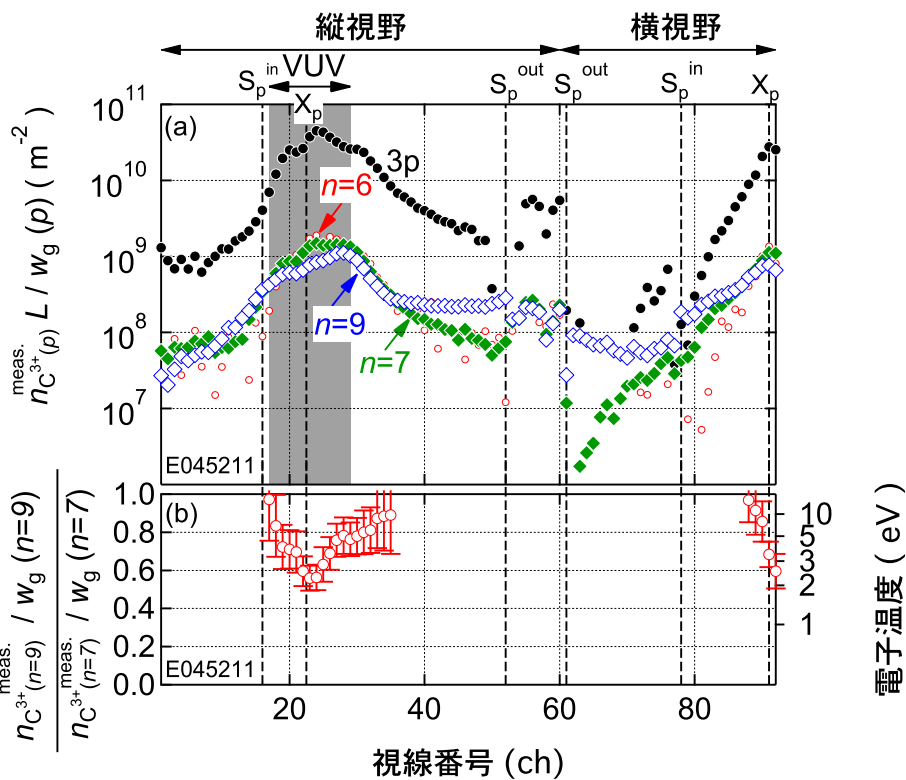


図 6.4 (a) 統計重率で割った励起準位密度の線積分値 $n_{C^{3+}(p)}^{meas.} L/w_g(p)$, および (b) 測定された $n = 7$ に対する $n = 9$ 準位の密度比 . 右軸には , 電子密度が $7.8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ と仮定した場合の電子温度を示す . 誤差は左軸の量に対して示す . S_p^{in} および S_p^{out} は , それぞれ内側および外側ストライク点を , および X_p は X 点を示す .

少する . 横視野 (61 - 92 ch) では , これらの励起準位の密度は X 点を貫く視線 91 ch にピークを持ち , 外側ストライク点を観測する視線 61 ch に向かって減少する . 上記の縦および横視野での測定結果から , これらの励起準位の密度は X 点に極大値を持つように分布していると推測される . この分布は図 5.13 に示すダイバータプラズマが接触状態にあるときの分布とはほぼ逆である . すなわち , 接触状態では励起準位密度の積分値は X 点付近に極小値を持ち , ストライク点 , 特に内側ストライク点に近づくにつれて増加し , そこで極大値をもつ . ただし , 図 5.13 で外側ストライク点付近で $3p^2P$ 励起準位密度が高い理由は水素分子などの連続光の影響のためであると推測される .

6.2.2 真空紫外分光器で測定された C IV スペクトル

図 6.1 に示すように X 点付近は真空紫外分光器の視野に含まれ , 二次元広帯域可視分光器に加えて真空紫外分光器によって C IV スペクトル線が測定される .

図 6.5 (a) には真空紫外分光器で観測されたスペクトルを示す．C IV ($2p^2P - 3s^2S$: 41.97 nm) , C IV ($2p^2D - 3d^2D$: 38.42 nm) , C IV ($2s^2S - 3p^2P$: 31.24 nm) , C IV ($2p^2P - 4s^2S$: 29.70 nm) , C IV ($2p^2D - 4d^2D$: 28.92 nm) および C IV ($2s^2S - 4p^2P$: 24.49 nm) が観測され，これらのスペクトル線は図 6.3 のグロトリアン図上に示されている．図 6.5 (b) の波長域 20 - 35 nm に拡大されたスペクトルでは，C IV ($2p^2P - 4s^2S$) と C IV ($2s^2S - 4p^2P$) のスペクトル線形状は幅広であり，他の C IV スペクトル線形状とは異なるので，他のスペクトル線と混合していると推測される．よって，これら 2 本のスペクトル線を除き，他の 4 本のスペクトル線の強度から式 (6.1) より励起準位の密度を定める．

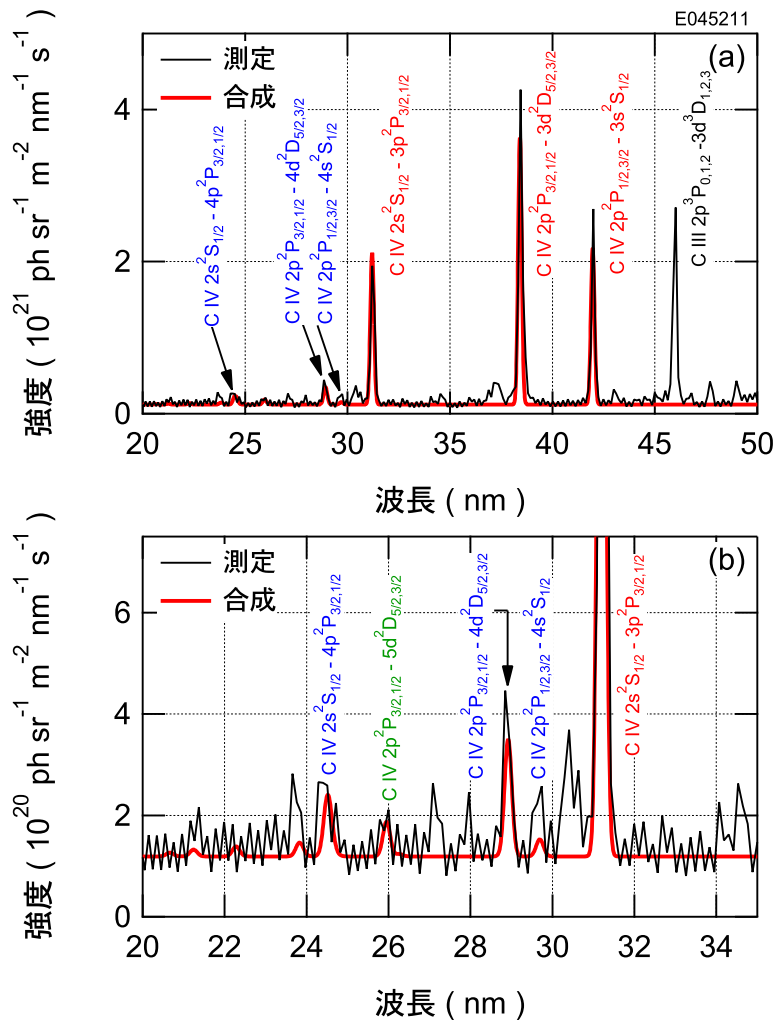


図 6.5 真空紫外分光器で観測された (a) 波長域 20 - 50 nm のスペクトル，および (b) 波長域 20 - 35 nm を拡大したスペクトル．細線は測定されたスペクトルを示し，太線は衝突放射モデルにより $T_e = 6.3 \text{ eV}$, $n_e = 7.8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ および $n_{C^{4+}} / n_{C^{3+}} = 4.0$ のパラメータで計算された合成スペクトルを示す．

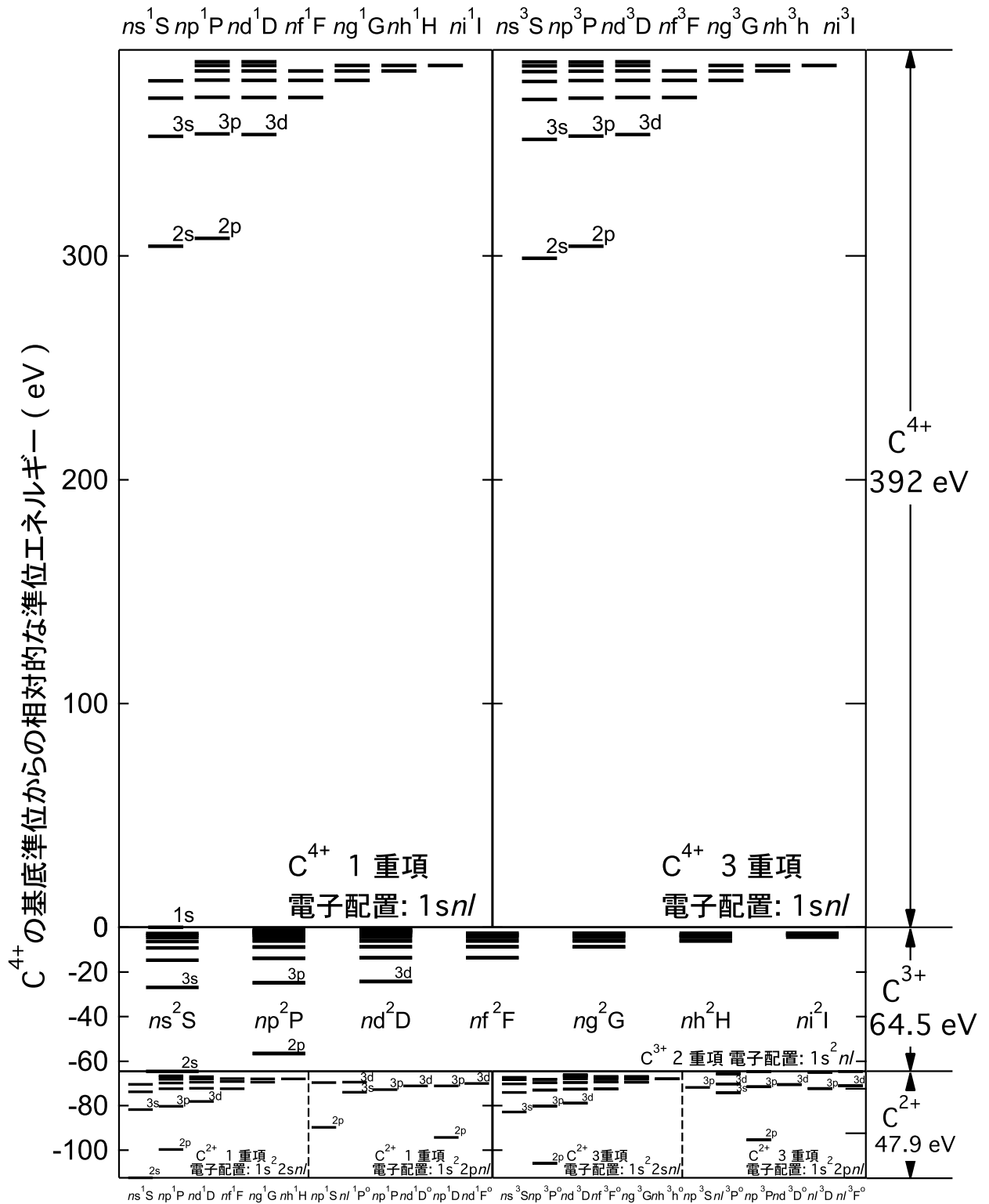


図 6.6 C^{4+} , C^{3+} および C^{2+} のエネルギー準位図 [7].

6.3 解析手法

測定された励起準位密度の線積分値を衝突放射モデルによる計算値と比較し，電子温度，電子密度および水素原子密度などのパラメータを定め，励起の素過程が電子衝突による基底準位からの励起，体積再結合および電荷移行再結合のいずれであるかを決定する．さらにその結果から，電離と再結合のバランスおよびそれぞれの素過程による放射パワーを調べる．これらの解析には第 5.3.2 節に述べた衝突放射モデルにより計算される係数を用いる．本節では，それらの計算結果を示す．

6.3.1 エネルギー準位

図 6.6 には， C^{4+} ， C^{3+} および C^{2+} のエネルギー準位図を示す [7]． C^{4+} は 2 個の束縛電子を持つヘリウム様イオンの構造であり，一方で， C^{3+} および C^{2+} はそれぞれ 3 個および 4 個の束縛電子を持つリチウム様イオンおよびベリリウム様イオンの構造である．ヘリウム様イオンは閉殻構造であり，リチウム様イオンおよびベリリウム様イオンと比較すると安定であるため， C^{4+} の電離エネルギーは 392 eV と高く，これは C^{3+} および C^{2+} の電離エネルギー（それぞれ 64.5 eV および 47.9 eV）と比較すると 6 倍以上である．同様の理由により，最も低いエネルギー準位への励起エネルギーは， C^{4+} では 299 eV（ $1s2s^3S$ 準位）と高く，これは， C^{3+} の 8.0 eV（ $1s^22p^2P$ 準位），および C^{2+} の 6.5 eV（ $1s^22s2p^3P$ 準位）と比較すると 37 倍以上である．これらの原子構造の違いに起因するダイバータプラズマでの役割の違い（電離と再結合のバランス，および放射パワーとの関係）は第 6.5 節で議論される．

6.3.2 1 光子放出あたりの全線放射エネルギー

C^{3+} の電離プラズマ成分からの全線放射パワー係数を $L^{\text{ioniz.}}$ ，再結合プラズマ成分からの全線放射パワーを $L^{\text{recomb.}}$ および，電荷移行再結合プラズマ成分からの全線放射パワーを $L^{\text{CX.}}$ とすると，電子温度などのプラズマパラメータが一定である一様なプラズマに対して，これらは

$$L^{\text{ioniz.}} = \sum_p \sum_{q < p} n_{C^{3+(p)}}^{\text{ioniz.}} A(p, q) \Delta E(p, q) / (n_e n_{C^{3+}}) \quad (\text{Wm}^3) \quad (6.2)$$

$$L^{\text{recomb.}} = \sum_p \sum_{q < p} n_{C^{3+(p)}}^{\text{recomb.}} A(p, q) \Delta E(p, q) / (n_e n_{C^{4+}}) \quad (\text{Wm}^3) \quad (6.3)$$

$$L^{\text{CX.}} = \sum_p \sum_{q < p} n_{C^{3+(p)}}^{\text{CX.}} A(p, q) \Delta E(p, q) / (n_{D^0} n_{C^{4+}}) \quad (\text{Wm}^3) \quad (6.4)$$

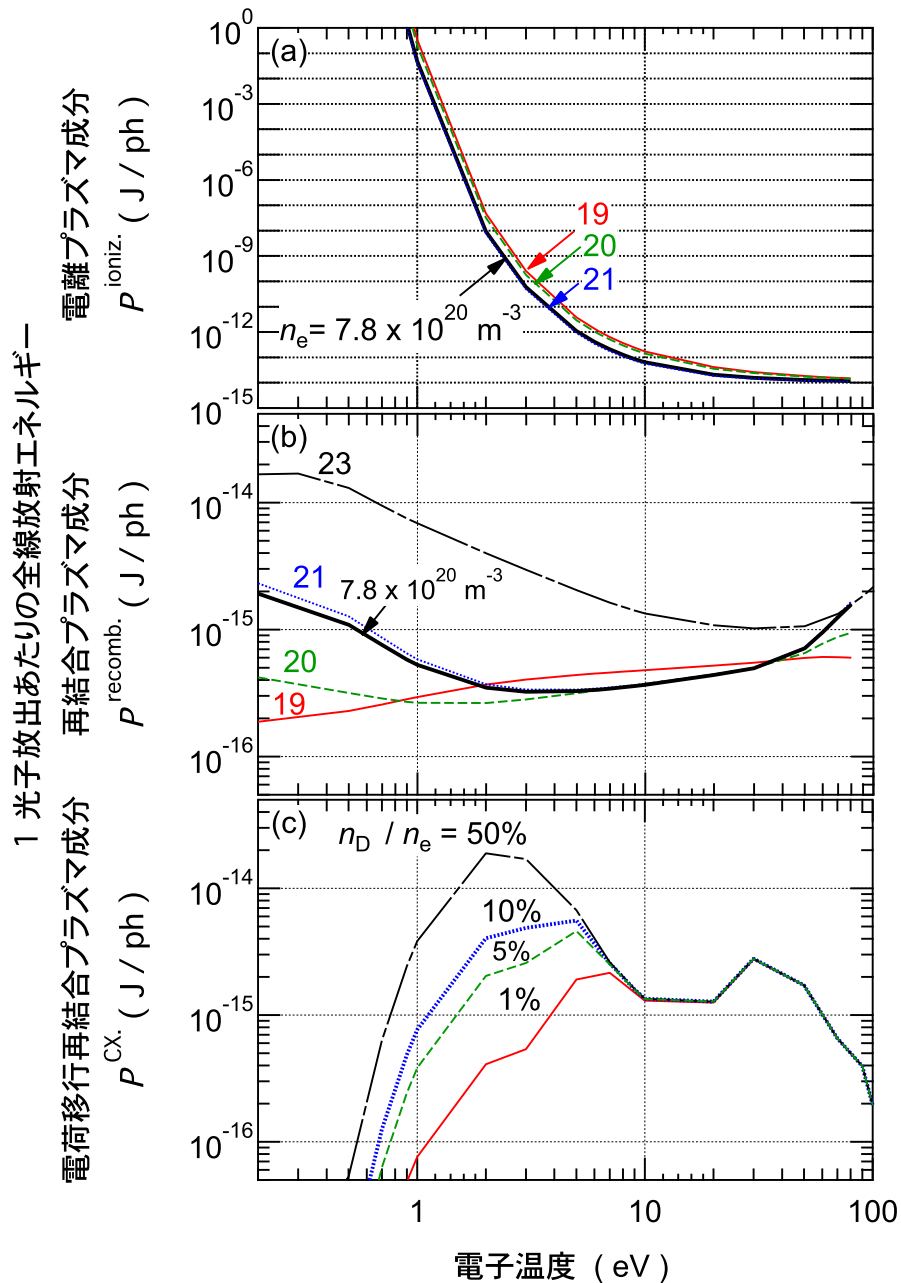


図 6.7 衝突放射モデルによって計算された, (a) 電離プラズマ成分での C IV ($3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2}$), (b) 再結合プラズマ成分での C IV ($n = 6 - 7$), および (c) 電荷移行再結合プラズマ成分での C IV ($n = 6 - 7$) の 1 光子あたりの全線放射エネルギー. 図 (a) および (b) 中の数字, 19, 20, 21 および 23 は 電子密度 (m^{-3}) の 10 の乗数を示す. 図 (c) には, 電子密度が $1 \times 10^{20} m^{-3}$ で, 重水素原子温度および C^{4+} 温度は電子温度と等しい場合の計算結果を示す.

と表される．ここで， $n_{C^{3+}(p)}^{\text{ioniz.}}$ ， $n_{C^{3+}(p)}^{\text{recomb}}$ および $n_{C^{3+}(p)}^{\text{CX.}}$ はそれぞれ電離，再結合および電荷移行再結合プラズマ成分の励起準位密度であり，(5.4) 式の第一項，第二項および第三項に対応する．また， $\Delta E(p, q)$ はエネルギー準位 p と q のエネルギー差の絶対値である．

上記の全線放射パワー係数を 1 本の C IV スペクトル線の単位体積あたりの放射率 ($\text{ph m}^{-3}\text{s}^{-1}$) で除した係数，すなわち 1 光子放出あたりの全線放射エネルギーをそれぞれ $P^{\text{ioniz.}}$ ， $P^{\text{recomb.}}$ および $P^{\text{CX.}}$ とすると，これらは

$$P^{\text{ioniz.}} = L^{\text{ioniz.}} / \varepsilon_{C\text{ IV}(3s^2S_{1/2}-3p^2P_{3/2})}^{\text{ioniz.}} \quad (\text{J/ph}) \quad (6.5)$$

$$P^{\text{recomb.}} = L^{\text{recomb.}} / \varepsilon_{C\text{ IV}(n=6-7)}^{\text{recomb.}} \quad (\text{J/ph}) \quad (6.6)$$

$$P^{\text{CX.}} = L^{\text{CX.}} / \varepsilon_{C\text{ IV}(n=6-7)}^{\text{CX.}} \quad (\text{J/ph}) \quad (6.7)$$

と表される．ここで $\varepsilon_{C\text{ IV}(3s^2S_{1/2}-3p^2P_{3/2})}^{\text{ioniz.}}$ は電離プラズマ成分の C IV ($3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2}$) スペクトル線の強度である．同様に， $\varepsilon_{C\text{ IV}(n=6-7)}^{\text{recomb.}}$ は再結合プラズマ成分の C IV ($n = 6 - 7$) スペクトル線の強度であり， $\varepsilon_{C\text{ IV}(n=6-7)}^{\text{CX.}}$ は電荷移行再結合プラズマ成分の C IV ($n = 6 - 7$) スペクトル線の強度である．

図 6.7 (a) には電離プラズマ成分の 1 光子放出あたりの全線放射エネルギー $P^{\text{ioniz.}}$ を電子温度の関数として示す．この係数は電子温度の増加にしたがって急激に減少する．この傾向は電子温度が 10 eV 以下の領域で特に顕著である．これは，この電子温度領域では基底準位から 3p 準位への励起が，例えば 2p 準位など，より低い準位への励起に比べて起こりにくくなっているからである．つまり，C IV ($3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2}$) スペクトル線自体は放射パワーにあまり寄与しないため，この電子温度領域ではこのスペクトル線は全線放射パワーの良い指標ではない．代わりにより低い準位からのスペクトル線，C IV ($2s^2S_{1/2} - 2p^2P_{3/2}$) などからの放射パワーが主要になるため，この例のようなスペクトル線が全線放射パワーのよい指標となる．しかし，C IV ($2s^2S_{1/2} - 2p^2P_{3/2}$) スペクトル線の波長は 154.8 nm であり，真空紫外分光器の測定波長域外であるため測定されていない．よって，ここでは図 6.7 (a) に示すように C IV ($3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2}$) に対する全線放射エネルギー係数を計算したが，この場合には電子温度が 10 eV 以下の低温領域で電子温度の決定誤差が非常に大きな線放射パワーの誤差となる．

図 6.7 (b) には再結合プラズマ成分の 1 光子放出あたりの全線放射エネルギー $P^{\text{recomb.}}$ を電子温度の関数として示す．電離プラズマ成分の係数 ($P^{\text{ioniz.}}$) と比較すると， $P^{\text{recomb.}}$ の電子温度への依存性は弱い．電子密度への依存性がみられる電子温度の領域は電子密度が高くなるにつれて高温側へ拡大する．たとえば，電子密度が $1 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ 以下では電子温度が 5 eV 以下の範囲で電子密度への依存性がみられるが，電子密度が $1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ では電子温度が約 80 eV まで電子密度への依存性がみられる．

図 6.7 (c) には電荷移行再結合プラズマ成分の 1 光子放出あたりの全線放射エネルギー $P^{\text{CX.}}$ を電子温度の関数として示す．電子温度が 7 eV 以下の範囲では重水素原子密度への依

存性が強い．電荷移行再結合がない場合，すなわち図 6.7 (b) の再結合プラズマ成分の場合と比較して，重水素原子密度が電子密度の 1% の場合には，この係数は最大で約 7 倍（電子温度が 7 eV のとき），さらに 5% の場合には一桁以上（電子温度が 5 eV のとき）大きくなる．

6.3.3 1 光子放出あたりの電離および再結合事象数

C^{3+} の電離束 $\Gamma_{C^{3+} \rightarrow C^{4+}}$ および C^{4+} の再結合束 $\Gamma_{C^{4+} \rightarrow C^{3+}}$ はそれぞれ以下のように表される．

$$\Gamma_{C^{3+} \rightarrow C^{4+}} = n_e n_{C^{3+}} S_{\text{eff}} \quad (\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}) \quad (6.8)$$

$$\Gamma_{C^{4+} \rightarrow C^{3+}} = n_e n_{C^{4+}} \alpha_{\text{eff}} \quad (\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}) \quad (6.9)$$

ここで， S_{eff} は実効的な電離速度係数で，この係数には C^{3+} の基底準位から直接に C^{4+} に電離する過程に加えて， C^{3+} の励起準位を經由して最終的に C^{4+} に電離する過程も含まれる．同様に， α_{eff} は実効的な再結合速度係数で，この係数には C^{4+} から C^{3+} の基底準位に直接に再結合する過程に加えて， C^{3+} の励起準位を經由して最終的に C^{3+} に再結合する過程も含まれる．

式 (6.8) および式 (6.9) でそれぞれ示される電離束および再結合束を C IV スペクトル線の単位体積あたりの放射率で除した係数，すなわち 1 光子放出あたりの電離束および再結合束を

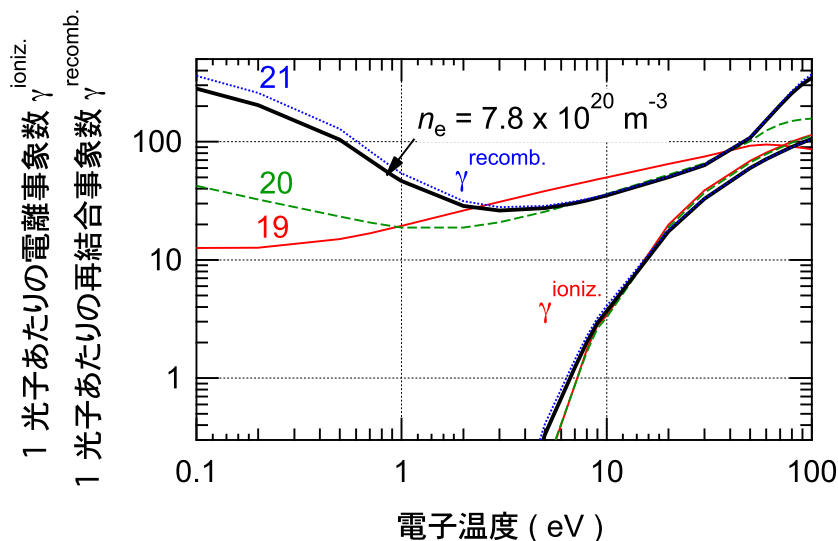


図 6.8 衝突放射モデルで計算された電離プラズマ成分の C IV ($3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2}$) $\cdot 1$ 光子放出に対する C^{3+} から C^{4+} への電離事象数 $\gamma^{\text{ioniz.}}$ ，および再結合プラズマ成分の C IV ($n = 6 - 7$) $\cdot 1$ 光子放出に対する C^{4+} から C^{3+} への再結合事象数 $\gamma^{\text{recomb.}}$ ．図中の数字，19，20 および 21 は電子密度 (m^{-3}) の 10 の乗数を示す．

それぞれ $\gamma^{\text{ioniz.}}$ および $\gamma^{\text{recomb.}}$ とすると, これらは

$$\gamma^{\text{ioniz.}} = \Gamma_{\text{C}^{3+} \rightarrow \text{C}^{4+}} / \varepsilon_{\text{C IV}(3s^2S_{1/2}-3p^2P_{3/2})}^{\text{ioniz.}} \quad (6.10)$$

$$\gamma^{\text{recomb.}} = \Gamma_{\text{C}^{4+} \rightarrow \text{C}^{3+}} / \varepsilon_{\text{C IV}(n=6-7)}^{\text{recomb.}} \quad (6.11)$$

と表される. 図 6.8 には $\gamma^{\text{ioniz.}}$ および $\gamma^{\text{recomb.}}$ を電子温度の関数として示す. $\gamma^{\text{ioniz.}}$ は電子温度の増加にしたがって増加する. この電子温度への依存性は $P^{\text{ioniz.}}$ の逆である. これは以下のように説明される. 式 (6.10) の右辺の分子は, 式 (6.8) に示されるように, S_{eff} に由来して電子温度へ正の依存性をもつ. 同様に, 式 (6.10) の分母は, 式 (5.4) で $p = 3p$ を代入し, $3p$ 準位の密度のうち電離プラズマ成分に対応する第一項と自然放射係数により, $\varepsilon_{\text{C IV}(3s^2S_{1/2}-3p^2P_{3/2})}^{\text{ioniz.}} = A(3s^2S_{1/2}, 3p^2P_{3/2}) R_0(3p^2P_{3/2}) n_e n_{\text{C}^{3+}}$ と表され, $R_0(3p^2P_{3/2})$ に由来して電子温度へ正の依存性を持つ. 低密度では, $R_0(3p^2P_{3/2})$ は基底準位からの電子衝突による励起速度係数 $C(2s^2S_{1/2}, 3p^2P_{3/2})$ にほぼ等しい. したがって, $\gamma^{\text{ioniz.}}$ の電子温度への依存性は実効電離速度係数 S_{eff} と励起速度係数 $C(2s^2S_{1/2}, 3p^2P_{3/2})$ の比の電子温度への依存性に類似する. S_{eff} は電子温度に対して, $C(2s^2S_{1/2}, 3p^2P_{3/2})$ より強く依存して増加するため, $\gamma^{\text{ioniz.}}$ は電子温度に対して増加する傾向をもつ. 他方, $\gamma^{\text{recomb.}}$ は $P^{\text{recomb.}}$ と類似した電子温度および電子密度依存性を持つ.

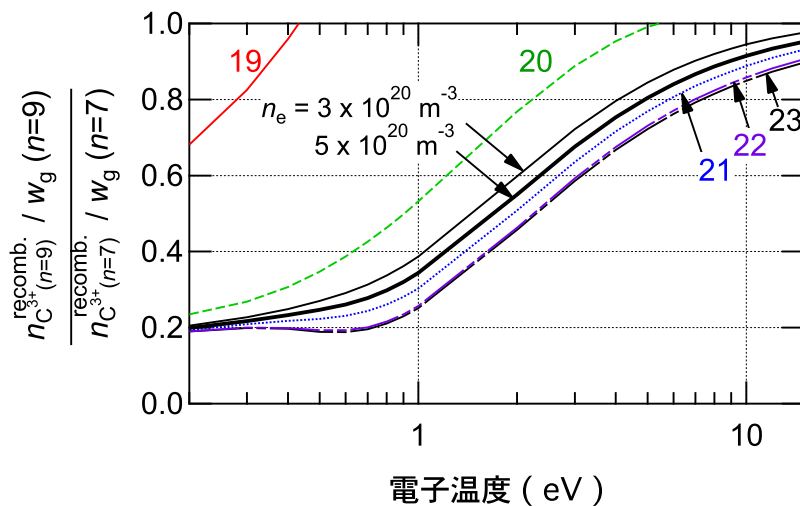


図 6.9 衝突放射モデルで計算された, 再結合プラズマ成分での $n = 7$ 準位の密度に対する $n = 9$ 準位の密度. 図中の数字, 19 から 23 は 電子密度 (m^{-3}) の 10 の乗数を示す.

6.3.4 再結合プラズマ成分の $n = 7$ 準位の密度に対する $n = 9$ 準位の密度

図 6.9 には再結合プラズマ成分の $n = 7$ 準位の密度に対する $n = 9$ 準位の密度を電子温度の関数として示す．この密度比は電子温度の上昇にしたがって増加する．電子密度への依存性は電子密度が $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 以下で顕著であるが， $3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 以上では弱く， $1 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ 以上では無視できるほど小さい．ここで， $n = 7$ 以上の準位は，電子密度が $1 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ 以上では Griem の境界となる準位を越え，かつ電子温度が 1.5 eV 以上では Byron の境界となる準位を越えるため，プラズマ中の自由電子が局所的に $n = 7$ 以上の準位と熱平衡状態に近くなる（局所熱平衡状態）[9]．この場合には $n = 7$ 準位の密度に対する $n = 9$ 準位の密度比は電子密度に依存しない．他方，電子温度への依存性は存在するので，この比は電子温度の測定に適する．本章で解析するプラズマの電子密度では局所熱平衡状態に近くなるので，この比から電子温度を推測することができる．

6.4 結果

6.4.1 励起準位密度の測定値と計算値の比較

図 6.10 には励起準位の密度を基底準位からの励起エネルギーの関数として示す． $3p$ 準位の密度は真空紫外領域の $C \text{ IV} (2s^2S - 3p^2P)$ と可視領域の $C \text{ IV} (3s^2S - 3p^2P)$ （図 5.7 参

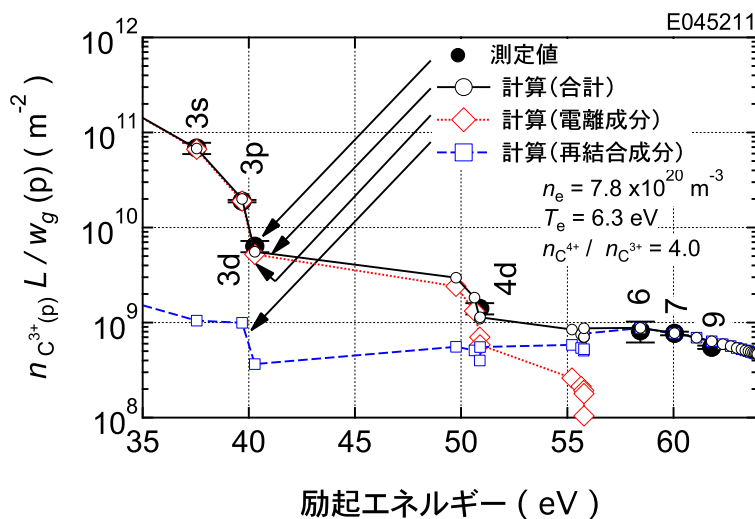


図 6.10 基底準位からの励起エネルギーに対する統計重率で割った励起準位密度の測定値，および衝突放射モデルによる計算値．

照) から同時に定められるため, 両者が一致するように真空紫外分光器の感度を定めてある. 真空紫外分光器の視野内でパラメータが一定である一様プラズマを仮定し, 測定された励起準位密度に対する衝突放射モデルで計算された励起準位密度のフィッティングによって, 電子温度 T_e , 電子密度 n_e , 重水素原子密度 n_D および C^{3+} に対する C^{4+} の密度が定められる. フィッティングでは, 重水素原子温度 T_D と C^{4+} イオン温度 $T_{C^{4+}}$ は電子温度と等しいと仮定されている. フィッティングの結果, $T_e = 6.3 \text{ eV}$, $n_e = 7.8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $n_D = 0.0 \text{ m}^{-3}$ および $n_{C^{4+}} / n_{C^{3+}} = 4.0$ と決定された. ただし, 重水素原子密度 n_D は検出限界 (電子密度の 0.1%) 以下である. この低い重水素原子密度は, C IV スペクトル線強度の高い領域では電子温度と電子密度が高く重水素原子の侵入束が少ないためであると解釈される.

図 6.10 には上記のパラメータを持つ電離および再結合プラズマ成分の励起準位密度とそれらの和を示す. $n \leq 4$ の準位では電離プラズマ成分が, $n \geq 5$ の準位では再結合プラズマ成分が主要である. 図 6.5 (a) には図 6.10 に示す励起準位密度から計算されるスペクトルを波長域 20 - 50 nm に対して示し, 図 6.5 (b) には波長域 20 - 35 nm を拡大したスペクトルを示す. C IV ($2p^2D - 4d^2D$) では計算されたスペクトルと測定されたスペクトルはよく一致する. 一方, C IV ($2p^2P - 4s^2S$) と C IV ($2s^2S - 4p^2P$) では測定されたスペクトルでは計算されたスペクトルと比較して, 強度が高く線幅が広い. そのため, これらの 2 本のスペクトル線は他のスペクトル線と混合している可能性が高い. C IV ($2p^2D - 5d^2D$) の強度は低い. ため, 励起準位密度に対するフィッティングでは 5d 準位の密度を含めなかったが, 計算されたスペクトルは測定されたスペクトルをよく再現している. 図 6.10 から 5d 準位では再結合プラズマ成分が主要であり, その準位からの発光線 C IV ($2p^2D - 5d^2D$) は真空紫外分光器で観測された唯一の体積再結合に由来するスペクトル線である. よって, 電離プラズマ成分由来のスペクトル線に加えて再結合プラズマ成分由来のこのスペクトル線の強度が再現されたことは, フィッティングが電離プラズマ成分に対して妥当であっただけでなく, おもに可視域のスペクトル線強度から定められた再結合プラズマ成分に対しても妥当であったことを示す.

6.4.2 C^{3+} の電離束と C^{4+} の再結合束

C IV ($3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2}$) および C IV ($n = 6 - 7$) の絶対強度から図 6.8 に示す係数より, それぞれ C^{3+} から C^{4+} への電離束および C^{4+} から C^{3+} への再結合束を見積もる. 図 6.8 より, 電子温度 6.3 eV, 電子密度 $7.8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ での 1 光子あたりの電離事象数 $\gamma^{\text{ioniz.}} = 0.97$, および C IV ($3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2}$) スペクトル線の視線 18 ch から 30 ch で平均された絶対強度 $I_{C\text{IV}}^{\text{meas. ave.}} = 2.4 \times 10^{18} \text{ ph m}^{-2}\text{s}^{-1}$ より, C^{3+} から C^{4+} への電離束

$\Gamma_{C^{3+} \rightarrow C^{4+}}$ は

$$\begin{aligned} \Gamma_{C^{3+} \rightarrow C^{4+}} &= \gamma^{\text{ioniz.}} \cdot I_{C\text{ IV}}^{\text{meas. ave.}} \\ &= 0.97 \cdot 2.4 \times 10^{18} \\ &= 2.4 \times 10^{18} \text{ (m}^{-2}\text{s}^{-1} \text{)} \end{aligned} \quad (6.12)$$

と見積もられる .

1 光子あたりの再結合事象数 $\gamma^{\text{recomb.}} = 29$, および C IV ($n = 6 - 7$) スペクトル線の視線 18 ch から 30 ch で平均された絶対強度 $I_{C\text{ IV}}^{\text{meas. ave.}} = 7.5 \times 10^{18} \text{ ph m}^{-2}\text{s}^{-1}$ より C^{4+} から C^{3+} への再結合束 $\Gamma_{C^{4+} \rightarrow C^{3+}}$ は ,

$$\begin{aligned} \Gamma_{C^{4+} \rightarrow C^{3+}} &= \gamma^{\text{recomb.}} \cdot I_{C\text{ IV}}^{\text{meas. ave.}} \\ &= 29 \cdot 7.5 \times 10^{18} \\ &= 2.2 \times 10^{20} \text{ (m}^{-2}\text{s}^{-1} \text{)} \end{aligned} \quad (6.13)$$

と見積もられる .

6.4.3 電離および再結合プラズマ成分からの放射パワー

C IV ($3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2}$) および C IV ($n = 6 - 7$) の絶対強度から図 6.7 に示す係数より , それぞれ電離プラズマ成分および再結合プラズマ成分による全線放射パワーを算出する .

電離プラズマ成分からの全線放射パワーは以下のように見積もられる . C IV ($3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2}$) スペクトル線の視線 18 ch から 30 ch で平均された絶対強度 $I_{C\text{ IV}}^{\text{meas. ave.}} = 2.4 \times 10^{18} \text{ ph m}^{-2}\text{s}^{-1}$, および電子温度 6.3 eV , 電子密度 $7.8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ での 1 光子あたりの全線放射エネルギー係数 $P^{\text{ioniz.}} = 3.3 \times 10^{-13} \text{ J ph}^{-1}$ より , 電離プラズマ成分に由来する全線放射パワー $P_{\text{rad}}^{\text{ioniz.}}$ は

$$\begin{aligned} P_{\text{rad}}^{\text{ioniz.}} &= P^{\text{ioniz.}} \cdot I_{C\text{ IV}}^{\text{meas. ave.}} \\ &= 3.3 \times 10^{-13} \cdot 2.4 \times 10^{18} \\ &= 0.8 \text{ (MW m}^{-2} \text{)} \end{aligned} \quad (6.14)$$

と見積もられる . これはほぼ同じ視線であるボロメータの視線 38 ch で測定された総放射パワー 1.4 MW m^{-2} の 60% に対応する .

同様に , 再結合過程による全線放射パワーは以下のように見積もられる . C IV ($n = 6 - 7$) スペクトル線の視線 18 ch から 30 ch で平均された絶対強度 $I_{C\text{ IV}}^{\text{meas. ave.}} = 7.5 \times 10^{18} \text{ ph m}^{-2}\text{s}^{-1}$, および電子温度 6.3 eV , 電子密度 $7.8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ での 1 光子あたりの全放射エネルギー係数 $P^{\text{recomb.}} = 3.4 \times 10^{-16} \text{ J ph}^{-1}$ より , 再結合プラズマ成分に由来する全

線放射パワー $P_{\text{rad}}^{\text{recomb.}}$ は

$$\begin{aligned} P_{\text{rad}}^{\text{recomb.}} &= P^{\text{recomb.}} \cdot I_{\text{C IV}}^{\text{meas. ave.}} \\ &= 3.4 \times 10^{-16} \cdot 7.5 \times 10^{18} \\ &= 2.6 \text{ (kW m}^{-2} \text{)} \end{aligned} \quad (6.15)$$

と見積もられる．これはほぼ同じ視線であるボロメータの視線 38 ch で測定された総放射パワー $1.4 \text{ (MW m}^{-2} \text{)}$ の 0.2% に対応する．

6.5 議論

6.5.1 C^{3+} の電離束と C^{4+} の再結合束のバランス

上記の解析結果は図 6.11 にまとめられている．X 点 MARFE 発生時には C^{3+} と C^{4+} の間の電離および再結合のバランスは著しく再結合に偏っている．これは第 5 章で述べたような接触ダイバータプラズマ [10] とは大きく異なる電離と再結合のバランスである．その一方で，放射パワーのほとんどは電離プラズマ成分によって占められる．

図 6.11 の下半分には，同一のショット番号の同一の時刻で C^{2+} に対して同様の解析を行った結果を示す [11]． C^{2+} と C^{3+} の間では，再結合は観測されず電離のみが観測され，この電離束は C^{4+} から C^{3+} への再結合束の 67% に相当する． C^{2+} の電離プラズマ成分からの放射パワーはボロメータで測定された総放射パワーの 30% に達し， C^{3+} のそのの半分に相当する．

これらの結果をあわせると C^{2+} ， C^{3+} および C^{4+} の間の生成と消滅のバランスは C^{3+} の生成に大きく偏っている．このことは，生成された C^{3+} は原子過程では消滅せず，他の過程，たとえば輸送などで観測体積から失われていることを示唆する．また， C^{2+} と C^{3+} からの放射パワーの合計は，ボロメータで測定された総放射パワーの 90% に達し，X 点 MARFE からの放射パワーのほとんどは C^{2+} と C^{3+} からのものであることが示された．

C^{3+} が輸送により X 点から失われていることは，X 点の周囲に少量の水素ガスを入射し，水素から C^{3+} への電荷移行再結合過程に由来する C^{2+} の発光を観測するなどの方法により，実験的に調べられる可能性があり，これは今後の課題である．

6.5.2 C^{4+} の体積再結合と放射パワーの関係

C^{4+} の体積再結合が放射パワーの増大に果たす役割は，原子過程の観点から以下のように解釈される． C^{4+} はヘリウム様イオンの構造を持つため，図 6.6 に示すように最も低いエネルギー準位である $1s2s^3S$ への励起エネルギーでさえ 299 eV である．よって，電子温度が 10 eV より低いプラズマでは C^{4+} の励起速度係数は著しく小さく，放射パワーも低い．対して，

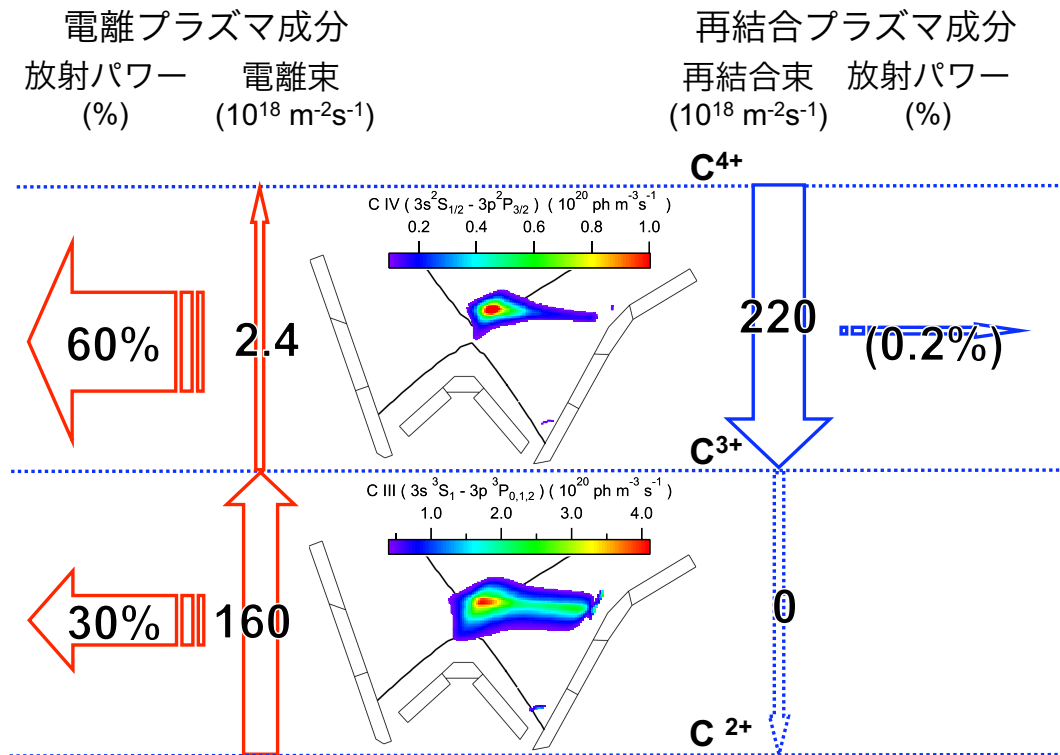


図 6.11 左から，電離プラズマ成分の放射パワー，電離束，トモグラフィーによる $C\text{ IV}$ ($3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2}$) と $C\text{ III}$ ($3s^3S_1 - 3p^3P_{0,1,2}$) 放射率の再構築像 [1, 11]，再結合プラズマ成分の再結合束，および放射パワー．

C^{3+} はリチウム様イオンの構造を持つため，最も低いエネルギー準位である $2p^2P$ への励起エネルギーは 8.0 eV である．よって，電子温度が 10 eV より低いプラズマであってもこれらの準位への励起が生じ，電離プラズマ成分の放射パワーは低くはならない．定量的には， C^{3+} の放射パワー係数は C^{4+} の放射パワー係数と比較すると，電子温度が 10 eV 以下では何桁も大きい．一方で，このような低温では C^{4+} と電子の体積再結合が顕著であり，体積再結合に由来する放射パワー自体は低いが，体積再結合によって C^{3+} が生成される．この議論から C^{3+} と C^{4+} の電離再結合過程と放射過程の関連について， C^{4+} と電子の体積再結合は C^{4+} を放射への寄与の大きい C^{3+} に変換するという役割を果たす．したがって，体積再結合は X 点 MARFE が発生し放射が増加する場合に本質的な役割，言い換えると，放射の増加の前兆過程であると解釈される．

6.5.3 電子温度の空間分布

図 6.4 (b) に示すように $n = 7$ 準位の密度に対する $n = 9$ 準位の密度は X 点に近づくにつれて減少し 23 ch および 92 ch で極小値 0.6 をとる分布を持つ．第 6.4.1 節に示した結果が

ら $n \geq 5$ 準位の密度は再結合プラズマ成分が主要であるので、この密度比は図 6.9 に示す密度比で表される。また、第 6.4.1 節で電子密度は $7.8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ と定められ、この電子密度では $n = 7$ 準位の密度に対する $n = 9$ 準位の密度比の電子密度への依存性は大きくないので、この密度比から電子温度が見積もられる。図 6.4 (b) の右軸には電子密度が $7.8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ の場合の $n = 7$ 準位の密度に対する $n = 9$ 準位の密度比に対応する電子温度を示す。この電子温度は X 点の周辺部では 10 eV であるが、X 点に近づくにつれて次第に減少し 2.5 eV まで低下する。真空紫外分光器で観測される領域は X 点を中心に電子温度が低い領域と周辺の電子温度が高い領域が含まれているため、第 6.4.1 節で定められた電子温度はこれらの領域の平均的な電子温度であったと解釈される。

図 6.4 から 3p 準位の密度は X 点の中心付近で極大値を持つ。しかし、図 6.4 (b) に示すように X 点の中心では電子温度が 2.5 eV であり、電子温度が低すぎるため基底準位の C^{3+} から 3p への励起速度係数は著しく小さい。3p 準位が電離プラズマ成分から成っていると仮定すると、図 6.7 (a) に示す 1 光子あたりの全線放射エネルギー係数 P^{ioniz} から計算される全線放射パワーはボロメータで測定された総放射パワーを何桁も上回るという矛盾が生じる。よって、X 点の中心では 3p 準位は電離プラズマ成分ではなく再結合プラズマ成分から成っている可能性が高い。3p 準位が再結合プラズマ成分から成っていると仮定すると、図 6.12 に示すように、3p, $n = 6$, $n = 7$ および $n = 9$ 準位の密度比から電子密度は $1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ という高密度に達していることになる。このような高密度プラズマ中ではシュタルク効果により、とくに遷移の上準位の主量子数の大きいスペクトル線の形状は幅広になり、スペクトルの裾野

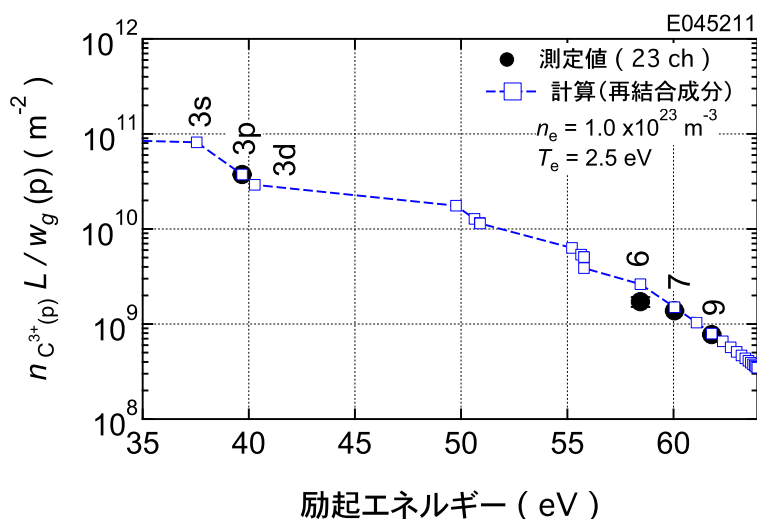


図 6.12 基底準位からの励起エネルギーに対する統計重率で割った励起準位密度の測定値 (視線 23 ch), および衝突放射モデルによる計算値。

で緩やかに減少する形状となることが予想される．視線 23 ch で測定された C IV ($n = 6-7$) スペクトル線はこのような裾野拡がりの形状を示し，シュタルク効果の影響を受けている可能性が高く，その形状から電子密度を推定し上記の仮説を検証することが可能である．しかし，水素様イオン以外のイオンへのシュタルク効果による線拡がりを解析するには PPP コードのような専用の計算プログラムが必要であり，現在，このコードによる解析が進行中である [12, 13]．初期的な解析結果では上記のような高電子密度は導出されていない [13]．

主プラズマのセパトリクスで可動静電プローブにより測定された電子温度 60 eV，電子密度 $1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ，および加熱用中性粒子ビームを利用した電荷移行再結合分光法により測定された重水素イオン温度 240 eV および重水素イオン密度 $1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (電子密度と等しいと仮定) からそこでのプラズマの圧力は $5 \times 10^{21} \text{ eV m}^{-3}$ と算出される．一方で，X 点 MARFE の中心部では，電子の圧力が重水素イオンの圧力と等しいと仮定すると，上記のパラメータからプラズマ圧力は $5 \times 10^{23} \text{ eV m}^{-3}$ と算出され，セパトリクス上で圧力バランスが成り立たず，上記の仮説に基づくパラメータの見積もりには矛盾が生じる．よって，上記の仮説は成り立たず，したがって，X 点 MARFE の中心部での電子密度および励起過程は現状では不明である．

斜入射分光器のスリットを高さ方向で分割することによって，可視分光の空間分布測定用視野の視線間隔と同程度の空間分解計測が可能になれば，視線ごとに第 6.4.1 節で行った衝突放射モデルによる解析が可能になる．これによって，電子密度や電子温度などのパラメータの X 点 MARFE の中心部を含む空間構造が明らかにされ，励起過程が解明される可能性がある．

6.6 結論

X 点 MARFE が発生したとき C IV の発光強度は X 点を中心に極大値を持つように分布した．X 点付近から放射される C IV スペクトル線の絶対強度を真空紫外分光器と可視分光器で測定し，励起準位密度を定め，衝突放射モデルにより解析した．解析の結果，電子温度は 6.3 eV，電子密度は $7.8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ， C^{3+} 密度に対する C^{4+} 密度は 4.0 であり， $n \leq 4$ の準位では電離プラズマ成分が， $n \geq 5$ の準位では再結合プラズマ成分が主要な成分であることが示された．

上記の結果より，衝突放射モデルによって C^{3+} の放射パワーを算出した．電離プラズマ成分に由来する全線放射パワーはボロメータで測定した総放射パワー 1.4 MWm^{-2} の 60%，および再結合プラズマ成分に由来する全線放射パワーはボロメータで測定した総放射パワーの 0.2% であった．一方で， C^{4+} から C^{3+} への体積再結合束は C^{3+} から C^{4+} への電離束より約 100 倍大きい．第 5 章で述べた接触プラズマでは C^{3+} から C^{4+} への電離が支配的であり [10]，この C^{3+} と C^{4+} の間の電離と再結合のバランスは接触状態のプラズマとは大幅に異なった．

上記は、真空紫外分光器の視野内でパラメータが一定である一様なプラズマの仮定の基での見積もりであった。可視分光による高い空間分解能での測定では、 $n = 7$ 準位の密度に対する $n = 9$ 準位の密度比より定めた電子温度は X 点の周辺では 10 eV であったが、X 点に向かうにしたがって徐々に低下し、X 点で極小値 2.5 eV をとる分布であった。このような低温では衝突放射モデルにより電子密度が $1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ で、3p 準位などすべての準位が再結合プラズマ成分であると予想され、よって、X 点で体積再結合により生成された C^{3+} が周辺の電子温度の高い領域で励起され、線放射を生じるという空間構造が示唆される。しかし、これらのパラメータから算出されるプラズマの圧力はセパラトリクスに沿って上流のプラズマ圧力と比較すると著しく高いという矛盾が生じた。よって、X 点 MARFE の中心部での電子密度および励起過程は現状では不明であるが、たとえば真空紫外分光器による高空間分解能での計測などにより実験によってパラメータが定められ、励起過程が解明される可能性がある。

参考文献

- [1] T. Nakano, H. Kubo, *et al.*, *Nucl. Fusion* **47** 1458 (2007).
- [2] B. Lipschultz, *J. Nucl. Mater.* **145-147** 15 (1987).
- [3] H. Kubo, H. Takenaga, *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **337-339** 161 (2005).
- [4] B. Lipschultz, J. L. Terry, *et al.*, *Phys. Plasmas* **6** 1907 (1999).
- [5] M. E. Fenstermacher, S. L. Allen, *et al.*, *Phys. Plasmas* **4** 1761 (1997).
- [6] H. Kubo, T. Sugie, *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **37** 1133 (1995).
- [7] http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/levels_form.html
- [8] <http://www.pa.uky.edu/peter/atomic/query.cgi>
- [9] T. Fujimoto, *Plasma Spectroscopy* (Oxford University Press, 2004).
- [10] T. Nakano, H. Kubo, *et al.*, *J. Plasma and Fusion Res.* **80** 500 (2004).
- [11] T. Nakano, H. Kubo, *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **390-391** 255 (2009).
- [12] M. Koubiti, T. Nakano, *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **390-391** 1142 (2009).
- [13] M. Koubiti, T. Nakano, *et al.*, *J. Nucl. Mater. in press* (2010).

第 7 章

加熱用中性粒子ビーム中の酸素量と プラズマ中の酸素量との関係

加熱用中性粒子ビームに含まれる不純物分子イオン由来の重水素の割合を、ビームから放射される D_{α} 線の強度と中性化セルでの中性化率の計算から決定し、ビームに含まれる不純物量（酸素量）を決定した。中性粒子ビーム中の酸素粒子数比は、ビーム入射開始の約 150 ショット後では 8% を超える高い値であったが、約 830 ショット後には 1% まで減少した。中性粒子ビーム入射開始直後の放電では、プラズマに含まれる酸素量のうち 50% 以上が中性粒子ビームに由来しプラズマ実効電荷数への寄与は 0.5 以上であったが、それらの割合はショット毎に減少し約 830 ショット後ではそれぞれ 20% 以下および 0.06 以下まで減少した。また、中性粒子ビームに由来する酸素の L モードプラズマ中での閉じ込め時間は 0.5 秒と決定された [1]。

7.1 序論

トカマク型核融合実験装置では、負磁気シア放電 [2] や高ポロイダルベータ H モード放電 [3] などで高いエネルギー閉じ込め性能を持つプラズマが得られている。このような高閉じ込めプラズマはプラズマの圧力分布および電流分布の制御によって得られる。JT-60U には第 2.2.1 節で述べたように 11 ユニットの正イオン源方式の中性粒子ビーム入射装置 [4] が設置されており、一部を除くとそれぞれの入射方向が異なるので、それぞれがプラズマに与えるパワー、運動量、およびそれらのプラズマ中の空間位置での分布が異なる。よって、これらを使い分けることによりプラズマパラメータの分布制御が可能である。また、プラズマの高性能化にはプラズマに含まれる不純物を低減させることも一つの方法である。たとえば、炉心プラズマの中心部に存在する 3% の酸素をすべて取り除き純粋な水素プラズマが得られれば、核融合出力は約 70% 向上する。プラズマ純度の向上のためにプラズマ・壁相互作用による不純物発生量を低減させる手法が開発されてきた [5-7]。しかし、このような手法が成果を挙げたことによって、最近まで無視されていた中性粒子ビームに含まれる不純物のプラズマ純度に与える影響が相対的に大きくなった。

ガスパフやりサイクリングはプラズマの周辺部に粒子を供給するのに対し、中性粒子ビームはプラズマの中心付近に粒子を供給する。プラズマの中心部に供給された粒子の閉じ込め時間は周辺部に供給された粒子の閉じ込め時間と比較して、L モードプラズマでは約 3 倍 [8]、H モードプラズマではある条件下で約 80 倍 [9] 大きい。プラズマ中の不純物密度は定常状態では粒子閉じ込め時間に比例して増加するので、中性粒子ビームで入射される不純物は少量であっても、特に高閉じ込めプラズマではプラズマ純度を大きく低下させる。したがって、中性粒子ビームに含まれる不純物はプラズマの主な不純物源となりうる。

試験用の正イオン源方式の中性粒子ビーム入射装置（テストスタンド）で中性粒子ビーム中の不純物量を測定した結果は報告されており [10-12]、それらによると中性粒子ビームには 3~6% の軽元素不純物（炭素、酸素など）が含まれている。また、これらと比較するとかなり少量ではあるが、負イオン源方式の中性粒子ビームからも不純物が検出されている [13]。しかしながら、プラズマに入射中の中性粒子ビームに含まれる不純物量を測定した報告は、ここでの調査では発見されなかった。よって、中性粒子ビームから入射される不純物量とプラズマ中の不純物量との関係は明らかにされていない。本研究では、JT-60U の正イオン源方式の中性粒子ビーム入射装置からのビーム中に含まれる不純物量（酸素量）の測定を試みる。

7.2 実験

7.2.1 中性粒子ビーム入射装置

図 7.1 (a) に中性粒子ビーム入射装置のうちの垂直方向入射ユニットと JT-60U の断面図を示す．本研究では，垂直方向入射ユニットである # 14 入射ユニット（図 2.4 を参照）について調べた．図 7.1 (b) に # 14 入射ユニットの断面図を示す．中性粒子ビーム入射装置は 1 基あたり 2 本のビームラインを持ち，それらのなす角度は 3.8 度である．ビームラインの主要な構成機器はイオン源，加速管，中性化セル，偏向磁石および排気装置（クライオパネル）である．

イオン源には重水素ガスが流量 $1.5 \text{ Pam}^3\text{s}^{-1}$ で供給され，フィラメントとイオン源壁との間のアーク放電によってソースプラズマが生成される．すべての入射ユニットのフィラメントは 1 年に 1 度交換され，この際に空気中の水分などがイオン源壁に吸着する．吸着した水分などの不純物は，イオン源の作動の際にスパッタリングによってイオン源壁から放出され，ソースプラズマに混入する．ソースプラズマから引き出された重水素および不純物の正イオンは加速管に導かれる．加速管の引き出し電極は $27 \text{ cm} \times 12 \text{ cm}$ の長方形（図 7.1 (b) で長手方向が紙面内）で，面積比で約 40% のビーム引き出し孔が設けられている．加速管の加速電圧は 85 kV，およびビーム電流は 25 A である．加速された重水素および不純物イオンビームは中性化セルに導かれる．中性化セルの入り口の形状は $29 \text{ cm} \times 19 \text{ cm}$ の長方形（図 7.1 (b) で長手方向が紙面内）で，その長さは 169 cm である．中性化セルには重水素ガスがイオン源から流入し，加えて中性化セルの中央部からも供給される．後者の流量（最大ガス流量： $2.7 \text{ Pam}^3\text{s}^{-1}$ ）を調整することによって，中性化セル中でビーム軸に沿った重水素分子の線積分密度は $1.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}$ に保たれる．イオンビームは中性化セルで重水素分子との衝突によって中性化され，その一部は中性粒子ビームとして JT-60U トーラスへ入射される．中性化セルをイオンの状態で通過したビームは，主排気タンク内の偏向磁石の磁場（0.15 T，図 7.1 (b) で紙面垂直方向）によって中性粒子ビームと分離されてビームダンプに導かれる．

中性粒子ビームが JT-60U トーラスに到達する前に残留重水素ガスと衝突して，そのうちの数 % が再びイオン化する．この残留重水素ガスは中性化セルより流れ出した重水素分子，およびビームダンプより再放出される重水素分子に由来する．これを効率よく排気するために，クライオポンプモジュールが主排気タンクの内壁に設置されており，主排気タンクは図 7.1 (b) に示すように仕切り板によって P1，P2 および P3 の 3 つの部屋に仕切られ，差動排気系が構成されている．

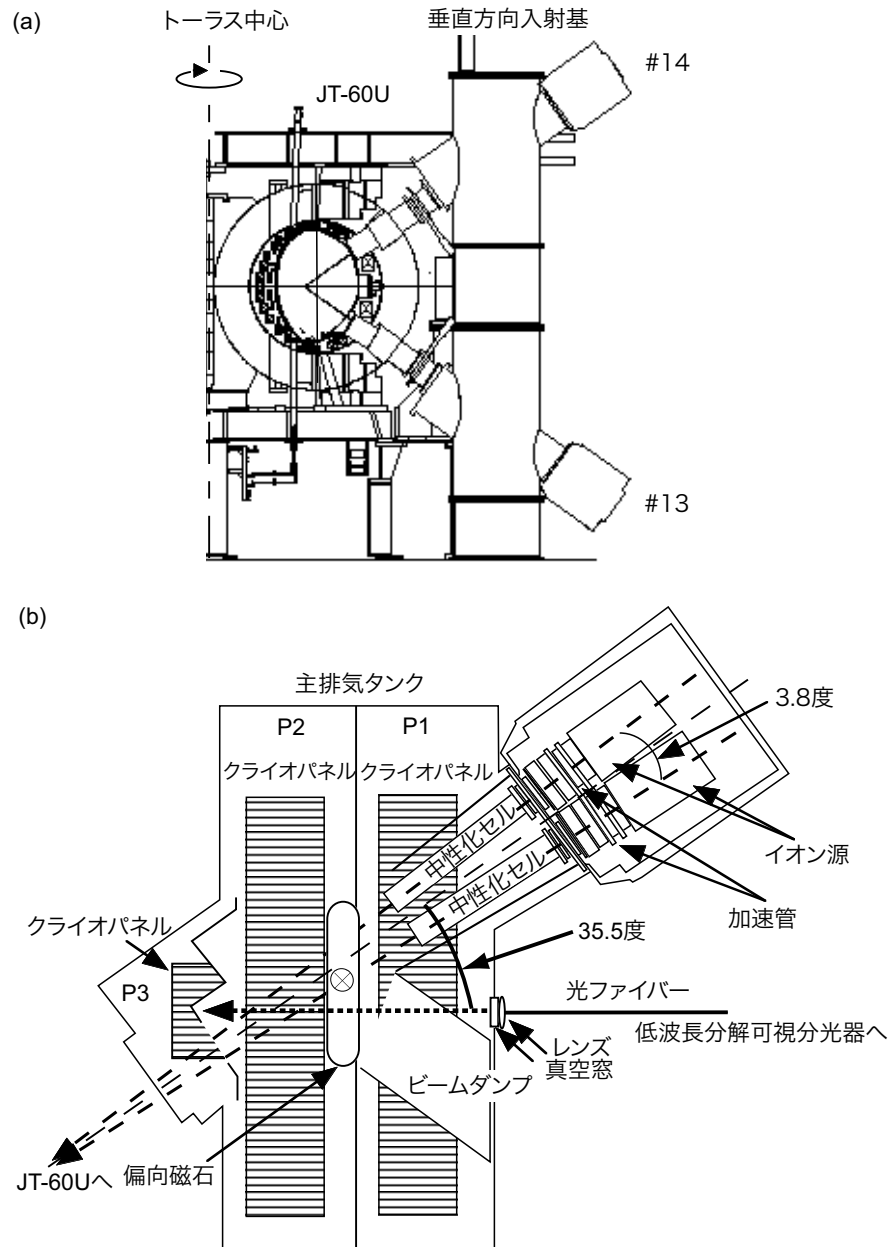


図 7.1 (a) JT-60U と垂直方向中性粒子ビーム入射装置 (#13 および #14) の断面図, および (b) # 14 入射ユニットの断面図と測定光学系 .

7.2.2 分光測定

測定場所と計測器

主排気タンク内の偏向磁石よりトラス側にある領域では, 残留重水素ガスと重水素ビームの衝突による発光が観測される. 図 7.1 (b) に示すように, この発光をビーム軸に対して後方

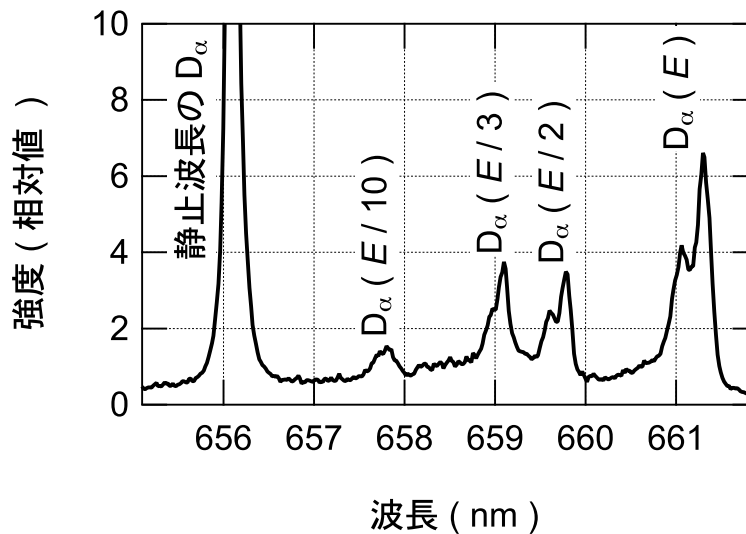


図 7.2 主排気タンク領域で観測された D_α スペクトル． E ($= 85 \text{ keV}$) は加速エネルギーを示す．

35.5 度の方向から観測する．ここでの発光のうち観測体積に含まれる発光（ビーム軸と計測軸の交点付近で直径 25 mm の円形断面）は約 2.5 m 離れた場所に設置されたレンズ（焦点距離：20 mm）によって集光され，光ファイバー端（コア径：200 μm ）に結像する．結像された光は光ファイバー（長さ：約 300 m）で計測室の低波長分解可視分光器に導かれ，スペクトルが測定される．測定時の分光器の設定パラメータは，スリット幅 40 μm ，回折格子 1800 本 mm^{-1} ，中心波長 658 nm およびイメージ・インテンシファイアのゲイン 37.3 倍である．主排気タンクに設置された真空窓とレンズの透過率は測定されていないのでスペクトルの絶対強度は得られないが，レンズの後段に取り付けてある光ファイバーを含む絶対感度は付録 A.3.3 節に記された方法と類似の方法で定められている．よって，観測される波長幅で真空窓とレンズの透過率を一定とするとスペクトルの相対強度が得られる．

ドップラーシフトを受けた D_α スペクトルの解釈

図 7.2 にビーム入射開始直後から入射終了までの約 6 秒間を時間平均したスペクトルを示す．静止波長の D_α 線（656.1 nm）のほかに，長波長側にスペクトル線が観測されている．ビーム進行方向に対して後方から観測しているため，これらのスペクトル線はドップラーシフトを受けた D_α 線である．ドップラーシフトの大きさから，これらのスペクトル線はエネルギー E ， $E/2$ ， $E/3$ およびドップラーシフトの計測精度から $E/9 \sim E/11$ (E ：# 14 入射ユニットの加速エネルギーの測定値，85 keV) を持つ重水素原子から放射された D_α 線（以降，それぞれ $D_\alpha(E)$ ， $D_\alpha(E/2)$ ， $D_\alpha(E/3)$ および $D_\alpha(E/10)$ ）であると同定した．また，ドップ

ラーシフトを受けた D_α 線はそれぞれ近接する 2 本の D_α 線からなる。そのドップラーシフトの波長差は 2 本のビームラインの角度の差 (3.8 度) と対応するため、この 2 本の D_α 線はそれぞれ別のイオン源から引き出された中性粒子ビームに由来するものであると解釈される。一組の D_α 線のうち長波長側の D_α 線はドップラーシフトが大きいことから下イオン源のビームに対応し、短波長側の D_α 線は上イオン源のビームに対応する。下イオン源のビームに対応する D_α 線の強度が上イオン源のそれと比較して高いのは、下イオン源ビームの観測領域が差動排気系の上流側であり、そこでは残留ガス圧が高いためであると推測される。 $D_\alpha(E/10)$ では発光強度が低く、ドップラーシフトの波長差が小さいため 2 本の D_α 線に分離されない。次節の解析ではこれらの D_α 線の強度比を比較するので、 $D_\alpha(E/10)$ も 2 本の D_α 線から構成されているとし、それぞれ一組の D_α 線の面積の和としてそれらの強度を定義する。

D_α スペクトル線拡がりの解釈

$D_\alpha(E)$ 、 $D_\alpha(E/2)$ および $D_\alpha(E/3)$ の線拡がりは、観測体積内で中性粒子ビームが空間的に拡がるためであると以下の 2 種の考察から解釈される。

$D_\alpha(E)$ スペクトル線拡がり：

加速管の引き出し電極およびその電極の引き出し孔が有限の大きさをもつため、中性粒子ビームは設計値で発散角 $\delta\theta_{\text{beam}} = 2$ 度 (ビーム密度の半値全幅) をもつ。下イオン源のビームラインと計測光軸のなす角度は $\theta_{\text{axis}} = 33.6$ 度であるので、ドップラーシフトの波長差 $\delta\lambda_D(E)$ は $D_\alpha(E)$ に対して、

$$\begin{aligned}\delta\lambda_D(E) &= \lambda_{D_\alpha} \frac{v_D(E)}{c} \left| \cos(\theta_{\text{axis}} - \delta\theta_{\text{beam}}/2) - \cos(\theta_{\text{axis}} + \delta\theta_{\text{beam}}/2) \right| \\ &= 656.1 \cdot \frac{2.85 \times 10^6}{3.00 \times 10^8} \cdot \left| \cos(33.6^\circ - 1^\circ) - \cos(33.6^\circ + 1^\circ) \right| \\ &= 0.12 \text{ (nm)}\end{aligned}\tag{7.1}$$

と計算される。ここで λ_{D_α} は静止波長の D_α 線の波長を、 $v_D(E)$ はエネルギー E をもつ重水素原子の速度を、および c は光速を示す。一方、装置幅 (0.062 nm) を除いた $D_\alpha(E)$ 線の半値全幅の測定値は 0.19 nm であり、式 (7.1) の計算値より大きく、ビームの発散角 3.2 度に対応する。ただし、上記の計算に用いたビームの発散角は設計値であり、実際のビームの発散角の方が大きい可能性がある。

$D_\alpha(E)$, $D_\alpha(E/2)$ および $D_\alpha(E/3)$ の線拡がりのエネルギー依存性 :

式 (7.1) から , ドップラーシフトの波長差は以下に示すエネルギー依存性をもつ .

$$\begin{aligned}
 \delta\lambda(E) : \delta\lambda(E/2) : \delta\lambda(E/3) &= v_D(E) : v_D(E/2) : v_D(E/3) \\
 &= \sqrt{E} : \sqrt{E/2} : \sqrt{E/3} \\
 &= 1 : \frac{1}{\sqrt{2}} : \frac{1}{\sqrt{3}} \\
 &= 1 : 0.71 : 0.58
 \end{aligned}
 \tag{7.2}$$

図 7.2 のスペクトルから $D_\alpha(E)$, $D_\alpha(E/2)$ および $D_\alpha(E/3)$ の装置幅を除去した半値全幅の比は $1 : 0.64 : 0.52$ であり , 主にフィッティングから生じる測定誤差 (約 10%) を考慮すると式 (7.2) で計算される比とほぼ一致する . ここで , 偏向磁石の磁場によるゼーマン効果は装置幅の約 7% の拡がりしか与えないため , スペクトル線の拡がりを評価する際にゼーマン効果による拡がりは無視されている .

D_α スペクトル線を放射する粒子とイオン源で発生する粒子の対応

中性化セルでのビーム粒子と重水素ガスとの衝突による運動量移行断面積 [14] は , 図 7.3 に示すように衝突エネルギーが 85 keV では $2 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ より小さい (ただし , ここでは重水素ビームと重水素ガスの衝突断面積を軽水素ビームと軽水素ガスの衝突断面積から推定するので , 衝突エネルギーを重水素と軽水素の質量比 2 で除した衝突エネルギー 43 keV での断面

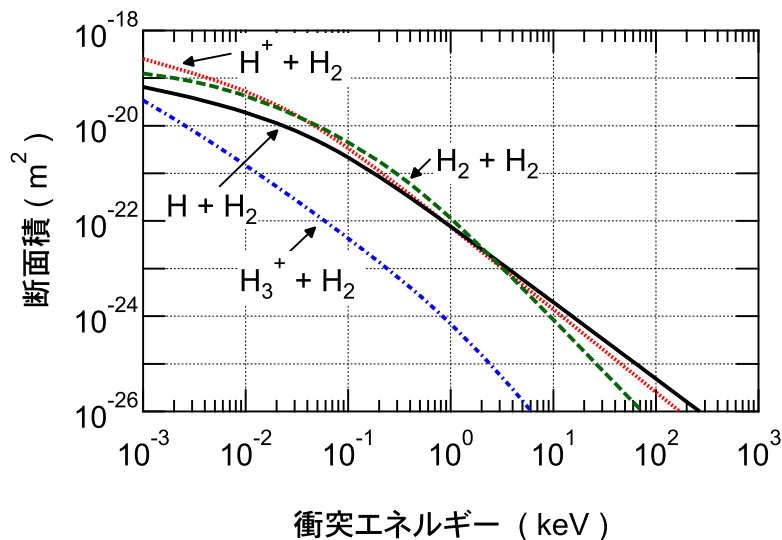


図 7.3 H_2 との衝突による運動量移行断面積 [14] .

積を用いた). 中性化セル中の重水素ガスの線積分密度は $1.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}$ であり, これを上記の断面積に乗じると, 中性化セルを通過するまでに平均的に 3×10^{-5} 回, すなわち全粒子に対して 0.003% の粒子のみが運動量移行を伴う衝突を受ける. 運動量移行を無視し入射粒子の速度は衝突の前後で変化しないとみなすと, 中性化セルに入射する粒子と通過した粒子の対応関係は粒子の速度で決定される. したがって, 中性化セル通過後にエネルギー E , $E/2$ および $E/3$ を持つ重水素原子 (以降, それぞれ $D(E)$, $D(E/2)$ および $D(E/3)$) は, 中性化セルに入射するときそれぞれ D^+ , D_2^+ および D_3^+ である.

同様な理由で, エネルギー $E/9 \sim E/11$ を持つ重水素原子 (以降, $D(E/10)$) は, 中性化セルに入射するとき質量が 18 ~ 22 の分子イオンである. イオン源の大気開放後の閉止直後の運転では, 重水素ガスを供給しない状態でイオン源内部では水の分圧が支配的であったので, イオン源の運転開始直後では酸素を含む不純物 (D_2O^+ など) が支配的であった可能性が高い. また, 炭素を含む不純物 (CD_4 など) は運転開始直後には検出されるが, 運転時間とともに急速に減少するので [10], ビーム入射を繰り返した後も酸素を含む不純物が支配的であった可能性が高い. 以上の理由から, この分子イオンは酸素を含み質量が 18 ~ 22 のもの, すなわち DO^+ , D_2O^+ および D_3O^+ (以降, D_iO^+ , ただし $i = 1, 2, 3$) であると仮定して以降の解析を行う.

本解析法では, 不純物分子イオンに由来する重水素からの D_α 線の強度を測定し, その分子イオンに含まれる酸素量が決定される. そのため, 重水素を含まない不純物分子イオン, すなわち O_2^+ , CO^+ , O^+ などが含む酸素量は本解析法では計上されない. 質量分析器を用いた測定結果によるとイオン源には, DO^+ に対して ~1% の O_2^+ , ~5% の CO^+ および, 文献 [10] によると ~10% の O^+ が含まれる. これらの合計, すなわち DO^+ に対して ~17% が計上されない酸素量であり, 後で示すように DO^+ は D_iO^+ に対して 18% であるので, 本解析法では酸素量を ~3.1% 過小評価する可能性がある.

7.3 解析手法

7.3.1 手順

以下の手順で図 7.2 に示すスペクトルから中性粒子ビームに含まれる酸素の重水素に対する粒子数比を決定する.

1. 図 7.4 に示すビーム水素原子と H_2 の衝突による H_α 線発光断面積 [15] を後述の仮定 IV. より, ビーム重水素原子と D_2 の衝突による D_α 線発光断面積 $\sigma_{D_\alpha(E)}$ に換算する. それらの比 $\sigma_{D_\alpha(E)} : \sigma_{D_\alpha(E/2)} : \sigma_{D_\alpha(E/3)} : \sigma_{D_\alpha(E/10)}$ より, スペクトルの面積で定義された D_α 線の強度比 $I_{D_\alpha(E)} : I_{D_\alpha(E/2)} : I_{D_\alpha(E/3)} : I_{D_\alpha(E/10)}$ から, 重水素ビームのエネルギーごとの

粒子数比 $n_{D(E)} : n_{D(E/2)} : n_{D(E/3)} : n_{D(E/10)}$ を以下のように導出する .

$$\begin{aligned}
 & n_{D(E)} : n_{D(E/2)} : n_{D(E/3)} : n_{D(E/10)} \\
 &= I_{D_\alpha(E)} / \sigma_{D_\alpha(E)} : I_{D_\alpha(E/2)} / \sigma_{D_\alpha(E/2)} : I_{D_\alpha(E/3)} / \sigma_{D_\alpha(E/3)} : I_{D_\alpha(E/10)} / \sigma_{D_\alpha(E/10)} \\
 &= I_{D_\alpha(E)} / 6.7 \quad : I_{D_\alpha(E/2)} / 5.6 \quad : I_{D_\alpha(E/3)} / 4.6 \quad : I_{D_\alpha(E/10)} / 4.2
 \end{aligned} \tag{7.3}$$

2 . D_iO^+ から解離した重水素イオンの中性化セルでの中性化率を計算する . その結果から中性化セルへの入射 D_iO^+ とそこからの出射 $D(E/10)$ の粒子数比 , $n_{D_iO^+} : n_{D(E/10)}$ を導出する .

3 . 同様に D_iO^+ から解離した酸素イオンの中性化率を計算し , 中性化セルへの入射 D_iO^+ とそこからの出射 $O(\frac{8E}{i+8})$ (エネルギー $\frac{8E}{i+8}$ を持つ酸素原子 . 以降 , 代表的に $i = 2$ の場合の $O(4E/5)$ と記す) の粒子数比 , $n_{D_iO^+} : n_{O(4E/5)}$ を導出する . ここで , 入射 D_iO^+ と出射 $O(4E/5)$ の速度は等しいという関係から出射 $O(4E/5)$ の持つエネルギーは $4E/5$ と決まる .

4 . 上記の 3 ステップの結果から中性粒子ビームに含まれる酸素原子数比 , $n_{D(E)} : n_{D(E/2)} : n_{D(E/3)} : n_{D(E/10)} : n_{O(4E/5)}$ を導出する .

上記の手順で導出される重水素原子数に対する酸素原子数比は中性化セル出口での比であり観測点での比ではないが , 下記の理由からそれらを等しいとみなす . 中性化セル出口から

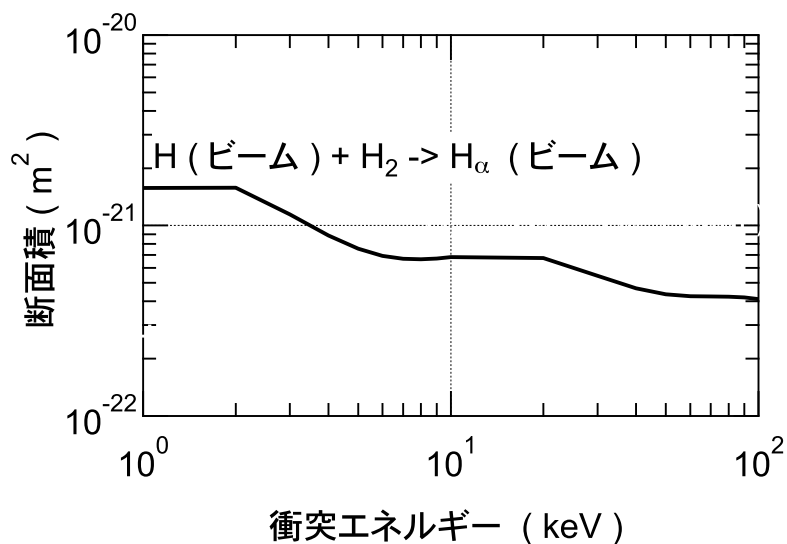


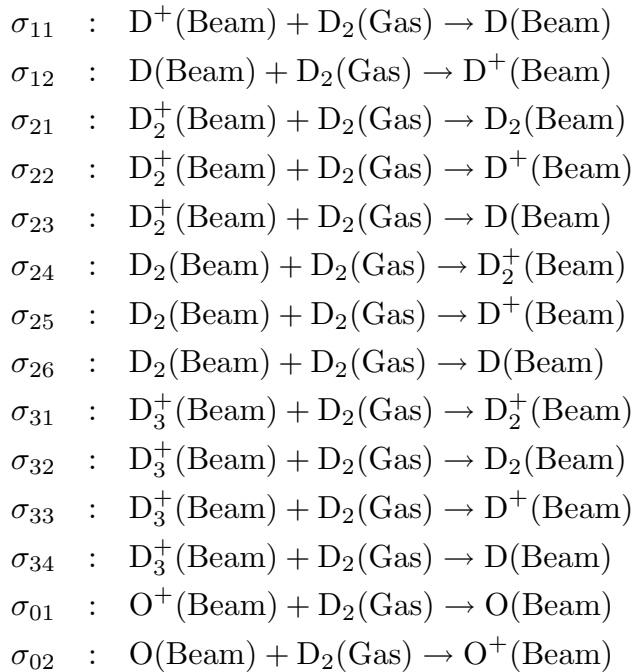
図 7.4 H_2 との衝突によるビーム水素原子の H_α 線発光断面積 [15] .

観測点までの距離は 1.5 m であり，この領域の残留ガス圧力は，中性粒子ビーム入射中では 3×10^{-3} Pa ($= 7 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$) であるので，線積分密度は $1 \times 10^{18} \text{ m}^{-2}$ である．中性化セル出口ですべてのイオンビームが偏向磁石で取り除かれるとする仮定の基に，上記の中性化率の計算法と同様の計算により $D(E)$ ， $D(E/2)$ ， $D(E/3)$ ， $D(E/10)$ および $O(4E/5)$ の再イオン化率はそれぞれ 1 ~ 2% である．この結果から重水素原子数に対する酸素原子数比 $\frac{n_{O(4E/5)}}{n_{D(E)} + n_{D(E/2)} + n_{D(E/3)} + n_{D(E/10)}}$ は最大で 1% しか変化しないので，ここでの解析精度の範囲で結果は影響されない．よって，解析モデルでは中性化セル出口までを対象とし，そこから観測点までの間での再イオン化過程を無視する．

中性化セルでの中性化率の計算では，以下の I. から IV. を仮定する．

- I. 中性化セルでのビーム軸に沿った重水素ガスの線積分密度は $1.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}$ である．
- II. ビーム粒子と重水素ガスの衝突によってビーム粒子の速度は変化しない．
- III. $D_i O^+$ から重水素原子，重水素分子，酸素原子およびそれらのイオンへ解離する過程を無視し，それらが中性化セルに入射すると仮定する．この仮定の妥当性は次節に述べる．
- IV. 以下に示すビーム粒子と重水素ガスとの衝突過程を考慮する．

断面積 : 素過程



これらの断面積 σ_{jk} は文献 [14–19] に与えられ，これらを図 7.5 に示す．ここではこれらの断面積の同位体依存性はないと仮定した．すなわち，水素ビーム (H^+ ， H ， H_2^+ ，

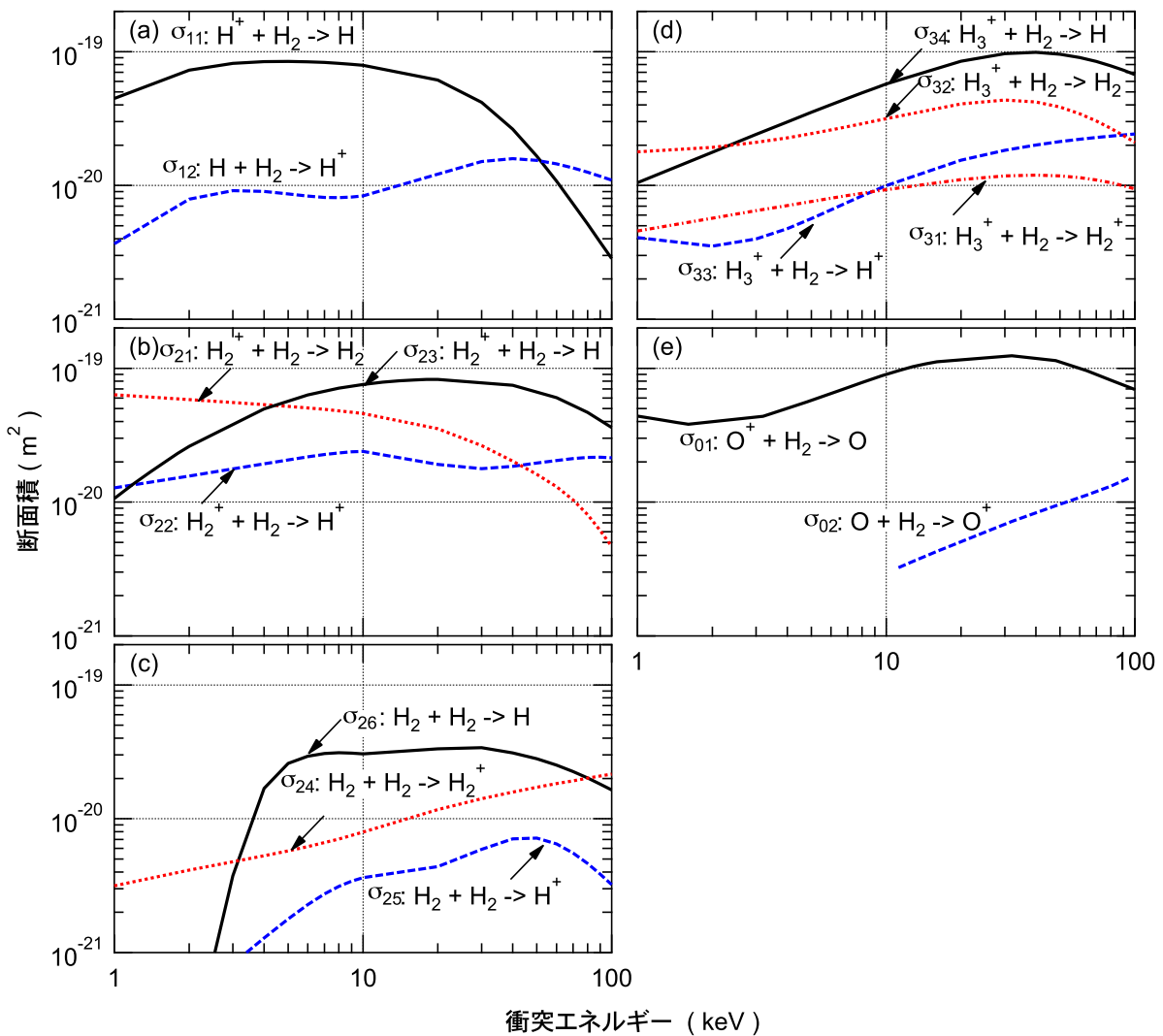


図 7.5 H_2 と (a) H^+ , H , (b) H_2^+ , (c) H_2 , (d) H_3^+ , (e) O^+ および O の衝突による反応断面積 [14–19] .

H_2 , H_3^+) と水素分子との衝突断面積を重水素ビーム (D^+ , D , D_2^+ , D_2 , D_3^+) と重水素分子との衝突断面積として用いた. ただし, 衝突エネルギーを重水素と軽水素の質量比 2 で除して, 粒子間の相対速度が重水素の場合と軽水素の場合で等しくなるように換算した.

7.3.2 モデル

D_iO^+ が解離して生成した粒子 D^+ , D , D_2^+ , D_2 , D_3^+ , O および O^+ は中性化セルで電離, 解離および電子捕獲などを繰り返す. これらの過程は上記の断面積より以下のように速度

方程式で表される .

入射粒子が D_2O^+ から解離した D^+ および D の場合 ,

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} n_{D^+(E/10)} \\ n_{D(E/10)} \end{pmatrix} = n_{D_2} v_D(E/10) \begin{pmatrix} -\sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{11} & -\sigma_{12} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_{D^+(E/10)} \\ n_{D(E/10)} \end{pmatrix} \quad (7.4)$$

(DO^+ および D_3O^+ から解離した D^+ または D の場合 , 式 (7.4) の $E/10$ をそれぞれ $E/9$ および $E/11$ に置き換える) .

入射粒子が D_2O^+ から解離した D_2^+ および D_2 の場合 ,

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} n_{D^+(E/10)} \\ n_{D(E/10)} \\ n_{D_2^+(E/5)} \\ n_{D_2(E/5)} \end{pmatrix} = n_{D_2} v_D(E/10) \begin{pmatrix} -\sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{22} & \sigma_{25} \\ \sigma_{11} & -\sigma_{12} & \sigma_{23} & \sigma_{26} \\ 0 & 0 & -[\sigma_{21} + (\sigma_{22} + \sigma_{23})/2] & \sigma_{24} \\ 0 & 0 & \sigma_{21} & -[\sigma_{24} + (\sigma_{25} + \sigma_{26})/2] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_{D^+(E/10)} \\ n_{D(E/10)} \\ n_{D_2^+(E/5)} \\ n_{D_2(E/5)} \end{pmatrix} \quad (7.5)$$

(D_3O^+ から解離した D_2^+ および D_2 の場合 , 式 (7.5) の $E/10$ および $E/5$ をそれぞれ $E/11$ および $2E/11$ に置き換える) .

入射粒子が D_3O^+ から解離した D_3^+ の場合 ,

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} n_{D^+(E/11)} \\ n_{D(E/11)} \\ n_{D_2^+(2E/11)} \\ n_{D_2(2E/11)} \\ n_{D_3^+(3E/11)} \end{pmatrix} = n_{D_2} v_D(E/11) \begin{pmatrix} -\sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{22} & \sigma_{25} & \sigma_{33} \\ \sigma_{11} & -\sigma_{12} & \sigma_{23} & \sigma_{26} & \sigma_{34} \\ 0 & 0 & -[\sigma_{21} + (\sigma_{22} + \sigma_{23})/2] & \sigma_{24} & \sigma_{31} \\ 0 & 0 & \sigma_{21} & -[\sigma_{24} + (\sigma_{25} + \sigma_{26})/2] & \sigma_{32} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -[2(\sigma_{31} + \sigma_{32}) + \sigma_{33} + \sigma_{34}]/3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_{D^+(E/11)} \\ n_{D(E/11)} \\ n_{D_2^+(2E/11)} \\ n_{D_2(2E/11)} \\ n_{D_3^+(3E/11)} \end{pmatrix} \quad (7.6)$$

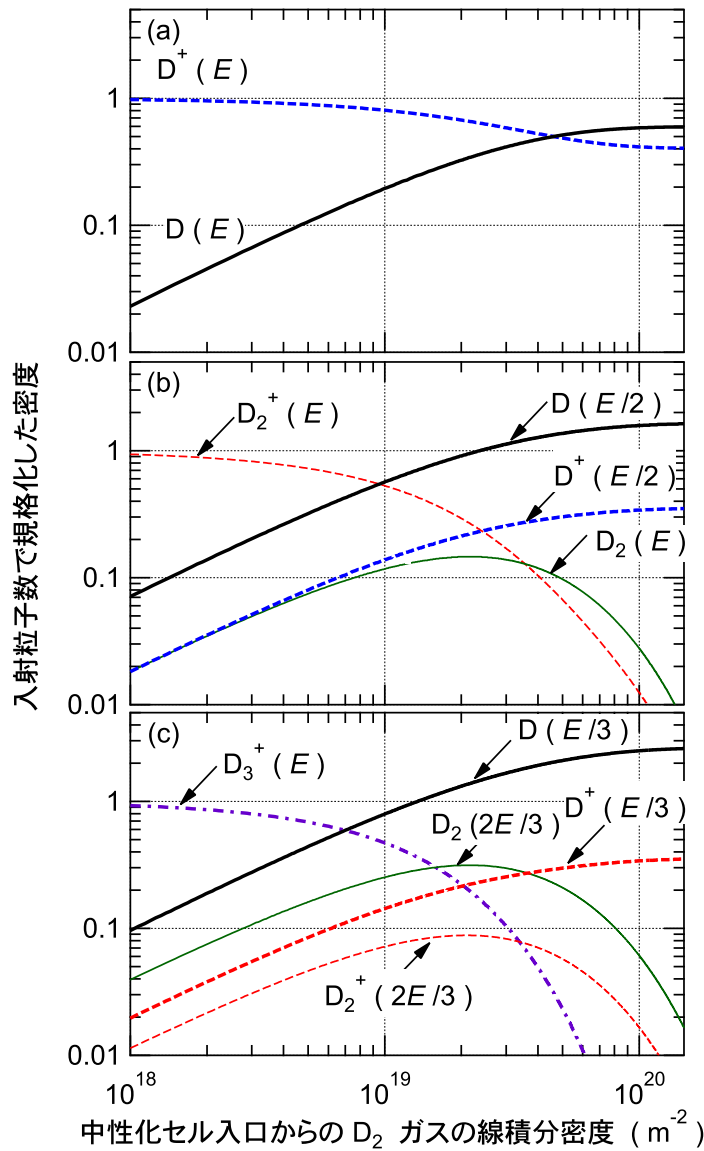


図 7.6 エネルギー E ($= 85 \text{ keV}$) を持つ (a) D^+ , (b) D_2^+ および (c) D_3^+ が中性化セルに入射する場合のビーム粒子の密度比．縦軸は中性化セル入り口での入射粒子の密度で規格化された密度，および横軸は中性化セルの入り口からの D_2 の線積分密度．

入射イオンが D_2O^+ から解離した O^+ および O の場合，

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} n_{O^+(4E/5)} \\ n_{O(4E/5)} \end{pmatrix} = n_{D_2} v_O(4E/5) \begin{pmatrix} -\sigma_{01} & \sigma_{02} \\ \sigma_{01} & -\sigma_{02} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_{O^+(4E/5)} \\ n_{O(4E/5)} \end{pmatrix} \quad (7.7)$$

(DO^+ および D_3O^+ から解離した O^+ および O の場合，式(7.7)の $4E/5$ をそれぞれ $8E/9$ および $8E/11$ に置き換える)．

ここで、 $n_{X(Y)}$ はエネルギー Y を持つ粒子 X ($X = D^+, D, D_2^+, D_2, D_3^+, O^+, O$) の密度、 n_{D_2} は中性化セルの重水素ガスの密度、および v_X はビーム粒子の速度である。左辺の各粒子の密度変化を時間幅 dt (この時間幅でのビーム粒子の密度変化は 1% 以下) で、線積分密度が中性化セルでの設定値 ($n_{D_2} \cdot v_X \cdot \int dt = 1.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}$) に達するまで計算する。

7.4 結果

7.4.1 中性化セルでの重水素イオンおよび重水素分子イオンの中性化率

図 7.6 (a) に重水素イオン $D^+(E = 85 \text{ keV})$ が中性化セルに入射する場合について、 D と D^+ の密度を D_2 の線積分密度の関数として示す。中性化セルの出口では D と D^+ の密度比は一定値に達し、中性化率を中性化セルに入射する D^+ に対して、そこから出射する D の密度比と定義すると、それは 60% である。この中性化率は、速度方程式 (7.4) で左辺を 0 とおいた定常解、すなわち中性化断面積 $\sigma_{11}(43 \text{ keV})$ とイオン化断面積 $\sigma_{12}(43 \text{ keV})$ から定まる中性化率 ($= \frac{\sigma_{11}}{\sigma_{11} + \sigma_{12}}$) と一致する。したがって、中性化セルを通過する間に D と D^+ の間のイオン化および中性化の反応は平衡に達するので、中性化セルの入口での D と D^+ の密度比に関係なく、中性化セルの出口での中性化率は 60% と決まる。

図 7.6 (b) および (c) にそれぞれ重水素分子イオン D_2^+ および $D_3^+(E = 85 \text{ keV})$ が中性化セルに入射する場合の計算結果を示す。いずれの場合でも、図 7.6 (a) の重水素原子イオン D^+ が入射する場合と同様に、中性化セルの出口で D と D^+ の密度比はほぼ一定値に達し、中性化率は平衡状態でのそれとほぼ一致する。中性化セルの出口では D_2 および D_2^+ が最大で 2% 存在し、これらが解離および中性化して D および D^+ が生成されるため D と D^+ の密度比は完全には一定とならないが、平衡状態での中性化率との差は 1% 以下である。上記の計算結果は表 7.1 にまとめられる。

以上の結果から、 $D^+(E)$ 、 $D_2^+(E)$ および $D_3^+(E)$ のいずれに対しても線積分密度が十分に高いため、1% の範囲内で最大の中性化率が得られている。一方で、中性化セルから流出する重水素ガスのため図 7.1 (b) に示す P3 室の真空度が低下して、中性粒子ビームが残留ガスと

表 7.1 重水素ガスとの衝突による重水素イオンビームの中性化率。

ビーム粒子	起源	D または D^+ の エネルギー	衝突エネルギー (軽水素換算)	中性化断面積 $\sigma_{11}(\text{ m}^2)$	イオン化断面積 $\sigma_{12}(\text{ m}^2)$	速度方程式 の定常解 $\frac{\sigma_{11}}{\sigma_{11} + \sigma_{12}}$	中性化セル 出口での 中性化率
D^+	D^+	85	43	2.4×10^{-20}	1.6×10^{-20}	0.60	0.60
D_2^+	D_2^+	43	21	5.8×10^{-20}	1.3×10^{-20}	0.82	0.82
D_3^+	D_3^+	28	14	7.2×10^{-20}	9.9×10^{-21}	0.88	0.87

衝突することによって再電離して損失し、また重水素ガスが JT-60U トーラスに流れ込みプラズマの密度を上昇させてしまう。これらを低減させるために、むしろ中性化セル中の D_2 の線積分密度を低く設定することも検討すべきである。

7.4.2 中性化セルでの不純物分子イオンに由来する重水素イオンの中性化率

図 7.7 (a) に示すように $D_2O^+(E = 85 \text{ keV})$ から解離した $D^+(E = 8.5 \text{ keV})$ が中性化セルに入射する場合には、中性化セル出口で D と D^+ の密度は一定値に達し、中性化率は平衡状態での中性化率 (90%) と一致する。一方、図 7.7 (b) および (c) に示すように $D_2O^+(E = 85 \text{ keV})$ から解離した、それぞれ $D_2^+(E = 8.5 \text{ keV})$ および $D_2(E = 8.5 \text{ keV})$ 、および図 7.7 (d) に示すように $D_3O^+(E = 85 \text{ keV})$ から解離した $D_3^+(E = 17 \text{ keV})$ が中性化セルに入射する場合には、中性化セル出口で、それぞれ、3%、5% および 5% の D_2 が存在し、それが解離して D および D^+ の密度は増加し続ける。そのため、これらの場合には中性化率は平衡状態での中性化率より 2 ~ 4% 低い。上記の計算結果は表 7.2 にまとめられる。

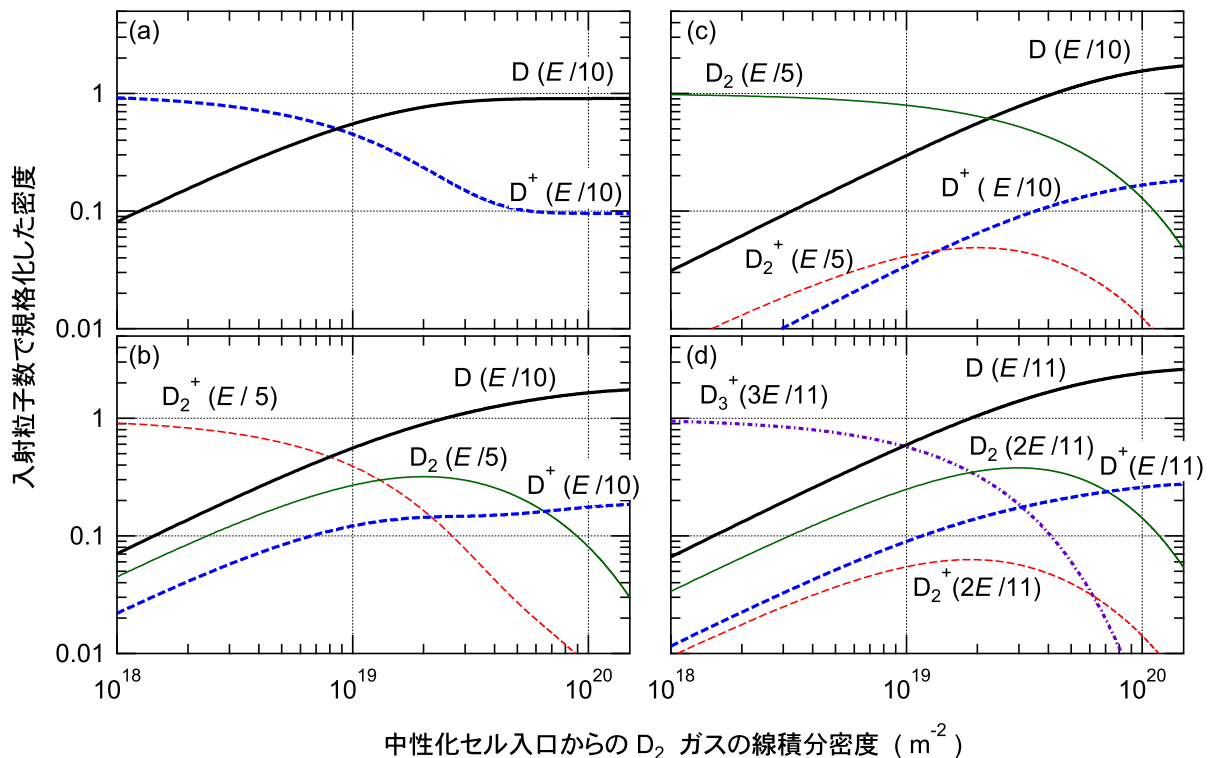


図 7.7 エネルギー E ($= 85 \text{ keV}$) を持つ D_2O^+ から解離した (a) D^+ , (b) D_2^+ , (c) D_2 および (d) D_3O^+ から解離した D_3^+ が中性化セルに入射する場合のビーム粒子の密度比。縦軸は中性化セルの入り口での入射粒子の密度で規格化された密度、および横軸は中性化セル入口からの D_2 の線積分密度。

表 7.2 重水素ガスとの衝突による不純物分子イオンに由来する重水素イオンビームの中性化率 .

ビーム粒子	起源	D または D ⁺ のエネルギー	衝突エネルギー (軽水素換算)	速度方程式の定常解 $\frac{\sigma_{11}}{\sigma_{11}+\sigma_{12}}$	中性化セル出口での中性化率	線積分密度 $0.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}$ での中性化率
D ⁺	D ₂ O ⁺	8.5	4.3	0.90	0.90	0.90
D ₂ ⁺	D ₂ O ⁺	8.5	4.3	0.90	0.88	0.68
D ₂	D ₂ O ⁺	8.5	4.3	0.90	0.86	0.56
D ₃ ⁺	D ₃ O ⁺	7.7	3.9	0.90	0.87	0.63

7.4.3 中性化セルでの不純物イオンの中性化率

図 7.8 に示すように D₂O⁺ ($E = 85 \text{ keV}$) から解離した O⁺ ($E = 68 \text{ keV}$) が中性化セルに入射する場合には, 中性化セル出口で O と O⁺ の密度は一定値に達する. 表 7.3 に示すように, 中性化率は定常状態での中性化率 (89%) と一致する.

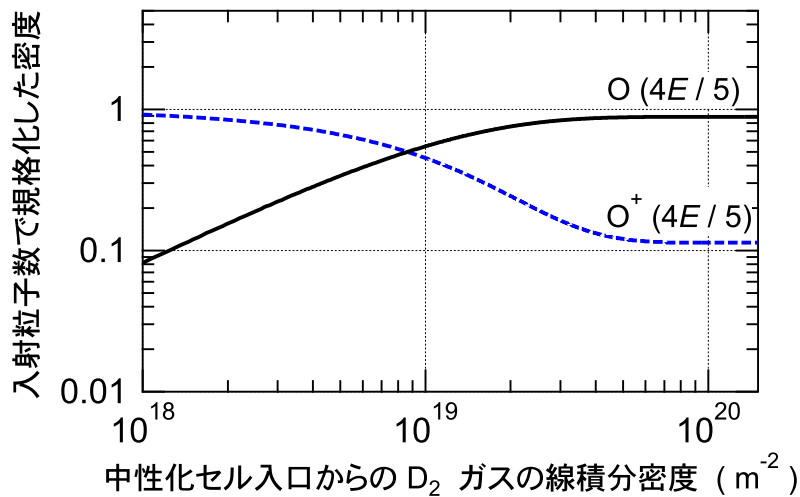


図 7.8 エネルギー $E (= 85 \text{ keV})$ を持つ D₂O⁺ から解離した O⁺ が中性化セルに入射する場合のビーム粒子の密度比. 縦軸は中性化セルの入り口での入射粒子の密度で規格化された密度, および横軸は中性化セル入口からの D₂ の線積分密度.

表 7.3 重水素ガスとの衝突による不純物イオンビームの中性化率 .

ビーム粒子	起源	O または O ⁺ のエネルギー	衝突エネルギー	速度方程式の定常解 $\frac{\sigma_{01}}{\sigma_{01}+\sigma_{02}}$	中性化セル出口での中性化率	線積分密度 $0.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}$ での中性化率
O ⁺	D ₂ O ⁺	68	68	0.89	0.89	0.88

7.4.4 中性粒子ビーム中の重水素に対する酸素原子数比

ここでは上記の結果から中性化セル出口での O 原子と D 原子の粒子数比 $\frac{n_{O(4E/5)}}{n_{D(E/10)}}$ を決定する。

テストスタンドでの測定結果 [10] では、99% 以上の D_3O^+ が解離するのに要する線積分密度は $\sim 1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}$ である。これを DO^+ および D_2O^+ に対しても適用できると仮定すると、中性化セルの線積分密度は $1.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}$ であるので、 D_iO^+ から解離して生成した D, D^+ , D_2 , D_2^+ および D_3^+ は、生成した後、少なくともさらに線積分密度 $0.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}$ に対応する距離を飛行する。表 7.2 からこの距離を飛行する間に D_iO^+ が直接に D および D^+ に解離する場合には、これらの密度比は平衡状態に達し中性化率は 90% となるが、 D_2^+ , D_2 または D_3^+ に解離する場合には、平衡状態に達せず中性化率はそれぞれ 68%, 56%, および 63% と速度方程式の定常解で与えられる値より低い。また、表 7.3 から D_iO^+ から O および O^+ に解離する場合には、これらの密度比は平衡状態に近く中性化率は 88% である。

上記のように D_iO^+ から D, D^+ , D_2 , D_2^+ および D_3^+ のどの粒子種へ解離するか、すなわち、 D_iO^+ からこれらの粒子へ解離確率の比によって D_iO^+ に由来する D の中性化率が異なり、したがって、 $\frac{n_{O(4E/5)}}{n_{D(E/10)}}$ は変化する（ただし O と O^+ が生成される場合では、ほかに O を含む粒子種が生成されないため $\frac{n_{O(4E/5)}}{n_{D(E/10)}}$ は変化しない）。しかし、この解離確率の比は既知ではないので、本解析法で決定される $\frac{n_{O(4E/5)}}{n_{D(E/10)}}$ には不確かさが生じる。ここでは $\frac{n_{O(4E/5)}}{n_{D(E/10)}}$ の最小値と最大値を求めることによって、この値が取り得る範囲を決定する。

$\frac{n_{O(4E/5)}}{n_{D(E/10)}}$ が最小となるのは、 D^+ の中性化率が最も高い場合、すなわち、 D_iO^+ が直接に D, D^+ , O および O^+ のみに解離する場合であり、 D^+ および O^+ の中性化率 90% および 88% から、

$$\begin{aligned} \frac{n_{O(4E/5)}}{n_{D(E/10)}} &= \frac{\sum_i w_i \times 0.88}{\sum_i i \times w_i \times 0.90} \\ &= 0.47 \end{aligned} \quad (7.8)$$

と計算される。ここで、 w_i は規格化された D_iO^+ ($i = 1, 2, 3$) の個数比で、テストスタンドで測定された値 $w_1 = 0.18$, $w_2 = 0.57$ および $w_3 = 0.25$ である [10]。

一方、 $\frac{n_{O(4E/5)}}{n_{D(E/10)}}$ が最大となるのは、 D^+ の中性化率が最も低い場合、すなわち、 D_2O^+ が D_2 と O^+ に、かつ D_3O^+ が D_3^+ と O に解離する場合である。よって、

$$\begin{aligned} \frac{n_{O(4E/5)}}{n_{D(E/10)}} &= \frac{(w_1 + w_2 + w_3) \times 0.88}{1 \times w_1 \times 0.90 + 2 \times w_2 \times 0.56 + 3 \times w_3 \times 0.63} \\ &= 0.69 \end{aligned} \quad (7.9)$$

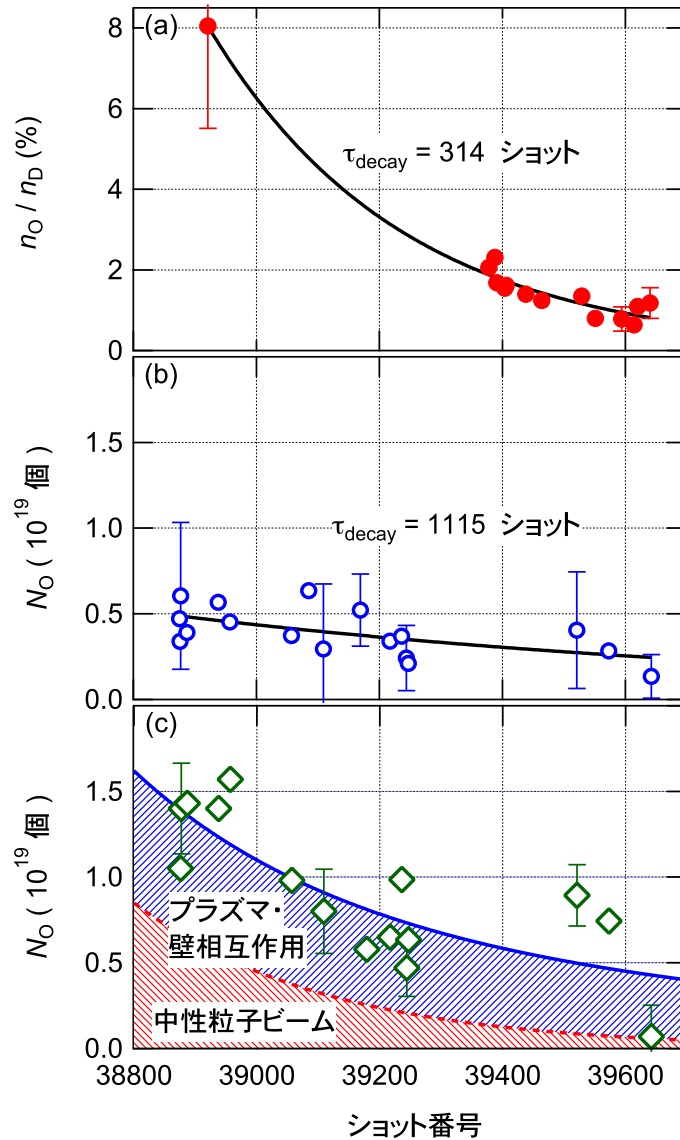


図 7.9 (a) 中性粒子ビームに含まれる重水素に対する酸素の粒子数比, (b) プラズマに含まれる酸素粒子数 (中性粒子ビーム入射なし), および (c) プラズマに含まれる酸素粒子数 (中性粒子ビーム入射あり) とその由来. 実線はそれぞれのフィッティング曲線, および数値はその減少傾向の特性ショット数.

と計算される. 式 (7.8) および式 (7.9) から D_iO^+ が解離して生成する粒子種の比に依存して,

$$0.47 < \frac{n_{O(4E/5)}}{n_{D(E/10)}} < 0.69 \quad (7.10)$$

の範囲の値を持つ．以降では，最小値 $\frac{n_{O(4E/5)}}{n_{D(E/10)}} = 0.47$ を代表値とし，最大値 $\frac{n_{O(4E/5)}}{n_{D(E/10)}} = 0.69$ は本解析法より生じた不確かさ（+47%）として以降の議論を行う．ただし，この不確かさは最大の見積もりであり，現実にはこの値より小さいと推測される．これは， D_iO^+ から解離した D_2 ， D_2^+ および D_3^+ は本解析法で仮定したように線積分密度 $1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}$ を飛行してから D や D^+ への解離を始めるのではなく，実際にはこれらの粒子に解離した後，直ちに D や D^+ への解離を始めるからである．

式 (7.3) と式 (7.10) から中性粒子ビーム中の重水素に対する酸素数の比

$$\frac{n_{O(4E/5)}}{n_{D(E)} + n_{D(E/2)} + n_{D(E/3)} + n_{D(E/10)}} \quad (7.11)$$

が決定される（以降， $\frac{n_O}{n_D}$ と略記する）．

この解析をプラズマへ入射中の中性粒子ビームに対して行い，図 7.9 (a) に $\frac{n_O}{n_D}$ をショット番号の関数として示す．プラズマ実験中では，ショットごとに中性粒子ビームの入射時間は異なるが，ショットとショットの間のコンディショニングのためのビーム入射も含めてイオン源でのアーク放電の時間は放電ごとに同一である．くわえて，中性粒子ビームに含まれる酸素量はその入射時間ではなく，アーク放電の時間に依存して減少することが示されているので [10]， $\frac{n_O}{n_D}$ はショット番号の関数として調べられる．

ショット番号 38921（中性粒子ビーム入射開始後，約 150 ショット後）では酸素割合は 8%（解析の不確かさから最大 12%）を超える高い値であるが，ショット番号とともに減少し，ショット番号 ~ 39600（同，830 ショット後）では 1%（同 1.5%）である．テストスタンドでの実験では，中性粒子ビームには 3 ~ 6% の軽元素不純物（炭素，酸素など）が含まれていることが報告されており [10]，コンディショニングの進行とともに不純物量が減少することを考慮すると，ここで得られた結果と比較的よく一致する．

イオン源内では DO^+ の分圧は指数関数的に減少することが観測されているので， $\frac{n_O}{n_D}$ も指数関数的に減少すると推測される．ショット番号 s に対して指数関数でのフィッティングにより，

$$\frac{n_O}{n_D}(s) = 0.13 \exp\left(-\frac{s - 38770}{314}\right) \quad (7.12)$$

が得られ，減少傾向の特性ショット数は 314 ショット（誤差：15 ショット）と決定された．

7.5 議論

7.5.1 中性粒子ビームに由来する酸素のプラズマ中での割合

プラズマに含まれる酸素量の中性粒子ビーム入射のなし・ありの場合での比較から，中性粒子ビームに由来する酸素とプラズマ・壁相互作用に由来する酸素に分類することを試みる．

ここでの解析対象とした L モードプラズマ (トロイダル磁場: 3.0 T, プラズマ電流: 1.5 MA, 各ショットで同一のプラズマ形状) からは金属不純物のスペクトル線は有意に観測されなかった。よって, 主な不純物は酸素, 炭素および硼素であるので, これらがプラズマ実効電荷数を決定していると仮定し, 測定されたプラズマ実効電荷数を真空紫外分光器で測定された O VIII ($n = 1 - 2$), C VI ($n = 1 - 2$) および B V ($n = 1 - 2$) の強度比で分配し, 酸素, 炭素および硼素の量を決定した [7]。

中性粒子ビーム入射なしの場合 (オーミック加熱のみ, 主プラズマの線平均電子密度: $1.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ およびプラズマ中心での電子温度: 2.5 keV), 中性粒子ビームからの酸素供給はなく, またプラズマに供給される重水素ガスの純度は 99.9% 以上であるので, プラズマに含まれる酸素はスパッタリングなどのプラズマ・壁相互作用に起因する。測定されたプラズマに含まれる酸素粒子数をショット番号の関数として図 7.9 (b) に示す。指数関数でのフィッティングから減少傾向の特性ショット数は 1115 ショット (誤差: 441 ショット) と決定された。

中性粒子ビーム入射ありの場合 (中性粒子ビーム入射パワー: 3.9 MW, 例外を除くと #10 入射ユニット + #14 入射ユニット, 主プラズマの線平均電子密度: $\sim 1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ およびプラズマ中心での電子温度: $\sim 3.5 \text{ keV}$), 測定されたプラズマに含まれる酸素粒子数をショット番号の関数として図 7.9 (c) に示す。中性粒子ビームのシャインスルー*¹(ここでは #14 からのビームの約 20%) や高速イオンのリップルロス (シャインスルーを除いた #14 からのビームのうちの約 20% [20]) により第一壁に衝突する粒子束はダイバータへの粒子束の約 0.1% であるため, これらの粒子束によるスパッタリングによって発生する酸素量はダイバータでのそれと比較して無視できる。また, 中性粒子ビームは強制冷却されたビームリミターによって整形されるため入射ポートに衝突しにくく, 入射ポートが加熱され温度上昇に伴う脱ガスが不純物の源となる可能性は低いと推測される。よって, これらの不純物源を無視すると, プラズマに含まれる酸素は中性粒子ビームから入射された酸素とプラズマ・壁相互作用で発生しプラズマに侵入した酸素の両者のみに由来する。したがって, 減少曲線は上で決定した 2 つの減少傾向の特性ショット数によって次式のように 2 つの指数関数の和で表される。

$$N_{\text{O}}(s) = a_{\text{beam}} \exp\left(-\frac{s - s_0}{314}\right) + a_{\text{pwi}} \exp\left(-\frac{s - s_0}{1115}\right) \quad (7.13)$$

ここで, $N_{\text{O}}(s)$ はプラズマ中の酸素粒子数, および s_0 は中性粒子ビーム入射開始のショット番号 (=38770) で, 右辺の第一項は中性粒子ビームに由来する酸素粒子数, および第二項はプラズマ・壁相互作用に由来する酸素粒子数である。この関数によるフィッティングの結果, $a_{\text{beam}} = 9.1 \times 10^{18}$ (誤差: 4.4×10^{18}), および $a_{\text{pwi}} = 8.1 \times 10^{18}$ (誤差: 2.6×10^{18}) と決定され, そのフィッティング曲線と右辺第一項を図 7.9 (c) に示す。この結果から, ショット番号 ~ 38850 ではプラズマに含まれる酸素量のうち約 50% が中性粒子ビームに由来するが,

*¹ 中性粒子ビームがプラズマを突き抜ける現象。

その割合は次第に減少し，ショット番号～39600では20%以下に減少する．

7.5.2 プラズマ中の酸素イオンの閉じ込め時間

プラズマ中での粒子閉じ込め時間が一定である場合，中性粒子ビームとして入射されプラズマに閉じ込められている酸素の粒子数（式(7.13)の右辺第一項，以降 $N_{\text{O}}^{\text{beam}}$ と記す）は，中性粒子ビームの酸素供給率（以降 $\Gamma_{\text{O}}^{\text{beam}}$ と記す）と閉じ込め時間（以降 $\tau_{\text{O}}^{\text{beam}}$ と記す）で以下のように表される．

$$N_{\text{O}}^{\text{beam}} = \Gamma_{\text{O}}^{\text{beam}} \cdot \tau_{\text{O}}^{\text{beam}} \quad (7.14)$$

中性粒子ビームの酸素供給率は中性粒子ビームのプラズマへの入射パワー P^{beam} （＝3.9 MW）と加速エネルギー E （＝85 keV）および上記の解析で決定された酸素粒子数比 $\frac{n_{\text{O}}}{n_{\text{D}}}(s)$ より以下の式で計算される．

$$\Gamma_{\text{O}}^{\text{beam}}(\text{D}_i\text{O}^+) = \frac{P^{\text{beam}} \frac{n_{\text{O}}}{n_{\text{D}}}(s) \eta_{\text{O}}}{(8+i)^{0.5} e E F}$$

$$\Gamma_{\text{O}}^{\text{beam}} = \sum_i w_i \Gamma_{\text{O}}^{\text{beam}}(\text{D}_i\text{O}^+) \quad (7.15)$$

ただし，

$$F = f_{\text{D}(E)} + \frac{f_{\text{D}(E/2)}}{2^{1.5}} + \frac{f_{\text{D}(E/3)}}{3^{1.5}} + \frac{f_{\text{D}(E/10)}}{10^{1.5}} + \frac{8}{(8+i)^{1.5}} \frac{n_{\text{O}}}{n_{\text{D}}}(s) \quad (7.16)$$

ここで， e は素電荷， w_i はすでに定義した規格化された D_iO^+ の個数比である． $f_{\text{D}(E)}$ ， $f_{\text{D}(E/2)}$ ， $f_{\text{D}(E/3)}$ ，および $f_{\text{D}(E/10)}$ は $n_{\text{D}(E)}$ ， $n_{\text{D}(E/2)}$ ， $n_{\text{D}(E/3)}$ および $n_{\text{D}(E/10)}$ をそれらの和が1となるように規格化された量である． $f_{\text{D}(E/10)}$ は $\frac{n_{\text{O}}}{n_{\text{D}}}(s)$ に依存して変化するのでそれを除くと $f_{\text{D}(E)} : f_{\text{D}(E/2)} : f_{\text{D}(E/3)} = 0.65 : 0.20 : 0.15$ である（測定誤差：5%）． η_{O} は O 原子のイオン化率であり，ここでは，以下の理由から $\eta_{\text{O}} = 1$ とする．すなわち，中性粒子ビーム（3.9 MW）で加熱されたプラズマの電子温度は 0.1 keV（周辺）から 3.5 keV（中心）であり，この電子温度の範囲では O 原子の電子衝突による電離の速度係数は $7.0 \times 10^{-14} \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ [21] より大きくなるので，線平均電子密度 $1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ，および O 原子の速度 $9.0 \times 10^5 \text{ m s}^{-1}$ を用いると，O 原子が電離するまでにプラズマ中を飛行する距離は $9.0 \times 10^5 / (7.0 \times 10^{-14} \times 1.5 \times 10^{19}) = 0.86 \text{ m}$ より短い．この距離は O 原子とイオン衝突による電離や電荷移行電離を含めるとさらに短くなり，中性粒子ビームがプラズマを貫く距離 1.9 m の半分以下である．そのため，すべての O 原子はプラズマ中で電離するとみなされ，よって $\eta_{\text{O}} = 1$ とする．

式 (7.13) の右辺第一項と式 (7.15) に式 (7.12) を代入したものを，式 (7.14) に代入すると，中性粒子ビームに由来する酸素の閉じ込め時間は

$$\tau_{\text{O}}^{\text{beam}} = 0.5 \text{ s (誤差 : 0.3 s)} \quad (7.17)$$

と算出される．この酸素の閉じ込め時間は，中性粒子ビームとして供給される重水素の閉じ込め時間 (0.3 s, 誤差 : 0.1 s) [8] より長い．この結果は不純物イオンの主プラズマでの蓄積を示唆する．

7.6 結論

中性粒子ビーム入射装置の容器内部で中性粒子ビームと重水素ガスの衝突によって放射される D_{α} 線を観測した．静止波長の D_{α} 線，およびビーム加速エネルギーを E とすると，それとその $1/2$, $1/3$ および $1/9 \sim 1/11$ のエネルギーに対応するドップラーシフトを受けた D_{α} 線が観測された．これらはそれぞれ， D^+ , D_2^+ , D_3^+ および $D_i\text{O}^+ (i = 1, 2, 3)$ の形態で加速され，解離および中性化した重水素ビームが重水素ガスと衝突することによって放射された D_{α} 線であると同定した．

中性化セルでのビーム粒子と重水素ガスとの衝突による電離，解離，および電子捕獲を考慮したモデルを構築し，これによってこれらの D_{α} 線の強度比から中性粒子ビームに含まれる酸素粒子数比を決定した．多数のショットに対する解析の結果，中性粒子ビームから入射される酸素粒子数比は，ビーム入射開始後，約 150 ショット後では 8% を超える高い値であったが，約 830 ショット後では 1% まで減少した．ショット数に対する酸素量の減少傾向の特性ショット数は，プラズマ・壁相互作用で発生しプラズマに侵入する酸素量のそれと比較して約 $1/4$ であった．この特性ショット数の違いにより，中性粒子ビーム入射中のプラズマに含まれる酸素量のショット番号に対する減少曲線は 2 つの指数関数に分離された．分離された減少曲線から，中性粒子ビーム入射開始直後の放電ではプラズマに含まれる酸素量のうち 50% 以上が中性粒子ビームに由来するが，その割合は次第に減少し，約 830 ショット後では 20% 以下になることが示された．中性粒子ビーム入射開始直後の放電では，プラズマ中の酸素量は 1.7% であり，そのうちの 50% 以上が中性粒子ビームに由来する酸素であるので，そのプラズマ実効電荷数への寄与は 0.5 以上となる．一方，約 830 ショット後では，プラズマ中の酸素量は 0.5% であり，そのうちの 20% 以下が中性粒子ビームに由来する酸素であるので，そのプラズマ実効電荷数への寄与は 0.06 以下と計算され，プラズマ純度への影響は測定誤差以下である．

また，定常状態でのプラズマ中の酸素量と中性粒子ビームから入射される酸素量を比較することにより，L モードプラズマ中の酸素の閉じ込め時間を導出した．その結果，閉じ込め時間は 0.5 s と決定され，中性粒子ビームとして供給される重水素の閉じ込め時間 (0.3 s) と比

較して長く、不純物が蓄積する傾向が示唆された。

中性粒子ビームと同様にコンパクト・トロイド [22] もプラズマの最外殻磁気面より内側に粒子を供給するので不純物が含まれていると同様の問題が生じる可能性がある。

参考文献

- [1] T. Nakano, Y. Koide, *et al.*, *J. Plasma and Fusion Res.* **81** 708 (2005).
- [2] S. Ishida, T. Fujita, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **79** 3917 (2003).
- [3] Y. Kamada and JT-60 team, *Nucl. Fusion* **41** 1311 (2001).
- [4] M. Kuriyama, N. Akino, *et al.*, *Fusion Sci. Tech.* **42** 424 (2002).
- [5] S. Higashijima and JT-60 team, *J. Plasma and Fusion Res.* **75** 1297 (1997) (in Japanese).
- [6] T. Nakano, H. Kubo, *et al.*, *Nucl. Fusion* **42** 689 (2002).
- [7] T. Nakano, S. Higashijima, *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **313-316** 149 (2003).
- [8] H. Takenaga, K. Nagashima, *et al.*, *Nucl. Fusion* **37** 1295 (1997).
- [9] H. Takenaga, K. Nagashima, *et al.*, *Nucl. Fusion* **39** 1917 (1999).
- [10] Y. Okumura, Y. Mizutani, *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **52(1)** 1 (1981).
- [11] Y. Okumura, Y. Ohara and T. Shibata, *JAERI-M* **9653** (1981) (Japan Atomic Energy Research Institute) (in Japanese).
- [12] Y. Ohara, Y. Miura, *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **56(4)** 525 (1985).
- [13] Y. Okumura, M. Hanada, *et al.*, *JAERI-M* **89-090** (1989) (Japan Atomic Energy Research Institute) (in Japanese).
- [14] T. Tabata and T. Shirai, *At. Data Nucl. Data Tables* **76** 1 (2000).
- [15] R. Ito, T. Tabata, *et al.*, *JAERI-Data/Code* **94-005** (1994) (Japan Atomic Energy Research Institute) (in Japanese).
- [16] R. Ito, T. Tabata, *et al.*, *JAERI-M* **93-117** (1993) (Japan Atomic Energy Research Institute) (in Japanese).
- [17] R. Ito, T. Tabata, *et al.*, *JAERI-Data/Code* **95-008** (1995) (Japan Atomic Energy Research Institute) (in Japanese).
- [18] R. Ito, T. Tabata, *et al.*, *JAERI-Data/Code* **96-024** (1996) (Japan Atomic Energy Research Institute) (in Japanese).
- [19] Ia. M. Fogel, *et al.*, *Soviet Phys. JETP* **35** 60 (1959).

- [20] K. Tobita, K. Tani, *et al.*, *Nucl. Fusion* **34** 1097 (1994).
- [21] G. S. Voronov, *At. Data Nucl. Data Tables* **65** 1 (1997).
- [22] R. Raman, F. Martin, *et al.*, *Nucl. Fusion* **37** 967 (1997).

第 8 章

結言

核融合プラズマの研究開発では、不純物の発生、輸送、および放射の制御は最大の課題の一つである。本研究では、大型トカマク装置でのプラズマ分光研究のうち、おもにダイバータ領域での不純物の発生、輸送および放射に関する研究を取り扱った。また、この研究に必要な分光器の感度較正や性能評価を行った。

第 1 章では、トカマク型装置による核融合研究開発について歴史的な観点からまとめた。プラズマ分光研究の対象、および本研究の背景となる不純物研究の重要性について論じ、研究項目を述べた。第 2 章では、臨界プラズマ試験装置 JT-60U の概要をまとめた。第 3 章では本研究で用いられた主な計測器について概説し、さらに詳細な性能評価を付録 A にまとめた。

第 4 章では、水素との化学反応による炭素材の損耗過程、すなわち化学スパッタリングで炭素材ダイバータ板から発生する炭化水素の発生量を、メタンだけでなく報告が例外的な少数に限られていたエタンなど炭素を 2 個含む炭化水素分子に対しても測定した。それらの収率（化学スパッタリング率）を様々なパラメータに対して系統的に測定し、それらのパラメータ依存性を調べた。合計の化学スパッタリング率（メタンの化学スパッタリング率 + (エタン + エチレンの化学スパッタリング率) $\times 2$ ）は、ダイバータ板の表面温度 90 °C、150 °C および 300 °C で、それぞれ $\sim 3\%$ 、 $\sim 6\%$ および $\sim 10\%$ であった。発生する炭化水素に含まれる炭素のうち 80% 以上がエタン + エチレンに含まれ、この割合はダイバータ板への水素イオンの入射エネルギーの低下にしたがって上昇した。また、化学スパッタリング率は水素イオンの入射エネルギーの 0.37 乗に比例して増加することが示された。

第 5 章では、接触状態のダイバータプラズマで三価電離炭素イオン C^{3+} のドップラー拡がりから重水素イオン D^+ の温度が測定可能となる条件を輸送コードを援用して調べた。 $C^{3+}(n=7)$ 準位のポピュレーションは電子衝突によって基底準位の C^{3+} からの励起で生成されることを衝突放射モデルによる解析で明らかにし、よって C IV ($n=6-7$) スペクトル線のドップラー拡がり C^{3+} の温度を反映すると解釈した。内側ダイバータ領域から X 点付近では、 C^{3+} と D^+ の温度緩和時間は C^{3+} の輸送時間、および C^{3+} の電離時間のいずれ

よりも短く，よって C^{3+} と D^+ は等温化し， $C\text{ IV}$ ($n = 6 - 7$) スペクトル線のドップラー拡がりから D^+ 温度の決定が可能であると結論された．他方，外側ダイバータ領域では C^{3+} と D^+ の温度緩和時間は C^{3+} の輸送時間より長く，よって C^{3+} と D^+ は等温化せず， $C\text{ IV}$ ($n = 6 - 7$) スペクトル線のドップラー拡がりが見せる温度は D^+ 温度と一致しないと結論された．また，高い波長分解能での測定により $C\text{ IV}$ ($n = 6 - 7$) スペクトル線の波長を過去の測定の 2 桁近く高い精度で定め，理論計算による波長と高い精度での比較が可能となった．

第 6 章では，X 点 MARFE を伴う非接触状態のダイバータプラズマで四価電離炭素イオン C^{4+} が体積再結合することを初めて実験により示し，この体積再結合が放射の増大に寄与するメカニズムについて調べた．X 点付近を観測する可視分光器と真空紫外分光器で測定された 7 本の $C\text{ IV}$ スペクトル線強度を衝突放射モデルで解析した．この解析により，電子温度は 6.3 eV，電子密度は $7.8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ，および C^{3+} 密度に対する C^{4+} 密度は 4.0 と決定され， C^{3+} の $n \leq 4$ の準位では電離プラズマ成分が， $n \geq 5$ の準位では再結合プラズマ成分が主要な成分であることを明らかにした．これらのパラメータから，電離プラズマ成分に由来する放射パワーはボロメータで測定された総放射パワー 1.4 MWm^{-2} の 60%，および再結合プラズマ成分に由来する放射パワーは 0.2% であった．一方で， C^{4+} から C^{3+} への体積再結合束は C^{3+} から C^{4+} への電離束より約 100 倍大きい．これらの結果から，体積再結合は放射パワーの低い C^{4+} を放射パワーの高い C^{3+} へ変換する役割をもつという解釈を与えた．

第 7 章では，加熱用中性粒子ビームに含まれる酸素量を，ビームから放射されるドップラーシフトを受けた D_α 線の強度比の測定と中性化セルでの中性化率の計算から決定し，そのショット数に対する減少傾向を調べた．中性粒子ビームに含まれる酸素粒子数比は，ビーム入射開始の約 150 ショット後では 8% を超える高い値であったが，約 830 ショット後には 1% まで減少することを明らかにした．中性粒子ビーム入射開始直後の放電では，プラズマに含まれる酸素量のうち 50% 以上が中性粒子ビームに由来しプラズマ実効電荷数への寄与は 0.5 以上であるが，それらの割合はショット毎に減少し約 830 ショット後ではそれぞれ 20% 以下および 0.06 以下になることが示され，プラズマ中の不純物量に与える影響は無視できるほど小さくなると結論された．また，中性粒子ビームに由来する酸素の L モードプラズマ中での閉じ込め時間は 0.5 秒と決定された．

付録 A

分光計測器の詳細

A.1 光検出器，計数値の直線性，統計誤差

A.1.1 二次元広帯域可視分光器

この分光器の CCD カメラ（米国 Roper Scientific 社 1300B）には光電面の前面に機械式シャッターが取り付けられており，このシャッターを閉じてから蓄えられた光電子を垂直方向に移動させて電子数を計数する．これによって電子の移動中に光電面に光が入射することによる新たな電子の発生が防がれる．

CCD 素子の量子効率の最大値はメーカーのカatalogによると波長 550 nm で 93% である．

コントローラには 2 種類のアナログ・デジタル変換器が備わり，メーカーのカatalogによると一方のアナログ・デジタル変換器では計数できる電子の最大数が約 25 万個，他方では約 80 万個である．それぞれのアナログ・デジタル変換器では計数できる電子の最大数を 16 ビット（= 65536）で分割するため，前者のアナログ・デジタル変換器では 1 分割（= 1 カウント）あたりの電子数が少なく，したがって分解能が高い．よって，観測光強度が低く，計数される電子数が 25 万個を越えない場合には，前者のアナログ・デジタル変換器により高い分解能で測定が行われる（以下では高分解能アナログ・デジタル変換器と呼ぶ）．対して，観測光強度が高く，計数される電子数が 25 万個を越える場合には後者のアナログ・デジタル変換器により計数値の飽和が避けられる（以下では高容量アナログ・デジタル変換器と呼ぶ）．実際の測定では高分解能アナログ・デジタル変換器を用い，計数値が飽和しないように露光時間を調節した．

アナログ・デジタル変換の回数は，波長方向のピクセル数（1340 個）と視線の数（92 本）の積に等しく，それに要する時間はアナログ・デジタル変換器の速度 100 kHz では 1.2 秒，および 1 MHz では 0.12 秒である．これに加えて CCD 光電面上の光の当たらない領域のピクセルに蓄えられた電子も移動させてアナログ・デジタル変換器を通過させる必要がある．こ

の動作に要する時間は、実際の測定時でのピニングの仕方では、アナログ・デジタル変換器の速度が 100 kHz では 1.3 秒であり、1 MHz では 0.13 秒である。よって、これらの合計時間、それぞれ 2.5 秒および 0.25 秒が最短の測定間隔となる。JT-60U の標準的な運転ではプラズマ維持時間は 15 秒であるため、測定の繰り返し間隔が 2.5 秒では、特に時間変化を調べるような実験では効率の高い測定が行えない。よって実際のプラズマ実験ではアナログ・デジタル変換器の速度を 1 MHz で測定を行った。

上記の 2 器のアナログ・デジタル変換器ではそれぞれ 3 段階のゲイン設定が可能である。アナログ・デジタル変換器のゲインはそこへの入力電子数に対する出力カウント数の比で定義され、それはメーカーによる製造時の試験によると、表 A.1 に示すに最も高いゲインでは 0.89 カウント/電子、中間のゲインでは 0.47 カウント/電子、および最も低いゲインでは 0.23 カウント/電子である。

計数値の直線性、すなわち入射光子数の増加に対する出力信号の増加が比例関係にあることは下記の手順で確かめられる。図 A.1 に測定時の機器の配置を示す。安定化電源に接続された電源より供給される電力で標準光源システム（米国 LabSphere 社製 USS-600）の一次積

表 A.1 アナログ・デジタル変換器のゲイン。

ゲイン設定	ゲイン (製造時試験)	ゲイン (本研究)
高	0.89	0.89
中	0.47	0.45
低	0.23	0.23

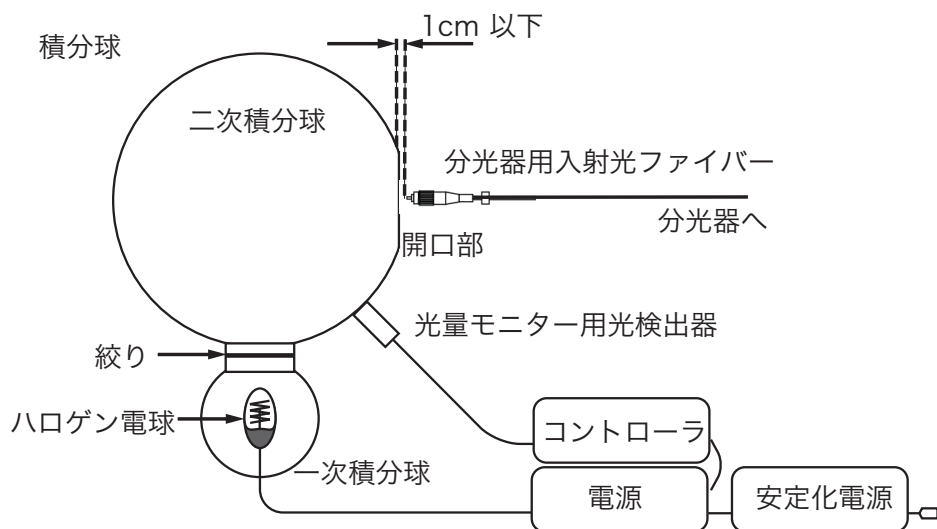


図 A.1 光検出器の直線性および統計誤差を調べるための機器の配置。

分球内部のハロゲン電球を点灯させる．一次積分球の出口にある絞りにより出力が調整され，そこからの出射光は直径 15 cm の二次積分球に入射し，直径 5 cm の開口部ではほぼ一様（中心との差：+1%～-2%）の放射輝度で光が放射される．開口部での放射輝度は二次積分球に取り付けられた光検出器の出力をメーカーの検定値に乗じて算出される．開口部からの出射光はそこから 1 cm 以内の距離に置かれた光ファイバーによって分光器に導かれる．

ここでは，分光器のスリット幅 50 μm ，中心波長 574 nm，高分解能アナログ・デジタル変換器の速度 1 MHz，ゲイン 0.23 カウント/電子，および露光時間 50 ms（繰り返し間隔 300 ms）で 100 回の測定を行った．このとき水平（波長）方向の 1340 個のピクセルの内 670 番目のピクセルで，垂直方向に 6 ピクセルをビニングされた領域で測定されたカウントの平均値を算出し，アナログ・デジタル変換器のゲインで除して光電子数の平均値に換算した．積分球の開口部の表面での放射輝度を絞りによって変化させるごとに測定を行った．

図 A.2 には二次積分球の開口部の表面での波長 574 nm での分光放射輝度に対する光電子数の 100 回の測定での平均値を示す．光電子の個数の平均値は，積分球表面での分光放射輝度の増加にともなって増加する．図中の直線は原点を通る直線によるフィッティングの結果である．ここで下記の式でフィッティング直線からの差の割合を直線性誤差 $dL_{1300B}^{\text{CCD}}(L_e)$ と定義する．

$$dL_{1300B}^{\text{CCD}}(L_e) = \frac{N_e^{\text{ave}}(L_e) - N_e^{\text{fit}}(L_e)}{N_e^{\text{fit}}(L_e)} \times 100 \quad (\%) \quad (\text{A.1})$$

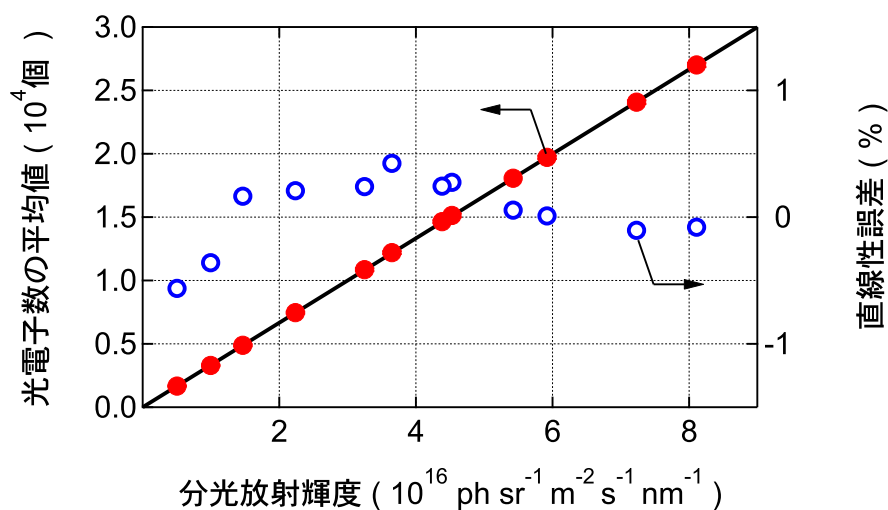


図 A.2 積分球開口部での波長 574 nm での分光放射輝度に対する（左軸）計数された光電子数の平均値（直線は原点を通る直線によるフィッティング結果），および（右軸）直線性誤差．

ここで L_e は積分球の開口部の表面での分光放射輝度, $N_e^{\text{ave}}(L_e)$ は光電子数の平均値, および $N_e^{\text{fit}}(L_e)$ はフィッティング直線によって定められる光電子数の平均値である. 図 A.2 の右軸に示すように, ここでの測定の範囲では直線性は $\pm 0.6\%$ 以内である.

次に, 露光時間に対する出力信号の直線性を調べる. ここでは積分球の絞りを固定し, 露光時間を 20 ms から 50 ms まで変化させた. そのほかの測定条件は上記の測定と同じである.

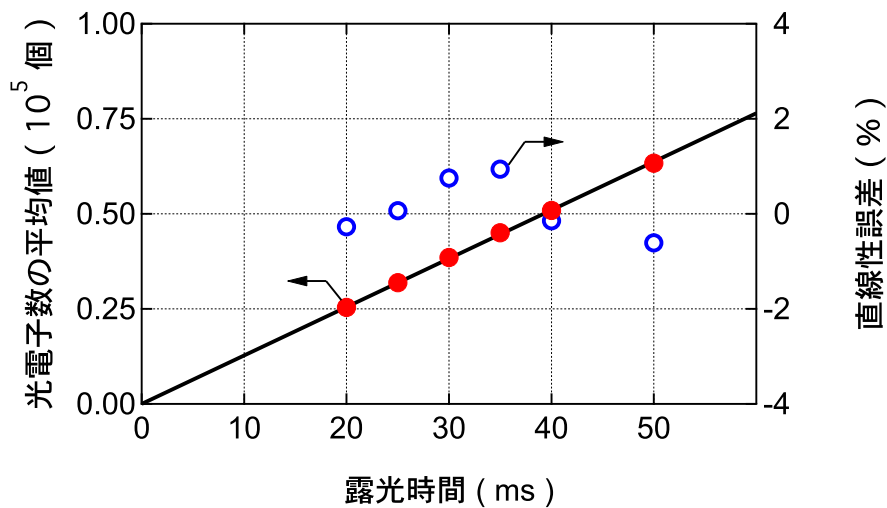


図 A.3 露光時間に対する計数された光電子数の平均値, および直線性誤差.

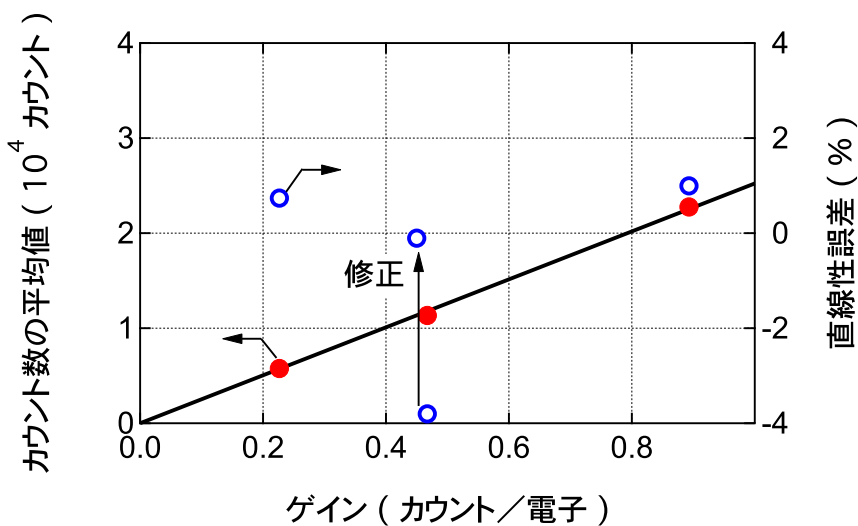


図 A.4 アナログ・デジタル変換器のゲインに対する計数されたカウント数の平均値, および直線性誤差.

図 A.3 には，露光時間に対して計数された光電子数の平均値を示す．図中の直線は原点を通る直線によるフィッティングの結果で，光電子数の平均値はこの直線に沿って増加することから露光時間に対して直線的に増加する．右軸には，式 (A.1) で定義された直線性誤差を示す．直線性誤差は測定した範囲で $\pm 1\%$ 以内である．

さらに，ゲインに対する出力信号の直線性を調べる．ここでは積分球の絞りを固定し，露光時間 20 ms で，アナログ・デジタル変換器のゲインを高，中および低で測定を行った．そのほかの測定条件は上記の測定と同じである．図 A.4 には，ゲインに対して計数されたカウント数の平均値を示す．図中の直線は原点を通る直線によるフィッティングの結果で，カウント数の平均値はこの直線に沿って増加するが，ゲイン中 (0.47 カウント / 電子) では直線性誤差が -4% となり，他のゲインの場合と比較してカウント数が少ない．このゲインをゲイン低 (0.23 カウント / 電子) とゲイン高 (0.89 カウント / 電子) の平均値 (0.45 カウント / 電子) に修正すると，直線性誤差は -0.1% となり，他のゲインのときと同程度の直線性に改善する．よって，ここではメーカーによる製造時の試験結果を修正し，以降ではゲイン中を 0.45 カウント / 電子とした．表 A.1 に，修正後のゲインを修正前のゲインとともに示す．

計数値 (カウント数) への統計誤差の要因には，フォトンショットノイズ σ_{ph} ，読み出しノイズ σ_r ，および暗電流ノイズ σ_d がある．フォトンショットノイズは CCD 光電面に光が入射することによって発生する光電子の数の統計的な変動であり，その標準偏差は光電子数の平方根に等しい．すなわち，フォトンショットノイズを σ_{ph} および光電子の数を $N_{e, \text{ph}}$ とすると， $\sigma_{\text{ph}} = N_{e, \text{ph}}^{0.5}$ である．読み出しノイズはピクセルに蓄えられた光電子を読み出すときにピクセルからアナログ・デジタル変換器までのアナログ回路で発生する．表 A.2 にはメーカーのカタログによる読み出しノイズを示す．暗電流ノイズは CCD 光電面が光に曝されなくても発生する電子の数の変動であり，ピクセルを冷却することによって減少する．

上記の統計誤差のうち主要な要因を下記の手順で調べる．図 A.1 に示す機器配置で絞りが全開の状態，高分解能アナログ・デジタル変換器の速度 1 MHz，ゲイン低 (0.23 カウント / 電子)，露光時間 50 ms (繰り返し間隔 300 ms) で 100 回の測定を行った．図 A.5 (a) には，波長方向の 1340 個の各ピクセルで検出された光電子数の平均値の平方根を標準偏差に対して示す．この測定では積分球の分光放射輝度，分光器を含む光学系の効率および CCD カ

表 A.2 読み出しノイズ．

アナログ・デジタル変換器	速度 (Hz)	読み出しノイズ (光電子)
高分解能	100 k	5 ~ 7
高分解能	1 M	10 ~ 12
高容量	100 k	12 ~ 14
高容量	1 M	20 ~ 22

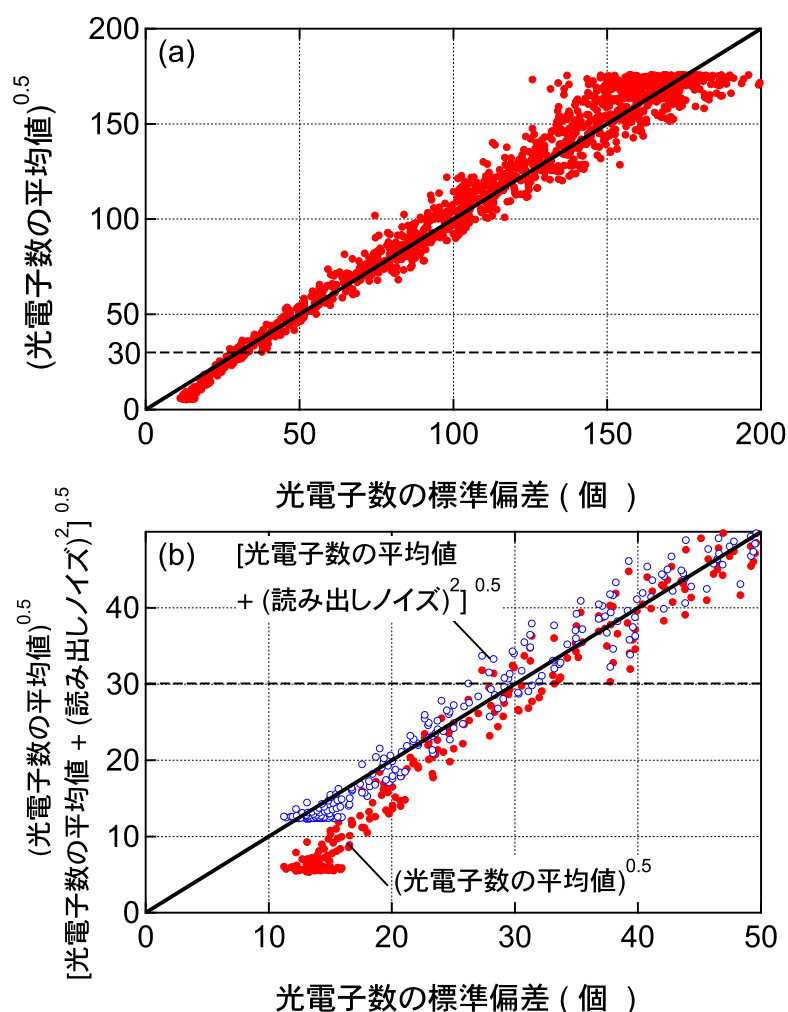


図 A.5 (a) 光電子数の標準偏差に対する光電子数の平均値の平方根 (= フォトンショットノイズ, σ_{ph}). 直線は 1:1 の関係を示す. (b) 図 (a) の横軸および縦軸が 0 から 50 の範囲の拡大図. ただし, 電子数の平均値の平方根に加え, それと読み出しノイズの合計誤差も示す.

メラの量子効率の波長依存性から, 各ピクセルで発生する光電子数はピクセル番号の増加にしたがって約 850 番目のピクセルまで増加し, それ以上のピクセル番号では減少する. そのため図 A.5 (a) の横軸の広い範囲にわたってデータが分布する. 光電子数の平均値の平方根が 30 以上の範囲では光電子数の標準偏差に対して平均値の平方根は 1:1 の直線を中心に分布する. よって, この範囲では光電子数の統計的な変動にはフォトンショットノイズが支配的であると解釈される. 光電子数の平均値の平方根が 30 以下の範囲では, 光電子数の平均値の平方根は標準偏差に対して系統的に小さく, すなわち標準偏差が大きくなる傾向にあり, 支配的な誤差の要因はフォトンショットノイズに加えて, 他のノイズにもあると予想される.

この測定での読み出しノイズは表 A.2 より 10 ~ 12 であるので，ここではその中間値，すなわち，読み出しノイズを $\sigma_r = 11$ と仮定すると，フォトンショットノイズと読み出しノイズの合計の統計誤差は $(\sigma_{ph}^2 + \sigma_r^2)^{0.5}$ で計算される．図 A.5 (b) に示すように，読み出しノイズを含めた誤差は光電子数の平均値の平方根が 30 以下の範囲でも標準偏差と 1 : 1 の関係にある．よって，この範囲では読み出しノイズも統計誤差に含める必要がある．

下記の理由から，暗電流ノイズは合計の統計誤差に対して非常に小さいので無視される．CCD のピクセルはペルチェ素子によって冷却され，暗電流が減少する．メーカーによる製造時の試験結果によると光電面が光に曝されなくても冷却温度が $-40\text{ }^\circ\text{C}$ の場合には 1 ピクセルあたり 1 秒間に 0.09 個の電子が発生する．CCD のピクセルの垂直方向のビニングを 6 ピクセル，繰り返し間隔を 300 ms とした場合，発生する電子は 0.2 個と計算され，ゲインを乗じてカウント数に換算すると 1 カウント以下である．ここでの測定では計数値は 10 カウントより大きいので，暗電流は十分に小さい．同様に，暗電流に由来する電子の発生数の統計的な変動，すなわち暗電流ノイズも上記の見積もりからフォトンショットノイズなどの他のノイズより十分に小さいと推測される．よって，ここでは暗電流ノイズを無視する．

以上より，スペクトル線の強度の測定値に対する統計的な誤差にはフォトンショットノイズと，特にカウント数が 200 以下の範囲では読み出しノイズが主要な要因である．したがって，この合計の誤差をスペクトル線の強度に対する統計的な誤差とする．

A.1.2 高波長分解可視分光器

この分光器の CCD カメラ（米国 Roper Scientific 社 PI-MAX 512HQ）のイメージ・インテンシファイアの量子効率はメーカーのカタログによると波長 772.6 nm で 40% であり，そ

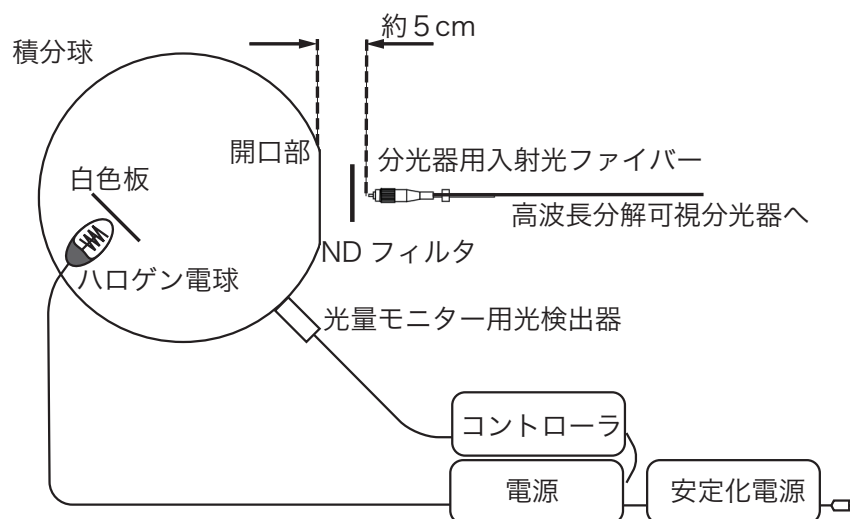


図 A.6 高波長分解可視分光器の光検出器の直線性および統計誤差を調べるための機器の配置．

の最大値は波長 600 nm で 45% である。イメージ・インテンシファイアへの印加電圧の調整は最大電圧と最小電圧（これらはメーカーから公表されていない）の間で 256 分割で行われる。素子フォーマットは 512×512 であり、素子サイズは $19 \mu\text{m} \times 19 \mu\text{m}$ であるが、フォスファアと CCD 素子は 1.5 : 1 のテーパ光ファイバーによって接続されるため、イメージ・インテンシファイア上での実効的な素子サイズは $24 \mu\text{m} \times 24 \mu\text{m}$ である。

出荷時のメーカーの試験結果によると、イメージ・インテンシファイアの光電面で発生した電子数に対する CCD で発生するカウント数の比は、イメージ・インテンシファイアに最小の電圧が印加された場合に 1.02 カウント / 電子、および最大電圧が印加された場合に 81.03 カウント / 電子である。

入射光強度に対する光検出器でのカウント数の直線性は図 A.6 に示す機器で調べられる。第 A.1.1 節で用いた小型の積分球（米国 LabSphere 社製 USS-600）では放射輝度が低く、直線性を調べるのに十分に大きいカウント数が得られないため、ここでは大型の積分球（米国 LabSphere 社製 USS-1200）を用いた。この積分球には小型の積分球とは異なり開口部での放射輝度を調整する機構がない。ここでは、ND フィルターにより積分球からの出射光を減じさせてから光ファイバーに入射させた。ND フィルターの透過率は波長 772.6 nm で、80%、61%、33% および 18% である。測定では、波長 772.6 nm の 32 次光がイメージ・インテンシファイア光電面の中心に結像するように回折格子の回転角度を 77.7 度で、イメージ・インテンシファイアへの印加電圧を 256 分割中 150 で、CCD カメラの露光時間を 980 ms（繰り返し間隔 1000 ms）で 100 回の測定を行った。水平（波長）方向の 512 個のピクセルの内 256 番目のピクセルで垂直方向に 22 ピクセルをビンングされたピクセル領域で、100 回の測定でのカウント数の平均値および標準偏差を算出した。これを ND フィルタがない場合、および ND フィルターを取り替えるごとに行い、光源の放射輝度に対する光検出器でのカウント数の直線性を調べた。

図 A.7 (a) に示すように、カウント数の平均値は積分球開口部の分光放射輝度の増加にともなって増加する。図中の直線は原点を通る直線によるフィッティングの結果であり、この直線と式 (A.1) から、この光検出器の直線性誤差 $dL_{512\text{HQ}}^{\text{CCD}}(L_e)$ が算出される。図 A.7 (b) に示すように、測定された範囲では直線性誤差は 5% 以内である。とくにカウント数が小さい場合には統計誤差の範囲を超える程度にデータがばらつくが、直線性誤差 0% を中心に分布しているため、系統的な直線性誤差は少ないと解釈される。

露光時間に対する光検出器でのカウント数の直線性は図 A.6 に示す機器で調べられる。ただし、積分球からの放射を ND フィルターを透過させずに直接に光ファイバーに入射させた状態で、露光時間を 80 ms から 980 ms まで増加させて調べた。

図 A.8 (a) には、露光時間に対して計数されたカウント数の平均値を示す。ただし、横軸は露光時間にフォスファアでの発光が減衰する時間（5 ms）を加えた実効的な露光時間である。図中の直線は原点を通る直線によるフィッティングの結果であり、カウント数の平均値は

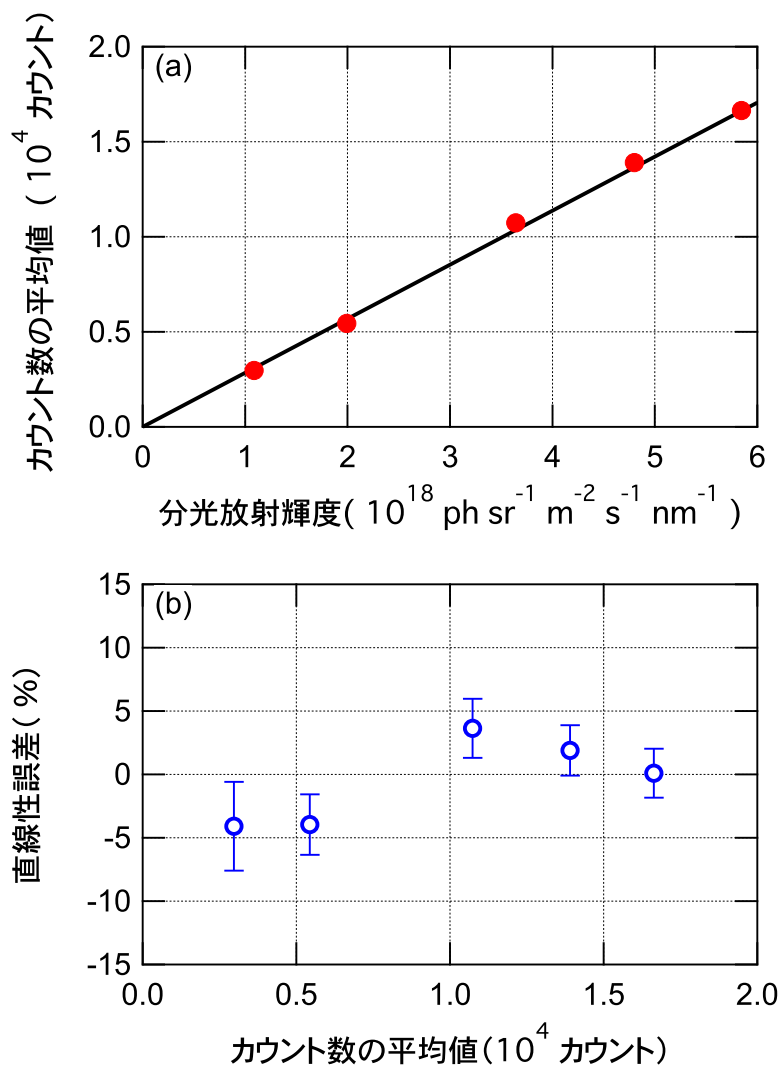


図 A.7 (a) 積分球開口部で波長 772.6 nm での分光放射輝度に対する計数されたカウント数の平均値 (直線は原点を通る直線によるフィッティング結果), および (b) カウント数に対する直線性誤差.

この直線に沿って増加することから露光時間に対して直線的に増加する. 図 A.8 (b) には, 式 (A.1) で定義されたカウント数に対する直線性誤差を示す. 直線性誤差は統計誤差の範囲で十分に小さい. そのため, スペクトル線の高さを比べる解析では露光時間を短くして高い時間分解能で測定しても, スペクトル線の高さが十分に高い場合には直線誤差の影響は少ない.

イメージ・インテンシファイアへの印加電圧に対する光検出器でのカウント数の関係は図 A.6 に示す機器で調べられる. ここではイメージ・インテンシファイアへの印加電圧を 256 分割に対して 16 分割ごとに調べた. ただし, イメージ・インテンシファイアでの電圧が高くカウント数がアナログ・デジタル変換器での上限値 (16 ビット = 65536) を超える場合には,

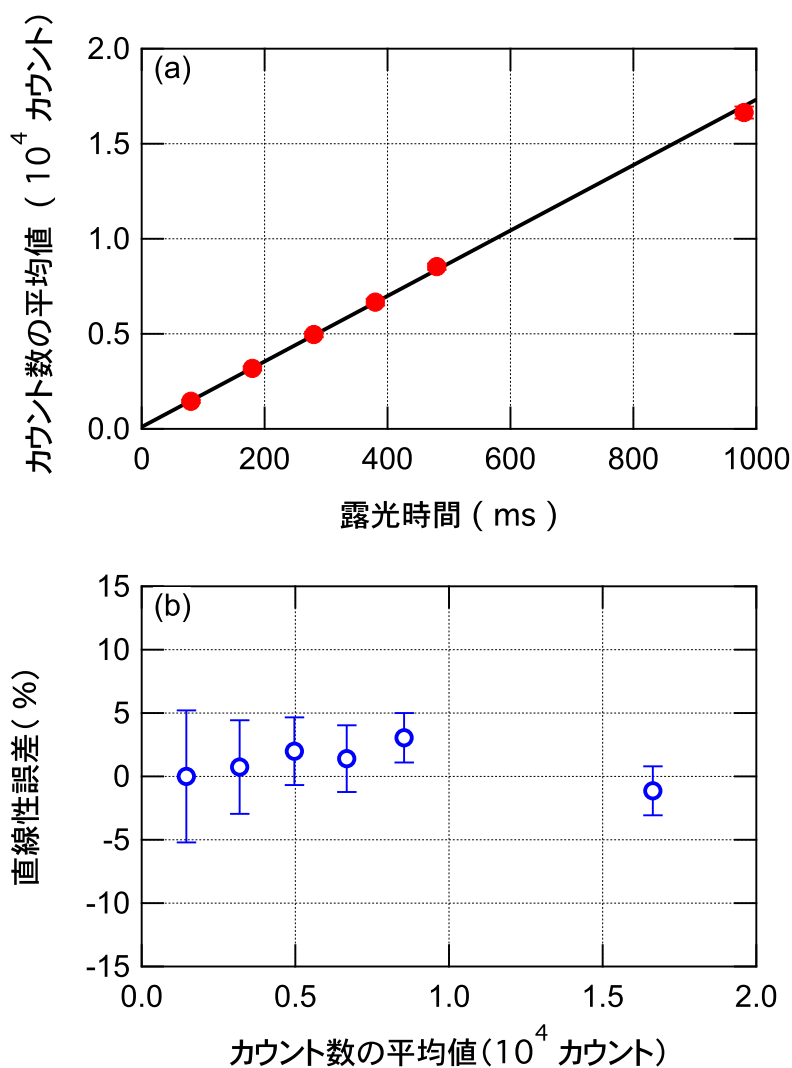


図 A.8 (a) 露光時間に対するカウント数の平均値，および (b) カウント数に対する直線性誤差．

ND フィルタによって CCD カメラへの入射光強度を低くして測定を行った．ND フィルタを設置，あるいは透過率のより低い ND フィルタに交換して測定を行った場合には，カウント数を ND フィルタ設置前あるいは交換前の測定でのカウント数に対して規格化することによって，イメージ・インテンシファイアへの印加電圧が高い場合でも，低い場合のカウント数との相対的な比較が行われる．ここで，ゲインを印加電圧が最低の場合（印加電圧設定が 256 分割中 1 の場合）でのカウント数に対する任意の印加電圧でのカウント数の比で定義する．さらに，印加電圧設定が 256 分割中 1 の場合に測定されたゲインをメーカーによって測定されたゲイン（1.02 カウント/光電子）と同一と仮定することにより，絶対的なゲインを定める．

図 A.9 (a) に示すように，ゲインは印加電圧に対して指数関数的に増加し，印加電圧が最大の場合（印加電圧設定が 256 分割中 256 の場合）には 211 まで上昇する．印加電圧設定が

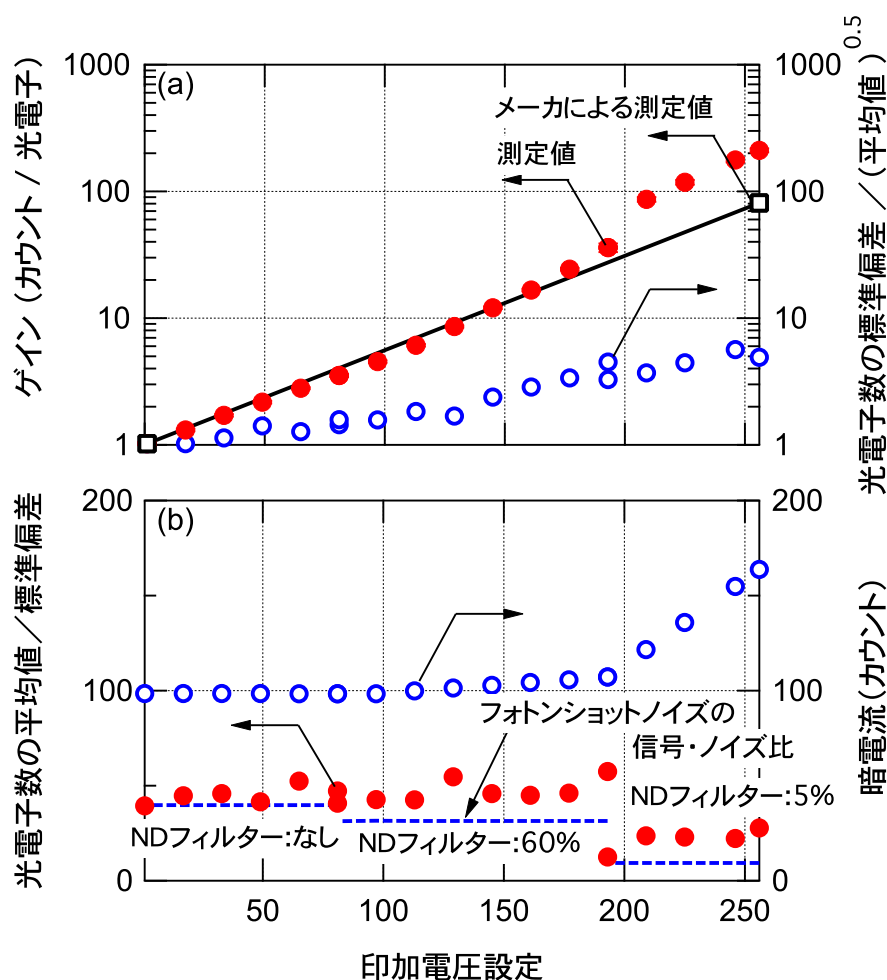


図 A.9 イメージ・インテンシファイアへの印加電圧 (256 分割) に対する (a) (左軸) ゲイン, (右軸) イメージ・インテンシファイア光電面で発生した光電子数の平均値の平方根に対する標準偏差, (b) (左軸) 光電子数の標準偏差に対する平均値, および (右軸) 暗電流.

256 分割中 1 の場合には, 図 A.9 (a) の右軸に示すように, 光電子数の平均値の平方根に対する標準偏差は 1 であり, よって主な統計誤差の要因はイメージ・インテンシファイアの光電面で発生するフォトンショットノイズであると推測されるが, 印加電圧の上昇とともにこの比は大きくなる. しかし, 標準偏差に対する光電子数の平均値は, 図 A.9 (b) に示すように, 印加電圧の上昇に対して低下せず, フォトンショットノイズで定められる信号・ノイズ比に近い. これは, 印加電圧の上昇によって, 標準偏差はフォトンショットノイズと比較して大きくなる一方で, 発生する光電子数も増加するためである. したがって, 高いゲインによってカウント数を上昇させても信号・ノイズ比は増加しないので, スペクトル線の高さに対する測定精度は向上しない. 他方, 信号・ノイズ比は低下しないので, 低いゲインでは有意なカウント数が計数されない場合には高いゲインで信号を増幅することによって測定精度が向上する.

図 A.9 (a) には、メーカーによって印加電圧設定 1 および 256 で測定されたゲインを片対数グラフ上で結んだ直線を示す。ここで定められたゲインは印加電圧設定が 256 分割中で約 200 以下の場合にはこの直線に沿うが、それ以上の範囲ではこの直線を越える。図 A.9 (b) の右軸に示すように、この印加電圧設定の範囲では CCD カメラに光が入射しない状態でも印加電圧の上昇とともに暗電流カウントが増加する。図 A.9 (a) で見かけ上ゲインが高くなるのはこのためであると推測される。したがって、信号を過大評価する可能性があるため、印加電圧設定の範囲を 200 以下で測定を行うことが適切である。

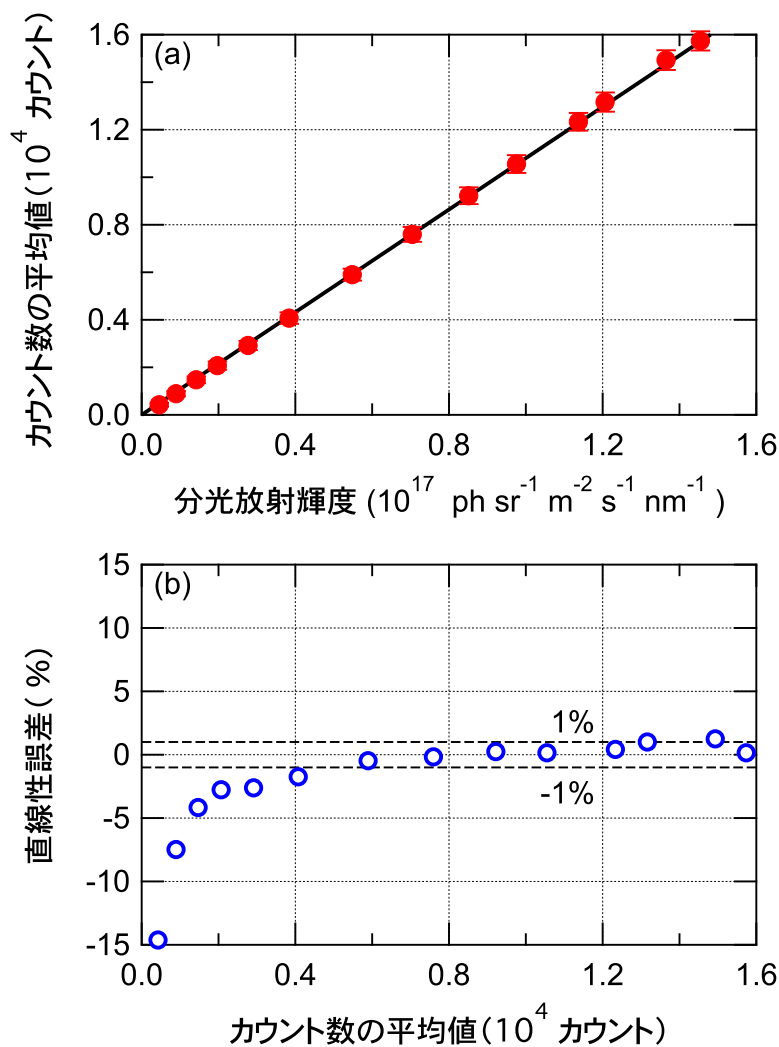


図 A.10 積分球開口部での波長 656.1 nm での分光放射輝度に対する (a) 計数されたカウント数の平均値 (直線は原点を通る直線によるフィッティング結果), および (b) 直線性誤差。

A.1.3 低波長分解可視分光器

この分光器の CCD カメラ（米国 Princeton Instruments 社（現：Roper Scientific 社）512EFT）はフレーム・トランスファー型であり，露光領域と同じサイズの CCD ピクセルをメモリー領域として持つ．露光中に蓄えられた光電子は，露光後にメモリー領域に移動され，アナログ・デジタル変換器で数値化される．数値化される間にも露光領域では光の検出が可能である．メモリー領域を持たない通常の CCD カメラでは電子数を数値化する間には，画像のにじみを防ぐためシャッターを閉じる場合がある．その間，光は検出されないのでフレーム・トランスファー型に比べて露光時間が減少する．すなわち，フレーム・トランスファー型

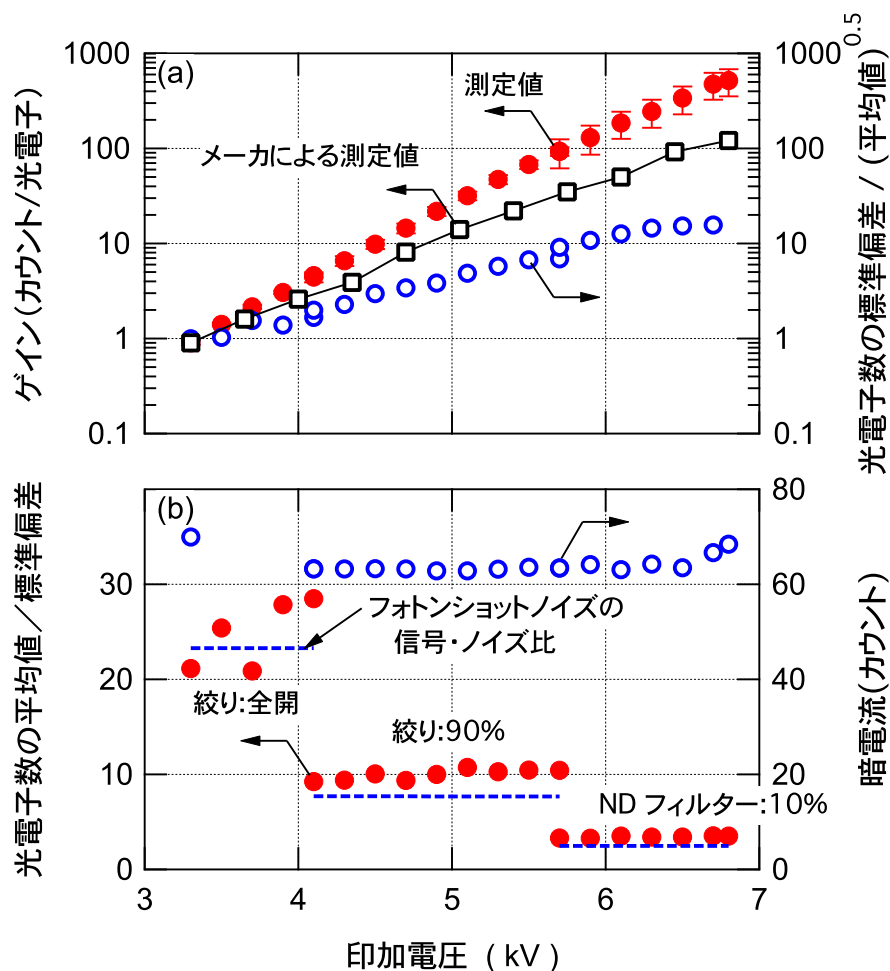


図 A.11 イメージ・インテンシファイアへの印加電圧に対する (a) (左軸) ゲイン，(右軸) イメージ・インテンシファイア光電面で発生した光電子数の平均値の平方根に対する標準偏差，(b) (左軸) 光電子数の標準偏差に対する平均値，および (右軸) 暗電流．

CCD カメラには露光時間を長くとることができるという長所がある。

二次元広帯域可視分光器に対して調べた場合と同様に，図 A.1 に示す機器でこの分光器に対してもカウント数の直線性が調べられる．ここでは，スリット幅 $30\ \mu\text{m}$ ，中心波長 $656.1\ \text{nm}$ ，イメージ・インテンシファイアへの印加電圧 $4.9\ \text{kV}$ ，露光時間 $9\ \text{ms}$ （繰り返し間隔 $25\ \text{ms}$ ）で水平（波長）方向の 512 個のピクセルの内 256 番目のピクセルで垂直方向に 269 番目から 299 番目までの 31 ピクセルをビンングされた領域でのカウント数を 400 回測定し，平均値および標準偏差を算出した．積分球の開口部の表面での放射輝度を絞りによって変化させるごとに，この測定を行った．図 A.10 (a) に示すように，カウント数の平均値は積分球表面での分光放射輝度の増加にともなって増加する．図中の直線は原点を通る直線によるフィッティングの結果であり，この直線と式 (A.1) から，この光検出器の直線性誤差 $dL_{512\text{EFT}}^{\text{CCD}}(L_e)$ が算出される．図 A.10 (b) に示すように，カウント数が 6000 以上では直線性誤差は 0.9% 以内であるが，カウント数がそれ以下ではカウントの減少とともに直線性誤差は大きくなり，カウント数が 1500 以下ではさらに大きくなり 4% 以上の過小評価となる．

イメージ・インテンシファイアへの印加電圧とカウント数の関係は上記と同様の測定であるが積分球の絞りは一定でイメージ・インテンシファイアへの印加電圧を $3.3\ \text{kV}$ から $6.8\ \text{kV}$ まで $0.2\ \text{kV}$ 間隔で調べられた．ただし，イメージ・インテンシファイアへの印加電圧が高くカウント数が上限値（ 16384 ）に達する場合には，まず積分球の絞りを約 90% 閉じ，さらに分光器の入射スリット直前に透過率 10% の ND フィルタによって，つぎには透過率 1% の ND フィルタによって入射光強度を低くした．これらの場合には，これらの操作の後に測定されたカウント数をその操作の前の測定でのカウント数で除する．これによって，イメージ・インテンシファイアへの印加電圧が高い場合でも，低い場合のカウント数に対して相対的な比較が行われる．ここでゲインを印加電圧が最低の $3.3\ \text{kV}$ の場合でのカウント数に対する任意の印加電圧でのカウント数の比と定義する．ただし，印加電圧が $3.3\ \text{kV}$ の場合に測定されたゲインをメーカーによって測定されたゲイン（ 0.9 カウント / 光電子）と同一と仮定することにより，絶対的なゲインを定める．図 A.11 に示すように，ゲインは印加電圧に対して指数関数的に増加し，最大の印加電圧（ $6.8\ \text{kV}$ ）の場合には 576 まで上昇する．ここで測定されたゲインの上昇傾向はメーカーによって測定されたゲインの上昇傾向と比較して強いが，この理由は不明である．

図 A.11 (a) の右軸には，光電子数の平均値の平方根に対する標準偏差を示す．印加電圧が $3.3\ \text{kV}$ の場合，この比が 1 であることから，統計的な誤差の主な要因はイメージ・インテンシファイアの光電面で発生するフォトンショットノイズであると推測される．一方，印加電圧の上昇とともにこの比は増加する．しかし，標準偏差に対する光電子数の平均値は図 A.11 (b) に示すように印加電圧の上昇に対して低下するが，フォトンショットノイズで定められる信号・ノイズ比に近い．これは，印加電圧の上昇によって，標準偏差はフォトンショットノイズと比較して大きくなる一方で，発生する光電子数も増加するためである．したがって，高い

ゲインによってカウント数を上昇させても信号・ノイズ比は低下しないので，非常に発光強度の低いスペクトル線を観測する場合など，低いゲインでは有意なカウント数が計数されない場合には高いゲインで信号を増幅することによって測定精度が向上する．

次に，露光時間に対する出力信号の直線性を調べる．ここでは一次および二次積分球間の絞りの開口を一定とし，露光時間を 20 ms から 300 ms まで変化させて測定を行った．そのほかの測定条件は上記の測定と同じである．図 A.12 (a) には，露光時間に対して計数されたカウント数の平均値を示す．図中の直線は原点を通る直線によるフィッティングの結果で，光電子数の平均値はこの直線に沿って増加することから露光時間に対して直線的に増加する．図 A.12 (b) には，式 (A.1) で定義された直線性誤差を示す．カウント数が 4000 以上では直線

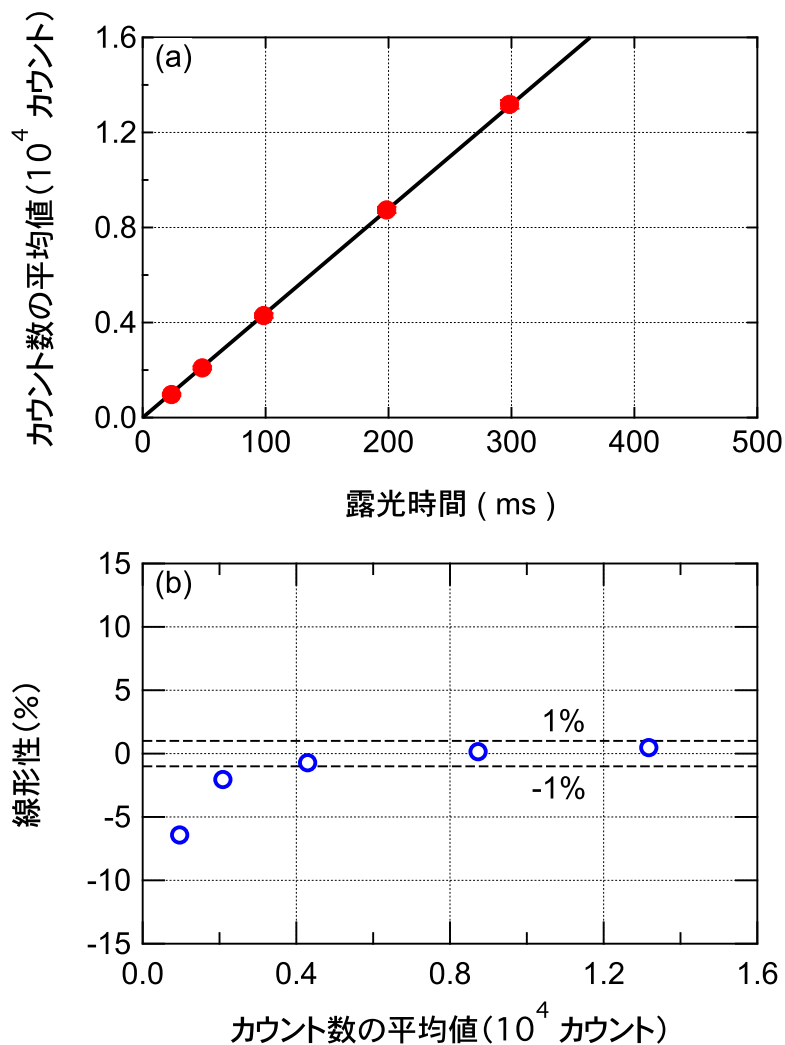


図 A.12 (a) 露光時間に対するカウント数の平均値，および (b) カウント数の平均値に対する直線性誤差．

性誤差は $\pm 1\%$ 以内に保たれているが、それ以下ではカウント数の減少とともに劣化し、5%以上の過小評価となる場合がある。この結果は、入射光子数に対するカウント数の直線性誤差（図 A.10 (b)）と同様の傾向である。つまり、入射光子数が低い、あるいは露光時間が短いことによりカウント数が少なく、その結果として直線性誤差が大きくなったと解釈される。直線性誤差を小さくするために、カウント数が 6000 以上になるように露光時間を長くすると時間分解能が低下するため、プラズマの速い変化が観測されない場合がある。したがって、実際の計測ではカウント数が 6000 以上となるようにイメージ・インテンシファイアへの印加電圧を調節することが適切である。

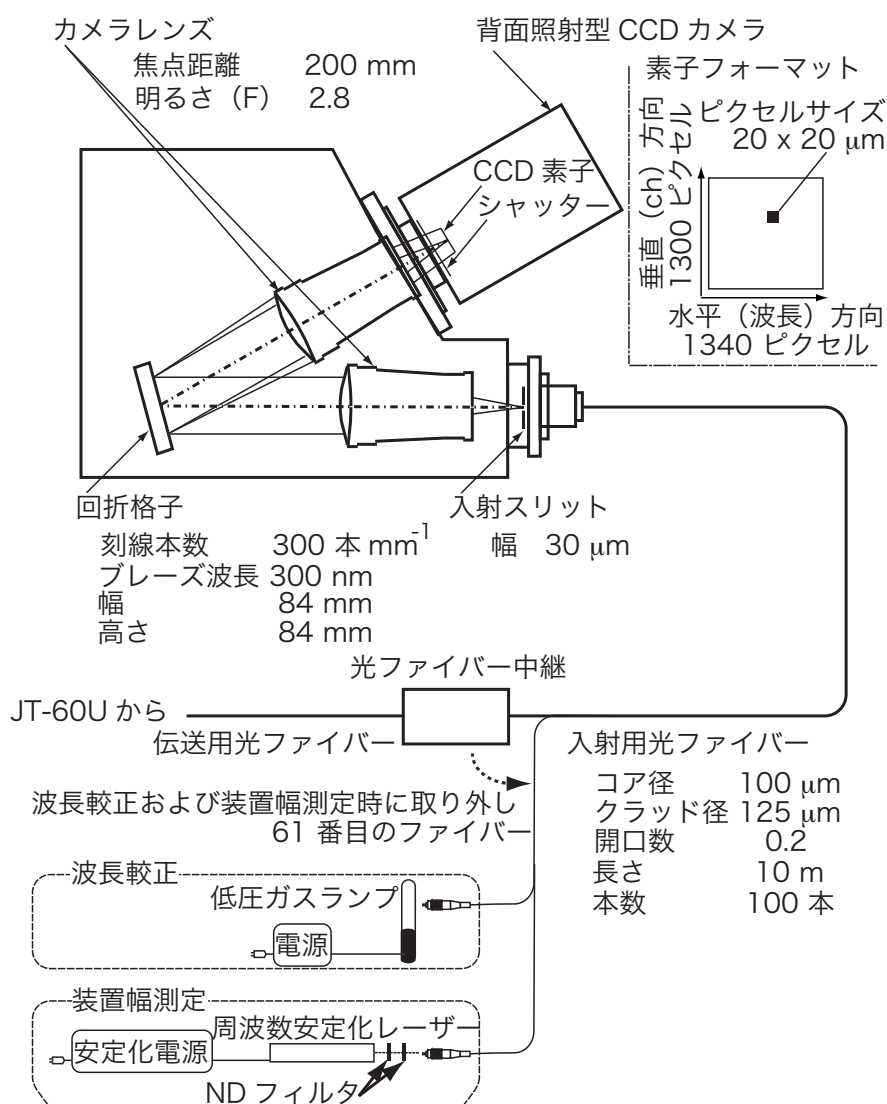


図 A.13 二次元広帯域可視分光器の概略図と波長校正および装置幅測定時の機器の配置。

A.2 波長較正，分散および装置幅

A.2.1 二次元広帯域可視分光器

この分光器の波長較正時には，図 A.13 の下方に示すように，ネオン，アルゴンおよび水銀の低圧ガスランプからの発光を分光器への入射用光ファイバーのうち 61 番目のファイバーに入射させる．測定されたスペクトル線をガウス型関数でフィッティングし，その中心のピクセル

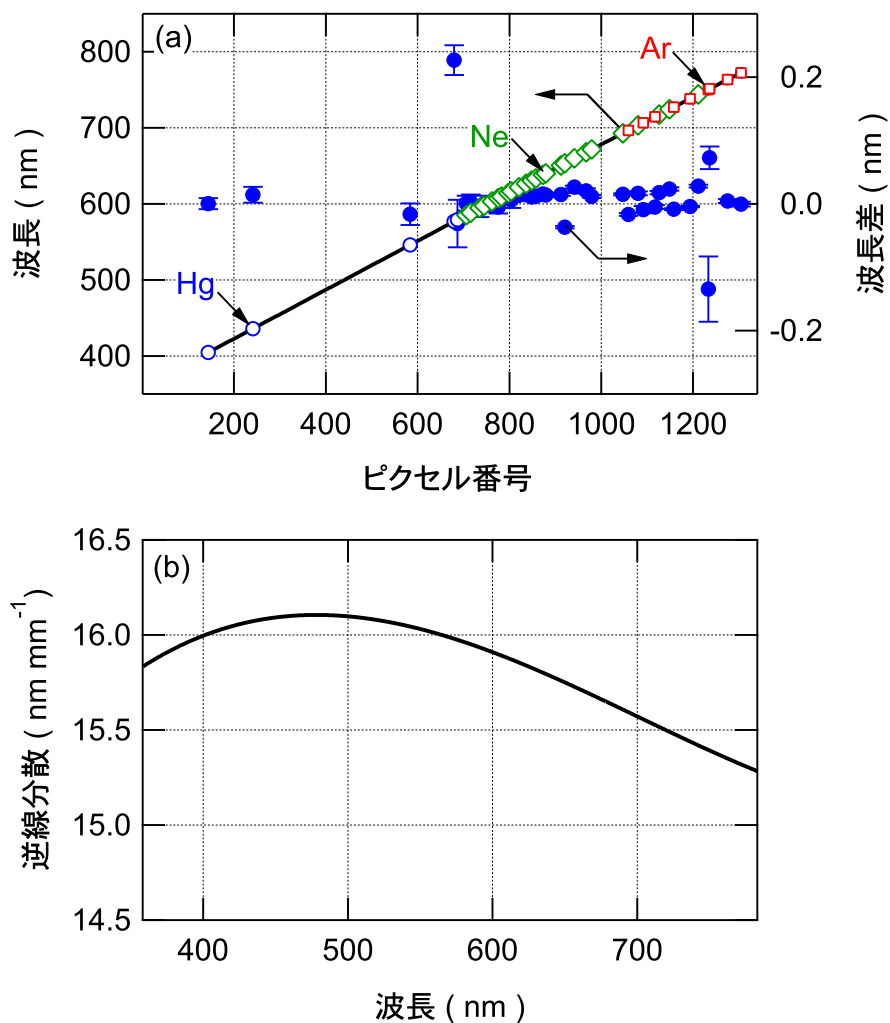


図 A.14 二次元広帯域可視分光器の (a) 波長較正結果，および (b) 逆線分散．(a) では波長較正に用いたスペクトル線の原子種ごとにピクセル番号と波長の対応を示し，実線はフィッティング曲線を示す．右軸にはフィッティング曲線によって定められる波長とスペクトル線の波長の差を示す．

ル番号と空気中での波長 [1] を対応させる．図 A.14 (a) には，得られたピクセル番号と波長の対応関係を示す．この対応関係に対し一次または二次の多項式によるフィッティングでは，特定の波長帯で波長差が系統的に変化したことから，これらの多項式はピクセル番号と波長の対応関係を表すには不適當と解釈される．三次以上の多項式によるフィッティングは，波長差が ± 0.1 nm を越える点は 2 点のみとなりフィッティングの残差は減少するが，五次以上の多項式によるフィッティングでは，四次の多項式によるフィッティングと比較して残差の減少は 1% 以下であった．多項式の次数が大きくなり未定係数の数が増加することにより，未定係数に対する誤差が大きくなり，波長決定誤差が大きくなることを考慮して，ここでは四次の多項式によるフィッティングを行った．その結果，ピクセル番号 p_n に対して空気中での波長 $\lambda_{2D, \text{air}}^{\text{calib}}(p_n)$ は，分光器の中心波長が 574 nm の場合に

$$\begin{aligned} \lambda_{2D, \text{air}}^{\text{calib}}(p_n) &= 358.8 + 3.167 \times 10^{-1} \times p_n + 1.575 \times 10^{-5} \times p_n^2 \\ &\quad - 1.712 \times 10^{-8} \times p_n^3 + 4.054 \times 10^{-12} \times p_n^4 \quad (\text{nm}) \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

と定められた．図 A.14 (a) の右軸には，波長較正に用いたスペクトル線の波長と式 (A.2) で定められた波長の差を示す．この波長差は ± 0.2 nm 以内であり，差の大きい 2 点を除くと ± 0.1 nm 以下である．この波長差 (0.1 nm) を波長決定誤差とすると，スペクトル線の絶対波長に対する誤差は短波長 (360 nm) で 0.03%，長波長 (800 nm) で 0.01% と見積もられる．

式 (A.2) を p_n について微分し，波長方向のピクセル幅 (20 μm) で除することによって逆線分散が計算される．図 A.14 (b) に示すように，計算された逆線分散は 370 番目のピクセルで最大値 16.1 nm mm⁻¹ を，1340 番目のピクセルで最小値 15.3 nm mm⁻¹ をもつ．

分光器の装置幅の測定時には，図 A.13 の下方に示すように，周波数安定化ヘリウムネオンレーザー発生装置 (日本科学エンジニアリング社製 (現:ネオアーク) NEO-262 横ゼーマンレーザー) からのレーザーを ND フィルターを透過させ，その強度が減じられた後，分光器への入射用光ファイバーのうち 61 番目の光ファイバーに入射させる．図 A.15 (a) に示すように測定されたスペクトルに対しガウス型関数によるフィッティングで決定される半値全幅を装置幅とみなし，装置幅を決定する．この測定を入射スリット幅が 10 μm から 200 μm まで 10 μm または 20 μm 間隔で行った結果を図 A.15 (b) に示す．装置幅は入射スリット幅が 140 μm 以下ではほぼ直線的に増加する．入射スリット幅が 140 μm 以上の場合，装置幅は 4.2 ピクセル (= 84 μm) で一定であるので，これは光ファイバーの像と見なされる．光ファイバーのコア径 (100 μm) に対して装置幅が 84 μm であるので，この分光器はおよそ 0.8 倍の縮小光学系であると解釈される．図 A.15 (b) に示すように，スリット幅の減少に従って装置幅が減少するとともに，レーザー光の強度を一定とする仮定の基にスペクトル線の強度も減少する．よって，高い分解能での測定時には単位時間あたりに計測されるスペクトル線の高さが低くなり，スペクトル線の高さに対する相対的な誤差の影響が大きくなる．入射スリット

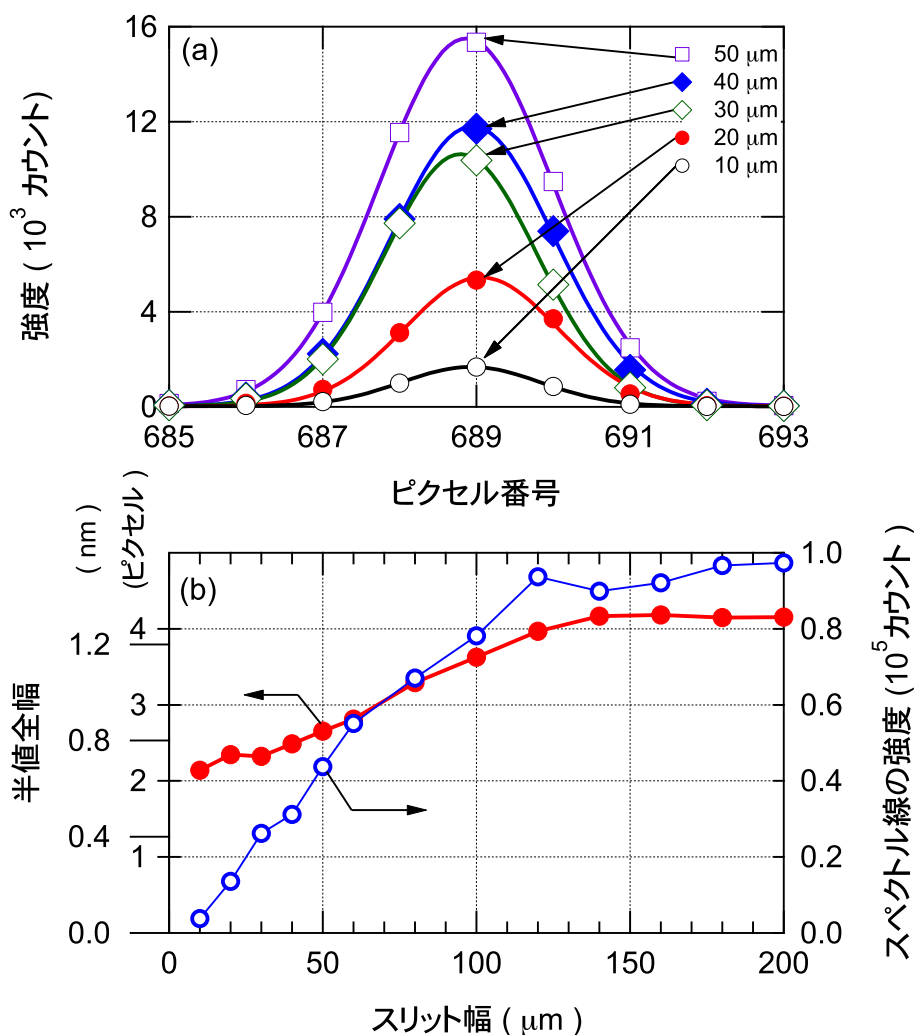


図 A.15 二次元広帯域可視分光器で測定されたヘリウムネオンレーザーの (a) スペクトル，および (b) スリット幅に対する半値全幅およびスペクトル線の強度．図 (a) では，代表的にスリット幅が 10 μm から 50 μm で測定されたスペクトルとフィッティング曲線を示す．

幅が 30 μm の場合では，装置幅の半値全幅は CCD カメラの光電面上で 2.3 ピクセルであり，波長 656.1 nm では波長の次元で 0.72 nm に対応する．この装置幅は D_α (656.1 nm) 線と C II ($3s^2S - 3p^2P$: 657.8 nm) 線の波長差 1.7 nm の半分以下であり，これらのスペクトル線を分離するのに十分である．よって，ここではスリット幅 30 μm で実際の測定を行う．

A.2.2 高波長分解可視分光器

図 A.16 にはリトロレンズの光軸に対する，エシェル型回折格子へ入射光の角度 ($a = 0.40$ 度)，それからの出射光の角度 ($b = 0.61$ 度) および回折格子の回転角度 (θ) を示す．回折光の波長を λ_{eche} ，エシェル型回折格子の 1 mm あたりの刻線本数を $N_g (= 79 \text{ 本})$ および回折光の次数を m とすると，以下の式が成り立つ．

$$N_g \cdot m \cdot \lambda_{\text{eche}} = \sin(\theta + a) + \sin(\theta - b) \quad (\text{A.3})$$

一般に，エシェル型回折格子の回転角度がブレース角度と等しい場合に回折効率が最も高くなる．この場合の波長と回折光の次数の関係は式 (A.3) で $\theta = 76$ 度 (= ブレース角度) として計算される．その計算結果を図 A.17 (a) の左軸に示す．この図から，32 次の回折光では波長 $\lambda_{\text{eche}} = 767.1 \text{ nm}$ で回折効率が最も高くなる．回折光の次数 m は整数値であるのでこれに対応する波長は離散的な値となる．そのため， $\lambda_{\text{eche}} = 767.1 \text{ nm}$ に近い波長帯でも 32 次回折光の回折効率が最も高くなる．C IV ($n = 6 - 7 : \lambda = 772.6 \text{ nm}$) が 32 次の回折光で測定される場合には，回折格子の回転角度は式 (A.3) で $\lambda_{\text{eche}} = 772.6 \text{ nm}$ および $m = 32$ として計算され，図 A.17 (a) の右軸に示すように $\theta = 77.7$ 度である．波長 772.6 nm ではほかの次数の回折光に対応する回折格子の回転角度と比較して，この角度は最もブレース角度に近くなるため 32 次の回折光で最も回折効率が高くなる．したがって，C IV ($n = 6 - 7 : 772.6 \text{ nm}$) の測定では回折格子の回転角度 77.7 度，および 32 次の回折光で最も高い信号強度が得られる．

リトロレンズの焦点距離を $f (= 1.2 \text{ m})$ とすると，逆線分散値 $\frac{\Delta\lambda_{\text{eche}}}{\Delta x}$ (x は光検出器の光電面上の位置) は

$$\frac{\Delta\lambda_{\text{eche}}}{\Delta x} = \cos(\theta - b) / (N_g \cdot m \cdot f) \quad (\text{A.4})$$

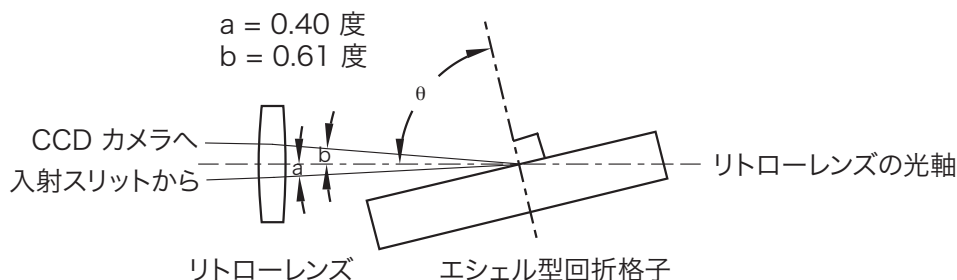


図 A.16 高波長分解可視分光器のエシェル型回折格子に対する入射光および出射光の角度．

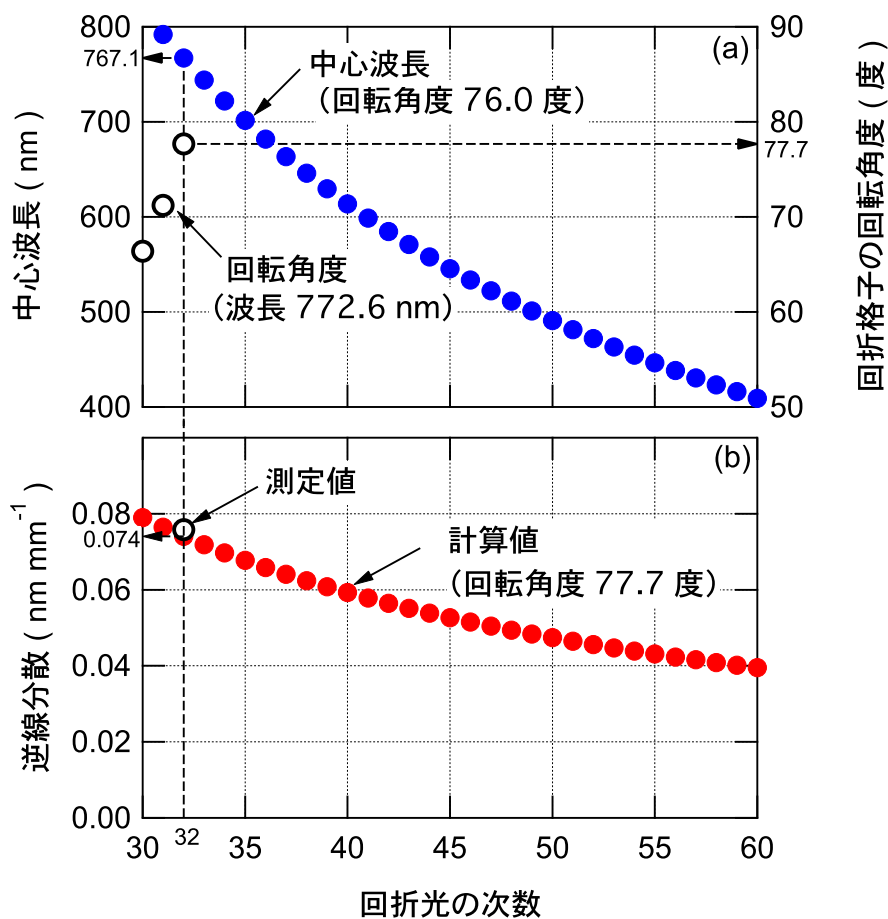


図 A.17 高波長分解可視分光器のエシェル型回折格子での回折光の次数に対する (a) 回折格子の回転角度が 76.0 度 (= プレーズ角度) での中心波長，中心波長が 772.6 nm での回折格子の回転角度，および (b) 回折格子の回転角度が 77.7 度での逆線分散。

と表される．図 A.17 (b) には上式で回転角度 $\theta = 77.7$ 度の場合の逆線分散を示す．32 次の回折光では逆線分散は 0.074 nm mm^{-1} である．対して，低圧アルゴンランプからの 2 本のスペクトル線 (Ar I: 波長 772.37600 および $772.42066 \pm 0.000053 \text{ nm}$) [2] の波長差と光電面上の位置の実測値の差から計算される逆線分散は $0.0758 \pm 0.0004 \text{ nm mm}^{-1}$ である．両者の差は測定誤差より大きいので有意である．この不一致の理由は不明であるが，ここでは後者の逆線分散の実測値を用いることとする．この逆線分散が CCD カメラの光電面上で一定であるとする仮定の基に，測定波長幅は 0.93 nm ($= 512 \times 0.024 \times 0.0758$) と算出され，CCD の各ピクセルに対応する絶対波長も同じ仮定を用いて定められる．

分光器の装置幅 (半値全幅, 以下 FWHM) はヘリウム・ネオンレーザー (波長: 632.8197 nm) を入射して測定され，入射スリット幅 $80 \mu\text{m}$ ではイメージ・インテンシファイアの光電面上で $81.7 \mu\text{m}$ である．波長 772.6 nm で 32 次の回折光の場合には，逆線分散が $0.0758 \text{ nm mm}^{-1}$

であるので、装置幅 (FWHM) は 0.0062 nm と算出される。この装置幅は炭素イオンの温度で 0.1 eV に対応し、第 5 章で述べたようにドップラー拡がりによる線拡がりの幅 (20 eV 以上) よりも十分に狭い。よって、線拡がりの解析精度に対する影響は小さいので 32 次より大きな次数の回折光による高い波長分解能での測定の必要はない。したがって、回折効率が最も高くなる 32 次光で得られる高い信号強度は解析精度を向上させる。

A.2.3 低波長分解可視分光器

波長較正は二次元広帯域可視分光器と同様に図 A.13 の下方に示す波長較正用の機器でなされた。ネオン、アルゴン、クリプトン、キセノンまたは水銀の低圧ガスランプの発光をこの分光器への入射用光ファイバーの一端から入射し、入射用光ファイバーの他端に接続されたこの分光器に入射させる。測定されたスペクトル線の中心のピクセル番号と空気中での波長の対応は二次の多項式によるフィッティングによって決定され、ピクセル番号に対応する絶対波長が定められる。波長較正によって定められる逆線分散、測定波長幅、および以下に述べる手法で定められる装置幅を測定時の中心波長とともに表 A.3 に示す。

装置幅の測定では図 A.13 の下方に示すように、上記の波長較正と同様の方法であるがヘリウムネオンレーザーを入射用光ファイバーの一端から入射し、他端に接続されたこの分光器へ導きスペクトルを測定する。測定されたスペクトルに対しローレンツ型関数によるフィッティングで決定される半値全幅を装置幅とみなし、装置幅を決定する。入射スリット幅 $30 \mu\text{m}$ ではイメージ・インテンシファイア光電面上で半値全幅は $78 \mu\text{m}$ と決定され、表 A.3 には、この半値全幅に逆線分散を乗じ波長の単位で装置幅を示す。

表 A.3 低波長分解可視分光器の主要諸元。

回折格子の刻線本数 本 mm^{-1}	ブレース波長 nm	逆線分散 nm mm^{-1}	測定波長幅 nm	装置幅 (FWHM) nm	測定時の中心波長 nm
2400	ホログラフィック	0.59	6.7	0.046	516
1800	500	0.80	9.2	0.062	656
600	500	3.3	38	0.26	607
150	500	13.6	156	1.1	435

A.2.4 真空紫外分光器

プラズマから放射されるスペクトル線がドップラー効果による波長の変化を受けないと仮定し、波長の実測値と文献値の対応から実験的に絶対波長を定める。観測されたスペクトル線に対しガウス型関数によるフィッティングで、スペクトル線の中心のピクセル番号を定め、このピクセル番号と波長の対応関係を多項式によるフィッティングで定める。二次の多項式によるフィッティングでは、図 A.18 (a) に示すように、フィッティング曲線とスペクトル線の波長

差は特定のピクセル番号帯で大きく, あるいは小さくなる傾向がみられる. このことから, 二次の多項式はピクセル番号と波長の対応関係を表すには不適當と解釈される. 二次の多項式によるフィッティングと比較して三次の多項式によるフィッティングでは, フィッティングの残差は 1% に減少するが, 三次の多項式によるフィッティングと比較して四次および五次の多項式によるフィッティングでは数 % しか減少しない. 他方, 多項式の次数が大きくなり未定係数の数が増加することにより, 未定係数に対する誤差が大きくなり, 結果として図 A.18 (b) に示すように, 波長決定誤差が大きくなる. 四次の多項式によるフィッティングでは波長差は 0.07% 以下であるが波長決定誤差が 1% 以上に達し, 多項式の次数が大きすぎると解釈される. 三次の多項式によるフィッティングでは波長差は 0.07% 以下で波長決定誤差が 0.15% 以下であり同程度であるので, ここでは三次の多項式でのフィッティングが妥當であると解釈される. このときピクセル番号 p_n に対して真空中での波長 $\lambda_{\text{VUV, Vac.}}^{\text{calib.}}(p_n)$ は下記の式で定め

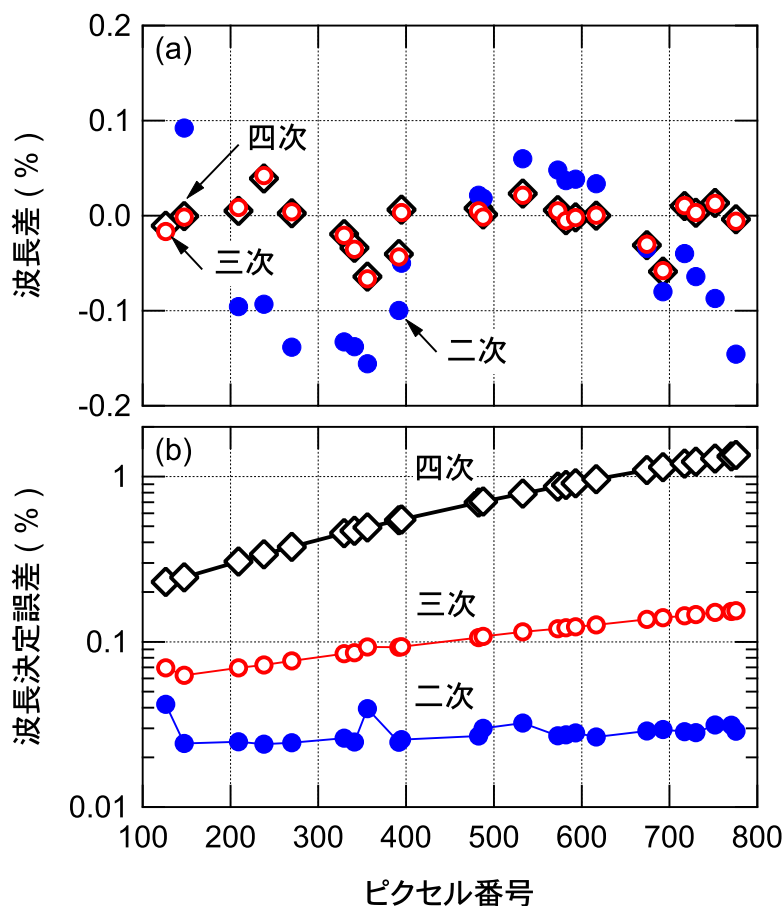


図 A.18 ピクセル番号に対する (a) フィッティング曲線によって定められる波長と真空中での波長の差の割合, および (b) 波長決定誤差.

られる．

$$\lambda_{\text{VUV, vac.}}^{\text{calib}}(p_n) = 16.206 + 9.188 \times 10^{-2} \times p_n + 7.065 \times 10^{-5} \times p_n^2 - 8.592 \times 10^{-9} \times p_n^3 \quad (\text{nm}) \quad (\text{A.5})$$

決定されたピクセル番号に対応する真空中での波長を図 A.19 (a) に示す．逆線分散は，式 (A.5) を p_n について微分し，さらに波長方向のピクセル幅 ($50 \mu\text{m}$) で除することによって計算される．図 A.19 (b) に示すように，逆線分散は波長 35 nm では 2.3 nm mm^{-1} であり，波長に対して増加する．

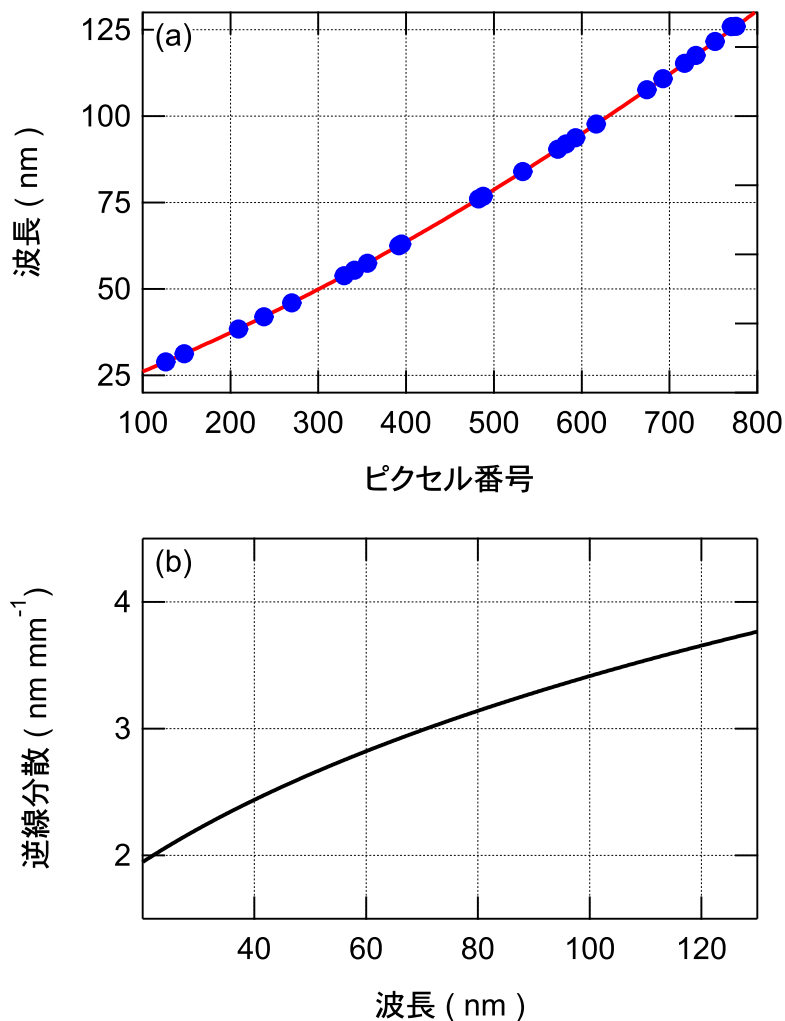


図 A.19 (a) ピクセル番号と波長の対応，および (b) 波長に対する逆線分散．図 (a) 中の実線はフィッティング曲線である．

A.3 絶対感度較正

A.3.1 二次元広帯域可視分光器

図 A.20 (a) および (b) には, 第 3.1.1 節に述べた方法により定められた放電番号 45211 に対する空間分布測定用視野のうちそれぞれ, 視線 31 ch (縦視野) および 89 ch (横視野) の絶対感度較正係数 $L_{e60}^{\text{out-vv}}(\lambda) / (C_{60}^{\text{out-vv}}(\lambda) \cdot T_{\text{quartz}}^{\text{win}}(\lambda))$ および $L_{e32}^{\text{out-vv}}(\lambda) / (C_{32}^{\text{out-vv}}(\lambda) \cdot T_{\text{eff}32}^{\text{win}}(\lambda))$ を示す. この放電は 2006 – 2007 年の実験キャンペーンでの総放電数 2531 ショットのうち 767 番目のショットであり, 真空窓の透過率 $T_{\text{quartz}}^{\text{win}}(\lambda)$ および $T_{\text{eff}32}^{\text{win}}(\lambda)$ は, 第 3.1.1 節に述べたように総放電数に対するこの放電までの経過放電数

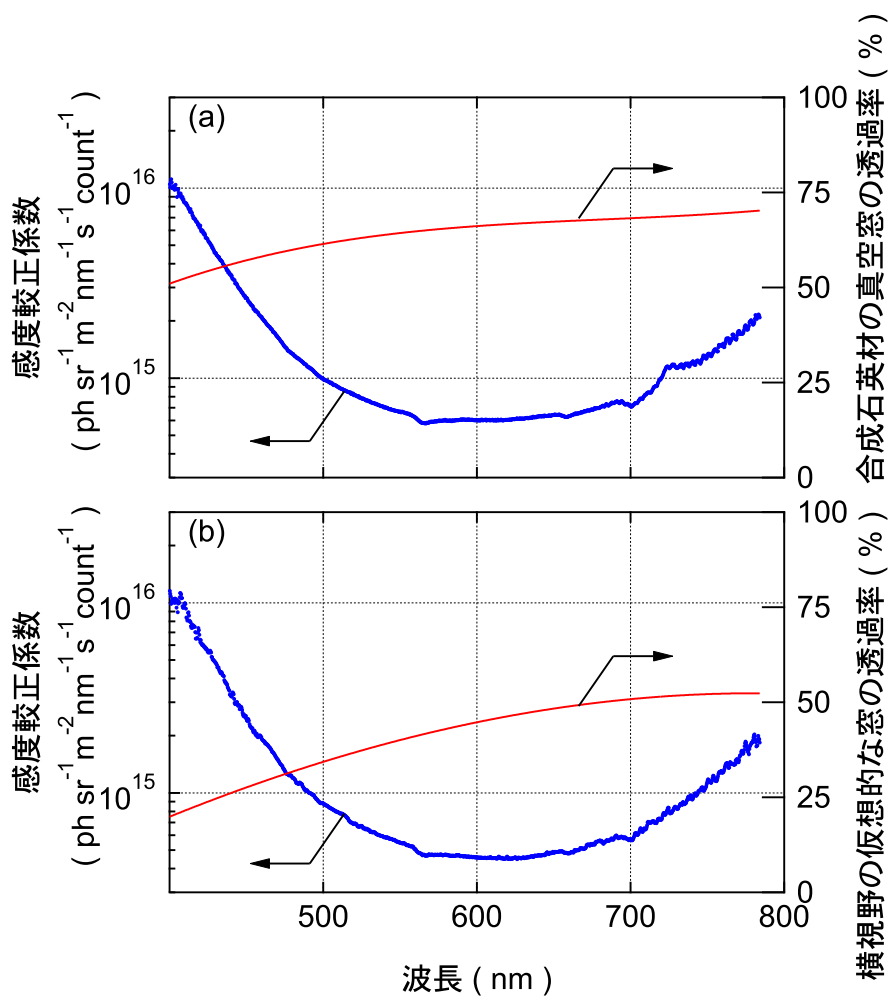


図 A.20 (a) 空間分布測定用視野の視線 31 ch (縦視野), および (b) 89 ch (横視野) の (左軸) 絶対感度較正係数と (右軸) 窓の透過率 .

での内挿によって定められている．これらの窓の透過率は図 A.20 (a) および (b) の右軸に示される．同図に示すように感度較正係数は波長 600 nm 付近で最も小さく，逆に 400 nm 付近で最も大きい．これは，システム全体の感度が 600 nm 付近で最も高く，逆に 400 nm 付近で最も低いことを意味し，これら感度の比は約 20 倍に及ぶ．

A.3.2 高波長分解可視分光器

上記と同様の方法でこの分光器の絶対感度が定められた．ここでは空間分布測定用視野の視線 10 ch にこの分光器を接続し，回折格子の回転角度 77.7 度，波長 772.6 nm の 32 次光，スリット幅 80 μm ，イメージ・インテンシファイアへの印加電圧 256 分割中 180，および露光時間 80 ms（繰り返し間隔 100 ms）で感度を定め，図 A.21 には決定した絶対感度較正係数を示す．

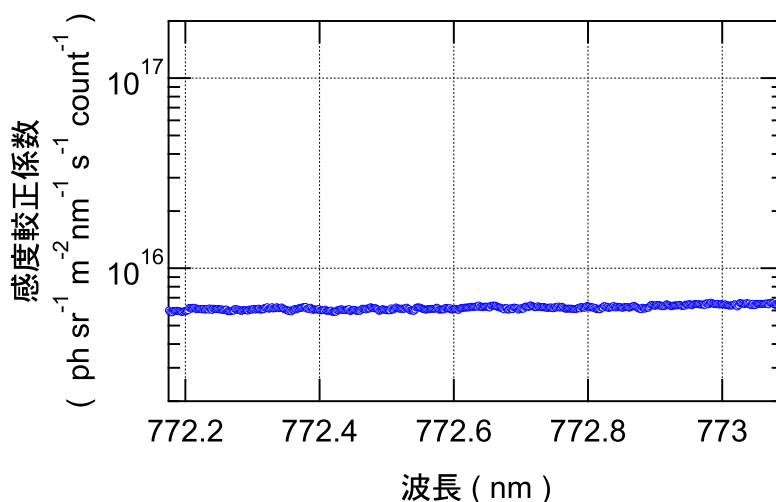


図 A.21 空間分布測定用視野の視線 10 ch に高波長分解可視分光器を接続した場合の絶対感度較正係数．

A.3.3 低波長分解可視分光器

上記と同様の方法でこの分光器の絶対感度が定められた．ここでは空間分布測定用視野の視線 9 ch（縦視野）にこの分光器を接続し，スリット幅 30 μm ，回折格子の刻線本数 600 mm^{-1} およびイメージ・インテンシファイアへの印加電圧 3.3 kV で，いくつかの中心波長に対して測定し，図 A.22 には決定された絶対感度較正係数を示す．

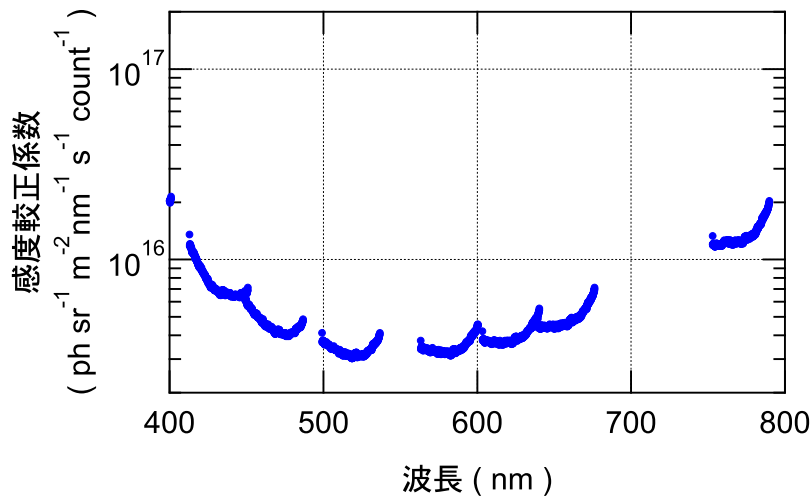


図 A.22 空間分布測定用視野の視線 9 ch (縦視野) に低波長分解可視分光器を接続した場合の絶対感度較正係数。

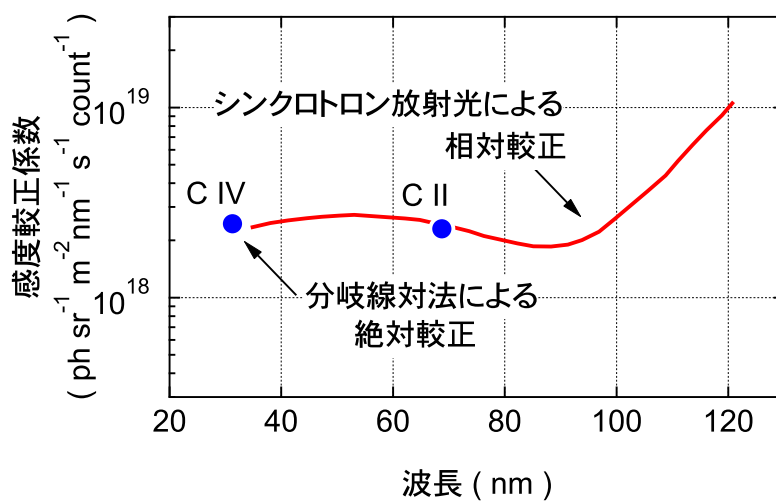


図 A.23 原子分岐線対法により定められた絶対感度較正係数，およびシンクロトロン放射光を光源とした較正試験で定められた相対感度較正係数 [3]。

A.3.4 真空紫外分光器

第 3.2.1 節で決定された真空紫外分光器の視野と可視分光器の視野の対応の基に，原子分岐線対法により可視分光器の絶対感度から真空紫外分光器の絶対感度が定められた。すでに光軸

を決定する過程で、可視スペクトル線の絶対強度から予測される真空紫外スペクトル線の絶対強度と真空紫外分光器で観測されたスペクトル線の強度の生データの対応は図 3.18 の直線によって定められている。ここではこの直線の傾きの逆数を感度較正係数と定義し、これを図 A.23 に示す。二対のスペクトル線の波長で感度較正係数の差は 6% であり、この差は第 3.2.1 節の視野および光軸の決定などの過程で生じる誤差と比較して小さいと予想され、よってここでの感度較正係数の決定誤差の範囲では有意ではないと解釈される。また、図 A.23 にはシンクロトロン放射光を光源とした較正試験によって決定された相対的な感度較正係数 [3] を示す。この相対的な感度較正係数の上記の波長での差は 5% であり、ここでの感度較正係数の決定誤差と比較して十分に小さいと予想されるので、ここで決定された絶対感度較正係数は文献 [3] で決定された相対感度較正係数の傾向に従うと解釈される。この結果から、ここでは二対のスペクトル線の波長間では絶対感度較正係数は一定であると見なした。

参考文献

- [1] http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html
- [2] L. Minnhagen, J. Opt. Soc. Am **63** 1185 (1973).
- [3] T. Sugie, H. Kubo, *et al.*, *JAERI-M* **93-57** (1993) (Japan Atomic Energy Agency).

付録 B

衝突放射モデルの詳細

B.1 速度方程式の解法

第 5.3.2 節に述べた衝突放射モデルでは (5.3) 式の速度方程式に, $n \leq 5$ の準位では主量子数 n と軌道角運動量子数 l で決まる準位が個別に, $n \geq 6$ の準位では n のみで決まる準位, すなわち水素様イオンと見なした準位が $n = 70$ まで組み込まれている. これらの各準位には表 B.1 に示すラベルが付けられている.

表 B.1 準位へのラベル

準位	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	5g	6	7	,,,	70
ラベル	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	,,,	78

このラベルにより (5.3) 式は以下のように表される.

(B.1) 式は，時間微分項をゼロとする準定常近似では，78 行 \times 78 列の係数行列をもつ線形連立方程式となる．この線形連立方程式は科学技術計算ライブラリ GSL [1] により LU 分解法によって解かれ，励起準位密度 $n_{C^{3+(p)}}$ の数値が計算される．

(B.1) 式で，右辺の第二項および第三項はそれぞれ体積再結合および電荷移行再結合に由来する項である．よって，これらの項をゼロとおいて得られる解は電離プラズマ成分の励起準位密度 $n_{C^{3+(p)}}$ となる．対して，右辺の第一項の行列要素のうち，基底準位からの電子衝突による励起速度係数をゼロ，すなわち $C(0, q) = 0$, ($1 < q \leq 78$) とおき，かつ第三項または第二項をゼロとおいて得られる解は，それぞれ再結合または電荷移行再結合プラズマ成分の励起準位密度 $n_{C^{3+(p)}}$ となる．

B.2 励起速度係数

ここでの衝突放射モデルでは，電子衝突による励起速度係数には，遷移の上準位（終状態）の主量子数が 5 以下の場合，データパッケージ ADAS [2] に収録されているデータが用いられている．図 B.1 にはこれらのデータのうち，代表的に基底準位 2s から 4s, 4p, 4d および 4f への励起速度係数を他の文献のデータとともに示す．ここでの衝突放射モデルに用い

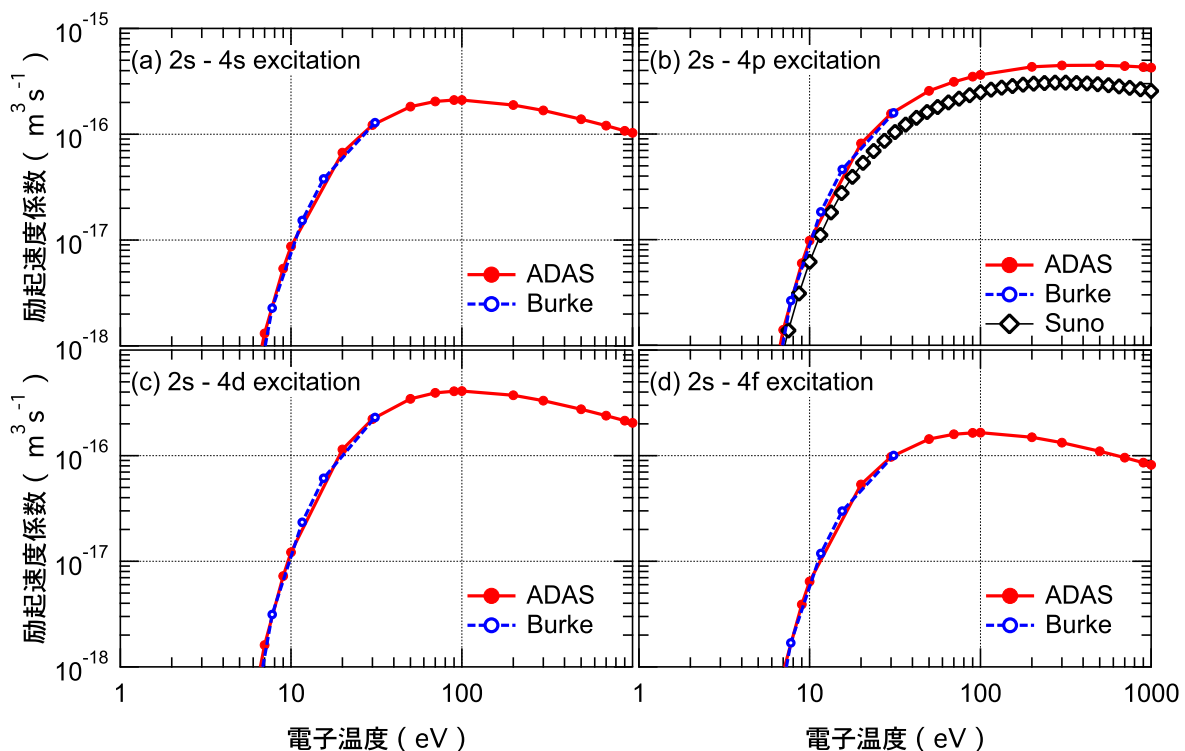


図 B.1 C^{3+} の基底準位 2s から (a) 4s, (b) 4p, (c) 4d および (d) 4f への励起速度係数 [2-4]

た ADAS のデータは Burke の理論計算値 [3] とよく一致する．他方，図 B.1 (b) に示すように，Sunno らのデータ集 [4] に収録されている理論計算によるデータと比較すると，ADAS のデータは図に示す電子温度の範囲で 30% 大きい．他の励起速度係数についても同様の比較を行った結果，いくつかの例外を除き，文献値と 30% の範囲で一致する．ただし，5s, 5p, 5d, 5f および 5g への励起速度係数を収録した文献はここでの調査の範囲では見つからなかったため，比較は行われていない．

下準位（始状態）の主量子数が 6 以上の場合では，励起速度係数の計算モデルと衝突放射モデルはともに水素様イオンの近似であり整合するため，水素様イオンとみなして計算される励起速度係数 [5] はそのまま (B.1) 式 の速度方程式に代入される．しかし，下準位（始状態）の主量子数が 5 以下の場合，衝突放射モデルでは n と l で決まる準位に分離されているため，水素様イオンの近似で計算された励起速度係数をそのまま速度方程式に代入することはできない．ここでは，このような場合に，下準位（始状態）の同じ n で異なる l の準位間では等しい割合で上準位（終状態）へ励起が生じると仮定し，励起速度係数は統計重率の割合にしたがって異なる l の準位に分配されている．すなわち，準位 nl ($n \leq 5$) から準位 n' ($n' \geq 6$) への励起速度係数 $C(nl, n')$ は，水素様イオンとみなして計算される励起速度係数 $C(n, n')$ を以下の式にしたがって統計重率の比に分配して (B.1) 式に代入されている．

$$C(nl, n') = C(n, n') \frac{w_g(l)}{\sum_k w_g(k)} \quad (\text{B.2})$$

同様の方法は，下準位が $n \leq 5$ で上準位が $n \geq 6$ となる，他のすべての過程の遷移に対しても用いられている．

参考文献

- [1] <http://www.gnu.org/software/gsl/>
- [2] H. P. Summers, *JET-IR.* **06** (1994).
- [3] V. M. Burke, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **25** 4917 (1992).
- [4] H. Suno and T. Kato, *At. Data Nucl. Data Tables* **92** 407 (2006).
- [5] A. Burgess and H. P. Summers, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **174** 345 (1976).

記号一覧

Q	エネルギー増倍率
β_N	規格化ベータ値
Z	JT-60U 装置水平面からの距離
R	JT-60U 装置中心からの距離
f	レンズの焦点距離
d	レンズの間隔
f'	光学系の合成焦点距離
z	光ファイバ・バンドルと合成焦点間の距離
M	光学系の倍率
z'	合成焦点と結像位置間の距離
b'	第二レンズと結像位置間の距離
N	光の屈折率
ϕ	光束の直径
λ	波長
C	CCD カメラでのカウント数
L_e	分光放射輝度
$T_{v.}^{\text{win}}$	真空窓の透過率
l_p^{p}	ポロイダル方向の視野の広がり
l_T	トロイダル方向の視野の広がり
I_0	金薄膜吸収体への入射光子束密度
$I(t)$	金薄膜吸収体中での表面からの距離 t での光子束密度
μ_m^{Au}	質量減衰係数
ρ^{Au}	金の密度
R_m	ボロメータの測定用抵抗の抵抗値
R_r	ボロメータの参照用抵抗の抵抗値
R_{B0}	ブリッジ回路の抵抗の抵抗値

R_{B1}	ブリッジ回路の抵抗の抵抗値
V_B	ブリッジ電圧
ΔV	ブリッジ回路の電位差
ΔR_p	プラズマの放射に由来する抵抗値の変化
ΔR_b	ベーキングに由来する抵抗値の変化
R_B	ボロメータの抵抗値
τ_B	ボロメータの冷却時定数
P_B	ボロメータへの放射パワー
S_B	ボロメータの感度
I_{sat}^-	電子飽和電流
e	素電荷
n_e	電子密度
v_e	電子の熱運動速度
S_p	プローブの電荷捕集面積
I_{sat}^+	イオン飽和電流
c_s	イオン音速
V_b	プローブ電圧
V_p	プラズマ電位
I^-	電子電流
T_e	電子温度
I_p	プローブ電流
V_f	浮遊電位
m_i	水素イオンの質量
k_B	ボルツマン定数
T_i	イオン温度
E_i	ダイバータ板へのイオンの入射エネルギー
n_{CH_4}	CH_4 の密度
D_{CH_4}	CH_4 の解離速度係数
S_{CH_4}	CH_4 の電離速度係数
CX_{CH_4}	CH_4 の電荷移行電離速度係数
$\gamma_{\text{CH}}^{C_m H_n \text{ loss}}$	CH スペクトラルバンド・1 光子あたりの $C_m H_n$ の損失事象数
$\gamma_{\text{C}_2}^{C_m H_n \text{ loss}}$	C_2 スペクトラルバンド・1 光子あたりの $C_m H_n$ の損失事象数
$I_{\text{CH}}^{\text{meas.}}$	CH スペクトラルバンド強度の測定値
$I_{\text{CH}}^{C_m H_n}$	$C_m H_n$ に由来する CH から放射される CH スペクトラルバンド強度
$I_{\text{C}_2}^{\text{meas.}}$	C_2 スペクトラルバンド強度の測定値

$I_{C_2}^{C_m H_n}$	$C_m H_n$ に由来する C_2 から放射される C_2 スペクトラルバンド強度
I^{CH_4}	CH_4 発生束
$I^{C_2 H_4}$	$C_2 H_4$ 発生束
$I^{C_2 H_6}$	$C_2 H_6$ 発生束
$I^{C_2 H_y}$	$C_2 H_y$ 発生束
Y_{CH_4}	CH_4 スパッタリング率
Y_{CD_4}	CD_4 スパッタリング率
$Y_{C_2 H_y}$	$C_2 H_y$ スパッタリング率
$Y_{C_2 D_y}$	$C_2 D_y$ スパッタリング率
Y_{total}	合計の化学スパッタリング率
$\Gamma_{C^{3+}}$	磁力線に垂直な方向への C^{3+} 束
$D_{C^{3+}}$	C^{3+} の拡散係数
r	磁力線に垂直な方向への距離
$n_{C^{3+}}(r)$	磁力線に垂直な方向への C^{3+} の密度分布
$v_{C^{3+}}$	磁力線に垂直な方向への C^{3+} の速度
$n_e(r)$	磁力線に垂直な方向への n_e の密度分布
$n_{C^{3+}}(p)$	励起準位 p にある C^{3+} 密度
p	エネルギー準位
q	エネルギー準位
n	主量子数
l	軌道角運動量子数
$A(p, q)$	準位 p から準位 q への自然遷移確率
$C(p, q)$	電子衝突による準位 p から準位 q への (脱) 励起速度係数
$S(p)$	電子衝突による準位 p からの電離速度係数
$\alpha(p)$	三体再結合速度係数
$\beta(p)$	放射再結合速度係数
$\gamma(p)$	二電子性再結合速度係数
$n_{C^{4+}}$	C^{4+} 密度
$q_u^{CT}(p)$	電荷移行再結合速度係数
$n_{D^0(u)}$	主量子数が u にある状態の重水素原子密度
u	重水素原子の主量子数
$R_0(p)$	電離ポピュレーション係数
$R_1(p)$	再結合ポピュレーション係数
$R_{CT}(p)$	電荷移行再結合ポピュレーション係数
$w_g(p)$	準位 p の統計重率

$\tau_{C^{3+},D^+}^{\text{relax}}$	C^{3+} と D^+ の温度緩和時間
$\tau_{C^{3+}}^{\text{ioniz.}}$	C^{3+} の電離に要する時間
$\tau_{C^{3+}}^{\text{trans.}}$	C^{3+} の磁力線に沿った輸送時間
T_{D^+}	重水素イオン温度
$T_{C^{3+}}$	C^{3+} 温度
m_D	重水素原子の質量
m_C	炭素原子の質量
Z_{D^+}	重水素イオンの電荷数
$Z_{C^{3+}}$	三価電離炭素イオンの電荷数
$I_{C^{3+}}$	C^{3+} の電離エネルギー
$I(p, q)$	準位 p から q へのスペクトル線の発光強度の測定値
L	視線に沿った発光領域の長さ
$L^{\text{ioniz.}}$	C^{3+} の電離プラズマ成分からの全線放射パワー係数
$L^{\text{recomb.}}$	C^{3+} の再結合プラズマ成分からの全線放射パワー係数
$L^{\text{CX.}}$	C^{3+} の電荷移行プラズマ成分からの全線放射パワー係数
$\Delta E(p, q)$	準位 p と q のエネルギー差の絶対値
$P^{\text{ioniz.}}$	電離プラズマ成分での $C\text{ IV} (3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2}) \cdot 1$ 光子あたりの放射エネルギー係数
$P^{\text{recomb.}}$	再結合プラズマ成分での $C\text{ IV} (n = 6 - 7) \cdot 1$ 光子あたりの放射エネルギー係数
$P^{\text{CX.}}$	電荷移行再結合プラズマ成分での $C\text{ IV} (n = 6 - 7) \cdot 1$ 光子あたりの放射エネルギー係数
$\epsilon_{C\text{ IV}(3s^2S_{1/2}-3p^2P_{3/2})}^{\text{ioniz.}}$	電離プラズマ成分の $C\text{ IV} (3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2})$ スペクトル線の強度
$\epsilon_{C\text{ IV}(n=6-7)}^{\text{recomb.}}$	再結合プラズマ成分の $C\text{ IV} (n = 6 - 7)$ スペクトル線の強度
$\epsilon_{C\text{ IV}(n=6-7)}^{\text{CX.}}$	電荷移行再結合プラズマ成分の $C\text{ IV} (n = 6 - 7)$ スペクトル線の強度
$\Gamma_{C^{3+} \rightarrow C^{4+}}$	C^{3+} の電離束
$\Gamma_{C^{4+} \rightarrow C^{3+}}$	C^{4+} の再結合束
S_{eff}	実効電離速度係数
α_{eff}	実効再結合速度係数
$\gamma^{\text{ioniz.}}$	電離プラズマ成分の $C\text{ IV} (3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2}) \cdot 1$ 光子あたりの電離事象数
$\gamma^{\text{recomb.}}$	再結合プラズマ成分の $C\text{ IV} (n = 6 - 7) \cdot 1$ 光子あたりの再結合事象数
n_D	重水素原子密度
T_D	重水素原子温度
$T_{C^{4+}}$	C^{4+} 温度

$I_{CIV}^{meas. ave.}$	視線 18 ch から 30 ch で平均された C IV スペクトル線強度の測定値
$P_{rad}^{ioniz.}$	電離プラズマ成分に由来する放射パワー
$P_{rad}^{recomb.}$	再結合プラズマ成分に由来する放射パワー
E	中性粒子ビームの加速エネルギー
$\delta\theta_{beam}$	中性粒子ビームの片側発散角
θ_{axis}	中性粒子ビームのビーム軸と計測光軸のなす角
$\delta\lambda_D$	ドップラーシフトによる波長のずれ
λ_{D_α}	静止波長の D_α 線の波長
$v_D(E)$	ビームエネルギー E をもつ重水素原子の速度
c	光速
$\sigma_{D_\alpha(E)}$	ビーム重水素原子と D_2 の衝突による D_α 線発光断面積
$I_{D_\alpha(E)}$	ビーム重水素原子と D_2 の衝突による D_α 線発光強度
$n_{D(E)}$	ビームエネルギー E をもつ重水素ビームの密度
$n_{D_iO^+}$	イオンビーム中の D_iO^+ の密度
$n_{O(4E/5)}$	ビームエネルギー $4E/5$ をもつ酸素ビーム密度
σ_{jk}	ビーム粒子と重水素ガスの反応断面積
n_{D_2}	中性化セルの重水素ガスの密度
w_i	規格化された D_iO^+ ($i = 1, 2, 3$) の個数比
s	ショット番号
$N_O(s)$	ショット番号 s でのプラズマ中の酸素粒子数
s_0	中性粒子ビーム入射開始のショット番号
a_{beam}	ショット番号 s_0 で中性粒子ビームに由来する酸素粒子数
a_{pwi}	ショット番号 s_0 でプラズマ壁相互作用に由来する酸素粒子数
N_O^{beam}	プラズマ中の酸素のうち中性粒子ビームに由来する酸素の粒子数
Γ_O^{beam}	中性粒子ビームの酸素供給率
τ_O^{beam}	酸素の閉じ込め時間
P^{beam}	中性粒子ビームのプラズマへの入射パワー
$f_{D(E)}$	規格化された重水素ビーム密度
η_O	酸素原子のイオン化率
dL	直線性誤差
N_e	光電子数
σ_{ph}	フォトンショットノイズ
σ_r	読み出しノイズ
σ_d	暗電流ノイズ
p_n	ピクセル番号

a	回折格子へ入射光の角度
b	回折格子からの出射光の角度
θ	回折格子の回転角度
N_g	回折格子の 1 mm あたりの刻線本数
m	回折光の次数
x	光検出器の光電面上の位置

略号一覧

IAEA	International Atomic Energy Agency
JFT-1	Japan Atomic Energy Research Institute Torus-1
ASDEX	Axially Symmetric Divertor EXperiment
TFTR	Tokamak Fusion Test Reactor
JET	Joint European Torus
JT-60	Japan Atomic Energy Agency Tokamak-60
ITER	International Thermonuclear Experimental Reactor
ITPA	International Tokamak Physics Activity
JT-60U	Japan Atomic Energy Agency Tokamak-60 Upgrade
JT-60SA	Japan Atomic Energy Agency Tokamak-60 Super Advanced
NBI	Neutral Beam Injector
ICRH	Ion Cyclotron Resonance Heating
LHRH	Lower Hybrid Resonance Heating
ECRH	Electron Cyclotron Resonance Heating
CFC	Carbon Fiber Composite
Lモード	Low confinement mode
MARFE	Multifaceted Asymmetric Radiation From the Edge
CCD	Charge Coupled Device
TEXTOR	Tokamak Experiment for Technology Oriented Research
Neut2D	2-Dimensional NEUTral Monte Carlo code
IMPMC	IMPurity Monte-Carlo code
ADAS	Atomic Data and Analysis Structure
ECIP	Exchange Classical Impact Parameter
Hモード	High confinement mode
ND フィルター	Neutral Density filter
FWHM	Full Width at Half Maximum

謝辞

本論文の執筆にあたり，ご指導を賜りました京都大学大学院工学研究科福山淳教授に心より感謝いたします．本研究の遂行にあたり，ご教示，ご指導，およびご鞭撻を賜りました日本原子力研究開発機構の久保博孝研究主幹，杉江達夫囑託，東島智研究副主幹，朝倉伸幸研究主幹，清水勝宏研究主幹，小出芳彦研究主幹，旧職員の木島滋博士，伊丹潔 JT-60 計測開発グループリーダー，鎌田裕 JT-60 計画調整グループリーダー，三浦幸俊経営企画部部長，芳野隆治 ITER プロジェクトユニット長，ITER 機構の嶋田道也主任研究員に深く感謝いたします．旧日本原子力研究所の故白井稔三博士，核融合科学研究所の加藤隆子名誉教授，村上泉教授には原子分子データに関して有用な助言をいただきましたことに感謝いたします．信州大学の澤田圭司准教授，日本原子力研究開発機構の河内哲哉研究主幹には衝突放射モデルを提供していただきましたことに感謝いたします．JT-60U の実験運転に際して，数多くの制御機器の開発，運転，維持にご尽力いただきました旧トカマク実験グループの諸氏をはじめ JT-60 チームの皆様には感謝いたします．分光計測器の運転，メンテナンス，整備に常に身近に御協力いただきました鬼沢正美氏に感謝いたします．分光計器（株）の池田壮氏には分光器の調整にあたって的確な助言をいただき，（株）ルシールの幸村裕治氏には光検出器の調整にあたって迅速かつ親身に対応していただいたことに感謝いたします．本研究の実施にあたり，ご支援と励ましをいただいた日本原子力研究開発機構の二宮博正那珂核融合研究所所長，森雅博先進プラズマ研究開発ユニット長，菊池満上級研究主席，小関隆久研究主席，石井慶之前京都大学大学院工学研究科助教授に感謝いたします．最後に，本論文をまとめるにあたり，終始丁寧なご指導を賜りました京都大学大学院工学研究科藤本孝名誉教授に謹んでお礼を申し上げます．