

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

**Bestimmung der Elektronenparameter
in Randschichtplasmen unter Verwendung
eines thermischen Heliumstrahls**

Petra Kornejew

IPP 8/10

Juli 1996

Dissertation

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, EURATOM Association
Bereich Berlin, Mohrenstr. 40/41, 10117 Berlin

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die
Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

Bestimmung der Elektronenparameter in Randschichtplasmen unter Verwendung eines thermischen Heliumstrahls

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

doctorum rerum naturalium

(Dr. rer. nat.)

eingereicht an der
Fakultät Physik
der Humboldt-Universität zu Berlin

von

Petra Kornejew, geb. Seifert
geboren am 7. 6.1964 in Angermünde

Präsidentin der Humboldt-Universität zu Berlin
Frau Prof. Dr. M. Dürkop

Dekan der Fakultät Physik
Herr Prof. Dr. M. von Ortenberg

Gutachter:

1 Herr Prof. Dr. G. Fußmann

2 Herr Prof. Dr. J. Uhlenbusch

3 Herr Prof. Dr. H. Winter

Tag der mündlichen Prüfung: 25.04.1996

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Der thermische Heliumstrahl: Theoretische Grundlagen und Modellrechnungen	
2.1	Vereinfachte Modelle für die Besetzungsdichteverteilung der He-Atome	4
2.2	Das Ratengleichungssystem für den Heliumstrahl	13
2.3	Die atomaren Daten	20
2.4	Die Ergebnisse der Modellrechnungen und die Auswahl geeigneter Linien	27
3	Die Gasstrahlquelle - Theoretische Grundlagen und experimentelle Ergebnisse	
3.1	Die konvergente Einzeldüse	39
3.2	Die Düse-Skimmer-Anordnung	52
4	Experimentelle Untersuchungen am LINEX	59
5	Untersuchungen und Ergebnisse am Plasmagenerator PSI	
5.1	Die Plasmaquelle	70
5.2	Spektroskopische Untersuchungen am thermischen He-Strahl	
5.2.1	Optischer Aufbau und Detektion	72
5.2.2	Messung der relativen Intensität der HeI-Linien und endgültige Auswahl geeigneter Linienpaare	74
5.2.3	Messung der Besetzungsdichten des metastabilen Triplett-niveaus mit Hilfe der laserinduzierten Fluoreszenz (LIF)	81
5.2.3.1	Das Prinzip der laserinduzierten Fluoreszenz	82
5.2.3.2	Experimenteller Aufbau und Kalibrierung des Detektionssystems	89
5.2.3.3	Ergebnisse und Diskussion	92
5.2.4	Ortsaufgelöste Bestimmung der Elektronentemperatur und der Elektronendichte und Vergleiche mit Ergebnissen aus Experimenten der Thomson-Streuung und der schnellen reziprozierenden Langmuir-Sonde	95
6	Zusammenfassung	99
	Literaturverzeichnis	102
	Anhang	105
	Danksagung	149
	Lebenslauf	150

1 Einleitung

Die kontrollierte Fusion von Deuterium und Tritium, die die Möglichkeit einer sehr langfristigen Energieversorgung der Menschheit bietet, stellt eine hohe wissenschaftliche und technische Herausforderung dar. Die Fusionsreaktion $D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n + 17,6 \text{ MeV}$ führt dann zu einer positiven Energiebilanz, wenn die Teilchen bei extrem hohen Temperaturen von $T = 10^7 - 10^8 \text{ K}$ eingeschlossen werden und das Produkt aus der Dichte und der Energieeinschlußzeit mindestens $n \tau = 2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}$ beträgt. In Tokamaks und Stellaratoren soll der Einschluß der Teilchen in toroidalen Anordnungen durch starke Magnetfelder realisiert werden. Aufgrund von Transportprozessen ist ein idealer Einschluß jedoch nicht möglich. Verunreinigungen können sich im Zentrum anhäufen und zu einer Verdünnung und Abkühlung des D-T-Brennstoffs führen. Andererseits führen die Flüsse heißer Teilchen zu einer starken Belastung der Wandmaterialien. Die Eigenschaften der Plasmarandschicht haben somit einen erheblichen Einfluß auf den Einschluß des Gesamtplasmas. Daher ist eine genaue orts- und zeitaufgelöste Kenntnis der Elektronenparameter von nicht geringer Bedeutung für die Fusionsforschung. Das Randschichtplasma in Fusionsreaktoren stellt aufgrund der apparativen Gegebenheiten hohe Anforderungen an die Diagnostiken. Das Plasma, bedingt durch die Magnetfeldgeometrie, ist nicht im gesamten Bereich leicht zugänglich. Ein weiteres Problem ist die hohe thermische Belastung, der mechanische Bauteile und optische Komponenten ausgesetzt sind.

Zu den klassischen Methoden der Bestimmung von Elektronentemperatur und Elektronendichte zählen die *Langmuir-Sonden*. Die thermische Belastbarkeit der Sondenmaterialien setzt jedoch Grenzen in bezug auf die Eindringtiefe in die Plasmarandschicht. Auch stellt die Interpretation der Sondenkennlinien im Fall starker Magnetfelder ein nicht vollständig gelöstes Problem dar [Mat 94].

Emissionsspektroskopische Untersuchungen der Hauptbestandteile des Fusionsplasmas - Wasserstoff und Helium - sowie von Verunreinigungen haben den Nachteil eines langen Sichtstrahls, wodurch für eine Bestimmung von Ortsabhängigkeiten der Elektronenparameter zusätzliche Messungen und Annahmen über die Profile hinzugezogen werden müssen. Auch werden die Besetzungsdichteverteilungen durch eine Vielzahl von Prozessen beeinflusst, wie Anregung, Ionisation und Rekombination durch Stöße mit Elektronen, Neutralen und Ionen sowie Diffusion, die mitunter stark von den Randbedingungen abhängen und daher nur schwer zu berechnen sind.

Methoden der aktiven Laserspektroskopie, wie z. B. der *Thomson-Streuung*, gestatten Messungen von Elektronentemperatur und -dichte mit guter Ortsauflösung. Das erreichbare zeitliche Auflösungsvermögen wird durch die Wiederholfrequenz des Anregungslasers bestimmt. Auflösungen, besser als 10 ms, verlangen allerdings einen hohen technischen Aufwand.

In den letzten Jahren wurden mit den Arbeiten zum *thermischen Li- und He-Strahl* Diagnostiken entwickelt [Pos 89, Sch 92, Aum 92], die sich aufgrund guter Ortsauflösung prinzipiell gut zur Bestimmung von Temperatur- und Dichteprofilen eignen. Die Atome des thermischen Neutralteilchenstrahls befinden sich beim Eintritt ins Plasma im Grundzustand. Als Resultat der Wechselwirkung mit den Plasmabestandteilen stellt sich eine von den Plasmametern abhängige Besetzungsdichteverteilung ein. Untersucht man unter einem Beobachtungswinkel von 90° zum Strahl die spontane Emission der injizierten Neutralteilchen, so können daraus die Besetzungsdichten bestimmt und Rückschlüsse auf die Plasmametern gezogen werden. Die Ortsauflösung der Diagnostik wird hierbei durch die Strahldivergenz bestimmt. Die Anwendung beider Diagnostiken zur Bestimmung der Elektronentemperatur und der Elektronendichte am Tokamak TEXTOR [Pos 89, Sch 92] zeigte die Vor- und Nachteile der Methoden. Der thermische He-Strahl hat gegenüber dem Li-Strahl aufgrund der höheren

Ionisationsenergie des Heliums eine deutlich größere Eindringtiefe. Ein großer Vorteil des He-Strahls ist die Möglichkeit der gleichzeitigen Bestimmung beider Elektronenparameter - der Dichte und der Temperatur. Auch führt Helium als Bestandteil des Fusionsplasmas keine zusätzlichen Verunreinigungen mit sich. Eine geringe Strahldivergenz, die die Voraussetzung für ein gutes Ortsauflösungsvermögen ist, kann für den Li-Strahl durch ein Blendensystem hinter dem Li-Ofen leichter realisiert werden, als dies für die Strahlquelle des thermischen He-Strahls der Fall ist. Die Relaxationszeiten der Besetzungsdichteverteilung der Neutralstrahlátome bestimmen das zeitliche Auflösungsvermögen. Daher eignen sich Atomstrahldiagnostiken gut zur zeitaufgelösten Bestimmung der Elektronendichte (Li-Strahl und He-Strahl) sowie der Elektronentemperatur (He-Strahl) und zur Untersuchung von Fluktuationen der Elektronenparameter.

Der Heliumstrahldiagnostik wurden bereits eine Reihe von Arbeiten gewidmet [Bro 93, Poh 93, Bri 94]. Hierbei standen Modellrechnungen im Mittelpunkt. Die Messungen von Elektronentemperatur und -dichte mit Hilfe des thermischen He-Strahls beschränkten sich im wesentlichen auf wenige spektrale Übergänge [Sch 92]. Eine umfassende Untersuchung der He-Strahldiagnostik als Methode zur Bestimmung der Elektronenparameter und eine Gegenüberstellung mit anderen Methoden erfolgten bisher nicht. Dies soll in der vorliegenden Arbeit geschehen. Hierbei werden die in Jülich und Bochum bereits durchgeführten Modellrechnungen [Bro 93, Poh 93, Bri 94] erweitert und eine ausführliche Diskussion der in der Literatur verfügbaren Datenbasis durchgeführt (Abschnitt 2).

Die bisherigen Anwendungen der He-Strahldiagnostik an einer stationären Argonentladung des Plasmaexperiments PISCES-B (Plasma Interactive Surface Component Experimental Station B) der Universität von Kalifornien [Pos 92] und am Tokamak TEXTOR in Jülich [Sch 92] haben gezeigt, daß die hier verwendeten Strahlquellen (zylindrische Düse, Mikrolochstruktur) durch eine hohe Strahldivergenz gekennzeichnet sind. Um ein gutes örtliches Auflösungsvermögen zu erzielen, ist es unumgänglich, die Strahlgeometrie zu verbessern. Daher werden im Abschnitt 3 dieser Arbeit verschiedene Strahlquellen untersucht und experimentell verglichen. Der Aufbau einer zur Erzeugung eines thermischen Neutralgasstrahls geringer Strahldivergenz geeigneten Strahlquelle bildete die Grundlage für die spektroskopischen Untersuchungen am He-Strahl.

Einige experimentelle Voruntersuchungen zur He-Strahldiagnostik konnten an Plasmen des Niederdruckbogens LINEX (LINEares EXperiment) am Institut für Laser- und Plasmaphysik der Universität Düsseldorf durchgeführt werden (Abschnitt 4). Hierbei wird unter anderem durch die Untersuchungen an einer He-Entladung gezeigt, inwieweit die Modellrechnungen zum thermischen He-Strahl zur Berechnung der Besetzungsdichteverteilung des im Plasma als Bestandteil enthaltenen Heliums anwendbar sind.

An der stationären Wasserstoffentladung des Plasmagenerators (PSI) Berlin konnten umfassende spektroskopische Untersuchungen an einem nahezu monoenergetischen He-Strahl mit geringer Strahldivergenz durchgeführt werden. Die Messung der Intensität einer Vielzahl spektraler Übergänge im sichtbaren Bereich und die Messung der absoluten Besetzungsdichte des metastabilen Triplettzustandes mit Hilfe der laserinduzierten Fluoreszenz ermöglichten es, die Selbstkonsistenz der Modellrechnungen zu überprüfen und die Ratenkoeffizienten verschiedener Datenquellen diesbezüglich zu vergleichen (Abschnitt 5). Auf der Grundlage dieser Messungen wurden die Linienpaare ausgewählt, aus deren Intensitätsverhältnis Elektronentemperaturen im Bereich oberhalb von 5 eV und Elektronendichten im Bereich von 10^{12} - 10^{14} cm^{-3} bestimmt werden können. Die ortsaufgelöste Messung dieser Intensitätsverhältnisse lieferte die radialen Profile von Elektronentemperatur und Elektronendichte. Die guten apparativen Voraussetzungen des Plasmagenerators ermöglichten einen Vergleich der mit Hilfe der He-Strahldiagnostik gemessenen Profile mit den Ergebnissen der Thomson-Streuung und der Langmuir-Sonde.

2 Der thermische He-Strahl - Theoretische Grundlagen und Modellrechnungen

Als Resultat der Wechselwirkung neutraler Atome mit den übrigen Plasmateilchen stellt sich in Abhängigkeit von den Plasmametern eine bestimmte Besetzungsdichteverteilung der Energiezustände ein. Diese läßt sich über die Messung der Volumenstrahldichte (Strahlungsleistung pro Volumen- und Raumwinkeleinheit) ε_{kj} des spontanen Strahlungsüberganges vom Zustand k nach j ermitteln, die bestimmt wird durch die Besetzungsdichte des oberen Niveaus n_k , die Frequenz des Übergangs ν_{kj} und die Übergangswahrscheinlichkeit für spontane Emission A_{kj}

$$\varepsilon_{kj} = \frac{1}{4\pi} n_k h \nu_{kj} A_{kj} \quad (2.1)$$

Kennt man nun den funktionalen Zusammenhang zwischen der Besetzungsdichteverteilung und den Plasmametern, so können letztere aus den gemessenen Volumenstrahldichten bestimmt werden.

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels soll deshalb zunächst die Besetzungsdichteverteilung der Neutralstrahlteilchen näher untersucht werden. Dabei sollen verschiedene Formen der Besetzungsdichteverteilung diskutiert und die Besonderheiten des Heliumatoms berücksichtigt werden. Die darauf aufbauenden Modellrechnungen, die verwendeten atomaren Daten sowie die Ergebnisse und Schlußfolgerungen, sofern dies ohne den Meßergebnissen vorzugreifen möglich ist, werden in den nachfolgenden Abschnitten diskutiert.

2.1 Vereinfachte Modelle für die Besetzungsdichteverteilung der He-Atome

Befindet sich das Plasma im Zustand des *thermodynamischen Gleichgewichts*, läßt sich die Geschwindigkeitsverteilung der freien Elektronen $f(v)$ durch die Maxwell-Verteilungsfunktion beschreiben:

$$f(v) = n_e \frac{1}{\pi^{3/2}} \frac{1}{v^3} e^{-\frac{v^2}{v_t^2}} \quad \text{mit} \quad v_t = \sqrt{\frac{2k_B T}{m_e}} \quad (2.2 a)$$

Hierbei ist T - die Temperatur m_e - die Elektronenmasse sowie k_B - die Boltzmann-Konstante. Die Wahrscheinlichkeit, ein Teilchen mit dem Betrag der Geschwindigkeit $v = |\vec{v}|$ im Geschwindigkeitsintervall $(v, v+dv)$ zu finden, ist durch

$$g(v) = n_e \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2k_B T}{m_e} \right)^{-\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{v^2}{2k_B T/m_e}} \quad (2.2 b)$$

Die Besetzungsdichteverteilung der Ionen gleicher Ionisationsstufe wird in diesem Fall durch die Boltzmann-Verteilung

$$\frac{n_k}{n_1} = \frac{g_k}{g_1} e^{-\frac{E_k - E_1}{k_B T}} \quad (2.3)$$

mit den Besetzungsdichten n_1, n_k , den statistischen Gewichten g_1, g_k , den Energien E_1, E_k des Grundzustandes 1 und des angeregten Zustandes k beschrieben. Die Ionisationsverteilung genügt der Saha-Gleichung

$$\frac{n^{z+1}}{n^z} = \frac{Q_{z+1}}{Q_z} 2 \left(\frac{m_e k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{n_e} e^{-\frac{E_z}{k_B T}} \quad (2.4)$$

Hierbei sind n^z und n^{z+1} die Dichten der Ionen der Ionisationsstufe z und $z+1$ und Q_z und Q_{z+1} die dazugehörigen Zustandssummen. Weiterhin ist die Energiedichte des Strahlungsfeldes u_ν durch die Plancksche Strahlungsformel gegeben:

$$u_\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (2.5)$$

Im Zustand des thermodynamischen Gleichgewichts stimmen Elektronen- und Iontemperatur mit der Temperatur des Hohlraumtrahlers überein. Dieselbe Temperatur beschreibt die Besetzungsdichteverteilung der gebundenen Energiezustände der Atome und die Dichteverhältnisse von Ionen unterschiedlichen Ionisationsgrades. Die Temperatur läßt sich somit aus dem Intensitätsverhältnis zweier Atomlinien bestimmen. Kennt man diese, so erhält man die Elektronendichte durch Einsetzen in (2.4) aus dem Intensitätsverhältnis von Ionenlinien unterschiedlichen Ionisationsgrades.

In optisch dünnen Plasmen, wozu die hier behandelten Plasmen zählen, kann das Strahlungsfeld nicht durch die Planck-Funktion beschrieben werden. Wenn aber Stoßprozesse jeglicher Art durch ihre Rückprozesse kompensiert werden, so sind die Gleichungen (2.2 - 2.4) weiterhin gültig. Man spricht dann vom *lokalen thermodynamischen Gleichgewicht* (LTE); es gilt das *Prinzip des detaillierten Gleichgewichts*:

$$n_k n_e \langle \sigma_{ki} \cdot v \rangle = n_i n_e \langle \sigma_{ik} \cdot v \rangle \quad (2.6)$$

wobei man die Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung $\langle \sigma_{kj} \cdot v \rangle$ durch Integration des Wirkungsquerschnittes σ_{kj} über die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Elektronen erhält:

$$\langle \sigma_{ik} \cdot v \rangle = \frac{4}{\sqrt{2\pi m_e}} \frac{1}{(kT_e)^{3/2}} \int_{v_{th}}^{\infty} \sigma_{ik}(E) E e^{-\frac{E}{kT_e}} dE \quad (2.7)$$

T_e bedeutet hier die Temperatur der Elektronen, die nicht mit der Iontemperatur übereinstimmen muß. Aus (2.6) ergibt sich für die Ratenkoeffizienten unter Berücksichtigung von (2.3)

$$\boxed{\frac{\langle \sigma_{ki} \cdot v \rangle}{\langle \sigma_{ik} \cdot v \rangle} = \frac{g_i}{g_k} e^{-\frac{E_i - E_k}{kT_e}}} \quad (2.8)$$

Da die Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoßanregung atomspezifisch sind, ist die Gültigkeit

der Beziehung (2.8) nicht an die Existenz des LTE gebunden und kann immer dann angewandt werden, wenn die Maxwell-Verteilung eine hinreichend genaue Beschreibung der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Elektronen liefert. Das Plasma befindet sich jedoch nur solange im Zustand des LTE, wie die Elektronendichte ausreichend hoch ist, so daß Elektronenstoßanregung und -abregung im Vergleich zu Strahlungsprozessen den dominierenden Einfluß auf die Besetzungsdichte angeregter Zustände haben

$$n_e n_k \cdot \langle \sigma_{ki} \cdot v \rangle \gg n_k A_{ki} \quad (2.9)$$

Von einer Boltzmann-Verteilung kann also nur ausgegangen werden, solange $n_e \gg n_e^* = A_{ki} / \langle \sigma_{ki} \cdot v \rangle$ auch für Übergänge mit hoher optischer Übergangswahrscheinlichkeit gilt. Im Fall des Heliumatoms wäre dies in einem Plasma mit einer Elektronentemperatur von $1,16 \cdot 10^5 \text{ K} = 10 \text{ eV}$ für Elektronendichten $n_e > n_e^* = 3,6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ erfüllt. Bei Elektronendichten von 10^{12} bis 10^{13} cm^{-3} , die in den hier zu untersuchenden Plasmen auftreten, sollten erhebliche Abweichungen von der Boltzmann-Verteilung zu erwarten sein.

Bei kleineren Elektronendichten ($n_e < n_e^*$) gewinnt die spontane Emission in zunehmendem Maße Einfluß auf die Entvölkerung angeregter Zustände. Im Grenzfall erhält man die *Korona-Verteilung* der Besetzungsdichten, bei der zwei Prozesse maßgeblich die Besetzungsdichte angeregter Niveaus bestimmen:

1. Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand
2. Spontane Emission.

Eine derartige Besetzungsdichteverteilung tritt also immer dann auf, wenn die Entvölkerung angeregter Zustände vorwiegend durch spontane Emission erfolgt und Elektronenstoßabregung eine vernachlässigbar geringe Rolle spielt. Weiterhin werden Elektronenstoßübergänge zwischen angeregten Zuständen vernachlässigt. Die Besetzungsdichte n_k des gebundenen Zustandes k wird also in diesem Fall durch die folgende Ratengleichung beschrieben:

$$\frac{dn_k}{dt} = n_e n_1 \langle \sigma_{1k} \cdot v \rangle - \sum_{j < k} A_{kj} n_k \quad (2.10)$$

Hier bezeichnen $\langle \sigma_{1k} \cdot v \rangle$ den Ratenkoeffizienten mit dem Querschnitt σ_{1k} für Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand, A_{kj} die optische Übergangswahrscheinlichkeit aus dem Zustand k in den Zustand j und n_1, n_k die Besetzungsdichten des Grundzustandes und des Zustandes k . Im stationären Fall erhält man für die Besetzungsdichte des Zustandes k :

$$n_k = \frac{n_e n_1 \langle \sigma_{1k} \cdot v \rangle}{\sum_{j < k} A_{kj}} \quad (2.11)$$

Das Verhältnis der Volumenstrahldichten zweier Linien

$$\frac{\varepsilon_{ii'}}{\varepsilon_{jj'}} = \frac{\langle \sigma_{li} \cdot v \rangle \sum_{k < j} A_{jk} A_{ii'} h\nu_{ii'}}{\langle \sigma_{lj} \cdot v \rangle \sum_{k < i} A_{ik} A_{jj'} h\nu_{jj'}} \quad (2.12)$$

ist im Fall des Koronagleichgewichts nicht explizit abhängig von der Elektronendichte. Die Temperaturabhängigkeit wird durch das Verhältnis der Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand $\langle \sigma_{li} \cdot v \rangle / \langle \sigma_{lk} \cdot v \rangle$ bestimmt. Weichen die beiden Ratenkoeffizienten in ihren Temperaturverläufen deutlich voneinander ab, so kann die Elektronentemperatur aus dem Verhältnis zweier Linien bestimmt werden.

Betrachten wir nun an dieser Stelle die Besonderheiten des He-Atoms genauer. In Abb. 2.1 ist das HeI-Termschema dargestellt. Mit zwei Elektronen ist der Zustand $n = 1$ vollständig besetzt und ausgesprochen stabil. Das Ionisationspotential des Heliums liegt daher tiefer als bei irgend einem anderen Element. Injiziert man nun Helium in Form eines Neutralteilchenstrahls zu diagnostischen Zwecken in ein Plasma, so wird die Eindringtiefe der Neutralteilchen durch Ionisationsprozesse bestimmt. Im Vergleich zu anderen Elementen ist Helium also wegen des tiefen Ionisationspotentials bzw. der hohen Ionisationsenergie und der daraus folgenden hohen Eindringtiefe besonders geeignet. Befindet sich eines der Elektronen in einem angeregten Zustand, so ist die Bindungsenergie dieses Zustandes deutlich kleiner als die des Grundzustandes, da das elektrostatische Feld des Kerns durch das Elektron im Grundzustand abgeschirmt wird. Aus diesem Grunde liegen die angeregten Zustände besonders hoch über dem Grundzustand (siehe Abb. 2.1).

Da die Schrödinger-Gleichung für Mehrelektronensysteme nicht exakt lösbar ist, muß bei der Berechnung des Termsystems von Näherungen ausgegangen werden. Man berechnet hierbei zunächst die Bewegung der Elektronen im zentralsymmetrischen Feld und berücksichtigt dann die verschiedenen Wechselwirkungsprozesse (Einfluß der Abweichung der elektrostatischen Wechselwirkung vom zentralsymmetrischen Fall, Spin-Bahn-Wechselwirkung, Spin-Spin-Wechselwirkung) im Rahmen der Störungstheorie [Sob 63]. Die experimentellen Daten haben gezeigt, daß in den meisten Fällen, insbesondere für Atome mit kleinen und mittleren Kernladungszahlen, die elektrostatische Wechselwirkung den größeren Einfluß hat und relativistische Effekte wie die Spin-Bahn-Wechselwirkung und die Spin-Spin-Wechselwirkung zunächst vernachlässigt werden können. Bei diesem Kopplungstyp - der Russell-Sounders-Kopplung - addieren sich vektoriell die Bahndrehimpulse der einzelnen Elektronen zum Gesamtbahndrehimpuls L des Atoms und die Spinmomente zum Gesamtspin S . Die Vektorsumme $L + S$ ergibt das Gesamtdrehimpuls J . Da die Übergangswahrscheinlichkeit in niedrigster Ordnung durch die entsprechenden Matrixelemente des Dipolmoment-Operators bestimmt werden und diese im Fall der Russell-Sounders-Kopplung nicht von den Spin-Koordinaten abhängen, führen Dipolübergänge nicht zur Änderung des Spins. Man erhält für diesen Kopplungstyp also aus den allgemein gültigen Auswahlregeln für Dipolübergänge

$$\Delta J = 0, \pm 1, J + J' \geq 1$$

$$\text{gerader Term} \neq \text{ungerader Term} \quad (2.13)$$

zusätzlich die Auswahlregeln:

$$\Delta S = 0$$

$$\Delta L = 0, \pm 1, L + L' \geq 1. \quad (2.14)$$

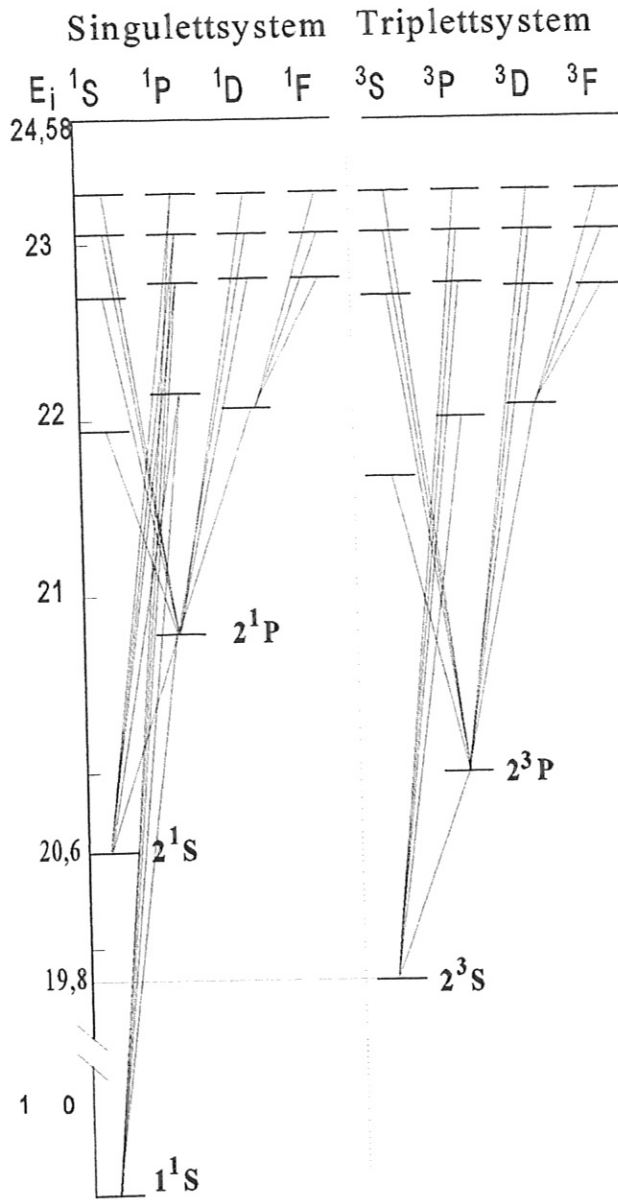


Abb. 2.1: Termschema des Heliumatoms unter Vernachlässigung der Feinstrukturaufspaltung

Ändern sich bei einem Übergang die Quantenzahlen nur eines Elektrons, so sind außerdem Übergänge, bei denen sich der Bahnmoment nicht ändert ($\Delta l = 0$), wegen der Paritätserhaltung verboten und die Bedingung

$$\Delta l = \pm 1$$

muß erfüllt sein. Der Grundzustand wird durch die Quantenzahlen $n = 1$, $l_1 = l_2 = 0$, $s_1 = 1/2$, $s_2 = -1/2$ beschrieben. Man erhält einen Gesamtspin von $S = 0$, womit der Grundzustand zum Singulettssystem gehört. Die Zustände, bei denen sich ein Elektron im Grundzustand und das zweite in einem angeregten Zustand befindet, teilen sich in Abhängigkeit vom Gesamtspin

($S = s_1 + s_2$) in zwei miteinander nicht kombinierende Termsysteme: das Singulett- ($S = 0$) und das Triplettssystem ($S = 1$). Da optische Übergänge zwischen beiden Systemen (Interkombinationsübergänge) nicht beobachtet werden, was für die Richtigkeit der Russell-Sounders-Kopplung spricht, glaubte man anfangs, daß es zwei verschiedene Arten von Helium gäbe, zu denen die beiden Termsysteme gehören - das Parahelium (Singulettssystem) und das Orthohelium (Triplettssystem).

Die Feinstrukturaufspaltung der Triplettterme beim Helium ist klein gegen den Abstand der Terme voneinander, da der Einfluß der relativistischen Effekte klein ist gegen den der elektrostatischen Wechselwirkung - eine Grundannahme bei der Russell-Sounders-Kopplung. So beträgt beispielsweise der Abstand zwischen den Komponenten $1s2p \ ^3P_0$ und $1s2p \ ^3P_1$ nur $0,988 \text{ cm}^{-1} = 1,22 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$ im Vergleich zum Abstand des $1s2p \ ^3P$ -Zustandes zum benachbarten Niveau $1s2s \ ^3S$ von $9230,93 \text{ cm}^{-1} = 1,14 \text{ eV}$. Berücksichtigt man bei der Berechnung der Feinstrukturaufspaltung nur die Spin-(eigen)-Bahn-Wechselwirkung und vernachlässigt Wechselwirkungen, wie die Spin-(andere)-Bahn- und die Spin-Spin-Wechselwirkung, so erhält man die Landéschen Intervallregeln, die sich allerdings im Fall des Helium-Atoms als ungenügend erweisen. Hier weicht nämlich zusätzlich zur invertierten Anordnung der Triplettkomponenten auch das Verhältnis der Abstände der einzelnen Komponenten zur Linienmitte deutlich von den Landéschen Intervallregeln ab. Eine deutlich bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Werten kann erreicht werden, indem man zusätzlich zur Spin-(eigen)-Bahn-Wechselwirkung auch die Spin-(andere)-Bahn- und die Spin-Spin-Wechselwirkung berücksichtigt.

Aufgrund der Auswahlregeln (2.13, 2.14) verfügt das Helium-Atom über zwei *metastabile* Zustände ($1s2s \ ^1S$ und $1s2s \ ^3S$), die weder unmittelbar noch indirekt mit dem Grundzustand kombinieren. Die natürliche Lebensdauer (bedingt durch spontane Emission) dieser Zustände liegt viele Größenordnungen über der anderer Zustände. Daher erfolgt die Entvölkerung dieser metastabilen Zustände ausschließlich durch Stöße. In Abhängigkeit von den Teilchendichten und den äußeren Bedingungen, wie z.B. dem Vorhandensein von Festkörperoberflächen, werden diese Zustände durch Elektronen-, Schwerteilchenstöße oder durch Stöße mit den Wänden entvölkert. In vielen Fällen übersteigt die Besetzungsdichte der metastabilen Niveaus die anderer angeregter Zustände um mehrere Größenordnungen, so daß die Anwesenheit von Metastabilen die Berechnung der Besetzungsdichteverteilung einer Spezies deutlich erschwert.

Daß Interkombinationsübergänge nicht beobachtet werden, zeigt anschaulich, daß eine Änderung des Spins auch bei Änderung der übrigen Quantenzahlen sehr unwahrscheinlich ist [Fin 58]. Dies spiegelt sich auch in den Wirkungsquerschnitten für Elektronenstoßanregung von Singulett- und Tripletttermen aus dem Grundzustand wider. Der Übergang vom Grundzustand zu Zuständen des Triplettsystems ist mit einer Änderung der Spins verbunden. Dieser Prozeß ist nur durch den Austausch eines der He-Elektronen durch das Projektilelektron möglich. Ein derartiger Übergang erfordert aber deutlich mehr Zeit als ein Elektronenstoßübergang ohne Spinänderung und ist daher nur für Elektronenergien möglich, die sich nur wenig von der Grenzenergie des entsprechenden Übergangs unterscheiden ($E \approx |E_k - E_i|$). Die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand zu Triplettzuständen trägt demzufolge Resonanzcharakter [Joh 64], für $E \gg |E_k - E_i|$ verhält sich der Wirkungsquerschnitt wie $\sigma_{1k} \sim E^{-3}$. Die Anregungsquerschnitte für Elektronenstoßanregung von Singulett-niveaus aus dem Grundzustand zeigen dagegen einen deutlich flacheren Verlauf $\sigma_{1k} \sim \ln E \cdot E^{-1}$ (Dipolübergänge) bzw. $\sigma_{1k} \sim E^{-1}$ ($\Delta l \neq \pm 1$) [Sob 79]. Dieses Verhalten spiegelt sich auch in den Ratenkoeffizienten wider. In Abb. 2.2 sind die typischen Temperaturverläufe der Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand für einige ausgewählte Singulett- und Triplettterme dargestellt. Intensitätsverhältnisse von Singulett- und Triplettlinien des HeI sollten sich demzufolge besonders gut zur Bestimmung der Elektronentemperatur

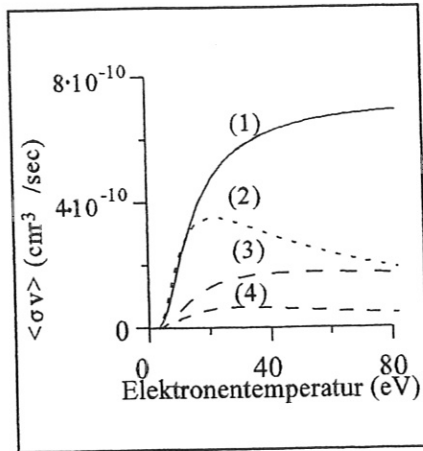


Abb. 2.2:

Temperaturabhängigkeit der Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand der HeI-Singulett- und Triplettzustände:

(1) $1^1S - 2^1S$, (2) $1^1S - 2^3S$, (3) $1^1S - 3^1S$, (4) $1^1S - 3^3S$

eigenen. Erstmals wurde diese Methode der T_e -Bestimmung 1955 von Cunningham [Cun 55] vorgeschlagen. In den nachfolgenden Jahren gab es eine Reihe experimenteller Arbeiten, in denen die Cunningham-Methode an Plasmen unterschiedlicher Parameter angewandt wurde [Dra 67, Sch 70, Sow 64, Vri 66]. Diese Studien zeigten, daß zur Bestimmung der HeI-Besetzungsdichten selbst für sehr geringe Elektronendichten ($n_e \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) nicht von einer Korona-Verteilung ausgegangen werden kann. Linienverhältnisse von Singulett- und Triplettlinien sind danach durchaus nicht unabhängig von der Elektronendichte. Aus

$$\sum_{j \neq k} \langle \sigma_{kj} \cdot v \rangle n_e \ll \sum_{j < k} A_{kj} \quad (2.15)$$

erhält man die Anwendbarkeitsbedingung für die Koronaverteilung:

$$n_e \ll n_e^{**} = \frac{\sum_{j < k} A_{kj}}{\sum_{j \neq k} \langle \sigma_{kj} \cdot v \rangle} \quad (2.16)$$

Hieraus ist zu ersehen, daß die Besetzungsdichte metastabiler Zustände (mit $A_{kj} = 0$) selbst für kleine Elektronendichten von einer Koronaverteilung abweicht. Das gleiche trifft für solche Zustände zu, für die der Übergang zum Grundzustand optisch verboten, zum metastabilen Niveau aber erlaubt ist, so daß die Anregung durch Elektronenstöße maßgeblich aus dem metastabilen Zustand erfolgt, wie es z.B. für die n^3P -Zustände des Heliums der Fall ist. Desweiteren liegen die Niveaus mit der Hauptquantenzahl $n = 4$ energetisch so eng benachbart, daß hier ein starker Stoßaustausch angeregter Niveaus untereinander auftritt [Dra 67]. Elektronenstoßbedingte Übergänge $4^1F \rightarrow 4^3F$ und bei höheren Elektronendichten $n_e > 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ auch $3^1D \rightarrow 3^3D$ schaffen somit eine Kopplung von Singulett- und Triplettssystem, so daß auf diesem Wege die relative Überbesetzung des Triplettsystems abgebaut wird.

Um nun die Plasmamparameter aus relativen Linienintensitäten bestimmen zu können, ist es also selbst für kleine Elektronendichten ($n_e \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) notwendig, von einem *Stoß-Strahlungs-Modell* auszugehen, welches neben Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand und spontaner Emission auch den Stoßaustausch angeregter Zustände untereinander berücksichtigt.

Man erhält somit ein System gekoppelter Ratengleichungen, wobei sämtliche Zustände bis zu einer bestimmten Hauptquantenzahl berücksichtigt werden müssen. Diese obere Grenze ergibt sich dadurch, daß für eine gegebene Elektronendichte immer ein Energiezustand mit der Hauptquantenzahl n^B des zu untersuchenden Atoms existiert, so daß die Besetzungsdichteverteilung aller energetisch höher gelegenen Zustände $n > n^B$ durch die Boltzmann-Verteilung beschrieben werden kann. Dabei erhält man die Bedingungen einer partiellen Boltzmann-Verteilung vom Term n^B an aufwärts aus

$$\sum_{k \neq n^B} \langle \sigma_{n^B k} \cdot v \rangle n_e > \sum_{k < n^B} A_{n^B k} \quad (2.17)$$

Nach Griem [Gri 63] ist dies der Fall, wenn

$$n_e \geq 7.4 \cdot 10^{18} \frac{z^7}{n^{B \frac{17}{2}}} \left(\frac{k_B T_e}{U_H z} \right)^{\frac{1}{2}} \quad [\text{cm}^{-3}] \quad \text{mit} \quad U_H z = z^2 U_H \quad (2.18)$$

($U_H = 13.6$ eV - Ionisierungsenergie des Wasserstoffatoms, z - die effektive Kernladungszahl des betreffenden Atoms). Für Elektronendichten von $n_e > 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ erhält man für eine Elektronentemperatur von $T_e = 10$ eV aus (2.18), so daß für Niveaus mit der Hauptquantenzahl $n > n^B = 6.5$ von einer Boltzmann-Verteilung ausgegangen werden kann. Das zu betrachtende Gleichungssystem umfaßt also alle Energiezustände mit den Hauptquantenzahlen $n \leq 6$. Für welche Hauptquantenzahlen Terme mit unterschiedlichen Bahndrehimpulsquantenzahlen nicht separat behandelt werden müssen, erhält man aus

$$\sum_l \langle \sigma_{ll'} \cdot v \rangle n_e \gg \sum_{k < l} A_{lk} \quad (2.19)$$

wobei l und l' Zustände mit derselben Hauptquantenzahl bezeichnen. Die Bedingung (2.19) bedeutet, daß die Elektronenstoßkopplung der Zustände mit der gleichen Hauptquantenzahl untereinander stark genug ist, um eine relative Besetzungsdichte dieser Zustände, proportional ihren statistischen Gewichten, zu gewährleisten. In diesem Fall hängt nur noch die Summe der Besetzungsdichten von Zuständen mit gleicher Hauptquantenzahl von der Elektronentemperatur und der Elektronendichte ab, so daß diese Niveaus in der numerischen Behandlung zusammengefaßt werden können. Stoßquerschnitte für Elektronenstoßübergänge zwischen Zuständen mit der gleichen Hauptquantenzahl sind bisher nur bis zur Hauptquantenzahl $n = 4$ veröffentlicht worden [Abr 87]. Im Abschnitt 5.2 dieser Arbeit wird jedoch gezeigt, daß bei der hier realisierten Anwendung der He-Strahl-Diagnostik an einer Wasserstoffentladung mit typischen Elektronendichten $n_e = (1 \cdot 10^{12} - 1 \cdot 10^{13}) \text{ cm}^{-3}$ und Elektronentemperaturen von $T_e = (5-15)$ eV die Intensitäten von Strahlungsübergängen, die von Zuständen mit der Hauptquantenzahl $n = 5$ ausgehen, sich verhalten wie die statistischen Gewichte dieser Niveaus. Somit ist eine Vernachlässigung der Aufspaltung in Unterniveaus für Zustände mit den Hauptquantenzahlen $n = 5$ und $n = 6$ gerechtfertigt.

Die Berechnung der Ratenkoeffizienten erfolgt durch Integration der Wirkungsquerschnitte für den entsprechenden Elektronenstoßprozeß über die Maxwell-Verteilungsfunktion $f(v)$ der Elektronen (2.7) Die Genauigkeit der unter Verwendung der so berechneten Ratenkoeffizienten ermittelten Besetzungsdichten hängt stark davon ab, inwieweit die Annahme einer Maxwell-

Verteilung wirklich gerechtfertigt ist. Abweichungen von der Maxwell-Verteilung werden maßgeblich durch zwei Prozesse bedingt:

1. Die von den Elektronen im elektrischen Feld pro mittlere freie Weglänge aufgenommene Energie ist nicht klein gegen die mittlere thermische Energie der Elektronen.
2. Die Anzahl von unelastischen Stößen ist nicht klein gegen die Anzahl elastischer Stöße und die den Elektronen durch unelastische Stöße verlorengelungene Energie wird nicht durch "Stöße zweiter Art" (d. h. Abregungsstöße) kompensiert.

Untersuchen wir nun genauer, inwieweit in einem Wasserstoffplasma des Plasmagenerators Abweichungen der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Elektronen von einer Maxwell-Verteilung auftreten können. Eine ausführliche Beschreibung der Apparatur erfolgt im Abschnitt 5.1, daher soll hier nur auf einige wesentliche Punkte eingegangen werden. Das Plasma wird in einer unselbständigen Entladung zwischen einer geheizten Kathode und einer Hohlanode erzeugt und strömt aufgrund des Druckgradienten aus dem Kathodenraum $p_K \approx 10^{-2}$ mbar durch die Hohlanode in den Targetraum $p_T \approx (10^{-3} - 10^{-4})$ mbar. Der Meßort befindet sich im Targetraum. Der Abstand zur Anode beträgt 1,2 m. In axialer Richtung wird das Plasma durch eine Neutralisatorplatte begrenzt. Da diese in den hier beschriebenen Untersuchungen elektrisch isoliert war ("floating potential"), wird das Plasma im Targetraum nicht durch ein äußeres elektrisches Feld beeinflusst. Die Störungen der Maxwell-Verteilung, die in dem Bereich zwischen Kathode und Anode durch elektrische Felder auftreten können, haben dann keinen Einfluß mehr auf die Verteilungsfunktion am Meßort, wenn die Stoßzeit τ_{ee} für elastische Elektronen-Elektronstöße klein ist im Vergleich zur Flugzeit τ_F der Elektronen von der Anode zum Meßvolumen. Da die Elektronen im quasineutralen Plasma an die Ionenbewegung gebunden sind, erhält man τ_F aus $\Delta r / v_{ion}$, wobei der Abstand zwischen Anode und Meßvolumen $\Delta r \approx 1,2$ m ist und die Driftgeschwindigkeit der Elektronen durch die Ionenschallgeschwindigkeit gegeben ist. Somit ist

$$\tau_F = \frac{\Delta r}{\sqrt{\frac{k_B T_e + 3k_B T_i}{m_H}}} \approx 1,8 \cdot 10^{-5} \text{ s} \quad (2.20)$$

Die Stoßzeit für elastische Elektronen-Elektronstöße τ_{ee} ist gleich $1/v_{ee}$, wobei sich die Stoßfrequenz für elastische Stöße geladener Teilchen nach Hinton [Hin 83] berechnen läßt:

$$v_{ab} = \frac{16\sqrt{\pi}}{3} \frac{1}{m_a} \left(\frac{1}{m_a} + \frac{1}{m_b} \right) \frac{e_a^2 e_b^2 \ln \Lambda}{(4\pi\epsilon_0)^2 (v_a^2 + v_b^2)^{3/2}} n_b \quad (2.21)$$

Hier sind m_a, m_b - die Massen der Teilchen der Sorte a und b, e_a, e_b - ihre Ladungen und v_a, v_b - ihre thermischen Geschwindigkeiten. Für Elektronen-Elektronstöße erhält man hieraus

$$v_{ee} = \frac{4\sqrt{\pi}}{3} \frac{1}{\sqrt{m_e}} \frac{e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{\ln \Lambda}{(k_B T)^{3/2}} n_e$$

Der Coulomb-Logarithmus $\ln\Lambda$ ergibt sich für Elektronen-Elektronstöße aus $\ln\Lambda = 14,9 - 0,5 \ln n_e [10^{20} \text{m}^{-3}] + \ln T_e [\text{keV}]$. Für $T_e = 10 \text{ eV}$ und $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ist also $\ln\Lambda = 12,6$. Unter Verwendung von (2.21) erhält man nun $\tau_{ee} \approx 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ s} \ll \tau_F$.

Hinsichtlich der zweiten Bedingung kann man zunächst einmal davon ausgehen, daß unelastische Stöße nicht durch Stöße zweiter Art kompensiert werden, da dies gleichbedeutend wäre mit der Existenz einer Boltzmann-Verteilung. Wie weiter oben bereits gezeigt wurde, wären dazu weit höhere Elektronendichten erforderlich, als für die hier untersuchten Plasmen typisch sind. Die Anzahl der Elektronen-Elektronstöße muß also groß sein gegen die Anzahl der unelastischen Stöße. In den hier untersuchten Wasserstoffplasmen spielen dabei Elektronenstoßanregungsprozesse aus dem Grundzustand die entscheidende Rolle, da dieser gegenüber den angeregten Zuständen mit Abstand am stärksten besetzt ist. Wählt man aus diesen Prozessen den mit dem größten Wirkungsquerschnitt, so erhält man für die Elektronentemperatur $T_e = 10 \text{ eV}$ und einem für die hier untersuchten Plasmen typischen Neutralgasdruck $p_T = 5 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$

$$\tau_{\text{inel}} = \frac{1}{n_{1s} \langle \sigma_{1s \rightarrow 2p} \cdot v \rangle} \geq \frac{1}{n_H \langle \sigma_{1s \rightarrow 2p} \cdot v \rangle} = \frac{k_B T_H}{p_T \langle \sigma_{1s \rightarrow 2p} \cdot v \rangle} \approx 2,4 \cdot 10^{-5} \text{ s} \quad (2.22)$$

Der Ratenkoeffizient wurde der Arbeit von Janev et al. [Jan 87] entnommen. Für die Temperatur des neutralen Wasserstoffs wurde hier $T_H = 400 \text{ K}$ angenommen. Dieser Wert entspricht der Temperatur der Gefäßwände, die sich aus kalorimetrischen Messungen ergab und in jedem Fall nicht höher sein kann als die tatsächliche Temperatur des Wasserstoffs. Vergleicht man nun die so bestimmte untere Grenze der Stoßzeit für inelastische Stöße mit τ_{ee} , so ist $\tau_{\text{inel}} \gg \tau_{ee}$. Damit sollten die Störungen der Maxwell-Verteilung aufgrund inelastischer Stöße mit Wasserstoffatomen vernachlässigbar sein. Die Berechnung der Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung des Heliums durch Intergration der Wirkungsquerschnitte über die Maxwell-Verteilungsfunktion der Elektronen ist damit gerechtfertigt.

2.2 Das Ratengleichungssystem für den Heliumstrahl

Resümiert man die im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Überlegungen zur Besetzungsdichteverteilung der Heliumatome, so erhält man für die unteren N gebundenen Energiezustände mit den Hauptquantenzahlen $n \leq 6$ ein System von $N = 21$ gekoppelten Ratengleichungen. Zur Vereinfachung der Schreibweise werden im folgenden die Heliumzustände nach ihrem energetischen Abstand zum Grundniveau geordnet und entsprechend numeriert. So werden beispielsweise der Grundzustand mit $k = 1$, der metastabile Triplettzustand mit $k = 2$ etc. bezeichnet. Die Zustände mit den Hauptquantenzahlen $n = 5$ und $n = 6$ werden jeweils zusammengefaßt und erhalten die Nummern $k = 20$ und $k = 21$. Eine Übersicht über alle berücksichtigten HeI-Zustände kann der Tabelle A.1 des Anhangs entnommen werden. In den Ratengleichungen werden für einen gegebenen Zustand k die folgenden Prozesse mit den dazugehörigen Ratenkoeffizienten berücksichtigt:

- Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand ($n_1 n_e \langle \sigma_{1k} \cdot v \rangle$) und Elektronenstoßabregung in den Grundzustand ($n_k n_e \langle \sigma_{k1} \cdot v \rangle$)
- Elektronenstoßübergänge zwischen angeregten Zuständen ($n_k n_e \langle \sigma_{kj} \cdot v \rangle$ und $n_j n_e \langle \sigma_{jk} \cdot v \rangle$)

- Elektronenstoßionisation ($n_k n_e \langle \sigma_k^{\text{ion}} \cdot v \rangle$)
- Spontane Emission ($n_k A_{kj}$)
- Reabsorption von Resonanzstrahlung ($(1-\Lambda_{kj}) A_{kj} n_k$); hierbei ist Λ_{kj} der Reduktionskoeffizient [Dra 70], der mit der optischen Dicke τ_{kj} durch die folgende Relation verbunden ist

$$\Lambda_{kj} \cong e^{-\tau_{kj}} = e^{-\int n_j \langle \sigma_{kj}^{\text{abs}} \rangle dl} \cong e^{-n_j \langle \sigma_{kj}^{\text{abs}} \rangle L} \quad (2.23)$$

L ist hier eine charakteristische Länge, die die Ausdehnung des Plasmas charakterisiert und $\langle \sigma_{kj}^{\text{abs}} \rangle$ steht für den über die Frequenz gemittelten Absorptionsquerschnitt, der sich für ein Dopplerprofil aus

$$\langle \sigma_{kj}^{\text{abs}} \rangle \cong \frac{1}{2} \frac{\sqrt{\pi} e_0^2}{m_e c} \sqrt{\left(\frac{m}{2k_B T} \right)} \cdot \lambda_{jk} f_{jk} = 5,13 \cdot 10^{-14} \lambda_{jk} [\text{nm}] f_{jk} \sqrt{\left(\frac{M}{T[\text{K}]} \right)} \text{ cm}^2 \quad (2.24)$$

mit der Wellenlänge λ_{jk} und Absorptionsoszillatorstärke f_{jk} des Übergangs $j \rightarrow k$ ergibt. Hierbei sind M - die relative Atommasse und T - die Temperatur. Optisch dickes Plasma entspricht also dem Fall $\Lambda_{kj} = 0$, für optisch dünnes Plasma gilt $\Lambda_{kj} = 1$.

- Dreierstoßrekombination ($n^{\text{ion}} n_e^2 \alpha_k$), sowie dielektronische und Strahlungsrekombination ($n^{\text{ion}} n_e \beta_k$).

Die Besetzungsdichten der Zustände mit $n > 6$, relativ zum Zustand $n = 6$ ($k = 21$), werden durch die Boltzmann-Verteilung beschrieben.

Somit erhält man die folgenden Gleichungen zur Beschreibung der Besetzungsdichteverteilung von He-Atomen

$$\begin{aligned} \frac{dn_k}{dt} = & \sum_{j=k} \langle \sigma_{jk} \cdot v \rangle n_e n_j + \sum_{j>k} A_{jk} n_j + \sum_{j<k} (1 - \Lambda_{kj}) A_{kj} n_k + \alpha_k n^{\text{ion}} n_e^2 + \beta_k n^{\text{ion}} n_e \\ & - \left(\langle \sigma^{\text{ion} k} \cdot v \rangle + \sum_{j=k} \langle \sigma_{kj} \cdot v \rangle \right) n_e n_k - \sum_{j<k} A_{kj} n_k - \sum_{j>k} (1 - \Lambda_{jk}) A_{jk} n_j \end{aligned} \quad (2.25)$$

für $n \leq 6$ und

$$\frac{n_k}{n_{21}} = \frac{g_k}{g_{21}} e^{-\frac{E_k - E_{21}}{k_B T_e}} \quad (2.26)$$

für Zustände k mit den Hauptquantenzahlen $n > 6$.

In Heliumplasmen und H_2 -Plasmen mit He-Anteil (z.B. Fusionsplasmen) treten mitunter jedoch erhebliche Abweichungen von der durch (2.25) und (2.26) beschriebenen Besetzungsdichtever-

teilung auf, siehe z. B. [Joh 69, Sho 72, Kit 72]. Insbesondere kann der Ionisationsgrad in wandnahen Plasmagebieten weit unter dem liegen, der bei der gegebenen Elektronentemperatur nach der Saha-Boltzmann-Gleichung zu erwarten wäre, da Elektronenstoßionisation in erster Linie nicht durch Volumenrekombination, sondern durch Wandrekombination und Recycling kompensiert wird [Ber 69]. Das bedeutet, daß Diffusionsprozesse eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielen und somit berücksichtigt werden müssen. Unter den Volumenrekombinationsprozessen spielen bei den hier behandelten dünnen Plasmen die dielektronische und Strahlungsrekombination die entscheidende Rolle. In Fusionsplasmen muß zusätzlich zu diesen Prozessen der Strahlungsaustausch berücksichtigt werden. Die dielektronische Rekombination erfolgt mit großer Wahrscheinlichkeit in hochangeregte Zustände [Sob 79] und führt damit über Kaskadenprozesse zur Bildung von Metastabilen, wogegen Rekombination an den Wänden in den HeI-Grundzustand erfolgt, so kann man erkennen, daß Diffusionsprozesse die relative Konzentration von Helium im Grundzustand und in metastabilen Zuständen beeinflussen und demzufolge nicht vernachlässigt werden dürfen. Die Besetzungsdichteverteilung hängt in diesem Fall stark von den Randbedingungen ab (Entladungsgeometrie, Magnetfeldkonfiguration etc.).

Injiziert man stattdessen Helium in Form eines Neutralgasstrahls ins Plasma und wählt man zudem die Strahlachse senkrecht zum Magnetfeld, so verlassen die durch Elektronenstoßionisation gebildeten He-Ionen den Strahl infolge von Impulsübertrag durch Wasserstoffionen, die sich parallel zum Magnetfeld mit nahezu Ionenschallgeschwindigkeit bewegen. Um zu zeigen, daß Rekombinationsprozesse vernachlässigbar sind, müssen die entsprechenden Zeitkonstanten für elastische Heliumionen-Protonenstöße τ_{elast} und Rekombination τ_{rek} verglichen werden. Man kann zeigen, daß in Plasmen mit niedrigen Elektronendichten ($n_e \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) Dreierstoßrekombination im Vergleich zur Strahlungsrekombination eine deutlich geringere Rolle spielt. Für $T_e = 10 \text{ eV}$ und $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ist nach Fujimoto [Fui 78] $\langle \sigma_{\text{rek}} \cdot v \rangle \leq 10^{-13} \text{ cm}^3 / \text{s}$. Man erhält also

$$\tau_{\text{rek}} = \frac{1}{n_e \langle \sigma_{\text{rek}} \cdot v \rangle} \geq 10 \text{ s}$$

Die Zeitkonstante τ_{ii} für elastische Heliumionen-Protonenstöße läßt sich aus der Gleichung (2.21) berechnen. Dabei erhält man den Coulomb-Logarithmus $\ln \Lambda$ für $T_i \geq 1 \text{ eV}$ aus $\ln \Lambda = (17,3 - 0,5 \ln n_e [10^{20} \text{ m}^{-3}] + 1,5 \ln T_e [\text{keV}]) = 9,2$. Die reduzierte Masse m_{ii} ist in diesem Fall $m_{ii} = m_i m_p / (m_i + m_p) = 4 / 5 m_p$. Somit ergibt sich

$$\tau_{\text{elast}} = \frac{1}{v_{ii}} = \frac{3}{4\sqrt{2}\pi} \frac{m_i}{\sqrt{m_{ii}}} \frac{(4\pi\epsilon_0)^2}{e_i^2 e_p^2} \frac{1}{\ln \Lambda} (k_B T_i)^{3/2} \frac{1}{n_p} \leq 4,1 \cdot 10^{-6} \text{ s}$$

womit die Bedingung $\tau_{\text{rek}} \gg \tau_{\text{elast}}$ erfüllt ist. Das bedeutet, daß Heliumionen aufgrund von elastischen Stößen mit Protonen den Strahl verlassen, ohne zu neutralem Helium zu rekombinieren. Die typischen freien Weglängen τ_{rek} / u betragen bei einer Geschwindigkeit des Strahls $u \approx 10^5 \text{ cm} / \text{s}$ einige Millimeter. In diesem Fall läßt sich das Ratengleichungssystem (2.25) also dahingehend vereinfachen, daß Rekombinationsprozesse aufgrund der Strahlgeometrie vernachlässigt werden können. Ein Vergleich der typischen Stoßzeiten für Elektronenstoßübergänge zwischen angeregten Zuständen $\tau_{\text{inel}} \approx 10^{-6} \text{ s}$ mit der Zeitkonstanten für elastische Helium-Protonenstöße, die nach Ardenne [Ard 79] im Bereich $\tau_{\text{He,p}} \approx 10^{-4} \text{ s}$ liegt, zeigt, daß die elastische Streuung der Heliumatome an Hintergrundionen zu einer allmählichen Abschwächung des Neutralgasstrahls führt, wogegen die Ionisation einen sofortigen Verlust des betroffenen Atoms bewirkt. Verglichen mit der Ionisation ist dieser Verlustprozeß jedoch in erster Näherung

unabhängig vom Anregungszustand des Heliumatoms und kann somit zunächst vernachlässigt werden.

Betrachten wir nun anhand der Gleichungen 2.23 und 2.24, in welchen Fällen die Reabsorption von Resonanzstrahlung berücksichtigt werden muß. Bei den hier untersuchten Anwendungen der He-Strahl-Diagnostik liegen die He-Dichten im Strahl bei $n_{\text{He}} < 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Berechnet man nun nach Gleichung den mittleren Absorptionswirkungsquerschnitt für den HeI-Resonanzübergang $1s \ ^1S \rightarrow 1s2p \ ^1P$ ($\lambda = 58,43 \text{ nm}$, $f = 0,276$), so erhält man unter der Annahme, daß die räumliche Ausdehnung des Heliumstrahls im cm-Bereich liegt und die Strahltemperatur etwa 300 K beträgt:

$$\Lambda = e^{-n_{\text{He}} \langle \sigma^{ab} \rangle L} \geq 0,9$$

Unter diesen Verhältnissen kann die Reabsorption von Resonanzstrahlung vernachlässigt werden. Sie gewinnt erst bei Heliumdichten oberhalb 10^{13} cm^{-3} an Bedeutung. Für den thermischen Heliumstrahl erhält man also zur Berechnung der Besetzungsdichten der Heliumatome das folgende Ratengleichungssystem

$$\frac{dn_k}{dt} = \sum_{j \neq k} \langle \sigma_{jk} \cdot v \rangle n_e n_j + \sum_{j > k} A_{jk} n_j - \left(\langle \sigma^{\text{ion}_k} \cdot v \rangle + \sum_{j \neq k} \langle \sigma_{kj} \cdot v \rangle \right) n_e n_k - \sum_{j < k} A_{kj} n_k, \quad k = 1 \dots 21 \quad (2.27)$$

mit den Anfangsbedingungen

$$n_1|_{t=0} = n_{\text{He}}$$

$$n_k|_{t=0} = 0, \quad k > 1 \quad (2.28)$$

Die Gleichungen (2.27) und (2.28) lassen sich übersichtlich in vektorieller Form darstellen:

$$\frac{d\vec{n}}{dt} = \hat{A} \cdot \vec{n} \quad \text{mit} \quad \vec{n}|_{t=0} = n_{\text{He}} \vec{1} \quad (2.29)$$

mit der Übergangsmatrix \hat{A} und dem Vektor der Besetzungsdichten

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} n_1 \\ \vdots \\ n_N \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \hat{A} = \begin{pmatrix} a_{11}(T_e, n_e) & \dots & a_{1N}(T_e, n_e) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{N1}(T_e, n_e) & \dots & a_{NN}(T_e, n_e) \end{pmatrix}$$

Hierbei ist $\vec{1} = (1, 0, \dots, 0)$ - der Einheitsvektor der Dimension N. Wird dieses Gleichungssystem auf die Wechselwirkung eines Heliumstrahls mit den Plasmabestandteilen angewendet, ist

$$\frac{d\vec{n}}{dt} = \frac{\partial \vec{n}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{n}$$

Deutliche Vereinfachungen lassen sich vornehmen, wenn man von der *stationären* Ausbreitung ($\partial / \partial t = 0$) ausgeht. Wählt man das Koordinatensystem so, daß die z-Achse mit der Strahlachse übereinstimmt, so erhält man in diesem Fall

$$\frac{\partial \vec{n}}{\partial z} = \frac{1}{u} \hat{A} \cdot \vec{n} \quad \text{mit} \quad \vec{n}|_{z=0} = n_{\text{He}} \vec{1} \quad (2.30)$$

Wenn sich nun jedoch der Strahl nicht durch *eine* Geschwindigkeit u beschreiben läßt, sondern durch eine breite Geschwindigkeitsverteilung charakterisiert wird, so muß das Gleichungssystem für mehrere Teilstrahlen gelöst werden, wie dies in der Arbeit von B. Brosda [Bro 92] gezeigt wurde. Ein derartiges Verfahren erfordert einen hohen Rechenaufwand. Ein monoenergetischer Neutralteilchenstrahl erleichtert also wesentlich das Auswerteverfahren.

Die Lösung des Differentialgleichungssystem läßt sich mit numerischen Methoden realisieren. In den Arbeiten von B. Brosda [Bro 90, Bro 93] wurde ein Runge-Kutta-Verfahren verwendet, welches in erster Linie auf hohe Rechengeschwindigkeit orientiert war. Die in dieser Arbeit verwendeten Ratenkoeffizienten wurden den Publikationen von V. A. Abramov et al. [Abr 87], T. Kato [Kat 89] und R. K. Janev [Jan 87] entnommen. Da jedoch nur die Energiezustände bis zur Hauptquantenzahl $n = 4$ berücksichtigt wurden, traten besonders im Triplettsystem nicht vernachlässigbare Fehler bei der Berechnung der Besetzungsdichten auf. Das Singulettssystem wird durch seine starken Strahlungsübergänge zum Grundzustand deutlich schwächer durch den Stoßausaustausch mit den Zuständen $n = 5$ und $n = 6$ beeinflusst als das Triplettsystem. Berechnet man unter Einbeziehung der Zustände $n = 5$ und $n = 6$ die prozentualen Anteile verschiedener Prozesse an der Entvölkerung der Zustände mit $n = 4$ (siehe Abb. 2.6), so erhält man, daß für $T_e = 10$ eV und $n_e = 10^{12}$ cm⁻³ die Zustände mit der Hauptquantenzahl $n = 4$ zwischen 2 % (1s4p|¹P) und 21 % (1s4f|³F) durch Stoßübergänge nach $n = 5$ entvölkert werden. Der Anteil der Elektronenstoßübergänge nach $n = 6$ beträgt nur zwischen < 1 % (1s4p|¹P) und 4 % (1s4f|³F). Der Einfluß der Wechselwirkungsprozesse mit den Zuständen $n \geq 7$ liegt für alle Zustände $n \leq 4$ im Bereich < 1 % und kann demzufolge vernachlässigt werden. Innerhalb der Zustände $n = 5$ und $n = 6$ erfolgt ein schneller Stoßausaustausch und nachfolgend die Entvölkerung durch Elektronenstoßprozesse und spontane Emission. Die Vernachlässigung der Wechselwirkungsprozesse mit den Zuständen $n = 5$ und $n = 6$ führt bei der Berechnung der Besetzungsdichten der Zustände mit der Hauptquantenzahl $n = 4$ zu Fehlern bis zu 23 %. Mit steigender Elektronendichte nimmt die Elektronenstoßkopplung zwischen angeregten Zuständen noch zu, so daß für $n_e = 10^{13}$ cm⁻³ sogar Fehler > 50 % auftreten können. Bei der Analyse der atomaren Daten im Abschnitt 2.3. werden diese Fehler ausführlicher betrachtet.

In der vorliegenden Arbeit wurde zur Lösung des Gleichungssystems (2.27) ein erweitertes Euler-Cauchy-Verfahren angewandt, welches, um die gleiche Rechengenauigkeit wie ein Runge-Kutta-Verfahren zu erzielen, mit weit geringerer Schrittweite realisiert werden muß. Zur Analyse der Besetzungsverteilung im Hinblick auf eine Auswahl geeigneter Linienpaare zur Bestimmung von Elektronentemperatur und Elektronendichte und zur Untersuchung des Relaxationsverhaltens verschiedener Energiezustände bei T_e - und n_e -Fluktuationen liefert es jedoch ausreichend genaue Ergebnisse.

Betrachtet man die Relaxationszeiten verschiedener HeI-Energiezustände für $T_e \approx 10$ eV und $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, so stellt man fest, daß die Relaxationszeit des Grundzustandes τ_1 sehr viel größer ist als die der angeregten Zustände. Injiziert man Heliumatome im Grundzustand ins Plasma, so wird im Resultat von Elektronenstoßionisation die Besetzungsdichte des Grundzustandes mit einer Zeitkonstanten von $\tau_1 \sim 1/n_e \langle \sigma_1^{\text{ion}} \cdot v \rangle = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ s}$ stetig bis $n_1 = 0$ abnehmen, da Rekombinationsprozesse vernachlässigt werden. Die Elektronenstoßionisation angeregter Zustände hat auf die Relaxationszeit des Grundzustandes einen vernachlässigbar geringen Einfluß, da die Besetzungsdichten dieser Niveaus nur einige Promille der Grundzustandsdichte betragen. Für angeregte Zustände wird die Relaxationszeit durch die natürliche Lebensdauer bestimmt. Für das metastabile 2^1S - Niveau erfolgt die Entvölkerung durch Elektronenstöße zum Zustand 2^1P , der nach einer natürlichen Lebensdauer von 0,55 ns in den Grundzustand zerfällt, so daß der Ratenkoeffizient für Elektronenstoßanregung nach 2^1P das Relaxationsverhalten des metastabilen Singulettzustandes bestimmt und man

$$\tau_3 = \frac{1}{n_e \langle \sigma_{35} \cdot v \rangle} = 4 \cdot 10^{-7} \text{ s} \quad \text{erhält.}$$

Das metastabile Triplettniveau wird zu 85 % durch Elektronenstoßanregung zu anderen Triplettzuständen und zu 15 % durch Elektronenstoßionisation entvölkert. Abgesehen von dem geringen Anteil an Übergangsprozessen, die über hohe Anregungszustände (4^3F , $n = 5$ und $n = 6$) zum Grundzustand führen, erfolgt die Entleerung des Triplettsystems als Ganzes durch Elektronenstoßionisation, so daß das Zeitverhalten des metastabilen Triplettzustandes durch die folgende Größe bestimmt wird:

$$\tau_2 \approx \frac{1}{n_e \sum_i \langle \sigma_i^{\text{ion}} \cdot v \rangle \frac{n_i}{\sum_i n_i}} = 10^{-6} \text{ s} \quad ,$$

wobei sich die Summation \sum_i über alle Triplettzustände erstreckt.

Der Faktor $n_i / \sum_i n_i$ stellt eine Wichtung über die Besetzungsdichten der Triplettzustände dar. Er kann näherungsweise bestimmt werden durch die vereinfachende Annahme der Besetzung durch Stoßanregung aus dem Grundzustand und Ionisation bzw. Ionisation und spontaner Emission. Dies führt auf die Beziehungen

$$n_2 \approx \langle \sigma_{12} \cdot v \rangle / \langle \sigma_2^{\text{ion}} \cdot v \rangle$$

$$n_i \approx n_e \langle \sigma_{1i} \cdot v \rangle / \left(\sum_{k < i} A_{ik} + n_e \langle \sigma_i^{\text{ion}} \cdot v \rangle \right).$$

Die Relaxationszeiten höher angeregter Zustände werden durch die spontane Emission bestimmt und liegen deutlich unter denen der metastabilen Niveaus. Es zeigt sich also, daß die Relaxationszeit des Grundzustandes die der angeregten Zustände um mehr als zwei Größenordnungen übersteigt.

Durch die Transformation über die Geschwindigkeit u des Neutralteilchenstrahls erhält man die Relaxationslängen $l^{\text{relax}} = u \tau$:

$$l_1^{\text{relax}} \approx 1\text{m} \quad \text{und}$$

$$l_2^{\text{relax}} \approx 1\text{mm}.$$

Dieses unterschiedliche Zeitverhalten des Grundzustandes und der angeregten Zustände ermöglicht es, bei der Bestimmung von Elektronentemperatur und -dichte aus HeI- Intensitätsverhältnissen von einer quasistationären Lösung des Ratengleichungssystems auszugehen, indem man zu relativen Besetzungsdichten $n_i^{\text{rel}} = n_i/n_1$ übergeht. Ersetzt man also in den Relationen (2.27) und (2.28) n_k durch $n_k^{\text{rel}} \cdot n_1$ und dividiert das transformierte Gleichungssystem durch n_1 , so erhält man die folgende Gleichung:

$$\frac{\vec{n}^{\text{rel}}}{n_1} \frac{dn_1}{dt} + \frac{d\vec{n}^{\text{rel}}}{dt} = \hat{A} \cdot \vec{n}^{\text{rel}}, \quad \text{mit } \vec{n}^{\text{rel}}|_{t=0} = \vec{1} \quad (2.31)$$

Vergleicht man die beiden Summanden auf der linken Seite, so liegt der erste in der Größenordnung n_i / τ_1 und ist deutlich kleiner (Faktor 10^{-3}) als der zweite ($\frac{dn_i}{dt} \approx \frac{n_i}{\tau_i}$) und kann somit

vernachlässigt werden.

Unter Berücksichtigung des im Experiment realisierbaren örtlichen Auflösungsvermögens $\delta l > l_i^{\text{rela}}$ ($i \geq 2$), liefert die stationäre Lösung des Gleichungssystems eine genügend genaue Beschreibung der Besetzungsdichteverteilung. Man erhält also ein homogenes Gleichungssystem von N Gleichungen für $N-1$ linear unabhängigen Variablen:

$$\boxed{\hat{A} \cdot \vec{n}^{\text{rel}} = \vec{0}} \quad (2.32)$$

Für die Besetzungsdichten ergibt das für Zeiten $t > \tau_1$ einen relativen Fehler $\delta n_k / n_k \sim t / \tau_1$, der gleich ist für alle angeregten Zustände, so daß bei der Berechnung von Intensitätsverhältnissen kein Fehler entstehen sollte, solange $t \ll \tau_1$ ist. Diese Bedingung ist dann erfüllt, wenn die linearen Abmessungen des Beobachtungsvolumens parallel zur Strahlausbreitungsrichtung deutlich kleiner sind als die Relaxationslänge des Grundzustandes $l_1 = u \tau_1$. Für Elektronendichten $n_e \leq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ liefert die Lösung des Gleichungssystems (2.32) also eine ausreichend genaue Beschreibung der Besetzungsdichteverteilung der He-Atome des Neutralteilchenstrahls. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Anwendungen der He-Strahl-Diagnostik, die in Abschnitt 5 beschrieben werden, können wir uns daher auf die Lösung dieses Gleichungssystems beschränken. Für die Anwendung der Diagnostik in Plasmen höherer Dichte ($n_e \geq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) erweist sich allerdings die Lösung des zeitabhängigen Gleichungssystems als notwendig.

2.3 Die atomaren Daten

In die Lösung des Gleichungssystems (2.32) geht eine große Anzahl atomarer Daten ein. Der Fehler bei der Berechnung der funktionellen Abhängigkeit der Linienintensitäten von Elektronentemperatur und -dichte wird also entscheidend durch Ungenauigkeiten der Wirkungsquerschnitte und Übergangswahrscheinlichkeiten bestimmt. Deshalb sollen in diesem Abschnitt die in der Literatur verfügbaren Daten zusammengestellt und bewertet werden.

Eine Gegenüberstellung der Ergebnisse der Modellrechnungen unter Verwendung unterschiedlicher Datensätze mit den experimentellen Ergebnissen wird jedoch erst in Abschnitt 5.2. erfolgen. Die Bindungsenergien der energetischen Zustände E_k und die Übergangswahrscheinlichkeiten für spontane Emission A_{ik} sind mit hoher Genauigkeit bekannt. Sie wurden aus der Arbeit von Teodosiou [Teo 87] und Wiese [Wie 66] bezogen.

Weit größere Schwierigkeiten bereitet es, einen vollständigen Satz an Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßprozesse zur Verfügung zu stellen. Im nächsten Abschnitt wird gezeigt werden, daß die Besetzungsdichte angeregter Zustände bei Elektronendichten $n_e \approx 10^{11} - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ stark durch die Elektronenstoßkopplung angeregter Zustände untereinander bestimmt wird. Aber gerade die Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßübergänge zwischen angeregten Niveaus (ausgenommen der metastabilen Niveaus) wurden nur in einer geringen Anzahl theoretischer Arbeiten veröffentlicht, experimentelle Werte bezüglich dieser Daten existieren nicht.

Experimentelle Arbeiten über Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand und aus den metastabilen Zuständen stehen in weit geringerem Umfang als theoretische Arbeiten zur Verfügung und liefern nur für einige ausgewählte Elektronenenergien Meßwerte. Für die Anregung aus metastabilen Zuständen soll hier auf die Arbeit von de Heer et al. [Hee 77], sowie auf die Arbeiten von Gostev et al. [Gos 80] und Masing et al. [Maz 80], für Elektronenstoßübergänge aus dem Grundzustand auf die Arbeit von Heddle und Gallagher [Hed 89] verwiesen werden.

Berechnete Stoßquerschnitte sind durch die vom jeweiligen Autor verwendete Näherung auf einen bestimmten Bereich von Elektronentemperaturen beschränkt. So zeigen R-Matrix-Rechnungen für den Bereich unterhalb der Ionisierungsenergie gute Übereinstimmungen mit experimentellen Werten. In den Arbeiten von K. A. Berrington und P. M. J. Saway et al. [Sav 90, Ber 93] wurden auf der Grundlage einer 29-state R-Matrix-Rechnung die Stoßquerschnitte für Elektronenstoßübergänge zwischen den Zuständen bis zur Hauptquantenzahl $n = 4$ bestimmt. Für diese Berechnungen wurde von den Autoren ein Fehler von 10 % angegeben. Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßübergänge können hieraus für den Bereich $T_e < 3 \text{ eV}$ berechnet werden. Dieser Datensatz ist jedoch leider nicht vollständig. Es fehlen beispielsweise der die Besetzungsdichte des 3^1S - Zustandes wesentlich mitbestimmende Ratenkoeffizient $\langle \sigma_{7,11} \cdot v \rangle$ des Übergangs $3^1S - 3^1P$ sowie eine große Anzahl von Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßübergänge zwischen den Niveaus mit der Hauptquantenzahl $n = 4$.

Für hohe Elektronentemperaturen gewährleisten verschiedene Formen der Bornschen Näherung brauchbare Resultate [Bel 69, Och 64]. Für niedrige Elektronentemperaturen, insbesondere im Bereich des Maximums der Stoßquerschnitte, liefert die Bornsche Methode stark überhöhte Werte bei der Berechnung der Stoßquerschnitte [Sob 79], die sich für Übergänge aus dem Grundzustand durch eine zusätzliche Normierungsprozedur [Sea 61] korrigieren lassen.

In der Arbeit von Fujimoto [Fuj 78] wurden für eine große Anzahl von HeI-Übergängen aus dem Grundzustand und den metastabilen Niveaus auf der Grundlage der existierenden experimentellen Daten und berechneten Wirkungsquerschnitte semi-empirische Formeln zur Berechnung der Ratenkoeffizienten empfohlen. Diese Wirkungsquerschnitte und die entsprechenden Ratenkoeffizienten wurden in der Arbeit von Janev et al. [Jan 87] in geschlossener Form

publiziert.

Der einzige vollständige Satz von Ratenkoeffizienten für alle Energiezustände bis zur Hauptquantenzahl $n = 4$ wird in der Arbeit von Abramov et al. [Abr 87] angegeben. Deshalb wurde in der vorliegenden Arbeit von diesem Datensatz ausgegangen. Zur Berechnung dieser Stoßquerschnitte [Abr 87] wurde im Kurchatov-Institut Moskau das Programm 'ATOM' [Sob 79] entwickelt. Die Grundlage des Programms bilden verschiedene Formen der Bornschen Näherung unter Berücksichtigung der Austauschprozesse. Die Normierung erfolgte mit Hilfe der K-Matrix-Methode. An die berechneten Wirkungsquerschnitte wurde eine semi-empirische Fitfunktion in Anlehnung an die van Regemorter-Formel mit zwei Fitparametern angepaßt. Analog erhält man für die Ratenkoeffizienten [Abr 87]:

$$\langle \sigma_{kj} \cdot v \rangle = 10^{-8} \left(\frac{E_j}{2E_k} \right)^{3/2} \cdot \frac{Q}{2l_k + 1} \cdot e^{-\bar{\beta}} \cdot G(\beta) \left[\frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \right], \quad \bar{\beta} = \frac{\Delta E}{T_e} \quad (2.33)$$

mit $\beta = 2Ry / T_e$ ($Ry = 13,606 \text{ eV}$) und $\Delta E = E_k - E_j$, wobei E_j und E_k die Ionisierungsenergien des oberen und unteren Niveaus sind.

Der Faktor $G(\beta)$ wird für erlaubte Übergänge mit $\Delta S = 0$ zu

$$G(\beta) = \frac{A \cdot \sqrt{\beta} \cdot (1 + \beta)}{\beta + \chi} (1 + \alpha \cdot \beta)^{-1/2} \quad (2.34 \text{ a})$$

angegeben. Für spinverbotene Übergänge ($\Delta S \neq 0$) ist

$$G(\beta) = \frac{A \cdot \beta^{3/2}}{\beta + \chi} (1 + \alpha \cdot \beta)^{-1/2} \quad (2.34 \text{ b})$$

mit $\alpha = \Delta E / 2 Ry$. Die Fitparameter A und χ sind in der Arbeit [Abr 87] tabelliert. Der sogenannte Winkelfaktor Q ist für Übergänge mit $\Delta S = 0$ aus dem Grundzustand $Q = 2$ und aus den übrigen Zuständen $Q = 1$. Für $\Delta S = 1$ ist $Q = (2S_1 + 1) / 4$ (S_1 - Spin des Endzustandes), außer für spinverbotene Übergänge aus dem Grundzustand, hier ist $Q = 3/2$.

Da dieser Satz von Wirkungsquerschnitten auf der Grundlage der Bornschen Näherung berechnet wurde, die ja bekanntlich im Bereich hoher Elektronenenergien gute Übereinstimmung mit experimentellen Werten liefert, ist im unteren Energiebereich $E \approx \Delta E$ mit Abweichungen zu rechnen. Ein Vergleich mit den R-Matrix-Rechnungen sollte demnach wertvolle Hinweise auf eventuelle Fehlerquellen liefern. Aus diesem Grunde ist im Anhang eine umfassende Gegenüberstellung aller zur Verfügung stehenden Datensätze beigefügt. Vergleiche mit den R-Matrix-Rechnungen ergeben eine relativ gute Übereinstimmung ($\delta \leq 20\%$) für Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand zu angeregten S- und P-Zuständen, wogegen besonders optisch verbotene Übergänge zu den D- und F-Zuständen und für Elektronenstoßprozesse zwischen höher liegenden Zuständen erhebliche Abweichungen zwischen den Raten aus den Arbeiten [Abr 87] und [Ber 93] auftreten (teilweise bis zu 2 Größenordnungen).

Eine interessante Kombination der R-Matrix-Rechnungen für den Bereich geringer Elektronenenergien und der Bornschen Näherung unter Berücksichtigung von Austauschprozessen für den hochenergetischen Bereich sowie Meßwerten für mittlere Elektronenenergien stellen die von de Heer [Hee 92] empfohlenen Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung aus dem Grund-

zustand dar. Elektronenstoßübergänge zwischen angeregten Zuständen werden jedoch nicht betrachtet, so daß ein direkter Vergleich mit dem Datensatz von Abramov et al. nur bedingt möglich ist. Für die Berechnung der HeI-Besetzungsdichten im Fall geringer Elektronendichten $n_e < 10^{11} \text{cm}^{-3}$, wenn spontane Emission den dominierenden Anteil an der Depopulation angeregter Zustände hat, sollten diese Daten aufgrund der Einbeziehung der R-Matrix-Rechnungen die besseren Resultate liefern. Bei höheren Elektronendichten jedoch nimmt der Einfluß der Elektronenstoßentvölkerung zu, so daß die entsprechenden fehlenden Daten aus anderen Datensätzen ergänzt werden müßten. Dies wurde in der Arbeit von M. Brix [Bri 94] getan, in der bei der Berechnung der Besetzungsdichten die Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand aus [Abr 87] durch die entsprechenden Daten von de Heer ersetzt wurden. Bei dem Vergleich der somit berechneten Besetzungsdichten mit denen, die sich aus dem vollständigen Abramov-Datensatz ergaben [Abr 87], zeigten sich gravierende Abweichungen, insbesondere für die Besetzungsdichte des 3^1S -Zustandes (Ausgangszustand der Linie bei 728 nm). Diese konnten nur dadurch beseitigt werden, daß die die Entvölkerung des Zustandes bestimmende Rate (Elektronenstoßübergang $3^1\text{S}-3^1\text{P}$) willkürlich um den Faktor 3 verringert wurde.

Als weitere Möglichkeit der Korrektur der Abramov-Daten für den Fall geringer Elektronentemperaturen soll hier eine Einbeziehung der R-Matrix-Rechnungen von Berrington et al. betrachtet werden. Hierfür bietet es sich an, für die entsprechenden Ratenkoeffizienten nach einem Funktionsverlauf zu suchen, der eine Interpolation zwischen den R-Matrix-Rechnungen im Bereich $T_e < 3 \text{ eV}$ und den Abramov-Daten im Bereich hoher Elektronenenergien darstellt. Ein derartiges Interpolationsverfahren läßt sich leichter verwirklichen, wenn man von den Ratenkoeffizienten $\langle \sigma_{kj} \cdot v \rangle$ zu den sogenannten, über die Maxwell-Verteilung gemittelten Stoßstärken γ_{kj} ('collision strength') übergeht. Beide Größen sind durch die folgende Beziehung verbunden

$$\langle \sigma_{kj} \cdot v \rangle = \frac{8.63 \cdot 10^{-6} \gamma_{kj}}{g_k \sqrt{T[\text{K}]}} e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \left[\frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \right]$$

mit dem statistische Gewicht g_k des Zustandes k .

In diesen Datensatz gehen die Berrington-Daten vollständig und die Abramov-Daten oberhalb einer für den entsprechenden Übergang spezifischen Elektronentemperatur T_e^{min} ein. Das Problem besteht hierbei darin, eine minimale Elektronentemperatur T_e^{min} für die Richtigkeit der Abramov-Daten derart auszuwählen, daß sich in dem zu interpolierenden Energiebereich ein möglichst stetiger Funktionsverlauf der über die Maxwell-Verteilung gemittelten 'collision strength' $\gamma_{kj}^{\text{interpol}}$ ergibt. Für eine große Anzahl von Übergängen ist eine derartige Interpolation gut möglich, indem man $T_e^{\text{min}} = 10 \text{ eV}$ wählt. Abb. 2.3 zeigt zwei derartige Beispiele. Für diese Übergänge ist der relative Fehler der Ratenkoeffizienten innerhalb des zu interpolierenden Energiebereiches mit $\delta \leq 10\%$ einzuschätzen unter der Bedingung, daß die beiden verwendeten Datensätze keinen größeren in sich bergen. Die Abweichungen der von de Heer empfohlenen Daten sind mitunter jedoch beträchtlich (Faktor 3-4). Für einige Übergänge ist unter der Bedingung eines stetigen Funktionsverlaufes für $\gamma_{kj}^{\text{interpol}}$ eine derartige Prozedur nur möglich, indem man $T_{\text{min}} = 1000 \text{ eV}$ setzt (siehe hierzu Abb. 2.4). In einigen dieser Fälle scheint eine Berücksichtigung der Berrington-Daten nur möglich, wenn man einen Funktionsverlauf, parallel zu den Abramov-Daten, annimmt (Abb. 2.5). Für alle in der Arbeit von Saway und Berrington [Ber 93] veröffentlichten Übergänge wurde in der Tabelle A.3 diejenige minimale Elektronentemperatur T_{min} aufgeführt, für die ein derartiges Interpolationsverfahren möglich ist. Zusätzlich ist in der Tabelle das Verhältnis $\gamma_{kj}[\text{Abr 87}]/\gamma_{kj}[\text{Ber 93}]$ für eine Elektronentemperatur von $T_e = 3 \text{ eV}$ angegeben. Um den Einfluß einzelner Ratenkoeffizienten genauer charakterisieren zu können,

wurde für $T_e = 10$ eV der Faktor $\gamma_{kj}[\text{Abr } 87] / \gamma_{kj}^{\text{interpol}}$ berechnet (Tab. A.3) und der entsprechende Ratenkoeffizient um diesen Faktor verkleinert. Die unter Veränderung jeweils nur eines Ratenkoeffizienten berechneten Besetzungsdichten wurden mit denen verglichen, die man aus dem vollständigen Abramov-Datensatz erhält. Für die Fälle, in denen der entsprechende

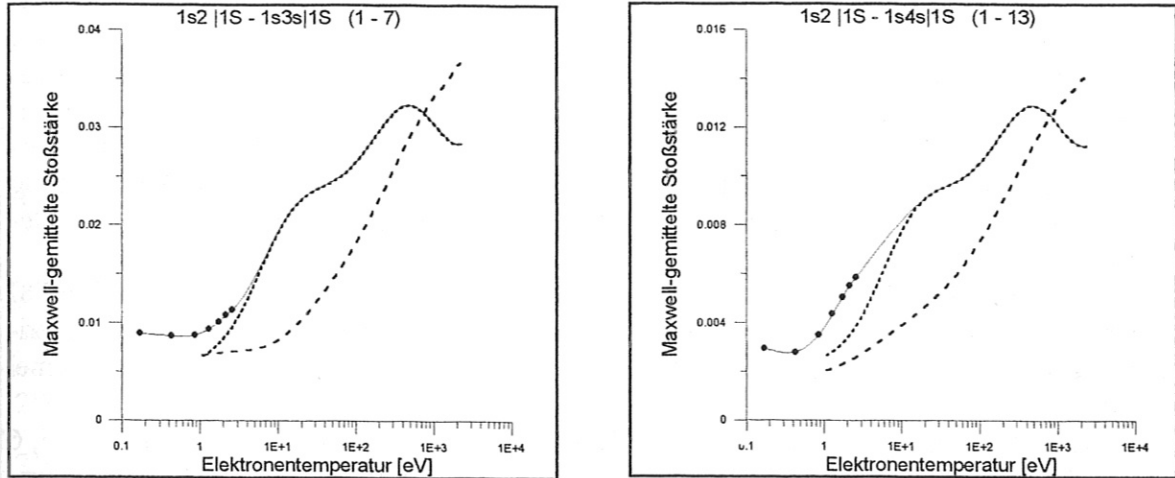


Abb. 2.3: Interpolierte Maxwell-gemittelte Stoßstärke γ (—) unter Einbeziehung der R-Matrix-Rechnungen [Ber 93] (●-●-●) sowie der Daten von Abramov et al. (.....). Zum Vergleich wurden die von de Heer [Hee 92] empfohlenen Daten (-----) hinzugefügt.

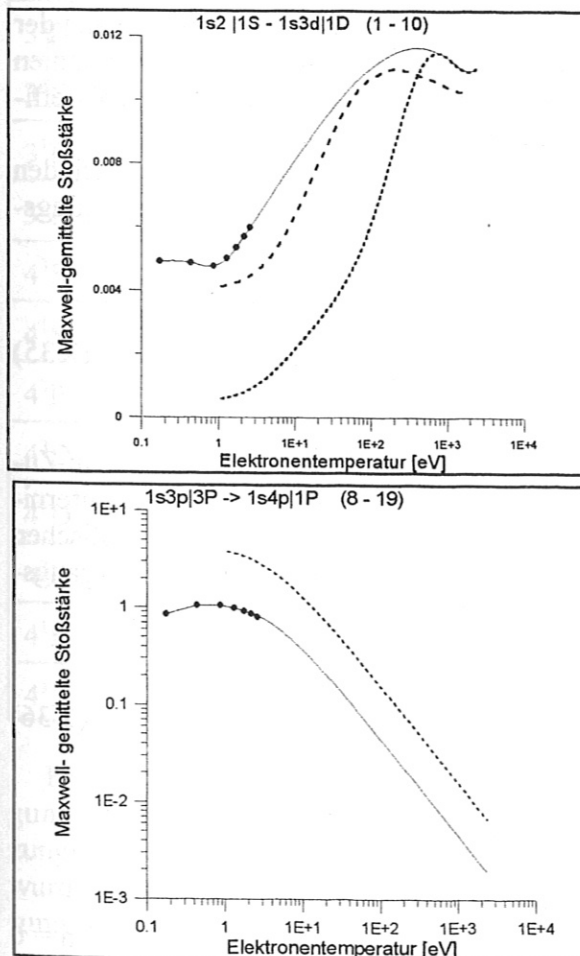


Abb. 2.4:

Beispiel einer nur unter Einschränkungen möglichen Korrektur der Abramov-Daten [Abr 87] (.....) unter Einbeziehung der R-Matrix-Rechnungen [Ber 93](●-●-●). Die gestrichelte Linie (-----) stellt die von de Heer [Hee 92] veröffentlichte Stoßstärke dar.

Abb. 2.5:

Korrektur der Abramov-Daten [Abr 87] (.....) unter Einbeziehung der R-Matrix-Rechnungen [Ber 93](●-●-●) durch Parallelversatz

Ratenkoeffizient in den Berrington-Daten fehlt, wurde die Variation der Intensitäten bei Verdopplung der entsprechenden Rate untersucht. Die Wellenlängen derjenigen spektralen Übergänge, deren Intensität sich dabei um mindestens 10 % ändert, sind in Tabelle A.3 des Anhangs aufgelistet. Diese Linien eignen sich nur unter Einschränkungen zur Bestimmung der Plasmaparameter n_e und T_e im Fall $T_e < 10$ eV. Dasselbe gilt für den Strahlungsübergang $\lambda = 728$ nm, da dessen Intensität stark von dem Ratenkoeffizienten $\langle \sigma \cdot v \rangle$ ($3^1S \rightarrow 3^1P$) mitbestimmt wird. Dieser fehlt leider in dem von Berrington et al. empfohlenen Datensatz, so daß über die Genauigkeit der entsprechenden Abramov-Rate keine Aussage gemacht werden kann. Für den Übergang $4^1S \rightarrow 2^1P$ (ebensfalls keine R-Matrix-Daten) kann man gewisse Anhaltspunkte in Bezug auf die Genauigkeit des Ratenkoeffizienten aus dem Vergleich mit den von Fujimoto empfohlenen Ratenkoeffizienten erhalten.

Die Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßionisation wurden der Arbeit von Fujimoto [Fuj 78] entnommen. Hierbei handelt es sich um eine numerische Anpassung an die existierenden experimentellen Daten für die Niveaus 1^1S und 2^3P auf der Grundlage einer semi-empirischen Formel [Dra 70a].

Die Ratenkoeffizienten für Übergänge zu den Zuständen mit den Hauptquantenzahlen $n = 5, 6$ können auf der Grundlage der in der Arbeit von Fujimoto [Fuj 78] angegebenen semi-empirischen Formeln berechnet werden. Da man davon ausgehen kann, daß die Stoßkopplung der Zustände mit den Hauptquantenzahlen $n = 5$ und 6 eine Besetzungsverteilung der Unterniveaus nach den statistischen Gewichten gewährleistet, müssen nur die optisch erlaubten Übergänge berücksichtigt werden. Nur im Fall der Anregung aus dem Grundzustand wurden ebenfalls optisch verbotene und Interkombinationsübergänge bei den Elektronenstoßprozessen berücksichtigt. Der in die für derartige Übergänge empfohlene Formel eingehende Fitparameter B kann der Arbeit von Kingston und Lauer [Kin 66] jedoch nur für Übergänge nach $n = 2$ und 3 entnommen werden. In der vorliegenden Arbeit wurde B durch Extrapolation der vorliegenden Ratenkoeffizienten nach den Zuständen 5^1L und 6^1L ($L = S, D$) bestimmt.

Den Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung aus einem gegebenen Niveau k nach den Niveaus $j = 20$ ($n = 5$) und $j = 21$ ($n = 6$) erhält man, indem man über alle möglichen Anregungskanäle in die Unterniveaus l der jeweiligen oberen Zustände j summiert. Somit ist:

$$\langle \sigma_{kj} \cdot v \rangle = \sum_l \langle \sigma_{kl} \cdot v \rangle \quad (2.35)$$

Die optische Übergangswahrscheinlichkeit von den Zuständen $j = 20$ und $j = 21$ nach dem Zustand k erhält man durch Summation über die Übergangswahrscheinlichkeiten aus den Unterniveaus l mit der gleichen Hauptquantenzahl ($n = 5$ oder $n = 6$), die jedoch mit dem statistischen Gewicht des betreffenden Unterniveaus gewichtet werden müssen. So läßt sich die Übergangswahrscheinlichkeit des Übergangs vom Zustand j nach k berechnen aus:

$$A_{jk} = \frac{\sum_l A_{lk} (2L_l + 1)(2S_l + 1)}{\sum_l (2L_l + 1)(2S_l + 1)} \quad (2.36)$$

In der folgenden Tabelle (Tab. 2.1) sind die unter Einbeziehung der Zustände $n = 5$ und $n = 6$

berechneten Besetzungsdichten mit denjenigen verglichen, die sich aus den Modellrechnungen unter Einbeziehung der Zustände nur bis zur Hauptquantenzahl $n = 4$ ergeben.

Tab. 2.1: In Abhängigkeit von Elektronentemperatur und Elektronendichte ist der relative Fehler angegeben, der bei der Berechnung der einzelnen Zustände aufgrund der Vernachlässigung der Wechselwirkung mit den Niveaus mit den Hauptquantenzahlen $n = 5$ und 6 entsteht. (Angaben in %)

Term	$n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$			$n_e = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$			$n_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$		
	T_e [eV]			T_e [eV]			T_e [eV]		
	5	10	50	5	10	50	5	10	50
2^3S	6	5	-7	16	15	10	6	6	5
2^1S	1	1	0	2	1	1	1	1	2
2^3P	6	5	-7	19	18	12	10	10	8
2^1P	1	0	0	3	1	1	3	2	2
3^3S	6	5	-5	25	22	13	30	26	18
3^1S	2	1	1	6	4	4	20	17	17
3^3P	7	6	-8	29	27	16	34	31	22
3^3D	8	7	-12	30	28	18	34	32	24
3^1D	3	0	-2	12	10	10	26	24	24
3^1P	1	0	0	8	6	4	24	21	20
4^3S	18	18	4	54	53	37	61	60	41
4^1S	6	7	9	23	27	32	53	58	64
4^3P	21	22	2	56	56	40	63	62	43
4^3D	22	22	-6	56	57	40	63	63	44
4^1D	7	7	7	27	33	39	56	61	67
4^3F	25	26	-7	56	58	41	62	62	44
4^1F	10	11	12	29	37	46	56	62	68
4^1P	5	4	4	26	30	33	55	60	65

Hierbei zeigt sich, daß bei kleinen Elektronentemperaturen und -dichten eine Vernachlässigung der Zustände mit $n = 5, 6$ für energetisch tiefer gelegene Niveaus zu geringeren Besetzungsdichten führt, da Kaskadenprozesse (spontane Emission) ungerechtfertigt vernachlässigt wurden. Bei höheren Temperaturen und Dichten hingegen scheint die Elektronenstoßentvölkerung nach den Zuständen $n = 5, 6$ ungenügend berücksichtigt, was besonders für die Triplett-

zustände zu stark überhöhten Besetzungsdichten führt. Dieser Fehler wächst mit steigender Hauptquantenzahl. Das hat zur Folge, daß die Berechnung der Elektronentemperatur aus Triplet-zu-Singulettlinienverhältnissen zu kleine Werte liefert. Der relative Fehler für das Linienverhältnis 706 nm / 728 nm kann beispielsweise in Abhängigkeit von Temperatur und Dichte bis zu 40 % betragen. Das heißt also, daß in dem uns interessierenden Temperatur- und Dichtebereich eine Vernachlässigung der Wechselwirkung mit den Zuständen der Hauptquantenzahlen $n = 5$ und 6 nicht gerechtfertigt ist.

Die Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßionisation wurden der Arbeit von Fujimoto [Fuj 78] entnommen. Hierbei handelt es sich hauptsächlich um eine numerische Anpassung an die existierenden experimentellen Daten für die Niveaus 1^1S und 2^3S auf der Grundlage einer semi-empirischen Formel [Dra 70a]. Um den Einfluß von Ungenauigkeiten der Ionisationsraten auf die Besetzungsdichte und damit auf die Linienintensitäten zu bestimmen, wurden die entsprechenden Ratenkoeffizienten um den Faktor 2 verkleinert. Hierbei hat sich gezeigt, daß nur die Ionisationsrate des metastabilen Tripletzustandes wesentlichen Einfluß auf die Intensität einiger Übergänge - in erster Linie der Tripletlinien - hat. Die Halbierung dieser Rate führt zu den folgenden Änderungen der Linienintensitäten:

Wellenlänge des Übergangs λ [nm]	707	668	588	471	447	389	319
$\Delta I / I$	-0,3	-0,1	-0,3	-0,2	-0,3	-0,2	-0,2

Tab. 2.2:

Empfindlichkeit der HeI-Linienintensitäten bei Halbierung des Ratenkoeffizienten $\langle \sigma_2^{\text{ion}} \cdot v \rangle$

Die Berechnung der Ratenkoeffizienten für die Rückprozesse erfolgte auf der Grundlage des Prinzips des detaillierten Gleichgewichts nach Gleichung (2.6).

Der Vergleich der in die Modellrechnungen eingehenden atomaren Daten unterschiedlicher Quellen sowie die Untersuchung der Sensibilität der Intensitäten von HeI-Strahlungsübergängen bei Variation einzelner Daten ermöglicht es, eine Zusammenstellung eventueller Fehler bei der Berechnung der Linienintensitäten aufgrund von Ungenauigkeiten der Daten zu geben. Ungeeignet für plasmadiagnostische Untersuchungen erscheinen daher die Strahlungsübergänge:

$3^1D \rightarrow 2^1P$ ($\lambda = 688$ nm) mit $\Delta I / I > 50$ % und

$4^1D \rightarrow 2^1P$ ($\lambda = 492$ nm) mit $\Delta I / I > 60$ %.

Ferner sind die Übergänge

$4^3S \rightarrow 2^3P$ ($\lambda = 471$ nm) mit $\Delta I / I > 20$ % und

$3^1S \rightarrow 2^1S$ ($\lambda = 728$ nm) mit $\Delta I / I = ?$ nur mit Einschränkungen geeignet.

Für die übrigen HeI-Strahlungsübergänge, die im sichtbaren Bereich beobachtet werden können, sollte der Fehler der berechneten Linienintensität $\Delta I / I < 10$ % nicht übersteigen.

2.4 Ergebnisse der Modellrechnungen und Auswahl geeigneter Linienpaare

Die Lösung des Gleichungssystems (2.32) ermöglicht die Auswahl geeigneter Linienpaare zur Bestimmung von Elektronentemperatur und -dichte. Die Variante, eine Vielzahl von HeI-Linien zu vermessen und numerisch die wahrscheinlichsten n_e - und T_e -Werte zu bestimmen, wurde in der Arbeit [Bro 92] vorgestellt. Da es bei der Anwendung der He-Strahl-Methode in der Praxis jedoch nur in seltenen Fällen möglich sein wird, eine große Anzahl von Spektrallinien gleichzeitig zu vermessen, soll hier eine Vorauswahl und Bewertung getroffen werden. Dabei sollen anhand stark vereinfachter Formeln die physikalisch wichtigen Prozesse analysiert werden. Die Modellrechnungen liefern dann die genaue funktionale Abhängigkeit der Intensitätsverhältnisse von T_e und n_e und ermöglichen eine Auswahl geeigneter Linienpaare. In erster Linie gilt es, solche Linienpaare zu finden, die von einem der beiden Parameter stark, von dem anderen vernachlässigbar schwach abhängen.

Parallel dazu sollen aber Fragen der experimentellen Realisierung der Diagnostik nicht vernachlässigt werden. So sind beispielsweise Linienpaare, deren Emissivitäten sich um mehr als einen Faktor 10 unterscheiden, weniger geeignet als solche mit annähernd gleichen Emissivitäten. Liegen die beiden Linien spektral eng beieinander, haben eventuelle Kalibrierfehler keinen Einfluß auf die Genauigkeit der T_e - und n_e -Bestimmung. Außerdem können dann beide Linien gleichzeitig mit Hilfe einer Diodenzeile gemessen und somit zeitliche Plasmafluktuationen untersucht werden, so daß derartige Linienpaare bevorzugt betrachtet werden sollen.

Die bei der Lösung des Gleichungssystems verwendeten Ratenkoeffizienten und Übergangswahrscheinlichkeiten für spontane Emission bestimmen, welche Prozesse einen maßgeblichen Einfluß auf die Besetzungsdichte eines gegebenen Zustandes haben. Diese lassen sich übersichtlich in Form eines Pfeildiagramms (Abb. 2.6) darstellen. Es zeigt sich, daß die Besetzungsdichten der S- und P-Zustände durch einige wenige Ratenkoeffizienten bestimmt werden. Derartige einfache Anregungsschemata sollten zu minimalen Fehlern bei der Berechnung der Zustandsdichten, bedingt durch die Ungenauigkeiten bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte, führen. Die D-Zustände hingegen werden durch eine Vielzahl von Prozessen beeinflusst, wodurch bei Abweichungen zwischen berechneten und gemessenen Linienintensitäten eine Fehlersuche sehr erschwert wird. Berücksichtigt man zudem, daß für diese Niveaus die Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung verschiedener Datensätze stark voneinander abweichen, so sind Übergänge von den D-Zuständen für eine Bestimmung der Plasmaparameter deutlich weniger geeignet als Übergänge von den S- und P-Niveaus. Im Triplettssystem gestalten sich die Anregungsverhältnisse bedeutend komplizierter als im Singulettssystem. Hier werden 3S - und 3D -Zustände dominierend durch Elektronenstoßanregung aus dem 2^3S -Zustand besetzt. Bei den 3P -Niveaus dagegen hat die Grundzustandsbesetzung einen weit stärkeren Einfluß. In jedem Fall wird die Besetzungsdichte stark durch die Übergangsraten zwischen Zuständen mit der gleichen Hauptquantenzahl bestimmt, für die die Wirkungsquerschnitte unterschiedlicher Autoren leider große Abweichungen voneinander aufweisen.

Zur Bestimmung der Elektronentemperatur sollten Singulett-zu-Triplett-Linienverhältnisse geeignet sein, wie in Abschnitt 2.1 für den Fall einer Koronaverteilung gezeigt wurde. Selbst wenn die Bevölkerung angeregter Zustände nicht ausschließlich durch Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand erfolgt, so bleibt doch der grundsätzliche Charakter der Temperaturabhängigkeit der Anregungsrate weitestgehend erhalten. Betrachten wir das folgende Beispiel:

Ein gegebener Triplettterm i wird in erster Näherung nicht aus dem Grundzustand, sondern aus dem metastabilen Triplettzustand 2^3S angeregt und zerfällt durch spontane Emission sowie infolge von Elektronenstoßprozessen. Das metastabile Niveau seinerseits wird durch Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand und spontane Emission von energetisch höher gelegenen

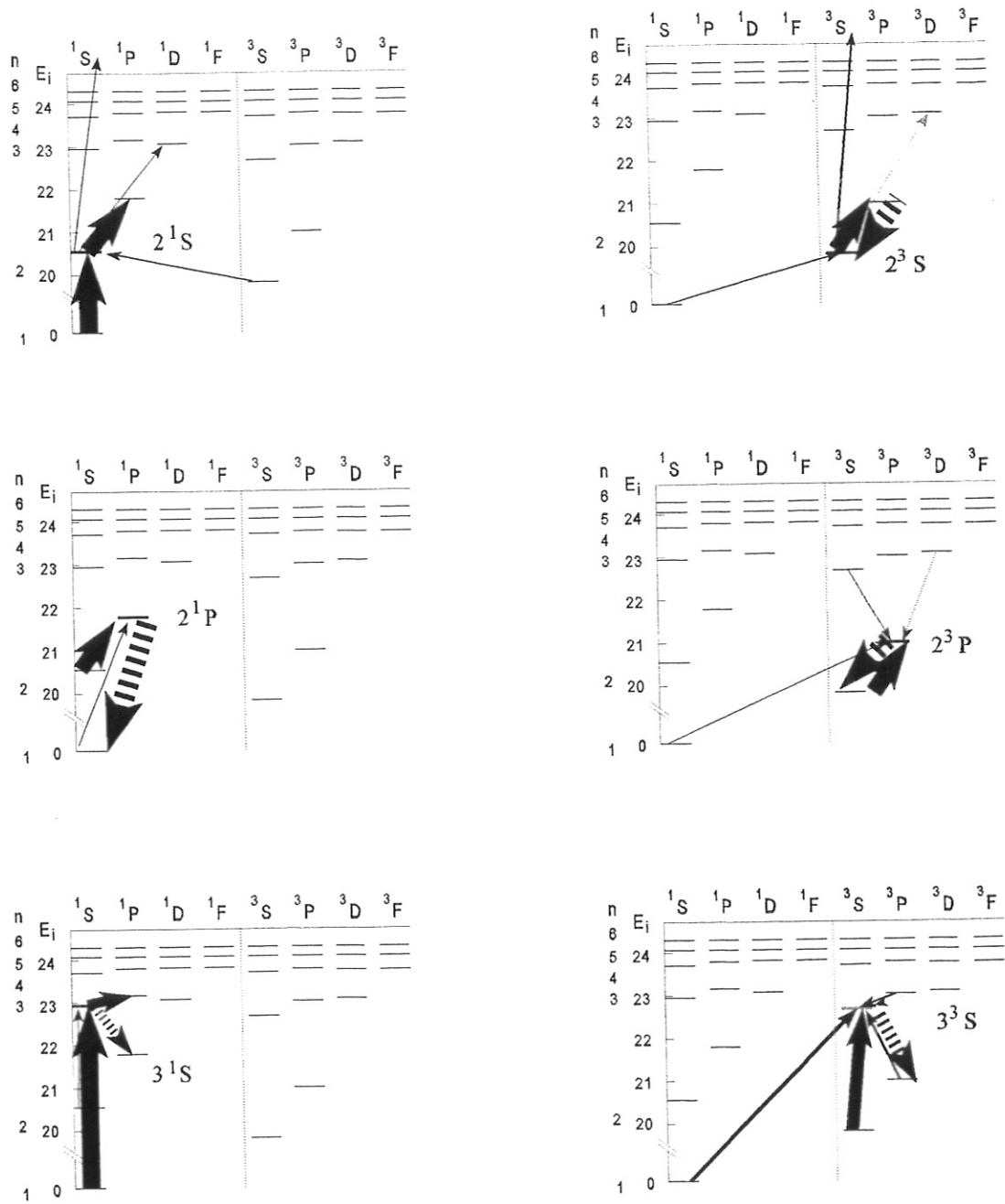


Abb. 2.6 a: Die Besetzungsdichte eines gegebenen Zustandes dominierend bestimmende Elektronenstoß- und Strahlungsprozesse für $T_e = 10$ eV und $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (gebogene Linien bezeichnen spontane Emission). Die Pfeilstärke wurde proportional zur Intensität des jeweiligen Prozesses gewählt.

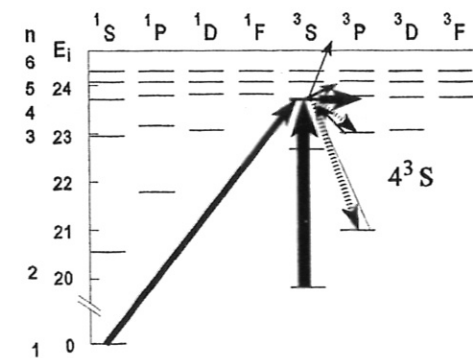
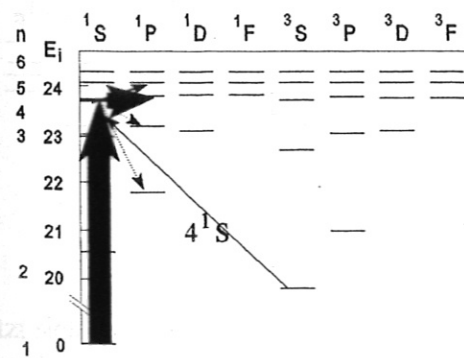
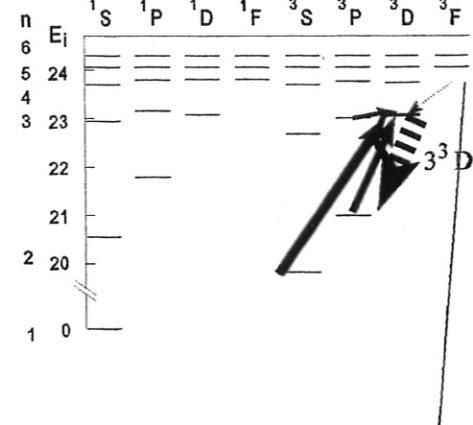
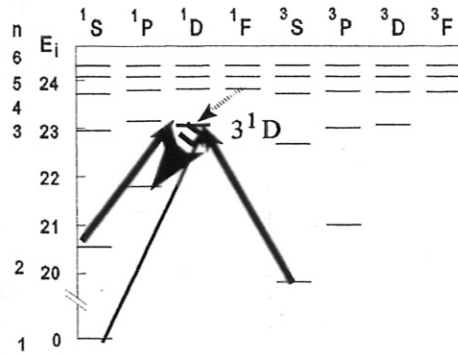
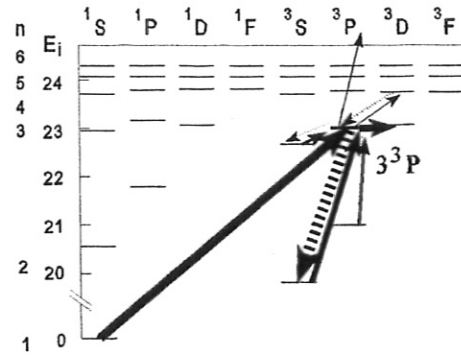
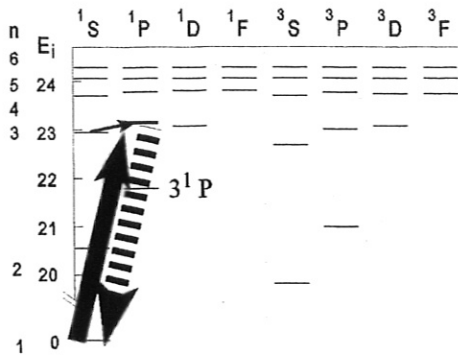


Abb. 2.6 b: Die Besetzungsdichte eines gegebenen Zustandes dominierend bestimmende Elektronenstoß- und Strahlungsprozesse für $T_e = 10 \text{ eV}$ und $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (gebogene Linien bezeichnen spontane Emission). Die Pfeilstärke wurde proportional der Intensität des jeweiligen Prozesses gewählt.

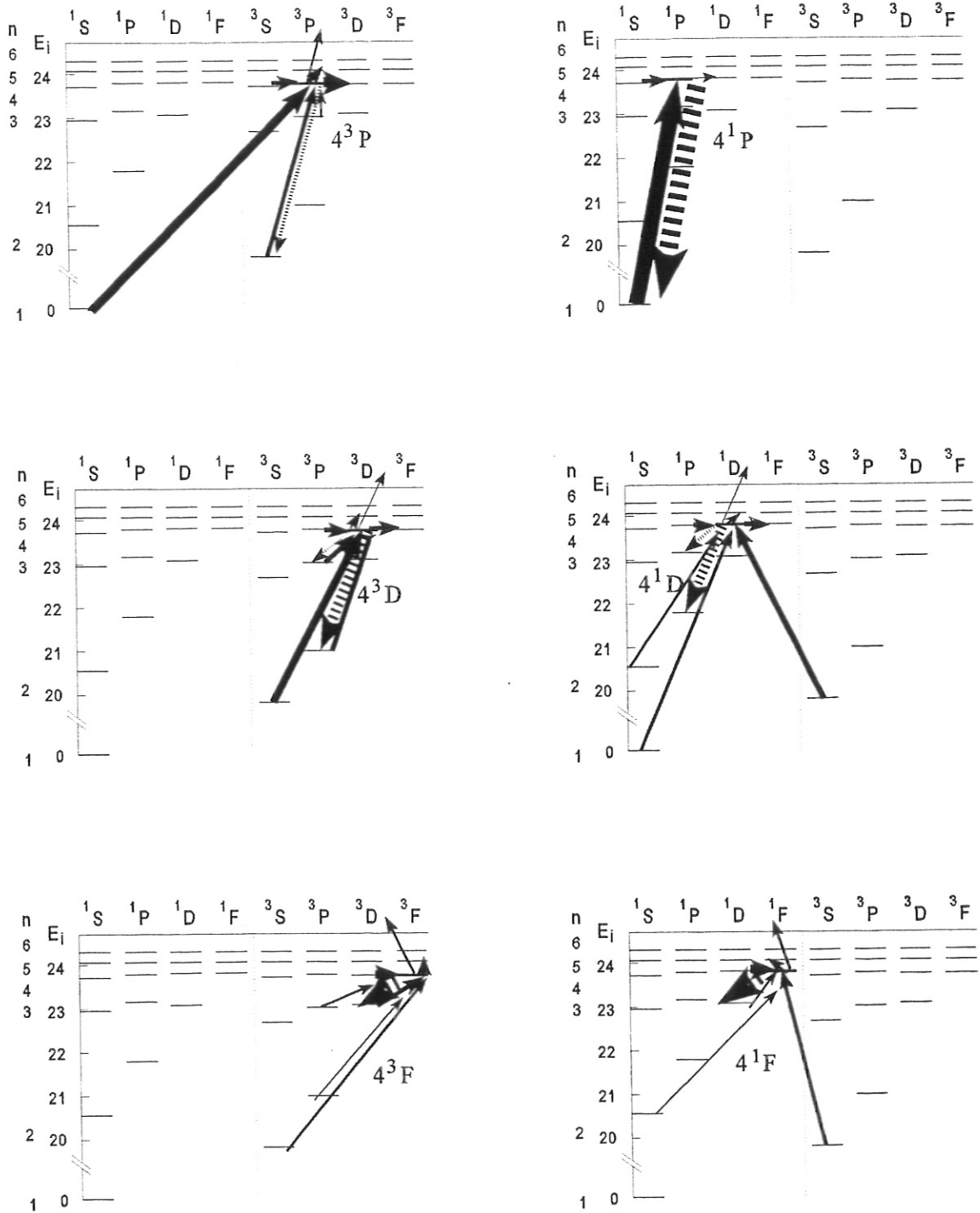


Abb.2.6 c: Die Besetzungsdichte eines gegebenen Zustandes dominierend bestimmende Elektronenstoß- und Strahlungsprozesse für $T_e = 10 \text{ eV}$ und $n_e = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (gebogene Linien bezeichnen spontane Emission). Die Pfeilstärke wurde proportional der Intensität des jeweiligen Prozesses gewählt.

Tripletzuständen besetzt. Für die Besetzungsdichte n_i eines Zustandes i ergibt sich also

$$n_i = \frac{n_2 n_e \langle \sigma_{2i} \cdot v \rangle}{\sum_{k=i} \langle \sigma_{ik} \cdot v \rangle n_e + \sum_{k<i} A_{ik}} = \frac{n_1 n_e \langle \sigma_{12} \cdot v \rangle + \sum_{k>2} A_{k2} n_k}{n_e \left(\langle \sigma_2^{\text{ion}} \cdot v \rangle + \sum_{k=2} \langle \sigma_{2k} \cdot v \rangle \right)} \cdot \frac{n_e \langle \sigma_{2i} \cdot v \rangle}{\sum_{k=i} \langle \sigma_{ik} \cdot v \rangle n_e + \sum_{k<i} A_{ik}} \quad (2.37)$$

Für ein Singulettniveau kann man, ausgehend von Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand und Abregung durch Strahlung und Stöße, analog zu den Tripletzuständen die folgende Beziehung aufstellen:

$$n_j = \frac{n_1 n_e \langle \sigma_{1j} \cdot v \rangle}{n_e \left(\langle \sigma_j^{\text{ion}} \cdot v \rangle + \sum_{k=j} \langle \sigma_{jk} \cdot v \rangle \right) + \sum_{k<j} A_{jk}} \quad (2.38)$$

Das Intensitätsverhältnis von Triplet- und Singulettlinien

$$\frac{\varepsilon_{ii'}}{\varepsilon_{jj'}} \propto \frac{A_{ii'} n_i}{A_{jj'} n_j} = \frac{A_{ii'}}{A_{jj'}} \underbrace{\frac{\langle \sigma_{2i} \cdot v \rangle}{\left(\langle \sigma_2^{\text{ion}} \cdot v \rangle + \sum_{k=2} \langle \sigma_{2k} \cdot v \rangle \right)}}_{[1]} \cdot \underbrace{\frac{\left(n_e \left(\langle \sigma_j^{\text{ion}} \cdot v \rangle + \sum_{k=j} \langle \sigma_{jk} \cdot v \rangle \right) + \sum_{k<j} A_{jk} \right)}{\left(n_e \sum_{k=i} \langle \sigma_{ik} \cdot v \rangle + \sum_{k<i} A_{ik} \right)}}_{[2]} \cdot \underbrace{\frac{n_e n_1 \langle \sigma_{12} \cdot v \rangle + \sum_{k>2} A_{k2} n_k}{n_e n_1 \langle \sigma_{1j} \cdot v \rangle}}_{[3]} \quad (2.39)$$

setzt sich im wesentlichen aus drei Faktoren zusammen, von denen zwei - [1] und [2] - schwach, der dritte dagegen stark [3] von der Elektronentemperatur abhängen. Die in [1] und [2] eingehenden Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoßprozesse beziehen sich auf Übergänge innerhalb ein und desselben Systems (Singulett \rightarrow Singulett oder Triplet \rightarrow Triplet) und zeigen demzufolge ein ähnliches Temperaturverhalten, wogegen [3] als Quotient von Anregungsquerschnitten aus dem Grundzustand zu den Singulett- und Tripletzuständen stark mit der Elektronentemperatur variiert. Gut läßt sich dieses prinzipielle Verhalten der Intensitätsverhältnisse aus den folgenden beiden Abbildungen erkennen, in denen das Verhältnis der Summen der Linienintensitäten, die von Zuständen mit der gleichen Hauptquantenzahl ausgehen, dargestellt sind.

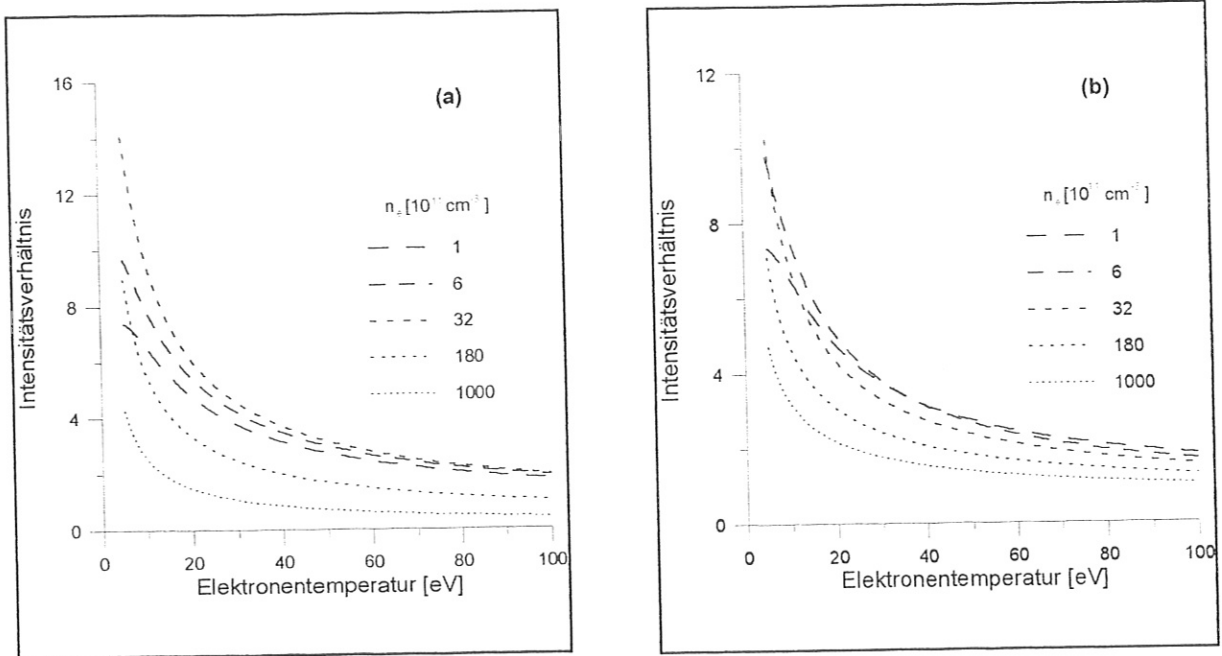


Abb. 2.7 (a), (b): Das Verhältnis der Summe von Triplettlinienintensitäten zur Summe von Singulettlinienintensitäten für Übergänge von Zuständen mit den Hauptquantenzahlen $n=3$ (a) und $n=4$ (b)

Das Dichteverhalten von Singulett-zu-Triplett-Linienverhältnissen wird im wesentlichen durch den Faktor [2] bestimmt, wobei vernachlässigt wird, daß die Bevölkerung des metastabilen Triplettzustandes auch durch spontane Emission erfolgt und der Faktor [3] somit über die Besetzungsdichten höher angeregter Triplettzustände indirekt auch von der Elektronendichte abhängt. Der Faktor [2] stellt das Verhältnis der die Entvölkerung der oberen Niveaus der Zustände bestimmenden Ratenkoeffizienten dar. Daß dieser Faktor ausschlaggebend ist für die Dichteabhängigkeit, kann man sich leicht veranschaulichen, wenn man berücksichtigt, daß sich das Verhältnis zweier Linien grundsätzlich als der Quotient des Verhältnisses der Anregungsraten der oberen Niveaus beider Linien und des Verhältnisses der die Entvölkerung bestimmenden Raten darstellen läßt. Da bei der Bevölkerung angeregter Zustände Elektronenstoßprozesse dominieren - d.h. die Anregungsraten verhalten sich daher proportional zur Dichte - ist das Verhältnis der Anregungsraten weitestgehend unabhängig von der Elektronendichte. Eine Dichteabhängigkeit des Verhältnisses der Abregungsraten tritt immer dann auf, wenn der Anteil von Elektronenstoßprozessen an der Abregung der oberen Niveau für beide Linien unterschiedlich stark ist. Definiert man die Größe C_i für ein gegebenes Niveau i entsprechend

$$C_i = \frac{n_e \left(\langle \sigma_i^{\text{ion}} \cdot v \rangle + \sum_{k \neq i} \langle \sigma_{ik} \cdot v \rangle \right)}{\sum_{k < i} A_{ik}}, \quad (2.40)$$

erhält man somit ein Maß für die Dichteabhängigkeit angeregter Zustände. Für ein gegebenes Niveau i bedeutet $C_i < 1$, daß die Entvölkerung dieses Zustandes hauptsächlich durch spontane Emission erfolgt, wogegen $C_i > 1$ die Dominanz von Stoßprozessen bedeutet. Die Tabelle 2.3

zeigt die Größe C_i für die für spektroskopische Untersuchungen interessanten Singulett- und Triplettzustände für $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und $T_e = 10 \text{ eV}$.

Term	Übergang	C	Term	Übergang	C
3^1S	728 nm	1,25	3^3S	706 nm	0,55
3^1P	501 nm	0,09	3^3P	388 nm	1,90
3^1D	668 nm	0,48	3^3D	589 nm	0,18
4^1S	505 nm	7,97	4^3S	471 nm	3,88
4^1P	396 nm	0,84	4^3P	318 nm	14,3
4^1D	492 nm	6,30	4^3D	447 nm	3,1

Tab. 2.3 Einfluß von Stoß- und Strahlungsprozessen auf die Entvölkerung verschiedener Singulett-Zustände für Elektronendichten $n_e = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und Elektronentemperaturen von $T_e = 10 \text{ eV}$; $C \gg 1$ bedeutet die Dominanz von Elektronenstoßprozessen

Das Intensitätsverhältnis von Linien mit gleichen C-Werten sollte demnach von der Elektronendichte unabhängig sein. Da aber diese Bedingung nur annähernd erfüllt werden kann, ist eine separate Elektronendichtebestimmung unumgänglich. Ungeeignet zur T_e -Bestimmung sind demzufolge Linien von ^1P -Zuständen, da diese wegen ihrer starken Strahlungsübergänge zum Grundzustand deutlich schwächer als irgend ein Triplettzustand durch Elektronenstöße entvölkert werden. Desweiteren zeigt sich, daß die Besetzung der $n^1\text{D}$ -Zustände durch Elektronenstöße nahezu gleichberechtigt aus beiden metastabilen Zuständen erfolgt (siehe hierzu Abb. 2.6) und somit die für das Singulettssystem typische Abhängigkeit von der Elektronen-

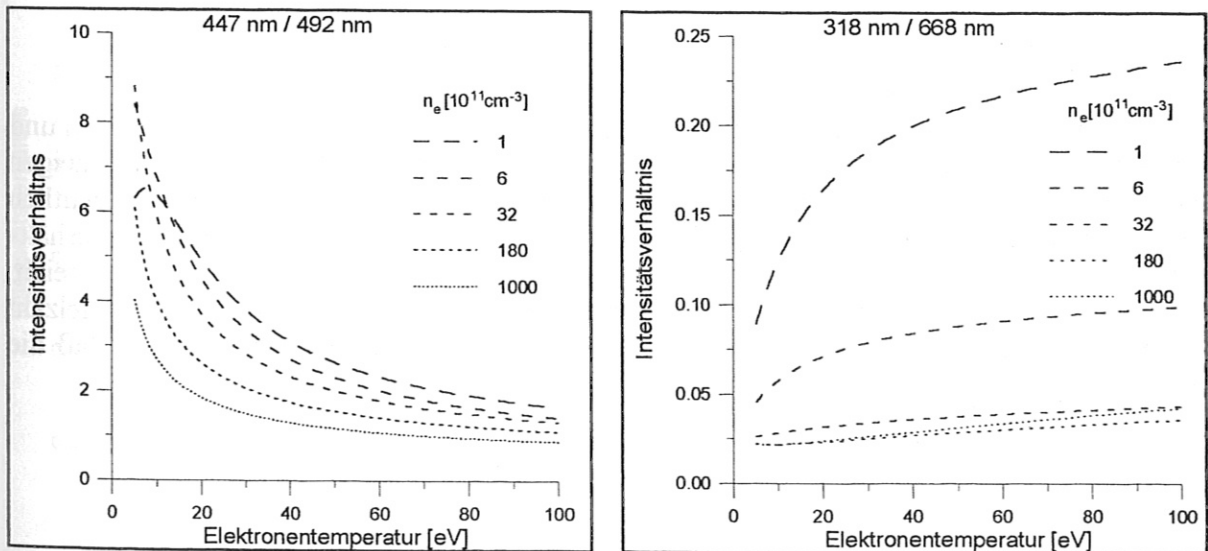


Abb. 2.8: Elektronentemperaturabhängigkeit der Intensitätsverhältnisse von Triplettlinien und Singulettlinien der $n^1\text{D}$ -Zustände in Abhängigkeit von der Elektronendichte

temperatur verlorengeht, womit Linien von n^1D -Zuständen für die Elektronentemperaturbestimmung ungeeignet erscheinen. Die in Abb. 2.8 dargestellten Kurven bestätigen diese Vermutung.

Geeignet zur T_e -Bestimmung sind somit Linienverhältnisse der Übergänge von 3S - und 1S -Zuständen. Für diese Zustände ist der relative Anteil der spontanen Emission an der Entvölkerung etwa gleich. Die Anregung wird nur durch eine geringe Anzahl von Prozessen bestimmt, so daß die Fehler bei der Berechnung der Besetzungsdichten in Abhängigkeit von T_e und n_e minimal sein sollten. Man erhält also die folgenden Linienpaare für die T_e -Bestimmung (siehe Abb. 2.9):

$3^3S - 2^3P / 3^1S - 2^1P$	(706 nm / 728 nm)	$3^3P - 2^3S / 3^1S - 2^1P$	(388 nm / 728 nm)
$4^3S - 2^3P / 3^1S - 2^1P$	(471 nm / 728 nm)	$4^3P - 2^3S / 3^1S - 2^1P$	(318 nm / 728 nm)
$3^3S - 2^3P / 4^1S - 2^1P$	(706 nm / 505nm)	$3^3P - 2^3S / 4^1S - 2^1P$	(388 nm / 505nm)
$4^3S - 2^3P / 4^1S - 2^1P$	(471 nm / 505 nm)	$4^3P - 2^3S / 4^1S - 2^1P$	(318 nm / 505 nm)

Hierbei wurden solche Linienpaare hervorgehoben, die spektral benachbart liegen, so daß sie mit Hilfe von Spektrograph und Diodenzeile gleichzeitig beobachtet werden können, womit die Möglichkeit zu T_e -Fluktuationsmessungen offensteht.

Den Abbildungen 2.9 kann man entnehmen, daß die Abhängigkeit der Linienverhältnisse von der Elektronendichte in keinem Fall völlig vernachlässigt werden kann. Untersuchen wir nun, welche Linienpaare zur Bestimmung der Elektronendichte geeignet sind. Aus der Gleichung (2.39) ist ersichtlich, welchen Bedingungen die Linienpaare genügen müssen, um eine starke n_e -Abhängigkeit bei weitestgehender T_e -Unabhängigkeit zu garantieren:

1. Beide Übergänge sollten demselben System angehören und
2. $C_i \ll C_k$ oder $C_j \gg C_k$

Aus der Tabelle 2.3 ist ersichtlich, daß im Triplettsystem die Linienpaare 318 nm / 388 nm und 706 nm / 388 nm zur Dichtebestimmung geeignet sein sollten. Die Abbildungen 2.10 zeigen jedoch, daß die vollständige Lösung des Gleichungssystems (2.32) Ergebnisse liefert, die deutlich von denen abweichen, die aus der Beziehung (2.39) abgeleitet wurden. Die Intensitätsverhältnisse verhalten sich nicht monoton über den gesamten uns interessierenden Dichtebereich. Außerdem zeigt sich eine deutliche Temperaturabhängigkeit. Die Erklärung ist in der Vielzahl von Prozessen zu suchen, die die Anregung der Tripletzustände mitbestimmen, so daß die vereinfachenden Annahmen, die zur Beziehung (2.39) führten, nicht mehr richtig sind.

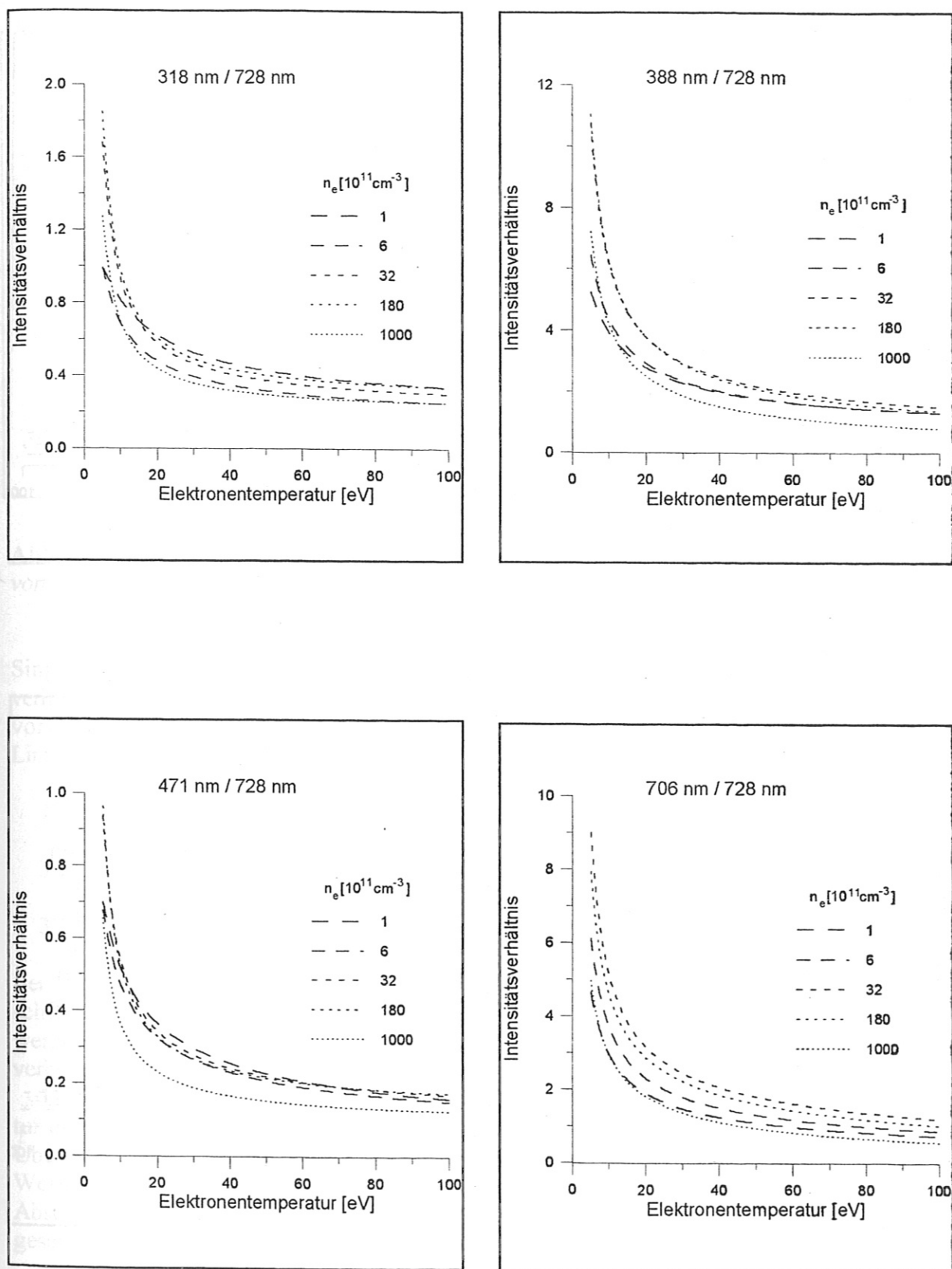


Abb. 2.9 a: Zur Bestimmung der Elektronentemperatur geeignete Linienpaare; Temperaturabhängigkeit der Intensitätsverhältnisse mit der Elektronendichte als Parameter

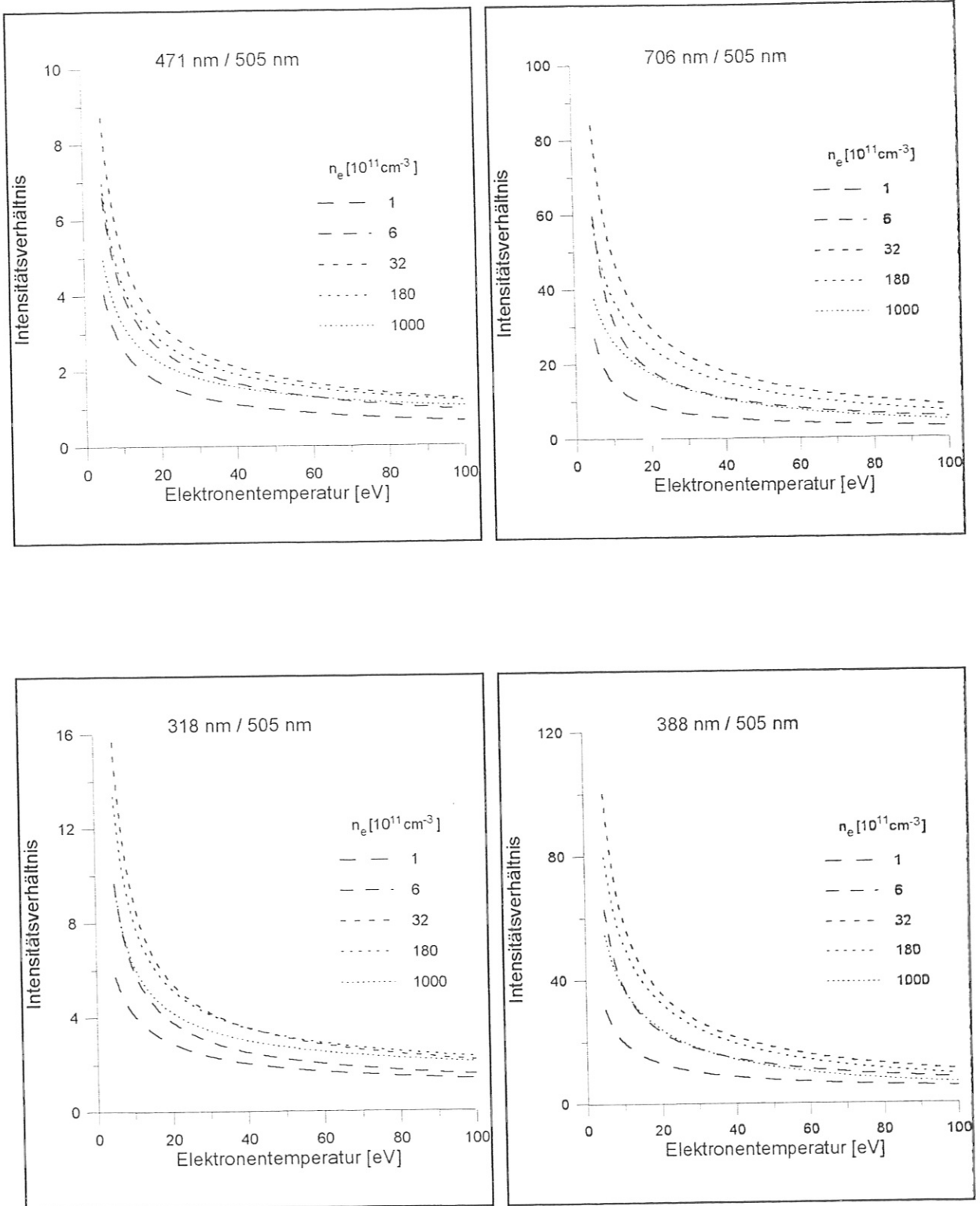


Abb. 2.9 b: Zur Bestimmung der Elektronentemperatur geeignete Linienpaare; Temperaturabhängigkeit der Intensitätsverhältnisse mit der Elektronendichte als Parameter

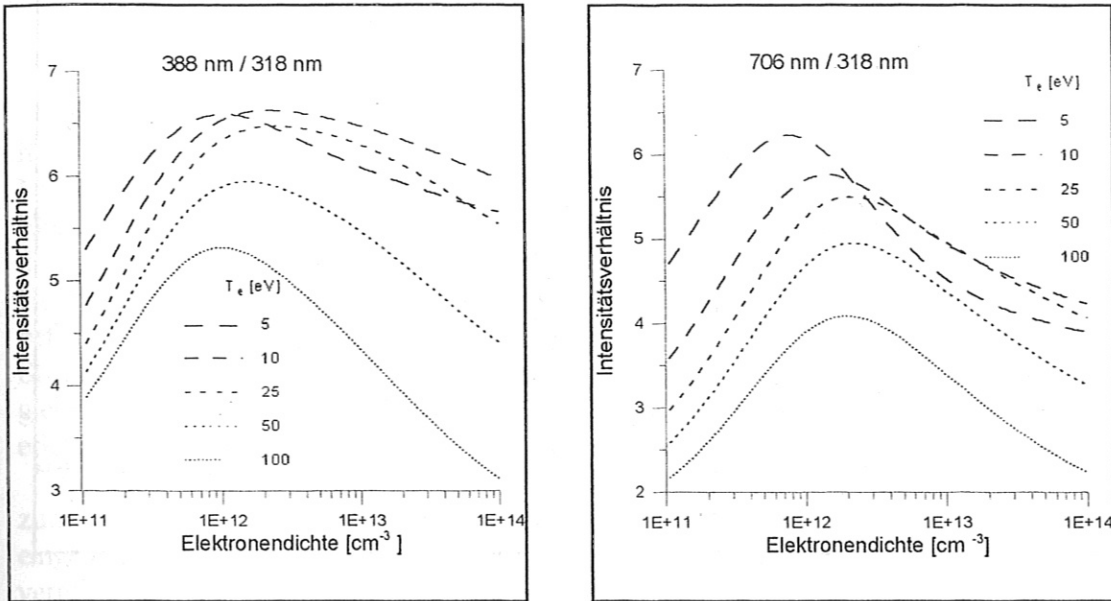


Abb. 2.10: Tripletlinienverhältnisse, die aufgrund komplizierter Anregungsverhältnisse von beiden Elektronenparametern abhängig sind.

Singulettlinienverhältnisse sind aufgrund der für sie charakteristischen einfacheren Anregungsverhältnisse (siehe Abb. 2.6) und geringeren Fehler der Wirkungsquerschnitte den Tripletlinien vorzuziehen. Die Abbildungen 2.11 können dies bestätigen. Man erhält also die folgenden Linienpaare:

$$3^1P \rightarrow 2^1S / 4^1S \rightarrow 2^1P \quad (501\text{nm} / 505 \text{ nm}),$$

$$3^1P \rightarrow 2^1S / 4^1D \rightarrow 2^1P \quad (501\text{nm} / 492 \text{ nm}),$$

$$3^1D \rightarrow 2^1P / 3^1S \rightarrow 2^1P \quad (668 \text{ nm} / 728 \text{ nm})$$

Bei der experimentellen Anwendung der He-Strahl-Diagnostik bei Plasmen, in denen die deutlich schwächeren Übergänge von den S-Zuständen nicht mit ausreichender Intensität beobachtet werden können, ist es häufig jedoch unumgänglich, die Elektronendichte aus dem Intensitätsverhältnis 668 nm / 728 nm zu bestimmen.

Um die Eignung der oben aufgeführten Linienpaare zur Bestimmung von Elektronentemperatur und -dichte endgültig festzustellen, ist es also notwendig, eine möglichst große Anzahl von Übergängen zu vermessen und die aus den relativen Linienverhältnissen berechneten T_e und n_e -Werte mit den Ergebnissen anderer Diagnostiken zu vergleichen. Diese Messungen werden im Abschnitt 5.2 beschrieben. Damit wird es außerdem möglich sein, die Selbstkonsistenz des gesamten Satzes an Ratenkoeffizienten zu testen.

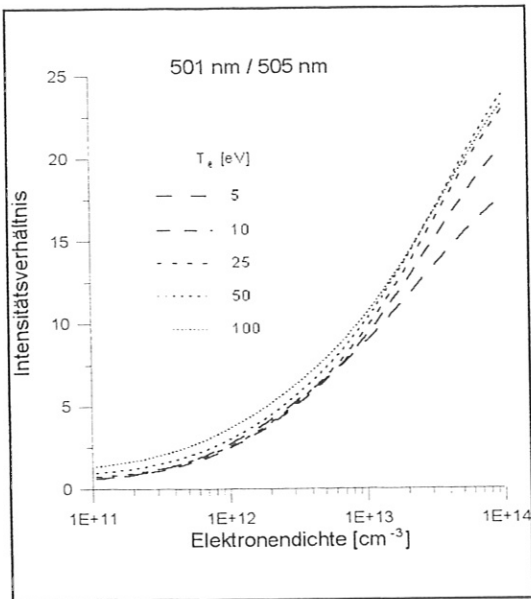
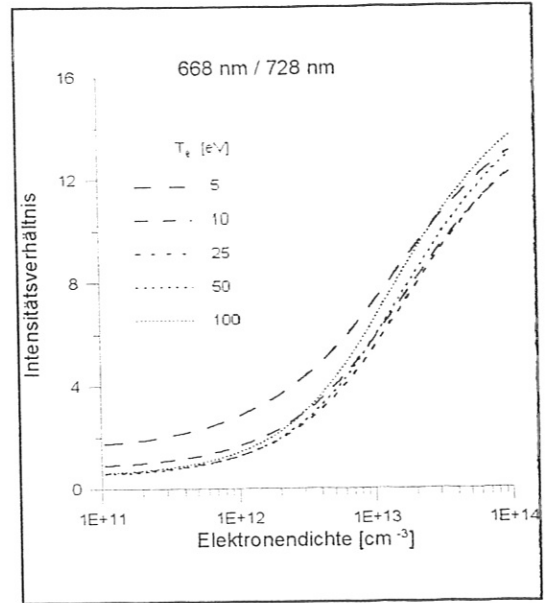
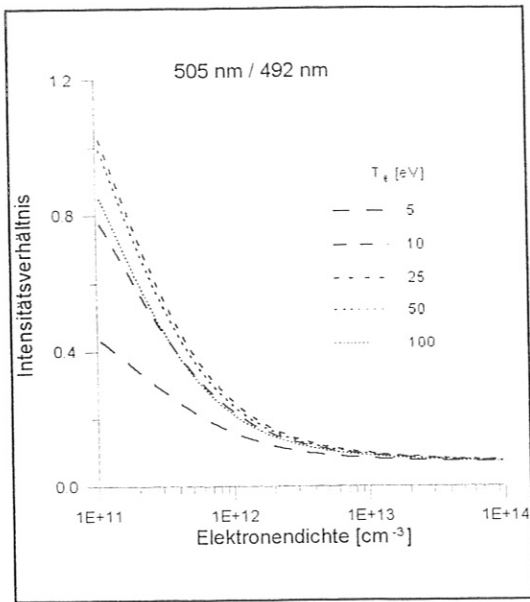


Abb. 2.11:
Zur Elektronendichtebestimmung geeignete Singulettlinienpaare; Dichteabhängigkeit der Intensitätsverhältnisse mit der Elektronentemperatur als Parameter

3 Die Gasstrahlquelle - Theoretische Grundlagen und experimentelle Ergebnisse

Die Formung eines gut kollimierten Gasstrahls stellt nicht nur eine wesentliche Voraussetzung für die Realisierung einer guten Ortsauflösung dar, sondern gewährleistet bei gleichem Nutzsignal eine minimale Störung des Plasmas. Neben den Ionisationsprozessen durch Elektronenstöße und der elastischen Streuung an Hintergrundteilchen (Ionen und Neutralen) ist die durch die Strahlquelle bedingte Divergenz des Neutralteilchenstrahls mitbestimmend für die He-Dichte im Meßvolumen, das sich in einem bestimmten Abstand hinter der Strahlquelle befindet. Die Breite der Geschwindigkeitsverteilung stellt ein weiteres Kriterium für die Güte der Strahlquelle dar. Besonders dann, wenn die Gradientenlängen der Plasmaparameter in der gleichen Größenordnung liegen wie die Relaxationslängen der HeI-Besetzungsdichteverteilung, erleichtert ein monoenergetischer Strahl deutlich das Auswerteverfahren.

Aus diesen Gründen soll hier ausführlicher als in vorangegangenen Arbeiten [Sch 92, Bro 93] zum thermischen He-Strahl auf die physikalischen Grundlagen einer Neutralteilchenquelle eingegangen werden. Dabei werden zwei unterschiedliche Anordnungen genauer untersucht und verglichen. Im ersten Teil dieses Abschnitts werden Einzeldüsen (D1, D2, D3) betrachtet. Diese werden dann im zweiten Teil mit der apparativ wesentlich aufwendigeren Düsen-Skimmer-Anordnung verglichen, bei der der Gasstrahl durch eine Düse und eine kegelförmige Blende (Skimmer) geformt wird (D4).

In dieser Arbeit wurden die folgenden Typen von Strahlquellen untersucht und experimentell getestet:

- D1: Eine divergente, mit Hilfe eines Nd-YAG-Lasers gebohrte Düse mit einem Durchmesser von 200 μm an der engsten Stelle. Aus einem Reservoir mit einem konstanten Vordruck p_0 von 15 mbar wird das Gas in das zu untersuchende Plasma eingelassen.
- D2: Eine konvergente Mikrodüse (Blende, wie sie in Elektronenmikroskopen verwendet wird) mit einem Durchmesser von 20 μm an der engsten Stelle und einem typischen Vordruck von 2,5 bar.
- D3: Die gleiche Anordnung wie Strahlquelle D2 bei verändertem Düsendurchmesser $d_* = 500 \mu\text{m}$ und Vordruck ($p_0 = 2,5$ mbar).
- D4: Eine Strahlquelle, bestehend aus einer konvergenten Düse $d_* = 100 \mu\text{m}$ und einer kegelförmigen Blende mit einem Blendendurchmesser von 500 μm (Skimmer), die sich im Abstand von 4 mm vor der Düse befindet. Die Kegelspitze ist der Düse zugewandt. Durch eine zusätzliche Roots-pumpe wird ein Basisdruck von 0,4 - 0,01 mbar in der Skimmerkammer realisiert (siehe Abb. 3.6).

3.1 Die konvergente Einzeldüse

Die naheliegendste und experimentell am leichtesten zu realisierende Variante ist, das Gas durch ein Rohr veränderlichen Querschnitts $A(z)$ unter konstantem Vordruck p_0 in die Entladungskammer einzulassen. Eine solche Atomstrahlquelle (Abb. 3.1), wie sie z.B. in der Arbeit

von A. Pospieszczyk [Pos 91] angewendet wurde, hat im Fall komplizierter Versuchsapparaturen und schwer zugänglicher Plasmen (z. B. Tokamakentladungen) den nicht zu unterschätzenden Vorteil weitestgehender apparativer Einfachheit.

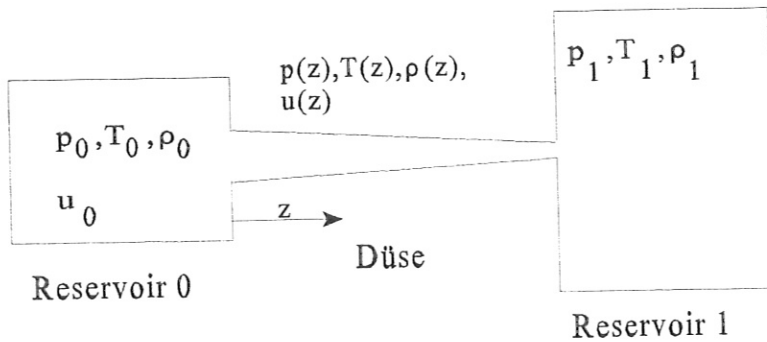


Abb. 3.1:
Schematische Abbildung der Neutralgasquelle (siehe Erklärungen im Text)

Der prinzipielle Aufbau einer solchen Strahlquelle ist in Abb. 3.1 dargestellt. Das Gas strömt aus einem Vorratsvolumen (Reservoir 0), in welchem Temperatur T_0 , Druck p_0 und Dichte ρ_0 bekannt sind und welches genügend groß ist, so daß hier von ruhendem Gas ausgegangen werden kann ($u_0 = 0$), durch ein Rohr veränderlichen effektiven Durchmessers $d(z)$ (im weiteren Text als Düse bezeichnet) in ein Gefäß niederen Druckes p_1 , in welchem sich das zu diagnostizierende Plasma befinden möge. In Reservoir 0 sei die freie Weglänge für elastische Stöße Λ_0 klein gegen den Düsendurchmesser. Die Strömung durch die Düse erfolgt unter ständigem Druckabfall. Erfolgt dieser Übergang von p_0 zu $p_1 < p$ schnell genug, so können Wärmeleitungseffekte vernachlässigt werden. In diesem Fall erfolgt die Expansion durch die Düse adiabatisch. In der Literatur wird die Expansion eines idealen Gases durch eine Düse ausführlich behandelt [Lan 74]. Wir wollen von dieser Näherung, bei der Reibungs- und Wärmeleitungseffekte vernachlässigt werden, ausgehen und wiederholen hier die wesentlichen Gedankengänge. Für den Massenfluß Φ^m gilt die Kontinuitätsgleichung

$$\Phi^m(z) = A(z) \cdot \rho(z) \cdot u(z) = \text{const.} \quad (3.1)$$

Hier sind $u(z)$ - die lokale Strömungsgeschwindigkeit, $\rho(z)$ - die lokale Dichte und $A(z)$ - der Düsenquerschnitt am Ort z .

Bei der Strömung des Gases durch die Düse wird aufgrund des Druckgradienten die thermische Energie der Atome in Energie der gerichteten makroskopischen Bewegung umgewandelt. Wir gehen von der Eulerschen Gleichung aus:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + (\bar{u} \cdot \nabla) \bar{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad (3.2)$$

Für isentrope Strömung ($s = \text{const.}$, s - Entropie pro Masseinheit) gilt für die Enthalpie pro

Masseinheit w die Beziehung $dw = 1/\rho dp$, also ist

$$\frac{1}{\rho} \nabla p = \nabla w$$

Berücksichtigt man außerdem die Relation $\frac{1}{2} \text{grad } u^2 = [\bar{u} \cdot \text{rot } \bar{u}] + (\bar{u} \cdot \nabla) \bar{u}$, so erhält man aus (3.2) für eine stationäre Strömung ($\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = 0$) längs der Stromlinien ($\nabla \rightarrow \partial/\partial l$)

$$\frac{\partial}{\partial l} \left(\frac{u^2}{2} + w \right) = 0 \quad (3.3)$$

Für $u_0 = 0$ ergibt sich hieraus

$$w + \frac{u^2}{2} = w_0 \quad (3.4)$$

wobei die Enthalpie w für ein ideales Gas durch die spezifische Wärmekapazität c_p und die Temperatur T bestimmt ist: $w = c_p \cdot T$. Die durch die Gasexpansion maximal erreichbare Geschwindigkeit ist also

$$u_{\max} = \sqrt{2 \cdot w_0} \quad (3.5)$$

Hier kann w_0 durch $c_p \cdot T_0$ ersetzt werden. Berücksichtigen wir zudem die Beziehungen $R/\mu = c_p - c_v$ sowie

$$c = \sqrt{\gamma \frac{RT}{\mu}} \quad (3.6)$$

wobei γ - der Adiabatenkoeffizient $\gamma = c_p / c_v$, c_v - die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen, c - die lokale Schallgeschwindigkeit, R - die universelle Gaskonstante und μ - die molare Masse sind.

Man erhält somit aus Gleichung (3.5) die Beziehung zwischen der maximal erreichbaren Geschwindigkeit u_{\max} und der Schallgeschwindigkeit c_0

$$u_{\max} = c_0 \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1}} \quad (3.7)$$

woraus man erkennen kann, daß die maximal erreichbare Strömungsgeschwindigkeit in der Düse nur durch die Schallgeschwindigkeit im Reservoir 0 bestimmt wird. Für Helium ist $\gamma = 5/3$, bei

$T_0 = 300 \text{ K}$ erhält man $u_{\max} = 1,2 \cdot 10^5 \text{ cm / s}$. Um eine Erhöhung der maximal erreichbaren Geschwindigkeit um den Faktor 2 zu erreichen, ist eine beträchtliche Reservoirtemperatur $T_0 = 1200 \text{ K}$ erforderlich. Aus der Eulerschen Gleichung (3.2) für stationäre Strömung längs der Stromlinien ($u du = -\frac{1}{\rho} dp$) erhält man unter Berücksichtigung der Beziehung $dp = c^2 d\rho$:

$$\frac{d(\rho u)}{du} = \rho \left(1 - \frac{u^2}{c^2} \right), \quad (3.8)$$

woraus zu ersehen ist, daß die Massenflußdichte $\Gamma^m = \rho u$ mit steigender Geschwindigkeit zunimmt, solange $u < c$ ist, und abnimmt, wenn die Geschwindigkeit die Schallgeschwindigkeit übersteigt. In einer konvergenten Düse ($A(z)$ nimmt mit steigendem z ab) nimmt die Massenflußdichte zu. Das Ausströmen des Gases aus dem Reservoir 0 erfolgt unter kontinuierlichem Ansteigen der Strömungsgeschwindigkeit, ausgehend von $u_0 = 0$, d.h. daß die Zunahme der Massenflußdichte mit einem Ansteigen der Geschwindigkeit verbunden ist ($\frac{d(\rho u)}{du} > 0$). Wegen

(3.1) wird die Massenflußdichte an der Stelle der Düse dort maximal, an der der Querschnitt minimal ist (Düsenhals). Im konvergenten Düsenabschnitt kann die Strömungsgeschwindigkeit niemals über $u(z) = c(z)$ hinaussteigen, da dies wegen (3.8) zu $\frac{d(\rho u)}{du} < 0$ führen würde, also mit

einem Abfall der Massenflußdichte verbunden wäre, was einen Widerspruch zu (3.1) ergäbe. Aus den Poisson'schen Adiabatangleichungen

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}}, \quad p = p_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \quad (3.9)$$

und der Zustandsgleichung des idealen Gases $p / \rho = RT / \mu$ kann man sehen, daß der Druckabfall in der Düse bei gleichzeitiger Verringerung der Gastemperatur erfolgt. Damit sinkt auch die lokale Schallgeschwindigkeit c . Ist nun das Druckverhältnis p_0/p_1 groß genug, so kann im Düsenhals die für den konvergenten Düsenabschnitt maximal mögliche Geschwindigkeit, die lokale Schallgeschwindigkeit c

$$u_* = c_* = \sqrt{\gamma \frac{RT_*}{\mu}}$$

erreicht werden. Hierbei bezeichnet a_* den lokalen Wert der Größe a im Düsenhals. Nur in einer konvergent-divergenten Düse (Laval-Düse), wo der Druck im Düsenhals p_* noch größer ist als der Druck im Reservoir 1, sinkt der Druck (und damit die Temperatur) in der Strömung mit wachsendem Durchmesser weiter und es erfolgt der Übergang in die Überschallströmung $u > c$. Setzt man für das ideale Gas die Konstanz der Wärmekapazität in dem interessierenden Temperaturbereich voraus, so erhält man aus (3.6) die Beziehung zwischen der Enthalpie w und der Schallgeschwindigkeit c :

$$w = c_p T = \frac{c^2}{\gamma - 1}$$

Einsetzen in (3.4) liefert die funktionale Abhängigkeit der lokalen Schallgeschwindigkeit c von der Schallgeschwindigkeit c_0 im Reservoir 0:

$$\frac{c^2}{\gamma - 1} + \frac{u^2}{2} = \frac{c_0^2}{\gamma - 1} \quad (3.10)$$

Wird nun aufgrund der Druckverhältnisse im Düsenhals Schallgeschwindigkeit erreicht, so ist in diesem Fall $u = c = c_*$ und damit

$$c_* = c_0 \sqrt{\frac{2}{\gamma + 1}} \quad (3.11)$$

Ersetzt man in (3.4) w durch $c_p T$, so erhält man unter Berücksichtigung der Beziehungen $c_p - c_v = R / \mu$ und $c_p / c_v = \gamma$ die Relation zwischen der lokalen Temperatur und der Strömungsgeschwindigkeit u :

$$T = T_0 \left(1 - \frac{(\gamma - 1) u^2}{2 c_0^2} \right) \quad (3.12)$$

Zur Charakterisierung der Düsenströmung wird häufig anstelle der Strömungsgeschwindigkeit die lokale Mach-Zahl angegeben. Diese ist definiert durch $M = u / c$. Berücksichtigt man dies, so kann man die Gleichung (3.10) folgendermaßen umformen:

$$T = \frac{T_0}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} \cdot M^2} \quad (3.13)$$

Für die lokalen Werte von Druck und Dichte kann man durch Einsetzen in die Poisson'schen Adiabatangleichungen (3.9):

$$\rho = \rho_0 \left(1 - \frac{(\gamma - 1) u^2}{2 c_0^2} \right)^{\frac{1}{\gamma - 1}} \quad (3.14)$$

$$p = p_0 \left(1 - \frac{(\gamma - 1) u^2}{2 c_0^2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (3.15)$$

erhalten. Setzt man in der Gleichung (3.15) $u = c_*$ und berücksichtigt die Relation (3.11), so erhält man die Bedingung für das Erreichen der lokalen Schallgeschwindigkeit im Düsenhals. Für Helium ($\gamma = 5/3$) ist dies der Fall für $p_1 / p_0 < 3/4$. Bei einem Druck im Rezipienten von $p_1 \approx 10^{-3}$ mbar ist diese Bedingung für alle zu Beginn dieses Abschnitts genannten Strahlquellen erfüllt.

Für den Teilchenfluß durch die Düse $\Phi = \Phi^m / m_{\text{He}}$ erhält man für den Fall $u_* = c_*$ durch Einsetzen von $u(T, T_0)$ (3.12) und $\rho(\rho_0, u)$ (3.14) in die Gleichung (3.1), wobei die Beziehung (3.11) berücksichtigt wurde:

$$\Phi = \frac{\sqrt{\gamma \cdot p_0 \cdot \rho_0}}{m_{\text{He}}} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \cdot \frac{\pi}{4} d_*^2 = 8.42 \cdot 10^{12} \cdot p_0 [\text{mbar}] \cdot d_*^2 [\mu\text{m}] \text{ s}^{-1} \quad (3.16)$$

Für die Temperatur im Reservoir 0 wurde $T_0 = 300$ K angenommen.

Möchte man also den Teilchenfluß in das zu diagnostizierende Plasma dahingehend begrenzen, daß die Heliumdichte im Beobachtungsvolumen 10% der sich aus dem Neutralgasdruck ergebenden Wasserstoffkonzentration $n_{\text{H}} \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ nicht übersteigen soll, so erhält man unter Annahme einer Strahlgeschwindigkeit von $u \approx 1,6 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$ und einem Strahlquerschnitt im Meßvolumen von $A \approx 5 \text{ cm}^2$ einen maximal zulässigen Teilchenfluß von

$$\Phi_{\text{max}} \leq 2 \cdot 10^{18} \text{ Atome/s.}$$

Hieraus läßt sich nun für einen bestimmten Düsendurchmesser d_* aus (3.16) der maximal zulässige Vordruck p_0 bestimmen. Der effektive Durchmesser d_* wurde für die einzelnen Düsen aus dem Vordruck bei konstantem Teilchenfluß bestimmt. Dies erwies sich als notwendig, da der effektive Düsendurchmesser stets kleiner ist als der tatsächliche (je kleiner die Düse, desto leichter 'verstopft' sie). Letzterer läßt sich durch optische Messungen leicht bestimmen (z.B. mit Hilfe eines Stereomikroskopes).

Aus (3.8) ist ersichtlich, daß die Strömungsgeschwindigkeit in der Düsenmündung u_m bei festgelegtem Expansionsverhältnis p_0/p_m nur von der Schallgeschwindigkeit und damit von der Temperatur T_0 im Reservoir 0 abhängt. Sollte hier der Druck in der Strömung in der Düsenmündung noch nicht gleich dem Druck im Reservoir 1 sein, so setzt sich die adiabatische Expansion des Strahls hinter der Düsenmündung fort, wobei Dichte, Temperatur und Druck weiter absinken, bis sich der Druck in der Strömung dem Umgebungsdruck angeglichen hat. In der Arbeit von Becker und Bier [Bec 54] wurde dies für Drücke $p_1 \approx 10^{-1}$ mbar experimentell gezeigt, wobei sich erwies, daß die optimale Strahlintensität durch Laval-Düsen erzielt werden kann, bei denen der divergente Teil gekürzt bzw. völlig entfernt wurde. Der Effekt kann darauf zurückgeführt werden, daß die sich im divergenten Düsenabschnitt bei kleinen Drücken bildenden Randschichten die Strömung aufgrund von Reibungseffekten störend beeinflussen. Dieses Resultat ist für die praktische Anwendung von Düsen mit Durchmessern $d < 0,1$ mm von besonderer Bedeutung, da hier die Fertigung von Lavaldüsen idealer Querschnittsform mit Düsenhalsdurchmessern $d_* < 0,1$ mm technisch sehr schwierig ist, wogegen konvergente Düsen bedeutend leichter herzustellen sind.

Vernachlässigt man die Reibungsverluste, so unterscheiden sich die konvergenten und konvergent-divergenten (Laval-)Düsen mit gleichem Düsenhalsdurchmesser hinsichtlich der Strömungsparameter des freien Atomstrahls nicht wesentlich, so daß im folgenden diese beiden Fälle nicht gesondert behandelt werden.

Die uns interessierende Strahldivergenz erhält man nun in erster Näherung (ausgehend von

über den Düsenquerschnitt homogener Strömung, bei Vernachlässigung der Randschichten) aus der sich im Resultat der adiabatischen Expansion in der Düsenmündung einstellenden Geschwindigkeitsverteilungsfunktion. Im bewegten Koordinatensystem des Gasstrahls erhält man für ein isotropes Gas im thermodynamischen Gleichgewicht eine Boltzmann-Verteilung, die bestimmt ist durch die Gastemperatur in der Düsenmündung T_m . Im ruhenden Koordinatensystem schreibt sich die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion somit in Kugelkoordinaten

$$f(v, \theta) = 2\pi \left(\frac{m}{2\pi k T_m} \right)^{3/2} n_m v^2 e^{-\frac{m}{2kT_m}(v^2 - 2uv \cos\theta + u^2)} \sin\theta, \quad (3.17)$$

wobei die Strömungsgeschwindigkeit u und die Temperatur in der Düsenmündung T_m durch (3.12, 3.15) und die Bedingung $p_m = p_1$ bestimmt ist. Die Teilchendichte in der Düsenmündung n_m erhält man aus (3.14).

Die Anzahl der Teilchen, die pro Zeiteinheit und Flächenelement die Düse unter dem Winkel θ im Raumwinkelement $d\Omega$ mit einer Geschwindigkeit im Intervall dv verlassen, ist durch $|\vec{\Gamma}| = \Gamma(v, \theta) = v \cos\theta f(v, \theta)$ gegeben.

$$\Gamma(v, \theta) = 2\pi \left(\frac{m_{\text{He}}}{2\pi k T_m} \right)^{3/2} n_m v^3 \sin\theta \cos\theta \cdot e^{-\frac{m_{\text{He}}}{2kT_m}(v^2 - 2vu \cos\theta + u^2)} \quad (3.18)$$

Auf diese Gleichung werden wir später zurückkommen. Den Teilchenfluß erhält man für eine homogene Flußdichte über den gesamten Düsenquerschnitt aus $\Phi = \frac{\pi}{4} d_*^2 \int_0^\pi \int_0^\infty \Gamma(v, \theta) v dv d\theta$.

Bei der experimentellen Bestimmung der Strahldivergenz liefert ein Pitot-Rohr, das die Druckdifferenz zwischen Staudruck und Basisdruck mißt, auf direktem Wege die Winkelverteilung der Strahlintensität. Da für unsere Untersuchungen jedoch keine derartige Apparatur zur Verfügung stand, wurde eine Videokamera, gekoppelt mit einem Bildverarbeitungssystem, verwendet. Das Bildverarbeitungssystem (Fa. Optimas) gestattet die Digitalisierung und quantitative Auswertung der Videoaufnahmen. Hierbei konnte durch Falschfarbdarstellungen eine wesentliche Erhöhung der Kontraste erzielt werden, so daß selbst bei den für unsere Plasmen ungünstigen Anregungsverhältnissen der HeI-Zustände und den damit verbundenen geringen Meßsignalen eine Auswertung möglich war. Abb. 3.2 zeigt eine typische Aufnahme des Düsenstrahls (D1). In eine Wasserstoffentladung mit typischen Elektronentemperaturen von $T_e = 10$ eV und Elektronendichten von $n_e \approx 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ wurde Helium durch die Düse eingelassen. Der Teilchenfluß wurde durch einen Durchflußregler konstant gehalten. Die Intensitätsverteilung der stärksten HeI-Linie auf der Wellenlänge $\lambda = 588$ nm wurde von der Videokamera unter einem Blickwinkel von etwa 90° (Abb. 3.3) aufgenommen. Die spektrale Selektierung des He-Signals vom starken Eigenleuchten der Wasserstoffentladung erfolgte mit Hilfe zweier Kantenfilter ($\lambda_1 = 550$ nm, $\lambda_2 = 600$ nm). Die so erhaltene räumliche Verteilung der Emissivität der aus der Düse ausströmenden Heliumatome kann nun bezüglich der Winkelverteilung des Heliumstrahls vor der Düse ausgewertet werden. Hierbei muß berücksichtigt werden, daß das axiale Magnetfeld dazu führt, daß der Gradient der Elektronentemperatur senkrecht zum Heliumstrahl vernachlässigbar klein ist und somit aus der Intensitätsverteilung senkrecht zum

Strahl unmittelbar auf die Strahlgeometrie geschlußfolgert werden kann. Das Intensitätsprofil parallel zur Strahlachse hingegen ist aufgrund des Gradienten der Elektronentemperatur nur mit Einschränkungen zur Auswertung hinsichtlich der Strahlgeometrie geeignet. Dies hängt damit zusammen, daß im Bereich $T_e < 20$ eV die Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand eine starke Abhängigkeit von der Elektronentemperatur zeigen, und somit von den Linienintensitäten nur unter Kenntnis

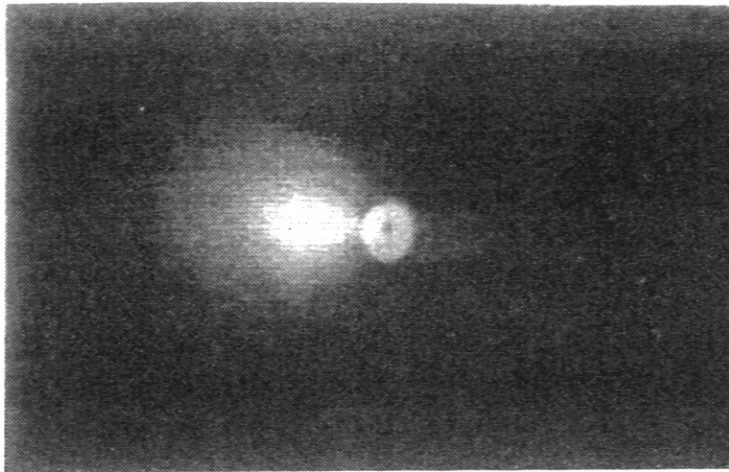


Abb. 3.2: Mit einer Videokamera, aufgezeichnete räumliche Verteilung der Emissivität des Düsenstrahls (D1). Zur Verstärkung des Kontrastes wurden Kantenfilter eingesetzt.

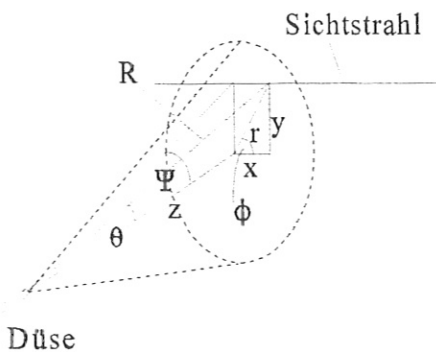


Abb. 3.3:

Beobachtungsgeometrie bei der Bestimmung der Strahldivergenz mit Hilfe einer Videokamera. Die Meßsignale stellen Linienintegrale über den Sichtstrahl dar, der in einem Abstand $y = z \tan \psi$ von der Strahlachse verläuft, wobei z der Abstand des Meßortes von der Düse ist.

der Elektronentemperaturprofile auf die Neutralteilchendichte geschlossen werden kann.

Die Meßsignale $I(z,y)$ der Videokamera stellen Linienintegrale über den Sichtstrahl dar. Durch ein Abel'sches Inversionsverfahren erhält man radiale Profile der Teilchendichten im Helium-Strahl $n_{\text{He}}(z, r)$. Die Beziehung zwischen der Teilchendichte in einem Volumenelement, dessen

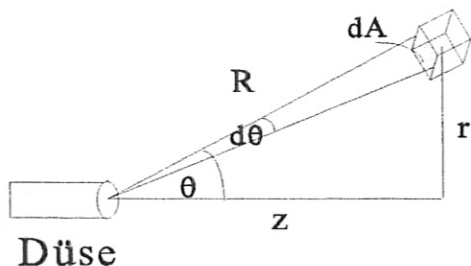


Abb. 3.3 a:

Skizze zur Verdeutlichung der Relation (3.19)

Position, relativ zur Düse durch die Koordinaten (z, r, φ) - oder im Kugelkoordinatensystem (R, θ, φ) - gegeben ist, und der Teilchenflußdichte läßt sich anhand der Skizze (3.3. a) leicht herstellen. Berücksichtigt man dabei die Größe des Flächenelements

$$dA(z, \theta, \varphi) = R^2 \sin \theta d\theta d\varphi = \frac{z^2}{\cos^2 \theta} \sin \theta d\theta d\varphi$$

so erhält man

$$n_{\text{He}}(z, r) = \frac{\pi}{4} d_*^2 \int_0^\infty \frac{\Gamma(v, \theta, \varphi) d\theta d\varphi}{v dA(z, \theta, \varphi)} dv = \frac{\pi}{4} d_*^2 \int_0^\infty \frac{\Gamma(v, \theta)}{v z^2 \tan \theta} dv \quad (3.19)$$

Eine starke Streuung der Meßwerte, bedingt dadurch, daß aufgrund der geringen Meßsignale nicht der gesamte Dynamikbereich des CCD-Detektors ausgenutzt wurde, kann bei einem Abel'schen Inversionsverfahren zu beträchtlichen Fehlern führen. Die numerische Berechnung der Linienintegrale aus der theoretisch berechneten Teilchendichteverteilung im Strahl ist jedoch möglich, nämlich

$$I(y) = 2 \int_y^a \varepsilon(r) \frac{r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr, \quad (3.20)$$

wobei $\varepsilon(r) \sim n_{\text{He}}(r)$ ist und sich n_{He} aus (3.19) berechnen läßt. In der Abbildung 3.4 ist die Funktion $I(\Psi) / I(0)$, wobei sich Ψ aus der Beziehung $\tan \Psi = y / z$ ergibt, für verschiedene Temperaturen T_m des Gases in der Düsenmündung dargestellt. Zusätzlich dazu ist jene Intensitätsverteilung angegeben, die der Funktion $\Gamma(\theta) \sim \cos^7 \theta$ entspricht. Derartige \cos -Verteilungen wurden in den Arbeiten [Bra 87] ($\cos^7 \theta$) und [Bro 93] ($\cos^{11} \theta$) als Fitfunktion für die Winkelverteilung der Strahlintensität vor der Düse angegeben. Es zeigt sich, daß die Abweichungen der Fitfunktionen von den exakten Winkelverteilungen bei gegebenen Expansionsverhältnissen eine Anwendung derartiger Funktionen durchaus rechtfertigen, obwohl sie keine physikalische Erklärung der entsprechenden Strahlform liefern. Aus den gemessenen Linienintegralen ergeben sich Teilchendichteverteilungen im Strahl, die Temperaturen in der Düsenmündung von $T_m^{\text{D1}} = 200$ K bzw. $T_m^{\text{D2}} = 80$ K entsprechen würden. Es zeigt sich also, daß Düsen mit kleineren

Durchmessern, die unter höheren Vordrücken betrieben werden, eine geringere Strahldivergenz

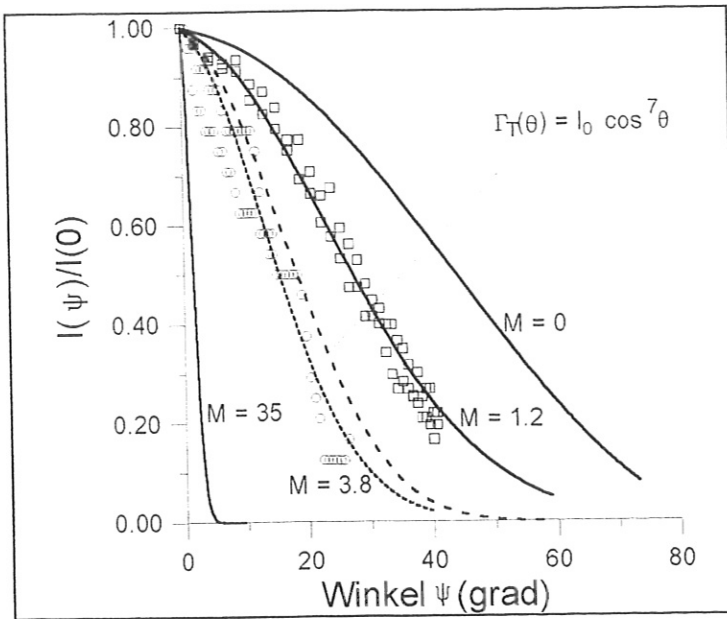


Abb.3.4:

Theoretische und experimentelle Winkelabhängigkeit der relativen Strahlintensität;

Experimentelle Werte:

○ - konvergente Einzeldüse (D2)

$d_* = 20 \mu\text{m}$, $p_0 = 1,5 \text{ bar}$, ($M_T = 11$)

□ - konvergent-divergente (Laval-Form) Einzeldüse (D1)

$d_* = 200 \mu\text{m}$,

$p_0 = 15 \text{ mbar}$, ($M_T = 6,5$)

Theoretische Kurven:

$M = 0$ ($T_m = 293 \text{ K}$),

$\Gamma(\theta) = \cos^7(\theta)$,

$M = 3,8$ ($T_m = 80 \text{ K}$),

$M = 1,2$ ($T_m = 200 \text{ K}$),

$M = 35$ ($T_m = 0,72 \text{ K}$);

aufweisen. Die den Meßwerten entsprechende Mach-Zahl M_T in der Düsenmündung T_m liegt jedoch deutlich unter der erwarteten, die man aus (3.12, 3.13, 3.15) und der Bedingung $p_m = p_1$ erhält. Warum das mit der Expansion des Gases durch die Düse verbundene Absinken der Temperatur nicht bis zu dem theoretisch erwarteten Wert erfolgt, sondern vorher abgebrochen wird, wird zu einem späteren Zeitpunkt erklärt werden. Deutlich wird jedoch, daß kleinere Düsendurchmesser und höhere Vordrücke eine Verbesserung der Strahldivergenz ermöglichen.

Eine bei der Charakterisierung von Düsenstrahlquellen gebräuchliche Größe ist der sogenannte 'peaking factor' k , welcher definiert ist durch

$$\Gamma(z) \Big|_{\theta=0} = k \frac{\Phi}{\pi \cdot z^2} \quad (3.21)$$

wobei $\Gamma(z)$ die axiale Teilchenflußdichte für den Abstand von der Strahlquelle z bedeutet. Der 'peaking factor' drückt aus, um welchen Faktor das Verhältnis der axialen Flußdichte zum Gesamtfluß für eine gegebene Strahlquelle größer ist als es für eine ideale effusive Quelle der Fall ist (eine ideale effusive Strahlquelle ist dadurch gekennzeichnet, daß das Gas aus einem Reservoir durch eine kreisförmige Blende, deren Durchmesser klein gegenüber der freien Weglänge im Reservoir ist, ins Vakuum ausströmt. Die Winkelverteilung genügt in diesem Fall einer cos-Funktion). Für die in dieser Arbeit untersuchten Düsen läßt sich k unter Verwendung der oben hergeleiteten Winkelverteilung $\Gamma(z, \theta)$ numerisch berechnen, nämlich

$$\begin{aligned}
 k &= \frac{\Gamma(z)}{\Phi} = \lim_{\theta \rightarrow 0} \frac{\int_0^\infty \int_0^\theta \Gamma(\theta', z) d\theta' dv}{\pi \cdot z^2 \tan^2 \theta} \cdot \frac{\pi \cdot z^2}{\int_0^\infty \int_0^{\pi/2} \Gamma(\theta, z) d\theta} \\
 &= \lim_{\theta \rightarrow 0} \frac{1}{\tan^2 \theta} \cdot \frac{\int_0^\infty \int_0^\theta v^3 \cdot \cos \theta' \cdot e^{-\frac{m_{\text{He}}}{2 \cdot k T_m} (v^2 - 2 v u \cos \theta' + u^2)} \sin \theta' d\theta' dv}{\int_0^\infty \int_0^{\pi/2} v^3 \cdot \cos \theta' \cdot e^{-\frac{m_{\text{He}}}{2 \cdot k T_m} (v^2 - 2 v u \cos \theta' + u^2)} \sin \theta' d\theta' dv} \quad (3.22)
 \end{aligned}$$

Die Abbildung 3.5 zeigt die Abhängigkeit des 'peaking factor' von der Mach-Zahl M der Düsenströmung. Die logarithmische Darstellungsform läßt leicht erkennen, wie stark die Strahldivergenz von der Mach-Zahl des Gases in der Düsenmündung abhängt. Wie man erkennen kann, ist bei den in dieser Arbeit untersuchten Einzeldüsen die axiale Flußdichte bis zu einem Faktor 15 größer, als es bei einer effusiven Strahlquelle der Fall wäre.

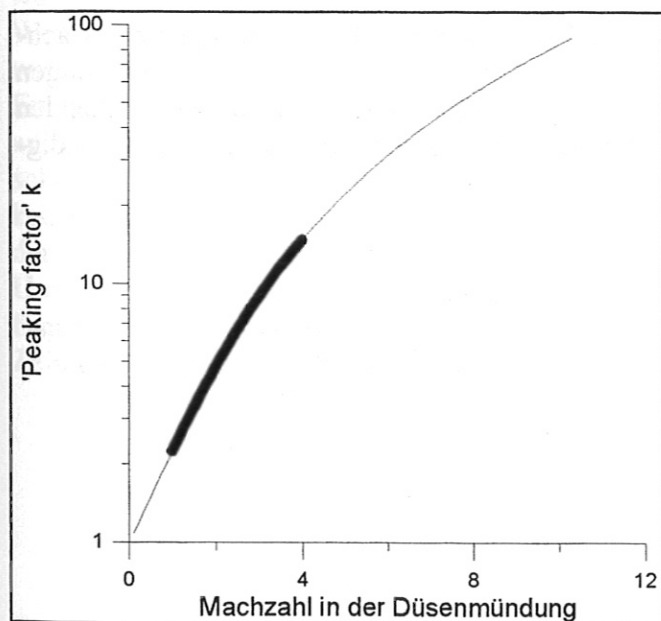


Abb. 3.5: Abhängigkeit des 'peaking factors' von der Mach-Zahl der Düsenströmung; der markierte Bereich kennzeichnet die bei den in dieser Arbeit vermessenen konvergenten Düsen auftretenden Mach-Zahlen

Je größer die Mach-Zahl, die durch die adiabatische Expansion durch die Düse erreicht wird, desto gerichteter ist der Strahl.

Da sich bei adiabatischer Expansion das Temperaturverhältnis T_m/T_0 verhält wie $(p_m/p_0)^{1/(\gamma-1)}$, kann man verstehen, daß bei festgelegtem Kammerdruck $p_1 = p_m$ ein möglichst großer Vordruck im Reservoir 0 notwendig ist, um die Strahldivergenz zu verringern, was durch die experimentellen Untersuchungen belegt werden konnte (siehe Abb. 3.4). Soll andererseits ein durch die zur Verfügung stehende Pumpkapazität und durch die Bedingung der weitestgehenden Störungsfreiheit des zu untersuchenden Plasmas bestimmter maximal zulässiger Gesamtteilchenfluß durch die Düse nicht überschritten werden, so ergeben sich hieraus wegen $Q^T \propto p_0 \cdot d^2$ obere Grenzen für die Düsendurchmesser d_* .

Eine andere, zur Charakterisierung des Düsenstrahls häufig verwandte Größe ist das sogenannte 'speed ratio', das definiert ist durch

$$S = \left(\frac{\frac{1}{2} \mu u^2}{kT} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.23)$$

Berücksichtigt man die Beziehung $c^2 = \gamma \frac{RT}{\mu}$, so erhält man den Zusammenhang zwischen dem 'speed ratio' und der Mach-Zahl der Strömung

$$S = \sqrt{\frac{\gamma}{2}} \cdot M$$

Aus (3.17) läßt sich die volle Halbwertsbreite (FWHM) der Geschwindigkeitsverteilung Δv berechnen. Für $S > 10$ erhält man näherungsweise

$$\Delta v/u \approx 1,65 / S \quad (3.24)$$

d.h. die Breite der Geschwindigkeitsverteilung verhält sich umgekehrt proportional zur Mach-Zahl. Für die in dieser Arbeit untersuchten Düsen lassen sich die Geschwindigkeitsverteilungen der Strahlatoome berechnen, indem man die der gemessenen Strahldivergenz entsprechenden Mach-Zahlen berücksichtigt. Die axiale Teilchenflußdichte als Funktion von der Geschwindigkeit ist in Abb. 3.6 dargestellt.

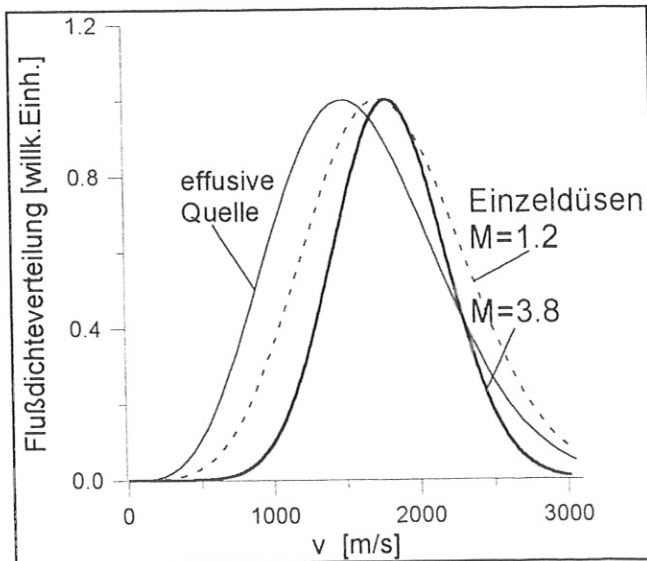


Abb. 3.6:

Geschwindigkeitsabhängigkeit der axialen Flußdichten für unterschiedliche Mach-Zahlen der Düsenströmung

Für das Temperaturverhältnis erhält man die Beziehung

$$T/T_0 \approx 2,5 / S^2 \quad (3.25)$$

Aus der experimentellen Bestimmung der Winkelverteilung der Strahlintensität vor der Düse läßt sich T/T_0 bestimmen, so daß man unter Berücksichtigung von (3.23) und (3.24) Aussagen über die Halbwertsbreite der Geschwindigkeitsverteilung machen kann, wenn, wie in unserem Fall, nicht die Möglichkeit besteht, die Geschwindigkeitsverteilung durch Flugzeitmessungen zu bestimmen. Das ist von Bedeutung, wenn die Breite der Geschwindigkeitsverteilung der Atome des Neutralteilchenstrahls direkt das zeitliche Auflösungsvermögen der Diagnostik bestimmt. Insbesondere, wenn die Relaxationslängen der Besetzungsdichten $\Delta l = \Delta \tau \cdot u$, bedingt durch Elektronenstoßprozesse, die typischen Längen der Änderung der Plasmaparameter überschreiten, muß die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Strahl-atome berücksichtigt werden [Bro 93].

Bei der Herleitung der Beziehungen (3.12, 3.14, 3.15) für die Strömungsparameter in der Düse wurde von einer laminaren Gasströmung (Poiseuille-Strömung) ausgegangen. Liegt der Druck im Reservoir 1 aber wie in unserem Fall im Bereich von 10^{-4} mbar, so bedeutet das für Helium eine freie Weglänge von $\Lambda \approx 1$ m. Die laminare Näherung ist nur im Bereich $\Lambda/d < 10^{-2}$ brauchbar. Im Bereich $\Lambda/d > 1$ spricht man von Molekularströmung (Knudsen-Strömung), die dadurch gekennzeichnet ist, daß die Teilchen im Strahl keinen Stoßkontakt mehr zueinander haben, die Geschwindigkeitsverteilung parallel zur Strahlachse also praktisch eingefroren ist, wogegen die mittlere Geschwindigkeit senkrecht zur Strahlachse nach Verlassen der Düse mit wachsendem z sinkt (die Atome mit größerem v_{\perp} verlassen den Strahl eher). Sind die freien Weglängen jedoch so groß, daß von Molekularströmung ausgegangen werden muß, so ist eine weitere Erhöhung der Strahlgeschwindigkeit bei gleichzeitiger Verringerung der thermischen Energie aufgrund fehlenden Stoßkontaktes der Strahl-atome unmöglich. Die für den Fall adiabatischer Expansion berechnete Strahltemperatur T_m wird also nicht erreicht. Die adiabatische Expansion endet in dem Gebiet, wo $\Lambda/d \approx 1$. Die räumliche Änderung der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion im Übergangsbereich zwischen laminarer und Molekularströmung kann durch numerische Lösung der Boltzmann-Gleichung gefunden werden [Toe 77]. Experimentelle Untersuchungen von J. B. Anderson und J. B. Fenn [And 65] haben gezeigt, daß die bei der Expansion des Gasstrahls durch die Düse erreichte Mach-Zahl M_T eine Funktion der Knudsen-Zahl Kn_N im Düsenhals darstellt:

$$M_T = 1.17 \cdot Kn_N^{-0.4} \quad , \quad (3.26)$$

$$Kn_N = \frac{\Lambda(p_*)}{d_*} \quad (3.27)$$

wobei $\Lambda(p_*)$ die freie Weglänge im Düsenhals bedeutet. Berücksichtigt man die Abhängigkeit der freien Weglänge Λ der Heliumatome vom Druck p [Ard 79] :

$$\Lambda[\text{mm}] = \frac{0.184}{p[\text{mbar}]} \quad (3.28)$$

so läßt sich aus (3.26, 3.27) die für die Winkelverteilung entscheidende Mach-Zahlen des Düsenstrahls berechnen.

Für die Düsen D1, D2, D3 mit den Durchmessern $d_*^{D1} = 200 \mu\text{m}$, $d_*^{D2} = 20 \mu\text{m}$, $d_*^{D3} = 500$

man erhält man somit für die Vordrücke $p_0^{D1} = 15 \text{ mbar}$, $p_0^{D2} = 1,5 \text{ bar}$, $p_0^{D3} = 2,5 \text{ mbar}$ Mach-Zahlen von $M^{D1} = 3,5$, $M^{D2} = 9$, $M^{D3} = 2,5$. Vergleicht man die für die Düse D1 und D2 in Abb. 3.4 aufgetragene Winkelverteilung mit den berechneten Kurven, so kann man feststellen, daß die aus den experimentellen Winkelverteilungen bestimmten Mach-Zahlen merklich niedriger liegen als die theoretischen Werte. Dies ist auch zu erwarten, da von homogener reibungsfreier Strömung ausgegangen wurde und die sich bildenden Randschichten vernachlässigt wurden, was besonders bei kleinen Düsen (D2) zu merklichen Fehlern führt. Die Tendenz, daß für kleinere Düsen höhere Mach-Zahlen und geringere Strahldivergenz zu erwarten ist, bleibt für die in dieser Arbeit untersuchten Düsen jedoch erhalten, so daß im Hinblick auf die Strahldivergenz kleineren Düsen und hohen Vordrücken p_0 der Vorrang gegeben werden sollte.

3.2 Die Düse-Skimmer-Anordnung

Eine weitere Möglichkeit zur Verbesserung der Strahlqualität stellt die in der Molekularstrahlphysik angewandte Düsen-Skimmer-Anordnung dar [Kan 51, Bec 54, Cam 74, And 74, Ash 66, Bos 69]. Diese ist, verglichen mit der Einzeldüse, mit wesentlich höherem apparativen Aufwand verbunden, ermöglicht aber eine erhebliche Verbesserung der Strahlqualität hinsichtlich Strahldivergenz und Monoenergetizität, wie in diesem Abschnitt gezeigt werden soll. Wie aus Abb. 3.7 zu ersehen ist, besteht das Prinzip dieser Anordnung darin, daß eine kegelförmige Blende, mit der Kegelspitze der Strahlquelle zugewandt, in einiger Entfernung von der Düse in

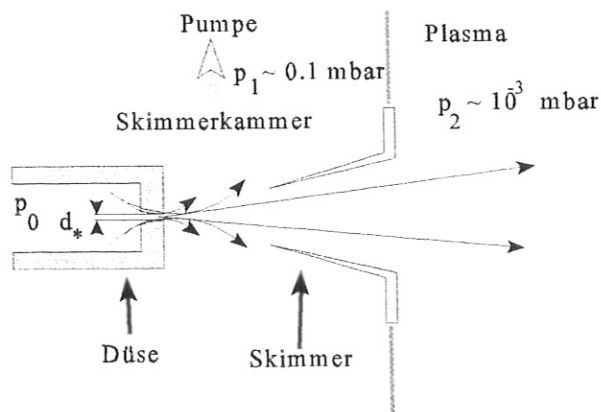


Abb. 3.7:
Prinzipieller Aufbau einer Düse-Skimmer-Anordnung nach Campargue [Cam 74]

den Strahl eingebracht wird, so daß nur der Kern des Düsenstrahls in das zu diagnostizierende Plasma eingeblasen wird, wogegen die Randgebiete durch den Skimmer abgeschält und durch eine zusätzliche Pumpe abgepumpt werden. Eine derartige Strahlquelle ermöglicht eine Verbesserung der Strahlqualität in zweierlei Hinsicht.

Der Skimmer bewirkt, daß nur etwa 0,1 % des Düsenflusses in den Rezipienten gelangen. Bei gleichem Teilchenfluß in den Rezipienten kann also der Vordruck vor der Düse bei einer Düsen-Skimmer-Anordnung gegenüber der einfachen Düse um zwei Größenordnungen erhöht werden.

Aus (3.23, 3.24, 3.26) ist ersichtlich, sich daß die Breite der Geschwindigkeitsverteilung Δv als Funktion des reziproken Vordrucks folgendermaßen verhält:

$$\frac{\Delta v_{\text{Düse}}}{\Delta v_{\text{Düse+Sk.}}} = \frac{S_{\text{Düse+Sk.}}}{S_{\text{Düse}}} = \frac{M_T^{\text{Düse+Sk.}}}{M_T^{\text{Düse}}} = \left(\frac{p_0^{\text{Düse+Sk.}}}{p_0^{\text{Düse}}} \right)^{0.4} \quad (3.29)$$

Die Erhöhung des Vordrucks in einer Düse-Skimmer-Anordnung gegenüber der Einzeldüse um den Faktor 1000 bewirkt also eine Verringerung der FWHM (full width at half maximum) um etwa den Faktor 16.

Zum anderen gewährleistet der Skimmer eine rein geometrische Verringerung der Strahldivergenz

$$\tan \theta_{\text{max}} = \frac{d_{\text{sk}} + d_*}{d_{\text{ds}}} \quad (3.30)$$

die bestimmt wird durch die effektive Skimmeröffnung d_{sk} und den Abstand zwischen Düse und Skimmer d_{ds} , wenn die freie Weglänge der Atome vergleichbar ist mit der Größe der Skimmeröffnung, so daß nahezu Molekularbewegung vorausgesetzt werden kann und die Strahldivergenz nur noch durch die geometrische Apertur bestimmt wird.

In der Literatur wird prinzipiell zwischen zwei Typen von Molekularstrahlquellen unterschieden. Beim Fenn-Typ [And 74] wird in der Skimmerkammer ein solcher Druck realisiert, daß man von Molekularbewegung ausgehen kann. Hierzu sind jedoch hohe Pumpleistungen erforderlich, um trotz der anfallenden großen Gasmengen einen Basisdruck $p_1 \approx 10^{-3}$ mbar zu erreichen [Hui 93].

Eine Düsenstrahlquelle vom Campargue-Typ ist dagegen dadurch gekennzeichnet, daß bei einem Druck in der Skimmerkammer von $p_1 \geq 10^{-1}$ mbar von laminarer Gasströmung ausgegangen werden kann. Die sich zwischen dem Strahl und dem Hintergrundgas herausbildenden Grenzschichten gewährleisten innerhalb des Mach-Kegels (siehe Abb. 3.8) eine ungestörte Expansion des Strahls [Bie 61], die durch eine steigende Mach-Zahl entlang der

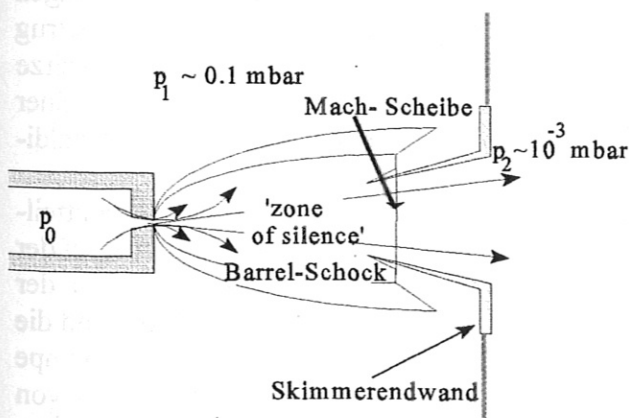


Abb. 3.8:
Schockwellenstruktur eines Düsenstrahls für den Fall laminarer Strömung [Ash 64]

Stromlinien gekennzeichnet ist, wobei die Mach-Zahl der Strömung als Funktion vom Abstand von der Düse d_* durch die folgende Fitfunktion beschrieben werden kann [Ash 64]

$$M(z) = a \left(\frac{z - z_0}{d_*} \right)^{\gamma-1} - \frac{1}{2} \cdot \frac{(\gamma+1)}{(\gamma-1)} \Big/ a \left(\frac{z - z_0}{d_*} \right)^{\gamma-1} \quad (3.31)$$

Die Konstanten a und z_0 betragen für einatomige Gase ($\gamma = 5/3$) $a = 3,26$ und $z_0/d_* = 0,075$ [Ash 64]. Der Skimmer muß sich in diesem Fall in der sogenannten 'zone of silence' [She 63] befinden, die vom Barrel-Schock und der Mach-Scheibe begrenzt wird und in der eine vom Hintergrundgas weitestgehend ungestörte adiabatische Expansion bei steigender Mach-Zahl erfolgt. In diesem Fall ist es möglich, einen Molekularstrahl hoher Mach-Zahl zu erzeugen [Cam 74, Gir 94]. Die Unterdrückung der Ausbreitung von Stoßwellen an der Skimmerwand und an der Skimmerspitze [Bir 71, Bos 69], die mit starker Strahlabschwächung und Verringerung der Mach-Zahl verbunden sind, stellt jedoch hohe Anforderungen sowohl an die Skimmergeometrie, als auch an die richtige Positionierung der Skimmeröffnung in der Strahlströmung. Auf diese Weise tritt anstelle geringerer Anforderungen an die Pumpkapazität ein höherer Aufwand bei der Dimensionierung der Skimmerkammer.

Der in dieser Arbeit verwendete Aufbau einer Strahlquelle ist in Abb. 3.9 dargestellt. Das Gas strömt unter einem Vordruck von 5 bar durch das vom optischen Detektionssystem angesteuerte Magnetventil V1 in die Skimmerkammer. Nach einer Gaspulsdauer von 40 msec wird, zeitgleich mit dem Schließen von V1, das Ventil V2 geöffnet, welches die Zuleitung zwischen V1 und der Düse mit der Pumpe verbindet. Das verhindert ein unerwünschtes Nachlaufen von Helium nach Ende des Gaspulses und damit eine unnötige Störung des Plasmas.

Die Düse (konvergent, $d_* = 70 \mu\text{m}$) wurde mit Hilfe eines Laserschweißverfahrens auf die Stirnfläche eines Rohres (Außendurchmesser: 6 mm, Innendurchmesser: 2,5 mm) aufgebracht, das in einer Justierhalterung sowohl in x-y- und z-Richtung, als auch bezüglich der beiden Winkel zwischen Düse und Strahlachse ausrichtbar ist. Die exakte Justage der Düse gegenüber dem Skimmer erfolgte mit Hilfe eines He-Ne-Lasers und stellt eine wichtige Voraussetzung für die ungestörte Arbeitsweise der Anordnung dar. Die in dieser Arbeit getesteten Skimmer der Fa. Beam Dynamics sind aus dünnem Kupferblech gezogen, der innere und äußere Winkel betragen $\alpha_{\text{int}} = 25^\circ$ und $\alpha_{\text{ext}} = 30^\circ$, die Kegellänge beträgt 25,4 mm. Die Breite der Skimmerspitze betrug maximal $5 \mu\text{m}$. Voruntersuchungen mit einem Edelstahlskimmer mit breiterer Kegelspitze ($\delta \approx 30 \mu\text{m}$) haben gezeigt, daß von der Skimmerspitze sich ausbreitende Stoßfronten zu einer wesentlichen Beeinträchtigung der Überschallströmung führen können, wodurch die Strahldivergenz negativ beeinflusst wird.

Der Durchmesser der Skimmeröffnung $d_{\text{sk}} = 0,5 \text{ mm}$ wurde mit der möglichen Gesamtteilchenflußrate in den Rezipienten abgestimmt. In jedem Fall muß die effektive Pumpleistung in der Skimmerkammer einen solchen Basisdruck gewährleisten, daß die freie Weglänge in der Skimmeröffnung Λ_{sk} vergleichbar ist mit dem Skimmerdurchmesser. In unserem Fall bestand die Möglichkeit, die Vorvakuumpumpe der Druckstufe des Plasmagenerators (Rootspumpe $600 \text{ m}^3/\text{h}$) mitzunutzen, so daß ein Basisdruck in der Skimmerkammer p_1 im Bereich von (0,01-0,4) mbar erreicht werden konnte.

Da der Abstand zwischen Düse und Skimmer d_{ds} - einer der kritischen Parameter in der Campargue-Anordnung - nicht extern regulierbar war, wurde zunächst bei einem Abstand von $d_{\text{ds}} = 3 \text{ mm}$ der Druck in der Skimmerkammer in Abhängigkeit vom Vordruck p_0 bestimmt. Nach R. Campargue beträgt der optimale Düsen-Skimmer-Abstand, bei dem maximale

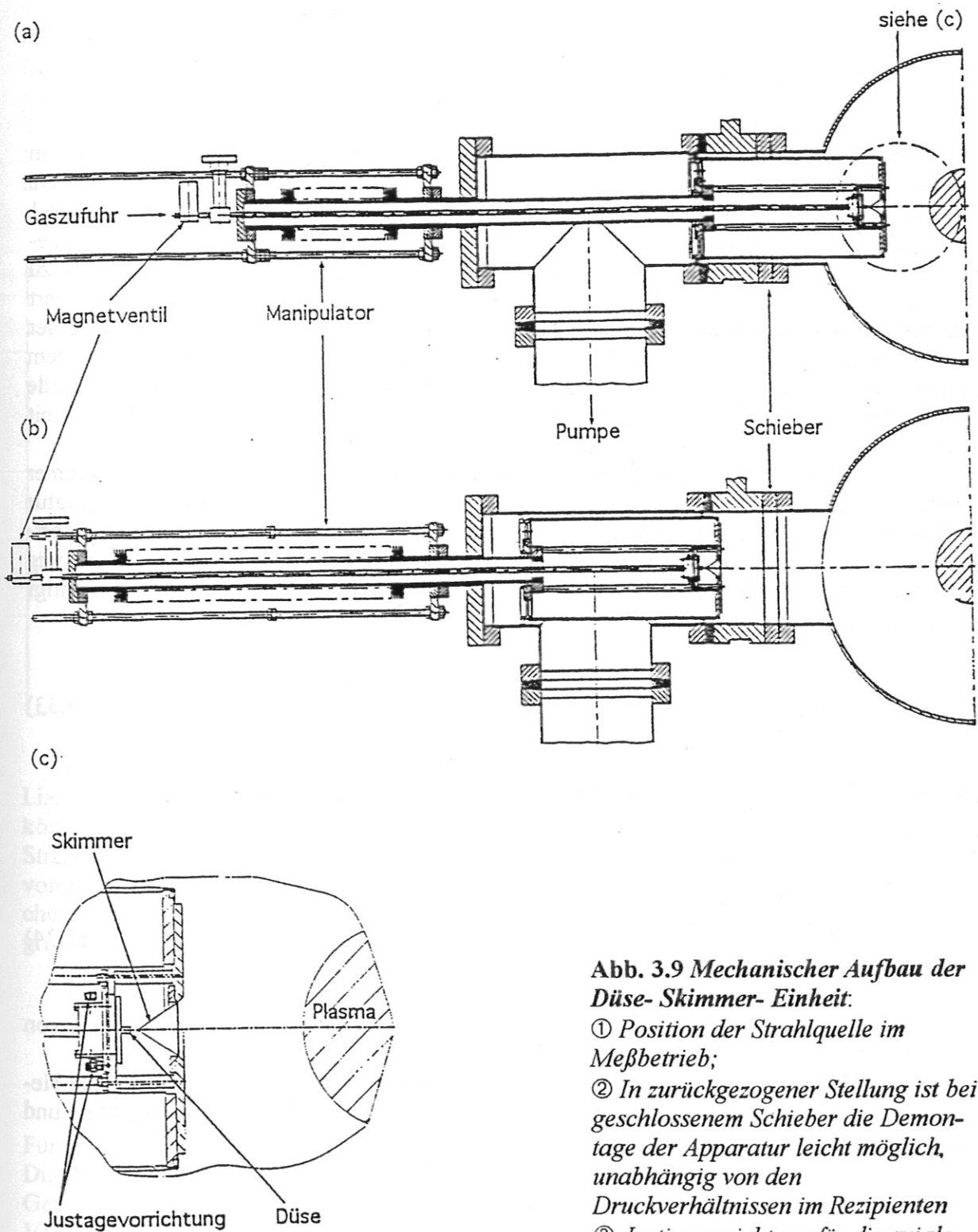


Abb. 3.9 Mechanischer Aufbau der Düse-Skimmer-Einheit.

- ① Position der Strahlquelle im Meßbetrieb;
- ② In zurückgezogener Stellung ist bei geschlossenem Schieber die Demontage der Apparatur leicht möglich, unabhängig von den Druckverhältnissen im Rezipienten
- ③ Justier Vorrichtung für die axiale Ausrichtung der Düse gegenüber dem Skimmer

Strahlintensität erreicht wird,

$$\left(\frac{d_{ds}^{opt}}{d_*}\right) = 0.125 \left(\frac{1}{Kn_0} \cdot \frac{p_0}{p_1}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.32)$$

Experimentelle Untersuchungen von U. Bossel et al. [Bos 69] haben gezeigt, daß sich in diesem Fall die Skimmerspitze unmittelbar vor der Mach-Scheibe befindet. Hinter der Mach-Scheibe erfolgt der Übergang auf Unterschallströmung wobei die Mach-Zahl bis auf den Wert von $M = 1$ absinkt. Ein größerer Abstand zwischen Düse und Skimmer, als durch Gleichung (3.32) vorgegeben, würde demzufolge eine deutliche Erhöhung der Strahldivergenz bedingen. Bei zu geringem Abstand dagegen erfolgt eine Nachexpansion innerhalb des Skimmers. Das führt aufgrund verstärkter Strahl-Skimmer-Wechselwirkung ebenfalls zu einer Vergrößerung der Strahldivergenz. Aus Gleichung (3.32) erhält man für einen Vordruck von $p_0 = 5$ bar und einem Skimmerkammerdruck $p_1 = 0,31$ mbar einen optimalen Abstand von $d_{ds} = 3,4$ mm. Dieser wurde in demontiertem Zustand der Düse-Skimmer-Einheit mit Hilfe eines Stereomikroskopes mit einem Meßfehler von 0,05 mm eingestellt.

Im optimalen Fall ist die Störung der achsennahen Strömung des Strahls durch den Skimmer minimal, so daß die Strömungsparameter in der Skimmeröffnung durch Druck und Temperatur im Reservoir 0 und den Düsendurchmesser bestimmt werden. Die Mach-Zahl in der Skimmeröffnung M_s erhält man aus (3.31) für $d_{ds} = 3,4$ mm und $d_* = 0,07$ mm $M_s \approx 43$. Die Beziehung zwischen Dichte und Temperatur ergibt sich aus der Adiabategleichung (3.9). Berücksichtigt man außerdem (3.13) und (3.31) so erhält man für $\gamma = 5/3$

$$\frac{\rho_s}{\rho_0} = 0,156 \left(\frac{d_{ds}}{d_*}\right)^{-2} \quad (3.33)$$

Für die Teilchenflüsse gilt nun in der Näherung großer Mach-Zahlen ($M_s \gg 1$):

$$\frac{\Phi_s}{\Phi_D} = \frac{\rho_s u_s d_d^2}{\rho_* u_* d_*^2} = 0,4 \left(\frac{d_{ds}}{d_*}\right)^{-2} \quad (3.34)$$

Das Einsetzen der Werte $d_{ds} = 3,4$ mm und $d_* = 70$ μ m liefert einen Teilchenfluß von $1 \cdot 10^{18}$ Teilchen / s durch den Skimmer.

Die Strahldivergenz wird unter Vernachlässigung der endlichen thermischen Energie der He-Atome in der Skimmer-Öffnung ($T_s \approx 0,47$ K) durch die geometrische Appertur von Düse und Skimmer bestimmt:

$$\tan \theta_{max} = \frac{d_s + d_*}{d_{ds}} = 0.16$$

Die experimentell aus der räumlichen Verteilung der Emissivität des stärksten HeI-Übergangs $2^3P \rightarrow 3^3D$ ($\lambda = 588$ nm) in einem Abstand von 53 mm von der Strahlquelle bestimmte

Strahldivergenz ist in Abb. 3.10 dargestellt. Wie oben bereits erwähnt, müssen für optimale Funktionsweise der Düsenvordruck p_0 und der Abstand zwischen Düse und Skimmer genau aufeinander abgestimmt sein. Andernfalls führt eine ungünstige Lage der Skimmerspitze bezüglich des Mach-Kegels zu einem Absinken der Mach-Zahl (Skimmer befindet sich hinter der Mach-Scheibe) oder es kommt zu einer merklichen Nachexpansion hinter dem Skimmer (Düse-Skimmer-Abstand zu klein). Beides führt zu einer Erhöhung der Strahldivergenz. Dieses Verhalten ist in Abb. 3.10 demonstriert. Bei optimalem Vordruck von $p_0 = 5$ bar ist die Strahldivergenz minimal, wogegen ein Vordruck von $p_0 = 10$ bar zu einer merklichen Aufweitung des Strahls führt.

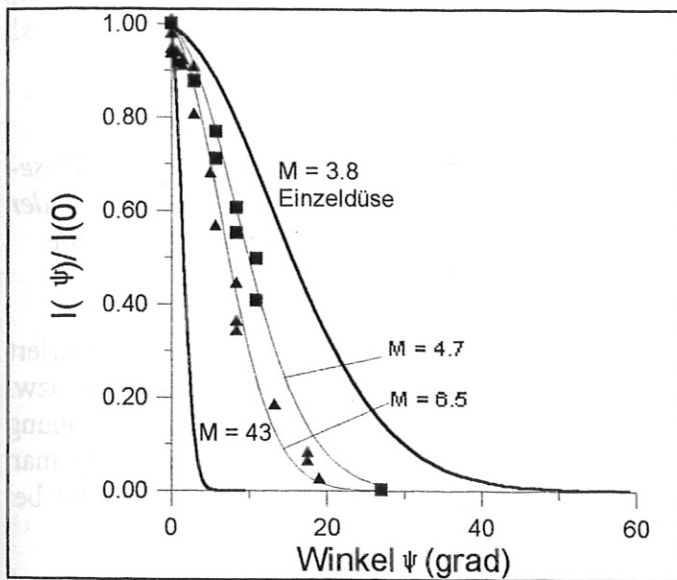


Abb. 3.10:

Gegenüberstellung der Strahldivergenz der Einzeldüse (siehe Abb. 3.4) und der Düse-Skimmer-Konfiguration. $M = 43$ entspricht der optimalen Strahlausbreitung.

Meßwerte:

■ ■ ■ $p_0 = 10$ bar

▲ ▲ ▲ $p_0 = 5$ bar

Für die Abweichung der gemessenen Strahldivergenz von dem berechneten Wert sind in erster Linie zwei Gründe zu nennen. Wechselwirkungsprozesse zwischen dem Strahl und dem Skimmer können zu einer Verringerung der Mach-Zahl und damit zu einer Verschlechterung der Strahldivergenz führen. Zum zweiten muß berücksichtigt werden, daß bei einem Neutralgasdruck von $p_1 = 1 \cdot 10^{-3}$ mbar in der Targetkammer die Streuung des Strahls aufgrund von Neutralteilchenstößen erfolgt. Die Abschwächung des He-Strahls durch elastische Streuung an Hintergrundteilchen erhält man aus:

$$\frac{n_{\text{He}}(z)}{(n_{\text{He}})_s} = e^{-\frac{z}{\Lambda(p_2)}} \quad (3.35)$$

Für einen Abstand des Meßortes vom Skimmer von $z = 53$ mm ist somit $n_{\text{He}}(z) / (n_{\text{He}})_s = 0,75$. Die elastische Streuung führt auch eine geringfügige Erhöhung der Strahldivergenz mit sich. In Gegensatz dazu ist die Ionisation, die beim Einsatz des He-Strahls in Plasmen den zweiten Verlustprozeß darstellt, nicht mit einer zusätzlichen Strahlaufweitung verbunden.

In jedem Fall aber liegt die Strahldivergenz einer Düsen-Skimmer-Anordnung wesentlich unter der einer Einzeldüse. Vergleichen wir nun noch die auf der Grundlage von (3.18) berechnete Geschwindigkeitsabhängigkeit der Teilchenflußdichten der effusiven Quelle (dünne

Blende) und der Einzeldüsen ($d_* = 20 \mu\text{m}$, $M = 3,8$) mit der der Düsen-Skimmer-Anordnung ($M = 43$), wobei für letztere die Mach-Zahl an der Skimmer-Spitze als Ausgangspunkt gewählt wurde. Die in Abb. 3.11 aufgetragenen Kurven zeigen, daß es mit einer Düse-Skimmer-Konfiguration möglich ist, einen nahezu monoenergetischen Gasstrahl zu erzeugen.

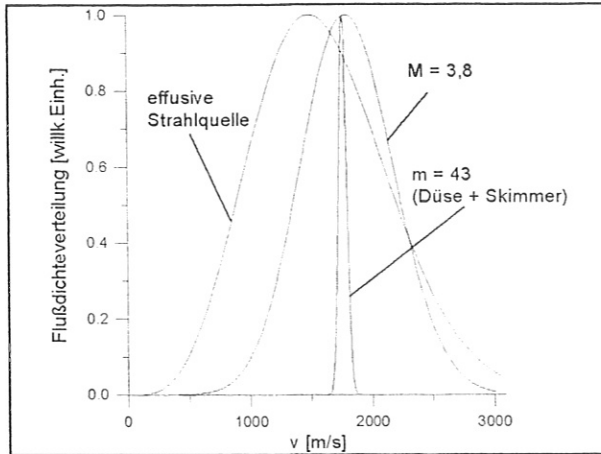


Abb. 3.11:
Berechnete Flußdichteverteilung der Düse-Skimmer-Anordnung im Vergleich mit der Einzeldüse und der effusiven Strahlquelle

Der experimentelle Vergleich der Emissivitäten bei der Wellenlänge $\lambda = 588 \text{ nm}$ (registriert in der Strahlmitte in einem Abstand von $z = 10 \text{ mm}$ zur Düse im Fall der Einzeldüse bzw. $z = 53 \text{ mm}$ hinter dem Skimmer) ergab bei gleichem He-Fluß in den Rezipienten eine Erhöhung der Linienintensität um den Faktor 3 im Fall der Düsen-Skimmer-Einheit. Berücksichtigt man einen Intensitätsabfall $\propto z^{-1}$ in beiden Fällen, so ergibt sich für die axiale He-Flußdichte bei gleichem Abstand z von der Quelle ein Verhältnis von

$$\frac{\Gamma^{\text{Düse + Skimmer}}(z) \Big|_{\theta=0}}{\Gamma^{\text{Düse}}(z) \Big|_{\theta=0}} = 16$$

Für den Einsatz der He-Strahl-Diagnostik bedeutet dies, daß bei gleichem Abstand des Beobachtungsvolumens von der Quelle auch schwächere HeI-Übergänge noch mit ausreichender Intensität beobachtet werden können. Ferner können die gleichen Meßsignale trotz erheblich größeren Abstandes von der Quelle realisiert werden. Letzteres ist ein nicht zu unterschätzender Vorteil in Fällen, in denen sich ein gepulster Betrieb als notwendig erweist und bei kleinem Abstand von dem zu untersuchenden Plasma mit starker Wärmebelastung zu rechnen ist. Gepulster Betrieb der Strahlquelle ist nur möglich, wenn sich das Ventil unmittelbar vor der Düse befindet. Das Ventil ist meist jedoch der hitzeempfindlichste Teil der Strahlquelle, so daß es sich nicht in unmittelbarer Plasmanähe befinden darf. Die Düse-Skimmer-Anordnung ermöglicht nun aufgrund der geringen Strahldivergenz eine hohe He-Dichte am Meßort, trotz großem Abstand von der Strahlquelle. Das den He-Fluß regelnde Ventil kann somit in genügendem Abstand vom Plasma und trotzdem in unmittelbarer Nähe der Düse positioniert werden. Der Einsatz von komplizierten Manipulatoren würde sich möglicherweise ebenfalls erübrigen. Ein weiterer Vorteil des größeren Abstandes vom Plasma liegt darin, daß die Strahlquelle nicht isoliert ("floating potential") aufgebaut sein muß, wie es in unserem Fall zur Verringerung der thermischen Belastung der Düse notwendig war.

4 Experimentelle Untersuchungen am LINEX

Die experimentellen Untersuchungen am LINEaren EXperiment (LINEX) am Institut für Laser- und Plasmaphysik der Universität Düsseldorf boten die erste Möglichkeit, die He-Strahldiagnostik zu testen und mit anderen Methoden zu vergleichen. Insbesondere zeigte sich hierbei, unter welchen Bedingungen der Heliumstrahl nicht mehr oder nur mit Einschränkungen einsetzbar ist. Die ortsaufgelösten Messungen von Elektronentemperatur und -dichte mit Hilfe der Thomson-Streuung, die eine wichtige Basis für die Auswertung der Meßergebnisse bildeten, wurden von W. Biel [Bie 93] zur Verfügung gestellt.

Bei dem Experiment LINEX handelt es sich um eine Hohlkathoden-Bogenentladung, die in der Arbeit [Jau 87] ausführlich beschrieben worden ist. Der Aufbau ist in Abb. 4.1 schematisch dargestellt.

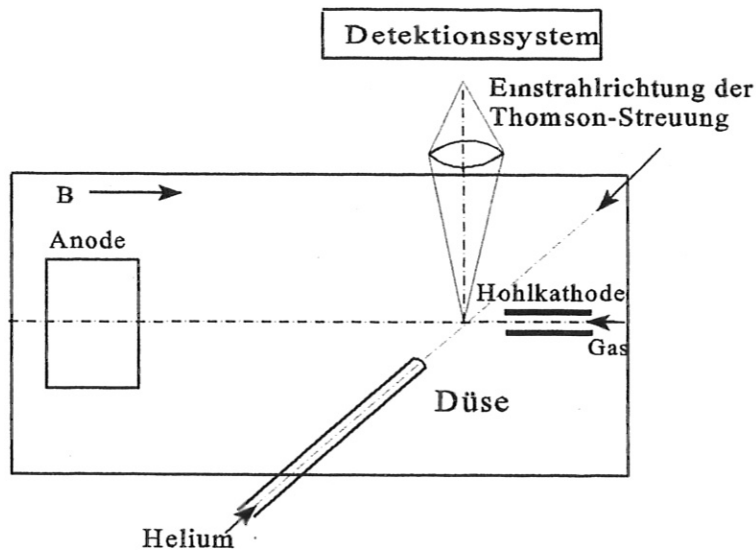


Abb. 4.1: Schematische Darstellung des LINEX

Die Bogenlänge ist variabel und betrug bei unseren Untersuchungen 500 mm. Die Neutralstrahlquelle befand sich 60 mm vor der Hohlkathode (Wolfram, Innendurchmesser: 6 mm). Die Düsenachse verlief senkrecht sowohl zum äußeren Magnetfeld als auch zur optischen Achse des Beobachtungssystems. Zur Detektion der Strahlung diente ein durch ein Lichtwellenleitersystem mit Photodioden gekoppeltes Čzerny-Turner-Spektrometer. Die relative Intensitätskalibrierung des Beobachtungssystems erfolgte mit Hilfe einer Wolframbandlampe, die bei einer Arbeitstemperatur von 2600 K betrieben wurde.

Diese Untersuchungen wurden an einem Argon-Standardbogen ($l = 500$ mm, $I = 60$ A, $U = 37$ V, $B = 74$ mT) durchgeführt. Das Gasventil der Düse konnte sowohl im Einzelpulsbetrieb mit variabler Pulsweite ($\tau = 0,01 - 1$ s) als auch im cw-Regime betrieben werden. Eine gepulste Arbeitsweise mit konstanter Wiederholfrequenz war in der Steuerungselektronik des Magnetventils nicht vorgesehen. Das erwies sich im Laufe der Untersuchungen als wesentlicher Nachteil. Der Abstand der Düse von der Plasmamitte betrug je nach Entladungsregime 30 -

40 mm; die Düse sollte sich in möglichst geringer Entfernung vom Plasmarand befinden, ohne aber durch die thermische Belastung beschädigt zu werden. Der Heliumfluß durch die Düse wurde in Abhängigkeit vom Düsendurchmesser so eingestellt, daß die Erhöhung des Neutralgasdruckes im Entladungsgefäß 10 % nicht überstieg, um Störungen der Entladung zu vermeiden. Vor der starken Hintergrundstrahlung des Argonplasmas konnte nur die stärkste HeI-Linie mit auswertbarem Meßsignal detektiert werden. Das bedeutete aber, daß für die Bestimmung von Elektronentemperatur und Elektronendichte unter den herrschenden Plasmabedingungen ($T_e \approx 1 - 3 \text{ eV}$, $n_e \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) ein Einsatz der Heliumstrahldiagnostik nur möglich ist, wenn die Düse im gepulsten Regime mit konstanter Wiederholfrequenz betrieben werden kann. Ferner ist es notwendig, daß die Auswertesoftware eine Subtraktion des Untergrundes, der vor Beginn des He-Einlasses aufgenommen wurde, während einer Öffnungsperiode des Ventils und eine Meßwertmittelung über mehrere Perioden gestattet oder aber eine Fourier-Analyse des zeitabhängigen Meßsignals möglich ist.

Die Untersuchung von divergenten Molybdändüsen mit Düsendurchmessern zwischen 10 und 100 μm zielte darauf ab, durch spektroskopische Messungen der Ortsabhängigkeit der Linienintensität des stärksten HeI-Strahlungsüberganges $3 \text{ }^3\text{D} \rightarrow 2 \text{ }^3\text{P}$ ($\lambda = 588 \text{ nm}$) die Strahldivergenz zu bestimmen, um so eine Bewertung verschiedener Düsen in Abhängigkeit vom Vordruck vornehmen zu können. Es erwies sich hierbei jedoch als unmöglich, bei einem Gasdruck von $p \approx 10^{-2} \text{ mbar}$ im Entladungsgefäß eine Strahlkontur nachzuweisen. Dies ist in erster Linie darauf zurückzuführen, daß die aus der Düse austretenden He-Atome an den Argon-Atomen des Plasmas gestreut werden.

Die freie Weglänge für Helium in Argon bei einem Druckbereich von $p \approx 10^{-2} \text{ mbar}$ erhält man aus [Ard 79] :

$$\Lambda = \frac{0,079}{p[\text{mbar}]} \approx 7,9 \text{ mm} \quad (4.1)$$

Das bedeutet, daß bereits nach einem Abstand von 8 mm von der Düse der Heliumstrahl durch elastische Stöße mit den Teilchen des Hintergrundgases zerstört ist. Man erhält also eine weitere begrenzende Bedingung für den Einsatz der Heliumstrahldiagnostik: Der Neutralgasdruck des zu diagnostizierenden Plasmas sollte im Bereich von $p < 10^{-3} \text{ mbar}$ liegen, um eine annähernd stoßfreie Ausbreitung des Gasstrahls zu ermöglichen und somit eine gute Ortsauflösung der Diagnostik zu erreichen.

Die Untersuchungen am LINEX lieferten jedoch wertvolle Aussagen hinsichtlich einer weiteren Fragestellung: Inwieweit ist das im Entladungsplasma als Bestandteil enthaltene Helium zur spektroskopischen Bestimmung von Elektronentemperatur und -dichte aus relativen Linienintensitäten geeignet, und inwieweit sind die für den Heliumstrahl durchgeführten Modellrechnungen auf He-Entladungen anwendbar. Diese Frage ist besonders in solchen Fällen interessant, in denen eine Anwendung der Heliumstrahldiagnostik aus apparativen Gründen nicht möglich ist oder aber bei zu hohem Gasdruck keine genügend große Eindringtiefe des Gasstrahls erreicht werden kann. Hierbei würde zwar die durch die Strahlgeometrie bedingte Möglichkeit von ortsaufgelösten Messungen entfallen, besonders an Fusionsplasmen hätte man aber eine zusätzliche einfache Diagnostik zur Bestimmung von Elektronentemperatur und -dichte der Randschicht in für die Atomstrahldiagnostik schwer zugänglichen Plasmabereichen.

An einer He-Entladung (Bogenlänge: 500 mm, Entladungsstrom $I = 46 \text{ A}$, Entladungsspannung $U = 69,7 \text{ V}$, Magnetfeld $B = 74 \text{ mT}$) wurden in einem Abstand von 50 mm vor der Hohlkathode die radialen Intensitätsprofile der in Tabelle 4.1 aufgelisteten HeI-Strahlungsübergänge vermessen.

An der gleichen Entladung wurden zeit- und ortsaufgelöste Messungen von Elektronentemperatur und -dichte mit Hilfe der inkohärenten Thomson-Streuung durchgeführt, deren Ergebnisse mir freundlicherweise von W. Biel [Bie 93] zur Verfügung gestellt wurden. Die zeitgemittelten Profile sind in Abb. 4.2 dargestellt.

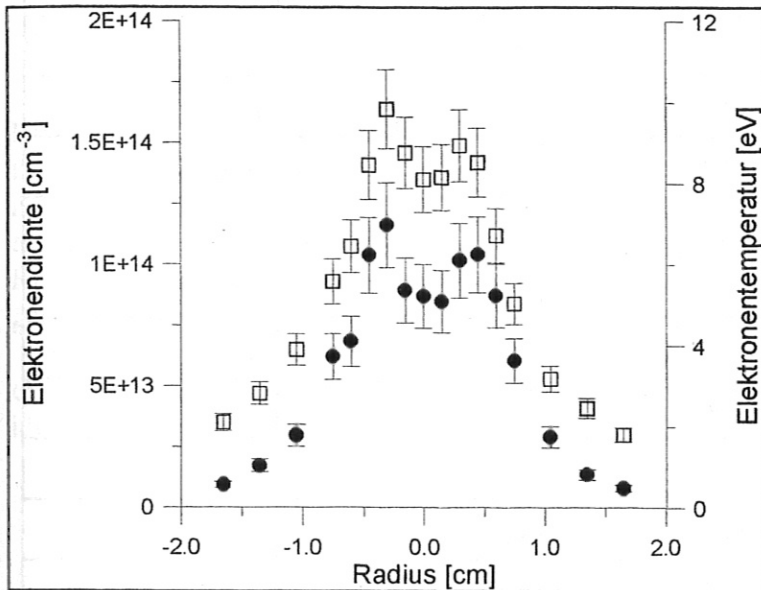


Abb. 4.2:

Mit Hilfe der inkohärenten Thomson-Streuung gemessene radiale Profile

●●●● - der Elektronentemperatur und

□□□□ - der Elektronendichte

Die zeitaufgelösten Messungen ergaben, daß beide Elektronenparameter stark fluktuieren (Fluktuationsamplitude: 50 %). Die Modulationsfrequenz von $f \approx 13$ kHz liegt jedoch bei typischen Elektronentemperaturen von $T_e \approx 5$ eV und Elektronendichten von $n_e \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ in einem Bereich, in dem für die Relaxationszeiten von Singulett- und Triplettssystem $\tau < 1/f$ gilt. Daher ist ein Vergleich der zeitgemittelt gemessenen Linienintensitäten mit den berechneten Linienintensitäten unter Verwendung der zeitgemittelten Messungen von T_e und n_e dann gerechtfertigt, wenn die T_e - und n_e -Abhängigkeit der Besetzungsdichten annähernd linear ist. Berechnet man die Besetzungsdichten nach dem He-Strahlmodell unter Vernachlässigung von Reabsorption und Rekombination nach Gleichung (2.32), so ist die lineare Abhängigkeit von T_e und n_e in dem gegebenen Temperatur- und Dichtebereich gegeben. Für den Fall, daß das He-Strahlmodell eine unzureichende Beschreibung der Besetzungsdichteverteilung liefert, muß die Rechtfertigung der zeitlichen Mittelung bei derartigen Fluktuationensamplituden neu diskutiert werden.

Die gemessenen relativen HeI-Linienintensitäten bei $r = 0$ (Plasmamitte) sind in Tab. 4.1 unter Verwendung des He-Strahlmodells berechneten Werten gegenübergestellt. Als Bezugspunkt wurde die Intensität des Übergangs $3^1P \rightarrow 2^1S$ (501 nm) gewählt, da der Zustand 3^1P selbst bei Elektronendichten von $n_1 \geq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ im wesentlichen durch zwei Prozesse bestimmt wird - Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand und spontane Emission in den Grundzustand.

Übergang	Wellenlänge [nm]	gemessene Linienintensität	berechnete Linienintensität (ohne Selbstabsorption)	berechnete Linienintensität (mit Selbstabsorption)
3 ¹ S-2 ¹ P	728	0,061	0,089	0,075
3 ¹ D-2 ¹ P	668	2,0	1,7	1,7
3 ³ D-2 ³ P	588	8,6	18,5	8,2
4 ¹ S-2 ¹ P	505	0,036	0,053	0,039
3 ¹ P-2 ¹ S	502	1,0	1,0	1,0
4 ¹ D-2 ¹ P	492	0,45	0,74	0,62
4 ³ S-2 ³ P	471	0,14	0,24	0,12
4 ³ D-2 ³ P	447	0,96	2,8	1,4
5 ¹ D-2 ¹ P	439	0,66	0,16	0,093
5 ³ S-2 ³ P	412	0,024	0,078	0,046
5 ³ D-2 ³ P	403	0,20	0,74	0,44
4 ² P-2 ¹ S	396	0,085	0,25	0,20
3 ³ P-2 ³ S	389	0,96	3,21	1,45

Tab. 4.1: Mit Hilfe der passiven Emissionsspektroskopie bei $x = 0$ (Plasmamitte) gemessene sowie mit Hilfe des He-Strahlmodells berechnete HeI-Linienintensitäten (normiert in Bezug auf $\lambda = 502 \text{ nm}$)

Mit Hilfe der in Abschnitt 2 beschriebenen Modellrechnungen zum He-Strahl, wobei die Ergebnisse der Thomson-Streuung (T_e - und n_e) berücksichtigt wurden, lassen sich nun aus (2.32) die radialen Emissivitätsprofile der entsprechenden Strahlungsübergänge berechnen. Ein Abel-Verfahren

$$I_{kj}(x) = 2 \int_x^R \epsilon_{kj}(r) \frac{r}{\sqrt{r^2 - x^2}} dr \quad (4.2)$$

liefert die Intensität in Abhängigkeit vom Abstand x des Sichtstrahls von der Plasmamitte. Vergleicht man diese mit den Meßwerten, erhält man gravierende Abweichungen (Tab. 4.1). Insbesondere die kleinen Besetzungsdichten der Singulettzustände mit der Hauptquantenzahl $n = 3$ relativ zu allen anderen Niveaus weisen darauf hin, daß Selbstabsorptionsprozesse nicht vernachlässigt werden dürfen.

Eine Berücksichtigung der Selbstabsorption ist möglich, indem das Gleichungssystem (2.32) durch die entsprechenden Terme ergänzt wird. So erhält man für den stationären Fall die

Besetzungsdichte des k -ten Zustandes n_k nach H. Drawin [Dra 70]:

$$0 = \sum_{j \neq k} \langle \sigma_{jk} \cdot v \rangle n_j n_e + \sum_{j > k} A_{jk} n_j + \sum_{j < k} (1 - \Lambda_{kj}) A_{kj} n_k - n_e n_k \left(\sum_{j < k} \langle \sigma_{kj} \cdot v \rangle + \langle \sigma_k^{\text{ion}} \cdot v \rangle \right) - \sum_{j < k} A_{kj} n_k - \sum_{j > k} (1 - \Lambda_{jk}) A_{jk} n_j, \quad k = 1..21 \quad (4.3)$$

Hier bedeutet n_k - die Besetzungsdichte des Zustandes k , relativ zur Grundzustandsdichte. Die radiative Anregung des Zustandes j aus dem Zustand k wird demzufolge in dem Term $n_j (1 - \Lambda_{kj}) A_{kj}$ berücksichtigt. Der Reduktionskoeffizient Λ_{kj} enthält außer der Reabsorption auch die induzierte Emission und läßt sich im Fall, daß die Linienverbreiterung durch den Doppler-Effekt bestimmt wird, aus der Gleichung (2.23) berechnen [Dra 70]. Der über die Frequenz gemittelte Absorptionsquerschnitt $\langle \sigma_{jk}^{\text{abs}} \rangle$ ergibt sich für ein Dopplerprofil aus (2.24).

Die Heliumdichte des Grundzustandes n_1 entspricht unter den für LINEX typischen Plasmabedingungen in erster Näherung der Neutralgasdichte n_{He} , die man aus der Zustandsgleichung des idealen Gases berechnen kann

$$n_{\text{He}} = \frac{pV}{k_B T} \Big|_{\substack{p=0.13 \text{ mbar,} \\ T=400 \text{ K}}} \cong 2.4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} \quad (4.4)$$

Die Lösung des Gleichungssystems (4.3) läßt sich auf iterativem Wege finden. Für die 0-te Näherung wird die Selbstabsorption vernachlässigt. Durch Einsetzen in die Beziehung (2.23) erhält man die Reduktionskoeffizienten, die, eingesetzt in (4.3), die erste Näherung liefern. Das Verfahren konvergiert, und für die LINEX-Plasmaparameter sind 2-3 Iterationen ausreichend.

Die Berechnungen zeigen, daß nur Übergänge zum Grundzustand, die im UV-Bereich liegen, merklich durch Selbstabsorption beeinflusst sind. Dies ist dadurch bedingt, daß die Grundzustandsdichte über der der angeregten Zustände liegt (Faktor $\geq 10^3$). Da die Strahlungsübergänge im sichtbaren Bereich keine Selbstabsorption aufweisen, lassen sich die Linienintegrale über den Sichtstrahl nach (4.2) berechnen. Der Tabelle 4.1 kann man entnehmen, daß hierbei für einige Übergänge die gemessenen und berechneten Linienintensitäten mit Abweichungen bis zu 15 % gute Übereinstimmung zeigen. In den Abbildungen 4.3 und 4.4 sind die unter Berücksichtigung der Selbstabsorption berechneten Intensitätsprofile den gemessenen gegenübergestellt. Hierbei zeigt sich, daß die bei den experimentellen Untersuchungen beobachteten starken Linienintensitäten im Bereich $r > 1$ cm (bei Übergängen von hochangeregten Zuständen bis zu 75 % des Maximums) von den Modellrechnungen nicht reproduziert werden können. Völlig unerklärbar im Rahmen des Heliumstrahlmodells bleibt die bei den Messungen beobachtete Intensitätserhöhung einiger Strahlungsübergänge (505 nm, 471 nm, 447 nm) bei $r = 20$ mm (siehe Abb. 4.3 und 4.4). Auch erscheint das Hohlprofil weniger ausgeprägt, als es die Modellrechnungen erwarten lassen, insbesondere für Übergänge von höheren HeI-Zuständen.

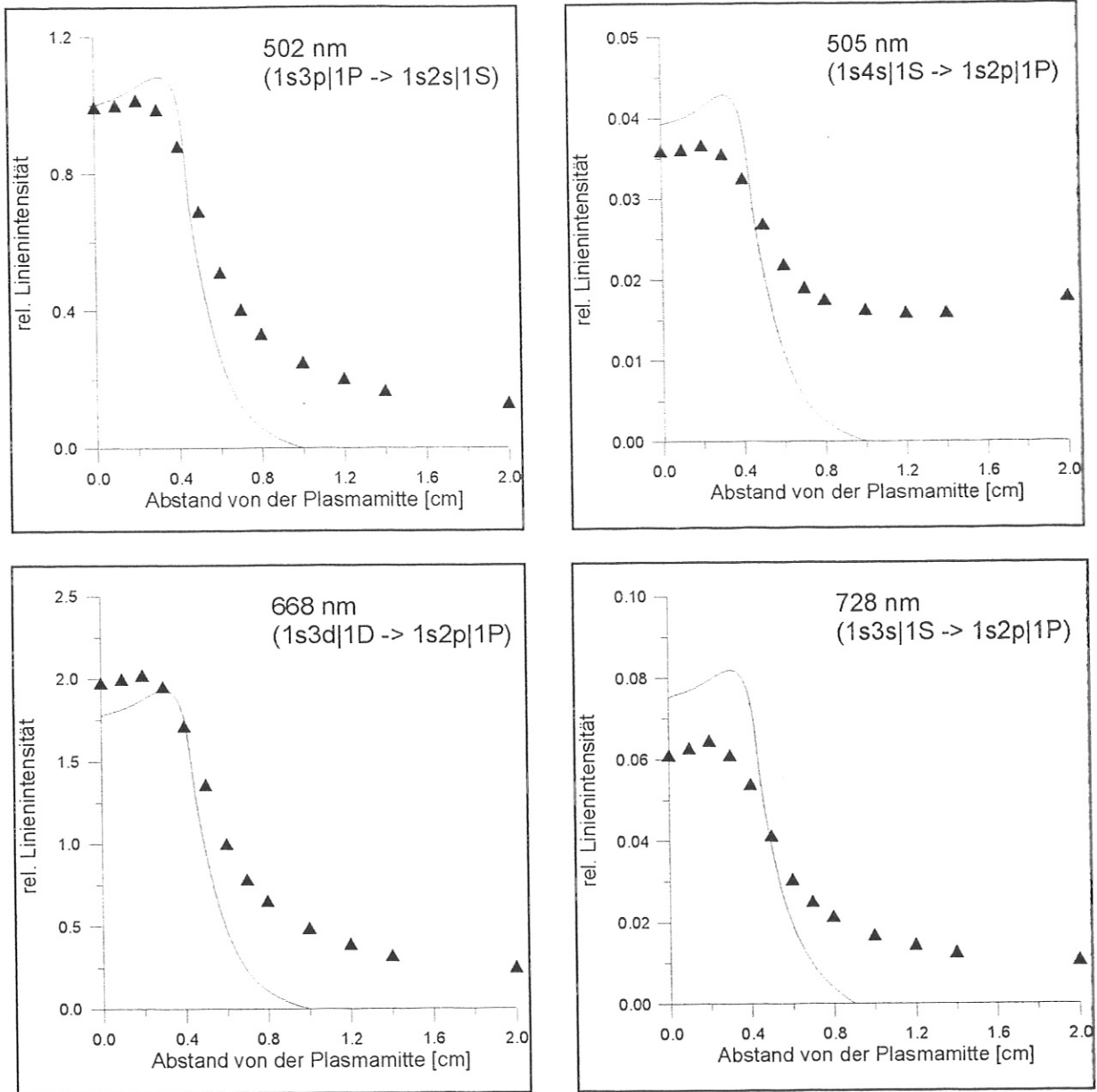


Abb. 4.3: Gemessene (\blacktriangle) und mit Hilfe des Heliumstrahlmodells unter Berücksichtigung der Selbstabsorption berechnete Intensitätsprofile (—) einiger Singulettübergänge

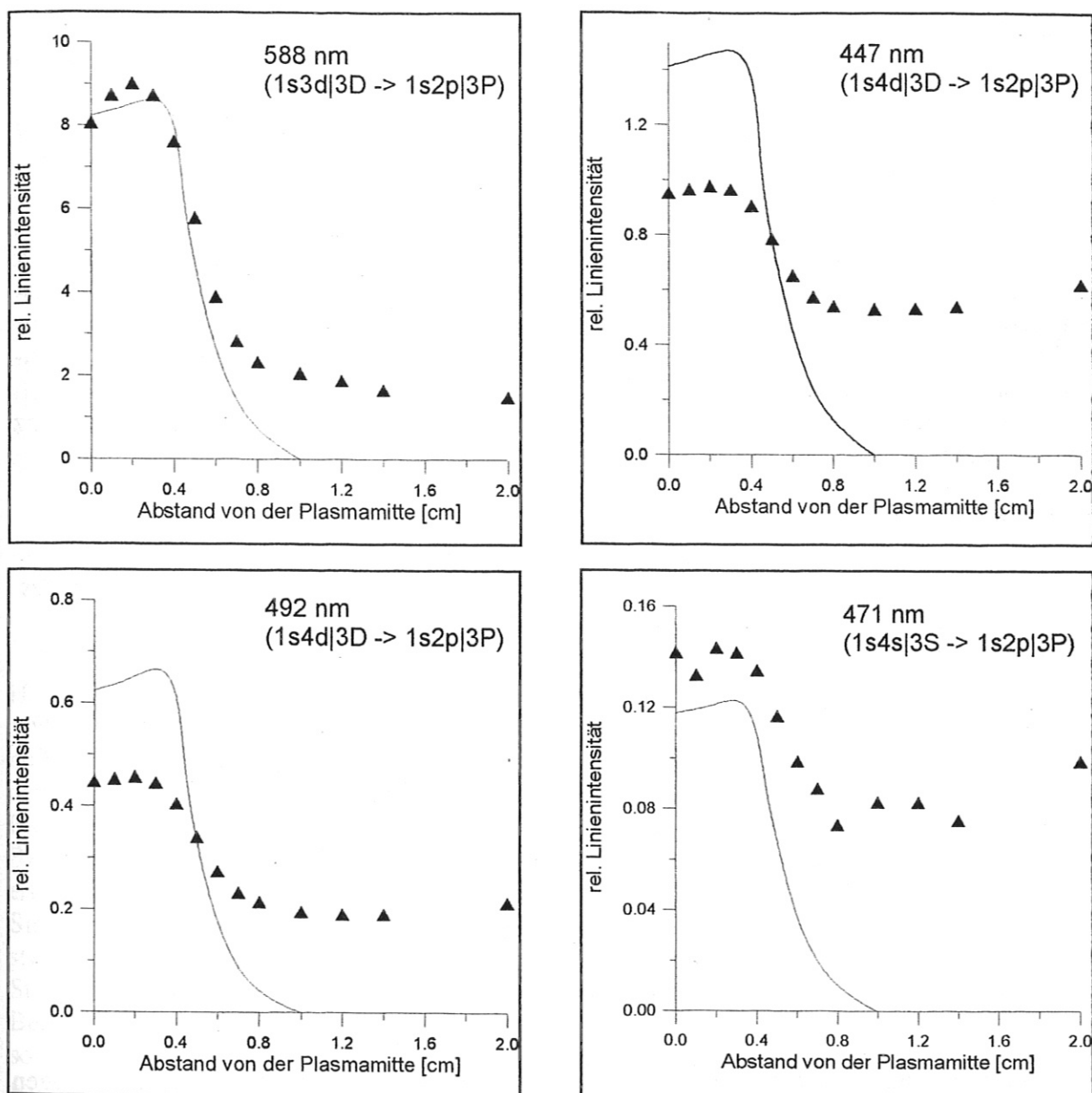


Abb. 4.4: Gemessene (▲▲▲▲) und mit Hilfe des Heliumstrahlmodells unter Berücksichtigung der Selbstabsorption berechnete Intensitätsprofile (—) einiger Triplettübergänge

Das gemessene radiale Profile der Linienintensität des HeII-Überganges $4f \ ^2F \rightarrow 3d \ ^2D$ ($\lambda = 469 \text{ nm}$) hingegen ist durch einen bedeutend größeren Gradienten gekennzeichnet (Abb. 4.5). Unter Kenntnis der Elektronentemperatur und -dichte aus den Messungen der Thomson-Streuung läßt sich die Intensität dieses Übergangs mit Hilfe des Koronamodells berechnen. Von einer derartigen Besetzungsverteilung der HeII-Zustände kann ausgegangen werden, da für $T_e \leq 5 \text{ eV}$ und $n_e \leq 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ die Bedingung

$$\sum_{j < k} A_{kj} \gg \sum_{j < k} n_e \langle \sigma_{kj} \cdot v \rangle \quad (4.5)$$

erfüllt ist. Die Emissivität des HeII-Überganges erhält man folglich aus (2.1) und (2.11)

$$\varepsilon_{kj} = \frac{1}{4\pi} A_{kj} \cdot \frac{hc}{\lambda_{kj}} \cdot n_k = \frac{1}{4\pi} A_{kj} \cdot \frac{hc}{\lambda_{kj}} \cdot \frac{n_e n_{\text{He}^+} \langle \sigma_{ik} \cdot v \rangle}{\sum_{i=k} A_{ki}} \quad (4.6)$$

unter der Annahme, daß die Besetzungsdichte des HeII-Grundzustandes in erster Näherung gleich der He^+ -Dichte ist. Letztere wiederum ist (annähernde Quasineutralität des Entladungsplasmas vorausgesetzt) etwa gleich der Elektronendichte. Der Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoßanregung des $4f^2F$ -Zustandes kann [Sob 79] entnommen werden. Die Linienintegrale lassen sich unter Berücksichtigung von (4.2) berechnen. Wie Abb. 4.5 zu entnehmen ist, stimmt das so berechnete Linienintensitätsprofil mit den gemessenen Werten gut überein, ganz im Gegensatz zu den HeI-Intensitätsprofilen.

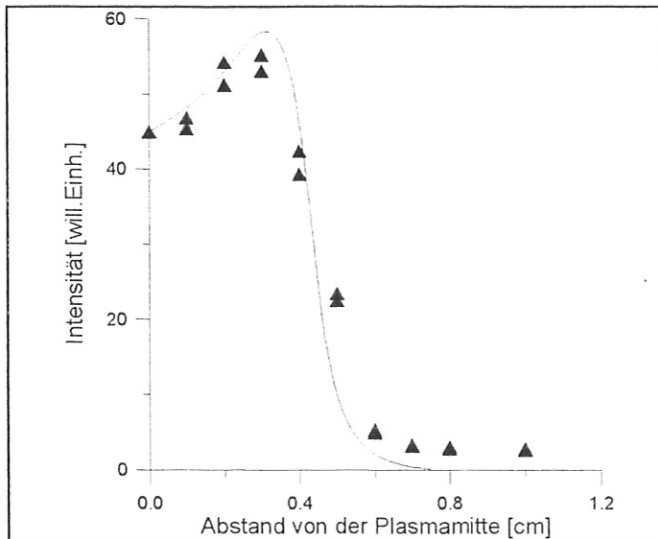


Abb. 4.5:
Radiales Profil der Linienintensität des HeII-Überganges $4f^2F - 3d^2D$ ($\lambda = 469 \text{ nm}$):
 ▲▲▲ Messung
 — Rechnung (Koronamodell) unter Verwendung der T_e - und n_e -Daten der Thomson-Streuung

Kehren wir nun zu den radialen Profilen der HeI-Linien zurück. In den Modellrechnungen wurden, was für die Atomstrahlgeometrie auch gerechtfertigt ist, Rekombinationsprozesse vernachlässigt. Dies führte zu einer bedeutenden Vereinfachung der Ratengleichungen. Bei Untersuchungen der He-Entladung des LINEX führt die Vernachlässigung der Rekombinationsprozesse zu deutlichen Abweichungen der berechneten und gemessenen Linienintensitätsprofilen, wie es die oben beschriebenen Untersuchungen gezeigt haben. Hier ist die Ionendichte nicht vernachlässigbar. Im stationären Fall bestimmen Ionisations- und Rekombinationsprozesse in Abhängigkeit von T_e die Elektronendichte:

$$0 = \sum_k \langle \sigma_k^{\text{ion}} \cdot v \rangle n_k n_e - \sum_k \beta_k n_k n_e \quad (4.7)$$

Hier sind $\langle \sigma_k^{\text{ion}} \cdot v \rangle$ - der Ionisationsratenkoeffizient und β_k - der Rekombinationsratenkoeffizient eines gegebenen Zustandes k , n_i ist die Ionendichte. Aus $n_k \ll n_1$, d. h. $n_1 \approx n_{\text{He}^+}$, und $n_i = n_e$

$$\text{folgt dann } n_e = \frac{\langle \sigma_l^{\text{ion}} \cdot v \rangle n_{\text{He}}}{\sum_k \beta_k}$$

Die Abbildungen 4.3 und 4.4 lassen erkennen, daß in den Randbereichen ($r < 1$ cm) aufgrund geringer Elektronentemperatur ($T_1 < 1$ eV) die Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand nur eine sehr schwache Besetzung angeregter Zustände möglich ist. Gleichzeitig ermöglichen jedoch die noch verhältnismäßig hohe Elektronendichte (= Ionendichte) (Abb. 4.2) eine Bevölkung angeregter HeI-Zustände durch Rekombination. Da ja die Elektronendichteprofile bekannt (Thomson-Streuung) sind, kann nun, ohne die zu derartig hohen Ionendichten in Gebieten niedriger Elektronentemperatur führenden Transportprozesse näher zu betrachten, der Einfluß dieser Rekombinationsprozesse abgeschätzt werden. Dazu kann man die radialen Profile der Emissivitäten der Übergängen von hochangeregten HeI-Zuständen berechnen, indem man bei der Berechnung der Besetzungsdichten angeregter Zustände nur die Rekombination und spontane Emission berücksichtigt:

$$0 = \beta_k n_e^2 - \sum_{j < k} A_{kj} n_k \quad (4.8)$$

Beachtet man, daß dielektrische Rekombination vorwiegend in Zustände mit hohen Hauptquantenzahlen erfolgt [Sob 79], so wird verständlich, daß die relativ starken Intensitäten in den Plasmarandbereichen vorwiegend bei Übergängen von $n = 4$ auftreten. Bei der Berechnung der Besetzungsdichten nach (4.8) wurden die T_e - und n_e -Profile der Thomson-Streuung berücksichtigt. Diese stehen leider nur in einem örtlich sehr begrenzten Bereich zur Verfügung. Extrapoliert man nun die Temperatur- und Dichteprofile für den Bereich $r = 1,6$ cm unter Berücksichtigung der T_e - und n_e -Gradientenlängen des Randbereiches ($1 \text{ cm} < r < 1,6 \text{ cm}$), so erhält man Emissivitäten im Außenbereich, die bis zu 10 % derer betragen, die sich aus dem He-Strahlmodell (Gleichung 4.3) in den zentralen Plasmagebieten ergeben. In der Abbildung 4.6 stellen wir die so berechneten Emissivitäten denen gegenüber, die auf der Grundlage des He-Strahlmodells berechnet wurden. Geht man nun davon aus, daß das vollständige Modell für die Berechnung der Besetzungsdichte unter Berücksichtigung der Rekombination die Ankopplung sowohl an die Ionen, als auch an tiefer gelegene atomare Zustände berücksichtigt, so sollten die so berechneten Profile beide in Abb. 4.6 dargestellten Profile anteilmäßig enthalten.

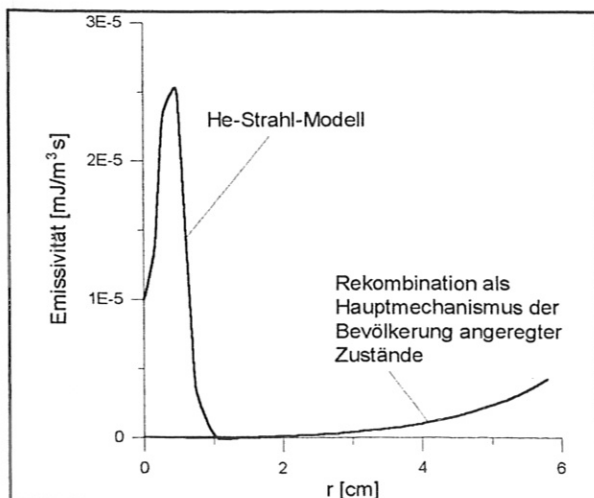


Abb. 4.6:

Gegenüberstellung der radialen Emissivitätsprofile des HeI-Übergangs $4^3D \rightarrow 3^3P$ (447 nm), berechnet
 a) auf der Grundlage des Heliumstrahlmodells und (Vernachlässigung der Rekombination)
 b) nach Gleichung (4.8)

Das nach der Summation beider radialen Profile

$$\varepsilon(r) = \varepsilon^{\text{He-Strahl}}(r) + \varepsilon^{\text{Rek}}(r) \quad (4.9)$$

nach (4.2) berechnete Intensitätsprofil des Übergangs $4^3D \rightarrow 3^3P$ (447 nm) wird in Abb. 4.7 mit dem gemessenen Profil verglichen. Berücksichtigt man die Willkür bei der Extrapolation der T_e - und n_e -Werte, so ist eine gute Anpassung an das gemessene Intensitätsprofil möglich (Abb. 4.7). Man erhält also somit eine qualitative Erklärung der bei Übergängen von hochangeregten Zuständen im Experiment beobachteten Intensitätserhöhung in den Randbereichen und der schwächer ausgeprägten Hohlprofile, als sie das He-Strahlmodell liefert. Beide Erscheinungen sind darauf zurückzuführen, daß die Besetzungsdichte hochangeregter HeI-Zustände dominierend durch Rekombinationsprozesse bestimmt wird.

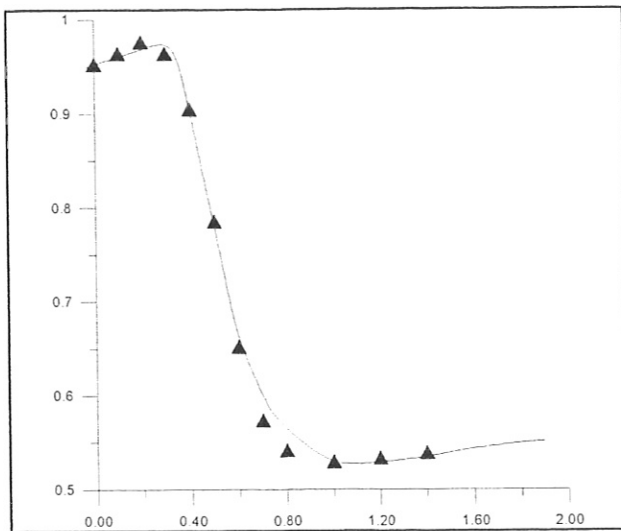


Abb. 4.7:
Vergleich des radialen Verlaufes des berechneten summarischen Intensitätsprofils des Übergangs $4^3D \rightarrow 3^3P$ (447 nm) mit den Meßwerten (▲▲▲)

Eine quantitativ exakte Berücksichtigung des Ionisations-Rekombinations-Gleichgewichtes ist jedoch nur durch die Lösung des Gleichungssystems (2.25) unter Einbeziehung der entsprechenden Terme möglich, worauf an dieser Stelle verzichtet werden soll. Auch müßten hierzu genauere Kenntnisse über die T_e - und n_e -Profile in den Randbereichen der Entladung vorliegen. Die starke Kopplung hochangeregter HeI-Zustände an die He⁺-Dichte führt jedoch auch dazu, daß die Temperatur- und Dichteabhängigkeit der Besetzungsdichten keinesfalls mehr linear ist. Wie aus (4.8) folgt, ist

$$n_k \propto n_{\text{He}^+} n_e \cong n_e^2$$

Die Temperaturabhängigkeit der Besetzungsdichten resultiert aus $\beta_k \propto \left(\frac{E_k^{\text{ion}}}{k_B T_e} \right)^{3/2}$ [Sob 79]:

$$n_k \propto \left(\frac{E_k^{\text{ion}}}{k_B T_e} \right)^{3/2}$$

Damit ist der direkte Vergleich von zeitlich gemittelten Messungen mit berechneten Werten unter Einbeziehung zeitlich gemittelter n_e - und T_e -Werte nicht mehr gerechtfertigt ist. Um dies zu berücksichtigen, müßten vom jeweiligen Übergang abhängige Koeffizienten für die Linienintensitäten eingeführt werden, die diese durch die Mittelung nichtlinearer Funktionen bedingten Fehler korrigieren.

Schlußfolgernd muß also festgestellt werden, daß die Untersuchungen am LINEX deutlich gezeigt haben, wo die Grenzen der He-Strahldiagnostik liegen:

- Bei der Anwendung zur Diagnostik von Plasmen mit geringen Elektronentemperaturen $T_e < 5$ eV und einem starken Eigenleuchten des Plasmas ist eine Detektion der HeI-Linien nur möglich, wenn sensible Meß- und Auswertemethoden eingesetzt werden können. Solche Methoden wurden später am Plasmagenerator erfolgreich erprobt.
- Der Neutralgasdruck sollte im Bereich $p \leq 10^{-3}$ mbar liegen, um eine ungestörte Ausbreitung des Gasstrahls zu gewährleisten.
- Die Anwendung des He-Strahlmodells bei der Berechnung der Besetzungsdichteverteilung einer He-Entladung und der Vergleich mit Meßwerten hat gezeigt, daß die für die Strahlgeometrie gerechtfertigte Vereinfachung des Gleichungssystems durch die Vernachlässigung der Rekombination und der Reabsorption von Resonanzstrahlung zu erheblichen Fehlern führen kann.

Die Einflüsse beider Prozesse müssen in Abhängigkeit von Neutralgasdruck, Elektronentemperatur und Elektronendichte des zu diagnostizierenden Plasmas abgeschätzt und gegebenenfalls berücksichtigt werden.

5 Untersuchungen und Ergebnisse am Plasmagenerator PSI

Die in Abschnitt 2 dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen zur Besetzungsdichteverteilung der He-Atome des thermischen Gasstrahls und die Analyse der atomaren Daten gestatteten eine Vorauswahl von Linienpaaren, deren Intensitätsverhältnisse aufgrund ihrer starken T_e - bzw. n_e -Abhängigkeit zur Bestimmung dieser beiden Plasmaparameter besonders geeignet sind. Das entscheidende Kriterium der Eignung der Heliumstrahldiagnostik zur Bestimmung der Elektronenparameter in Randschichtplasmen ist jedoch die Übereinstimmung der Ergebnisse dieser Diagnostik mit anderen erprobten Verfahren.

Des weiteren gilt es zu prüfen, für welche Übergänge die gemessenen Linienintensitäten gut mit berechneten Werten übereinstimmen, wobei die in die Berechnung eingehenden Elektronenparameter T_e und n_e mit Hilfe anderer Meßverfahren bestimmt werden. Diese experimentellen Untersuchungen, die nach erfolgreichem Aufbau einer geeigneten Strahlquelle am Plasmagenerator PSI durchgeführt werden konnten, sollen in diesem Abschnitt beschrieben werden.

5.1 Die Plasmaquelle

Der schematische Aufbau des Plasmagenerators wird in Abb. 5.1 gezeigt. Das Plasma wird durch Elektronenstoßionisation in einer unselbständigen Entladung zwischen der geheizten LaB₆-Kathode und einer Cu-Hohlenode erzeugt und strömt, vom axialen Magnetfeld geführt, über eine differentiell gepumpte Druckstufe in den Targetraum. In axialer Richtung wird das Plasma durch eine Neutralisatorplatte begrenzt. Das Arbeitsgas wird durch ein Ventil im Kathodenraum zugeführt. Die Stärke des Magnetfeldes in der Targetkammer beträgt $B \approx 0,05$ T. Durch eine große Anzahl von Sichtfenstern ist der Targetraum diagnostischen Methoden gut zugänglich. In Abb. 5.1 sind die zur Bestimmung der Elektronenparameter genutzten Diagnostiken eingezeichnet. Da die drei Methoden

- Thomson-Streuung
- Die schnelle reziprozierende Langmuir-Sonde
- Die He-Strahldiagnostik

die Bestimmung von n_e und T_e in etwa einer axialen Ebene gestatten, bieten sich so gute Bedingungen für den Vergleich der gemessenen radialen T_e - und n_e -Profile. Die in Abschnitt 3 beschriebene Strahlquelle befand sich gegenüber dem Sichtfenster A. Die Lasereinstrahlung bei den Messungen der laserinduzierten Fluoreszenz (LIF) erfolgte durch das Fenster eines 50° zur Rezipientenachse verlaufenden Seitenstutzens am Flanschansatz B. Targetkammer und Druckstufe werden durch Turbomolekularpumpen evakuiert (die nominale Saugleistung beträgt maximal 3500 l/s), die zu separaten Vorvakuumpumpsätzen führen (jeweils eine Rootspumpe 600 m³/h und eine Drehschieberpumpe 60 m³/h). Die Skimmerkammer wurde durch eine Turbomolekularpumpe evakuiert, die mit dem Vorvakuumsystem der Druckstufe verbunden war. Dadurch konnte die durch die Düse ausströmende Gasmenge ($\Phi = 2 \cdot 10^{20}$ Teilchen/s) bewältigt werden. Der Druck in der Skimmerkammer lag bei 0,31 mbar und gewährleistete eine optimale Strahlausbreitung zwischen Düse und Skimmer.

Die Plasmaparameter im Targetraum wurden durch Änderungen des Entladungsstrom I_A und der Drücke im Kathodenbereich p_K und im Targetraum p_T variiert und sind stark von der Art des jeweiligen Arbeitsgases abhängig. Für Ar-Entladungen beispielsweise sind Elektronentempera-

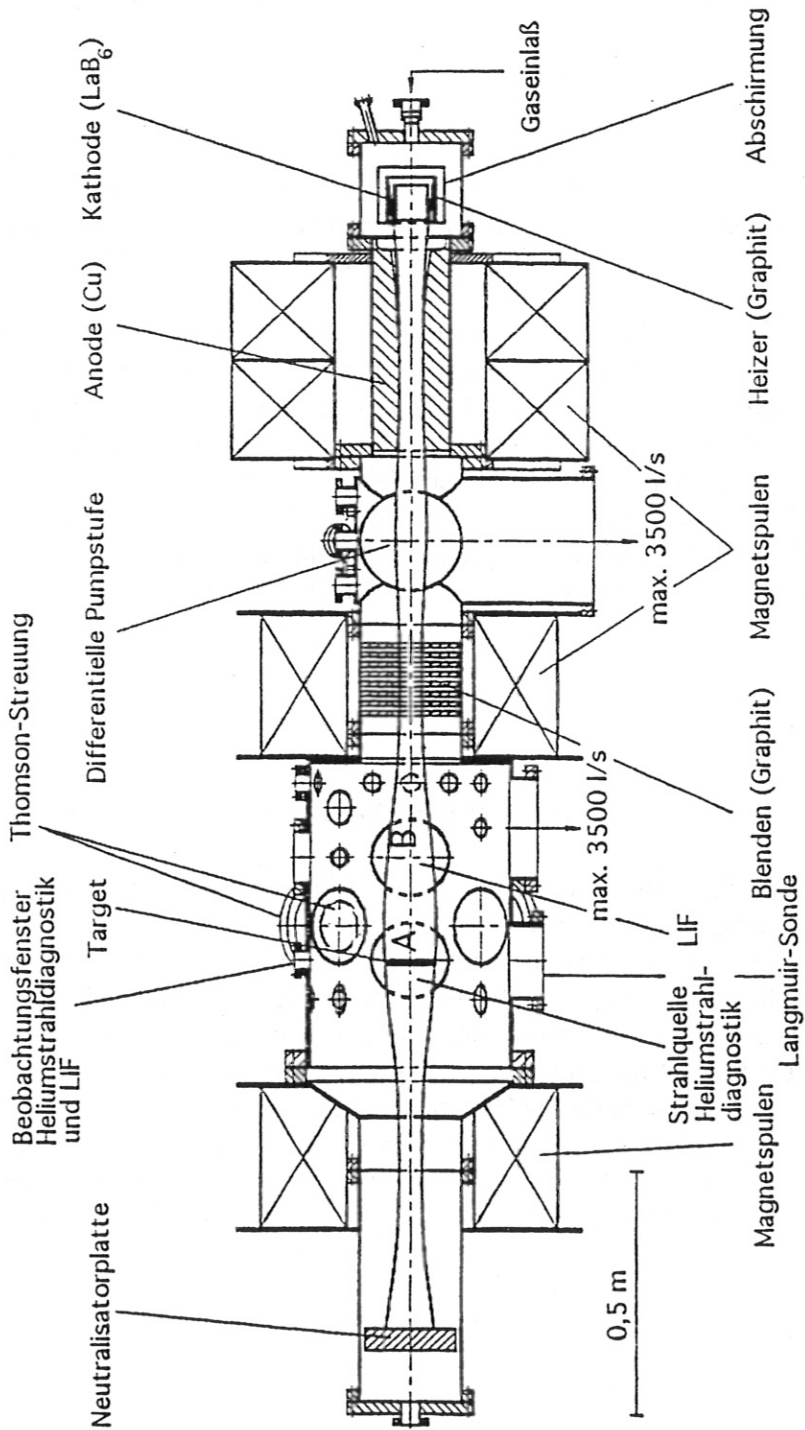


Abb.5.1: Schematische Darstellung des Plasmagenerator

turen im Bereich von $T_e = (1 - 5) \text{ eV}$ und Elektronendichten $n_e = (0,8 - 1,5) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ typisch. In Wasserstoffentladungen dagegen konnten deutlich höhere Temperaturen $T_e = (5 - 12) \text{ eV}$ erreicht werden. Die Dichten lagen hier jedoch im Bereich $n_e = (1 - 3) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. In Ar-Entladungen ist aufgrund der niedrigen T_e -Werte eine Detektion der HeI-Emissionslinien vor der starken Ar-Hintergrundstrahlung der Entladung äußerst schwierig. Deshalb wurden die Untersuchungen am He-Strahl in einer H_2 -Entladung durchgeführt. Von Nachteil erwiesen sich hier jedoch die auftretenden Plasmafluktuationen, die in den Messungen von Entladungsstrom und -spannung registriert wurden und sich in Schwankungen des H_2 -Untergrundes bemerkbar machten. Dabei zeigte sich, daß die Fluktuationsamplitude mit sinkendem Druck im Kathodenraum p_K anstieg. Auf der ms-Zeitskala ist hierbei eine Modulation von Entladungsstrom und -spannung ($f = 300 \text{ Hz}$) feststellbar, die jedoch einige % nicht übersteigt. Sie ist auf das 50 Hz-Drehstromnetz zurückzuführen.

Andererseits sind höhere Drücke mit einem Ansteigen der Elektronendichte und einem Absinken der Elektronentemperatur verbunden. Das hat wiederum geringere HeI-Intensitäten zur Folge. Daher wurde für die Untersuchungen am He-Strahl ein Entladungsregime gewählt, das bei einem Druck im Kathodenraum $p_K = 1 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$ und einem Druck im Targetraum $p_T = (0,7 - 1) \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$ maximale He-Signale aufgrund hoher Elektronentemperaturen garantierte, aber durch Fluktuationen charakterisiert war. Durch die Wahl der Belichtungszeit im Bereich von einigen Sekunden erfolgte eine Mittelung über viele Fluktuationsperioden, so daß es sich bei den mit Hilfe der He-Strahldiagnostik bestimmten T_e - und n_e -Werten um zeitliche Mittelwerte handelt.

5.2 Spektroskopische Untersuchungen am thermischen He-Strahl

Die stationäre H_2 -Entladung des Plasmagenerators PSI bot gute Voraussetzungen zur Realisierung der He-Strahldiagnostik. Die vergleichenden Untersuchungen verschiedener Strahlquellen (Einzeldüsen und Düse-Skimmer-Anordnung) wurden bereits im Abschnitt 3 vorgestellt. In diesem Abschnitt sollen nun die emissionsspektroskopischen Untersuchungen beschrieben werden. Zuerst soll die durch die Messung der Emissivitäten einer großen Anzahl von HeI-Linien im sichtbaren Spektralbereich bestimmte Besetzungsdichteverteilung mit derjenigen verglichen werden, die mit Hilfe des He-Strahlmodells berechnet wurde. Dann werden die Messungen der Besetzungsdichte mit Hilfe der laserinduzierten Fluoreszenz beschrieben. Die Gegenüberstellung der Messung der T_e - und n_e -Profile mit Hilfe der He-Strahldiagnostik, der schnellen Langmuir-Sonde und der Thomson-Streuung erfolgt im letzten Teil dieses Abschnitts.

5.2.1 Optischer Aufbau und Detektion

Die Prinzipskizze des optischen Aufbaus findet sich in Abb. 5.2. Die Abbildung des He-Strahls auf einen Lichtleiter mit einem Durchmesser von $400 \mu\text{m}$ wurde durch eine Quarzlinse ($f = 110 \text{ mm}$, Abbildungsverhältnis 1:3) realisiert. Durch die Montage des Lichtleiters auf einem xy-Linearmanipulator war eine Verschiebung des Meßvolumens sowohl parallel als auch senkrecht zum He-Strahl möglich. Diese Anordnung war sowohl für die Untersuchung des Strahlprofils - dabei wurde das Meßvolumen senkrecht zum Strahl verfahren - als auch zur Bestimmung der radialen Profile der Elektronenparameter (Verschiebung des Meßvolumens

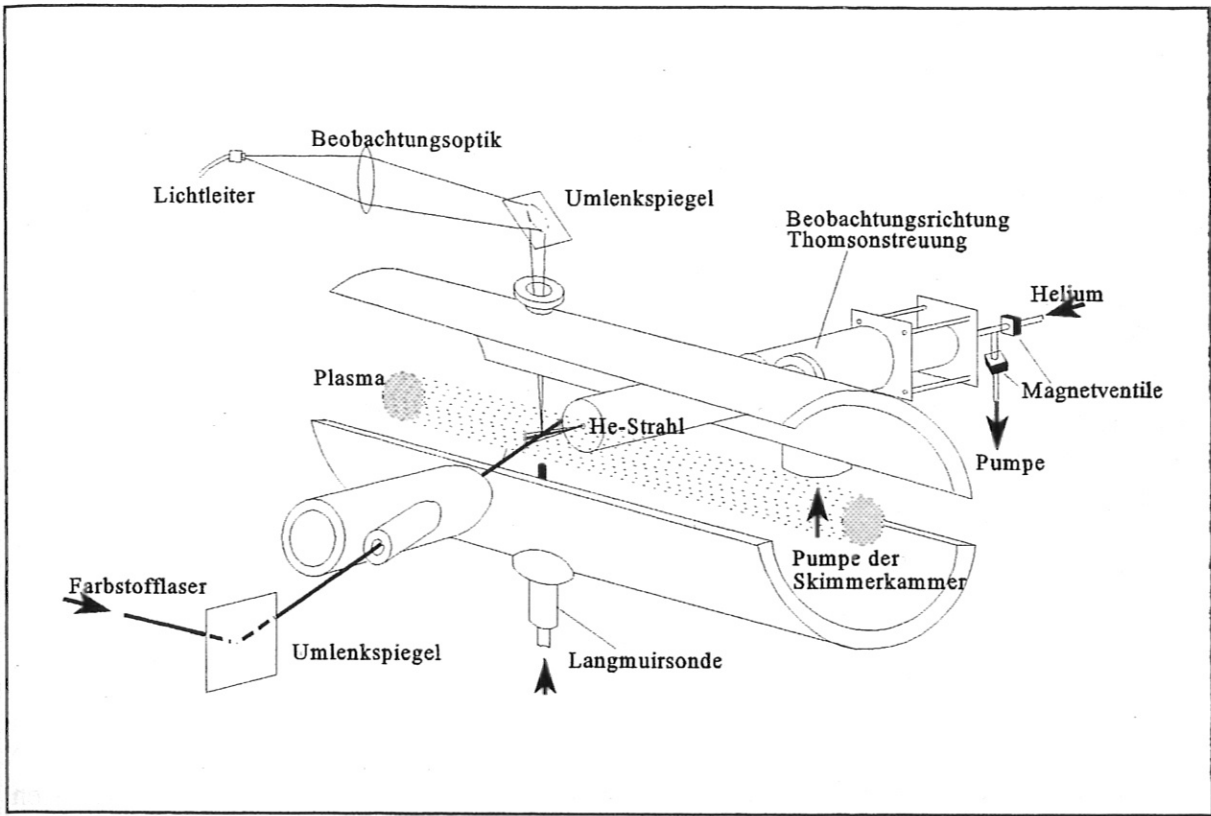


Abb. 5.2: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus

parallel zum Strahl) geeignet. Die Austrittsfläche des Lichtleiters war fest mit dem Eintrittsspalt eines Černy-Turner-Spektrometers ($f = 275 \text{ mm}$) verbunden, in dessen Austrittsebene sich ein Diodenarray mit Bildverstärker befand. Unter Verwendung eines 1200 l/mm -Gitters betrug das Auflösungsvermögen $\Delta\lambda = 0,07 \text{ nm/Pixel}$.

In Abb. 5.3 ist das Schema der Steuerung der Ventile und des Detektors dargestellt. Die Ansteuerung des He-Ventils erfolgte durch einen Triggergenerator über eine Steuerelektronik, durch die die Dauer der He-Impulse $\tau_{\text{He}} = 100 \text{ ms}$ bestimmt war und über die zeitgleich mit dem Schließen des He-Einlaßventils ein Ventil zu einer Vakuumpumpe geöffnet werden konnte. Dadurch konnte verhindert werden, daß das zwischen dem Einlaßventil und der Düse befindliche Restgas nach Ende des Gaspulses in den Rezipienten gelangt. Somit konnten auch bedeutend steilere Flanken des Gasimpulses erreicht werden. Prinzipiell ist es möglich, kürzere Gaspulse zu realisieren bzw. den Gaseinlaß zu modulieren. Das erfordert jedoch 'schnelle' Gasventile, die *nahe* an der Düse angebracht sind. Dadurch entsteht die zusätzliche Anforderung an die entsprechende thermische Belastbarkeit des Ventils. Recherchen haben ergeben, daß diese Forderungen von kommerziellen Produkten i. a. nicht erfüllt werden. Der Impuls des Triggergenerators wurde gleichzeitig zu einem Verzögerungsgenerator geleitet, der durch zwei Triggerimpulse das Regime der Meßwerterfassung der Diodenzeile steuerte. Der erste dieser Triggerimpulse lag zwischen Öffnen und Schließen des Gaseinlaßventils und bestimmte den Zeitpunkt des Beginns der Belichtungszeit (30 ms) zur Aufnahme des He-Signals. Der zweite wurde zur Erfassung des Untergrundsignals der H_2 -Entladung benötigt, die 6 s nach Schließen des Einlaßventils erfolgte. Durch die Auswertesoftware erfolgte die Mittelung des Differenzwertes beider Signale ($I^{\text{He}+\text{H}_2} - I^{\text{H}_2}$) über eine Zeitdauer von 5 min. Die relative Intensitätskalibrierung der

Beobachtungsoptik und des Detektors erfolgte mittels einer Wolframbandlampe für den Wellenlängenbereich $\lambda = (350 - 750) \text{ nm}$.

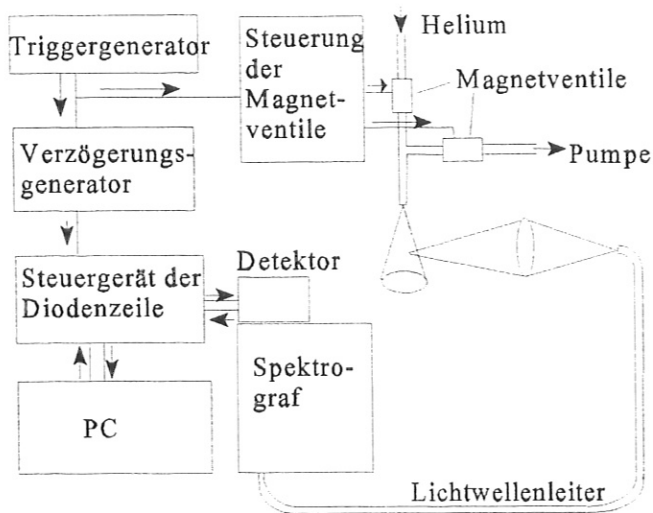


Abb. 5.3:
Schema der Ventilsteuerung und Messwertfassung

Bei einem Gaseinlaß von $2 \cdot 10^{18}$ Teilchen/s sind bei Temperaturen von 10 eV die stärksten HeI-Linien auch ohne Mittelwertbildung nachweisbar. Eine Untersuchung der schwachen Übergänge ist jedoch nur durch die oben beschriebene Methode möglich. Hervorzuheben ist, daß die durch den Einfluß der He-Atome verursachte lokale Störung des Plasmas minimal ist, da die Intensität der Wasserstofflinien keine Veränderungen aufwies, die über das Detektorrauschen hinausgingen.

5.2.2 Messung der relativen Intensitäten der HeI-Linien und die endgültige Auswahl geeigneter Linienpaare

Die am He-Strahl vermessenen spektralen Übergänge sind in Abb. 5.4 dargestellt. Da die Untersuchungen mit Hilfe der Düsen-Skimmer-Anordnung durchgeführt wurden und die Beobachtungsrichtung senkrecht zum Strahl verlief, widerspiegeln die gemessenen Intensitäten die lokale Besetzungsdichteverteilung der Heliumatome. Das örtliche Auflösungsvermögen war durch die Strahldivergenz bestimmt und betrug zwischen 0,7 cm (Plasmarand: $r = 5 \text{ cm}$) und 1,4 cm (Plasmamitte). Die Bestimmung der relativen Besetzungsdichten angeregter Zustände erfolgte für die radiale Position (Abstand von der Plasmamitte) $r = 4,5 \text{ cm}$, bei der die radialen Profile der Elektronentemperatur ein Maximum aufweisen, so daß hier optimale Bedingungen für die Anregung der HeI-Linien herrschen. Die gemessenen Spektren sind in der Abbildung 5.5 dargestellt. Hierbei handelt es sich um relative Linienintensitäten, bezogen auf die Intensität des Übergangs $3 \text{ }^1\text{P} \rightarrow 2 \text{ }^1\text{S}$ (502 nm). Die Berechnung der Intensität dieses Überganges ist also mit dem geringsten Fehler, verglichen mit anderen Übergängen, behaftet. Die Relativkalibrierung des gesamten Wellenlängenbereichs erfolgte mittels einer Wolframbandlampe.

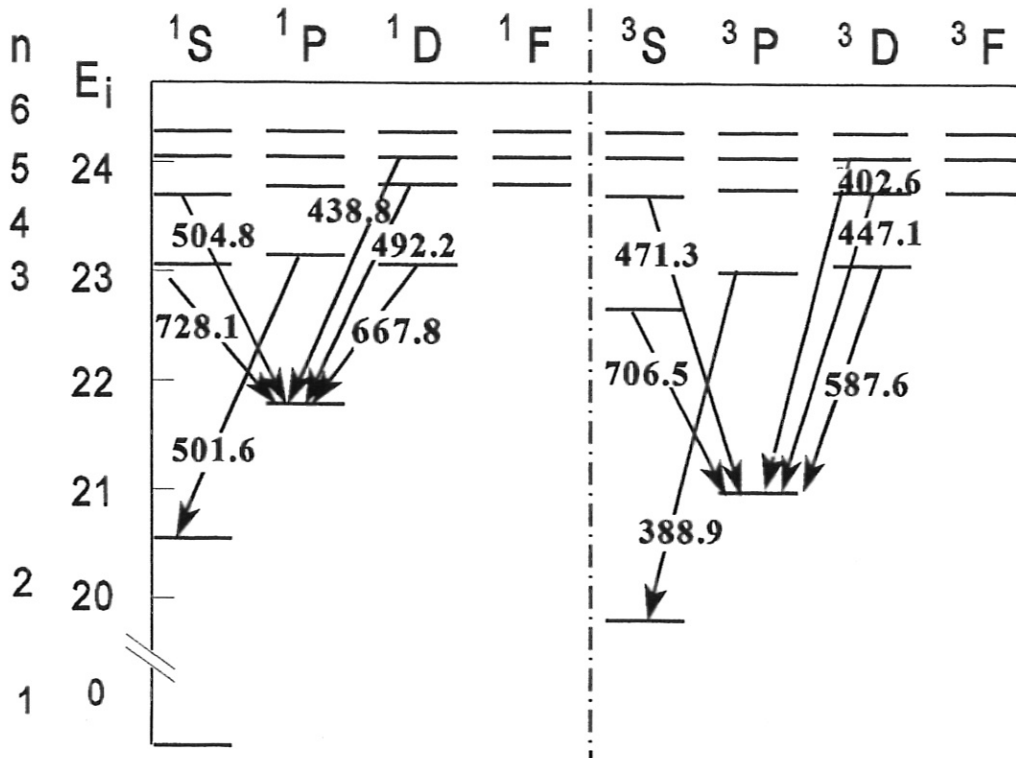


Abb. 5.4: HeI-Übergänge, deren Intensitäten mittels emissonsspektroskopischer Messungen bestimmt wurden

Die Untergrundschwankungen im Bereich der Wasserstofflinien (H_α und H_β) sind darauf zurückzuführen, daß die Intensitäten dieser Linien die der benachbarten HeI-Übergänge um etwa zwei Größenordnungen überragten. Die entsprechenden Pixel der Diodenzeile befanden sich bereits im nichtlinearen Bereich, so daß die Untergrundsubtraktion derartige Schwankungen ergab. HeII-Übergänge konnten nicht beobachtet werden.

Die Intensitätsmessung der Übergänge von Zuständen mit der Hauptquantenzahl $n = 5$ ergab für das Besetzungsdichteverhältnis der Zustände 5^1D und 5^3D einen Wert von $0,32 \pm 0,03$. Dieser stimmt im Rahmen des Meßfehlers mit dem Verhältnis der statistischen Gewichte dieser Zustände $g(5^1D) / g(5^3D) = 1 / 3$ gut überein. Damit ist gerechtfertigt, daß Zustände mit der gleichen Hauptquantenzahl in den Modellrechnungen zum He-Strahl (siehe Abschnitt 2.1) wie ein Zustand behandelt werden können.

Die Abb. 5.6 zeigt die Übereinstimmung von gemessenen Linienintensitäten mit den nach dem He-Strahlmodell berechneten Werten. Zum Bezugspunkt der Auswertung der relativen Linienstärken wurde die Intensität des Überganges $3^1P \rightarrow 2^1S$ ($\lambda = 502 \text{ nm}$) gewählt,

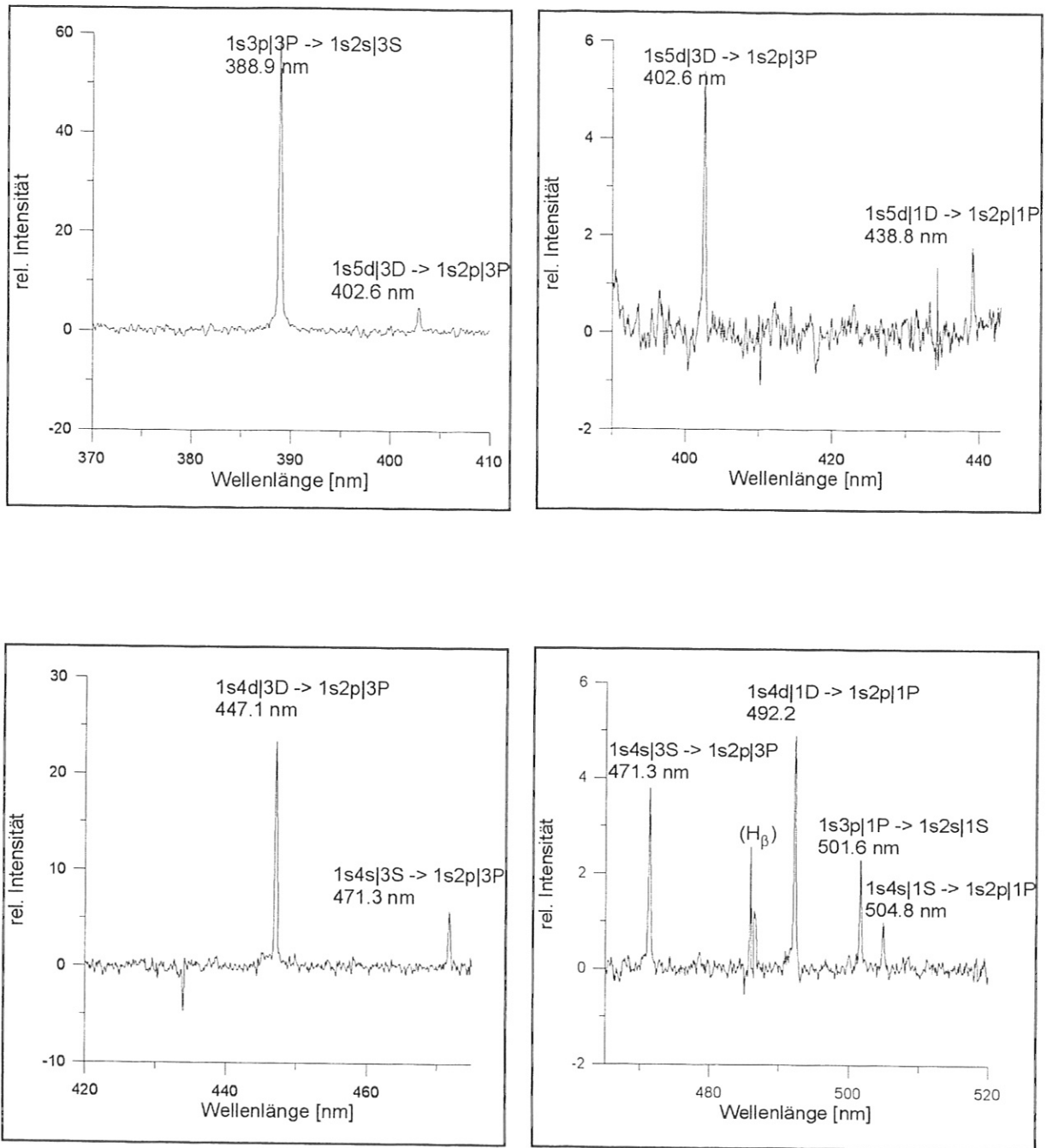


Abb. 5.5 a: Gemessene Spektren. Hierbei handelt es sich um relative Intensitäten, bezogen auf die Intensität des Übergangs $3^1P \rightarrow 3^1S$ (502 nm).

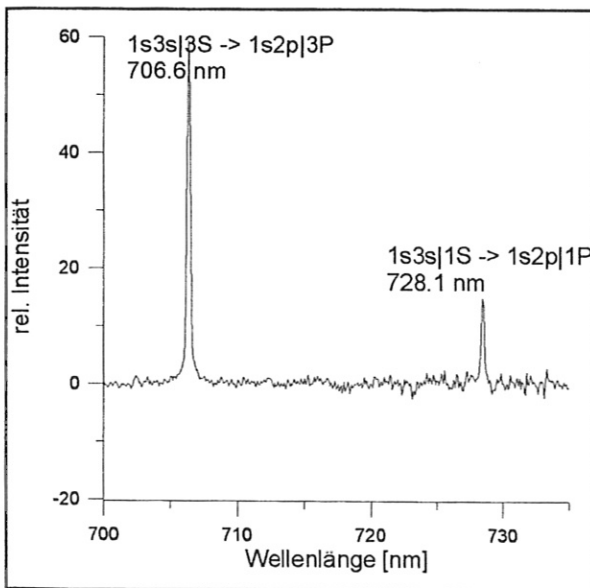
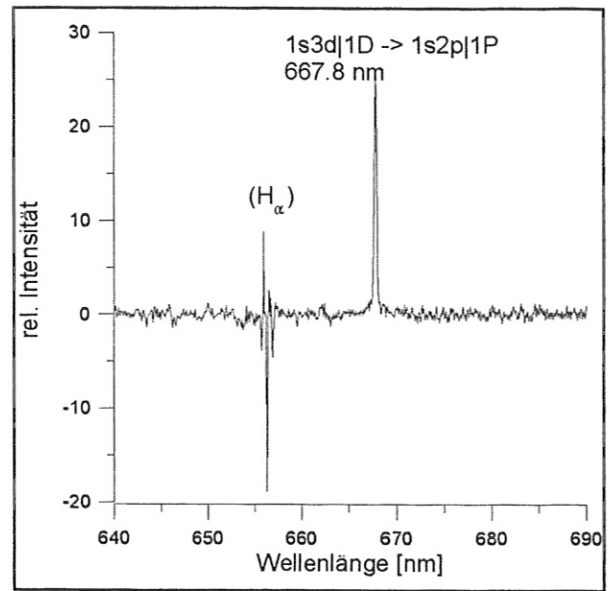
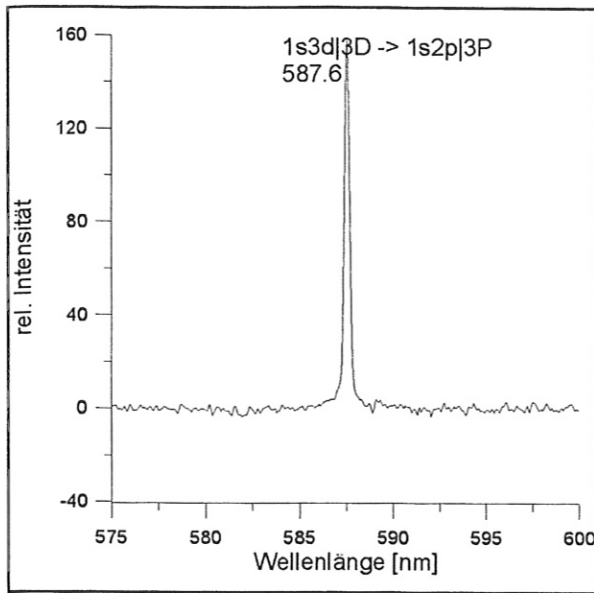


Abb. 5.5 b:

Gemessene Spektren. Hierbei handelt es sich um relative Intensitäten, bezogen auf die Intensität des Übergangs $3^1P \rightarrow 3^1S$ (502 nm).

da bei diesem Übergang mit den geringsten Abweichungen von berechneten und gemessenen Intensitätswerten zu rechnen ist. Zurückzuführen ist das darauf, daß der 3^1P - Zustand zu 85 % durch Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand bevölkert wird und zu 70 % durch spontane Emission zerfällt. Der relative Fehler des Wirkungsquerschnittes für Elektronenstoßanregung dieses Zustandes beträgt 10% [Fuj 78].

Die Anpassung der berechneten relativen Linienintensitäten an die Meßwerte erfolgte unter Minimierung der mittleren relativen Abweichung der berechneten Linienintensitäten von den gemessenen

$$\sigma^2 = \frac{1}{N-1} \sum_1^N \left(\frac{I_i^{\text{theo}} - I_i^{\text{mess}}}{I_i^{\text{mess}}} \right)^2$$

($N = 12$ - Anzahl der untersuchten Übergänge)

Unter Verwendung der Ratenkoeffizienten aus der Arbeit von Abramov et al. [Abr 87] ergab sich hierbei

$$T_e = (10 \pm 1) \text{ eV}$$

$$n_e = (0,8 \pm 0,1) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$$

$$\sigma = 0,22$$

Beide Elektronenparameter stimmen gut mit den Messungen der Thomson-Streuung überein, die für die gleiche radiale Plasmalposition ($r = 4,5 \text{ cm}$) die folgenden Werte liefern

Thomson-Streuung: $T_e = (10 \pm 3) \text{ eV}$ und $n_e = (0,8 \pm 0,2) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$

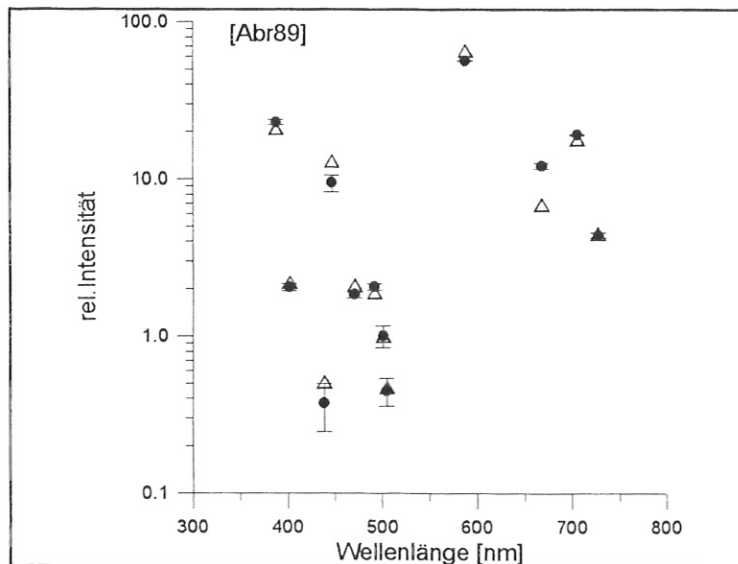


Abb. 5.6:

Vergleich von berechneten und gemessenen relativen Linienintensitäten; die bestmögliche Anpassung ergab

$n_e = (0,8 \pm 0,2) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und $T_e = (10 \pm 1) \text{ eV}$.

● - Meßwerte

Δ - theoretische Werte

Vergleicht man nun die gemessenen mit den berechneten Linienintensitäten, so kann man für den überwiegenden Teil der vermessenen Übergänge im Rahmen der Meßfehler gute Übereinstimmung feststellen. Merkliche Abweichungen findet man für die folgenden Übergänge

- 389 nm ($3^3P \rightarrow 2^3S$)
- 447 nm ($4^3D \rightarrow 2^3P$)
- 668 nm ($3^1D \rightarrow 2^1P$)
- 706 nm ($3^3S \rightarrow 2^3P$)

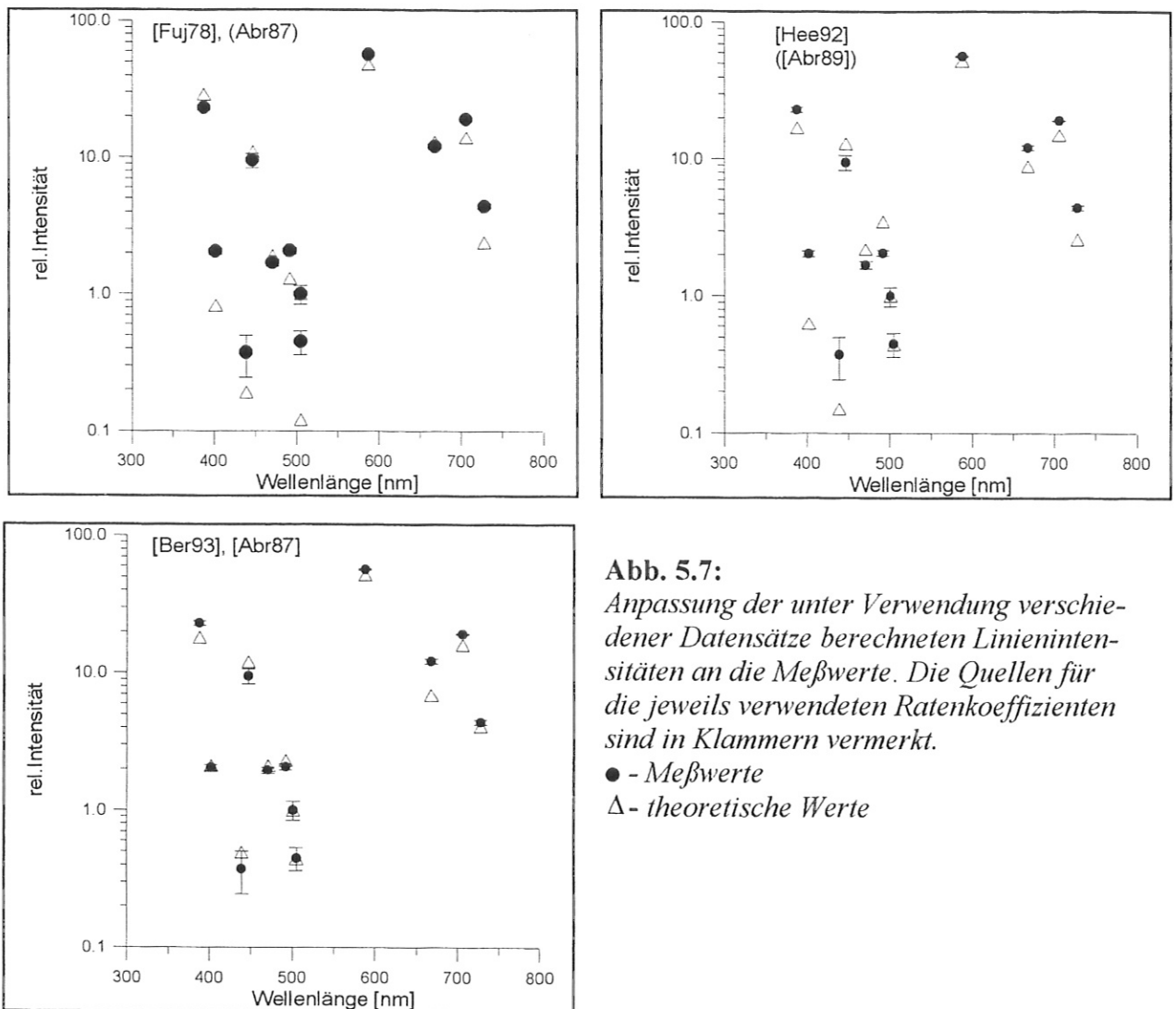
In bezug auf den Übergang $\lambda = 706$ nm muß jedoch bemerkt werden, daß diese Diskrepanz bei der Bestimmung der Elektronentemperatur aus dem Linienverhältnis 706 nm / 728 nm bei einer Elektronentemperatur von $T_e = 10$ eV einen Fehler von gerade $\Delta T_e = -2$ eV nach sich zieht. Beide Linien überragen die zur Temperaturbestimmung geeignetsten Linien $\lambda = 471$ nm und $\lambda = 505$ nm in ihrer Intensität um mehr als eine Größenordnung. Beim Einsatz der He-Strahl-diagnostik an nichtstationären Entladungen, wie sie zum Beispiel für Tokamaks typisch sind, wo der Nachteil geringer Intensitäten nicht durch eine Verlängerung der Meßzeit ausgewogen werden kann, ist aufgrund geringerer Meßfehler möglicherweise das Linienpaar 706 nm / 728 nm geeigneter. In diesem Fall kann ein derartig geringer Fehler bei der Bestimmung der Elektronentemperatur, resultierend aus Ungenauigkeiten der atomaren Daten, unter Umständen durchaus tolerierbar sein.

Erhebliche Fehler können jedoch entstehen, wenn die Elektronendichte aus dem Linienverhältnis 668 nm / 728 nm bestimmt wird. Hierbei würde unter ähnlichen Plasmaparametern ($T_e = 10$ eV, $n_e = 0,8 \cdot 10^{12}$ cm⁻³) ein Fehler von $\Delta n_e/n_e \approx 2$ entstehen. Dieser Fehler mag in Plasmen mit höheren Elektronentemperaturen geringer sein, wie dies durch die Untersuchungen an TEXTOR [Pos 89] belegt werden kann, da der relative Fehler der Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung für Temperaturen $T_e \geq 24$ eV bedeutend geringer ist als im unteren Temperaturbereich. Auch läßt der steilere Verlauf der n_e - Abhängigkeit dieses Linienverhältnisses im Bereich höherer Elektronendichten auf bessere Eignung für den Fall dichter Plasmen schließen.

Vergleichen wir nun, ob unter Verwendung anderer Datensätze eine bessere Anpassung möglich ist. Unvollständige Sätze von Ratenkoeffizienten wurden hierbei durch Abramov-Daten ergänzt. In Abb. 5.7 sind die berechneten Werte den gemessenen gegenübergestellt. Eine Zusammenstellung der Ergebnisse dieser Anpassungsverfahren erfolgte in Form einer Tabelle (Tab. 5.1).

Tab. 5.1: Zusammenstellung der unter Verwendung verschiedener Datensätze berechneten T_e - und n_e -Werte durch bestmögliche Anpassung von berechneten und gemessenen Linienintensitäten. Die Größe σ stellt die mittlere relative Abweichung der berechneten Linienintensitäten von den Meßwerten dar. Die in runden Klammern gesetzten Quellenangaben stellen Ergänzungen der Hauptquelle dar.

Verwendete Datenquellen	T_e [eV]	n_e [cm ⁻³]	σ
[Abr 87]	10	$0,8 \cdot 10^{12}$	0,22
[Fuj 78], ([Abr 87])	12	$2,4 \cdot 10^{12}$	0,31
[Hee 92], ([Abr 87])	20	$9,6 \cdot 10^{12}$	0,4
[Ber 93], [Abr 87]	12	$9,6 \cdot 10^{12}$	0,22

**Abb. 5.7:**

Anpassung der unter Verwendung verschiedener Datensätze berechneten Linienintensitäten an die Meßwerte. Die Quellen für die jeweils verwendeten Ratenkoeffizienten sind in Klammern vermerkt.

● - Meßwerte

Δ - theoretische Werte

Man erkennt also, daß in Fällen, in denen Datensätze ergänzt werden mußten, die Übereinstimmung von berechneten Linienintensitäten und Meßwerten nicht zufriedenstellend ist.

Dies trifft besonders für den Datensatz von de Heer et al. [Hee 92] zu, der nur die Ratenkoeffizienten für Übergänge aus dem Grundzustand enthält. Dieser scheint selbst in Verbindung mit anderen Datensätzen ungeeignet für die Beschreibung der Besetzungsdichteverteilung in Plasmen, in denen die Besetzungsdichte angeregter Zustände entscheidend durch die Stoßkopplung von Zuständen mit der gleichen Hauptquantenzahl bestimmt wird.

Die Korrektur der Abramov-Daten im unteren Temperaturbereich durch die Einbeziehung der R-Matrix-Rechnungen [Ber 93] bringt bei Elektronentemperaturen $T_e \approx 10$ eV nur geringfügige Verbesserungen gegenüber dem 'reinen' Abramov-Satz. Insbesondere für die Übergänge $\lambda = 668$ nm und $\lambda = 447$ nm sind die Unterschiede zwischen gemessenen und berechneten Werten geringer, wogegen die Linie $\lambda = 389$ nm stärker von dem gemessenen Wert abweicht. Für $T_e < 10$ eV sind die Abweichungen des korrigierten Datensatzes von den Abramov-Daten größer, so daß hier deutlichere Vorteile zu erwarten sind. Für kleinere Elektronentemperaturen erscheint daher eine Korrektur unter Einbeziehung der Berrington-Daten empfehlenswert.

Schlußfolgernd kann festgestellt werden, daß für die Anwendung der He-Strahldiagnostik in Plasmen mit Elektronentemperaturen von $T_e \approx 10$ eV und Elektronendichten von $n_e \approx 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$

auf der Grundlage der von Abramov et al. empfohlenen Ratenkoeffizienten eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung für eine große Anzahl von Übergängen erzielt wurde. Deutliche Abweichungen der berechneten Intensitäten von den Meßwerten, die über die Fehlergrenzen der Messungen hinausgehen, traten bei einigen Tripletlinien und bei Übergängen von den Zuständen 1D und 3D auf. Faßt man die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen zusammen und berücksichtigt dabei die Einschränkungen bezüglich der Genauigkeit der verwendeten atomaren Daten (siehe Abschnitt 2.3), so können die folgenden Linienpaare zur Bestimmung der Elektronenparameter empfohlen werden:

- Zur Bestimmung der Elektronentemperatur eignen sich die Triplet-zu Singulett-Linienpaare

$$4\ ^3S \rightarrow 2\ ^3P / 4\ ^1S \rightarrow 2\ ^1P \quad (471\ \text{nm} / 505\ \text{nm}) \text{ und}$$

$$3\ ^3S \rightarrow 2\ ^3P / 3\ ^1S \rightarrow 2\ ^1P \quad (706\ \text{nm} / 728\ \text{nm}).$$

- Bei ausreichenden HeI-Intensitäten kann die höchste Genauigkeit bei der Elektronendichtebestimmung durch die Auswertung des Singulett-Linienverhältnisses

$$3\ ^1P \rightarrow 2\ ^1S / 4\ ^1S \rightarrow 2\ ^1P \quad (501\ \text{nm} / 505\ \text{nm})$$

erreicht werden. Sollte dieses Linienpaar nicht mit genügender Intensität beobachtbar sein, so kann unter Einschränkungen (Ungenauigkeit der atomaren Daten) das Linienpaar

$$3\ ^1D \rightarrow 2\ ^1S / 3\ ^1S \rightarrow 2\ ^1P \quad (668\ \text{nm} / 728\ \text{nm})$$

empfohlen werden.

5.2.3 Messung der Besetzungsdichten des metastabilen Zustandes $2\ ^3S$ mittels laserinduzierter Fluoreszenz (LIF)

Die Bestimmung der relativen Besetzungsdichten angeregter HeI-Zustände, von denen Strahlungsübergänge zu energetisch tiefer gelegenen Niveaus optisch erlaubt sind, wurde durch Messung der Intensität dieser Übergänge mit Hilfe der passiven Emissionsspektroskopie vorgenommen. Das Heliumatom verfügt jedoch über zwei metastabile Zustände, deren Besetzungsdichte nur mit den Methoden der aktiven Spektroskopie bestimmt werden kann. Die Besetzungsdichte des metastabilen Singulettzustandes $2\ ^1S$ spielt bei der Bevölkung der meisten höher liegenden Zustände eine untergeordnete Rolle, da seine Besetzungsdichte deutlich geringer ist als die des metastabilen Triplettniveaus und des Grundzustandes. Elektronenstoßübergänge zu dem benachbarten $2\ ^1P$ -Zustand, der seinerseits durch spontane Emission zum Grundzustand entleert wird, sind für das metastabile Singulettniveau der bestimmende Entvölkerungsprozeß. Die Besetzungsdichte des metastabilen Triplettniveaus $2\ ^3S$, das auch als Grundzustand des Triplettsystems betrachtet werden kann, bestimmt wesentlich die Besetzungsdichte energetisch höher gelegener Tripletzustände, da diese dominierend durch Elektronenstoßanregung von dort bevölkert werden. Die Gegenüberstellung der gemessenen Linienintensitäten und der Modellrechnungen hat ergeben, daß im Fall optimaler Anpassung der berechneten

Intensitäten an die Meßwerte für einige Übergänge deutliche Abweichungen auftreten. Insbesondere trifft dies für Übergänge von D-Zuständen zu, die deutlich stärker durch Elektronenstoßübergänge von den metastabilen Zuständen beeinflusst werden als andere Niveaus. Vergleicht man nun die Abweichungen von Singulett- und Triplettübergängen, so kann man feststellen, daß im Singulettssystem die Meßwerte vorwiegend über den berechneten Intensitäten liegen, wogegen die gemessenen Triplettintensitäten häufig kleiner sind als die berechneten Werte. Eine mögliche Ursache für die Abweichungen der gemessenen Besetzungsdichten von den Modellrechnungen könnte die falsch berechnete Besetzungsdichte des metastabilen Triplettzustandes sein. Um dies zu überprüfen, wurde die Besetzungsdichte dieses Niveaus mit Hilfe der laserinduzierten Fluoreszenz (LIF) bestimmt.

5.2.3.1 Das Prinzip der laserinduzierten Fluoreszenz

Die laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) wurde bereits vielfach zur Bestimmung der absoluten Besetzungsdichten von Spezies angewandt. Eine Beschreibung der Grundlagen kann man u. a. der Arbeit von Demtröder [Dem 77] entnehmen.

In einem Meßvolumen, das durch den Laserquerschnitt einerseits und das durch die Beobachtungsoptik auf den Detektor abgebildete Volumen andererseits bestimmt wird, werden durch impulsförmige Laserstrahlung mit der Laserwellenlänge λ_L Übergänge zwischen den Zuständen k und j induziert. Die Energiedifferenz $E_j - E_k$ der Zustände k und j und die Laserwellenlänge sind durch die Beziehung $\lambda_L = hc / (E_j - E_k)$ verbunden. Bestimmt man nun die durch stimulierte Absorption und Emission von Laserstrahlung veränderte Besetzungsdichte des Zustandes j durch Messung der Intensität der spontanen Emission von Zustand j nach einem anderen Zustand i , so läßt sich hieraus unter Kenntnis der Charakteristika der Laserstrahlung (spektrale Bandbreite, Leistungsdichte) und der Übergangswahrscheinlichkeiten für spontane Emission die Besetzungsdichte n_k des Zustandes k berechnen.

Für den einfachen Fall eines 2-Niveausystems läßt sich der Einfluß der Laserstrahlung auf die Besetzungsdichten n_1 und n_2 der beiden Zustände durch das folgende Gleichungssystem beschreiben

$$\frac{dn_2}{dt} = B_{12}\rho_\nu(t)n_1 - (A_{21} + B_{21}\rho_\nu(t))n_2$$

$$n_1 + n_2 = n_1^0$$
(5.1)

Die spektrale Energiedichte der Laserstrahlung ρ_ν ist eine Funktion der Frequenz ν und der Zeit. B_{12} und B_{21} sind die Einsteinkoeffizienten für induzierte Absorption bzw. Emission. Sie sind mit der Übergangswahrscheinlichkeit für spontane Emission A_{21} durch die folgenden Beziehungen verbunden:

$$B_{12} = \frac{g_2}{g_1} B_{21}$$

$$A_{21} = \frac{8\pi h}{\lambda^3} B_{21}$$
(5.2)

Das Gleichungssystem (5.1) läßt sich analytisch lösen. Ist die Energiedichte der Laserstrahlung ρ_v für die Dauer des Impulses τ_L konstant, so stellt sich die Besetzungsdichte nach Einwirken der Laserstrahlung in der folgenden Form dar:

$$\frac{n_2}{n_1^0} = \frac{g_2}{g_1 + g_2} \frac{1}{\left(1 + \frac{g_1}{g_1 + g_2} \frac{A_{21}}{B_{21}\rho_L}\right)} \left(1 - e^{-\left(A_{21} + \frac{g_1 + g_2}{g_1} B_{21}\rho_L\right)\tau_L}\right) \quad (5.3)$$

Hieraus kann man erkennen, daß sich bei genügend langen Laserimpulsen

$$\tau_L > \frac{1}{A_{21} + \frac{g_1 + g_2}{g_1} B_{21}\rho_L}$$

die Besetzungsdichte des oberen Zustandes nach Lasereinwirkung n_2 zur Besetzungsdichte des Grundzustandes vor Beginn des Laserimpulses n_1^0 genau dann proportional zu $(g_2/g_1)\rho_L$ verhält, wenn während des Laserimpulses die Übergangsrate für induzierte Emission bedeutend kleiner ist als die Rate für spontane Emission, so daß die Bedingung

$$S = \frac{g_1 + g_2}{g_1} \frac{B_{21}}{A_{21}} \rho_L \ll 1$$

erfüllt ist. Dieses Verhältnis der Übergangsraten von induzierter und spontaner Emission wird Sättigungsparameter S genannt:

$$S = \frac{g_1 + g_2}{g_1} \frac{B_{21}}{A_{21}} \rho_L = \frac{g_1 + g_2}{g_1} \frac{\lambda^3}{8\pi h} \rho_L \quad (5.4)$$

Im anderen Fall ($S \gg 1$) verhält sich die Besetzungsdichte des oberen Zustandes n_2 zur Besetzungsdichte n_1^0 wie

$$\frac{n_2}{n_1^0} = \frac{g_2}{g_1 + g_2} \quad (5.5)$$

In den meisten praktischen Fällen läßt sich die Wechselwirkung der Laserstrahlung mit dem zu untersuchenden Atom oder Ion nicht durch ein einfaches 2-Niveausystem beschreiben. Bei der Bestimmung der HeI-Besetzungsdichten des thermischen He-Strahls muß berücksichtigt werden, daß die Besetzungsdichteverteilung auch maßgeblich durch Elektronenstoßprozesse mitbestimmt wird.

Man erhält in diesem Fall also für die Zeit des Laserimpulses ($t < \tau_L$) ein System von Differentialgleichungen, das außer den in den Gleichungen (2.27) berücksichtigten Raten die Übergangsraten für induzierte Emission und Absorption enthält.

$$\begin{aligned}
\frac{dn_k}{dt} &= \sum_{i=k} \langle \sigma_{ik} \cdot v \rangle n_e n_i + \sum_{i>k} A_{ik} n_i + \underbrace{B_{jk} \rho_L n_j}_{\text{Laser}} \\
&\quad - \left(\langle \sigma_{ion_k} \cdot v \rangle + \sum_{i=k} \langle \sigma_{ki} \cdot v \rangle \right) n_e n_k - \sum_{i<k} A_{ki} n_k - \underbrace{B_{kj} \rho_L n_k}_{\text{Laser}} \\
\frac{dn_j}{dt} &= \sum_{i=j} \langle \sigma_{ji} \cdot v \rangle n_e n_i + \sum_{i>j} A_{ij} n_i + \underbrace{B_{kj} \rho_L n_k}_{\text{Laser}} \\
&\quad - \left(\langle \sigma_{ion_j} \cdot v \rangle + \sum_{i=j} \langle \sigma_{ji} \cdot v \rangle \right) n_e n_j - \sum_{i<j} A_{ji} n_j - \underbrace{B_{jk} \rho_L n_j}_{\text{Laser}} \\
\frac{dn_m}{dt} &= \sum_{i=m} \langle \sigma_{mi} \cdot v \rangle n_e n_i + \sum_{i>m} A_{im} n_i \\
&\quad - \left(\langle \sigma_{ion_m} \cdot v \rangle + \sum_{i=m} \langle \sigma_{mi} \cdot v \rangle \right) n_e n_m - \sum_{i<m} A_{mi} n_m, \quad m = 1, \dots, k-1, k+1, \dots, j-1, j+1, \dots, N
\end{aligned} \tag{5.6}$$

Die Anfangsbedingung dieses Systems ist die sich im Plasma in Abhängigkeit von Elektronentemperatur und Elektronendichte einstellende Besetzungsdichteverteilung, also die Lösung des Gleichungssystems (2.27).

Jedoch auch hier lassen sich Bedingungen definieren, für die während der Dauer des Laserimpulses nur die Besetzungsdichten der beiden direkt durch die Laserstrahlung beeinflussten Zustände k und j eine wesentliche Änderung erfahren. Dies ist nämlich genau dann der Fall, wenn die induzierte Übergangsrate deutlich größer ist als der Kehrwert der durch die Plasmaparameter bestimmten Lebensdauer des Zustandes j . Der Sättigungsparameter läßt sich also folgendermaßen verallgemeinern [Dul 84]

$$S = \frac{g_k + g_j}{g_k} \tau_j B_{jk} \rho_L = \frac{g_k + g_j}{g_k} \frac{\lambda_{jk}^3}{8\pi h} A_{jk} \tau_j \rho_L \tag{5.7}$$

wobei die Lebensdauer τ_j bestimmt ist durch

$$\tau_j = \left(\left(\langle \sigma_j^{ion} \cdot v \rangle + \sum_{i \neq j} \langle \sigma_{ji} \cdot v \rangle \right) n_e + \sum_{i < j} A_{ji} \right)^{-1} \tag{5.8}$$

Für einen annähernd rechteckförmigen Laserimpuls ($\rho_\nu = \text{const.}$, $\nu_1 < \nu < \nu_2$) kann die spektrale Energiedichte ρ_ν durch $P_L / (c \cdot \Delta \nu)$ ersetzt werden, wobei $\Delta \nu$ die Bandbreite des Lasers ist, und $\Delta \nu$ durch die Halbwertsbreite der Laserlinie $\Delta \nu = c/\lambda^2 \Delta \lambda$ bestimmt ist. Man erhält somit für den Sättigungsparameter S

$$S = \frac{g_k + g_j}{g_k} \frac{\lambda_{jk}^5}{8\pi h c^2} A_{jk} \tau_j \frac{P_L}{\Delta \lambda_L} \tag{5.9}$$

Die für das Wasserstoffplasma typischen Elektronenparameter im Meßvolumen $n_e = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und $T_e = 10 \text{ eV}$ ergeben eine Lebensdauer des 3^3P -Zustandes des He-Strahls von $\tau = 2,4 \cdot 10^{-8} \text{ s}$. Setzt man dieser die Lebensdauer gegenüber, die nur auf spontane Emission zurückzuführen ist $\tau^{\text{Spon.Emis}} = 9,5 \cdot 10^{-8} \text{ s}$, so ist erkennbar, daß Elektronenstoßprozesse die Entvölkerung des Zustandes deutlich mitbestimmen. Diese Zeiten sind jedoch groß gegen die Dauer des Laserimpulses, so daß für die Zeit der Wechselwirkung der Laserstrahlung mit den He-Atomen nur die Zustände eine deutliche Änderung ihrer Besetzungsdichten erfahren, für die die Bedingung $\Delta E = hc / \lambda_L$ erfüllt ist. Das spektrale Profil der Laserstrahlung ist in der Abbildung 5.4 dargestellt. Durch die Laserstrahlung auf der Wellenlänge $\lambda_L = 389 \text{ nm}$ werden bei einer spektralen Bandbreite von $\Delta \lambda_L = 5 \text{ pm}$ Übergänge vom Zustand 2^3S_1 nach den Zuständen 3^3P_1 und 3^3P_2 angeregt. Die dritte Komponente des Triplettübergangs $2^3\text{S} \rightarrow 3^3\text{P}$, der Übergang $2^3\text{S}_1 \rightarrow 3^3\text{P}_0$ ($J = 1 \rightarrow J = 0$) hat aufgrund der Feinstrukturaufspaltung einen spektralen Abstand von $\Delta \lambda = 4,3 \text{ pm}$ von den anderen zwei Komponenten und liegt somit außerhalb der spektralen Bandbreite des Lasers. Die gleichzeitige Registrierung der HeI-Emissionslinien $3^3\text{P}_{1,2} \rightarrow 2^3\text{S}_1$ (389 nm) des Heliumstrahls und eines Reflexes der Laserstrahlung durch ein hochauflösendes Spektrometer ($f = 2 \text{ m}$), gekoppelt mit einer OMA-CCD, ermöglichte die Feinabstimmung der Wellenlänge des Lasers. Die mittlere Leistungsdichte des in dieser Arbeit verwendeten Lasersystems, das im nächsten Abschnitt genauer beschrieben wird, betrug im Meßvolumen $P_L = 200 \text{ kW}$. Für den Übergang $2^3\text{S} \rightarrow 3^3\text{P}$ ($\lambda = 389 \text{ nm}$) erhält man bei einer Halbwertsbreite der Laserlinie von $\Delta \lambda_L \approx 5 \text{ pm}$ nach (5.9) $S \approx 3000 \gg 1$. Das bedeutet, daß in einem spektralen Bereich $\Delta \lambda = 6,6 \text{ pm}$ die Sättigungsbedingung mit dem Gütefaktor 10 erfüllt ist und sich die Besetzungsdichte des 3^3P -Zustandes am Ende des Laserimpulses zur Besetzungsdichte des metastabilen Zustandes vor Beginn der Lasereinstrahlung verhält wie

$$\frac{g(3^3\text{P})}{g(3^3\text{P}) + g(2^3\text{S})} = \frac{g(3^3\text{P}_1) + g(3^3\text{P}_2)}{g(3^3\text{P}_1) + g(3^3\text{P}_2) + g(2^3\text{S})} = \frac{8}{11}$$

Dieses Besetzungsdichteverhältnis kann sich jedoch nur einstellen, wenn trotz der Zeemann-Aufspaltung und Verschiebung der Zustände mit unterschiedlicher Quantenzahl M_J eine Anregung aller magnetischen Unterkomponenten erfolgt. Die Verschiebung der Triplettzustände wird durch den anormalen Zeemann-Effekt bestimmt und läßt sich aus

$$\Delta E = M_J g_J \mu_B B$$

berechnen, wobei $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ - das Bohrsche Magneton und B - die Magnetfeldstärke sind. Den

Landé-Faktor g_L erhält man im Fall der Russell-Sounders-Kopplung aus

$$g_J \cong \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

Für die HeI-Zustände 2^3S und $3^3\text{P}_{1,2}$ erhält man für die im Targettraum typische Magnetfeldstärke von $B = 0,05 \text{ T}$ die in der Tabelle 5.2 dargestellten Zeemann-Verschiebungen der Unterniveaus.

2 ³ S			3 ³ P _{1,2}		
J	M _J	ΔE [cm ⁻¹]	J	M _J	ΔE [cm ⁻¹]
1	1	0,047	1	1	0,040
	0	0		0	0,0053
	-1	-0,047		-1	-0,030
			2	2	0,07
				1	0,030
				0	0,0066
				-1	-0,040
				-2	-0,07

Tab. 5.2:

Zeemann-Aufspaltung der Zustände 2 ³S und 3 ³P_{1,2} für eine Magnetfeldstärke B = 0,05 T.

Berücksichtigt man die Auswahlregeln $\Delta M_J = 0, \pm 1$, so ergeben sich eine große Anzahl von spektralen Übergängen, die jedoch alle innerhalb der spektralen Bandbreite der Laserstrahlung liegen. Der spektrale Abstand der beiden äußersten Komponenten beträgt $\Delta \lambda = 1,9$ pm. Die Anregung der π -Komponenten ($\Delta M_J = 0$) durch die Laserstrahlung ist jedoch nur möglich, wenn die Polarisationsrichtung der Laserstrahlung eine Komponente senkrecht zur Magnetfeldrichtung besitzt. Dies ist bei dem durch die experimentelle Anordnung bedingten Winkel von 50° zwischen der Polarisationsrichtung der Laserstrahlung und der Magnetfeldrichtung gewährleistet.

Die Doppler-Verschiebung, die bestimmt wird durch die mittlere Geschwindigkeit der He-Atome des Neutralteilchenstrahls $u = 1,6 \cdot 10^5$ cm / s und den Winkel zwischen der Strahlachse und der Einstrahlrichtung der Laserstrahlung $\vartheta = 40^\circ$, ist gleich für alle Komponenten und beträgt

$$\Delta \lambda_{\text{Doppler}} = \lambda \frac{u}{c} \cos \vartheta = 1,6 \text{ pm}$$

Die Doppler-Verbreiterung wird bestimmt durch die mittlere thermische Geschwindigkeit der He-Atome $v_m = \sqrt{\frac{2k_B T}{m_{\text{He}}}}$. Der volle Halbwertsbreite des Doppler-Profiles $\Delta \lambda_{\text{FWHM}}$ erhält man aus

$$\Delta \lambda_{\text{FWHM}} = \lambda \cdot 2 \sqrt{\ln 2} \frac{v_m}{c}$$

Für die LIF-Untersuchungen wurde eine Einzeldüse verwendet. Die aus der Winkelverteilung bestimmte Temperatur der He-Atome, bedingt durch die adiabatische Expansion durch die Düse wurde aus der Winkelverteilung der He-Atome vor der Düse (D1) bestimmt und betrug $T = 200$ K. Damit erhält man eine Doppler-Breite von $\Delta \lambda_{\text{FWHM}} = 1,9$ pm.

Doppler- und Zeemann-Effekt haben somit keinen Einfluß auf die Erfüllung der Sättigungsbedingung für alle magnetischen Unterkomponenten der Übergänge $2 \text{ } ^3\text{S} \rightarrow 3 \text{ } ^3\text{P}_{1,2}$. Die Besetzungsdichten des $3 \text{ } ^3\text{P}$ -Zustandes am Ende des Laserimpulses und die Besetzungsdichte des metastabilen Triplettzustandes vor Beginn der Lasereinwirkung verhalten sich also wie $g_2 / (g_1 + g_2) = 8 / 11$.

Am Ende der Lasereinstrahlung beginnt nun ein Relaxationsprozeß, während dessen die Überbesetzung des $3|{}^3\text{P}$ -Zustandes abgebaut wird. Dies geschieht durch verschiedene Kanäle (Abb. 5.8):

- Spontane Emission nach $2{}^3\text{S}$ ($\lambda = 389\text{ nm}$)
- Elektronenstoßentvölkerung nach $3{}^3\text{D}$ und spontane Emission von dort nach $2{}^3\text{P}$ ($\lambda = 588\text{ nm}$)
- Spontane Emission und Elektronenstoßentvölkerung nach $3{}^3\text{S}$ und spontane Emission von dort nach $2{}^3\text{P}$ ($\lambda = 706\text{ nm}$)

Es zeigt sich also, daß Fluoreszenzstrahlung nicht nur auf der Laserwellenlänge, sondern auch auf zwei anderen Wellenlängen im sichtbaren Spektralbereich beobachtet werden kann. Einerseits müssen bei der Bestimmung der Abhängigkeit der Intensität der Fluoreszenzstrahlung von der Besetzungsdichte $n(3{}^3\text{P})|_{t=\tau}$, die von Elektronentemperatur und Elektronendichte abhängigen Elektronenstoßraten, und damit auch n_e und T_e selbst, bekannt sein. Andererseits bietet sich aber auch die Möglichkeit, bei bekannten T_e und n_e aus dem Intensitätsverhältnis verschiedener Fluoreszenzlinien die Richtigkeit der Verhältnisse der entsprechenden Raten zueinander zu überprüfen.

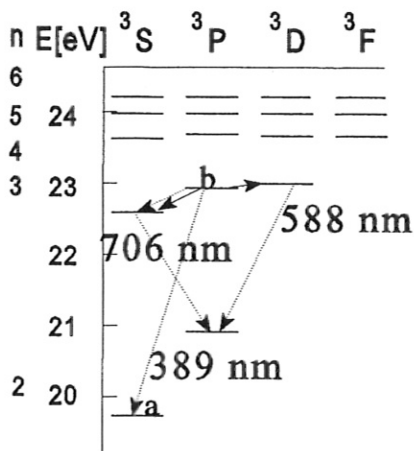


Abb. 5.8:

*Triplettsystem des atomaren Heliums;
Relaxationsprozesse nach Ende der Laser-
anregung von a nach b. Hierbei bedeuten:
----- Strahlungs- und
——— Elektronenstoßprozesse.*

Die zeitabhängige Lösung des Gleichungssystems (2.27) liefert die Intensität dieser Strahlungsübergänge, wobei die stationäre Lösung \bar{n}^{stat} des homogenen Gleichungssystems (2.32) mit Ausnahme von

$$n(2{}^3\text{S}) = \frac{3}{11} n^{\text{stat}}(2{}^3\text{S}) \quad \text{und}$$

$$n(2{}^3\text{P}) = \frac{8}{11} n^{\text{stat}}(2{}^3\text{S})$$

die Anfangsbedingungen liefert. Hierbei wurde berücksichtigt, daß die Besetzungsdichte des 3^3P -Zustandes vor Beginn der Lasereinstrahlung weniger als 0,5 % der Besetzungsdichte des metastabilen Zustandes betrug. Die so berechnete Intensität der Fluoreszenzstrahlung als Funktion der Zeit ist für die oben aufgeführten Übergänge in Abb. 5.9 dargestellt.

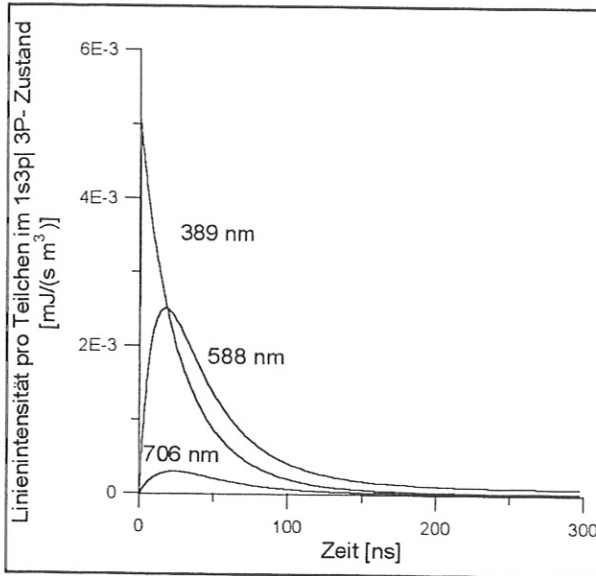


Abb. 5.9:

Zeitliches Verhalten der Intensität der Fluoreszenzstrahlung der Übergänge

$3^3\text{S} \rightarrow 2^3\text{P}$ (706 nm),

$3^3\text{P} \rightarrow 2^3\text{S}$ (389 nm),

$3^3\text{D} \rightarrow 2^3\text{P}$ (588 nm),

unter der Annahme, daß sich zum Zeitpunkt $t = 0$ (Ende des Laserimpulses) 1 Teilchen pro cm^3 im Zustand 3^3P befand. Die Untergrundstrahlung der He-Atome des Strahls wurde subtrahiert.

Bei dem LIF-Experiment wird in Abhängigkeit der gewählten "Gate-Zeit" des Detektors über ein bestimmtes Zeitfenster integriert. Bei diesen Messungen lag das Zeitfenster des Detektors im Bereich von 50 bis 300 ns. Berücksichtigt man dies, so erhält man durch Integration über t die folgende Beziehung zwischen der emittierten Strahlungsenergie pro m^3 und der absoluten Besetzungsdichte des 3^3P -Zustandes, die wir hier im Unterschied zur relativen Besetzungsdichte mit $N(3^3\text{P})$ bezeichnen werden.

$$E_i^{\text{Fl}} = \eta_i \cdot N(3^3\text{P}) \quad (5.10)$$

Die Proportionalitätsfaktoren η_i für die drei oben genannten Übergänge sind in Tab. 5.3 aufgeführt.

Übergang	Wellenlänge λ [nm]	η_i [J]
$3^3\text{S} \rightarrow 2^3\text{P}$	706	$7,9 \cdot 10^{-21}$
$3^3\text{P} \rightarrow 2^3\text{S}$	389	$2,8 \cdot 10^{-20}$
$3^3\text{D} \rightarrow 2^3\text{P}$	588	$4,9 \cdot 10^{-20}$

Tab. 5.3: Übersicht der in die Relation (5.10) eingehenden Proportionalitätsfaktoren

Die Besetzungsdichte des metastabilen Tripletzustandes der He-Strahlátome läßt sich also

durch Messung der Energie der emittierten Fluoreszenzstrahlung auf den Wellenlängen 706 nm, 389 nm und 588 nm in einem Zeitfenster von 50 bis 130 ns nach Ende des Laserimpulses bestimmen. Berücksichtigt man, daß das gemessene Fluoreszenzsignal von der Effizienz des optischen Systems abhängt und mit der gemessenen Strahlungsenergie durch die Relation $S_i^{FL} = \eta_{opt} E_i^{FL}$ verbunden ist, so erhält man die absolute Besetzungsdichte des metastabilen Zustandes aus

$$S_i^{FL} = \eta_{opt} E_i^{FL} = \eta_{opt} \eta_i N(3^3P) = \eta_{opt} \eta_i \frac{8}{11} N(2^3S) \quad (5.11)$$

Die Effizienz des optischen Systems η_{opt} wird bestimmt durch die Quanteneffizienz des Detektors Q , die Transmission der Beobachtungsoptik T und den Raumwinkel $\Delta\Omega$, unter dem die Fluoreszenzstrahlung registriert wird [Neu 91]

$$\eta_{opt} = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} T \cdot Q \quad (5.12)$$

5.2.3.2 Experimenteller Aufbau und Kalibrierung des Detektorystems

Der bei der Bestimmung der Besetzungsdichte des metastabilen Triplettzustandes im Heliumstrahl verwendete Versuchsaufbau ist in Abb. 5.2 dargestellt. Durch eine Einzeldüse ($d = 200 \mu\text{m}$) wurde unter einem Vordruck $p_0 = 15 \text{ mbar}$ pulsformig Helium in ein H_2 -Plasma eingeblasen. Die das Entladungsregime kennzeichnenden Parameter sind in der Tabelle 5.4 zusammengefaßt. Das Magnetventil öffnete mit einer Wiederholperiode von 7 s für eine Dauer von 1 s. Die Laserstrahlung wurde mit einem Excimer-Farbstoff-Lasersystem erzeugt und über ein Spiegelsystem so in das Plasma gelenkt, daß der Laserstrahl die Achse des Heliumstrahls unter einem Winkel von 40° schnitt.

Entladungsstrom I [A]	300
Entladungsspannung U [V]	90
Druck im Kathodenraum p_k [mbar]	$1 \cdot 10^{-2}$
Druck im Targetraum p_T [mbar]	$6,6 \cdot 10^{-4}$
Magnetfeldstärke B [mT]	50

Tab. 5.4: Entladungsparameter zur Erzeugung der H_2 -Plasmas, in das der mit Hilfe der LIF untersuchte He-Strahl eingeblasen wurde

Zum Pumpen des Farbstofflasers stand ein Xenon-Chlorid-Excimerlaser (RD. EXC 300, Fa. Advanced Technology Lasers) zur Verfügung, welcher auf der Laserwellenlänge $\lambda = 308 \text{ nm}$ eine Ausgangsleistung von 200 mJ bei einer Pulslänge von 15 ns lieferte. Der Farbstofflaser

(LDS 20505, Fa. Laser Analytical Systems) bestand aus einem Oszillator-Vorverstärker-Hauptverstärker-System. Die Wellenlängenänderung der Laserstrahlung erfolgte durch Verkippen eines Gitters, das sich in nahezu 'grazing incidence'-Anordnung (Einfallswinkel $\phi_0 = 87^\circ$) im Strahlengang des Oszillators befand. Es wurde bei einer Ausgangsleistung von 15 - 20 mJ auf der Wellenlänge $\lambda = 389$ nm (Farbstoff: RDC 388) eine spektrale Bandbreite von $\Delta\lambda = 5$ pm erreicht.

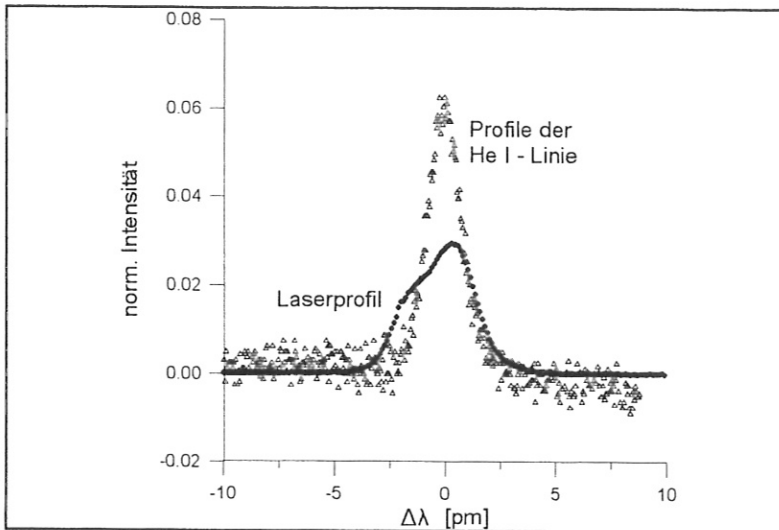


Abb. 5.10:

Spektrales Profil der Laserlinie, gemittelt über 600 Laserimpulse und der HeI-Emissionslinie des He-Strahls

Das spektrale Profil der Laserlinie wurde mittels eines hochauflösenden Spektrometers ($f = 2$ m), gekoppelt mit einer OMA-CCD (Fa. EG&G), gemessen. Die Breite des Apparateprofils betrug $\Delta\lambda_{\text{App}} = 2,1$ pm. Hierbei wurde die gleiche zeitliche Mittelung über 600 Laserimpulse vorgenommen wie bei den LIF-Messungen am He-Strahl. Dieses ist in Abb. 5.10 dem Spektralprofil der HeI-Emissionslinie des He-Strahls gegenübergestellt, das mit demselben Gerät aufgenommen wurde.

Das Beobachtungsvolumen wurde durch eine Einzellinse ($f = 110$ mm) mit einem Abbildungsverhältnis von 3,3:1 auf einen Lichtwellenleiter mit einem Durchmesser von 400μ abgebildet. Über diesen gelangte die Fluoreszenzstrahlung zum Eintrittsspalt eines Černy-Turner-Spektrometers (EG&G, $f = 275$ mm), in dessen Austrittsebene sich ein intensiviertes Diodenarray befand (1024 Pixels). Die spektrale Auflösung betrug $0,4$ nm / Pixel. Dadurch war es möglich, die Fluoreszenzstrahlung aller oben genannten Übergänge gleichzeitig zu registrieren. Die Steuerung des Gate-Generators der Diodenzeile erfolgte durch einen Triggerimpuls, der induktiv vom Speicherkondensator des Excimer-Lasers abgeleitet wurde und über einen Verzögerungsgenerator auch den Gate-Generator der Diodenzeile ansteuerte. Das Auslesen der Zeile war ebenfalls mit der Laserfrequenz synchronisiert. Bedingt durch den Jitter der Excimerentladung, traten einzelne Laserimpulse mitunter bis zu 20 ns später auf. Deshalb wurde vom Gate-Generator ein Zeitfenster festgesetzt, das 50 ns nach Ende des Laserimpulses beginnt und eine Dauer von 80 ns hat. Während dieser Zeit werden die vom Fluoreszenzlicht erzeugten Photoelektronen von der Mikrokanalplatte (MCP) verstärkt. Die Belichtungszeit der Diodenzeile betrug 30 ms. Durch die Auswertesoftware erfolgte die Subtraktion des Untergrundes und eine Mittelung über 600 Messungen. Der Untergrund setzte sich zusammen aus der Hintergrundstrahlung der H_2 -Entladung und der spontanen Emission des He-Strahls bei geblocktem Laser.

Der zeitliche Intensitätsverlauf der Laserstrahlung, relativ zu dem vom Speicherkondensator des Excimerlasers abgeleiteten Triggerimpuls, wurde mittels einer schnellen Photodiode gemessen (Abb. 5.11). Die Gate-Zeit der Mikrokanalplatte konnte dann so gewählt werden, daß durch den zeitliche Jitter der Excimerentladung bedingtes Falschlicht vermieden wurde.

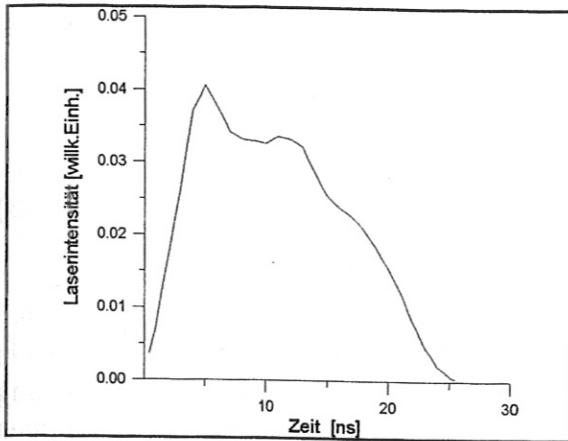


Abb. 5.11:
Zeitlicher Verlauf des Laserimpulses

Um die Besetzungsdichte des metastabilen Zustandes nach Gleichung (5.11 und 5.12) bestimmen zu können, ist die Bestimmung der unbekanntenen Größen $\Delta\Omega$, T , Q und des Beobachtungsvolumen V mittels eines Kalibrierverfahrens notwendig. In vielen Arbeiten zur laserinduzierten Fluoreszenz wird zur Kalibrierung der Beobachtungsoptik und des Detektors die Rayleigh-Streuung genutzt. In unserem Fall konnte diese Methode nicht angewandt werden, da aus apparativen Gründen eine ausreichende Streulichtunterdrückung nicht möglich war. Bei der Messung der Fluoreszenzstrahlung konnte dieses Problem durch die Wahl einer ausreichend großen Verzögerung des Zeitfensters des Detektors vermieden werden. Das Rayleigh-Streusignal jedoch muß praktisch zeitgleich mit dem Laserpuls gemessen werden, so daß nach einer anderen Möglichkeit der Kalibrierung gesucht werden mußte. Wir verwendeten eine Wolframbandlampe, die an den Ort des Beobachtungsvolumens gebracht wurde. Damit konnten die Transmission der optischen Bauteile und die Quanteneffizienz des Detektors in Abhängigkeit von der Wellenlänge bestimmt werden. Der Raumwinkel ist durch die Apertur der Beobachtungsoptik gegeben. Das Meßvolumen wird durch das Abbildungsverhältnis und die Größe des Lichtleiters sowie durch den Durchmesser des Laserstrahls bestimmt. Letzterer kann durch eine Blende leicht festgelegt werden (Abb. 5.12).

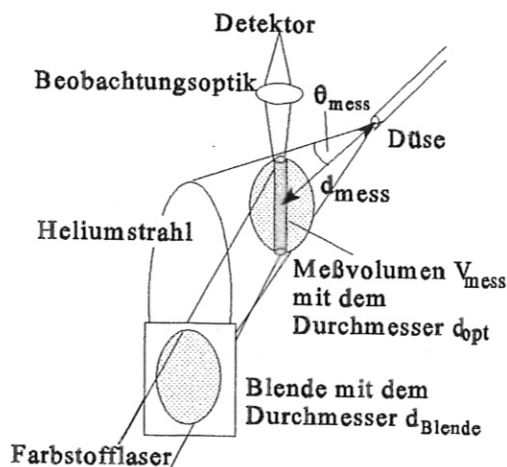


Abb. 5.12:
Schematische Darstellung des Meßvolumens

5.2.3.3 Ergebnisse und Diskussion

Das kalibrierte Spektrum der Fluoreszenzstrahlung ist in Abb. 5.13 dargestellt. Die Größe des Meßvolumens betrug $V_{\text{mess}} = (\pi / 4) d_{\text{opt}}^2 d_{\text{Blende}} = 0,027 \text{ cm}^3$. Die He-Neutralgasdichte im He-Strahl wird durch den Teilchenfluß durch die Düse und die Strahldivergenz bestimmt und läßt sich durch Integration von $n_{\text{He}}(\theta)$ über den Raumwinkel θ berechnen (siehe hierzu Gleichungen 3.18 und 3.19). Der Winkel θ_{mess} ist durch den Abstand der Meßvolumens von der Düse $d_{\text{mess}} = 2 \text{ cm}$ und die Größe der den Laserstrahl beschränkenden Blende d_{Blende} bestimmt.

$$N_{\text{He}} = \int_{V_{\text{mess}}} n(\theta) dV = \frac{\pi}{4} d_{\text{opt}}^2 2d_{\text{mess}} \int_0^{\theta_{\text{mess}}} n(\theta) \frac{1}{\cos^2 \theta} d\theta \quad (5.13)$$

Die auf den Lichtleiter abgebildeten Fläche hatte einen Durchmesser von $d_{\text{opt}} = 0,13 \text{ cm}$. Die in $n(\theta)$ eingehende Teilchendichte in der Düsenmündung kann unter Verwendung von Gleichung (3.16, 3.18, 3.29) berechnet werden. Die so bestimmte Anzahl der He-Atome im Meßvolumen betrug $(1,1 \pm 0,2) \cdot 10^{11}$.

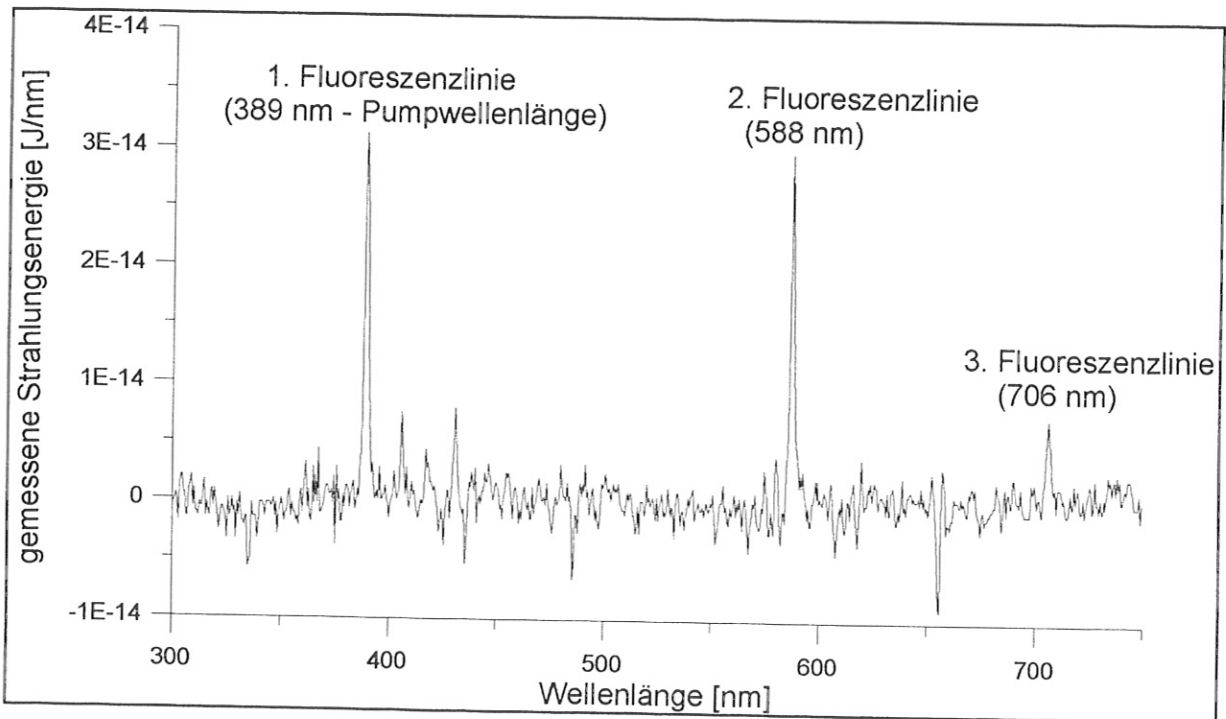


Abb. 5.13: Gemessenes Fluoreszenzspektrum

Berechnet man nun aus den Linienintegralen der Fluoreszenzlinien des gemessenen Spektrums (Abb. 5.13) die Besetzungsdichte des metastabilen Tripletzustandes, so erhält man die in Tab. 5.5 dargestellte absolute Anzahl der He-Atome im metastabilen Zustand $N(2^1S)$.

Fluoreszenzwellenlänge[nm]	Strahlungsenergie [$10^{-14} \cdot \text{J}$]	$N(2^3\text{S})$
389	8,5	$4,1 \cdot 10^8$
588	7,2	$2,0 \cdot 10^8$
706	2,0	$3,4 \cdot 10^8$

Tab. 5.5: Gemessene Anzahl der He-Atome im metastabilen Zustand 2^3S

Berücksichtigt man die berechnete Anzahl der He-Atome im Meßvolumen N_{He} , so erhält man eine relative Besetzungsdichte des metastabilen Tripletzustandes zwischen 0,37 %, wenn man die Intensität des Fluoreszenzüberganges $3^3\text{P} \rightarrow 2^3\text{S}$ (389 nm) zugrundelegt, und 0,18 % bzw. 0,31 % für die Übergänge $3^3\text{D} \rightarrow 2^3\text{P}$ (588 nm) und $3^3\text{S} \rightarrow 2^3\text{P}$ (706 nm).

Die relative Besetzungsdichte des metastabilen Tripletzustandes, die für die gegebenen n_e - und T_e -Werte mit Hilfe des He-Strahlmodells berechnet werden kann, beträgt

$$n(2^3\text{S})/n(1^1\text{S}) = 0,18 \%,$$

und stimmt gut mit dem experimentellen Wert überein, wenn man die Intensität der Fluoreszenzlinie $\lambda = 588 \text{ nm}$ berücksichtigt. Die beiden anderen Fluoreszenzübergänge ergeben Besetzungsdichten des metastabilen Zustandes, die stärker von der berechneten abweichen.

Betrachtet man die nach dem Ende des Laserimpulses einsetzenden Relaxationsprozesse, so kann man erkennen, daß das Intensitätsverhältnis $I(588 \text{ nm}) / I(706 \text{ nm})$ durch das Verhältnis der beiden Übergangsratenkoeffizienten $n_e \langle \sigma(3^3\text{P} \rightarrow 3^3\text{S}) \cdot v \rangle + A(3^3\text{P} \rightarrow 3^3\text{S})$ und $n_e \langle \sigma(3^3\text{P} \rightarrow 3^3\text{D}) \cdot v \rangle$ bestimmt wird:

$$\frac{I(588 \text{ nm})}{I(706 \text{ nm})} = \frac{n_e \langle \sigma^{3^3\text{P} \rightarrow 3^3\text{D}} \cdot v \rangle}{\left(n_e \langle \sigma^{3^3\text{P} \rightarrow 3^3\text{S}} \cdot v \rangle + A^{3^3\text{P} \rightarrow 3^3\text{S}} \right)} \frac{A^{3^3\text{D} \rightarrow 2^3\text{P}}}{A^{3^3\text{S} \rightarrow 2^3\text{P}}} \frac{706}{588} \quad (5.14)$$

Dieses Intensitätsverhältnis ermöglicht es also, das Verhältnis der Übergangsraten zu bestimmen. Der gemessene Wert von $I(588) / I(706) = (3,6 \pm 0,2)$ weicht jedoch erheblich von dem berechneten Wert 7,0 ab. Geht man davon aus, daß das Verhältnis der beiden Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßübergänge mit einem deutlich kleineren Fehler behaftet ist als die absoluten Werte der beiden Größen, so erhält man aus Gleichung 5.14, daß beide Ratenkoeffizienten um den Faktor 0,45 korrigiert werden müssen.

Bestimmt man nun die Fluoreszenzeffizienzen η_i neu, indem man bei der Lösung des zeitabhängigen Ratengleichungssystems

$$\langle \sigma(3^3\text{P} \rightarrow 3^3\text{D}) \cdot v \rangle = \langle \sigma(3^3\text{P} \rightarrow 3^3\text{D}) \cdot v \rangle^{\text{Abramov}} \cdot 0,45$$

$$\langle \sigma(3^3\text{P} \rightarrow 3^3\text{S}) \cdot v \rangle = \langle \sigma(3^3\text{P} \rightarrow 3^3\text{S}) \cdot v \rangle^{\text{Abramov}} \cdot 0,45$$

setzt, so erhält man die in Tab. 5.6 aufgelisteten Werte. Berechnet man nun unter Verwendung dieser korrigierten Fluoreszenzeffizienzen aus den gemessenen Linienintensitäten die Besetzungsdichte des metastabilen Triplettzustandes (siehe Tab. 5.6), so ist die Streuung jetzt deutlich geringer. Auch kann man feststellen, daß die aus den Intensitäten der drei Fluoreszenzlinien berechnete 2^3S -Besetzungsdichte von dem berechneten Wert weit weniger abweicht, als dies vorher der Fall war.

Fluoreszenzwellenlänge[nm]	Fluoreszenzeffizienz η_i [J]	$N(2^3\text{S})$	$N(2^3\text{S})/N(2^1\text{S})$
389	$4,9 \cdot 10^{-20}$	$2,1 \cdot 10^8$	$1,9 \cdot 10^{-3}$
588	$4,17 \cdot 10^{-20}$	$2,3 \cdot 10^8$	$2,1 \cdot 10^{-3}$
706	$1,16 \cdot 10^{-20}$	$2,4 \cdot 10^8$	$2,2 \cdot 10^{-3}$

Tab. 5.6: *Unter Berücksichtigung der korrigierten Ratenkoeffizienten der Elektronenstoßübergänge $3^3\text{S} \rightarrow 3^3\text{P}$ und $3^3\text{P} \rightarrow 3^3\text{D}$ berechnete Fluoreszenzeffizienz sowie die sich daraus ergebenden Besetzungsdichten des metastabilen Triplettzustandes*

Es zeigt sich also eine gute Übereinstimmung der gemessenen und der berechneten Besetzungsdichte des metastabilen Triplettzustandes im Rahmen eines relativen Meßfehlers von 20 %, der auf die Genauigkeit des Kalibrierverfahrens und der Bestimmung der Neutralteilchendichte im He-Strahl sowie das Signal/Rausch-Verhältnis des Detektors zurückzuführen ist. Die Abweichungen zwischen den gemessenen und berechneten Intensitäten der Übergänge von D-Zuständen sind also nicht auf Fehler bei der Berechnung der Besetzungsdichte der metastabilen Triplettzustandes zurückzuführen.

Desweiteren konnte festgestellt werden, daß die bei der Lösung des Ratengleichungssystems verwendeten Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßübergänge zwischen 3^3P und 3^3D sowie 3^3S und 3^3P um einen Faktor 2,2 zu hoch liegen. Der Meßfehler hierbei beträgt 5%, da nur die relativen Linienintensitäten eingehen. Bereits der Vergleich der Ratenkoeffizienten aus der Arbeit von Abramov et al. [Abr 87] mit den R-Matrix-Rechnungen [Ber 93] hatte ergeben, daß im Temperaturbereich $T_e \leq 3$ eV besonders für die Übergänge zwischen angeregten Zuständen deutliche Diskrepanzen bestehen. Das läßt auf Ungenauigkeiten des Abramov-Satzes schließen, da für die R-Matrix-Rechnungen ein Fehler von 10% angegeben wird. Diese Ungenauigkeiten der Abramov-Daten konnten durch die Messungen der laserinduzierten Fluoreszenz für die Übergänge $3^3\text{S} \rightarrow 3^3\text{P}$ und $3^3\text{P} \rightarrow 3^3\text{D}$ bestätigt werden. Diese nicht unerheblichen Fehler der Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung zwischen angeregten Zuständen sind vermutlich auch die Ursache für die Abweichungen zwischen gemessenen und berechneten Intensitätswerten. Da die D-Zustände deutlich stärker durch Elektronenstoßanregung aus angeregten Niveaus besetzt werden, sind die berechneten Intensitäten für Übergänge von D-Zuständen besonders fehlerbehaftet.

5.2.4 Ortsaufgelöste Bestimmung von Elektronendichte und Elektronentemperatur und Vergleiche mit Ergebnissen der schnellen Langmuir-Sonde und der Thomson-Streuung

Am Plasmagenerator konnten die radialen Profile der Elektronentemperatur und der Elektronendichte gleichzeitig mit Hilfe von drei unterschiedlichen Diagnostikverfahren - der He-Strahldiagnostik, der Thomson-Streuung und der schnellen reziprozierenden Langmuir-Sonde - bestimmt werden. Durch den Vergleich der gemessenen radialen Profile ist eine zusätzliche Wertung der He-Strahldiagnostik möglich. Die Messungen wurden an dem Plasma einer Wasserstoffentladung durchgeführt. Die Entladungsparameter sind in der Tabelle 5.7 aufgeführt.

Entladungsstrom I [A]	300
Entladungsspannung U [V]	83
Druck im Kathodenraum p_k [mbar]	$1 \cdot 10^{-2}$
Druck im Targetraum p_T [mbar]	$9.5 \cdot 10^{-4}$
Magnetfeldstärke B [mT]	50

Tab. 5.7: Parameter der H_2 -Entladung

Aus den im Abschnitt 5.2.2 beschriebenen Vergleichen von gemessenen Linienintensitäten mit berechneten Werten ergab sich, daß zur Bestimmung der Elektronenparameter die folgenden beiden Linienpaare am besten geeignet sind

Elektronendichte: 502 nm / 505 nm

Elektronentemperatur: 471 nm / 505 nm

Diese wurden auch bei der Bestimmung der radialen Profile der Plasmaparameter untersucht.

Das Thomson-Streuxperiment wurde mit Hilfe eines Nd:YAG-Lasers realisiert [Beh 94]. Die Laserparameter sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt.

Wellenlänge [nm]	1064
Pulsenergie [J]	11
Pulsdauer [ns]	9
Wiederholfrequenz [Hz]	20

Tab. 5.7:
Parameter des Nd:YAG-
Lasers

Das durch die Streuung der einfallenden Laserstrahlung an freien Elektronen erzeugte Streuspektrum hat bei einer Maxwell'schen Verteilungsfunktion der Elektronen die Form einer Gauß'schen Glockenkurve. Die Gesamtintensität der gestreuten Strahlung ergibt die Elektronendichte. Die

Elektronentemperatur lässt sich aus der Dopplerbreite der Kurve bestimmen

$$\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 4\lambda_0 \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right) \sqrt{2 \ln\left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2}\right)} \quad (5.15)$$

Hier sind λ_0 - die Laserwellenlänge und ϑ - der Streuwinkel. Das Detektionssystem wurde bereits am ASDEX-Tokamak erfolgreich angewandt [Röh 82]. Die spektrale Zerlegung des Streulichtes erfolgte hierbei mit Hilfe von Interferenzfiltern, die sich vor den Detektoren (Avalanche-Dioden) befanden. Die Interferenzfilter dienten gleichzeitig zur Unterdrückung der Laserwellenlänge, wodurch eine Kalibrierung mittels Rayleigh-Streuung nicht möglich war. Aus diesem Grunde erfolgte die Kalibrierung durch Raman-Streuung an molekularem Wasserstoff ($\lambda_{\text{AS}} = 1020,7$ nm). Die geringen Elektronendichten machten eine Mittelung über 2000 Laserimpulse notwendig. Die Ortsauflösung der Methode betrug 12,5 mm.

Eine schnelle reziprokierende Langmuir-Sonde liefert eine weitere (nicht spektroskopische) Diagnostikmethode zur Bestimmung der Elektronenparameter der Wasserstoffentladung [Beh 94]. Der Antrieb erfolgte durch die Entladung eines Kondensators über eine Spule, deren Joch mit dem beweglichen Probenhalter verbunden war. Mittels einer schnellen Spannungsrampe war es möglich, während der Bewegung der Sonde bis 5 mm über die Plasmamitte hinaus innerhalb von 65 ms 10 Sondenkennlinien aufzunehmen. Daraus ergibt sich ein örtliches Auflösungsvermögen von 1 Kennlinie pro 8 mm. Die Bestimmung von Elektronentemperatur und Elektronendichte erfolgte unter Verwendung der Beziehungen

$$I(U) = I_{\text{sat}} \left(e^{\frac{U - U_n}{k_B T_e}} - 1 \right) \quad (5.16)$$

$$I_{\text{sat}} = \frac{1}{2} e A_p n_e \sqrt{\frac{8 k_B T_e}{\pi m_i}} \quad (5.17)$$

I_{sat} ist der Ionensättigungsstrom, U_n - das Floatingpotential und A_p - die effektive Probenfläche. Bei Berechnung der radialen Profile der Plasmaparameter wurde über 10 Durchläufe der Sonde durch das Plasma gemittelt.

In den folgenden Abbildungen (5.14 und 5.15) sind die mittels der drei Diagnostikverfahren bestimmten Profile von Elektronentemperatur und Elektronendichte gegenübergestellt.

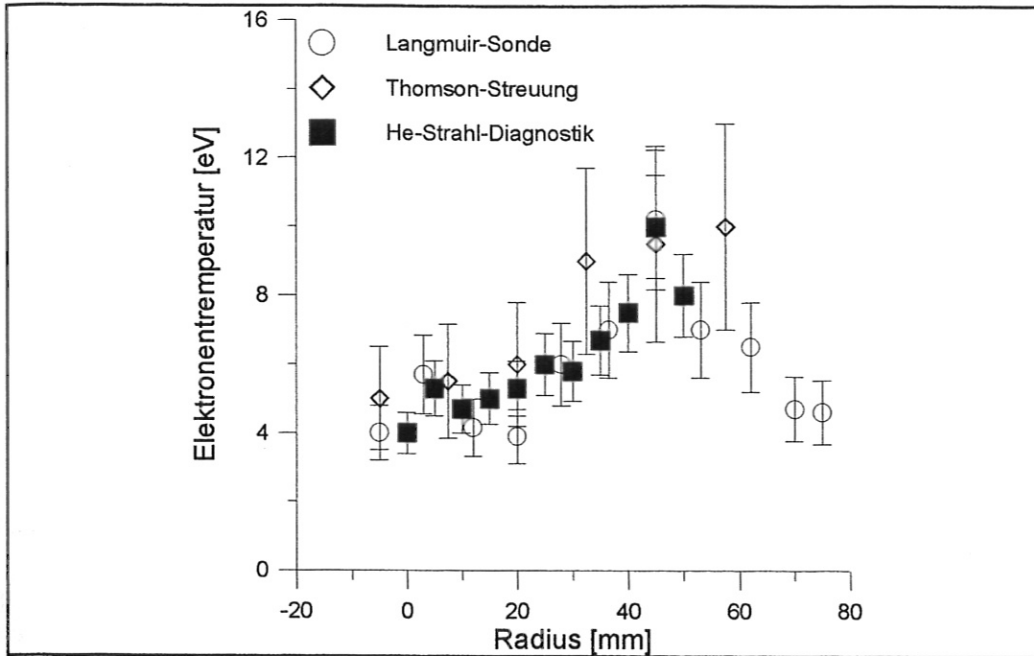


Abb. 5.14: Radiale Profile der Elektronentemperatur

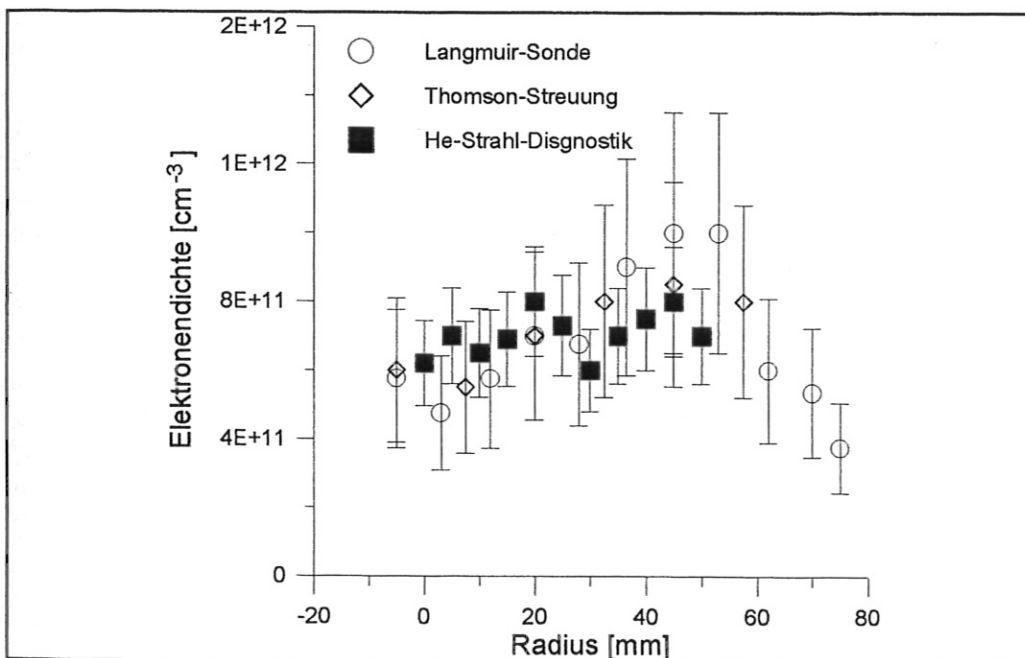


Abb. 5.15: Radiale Profile der Elektronendichte

Der Verlauf der Elektronentemperatur der Wasserstoffentladung des Plasmagenerators ist durch ein Hohlprofil gekennzeichnet, worin die Ergebnisse aller drei Diagnostiken übereinstimmen. Auch bezüglich der absoluten Temperaturwerte, die zwischen 5 eV im Plasmazentrum und 10 eV in den Randbereichen liegen, kann innerhalb der Fehlergrenzen gute Übereinstimmung festgestellt werden. Der absolute Fehler der He-Strahl-Diagnostik und der Langmuir-Sonde liegt zwischen 1

und 1,5 eV, der der Thomson-Streuung bei 1,5 - 2,5 eV. Dabei muß berücksichtigt werden, daß die niedrigen Elektronendichte von $n_e \leq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ungünstige Meßbedingungen für Thomson-Streuxperimente bieten.

Die Elektronendichte zeigt mit Werten zwischen $6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ im Plasmazentrum und $8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ in den Randbereichen einen über den gesamten Plasmastrahl deutlich homogenen Verlauf. Im Rahmen der Fehlergrenzen ist durch keine der Diagnostikmethoden ein eindeutiges Hohlprofil meßbar. Die von der Thomson-Streuung und der He-Strahldiagnostik gemessenen absoluten Dichtewerte zeigen bei relativen Meßfehlern von 20% (He-Strahl) und 35% (Thomson-Streuung) gute Übereinstimmung. Die aus den Sondenkennlinien bestimmten Elektronendichteprofile stimmen in ihrem relativen Verlauf mit denen der anderen Diagnostiken überein. Die absoluten Werte können allerdings in Abhängigkeit von der berücksichtigten effektiven Sondenfläche, die durch die Gyroradien der Elektronen und Ionen mitbestimmt wird, deutlich von den Werten der anderen Diagnostiken abweichen. Hier konnte unter der Annahme, daß die gesamte Sondenfläche und nicht nur ihre Projektion auf die Magnetfeldnormale wirksam ist, eine gute Übereinstimmung der absoluten Dichtewerte erzielt werden.

Der Vergleich der Thomson-Streuung und der schnellen Langmuir-Sonde hat gezeigt, daß das örtliche Auflösungsvermögen der Heliumstrahldiagnostik im Mittel dem der anderen beiden Diagnostiken entspricht. Dabei muß allerdings auf die Abhängigkeit vom Abstand von der Strahlquelle hingewiesen werden. Um in einen Abstand von etwa 10 cm eine gute Ortsauflösung zu erzielen, ist ein nicht zu vernachlässigender apparativer Aufwand (Düse-Skimmer-Anordnung) notwendig. Die geringe Breite der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion des Neutralteilchenstrahls dieser Anordnung ermöglicht es, starke Temperatur- und Dichtegradienten genau zu vermessen. Durch die Kombination Lichtleiter + Linearmanipulator bietet sich eine einfache Möglichkeit, mit Hilfe des thermischen He-Strahls die Profile der Elektronenparameter zu bestimmen. Der Einsatz einer Zeile nebeneinander angeordneter Lichtleiter in Verbindung mit einem CCD-Detektor würde es gestatten, gleichzeitig *orts-* und *zeitaufgelöste* Messungen der Elektronentemperatur und der Elektronendichte durchzuführen. Die Möglichkeit zeitaufgelöster Messungen stellt einen deutlichen Vorteil gegenüber der Thomson-Streuung dar, für die Auflösungen besser als 50 ns bereits mit hohem Aufwand verbunden sind. Bei der Heliumstrahldiagnostik wird das zeitliche Auflösungsvermögen durch die Relaxationszeiten der angeregten Zustände bestimmt. Daher stellen Fluktuationsuntersuchungen im Frequenzbereich $f \leq 10 \text{ MHz}$ bei ausreichender Intensität der HeI-Linien keine prinzipielle Schwierigkeit dar.

Der große Aufwand für die Erzielung einer minimalen Strahldivergenz ist aber nur dann gerechtfertigt, wenn die Eindringtiefe nicht durch elastische (Streuung) oder inelastische Stöße (Ionisation) der He-Atome mit den Plasmabestandteilen erheblich reduziert wird. Ionisationsprozesse führen bei Elektronendichten im Bereich von $n_e \geq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ und Elektronentemperaturen von $T_e \approx 10 \text{ eV}$ bereits im cm-Bereich zu einer deutlichen Abschwächung des Neutralteilchenstrahls. Ebenso bewirkt die elastische Streuung an Atomen und Ionen im Druckbereich von $p > 10^{-3} \text{ mbar}$ eine starke Abschwächung des Strahls, die gleichzeitig eine Erhöhung der Strahldivergenz mit sich führt.

6 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Methode der Bestimmung der Elektronentemperatur und der Elektronendichte aus Linienverhältnissen eines ins Plasma injizierten thermischen Heliumstrahls ausführlich untersucht.

Obwohl bereits eine Reihe von Arbeiten der He-Strahldiagnostik gewidmet waren, so bestanden jedoch große Unsicherheiten hinsichtlich der Genauigkeit und der Grenzen dieser Methode. Daher war es ein Ziel dieser Arbeit, eine große Anzahl von Strahlungsübergängen im sichtbaren Spektralbereich experimentell zu untersuchen und durch den Vergleich der gemessenen Intensitätsverhältnisse mit den berechneten Werten die Selbstkonsistenz der Modellrechnungen zu überprüfen. Verbunden damit sollte eine Wertung der in der Literatur zur Verfügung stehenden atomaren Daten vorgenommen werden. Ein Hauptanliegen der Arbeit war es, Linienpaare auszuwählen, deren Intensitätsverhältnisse für die Bestimmung der Elektronentemperatur und der Elektronendichte besonders geeignet sind. Da die Eigenschaften des Neutralteilchenstrahls, wie die Geschwindigkeit, die Breite der Geschwindigkeitsverteilung und die Strahldivergenz das örtliche Auflösungsvermögen der Diagnostik bestimmen, galt es, eine Neutralteilchenquelle zu entwickeln, durch die ein möglichst monoenergetischer Strahl mit einer geringen Strahldivergenz erzeugt werden kann. Ein weiterer Schwerpunkt der Untersuchungen zum thermischen He-Strahl war der Vergleich der mit Hilfe dieser Diagnostik bestimmten T_e - und n_e -Profile mit den Ergebnissen anderer erprobter Verfahren.

Die experimentellen Untersuchungen erfolgten zum größten Teil am Plasmagenerator (PSI) des Instituts für Plasmaphysik, Bereich Berlin. Hier wurden auch verschiedene Typen von Strahlquellen getestet und verglichen. Bei dem Einsatz der He-Strahldiagnostik an Wasserstoffentladungen konnte eine große Anzahl von HeI-Übergängen vermessen und die relativen Linienintensitäten mit den Modellrechnungen verglichen werden. Die apparativen Gegebenheiten boten gute Bedingungen für einen Vergleich der gemessenen Temperatur- und Dichteprofile mit Ergebnissen der Thomson-Streuung und der Langmuir-Sonden.

Einige Voruntersuchungen wurden am LINEX (Universität Düsseldorf) durchgeführt. Im Gegensatz zum Plasmagenerator waren die Randbedingungen für einen erfolgreichen Einsatz der Heliumstrahldiagnostik hier wesentlich ungünstiger. Dadurch zeigten sich deutlich die Grenzen der Anwendbarkeit der Methode. So führt bei Neutralgasdrücken im Bereich $p \geq 10^{-3}$ mbar die elastische Streuung an Hintergrundteilchen zu einer deutlichen Abschwächung des Strahls und einer Erhöhung der Strahldivergenz, so daß in diesen Druckbereichen ein Einsatz der He-Strahldiagnostik nur bedingt empfohlen werden kann. Bei Elektronentemperaturen im Bereich $T_e \leq 5$ eV kann aufgrund der uneffektiven Anregung der HeI-Zustände eine ausreichende Signalthöhe nur gewährleistet werden, wenn ein gepulstes Betriebsregime der Strahlquelle mit sensiblen Auswertemethoden gekoppelt wird. Es konnte gezeigt werden, daß eine Bestimmung der Elektronenparameter aus relativen HeI-Intensitäten des als Bestandteil im Plasma enthaltenen Heliums nur möglich ist, wenn die Rekombinations- und Diffusionsprozesse, und in Abhängigkeit von den He-Dichten auch die Reabsorption von Resonanzstrahlung berücksichtigt werden.

Bei den Untersuchungen zur He-Strahldiagnostik am Plasmagenerator wurden zum ersten Mal Techniken der Molekularstrahlphysik zu plasmadiagnostischen Zwecken angewandt. Es wurden verschiedene Strahlquellen hinsichtlich Strahldivergenz und Geschwindigkeitsverteilung experimentell getestet und verglichen. Dabei wurden Einzeldüsen unterschiedlicher Formen (konvergente Düsen und Laval-Düsen) mit Durchmessern zwischen 20 und 500 μm untersucht, die unter einem Vordruck von $p_0 = (0,015 - 1,5)$ bar betrieben wurden. Diese Untersuchungen der Einzeldüsen ergaben, daß bei konstantem He-Fluß kleinere Düsen, die unter hohem Vordruck betrieben werden, die besten Resultate liefern. Neben den Einzeldüsen wurde im

Rahmen dieser Arbeit eine Düse-Skimmer-Anordnung aufgebaut und getestet. Der durch diese Strahlquelle erzeugte Neutralteilchenstrahl ist durch eine wesentlich geringere Strahldivergenz gekennzeichnet (Faktor 1/2 gegenüber Einzeldüsen). Dadurch konnte die Ortsauflösung der Diagnostik deutlich verbessert werden. Auch war es möglich, den Abstand Strahlquelle-Plasma merklich zu erhöhen und so die thermische Belastung der Strahlquelle zu verringern. Somit ist auch ein Weg aufgezeigt, wie diese Diagnostik an einem Fusionsexperiment eingesetzt werden kann, wenn eine Anordnung der Strahlquelle in unmittelbarer Nähe des Plasmas nicht möglich ist. Weiterhin ermöglicht die Düse-Skimmer-Anordnung die Erzeugung eines nahezu monoenergetischen Strahls. Dadurch ist der Einsatz der Diagnostik in Plasmen mit starken Elektronentemperatur- und Dichtegradienten möglich. Außerdem kann das Auswerteverfahren deutlich vereinfacht werden, da die Geschwindigkeitsverteilung der Neutralstrahlteilchen nicht berücksichtigt werden muß, sondern in guter Näherung von einer konstanten Strahlgeschwindigkeit ausgegangen werden kann.

Die Besetzungsdichteverteilung des thermischen He-Strahls wurde auf der Grundlage eines Stoß-Strahlungs-Modells berechnet. Hierbei wurden alle HeI-Zustände bis zur Hauptquantenzahl $n = 6$ berücksichtigt, wobei bei den Zuständen 5 und 6 die Aufspaltung in Unterniveaus vernachlässigt wurde. Es konnte gezeigt werden, daß eine Vernachlässigung der Zustände mit den Hauptquantenzahlen 5 und 6 zu Fehlern bis zu 50 % bei den Intensitäten der Übergänge von Zuständen mit $n = 4$ zur Folge hat. Die funktionale Abhängigkeit der Intensitätsverhältnisse von Elektronentemperatur und Elektronendichte bildete die Grundlage bei der Auswahl geeigneter Linienpaare. Dabei zeigte sich, daß zur Bestimmung der Elektronentemperatur Triplet- zu-Singulett-Linienverhältnisse geeignet sind, wogegen das Intensitätsverhältnis zweier Singulettlinien die Elektronendichte liefert.

Die für die Modellrechnungen benötigten atomaren Daten verschiedener Autoren wurden verglichen. Der einzige vollständige Satz von Ratenkoeffizienten [Abr87], der auf der Grundlage verschiedener Varianten der Bornschen Näherung berechnet wurde, weicht bei kleinen Elektronentemperaturen ($T_e < 3$ eV) zum Teil erheblich von den R-Matrix-Rechnungen [Ber93] ab (und überschreitet den von den Autoren angegebenen Fehler von 10 %). Daher wurde in der vorliegenden Arbeit der Versuch unternommen, beide Datensätze zu verbinden. Die Verwendung dieses kombinierten Datensatzes ermöglichte jedoch für eine Elektronentemperatur von $T_e = 10$ eV keine bessere Anpassung der berechneten Linienintensitäten an gemessene Werte. Die emissionsspektroskopischen Untersuchungen ergaben, daß unter Verwendung des Datensatzes von Abramov et al. [Abr87] die beste Anpassung der berechneten Intensitäten an die gemessenen Werte möglich war. Dabei stimmen die berechneten Besetzungsdichten der S- und P-Zustände im Rahmen der Meßfehler mit den gemessenen Werten überein. Deutliche Abweichungen mußten hinsichtlich der D-Zustände festgestellt werden.

Es wurde experimentell geprüft, ob die ungenaue Berechnung der Besetzungsdichte des metastabilen Tripletzustandes eine mögliche Ursache für die Abweichungen ist. Hierbei wurde die absolute Besetzungsdichte dieses Niveaus mit Hilfe der laserinduzierten Fluoreszenz direkt gemessen. Im Rahmen einer Meßgenauigkeit von 20 % konnte eine gute Übereinstimmung mit den berechneten Werten festgestellt werden. Die Messungen der LIF ergaben weiterhin, daß die Ratenkoeffizienten für die Elektronenstoßübergänge $3^3S \rightarrow 3^3P$ und $3^3P \rightarrow 3^3D$ um einen Faktor 2,2 zu hoch zu sein scheinen.

Mit Hilfe der He-Strahldiagnostik wurden am Plasmagenerator die radialen Profile der Elektronentemperatur und der Elektronendichte eines Wasserstoffplasmas gemessen. Die Elektronentemperatur ($T_e = 4 - 10$ eV) wurde aus dem Triplet- zu-Singulett-Linienverhältnis $4^3S \rightarrow 2^3P / 4^1S \rightarrow 2^1P$ (471 nm / 505 nm) mit einer Meßgenauigkeit von ± 1 eV bestimmt. Zur Bestimmung der Elektronendichte wurde das Linienverhältnis $3^1P \rightarrow 2^1S / 4^1S \rightarrow 2^1P$ (501 nm / 505 nm) ausgewertet. Der relative Fehler hierbei betrug 20%. Der Vergleich mit

Messungen der Thomson-Streuung und der schnellen Langmuir-Sonde ergab, daß die gemessenen T_e -Profile im Rahmen der Fehlergrenzen der Methoden (Thomson-Streuung: $\pm (1,5 - 2,5)$ eV, Langmuir-Sonden: ± 1 eV) gute Übereinstimmung zeigten. Bei der Messung der n_e -Profile ($n_e \leq 10^{12}$ cm $^{-3}$) stimmten die Ergebnisse der He-Strahldiagnostik ebenfalls gut mit denen der Thomson-Streuung und der Langmuir-Sonde überein. Hierbei lagen die relativen Meßfehler der Diagnostiken bei 20 % (Langmuir-Sonden) und 35% (Thomson-Streuung).

Die vorliegende Arbeit hat aufgezeigt, welcher Aufwand notwendig ist, um diese Diagnostik an einem Fusionsexperiment einsetzen zu können. Dabei wurden alle wesentlichen Zusammenhänge für die Messung und die Interpretation der Ergebnisse beschrieben. Vorzüge dieser Diagnostik gegenüber anderen Methoden wurden herausgearbeitet. Es konnte gezeigt werden, daß in Plasmen mit typischen Elektronentemperaturen von $T_e \geq 5$ eV und Elektronendichten im Bereich von $n_e = (10^{12} - 10^{14})$ cm $^{-3}$ die Heliumstrahldiagnostik eine gut geeignete Methode zur orts aufgelösten Bestimmung der Elektronenparameter in Randschichtplasmen darstellt. Aufgrund der für angeregte Zustände sehr kurzen Relaxationszeiten sollte das Verfahren auch für zeitaufgelöste Messungen der Elektronenparameter und Fluktuationsuntersuchungen im Frequenzbereich $f \leq 10$ MHz geeignet sein.

Literaturverzeichnis

- [Abr 87] V. A. Abramov, L. A. Vainstain, G. I. Krotova, Recommended cross-sections and rates for electron inelastic collisions with Helium atoms, I. V. Kurchatov Institute of Atomic energy, Moskau, 1987
- [And 65] J. B. Anderson, J. B. Fenn, Phys. Fluids, Vol. 8 (1965) 780
- [And 74] J. B. Anderson, in Molecular Beams and Low Density Gasdynamics, ed. by P. P. Wegener, (Dekker, New York 1974) 1
- [Ard 79] M. von Ardenne, Tabellen zur angewandten Physik, B. II (1979) 5
- [Ash 64] H. Ashkenas and F. S. Sherman, Rarefied Gas Dynamics, 4th Symposium, Vol. II, edited by L. H. deLeeuw (Academic, N. Y., 1964) 84
- [Ash 66] H. Ashkenas and F. S. Sherman, Rarefied Gas Dynamics, 4th Symposium, Vol. II, ed. by J. H. Leeuw (Academic, New York, 1966) 84
- [Aum 92] F. Aumayr, E. Hintz, M. Pöckl, R. P. Schorn, J. Schweinzer, A. Unterreiter, H. Winter, E. Wolfrum, Plasma Phys. Contr. Fusion, Vol. 34 (1992)
- [Bec 54] E. W. Becker, K. Bier, Z. Naturforsch. Vol. 9 a (1954) 975
- [Beh 94] H. Behrendt, W. Bohmeyer, L. Dietrich, G. Fußmann, H. Greuner, H. Grote, M. Kammeyer, P. Kornejew, M. Laux, E. Pasch, 21st EPS Conference, Montpellier, Part III, (1984) 1329
- [Bel 69] K. L. Bell, D. J. Kennedy and A. E. Kingston, J. Phys. B, Atom. Mol. Phys. , vol. 2 (1969) 26
- [Ber 69] K. Bergstedt, Zeitsch. Naturf., Vol. 24a, Nr.3 (1969) 299
- [Ber 93] K. A. Berrington, P. M. J. Sawey, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 55 (1993) 81
- [Bie 61] K. Bier and B. Schmidt, Z. Angew. Phys. , Vol. 13 (1961) 34
- [Bie 93] W. Biel, Private Mitteilung
- [Bir 78] G. A. Bird, Phys. Fluids, Vol. 19 (1978) 1486
- [Bos 69] U. Bossel, F. C. Hurlbut and F. S. Sherman, Rarefied Gas Dynamics, 6th Symposium, Vol. II, editde by L. Trilling and H. Y. Wachman (Academic, N. Y. 1969) 975
- [Bos 71] U. Bossel, Entropie, Vol. 42 (1971) 12

- [Bra 87] D. Bradley, D. R. Frankl, Rev. Sci. Instrum., Vol. 58 (11), (1987) 2115
- [Bri 94] M. Brix, Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum (1994)
- [Bro 90] B. Brosda, B. A. Pohlmeier, HE-BEAM-ein Programm zur Besetzungsmodellierung von He-Atomstrahlen in Randschichtplasmen, Bericht an das Forschungszentrum Jülich, Ruhr- Universität Bochum, 1990
- [Bro 93] B. Brosda, Dissertation, Ruhr- Universität Bochum, 1993
- [Cha 91] W. F. Chan, G. Cooper and C. E. Brion, Phys. Rev. A, Vol. 44 ,Nr. 1 (1991 ?), 186
- [Cam 74] R. Campargue and A. Lebehot, Rarefied Gas Dynamics, 9th Symposium, Vol. II, edited by M. Becker and M. Fiebig DFVLR (Porz- Wahn, West Germany, 1974)
- [Cun 55] S. P. Cunningham, U. S. Atomic Energy Commission Report WASH-289 (1955) 279
- [Dem 77] W. Demtröder, Grundlagen und Techniken der Laserspektroskopie, Hochschultext, Springer Verlag (1977)
- [Dul 84] E. Dulni, Dissertation Ruhr- Universität Bochuum, und KFA-Bericht Jül-1936, (1984)
- [Dra 67] H. W. Drawin und H. Henning, Z. Naturforschg. Vol. 22a (1967) 578
- [Dra 67a] H. W. Drawin, EUR-CEA-FC-383, Association Euratom-C. E. A. (1967)
- [Dra 70] H. W. Drawin, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer Vol. 10 (1970) 33
- [Dub 85] B. Dubreuil, P. Pregent, J. Phys. B, Vol. 18 (1985) 4597
- [Fin 58] W. Finkelnburg, Einführung in die Atomphysik, Springer-Verlag, 1958
- [Fuj 78] T. Fujimoto, Semi- empirical cross- sections and rate coefficients for excitation and ionisation by elektron impact and photoionisation of Helium, Institute of Plasma Physics, Nagoya, Japan, IPPJ-AM8 (1978)
- [Gir 94] J. M. Girard, A. Lebehot, R. Campargue, J. Phys. D (Applied Phys.), Vol. 27, 253
- [Gos 80] V. A. Gostev et al. , Opt. Spektrosk. , Vol. 48 (1980) 457
- [Gri 63] H. R. Griem, Phys. Rev. Vol. 131 (1963) 1170
- [Hee 77] F. J. de Heer, and R. H. J. Jansen, J. Phys. B, Atom. Mol. Phys. , Vol. 10 (1977), 3741
- [Hee 92] F. J. de Heer, R. Hoekstra, A. E. Kingston, H. P. Summers, JET-P(92)09 (1992)
- [Hed 89] D. W. O. Heddle and J. W. Gallagher, Rev. of Modern Physics, Vol. 61 (1989) 221

- [Hin 83] F. L. Hinten, in "Handbook of Plasma Physics ", Vol. 1, Editors: M. Rosenbluth and A. A. Geleev, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, New York (1983)
- [Hui 93] F. Huisken, private Mitteilung
- [Jan 87] R. K. Janev, W. D. Langer, K. Evans Jr. , D. E. Post Jr. , Elementary processes in Hydrogen- Helium plasmas, cross sections and rate coefficients, Springer- Verlag, Berlin, 1987
- [Joh 64] R. M. St. John, C. Lin, R. G. Fowler, Phys. Rev. , 134A (1964) 888
- [Joh 69] L. C. Johnson, E. Hinnov, Phys. Rev, Vol. 187 (1969) 134
- [Jau 87] P. Jauernik, H. Kempkens und J. Uhlenbusch, J. Plasma Phys. Contr. Fusion Vol. 29 (1987) 1615
- [Kan 51] A. Kantrowitz and J. Grey, Re. Sci. Instrum. Vol. 22 (1951) 328
- [Kat 89] T. Kato, S. Nakazaki, Recommended data for excitation rate coefficients of Helium atoms and helium-like ions by electron impact, Atomic data and nuclear data tables, Vol. 42 (1989), 313
- [Kin 66] A. E. Kingston, J. E. Jauer, Proc. Phys. Soc. Vol. 87 (1966) 399, ebenda Vol. 88 (1966) 597
- [Kit 72] A. G. Kitainer, G. V. Sholin, J. of technical physics, Vol. 42, N^o. 7, (1972), 1413
- [Lan 74] L. D. Landau, E. M. Lifschitz, Lehrbuch der theoretischen Physik, Hydrodynamik, Moskau (1974)
- [Maz 80] M. A. Mazing, V. A. Slemzin, A. P. Shevel'ko, in: Atomic Collision Physics and Plasma Spectroscopy. Proceedings of the Physics Institute of the USSR Academy of Sciences No. 119 (1980)169
- [Mat 94] G. F. Matthews, Plasma Phys. Control Fusion, Vol. 36 (1994) 1595
- [Moo 49] C. E. Moore, Atomic Energy Levels, Vol. I, US Department of Commerce, Washington 1949
- [Neu 91] W. Neumann, K. Wojaczek, Laserinduzierte Fluoreszenz zur Diagnostik des Tokamak-Randplasmas insbesondere für den Einsatz am ASDEX-Upgrade, ZIE-Bericht (1991)
- [Och 64] V. Ochkur, Sov. Phys. JETP, Vol. 10 (1964) 503
- [Poh 93] B. Pohlmeier, Dissertation, Ruhr- Universität Bochum, (1993)

- [Pos 89] A. Pospieszczyk, F. Aumayr, H. L. Bay, E. Hintz, P. Leismann, Y. T. Lie, G. G. Ross, D. Rusbüldt, R. P. Schorn, B. Schweer, H. Winter, *J. Nucl. Mat.* Vol. 162-164 (1989) 574
- [Pos 92] A. Pospieszczyk, G. Chevalier, Y. Hirooka, R. W. Conn, R. Doener and L. Schmitz, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B.* 72 (1992) 207
- [Röh 82] H. Röhr, K. H. Steuer, G. Schramm, K. Hirsch, H. Salzmann, *Nucl. Fusion* Vol. 22, No. 8 (1982)
- [Saw 90] P. M. J. Saway, K. A. Berrington, P. G. Burke and A. E. Kingston, *J. Phys. B, At. Mol. Opt. Phys.*, Vol. 23 (1990) 432
- [She 63] F. S. Sherman, *Rarefied Gas Dynamics*, Vol. 3 (1963) 228
- [Sch 70] D. Schreiber, S. Gavril and M. S. Erlicki, *Plasma Phys.*, Vol. 12, (1970) 897
- [Sch 92] B. Schweer, G. Mank, A. Pospieszczyk, B. Brosda, B. Pohlmeier, *J. Nucl. Mat.* (1992) 174
- [Sea 61] M. J. Seaton, *Proc. Phys. Soc.*, Vol. 77 (1961) 184
- [Sho 72] G. V. Sholin, *Doklady Akademiji Nauk SSS*, Vol. 203, N^o. 4, (1972), 802
- [Sob 63] I. I. Sobelman, *Einführung in die Theorie der Atomspektren*, Moskau (1963) (in Russisch)
- [Sob 79] I. I. Sobelman, L. A. Vainshtein, E. A. Yukov, *Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines*, Nauka, Moscow (1979) (in Russisch)
- [Sow 64] R. J. Sowie, *Phys. Fluids*, Vol. 7 (1964) 613
- [Teo 87] C. E. Teodosiou, *Transition probabilities for the Helium singly excited states*, *Atomic data and nuclear data tables*, Vol. 36 (1987) 97
- [Toe 77] J. P. Toennies and K. Winkelmann, *J. Chem. Phys.*, Vol. 66, No. 9 (1977) 3965
- [Tsu 84] K. Tsuchida, *Jap. J. Appl. Phys.*, Vol. 23 (1984) 338
- [Vri 66] R. F. de Vries and R. Mewe, *Phys. Fluids*, Vol. 9 (1966) 414
- [Wie 66] W. L. Wiese, M. W. Smith, B. W. Glennon, *Atomic transition probabilities*, Vol. 1: *Hydrogen through Neon*, NSRDS-NBS 4, Washington, DC, 1966

Anhang

Tabelle A.1:
Daten der HeI-Energieniveaus [Jan87]

i	Termbezeichnung	statistisches Gewicht g_i	Anregungsenergie E_i [eV]
1	1 ¹ S	1	0
2	2 ³ S	3	19,818
3	2 ¹ S	1	20,614
4	2 ³ P	9	20,963
5	2 ¹ P	3	21,217
6	3 ³ S	3	22,717
7	3 ¹ S	1	22,919
8	3 ³ P	9	23,006
9	3 ³ D	15	23,072
10	3 ¹ D	5	23,073
11	3 ¹ P	3	23,086
12	4 ³ S	3	23,529
13	4 ¹ S	1	23,672
14	4 ³ P	9	23,707
15	4 ³ D	15	23,735
16	4 ¹ D	5	23,735
17	4 ³ F	21	23,736
18	4 ³ F	7	23,736
19	4 ¹ P	3	23,741
20	n = 5	100	24,21
21	n = 6	116	24,07

Tabelle A.2:*Übergangswahrscheinlichkeiten und Oszillatorstärken der HeI-Dipolübergänge*

Übergang	Wellenlänge λ_{ki} [nm]	Übergangswahrscheinlichkeit A_{ki} [10^8 s^{-1}]	Oszillatorstärke f_{ik}
1 ¹ S - 2 ¹ P	58,4334	17,99	0,2762
1 ¹ S - 3 ¹ P	53,7030	5,66	0,0734
1 ¹ S - 4 ¹ P	52,2213	2,46	0,0302
1 ¹ S - 5 ¹ P	51,5617	1,28	0,0153
1 ¹ S - 6 ¹ P	51,2098	0,719	0,00848
2 ¹ S - 2 ¹ P	2058,13	0,01976	0,3764
2 ¹ S - 3 ¹ P	501,6	0,1338	0,1514
2 ¹ S - 4 ¹ P	396,473	0,0717	0,0507
2 ¹ S - 5 ¹ P	361,364	0,0376	0,0221
2 ¹ S - 6 ¹ P	344,759	0,0239	0,0120
2 ¹ P - 3 ¹ S	728,135	0,181	0,0480
2 ¹ P - 4 ¹ S	504,774	0,0655	0,00834
2 ¹ P - 5 ¹ S	443,755	0,0313	0,00308
2 ¹ P - 6 ¹ S	416,897	0,0176	0,00153
2 ¹ P - 3 ¹ D	667,815	0,638	0,711
2 ¹ P - 4 ¹ D	492,193	0,202	0,122
2 ¹ P - 5 ¹ D	438,793	0,0907	0,0436
2 ¹ P - 6 ¹ D	414,376	0,0495	0,0213
3 ¹ S - 3 ¹ P	7435,1	0,00253	0,629
3 ¹ S - 4 ¹ P	1508,37	0,0137	0,140
3 ¹ S - 5 ¹ P	1101,31	0,00956	0,0521
3 ¹ S - 6 ¹ P	960,342	0,00564	0,0234
3 ¹ P - 4 ¹ S	2113,20	0,0459	0,103
3 ¹ P - 5 ¹ S	1341,18	0,0202	0,0182
3 ¹ P - 6 ¹ S	1122,59	0,0110	0,00690

Übergang	Wellenlänge λ_{ki} [nm]	Übergangs- wahrscheinlichkeit A_{ki} [10^8 s^{-1}]	Oszillatorstärke f_{ik}
3 ¹ P - 4 ¹ D	19098,94	0,0711	0,647
3 ¹ P - 5 ¹ D	1296,84	0,0331	0,139
3 ¹ P - 6 ¹ D	1104,50	0,0181	0,0553
3 ¹ D - 3 ¹ P	95760,0	$1,68 \cdot 10^{-6}$	0,0139
3 ¹ D - 4 ¹ P	1855,56	0,00277	0,00858
3 ¹ D - 5 ¹ P	1275,57	0,00127	0,00186
3 ¹ D - 6 ¹ P	1090,22	$9,23 \cdot 10^{-4}$	$9,86 \cdot 10^{-4}$
3 ¹ D - 4 ¹ F	1869,69	0,138	1,01
3 ¹ D - 5 ¹ F	1279,03	0,0461	0,158
3 ¹ D - 6 ¹ F	1091,70	0,0212	0,0529
4 ¹ S - 4 ¹ P	18095,0	$5,79 \cdot 10^{-4}$	0,853
4 ¹ S - 5 ¹ P	3329,9	0,00302	0,1151
4 ¹ S - 6 ¹ P	2306,3	0,00250	0,0599
4 ¹ P - 5 ¹ S	4605,3	0,0150	0,159
4 ¹ P - 6 ¹ S	2760,0	0,00721	0,0274
4 ¹ P - 5 ¹ D	4121,6	0,0153	0,649
4 ¹ P - 6 ¹ D	2653,1	0,00861	0,152
4 ¹ D - 4 ¹ P	$2,16 \cdot 10^6$	$5,70 \cdot 10^{-4}$	0,0240
4 ¹ D - 5 ¹ P	4005,3	0,00166	0,0240
4 ¹ D - 6 ¹ P	2611,3	$7,85 \cdot 10^{-4}$	0,00482
4 ¹ D - 4 ¹ F	$1,82 \cdot 10^7$	$3,63 \cdot 10^{-10}$	0,00253
4 ¹ D - 5 ¹ F	4039,6	0,0259	0,887
4 ¹ D - 6 ¹ F	2619,8	0,0130	0,187
2 ³ S - 2 ³ P	1083,03	0,1022	0,5391
2 ³ S - 3 ³ P	388,865	0,09478	0,06446
2 ³ S - 4 ³ P	318,774	0,0505	0,0231
2 ³ S - 5 ³ P	294,51	0,0293	0,0114

Übergang	Wellenlänge λ_{ki} [nm]	Übergangs- wahrscheinlichkeit A_{ki} [10^8 s^{-1}]	Oszillatorstärke f_{ik}
2 ³ S - 6 ³ P	282,907	0,0169	0,00608
2 ³ P - 3 ³ S	706,53	0,278	0,0693
2 ³ P - 4 ³ S	471,32	0,106	0,0118
2 ³ P - 5 ³ S	412,08	0,0430	0,00365
2 ³ P - 6 ³ S	386,75	0,0236	0,00176
2 ³ P - 3 ³ D	587,57	0,706	0,609
2 ³ P - 4 ³ D	447,15	0,251	0,125
2 ³ P - 5 ³ D	402,62	0,117	0,0474
2 ³ P - 6 ³ D	381,96	0,0589	0,0215
3 ³ S - 3 ³ P	4294,7	0,0108	0,896
3 ³ S - 4 ³ P	1252,8	0,00608	0,0429
3 ³ S - 5 ³ P	946,357	0,00608	0,0245
3 ³ S - 6 ³ P	836,177	$7,14 \cdot 10^{-4}$	0,00225
3 ³ P - 4 ³ S	2112,0	0,0652	0,145
3 ³ P - 5 ³ S	1284,6	0,0269	0,0222
3 ³ P - 6 ³ S	1066,76	0,0142	0,00810
3 ³ P - 3 ³ D	18620,0	$1,28 \cdot 10^{-4}$	0,111
3 ³ P - 4 ³ D	1700,2	0,668	0,482
3 ³ P - 5 ³ D	1196,91	0,343	0,123
3 ³ P - 6 ³ D	1031,1	0,0197	0,0524
3 ³ D - 4 ³ P	1954,3	0,00597	0,0205
3 ³ D - 5 ³ P	1298,5	0,00274	0,00415
3 ³ D - 6 ³ P	1099,66	$5,67 \cdot 10^{-4}$	$6,17 \cdot 10^{-4}$
3 ³ D - 4 ³ F	1868,6	0,139	1,02
3 ³ D - 5 ³ F	1278,5	0,0462	0,158
3 ³ D - 6 ³ F	1091,29	0,0212	0,0531
4 ³ S - 4 ³ P	10880,0	0,00227	1,21

Übergang	Wellenlänge λ_{ki} [nm]	Übergangs- wahrscheinlichkeit A_{ki} [10^8 s^{-1}]	Oszillatorstärke f_{ik}
$4^3\text{S} - 5^3\text{P}$	2854,2	0,00128	0,0468
$4^3\text{S} - 6^3\text{P}$	2042,5	0,00147	0,0276
$4^3\text{S} - 5^3\text{S}$	4693,6	0,0202	0,223
$4^3\text{S} - 6^3\text{S}$	2688,1	0,00925	0,0334
$4^3\text{P} - 4^3\text{D}$	43944,0	$4,15 \cdot 10^{-5}$	0,200
$4^3\text{P} - 5^3\text{D}$	3702,6	0,0129	0,442
$4^3\text{P} - 6^3\text{D}$	2472,7	0,00795	0,121
$4^3\text{D} - 5^3\text{P}$	4243,0	0,00333	0,0539
$4^3\text{D} - 6^3\text{P}$	2667,1	0,00160	0,0102
$4^3\text{D} - 4^3\text{F}$	$1,39 \cdot 10^7$	$8,15 \cdot 10^{-10}$	0,00331
$4^3\text{D} - 5^3\text{F}$	4036,5	0,0260	0,888
$4^3\text{D} - 6^3\text{F}$	2618,5	0,013	0,187
$4^3\text{F} - 5^3\text{D}$	4055,0	$5,25 \cdot 10^{-4}$	0,00924
$4^3\text{F} - 5^3\text{D}$	2625,1	$2,51 \cdot 10^{-4}$	0,00185

Im folgenden sind die in der Literatur veröffentlichten Ratenkoeffizienten zusammengestellt

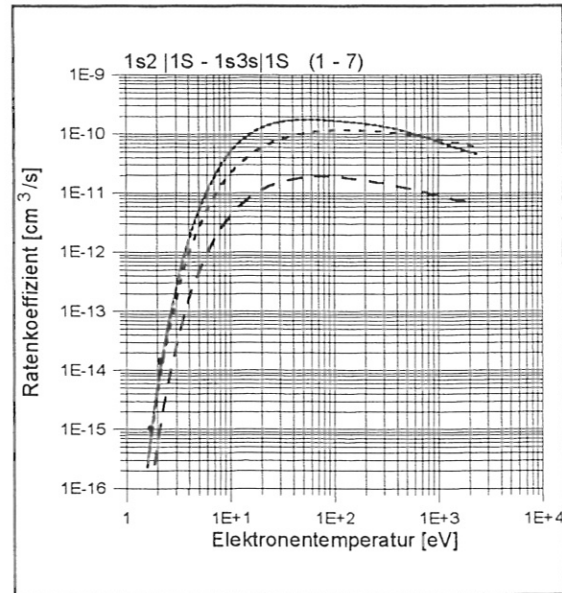
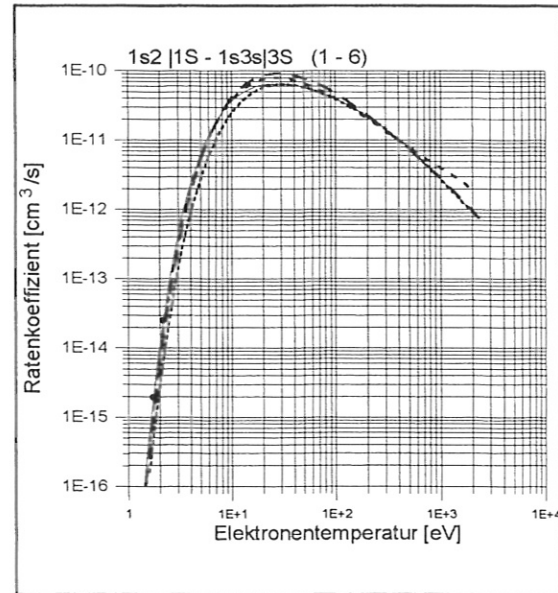
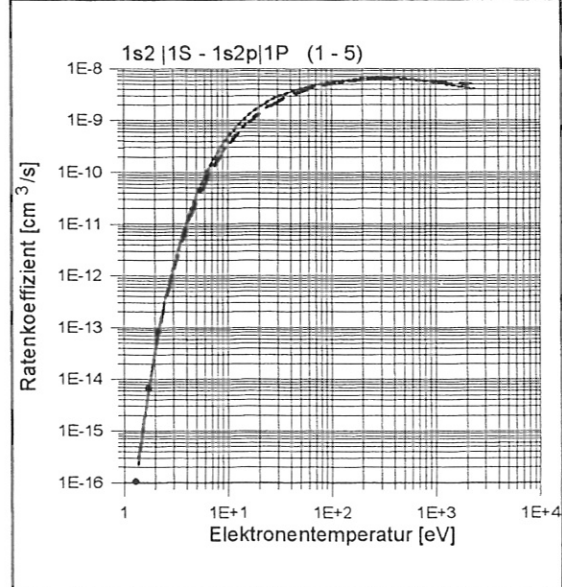
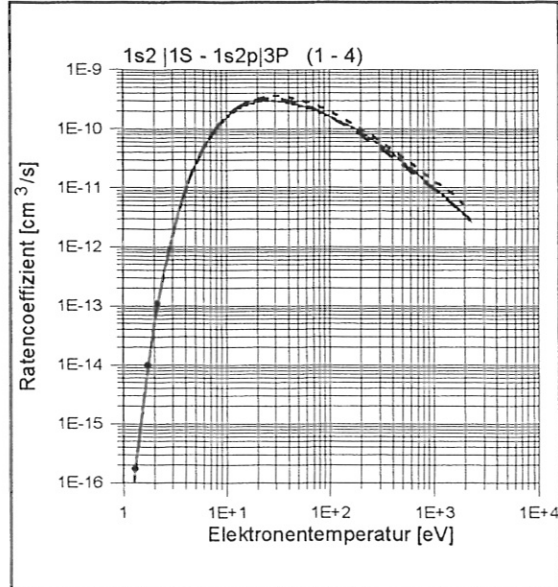
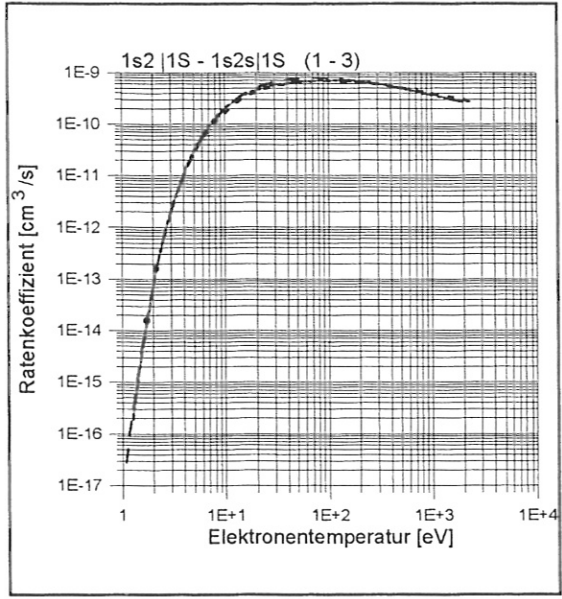
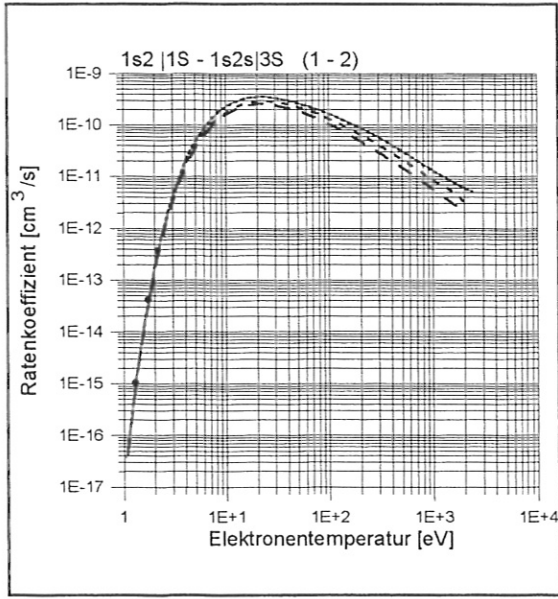
—●—●—●—● [Ber93]

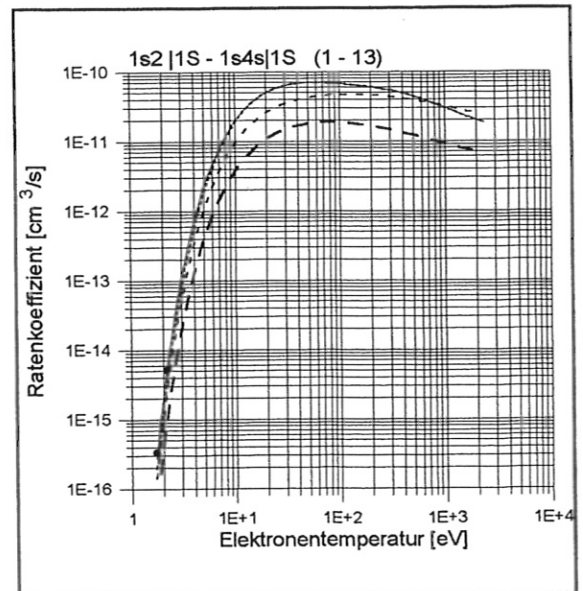
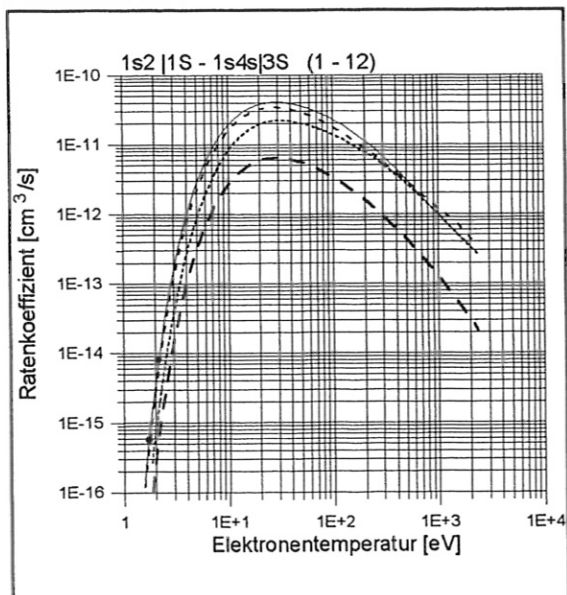
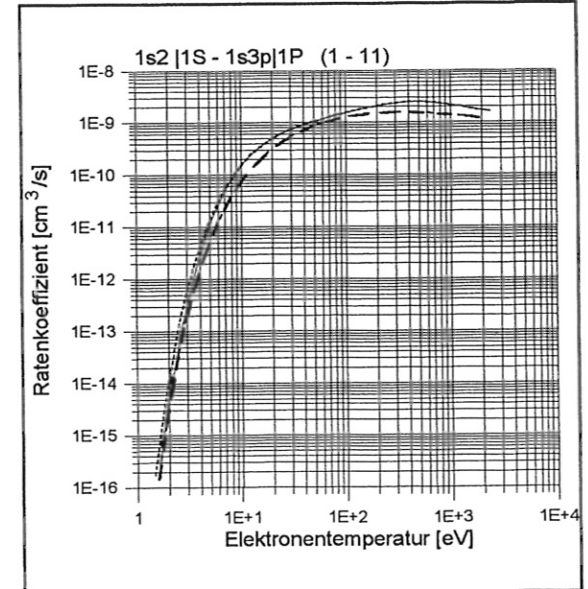
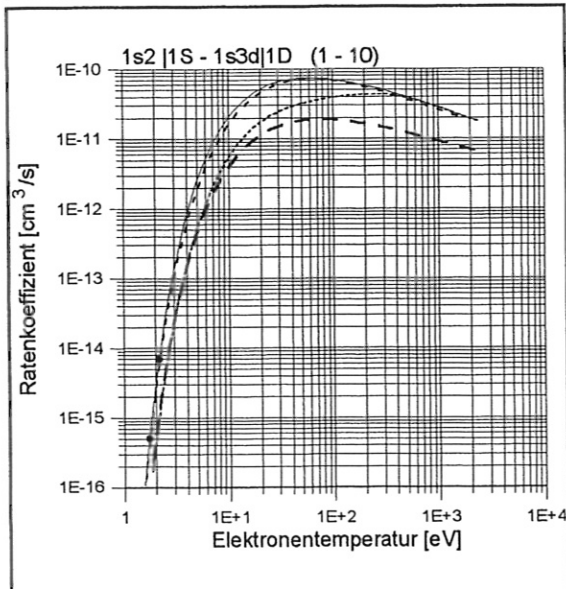
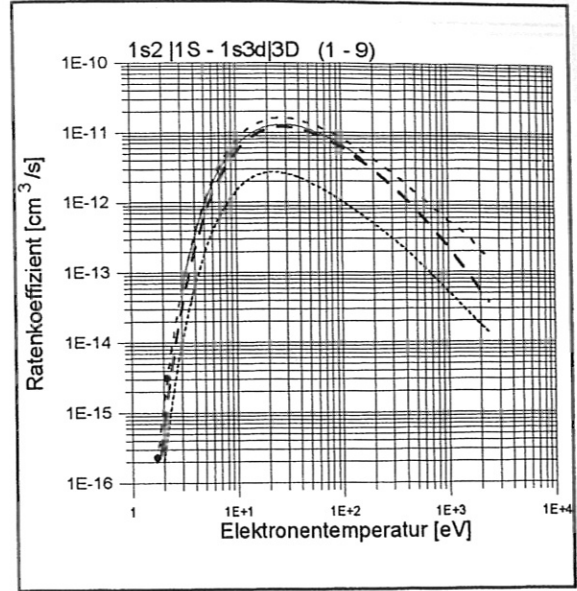
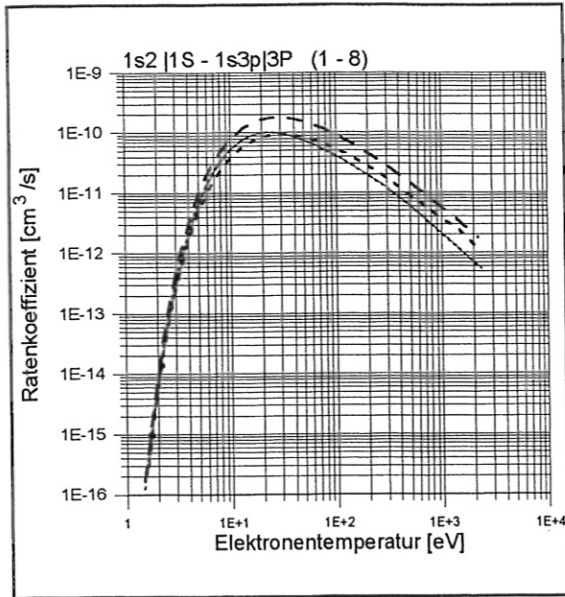
----- [Abr87]

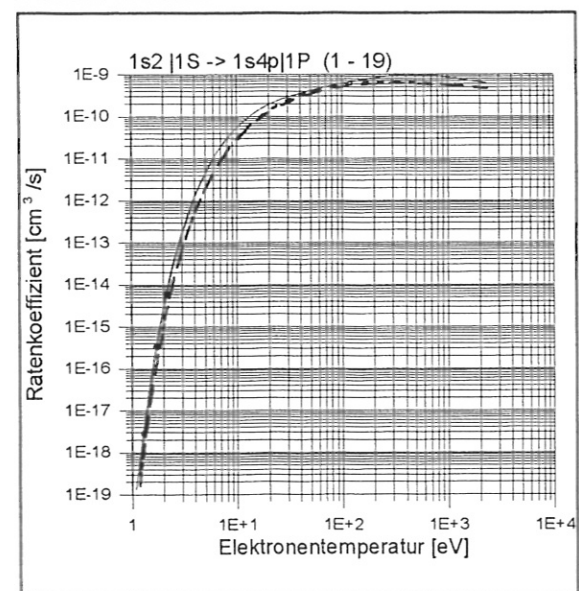
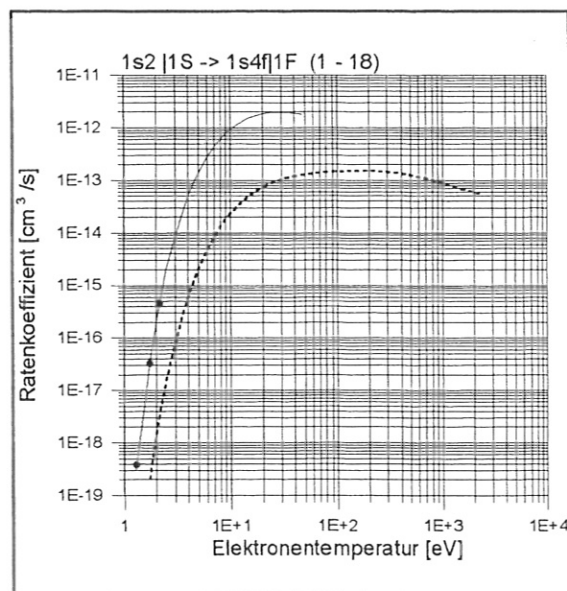
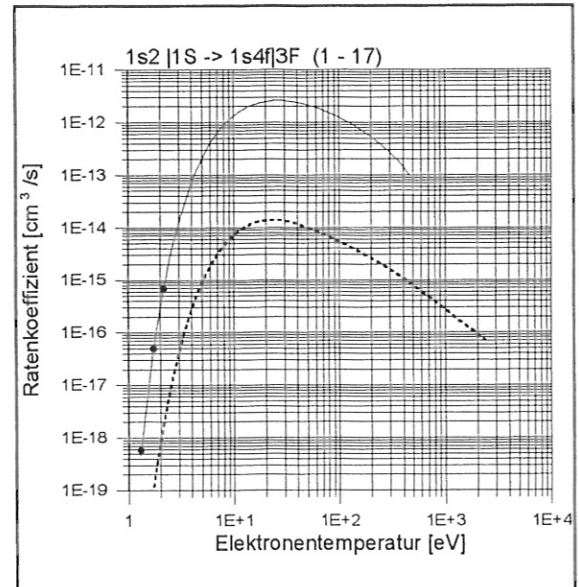
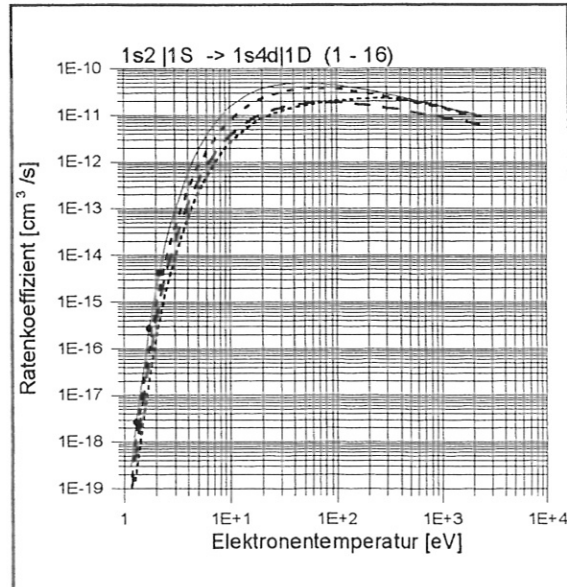
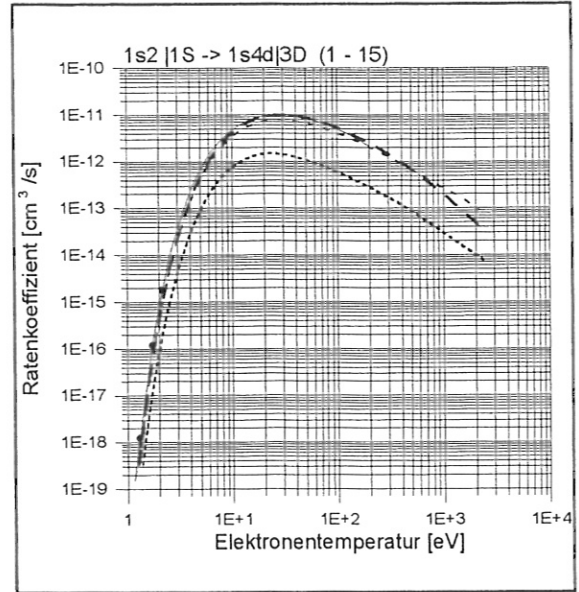
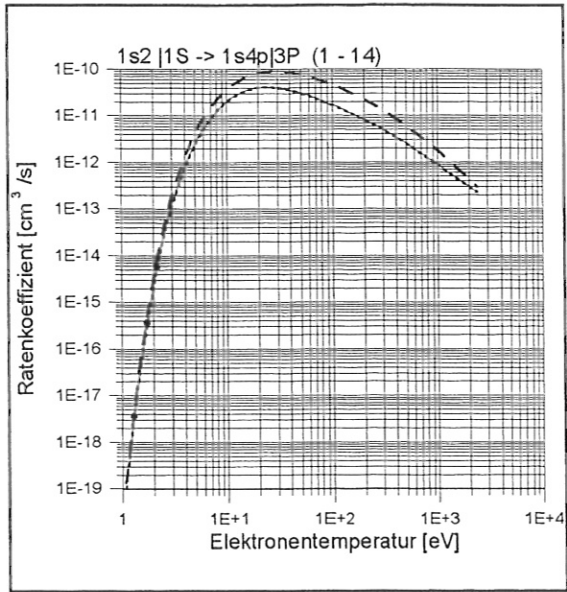
----- [Fuj78]

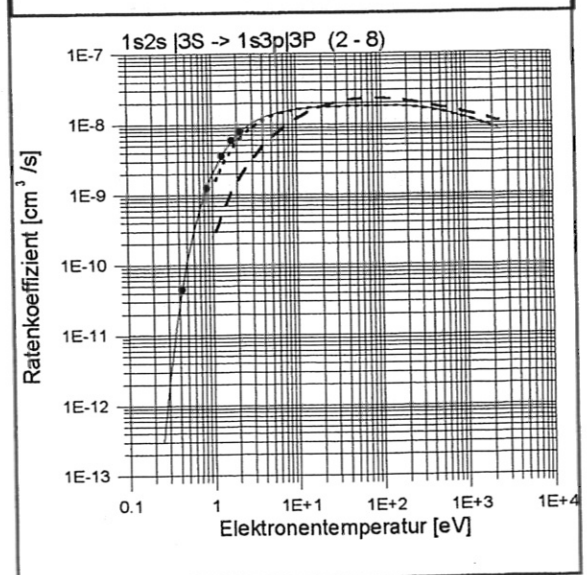
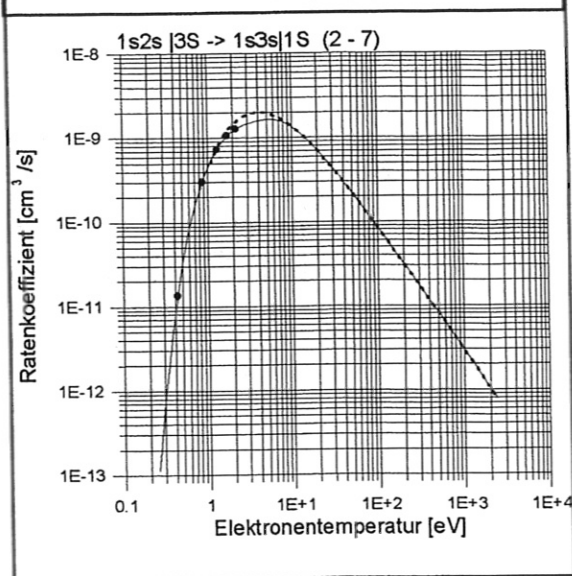
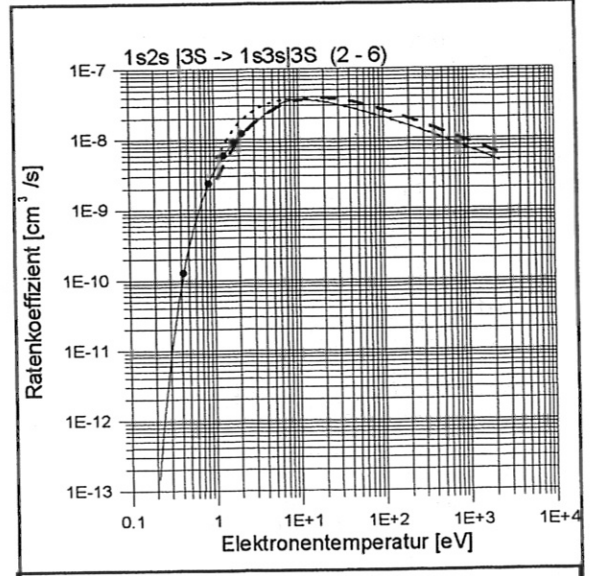
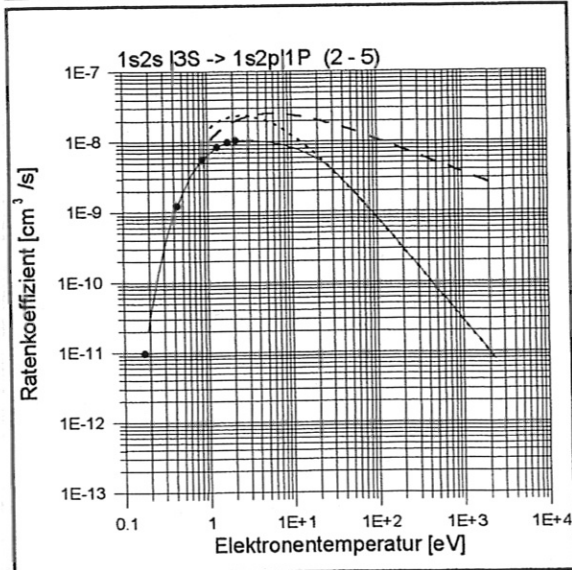
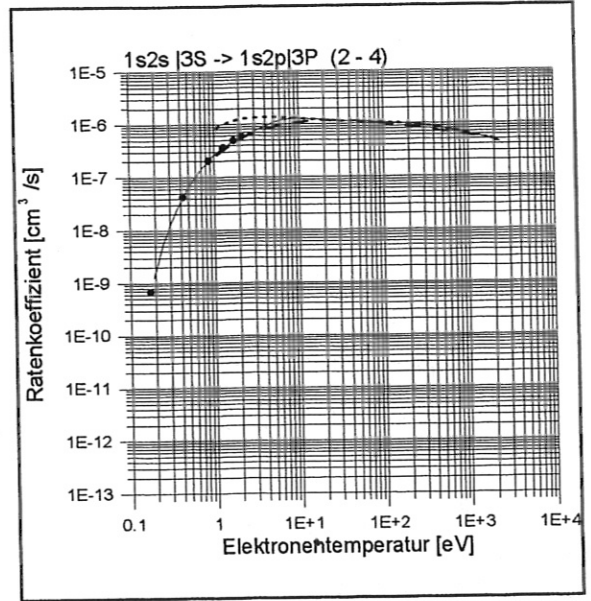
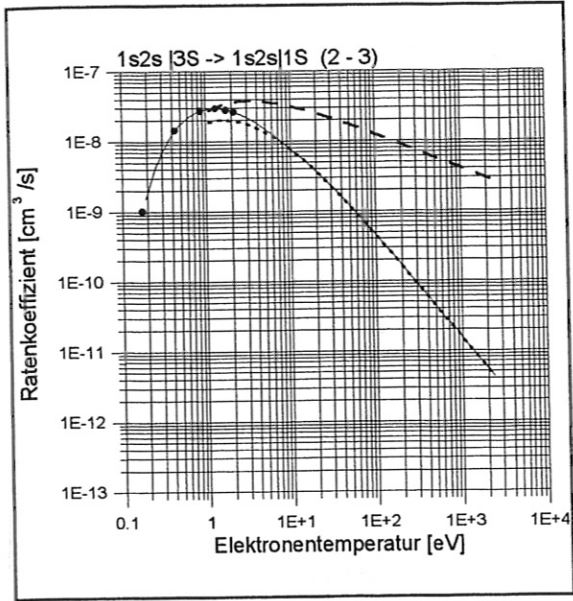
----- [Hee92]

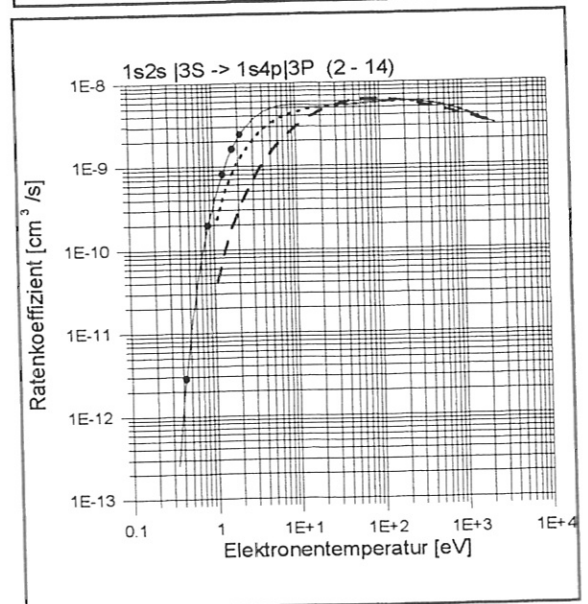
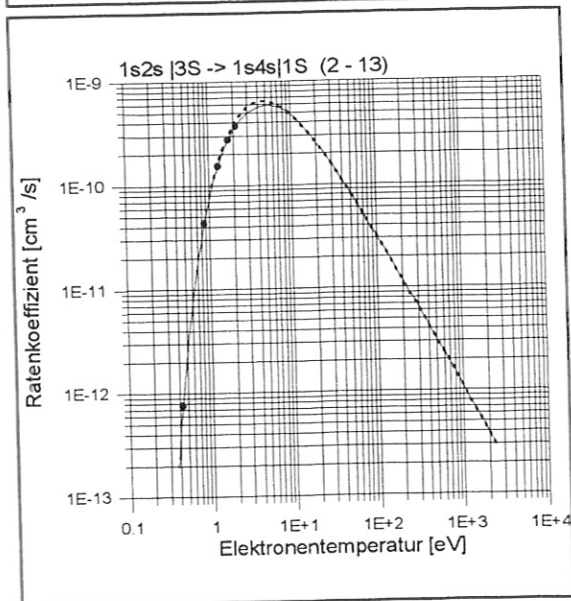
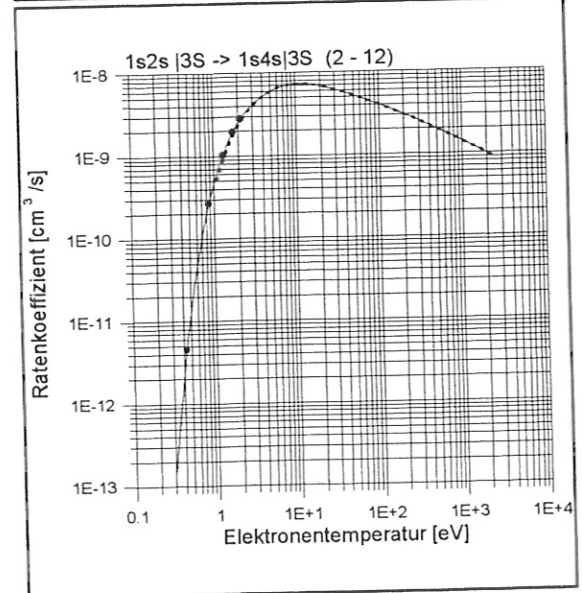
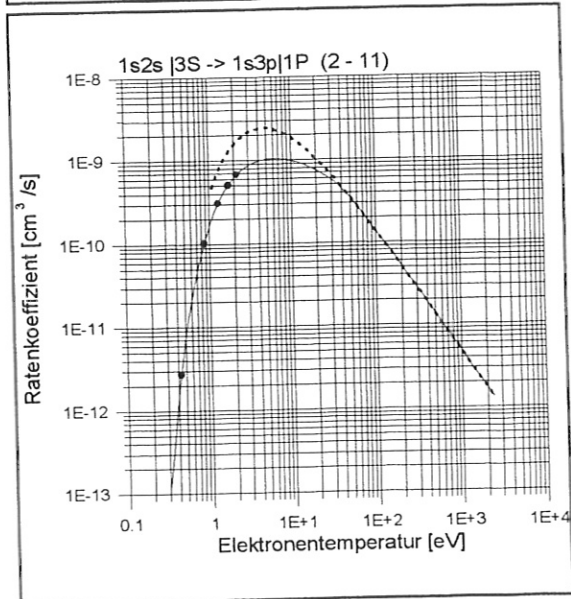
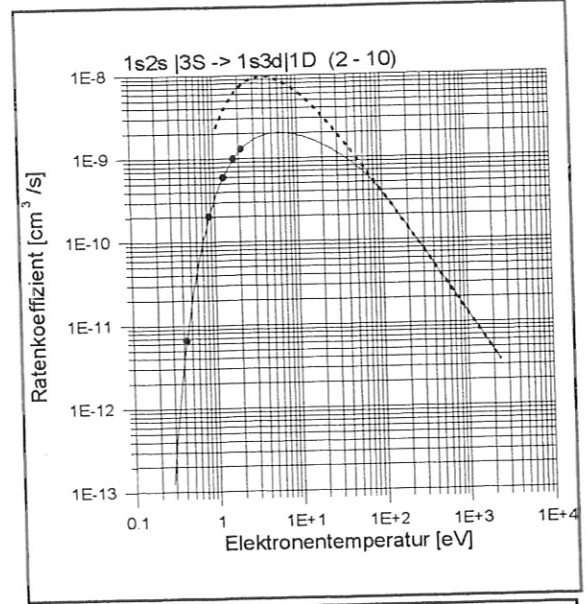
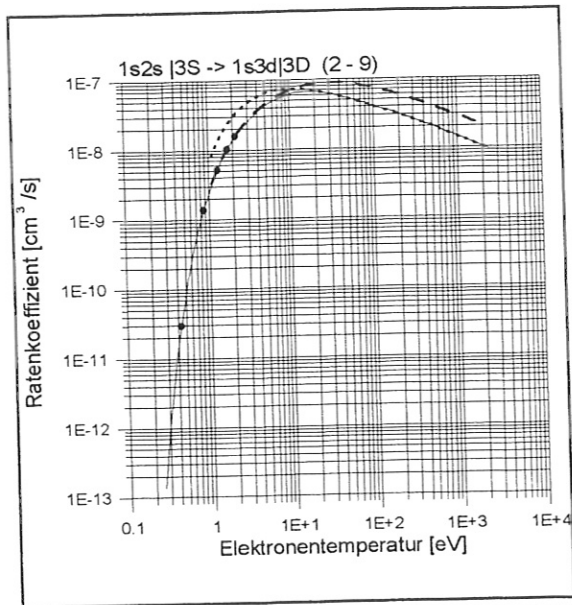
————— Korrektur des Datensatzes [Abr87] durch Einbeziehung von [Ber93]

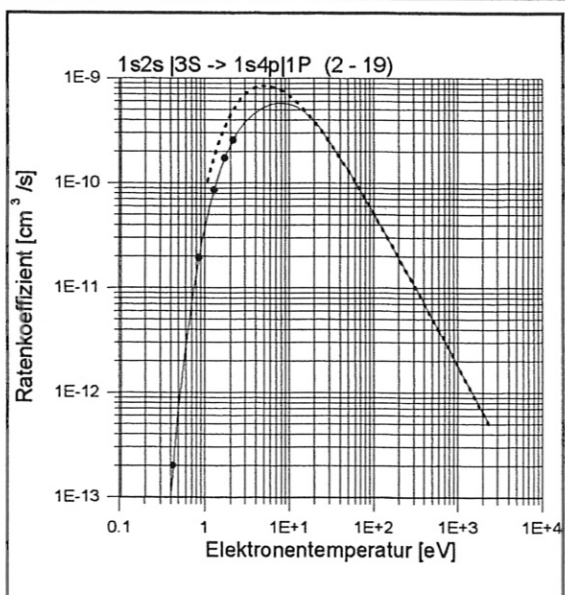
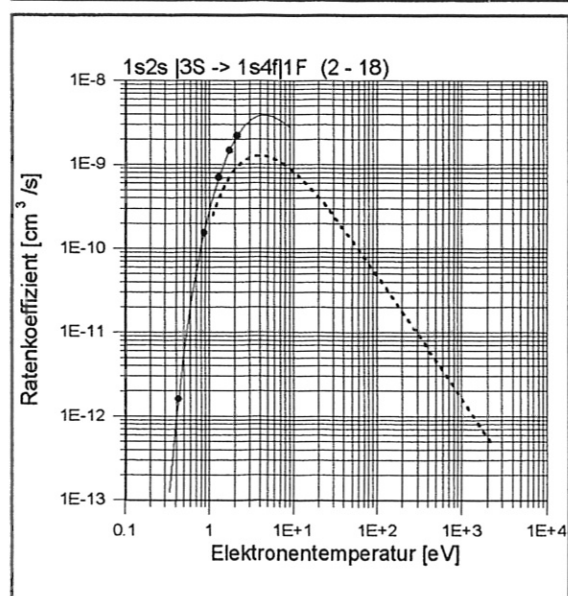
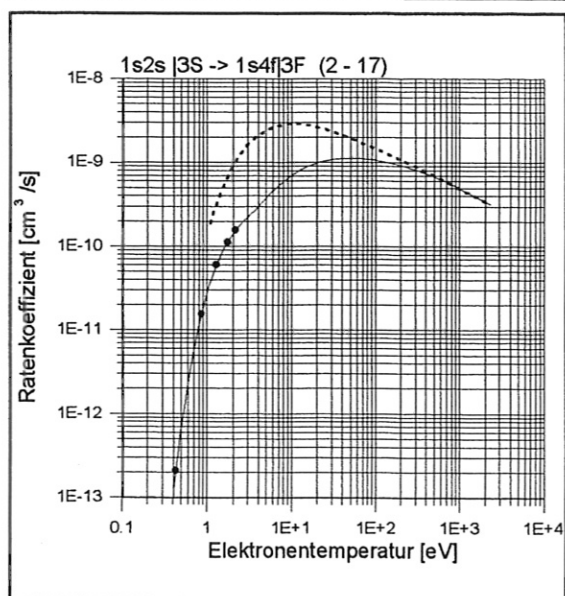
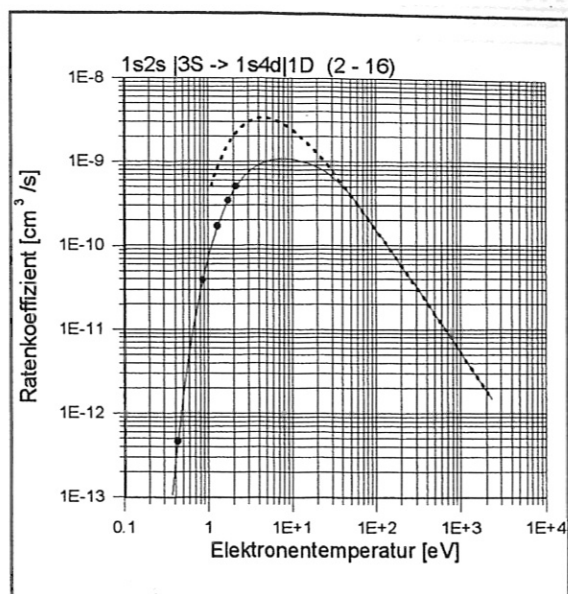
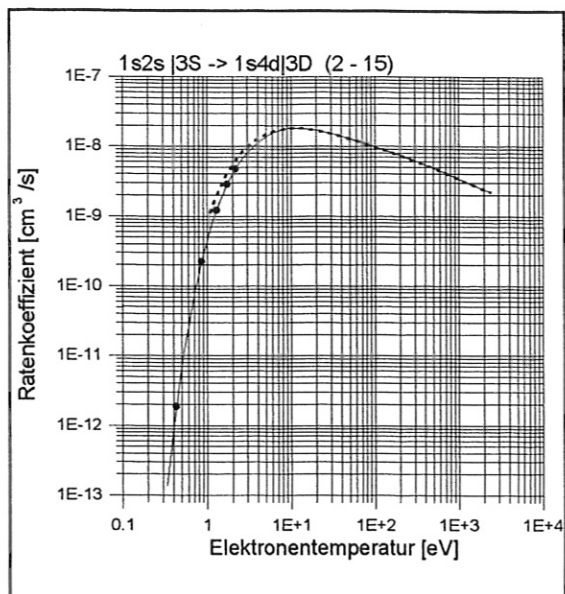


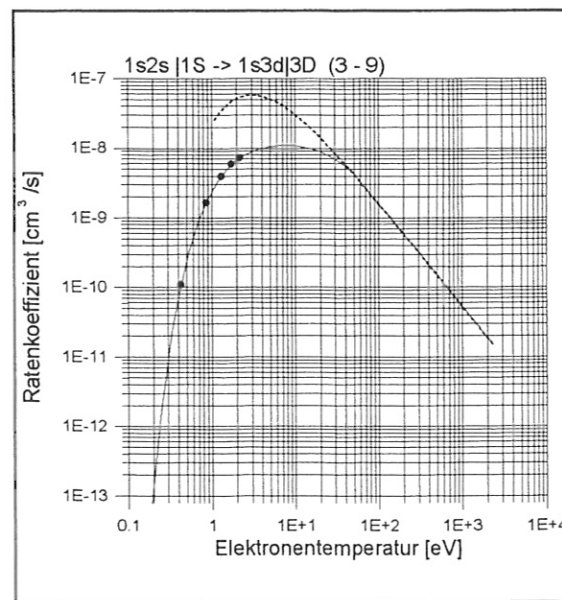
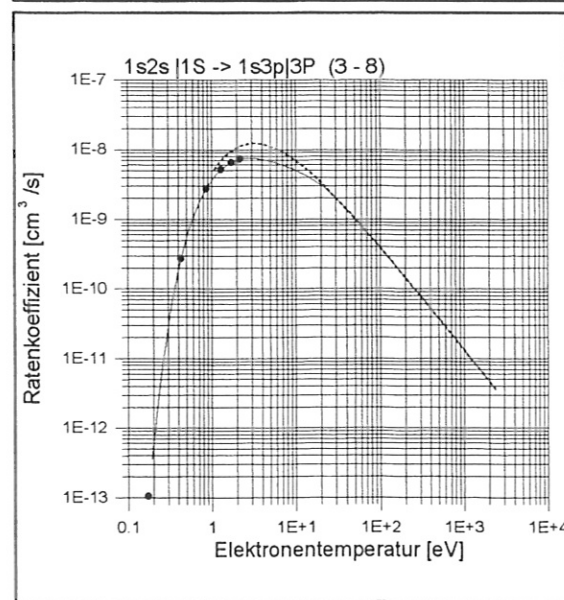
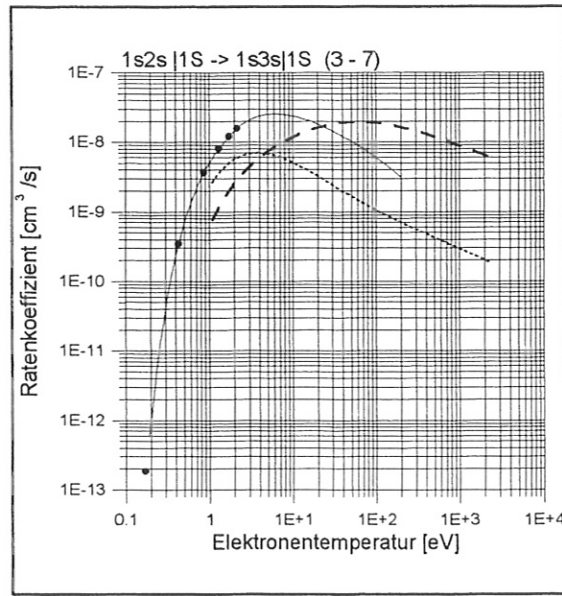
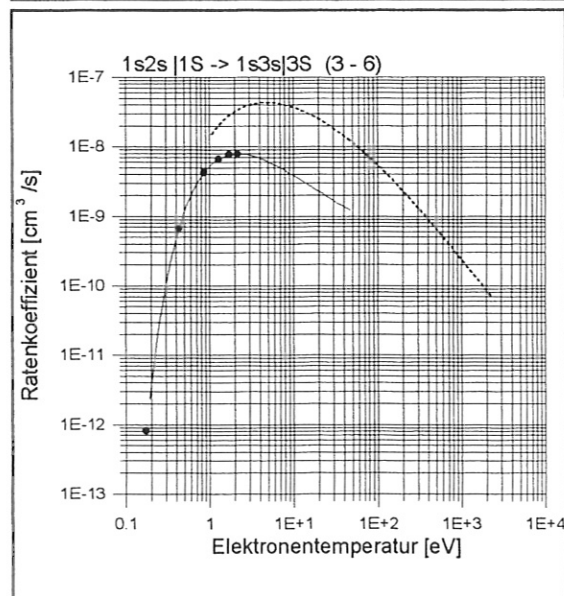
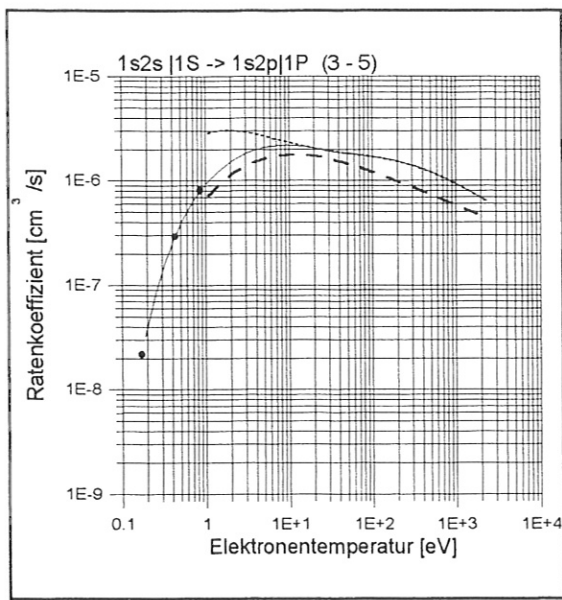
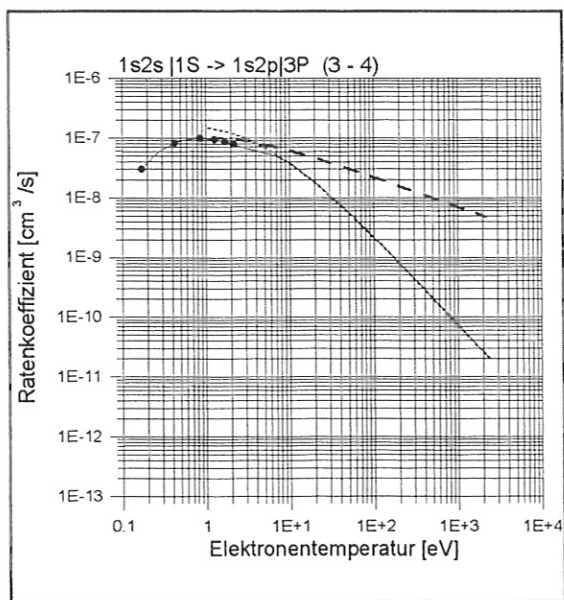


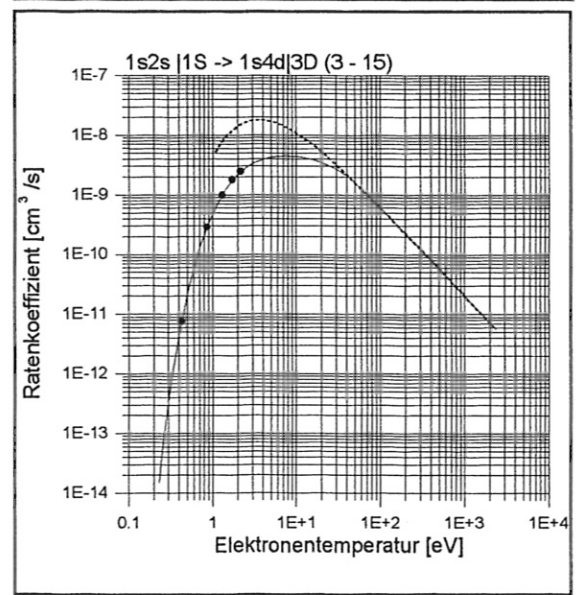
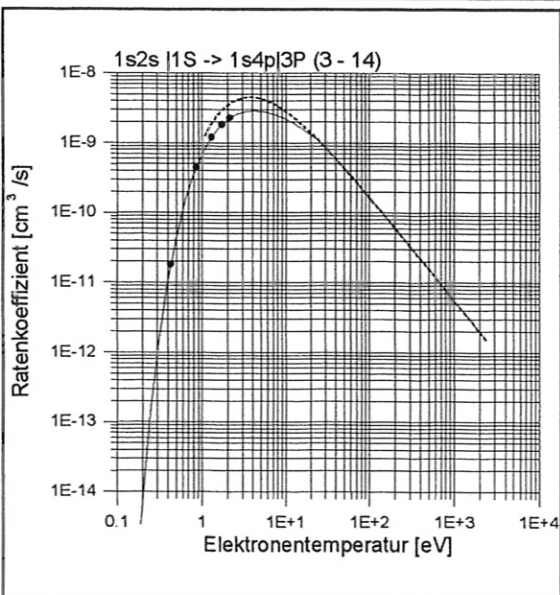
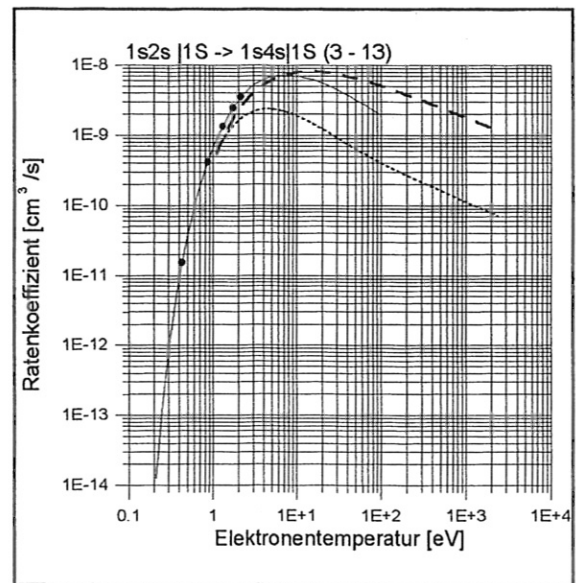
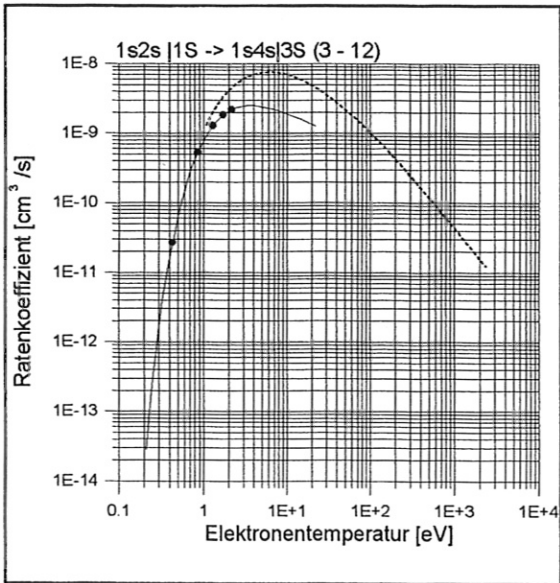
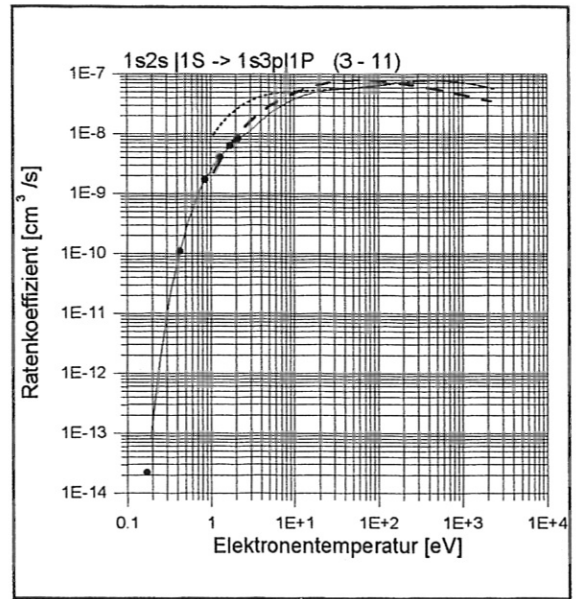
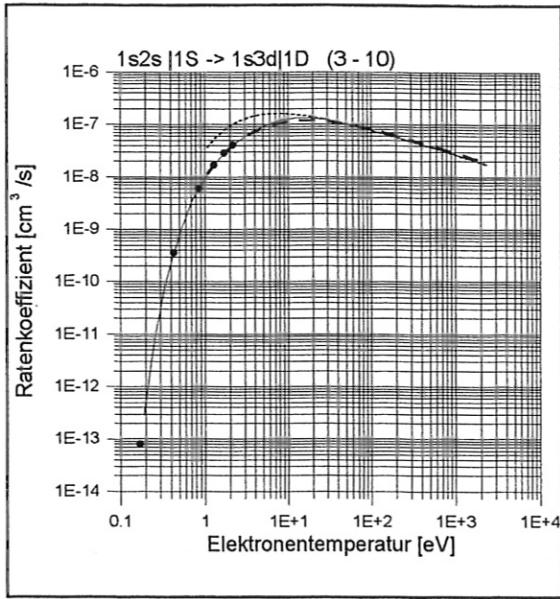


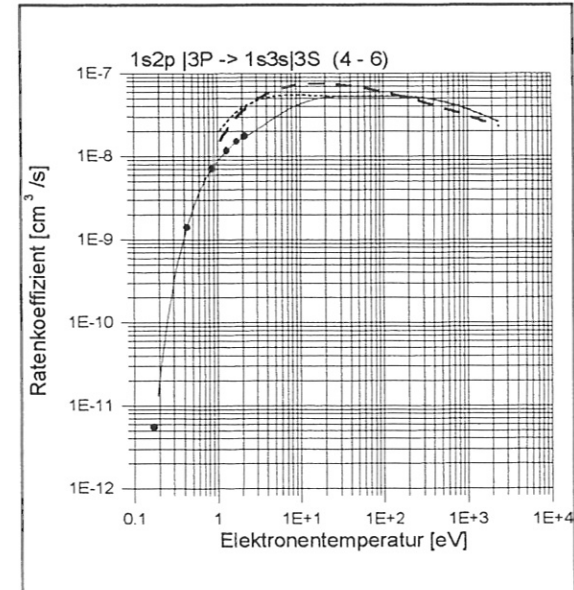
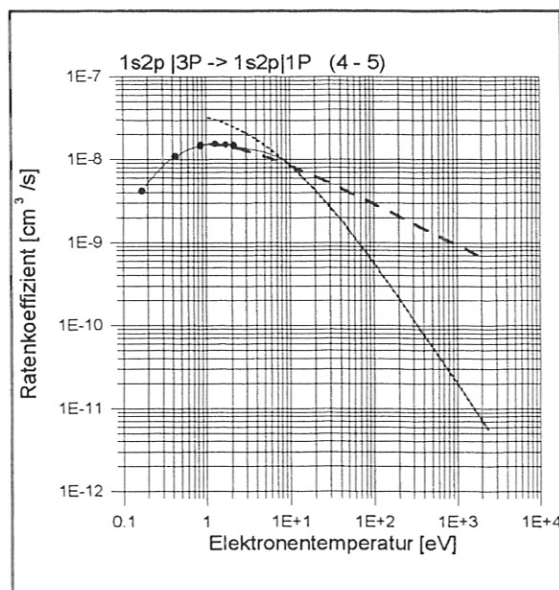
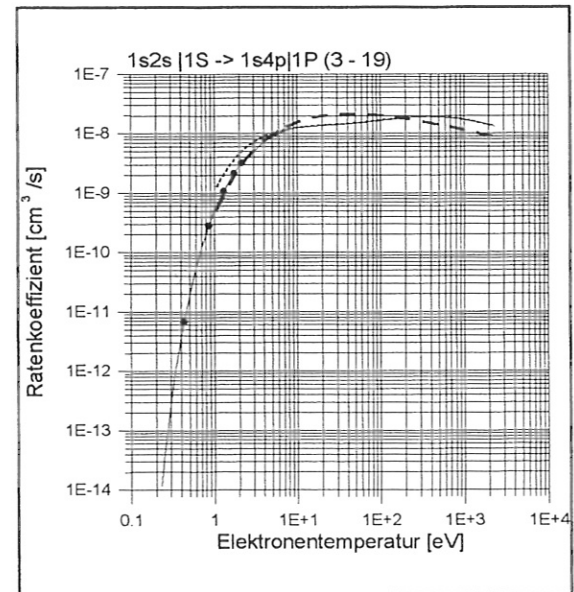
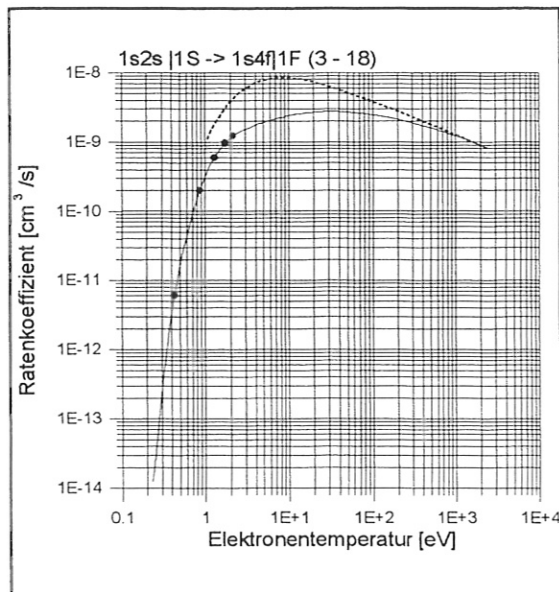
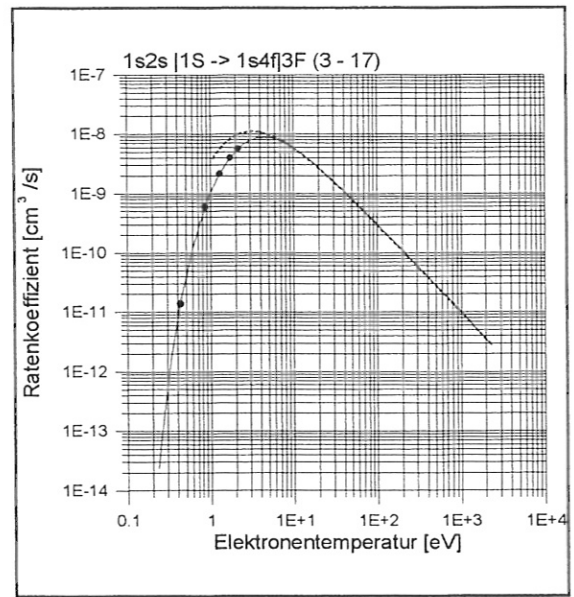
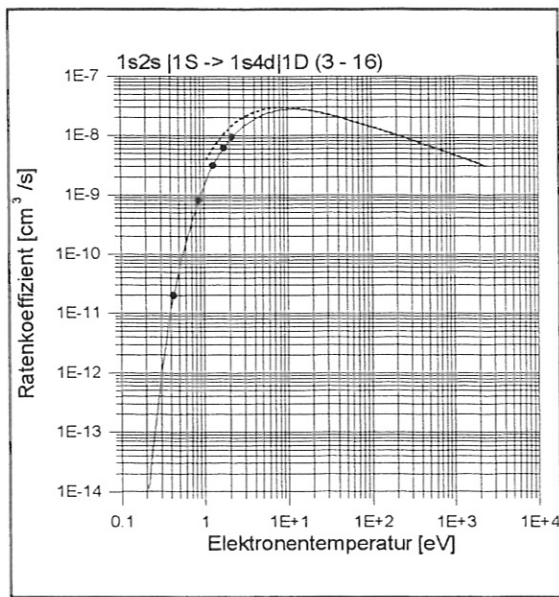


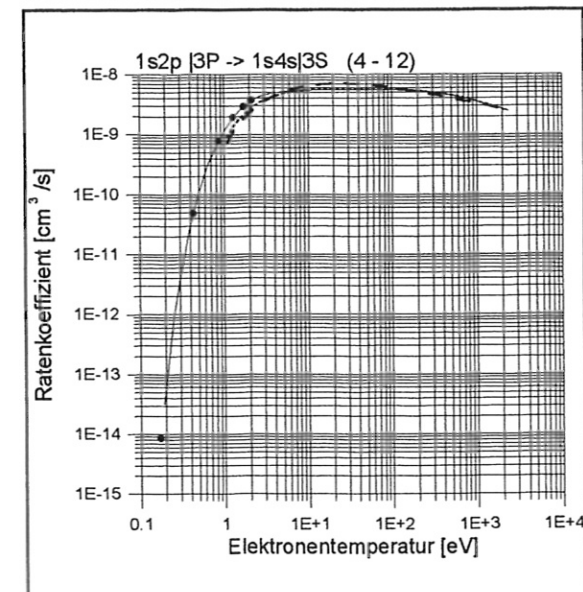
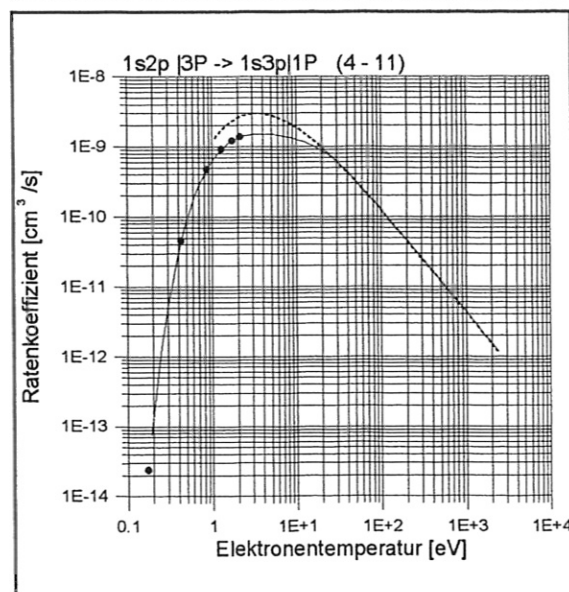
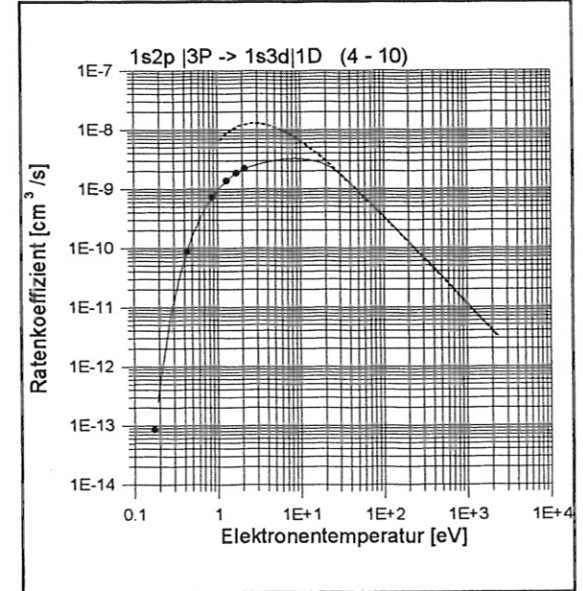
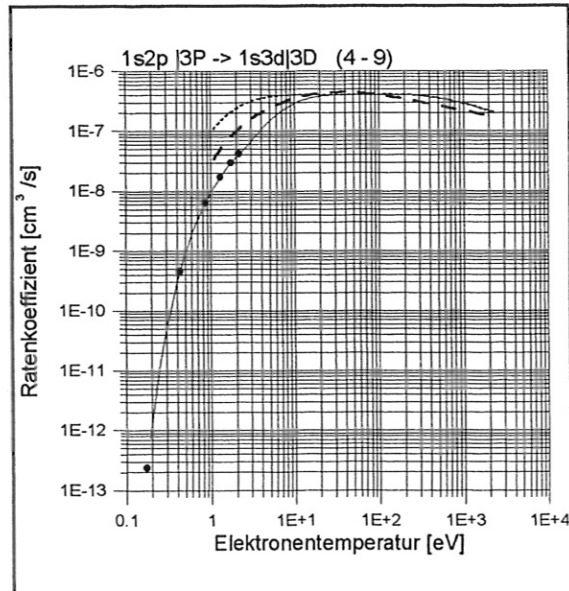
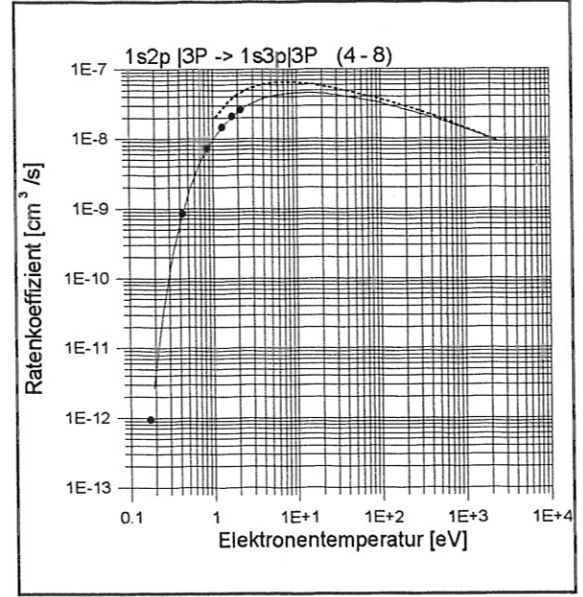
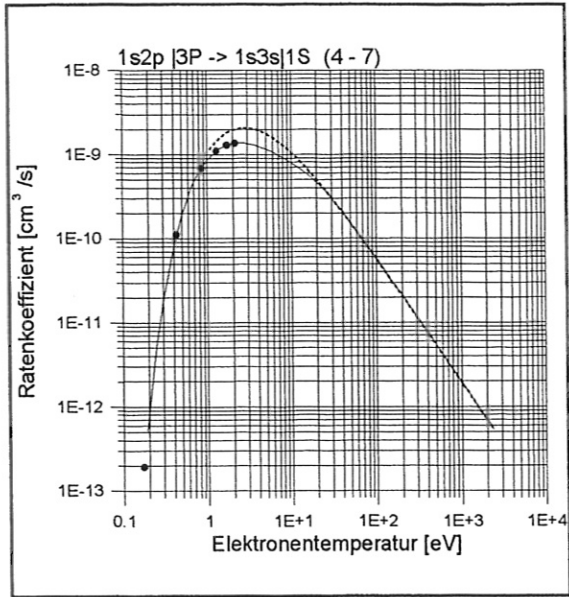


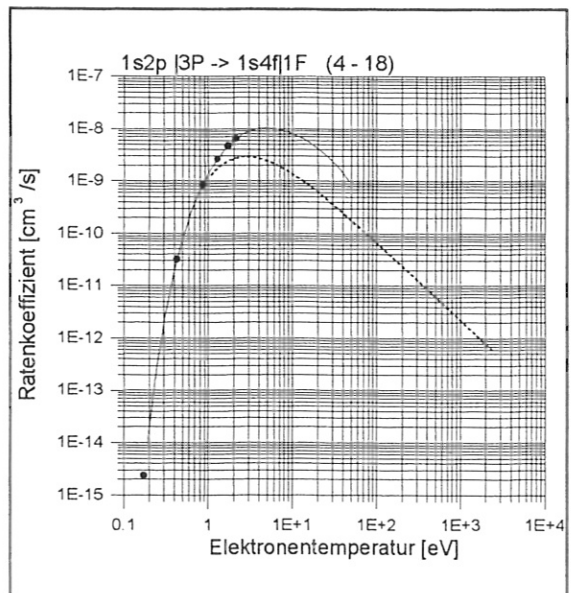
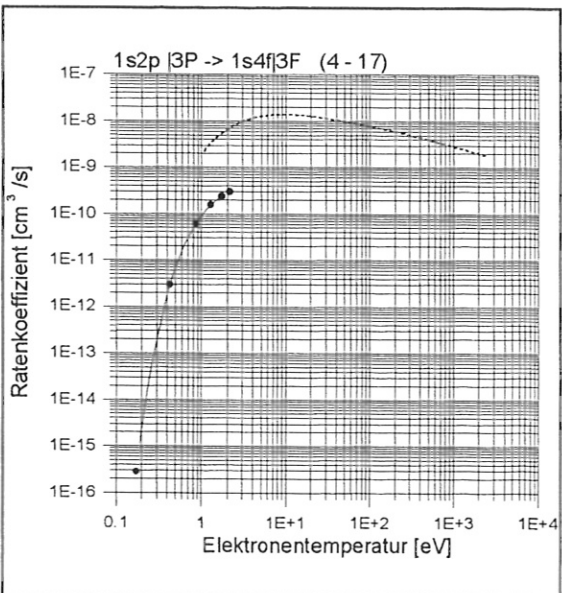
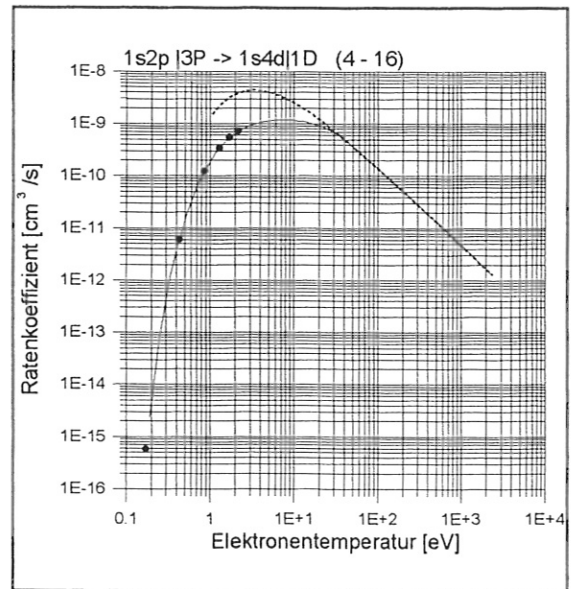
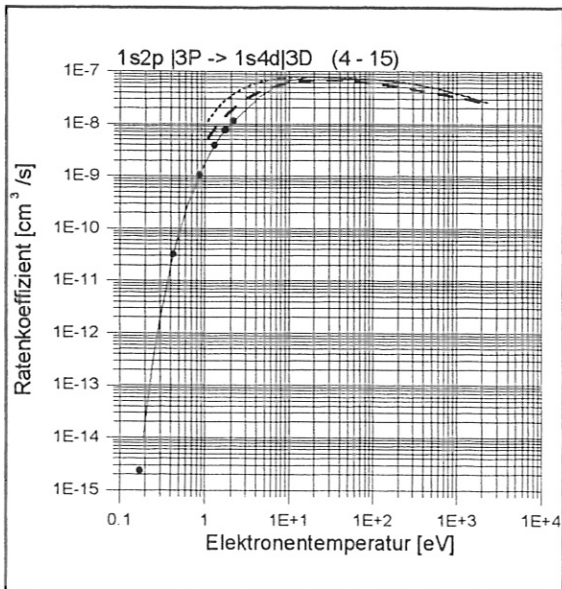
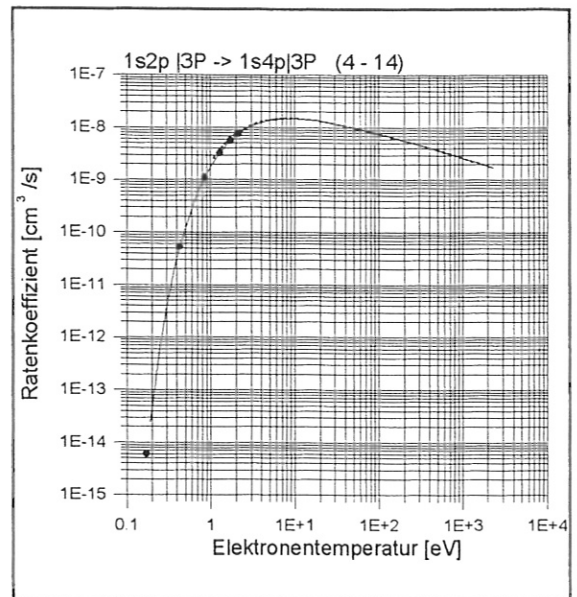
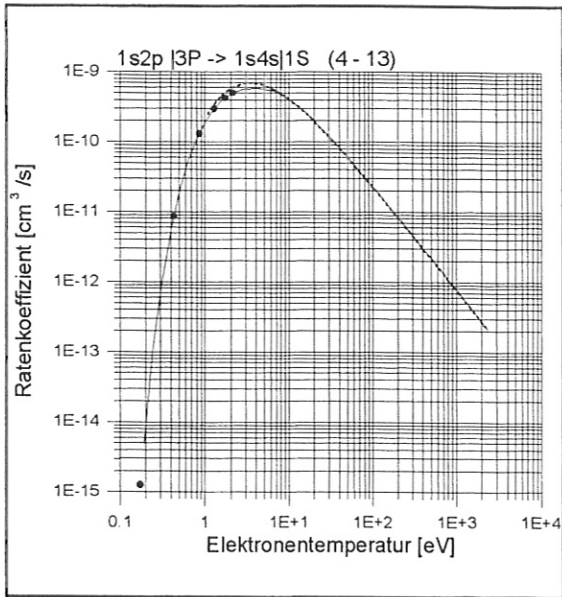


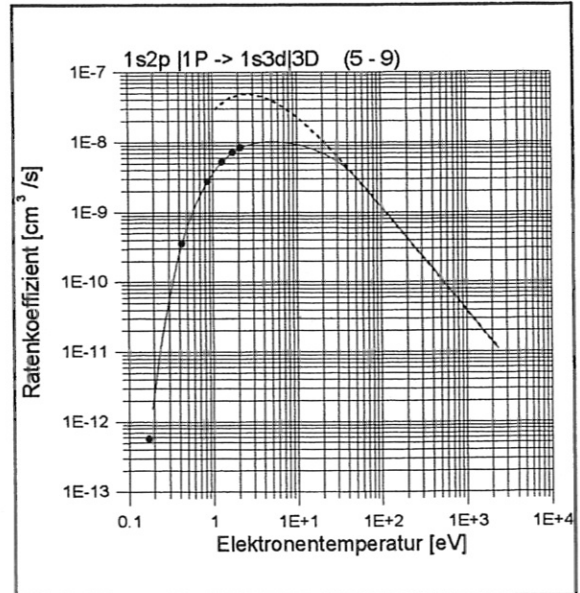
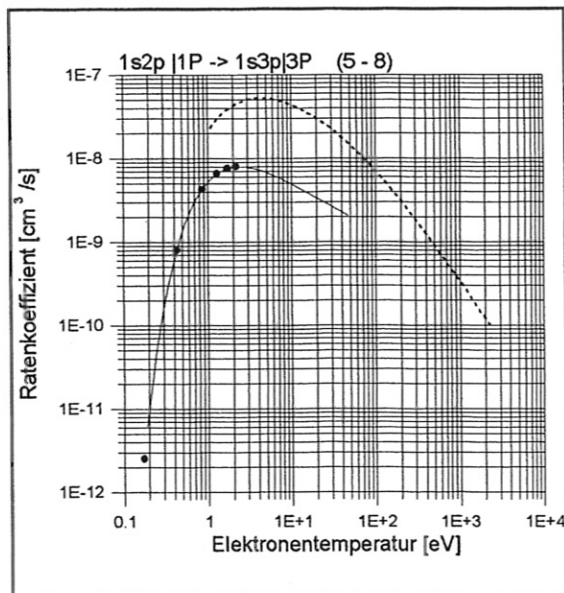
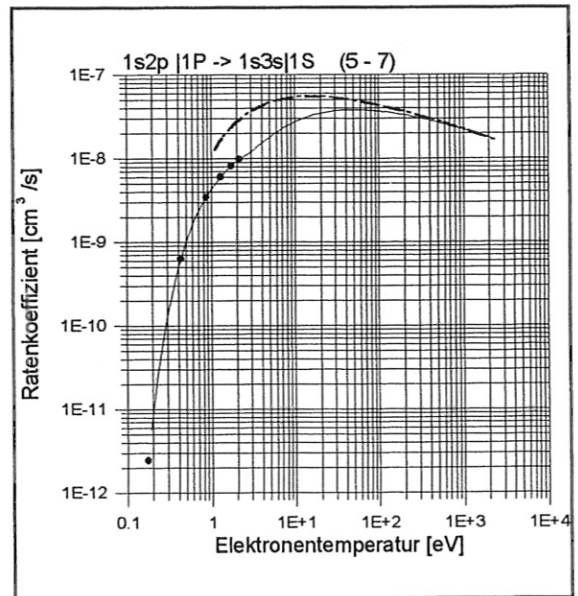
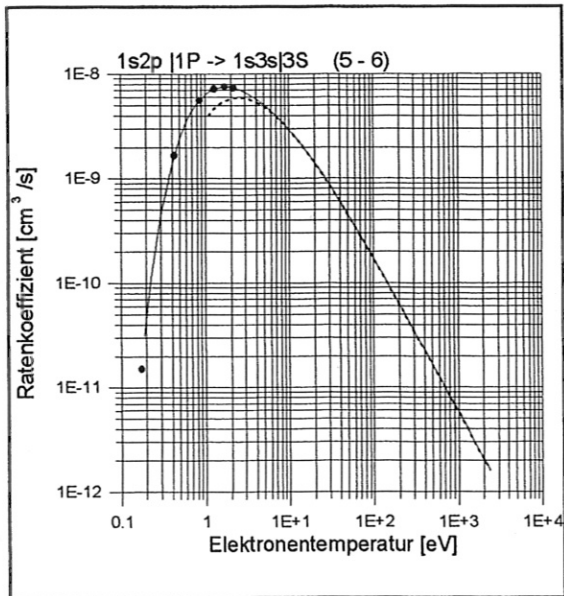
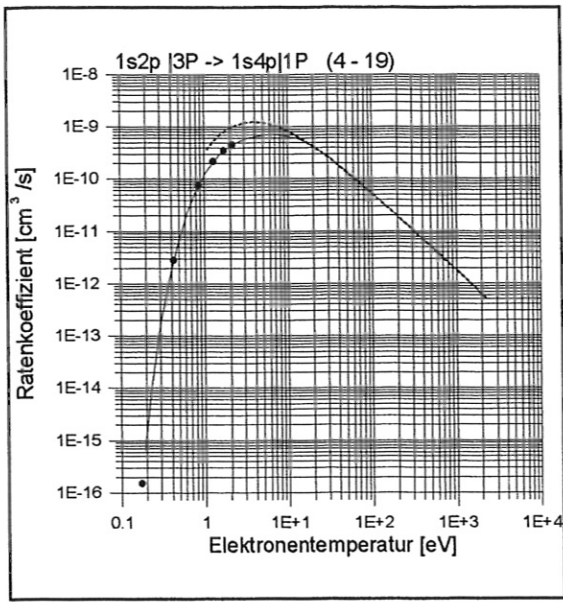


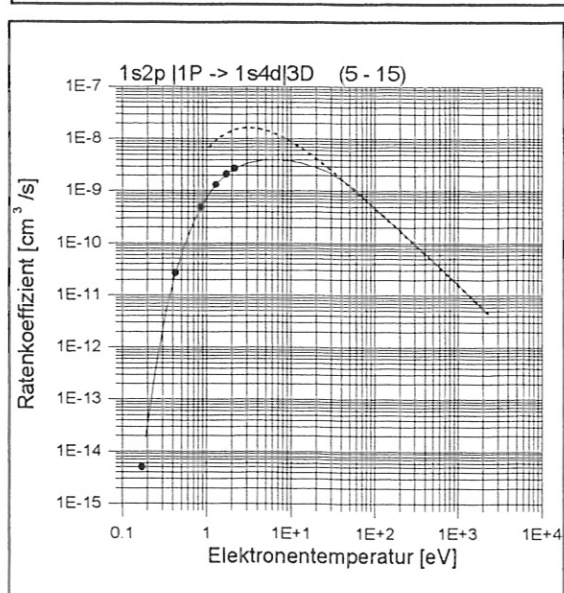
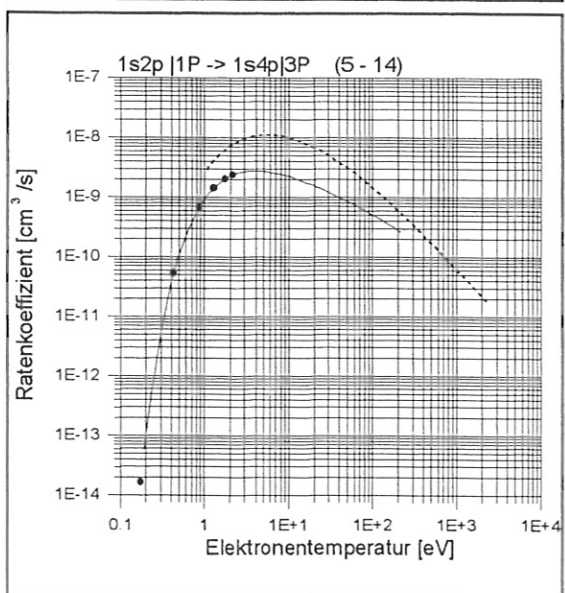
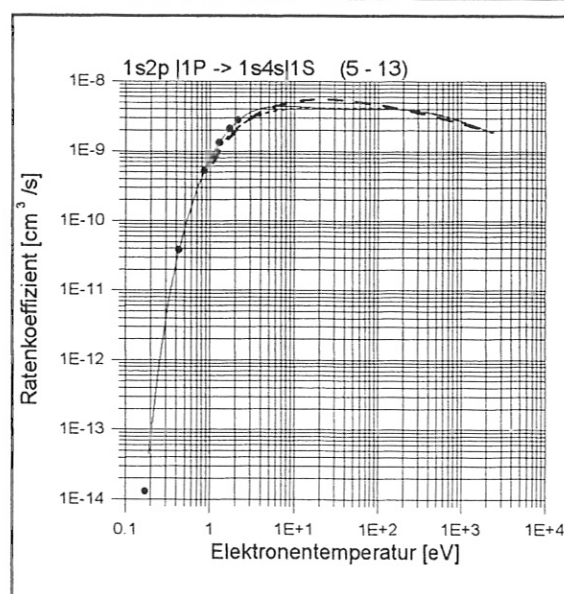
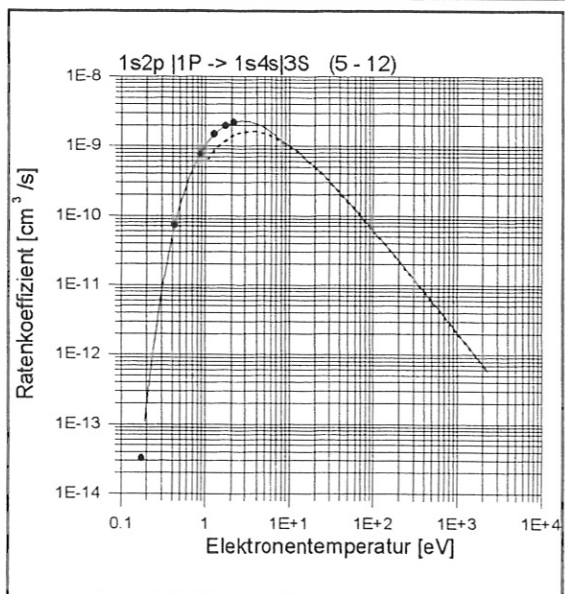
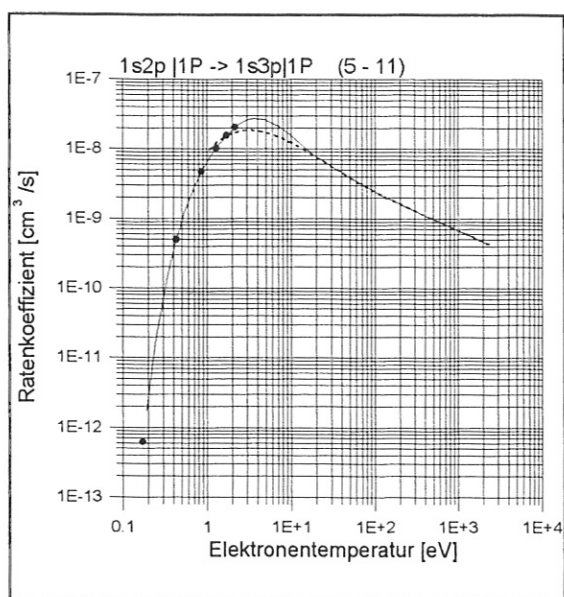
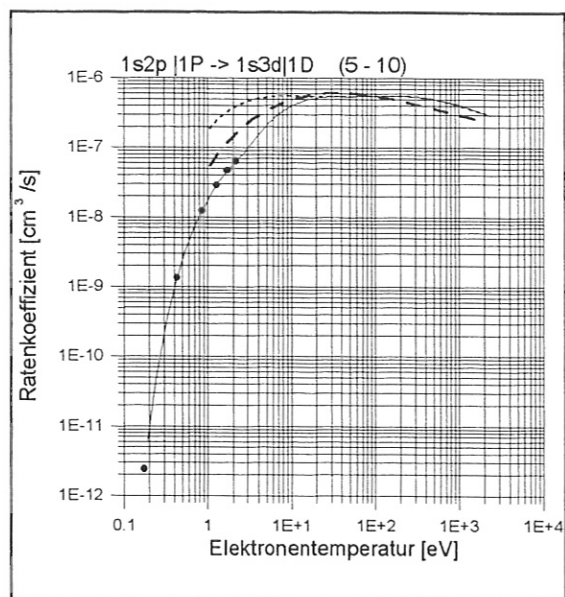


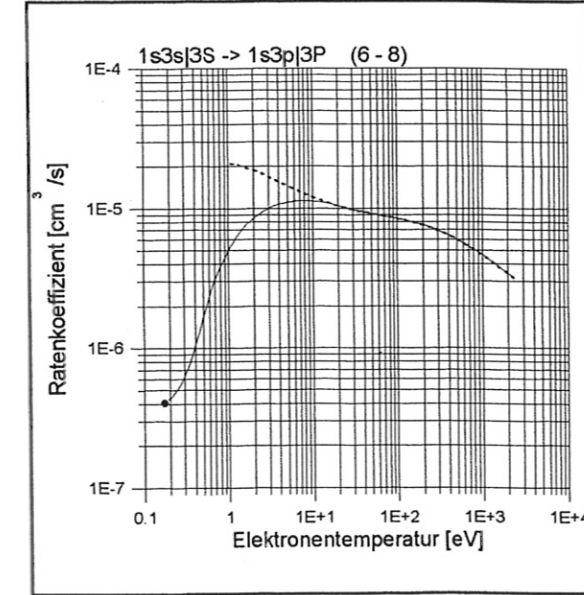
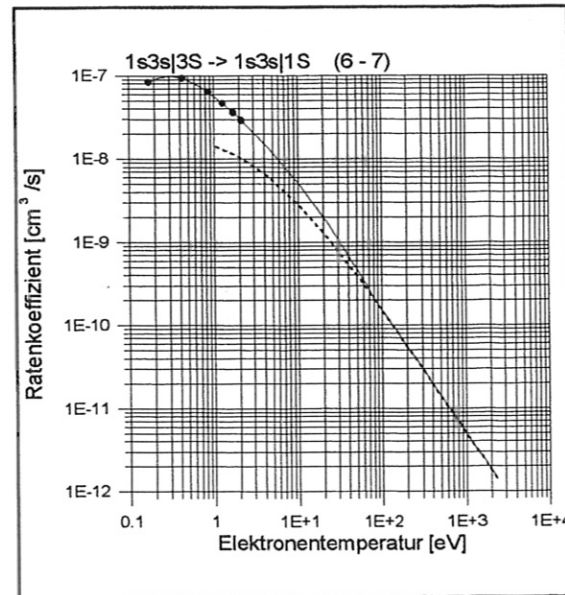
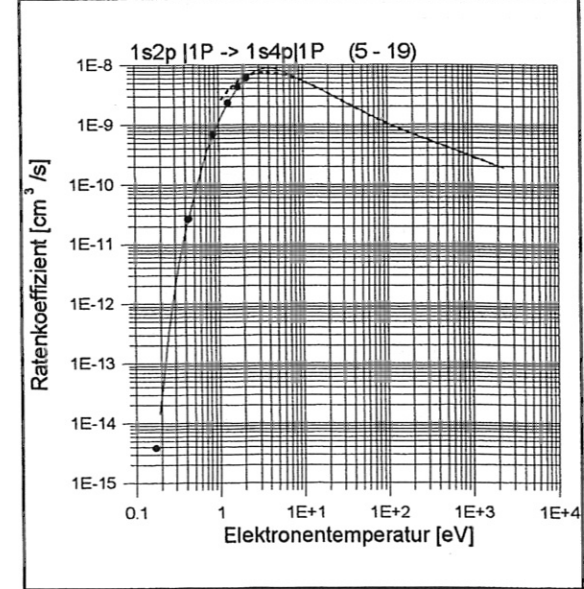
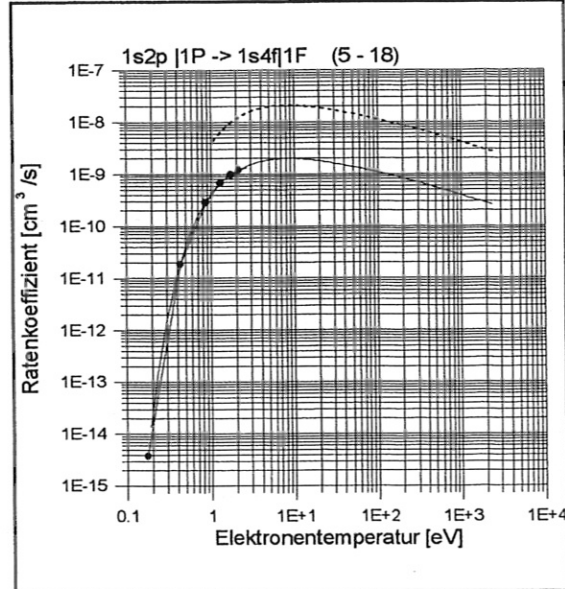
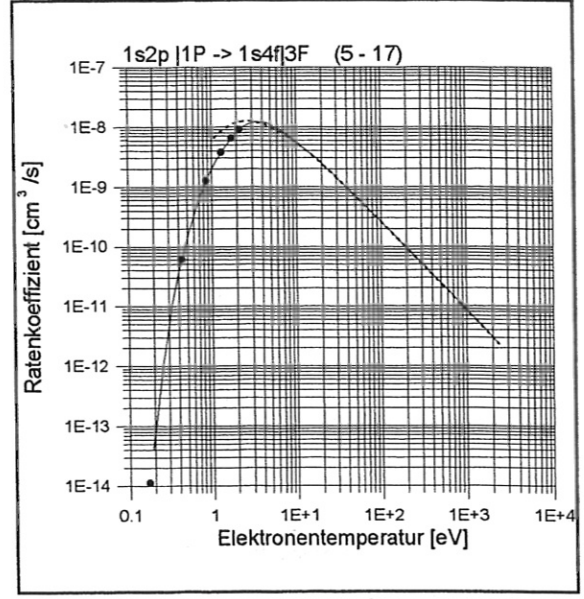
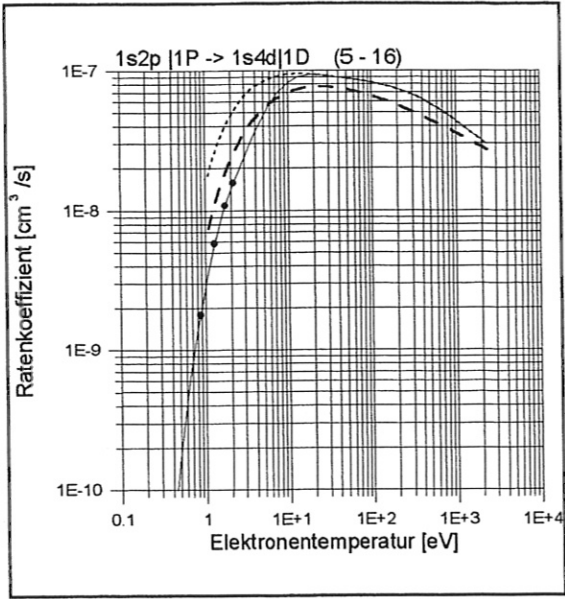


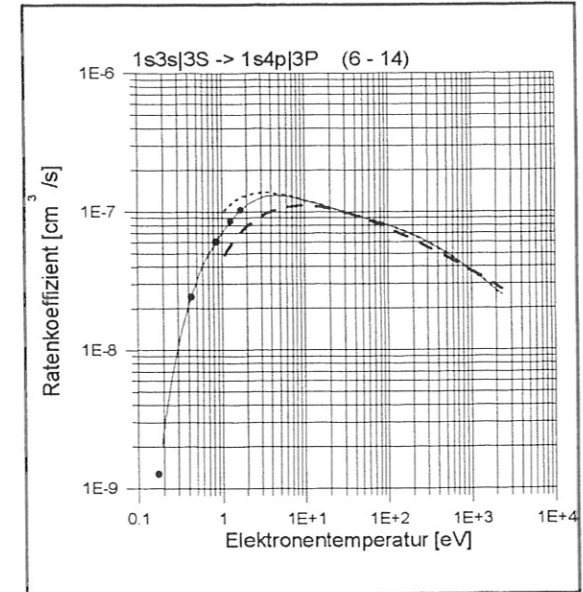
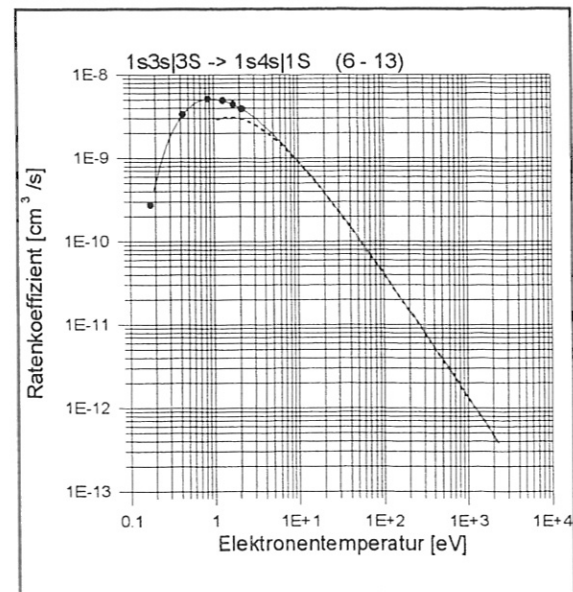
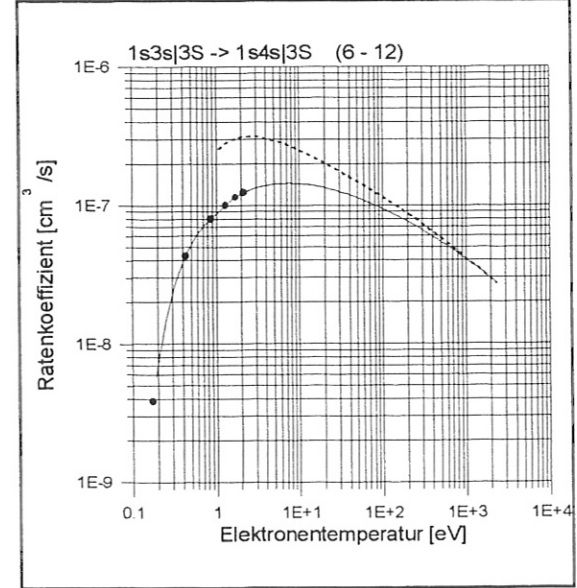
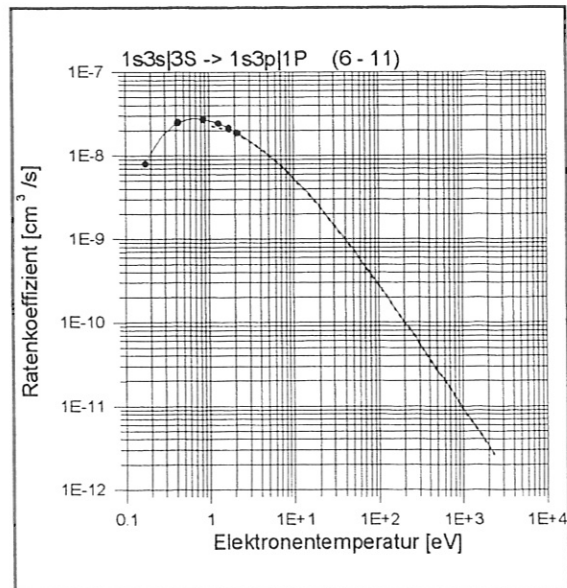
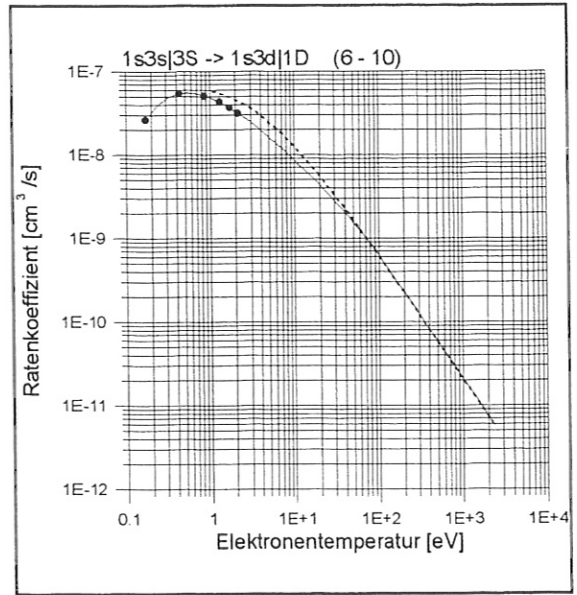
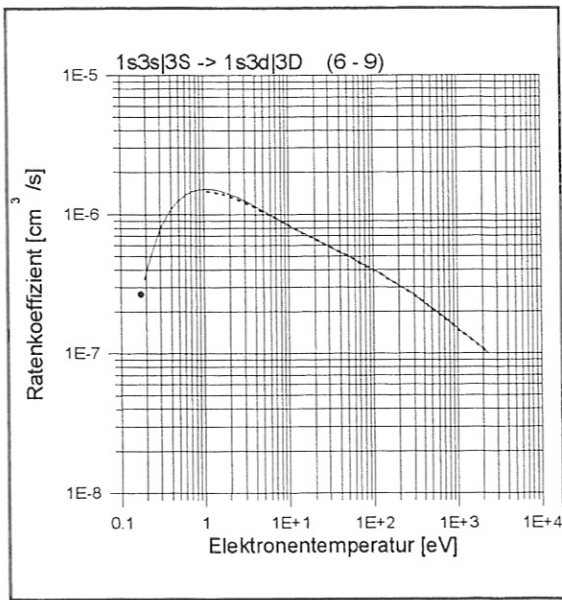


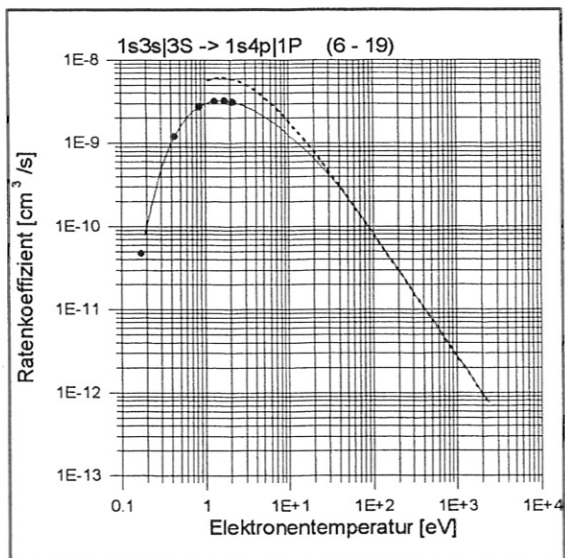
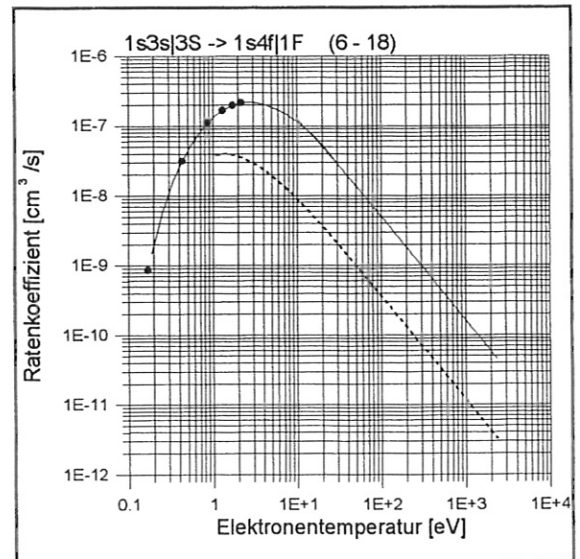
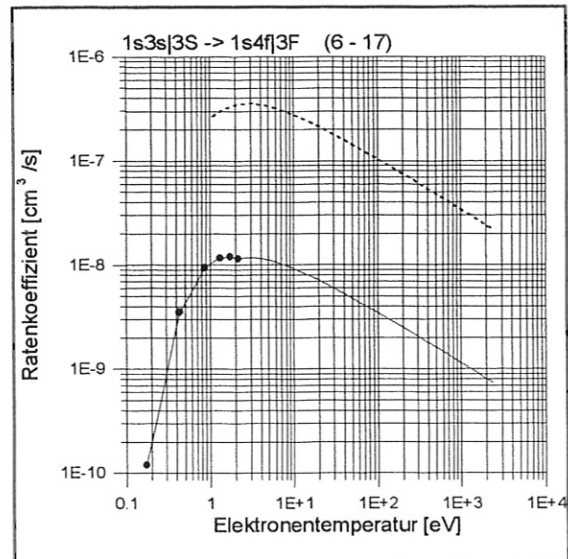
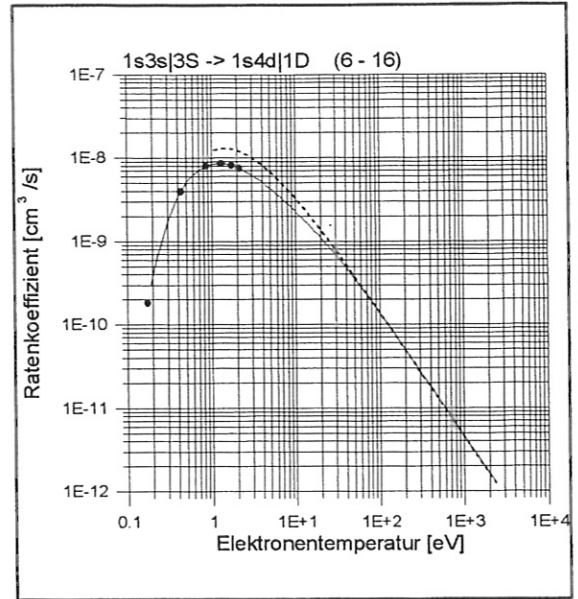
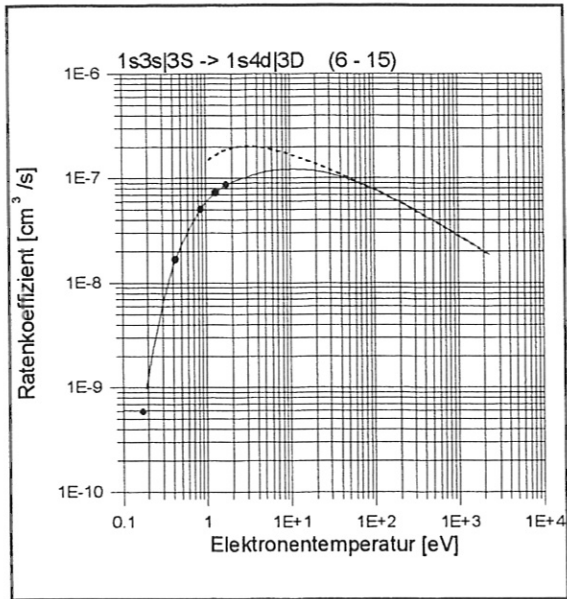


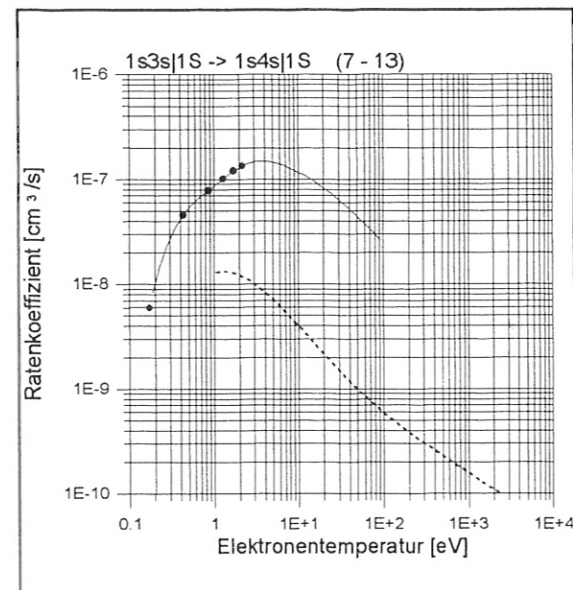
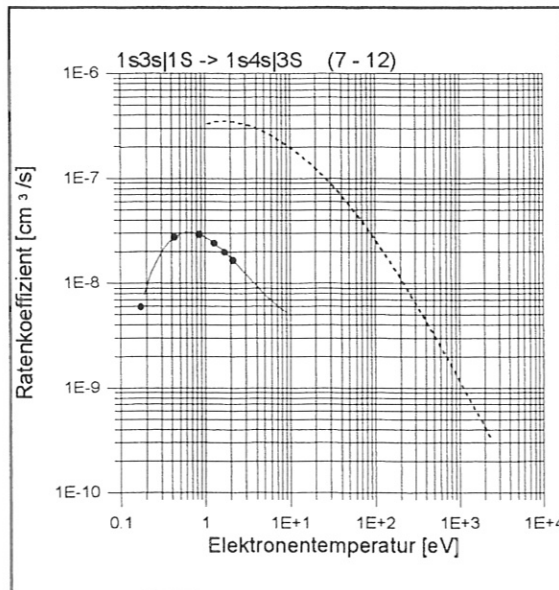
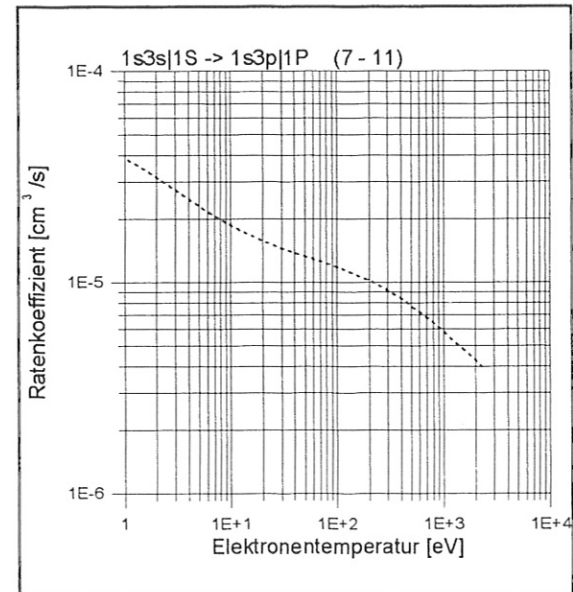
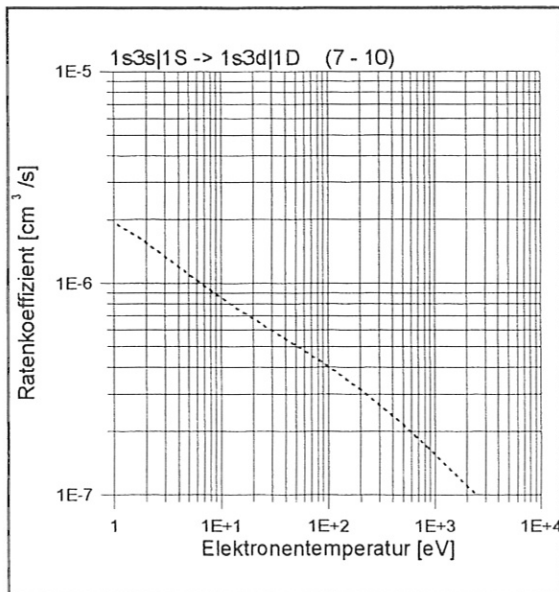
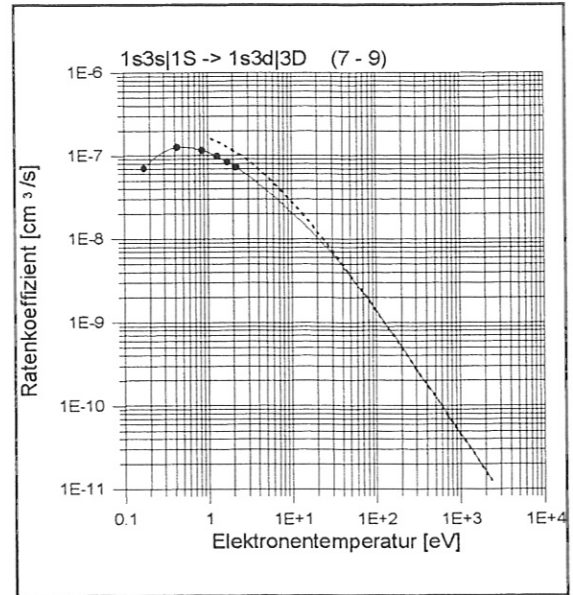
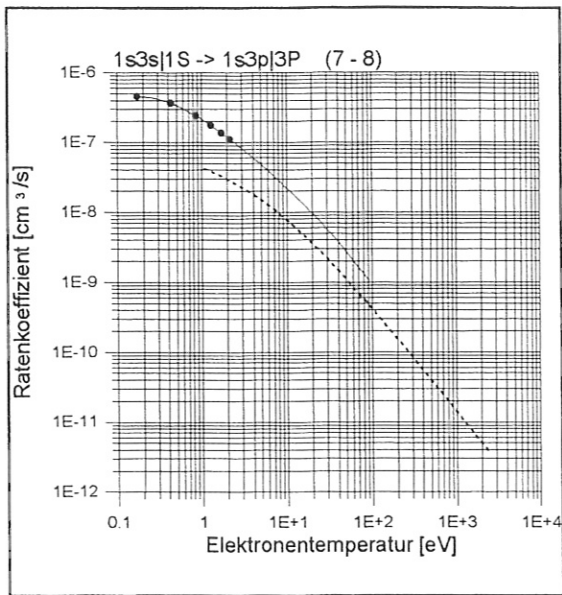


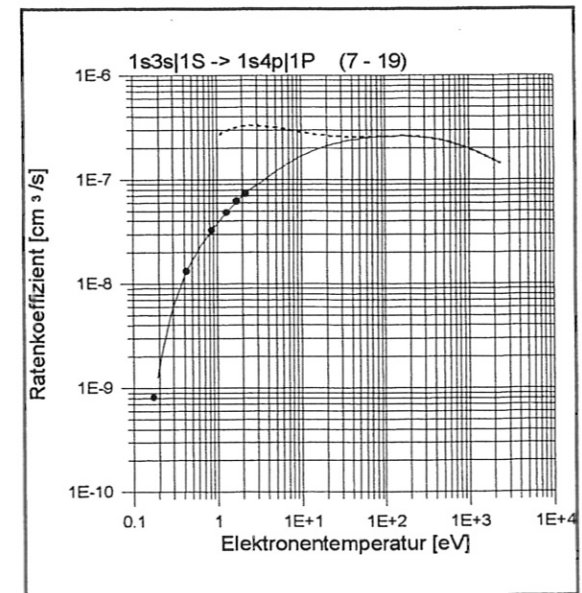
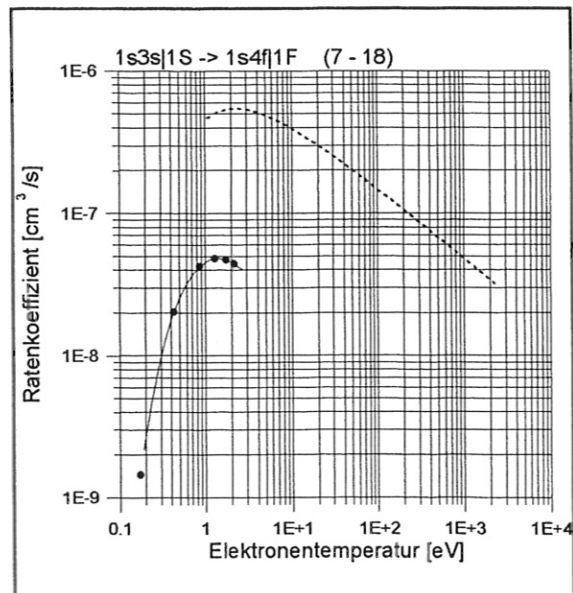
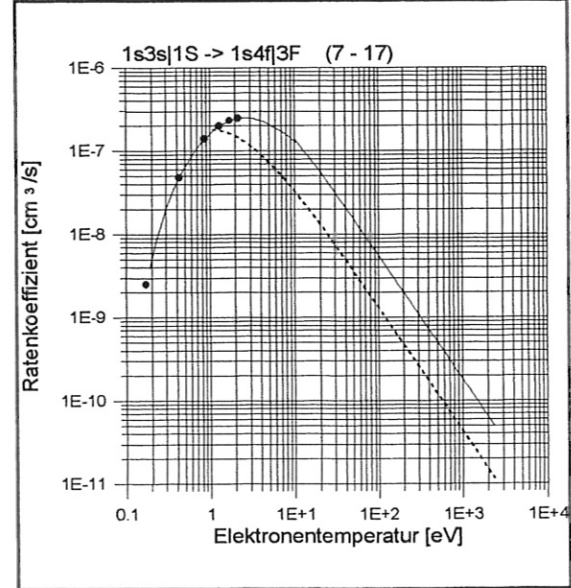
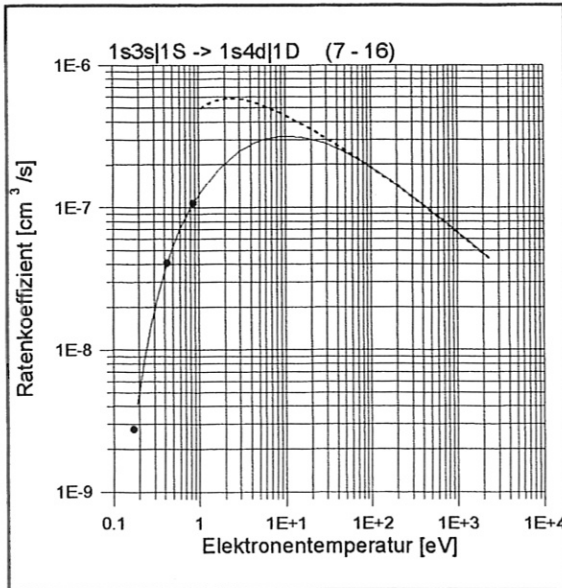
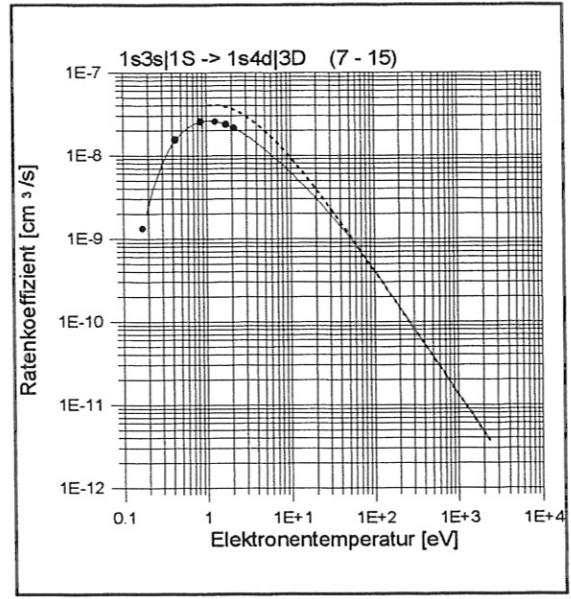
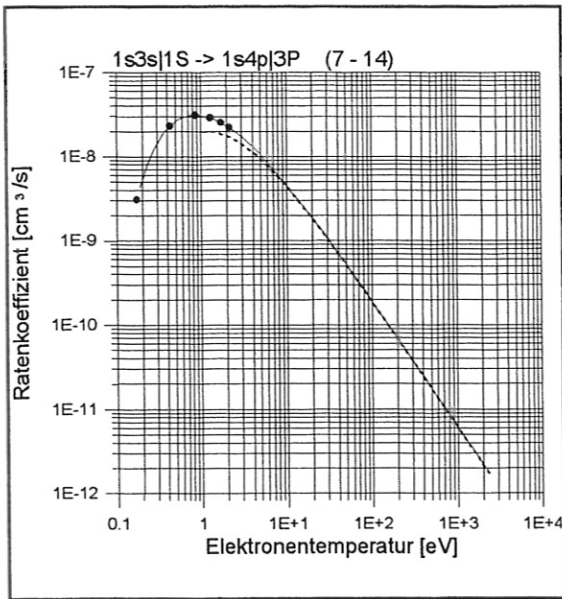


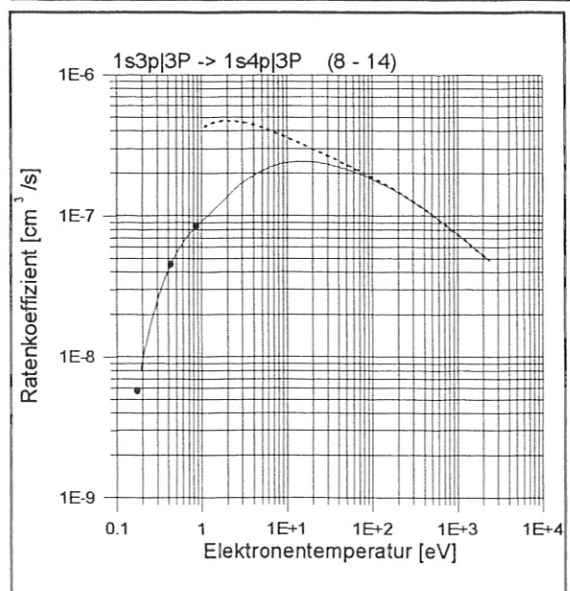
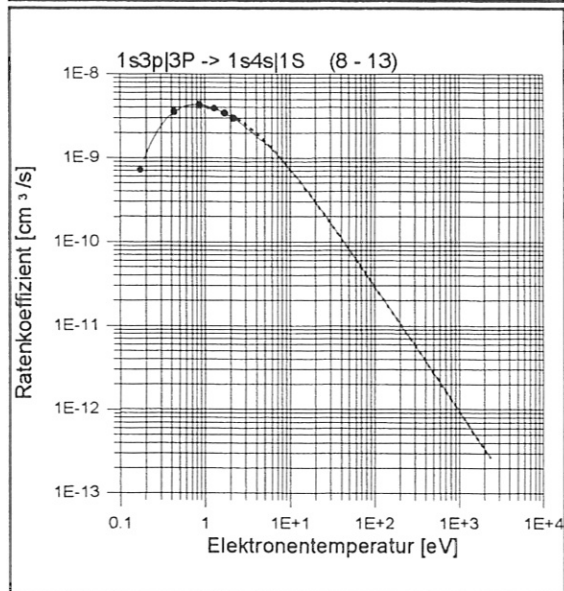
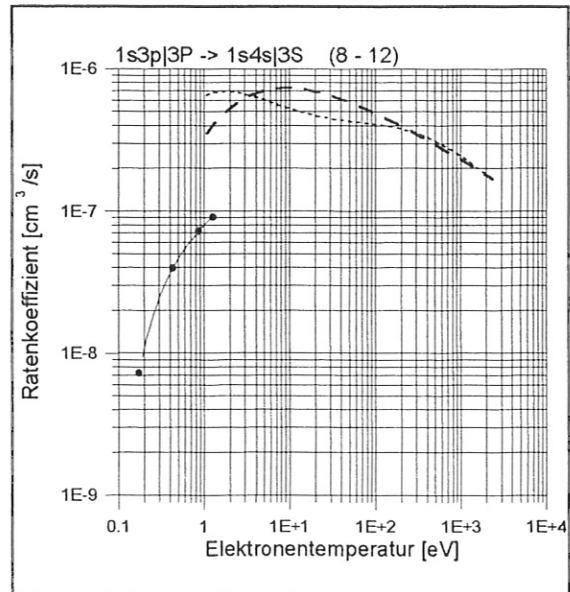
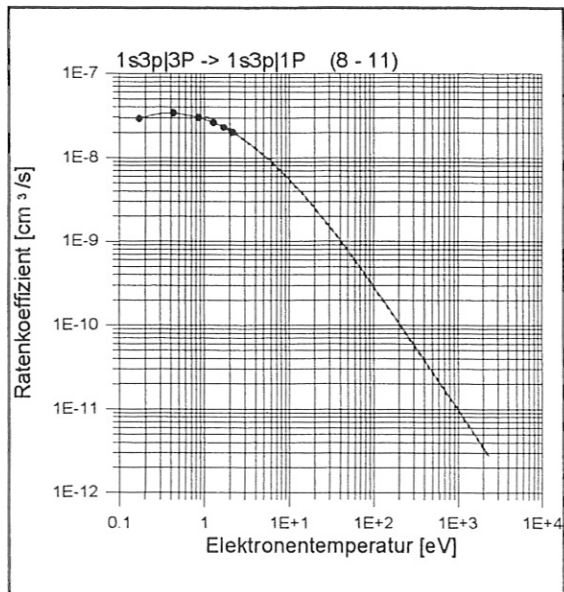
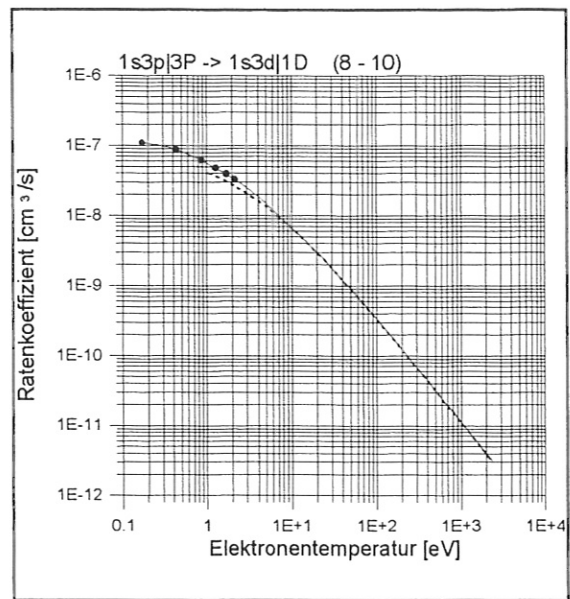
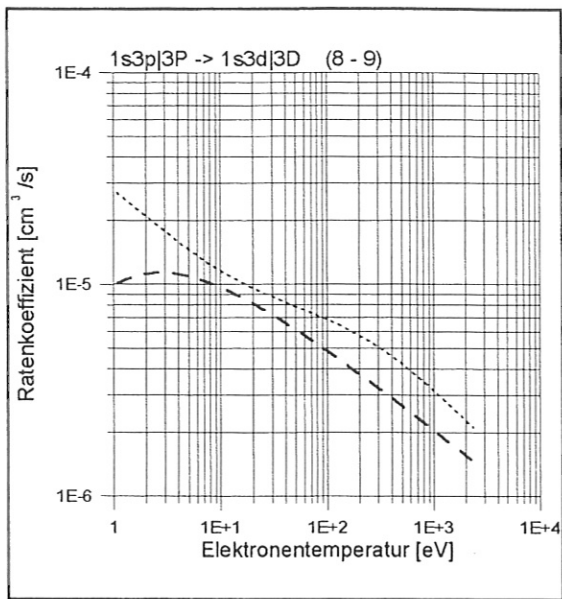


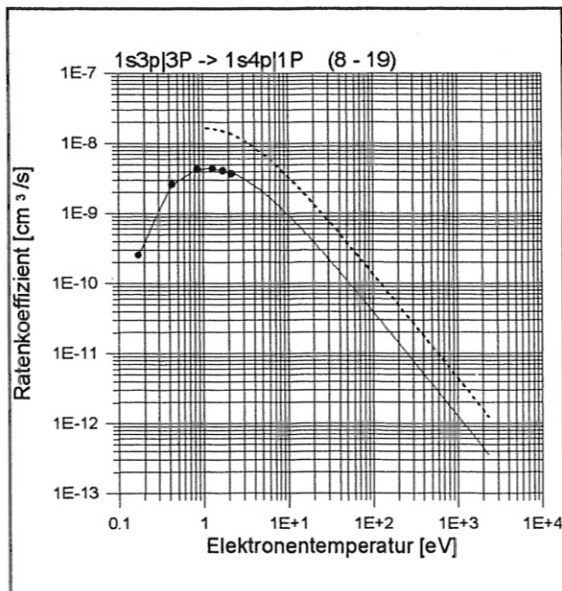
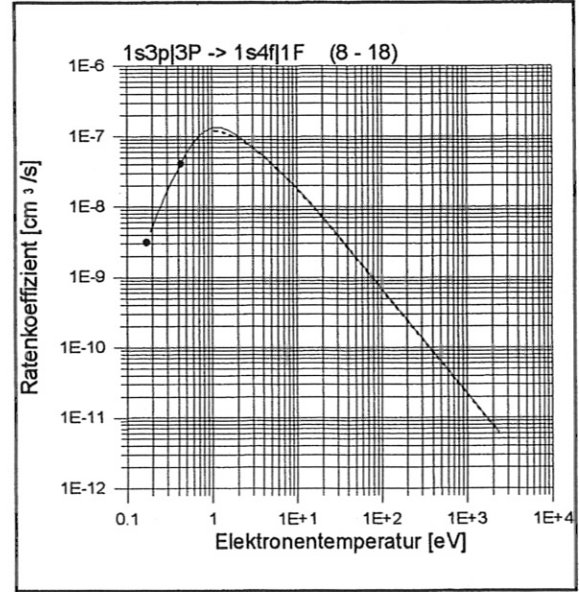
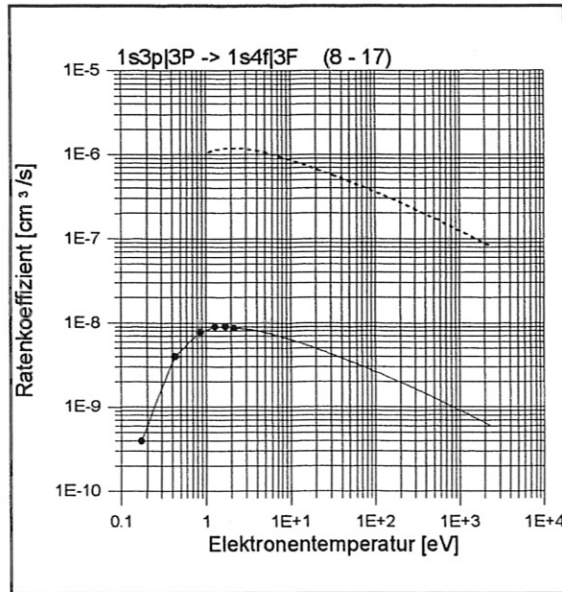
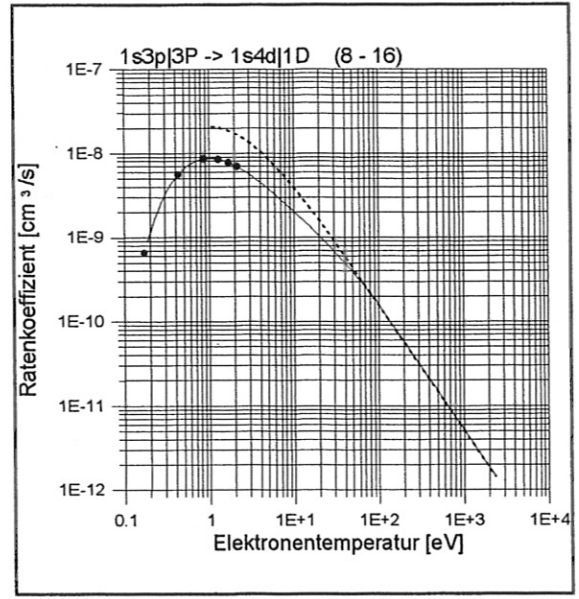
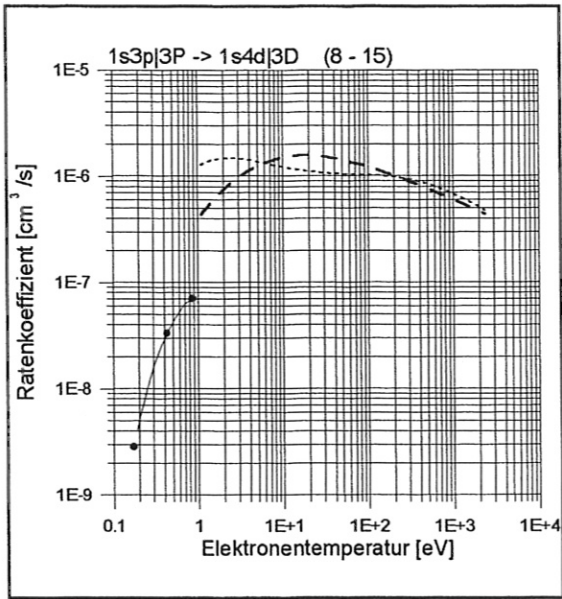


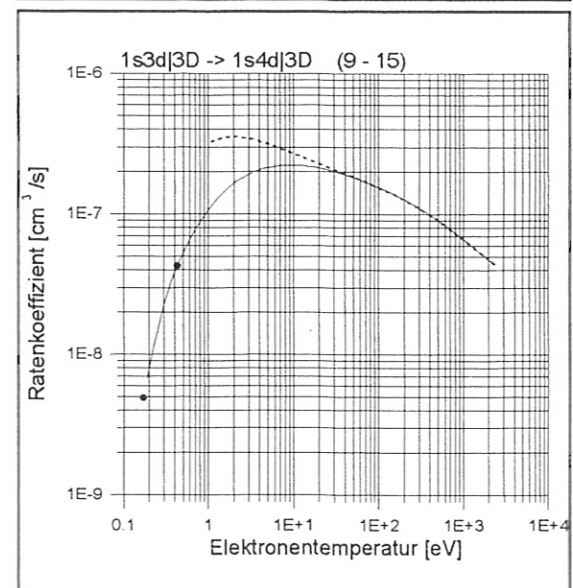
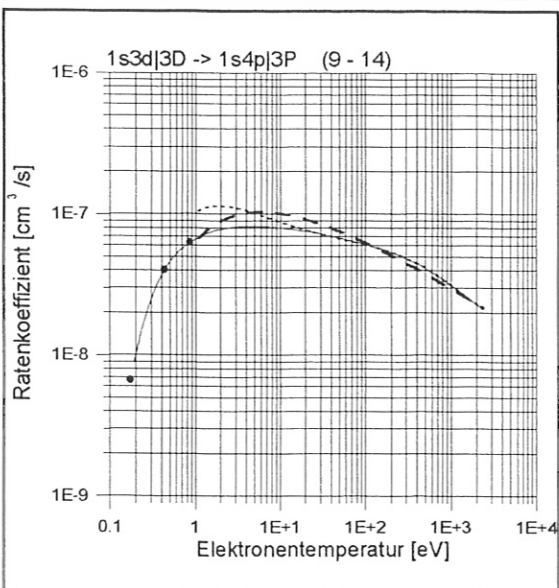
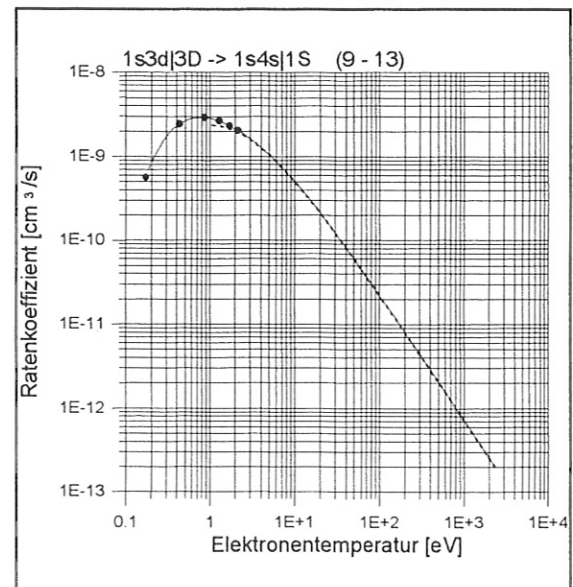
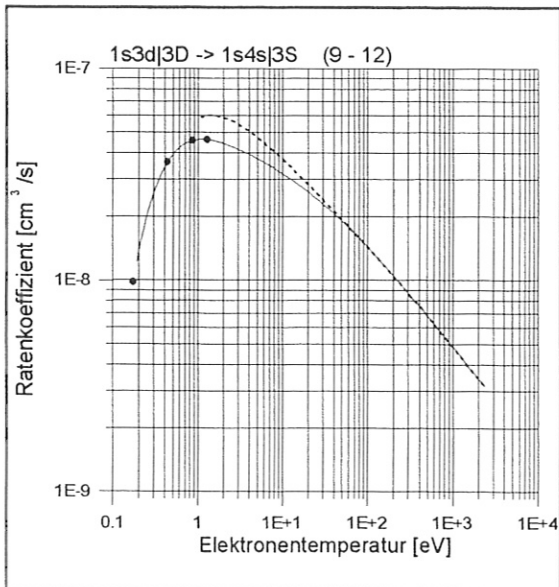
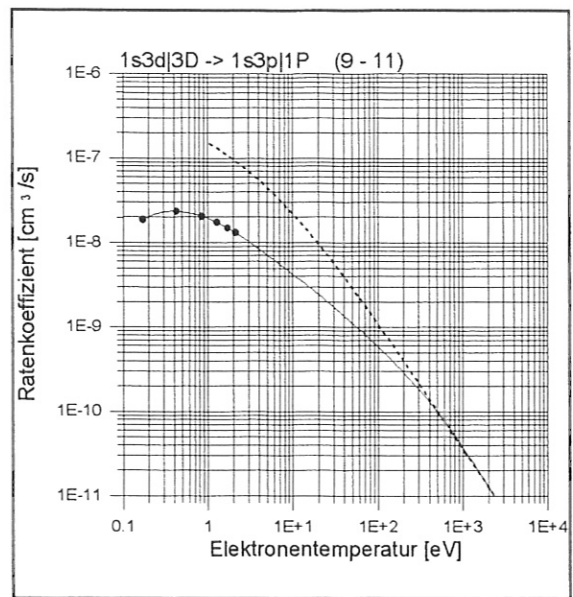
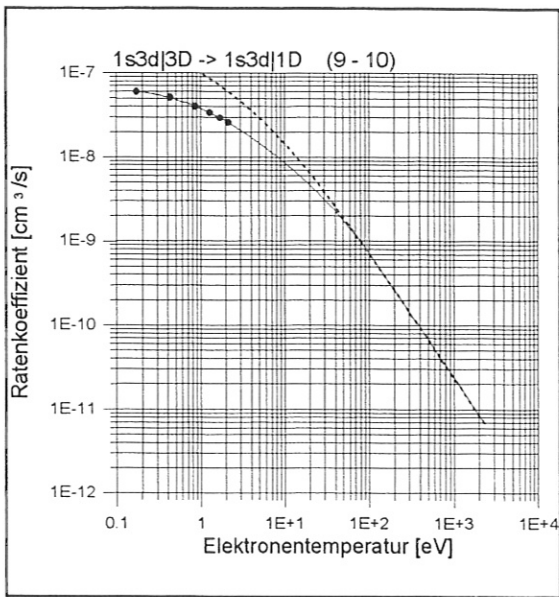


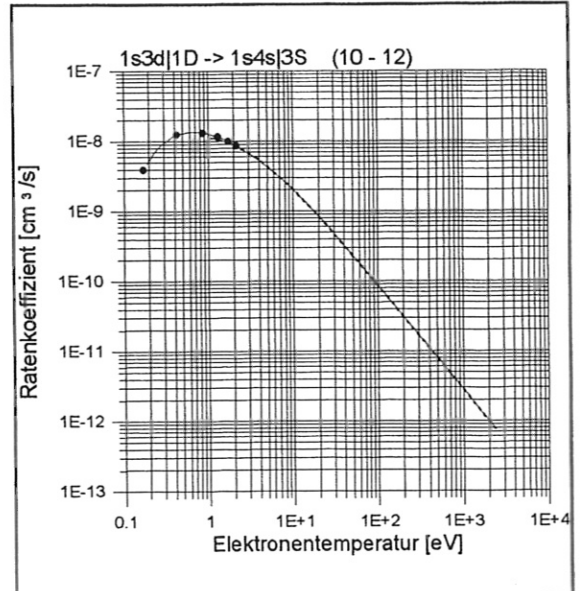
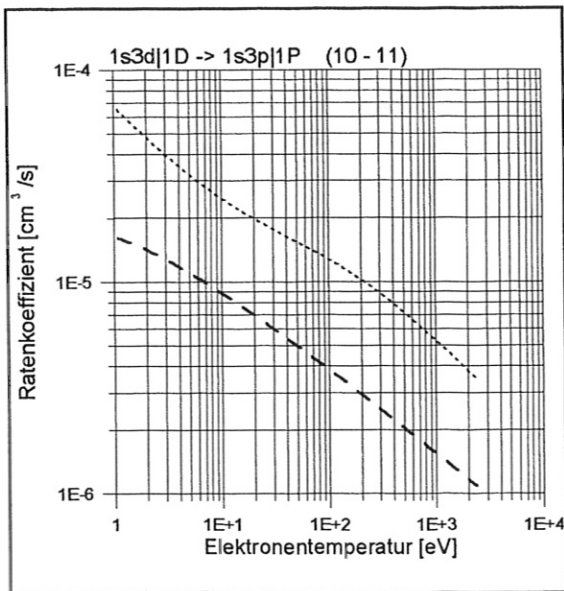
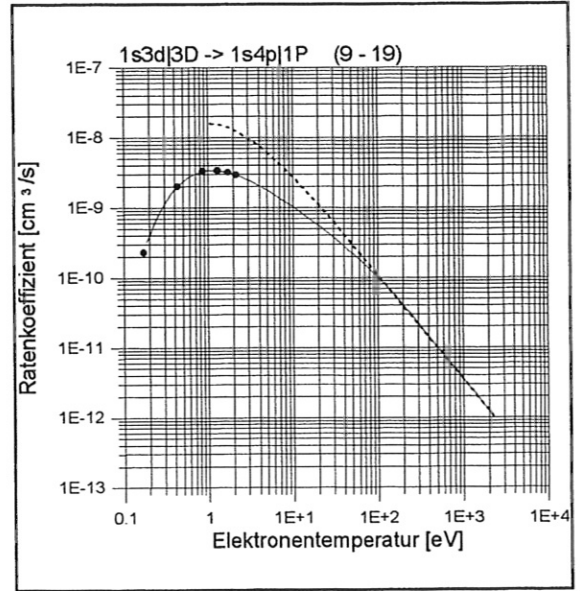
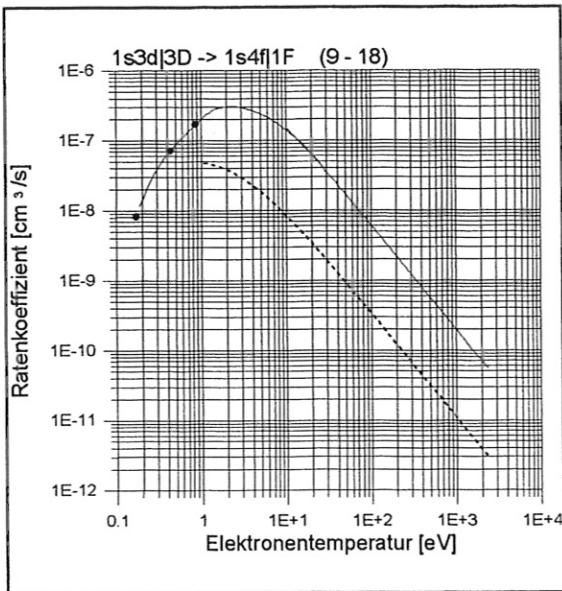
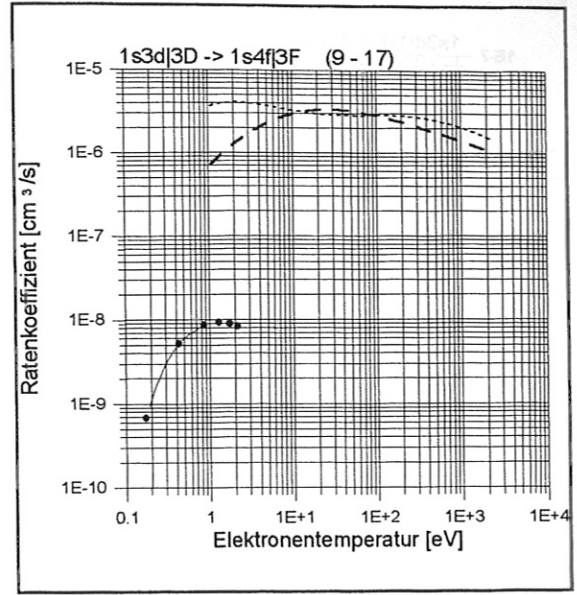
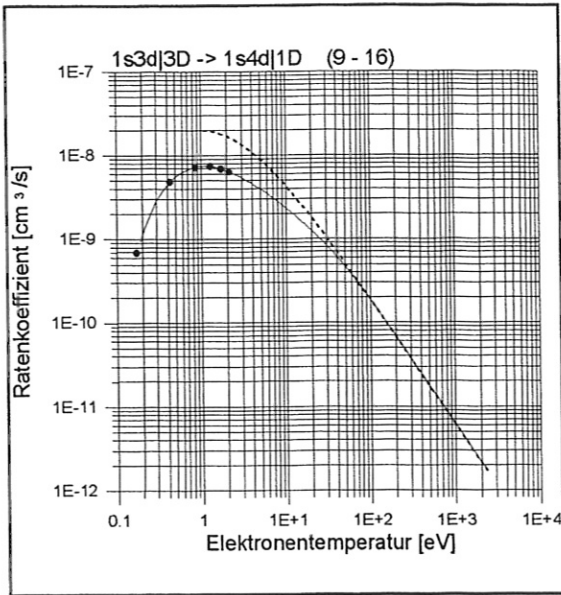


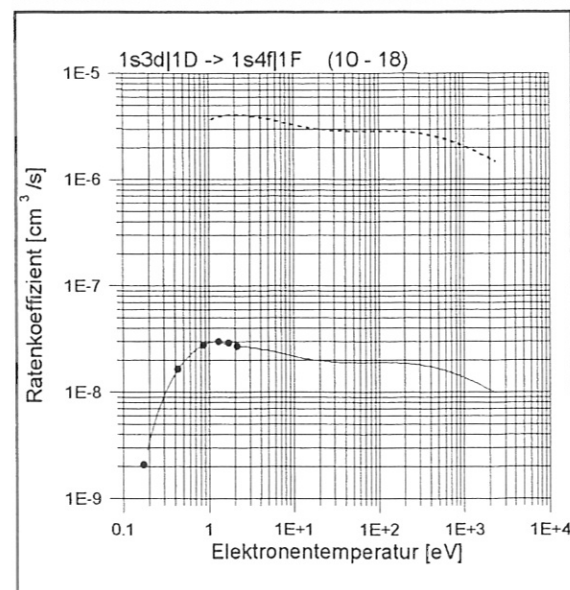
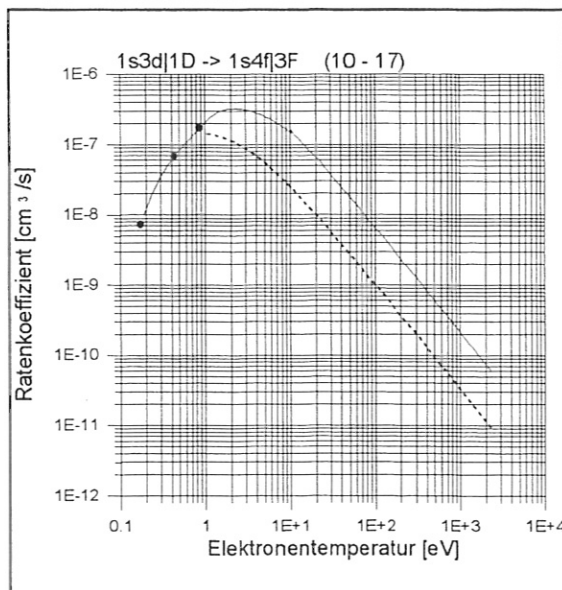
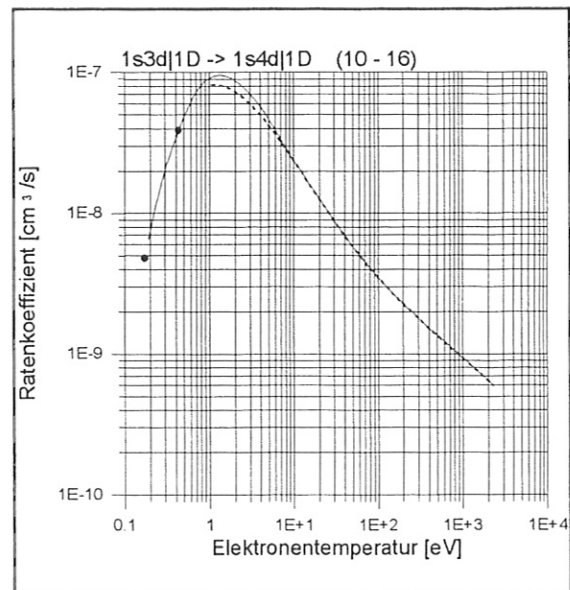
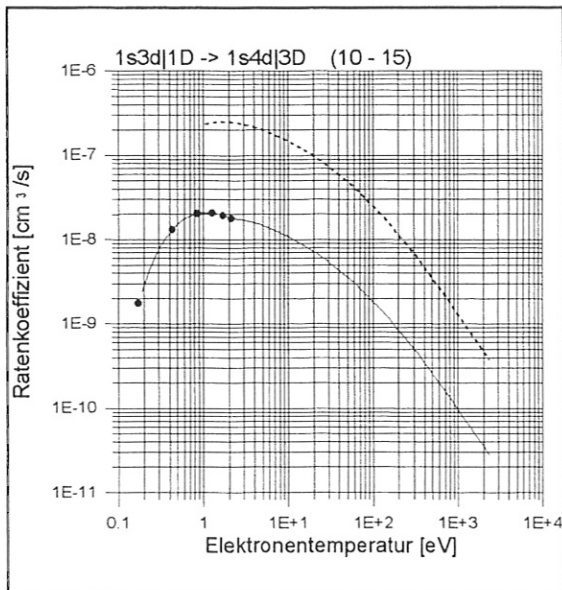
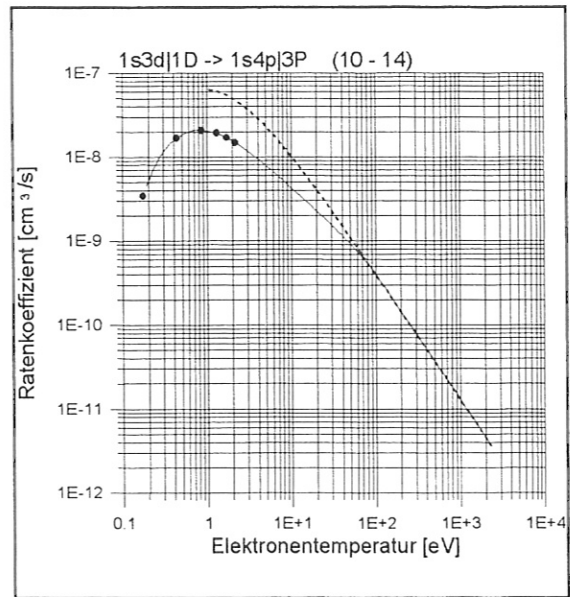
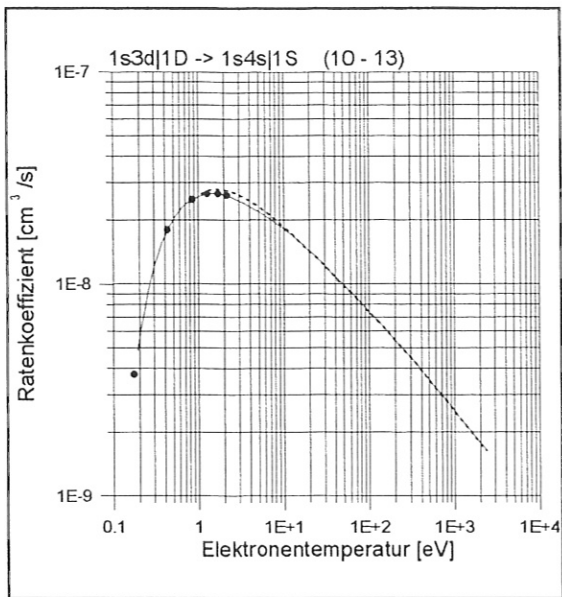


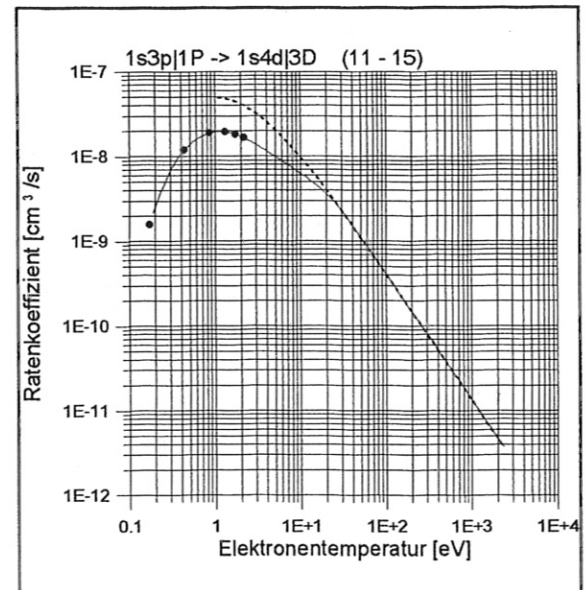
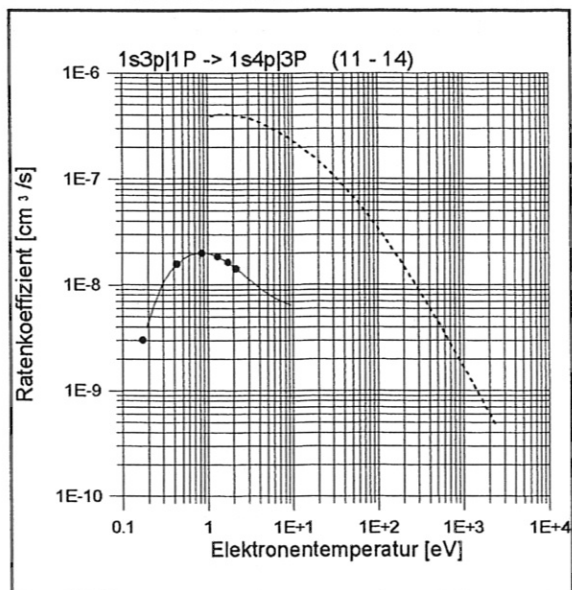
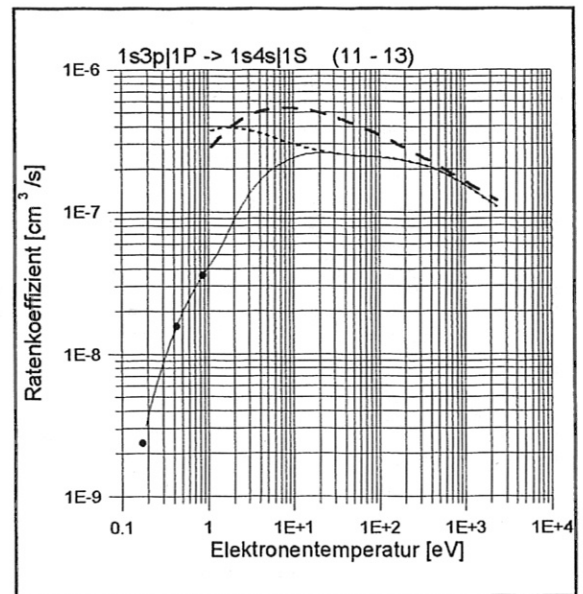
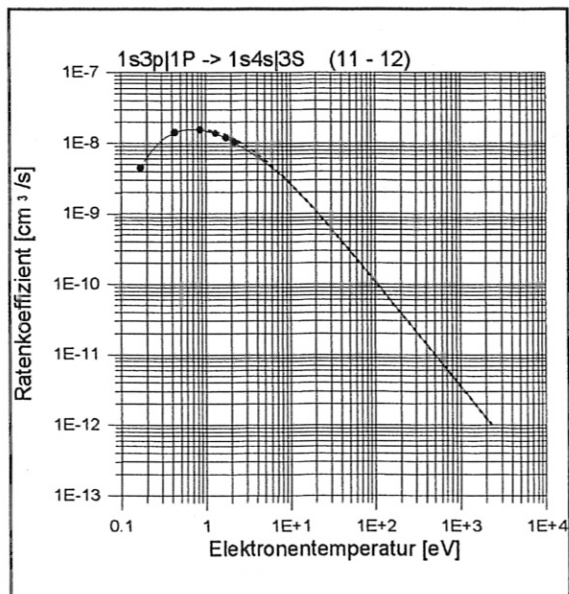
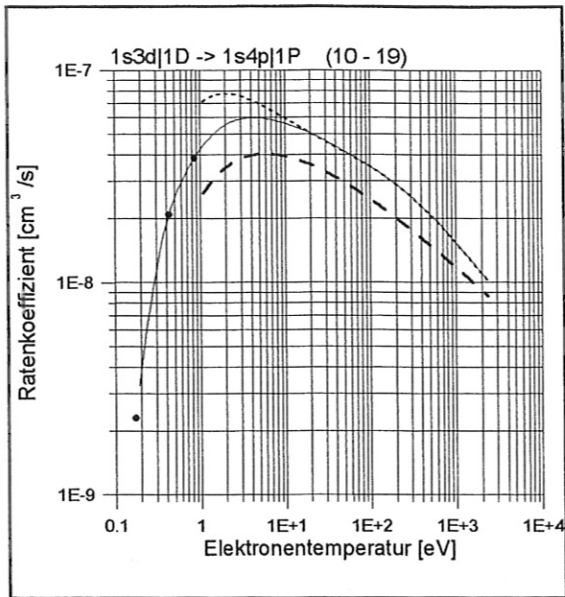


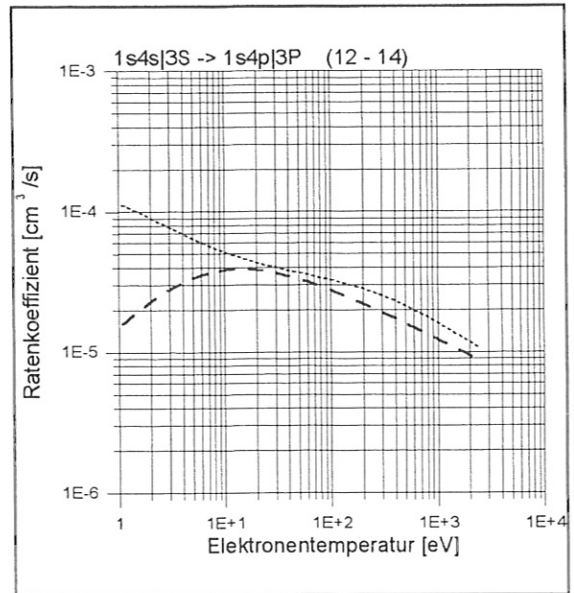
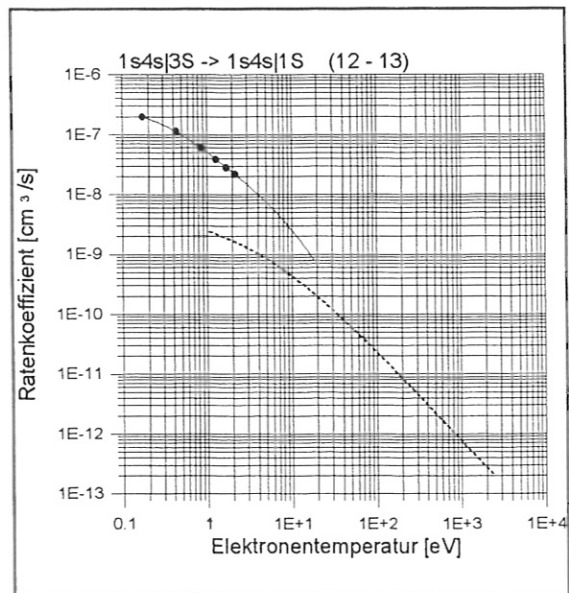
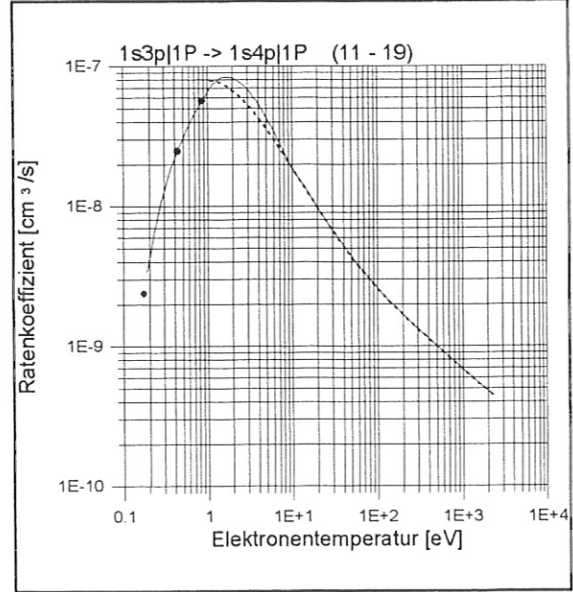
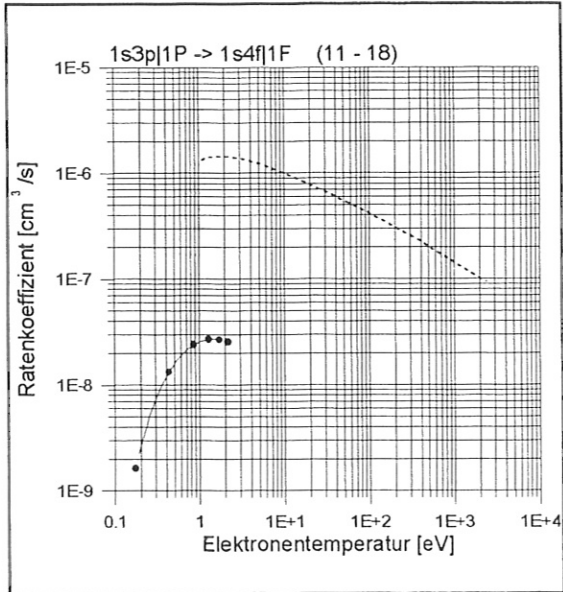
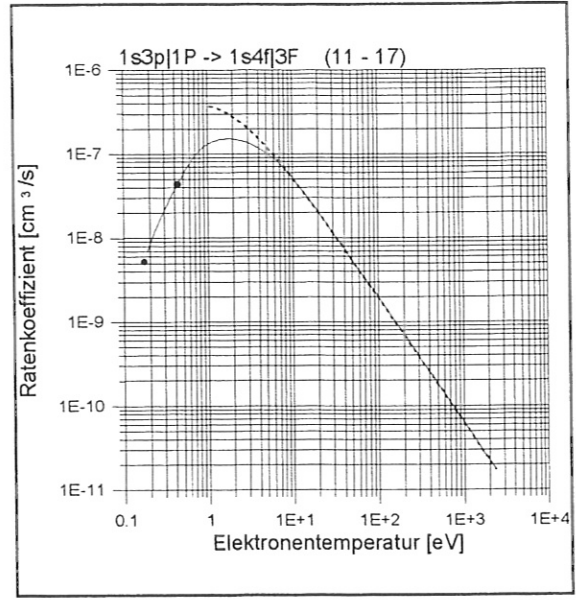
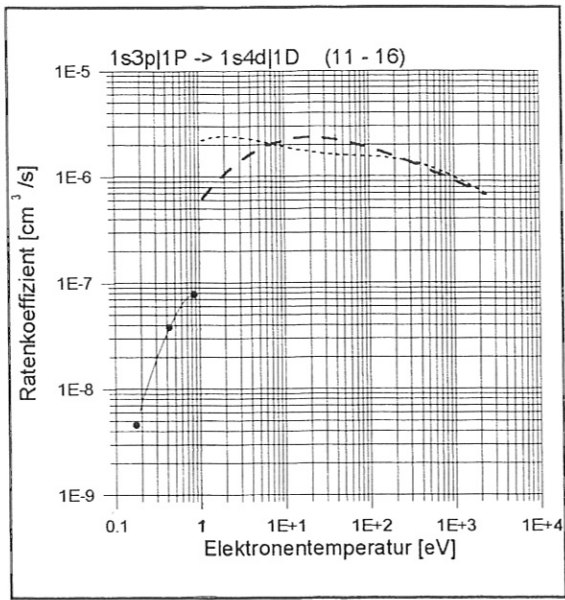


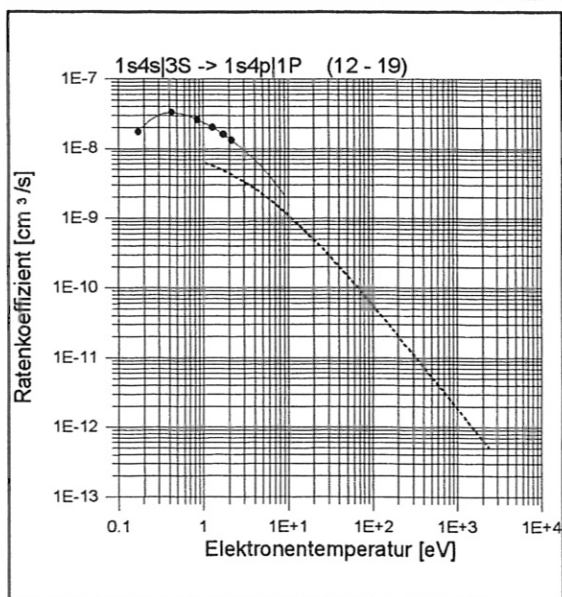
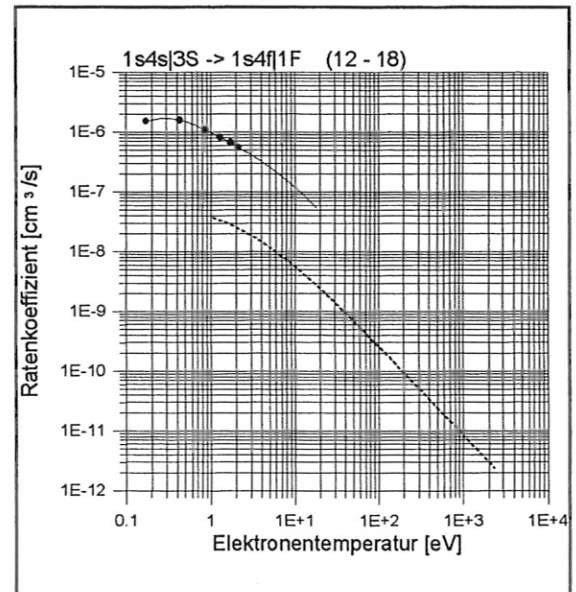
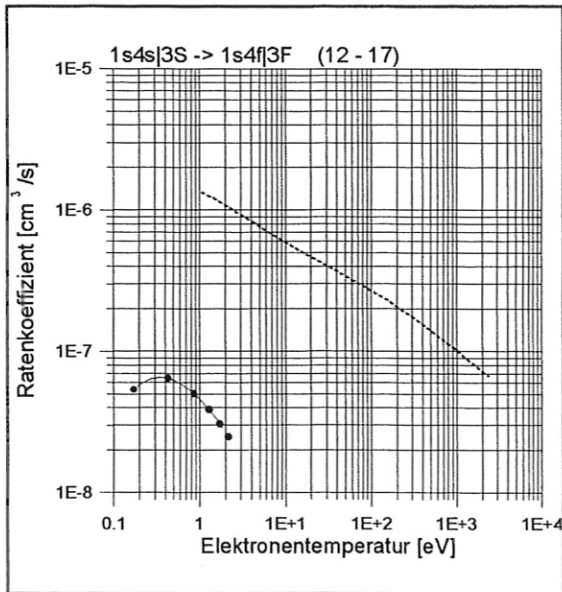
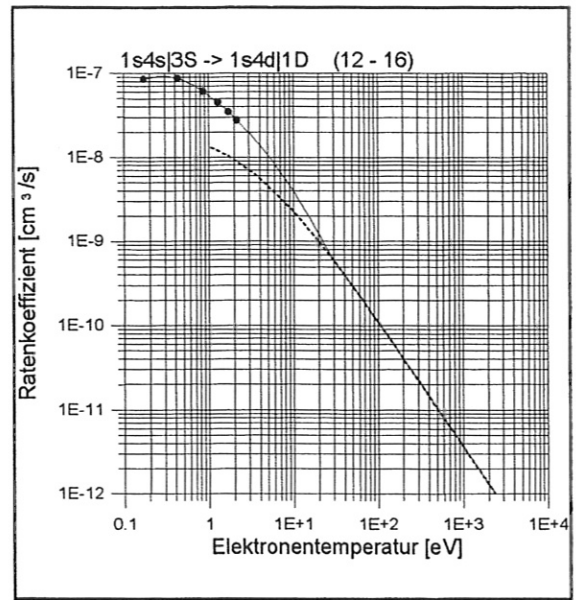
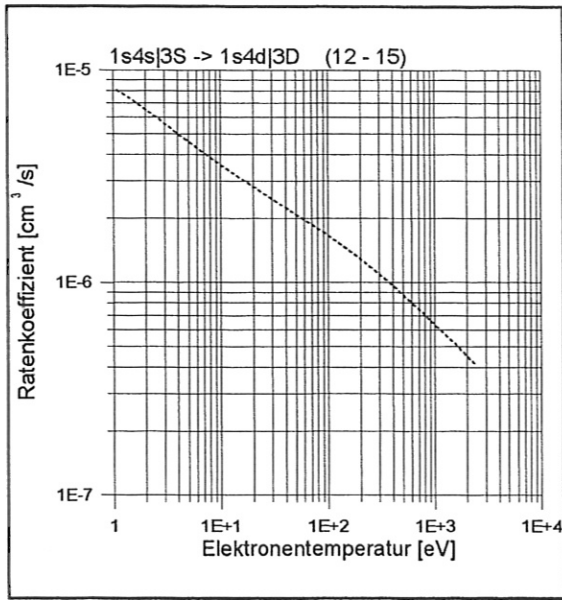


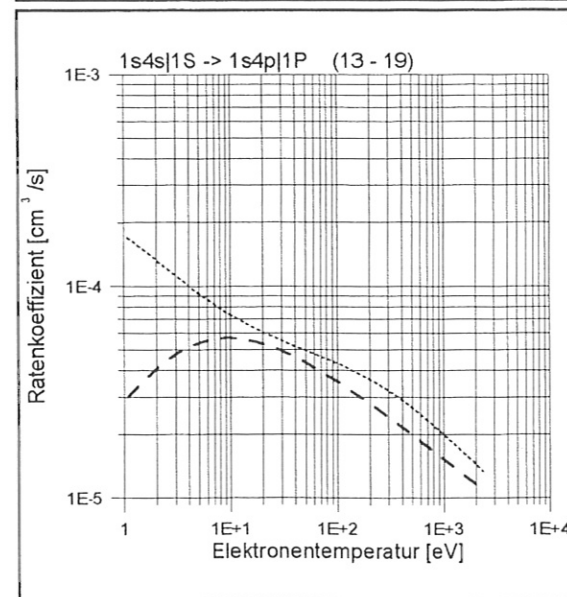
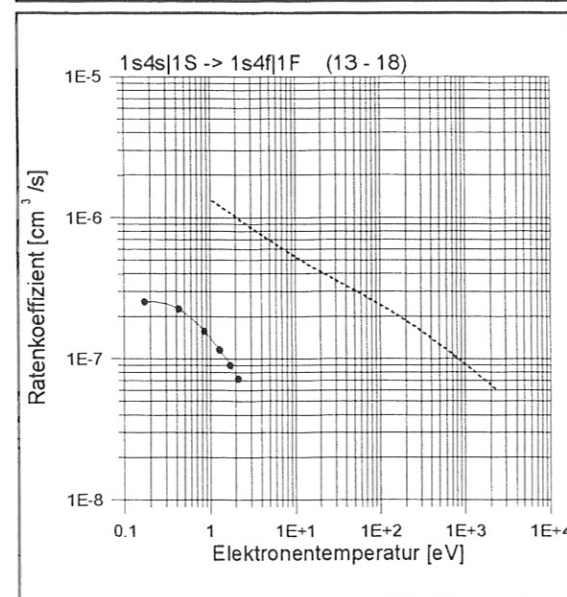
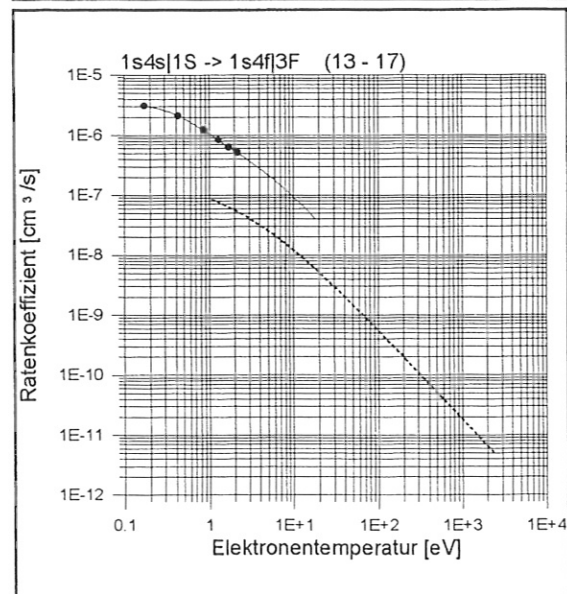
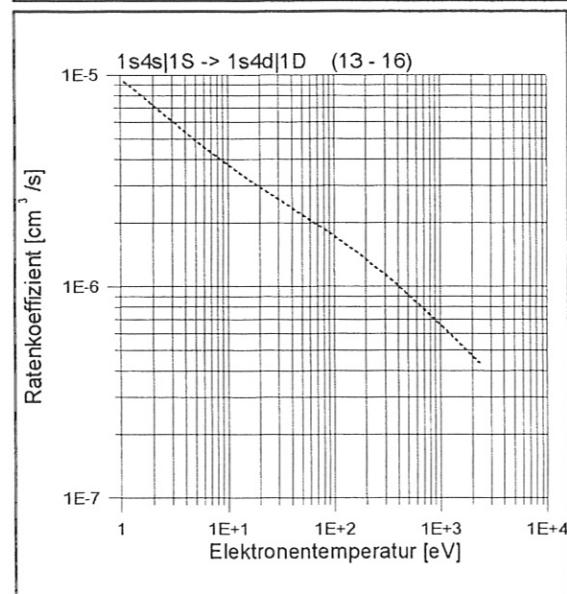
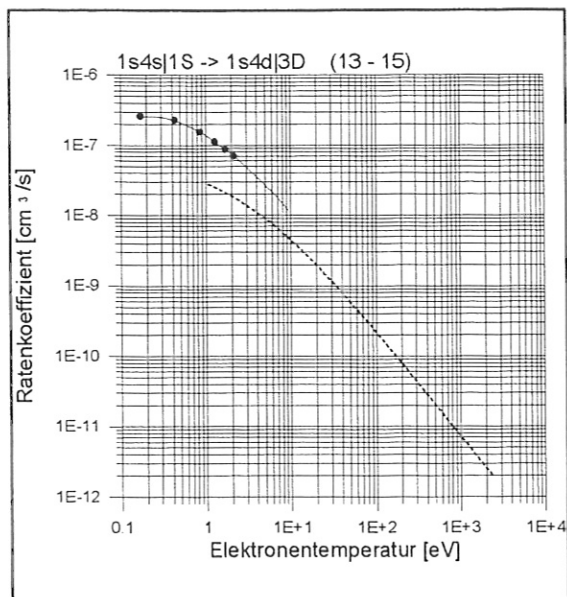
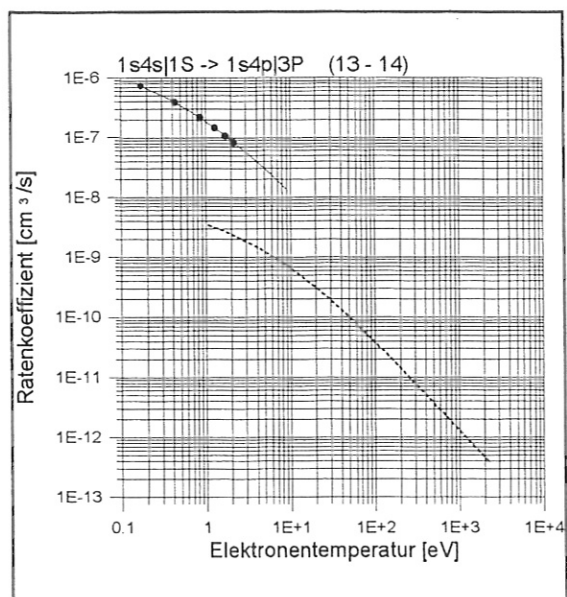


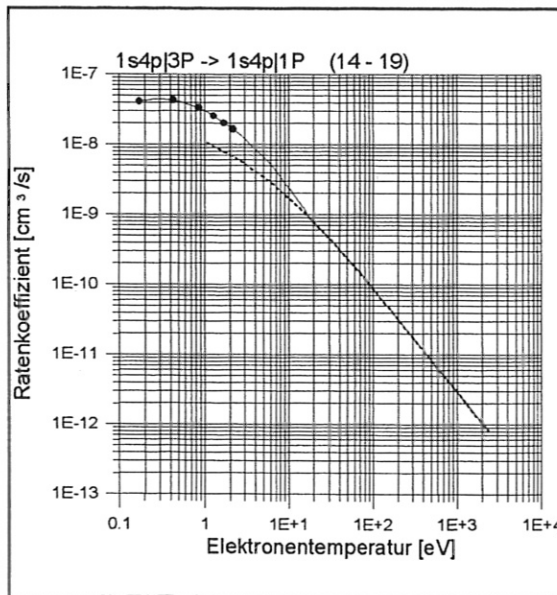
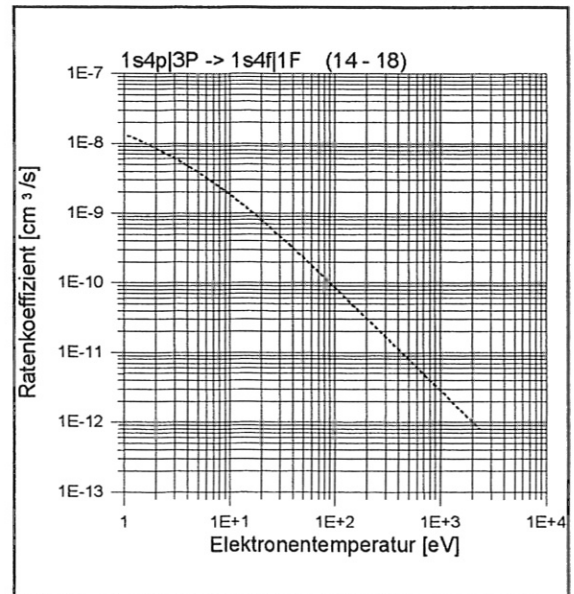
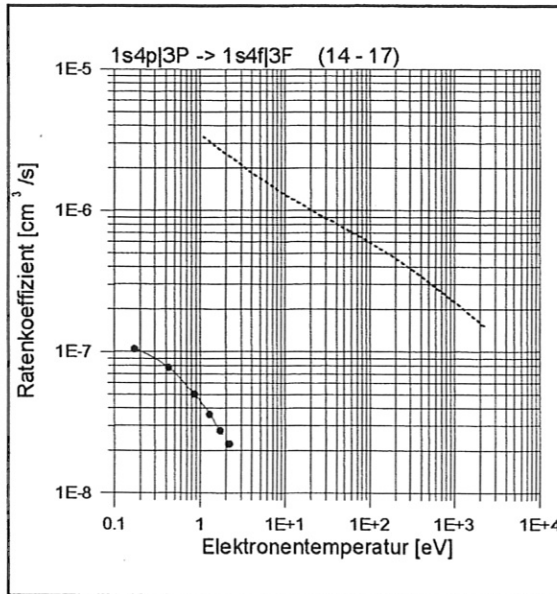
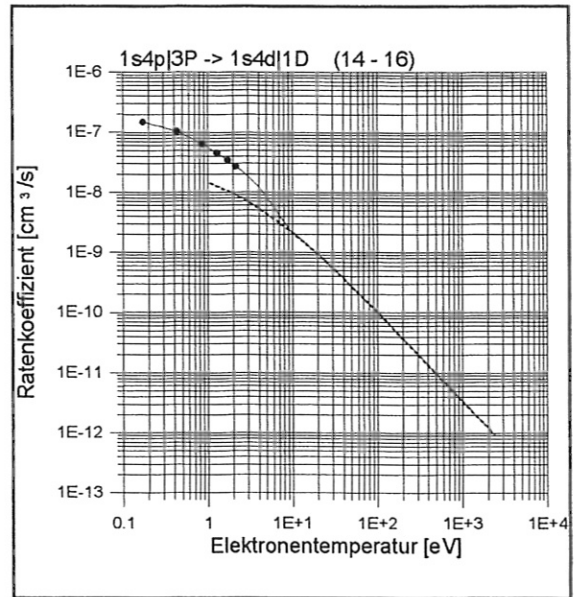
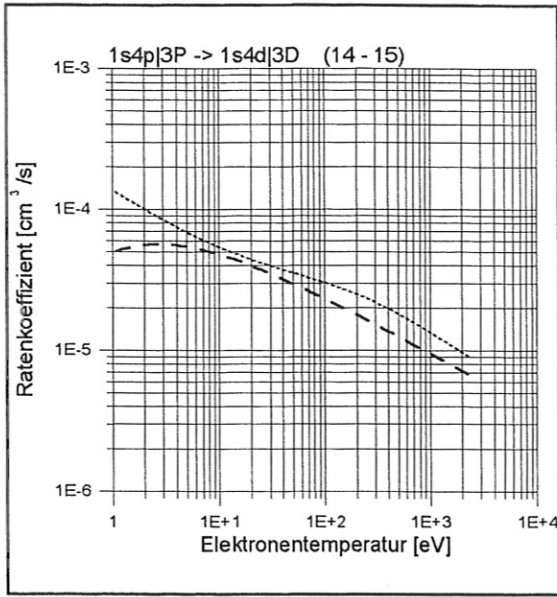


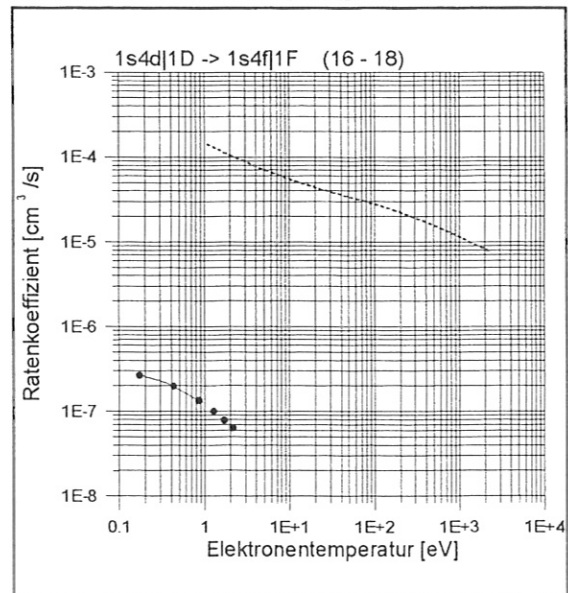
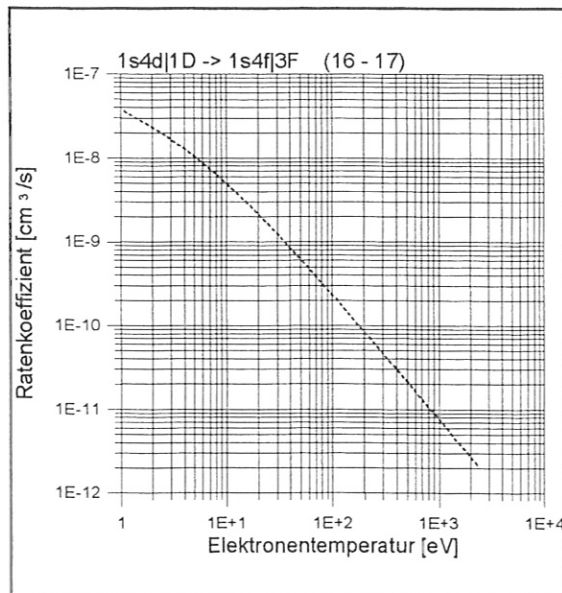
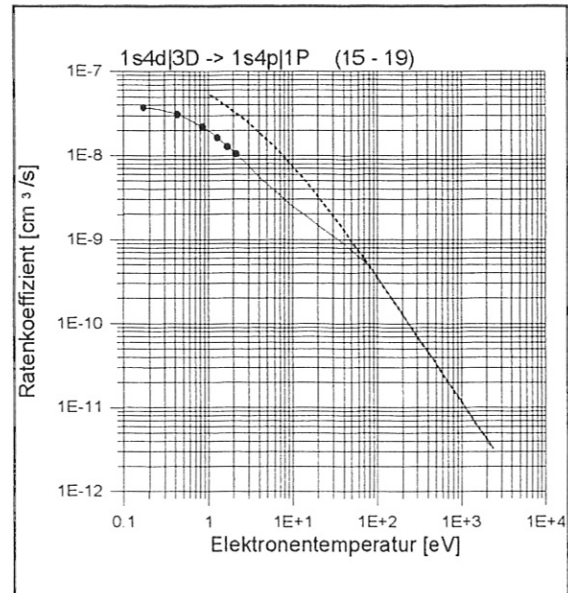
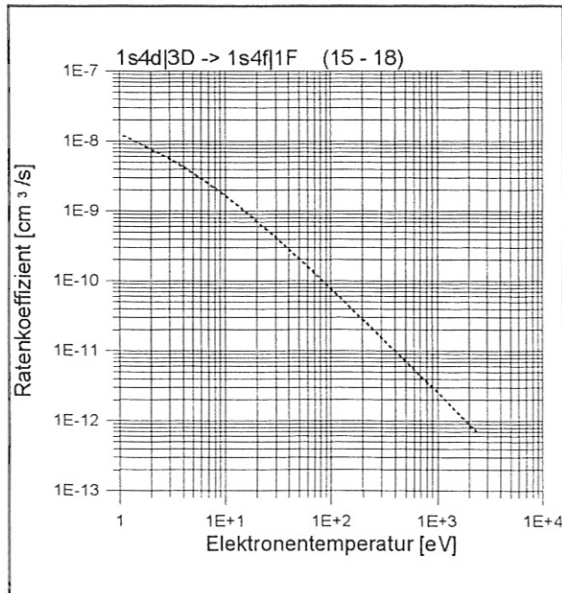
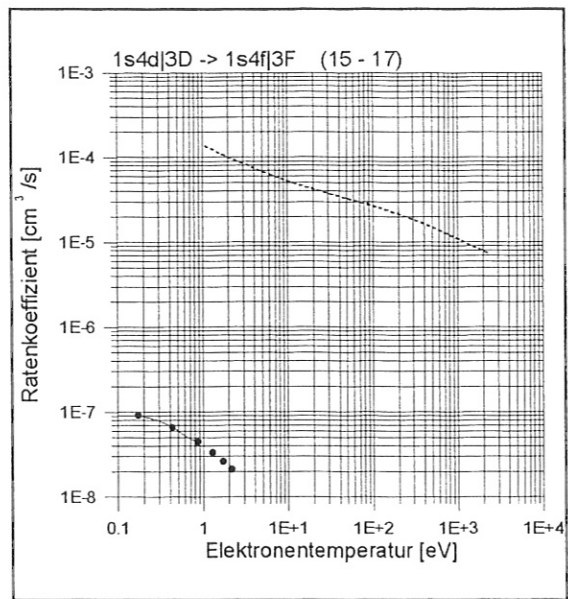
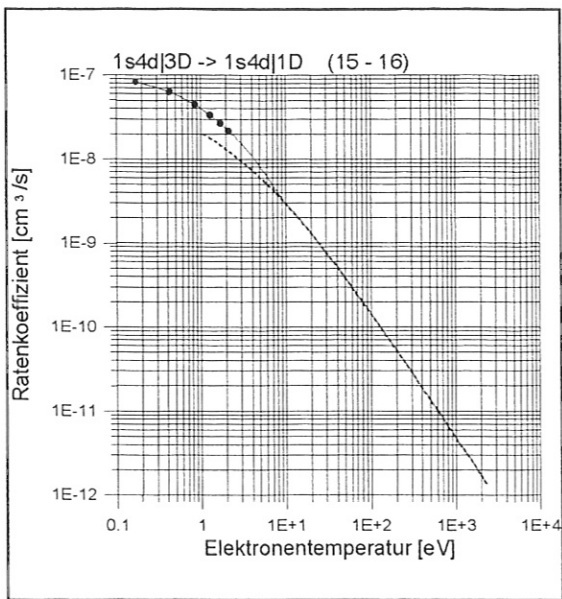












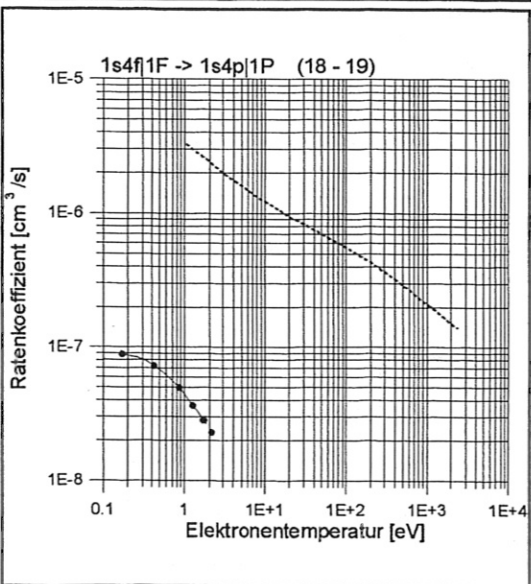
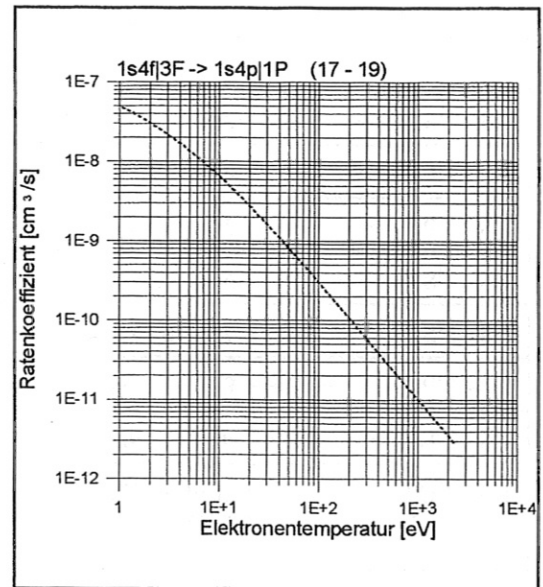
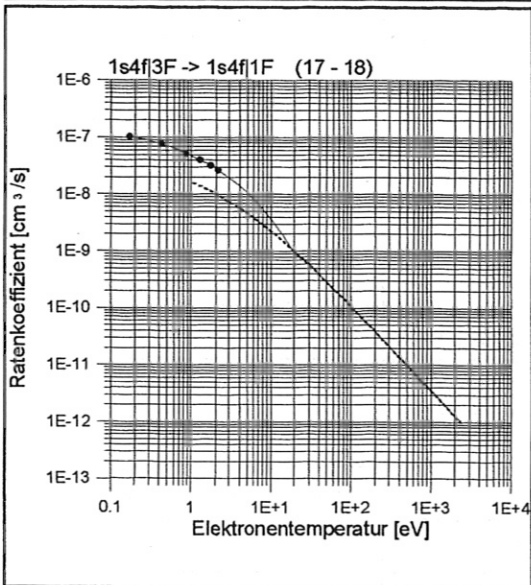
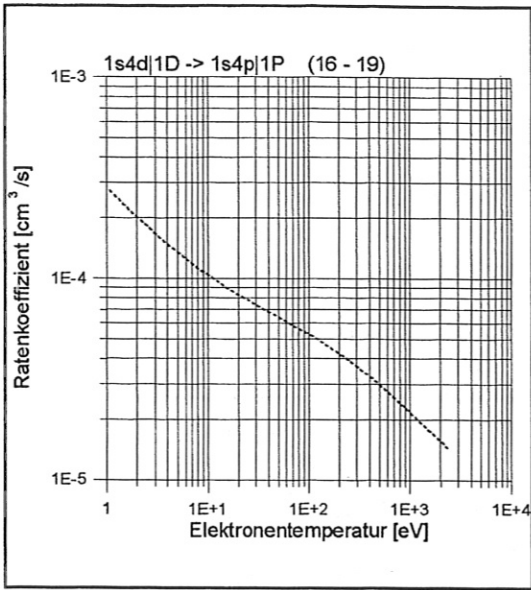


Tabelle A.3:

Übersichtstabelle zum Interpolationsverfahren zwischen den R-Matrix-Rechnungen [Ber93] und den Abramov-Daten [Abr87] (Bornsche Näherung) unter Angabe der Abweichungen beider Datensätze voneinander bei einer Elektronentemperatur von $T_e = 3 \text{ eV}$ und der minimalen Temperatur, oberhalb derer die Abramov-Daten in den interpolierten Datensatz einbezogen wurden. Die Wellenlängen der durch den entsprechenden Ratenkoeffizienten stark beeinflussten Emissionslinien sind in der letzten Spalte angegeben (hierbei wurde der entsprechende Ratenkoeffizient um den Faktor $\gamma_{kj}^{\text{interpol}} / \gamma_{kj}[\text{Abr87}]$ verkleinert, $T_e = 10 \text{ eV}$, $n_e = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$)

Übergang k -> j	k	j	$\gamma_{kj}[\text{Abr87}] / \gamma_{kj}[\text{Ber93}]$ $T_e = 3 \text{ eV}$	T_e^{min} [eV]	$\gamma_{kj}[\text{Abr87}] / \gamma_{kj}^{\text{interpol}}$ $T_e = 10 \text{ eV}$	Durch Halbierung der entsprechenden Rate stark beeinflusste Linien λ_{kj} , [nm] in Klammern: $\Delta I_{kj} / I_{kj}$
1 ¹ S - 2 ³ S	1	2	1.044E+0000	5	1.001E+0000	
1 ¹ S - 2 ¹ S	1	3	1.025E+0000	2	1.073E+0000	
1 ¹ S - 2 ³ P	1	4	9.936E-0001	10	1.000E+0000	
1 ¹ S - 2 ¹ P	1	5	1.047E+0000	10	9.999E-0001	
1 ¹ S - 3 ³ S	1	6	2.990E-0001	20	6.818E-0001	
1 ¹ S - 3 ¹ S	1	7	8.524E-0001	10	1.000E+0000	
1 ¹ S - 3 ³ P	1	8	1.218E+0000	10	1.001E+0000	
1 ¹ S - 3 ³ D	1	9	1.592E-0001	-	2.274E-0001	
1 ¹ S - 3 ¹ D	1	10	1.507E-0001	800	2.663E-0001	668 (0.3)
1 ¹ S - 3 ¹ P	1	11	2.061E+0000	20	1.001E+0000	
1 ¹ S - 4 ³ S	1	12	2.105E-0001	300	4.240E-0001	471 (0.2)
1 ¹ S - 4 ¹ S	1	13	6.614E-0001	10	9.492E-0001	
1 ¹ S - 4 ³ P	1	14	8.897E-0001	20	1.000E+0000	
1 ¹ S - 4 ³ D	1	15	1.151E-0001	-	1.612E-0001	
1 ¹ S - 4 ¹ D	1	16	9.471E-0002	700	1.751E-0001	492 (0.3)
1 ¹ S - 4 ³ F	1	17	3.149E-0003	-	5.494E-0003	
1 ¹ S - 4 ¹ F	1	18	8.807E-0003	-	2.572E-0002	
1 ¹ S - 4 ¹ P	1	19	1.217E+0000	50	1.000E+0000	
2 ³ S - 2 ¹ S	2	3	7.776E-0001	10	9.987E-0001	
2 ³ S - 2 ³ P	2	4	2.012E+0000	20	1.001E+0000	
2 ³ S - 2 ¹ P	2	5	2.229E+0000	20	1.788E+0000	

Übergang k -> j	k	j	$\gamma_{kj}[\text{Abr87}] / \gamma_{kj}[\text{Ber93}]$ $T_e = 3 \text{ eV}$	T_e^{min} [eV]	$\gamma_{kj}[\text{Abr87}] / \gamma_{kj}^{\text{interpol}}$ $T_e = 10 \text{ eV}$	Durch Halbierung der entsprechenden Rate stark beeinflusste Linien λ_{kj} , [nm] in Klammern: $\Delta I_{kj} / I_{kj}$
2 ³ S - 3 ³ S	2	6	1.587E+0000	20	1.001E+0000	
2 ³ S - 3 ¹ S	2	7	1.275E+0000	20	1.001E+0000	
2 ³ S - 3 ³ P	2	8	8.578E-0001	10	1.000E+0000	
2 ³ S - 3 ³ D	2	9	2.002E+0000	50	1.203E+0000	
2 ³ S - 3 ¹ D	2	10	5.617E+0000	100	3.354E+0000	668 (-0.2)
2 ³ S - 3 ¹ P	2	11	2.493E+0000	50	1.903E+0000	
2 ³ S - 4 ³ S	2	12	9.746E-0001	5	1.000E+0000	
2 ³ S - 4 ¹ S	2	13	1.145E+0000	10	1.000E+0000	
2 ³ S - 4 ³ P	2	14	5.594E-0001	50	8.190E-0001	
2 ³ S - 4 ³ D	2	15	1.277E+0000	10	1.001E+0000	
2 ³ S - 4 ¹ D	2	16	4.234E+0000	50	2.289E+0000	
2 ³ S - 4 ³ F	2	17	7.161E+0000	700	4.152E+0000	
2 ³ S - 4 ¹ F	2	18	3.886E-0001	-	1.764E-0001	
2 ³ S - 4 ¹ P	2	19	1.908E+0000	20	1.218E+0000	
2 ¹ S - 2 ³ P	3	4	1.493E+0000	10	1.001E+0000	
2 ¹ S - 2 ¹ P	3	5	2.923E+0000	10	1.065E+0000	
2 ¹ S - 3 ³ S	3	6	4.757E+0000	-	9.532E+0000	
2 ¹ S - 3 ¹ S	3	7	3.456E-0001	-	2.149E-0001	
2 ¹ S - 3 ³ P	3	8	1.581E+0000	50	1.389E+0000	
2 ¹ S - 3 ³ D	3	9	6.858E+0000	50	3.688E+0000	
2 ¹ S - 3 ¹ D	3	10	2.313E+0000	30	1.243E+0000	
2 ¹ S - 3 ¹ P	3	11	3.228E+0000	30	1.343E+0000	
2 ¹ S - 4 ³ S	3	12	2.241E+0000	-	3.651E+0000	
2 ¹ S - 4 ¹ S	3	13	4.518E-0001	-	2.721E-0001	
2 ¹ S - 4 ³ P	3	14	1.596E+0000	20	1.240E+0000	
2 ¹ S - 4 ³ D	3	15	5.645E+0000	50	2.511E+0000	
2 ¹ S - 4 ¹ D	3	16	1.468E+0000	20	1.066E+0000	
2 ¹ S - 4 ³ F	3	17	1.526E+0000	10	9.999E-0001	
2 ¹ S - 4 ¹ F	3	18	3.654E+0000	1000	3.500E+0000	

Übergang k -> j	k	j	$\gamma_{kj}[\text{Abr87}] / \gamma_{kj}[\text{Ber93}]$ $T_e = 3 \text{ eV}$	T_e^{min} [eV]	$\gamma_{kj}[\text{Abr87}] / \gamma_{kj}^{\text{interpol}}$ $T_e = 10 \text{ eV}$	Durch Halbierung der entsprechenden Rate stark beeinflusste Linien λ_{kj} , [nm] in Klammern: $\Delta I_{kj} / I_{kj}$
2 ¹ S - 4 ¹ P	3	19	1.490E+0000	10	1.001E+0000	
2 ³ P - 2 ¹ P	4	5	1.609E+0000	10	1.001E+0000	
2 ³ P - 3 ³ S	4	6	2.299E+0000	30	1.268E+0000	
2 ³ P - 3 ¹ S	4	7	1.512E+0000	50	1.333E+0000	
2 ³ P - 3 ³ P	4	8	1.700E+0000	500	1.398E+0000	
2 ³ P - 3 ³ D	4	9	5.428E+0000	50	1.388E+0000	
2 ³ P - 3 ¹ D	4	10	5.274E+0000	20	2.013E+0000	
2 ³ P - 3 ¹ P	4	11	1.976E+0000	50	1.477E+0000	
2 ³ P - 4 ³ S	4	12	7.782E-0001	10	9.995E-0001	
2 ³ P - 4 ¹ S	4	13	1.210E+0000	10	1.001E+0000	
2 ³ P - 4 ³ P	4	14	1.048E+0000	5	1.006E+0000	
2 ³ P - 4 ³ D	4	15	2.991E+0000	10	1.148E+0000	
2 ³ P - 4 ¹ D	4	16	4.980E+0000	30	3.850E-0002	492 (0.3), 397 (0.1)
2 ³ P - 4 ³ F	4	17	2.599E+0001	-	4.970E+0000	
2 ³ P - 4 ¹ F	4	18	3.579E-0001	-	1.706E-0001	
2 ³ P - 4 ¹ P	4	19	2.125E+0000	20	1.244E+0000	
2 ¹ P - 3 ³ S	5	6	8.335E-0001	10	9.996E-0001	
2 ¹ P - 3 ¹ S	5	7	3.030E+0000	500	1.977E+0000	
2 ¹ P - 3 ³ P	5	8	5.980E+0000	-	8.897E+0000	
2 ¹ P - 3 ³ D	5	9	5.348E+0000	50	2.862E+0000	
2 ¹ P - 3 ¹ D	5	10	5.525E+0000	30	1.244E+0000	
2 ¹ P - 3 ¹ P	5	11	7.567E-0001	30	7.908E-0001	
2 ¹ P - 4 ³ S	5	12	6.742E-0001	10	9.981E-0001	
2 ¹ P - 4 ¹ S	5	13	7.891E-0001	30	9.234E-0001	
2 ¹ P - 4 ³ P	5	14	3.432E+0000	500	4.473E+0000	
2 ¹ P - 4 ³ D	5	15	5.125E+0000	50	2.378E+0000	
2 ¹ P - 4 ¹ D	5	16	2.971E+0000	30	1.151E+0000	
2 ¹ P - 4 ³ F	5	17	1.145E+0000	5	9.972E-0001	
2 ¹ P - 4 ¹ F	5	18	1.035E+0001	-	4.483E+0000	

Übergang k -> j	k	j	$\gamma_{kj}[\text{Abr87}] / \gamma_{kj}[\text{Ber93}]$ $T_e = 3 \text{ eV}$	T_e^{min} [eV]	$\gamma_{kj}[\text{Abr87}] / \gamma_{kj}^{\text{interpol}}$ $T_e = 10 \text{ eV}$	Durch Halbierung der entsprechenden Rate stark beeinflusste Linien λ_{kj} , [nm] in Klammern: $\Delta I_{kj} / I_{kj}$
2 ¹ P - 4 ¹ P	5	19	9.242E-0001	5	9.981E-0001	
3 ³ S - 3 ¹ S	6	7	3.727E-0001	100	5.522E-0001	
3 ³ S - 3 ³ P	6	8	1.982E+0001	30	1.069E+0000	
3 ³ S - 3 ³ D	6	9	1.365E+0000	10	1.000E+0000	
3 ³ S - 3 ¹ D	6	10	1.447E+0000	100	1.452E+0000	
3 ³ S - 3 ¹ P	6	11	9.808E-0001	20	9.998E-0001	
3 ³ S - 4 ³ S	6	12	2.413E+0000	1000	1.743E+0000	
3 ³ S - 4 ¹ S	6	13	7.916E-0001	10	9.984E-0001	
3 ³ S - 4 ³ P	6	14	1.200E+0000	10	1.000E+0000	
3 ³ S - 4 ³ D	6	15	2.170E+0000	100	1.382E+0000	
3 ³ S - 4 ¹ D	6	16	1.623E+0000	100	1.444E+0000	
3 ³ S - 4 ³ F	6	17	3.240E+0001	-	5.858E+0000	
3 ³ S - 4 ¹ F	6	18	1.479E-0001	-	7.813E-0002	
3 ³ S - 4 ¹ P	6	19	1.864E+0000	100	1.456E+0000	
3 ¹ S - 3 ³ P	7	8	2.676E-0001	-	3.495E-0001	
3 ¹ S - 3 ³ D	7	9	1.512E+0000	50	1.351E+0000	
3 ¹ S - 3 ¹ D	7	10	-	-	1.000E+0000	
3 ¹ S - 3 ¹ P	7	11	-	-	1.001E+0000	
3 ¹ S - 4 ³ S	7	12	2.385E+0001	-	3.911E+0001	
3 ¹ S - 4 ¹ S	7	13	7.656E-0002	-	3.420E-0002	
3 ¹ S - 4 ³ P	7	14	7.947E-0001	10	9.981E-0001	
3 ¹ S - 4 ³ D	7	15	1.690E+0000	100	1.522E+0000	
3 ¹ S - 4 ¹ D	7	16	3.986E+0000	100	1.413E+0000	
3 ¹ S - 4 ³ F	7	17	5.188E-0001	-	2.555E-0001	
3 ¹ S - 4 ¹ F	7	18	1.331E+0001	-	5.725E+0000	
3 ¹ S - 4 ¹ P	7	19	4.006E+0000	100	1.700E+0000	
3 ³ P - 3 ³ D	8	9	-	-	1.000E+0000	
3 ³ P - 3 ¹ D	8	10	8.217E-0001	10	9.988E-0001	
3 ³ P - 3 ¹ P	8	11	1.008E+0000	5	9.997E-0001	

Übergang k -> j	k	j	$\gamma_{kj}[\text{Abr87}] / \gamma_{kj}[\text{Ber93}]$ $T_e = 3 \text{ eV}$	T_e^{min} [eV]	$\gamma_{kj}[\text{Abr87}] / \gamma_{kj}^{\text{interpol}}$ $T_e = 10 \text{ eV}$	Durch Halbierung der entsprechenden Rate stark beeinflusste Linien λ_{kj} , [nm] in Klammern: $\Delta I_{kj} / I_{kj}$
3 ³ P - 4 ³ S	8	12	7.147E+0000	-	1.202E+0000	
3 ³ P - 4 ¹ S	8	13	1.079E+0000	10	9.997E-0001	
3 ³ P - 4 ³ P	8	14	4.750E+0000	100	1.512E+0000	
3 ³ P - 4 ³ D	8	15	1.720E+0001	-	9.992E-0001	
3 ³ P - 4 ¹ D	8	16	2.418E+0000	100	1.921E+0000	
3 ³ P - 4 ³ F	8	17	1.444E+0002	-	6.052E+0000	
3 ³ P - 4 ¹ F	8	18	6.249E-0001	10	9.987E-0001	
3 ³ P - 4 ¹ P	8	19	3.659E+0000	-	2.798E+0000	
3 ³ D - 3 ¹ D	9	10	2.276E+0000	200	1.703E+0000	
3 ³ D - 3 ¹ P	9	11	6.931E+0000	1000	5.236E+0000	
3 ³ D - 4 ³ S	9	12	1.383E+0000	100	1.172E+0000	
3 ³ D - 4 ¹ S	9	13	9.699E-0001	5	9.993E-0001	
3 ³ D - 4 ³ P	9	14	1.718E+0000	30	1.100E+0000	
3 ³ D - 4 ³ D	9	15	3.834E+0000	30	1.207E+0000	
3 ³ D - 4 ¹ D	9	16	2.563E+0000	100	1.839E+0000	
3 ³ D - 4 ³ F	9	17	5.191E+0002	-	1.664E+0000	
3 ³ D - 4 ¹ F	9	18	1.379E-0001	-	5.923E-0002	
3 ³ D - 4 ¹ P	9	19	4.088E+0000	300	2.678E+0000	
3 ¹ D - 3 ¹ P	10	11	-	-	1.000E+0000	
3 ¹ D - 4 ¹ S	10	12	1.003E+0000	20	9.995E-0001	
3 ¹ D - 4 ¹ S	10	13	1.062E+0000	20	1.021E+0000	
3 ¹ D - 4 ³ P	10	14	3.203E+0000	-	2.386E+0000	
3 ¹ D - 4 ³ D	10	15	1.470E+0001	-	1.744E+0001	
3 ¹ D - 4 ¹ D	10	16	7.963E-0001	20	9.986E-0001	
3 ¹ D - 4 ³ F	10	17	4.011E-0001	-	1.667E-0001	
3 ¹ D - 4 ¹ F	10	18	1.619E+0002	-	1.702E+0000	
3 ¹ D - 4 ¹ P	10	19	1.741E+0000	50	1.059E+0000	
3 ¹ P - 4 ³ S	11	12	1.133E+0000	10	9.999E-0001	
3 ¹ P - 4 ¹ S	11	13	8.354E+0000	30	9.671E-0001	

Übergang k -> j	k	j	$\gamma_{kj}[\text{Abr87}] / \gamma_{kj}[\text{Ber93}]$ $T_e = 3 \text{ eV}$	T_e^{min} [eV]	$\gamma_{kj}[\text{Abr87}] / \gamma_{kj}^{\text{interpol}}$ $T_e = 10 \text{ eV}$	Durch Halbierung der entsprechenden Rate stark beeinflusste Linien λ_{kj} [nm] in Klammern: $\Delta I_{kj} / I_{kj}$
3 ¹ P - 4 ³ P	11	14	3.061E+0001	-	3.596E+0001	
3 ¹ P - 4 ³ D	11	15	2.378E+0000	50	1.784E+0000	
3 ¹ P - 4 ¹ D	11	16	2.437E+0001	-	1.135E+0000	
3 ¹ P - 4 ³ F	11	17	2.059E+0000	10	1.000E+0000	
3 ¹ P - 4 ¹ F	11	18	-	-	6.260E+0000	
3 ¹ P - 4 ¹ P	11	19	8.093E-0001	20	9.974E-0001	
4 ³ S - 4 ¹ S	12	13	8.173E-0002	-	1.710E-0001	
4 ³ S - 4 ³ P	12	14	-	-	1.000E+0000	
4 ³ S - 4 ³ D	12	15	-	-	1.000E+0000	
4 ³ S - 4 ¹ D	12	16	3.428E-0001	50	5.314E-0001	
4 ³ S - 4 ³ F	12	17	4.718E+0001	-	5.103E+0000	
4 ³ S - 4 ¹ F	12	18	4.464E-0002	-	4.732E-0002	
4 ³ S - 4 ¹ P	12	19	3.365E-0001	50	6.254E-0001	
4 ¹ S - 4 ³ P	13	14	3.004E-0002	-	5.707E-0002	
4 ¹ S - 4 ³ D	13	15	2.730E-0001	-	4.141E-0001	
4 ¹ S - 4 ¹ D	13	16	-	-	1.000E+0000	
4 ¹ S - 4 ³ F	13	17	1.082E-0001	-	1.304E-0001	
4 ¹ S - 4 ¹ F	13	18	1.528E+0001	-	4.743E+0000	
4 ¹ S - 4 ¹ P	13	19	-	-	1.000E+0000	
4 ³ P - 4 ³ D	14	15	-	-	1.000E+0000	
4 ³ P - 4 ¹ D	14	16	3.546E-0001	20	5.377E-0001	
4 ³ P - 4 ³ F	14	17	1.235E+0002	-	5.159E+0000	
4 ³ P - 4 ¹ F	14	18	-	-	1.000E+0000	
4 ³ P - 4 ¹ P	14	19	4.246E-0000	50	5.166E-0001	
4 ³ D - 4 ¹ D	15	16	5.932E-0001	20	6.784E-0001	
4 ³ D - 4 ³ F	15	17	5.069E+0003	-	4.389E+0000	
4 ³ D - 4 ¹ F	15	18	-	-	1.000E+0000	
4 ³ D - 4 ¹ P	15	19	3.196E+0000	100	3.759E+0000	
4 ¹ D - 4 ³ F	16	17	-	-	1.000E+0000	

Übergang k -> j	k	j	$\gamma_{kj}[\text{Abr87}] / \gamma_{kj}[\text{Ber93}]$ $T_e = 3 \text{ eV}$	T_e^{min} [eV]	$\gamma_{kj}[\text{Abr87}] / \gamma_{kj}^{\text{interpol}}$ $T_e = 10 \text{ eV}$	Durch Halbierung der entsprechenden Rate stark beeinflusste Linien λ_{kj} , [nm] in Klammern: $\Delta I_{kj} / I_{kj}$
4 ¹ D - 4 ¹ F	16	18	1.768E+0003	-	4.404E+0000	
4 ¹ D - 4 ¹ P	16	19	-	-	1.000E+0000	
4 ³ F - 4 ¹ F	17	18	3.765E-0001	50	3.776E-0001	
4 ³ F - 4 ¹ P	17	19	1.119E+0000	-	1.000E+0000	
4 ¹ F - 4 ¹ P	18	19	1.137E+0002	-	5.137E+0000	

Danksagung

Die Arbeit entstand im Bereich Berlin des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik.

Herrn Prof. Dr. G. Fußmann bin ich dankbar für die interessante Aufgabenstellung auf dem Gebiet der Spektroskopie sowie für die konstruktive Anleitung zu dieser Arbeit und die kritische Diskussion der Ergebnisse.

Mein besonderer Dank richtet sich an Herrn Dr. W. Bohmeyer, der jederzeit bereit war, Probleme und Ergebnisse mit mir zu besprechen und mir bei vielen organisatorischen Fragen zur Seite stand.

Ich danke den Kollegen am Plasmagenerator für die herzliche und angenehme Zusammenarbeit sowie für ihr Engagement und die vielseitige Hilfe bei der Lösung experimenteller Probleme. Insbesondere möchte ich den Herren Dr. H. Grote, D. Reiner und Dr. E. Pasch danken, die mir die Ergebnisse der Langmuir-Sonden und Thomson-Streuexperimente zur Verfügung stellten.

Herrn Prof. Dr. J. Uhlenbusch danke ich für die Möglichkeit der Untersuchungen am LINEX. Mein großer Dank gilt in diesem Zusammenhang auch den Herren Dr. H. Kempkens und W. Biel, die mich tatkräftig bei diesen Experimenten unterstützt haben.

Ein Dank gilt auch dem Entwicklungsingenieur Herrn H. Greuner, den Herren K. Hirte, S. Mettchen, sowie den Kollegen der mechanischen Werkstatt des Bereiches Berlin und dem Konstrukteur Herrn N. Rüter, ohne deren tatkräftige Mithilfe die Durchführung der Experimente nicht denkbar gewesen wäre.

Lebenslauf

7. 6. 1964 geboren in Angermünde als Tochter des Oberschullehrers Dr. Günther Seifert und seiner Frau Heidi Seifert, geb.Kahmann
- Sept. 1971 - Juli 1979 Besuch der Ehm-Welk-Schule in Angermünde
- Sept. 1979 - Juli 1982 Besuch der Einstein-Oberschule in Angermünde
- Sept. 1982 - Juli 1983 Vorbereitung auf das Auslandsstudium an der Arbeiter-und-Bauern-Fakultät (ABF) der Martin-Luther-Universität Halle / Saale
- Juni 1983 Abitur an der ABF
- Sept. 1983 - Febr. 1989 Studium der Physik an der Staatlichen Universität Leningrad
- Febr. 1989 Diplom in Physik, Thema der Diplomarbeit: "Untersuchungen zum Synchronitätsverhalten in der Dynamik der Radiostrahlungsflüsse der Sonne"
- März 1989 - Dez. 1991 wiss. Mitarbeiterin am Zentralinstitut für Elektronenphysik der AdW
- Sept. 1990 - Dez. 1990 Gastwissenschaftlerin im Labor für Plasma-Spektroskopie der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt Berlin
- Jan. 1992 - März 1995 wiss. Mitarbeiterin am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Bereich Berlin

Berlin, im Dezember 1995