

大型プラズマ閉じ込め装置 LHD における
水素リサイクリングの分光研究

藤井 恵介

目次

第 1 章 序論	1
1.1 研究背景	1
1.2 本論文の構成	5
第 2 章 基礎事項	7
2.1 LHD の概要	7
2.1.1 LHD プラズマの生成・加熱	8
2.1.2 LHD プラズマの構造	10
2.2 水素原子・分子のエネルギー構造	11
2.3 分光計測の原理	12
2.4 水素原子・分子発光強度の解析法	14
2.4.1 水素原子衝突ふく射モデル	14
2.4.2 水素分子衝突ふく射モデル	19
2.4.3 Fulcher- α 帶発光線コロナモデル	21
2.5 水素原子・分子発光線形状の解析法	23
2.5.1 Doppler 効果	23
2.5.2 原子発光線の Zeeman 効果	25
2.5.3 分子発光線の Zeeman 効果	27
2.5.4 Zeeman 分裂を用いた水素原子発光位置計測法	29
2.6 磁場閉じ込めプラズマ中水素原子の速度分布	33
2.6.1 荷電交換衝突	33
2.6.2 水素分子からの解離により生成する水素原子の運動エネルギー分布	35
2.6.3 水素原子の平均自由行程	36
第 3 章 水素原子・分子発光線形状の同時高分解分光計測	37
3.1 複数波長域高分解分光器の開発	37
3.2 複数観測視線を用いた水素原子・分子発光位置の同時計測	42
3.3 励起状態水素原子速度分布の同時計測	47
3.4 水素原子・分子発光位置および発光スペクトル形状の一次元中性粒子輸送モデルによる考察	52

3.4.1 実験と計測結果	52
3.4.2 一次元水素分子・原子輸送モデルの概要	57
3.4.3 発光観測視線上でのプラズマパラメータの推定	59
3.4.4 水素分子輸送モデル	61
3.4.5 水素原子輸送モデル	63
3.4.6 輸送計算による励起状態水素原子の速度分布とスペクトル形状.....	66
3.5 結論	70
第 4 章 Balmer-α発光線の高速高分解分光計測	71
4.1 高速高分解分光計測システムの開発	71
4.1.1 分光システム	71
4.1.2 電流電圧変換回路の開発	72
4.1.3 感度・波長較正	74
4.2 LHD プラズマの計測	76
4.2.1 実験	76
4.2.2 結果と考察	77
4.3 結論	81
第 5 章 総括	83
付録 基底状態, 励起状態水素原子の速度分布の比較	85
A.1 速度変化衝突を考慮した水素原子衝突ふく射モデル	86
A.2 LHD プラズマから計測された水素原子速度分布の衝突ふく射モデル 解析	89
A.3 結論	90
参考文献	91

第 1 章 序論

1.1 研究背景

現在の電力は化石燃料を用いた火力発電と、ウランやプルトニウムなど放射性燃料を用いた核分裂発電により主に生成されている。しかし、前者に関しては化石燃料の枯渇や温室効果ガス排出の問題が、後者に関しては大量に排出される高レベル放射性廃棄物の処理の問題と核分裂発電自体の安全性の問題が指摘されている。

このような問題を持たない新しい発電方法として、重水素と三重水素の核融合反応を用いた発電が構想され、その実現に向けた研究が行われてきた。なかでも、磁場によって重水素・三重水素プラズマを閉じ込め、加熱することで核融合反応を起こすプラズマ磁場閉じ込め方式と呼ばれる方法が注目されている。

プラズマを磁場で閉じ込めるための装置として、トカマク型とヘリカル型のプラズマ閉じ込め装置がこれまで発達してきた[1,2]。図 1.1(a-1), (b-1)にトカマク型とヘリカル型閉じ込め装置の外部コイルと、形成されるプラズマおよび磁力線の一部を示す。プラズマを磁場で閉じ込めるには、トーラス方向にねじれた磁力線を形成する必要がある[3]。トカマク型閉じ込め装置では、トーラス方向に垂直に複数配置されたコイルにより、ねじれのないトーラス状の磁力線を形成したあと、トーラス方向にプラズマ中に電流を流すことによってねじれた磁力線を形成する。一方ヘリカル型閉じ込め装置では、ヘリカル形状のコイルを用いて直接ねじれたトーラス状の磁力線を形成する。

世界的にトカマク型閉じ込め装置の研究が盛んであり[1,4]、現在は国際的な協力のもと、ITER と呼ばれる大型の装置がフランスに建設中である[5]。国内においては、これまでトカマク型の JT-60U [6]とヘリカル型の Large Helical Device (LHD)[2]が大型の装置として稼働してきた。JT-60U は現在アップグレードのためシャットダウンしており、ヘリカル型の LHD のみで実験が行われている。

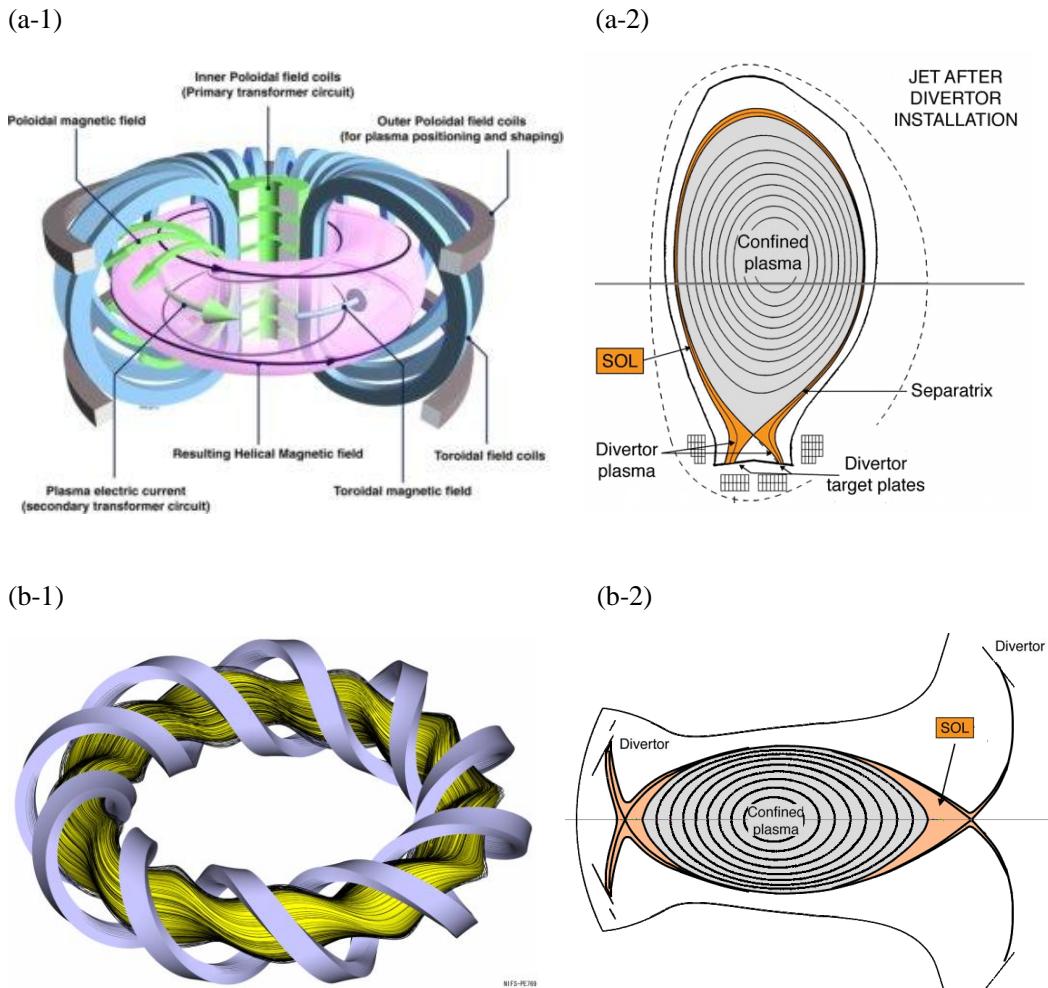


図 1.1 (a-1): トカマク型, (b-1): ヘリカル型プラズマ閉じ込め装置のコイル・プラズマの概略図 [1,2]. 閉じた磁力線の一部を黒線で示す. (a-2): トカマク型, (b-2): ヘリカル型プラズマ磁場閉じ込め装置のポロイダル断面図. 閉じ込め領域の断面を灰色で示す. 図中にダイバータとスクレイプオフ層も示す.

トカマク型, ヘリカル型プラズマ閉じ込め装置のトーラス方向に垂直な平面での断面図(ポロイダル断面図)をそれぞれ図 1.1(a-2), (b-2) に示す. 図中の灰色で示した領域は, 磁力線が閉じている領域であり, 閉じ込め領域と呼ばれる. 真空容器内の閉じ込め領域外側を周辺領域と呼ぶ.

プラズマ中で核融合反応を起こすためには, 閉じ込め領域内のプラズマを加熱し長時間閉じ込める必要があるが, 磁性流体であるプラズマ特有の不安定性により粒子が周辺領域へ拡散してしまう. このような荷電粒子の拡散を防ぎ, 閉じ込め性能を向上させることがトカマク型・ヘリカル型閉じ込め装置の共通の課題である.

周辺領域へ拡散した陽子や電子などの荷電粒子は, 磁力線を辿りダイバータと呼ばれる

受熱板に導かれる。荷電粒子の衝突によりダイバータが熱せられると、吸着していた水素原子や分子が放出されプラズマ中でイオン化される。このような水素の挙動を水素リサイクリングと呼ぶ。水素リサイクリングはプラズマ中の粒子バランスに綿密に関係するため、これまで主に分光学的な手法を用いて周辺領域の水素の挙動が計測されてきた。

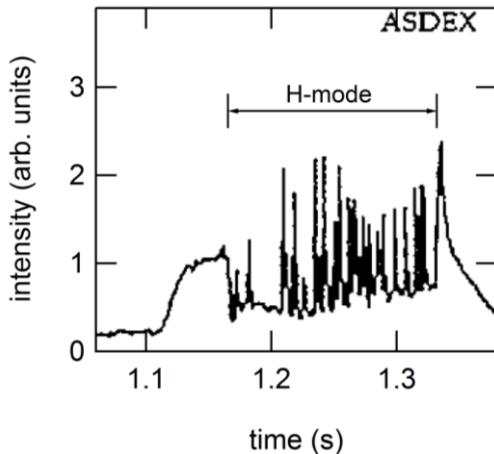


図 1.2 ASDEX で計測された L-H モード遷移時の水素原子発光線強度の時間変化 [10].

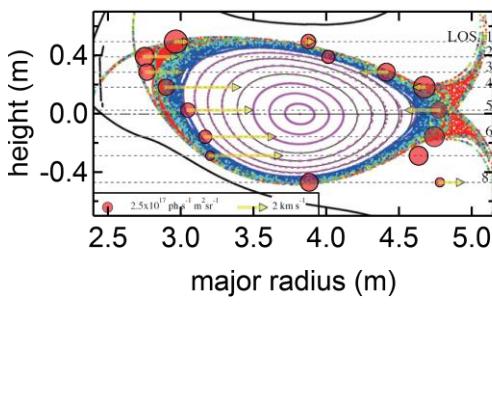


図 1.3 LHD ポロイダル断面図と、Iwamae らによって求められた水素原子の発光位置、強度の分布[16]. 水素原子の発光位置を図中赤丸の中心で、発光強度を赤丸の大きさで、流速を矢印の長さで示している.

水素リサイクリングの最も単純な評価方法の一つである水素原子発光線強度の計測は、40 年以上前から行われてきた[7]. 閉じ込めプラズマのような高温・低密度の水素プラズマ中の水素原子発光線強度は、2.4.1 節で述べるように、単位時間あたりにプラズマへ流入する水素原子数とほぼ比例することも知られており[8]、特にその時間分解計測から水素原子流入量の時間変化が推測されてきた。図 1.2 にドイツのトカマク型プラズマ閉じ込め装置 ASDEX[9]で Wagner らによって計測された水素原子発光線強度の時間変化を示す[10]。図中に矢印で示した時間に、閉じ込め性能が改善する H モードとよばれる状態にプラズマが遷移している。それに伴って水素原子発光線強度が減少し、プラズマへの水素原子流入量が低下していることが見出された。得られた水素原子発光線強度から水素原子流入量を定量的に求めるための方法である衝突ふく射モデルは、Sawada, Fujimoto らによって構築されてきた [8,11]。衝突ふく射モデルからは、2.2 節で示すような可視領域にある複数の水素原子の発光線強度比が電子密度に依存して変化することも示されており、その強度比を計測することで閉じ込めプラズマ中の電子密度の推定も可能であると報告されている[12]。複数の観測視線を用いた水素原子発光線強度の計測により、プラズマへの水素原子流入量の空間分布が推定されてきた[13]。JT-60U での計測からは、熱負荷が大きいダイバータ近傍でプラズマに流入する水素原子が多いことが報告されている[13]。

上記の手法では発光線強度分布の観測視線上の線積分値を計測することになり、視線方向の発光強度分布を得ることができない。Weaver らは、水素原子発光線を高分解分光計測し、磁場により発光線スペクトルが分裂する効果(Zeeman 効果)を考慮することで、観測視線上で水素原子の発光位置を得る方法を提案した[14]。Shikama ら[15]、Iwamae ら[16,17]は複数の観測視線で計測した水素原子発光線スペクトルをこの手法により解析し、水素原子の発光位置分布を求めた。Iwamae らによって報告された LHD ポロイダル断面上の水素原子の発光位置分布を図 1.3 に示す[16]。水素原子は閉じ込め領域のすぐ外側の磁力線が開いた領域で発光すると報告されている[16]。水素原子の大部分が発光とともにイオン化すると考えられるが、磁力線の開いた領域でイオン化により生成した陽子・電子は閉じ込められずにダイバータに再度導かれる。一方で、周辺領域での水素原子密度が上昇すると、閉じ込め領域中の電子密度も上昇することが広く知られており[18]、陽子・電子の閉じ込め領域内への供給メカニズムの解明が求められる。

さらに Pospieszczyk らは、プラズマへの粒子供給を評価する際に、水素原子だけではなく、水素分子のイオン化も考慮する必要があると論じている[19]。しかし、これまで閉じ込めプラズマ中で水素分子の発光位置が評価されたことはない。

また Hey, Iwamae, Shikama らは、閉じ込めプラズマから計測した水素原子発光線スペクトルは、高温の水素原子に由来する特徴的な形状の裾を有していると報告している[15,16,20]。しかし、そのようなスペクトル裾の形状に対する定量的な理解は進んでいない。

1.2 本論文の構成

本論文では、水素原子・分子の複数の発光線の同時高分解分光計測法を構築し、LHD プラズマからの発光を計測することにより、水素原子・分子の輸送、発光、解離、イオン化というダイナミクスの解明を行う。

第 2 章では本研究で用いる基礎事項について述べる。2.1 節では LHD の装置および LHD で生成されるプラズマについて概説する。水素原子・分子のエネルギー構造について 2.2 節で、分光計測の原理について 2.3 節で説明したあと、2.4 節では、水素原子・分子の発光強度を定量的に解析するための衝突ふく射モデルとコロナモデルについて述べる。2.5 節では水素原子・分子発光線スペクトルの形状を解析するための事項について述べる。特に 2.5.4 節では、Iwamae らによって行われてきた Zeeman 効果を用いた水素原子発光線スペクトル形状の解析法について紹介する。また、2.6 節では水素原子の速度分布を形成する原因と考えられている重要な素過程について述べる。

第 3 章では、水素原子・分子の複数の発光線の同時高分解分光計測法の構築およびその計測結果について述べる。3.1 節では、そのために新たに開発した分光計測システムについて述べる。3.2 節では、複数の観測視線を用いて計測した水素原子・分子の発光線スペクトル形状から、水素原子・分子の発光位置分布を二次元的に求めた結果について述べる。また 3.3 節では、裾部まで含めた複数の水素原子発光線スペクトルの形状を同時に高ダイナミックレンジ・高波長分解能で分光計測し、水素原子の速度分布の形状とその性質について調べる。3.4 節では、3.2 節で求めた水素原子・分子の発光位置の違いと、3.3 節で求めた水素原子の速度分布を理解するための一次元輸送モデルを提案し、計測結果と比較を行う。

第 4 章では、第 3 章で明らかにした閉じ込め領域内部に侵入した中性水素原子が水素原子発光線スペクトルの裾部に検出されるという性質を応用し、水素原子スペクトル形状の高速計測を展開する。4.1 節では高波長分解能・高時間分解能を有する分光計測システムの開発について述べる。4.2 節ではそれを用いた計測について述べたあと、得られた結果について考察する。

第 5 章では、本論文の総括を行う。

第 2 章 基礎事項

2.1 LHD の概要

図 2.1(a)に LHD の概観図を示す。ヘリカル型を採用する LHD では、一対の超電導ヘリカルコイル(図 2.1(a)に緑色に示す)によりトーラス方向にねじれた磁場を生成しプラズマを閉じ込める。図 2.1(b)にプラズマの上面図を示す。図中にプラズマ中心、大半径、小半径、トロイダル方向、ポロイダル方向の定義を示す。LHD で生成されるプラズマは大半径が 3.9 m、小半径が平均 0.6 m である。また、真空容器上下に設置された三対の超電導ポロイダルコイル(図 2.1(a)に黄色で示す)に流す電流量を調整することで、閉じ込め領域の形状を様々に変えて実験することができる。

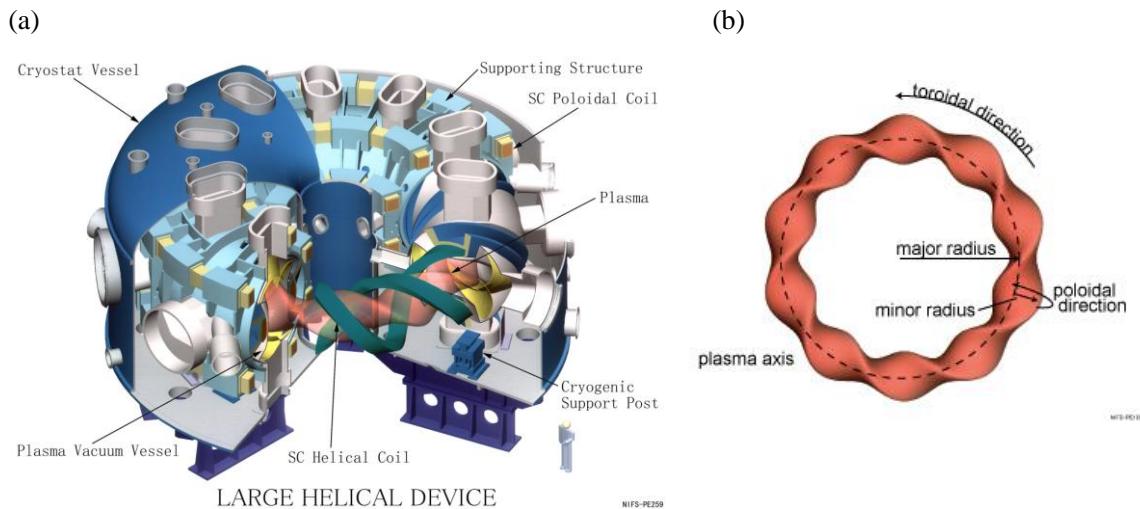


図 2.1 (a): LHD の概観図, (b): LHD プラズマの上面図と、プラズマ中心、大半径、小半径、トロイダル方向、ポロイダル方向の定義[2]。

2.1.1 LHD プラズマの生成・加熱

図 2.2 に LHD の真空容器とプラズマの上面図および加熱装置の概略図を示す。プラズマの生成や加熱は、主にプラズマに高速の水素原子を入射することで行われる (Neutral Beam Injection : NBI)。本論文で述べる計測を主に行なった期間(2008 年~2009 年)には、LHD に 4 機の NBI 加熱装置が取り付けられていた。NBI 加熱装置のうち、1, 2, 3 号機はトロイダル接線方向に沿って運動エネルギーが 180 keV の水素原子をプラズマに入射し、4 号機は 80 keV の水素原子を大半径方向に入射する。その合計加熱パワーは最大で 21 MW である。NBI の他にも、サイクロトロン共鳴を用いた電子加熱(Electron Cyclotron Heating : ECH, 総入力パワー：最大 2.8 MW)やイオン加熱(Ion Cyclotron Range of Frequencies Heating : ICRF 加熱, 総入力パワー：最大 10 MW)も LHD に装備されている。

プラズマの性質を決める重要なパラメータである電子温度と密度の分布は、Thomson 散乱法によって計測される。図 2.2 中に、Thomson 散乱計測で用いる観測視線を青線で示す。また、図 2.3(a) に Thomson 散乱計測視線を含むポロイダル断面図を、図 2.3(b) に計測された典型的な電子温度、密度分布を示す。

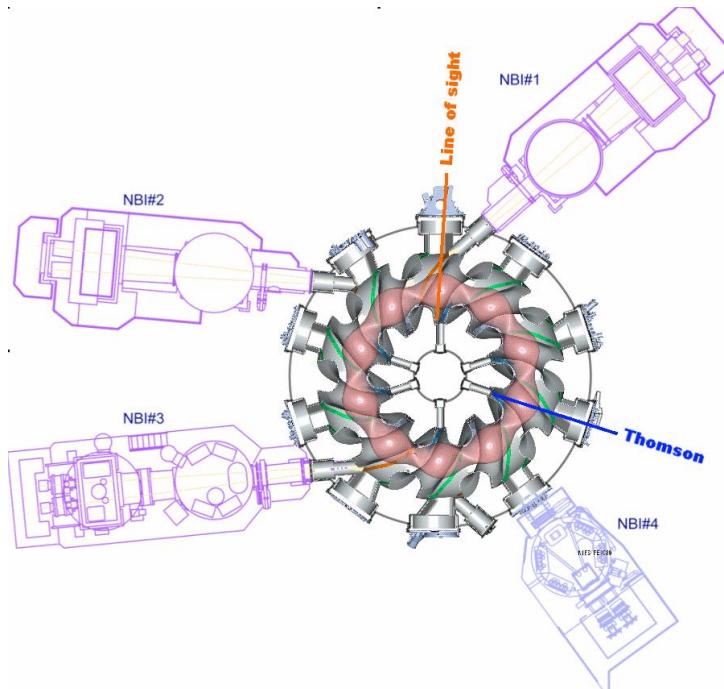


図 2.2 LHD の上面図と NBI の概略図

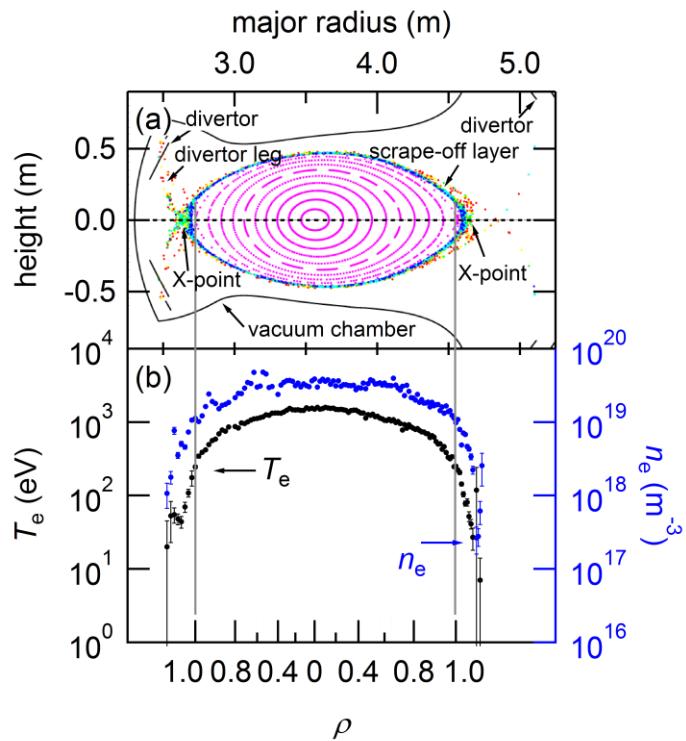


図 2.3 (a): LHD のポロイダル断面図. 鮮紅色で LHD の磁気面とポロイダル断面の交線を, 赤, 青, 緑, 黄色の点で開放磁力線とポロイダル断面の交点を示す. また, 黒実線で真空容器およびダイバータ板を, 黒点線で Thomson 散乱計測で用いる計測視線を示す. (b): Thomson 散乱計測により得られた電子温度・密度分布. 下軸には観測視線上の規格化半径を示す. 図中に示した灰色の縦線は観測視線上での最外殻磁気面の位置を表す.

2.1.2 LHD プラズマの構造

磁力線の閉じている閉じ込め領域内では、同一磁力線上の電子や陽子の温度・密度は素早く緩和する。例えば温度 1 keV のプラズマでは、電子と陽子の平均速さはそれぞれ 2×10^7 m/s, 5×10^5 m/s であり、トロイダル方向にトーラスを一周するのに必要な時間はそれぞれ 1 μs, 50 μs である。この程度の時間スケールで、同一磁力線上のプラズマパラメータは平衡に達する。また、電子・陽子の温度と密度からプラズマの圧力が決まる。プラズマ圧力が等しくなるトーラス状の面を磁気面と呼ぶ。同一磁気面上の電子や陽子の温度と密度は等しくなることが知られている[3]。LHD の磁気面と、ポロイダル断面の交線を図 2.3(a)に鮮紅色の破線で示す。閉じ込め領域の最も外側の磁気面を最外殻磁気面と呼ぶ。磁気面の指標として、プラズマ中心を 0, 最外殻磁気面を 1 として定義される規格化半径 ρ がよく用いられる。図 2.3(b)の下軸には Thomson 散乱計測視線上的 ρ を示す。閉じ込め領域内の電子温度や密度が ρ の関数として表されることも多い。

閉じ込め領域外側の周辺領域には、スクレイプオフ層、ダイバータレッグと呼ばれる領域がある。図 2.3(a)中の閉じ込め領域外側の様々な色の点が集まっている領域がスクレイプオフ層である。スクレイプオフ層にある磁力線は真空容器中では閉じておらず、その両端はダイバータに接続している。各磁力線両端のダイバータからダイバータまでの長さを接続長と呼ぶ。図 2.3(a)には、接続長が 24.5 m から 490 m の磁力線と断面の交点を、接続長が長いものから順に青色、水色、緑色、黄色、赤色の点で示している。図からわかるように、スクレイプオフ層では様々な接続長の磁力線が入り乱れている。図 2.3(b)に示した電子温度・密度の分布は、閉じ込め領域内ではともに高い値を保っており、スクレイプオフ層中で両者とも急激に減少し、スクレイプオフ層の外側では計測限界以下となっている。スクレイプオフ層と閉じ込め領域を合わせてメインプラズマと呼ぶ。また、スクレイプオフ層とダイバータの間にある磁力線の束をダイバータレッグ、ダイバータレッグとスクレイプオフ層が交わる領域を X ポイントと呼ぶ。

周辺領域では水素原子や分子が存在し、それらは磁場に拘束されずに運動する。水素原子や分子がスクレイプオフ層やダイバータレッグに侵入しプラズマ中の電子の衝突などによってイオン化すると、磁力線に拘束されるようになり、ダイバータに導かれる。中性粒子のイオン化に電子のエネルギーが費やされるため、スクレイプオフ層やダイバータレッグでの電子温度は閉じ込め領域内に比べて低くなる。

2.2 水素原子・分子のエネルギー構造

図 2.4(a)に水素原子のエネルギー準位図を示す。水素原子のエネルギー準位は角運動量量子数 L に対して縮退している。可視領域の発光線は Balmer 系列と呼ばれる $n = 2$ への遷移である。本研究では、 $n = 3, 4, 5$ の準位から $n = 2$ の準位への Balmer- α 発光線(波長: 656 nm), Balmer- β 発光線(486 nm), Balmer- γ 発光線(434 nm)を計測する。それらの発光に対応する遷移を図中にそれぞれ赤、青、紫色の矢印で示す。

図 2.4(b)に水素分子、水素分子イオンのいくつかのエネルギー準位をそれぞれ黒、緑線で示す。図 2.4(b)の横軸は水素分子または分子イオンの核間距離である。Fulcher- α 帯と呼ばれる上準位 $d^3\Pi_u$ から下準位 $a^3\Sigma_g^+$ への遷移が可視領域で計測できる水素分子発光線のうちの一つである。本研究では Fulcher- α 帯のうち、上準位、下準位のそれぞれの振動量子数 v' , v'' が $v' = v'' = 0$ の遷移(波長: 602 ~ 604 nm)および $v' = v'' = 2$ の遷移(622 ~ 624 nm)を計測する。上準位、下準位の振動準位を水平の直線で、計測する遷移を縦の灰色の矢印で示す。

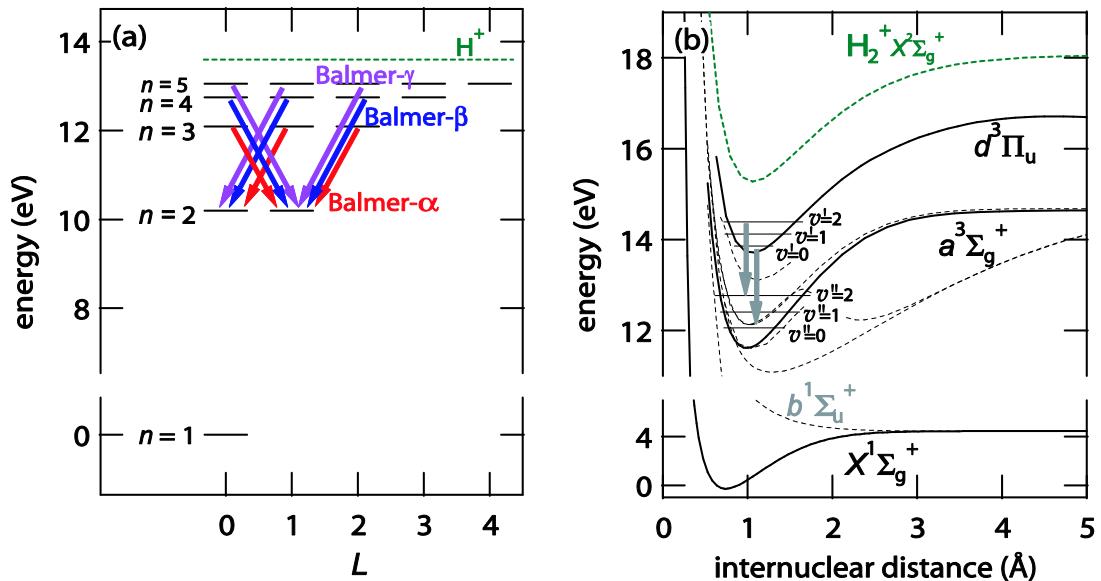


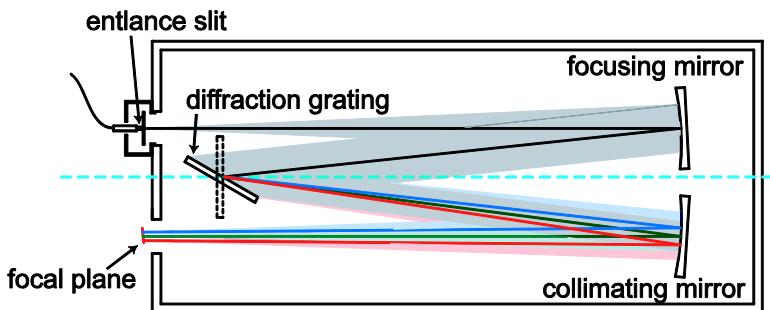
図 2.4 (a): 水素原子のエネルギー準位図, (b): 水素分子(黒線、灰色線)と水素分子イオン(緑線)のエネルギー準位図。本研究で計測する発光に対応する遷移を赤矢印で示している。

2.3 分光計測の原理

プラズマからの発光の分光計測には Czerny-Turner 型分光器がよく用いられる。図 2.5(a)に Czerny-Turner 型分光器の模式図を示す。この分光器は入口スリット、集光・結像のための二つの凹面鏡、反射型平面回折格子からなる。入口スリットから分光器内に導入された光は集光凹面鏡により平行光にされ回折格子に入射する。回折格子で回折された光は結像凹面鏡によって分光器出口に結像される。出口に一次元または二次元光検出器を設置することでスペクトルの計測を行う。図 2.5(b)に反射型回折格子での光の回折の模式図を示す。回折格子での光の入射方向、回折方向と波長の関係は、以下の回折格子方程式と呼ばれる式により計算することができる。

$$\sin \alpha + \sin \beta = m^{\text{order}} N^{\text{ruling}} \lambda. \quad (2.1)$$

(a)



(b)

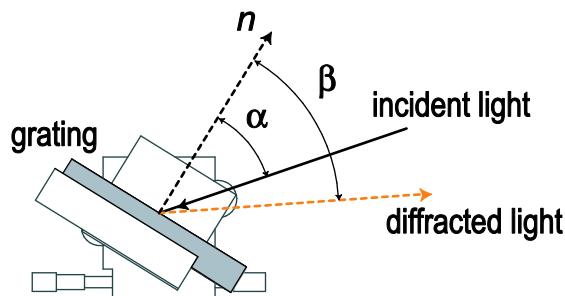


図 2.5 (a): Czerny-Turner 型分光器の概略図 (b): 反射型回折での光の回折の模式図。

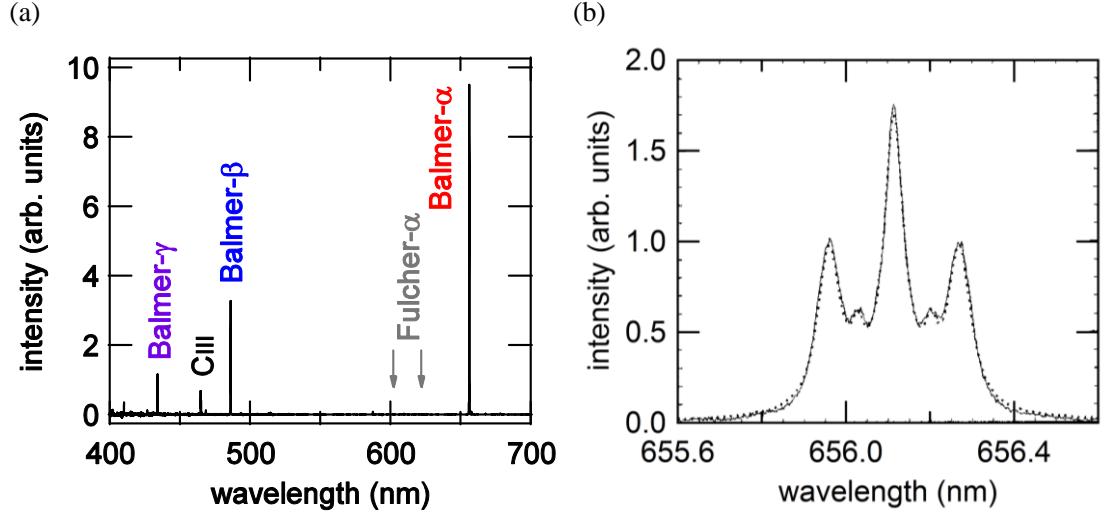


図 2.6 (a): LHD で生成された水素プラズマの広波長帯域スペクトル. (b): Alcator C-Mod [21]で生成された水素プラズマからの発光の Balmer- α 発光線高波長分解スペクトル[14].

ここで, α は回折格子の法線方向 \mathbf{n} に対する入射光の角度, β は回折光の角度, λ は光の波長であり, $\alpha, \beta, \mathbf{n}$ は図 2.5(b)中に示している. m^{order} , N^{ruling} はそれぞれ回折の次数, 回折格子の刻線密度である. ただし, 単色の平行光が回折格子で回折されるときでも, その回折角 β は有限の広がり $\Delta\beta$ を持つ. $\Delta\beta$ は回折格子の刻線に垂直な方向の長さ L^{grating} を用いて以下のように与えられる.

$$\Delta\beta = \lambda / (L^{\text{grating}} \cos \beta). \quad (2.2)$$

このような回折角の広がりを回折限界と呼ぶ.

図 2.6(a), (b)に LHD および Alcator C-Mod [21]中の水素プラズマから計測されたスペクトルを示す. 図 2.6(a) は広い波長領域を計測したスペクトルであり, 水素原子 Balmer 系列の複数の発光線スペクトルおよびその他不純物の発光線スペクトルが得られている. なお, 図中灰色矢印でその波長を示した水素分子の発光線は, 原子発光線に比べて強度が小さくこの図のスケールでは現れていない. 一方, 図 2.6(b)は水素原子 Balmer- α 線付近の波長領域のみが計測されており, Balmer- α 発光線の詳細な形状が得られている. 図 2.6(a)のような広波長帯域のスペクトルを得るためには, 刻線密度の低い回折格子と焦点距離の短い凹面鏡を持つ分光器を用いる. 一方, 図 2.6(b)のような高波長分解能のスペクトルを得るために, 刻線密度の高い回折格子と焦点距離の長い凹面鏡を持つ分光器を用いる. この場合, 一度に計測可能な波長帯域は狭くなる.

2.4 水素原子・分子発光強度の解析法

2.4.1 水素原子衝突ふく射モデル

図 2.6(a)のような広波長帯域スペクトルなどから得られる発光線強度は、放射遷移上準位 p のポピュレーション密度 $n^H_p (\text{m}^{-3})$ に比例し、以下のように与えられる。

$$I^H_{p,q} = A^H_{p,q} (E^H_p - E^H_q) n^H_p \quad (E^H_p > E^H_q). \quad (2.3)$$

ここで、 $I^H_{p,q} (\text{W m}^{-3})$ は単位時間、単位体積あたりに放出される発光線強度、 $A^H_{p,q} (\text{s}^{-1})$ は準位 p から準位 q への自然放射遷移のレート(A 係数)であり、 $E^H_p (\text{J})$ は準位 p 水素原子の励起エネルギーである。

衝突ふく射モデルでは、プラズマの空間分布や粒子の輸送を無視し、温度や密度などのプラズマのパラメータから、励起状態原子の密度や実効的なイオン化レートを求める。このモデルでは上記の自然放射のほかに、電子衝突による準位間の遷移を考慮する。考慮する過程は以下の通りである。

- ・準位 p の水素原子 $\text{H}(p)$ と電子 e^- が衝突し、 $\text{H}(p)$ が準位 q の水素原子 $\text{H}(q)$ に励起、脱励起する過程（電子衝突励起、脱励起）



- ・ $\text{H}(p)$ と e^- が衝突し、陽子 H^+ と e^- が生成する過程（電子衝突イオン化）



- ・ H^+ と e^- が衝突し、 $\text{H}(p)$ が生成し、光子 $h\nu$ を放出する過程（放射性再結合）



- ・ H^+ と 2 つの e^- が衝突し、 $\text{H}(p)$ が生成しする過程（三体再結合）

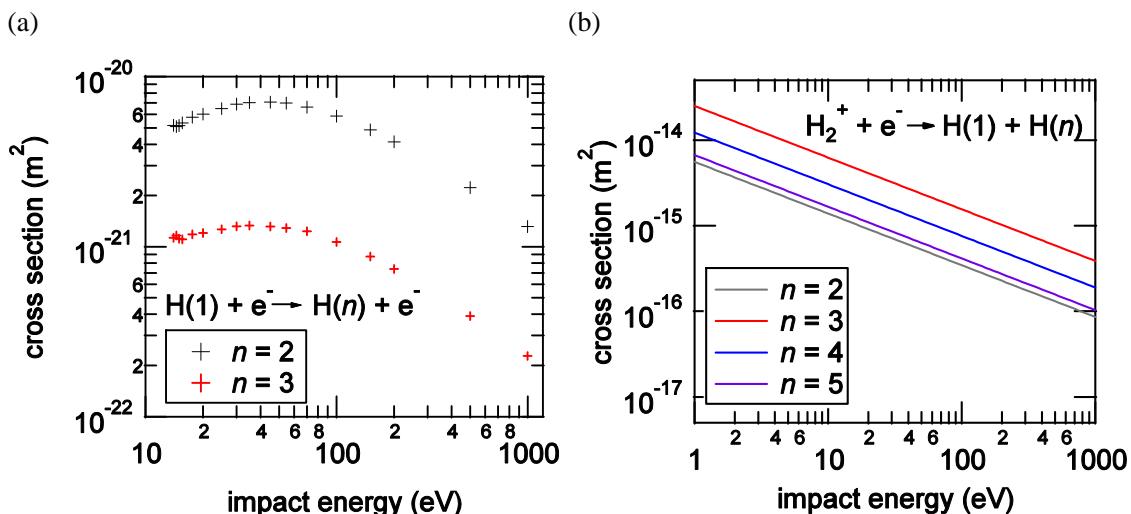


図 2.7(a):水素原子の電子衝突励起断面積[24]。 (b):水素分子イオンの解離性励起断面積[25]。

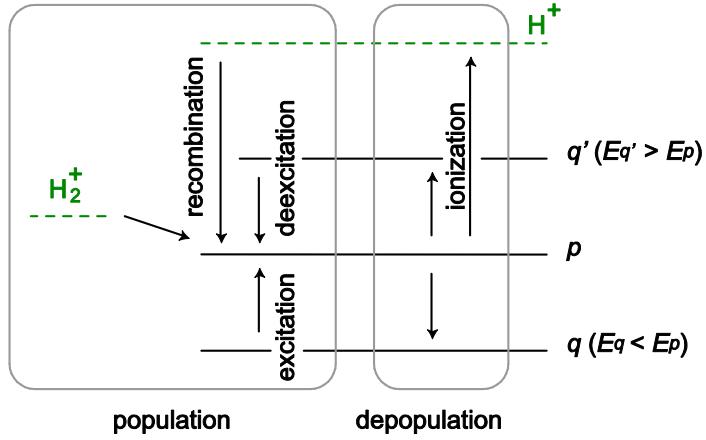


図 2.8 励起状態ポピュレーションの生成・消滅過程の模式図

また、近年、水素分子イオンから水素原子が生成する以下のような過程も、周辺領域における励起状態水素原子の生成過程として重要であると報告されている[22,23].

- ・水素分子イオン H_2^+ と e^- が衝突し、 $\text{H}(p)$ と基底状態水素原子 $\text{H}(1)$ が生成する過程（解離性励起）



図 2.7(a), (b)に電子の衝突エネルギーに対する励起、解離性励起の断面積の一例を示す[24,25]. また、図 2.8 にこれらの過程を通して $\text{H}(q)$ や H_2^+, H^+ から $\text{H}(p)$ が生成する過程、 $\text{H}(q)$ が電子衝突やイオン化などにより消滅する過程を模式的に示す. n_p^{H} の時間変化は、 $A_{p,q}^{\text{H}}$ の、電子衝突により $\text{H}(p)$ が $\text{H}(q)$ に励起されるレート係数 $C_{p,q}^{\text{H}} (\text{m}^3 \text{s}^{-1})$ 、電子衝突脱励起レート係数 $F_{p,q}^{\text{H}} (\text{m}^3 \text{s}^{-1})$ 、電子衝突イオン化レート係数 $S_p^{\text{H}} (\text{m}^3 \text{s}^{-1})$ 、三体再結合レート係数 $\alpha_p^{\text{H}} (\text{m}^6 \text{s}^{-1})$ 、放射再結合レート係数 $\beta_p^{\text{H}} (\text{m}^3 \text{s}^{-1})$ 、および水素分子イオンから $\text{H}(p)$ が生成するレート係数 $D_{\text{H}2+,p}^{\text{H}} (\text{m}^3 \text{s}^{-1})$ を用いて以下のように書ける.

$$\frac{dn_p^{\text{H}}}{dt} = \left[\sum_{E_q^{\text{H}} < E_p^{\text{H}}} C_{q,p}^{\text{H}} n_e n_q^{\text{H}} + \sum_{E_q^{\text{H}} > E_p^{\text{H}}} (F_{p,q}^{\text{H}} n_e n_q^{\text{H}} + A_{q,p}^{\text{H}} n_q^{\text{H}}) \right] + [\alpha_p^{\text{H}} n_e + \beta_p^{\text{H}}] n_p^{\text{H}} n_e - \left[\left(\sum_{E_p^{\text{H}} > E_q^{\text{H}}} F_{p,q}^{\text{H}} + \sum_{E_p^{\text{H}} < E_q^{\text{H}}} C_{p,q}^{\text{H}} + S_p^{\text{H}} \right) n_e + A_{q,p}^{\text{H}} \right] n_p^{\text{H}} + D_{\text{H}2+,p}^{\text{H}} n_e n_{\text{H}2+}^{\text{H}} . \quad (2.9)$$

ここで、 n_e 、 n_p^{H} 、 $n_{\text{H}2+}^{\text{H}} (\text{m}^{-3})$ はそれぞれ電子、水素原子イオン、水素分子イオンの密度である.

LHD 閉じ込め領域中の電子温度や密度は、電子がトーラスを一周する時間(電子温度 1 keV のプラズマで 10^{-6} s)よりゆっくりと変化する。励起状態の寿命は A 係数($\sim 10^8 \text{ s}^{-1}$)と電子衝突励起・脱励起レートとの和の逆数で決まるため、 10^{-8} s 以下であり、電子温度や密度

の変化より十分短い。そのため、全ての励起状態に関して(2.9)式左辺を0に等しいと近似することができる。これを準定常近似と呼ぶ[11]。励起状態ポピュレーション密度に関して準定常近似を置くことで、各励起状態ポピュレーション密度は、基底状態水素原子密度 n^H と n^{H+} , n^{H2+} に比例する項の和として以下のように解くことができる。

$$n_{\rho}^H = R_{0\rho}^H n_e n^{H+} + R_{1\rho}^H n_e n^H + R_{2\rho}^H n_e n^{H2+}. \quad (2.10)$$

ここで、 $R_{0\rho}^H$, $R_{1\rho}^H$, $R_{2\rho}^H$ (m^3)はそれぞれの項の係数であり、電子温度 T_e と電子密度 n_e の関数として表される。 $n=3, 4, 5$ 準位に関する $R_{1\rho}^H$ の n_e 依存性を図2.9(a)に、 $R_{0\rho}^H$, $R_{1\rho}^H$, $R_{2\rho}^H$ の T_e 依存性を図2.9(b)に示す。 T_e が低いときに、 $R_{0\rho}^H$ や $R_{2\rho}^H$ が大きくなる。

磁場閉じ込めプラズマ中で、水素原子がよく発光するスクレイプオフ層周辺では、電子温度が高く($T_e \sim 100 \text{ eV}$)、水素原子密度も陽子密度と同程度と考えられる。そのため、図2.9(b)に見られるように、水素原子の発光は(2.10)式の第二項による寄与が支配的であり、第一項、第三項は無視出来る[11]。このような条件のプラズマをイオン化プラズマと呼ぶ。イオン化プラズマ中の $n=3, 4, 5$ 励起状態ポピュレーション密度を(2.10)式の第二項から求め、Balmer- α 発光線強度に対する、Balmer- β , - γ 発光線強度の比を求めた。それらを図2.10に示す。これらの発光線の強度比は主に n_e に依存して変化する。

水素原子が単位時間あたりに実効的にイオン化する確率を実効イオン化レート $S^H(\text{s}^{-1})$ と呼ぶ。 S^H には、基底状態の電子衝突イオン化だけではなく、一度励起状態に遷移しその後イオン化する過程も寄与する。両者を考慮して、基底状態から直接イオン化するレート $S_{n=1}^H n_e$ と、基底状態から励起状態を経由してイオン化するレートの和で S^H を以下のように計算することができる。

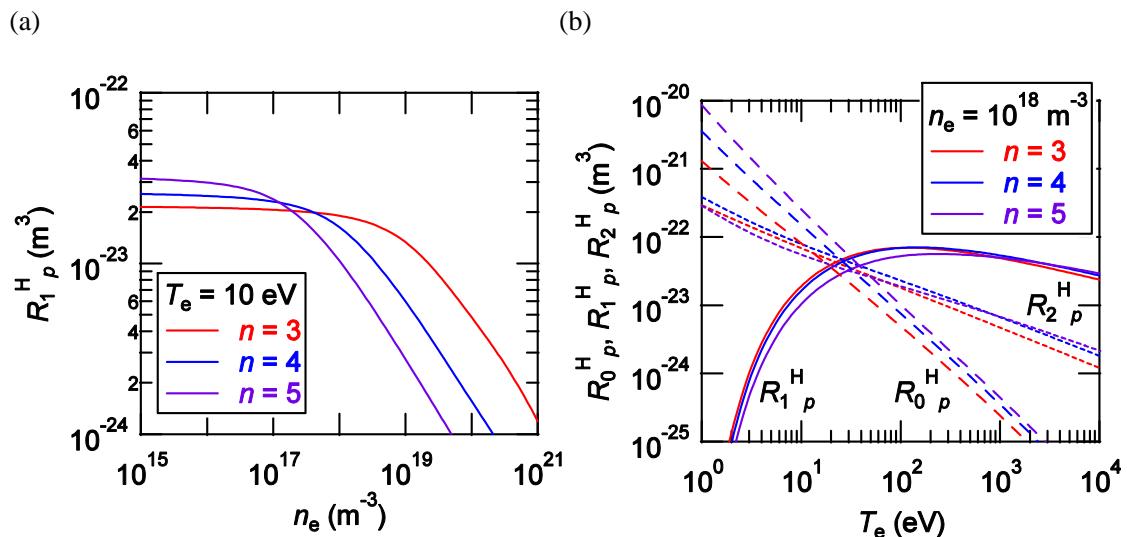


図2.9 (a): $T_e = 10 \text{ eV}$ のプラズマ中 $R_{1\rho}^H$ の n_e 依存性。 (b): $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ のプラズマ中 $R_{0\rho}^H$, $R_{1\rho}^H$, $R_{2\rho}^H$ の T_e 依存性。

$$S^H = S_{n=1}^H n_e + \sum_p (R_p^H n_e S_{p,n_e}^H). \quad (2.11)$$

また、実効イオン化レートを n_e で割ったものを実効イオン化レート係数 $S_{CR}^H (m^3 s^{-1})$ と呼び、 $T_e \cdot n_e$ の関数として表すことができる。 S_{CR}^H の $T_e \cdot n_e$ 依存性を図 2.11 に示す。

プラズマ中で基底状態水素原子が 1 秒間にあたりに Balmer- α 発光線の光子を放出するレートと、実効イオン化レートの比の $T_e \cdot n_e$ 依存性を図 2.12 に示す。 $n_e < 10^{19} m^{-3}$ ではこの比は電子温度、密度に対してほぼ一定であり、この領域では Balmer- α 発光線強度から単位時間あたりにイオン化する水素原子数を見積もることができる。

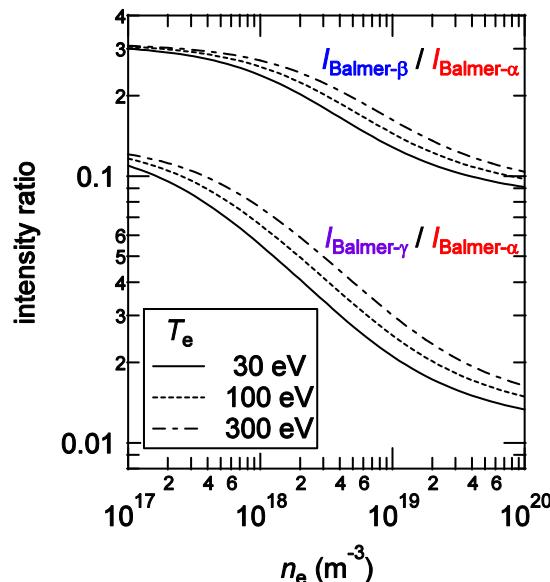


図 2.10 Balmer- α 発光線強度に対する Balmer- β , Balmer- γ 発光線強度の比の $T_e \cdot n_e$ 依存性。

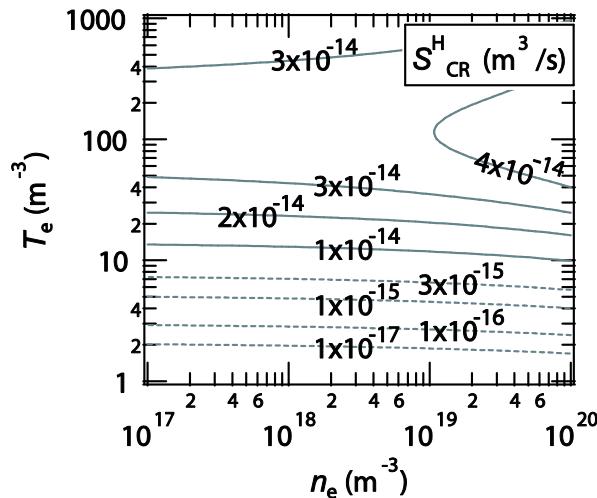


図 2.11 S_{CR}^H の $T_e \cdot n_e$ 依存性。

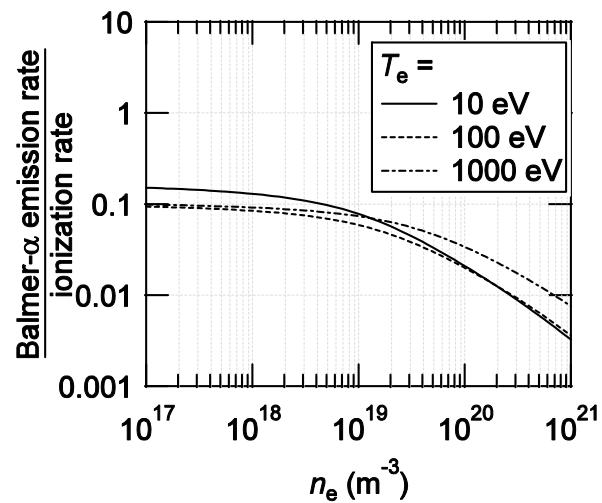


図 2.12 水素原子の実効イオン化レートに対する Balmer- α 発光線の発光レート比の電子密度依存性。電子温度が 10, 100, 1000 eV での計算結果をそれぞれ実線、点線、一点鎖線で示す。

2.4.2 水素分子衝突ふく射モデル

プラズマ中の水素分子のイオン化や解離は励起状態水素分子からも起こる。水素分子の実効的なイオン化レートや解離レートを得るために、前節で水素原子に対して行ったような衝突ふく射モデルによる解析が必要である。

水素分子に対する電子衝突励起・脱励起・イオン化等の断面積は、始状態と終状態の分子の振動準位により異なることが知られている。電子基底状態水素分子に関する振動準位を区別した電子衝突励起断面積やイオン化断面積は J. R. Hiskes, C. Gorse らによって計算、計測されてきたが[26,27]、電子励起状態の水素分子に関する振動準位を区別した断面積はほとんど知られていない。一方振動準位を区別しない近似的な断面積は Janev らにより報告されている[28]。それらを用いて励起状態水素分子のポピュレーション密度を計算する衝突ふく射モデルが Sawada らによって開発してきた[8]。この計算コードは、大型の磁場閉じ込めプラズマ周辺領域での中性粒子輸送のモンテカルロ計算を行うコード EIRINE などに組み込まれている[29]。

Sawada らの衝突ふく射モデルでは、電子基底状態および各電子励起状態間の電子衝突による励起・脱励起・イオン化・再結合および自然放射による遷移を考慮し、励起状態を経由して進むイオン化や解離レートを計算する。高励起状態の水素分子に関する断面積は古典的なスケーリング則により求めた反応断面積を用いている。また、 $b^3\Sigma_u^+$ 準位に遷移した分子は、他の準位に遷移せずに解離している。

このもとでは、励起状態水素分子 $H_2(p)$ のポピュレーション密度 $n^{H2_p}(m^{-3})$ の時間変化は、電子衝突励起レート係数 $C^{H2_{p,q}}(m^3 s^{-1})$ 、自然放射レート $A_{p,q}(s^{-1})$ 、電子衝突脱励起レート係数 $F^{H2_{p,q}}(m^3 s^{-1})$ 、電子衝突イオン化レート係数 $S^{H2_{p,q}}(m^3 s^{-1})$ 、三体再結合レート係数 $\alpha^{H2_p}(m^6 s^{-1})$ 、放射再結合レート係数 $\beta^{H2_p}(m^3 s^{-1})$ を用いて以下のように記述できる。

$$\frac{dn^{H2_p}}{dt} = \left[\sum_{E^{H2_q} < E^{H2_p}} C^{H2_{q,p}} n_e n^{H2_q} + \sum_{E^{H2_q} > E^{H2_p}} (F^{H2_{q,p}} n_e n^{H2_q} + A^{H2_{q,p}} n^{H2_q}) \right] + [\alpha^{H2_p} n_e + \beta^{H2_p}] n^{H2_p} n_e - \left[\sum_{E^{H2_p} > E^{H2_q}} (F^{H2_{p,q}} n_e + A^{H2_{p,q}}) + \sum_{E^{H2_q} > E^{H2_p}} C^{H2_{p,q}} n_e + S^{H2_p} n_e \right] n^{H2_p} \quad . \quad (2.12)$$

ここで、 E^{H2_p} は準位 p のエネルギーである。水素原子の場合と同様に、励起状態ポピュレーション密度に対して準定常近似を置くと(2.12)式は連立一次方程式となり、以下のように解くことができる。

$$n^{H2_p} = R_0^{H2_p} n_e n^{H2^+} + R_1^{H2_p} n_e n^{H2} \quad . \quad (2.13)$$

ここで、 $R_0^{H2_p}, R_1^{H2_p}(m^3)$ は電子温度、電子密度に依存する係数であり、 n^{H2} は電子基底状態の水素分子密度を表す。

また、単位時間あたりに水素分子が実効的にイオン化する確率である実効イオン化レート S^{H2} (s^{-1})は、基底状態からのイオン化レートと、励起状態からのイオン化レートの和で以下のように表される。

$$S^{H2} = S^{H2}_{p=1} n_e + \sum_p (R_{i,p}^{H2} n_e S^{H2}_{p,b} n_e) \quad . \quad (2.14)$$

ここで、 $S^{H2}_{p=1}$ は基底状態水素分子が直接イオン化するレート係数である。同様に、実効的な解離レート D^{H2} (s^{-1}) は $b^3\Sigma_u^+$ 準位へ遷移するレートとして以下のように表される。

$$D^{H2} = C^{H2}_{p=1,b} n_e + \sum_{E^{H2}_p < E^{H2}_b} R_{i,p}^{H2} n_e C^{H2}_{p,b} n_e + \sum_{E^{H2}_b < E^{H2}_p} R_{i,p}^{H2} n_e (F^{H2}_{p,b} n_e + A^{H2}_{p,b}) \quad . \quad (2.15)$$

$b^3\Sigma_u^+$ 準位を指定する指標として(2.12)式中の q の代わりに、ここでは便宜的に b を用いている。 $C^{H2}_{p=1,b}$ は基底状態から $b^3\Sigma_u^+$ 準位への電子衝突励起レート係数である。第一項は基底状態分子が $b^3\Sigma_u^+$ 準位への電子衝突励起するレート係数、第二項、第三項は基底状態水素分子が安定励起準位 p を経由して $b^3\Sigma_u^+$ 準位への励起・脱励起するレート係数である。

S^{H2} , D^{H2} を n_e で割ったものをそれぞれ実効イオン化レート係数 S_{CR}^{H2} ($m^3 s^{-1}$), 実効解離レート係数 D_{CR}^{H2} ($m^3 s^{-1}$) と呼ぶ。図 2.13(a), (b) に本モデルによって計算した S_{CR}^{H2} および D_{CR}^{H2} の T_e ・ n_e 依存性を示す。

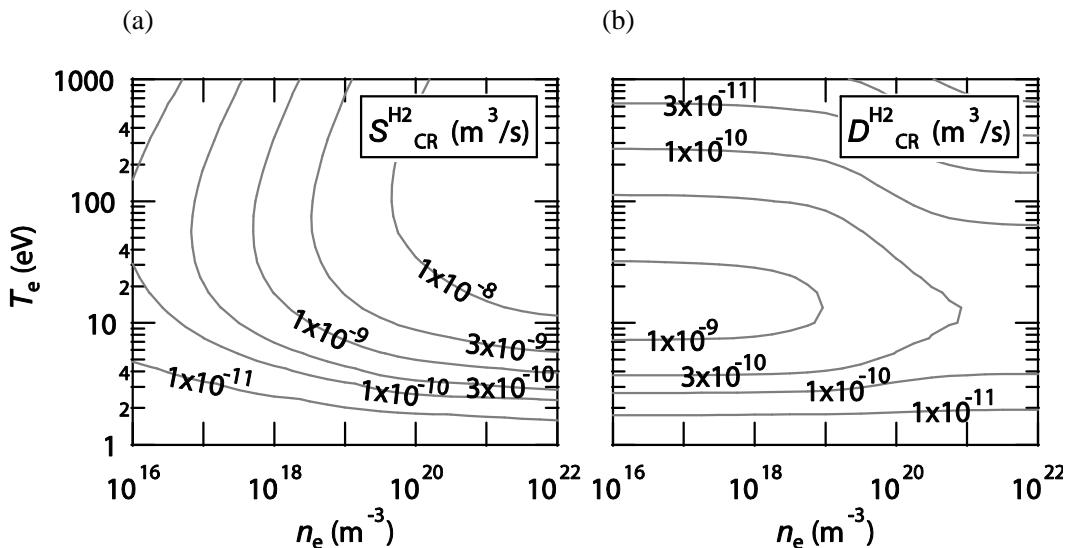


図 2.13 (a): 水素分子の実効イオン化レート係数, (b): 水素分子の実効解離レート係数の

2.4.3 Fulcher- α 帶発光線コロナモデル

前節に述べた Sawada らによる衝突ふく射モデルでは、水素分子の励起準位として電子励起準位のみを考慮しており、振動・回転準位のポピュレーション密度分布を計算することはできない。しかしプラズマからの発光を分光計測する場合、電子・振動・回転励起準位が区別されて分子発光線が計測される。その強度解析にはこれまでコロナモデルが用いられてきた[30,31,32,39]。

コロナモデルでは、ある励起準位のポピュレーション密度が、電子基底準位からの電子衝突励起による生成と、励起準位からの放射脱励起による消滅のみの釣り合いで決まると仮定する。この仮定は、励起準位間の電子衝突励起・脱励起、励起準位からのイオン化を無視できる比較的低い電子密度のプラズマで有効である。このような仮定が成り立つ状態をコロナ平衡と呼ぶ。Fulcher- α 帶発光線のコロナ平衡が仮定できる電子密度の上限は、 10^{19} m^{-3} 程度と報告されている[33]。

ここでは、電子状態 p 、振動量子数 v 、回転量子数 N の準位を (p, v, N) と表すことにする。慣習的に、発光遷移の上準位、下準位の振動・回転量子数はそれぞれ' および'' を用いて表記される。コロナ平衡下では、上準位($d^3\Pi_u^-, v', N'$) のポピュレーション密度 $n_{dv'N'}^{H2}$ は、電子基底準位($X^1\Sigma_g^+, v, N$) からの電子衝突励起と、下準位($a^3\Sigma_g^+, v'', N''$) への放射脱励起との釣り合いから以下のように書くことができる。

$$n_{dv'N'}^{H2} = \frac{n_e^{H2} \sum_{v,N} n_{XvN}^{H2} R_{XvN, dv'N'}^{H2}}{\sum_{v'', N''} A_{dv'N', av''N''}^{H2}} \quad (2.16)$$

ここで、 $n_{XvN}^{H2} (\text{m}^{-3})$ は準位($X^1\Sigma_g^+, v, N$) のポピュレーション密度、 $R_{XvN, dv'N'}^{H2} (\text{m}^3 \text{s}^{-1})$ は準位($X^1\Sigma_g^+, v, N$)から準位($d^3\Pi_u^-, v', N'$)への電子衝突励起レート係数であり、 T_e の関数である。また、 $A_{dv'N', av''N''}^{H2} (\text{s}^{-1})$ は準位($d^3\Pi_u^-, v', N'$)から準位($a^3\Sigma_g^+, v'', N''$)への A 係数を表す。Shikama らは $X^1\Sigma_g^+$ 準位の振動・回転励起準位のポピュレーション密度がそれぞれ温度 T_{vib} 、 T_{rot} の Boltzmann 則に従うと近似した[34]。 T_{vib} 、 T_{rot} を $X^1\Sigma_g^+$ 準位の振動温度、回転温度と呼ぶ。この時、 n_{XvN}^{H2} は次のように書くことができる。

$$n_{XvN}^{H2} = n_{Xv=0}^{H2} \exp \left[-\frac{E_{XvN=0}^{H2}}{k_B T_{\text{vib}}} \right] \frac{g_{\text{as}}^{H2}(2N+1) \exp \left[-\frac{E_{XvN}^{H2} - E_{XvN=0}^{H2}}{k_B T_{\text{rot}}} \right]}{\sum_N g_{\text{as}}^{H2}(2N+1) \exp \left[-\frac{E_{XvN}^{H2} - E_{XvN=0}^{H2}}{k_B T_{\text{rot}}} \right]} \quad (2.17)$$

ここで、 $n_{Xv=0}^{H2}$ は $X^1\Sigma_g^+, v=0$ 準位の全ての回転準位のポピュレーション密度の和であり、 g_{as}^{H2} は原子核スピンの統計重率、 E_{XvN}^{H2} は準位 $X^1\Sigma_g^+, v, N$ のエネルギー、 k_B は Boltzmann 定数である。(2.17)式を(2.16)式に代入することで、 $n_{dv'N'}^{H2}$ を $n_{Xv=0}^{H2}$ 、 T_e 、 n_e 、 T_{vib} 、 T_{rot} の関数として表すことができる。

準位($d^3\Pi_u^-, v', N'$)から準位($a^3\Sigma_g^+, v'', N''$)への放射遷移による単位体積からの発光強度

$I_{dv'N', av''N''}$ は以下のように表される。

$$I_{dv'N', av''N''} = n^{H2}_{dv'N'} A^{H2}_{av''N''} \left(E^{H2}_{dv'N'} - E^{H2}_{av''N''} \right). \quad (2.18)$$

コロナ平衡のもとでは、 $I_{dv'N', av''N''}$ は n_e 、 $n^{H2}_{Xv=0}$ に比例する。 $I_{dv'N', av''N''}$ を n_e 、 $n^{H2}_{Xv=0}$ で割った比例係数を発光係数と呼ぶ。 $v' = v'' = 0$ および $v' = v'' = 2$ 遷移のうち $N' = N'' = 1$ 遷移の発光線($Q1$ 線)の発光係数の $T_{\text{vib}} \cdot T_e$ 依存性を図 2.14 に示す。この図では、 $X^1\Sigma_g^+$ 準位の回転温度 T_{rot} は 400 K としている。これらの遷移の発光係数は T_e に依存して変化し、 T_{vib} の依存性は小さい。

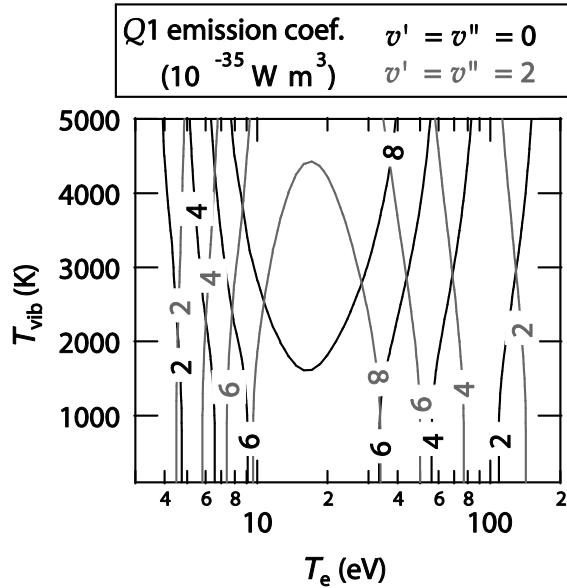


図 2.14 Fulcher- α 帶 $v' = v'' = 0$ および $v' = v'' = 2$ 遷移 $Q1$ 線の発光係数の $T_{\text{vib}} \cdot T_e$ 依存性。 T_{rot} は 400 K としている。

2.5 水素原子・分子発光線形状の解析法

プラズマ中の原子・分子の発光線スペクトルは、自然広がり、衝突広がり、Doppler効果、装置関数による広がりや、Zeeman効果による分裂を伴って計測される。磁場閉じ込めプラズマからの発光線に関しては、多くの場合、Doppler効果、分光器の装置関数による広がりとZeeman効果による分裂が支配的である。本節では、Doppler効果とZeeman効果について説明する。

2.5.1 Doppler効果

静止した粒子が発する光の波長を λ_0 とする。この粒子が観測方向に向かう速度 v を持つとき、発光の波長 λ は静止状態の値からドップラー効果によりシフトする。 λ のシフト $\Delta\lambda$ は、光子の運動量によって粒子が受ける反跳を無視すると、光速 c を用いて、

$$\Delta\lambda = -\frac{v}{c}\lambda_0 \quad , \quad (2.19)$$

で与えられる。ある粒子が温度 T を持つとき、その視線方向の速度分布関数 $f_M(v, T)$ は Maxwell 分布に従い、以下のように表すことができる[35]。

$$f_M(v, T)dv = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left[-\frac{mv^2}{2k_B T}\right]dv \quad . \quad (2.20)$$

また、粒子の速度分布が視線方向の平均速度 v_0 を持つ温度 T の Maxwell 分布に従うとする、確率分布関数 $f_M(v, v_0, T)$ は以下のように書ける。

$$f_M(v, v_0, T)dv = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left[-\frac{m(v-v_0)^2}{2k_B T}\right]dv \quad . \quad (2.21)$$

(2.21)式より波長に関する確率分布関数 $g(\lambda)d\lambda$ を求めるとき、

$$g(\lambda)d\lambda = \frac{c}{\lambda_0} \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left[-\frac{m}{2k_B T} \left(\frac{c\Delta\lambda}{\lambda_0} - v_0 \right)^2\right]d\lambda \quad , \quad (2.22)$$

となる。(2.22)式により計算した $T=1, 3, 10$ eV, $v_0=0$ m/s の水素原子からの Balmer- α 発光線形状を図 2.15(a),(b)に示す。

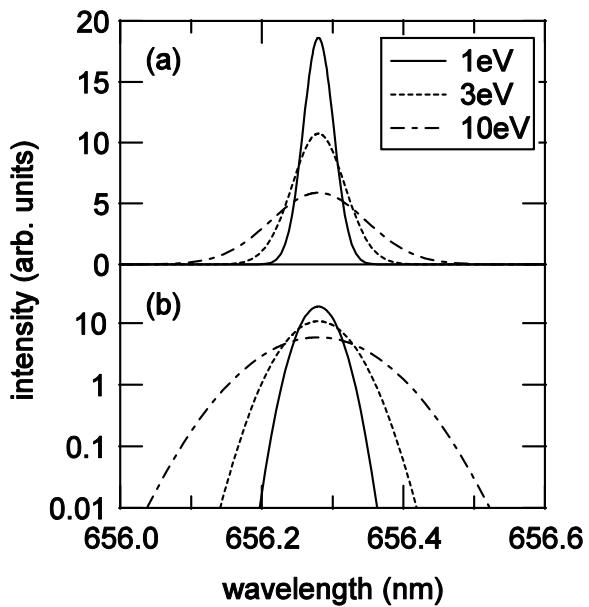


図 2.15 (a): 温度 1 eV, 3 eV, 10 eV をもつ水素原子からの Balmer- α 線形状の計算結果。面積が 1 になるように規格化している。(b): (a)と同じ図を対数スケールの縦軸を用いて示している。

2.5.2 原子発光線の Zeeman 効果

磁場中の水素原子からの発光線スペクトルは図 2.6(b)のように Zeeman 効果により分裂する。このようなスペクトルの分裂を計算する方法を以下に述べる。

軌道角運動量量子数 L , スピン量子数 S を持つ準位の水素原子に対するハミルトニアンを \mathbf{H}_0 とする。磁場中のハミルトニアン \mathbf{H} は磁場によるハミルトニアンの変化 \mathbf{H}_B を用いて以下のように表すことができる

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_B . \quad (2.23)$$

\mathbf{H} を対角化する固有状態が磁場中の準位であり、そのときの固有値がそのエネルギーである。ある固有状態の電子の波動関数を $|\phi_u\rangle$ とする。 \mathbf{H}_B が \mathbf{H}_0 に比べて十分小さく、 $|\phi_u\rangle$ は \mathbf{H}_0 の固有状態の線形和で記述できると仮定する。 \mathbf{H}_0 の固有状態のうち、全角運動量量子数 J_i 、その磁場方向への射影成分 M_i を持つ準位の波動関数を $|J_i, M_i\rangle$ と表すと、 $|\phi_u\rangle$ は係数 c_{ui} を用いて以下のように表される。

$$|\phi_u\rangle = \sum_i c_{ui} |J_i, M_i\rangle . \quad (2.24)$$

\mathbf{H}_B の $|J_i, M_i\rangle$, $|J_j, M_j\rangle$ に対する行列要素は、波動関数の表示を L, S 、およびそれぞれの量子化軸への射影成分 M_L, M_S の組に変換して、以下のように表すことができる。

$$\begin{aligned} \langle J_i, M_i | \mathbf{H}_B | J_j, M_j \rangle &= \\ \sum_{M_L, M_S} \mu_B |B| (g_L M_L + g_S M_S) \langle L, S, M_L, M_S | J_i, M_i \rangle \langle L, S, M_L, M_S | J_j, M_j \rangle . \end{aligned} \quad (2.25)$$

$\mu_B = 9.274 \times 10^{-24}$ J/T はボーア磁子、 $|B|$ (T) は磁場強度、 $g_L = 1.0$ は軌道角運動量に関する g 因子、 $g_S = 2.0023$ はスピン角運動量に関する g 因子である。また、 $\langle L, S, M_L, M_S | J_i, M_i \rangle$ は角運動量表示の変換を行う Clebsch-Gordan 係数と呼ばれ、以下のように表される[36]。

$$\langle L, S, M_L, M_S | J_i, M_i \rangle = (-1)^{L-S+M} \sqrt{2J+1} \begin{pmatrix} L & S & J_i \\ M_L & M_S & -M_i \end{pmatrix} . \quad (2.26)$$

() は Wigner の 3-j 記号を表す[37]。

角運動量量子数 L_u を持つ上準位 $|\phi_u\rangle$ 、および L_l をもつ下準位 $|\phi_l\rangle$ のエネルギーを求ることで、分裂した発光線の波長を導出できる。この遷移の A 係数は以下のように表される。

$$A_{\phi_u \rightarrow \phi_l}^q = \frac{16\pi^3 \nu^3 e^2}{3\epsilon_0 h c^3} |\langle \phi_u | d_q | \phi_l \rangle|^2 \quad (2.27)$$

ここで、 e , ϵ_0 , h , ν はそれぞれ、素電荷、真空の誘電率、Planck 定数、および光の振動数である。また、 d_q は電気双極子モーメントの球成分であり、 q は遷移による M の変化 ΔM に等しく -1, 0, 1 をとる。ここで、(2.24)式で計算される磁場下での電子波動関数を用いると、磁場下での固有状態間の遷移確率は外場がない場合の固有状態の電気双極子モーメントの行列要素 $\langle J_i, M_i | d_q | J_j, M_j \rangle$ を用いて

$$\left| \langle \phi_u | d_q | \phi_l \rangle \right|^2 = \left| \sum_{ij} c_{ui} c_{lj} \langle J_i, M_i | d_q | J_j, M_j \rangle \right|^2, \quad (2.28)$$

と表すことができる。外場がない場合の固有状態の電気双極子モーメントは

$$\begin{aligned} \langle J_i, M_i | d_q | J_j, M_j \rangle &= (-1)^{(J_i - M_i) + (S + 1 + L_u + J_j)} \sqrt{(2J_i + 1)(2J_j + 1)} \\ &\quad \begin{pmatrix} J_i & 1 & J_j \\ -M_i & q & -M_j \end{pmatrix} \left\{ \begin{array}{ccc} J_i & 1 & J_j \\ -M_i & q & -M_j \end{array} \right\} \langle L_u \| d \| L_l \rangle \end{aligned}, \quad (2.29)$$

から求めることができる。ここで、 $\langle L_u \| d \| L_l \rangle$ は電気双極子モーメントの等方成分を表し、{}は6-j記号を表す[37]。

磁場中の原子の発光において、 $\Delta M = 0$ である発光は磁場と平行な直線偏光成分を持ち、 π 光と呼ばれる。一方、 $\Delta M = \pm 1$ となる発光は磁場方向を回転軸とした円偏光を持ち、 σ 光と呼ばれる。上記により計算した Balmer- α 発光線スペクトルの Zeeman 分裂の様子を π 光、 σ 光にわけて図 2.16 に示す。 π 光のスペクトルは磁場の影響をほとんど受けないが、 σ 光のスペクトルは磁場により 2 つに分裂する。分裂の間隔は磁場強度にほぼ比例する。

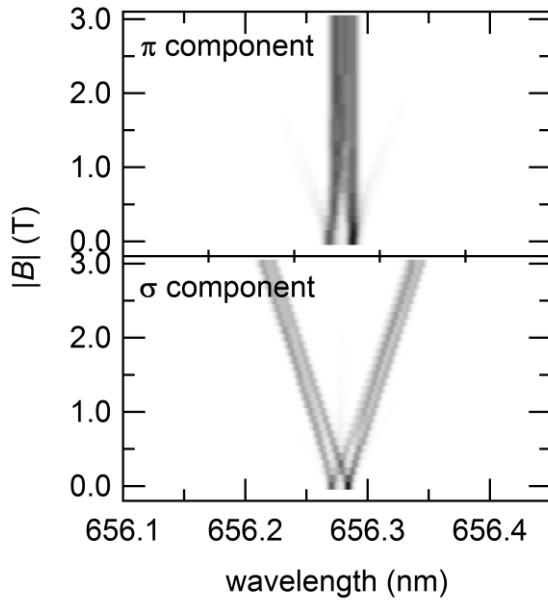


図 2.16 Balmer- α 線スペクトルの Zeeman 分裂の計算結果。

2.5.3 分子発光線の Zeeman 効果

二原子分子のZeeman 効果に関する理論的な研究は、これまで主に天文学の分野で行われてきた[38]。磁場閉じ込めプラズマ中の分子発光線に関しては、Shikamaらが2007年、Fulcher- α 帶発光線スペクトルのZeeman分裂を計測し報告している[39]。

原子の場合と同様に、軌道角運動量量子数の分子軸への射影 A 、スピン量子数 S を持つ水素分子に対する磁場中でのハミルトニアン \mathbf{H} は、外場がないときのハミルトニアン \mathbf{H}_0 とその変化 \mathbf{H}_B を用いて

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_B , \quad (2.30)$$

と表すことができる。 \mathbf{H}_0 の固有状態を全角運動量量子数 J_i 、その量子化軸への射影 M_i 、分子の回転量子数 N_i を用いて $|J_i, M_i, N_i\rangle$ と表す。その固有値はデータベース[17]より参照することが可能である。 \mathbf{H}_B が \mathbf{H}_0 に比べて十分小さい時、 \mathbf{H} の固有状態 $|\phi_u\rangle$ は、係数 c_{ui} を用いて以下のように表される。

$$|\phi_u\rangle = \sum_i c_{ui} |J_i, M_i, N_i\rangle . \quad (2.31)$$

\mathbf{H}_B の $|J_i, M_i, N_i\rangle$ 、 $|J_j, M_j, N_j\rangle$ に対する行列要素は以下のように計算される[39]。

$$\begin{aligned} \langle J_i, M_i, N_i | \mathbf{H}_B | J_j, M_j, N_j \rangle &= \\ g_L (-1)^{S-M_i-A+1} A(2N+1) [(2J_i+1)(2J_j+1)]^{1/2} &\left(\begin{array}{ccc} J_i & 1 & J_j \\ -M_i & 0 & -M_j \end{array} \right) \left(\begin{array}{ccc} N_i & 1 & N_j \\ -A & 0 & -A \end{array} \right) \left\{ \begin{array}{ccc} N_i & J_j & S \\ J_i & N_j & 1 \end{array} \right\} \\ + g_S (-1)^{J_i+J_j+S+N_i-M_i+1} [(2J_i+1)(2J_j+1)]^{1/2} [S(S+1)(2S+1)]^{1/2} &\left(\begin{array}{ccc} J_i & 1 & J_j \\ -M_i & 0 & -M_j \end{array} \right) \left\{ \begin{array}{ccc} S & J_j & N_i \\ J_i & S & 1 \end{array} \right\} . \end{aligned} \quad (2.32)$$

\mathbf{H} の行列要素を対角化計算することで $|\phi_u\rangle$ のエネルギー E_u および c_{ui} を計算できる。

軌道角運動量量子数の分子軸への射影 A_u を持つ上準位 $|\phi_u\rangle$ および A_l を持つ下準位 $|\phi_l\rangle$ のエネルギー差を求めることで、分裂後の発光線の波長を導出できる。この発光線のA係数は以下のように表される。

$$A_{\phi_u \rightarrow \phi_l}^q = \frac{16\pi^3 v^3 e^2}{3\varepsilon_0 hc^3} |\langle \phi_u | d_q | \phi_l \rangle|^2 . \quad (2.33)$$

$|\langle \phi_u | d_q | \phi_l \rangle|$ は遷移双極子モーメントの行列要素であり、Born-Oppenheimer近似の下では、その2乗は以下のように近似される。

$$|\langle \phi_u | d_q | \phi_l \rangle|^2 = \langle R_e \rangle^2 q_{v_u v_l} S_{N_u N_l} S_{M_u M_l} . \quad (2.34)$$

ここで、 $\langle R_e \rangle^2$ は電子遷移モーメント、 $q_{v_u v_l}$ はFranck-Condon因子であり、データベース[40]から参照可能である。 $S_{N_u N_l} S_{M_u M_l}$ は Hönl-London因子であり以下のように計算される。

$$S_{N_u N_l} S_{M_u M_l} = \sum_q \alpha_q \delta_{S_u S_l} (-1)^{N_u + N_l + S_u - M_u - A_u + 1} [(2J_u + 1)(2J_l + 1)]^{1/2} [(2N_u + 1)(2N_l + 1)]^{1/2} \\ \times \begin{pmatrix} J_u & 1 & J_l \\ -M_u & q & M_l \end{pmatrix} \left(\begin{matrix} N_u & 1 & N_l \\ -A_u & q & A_l \end{matrix} \right) \left\{ \begin{matrix} N_l & J_l & S_u \\ J_u & N_u & 1 \end{matrix} \right\} . \quad (2.35)$$

ここで α_q は電気双極子モーメントである。 (2.35)式, (2.31)式を (2.33)式に代入することで各遷移のA係数を求めることができる。

図 2.17(a)に水素分子 Fulcher- α 帯 $v' = v'' = 0$ 遷移 $Q1$ 線スペクトルの Zeeman 分裂の様子を π 光, σ 光に分けて示す。分子発光線の Zeeman 分裂は選択則の違いのため、原子発光線とは異なり、 π 光のスペクトルは 2 本に、 σ 光のスペクトルは 3 本に分裂する。分裂幅は磁場強度によよそ比例する。図 2.17(b)に、Shikama らによってトカマク型プラズマ閉じ込め装置 TRIAM-1M から計測された Fulcher- α 帯 $v' = v'' = 0$ 遷移 $Q1$ 線スペクトル形状を示す [39]。

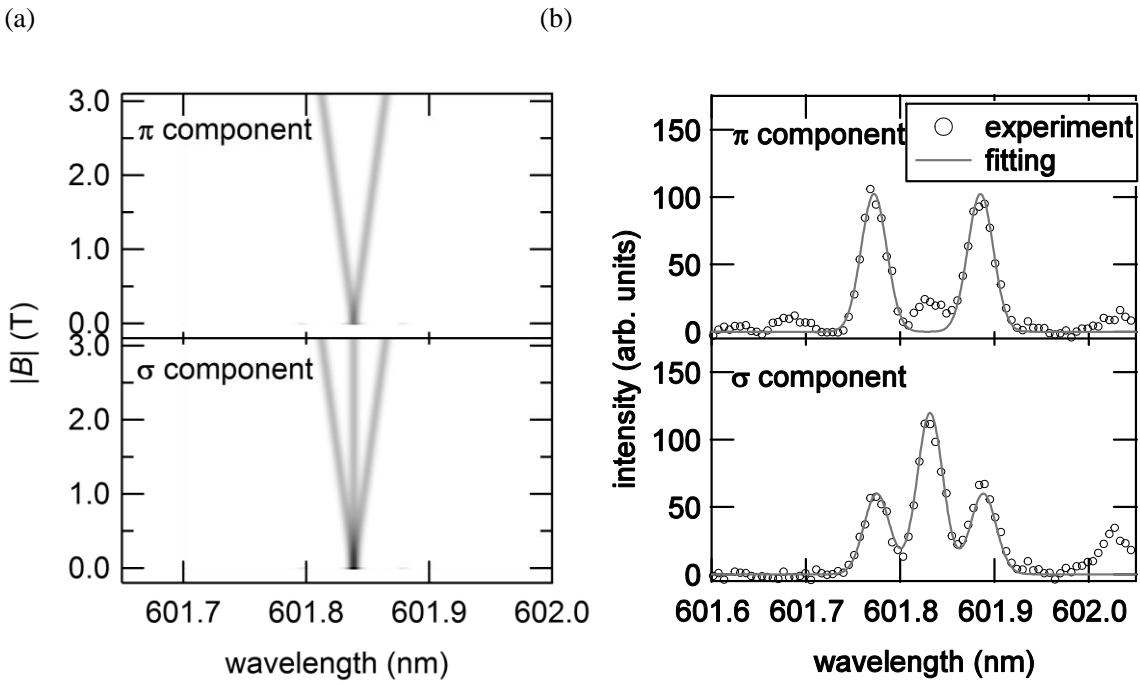


図 2.17 (a): Fulcher- α 帯 $v' = v'' = 0$ 遷移 $Q1$ 線スペクトルの Zeeman 分裂の様子。 (b): トカマク型磁場閉じ込め装置 TRIAM-1M 中の水素プラズマから計測された水素分子発光線スペクトルの Zeeman 分裂の例[39]。

2.5.4 Zeeman 分裂を用いた水素原子発光位置計測法

ここでは, Iwamae らによって提案された, LHD 中の水素原子発光線スペクトルの Zeeman 分裂からその発光位置を求める手法について述べる[16,17].

図 2.18(a)に LHD のポロイダル断面図を示す. 図中の橙色点線が発光を観測する視線である. (b)に観測視線上の磁場強度分布を示す. 図 2.19 に, 磁場方向と観測視線の関係を示す. 観測視線方向を y 軸, 高さ方向を z 軸とし, y 軸, z 軸に垂直な方向を x 軸とする. 磁場方向と xy 平面のなす角を θ , xy 平面の射影と x 軸となす角を ϕ とする. 図 2.18(c), (d)に θ , ϕ の視線上の分布を示す. 計算のため, 磁場と視線方向がなす角を ζ , zx 平面への射影と z 軸となす角を η とする. このとき視線方向に進む π 光の強度 I'_π は, 磁場に垂直な平面で観測される π 光の強度 I_π を用いて以下のように表せる.

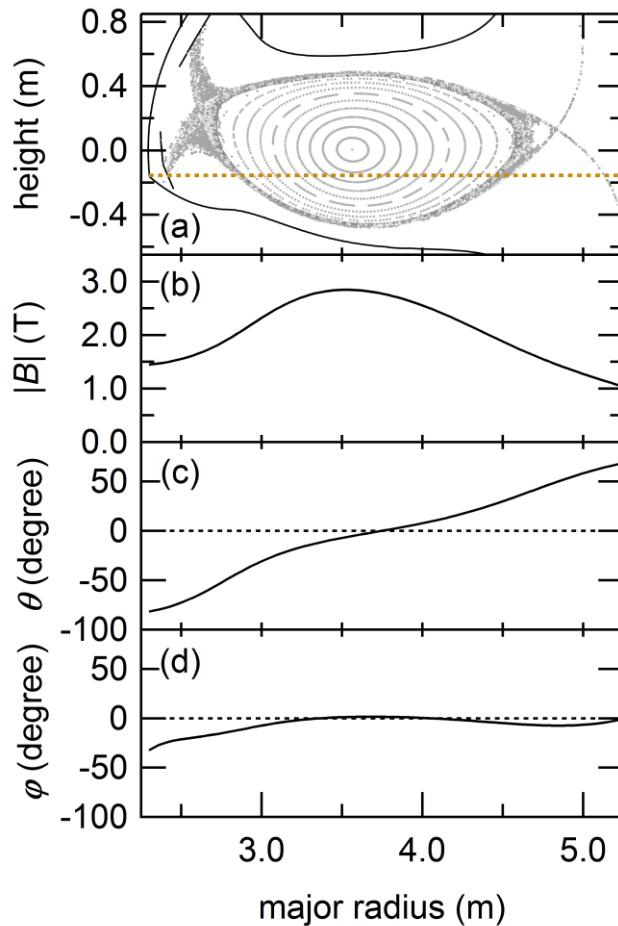


図 2.18 (a): LHD のポロイダル断面図と観測視線. (b): 観測視線上での磁場強度分布. (c): 磁場ベクトルの仰角 θ , (d): 磁場ベクトルの偏角 ϕ の分布.

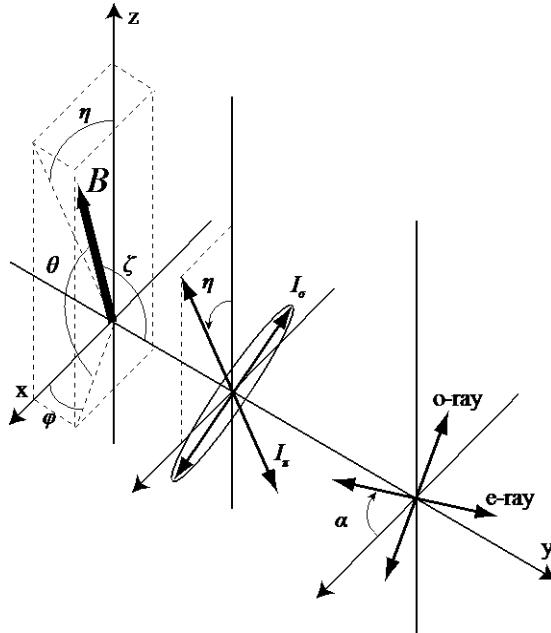


図 2.19 磁場と観測視線の関係.

$$I'_\pi = I_\pi \sin^2 \zeta . \quad (2.36)$$

一方 σ 光は η と平行な方向に振動する成分 $I'_{\sigma,\parallel}$ と垂直な方向に振動する成分 $I'_{\sigma,\perp}$ を持ち、それぞれ以下のように表される。

$$I'_\sigma = I'_{\sigma,\parallel} + I'_{\sigma,\perp} = I_\sigma (\cos^2 \zeta + 1)/2 . \quad (2.37)$$

ここで I_σ は磁場と平行な方向で観測される σ 光の強度である。図 2.19 に示した α 方向の偏光成分のみを取り出して計測する場合、計測される π 光の強度 $I_{\alpha,\pi}$ は

$$I_{\alpha,\pi} = I'_\pi \sin^2(\eta + a) = I_\pi \sin^2 \zeta \sin^2(\eta + a) . \quad (2.38)$$

となる。また σ 光の強度 $I_{\alpha,\sigma}$ は

$$I_{\alpha,\sigma} = I'_{\sigma,\parallel} \sin^2(\eta + a) + I'_{\sigma,\perp} \cos^2(\eta + a) = I_\sigma \{ \cos^2 \zeta \sin^2(\eta + a) + \cos^2(\eta + a) \}/2 . \quad (2.39)$$

となる。

互いに直交する 2 つの偏光成分を同時に計測するために図 2.20 に示すような Glan-Thompson 型偏光分離素子を使う。図 2.20 左側から入射した光は、Glan-Thompson プリズムを通る。紙面垂直方向の偏光を持つ光は直進し、凸レンズにより光ファイバ端面に集光される。この偏光を持つ光を常光(ordinary ray: o-ray)と呼ぶ。一方、紙面平行方向の偏光をもつ異常光(extraordinary ray: e-ray)は反射され、もう一方の光ファイバ端面に集光される。Iwamae らは内側スクレイプオフ層での磁場の向きと異常光の偏光方向が平行になるように偏光分離素子を設置し、LHD からの水素原子 Balmer- α 発光線スペクトルの計測を行った。

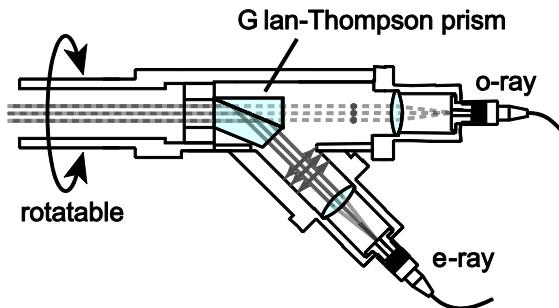


図 2.20 Glan-Thompson 型偏光分離素子の概略図

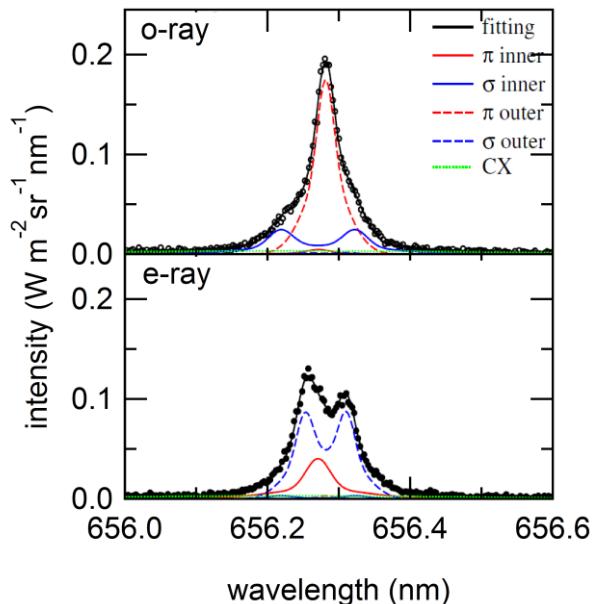


図 2.21 Iwamae らにより LHD から偏光分離計測された Balmer- α 発光線スペクトル. フィッティング結果を黒実線で示す. また, フィッティングにより求まった内側発光の π 光, 外側発光の π 光, 内側発光の σ 光, 外側発光の σ 光, 発光の高温成分をそれぞれ, 赤実線, 赤点線, 青実線, 青点線, 緑線で示す.

図 2.21 に Iwamae らによって報告された Balmer- α 発光線の偏光分離計測結果を示す[17]. 上段に示すスペクトルが偏光分離素子の常光成分の発光であり, 下段に示すスペクトルが異常光成分である.

閉じ込め領域内の電子温度は $\sim 1 \text{ keV}$ と水素原子のイオン化エネルギーに比べて十分高いため, 水素原子は主にスクレイプオフ層や最外殻磁気面付近などの比較的電子温度の低い領域で発光, イオン化すると考えられる. 図 2.18 のように, 水平な観測視線とスクレイプオフ層との二つの交点での磁場の方向 θ は, ほぼ 90 度異なる. そのため, 例え内側

の交点での磁場方向に偏光分離素子の異常光方向を合わせると、常光には主に内側発光の σ 光(図 2.21 中の赤実線)と、外側発光の π 光(青点線)が、異常光には外側発光の π 光(赤点線)と、内側発光の σ 光(青実線)がそれぞれ計測される。観測視線上の 2 点に局在した発光を仮定し、Zeeman 効果による分裂を考慮して計測スペクトルにフィッティングを行うことにより、計測視線上の Balmer- α 発光線の発光位置および流速が図 1.3 に示すように求められている。

LHD のスクレイプオフ層の電子密度は典型的に $n_e = 10^{18} \sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 程度であり、図 2.12 に示すようにこの領域では Balmer- α 発光線の発光線強度は単位時間あたりにイオン化する水素原子数にほぼ比例する。そのため、図 1.3 の閉じ込め領域外側の Balmer- α 発光線の発光位置でほとんどの水素原子がイオン化していると考えられる。

2.6 磁場閉じ込めプラズマ中水素原子の速度分布

これまで、磁場閉じ込めプラズマからの水素原子発光線の高分解分光計測は、Hey ら[20], Weaver ら[14], Shikama ら[15], Iwamae ら[16]を始めとして、多くのグループによってなされてきた。計測された水素原子スペクトルの形状は、水素原子の速度分布に一つの Maxwell 分布を仮定した Doppler 広がりと、Zeeman 効果による分裂を考慮するだけでは再現できないことが知られてきた。そのため、これまで水素原子の速度分布として複数の Maxwell 分布の線形和を仮定することで計測スペクトルが再現されてきた。水素原子の速度分布が一つの Maxwell 分布とならない理由として、以下の 2 つが考えられている。

1. 陽子との荷電交換衝突や分子からの解離過程など、水素原子が運動エネルギーを得る過程が複数存在すること。
2. プラズマ閉じ込め装置内の粒子密度が低いため、水素原子同士や水素分子との衝突だけでは水素原子の速度分布が熱平衡に達しないこと。

荷電交換衝突および分子からの解離過程について概説し、その後に磁場閉じ込めプラズマ中の水素原子の平均自由行程について述べる。

2.6.1 荷電交換衝突

水素原子と陽子の荷電交換衝突では、衝突された水素原子の電子が、衝突する陽子に移り、水素原子と陽子を入れ替わる。この反応は以下のように表される。



この衝突の微分断面積は、Krstic らによって計算されている[41]。図 2.22 のように、衝突前の水素原子を原点に取った座標系において、ある方向から陽子が運動エネルギー E で衝突する場合を考える。 $E = 2, 20, 200 \text{ eV}$ の陽子と水素原子が衝突したときに荷電交換衝突により生成する水素原子の運動エネルギー E' の分布を図 2.23(a) に示す。荷電交換衝突により生成する水素原子の運動エネルギーは、衝突前の陽子の運動エネルギーとほとんど同じになる。水素原子と陽子の荷電交換衝突の運動量移行断面積を図 2.23(b) に示す。

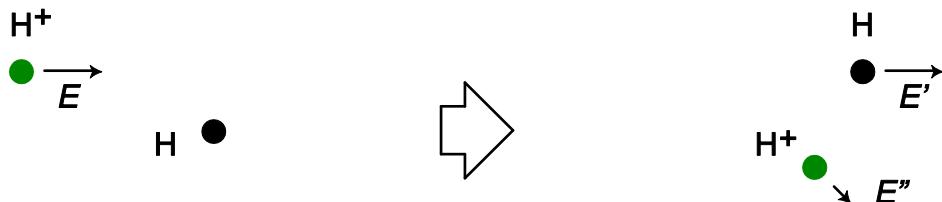


図 2.22 荷電交換衝突の概念図

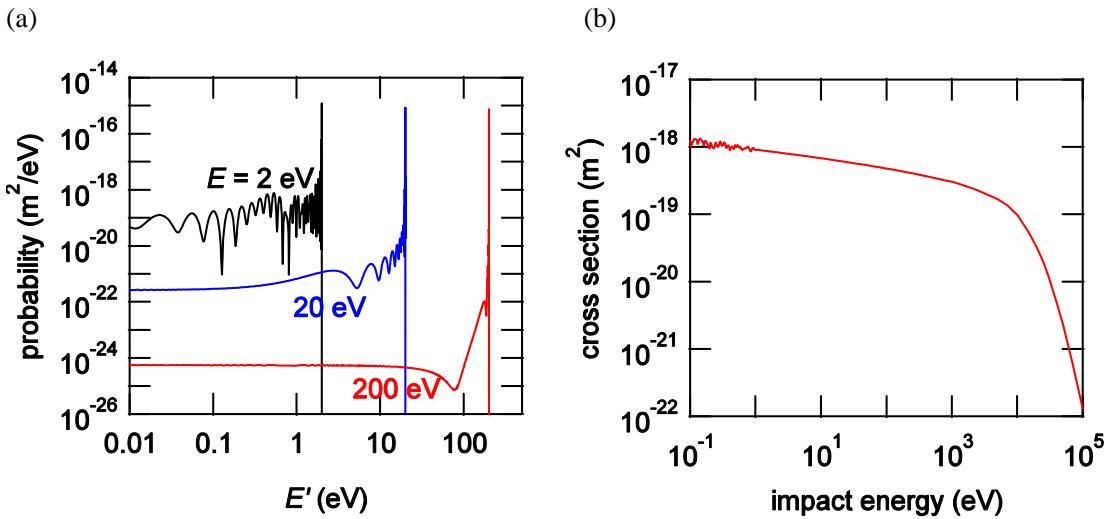


図 2.23 (a): 荷電交換衝突後の水素原子の運動エネルギーの分布. 衝突前の陽子の運動エネルギーの値を図中に示している. (b): 水素原子と陽子の荷電交換衝突による運動量移行断面積[41]

2.6.2 水素分子からの解離により生成する水素原子の運動エネルギー分布

図 2.24(a)に、水素分子 $X^1\Sigma_g^+$ 準位, $b^3\Sigma_u^+$ 準位の電子エネルギーを示す。図には $X^1\Sigma_g^+$ 準位の振動エネルギー準位を細線で、振動量子数 $v = 0, 5, 9$ 準位の原子の波動関数をそれぞれ青、緑、赤線で示す。 $b^3\Sigma_u^+$ 準位のエネルギーは連続的な値を取る。そのうちのいくつかの励起エネルギーでの波動関数を橙線で示す。電子の遷移は原子核の振動と比較して非常に短い時間で起こるため、励起の前後で核間距離はほとんど変化しないと近似できる[42]。そのため、 $X^1\Sigma_g^+$ 準位の水素分子がある核間距離 $R_{\text{H-H}}$ のときに電子衝突により $b^3\Sigma_u^+$ 準位に遷移して解離するとすると、 $R_{\text{H-H}}$ での $b^3\Sigma_u^+$ 準位の励起のエネルギーが解離により生成される水素原子の運動エネルギーに変換される[43]。

電子衝突により $X^1\Sigma_g^+$ 準位から $b^3\Sigma_u^+$ 準位に遷移する確率が上準位と下準位の波動関数の重なり積分の絶対値の 2 乗に比例すると仮定し、 $X^1\Sigma_g^+, v = 0, 5, 9$ 準位から $b^3\Sigma_u^+$ 準位へ遷移する確率を計算した。それらを図 2.24(a)右側に示す。縦軸が電子衝突励起の終状態の励起エネルギーであり、横軸が励起確率を示す。解離して生成する原子は、励起エネルギーと原子のエネルギーとの差の半分を、運動エネルギーとして受け取る。図 2.24(b)に、 X 状態 $v = 0, 5, 9$ 準位から $b^3\Sigma_u^+$ 状態を経由して解離した原子が得る運動エネルギーの分布を示す。始状態の振動準位によって波動関数の形状が異なるため、生成される水素原子のエネルギー分布が異なる。しかし、プラズマ中の電子基底状態水素分子は、ほとんどが $v = 0$ にボーメーションを持つことが Sawada らによって計算されており[8], $X^1\Sigma_g^+, v = 0$ 準位から $b^3\Sigma_u^+$ 準位を経由して解離する場合、解離した水素原子はおよそ 3 eV の運動エネルギーを持つことになる。

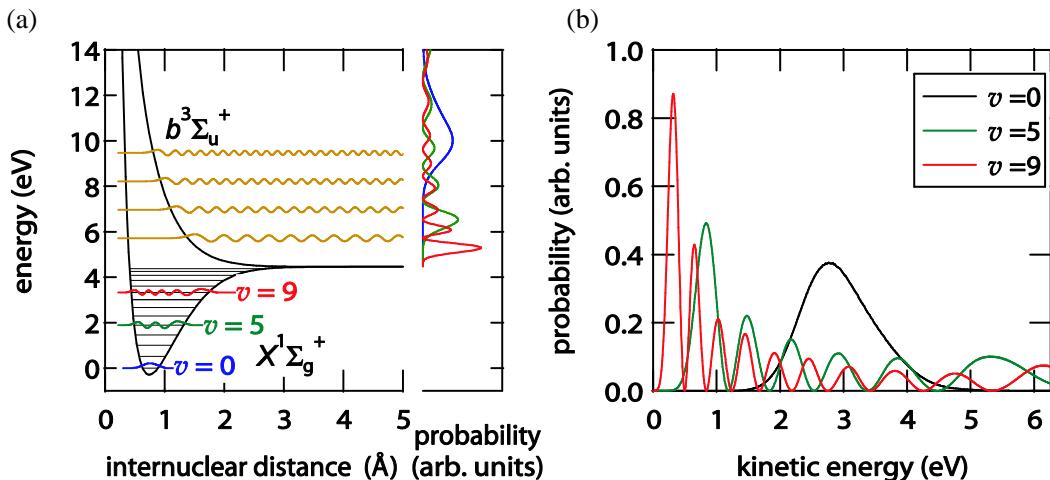


図 2.24 (a)左:水素分子のエネルギー曲線と、 $v = 0, 5, 9$ 準位の原子波動関数。(a)右:
 $X^1\Sigma_g^+, v = 0, 5, 9$ 準位の水素分子が電子衝突により $b^3\Sigma_u^+$ 準位に励起される確率を
横軸に、 $b^3\Sigma_u^+$ 準位の励起エネルギーを縦軸にして示す。(b): $X^1\Sigma_g^+, v = 0, 5, 9$ 準位
の水素分子が $b^3\Sigma_u^+$ 準位に励起され解離し生成した水素原子一つあたりの運動エ
ネルギーの分布。

2.6.3 水素原子の平均自由行程

水素原子の平均自由行程 L^{mean} は、水素原子密度 n^{H} 、水素分子密度、 n^{H_2} 、水素原子-水素原子間の運動量移行断面積 $\sigma_{\text{mt}}^{\text{H-H}}$ 、および水素分子-水素原子間の運動量移行断面積 $\sigma_{\text{mt}}^{\text{H}_2-\text{H}}$ を用いて、

$$L^{\text{mean}} = \frac{1}{\sigma_{\text{mt}}^{\text{H-H}} n^{\text{H}} + \sigma_{\text{mt}}^{\text{H}_2-\text{H}} n^{\text{H}_2}}, \quad (2.41)$$

と表される。図 2.25 に $\sigma_{\text{mt}}^{\text{H-H}}$ 、 $\sigma_{\text{mt}}^{\text{H}_2-\text{H}}$ の衝突エネルギー依存性を示す。

プラズマ閉じ込め装置内でのガス圧力は一般的に 5 mPa 程度である。装置内を温度 400 K の水素分子が占めているとすると、水素分子密度は約 $1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ である。水素原子と水素分子の衝突エネルギーとして、前節で述べた解離に伴う平均運動エネルギーの 3 eV を用いると、 L^{mean} は 10 m 以上となる。また、真空容器中に水素原子しか存在しないとした場合でも L^{mean} は 20 cm 以上となり、LHD のスクレイプオフ層の厚さ(~5 cm)より十分大きい。このように、プラズマ閉じ込め装置中の水素原子同士は周辺領域ではほとんど衝突せずにプラズマに侵入する。そのため、周辺領域での水素原子の速度分布は Maxwell 分布に到達しないと考えられる。

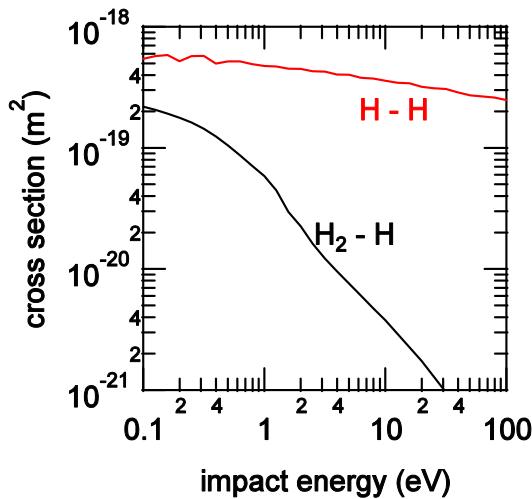


図 2.25 水素原子同士、および水素分子-水素原子間の運動量移行断面積[41]。

第3章 水素原子・分子発光線形状の同時高分解分光計測

3.1 複数波長域高分解分光器の開発

2.2節で述べたように、既存の高分解分光器では異なる波長領域にある発光線を同時に計測することはできない。本節では水素分子、原子の複数の発光線形状および強度を同時に計測できる複数波長域高分解分光器の開発について述べる。

図3.1(a)に、開発した複数波長域高分解分光器の概略図を示す。入口スリット前方に設置した光ファイババンドルにより分光器内に光を導入する。入口スリットと光ファイババンドルの模式図を図3.1(b)に示す。12本のコア径 $400\text{ }\mu\text{m}$ の光ファイバが $500\text{ }\mu\text{m}$ 間隔で一列に並んだ光ファイババンドルを入口スリットと平行になるように配置した。分光器内に導入された光は、集光凹面鏡(図3.1(a)中の M_c ; 直径108 mm, 焦点距離1143 mm)により平行光にされ、反射型回折格子(grating; 2400 本/mm, $102 \times 102\text{ mm}^2$)に入射する。回折された光は、5つの結像凹面鏡(M_α , M_β , M_γ , M_{ful}^0 , M_{ful}^2 ; 直径108 mm, 焦点距離1143 mm)により集光される。これら5つの凹面鏡は、水素原子Balmer- α (656 nm), - β (486 nm), - γ (434 nm)発光線の波長、および水素分子Fulcher- α 帶 Q 枝のうち振動遷移が $v' = v'' = 0$ (602–604 nm), $v' = v'' = 2$ (622–625 nm)が回折される方向にそれぞれ設置されている。これらの凹面鏡で集光した光は2次元Charge Coupled Device(CCD)(Andor, DV435-BV, 1024×1024 pixels, $13 \times 13\text{ }\mu\text{m}^2/\text{pixel}$)光電面上の異なる領域に結像される。

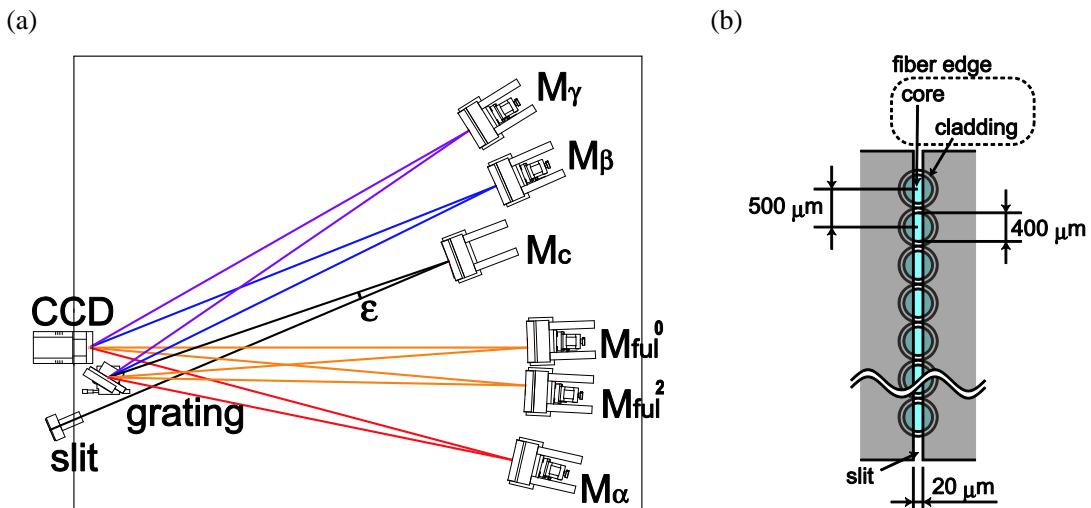


図3.1 (a): 複数波長域高分解分光器の概略図。 (b): 入口スリットと光ファイババンドルの模式図

表 3.1 各発光線波長領域に対応する回折角, 結像凹面鏡での反射角, 波長分散および入口スリット幅 20 μm での装置分解能と絶対感度.

	Balmer- α	Balmer- β	Balmer- γ	Fulcher- α $v'=v''=0$	Fulcher- α $v'=v''=2$
Diffraction angle (degree)	69.9	32.0	23.9	54.3	59.4
Reflection angle (degree)	3.3	4.6	4.7	4.1	3.9
Wavelength dispersion (nm/pixel)	0.0016	0.0037	0.0037	0.0028	0.0024
Instrumental width (nm)	0.008	0.009	0.010	0.008	0.007
Absolute sensitivity (count pixel $^{-1}\text{J}^{-1}\text{m}^2\text{sr nm}$)	1.4×10^3	2.1×10^3	1.0×10^3	2.2×10^3	2.2×10^3

5 つの凹面鏡の設置位置を, (2.1)式の回折格子方程式により決定した. 今回, 回折の次数 m^{order} , 回折格子の刻線密度 N^{ruling} はそれぞれ -1 および 2400 本/mm である. 入射角 α は上記 5 波長領域の光が全て回折されるように, 39.5° とした. 求めた 5 つの波長に対する回折角を表 3.1 に示す. 今回の配置では凹面鏡で光の軸外反射を行うが, 軸外反射は像にコマ収差と非点収差をもたらす. これらの収差は反射角 ε (図 3.1 にその定義を示す) の二乗に比例して大きくなる. 今回, 集光凹面鏡での反射角 ε は, 光路が各光学素子と干渉しない最小の角度の 4.1° として設計した.

また, 集光凹面鏡での反射角と結像凹面鏡での反射角が最適化されていないと, CCD 光電面上に結像される光ファイバ端面の像が歪む. 我々は, 光線追跡と多変数最適化を行う計算コードを作製した. この計算コードでは, 鏡での反射と回折格子での回折を純粋な幾何光学により計算することで 500,000 本の光線を追跡し, CCD 光電面素子上に結像されるファイバ端面の像を計算する. 5 つの凹面鏡により結像される像の大きさが最も小さくなるように, CCD カメラの位置と 5 つの結像凹面鏡の位置を最適化した. 最適化した各結像凹面鏡での反射角も表 3.1 に示す.

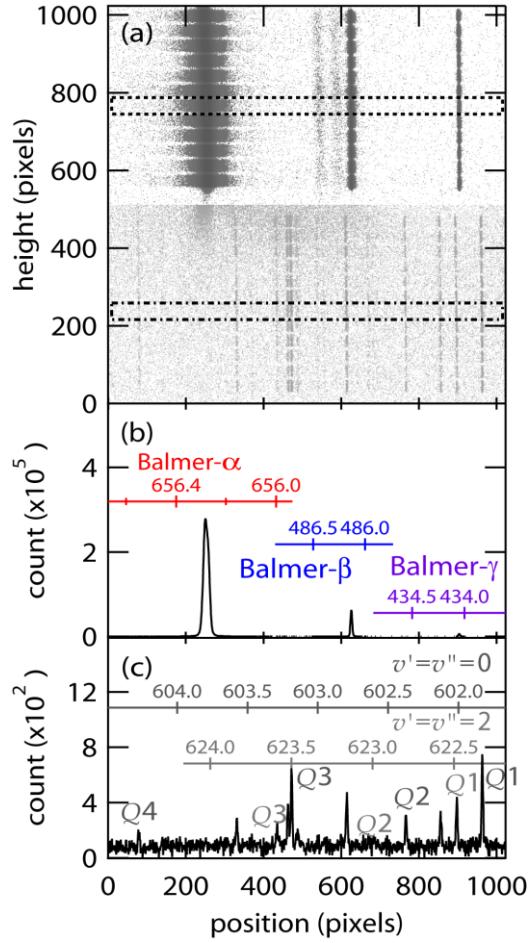


図 3.2 (a): 12 本の光ファイバ入力時の低圧水素グロー放電管からの発光の CCD 撮影像. (a) 中点線で囲った領域で計測された水素原子発光スペクトルを(b)に, (a) 中一点鎖線で囲った領域で計測された水素分子発光スペクトルを(c)に示す. 各発光線に対応する波長を図中に示す.

図 3.2(a) に低圧水素グロー放電管からの発光を 12 本の光ファイバを用いて観測したときに CCD 光電面上に結像された像を示す. 横方向は波長分散方向であり, 縦方向が入口スリットと平行な方向である. Balmer- α , - β , - γ 発光線による像を CCD 光電面上の上半分(縦方向 511 ~ 1023 pixel)に結像した. 上半分の領域に像が縦方向に 12 個並んだものが 3 つ計測されているが, それらは入口スリット前に設置した 12 本の光ファイバ端面からの光のうち左から順に Balmer- α , - β , - γ 発光線による像である. 1 本の光ファイバのそれぞれの発光線による像が縦方向の同じ位置, 横方向に異なる位置に結像するように配置している. また同様に Fulcher- α 帶 $v' = v'' = 0, 2$ 遷移の発光による像も CCD 光電面上の下半分(縦方向 0 ~ 511 pixel)のそれぞれ縦方向の同じ位置に配置した. なお, 図 3.2(a)中の下半分に示した計測結果は, 上半分の計測に用いた露光時間の 10 倍の露光時間で得たものである. 1 本の光ファイバの像に対応する二次元強度分布を縦方向に積算した. 図 3.2(a)中の点線, 一

点鎖線で示した領域に蓄積された電荷の積算結果をそれぞれ図 3.2(b), (c)に示す。図 3.2(b), (c)中には、後に説明する波長較正によって求めた波長もそれぞれの波長領域ごとに示している。今回の配置では、異なる波長領域の光を縦方向の同じ位置に結像させるが、発光線スペクトル計測に影響を与える不純物の発光線は検出されないことを確認している。

各波長領域の装置分解能を見積もるために、トリウム-アルゴンホロカソード放電管(Heraeus, P858A)からの発光を計測した。トリウム発光線の Doppler 効果による広がりは室温でおよそ 0.0004 nm 程度であり、以下に述べる装置幅と比較して十分小さいため、その広がりを無視した。入口スリット幅が 20 μm の下で計測したトリウム発光線(602.1 nm)の像を図 3.3(a-1)に示す。図中 2 つの点線の円は光ファイバのコア、クラッドの大きさを示している。縦方向の像の大きさは光ファイバのコア径とほぼ同じであり、縦方向に隣り合う光ファイバの像を分離できる。計測されたトリウム発光線の二次元発光強度分布を縦方向に積算したものを図 3.3(a-2)に示す。横方向の半値全幅(FWHM)は 36 μm (波長にして 0.008 nm)であった。一方、計算コードによって計算された発光強度の二次元分布を図 3.3(b-1)に、縦方向に積算したものを(b-2)に示す。横方向の装置幅は 28 μm (波長にして 0.005 nm)であった。回折格子での回折限界による CCD 光電面上での像の広がりは(2.2)式の $\Delta\beta$ と凹面鏡の焦点距離をかけることにより約 11 μm と求まる。計算コードでは回折限界の効果を考慮していないため、計測された装置幅と計算した装置幅の違いは、この効果によるものだと考えられる。

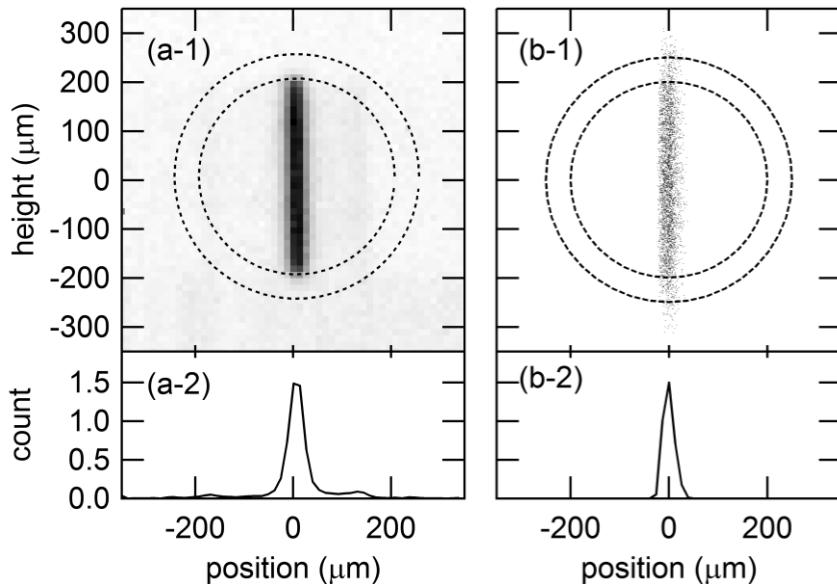


図 3.3 (a-1): トリウム-アルゴン放電管から計測されたトリウム 602.1 nm 発光線の二次元光強度分布。 (b-1): 光線追跡計算による計算結果。両者とも入口スリット幅は 20 μm としている。横軸は波長分散方向、縦軸は入口スリットと平行な方向である。強度分布を縦方向に積算したものを(a-2), (b-2)にそれぞれ示す。

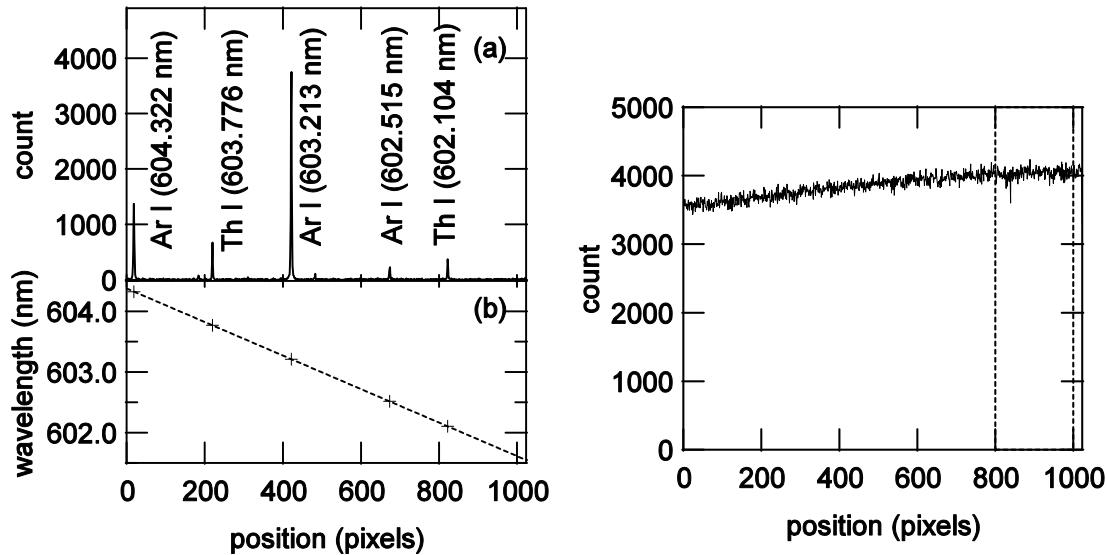


図 3.4 (a): トリウム-アルゴンホロカソード放電管発光の Fulcher- α 帶 $v' = v'' = 0$ 遷移 Q 枝用の波長領域での計測結果. (b): 計測された発光線中心波長と中心ピクセルの関係.

図 3.5 Fulcher- α 帶 $v' = v'' = 0$ 遷移 Q 枝用の波長領域で計測された標準光源からの発光強度. 入口スリット幅, 露光時間はそれぞれ 20 μm , 60 s である.

トリウム-アルゴンホロカソード放電管からの波長が既知の発光線を複数本計測し, それらの発光線スペクトルが結像された位置を求め, CCD 横方向の位置と波長の関係を求めた. 図 3.4(a)は Fulcher- α 帶 $v' = v'' = 0$ 遷移 Q 枝用の波長領域での計測結果である. この計測では M_{Ful2} を覆い, 620 nm 付近の波長の光が CCD 光電面に入射しないようにした. 図中には観測発光線の波長を示している. 図 3.4(b)に, 各発光スペクトルの中心位置とその波長の関係を示す. 両者を直線で最小二乗近似することで, CCD の横方位置と波長の関係を得た. CCD 光電面上の 1 pixel に相当する波長幅は 0.0028 nm/pixel であった. これを波長分散と呼ぶ. このような計測をそれぞれの波長領域について行った. 表 3.1 に 5 つの波長領域での波長分散を示す.

標準光源(Labsphere, USS-600C) からの発光を計測し, CCD に蓄積された電荷数と標準光源の照度を比較することにより, 各波長領域の絶対感度を求めた. この時も, 感度を求める波長領域以外の結像凹面鏡に覆いをして計測した. 図 3.5 に, Fulcher- α 帶 $v' = v'' = 0$ 遷移 Q 枝用の波長領域での計測結果を示す. このときの入口スリット幅は 20 μm であり, 計測の露光時間は 60 s である. 図中縦の点線で囲った部分が $Q1$ 線計測に用いる領域である. 単位時間, 1 ピクセルあたりにこの領域に蓄積された電荷数 $64.3 \text{ count pixel}^{-1} \text{ s}^{-1}$ と, 602 nm での標準光源の照度 $0.0289 \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ nm}^{-1}$ から, この波長領域での感度を $5.2 \times 10^3 \text{ count pixel}^{-1} \text{ J}^{-1} \text{ m}^2 \text{ sr nm}$ と求めた. 標準光源の照度の誤差は 1 %程度とされており, 感度較正の誤差もその程度であると考えられる. 表 3.1 に 5 波長領域での絶対感度を示す.

3.2 複数観測視線を用いた水素原子・分子発光位置の同時計測

本節では、3.1節で開発した分光器を用いたLHDプラズマの計測について述べる。図3.6に観測視線を含むLHDのポロイダル断面図を示す。黒実線で真空容器およびダイバータの断面を、灰色点で接続長が490m以下の開放磁力線を、灰色点線で磁気面の断面を、橙破線で観測視線を示す。2.5.4節で紹介したIwamaeらによる計測[16]と同様に、観測視線と内側スクレイプオフ層との交点での磁場の向きと異常光方向が平行になるように偏光分離素子を取り付け、プラズマからの発光の互いに垂直な偏光成分を1視線につき2つの光ファイバで同時に計測した。計測には図3.6に示す6本の視線を用いた。観測視線は上から順に視線1、視線2,... 視線6と呼ぶこととする。

計測した水素放電の中心電子温度、密度の時間発展を図3.7(a)に、入射パワーを図3.7(b)に示す。プラズマ中心での磁場強度が2.85Tのもとで $t=3.3\text{ s}$ に電子サイクロトロン加熱(ECH)と中性粒子入射(NBI)により水素放電が生成された。プラズマはNBIにより $t=5.0\text{ s}$ まで加熱、維持されたのち、加熱が終了した約0.5s後に崩壊している。プラズマ中心の電子温度は $t=4.5\text{ s}$ までは2.8keV程度に維持されており、NBIパワーの減少により低下した。電子密度は放電中に $0.5 \sim 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の間で変化している。CCDの露光時間は180msであり、その時間を図3.7(a)に点線の四角で示す。 $t=3.74 \sim 3.92\text{ s}$ (図3.7(a)の黒点線四角)、 $t=4.04 \sim 4.22\text{ s}$ (茶点線四角)で示した時間に視線5により計測した水素原子スペクトルを図3.8に、水素分子スペクトルを図3.9にそれぞれ示す。NBIパワー、電子密度とともに増加した $t=4.04 \sim 4.22\text{ s}$ で原子、分子発光線とも発光強度が大きくなった。また、図3.8(a)に示したBalmer- α 発光線で特に、スペクトルの分裂が明瞭化した。

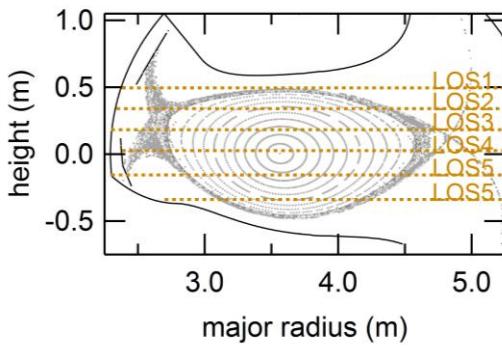


図3.6 LHDポロイダル断面図と観測視線。

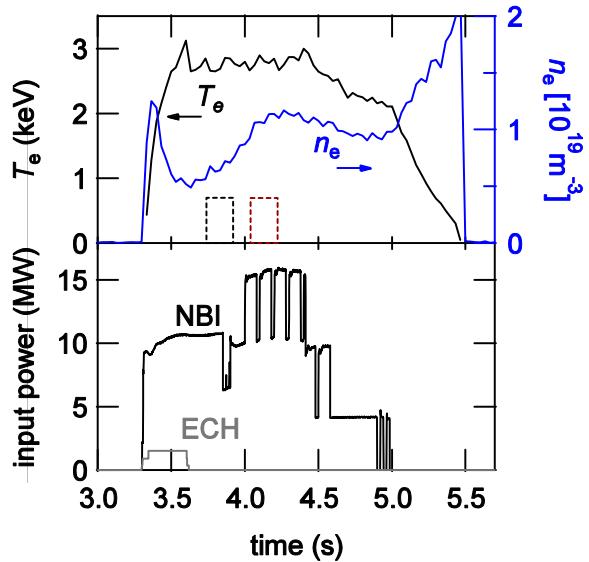


図3.7 放電の時間発展。(a): プラズマ中心の電子温度・密度、(b): 投入エネルギー。CCDの露光時間を(a)中に点線の四角で示す。

我々は計測されたスペクトルに対し, Iwamae らによる解析と同様, 大半径内側と外側の視線上 2 点に局在した発光を仮定し, Doppler 効果と Zeeman 効果による分裂を考慮してスペクトル形状を計算し, 計測スペクトルを最も再現するときの条件を求めた. フィッティングに際し, 以下の仮定を用いた.

1. 水素原子と分子の発光位置を独立のパラメータとした. 水素原子 Balmer- α , - β , - γ 発光線は同一の位置で発光しているとし, また水素分子 Fulcher- α 帯 $v' = v'' = 0$, 2 遷移の $Q1$ 発光線の発光位置も同一であるとした.
2. 励起状態水素原子の視線方向の速度分布 $f^H(v)$ は温度, 流速がそれぞれ $(T_{\text{cold}}, v_{\text{cold}})$, $(T_{\text{warm}}, v_{\text{warm, hot}})$, $(T_{\text{hot}}, v_{\text{warm, hot}})$ をもつ低温, 中温, 高温の 3 つの Maxwell 分布の線形和で表されると仮定した[17,20]. 具体的には流速 v_0 , 温度 T の Maxwell 分布 $f_M(v, v_0, T)$ を用いて,

$$f^H(v) = c_{\text{cold}} \times f_M(v, v_{\text{cold}}, T_{\text{cold}}) + c_{\text{warm}} \times f_M(v, v_{\text{warm, hot}}, T_{\text{warm}}) + c_{\text{hot}} \times f_M(v, v_{\text{warm, hot}}, T_{\text{hot}}), \quad (3.1)$$

とした. ここで, c_{cold} , c_{warm} , c_{hot} は線形和の係数である. c_{cold} , c_{warm} , c_{hot} および T_{cold} , T_{warm} , T_{hot} は内側と外側で等しいとし, $n = 3, 4, 5$ の励起状態原子の速度分布は同一形状であるとした. また, 水素分子の速度分布は平均流速をもつ一つの Maxwell 分布とした.

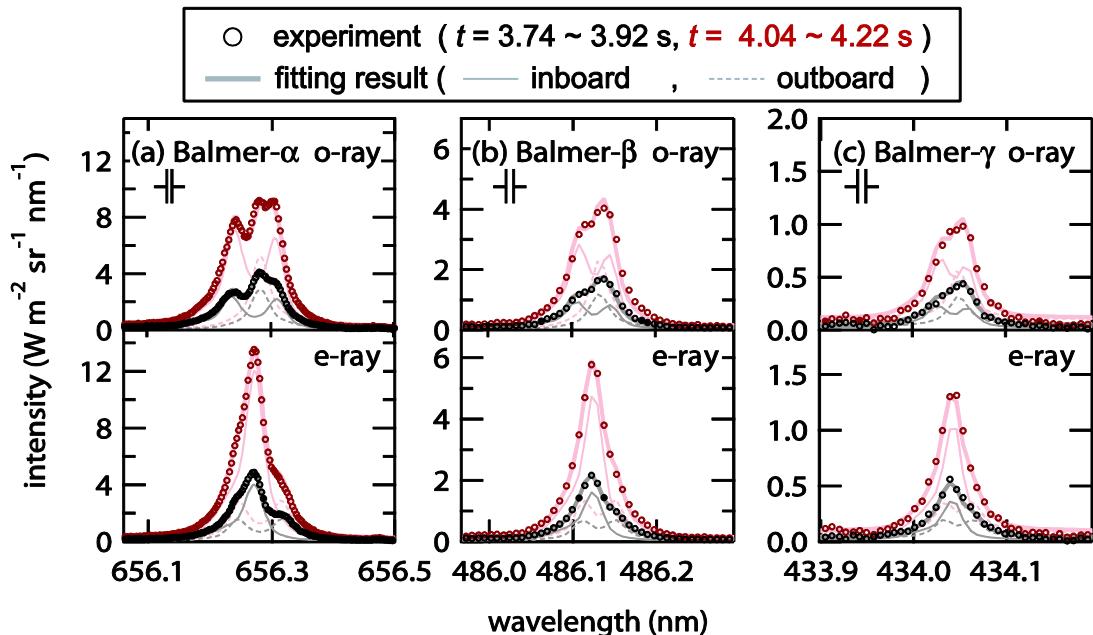


図 3.8 視線 5 により計測された水素原子スペクトル. $t = 3.74 \sim 3.92$, $4.04 \sim 4.22$ s に計測されたスペクトルを黒印, 茶印でそれぞれ示す. 上段に偏光分離素子の常光成分, 下段に異常光成分を示す. 図中の縦線の間隔は, 各波長領域での装置幅を示している. それぞれのフィッティング結果を灰色, 淡赤色の太線で示す. 同色の細実線, 細破線は, フィッティングにより求めた大半径内側, 外側からの発光の線形状である.

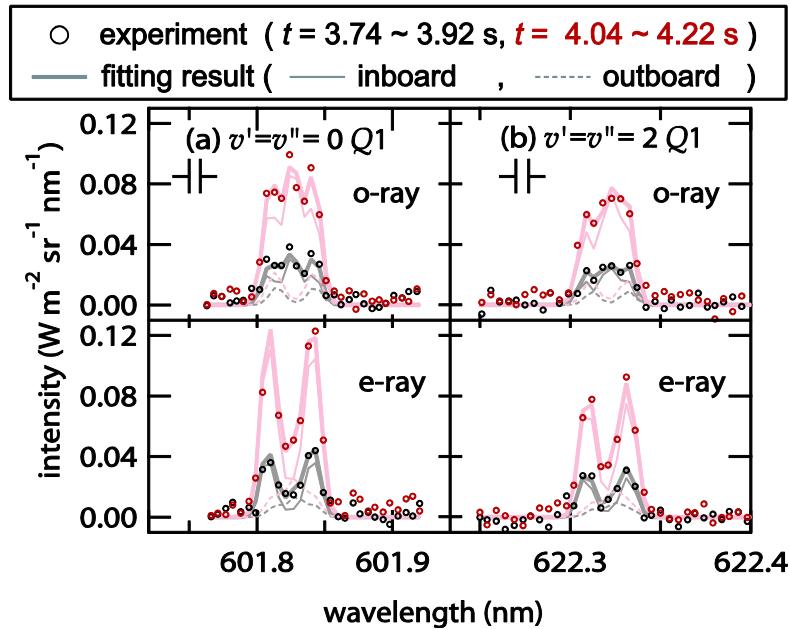


図 3.9 視線 5 で計測した水素分子スペクトル. $t = 3.74 \sim 3.92\text{s}, 4.04 \sim 4.22\text{s}$ に計測されたスペクトルを黒印, 茶印でそれぞれ示す. 上段に常光成分, 下段に異常光成分を示す. 図中の縦線の間隔で, 各波長範囲の装置幅を示している. それぞれの計測結果のフィッティング結果を灰色, 淡赤色の太線で示す. 同色の細実線, 細破線は, フィッティングにより求めた大半径内側, 外側の発光の線形状である.

水素原子発光線スペクトルのフィッティングにより, 観測視線上の内側・外側の発光位置・強度および $T_{\text{cold}}, T_{\text{warm}}, T_{\text{hot}}, v_{\text{cold}}, v_{\text{warm,hot}}, c_{\text{cold}}, c_{\text{warm}}, c_{\text{hot}}$ を求めた. また, 水素分子発光線スペクトルのフィッティングからは, 水素分子の発光位置および発光強度を求めた.

$t = 3.74 \sim 3.92\text{s}, 4.04 \sim 4.22\text{s}$ に計測されたスペクトルのフィッティング結果を図 3.8, 図 3.9 中にそれぞれ灰線, 淡赤線で示す. また, フィッティングにより求まった大半径内側, 外側からの発光成分を同色の細線, 細破線でそれぞれ示す. 原子・分子発光線とも, $t = 3.74 \sim 3.92\text{s}$ と比較し $t = 4.04 \sim 4.22\text{s}$ では大半径内側からの発光強度が大きくなった.

図 3.10(a), (b)に $t = 3.74 \sim 3.92\text{s}, 4.04 \sim 4.22\text{s}$ での水素原子, 分子の発光位置と発光強度を示す. 原子発光位置を赤丸の中心で, 分子発光位置を灰丸の中心で示す. Balmer- α , - β , - γ 発光線の強度を赤, 青, 紫の円の面積で, 分子発光線 Fulcher- α 帯 $v' = v'' = 2$ 遷移 $Q1$ 発光線の強度を灰色の円の面積で原子のものに比べて面積を 100 倍して示している. なお, 視線 1, 視線 6 で計測された水素分子の発光線強度は小さく, フィッティングに十分な信号ノイズ比の計測結果が得られなかったため, 図に示していない. また, 図中の水素分子発光位置に関するエラーバーは, フィッティングにより推定された発光位置の誤差である. 水素原子発光位置に関して推定された誤差は十分小さく, 結果を図示していない.

図 3.10(a)に示した $t = 3.74 \sim 3.92\text{s}$ での水素分子の発光位置は大半径内側, 外側の発光と

も誤差の範囲内でダイバータやダイバタレッグ上と求まった。水素分子の発光強度は視線 5 上の大半径内側の領域で大きく、その他の視線での発光強度には大きな位置依存性は見られない。ダイバータから脱離する水素分子が主にダイバータ近辺で発光、解離、イオン化しており、ダイバータから離れた領域での水素分子密度がダイバータ付近に比べて低いことを示している。一方、水素原子は水素分子の発光位置よりも閉じ込め領域に近いスクレイプオフ層やそのすぐ外側で発光している。水素原子の発光強度に関しては視線 2, 3, 4 の大半径内側の領域で大きい。内側 X ポイント周辺での水素原子密度が他に比べて高く、この領域からメインプラズマに水素原子が多く流入していることを示している。

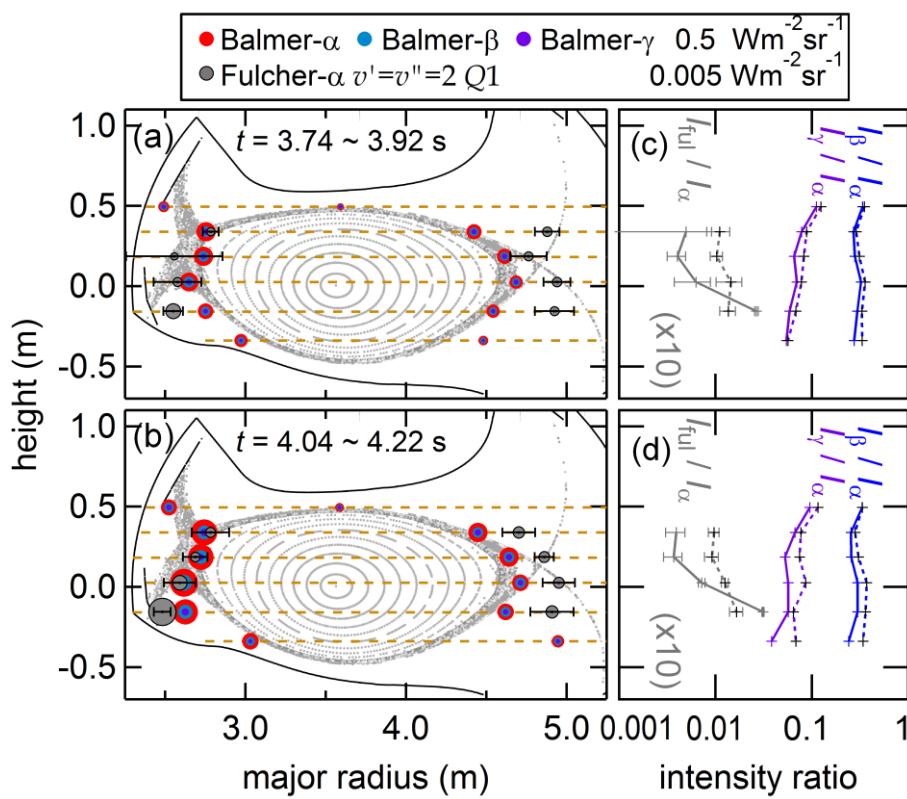


図 3.10 (a): $t = 3.74 \sim 3.92$ s, (b): $4.04 \sim 4.22$ s に計測したスペクトルから求めた水素原子、分子の発光位置、および発光強度。水素原子発光位置を赤丸の中心で、水素分子の発光位置を灰丸の中心で示す。図中赤丸、青丸、紫丸の面積は Balmer- α , - β , - γ 発光線の強度を、灰丸の面積は Fulcher- α 帯 $v' = v'' = 2$ 遷移 $Q1$ 発光線の強度を示す。なお、分子発光線強度は面積を 100 倍して示している。 (c): $t = 3.74 \sim 3.92$ s, (d): $4.04 \sim 4.22$ s のスペクトルの解析により求めた Balmer- α 発光線強度に対する Balmer- β 発光線(青線)、Balmer- γ 発光線(紫線)、Fulcher- α 帯 $v' = v'' = 2$ 遷移 $Q1$ 発光線(灰線)の強度比。実線と破線はそれぞれ大半径内側、外側の発光線強度比を示す。なお、Fulcher- α 帯 $v' = v'' = 2$ 遷移 $Q1$ 発光線の強度比は比較のため 10 倍して示している。

プラズマへのNBIパワーが大きく電子密度が高い $t = 4.04 \sim 4.22$ s でもこれらの傾向は同様であるが、水素分子・原子とも発光強度が増加しており、2.4.1節の結果と比較するとプラズマへの水素流入量が増加したことがわかる。また、特にこの時間帯では下側ダイバータを見込む視線5上の水素分子・原子の発光強度が増加しており、水素原子発光位置もダイバータ側に変化している。ダイバタレッジの電子密度の増加により、ダイバタレッジ上で発光、イオン化する分子、原子の量が増加したことを示唆している。

フィッティングにより求めた各発光線の強度比を図3.10(c), (d)に示す。Balmer- α 発光線強度に対するBalmer- β 発光線とBalmer- γ 発光線の強度比をそれぞれ青線、紫線で示す。大半径内側の発光強度比を実線で、外側での発光強度比を点線で示している。Balmer- α , - β , - γ 発光線スペクトルでは、強度、計測ポイント数が大きく異なるため、フィッティングにより求めた発光線強度比の誤差を求めることができていない。2つの時間帯で原子発光線強度比は大きく変化しなかった。どちらの時間帯でも、大半径内側の発光強度比が小さく、外側が大きい。図2.10に示したように、電子温度を一定としたとき、電子密度が大きいプラズマほどBalmer- β のBalmer- α に対する発光強度比は小さくなる。視線1での発光強度比が他の視線に比べて大きいのは、スクレイプオフ層の外側のさらに電子密度が低い部分を計測しているためだと考えられる。また、ダイバータに近い視線よりも遠い視線の方がBalmer- β とBalmer- α の発光強度比が小さく、発光位置における電子密度が観測視線によって異なることを示している。

また、参考のため、Balmer- α 発光線強度に対するFulcher- α 帶 $v' = v'' = 2$ 遷移Q1発光線の強度比を図3.10(c), (d)に灰色線で示す。大半径外側では、この強度比は大きな位置依存性はなく、0.0015程度で一定であったが、大半径内側の発光では、視線5での強度比が0.003程度であるのに対し、他の観測視線では0.001以下であった。ダイバータ付近では水素原子密度に対する水素分子密度の比が大きいことを示している。

3.3 励起状態水素原子速度分布の同時計測

本節では、Balmer- α , - β , - γ 発光線スペクトルの裾部分まで含めた形状を観測し、水素原子の速度分布の精密計測を行う。そのため、前節の実験から光ファイバ数を減らし、各発光線の像を CCD 素子面上の異なる高さに結像させた。その様子を具体的に示すため、低圧水素グロー放電管からの発光を計測して得られた像を図 3.11 に示す。今回の計測では、各波長領域の発光が結像される領域は重複しない。

図 3.12 に LHD のポロイダル断面図と観測視線を示す。閉じ込め領域の上半部を見込む視線を用いて水素原子、分子の発光を計測した。本計測では、Zeeman 効果によるスペクトル形状の変化も小さくなるよう、プラズマ中心での磁場強度が 0.4 T と前節で述べた放電

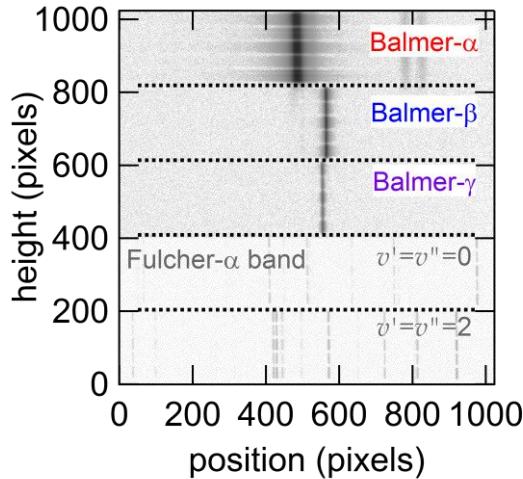


図 3.11 低圧水素グロー放電管からの発光の CCD 光電面上での二次元強度分布。入口スリット幅は $20 \mu\text{m}$ である。各発光線スペクトルの計測領域を点線で区切って示す。高さ 0~400 ピクセルの領域は、他の領域の計測の 10 倍の露光時間での計測結果を示す。

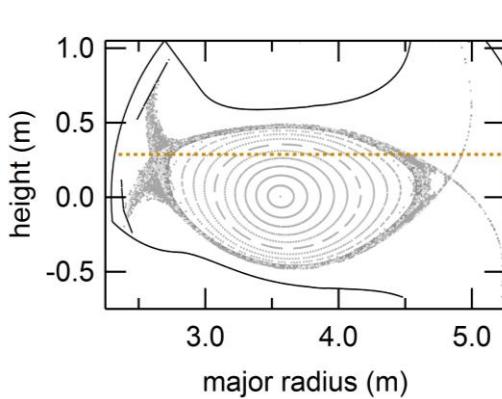


図 3.12 LHD ポロイダル断面図と観測視線。

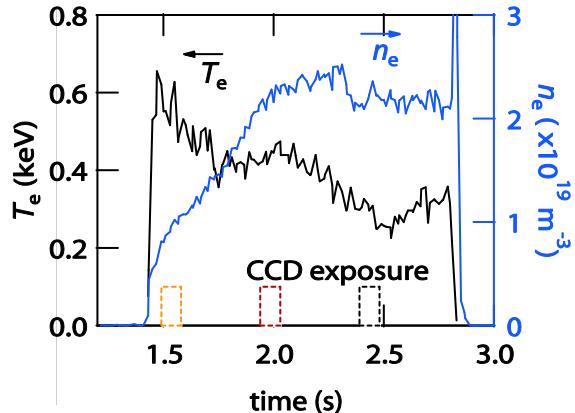


図 3.13 プラズマ中心での電子温度・密度の時間発展。CCD の露光時間を点線の四角で示す。

と比較して小さい閉じ込め磁場強度のもとで NBI により生成された水素放電を計測した。閉じ込め領域中心の電子温度・密度の時間発展を図 3.13 に示す。放電中に電子温度は 0.6 keV から 0.3 keV まで減少し、電子密度は $0.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ から $2.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ に増加している。計測は、図 3.13 に点線四角で示した時間 $t = 1.49 \sim 1.58 \text{ s}, 1.94 \sim 2.03 \text{ s}$, および $2.39 \sim 2.48 \text{ s}$ に行った。

図 3.14 に $t = 1.94 \sim 2.03 \text{ s}$ に計測した水素原子(a):Balmer- α , (b):- β , (c):- γ 発光線スペクトルおよび(d)水素分子 Fulcher- α 帯 $v' = v'' = 2$ 遷移 Q1 発光線スペクトルを示す。このときの入口スリット幅は $20 \mu\text{m}$ であり、装置幅は Balmer- α , - β , - γ 発光線および Fulcher- α 帯 $v' = v'' = 2$ 遷移 Q1 発光線に関してそれぞれ $0.019, 0.023, 0.030, 0.022 \text{ nm}$ であった。装置幅をそれぞれの図中の縦線の間隔で示す。図 3.14(d)に示した水素分子発光線にはスペクトルの有意な広がりは計測されていないが、図 3.14(a), (b), (c)に示した水素原子発光線は広がった形状をしている。図 3.15 に、同じ計測結果を対数スケールの縦軸を用いて示す。Balmer- α 発光線は発光線中心から 0.5 nm 以上離れた波長領域にも裾を持った形状をしている。また、Balmer- β , - γ 発光線も Balmer- α 発光線と同様に裾を持った形状をしている。

今回の観測視線上の最大の磁場強度を考慮しても、Balmer- α , - β , - γ 発光線の Zeeman 分裂の幅はそれぞれ $0.015, 0.008$, および 0.007 nm であり、これらは装置幅と同程度である。また仮に観測視線上の最大の電子密度 $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ を考えた場合でも、Balmer- α , - β , - γ 発光線の Stark 効果による広がりはそれぞれ半値全幅が $0.004 \text{ nm}, 0.03 \text{ nm}, 0.09 \text{ nm}$ であり [44]

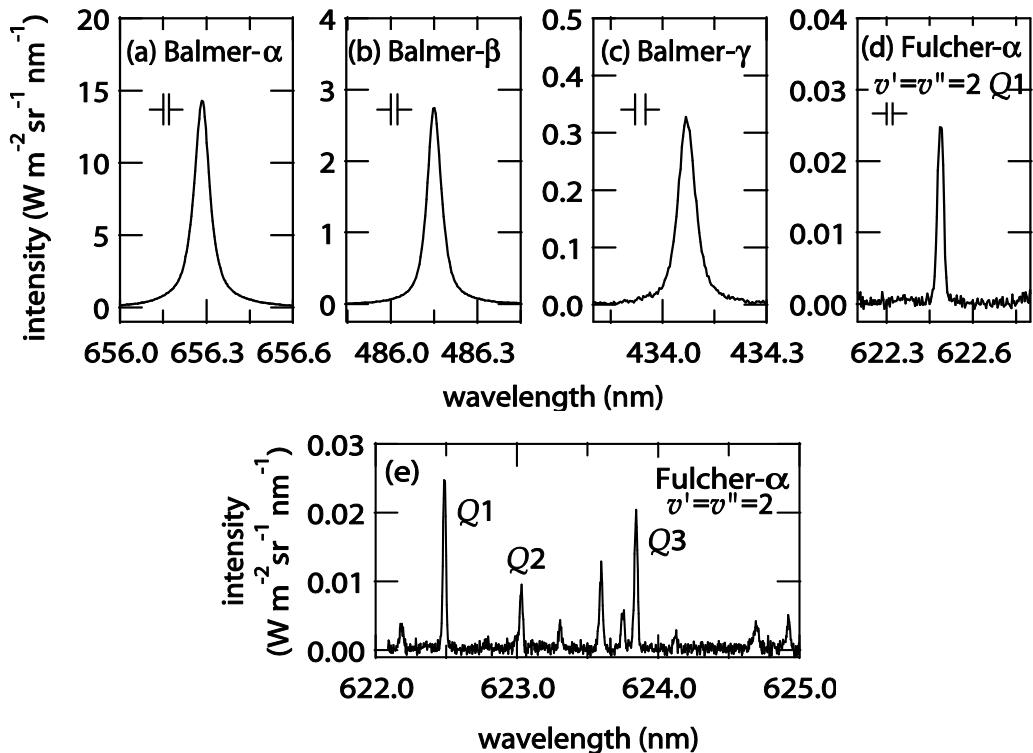


図 3.14 $t = 1.94 \sim 2.03 \text{ s}$ に計測した水素原子(a):Balmer- α , (b):- β , (c):- γ 線および(d):水素分子 Fulcher- α 帯 $v' = v'' = 2$ Q1 線スペクトル。各波長領域の装置幅を図中の縦線の間隔で示す。(e): Fulcher- α 帯 $v' = v'' = 2$ 帯 Q1, Q2, Q3 線スペクトル。

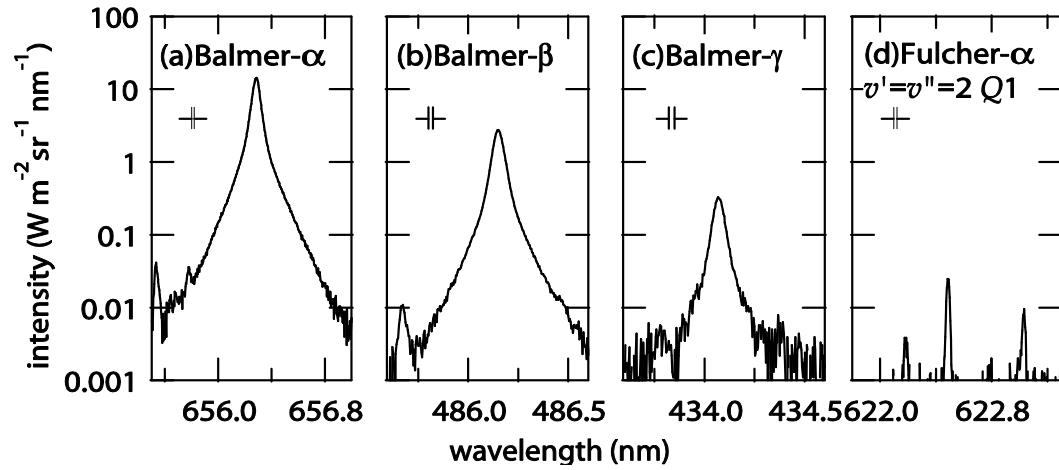


図 3.15 $t=1.94 \sim 2.03$ s に計測したスペクトル. 縦軸を対数としている.

十分小さく無視できる. また後で述べるように, 計測されたスペクトルの広がりは電子密度の高い放電ほど小さく, Stark 効果による広がりと逆の傾向である. このことも原子発光線の広がりが Stark 効果によるものでないことを示している. 以上から計測された原子発光線の広がりは Doppler 効果によるもので, 励起状態水素原子の視線方向の速度分布を反映したものだと結論した.

式(2.19)を用い水素原子発光線形状から求めた $n = 3, 4, 5$ 励起状態水素原子の視線方向速度分布を図 3.17 に示す. 観測視線上で大半径が大きくなる方向が速度の正の方向である. 示した速度分布は分光器の装置関数を重畠したものとなっており, 特に $v = 0$ 付近の形状はその影響を受けている. 装置幅に対応する速度幅は, $n = 3, 4, 5$ 励起状態水素原子に対してそれぞれ 0.9×10^4 , 1.4×10^4 , 2.1×10^4 m/s であり, 図 3.17 の凡例の部分に縦線の間隔で示している. 図 3.17 に示した各速度分布を面積が 1 になるように規格化しており, 連続光や他の発光線が重畠している部分は省略して示している.

各励起状態原子の速度分布はよく似た形状を示した. また, これらの速度分布の形状は図 2.15(b)に示した Maxwell 分布の形状とは大きく異なる. 速度分布から二乗平均を用いて求めた励起状態原子の平均速さは 5.0×10^4 m/s であり, 運動エネルギーにすると 13 eV に対応する. これは, 水素分子 Fulcher- α 帯 $v' = v'' = 2$ 遷移の $Q1, Q2, Q3$ 発光線強度(図 3.14(e)に示す)から求めた回転温度($0.03 \sim 0.04$ eV)に比べ, 約 300 倍大きい. また, $|v| > 2 \times 10^5$ m/s (運動エネルギー 200 eV 以上に相当する)の速さを持つ励起状態水素原子も存在することがわかる.

水素原子が加熱される機構としては, 水素分子からの解離と陽子との荷電交換衝突が考えられる. しかし, 解離によって得る運動エネルギーは図 2.24 に示したように 6 eV 以下がほとんどであることが知られており[23,45], さらに高い運動エネルギーを持つ励起状態水素原子は, 陽子との荷電交換衝突によって生成されたと考えられる. 荷電交換衝突による影響のみを考えた場合, 主量子数 $n=3, 4, 5$ の水素原子の速度分布と, 基底状態水素原子

の速度分布の形状は大きく違わないことも付録Aによる考察からわかった。図3.17に $t = 1.49 \sim 1.58$ s, $1.94 \sim 2.03$ s, および $2.39 \sim 2.48$ s に計測した $n = 3$ 水素原子の視線方向の速度分布を示す。 $|v| < 1 \times 10^5$ m/s 以下の分布形状は3つの計測結果でほぼ同じであったが、 $|v| > 1 \times 10^5$ m/s 以上の分布形状は大きく変化した。中心電子温度が下がり、電子密度が上がるに従って、高速な水素原子の割合が減少した。

プラズマ中の電子の運動エネルギーに比べ水素原子のイオン化エネルギーは低く、閉じ込め領域外側でほとんどの水素原子がイオン化に伴い、発光することが知られている。しかし一方で、水素プラズマでは水素原子と陽子の荷電交換衝突の繰り返しにより、中性水素原子がプラズマに深くまで侵入することも知られてきたが[46]、これまで水素原子のプラズマへの侵入を計測した例はなかった。

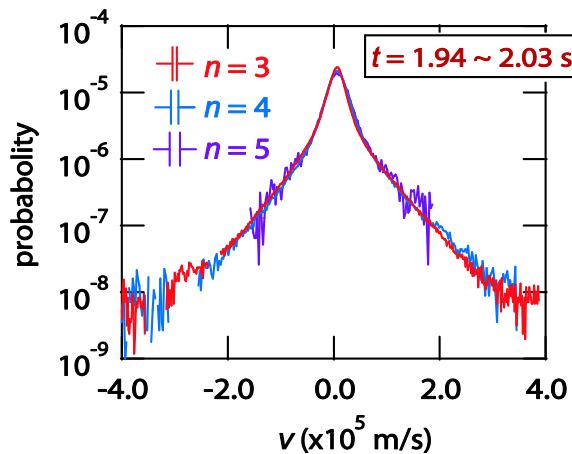


図3.16 水素原子発光線形状から求めた励起状態水素原子の視線方向速度分布。
図中各色の縦線の間隔で装置幅を示す。

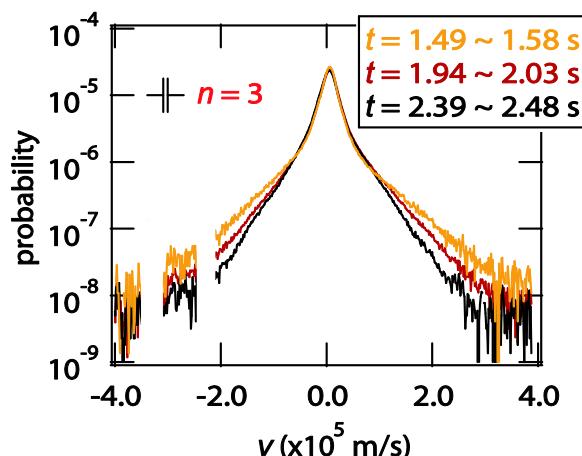


図3.17 $t = 1.49 \sim 1.58$ s, $1.94 \sim 2.03$ s, および $2.39 \sim 2.48$ s に計測された $n = 3$ 水素原子の視線積分速度分布。

図 3.18(a)に $t = 1.49 \sim 1.58$ s に Thomson 散乱法により計測された電子温度・密度分布をそれぞれ黒印、青印で示す。図中の灰色、淡青色の実線は計測データを 3 次の基底スプライン関数でフィッティングし、平滑化したものである。図 3.18(b)には、平滑化したプラズマパラメータを用いて計算した水素原子の荷電交換衝突レート R^H と、実効イオン化レート S^H をそれぞれ黒線、灰線で示した。ここで荷電交換衝突レートは、電子温度と陽子温度、原子温度の分布が等しいとして、また、陽子密度は電子密度と等しいとして計算した。荷電交換衝突のレートはイオン化レートと同程度かそれよりも大きい。

周辺領域で荷電交換衝突により生成した高温の水素原子の一部は、閉じ込め領域に高速で侵入する。そのうちの一部は電子との衝突によってイオン化するが、さらに荷電交換衝突を起こす水素原子も存在する。このような荷電交換衝突の繰り返しにより、閉じ込め領域内部に侵入する中性水素原子が存在すると考えられる。今回水素原子発光線スペクトルの裾部に計測された高速の水素原子が、このようにプラズマ内部に侵入し加熱された水素原子だと仮定すると、図 3.17 のような水素原子の速度分布の電子温度・密度への依存性は以下のように理解することができる。より温度の高いプラズマに侵入した水素原子は、より高温に加熱されるためスペクトルが広がる。また、生成される水素原子の温度が高いと、プラズマ中でイオン化、荷電交換衝突を起こすまでに進む平均距離は長くなり、水素原子はより高温のプラズマ内部にまで侵入することができる。そのため、発光する水素原子のうち高温の水素原子の割合が大きくなる。一方、電子密度の高いプラズマではイオン化レート、荷電交換衝突レートが大きくなる。上記のような水素原子の平均自由行程が短くなることにより、より低温の領域で発光、イオン化するため、高温の水素原子の割合が小さくなる。

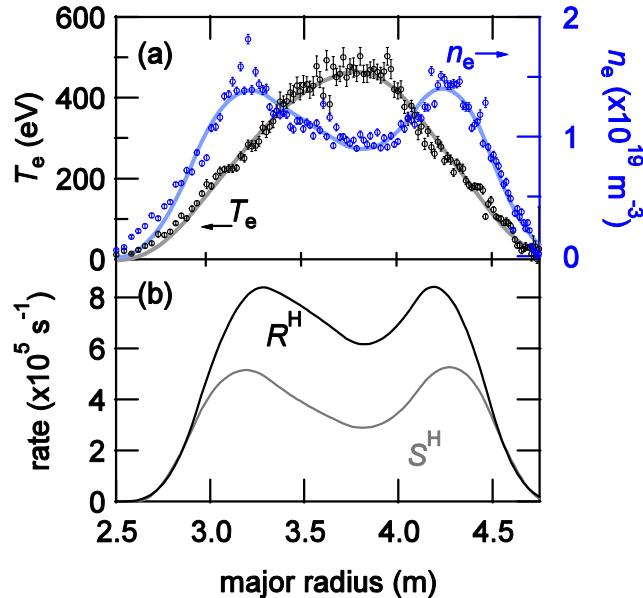


図 3.18 (a): $t = 1.49 \sim 1.58$ s に計測された電子温度(黒印), 密度(青印)。実線は計測データを基底スプライン関数により平滑化したものである。(b): 平滑化した電子温度, 密度を用いて計算した水素原子の荷電交換衝突レート R^H (黒線), 実効イオン化レート S^H (灰線)。

3.4 水素原子・分子発光位置および発光スペクトル形状の一次元中性粒子輸送モデルによる考察

3.2節, 3.3節ではそれぞれ Zeeman 分裂を用いた水素分子・原子発光の空間分布計測, 高速度領域まで含めた水素原子の速度分布計測を行い, その振る舞いを考察してきた. ここでは1観測視線のみであるがそれらを統合した計測を行った. 水素分子・原子の発光位置の違いや, 水素原子の速度分布の振る舞いを理解するため, Tamor の提案した水素原子輸送モデル[46]を参考に水素分子, 原子の一次元輸送モデルを提案し, 実験結果と比較する.

3.4.1 実験と計測結果

複数波長域高分解分光器の CCD 光電面上での各発光線の結像位置を図 3.11 と同様に設定し, 単一観測視線を用いて LHD プラズマからの発光を計測した. 入口スリット幅は 20 μm である. 各波長領域での装置分解能は光学系の調整により 3.3 節のものより向上しており, 装置幅は表 3.1 に示したものと同程度である. 図 3.19(a), (b)のポロイダル断面図, トロイダル断面図に橙色点線で示した観測視線を用いてプラズマからの発光を計測した. この観測視線はプラズマのほぼ中心を横切り, ダイバータレッグおよびダイバータ板を見込

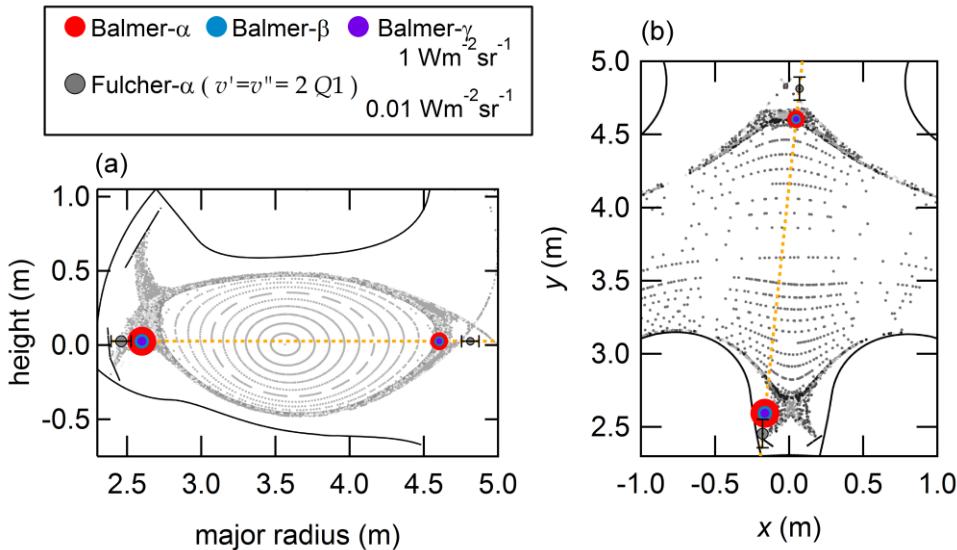


図 3.19 (a): LHD ポロイダル断面図と観測視線, (b): LHD トロイダル断面図と観測視線. 両図中に示した赤丸, 灰丸の中心でそれぞれ水素原子・分子の観測視線上の発光位置を示す. また, 丸の面積で各発光線の強度を示している. 水素分子発光線強度は原子発光線強度に比べ小さいため, 面積が 100 倍になるように拡大している.

んでいる。3.2 節と同様に、観測視線とスクレイプオフ層が交わる点のうち、大半径内側の磁場の向きと平行に偏光分離素子の異常光の方向を設定し、プラズマからの発光の各偏光成分を分離して同時に計測した。

今回計測したプラズマの中心電子温度、密度の時間変化を図 3.20(a)に、プラズマへの入射パワーの時間発展を図 3.20(b)に示す。プラズマは NBI によって生成され、およそ 3 秒間維持されている。図 3.20(a)中の灰色の縦線で示す時間に、真空容器内に水素ガスが導入され(ガスパフ)，それにともない電子密度がステップ状に増加している。 $t = 1.3 \sim 3.3$ s での NBI パワーは 4 ~ 5 MW であり、プラズマの中心温度は約 1.3 keV であった。計測を行った時間を図 3.20(a)中の青四角で示す。CCD の露光時間は 70 ms である。

計測した水素原子 Balmer- α , - β , - γ 発光線スペクトルを図 3.21(a), (b), (c)にそれぞれ示す。図中上段には偏光分離素子の常光成分(o-ray)を、下段には異常光成分(e-ray)を示している。また、図 3.22 に水素分子 Fulcher- α 帯 $v' = v'' = 0$, 2 遷移 Q1 線の計測結果を示す。

まず、3.2 節と同様に、観測視線上の二点に局在した発光を仮定した解析を行った。水素原子発光線および水素分子 Q1 発光線のフィッティング結果をそれぞれ図 3.21, 図 3.22 に灰色線で示す。それぞれの図中にフィッティングにより求めた大半径内側、外側の発光線スペクトル形状をそれぞれ細線、細点線で示す。フィッティングにより求めた水素原子、分子の発光位置をそれぞれ赤丸印、灰丸印の中心で、Balmer- α , - β , - γ 発光線の強度を赤、青、紫色の円の面積で、Fulcher- α 帯 $v' = v'' = 2$ 遷移 Q1 発光線の強度を灰色印の面積でそれぞれ図 3.19 中に示す。水素分子の発光位置は誤差の範囲内でダイバータレッグ上、水素原子の発光位置は、水素分子発光位置よりも閉じ込め領域に近い領域と求まり、3.2 節の解析結果を再現している。

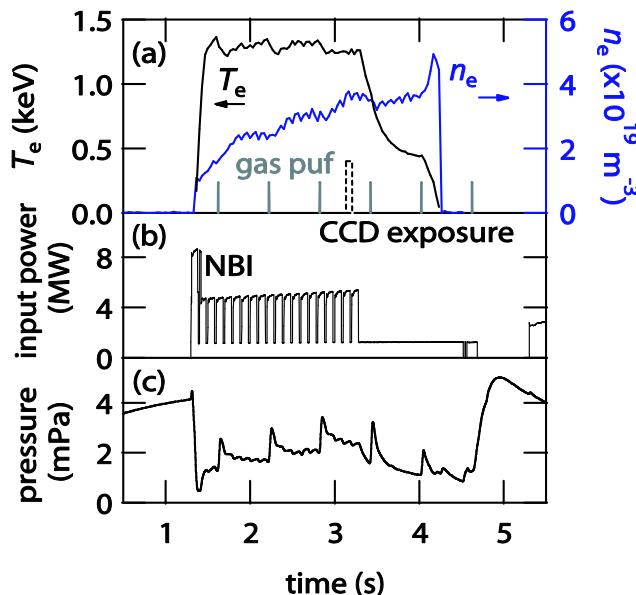


図 3.20 (a): プラズマ中心での電子温度・密度の時間発展。ガスパフ、計測を行った時間を赤線および橙四角で示している。(b): NBI 入射パワーの時間発展。(c): 電離真空計で計測された内側ダイバータ付近のガス圧力。

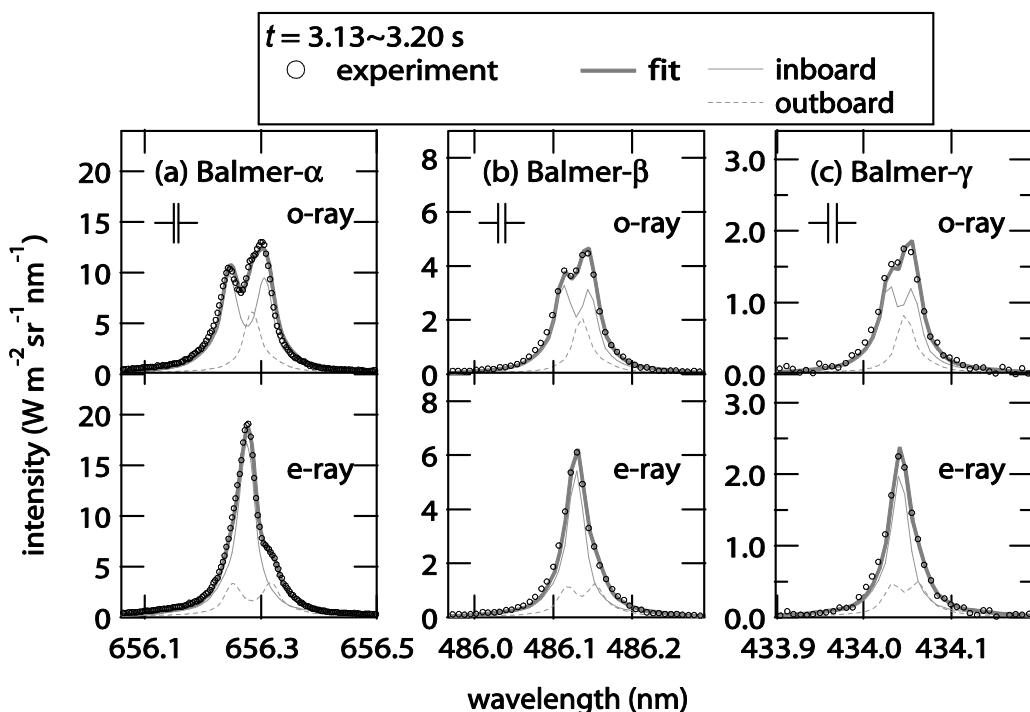


図 3.21 ○: 計測した水素原子 (a):Balmer- α , (b): - β , (c): - γ 発光線スペクトル. 偏光分離素子の常光成分を上段に, 異常光成分を下段に示している. 灰色線でフィッティング結果を, 細線, 細点線でフィッティングにより求めた内側・外側からの発光のスペクトル形状を示す.

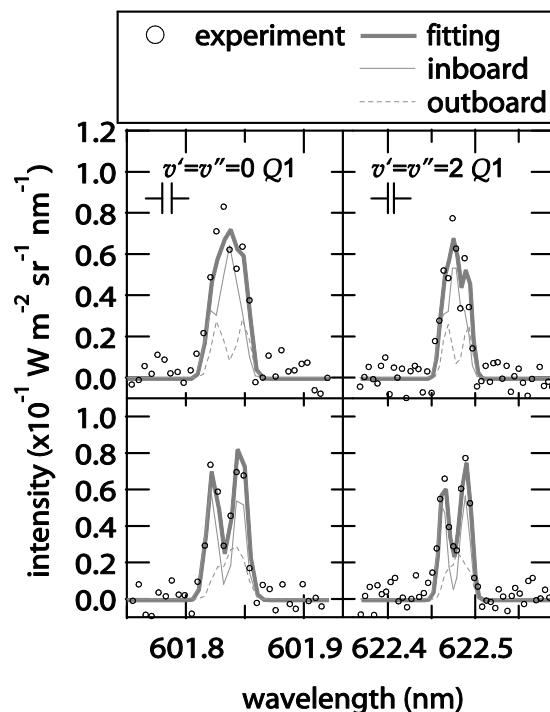


図 3.22 Fulcher- α 带 (a): $v' = v'' = 0$, (b): $v' = v'' = 2$ 遷移 $Q1$ 発光線スペクトルの計測結果. 灰色線でフィッティング結果を, 細線, 細点線でフィッティングにより求めた内側・外側からの発光のスペクトル形状を示す.

水素原子スペクトルのうち異常光成分の計測結果とフィッティング結果を対数スケールの縦軸を用いて図 3.23 に再度示す。発光線中心部のスペクトル形状は 3.2 節と同様のフィッティングを用いてよく再現することができた一方、全発光強度のおよそ 3 % を担うスペクトル裾部の強度は再現できない。3.3 節の計測結果も、裾部に現れる水素原子が高温プラズマに侵入した水素原子からの発光であることを示唆しており、発光線スペクトル裾部の形状の評価には水素原子の輸送を考慮した解析が必要である。

水素原子発光線スペクトル裾部に及ぼす連続光の影響を見積もるために、各波長領域でのプラズマからの連続光強度の評価を行った。486 ~ 488 nm, 434 ~ 436 nm の波長領域において得られた発光強度を図 3.24(a), (b) に示す。486.1 nm, 434.0 nm 付近の発光は、Balmer- β , - γ 発光線の裾部である。発光線中心から離れた波長領域にも、波長にほとんど依存しない連続的な発光が計測されている。これらは制動放射による連続光であると思われる。487 ~ 488 nm, 435 ~ 436 nm の波長領域で計測された発光強度を平均することで、この波長領域での連続光強度をそれぞれ $0.0097 \text{ W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{nm}^{-1}$ および $0.011 \text{ W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{nm}^{-1}$ と求めた。求めた連続光強度を図 3.24(a), (b) に水平の青線で示す。656 nm 付近の連続光強度は今回計測できていないが、制動放射光の可視光領域での強度が波長の -2 乗に比例する[47]性質を利用し、上記の 487 nm, 435 nm 付近の波長領域で計測された連続光強度から 656 nm 付近の連続光強度を $0.0053 \text{ W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{nm}^{-1}$ と見積もった。各波長領域の連続光強度を図 3.23 に水平の青線で示す。

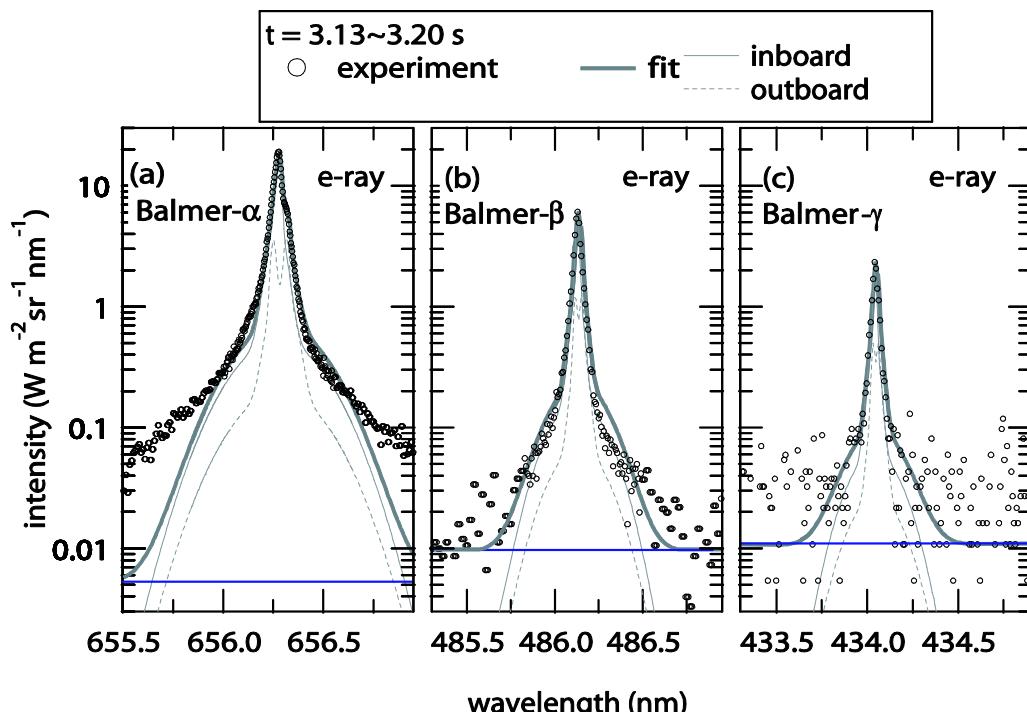


図 3.23 水素原子発光線形状の計測結果とフィッティング結果。図 3.21 下段と同じ。ただし、縦軸を対数スケールで示している。図中青線は制動放射による連続光の強度。

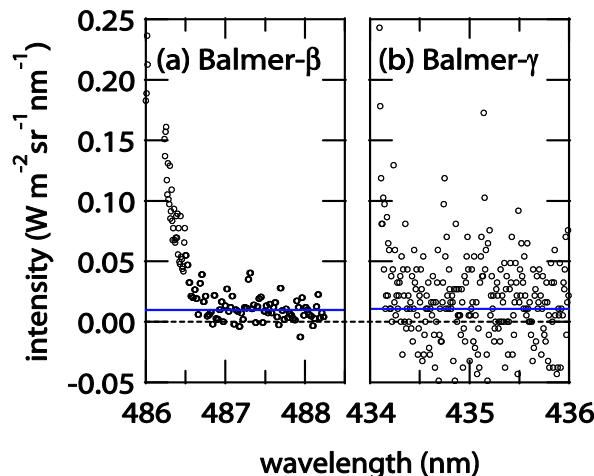


図 3.24 (a): 486 ~ 488 nm, (b): 434 ~ 436 nm の波長領域において得られた発光強度.
図中青線で連続光強度を示す.

3.4.2 一次元水素分子・原子輸送モデルの概要

内側ダイバータ付近に設置された電離真空計により計測されたガス圧力の時間変化を図 3.20(c)に示す。放電中に行われたガスパフにより、何度か圧力が上昇しているが、5 mPa 以下を保っており、2.6.3 節で述べたようにこの条件では水素原子の弾性散乱は無視出来る。水素分子同士の衝突に関する断面積は手に入らないが、図 2.25 に示した水素原子-水素分子間の衝突断面積と大きく違ないと仮定すると、水素分子同士の衝突もほとんど無視出来る。一方、水素原子と陽子の荷電交換衝突は、3.3 節で述べたように水素原子の輸送に大きな影響をおよぼすと考えられる。

ここでは、中性粒子の弾性散乱を無視し、電子衝突によるイオン化や繰り返し起こる荷電交換衝突の影響のみを考慮した水素分子・原子輸送モデルを提案し、計測結果と比較する。モデルの概要を以下に述べる。

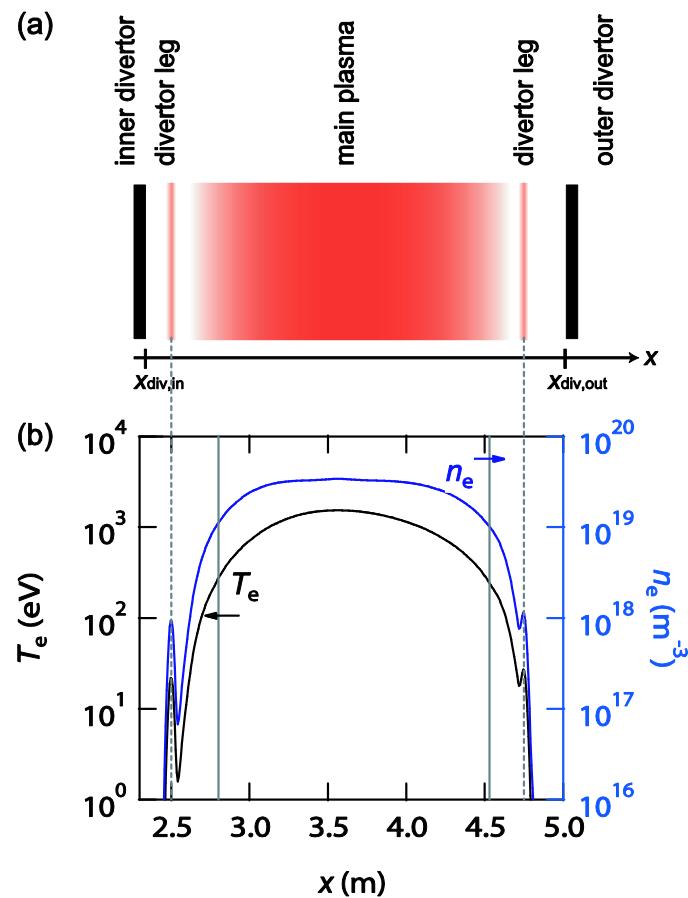


図 3.25 (a): モデルで仮定する一次元プラズマの模式図. (b): 仮定した x 軸上の電子温度、密度分布。灰色の縦線で最外殻磁気面の位置を、点線でダイバタレッジの位置を示す。

モデルでは、図 3.25(a) に示すような一次元の系を考え、図に示すように x 軸を右向きに取る。2つの無限に広い壁面が $x = x_{\text{div,in}}$, $x = x_{\text{div,out}}$ の位置に x 軸に垂直にあり、その間に x 軸に垂直な方向には一様で無限に広いプラズマがあるとする。プラズマ中の x 軸に沿った電子温度・密度分布として、発光観測視線上の電子温度・密度分布を用い、それらは時間的に変動しないとする。

まず基底状態水素分子の空間分布を計算する。基底状態水素分子が両端の壁面から室温程度の温度を持って脱離する。脱離した水素分子の速度 v は x 方向成分のみを持ち、この速度は運動中に変化しないとする。プラズマ中では電子衝突によるイオン化、解離により壁面から離れるに従って分子数は減少する。励起状態水素分子はプラズマ中の電子衝突励起により基底状態水素分子から作られるとし、その密度分布は 2.4.3 節に述べたコロナモデルと基底状態水素分子密度分布から計算する。

次に基底状態水素原子の空間・速度分布を計算する。水素原子は電子衝突により水素分子から解離して、または水素原子と荷電交換衝突を起こした陽子から生成するとする。水素原子の速度も x 方向成分のみを持ち、運動中に変化しないとする。解離により生成した水素原子は 2.5.2 節で示したように 3 eV 程度の運動エネルギーを持つ。プラズマ中では電子衝突によるイオン化、陽子との荷電交換衝突により水素原子が消滅する。荷電交換衝突で水素原子が消滅すると、同じ量だけ新しくその場で陽子温度と同じ温度の水素原子が生成する。荷電交換衝突によって生成した原子も等速で運動し、プラズマ内でイオン化や荷電交換衝突により消滅する。全ての場所で荷電交換衝突によって消滅する原子数と生成する原子数が釣り合うような水素原子の空間・速度分布を求める。励起状態水素原子はプラズマ中で電子衝突により基底状態水素原子から生成するとし、2.4.1 節に述べた衝突ふく射モデルで計算した R_1^H と基底状態水素原子密度分布から求める。

3.4.3 発光観測視線上でのプラズマパラメータの推定

Thomson 散乱計測の観測視線を含むポロイダル断面図を図 3.26(a)に, $t = 3.17$ s に Thomson 散乱計測により得られた電子温度・密度分布を図 3.26(b)に示す。図 2.2 で示したように, Thomson 散乱計測の観測視線とはトロイダル方向に異なった位置の観測視線を用いて発光計測を行なっている。そのため図 3.26(c)に示す発光観測を行ったプラズマのポロイダル断面の形状も, Thomson 散乱計測が行われたポロイダル断面の形状(図 3.26(a))と異なる。1.2 節で述べたように, 閉じ込め領域内の同じ磁気面上の電子温度, 密度は等しいと考えられる。発光観測視線上の磁気面の分布と, Thomson 散乱計測の視線上の磁気面の分布とを比較することで, 計測された電子温度・密度の分布から, 発光観測視線上の電子温度・密度の分布に変換した。その結果を図 3.26(d)に示す。

一方, 最外殻磁気面より外側では磁力線が閉じておらず, 電子温度・密度の分布を磁気面から求めることはできないため, 観測視線上の最外殻磁気面より外側の電子温度・密度は指数的に減少するとした。また, 大半径 $R = 2.50$ m, 4.75 m にあるダイバータレッグ中の電子温度・密度の分布も計測されていない。ダイバータレッグでの電子温度, 密度の分布は幅 5 cm のガウス関数であり, ピークでの電子温度・密度は最外殻磁気面での電子温度・密度の 10 % の値であるとした [48]。本章で計測した放電の場合, 最外殻磁気面での電子温度・密度はそれぞれ 180 eV および $0.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ である。

モデルでは, 観測視線上の大半径を座標 x と置き換える, 上で推定した電子温度・密度の分布を x 軸方向の電子温度・密度の分布として用いる。それらを図 3.25(b)に示す。図 3.25(b)中の縦の点線・実線はそれぞれ, 観測視線上のダイバータレッグ, 最外殻磁気面に対応する座標を示している。陽子温度・密度の分布は計測されていないが, 電子温度・密度の分布と等しいと仮定した。

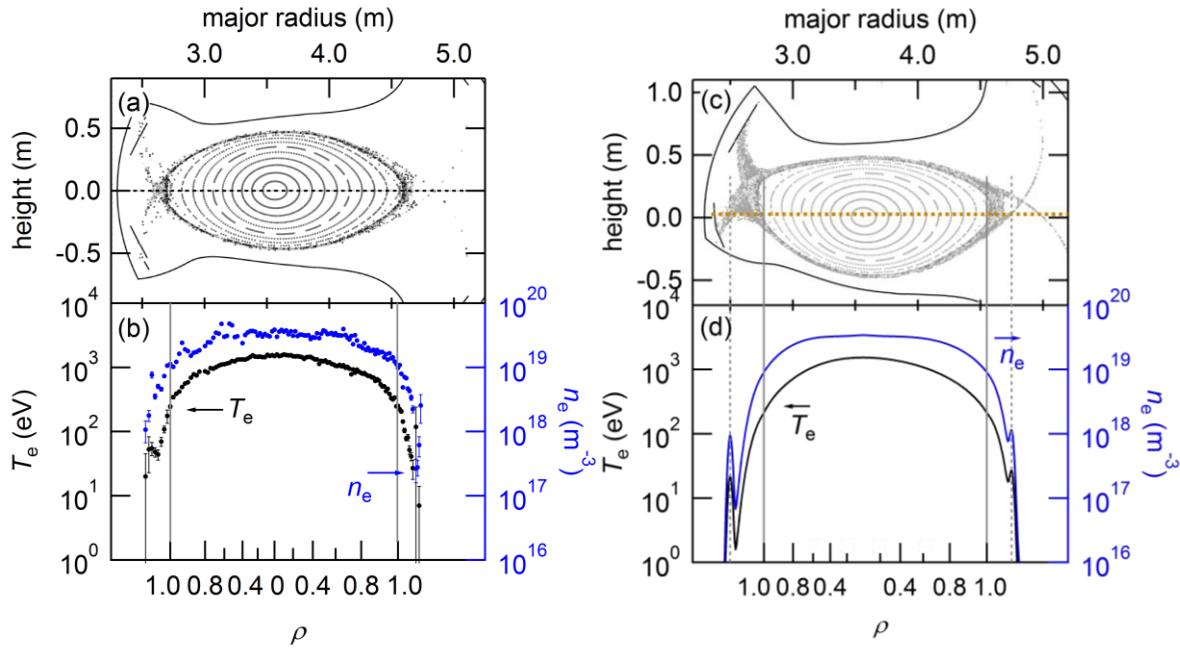


図 3.26 (a): Thomson 散乱計測の観測視線(点線)を含むポロイダル LHD の断面図。

(b): Thomson 散乱計測によって求められた電子温度・密度の分布. (c): 分光計測を行った観測視線(点線)を含む LHD ポロイダル断面図. (d): Thomson 散乱計測の結果から求めた観測視線上の電子温度・密度の分布. 縦の実線・点線で観測視線上と最外殻磁気面の交点, およびダイバータレッグの交点の位置をそれぞれ示す.

3.4.4 水素分子輸送モデル

図 3.25(a)の $x = x_{\text{div,in}}$ にある大半径内側壁面から単位時間・単位面積あたりに脱離する水素分子数を $\phi^{\text{H}_2}_{\text{in}} (\text{m}^{-2} \text{s}^{-1})$ とする。速度 v を持つ、壁面から脱離する分子の速度分布 $f^{\text{H}_2}_{\text{in}}(v)$ (m^{-1}s) を

$$f^{\text{H}_2}_{\text{in}}(v) = \begin{cases} v/v_{\text{eff}} \times f_M(v, 400\text{K}) & (v > 0) \\ 0 & (v \leq 0) \end{cases}, \quad (3.2)$$

と仮定する。ここで、 v_{eff} は $v \times f_M(v, 400\text{K})$ を $0 < v < \infty$ で積分した値であり、 $f^{\text{H}_2}_{\text{in}}(v)$ は $-\infty < v < \infty$ で規格化されている。単位時間あたりに単位面積を通過する粒子数は速度に比例するため、 $f^{\text{H}_2}_{\text{in}}(v)$ は v に比例するとした。

速度 $v \sim v + dv$ を持つ、位置 x を単位時間、単位面積あたりに通過する水素分子数 $F^{\text{H}_2}(x, v)dv$ ($\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$) は、壁面から離れるに従ってイオン化と解離により減衰する。2.4.2 節の衝突ふく射モデルにより計算したこれらの実効レートを $S^{\text{H}_2}(x)$ (s^{-1})、 $D^{\text{H}_2}(x)$ (s^{-1}) とおくと $F^{\text{H}_2}(x, v)dv$ ($\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$) は

$$F^{\text{H}_2}(x, v)dv = \begin{cases} \phi^{\text{H}_2}_{\text{in}} f^{\text{H}_2}_{\text{in}}(v) \exp\left[-\int_{x_{\text{div,in}}}^x \frac{S^{\text{H}_2}(x') + D^{\text{H}_2}(x')}{v} dx'\right] dv & (v > 0) \\ \phi^{\text{H}_2}_{\text{out}} f^{\text{H}_2}_{\text{out}}(v) \exp\left[-\int_{x_{\text{div,out}}}^x \frac{S^{\text{H}_2}(x') + D^{\text{H}_2}(x')}{v} dx'\right] dv & (v < 0) \end{cases}, \quad (3.3)$$

で与えられる。ここで、添字の out で示した $\phi^{\text{H}_2}_{\text{out}}$ 、 $f^{\text{H}_2}_{\text{out}}(v)$ はそれぞれ、図 3.25(a)の $x = x_{\text{div,out}}$ にある大半径外側壁面から単位時間・単位面積あたりに脱離する水素分子数、および分子の速度分布である。 $f^{\text{H}_2}_{\text{out}}(v)$ は $f^{\text{H}_2}_{\text{in}}(v)$ を $v = 0$ に対して反転させ、負方向の速度のみを持つ分布である

$$f^{\text{H}_2}_{\text{out}}(v) = \begin{cases} 0 & (v \geq 0) \\ -v/v_{\text{eff}} \times f_M(v, 400\text{K}) & (v < 0) \end{cases}, \quad (3.4)$$

と仮定した。

位置 x で速度 $v \sim v + dv$ をもつ分子の密度 $n^{\text{H}_2}(x, v)dv$ (m^{-3}) は、単位長さを粒子が通過する時間が v の逆数で表されることにより

$$n^{\text{H}_2}(x, v)dv = F^{\text{H}_2}(x, v)dv / v \quad (v \neq 0), \quad (3.5)$$

と与えられる。これより、位置 x での分子密度 $n^{\text{H}_2}(x)$ (m^{-3}) は

$$n^{\text{H}_2}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} n^{\text{H}_2}(x, v)dv, \quad (3.6)$$

となる。

$\phi^{\text{H}_2}_{\text{in}} = 1 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ 、 $\phi^{\text{H}_2}_{\text{out}} = 0 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ としたとき、つまり大半径内側壁面からのみ水素分子の脱離があるとしたときの $n^{\text{H}_2}(x)$ の計算結果を図 3.27 (a)に黒実線で示す。98%の水素分子がダイバータレッジで解離、イオン化し、スクレイプオフ層へ到達する分子数は 2%程度であった。

また、Fulcher- α 帶発光線の上準位である($d^3\Sigma_u^+$, $v' = 2$, $N' = 1$)準位の密度分布 $n^{H2,ful}(x)$ は、 $n^{H2}(x)$ と 2.4.3 節で述べたコロナモデルにより計算した。なお、 $n^{H2,ful}(x)$ の回転温度、振動温度に対する依存性は小さいため、それを 400 K, 2000 K と仮定して計算している。 $n^{H2,ful}(x)$ を図 3.27(b) に黒線で示す。発光に寄与する励起状態分子密度は全体の 81% がダイバータレッジ中に存在すると計算され、ほとんどの発光はダイバータレッジに由来すると求まった。

また、 $\phi^{H2}_{in} = 0 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$, $\phi^{H2}_{out} = 1 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ としたとき、つまり大半径外側の壁面からのみ水素分子の脱離があるとしたときの $n^{H2}(x)$, $n^{H2,ful}(x)$ の計算結果も、それぞれ図 3.27(a), (b) に黒点線で示す。

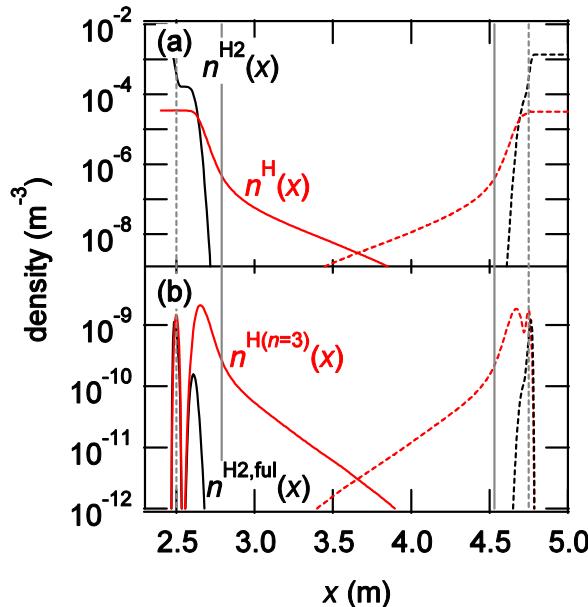


図 3.27 (a): 水素分子、原子輸送モデルで計算した基底状態水素分子密度($n^{H2}(x)$: 黒線)と基底状態水素原子密度($n^H(x)$: 赤線)。 (b): 計算した $d^3\Sigma_u^+ v' = 2, N' = 1$ 状態水素分子密度($n^{H2,ful}(x)$: 黒線)と $n = 3$ 状態水素原子密度($n^{H2(n=3)}(x)$: 赤線)。図中の実線と点線は、それぞれ、 $\phi^{H2}_{in} = 1 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$, $\phi^{H2}_{out} = 0 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ としたとき、および $\phi^{H2}_{in} = 0 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$, $\phi^{H2}_{out} = 1 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ としたときの計算結果を示す。

3.4.5 水素原子輸送モデル

ある位置 x' で単位体積・単位時間あたりに解離により水素分子から生成する水素原子数、および荷電交換衝突により陽子から生成する水素原子数をそれぞれ $\phi^1(x')$ ($m^{-3}s^{-1}$)、 $\phi^2(x')$ ($m^{-3}s^{-1}$) とおく。解離により生成する水素原子の速度分布は温度 T_{dis} の Maxwell 分布とする。 T_{dis} は 2.6.2 節で述べた水素分子 $X^1\Sigma_g^+$ 準位から $b^3\Sigma_u^+$ 準位を経て解離したときの平均運動エネルギーである 3 eV を用いた。荷電交換衝突により生成する水素原子の速度分布には、その位置での陽子温度 $T^{H+}(x')$ をもつ Maxwell 分布 $f_M(v, T^{H+}(x'))$ を仮定した。

位置 $x' \sim x' + dx'$ で生成され、位置 x を単位時間・単位面積あたりに通過する速度 $v \sim v + dv$ を持つ水素原子数 $F(x, x', v) dx' dv$ ($m^{-2}s^{-1}$) は、プラズマ中でのイオン化、荷電交換衝突により $|x - x'|$ が大きくなるに従って減衰する。イオン化、荷電交換衝突のレートは、 T_e 、 n_e 、 T^{H+} のみに依存し、 v には依存しないと仮定し、2.5.1 節で定義した実効イオン化レート係数と 2.6.1 節で示した荷電交換衝突の断面積から、位置 x での実効イオン化レート $S^H(x)$ (s^{-1}) と、荷電交換衝突レート $R^H(x)$ (s^{-1}) を求めた。これらを用いると、 $F(x, x', v) dx' dv$ ($m^{-2}s^{-1}$) は以下のように表すことができる。

$$F(x, x', v) dx' dv = \begin{cases} (\phi^1(x') f_M(v, T_{\text{dis}}) + \phi^2(x') f_M(v, T^{H+}(x'))) \exp \left[- \int_{x'}^x \frac{S^H(x'') + R^H(x'')}{v} dx'' \right] dx' dv & ((x - x') \times v > 0) \\ 0 & ((x - x') \times v \leq 0) \end{cases} . \quad (3.7)$$

微小区間 $x \sim x + dx$ で速度 v を持つ水素原子が荷電交換衝突により消滅する確率は、距離 $|dx|$ を通過する時間が $|dx| / |v|$ であることから、 $R^H(x) |dx| / |v|$ と表せる。位置 x で荷電交換衝突により単位体積、単位時間あたりに生成する原子数 $\phi^2(x)$ ($m^{-3}s^{-1}$) は、 x で荷電交換により消滅する原子数と等しいため、 $F(x, x', v) dx' dv$ に $R^H(x) |dx| / |v|$ をかけ、 v 、 x' で積分し、 $|dx|$ で割ることで以下のように与えられる。

$$\phi^2(x) = \int_{x_{\text{div,in}}}^{x_{\text{div,out}}} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dv F(x, x', v) R^H(x) / |v| . \quad (3.8)$$

計算では、座標 x を N 個の離散的化した座標 $\{x_1, x_2, \dots, x_i, \dots, x_N\}$ で近似する。これまで x の関数として表してきた $T^{H+}(x)$ 、 $\phi^1(x)$ 、 $\phi^2(x)$ 、 $S^H(x)$ 、 $R^H(x)$ 、 $F(x, x', v)$ もそれぞれ T^{H+}_i 、 ϕ^1_i 、 ϕ^2_i 、 S^H_i 、 R^H_i 、 $F_{ij}(v)$ と離散的な値として近似し、 x, x' の代わりに添字 i, j を付けて表す。このとき、(3.8)式は、 x' に関する積分を j に関する総和と近似し、(3.7)式を代入することで以下のよう に与えられる。

$$\phi^2_i = R_i \sum_j^N \left(\int_{-\infty}^{\infty} F_{ij}(v) / |v| dv \Delta x_j \right) / \Delta x_i = \sum_j^N X_{ij} \phi^1_j + \sum_j^N Y_{ij} \phi^2_j . \quad (3.9)$$

ここで、 Δx_i (m) は x_i が占める長さである。 X_{ij} 、 Y_{ij} はそれぞれ ϕ^1_j 、 ϕ^2_j にかかる係数であり、以下のように計算される。

$$X_{ij} = \begin{cases} R_i \int_{-\infty}^0 f_M(v, T_{\text{dis}}) \exp[-\sum_{k=j}^i (S_k + R_k) \Delta x_k / v] dv \Delta x_j / \Delta x_i & (x_j < x_i) \\ R_i \int_0^\infty f_M(v, T_{\text{dis}}) \exp[-\sum_{k=i}^j (S_k + R_k) \Delta x_k / v] dv \Delta x_j / \Delta x_i & (x_j > x_i) \end{cases}, \quad (3.10)$$

$$Y_{ij} = \begin{cases} R_i \int_{-\infty}^0 f_M(v, T^{H+}) \exp[-\sum_{k=j}^i (S_k + R_k) \Delta x_k / v] dv \Delta x_j / \Delta x_i & (x_j < x_i) \\ R_i \int_0^\infty f_M(v, T^{H+}) \exp[-\sum_{k=i}^j (S_k + R_k) \Delta x_k / v] dv \Delta x_j / \Delta x_i & (x_j > x_i) \end{cases}. \quad (3.11)$$

(3.9)式は ϕ_i^2 に関する連立一次方程式であり、 ϕ_i^1 が与えられると解くことができる。なお、(3.10)式、(3.11)式中の v に関する積分は数値的に計算した。

単位体積・単位時間あたりに解離により生成される原子数 $\phi_i^1(m^{-3})$ を、前節の水素分子輸送計算結果から計算した。 ϕ_i^1 は、水素分子密度 $n^{H2}(x_i)(m^{-3})$ に解離レート $D^{H2}(x_i)(s^{-1})$ をかけて計算する。さらに水素分子から2つの水素原子が生成することを考慮すると、以下のように表せる。

$$\phi_i^1 = 2n^{H2}(x_i)D^{H2}(x_i). \quad (3.12)$$

$\phi_{\text{in}}^{H2} = 1 m^{-2}s^{-1}$, $\phi_{\text{out}}^{H2} = 0 m^{-2}s^{-1}$ としたときの ϕ_i^1 と、(3.9)を解いて得られた ϕ_i^2 をそれぞれ黒線、赤線で図3.28(a)に示す。

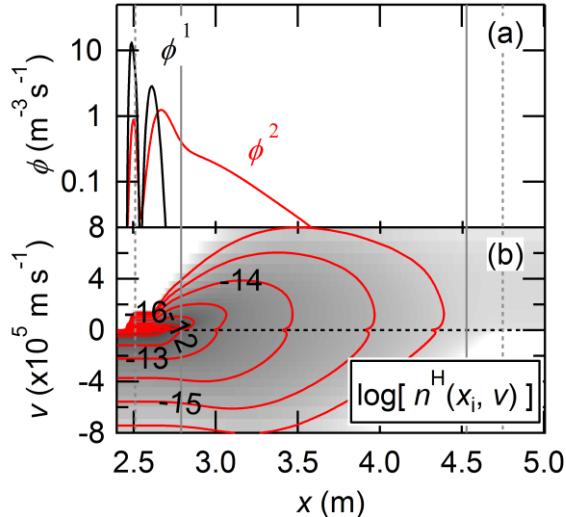


図3.28 ϕ_{in}^{H2} , ϕ_{out}^{H2} をそれぞれ $1 m^{-2}s^{-1}$ および $0 m^{-2}s^{-1}$ としたときの(a): ϕ^1 , ϕ^2 および、(b): $n^H(x, v)$ の計算結果。

位置 x_i を単位時間、単位面積あたりに通過する水素原子数 $F^H(x_i, v)dv$ ($\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$) は、 $F_{ij}(v)dv$ を水素原子の生成位置 x_j に関して総和をとることで以下のように求められる。

$$F^H(x_i, v)dv = \sum_j^N F_{ij}(v)\Delta x_j dv. \quad (3.13)$$

また、速度 $v \sim v+dv$ を持つ原子の位置 x_i での密度 $n^H(x_i, v) dv$ (m^{-3}) は、(3.5)式と同様に $F^H(x_i, v)dv$ を v で割ることで、

$$n^H(x_i, v)dv = F^H(x_i, v)dv/v \quad (v \neq 0), \quad (3.14)$$

と表せる。

$\phi^{H2}_{in} = 1 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$, $\phi^{H2}_{out} = 0 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ としたときの $n^H(x_i, v)$ を図 3.28(b) にグレースケールおよび等高線で示す。水素分子の解離は $x = 2.5 \text{ m}$ 付近で主に起きているため、 $x < 2.5 \text{ m}$ には、メインプラズマに向かう方向の速度（正の速度）を持つ水素原子はほとんど存在しない。また $x > 2.6 \text{ m}$ の領域で高速の水素原子が多く存在するのは、荷電交換衝突によって生成する水素原子が、解離によって生成する水素原子に比べて多くなるからである。 $x < 2.6 \text{ m}$ の領域に存在する負方向の大きい速度を持つ水素原子は、プラズマ内で荷電交換衝突により生成され、メインプラズマ外側に移動した水素原子を表している。

位置 x_i での原子密度 $n^H(x_i)$ (m^{-3}) は、 $n^H(x_i, v)$ を v に関して積分することで

$$n^H(x_i) = \int_{-\infty}^{\infty} n^H(x_i, v)dv, \quad (3.15)$$

と与えられる。 $n = 3$ 励起状態水素原子の密度分布 $n^{H(n=3)}(x_i)$ は、衝突ふく射モデルによる計算結果と $n^H(x_i)$ から求めた。 $\phi^{H2}_{in} = 1 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$, $\phi^{H2}_{out} = 0 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ としたときの $n^H(x_i)$ および $n^{H(n=3)}(x_i)$ をそれぞれ図 3.27(a), (b) に赤実線で示す。励起状態水素原子は全体の 13% がダイバータレッグ中に存在すると求まった。また、励起状態水素原子の 75% はスクレイプオフ層に存在しており、残りの 12% は閉じ込め領域内侵入していると求まった。励起状態水素分子と比較し、励起状態水素原子はよりプラズマ中心に近い領域に分布すると計算された。

また、 $\phi^{H2}_{in} = 0 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$, $\phi^{H2}_{out} = 1 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ としたときの $n^H(x_i)$, $n^{H(n=3)}(x_i)$ を図 3.27(a), (b) に赤点線で示す。

3.4.6 輸送計算による励起状態水素原子の速度分布とスペクトル形状

3.4.5 節で計算した $n^H(x_i, v)dv$ と衝突ふく射モデルにより、速度 $v \sim v+dv$ をもつ $n=3$ 励起状態原子の位置 x_i での密度 $n^{H(n=3)}(x_i, v) dv$ (m^{-3}) を求めた。 $\phi_{\text{in}}^{\text{H2}} = 1 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$, $\phi_{\text{out}}^{\text{H2}} = 0 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ としたときの $n^{H(n=3)}(x_i, v)$ を $x_{\text{div,in}} \leq x \leq x_{\text{div,out}}$ で積分した $n=3$ 励起状態原子の視線積分速度分布を図 3.29 に実線で示す。

また、 $\phi_{\text{in}}^{\text{H2}} = 0 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$, $\phi_{\text{out}}^{\text{H2}} = 1 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ としたときの速度分布を図 3.29 に点線で示す。

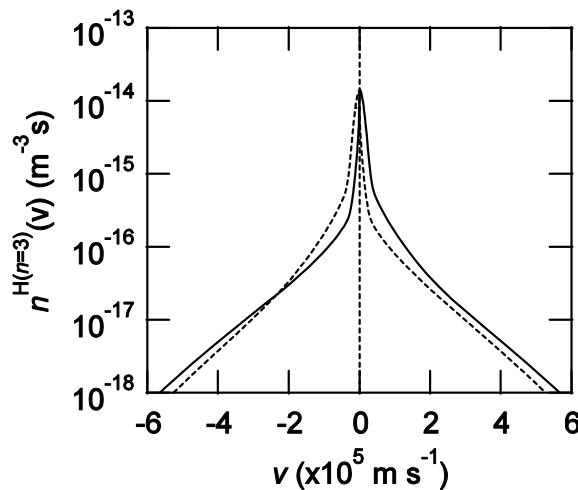


図 3.29 $n=3$ 励起状態水素原子の視線積分速度分布の計算結果。図中実線と点線は、それぞれ、 $\phi_{\text{in}}^{\text{H2}} = 1 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$, $\phi_{\text{out}}^{\text{H2}} = 0 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ としたとき、および $\phi_{\text{in}}^{\text{H2}} = 0 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$, $\phi_{\text{out}}^{\text{H2}} = 1 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ としたときの計算結果を示す。

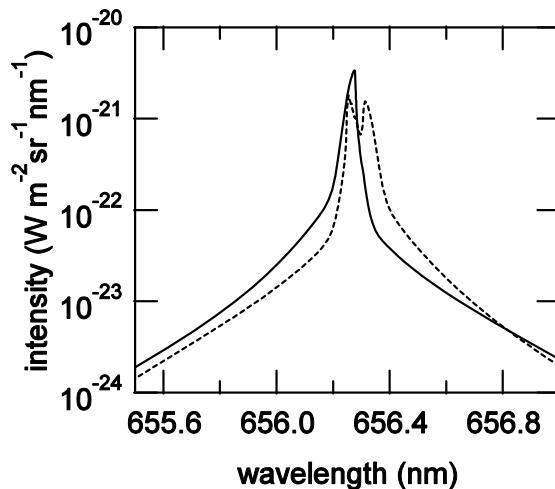


図 3.30 (実線): $\phi_{\text{in}}^{\text{H2}} = 1 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$, $\phi_{\text{out}}^{\text{H2}} = 0 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ としたとき、(点線): $\phi_{\text{in}}^{\text{H2}} = 0 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$, $\phi_{\text{out}}^{\text{H2}} = 1 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ としたときの Balmer- α 発光線スペクトルの異常光成分。

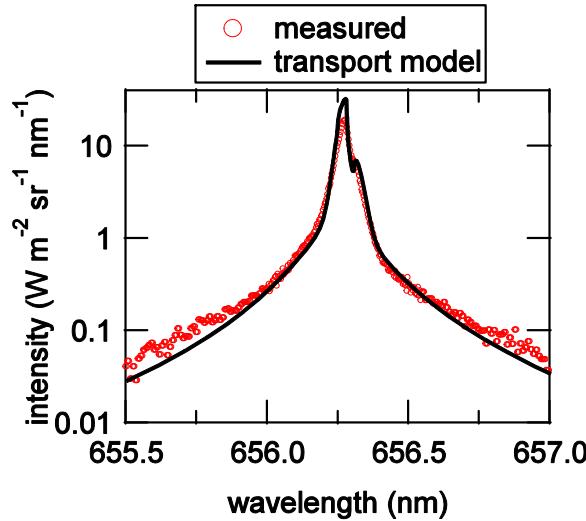


図 3.31 Balmer- α 発光線スペクトルの異常光成分. 3.4.1 の実験結果を○で, $\phi^{H2}_{in} = 8.7 \times 10^{22} \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$, $\phi^{H2}_{out} = 3.6 \times 10^{22} \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$ のときの計算結果を黒線で示す.

3.4.1 節の観測視線上の磁場分布を x 軸上の磁場分布と仮定し, 今回の輸送モデルで計算した $n^{H(n=3)}(x_i, v)$ から Zeeman 分裂と Doppler 効果を考慮し, 観測視線上の発光強度を積分することで Balmer- α 発光線形状を計算した. $\phi^{H2}_{in} = 1 \text{ m}^{-2} \text{s}^{-1}$, $\phi^{H2}_{out} = 0 \text{ m}^{-2} \text{s}^{-1}$ としたとき, $\phi^{H2}_{in} = 0 \text{ m}^{-2} \text{s}^{-1}$, $\phi^{H2}_{out} = 1 \text{ m}^{-2} \text{s}^{-1}$ としたときの Balmer- α 発光線の異常光成分を図 3.30 にそれぞれ実線, 点線で示す.

上記の計算を元に, 計測された Balmer- α 発光線スペクトルの裾部のうち波長領域 $655.8 < \lambda < 656.2 \text{ nm}$ および $656.3 < \lambda < 656.7 \text{ nm}$ を最も再現する ϕ^{H2}_{in} , ϕ^{H2}_{out} の組み合わせを求めた. $\phi^{H2}_{in} = 8.7 \times 10^{21} \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$, $\phi^{H2}_{out} = 3.6 \times 10^{21} \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$ のとき, Balmer- α 線スペクトルの裾形状をよく再現した. 図 3.31 に計測された Balmer- α 発光線スペクトルと共に, 計算結果を示す. なお, 計算結果には, 3.4.1 節で見積もった連続光強度を加えている.

スペクトル裾部の形状は, 指数関数に近い形状をしており, 計測結果と定性的に一致した. しかし, 656.5 nm 付近や, 657.0 nm 付近のスペクトルの中心から遠い裾部の強度は, 計算結果は計測結果に比べて 20% 程度小さかった. また, この条件では Fulcher- α 帯 $v' = v'' = 2$ 遷移 Q1 発光線の強度は $0.11 \text{ W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$ となったが, 計測された発光強度は $0.0069 \text{ W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$ であり, 計算結果が約 16 倍大きかった. 3.2 節では, 実験結果から水素分子がダイバータ付近で主に解離していることを示した. また, ダイバータから水素が原子の状態でも脱離することが知られている[19]. 今後, 3 次元的な輸送の効果やダイバータで解離する水素原子も考慮に入れた輸送モデルの開発が求められる.

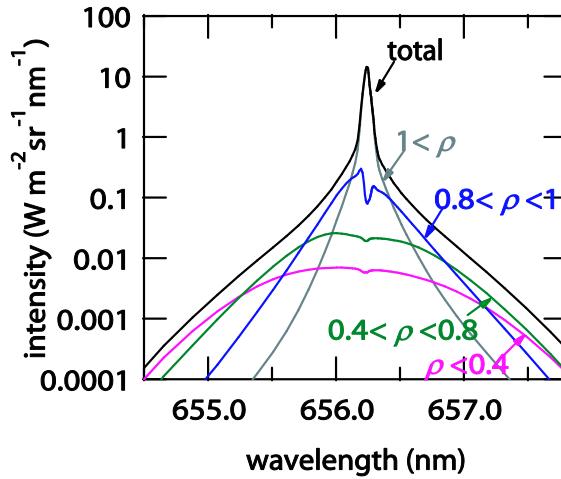


図 3.32 $\phi^{H_2}_{in} = 8.7 \times 10^{21} \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$, $\phi^{H_2}_{out} = 3.6 \times 10^{21} \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$ のもとで計算した Balmer- α 発光線スペクトル(黒線)と, $1.0 < \rho$ (灰線), $0.8 < \rho < 1.0$ (青線), $0.4 < \rho < 0.8$ (緑線), $\rho < 0.4$ (鮮赤線)の領域からの発光スペクトルの成分.

$\phi^{H_2}_{in} = 8.7 \times 10^{21} \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$, $\phi^{H_2}_{out} = 3.6 \times 10^{21} \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$ のもとで計算した Balmer- α 発光線スペクトルを図 3.32 に再度黒線で示す. なお, 図 3.31 よりも波長・強度ともにさらに広い範囲を示している. 閉じ込め領域外側(図 3.26(d)下軸に示した ρ のうち, $1.0 < \rho$ の領域)からの Balmer- α 発光線スペクトルを灰色の線で図 3.32 に示す. 同様に $0.8 < \rho < 1.0$, $0.4 < \rho < 0.8$, $\rho < 0.4$ の領域に関して計算した発光線スペクトルを図 3.32 にそれぞれ青色, 緑色, 鮮赤色の線で示す. 縦軸が対数スケールであることを考慮すると, スペクトル中心の発光はほとんどが $1.0 < \rho$ の領域に由来することがわかる. 一方で, 水素原子によるスペクトル裾部の発光は, 閉じ込め領域内側の高温の領域に侵入し, 加熱された水素原子によるものであることがわかる.

このときの x 軸上の基底状態水素分子・原子の密度分布および励起状態分子・原子の密度分布をそれぞれ図 3.33(a),(b)に示す. 大半径内側壁面近傍の水素原子密度は $3.0 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ であったのに対し, プラズマ中心での水素原子密度は $3.2 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$ と, 約 10^4 倍小さかつた. 図中には計測されたスペクトルの Zeeman 効果による分裂から求めた水素原子, 分子の発光位置をそれぞれ黒点線, 赤点線で示している.

単位面積, 単位時間あたりに大半径内側, 外側の最外殻磁気面を通って閉じ込め領域に供給される水素原子数 $F_{LCFS,in}^H$, $F_{LCFS,out}^H$ は, 大半径内側, 外側の最外殻磁気面の位置 $x_{LCFS,in}$, $x_{LCFS,out}$ での $F^H(x, v)$ を v で積分することで, 以下のように計算できる.

$$F_{LCFS,in}^H = \int_{-\infty}^{\infty} F^H(x_{LCFS,in}, v) dv \quad (3.16)$$

$$F_{LCFS,out}^H = -\int_{-\infty}^{\infty} F^H(x_{LCFS,out}, v) dv \quad .$$

これにより、 $F_{\text{LCFS,in}}^{\text{H}}$, $F_{\text{LCFS,out}}^{\text{H}}$ はそれぞれ、 $1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-2} \text{s}^{-1}$, $3.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-2} \text{s}^{-1}$ と求まった。これは、 $\phi_{\text{in}}^{\text{H}_2}$, $\phi_{\text{out}}^{\text{H}_2}$ に含まれる水素原子の数の約 6×10^3 倍である。

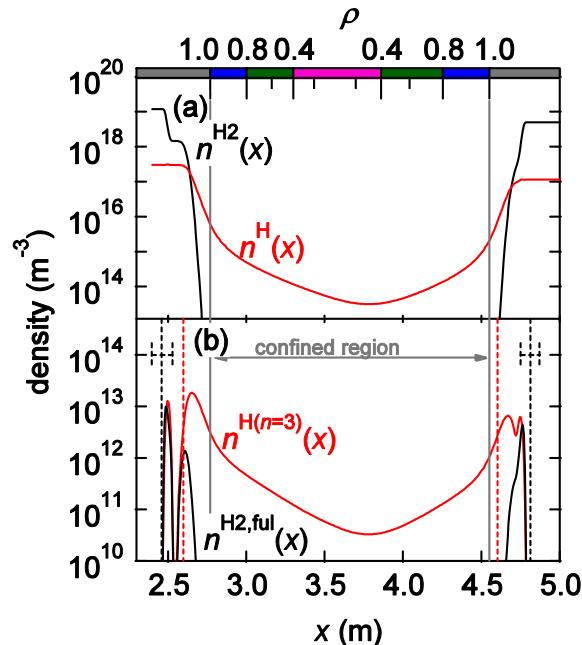


図 3.33 Balmer- α 発光線スペクトルの計測結果と計算結果を比較することで求めた(a)基底状態水素分子、原子の密度分布と、(b)励起状態水素分子・原子の密度分布。計測スペクトルをフィッティングすることで求めた水素分子・原子の発光位置をそれぞれ黒の縦点線および赤の縦線で示す。上軸には図 3.26(d)下軸に示した観測視線上の ρ の分布を示す。

3.5 結論

3.1 節では複数波長域高分解分光器の開発について述べた。このことにより水素原子 Balmer- α , - β , - γ 発光線および水素分子 Fulcher- α 帯 $v' = v'' = 0, 2$ 遷移 Q 枝発光線形状を同時に高分解で計測することが可能となった。

3.2 節では上記分光器と 6 観測視線を用いた LHD プラズマからの発光計測について述べた。水素原子・水素分子発光線を偏光分離計測し, Zeeman 効果により分裂したスペクトル形状を局所的な発光を仮定してフィッティングすることで、水素原子・分子の発光位置および発光強度を導出した。その結果、水素分子は水素原子と比較し、より周辺の領域で発光していることが明らかになった。また、水素分子発光強度はダイバータ付近で大きく、ダイバータから離れるに従って小さくなつたが、水素原子発光強度は大きな位置依存性を持たなかつた。これらから、ダイバータから脱離した水素分子はダイバータ近辺で発光、解離しており、スクレイプオフ層には水素原子が主に入射していることが示された。

3.3 節では、Zeeman 効果の無視できる低磁場強度のプラズマからの発光を計測し、Balmer- α , - β , - γ 発光線スペクトルが指数関数的な裾の形状を持つことを明らかにした。原子発光線に見られる裾形状は、荷電交換衝突により生成された高速水素原子からの発光であると同定した。Balmer- α , - β , - γ 発光線形状から $n = 3, 4, 5$ 励起状態水素原子の視線方向速度分布を計算した。 $n = 3, 4, 5$ 励起状態水素原子の視線方向速度分布はほとんど同様の形状を有することを明らかにした。また、電子温度・密度の異なるプラズマでは、速度分布関数のうち、特に $|v| > 10^5 \text{ m/s}$ の高速水素原子の分布形状が変化することを示した。このような高速水素原子は荷電交換衝突を通して高温のプラズマに侵入した水素原子だと推定した。

3.4 節では、3.2 節、3.3 節で明らかになった水素原子・分子の発光位置の違い、高速水素原子の存在を理解するための一次元輸送モデルを提案した。輸送モデルの計算結果から、水素分子は水素原子より周辺の領域で発光することが再現された。また、水素原子の発光の空間分布は水素分子のものに比べて広がつており、荷電交換衝突によって閉じ込め領域内にも水素原子が侵入することが示された。輸送モデルから、指数関数的な裾形状を持つ Balmer- α 発光線スペクトルが計算された。スペクトル中心部に現れる低速の水素原子による発光はスクレイプオフ層に局在しており、スペクトル裾部に現れる高速の水素原子による発光は閉じ込め領域内に侵入した水素原子による発光であることが示された。

第4章 Balmer- α 発光線の高速高分解分光計測

水素原子発光線スペクトルの裾部には閉じ込め領域内に侵入した水素原子からの発光が現れること、また裾部の形状はプラズマパラメータに依存して変化することを前章で明らかにした。ただし LHD のプラズマパラメータは数 $100 \mu\text{s}$ 以下の時間で変化することもある一方、前章で用いた CCD カメラの計測周波数は 10 Hz 以下と遅い。本章では検出器に光電子増倍管を用いた分光計測システムを開発し、LHD からの発光のうち Balmer- α 発光線スペクトルの形状のみを高い計測周波数で計測する。

4.1 高速高分解分光計測システムの開発

4.1.1 分光システム

図 4.1 に LHD のポロイダル断面図を示す。観測は、図 4.1 に橙点線で示す水平方向の視線で行った。プラズマからの発光を、高さ $0.026, 0.052, 0.078 \text{ m}$ に設置した 3 つのフォーカスレンズにより $300 \mu\text{m}$ 径ファイバ 3 本を束ねた光ファイババンドル 3 本の端面にそれぞれ集光した。プラズマでの視野はそれぞれ径 10 cm 程度の円筒状であり、3 視線の合計で高さ 15 cm 、横幅 10 cm 程度の領域を計測している。

図 4.2 に、開発した高速高分解分光計測システムの概略図を示す。光ファイババンドル(12 本バンドル、コア径 $400 \mu\text{m}$)のうち 9 本の光ファイバを用いて発光を高分散分光器(Jobin Yvon, THR1000, focal length: 1 m , grating: 2400 grooves/mm)に導入した。分光器の出口に結像される像を凸レンズ(直径 30 mm 、焦点距離 100 mm)により約 2 倍に拡大し、光電子増倍管リニアアレイ(Hamamatsu, R5900U-20-L16)の光電面に結像した。この光電子増倍管リニアアレイの光電面には 16 個のアノードが一列に 1 mm 間隔で並んでいる。アノード列を波長分散方向に平行に設置し、16 波長領域の発光強度を計測する。

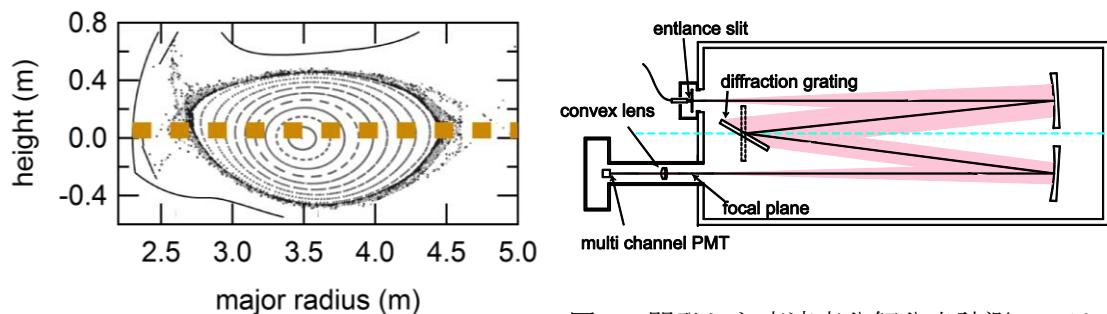


図 4.1 LHD ポロイダル断面図と観測視線。

図 4.2 開発した高速高分解分光計測システムの概略図。

4.1.2 電流電圧変換回路の開発

光電子増倍管からの信号を、16 ch アナログ-デジタル(A-D)変換機(National Instruments, USB-6251)によりデジタル化しコンピュータで記録する。光電子増倍管からは光電面に入射する光量に比例した電流が出力されるが、A-D 変換機で計測できるのは電圧値である。そのため電流を電圧に変換する回路(電流電圧変換回路)を作製した。

一般に信号を計測する場合、計測されるランダムノイズの大きさは、信号の周波数帯域の平方根に比例する。そのため、ランダムノイズを抑えつつ高速な計測を行うためには、A-D 変換機に入力する信号の周波数帯域を計測周波数の半分とすることが求められる[49]。光電子増倍管からの出力電流の周波数帯域は 1 GHz 以上であり、A-D 変換機の最大計測周波数の 70 kHz に対し、 10^4 倍以上大きい。そのため、電流電圧変換回路の周波数帯域を 40 kHz として設計を行う。

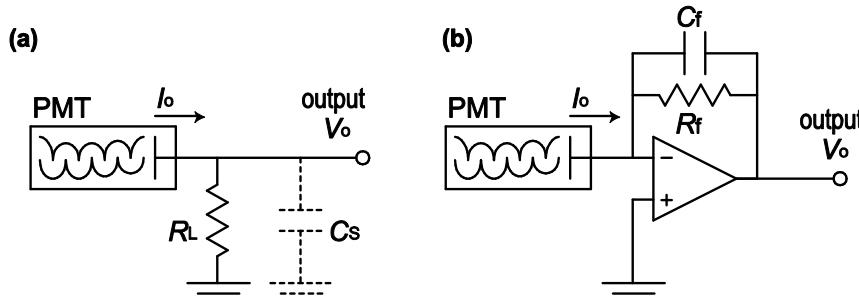


図 4.3 (a):抵抗器のみを用いた電流-電圧変換回路、(b):オペアンプを用いたインピーダンス変換回路の概略図。

電流を電圧に変換する最も単純な電気回路として、図 4.3(a)に示すような、一つの負荷抵抗器を用いるものが考えられる。光電子増倍管からの出力電流を I_o 、負荷抵抗値を R_L とすると、出力電圧 V_o は

$$V_o = I_o R_L , \quad (4.1)$$

である。この場合の遮断周波数 f_c は以下のように決まる。

$$f_c = \frac{1}{2\pi C_s R_L} . \quad (4.2)$$

ここで、 C_s は A-D 変換機の入力容量や配線などによる浮遊容量の総和である。今回用いる A-D 変換機には 100 pF の入力容量があるため C_s は 100 pF より大きくなる。 $C_s = 100 \text{ pF}$, $f_c = 40 \text{ kHz}$ とすると、 R_L は $40 \text{ k}\Omega$ となる。スペクトル裾部に対応する光電子増倍管のチャンネルからの出力電流 I_o は放電にもよるが $0.01 \mu\text{A}$ 程度であり、この場合の出力電圧 V_o は 0.4 mV となる。今回用いる A-D 変換機の計測可能な最小電圧は 0.03 mV であり、これは V_o の 8 % 以上である。この条件では、計測結果に与える A-D 変換機での量子化雑音の影響が大きくなる。

一方、電流を電圧に変換するもうひとつの電気回路として、オペアンプを使ったインピーダンス

一ダンス変換回路がある。その回路図を図 4.3(b)に示す。フィードバック抵抗値を R_f , フィードバック容量値を C_f とすると、出力電圧 V_0 は

$$V_0 = -I_o R_f , \quad (4.3)$$

となり、その遮断周波数 f_c は

$$f_c = \frac{1}{2\pi C_f R_f} , \quad (4.4)$$

となる。オペアンプの出力インピーダンスは十分に小さいため、遮断周波数は A-D 変換機の入力容量にはほとんど影響されなくなる。

今回の計測ではオペアンプ(Texas Instruments, OPA2743)を用いて、遮断周波数が 40 kHz の電流電圧変換回路を作製した。Balmer- α 発光線裾部の強度は、中心部の強度に比べ 10^{-3} 倍以下である。それぞれの回路から出力される電圧が、A-D 変換機の計測可能な電圧範囲内となるよう、発光線中心部計測用の回路と、中間部計測用の回路、裾部計測用の回路には異なる R_f, C_f の組み合わせを採用した。それぞれに用いた R_f, C_f の値を表 4.1 に示す。また、作製した電流電圧変換回路と光電子増倍管リニアアレイを組み込んだ光検出器の写真を図 4.4 に示す。

発光強度を既知の振幅と周波数で変調させた発光ダイオードからの光を本検出器で計測することで、作製した電流電圧変換回路の周波数特性を求めた。各チャンネルの周波数特性を図 4.5 に示す。遮断周波数は全てのチャンネルで 4×10 kHz であると確かめられた。

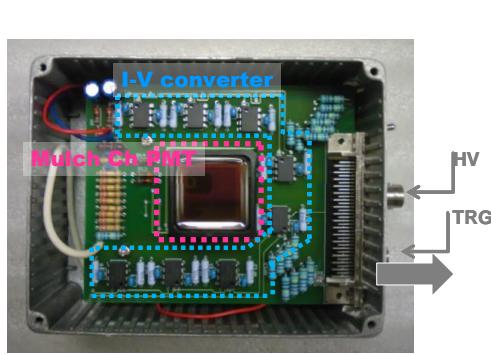


図 4.4 光電子増倍管リニアアレイと電流電圧変換回路を用いて作製した光検出器。

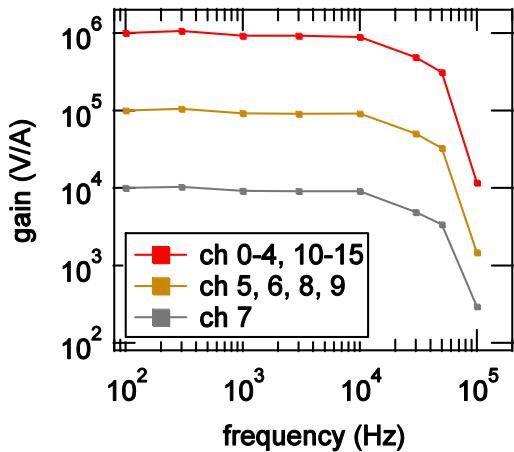


図 4.5 各チャンネルの電流電圧変換回路の周波数特性。

表 4.1 各チャンネルの電流電圧変換回路に用いたフィードバック抵抗値と容量値

channel	7 (line center)	5, 6, 8, 9 (intermediate)	0 - 4, 10 - 15 (line wing)
$R_f (\Omega)$	1×10^4	1×10^5	1×10^6
$C_f (F)$	4×10^{-10}	4×10^{-11}	4×10^{-12}

4.1.3 感度・波長較正

電流電圧変換回路からの出力電圧は、光電面に入射する光量、インピーダンス変換回路でのフィードバック抵抗値の他にも、光電子増倍管の光電面感度や増倍率に依存する。光ファイバにタンクステンランプの光を入射し、その発光を計測した。今回計測する波長領域はおおよそ $656 \pm 1 \text{ nm}$ であり、この波長領域ではタンクステンランプの照度は波長に依存せず一定とみなせる。計測したチャンネルごとの出力電圧を図 4.6 に示す。この値から各チャンネルの相対感度を求めた。計測に用いた高分散分光器には波長コントローラが装備されており、回折格子を回転させ、分光器出口に結像されるの光の波長を選択できる。この波長コントローラのダイアルは、3 章で用いた 2 次元 CCD カメラを用いてあらかじめ較正している。ただし、今回は凸レンズにより像を拡大しており、光電子増倍管の光電面上での中心波長・波長分散は、分光器出口のものとは異なるため、別途較正を行った。波長コントローラにより回折格子の角度を変化させ、低圧水素グロー放電管からの

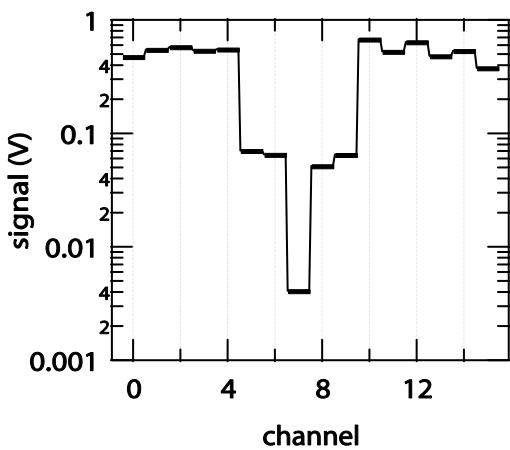


図 4.6 タングステンランプを計測したときの各チャンネルの出力電圧。

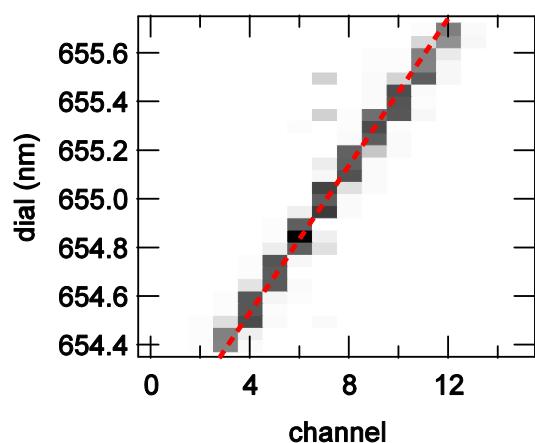


図 4.7 低圧水素放電管の発光の計測結果。波長コントローラのダイアル値を縦軸に、発光強度を白~黒のグレースケールで示す。赤点線で、スペクトルのピークとダイアル値の線形フィッティング結果を示す。

Balmer- α 発光線を複数回計測した。図 4.7 に波長コントローラのダイアル値と各チャンネルに入射する光量との関係をグレースケールで示す。分光器出口での中心波長を変化させることで、Balmer- α 発光線が結像されるチャンネルが変化している。計測されたスペクトルのピークのチャンネルと波長コントローラのダイアル値を直線でフィッティングした。フィッティング結果を図 4.7 に赤点線で示す。光電面上での波長分散は-0.137 nm/ch と求まった。また、Balmer- α 発光線の中心がチャンネル7の中心に来るよう、波長調整ダイアルの値を 655.00 nm とした。

図 4.8 に本システムを用いて計測した典型的な Balmer- α 発光線スペクトルを黒線で示す。また、ほぼ同じ観測視線を持つ分光器(McPherson, Model 209)と CCD 検出器 (Andor DV435-BV)からなる分光計測システムで計測した発光線スペクトルを図 4.8 中に赤丸で示す。縦軸は対数スケールである。裾部分を含む Balmer- α 発光線スペクトルの形状が、 10^3 以上のダイナミックレンジで本システムにより計測されている。図 4.8 上軸には、Balmer- α 発光線中心からの波長シフト $\Delta\lambda$ を示す。

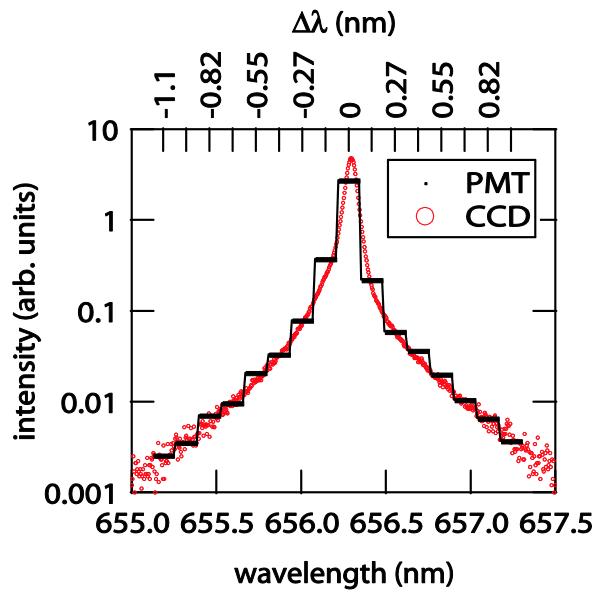


図 4.8 高速分光システム(黒線)、および CCD と高分解分光器からなる分光計測システム(赤丸)で計測した LHD プラズマ中 Balmer- α 発光線スペクトル。

4.2 LHD プラズマの計測

4.2.1 実験

閉じ込め磁場強度が 1.5 T のもとで、NBI により生成された水素放電からの Balmer- α 発光線スペクトルの計測を行った。図 4.9(a)にプラズマ中心での電子温度・密度の時間発展を、図 4.9(b)に NBI パワーの時間発展を示す。 $t = 4.40, 5.40$ s に水素ガスパフが行われ、中心電子温度が減少し、中心電子密度が増加している。 $t = 5.85$ s には固体水素ペレットがプラズマに入射されている。ガスパフ、固体ペレット入射が行われた時間を図 4.9(b)に縦棒で示す。また、 $t = 4.3 \sim 6.3$ s では NBI パワーが 10 Hz で変調されている。

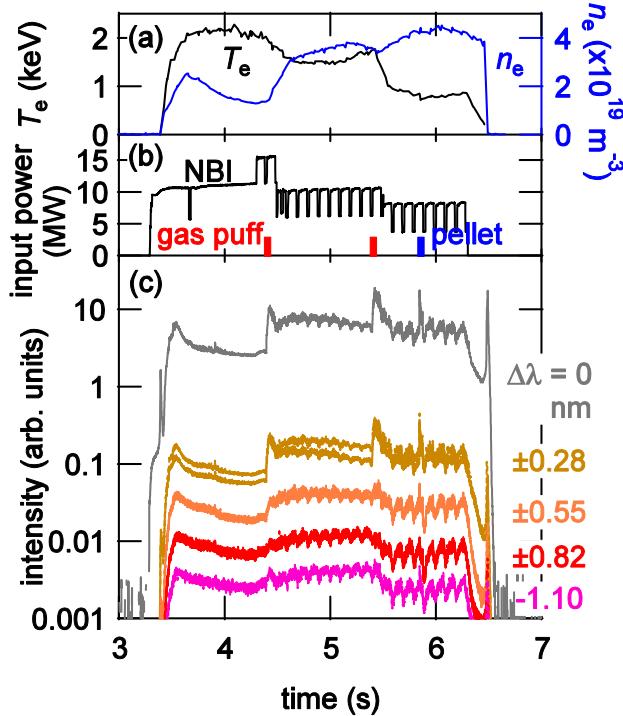


図 4.9 (a): プラズマ中心での電子温度・密度の時間発展. (b): NBI パワーの時間発展. (c): 計測した Balmer- α 線のうち、各波長領域での発光強度の時間発展. 波長は図中右側に示している. 放電中に行われたガスパフ、固体水素ペレット入射のタイミングを (b) 中にそれぞれ赤の縦線、青の縦線で示す.

4.2.2 結果と考察

図 4.9(c)に今回開発した分光計測システムにより計測した Balmer- α 線の $\Delta\lambda = 0$ nm(発光線中心)および、 ± 0.28 nm, ± 0.55 nm, ± 0.82 nm, ± 1.10 nm の波長領域での発光強度の時間変化を示す。ガスパフ、ペレット入射、NBI パワーの変動により各波長領域の発光強度が変化した。

図 4.10 に $t = 4.3 \sim 5.0$ s での計測結果の詳細を示す。(a)には NBI パワーの時間発展とガスパフのタイミングを示しており、(b)には $\Delta\lambda = 0$ nm, 0.28 nm, 0.55 nm の発光強度をそれぞれ灰線、黄線、橙線で示している。なお図中の $\Delta\lambda = 0.28$ nm, 0.55 nm の発光強度は比較のためそれぞれ 30 倍、100 倍している。 $\Delta\lambda = 0$ nm, 0.28 nm の発光強度はガスパフにより約 3 倍に増加した一方、橙線で示した $\Delta\lambda = 0.55$ nm の発光強度の変化は約 1.5 倍であり、 $\Delta\lambda = 0$ nm, 0.28 nm の発光強度変化に比べ小さかった。ガスパフ前後の $t = 4.38, 4.45$ s に計測された Balmer- α 発光線スペクトルを図 4.11 にそれぞれ赤線、青線で示す。なお、図 4.10(b)に発光強度を示した $\Delta\lambda = 0$ nm, 0.28 nm, 0.55 nm の波長を図中に縦点線で示している。ガスパフによる発光強度の増加は、発光線中心付近では大きく、裾部では小さかった。

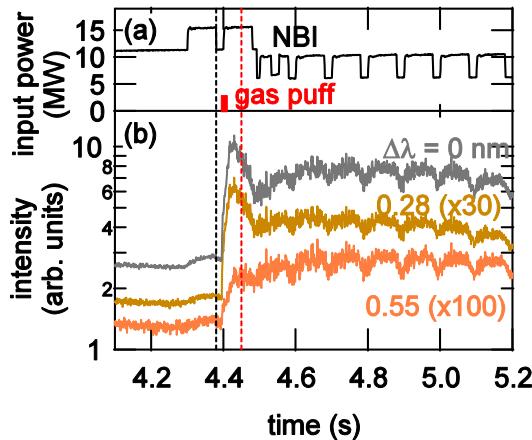


図 4.10 (a): $t = 4.3 \sim 5.0$ s での NBI パワーの時間変化。(b): 計測された(灰線): $\Delta\lambda = 0$, (黄線): 0.28 , (橙線): 0.55 nm 波長成分の発光強度の変化。黒線で Balmer- α 線の発光線強度を示す。

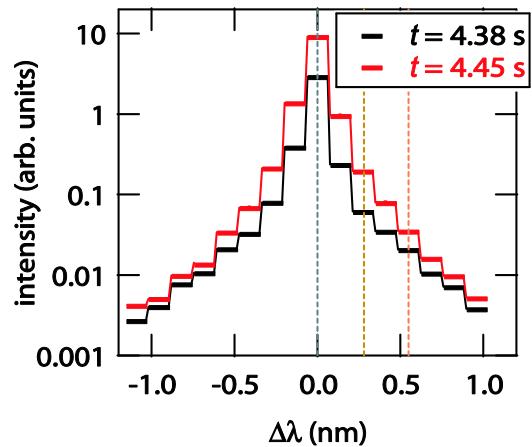


図 4.11 $t = 4.38, 4.45$ s に計測された Balmer- α 発光線スペクトル。図 4.10 (b)に発光強度を示した波長成分を縦の点線で示す。

図 2.12 に示したように Balmer- α 発光線強度は単位時間あたりにイオン化する水素原子数にはほぼ比例する。プラズマに侵入した水素原子のほとんどがイオン化することを考慮すると、図 4.10(b)に示すガスパフに同期した $\Delta\lambda = 0 \text{ nm}$ の発光強度の増加は、ガスパフにより水素原子のプラズマへの流入量が増加したことを見ている。また、NBI パワーの変動にも同期して発光強度が変化しており、水素原子の流入量が NBI パワーにも依存して変化することがわかる。

一方、3.3 節で述べたように、電子密度が高く、また陽子温度が低いプラズマでは、Balmer- α 線の発光線強度に対するスペクトル裾部強度の比は小さくなる。ガスパフ前後の $t = 4.39 \text{ s}$ および 4.45 s に Thomson 散乱法により計測された電子温度・密度の分布を図 4.12(a), (b)にそれぞれ黒印、赤印で示す。ガスパフにより電子温度はあまり変化していないが、電子密度が約 1.5 倍増加している。この電子密度の増加により、高温部まで侵入する水素原子の割合が減少したことにより、中心部に比べ裾部の発光強度の増加が小さくなつたと考えられる。

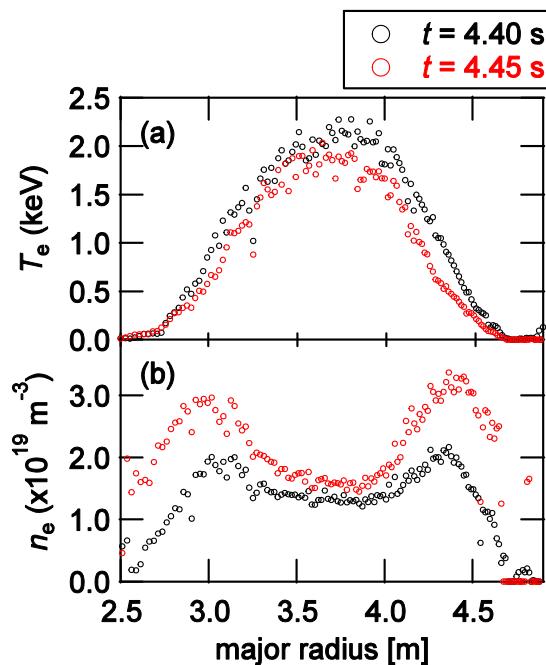


図 4.12 ガスパフ前後に Thomson 散乱により計測された(a)電子温度分布と(b)電子密度分布。

また、図 4.10(b)の $t > 4.5$ s では、NBI パワーの変動と同期した発光強度の変動に加え、さらに周波数の高い発光強度の変動が見られる。 $t = 4.562 \sim 4.568$ s に計測された $\Delta\lambda = 0$ nm, 0.28 nm, 0.55 nm の発光強度をそれぞれ灰点、黄点、橙点で図 4.13 に示す。 $\Delta\lambda = 0.28$ nm, 0.55 nm の発光強度は、比較のためそれぞれ 30 倍、50 倍して示している。図中各色の実線は、計測データに対し 10 点 (140 μ s)ごとの移動平均を取ったものである。 $\Delta\lambda = 0$ nm の発光強度は、約 3 kHz の周波数で振動した。 $\Delta\lambda = 0.28$ nm, 0.55 nm の発光強度も同様の振動数で振動した。図中に、 $\Delta\lambda = 0$ nm の発光強度が極大値を取る時間を灰色の縦線で示す。 $\Delta\lambda = 0.55$ nm の発光強度の振動は、発光線中心の振動に比べ位相が進んで振動している。

図 4.14(a), (b)に、 $t = 4.45 \sim 4.95$ s の $\Delta\lambda = 0$ nm の発光強度変化および磁気プローブにより計測された磁場強度変化の時間-周波数スペクトルを示す。時間-周波数スペクトルは連続ウェーブレット変換により求めた。発光強度変化と磁場強度変化の時間-周波数スペクトルの 3 kHz 付近にはよく似た構造が見られる。ポロイダル、トロイダル方向に複数配置された磁気プローブによる磁場強度変動の測定結果から、この構造はプラズマ中に励起された磁性流体力学(Magnetohydrodynamics: MHD)モードによるプラズマの揺動であると同定された。

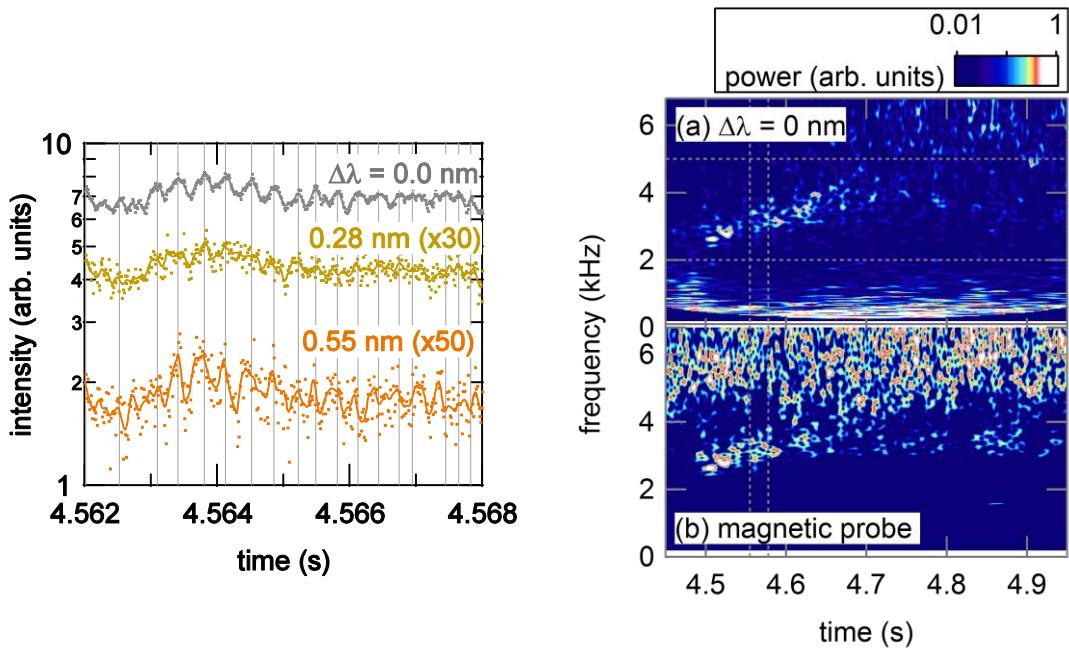


図 4.13 $t = 4.562 \sim 4.568$ s での、(灰点): $\Delta\lambda = 0$, (黄点): 0.28, (橙点): 0.55 nm 波長成分の発光強度の変化。図中各色の実線は各計測結果の 10 点ごとの移動平均の結果である。縦線で、 $\Delta\lambda = 0$ の発光強度が極大値をとる時間を示している。

図 4.14(a): 発光線中心の発光強度, (b): 磁場強度変化の時間-周波数スペクトル。

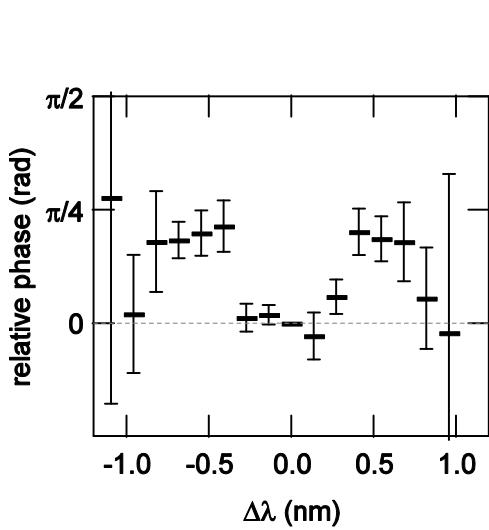


図 4.15 $t = 4.56$ s での発光線中心の発光の振動に対する各波長成分の発光の振動の位相差.

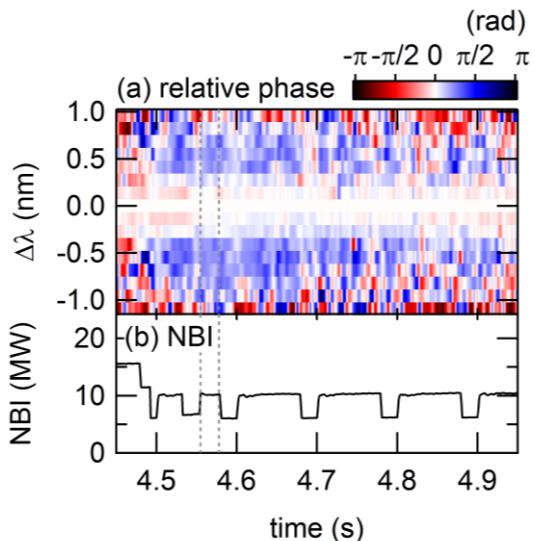


図 4.16 (a):発光線中心の発光強度の振動に対する各波長成分の発光強度の振動の位相差. 正の位相差は発光線中心に比べ位相が進んでいることを示す. (b):NBI 入射パワーの時間発展.

連続ウェーブレット変換を他の波長領域での計測結果に対しても行い、図 4.13 に見られるような、発光強度の振動の位相の違いを求めた。図 4.15 に、 $t = 4.56$ s での $\Delta\lambda = 0$ nm の発光強度の振動に対する、各波長領域の発光強度の振動の位相差を示す。この位相差は図 4.14 に示した時間-周波数スペクトルの 2 ~ 5 kHz の周波数領域のうち、 $\Delta\lambda = 0$ nm の周波数スペクトルが最大となる周波数についてのものを見ている。 $|\Delta\lambda| > 0.5$ nm の発光は、発光線中心よりも約 $\pi/4$ 位相が進んでいた。図 4.16(a)に、上記のようにして求めた、各波長成分の位相差の時間変化を色で示す。負の位相差を赤で、正の位相差を青で示している。この発光強度の振動の位相の差は、 $t = 4.8$ s 程度まで見られた。なお、図 4.15 中に示した誤差は $t = 4.555$ s ~ 4.579 s の間の位相差のばらつきから求めたものである。

$\Delta\lambda = 0$ nm の発光強度の振動は、プラズマに単位時間あたりに入射する水素原子数が変動していることを表す。プラズマ中の揺動に同期してダイバータへの荷電粒子流束が変動し、そこで脱離する水素原子や分子の数が変化したことにより、水素原子流束が増加したことを見出している。一方で、スペクトル中心の発光強度の振動と、裾部での発光強度の振動との位相の違いは、Balmer- α 線の発光強度に対する裾部強度の比が周期的に変動していることを意味する。このようなスペクトル形状の変動は、プラズマの揺動による陽子温度、電子密度分布の変動により、水素原子のプラズマへの侵入長が変動することを示している。

4.3 結論

4.1 節では、光電子増倍管リニアアレイと高分解分光器を用いた高速高分解分光計測システムを開発した。LHD からの Balmer- α 発光線スペクトルを周波数帯域 40 kHz, 波長分解能 0.14 nm, ダイナミックレンジ 10^3 以上で計測することが可能となった。

4.2 節では上記システムを用いて、LHD プラズマからの発光を計測した。Balmer- α 発光線強度は NBI パワーの変動、ガスパフにより変動した。Balmer- α 発光線強度の変化は、プラズマへ単位時間あたりに入射する水素原子数の変化によるものだと結論した。一方、ガスパフ前後における Balmer- α 発光線の裾部の発光強度の変化は、中心部の発光線強度の変化に比べて小さかった。プラズマの電子温度がガスパフにより増加し、水素原子のプラズマへの侵入長が短くなったことで、高温部まで侵入する水素原子の割合が小さくなつたことを示している。

また、プラズマ中の揺動に同期した Balmer- α 発光線強度の振動も計測された。発光線強度の振動と、Balmer- α 線裾部の発光強度の振動の位相が異なつていたことから、プラズマ中の陽子温度・電子密度の分布が変動し、水素原子のプラズマへの侵入長が揺動に同期して振動することが示された。

第 5 章 総括

磁場閉じ込めプラズマ周辺領域での水素原子・分子の発光や解離、イオン化、輸送などを含むダイナミクスの解明を目指して本研究を行った。

3.1 節では、水素原子、分子発光線を同時に高分解分光計測するための計測システムを開発した。これにより、水素原子 Balmer- α , - β , - γ 発光線および水素分子 Fulcher- α 帯 $v' = v'' = 0$ および 2 遷移 Q 枝の発光線の同時分光計測が、波長分解能がそれぞれ 0.008, 0.009, 0.010, 0.008, 0.007 nm で可能となった。

3.2 節では、複数の観測視線と上記分光システムを用いて、LHD で生成された放電からの発光を計測し、ポロイダル断面上での水素原子・分子の発光位置を求めた。その結果は以下の通りである。

- ・水素分子は水素原子に比べ、より周辺の領域で発光する。
- ・水素分子の発光はダイバータ付近で局所的に大きく、離れるに従って小さくなる。
- ・水素原子の発光は、水素分子のものに比べて広い領域に分布する。

以上から、ダイバータから脱離した水素分子はダイバータ近辺ですぐに発光、解離すること、メインプラズマには水素原子が主に入射していることがわかった。

3.3 節では、単一観測視線と上記分光器を用いて、Balmer- α , - β , - γ 発光線スペクトルの裾部分に注目した計測を行った。その結果、以下のことを明らかにした。

- ・原子発光線は指数関数的な裾の形状を持つこと。
 - ・それらは荷電交換衝突により生成された高速水素原子からの発光であること。
 - ・スペクトルから求めた $n = 3, 4, 5$ 励起状態水素原子の視線方向速度分布が同様の形状を持つこと。
 - ・電子温度・密度の異なるプラズマでは、高速水素原子の速度分布形状が変化すること。
- 以上のことから、荷電交換衝突を通して高温のプラズマに侵入した水素原子からの発光が原子スペクトルの裾部に現れていると推定した。

3.4 節では、3.2 節、3.3 節で明らかになった水素原子・分子の発光位置の違い、高速水素原子の存在を理解するための一次元輸送モデルを提案した。輸送モデルの計算結果から、以下のことが示された。

- ・水素分子は水素原子より周辺の領域で発光すること.
 - ・水素原子は荷電交換衝突により、閉じ込め領域内まで侵入し、イオン化されること.
 - ・Balmer- α 発光線スペクトルが指数関数的な裾形状を持つこと.
- また、計算結果と計測結果を比較し、Balmer- α 発光線スペクトル裾部の発光は主に閉じ込め領域内に侵入した水素原子からの発光であることを示した.

4章では、磁場閉じ込めプラズマ中の原子発光線スペクトルの裾部が、閉じ込め領域に侵入し加熱された水素原子からの発光であること、またその形状がプラズマの温度・密度に依存して変化することに注目し、Balmer- α 発光線の高速高分解分光計測を展開した.

4.1節では、光電子増倍管リニアアレイと高分解分光器を用いた高速高分解分光計測システムを開発した。LHDからのBalmer- α 発光線スペクトルを周波数帯域40 kHz、波長分解能0.14 nm、ダイナミックレンジ 10^3 以上で計測することが可能となった。

4.2節では上記システムを用いて、LHDプラズマからの発光を計測した。NBIパワーの変動、ガスパフ、固体水素ペレット入射、プラズマ中の揺動などによるプラズマの変化に対して、Balmer- α 発光線スペクトルの各波長領域の発光強度の時間変化を計測した。これらのプラズマの変化に対して、発光線中心と裾部では、発光強度の時間変化が異なった。プラズマの温度・密度に対する、水素原子のプラズマへの侵入長の変化が、短い時間スケールでも計測できることを示した。

付録 基底状態、励起状態水素原子の速度分布の比較

3.3 章で計測した $n = 3, 4, 5$ 励起状態の視線積分速度分布はお互いによく似た形状を示した。基底状態水素原子と陽子との荷電交換衝突により高速の水素原子が生成されると考えてきたが、発光を担う励起状態水素原子も陽子と衝突することで荷電交換反応を起こす。図 A.1 に、 $n = 1, 2, 3, 4, 5$ 状態の水素原子に関する荷電交換衝突断面積を示す。励起状態水素原子に関する断面積は、基底状態原子の断面積と比較して大きいため、励起状態水素原子の速度分布と基底状態原子の速度分布の形状は異なる可能性がある。しかし、その関係を述べたモデルは報告されていない。本付録では、基底状態水素原子の速度分布から励起状態水素原子の速度分布を計算するモデルについて述べる。3.3 節、3.4 節では水素原子がプラズマに侵入することにより、高速の水素原子が生成されることを述べた。しかし、ここではプラズマや原子密度の空間分布は一様とし、励起状態原子の荷電交換衝突が速度分布におよぼす影響のみについて考える。また、基底状態水素原子の荷電交換衝突による速度変化も無視できるとした。

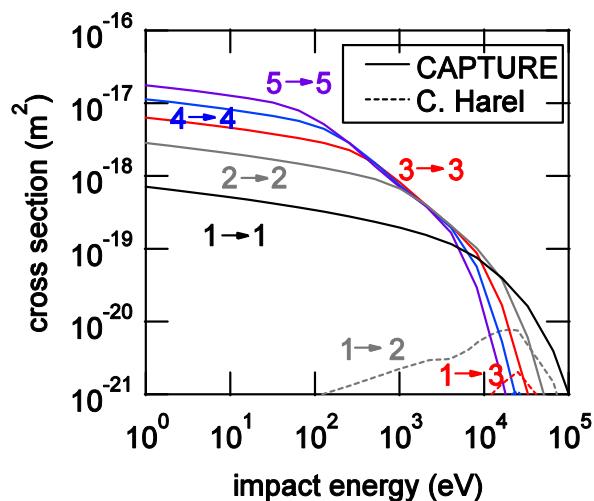


図 A.1 Harel ら[52], CAPTURE code [53]によって計算された荷電交換衝突断面積。始状態、終状態の主量子数を図中に示す。

A.1 速度変化衝突を考慮した水素原子衝突ふく射モデル

速度 $v \sim v + dv$ をもつ励起状態 p のポピュレーション密度 $n_{p,v}^H (m^{-3})$ の時間変化は以下のように表せる。

$$\frac{d}{dt} n_{p,v}^H = \sum_q \int dv' r(q, p, v', v) n_{q,v'}^H - \sum_q \int dv' r(p, q, v, v') n_{p,v}^H . \quad (A.1)$$

ここで, q は水素原子の準位を表しており, 励起状態のほかに基底状態と陽子も含む. $r(q, p, v', v)$ は速度 v' を持つ準位 q の水素原子が, 速度 v を持つ準位 p の水素原子に変化するレートである. なお, $r(q, p, v', v)$ は $v' = v$, $q = p$ の場合も含む. (A.1)式右辺第一項は, 単位体積・単位時間あたりに生成される速度 $v \sim v + dv$ を持つ準位 p の水素原子数を表しており, 第二項は消滅する原子数を表している.

ここでは, $n_e = n^{H+} \gg n^H$ であり, 水素分子, 分子イオンを含まない水素プラズマに限って考える. この場合, 水素原子衝突, 電子衝突による水素原子の速度変化は無視出来るため, $r(q, p, v', v)$ は次のように書ける.

$$\begin{aligned} & r(q, p, v', v) \\ &= A(q, p) \delta(v' - v) + C_{ex}^e(q, p) \delta(v' - v) n_e + C_{ex}^{H+}(q, p) \delta(v' - v) n^{H+} + C_{cx}^{H+}(q, p, v', v) n^{H+} . \end{aligned} \quad (A.2)$$

ここで, $A(q, p)$ は準位 q から準位 p への A 係数, $C_{ex}^e(q, p)$, $C_{ex}^{H+}(q, p)$ はそれぞれ電子衝突, 陽子衝突により準位 q から準位 p への遷移するレート係数であり, これらは水素原子の速度変化を起こさない. $\delta(v' - v)$ はディラックのデルタ関数である. また, $C_{cx}^{H+}(q, p, v', v)$ は陽子との荷電交換衝突により準位 q から準位 p へ, 速度 v' から v へ水素原子が遷移するレート係数である.

簡単のため, $n_{p,v}^H$ を以下の様に複数の規格化した温度 T_i の Maxwell 分布関数 $f_M(v, T_i)$ の線形和で表されると仮定する.

$$n_{p,v}^H = \sum_i n_{p,i}^H f_M(v, T_i) . \quad (A.3)$$

$n_{p,i}^H$ は温度成分 T_i を持つ準位 p のポピュレーション密度である. (A.3)を(A.1)に代入することで, 次の関係を得る.

$$\frac{d}{dt} n_{p,i}^H = \sum_{q,j} r_{j,i}(q, p) n_{q,j}^H - \sum_{q,j} r_{i,j}(p, q) n_{p,i}^H . \quad (A.4)$$

ここで, $r_{j,i}(q, p)$ は準位 q から準位 p へ, 温度成分 T_j から温度成分 T_i への変化を伴うポピュレーション遷移レートであり, (A.2)式から計算する.

ここで, 基底状態原子, 陽子以外の準位 p について(A.4)式の左辺を 0 と置く準定常近似を行う. この近似のもとでは, (A.4)式は以下のように解ける.

$$n_{p,i}^H = \sum_j R_{p,ij}^0 n_{j,i}^H + \sum_j R_{p,ij}^1 n_{j,i}^H . \quad (A.5)$$

$n_{j}^{\text{H}_+}$, n_j^{H} はそれぞれ温度成分 T_j を持つ基底状態水素原子密度および陽子密度である. $R_{p,j}^0$, $R_{p,kj}^1$ はそれぞれの比例係数であり, $T_e, T^{\text{H}_+}, n_e, n^{\text{H}_+}$ の関数である.

電子衝突励起・脱励起・イオン化断面積としては Bray ら[50], Johnson ら[25], Janev ら[51]によって計算, 収集されたものを用いた. また, 陽子衝突励起・脱励起・イオン化断面積は Janev ら[51]によるものを用いた. $r_{j,i}(q, p)$ を計算するためには, 厳密には荷電交換衝突の微分断面積が必要であるが, 励起状態に関するこれらの断面積は報告されておらず, 全断面積のみが報告されている. しかし, 荷電交換衝突では前方散乱が支配的であることが知られているため[41], 今回は全ての荷電交換衝突が純粹な前方散乱であると仮定した. 荷電交換衝突断面積は, Harel らによるもの[52]と V. Shevelko らによって開発された CAPTURE コード[53]による計算結果を用いた.

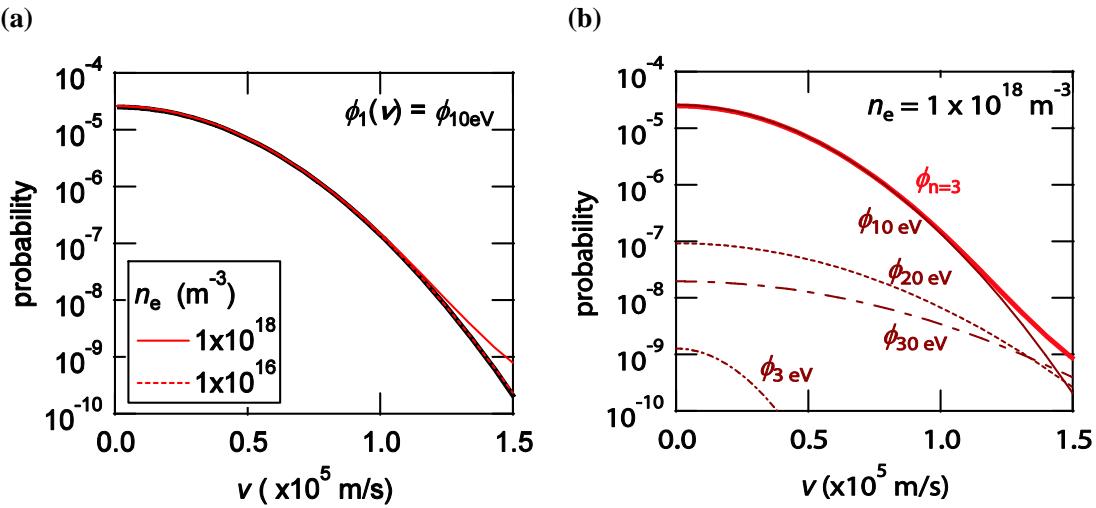


図 A.2 (a): $T_e = T^{\text{H}_+} = 20 \text{ eV}$ のプラズマ中で, 基底状態水素原子温度が 10 eV のときの $n = 3$ 状態水素原子の速度分布. $n_e = n_p = 1 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ での計算結果を赤の点線で, $n_e = n_p = 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ での計算結果を赤の実線で示す. 面積は 1 に規格化している. 図中に, 温度 10 eV の Maxwell 分布を黒線で示す. (b): $n_e = n_p = 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ のときの計算結果と, その温度成分. 1 eV の温度成分は小さく, 縦軸の範囲外であり示せていない.

今回のモデルでの計算の一例として, $T_e = T^{H+} = 20 \text{ eV}$ で, 基底状態水素原子の速度分布が 10 eV の Maxwell 分布であるプラズマ中での $n = 3$ 状態水素原子の速度分布を計算した。計算結果を図 A.2(a)に示す。10 eV の Maxwell 分布を図 A.2(a)中の黒線で示す。この計算では, 3.4 節の解析と同様, イオン化プラズマを仮定し, (A.5)式中の第一項は無視している[11]。また, (A.3)式中の T_i として, 1, 3, 10, 20, 30 eV の 5 つの温度を用いた。図中赤点線は $n_e = n^{H+} = 1 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ での計算結果であり, 赤実線は $n_e = n^{H+} = 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ での計算結果である。 $n_e = n^{H+} = 1 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ のときの $n = 3$ 状態水素原子の速度分布は, 黒線で示した基底状態原子の速度分布とほとんど同一であり, 図では重なっている。一方, $n_e = n^{H+} = 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ の計算結果は高温の成分を持っている。図 A.2(b)に, $n_e = n^{H+} = 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ のもとで計算した $n = 3$ 状態水素原子のうち, 5 つの温度成分からの寄与を示す。 T^{H+} より高い温度成分からの寄与も見られる。図 A.1 に示した荷電交換衝突断面積は衝突エネルギーにあまり依存せず, また速度の大きい陽子ほど原子との衝突確率が高くなるために, このような T^{H+} より高い温度を持つ水素原子が生成している。

基底状態水素原子と, 励起状態水素原子の速度分布の違いを定量化するため, 以下のように基底状態水素原子と励起状態水素原子の平均運動エネルギー差 ΔE_p を定義する。

$$\Delta E_p = E_p - E_1 . \quad (\text{A.6})$$

E_p , E_1 はそれぞれ準位 p , 基底状態の水素原子の平均運動エネルギーである。

$n = 3, 4, 5$ 準位に関する ΔE_p (それぞれ ΔE_3 , ΔE_4 , ΔE_5 とする)を図 A.3 に示す。今回イオン化プラズマを仮定しているため, ΔE_p は主に以下の 2 つのプロセスにより生成される。

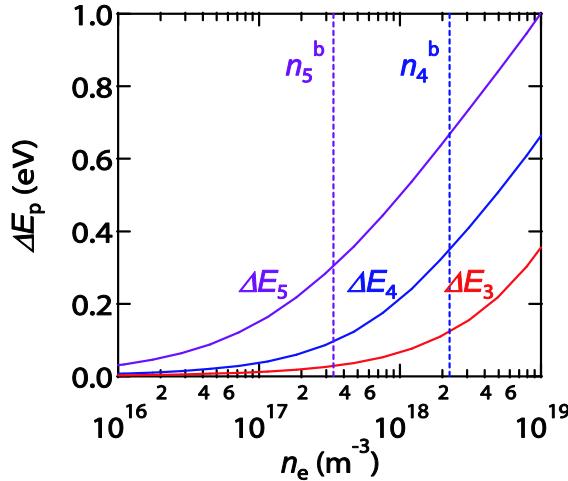


図 A.3 $T_e = T^{H+} = 20 \text{ eV}$, 基底状態原子の温度が 10 eV のプラズマ中での ΔE_3 (赤線), ΔE_4 (青線), ΔE_5 (紫線)の計算結果。横軸は密度 $n_e = n_p$ である。縦の点線は $n = 4, 5$ 準位の境界密度 n_4^b , n_5^b を示している。

1. 準位 p の水素原子と陽子の荷電交換衝突により高温の準位 p の水素原子が生成する.
2. 陽子の荷電交換衝突により生成した高温の水素原子から、電子衝突により準位 p に遷移する.

電子密度が低いプラズマでは、プロセス 1 が支配的である。このとき、準位 p の寿命は A 係数の逆数で決まるため、 ΔE_p は電子密度に依存して大きくなる。一方、電子密度が高いプラズマでは、準位 p の寿命は電子衝突遷移による消滅レートで決まる。そのため、準位 p の寿命の間に荷電交換衝突を受ける確率は、 $n_e = n^{H+}$ を仮定しているため電子密度に依存しない。 $n = 4, 5$ 準位の境界密度 n_4^b, n_5^b を、 $n = 4, 5$ 準位に関する A 係数と電子衝突による消滅レートが等しくなる電子密度として定義する。それらを図 A.3 に縦の点線で示す。 $\Delta E_4, \Delta E_5$ は n_4^b, n_5^b を超えても増加している。これは、プロセス 2 によるものである。

このモデルの適用条件を推定するため、大きさ 10 cm のプラズマを考える。10 eV の温度を持つ水素原子(最確速さは 4×10^4 m/s)がプラズマを通過する時間は 2×10^{-6} s である。密度が 10^{19} m⁻³ 以下のプラズマでは、基底状態水素原子がプラズマを通過する間に荷電交換衝突を起こす確率は 0.3 より小さく、このモデルが適用できる。

A.2 LHD プラズマから計測された水素原子速度分布の衝突ふく射モデル解析

LHD プラズマからの発光を複数波長域高分解分光器で計測した。図 A.4 に LHD のポロイダル断面図と観測視線を示す。観測視線は、プラズマ上部でスクレイプオフ層と接している。3.3 節での計測と同様、Zeeman 効果の無視出来るプラズマ中心での磁場強度が 0.4 T のもとで生成された水素放電からの発光を計測した。発光スペクトルから得た $n = 3, 4, 5$ 励起状態速度分布をそれぞれ図 A.5(a), (b), (c) に○印で示す。ただし、示した速度分布は、分光器の装置関数が重畠されている。その半値全幅はそれぞれ 0.9×10^4 m/s, 1.4×10^4 m/s, 2.1×10^4 m/s である。ここでは原子の輸送は無視し、発光は観測視線とスクレイプオフ層の交点に局在すると仮定する。観測視線とスクレイプオフ層との交点での T_e, n_e は、Thomson

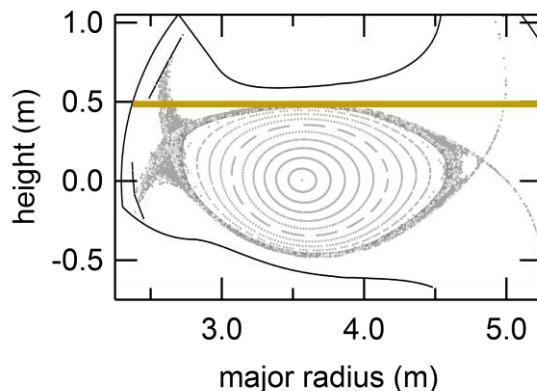


図 A.4 LHD ポロイダル断面図と観測視線。

散乱計測の結果からそれぞれ 20 eV , $2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ と推定された。また、計算のため $n^{\text{H}+} = n_e$, $T^{\text{H}+} = T_e$ を仮定した。そこで原子密度は発光線強度と衝突ふく射モデルとの比較から、 $1 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ と見積もられた。この条件では、今回のモデルを用いることができる。(A.5)式の $R_{p,i,j}^l$ を計算し、計測された $n=3$ 励起状態原子の速度分布を最も再現する n_j^{H} の組み合わせを求めた。再現された速度分布を図 A.5(a)に実線で示す。また、求めた n_j^{H} から $n=4, 5$ 励起状態原子の速度分布を計算した。それらを図 A.5(b), (c)にそれぞれ実線で示す。図 A.5(d)には $n=1, 3, 4, 5$ 水素原子速度分布の計算結果を示す。基底状態水素原子の平均運動エネルギーは 5.6 eV と求まった。また、 $\Delta E_3, \Delta E_4, \Delta E_5$ はそれぞれ $0.05, 0.2, 0.3 \text{ eV}$ と求まった。

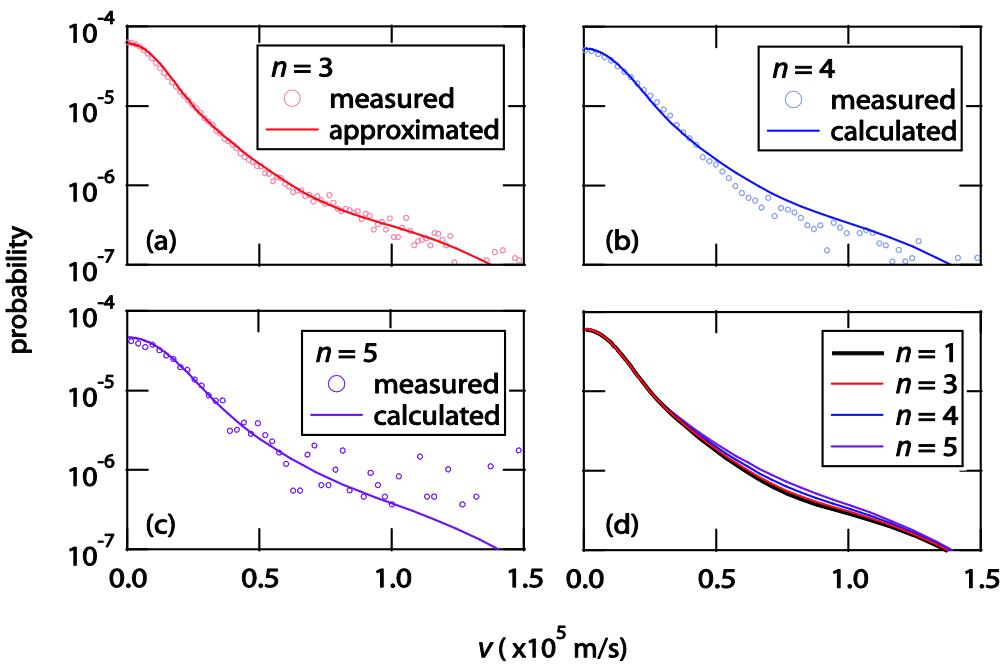


図 A.5 原子スペクトルから求めた励起状態原子の速度分布。 $n=3, 4, 5$ 励起状態原子の速度分布をそれぞれ (a), (b), (c) に示す。面積は 1 に規格化している。(A.3)式から近似した $n=3$ 状態原子速度分布を(a)に実線で示す。また、計算した $n=4, 5$ 状態原子速度分布を(b), (c)にそれぞれ示す。(d)には計算された $n=3, 4, 5$ 状態原子速度分布と基底状態原子速度分布を示す。

A.3 結論

この付録では、速度変化衝突を含む衝突ふく射モデルを構築した。このモデルでは、基底状態、励起状態水素原子の速度分布を複数の Maxwell 分布の線形和で近似し、それぞれの温度成分を持つ各準位のポピュレーション密度を準定常状態の仮定のもとで計算した。このモデルを用いて、励起状態水素原子の速度分布から、基底状態水素原子の速度分布を導出した。

参考文献

- 1 JET ホームページ: <http://www.jet.efda.org/>
- 2 LHD ホームページ: <http://www.lhd.nifs.ac.jp/>
- 3 J.A. Wesson, *Tokamaks*, Oxford (1985).
- 4 DIII-D ホームページ: <https://fusion.gat.com/global/DIII-D>
- 5 ITER ホームページ: <http://www.iter.org/>
- 6 JT-60 ホームページ: <http://www-jt60.naka.jaea.go.jp/>
- 7 L.A. Artsimovich, *Nucl. Fusion*, **12**, 21 (1972).
- 8 K. Sawada and T. Fujimoto, *J. Appl. Phys.*, **78**, 2913 (1995).
- 9 ASDEX ホームページ: <http://www.ipp.mpg.de/ippcms/eng/for/projekte/asdex/>
- 10 F Wagner and U Stroth, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **35**, 1321 (1993).
- 11 T. Fujimoto, *Plasma Spectroscopy*, Oxford (2004).
- 12 T. Fujimoto, K. Sawada, K. Takahata et al., *Nucl. Fusion*, **29**, 1519 (1989).
- 13 N. Asakura, K. Shimizu, N. Hosogane et al., *Nucl. Fusion*, **35**, 381 (1995).
- 14 J. L. Weaver, B. L. Welch, and H. R. Griem et al., *Rev. Sci. Instrum.*, **71**, 1664 (2000).
- 15 T. Shikama, S. Kado, H. Zushi et al., *Phys. Plasmas*, **11**, 4701 (2004).
- 16 A. Iwamae, M. Hayakawa, M. Atake and T. Fujimoto, *Phys. Plasmas*, **12**, 042501 (2005).
- 17 A. Iwamae, A. Sakaue, N. Neshi et al., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **43**, 44019 (2010).
- 18 P.C. Stangeby and G.M. McCracken, *Nucl. Fusion*, **30**, 1225 (1990).
- 19 A. Pospieszczyk, Ph. Mertens, G. Sergienko et al., *J. Nucl. Mater.*, **266**, 138 (1999).
- 20 J. Hey, M. Korten, Y. T. Lie et al., *Contrib. Plasma Phys.*, **36**, 583 (1996).
- 21 Alcator C-Mod ホームページ: <http://www.psfc.mit.edu/research/alcator/>
- 22 D. Reiter, P. Bogen and U. Samm, *J. Nucl. Mater.*, **196**, 1059 (1992).
- 23 H. Kubo, H. Takenaga, T. Sugie, et al., *Plasma Phys. Control Fusion*, **40**, 1115 (1998).
- 24 I. Bray and A.T. Stelbovics, *Phys. Rev. A*, **46**, 6995 (1992).
- 25 L.C. Johnson, *Astrophys. J.*, **174**, 227 (1972).
- 26 J. R. Hiskes, *Notas Fis.*, **5**, 348 (1982).
- 27 C. Gorse, M. Capitelli, J. Bretagne, and M. Bacal, *Chem. Phys.*, **93**, 1 (1985).
- 28 R.K. Janev, W.D. Langer, K. Evans Jr. et al., *Elementary Processes in Hydergon-Helium Plasmas*, Springer (1987).
- 29 D. Reiter, Chr. May, M. Bealmans, P. Borner, *J. Nucl. Mater.*, **241**, 342 (1997).
- 30 D. Villarejo, R. Stockbauer, and M. G. Inghram, *J. Chem. Phys.*, **50**, 1754 (1969).
- 31 U. Fantz and B. Hegger, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **40**, 2023 (1998).
- 32 B. Xiao, S. Kado, S. Kajita, and D. Yamasaki, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **46**, 653 (2005).
- 33 P. T. Greenland, *Contrib. Plasma Phys.*, **42**, 608 (2002).
- 34 J. Tatum, *Astrophys. J. Suppl.*, **14**, 21 (1967).
- 35 Laurendeau, Normand M., *Statistical thermodynamics: fundamentals and applications*. Cambridge University Press (2005).
- 36 E. U. Condon and G. H. Shortley, *The Theory of Atomic Spectra*, Cambridge University Press, (1935).
- 37 L. C. Biedenharn and J. D. Louck, *Angular Momentum in Quantum Physics*, Addison-Wesley, Reading, (1981).
- 38 E. L. Hill, *Phys. Rev.*, **34**, 1507 (1929).

- 39 T. Shikama, S. Kado, H. Zushi et al., *Phys. Plasmas*, **14**, 072509 (2007).
- 40 NIST chemistry webbook (<http://webbook.nist.gov/chemistry>).
- 41 P. S. Krstic and D. R. Schultz, *J. Phys. B*, **36**, 385 (2003).
- 42 J. Franck, *Transactions of the Faraday Society*, **21** 536 (1926).
- 43 M. Misakian and J. C. Zorn, *Phys. Rev. A*, **6**, 2180 (1972).
- 44 C. Stehle and R. Hutcheon, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **140**, 93 (1999).
- 45 H. Tawara, Y. Itikawa, H. Nishimura, and M. Yoshino, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **19**, 617 (1990).
- 46 S. Tamor, *J. Comput. Phys.*, **40**, 104 (1981).
- 47 J. K. Anderson, P. L. Andrew, B. E. Chapman et al., *Rev. Sci. Instrum.*, **74**, 2107 (2003).
- 48 S. Masuzaki, T. Morisaki, N. Ohyabu et al., *Nucl. Fusion*, **42**, 750 (2002).
- 49 U. Grenander, *Probability and Statistics: The Harald Cramér Volume*, Wiley, New York (1959).
- 50 I. Bray and A. T. Stelbovics, *Phys. Rev. A*, **46**, 6995 (1992).
- 51 R. K. Janev, W. D. Langer, K. Evans Jr. et al., *Elementary Processes in Hydergon-Helium Plasmas*, Springer (1987).
- 52 C. Harel, H. Jouin, and B. Pons., *Atomic Data and Nuclear Tables*, **68**, 279 (1998).
- 53 V. Shevelko, D. Kato, M. Y. Song et al., *Nucl. Instrum. Methods B*, **267**, 3395 (2009).

本研究に関して、以下の学術論文を公開している。

査読付き論文

“Development of multiwavelength-range fine-resolution spectrometer for hydrogen emissions and its application to large helical device periphery plasmas”

(水素発光線計測のための複数波長域光分解分光器の開発と、Large Helical Device 周辺プラズマへの応用)

K. Fujii, K. Mizushiri, T. Nishioka, T. Shikama, A. Iwamae, M. Goto, S. Morita, S. Kado, K. Sawada, and M. Hasuo

Review of Scientific Instruments, 81 (2010) 033106

“Kinetic energy measurement of hydrogen in LHD peripheral plasma with a multi-wavelength-range high-resolution spectrometer”

(複数波長域光分解分光器による Large Helical Device 周辺プラズマ中水素の運動エネルギー計測)

K. Fujii, K. Mizushiri, T. Nishioka, T. Shikama, A. Iwamae, M. Goto, S. Morita, M. Hasuo

Nuclear Instruments and Methods in Physical Research Section A, 623 (2010) 690

“Development of multi-wavelength-range high-resolution spectrometer for hydrogen atomic and molecular emission lines”

(水素原子、分子発光線計測のための複数波長域光分解分光器の開発)

K. Fujii, T. Shikama, A. Iwamae, M. Goto, S. Morita, and M. Hasuo

Journal of Plasma and Fusion Research, 5 (2010) S2079

“A collisional-radiative model for hydrogen atom including velocity changing collisions”

(速度変化衝突を考慮した水素原子衝突ふく射モデル)

K. Fujii, T. Shikama, K. Sawada, Motoshi Goto²⁾, Shigeru Morita²⁾, and Masahiro Hasuo

Journal of Plasma and Fusion Research, J. Plasma Fusion Res., 6 (2010) 2401125

査読なし論文

“Fast and high-resolution spectroscopy of a Balmer- α line profile for an LHD plasma”

(LHD プラズマ中 Balmer- α 線プロファイルの高速高分解分光計測)

K. Fujii, T. Shikama, M. Goto, S. Morita, M. Hasuo

European Physical Society, 38th Conference on Plasma Physics (proceedings), P2.051 (2011)

謝辞

本論文を執筆するに当たり、京都大学大学院工学系研究科機会理工学工学専攻 蓮尾 昌裕 教授には、大学院での勉学・研究活動全般に渡り親身なご指導を頂き、研究者としてのるべき姿をご教授頂きました。また、同専攻 四竈 泰一 講師にはデータの解析法やその解釈等について多くのご助言をいただきました。お二人の先生方のご指導により本研究を遂行できました。ここに心より御礼申し上げます。

本研究の第3章の計測・解析方法には、岩前 敦博士(現 株式会社 ギガフォトン)による研究成果の蓄積に基づく部分が多くあります。実験の基礎的な心構えについて、同博士には多くをご指導頂きました。

本研究は自然科学研究機構 核融合科学研究所との共同研究として行われました。同研究所の後藤 基志 准教授には、共同研究の受け入れ担当者として実験に関するご支援をいただくと共に、データ解析や物理的な解釈に関して多くのご指導を頂きました。また、公私問わず交流させていただき、充実した研究生活をおくる術を教えて頂きました。また、同研究所のLHD実験グループには、円滑な実験を行うにあたって大変お世話になりました。

本研究で用いた水素原子、分子の衝突ふく射モデルは、信州大学工学研究科 澤田 圭二教授による計算コードに基づいております。澤田教授には、同計算コードの使用法やそれを用いた解析法など、多くをご指導頂きました。

蓮尾研究室の学生の方々には、公私にわたり多くの面でお世話になりました。

また、両親の藤井良和、智子には多額の経済的援助をしていただきました。そのおかげで安心して勉学にはげむことができました。

本研究は、蓮尾教授を研究代表者とする核融合科学研究所との共同研究(NIFS08KOAP020, NIFS10KLMP003)の助成により行われました。