

Verifikation von optischen Diagnostikmethoden an H_2/D_2 - Plasmen

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades
an der Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Augsburg

vorgelegt von
Stephan Dietrich
am 29. April 2010

Vorgelegt am 29. April 2010

Tag der mündlichen Prüfung: 2. Dezember 2010

Erster Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Ursel Fantz

Zweiter Gutachter: Priv.-Doz. Dr. Helmut Karl

*In liebevoller Erinnerung an
meine Mutter*

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----------|
| 1. Einleitung | 7 |
| 2. Plasmaquellen | 9 |
| 2.1. Quellen negativer Ionen (H^-/D^-) | 9 |
| 2.1.1. Grundlegendes zu Fusionsexperimenten | 9 |
| 2.1.2. Einsatz in der Neutralteilchenheizung | 10 |
| 2.1.3. Funktionsweise der Ionenquellen | 12 |
| 2.1.4. Aufbau der HF-Quellen am IPP | 16 |
| 2.2. Elektron-Zyklotron-Resonanz-Plasmen | 21 |
| 2.2.1. Funktionsweise eines ECR-Plasmas | 21 |
| 2.2.2. Aufbau des ECR-Plasmas | 25 |
| 2.2.3. Vergleich der Plasmaquellen | 28 |
| 3. Niedertemperaturplasmen von Wasserstoff und Deuterium | 31 |
| 3.1. Niederdruck-Niedertemperaturplasmen | 31 |
| 3.1.1. Grundlegende Parameter | 31 |
| 3.1.2. Diffusion als Verlustprozess | 34 |
| 3.1.3. Gleichgewichte in Plasmen | 37 |
| 3.1.4. Stoß-Strahlungsmodelle | 39 |
| 3.2. Wasserstoff und Deuterium | 52 |
| 3.2.1. Spektrum des Wasserstoffmoleküls | 52 |
| 3.2.2. Vergleich von Wasserstoff und Deuterium | 56 |
| 4. Diagnostikmethoden | 59 |
| 4.1. Optische Emissionsspektroskopie | 59 |
| 4.1.1. OES an atomarem Wasserstoff | 59 |
| 4.1.2. OES an molekularem Wasserstoff | 65 |
| 4.2. Referenzmethoden | 73 |
| 4.2.1. OES an Diagnostikgasen | 73 |
| 4.2.2. Absorption von Diagnostikgasen | 81 |
| 4.2.3. Massenspektrometer | 83 |
| 4.2.4. Elektrische Sonden | 86 |
| 4.2.5. Interferometrie | 97 |
| 4.2.6. Laserdetachment | 99 |

| | |
|---|------------|
| 5. Überprüfung der optischen Diagnostikmethoden | 105 |
| 5.1. Grundzustandsdichte | 106 |
| 5.1.1. Entmischung | 106 |
| 5.1.2. Gastemperatur | 107 |
| 5.2. Sondenmessungen | 108 |
| 5.2.1. Plasmaparameterprofile | 108 |
| 5.2.2. Elektronenenergieverteilung | 110 |
| 5.3. Besetzungsdichten im Wasserstoffatom | 113 |
| 5.3.1. Korrektur der Eingangsdaten | 114 |
| 5.3.2. Überprüfung der Besetzungsdichten | 117 |
| 5.4. Elektronentemperatur | 121 |
| 5.5. Elektronendichte | 125 |
| 5.6. Rotationsbesetzung | 129 |
| 5.7. Vibrationsbesetzung | 131 |
| 5.8. Besetzungsdichten einzelner Molekülzustände | 133 |
| 5.8.1. Vergleich der Besetzungsdichten | 133 |
| 5.8.2. Bevölkerungs- und Entvölkerungsprozesse | 136 |
| 5.9. Atom zu Molekül-Verhältnis | 137 |
| 5.10. Zusammenfassung | 139 |
| 5.11. Standardmethode | 140 |
| 6. Einsatz optischer Diagnostikmethoden an den Quellen negativer Ionen | 149 |
| 6.1. Wasserstoffplasmen an BATMAN | 151 |
| 6.2. Wasserstoffplasmen an MANITU | 157 |
| 6.3. Deuteriumplasmen an RAD1 | 164 |
| 7. Zusammenfassung | 173 |
| A. Anhang | 181 |
| A.1. Potentialkurven | 181 |
| A.2. Gleichgewichtsraten für das Wasserstoffmolekül | 181 |

1. Einleitung

Als Plasma bezeichnet man ein vollständig oder teilweise ionisiertes Gas im Zustand der Quasineutralität. Heutzutage werden Plasmen in den unterschiedlichsten Bereichen der Wirtschaft und Forschung eingesetzt. Eine Schlüsselrolle spielen hierbei reaktive Wasserstoff-Niedertemperaturplasmen, die sowohl in der Ätztechnik als auch in der Beschichtungstechnik Einsatz finden. Bei diesen nicht-thermischen Plasmen liegt die Elektronentemperatur bei einigen 10.000 °C, während die Ionen und Neutralteilchen eine Temperatur von einigen 100 °C besitzen.

Die Erzeugung dieser Plasmen findet in sogenannten Plasmaquellen statt. In der Forschung werden die Plasmaquellen beispielsweise in der Neutralteilchenheizung von Fusionsexperimenten eingesetzt. Dort wird die Verschmelzung der Wasserstoffisotope Deuterium und Tritium genauer untersucht. Um ein Fusionsplasma auf die geforderten 100 Millionen Grad Celsius aufzuheizen, werden unter anderem hochenergetische Deuterium-Neutralstrahlen in das Plasma eingeschossen. Für die Erzeugung dieser Strahlen müssen zuerst Deuteriumionen erzeugt, anschließend beschleunigt und schließlich neutralisiert werden. Bisher wurden dafür meist Quellen auf Basis positiver Ionen verwendet. Da sich aber bei hohen kinetischen Energien negative Ionen weitaus besser neutralisieren lassen als positive Ionen, werden insbesondere in der Neutralteilchenheizung für das im Bau befindliche Fusionsexperiment ITER Quellen zur Erzeugung negativer Ionen benötigt.

Um eine gezielte Optimierung der Ionenquellen und der Plasmaprozesse durchführen zu können, ist ein genaues Verständnis der im Plasma stattfindenden mikroskopischen Prozesse notwendig. Die makroskopischen Kenngrößen mit deren Hilfe sich die Prozesse charakterisieren lassen, werden dabei Plasmaparameter genannt. Elektronentemperatur und Elektronendichte sind Beispiele solcher Parameter.

Für die Bestimmung der Plasmaparameter gibt es eine Vielzahl von verschiedenen Diagnostikmethoden. Die Messung der Parameter geschieht dabei indirekt über verschiedene Messgrößen und bedingt damit eine entsprechende Interpretation der Ergebnisse. Langmuirsonden messen zum Beispiel durch Anlegen einer Spannung an einen Draht den Strom, der durch das Plasma fließt. Aus der Strom/Spannungs-Kennlinie kann die Elektronenenergieverteilung und damit die Elektronentemperatur und Elektronendichte bestimmt werden. Die Diagnostikmethode der optischen Emissionsspektroskopie (OES) erlaubt im Gegensatz zu den Sonden eine nicht-invasive Messung von sichtstrahlintegrierten Emissivitäten. Um aus diesen die Plasmaparameter bestimmen zu können, werden Stoß-Strahlungsmodelle benötigt, welche die Besetzungsdichten angeregter Zustände in Atomen, Ionen und Molekülen bilanzieren.

Eine einfache Auswertung ermöglichen die aus diesen Besetzungsdichten berechneten effektiven Emissionsratenkoeffizienten. Mit ihrer Hilfe lassen sich beispielsweise aus der Absolutstrahlung die Elektronentemperatur oder aus Linienverhältnissen die Elektronendichte bestimmen. Die Qualität der Ergebnisse hängt dabei stark von den in die Modelle eingehenden Plasmaparametern und Prozessen ab.

Um die bisher durchgeführten Messungen an den Ionenquellen auf Basis einer selbstkonsistenten Standardmethode nachvollziehen und erweitern zu können, werden im Rahmen dieser Arbeit für die optischen Diagnostikmethoden von Wasserstoff und Deuteriumplasmen sowohl die eingehenden Annahmen als auch die ausgegebenen Plasmaparameter einer kritischen Prüfung unterzogen. Bei dieser Überprüfung sollen zum einen eventuelle Unstimmigkeiten bei der Modellierung der Besetzungsdichten aufgedeckt und zum anderen die Auswirkungen auf optische Diagnostikmethoden diskutiert werden. Der hierfür notwendige Vergleich der sichtstrahlintegrierten Methoden der OES mit den Referenzmethoden soll an einem Elektron-Zyklotron-Resonanz-Plasma (ECR-Plasma) durchgeführt werden, welches sich durch eine gute Homogenität in einem großen Druck- und Leistungsbereich auszeichnet und im Vergleich zu den Ionenquellen die gleichzeitige und ungestörte Anwendung unterschiedlicher Referenzmethoden erlaubt.

Als Referenzmethode für die Elektronendichte wird die Interferometrie verwendet. Die Elektronentemperatur lässt sich durch Zugabe von Diagnostikgasen verifizieren. Um den Einfluss der Diagnostikgase Helium und Argon auf die Besetzung des Wasserstoffatoms zu untersuchen, werden dabei die Besetzungsdichten aller Gase in Absorption und Emission bestimmt und mit Ergebnissen aus Stoß-Strahlungsmodellen verglichen. Für eine umfassende Untersuchung sollen die bisher vorhandenen Diagnostikmethoden um eine Doppelsonde, die Boyd-Twiddy-Methode und das Laserdetachment erweitert werden. Die Doppelsonde ermöglicht eine schnelle Bestimmung der positiven Ionendichte, welche in einfach ionisierten Plasmen der Elektronendichte entspricht. Die Boyd-Twiddy-Methode erlaubt im Gegensatz zu der bisher verwendeten Langmuirsonde eine direkte Messung der Elektronenenergieverteilung. Insbesondere in induktiv getriebenen Hochfrequenz-Plasmen, wie sie in den Ionenquellen zum Einsatz kommen, ist damit eine ungestörte Messung der Elektronenenergieverteilung möglich. Mit Hilfe des Laserdetachments wird die negative Ionendichte bestimmt.

Nach einer systematischen Untersuchung der optischen Diagnostikmethoden für Wasserstoff und Deuterium an dem ECR-Plasma soll ein optisches System entwickelt werden, welches zusammen mit den verifizierten und verbesserten Methoden eine einfache, zeitaufgelöste Bestimmung der Plasmaparameter erlaubt. Dieses System soll zusammen mit bereits vorhandenen spektroskopischen Systemen an den Quellen negativer Ionen eingesetzt werden, um dort den Einfluss von äußeren Parametern (Magnetfeld, Leistung, Druck) auf die Plasmaparameter bestimmen zu können. Durch direkten Vergleich mehrerer Ionenquellen können somit die Auswirkungen der Quellenmodifikationen auf die Plasmaparameter überprüft werden. Ein Großteil der für die Quellenoptimierung relevanten Plasmaparameter wird dabei durch Aufzeichnen einzelner Emissionslinien und Molekülbanden bestimmt.

2. Plasmaquellen

Ziel der Arbeit ist die Verifikation optischer Diagnostikmethoden, welche an den Quellen negativer Ionen (H^-/D^-) des Instituts für Plasmaphysik (IPP) der Max-Planck-Gesellschaft zur Bestimmung der Plasmaparameter eingesetzt werden. Um diese sichtstrahlintegrierenden Methoden gut mit den Referenzmethoden vergleichen zu können, wurde die Überprüfung an einem homogenen ECR-Plasma durchgeführt, welches in einem ähnlichen Parameterbereich arbeitet. Im Folgenden werden die Quellen zur Erzeugung negativer Ionen sowie das ECR-Plasma bezüglich Aufbau und Funktionsweise genauer vorgestellt.

2.1. Quellen negativer Ionen (H^-/D^-)

Für die Neutralteilchenheizung an Fusionsexperimenten werden hochenergetische Neutralstrahlen von Wasserstoff und Deuterium benötigt. Die Neutralstrahlen können entweder aus positiven (H_x^+/D_x^+) oder negativen Wasserstoffionen (H^-/D^-) gebildet werden. Dazu werden die entsprechenden Ionen in Ionenquellen erzeugt, anschließend beschleunigt und neutralisiert [Spe89]. Da die Neutralisation der negativ geladenen Ionen weitaus effektiver ist als die der positiven Ionen, sollen für die Neutralteilchenheizung des sich im Aufbau befindlichen Fusionsexperiments ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) Quellen negativer Ionen verwendet werden.

2.1.1. Grundlegendes zu Fusionsexperimenten

Aufgabe der Kernfusionsforschung ist es eine Energiequelle zu entwickeln, welche in Analogie zur Sonne Energie produzieren soll. In der Sonne werden bei einer Temperatur von circa 15 Millionen Grad Celsius in einer mehrstufigen Reaktion vier Protonen zu einem Heliumkern verschmolzen, wobei der notwendige Einschluss des Plasmas durch Gravitation erfolgt [Kau03]. Da der mehrstufige Prozess aufgrund der geringen Wirkungsquerschnitte allerdings nicht besonders effektiv abläuft, ist er für Fusionsexperimente auf der Erde nicht geeignet. Dagegen ist die Fusion der Wasserstoffisotope Deuterium und Tritium zu einem Heliumkern und einem Neutron aufgrund der weitaus größeren Reaktionsraten wesentlich einfacher zu realisieren [Sch93].

Für den dazu notwendigen Einschluss des Plasmas werden zwei Konzepte genauer untersucht. Der Einschluss durch Magnetfelder („magnetische Fusion“) und der Ein-

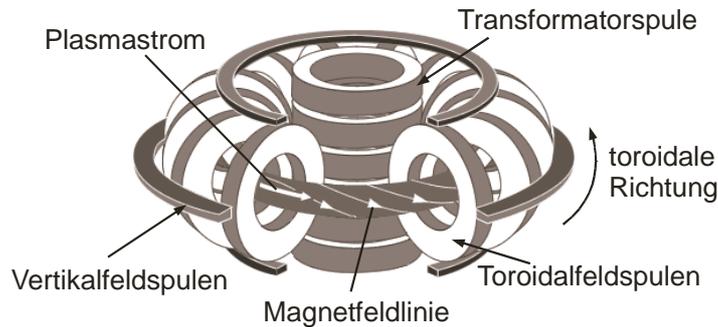


Abbildung 2.1.: Schematischer Aufbau eines Tokamaks.

schluss aufgrund der Massenträgheit des Brennstoffs („Trägheitsfusion“). In beiden Fällen sind Plasmatemperaturen von etwa 100 Millionen Grad Celsius nötig. Bei der Trägheitsfusion komprimieren leistungsstarke Laser- oder Ionenstrahlen ein winziges „Pellet“ aus gefrorenem Deuterium und Tritium, so dass der Fusionsprozess explosionsartig einsetzt [dL03].

Bei der kontrollierten Kernfusion durch magnetischen Einschluss wird das Fusionsplasma durch eine toroidale Anordnung der magnetischen Feldlinien eingeschlossen. Um einen optimalen magnetischen Einschluss zu erhalten und Verluste durch Teilchendiffusion zu minimieren, müssen die Feldlinien dabei zusätzlich verdrillt werden.

Hierbei stellt der Tokamak das zur Zeit am weitesten entwickelte Konzept dar. Das Prinzip des Tokamak-Einschlusses beruht auf einer speziellen Anordnung von drei Elektromagnetsystemen (Abbildung 2.1). Die zentralen Transformatorspulen erzeugen dabei einen elektrischen Strom im Plasma, welches die Sekundärwicklung eines Transformators darstellt. Durch den Plasmastrom wird ein poloidales Magnetfeld generiert und so zusammen mit dem Feld der Toroidalfeldspulen die gewünschte Verdrillung des Magnetfeldes erreicht [EGE99]. Möchte man die Verdrillung ohne Plasmastrom erreichen, so ist eine komplizierte Spulengeometrie notwendig [Spi58]. Diese Geometrie führt zu dem sogenannten Stellarator-Konzept, welches einen stabilen Dauerbetrieb des Fusionsplasmas erlaubt [HBB⁺08].

Für die Heizung des, auf den Tokamak-Einschlusses beruhenden, Fusionsexperiments ITER, wird eine zusätzliche Heizleistung von 73 MW benötigt [SBA⁺08]. Die, in Kapitel 2.2 genauer beschriebene, Elektron-Zyklotron-Resonanz- (ECRH) und Ionen-Zyklotron-Resonanz-Heizung (ICRH) sollen dabei jeweils 20 MW liefern. Den größten Einzelanteil übernimmt allerdings die Neutralteilchenheizung mit 33 MW.

2.1.2. Einsatz in der Neutralteilchenheizung

Die Neutralteilchenheizung basiert auf dem Einschuss energiereicher neutraler Deuterium- und Wasserstoff-Strahlen in den Torus. Hierbei können die Neutralstrahlen das Magnetfeld ($B_{Torus} = 5.3$ Tesla) ungehindert durchdringen und durch Stöße das

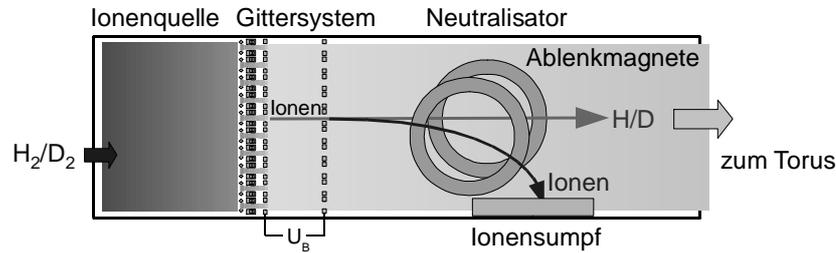


Abbildung 2.2.: Schematischer Aufbau der Neutralteilchenheizung.

Plasma aufheizen. Zur Erzeugung der Neutralstrahlen muss Deuterium oder Wasserstoff ionisiert, beschleunigt und neutralisiert werden. Dies bedingt einen dreistufigen Aufbau wie er in Abbildung 2.2 dargestellt ist. Die Ionen werden in einer Ionenquelle erzeugt, über ein mehrstufiges Gittersystem extrahiert und mit der Potentialdifferenz U_B beschleunigt. Im darauf folgenden Neutralisator werden die Teilchen durch Ladungsaustauschstoße neutralisiert. Noch verbleibende Ionen werden dabei mit Hilfe eines magnetischen Ablenkfeldes in einen Ionensumpf gelenkt. Der so erhaltene Neutralstrahl gelangt direkt in den Torus. Durch tangentialen Einschuss wird dabei der für den Tokamak-Betrieb relevante Plasmastrom entlang des Torus unterstützt [EGE99]. Gegenüber der ECRH und ICRH hat die Neutralteilchenheizung somit den Vorteil, die Pulszeit des Tokamaks deutlich verlängern zu können.

Für die Erzeugung des Wasserstoff-/Deuteriumneutralstrahls gibt es zwei Möglichkeiten. Durch Ionisation können einfach positiv geladene Ionen ($D^+/H^+, D_2^+/H_2^+, D_3^+/H_3^+$) in Ionenquellen erzeugt und nach der Beschleunigung durch Umladungsstöße neutralisiert werden. Alternativ können in Ionenquellen negativ geladene Wasserstoff- und Deuteriumionen durch Anlagerung eines Elektrons erzeugt und nach der Beschleunigung durch Elektronenabstreifung wieder neutralisiert werden.

In bisherigen Fusionsexperimenten werden die Neutralteilchen auf kinetische Energien von etwa 100 keV beschleunigt [CBC⁺07], [KAE⁺02]. Da bei diesen Energien die Effizienz für die Neutralisation positiver Ionen mit 20 – 50% ausreichend hoch ist, werden, aufgrund der einfacheren Erzeugung, Quellen für positive Ionen verwendet.

Bei der für ITER geforderten Strahlenergie von 1 MeV pro Deuteron ist allerdings die Neutralisationseffizienz für die positiven Ionen verschwindend gering (Effizienz $< 1\%$), so dass eine effektive Heizung auf Basis von positiven Ionen nicht mehr möglich ist [BPS75]. Im Gegensatz dazu ist die Neutralisationseffizienz für D^- , aufgrund der geringen Bindungsenergie des Elektrons, mit circa 60% wesentlich größer.

Für die Neutralteilchenheizung in ITER sollen deshalb zwei Beamlines, basierend auf Quellen negativer Ionen, eingesetzt werden [SBA⁺08]. Jede Beamline soll einen Neutralstrahl von jeweils 16.7 MW liefern. Um dies erreichen zu können, sollen die jeweiligen Ionenquellen einen D^- -Ionenstrom von 40 A liefern. Bei einer Extraktionsfläche von 0.2 m^2 müssen entsprechend Stromdichten von 200 A/m^2 bei einer Pulslänge von bis zu 3600 s und einer Quellenfläche von $1.9 \cdot 0.9 \text{ m}^2$ erzeugt werden [SFF⁺06]. Der Strahl

soll dabei möglichst homogen (Abweichung $\leq \pm 10\%$) sein und eine geringe Divergenz (< 10 mrad) besitzen. Um das Gittersystem vor Überhitzung durch einen zu hohen Elektronenstrom zu schützen, muss zusätzlich der Anteil der ko-extrahierten Elektronen minimiert werden ($j_e/j_{D^-} < 1$). Durch einen niedrigen Druck von $p = 0.3$ Pa soll eine vorzeitige Neutralisation im Extraktionssystem durch Stöße der Ionen mit dem Hintergrundgas vermieden werden.

Da derzeit solche Quellen nicht zur Verfügung stehen, müssen entsprechend diesen Vorgaben Quellen negativer Ionen neu entwickelt werden. Um die notwendigen Niederdruck-Niedertemperaturplasmen von Wasserstoff und Deuterium zu erzeugen, werden dafür sowohl Bogenquellen [WAH⁺02], [HBF⁺05] als auch induktiv getriebene Hochfrequenzquellen [SFF⁺06] genauer untersucht. Bei der Optimierung der Hochfrequenzquellen am IPP werden dabei unter anderem optische Diagnostikmethoden eingesetzt, welche eine Bestimmung unterschiedlicher Plasmaparameter ermöglichen.

2.1.3. Funktionsweise der Ionenquellen

Um eine gezielte Optimierung der H^-/D^- -Quellen durchführen zu können, ist ein genaues Verständnis der Funktionsweise dieser Quellen notwendig. Deshalb werden im Folgenden die Plasmaquellen vorgestellt sowie im Anschluss daran auf die Erzeugung und Vernichtung negativer H^-/D^- Ionen in den H_2/D_2 -Plasmen eingegangen. Abschließend wird das Extraktionssystem genauer erklärt, wobei hierbei insbesondere auf die HF-Quellen des IPP Bezug genommen wird. Der überwiegende Experimentierbetrieb in diesen Quellen wird dabei mit Wasserstoff durchgeführt. Im Deuteriumbetrieb kommt es beim Auftreffen des extrahierten Ionenstrahls, auf dem zur Stromdichtemesung verwendeten Kalorimeter, durch Deuterium-Deuterium-Stöße zur Abspaltung von Neutronen und damit zu einer erhöhten Strahlenbelastung.

Plasmaquellen

Bogenquellen: Legt man zwischen einer Kathode und einer Anode eine hohe Gleichspannung an, so wird die Kathode durch die auftreffenden Ionenströme so stark aufgeheizt, dass durch thermische Emission von Elektronen eine Bogenentladung entsteht. In Bogenquellen wird das Plasma durch mehrere dieser Gleichstrom-Bogenentladungen erzeugt. Im linken Teil der Abbildung 2.3 erkennt man den prinzipiellen Aufbau. Die Kathoden bestehen, aufgrund der hohen Temperaturen, meist aus Wolfram-Filamenten, die Anode stellt die wesentlich größere Gefäßwand dar. An dieser werden oft zusätzlich Magnete angebracht, um durch ein magnetisches Cusp-Feld den Einschluss zu erhöhen [KYM⁺02]. Generell haben Bogenquellen zwei Nachteile. Zum einen werden durch das abgedampfte Wolfram die Eigenschaften des Plasmas und der Gitteroberfläche verändert, was einen stabilen Dauerbetrieb der Quellen negativer Ionen erschwert, und zum anderen müssen die Filamente in regelmäßigen Abständen ausgetauscht werden, was einen höheren Wartungsaufwand zur Folge hat.

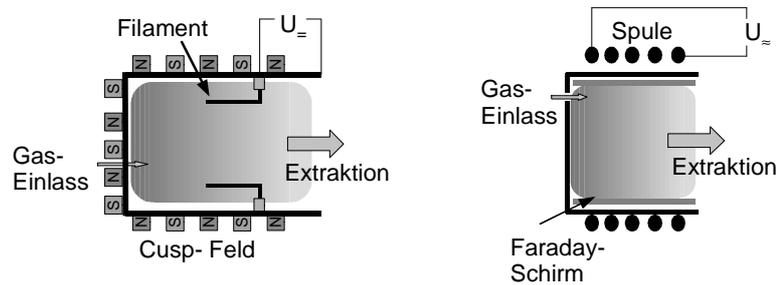


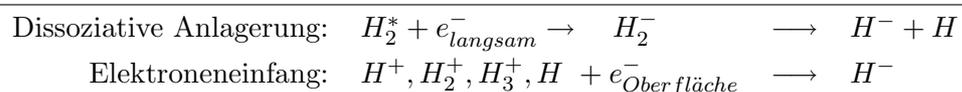
Abbildung 2.3.: Schematischer Aufbau einer Bogenquelle (links) und einer HF-Quelle (rechts)

Hochfrequenzquellen: Bei induktiv getriebenen Hochfrequenzquellen wird unter Verwendung von Spulen durch Anlegen einer Wechselspannung ein Strom im Plasma induziert und so das Plasma aufgeheizt. Dadurch, dass sich die Spulen im Gegensatz zu den Elektroden außerhalb des Plasmagefäßes befinden, sind die Quellen wartungsarm, robust und langlebig [FKS⁺95]. Der Bereich der HF-Einkopplung im Plasmagefäß wird im Folgenden auch Driver genannt und ist im rechten Teil der Abbildung 2.3 dargestellt. Aufgrund der induktiven Einkopplung kann das Wandmaterial des Drivers beliebig gewählt werden. Ein Faraday-Schirm schützt das Wandmaterial vor dem Plasma, indem er eine kapazitive Einkopplung und somit ein Absputtern der Wände verhindert. Der Energieübertrag im Plasma erfolgt sowohl durch Stöße (Ohmsche Heizung bei höheren Drücken) [LL94] als auch durch stoßfreie Heizprozesse (collisionless heating bei niedrigeren Drücken) [Tur93], [LG93]. Die induktiv getriebenen Hochfrequenzquellen am IPP werden bei einer Frequenz von $f_{HF} = \omega_{HF}/2\pi = 1$ MHz mit Leistungen von bis zu $P = 180$ kW betrieben [SFF⁺06]. Wie in Kapitel 6 gezeigt wird, ermöglichen die Leistungen dabei auch bei niedrigen Drücken von $p \approx 0.3$ Pa Plasmen mit hohen Elektronendichten und Elektronentemperaturen.

Entstehung und Vernichtung von negativen Wasserstoffionen

Um die Effizienz der Ionenquellen zu erhöhen, müssen die Erzeugung von negativen Wasserstoffionen maximiert und gleichzeitig die Vernichtungsprozesse minimiert werden. Wie im Folgenden gezeigt wird, gibt es dabei verschiedene Reaktionen, welche im Bereich zwischen der Plasmaerzeugung und der Extraktion in Abhängigkeit der jeweiligen Teilchendichten und Temperaturen unterschiedlich stark ablaufen. Für Wasserstoff und Deuterium gelten dabei die gleichen Prozesse.

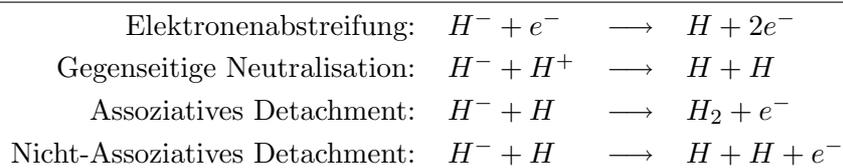
Entstehung: Für die Erzeugung der negativen Ionen in den Ionenquellen sind im Wesentlichen zwei verschiedene Prozesse von Bedeutung:



Beim Volumenprozess der dissoziativen Anlagerung [BHP05], [Bac06] regt zuerst ein schnelles Elektron das Wasserstoffmolekül in einen elektronisch angeregten Zustand an. Durch spontane Emission entsteht daraus ein vibratorisch angeregtes Molekül im Grundzustand H_2^* . In einem zweiten Stoß mit einem langsamen Elektron kann das vibrationsangeregte Molekül über einen ungebundenen elektronischen Zustand des H_2^- -Ions dissoziieren. Dieser Prozess wird durch eine hohe Dichte von vibratorisch angeregten Wasserstoffmolekülen im Grundzustand und eine hohe Elektronendichte begünstigt. Um viele Moleküle im Grundzustand zu haben, wird wiederum ein hoher Druck benötigt. Da aber bei höherem Druck die vibratorisch angeregten Wasserstoffmoleküle effektiver abgeregt werden [Mos02] und durch die erhöhte Anzahl von Stößen die Lebensdauer des H^- -Ions sinkt, kann der Druck nicht beliebig groß gewählt werden. Die optimale Ausbeute an negativen Ionen wird bei einem Druck von $p \approx 1$ Pa erreicht.

Um für ITER bei einem Druck von $p = 0.3$ Pa, die geforderten Stromdichten erreichen zu können, ist deshalb neben dem Volumenprozess ein weiterer Prozess notwendig. Beim Elektroneneinfang fangen die auf eine Oberfläche treffenden Wasserstoffatome und -ionen Elektronen ein und bilden so die negativ geladenen Wasserstoffionen. Hohe Ionen- und atomare Teilchenflüsse sowie eine niedrige Austrittsarbeit des Wandmaterials begünstigen diesen Prozess. Um die Austrittsarbeit der Oberfläche zu senken, eignet sich Cäsium, welches in fester Form eine Austrittsarbeit von $E_{photo} = 2.1$ eV besitzt. Entsprechend konnte in einer Quelle für negative Ionen durch Zugabe von Cäsium die extrahierte H^- Dichte um etwa Faktor 10 gegenüber einer Quelle ohne Cäsium gesteigert werden [SFF⁺06].

Vernichtung: Da das Elektron im negativen Wasserstoffion H^- nur eine Bindungsenergie von $E \approx 0.75$ eV besitzt, lässt es sich leicht entfernen. Die bedeutendsten Vernichtungsprozesse sind [Bac06]:



Während die Neutralisation und das (nicht-)assoziative Detachment von der Schwermetalltemperatur abhängen, hängt die Elektronenabstreifung von der Elektronentemperatur und der Elektronendichte ab. Je schneller und je mehr Elektronen auf die negativen Wasserstoffionen treffen, desto mehr Elektronen lassen sich abstreifen. Bei höheren Elektronentemperaturen ($T_e > 2$ eV) ist die Elektronenabstreifung deshalb der dominante Verlustprozess [FFF⁺05].

Die typische Überlebenslänge der negativ geladenen Wasserstoffionen in den IPP Quellen beträgt wegen dieser Zerstörungsprozesse nur einige Zentimeter. Deshalb muss nahe des Extraktionsbereichs die Produktion der negativen Ionen maximiert und die

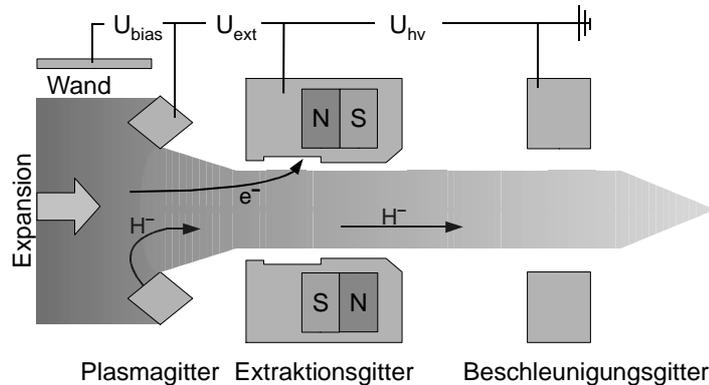


Abbildung 2.4.: Ionen-Extraktion mit einem 3-stufigem Gittersystem bestehend aus Plasmagitter, Extraktionsgitter und Beschleunigungsgitter.

Zerstörung minimiert werden. Im vorgelagerten Expansionsbereich wird das Plasma deshalb nicht mehr geheizt, sondern gelangt durch Diffusion zum Gitter. Um die Elektronentemperaturen weiter zu verringern, wird parallel zum Plasmagitter ein magnetisches Filterfeld ($B \approx 10$ mT) erzeugt. Die Elektronen werden durch die Feldlinien eingefangen (Gyroradius $r \approx 1$ mm) und geben durch Stöße ihre Energie ab. Am Ende des Expansionsbereichs existieren damit nur noch wenige schnelle Elektronen, welche durch Elektronenabstreifung negative Wasserstoffionen zerstören können [SFF⁺06].

Für eine Optimierung der Entstehungs- und Vernichtungsprozesse ist deshalb eine genaue Kenntnis der Plasmaparameter (n_e , T_e , ...) notwendig. Wie in Kapitel 4.1 gezeigt wird, ermöglicht die im Rahmen dieser Arbeit untersuchte nicht invasive optische Emissionsspektroskopie einen einfachen Zugang zu diesen Größen.

Die Extraktion der negativen Wasserstoffionen

Um den für die Neutralteilchenheizung benötigten Neutralstrahl zu erzeugen, müssen die Ionen aus den Ionenquellen extrahiert sowie anschließend beschleunigt und neutralisiert werden. Für Neutralteilchenheizung in ITER werden 1280 Extraktionskanäle mit jeweils 14 mm Durchmesser benötigt [HTA08]. Dies ergibt eine Extraktionsfläche von $A_{ext} \approx 2000$ cm². Um den geforderten Strom von $I_{D^-} = 40$ A zu erreichen, müssen deshalb Stromdichten von 200 A/m² extrahiert werden.

Für die Extraktion der negativen Wasserstoffionen wird an den Quellen für negative Wasserstoffionen des IPP ein dreistufiges Gittersystem mit über hundert periodisch angeordneten Extraktionskanälen bei einer Extraktionsfläche von $A_{ext} \leq 300$ cm² verwendet [KHF⁺05]. Ein solcher Extraktionskanal ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Das Plasmagitter, das Extraktionsgitter und das Beschleunigungsgitter besitzen dabei unterschiedliche Aufgaben:

Plasmagitter: Das Plasmagitter, auf dessen Oberfläche die negativen Ionen erzeugt werden, bildet die Schnittstelle zwischen Expansions- und Extraktionsbereich (Abbildung 2.4). Die Plasmagrenzschicht, welche sich aus der Äquipotentialfläche zwischen feldfreiem Plasma und dem Extraktionsgebiet ergibt, wird aufgrund ihrer gekrümmten Form auch als Plasmameniskus bezeichnet. Durch Variation der Extraktionsspannung U_{ext} zwischen Plasmagitter und Extraktionsgitter lässt sich die Krümmung des Plasmameniskus und die daraus folgende Strahlaufweitung optimieren [Spe89]. An das Plasmagitter selbst wird eine positive Biasspannung U_{bias} angelegt. Durch das entstehende elektrische Feld werden die Elektronen auf das Plasmagitter abgesaugt und so die Anzahl der koextrahierten Elektronen minimiert.

Extraktionsgitter: Das Extraktionsgitter wird gegenüber dem Plasmagitter mit einer positiven Spannung im Bereich von einigen Kilovolt vorgespannt, um die negativen Wasserstoffionen zu extrahieren [SFF⁺06]. Der für die Ionenoptik optimierte Abstand der Gitter ist je nach Größe der Extraktionsöffnung verschieden. Für eine Lochgröße von 14 mm beträgt er circa 3.5 mm. Mitbeschleunigte Elektronen werden durch ein weiteres magnetisches Feld auf das Extraktionsgitter gelenkt (Abbildung 2.4). Um die thermische Leistung der auftreffenden Elektronen abzutransportieren, muss das Gitter entsprechend gekühlt und die Extraktionsspannung begrenzt werden.

Beschleunigungsgitter: Da die ko-extrahierten Elektronen herausgefiltert wurden, kann das Beschleunigungsgitter gegenüber dem Extraktionsgitter mit einer größeren Spannung positiv vorgespannt werden. Typische Beschleunigungsspannungen an den HF-Quellen des IPP liegen zwischen 10 und 30 kV, wobei der Gitterabstand etwa 8 mm beträgt. Um Überschläge bei höheren Spannungen zu vermeiden, ist für die Neutralteilchenheizung in ITER bei 1 MeV aber eine weitaus längere Beschleunigungsstrecke oder eine stufenweise Beschleunigung notwendig [HTA08]. Wie in der Abbildung 2.4 zu sehen ist, wird das Beschleunigungsgitter auf Erdpotential gelegt, so dass sich die Quelle bezüglich der Erde stark negativ auflädt. An das potentialfreie Beschleunigungsgitter können weitere Quellenkörper wie zum Beispiel der Neutralisator angeschlossen werden.

2.1.4. Aufbau der HF-Quellen am IPP

Während positive Ionenquellen heutzutage in unterschiedlichen Fusionsexperimenten, wie zum Beispiel JET [CBC⁺07], JT-60U [KAE⁺02] und ASDEX Upgrade [SLL⁺03] zum Einsatz kommen, wird die Neutralteilchenheizung auf Basis von Quellen negativer Ionen in zwei verschiedenen Fusionsexperimenten in Japan (LHD [TKT⁺06], JT-60U [IUA⁺06]) eingesetzt. An den dort verwendeten Bogenquellen müssen, wie zuvor beschrieben, die Filamente in regelmäßigen Abständen ausgetauscht werden. Die im Rahmen der Arbeit untersuchten HF-Quellen am Institut für Plasmaphysik der Max-Planck-Gesellschaft zeichnen sich dagegen durch eine lange Lebensdauer, eine einfache

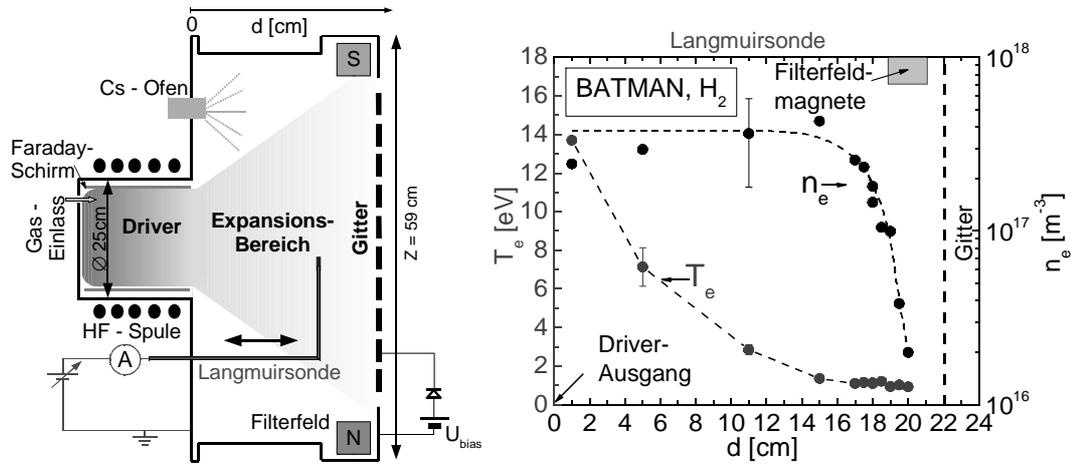


Abbildung 2.5.: *links)* Schematische Ansicht der IPP HF-Ionenquelle. Die Plasmaparameterprofile wurden mit einer Langmuirsonde gemessen. *rechts)* Verlauf der Elektronentemperatur und der Elektronendichte aus Langmuirsondenmessungen bei $P = 80$ kW, $p = 0.36$ Pa, $U_{bias} = 27$ V.

Wartung und einen geringen Cäsium-Verbrauch aus.

Um die Anforderungen für ITER ($j = 200$ A/m², $p = 0.3$ Pa, $j_e/j_{D^-} < 1$, $t = 3600$ s) in einem möglichst kurzen Zeitraum erfüllen zu können, wird die Aufgabe der Quellenoptimierung in drei verschiedene Aufgabenbereiche unterteilt. Für jeden Aufgabenbereich existiert dabei ein eigener Teststand am IPP [SFF⁺06]:

- BATMAN: Optimierung der Stromdichte bei niedrigem Druck und niedrigem Elektron/Ionen-Verhältnis.
- MANITU: Untersuchung der Extraktion bei langer Pulsdauer.
- RADI: Demonstration der Modularität und Skalierbarkeit der Ionenquelle auf eine größere Fläche.

Alle drei HF-Ionenquellen bauen auf einem einheitlichen, modularen Design auf. Der linke Teil der Abbildung 2.5 zeigt eine schematische Ansicht der IPP HF-Ionenquelle mit einem Driver. Dieser besteht aus einem Aluminium-Oxid-Zylinder und hat einen Durchmesser von $\varnothing \approx 25$ cm sowie eine Länge von $l \approx 14$ cm. Um Leistungen von bis zu $P \approx 180$ kW induktiv mit einer Frequenz von $f = 1$ MHz einkoppeln zu können, befindet sich innerhalb des Drivers ein Faraday-Schirm. Das Plasma dehnt sich nach Verlassen des Drivers in den Expansionsbereich (Breite = 32 cm, Höhe = 59 cm, Tiefe = 23 cm) aus. Langmuirsondenmessungen zeigen, dass dabei die Elektronentemperatur mit zunehmendem Abstand zum Ausgang des Drivers exponentiell abnimmt (rechter Teil der Abbildung 2.5). Die Abkühlung der Elektronentemperatur wird durch ein magnetisches Filterfeld verstärkt [SFF⁺06]. Um die Austrittsarbeit für die Oberflächen zu senken und so durch den Prozess des Elektroneneinfangs die Erzeugung der negativen Ionen zu optimieren, wird durch einen Ofen auf der Rückplatte Cäsium in die Quelle gebracht. Durch Anlegen einer positiven Spannung am Plasmagitter kann der ko-extrahierte Elektronenstrom minimiert werden. Wie die Langmuirsondenmessung

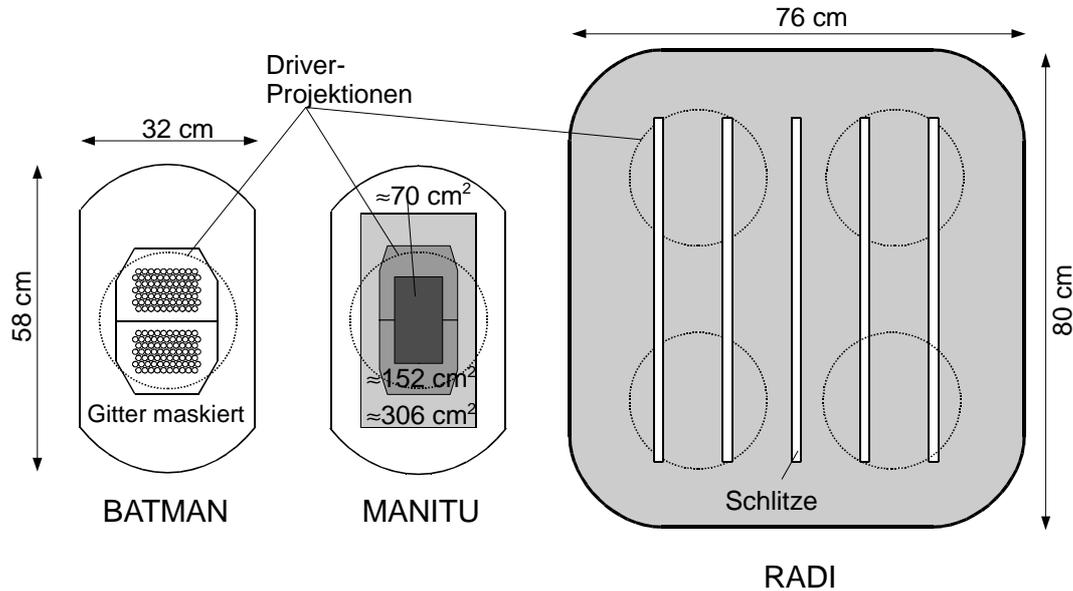


Abbildung 2.6.: Schematische Ansicht der verschiedenen Plasmagitter. *links*) Beim Teststand BATMAN wird ein Teil des „Large Area Grid“ durch eine Maskierung verdeckt. *mitte*) Beim Teststand Manitu sind unterschiedlich große Extraktionsflächen möglich. *rechts*) Beim Teststand RADI gibt es 4 Driver und ein geschlitztes „Dummy“-Gitter.

im rechten Teil der Abbildung 2.5 zeigt, fällt bei einer Biasspannung von $U_{bias} = 27 \text{ V}$ die Elektronendichte nahe am Plasmagitter stark ab.

Während dieser prinzipielle Aufbau für alle drei Ionenquellen ähnlich ist, unterschieden sich die einzelnen Teststände, bedingt durch die verschiedenen Aufgabenstellungen, voneinander. Insbesondere sind die Extraktionsbereiche den verschiedenen Aufgaben angepasst worden.

BATMAN (BAvarian Test MACHine for Negative Ions)

Um die Optimierung der Stromdichte bei niedrigem Druck ($p \approx 0.3 \text{ Pa}$) und niedrigem Elektron/Ionen-Verhältnis ($j_e/j_{H^-} < 1$) durchzuführen, wird am Teststand BATMAN ein Driver mit einer maximalen HF-Leistung von $P_{max} = 150 \text{ kW}$ verwendet (analog Abbildung 2.5). Da wegen den verwendeten Titan-Getterpumpen nur eine begrenzte Pumpleistung ($Q = 120 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$) zur Verfügung steht, wurde die Extraktionsfläche des „Large Area Grid“ [MFF⁺06] durch eine Maskierung auf eine Fläche von $A \approx 70 \text{ cm}^2$ begrenzt (linker Teil der Abbildung 2.6). Bei einer Pulsdauer von durchschnittlich 4 s ist bei entsprechend langen Pausen (typischerweise 3 min) zwischen den Pulsen keine aufwendige Kühlung der Quelle notwendig. Im Betrieb wurden kalorimetrisch bestimmte Stromdichten von bis zu $j = 230 \text{ A/m}^2$ für Deuterium und $j = 330 \text{ A/m}^2$ für Wasserstoff bei $j_e/j_{H^-} < 1$ erreicht [FFF⁺07].

MANITU (Multi Ampere Negative Ion Test Unit)

Für die Untersuchung der Extraktion (typischerweise $A_{ext} \approx 200 \text{ cm}^2$) während längerer Pulse (bis 3600 s), ist bei diesem Teststand eine aktive Kühlung der Quelle sowie eine große Pumpleistung ($Q_{H_2} \approx 1500 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$) notwendig. Die maximale HF-Leistung des Drivers liegt bei $P_{max} = 180 \text{ kW}$. In der mittleren Abbildung 2.6 sind die möglichen Extraktionsflächen durch entsprechende Schattierungen dargestellt. Bei den Langpuls-Experimenten wird dabei vor allem die räumliche und zeitliche Homogenität der Quellenparameter genauer untersucht. Der Quellenkörper (Breite = 32 cm, Höhe = 59 cm) und das Driverkonzept sind das gleiche wie am Teststand BATMAN. Die maximal erreichte Pulslänge mit Extraktion lag bei $t_{Puls} = 3600 \text{ s}$ [KFF⁺08].

RADI (RADial Injector)

Zur Demonstration der Modularität und Skalierbarkeit der HF-Ionenquellen werden bei diesem Teststand 4 Driver auf die Rückseite eines wesentlich größeren Quellenkörpers (Breite = 76 cm, Höhe = 80 cm, Tiefe = 23 cm) angebracht (rechter Teil der Abbildung 2.6). Je zwei Driver werden mit einer maximalen Leistung von $P = 180 \text{ kW}$ bis zu einer Pulslänge von 30 s betrieben. Die Quelle ist halb so groß wie die geforderte ITER-Ionenquelle (8 Driver bei $1.9 \cdot 0.9 \text{ m}^2$). Da der Teststand über keine Hochspannungsversorgung verfügt, ist keine Extraktion der Ionen möglich. Um den Strömungswiderstand der ITER-Ionenquelle zu simulieren, ist anstelle des 3-stufigen Gittersystems ein geschlitztes „Dummy“-Gitter eingebaut. Über dieses metallische Plasmagitter lässt sich mit Hilfe einer Hochstromversorgung durch Stromfluss (bis zu $I_{max} = 5 \text{ kA}$) ein magnetisches Filterfeld erzeugen. Um die Homogenität der Quelle zu zeigen, wurden lokale Langmuirsondenmessungen in der Nähe des Gitters durchgeführt und die daraus folgenden Elektronendichte- und Elektronentemperatur-Profile genauer untersucht. Die Profilmessungen am Teststand RADI konnten dabei zeigen, dass beim gleichzeitigen Betrieb der 4 Driver homogene Plasmen vor dem Gitter erzeugt werden können [FFK⁺07].

Diagnostikmethoden für die Optimierung der Ionenquellen

Bei der Optimierung der Ionenquellen werden zur Bestimmung der Plasmaparameter neben der optischen Emissionsspektroskopie (OES) unter anderem die Cavity-Ringdown-Spektroskopie, das Laserdetachment und Langmuirsonden verwendet.

Für die Extraktion hoher Ionenströme muss vor dem Gitter eine hohe H^- -Dichte erzeugt werden. Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt wurde, wird dabei an der Oberfläche des Gitters der Prozess des Elektroneneinfangs durch Verringerung der Austrittsarbeit (Zugabe von Cäsium) und Erhöhung der Ionendichte und der atomaren Dichte begünstigt. Gleichzeitig muss durch niedrige Elektronentemperaturen die Elektronenabstreifung vor dem Gitter vermindert werden. Im Plasmavolumen kann dagegen durch

eine hohe Elektronendichte und eine hohe molekulare Wasserstoffdichte der Prozess der dissoziativen Anlagerung optimiert werden.

Optische Emissionsspektroskopie: Einen einfachen und ungestörten Zugang zu diesen Plasmaparametern bietet die optische Emissionsspektroskopie (OES), welche im Rahmen dieser Arbeit genauer untersucht wird. Die vom Plasma emittierte Strahlung wird dabei mit Hilfe eines optischen Systems aufgezeichnet. Bei einer absoluten Kalibrierung des Systems lassen sich somit zeitaufgelöst zahlreiche Plasmaparameter, wie zum Beispiel T_e , T_{gas} , n_e , n_H , n_{H_2} und n_{H^-} bestimmen [FFF⁺06]. Die OES erlaubt dabei sowohl im Driver als auch vor dem Gitter eine nicht-invasive Messung der sichtstrahlintegrierten Plasmaparameter. Die Quantifizierung der Plasmaparameter geschieht mit Hilfe von sogenannten Stoß-Strahlungsmodellen, welche in Abschnitt 3.1.4 noch vorgestellt werden.

Cavity-Ringdown-Spektroskopie: Mit Hilfe der Cavity-Ringdown-Spektroskopie kann die H^- -Dichte bestimmt werden [Ber06]. Dabei wird ein Laserstrahl mit einer Wellenlänge von 1064 nm in das Plasma geschossen. Dieser Strahl besitzt genügend Intensität um das schwach gebundene Elektron des H^- zu entfernen. Durch wiederholte Absorption zwischen zwei hochreflektiven Spiegeln lässt sich so die sichtstrahl-gemittelte H^- -Dichte messen.

Laserdetachment: Möchte man anstatt der sichtstrahl-gemittelten H^- -Dichte die lokale H^- -Dichte bestimmen, so ist dies mit Hilfe des Laserdetachments (Kapitel 4.2.6) möglich. Hierbei wird der gleiche Laserstrahl auf eine positiv vorgespannte Sondenspitze gerichtet. Aus der Erhöhung des Elektronensättigungsstroms zum Zeitpunkt des Laserpulses lässt sich relativ zur Elektronendichte die H^- -Dichte bestimmen [Bac00].

Langmuirsonden: Die Langmuirsonde erlaubt die Bestimmung verschiedener lokaler Plasmaparameter wie zum Beispiel die Elektronenenergieverteilungsfunktion (EEVF), Plasmapotential, Floatingpotential, Elektronentemperatur und Elektronendichte. Dazu wird an einem Draht im Plasma in Abhängigkeit der angelegten Spannung der Strom bestimmt, der durch das Plasma fließt. Trägt man den Strom gegen die Spannung auf, so erhält man eine Kennlinie, welche sämtliche Information über das Plasma enthält (Abschnitt 4.2.4). Im Gegensatz zur OES stellen Langmuirsonden invasive Methoden dar, welche das Plasma stören können. Umgekehrt kann die hohe eingekoppelte HF-Leistung ($P_{max} = 180 \text{ kW}$) sowie das vorhandene Magnetfeld auch die elektrischen Messungen erschweren [CK07]. Um die starken HF-Störungen zu minimieren, wurde die Überprüfung der OES mit Sondenmessungen an einem Elektron-Zyklotron-Resonanz-Plasma durchgeführt.

2.2. Elektron-Zyklotron-Resonanz-Plasmen

Das für die Verifikation der optischen Diagnostikmethoden verwendete Elektron-Zyklotron-Resonanz-Plasma (ECR-Plasma) zeichnet sich durch eine gute Zugänglichkeit zum Plasma und einen einfachen Aufbau aus. Zeitlich konstante Entladungen erlauben im Dauerbetrieb einen einfachen Vergleich der Plasmaparameter aus der OES und den Referenzmethoden. Durch die Verwendung weitaus geringerer Leistungen $P_{MW} < 1 \text{ kW}$ und höherer Mikrowellenfrequenzen $f_{MW} = 2.54 \text{ GHz}$ werden die Diagnostikmethoden im ECR-Plasma kaum gestört. Ein weiterer Vorteil ist, dass die Plasmaparameter in diesem Plasma radial über einen großen Bereich konstant sind, so dass die sichtstrahlintegrierten Diagnostikmethoden der OES gut mit lokalen Diagnostikmethoden, wie zum Beispiel Sondenmessungen, verglichen werden können.

Aufgrund der effektiven Heizung der Elektronen durch die resonante Einkopplung der Mikrowelle, können die ECR-Plasmen trotz der geringen eingekoppelten Leistung im gleichen Druckbereich wie die Ionenquellen arbeiten, so dass ähnliche Niederdruck-Niedertemperaturplasmen zu erwarten sind. Allerdings liegen in ECR-Plasmen, aufgrund der höheren Elektronentemperaturen und dem damit deutlich stärkeren Prozess der Elektronenabstreifung, nur sehr geringe H^- -Dichten vor. Für die Neutralteilchenheizung sind ECR-Plasmen deshalb nicht geeignet. Umgekehrt ist, aufgrund der reduzierten Einflüsse weiterer Schwerteilchendichten (H^- , H_2^+ , H_2 , ...) auf die Strahlung, nur die direkte Anregung aus dem Wasserstoffatom zu berücksichtigen, so dass die Plasmaparameter (n_e , T_e , n_H , ...) damit eindeutig bestimmbar sind. Die Bestimmung dieser Parameter in dem ECR-Plasma bietet dabei die Grundlage für die Anwendung der OES an den Ionenquellen.

2.2.1. Funktionsweise eines ECR-Plasmas

Für ein besseres Verständnis der Funktionsweise eines ECR-Plasmas wird, ausgehend von einer reinen Mikrowelleneinkopplung ohne Magnetfeld, die Wellenausbreitung im Plasma genauer erläutert. Die resonante Einkopplung mit Magnetfeld lässt sich hierbei mit Hilfe der Resonanz, Cut-off, Dispersionsrelation und der Zyklotrondämpfung charakterisieren.

Mikrowelleneinkopplung ohne Magnetfeld

Damit bei einer reinen Mikrowelleneinkopplung ohne Magnetfeld die Welle in das Plasma eindringen kann, muss die Kreisfrequenz der Mikrowelle $\omega_{MW} = 2\pi f_{MW}$ über der Plasmafrequenz ω_{pe} der Elektronen liegen:

$$\omega_{MW} > \omega_{pe}. \quad (2.1)$$

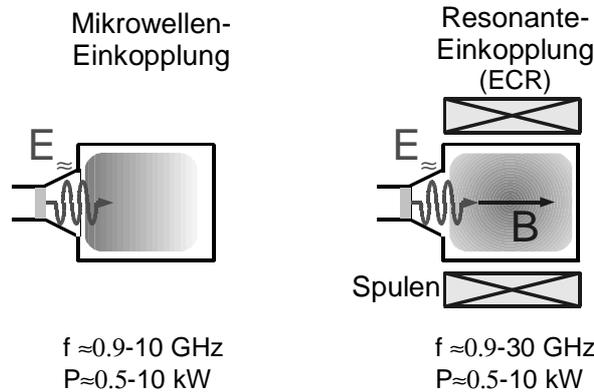


Abbildung 2.7.: Einkopplung der Mikrowelle ohne Magnetfeld (links) und mit Magnetfeld (rechts).

Die Plasmafrequenz der Elektronen folgt aus der Elektronendichte n_e , der Elektronenmasse m_e , der Elementarladung e und der elektrischen Feldkonstante ϵ_0 :

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}. \quad (2.2)$$

Die Bedingung (2.1) ist gleichbedeutend mit der Aussage, dass der Brechungsindex N größer als Null sein muss:

$$N = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{MW}^2}} > 0. \quad (2.3)$$

Setzt man die Plasmafrequenz in die Bedingung ein, so folgt für die Mikrowelleneinkopplung eine maximale Elektronendichte von n_c :

$$n_e < n_c = \frac{\omega_{MW}^2 \epsilon_0 m_e}{e^2}. \quad (2.4)$$

Bei einer Mikrowellenfrequenz von $f_{MW} = 2.45 \text{ GHz}$ liegt diese Dichte bei $n_c = 7.5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$. Sind die Elektronendichten höher als diese sogenannte cut-off-Dichte, so kann die Mikrowelle nur noch in der Größenordnung der Skintiefe δ_{skin} in das Plasma eindringen [Che06]:

$$\delta_{skin} = \sqrt{\frac{c^2}{\omega_{pe}^2 - \omega_{MW}^2}}. \quad (2.5)$$

Da die Lichtgeschwindigkeit c im Zähler konstant bleibt, nimmt die Eindringtiefe mit größer werdender Elektronendichte ab. Aufgrund der hohen Feldstärke und der geringen Eindringtiefe bei hohen Elektronendichten entsteht das Plasma dabei in der Regel im Vakuumgefäß kurz vor dem Quarzfenster (linker Teil der Abbildung 2.7).

Resonante Einkopplung

Im Gegensatz zur Einkopplung ohne Magnetfeld lässt sich bei der resonanten Einkopplung mit Hilfe eines Magnetfeldes der Ort der Leistungseinkopplung genau definieren

und deren Effizienz stark erhöhen. Bei der resonanten Heizung der Elektronen auf ihrer Kreisbewegung um das Magnetfeld ist deren Eigenfrequenz der Kreisbewegung gleich der Anregungsfrequenz. Für die Anregung werden typischerweise Mikrowellen ab Frequenzen von circa $f = 900$ MHz verwendet. Analog zum Fall ohne Magnetfeld, wird die Mikrowelle dabei wieder über ein dielektrisches Fenster in das Plasmagefäß eingekoppelt (rechter Teil der Abbildung 2.7). Das für die Resonanz notwendige Magnetfeld kann beispielsweise mit Hilfe von Spulen oder Dauermagneten erzeugt werden.

Da die Elektronen negativ geladene Teilchen sind, gyrieren sie gemäß der Lorentzkraft im Uhrzeigersinn um die magnetischen Feldlinien (Blickrichtung in Richtung des Magnetfeldes) und treten deshalb mit rechts-zirkularpolarisierten Wellen (R-Wellen) in Wechselwirkung. Ionen koppeln dagegen an links-zirkularpolarisierte Wellen (L-Wellen). Die Eigenfrequenzen folgen in Abhängigkeit vom Magnetfeld B :

$$\text{Elektronen-Zyklotron-Frequenz: } \omega_{ce} = \frac{eB}{m_e}; \quad (2.6)$$

$$\text{Ionen-Zyklotron-Frequenz: } \omega_{ci} = \frac{eB}{m_i}. \quad (2.7)$$

Für das verwendete ECR-Plasma ist dabei nur die Elektron-Zyklotron-Resonanz-Heizung mit der R-Welle von Relevanz. Unter Vernachlässigung der Ionen gilt für den Brechungsindex [Gel96]:

$$N_R^2 = \frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}}{1 - \frac{\omega_{ce}}{\omega}}. \quad (2.8)$$

Im Wesentlichen gibt es zwei Wechselwirkungen der Mikrowelle im ECR-Plasma.

Resonanz: Für die rechts-zirkularpolarisierte Welle ist die Resonanz dann erreicht, wenn die Zyklotron-Frequenz der Elektronen gleich der Mikrowellenfrequenz ist:

$$\omega_{ce} = \omega_{MW} = 2\pi f_{MW}. \quad (2.9)$$

Aus dieser Bedingung folgt das Magnetfeld der Resonanzzone B_{res} . Für die verwendete Mikrowellenfrequenz von $f_{MW} = 2.45$ GHz ergibt sich ein Magnetfeld von $B_{res} = 87.5$ mT. Die in der Resonanzzone absorbierte Mikrowellenleistung ist abhängig von der Amplitude des elektrischen Feldes E_0 , der Elektronendichte n_e , der Stoßfrequenz $\nu_{stoß}$ und den Kreisfrequenzen [FM93]:

$$P_{abs}^{MW} = n_e \frac{e^2 E_0^2}{4m_e} \frac{\nu_{stoß}}{\nu_{stoß}^2 + (\omega_{MW} - \omega_{ce})^2}. \quad (2.10)$$

Bei der Resonanzbedingung $\omega_{MW} - \omega_{ce} = 0$ wird die absorbierte Leistung maximal und ist im Gegensatz zur ohmschen HF-Heizung nicht mehr durch die Anregungsfrequenz begrenzt. Da mit abnehmender Stoßfrequenz der Teilchen die absorbierte Leistung stark zunimmt, ergibt sich in ECR-Plasmen gerade bei niedrigem Druck eine besonders effiziente Leistungseinkopplung.

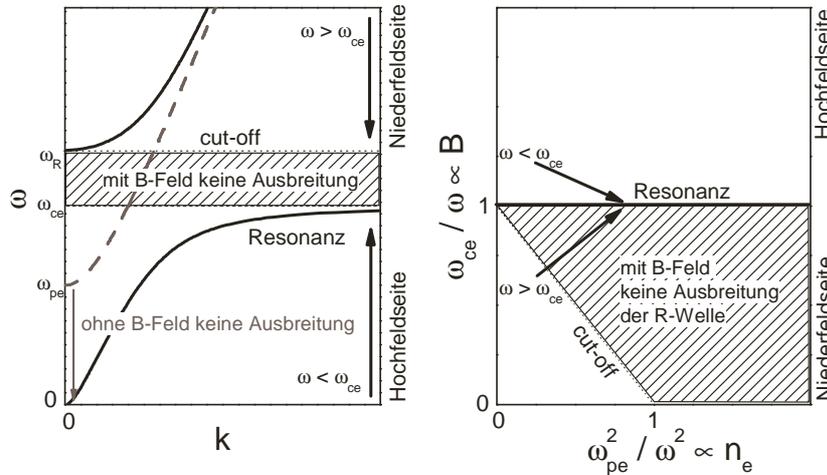


Abbildung 2.8.: *links*) Dispersionsrelation für die Wellen im Plasma bei Vernachlässigen der Ionenbewegung. Grau eingezeichnet ohne Magnetfeld, Schwarz mit Magnetfeld ($\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$). *rechts*) CMA-Diagramm für die R-Welle bei Vernachlässigung der Ionenbewegung.

Cut-off: Setzt man den Brechungsindex der R-Welle aus Gleichung (2.8) gleich Null, so folgt der cut-off. Für die cut-off-Frequenz der R-Welle ω_R folgt:

$$\omega_R = \frac{\omega_{ce} + \sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2}}{2}. \quad (2.11)$$

In magnetischen Plasmen ist diese also größer als die Plasmafrequenz. Analog folgt die vom Magnetfeld B abhängige cut-off-Dichte n_c^B :

$$n_c^B = n_c \cdot \left(1 - \frac{B}{B_{res}}\right). \quad (2.12)$$

Dispersionsrelation: Neben cut-off und Resonanz wird die Wellenausbreitung im ECR-Plasma allgemein durch die Dispersionsrelation (2.8) beschrieben. Trägt man die Kreisfrequenz ω über der Wellenzahl k graphisch auf, so erkennt man im linken Teil der Abbildung 2.8, dass für ein und dieselbe R-Welle zwei verschiedene Äste/Frequenzbereiche existieren, in denen sich die R-Welle ausbreiten kann. Für eine elektromagnetische Welle im Plasma ohne Magnetfeld gibt es dagegen nur einen Ausbreitungsbereich. Dieser wird mit zunehmender Elektronendichte immer kleiner.

Koppelt man also die Mikrowelle wie in dem verwendeten ECR-Plasma von der Hochfeldseite ein, so kann man den cut-off der Welle umgehen. Die Mikrowelle gelangt durch ein immer kleiner werdendes Magnetfeld direkt zur Resonanzzone (ω_{ce} sinkt bis $\omega_{ce} = \omega_{MW}$). Die R-Welle muss also keinen verbotenen Bereich mehr durchqueren. Da das Plasma deshalb immer weiter geheizt werden kann, sind sogenannte überdichte Plasmen ($n_e > n_c$) möglich [Gel96]. Um die Ausbreitung der Welle in Abhängigkeit von Magnetfeld und Elektronendichte besser verstehen zu können, verwendet man häufig auch die nach Clemmow, Mullay und Allis benannten CMA-Diagramme. Aufgrund

der, gegenüber den Elektronen weitaus größeren Ionenmasse, lässt sich die Ionenbewegung gegenüber der Elektronenbewegung vernachlässigen und das Verhältnis ω_{ce}/ω gegenüber dem Verhältnis ω_{pe}^2/ω^2 auftragen (rechter Teil der Abbildung 2.8). Dies entspricht einer Auftragung von normiertem Magnetfeld gegenüber normierter Elektronendichte. Während die Resonanz bei $\omega_{MW} = \omega_{ce}$ liegt, folgt der Verlauf des cut-offs direkt aus Gleichung (2.12). Nahe der Resonanzzone nimmt die Elektronendichte zu. Die Pfeile deuten wieder die zwei verschiedenen Einkopplungsarten an.

Zyklotrondämpfung: Im Resonanzbereich findet die Zyklotrondämpfung statt. Die für die R-Welle auftretende Wellenresonanz ($N \rightarrow 0$) und Teilchenresonanz ($\omega_{ce} = \omega_{MW}$) lässt sich wie folgt verstehen. Beim Einstrahlen der Mikrowelle von der Hochfeldseite (Niederfeldseite) gyrieren die Elektronen schneller (langsamer) als die Kreisfrequenz der Mikrowelle. Zur Resonanzzone hin gleichen sich die Zyklotronfrequenz und die Kreisfrequenz der Welle immer weiter an. Während sich bei einer Einkopplung von der Hochfeldseite die Phasengeschwindigkeit der R-Welle direkt der thermischen Elektronengeschwindigkeit nähern kann, ist bei Einkopplung von der Niederfeldseite ein Bereich zu überwinden in dem keine Ausbreitung der Welle möglich ist. Liegt in der Resonanzzone die Phasengeschwindigkeit der R-Welle im Bereich der thermischen Elektronengeschwindigkeit, so können die im gleichen Drehsinn und in geeigneter Phase gyrierenden Elektronen durch das elektrische Feld der Welle beschleunigt werden. Bei ungünstiger Phasenlage wird Energie an das Wellenfeld abgegeben [Gel96]. Im Mittel kommt es aber aufgrund des längeren Wegs bei positiver Beschleunigung zu einer Netto-Absorption der Welle.

Während so die Dämpfung in unterdichten ($n_e < n_c$) Plasmen anschaulich verstanden werden kann, ist die Dämpfung in überdichten Plasmen weitaus schwieriger zu erklären. Für die Heizung können hier verschiedene lineare und nicht lineare Heizmechanismen verantwortlich sein. Die Kopplung der Mikrowelle an die Elektronen im Plasma kann dabei beispielsweise über Bernstein-Wellen, weitere Moden-Konversionsprozesse oder stochastische Effekte geschehen [Gel96], [NA88].

2.2.2. Aufbau des ECR-Plasmas

Der modulare Aufbau des im Rahmen der Arbeit verwendeten ECR-Plasmas lässt sich im Wesentlichen in drei verschiedene und voneinander unabhängige Systeme untergliedern: Das Vakuumsystem, das Magnetfeldsystem und das Hohlleitersystem [Die05].

Vakuumsystem

Das ECR-Plasma arbeitet im Durchflussbetrieb. Um eine Störung der Plasmen durch Verunreinigungen zu verhindern, wird gefordert, dass der Hintergrunddruck deutlich kleiner ist als der Mindestdruck ($p = 0.3 \text{ Pa}$) des zu untersuchenden Gasgemisches. In

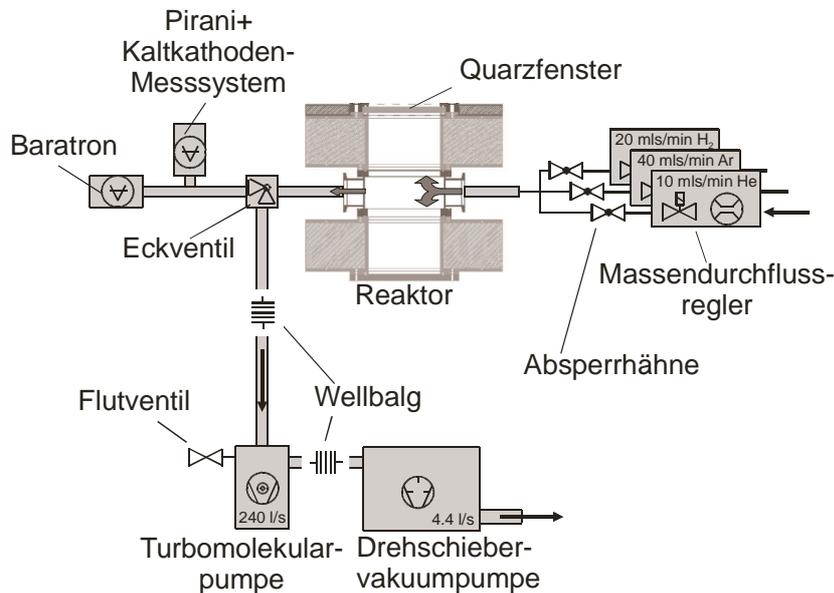


Abbildung 2.9.: Schematischer Aufbau des Vakuumsystems. Das Gas strömt durch die Durchflussregler in den Reaktor und wird über ein Eckventil und Wellbalg abgepumpt.

dem ECR-Plasma wird deshalb mit Hilfe einer zweistufigen Drehschiebervakuumpumpe (Trivac D16B, $Q = 16 \text{ m}^3/\text{h} = 4.41/\text{s}$) und einer Turbomolekularpumpe (TPU 240, $Q = 240 \text{ l/s}$) ein Hochvakuum von $5 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$ erzeugt (Abbildung 2.9). Besondere Vorsicht ist bei der Positionierung der Turbomolekularpumpe notwendig. Zum einen muss diese mit Hilfe von Wellbälgen erschütterungsfrei gelagert sein und zum anderen ist ein gewisser Abstand zum Magnetfeld notwendig. Statische Magnetfelder würden ansonsten im Rotor (1000 Hz) der Turbomolekularpumpe Wirbelströme erzeugen und so zu einer Erhitzung führen. Das Gasgemisch wird durch drei Massendurchflussregler in den Reaktor geleitet. Jeder der Durchflussregler ist dabei auf den maximalen Durchfluss eines Gases kalibriert (10 sccm He, 20 sccm H_2 , 40 sccm Ar). Die Druckmessung erfolgt durch ein gasartunabhängiges, kapazitives Baratron (Membran-Vakuummeter, $p = 0.01 - 100 \text{ Pa}$) und durch ein aus zwei Messröhren bestehendes, gasartabhängiges Messsystem. Die Pirani-Messzelle ($p = 0.1 - 10^4 \text{ Pa}$) und das Kaltkathodenionisations-Vakuummeter ($10^{-7} - 0.1 \text{ Pa}$) werden zur Kontrolle des Hintergrunddrucks benutzt, während im Plasmabetrieb das Baratron verwendet wird. Über das Eckventil und die Durchflussregler lässt sich der Betriebsdruck einstellen. Die Reaktorkammer besitzt in der Mitte der zwei Spulen vier Diagnostikzugänge, die teilweise mit Rundfenstern aus Quarzglas versehen sind. Diese werden im Weiteren als Diagnostikfenster bezeichnet.

Magnetfeldsystem

Das für die Zyklotrondämpfung notwendige Magnetfeld von $B_{res} = 87.5 \text{ mT}$ wird mit Hilfe von mehreren Spulen erzeugt. Abbildung 2.10 links zeigt die Konfiguration des Magnetfeldsystems. Jede der zwei großen Spulen besitzt 2 Wicklungen mit jeweils 200

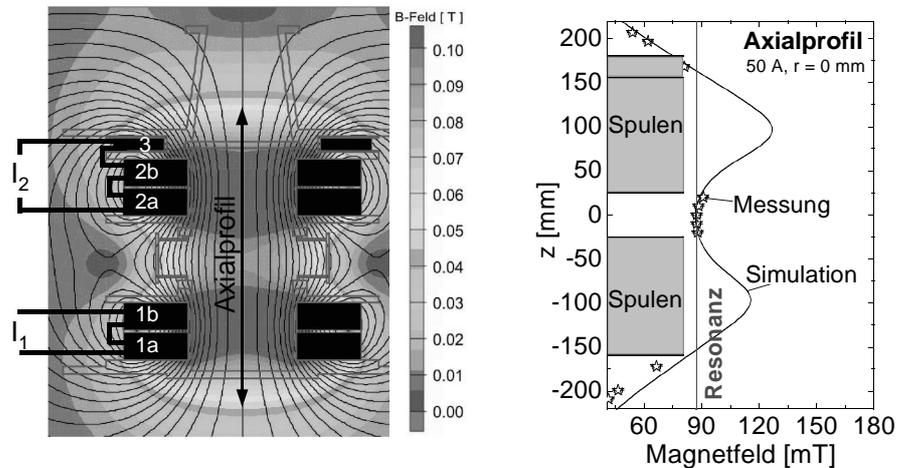


Abbildung 2.10.: Aufbau des Magnetfeldsystems. *links*) Über zwei Hochstromgeräte werden die in Serie geschalteten Spulen variabel angesteuert. Der Verlauf des Magnetfeldes wurde mit Hilfe einer Finite-Elemente-Simulation bestimmt. *rechts*) Axialprofil des Magnetfeldes.

Windungen Kupferrohr pro Wicklung (a,b). Die kleine Spule (3) besitzt 70 Windungen und wird ebenfalls durch Wasser gekühlt. Als Stromversorgung stehen zwei Hochstromgeräte mit jeweils $I_{max} = 70$ A zur Verfügung. Die Stärke des Magnetfeldes und des notwendigen Stroms wurde mit Hilfe einer Finiten-Elemente-Simulation bestimmt und durch Hall-Sondenmessungen bestätigt. Wie in der rechten Abbildung 2.10 zu sehen ist, zeigen Rechnung und Messung, dass ein Strom von $I_1 = I_2 = 50$ A durch die in Serie geschalteten Wicklungen ausreichend ist, um auf Höhe der Diagnostikflansche die Resonanzbedingung zu erfüllen. Da sich das von den Spulen erzeugte Magnetfeld dort in Abhängigkeit des Radius nicht stark ändert, erhält man eine relativ breite Resonanzzone und damit radial homogene Plasmen [Die05].

Hohlleitersystem

Die für die Plasmaerzeugung notwendige Mikrowelle wird durch eine Magnetronentladung mit einer Schaltnetzteil-Frequenz von $f_{netz} \approx 96$ kHz erzeugt. Die maximale Leistung bei einer Frequenz von $f_{MW} = 2.45$ GHz beträgt $P_{MW} = 1$ kW. Wie in Abbildung 2.11 zu sehen ist, wird zum Schutz des Magnetrons ein Isolator vorgeschaltet, welcher die reflektierte Leistung auf eine Wasserlast umleitet. Bei allen Plasmaentladungen wurde darauf geachtet, dass die an einer Diode gemessene reflektierte Leistung kleiner als $P_{ref} < 3\%P_{MW}$ war. Da eine Ausbreitung der Mikrowelle im Hohlleiter nur überhalb einer bestimmten Grenzfrequenz möglich ist, können sich in dem verwendeten R26 Hohlleiter (Breite = 86.63 mm, Höhe = 43.18 mm) nur bestimmte Moden ausbreiten, wie die linear-polarisierte TE_{10} Mode. Mit Hilfe eines 3 Stift-Tuners kann dabei das Phasen- und das Stehwellenverhältnis so geändert werden, dass eine ideale Anpassung der Mikrowelle an das Plasma möglich ist. Dies geschieht üblicherweise durch drei elektrisch leitende Stifte, welche im Abstand $\lambda_{MW}/4$ angeordnet sind und

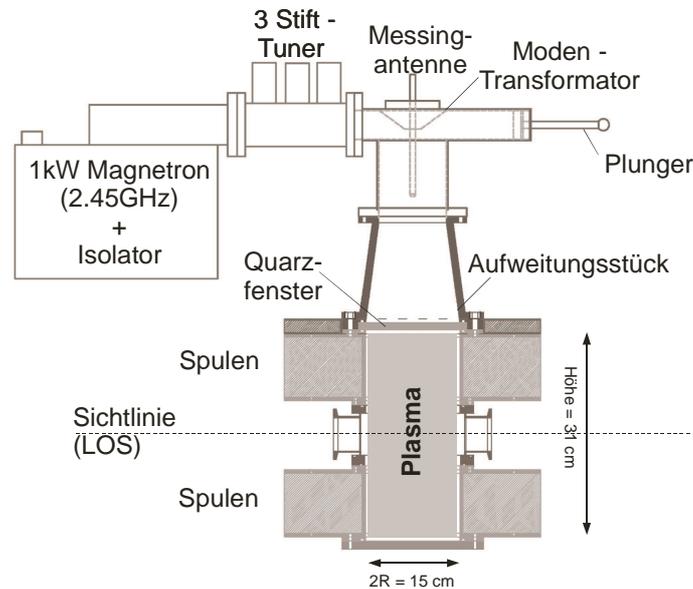


Abbildung 2.11.: Aufbau des Hohlleitersystems. Über einen 3-Stift-Tuner, einen Moden-Transformator und ein Aufweitungsstück gelangt die Mikrowelle durch ein Quarzfenster in das Plasma.

sich durch Mikrometerschrauben in den Hohlleiter hinein- und wieder herausdrehen lassen. Um eine ideale Einkopplung bei minimaler Reflexion zu erhalten, reicht es meist schon aus die Stellung des Kurzschlusschiebers (Plunger) oder der Messingantenne zu verschieben. Der Modentransformator wandelt mit Hilfe einer Messingantenne die linear-polarisierten Moden in zirkular-polarisierte Transversalwellen um. Diese gelangen über einen Rundhohlleiter, ein Aufweitungsstück und das dielektrische Quarzfenster in den Reaktor (Radius = 7.5 cm, Höhe = 31 cm). Für die Mikrowelle stellt dieser einen Hohlraumresonator dar, in dem die rechts-zirkular-polarisierte Welle die Energie an die Elektronen abgibt.

2.2.3. Vergleich der Plasmaquellen

Für den Nachweis der Übertragbarkeit der optischen Diagnostikmethoden von dem ECR-Plasma auf die Ionenquellen werden im Folgenden die Plasmaquellen und deren Quellenparameter miteinander verglichen.

Da beim ECR-Plasma ($f_{MW} = 2.45 \text{ GHz}$) die Einkopplung von der Hochfeldseite eine optimale Absorption der Leistung im Plasma ermöglicht, ist der Plasmabetrieb in einem großen Druck- ($p = 0.01 - 20 \text{ Pa}$) und Leistungsbereich ($P = 30 - 1000 \text{ W}$) möglich. Je nach untersuchter Gasart kann deswegen auch ein großer Bereich der Elektronendichte ($n_e = 10^{16} - 5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$) und der Elektronentemperatur ($T_e = 1.5 - 12 \text{ eV}$) bei einer Gastemperatur von $T_{gas} \approx 500 \text{ K}$ untersucht werden [Die05]. Das Atom zu Molekül-Verhältnis der H_2/D_2 -Plasmen kann je nach Elektronentemperatur und Elektronendichte Werte zwischen 0.05 und 1.5 annehmen.

Ein Vergleich mit den HF-Ionenquellen ($f_{HF} = 1$ MHz) zeigt, dass sich der Druckbereich, in dem die Quellen arbeiten, überschneidet ($p \approx 0.2 - 1.1$ Pa). Wie in Abbildung 2.5 zu sehen ist, liegt die Elektronentemperatur im Driver über $T_e = 10$ eV und vor dem Gitter bei $T_e \approx 1$ eV. Für reine Wasserstoff-ECR-Plasmen liegt die Elektronentemperatur bei vergleichbarem Druck zwischen diesen Werten ($T_e = 3 - 4$ eV). Analog dazu überschneidet sich auch der Bereich der Elektronendichte (Kapitel 6). Infolge der sich überlappenden Plasmaparameter des Drucks, der Elektronentemperatur und der Elektronendichte ist somit im gleichen Parameterbereich (T_e, n_e) eine Übertragbarkeit der optischen Diagnostikmethoden möglich.

Während im Driver der Ionenquellen analog zum ECR-Plasma die direkte Elektronenstoßanregung aus dem Atom die Strahlung des Wasserstoffatoms dominiert, muss vor dem Gitter zusätzlich die Anregung aus weiteren Schwerteilchen berücksichtigt werden (Kapitel 3.1.4). Aufgrund der deutlich kleineren Elektronentemperaturen ist die Elektronenabstreifung vor dem Gitter geringer als im ECR-Plasma. Deshalb existiert dort eine weitaus größere H^- -Dichte als in dem resonant geheizten Plasma, welche die Strahlung des Wasserstoffatoms signifikant beeinflussen kann [FW06a]. Liegen die Elektronentemperaturen unter $T_e < 1.5$ eV, so muss auch die Rekombination von H_2^+ berücksichtigt werden [WDF09]. Zusammen mit der atomaren Dichte n_H , der Elektronentemperatur T_e und der Elektronendichte n_e ergeben sich so fünf Plasmaparameter, welche gleichzeitig bestimmt werden müssen.

Im Gegensatz dazu hängt die Strahlung des Wasserstoffatoms im ECR-Plasma im Wesentlichen nur von der atomaren Wasserstoffdichte n_H sowie von n_e und T_e ab (Kapitel 5). Entsprechend sind bei der Anwendung der Diagnostikmethoden an dem ECR-Plasma nur diese drei Parameter zu überprüfen. Die gleichzeitige Anwendung von verschiedenen Referenzmethoden erlaubt dabei eine genaue Bestimmung der Plasmaparameter und durch Vergleich mit den Ergebnissen aus den optischen Diagnostikmethoden eine einfache Verifizierung der OES. Nach der Überprüfung der optischen Diagnostikmethoden werden diese an den H^- -Quellen eingesetzt, wobei vor dem Gitter sukzessive der Einfluss der positiven Ionendichten und der H^- -Dichte berücksichtigt wird.

Zusammenfassend wurden in diesem Kapitel die verwendeten Plasmaquellen bezüglich Aufbau, Funktionsweise und Verwendung vorgestellt. Das ECR-Plasma stellt den Ausgangspunkt für die Überprüfung der optischen Diagnostikmethoden dar. Diese erlauben eine nicht invasive Bestimmung von verschiedenen Plasmaparametern wie n_e , T_e , n_H , n_{H_2} und n_{H^-} . Die genaue Kenntnis der Plasmaparameter erlaubt wiederum eine einfache Quellen- und Prozessoptimierung. Eingesetzt werden die optischen Diagnostikmethoden unter anderem an den induktiv betriebenen Hochfrequenzquellen für negative Wasserstoffionen des IPP. Dort erlauben die optischen Diagnostikmethoden auch bei hohen HF-Leistungen eine ungestörte Messung der Plasmaparameter. Die Hochfrequenzquellen zeichnen sich gegenüber den Bogenquellen durch einen einfachen und wartungsarmen Aufbau aus. Aufgrund dieses Aufbaus und der bisher erreichten Rekordwerte dieser HF-Quellen sollen deshalb für die Neutralteilchenheizung zukünftiger Fusionsexperimente HF-Quellen negativer Wasserstoffionen verwendet werden [KFF⁺08].

3. Niedertemperaturplasmen von Wasserstoff und Deuterium

3.1. Niederdruck-Niedertemperaturplasmen

Bei den untersuchten ECR- und HF-Plasmen handelt es sich um Niederdruck-Niedertemperaturplasmen von Wasserstoff und Deuterium. Für die Interpretation der Strahlung der nicht-thermischen Niederdruck-Niedertemperaturplasmen werden Stoß-Strahlungsmodelle verwendet. In diesen werden alle für die Besetzung der angeregten Zustände relevanten Stoß- und Strahlungsprozesse bilanziert [SF95]. Aufgrund der beschränkten Abmessungen der betrachteten Laborplasmen muss in den Modellen ebenfalls der Verlustprozess der Diffusion berücksichtigt werden [LL94]. Für ein genaueres Verständnis der Stoß-Strahlungsmodelle werden im Folgenden die grundlegenden Parameter und die Diffusion vorgestellt.

3.1.1. Grundlegende Parameter

Analog zu den Neutralteilchen lassen sich auch die Ionen und Elektronen durch das ideale Gasgesetz beschreiben. Den Gesamtdruck erhält man aus Addition der einzelnen Partialdrücke der Elektronen p_e , Ionen p_i und Neutralteilchen p_0 . Unter Berücksichtigung der jeweiligen Temperaturen folgt:

$$p = p_0 + p_e + p_i = n_0 k_B T_{gas} + n_e k_B T_e + \sum_i n_i k_B T_i. \quad (3.1)$$

In den hier betrachteten Plasmen ist dabei der Anteil der Elektronen und Ionen, aufgrund des niedrigen Ionisationsgrads am Gesamtdruck zu vernachlässigen, so dass gilt:

$$p \approx n_0 k_B T_{gas}. \quad (3.2)$$

Befindet sich der Druck unterhalb des Normaldrucks von $p = 1013.25 \text{ hPa}$, so spricht man im Allgemeinen auch von einem Niederdruckplasma. Je kleiner die Teilchendichten n_0 , n_e und n_i in diesen Plasmen sind, desto größer wird die freie Weglänge der Teilchen und desto weniger Stöße finden statt. Da der Energieübertrag zwischen den verschiedenen Teilchensorten unterschiedlich groß ist, stellen sich verschiedene Temperaturen für die einzelnen Teilchensorten ein. Die Elektronen können aufgrund der im Vergleich zu den Schwerteilchen viel geringeren Masse dem elektrischen Feld schneller

folgen und werden dadurch auch effektiver geheizt. Die Ionen besitzen aufgrund der stärkeren Wechselwirkung mit dem elektrischen Feld und den Elektronen eine höhere Temperatur als die Neutralteilchen. Für die Niedertemperaturplasmen gilt somit:

$$T_e \gg T_i \geq T_{gas}. \quad (3.3)$$

Die Quasineutralität ist eine äußerst wichtige Eigenschaft des Plasmas, welche nur auf mikroskopischen Skalen verletzt werden kann. Bei strenger Quasineutralität gilt:

$$n_e = \sum_i Z_i n_i. \quad (3.4)$$

Liegt eine einfache Ionisierung mit Kernladungszahl $Z_i = 1$ vor, so ist in guter Näherung die Ionendichte n_i gleich der Elektronendichte n_e . Bei bekannter Elektronendichte lässt sich zusammen mit der Neutralteilchendichte n_0 der Ionisationsgrad α bestimmen:

$$\alpha = \frac{n_e}{n_e + n_0}. \quad (3.5)$$

Je größer die Elektronendichte ist, desto größer ist der Ionisationsgrad. Ebenso nimmt nach Gleichung (2.2) die Plasmafrequenz der Elektronen zu. Die Schwingung der Elektronen um die positiven Ionen geschieht dabei innerhalb einer charakteristischen Abschirmlänge λ_d [Che06]:

$$\lambda_d = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e}}. \quad (3.6)$$

Außerhalb dieser sogenannten Debyelänge λ_d werden die positiven Ionen durch die umgebenden Elektronen abgeschirmt. In die Debyelänge geht dabei neben der Elektronendichte n_e auch die Elektronentemperatur T_e ein. Diese Plasmaparameter ergeben sich aus der Momentenbildung der Elektronenenergieverteilungsfunktion $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$, welche von Ort \mathbf{r} , Geschwindigkeit \mathbf{v} und Zeit t abhängt:

$$\text{Dichte: } n_e(\mathbf{r}, t) = \int v^0 f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) dv; \quad (3.7)$$

$$\text{Schwerpunktgeschwindigkeit: } u_e(\mathbf{r}, t) = \frac{\int v^1 f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) dv}{n_e(\mathbf{r}, t)}; \quad (3.8)$$

$$\text{Temperatur: } k_B T_e(\mathbf{r}, t) = \frac{m_e \int (u_e - v)^2 f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) dv}{3 n_e(\mathbf{r}, t)}. \quad (3.9)$$

Die Elektronenenergieverteilungsfunktion (EEVF) $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ erhält man aus der kinetischen Boltzmann-Gleichung [LL94]:

$$\frac{df(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{sto\beta}. \quad (3.10)$$

Der Kraftterm $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ berücksichtigt dabei neben der Ladung q und der Geschwindigkeit \mathbf{v} auch elektrische und magnetische Felder, der Stoßterm $(\partial f / \partial t)_{sto\beta}$ auf der rechten Seite der Gleichung berücksichtigt die kurzreichweitigen Stöße zwischen

Elektronen und Neutralen. Für ein stationäres, homogenes Plasma lassen sich die zeitlichen Variationen, Gradienten und Beschleunigungen vernachlässigen und man erhält aus der Boltzmann-Gleichung die Maxwellverteilung:

$$f(v) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{v} \left(\frac{mv^2}{k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}}, \quad (3.11)$$

$$f(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{E} \cdot e^{-\frac{E}{k_B T}}. \quad (3.12)$$

Diese Maxwellverteilungen der Geschwindigkeit v , und der Energie E sind dabei entweder auf die Elektronendichte oder auf Eins normiert:

$$\int_0^{\infty} f(E) dE = \int_0^{\infty} f(v) dv = 1. \quad (3.13)$$

Da die Teilchen im Plasma nicht monoenergetisch vorliegen, lassen sie sich durch verschiedene Geschwindigkeiten charakterisieren [Che06]:

| thermische | mittlere | effektive |
|--------------------------------------|---|---|
| $v_{therm} = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$ | $\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}$ | $v_{eff} = \sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}}$ |

Die thermische und mittlere Geschwindigkeit wird für die Quantifizierung des Ionen-sättigungsstroms und Elektronen-sättigungsstroms von Langmuirsonden benötigt (siehe Abschnitt 4.2.4). Die effektive Geschwindigkeit geht in die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Stößen ein.

Die Zeit zwischen zwei Stößen τ_{12} ist dabei indirekt proportional zur Stoßfrequenz $\nu_{12}^{sto\beta}$. Trifft ein Teilchen 1 mit der Geschwindigkeit v_1 auf eine Ansammlung von ruhenden Teilchen 2 der Dichte n_2 , so gilt [LL94]:

$$\tau_{12} = \frac{1}{\nu_{12}^{sto\beta}} = \frac{1}{n_2 \langle \sigma_{12} v_1 \rangle}. \quad (3.14)$$

Die mittlere freie Weglänge λ_{frei} bis zu einem Stoß erhält man aus der mittleren Geschwindigkeit \bar{v}_1 und der Stoßfrequenz $\nu_{12}^{sto\beta}$ [Che06]:

$$\lambda_{12}^{frei} = \frac{\bar{v}_1}{\nu_{12}^{sto\beta}} = \bar{v}_1 \cdot \tau_{12} = \frac{1}{n_2 \sigma_{12}}. \quad (3.15)$$

Bewegen sich beide Teilchen aufeinander zu und stoßen im Rahmen der gaskinetischen Theorie untereinander, so hängt die effektive Geschwindigkeit zwischen den Teilchen von deren kinetischer Energie ab. Insbesondere gilt bei der Betrachtung von nur einer Teilchensorte der Dichte n :

$$\lambda_{12}^{frei} = \frac{v_{eff,12}}{\nu_{12}^{sto\beta}} = \frac{1}{\sqrt{2} n \sigma_{12}}. \quad (3.16)$$

Der Ratenkoeffizient mit $X_{12} = \langle \sigma_{12} v_1 \rangle$ ergibt sich dabei aus der EEVF $f(E)$, der von \sqrt{E} abhängigen Geschwindigkeit v_1 und dem Stoßquerschnitt $\sigma_{12}(E)$ wie folgt:

$$X_{12} = \langle \sigma_{12} v_1 \rangle = \frac{\int_0^{\infty} \sigma_{12}(E) v_1(E) f_1(E) dE}{\int_0^{\infty} f_1(E) dE}. \quad (3.17)$$

Damit lassen sich die Raten dn/dt , mit denen Stoßprozesse im Plasma stattfinden, als Produkt der beteiligten Teilchendichten mit dem entsprechenden Ratenkoeffizienten schreiben:

$$\frac{dn}{dt} = n_1 n_2 X_{12}. \quad (3.18)$$

Aufgrund der geringen Abmessungen der betrachteten Niedertemperaturplasmen spielt neben den Stoßprozessen dort auch die Diffusion der Teilchen eine Rolle.

3.1.2. Diffusion als Verlustprozess

Die Diffusion stellt in untersuchten Laborplasmen einen wichtigen Verlustprozess metastabiler Teilchen und Ionen dar und muss deshalb bei der Modellierung der Plasmen berücksichtigt werden (siehe Kapitel 3.1.4). Die Diffusion der Neutralen und Ionen lässt sich dabei durch sogenannte Diffusionskoeffizienten, Einschlusszeiten, Strömungsbereiche und Diffusionslängen charakterisieren.

Diffusionsgleichung: Der Zusammenhang der Einschlusszeiten mit den Diffusionskoeffizienten ist durch die sogenannte Diffusionsgleichung gegeben. Allgemein ist der Fluss Γ von geladenen Teilchen proportional zum elektrischen Feld \mathbf{E} sowie zum Dichtegradienten ∇n [LL94]:

$$\Gamma = \pm \mu n \mathbf{E} - D \nabla n. \quad (3.19)$$

Dabei ist D der Diffusionskoeffizient und $\mu = |q|/m\nu^{stoß}$ die Beweglichkeit der Teilchen mit Ladung q und Masse m . Eine zweite Gleichung in der der Teilchenfluss bilanziert wird, ist die Kontinuitätsgleichung. Ohne weitere Quellen und Senken folgt, dass die Änderungsrate der Teilchen $\partial n/\partial t$ in einem Volumen abhängig vom Teilchenfluss ist:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \Gamma = 0. \quad (3.20)$$

Setzt man Gleichung (3.19) unter Vernachlässigung des ersten Terms, aus welchem die Driften folgen, in die Kontinuitätsgleichung ein, so erhält man die Diffusionsgleichung:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{n}{\tau} = D \Delta n. \quad (3.21)$$

In der Literatur finden sich verschiedene Formulierungen des Diffusionskoeffizienten. Ausgehend von der Definition der freien Weglänge $\lambda^{frei} = \bar{v}\nu^{sto\beta}$ lässt sich der Diffusionskoeffizient folgendermaßen formulieren:

$$D = \frac{k_B T_{gas}}{m\nu^{sto\beta}} = \lambda^{frei} \sqrt{\frac{\pi}{8}} \sqrt{\frac{k_B T_{gas}}{m}} = \lambda^{frei} \bar{v} \frac{\pi}{8} \approx \frac{3\sqrt{\pi}}{8} \lambda^{frei} \sqrt{\frac{k_B T_{gas}}{m}} \approx \frac{1}{3} \lambda^{frei} \bar{v}. \quad (3.22)$$

Für die Modellierung der Plasmen ist sowohl der Transport der Neutralen als auch der der Ionen zu berücksichtigen.

Die Diffusion neutraler Teilchen folgt aus der freien Weglänge λ_{nn}^{frei} nach Gleichung (3.16) und der reduzierten Masse $m_{red} = mM/(m + M)$, wobei M die Masse des Hintergrundgases bezeichnet [Möl93]:

$$D_n = \frac{3\sqrt{\pi}}{8} \lambda_{nn}^{frei} \sqrt{\frac{k_B T_{gas}}{2m_{red}}}. \quad (3.23)$$

Die Diffusion der Ionen folgt unter Berücksichtigung der Quasineutralität aus der Flussgleichheit zwischen Ionen Γ_i und Elektronen Γ_e . Nach Gleichung (3.19) gilt:

$$\mu_i n \mathbf{E} - D_i \nabla n = \mu_e n \mathbf{E} - D_e \nabla n. \quad (3.24)$$

Da die Elektronen eine viel geringere Masse besitzen als die Ionen können diese das Plasma schneller verlassen. Damit lädt sich das Plasma solange gegenüber der Umgebung positiv auf bis Flussgleichheit herrscht. Das positive Potential, das aufgrund dieser sogenannten ambipolaren Diffusion entsteht, nennt man Plasmapotential. Der ambipolare Diffusionskoeffizient D_a , der den Fluss der Ionen und den Fluss der Elektronen beschreibt, lautet [LL94]:

$$D_a \approx D_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right) \quad \text{mit} \quad D_i = \left(\frac{k_B T_i}{m_i \nu_{in}^{sto\beta}} \right). \quad (3.25)$$

Ohne Magnetfeld bzw. parallel zum Magnetfeld ist also die Diffusion der Ionen im Neutralgashintergrund mit der Stoßfrequenz $\nu_{in}^{sto\beta}$ bestimmend. Ist die Elektronentemperatur groß gegenüber der Iontemperatur und der Gastemperatur ($(1 + T_e/T_i) \approx T_e/T_{gas}$), kann auch folgende Näherung [Möl93] verwendet werden:

$$D_a \approx \frac{3\sqrt{\pi}}{8} \frac{T_e}{T_{gas}} \lambda_{in}^{frei} \sqrt{\frac{k_B T_{gas}}{m_i}}. \quad (3.26)$$

Beim ambipolaren Diffusionskoeffizienten D_a folgt dabei die freie Weglänge λ_{in}^{frei} gemäß Gleichung (3.15) mit den Stoßquerschnitten für induzierte Dipol-Stöße.

Bei der Diffusion der Ionen senkrecht zum Magnetfeld muss die Gyration der Ionen und Elektronen beachtet werden. Die für die Diffusion senkrecht zu einem Magnetfeld

B entscheidende freie Weglänge, entspricht in diesem Fall dem Lamorradius. Für den Lamorradius der Elektronen r_{Le} und Ionen r_{Li} folgt:

$$r_{Le} = \frac{m_e v_{e\perp}}{qB}, \quad r_{Li} = \frac{m_i v_{i\perp}}{qB}. \quad (3.27)$$

In den hier betrachteten Plasmen besitzen die Elektronen aufgrund der geringen Masse den kleineren Lamorradius und bestimmen damit die Diffusion senkrecht zu einem Magnetfeld. Für den ambipolaren Diffusionskoeffizienten $D_{\perp a}$ senkrecht zum Magnetfeld folgt aus der Zyklotronfrequenz ω_{ce} und der Stoßfrequenz $\nu_e^{sto\beta}$ der Elektronen [LL94]:

$$D_{\perp a} \approx D_{\perp e} \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right) \quad \text{mit} \quad D_{\perp e} = \left(\frac{k_B T_e \nu_e^{sto\beta}}{m_e \omega_{ce}^2} \right). \quad (3.28)$$

Strömungsbereiche: Beim Gastransport in einem vorgegebenen Vakuumgefäß wird zwischen viskoser beziehungsweise laminarer Strömung und stoßfreier, molekularer Strömung unterschieden. Bei der laminaren Strömung dominieren die Stöße der Teilchen, bei der molekularen Strömung ist die freie Weglänge der Teilchen größer als die Gefäßdimension. Im Bereich der Knudsen-Strömung, also im Übergangsbereich zwischen laminarer und molekularer Strömung, lässt sich die Einschlusszeit näherungsweise als eine Überlagerung von laminaren und molekularen Strömungsanteilen verstehen. Je nach freier Weglänge λ^{frei} oder Knudsen-Zahl $K_n = \lambda^{frei}/d$, lassen sich die einzelnen Strömungsbereiche voneinander unterscheiden [JW06], [Möl93]:

| Strömung | K_n -Bedingung | λ^{frei} -Bedingung | Einschlusszeit |
|---------------------|-----------------------|-----------------------------|---|
| molekulare Strömung | $0.5 < K_n$ | $\lambda^{frei} \gg d$ | $\tau_{mol} = \frac{d}{\bar{v}}$ |
| Knudsen-Strömung | $10^{-2} < K_n < 0.5$ | $\lambda^{frei} \approx d$ | $\tau_{diff} \approx \tau_{lam} + \tau_{mol}$ |
| laminare Strömung | $K_n < 10^{-2}$ | $\lambda^{frei} \ll d$ | $\tau_{lam} = \frac{\Lambda_{lam}^2}{D}$ |

Während die laminare Einschlusszeit als Lösung der Diffusionsgleichung (3.21) folgt, erhält man die molekulare Strömung aus dem linearen Zusammenhang zwischen mittlerer Teilchengeschwindigkeit \bar{v} und der charakteristischen Länge d . Die charakteristische Länge für die Diffusion der Neutralen ergibt sich aus dem Verhältnis zwischen Volumen und Oberfläche: $d = \text{Volumen}/\text{Oberfläche}$. Die hier betrachteten Laborplasmen liegen im Bereich der Knudsen-Strömung, wobei ab einem Druck von $p \approx 1$ Pa die laminare Diffusion dominiert.

Diffusionslänge: Die für die laminare Einschlusszeit relevante Diffusionslänge Λ_{lam} hängt von der Geometrie des Plasmagefäßes ab. Für eine zylinderförmige Geometrie

mit Radius R und Höhe H folgt [Rot95]:

$$\frac{1}{\Lambda_{lam}^2} = \left(\frac{2.405}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2. \quad (3.29)$$

Für geladene Teilchen im Magnetfeld ist die Diffusionslänge zusätzlich von der Zyklotronfrequenz ω_{ce} und der Stoßfrequenz $\nu_{stoß}$ der Elektronen abhängig [Rot95]:

$$\frac{1}{\Lambda_{lam}^2} = \left(\frac{2.405}{R}\right)^2 \frac{\nu_{stoß}^2}{\nu_{stoß}^2 + \omega_{ce}^2} + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2. \quad (3.30)$$

Im ECR-Plasma ist somit die Diffusionszeit aufgrund der erhöhten Diffusionslänge deutlich größer als in einem Plasma ohne Magnetfeld. Der erhöhte radiale Einschluss muss deshalb bei der Modellierung der Plasmen berücksichtigt werden.

3.1.3. Gleichgewichte in Plasmen

Um die Strahlung der Plasmen interpretieren zu können, müssen Annahmen zur Besetzung der angeregten Niveaus im Gleichgewichtszustand getroffen werden. Damit hängt die Wahl des jeweiligen Gleichgewichtsmodells von der Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung der verschiedenen Spezies und damit von den Plasmaparametern ab. Das vollständige thermodynamische Gleichgewicht stellt hierbei einen idealisierten Grenzfall dar, in dem alle Prozesse mit ihren Umkehrprozessen im Gleichgewicht sind. Im Gegensatz dazu lassen sich die nicht-thermischen Niedertemperaturplasmen durch Stoß-Strahlungsmodelle beschreiben. Für den Fall sehr hoher ($n_e \gtrsim 10^{24} \text{ m}^{-3}$) und sehr niedriger ($n_e \lesssim 10^{17} \text{ m}^{-3}$) Elektronendichten kann auch das lokale thermodynamische Gleichgewicht oder das Koronagleichgewicht verwendet werden.

Lokales thermodynamisches Gleichgewicht

Für große Elektronendichten $n_e \gtrsim 10^{24} \text{ m}^{-3}$ sind im sogenannten lokalen thermodynamischen Gleichgewicht die Anzahl der Elektronenstöße weitaus größer als die Anzahl der Strahlungsübergänge. Aufgrund der gegenüber den freien Weglängen geringen Gradienten können sich lokal verschiedene Temperaturen und Dichten ausbilden. Im Gegensatz zum vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht gibt es auch kein thermodynamisches Gleichgewicht bezüglich der Strahlung mehr, weshalb die Planck-Strahlung und das Stefan-Boltzmann-Gesetz nicht mehr anwendbar sind. Die Strahlung im LTE wird daher eigens in der Strahlungstransportgleichung bilanziert.

Die Bilanzierung der einzelnen Ionisationsstufen Z erfolgt in der Saha-Gleichung [Tho88]:

$$n_e \frac{n_{Z+1}}{n_Z} = \frac{Q_{Z+1}}{Q_Z} \frac{2(2\pi m_e k_B T)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{E_{ion}^{Z-Z+1}}{k_B T}}. \quad (3.31)$$

Damit ist die Ionisationsstufe abhängig von der jeweiligen Ionisationsenergie $E_{ion}^{Z \rightarrow Z+1}$ und den jeweiligen Zustandssummen Q .

Die angeregten Zustände werden durch die Boltzmann-Verteilung beschrieben:

$$\frac{n_p}{n_q} = \frac{g_p}{g_q} e^{-\frac{E_p - E_q}{k_B T}} . \quad (3.32)$$

Dabei bezeichnet n die Besetzungsdichte der Zustände mit statistischem Gewicht g und Energie E .

Koronagleichgewicht

Für kleine Elektronendichten $n_e \lesssim 10^{17} \text{ m}^{-3}$ lassen sich die angeregten Zustände und die einzelnen Ionisationsstufen durch ein Koronagleichgewicht beschreiben. Hierbei ist die Dreierstoßrekombination gegenüber dem Umkehrprozess der Elektronenstoßionisation und ebenso die Photoionisation gegenüber der Strahlungsrekombination zu vernachlässigen. Damit werden die Ionendichten durch das Gleichgewicht zwischen Elektronenstoßionisation ($X_{ion}^{Z \rightarrow Z+1}$) und Strahlungsrekombination ($X_{rek}^{Z+1 \rightarrow Z}$) bilanziert. Das sogenannte Korona-Ionisationsgleichgewicht lautet:

$$n_Z n_e X_{ion}^{Z \rightarrow Z+1} = n_{Z+1} n_e X_{rek}^{Z+1 \rightarrow Z} . \quad (3.33)$$

Aufgrund der geringen Elektronendichten können in der Bilanzierung der angeregten Zustände die stufenweise Anregung und Kaskaden (Anregung aus höheren Niveaus durch Strahlung) vernachlässigt werden. Für das Korona-Besetzungsgleichgewicht folgt somit:

$$n_0 n_e X_{anr}^{0 \rightarrow p} = \sum_{q < p} A_{pq} n_p . \quad (3.34)$$

Die Besetzungsdichte eines elektronisch angeregten Zustands p folgt also aus dem Gleichgewicht zwischen Elektronenstoßanregung ($X_{anr}^{0 \rightarrow p}$) aus dem Grundzustand und spontaner Emission in die verschiedenen darunterliegenden Niveaus. Für die Besetzungsdichte n_p gilt:

$$n_p = \frac{n_0 n_e X_{anr}^{0 \rightarrow p}}{\sum_{q < p} A_{pq}} . \quad (3.35)$$

Für die Emissivität einer Emissionslinie folgt:

$$\epsilon_{pq} = n_p A_{pq} . \quad (3.36)$$

Setzt man die Besetzungsdichte ein, so folgt aus dem Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten das Verzweigungsverhältnis (engl.: branching ratio). Das Produkt aus Verzweigungsverhältnis und Anregungskoeffizienten nennt man **Emissionsratenkoeffizient** X_{em} :

$$\epsilon_{pq} = n_0 n_e \cdot X_{em} \quad \text{mit} \quad X_{em} = X_{anr}^{0 \rightarrow p} \frac{A_{pq}}{\sum_{q < p} A_{pq}} . \quad (3.37)$$

Bei höheren Elektronendichten und Schwerteilchendichten müssen zusätzlich besetzende Prozesse wie die Anregung aus Kaskaden oder entvölkernde Prozesse wie das Quenching (abregende Schwerteilchenstöße) berücksichtigt werden. Da diese Prozesse zusätzlich von der Elektronentemperatur, der Elektronendichte, den Schwerteilchentemperaturen und -dichten abhängen, ist eine einfache Modellierung nicht mehr möglich. Für diese Plasmen werden in Abhängigkeit von n_e und T_e sogenannte effektive Emissionsratenkoeffizienten mit Hilfe von Stoß-Strahlungsmodellen berechnet.

3.1.4. Stoß-Strahlungsmodelle

Liegen die Elektronendichten zwischen $10^{17} \text{ m}^{-3} \lesssim n_e \lesssim 10^{24} \text{ m}^{-3}$, so liefert weder das Koronagleichgewicht noch das lokale thermodynamische Gleichgewicht eine passende Beschreibung für die betrachteten Plasmen. Entsprechend müssen alle für diesen Zwischenbereich relevanten Stoß- oder Strahlungsprozesse für das Besetzungsgleichgewicht der angeregten Zustände berücksichtigt werden [Wil62]. Die Bilanzierung dieser für die untersuchten Plasmen relevanten Prozesse erfolgt in sogenannten Stoß-Strahlungsmodellen.

In einem Stoß-Strahlungs-Modell (SSM) werden für einzelne Zustände des betrachteten Atoms, Moleküls oder Ions Ratengleichungen aufgestellt. In diesen Ratengleichungen werden die relevanten Bevölkungs- und Entvölkerungsprozesse des jeweiligen Zustands berücksichtigt. Zwischen den einzelnen angeregten Zuständen existieren verschiedene Anregungs- und Abregungsprozesse, so dass sich ein gekoppeltes System von Ratengleichungen ergibt. Berücksichtigt man in einer Ratengleichung für einen Zustand p die Elektronenstöße und die Strahlung so lautet diese:

$$\frac{dn_p}{dt} = \sum_{q>p} A_{qp} n_q - \sum_{p>q} A_{pq} n_p + \sum_{q \neq p} n_e n_q X^{qp} - \sum_{q \neq p} n_e n_p X^{pq}. \quad (3.38)$$

Der erste und der dritte Term berücksichtigen die Bevölkung des Zustands p durch spontane Emission und Elektronenstoßanregung. Der zweite und vierte Term berücksichtigen die Entvölkerung des Zustands p durch spontane Emission und Elektronenstoßabregung. Ist der Gleichgewichtszustand erreicht, ändert sich die Besetzungsdichte des Zustands p nicht mehr und die linke Seite der Gleichung wird Null.

Betrachtet man ein System von Ratengleichungen, so lassen sich durch Umstellen auf der linken Seite alle Ratenkoeffizienten sowie die durch n_e geteilten Übergangswahrscheinlichkeiten (in der Dimension vom Ratenkoeffizient) der angeregten Zustände in einer Ratenmatrix $\underline{\mathbf{X}}$ zusammenfassen. Die rechte Seite des Gleichungssystems enthält dann nur noch die Anregung der einzelnen Zustände aus dem Grundzustand (Teilchendichte n_0) mit dem Vektor \mathbf{X}^0 . In Matrixschreibweise folgt:

$$n_e \cdot \underline{\mathbf{X}} \cdot \mathbf{n} = n_e \cdot n_0 \cdot \mathbf{X}^0. \quad (3.39)$$

Separiert man nun den Vektor der Anregung aus dem Grundzustand \mathbf{X}^0 , indem man die Grundzustandsdichte und Elektronendichte zusammen mit dem Vektor der Beset-

zungen \mathbf{n} zum sogenannten Kopplungsvektor \mathbf{R} zusammenfasst, so folgt:

$$n_e \cdot \underline{\mathbf{X}} \cdot \mathbf{R} = \mathbf{X}^0 \quad \text{mit} \quad \mathbf{R} = \frac{\mathbf{n}}{n_0 n_e}. \quad (3.40)$$

Durch Invertierung der Ratenmatrix erhält man die Lösung:

$$\mathbf{R} = n_e \cdot \underline{\mathbf{X}}^{-1} \cdot \mathbf{X}^0. \quad (3.41)$$

Der Kopplungsvektor \mathbf{R} enthält dabei die einzelnen Populationskoeffizienten R_{0p} , welche die auf den Grundzustand und Elektronendichte normierte Besetzung widerspiegelt:

$$R_{0p} = \frac{n_p}{n_e n_0}. \quad (3.42)$$

Da der Kopplungsvektor selbst von der Elektronendichte, der Elektronentemperatur und weiteren Parametern, wie optischer Dicke und Diffusion abhängt, ist auch die gesuchte Besetzungsdichte n_p eine Funktion dieser Größen:

$$n_p(n_e, T_e, \dots) = n_e n_0 R_{0p}(n_e, T_e, \dots). \quad (3.43)$$

Tragen mehrere Schwerteilchen n_0, n_1, n_2, \dots zur Besetzungsdichte eines Zustands bei, so ergibt sich die gesamte Besetzung eines Zustands aus der Summe der einzelnen Beiträge:

$$n_p = n_e(n_0 R_{0p} + n_1 R_{1p} + n_2 R_{2p} + \dots). \quad (3.44)$$

Dominiert die Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand die Besetzung, so lässt sich analog zum Koronagleichgewicht ein **effektiver Emissionsratenkoeffizient** für den Übergang von Zustand p nach Zustand q angeben:

$$n_0 n_e X_{em}^{eff} = n_p A_{pq} \Rightarrow X_{em}^{eff}(n_e, T_e) = \frac{n_p A_{pq}}{n_0 n_e} = R_{0p} A_{pq}. \quad (3.45)$$

Die Emissivität ϵ des Übergangs folgt dabei aus dem Produkt des von Elektronentemperatur und Elektronendichte abhängigen effektiven Emissionsratenkoeffizienten mit der Teilchendichte des Grundzustands n_0 und der Elektronendichte n_e :

$$\epsilon = n_0 n_e X_{em}^{eff}(n_e, T_e). \quad (3.46)$$

Um die Elektronendichte und die Elektronentemperatur mit Hilfe von optischen Diagnostikmethoden bestimmen zu können, wurden für die betrachteten Helium-, Argon und Wasserstoffplasmen die effektiven Emissions-Ratenkoeffizienten mit Hilfe von entsprechenden Stoß-Strahlungsmodellen bestimmt. Im Folgenden werden die dafür verwendeten Programme ADAS [Sum99] und YACORA [Wün04] vorgestellt.

ADAS

Das „Atomic Data and Analysis Structure“ (ADAS) [Sum99] ist ein Programmpaket aus miteinander gekoppelten Programmmodulen, welche eine Modellierung der Strahlungseigenschaften von Atomen und Ionen erlauben. ADAS lässt sich in vier Hauptkomponenten unterteilen:

Eine interaktive Ein- und Ausgabe ermöglicht eine schnelle Berechnung von verschiedenen Parametern, wie zum Beispiel des effektiven Emissionsratenkoeffizienten. Dazu wird eine umfangreiche Datenbank (zweite Hauptkomponente) grundlegender und abgeleiteter atom-physikalischer Größen verwendet. Der Zugriff erfolgt mit Hilfe einer Vielzahl von Modulen (dritte Hauptkomponente), die einen großen Anwendungsbereich abdecken. Die letzte Komponente ermöglicht es, grundlegende Größen selbst zu bestimmen. Beispielsweise können sowohl die Übergangswahrscheinlichkeiten im Atom als auch die Wirkungsquerschnitte für Elektronenstöße berechnet werden.

ADAS verwendet dabei statt einem Stoßquerschnitt σ_{pg} die sogenannte „collision strength“ Ω_{pq} . Die Vorteile dieser dimensionslosen Größe sind, dass sie symmetrisch zwischen Anfangs- und Endzustand ist und sich nur wenig mit der Anregungsenergie der Elektronen ändert. Der Zusammenhang zwischen σ_{pg} und Ω_{pq} ist wie folgt [Sum99]:

$$\Omega_{pg}(E) = g_p \frac{E_p}{I_H} \frac{\sigma_{pq}(E)}{\pi a_0^2}. \quad (3.47)$$

E_p stellt die Energie des angeregten Zustands mit statistischen Gewichten g_p dar, $I_H = 13.6048$ eV ist die Ionisierungsenergie von Wasserstoff und $\pi a_0^2 = 8.7972 \cdot 10^{-21}$ m² die atomare Einheit des Stoßquerschnitts $\sigma_{pq}(E)$. In den verwendeten Modellen für Helium und Wasserstoff wird als Inputparameter allerdings die sogenannte „effective collision strength“ Y_{pq} [Sum99] verwendet:

$$Y_{pq} = \int_0^{\infty} \Omega_{pq}(E) e^{-E/kT_e} d(E/kT_e), \quad (3.48)$$

Da diese Größe einem Ratenkoeffizienten entspricht und entsprechend auf der Annahme von Maxwellverteilungen basiert, können in den verwendeten Modellen keine Abweichungen der $EEFV$ von Maxwellverteilungen berücksichtigt werden. Als Ausgabe von ADAS folgt für vorgegebene Stützwerte von Elektronentemperatur und Elektronendichte der „photon emission coefficient“ PEC , welcher dem effektiven Emissionsratenkoeffizienten entspricht.

Für einzelne Atome und Moleküle liegen dabei verschiedene Eingangsdatensätze vor, in denen unterschiedliche Reaktionen berücksichtigt werden [ADA09]. Entsprechend muss bei der Auswahl der Datensätze auf deren Aktualität, Vollständigkeit und Qualität geachtet werden. Da bei zahlreichen Messungen Unstimmigkeiten bei der Besetzung im Wasserstoffatom aufgefallen sind, wurde der Datensatz für das Wasserstoffatom in Abschnitt 5.3.1 genauer untersucht.

Neben den Stoßprozessen müssen bei der Modellierung die Diffusion und die optische Dicke berücksichtigt werden. Die Berücksichtigung der **Diffusion metastabiler Zustände** erfolgt in ADAS und YACORA allgemein durch Verwendung einer effektiven Übergangswahrscheinlichkeit:

$$A_{pq} = \frac{1}{\tau_{diff}}. \quad (3.49)$$

Wenn der untere Zustand eines Strahlungsübergangs stark besetzt ist und eine ausreichend hohe Bestrahlungsstärke aufgrund einer starken Emission vorliegt, so ist zusätzlich die **Selbstabsorption (optische Dicke)** der Strahlung zu berücksichtigen. Während der sogenannte Strahlungs-Escapefaktor Θ_L dabei die Abnahme der Strahlung aus dem Plasma berücksichtigt, bestimmt der sogenannte Populations-Escapefaktor Θ_{pop} die Zunahme der Besetzungsdichte des angeregten Zustands ([Beh98], [BF00], [Sum99]). In den Stoß-Strahlungsmodellen führt der Populations-Escapefaktor damit zu einer reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit A_{pq} :

$$A_{pq}^{eff} = \Theta_{pop} A_{pq} \quad \text{mit } 0 \leq \Theta_{pop} \leq 1. \quad (3.50)$$

In den Populations-Escapefaktor gehen dabei, aufgrund der Selbstabsorption der Emissionslinie, das Linienprofil P_λ und der Plasmaradius b ein:

$$\Theta_{pop} = \int_{linie} P_\lambda e^{-\kappa(\lambda)b} d\lambda \quad \text{mit } \int_{linie} P_\lambda d\lambda = 1. \quad (3.51)$$

Der von der Wellenlänge abhängige Absorptionskoeffizient $\kappa(\lambda)$ hängt von der Oszillatorstärke f_{pq} mit der Übergangswahrscheinlichkeit A_{pq} und den statistischen Gewichten g_p und g_q sowie von der Masse m und der Gastemperatur T_{gas} der betrachteten Teilchensorte ab [BF00]:

$$\kappa(\lambda) = n_q \frac{\lambda}{c} \frac{f_{qp} e^2}{4\epsilon_0 m_e} \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T_{gas}}} \quad \text{mit } f_{qp} = \frac{\epsilon_0 m_e c \lambda^2}{2\pi e^2} \frac{g_p}{g_q} A_{pq}. \quad (3.52)$$

Während in YACORA die Gleichgewichtsbesetzung mit Hilfe der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit einfach und schnell bestimmt werden kann, ist für ADAS eine iterative Vorgehensweise notwendig. In einem ersten Schritt wird dabei die Gleichgewichtsbesetzung für den optisch dünnen Fall bestimmt. Im nächsten Schritt erlaubt ein Programmmodul in ADAS die Berücksichtigung der Reabsorption. Mit den daraus folgenden Besetzungs-Escapefaktoren werden vor einem erneuten Durchlauf des SSM die Übergangswahrscheinlichkeiten im Inputfile reduziert und so iterativ die Gleichgewichtsbesetzung bestimmt.

YACORA

Beim Programm YACORA („Yet Another Collisional Radiative Model“) [Wün04] handelt es sich nicht nur um ein Stoß-Strahlungsmodell, sondern auch um einen flexiblen Solver für beliebige Probleme. Mit diesem Solver lassen sich sowohl lineare als auch nicht lineare Probleme lösen. Während mit dem linearen Solver gewöhnliche Stoß-Strahlungsmodelle mit schnell ablaufenden Prozessen (Elektronenstöße, spontane Emission) gelöst werden können, ermöglicht der nichtlineare Solver eine Bestimmung der Gleichgewichtsdichten in Dissoziationsmodellen mit langsam ablaufenden Prozessen (Schwerteilchenstöße). Im linearen Fall reicht es aus, wie oben gezeigt, die Ratenmatrix zu invertieren. Im nichtlinearen Fall lassen sich die gewöhnlichen Differentialgleichungen als Anfangswertproblem auffassen und mit Hilfe verschiedener Verfahren

(Euler, Runge-Kutta) lösen. Zum Startzeitpunkt einer Rechnung sind dabei die angeregten Zustände noch nicht besetzt. In einem ersten Schritt wird die Besetzungsdichte der angeregten Zustände durch die Anregung aus dem Grundzustand bestimmt. Im nächsten Schritt müssen nun auch Beiträge von den anderen angeregten Zuständen für die Besetzungsdichte eines Zustands berücksichtigt werden. Die Besetzungsdichte eines Zustands ändert sich solange, bis sich das System im Gleichgewichtszustand befindet. Möchte man Dissoziationsmodelle mit Stoß-Strahlungsmodellen koppeln, so ergibt sich aufgrund der stark unterschiedlichen Zeitskalen im gekoppelten Modell ein sogenanntes steifes Gleichungssystem, das sehr zeitaufwendig zu lösen ist. Um den Rechenaufwand zu minimieren wird in YACORA standardmäßig das Paket CVODE benutzt.

Im Gegensatz zu anderen Stoß-Strahlungsmodellen kann YACORA auch Wirkungsquerschnitte für Prozesse verwenden. Die Faltung des Querschnitts mit der Elektronenenergieverteilung erfolgt dabei programmintern, wobei die Verteilungsfunktion der Elektronen vom Benutzer beliebig vorgegeben werden kann. Dies ist insofern von Bedeutung, als dass in Niederdruck-Niedertemperaturplasmen Abweichungen von Maxwellverteilung auftreten können. Die Definition der verschiedenen Modelle erfolgt über einfach zu ändernde Textdateien. Somit ist eine leichte Austauschbarkeit und Erweiterbarkeit von Wahrscheinlichkeiten, Querschnitten und Ratenkoeffizienten möglich. Im Rahmen der Arbeit konnten so zum Beispiel auf einfache Art und Weise die Querschnitte für die direkte Elektronenstoßanregung des Wasserstoffatoms ausgetauscht werden. Da sowohl die Diffusion metastabiler Zustände als auch die Selbstabsorption von resonanten Übergängen erheblichen Einfluss auf die Besetzungsdichten haben können, werden diese in Analogie zu ADAS durch effektive Übergangswahrscheinlichkeiten berücksichtigt.

Entscheidende Kriterien für die Gültigkeit der Ergebnisse der SSM sind die Berücksichtigung aller relevanten Prozesse sowie die Qualität der verwendeten Datenbasis. Für das Wasserstoffatom und Wasserstoffmolekül werden deshalb die aktuellsten Daten aus der Literatur verwendet [Wün04]. Aufgrund des einfachen, verständlichen, übersichtlichen und flexiblen Aufbaus wurde im Folgenden YACORA für die Bestimmung der Besetzungsdichten des Wasserstoffatoms, des Heliumatoms, des Argonatoms sowie des Wasserstoffmoleküls verwendet. Die jeweiligen Stoß-Strahlungsmodelle für die einzelnen Gase werden dabei durch die im Folgenden diskutierten Reaktionen charakterisiert. Im Rahmen der Überprüfung wird dabei in den Abschnitten 4 und 5 näher auf die Datenbasis des Wasserstoffatoms und des -moleküls eingegangen.

Modell für das Wasserstoffatom: Im Modell für das Wasserstoffatom wurden alle elektronisch angeregten Zustände ohne Feinstrukturaufspaltung bis $n = 40$ berücksichtigt (Saha-Zustände ab $n=35$) [Wün04]. Zur besseren Anschaulichkeit wurden die einzelnen Zustände in Abhängigkeit der Energie in einem Termschema aufgetragen (Abbildung 3.1). Man erkennt, dass der Energieabstand zwischen den einzelnen Niveaus mit steigender Hauptquantenzahl stark abnimmt. Zusätzlich zum Termschema wurden einige Übergänge der Lyman-Serie und der im sichtbaren Bereich liegenden Balmer-Serie eingetragen.

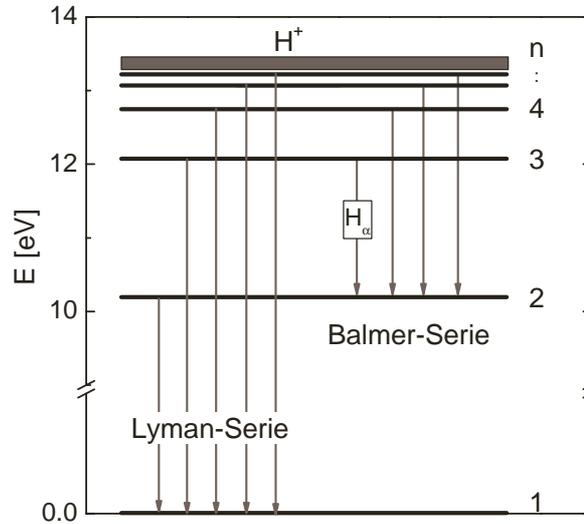


Abbildung 3.1.: Termschema des Wasserstoffatoms. Miteingezeichnet sind einige Übergänge der Lyman- und die Balmer-Serie.

Folgende für die Bilanzierung der Besetzungsdichte relevante Reaktionen sind im Modell für das Wasserstoffatom enthalten:

| | | | |
|------------------------------|---------------|-------------------|--------------------|
| Elektronenstoßionisation: | $H + e^-$ | \longrightarrow | $H^+ + 2e^-$ |
| Spontane Emission: | $H(p)$ | \longrightarrow | $H(q) + h\nu$ |
| Elektronenstoßabregung: | $H(p) + e^-$ | \longrightarrow | $H(q) + e^-$ |
| Absorption: | $H(q) + h\nu$ | \longrightarrow | $H(p)$ |
| Elektronenstoßanregung: | $H(q) + e^-$ | \longrightarrow | $H(p) + e^-$ |
| Dissoziative Anregung: | $H_2 + e^-$ | \longrightarrow | $H + H(p) + e^-$ |
| Strahlungsrekombination: | $H^+ + e^-$ | \longrightarrow | $H(p) + h\nu$ |
| Dissoziative Rekombination: | $H_2^+ + e^-$ | \longrightarrow | $H + H(p)$ |
| Dissoziative Ionisation: | $H_2^+ + e^-$ | \longrightarrow | $H^+ + H(p) + e^-$ |
| Gegenseitige Neutralisation: | $H^- + H_x^+$ | \longrightarrow | $H_x + H(p)$ |

Da im Modell die Feinstrukturaufspaltung nicht berücksichtigt wurde, kann jeder angeregte Zustand durch spontane Emission in tiefer liegende Zustände strahlen. Die typische Strahlungslebensdauer der Zustände beträgt $\tau \approx 10^{-8}$ s und ist um etwa drei Größenordnungen kleiner als die Einschlusszeit der Teilchen. Folglich ist im Modell die Diffusion für alle elektronisch angeregten Zustände vernachlässigbar. Die Elektronenstoßionisation wurde für alle Niveaus implementiert. Die Stoßabregung wird aus dem detaillierten (Raten-)Gleichgewicht bestimmt, in welchem ausgehend von einer Boltzmann-Verteilung der Ratenkoeffizient $\langle \sigma_{pq}v \rangle$ für die Abregung aus dem Ratenkoeffizient für die Anregung $\langle \sigma_{qp}v \rangle$ folgt. Unter Berücksichtigung der statistischen Gewichte g_q , g_p und der Energiedifferenz ΔE_{qp} gilt:

$$\langle \sigma_{pq}v \rangle = \langle \sigma_{qp}v \rangle \frac{g_q}{g_p} e^{\frac{\Delta E_{qp}}{kT}}. \quad (3.53)$$

Da der Grundzustand der einzig stark besetzte Zustand ist, wurde die Reabsorption nur für die Lyman-Serie berücksichtigt.

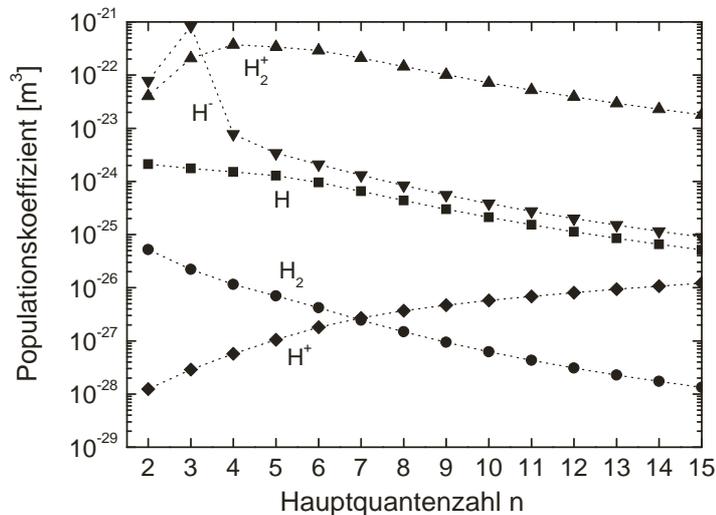


Abbildung 3.2.: Populationskoeffizienten der verschiedenen Anregungskanäle für das Wasserstoffatom in Abhängigkeit der Hauptquantenzahl n . Dem Modell (optisch dünn) wurde eine Elektronendichte von $n_e = 10^{17} \text{ m}^{-3}$ und einer Elektronentemperatur von $T_e = 3 \text{ eV}$ vorgegeben.

Für die Anregung des atomaren Wasserstoffs gibt es im Wesentlichen fünf Anregungskanäle, die mit fünf verschiedenen Schwerteilchensorten verbunden sind. Die Elektronenstoßanregung von H , die dissoziative Anregung aus H_2 , die Strahlungsrekombination aus H^+ , die dissoziative Rekombination und dissoziative Ionisation sowie die gegenseitige Neutralisation von H_x^+ mit H^- . Durch Vorgabe der jeweiligen Schwerteilchendichten erhält man die in Abbildung 3.2 dargestellten Populationskoeffizienten in Abhängigkeit von der Hauptquantenzahl, der Elektronendichte und Elektronentemperatur. Für die Berechnung der einzelnen Populationskoeffizienten wurde eine Elektronendichte von $n_e = 10^{17} \text{ m}^{-3}$ und eine Elektronentemperatur von $T_e = 3 \text{ eV}$ verwendet. Die Populationskoeffizienten zeigen je nach Anregungskanal einen unterschiedlichen Verlauf. Zum Beispiel wird durch die Neutralisation von H^- besonders stark der $n = 3$ Zustand besetzt. Mit zunehmender Hauptquantenzahl sinken die Populationskoeffizienten; ausgenommen bei der Rekombination des positiven Ions H^+ . Um die gesamte Besetzungsdichte aus der Gewichtung der einzelnen Populationskoeffizienten bestimmen zu können, müssen diese mit den jeweiligen Schwerteilchendichten analog zu Gleichung (3.44) multipliziert werden:

$$n_p = n_e \left(n_H R_H + n_{H_2} R_{H_2} + n_{H_2^+} R_{H_2^+} + n_{H^+} R_{H^+} + n_{H^-} R_{H^-} \right). \quad (3.54)$$

Für die Neutralisation von H^- wurde dabei angenommen, dass die Summe der positiven Ionendichten der Elektronendichte entspricht. Je nach Größe der einzelnen Populationskoeffizienten wird die Besetzungsdichte somit unterschiedlich stark von den einzelnen Schwerteilchendichten beeinflusst. Da nach Abbildung 3.2 die Populationskoeffizienten der H_2^+ -Ionen (und für $n = 3$ der H^- -Ionen) um Größenordnungen höher sind als die der Neutralteilchen tragen diese Ionen selbst bei geringen Ionendichten (im Prozentbereich der Elektronendichte) deutlich zur Besetzung im Atom bei. Bei der Auswertung der OES in Abschnitt 5 müssen folglich solche Einflüsse berücksich-

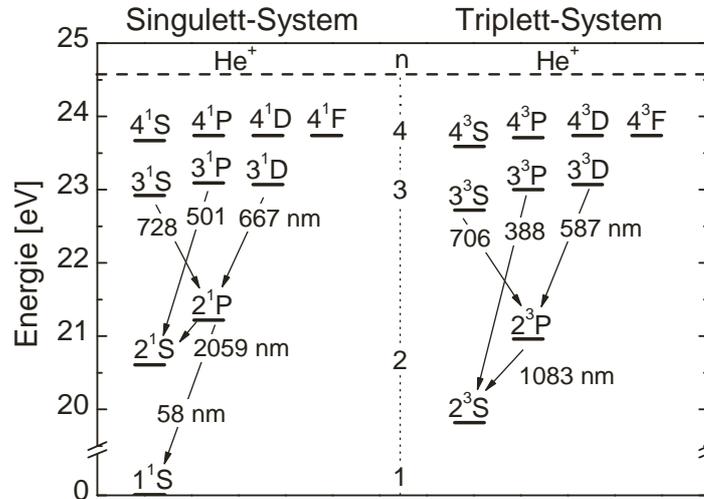


Abbildung 3.3.: Termschema des Heliumatoms. Eingetragen sind die elektronischen Zustände bis $n = 4$ und einige Strahlungsübergänge.

tigt werden. Wie Untersuchungen am ECR-Plasma zeigten, wird dort die Besetzung im Wasserstoffatom allerdings im Wesentlichen durch die direkte Anregung aus dem Grundzustand bestimmt. Ein Vergleich von gerechneten und gemessenen Besetzungsdichten zeigte dabei stärkere Abweichungen. Diese waren die Folge einer fehlerhaften Datenbasis, welche im Rahmen der Arbeit korrigiert wurde (siehe Abschnitt 5).

Modell für das Heliumatom: Das Edelgas Helium besitzt zwei Elektronen in einer abgeschlossenen Schale und damit eine Multiplizität von zwei. Daraus ergibt sich ein Singulett- und ein Triplett-System. Zwischen den beiden Systemen existiert bei den Auswahlregeln ein Interkombinationsverbot. Die Abbildung 3.3 zeigt das Termschema des Heliumatoms bis zur Hauptquantenzahl $n = 4$. Miteingezeichnet sind die Strahlungsübergänge von $n = 3$ nach $n = 2$. Wie gezeigt, können die resonanten Zustände 2^1P und 2^3P in die metastabilen Zustände 2^1S und 2^3S durch spontane Emission entvölkert werden. Aufgrund der hohen Besetzungsdichten der metastabilen Zustände ist dabei eine verstärkte Reabsorption der emittierten Strahlung möglich. Die Entvölkerung der metastabilen Zustände geschieht über die Diffusion.

Aufgrund der abgeschlossenen Schale ist Helium chemisch inert, das heißt es geht keine chemischen Verbindungen ein und ist folglich ein ideales Gas für Diagnostikzwecke. Die in YACORA verwendeten Eingangsdaten und Prozesse sind dabei identisch mit denen von ADAS [Wün04]. In dem verwendeten Modell für das Heliumatom sind folgende Reaktionen enthalten:

| | |
|---------------------------|---|
| Elektronenstoßanregung: | $He(q) + e^- \longrightarrow He(p) + e^-$ |
| Elektronenstoßabregung: | $He(p) + e^- \longrightarrow He(q) + e^-$ |
| Spontane Emission: | $He(q) \longrightarrow He(p) + h\nu$ |
| Absorption: | $He(p) + h\nu \longrightarrow He(q)$ |
| Elektronenstoßionisation: | $He + e^- \longrightarrow He^+ + 2e^-$ |

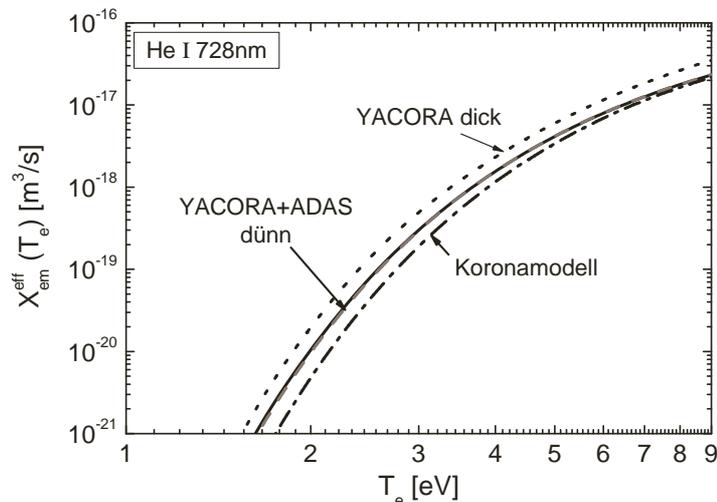


Abbildung 3.4.: Vergleich des effektiven Emissionsratenkoeffizienten für He 728 nm aus ADAS, YACORA und Koronamodell. Die Berechnungen der Stoß-Strahlungsmodelle wurden für $n_e = 10^{17} \text{ m}^{-3}$, $n_{He} = 1.5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$, $\Lambda = 5 \text{ cm}$, $T_{gas} = 500 \text{ K}$ und $l_{Plasma} = 14 \text{ cm}$ durchgeführt.

Alle Zustände im Triplett- und Singulett-System wurden dreimpuls aufgelöst bis $n = 3$ berücksichtigt. Da die energetisch niedrigsten Zustände 2^1S und 2^3S wegen den Auswahlregeln nicht in den Grundzustand strahlen können, sind diese Zustände metastabil. Aufgrund der langen Lebensdauer ($\tau \approx 10^{-3} \text{ s}$) dieser Zustände muss sowohl die Entvölkerung über Diffusion als auch über Elektronenstoßionisation berücksichtigt werden. Die Diffusion der nicht metastabilen Zustände kann dagegen aufgrund der kurzen Strahlungslebensdauer von $\tau \approx 10^{-8} \text{ s}$ vernachlässigt werden. Für Emissionslinien die auf dem Grundzustand oder auf metastabilen Zustände enden, wurde die optische Dicke berücksichtigt. Die Elektronenstoßanregung und die Elektronenstoßabregung wurde für alle Zustände implementiert. Der Ratenkoeffizient für die Elektronenstoßabregung wurde wiederum unter Verwendung des detaillierten Gleichgewichts berechnet.

Um zu erkennen wie weit ein Koronagleichgewicht, indem lediglich die Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand durch die spontane Emission bilanziert wird, von dem vorhandenen SSM YACORA abweicht, wurde in Abbildung 3.4 der effektive Emissionsratenkoeffizient für die Emissionslinie von Helium bei 728 nm (Übergang $3^1S \rightarrow 2^1P$) aufgetragen. Es wurden typische Parameter für ein ECR-Niedertemperaturplasma angenommen. Man erkennt, dass bei niedrigen Temperaturen das Koronamodell aufgrund der fehlenden Prozesse zu kleineren Werten führt. Zum Vergleich wurde zusätzlich der effektive Emissionsratenkoeffizient aus den Stoß-Strahlungsmodellen eingetragen. Da sowohl in ADAS als auch in YACORA die gleichen Daten eingehen, zeigen beide Modelle die gleichen Ergebnisse. Für den optisch dicken Fall ergibt sich eine erhöhte Besetzung von 3^1S , was zu einer deutlichen Zunahme des Ratenkoeffizienten führt.

Modell für das Argonatom: Das inerte Edelgas Argon eignet sich ebenfalls als Diagnostikgas. Deswegen wurde ein entsprechender Datensatz für das Argonatom auf-

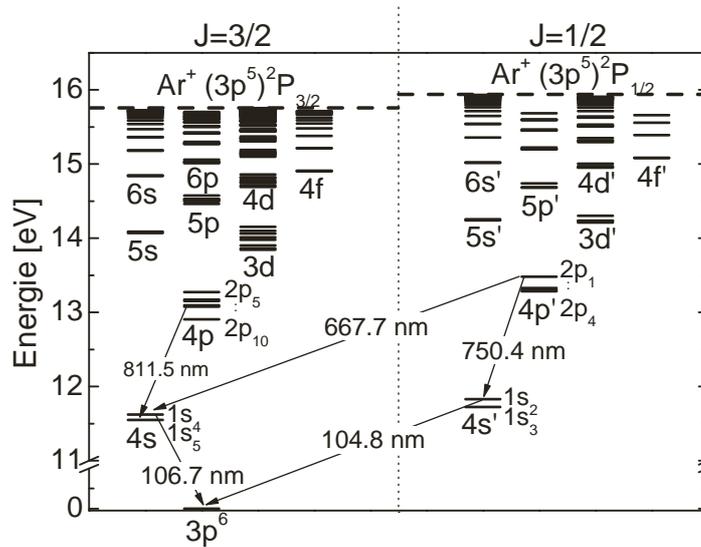


Abbildung 3.5.: Termschema des Argonatoms. Bis zum Zustand $4p'$ wurden zusätzlich die Paschen-Notation und einige Strahlungsübergänge eingezeichnet.

bereitet und für den Solver YACORA bereitgestellt. Argon besitzt mit 18 Elektronen ebenfalls eine abgeschlossene Valenzschale, ist aber im Vergleich zum Helium viel größer. Deswegen kommt es zur j-K beziehungsweise zur j-l Kopplung [Sob72]. Hier koppelt der Gesamtdrehimpuls j des Rumpfes mit dem Bahndrehimpuls l eines angeregten Elektrons. Da sich im Rumpf nur ein weiteres ungepaartes Elektron ($s = 1/2$, $l = 1$) befindet, kann der Rumpfdrehimpuls entweder den Wert $j = 1/2$ oder den Wert $j = 3/2$ annehmen. Dies führt zu zwei Spinsystemen, die jedoch keinem Interkombinationsverbot unterliegen (Abbildung 3.5). Durch diese j-l Kopplung kommt es beim Argonatom zu einer Aufspaltung der Energieniveaus, welche durch die zwei möglichen Einstellungen des Spins nochmals verdoppelt wird. Für den ersten angeregten elektronischen Zustand $1s$ existieren vier Niveaus und für den Zustand $2p$ schon 10 Niveaus. Die Anzahl der zu berücksichtigenden Niveaus nimmt mit der Hauptquantenzahl stark zu. Für die optische Emissionsspektroskopie im sichtbaren Bereich eignen sich die Strahlungsübergänge zwischen den elektronischen Zuständen $2p$ und $1s$. In der Modellierung wurden deshalb folgende Reaktionen für die 14 energetisch niedrigsten Niveaus berücksichtigt:

| | | | | |
|---------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|--------------------|
| Elektronenstoßanregung: | $Ar(X) + e^-$ | \longrightarrow | $Ar(2p) + e^-$ | [YGCA05], [CBSL98] |
| Elektronenstoßanregung: | $Ar(1s) + e^-$ | \longrightarrow | $Ar(2p) + e^-$ | [BvOBV02], [BZ99] |
| Elektronenstoßabregung: | $Ar(p) + e^-$ | \longrightarrow | $Ar(q) + e^-$ | det. Gleichgewicht |
| Spontane Emission: | $Ar(q)$ | \longrightarrow | $Ar(p) + h\nu$ | [NIS07] |
| Absorption: | $Ar(p) + h\nu$ | \longrightarrow | $Ar(q)$ | [Beh98], [BF00] |
| Elektronenstoßionisation: | $Ar + e^-$ | \longrightarrow | $Ar^+ + e^-$ | [Hym79] |
| Penningionisation: | $Ar(1s) + Ar(1s)$ | \longrightarrow | $Ar + Ar^+ + e^-$ | [GB93] |

Für die Anregung aus den metastabilen $1s$ Niveaus wurde auf R-Matrix Rechnungen zurückgegriffen [BZ99], welche unter Berücksichtigung der elektronischen Wellenfunk-

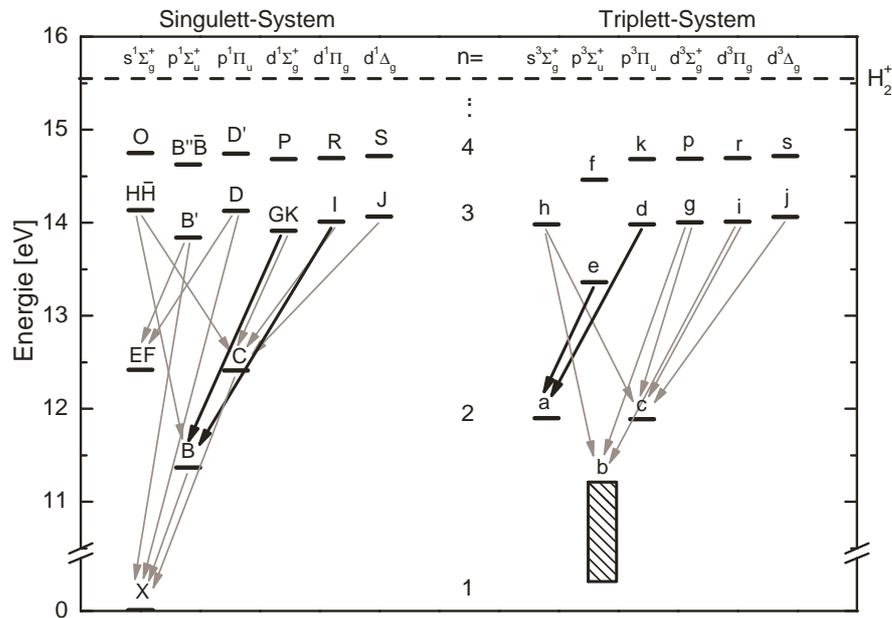


Abbildung 3.6.: Termschema der elektronischen Zustände im Wasserstoffmolekül bis zur Hauptquantenzahl $n = 4$. Zusätzlich sind die optisch erlaubten Übergänge bis zur Hauptquantenzahl $n = 3$ für $\Delta n \neq 0$ eingezeichnet.

tionen eine rechnerische Bestimmung der Stoßquerschnitte erlauben. Wo dies nicht möglich war, wurden die semiempirischen Stoßquerschnitte von Drawin [Dra67] verwendet, welche nach Vlcek [Vlc89] gut mit experimentellen Daten in der Literatur übereinstimmen. Beispielsweise wurden mit diesen Formeln in Analogie zum Modell von Bogaerts [BGV98] die Stoßquerschnitte der Elektronenstoßanregung von $1s2$ und $1s4$ nach $2p$ bestimmt. Um Kaskaden aus höher liegenden Zuständen in die spektroskopisch relevanten $2p$ -Niveaus zu berücksichtigen, werden für die Anregung dieser Zustände aus dem Grundzustand effektive Querschnitte verwendet [BPG⁺99], welche sich als Summe von direkter Anregung und dem Beitrag aus Kaskaden ergeben. Für die metastabilen Zustände ist die Diffusion und für Strahlungsübergänge, welche auf dem stark besetzten Grundzustand enden, die optische Dicke implementiert. Die Elektronenstoßanregung und die aus dem detaillierten Gleichgewicht folgende Elektronenstoßabregung werden für alle Niveaus berücksichtigt. Bei der Abregung der $1s$ -Niveaus werden sowohl das elektronenstoßinduzierte Quenching nach [Don04] als auch die Penningionisation beachtet, in der durch Zusammenstoß zweier metastabiler Argonatome eines durch Anregungsübertragung ionisiert wird. Unter Beachtung dieser Prozesse lassen sich, wie in Kapitel 4.2.1 noch gezeigt wird, die Besetzungsdichten der $2p$ Zustände bestimmen.

Modell für das Wasserstoffmolekül: Beim Wasserstoffmolekül existieren zahlreiche elektronisch angeregte Zustände in zwei getrennten Spinsystemen. Das Termschema erhält man, indem man die Minima der Potentialkurven getrennt für das Singulett- und Triplett-System aufträgt. In Abbildung 3.6 wurden für das Wasserstoffmolekül die

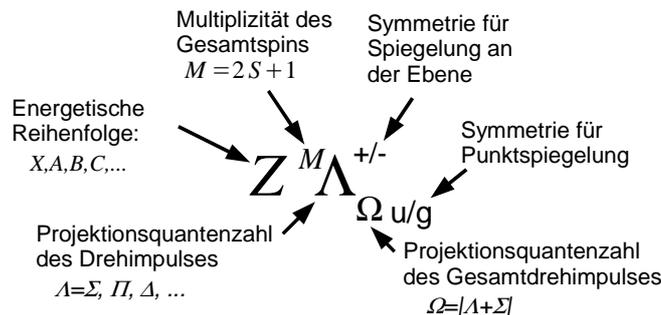


Abbildung 3.7.: Termbezeichnung für das Wasserstoffmolekül.

elektronischen Zustände bis zur Hauptquantenzahl $n = 4$ aufgetragen. Mit eingezeichnet sind die nach den Auswahlregeln erlaubten Übergänge bis zur Hauptquantenzahl $n = 3$ für $\Delta n \neq 0$. Nach dem Grundzustand beim Energieeigenwert $E = 0 \text{ eV}$ folgt als nächstes das Vibrationskontinuum des antibindenden Zustands $b^3\Sigma_u^+$. Insgesamt besteht der elektronische Zustand mit Hauptquantenzahl $n = 2$ aus 6 Niveaus und der mit $n = 3$ aus 12 Niveaus, die sich zu gleichen Teilen in das Singulett- und das Triplett-System aufteilen. Eine Auflösung der Zustände mit $n > 3$ würde die Anzahl der zu berücksichtigenden Stoßquerschnitte drastisch erhöhen. Deshalb werden Hauptquantenzahlen bis $n = 10$ zwar im Modell berücksichtigt, aber nicht in die einzelnen elektronischen Zustände aufgelöst.

Um sowohl die Besetzung vibratorischer als auch elektronischer Zustände überprüfen zu können, wurde ein vibrationsaufgelöstes Modell [Wün04] für die Modellierung verwendet. Als Ausgangspunkt wurde für den vibrationsaufgelösten Grundzustand eine thermische Besetzung angenommen, welche sich nach [GR96] durch eine Vibrationstemperatur T_{vib} charakterisieren lässt. Um diese Besetzung in die angeregten Zustände zu übertragen, sind vibrationsaufgelöste Querschnitte notwendig. Diese wurden in [Wün04] mit der semiempirischen Gryzinski-Methode berechnet. Im Rahmen der Gryzinski-Methode [Gry65] wird dabei ein Anregungsprozess in zwei getrennt zu betrachtende Teilprozesse aufgeteilt: die Schwingungsänderung der Kerne (Kernbeitrag) und der Energieübertrag zwischen dem freien Elektron und einem Hüllenelektron des Moleküls (elektronischer Prozess). Der Wirkungsquerschnitt folgt dann als Produkt des Franck-Condon-Faktors und einem von der Elektronenenergie abhängigen Faktor.

Für eine einheitliche Notation der im Folgenden betrachteten Energieeigenwerte im Wasserstoffmolekül ist eine eindeutige Termbezeichnung notwendig. Bezüglich der energetischen Reihenfolge der elektronischen Zustände verwendet man nach Abbildung 3.7 Großbuchstaben. Der Grundzustand wird mit X bezeichnet und gemäß dem Alphabet die nächst höheren Zustände mit A, B, C, \dots . Historisch bedingt sind auch Ausnahmen möglich. Liegen aufgrund der Multiplizität $M = 2S + 1$ verschiedene Spinsysteme vor, so verwendet man Großbuchstaben für Zustände im Spinsystem des Grundzustandes und Kleinbuchstaben für Niveaus in den anderen Spinsystemen. Für die Projektionsquantenzahl des Drehimpulses werden griechischen Buchstaben: $\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi, \Gamma, \dots$ gemäß $\Lambda = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$ benutzt.

Nach der Projektionsquantenzahl des gesamten Drehimpulses folgt die Symmetrie. Während es im Wasserstoffatom nur die Punktsymmetrie gibt, ist im Molekül zusätzlich eine Spiegelung an einer Ebene, die beide Kerne enthält, möglich. Für Zustände mit $\Lambda = 0$ werden bei der Ebenenspiegelung symmetrische Wellenfunktionen mit einem „+“ und antisymmetrische Wellenfunktionen mit einem „-“ gekennzeichnet. Bei Zuständen mit $\Lambda > 0$ führen im nicht-rotierenden Molekül die Projektionen $\pm M_L$ des Bahndrehimpulses L zur gleichen Energie. Im rotierenden Molekül wird diese Entartung aufgehoben (λ -doubling), so dass zwischen symmetrischen und antisymmetrischen Zuständen unterschieden werden kann. Für die Punktspiegelung homonuklearer Moleküle liegt eine ungerade Symmetrie vor, gekennzeichnet durch „u“, wenn die Gesamtwellenfunktion ihr Vorzeichen ändert. Ändert die Gesamtwellenfunktion ihr Vorzeichen nicht, so liegt gerade Symmetrie vor, gekennzeichnet durch „g“.

Nachdem damit eine eindeutige Bezeichnung der Zustände im Wasserstoffatom möglich ist, sollen die im Modell für das Wasserstoffmolekül [Wün04] berücksichtigten Reaktionen genauer vorgestellt werden:

| | | | |
|--------------------------|----------------|-------------------|------------------|
| Elektronenstoßanregung: | $H_2(q) + e^-$ | \longrightarrow | $H_2(p) + e^-$ |
| Elektronenstoßabregung: | $H_2(p) + e^-$ | \longrightarrow | $H_2(q) + e^-$ |
| Spontane Emission: | $H_2(p)$ | \longrightarrow | $H_2(q) + h\nu$ |
| Prädissoziation: | $H_2(p)$ | \longrightarrow | $H + H$ |
| Dissoziative Anlagerung: | $H_2 + e^-$ | \longrightarrow | $H^- + H$ |
| Dissoziative Anregung: | $H_2 + e^-$ | \longrightarrow | $H + H(p) + e^-$ |
| Ladungsaustausch: | $H_2 + H^+$ | \longrightarrow | $H_2^+ + H$ |
| Ionisation: | $H_2 + e^-$ | \longrightarrow | $H_2^+ + 2e^-$ |
| Rekombination: | $H_2^+ + e^-$ | \longrightarrow | H_2 |
| Quenching: | $H_2(p) + Q$ | \longrightarrow | $H_2(q) + Q$ |
| Autoionisation: | $H_2(p)$ | \longrightarrow | $H_2^+ + e^-$ |

Analog zum Wasserstoffatom wurde im Modell die Elektronenstoßanregung, Elektronenstoßabregung (detailliertes Gleichgewicht), spontane Emission und Ionisation für alle Zustände bis zu $n = 10$ berücksichtigt. Zusätzlich sind die dissoziative Anlagerung und der Ladungsaustausch enthalten. Für einzelne Zustände wurden die dissoziative Anregung ($X^1\Sigma_g^+$) und das Quenching ($a^3\Sigma_g^+$, $c^3\Pi_u$) und für den oberen Fulcher-Zustand $d^3\Pi_u$ die Entvölkerung durch Prädissoziation und durch Autoionisation implementiert. Prädissoziation liegt dann vor, wenn ein vibrationsangeregtes Molekül durch Kopplung an die kontinuierlichen Molekülzustände oberhalb der Dissoziationsenergie zerfällt. Liegt der angeregte Vibrationszustand nicht nur über der Dissoziationsgrenze, sondern auch oberhalb der Ionisierungsschwelle, so ist auch ein Übergang in einen energetisch tiefer liegenden Vibrationszustand des Ions möglich. Dieser Übergang wird als Autoionisation bezeichnet. Die Diffusion und Reabsorption wurde aufgrund der kurzlebigen Zustände und der geringen Besetzungsdichten und Emissivitäten im Modell dagegen vernachlässigt. Für eine detailliertere Beschreibung sei an dieser Stelle nochmals auf [Wün04] verwiesen.

Bei der Molekülstrahlung wurden im Rahmen der Überprüfung interessante und einfach zu detektierende Übergänge genauer untersucht. Die in der Tabelle 3.1 dargestellten Übergänge zeichnen sich dabei durch eine geringe Überlagerung und starke Intensitäten einzelner Emissionslinien aus. Die Angabe einzelner Rotationslinien in [Cro72] erlaubt dabei, trotz Überschneidung der Wellenlängenbereiche, eine genaue Identifizierung der Übergänge. Da mit Hilfe des Stoß-Strahlungsmodells YACORA sowohl die Bestimmung der Besetzungsdichten vibratorischer als auch elektronischer Zustände möglich ist, lassen sich somit analog zum Wasserstoffatom durch einen Vergleich mit gemessenen Besetzungsdichten die verwendete Datenbasis und das Modell überprüfen.

Zusammenfassend folgt, dass die in diesem Abschnitt vorgestellten Stoß-Strahlungsmodelle die Bestimmung der Besetzungsdichten der jeweiligen Atome und Moleküle im gesamten Parameterbereich der Plasmen erlauben. Die aus den Besetzungsdichten folgenden effektiven Ratenkoeffizienten stellen hierbei die Grundlage der in Kapitel 4.1 vorgestellten optischen Diagnostikmethoden für Wasserstoff und Deuterium dar. Um die Anwendbarkeit der Methoden und damit die Güte der Datenbasis der Stoß-Strahlungsmodelle beurteilen zu können, wurden dazu in Abschnitt 5 Vergleichsmessungen mit Referenzmethoden durchgeführt.

3.2. Wasserstoff und Deuterium

Da die Molekülspektren der in Tabelle 3.1 gezeigten Übergänge von Wasserstoff und Deuterium weitaus komplexer sind als die Spektren der Atome, wird im Folgenden auf die Bestimmung der Wellenlängen und der Intensitäten im Molekül eingegangen.

3.2.1. Spektrum des Wasserstoffmoleküls

Die Zustände im Wasserstoffmolekül lassen sich durch verschiedene Energieeigenwerte beschreiben. Unter Berücksichtigung der Termwerte der Vibration und Rotation sowie der Auswahlregeln erhält man daraus die Wellenlängen und bei vorgegebener Besetzungsdichte und Übergangswahrscheinlichkeit die Intensitäten.

Tabelle 3.1.: Untersuchte Übergänge im Wasserstoffmolekül.

| Bezeichnung | Wellenlängenbereich | Übergang |
|------------------|---------------------|--|
| Fulcher-Übergang | 500-700 nm | $d^3\Pi_u \rightarrow a^3\Sigma_g^+$ |
| GK-B | 350-700 nm | $GK^1\Sigma_g^+ \rightarrow B^1\Sigma_u^+$ |
| I-B | 360-730 nm | $I^1\Pi_g \rightarrow B^1\Sigma_u^+$ |
| e-a | 430-860 nm | $e^3\Sigma_u^+ \rightarrow a^3\Sigma_g^+$ |

Bestimmung der Wellenlänge

Um die Termwerte beziehungsweise die Energieeigenwerte bestimmen zu können, ist die Schrödinger-Gleichung für das Wasserstoffmolekül zu lösen. Vereinfacht geht diese Gleichung in der Born-Oppenheimer-Näherung in die zwei voneinander entkoppelte Differentialgleichungen über, die Elektronenbewegungsgleichung und die Kernbewegungsgleichung. Die Elektronenbewegungsgleichung beschreibt zusammen mit den Potentialkurven die Bewegung der Elektronen um die Kerne. Die Schrödinger-Gleichung für die Kernbewegung bildet dagegen die Basis für die vollständige Behandlung der Schwingungen und Rotationen. Dabei gehört zu einem elektronischen Zustand mit Energie E_{el} eine Reihe von Schwingungszuständen und zu einem Schwingungszustand mit Energie E_{vib} eine Reihe von Rotationszuständen mit Energie E_{rot} . Die Gesamtenergie folgt in guter Näherung aus der Addition der einzelnen Energieeigenwerte bzw. Termwerte [Her50]:

$$E_n = E_{el}(R) + E_{vib}(R) + E_{rot}(R) = hc(T_{el} + G_{vib} + F_{rot}). \quad (3.55)$$

Die Wellenlänge λ folgt als Kehrwert der Wellenzahl $\tilde{\nu}$, welche sich wiederum aus der Differenz der einzelnen Termwerte ergibt:

$$\lambda = \frac{1}{\tilde{\nu}} = \frac{1}{\Delta T_{el} + \Delta G_{vib} + \Delta F_{rot}}. \quad (3.56)$$

Die aus der Energie- und Impulserhaltung folgenden Auswahlregeln schränken dabei die Anzahl der stattfindenden Übergänge in den betrachteten Atom- und Molekülspektren stark ein. Hierbei gilt analog zum Atom, dass für die betrachteten Dipolübergänge das Übergangsdipolmoment M_{pq} nicht verschwinden darf:

$$M_{pq} = \langle \chi_k^p | M_{pq}^{el} | \chi_k^q \rangle \quad \text{mit} \quad M_{pq}^{el} = \langle \Phi_{el}^p | p_{el} | \Phi_{el}^q \rangle. \quad (3.57)$$

Das Übergangsdipolmoment hängt also nicht nur von den elektronischen Wellenfunktionen Φ_{el} ab, sondern auch von den Kernwellenfunktionen χ_k . Damit das Übergangsdipolmoment nicht Null wird, müssen für das Wasserstoffmolekül folgende Auswahlregeln gelten [HW92]:

| elektronische Auswahlregeln | vibratorische und rotatorische Auswahlregeln | Symmetrie-Auswahlregeln |
|---|--|---|
| $\Delta n = \text{beliebig}$ $\Delta \Lambda = 0, \pm 1$ $\Delta S = 0$ | $\Delta v = v' - v'' = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ $\Delta J = 0, \pm 1$ aber $0 \leftrightarrow 0$ | $g \rightarrow u, u \rightarrow g$ $+$ \rightarrow $+$, $- \rightarrow -$ |

Während sich also die Hauptquantenzahl n bei einem Übergang im Molekül beliebig ändern darf, kann die Drehimpulsprojektionsquantenzahl Λ nur um maximal Eins variieren. Zwischen den verschiedenen Spinsystemen gibt es mit $\Delta S = 0$ ein Interkombinationsverbot. Bei der Änderung der Vibrationsquantenzahl v innerhalb eines elektronischen Zustandes werden in einem harmonischen Oszillator Übergänge mit

$\Delta v = \pm 1$ bevorzugt, allerdings sind auch andere Übergänge möglich. Findet ein Übergang zwischen zwei unterschiedlichen elektronischen Zuständen statt, so kann sich die Vibrationsquantenzahl beliebig ändern. Bei einem Dipolübergang wechselt die Symmetrie für die Punktspiegelung auf der Mitte der Kernverbindungsachse. Die Symmetrie bezüglich der Spiegelung an einer Ebene, die beide Kerne enthält, bleibt dagegen erhalten. Beachtet man die Auswahlregeln für die Rotationsquantenzahl J , so gibt es drei Möglichkeiten wie ein energetisch höherer Zustand (v', J') in einen niedrigeren Zustand (v'', J'') übergehen kann:

$$\Delta J = J' - J'' = +1 : \text{R-Zweig}; \quad (3.58)$$

$$\Delta J = J' - J'' = -1 : \text{P-Zweig}; \quad (3.59)$$

$$\Delta J = J' - J'' = 0 : \text{Q-Zweig}. \quad (3.60)$$

Beim Aussenden eines Photons mit ganzzahligem Eigendrehimpuls muss sich der Gesamtdrehimpuls \mathbf{J} des rotierenden Moleküls ändern. Q-Linien sind aufgrund der Drehimpulserhaltung also nur möglich, wenn sich beim Übergang die Projektion des elektronischen Bahndrehimpulses um ± 1 ändert. Bei $\Sigma - \Sigma$ Übergängen existieren bei Wasserstoff folglich keine Q-Linien.

Bestimmung der Intensität

Die Emissivität einer Emissionslinie im Molekül folgt unter Beachtung der jeweiligen Quantenzahlen dabei analog zum Atom (Gleichung (3.36)) aus der Übergangswahrscheinlichkeit und der Besetzungsdichte:

$$\epsilon_{(p,v',J') \rightarrow (q,v'',J'')} = n_{(p,v',J')} A_{(p,v',J') \rightarrow (q,v'',J'')} . \quad (3.61)$$

Übergangswahrscheinlichkeit: Die Intensität wird durch das Übergangsdipolmoment bestimmt. Allgemein gilt, dass die Leistung P_{dipol} einer Dipolstrahlung von n_p Teilchen im Zustand p vom Übergangsdipolmoment M_{pq} abhängig ist:

$$P_{dipol} = n_p \cdot A_{pq} \cdot h\nu_{pq} = \frac{16}{3} \frac{\pi^3 \nu_{pq}^4}{\pi \epsilon_0 c^3} |M_{pq}|^2 . \quad (3.62)$$

Für die Übergangswahrscheinlichkeit A_{pq} eines entarteten Zustands p mit statistischem Gewicht g_p folgt [Her50]:

$$A_{pq} = \frac{16\pi^3 \nu_{pq}^3}{3h\epsilon_0 c^3 g_p} \sum_p |\langle \Psi_p | M_{pq} | \Psi_q \rangle|^2 . \quad (3.63)$$

Das Übergangsdipolmoment M_{pq} muss hierbei über alle entarteten Zustände von p aufsummiert werden. Durch Aufspaltung der Kernwellenfunktion $\chi_k(R)$ in die normierte Radialwellenfunktion Ψ_{vib} und Kugelflächenfunktion Y_J^M lässt sich Gleichung (3.57) schreiben als:

$$M_{pq} = \int \Psi_{vib}(v'') M_{pq}^{el}(R) \Psi_{vib}(v') dR \iint Y_{J''}^{M''} Y_{J'}^{M'} \sin \vartheta d\vartheta d\varphi . \quad (3.64)$$

Da sich das Übergangsdipolmoment $M_{pq}^{el}(R)$ mit dem Kernabstand R ändert, müsste in einem nächsten Schritt das Matrixelement in einer Taylorreihe um den Gleichgewichtsabstand R_e entwickelt werden. Nimmt man allerdings in einer ersten Näherung an, dass sich der Kernabstand während des zeitlich schnell stattfindenden Übergangs nicht ändert, so bleibt auch das Übergangsdipolmoment $M_{pq}^{el}(R_e)$ unverändert. Mit Hilfe dieses sogenannten Franck-Condon-Prinzips lässt sich das Übergangsdipolmoment schreiben als [Dem03]:

$$M_{pq} = M_{pq}^{el}(R_e) \int \Psi_{vib}(v'') \Psi_{vib}(v') dR \iint Y_{J''}^{M''} Y_{J'}^{M'} \sin \vartheta d\vartheta. \quad (3.65)$$

In die Übergangswahrscheinlichkeit A_{pq} geht das Quadrat des Übergangsdipolmoments nach Gleichung (3.63) ein. Das Quadrat des 1. Integrals heißt Überlappintegral und wird aufgrund der Näherung auch **Franck-Condon-Faktor** genannt:

$$q_{v'',v'} = \left| \int \Psi_{vib}(v'') \Psi_{vib}(v') dR \right|^2. \quad (3.66)$$

Summiert man über alle Projektionsquantenzahlen M und quadriert das 2. Integral, so erhält man den **Hönl-London-Faktor** $S_{J'',J'}$, welcher die Intensität einer Rotationslinie innerhalb einer Bande angibt und deswegen auch theoretische Linienstärke genannt wird. Für Wasserstoff folgt [Her50]:

| $\Delta\Lambda$ | R-Zweig | Q-Zweig | P-Zweig |
|-----------------|---|--|---|
| -1 | $S_{J'',J'}^R = \frac{(J'-\Lambda')(J'-1-\Lambda')}{4J'}$ | $S_{J'',J'}^Q = \frac{(J'-\Lambda')(J'+1+\Lambda')(2J'+1)}{4J'(J'+1)}$ | $S_{J'',J'}^P = \frac{(J'+1+\Lambda')(J'+2+\Lambda')}{4(J'+1)}$ |
| 0 | $S_{J'',J'}^R = \frac{(J'+\Lambda')(J'-\Lambda')}{J'}$ | $S_{J'',J'}^Q = \frac{(2J'+1)\Lambda'^2}{J'(J'+1)}$ | $S_{J'',J'}^P = \frac{(J'+1+\Lambda')(J'+1-\Lambda')}{J'+1}$ |
| +1 | $S_{J'',J'}^R = \frac{(J'+\Lambda')(J'-1+\Lambda')}{4J'}$ | $S_{J'',J'}^Q = \frac{(J'+\Lambda')(J'+1-\Lambda')(2J'+1)}{4J'(J'+1)}$ | $S_{J'',J'}^P = \frac{(J'+1-\Lambda')(J'+2-\Lambda')}{4(J'+1)}$ |

Die für die Bestimmung der Intensität (3.61) benötigte Übergangswahrscheinlichkeit ergibt sich unter der Berücksichtigung des Franck-Condon-Prinzips und der rotatorischen Entartung von $g_{rot} = 2J + 1$ zu:

$$A_{p,v',J' \rightarrow q,v'',J''} = \frac{16\pi^3 \nu_{pq}^3}{3h\epsilon_0 c^3} \cdot \frac{1}{2J+1} \cdot |M_{pq}^{el}(R_e)|^2 \cdot q_{v'',v'} \cdot S_{J'',J'}. \quad (3.67)$$

Besetzungsdichte: Die Besetzungsdichten der Rotations- und Vibrationsniveaus im Wasserstoffmolekül sind unterschiedlich. Allgemein ist diese im thermischen Gleichgewicht durch die Boltzmann-Verteilung (3.32) gegeben. Zusammen mit den jeweiligen

Temperaturen und Zustandssummen gilt:

$$\text{Vibrationsbesetzung: } n_p = 1 \cdot \frac{N}{Z_{vib}} e^{-\frac{G_{vib}hc}{k_B T_{vib}}}; \quad (3.68)$$

$$\text{Rotationsbesetzung: } n_p = (2J + 1) \cdot \frac{N}{Z_{rot}} e^{-\frac{E_{rot}hc}{k_B T_{rot}}}; \quad (3.69)$$

$$\text{Gesamtbesetzung: } n_p = (2J + 1) \cdot \frac{N}{Z_{rot} Z_{vib}} e^{-\frac{E_{vib}}{k_B T_{vib}} - \frac{E_{rot}}{k_B T_{rot}}}. \quad (3.70)$$

Zu einer thermischen Rotationsbesetzung im Grundzustand kann es dabei nur kommen, wenn bei Stößen zwischen den Molekülen der energetische Abstand zweier benachbarter Rotationsniveaus kleiner ist als die Gastemperatur [Her50], [Sob89]. Die Vibrationsbesetzung im Grundzustand lässt sich dabei ebenfalls durch eine thermische Besetzung mit einer Vibrationstemperatur T_{vib} charakterisieren [GR96]. Aufgrund der größeren Energieabstände wird die Vibrationsbesetzung allerdings stärker von den Stößen zwischen Elektronen und Molekülen beeinflusst, so dass die Vibrationstemperatur größer ist als die von den Schwerteilchenstößen bestimmte Rotationstemperatur.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass sich mit Hilfe der aus der OES bestimmten Emissivitäten bei bekannten Übergangswahrscheinlichkeiten nach Gleichung (3.61) die Besetzungsdichten einzelner rotatorischer, vibratorischer und elektronischer Zustände im Wasserstoffmolekül bestimmen lassen. Ein Vergleich mit der Boltzmann-Verteilung und mit den vom SSM berechneten Besetzungsdichten erlaubt eine Überprüfung der Boltzmann-Verteilung (T_{vib}, T_{rot}) und der in das H_2 -Modell eingehenden Annahmen.

3.2.2. Vergleich von Wasserstoff und Deuterium

An den Quellen negativer Ionen werden sowohl Niedertemperaturplasmen von Wasserstoff als auch von Deuterium untersucht. Im Folgenden soll der Einfluss des weiteren Neutrons im Kern genauer untersucht werden. Durch dieses zusätzliche Neutron kommt es bei den Deuteriumatomen und Deuteriummolekülen zu unterschiedlichen Spektren.

Vergleich der Atome

Aufgrund der erhöhten Kernmasse folgen für das Deuteriumatom größere Energieabstände und damit kürzere Wellenlängen. Ein weiterer Unterschied ist bedingt durch den unterschiedlichen Kernspin. Der Kern des Wasserstoffatoms ist ein Fermion mit halbzahligen Kernspin ($I = 1/2$). Das Deuteron besitzt wegen gerader Nukleonenzahl einen ganzzahligen Kernspin ($I = 1$) und ist ein Boson. Dieser Unterschied führt zu einer Änderung der Hyperfeinstrukturaufspaltung, die bei ausreichend hoher Auflösung des spektroskopischen Systems beobachtet werden kann.

Vergleich der Moleküle

Analog zum Atom muss auch für das Deuteriummolekül die Schrödingergleichung mit erhöhter Kernmasse gelöst werden. Da die Wellenfunktion der Elektronen Φ_{el} in der Born-Oppenheimer-Näherung nur vom Kernabstand abhängt, bleibt die Form der Potentialkurven für das Wasserstoffmolekül und das Deuteriummolekül gleich. Allerdings muss in der Kernbewegungsgleichung die erhöhte Masse berücksichtigt werden. Dies führt zu einer Änderung von Rotation und Schwingung.

Die Anzahl der möglichen Vibrationseigenfunktionen in einer Potentialkurve nimmt für Deuterium zu, da mit zunehmender Masse der Energieabstand der Vibrationseigenwerte sinkt. Um die Wellenfunktionen der Vibrationen zu erhalten, muss für alle Isotopomere des Wasserstoffs die Schrödingergleichung für die Kernbewegung gelöst werden. Aufgrund der verschiedenen Vibrationswellenfunktionen ergeben sich auch unterschiedliche Franck-Condon-Faktoren und Übergangswahrscheinlichkeiten [FW06b].

Da die Nullpunktsenergie, also der Energieeigenwert des ersten Vibrationsniveaus von der Masse abhängt, ergibt sich für das Deuterium eine um ΔD_0 leicht erhöhte Dissoziationsenergie:

$$\Delta D_0 = D_0^D - D_0^H = 4.55 \text{ eV} - 4.47 \text{ eV} = 0.08 \text{ eV} . \quad (3.71)$$

Neben den Vibrationsniveaus verschieben sich aber auch die Rotationsniveaus. So bewirkt eine Verdopplung der Masse eine Halbierung der Rotationskonstante. Deshalb liegen die Rotationslinien im Spektrum des Deuteriummoleküls näher zusammen.

Im Folgenden soll der makroskopische Einfluss des Kernspins auf die Molekülspektren des Fermions Wasserstoff und des Bosons Deuterium geklärt werden. Im Rahmen der Born-Oppenheimer-Näherung lässt sich die Gesamtwellenfunktion als Produkt der elektronischen, vibratorischen, rotatorischen und der Kernspin-Wellenfunktion schreiben [Dem03]:

$$\Psi = \Psi_{el} \Psi_{vib} \Psi_{rot} \Psi_{kern} . \quad (3.72)$$

Der für die Molekülspektren von Deuterium und Wasserstoff bedeutende Unterschied, folgt aus einer einfachen Betrachtung der Symmetrie:

- Die Gesamtwellenfunktion ist antisymmetrisch oder symmetrisch, je nachdem ob ein Fermion oder Boson vorliegt.
- Bildet das angeregte Elektron einen Σ -Zustand, so kann die elektronische Wellenfunktion entweder symmetrisch oder antisymmetrisch bezüglich der Inversion an der Ebene, die beide Kerne enthält, sein.
- Die vibratorische Wellenfunktion ist bei homonuklearen, zweiatomigen Molekülen symmetrisch.
- Die Symmetrie der rotatorischen Wellenfunktion Ψ_{rot} hängt von der Symmetrie der Kugelflächenfunktionen $Y(\vartheta, \varphi)$ ab, welche gemäß $Y(\vartheta, \varphi) = (-1)^J$ je nach Rotationsquantenzahl J abwechselnd symmetrisch und antisymmetrisch ist.

Um diese Bedingungen zu erfüllen muss bei Fermionen die Kernwellenfunktion bei geradem J folglich antisymmetrisch sein; bei Bosonen symmetrisch. Das statistische Gewicht des Kerns ändert sich je nach Symmetrie der Kernwellenfunktion:

$$\text{antisymmetrisch: } g_{kern} = (2I + 1)I; \quad (3.73)$$

$$\text{symmetrisch: } g_{kern} = (2I + 1)(I + 1). \quad (3.74)$$

Die Besetzungsdichte der Rotationszustände ist demnach verschieden. Das heißt, bei den Rotationsquantenzahlen bei dem das Spektrum von Wasserstoff starke Linien zeigt, zeigt Deuterium schwache Linien. Das Intensitätsverhältnis zwischen den starken und schwachen Linien beträgt bei Wasserstoff 3:1 und bei Deuterium 2:1. Zur besseren Anschaulichkeit wurden in Tabelle 3.2 die Symmetrien und die statistischen Gewichte der Kerne eingetragen.

Tabelle 3.2.: Symmetrien der einzelnen Wellenfunktionen von Wasserstoff ($I = 1/2$) und Deuterium ($I = 1$). Symmetrische Wellenfunktionen werden mit s , Antisymmetrische mit a bezeichnet.

| J | Ψ_{el} | Fermion (Wasserstoff) | | | | | Boson (Deuterium) | | | | |
|-----|-------------|-----------------------|--------------|---------------|--------|------------|-------------------|--------------|---------------|--------|------------|
| | | Ψ_{vib} | Ψ_{rot} | Ψ_{kern} | Ψ | g_{kern} | Ψ_{vib} | Ψ_{rot} | Ψ_{kern} | Ψ | g_{kern} |
| 0 | s | s | s | a | a | 1 | s | s | s | s | 6 |
| 1 | s | s | a | s | a | 3 | s | a | a | s | 3 |
| 2 | s | s | s | a | a | 1 | s | s | s | s | 6 |
| 0 | a | s | s | s | a | 3 | s | s | a | s | 3 |
| 1 | a | s | a | a | a | 1 | s | a | s | s | 6 |
| 2 | a | s | s | s | a | 3 | s | s | a | s | 3 |

Zusammenfassend wurden in diesem Kapitel die Eigenschaften und die wesentlichen Prozesse der zu untersuchenden Niedertemperaturplasmen vorgestellt. Die auf diesen Prozessen basierenden Stoß-Strahlungsmodelle erlauben dabei aus der Interpretation der gemessenen Spektren die Bestimmung der Plasmaparameter. Da das Wasserstoff- und Deuteriummolekül im Vergleich zu den Atomen wesentlich komplexere Molekülspektren besitzt, wurde der Aufbau der Spektren diskutiert sowie ein Vergleich zwischen Wasserstoff- und Deuterium durchgeführt.

4. Diagnostikmethoden

4.1. Optische Emissionsspektroskopie

An den Quellen für negative Wasserstoffionen kommen zur Bestimmung der Plasma-parameter verschiedene Diagnostikmethoden der nicht-invasiven optischen Emissionsspektroskopie (OES) zum Einsatz [FFF⁺06]. Um die Gültigkeit dieser Methoden zu zeigen, wurde die OES an atomarem und molekularem Wasserstoff eingehend untersucht. Die bei der Überprüfung gefundenen Abweichungen der einzelnen Besetzungsdichten führten dabei zu einer Korrektur des Stoß-Strahlungsmodells YACORA für das Wasserstoffatom (siehe Kapitel 5.3.1). Im Folgenden werden, auf Basis des im Rahmen der Arbeit deutlich verbesserten Modells die verschiedenen Diagnostikmethoden des atomaren Wasserstoffs vorgestellt. Im Anschluss werden die Methoden für den molekularen Wasserstoff diskutiert und exemplarisch an ECR-Wasserstoffplasmen angewendet.

4.1.1. OES an atomarem Wasserstoff

Die Strahlung des Wasserstoffatoms bietet in den betrachteten Niedertemperaturplasmen über die im sichtbaren Wellenlängenbereich leicht zu detektierenden Balmerlinien einen einfachen Zugang zu verschiedenen Plasmaparametern. Die Elektronentemperatur T_e lässt sich beispielsweise mit Hilfe von effektiven Emissionsratenkoeffizienten aus der Absolutstrahlung bestimmen. Insbesondere bei geringen Elektronentemperaturen, wie sie in den untersuchten Niedertemperaturplasmen vorliegen, ist damit eine genaue Temperaturbestimmung [Fan06] möglich. Für die Bestimmung der Elektronendichte n_e können Verhältnisse von verschiedenen Balmerlinien verwendet werden [Fuj79]. Ein Vergleich mit Referenzmethoden zeigte, dass die Linienverhältnisse aus dem SSM YACORA dabei zu hohe Elektronendichten liefern. Deshalb wurden nach sorgfältiger Überprüfung des Stoß-Strahlungsmodells die Eingangsdaten korrigiert und neue Ratenkoeffizienten und Linienverhältnisse berechnet.

Bestimmung der Elektronentemperatur

Um die Elektronentemperatur aus der Absolutstrahlung bestimmen zu können, ist ein absolut kalibriertes optisches System notwendig [Fan06]. Die Absolutstrahlung einer Emissionslinie folgt dabei aus dem Produkt der Übergangswahrscheinlichkeit mit der jeweiligen Besetzungsdichte. Nach Gleichung (3.54) können zur Besetzung des oberen

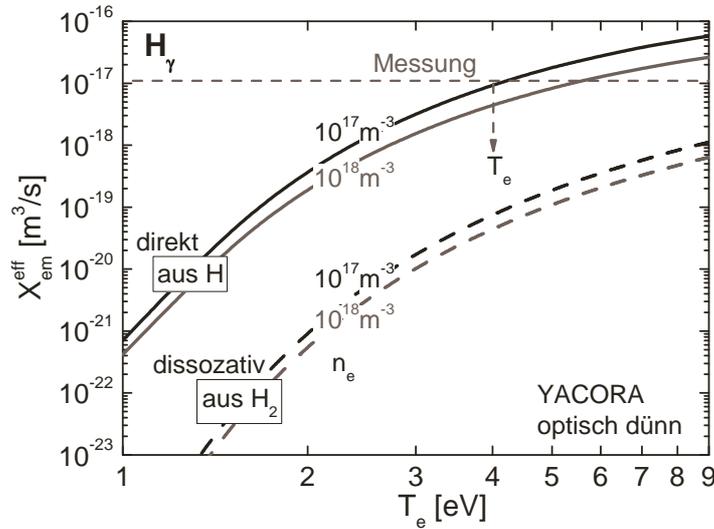


Abbildung 4.1.: Effektive Emissionsratenkoeffizienten für H_γ bei verschiedenen Elektronendichten. Eingezeichnet ist die Anregung aus dem Atom und dem Molekül sowie der Wert einer Messung (ECR, 90% H_2 in 9.5% Helium und 0.5% Argon, $P = 400$ W, $p = 0.5$ Pa).

Niveaus und damit zur Absolutstrahlung der Balmerlinien verschiedene Schwerteilchendichten mit ihren jeweiligen Populationskoeffizienten R beitragen. Für die Emissivität folgt:

$$\epsilon_{pq} = n_e A_{pq} [n_H R_H + n_{H_2} R_{H_2} + n_{H^-} R_{H^-} + \dots] . \quad (4.1)$$

Dominiert, wie im Folgenden gezeigt wird, in den vorliegenden Plasmen die direkte Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand die Besetzung, so gilt:

$$\epsilon_{pq} = n_e n_H X_{em,pq}^{eff,H}(T_e, n_e, \dots) . \quad (4.2)$$

Bei bekannter Strahlung, Elektronendichte und atomarer Wasserstoffdichte lässt sich durch Umformen der Gleichung daraus der effektive Emissionsratenkoeffizient folgern. Durch einen Vergleich von gemessenen mit berechneten effektiven Emissionsratenkoeffizienten erhält man schließlich die Elektronentemperatur. Die dazu benötigte Elektronendichte kann entweder aus Doppelsondenmessungen (Kapitel 4.2.4), der Interferometrie (Kapitel 4.2.5) oder, wie im Folgenden gezeigt wird, aus der OES selbst bestimmt werden. Ein Vergleich der Methoden wird in Abschnitt 5.5 durchgeführt. Die atomare Wasserstoffdichte folgt aus dem Atom zu Molekül-Verhältnis (Kapitel 4.1.2).

Abbildung 4.1 zeigt die effektiven Emissionsratenkoeffizienten für die Strahlung von H_γ , in Abhängigkeit der Elektronentemperatur, sowohl für die direkte Anregung aus dem Atom als auch für die dissoziative Anregung aus dem Molekül. Diese Balmerlinie hängt im Vergleich zu H_α nur wenig von der negativen Ionendichte (Abbildung 3.2) und der optischen Dicke ab [BF00] und ist deshalb besonders gut zur Bestimmung von T_e geeignet. Um den Einfluss der optischen Dicke zu berücksichtigen, wird die Messung diesbezüglich korrigiert und mit dem optisch dünn berechneten Emissionsratenkoeffizienten verglichen. Da die effektiven Emissionsratenkoeffizienten mit sinkender Elektronentemperatur stark abnehmen und gleichzeitig nur schwach von n_e abhängen,

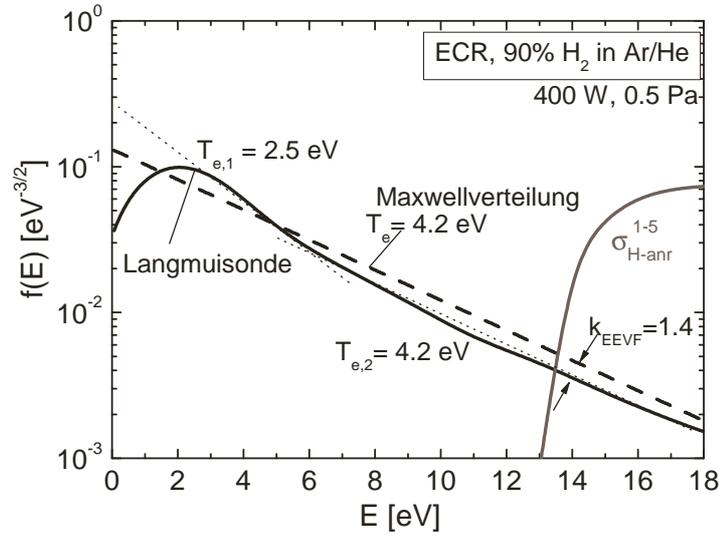


Abbildung 4.2.: EEVF aus einer Langmuirsondenmessung eines ECR-Plasmas. Miteingezeichnet ist eine Maxwellverteilung mit $T_e = 4.2$ eV und der Stoßquerschnitt für die Elektronenstoßanregung von $n = 5$ des H-Atoms aus dem Grundzustand.

lassen sich niedrige Elektronentemperaturen genau bestimmen. Für $T_e \leq 4$ eV beträgt der Fehler $\Delta T_e < 0.25$ eV.

Der effektive Emissionsratenkoeffizienten für die direkte Anregung aus dem Atom liegt dabei circa zwei Größenordnungen über dem der dissoziativen Anregung aus dem Molekül. In den vorliegenden Niedertemperaturplasmen kann deshalb bei einem hohen Atom zu Molekül-Verhältnis ($n_H/n_{H_2} > 0.1$) die Anregung aus dem Molekül im Vergleich zu der Anregung aus dem Atom vernachlässigt werden [FFF⁺06]. Für kleinere Verhältnisse muss der Einfluss der dissoziativen Anregung allerdings berücksichtigt werden. Zur Veranschaulichung der Methode wurde exemplarisch der Wert einer Messung für ein ECR-Plasma mit 90% H_2 bei einer Leistung von $P = 400$ W und einem Druck von $p = 0.5$ Pa in die Abbildung 4.1 mit eingetragen. Bei einer Elektronendichte von $n_e = 10^{17} \text{ m}^{-3}$ folgt für dieses Plasma eine Elektronentemperatur von $T_e = 4$ eV.

Einfluss der Elektronenenergieverteilung: Da die Elektronen in den betrachteten H_2/D_2 -Plasmen durch Stöße mit den Molekülen ihre Energie an diese durch Vibrationsanregung übertragen, kann es im niederenergetischen Bereich der EEVF zu Abweichungen von der Maxwellverteilung kommen. Diese Abweichungen müssen in der Auswertung der Absolutstrahlung berücksichtigt werden. Die Verteilung lässt sich dabei meist mit einer Bi-Maxwell-Verteilung mit einer Steigung $T_{e,1}$ für den niederenergetischen Bereich und einer Steigung $T_{e,2}$ für den höherenergetischen Bereich beschreiben [Pop95]. Die Grenze der verschiedenen Energiebereiche liegt bei etwa $E \approx 5$ eV. Ab dieser Energie existieren nach Abbildung A.1 keine Vibrationszustände im Grundzustand mehr, welche angeregt werden können.

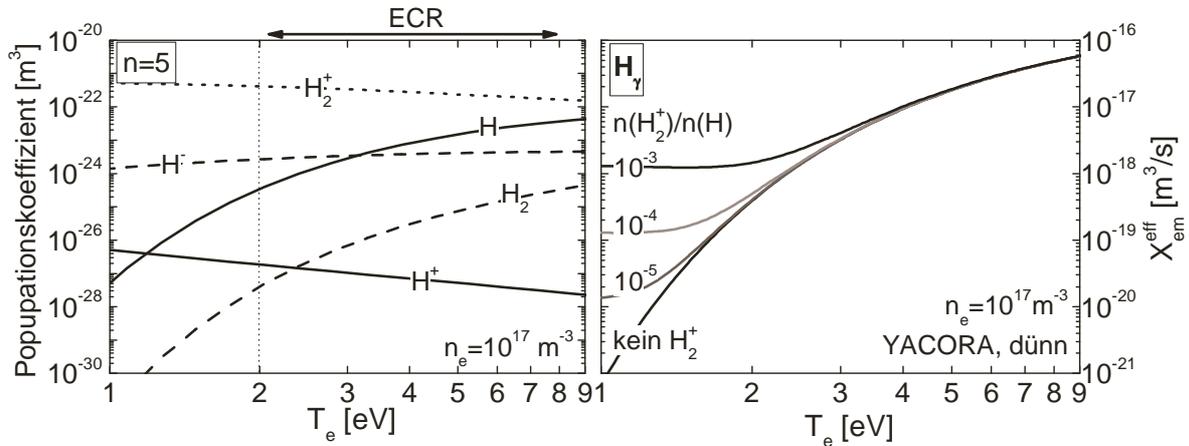


Abbildung 4.3.: *links*) Populationskoeffizienten der verschiedenen Schwerteilchendichten für die Besetzung von $n=5$. *rechts*) Einfluss der positiven Ionendichte H_2^+ auf den effektiven Emissionsratenkoeffizienten von H_γ .

Um in den Wasserstoffplasmen die EEFV bestimmen zu können wurden Langmuirsondenmessungen durchgeführt. Abbildung 4.2 zeigt die durch die Wurzel der Energie geteilte Verteilungsfunktion $f(E)$ einer solchen Messung. Die Maxwellverteilung stellt in dieser logarithmischen Darstellung eine Gerade dar. Ein Vergleich mit der Langmuirsondenmessung zeigt, dass die Temperaturen $T_{e,2} = 4.2$ eV im höherenergetischen Bereich gut miteinander übereinstimmen, während die Steigung der Messung im niederenergetischen Bereich mit $T_{e,1} = 2.5$ eV deutlich steiler ist. Unter $E < 2$ eV liefert die Langmuirsondenmessung, aufgrund der zweifachen numerischen Ableitung, falsche Werte (Kapitel 4.2.4). Da beide Verteilungen normiert sind, liegt die in der Abbildung 4.2 gezeigte Messung im Bereich der Schwellenenergie für die Stoßanregung des Wasserstoffatoms aus dem Grundzustand in $n = 5$ (σ_{H-arr}^{1-5}) um einen Faktor $k_{EEVF} = 1.4$ unterhalb der Maxwellverteilung. Nach Rechnung mit einem Stoß-Strahlungsmodell folgen somit, in Analogie zu Messungen in [Sta04], um den Faktor k_{EEVF} geringere effektive Emissionsratenkoeffizienten.

Einfluss der Ionen: Neben der Anregung aus dem Atom und dem Molekül können nach Gleichung (4.1) auch die Wasserstoffionen zur Besetzung des Atoms beitragen. Um die Besetzungsdichten zu erhalten, werden die Ionendichten mit ihren jeweiligen Populationskoeffizienten (3.42) gewichtet. Da in den betrachteten Niedertemperaturplasmen die Ionendichten typischerweise um mehr als Faktor 100 niedriger als die Neutralteilchendichten [CK07], [Die05] liegen, ist der Beitrag der Ionen dabei nur von Bedeutung, wenn die Populationskoeffizienten entsprechend groß werden.

Für den Zustand $n = 5$ sind die Populationskoeffizienten im linken Teil der Abbildung 4.3 in Abhängigkeit der Elektronentemperatur aufgetragen. Man erkennt, dass die Werte für H , H_2 und H^- mit der Elektronentemperatur zunehmen und die Werte für H_2^+ und H^+ abnehmen. Bei entsprechender Gewichtung der Ionendichten sind für das ECR-Plasma sowohl der Anteil der Besetzung aus dem H^+ -Ion als auch der

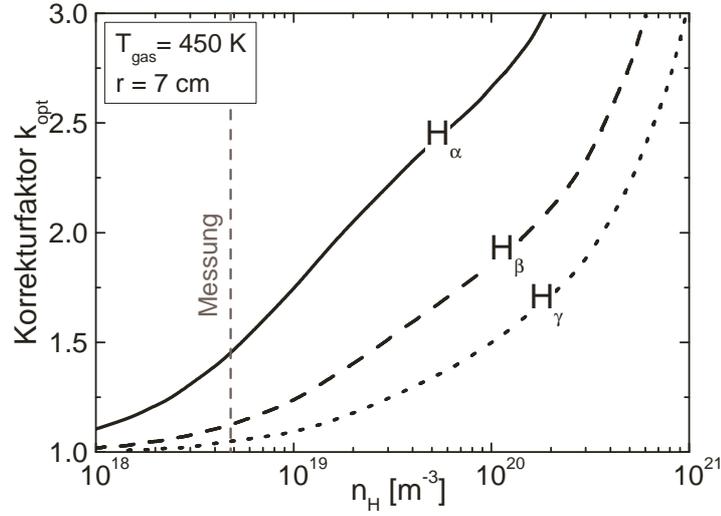


Abbildung 4.4.: Korrekturfaktoren für die Berücksichtigung der optischen Dicke von H_α , H_β , H_γ nach [BF00]. Zusätzlich eingezeichnet ist die atomare Dichte für ein ECR-Plasma bei 90% H_2 in Ar/He, $P = 400$ W und $p = 0.5$ Pa.

Anteil aus dem H^- -Ion vernachlässigbar. Der Einfluss des H_2^+ -Ions muss bei niedrigen Temperaturen ($T_e < 2$ eV) allerdings berücksichtigt werden [Wün04]. Im rechten Teil der Abbildung 4.3 wurde deshalb der effektive Emissionsratenkoeffizient von H_γ für verschiedene H_2^+ -Dichten dargestellt. Bei einem höheren H_2^+ -Anteil erkennt man einen nahezu konstanten Verlauf für $T_e < 2$ eV. Aufgrund des konstanten effektiven Emissionsratenkoeffizienten ist in diesem Bereich eine einfache Bestimmung der Elektronentemperatur nicht mehr möglich. Während in dem ECR-Plasma die Beiträge der H_2^+ und H^- Ionen aufgrund der hohen Temperaturen vernachlässigt werden können, müssen diese in den Quellen negativer Ionen vor dem Gitter ($T_e < 2$ eV) berücksichtigt [FFF⁺06] werden. Die Elektronentemperatur wurde hier mit Hilfe des SSM YACORA aus der Anpassung der gerechneten an die gemessenen Besetzungsdichten bestimmt.

Einfluss der optischen Dicke: Bei höheren atomaren Dichten in den untersuchten Plasmen muss die Selbstabsorption der Lyman-Linien berücksichtigt werden [BF00]. Diese Selbstabsorption führt zu einer Überbesetzung der angeregten Zustände und damit zu erhöhten Intensitäten der Balmerlinien. Da die zuvor gezeigten effektiven Emissionsratenkoeffizienten für den optisch dünnen Fall bestimmt wurden, muss bei starker Selbstabsorption der Einfluss der optischen Dicke berücksichtigt werden. Dies geschieht mit Hilfe von Korrekturfaktoren k_{opt} :

$$\epsilon_{dünn} = \frac{\epsilon_{dick}^{Messung}}{k_{opt}}. \quad (4.3)$$

In Abbildung 4.4 wurden die Korrekturfaktoren für H_α , H_β , H_γ , ausgehend von [BF00], auf eine Gastemperatur von $T_{gas} = 450$ K und einen Plasmaradius von $r = 7$ cm skaliert. Während sich für H_α größere Korrekturen bei hohen atomaren Wasserstoffkon-

zentrationen ergeben können, nimmt der Einfluss der optischen Dicke mit steigender Quantenzahl und sinkender Atomdichte stark ab. Bezüglich der zuvor gezeigten Messung (ECR-Plasma, 90% H_2 in Ar/He, $P = 400$ W, $p = 0.5$ Pa) ergeben sich Korrekturfaktoren von $k_{opt}(H_\alpha) = 1.43$, $k_{opt}(H_\beta) = 1.12$, $k_{opt}(H_\gamma) = 1.05$. Aufgrund des geringen Korrekturfaktors und der ausreichend hohen Intensität von H_γ eignet sich diese Balmerlinie dabei am besten für eine Temperaturbestimmung.

Sind die Intensitäten stark genug, so kann T_e auch aus der noch weniger beeinflussten Absolutstrahlung von H_δ und H_ϵ bestimmt werden. Im Rahmen der Arbeit wurde die Selbstkonsistenz der Temperaturbestimmung aus H_γ , H_δ und H_ϵ gezeigt. Ein Vergleich mit Referenzmethoden erlaubte die Verifizierung dieser optischen Diagnostikmethode.

Bestimmung der Elektronendichte

Die Elektronendichte lässt sich aus dem Verhältnis zweier Balmerlinien bestimmen [Fuj79], [SEF93], [FW06a]. Während für die Bestimmung der Elektronentemperatur aus der Intensität der Strahlung eine Absolutkalibrierung des spektroskopischen Systems durchgeführt werden muss, reicht für die Linienverhältnismethode eine relative Kalibrierung einzelner Emissionslinien aus. Wie zuvor gezeigt, ist für ein Atom zu Molekül-Verhältnis $n_H/n_{H_2} > 0.1$ und vernachlässigbare Ionendichten nur die Anregung aus dem Atom zu berücksichtigen. Für das Balmerlinienverhältnis H_β/H_γ folgt beispielsweise:

$$\frac{\epsilon_{H_\beta}}{\epsilon_{H_\gamma}} = \frac{\hbar_e \hbar_H X_{H_\beta}^{eff}(T_e, n_e, \dots)}{\hbar_e \hbar_H X_{H_\gamma}^{eff}(T_e, n_e, \dots)}. \quad (4.4)$$

Da die effektiven Emissionsratenkoeffizienten von H_β und H_γ unterschiedlich stark von der Elektronendichte abhängig sind, lässt sich durch einen Vergleich von gerechneten und gemessenen Linienverhältnissen bei bekannter Elektronentemperatur die Elektronendichte bestimmen. Ideal sind dabei Linienverhältnisse, die sich mit der Elektronentemperatur nur wenig ändern und entsprechend stark von der Elektronendichte abhängig sind [WDF09].

Für eine einfache Auswertung wurden Linienverhältnisse auf Grundlage von Maxwellverteilungen für verschiedene Elektronendichten berechnet. Im linken Teil der Abbildung 4.5 ist das Linienverhältnis H_β/H_γ aufgetragen. Man erkennt, dass sowohl für die Anregung aus dem Atom als auch für die Anregung aus dem Molekül das Verhältnis nur schwach von der Temperatur abhängt und stark mit der Dichte ansteigt. Aufgrund des steileren Anstiegs lässt sich die Elektronendichte bei höheren Werten ($n_e > 10^{17} \text{ m}^{-3}$) genauer bestimmen als bei niedrigeren. Das gemessene Linienverhältnis des zuvor gezeigten ECR-Plasmas (90% H_2 in Ar/He, $P = 400$ W und $p = 0.5$ Pa) liefert eine Elektronendichte von $n_e \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$.

Um die Empfindlichkeit einzelner Balmerlinien-Verhältnisse besser vergleichen zu können, wurden im rechten Teil der Abbildung 4.5 einige Linienverhältnisse auf den Wert bei $n_e = 10^{16} \text{ m}^{-3}$ normiert. Linienverhältnisse mit H_α wurden nicht berück-

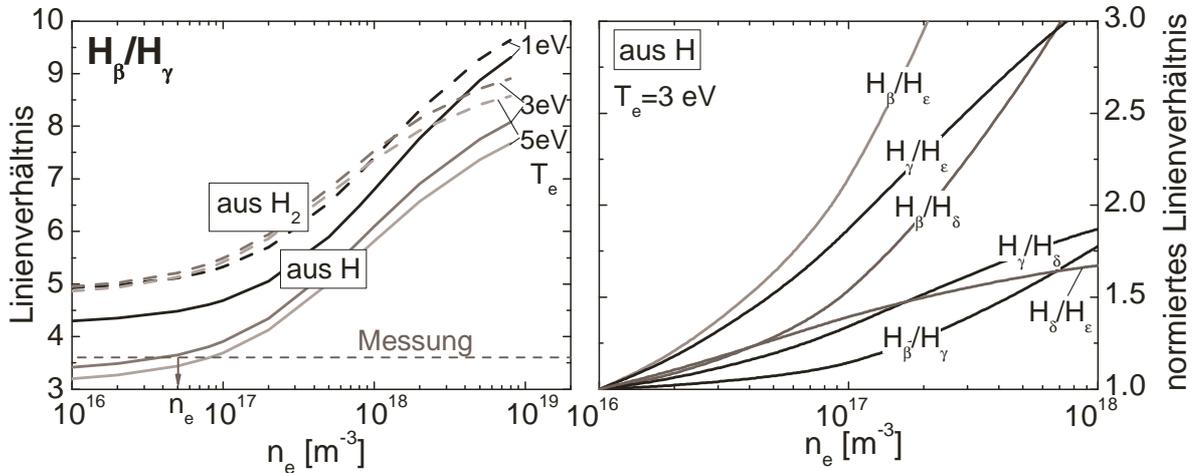


Abbildung 4.5.: *links*) Das Linienverhältnis von H_β/H_γ wurde mit dem SSM YACORA für die Anregung aus H und H_2 bestimmt. Zusätzlich wurde der Wert für ein ECR-Plasma bei 90% H_2 in Ar/He , $P = 400\text{ W}$ und $p = 0.5\text{ Pa}$ eingetragen. *rechts*) Normierte Verhältnisse von Balmerlinien in Abhängigkeit der Elektronendichte für die Anregung aus dem Atom.

sichtigt, da H_α stark von der optischen Dicke [BF00] und der negativen Ionendichte [FW06a] beeinflusst wird. Man erkennt, dass Linienverhältnisse, wie zum Beispiel H_β/H_ϵ und H_β/H_δ , empfindlicher sind als das H_β/H_γ -Linienverhältnis. In den untersuchten Plasmen eignen sich deshalb vor allem die Linienverhältnisse von H_β/H_γ [WDF09] und H_β/H_δ zur Bestimmung der Elektronendichte. Die so bestimmten Werte wurden mit Hilfe der Interferometrie und der Doppelsonde überprüft. Während die ursprünglichen Linienverhältnisse vor der Korrektur der Eingangsdaten (Kapitel 5.3.1) um mehr als Faktor zwei abweichende Elektronendichten lieferten, führen die Elektronendichten aus den neu berechneten Linienverhältnissen zu einer deutlich besseren Übereinstimmung mit den Werten aus den Referenzmethoden.

Zusammenfassend wurden in diesem Abschnitt verschiedene Diagnostikmethoden für die OES an atomarem Wasserstoff vorgestellt. Die Elektronentemperatur lässt sich aus den neu berechneten Ratenkoeffizienten von H_γ , H_δ oder H_ϵ bestimmen. Die Elektronendichte folgt entweder aus dem Linienverhältnis von H_β/H_γ oder weiteren neu bestimmten Linienverhältnissen (beispielsweise von H_β/H_δ). Um eine genaue Quantifizierung der Plasmaparameter aus den neu berechneten Ratenkoeffizienten und Linienverhältnissen sicherzustellen, werden die Diagnostikmethoden an dem ECR-Plasma in Abschnitt 5 überprüft.

4.1.2. OES an molekularem Wasserstoff

Die optische Emissionsspektroskopie an molekularem Wasserstoff erlaubt die Bestimmung weiterer relevanter Plasmaparameter. So lässt sich aus der Strahlung einer Rotationsbande die Rotationsbesetzung und daraus die Gastemperatur bestimmen [Heg02]. Die Vibrationstemperatur des Grundzustandes folgt aus einer Anpassung von gerechne-

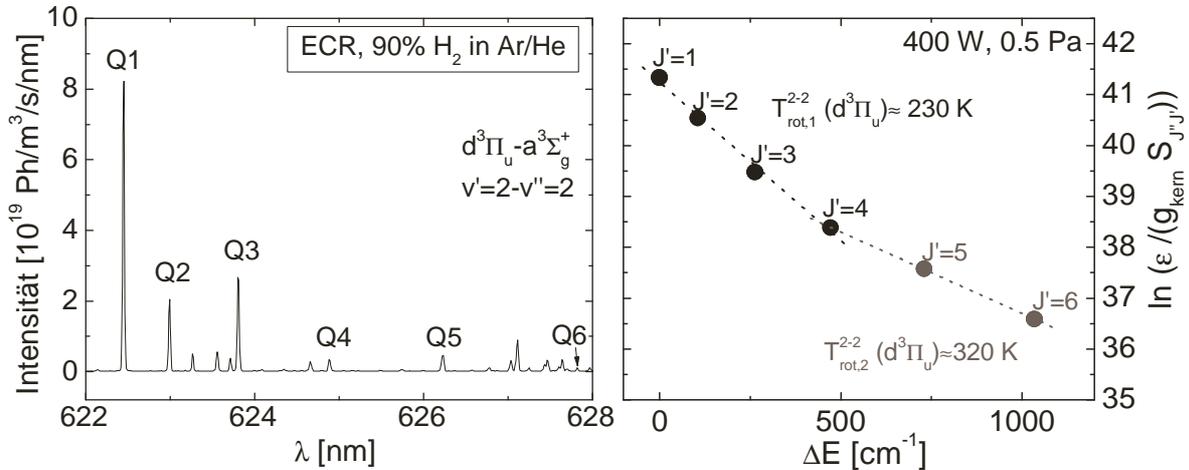


Abbildung 4.6.: *links*) Spektrum eines Vibrationsübergangs $d^3\Pi_u (v' = 2) - a^3\Sigma_g^+ (v'' = 2)$ in einem ECR-Plasma. *rechts*) Rotationsbesetzung des entsprechenden Übergangs für die $J' = 1$ bis $J' = 6$.

ter und gemessener Vibrationsbesetzung [FH98]. Bei bekannter Übergangswahrscheinlichkeit ergibt sich die Absolutstrahlung eines elektronischen Übergangs analog zum Atom aus der Gesamtbesetzung des jeweiligen elektronischen Zustands. Sind die Absolutstrahlungen bekannt, so lässt sich das Atom zu Molekül-Verhältnis aus dem Verhältnis zwischen Balmer-Strahlung und Molekül-Strahlung berechnen [vdGD96]. Diese Methoden werden im Rahmen der Arbeit am optisch leicht zugänglichen Fulcher-Übergang ($d^3\Pi_u - a^3\Sigma_g^+$) angewendet und im Folgenden diskutiert.

Rotationsbesetzung von $d^3\Pi_u$

Die Rotationsbesetzung folgt nach Gleichung (3.61) bei bekannten Übergangswahrscheinlichkeiten direkt aus den Intensitäten der einzelnen Rotationslinien. Innerhalb eines bestimmten Vibrationsübergangs ergeben sich die Besetzungsdichten für die einzelnen Rotationsübergänge nach [Sob89]:

$$n_{(p,v',J')} \propto \frac{\epsilon_{(p,v',J') \rightarrow (q,v'',J'')}}{g_{\text{kern}} S_{J'',J'}}. \quad (4.5)$$

Liegt eine thermische Besetzung vor, so erhält man aus dem exponentiellen Abfall der Besetzungsdichte nach Gleichung (3.69) die Rotationstemperatur. Der linke Teil der Abbildung 4.6 zeigt das Spektrum des Fulcher-Übergangs $d^3\Pi_u (v' = 2) - a^3\Sigma_g^+ (v'' = 2)$. Man erkennt deutlich den Einfluss des Kernspins g_{kern} und der Hönl-London-Faktoren $S_{J'',J'}$ auf die ersten Zustände des Q-Zweigs. Trägt man die Besetzungsdichte, wie im rechten Teil der Abbildung 4.6 gezeigt, logarithmisch auf, so erhält man einen geknickten Verlauf. Bis zur Rotationsquantenzahl $n = 4$ lässt sich eine Rotationstemperatur von $T_{\text{rot},1}^{2-2} = 230 \text{ K}$ anpassen, während für höhere Rotationsquantenzahlen eine flachere Steigung mit $T_{\text{rot},2}^{2-2} = 320 \text{ K}$ folgt. Die unterschiedlichen Steigungen lassen sich dadurch erklären, dass nur für $J' < 5$ die Rotationsniveaus im

Grundzustand mit der Gastemperatur thermalisieren können. Die Bedingung für eine thermische Rotationsbesetzung im Grundzustand lautet dabei [Her50], [Sob89]:

$$B_\nu^{v=0}(X^1\Sigma_g^+) \cdot 2(J+1) \ll k_B T_{Gas}. \quad (4.6)$$

Liegen die Rotationsniveaus dagegen zu weit auseinander, so werden diese durch Wandstöße stärker beeinflusst [HKB⁺82]. Entsprechend können für höhere Rotationsquantenzahlen auch höhere Rotationstemperaturen vorliegen. Die thermische Besetzung im Grundzustand wird durch Elektronenstöße in die angeregten Zustände übertragen [Sob89]. Geht man davon aus, dass sich bei einem, im Verhältnis zur Kernbewegung schnell stattfindenden Elektronenstoß, der Drehimpuls nicht ändert, so folgt die Besetzung des angeregten Niveaus aus dem Verhältnis der Rotationskonstanten [AKK⁺96]. Umgekehrt lässt sich aber auch nach Messung der Rotationstemperatur eines angeregten Zustands die Gastemperatur bestimmen. Für $d^3\Pi_u$ folgt zum Beispiel:

$$T_{gas} \approx T_{rot}^{v=0}(X^1\Sigma_g^+) = T_{rot}^{v'}(d^3\Pi_u) \frac{B_\nu^{v=0}(X^1\Sigma_g^+)}{B_\nu^{v'}(d^3\Pi_u)}. \quad (4.7)$$

Entsprechend zeigen Messungen, dass die Projektion der Temperatur $T_{rot,1}$ in den Grundzustand eine Rotationstemperatur ergibt, die der Gastemperatur gleichzusetzen ist [OGdSS95]. Für das gezeigte Plasma folgt eine Gastemperatur von $T_{gas} \approx 520$ K.

Um die Strahlung der gesamten Rotationsbande eines Vibrationsübergangs zu erhalten, bestimmt man unter Annahme einer thermischen Besetzung mit $T_{rot,1}$ die Beiträge höherer Rotationsquantenzahlen [Heg02]. Für die gezeigte Rotationsbande ergibt sich damit eine Gesamtstrahlung von $\epsilon(T_{rot,1}) = 6.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$. Berücksichtigt man den geknickten Verlauf, so ergibt sich mit $\epsilon(T_{rot,1}, T_{rot,2}) = 6.8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ eine um etwa 2% höhere Strahlung. Wie in Abschnitt 5.6 gezeigt wird, können die Rotationstemperaturen für den höherenergetischen Bereich bei Wasserstoff im Verhältnis auch höhere Werte annehmen, was zu größeren Abweichungen führen kann.

Vibrationsbesetzung von $d^3\Pi_u$

Die Vibrationsbesetzung im Grundzustand lässt sich nach Gleichung (3.68) durch eine thermische Besetzung mit einer Vibrationstemperatur T_{vib} charakterisieren [GR96]. Für die Bestimmung der Vibrationstemperatur wird die Besetzung im Grundzustand im Folgenden mit Hilfe von drei verschiedenen Methoden in die angeregten Zustände projiziert. Um die Vibrationstemperatur im Grundzustand zu erhalten, muss diese für die einzelnen Methoden solange variiert werden, bis die projizierte Besetzung mit der in Emission gemessenen Besetzung übereinstimmt. Am Beispiel des Fulcherzustands $d^3\Pi_u$ wird dazu für eine fest vorgegebene Vibrationstemperatur die Besetzung aus dem SSM YACORA sowohl mit den Ergebnissen eines Koronamodells als auch mit der von Franck-Condon-Faktoren (FCF) projizierten Besetzung [FH98] verglichen.

Die einzelnen Methoden basieren dabei auf verschiedenen Annahmen. Bei der FCF-Methode wird davon ausgegangen, dass sich aufgrund der schnellen Elektronenstoßanregung nach Abschnitt 3.2.1 das Übergangsdipolmoment nicht ändert. Die für die

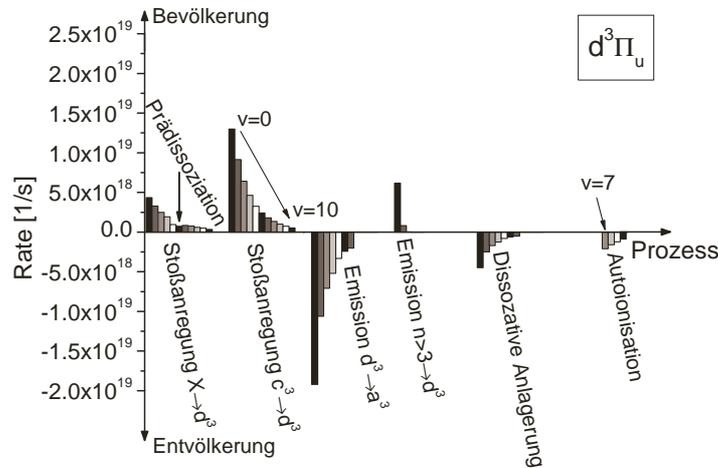


Abbildung 4.7.: Vibrationsaufgelöste Raten im Besetzungsgleichgewicht für $d^3\Pi_u$. Bis zum Vibrationsniveau $v = 10$ wurden die Beiträge der einzelnen Prozesse aufgetragen. Es wurde der Inputdatensatz von Miles [MTG72] bei $n_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $n_e = 10^{17} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 3 \text{ eV}$ und $T_{vib}(X) = 7000 \text{ K}$ verwendet.

Projektion von $X^1\Sigma_g^+ \rightarrow d^3\Pi_u$ notwendigen FCF wurden aus [FW06b] entnommen und mit der Vibrationsbesetzung im Grundzustand multipliziert [FH98]. Beim Koronamodell wird die Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand vollständig durch die spontane Emission der Fulcherstrahlung bilanziert. Die für das Koronamodell und das SSM verwendeten vibrationsaufgelösten Querschnitte wurden, wie in Abschnitt 3.1.4 beschrieben, mit Hilfe der semiempirischen Gryzinski-Methode [Wün04] aus den in der Born-Bethe-Approximation bestimmten Querschnitten von Miles [MTG72] bestimmt. Beim SSM YACORA wurden dabei weitere Prozesse berücksichtigt. Die Abbildung 4.7 zeigt für das Besetzungsgleichgewicht die Raten der Bevölkungs- und Entvölkerungsprozesse des Zustands $d^3\Pi_u$. Man erkennt, dass der Anteil der Besetzungsdichten mit steigender Vibrationsquantenzahl abnimmt. Die Summe aller Raten im Gleichgewicht ergibt Null. Wesentlich zur Bevölkung trägt die Stoßanregung aus $X^1\Sigma_g^+$ und dem Zustand $c^3\Pi_u$ bei, wobei die Prädissoziation ab $v = 4$ den Beitrag aus dem Grundzustand verringert. Entvölkernde Prozesse sind neben der Fulcher-Strahlung die dissoziative Anlagerung und ab $v = 7$ die Autoionisation.

Für einen Vergleich wurden die relativen Besetzungsdichten aus den Gleichgewichtsbesetzungen der vibrationsaufgelösten Modelle zusammen mit den Werten aus der FCF-Methode [FH98] in Abbildung 4.8 aufgetragen. Um die Methoden untereinander vergleichen zu können, wurde für alle Rechnungen eine Vibrationstemperatur von $T_{vib} = 7000 \text{ K}$ angenommen und die Besetzungsdichten auf den Zustand $v = 1$ normiert. Man erkennt, dass die mit dem Koronamodell berechneten Besetzungsdichten unter Berücksichtigung des zuvor gezeigten Abfalls der spontanen Emission deutlich unterhalb den Werten der FCF Methode liegen. Das SSM zeigt, aufgrund der dissoziativen Anlagerung, der Prädissoziation und Autoionisation den stärksten Abfall. Die übermäßig starke Bevölkung von $v = 0$ folgt aus der spontanen Emission der Zustände $n > 3$.

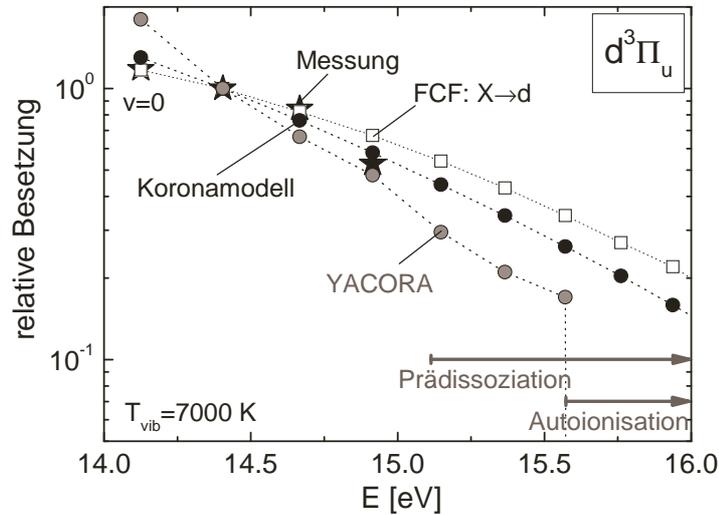


Abbildung 4.8.: Relative Besetzung der Vibrationsniveaus von $d^3\Pi_u$. Verglichen werden bei $n_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $n_e = 10^{17} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 3 \text{ eV}$, der mit Hilfe von FCF bestimmte Verlauf mit den Ergebnissen von YACORA und einem Koronamodell bei $T_{vib}(X) = 7000 \text{ K}$ sowie einer Messung (ECR, 90% H_2 in Ar/He, $P = 400 \text{ W}$, $p = 0.5 \text{ Pa}$).

Um zu überprüfen, welche der drei Methoden am besten zur Auswertung der Vibrations-temperatur geeignet ist, wurden für die ersten vier Vibrationszustände die gemessenen Vibrationsbesetzungen für ein entsprechendes ECR-Plasma (90% H_2 in Ar/He, $P = 400 \text{ W}$, $p = 0.5 \text{ Pa}$) bestimmt und ebenfalls in die Abbildung 4.8 eingetragen. Die Vibrationstemperatur im Grundzustand muss nun solange variiert werden, bis die geringste Abweichung von der Messung erreicht ist. Für die FCF-Methode und das Koronamodell ist dies bei den eingezeichneten Werten für $T_{vib} = 7000 \text{ K}$ der Fall. Entsprechend zeigen diese Methoden eine gute Übereinstimmung mit der Messung, wobei die Besetzungsdichte der FCF Methode bei $v = 3$ etwas über der Messung liegt. Um eine bessere Anpassung mit der FCF Methode zu erhalten, müssen für höhere Vibrationsquantenzahlen weitere Prozesse berücksichtigt werden [FH98]. Das SSM YACORA hingegen zeigt aufgrund des starken Abfalls und der starken Überbesetzung bei $v = 0$ selbst bei größerer Variation der Vibrationstemperatur $T_{vib} = 1000 - 10000 \text{ K}$ keine zufriedenstellende Übereinstimmung mit der Messung. Vermutlich müssen in der Modellierung der Vibrationsbesetzung weitere koppelnde Prozesse berücksichtigt werden. Für eine einfache Auswertung der Vibrationstemperatur des Grundzustandes wird deshalb in Kapitel 5 die FCF-Methode beziehungsweise das Koronamodell verwendet.

Absolutstrahlung von $d^3\Pi_u$

Messtechnisch ist es meist nicht möglich die Absolutstrahlung eines kompletten elektronischen Übergangs im Wasserstoffmolekül zu bestimmen. Um dennoch die gesamte Strahlung zu erhalten, muss das Verhältnis der gemessenen Strahlung zur gesamten

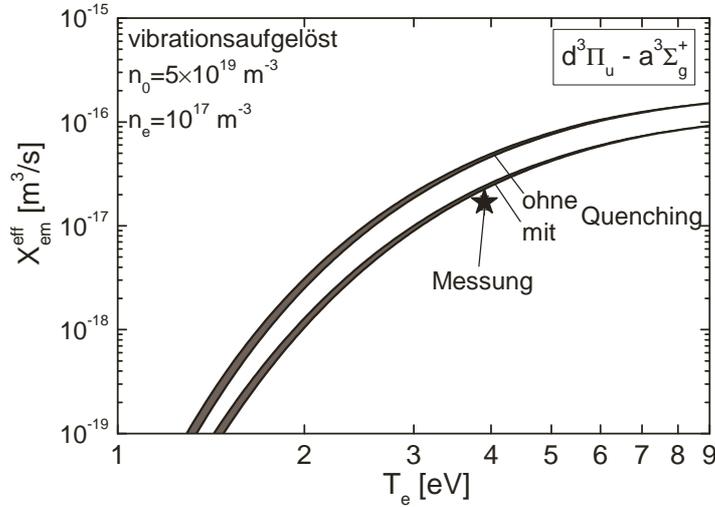


Abbildung 4.9.: Effektiver Emissionsratenkoeffizient aus dem vibrationsaufgelösten Modell für die Strahlung der Fulcher-Bande. Quenching und Vibrationstemperatur ($T_{vib} = 5000 - 10000 \text{ K}$) wurden variiert und die Ratenkoeffizienten mit der Messung (ECR, 90% H_2 in Ar/He, $P = 400 \text{ W}$, $p = 0.5 \text{ Pa}$) verglichen.

Strahlung $\epsilon_{ges}(H_2)$ bekannt sein:

$$\epsilon_{ges}(H_2) = \epsilon_{mess}(H_2) \cdot f(T_{vib}, n_e, T_e). \quad (4.8)$$

Die notwendigen Extrapolationsfaktoren $f(T_{vib}, n_e, T_e)$ lassen sich rechnerisch bestimmen. Für die ersten vier diagonalen Vibrationsbanden des elektronischen Übergangs $d^3\Pi_u - a^3\Sigma_g^+$ folgen, je nach Rechenmethode, verschiedene Extrapolationsfaktoren. Unter Verwendung der FCF erhält man den größten Skalierungsfaktor mit $f = 2.07$. Aufgrund des steileren Abfalls der relativen Besetzungsdichten aus dem Koronamodell in Abbildung 4.8 folgt für das Koronagleichgewicht auch ein stärkerer Abfall der Strahlung und somit ein kleinerer Skalierungsfaktor ($f = 1.87$). Auf gleiche Weise führen Autoionisation und Prädissoziation bei der Rechnung mit dem kompletten SSM zu einer weiteren Reduzierung des Extrapolationsfaktors ($f = 1.43$).

Um das SSM YACORA zu überprüfen, wurden die gerechneten effektiven Emissionsratenkoeffizienten mit den gemessenen verglichen. Beim Fulcher-Übergang wurde dabei der Extrapolationsfaktor für die Bestimmung der Absolutstrahlung unabhängig vom SSM auf Basis von FCF bestimmt. Zusammen mit der Elektronendichte und der Grundzustandsdichte erhält man aus der Absolutstrahlung den gemessenen effektiven Emissionsratenkoeffizienten:

$$X_{em}^{eff}(T_e, T_{vib}, n_e, n_{H_2}) = \frac{\epsilon_{ges}(H_2)}{n_{H_2} n_e}. \quad (4.9)$$

Für das ECR-Plasma (90% H_2 in Ar/He, $P = 400 \text{ W}$, $p = 0.5 \text{ Pa}$) wurde dieser Wert in Abbildung 4.9 eingetragen und mit dem berechneten effektiven Emissionsratenkoeffizient aus dem vibrationsaufgelösten SSM YACORA verglichen. Für die Rechnung

wurden dabei die semiempirisch bestimmten Querschnitte von Miles [MTG72] verwendet. Der Vergleich zeigt, dass unter Berücksichtigung des Quenchings die Rechnung gut durch die Messung wiedergegeben wird. Ohne die Schwerteilchenstöße, die den Zustand $c^3\Pi_u$ effektiv entvölkern, wird die Besetzung von $d^3\Pi_u$ aus diesem Zustand deutlich erhöht, was zu einer stärkeren Abweichung der Rechnung führt. Die jeweils eingezeichnete Variation der Vibrationstemperatur von $T_{vib} = 5000 - 10000$ K zeigt nur bei kleinen Elektronentemperaturen einen Einfluss. Weitere durchgeführte Messungen in Abschnitt 5.8, bestätigen die effektiven Emissionsratenkoeffizienten aus dem SSM.

Atom zu Molekül-Verhältnis

Für die Bestimmung der atomaren Wasserstoffdichte muss das Atom zu Molekül-Verhältnis bekannt sein. Dieses Verhältnis folgt unter Verwendung der jeweiligen effektiven Emissionsratenkoeffizienten aus dem Verhältnis von Balmer-Strahlung und Molekül-Strahlung [vdGD96]. Für das Verhältnis der H_γ -Strahlung zur Fulcher-Strahlung gilt:

$$\frac{\epsilon(H_\gamma)}{\epsilon(H_2^{d-a})} = \frac{n_H \not{n}_e X_{em}^{eff}(H_\gamma)}{n_{H_2} \not{n}_e X_{em}^{eff}(H_2^{d-a})}. \quad (4.10)$$

Das Verhältnis der Teilchendichten ist also zusätzlich noch abhängig vom Verhältnis der effektiven Emissionsratenkoeffizienten. Ist das n_H/n_{H_2} -Verhältnis bekannt, so folgt zusammen mit dem idealen Gasgesetz (3.2) die atomare Wasserstoffdichte. Für ein reines (ECR-)Wasserstoffplasma folgt:

$$n_H = \frac{p}{k_B T_{gas} \left(1 + \frac{1}{n_H/n_{H_2}}\right)}. \quad (4.11)$$

Um die Fulcher-Strahlung auswerten zu können, werden für die Berechnung des effektiven Emissionsratenkoeffizienten $X_{em}^{eff}(H_2^{d-a})$ mit dem SSM YACORA die ursprünglich elektronisch aufgelösten semiempirischen Stoßquerschnitte von Miles [MTG72] verwendet. Die zusätzliche Vibrationsauflösung mit Hilfe der semiempirischen Gryzinski-Methode [Wün04] ist im Folgenden also nicht mehr nötig.

Für einen Vergleich des vibrationsaufgelösten Modells mit dem elektronisch aufgelösten Modell wurden die entsprechenden effektiven Emissionsratenkoeffizienten für den Fulcher-Übergang im linken Teil der Abbildung 4.10 aufgetragen. Man erkennt, dass der vibrationsaufgelöste Ratenkoeffizient teilweise um Faktor 2 höher liegt als der elektronisch aufgelöste. Diese Abweichung kann die Ursache von fehlenden koppelnden Prozessen im vibrationsaufgelösten Modell sein. Ist keine vibratorische Auflösung notwendig, so ist es für die Auswertung des Atom zu Molekül-Verhältnisses sicherer und praktikabler direkt die elektronisch aufgelösten Stoßquerschnitte zu verwenden.

Im rechten Teil der Abbildung 4.10 ist das Verhältnis der effektiven Emissionsratenkoeffizienten unter Verwendung der nicht vibrationsaufgelösten Stoßquerschnitte dargestellt. Man erkennt, dass sich das Verhältnis in Abhängigkeit von T_e und n_e nur

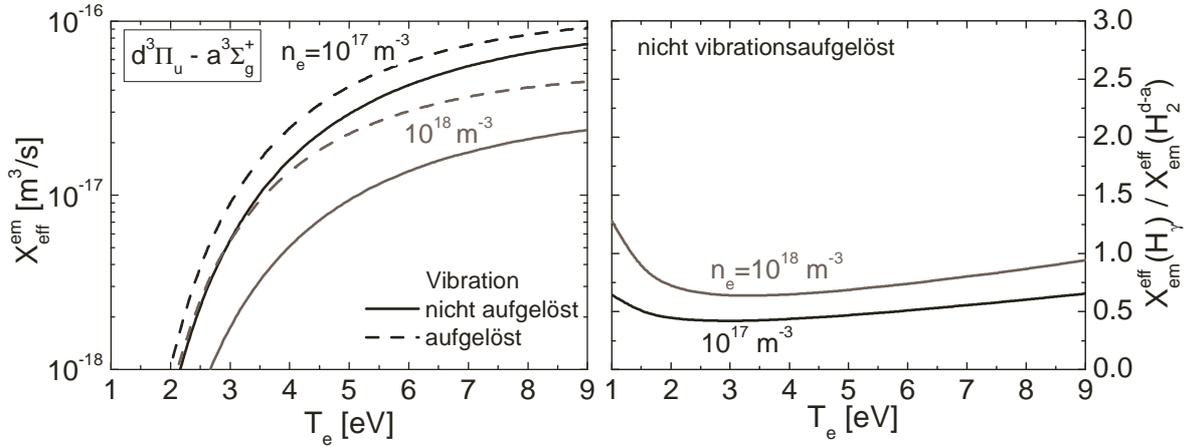


Abbildung 4.10.: *links*) Der effektive Emissionsratenkoeffizient für den Übergang $d^3\Pi_u - a^3\Sigma_g^+$ wurde vibrationsaufgelöst und elektronisch aufgelöst für verschiedene Elektronendichten bestimmt. *rechts*) Das Verhältnis der effektiven Emissionsratenkoeffizienten von H_γ und H_2^{d-a} . Den Berechnungen liegen die semiempirischen Querschnitte von Miles [MTG72] zugrunde.

wenig ändert. Bei typischen Elektronendichten von $n_e = 10^{17} \text{ m}^{-3}$ und $T_e = 4 \text{ eV}$ erhält man einen Skalierungsfaktor von $X_{\text{em}}^{\text{eff}}(H_\gamma) / X_{\text{em}}^{\text{eff}}(H_2^{d-a}) \approx 0.5$. Für das zuvor dargestellte ECR-Plasma (90% H_2 in Ar/He, $P = 400 \text{ W}$, $p = 0.5 \text{ Pa}$) ergibt sich somit ein Verhältnis von $n_H / n_{H_2} = 0.1$. Aufgrund der weitaus größeren Populationskoeffizienten für die Anregung aus dem Atom ist im betrachteten ECR-Plasma damit, wie zuvor beschrieben, die Anregung aus dem Molekül zu vernachlässigen.

Zusammenfassend wurden in diesem Abschnitt mit Hilfe bereits vorhandener Methoden der OES die Rotations- und Vibrationsbesetzung des elektronischen Zustands $d^3\Pi_u$ im Wasserstoffmolekül genauer untersucht. Für die Rotationsbesetzung folgt aus der Steigung der ersten vier Zustände eine Rotationstemperatur, welche in den Grundzustand projiziert Rückschlüsse auf die Gastemperatur ermöglicht. Aus dem idealen Gasgesetz lassen sich somit bei bekanntem Druck die Teilchendichten im Plasma bestimmen. Durch Anpassung von gerechneter an die gemessene Vibrationsbesetzung erhält man die Vibrationstemperatur im Grundzustand. Für die Projektion der Vibrationsbesetzung aus dem Grundzustand in die angeregten Zustände werden FCF beziehungsweise ein Koronamodell verwendet, wobei die Verwendung von Skalierungsfaktoren die Bestimmung der Absolutstrahlung erlaubt. Ein Vergleich der aus der Absolutstrahlung folgenden elektronischen Besetzung ermöglicht die Überprüfung der verwendeten Eingangsdaten. Aus dem Verhältnis von H_γ / H_2^{d-a} lässt sich das Atom zu Molekül-Verhältnis bestimmen. Dieses Verhältnis wird wiederum zur Bestimmung der atomaren Wasserstoffdichte verwendet. In Kombination der OES an atomarem und molekularem Wasserstoff erhält man somit alle für die betrachteten Plasmen relevanten Plasma-Parameter. Unter Berücksichtigung der in Abschnitt 3.2.2 diskutierten Unterschiede können aufgrund der gleichen elektronischen Struktur für Deuterium die gleichen Methoden angewendet werden.

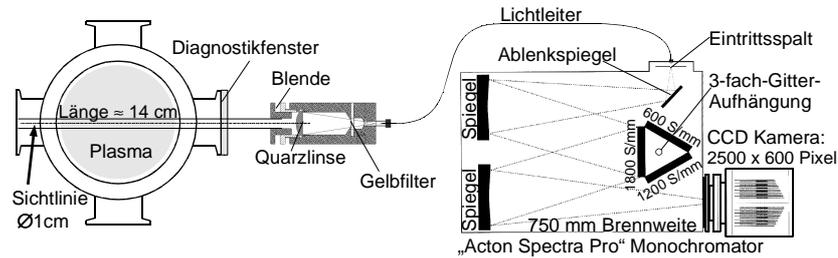


Abbildung 4.11.: Optisches System für die OES bestehend aus Linsensystem und Spektrometer.

4.2. Referenzmethoden

Für die umfassende Überprüfung der oben beschriebenen Methoden der OES an atomarem und molekularem Wasserstoff, wurden im Rahmen dieser Arbeit zahlreiche verschiedene Referenzmethoden verwendet. Eine Möglichkeit die Elektronendichte und die Elektronentemperatur zu bestimmen bietet dabei die **OES an Diagnostikgasen** [Fan06], welche häufig in Laborexperimenten zur Analyse von Niedertemperaturplasmen eingesetzt wird. Hierbei wird dem zu untersuchenden Prozessgas im Plasma meist eine geringe Menge Helium oder Argon hinzugegeben und aus der Strahlung der Atome mit Hilfe der zuvor vorgestellten Stoß-Strahlungsmodellen die Plasmamparameter bestimmt. Um Wechselwirkungen der Diagnostikgase mit Wasserstoff und Deuterium untersuchen zu können, wurden bei der schrittweisen Zumischung der Gase die Besetzungsdichten aller beteiligten Teilchen sowohl in **Absorption** als auch in **Emission** bestimmt und mit Ergebnissen aus Stoß-Strahlungsmodellen verglichen. Für die Bestimmung der Grundzustandsdichte der verschiedenen Gase, wurde die Entmischung (das an den Durchflussreglern eingestellte Mischungsverhältnis entspricht nicht der realen Mischung) dieser Gase mit Hilfe eines **Massenspektrometers** untersucht. **Sonden** erlauben zusätzlich die Bestimmung der Ionendichte (Doppelsonde), der Elektronenenergieverteilung (Boyd-Twiddy-Methode) und der Plasmamparameterprofile (Langmuirsonde). Für eine sichere Charakterisierung der Plasmen wurden deshalb zusätzlich zu der bereits existierenden Langmuirsonde eine Doppelsonde, sowie die Boyd-Twiddy-Methode neu aufgebaut. Aufgrund der Quasineutralität müssen bei der Doppelsonde die profilbereinigten Ionendichten den sichtstrahlintegrierten Elektronendichten eines **Interferometers** entsprechen. Für die Bestimmung der H^- -Dichte wurde eigens ein Versuchsaufbau zum **Laserdetachment** erstellt.

4.2.1. OES an Diagnostikgasen

Die Zugabe von Edelgasen wie zum Beispiel Helium erlaubt mit den in Abschnitt 3.1.4 vorgestellten Stoß-Strahlungsmodellen eine Bestimmung der Elektronendichte und der Elektronentemperatur. Im Folgenden wird der Aufbau und die Kalibrierung des optischen Systems sowie die Vorgehensweise bezüglich der Zumischung der einzelnen Diagnostikgase zu Wasserstoff und Deuterium genauer erklärt.

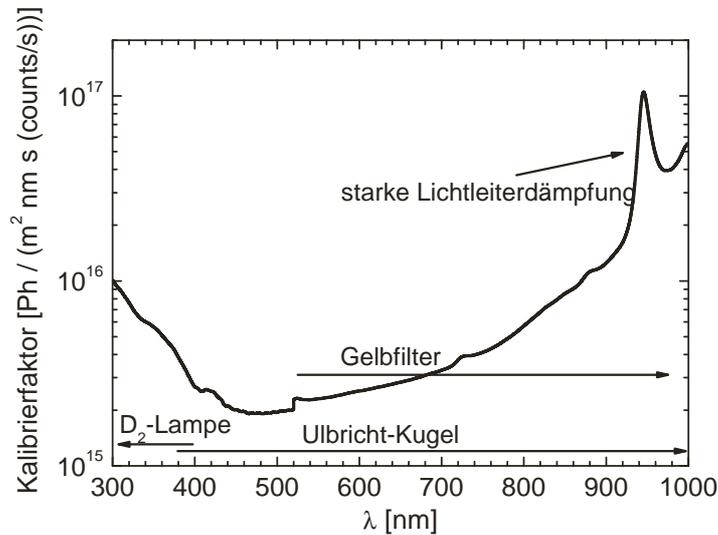


Abbildung 4.12.: Der absolute Kalibrierfaktor des optischen Systems wurde mit Hilfe einer D_2 -Lampe ($\lambda = 300 - 400$ nm) und einer Ulbrichtkugel ($\lambda = 380 - 1000$ nm) bestimmt.

Aufbau des optischen Systems: Für die OES an Wasserstoff, Deuterium, Helium und Argon wurde am ECR-Plasma ein absolut kalibriertes optisches System verwendet. Abbildung 4.11 zeigt den Aufbau dieses Systems. Mit Hilfe einer Blende ($\varnothing = 1$ cm) und einer Quarzlinse wird ein durch das Diagnostikfenster ($\varnothing = 5$ cm) kommender paralleler Sichtstrahl auf einen Lichtleiter ($\varnothing = 400$ μm) fokussiert. Um zweite Ordnungen ab einer Wellenlänge von $\lambda = 520$ nm im Spektrometer ausschließen zu können, wird ein Gelbfilter verwendet. Am anderen Ende des Lichtleiters befindet sich der Eintrittsspalt ($d_{\text{Spalt}} = 30$ μm) eines Cerny-Turner Spektrometers. Durch einen Ablenk- und Kollimatorspiegel gelangt das Licht auf ein auswechselbares Gitter (600, 1200, 1800 S/mm). Nach einer Fokusslänge von $f = 750$ mm trifft das spektral zerlegte Licht über einen zweiten Spiegel in einer 1:1 Abbildung des Spalts auf einen CCD-Chip mit 2500×600 Pixel. Die 12×26 μm großen Pixel werden zeilenweise über einen AD-Wandler in ein 16 Bit Signal umgewandelt und über einen Rechner ausgelesen. Die mit dem hochauflösenden Gitter im Schnitt erreichte spektrale Auflösung liegt je nach Wellenlänge zwischen $\Delta\lambda = 18 - 23$ pm und ist damit ausreichend gut um auch die Molekülstrahlung von H_2 und D_2 untersuchen zu können.

Kalibrierung des Spektrometers: Um absolute Emissivitäten bestimmen zu können, wurde das System mit Hilfe einer Ulbrichtkugel absolut zwischen $\lambda = 380 - 1000$ nm kalibriert. Im Wellenlängenbereich $\lambda = 250 - 400$ nm wurde eine relative Kalibrierung mit Hilfe der Kontinuums-Strahlung ($a^3\Sigma_g^+ - b^3\Sigma_u^+$) einer D_2 -Lampe durchgeführt. In der Abbildung 4.12 ist die Kalibrierkurve des spektroskopischen Systems dargestellt. Dabei wurde meist der nur schwach gedämpfte Bereich zwischen $\lambda = 350 - 900$ nm verwendet.

Multipliziert man den Kalibrierfaktor für eine bestimmte Wellenlänge mit der vom Spektrometer gemessenen Linienfläche ($\int I(\lambda)d\lambda$) und teilt das Ergebnis durch die Plasmalänge (aus Sondenmessungen: $l_{Plasma} = 14 \text{ cm}$), so folgt die Emissivität:

$$\epsilon = \frac{dn}{dt} \left[\frac{Ph}{m^3 s} \right] = \text{Linienfläche} \left[\frac{\text{counts}}{s} \text{ nm} \right] \times \text{Kalibrierfaktor} \left[\frac{Ph}{m^2 \text{ nm s} \frac{\text{counts}}{s}} \right] \times \frac{1}{\text{Plasmalänge[m]}}.$$

Zumischung der Diagnostikgase: Mit Hilfe der so erhaltenen Emissivitäten lassen sich unter Verwendung der entsprechenden Übergangswahrscheinlichkeiten die Besetzungsdichten von Wasserstoff, Deuterium und der Diagnostikgase Helium und Argon bestimmen. Als Diagnostikgas wurde eine Mischung von 5% Argon in 95% Helium verwendet. Die Mischung wurde so gewählt, dass die Auswertbarkeit der Emissivitäten der einzelnen Gase im gesamten Druckbereich möglich war. Um den Einfluss der Mischung auf die Besetzung des Wasserstoffatoms und -moleküls genauer untersuchen zu können wurde die Zumischung schrittweise von 10% bis 90% Prozent erhöht. Im Folgenden sollen kurz die Diagnostikmethoden für die OES von Helium und Argon vorgestellt und deren Gültigkeit gezeigt werden.

Das Diagnostikgas Helium

Ausgangspunkt für die Untersuchung stellt ein reines Heliumplasma dar. Im Folgenden wird durch einen Vergleich von gerechneten und gemessenen Besetzungsdichten im Boltzmannplot die Gültigkeit des Helium-Modells und den daraus folgenden Diagnostikmethoden gezeigt sowie die Auswirkung der Zumischung auf Wasserstoff untersucht.

Vergleich der Besetzungsdichten: Für eine Überprüfung der Rechnung wurden die Besetzungsdichten der elektronischen Zustände $n = 2$ und $n = 3$ sowohl in Absorption als auch in Emission untersucht. Dazu wurden die in Tabelle 4.1 gezeigten Heliumlinien ausgewertet.

Tabelle 4.1.: In Absorption und Emission gemessene Linien von Helium.

| Absorption | | Emission | | Emission | |
|------------|------------|----------|------------|----------|------------|
| Zustand | Linie [nm] | Zustand | Linie [nm] | Zustand | Linie [nm] |
| 2^1S | 501.57 | 3^1S | 728.14 | 3^3S | 706.52 |
| 2^3S | 388.86 | 3^1P | 501.57 | 3^3P | 388.86 |
| 2^1P | 667.82 | 3^1D | 667.82 | 3^3D | 587.56 |
| 2^3P | 587.56 | | | | |

Die Abbildung 4.13 zeigt die Auftragung der gemessenen Besetzungsdichten im Boltzmannplot. In dieser Darstellung werden die Besetzungen der angeregten Zustände durch

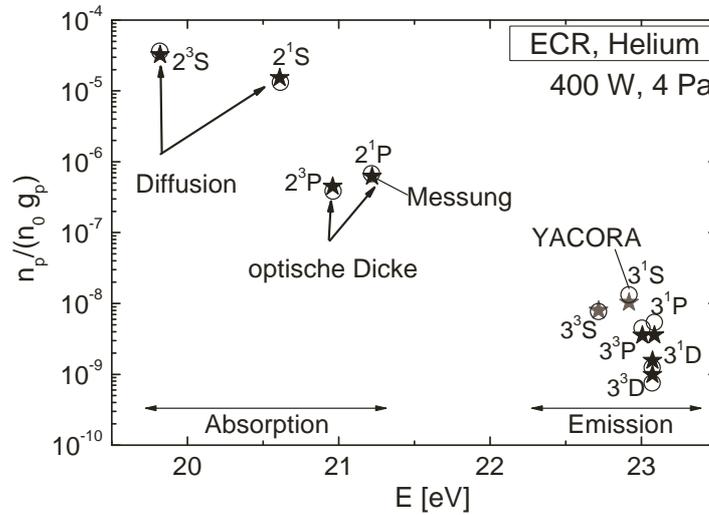


Abbildung 4.13.: Boltzmannplot für die in Absorption und Emission gemessenen elektronischen Zustände des Heliumatoms. Zum Vergleich wurden die mit dem SSM YACORA berechneten Besetzungsdichten für $\Lambda_{lam} = 1 \text{ cm}$, $l_{opt} = 12 \text{ cm}$, $T_{gas} = 600 \text{ K}$, $n_e = 1.8 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 3.9 \text{ eV}$, $p = 4 \text{ Pa}$ eingetragen.

ihr statistisches Gewicht und die Grundzustandsdichte geteilt und gegen ihren jeweiligen Energieeigenwert aufgetragen [Red04]. Deutlich zu sehen ist die um Größenordnungen höhere Besetzungsdichte der in Absorption gemessenen $n = 2$ Zustände gegenüber den in Emission gemessenen $n = 3$ Zuständen. Die Fehler der in Emission gemessenen Besetzungsdichten liegen bei etwa 15%, der in Absorption bestimmten Werte bei etwa 20%. Ebenfalls eingezeichnet sind die mit dem SSM YACORA gerechneten Besetzungsdichten, welche durch die gemessenen Werte bestätigt werden. In der Anpassung wurde dazu die Diffusionslänge ($\Lambda_{lam} = 1 \text{ cm}$), die Weglänge der Reabsorption ($l_{opt} = 12 \text{ cm}$), die Gastemperatur ($T_{gas} = 600 \text{ K}$), die Elektronendichte ($n_e = 1.8 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$), die Elektronentemperatur ($T_e = 3.9 \text{ eV}$) und der Druck ($p = 4 \text{ Pa}$) vorgegeben. Aus dem Druck und der Gastemperatur folgt nach dem idealen Gasgesetz (3.2) eine Grundzustandsdichte von $n_{He} = 4.8 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$. Da die verwendeten Parameter (n_e , T_e) gut mit den im Folgenden gezeigten Referenzmethoden übereinstimmen und die Besetzungsdichten durch die Rechnung wiedergegeben werden, folgt in Übereinstimmung mit weiteren Anpassungen an anderen Plasmen ([Lot00], [Ber02], [Wün04]) die Gültigkeit des Helium-Modells und der daraus folgenden Methoden.

Diagnostikmethoden: In Analogie zum Wasserstoffatom (Kapitel 4.1.1) wird aus der Absolutstrahlung die Elektronentemperatur und aus Linienverhältnissen die Elektronendichte bestimmt. Der linke Teil der Abbildung 4.14 zeigt die ohne Berücksichtigung der Reabsorption berechneten effektiven Emissionsratenkoeffizienten für den Übergang 3^1S-2^1P aus dem SSM ADAS, welche, wie in Abschnitt 3.1.4 gezeigt wurde, gut mit dem SSM YACORA übereinstimmen. Aufgrund des steilen Verlaufes lassen sich niedrige Temperaturen im Gegensatz zu höheren Temperaturen sehr genau bestimmen. Für niedrige Elektronendichten liegen die Ratenkoeffizienten eng zusammen, so dass unter

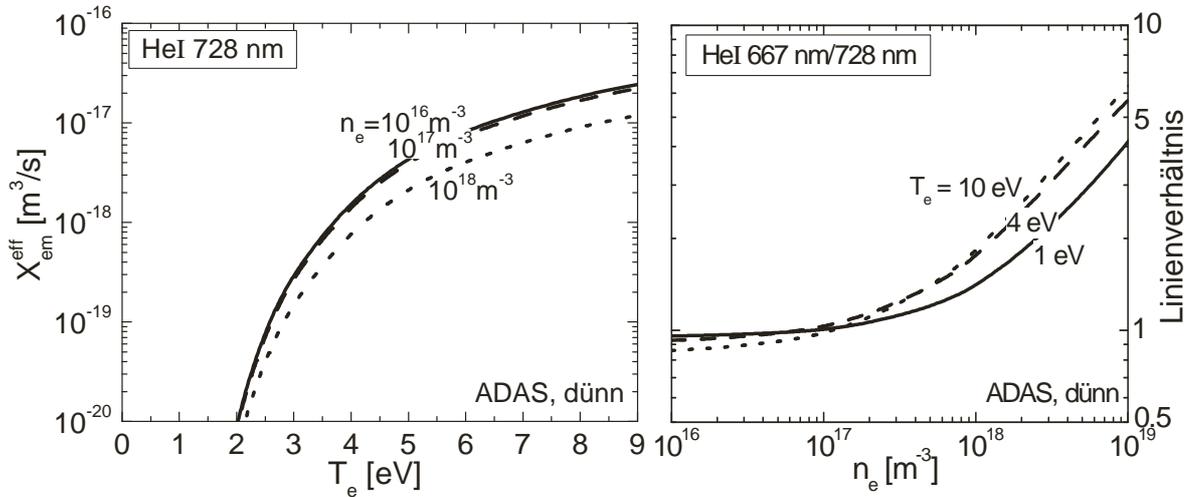


Abbildung 4.14.: *links*) Effektive Emissionsratenkoeffizienten für Helium ($\lambda = 728 \text{ nm}$) für verschiedene Elektronendichten. *rechts*) Helium-Linienverhältnis $667 \text{ nm}/728 \text{ nm}$ in Abhängigkeit der Elektronendichte für verschiedene Elektronentemperaturen.

Zuhilfenahme der Elektronendichte aus der Doppelsonde eine genaue Temperaturbestimmung mit Hilfe der Helium 728 nm Emissionslinie möglich ist.

Für die Bestimmung von Elektronendichten eignet sich das Singulett-Linienverhältnis ($667 \text{ nm}/728 \text{ nm}$) von Helium. Wie am Fusionsexperiment Large Helical Device mit Hilfe von interferometrischen Messungen gezeigt werden konnte, ändert sich dieses Verhältnis deutlich mit der Elektronendichte [Got03]. Für Elektronendichten ab $n_e > 10^{17} \text{ m}^{-3}$ ergab sich somit im Rahmen der Charakterisierung des ECR-Plasmas ebenfalls eine gute Übereinstimmung mit den Ionendichten aus der Doppelsonde [Die05]. Der rechte Teil der Abbildung 4.14 zeigt den Verlauf des Linienverhältnisses aus dem SSM ADAS über der Elektronendichte. Man erkennt dass sich das Verhältnis nur wenig mit der Elektronentemperatur variiert. Für niedrige Elektronendichten ($n_e < 10^{17} \text{ m}^{-3}$) führt das Linienverhältnis aufgrund des flachen Verlaufes zu einem großen Fehler und verhindert somit die Bestimmung der Elektronendichte. Für die Bestimmung des Referenzwertes der Elektronendichte werden deshalb die Doppelsonde und das Interferometer verwendet.

Einfluss der Zumischung: Schwerteilchenstöße und Anregungsübertragungen können bei der Zumischung von Helium zu Wasserstoff aufgrund der weit auseinanderliegenden elektronischen Energieeigenwerte der langsamen Schwerteilchen (Vergleich der Termschemata in Abschnitt 3.1.4) zu keinem nennenswerten Einfluss auf die Strahlung führen. Auch können weitere Stoß-Prozesse zwischen Helium und Wasserstoff nach [JLEP87] aufgrund der geringen Stoßquerschnitte und Ratenkoeffizienten für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Niedertemperaturplasmen ausgeschlossen werden. Wie in Kapitel 5 noch gezeigt wird, zeigt ein systematischer Vergleich der Besetzungsdichten von Wasserstoff und Helium somit keinen Einfluss auf die Besetzung.

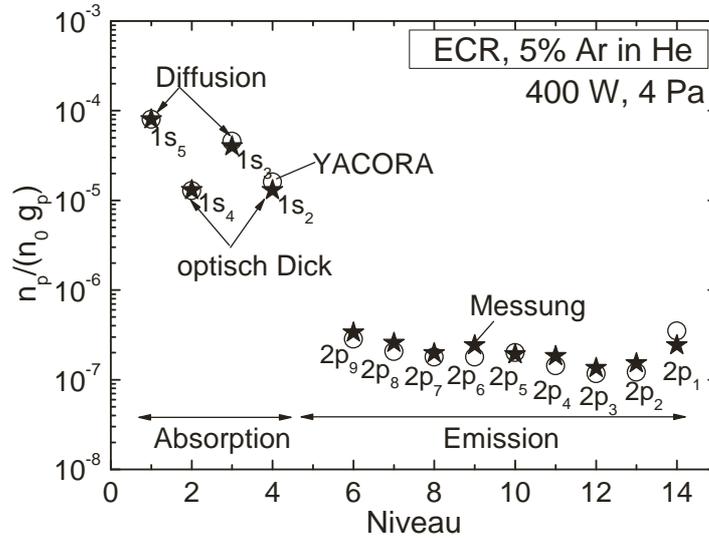


Abbildung 4.15.: Boltzmannplot für die in Absorption und Emission gemessenen elektronischen Zustände des Argonatoms. Zum Vergleich wurden die mit dem SSM YACORA berechneten Besetzungsdichten für $\Lambda_{lam} = 0.9 \text{ cm}$, $l_{opt} = 8 \text{ cm}$, $T_{gas} = 500 \text{ K}$, $n_e = 3.5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 3.3 \text{ eV}$, $p = 4 \text{ Pa}$ eingetragen.

Das Diagnostikgas Argon

Analog zum Helium wird im Folgenden die Besetzung aus dem neu erstellten SSM für Argon im Boltzmannplot überprüft sowie die entsprechenden Diagnostikmethoden vorgestellt und die Zumischung zu Wasserstoff untersucht.

Vergleich der Besetzungsdichten: Zur Überprüfung des im Rahmen der Arbeit entstandenen SSM für Argon (Kapitel 3.1.4) wurden wiederum die in Absorption und Emission gemessenen Besetzungsdichten mit Rechnungen verglichen. Analog zu Helium liegt der Fehler der in Emission und Absorption gemessenen Besetzungsdichten bei etwa 15% beziehungsweise 20%. Für die Bestimmung der Besetzungsdichten wurden die Tabelle 4.2 gezeigten Argonlinien ausgewertet.

Tabelle 4.2.: In Absorption und Emission gemessene Linien von Argon.

| Absorption | | Emission | | Emission | |
|------------|------------|----------|------------|-----------|------------|
| Zustand | Linie [nm] | Zustand | Linie [nm] | Zustand | Linie [nm] |
| $1s_2$ | 840.82 | $2p_1$ | 750.39 | $2p_6$ | 763.51 |
| $1s_3$ | 794.82 | $2p_2$ | 826.45 | $2p_7$ | 810.37 |
| $1s_4$ | 810.37 | $2p_3$ | 840.82 | $2p_8$ | 842.46 |
| $1s_5$ | 811.53 | $2p_4$ | 794.82 | $2p_9$ | 811.53 |
| | | $2p_5$ | 751.47 | $2p_{10}$ | 912.30 |

Die Abbildung 4.15 zeigt einen Vergleich der Besetzungsdichten für 5% Argon in Helium bei einer Leistung $P = 400$ W und $p = 4$ Pa. Da die $2p$ -Zustände, wie im Termschema zu sehen ist, sehr dicht beieinander liegen, wurde als Abszisse nicht der Energieeigenwert, sondern das Niveau selbst gewählt. Man erkennt, dass die Besetzungsdichten der metastabilen Zustände ($1s_3, 1s_5$) etwas über der Besetzungsdichten der resonanten Niveaus ($1s_2, 1s_4$) liegen, welche sich wiederum um circa zwei Größenordnungen über den in Emission gemessenen Zuständen befinden. Die Besetzung der $2p$ -Zustände erfolgt dabei je nach Auswahlregeln vornehmlich aus dem Grundzustand oder den $1s$ -Niveaus. Ein Vergleich der Stoßquerschnitte aus der Literatur [BZ99], [CBSL98], [BPG⁺99] zeigt dabei, in Übereinstimmung mit der Auswahlregel für den Gesamtdrehimpuls, dass die Zustände $2p_1$ und $2p_5$ im Wesentlichen aus dem Grundzustand, der Zustand $2p_9$ aus $1s_5$ und der Zustand $2p_4$ aus $1s_3$ angeregt werden.

Durch Variation der Diffusionslänge, der optischen Dicke, des Druck, der Elektronentemperatur, der Gastemperatur und der Elektronendichte lassen sich sowohl die in Absorption gemessenen $1s$ -Zustände als auch die in Emission gemessenen $2p$ -Zustände gut anpassen. Die aus der Anpassung folgenden Plasmaparameter (n_e, T_e) stimmen dabei gut mit den Werten aus Sondenmessungen (Langmuirsonde, Doppelsonde) und der Interferometrie überein. Sowohl der relative Verlauf als auch die Absolutwerte werden von dem Modell wiedergegeben. Bei der Zugabe von Wasserstoff lässt sich durch einen wiederholten Vergleich zwischen gerechneter und gemessener Besetzung somit nachweisen, ob spektroskopisch relevante Niveaus durch Stoß-Prozesse zwischen Argon und Wasserstoff gestört werden (siehe Kapitel 5.3.2).

Diagnostikmethoden: Die Elektronentemperatur lässt sich analog zu Helium und Wasserstoff aus der Absolutstrahlung einer Emissionslinie von Argon bestimmen. In Abbildung 4.16 wurde der effektive Emissionsratenkoeffizient aus YACORA für die Strahlung der 750 nm Emissionslinie mit dem Ratenkoeffizienten eines Koronamodells verglichen. Für die verwendeten Plasmaparameter ($n_e = 10^{17} \text{ m}^{-3}$, $p = 4$ Pa, $T_{gas} = 500$ K, $\Lambda = 1$ cm) zeigt sich kaum ein Unterschied, da der $2p_1$ Zustand vor allem aus dem Grundzustand besetzt wird und über die spontane Emission entvölkert wird. Die optische Dicke wurde in den Mischungen aufgrund des geringen Partialdrucks von Argon bei niedrigen Konzentrationen vernachlässigt und die Neutralteilchendichte bei bekannter Druck- und Gastemperatur aus dem idealen Gasgesetz (3.2) bestimmt.

Rechnungen zeigen, dass sich aus dem Modell für das Argonatom kein für die Elektronendichte empfindliches Linienverhältnis aus den $2p$ -Niveaus folgern lässt. Dies liegt daran, dass in der aktuellen Implementierung alle $2p$ -Zustände gleich empfindlich auf die Erhöhung der Elektronendichte reagieren. Um ein von der Elektronendichte abhängiges Linienverhältnis zu erhalten, müssen im Modell vermutlich noch höhere Zustände und entsprechende Kaskaden sowie für hohe Ionendichten (für die ECR-Wasserstoffplasmen-Plasmen gilt jedoch $n_e < 5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$), die Rekombination aus dem Ion berücksichtigt werden [BGV98]. Entsprechend wird von Boffard [BLJ04] ein Besetzungsverhältnis $5p_5/3p_1$ benutzt, was einem Linienverhältnis von 357.2 nm/425.9 nm entspricht, oder von Zhu [ZP07] ein Besetzungsverhältnis $(4p_5 + 4p_1)/3p_1$ verwendet,

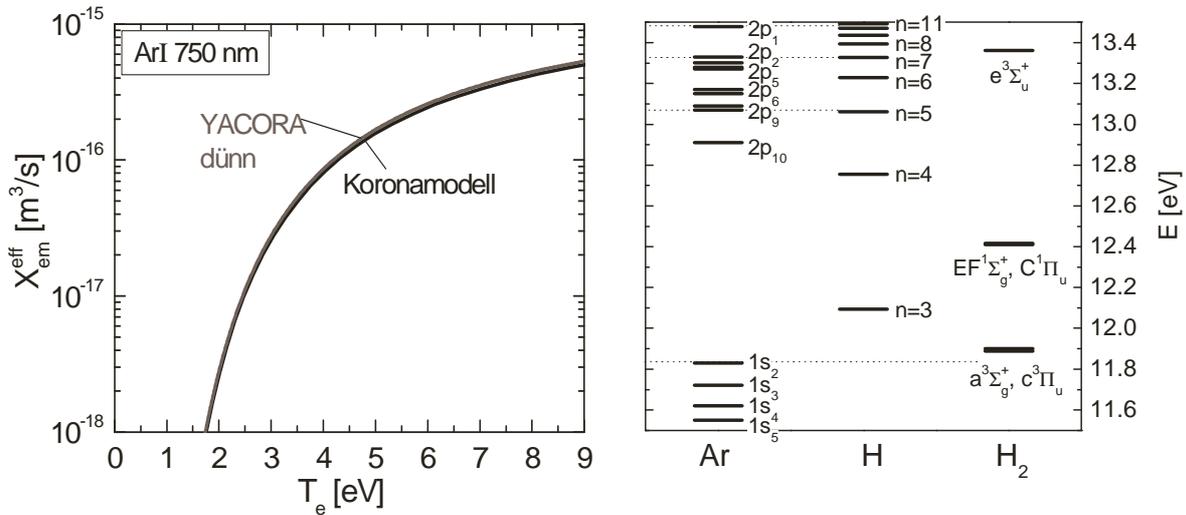
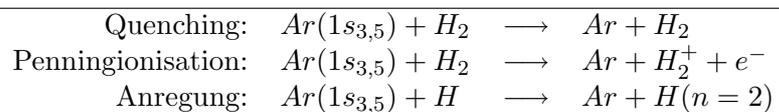


Abbildung 4.16.: *links*) Vergleich der effektiven Emissionsratenkoeffizienten für Argon ($\lambda = 750$ nm) aus einem Koronamodell und aus YACORA ($\Lambda_{lam} = 1$ cm, $T_{gas} = 500$ K, $n_e = 10^{17}$ m⁻³, $p = 4$ Pa). *rechts*) Vergleich der elektronischen Energieeigenwerte von Argon mit Wasserstoff.

welches aus einem Linienverhältnis (360.7 nm+365.0 nm)/425.9 nm folgt. Da das vorliegende Argon-Modell allerdings nur die ersten 14 spektroskopisch relevanten Zustände bilanziert, ist damit keine Bestimmung der Elektronendichte aus Linienverhältnissen möglich. Entsprechend wurde die Elektronendichte mit Hilfe der Doppelsonde (Kapitel 4.2.4) und der Interferometrie (Kapitel 4.2.5) bestimmt.

Einfluss der Zumischung: Bei der Zumischung von Argon zu Wasserstoff kann es aufgrund der eng aneinanderliegenden elektronischen Energieeigenwerte durch Schwerteilchenstöße zu Anregungsübertragungen zwischen Argon und Wasserstoff kommen. Der rechte Teil der Abbildung 4.16 zeigt einen Vergleich der Termschemata von Wasserstoff und Argon. Die Schwerteilchentemperatur von $T_{gas} = 550$ K hat dabei eine Unschärfe von $\Delta E \approx 0.05$ eV für die Energieeigenwerte zur Folge, wobei aufgrund der Maxwellverteilung für beide Stoßpartner auch höhere Abweichungen möglich sind. Bedingt durch diese Unschärfe kann es zu einem Austausch der Besetzungsdichten der Argon Niveaus ($1s_2, 2p_1, 2p_2, 2p_9$) mit den Zuständen des Wasserstoffatoms ($n = 5, 7, 10, 11$) und des Moleküls ($a^3\Sigma_g^+, c^3\Pi_u$) kommen. Um dies zu prüfen, wurden systematische Vergleiche (Kapitel 5.3.2) der berechneten und gemessenen Besetzungsdichten von Wasserstoff und Argon durchgeführt. Die metastabilen Zustände von Argon wurden dabei genauer untersucht, da es bei der Zugabe von Wasserstoff neben der Anregungsübertragung durch Schwerteilchenstöße zur Entvölkerung der $1s$ -Zustände kommen kann [BG00]:



Die metastabilen Zustände $1s_3$ und $1s_5$ von Argon können also sowohl durch Stöße mit dem Wasserstoffatom als auch mit dem Wasserstoffmolekül entvölkert werden.

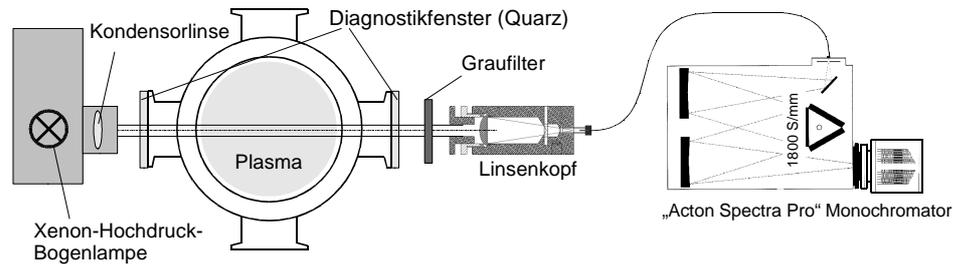


Abbildung 4.17.: Aufbau der optischen Systems für die Absorption. Der Aufbau der OES wurde um eine Xenon-Hochdruck-Bogenlampe und einen Graufilter erweitert.

Entsprechend wurden die Besetzungsdichten dieser Zustände mit Hilfe der Absorption genauer untersucht.

4.2.2. Absorption von Diagnostikgasen

Um die Besetzungsdichten von metastabilen oder resonanten Zuständen von Helium oder Argon bestimmen zu können, wurde die sichtstrahl-integrierende Methode der Weißlichtabsorption verwendet. Zusammen mit der OES erlaubt diese Methode, durch den Vergleich von gemessenen mit gerechneten Besetzungsdichten, eine Überprüfung der Modellierung. Im Folgenden werden der Aufbau, die Grundlagen und die Anwendung der Absorption genauer erklärt.

Aufbau des optischen Systems: Für die gleichzeitige Messung von Emissions- und Absorptionsspektren wurde der optische Aufbau um eine Xenon-Hochdruck-Bogenlampe mit einer Leistung von $P = 450 \text{ W}$ erweitert (Abbildung 4.17). Die Bogenlampe (XBO 450W/1) hat einen Kaltinnendruck von $p \approx 8 \text{ bar}$ und wird in einem Gehäuse über ein stromstabilisiertes Netzteil mit einem maximalen Strom von $I_{max} = 25 \text{ A}$ betrieben. Der Vorteil dieser Lampe liegt in der besonders hohen, gleichförmigen Intensität im gesamten verwendeten Wellenlängenbereich von $\lambda = 300 - 1000 \text{ nm}$. Die hohe Intensität führt dabei zu einer hohen Absorption der Strahlung im Plasma. Mit Hilfe der Kondensorlinse wird ein paralleler Strahl mit einem Durchmesser von $\varnothing \approx 4 \text{ cm}$ erzeugt und durch Diagnostikfenster in das Plasma eingestrahlt. Der Graufilter (Transmission $\approx 6\%$) auf der gegenüberliegenden Seite hat im Wesentlichen zwei Aufgaben. Zum Einen soll er den Lichtleiter vor Überhitzung schützen und zum Anderen eine längere Belichtungszeit erlauben. Die längere Belichtungszeit ermöglicht eine zeitlich bessere Mittelung über die minimal fluktuierende Bogenentladung. Es wurden jeweils über 50 Aufnahmen gemittelt. Das Detektionslimit des Aufbaus liegt bei ca. 0.3% Spitzen-Absorption.

Theoretische Grundlagen: Die gesamte von einem homogenen Plasma absorbierte Bestrahlungsstärke $I(\nu, l)$ bei der Frequenz ν ist abhängig von der in das Plasma

eingestrahlenen Bestrahlungsstärke $I(\nu, 0)$, dem Absorptionskoeffizienten $\kappa(\nu)$ und der Absorptionslänge l [Tho88]:

$$I(\nu, l) = I(\nu, 0)e^{-\kappa(\nu)l}. \quad (4.12)$$

Für Absorptionskoeffizienten $\kappa(\nu)$ gilt somit:

$$\kappa(\nu) = \frac{1}{l} \ln \left(\frac{I(\nu, 0)}{I(\nu, l)} \right). \quad (4.13)$$

Der Zusammenhang zwischen der Besetzungsdichte n_q und dem Absorptionskoeffizienten $\kappa(\nu)$ folgt aus der Ladenburg-Beziehung [MO98]:

$$\int_{\text{linie}} \kappa(\nu) d\nu = n_q A_{pq} \frac{g_p}{g_q} \frac{c^2}{8\pi\nu^2}. \quad (4.14)$$

A_{pq} ist die Übergangswahrscheinlichkeit, g_p , und g_q die statistischen Gewichte vom oberen Zustand p und unterem Zustand q , ν die Frequenz und c die Lichtgeschwindigkeit. Nach Einsetzen des Absorptionskoeffizienten aus Gleichung (4.13) folgt daraus die Besetzungsdichte in Abhängigkeit der gegebenen Größen:

$$n_q = \frac{1}{f_k} \frac{8\pi c}{\lambda_0^4} \frac{g_q}{g_p} \frac{1}{A_{pq} l} \int_{\text{linie}} \ln \left(\frac{I(\lambda, l)}{I(\lambda, 0)} \right) d\lambda. \quad (4.15)$$

Der Korrekturfaktor f_k berücksichtigt die Profil-Abhängigkeit der Dämpfung der entsprechenden Emissionslinie und folgt aus dem Flächenverhältnis von gedämpftem zu ungedämpftem Fall [Bri08]:

$$f_k = \frac{\int_{\text{linie}} \ln[I_{abs}^{\text{gedämpft}}(\lambda', l)] d\lambda'}{\int_{\text{linie}} \ln[I_{abs}^{\text{ungedämpft}}(\lambda', l)] d\lambda'}. \quad (4.16)$$

Da das Linienintegral des gedämpften Falls aufgrund der Selbstabsorption der Emissionslinie kleiner ist als im ungedämpften Fall, ist dieser Korrekturfaktor kleiner als eins, so dass man ohne diese Korrektur eine untere Abschätzung für die Besetzungsdichte erhält. Die maximale Korrektur im Rahmen der Arbeit lag in Abhängigkeit des Apparatprofils ($\Delta\lambda \approx 17$ pm) und des Dopplerprofils ($\Delta\lambda \approx 2$ pm) für die Argon 811.53 nm Absorptionslinie bei $f_k = 0.5$.

Messung am ECR-Plasma: Für die Absorptionsmessung wurden bei der gleichen Monochromatorstellung drei verschiedene Aufnahmen hintereinander durchgeführt. Zuerst wurde die Intensität des Plasmaleuchtens zusammen mit der Lampenstrahlung $I_{PL}(\lambda)$ aufgenommen, anschließend wurde die Lampe verdeckt und nur das Plasmaleuchten $I_P(\lambda)$ aufgenommen und schließlich wurde das Plasma ausgeschaltet und die reine Lampenstrahlung $I_L(\lambda)$ detektiert. Die normierte absorbierte Intensität $I_{abs}(\lambda)$

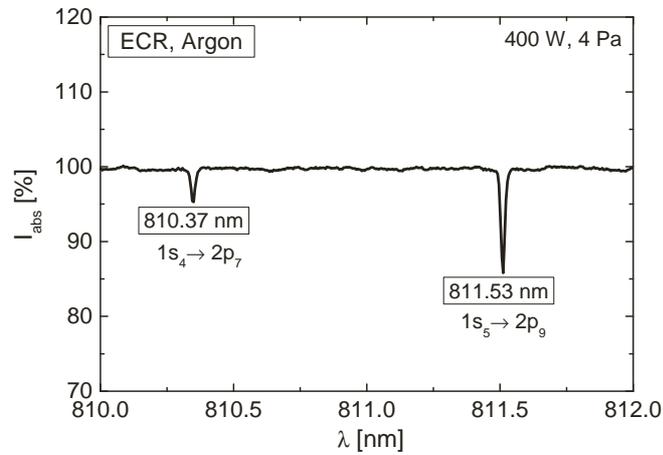


Abbildung 4.18.: Absorptionsspektrum eines ECR-Argonplasmas bei einer Leistung von $P = 400 \text{ W}$ und einem Druck von $p = 4 \text{ Pa}$.

ergibt sich aus den einzelnen Intensitäten und entspricht dem Verhältnis aus der spektralen Bestrahlungsstärke $I(\lambda, 0)$ vor dem Durchgang durch das Plasma und nach dem Durchgang $I(\lambda, l)$:

$$I_{abs}(\lambda) = \frac{I_{PL}(\lambda) - I_P(\lambda)}{I_L(\lambda)} = \frac{I(\lambda, l)}{I(\lambda, 0)}. \quad (4.17)$$

Abbildung 4.18 zeigt die absorbierte Intensität für ein Argonplasma bei einer Leistung von $P = 400 \text{ W}$ und einem Druck von $p = 4 \text{ Pa}$. Man erkennt das im Vergleich zu $\lambda = 810.37 \text{ nm}$ wesentlich stärkere Absorptionssignal bei $\lambda = 811.53 \text{ nm}$. Dieses folgt aus einer größeren Besetzungsdichte des $1s_5$ -Niveaus und einer höheren Übergangswahrscheinlichkeit für den entsprechenden Übergang. Zusätzlich haben die unterschiedlichen statistischen Gewichte Einfluss auf die Stärke der Absorption. Für das gezeigte Absorptionsspektrum ergibt sich für das $1s_5$ -Niveau eine Besetzungsdichte von $n_{1s_5} = 1.1 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$, welche damit zwei Größenordnungen unter n_e liegt.

4.2.3. Massenspektrometer

Da es im vorliegenden Vakuumsystem zu Entmischungen kommen kann, wurden für die Bestimmung der einzelnen Teilchendichten Restgasanalysen durchgeführt. Im Weiteren wird auf die Ursachen der Entmischung und den Aufbau des verwendeten Massenspektrometers näher eingegangen, ein Massenspektrum gezeigt und die Kalibrierung erklärt.

Ursachen für die Entmischung sind zum Einen das unterschiedliche Saugvermögen der verwendeten Vakuumpumpen für die einzelnen Gase und zum Anderen die Strömungsleitwerte des Vakuumsystems selbst. Beispielsweise werden durch Turbomolekularpumpen Helium und Argon besser abgepumpt als Wasserstoff. Während bei niedrigen Drücken ($p = 0.5 \text{ Pa}$) in den Vakuumeleitungen ($\varnothing = 4 \text{ cm}$) eine Molekularströmung mit einer Knudsen-Zahl $K_n > 0.5$ existiert, liegt bei höheren Drücken

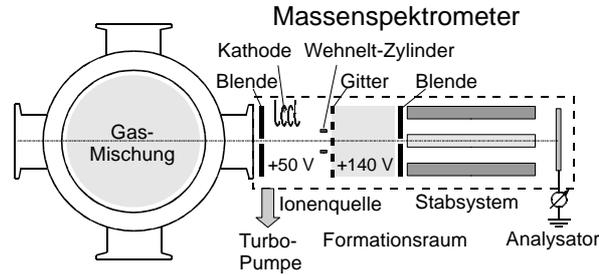


Abbildung 4.19.: Schematischer Aufbau für die Restgasanalyse mit einem Quadrupol-Massenspektrometers.

($p = 20 \text{ Pa}$) die Strömung im Übergangsbereich $K_n \approx 0.02$ zwischen molekularer und laminarer Strömung vor. Der Strömungsleitwert L_S durch eine Blende ist bei molekularer Strömung von der Gastemperatur und Masse der Teilchen abhängig [JW06]:

$$L_S \propto \sqrt{\frac{T_{gas}}{M}}. \quad (4.18)$$

Dadurch ist insbesondere bei Änderungen von Ventil-Einstellungen eine Anreicherung von schweren Gasen wie Argon möglich.

Aufbau des Massenspektrometers: Um die genaue Gasmischung festzustellen, wurden mit Hilfe eines Partial- und Totaldruck-Messgerätes (Balzers QMG064) Restgasanalysen im Vakuumfall (ohne Plasma) durchgeführt. Das Quadrupol-Massenspektrometer erlaubt eine Partialdruckmessung von Masse 2 bis Masse 64 und wurde über einen Diagnostikflansch mit dem Plasmagefäß verbunden. Die zu untersuchende Gasmischung wird über eine weitere Pumpstufe ($p_{QMG} \leq 10^{-5} \text{ mbar}$) durch eine Blende ($\varnothing = 2 \text{ mm}$) in die axial-symmetrische Ionenquelle gebracht (Abbildung 4.19). Die für die Ionisation notwendigen Elektronen werden durch eine mit Thoriumoxyd beschichtete Iridium-Kathode ($U = +50 \text{ V}$) erzeugt, in einem Wehnelt-Zylinder gebündelt und durch ein Gitter in den Formationsraum ($U = +140 \text{ V}$) beschleunigt. Dort erzeugte Ionen werden durch eine geerdete Einschussblende beschleunigt und in den Quadrupolmassenfilter fokussiert. Der Massenfilter besteht aus vier parallelen, hochpräzise geschliffenen Stabelektroden in quadratischer Anordnung, wobei jeweils zwei gegenüberliegende Stäbe leitend miteinander verbunden sind. Zwischen den Stabpaaren wird eine Spannung $U_S = U_1 + U_2 \cdot \cos(\omega t)$ angelegt. Dadurch werden die Ionen zu oszillierenden Flugbahnen angeregt, die nur für bestimmte Ionen bei einem genau vorgegebenen Verhältnis von Frequenz ω und Spannung U_1/U_2 stabil sind. Damit erreichen diese Ionen den Detektor, während die anderen Ionen so stark oszillieren, dass sie auf die Stabelektroden treffen. Die Massenzahl der Ionen, die am Ausgang des Stabsystems nachgewiesen werden kann, ist somit bei konstanter Frequenz ω und Gleichspannung U_1 proportional zur HF-Amplitude U_2 . Als Analysator dient ein Faraday-Detektor, welcher den Strom misst, der für die Neutralisation der auf die Innenwand treffenden Ionen notwendig ist.

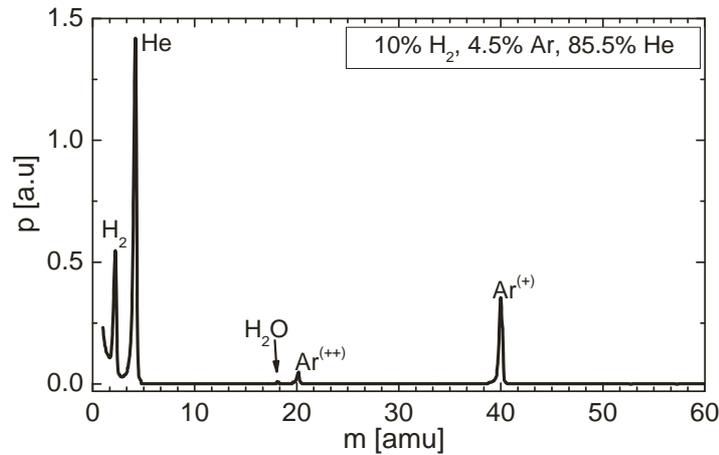


Abbildung 4.20.: Massenspektrum für eine Mischung von 10% H_2 in 4.5% Ar und 85.5% He bei einem Druck von $p = 4 \text{ Pa}$ in der Anlage ($p_{QMG} \approx 10^{-5} \text{ mbar}$).

Massenspektrum einer Restgasanalyse: Trägt man den Partialdruck p in Abhängigkeit der Masse auf, so erhält man ein Massenspektrum. Die Abbildung 4.20 zeigt ein Massenspektrum für eine Mischung von 10% H_2 in 4.5% Ar und 85.5% He . Da die Empfindlichkeit der Messung analog zum optischen Spektrometer für die einzelnen Massen unterschiedlich groß ist, entspricht das Verhältnis des Partialdrucks der einzelnen Gase nicht dem Mischungsverhältnis. Um die Entmischung von Gasen bestimmen zu können, ist deshalb eine Kalibrierung des Systems für die verwendeten Massen notwendig. Ferner können für ein einzelnes Gas Mehrfachionisation und Dissoziation in der Ionenquelle sowie Isotopeneffekte zu einer Fragmentierung und dadurch zu mehreren Peaks im Massenspektrum führen. So kommt es beispielsweise im gezeigten Massenspektrum bei Argon aufgrund der niedrigen Ionisationsenergie zu einer Zweifach-Ionisation mit einem weiteren Peak bei halber Masse ($m = 20 \text{ amu}$).

Kalibrierung des Massenspektrometers: Für die Kalibrierung müssen bei gleichem Partialdruck und gleichem Gaszufluss in Einzelmessungen die Ströme I_x^{mes} am Faraday-Detektor gemessen und die Kalibrierfaktoren k_x der einzelnen Massen bestimmt werden. Aus einer abschließenden Gesamtmessung folgt dann die Entmischung [Sta04]. Der kalibrierte Strom I_x^{kal} folgt aus:

$$I_x^{kal} = k_x \cdot I_x^{mes}. \quad (4.19)$$

Für den Anteil A_x des x-ten Gases von n Gasen gilt:

$$A_x = \frac{I_x^{kal}}{\sum_{x=1}^n I_x^{kal}}. \quad (4.20)$$

Werden die Anteile von zwei verschiedenen Gasen ins Verhältnis gesetzt, so erhält man:

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{I_1^{kal}}{I_2^{kal}} = \frac{k_1}{k_2} \cdot \frac{I_1^{mes}}{I_2^{mes}}. \quad (4.21)$$

Da dies sowohl bei der Gesamtmessung (Index g) als auch bei den Einzelmessungen (Index e) gilt, lassen sich die Kalibrierfaktoren aus den Gleichungen ersetzen. Mit den bekannten Anteilen der Partialdrücke aus den Einzelmessungen A_{1e} , A_{2e} , A_{3e} folgt:

$$\frac{A_{1g}}{A_{2g}} = \frac{A_{1e}}{A_{2e}} \cdot \frac{I_{2e}^{mes}}{I_{1e}^{mes}} \cdot \frac{I_{1g}^{mes}}{I_{2g}^{mes}} := c_{12}; \quad \frac{A_{2g}}{A_{3g}} = \frac{A_{2e}}{A_{3e}} \cdot \frac{I_{3e}^{mes}}{I_{2e}^{mes}} \cdot \frac{I_{2g}^{mes}}{I_{3g}^{mes}} := c_{23}. \quad (4.22)$$

Aus der Bedingung, dass die Summe aller Anteile eins ergibt, erhält man für

$$\text{zwei Gase: } A_{1g} = \frac{1}{1 + \frac{1}{c_{12}}}; \quad A_{2g} = 1 - A_{1g}; \quad (4.23)$$

$$\text{drei Gase: } A_{1g} = \frac{c_{12}}{1 + c_{12} + \frac{1}{c_{23}}}; \quad A_{2g} = \frac{1}{1 + c_{12} + \frac{1}{c_{23}}}; \quad A_{3g} = \frac{1}{c_{23}(1 + c_{12})}. \quad (4.24)$$

Durch einen Vergleich der somit bestimmten Anteile mit den Sollwerten ergibt sich die gesuchte Entmischung.

4.2.4. Elektrische Sonden

Mit Sonden lassen sich eine Reihe von Plasmaparametern wie die Elektronenenergieverteilung EEVF, die Elektronentemperatur T_e , die Elektronendichte n_e , die Ionendichte n_i , das Plasmapotential U_{pl} und das Floatingpotential U_{fl} bestimmen. Durch Variation der Sondenposition im Plasma erhält man zusätzlich die Plasmaparameterprofile, welche für die Mittelwertbildung und den anschließenden Vergleich mit den sichtstrahlintegrierenden Methoden der OES notwendig sind. Im Folgenden werden die Sonden-techniken der verwendeten Langmuirsonde sowie der neu aufgebauten Doppelsonde und Boyd-Twiddy-Methode erklärt.

Langmuirsonde

Die Langmuirsonde erlaubt die Bestimmung verschiedener lokaler Plasmaparameter (EEVF, T_e , n_e , U_{pl} , U_{fl}) aus nur einer einzigen Strom-Spannungs-Kennlinie [Lan24], [MSL26]. Nach der Beschreibung des Aufbaus werden die einzelnen Bereiche einer Sonden-Kennlinie bezüglich der daraus folgenden Plasmaparameter genauer untersucht sowie der Einfluss der Geometrie der Sondenspitze und des Magnetfeldes auf die Kennlinie geklärt.

Aufbau der Langmuirsonde: Bei den Messungen am ECR-Plasma wurde die automatische Langmuir-Sonde vom Typ APS3 ([ACK95], [Kas95]) verwendet. Abbildung 4.21 zeigt den Aufbau der Sonde. Zwischen einer zylindrischen Wolfram-Elektrode ($r_s = 50 \mu\text{m}$, $l_s = 5 \text{mm}$) und dem geerdeten Plasmagefäß wird eine Spannungsrampe mit einer maximalen Amplitude von $U = \pm 80 \text{V}$ angelegt und der durch das Plasma fließende Strom gemessen. Standardmäßig wird bei der Bestimmung der Kennlinie über

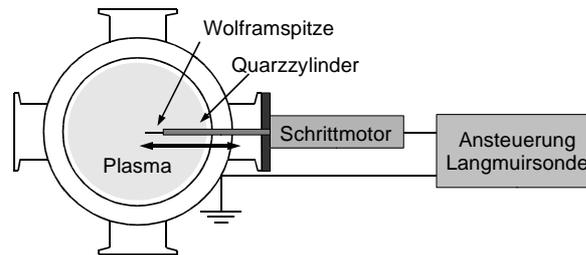


Abbildung 4.21.: Aufbau der axial verfahrbaren Langmuirsonde.

circa 100 Messungen gemittelt. Um den Einfluss der Sonde auf das Plasma zu minimieren, befindet sich die Wolfram-Elektrode am Ende eines dünnen Quarz-Röhrchens. Für Profilmessungen lässt sich die Sondenspitze mit Hilfe eines Schrittmotors über eine Länge von $\Delta l = 150$ mm verschieben. Aufgrund der weitaus größeren Mikrowellenfrequenzen ist bei der Messung der Strom-Spannungs-Kennlinie in den ECR-Plasmen keine HF-Kompensation der Sonde notwendig. Nach der Analog/Digital-Wandlung wurde zur weiteren Separation von Störsignalen in der verwendeten Auswertungssoftware eine Fourieranalyse integriert, welche zusammen mit einem Blackman-Filter einen Tiefpass mit variabel einstellbarer Grenzfrequenz darstellt. Dies ermöglicht eine entsprechende Glättung des Stromsignals, so dass nach zweifacher Ableitung des Stromsignals, je nach untersuchtem Plasma, eine Dynamik von bis zu drei Dekaden in der EEVF erreicht werden kann.

Kennlinie einer Langmuirsonde: Für die Auswertung der aus der Spannungsrampe folgenden Sonden-Kennlinie wurde die Orbital-Motion-Limited (OML)-Theorie verwendet. Hierbei wird angenommen, dass die geladenen Teilchen eine stoßfreie, orbitale Bewegung innerhalb einer ausgedehnten Raumladungszone um den Sondendraht beschreiben. Der Gültigkeitsbereich ist nach [KZ74] mit $r_s/\lambda_d < 3$ für die untersuchten Plasmen erfüllt. Die Abbildung 4.22 zeigt in Abhängigkeit des Abstandes vom Zentrum des Plasmas verschiedene I/U-Kennlinien. Die Ströme nehmen dabei vom Plasmarand zum Zentrum hin zu.

Der Ionensättigungsstrom: Dieser Bereich der Kennlinie (In Abbildung 4.22: $U \lesssim -10$ V) ergibt sich aus einem negativen Potential der Sondenspitze, so dass in Niedertemperaturplasmen im Wesentlichen nur positiv geladene Ionen mit Schallgeschwindigkeit auf die Spitze treffen [Hut02]. Für den Ionensättigungsstrom einer planaren Sonde mit der Fläche A_s folgt in einem einfach ionisierten Plasma [SS70]:

$$I_i^{sat} = A_s \Gamma_i = A_s n_i e \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}}. \quad (4.25)$$

Die Ionenmasse m_i in den Mischungen kann dabei mit Hilfe eines Dissoziationsmodells bestimmt werden (siehe Doppelsonde). Bei nicht planaren Sonden kommt es, je nach Stärke des angelegten Potentials U_s und der fließenden Stromdichte j_s , zu

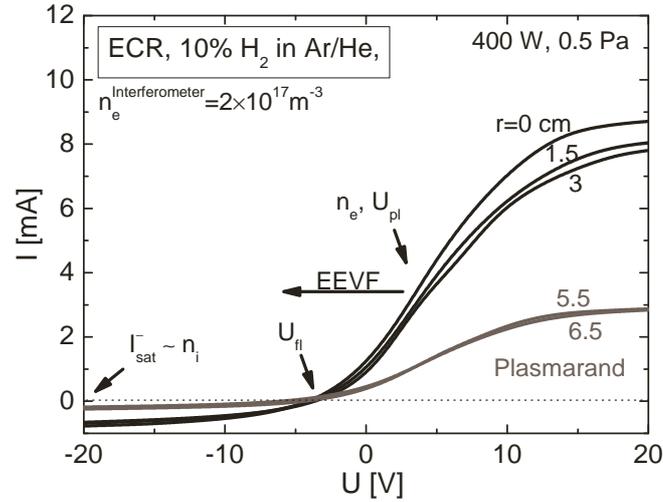


Abbildung 4.22.: Verschiedene Kennlinien für ein Wasserstoffplasma bei Variation des radialen Abstands zur Plasmamitte.

einer Ausweitung der Randschicht der Dicke d_{child} gemäß dem Child-Langmuirschen-Raumladungsgesetz [Che03]:

$$d_{child} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{j_s}} \left(\frac{2eU_s^3}{m_i} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (4.26)$$

Damit ändert sich für zylindrische Sonden die effektive Sondenfläche zu $A_s^{eff} \approx 2(r_s + d_{child})\pi l_s$. Um die Ionendichte zu erhalten, muss diese entsprechend bestimmt oder der Sondenstrom wie bei der zylindrischen Doppelsonde auf eine planare Sonde extrapoliert werden.

Der Elektronenanlaufstrom: In diesem Bereich der Kennlinie (In Abbildung 4.22: $-10V \lesssim U \lesssim +10V$) nimmt der Ionenstrom ab und der Elektronenstrom zu. Aus dem Elektronenanlaufstrom folgen U_{fl} , U_{pl} , n_e , EEVF und T_e . Ist der Strom der Elektronen auf die Sonde gleich dem Strom der Ionen, so folgt aus der Flussgleichheit das Floatingpotential U_{fl} . Das Plasmapotential U_{pl} einer zylindrischen Sonde ist über den Wendepunkt, also dem Nullpunkt der zweifachen Ableitung definiert. Hier besitzt die Sonde genau das gleiche Potential wie das über die ambipolare Diffusion bestimmte Plasma. Da beim Plasmapotential die Elektronen folglich kein Gegenfeld mehr sehen, können alle Elektronen die Sondenspitze erreichen. Die Differenz zwischen dem Plasma- und dem Floatingpotential ist dabei direkt proportional zur Elektronentemperatur [LL94]:

$$U_{pl} - U_{fl} \approx \frac{k_B T_e}{e} \cdot \ln \left(\sqrt{\frac{m_i}{2\pi m_e}} \right). \quad (4.27)$$

Vom Plasmapotential zu niedrigen Energien hin folgt die EEVF aus der zweiten Ableitung der I/U-Kennlinie [Dru30]:

$$EEVF(E) = \sqrt{E} f(E) = \frac{2}{A_s e} \sqrt{\frac{2m_e E}{e}} \frac{d^2 I_s}{dU_s^2}. \quad (4.28)$$

Um einen Vergleich der gemessenen Verteilungen mit Maxwellverteilungen nach (3.11) durchführen zu können, ist eine logarithmische Auftragung der von der Potentialdifferenz $E = U_{pl} - U_s$ abhängigen EEVF $f(E)$ am besten geeignet. In dieser Darstellung folgt die Elektronentemperatur direkt aus der Steigung:

$$T_e = -\frac{1}{k_B \cdot \frac{d(\ln(f(E)))}{dE}}. \quad (4.29)$$

Liegt keine Maxwellverteilung vor, so gilt für die gemessene Verteilung eine mittlere Elektronenenergie, welche durch eine effektive Elektronentemperatur T_e^{eff} charakterisiert werden kann [FK04]:

$$\langle E \rangle = \frac{\int E f(E) dE}{\int f(E) dE} = \frac{3}{2} k_B T_e^{eff}. \quad (4.30)$$

Aus dem Strom am Plasmapotential erhält man die Elektronendichte. Da das Potential der Sonde dabei genauso groß ist wie das Plasmapotential, ist die effektive Sondenfläche gleich der geometrischen Sondenfläche. Für eine zylindrische Sonde mit $A_s = 2r_s \pi l_s$ folgt somit:

$$n_e \approx \frac{I(U_{pl})}{e r_s l_s} \sqrt{\frac{m_e}{2\pi k_B T_e}}. \quad (4.31)$$

Der Elektronensättigungsstrom: Ist die SONDENSpannung größer als das Plasmapotential (In Abbildung 4.22: $+10V \lesssim U$), so lässt sich eine weitere Stromerhöhung des Elektronenstroms nur durch eine Vergrößerung der Raumladungszone erreichen. Während bei zylindrischen und kugelförmigen Sonden durch die Zunahme der Schichtdicke nach Gleichung (4.26) eine Vergrößerung der effektiven Sondenfläche folgt, ist bei planaren Sonden nur eine Verschiebung der Randschicht möglich. Bei bekannter Sondenfläche folgt der Elektronensättigungsstrom aus der mittleren Geschwindigkeit der Elektronen [Rot01]:

$$I_e^{sat} = \frac{1}{4} A_{eff} n_e e \bar{v}_e. \quad (4.32)$$

Die mittlere Geschwindigkeit folgt wiederum aus der Energieverteilung. Für eine Maxwellverteilung gilt:

$$\bar{v}_e = \int_{v=0}^{\infty} v_e f_e(v) dv = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}}. \quad (4.33)$$

Unter Berücksichtigung der Sondengeometrie muss bei der richtungsabhängigen Integration der Verteilungsfunktion nur der halbe Raumwinkel berücksichtigt werden. Damit ist der Fluss auf die Sonde um Faktor 1/4 reduziert.

Die Geometrie der Sondenspitze: Die Geometrie der Sondenspitze kann erheblichen Einfluss auf die Sättigungsströme der Ionen und Elektronen haben. Die Abbildung 4.23 zeigt einen Vergleich von berechneten Kennlinien bei unterschiedlichen Sondenspitzen.

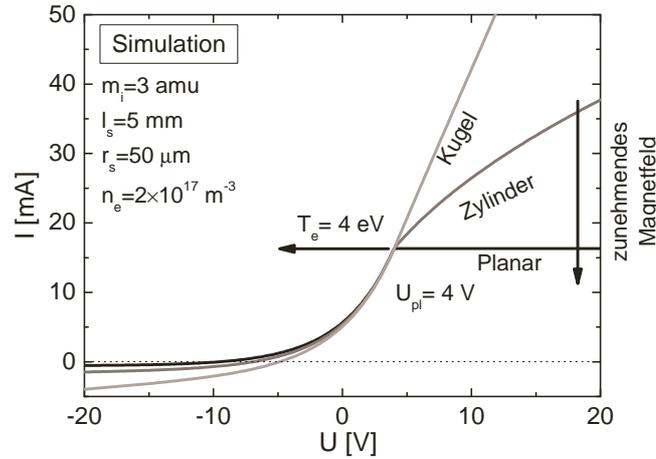


Abbildung 4.23.: In Abhängigkeit von der Sonden­geometrie berechnete Kennlinien.

In der Beschreibung der Kennlinie wurde eine Elektronendichte von $n_e = 1.5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, eine Elektronentemperatur von $T_e = 4 \text{ eV}$ und ein Plasmapotential von $U_{pl} = 4 \text{ V}$ verwendet. Die Berechnung für eine allgemeine Sonden­kennlinie folgt für ein einfach­ionisiertes Gas unter Berücksichtigung der Geometrie der Randschicht aus der Addition des Elektronenstroms mit dem Ionenstrom [Bar07], [Che65]:

$$I(U_s) = A_s n_e e \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}} e^{\frac{e(U_s - U_{pl})}{k_B T_e}} - A_s n_i e \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \left(1 - \frac{e(U_s - U_{pl})}{k_B T_e}\right)^\beta, \quad U_s \leq U_{pl}, \quad (4.34)$$

$$I(U_s) = A_s n_e e \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}} \left(1 + \frac{e(U_s - U_{pl})}{k_B T_e}\right)^\beta - A_s n_i e \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} e^{-\frac{e(U_s - U_{pl})}{k_B T_e}}, \quad U_s > U_{pl}. \quad (4.35)$$

Der Term mit Parameter β berücksichtigt dabei die Ausdehnung der Randschicht in Abhängigkeit der Geometrie (Kugel: $\beta = 1$, Zylinder: $\beta = 1/2$, Planar: $\beta = 0$).

Einfluss des Magnetfeldes: Ein zunehmendes Magnetfeld bewirkt nach Gleichung (3.27) eine Verkleinerung des Lamorradius. Da der Lamorradius der Elektronen, aufgrund der geringen Masse im Bereich des Sondendurchmessers liegt, kommt es für die Elektronen zu einer Eigenabschattung der Sondenspitze. Das heißt, dass sich die effektive Sonden­fläche für die Elektronen nicht mehr aus der Zylinder­oberfläche eines Drahtes ergibt, sondern aus dem Querschnitt. Für das Flächen­verhältnis folgt [Klo00]:

$$\frac{A_{s, \text{ohne } B}}{A_{s, \text{mit } B}} = \frac{A_{\text{Mantel}} + A_{\text{Grund}}}{A_{\text{Querschnitt}}} = \frac{2\pi r_s l_s + r_s^2 \pi}{2r_s l_s} = \pi \cdot \left(1 + \frac{r_s}{2l_s}\right) \approx \pi. \quad (4.36)$$

Die Elektronensättigungsströme werden damit um den Faktor π reduziert. Unter Berücksichtigung des Geometriefaktors β , welcher Werte zwischen einer planaren und zylindrischen Sonde annehmen kann, ist so eine genaue Beschreibung der gemessenen Sonden­kennlinien möglich. Vergleicht man beispielsweise die Simulation für die Zylinder­sonde aus Abbildung 4.23 mit der Messung in Abbildung 4.22, so liegt, wie erwartet, der gemessene Elektronenstrom um Faktor drei bis vier unterhalb des berechneten Wertes. Da für die Ionen der Gyroradius wesentlich größer ist als der Sondendurchmesser,

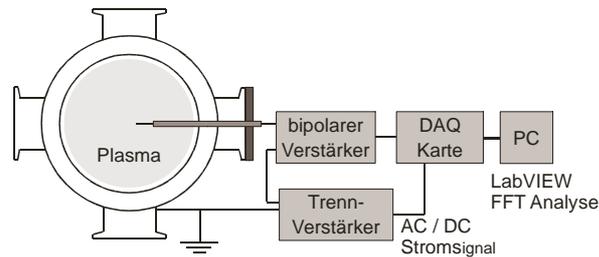


Abbildung 4.24.: Schematische Darstellung des Messaufbaus für die Boyd-Twiddy-Methode.

ist der Ionenstrom weitaus weniger durch das Magnetfeld beeinflusst. Um eine einfache und sichere Bestimmung der Elektronendichte zu ermöglichen, wird deshalb bei den Profilmessungen in Abschnitt 5 der relative Verlauf der Elektronendichte aus der Langmuirsonde auf den Wert aus der Doppelsonde kalibriert.

Die Boyd-Twiddy-Methode

Der Einsatz der Boyd-Twiddy-Methode erlaubt eine direkte Messung der EEVF und wurde deshalb speziell zur deren Untersuchung neu aufgebaut. Durch die direkte Messung werden die Fehler aus der zweifachen numerischen Ableitung der Strom/Spannungs-Kennlinie einer Langmuirsonde umgangen. Im Folgenden werden der Aufbau, die theoretischen Grundlagen und eine Messung am ECR-Plasma gezeigt.

Aufbau: Während der mechanische Aufbau der Boyd-Twiddy-Methode der gleiche ist wie der einer Langmuirsonde, unterschieden sich die Techniken im Wesentlichen bezüglich der Signalerzeugung und -auswertung sowie der dazu notwendigen Elektronik (Abbildung 4.24). Mit Hilfe eines LabVIEW-Programms wird ein rechteckmoduliertes ($p = 300 \text{ Hz}$) Sinus-Signal ($\omega = 2000 \text{ Hz}$) mit einer maximalen Amplitude von $U_{AC}^{max} = \pm 0.1 \text{ V}$ erzeugt und auf eine DC -Spannungsrampe ($U_{DC}^{max} = \pm 9 \text{ V}$) aufaddiert. Das so modifizierte Langmuirsondensignal wird über eine Datenerfassungskarte an den Verstärkereingang eines bipolaren Vierquadranten-Verstärkers ($U_{max} = 100 \text{ V}$, $I_{max} = 1 \text{ A}$, $f_{max} = 20 \text{ kHz}$) angelegt und um Faktor 10 verstärkt.

Zur besseren Anschaulichkeit wurde das verstärkte Signal in der Abbildung 4.25 dargestellt. Deutlich erkennt man die stufenweise Erhöhung der DC -Spannung und das sich in der einhüllenden Rechteck-Frequenz befindliche Trägersignal. Dieses Signal wird zwischen Wand und Sondendraht angelegt. Der über das Plasma fließende DC - und AC -Strom wird über einen Trennverstärker zurück an die Datenerfassungskarte geschickt. Der Trennverstärker wurde im Rahmen einer Zusammenarbeit von der UKAEA/ EURATOM Fusion Association, Großbritannien¹ zur Verfügung gestellt. Um eine möglichst geringe Störung der Messung zu erhalten, werden die einzelnen Leitun-

¹Kontakt: B. Crowley, UKAEA/EURATOM Fusion Association, Culham Science Centre, Abingdon, Oxon OX14 3DB, Großbritannien

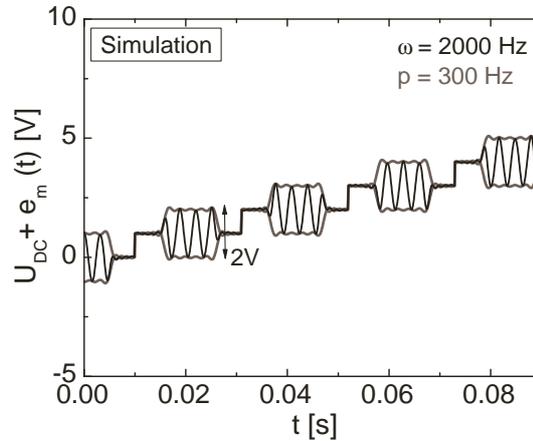


Abbildung 4.25.: Spannungsrampe mit aufmoduliertem Signal. Die Amplitude nach der Verstärkung beträgt maximal $U_{AC}^{max} = \pm 1$ V.

gen gut geschirmt und der Aufbau über einen Trenntrafo betrieben. Mit Hilfe einer Fourieranalyse lassen sich die verschiedenen Frequenzanteile des Stroms genauer untersuchen. Während aus dem DC -Signal die Langmuirsonden-Kennlinie folgt, erhält man bei der Rechteck-Frequenz p direkt die zweite Ableitung und damit die Verteilungsfunktion. Die Dynamik wird dabei durch das Rauschen bei der Frequenz p begrenzt. Für die Bestimmung einer Strom/Spannung-Kennlinie und der Elektronenenergieverteilung wurden typischerweise 100 Spannungspunkte gemessen. Jeder Spannungspunkt wird ca. 5 ms lang gehalten, so dass je nach der Frequenz der Modulation der Strom über mehrere Perioden gemittelt wird.

Theoretische Grundlagen: Die Intermodulationstechnik geht zurück auf Boyd und Twiddy [BT59] und wird entsprechend auch Boyd-Twiddy-Methode genannt [CHC⁺06]. Die einer normalen Spannungsrampe überlagerte rechteck-modulierte Trägerfrequenz mit Amplitude C lässt sich wie folgt schreiben:

$$e_m = C \left[\frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \left(\cos pt - \frac{1}{3} \cos 3pt + \dots \right) \right] \cos \omega t. \quad (4.37)$$

Für kleine Störungen e_m lässt sich das gesamte Stromsignal I in einer Taylorreihe entwickeln:

$$I = I(U_{DC} + e_m) = I(U_{DC}) + e_m \cdot I(U_{DC})' + \frac{e_m^2}{2!} \cdot I(U_{DC})'' + \dots \quad (4.38)$$

Für das modulierte Signal folgt damit nach Einsetzen:

$$\begin{aligned} I &= I(U_{DC}) + C \left[\frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \left(\cos pt - \frac{1}{3} \cos 3pt + \dots \right) \right] \cos \omega t \cdot I(U_{DC})' + \\ &+ \frac{1}{2} \cdot \left\{ C \left[\frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \left(\cos pt - \frac{1}{3} \cos 3pt + \dots \right) \right] \right\}^2 \cos^2 \omega t \cdot I(U_{DC})'' + \dots \end{aligned} \quad (4.39)$$

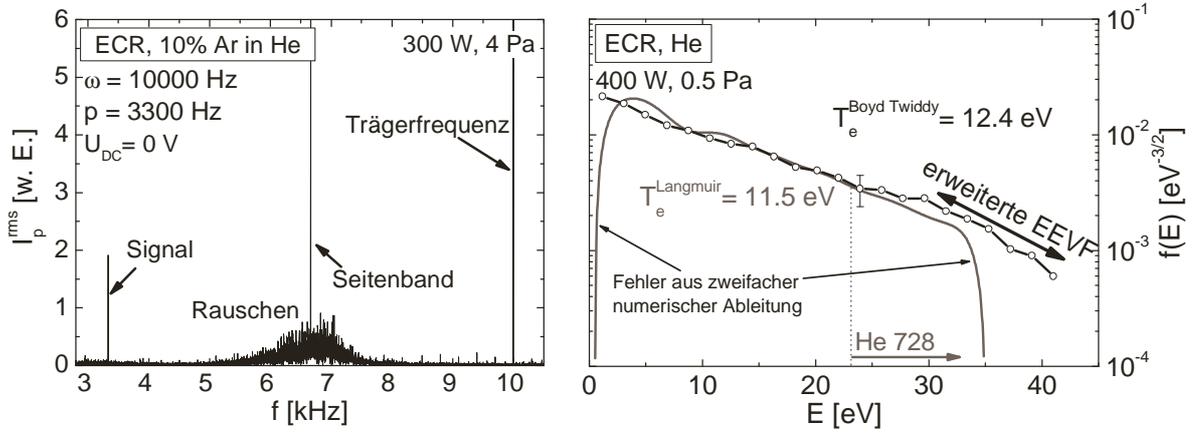


Abbildung 4.26.: *links*) Frequenzspektrum für den Effektivwert des Stroms bei einem Argon-Helium-Mischplasma. *rechts*) Vergleich der EEVF aus der zweifachen Ableitung einer Langmuirsonden-Kennlinie mit der direkt gemessenen EEVF aus der Boyd-Twiddy-Methode.

Nach Konvergenzbetrachtung der Reihen und Zusammenfassen der Terme tragen nur Ableitungen mit gerader Ordnung zum Koeffizienten von $\cos pt$ bei:

$$I_p = \left[\frac{C^2}{2!} \frac{1}{\pi} I''(U_{DC}) + \frac{C^4}{4!} \frac{3}{8} \left(\frac{1}{4} + \frac{1}{\pi^2} \right) I''''(U_{DC}) + \dots \right] \cos pt. \quad (4.40)$$

Ist die Amplitude C des Störsignals klein, so lassen sich die Terme höherer Ordnung vernachlässigen und es folgt zusammen mit Gleichung (4.28):

$$EEVF(E) = f(E)\sqrt{E} = \frac{4\pi}{C^2 A_s e} \sqrt{\frac{2mE}{e}} I_p = \frac{8\pi}{C^2 A_s} \sqrt{\frac{mE}{e^3}} I_p^{rms}. \quad (4.41)$$

Das heißt der gemessene Effektivwert des Stroms bei der Modulationsfrequenz I_p^{rms} ergibt direkt die EEVF. Modulationsfrequenz und Trägerfrequenz können dabei frei gewählt werden.

Messung am ECR-Plasma: Für die geeignete Wahl der Modulations- und Trägerfrequenz wurde am ECR-Plasma ein Frequenzspektrum gemessen. Der linke Teil der Abbildung 4.26 zeigt ein solches Spektrum für eine angelegte Gleichspannung von $U_{DC} = 0$ V. Um die Dynamik zu erhöhen, wurde darauf geachtet, dass die Modulations- und Trägerfrequenz nicht im Rauschen liegen und die Seitenbänder (z.B. bei $f = \omega - p$), welche durch die Modulation erzeugt werden, nicht das Signal stören. Die in der Abbildung gemessenen Ströme liegen dabei im μA -Bereich.

Zum Vergleich der Boyd-Twiddy-Methode mit dem Ergebnis aus einer zweifachen numerischen Ableitung einer Langmuirsonde wurde im rechten Teil der Abbildung 4.26 für ein Heliumplasma bei $p = 0.5$ Pa die jeweiligen Energieverteilungen bestimmt. Bei der direkten Messung ist eine erweiterte Energieverteilung im höherenergetischen Bereich für $E > 30$ eV deutlich zu erkennen. Der Fehler im niederenergetischen Bereich ($E < 5$ eV) wird ebenfalls umgangen. Dieser Fehler folgt aus dem numerischen Ableiten

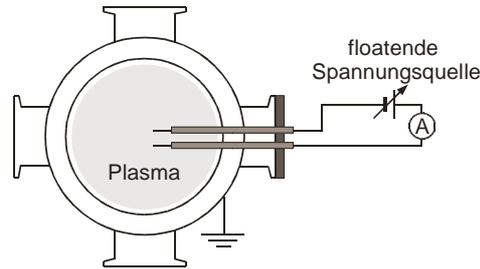


Abbildung 4.27.: Schematischer Aufbau der Doppelsonde.

der zuvor geglätteten (Blackman-Filter) Langmuirsonden-Kennlinie. Beide Verteilungen lassen sich gut durch Maxwellverteilungen beschreiben. Aufgrund der flachen Steigungen der Verteilungsfunktionen ergibt sich für die Elektronentemperatur ein Wert von $T_e = 12 \pm 1.5 \text{ eV}$. Der Fehler hängt dabei von dem Verlauf der EEVF ab und ist bei steileren Steigungen beziehungsweise bei kleineren Temperaturen wesentlich geringer. Eingezeichnet ist auch die Schwellenenergie für die Elektronenstoßanregung des 3^1S -Zustands von Helium aus dem Grundzustand. Da die Sondenmessungen die Steigungen auch im Bereich dieser Schwellenenergie bestimmen können, ist ein direkter Vergleich der Elektronentemperatur aus der OES mit den Werten der Sonden in Abschnitt 5.4 möglich. Bei allen Messungen der EEVF zeigte dabei die Boyd-Twiddy-Methode die gleichen Elektronentemperaturen wie die zweifachen numerischen Ableitungen.

Doppelsonde

Die Doppelsonde erlaubt die Bestimmung der Ionendichte sowie der Elektronentemperatur [Jan92]. Dazu wird zwischen zwei floatenden Drähten im Plasma eine Strom-Spannungs-Kennlinie gemessen. Da die Ionen durch das Magnetfeld weitaus weniger beeinflusst werden als die Elektronen, liefert diese Sonde in einfach ionisierten Plasmen über die Quasineutralität einen im Vergleich zur Langmuirsonde weitaus ungestörteren Absolutwert für die Elektronendichte. Im Folgenden werden der realisierte Aufbau der Sonde, die Kennlinie und deren Auswertung sowie das für die Bestimmung der effektiven Ionenmasse erstellte Dissoziationsmodell vorgestellt.

Aufbau: Die Doppelsonde besteht aus zwei einfachen Wolframspitzen ($r_s = 50 \mu\text{m}$, $l_s = 7 \text{ mm}$) welche über eine floatenden Spannungsquelle miteinander verbunden sind (Abbildung 4.27). Über einen Trenntrafo wird zwischen den zwei Spitzen eine Spannungsrampe ($U_{max} = 60 \text{ V}$) angelegt und der über das Plasma fließende Strom gemessen. Um die Zuleitungen und Halterungen der Wolframspitzen zu isolieren und nach Außen zu führen, wurden spitz zulaufende Quarzrohre mit einem maximalen Außendurchmesser von $\varnothing_a = 4 \text{ mm}$ verwendet. Der Abstand der Elektroden sollte wegen den sich ausbreitenden Raumladungszonen größer als zwei Debyelängen, aber aufgrund eventueller Inhomogenitäten des Plasmas so klein wie möglich sein. Die angelegte Spannung sowie der resultierende Strom werden nach Analog-Digital-Wandlung über eine

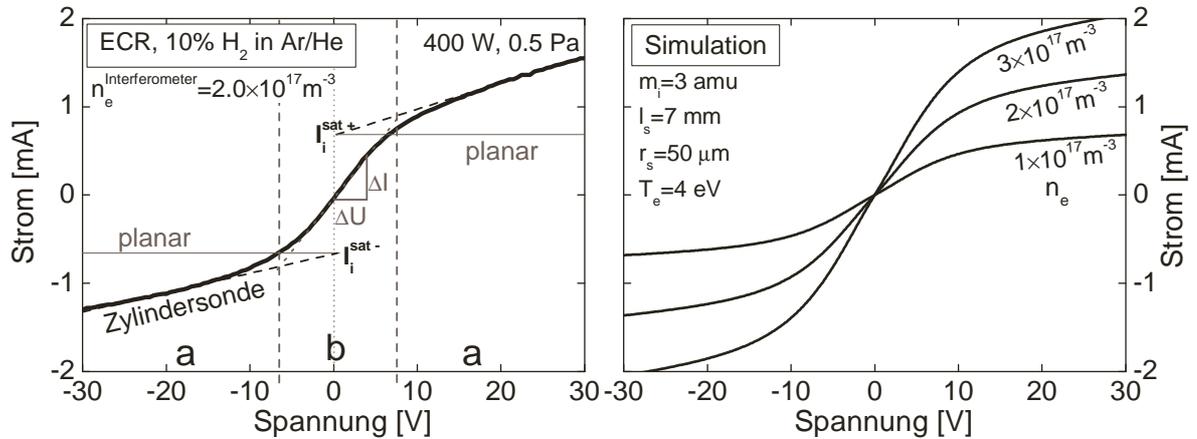


Abbildung 4.28.: *links*) Gemessene Kennlinie einer Doppelsonde mit den Bereichen des Ionensättigungsstroms a und des Elektronenanlaufstroms b. *rechts*) Gerechnete Kennlinien für eine mittlere Ionendichte von $m_i = 3$. Für die Ausbreitung der Randschicht wurde ein Geometriefaktor von $\beta = 0.25$ angenommen.

serielle Schnittstelle an einen Rechner übertragen. Dadurch ist es möglich in kurzer Zeit eine komplette Kennlinie zu aufzeichnen und auszuwerten.

Auswertung der Kennlinie: Die Kennlinie einer Doppelsonde besteht aus den Bereichen des Ionensättigungsstroms a und des Elektronenanlaufstroms b (linker Teil der Abbildung 4.28). Da das System der beiden Doppelspitzen gegenüber dem Plasma floatend ist, bewegen sich ohne Anlegen einer Spannung ($U = 0$ V) genauso viele Elektronen wie Ionen durch die Potentialdifferenz $\Delta U = U_{pl} - U_{fl}$ auf die Sondenspitzen. Es fließt kein Nettostrom. Legt man eine Spannung zwischen den beiden Spitzen an, so verkleinert sich die Potentialdifferenz zwischen einer Spitze und dem Plasmapotential (diese Spitze sammelt mehr Elektronen) während sich die Potentialdifferenz zur anderen Spitze vergrößert [JM50]. Da am Nulldurchgang der Kennlinie das Plasmapotential größer ist als das Floatingpotential, müssen die Elektronen die Potentialdifferenz von ΔU überwinden, um auf die Sondenspitze zu treffen. Folglich lässt sich im Bereich des Elektronenanlaufstroms b, nahe des Nulldurchgangs, die Temperatur dieser Elektronen messen. Im Sättigungsbereich a wird der Ladungsfluss dagegen durch den Ionenstrom begrenzt, so dass sich aus diesem Teil der Kennlinie die Ionendichte bestimmen lässt.

Um den Ionensättigungsstrom möglichst einfach auswerten zu können lässt sich, wie im linken Teil der Abbildung 4.28 gezeigt, der Ionenstrom einer Zylindersonde graphisch auf die Spannung bei $U = 0$ V extrapolieren. Die daraus folgenden Ionensättigungsströme des positiven und negativen Astes (I_i^{sat+} und I_i^{sat-}) entsprechen dabei den Werten einer planaren Sonde [SU97] [JM50]. Aus der Steigung $\Delta I / \Delta U$ des Elektronenanlaufstroms folgt die Elektronentemperatur. Asymmetrien in der Kennlinie lassen auf ein örtlich inhomogenes Plasma oder ungleich große Sondenflächen schließen. So führen unterschiedliche Elektronendichten an den jeweiligen Sondenspitzen bei gleichen Sondenflächen zu unterschiedlich hohen Sättigungsströmen. Unterschiedliche Elektronen-

temperaturen oder Plasmapotentiale führen dagegen zu einer Verschiebung des Nullpunkts auf der Spannungsachse [Klo00].

Unter der Voraussetzung einer kollisionsfreien Raumladungszone ($\lambda_D < r_s < \lambda_{frei}$) einer planaren Sonde ist eine einfache Auswertung der Kennlinie nach Gleichung (4.25) möglich. Für die Ionendichte folgt:

$$n_i = \frac{I_i^{sat}}{A_s e \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}}}, \quad \text{mit: } I_i^{sat} = \frac{I_i^{sat+} + I_i^{sat-}}{2}. \quad (4.42)$$

Die Ionendichte skaliert also linear mit dem Sättigungsstrom I_i^{sat} , der Sondenfläche A_s , der Wurzel aus der Elektronentemperatur und der mittleren Ionenmasse m_i . Der Sättigungsstrom I_i^{sat} ergibt sich dabei aus dem Mittelwert der aus der Abbildung 4.28 extrapolierten Ströme. Da die Bestimmung der mittleren Ionenmasse in Mischungen, aufgrund der unbekanntenen Dichte der einzelnen Ionen schwierig ist, wurde hierfür ein Dissoziationsmodell erstellt, welches nachfolgend kurz vorgestellt wird. Für den Verlauf der Kennlinie im Bereich des Elektronenanlaufstroms gilt [LL94]:

$$I_s = I_i^{sat} \tanh \frac{eU_s}{2k_B T_e}. \quad (4.43)$$

Nach einer Taylorreihenentwicklung am Nulldurchgang der Kennlinie lässt sich aus der Steigung $S^{an} = \frac{dI_s}{dU_s}|_{U_s=0V}$ direkt die Elektronentemperatur bestimmen:

$$T_e = \frac{eI_i^{sat}}{2k_B S^{an}}. \quad (4.44)$$

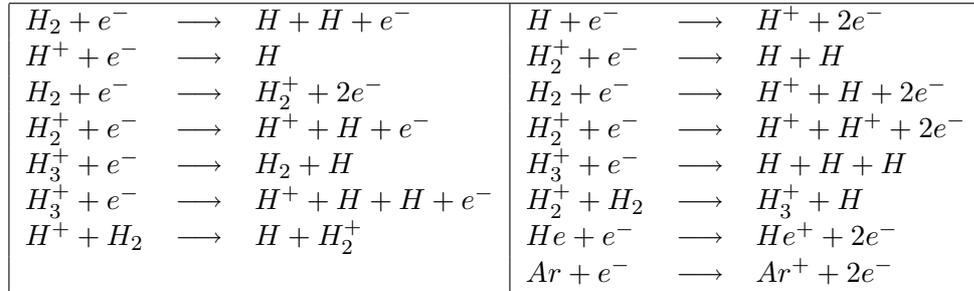
Diese Temperatur gilt allerdings nur für Elektronen im Energiebereich um $E = e(U_{pl} - U_{fl})$. Für die im rechten Teil der Abbildung 4.27 gezeigten Kennlinien wurde angenommen, dass das H_3^+ -Ion die Ionenzusammensetzung dominiert und die Elektronentemperatur bei $T_e = 4\text{ eV}$ liegt. Durch Variation des Geometriefaktors, des Sättigungsstromes und der Elektronentemperatur wurde die Rechnung der Messung angepasst und ein Geometriefaktor von $\beta = 0.25$ bestimmt. Für den Verlauf der Kennlinie wurde dabei folgende Gleichung verwendet:

$$I_s = I_i^{sat} \tanh \frac{eU_s}{2k_B T_e} \cdot \left(1 + \frac{e|U_s|}{k_B T_e}\right)^\beta. \quad (4.45)$$

Man erkennt in der Abbildung, dass der Ionensättigungsstrom mit der Ionendichte skaliert. Eine gute Übereinstimmung der Simulation mit der Messung wird bei der interferometrisch bestimmten Elektronendichte erreicht.

Dissoziationsmodell zur Bestimmung der mittleren Ionenmasse: Da die mittlere Ionenmasse aufgrund der unbekanntenen Ionenzusammensetzung schwierig zu bestimmen war, wurde für deren Bestimmung ein entsprechendes Dissoziationsmodell neu erstellt. In diesem Modell werden die im Plasma vorhandenen Schwerteilchendichten bilanziert.

Die Reaktionsraten ergeben sich hierbei aus dem Produkt der jeweiligen Teilchendichten mit dem entsprechenden Ratenkoeffizienten. Ohne auf die einzelnen Reaktionen näher eingehen zu wollen, wurden unter Verwendung der Diffusion und der Ratenkoeffizienten aus [Rei07] und [MBP07] folgende Reaktionen im Modell implementiert:



Um insbesondere die Ionenzusammensetzung in Wasserstoffplasmen bestimmen zu können, wurden bezüglich Wasserstoff alle verfügbaren Reaktionen berücksichtigt. Für die inerten Edelgase aufgrund der hohen zweiten Ionisierungsenergie dagegen nur die erste Ionisationsstufe. Rechnungen zeigen, dass die mittlere Ionenmasse dabei im Wesentlichen vom Mischungsverhältnis und weniger von den Plasmaparametern (p , T_e , n_e) abhängig ist. Setzt man die mittlere Ionenmasse zusammen mit der Elektronentemperatur (4.44) in Gleichung (4.42) ein, so erhält man die Ionendichte, welche aufgrund der Quasineutralität gleich der Elektronendichte ist. Der relative Fehler der Doppelsonde von 25% ist dabei ausreichend, um die aus der OES folgenden Elektronendichten überprüfen zu können.

4.2.5. Interferometrie

Die Interferometrie wird als weitere Diagnostikmethode für die Bestimmung der Elektronendichte verwendet. Ebenso wie die OES liefert diese nicht-invasive Methode eine über dem Sichtstrahl gemittelte Elektronendichte und eignet sich deshalb gut für einen direkten Vergleich mit der OES. Nachdem der hier verwendete Aufbau vorgestellt wurde, werden theoretische Grundlagen erläutert und Messungen gezeigt.

Aufbau: Der quasioptische Aufbau des verwendeten Michelson-Interferometers ist in Abbildung 4.29 dargestellt. Die Mikrowellen werden von einem Reflexklystron ($f_{kl} = 150$ GHz, $\lambda_{kl} = 2$ mm) mit einer Ausgangsleistung von $P = 6$ mW erzeugt und von einer Parabolantenne näherungsweise in Form eines Gauß-Strahls emittiert. Die Frequenz der Mikrowelle ist groß genug, um in das Plasma eindringen zu können und klein genug um eine ausreichend große Phasenverschiebung zu erhalten. Zwischen Antenne und Klystron befindet sich ein Isolator, welcher dieses vor der reflektierten Leistung schützt. Durch eine Kunststoffolie wird die Mikrowelle in zwei Teilstrahlen aufgespalten. Der Hauptstrahl gelangt durch eine Blende ($\varnothing \approx 3$ cm) aus mikrowellenabsorbierendem Material in das Plasma und wird durch eine Edeltahlscheibe reflektiert. Nach dem zweimaligen Plasmadurchgang wird das phasenverschobene Signal

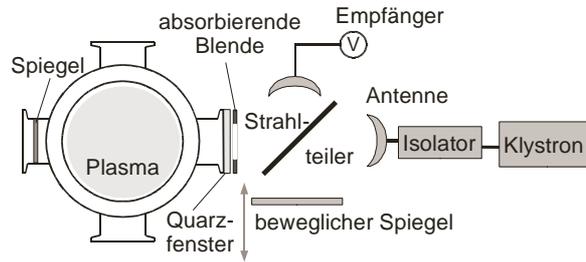


Abbildung 4.29.: Aufbau des Michelson-Interferometers mit einer Frequenz von $f = 150$ GHz.

hinter dem Strahlteiler wieder mit dem Referenzstrahl überlagert. Über eine zweite Parabolantenne wird das Interferenzsignal von einer Schottky-Diode detektiert und die entstehende Spannung über ein Voltmeter abgelesen. Durch Variation des Spiegelabstandes im Referenzast lässt sich die sinusförmige Phasenfigur abtasten. Der Vergleich der Phasenfiguren mit und ohne Plasma ergibt die Phasenverschiebung und damit direkt die linienintegrierte Elektronendichte.

Theoretische Grundlagen: Die Elektronendichte folgt aus dem Brechungsindex, welcher sich über die Phasenverschiebung bestimmen lässt [Ste84]. Für den Brechungsindex gilt:

$$N = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}. \quad (4.46)$$

Damit die Mikrowelle in das Plasma eindringt und zugleich eine größere Änderung des Brechungsindex folgt, wählt man die Frequenz knapp über der Plasmafrequenz. Entsprechend lässt sich die Wurzel entwickeln und mit Hilfe der cut-off Dichte n_c aus Gleichung (2.4) vereinfachen:

$$N \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} = 1 - \frac{n_e}{2n_c}. \quad (4.47)$$

Der gemessene Phasenunterschied zwischen der Phasenfigur im Plasma und der Phasenfigur im Vakuum folgt aus dem optischen Weglängenunterschied $\Phi = k\Delta x$, welcher wiederum vom Brechungsindex abhängt.

$$\Delta\Phi = \Phi_{plasma} - \Phi_{vakuum} = \frac{2\pi}{\lambda} 2l_{plasma} |N - 1|. \quad (4.48)$$

Der Doppeldurchgang des Messstrahls durch das Plasma beim Michelson-Interferometer liefert hier eine doppelt so hohe Auflösung wie beim Mach-Zehnder-Aufbau. Setzt man den Brechungsindex ein, so folgt:

$$n_e \approx \frac{\lambda_{kl} n_c}{2\pi l_{plasma}} \Delta\Phi. \quad (4.49)$$

Die cut-off Dichte ist dabei selbst proportional zu $n_c \propto 1/\lambda_{kl}^2$ und beträgt für das verwendete Klystron $n_c \approx 2.8 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$. Damit ist die Dichtebestimmung bei vorgegebener Plasmalänge durch den Cut-Off und die Auflösung von minimal $n_e \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$ begrenzt.

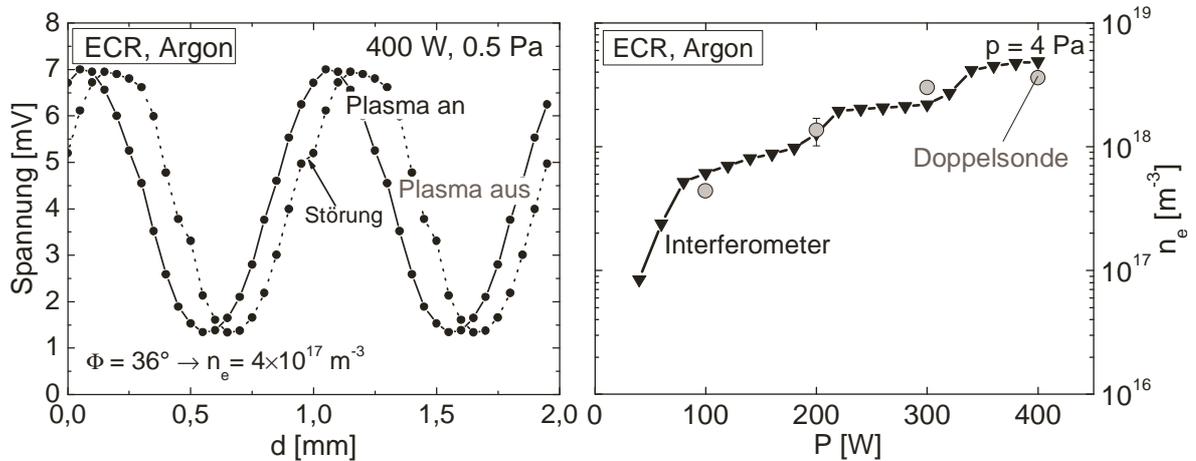


Abbildung 4.30.: *links*) Spannung der Schottky-Diode in Abhängigkeit des Spiegelabstandes. *rechts*) Interferometrisch bestimmte Elektronendichte in Abhängigkeit der Leistung. Zum Vergleich wurden Doppelsondenmessungen eingetragen.

Messung am ECR-Plasma: Zur besseren Anschauung wurde die Phasenverschiebung für ein Argonplasma bei $P = 400 \text{ W}$ und $p = 0,5 \text{ Pa}$ im linken Teil der Abbildung 4.30 aufgetragen. Die durchgehende Linie kennzeichnet die Phasenfigur mit Plasma und die punktierte Linie die Phasenfigur ohne Plasma. Aufgrund von Reflexion und unterschiedlich starken Intensitäten der beiden Teilstrahlen ist die Spannung an der Schottky-Diode immer größer als Null. Auch Störungen der Phasenfigur lassen sich, wie gezeigt, nicht ganz ausschließen. Für die dargestellte Phasenverschiebung von $\Phi = 36^\circ$ ergibt sich eine Elektronendichte von $n_e = 4 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$.

Alternativ lässt sich die Phasenfigur auch durch Variation der Leistung beziehungsweise der Elektronendichte abtasten. Der Vorteil dieser Methode ist, dass sich Phasenverschiebungen von mehr als $\Phi = 360^\circ$ eindeutig bestimmen lassen. Der mit dieser Methode in Abhängigkeit der Leistung bestimmte Verlauf der Elektronendichte ist im rechten Teil der Abbildung 4.30 dargestellt. Deutlich zu erkennen sind der Übergang von unterdichten zu überdichten Plasmen und die einzelnen Sprünge in der Elektronendichte aufgrund der unterschiedlichen Einkopplung der Mikrowelle. Zum Vergleich wurden Elektronendichten aus lokalen Doppelsondenmessungen der entsprechenden Plasmen eingetragen, welche zu einem anderen Zeitpunkt gemessen wurden. Man erkennt im Rahmen der Messgenauigkeit eine gute Übereinstimmung der Diagnostiken über einen weiten Dichtebereich. Entsprechend wurden Doppelsonde und Interferometrie als Referenzmethoden zur Bestimmung der Elektronendichte verwendet.

4.2.6. Laserdetachment

Das Laserdetachment erlaubt eine ortsaufgelöste Bestimmung der negativen Ionen-dichte n_{H^-} in Wasserstoffplasmen. Bei hinreichender Energie der Photonen wird durch den Prozess des Photodetachments das zusätzliche, nur schwach gebundene Elektron

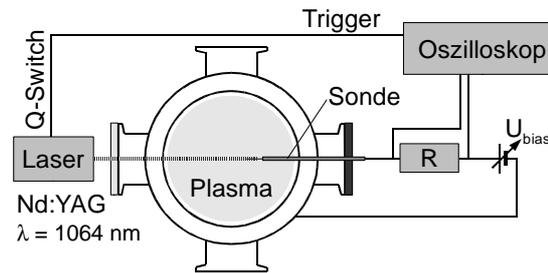


Abbildung 4.31.: Aufbau des Laserdetachments.

($E_b = 0.75 \text{ eV}$) abgelöst und mit Hilfe einer vorgespannten Sondenspitze abgesaugt. Um den Einfluss der negativen Ionendichte auf die Strahlung des Wasserstoffatoms abschätzen zu können, wurde deshalb der im Folgenden gezeigte Versuchsaufbau neu erstellt. Neben dem Aufbau werden auch Auswertung und Messung genauer diskutiert.

Aufbau: Für das Laserdetachment wird ein Nd:YAG Laser (Brilliant Ultra) in der Grundmode bei einer Wellenlänge von 1064 nm verwendet und auf eine Sondenspitze gerichtet (Abbildung 4.31). Die maximale Pulsenergie des verwendeten Lasers beträgt 50 mJ bei einer Pulslänge von 8 ns und einem Durchmesser von $\varnothing_{laser} \approx 5 \text{ mm}$. Mit einer Photonenenergie von $E_{ph} = 1.2 \text{ eV}$ können damit Energiedichten bis zu $(E/A)_{max} = 2500 \text{ J/m}^2$ erreicht werden. Der große Wirkungsquerschnitt für das Photodetachment $\sigma(1064 \text{ nm}) \approx 3.5 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$ führt dabei zu einer effektiven Elektronenabstreifung [Bac00]. Da die abgelösten Elektronen eine circa 1800 mal geringere Masse besitzen als die Ionen, wird die Beweglichkeit der Ladungsträger für einen kurzen Moment stark erhöht. Die daraus folgende Zunahme des Elektronensättigungsstroms lässt sich durch eine positiv vorgespannte Sondenspitze $U_{bias} > U_{pl}$ detektieren. Die Sondenspannung sollte so gewählt sein, dass der zusätzliche Elektronensättigungsstrom gut detektierbar ist, der Strom auf die Sonde aber zu keiner starken Aufheizung des Sondendrahtes führt [BCLS92]. Als Sondenspitze wurde der Wolframdraht ($\varnothing_s = 100 \mu\text{m}$, $l_s = 10 \text{ mm}$) einer Doppelsondenspitze verwendet. Über einen Messwiderstand ($R = 100 \Omega$) wird der Elektronensättigungsstrom zwischen Sondenspitze und Gegenelektrode gemessen. Als Gegenelektrode kann entweder das Plasmagefäß oder eine gegenüber der Erde galvanisch getrennte großflächige Gegenelektrode im Plasma dienen. Um Störungen des Signals so gering wie möglich zu halten, wurden eine gute Schirmung, Trenntrafos und eine stabile Spannungsquelle ($U_{bias} = 0 - 40 \text{ V}$) verwendet. Zum Aufzeichnen der über dem Widerstand abfallenden Spannung wird ein Digital Speicher-Oszilloskop (TDS2002B) mit einer Bandbreite von 60 MHz bei einer Abtastrate von 1 GS/s verwendet, welches auf den Q-Switch des Lasers getriggert wird.

Auswertung des Detachmentsignals: Der Verlauf eines idealen Detachmentsignals ist im linken Teil der Abbildung 4.32 dargestellt. Ausgangspunkt der Messung ist der Elektronensättigungsstrom I_e^{sat} bei gleichbleibender Biasspannung U_{bias} . Trifft der Laserpuls auf den Bereich um den Sondendraht, so wird durch die höhere Beweglichkeit

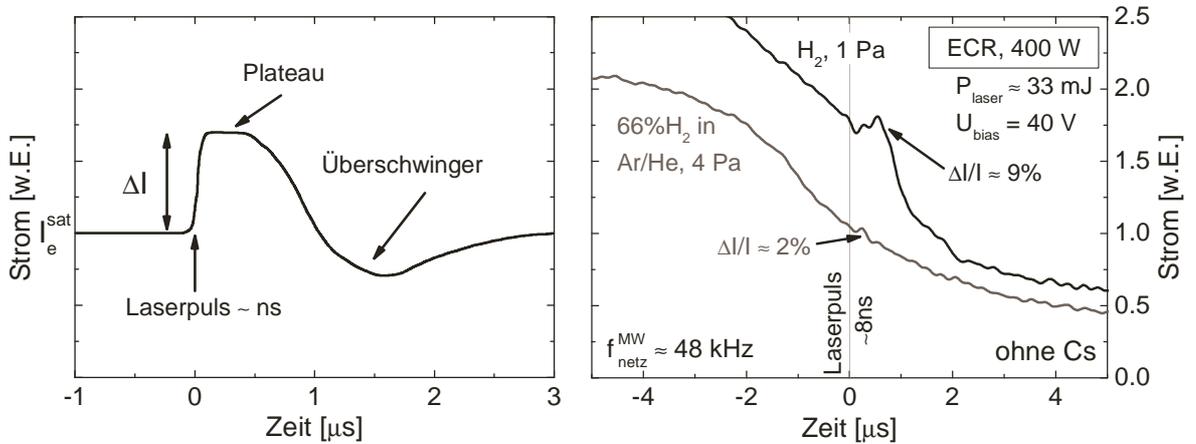


Abbildung 4.32.: *links*) Ideales Detachmentsignal. *rechts*) Während des Laserpulses gemessene Elektronensättigungsströme von zwei verschiedenen Plasmen. Die Signale wurden nachträglich mit einem Tiefpass gefiltert.

der erzeugten Elektronen der Sättigungsstrom der negativen Ladungsträger zunehmen. Der Stromhub ΔI ist dabei proportional zur Dichte der negativ geladenen Wasserstoffionen und die Länge des Plateaus proportional zum Durchmesser des Laserstrahls beziehungsweise zur Diffusionszeit der geladenen Teilchen im Magnetfeld. Ist der Strahldurchmesser des Lasers zu jeder Zeit größer als der effektive Sondenradius, so ist das Verhältnis der Dichte der negativen Ionen n_{H^-} zur Elektronendichte n_e direkt proportional zum Verhältnis zwischen Stromhub ΔI und dem Strom vor dem Laserpuls I_e^{sat} [Bac00] und [DAB⁺89]. Zusammen mit der um Δn_e erhöhten Elektronendichte folgt:

$$\frac{n_{H^-}}{n_e} = \frac{\Delta n_e}{n_e} = \frac{\Delta I}{I_e^{sat}}. \quad (4.50)$$

Um alle Elektronen abzulösen, muss für den Prozess des Photodetachments genügend Laserleistung zur Verfügung stehen. Der Anteil der abgelösten Elektronen hängt vom Wirkungsquerschnitt, der Photonenenergie und der Energiedichte ab [Bac00]:

$$\frac{\Delta n_{H^-}}{n_{H^-}} = 1 - e^{-\frac{E/A}{h\nu/\sigma}}. \quad (4.51)$$

Für einen Nd:YAG-Laser würde bei einer Energiedichte von $E/A = 300 J/m^2$ der Anteil von 99.6 % der Elektronen abgelöst werden. Die neu erzeugten Elektronen thermalisieren schnell mit dem Plasma und strömen schneller aus dem Bereich des Strahlvolumens heraus als negativ geladene Ionen hineinströmen können. Da sich bei einer typischen Zeitskala von nur ein paar Mikrosekunden auch die positive Ionendichte nicht ändern kann, lädt sich nach Verlassen der Elektronen das Strahlvolumen positiv auf. Dieses positiv aufgeladene Strahlvolumen führt zu einem Absinken des Sättigungsstromes unterhalb des Anfangswerts, was in der Abbildung als Überschwinger bezeichnet wird [Bac00]. Die Zeit bis der ursprüngliche Sättigungswert wieder angenommen wird, ist von der Beweglichkeit der Ionen beziehungsweise von deren Temperatur abhängig und beträgt typischerweise einige Mikrosekunden.

Messung am ECR-Plasma: Die Messungen der H^- -Dichte in dem verwendeten ECR-Plasma gestalten sich schwierig, da diese Quelle nicht für die Produktion von H^- optimiert ist. Zum einen sind die Elektronentemperaturen weitaus höher als vor dem Gitter der Ionenquellen, was zu einer starken Elektronenabstreifung führt und zum anderen wurde, um eine Kontamination und Auswirkungen auf weitere Vergleichsmessungen zu vermeiden, auf die Zugabe von Cäsium verzichtet. Zur Bildung von H^- trägt deshalb nur der Volumenprozess der dissoziativen Anlagerung bei, welcher in den ECR-Plasmen im Wesentlichen durch die Elektronenabstreifung bilanziert wird.

Der rechte Teil der Abbildung 4.32 zeigt die Elektronensättigungsströme von zwei verschiedenen Plasmen während eines Laserpulses. Um Störungen zu beseitigen, wurden die Signale nachträglich mit einem Tiefpass gefiltert. Deutlich zu erkennen ist der abfallende Verlauf des Elektronensättigungsstroms, welcher im Bereich der Schaltnetzteil-Frequenz der Mikrowelle von $f_{netz}^{MW} \approx 48$ kHz oszilliert. Während sich bei den anderen Diagnostikmethoden durch die begrenzte zeitliche Auflösung ein reproduzierbarer Mittelwert der gesuchten Plasmaparameter ergibt, muss diese Oszillation bei der Auswertung des Detachmentsignals berücksichtigt werden. In der Relaxationsphase des Plasmas wurde bei $t = 0 \mu s$ ein starker Laserpuls mit einer Energiedichte von ca. $E/A \approx 1500$ J/m² auf den mit einer hohen Sondenspannung von $U_{bias} = 40$ V vorgespannten Wolframdraht abgegeben. Man erkennt, dass kurz nach dem Laserpuls der Strom auf den Sondendraht zunimmt. Bei einem reinen Wasserstoffplasma mit einem Druck von $p = 1$ Pa ist dieser Wert größer als in der Mischung bei einem Druck von $p = 4$ Pa. Dennoch ist kein ausgeprägtes Plateau zu erkennen. Durch die hohe Pulsenenergie von $P_{laser} \approx 33$ mJ und die hohen Sondenspannungen $U_{bias} \gg U_{pl} \approx 7.5$ V können die Messungen ebenfalls verfälscht sein. Die hohen Energiedichten und Sonden-Spannungen/Ströme können beispielsweise zu einer Aufheizung der Sondendrahthalterung und des Glasröhrchens führen, so dass durch das Ausgasen der Materialien und anschließende Ionisierung der Gase durch den Laserstrahl in unmittelbarer Umgebung des Sondendrahtes ein weiteres Plasma entsteht, welches die Messung beeinflusst.

Weitere Versuche zeigen, dass die Dichte der negativ geladenen Wasserstoffionen unterhalb des Detektionslimits von $n_{H^-} \approx 3\%n_e$ liegt. Um das Detektionslimit weiter zu senken, ist eine galvanische Trennung von Laser (Q-Switch) und Oszilloskop (Trigger) sowie eine verbesserte Schirmung und Signalverstärkung/-filterung notwendig. Damit lassen sich die Stromschwankungen kurz nach dem Laserpuls minimieren, welche im Rahmen der Arbeit nachträglich durch den Tiefpass gefiltert wurden. Weitere systematische Messungen der H^- -Dichte über Oberflächen mit Cäsium können bei niedrigeren Elektronentemperaturen zu weitaus höheren negativen Ionendichten führen.

Aufgrund der unterhalb des Detektionslimits liegenden H^- -Dichte werden im Folgenden keine weiteren Messungen am ECR-Plasma durchgeführt. Entsprechend den hier durchgeführten Messungen wird eine vernachlässigbar geringe Dichte negativer Ionen angenommen. Der Einfluss auf die Strahlung der Wasserstoffatome im ECR-Plasma ist damit vernachlässigbar, so dass die Besetzungsdichten ebenfalls nur geringfügig beeinflusst werden. Abschätzungen durch Anpassungen der Besetzungsdichten im Boltzmannplot (Abschnitt 5.3) bestätigen dabei die geringen H^- -Dichten im ECR-Plasma.

An den Quellen der negativen Wasserstoffionen herrschen hingegen weitaus höhere H^- -Dichten, so dass dort durch das Laserdetachment [CK07] und die Cavity-Ringdown-Spektroskopie [Ber06] diese relativ einfach bestimmt werden können.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die in diesem Abschnitt diskutierten Referenzmethoden eine eindeutige Bestimmung von verschiedenen Plasmaparametern (EEVF, n_e , n_i , T_e , n_{H_2} , n_{H^-}) erlauben. Die Zugabe der Diagnostikgase ermöglicht eine einfache Bestimmung der Elektronentemperatur. Die Langmuirsonde bietet den Vorteil die EEVF, n_e und T_e gleichzeitig messen zu können. Messungen zeigen allerdings, dass bei der Berechnung der Elektronendichte aus dem Elektronensättigungsstrom in den betrachteten ECR-Plasmen der Einfluss des Magnetfelds berücksichtigt werden muss. Um möglichst unbeeinflusst die Elektronendichte bestimmen zu können, wird deshalb mit Hilfe einer neu aufgebauten Doppelsonde der Ionensättigungsstrom gemessen und unter Annahme der Quasineutralität eines einfach ionisierten Plasmas mit vorgegebener effektiver Ionenmasse, aus einem Dissoziationsmodell, die Elektronendichte bestimmt. Die hier aufgebaute Boyd-Twiddy-Methode erlaubt im Gegensatz zur Langmuirsonde eine direkte Messung der Energieverteilung und umgeht somit die Fehler aus der zweifachen numerischen Ableitung. Im Gegensatz zu den lokalen Sondenmessungen müssen bei der Interferometrie weitaus weniger Annahmen gemacht werden, da die sichtstrahlintegrierte Elektronendichte dabei direkt aus der Phasenverschiebung folgt. Nachteilig ist, dass bei dieser Diagnostik der Aufbau und die Messung aufwendig und störanfällig sind. Der am ECR-Plasma realisierte Aufbau des Laserdetachments erlaubt es die H^- -Dichte orts aufgelöst in Abhängigkeit der Elektronendichte zu bestimmen. Aufgrund des hohen Detektionslimits, konnte allerdings für die ECR-Plasmen nur eine obere Schranke von $n_{H^-} \lesssim 3\% n_e$ gefunden werden. Ein größerer Einfluss der negativen Ionendichte auf die Besetzung des Wasserstoffatoms kann ausgeschlossen werden. Durch die kombinierte Anwendung der diskutierten Diagnostikmethoden an dem ECR-Plasma kann somit, unter Berücksichtigung der einzelnen Vor- und Nachteile, eine systematische Überprüfung der optischen Diagnostikmethoden durchgeführt werden.

5. Überprüfung der optischen Diagnostikmethoden

Um die optischen Diagnostikmethoden zu verifizieren, wurden die Ergebnisse dieser Methoden mit Referenzmethoden verglichen. Der Vergleich wurde an dem im Abschnitt 2.2 vorgestellten ECR-Plasma durchgeführt. Dieses Plasma zeichnet sich durch eine gute Zugänglichkeit, Reproduzierbarkeit und Homogenität aus. Wie in Abschnitt 4.1 gezeigt wurde, ist für die betrachteten Plasmen dabei nur die direkte Anregung aus dem Wasserstoffatom zu berücksichtigen. An den HF-Quellen muss vor dem Gitter dagegen zusätzlich der Einfluss verschiedener Schwerteilchendichten, wie zum Beispiel n_{H^-} und $n_{H_2^+}$, auf die Strahlung berücksichtigt werden.

Im Folgenden werden zur genauen Bestimmung der Elektronentemperatur aus der Absolutstrahlung der Atome die Grundzustandsdichten der jeweiligen Gase bestimmt. Nach der Überprüfung der Plasmaparameterprofile und der Elektronenenergieverteilung, wird die Besetzung des Wasserstoffatoms und des Deuteriumatoms genauer untersucht. Aufgrund größerer Abweichungen zwischen gerechneten und gemessenen Besetzungsdichten wurde das Stoß-Strahlungsmodell YACORA für das Wasserstoffatom korrigiert. Die mit Hilfe des korrigierten SSM erhaltenen Plasmaparameter, wie zum Beispiel die Elektronendichte, stimmen nun deutlich besser mit den Referenzmethoden überein.

Bezüglich der Mischplasmen werden die Einflüsse der Diagnostikgase auf die Besetzung des Wasserstoffatoms und des Deuteriumatoms genauer untersucht. Werden die Besetzungen durch die Zumischung der Diagnostikgase nicht gestört, so ist eine einfache Auswertung der Elektronentemperatur aus der Absolutstrahlung von H_γ , H_δ und H_ϵ und der Elektronendichte aus den Linienverhältnissen von H_β/H_γ und H_β/H_δ möglich. H_α wird aufgrund der starken Beeinflussung von der optischen Dicke und der H^- -Dichte nicht zur Bestimmung von T_e und n_e verwendet.

Für den molekularen Wasserstoff wird die Gastemperatur und Vibrationstemperatur aus der Rotationsbesetzung von $d^3\Pi_u$ bestimmt. Skalierungsfaktoren erlauben die Bestimmung der Besetzungsdichten einzelner Molekülzustände. Nach einer Überprüfung der Bevölkerungs- und Entvölkerungsprozesse wird das Atom zu Molekül-Verhältnis aus H_γ/H_2^{d-a} bestimmt und die Selbstkonsistenz des Modells gezeigt. Abschließend wird auf Grundlage der überprüften Methoden eine neue Standardmethode für die Auswertung der Plasmaparameter aus der OES vorgestellt, welche in Kapitel 6 an den HF-Ionenquellen eingesetzt wird.

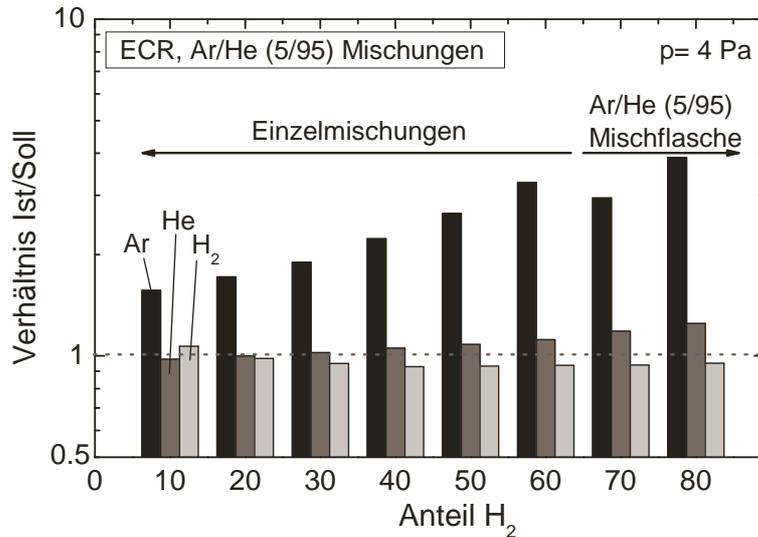


Abbildung 5.1.: Bestimmung der Entmischung mit Hilfe einer Restgasanalyse. Für die einzelnen Gase wurde das Ist/Soll-Verhältnis in Abhängigkeit der Wasserstoffzumischung bestimmt.

5.1. Grundzustandsdichte

Um die jeweiligen Grundzustandsdichten in den untersuchten Mischungen berechnen zu können, wird die Entmischung der Gase mit Hilfe einer Restgasanalyse untersucht. Die Gastemperatur wird aus der Rotationstemperatur einer Stickstoffbande bestimmt. Bei bekanntem Partialdruck und Gastemperatur folgt die Grundzustandsdichte dabei aus dem idealen Gasgesetz (3.2).

5.1.1. Entmischung

Wie in Abschnitt 4.2.3 erwähnt, kann es im vorliegenden Vakuumsystem zu Entmischungen kommen. Der über die kalibrierten Durchflussregler eingestellte Sollwert der Mischung entspricht dann nicht mehr dem aus der Restgasanalyse folgenden Istwert. Abbildung 5.1 zeigt das Verhältnis von Ist- zu Sollwert für die Mischung von 5% Argon in Helium in Abhängigkeit der Zumischung von Wasserstoff bei einem Gesamtfluss von 10 sccm und einem Druck von $p = 4$ Pa. Während sich Argon mit zunehmendem H_2 -Anteil stark anreichert und den Sollwert um mehr als Faktor 4 überschreitet, steigt der Heliumanteil nur um maximal 25%. Der Grund für die starke Anreicherung von Argon bei den geringen Argonanteilen in den Mischungen liegt vermutlich an der Geometrie des verwendeten Vakuumsystems, welche für schwerere Gase zu deutlich kleineren Strömungsleitwerten führt [Vak03]. Für Helium ist dieser Effekt aufgrund der geringeren Masse und des weitaus größeren Mischungsanteils geringer. Da der Istwert des Wasserstoffanteils nur um circa 5% absinkt, ist die Entmischung hier vernachlässigbar. Weitere Messungen zeigen, dass für Deuterium ebenfalls keine Entmischung vorliegt.

In der Abbildung 5.1 erkennt man eine Unstetigkeit zwischen der Mischung mit 60% H_2 und 70% H_2 . Dies liegt daran, dass ab 70% Wasserstoffzumischung für die Einzelmessungen von Argon eine Gasflasche mit einer Argon-Helium-Mischung verwendet werden musste. Ansonsten wäre der Sollwert des Durchflusses bei der Verwendung einer reinen Argonflasche unterhalb des minimal einstellbaren Werts gewesen.

Bei niedrigeren Drücken $p < 4$ Pa wurde bei vollständig geöffnetem Eckventil der Durchfluss so lange verringert bis der gewünschte Druck erreicht war. Entmischungsreihen zeigen bei diesen Druckvariationen nur geringe Abweichungen von dem oben gezeigten Verhältnis von Istwert zu Sollwert. Der Strömungsleitwert des Eckventils (Gleichung (4.18)) hat also keinen Einfluss auf die Entmischung. Die Abweichung ist folglich also auf den Aufbau des restlichen Vakuumsystems zurückzuführen.

Während die Entmischung von Helium und Wasserstoff im Folgenden vernachlässigt werden kann, muss diese für Argon berücksichtigt werden. Eine Temperaturbestimmung aus Argon würde sonst zu teilweise deutlich höheren Elektronentemperaturen führen.

5.1.2. Gastemperatur

Die Gastemperatur wurde in Anlehnung an [Beh91] aus der Rotationstemperatur einer Stickstoffbande bestimmt. Den Wasserstoff- und Deuterium-Mischungen wurde dazu eine hinreichend große Menge von 15% Stickstoff zugegeben. Im Vergleich zum Wasserstoffatom ist Stickstoff 7 mal schwerer. Deswegen liegen die Rotationsniveaus wesentlich enger, was eine leichtere Thermalisierung mit der Gastemperatur erlaubt. Unter der Annahme, dass nur Schwerteilchenstöße die Besetzung der Rotationszustände im Grundzustand des Moleküls bestimmen, stimmt die Temperatur der Rotationsbesetzung im Grundzustand mit der Gastemperatur überein.

Eine direkte Messung der Rotationstemperatur des Grundzustandes mit der optischen Emissionsspektroskopie ist nicht möglich. Deswegen geht man davon aus, dass durch Elektronenstoßanregung die Besetzungsstruktur des Grundzustandes auf die angeregten Zustände übertragen wird. Durch Vergleich von gemessener mit berechneter Besetzungsdichte folgt die gesuchte Gastemperatur. Dabei erweist sich die spektroskopisch leicht zugängliche Rotationsbande aus dem zweiten positiven System ($C^3\Pi_u(v' = 0) - B^3\Pi_g(v'' = 2)$) des Stickstoffs als ein geeigneter Übergang [Beh91], [OGdSS95].

Um direkt die gemessenen Spektren mit Rechnungen vergleichen zu können, wurden mit Hilfe eines einfachen Programms für verschiedene Rotationstemperaturen die entsprechenden Spektren bestimmt und mit Messungen verglichen. Eine optimale Anpassung ist dann erreicht, wenn der berechnete Intensitätsabfall bei abnehmender Wellenlänge mit dem gemessenen Intensitätsabfall übereinstimmt. Abbildung 5.2 zeigt für ein Deuteriumplasma bei $P = 400$ W und $p = 4$ Pa eine gute Übereinstimmung der Rechnung mit der Messung bei $T_{gas} = 550$ K. Zahlreiche Untersuchungen von verschiedenen ECR-Plasmen zeigen eine mit dem Druck ($p = 0.5 - 10$ Pa) und Leistung ($P = 100 - 400$ W)

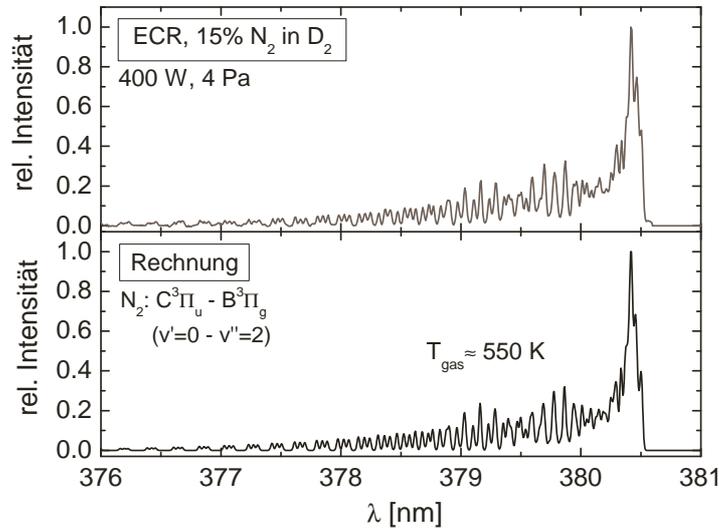


Abbildung 5.2.: Bestimmung der Gastemperatur aus dem zweiten positiven System des Stickstoffs. Die Gastemperatur wurde durch Anpassung der Rechnung (unten) an die Messung (oben) bestimmt.

geringfügig ansteigende Gastemperatur, welche im Bereich um $T_{gas} = 500 \pm 100$ K liegt und typisch für die betrachteten Niedertemperaturplasmen ist. Entsprechende Untersuchungen an DC- und HF- [LKPR05] sowie Mikrowellen-Entladungen [LM03] liefern ähnliche Temperaturen.

Weitere Messungen von resonant geheizten H_2/D_2 -Plasmen zeigen, dass die Gastemperatur dort im Bereich um $T_{gas} = 550 \pm 50$ K liegt und als konstant angenommen werden kann, was die folgende Auswertung der Grundzustandsdichte vereinfacht.

5.2. Sondenmessungen

Um die sichtstrahlintegrierten Werte aus der OES mit den lokal messenden Sonden überprüfen zu können, müssen die radialen Plasmaparameterprofile von Elektronendichte und Elektronentemperatur bekannt sein. Zusätzlich muss überprüft werden, ob die Elektronenenergieverteilungen Maxwellverteilungen entsprechen.

5.2.1. Plasmaparameterprofile

Für die Bestimmung der radialen Profile der einzelnen Plasmaparameter wurde die in Abschnitt 4.2.4 vorgestellte Langmuirsonde verwendet. Durch das schrittweise Hineinfahren der Sondenspitze in das Plasma wurden alle $\Delta r = 5$ mm I/U-Kennlinien aufgenommen. Um den Verlauf der Parameter über den gesamten Durchmesser zu erhalten, wurde die Sondenspitze bis in das Zentrum des Plasmas aufgeföhren und das so erhaltene Profil in der Mitte bei $r = 0$ cm gespiegelt.

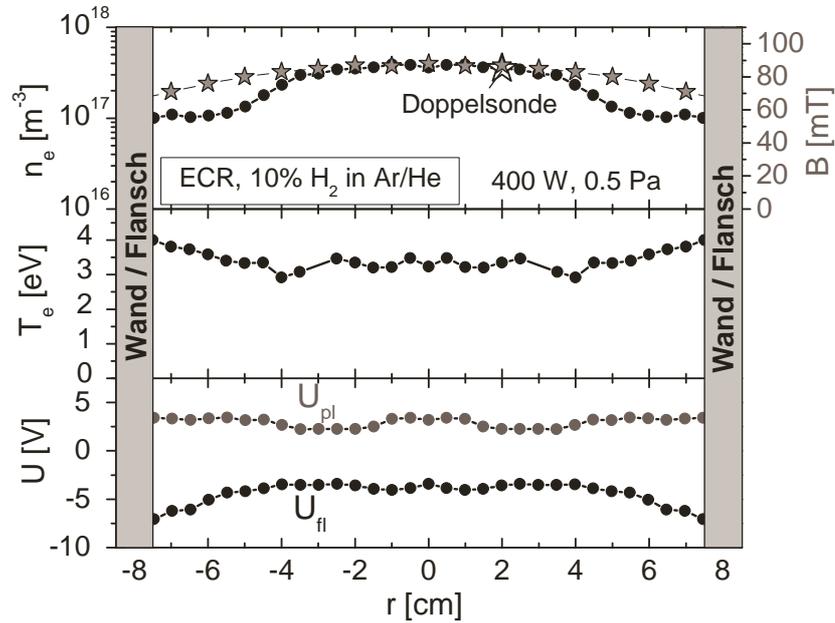


Abbildung 5.3.: *oben*) Vergleich des radialen Verlaufs der Elektronendichte (Langmuirsonde) mit dem Magnetfeld (Hallsonde). *mitte*) Elektronentemperatur aus der Steigung der EEVF. *unten*) Plasmapotential und Floatingpotential aus der I/U -Kennlinie.

Für eine Gasmischung mit einem Anteil von 10% H_2 im Diagnostikgas (95% He und 5% Ar) wurde der Verlauf der verschiedenen Plasmaparameter (n_e, T_e, U_{pl}, U_{fl}) in Abbildung 5.3 dargestellt. Da in Plasmen mit Magnetfeld der Absolutwert des Ionenstroms weitaus weniger beeinflusst wird als der Absolutwert der Elektronensättigungsstroms (Kapitel 4.2.4), wurde die Elektronendichte auf den Wert einer entsprechenden Doppelsondenmessung ($n_e = 3.5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$) kalibriert. Der so erhaltene Verlauf stimmt gut mit dem Verlauf aus der Doppelsonde überein. Man erkennt, dass der Verlauf der Elektronendichte im Zentrum nahe der Resonanzzone ($B = 87.5 \text{ mT}$) konstant verläuft und nach außen hin abfällt. Das Dichteprofil wird durch die Diffusionsgleichung (3.21) bestimmt [BCD99]. In den ECR-Plasmen wird dabei die radiale Diffusion durch das axial verlaufende Magnetfeld (notwendig für die resonante Einkopplung der Hohlleitermoden) deutlich eingeschränkt, so dass es erst am Rand zum starken Abfall kommt.

Die Elektronentemperaturen folgen aus der mittleren Energie $T_e = 2/3 \langle E_e \rangle$, welche wiederum aus der Elektronenenergieverteilung resultiert. Für das untersuchte Plasma ist die Elektronentemperatur in der Mitte des Plasmas konstant und nimmt nach außen hin, aufgrund der zunehmenden Randheizung durch das elektrische Feld der Mikrowelle, zu [BCD99] (mittlerer Teil der Abbildung 5.3). Nach Gleichung (4.27) ist die Elektronentemperatur proportional zur Differenz aus Plasmapotential und Floatingpotential. Das Floatingpotential im Zentrum beträgt $U_{fl} = -3.4 \text{ V}$, das Plasmapotential $U_{pl} = +3.2 \text{ V}$. Die Differenz ist damit, wie erwartet, zweimal so groß wie die Elektronentemperatur $T_e = 3.2 \text{ eV}$. Steigt die Elektronentemperatur zum Flansch hin an und bleibt das Plasmapotential, aufgrund der gleichbleibenden ambipolaren Diffusion, konstant, so muss das Floatingpotential abfallen (unterer Teil der Abbildung 5.3).

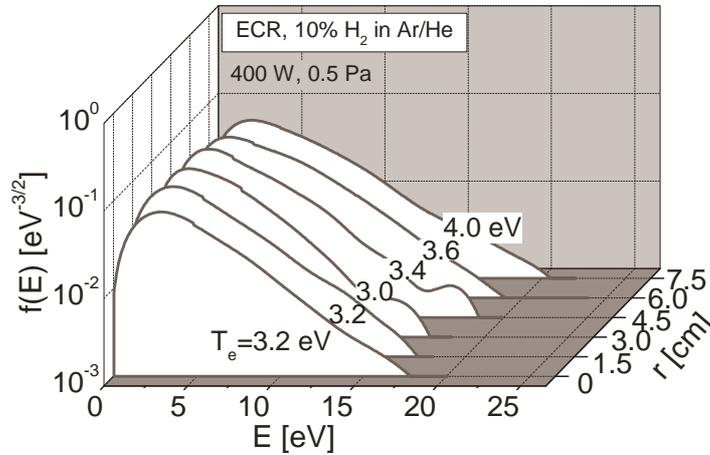


Abbildung 5.4.: Der mit einer Langmuirsonde bestimmte radiale Verlauf der EEVF.

Werden mit der Doppelsonde oder der Langmuirsonde Plasmaparameter in der Mitte des Plasmas bestimmt, so müssen diese korrigiert werden, um die sichtstrahlungsgemittelten Werte für die OES zu erhalten. Aus zahlreichen Profilmessungen der Plasmen ergibt sich für die Elektronendichte ein mittlerer Korrekturfaktor von $n_e^{r=0}/n_e^{\text{mittel}} = 1.7$ und für die Elektronentemperatur ein Korrekturfaktor von $T_e^{\text{mittel}}/T_e^{r=0} = 1.25$. In der Auswertung werden diese Faktoren entsprechend berücksichtigt.

5.2.2. Elektronenenergieverteilung

Um zu überprüfen, ob für die Energieverteilung der Elektronen in den betrachteten ECR-Plasmen Maxwellverteilungen vorliegen und damit der Begriff der Elektronentemperatur eindeutig definiert ist, wurden weitere Langmuirsondenmessungen durchgeführt. Für das zuvor gezeigte Plasma befindet sich der radiale Verlauf der EEVF in Abbildung 5.4. Die Verteilungen wurden durch Wurzel E geteilt und in Abhängigkeit des Abstands vom Plasmazentrum über der Energie aufgetragen. Maxwellverteilungen stellen in dieser Auftragung Geraden dar. Aus der Steigung der Geraden folgt die Elektronentemperatur nach Gleichung (4.29). Der starke Abfall bei $E < 3$ eV ist ein Relikt aus der zweifachen numerischen Ableitung, ebenso wie die Oszillationen im höherenergetischen Bereich [ACK95], [Kas95]. Unter Berücksichtigung dieser Effekte erkennt man, dass die Verteilungen im niederenergetischen Bereich $E < 15$ eV eine große Ähnlichkeit mit Maxwellverteilungen zeigen. Aus den nur leicht unterschiedlichen Steigungen folgt der in Abbildung 5.3 gezeigte nahezu konstante Verlauf der Elektronentemperatur im Zentrum des Plasmas. Da über den gesamten Sichtstrahl der OES Maxwellverteilungen mit ähnlichen Elektronentemperaturen vorliegen, ist somit eine einfache Auswertung der Strahlung mit Hilfe der OES möglich.

Mit zunehmendem molekularem Anteil von Wasserstoff ist aufgrund der großen Ratenkoeffizienten und den geringen Schwellenwerte der Vibrationsanregung eine Beeinflussung der Verteilungsfunktion im niederenergetischen Bereich zu erwarten (Kapitel

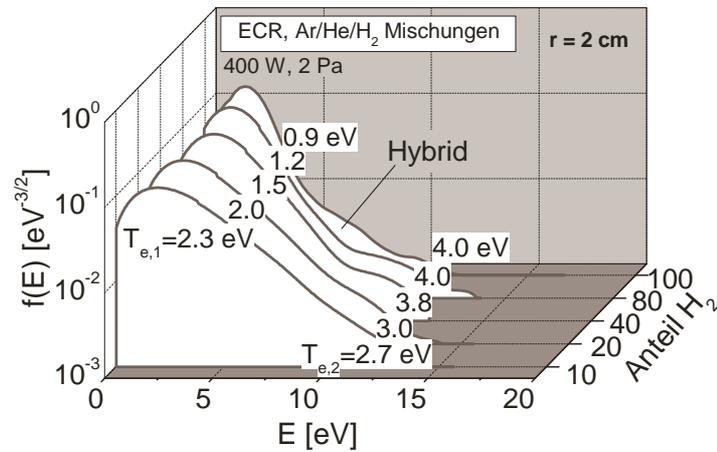


Abbildung 5.5.: Änderung der Elektronenenergieverteilung in Abhängigkeit des Wasserstoffanteils.

4.1.1). Langmuirsondenmessungen in induktiv gekoppelten Plasmen von reinem Wasserstoff und Deuterium zeigen, dass die EEVF von Maxwellverteilungen deshalb deutlich abweichen kann [AHG90]. Um die Auswirkung der Wasserstoffzumischung auf die EEVF genauer zu verstehen, wurden bei einem Druck von $p = 2 \text{ Pa}$ und einer Leistung von $P = 400 \text{ W}$ Mischreihen untersucht (Abbildung 5.5). Man erkennt, dass sich mit zunehmendem Wasserstoffanteil deutlich ein Knick bei $E \approx 5 \text{ eV}$ bildet. In reinen Wasserstoffplasmen wurde dieser Knick in [TC05] damit begründet, dass bis zu einer Energie von $E = 4.5 \text{ eV}$ eine Anregung der Vibrationsniveaus durch Elektronenstöße möglich ist. In der Abbildung beträgt die Steigung unterhalb dieser Schwellenenergie $T_{e,1} = 0.9 - 2.3 \text{ eV}$ und überhalb $T_{e,2} = 2.7 - 4 \text{ eV}$. Je geringer der Wasserstoffanteil, desto mehr gleichen sich die Steigungen an. Die Energieverteilung bei 100% Wasserstoffanteil wurde aus dem Effektivwert des Stroms bei der Trägerfrequenz $f = 2.5 \text{ kHz}$ ermittelt. Dieser Wert stellt gemäß [SM34] die erste Ableitung dar und muss entsprechend nur einmal numerisch abgeleitet werden. Die so bestimmte Verteilung (Hybrid) stimmt mit den Verteilungen aus der Boyd-Twiddy-Methode und der Langmuirsonde überein und zeigt aber aufgrund der geringen Störungen bei der Trägerfrequenz für das betrachtete Plasma die höchste Dynamik.

Während bei geringem Wasserstoffanteil näherungsweise die Temperatur aus der mittleren Energie folgt, müssen für die Überprüfung der Elektronentemperaturen aus der OES von Wasserstoff bei hohem Wasserstoffanteil die profilmittelten Steigungen $T_{e,2}$ verwendet werden. Zusätzlich ist, wie in Abbildung 4.2 gezeigt, für die OES eine reduzierte effektive Elektronendichte zu berücksichtigen. Für die Wasserstoffplasmen wurden durchschnittlich um einen Faktor 1.4 reduzierte Elektronendichten angenommen. Bei höherem Druck können die Korrekturfaktoren aufgrund der zunehmenden Stöße der Elektronen mit Schwereteilchen allerdings auch größer werden [Sta04].

Im Gegensatz zu Wasserstoffplasmen konnte bei reinen Deuteriumplasmen kein starker Knick in der EEVF beobachtet werden. Abbildung 5.6 zeigt die Elektronenenergieverteilung bei Variation des Drucks in einem reinen Deuteriumplasma. Deutlich

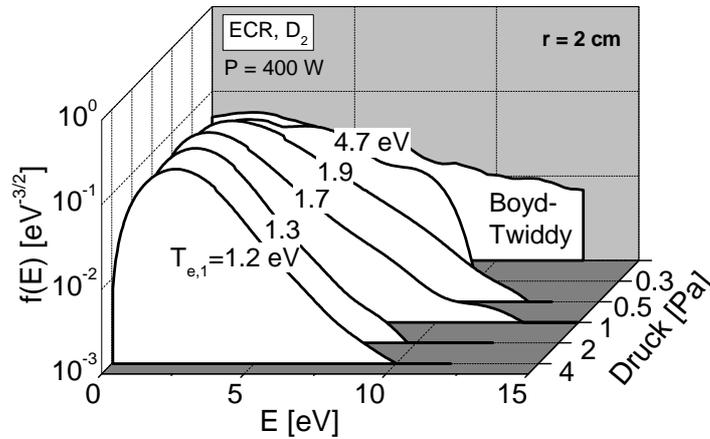


Abbildung 5.6.: Änderung der Elektronenenergieverteilung eines Deuteriumplasmas in Abhängigkeit des Drucks. Für die letzte Messung bei $p = 0.3 \text{ Pa}$ wurde zusätzlich ein Vergleich mit der Boyd-Twiddy-Methode durchgeführt.

erkennt man einen relativ geraden Verlauf der Energieverteilungen und die mit abnehmendem Druck flacher werdenden Steigungen. Ein Knick wie er für höhere Drücke in kapazitiv gekoppelten Deuteriumplasmen bei höheren Energien $E \approx 8 \text{ eV}$ beobachtet wurde [MMSG99], konnte durch die hier durchgeführten Sondenmessungen nicht bestätigt werden. Allerdings liefert ein späterer Vergleich von Sondenmessungen mit der OES (Abbildung 5.16) ebenfalls Hinweise auf einen geknickten Verlauf. Der Grund für den weitaus schwierigeren Nachweis könnte eine effektivere Leistungseinkopplung in das ECR-Deuteriumplasma bei niedrigeren Drücken sein. Diese führt, wie Messungen zeigen, zu höheren Elektronendichten und somit durch eine höhere Elektron-Elektron-Stoßrate zu einer besseren Thermalisierung. Zusätzlich ist das Atom zu Molekül-Verhältnis von Deuterium weitaus größer als bei Wasserstoff (Abbildung 5.28), so dass mit sinkendem Molekülanteil der Einfluss der Vibrationsanregung ebenfalls reduziert werden sollte.

Bei einem Druck von $p = 0.3 \text{ Pa}$ war die Auswertung der EEVF aus der zweifachen Ableitung der I/U Kennlinie nur bedingt möglich, da hier aufgrund der stark ansteigenden Elektronentemperatur bei verbesserter Leistungseinkopplung die Energieverteilungen sehr flach werden und so kleine Störungen im Verlauf der Kennlinie durch das Ableiten deutlich verstärkt werden. Deswegen wurde bei diesem Druck die Messung zusätzlich mit der Boyd-Twiddy-Methode verglichen. Generell stimmt diese mit den anderen Sondenmessungen überein, zeigt aber gerade bei niedrigen Drücken eine weitaus höhere Dynamik. Auffällig ist die hohe Temperatur von $T_e \approx 4.7 \text{ eV}$. Ein Vergleich mit Abbildung 5.5 zeigt, dass dieser Wert vergleichbar mit der Steigung des höherenergetischen Bereichs dieser EEVF ist.

Durch die Sondenmessungen konnte zusammenfassend festgestellt werden, dass sich die Energieverteilungen der Wasserstoff- und Deuteriumplasmen durch (Bi-)Maxwellverteilungen beschreiben lassen, wobei die Steigung für den höherenergetischen Bereich mit zunehmendem Wasserstoffanteil deutlich flacher ist als die Steigung im niederener-

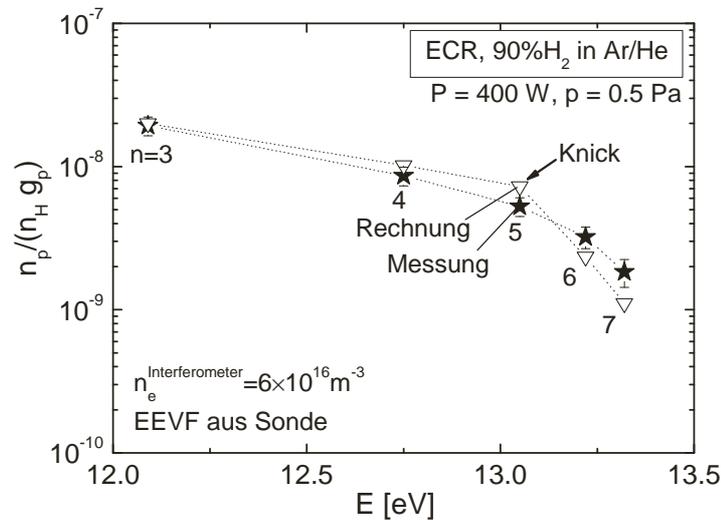


Abbildung 5.7.: Boltzmannplot der Besetzungsdichten für ein ECR-Plasma. Für die Messung wurde eine Anpassung mit dem SSM YACORA durchgeführt.

getischen Bereich. Unter Berücksichtigung der Profilkorrekturfaktoren für die Steigungen im höherenergetischen Bereich lassen sich somit die aus lokalen Sondenmessungen folgenden Elektronentemperaturen direkt mit den Werten der sichtstrahlintegrierten optischen Diagnostikmethoden vergleichen.

5.3. Besetzungsdichten im Wasserstoffatom

Zur Kontrolle der optischen Diagnostikmethoden wurden die für die OES des Wasserstoffatoms relevanten Besetzungsdichten genauer untersucht. Bei der Modellierung mit Hilfe von Stoß-Strahlungsmodellen müssen die berechneten mit den gemessenen Besetzungsdichten übereinstimmen. Die berechneten Werte basieren auf dem in Abschnitt 3.1.4 vorgestellten SSM YACORA für das Wasserstoffatom. Wie im Folgenden gezeigt wird, führten Unstimmigkeiten bei den Anpassungen zu einer Korrektur des SSM [WDF09] und der daraus folgenden Diagnostikmethoden. Die nach der Verbesserung vorliegenden Methoden erlauben nun zum Beispiel eine weitaus genauere Bestimmung der Elektronendichte.

In Abbildung 5.7 wurde eine Anpassung gemessener Besetzungsdichten eines ECR-Plasmas unter Verwendung der EEVF aus der Langmuirsonde und der interferometrisch bestimmten Elektronendichte mit dem SSM YACORA in einem Boltzmannplot durchgeführt. Die aus dem ursprünglichen SSM YACORA resultierende Besetzungsdichte lässt sich ab $n = 5$ nur schwer an die Messung anpassen. Betrachtet man den gerechneten Verlauf genauer, so erkennt man bei der Hauptquantenzahl $n = 5$ einen Knick, welcher durch die Messung nicht bestätigt wird. Die gerechnete Besetzungsdichte liegt hier deutlich über der gemessenen Besetzungsdichte.

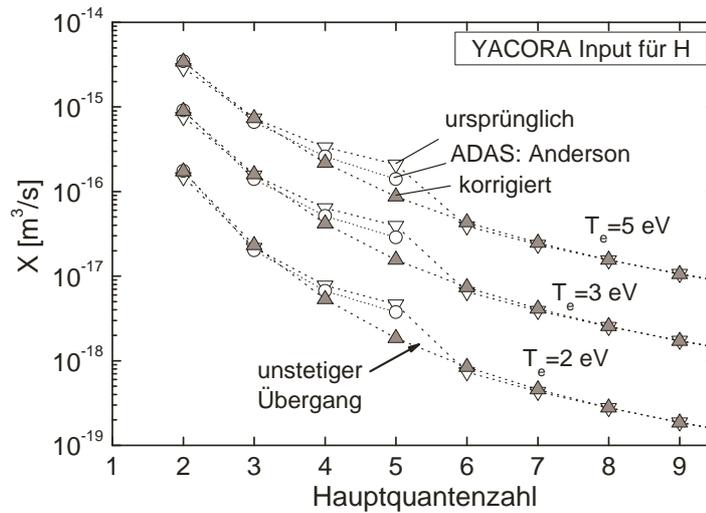


Abbildung 5.9.: Ratenkoeffizienten für die Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand. Verglichen wurden die ursprünglichen und korrigierten Ratenkoeffizienten. Zusätzlich wurden die in ADAS verwendeten Ratenkoeffizienten von Anderson [ABBS00] eingezeichnet.

gleichgewicht für die betrachteten Niedertemperaturplasmen nahe dem Koronagleichgewicht liegt. Infolgedessen haben nur die spontane Emission und die direkte Stoßanregung aus dem Grundzustand des Atoms einen stärkeren Einfluss auf die Besetzung (Kapitel 3.1.3). Unter der Annahme, dass die Übergangswahrscheinlichkeiten aus der NIST-Datenbank [NIS07] stimmen, folgt die Abweichung aus den Stoßquerschnitten für die direkte Stoßanregung aus dem Grundzustand [WDF09].

Der **ursprüngliche Eingangsdatensatz** für die Elektronenstoßanregung aus dem Atom basiert auf den Stoßquerschnitten von Janev [JRS03]. Während sich die Querschnitte der Elektronenstoßanregung für Quantenzahlen $n \leq 5$ aus einer Anpassung verschiedener Datenquellen ergeben, wurden für $n \geq 6$ die Querschnitte nach der Born-Bethe-Approximation mit der semiempirischen Formel von Johnson [Joh72] bestimmt. Trägt man die aus den Stoßquerschnitten erzeugten Ratenkoeffizienten zur besseren Übersichtlichkeit über der Quantenzahl auf, so erkennt man in der Abbildung 5.9 bei $n = 5$ einen unstetigen Übergang bei dem ursprünglichen Datensatz. Dieser nimmt mit kleiner werdender Temperatur zu. Zum Vergleich wurden für die Zustände $n \leq 5$ R-Matrix Rechnungen nach Anderson [ABBS00] mit aufgetragen, wie sie in ADAS verwendet werden. Man erkennt, dass die Ratenkoeffizienten von ADAS zwar kleiner sind als die Ratenkoeffizienten aus dem ursprünglichen Datensatz von YACORA, der Sprung zu den in der Born-Bethe-Approximation bestimmten Querschnitten jedoch bleibt.

Deshalb wurden für den **korrigierten Eingangsdatensatz** sowohl Ratenkoeffizienten aus R-Matrix Rechnungen von Anderson [ABBS00] verwendet als auch Stoßquerschnitte nach der semiempirischen Formel von Johnson [Joh72]. Da bei der Berechnung der Stoßquerschnitte mit Hilfe von R-Matrix Rechnungen sämtliche möglichen elektronischen Wellenfunktionen sowie Wechselwirkungen der Elektronen berücksichtigt werden

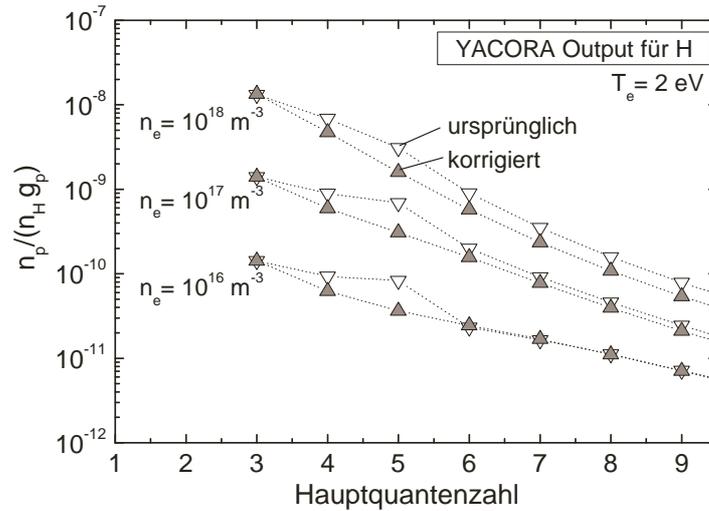


Abbildung 5.10.: Relative Besetzungsdichten aus dem SSM YACORA unter Berücksichtigung der ursprünglichen und korrigierten Ratenkoeffizienten.

müssen [TGR⁺03], nimmt der Rechenaufwand stark mit der zu berücksichtigenden Anzahl von Wellenfunktionen zu. Deshalb wurden für die Berechnungen der „collision strength“ in [ABBS00] nur die ersten 15 Zustände bis zur Hauptquantenzahl $n = 5$ dreimpuls aufgelöst berücksichtigt. Für den Zustand $n = 5$ ist damit die Ungenauigkeit der daraus bestimmten Stoßquerschnitte am größten. Um einen stetigen Übergang zwischen den R-Matrix Rechnungen für $n < 5$ und den Ratenkoeffizienten nach Janev [JRS03] für $n > 5$ zu erhalten, wurde der Zustand $n = 5$ durch Extrapolation der beiden Datensätze (Anderson, Janev) bestimmt [WDF09]. In der Abbildung 5.9 ist der für die Extrapolation verwendete Fit eingezeichnet. Die aus diesem Fit folgenden Ratenkoeffizienten stellen den korrigierten beziehungsweise den verbesserten Eingangsdatensatz für die Anregung aus dem Atom dar. Man erkennt für alle Quantenzahlen (ausgenommen $n = 5$) eine gute Übereinstimmung zwischen dem Fit und den ursprünglichen Datensätzen.

Nach der Rechnung mit dem SSM YACORA folgen die relativen Besetzungsdichten der einzelnen Zustände. Die Abbildung 5.10 zeigt exemplarisch die relativen Verläufe für die verschiedenen Elektronendichten unter Verwendung der zuvor gezeigten Eingangs-Ratenkoeffizienten für $T_e = 2$ eV. Man erkennt, dass mit höheren Elektronendichten der Peak in der relativen Besetzungsdichte des ursprünglichen Datensatzes bei $n = 5$ geringer wird. Der Rückgang des Peaks ist die Folge einer zunehmenden Durchmischung der stärker besetzten Niveaus aufgrund einer größeren Anzahl von Elektronenstößen. Bei niedrigen Elektronendichten und Temperaturen lässt sich die Besetzungsdichte des Wasserstoffatoms durch ein Koronagleichgewicht grob nähern, was in erster Näherung zu einer direkten Projektion der Eingangs-Ratenkoeffizienten (Input) auf die Besetzungsdichte (Output) und damit auf die effektiven Emissionsratenkoeffizienten führt. Im Gegensatz zu den ursprünglich verwendeten Stoßquerschnitten zeigt der korrigierte Datensatz einen glatteren Verlauf und insbesondere bei $n = 5$ keinen Knick mehr.

Aus den relativen Besetzungsdichten erhält man zusammen mit der Übergangswahrscheinlichkeit die effektiven Emissionsratenkoeffizienten. Vergleicht man die Besetzungsdichten in der Abbildung 5.10, so würden für $n \neq 5$ nahezu unveränderte Emissionsratenkoeffizienten folgen. Für $n = 5$ führen die in Abbildung 5.9 gezeigten halb so großen Ratenkoeffizienten der Elektronenstoßanregung zu einer Halbierung der Besetzungsdichte und damit zu einer Halbierung des effektiven Emissionsratenkoeffizienten von H_γ . Bei gleicher Strahlung und gleicher Grundzustandsdichte würde damit die berechnete Elektronentemperatur zunehmen (Kapitel 4.1.1). Allerdings führt der korrigierte Datensatz gemäß Gleichung (4.10) auch zu einer Verdopplung des Atom zu Molekül-Verhältnisses (Abschnitt 5.9). Da somit die Grundzustandsdichte näherungsweise um Faktor zwei zunimmt und damit die Abnahme des Ratenkoeffizienten kompensiert, ändert sich die aus der Absolutstrahlung bestimmte Elektronentemperatur nur wenig.

Zusammenfassend gibt es also bei der Auswertung der Elektronentemperatur aus der Absolutstrahlung kaum einen Unterschied zwischen den unterschiedlichen Datensätzen. Die Auswertung der Elektronendichte aus den Linienverhältnissen führt dagegen, wie in Abbildung 5.8 gezeigt, für den verbesserten Datensatz von H_β/H_γ zu mehr als Faktor zwei niedrigeren Werten. Die Elektronendichten stimmen nun wesentlich besser mit den anderen Linienverhältnissen und den Werten aus den Referenzmethoden überein. Wenn nicht anders erwähnt, wurde im Rahmen dieser Arbeit der deutlich verbesserte Datensatz verwendet.

5.3.2. Überprüfung der Besetzungsdichten

Die Zugabe der Diagnostikgase (Helium, Argon) kann die Besetzungsdichten im Wasserstoffatom stören. Um dies auszuschließen, werden im Folgenden die Besetzungsdichten genauer untersucht. Für diese Untersuchung wurden die Emissivitäten der Atome gleichzeitig in Absorption (Kapitel 4.2.2) und Emission (Kapitel 4.2.1) bestimmt.

Da die Energieeigenwerte von Helium und Wasserstoff sehr weit auseinander liegen (Abschnitt 4.2.1) ist in den Mischungen kein störender Einfluss auf die Besetzungsdichte des Wasserstoffatoms zu erwarten. Zum Nachweis wurde eine Mischung mit viel Helium und wenig Wasserstoff untersucht, welche eine ausreichend hohe Absorption für die Heliumlinien zeigte. Die Messungen (Sterne) werden dabei sowohl für Helium als auch für Wasserstoff mit dem SSM YACORA angepasst (offene Kreise). Für jedes Modell wurden dazu die Plasmaparameter (n_e , T_e , p , T_{gas}) solange variiert, bis eine optimale Anpassung gefunden wurde.

Man erkennt in der Abbildung 5.11, dass sowohl die relativen Besetzungsdichten von Helium als auch die von Wasserstoff bei ähnlichen Plasmaparametern gut durch die jeweiligen Stoß-Strahlungsmodelle wiedergegeben werden. Die Besetzungsdichten für das Helium sind dabei im linken, die von Wasserstoff im rechten Boltzmannplot dargestellt. Der Fehler der in Emission gemessenen Besetzungsdichten liegt bei etwa 15%, der in Absorption bestimmten Werte bei etwa 20%. Bei Wasserstoff ergibt sich eine gute Übereinstimmung bis $n = 10$, wobei die Emission aus $n = 8$ von einer Helium-

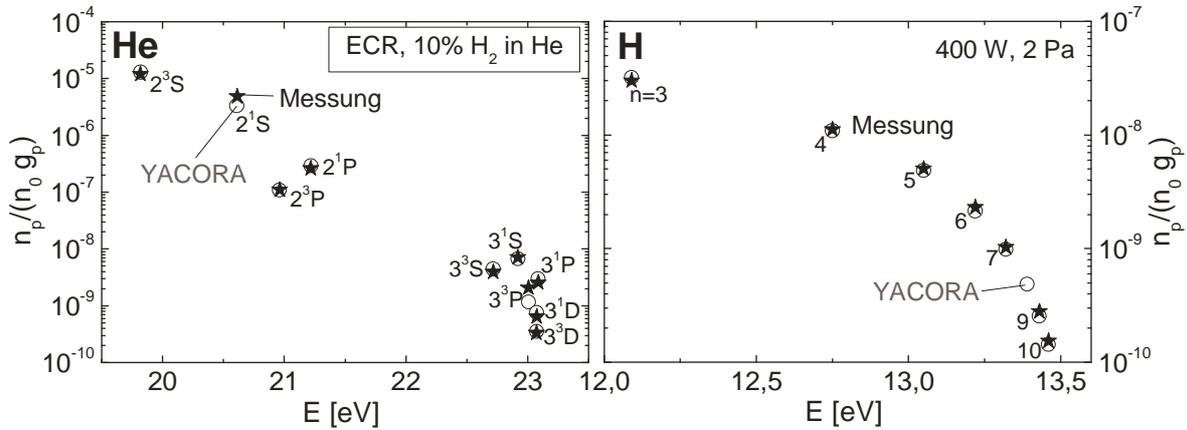


Abbildung 5.11.: Boltzmannplots für ein Helium - Wasserstoff Plasma. Bei der Anpassung des SSM für Helium wurden folgende Parameter verwendet: $T_{gas} = 500\text{ K}$, $n_e = 2.5 \cdot 10^{17}\text{ m}^{-3}$, $T_e = 3.4\text{ eV}$ und $p = 2\text{ Pa}$. Bei der Anpassung des SSM für Wasserstoff wurden folgende Parameter verwendet: $n_H/n_{H_2} = 0.67$, $T_{gas} = 500\text{ K}$, $n_e = 2 \cdot 10^{17}\text{ m}^{-3}$, $T_e = 3\text{ eV}$ und $p = 2\text{ Pa}$.

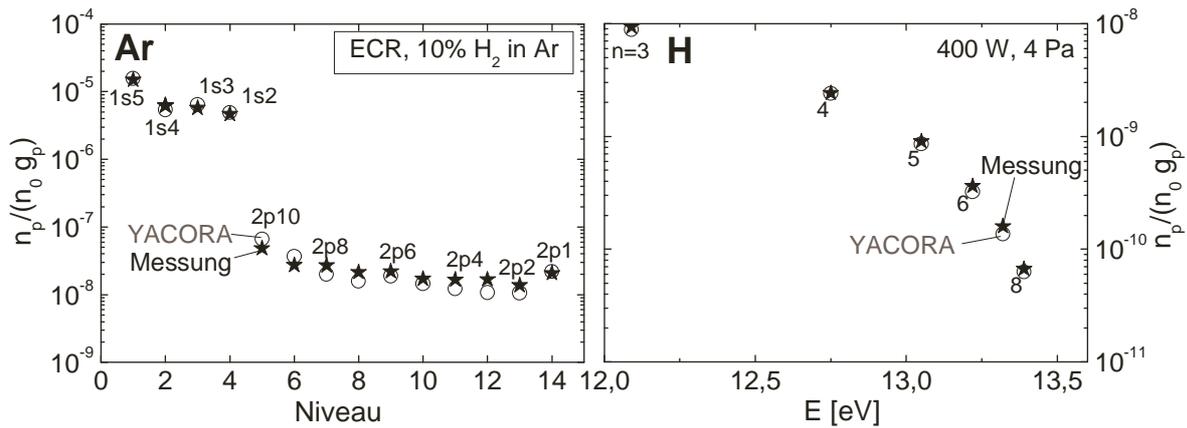


Abbildung 5.12.: Boltzmannplots für ein Argon - Wasserstoff Plasma mit 10% Wasserstoff. Bei der Anpassung des SSM für Argon wurden folgende Parameter verwendet: $T_{gas} = 550\text{ K}$, $n_e = 5 \cdot 10^{17}\text{ m}^{-3}$, $T_e = 1.9\text{ eV}$, $p = 4\text{ Pa}$. Bei der Anpassung des SSM für Wasserstoff wurden folgende Parameter verwendet: $n_H/n_{H_2} = 1.75$, $T_{gas} = 500\text{ K}$, $n_e = 5 \cdot 10^{17}\text{ m}^{-3}$, $T_e = 1.9\text{ eV}$, $p = 4\text{ Pa}$.

linie überlagert wird. Die Messungen des metastabilen Helium-Zustands 2^1S und des in Emission gemessenen Zustands 3^3P liefern zu hohe Besetzungsdichten. Während sich die Abweichung bei 2^1S durch einen größeren Fehler in der Absorption erklären lässt, ergibt sich die erhöhte Besetzung des 3^3P -Zustands aus der Überlagerung der Helium 388 nm Emissionslinie mit der Balmerlinie aus $n = 8$. Aus der guten Übereinstimmung von Rechnung und Messungen folgt, dass durch die Zugabe von Helium die Besetzungsdichten nicht gestört werden.

Für das Diagnostikgas Argon wurde ebenfalls der Einfluss auf die Besetzungsdichten überprüft. Wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben wurde, ist dabei ein Besetzungstransfer zwischen verschiedenen Niveaus von Argon und Wasserstoff möglich. Abbildung 5.12

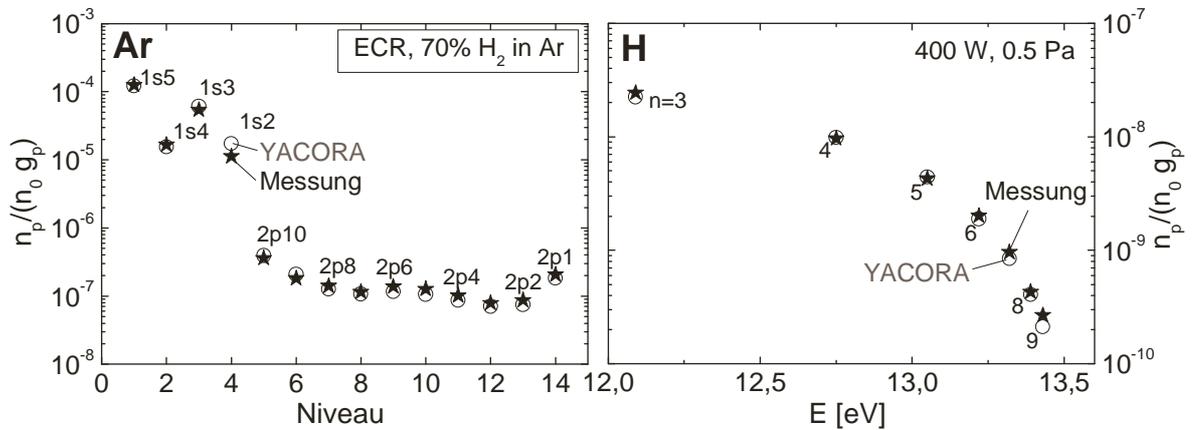


Abbildung 5.13.: Boltzmanplots für ein Argon - Wasserstoff Plasma mit 70% Wasserstoff. Bei der Anpassung des SSM für Argon wurden folgende Parameter verwendet: $T_{gas} = 500$ K, $n_e = 2.3 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 3$ eV, $p = 0.5$ Pa. Bei der Anpassung des SSM für Wasserstoff wurden folgende Parameter verwendet: $n_H/n_{H_2} = 0.7$, $T_{gas} = 550$ K, $n_e = 3 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 3$ eV, $p = 0.5$ Pa.

zeigt auf der linken Seite die relativen Besetzungsdichten des Argonatoms und auf der rechten Seite den Boltzmanplot des Wasserstoffatoms für eine Mischung mit 10% H_2 in Argon bei einem Druck von $p = 4$ Pa. Da die 2p-Niveaus im Argonatom sehr dicht nebeneinander liegen, wurden die Niveaus gemäß ihrer energetischen Reihenfolge aufgetragen. Ein Vergleich der Besetzungsdichten zeigt eine gute Übereinstimmung von Rechnung und Messung im Wasserstoffatom, während es beim Argonatom für die 2p-Niveaus zu Abweichungen kommt. Diese Abweichungen sind allerdings ähnlich stark wie in reinem Argon (Vergleiche Abbildung 3.5).

Wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben, lassen sich die Abweichungen bei Argon durch die vereinfachte Modellierung erklären. Da es keine größeren systematischen Abweichungen der Besetzungsdichten gibt, ist bei gleichzeitiger Übereinstimmung der Besetzungen im Wasserstoffatom von keinem größeren Besetzungstransfer zwischen den betrachteten Niveaus von Argon und Wasserstoff auszugehen. Das Quenching metastabiler Argon-Niveaus durch Wasserstoff, wie es in [BG00] im Rahmen einer Modellierung erwartet wird, konnte aufgrund der zu geringen Teilchendichten in den ECR-Plasmen nicht beobachtet werden. Das Atom zu Molekül-Verhältnis $n_H/n_{H_2} = 1.75$ ist in der Argon-Mischung deutlich höher als in der Helium-Mischung $n_H/n_{H_2} = 0.67$. Der Grund ist die deutlich höhere Elektronendichte von $n_e = 5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ in der Argon-Mischung, welche zu einer wesentlich höheren Dissoziation führt. Aufgrund der guten Übereinstimmung der gemessenen und berechneten Besetzungsdichten von Wasserstoff und Argon ist davon auszugehen, dass die Zugabe von Argon zu keiner stärkeren Beeinflussung spektroskopisch relevanter Niveaus führt.

Um auch bei höherem Wasserstoffanteil einen Einfluss auf die Besetzungsdichten ausschließen zu können, wurden weitere Messungen bei einem Mischungsanteil von 70% Wasserstoff durchgeführt. In der Abbildung 5.13 erkennt man auch für diese Mischungen eine gute Übereinstimmung der berechneten Werte von Wasserstoff und Argon.

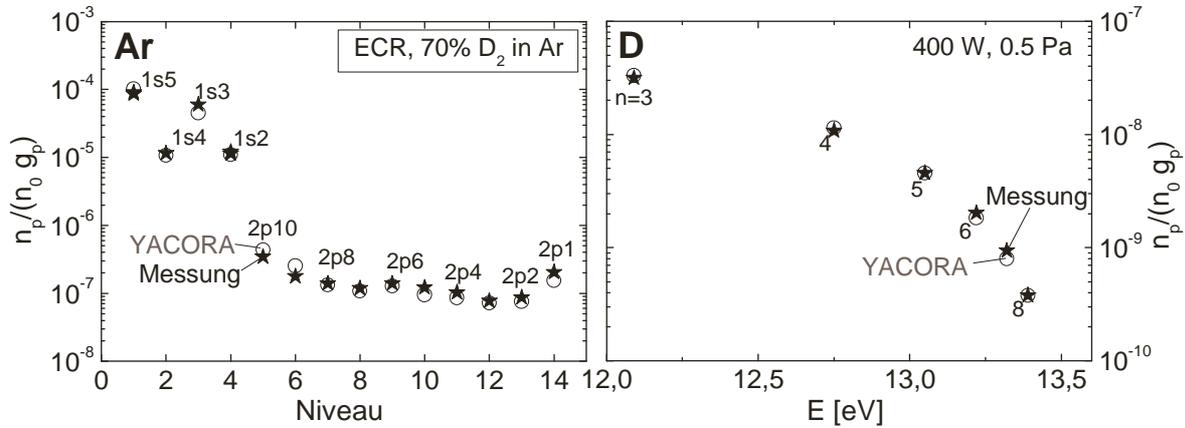


Abbildung 5.14.: Boltzmanplots für ein Argon - Deuterium Plasma mit 70% Deuterium. Bei der Anpassung des SSM für Argon wurden folgende Parameter verwendet: $T_{gas} = 550\text{ K}$, $n_e = 4.2 \cdot 10^{17}\text{ m}^{-3}$, $T_e = 2.6\text{ eV}$, $p = 0.5\text{ Pa}$. Bei der Anpassung des SSM für Wasserstoff wurden folgende Parameter verwendet: $n_D/n_{D_2} = 0.91$, $T_{gas} = 550\text{ K}$, $n_e = 3.8 \cdot 10^{17}\text{ m}^{-3}$, $T_e = 2.7\text{ eV}$, $p = 0.5\text{ Pa}$.

Als Richtwert für die jeweilige Anpassung wurden wiederum die Werte aus Langmuirsonde und Doppelsonde verwendet. Die stärkere Abweichung der aus der Absorption bestimmten Besetzungsdichte des $1s_2$ Zustandes folgt dabei aus einer ungenauen Messung bei kleinem Absorptionssignal.

Das Atom zu Molekül-Verhältnis beträgt $n_H/n_{H_2} = 0.7$ und ist damit, wie erwartet, kleiner als in der Mischung mit hohem Argonanteil und entsprechend hoher Elektronendichte. Aufgrund der allgemein hohen Atom zu Molekül-Verhältnisse $n_H/n_{H_2} > 0.1$ in den ECR-Plasmen kann der Einfluss aus der dissoziativen Anregung des Moleküls vernachlässigt werden. Ebenso wurde in den Anpassungen aufgrund der effektiven Elektronenabstreifung und der ionisierenden Plasmen ab $T_e \approx 2\text{ eV}$ der Einfluss der H^- -Ionen und H_2^+ -Ionen vernachlässigt. Ansonsten würde es zu einer deutlichen Überbesetzung der Zustände kommen. Da der Beitrag der H^+ -Ionen, aufgrund des geringen Populationskoeffizienten, ebenfalls vernachlässigt werden kann, ist in den ECR-Plasmen nur die direkte Anregung aus dem Wasserstoffatom zu berücksichtigen.

Aufgrund der gleichen elektronischen Struktur von Wasserstoff und Deuterium, ist für das Deuteriumatom keine stärkere Wechselwirkung mit Argon zu erwarten. Ein Vergleich von Rechnung und Messung in einem Argon - Deuterium Plasma zeigt bei gleicher Mischung und gleichem Druck sowohl für das Argonatom als auch für das Deuteriumatom eine gute Übereinstimmung (Abbildung 5.14).

Die Plasmaparameter, welche aus den Anpassungen folgen sind allerdings verschieden. Da der Ionisationskoeffizient für Deuterium bei vergleichbarer elektrischer Feldstärke pro Moleküldichte höher als für Wasserstoff liegt [EP63], folgt für Deuterium ein höherer Querschnitt für die Ionisation [dH81]. Entsprechend kommt es im Vergleich zu der zuvor gezeigten Wasserstoff-Mischung bei besser eingekoppelter Leistung für Deuterium zu einer fast doppelt so hohen Elektronendichte von $n_e = 3.8 \cdot 10^{17}\text{ m}^{-3}$. Die zugleich erhöhte dissoziative Anregung aus dem Grundzustand [CJL⁺01] führt bei deut-

ECR-Plasmen aufgetragen. Die Temperatur aus der Langmuirsonde folgt dabei aus der Maxwellverteilung, welche in Abbildung 4.26 gezeigt wurde. Die Temperatur aus der floatenden Doppelsonde repräsentiert die Steigung der EEVF bei einer Energie von $E = e(U_{pl} - U_{fl})$. Diese Energie entspricht in den Niedertemperaturplasmen typischerweise zwei bis drei mal T_e , so dass im Vergleich zur Langmuirsonde die Elektronentemperatur im höherenergetischen Bereich bestimmt wird. Beim reinen Heliumplasma stimmen die Temperaturen aus den Sonden im Rahmen des Fehlers gut mit den Ergebnissen aus der Absolutstrahlung von Helium ($T_e^{728\text{ nm}} = 10.8\text{ eV}$) überein, wobei zur Auswertung der Elektronentemperatur aus der OES die Elektronendichte aus der Interferometrie beziehungsweise aus einer profilgemittelten Doppelsondenmessung verwendet wurde. Der Fehler von $\Delta T_e \approx 1.5\text{ eV}$ folgt aus dem flachen Verlauf der Kennlinien und des Emissionsratenkoeffizienten bei hohen Elektronentemperaturen.

Durch Zugabe von 5% Argon erhält man die verwendete Diagnostik-Gasmischung. Die Temperatur aus der Absolutstrahlung von Argon $T_e^{750\text{ nm}} = 5\text{ eV}$ ist unter Berücksichtigung der Entmischung dabei genauso groß wie die von Helium. Beide optischen Diagnostikmethoden werden durch die Doppelsondenmessung bestätigt. Die Langmuirsonde misst dagegen deutlich kältere Elektronentemperaturen. Ein geknickter Verlauf der EEVF, wie er in den Wasserstoff-Mischungen beobachtet werden konnte, war in der Argon-Helium-Mischung allerdings nicht zu erkennen. Der Grund für die im Vergleich zur OES tiefer liegenden Sondenmessungen liegt deshalb vermutlich an einem zu geringen Profil-Korrekturfaktor (Abschnitt 5.2.1). Da die OES von Helium und Argon sichtstrahlintegriert im höherenergetischen Energiebereich ab der Schwellenenergie ($E_{X \rightarrow 2p_1}^{Ar, Schwelle} \approx 13.5\text{ eV}$, $E_{X \rightarrow 3^1S}^{He, Schwelle} \approx 22.9\text{ eV}$) die Elektronentemperatur liefert, eignen sich diese Methoden folglich am besten für die Überprüfung und werden somit für den Vergleich mit der OES von Wasserstoff verwendet.

Der Vergleich der Elektronentemperaturen von Helium und Argon mit Wasserstoff wird im rechten Teil der Abbildung 5.15 gezeigt. Man erkennt, dass bei 10% Wasserstoff-Zumischung die Elektronentemperatur aus H_γ teilweise über den Referenzwerten liegt. Diese Abweichung folgt aus einer Überschätzung der Fulcher-Strahlung, welche nach Abschnitt 4.1.2 zu einem geringeren atomaren Anteil und somit bei gleicher Absolutstrahlung zu höheren Temperaturen von bis zu $\Delta T_e = 0.4\text{ eV}$ führt. Bei einem höheren Wasserstoffanteil von 90% H_2 , war dagegen eine genauere Bestimmung der Fulcher-Strahlung möglich. Die optischen Diagnostikmethoden zeigen hier eine sehr gute Übereinstimmung mit der Elektronentemperatur aus H_γ .

Analog zu Wasserstoff wurde die Temperaturbestimmung aus der OES von Deuterium überprüft. Abbildung 5.16 zeigt den Verlauf der Elektronentemperatur für eine Mischreihe. Für jede Mischung wurden von links nach rechts die Elektronentemperatur aus der Langmuirsonde, Doppelsonde, Deuterium (D_γ) und Argon (750 nm) miteinander verglichen. Man erkennt, dass für die einzelnen Mischungen die Werte der Doppelsonde und der OES von Argon im Rahmen des Fehlers gut mit der Elektronentemperatur von D_γ übereinstimmen. Die Konsistenz der optischen Diagnostikmethoden wird dabei durch eine gute Anpassung mit den jeweiligem Stoß-Strahlungsmodellen belegt.

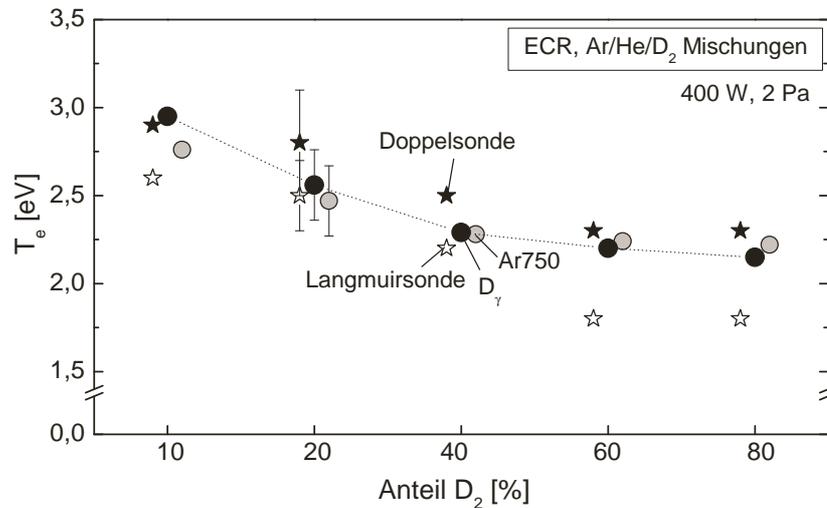


Abbildung 5.16.: Verlauf der Elektronentemperatur bei Zugabe von Deuterium.

Die Langmuirsondenmessung zeigt im Vergleich zu den Werten aus der OES und der profilgemittelten Doppelsonde deutlich zu niedrige Elektronentemperaturen. Da die Sonde die Temperaturen im Wesentlichen im niederenergetischen Teil der EEVF bestimmt, lässt dies auf einen Knick in der Energieverteilung der Elektronen schließen, welcher aufgrund der größer werdenden Spreizung von Doppelsonde und Langmuirsonde mit größer werdendem Deuteriumanteil zunimmt.

Die Elektronentemperatur sinkt mit zunehmendem Deuteriumanteil. Um den gezeigten Temperaturverlauf in Abbildung 5.16 nachvollziehen zu können, wurden unter Berücksichtigung der Elektronendichte aus Doppelsondenmessungen mit Hilfe des in Abschnitt 4.2.4 vorgestellten Dissoziationsmodells Berechnungen durchgeführt. Die konstant bleibende Elektronendichte (aus Doppelsondenmessungen) wird dabei je nach Mischung durch verschiedene Ionendichten bilanziert. In der Mischung mit 10% D_2 bilden Argonionen die dominierende Ionensorte, in der Mischung mit 80% D_2 die D_3^+ -Ionen. Dominieren die Argonionen das Plasma, so lässt sich die Elektronentemperatur aus einer Ionisationsbilanz [Beh91] folgern, in der die Ionisation von Argon durch die Diffusion der Ionen mit der Einschlusszeit τ_{Ar^+} bilanziert wird. Die Untersuchung der Gleichgewichtsraten für Deuterium zeigen, dass dies in ähnlicher Weise auch für die D_3^+ -Ionen gilt. Die Ionendichten lassen sich also wie folgt bilanzieren:

$$10\% D_2\text{-Mischung} : \quad n_{Ar} n_e X_{ion}^{Ar \rightarrow Ar^+}(T_e) = \frac{n_{Ar^+}}{\tau_{Ar^+}}, \quad (5.1)$$

$$80\% D_2\text{-Mischung} : \quad n_{D_2^+}(T_e) n_{D_2} X^{D_2 + D_2^+ \rightarrow D_3^+ + D} = \frac{n_{D_3^+}}{\tau_{D_3^+}}. \quad (5.2)$$

Während bei Argon die Abhängigkeit von der Elektronentemperatur direkt über den Ionisationsratenkoeffizienten erfolgt, ist bei der Bildung von D_3^+ die Abhängigkeit durch die Ionisation von D_2 zu D_2^+ gegeben. Unter Berücksichtigung der jeweiligen Ratenkoeffizienten folgt aus dem Dissoziationsmodell für die Mischung mit hohem Deuteriumanteil, analog zur Abbildung, eine um $T_e \approx 0.5$ eV geringere Elektronentemperatur.

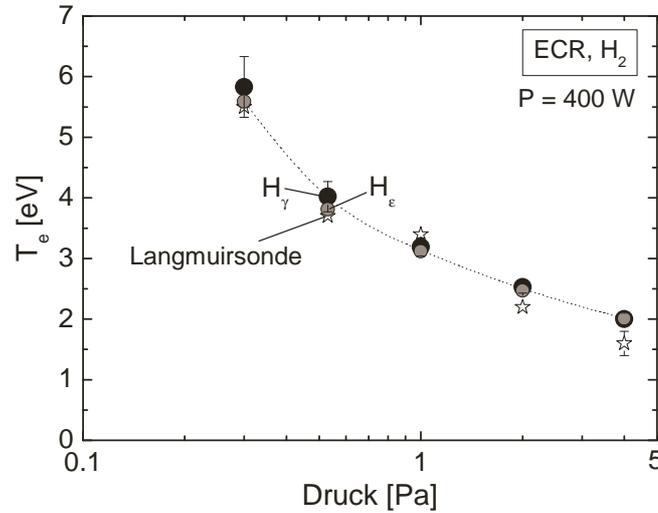


Abbildung 5.17.: Verlauf der Elektronentemperatur in einem reinen Wasserstoffplasma bei Variation des Drucks.

Um die Selbstkonsistenz der Temperaturbestimmung aus H_γ und H_ϵ zu überprüfen, wurden die Ergebnisse aus den zwei Balmerlinien bezüglich der Variation von T_e miteinander verglichen. Die Überprüfung ist insofern von Bedeutung als dass im Rahmen der Korrektur des SSM YACORA der effektive Emissionsratenkoeffizient von H_γ im Vergleich zu dem von H_ϵ wesentlich stärker geändert wurde. Abbildung 5.17 zeigt in Abhängigkeit des Drucks die Elektronentemperatur aus H_γ , H_ϵ und der Langmuirsonde. Man erkennt im Rahmen des Fehlers eine gute Übereinstimmung der Elektronentemperatur aus den beiden Balmerlinien, was die Konsistenz der Modellierung belegt. Bei der Langmuirsondenmessung zeigt sich bei niedrigen Drücken $p \leq 1$ Pa eine gute Übereinstimmung, während es bei höheren Drücken $p > 1$ Pa zu einer stärkeren Abweichung kommt. Obwohl die Elektronentemperatur aus dem höherenergetischen Teil der Elektronenenergieverteilung bestimmt wurde, konnte aufgrund der beschränkten Dynamik nicht immer vollständig der für die OES relevante Energiebereich erfasst werden. Die mit zunehmendem Druck auftretende Abweichung der Sondenmessung deutet folglich in Analogie zu Deuterium auf einen Knick in der EEVF hin.

Der Verlauf der Elektronentemperatur lässt sich dabei analog zur Bilanz (5.2) für Deuterium erklären. Da die H_2^+ -Dichte in der Bilanz wiederum von der H_2 -Dichte abhängt, nimmt der Quellterm für die Bildung der dominierenden Ionensorte H_3^+ überproportional mit der H_2 -Dichte zu. Die Moleküldichte steigt mit größer werdendem Druck gemäß dem idealen Gasgesetz an. Damit die Bilanz weiter gilt, muss der Ionisationsratenkoeffizient abnehmen. Folglich sinkt T_e mit steigendem Druck.

Zusammenfassend konnte mit Hilfe der OES von Helium und Argon die Temperaturbestimmung aus den Balmerlinien H_γ , D_γ im Bereich von $2 \text{ eV} < T_e < 6 \text{ eV}$ verifiziert werden. Für die Bestimmung der Temperatur aus der OES des Wasserstoffatoms wurden dabei die effektiven Emissionsratenkoeffizienten aus dem verbesserten SSM YACORA verwendet. Die Übereinstimmung der Elektronentemperaturen aus der Absolutstrah-

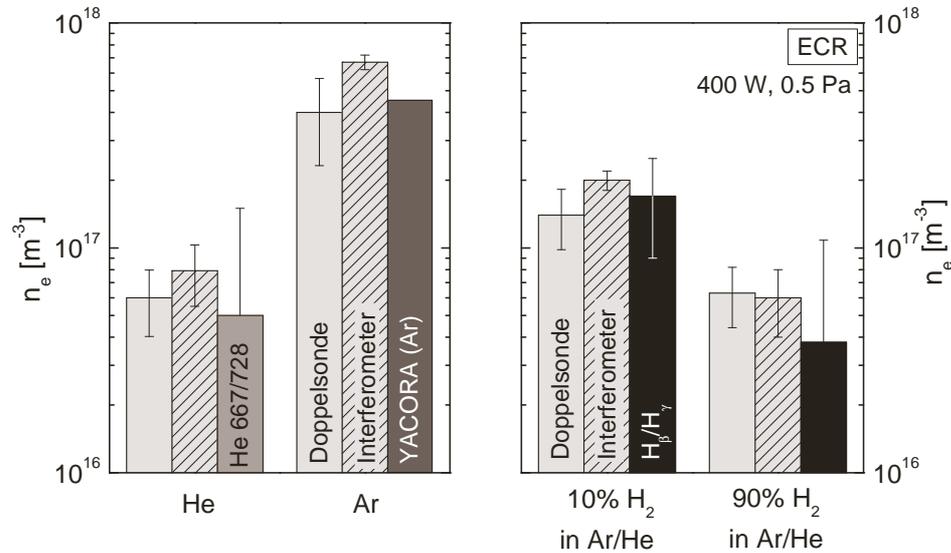


Abbildung 5.18.: Elektronendichten für verschiedene Mischungen. Interferometer und Doppelsonde werden mit den Ergebnissen von YACORA sowie mit den Linienverhältnissen verglichen.

lung von verschiedenen Balmerlinien (H_γ bis H_ϵ) zeigt dabei die Selbstkonsistenz der Temperaturdiagnostik, welche erst durch die Korrektur des SSM erreicht wurde.

5.5. Elektronendichte

Zur Überprüfung der Elektronendichte aus dem Linienverhältnis von H_β/H_γ wurden in den ECR-Plasmen verschiedene Diagnostikmethoden verwendet. Im Folgenden werden die Dichten aus der Doppelsonde (Kapitel 4.2.4) und der Interferometrie (Kapitel 4.2.5) mit den Ergebnissen von verschiedenen Stoß-Strahlungsmodellen verglichen.

Um zu entscheiden, welche der Diagnostikmethoden sich für die Überprüfung des Balmerlinienverhältnis eignet, wurde die Genauigkeit und die Konsistenz der einzelnen Methoden untereinander untersucht. Der linke Teil der Abbildung 5.18 zeigt die Elektronendichte für ein Helium- und ein Argonplasma bei $p = 0.5$ Pa. Für das Heliumplasma folgt eine gute Übereinstimmung der Elektronendichte aus der Doppelsonde, der Interferometrie und dem Helium-Linienverhältnis (667 nm/728 nm). Die Doppelsonde besitzt dabei einen Fehler von 25%, während die Interferometrie aufgrund der begrenzten Auflösung der Phasenverschiebung, einen absoluten Fehler von $\Delta n_e \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$ aufweist. Die OES von Helium kann bei niedrigen Dichten dagegen um mehr als Faktor zwei von der Elektronendichte abweichen und eignet sich deshalb nicht als Referenzwert für das Wasserstoff-Linienverhältnis. Auch das SSM YACORA für Argon eignet sich nur bedingt, da bei der Anpassung der Besetzungsdichten mehrere Plasmaparameter berücksichtigt werden müssen.

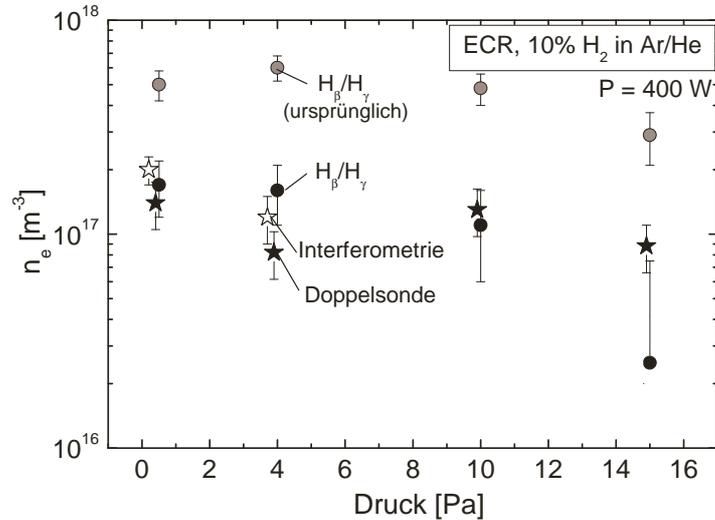


Abbildung 5.19.: Verlauf der Elektronendichte in einem Plasma mit 10% Wasserstoff bei Variation des Drucks. Die OES wurde mit der Doppelsonde und der Interferometrie verglichen.

Betrachtet man den Verlauf der Elektronendichte genauer, so erkennt man, dass die Elektronendichte der Interferometrie insbesondere bei hohen Elektronendichten, wie sie im Argon-Plasma vorherrschen, größer ist als die der Doppelsonde. Dies lässt sich durch die mit zunehmender Elektronendichte verstärkte Ausbreitung des Plasmas in die Diagnostikflansche erklären. Wird diese Zunahme der Plasmalänge nicht berücksichtigt, so folgen nach Gleichung (4.49) aus der Phasenverschiebung erhöhte Elektronendichten. In den Wasserstoffplasmen findet, aufgrund der niedrigen Elektronendichten (schlechte Leistungseinkopplung), allerdings nur eine geringe Ausdehnung des Plasmas in die Diagnostikflansche statt, so dass die profilgemittelte Doppelsonde und sichtstrahlintegrierte Interferometrie dort einen guten Referenzwert liefern.

Ein Vergleich mit der Elektronendichte aus dem H_β/H_γ -Linienverhältnis zeigt sowohl bei 10% Wasserstoffzumischung als auch bei einer 90% Wasserstoffzumischung eine gute Übereinstimmung (rechter Teil der Abbildung 5.18). Mit dem H_β/H_γ -Linienverhältnis ist dabei eine Dichtebestimmung ab Elektronendichten von $n_e \approx 10^{16} \text{ m}^{-3}$ möglich, wobei der Fehler aufgrund des flachen Verlaufs bei niedrigen Elektronendichten über 40% und damit deutlich über dem Fehler aus Doppelsonde und Interferometrie liegt. Dennoch ist die Genauigkeit der Dichtebestimmung ausreichend, um die Wasserstoffplasmen charakterisieren zu können. Die höhere Elektronendichte in der Mischung mit geringem Wasserstoffanteil lässt sich dabei durch eine bessere Leistungseinkopplung beziehungsweise durch eine erhöhte Ionisation im Energiegleichgewicht [Asm89], [GDHG01] erklären.

Da sich die Leistungseinkopplung mit dem Druck nicht stark ändert, sollte sich bezüglich einer Druckvariation auch keine größere Änderung der Elektronendichte ergeben. Eine effektive Zyklotron-Heizung findet dabei nur bei geringen Drücken von $p \lesssim 15 \text{ Pa}$ statt. Bei größeren Drücken zieht sich das Plasma aus dem Diagnostikbereich, aufgrund der direkt vor dem Quarzfenster stattfindenden Mikrowelleneinkopplung.

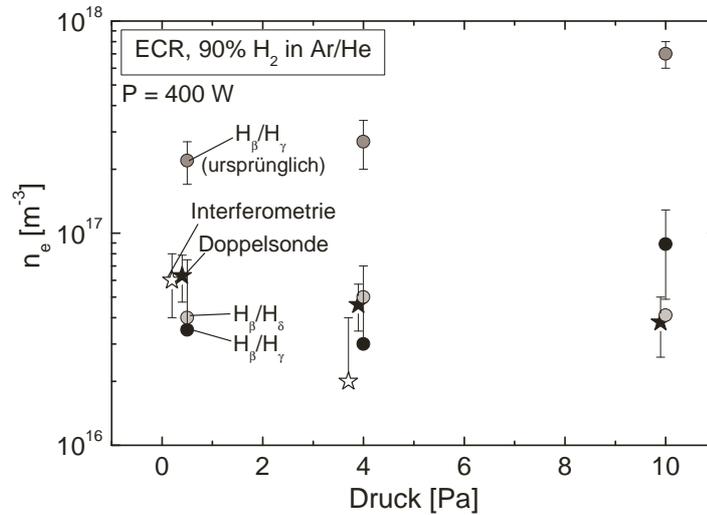


Abbildung 5.20.: Verlauf der Elektronendichte in einem Plasma mit 90% Wasserstoff bei Variation des Drucks. Die Messungen der Doppelsonde und des Interferometers dienen als Referenz für die OES.

lung zurück. Entsprechend sinkt die Elektronendichte im Diagnostikbereich. Abbildung 5.19 zeigt die Elektronendichten der ursprünglichen und der verbesserten Linienverhältnisse von H_β/H_γ für ein Plasma mit 10% H_2 . Zusätzlich wurden die Werte der Doppelsonde und der Interferometrie mit eingezeichnet. Während die Linienverhältnisse aus dem ursprünglichen SSM YACORA um mehr als Faktor zwei über diesen Werten liegen, zeigen die Linienverhältnisse aus dem verbesserten Modell eine gute Übereinstimmung mit den Referenzwerten der Doppelsonde und Interferometrie. Mit zunehmenden Druck erkennt man, aufgrund des sich aus dem Diagnostikbereich zurückziehenden Plasmas, eine Abnahme der Elektronendichte von $n_e \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ auf $n_e \approx 8 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$. Da die Interferometrie im Verhältnis zur OES einen wesentlich größeren Sichtstrahl-Durchmesser ($\varnothing \approx 4 \text{ cm}$) besitzt, wurden aufgrund der größeren axialen Inhomogenität für $p \geq 10 \text{ Pa}$ die interferometrisch bestimmten Dichten nicht eingezeichnet. Die Werte der sichtstrahlintegrierte Methode würden deutlich unterhalb den Werten der Doppelsonde liegen. Analog zur Interferometrie liefert deshalb auch die OES ($\varnothing = 1 \text{ cm}$) gegenüber der Doppelsonde ($\varnothing_{\text{Draht}} = 100 \mu\text{m}$) bei einem Druck von 15 Pa eine deutlich geringere Elektronendichte. Bei kleineren Drücken $p < 15 \text{ Pa}$ zeigt die Dichtebestimmung aus der OES allerdings eine gute Übereinstimmung mit der Doppelsonde und der Interferometrie.

Bei höherem Wasserstoffanteil sinkt die Elektronendichte aufgrund einer schlechteren Leistungseinkopplung. In Abbildung 5.20 wurden die ursprünglichen und verbesserten Linienverhältnisse von Wasserstoff mit den Werten aus der Doppelsonde und der Interferometrie für Plasmen mit einem Wasserstoffanteil von 90% untersucht. Die ursprünglichen Linienverhältnisse überschätzen dabei die Elektronendichte wiederum um mehr als Faktor zwei, während die verbesserten Linienverhältnisse H_β/H_γ und H_β/H_δ trotz der niedrigen Dichten gut mit den anderen Diagnostikmethoden übereinstimmen. Der Anstieg des H_β/H_γ Linienverhältnis bei $p = 10 \text{ Pa}$ wird dabei weder durch das H_β/H_δ

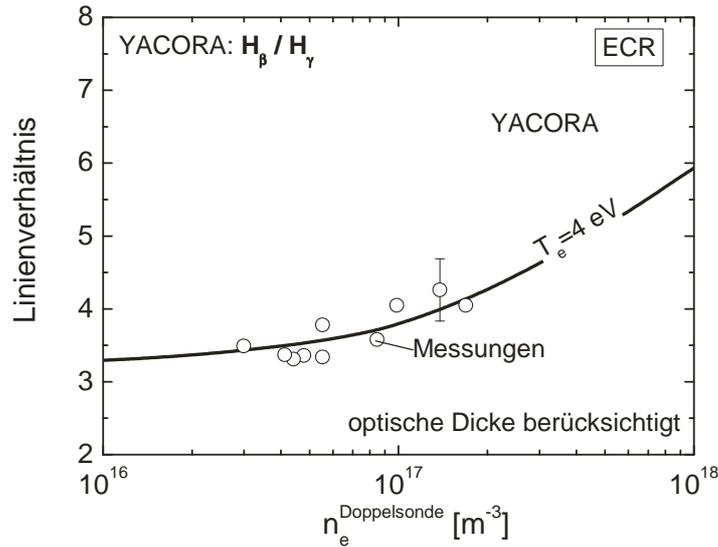


Abbildung 5.21.: Vergleich der Elektronendichten aus Doppelsonde und aus dem H_β/H_γ -Linienverhältnis. Der Einfluss der optischen Dicke wurde berücksichtigt.

Linienverhältnisses noch durch die Doppelsonde bestätigt. Messungen zeigen, dass bei diesem Druck die gemessene Emissivität der H_γ -Linie unterschätzt wurde.

Zur weiteren Kontrolle der berechneten H_β/H_γ -Linienverhältnisse wurden diese für verschiedene Wasserstoff- und Deuterium-Mischplasmen direkt mit den Ergebnissen der Doppelsonde verglichen. In der Abbildung 5.21 wurden die Linienverhältnisse von H_β/H_γ unter Berücksichtigung der optischen Dicke und der Elektronentemperatur von $T_e = 4 \text{ eV}$ bei den entsprechenden profilmittelten Elektronendichten der Doppelsonde aufgetragen. Vergleicht man die Messung mit den Linienverhältnissen aus dem SSM YACORA, so erkennt man, dass die Linienverhältnisse im gesamten Dichtebereich von $n_e = 3 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$ bis $n_e = 2 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ gut durch das SSM beschrieben werden. Weitere Messungen mit Wasserstoff-Argonplasmen zeigen bei geringeren Temperaturen für höhere Elektronendichten (bis zu $n_e = 10^{18} \text{ m}^{-3}$) ebenfalls eine gute Übereinstimmung der zu überprüfenden OES mit der Doppelsonde.

Zusammenfassend folgt, dass die im Rahmen der Arbeit verbesserten Balmerlinien-Verhältnisse H_β/H_γ und H_β/H_δ eine wesentlich genauere Bestimmung der Elektronendichten erlauben als die ursprünglichen. Während die verbesserten Linienverhältnisse nun gut mit den Werten aus der Doppelsonde und der Interferometrie übereinstimmen, führten die Linienverhältnisse aus dem ursprünglichen Modell allgemein zu einer Überschätzung der Elektronendichte um mehr als Faktor zwei. Generell liegen die Elektronendichten in den reinen Wasserstoff- und Deuteriumplasmen zwischen $10^{16} < n_e < 3 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, wobei die Genauigkeit der Dichtebestimmung mit steigender Elektronendichte deutlich zunimmt.

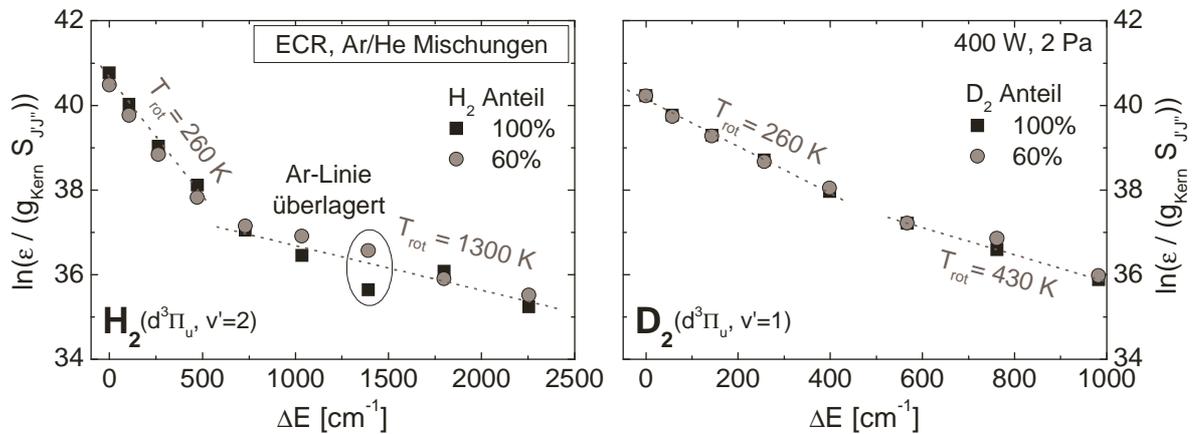


Abbildung 5.22.: Rotationsbesetzung eines Vibrationszustands von $d^3\Pi_u$ für Wasserstoff (links) und Deuterium (rechts). Für Wasserstoff/Deuterium wurde der für die Gastemperatur relevante Zustand $v' = 2/v' = 1$ in Abhängigkeit der Zumischung betrachtet.

5.6. Rotationsbesetzung

Um den Einfluss der Zumischung des Diagnostikgases (5% Argon in 95% Helium) auf die Rotationsbesetzung des Wasserstoff- und des Deuteriummoleküls zu bestimmen, wurde der Anteil des Diagnostikgases schrittweise erhöht und die Intensitäten der leicht zu detektierenden diagonalen Vibrationsübergänge ($v'=v''$) der Fulcher-Strahlung ($d^3\Pi_u - a^3\Sigma_g^+$) untersucht. Die Besetzung folgt dabei aus dem Quotient von Intensität und Übergangswahrscheinlichkeit. Um den Verlauf der Rotationsbesetzung zu erhalten, müssen innerhalb einer Rotationsbande dabei nur der Hönl-London-Faktor und der Kernspin berücksichtigt werden (Abschnitt 4.1.2).

Aufgrund der nur wenig überlagerten Rotationslinien des Übergangs $v' = 2 - v'' = 2$ ist dieser Übergang gut zur Bestimmung der Rotationsbesetzung von Wasserstoff [GvdGD01] geeignet. Aus dem gleichen Grund wird für Deuterium der Übergang $v' = 1 - v'' = 1$ verwendet. Abbildung 5.22 zeigt auf der linken Seite einen Boltzmannplot für Wasserstoff ($v' = 2$) und auf der rechten Seite einen Boltzmannplot für Deuterium ($v' = 1$). Der Nullpunkt der Energie liegt jeweils bei $J' = 1$. Aufgetragen sind die relativen Besetzungsdichten für zwei verschiedene Mischungen. Man erkennt, dass sowohl in reinen Wasserstoff- und Deuteriumplasmen als auch in den Mischungen ein geknickter Verlauf in der Besetzungsdichte vorliegt und dieser folglich nicht von Argon oder Helium stammt.

Der geknickte Verlauf, welcher analog für alle untersuchten Vibrationsquantenzahlen ($v' = 0, 1, 2, 3$) vorliegt, lässt sich durch die unterschiedlich starken Einflüsse verschiedener Stoßprozesse auf die Besetzung erklären. Während niedrige Rotationsniveaus durch Schwerteilchenstöße (mit geringen Geschwindigkeiten) besetzt werden, können höhere Rotationsniveaus durch Wandstöße stärker beeinflusst werden [HKB⁺82]. Die Rekombination der Atome an der Oberfläche führt dabei zu einer wesentlich stärkeren Besetzung der höheren Rotationszustände [PV04]. Aufgrund der im Vergleich zu Deuterium

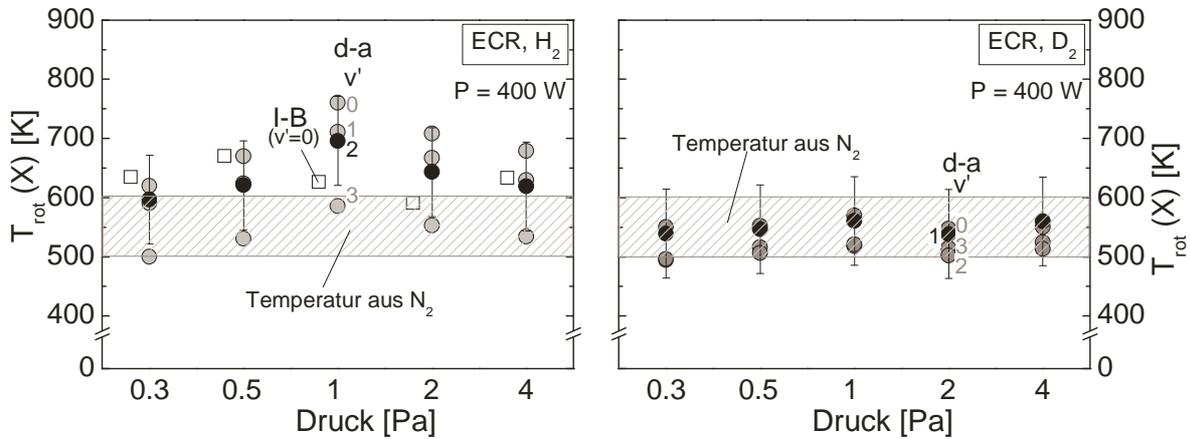


Abbildung 5.23.: In den Grundzustand projizierte Rotationstemperaturen von verschiedenen Rotationsbanden für Wasserstoff und Deuterium. Die Rotationstemperatur aus dem zweiten positiven System ($C^3\Pi_u(v'=0) - B^3\Pi_g(v''=2)$) von einem Stickstoff wurde in Abschnitt 5.1.2 bestimmt.

doppelt so großen Rotationskonstante bei Wasserstoff ist der Abstand zwischen zwei benachbarten Rotationsniveaus ab $J' = 5$ so groß, dass die jeweiligen Besetzungsdichten nicht mehr mit der Gastemperatur thermalisieren können. Für Deuterium hingegen ist die Bedingung (4.6) für alle in der Abbildung eingezeichneten Rotationsquantenzahlen erfüllt. Während bei Wasserstoff deshalb zwei deutlich verschiedene Steigungen zu erkennen sind, zeigt die Rotationsbesetzung von Deuterium ähnliche Steigungen.

Aus den Steigungen folgen die Rotationstemperaturen gemäß Gleichung (3.69). Für Wasserstoff folgt im niederenergetischen Bereich eine Rotationstemperatur von $T_{rot} = 260$ K und im höherenergetischen Bereich $T_{rot} = 1300$ K. Die weitaus flachere Steigung ab $J' = 5$ bei Wasserstoff bedingt eine Strahlungskorrektur von 25%, falls die Gesamtstrahlung mit Hilfe der niedrigeren Rotationstemperatur bestimmt wird. Für Deuterium sind die Rotationstemperaturen im niederenergetischen Bereich gleich groß. Im höherenergetischen Bereich folgt dagegen eine wesentlich niedrigere Rotationstemperatur von $T_{rot} = 430$ K. Die an dem ECR-Plasma gemessenen Verläufe finden sich dabei in ähnlicher Weise an den Ionenquellen wieder [Rie06], was eine Übertragbarkeit der im Folgenden gezeigten Gastemperaturbestimmung ermöglicht.

Die Gastemperatur erhält man aus den eng liegenden ersten Rotationszuständen von Wasserstoff/Deuterium, indem man die Rotationstemperatur mit dem Verhältnis der Rotationskonstanten in den Grundzustand projiziert (Gleichung (4.7)). Die so in den Grundzustand projizierten Rotationstemperaturen wurden für Druckreihen von reinem Wasserstoff im linken Teil der Abbildung 5.23 aufgetragen. Ein Vergleich der Rotationstemperaturen zeigt, dass mit zunehmender Vibrationsquantenzahl die Temperatur sinkt. Diese Spreizung wurde in ähnlicher Form auch für andere Laborplasmen gefunden ([Heg02], [Sob89]). Die ebenfalls mit eingezeichnete Rotationstemperatur des Singulettzustands $I^1\Pi_g(v' = 0)$ bestätigt dabei im Rahmen des Fehlers von $\Delta T_{rot}(X) = 70$ K die Rotationstemperaturen aus den Fulcherbanden. Vergleicht man die Werte mit der durch Stickstoff-Zugabe bestimmten Rotationstemperatur $T_{rot}^{N_2} = 550 \pm 50$ K, so lie-

gen die Rotationstemperaturen von Wasserstoff systematisch über diesen Werten. Der Unterschied der Rotationstemperaturen liegt vermutlich an einer schlechten Thermalisierung der leichten Wasserstoffmoleküle mit den Stickstoff, weshalb die H_2 -Moleküle durch Stöße mit H -Atomen stärker in Rotation versetzt werden können.

Da Deuterium, aufgrund der im Vergleich zu Wasserstoff doppelt so großen Masse, mit Stickstoff weitaus besser thermalisiert, stimmen die Rotationstemperaturen der beiden Moleküle deutlich besser miteinander überein (rechter Teil der Abbildung 5.23). Man erkennt, dass die Spreizung der Rotationstemperaturen weitaus geringer ist als die für Wasserstoff. Aufgrund ähnlicher Plasmaparameter in den untersuchten Plasmen ist dies ebenfalls auf die doppelt so hohe Masse von Deuterium zurückzuführen, welche zu weitaus enger liegenden Vibrationsniveaus und damit zu deutlich ähnlicheren Verläufen in den Besetzungsdichten führt.

Zusammenfassend folgt, dass die Rotationsbesetzung von Wasserstoff einen geknickten Verlauf besitzt, welcher sich durch Schwerteilchenstöße und Wandstöße erklären lässt. Es konnte gezeigt werden, dass die Rotationsbesetzung durch Zugabe der Diagnostikgase nicht beeinflusst wird. Da die Energieniveaus von Deuterium enger zusammenliegen, thermalisieren auch höhere Zustände mit der Gastemperatur, so dass dort ein deutlich weniger ausgeprägter Knick nachgewiesen werden konnte. Entsprechend der doppelt so schweren Masse kommt es bei Deuterium zu einem besseren Energieübertrag mit schwereren Molekülen, so dass die Rotationstemperaturen von Stickstoff mit Deuterium besser übereinstimmen als mit Wasserstoff. Die Rotationstemperaturen liegen dabei im gesamten Druckbereich konstant zwischen $550 \text{ K} < T_{rot} < 600 \text{ K}$.

5.7. Vibrationsbesetzung

Analog zur Rotationsbesetzung wurde auch der Einfluss der Diagnostikgase auf die Vibrationsbesetzung genauer untersucht. Dazu wurde die Strahlung einer starken Rotationslinie mit der Rotationstemperatur auf die gesamte Rotationsbande skaliert und durch die jeweiligen Übergangswahrscheinlichkeiten geteilt. Da für Wasserstoff die zuvor gezeigte Strahlungskorrektur (25% in Abbildung 5.23) analog für alle Vibrationsniveaus $v' = 0, 1, 2, 3$ gilt, führt diese Korrektur nur zu einer Erhöhung der Absolutstrahlung, aber zu keiner Änderung des relativen Verlaufs der Vibrationsbesetzung.

Um aus dem relativen Verlauf die Vibrationstemperatur bestimmen zu können, wurden die gemessenen Vibrationsbesetzungen mit Rechnungen, der in Abschnitt 4.1.2 vorgestellten FCF-Methode, verglichen. Abbildung 5.24 zeigt einen Vergleich von gemessenen mit berechneten Besetzungsdichten des Zustands $d^3\Pi_u$ für Wasserstoff und Deuterium. Man erkennt, dass die Messung und Rechnung ($T_{vib} \approx 5000 \text{ K}$) für die ersten Vibrationszustände gut miteinander übereinstimmen. Die gemessene relative Besetzung des Vibrationsniveaus $v' = 3$ liegt allerdings sowohl für Wasserstoff als auch für Deuterium unterhalb des berechneten Werts. Diese Diskrepanz lässt sich dadurch erklären, dass es neben der Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand noch weitere entvölkernde

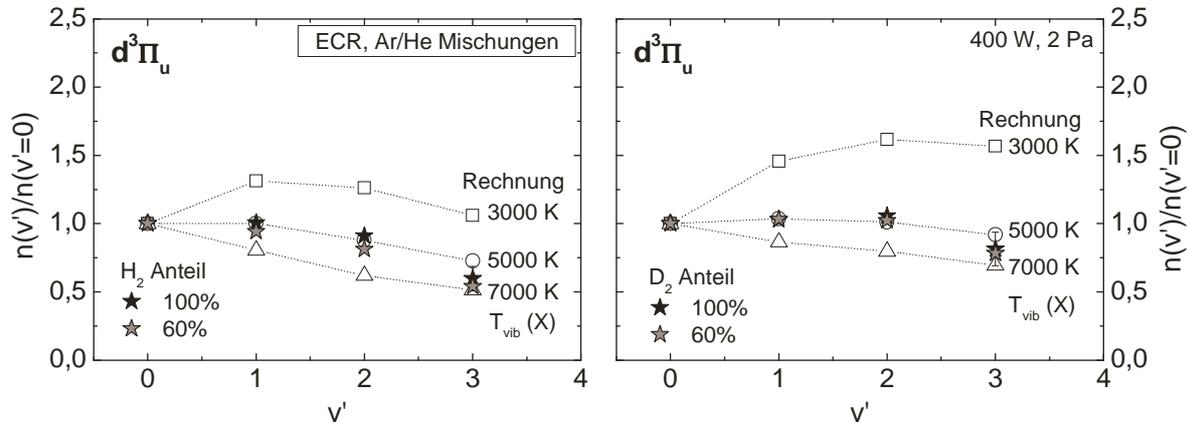


Abbildung 5.24.: Vibrationsbesetzung von Wasserstoff und Deuterium der ersten vier Zustände von $d^3\Pi_u$. Die Messungen werden mit den aus FCF berechneten Besetzungsdichten verglichen.

und bevölkernde Prozesse gibt, welche die Besetzung der Vibrationszustände beeinflussen können [CCC⁺06], [HKB⁺82].

Die Zumischung von Diagnostikgasen ändert nichts an den zuvor gezeigten Verläufen der Vibrationsbesetzung. Durch eine verbesserte Leistungseinkopplung kommt es dabei nur zu einer Zunahme der Elektronendichte und Elektronentemperatur und dementsprechend zu einem erhöhten Atom zu Molekül-Verhältnis. Da die Vibrationsbesetzung sowohl durch Elektronenstöße als auch Schwerteilchenstöße bestimmt wird, folgt durch die erhöhte Anzahl von Stößen mit schnelleren Elektronen eine höhere Vibrationstemperatur. Messungen am ECR-Plasma zeigen, dass die Vibrationstemperatur dabei bis auf $T_{\text{vib}} \approx 10000$ K ansteigen kann.

Durch Verringerung des Drucks reduziert man die Stöße mit den Schwerteilchen und erhöht zugleich die Elektronentemperatur. Damit erwartet man mit sinkendem Druck eine zunehmende Vibrationstemperatur und folglich eine stärkere Besetzung höherer Vibrationsniveaus. Abbildung 5.25 zeigt den Verlauf der Vibrationstemperatur in Abhängigkeit des Drucks für Wasserstoff und Deuterium. Man erkennt, dass die Vibrationstemperatur wie erwartet mit abnehmendem Druck zunimmt. Für einen Druck von $p = 0.5$ Pa ergibt sich für Wasserstoff eine Vibrationstemperatur von $T_{\text{vib}} = 6500$ K. Der Abfall der Vibrationstemperatur ist für Wasserstoff stärker als für Deuterium. Der Grund hierfür ist wiederum die doppelt so hohe Masse der Deuteriummoleküle. Zum einen liegen dadurch die Vibrationsniveaus enger zusammen, was bei gleicher Vibrationsbesetzung von Wasserstoff und Deuterium zu niedrigeren Vibrationstemperaturen bei Deuterium führt. Zum anderen ist der Energieübertrag der Elektronen auf eine doppelt so große Masse nicht mehr so effektiv wie beim Wasserstoffmolekül.

Weitere Messungen an ECR-Plasmen [FH98], in induktiv gekoppelten Plasmen [Sta04] und mikrowellenangeregten Plasmen [Heg02] bestätigen sowohl die mit dem Druck sinkende Vibrationstemperatur als auch die niedrigeren Werte für Deuterium. Zusätzlich zeigen Messungen am ECR-Plasma, dass die Vibrationstemperatur mit steigendem Atom zu Molekül-Verhältnis zunimmt. Diese Zunahme liegt vermutlich an der zuneh-

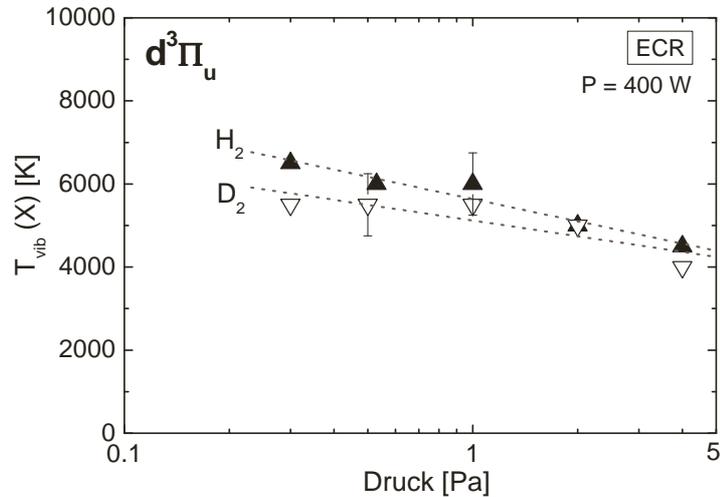


Abbildung 5.25.: Verlauf der Vibrationstemperatur von Wasserstoff und Deuterium.

menden Anzahl von Stößen der Moleküle mit energiereichen Wasserstoffatomen. Die durch Dissoziation entstehenden Wasserstoffatome besitzen dabei eine mittlere Franck-Condon Energie von etwa $E = 3 \text{ eV}$ [Kau03], so dass bei einem hohen Dissoziationsgrad ein deutlicher größerer Energieübertrag auf die Moleküle möglich ist.

Zusammenfassend folgt, dass sich die Vibrationsbesetzung der ersten vier Zustände im Grundzustand von Wasserstoff und Deuterium, wie erwartet, gut durch eine Boltzmann-Verteilung beschreiben lässt. Analog zur Rotationsbesetzung konnten keine störenden Einflüsse der Diagnostikgase auf die Besetzung festgestellt werden. Die gemessenen Vibrationstemperaturen im Grundzustand von Wasserstoff und Deuterium liegen für die ECR-Plasmen dabei zwischen $4000 \text{ K} \lesssim T_{vib} \lesssim 10000 \text{ K}$.

5.8. Besetzungsdichten einzelner Molekülzustände

Um das SSM YACORA für das Wasserstoffmolekül zu überprüfen, wurden in Analogie zum Wasserstoffatom die gemessenen Besetzungsdichten mit gerechneten Besetzungsdichten für einzelne Molekülzustände miteinander verglichen. Im Anschluss an diesen Vergleich werden die bedeutendsten Bevölkerungs- und Entvölkerungsprozesse der untersuchten Zustände bestimmt.

5.8.1. Vergleich der Besetzungsdichten

Zur Überprüfung der Besetzungsdichten von $GK^1\Sigma_g^+$, $I^1\Pi_g$, $d^3\Pi_u$ und $e^3\Sigma_u^+$ wurden für Wasserstoff die spektroskopisch leicht zugänglichen Vibrationsbanden gemäß Tabelle 5.1 ausgewählt. Um die Emissivität eines gesamten Vibrationsübergangs zu erhalten, wurde die Strahlung einer starken Rotationslinie mit der Rotationstemperatur auf die

gesamte Rotationsbande skaliert und eventuelle Strahlungskorrekturen berücksichtigt. Die Verwendung von Skalierungsfaktoren aus einem Koronamodell liefert schließlich die Gesamtstrahlung des elektronischen Übergangs (Kapitel 4.1.2). Bei bekannter Absolutstrahlung und bekannten Übergangswahrscheinlichkeiten [FW06b] lassen sich die daraus folgenden Besetzungsdichten mit den Ergebnissen eines Stoß-Strahlungsmodells vergleichen und so bei gekannten Plasmaparametern (n_e , T_e) die Qualität der verwendeten Eingangsdaten überprüfen.

Im Folgenden werden für die Rechnungen des SSM YACORA zwei verschiedene Datensätze für die Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand verwendet. Die in der Born-Bethe-Approximation semiempirisch bestimmten Stoßquerschnitte von [MTG72] sind dabei deutlich älter als die mit Hilfe von unterschiedlich Methoden bestimmten Querschnitte des aktuelleren Datensatzes von Janev [JRS03].

Abbildung 5.26 zeigt den Vergleich der berechneten und der gemessenen relativen Besetzungsdichten. Bei den Messungen wurde die Elektronentemperatur für die verschiedenen Plasmen aus der Absolutstrahlung von H_γ bestimmt. Der Deuterium- und Wasserstoffanteil der gezeigten Messungen beträgt dabei mehr als 80%, bei einem Atom zu Molekül-Verhältnis von $n_H/n_{H_2} < 40\%$. Die Elektronendichten lagen bei $n_e \approx 10^{17} \text{ m}^{-3}$. Neben den Messungen von Wasserstoffplasmen wurden auch Messungen von Deuteriumplasmen (offene Symbole) eingetragen. Man erkennt, dass die einzelnen Besetzungsdichten bei gegebener Elektronentemperatur gut miteinander übereinstimmen. Die Messungen der Deuteriumplasmen und die unabhängig durchgeführten Messungen [Reg05] an einem zweiten ECR-Plasma bestätigen dabei die Ergebnisse aus den Wasserstoffplasmen und stellen zusammen mit diesen die Referenzwerte für den Vergleich mit der Rechnung dar.

Um die relativen Besetzungsdichten für den Parameterbereich der ECR-Plasmen zu erhalten, wurden bei den Berechnungen die Teilchendichten und Vibrationstemperaturen variiert. Als obere Schranke der Besetzungsdichten wird jeweils eine Teilchendichte von $n_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ bei einer Vibrationstemperatur von $T_{vib} = 10000 \text{ K}$ angenommen. Aufgrund der geringen Teilchendichten ist die Entvölkerung durch Quenching vernachlässigbar. Die untere Grenze der Besetzungsdichte wird durch eine Teilchendichte von $n_0 = 1.2 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ bei einer Temperatur von $T_{vib} = 3000 \text{ K}$ vorgegeben.

Tabelle 5.1.: Untersuchte Vibrations-Übergänge der Zustände $GK^1\Sigma_g^+$, $I^1\Pi_g$, $d^3\Pi_u$ und $e^3\Sigma_u^+$.

| Elektronischer Übergang | Vibrationsübergang 1 | Vibrationsübergang 2 |
|--|--------------------------|--------------------------|
| $d^3\Pi_u \rightarrow a^3\Sigma_g^+$ | $v'=0 \rightarrow v''=0$ | $v'=1 \rightarrow v''=1$ |
| $d^3\Pi_u \rightarrow a^3\Sigma_g^+$ | $v'=2 \rightarrow v''=2$ | $v'=3 \rightarrow v''=3$ |
| $e^3\Sigma_u^+ \rightarrow a^3\Sigma_g^+$ | $v'=0 \rightarrow v''=0$ | $v'=1 \rightarrow v''=0$ |
| $e^3\Sigma_u^+ \rightarrow a^3\Sigma_g^+$ | $v'=2 \rightarrow v''=0$ | $v'=3 \rightarrow v''=1$ |
| $I^1\Pi_g \rightarrow B^1\Sigma_u^+$ | $v'=0 \rightarrow v''=0$ | $v'=1 \rightarrow v''=0$ |
| $I^1\Pi_g \rightarrow B^1\Sigma_u^+$ | $v'=2 \rightarrow v''=3$ | $v'=3 \rightarrow v''=2$ |
| $GK^1\Sigma_g^+ \rightarrow B^1\Sigma_u^+$ | $v'=1 \rightarrow v''=0$ | $v'=3 \rightarrow v''=0$ |

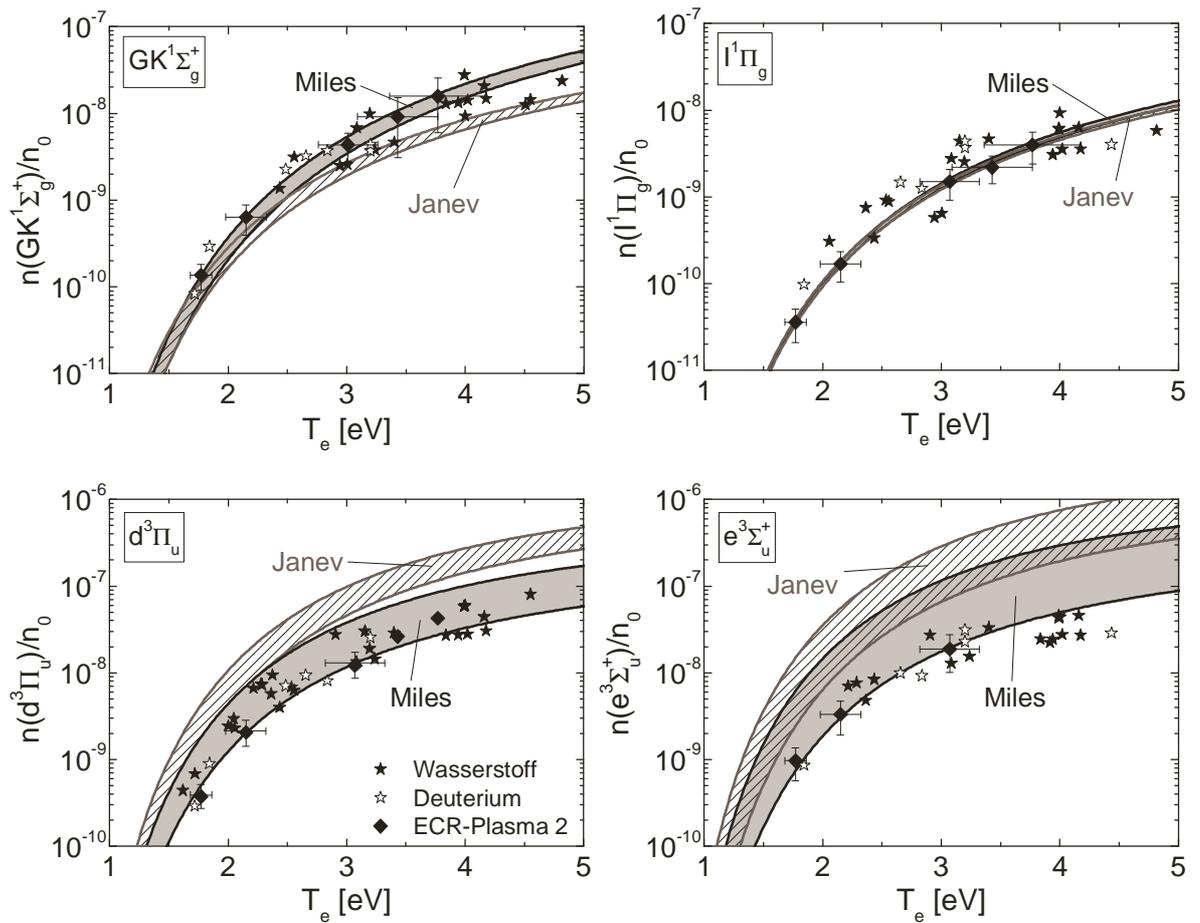


Abbildung 5.26.: Vergleich der relativen Besetzungsdichten einzelner Molekülzustände für eine Elektronendichte von $n_e = 10^{17} \text{ m}^{-3}$. Die gemessenen Besetzungsdichten von Wasserstoff und Deuterium wurden mit berechneten Werten nach Miles [MTG72] und Janev [JRS03] verglichen. Für die Rechnungen wurden für die ECR-Plasmen jeweils eine untere Schranke ($n_0 = 1.2 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$, $T_{\text{vib}} = 3000 \text{ K}$) und eine obere Schranke ($n_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_{\text{vib}} = 10000 \text{ K}$) eingetragen. Zusätzlich wurden die Ergebnisse aus einem zweiten ECR-Plasma dargestellt [Reg05].

Der Bereich der relativen Besetzungsdichten aus den in der Born-Bethe-Approximation bestimmten Querschnitten nach Miles [MTG72] ist grau schattiert dargestellt, während der Bereich der Besetzungsdichten aus dem aktuelleren Datensatz von Janev [JRS03] gestrichelt ist. Man erkennt, dass die Besetzungsdichten der Trippelt-Zustände deutlich stärker mit der Schwerteilchendichte variieren. Folglich hat das Quenching im Triplettsystem einen deutlich stärkeren Einfluss als im Singulett-System. Durch die abregenden Schwerteilchenstöße wird vor allem der Zustand $c^3\Pi_u$ entvölkert, aus welchem die Triplettszustände besetzt werden. Der Anteil der Bevölkerung aus $c^3\Pi_u$ ist dabei für die beiden Datensätze unterschiedlich groß, so dass die entsprechenden Besetzungsdichten für die Triplettszustände auch deutlich weiter auseinanderliegen als im Singulett-System.

Obwohl die in der Born-Bethe-Approximation bestimmten Querschnitte älter sind als die mit Hilfe von Fitformeln berechneten Querschnitte von Janev, zeigen diese generell eine bessere Übereinstimmung mit der Messung. Der Grund für die deutliche Abweichung der Tripletts-Zustände könnte, wie in [JRS03] beschrieben, daran liegen, dass die berechneten Querschnitte für den Zustand $c^3\Pi_u$ um bis zu Faktor drei über den experimentellen Ergebnissen liegen. Deshalb wurde für die Anregung des Zustands $c^3\Pi_u$ in den Fitformeln von Janev ein Mittelwert zwischen theoretischen und experimentellen Querschnitten verwendet, welcher deutlich über dem der Messungen liegt. Dieser führt zu der gezeigten Überbesetzung der aus diesem Zustand bevölkerten Niveaus.

Zusammenfassend folgt, dass die in der Born-Bethe-Approximation bestimmten Querschnitte wesentlich besser mit den Messungen übereinstimmen als die aktuelleren Daten von Janev. Bei den aufwendigen und umfangreichen Messungen wurden dabei sowohl die Elektronendichten als auch die Elektronentemperaturen durch Referenzmethoden bestätigt. Somit konnte gezeigt werden, dass für die Triplettszustände die Variation der Besetzungsdichten und die Abweichung der gerechneten Datensätze wesentlich stärker ist als für die Singulett-Zustände. Die Abweichung resultiert dabei aus der unterschiedlichen Besetzung des $c^3\Pi_u$ Zustands. Im Singulett-System fällt vor allem der Zustand $I^1\Pi_g$ durch eine geringe Variation der berechneten Besetzungsdichten auf. Da alle Vibrationsbesetzungen des Zustands bestimmt werden konnten, sind für diesen Zustand keine Extrapolationsfaktoren notwendig. Folglich eignet sich dieser Zustand zur Überprüfung des im Folgenden bestimmten Atom zu Molekül-Verhältnisses. Aufgrund der guten Übereinstimmung von Messung und Rechnung, wird dabei für den effektiven Emissionsratenkoeffizienten des Fulcher-Übergangs auf die in der Born-Bethe-Approximation bestimmten Querschnitte von Miles [MTG72] zurückgegriffen.

5.8.2. Bevölkerungs- und Entvölkerungsprozesse

In der aktuellen Implementierung des SSM YACORA für H_2 werden 21645 vibrationsaufgelöste Bevölkerungs- und Entvölkerungsprozesse berücksichtigt. Für die Besetzung der einzelnen Molekülzustände sind allerdings meist nur wenige Prozesse von Bedeutung, welche im Folgenden mit Hilfe der Gleichgewichtsraten bestimmt werden. Dabei wird zwischen den aktuellen Querschnitten von Janev [JRS03] und den in der Born-Bethe-Approximation bestimmten Stoßquerschnitten von [MTG72] unterschieden.

Für die Bestimmung der Gleichgewichtsraten der Bevölkung und Entvölkung der einzelnen elektronisch aufgelösten Zustände wurden die vibratorisch aufgelösten Raten für den Gleichgewichtszustand bei $n_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $n_e = 10^{17} \text{ m}^{-3}$ und $T_{vib}(X) = 10000 \text{ K}$ bezüglich der einzelnen elektronischen Zustände addiert und untersucht. Um eine bessere Übersichtlichkeit der Daten zu erhalten, wurden nur die vier höchsten Bevölkungs- und Entvölkungsraten in den Abbildungen A.2 (Miles) und A.3 (Janev) im Anhang A.2 zusammengefasst.

Aus der Zusammenfassung folgt, dass die **Bevölkung der Triplettzustände** $d^3\Pi_u$ und $e^3\Sigma_u^+$ vor allem durch die Stoßanregung aus $c^3\Pi_u$ und dem Grundzustand dominiert wird. Die Stoßanregung aus $c^3\Pi_u$ ist bei der Verwendung der semiempirisch bestimmten Stoßquerschnitte von Miles [MTG72] besonders hoch. Die **Entvölkung der Triplettzustände** wird durch Emission und durch die dissoziative Anlagerung bestimmt. Nach Rechnung wird das Quenching des Zustands $c^3\Pi_u$ bei hohen Drücken ($p \geq 10 \text{ Pa}$) so dominant, dass bei niedrigen Elektronendichten für alle Triplettzustände in guter Näherung ein Koronagleichgewicht herrscht. Die **Bevölkung der Singulettzustände** erfolgt für die Zustände $B^1\Sigma_u^+$, $C^1\Pi_u$ und $EF^1\Sigma_g^+$ im Wesentlichen aus dem Grundzustand, während der $I^1\Pi_g$ aus den Zuständen $n > 3$ besetzt wird. Bei der Verwendung der Stoßquerschnitte von Janev [JRS03] wird der Zustand $GK^1\Sigma_g^+$ im Wesentlichen nicht mehr aus dem Grundzustand, sondern aus $C^1\Pi_u$ und Zuständen $n > 3$ besetzt. Die **Entvölkung der Singulettzustände** wird in beiden Fällen wieder durch die Emission dominiert.

5.9. Atom zu Molekül-Verhältnis

Für das Atom zu Molekül-Verhältnis werden, wie zuvor beschrieben, die in der Born-Bethe-Approximation bestimmten Stoßquerschnitte von Miles [MTG72] verwendet. Das Quenching wurde bei der Berechnung dieser Ratenkoeffizienten vernachlässigt. Um das aus D_γ/D_2^{d-a} folgende Verhältnis zu überprüfen, wurde das D_δ/D_2^{I-B} Verhältnis verwendet. Zum einen wird bei diesem Verhältnis die Problematik von D_γ im Atommodell umgangen (Kapitel 4.1.1) und zum anderen zeigt sowohl die Molekülstrahlung (keine Skalierung nötig) als auch der Ratenkoeffizient für den Singulett-Übergang $I^1\Pi_g - B^1\Sigma_u^+$ einen geringen Fehler (Datensatz, Quenching). Die Auswertung des $I^1\Pi_g - B^1\Sigma_u^+$ Übergangs ist allerdings aufgrund der schwachen Strahlung und der teilweise überlagerten Linien nicht besonders einfach.

Die beiden Verhältnisse wurden im Rahmen einer Druckvariation von Deuteriumplasmen überprüft und in der oberen Darstellung der Abbildung 5.27 miteinander verglichen. Man erkennt, dass diese über den gesamten Druckbereich gut übereinstimmen. Mit sinkendem Druck steigt die Elektronentemperatur und damit die Dissoziation. Der atomare Deuteriumanteil nimmt von $n_D/n_{D_2} = 0.48$ auf $n_D/n_{D_2} = 1.26$ zu. Bei hohen Drücken ($p = 4 \text{ Pa}$) ist eine stärkere Abregung von $c^3\Pi_u$ aufgrund zunehmender Schwerteilchenstöße zu erwarten. Die Anregung aus diesem Zustand trägt vor allem zur Besetzungsdichte des Zustands $d^3\Pi_u$ bei, nicht aber zur Besetzungsdichte von $I^1\Pi_g$.

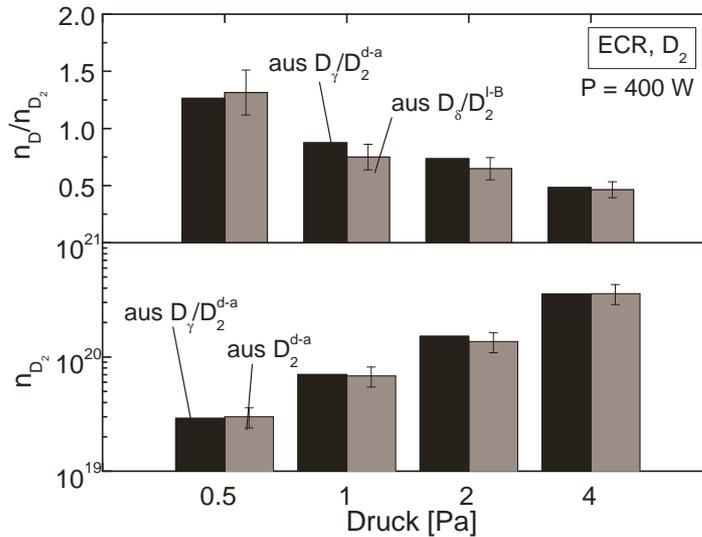


Abbildung 5.27.: oben) Verlauf des Atom zu Molekül-Verhältnis für Deuterium bei Variation des Drucks. Das Verhältnis wurde sowohl aus D_γ/D_2^{d-a} als auch aus D_δ/D_2^{I-B} bestimmt. **unten)** Die Moleküldichte aus dem Atom zu Molekül-Verhältnis wurde mit dem Wert aus der Absolutstrahlung von $d^3\Pi_u$ verglichen.

Folglich müsste durch erhöhtes Quenching die Fulcher-Strahlung abnehmen. Die Messungen zeigen jedoch gleichbleibende Verhältnisse bei der Druckvariation, was stärkere Quenchingeffekte bei einem Druck von $p = 4$ Pa ausschließt.

Um die Selbstkonsistenz des Atom zu Molekül-Verhältnis zu überprüfen, wurde die Moleküldichte auf zwei verschiedene Arten bestimmt:

- Aus der Absolutstrahlung von D_2 mit $X_{em}^{eff}(H_2)$.
- Aus dem Verhältnis n_D/n_{D_2} mit Hilfe des Gesamtdrucks.

Während ein geringerer effektiver Emissionsratenkoeffizient bei gleicher, gemessener Absolutstrahlung nach Gleichung (4.10) direkt zur Erhöhung der molekularen Wasserstoffdichte beiträgt, trägt er über das Verhältnis n_D/n_{D_2} nur indirekt zur Erhöhung bei. Für die Bestimmung der Moleküldichte aus dem Gesamtdruck wurde für die Gesamteilchendichte n_0 der Ansatz $n_0 = n_{D_2} + n_D$ verwendet, da der Gesamtdruck im Durchfluss während des Plasmabetriebs eingestellt und nachgeregelt wurde. Ein Vergleich der so bestimmten Dichten zeigt im gesamten Druckbereich eine gute Übereinstimmung (unterer Teil der Abbildung 5.27), so dass von einer selbstkonsistenten Modellierung ausgegangen werden kann.

In den Wasserstoffplasmen liegen im Allgemeinen die atomaren Dichten deutlich niedriger als in Deuteriumplasmen. In Abbildung 5.28 wurde in Abhängigkeit des Drucks das Atom zu Molekül-Verhältnis aufgetragen. Bei einem Druck von $p = 1$ Pa ergeben sich beispielsweise Verhältnisse von $n_H/n_{H_2} = 0.37$ und $n_D/n_{D_2} = 0.88$. Der Unterschied lässt sich mit Hilfe der besseren Leistungseinkopplung in die Deuteriumplasmen erklären. Wie Doppelsondenmessungen bei den ECR-Plasmen zeigen, sind die Elek-

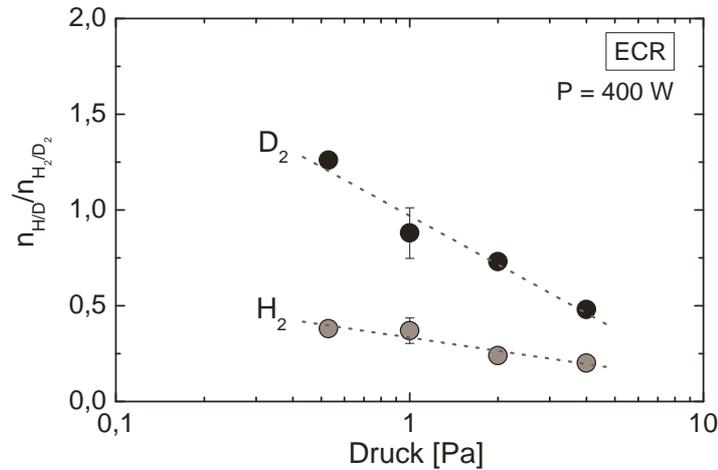


Abbildung 5.28.: Verlauf des Atom zu Molekül-Verhältnis für Deuterium und Wasserstoff.

tronendichten bei ähnlich hohen Elektronentemperaturen in den Deuteriumplasmen durchschnittlich um mehr als einen Faktor zwei größer als in den Wasserstoffplasmen.

5.10. Zusammenfassung

Im Rahmen der Arbeit konnten sowohl die aus dem Atommodell als auch die aus dem Molekülmodell folgenden optischen Diagnostikmethoden erfolgreich verifiziert werden. Die durchgeführten Messungen zeigen, dass in den ECR-Plasmen für Wasserstoff im Gegensatz zu Argon dabei keine Entmischung berücksichtigt werden muss. Die Gastemperatur, welche in die Berechnung der Grundzustandsdichte eingeht, kann als konstant $T_{gas} \approx 550$ K angenommen werden, was eine relativ einfache Auswertung ermöglicht. Um die lokalen Sondenmessungen mit den sichtstrahlintegrierten OES vergleichen zu können, mussten die jeweiligen Profile berücksichtigt werden. Es zeigte sich in den Sondenmessungen, dass mit zunehmendem Wasserstoffanteil der Knick in der Bi-Maxwellverteilung zunimmt. Bei Deuteriumplasmen konnte dieser Knick allerdings nur indirekt nachgewiesen werden.

Die Untersuchung der Besetzungsdichten im Wasserstoffatom führte zu einer Korrektur des verwendeten SSM YACORA. Während das ursprüngliche Modell für das H -Atom zu mehr als Faktor zwei überhöhten Elektronendichten führte, erlauben die mit Hilfe des nun korrigierten Modells bestimmten Linienverhältnisse eine wesentlich bessere Bestimmung der Elektronendichte. Da die berechneten Besetzungsdichten von H und D bei gleichzeitiger Verwendung von n_e und T_e aus Referenzmethoden bei den umfangreichen Messreihen sehr gut mit den gemessenen Besetzungsdichten übereinstimmen, bestätigt dies die Korrektheit der Modelle und der daraus folgenden optischen Diagnostikmethoden. Bei den Untersuchungen der Besetzungsdichten konnten in dem ECR-Plasma weder H_2^+ noch H^- nachgewiesen werden. Das neu aufgebaute Laserdetachment bestätigte, dass die negative Ionendichte in dem ECR-Plasma vernachlässigt

werden kann. Ferner konnte keine Abweichung von Besetzungsdichten spektroskopisch relevanter Niveaus festgestellt werden. In den untersuchten ECR-Plasmen ist das Atom zu Molekül-Verhältnis größer als $n_H/n_{H_2} > 0.1$. Als Konsequenz ist für die Besetzung des Atoms nur die direkte Anregung zu berücksichtigen. Entsprechend konnten die aus dieser direkten Anregung folgenden Ratenkoeffizienten und Linienverhältnisse auf einfache Art und Weise verifiziert werden. Es wurde gezeigt, dass sowohl die Absolutstrahlung von H_γ , als auch die von H_δ und H_ϵ unter Zuhilfenahme entsprechender effektiver Emissionsratenkoeffizienten aus dem korrigierten Modell eine genaue Bestimmung der Elektronentemperatur erlauben. Während diese Methode mit Hilfe von Sonden und der OES von Diagnostikgasen überprüft wurde, wurden die Elektronendichten aus den Linienverhältnissen von H_β/H_γ sowie H_β/H_δ mit der Interferometrie und der Doppelsonde verifiziert.

Aus der Rotationsbesetzung des oberen Fulcher-Zustands konnte die Gastemperatur bestimmt werden. Zahlreichen Messungen zeigen, dass im Gegensatz zu Deuterium beim Wasserstoff nur die ersten vier Zustände gut mit der Gastemperatur des ECR-Plasmas thermalisieren. Ein störender Einfluss der Diagnostikgase auf die Rotationsbesetzung und Vibrationsbesetzung konnte nicht festgestellt werden. Die aus einer Anpassung folgende Vibrationstemperatur ist für Deuterium dabei geringer als für Wasserstoff. Bei den Besetzungsdichten im Molekül zeigten die in der Born-Bethe-Approximation bestimmten Stoßquerschnitte von [MTG72] eine gute Übereinstimmung mit der Messung. Diese Querschnitte wurden in der gesamten Arbeit für die Berechnung der effektiven Emissionsratenkoeffizienten von $d^3\Pi_u - a^3\Sigma_g^+$ verwendet und somit das Atom zu Molekül-Verhältnis bestimmt. Ferner wurde die Selbstkonsistenz des Molekülmodells mit Hilfe von verschiedenen Methoden gezeigt.

Die erfolgreich durchgeführte Überprüfung der Diagnostikmethoden stellt die Grundlage für weitere Untersuchungen an den HF-Quellen dar. Für die routinemäßige Bestimmung der Plasmaparameter aus der OES von Wasserstoff und Deuterium wurde dazu eine einfache und praktikable Methode entwickelt.

5.11. Standardmethode

Bei der Bestimmung der Plasmaparameter an den Ionenquellen sollen sowohl die verifizierten Methoden als auch die verwendete Hardware selbst eine genaue und störungsfreie Bestimmung der Plasmaparameter ermöglichen. Deshalb wurde für die Anwendung an den HF-Ionenquellen ein einfaches Diodensystem entwickelt, welches zusammen mit weiteren optischen Systemen an den HF-Quellen eingesetzt wurde.

Während die optischen Diagnostikmethoden für die Molekülstrahlung direkt angewendet werden können, muss bei der Anwendung der OES für das Wasserstoffatom vor dem Gitter zusätzlich zur direkten Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand der Einfluss von Ionendichten berücksichtigt werden (Kapitel 2.2.3). Eine entsprechende Bestimmung der Plasmaparameter ist durch eine Anpassung der Besetzungsdichten

mit Hilfe des SSM YACORA möglich. Für die Berechnung weiterer Parameter werden folgende Methoden verwendet:

- Die Gas- und Vibrationstemperatur aus der Rotationsbesetzung von $d^3\Pi_u$.
- Die Gesamtteilchendichte aus dem idealen Gasgesetz.
- Das Atom zu Molekül-Verhältnis aus H_γ/H_2^{d-a} .
- Die optische Dicke aus der atomaren Dichte.
- Die Elektronendichte aus dem Linienverhältnis von H_β/H_γ .
- Die Elektronentemperatur aus der Absolutstrahlung von H_γ .

Das verwendete optische System muss dabei absolut kalibriert werden (Abschnitt 4.2.1). Bei ausreichend hoher Auflösung des optischen Systems ist eine Bestimmung der Gastemperatur aus der Rotationsbesetzung von $d^3\Pi_u$ möglich. Für die Auswertung des Atom zu Molekül-Verhältnisses und der optischen Dicke ist ein iteratives Vorgehen notwendig. In einem ersten Schritt kann in einer Näherung von einem optisch dünnen Plasma ausgegangen werden. Mit der so bestimmten atomaren Dichte lässt sich ein Korrekturfaktor für die optische Dicke von H_γ bestimmen. Zusammen mit der korrigierten Strahldichte folgt aus dem Verhältnis der Ratenkoeffizienten nach Gleichung (4.10) ein genaueres Verhältnis. Durch kurze Iteration lässt sich eine selbstkonsistente Lösung finden. Da die effektiven Emissionsratenkoeffizienten von H_γ und H_2^{d-a} von der Elektronentemperatur und Elektronendichte abhängen, muss zuerst eine Abschätzung erfolgen, um schließlich nach Iteration wiederum eine Lösung für alle Plasmaparameter zu finden. Die zuvor beschriebene Methode benötigt dabei nur eine geringe Anzahl von zu messenden Größen. Um die verschiedenen Plasmaparameter (n_e , T_e , T_{gas} , n_H , n_{H_2}) in H_2/D_2 -Plasmen zu erhalten, wird die Absolutstrahlung zweier Balmerlinien und der Fulcher-Strahlung benötigt. Falls die Gastemperatur bekannt ist, wird vom spektroskopischen System keine hohe Auflösung benötigt.

Diodensystem

Für die Anwendung an den HF-Ionenquellen wurde ein Diodensystem entwickelt, welches eine einfache Aufzeichnung der Emissivitäten erlaubt. Die Strahlung wird dabei mit Hilfe eines einzigen Lichtleiters von der Plasmaquelle zum Diodensystem übertragen und weit entfernt von der störenden HF-Umgebung spektral zerlegt. Alternativ lassen sich die Strahldichten auch mit Hilfe eines Übersichtsspektrometers aufzeichnen, wie es bisher der Fall ist. Abbildung 5.29 zeigt den Aufbau des verwendeten Diodensystems. Das Plasmaleuchten wird über einen Linsenkopf und Lichtleiter zu einem Verteilerstück geführt. Dort wird das Licht in 7 einzelne Lichtleiter aufgeteilt. Jeder Lichtleiter führt zu einem eigenen optischen Abbildungssystem, welches das Licht durch jeweils einen auswechselbaren Interferenzfilter auf eine Photodiode abbildet. Vor und nach dem Interferenzfilter befinden sich plankonvexe Linsen. Die Linse auf der Seite des Lichtleiters wurde so positioniert, dass das Ende des Lichtleiters im Brennpunkt

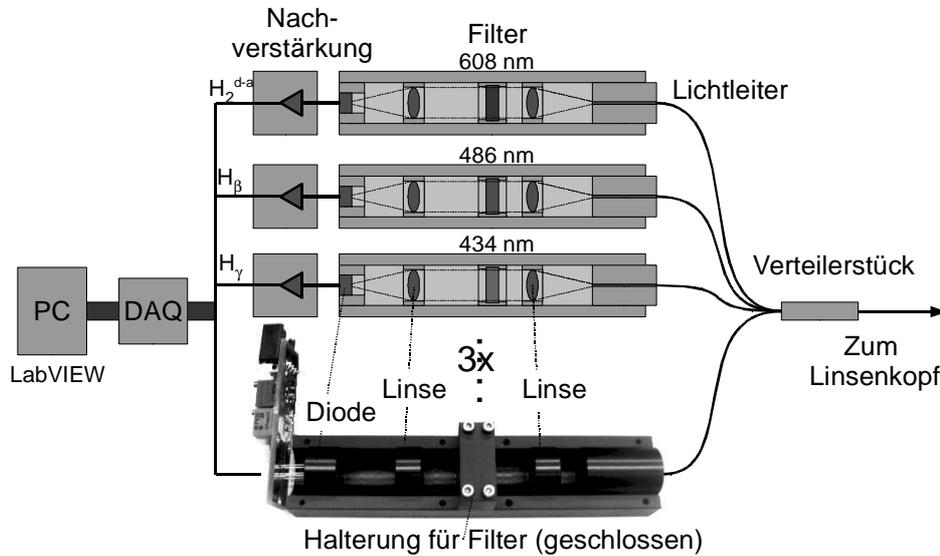


Abbildung 5.29.: Aufbau des verwendeten Diodensystems. Das Licht gelangt über ein Verteilerstück auf verschiedene Photodioden. Vor jeder Diode befindet sich ein eigenes Abbildungssystem mit einem Interferenzfilter. Die Spannung von jedem Diodenmodul kann individuell verstärkt werden und wird über eine Datenerfassungskarte ausgelesen. Zur besseren Anschauung wurde für das unterste Diodenmodul der reale Aufbau gezeigt.

der Linse liegt. Damit erhält man einen Lichtstrahl, welcher senkrecht durch den Filter läuft. Durch eine weitere Linse wird der Strahl auf die Detektionsfläche des Photodiodenmoduls gebündelt. Das unterste Diodenmodul zeigt dabei den realen Aufbau. Zur besseren Darstellung wurde die Nachverstärkungsplatine in die Horizontale gedreht und die vordere und hintere Abdeckung des Abbildungssystems entfernt. Man erkennt die Halterungen für die Linsen und die Diode. Der Interferenzfilter ist wegen der geschlossenen Abdeckung nicht zu erkennen.

Die Interferenzfilter besitzen bei einer Transmission von circa 50% eine Halbwertsbreite von $\Delta\lambda \approx 10 \text{ nm}$. Je nach Filter (608 nm, 654 nm, 486 nm, 434 nm, 410 nm) ist die Transmission und Halbwertsbreite allerdings leicht unterschiedlich. Ein Vergleich der Transmissionskurven befindet sich in Abbildung 5.30. Neben der Transmission wurden auch die absoluten Strahldichten eines Deuteriumplasmas mit eingetragen. Man erkennt, dass die Balmerlinien deutlich innerhalb der Transmissionskurven liegen. Für D_α liegt die Zentralwellenlänge des Filters bei $\lambda = 654 \text{ nm}$ und ist damit immer noch innerhalb der Transmissionskurve. Aufgrund der hohen Halbwertsbreite der Filter müssen Überlagerungen der Balmerlinien ausgeschlossen werden. Ansonsten kann es, wie im Folgenden noch gezeigt wird, zu Fehlinterpretationen kommen.

Um bei einem möglichst guten Signal/Rausch-Verhältnis den Strom der Photodioden verstärken zu können, wurden gekapselte Photodiodenmodule mit einer internen Transimpedanz-Verstärkung von $R = 100 \text{ M}\Omega$ verwendet. Die ausgegebene Spannung kann durch eine nachgeschaltete zweistufige Verstärkerschaltung variabel bis um Faktor 15000 verstärkt werden. Abbildung 5.31 zeigt den Aufbau eines Photodiodenmoduls

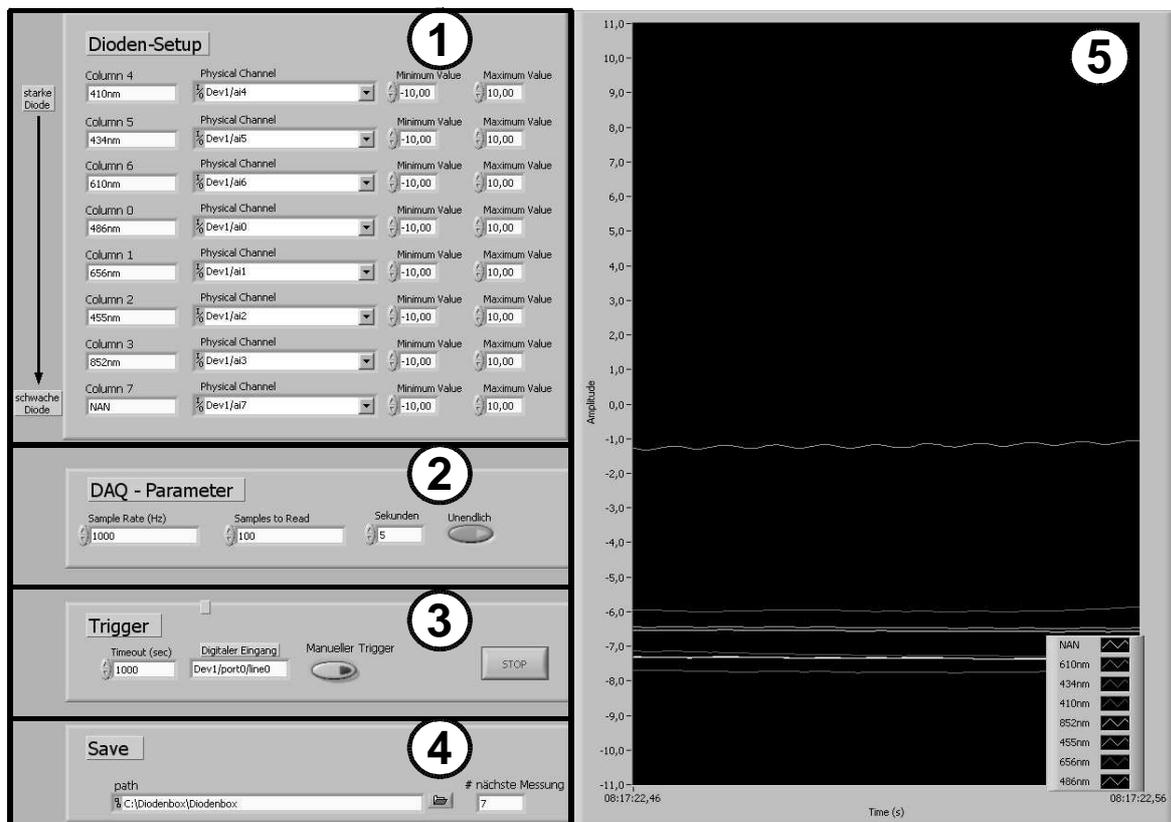


Abbildung 5.32.: Das LabVIEW Programm für die Aufzeichnung der Photodiodensignale. Die Oberfläche lässt sich in fünf verschiedene Bereiche unterteilen: Dioden-Setup (1), Datenerfassung (2), Triggerung (3), Abspeicherung (4), Darstellung (5).

Die analogen Spannungssignale werden über eine Datenerfassungskarte an einem Rechner mit LabVIEW aufgezeichnet. Abbildung 5.32 zeigt die Oberfläche des LabVIEW Programms. Im Dioden-Setup (1) lassen sich die einzelnen Dioden bezüglich der Kanalbelegung und dem Spannungsbereich konfigurieren. Die Datenerfassung (2) erlaubt die Festlegung der Aufzeichnungsgeschwindigkeit (1 bis 1000 Samples/s) und der Aufzeichnungsdauer. Der Start der Aufzeichnung wird durch einen Triggerpuls gestartet (3) oder manuell ausgelöst. Die Abspeicherung (4) des Datenstroms erfolgt tabellarisch in einer Textdatei. Während der Aufzeichnung können die Spannungs-Verläufe in der Anzeige (5) verfolgt werden. In der aktuellen Darstellung ist eine Dunkelstrommessung gezeigt, wobei die einzelnen Diodenspannungen zur Erhöhung der Dynamik mit Hilfe der Offset-Regulierung in den negativen Spannungsbereich verschoben wurden.

Gegenüber einem herkömmlichen Spektrometer hat das Diodensystem verschiedene Vor- und Nachteile. Ein wesentlicher Vorteil des Diodensystems liegt in der hohen Dynamik und der variablen Nachverstärkung der einzelnen Dioden. Somit können schwache und starke Emissionslinien gleichzeitig bei hoher zeitlicher Auflösung aufgenommen werden. Ein weiterer Vorteil ist die Robustheit des optischen Aufbaus. Im Gegensatz zu Spektrometern mit beweglicher und verstellbarer Mechanik, ist diese bei dem Di-

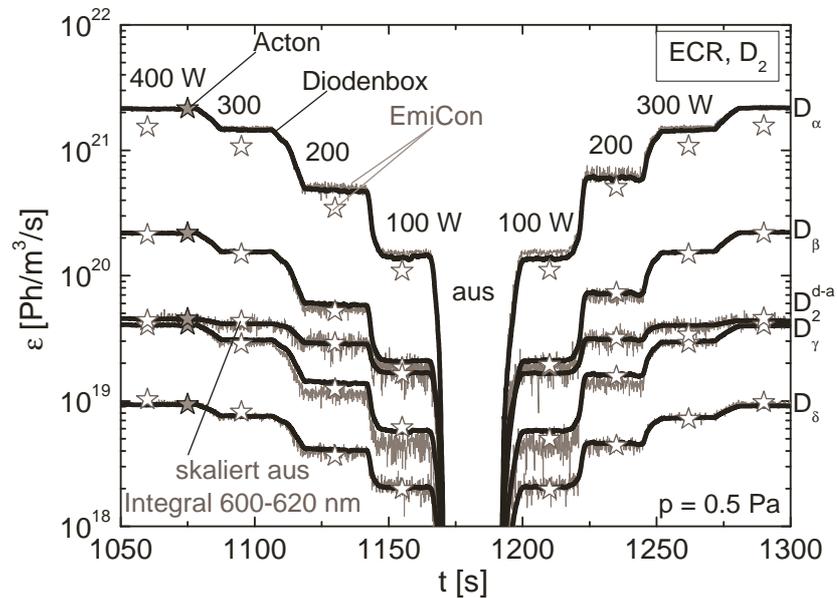


Abbildung 5.33.: Vergleich der gemessenen Intensitäten von unterschiedlichen optischen Systemen bei einer Leistungsvariation. Die Intensitäten aus der Diodenbox und die Zeitspuren des EmiCon-Spektrometers wurden auf das hochauflösende Acton-Spektrometer kalibriert. Zusätzlich wurde zu jeweils einer Leistung ein absolut kalibriertes Spektrum des EmiCon-Spektrometers eingetragen.

odensystem fest vorgegeben. Dennoch wird durch die auswechselbaren Interferenzfilter und Photodioden eine gewisse Modularität und Flexibilität des Systems gewährleistet. Allerdings hat dieser kostengünstige Aufbau auch Nachteile. So ist das momentane Auflösungsvermögen durch die verwendeten Interferenzfilter auf $\Delta\lambda \approx 10 \text{ nm}$ begrenzt. Ferner muss die Kalibrierung des Diodensystems an einem Plasma mit bekannten Strahldichten erfolgen.

Bevor dieses System an den Quellen für negative Ionen zur Anwendung kam, wurden der Aufbau und die Funktionsweise des Systems an dem ECR-Plasma überprüft. Für die Verifikation des Diodensystems reicht es aus zu zeigen, dass die gemessenen Strahldichten des Diodensystems mit den Referenzwerten aus einem Spektrometer übereinstimmen. Die nachfolgende Auswertung der Absolutstrahlungen ist für alle Systeme gleich. Abbildung 5.33 zeigt die gemessene Absolutstrahlung verschiedener Balmerlinien und der Fulcher-Strahlung im Verlauf einer Leistungsreihe. Die schwarzen, dicken Linien zeigen die Ergebnisse der Diodenbox. Die Spannungssignale des Diodensystems wurden dabei auf die Strahldichten des, in Abschnitt 4.2.1 vorgestellten, hochauflösenden Acton-Spektrometers ($\Delta\lambda = 20 \text{ pm}$) kalibriert. Zusätzlich wurden die Strahldichten des EmiCon-Übersichtsspektrometers mit eingezeichnet, welches eine Auflösung von $\Delta\lambda = 1 \text{ nm}$ besitzt und durch eine einzige Aufnahme ein komplettes Übersichtsspektrum ($200 \text{ nm} < \lambda < 850 \text{ nm}$) aufzeichnet. Aus diesem unabhängig kalibrierten System wurden sowohl Einzelspektren (offene Symbole) als auch Zeitspuren (graue Linien) in die Abbildung eingetragen. Die Zeitspuren ergeben sich aus Einzelspektren, indem jeweils über die entsprechende Linie integriert wird. Für einen Vergleich der Zeitspuren mit den Strahldichten aus der Diodenbox, wurden diese ebenfalls auf das hochauflösen-

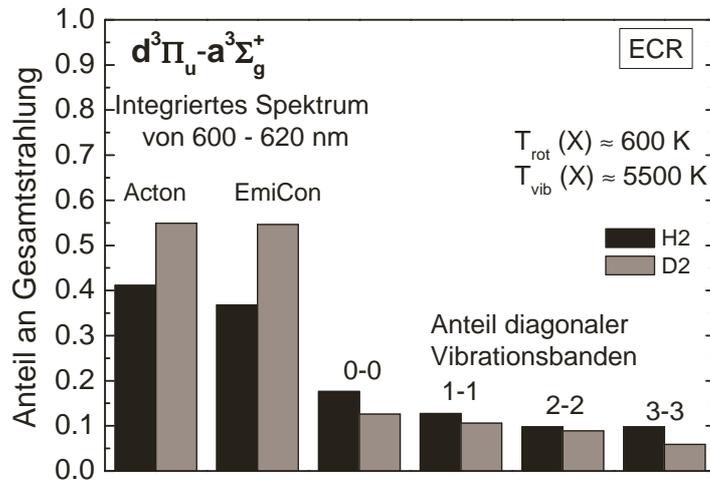


Abbildung 5.34.: Skalierungsfaktoren für verschiedene Anteile der Fulcher-Strahlung. Neben dem Anteil des von 600 bis 620 nm integrierten Spektrums wurde der Anteil der einzelnen Vibrationsbanden an der Gesamtstrahlung bestimmt.

de Spektrometer bezogen (bei $t = 1075$ s). Da sowohl das Übersichtsspektrometer als auch das Diodensystem keine Auflösung der Rotationslinien der Fulcher-Strahlung erlaubt, war eine direkte Bestimmung der Gesamtstrahlung mit der in Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Methode nicht möglich.

Um die Fulcher-Strahlung dennoch zu erhalten, wurde beim EmiCon-Übersichtsspektrometer der vom Fulcher-Übergang dominierte Bereich der Strahlung von 600–620 nm integriert und mit einem Skalierungsfaktor multipliziert. Der für Wasserstoff und Deuterium unterschiedliche Faktor wurde zuvor aus jeweils 15 verschiedenen Messungen bestimmt. Abbildung 5.34 zeigt die Anteile des integrierten spektralen Bereiches an der Gesamtstrahlung für eine Rotationstemperatur von $T_{rot} \approx 600$ K und $T_{vib} \approx 5500$ K. Für die Bestimmung der Gesamtstrahlung nach Abschnitt 4.1.2 wurde wiederum das Acton-Spektrometer verwendet. Aus der Abbildung erkennt man, dass beide spektroskopische Systeme für Wasserstoff und Deuterium gleiche Skalierungsfaktoren liefern. Aufgrund der enger liegenden Rotationslinien von Deuterium liegt circa 55% der Strahlung in dem betrachteten Spektralbereich, während es bei Wasserstoff nur 40% der Strahlung sind. Zusätzlich wurde in der Abbildung auch der Anteil der diagonalen Vibrationsbanden an der Gesamtstrahlung von $d^3\Pi_u - a^3\Sigma_g^+$ eingetragen. Der Anteil der einzelnen Vibrationsbanden nimmt mit steigender Vibrationsquantenzahl ab und ist für Wasserstoff größer als für Deuterium.

Beim Diodensystem wurde das Signal des Interferenzfilters bei $\lambda = 608 \pm 10$ nm benutzt und auf die Messung des hochauflösenden Spektrometers kalibriert. Vergleicht man die Zeitverläufe aus Abbildung 5.33, so erkennt man eine gute Übereinstimmung bei einer Dynamik von drei Größenordnungen. Die Abweichung des EmiCon-Systems bei D_α ist möglicherweise auf eine unterschiedliche Kalibrierung im höheren Wellenlängenbereich zurückzuführen. Die Belichtungszeit des EmiCon-Übersichtsspektrometers wurde dabei so eingestellt, dass die Intensität der D_α -Linie die Dynamik voll ausnützt. Da-

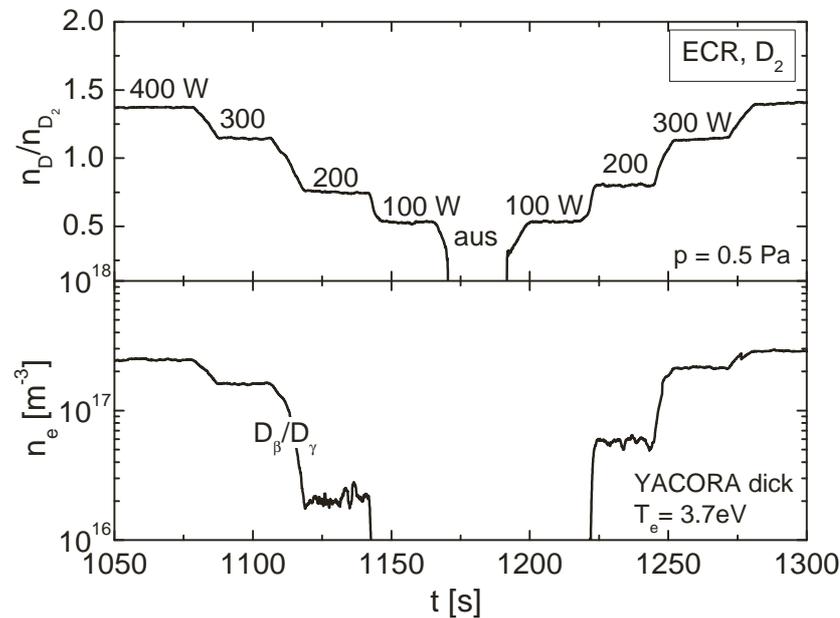


Abbildung 5.35.: Mit der Diodenbox bestimmte Verläufe einzelner Plasmaparameter bei einer Variation der Leistung. Für die Bestimmung der Elektronendichte wurde das optisch dünne Linienverhältnis H_β/H_γ bei einer konstanten Temperatur von $T_e = 3.7 \text{ eV}$ verwendet.

durch führen intensitätsschwache Linien D_γ , D_δ zu einem größeren Rauschen, wie in der Abbildung zu sehen ist. Das Diodensystem umgeht diese Problematik. Allerdings kommt es aufgrund von Überlagerungen und der höheren Halbwertsbreite bei D_γ zu leicht höheren Werten.

Weitere Messungen zeigen, dass durch Zugabe von Argon oder Helium die jeweiligen Emissionslinien, welche nahe an den Balmerlinien liegen, zu einer starken Erhöhung der jeweiligen Diodensignale führen. Beim EmiCon-Spektrometer war dieser störende Einfluss, aufgrund der kleineren Halbwertsbreite, deutlich reduziert. In reinen Wasserstoff- und Deuteriumplasmen liefern das hochauflösende Spektrometer, das Übersichtsspektrometer und das Diodensystem dagegen die gleichen Strahldichten. Für die Aufzeichnung der Strahldichten an den Quellen zur Erzeugung der negativen Wasserstoffionen kann deshalb jedes dieser Systeme eingesetzt werden.

Die Auswertung der Strahldichten aus dem Diodensystem muss für jeden einzelnen Zeitpunkt durchgeführt werden. Bei den oben gezeigten Strahldichten wurden exemplarisch das Atom zu Molekül-Verhältnis und die Elektronendichte ausgewertet. Mit abnehmender Leistung sinkt das Atom zu Molekül-Verhältnis (obere Abbildung 5.35). Die Elektronendichte wurde aus dem optisch dünnen Linienverhältnis von H_β/H_γ bestimmt (untere Abbildung 5.35), wobei eine konstant bleibende Elektronentemperatur von $T_e = 3.7 \text{ eV}$ angenommen wurde. Man erkennt deutlich den Anstieg der Elektronendichte mit der Leistung und zwischen $P = 200 \text{ W}$ und $P = 300 \text{ W}$ den Übergang vom unterdichtem ($n_e < n_c$) zum überdichtem ($n_e > n_c$) Plasma. Aufgrund gleicher Emissivitäten liefert das EmiCon-Spektrometer dabei genau die gleichen Plasmapara-

meter. Die Schwankungen sind beim EmiCon-System allerdings wegen der begrenzten Dynamik weitaus größer.

Zusammenfassend folgt, dass mit Hilfe der hier verifizierten Methoden der OES von Wasserstoff und Deuterium sowohl das neu entwickelte Diodensystem als auch das bisher verwendete Übersichtsspektrometer eine einfache Messung der sichtstrahlintegrierten Emissivitäten erlaubt. Für die Bestimmung der Parameter müssen das entsprechende optische System kalibriert und die Voraussetzungen für die Anwendung der optischen Diagnostikmethoden erfüllt werden. Die wichtigsten Annahmen sind hierbei, dass die Besetzung durch die direkte Anregung aus dem Atom dominiert wird und die EEVF einer Maxwellverteilung entspricht. Durch die Anwendung der neuen Standardmethode können somit auf einfache Weise die wichtigsten Plasmaparameter bestimmt werden. Zeitverläufe ermöglichen eine genaue und schnelle Korrelation der Plasmaparameter mit den externen Parametern wie zum Beispiel der Leistung. Diese hier vorgestellte Standardmethode stellt damit eine wesentliche Erweiterung der bisherigen Messtechnik dar und wurde nach der Überprüfung und Entwicklung an dem ECR-Plasma an den HF-Quellen eingesetzt.

6. Einsatz optischer Diagnostikmethoden an den Quellen negativer Ionen

Bei den Quellen zur Erzeugung der negativen Wasserstoffionen werden zur Charakterisierung der Plasmen verschiedene Diagnostikmethoden verwendet. Während Sondennmessungen aufgrund der hohen HF-Leistungen ($P_{HF} \approx 100$ kW) signifikant gestört werden können [CK07], erlaubt die OES einen ungestörten Zugang zu den Plasmaparametern [FFF⁺06].

Für die Bestimmung der Plasmaparameter aus der OES wurden im Rahmen der Arbeit verschiedene optische Systeme eingesetzt. Zur besseren Übersicht sind alle verwendeten Systeme in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Während das hochauflösende Acton-Spektrometer nur für die Überprüfung der Diagnostikmethoden am ECR-Plasma zum Einsatz kam, wurde für die Anwendung der OES an den Ionenquellen eine Kombination von verschiedenen Systemen verwendet. Als Standardsysteme kamen die Diodenbox und das EmiCon-Übersichtsspektrometer zum Einsatz. Wie zuvor gezeigt, besitzt die Diodenbox eine Halbwertsbreite von $\Delta\lambda \approx 10$ nm und eine gute zeitliche Auflösung bei hoher Dynamik. Das EmiCon-Spektrometer besitzt eine Halbwertsbreite von $\Delta\lambda \approx 1$ nm und erlaubt mit nur einer Aufnahme das komplette Spektrum von 200 – 850 nm aufzuzeichnen. Durch einfache Definition von Linienintegralen lässt sich auch der Zeitverlauf der Emissivitäten aufzeichnen. Das Andor-Spektrometer besitzt

Tabelle 6.1.: Übersicht über die verwendeten spektroskopischen Systeme. Für die Quellenbezeichnung wurden folgende Abkürzungen verwendet: BATMAN (B), MANITU (M), RADI (R).

| Name | Aufbau | Auflösung | Quelle |
|-----------|--------------------------|-----------|------------|
| Acton | 1800 S/mm ($f = 75$ cm) | 20 pm | ECR-Plasma |
| EmiCon | 300 S/mm ($f = 75$ cm) | 1 nm | B, M, R |
| Andor | 1200 S/mm ($f = 30$ cm) | 180 pm | M |
| Echelle | Echellegitter | 30 pm | R |
| Diodenbox | Interferenzfilter | 10 nm | B, M, R |

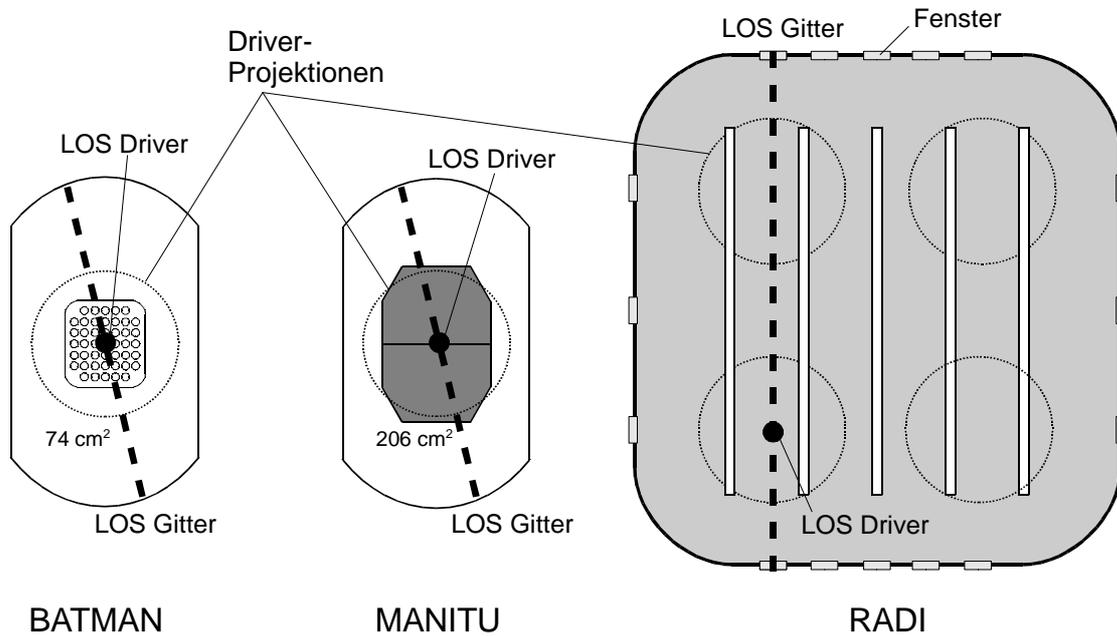


Abbildung 6.1.: Übersicht über die verwendeten Sichtstrahlen. Die Sichtstrahlen durch den Driver wurden durch einen Punkt gekennzeichnet. Der Abstand der parallel zum Gitter verlaufenden Sichtstrahlen beträgt etwa 3 cm.

eine durchschnittliche Halbwertsbreite von 180 pm und nimmt gleichzeitig einen Wellenlängenbereich von ca. 50 nm auf. Damit lassen sich beispielsweise die ersten vier diagonalen Vibrationsübergänge der Fulcher-Strahlung im Bereich von 600 – 640 nm aufzeichnen und die einzelnen Rotationslinien auswerten. Der Echelle-Spektrograph besitzt keinen Cerny-Turner-Aufbau wie die anderen Spektrometer, sondern verwendet für die Lichtaufspaltung ein Echellegitter mit einem Prisma. Durch das Abbilden von hohen Ordnungen (30-120) auf einen CCD-Chip kann somit gleichzeitig bei guter Auflösung ($\Delta\lambda = 15 - 45 \text{ pm}$) ein großer Bereich der Wellenlänge ($200 \leq \lambda \leq 780 \text{ nm}$) detektiert werden.

An jedem Teststand wurden die Diodenbox, das Übersichtsspektrometer und ein hochauflösendes Spektrometer verwendet. An BATMAN und MANITU wurde zusätzlich das Andor-Spektrometer benutzt, an RADI der Echelle-Spektrograph. Um Aussagen über die Parameter im Bereich der Ionen-Erzeugung zu erhalten, wurde bei jedem Experiment ein Sichtstrahl verwendet, welcher axial durch einen Driver verläuft. Für die Bestimmung der Plasmaparameter im Bereich der Ionen-Extraktion, wurde ein Sichtstrahl (LOS) gewählt, welcher im Abstand von etwa 3 cm über dem Plasmagitter verläuft (Abbildung 6.1). Als Plasmalänge wird für den Sichtstrahl durch den Driver $l = 30 \text{ cm}$ verwendet und für den Sichtstrahl vor dem Gitter $l = 40 \text{ cm}$ (RADI $l = 80 \text{ cm}$). Alle optischen Systeme wurden absolut kalibriert. In BATMAN und MANITU wurden Wasserstoffplasmen, in RADI Deuteriumplasmen untersucht. Während der Wasserstoff-Entladungen bei BATMAN und MANITU wurden negative Ionen extrahiert, bei RADI nicht.

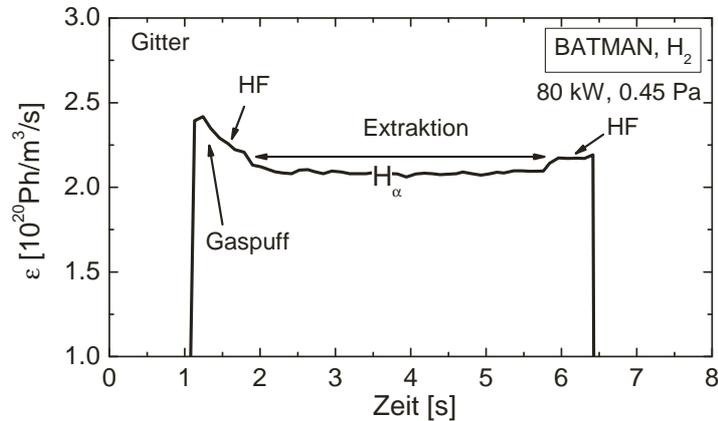


Abbildung 6.2.: Zeitlicher Verlauf der Intensität einer H_α -Linie an BATMAN.

6.1. Wasserstoffplasmen an BATMAN

Um eine Vorstellung über den Verlauf einer typischen Entladung an BATMAN zu erhalten, wurde die Intensität der H_α -Linie mit dem Übersichtsspektrometer aufgezeichnet. Abbildung 6.2 zeigt den zeitlichen Verlauf der Balmerlinie. Die Entladung dauert circa 5.5s und beginnt mit einem Gaspufl. Dadurch wird eine leichte Zündung des induktiv gekoppelten HF-Plasmas erreicht. Nach circa einer Sekunde ist der Druck in der Quelle konstant und es kann die Extraktionsspannung eingeschaltet werden. Kurz vor Abschalten der HF-Leistung wird die Extraktion wieder beendet. Die im Folgenden gezeigten Plasmaparameter wurden aus Spektren bestimmt, die in der zeitlichen Mitte der Entladung aufgenommen wurden.

Für die Bestimmung der Gastemperatur an BATMAN aus der Rotationsbesetzung von Wasserstoff wurde das Andor-Spektrometer verwendet. Abbildung 6.3 zeigt den Verlauf der Gastemperatur im Bereich des Drivers und des Gitters. Da mit zunehmendem Druck die Gasteilchen durch Stöße mehr Energie aufnehmen, nimmt sowohl im Driver als auch vor dem Gitter die Gastemperatur zu. Nahe am Gitter steigt die Temperatur von $T_{gas}^{100kW} = 1250$ K auf $T_{gas}^{100kW} = 2100$ K. Im Driver bleibt die Gastemperatur konstant. Der Maximalwert im Driver beträgt $T_{gas}^{100kW} = 1200$ K und ist damit kleiner als die Werte vor dem Gitter. Dies liegt daran, dass das Verhältnis von Energiezufluss zu Energieabfluss auf die Neutralgasteilchen im Driver kleiner ist als vor dem Gitter. Ein möglicher Grund dafür kann die mit zunehmender Leistung abnehmende Neutralteilchendichte im Driver sein. Nach Fruchtman [FMCR05] werden durch eine höhere eingekoppelte Leistung zwar mehr Ionen/Elektronen produziert, diese verlassen aber aufgrund der geringeren Anzahl der Ionen-Neutralteilchen-Stöße schneller den Bereich der Plasmaerzeugung. Da für jedes entstandene Ion ein Neutralteilchen notwendig war, kommt es aufgrund der nun durch die Ionen bestimmten Druckbilanz zu der neutral gas depletion [RLR⁺07]. Durch die daraus folgende verminderte Anzahl von Stößen zwischen den Neutralteilchen im Driver, folgt dort eine deutlich reduzierte Gastemperatur.

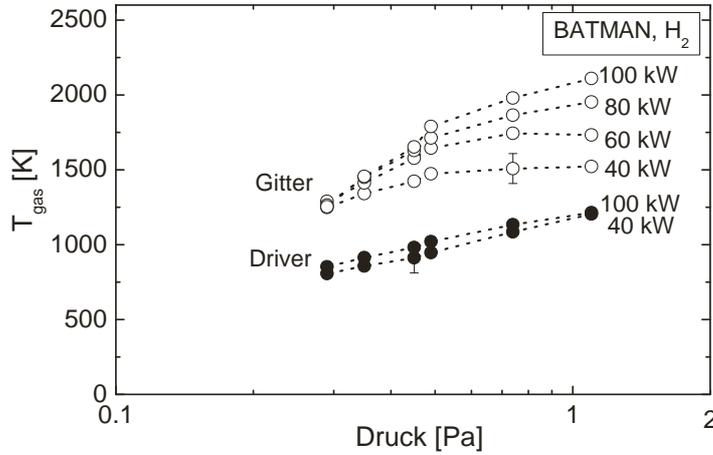


Abbildung 6.3.: Verlauf der Gastemperatur bei Variation des Drucks und der HF-Leistung. Die Gastemperatur wurde aus der Rotationstemperatur $T_{rot}^{2-2}(X)$ des Übergangs $d^3\Pi_u$ bestimmt. Für die Messung wurden ein Sichtstrahl 3 cm über dem Plasmagitter und der axiale Sichtstrahl verwendet.

Vibrationsangeregte Wasserstoffmoleküle im Grundzustand begünstigen nach Abschnitt 2.1.3 den Prozess der dissoziativen Anlagerung und tragen damit zur Bildung von H^-/D^- bei. Die Vibrationsbesetzung wird dabei durch die Vibrationstemperatur charakterisiert. Aufgrund der starken Überbesetzung von $d^3\Pi_u$ ($v' = 0$) war allerdings, analog zu Messungen in [Rie06], keine Anpassung der Vibrationsbesetzungen vor dem Gitter möglich. Projiziert man die Besetzungsdichten mit Hilfe von FCF in den Grundzustand, so folgt daraus eine Überbesetzung niedriger Vibrationszustände. Diese Überbesetzung ist nach [HKB⁺82] die Folge einer Umverteilung durch Wandstöße. Zusätzlich können nach [Bac06] auch Stöße mit langsamen Elektronen über den Prozess der dissoziativen Anlagerung zu einer stärkeren Entvölkerung höherer Vibrationsniveaus ($v' \geq 5$) führen.

Im Driver lässt sich die Vibrationsbesetzung dagegen anpassen. Es zeigt sich, dass die Vibrationstemperatur für alle Leistungen ähnlich ist und im Wesentlichen mit dem Druck variiert. Entsprechend wurde in Abbildung 6.4 der Verlauf für eine Leistung von $P = 100$ kW dargestellt. Man erkennt mit dem Druck einen deutlichen Anstieg der Vibrationstemperatur von $T_{vib} = 5000$ K auf $T_{vib} = 10000$ K, wobei der stärkste Anstieg zwischen $0.5 \text{ Pa} < p < 1 \text{ Pa}$ stattfindet. Für niedrigere Drücke ist der Anstieg in Übereinstimmung mit Messungen in [FFF⁺06] nicht so deutlich ausgeprägt. Die mit dem sinkendem Druck/Moleküldichte abnehmende Vibrationstemperatur lässt sich durch eine geringere Anzahl von Stößen der Moleküle mit Elektronen und Ionen erklären, welche zu einem geringeren Energieübertrag auf die Moleküle führt. Die Dichte der angeregten Wasserstoffmoleküle mit $v' \geq 5$ liegt bei $T_{vib} > 5000$ K und $p \approx 0.5$ Pa dabei in der Größenordnung der Elektronendichte. Bilanziert man die daraus folgende H^- -Dichte im Driverbereich durch die beiden dominanten Prozesse der dissoziativen Anlagerung an $H_2(v' \geq 5)$ und der Elektronenabstreifung, so erhält man eine H^- -Dichte unter 10^{16} m^{-3} . Um die geforderten Stromdichten zu erreichen, wird vor dem Gitter deshalb zusätzlich der Oberflächenprozess des Elektroneneinfangs benötigt.

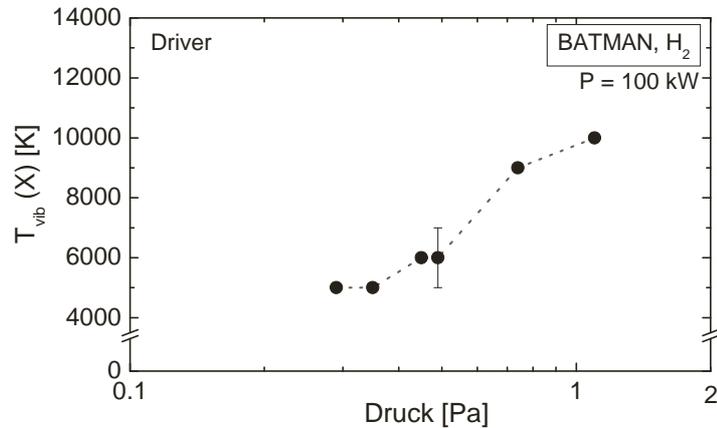


Abbildung 6.4.: Verlauf der Vibrationstemperatur von $d^3\Pi_u$ bei Variation des Drucks.

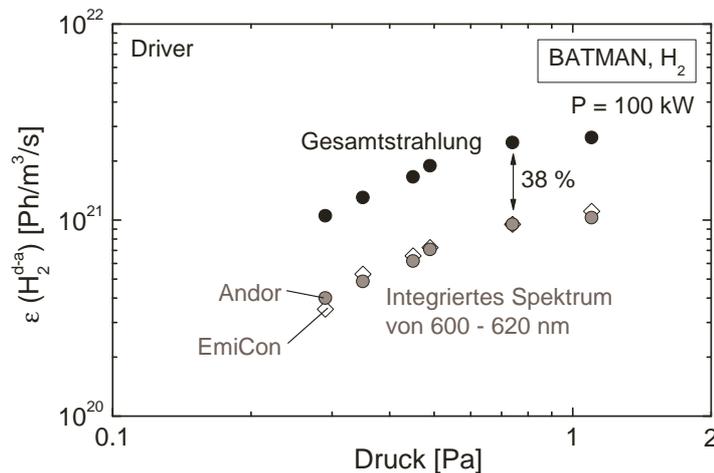


Abbildung 6.5.: Verlauf der Molekülstrahlung von $d^3\Pi_u$ bei Variation des Drucks. Die Strahlung wurde mit verschiedenen Spektrometern gemessen. Die Gesamtstrahlung ergibt sich aus der mit dem Andor-Spektrometer gemessenen Rotationsbesetzung.

Zur Auswertung der Fulcher-Strahlung aus dem Integral von 600 – 620 nm wurde für das Übersichtsspektrometer an BATMAN nochmals der in Abbildung 5.34 gezeigte Skalierungsfaktor bestimmt. Da eine Anpassung der Vibrationsbesetzung vor dem Gitter nicht möglich war, konnte der Skalierungsfaktor nur für die Strahlung aus dem Driver angegeben werden. Es wurden 30 Messungen bei verschiedenen Drücken und Leistungen ausgewertet. Abbildung 6.5 zeigt exemplarisch den Verlauf der Strahlung für eine Druckreihe bei einer Leistung von $P = 100$ kW. Für das Andor-Spektrometer wurde bei einem Druck von $p = 0.75$ Pa die gleiche Kalibrierung verwendet wie für das Übersichtsspektrometer. Man erkennt, dass der Verlauf des integrierten Spektrums von 600-620 nm der zwei Spektrometer erwartungsgemäß miteinander übereinstimmt. Da die molekulare Dichte mit dem Druck zunimmt, steigt die Intensität der Strahlung an. Das integrierte Spektrum entspricht dabei für Wasserstoff circa 38% der Gesamtstrahlung. Auffällig ist, dass der Anteil für den gesamten Druckbereich, also

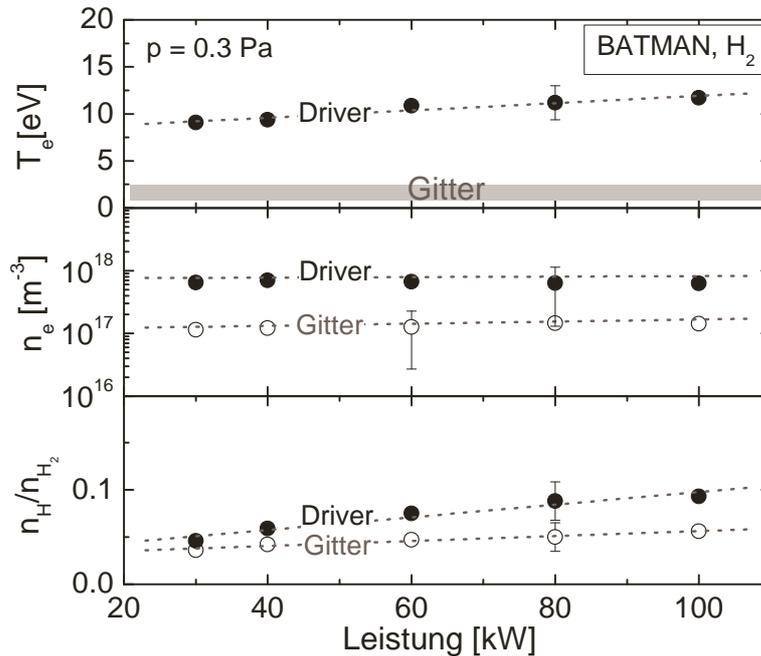


Abbildung 6.6.: Verlauf des Atom zu Molekül-Verhältnis, der Elektronendichte und der Elektronentemperatur bei Variation der Leistung.

für Gastemperaturen von $800 \text{ K} < T_{gas} < 1200 \text{ K}$ und Vibrationstemperaturen von $5000 \text{ K} < T_{vib} < 10000 \text{ K}$ konstant bleibt und gut mit dem Wert aus dem ECR-Plasma (Abbildung 5.34) übereinstimmt. Rechnet man aus der gemessenen Molekülstrahlung mit dem effektiven Emissionsratenkoeffizienten der Fulcher-Strahlung auf die Molekül-Teilchendichte zurück, so erhält man, wie erwartet (neutral gas depletion, Dissoziation), eine deutlich geringere molekulare Teilchendichte als aus dem idealen Gasgesetz.

Bei bekanntem Skalierungsfaktor wurden mit Hilfe des Übersichtsspektrometers das Atom zu Molekül-Verhältnis, die Elektronentemperatur und die Elektronendichte sowohl für den Driver als auch für den Bereich vor dem Gitter bestimmt. Um möglichst nahe an das Gitter zu kommen, wurde im Gegensatz zu den anderen Messungen dazu ein horizontaler Sichtstrahl verwendet, der etwas unterhalb der Mitte im Abstand von $z \approx 2 \text{ cm}$ über das Plasmagitter verläuft. Die in der Abbildung 6.6 dargestellten Plasmaparameter ergaben sich im Rahmen einer Leistungsvariation von $P = 30 - 100 \text{ kW}$, indem diese selbstkonsistent ausgewertet wurden. Man erkennt, dass sich die aus den verbesserten Linienverhältnissen folgenden Elektronendichten im Driver und vor dem Gitter nur geringfügig mit steigender HF-Leistung erhöhen. Die maximale Elektronendichte im Driver beträgt $n_e \approx 8 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ und ist damit deutlich größer als der Wert ($n_e \approx 1.5 \cdot 10^{17}$) vor dem Gitter, welcher sich als Folge der diffusiven Ausbreitung des Plasmas ergibt.

Die Elektronentemperatur im Driver steigt mit zunehmender Leistung von $T_e = 9.1 \text{ eV}$ auf $T_e = 11.7 \text{ eV}$ an. Dieser Anstieg lässt sich wiederum über die neutral gas depletion erklären, in der bei hohen Ionendichten die Abnahme der Neutralteilchendichte

mit einer Zunahme der Elektronentemperatur einhergeht [FMCR05]. Sondenmessungen bestätigen dabei die hohen Temperaturen im Driver. So zeigen die im Folgenden dargestellten Ergebnisse der Boyd-Twiddy-Methode, dass die Elektronentemperatur vor dem Ausgang des Drivers über $T_e = 10$ eV und vor dem Gitter unter $T_e = 2$ eV liegt. Nimmt man für die Anregung des Wasserstoffatoms vor dem Gitter nur die direkte Anregung aus dem Grundzustand an, so erhält man Temperaturen von $T_e \geq 3$ eV. Geht man nur von einem Anteil von 10% n_e einer positiven Ionendichte H_2^+ aus, so erhöht sich die Rekombinationsstrahlung gerade bei niedrigen Elektronentemperaturen signifikant (Abbildung 4.3). Das im Rahmen der Arbeit erstellte Dissoziationsmodell als auch Messungen an Ionenquellen [KFH⁺01] zeigen, dass ein entsprechender positiver Ionenanteil von H_2^+ durchaus vorliegen kann. Berücksichtigt man den Anteil dieser Ionen in der Anpassung der Besetzung des Wasserstoffatoms, so erhält man bei Teilchendichten von $n(H_2^+) \approx 10^{16} \text{ m}^{-3}$ eine gute Übereinstimmung von gemessener und berechneter Besetzung. Die Elektronentemperatur liegt dann bei etwa $T_e \approx 1.5$ eV. Dieser sichtstrahlungsgemittelte Wert stimmt gut mit entsprechenden Werten aus den lokalen Sondenmessungen überein und wurde unter Berücksichtigung des Fehlers in Abbildung 6.6 mit eingetragen.

Da sowohl die Elektronendichte als auch die Elektronentemperatur mit höherer Leistung zunehmen, steigt die atomare Wasserstoffdichte an. Aufgrund der höheren Elektronentemperatur und der höheren Elektronendichte ist das Atom zu Molekül-Verhältnis im Driver größer als vor dem Gitter. Bei einer Leistung von 100 kW ergeben sich Verhältnisse von $n_H/n_{H_2}(\text{Driver}) = 0.1$ und $n_H/n_{H_2}(\text{Gitter}) = 0.06$. Ein Vergleich mit früheren Messungen [FFF⁺06] zeigt dabei deutliche Abweichungen. Für einen doppelten Druck von $p = 0.6$ Pa wurden wesentlich höhere Verhältnisse von $n_H/n_{H_2} \approx 0.3$ im Driver und $n_H/n_{H_2} \approx 0.15$ vor dem Gitter bestimmt. Das Verhältnis zwischen dem Wert vor dem Gitter und dem Wert im Driver stimmt allerdings gut mit dem hier gemessenen Verhältnis überein und auch der mit zunehmender Leistung steigende Verlauf wird durch die aktuelle Messung bestätigt. Da Messungen an MANITU mit einem unabhängig kalibrierten Spektrometer die gleichen Verhältnisse zeigen, folgen die Abweichungen vermutlich aus unterschiedlichen Emissivitäten oder aus unterschiedlichen Ratenkoeffizienten. So wurde beispielsweise vor dem Gitter der Einfluss von H_2^+ auf den Ratenkoeffizienten von H_γ berücksichtigt, was zu einem deutlich höheren Verhältnis von $X_{em}^{eff}(H_\gamma)/X_{em}^{eff}(H_2^{d-a})$ und niedrigeren atomaren Dichten bei geringen Elektronentemperaturen führte.

Um den Verlauf der Elektronenenergieverteilungen für verschiedene Abstände vom Ausgang des Drivers zu erhalten, wurde die Boyd-Twiddy-Methode verwendet. Abbildung 6.7 zeigt, dass sich die gemessenen Energieverteilungen gut mit Maxwellverteilungen beschreiben lassen. Demnach ist eine einfache Auswertung weiterer Plasmaparameter mit Hilfe der OES möglich. Der flache Verlauf der Steigung im Ausgangsbereich des Drivers führt zu einer hohen Elektronentemperatur von $T_e = 14$ eV. Mit steiler werdendem Verlauf nehmen die Elektronentemperaturen zum Gitter hin stark ab. Vor dem Gitter beträgt die Elektronentemperatur für das gezeigte Plasma nur noch $T_e = 1.2$ eV. Weitere Sondenmessungen bestätigen dabei den exponentiellen Abfall der Elektronentemperatur und zeigen, dass die Elektronendichte im Driver höher ist als unmittelbar

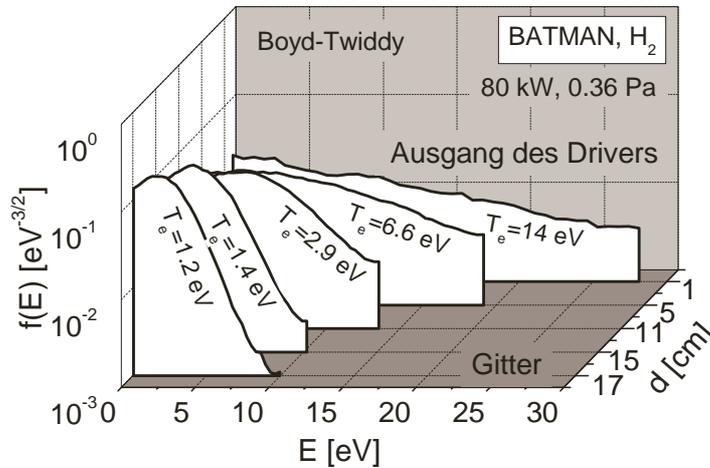


Abbildung 6.7.: Bestimmung der EEVF mit Hilfe der Boyd-Twiddy-Methode. Dargestellt ist der Verlauf der EEVF in Abhängigkeit des Abstandes zum Ausgang Drivers.

vor dem Gitter (Abbildung 2.5). Aufgrund der weitaus größeren Plasmaparameter im Driver, kann deshalb die Strahlung vor dem Gitter im Vergleich zu der Strahlung aus dem Driver vernachlässigt werden. Entsprechend erhält man unter Verwendung der Intensitäten aus dem axialen Sichtstrahl die Plasmaparameter des Drivers.

Am Teststand BATMAN konnte durch Messungen gezeigt werden, dass die Gastemperaturen im Driver deutlich niedriger liegen als vor dem Gitter. Für diesen unerwarteten Temperaturverlauf kann bei entsprechend hohen eingekoppelten Leistungen die neutral gas depletion eine mögliche Ursache sein. Die im Driver ($n_e \approx 10^{18} \text{ m}^{-3}$) und insbesondere vor dem Gitter ($n_e \approx 10^{17} \text{ m}^{-3}$) gemessenen Elektronendichten zeigen im Gegensatz zu früheren Messungen eine wesentlich bessere Übereinstimmung mit Langmuirsondenmessungen. Ferner konnte durch die Messungen der Standardmethode bestätigt werden, dass das magnetischen Filterfeld und der Abstand zum Driver zu einer effektiven Reduzierung der Elektronentemperatur von $T_e \approx 12 \text{ eV}$ im Driver auf $T_e \approx 1.5 \text{ eV}$ vor dem Gitter führen. Aufgrund dieser niedrigen Elektronentemperaturen wird der Vernichtungsprozess der Elektronenabstreifung für H^- vor dem Gitter minimiert und so konsequenterweise die Extraktion der negativen Wasserstoffionen maximiert. Axial durchgeführte Sondenmessungen mit der speziell aufgebauten Boyd-Twiddy-Methode belegen dabei die Ergebnisse der OES und zeigen, dass aufgrund der Maxwellverteilungen eine einfache Auswertung mit Hilfe der am ECR-Plasma verifizierten optischen Diagnostikmethoden möglich ist.

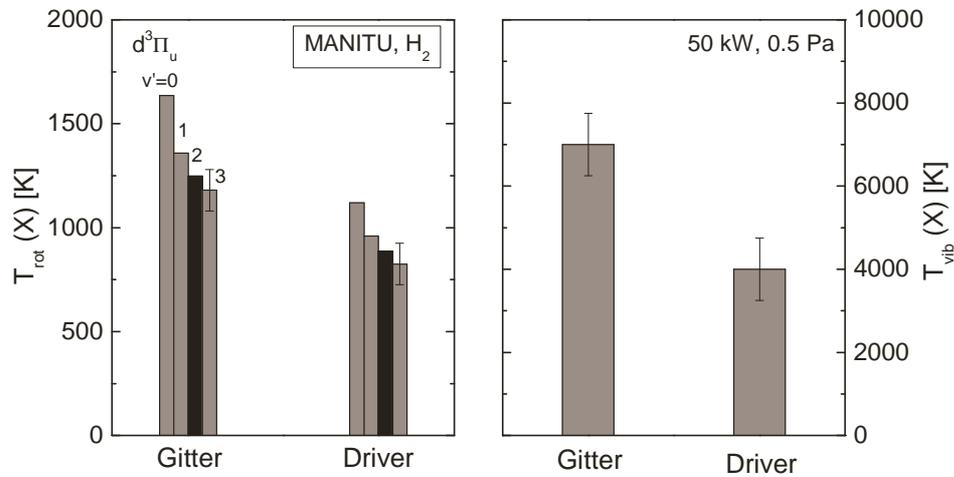


Abbildung 6.8.: *links*) In den Grundzustand projizierte Rotationstemperaturen des Zustands $d^3\Pi_u$. *rechts*) Vibrationstemperaturen im Grundzustand. Dargestellt sind die Ergebnisse aus einem Sichtstrahl nahe über dem Plasmagitter und dem axialen Sichtstrahl.

6.2. Wasserstoffplasmen an MANITU

Da der Teststand MANITU einen ähnlichen Aufbau und Parameterbereich wie BATMAN hat, sind für die betrachteten Wasserstoffplasmen ähnliche Plasmaparameter zu erwarten. Allerdings ermöglicht eine bessere Pumpleistung sowie eine aktive Kühlung der Quelle eine längere Pulsdauer (Abschnitt 2.1.4). Die folgenden Messungen wurden während einer Konditionierungsphase der Quelle bei einem Druck von $p = 0.5 \text{ Pa}$ und einer Leistung von $P = 50 \text{ kW}$ durchgeführt. Bei der Konditionierung wurde das Cäsium über einen an der Rückplatte angebrachten Ofen verdampft und in der Quelle verteilt. In den folgenden Messungen wurden die Plasmaparameter im Driver mit denen vor dem Gitter verglichen. Dazu wurde die Strahlung in der zeitlichen Mitte der jeweiligen Entladung aufgezeichnet und anschließend ausgewertet.

Für die Auswertung der Gastemperatur wurde die Rotationsbesetzung des oberen Fulcher-Zustands bestimmt. Ein Vergleich mit den in den Grundzustand projizierten Rotationstemperaturen zeigt, in Abhängigkeit der betrachteten Vibrationsbande, unterschiedliche Temperaturen (linker Teil der Abbildung 6.8). Analog zu den ECR-Plasmen folgt eine mit zunehmender Vibrationsquantenzahl abnehmende Rotationstemperatur. Die Rotationstemperaturen liegen allerdings deutlich höher. Im Driver liegt die Gastemperatur bei $T_{\text{gas}} \approx 900 \text{ K}$ und vor dem Gitter bei $T_{\text{gas}} \approx 1250 \text{ K}$. Damit zeigen die Temperaturen bei ähnlichem Druck und Leistung vergleichbare Werte wie an BATMAN, wobei sich der geringe Wert im Driver wiederum durch die neutral gas depletion erklären lässt und der höhere Wert vor dem Gitter aus einem verstärkten Energieübertrag der Elektronen auf die Neutralteilchen folgt. Störende Einflüsse auf die Rotationsbesetzung von $d^3\Pi_u$ können ausgeschlossen werden, da die Rotationstemperaturen aus den Singulett-Übergängen $I^1\Pi_g - B^1\Sigma_u^+$ und $GK^1\Sigma_g^+ - B^1\Sigma_u^+$ analog zum ECR-Plasma die gleichen Werte liefern.

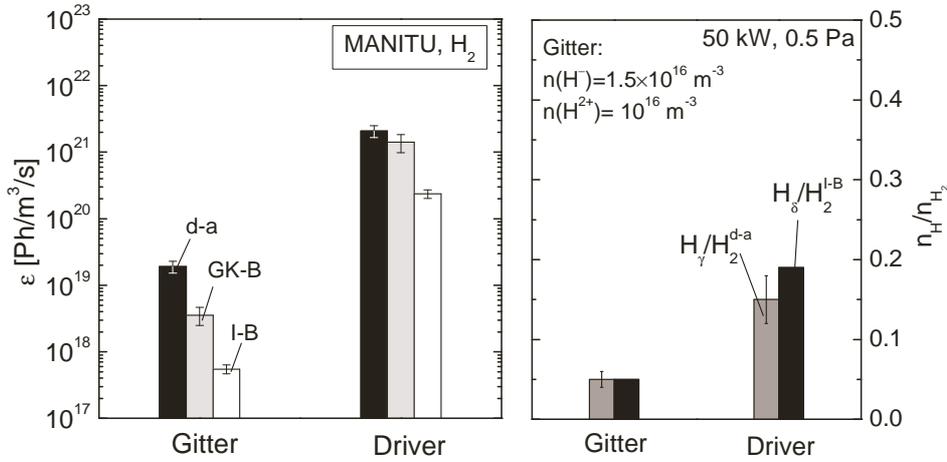


Abbildung 6.9.: *links*) Intensitäten von verschiedenen elektronischen Übergängen im Wasserstoffmolekül. *rechts*) Atom zu Molekül-Verhältnis aus dem Verhältnis von H_γ/H_2^{d-a} und H_δ/H_2^{I-B} .

Eine Anpassung der Vibrationstemperatur im Grundzustand zeigt für den Driver eine Vibrationstemperatur von $T_{vib} = 4000 \text{ K}$ und vor dem Gitter eine Vibrationstemperatur von $T_{vib} = 7000 \text{ K}$ (rechter Teil der Abbildung 6.8). Die erhöhte Vibrationstemperatur vor dem Gitter lässt sich ebenfalls durch eine erhöhte Anzahl von Stößen zwischen Elektronen und Molekülen erklären. Im Gegensatz zu BATMAN kommt es dabei zu keiner Überbesetzung niedriger Vibrationsniveaus. Da die Plasmamparameter, wie im Folgenden gezeigt wird, ähnlich sind, ist der Unterschied vermutlich in einer unterschiedlichen Quellenkonfiguration zu suchen. So bedingt zum Beispiel die größere Extraktionsfläche eine geringere Gitteroberfläche, womit es zu weniger Wandstößen kommt. Dies führt zu einer im Vergleich zu BATMAN geringeren Umbesetzung der Vibrationszustände.

Zur Überprüfung des Atom zu Molekül-Verhältnisses wurde die Molekülstrahlung nochmals mit dem Andor-Spektrometer untersucht. Der linke Teil der Abbildung 6.9 zeigt die absolut gemessenen Emissivitäten von drei verschiedenen Übergängen im Molekül. Der Fulcher-Übergang $d^3\Pi_u - a^3\Sigma_g^+$ hat dabei die stärkste Intensität und ist aufgrund der gut voneinander zu detektierenden Rotationslinien am einfachsten auszuwerten. Die Rotationsübergänge im $GK^1\Sigma_g^+ - B^1\Sigma_u^+$ sind zwar deutlich zu erkennen, überlagern sich aber auch stärker. Der $I^1\Pi_g - B^1\Sigma_u^+$ Übergang bietet die Möglichkeit ohne Skalierungsfaktor (analog Abschnitt 5.9) die Gesamtstrahlung zu bestimmen und besitzt entsprechend den geringsten Fehler. Da für die Aufnahmen der schwachen Vibrationsübergänge eine hohe Belichtungszeit von 20 s verwendet werden musste, war eine genauere Untersuchung dieser Molekülstrahlung nur im Rahmen der Langpulsexperimente möglich.

Das Atom zu Molekül-Verhältnis wurde im rechten Teil der Abbildung 6.9 dargestellt. Man erkennt, dass das H_γ/H_2^{d-a} und das H_δ/H_2^{I-B} Verhältnis zu etwa gleich großen Werten führen. Das Verhältnis von atomarer zu molekularer Dichte ist vor dem Gitter (Einfluss von H_2^+ berücksichtigt) mit circa $n_{\text{H}}/n_{\text{H}_2} \approx 0.05$ deutlich niedriger als im Driver $n_{\text{H}}/n_{\text{H}_2} \approx 0.15$. Die Verhältnisse sind damit vergleichbar mit den an BATMAN

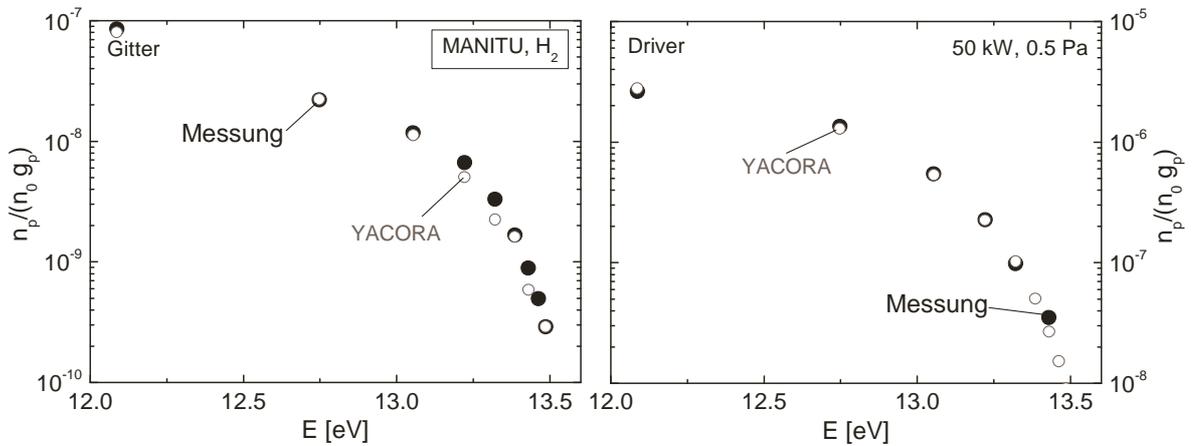


Abbildung 6.10.: Anpassung der Besetzung des Wasserstoffatoms im Boltzmannplot. Für die Rechnung wurden folgende Parameter verwendet: **links**) Gitter: $n_e = 1.2 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 1.2 \text{ eV}$, $n_H/n_{H_2} = 0.04$, $n_{H_2^+} = 1.3 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$, $n_{H^-} = 1.4 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$. **rechts**) Driver: $n_e = 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 20 \text{ eV}$, $n_H/n_{H_2} = 0.12$.

gemessenen Werten und lassen sich analog durch entsprechend hohe Elektronendichten und Elektronentemperaturen erklären. Der im Vergleich zu den ECR-Plasmen niedrigere Wert im Driver deutet dabei auf einen wesentlich höheren Verlustterm in der Bilanz der atomaren Teilchendichte von Wasserstoff hin. Durch die höheren Gastemperaturen kommt es in den Ionenquellen zu deutlich höheren Diffusionsverlusten, so dass trotz der hohen Elektronentemperaturen und -dichten im Driver die atomare Wasserstoffdichte niedriger ist als in den ECR-Plasmen.

Für das Verhältnis der Ratenkoeffizienten vor dem Gitter wurden die aus einer Anpassung folgenden Elektronendichten, Ionendichten und Elektronentemperaturen verwendet. Bei der Anpassung wurden die Plasmaparameter grob vorgegeben und durch Iteration eine selbstkonsistente Lösung bestimmt. Dazu wurde in einem ersten Schritt die H_2^+ -Ionendichte und daraufhin die H^- -Dichte bestimmt. Die H_2^+ -Dichte bewirkt nach Kapitel 4.1.1 vor allem bei kleinen Elektronentemperaturen, wie sie vor dem Gitter herrschen, eine Erhöhung der Absolutstrahlung und damit eine deutliche Zunahme der Besetzungsdichten aller Zustände im Atom. Ist die positive Ionendichte bekannt, wird durch weitere Variation die Besetzungsdichte von $n = 3$ angepasst und so die H^- -Dichte bestimmt.

Der linke Teil der Abbildung 6.10 zeigt eine solche Anpassung. Man erkennt, dass die Messung gut durch die Rechnung wiedergegeben wird. Für die H_2^+ -Dichte folgt $n_{H_2^+} = 1.3 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$, für die Dichte der negativen Ionen folgt $n_{H^-} = 1.4 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$. Da die H^- -Dichte vor dem Gitter unterhalb der Elektronendichte von $n_e \approx 10^{17} \text{ m}^{-3}$ liegt [FFF⁺06], ist davon auszugehen, dass die Quelle zum Zeitpunkt der Messung schlecht konditioniert war. Rechnungen mit dem Dissoziationsmodell zeigen, dass die Elektronendichte hierbei im Wesentlichen durch die H_3^+ -Dichte bilanziert wird. Die Bildung von H_3^+ folgt dabei aus der Anlagerung eines Wasserstoffmoleküls an ein H_2^+ -Ion und führt somit zu Zerstörung von H_2^+ [BEK69]. Unter der Annahme, dass die positive

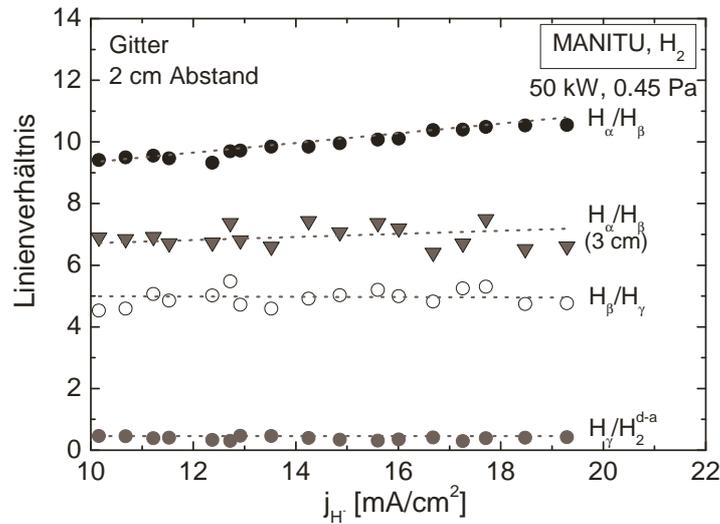


Abbildung 6.11.: Linienverhältnisse aus unterschiedlichen Abständen vor dem Gitter in Abhängigkeit des extrahierten Ionenstroms.

Ionendichte im Bereich der Elektronendichte liegt, kann trotz des aus der Anpassung folgenden niedrigen Atom zu Molekül-Verhältnisses von $n_H/n_{H_2} = 0.04$ davon ausgegangen werden, dass vor dem Gitter das H/H_x^+ -Verhältnis größer als 10 ist. Folglich wird der Oberflächenprozess (Elektroneneinfang) für die Bildung von H^- immer noch durch die Anlagerung von Elektronen an Wasserstoffatome dominiert.

Weitere Anpassungen von im Driver gemessenen Besetzungsdichten zeigen, dass die Schwerteilchendichten dort, analog zu den ECR-Plasmen, nicht berücksichtigt werden müssen (rechter Teil der Abbildung 6.10). Man erkennt, dass im Rahmen des Fehlers die Rechnung gut mit der Messung übereinstimmt. Im Gegensatz zum Gitter wurde für die Anpassung der Besetzungsdichten im Driver eine Elektronendichte von $n_e = 10^{18} \text{ m}^{-3}$ und eine Elektronentemperatur von $T_e = 20 \text{ eV}$ angenommen.

Um den Einfluss der negativen Ionendichte auf die Linienverhältnisse vor dem Gitter genauer untersuchen zu können, wurden diese in Abbildung 6.11 in Abhängigkeit der kalorimetrisch bestimmten H^- -Stromdichte aufgetragen. Die Variation der Stromdichte wurde durch eine Konditionierung der Quelle erreicht. Hierbei wurde durch Verdampfen von Cäsium und entsprechendes Absenken der Austrittsarbeit der Oberflächenprozess zur Bildung von H^- stark begünstigt. Aus der Abbildung erkennt man, dass das H_α/H_β Verhältnis nahe am Gitter (2cm) zum einen deutlich größer ist und zum anderen mit zunehmender extrahierter Stromdichte stärker steigt als in einem größeren Abstand (3cm). Folglich existieren die negativen Ionen aufgrund der in Abschnitt 2.1.3 gezeigten Vernichtungsprozesse nur nahe am Gitter. Nach der Erzeugung an der Gitteroberfläche müssen diese deshalb sofort extrahiert werden. Ein Einfluss der negativen Ionendichte auf weitere Verhältnisse wie H_β/H_γ und H_γ/H_2^{d-a} ist in der Abbildung nicht zu erkennen. Somit muss bei deren Auswertung nur die Auswirkung der H_2^+ -Dichte berücksichtigt werden. Das H_α/H_β -Verhältnis erlaubt dagegen, aufgrund der starken Korrelation, die Bestimmung der negativen Ionendichte [FW06a].

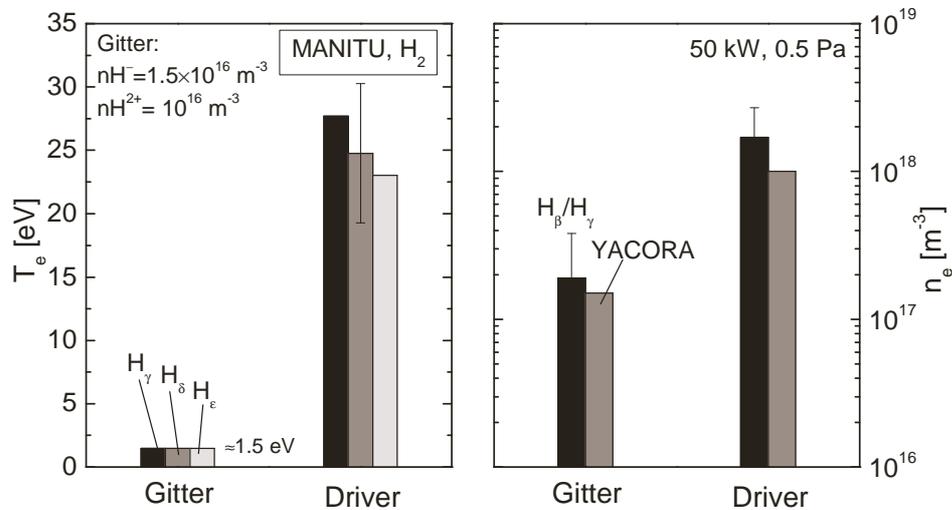


Abbildung 6.12.: *links*) Die Elektronentemperatur wurde aus drei verschiedenen Balmerlinien bestimmt. *rechts*) Die Elektronendichte wurde aus dem Linienverhältnis H_β/H_γ und einer Anpassung mit dem SSM YACORA bestimmt.

Die Elektronentemperatur wurde unter Berücksichtigung der Elektronendichte, Gastemperatur und der atomaren Dichte bestimmt. Für den Sichtstrahl vor dem Gitter wurde dabei wiederum der Anteil der Ionen an den effektiven Emissionsratenkoeffizienten der Balmerlinien berücksichtigt. Im linken Teil der Abbildung 6.12 wurden die Elektronentemperaturen von H_γ , H_δ und H_ϵ dargestellt. Sowohl vor dem Gitter als auch im Driver stimmen die Temperaturen gut miteinander überein. Während diese vor dem Gitter etwa $T_e \approx 1.5$ eV betragen, liegen sie im Driver ($T_e \approx 25$ eV) deutlich über den zuvor an BATMAN bestimmten Werten. Allerdings ist auch der Fehler der Temperaturbestimmung, aufgrund des flachen Ratenkoeffizienten, relativ groß. Bei Temperaturen unter $T_e = 6$ eV sind die Ratenkoeffizienten allerdings wesentlich steiler, so dass hier eine weitaus genauere Temperaturbestimmung möglich ist (siehe Abschnitt 5.4). Der Grund für die geringe Elektronentemperatur vor dem Gitter ist, dass die Elektronen dort durch Stöße ihre Energie an die Neutralteilchen (Erhöhung der Gastemperatur) abgeben. Das Magnetfeld bewirkt dabei eine zusätzliche Kühlung der Elektronen, indem diese auf Kreisbahnen gebracht werden und somit auf ihrem Weg zum Gitter öfters mit Schwerteilchen stoßen. Aus dem korrigierten Linienverhältnis von H_β/H_γ wurde die Elektronendichte bestimmt und mit dem Ergebnis einer Anpassung verglichen (rechter Teil der Abbildung 6.12). Die Elektronendichte beträgt vor dem Gitter $n_e \approx 1.9 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ und im Driver $n_e \approx 1.7 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ und lässt auf eine im Vergleich zu BATMAN verbesserte Leistungseinkopplung schließen.

Da für die lang andauernden Entladungen eine hohe zeitliche Stabilität der extrahierten Ionendichte gefordert wird, ist bei den Entladungen die zeitliche Entwicklung der Plasmaparameter von großem Interesse. Deswegen wurde während der 300 Sekunden langen Wasserstoff-Entladungen die Strahlung im Driver mit der Diodenbox aufgezeichnet (linker Teil der Abbildung 6.13). Während der Entladung wurde die Leistung von $P = 40$ kW auf $P = 50$ kW erhöht und wieder auf $P = 45$ kW erniedrigt. Nach

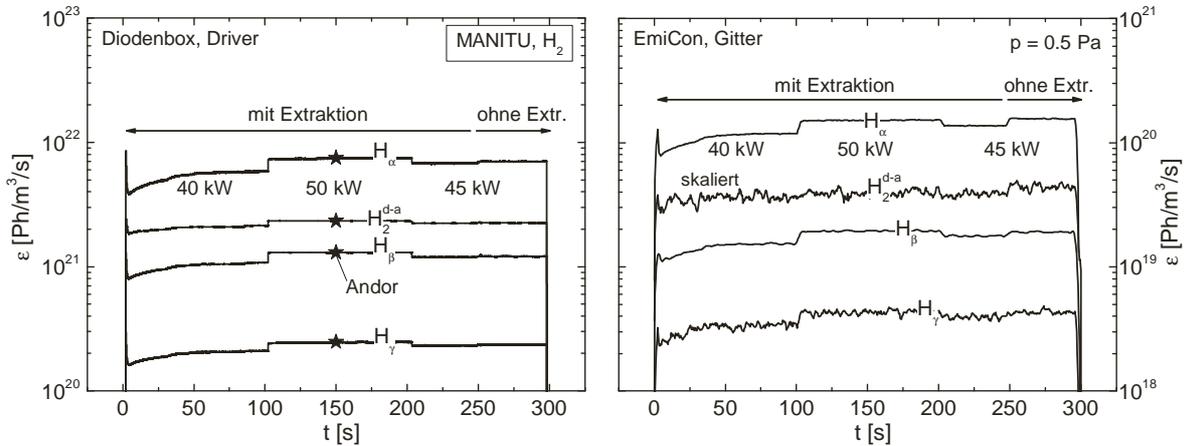


Abbildung 6.13.: *links*) Mit der Diodenbox bestimmte Intensitätsverläufe der Atom- und Molekülstrahlung im Driver. Die Diodenbox wurde zuvor auf die Strahldichten des Andor-Spektrometers kalibriert. *rechts*) Mit dem Übersichtsspektrometer bestimmte Zeitverläufe vor dem Gitter.

250 s wurde bei einer Leistung von $P = 45 \text{ kW}$ die Extraktionsspannung ausgeschaltet. Die Absolutstrahlung wurde durch Gegenkalibrierung an einer Plasmaentladung mit Hilfe des Andor-Spektrometers bestimmt. Der Anstieg der Strahlung in den ersten Sekunden ist bei den Balmerlinien deutlicher zu erkennen als bei der Molekülstrahlung. Nach etwa 100 s sind die Emissivitäten nahezu konstant, wobei die Schaltzeitpunkte der Leistungsregelung deutlich zu sehen sind. Die konstanten Verläufe lassen dabei auf entsprechend konstante Plasmaparameter schließen.

Für die gleiche Entladung wurde vor dem Gitter der Zeitverlauf mit dem Übersichtsspektrometer bestimmt (rechter Teil der Abbildung 6.13). Man erkennt, dass die um Faktor 100 niedrigeren Emissivitäten insbesondere bei H_γ und bei der skalierten Fulcher-Strahlung zu einem wesentlich höheren Rauschen führen. Die Zeitspuren zeigen aber die gleichen stabilen Verläufe wie im Driver. Lediglich der Einfluss der Extraktion ist, wie erwartet, vor dem Gitter ausgeprägter.

Um aus den Linienverhältnissen die Elektronendichte und das Atom zu Molekül-Verhältnis zu bestimmen, wurden die Datenpunkte einer weiteren Entladung ausgewertet. Für die Bestimmung der Absolutstrahlung wurden dabei die Spannungssignale der Dioden wieder auf die gemessenen Strahldichten des Andor-Spektrometers bei $t \approx 165 \text{ s}$ kalibriert (linker Teil der Abbildung 6.14). Zu Beginn der Entladung ist eine deutliche Erhöhung der Strahlung aufgrund der Leistungs- und Druckanpassung zu erkennen. Nach 70 Sekunden wird die Nennleistung auf $P = 40 \text{ kW}$ reduziert. Nach einer weiteren Reduzierung wird der ursprüngliche Wert wieder angefahren. Man erkennt, dass die Balmer-Strahlung im Gegensatz zur Fulcher-Strahlung nicht mehr auf den gleichen Wert zurückgeht, sondern mit der Zeit leicht zunimmt. Entsprechend nimmt auch die atomare Dichte und die Elektronendichte zu. Diese Zunahme ist auch bei höherer Leistung von $P = 60 \text{ kW}$ zu sehen. Aus dem H_γ/H_2^{d-a} folgt dabei das Atom zu Molekül-Verhältnis, welches auf einen maximalen Wert von $n_H/n_{H_2} \approx 0.15$ ansteigt. Wertet man für die Annahme einer konstanten Temperatur von $T_e = 20 \text{ eV}$

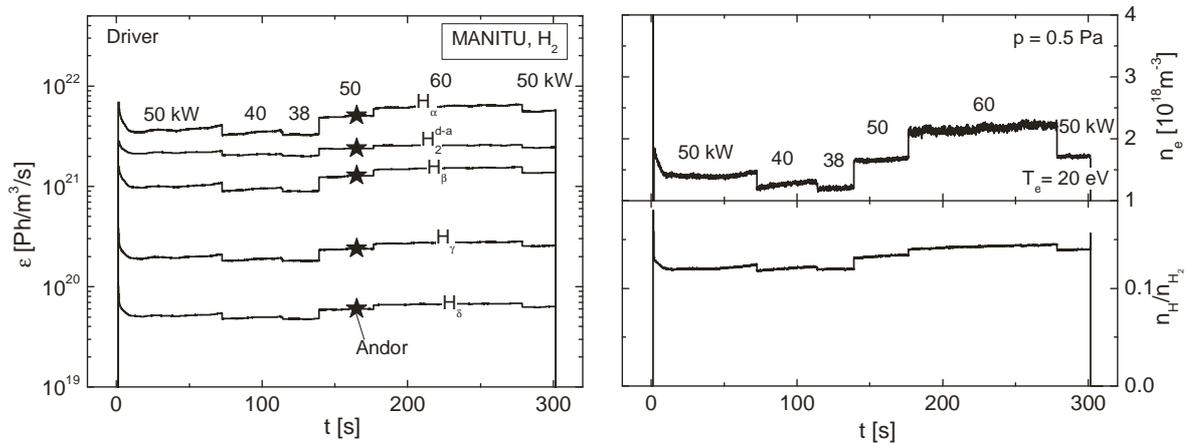


Abbildung 6.14.: *links*) Während der Leistungsreihe mit der Diodenbox bestimmte Intensitätsverläufe von Wasserstoff. *rechts*) Die aus der Diodenbox stammenden Plasmaparameter.

das Verhältnis von H_β/H_γ aus (rechter Teil der Abbildung 6.14), so erkennt man, dass die Elektronendichte annähernd linear mit der Leistung von $n_e = 1.2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ bei $P = 38 \text{ kW}$ auf $n_e = 2.3 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ bei $P = 60 \text{ kW}$ zunimmt. Weitere Linienverhältnisse mit H_δ bestätigen dabei den linearen Verlauf und den Absolutwert.

Zusammenfassend konnte mit Hilfe des am ECR-Plasma entwickelten Diodensystems beim Teststand MANITU der zeitlich stabile Verlauf der Plasmaparameter bestätigt werden. Das Diodensystem hat dabei eine deutlich höhere Dynamik und Zeitauflösung als das bisher verwendete Übersichtsspektrometer. Es konnte gezeigt werden, dass eine Erhöhung der HF-Leistung während der Entladung zu einer entsprechenden Zunahme der Elektronendichte führte. Die am ECR-Plasma überprüften und verbesserten Linienverhältnisse liefern im Driver ($P = 50 \text{ kW}$, $p = 0.5 \text{ Pa}$) eine Elektronendichte von etwa $n_e \approx 1.7 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ und vor dem Gitter $n_e \approx 1.9 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$. Aufgrund des erhöhten Energieübertrags durch Stöße der Elektronen mit den Neutralteilchen nimmt die Gastemperatur in Richtung des Gitters analog zu BATMAN zu, während die Elektronentemperatur von $T_e \approx 20 \text{ eV}$ auf $T_e \approx 1.5 \text{ eV}$ vor dem Gitter abnimmt. Analog zur bisherigen Auswertung muss auf dem axialen Sichtstrahl für die OES dabei nur die direkte Anregung aus dem Atom berücksichtigt werden. Im Bereich der Extraktion nimmt dagegen wie erwartet der Einfluss der H^- -Dichte und der H_2^+ -Dichte auf die Strahlung deutlich zu. Während die Rekombination von H_2^+ die Emissivität aller Balmerlinien deutlich erhöht, beeinflusst die Neutralisation von H^- im Wesentlichen nur die H_α -Strahlung und damit das H_α/H_β -Linienverhältnis. Aufgrund der höheren Elektronendichten und Elektronentemperaturen konnte durch weitere Messungen gezeigt werden, dass das Verhältnis von atomarer zu molekularer Wasserstoffdichte im Driver mit $n_H/n_{H_2} \approx 0.15$ deutlich größer als vor dem Gitter ($n_H/n_{H_2} \approx 0.04$) ist. Zusammen mit dem H_δ/H_2^{I-B} Verhältnis bestätigt dies die zuvor in BATMAN gemessenen Werte. Bei dem systematisch durchgeführten Vergleich konnte generell eine gute Übereinstimmung mit den an BATMAN gemessenen Plasmaparametern nachgewiesen werden.

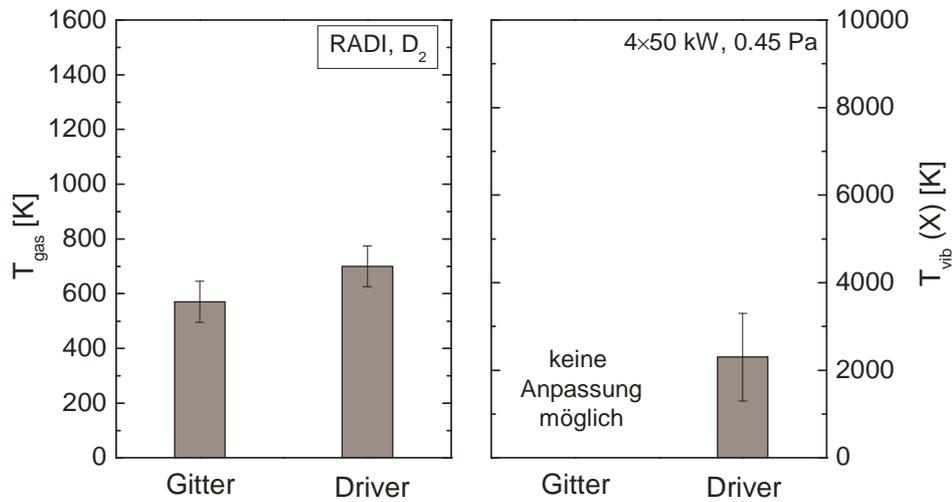


Abbildung 6.15.: *links*) Mittelwert der Gasttemperaturen aus verschiedenen Messungen mit unterschiedlichen Leistungen. *rechts*) Vibrationstemperaturen im Grundzustand.

6.3. Deuteriumplasmen an RADI

Da beim Teststand RADI, aufgrund des verwendeten Dummy-Gitters (Abschnitt 2.1.4), keine Extraktion möglich ist, wurden bei dieser HF-Quelle, während einer kurzen Pulsdauer von 4s, Deuteriumplasmen ohne Extraktion und Cäsium-Verdampfung untersucht. Im Gegensatz zu den beiden vorherigen Ionenquellen besitzt der modulare Aufbau der Quelle vier Driver (Abbildung 2.6). Diese wurden in den nachfolgenden Messungen mit jeweils $P = 50$ kW Leistung bei einem Druck von $p = 0.45$ Pa betrieben. Für die Bestimmung der Plasmaparameter im Driver wurde ein Sichtstrahl gewählt, welcher durch den linken unteren Driver verläuft. Der Sichtstrahl über dem Gitter ist mit circa 80 cm doppelt so lang wie bei BATMAN und MANITU.

Messungen zeigen, dass die Gasttemperatur in den untersuchten Deuteriumplasmen generell niedriger ist als in den Wasserstoffplasmen von BATMAN und MANITU (Abbildung 6.15). Vor dem Gitter ist die Gasttemperatur mit $T_{gas} \approx 570$ K dabei deutlich kleiner als im Driver mit $T_{gas} \approx 700$ K. Dies steht im Widerspruch zu den anderen Ionenquellen. Die Ursache hierfür liegt vermutlich an dem deutlich schwächeren Magnetfeld. Wie im Folgenden noch gezeigt wird, kommt es deshalb zu einer geringeren Anzahl von Stößen zwischen den Elektronen und den Neutralteilchen. Durch die geringere Wechselwirkung ist der Energieübertrag der Elektronen auf die Neutralteilchen kleiner, so dass die Gasttemperatur vor dem Gitter von RADI deutlich kleiner ist.

Ein Nachteil des verwendeten Echelle-Spektrographen ist, dass das Spektrum auf dem CCD-Chip nicht vollständig ausgelesen werden kann. Beispielsweise war es nicht möglich H_α und den Übergang $d^3\Pi_u (v'=3) - a^3\Sigma_g^+ (v'=3)$ aufzuzeichnen. Deshalb konnte die im rechten Teil der Abbildung 6.15 gezeigte Vibrationstemperatur nur sehr ungenau bestimmt werden. Die Auswertung von verschiedenen Messungen liefert für den Driver einen mittleren Wert von $T_{vib} \approx 2300$ K. Die Vibrationstemperatur von Deu-

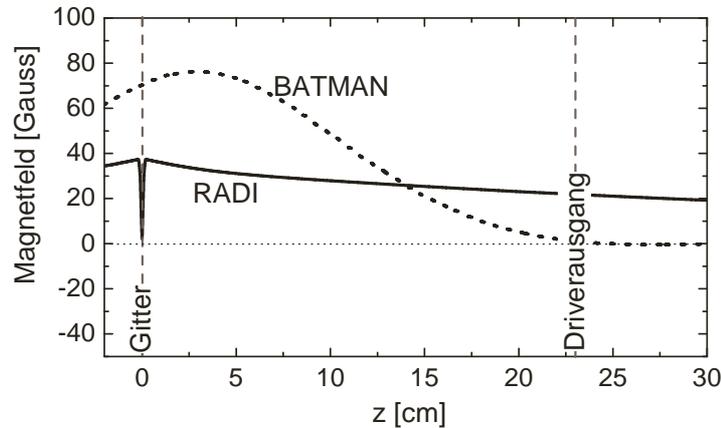


Abbildung 6.16.: Verlauf des Magnetfeldes in Abhängigkeit vom Gitterabstand [Gut08]. Vergleichen wurde die Konfiguration des Filterfelds von BATMAN mit dem Magnetfeld von RADI bei $I_{PG} = 4 \text{ kA}$.

terium liegt damit niedriger als die von Wasserstoff, wobei die niedrigere Temperatur aufgrund der enger liegenden Vibrationsniveaus in etwa der gleichen Vibrationsbesetzung entspricht.

Im Gegensatz zu den anderen Testständen wird an RADI das Filterfeld mit Hilfe eines Stroms durch das Plasmagitter erzeugt. Je nach Höhe der Stromstärke kann damit die Magnetfeldstärke des Filterfelds variiert werden. An BATMAN und MANITU werden dagegen zur Erzeugung des Filterfelds Permanentmagneten verwendet. Für einen Vergleich der verschiedenen Magnetfelder wurde die magnetische Flussdichte in Abhängigkeit des Abstandes für RADI und BATMAN in Abbildung 6.16 aufgetragen. Man erkennt, dass das durch Permanentmagneten erzeugte Magnetfeld vor dem Gitter weitaus stärker ist. Das Maximum des von den Permanentmagneten erzeugten Filterfelds beträgt $B = 70 \text{ Gauß}$. An RADI erhält man dagegen bei einem Strom von $I_{PG} = 4 \text{ kA}$ durch das Plasmagitter ein maximales Feld von $B = 40 \text{ Gauß}$. Während das Magnetfeld bei BATMAN stark lokalisiert ist, reicht das Magnetfeld von RADI deutlich weiter in die Quelle hinein. Entsprechend ist bei einer Magnetfeldänderung auch eine Variation der Plasmaparameter in einem größeren Abstand zum Gitter zu erwarten. Der wesentliche Vorteil der Magnetfelderzeugung an RADI ist, dass die Konfiguration bei der Vergrößerung des Quellenquerschnitts/Plasmagitters beibehalten werden kann und die Magnetfeldstärke sich einfach durch Stromänderung variieren lässt.

Um die Auswirkungen des Magnetfeldes genauer untersuchen zu können, wurden zuerst Messungen ohne Magnetfeld (ohne Strom durch das Plasmagitter) durchgeführt und die Elektronentemperatur, die Elektronendichte und das Atom zu Molekül-Verhältnis bestimmt. Betrachtet man die Elektronentemperaturen im linken Teil der Abbildung 6.17, so erkennt man, dass ohne Magnetfeld die Elektronentemperaturen vor dem Gitter mit $T_e \approx 5 \text{ eV}$ deutlich größer sind als bei BATMAN und MANITU. Das Plasma wird dabei nur durch Diffusion abkühlt. Sondenmessungen mit der Boyd-Twiddy-Methode bestätigen dabei die mit der OES gemessenen Temperaturen vor dem Gitter. Während das Magnetfeld mit zunehmender Stärke zu einer weiteren Abkühlung der Elektronen

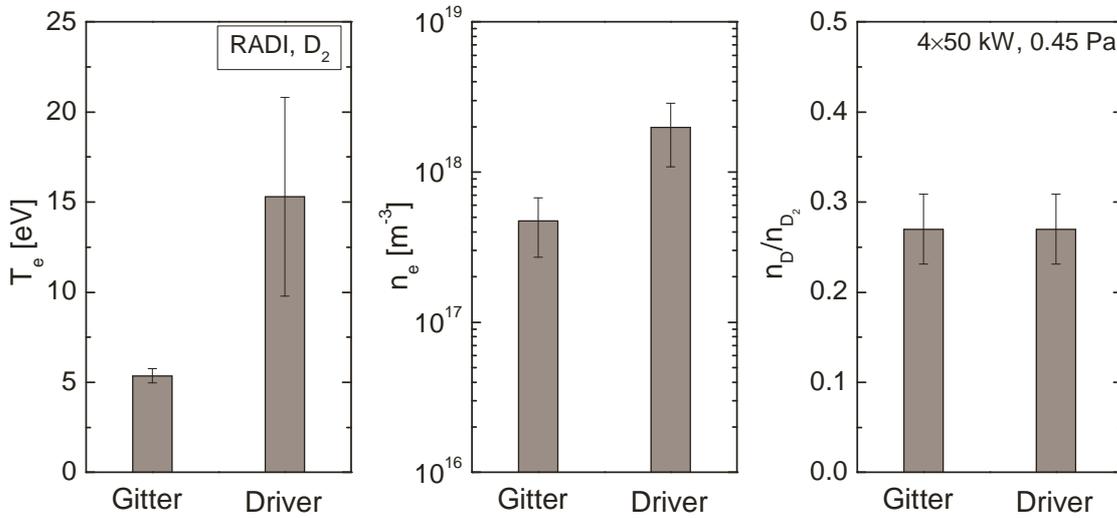


Abbildung 6.17.: Mittelwerte von verschiedenen Plasmaparametern. Bei den Messungen floss kein Strom durch das Plasmagitter. **links)** Elektronentemperatur. **mitte)** Elektronendichte. **rechts)** Atom zu Molekül-Verhältnis.

vor dem Gitter führt, ist der Einfluss des Magnetfeldes auf die Elektronentemperatur im Driver aufgrund des großen Abstandes wesentlich geringer. Die Elektronentemperaturen betragen dort $T_e \approx 16$ eV und sind, wie erwartet, mit den Werten von BATMAN und MANITU vergleichbar.

Bezüglich den Elektronendichten folgt im Driver ein Wert von $n_e \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ und vor dem Gitter $n_e = 4.7 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ (mittlerer Teil der Abbildung 6.17). Während die Dichte im Driver damit wiederum gut mit Werten in den anderen Ionenquellen übereinstimmt, sind die Dichten unmittelbar vor dem Gitter ohne Magnetfeld deutlich größer als mit Magnetfeld. Das quer zur Expansionsrichtung stehende magnetische Filterfeld führt zu einer Abnahme der Elektronengeschwindigkeit, so dass der Fluss der Elektronen in das Volumen vor dem Gitter abnimmt. Mit Magnetfeld ergibt sich gemäß der Kontinuitätsgleichung (3.20) bei gleicher Einschusszeit somit eine geringere Elektronendichte vor dem Gitter.

Der rechte Teil der Abbildung 6.17 zeigt, dass sich für Deuterium im Driver mit $n_D/n_{D_2} = 0.27$ ein doppelt so hohes Atom zu Molekül-Verhältnis wie für die Wasserstoffplasmen ergibt. Analog zu den ECR-Plasmen lässt sich das doppelt so hohe Verhältnis durch eine bessere Leistungseinkopplung in Deuteriumplasmen erklären. Die vergleichbar hohe atomare Dichte vor dem Gitter in RADI wird dabei durch Messungen an BATMAN [FFF⁺06] bestätigt und lässt sich durch eine entsprechend höhere Erzeugungsrate (n_e , T_e höher) und niedrigere Vernichtungsrate erklären. Die geringere Verlustrate folgt dabei aus einer niedrigeren Diffusion, welche sich wiederum aus einer geringeren Gastemperatur und höheren Ionenmasse ergibt. Als Folge der erhöhten atomaren Dichte vor dem Gitter können dort durch den Prozess des Elektroneneinfangs eine höhere Anzahl negativer Deuteriumionen gebildet werden.

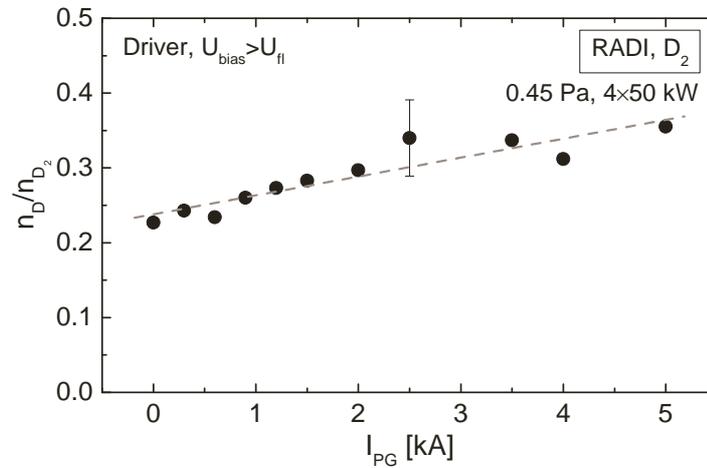


Abbildung 6.18.: Verlauf des Atom zu Molekül-Verhältnis bei Variation des Stroms durch das Plasmagitter. Während des Deuteriumbetriebs war die Biasspannung am Gitter größer als das Floating-Potential.

Fließt Strom durch das Plasmagitter, so ändern sich durch das weit reichende Magnetfeld die Plasmaparameter nicht nur vor dem Gitter, sondern auch im Driverbereich. Für die in Abbildung 6.18 gezeigte Variation des Atom zu Molekül-Verhältnisses wurde die Strahlung mit Hilfe des Echelle-Spektrographen aufgezeichnet. Man erkennt, dass das Verhältnis von atomaren und molekularen Wasserstoff mit zunehmendem Magnetfeld steigt. Die Erhöhung der Biasspannung über das Floating-Potential führt dabei nur nahe am Gitter zur Absenkung der Elektronendichte und hat entsprechend keinen Einfluss auf die Strahlung senkrecht zum Gitter. Der Anstieg des Atom zu Molekül-Verhältnis lässt sich dabei durch die im Folgenden gezeigte Zunahme der axial gemittelten Elektronendichte erklären. Diese Zunahme führt zu einer erhöhten Anzahl von Elektron-Neutralteilchen-Stößen und somit zu einer verstärkten Dissoziation im gesamten Plasmavolumen der Ionenquelle.

Wie Sondenmessungen an BATMAN zeigen, wird die Bewegungsfreiheit der Elektronen und Ionen in axialer Richtung durch das Magnetfeld eingeschränkt und somit die Elektronendichte erhöht. Die in der Abbildung 6.19 gezeigte Machzahl wurde mit Hilfe einer Machsonde [TBM04] bestimmt, indem die Ionensättigungsströme von zwei auf einer Sondenspitze gegenüberliegenden planaren Elektroden gemessen wurden, während die Sonde in axialer Richtung bewegt wurde. Die Machzahl $M = v_d/v_s$ gibt dabei das Verhältnis der Driftgeschwindigkeit v_d der Ionen zur Ionenschallgeschwindigkeit $v_s = \sqrt{k_B(T_e + T_i)/m_i}$ an [PTA⁺94]. Ein positiver Wert bedeutet, dass mehr Ionen/Elektronen aus dem Driver in Richtung Gitter strömen als umgekehrt. Man erkennt in der Abbildung, dass für einen Abstand von $d > 7$ cm vom Ausgang des Drivers die Machzahl und folglich der Fluss der Ionen mit dem stärkeren Magnetfeld der zusätzlichen eingebauten Filterstangen (Permanentmagnete) abnimmt. Aufgrund der ambipolaren Diffusion ist damit auch der Abfluss der Elektronen aus dem Driverbereich geringer. Nach der Diffusionsgleichung (3.20) ist dieser verringerte Abfluss der Elektronen zwischen $7 < d < 17$ cm mit einer Erhöhung der Elektronendichte

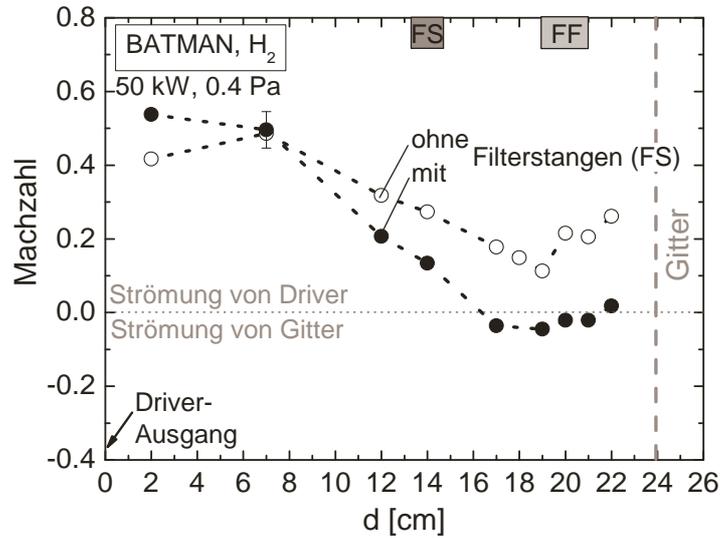


Abbildung 6.19.: Verlauf der Machzahl der Ionen in Abhängigkeit des Abstandes vom Driverausgang. Da Magnetfeld wurde verstärkt, indem zu dem existierenden Filterfeld (FF) zusätzlich aus Permanentmagneten bestehende Filterstangen (FS) mit eingebaut wurden.

in diesem Bereich verbunden, was durch Messungen bestätigt wird. Vor dem Gitter ($17\text{ cm} < d$) sinkt allerdings die Elektronendichte bei zunehmendem Magnetfeld, da es hier nur einen geringen Zufluss von Elektronen gibt. Bildet man einen Mittelwert in axialer Richtung, so steigt die Elektronendichte mit zunehmenden Magnetfeld, aufgrund des erhöhten Einschlusses, an. Durch die daraus folgende erhöhte Stoßrate der Elektronen mit den Molekülen kommt es auch zu der zuvor gezeigten Zunahme der atomaren Wasserstoffdichte.

Neben der Reduzierung der Elektronendichte vor dem Gitter erreicht man durch das Magnetfeld zusätzlich eine Abnahme der Elektronentemperatur und minimiert somit im Wesentlichen die Elektronenabstreifung für H^- . Vor dem Gitter wurde deshalb der Einfluss des Magnetfelds auf die Elektronentemperatur genauer untersucht. Abbildung 6.20 zeigt den Verlauf der Temperatur, welcher mit dem Diodensystem und dem Übersichtsspektrometer unabhängig voneinander aus der Absolutstrahlung von H_γ bestimmt wurde. Bei den jeweils vier Sekunden langen Pulsen wurde der Strom durch das Plasmagitter von $I_{PG} = 0\text{ kA}$ langsam auf $I_{PG} = 4\text{ kA}$ erhöht. Man erkennt mit zunehmendem Magnetfeld deutlich den Abfall der Elektronentemperatur auf $T_e^{4kA} = 3.3\text{ eV}$. Wie zuvor beschrieben geben dabei die Elektronen ihre Energie durch eine vermehrte Anzahl von Stößen während ihrer Gyrationen/Drift-Bewegung an die Neutralteilchen ab. Die gemessenen Elektronentemperaturen bei $I_{PG} = 0\text{ kA}$ und $I_{PG} = 4\text{ kA}$ stimmen dabei gut mit den profilmittelten Werten aus der Boyd-Twiddy-Methode überein. Wegen des im Vergleich zu den Permanentmagneten schwächeren Magnetfeldes ist die Elektronentemperatur vor dem Gitter dabei deutlich größer als in den anderen Quellen.

Vergleicht man die Elektronentemperatur aus der Diodenbox mit den Werten eines Übersichtsspektrometers in Abbildung 6.20 so erkennt man, dass die Temperaturen

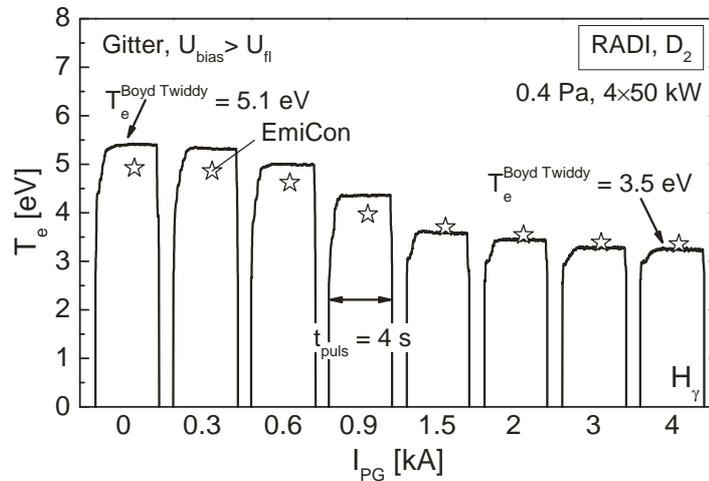


Abbildung 6.20.: Mit Hilfe der Diodenbox und dem Übersichtsspektrometer bestimmter Verlauf der Elektronentemperatur nahe am Gitter bei Variation des Stroms durch das Plasmagitter. Zusätzlich eingezeichnet sind die Elektronentemperaturen aus Messungen der Boyd-Twiddy-Methode.

mit abnehmendem Magnetfeld immer weiter voneinander abweichen. Die Ursache liegt daran, dass die D_γ -Diode mehr Strahlung als das entsprechende Linienintegral des Übersichtsspektrometers detektiert. Bei genauerer Untersuchung des gesamten Spektrums fällt auf, dass insbesondere D_γ stark von der D_2 -Molekülstrahlung überlagert wird. Während das Übersichtsspektrometer diese Strahlung als Untergrund detektiert und korrigiert, bietet das Diodensystem keine Möglichkeit der Korrektur und zeichnet entsprechend das gesamte transmittierte Signal des Interferenzfilters ($\lambda = 434 \pm 10$ nm) auf. Damit kommt es zu der gezeigten Abweichung, welche, aufgrund der mit zunehmendem Magnetfeld reduzierten D_2 -Molekülstrahlung, deutlich abnimmt.

Bei den Linienverhältnissen aus dem Diodensystem kann dieser Einfluss der Molekülstrahlung zu deutlich stärkeren Abweichungen führen. Abbildung 6.21 zeigt das Linienverhältnis D_β/D_γ . Für kleinere Ströme $I_{PG} < 1.5$ kA ist der Anteil der Molekülstrahlung an der D_γ -Diode deutlich größer als der Anteil an der D_β -Diode. Bei höheren Strömen verschwindet die Molekülstrahlung und die Linienverhältnisse der beiden Systeme stimmen im Rahmen der Fehler wieder miteinander überein. Wertet man die Elektronendichte aus dem Übersichtsspektrometer aus, so erhält man für eine Leistung von $P = 4 \cdot 50$ kW Elektronendichten zwischen $n_e = 2 - 7 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$. Die Elektronendichte fällt dabei vor allem im Bereich zwischen $I_{PG} = 0.9 - 1.5$ kA deutlich ab und verläuft dann unter Berücksichtigung der Elektronentemperatur annähernd konstant. Der Abfall in der Elektronendichte lässt sich wiederum durch das zunehmende Magnetfeld erklären. Bleibt der Fluss der Elektronen aus dem Bereich vor dem Gitter konstant (Elektronen werden durch $U_{bias} > U_{float}$ auf das Gitter abgesaugt), so nimmt die Elektronendichte bei Reduzierung des zufließenden Elektronenstroms ab. Da mit zunehmendem Magnetfeld die Elektronentemperatur und damit auch die Emissivität sinkt, nimmt durch das erhöhte Rauschen auch die Genauigkeit des betrachteten Linienverhältnisses ab.

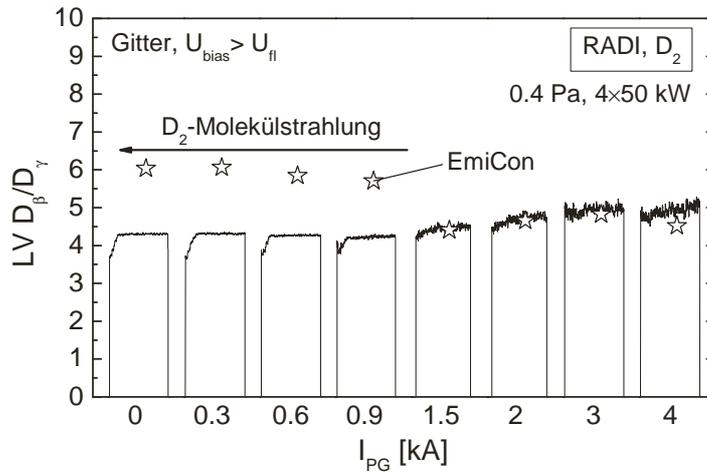


Abbildung 6.21.: Mit Hilfe der Diodenbox bestimmter Verlauf von D_{β}/D_{γ} nahe am Gitter bei Variation des Stroms durch das Plasmagitter. Während des Deuteriumbetriebs war die Biasspannung am Gitter größer als das Floatingpotential.

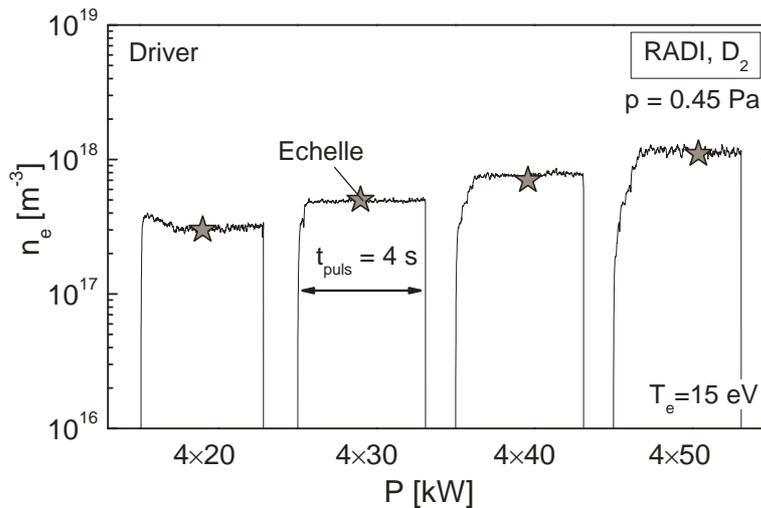


Abbildung 6.22.: Verlauf der Elektronendichte bei Variation der HF-Leistung. Die Durch den Driver gemessene Elektronendichte wurde sowohl mit der absolut kalibrierten Diodenbox als auch mit dem absolut kalibrierten Echelle-Spektrographen gemessen.

Die Elektronendichten im Driver sind größer und können je nach HF-Leistung variiert werden. Um das Linienverhältnis von D_{β}/D_{γ} aus dem Diodensystem nochmals zu überprüfen, wurden zwei Leistungsreihen durchgeführt. Einmal wurde die Strahlung mit Hilfe der Diodenbox, einmal mit dem hochauflösenden Echelle-Spektrographen aufgezeichnet. Die Diodenbox wurde zuvor an einer Messung mit $P = 4 \cdot 50$ kW kalibriert. Abbildung 6.22 zeigt den Vergleich der Elektronendichte für verschiedene Leistungen. Die Elektronendichten aus den beiden Methoden stimmen für den gesamten Dichtebereich gut überein und nehmen entsprechend der HF-Leistung von $n_e = 3 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ auf $n_e = 10^{18} \text{ m}^{-3}$ zu. Das Diodensystem erlaubt im Gegensatz zu dem hochauflösenden

Spektrometer zusätzlich eine genauere Analyse der einzelnen Zeitverläufe. So erkennt man zum Beispiel bei der Leistung von $P = 4 \cdot 20 \text{ kW}$ zu Beginn der Entladung einen Anstieg, welcher aus der Leistungsanpassung folgt. Dieser Anstieg ist bei $P = 4 \cdot 30 \text{ kW}$ nicht mehr zu sehen. Bei höheren Leistungen steigt die Elektronendichte in der ersten Sekunde auf den entsprechenden Wert und verläuft dann konstant. Der Absolutwert der Elektronendichte stimmt dabei gut mit den anderen Messungen überein.

Im Rahmen der Arbeit konnten erfolgreich systematische Messungen an den Ionenquellen durchgeführt werden. Durch die Verwendung verschiedener hochauflösender Spektrometer und des am ECR-Plasma aufgebauten Diodensystems wurde die Anwendung der zuvor vorgestellten Standardmethode gezeigt. Die bisherigen Resultate konnten dabei durch verbesserte Linienverhältnisse und kombinierte Messungen unterschiedlicher optischer und elektrischer Systeme erweitert werden. Gleichzeitig wurden die einzelnen Ionenquellen mit Hilfe der unterschiedlichen Systeme über ihre Plasmaparameter genauer charakterisiert und aufgezeigt, dass die Plasmaparameter der Deuteriumplasmen in RADI, im Vergleich zu BATMAN und MANITU, unterschiedliche Werte besitzen. Die bei den Messungen auftretenden Abweichungen lassen sich im Wesentlichen durch die unterschiedliche Magnetfeld-Konfigurationen und die Verwendung von Deuterium statt Wasserstoff erklären. Beispielsweise führte das durch einen Stromfluss erzeugte schwächere Magnetfeld in RADI zu niedrigeren Gastemperaturen, höheren Elektronentemperaturen und Elektronendichten vor dem Gitter. Eine weitere Erkenntnis ist, dass die Deuteriumplasmen dabei ein deutlich höheres Atom zu Molekül-Verhältnis zeigen als die Wasserstoffplasmen in den anderen Ionenquellen. Zur Überprüfung der Elektronentemperatur wurde wiederum die am ECR Plasma überprüfte Boyd-Twiddy-Methode verwendet, welche in den HF-Quellen eine störungsfreie Bestimmung der Elektronenenergieverteilung und der Elektronentemperatur erlaubt. Bei den durchgeführten Messungen zeigte sich, dass unter Berücksichtigung der Sondenprofile und unter Verwendung der korrekten Eingangsdaten in die Stoß-Strahlungsmodelle, die sichtstrahlintegrierten Methoden der nicht invasiven OES die gleichen Elektronentemperaturen wie die Sonden liefern. Das neu entwickelte Diodensystem und das Übersichtsspektrometer erlaubten bei den Messungen dabei zusätzlich die Aufzeichnung von Zeitverläufen, wobei das Diodensystem wesentlich günstiger ist und bei einer niedrigeren Auflösung eine höhere Dynamik besitzt.

7. Zusammenfassung

Im Rahmen der Arbeit wurde gezeigt, dass das Aufzeichnen einzelner Emissionslinien und Molekülbanden eine einfache und zeitaufgelöste Bestimmung zahlreicher Plasma-parameter ermöglicht. Für systematische Messungen wurde dazu ein modulares Di-odensystem entwickelt, welches nach einer umfangreichen Überprüfung der verwendeten optischen Diagnostikmethoden erfolgreich an induktiv getriebenen HF-Ionenquellen zur Erzeugung negativer Ionen eingesetzt wurde.

Um eine möglichst umfangreiche Verifikation der verwendeten optischen Diagnostikmethoden zu ermöglichen, wurden an einem ECR-Plasma zahlreiche Referenzmethoden aufgebaut und deren Ergebnisse mit den entsprechenden Werten der OES verglichen. Das verwendete ECR-Plasma zeichnet sich dabei durch eine gute Zugänglichkeit und einen einfachen Aufbau aus. Zeitlich konstante Entladungen ermöglichen im Dauerbetrieb einen direkten Vergleich der Plasmaparameter aus der OES mit denen aus den Referenzmethoden. Ein weiterer Vorteil ist, dass elektrische Messungen, aufgrund der geringeren Leistungen $P_{MW} < 1 \text{ kW}$ und hohen Mikrowellenfrequenzen $f_{MW} = 2.54 \text{ GHz}$, kaum gestört werden. Die resonante Einkopplung der Mikrowelle auf ein von Spulen erzeugtes gleichförmiges Magnetfeld führt zu entsprechend homogenen Plasmen. Durch die effiziente Einkopplung von der Hochfeldseite konnten, aufgrund des hohen Druck- und Leistungsbereichs, systematische Untersuchungen in einem großen Bereich von Elektronentemperatur und Elektronendichte durchgeführt werden.

Zur Interpretation der Strahlung werden bei der OES neben einem absolut kalibrierten optischen System Stoß-Strahlungsmodelle benötigt, in welchen alle relevanten Elektronenstöße, Schwerteilchenstöße, Strahlungsprozesse (Emission, Reabsorption) und die Diffusion bilanziert werden. Liegen in den Niedertemperaturplasmen niedrige Elektronendichten $n_e \lesssim 10^{17} \text{ m}^{-3}$ vor, so lassen sich die Besetzungsdichten angeregter nicht metastabiler Zustände ebenfalls durch das Koronagleichgewicht beschreiben, in welchem die Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand durch die spontane Emission bilanziert wird. Zur Bestimmung der Besetzungsdichten und den daraus folgenden effektiven Emissionsratenkoeffizienten wurde im Wesentlichen der Solver YACORA verwendet, welcher sich durch eine hohe Flexibilität auszeichnet. Entsprechend wurde durch die Eingabe von Wahrscheinlichkeiten, Querschnitten, Ratenkoeffizienten und Prozessen ein einfaches Stoß-Strahlungsmodell für Argon erstellt, um damit einen eventuellen Einfluss auf die Besetzungsdichten nachweisen zu können. Da sich mit dem Solver auch nichtlineare Probleme lösen lassen, konnte für die Doppelsonde ein Dissoziationsmodell realisiert werden, mit welchem sich die effektive Masse der Ionen bestimmen lässt. Für das Wasserstoffatom und das Wasserstoffmolekül wurden die bereits existierenden Stoß-Strahlungsmodelle von YACORA genauer untersucht und teilweise verbessert.

Die aus den Stoß-Strahlungsmodellen folgenden optischen Diagnostikmethoden lassen sich in Methoden für das Wasserstoffatom und für das Wasserstoffmolekül untergliedern. Beim Wasserstoffatom wurde der Einfluss der Schwerteilchendichten, der EEVF, der Elektronentemperatur und der optischen Dicke auf die Absolutstrahlung der Balmerlinien diskutiert. Die Schwerteilchendichten (H , H_2 , H^- , H_2^+ , H^+) tragen dabei gemäß ihren jeweiligen Populationskoeffizienten in Abhängigkeit von n_e und T_e zur Besetzung bei. Untersuchungen zeigen, dass in den Ionenquellen zusätzlich der Einfluss der H^- -Dichte und H_2^+ -Dichte berücksichtigt werden muss, während in den ionisierenden ECR-Plasmen nur die direkte Anregung aus dem Atom dominiert. Sondenmessungen konnten insbesondere bei Plasmen mit hohem Wasserstoffanteil, aufgrund der zusätzlichen Anregungen von Vibrationsniveaus, Bi-Maxwell-Verteilungen nachweisen. Hinsichtlich der Wahl einer geeigneten Emissionslinie muss sowohl die optische Dicke als auch die Intensität der Strahlung berücksichtigt werden. Am besten eignet sich die bisher verwendete Balmerlinie H_γ für die Temperaturbestimmung. Eine Erhöhung der Balmer-Strahlung durch dissoziative Rekombination von H_2^+ konnte aufgrund der hohen Temperaturen nicht nachgewiesen werden. Zur Bestimmung der Elektronendichte wurden Linienverhältnisse verwendet. Unter Berücksichtigung der Zustände bis $n = 7$ zeigt dabei das Linienverhältnis H_β/H_ϵ die stärkste Abhängigkeit bezüglich der Elektronendichte. Allerdings sind, aufgrund der geringen Intensitäten von H_ϵ , Linienverhältnisse von H_β/H_δ oder H_β/H_γ besser für die Auswertung geeignet.

Beim Wasserstoffmolekül wurde die Rotationsbesetzung, die Vibrationsbesetzung und die Absolutstrahlung des spektroskopisch leicht zugänglichen Fulcher-Übergangs $d^3\Pi_u - a^3\Sigma_g^+$ genauer untersucht. Da die Rotationsbesetzung im Wesentlichen durch Schwerteilchenstöße dominiert wird, kann aus dieser die Gastemperatur bestimmt werden. Für Wasserstoff eignet sich in Übereinstimmung mit bisherigen Messungen dazu am besten der Vibrationsübergang $v' = 2 - v'' = 2$, für Deuterium der Übergang $v' = 1 - v'' = 1$. Messungen der ECR-Plasmen zeigen, dass bei Wasserstoff allerdings nur die in den Grundzustand projizierte Rotationstemperatur der ersten vier Rotationszustände gut mit der Gastemperatur übereinstimmt, da hier die Energieabstände zwischen den Rotationsniveaus noch klein gegenüber der Gastemperatur sind. Für Deuterium konnte dagegen, aufgrund der enger zusammenliegenden Vibrationsniveaus, auch noch bei höheren Rotationsquantenzahlen ein linearer Verlauf im Boltzmannplot festgestellt werden. Speziell durchgeführte vibrationsaufgelöste Rechnungen zeigen dabei, dass der Zustand $d^3\Pi_u$ im Wesentlichen über Elektronenstoßanregung aus $X^1\Sigma_g^+$ und $c^3\Pi_u$ bevölkert und über die Fulcher-Strahlung, Dissoziative Anlagerung, Prädissoziation und Autoionisation entvölkert wird. Nimmt man an, dass für Elektronendichten $n_e \approx 10^{17} \text{ m}^{-3}$ die Besetzung im Wesentlichen durch die Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand bestimmt wird, so lässt sich die Besetzung auch mit einem Koronamodell oder wie bisher durch Projektion der Besetzungsdichten mit Hilfe von FCF bestimmen. Um die Absolutstrahlung eines elektronischen Übergangs zu erhalten, wird die Strahlung einzelner Vibrationsbanden analog zur bisherigen Auswertung mit Extrapolationsfaktoren auf die gesamte Fulcher-Strahlung skaliert. Ziel ist es unter Berücksichtigung der Übergangswahrscheinlichkeiten die Besetzungsdichten elektronischer Zustände zu bestimmen und damit die Werte aus dem SSM zu überprüfen. Bei

der Verifikation wurde dabei insbesondere der effektive Emissionsratenkoeffizient der Fulcher-Strahlung genauer untersucht, da dieser über das Verhältnis von H_γ/H_2^{d-a} zur Bestimmung des Atom zu Molekül-Verhältnisses verwendet wird.

Um die Plasmaparameter aus den optischen Diagnostikmethoden überprüfen zu können, wurden zahlreiche Referenzmethoden verwendet und durch den Aufbau zusätzlicher Diagnostikmethoden deutlich erweitert. So erlaubt zum Beispiel die Zugabe von Diagnostikgasen wie Helium und Argon in die zu untersuchenden Laborplasmen mit bereits verifizierten Methoden die Bestimmung der Elektronendichte aus Linienverhältnissen und der Elektronentemperatur aus der Absolutstrahlung. Aufgrund der steilen Ratenkoeffizienten eignet sich diese Methode zur genauen Temperaturbestimmung ($\Delta T_e < 0.3$ für $T_e < 5$), während sich die Dichtebestimmung, aufgrund der flachen Linienverhältnisse im Dichtebereich von $10^{16} < n_e < 10^{18} \text{ m}^{-3}$, als problematisch (Abweichung von mehr als Faktor 2) erweist. Mit Hilfe der Absorption wurden die Besetzungsdichten der metastabilen oder resonanten Zustände von Argon und Helium bestimmt und durch Vergleich von gemessenen mit berechneten Besetzungsdichten der Einfluss der Zumischung auf spektroskopisch relevante Zustände genauer untersucht.

Da für die Auswertung der Absolutstrahlung die jeweiligen Grundzustandsdichten der einzelnen Gase bekannt sein müssen, wurde mit einem Massenspektrometer die genaue Zusammensetzung der Mischungen und analog zur bisherigen Auswertung die Gas-temperatur aus einer Rotationsbande von Stickstoff bestimmt. Zur Messung der EEVF und der Elektronendichte wurde eine Langmuirsonde verwendet. Mit Hilfe eines Schrittmotors erlaubt diese Sonde eine Messung radialer Plasmaparameterprofile. Aufgrund der mit dem Magnetfeld zunehmenden Eigenabschattung der Sondenspitze wird der Absolutwert der daraus folgenden Elektronendichte allerdings verfälscht. Um dennoch eine Aussage über absolute Elektronendichten in dem ECR-Plasma zu erhalten, wurde zusätzlich eine Doppelsonde aufgebaut. Diese floatende Sonde erlaubt eine einfache Bestimmung der Ionendichte aus dem Ionensättigungsstrom, welcher von dem Magnetfeld ($B = 87.5 \text{ mT}$) nur wenig beeinflusst wird. Zur Bestimmung der effektiven Ionenmasse wurde ein einfaches Dissoziationsmodell erstellt. Zusätzlich zur Doppelsonde wurde die Elektronendichte direkt mit Hilfe eines Michelson-Interferometers bestimmt. Die sichtstrahlintegrierende Methode liefert zusammen mit den profilgemittelten Ergebnissen der Doppelsonde den Referenzwert für die Elektronendichte. Für eine direkte Messung der EEVF wurde die Boyd-Twiddy-Methode aufgebaut, bei der einer Spannungsrampe ein rechteck modulierte Sinus-Signal überlagert und der Effektivwert des Stroms bei der Modulationsfrequenz gemessen wird. Ohne eine numerische Ableitung erlaubt diese Sonde bei geeigneter Wahl von Modulations- und Trägerfrequenz nicht nur in dem ECR-Plasma, sondern auch in den Ionenquellen eine ungestörte Messung der EEVF. Zum Nachweis der H^- -Dichte wurde ein Aufbau zum Laserdetachment errichtet und gezeigt, dass in den untersuchten ECR-Plasmen die negative Ionendichte unterhalb der Nachweisgrenze ($n_{H^-} < 3\% n_e$) liegt und somit im Gegensatz zu den Ionenquellen vernachlässigt werden kann. Eine kombinierte Anwendung der unterschiedlichen Diagnostiken an einem homogenen Plasma erlaubte dabei eine genaue Überprüfung der optischen Diagnostikmethoden und der daraus folgenden Plasmaparameter.

Die Messung der Gasentmischung mit einem Massenspektrometer zeigte, dass sich dieses gerade bei geringen Zumischungen von Argon im Plasmagefäß anreichert. Für Wasserstoff, Deuterium und Helium konnte dagegen die Entmischung vernachlässigt werden, was die nachfolgende Auswertung vereinfachte. Die mit Hilfe von Stickstoff bestimmte Gastemperatur liegt für alle untersuchten Wasserstoffplasmen bei $T_{gas} \approx 550$ K und kann als konstant angenommen werden. Profilmessungen der Plasmaparameter (n_e , T_e , U_{pl} , U_{fl}) bestätigen, dass im Zentrum des Plasmas die Parameter näherungsweise konstant sind und zum Rand hin variieren. Beispielsweise konnte gezeigt werden, dass das Dichteprofil, welches aus der Diffusionsgleichung folgt, zum Rand hin stark abnimmt. Um die lokalen Elektronendichten aus Doppelsondenmessungen mit den sichtstrahlgemittelten Ergebnissen der Interferometrie und OES vergleichen zu können, mussten Profilkorrekturfaktoren berücksichtigt werden. Die Elektronenenergieverteilungen aus der Langmuirsonde und der Boyd-Twiddy-Methode zeigten, je nach Gas Mischung, unterschiedliche Verläufe. Bei den Wasserstoff-Mischplasmen wurde gezeigt, dass der Knick in der Energieverteilung mit steigendem Wasserstoffanteil, aufgrund der zunehmenden Anregung der Vibrationsniveaus durch Elektronenstöße, zunimmt. In Deuteriumplasmen ist dieser Knick nur dadurch zu erahnen, dass die Elektronentemperatur aus der Langmuirsonde (niederenergetischer Bereich) unter den Temperaturen aus der Doppelsonde und der OES für Helium (höherenergetischer Bereich) liegt. Vermutlich führen die mit einer besseren Leistungseinkopplung verbundenen doppelt so hohen Elektronendichten, aufgrund der erhöhten Elektron-Elektron-Stoßrate, zu einer besseren Thermalisierung, so dass dort der Knick weitaus schwerer zu beobachten ist.

Untersuchungen der Besetzungsdichte im Wasserstoffatom zeigten für das ursprüngliche Modell zwischen Rechnung und Messung teilweise Abweichungen von bis zu Faktor zwei. Die größten Abweichungen waren bei der Besetzungsdichte von $n = 5$ zu erkennen, wobei der vom SSM berechnete Wert so stark über dem gemessenen Wert lag, dass es zu einem geknickten Verlauf der Besetzungsdichten im Boltzmannplot kam. Da für die Anpassung des SSM genau die Plasmaparameter aus den Referenzmethoden verwendet wurden, musste die Abweichung in dem verwendeten Eingangsdatensatz selbst liegen. Für das ECR-Plasma dominiert bei den Elektronendichten von $n_e \approx 10^{17} \text{ m}^{-3}$ vor allem die direkte Anregung aus dem Atom, wobei diese im Wesentlichen durch die spontane Emission bilanziert wird (Koronagleichgewicht). Entsprechend wurde die Ursache für die Abweichung in den Stoßquerschnitten für die direkte Stoßanregung aus dem Grundzustand gefunden. Um den Eingangsdatensatz entsprechend zu korrigieren, wurden für die Anregung von $n < 5$ aus dem Grundzustand neue Ratenkoeffizienten mit Hilfe von Stoßquerschnitten aus R-Matrix Rechnungen erstellt. Zusammen mit den in der Born-Bethe-Approximation bestimmten Ratenkoeffizienten für $n > 5$ wurde der Ratenkoeffizient für $n = 5$ durch einen Fit bestimmt. Aufgrund des stetigen Übergangs zwischen den Datensätzen zeigen nun sowohl die Besetzungsdichten als auch die Linienvhältnisse in dem verbesserten Modell eine sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen Referenzwerten.

Um die Verbesserung zu überprüfen und den Einfluss der zugegebenen Diagnostikgase auf die Besetzung zu untersuchen, wurden die entsprechenden Besetzungsdichten sowohl in Absorption als auch in Emission gemessen. Da gleichzeitig alle berech-

neten Besetzungsdichten von Helium, Argon, Wasserstoff und Deuterium eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten zeigen, kann davon ausgegangen werden, dass alle wesentlichen Prozesse in den Modellen erfasst wurden. Die in die Stoß-Strahlungsmodelle eingehenden Plasmaparameter stimmen dabei im gesamten Druck- und Leistungsbereich des ECR-Plasmas sehr gut mit den Werten anderer Diagnostikmethoden überein. Zusätzlich konnte durch die umfangreichen Messungen gezeigt werden, dass in den ECR-Plasmen die Anregung aus den Schwerteilchendichten im Vergleich zu der direkten Anregung aus dem Atom vernachlässigt werden kann.

Da bei der Absolutstrahlung nur die direkte Anregung aus dem Atom berücksichtigt werden muss, ist bei bekannter Grundzustandsdichte eine einfache Überprüfung der Elektronentemperatur möglich. Ein Vergleich der Elektronentemperatur aus der Absolutstrahlung von H_γ , H_δ und H_ϵ zeigte dabei im gesamten Temperaturbereich von $2 < T_e < 6$ eV eine gute Übereinstimmung mit den anderen Diagnostikmethoden (Doppelsonde, OES Helium, OES Argon). Die niedrigeren Elektronentemperaturen der Langmuirsonde lassen sich wiederum aus dem steileren Verlauf der EEVF im niederenergetischen Teil erklären. Im Rahmen der Überprüfung der Elektronendichte wurden die H_β/H_γ - und H_β/H_δ -Verhältnisse mit den Werten der Interferometrie und der Doppelsonde verglichen. Während das ursprüngliche Modell die Elektronendichte um mehr als Faktor zwei überschätzt, zeigen die Linienverhältnisse des nun angepassten SSM eine gute Übereinstimmung im gesamten Parameterbereich ($10^{16} < n_e < 3 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$) des Plasmas. Aufgrund des steileren Verlaufs der Linienverhältnisse nimmt dabei die Genauigkeit der Methode mit der Elektronendichte deutlich zu.

Bezüglich der Molekülstrahlung wurde der Fulcher-Übergang $d^3\Pi_u - a^3\Sigma_g^+$ genauer untersucht. Bei der Bestimmung der Gastemperatur aus der Rotationsbesetzung des Wasserstoffmoleküls konnte kein störender Einfluss der Diagnostikgase festgestellt werden. Als Konsequenz lassen sich für alle Mischungen aus dem exponentiellem Abfall der Besetzungsdichte die Gastemperaturen bestimmen. Die Gastemperaturen von Wasserstoff liegen dabei im Gegensatz zu Deuterium, aufgrund einer schlechteren Thermalisierung, bei höherem Massenunterschied, etwas über den Werten aus der OES von Stickstoff. Anpassungen der Vibrationsbesetzung zeigen, dass im Grundzustand von Wasserstoff und Deuterium Boltzmann-Verteilungen vorliegen, welche durch die Zugabe von Diagnostikgasen ebenfalls ungestört bleiben. Die Vibrationstemperaturen lagen zwischen $4000 \text{ K} \lesssim T_{vib} \lesssim 10000 \text{ K}$ und waren für Deuterium, aufgrund der höheren Masse, etwas geringer als für Wasserstoff. Zur Überprüfung der effektiven Emissionsratenkoeffizienten aus dem Wasserstoffmolekül wurden die aus den Absolutstrahlungen bestimmten Besetzungsdichten der Zustände $d^3\Pi_u$, $e^3\Sigma_u^+$, $GK^1\Sigma_g^+$, $I^1\Pi_g$ mit gerechneten Besetzungsdichten verglichen. Dabei konnte gezeigt werden, dass die in der Born-Bethe-Approximation semiempirisch bestimmten Stoßquerschnitte von Miles zu einer wesentlich besseren Übereinstimmung führen als die mit Hilfe von unterschiedlichen Methoden bestimmten Querschnitte des aktuelleren Datensatzes von Janev. Folglich wurde für die Berechnung der atomaren Dichte auf effektive Emissionsratenkoeffizienten zurückgegriffen, welche auf den in der Born-Bethe-Approximation bestimmten Stoßquerschnitten basieren. Das Atom zu Molekül-Verhältnis aus H_γ/H_2^{d-a} konnte dabei mit Hilfe des H_δ/H_2^{I-B} Verhältnisses erfolgreich verifiziert werden.

Für die Messung der notwendigen Strahldichten an den Ionenquellen wurde ein einfaches Diodensystem entwickelt, welches zeitaufgelöst mit Hilfe von Interferenzfiltern und Photodioden die benötigten Strahldichten aufzeichnet. Der Vorteil des hier verwendeten Systems liegt in der variabel einstellbaren Verstärkung der einzelnen Photodioden, wobei als Verbindung zum Experiment nur eine Lichtleiterverbindung benötigt wird. Aufgrund der hohen Dynamik des Systems können zum Beispiel gleichzeitig H_γ und H_2^{d-a} mit hohem Signal-Rausch-Verhältnis aufgezeichnet werden. Nach einer Kalibrierung ist damit beispielsweise eine einfache Auswertung des H_γ/H_2^{d-a} -Verhältnis möglich. Standardmäßig wird an den Ionenquellen ein Übersichtsspektrometer verwendet, welches eine deutlich geringere Halbwertsbreite $\Delta\lambda \approx 1$ nm besitzt und ebenfalls Zeitspuren aufzeichnen kann. Beide Systeme wurden an dem ECR-Plasma überprüft. Ein Vergleich der Zeitspuren beider Systeme zeigt in reinen Wasserstoff- oder Deuteriumplasmen eine gute Übereinstimmung. Um die Absolutstrahlung der gesamten Fulcher-Strahlung mit Hilfe des Übersichtsspektrometers messen zu können, wurden Skalierungsfaktoren bestimmt. Das von 600 – 620 nm integrierte Spektrum enthält für Wasserstoff circa 40% der Fulcher-Strahlung und für Deuterium circa 55% und entspricht etwa dem von den Photodioden detektierten Anteil der Strahlung. Aufgrund des hohen Anteils der Molekülstrahlung in einem engen Wellenlängenbereich kann deshalb mit dem neu aufgebauten Diodensystem neben den absoluten Emissivitäten der Balmerlinien und den daraus folgenden Linienverhältnissen auch das Atom zu Molekül-Verhältnis einfach und zuverlässig bestimmt werden.

Nach der Überprüfung wurde die Standardmethode an drei verschiedenen Ionenquellen angewendet. An BATMAN wurde für Wasserstoffplasmen die Gastemperatur in Abhängigkeit der Leistung bestimmt. Im Driver wurde dabei eine im Verhältnis zum Bereich vor dem Gitter ($T_{gas} = 1250 - 2100$ K) unerwartet niedrige Gastemperatur gemessen, welche je nach Druck zwischen $T_{gas} = 800 - 1200$ K liegt. Eine Erklärung für diesen neu beobachteten Verlauf könnte die mit zunehmender HF-Leistungen abnehmende Neutralteilchendichte liefern. Die erhöhte Gastemperatur vor dem Gitter lässt sich dagegen durch Stöße mit den Elektronen erklären, welche dort zu einem größeren Energieübertrag auf die Moleküle führen. Weitere Messungen zeigen in Übereinstimmung mit früheren Untersuchungen, dass vor dem Gitter, aufgrund der Überbesetzung von $v' = 0$, keine Anpassung der Vibrationsbesetzung möglich ist. Die aus den Anpassungen folgende Vibrationstemperatur im Driver fällt dabei, aufgrund der abnehmenden Anzahl von Stößen der Moleküle mit Elektronen und Ionen, mit sinkendem Druck von $T_{vib}^{1.1 Pa} = 10000$ K auf $T_{vib}^{0.3 Pa} = 5000$ K ab. Die direkte Messung der EEVF mit der an der Ionenquelle aufgebauten Boyd-Twiddy-Methode bestätigte die Elektronentemperaturen aus der OES im Driver ($T_e > 10$ eV) und vor dem Gitter ($T_e < 2$ eV). Zusätzlich konnte bei diesen Messungen der axiale Verlauf der EEVF ohne größere Störungen bestimmt werden. Es zeigte sich, dass es aufgrund des magnetischen Filterfelds und des Abstands zum Driver zu einer exponentiellen Abnahme der Elektronentemperatur auf bis zu $T_e \approx 1.2$ eV vor dem Gitter kommt. Somit wird der Prozess der Elektronenabstreifung für H^- nahe am Gitter erheblich reduziert. Die aus den verbesserten Linienverhältnissen folgenden Elektronendichten führen nun im Gegensatz zu früheren Messungen zu einer wesentlich besseren Übereinstimmung mit den Langmuirsondenmes-

sungen. Während im Driver eine Elektronendichte von $n_e \approx 10^{18} \text{ m}^{-3}$ gemessen wurde, lag die Elektronendichte vor dem Gitter bei $n_e \approx 10^{17} \text{ m}^{-3}$. Diese starke Abnahme der Elektronendichte und Elektronentemperatur in Richtung Gitter führt zu einer Halbierung des im Driver vorliegenden Atom zu Molekül-Verhältnisses. Das mit der Leistung linear ansteigende Atom zu Molekül-Verhältnis bedingt dabei durch die größere Anzahl der Wasserstoffatome über den Prozess des Elektroneneinfangs eine Zunahme der negativen Ionendichte. Mit Hilfe der Standardmethode und der Boyd-Twiddy-Methode konnten an BATMAN so zum einen bisherige Untersuchungen bestätigt als auch weitere Abhängigkeiten der Plasmaparameter von externen Parametern aufgezeigt werden.

Die an MANITU durchgeführten Vergleichsmessungen zeigen, dass die Gas- und die Vibrationstemperaturen vergleichbar mit den Werten in BATMAN sind. Vor dem Gitter beträgt die Gastemperatur $T_{gas} \approx 1250 \text{ K}$ und im Driver $T_{gas} \approx 900 \text{ K}$. Die im Vergleich zum Driver ($T_{vib} \approx 4000 \text{ K}$) erhöhte Vibrationstemperatur vor dem Gitter ($T_{vib} \approx 7000 \text{ K}$) lässt sich ebenfalls durch die dort erhöhte Anzahl von Stößen zwischen Elektronen und Molekülen erklären. Das Magnetfeld bewirkt vermutlich analog zu BATMAN eine zusätzliche Kühlung der Elektronen, indem diese auf Kreisbahnen gebracht werden und somit auf ihrem Weg zum Gitter öfter mit Schwerteilchen zusammenstoßen. Entsprechend nehmen die Elektronendichte und die Elektronentemperatur aus den verbesserten Linienverhältnissen und Ratenkoeffizienten von $n_e \approx 10^{18} \text{ m}^{-3}$ und $T_e \approx 20 \text{ eV}$ auf $n_e \approx 10^{17} \text{ m}^{-3}$ und $T_e \approx 1.5 \text{ eV}$ ab. Eine Anpassung der gemessenen Besetzungsdichten des Wasserstoffatoms zeigt, dass für den Driver dabei nur die Anregung aus dem Atom zu berücksichtigen ist. Vor dem Gitter muss dagegen zusätzlich die Anregung aus den H^- - und H_2^+ -Ionen beachtet werden. Durch den Prozess der Neutralisation von H^- wird vor dem Gitter im Wesentlichen nur die Strahlung von H_α verstärkt, so dass die Linienverhältnisse von H_β/H_γ und H_γ/H_2^{d-a} unbeeinflusst bleiben. Die Rekombination von H_2^+ bewirkt dagegen eine deutliche Überbesetzung im Wasserstoffatom, welche insbesondere bei der Temperaturbestimmung aus dem effektiven Emissionsratenkoeffizienten von H_γ berücksichtigt werden muss. Die verbesserte Aufzeichnung durch das neu entwickelte Diodensystem konnte den zeitlich stabilen Betrieb der Quelle zeigen, wobei im Vergleich zu früheren Messungen eine wesentlich höhere Dynamik und Zeitauflösung erreicht wurde. Eine Variation der HF-Leistung während der Entladung führte, wie erwartet, zu einer entsprechenden Änderung der gemessenen Elektronendichte.

Am Teststand RADI wurden Deuteriumplasmen untersucht. Messungen mit einem Echelle-Spektrographen zeigen, dass im Gegensatz zu den Wasserstoffplasmen bei BATMAN und MANITU die Gastemperatur vor dem Gitter ($T_{gas} \approx 570 \text{ K}$) deutlich kleiner ist. Die Ursache hierfür liegt vermutlich an dem geringeren Magnetfeld, welches zu einer geringeren Anzahl von Stößen zwischen den Elektronen und den Neutralteilchen und damit zu einem entsprechend geringeren Energieübertrag der Elektronen auf die Moleküle führt. Folglich konnte vor dem Gitter auch eine höhere Elektronentemperatur gemessen werden. Mit Magnetfeld liegt diese bei $T_e \approx 3.5 \text{ eV}$ und nimmt mit abnehmendem Magnetfeld auf $T_e \approx 5 \text{ eV}$ zu. Messungen mit der ebenfalls an diesem Experiment aufgebauten Boyd-Twiddy-Methode bestätigen die mit dem Diodensystem gemessenen Werte. Weitere spektroskopische Untersuchungen deuten darauf hin, dass

die Elektronendichte vor dem Gitter mit sinkender Magnetfeldstärke, aufgrund des erhöhten Elektronenzufusses, von $n_e \approx 10^{17} \text{ m}^{-3}$ auf $n_e \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ steigt. Durch die höheren Elektronendichten, Elektronentemperaturen und Einschlusszeiten (geringe Gastemperatur, höhere Masse) vor dem Gitter lässt sich auch das im Vergleich zu den anderen Quellen deutlich größere Atom zu Molekül-Verhältnis $n_D/n_{D_2} = 0.27$ erklären. Weitere Messungen konnten zeigen, dass mit zunehmendem Strom durch das Plasmagitter nicht nur die Elektronentemperatur vor dem Gitter stark abnimmt, sondern auch das Atom zu Molekül-Verhältnis zunimmt. Konsequenterweise kann durch höhere Ströme, beziehungsweise höhere Magnetfelder, eine weitere Optimierung der Prozesse zur Erzeugung der negativen Ionen erreicht werden. Da in den vorliegenden Plasmen im Wesentlichen die Diffusion der Ionen die Ausbreitung der Plasmen bestimmt, wurden sowohl die lokalen Ionendichten als auch deren Strömungsverlauf durch eigens durchgeführte Untersuchungen mit einer Machsonde vermessen. Die vom Driver(Quelle) bis hin zum Gitter(Senke) abnehmende Ionenströmung bilanziert dabei die lokalen Plasmadichten in der Kontinuitätsgleichung. Zusammen mit dem neu aufgebauten Diodensystem konnten so durch kombinierte Messungen verschiedene Zusammenhänge aufgezeigt und die erfolgreiche Anwendung der Standardmethode demonstriert werden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die nicht-invasive OES zusammen mit Stoß-Strahlungsmodellen einen einfachen Zugang zu einer Vielzahl verschiedener Parameter (n_e , n_H , n_{H_2} , n_{H^-} , $n_{H_x^+}$, T_e , T_{vib} , T_{rot} , T_{gas}) bietet. Um die aus den Stoß-Strahlungsmodellen folgenden optischen Diagnostikmethoden zu überprüfen, wurde an einem ECR-Plasma die OES mit unterschiedlichen Referenzmethoden verglichen. Neben bereits vorhanden Diagnostikmethoden wie Massenspektrometer, Langmuirsonde, Interferometer wurden dazu weitere Diagnostiken wie Doppelsonde, die Boyd-Twiddy-Methode und das Laserdetachment aufgebaut. Aufgrund der umfassenden Überprüfung ist mit den nun verifizierten und verbesserten optischen Diagnostikmethoden eine zuverlässige Bestimmung der Plasmaparameter möglich. Auffälligkeiten bei dem Vergleich zwischen gerechneten und gemessenen Besetzungsdichten einzelner Zustände des Wasserstoffatoms führten zu einer Korrektur der Eingangsdaten des verwendeten Stoß-Strahlungsmodells. Mit dem nun korrigierten Modell stimmen sowohl die Elektronendichten als auch die Elektronentemperaturen gut mit den Referenzmethoden überein. Nach der Überprüfung wurde für die Anwendung an den Ionenquellen ein Diodensystem entwickelt, welches zusammen mit einem Übersichtsspektrometer und weiteren Systemen an verschiedenen Testständen erfolgreich eingesetzt wurde. Sondenmessungen zeigten hierbei eine gute Übereinstimmung mit den Werten aus der OES. Die aus den nicht-invasiven optischen Diagnostikmethoden folgenden Plasmaparameter erlauben dabei ein tiefer gehendes Verständnis der Vorgänge in den Ionenquellen und stellen damit die Grundlage für eine weitere Quellenoptimierung dar.

A. Anhang

A.1. Potentialkurven

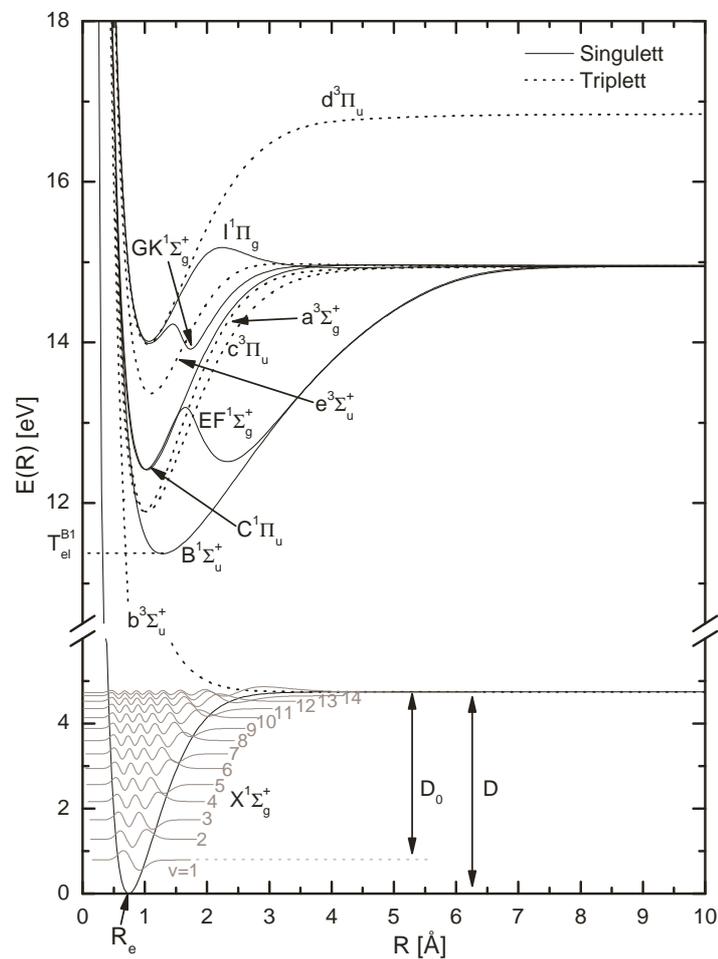


Abbildung A.1.: Ausgewählte Potentialkurven für das Wasserstoffmolekül bis zur Hauptquantenzahl $n = 3$. Eingezeichnet sind die Vibrationseigenfunktionen des Grundzustands ($v = 1 - 14$), die Dissoziationsenergie von $D = 4.75$ eV und den Gleichgewichtsabstand R_e .

A.2. Gleichgewichtsraten für das Wasserstoffmolekül

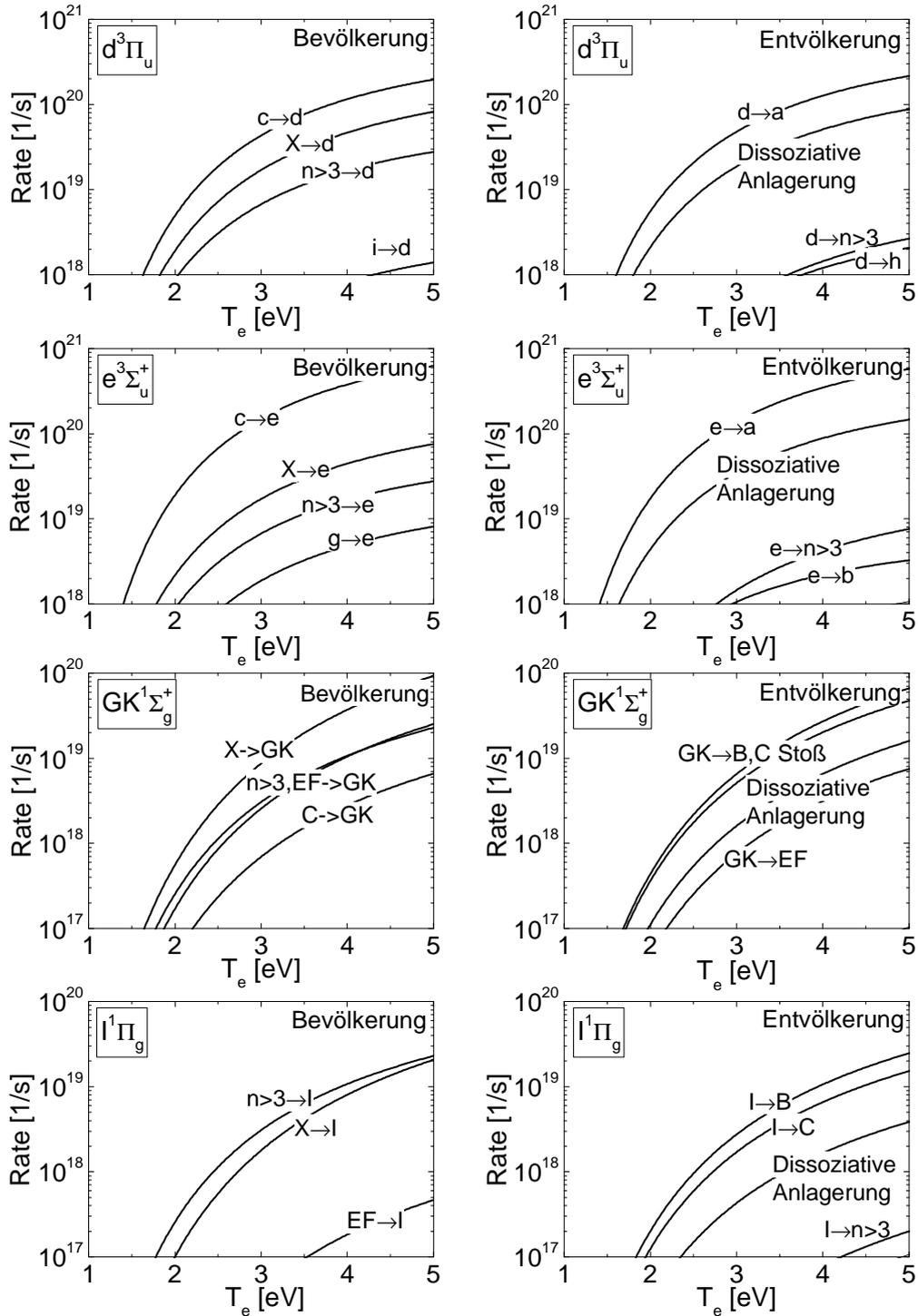


Abbildung A.2.: Raten für die Gleichgewichtsbesetzung ausgewählter Zustände mit Stoßquerschnitten nach [MTG72] für $n_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $n_e = 10^{17} \text{ m}^{-3}$ und $T_{\text{vib}}(X) = 10000 \text{ K}$. **links**) Bevölkung, **rechts**) Entvölkerung.

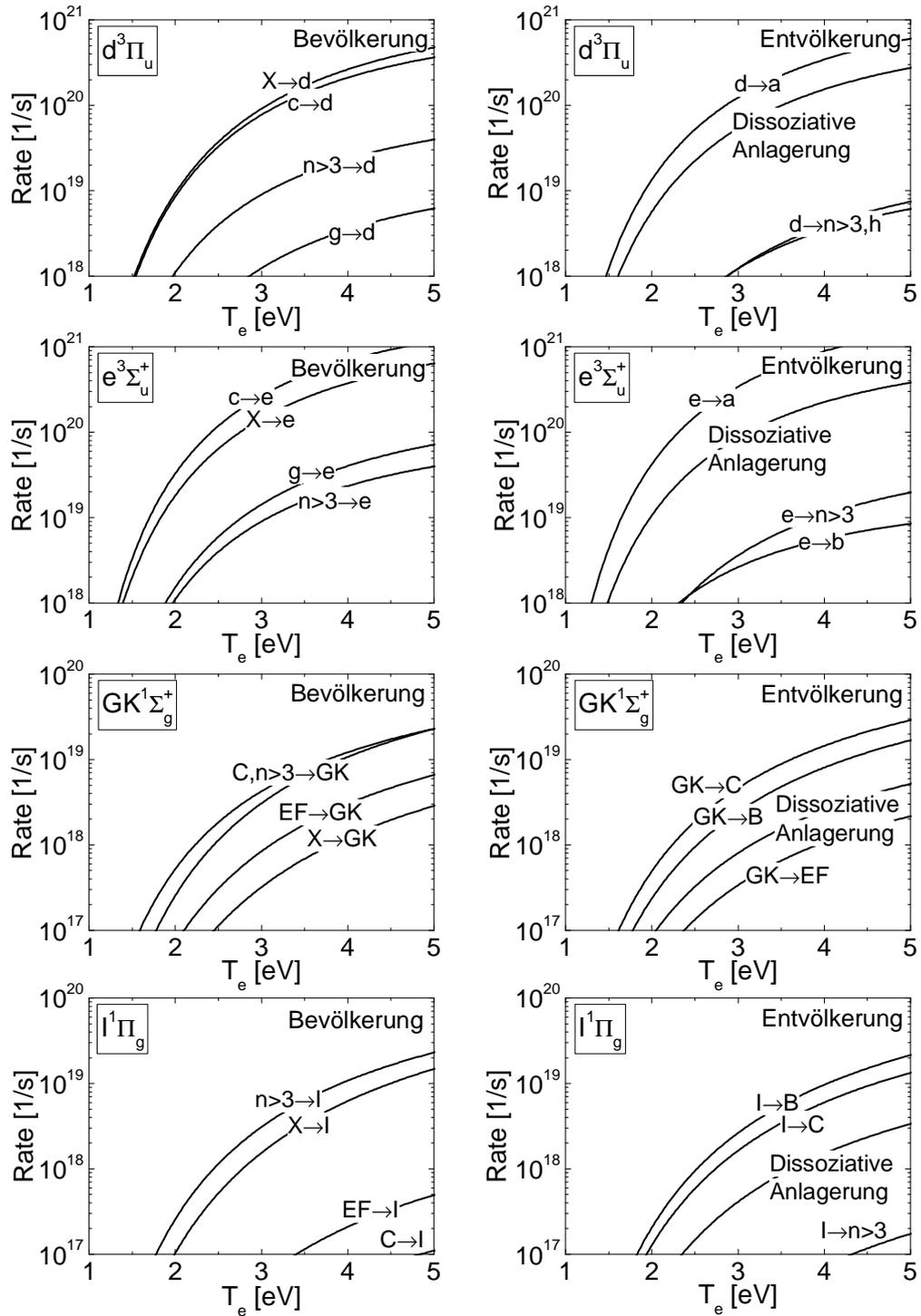


Abbildung A.3.: Raten für die Gleichgewichtsbesetzung ausgewählter Zustände mit Stoßquerschnitten nach [JRS03] für $n_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $n_e = 10^{17} \text{ m}^{-3}$ und $T_{\text{vib}}(X) = 10000 \text{ K}$. *links*) Bevölkung. *rechts*) Entvölkung.

Literaturverzeichnis

- [ABBS00] H. Anderson, C.P. Ballance, N.R. Badnell und H.P. Summers, *J. Phys. B* **33** (2000), 1255.
- [ACK95] P. Awakowicz, G. Cirpan und W. Kasper, in *Proc. of XXII Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Hoboken, New Jersey, 173–174.
- [ADA09] ADAS, <http://open.adas.ac.uk/> (2009).
- [AHG90] C.A. Anderson, M.B. Hopkins und W.G. Graham, *Rev. Sci. Instrum.* **61** (1990), 448.
- [AKK⁺96] A. Astashkevich, M. Kräning, E. Kräning, N.V. Kokina und B.P. Lavrov, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **56** (1996), 725.
- [Asm89] J. Asmussen, *J. Vac. Sci. Technol. A* **7** (1989), 883.
- [Bac00] M. Bacal, *Rev. Sci. Instrum.* **71** (2000), 3981.
- [Bac06] M. Bacal, *Nucl. Fusion* **46** (2006), 250.
- [Bar07] A. Barjatya, *Langmuir Probe Measurements In the Ionosphere*, Dissertation, Utah State University, Logan (2007).
- [BCD99] V. Buck, U. Czarnetzki und H.F. Döbele, *Analyse und Anwendung des Randbereiches zeit-modulierter Plasmen*, Dissertation, Universität Essen, Ruhr-Universität Bochum (1999).
- [BCLS92] M. Bacal, C. Courteille, R. Leroy und R.A. Stern, in *AIP Conf. Proc.*, Band 287, 558–568.
- [Beh91] K. Behringer, *Plasma Phys. Contr. Fusion* **33** (1991), 997.
- [Beh98] K. Behringer, Report IPP 10/11, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching (1998).
- [BEK69] M.T. Bowers, D.D. Elleman und J. King, *J. Chem. Phys.* **50** (1969), 4787.
- [Ber02] M. Berger, *Besetzungsdichten von Edelgasen in ECR-Plasmen mit Molekülanteil*, Diplomarbeit, Universität Augsburg, Augsburg (2002).
- [Ber06] M. Berger, *Cavity-Ringdown-Spektroskopie an Wasserstoff-Niederdruckplasmen*, Dissertation, Universität Augsburg, Augsburg (2006).
- [BF00] K. Behringer und U. Fantz, *New J. Phys.* **2** (2000), 23.1.
- [BG00] A. Bogaerts und R. Gijbels, *J. Anal. At. Spectrom.* **15** (2000), 441.
- [BGV98] A. Bogaerts, R. Gijbels und J. Vlcek, *J. Appl. Phys.* **84** (1998), 121.
- [BHP05] M. Bacal, A. Hatayama und J. Peters, *Plasma Science, IEEE Transactions* **33** (2005), 1845.
- [BLJ04] J.B. Boffard, C.C. Lin und C.A. DeJoseph Jr., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** (2004), R143.

- [BPG⁺99] J.B. Boffard, G.A. Piech, M.F. Gehrke, L.W. Anderson und C.C. Lin, *Phys. Rev. A* **59** (1999), 2749.
- [BPS75] K.H. Berkner, R.V. Pyle und J.W. Stearns, *Nucl. Fusion* **15** (1975), 249.
- [Bri08] S. Briefi, *Spektroskopische Diagnostik an HF-angeregten Niederdruckplasmen mit Indiumbromid*, Diplomarbeit, Universität Augsburg, Augsburg (2008).
- [BT59] R.L.F. Boyd und N.D. Twiddy, *Proc. Roy. Soc. A* **250** (1959), 53.
- [BvOBV02] A. Bultel, B. van Ootegem, A. Bourdon und P. Vervisch, *Phys. Rev. E* **65** (2002), 046406.
- [BZ99] K. Bartschat und V. Zeman, *Phys. Rev. A* **59** (1999), R2552.
- [CBC⁺07] D. Ciric, D.P.D. Brown, C.D. Challis, B. Chuilon, S.J. Coxa und B. Crowley, *Fusion Engineering and Design* **82** (2007), 610.
- [CBSL98] J.E. Chilton, J.B. Boffard, R.S. Schappe und C.C. Lin, *Phys. Rev. A* **57** (1998), 267.
- [CCC⁺06] M. Capitelli, M. Cacciatore, R. Celiberto, O. De Pascale, P. Diomede, F. Esposito, A. Gicquel, C. Gorse, K. Hassouni, A. Laricchiuta, S. Longo, D. Pagano und M. Rutigliano, *Nucl. Fusion* **46** (2006), 260.
- [CHC⁺06] B. Crowley, D. Homfray, S.J. Cox, D. Boilson, H.P.L. de Esch und R.S. Hemsworth, *Nucl. Fusion* **46** (2006), 307.
- [Che65] F.F. Chen, *Plasma Diagnostic Techniques*, Academic Press, New York (1965).
- [Che03] F.F. Chen, *Lecture Notes on Langmuir Probe Diagnostics*, <http://www.ee.ucla.edu/~fchen/Publs/Chen210R.pdf> (2003).
- [Che06] F.F. Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, Springer (2006).
- [CJL⁺01] R. Celiberto, R.K. Janev, A. Laricchiuta, M. Capitelli, J.M. Wadehra und D.E. Atems, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **77** (2001), 161.
- [CK07] S. Christ-Koch, *Profile der Plasmaparameter und Dichte negativer Wasserstoffionen mittels Laserdetachmentmessungen in HF-angeregten Ionenquellen*, Dissertation, Universität Augsburg, Augsburg (2007).
- [Cro72] H.M. Crosswhite, *The Hydrogen Molecule Wavelength Tables of Gerhard Heinrich Dieke*, John Wiley, New York (1972).
- [DAB⁺89] P. Devynck, J. Auvray, M. Bacal, P. Berlemont, J. Bruneteau, R. Leroy und R.A. Stern, *Rev. Sci. Instrum.* **60** (1989), 2873.
- [Dem03] W. Demtröder, *Molekülphysik*, Springer, Berlin (2003).
- [dH81] F.J. de Heer, *Physica Scripta*. **23** (1981), 170.
- [Die05] S. Dietrich, *Aufbau und Charakterisierung eines homogenen ECR Plasmas*, Diplomarbeit, Universität Augsburg, Augsburg (2005).
- [dL03] Innovationsbeirat der Landesregierung, *Zukunft der Energieversorgung*, Springer, Berlin (2003).
- [Don04] V.M. Donnelly, *J. Phys. D* **37** (2004), R217.
- [Dra67] H.W. Drawin, Report EUR-CEA-FC-383, Fontenay-aux-Roses (1967).
- [Dru30] M.J. Druyvesteyn, *Z. Phys.* **64** (1930), 781.

- [EGE99] ITER Physics Basis Editors, ITER Physics Expert Group und ITER EDA, *Nucl. Fusion* **39** (1999), 2137.
- [EP63] A.G. Engelhardt und A.V. Phelps, *Phys. Rev.* **131** (1963), 2115.
- [Fan06] U. Fantz, *Plasma Sources Sci. Technol.* **15** (2006), 137.
- [FFF⁺05] U. Fantz, H. Falter, P. Franzen, M. Bandyopadhyay, B. Heinemann, W. Kraus, P. McNeely, R. Riedl, E. Speth, A. Tanga und R. Wilhelm, *Fusion Engineering and Design* **74** (2005), 299.
- [FFF⁺06] U. Fantz, H. Falter, P. Franzen, D. Wunderlich, M. Berger, A. Lorenz, W. Kraus, P. McNeely, R. Riedl und E. Speth, *Nucl. Fusion* **46** (2006), 297.
- [FFF⁺07] P. Franzen, H. Falter, U. Fantz, W. Kraus, M. Berger, S. Christ-Koch, M. Fröschele, R. Gutser, B. Heinemann, S. Hilbert, S. Leyer, C. Martens, P. McNeely, R. Riedl, E. Speth und D. Wunderlich, *Nucl. Fusion* **47** (2007), 264.
- [FFK⁺07] U. Fantz, P. Franzen, W. Kraus, M. Berger, S. Christ-Koch, M. Fröschele, R. Gutser, B. Heinemann, C. Martens, P. McNeely, R. Riedl, E. Speth und D. Wunderlich, *Plasma Phys. Control. Fusion* **49** (2007), B563.
- [FH98] U. Fantz und B. Heger, *Plasma Phys. Control. Fusion* **40** (1998), 2023.
- [FK04] A.A. Fridman und L.A. Kennedy, *Plasma Physics and Engineering*, Taylor + Francis (2004).
- [FKS⁺95] J. Feist, W. Kraus, E. Speth, M. Ciric, B. Heinemann, F. Probst und R. Riedl, *Fusion Engineering, 16th IEEE/NPSS Symposium* (1995).
- [FM93] C.M. Ferreira und M. Moisan, *Microwave Discharges*, Plenum Press, London (1993).
- [FMCR05] A. Fruchtman, G. Makrinich, P. Chabert und J.M. Rax, *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005), 115002.
- [Fuj79] T. Fujimoto, *J. Phys. Soc. Jpn.* **47** (1979), 273.
- [FW06a] U. Fantz und D. Wunderlich, *New Journal of Physics* **8** (2006), 301/1.
- [FW06b] U. Fantz und D. Wunderlich, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **92** (2006), 853.
- [GB93] F. Guimaraes und J. Bretagne, *Plasma Sources Sci. Technol.* **2** (1993), 127.
- [GDHG01] M.H. Gordon, X. Duten, K. Hassouni und A. Gicquel, *J. Appl. Phys.* **89** (2001), 1544.
- [Gel96] R. Geller, *Electron Zyklotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia (1996).
- [Got03] M. Goto, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **76** (2003), 331.
- [GR96] P.T. Greenland und D. Reiter, Report JUEL 3258 (1996).
- [Gry65] M. Gryzinski, *Phys. Rev.* **138** (1965), A336.
- [Gut08] R. Gutser, *Persönliche Mitteilung* (2008).
- [GvdGD01] T. Gans, V.S. von der Gathen und H.F. Döbele, *Plasma Sources Sci. Technol.* **10** (2001), 17.
- [HBB⁺08] M. Hirsch, J. Baldzuhn, C. Beidler, R. Brakel, R. Burhenn, A. Dinklage und W7-AS Team, *Plasma Phys. Control. Fusion* **50** (2008), 1.

- [HBF⁺05] R.S. Hemsworth, D. Boilson, U. Fantz, L. Svensson und H.P.L. de Esch, *AIP Conference Proceedings* **763** (2005).
- [Heg02] B. Heger, *Spektroskopische Diagnostik zur Untersuchung der Besetzungsmechanismen von molekularem Wasserstoff und Deuterium in Niederdruckplasmen*, Dissertation, Universität Augsburg, Augsburg (2002).
- [Her50] G. Herzberg, *Molecular spectra and molecular structure*, D. Van Nostrand Company, New York (1950).
- [HKB⁺82] J.R. Hiskes, A.M. Karo, M. Bacal, A.M. Bruneteau und W.G. Graham, *J. Appl. Phys.* **53** (1982), 3469.
- [HTA08] R.S. Hemsworth, A. Tanga und V. Antoni, *Rev. Sci. Instrum.* **79** (2008), 02C109/1.
- [Hut02] I.H. Hutchinson, *Principles of Plasma Diagnostics*, Cambridge University Press (2002).
- [HW92] H. Haken und H.C. Wolf, *Molekülphysik und Quantenchemie*, Springer, Berlin (1992).
- [Hym79] H.A. Hyman, *Phys. Rev. A* **20** (1979), 855.
- [IUA⁺06] Y. Ikeda, N. Umeda, N. Akino, N. Ebisawa und L. Grisham, *Nucl. Fusion* **46** (2006), 211.
- [Jan92] G. Janzen, *Plasmatechnik*, Hüthig, Heidelberg (1992).
- [JLEP87] R.K. Janev, W.D. Langer, J.K. Evans und D.E. Post, *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas*, Springer, Berlin (1987).
- [JM50] E.O. Johnson und L. Malter, *Phys. Rev.* **80** (1950), 58.
- [Joh72] L.C. Johnson, *Astrophys. J.* **174** (1972), 227.
- [JRS03] R.K. Janev, D. Reiter und U. Samm, Report Jül-4105, Forschungszentrum Jülich (2003).
- [JW06] Karl Jousten und Max Wutz, *Handbuch Vakuumtechnik*, Vieweg+Teubner, Wiesbaden (2006).
- [KAE⁺02] M. Kuriyama, N. Akino, N. Ebisawa, A. Honda und T. Itoh, *Fusion Science and Technology* **42** (2002), 424.
- [Kas95] W. Kasper, in *Proc. of XXII Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Hoboken, New Jersey, 171–172.
- [Kau03] M. Kaufmann, *Plasmaphysik und Fusionsforschung*, Vieweg + Teubner Verlag (2003).
- [KFF⁺08] W. Kraus, H. Falter, U. Fantz, P. Franzen, B. Heinemann, P. McNeely, R. Riedl und E. Speth, *Rev. Sci. Instrum.* **79** (2008), 02C108 1.
- [KFH⁺01] W. Kraus, P. Franzen, B. Heinemann, E. Speth und O. Vollmer, *Fusion Engineering and Design* **56-57** (2001), 499.
- [KHF⁺05] W. Kraus, B. Heinemann, H. Falter, P. Franzen, E. Speth, A. Entscheva, U. Fantz, T. Franke, D. Holtum, C. Martens, P. McNeely, R. Riedl und R. Wilhelm, *Fusion Engineering and Design* **74** (2005), 337.
- [Klo00] S. Klose, *Untersuchung der Driftinstabilität an der rotierenden magnetisierten Plasmasäule des PSI-1 im Falle eines Plasmahohlprofils und großer endlicher Ionengyro-radieneffekte*, Dissertation, Humboldt-Universität zu Berlin, Berlin (2000).

- [KYM⁺02] T. Kosaka, H. Yamashita, S. Miyamoto, S. Inoue und H. Horiike, *Rev. Sci. Instrum.* **73** (2002), 961.
- [KZ74] T. Kopiczynski und Z. Zakrzewski, *Plasma Phys.* **16** (1974), 1195.
- [Lan24] I. Langmuir, *Gen. Elec. Rev.* **27** (1924), 449.
- [LG93] M.A. Lieberman und V.A. Godyak, *IEEE Trans. on Plasma Sci.* **26** (1993), 995.
- [LKPR05] V. Linss, H. Kupfer, S. Peter und F. Richter, *Surface and Coatings Technology* **200** (2005), 1696.
- [LL94] M.A. Liebermann und A.J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, John Wiley, New York (1994).
- [LM03] Y.A. Lebedev und M.V. Mokeev, *Plasma Physics Reports* **29** (2003), 226.
- [Lot00] A. Lotter, *Absorptionsmessungen an ECR-Plasmen im sichtbaren Spektralbereich*, Diplomarbeit, Universität Augsburg, Augsburg (2000).
- [MBP07] W.L. Morgan, J.P. Boeuf und L.C. Pitchford, <http://www.siglo-kinema.com/database/> (2007).
- [MFF⁺06] P. McNeely, H. Falter, U. Fantz, P. Franzen, M. Fröschle, B. Heinemann, W. Kraus, C. Martens, R. Riedl und E. Speth, *Rev. Sci. Instrum.* **77** (2006), 03A519.1.
- [Möl93] W. Möller, *Appl. Phys. A* **56** (1993), 527.
- [MMSG99] C.M.O. Mahony, J. McFarland, P.G. Steen und W.G. Graham, *Appl. Phys. Lett.* **75** (1999), 331.
- [MO98] A.F. Molisch und B.P. Oehry, *Radiation Trapping in Atomic Vapours*, Oxford University Press (1998).
- [Mos02] T. Mosbach, *Besetzungsdynamik von molekularem Wasserstoff in einer Magnetischen Multipol-Plasmaquelle*, Cuvilier Verlag, Göttingen (2002).
- [MSL26] H.M. Mott-Smith und I. Langmuir, *Phys. Rev.* **28** (1926), 727.
- [MTG72] W.T. Miles, R. Thomson und A.E.S. Green, *J. Appl. Phys.* **42** (1972), 678.
- [NA88] S. Nakajima und H. Abe, *Phys. Rev. A* **38** (1988), 4373.
- [NIS07] NIST, <http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main.asd> (2007).
- [OGdSS95] D.K. Otorbaemv, M.J. De Graafm, M.C.M. Van de Sanden und D.C. Schram, *Contrib. Plasma Phys.* **35** (1995), 195.
- [Pop95] O.A. Popov, *High Density Plasma Sources: Design, Physics, and Performance*, William Andrew Inc. (1995).
- [PTA⁺94] B.J. Peterson, J. N. Talmadge, D.T. Anderson, F.S.B. Anderson und J.L. Shohet, *Rev. Sci. Instrum.* **65** (1994), 2599.
- [PV04] R. Engeln P. Vankan, D.C. Schram, *Chem. Phys. Let.* **400** (2004), 196.
- [Red04] M. Redwitz, *Charakterisierung des Plasmas nahe der Elektroden für Hochdruck-Plasmalampen durch spektroskopische Messungen*, Tenea Verlag (2004).
- [Reg05] M. Regler, *Messung ausgewählter Übergänge im Wasserstoffmolekül und Vergleich mit Rechnungen*, Diplomarbeit, Universität Augsburg, Augsburg (2005).

- [Rei07] D. Reiter, <http://www.eirene.de/> (2007).
- [Rie06] S. Riegg, *Erste Messungen von Plasmaparametern mit optischer Emissionsspektroskopie in Quellen für negative Ionen*, Diplomarbeit, Universität Augsburg, Augsburg (2006).
- [RLR⁺07] J.L. Raimbault, L. Liard, J.M. Rax, P. Chabert, A. Fruchtman und G. Makrinich, *Phys. Plasmas* **14** (2007), 013503.
- [Rot95] J. Reece Roth, *Industrial Plasma Engineering, Volume 1: Principles*, Institute of Physics Publishing (1995).
- [Rot01] J. Reece Roth, *Industrial Plasma Engineering, Volume 2: Applications to Nonthermal Plasma Processing*, Taylor and Francis (2001).
- [SBA⁺08] B. Schunke, D. Bora, V. Antoni, T. Bonicelli, A. Chakraborty, J.J. Cordier, R. Hems-worth, T. Inoue, A. Tanga und K. Watanabe, *AIP Conf. Proc.* **996** (2008), 34.
- [Sch93] U. Schumacher, *Fusionsforschung*, Wissenschaftliche Buchgesellschaft (1993).
- [SEF93] K. Sawada, K. Eriguchi und T. Fujimoto, *J. Appl. Phys.* **78** (1993), 8122.
- [SF95] K. Sawada und T. Fujimoto, *J. Appl. Phys.* **78** (1995), 2913.
- [SFF⁺06] E. Speth, H. Falter, P. Franzen, U. Fantz und M. Bandyopadhyay, *Nucl. Fusion* **46** (2006), 220.
- [SLL⁺03] B. Streibl, P.T. Lang, F. Leuterer, J.M. Noterdaeme und A. Stähler, *Fusion Science and Technology* **44** (2003), 578.
- [SM34] R.H. Sloane und E.I.R. MacGregor, *Phil. Mag.* **18** (1934), 193.
- [Sob72] I. Sobelman, *Introduction to the theory of atomic spectra*, Pergamon Press, Oxford (1972).
- [Sob89] N.N. Sobolev, *Electron-excited molecules in nonequilibrium Plasma*, Nova Science Pub., NewYork (1989).
- [Spe89] E. Speth, *Rep. Prog. Phys.* **52** (1989), 57.
- [Spi58] L. Spitzer, *Phys. Fluids* **1** (1958), 253.
- [SS70] J. Swift und M. Schwar, *Electrical probes for Plasma diagnostics*, Iliffe Books Ltd., Lon-don (1970).
- [Sta04] P. Starke, *Chemische Erosion verschiedener Kohlenstoff-Materialien durch Wasserstoff-Isotope in Niederdruckplasmen*, Dissertation, Universität Augsburg, Augsburg (2004).
- [Ste84] W.H. Steel, *Interferometry*, Cambridge University Press (1984).
- [SU97] R.L. Stenzel und J.M. Urrutia, <http://www.physics.ucla.edu/plasma-exp/180E-W97/DprobeAnalysis.html> (1997).
- [Sum99] H.P. Summers, *ADAS user manual version 2.1* (<http://adas.phys.strath.ac.uk/>), Univer-sity of Strathclyde, Glasgow (1999).
- [TBM04] A. Tanga, M. Bandyopadhyay und P. McNeely, *Appl. Phys. Lett.* **84** (2004), 182.
- [TC05] E.I. Toader und V.N. Covlea, *Rev. Sci. Instrum.* **76** (2005), 033502.
- [TGR⁺03] J. Tennyson, J.D. Gorfinkiel, I. Rozum, C.S. Trevisan und N. Vinci, *Radiation Physics and Chemistry* **68** (2003), 65.

- [Tho88] A.P. Thorne, *Spectrophysics*, London (1988).
- [TKT⁺06] Y. Takeiri, O. Kaneko, K. Tsumori, Y. Oka und K. Ikeda, *Nucl. Fusion* **46** (2006), 199.
- [Tur93] M.M. Turner, *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993), 1844.
- [Vak03] Pfeiffer Vakuum, *Arbeiten mit Turbopumpen*, Pfeiffer Vakuum (2003).
- [vdGD96] V.S. von der Gathen und H.F. Döbele, *Plasma Chem. Plasma Process.* **16** (1996), 461.
- [Vlc89] J. Vlcek, *J. Phys. D* **22** (1989), 623.
- [WAH⁺02] K. Watanabe, T. Amemiya, M. Hanada, T. Iga und T. Imai, *Rev. Sci. Instrum.* **73** (2002), 1090.
- [WDF09] D. Wunderlich, S. Dietrich und U. Fantz, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **110** (2009), 62.
- [Wil62] R. Wilson, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **2** (1962), 411.
- [Wün04] D. Wunderlich, *Berechnung von Teilchendichten für die Diagnostik an Niedertemperaturplasmen*, Dissertation, Universität Augsburg, Augsburg (2004).
- [YGCA05] A. Yanguas-Gil, J. Cotrino und L.L. Alves, *J. Phys. D* **38** (2005), 1588.
- [ZP07] Xi-Ming Zhu und Yi-Kang Pu, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** (2007), 2533.

Schließlich möchte ich mich bei allen bedanken, die zur Entstehung dieser Arbeit beigetragen haben. Insbesondere gilt mein Dank:

- **Herrn Prof. Dr.-Ing. Kurt Behringer** für die Aufnahme am Lehrstuhl für Experimentelle Plasmaphysik der Universität Augsburg bzw. am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching, für die anregenden Gespräche und die vermittelte Begeisterung für die Plasmaphysik.
- **Frau Prof. Dr.-Ing. Ursel Fantz** für die interessante Aufgabenstellung, die hervorragende Betreuung, die stets hilfreichen Diskussionen, ihre ausdauernde Geduld und das produktive Arbeitsklima.
- **Herrn Priv.-Doz. Dr. Helmut Karl** für die Übernahme des Mitberichts.
- **Herrn Dr. Patrick Starke** für die Hilfe beim Aufbau der Diagnostiken und die Beantwortung unzähliger Fragen.
- **Herrn Dr. Dirk Wunderlich** für die anregenden Diskussionen, die äußerst produktive Zusammenarbeit bezüglich der Stoß-Strahlungsmodelle, insbesondere auch für die sehr geduldige und kompetente Hilfe.
- **Herrn Dr. Markus Berger** für die Hilfe beim Aufbau und Inbetriebnahme der Doppelsonde und der Absorption.
- **Frau Dr. Sina Christ-Koch** für die Hilfe und die gute Zusammenarbeit bei den Sondenmessungen an den Ionenquellen.
- **Herrn Dr. Brendan Crowley** für die gute Zusammenarbeit beim Aufbau der Boyd-Twiddy-Methode.
- **Herrn Dr. Raphael Gutser** für die Magnetfeldberechnungen und die äußerst hilfreiche Unterstützung bei der Vollendung der Arbeit.
- **Herrn Peter Turba und Herrn Martin Kammerloher** für die kompetente Hilfe bei elektronischen Schaltungen.
- den ehemaligen und aktuellen Mitgliedern des Lehrstuhls: **Dipl.-Phys. Markus Regler, Dipl.-Phys. Stefan Riegg, Dipl.-Phys. Susanne Hilbert, Dipl.-Phys. Michael Drexel, Dipl.-Phys. Armin Manhard, Dipl.-Phys. Stefan Briefi, Dipl.-Phys. David Filimonov, Philipp Schmidt, Roland Friedl, Patrick Riesow, Stefan Umrath und Thomas Maier und allen weiteren Mitgliedern** für die gute Zusammenarbeit, die interessanten Diskussionen und das gute Arbeitsklima.
- dem **gesamten NNBI-Team** für den Betrieb der Ionenquellen, das gute Arbeitsklima und stetige Bereitschaft zur Diskussion.
- der **feinmechanischen Werkstatt** und der **Elektronikwerkstatt** des Physik-Instituts für die Unterstützung bei der Herstellung zahlreicher Komponenten.

Mein ganz besonderer Dank gilt meiner Mutter und meiner Freundin Melanie Keller für ihr Verständnis, ihre Unterstützung und den sehr großen Rückhalt während der Arbeit.

Augsburg, 29. April 2010

Lebenslauf

Name: Dietrich, Stephan

Geboren: 24.09.1977 in Friedberg, Bayern

Familienstand: ledig

| | |
|----------------|--|
| 1984 — 1988 | Besuch der Theresia-Gerhardinger Grundschule in Friedberg |
| 1988 — 1997 | Besuch des Wernher-von-Braun Gymnasiums in Friedberg |
| Juni 1997 | Erwerb der allgemeinen Hochschulreife |
| 1997 — 1998 | Ableistung des Grundwehrdienstes |
| 1998 — 2005 | Physikstudium an der Universität Augsburg und der TU München |
| September 2005 | Diplom im Studiengang Physik |
| 2005 — 2010 | Doktorand am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching, Dienstort: Lehrstuhl für Experimentelle Plasmaphysik der Universität Augsburg |