

BESTIMMUNG VON STARKVERBREITERUNGS-
UND STARKVERSCHIEBUNGSKONSTANTEN
SOWIE VON ÜBERGANGSWAHRSCHEINLICHKEITEN
VON LINIEN DES EINFACH IONISIERTEN SILIZIUMS
MIT HILFE EINES LASERERZEUGTEN PLASMAS

I n a u g u r a l - D i s s e r t a t i o n

zur

Erlangung des Doktorgrades der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Heinrich–Heine–Universität Düsseldorf

vorgelegt von

Roland Wilke

aus Düsseldorf

2003

Gedruckt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Referent: Prof. Dr. D. Meiners

Korreferent: Prof. Dr. O. Willi

Tag der mündlichen Prüfung: 21.07.2003

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Laserproduzierte Plasmen	5
2.1.1	Dampfentstehung	6
2.1.2	Expansion	8
2.1.3	Plasmabildung	9
2.1.4	Typische Plasmaeigenschaften	10
2.2	Plasmaspektroskopie	12
2.2.1	Thermodynamisches Gleichgewicht	13
2.2.2	Linienintensität	15
2.2.3	Linienprofil	20
3	Plasmaerzeugung	25
4	Spektroskopie	29
4.1	Messungen mit dem Photomultiplier	30
4.2	Messungen mit dem optischen Vielkanalanalysator	34
4.3	Messwerterfassung	39
4.4	Auswertung	41
4.5	Plasmaparameter	50
5	Ergebnisse und Diskussion	57
5.1	Linienbreiten und Linienverschiebungen	57
5.1.1	Ergebnisse dieser Arbeit	57
5.1.2	Vergleich mit der Literatur	68
5.2	Übergangswahrscheinlichkeiten	78
6	Zusammenfassung	87
	Literaturverzeichnis	89

Kapitel 1

Einleitung

Die Starkkonstanten und Übergangswahrscheinlichkeiten von Atomen und Ionen sind von großer Bedeutung für die Analyse und das Verständnis der in einem Plasma ablaufenden Prozesse. Sie können die Bestimmung von Zustandsgrößen mit Hilfe der Spektroskopie der vom Plasma emittierten Strahlung ermöglichen und erlauben so auch einen Erkenntnisgewinn über astrophysikalische Prozesse, die sich weit jenseits der Grenzen unseres Planeten abspielen.

Liegen entsprechende spezifische Daten für die einzelnen Elemente vor, so lassen sich aus der emittierten Strahlung eines astrophysikalischen Objekts die Zusammensetzung, die Teilchendichten, Informationen über lokale Magnetfelder und bei Vorliegen entsprechender Gleichgewichtszustände auch die Temperatur ableiten. Die Identifikation der unterschiedlichen Elemente erfolgt aufgrund der Lage der charakteristischen Linien im Spektrum. Aus den relativen Gesamtintensitäten der Spektrallinien lassen sich bei bekannten Übergangswahrscheinlichkeiten die relativen Häufigkeiten der Emitter bestimmen. Die spektrale Verteilung der Intensität einer Linie gibt unter bestimmten Bedingungen Aufschluss über die Temperatur und – bei bekannter Starkverbreiterungskonstante – die Elektronendichte. Da die Linien vor allem aufgrund der Wechselwirkung mit Elektronen verschoben werden, ist es wichtig, auch die Starkverschiebungskonstante zu kennen.

Für die Bildung und Verfeinerung astrophysikalischer Modelle und damit für das Verständnis astrophysikalischer Prozesse, z.B. den Strahlungstransport, sind für möglichst viele Linien genaue Kenntnisse über Übergangswahrscheinlichkeiten, Verbreiterungs- und Verschiebungskonstanten, die im Laborexperiment oder mit Hilfe der Theorie gewonnen werden, wichtig. Für viele Linien astrophysikalisch interessanter Elemente und deren Ionisationsstufen liegen jedoch keine genauen Daten vor. Einerseits fehlen Daten, andererseits gibt es bei vorhandenen Daten zum Teil erhebliche Abweichungen zwischen verschiedenen Experimenten und auch theoretischen Berechnungen [Kon99]. Dies ist unter anderem auch bei

Silizium der Fall.

Ziel dieser Arbeit ist die Bestimmung von Starkparametern und Übergangswahrscheinlichkeiten des einfach ionisierten Siliziums. Besonderes Interesse am Silizium ergibt sich aus der Bedeutung des Siliziumbrennens in der Synthese schwerer Elemente und der damit verbundenen Verwendung von Silizium als Referenz für die Abschätzung der Häufigkeit schwerer Elemente, für das Verständnis der Prozesse in den siliziumhaltigen Sternen mit abnormem Spektrum (Si-Ap-Sterne) und die Verwendung der starken Linien zur Bestimmung der absoluten Leuchtkraft bestimmter Sternklassen (B9–A2) (z.B. [Hol73], [Les77], [Art81] [Ros74]).

Daneben bietet Silizium aufgrund seines häufigen Auftretens als Verunreinigung in Laborplasmen auch dort diagnostisches Potential.

Theoretische Berechnungen der Starkparameter und Übergangswahrscheinlichkeiten von Si^+ sind aufgrund der komplizierten Überlagerung verschiedener Elektronenkonfigurationen äußerst schwierig. Durch diese mögliche Mischung verschiedener Elektronenzustände kann die Güte der Werte für unterschiedliche Linien selbst bei Verwendung der gleichen Berechnungsmethode stark schwanken. Insbesondere für Linien, deren obere Niveaus hohe Anregungsenergien haben – solche haben große Bedeutung bei der Interpretation der stellaren und interstellaren Spektren –, ist die Verlässlichkeit der wenigen theoretischen Daten unklar, da die vorhandenen experimentellen Daten zur Überprüfung nicht ausreichen.

Für die Starkparameter der Linien mit niedriger Anregungsenergie liegen experimentelle Daten mehrerer Gruppen vor. Auch hier ist die Qualität der Daten nicht zufriedenstellend: Die Daten weisen zum Teil erhebliche Unterschiede jenseits der angegebenen Messunsicherheiten auf. Für die Starkparameter einiger Linien mit höherer Anregungsenergie liegt lediglich eine einzige Arbeit vor.

Übergangswahrscheinlichkeiten wurden auch für viele Linien mit Ursprung in Niveaus hoher Anregungsenergien durch verschiedene Gruppen bestimmt. Die Übereinstimmung dieser Experimente ist im Rahmen der Messunsicherheit deutlich besser als bei den Starkparametern. Allerdings zeigen Experimente der jüngsten Vergangenheit mit lasererzeugten Plasmen signifikante Abweichungen bei den relativen Intramultiplett-Linienintensitäten der Multipletts mit niedriger Anregungsenergie.

In dieser Arbeit wird zur Gewinnung neuer und zur Überprüfung vorhandener Daten von Übergangswahrscheinlichkeiten und Starkparametern ein lasererzeugtes Siliziumplasma untersucht. Für die Bestimmung der Starkkonstanten bietet

ein solches Plasma den Vorteil, dass in der Vergangenheit auf diesem Wege noch keine Starkkonstanten für Silizium bestimmt wurden und somit eine unabhängige Überprüfung der widersprüchlichen Ergebnisse möglich wird. Durch die hohe erreichbare Elektronendichte und Temperatur lässt sich eine deutliche, elektronenstossdominierte Verbreiterung auch von Linien mit hochangeregtem Ausgangsniveau erreichen.

Aufgrund der vergleichsweise geringen Lebensdauer des Plasmas müssen zur Diagnostik kurzzeitphysikalische Messmethoden verwendet werden. Wegen der schnellen Veränderlichkeit des Plasmas treten selbst während der kurzen Beobachtungszeit kleine zeitliche Gradienten im Emissionsverhalten auf, deren Einfluss auf die die Linienprofile nicht vernachlässigt werden darf.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kapitel 2 wird im ersten Teil kurz die Entstehung des Plasmas anhand eines einfachen Modells beschrieben. Im zweiten Teil werden die für diese Arbeit wichtigen Methoden der Plasmadiagnostik zusammengestellt.

Kapitel 3 enthält die experimentellen Bedingungen zur Erzeugung des Plasmas. In Kapitel 4 wird zunächst die experimentelle Vorgehensweise zur Untersuchung des Plasmas dargestellt. Daran schließt sich die Beschreibung der Methoden zur Auswertung der Spektren an. Dort werden auch die Plasmaparameter, bei denen die Ergebnisse gewonnen werden, angegeben.

Die Ergebnisse für die Verbreiterungs- und Verschiebungskonstanten und für die Übergangswahrscheinlichkeiten werden in Kapitel 5 dargestellt und diskutiert.

Kapitel 2

Grundlagen

Der erste Teil dieses Kapitels beschäftigt sich mit den Eigenschaften von laserproduzierten Plasmen, die als Strahlungsquelle für diagnostische Zwecke Verwendung finden. Dabei werden speziell solche Plasmen betrachtet, die durch Wechselwirkung der Laserstrahlung mit einem Festkörper entstehen.

Der zweite Teil fasst die für diese Arbeit wichtigen Aspekte der Plasmaspektroskopie zusammen.

2.1 Laserproduzierte Plasmen

Plasmen, die durch Wechselwirkung intensiver Laserstrahlung mit fester Materie entstehen, sind in unterschiedlichen Bereichen wie der Materialbearbeitung [Rea71], der Elementanalyse [Que90] und zunehmend auch bei der spektroskopischen Bestimmung von atomaren Konstanten von Bedeutung (z.B. [Col93], [Bla95], [Mat01]). Ihre Entstehung ist aufgrund der Vielzahl der beteiligten Parameter und ineinandergreifenden Prozesse sehr komplex, und demzufolge hängen auch ihre Eigenschaften stark von den experimentellen Parametern ab.

Um ein Bild von der in dieser Arbeit benutzten Strahlungsquelle zu erhalten, werden im folgenden zunächst die grundlegenden Prozesse, die zur Entstehung des Plasmas führen, anhand einfacher Modelle skizziert. Dazu wird der Prozess in drei Abschnitte unterteilt: Wechselwirkung der Laserstrahlung mit dem Festkörper (Dampfentstehung), Expansion des Dampfes in den Raum über der Oberfläche und die Wechselwirkung der Strahlung mit dem Dampf (eigentliche Plasmabildung).

Anschließend werden typische Eigenschaften solcher lasererzeugten Plasmen beschrieben.

2.1.1 Dampfenstehung

Bestrahlt man einen Festkörper (Oberflächenreflektionsvermögen R) mit monochromatischem Licht der Wellenlänge λ und Intensität I_L , so wird ein Teil $I_R = R \cdot I_L$ der Strahlung reflektiert, der andere Teil $I_a = (1 - R) \cdot I_L$ bei hinreichender Dicke des Festkörpers vollständig absorbiert. Ist α der (ortsunabhängig angenommene) Absorptionskoeffizient, so fällt die Intensität mit zunehmendem Abstand z von der Oberfläche exponentiell ab: $I_a(z) = I_a \exp(-\alpha z)$. Die Eindringtiefe der Strahlung wird durch α^{-1} charakterisiert. Die im Festkörper deponierte Energie pro Volumen und Zeiteinheit beträgt damit $\mathcal{E}_a(z) = \alpha I_a \exp(-\alpha z)$.

Die zunächst von den Elektronen absorbierte Energie wird über Stöße an das Gitter weitergegeben und führt so zur lokalen Erwärmung. Typische Zeiten für diese thermische Relaxation bewegen sich in der Größenordnung von einer Pikosekunde. Ist die Dauer des Lichtpulses τ_L groß gegenüber der thermischen Relaxationszeit t_g , so wird die Energieverteilung weniger von den optischen als von den thermodynamischen Eigenschaften des Festkörpers bestimmt. Mit Hilfe der Wärmeleitungsgleichung lässt sich dann die Temperaturverteilung $T(x, y, z, t)$ bestimmen. Unter der vereinfachenden Annahme, dass das Strahlprofil homogen und der Strahlradius groß gegen die Eindringtiefe ist, reicht hierzu eine 1-dimensionale Betrachtung aus [Amo99]:

$$\rho c_p \frac{\partial T(z, t)}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T(z, t)}{\partial z^2} + \alpha(1 - R)I_L \exp(-\alpha z) \quad . \quad (2.1)$$

Die Temperaturverteilung wird also durch die Temperaturleitfähigkeit $\frac{k}{\rho c_p}$ – gegeben durch die Wärmeleitfähigkeit k , die Massendichte ρ sowie die spezifische Wärmekapazität c_p – und die absorbierte Strahlung, die als Wärmequelle in die Gleichung eingeht, bestimmt.

Bei vernachlässigbarer Temperaturabhängigkeit dieser stoffspezifischen Parameter kann man aus Gleichung 2.1 ableiten, dass die Oberflächentemperatur T_S bei Bestrahlung mit konstanter Intensität mit der Wurzel der Bestrahlungszeit t zunimmt [Ros82]:

$$T_S = T_0 + \frac{2I_a \sqrt{t}}{(\pi k \rho c_p)^{1/2}} \quad . \quad (2.2)$$

Bei Erreichen der Schmelztemperatur bleibt die Temperatur so lange konstant, bis Energie in Höhe der latenten Schmelzwärme L_m zugeführt worden ist. Wird die Energieverteilung im Festkörper thermisch dominiert, bestimmen die Temperatur-

leitfähigkeit $D = k/\rho c_p$ und die Pulsdauer τ_L die Dicke derjenigen Schicht l_{th} , die erhitzt wird: $l_{th} \approx (2D\tau_L)^{1/2}$. Zum Schmelzen folgt daraus mit der spezifischen Schmelzwärme $L_{m,s}$ für die Zeitdauer t_m , die die Intensität nach Erreichen des Schmelzpunktes noch einwirken muss, um das Material zu schmelzen [Amo99]:

$$I_a t_m \approx L_{m,s} \rho l_{th} \quad . \quad (2.3)$$

Dauert der Laserpuls nach dem Schmelzen noch an, erwärmt sich das Material entsprechend Gleichung 2.2 weiter, bis es die Siedetemperatur erreicht. Drückt man die Schmelzwärme durch ihr Temperaturäquivalent $T_{m,L} = L_{m,s}/c_p$ aus, so ergibt sich für die Zeit $t_{V,a}$, nach der die Festkörperoberfläche durch Bestrahlung konstanter Intensität I_0 die Siedetemperatur T_S erreicht [Ros82]:

$$t_{V,0} = \frac{\pi}{4} \frac{k \rho c_p}{I_a^2} \left[T_S - \left(T_0 - \frac{L_{m,s}}{c_p} \right) \right]^2 \quad . \quad (2.4)$$

Dies ist die geringste Zeit, nach der ein vernachlässigbares Volumen des Festkörpers verdampft. Für ein merkliches Verdampfen einer Schicht der Dicke z muss entsprechend Gleichung 2.3 die latente Verdampfungswärme zugeführt werden [Amo99]:

$$I_a t_{V,z} \approx L_{v,s} \rho z \quad . \quad (2.5)$$

Um ein Gefühl dafür zu vermitteln, wieviel Energie des Laserpulses sich auf die Dampferzeugung verteilt und wieviel danach für die Plasmabildung zur Verfügung steht, werden im folgenden mit Hilfe dieses einfachen Modells die charakteristischen Zeiten für ein Siliziumtarget bestimmt.

Dichte ρ in gcm^{-3}	2,33
spezifische Wärmekapazität c_p in J/kgK	703
Schmelztemperatur T_m in K	1687
latente Schmelzwärme $L_{m,s}$ in Jg^{-1}	1650
Siedetemperatur T_S in K	3538
latente Verdampfungswärme $L_{v,s}$ in Jg^{-1}	13700
Wärmeleitfähigkeit k bei 300 K in W/cmK	1,48
Wärmeleitfähigkeit k bei 1600 K in W/cmK	0,22
Reflexionsvermögen R bei 1 μm	0,32

Tabelle 2.1: *Thermophysikalische Eigenschaften von Silizium unter Normalbedingungen nach [Lin94].*

Legt man Werte für Silizium nach Tabelle 2.1 zugrunde und geht von einer typischen Laserintensität von $I_0 = 10^9 \text{ W/cm}^2$, so dauert es nach Gleichung 2.2 etwa 2 ps , bis die Oberfläche des Materials die Schmelztemperatur erreicht, nach weiteren 250 ps ist eine Schicht der Dicke $l_{th} = 0,7 \mu\text{m}$ geschmolzen. Das Erwärmen der Schmelze bis zum Siedepunkt dauert knapp 4 ps . Insgesamt dienen also die ersten 300 ps des Pulses dazu, das Material an die Schwelle zum Verdampfen zu bringen. Ist die Dauer des Laserpulses größer (typisch $\tau_L = 5 \text{ ns}$), kann der Dampf nun einen Teil der einfallenden Strahlung absorbieren und dadurch weiter erhitzt werden, während der transmittierte Strahlungsanteil weiteres Material des Festkörpers verdampft. Die Dicke der Schicht, die bei vernachlässigbarer Absorption durch den Dampf abgetragen wird, beträgt $1,6 \mu\text{m}$.

Den errechneten Werten liegt eine mittlere Wärmeleitfähigkeit von $0,85 \text{ W/cmK}$ zugrunde. An der starken Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit lässt sich das größte Problem der Modellbildung verdeutlichen: Für eine quantitative Beschreibung der Wechselwirkung muss berücksichtigt werden, dass die meisten thermophysikalischen und optischen Größen des Festkörpers nicht konstant sind, sondern sich während der Bestrahlung ändern. In einer ersten Verbesserung wäre nur die Temperaturabhängigkeit zu berücksichtigen, bei einer genaueren Beschreibung aber auch die verschiedenen Phasenübergänge. Dadurch wird aber eine analytische Beschreibung unmöglich, und die Modelle müssen auf Kosten der Anschaulichkeit numerisch berechnet werden (z.B. [Woo86], [Kel96],[Leb96]).

Neben den Festkörpereigenschaften kann sich auch die Intensität, welche die Oberfläche erreicht, erheblich verringern. Diese wird wesentlich von der Dichte und dem Absorptionsvermögen des Dampfes bestimmt.

2.1.2 Expansion

Die Dynamik des verdampften Materials hängt von den äußeren Bedingungen ab. Sie verläuft unterschiedlich, je nachdem ob die Expansion ins Vakuum oder in ein Puffergas erfolgt.

Bei vernachlässigbarem äußerem Druck wird die Dynamik durch die Dichte des Dampfes bestimmt. In Anlehnung an [Her95] lassen sich zwei Regime unterscheiden: Für schwaches Verdampfen (Intensität gerade am Schwellwert bzw. Abtragrale kleiner als Expansionsrate) bildet sich ein kollisionsfreier Dampf geringer Dichte. Die Geschwindigkeitsverteilung wird durch eine Maxwellverteilung beschrieben, die auf einen Halbraum begrenzt bleibt, d.h. es treten keine Geschwindigkeitskomponenten in Richtung der Oberfläche auf. Die wahrscheinlichste Geschwindigkeit

beträgt dann bei einer Dampftemperatur T und Teilchenmasse M $v_w = \left(\frac{4k_B T}{M}\right)^{1/2}$. Für Silizium ergibt sich z.B. für eine Temperatur in der Nähe der Siedetemperatur eine Geschwindigkeit von $v_w \approx 2,3 \text{ mm}/\mu\text{s}$.

Steigt die Intensität soweit, dass das Material schneller verdampft als der Dampf sich entfernt, so kommt es in der Zone über der Oberfläche zu Kollisionen, wodurch auch wieder Geschwindigkeitskomponenten in Richtung des Festkörpers auftreten. In dieser sogenannten Knudsen-Schicht transformiert sich die Geschwindigkeitsverteilung in eine volle Maxwellverteilung, der die Driftgeschwindigkeit des Massenzentrums u_{CM} überlagert ist. Für die wahrscheinlichste Geschwindigkeit ergibt dies $v_{w,K} = \frac{u_{CM}}{2} + \left(\frac{u_{CM}^2}{4} + \frac{4k_B T}{M}\right)^{1/2}$. Mit $u_{CM} < v_w$ liegt $v_{w,K}$ in derselben Größenordnung wie die wahrscheinlichste Geschwindigkeit bei geringen Dampfdichten.

Erfolgt die Expansion in ein anderes Gas, so bildet sich in der Regel eine Stoßwelle aus. Das verdampfende Material kann man sich dabei wie einen Kolben vorstellen, der das Umgebungsgas der Dichte ρ_0 nach außen verdrängt. Diese Störung läuft mit Überschallgeschwindigkeit als Stoßwelle in das ungestörte Medium und führt an der Stoßfront zu einer Erhöhung von Druck, Dichte und Temperatur. Die Geschwindigkeit der Stoßwelle nimmt mit zunehmendem Abstand R zur Oberfläche ab [Dye88]:

$$R = \xi_0 (E_0 / \rho_0)^{1/5} t^{2/5}.$$

Dabei steht E_0 für die Energie, die in das expandierende Volumen deponiert wird und ξ_0 für eine von der spezifischen Wärmekapazität des expandierenden Gases abhängende Konstante. Das Umgebungsgas nimmt also über die Stoßwelle einen Teil der kinetischen Energie auf, wodurch die Ausbreitung gebremst und der Dampf mehr oder weniger gut eingeschlossen wird. Mit zunehmender Dichte bzw. mit zunehmendem Druck des Umgebungsgases verbessert sich der räumliche Einschluss. Gleichzeitig hängt es von den thermischen Eigenschaften des Gases ab, wie schnell die Wärme des heißen eingeschlossenen Dampfes abfließt, d.h. wie gut der Energieeinschluss ist.

2.1.3 Plasmabildung

Bei geringen Intensitäten ist die Dichte des Dampfes, der durch den frühen Anteil des Laserpulses erzeugt wird, gering, und der Dampf verhält sich wie ein optisch dünnes Medium, durch welches das weitere Licht so gut wie gar nicht geschwächt

wird. Übersteigt die Intensität aber die Grenzintensität für schwaches Verdampfen, wird bei Pulsdauern von einigen Nanosekunden immer eine Plasmabildung beobachtet [Amo99]. Dazu müssen freie Elektronen vorhanden sein. Diese können auf unterschiedlichen Wegen entstehen:

- Durch den Photoeffekt kann ein gebundenes Elektron mit geringerer Ionisierungsenergie als der Photonenenergie durch Absorption eines Photons aus dem Atom herausgelöst werden. Dieser Prozess hat dementsprechend nur direkte Bedeutung bei Elementen mit geringer Ionisierungsenergie und Bestrahlung mit Licht geringer Wellenlänge, d.h. hoher Photonenenergie.
- Sind die Temperaturen hoch genug, kann es zur Photoionisation von thermisch angeregten Atomen kommen [Amo99].
- Bei hohen Photonendichten können die Elektronen durch Multiphotonenabsorption freigesetzt werden, obwohl der Wirkungsquerschnitt in der Regel sehr gering ist.
- Der Festkörper kann durch die thermische Emission von Elektronen als Quelle der Primärelektronen dienen [Nie90a].

Liegen freie Elektronen vor, so steigt der Absorptionskoeffizient des Dampfes im Vergleich zum neutralen Dampf erheblich an, da diese die Strahlung über inverse Bremsstrahlung sehr effektiv absorbieren und in kinetische Energie umsetzen. Durch elastische und inelastische Stöße geben sie die Energie an Atome weiter, wodurch diese teilweise elektronisch angeregt und – abhängig von der Energie der Elektronen – auch ionisiert werden. Es bildet sich eine Elektronenlawine. Der Wirkungsquerschnitt für die Absorption über inverse Bremsstrahlung steigt mit der dritten Potenz der Wellenlänge und ist daher für infrarote Strahlung erheblich größer als für UV-Strahlung [Amo99]. Dies führt im Infraroten dazu, dass das Plasma die Strahlung nahezu vollständig absorbiert und die Energie der Strahlung aufnimmt. Der Festkörper wird abgeschirmt, und der Verdampfungsprozess kommt zum Erliegen. Dafür steigt die Energie und damit die Temperatur des Dampfes. Mit abnehmender Wellenlänge dringt zunehmend mehr Strahlung zum Festkörper durch und sorgt dort für stärkere Verdampfung [Her95].

2.1.4 Typische Plasmaeigenschaften

Zur Erzeugung von Plasmen für spektroskopische Zwecke werden typisch Laser mit Energien von einigen zehn mJ und Pulsdauern von knapp $10 ns$ bei Strahldurchmessern von $100 \mu m$ auf dem Festkörper eingesetzt. Die Intensitäten auf der

Oberfläche liegen zwischen 10^9 Wcm^{-2} und 10^{10} Wcm^{-2} .

In der Regel erfolgen die Experimente unter einer Puffergasatmosphäre, deren Druck zwischen etwa 100 mbar und Normaldruck liegt. Diese Plasmen haben folgende Eigenschaften:

Während des Laserpulses befindet sich der Dampf nahe der Oberfläche und ist stark ionisiert. Das Plasma ist optisch dicht und emittiert ein intensives Kontinuum. Dieses dominiert auch in der Expansionsphase während der ersten 100 ns [Amo99]. Durch die Abkühlung und folgende Rekombination werden die Spektrallinien der Ionen für einige μs sichtbar ([Nie90b],[Col93]). In späteren Phasen dominieren die Linien der neutralen Atome [Nie90b].

Ist der Querschnitt des Laserstrahls auf der Oberfläche rotationssymmetrisch, so bildet sich bei senkrechter Inzidenz auch ein rotationssymmetrisches Plasma. Der typische Plasmaradius liegt bei 1 mm .

Mit abnehmendem Umgebungsdruck wächst die räumliche Ausdehnung des Plas-

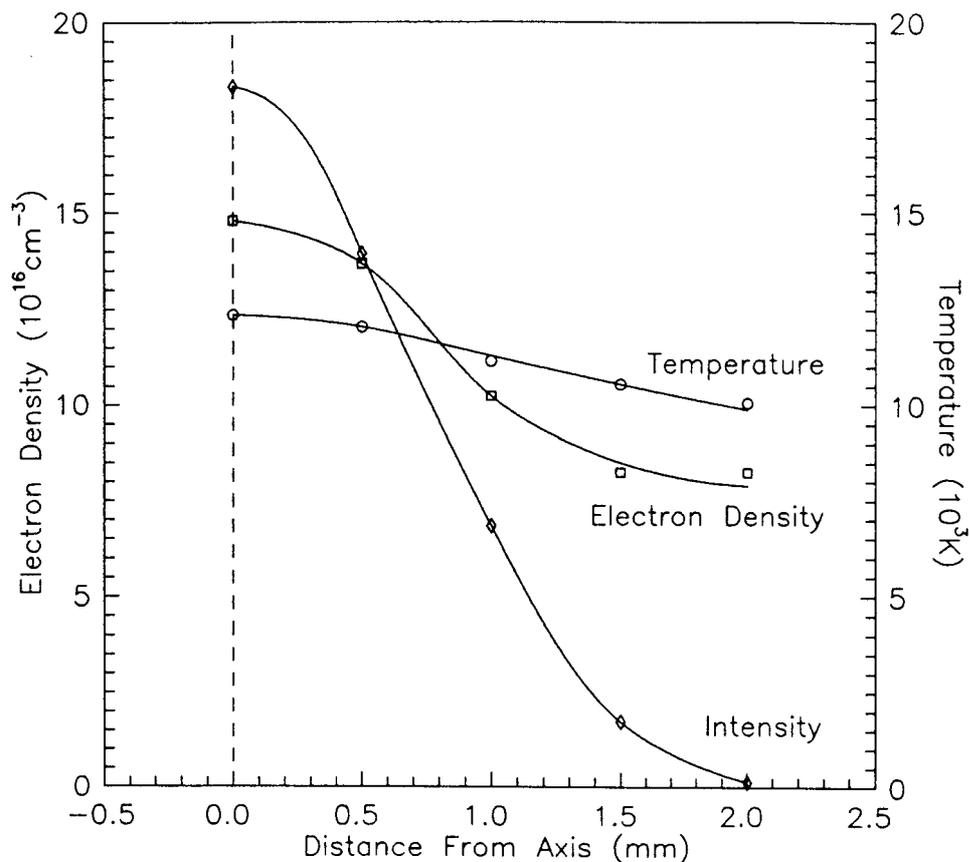


Abbildung 2.1: Radiales Verhalten der Elektronendichte und der Intensität einer vom Plasma emittierten Ionenlinie nach [Fer97].

mas an. Dadurch sinkt die Absorption im Plasma, und die Verdampfungsrate des Festkörpers steigt an. Der Anteil der Kontinuumsstrahlung als Folge hoher Temperaturen im Plasma sinkt dann ebenfalls. Für die Analyse von Neutralatomen ergibt sich so ein optimaler Arbeitsdruck zwischen 100 *mbar* und 200 *mbar* ([Nie90b],[Kuz93]). Es ist zu beachten, dass mit steigendem Druck die häufig gemachte Annahme eines optisch dünnen Plasmas für die starken Linien immer weniger gerechtfertigt ist [Kuz98].

Die Elektronendichte steigt mit zunehmender Absorption im Dampf, also mit steigendem Druck [Her90]. Zeitlich fällt sie aufgrund der thermischen Energieverluste etwa exponentiell ab [Her90], [Col93]. Die radiale Änderung der Elektronendichte ist im Vergleich zur Änderung der Intensität der vom Plasma emittierten Linienstrahlung nur gering [Nie90a],[Col93], was in Abbildung 2.1 zu sehen ist.

2.2 Plasmaspektroskopie

Die Bestimmung der Zustandsgrößen von Plasmen ist wichtig, um die in dem Plasma ablaufenden Prozesse analysieren und im Hinblick auf Anwendungen auch optimieren zu können. Hierbei ist die Spektroskopie der emittierten Strahlung eine entscheidende – in der Astrophysik sogar die einzige – Messmethode, die zudem den Vorteil hat, das Messobjekt nicht zu stören. Wenn entsprechende spezifische Daten aus Laborexperimenten oder theoretischen Berechnungen vorhanden sind, lassen sich aus der emittierten Strahlung indirekt die Zusammensetzung, die Teilchendichten, Magnetfeldstärke und bei vorliegen entsprechender Gleichgewichtszustände auch die Temperatur bestimmen.

Zunächst werden in Abschnitt 2.2.1 kurz die Zustandsgleichungen bei Vorliegen eines thermodynamischen Gleichgewichts zusammengefasst (nach [Sei92]) und die Bedingungen für das Vorhandensein eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichts angegeben. In Abschnitt 2.2.2 wird gezeigt, wie sich im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht aus dem Emissionskoeffizienten die Temperatur bestimmen lässt und wie sich der lokale Emissionskoeffizient indirekt aus der dem Experiment zugänglichen Intensität ergibt. Welche lokalen physikalischen Prozesse das Linienprofil beeinflussen und wie sich daraus die Elektronendichte gewinnen lässt, wird in Abschnitt 2.2.3 erörtert (ausführlichere Beschreibungen z.B. in [LH68], [Gri64] und [Rom67]).

2.2.1 Thermodynamisches Gleichgewicht

2.2.1.1 Verteilungsfunktionen im VTG

Ein Plasma im *vollständigem thermodynamischem Gleichgewicht* (VTG) kann durch wenige makroskopische Zustandsgrößen charakterisiert werden: Die Temperatur T , den Druck p und die Teilchenkonzentrationen c_i bzw. Teilchendichten n_i .

Für die Bestimmung der Verteilungsfunktionen muss die Zustandssumme $Z(T)$ bekannt sein. Diese ist für ein Atom oder Ion die Summe über alle gebundenen Zustände $|m\rangle$ mit den Anregungsenergien E_m , wobei die Zustände entsprechend ihres Entartungsgrades g_m zu gewichten sind:

$$Z(T) = \sum_m g_m \exp\left(-\frac{E_m}{k_B T}\right) . \quad (2.6)$$

Abhängig von der Temperatur stellen sich dann folgende Gleichgewichtsverteilungen ein:

1. Translationsenergie

Die Geschwindigkeiten werden im thermodynamischen Gleichgewicht durch eine *Maxwell-Verteilung* f_M beschrieben. Diese charakterisiert den Bruchteil einer Teilchenart der Masse m und Anzahldichte n innerhalb des Geschwindigkeitsintervalls $[v, v + dv]$:

$$\frac{dn}{n} = f_M(v; T, m) dv = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{v^2}{v_{th}^3} \exp\left(-\frac{v^2}{v_{th}^2}\right) dv , \quad (2.7)$$

wobei $v_{th} = \sqrt{2k_B T/m}$ die bei dieser Temperatur wahrscheinlichste Geschwindigkeit ist.

2. Innere Anregung

Die *Boltzmann-Verteilung* bestimmt für Atome und Ionen die Besetzung der einzelnen Energieniveaus. Das Energieniveau E_m mit zugehörigem statistischem Gewicht g_m ist demnach von dem Bruchteil

$$\frac{n_{i,m}}{n_{i,ges}} = \frac{g_m}{Z_i} \exp\left(-\frac{E_m}{k_B T}\right) \quad (2.8)$$

der Gesamtanzahldichte $n_{i,ges}$ besetzt.

3. Ionisationsgleichgewicht

Die *Saha-Eggert-Gleichung* beschreibt für die Reaktion $A^{r+} \rightleftharpoons A^{(r+1)+} + e^-$ einer Teilchensorte A das Gleichgewicht zwischen der r -ten und der $(r + 1)$ -ten Ionisationsstufe mit Teilchendichten n_r bzw. n_{r+1} . Neben der Temperatur bestimmt die

Elektronendichte n_e die Gleichgewichtsverteilung:

$$\frac{n_{r+1}n_e}{n_r} = \frac{2Z_{r+1}}{Z_r} \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{E_{ion} - \Delta E_{ion}}{k_B T}\right) . \quad (2.9)$$

Dabei wird im Plasma die Ionisationsenergie um

$$\Delta E_{ion} \approx \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{\lambda_D/\sqrt{2}} \quad \text{mit} \quad \lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{e^2 n_e}}$$

erniedrigt [Sei92].

4. Strahlungsfeld

Im VTG ist das Spektrum der Strahlung allein durch die Temperatur bestimmt und somit unabhängig von den individuellen Eigenschaften der Atome und Ionen. Nach dem *Planckschen Strahlungsgesetz* ergibt sich die spektrale Strahlungsleistung B_λ , die von einer Fläche in einen kleinen Raumwinkel um die Flächennormale bezogen auf die Fläche, den Raumwinkel und das Wellenlängenintervall emittiert wird, zu

$$B_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/\lambda k_B T) - 1} . \quad (2.10)$$

Nach dem Gesetz von Kirchhoff hängt im thermodynamischen Gleichgewicht das Verhältnis des spektralen Emissionskoeffizienten ϵ_λ zum effektiven Absorptionskoeffizienten $\kappa(\lambda)$ nur von der Temperatur ab. Es gilt:

$$\epsilon_\lambda(T) = \kappa(\lambda, T) B_\lambda(T) . \quad (2.11)$$

2.2.1.2 Lokales thermodynamisches Gleichgewicht

Verliert das Plasma Energie an seine Umgebung, so kann es sich nicht im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht befinden, da zwangsläufig Temperaturgradienten auftreten. Lokal können aber in entsprechend kleinen Volumenelementen immer noch die Verteilungsfunktionen des VTG in sehr guter Näherung gelten. Für viele Laborplasmen trifft dies mit einer Ausnahme zu: Die optische Tiefe des Plasmas reicht nicht aus, um die emittierte Strahlung zu absorbieren. Daher wird das Strahlungsfeld nicht mehr durch Gleichung 2.10 beschrieben, sondern ist verdünnt. Dies erst ermöglicht den Einsatz spektroskopischer Methoden zur Informationsgewinnung über das Innere des Plasmas. Einen solchen Zustand, dessen lokale Verteilungsfunktionen mit Ausnahme des Strahlungsfeldes durch eine einheitliche Temperatur bestimmt werden, bezeichnet man als *lokales thermodynamisches Gleichgewicht* (LTG). Eine Bedingung für solch einen Zustand lässt sich

daraus ableiten, dass die wesentlichen Energietransfers über Teilchenstöße erfolgen müssen. Folgende Zahlenwertgleichung liefert eine untere Grenze für die Elektrodendichte n_e in Abhängigkeit von der Temperatur und der größten Energielücke $E_m - E_n$ im Termschema des betrachteten Atoms [Sei92]:

$$n_e \geq \left(\frac{T_e}{K}\right)^{1/2} \left(\frac{E_m - E_n}{eV}\right)^3 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3} \quad . \quad (2.12)$$

Die Zeit t_{HT} zum Erreichen eines LTG wird im wesentlichen durch die Zeit bestimmt, welche die Elektronen benötigen, um ihre Energie mit den umgebenden Ionen der Massenzahl A und Ladungszahl Z auszutauschen. Nach [Amo99] ergibt sich für eine Abschätzung:

$$t_{HT} \approx 3 \cdot 10^8 \frac{1}{\ln \Lambda} \frac{A}{Z^2} \left(\frac{T}{eV}\right)^{3/2} \frac{cm^{-3}}{n_e} s \quad (2.13)$$

mit $\Lambda = 1,55 \cdot 10^{10} \left(\frac{T_e}{eV}\right)^{3/2} \left(\frac{cm^{-3}}{n_e}\right)^{-1/2}$.

2.2.2 Linienintensität

2.2.2.1 Temperaturbestimmung bei bekanntem Emissionskoeffizienten

Der Emissionskoeffizient ϵ_{ik} (auch als Volumenstrahldichte bezeichnet) gibt die volumen- und raumwinkelbezogene Strahlungsleistung an, die von Teilchen im Zustand $|i\rangle$ beim Übergang in den Zustand $|k\rangle$ emittiert wird. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Übergang wird durch den Einstein-Koeffizienten für spontane Emission A_{ik} charakterisiert. Für eine Teilchendichte n_i im Zustand $|i\rangle$ und die Wellenlänge $\lambda = hc/(E_i - E_k)$ ergibt sich der Emissionskoeffizient zu

$$\epsilon_{ik} = \frac{hc}{4\pi\lambda} A_{ik} n_i \quad . \quad (2.14)$$

Im LTG hängt die Teilchendichte in einem angeregten Zustand nur von der Temperatur und Gesamtteilchendichte ab. Aus der Boltzmann-Verteilung 2.8 folgt:

$$\epsilon_{ik} = \frac{1}{4\pi} A_{ik} \frac{hc}{\lambda} \frac{g_i}{Z} n_{i,ges} \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right) \quad . \quad (2.15)$$

Befindet sich das Messobjekt also im LTG, so lässt sich bei bekannter Übergangswahrscheinlichkeit A_{ik} und Gesamtteilchendichte einer Ionisationsstufe $n_{i,ges}$ die Gleichgewichtstemperatur mittels Gleichung (2.15) durch eine Absolutbestimmung des Emissionskoeffizienten eines bestimmten Übergangs bestimmen.

Ohne Kenntnis der Gesamtteilchendichte kann man die Temperatur aus dem Verhältnis der Emissionskoeffizienten zweier Spektrallinien λ_1 und λ_2 von Teilchen

derselben Atomsorte und Ionisationsstufe, die ihren Ursprung in unterschiedlichen Niveaus haben, ermitteln:

$$\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} = \frac{A_1 g_1 \lambda_2}{A_2 g_2 \lambda_1} \exp\left(-\frac{E_1 - E_2}{k_B T}\right) . \quad (2.16)$$

Die Genauigkeit, mit der sich die Temperatur auf diesem Wege ermitteln lässt, wird zum einem durch die Genauigkeit der Übergangswahrscheinlichkeiten bestimmt. Diese sind in der Regel nur bis auf einige zehn Prozent bekannt, relative Übergangswahrscheinlichkeiten häufig besser. Zum anderen hängt sie vom Abstand der oberen Energieniveaus ab. Je kleiner der energetische Abstand der Anregungsniveaus ist, desto größer wird die Unsicherheit der Temperatur. Um die Genauigkeit auch bei kleinen energetischen Abständen der Anregungsniveaus zu erhöhen, werden daher in der Praxis mehrere Linien verschiedener Anregungsenergie gemessen. Trägt man dann $(\epsilon_{ik} \lambda)/(A_{ik} g_i)$ in Abhängigkeit von der Anregungsenergie logarithmisch auf, so sollte sich ein linearer Zusammenhang ergeben. Aus der Steigung der zugehörigen Ausgleichsgeraden folgt die Temperatur (sog. Boltzmann-Plot). Auf diesem Weg wurde in dieser Arbeit die Temperatur bestimmt.

Durch Beobachtung von Übergängen verschiedener Ionisationsstufen eines Elements folgt aus Gleichung 2.14 mit der Saha-Gleichung 2.9:

$$\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} = 2 \frac{A_1 g_1 \lambda_2}{A_2 g_2 \lambda_1} \frac{Z_1}{Z_2} \frac{(2\pi k_B)^{3/2}}{h^3} \frac{1}{n_e} T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_1 - E_2 + E_{ion} - \Delta E_{ion}}{k_B T}\right) . \quad (2.17)$$

Aufgrund der größeren Energiedifferenzen der oberen Niveaus lässt sich hieraus die Temperatur mit einer höheren Genauigkeit bestimmen. Voraussetzung hierfür ist aber, dass die Elektronendichte n_e bekannt ist.

2.2.2.2 Bestimmung des Emissionskoeffizienten in homogenen Plasmen

Der lokale Emissionskoeffizient lässt sich nicht direkt im Experiment bestimmen. Der Beobachter kann nur die durch die Oberfläche des Beobachtungsobjektes in den Raumwinkel emittierte Strahlungsleistung messen: Die Intensität I (auch als Strahldichte L bezeichnet) bzw. die auf ein Wellenlängenintervall bezogene spektrale Intensität I_λ (spektrale Strahldichte L_λ). Die Änderung der Intensität entlang des Beobachtungsweges (hier die x-Richtung) wird bei jeder Wellenlänge durch die *Strahlungstransportgleichung* beschrieben:

$$\frac{dI_\lambda(x)}{dx} = \epsilon_\lambda(x) - \kappa(\lambda, x) I_\lambda(x) . \quad (2.18)$$

Entlang des Beobachtungsweges wird die Strahlung lokal durch die Emission ϵ_λ des Plasmas erhöht. Gleichzeitig kommt es zu Absorptionsprozessen, die zu einer

Erniedrigung $\kappa(\lambda)I_\lambda$ führen.

Führt man die optische Tiefe τ

$$\tau(\lambda, x) = \int_x^l \kappa(\lambda, x') dx' \quad (2.19)$$

als den integralen Absorptionskoeffizienten zwischen einem Punkt x und einem Beobachtungspunkt l ein, so lautet die formale Lösung der Strahlungstransportgleichung 2.18 für ein Plasma mit Ausdehnung l in Beobachtungsrichtung:

$$I_\lambda(l) = I_\lambda(0)e^{-\tau(\lambda,0)} + \int_0^l \epsilon_\lambda(x)e^{-\tau(\lambda,x)} dx \quad (2.20)$$

Die weitere Betrachtung erfolgt unter der Annahme, dass die Strahlung nur im Plasma erzeugt wird ($I_\lambda(0) = 0$). Für ein homogenes Plasma – $\epsilon_\lambda(x) \equiv \epsilon_\lambda$, $\kappa(\lambda, x) \equiv \kappa(\lambda)$ und $\tau(\lambda, 0) = \kappa(\lambda)l$ – ergibt sich dann:

$$I_\lambda(l) = \frac{\epsilon_\lambda}{\kappa(\lambda)} \left(1 - e^{-\tau(\lambda,0)}\right) \quad (2.21)$$

Im Grenzfall eines optisch dünnen Plasmas ($\tau(\lambda) \ll 1$) lässt sich der Emissionskoeffizient im homogenen Fall direkt aus der Intensität bestimmen:

$$I_\lambda(l) = \epsilon_\lambda l \quad (2.22)$$

Mit zunehmender Absorption nähert sich die Intensitätsverteilung einer Planckverteilung (2.10) bei der vorliegenden Gleichgewichtstemperatur an. Im Grenzfall des optisch dichten Plasmas ($\tau(\lambda) \gg 1$) gilt:

$$I_\lambda(l) = \frac{\epsilon_\lambda}{\kappa(\lambda)} = B_\lambda(T_{LTE}) \quad (2.23)$$

2.2.2.3 Bestimmung des Emissionskoeffizienten in zylindersymmetrischen Plasmen

Ist die Strahlungsquelle inhomogen, so lässt sich die Integration der Strahlungstransportgleichung nicht mehr so einfach durchführen. Der Aufwand zur Bestimmung des lokalen Emissionskoeffizienten steigt dann erheblich.

Im folgenden wird die Lösung des Problems für zylindersymmetrische Plasmen unter Ausnutzung der Symmetrie der Strahlungsquelle dargestellt. Dabei falle die Zylinderachse mit der z -Achse des Koordinatensystems zusammen. Der Emissionskoeffizient hängt in diesem Fall nur vom Abstand $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ zur Achse sowie von z ab: $\epsilon_\lambda(x, y, z) = \epsilon_\lambda(r, z)$. Die Beobachtung erfolge außerhalb des Plasmas (Radius R) weiterhin in x -Richtung. Somit hängt die Intensität nicht mehr von der x -Koordinate, sondern nur vom Abstand des Beobachtungsstrahls von der Achse ab: $I_\lambda = I_\lambda(y, z)$.

1. Vernachlässigbare Absorption:

Aus Gleichung 2.20 folgt unter der Annahme vernachlässigbarer Absorption [LH68]:

$$I_\lambda(y, z) = 2 \int_0^{\sqrt{R^2 - y^2}} \epsilon_\lambda(x, y, z) dx = 2 \int_y^R \frac{\epsilon_\lambda(r, z) r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr . \quad (2.24)$$

Die zweite Formulierung von Gleichung 2.24 ist eine Abelsche Integralgleichung für $\epsilon_\lambda(r, z)$, die sich analytisch lösen lässt:

$$\epsilon_\lambda(r, z) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{dI_\lambda(y, z)}{dy} \frac{1}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy . \quad (2.25)$$

Um den Emissionskoeffizienten bestimmen zu können, ist es nötig, die Intensität in Abhängigkeit vom Abstand von der Achse zu kennen.

Bei Experimenten wird bei festem z für endlich viele $(N + 1)$ Stützpunkte $I_\lambda(y)$ gemessen. Für eine Lösung nach Gleichung 2.25 ist es dann nötig, den Intensitätsverlauf zwischen den Punkten durch eine Funktion zu interpolieren oder besser durch eine ausgleichende Kurve zu approximieren.

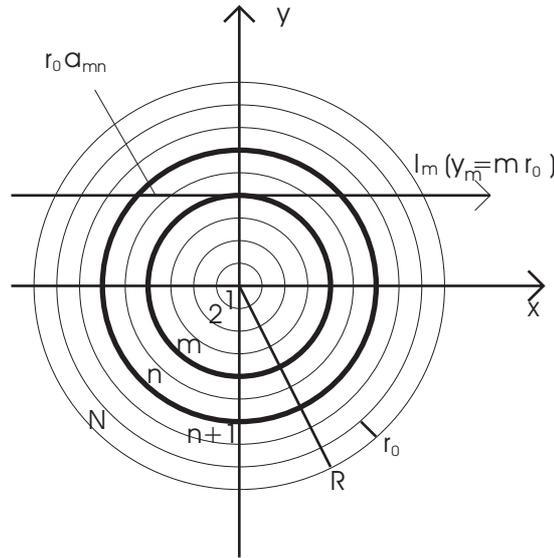


Abbildung 2.2: Geometrie bei der Beobachtung von zylindersymmetrischen Strahlungsquellen [Ols63].

Teilt man die Strahlungsquelle in N konzentrische Zylinder vom Radius $r_m = m r_0$ mit $0 \leq m \leq N$ sowie $N r_0 = R$ und nimmt weiter an, der Emissionskoeffizient sei für $r_m \leq r \leq r_{m+1}$ konstant mit

$$\epsilon_\lambda(r_m \leq r \leq r_{m+1}, z) \equiv \epsilon_m , \quad (2.26)$$

so lässt sich Gleichung 2.24 direkt integrieren und ergibt (vgl. Abbildung 2.2):

$$I_m = \sum_{n=m}^N \epsilon_n \cdot a_{mn} r_0 \quad (2.27)$$

wobei

$$a_{mn} = \sqrt{(n+1)^2 - m^2} - \sqrt{n^2 - m^2} \quad (2.28)$$

derjenige normierte geometrische Weg ist, den der Beobachtungsstrahl mit Abstand mr_0 zur Plasmaachse durch den n -ten Zylinder verläuft.

Den Emissionskoeffizienten erhält man durch sukzessive Lösung von Gleichung 2.27.

2. Schwache Absorption:

Ist die Absorption nicht vernachlässigbar, so ergibt sich die optische Tiefe der n -ten Schicht, die von einem Beobachtungsstrahl im Abstand mr_0 durchlaufen wird, zu

$$\tau_{mn} = \kappa_n r_0 a_{mn} \quad (2.29)$$

Unter Berücksichtigung der Strahlungstransportgleichung folgt für die Intensität nach *Olsen* [Ols63]:

$$I_m = \sum_{n=m}^N \epsilon_n \cdot A_{mn} \quad (2.30)$$

wobei

$$A_{mn} = \frac{1 - e^{-\tau_{mn}}}{\kappa_n} \left[1 + e^{-\tau_{mn}} \prod_{l=m}^{n-1} e^{-2\tau_{ml}} \right] \prod_{l=n+1}^N e^{-\tau_{ml}} \quad (2.31)$$

(A_{mn}) bildet genauso wie (a_{mn}) im nichtabsorbierendem Fall eine Dreiecksmatrix. Mit der Inversen

$$B_{nm} = A_{nm}^{-1} \quad (2.32)$$

lässt sich der Emissionskoeffizient bestimmen zu

$$\epsilon_n = \sum_{m=n}^N I_m B_{nm} \quad (2.33)$$

Für die erfolgreiche Bestimmung des Emissionskoeffizienten bei schwacher Absorption ist also nach Gleichung 2.31 mit Gleichung 2.29 eine Kenntnis der radialen Verteilung des Absorptionskoeffizienten nötig.

Sollte dieser nicht bekannt sein, so lässt er sich bei nicht zu starker Absorption iterativ ermitteln, wenn mit dem Emissionskoeffizienten eine Temperaturbestimmung möglich ist:

Zunächst führt man die Inversion unter der Annahme vernachlässigbarer Absorption durch. Dadurch erhält man eine erste Verteilung des Emissionskoeffizienten und der Temperatur. Mit Hilfe des Kirchhoffschen Gesetzes (2.11) kann man daraus eine erste Verteilung des Absorptionskoeffizienten bestimmen. Mit dieser wird dann eine zweite Inversion durchgeführt, wodurch man verbesserte Werte für die Temperatur und über Gleichung 2.11 für den Absorptionskoeffizienten erhält. Sollte diese Näherung noch nicht ausreichen, wiederholt man das Verfahren entsprechend.

Mit Hilfe dieses Verfahrens nach *Olsen* wurde im Rahmen dieser Arbeit die Selbstabsorption der Strahlung berücksichtigt.

2.2.3 Linienprofil

Bisher wurde von dem idealisierten Fall ausgegangen, dass der Übergang zwischen den Energieniveaus $|i\rangle$ und $|k\rangle$ bei einer beliebig scharfen Wellenlänge erfolgt. Verschiedene Ursachen führen jedoch dazu, dass die beobachteten Spektrallinien nicht beliebig scharf sind, sondern eine endliche, von Null verschiedene Breite haben.

Diese spektrale Verteilung wird durch das Linienprofil $\epsilon_\lambda(\lambda)$ mit der Profildfunktion $P_\lambda(\lambda)$ beschrieben:

$$\epsilon_\lambda(\lambda) = \epsilon_{ik} P_\lambda(\lambda) \quad \text{mit} \quad \int_0^\infty P_\lambda(\lambda) d\lambda = 1 \quad . \quad (2.34)$$

Der Gesamtemissionskoeffizient nach Gleichung (2.14) ist die Überlagerung der spektralen Emissionskoeffizienten:

$$\epsilon_{ik} = \int_0^\infty \epsilon_\lambda(\lambda) d\lambda \quad . \quad (2.35)$$

Die Form der Profildfunktion wird durch den jeweiligen Verbreiterungsmechanismus bestimmt.

Natürliche Linienverbreiterung

Aufgrund der Wechselwirkung mit dem Nullpunktsstrahlungsfeld ist die Lebensdauer τ eines angeregten Zustandes endlich. Aus der *Heisenbergschen Unschärfere-lation* $\Delta E \cdot \tau \approx \hbar$ ergibt sich daraus eine Energieunschärfe der jeweiligen Zustände. In diesem Fall ist die Profildfunktion durch ein Lorentzprofil gegeben:

$$P_L(\lambda) = \frac{1}{\pi} \frac{\frac{1}{2} \Delta \lambda_{L1/2}}{(\lambda - \lambda_0)^2 + \left(\frac{1}{2} \Delta \lambda_{L1/2}\right)^2} \quad , \quad (2.36)$$

wobei $\Delta \lambda_{L1/2}$ die volle Linienbreite bei der halben Intensität ist. Sie ist durch die Lebensdauer bzw. die Wahrscheinlichkeiten für Übergänge in niedrigere Energie-

zustände bestimmt [Kon99]:

$$\Delta\lambda_{L1/2} = \frac{\lambda^2}{c} \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \left(\sum_{m<i} A_{im} + \sum_{n<k} A_{kn} \right) . \quad (2.37)$$

Typische natürliche Linienbreiten liegen in der Größenordnung von $\Delta\lambda \approx 10^{-2} pm$. Gegen die Auswirkungen der anderen Verbreiterungsmechanismen ist eine solche Linienbreite in Plasmen völlig vernachlässigbar.

2. Dopplerverbreiterung

Eine Relativbewegung mit der Geschwindigkeit v zwischen einem einzelnen Emittter und dem Empfänger führt zu einer Verschiebung der Wellenlänge in Abhängigkeit von v (*Doppler-Effekt*). Ist die Geschwindigkeit in einem Teilchenensemble aufgrund der thermischen Bewegung maxwellverteilt (Gleichung 2.7), so führt diese Verbreiterung zu einem Gauß-Profil:

$$P_D(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\sigma}} e^{-\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{2\sigma^2}} \quad \text{mit} \quad \sigma(T) = \sqrt{\frac{k_B T}{mc^2}} \quad (2.38)$$

für Teilchen der Masse m . Die volle Halbwertsbreite des Profils ergibt sich zu

$$\Delta\lambda_{D1/2} = 2\sqrt{\ln 2}\sigma \quad \Rightarrow \quad \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = 7,16 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{\left(\frac{T}{K}\right)}{M}} , \quad (2.39)$$

wobei M die relative Atom- oder Molekülmasse des Emitters ist.

Im Sichtbaren ergeben sich bei Temperaturen um $10^4 K$ Linienbreiten von einigen Pikometern. Wird die Linienbreite von der Dopplerbreite dominiert, lässt sich hieraus die Temperatur bestimmen. Bei den hier untersuchten Plasmen ist dies nicht möglich, da die Druckverbreiterung dominiert.

3. Druckverbreiterung

Die Umgebung des emittierenden Teilchens kann ebenfalls zu einer Störung der Emission führen. Wird die Wechselwirkung zwischen den Störteilchen und dem Emitter durch ein Potential der Form

$$V_p(r) = \frac{C_p}{r^p} , \quad (2.40)$$

bestimmt, so kommt es zu einer Frequenzverschiebung $\Delta\nu \propto C_p r^{-p}$. Folgende Fälle werden unterschieden:

- $p = 2$, linearer Starkeffekt: Dieser tritt nur bei wasserstoffähnlichen Emittlern und geladenen Störteilchen auf.
- $p = 3$, Eigendruckverbreiterung (Resonanzverbreiterung): Der Emittler wird während der Emission von Teilchen der eigenen Art, welche die emittierte Energie resonant absorbieren können, gestört.
- $p = 4$, quadratischer Starkeffekt: Die Störteilchen sind geladen, aber der Emittler ist nicht wasserstoffähnlich.
- $p = 6$, Fremddruckverbreiterung (van-der-Waals-Verbreiterung): Störung durch neutrale Atome über die van-der-Waals-Wechselwirkung.

Das sich aus der Wechselwirkung mit vielen Störteilchen ergebende Vielteilchenproblem der Druckverbreiterung lässt sich in geschlossener Form nicht lösen. In der Praxis sind zwei wichtige Grenzfälle von Bedeutung:

Stoßnäherung: Unter der Annahme, dass die Stoßzeit sehr viel kleiner als die mittlere Lebensdauer und klein gegen die Zeit zwischen zwei Stößen ist, ergibt sich ein um d verschobenes Lorentzprofil der Halbwertsbreite w :

$$P_L(\lambda) = \frac{1}{\pi} \frac{\frac{1}{2}w}{(\lambda - \lambda_0 - d)^2 + (\frac{1}{2}w)^2} . \quad (2.41)$$

Die Halbwertsbreite und Verschiebung sind durch vom Potential V_p bestimmte Wirkungsquerschnitte $\sigma_{p,r}$ und $\sigma_{p,i}$ sowie die Teilchendichte n der Störteilchen bestimmt:

$$w \propto n\sigma_{p,i} \quad d \propto n\sigma_{p,r} . \quad (2.42)$$

Die Voraussetzungen der vernachlässigbaren Stoßzeit ist um so besser erfüllt, je größer die Temperatur und damit die mittlere thermische Geschwindigkeit der Teilchen, je kleiner die Reichweite der Wechselwirkung und je geringer die Teilchendichte ist, deren Abnahme einen größeren zeitlichen Abstand zwischen zwei Stößen zur Folge hat.

Beim Starkeffekt kann man für eine Temperatur von $T \approx 10^4 \text{ K}$ bei Elektronen bis zu einer Teilchendichte von $n_e \approx 10^{24} \text{ m}^{-3}$ die Stoßnäherung verwenden. Für Ionen, die sich entsprechend langsamer bewegen, ist dies nur bis $n_i \approx 10^{22} \text{ m}^{-3}$ zulässig [SB69]. Die Verbreiterung durch Neutralatome kann aufgrund der geringeren Reichweite der Wechselwirkung für $T \approx 10^3 \text{ K}$ bis $n_a \approx 10^{23} \text{ m}^{-3}$ in dieser Näherung beschrieben werden [Pea75].

Quasistatische Näherung: In diesem Grenzfall wird davon ausgegangen, dass die Kollisionsdauer groß gegen die mittlere Lebensdauer ist und der Emitter sich so rasch auf das Störpotential einstellt, dass die Rechnung quasistatisch erfolgen kann. Der zeitliche Verlauf der einzelnen Störung wird hier nicht betrachtet. Stattdessen wird die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der verschiedenen Frequenzstörungen berechnet.

Im allgemeinen kann das resultierende Linienprofil nicht mehr in einfacher analytischer Form dargestellt werden ([Pea75], [Gri97]). Eine Ausnahme bildet die Resonanzverbreiterung, die auch im quasistatischen Grenzfall ein Lorentzprofil ergibt [Pea75].

4. Apparateprofil

Neben der Verbreiterung aufgrund der Wechselwirkung des emittierenden Teilchens mit seiner Umgebung ist zusätzlich zu berücksichtigen, dass das Linienprofil durch die Messapparatur beeinflusst wird. Das Apparateprofil wird experimentell durch Detektion einer möglichst schmalen Linie bestimmt.

5. Überlagerung verschiedener Profile

Überlagern sich mehrere der oben aufgeführten Einflüsse bei der Beobachtung von Spektrallinien, so ergibt sich das resultierende Profil $P_{res}(\lambda)$ aus einer Faltung der Einzelprofile, z.B. für zwei Profile:

$$P_{res}(\lambda) = \int_0^{+\infty} P_1(\lambda) P_2(\lambda - \lambda') d\lambda' \quad . \quad (2.43)$$

Die Überlagerung zweier Lorentzprofile der Halbwertsbreiten w_1 und w_2 ergibt wieder ein Lorentzprofil mit $w_{res} = w_1 + w_2$. Die Faltung eines Gauß-Profils mit einem Lorentz-Profil führt auf ein Voigt-Profil, welches sich nicht analytisch darstellen lässt. In der Literatur sind verschiedene Näherungsmethoden dargestellt und tabellierte Werte zu finden. Dominiert die Linienbreite eines Prozesses deutlich über die anderen, so wird entsprechend auch das Linienprofil durch diesen Prozess bestimmt.

Wie erwähnt ist die natürliche Linienbreite in Plasmen in der Regel völlig vernachlässigbar. Die Dopplerverbreiterung dominiert bei hohen Temperaturen und geringen Dichten, die Druckverbreiterung mit zunehmender Dichte. Dabei werden die Spektrallinien in Nicht-Wasserstoff-Plasmen im wesentlichen durch den quadratischen Stark-Effekt verbreitert. In Laborplasmen ist der Beitrag der Ionen hierzu häufig gering oder ganz vernachlässigbar [Gri74].

Die in dieser Arbeit untersuchten Linien werden durch den quadratischen Stark-Effekt bei Gültigkeit der Stoßnäherung dominiert. In diesem Fall lässt sich nach Gleichung 2.42 aus der Linienbreite w bei bekanntem Proportionalitätsfaktor zwischen w und n_e , der sogenannten Verbreiterungskonstante, direkt die Elektronendichte n_e bestimmen. Umgekehrt lässt sich bei bekannter Elektronendichte die Starkverbreiterungskonstante bestimmen.

Kapitel 3

Plasmaerzeugung

Abbildung 3.1 zeigt schematisch den für die Plasmaerzeugung verwendeten Versuchsaufbau: Als Strahlungsquelle diente ein gütegeschalteter Nd:YAG Laser (Quantel: Brilliant ω), der bei der Grundwellenlänge ($\lambda = 1064 \text{ nm}$) repetierend mit etwa $0,5 \text{ Hz}$ betrieben wurde. Das System konnte in jedem Puls eine Maximalenergie von 360 mJ bei einer Pulsdauer von $4,3 \text{ ns}$ zur Verfügung stellen.

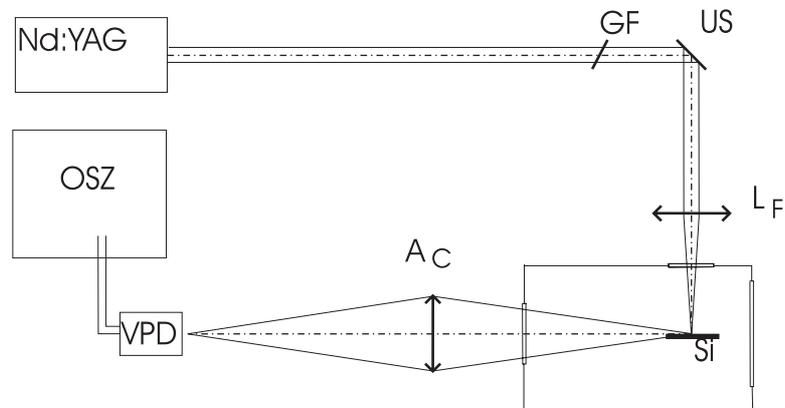


Abbildung 3.1: *Aufbau zur Erzeugung des Plasmas und Überwachung der Reproduzierbarkeit.*

Im Bereich des Plasmas über der Oberfläche waren bei der maximalen Energie zufällig auftretende kleinere Bereiche zu erkennen, die in ihrem Emissionsverhalten von der Umgebung stark abwichen. Zusätzlich wurden im Umgebungsgas immer wieder optische Durchbrüche beobachtet. Aufgrund dieser Effekte war eine reproduzierbare Erzeugung des Plasmas, die für die Auswertung der Messergebnisse zwingend notwendig war, nicht gewährleistet. Daher wurde die Strahlung mittels eines Graufilters GF abgeschwächt. Bei einer Energie von 33 mJ waren diese Effekte

te nicht zu beobachten. Die in Abbildung 3.1 nicht dargestellte Energiebestimmung wurde über einen weiteren Abschwächer und Umlenkspiegel vorgenommen (Detektor Rj7200 von Laser Precision Corp.), wobei deren Reflexions- bzw. Transmissionsvermögen separat unter Verwendung eines cw Nd:Yag-Laser erfolgte (Detektor Fieldmaster von Coherent).

Durch einen hochreflektierenden Spiegel US ($R > 99,4\%$ bei 1064 nm) wurde der Strahl um 90 Grad umgelenkt, so dass er senkrecht von oben auf die Festkörperoberfläche – das Target Si – traf. Zwischen dem Umlenkspiegel und dem Target befand sich eine Linse L_F ($f = 80\text{ mm}$), die den Strahl fokussierte und so die Intensität auf der Oberfläche erhöhte. Die Ausdehnung der Wirkungszone auf der Oberfläche des Targets, innerhalb der es zur Verdampfung kam, wurde mikroskopisch bestimmt. Bei Silizium zeigten sich dabei zwei Bereiche: Der eigentliche Krater (Durchmesser etwa $300\ \mu\text{m}$) war von einer Zone von rekristallisiertem Silizium (Durchmesser etwa $(500 \pm 25)\ \mu\text{m}$) umgeben. Dadurch war die Ausdehnung des eigentlichen Kraters nur schwer zu bestimmen. Zur genaueren Bestimmung der Ausdehnung der Verdampfungszone erfolgte eine Vergleichsmessung mit einem Kupfertarget, bei dem aufgrund seiner thermophysikalischen Eigenschaften die Verdampfungszone deutlicher zu erkennen war. Diese Messung lieferte eine Ausdehnung des Verdampfungskraters von $(310 \pm 25)\ \mu\text{m}$.

Aus der Energie, der Pulsdauer und der Ausdehnung der Wirkungszone lässt sich die Intensität auf der Oberfläche des Target zu $1 \cdot 10^{10}\ \text{Wcm}^{-2}$ abschätzen.

Als Ausgangsmaterial für das Plasma wurde einkristallines Silizium (Lieferant: Goodfellow) mit einer Reinheit von 99,999 Prozent verwendet. Die Platten Si der Dicke von $1,0\ \text{mm}$ und Fläche von $25,0 \cdot 25,0\ \text{mm}^2$ lagen auf einem Probenhalter, der sich in der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung bewegen ließ. Die Bewegung des Targets war nötig, da sich die Eigenschaften des Plasmas mit zunehmender Tiefe des Verdampfungskraters, die sich bei stationärem Target ergab, änderten und somit keine reproduzierbaren Ergebnisse zu erzielen waren. Senkrecht zur Beobachtungsrichtung erfolgte diese Verschiebung durch einen Schrittmotor, in Beobachtungsrichtung manuell.

Um einen Einschluß des Plasmas unter kontrollierbaren Versuchsbedingungen zu gewährleisten, befand sich der Probenhalter in einem Rezipienten.

An diesen waren über einen Vakuumanschluss die Pumpe, das Gasreservoir und die Druckmessgeräte angeschlossen. Mittels einer Drehschieberpumpe konnte der Rezipient bis auf etwa $1\ \text{Pa}$ ausgepumpt werden. Der Druck des Puffergases wurde relativ zum Außendruck mit einem Relativdruckmessgerät (Greisinger electronic:

GDH14AN) mit einer Genauigkeit von $\pm 10 \text{ hPa}$ bestimmt.

Zum Einschluss des Siliziumplasmas wurde Helium mit einer Reinheit von 99,999 Volumenprozent verwendet. Es hat im Vergleich zu den schweren Edelgasen den Vorteil, dass nur wenige Heliumlinien im beobachteten Spektralbereich liegen und deren Intensität aufgrund der hohen Anregungsenergie gering ist. Um trotz der geringen Atommasse einen guten Einschluss des Siliziumplasmas zu gewährleisten und damit auch eine Verschmutzung der Fenster zu vermeiden, wurde mit dem für solche Experimente relativ hohen Druck von 1600 hPa gearbeitet.

Zur Überwachung der Reproduzierbarkeit und damit auch indirekt der Laserenergie wurde das Plasma mit dem Achromaten A_C (Brennweite $f = 100 \text{ mm}$) auf eine Vakuumphotodiode VPD (ITL: TF1850; Anstiegszeit 100 ps), die mit einem Speicheroszilloskop OSZ (LeCroy: 9354C; 500 MHz Bandbreite, bis zu 2 Giga samples/s) verbunden war, abgebildet. Abbildung 3.2 zeigt den typischen Signalverlauf. Dieses räumlich und spektral integrierte Signal lieferte Informationen über die Intensität und den zeitlichen Verlauf des Plasmaleuchtens sowie deren Änderung von Experiment zu Experiment.

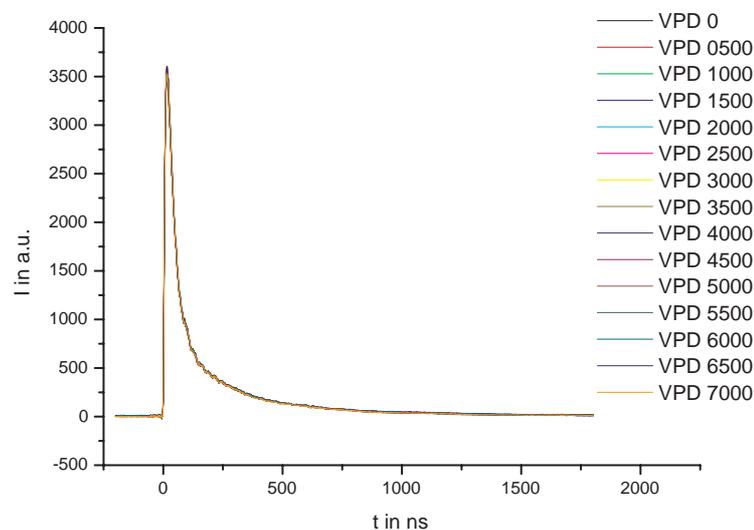


Abbildung 3.2: Der zeitliche Verlauf des Signals der Vakuumphotodiode zur Überwachung der Reproduzierbarkeit.

Bei $t = 0 \text{ ns}$ wird das Plasma erzeugt (der Trigger lag auf der steigenden Flanke des Signals). Innerhalb von fünf Nanosekunden erreicht die Intensität der Strahlung ihr Maximum und fällt dann exponentiell ab. Die Zeitkonstante hierfür beträgt etwas weniger als 150 ns .

Jede einzelne der 15 dargestellten Kurven in der Abbildung setzt sich aus der Sum-

me von zwanzig aufeinanderfolgenden Einzelsignalen zusammen. Die verschiedenen Kurvenverläufe entsprechen unterschiedlichen Positionen auf dem Target, die sich bei der Verschiebung durch den Schrittmotor ergaben. Im Rahmen der Messgenauigkeit folgt eine hervorragende Reproduzierbarkeit, was statistische Schwankungen betrifft.

Selten zeigten sich innerhalb einiger weniger Regionen auf der Oberfläche des Targets systematische Abweichungen von dem gezeigten Intensitätsverlauf. In der Regel wurde dort eine höhere Spitzenintensität beobachtet. Diese Messungen wurden dann bei der weiteren Auswertung nicht berücksichtigt.

Die für die Plasmaerzeugung relevanten Parameter sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst dargestellt.

Laserenergie	33 mJ
Pulsdauer	4,3 ns
Strahldurchmesser auf der Oberfläche	$(310 \pm 25) \mu\text{m}$
Intensität	$1 \cdot 10^{10} \text{ W cm}^{-2}$
Silizium	einkristallin
	Reinheit 99,999 %
Arbeitsgas	Helium 5.0
Arbeitsdruck	1600 hPa

Tabelle 3.1: *Versuchsbedingungen bei der Erzeugung des Siliziumplasmas.*

Kapitel 4

Spektroskopie

Abbildung 4.1 zeigt den experimentellen Aufbau, der zur Gewinnung der spektroskopischen Daten verwendet wurde.

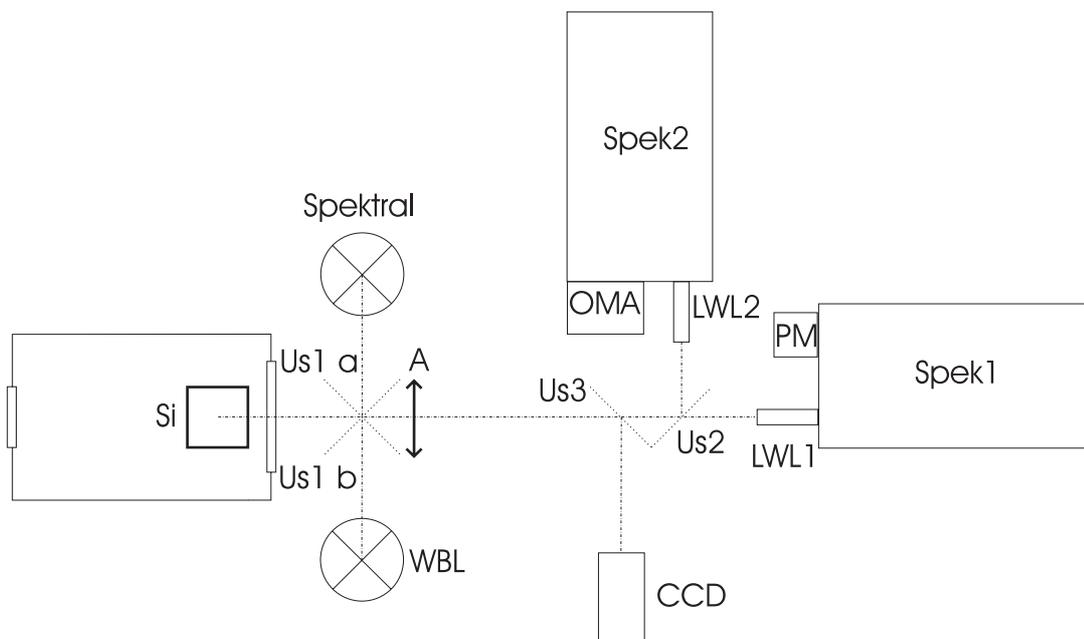


Abbildung 4.1: *Optischer Aufbau für die Plasmaspektroskopie.*

Für die Untersuchung des Plasmas standen drei verschiedene Detektoren zur Verfügung:

- Ein Photomultiplier PM wurde zur Untersuchung der zeitlichen Entwicklung des Plasmaleuchtens sowie der Gewinnung von Übersichtsspektren über größere spektrale Bereiche eingesetzt.
- Die eigentlichen Profilmessungen erfolgten mit einem optischen Vielkanal-

analysator *OMA*, der es ermöglichte, während einer Messung zu einem festen Zeitpunkt die spektrale Intensitätsverteilung innerhalb eines Wellenlängenintervalls von knapp zehn Nanometern aufzunehmen.

- Durch eine CCD-Kamera konnte das räumliche Verhalten des Plasmaleuchtens untersucht werden. Dies war aber nur wellenlängen- und zeitintegriert möglich. Sie diente vor allem zur Untersuchung des Einflusses des Umgebungsgases auf den Einschluss des Plasmas.

Die Wolframbandlampe *WBL* diente als Vergleichsstrahler zur Intensitätskalibrierung. Die Wellenlängenkalibrierung wurde mit Hilfe geeigneter Spekrallampen (*Spektral*) durchgeführt.

Das Plasma oberhalb des Siliziumtargets wurde über einen Achromaten *A* ($f = 100\text{ mm}$) auf einen Lichtwellenleiter (*LWL1* oder *LWL2*) mit Kernradius $r = 200\text{ }\mu\text{m}$ abgebildet. Die Auswahl des jeweiligen Lichtleiters und des dazugehörigen Detektionssystems erfolgte durch den Umlenkspiegel *Us2*.

Wegen der geringen räumlichen Ausdehnung des Messobjektes wurde eine vergrößernde Abbildung mit einer Vergrößerung von 3:1 gewählt.

Die Lichtwellenleiter befanden sich auf Verschiebetischen, die sich in allen drei Raumrichtungen mit einer Genauigkeit von 5 Mikrometern positionieren ließen. Auf diese Weise konnte in der Bildebene – abgesehen von der Einschränkung durch die Sehstrahlintegration – orts aufgelöst gemessen werden.

4.1 Messungen mit dem Photomultiplier

Die Austrittsseite des Lichtleiters *LWL1* war an den Eingangsspalt eines 1-Meter Gitterspektrographen *Spek1* (GCA/ McPherson Instrument: Modell 2051) montiert. Die effektive Apertur des Systems (Czerny-Turner-Anordnung) betrug $f/8,7$. Mit dem verwendeten Gitter (1200 Striche pro mm) ergibt sich in erster Ordnung ein theoretisches Auflösungsvermögen von $\lambda/\Delta\lambda = 1,2 \cdot 10^5$, die reziproke lineare Dispersion liegt bei $0,83\text{ nm mm}^{-1}$. Der Spektrograph wurde als Monochromator eingesetzt: Direkt hinter dem Austrittsspalt befand sich ein Photomultiplier *PM* (Burler: 4856, typische Stromverstärkung $1,7 \cdot 10^6$, bialkalische Photokathode). Eine typische Anstiegszeit von $3,4\text{ ns}$ ermöglichte bei Verwendung eines $50\text{ }\Omega$ Arbeitswiderstandes die Detektion des Intensitätsverlaufs mit guter zeitlicher Auflösung bei fester Wellenlänge. Durch Drehung des Gitters konnte die Wellenlänge variiert werden. Abbildung 4.2 zeigt beispielhaft den zeitlichen Verlauf der Kontinuumstrahlung integriert über ein Wellenlängenintervall von $\Delta\lambda = 0,025\text{ nm}$ bei

$\lambda_{Kont} = 382 \text{ nm}$ und die Linienemission bei $\lambda_{Linie} = 385,6 \text{ nm}$ (Multipllett (1) des einfach ionisierten Siliziums).

Die Intensität der Linienstrahlung nimmt nach dem Laserpuls zunächst genauso zu wie die Kontinuumintensität. Während diese aber ihr Maximum sehr früh erreicht und dann rasch wieder abklingt, nimmt die Linienintensität noch weiter zu und ist im Maximum – etwa 300 ns nach dem Laserpuls – deutlich höher als die maximale Intensität des Kontinuums. Ab etwa 500 ns nach der Erzeugung des Plasmas fällt die Linienintensität exponentiell ab. Die Zeitkonstante für dieses Abklingen beträgt gut 400 ns .

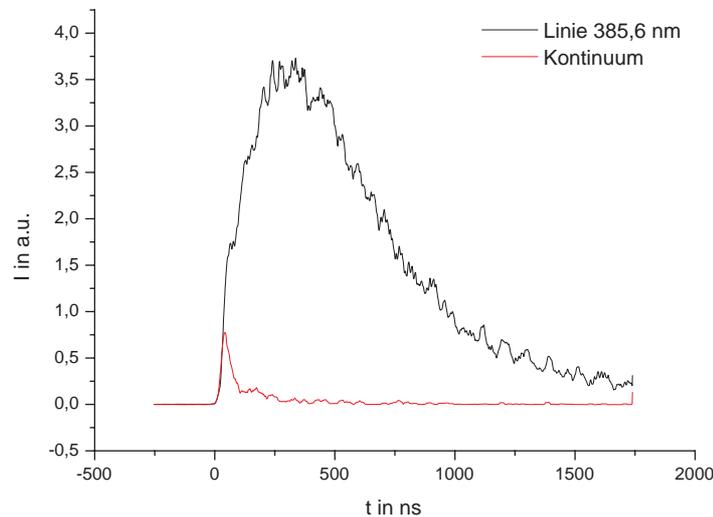


Abbildung 4.2: Verlauf des Photomultipliersignals für Linienstrahlung und für Kontinuumstrahlung.

Die Steuerung eines Experiments zur Aufnahme eines Spektrums erfolgte über einen Personal Computer *PC* (Abbildung 4.3). Dieser löste über einen Pulsgenerator *Delay1* den Laserpuls aus. Das Signal der Vakuumphotodiode *VPD* diente als Trigger- und Referenzsignal für das Speicheroszilloskop *Osz*, das auf einem zweiten Kanal das Signal des Photomultipliers abspeicherte. Diese Daten wurden über den IEC-Bus ausgelesen und abgespeichert. Für jede Wellenlängenposition wurden zwanzig Ereignisse ausgelöst. Zur Änderung der Gitterposition wurde der Motor des Spektrographen aktiviert.

Nach jeweils zwanzig Pulsen wurde die Probe mit Hilfe des Schrittmotors *Motor Si* verschoben. Dadurch war gewährleistet, dass das Plasmaleuchten auch während der Aufnahme eines vollständigen Spektrums, für die sehr viele Ereignisse ausgelöst werden mussten, reproduzierbar blieb.

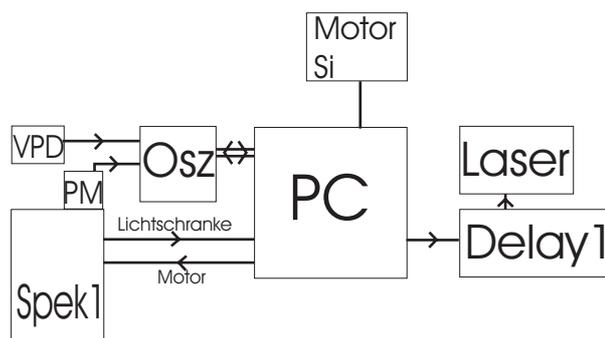


Abbildung 4.3: Schematischer Aufbau zur Messung mit dem Photomultiplier.

Zur Auswertung der Daten wurden die jeweils zu einer Wellenlängenposition gehörenden Daten aus 20 Messungen aufsummiert und zusätzlich zeitlich über eine Intervallbreite von zwanzig Nanosekunden gemittelt. Aus den zeitlichen Intensitätsverläufen bei verschiedenen Wellenlängen, die sich daraus ergaben, wurden dann die Spektren zu verschiedenen Zeitpunkten zusammengesetzt.

Wegen des erheblichen zeitlichen Aufwands wurde von einer lateralen Verschiebung des Lichtwellenleiters senkrecht zur Beobachtungsrichtung für eine Bestimmung des lokalen Emissionskoeffizienten abgesehen. Es wurde immer entlang des zentralen Sehstrahls gemessen.

In Abbildung 4.4 sind typische sehstrahlintegrierte Übersichtsspektren von Silizium mit Helium als Puffergas zu sehen. Dargestellt ist der spektrale Verlauf zwischen 380 nm und 600 nm zu verschiedenen Zeitpunkten. Das erste Spektrum gibt das Spektrum 125 ns nach dem Laserpuls wieder, der Abstand zwischen den Spektren beträgt 100 ns .

Die Breite des Wellenlängenintervalls, über welches spektral integriert gemessen wurde, betrug $\Delta\lambda = 0,5\text{ nm}$. Da die Auflösung des Oszilloskops auf 8 Bit beschränkt war, wurde die Empfindlichkeit so gewählt, dass der Dynamikbereich in *späteren* Zeiten ausgenutzt wurde. Daher liegt die maximale Intensität der starken Linien in der Anfangsphase ausserhalb des dargestellten Bereichs. Diese starken Linien sind die Linien der prominentesten Multipletts des einfach ionisierten Silizium nach der Tabelle von Moore [Moo65]: Multiplett (1) bei 386 nm , Multiplett (3) bei 413 nm und Multiplett (5) bei 505 nm . Deutlich sind aber auch hochangeregte Linien wie Multiplett (7.26) bei $\lambda = 419\text{ nm}$ auf dem rechten und das schwache Multiplett (3.01) bei $\lambda = 407\text{ nm}$ auf dem linken Linienflügel von Multiplett (3) zu sehen, ebenso wie z.B. bei $\lambda = 380\text{ nm}$ und $\lambda = 455\text{ nm}$ Linien des zweifach ionisierten Siliziums. Die Linien des neutralen Siliziums (prominente Linie bei 390 nm) haben trotz Sehstrahlintegration nur eine geringe Intensität. Die

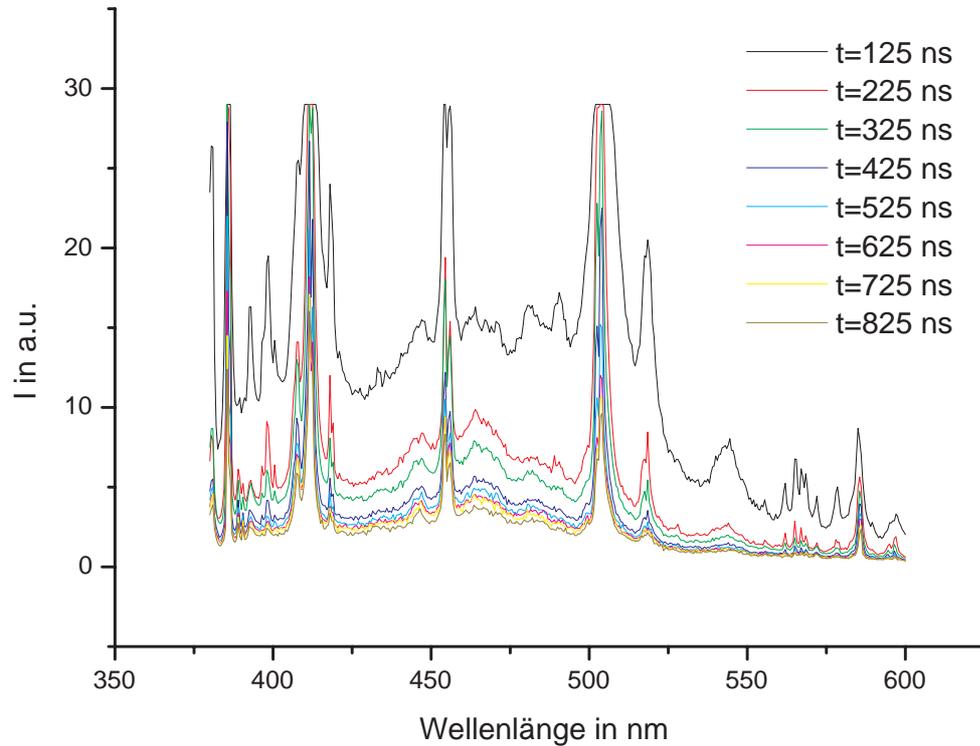


Abbildung 4.4: Übersichtsspektrum von Silizium unter Helium zu verschiedenen Zeiten nach der Plasmaerzeugung.

vergleichsweise breiten Strukturen um $\lambda = 462 \text{ nm}$ und $\lambda = 546 \text{ nm}$ unterstützen die Vorhersagen der semiklassischen Berechnungen, die für die dortigen Linien eine Verbreiterungskonstante vorhersagen, die eine Größenordnung über den Werten der oben aufgeführten Linien liegen [Gri74]. Dadurch ist dort eine experimentelle Bestimmung der Verbreiterungskonstante sehr schwierig.

Für $t = 125 \text{ ns}$ nach dem Laserpuls ist ein starkes Kontinuum zu erkennen, dem breite Linien überlagert sind. Diese sind aber schon deutlich erkennbar. Die Intensität der starken Linien ist größer als die des Kontinuums. Mit zunehmendem zeitlichen Abstand zur Plasmaentstehung nimmt die Kontinuums- und Linienintensität ab und die Linien werden schmaler. Die starken Linien des einfach ionisierten Siliziums bleiben während des dargestellten Zeitraums deutlich sichtbar. Dies gilt auch für den hier nicht dargestellten Zeitraum von weiteren 3 Mikrosekunden, in dem die Intensität weiter abnimmt. In der Abbildung ist ebenfalls nicht die Phase im unmittelbaren Anschluss an den Laserpuls zu sehen. Zunächst bildet sich ein starkes Kontinuum aus. Nach etwa 20 ns werden die ersten Linien sichtbar, die sehr stark verbreitert sind. Die maximale Intensität im Linienzentrum wird einige zehn Nanosekunden später erreicht, wobei die Linienbreite monoton abnimmt.

Zur quantitativen Bestimmung der Linienprofile war das Detektionssystem mit dem Photomultiplier nur bedingt geeignet. Die Gitterposition war aufgrund der Ansteuerung nicht sehr gut reproduzierbar. Die statistische Schwankung im Abstand zwischen den Messpunkten betrug etwa 5%. Zusätzlich konnte für jede Profilmessung der systematischer Fehler bei der Einstellung der Startwellenlänge bis zu $0,05\text{ nm}$ betragen, wodurch eine Bestimmung von Verschiebungskonstanten stark erschwert wird.

Andererseits ist es nicht zwingend erforderlich, die zeitliche Entwicklung des Linienprofils zu messen. Deshalb wurde für die Profilmessungen ein optischer Vielkanalanalysator eingesetzt, der die gewünschte Information mit erheblich geringerem Zeitaufwand lieferte.

4.2 Messungen mit dem optischen Vielkanalanalysator

Durch Einsetzen des Umlenkspiegels *Us2* in den Strahlengang konnte das Plasma auf den zweiten Lichtwellenleiter *LWL2* abgebildet werden, der mit einem Spektrographen *Spek2* verbunden war, der zusammen mit einem optischem Vielkanalanalysator (*OMA*) die Aufnahme eines Ausschnitts des Spektrums zu einem festen Zeitpunkt ermöglichte. Ähnlich wie *LWL1* war der zweite Lichtleiter über Mikrometerschrauben frei positionierbar, wobei die Verschiebung in lateraler Richtung senkrecht zur Beobachtungsrichtung über einen Schrittmotor erfolgen konnte.

Der 1-Meter-Gitterspektrograph (SPEX Industries GmbH: Modell 1704) wurde in zweiter Ordnung betrieben, wobei die anderen Ordnungen durch entsprechende Kantenfilter im Strahlengang geblockt wurden. Bei einer effektiven Apertur von $f/9$ und dem Gitter mit 1200 Strichen pro mm (Blazewellenlänge $1\ \mu\text{m}$) ergibt sich ein theoretisches Auflösungsvermögen von $\lambda/\Delta\lambda \approx 2,4 \cdot 10^5$. Die reziproke Liniendispersion liegt laut Herstellerangaben im betrachteten Wellenlängenbereich zwischen $0,3\text{ nm/mm}$ und $0,4\text{ nm/mm}$. Der Eingangsspalt wurde auf eine Breite von $100\ \mu\text{m}$ eingestellt.

In der Austrittspaltebene befand sich der optische Vielkanalanalysator (Princeton Instruments, Inc.: IRY-700/L). Im wesentlichen besteht dieser aus einer Photokathode, aus der das einfallende Licht Photoelektronen herauslöst (zur Empfindlichkeit vgl. Abbildung 4.5). Diese werden durch eine Mikrokanalplatte vervielfacht und treffen auf eine Phosphorschicht, über die das Signal wieder in Photonen umgewandelt wird. Mit einem Photodiodenarray wird schließlich ein elektrisches

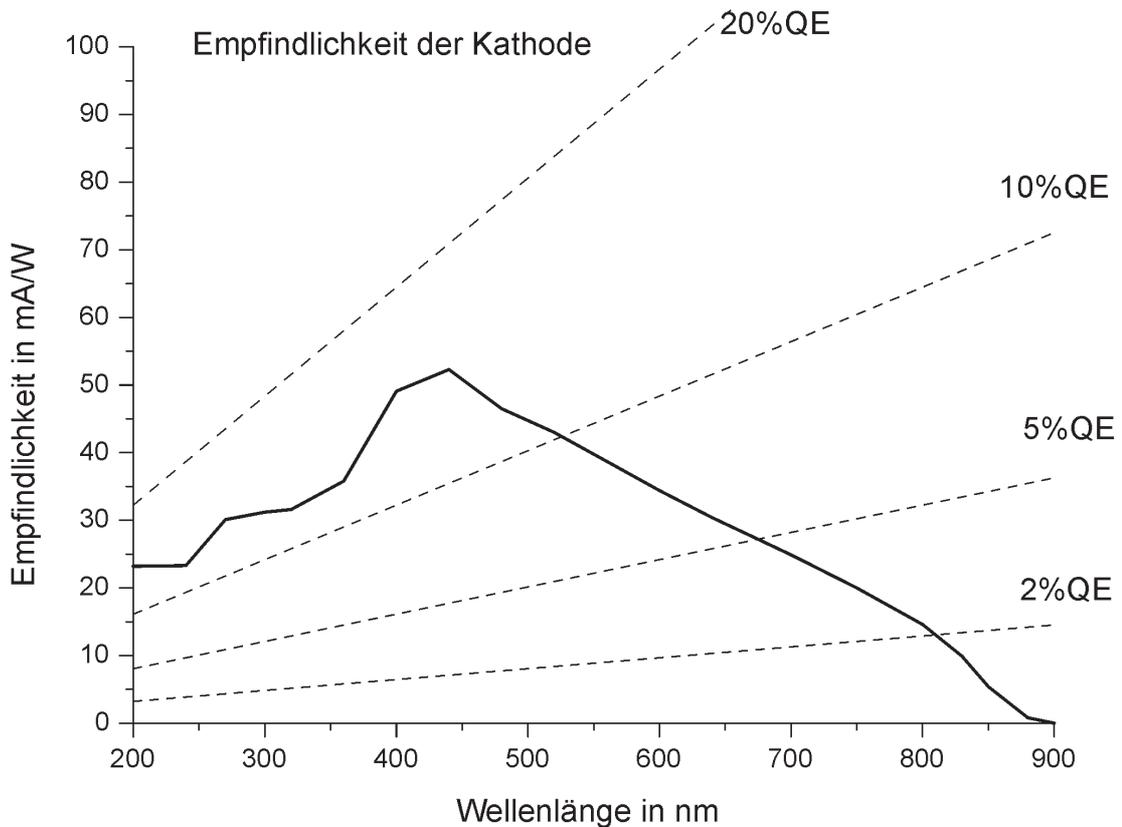


Abbildung 4.5: *Spektrale Empfindlichkeit des optischen Vielkanalanalysators (Herstellerangaben).*

Signal erzeugt.

Beim vorliegenden Modell sind 1024 Photodioden mit einer Breite von $25\ \mu\text{m}$ und einer Höhe von $25\ \text{mm}$ nebeneinander angeordnet. Davon werden lediglich 700 aktiv genutzt. Zur Verringerung des Rauschens wird das Diodenarray thermoelektrisch auf minus 20 Grad Celsius abgekühlt.

Die minimale Linienbreite ist aus elektronischen Gründen auf 3 bis 3,5 Pixel begrenzt, wobei unter Benutzung des Bildverstärkers die Intensität der beiden Pixel unmittelbar neben einem Maximum (einer theoretisch beliebig schmalen Linie) bei etwa 75 Prozent von der Maximalintensität liegt (Herstellerangabe). Abbildung 4.6 zeigt als Beispiel hierfür eine Aufnahme der Linie $\lambda = 385,991\ \text{nm}$ einer Eisenhohlkathodenlampe. Der Kanalabstand beträgt $0,01\ \text{nm}$.

Der Detektor lässt sich grundsätzlich in zwei Betriebsmodi betreiben:

- *Kontinuierlich* für die Detektion von Signalen deren Änderungszeit groß ge-

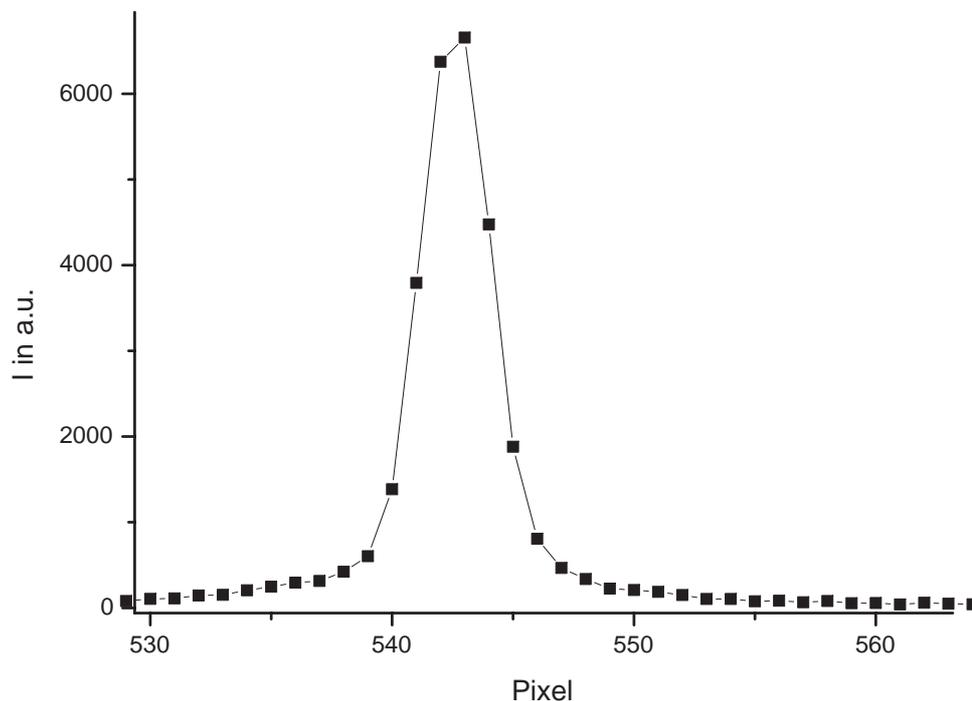


Abbildung 4.6: *Typisches Signal einer schmalen Linie ($\lambda = 385,991 \text{ nm}$, Eisenhohlkathodenlampe).*

gen die Auslesezeit des Diodenarrays ($T_{DA} = 5 \text{ ms}$) ist. Dieser Modus wurde für die Aufnahmen der Intensitäten der Wolframbandlampe und der Spekttrallampen benutzt.

- *Gepulst* für zeitlich schneller veränderliche Signale. In diesem Modus wurde das Plasmaleuchten detektiert.

Indem Photokathode und Mikrokanalplatte auf unterschiedliches elektrisches Potential gelegt werden, wird ein elektronischer Verschluss realisiert: Bei einer Gegenspannung wird verhindert, dass Elektronen die Mikrokanalplatte erreichen. Durch eine Messung bei dem auf diese Art geschlossenen Verschluss lässt sich das Signal des Dunkelstroms bestimmen, das allen Messungen unterlagert ist. Es wächst mit zunehmender Integrationszeit und Temperatur, ist sonst aber charakteristisch für den jeweiligen Detektor.

Durch Anlegen eines rechteckigen Hochspannungspulses der Dauer T mit entsprechender Polarität wird der Verschluss geöffnet und während dieser Zeit das Mess-Signal akkumuliert.

Dieser rechteckige Spannungspuls wird von einem digitalen Verzögerungs-/ Puls-generator (Stanford Research Systems, Inc.: Modell DG535) in Verbindung mit ei-

nem Pulsverstärker (Princeton Applied Research: Modell 1304) erzeugt. Mit dem Pulsgenerator konnten die Pulsdauer und Verzögerungszeiten mit einer Genauigkeit von besser als $2,0 \text{ ns}$ eingestellt werden. Oszillographische Messungen des verstärkten Pulses ergaben bei einer eingestellten Pulsdauer von $T_{in} = 100 \text{ ns}$ eine Pulsdauer von $T_{out} = 145 \text{ ns}$. Dieser Gatepuls wurde bei allen durchgeführten Messungen verwendet. Die Pulsdauer war ein guter Kompromiss zwischen den Forderungen nach kleiner Integrationszeit und großem Signal-Rausch-Verhältnis.

Die Ansteuerung und das Auslesen des Photodiodenarrays erfolgte über das zum Detektor zugehörige Steuergerät (Princeton Instruments, Inc.: Modell ST-121S) mit einem Personal Computer (Software: Winspec32 Version 2.4.5.5).

In Abbildung 4.7 ist die Änderung der spektralen Intensitätsverteilung auf der Achse mit zunehmendem Abstand zur Oberfläche des Targets am Beispiel von Multiplett (1) dargestellt. Der dargestellte Ausschnitt des Spektrums liegt zwischen 382 nm (Pixel 200) und 388 nm (Pixel 800). Der Abstand zur Oberfläche nimmt innerhalb einer Darstellung von hinten nach vorne zu, wobei der Abstand zwischen den Spektren $0,17 \text{ mm}$ beträgt. Dabei sind drei verschiedene Zeitpunkte dargestellt: 100 ns , 400 ns und 600 ns nach der Entstehung des Plasmas. Die Siliziumprobe befand sich unter einer Heliumatmosphäre bei einem Druck von 1600 hPa . Die Spektren wurden sehstrahlintegriert aufgenommen und setzen sich aus zwanzig Einzelmessungen zusammen, wobei die Probe nach jeweils zwanzig Messungen verschoben wurde. Das Signal des Dunkelstroms wurde subtrahiert.

Für eine Verzögerungszeit von 100 ns sind die einzelnen Linien des Multipletts so stark verbreitert, dass sie sich nicht einzeln auflösen lassen. Das Multiplett ist einem starken Kontinuum überlagert. Das Intensitätsmaximum findet man in $0,33 \text{ mm}$ Abstand von der Oberfläche. Mit zunehmendem Abstand zur Oberfläche fällt die Intensität ab, wobei sie innerhalb von weiteren $0,4 \text{ mm}$ auf etwa ein Drittel des Maximalwertes abfällt.

400 ns nach dem Laserpuls hat sich die Linienbreite soweit verringert, dass die starken Linien des Multipletts deutlich getrennt sind. Das Kontinuum ist nur noch schwach ausgeprägt. Zu diesem Zeitpunkt ist keine merkliche Änderung der Linienbreite mit zunehmendem Abstand zur Oberfläche erkennbar. Das Intensitätsmaximum findet sich in etwas größerem Abstand zum Target.

Für eine Verzögerungszeit von 600 ns hat sich die Linienbreite noch weiter verringert. Auch die schwache Linie bei $\lambda = 385,3 \text{ nm}$ wird an der Flanke der starken Linie $\lambda = 385,6 \text{ nm}$ erkennbar. Entlang der Plasmaachse bleibt die Änderung der Linienbreite vernachlässigbar. Die Intensität der Bereiche unmittelbar an der Oberfläche hat stark abgenommen. Generell sinkt die maximale spektrale Intensität mit

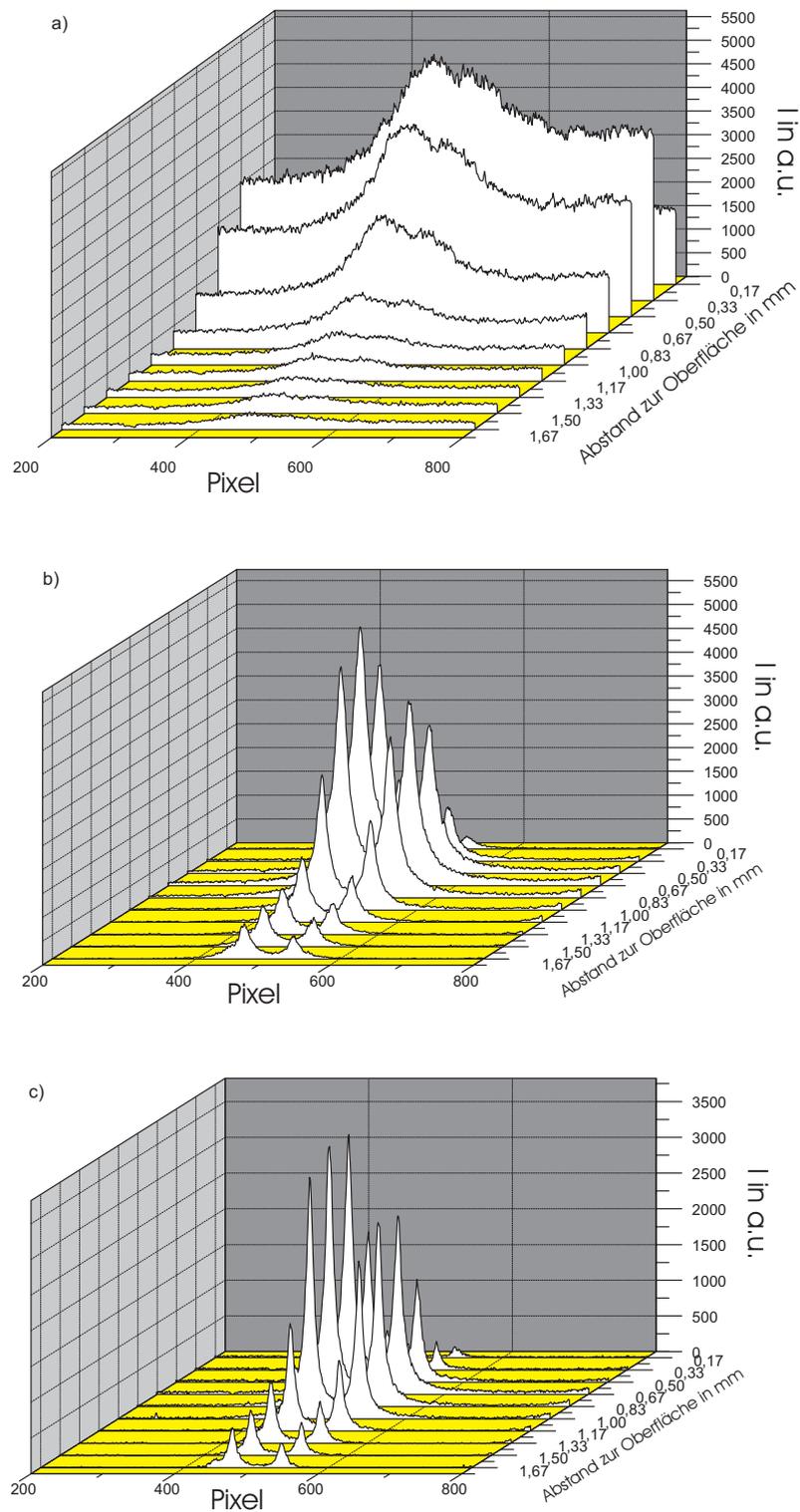


Abbildung 4.7: Sehstrahlintegrierter Intensitätsverlauf von Multipllett (1) entlang der Achse in verschiedenen Abständen von der Oberfläche zu 3 verschiedenen Zeitpunkten nach dem Laserpuls (a: 100 ns, b: 400 ns, c: 600 ns).

der Zeit, wobei dies um so schneller erfolgt, je näher sich der Beobachtungsstrahl am Target befindet.

4.3 Messwerterfassung

Für die Messung der Linienprofile, aus denen die Verbreiterungs- und Verschiebungskonstanten sowie die Übergangswahrscheinlichkeiten bestimmt werden sollten, wurden zwei Verzögerungszeiten gewählt, bei denen die Linienbreite durch die Druckverbreiterung dominiert wird. Nach 400 ns hat die Breite soweit abgenommen, dass bei den meisten Multipletts die einzelnen Linien zu identifizieren sind. Zudem ist die Temperatur des Plasmas noch hoch genug, um auch die Linien mit sehr hoher Anregungsenergie beobachten zu können.

Zusätzlich wurde bei einer Verzögerungszeit von 600 ns gemessen. Zu diesem Zeitpunkt haben sich sowohl die Linienbreite und -intensität als auch die Position der Linien merklich verändert, wodurch man Ergebnisse unter deutlich veränderten Bedingungen erhält. Aufgrund der geringeren Temperatur konnten zu diesem Zeitpunkt einige hochangeregte Linien nicht mehr vermessen werden.

Der Abstand von der Oberfläche, in dem die Profilmessungen erfolgten, wurde zu $0,67\text{ mm}$ gewählt. An diesem Ort war für beide Verzögerungszeiten eine hohe Intensität gewährleistet.

Um auf den lokalen Emissionskoeffizienten schließen zu können, wurde das Spektrum für 39 radiale Positionen des Lichtwellenleiters im Abstand von je $200\text{ }\mu\text{m}$ (in der Bildebene) aufgenommen.

Zu Beginn einer Messreihe bei fester Gitterposition erfolgte die Aufnahme eines Referenzspektrums, anhand dessen die Spektren wellenlängenkalibriert werden konnten. Hierzu wurden geeignete Spektrallampen (*Spektral*) über den Umlenkspiegel *Us1a* in den Strahlengang gebracht und auf *LWL2* abgebildet.

In der zweiten Position des Spiegels (*Us1b*) wurde das Licht der Wolframbandlampe, die für die Intensitätskalibrierung verwendet wurde, gemessen. Graufilter mit bekanntem spektralem Transmissionsvermögen schwächten die Strahlung definiert ab. Sowohl für die Aufnahme der Spektrallampen als auch für die der Wolframbandlampe wurde der Detektor im kontinuierlichen Betrieb mit der Integrationszeit von 800 ms betrieben, wobei bis zu hundert Spektren aufsummiert wurden. Für die Messung des Dunkelstromsignals der einzelnen Photodioden wurde der direkte Strahlengang durch eine Blende geblockt.

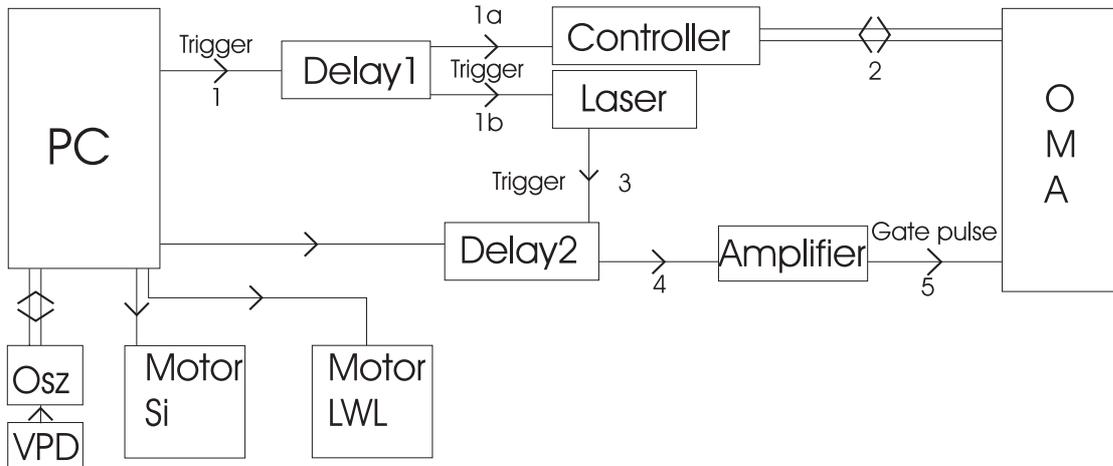


Abbildung 4.8: Schematischer Aufbau zur Messung mit dem optischen Vielkanalanalysator (OMA).

Die Aufnahme der von dem instationären Plasma emittierten Spektren wurde über einen Computer gesteuert (vgl. Abbildung 4.8): Der *PC* triggert über den Puls-generator *Delay1* das Steuergerät (*Controller*) des Detektors (1a) und gleichzeitig den Laser (1b). Der Laser gibt ein Triggersignal (3) an den zweiten Puls-generator *Delay2*, der den elektronischen Verschluss des *OMA* steuert. Dies geschieht vor der Erzeugung des optischen Laserpulses. Ein TTL-Puls von 100 ns Dauer wird mit einer Verzögerungszeit von entweder 400 ns oder 600 ns (4) über den Pulsverstärker *Amplifier* verstärkt und öffnet so für 145 ns den Verschluss des Detektors (5). Die Verzögerungszeit T wird von dem *PC* vorgegeben.

Das Timing der Triggersignale ist so gewählt, dass bei einer von *Delay2* vorgegebenen Verzögerungszeit von 0 ns der Verschluss zu dem Zeitpunkt öffnet, zu dem der Laserpuls das Plasma erzeugt (vgl. Abb. 4.9).

Das Signal des Detektors wurde von einem zweiten Computer (in Abb. 4.8 nicht dargestellt), der mit dem Steuergerät verbunden war, gespeichert. Das Signal der Vakuumphotodiode wurde von dem Rechner *PC* abgespeichert.

Nach jeweils zwanzig Pulsen wurde die Siliziumprobe über den Schrittmotor verschoben. Für eine Verbesserung des Signal-zu-Rauschverhältnisses wurden für die Bestimmung der Linienprofile 100 Spektren bei gleichen Steuerungsparametern akkumuliert. Nachdem diese für die Verzögerungszeit von 400 ns erfasst worden waren, wurde bei der gleichen lateralen Position des Lichtwellenleiters die Messung bei der zweiten Verzögerungszeit von 600 ns durchgeführt. Nach der Aufnahme der Spektren für beide Zeitpunkte wurde schließlich der Lichtwellenleiter über den zugehörigen Schrittmotor $200\text{ }\mu\text{m}$ lateral verschoben.

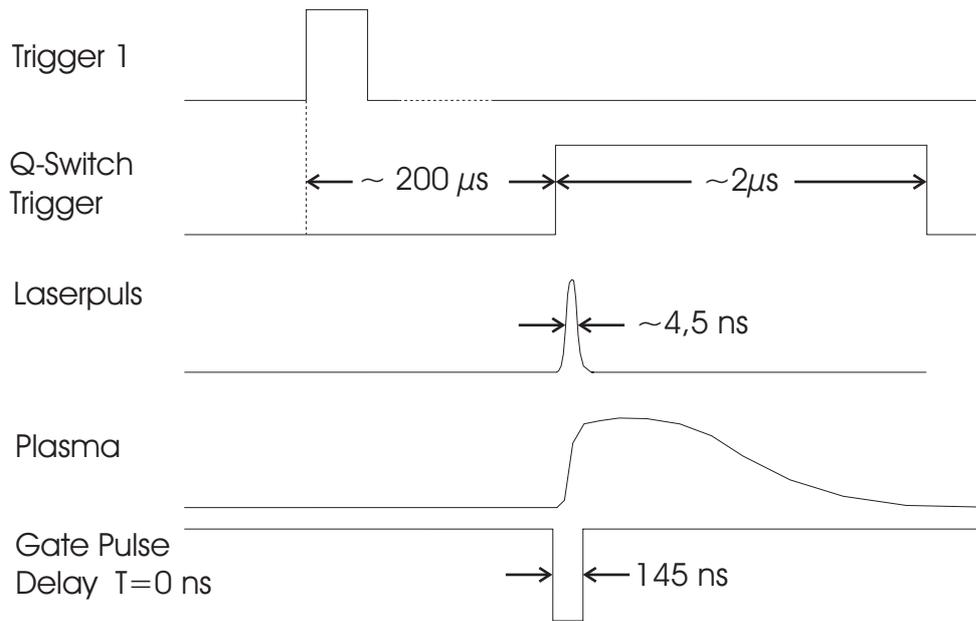


Abbildung 4.9: *Timing bei der Aufnahme der Spektren.*

Nach Abschluss der gesamten Messreihe wurde noch eine Messung bei geblocktem Strahlengang durchgeführt.

4.4 Auswertung

Anhand der Signale der Vakuumphotodiode wurde geprüft, ob sich während einer Messreihe merkliche Schwankungen im Plasmaleuchten ergeben hatten. Dazu wurden alle zu einer bestimmten Targetposition gehörenden Verteilungen aufsummiert und untereinander verglichen. Bei deutlichen Abweichungen vom typischen Intensitätsverlauf wurden die zugehörigen Messungen verworfen.

Die mit dem Vielkanalanalysator im Pulsbetrieb aufgenommenen Spektren wurden zunächst geglättet, indem der Mittelwert der vier benachbarten Pixel gebildet wurde. Anschließend wurden die Werte der Messung bei geblocktem Strahlengang abgezogen. Von einer Entfaltung der Profile zur Befreiung der Spektren vom Apparateprofil konnte abgesehen werden, weil dessen Einfluss bei der vorliegenden Größe der druckbestimmten Linienbreiten vernachlässigbar ist. Dies zeigt Abbildung 4.10 am Beispiel von Multipllett (1), dessen Linien zu denen mit der kleinsten Verbreiterungskonstante aller hier beobachteten Linien zählen.

Die Abbildung zeigt das gemessene Linienprofil sowie das Profil, welches sich aus der Faltung dieses gemessenen Profils mit dem Apparateprofil ergibt. Als Appa-

teprofil ist das gemessene Profil von Linien der Eisenhohlkathodenlampe verwendet worden (vgl. Abb. 4.6). Eine signifikante Abweichung der beiden Kurven voneinander ist nicht zu erkennen.

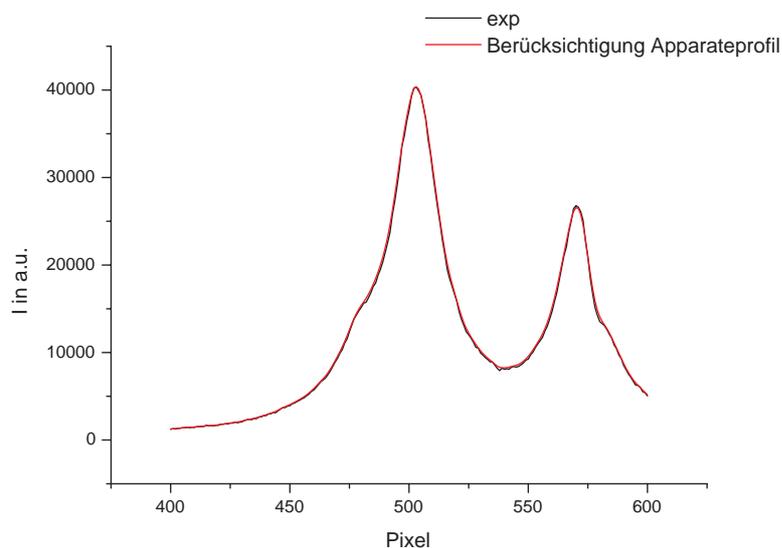


Abbildung 4.10: Einfluss des Apparateprofils auf das Linienprofil.

Wellenlängenkalibrierung

Die Wellenlängenkalibrierung und Bestimmung der Kanalabstände erfolgte mit den Spektren der Spektrollampen. Dazu wurde die tatsächliche Wellenlänge über einen linearen oder quadratischen Fit ermittelt, abhängig davon, wieviel Referenzlinien zur Verfügung standen. Die daraus resultierenden Kanalabstände zwischen den einzelnen Photodioden (Pixeln) lagen zwischen $9,7 \cdot 10^{-3} \text{ nm}$ im Wellenlängenbereich um 385 Nanometer und $7,0 \cdot 10^{-3} \text{ nm}$ um 666 Nanometer.

Nach [Gmb] lässt sich für den verwendeten Spektrographen der Kanalabstand $\Delta\lambda'_k$ bei einer Wellenlänge λ' aus einem für eine Wellenlänge λ bekannten Kanalabstand $\Delta\lambda_k$ wie folgt berechnen:

$$\frac{mg\Delta\lambda_k}{\cos \arcsin \frac{mg\lambda}{2 \cos \Phi} - \Phi} = \frac{m'g'\Delta\lambda'_k}{\cos \arcsin \frac{m'g'\lambda'}{2 \cos \Phi} - \Phi} , \quad (4.1)$$

wobei g die Gitterkonstante, m die Ordnung des Spektrums und $\Phi = 4,9^\circ$ sind. Der Vergleich zwischen den mit dieser Formel berechneten und den experimentell ermittelten Werten der Kanalabstände ergab für die meisten Spektren eine relative Abweichung von weniger als einem Prozent.

Intensitätskalibrierung

Aufgrund der Wellenlängenabhängigkeit der Detektorempfindlichkeit und des Transmissionsverhaltens der optischen Bauelemente kann man nicht direkt aus dem Mess-Signal des Plasmaleuchtens S_{Plasma} auf die emittierte spektrale Strahldichte $L_{\lambda,Plasma}$ schließen. Stattdessen ist es für jeden Wellenlängenbereich nötig, einen Vergleich mit einem Strahlungsnormale, dessen spektrale Intensitätsverteilung bekannt ist, durchzuführen.

Für diese Arbeit wurde die Intensitätskalibrierung mit einer Wolframbandlampe durchgeführt. Aus dem Verhältnis der spektralen Strahldichte $L_{\lambda,WBL}$ des Vergleichsstrahlers zu dem detektierten Mess-Signal S_{WBL} ergibt sich die absolute spektrale Strahldichte des Plasmas zu

$$L_{\lambda,Plasma} = S_{Plasma(\lambda)} \frac{L_{\lambda,WBL}}{S_{WBL(\lambda)}} K \quad . \quad (4.2)$$

Dabei berücksichtigt der Kalibrierungsfaktor K die unterschiedlichen Integrationszeiten des Detektors bei der Aufnahme der Spektren, die Abschwächung des Lichts der Wolframbandlampe durch den Umlenkspiegel und zusätzlichen Graufilter, sowie den Einfluss des Beobachtungsfensters. Dieser Faktor war über weite Spektralbereiche mit einer relativen Messunsicherheit von weniger als 5% behaftet, für die kurzen Wellenlängen war die Messunsicherheit etwas größer.

Die theoretische spektrale Strahldichte der Wolframbandlampe ist im wesentlichen durch die spektrale Strahldichte eines schwarzen Körpers $B_{\lambda}(\lambda, T_w)$ bei der Temperatur T_w gegeben (vgl. Gleichung 2.10). Abweichungen von diesem Emissionsverhalten werden durch die Emissivität $\epsilon_{WB}(\lambda, T_w)$ angegeben. Berücksichtigt man noch das Transmissionsvermögen des Quarzfensters τ_{WBL} , so folgt:

$$L_{\lambda,WBL} = B_{\lambda}(\lambda, T_w) \epsilon_{WB}(\lambda, T_w) \tau_{WBL} \quad . \quad (4.3)$$

Die Emissivität von Wolfram wurde von *de Vos* mit einer absoluten Messunsicherheit von besser als $5,0 \cdot 10^{-3}$ bestimmt [dV54]. Tabelle 4.4 gibt die verwendeten Werte wieder. Zwischen diesen Werten wurden die Emissivitäten über eine lineare Interpolation bestimmt.

Die Wolframbandlampe wurde einschließlich Stromquelle und Messgerät durch die Physikalisch-Technische Bundesanstalt kalibriert. Aus dieser Messung ergibt sich bei einem Lampenstrom von 16,142 A die wahre Temperatur zu $T_w = (2825 \pm 3) K$. Die Genauigkeit, mit der sich der Strom einstellen und während der Messung konstant halten ließ, betrug 4 mA. Daraus ergibt sich für die Temperatur eine zusätzliche Unsicherheit von 6 K.

λ /nm	380	400	420	440	460	480	500	520
$\epsilon_{WB}(\lambda, T_w)$	0,463	0,462	0,458	0,455	0,452	0,450	0,448	0,446
λ /nm	540	560	580	600	620	640	660	680
$\epsilon_{WB}(\lambda, T_w)$	0,444	0,441	0,438	0,434	0,431	0,428	0,426	0,422

Tabelle 4.1: *Emissivitäten der Wolframbdandlampe bei einer Temperatur von $T_w = 2825$ K [dV54].*

Umrechnung auf lokale Emissionskoeffizienten

Bei der Umrechnung auf die lokalen spektralen Emissionskoeffizienten wurde die Selbstabsorption der emittierten Strahlung durch das Plasma in Betracht gezogen. Dabei wurde zur Inversion der Strahldichten das iterative Verfahren von *Olsen* verwendet (vgl. Abschnitt 2.2.2.3), für welches Kenntnis über den radialen Temperaturverlauf nötig ist.

Zur Bestimmung der radialen Temperaturverteilung wurden zunächst die Multipletts mit bekannten Übergangswahrscheinlichkeiten über eine Abelinversion nach Abschnitt 2.2.2.3 ohne Berücksichtigung der Selbstabsorption ausgewertet.

Für jeden spektralen Kanal wurde dazu aus der sehstrahlintegrierten Verteilung separat der lokale spektrale Emissionskoeffizient bestimmt. Die Intensitätsverteilung bei verschiedenen Positionen des Lichtwellenleiters wurde durch einen kubischen Ausgleichsspline approximiert, um die statistischen Unsicherheiten zu dämpfen. Diejenigen Messpunkte, die mit stärkerem Rauschen behaftet waren, wurden geringer gewichtet. Als Zusatzbedingung wurde von dem Spline ein monotoner Verlauf gefordert.

Für jede Linie wurde mit dem auf den Seiten 46 bis 50 detailliert beschriebenen Verfahren ein berechnetes Linienprofil optimal an den spektralen Verlauf des Emissionskoeffizienten angepasst. Aus den sich dabei ergebenden Gesamtemissionskoeffizienten wurde über Boltzmann-Plots für jede radiale Position eine erste Näherung für die Temperatur berechnet. Die Daten der hierzu verwendeten Linien sind in Tabelle 4.2 aufgeführt. Die Wellenlängen, statistischen Gewichte und Anregungsenergien des oberen Niveaus sind der Tabelle von *Moore* [Moo65] entnommen. Für die Übergangswahrscheinlichkeiten wurden die Werte nach *Wiese* [Wie69] und für die Linien mit Ursprung in Zuständen hoher Anregungsenergie, für die bei *Wiese* keine Werte aufgeführt sind, die Ergebnisse von *Barach* [Bar70] verwendet. Die Linie $\lambda = 504,10$ nm diente als Bezugspunkt, um beide Sätze von Übergangswahrscheinlichkeiten miteinander zu verbinden.

λ /nm	E_i /eV	g_i	$A_{ik,rel}$
504,102	12,53	4	1,00
505,598	12,53	6	1,21
519,290	18,75	8	0,95
549,640	18,98	6	0,46
557,661	16,73	4	0,12
563,848	16,73	4	0,29
566,956	16,39	8	0,33
595,756	12,15	2	0,42
597,893	12,15	2	0,81
634,710	10,07	4	0,70
637,137	10,07	2	0,69

Tabelle 4.2: Liniendaten der Si(II)-Linien mit bekannten relativen Übergangswahrscheinlichkeit nach [Wie69] und [Bar70].

Mit dieser ersten Näherung für den Temperaturverlauf kann man dann nach Gleichung 2.11 eine erste radiale Verteilung des Absorptionskoeffizienten berechnen und damit eine erste Inversion unter Berücksichtigung der Selbstabsorption (vgl. Abschnitt 2.2.2.3) durchführen. In die neuen Spektren werden jeweils wieder ein Spektrum (vgl. Seite 46) eingepasst und aus den Ergebnissen wieder die Temperatur bestimmt. Insgesamt wurden zusätzlich zur Abelinversion drei Inversionen nach *Olsen* durchgeführt.

Der Unterschied zwischen den Linienprofilen mit und ohne Berücksichtigung der Selbstabsorption wird in Abbildung 4.11 an Beispiel von Multiplett (3) dargestellt. Wie der Vergleich des spektralen Emissionskoeffizienten für den optisch dünnen Fall (*Abel*) mit dem des schwach absorbierenden Plasmas (*Olsen*) zeigt, führt die Berücksichtigung der Selbstabsorption zu einer Vergrößerung des Emissionskoeffizienten. Der Unterschied ist im Linienzentrum am größten und wird nach außen hin geringer. Der maximale Absorptionskoeffizient betrug in diesem Fall $1,5 \cdot 10^2 \text{ m}^{-1}$ im Linienzentrum. Aus der räumlichen Ausdehnung ergibt sich eine optische Tiefe von $\tau = 4,8 \cdot 10^{-2}$.

Auch diese geringe – von vielen Autoren vernachlässigte – Selbstabsorption bewirkt offensichtlich systematisch zu niedrige Ergebnisse bei der Bestimmung der Übergangswahrscheinlichkeiten, falls man sie völlig vernachlässigt. In dem Beispiel unterscheiden sich die Flächen unter den Kurven um 12 Prozent.

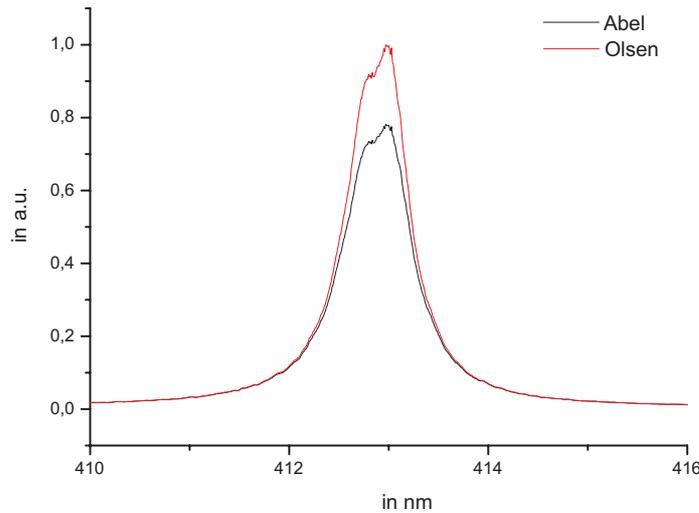


Abbildung 4.11: *Linienprofile mit und ohne Berücksichtigung der Selbstabsorption im Plasma.*

Die Auswirkungen auf die Bestimmung der Linienbreiten sind ähnlich. Berücksichtigt man die Selbstabsorption nicht, so erhält man systematisch zu große Verbreiterungskonstanten. Das Profil ohne Berücksichtigung der Selbstabsorption liefert eine 10 Prozent größere Linienbreite als das Profil, bei dem die Selbstabsorption berücksichtigt wurde.

Einpassung von berechneten Linienprofilen

Zur Bestimmung der Übergangswahrscheinlichkeiten, Verbreiterungs- und Verschiebungskonstanten wurden theoretisch berechnete Linienprofile optimal an die gemessenen Spektren angepasst. Dabei wurde angenommen, dass die Druckverbreiterung aufgrund des quadratischen Stark-Effekts die einzelnen Linienprofile bestimmt.

Einzelprofil

Im Fall der druckdominierten Verbreiterung aufgrund des Stark-Effekts ist die Profildfunktion einer einzelnen Linie bei einer bestimmten Elektronendichte n_e durch eine Lorentzverteilung gegeben, deren volle Halbwertsbreite w und Verschiebung d von der Zentralwellenlänge λ_0 proportional zur Elektronendichte sind. In der Literatur ist es üblich, als Proportionalitätsfaktoren die Werte ω und δ bei einer Elektronendichte $n_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ zu verwenden:

$$w = \omega \cdot \frac{n_e}{10^{23} m^{-3}} \quad \text{und} \quad d = \delta \cdot \frac{n_e}{10^{23} m^{-3}} \quad . \quad (4.4)$$

Bei einer zeitabhängigen Elektronendichte $n_e(t)$ gilt zu jedem Zeitpunkt t für den spektralen Emissionskoeffizienten:

$$\epsilon_\lambda(\lambda, t) = \epsilon_{ik}(t) \frac{1}{\pi} \frac{\frac{1}{2}\omega \cdot n_e(t)}{[\lambda - \lambda_0 - \delta \cdot n_e(t)]^2 + [\frac{1}{2}\omega \cdot n_e(t)]^2} \quad . \quad (4.5)$$

Bei der Detektion wird diese Funktion während des Beobachtungsintervalls zeitlich integriert. Dies führt zu einer Abweichung vom Lorentzprofil, wenn die Änderung der Elektronendichte während des Beobachtungsintervalls nicht vernachlässigbar ist. Bei der Beobachtung lasererzeugter Plasmen in der Anfangsphase ist dies zu berücksichtigen.

Um die zeitliche Änderung der Parameter in erster Näherung zu berücksichtigen, wurde für die Elektronendichte und den Linienemissionskoeffizienten eine lineare Abhängigkeit von der Zeit angenommen. Die zeitliche Integration von Gleichung 4.5 über das Zeitintervall $[T_0 - \Delta T, T_0 + \Delta T]$ lässt sich dann formal durch eine Integration über die Elektronendichte im Intervall $[n_0 - \Delta n, n_0 + \Delta n]$ ersetzen. In diesem Fall gilt für den zeitabhängigen Linienemissionskoeffizient $\epsilon_{ik}(n) = (a - \alpha n_0) + \alpha \cdot n$. Der konstante Anteil ist in dieser Formulierung gerade der Linienemissionskoeffizient in der Mitte des Beobachtungsintervalls.

Für den spektralen Verlauf einer Linie ergibt die Integration mit den Abkürzung $\Delta\lambda \equiv \lambda - \lambda_0$, $n_p \equiv n_0 + \Delta n$ und $n_m \equiv n_0 - \Delta n$:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_\lambda &\equiv \mathcal{E}_\lambda(\lambda, n, \Delta n, a, \alpha, \omega, \delta) \\ &= \frac{\Delta T}{\Delta n} \frac{1}{\pi} \frac{\omega}{\omega^2 + \delta^2} \cdot \left\{ 2\alpha \Delta n + \left[\frac{a}{2} + \frac{\Delta\lambda \delta \alpha}{\omega^2 + \delta^2} \right] \ln \frac{(\omega^2 + \delta^2)n_p^2 - 2\Delta\lambda \delta n_p + \Delta\lambda^2}{(\omega^2 + \delta^2)n_m^2 - 2\Delta\lambda \delta n_m + \Delta\lambda^2} + \right. \\ &\quad \left. \frac{1}{\omega} \left[a\delta + \alpha \Delta\lambda \frac{\delta^2 - \omega^2}{\delta^2 + \omega^2} \right] \left[\arctan \frac{(\delta^2 + \omega^2)n_p - \Delta\lambda \delta}{\omega \Delta\lambda} - \arctan \frac{(\delta^2 + \omega^2)n_m - \Delta\lambda \delta}{\omega \Delta\lambda} \right] \right\} \quad (4.6) \end{aligned}$$

Es lassen sich drei wichtige Fälle unterscheiden:

- 1.) Ist die Änderung der Elektronendichte klein gegen die mittlere Elektronendichte ($\frac{\Delta n}{n_0} \ll 1$), so ändern sich die Linienbreite und die Verschiebung wenig.

Die Funktion 4.6 geht in eine Lorentzfunktion über, deren Fläche von der Breite des Integrationsintervalls und dem Linienemissionskoeffizienten in der Intervallmitte abhängt.

- 2.) Für den Fall, dass der zeitliche Gradient der Elektronendichte nicht zu vernachlässigen ist, kommt es zu Veränderungen der Linienform: Ist die Verschiebung der Linie gegenüber deren Breite vernachlässigbar ($\frac{\delta}{\omega} \ll 1$), so ergibt sich ein symmetrisches Linienprofil dessen Breite geringer ist als im Fall der Lorentzfunktion. Dies zeigt Abbildung 4.12 für eine deutliche Änderung der Elektronendichte während des Beobachtungsintervalls von $\frac{\Delta n}{n_0} = \frac{1}{2}$. Die Linienbreite verringert sich dabei um 13 %.

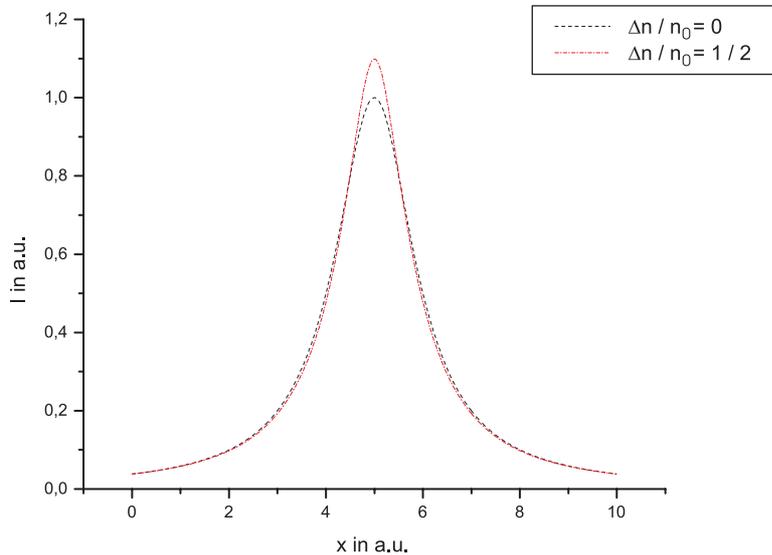


Abbildung 4.12: Einfluss der Zeitintegration auf das Linienprofil bei vernachlässigbarer Verschiebung.

- 3.) Abbildung 4.13 zeigt das Profil für einen Fall, in dem sich die Verschiebung nicht vernachlässigen lässt ($\frac{\delta}{\omega} = 0,5$). Die Linienbreite vergrößert sich durch den Einfluss der Linienverschiebung im Vergleich zum Lorentzprofil um etwa 15 %. Die Verschiebung des Maximums ist etwa 15 % geringer als im Fall konstanter Elektronendichte. Weiterhin wird eine leichte Asymmetrie sichtbar. Die Linie steigt auf der Seite in Richtung des unverschobenen Linienzentrums etwas steiler an, auf der anderen Seite fällt sie dafür etwas schwächer. Passt man in ein solch asymmetrisches Linienprofil ein Lorentzprofil ein, so erhält man eine deutlich größere Linienbreite (etwa 25 Prozent breiter als das Profil bei konstanter Elektronendichte).

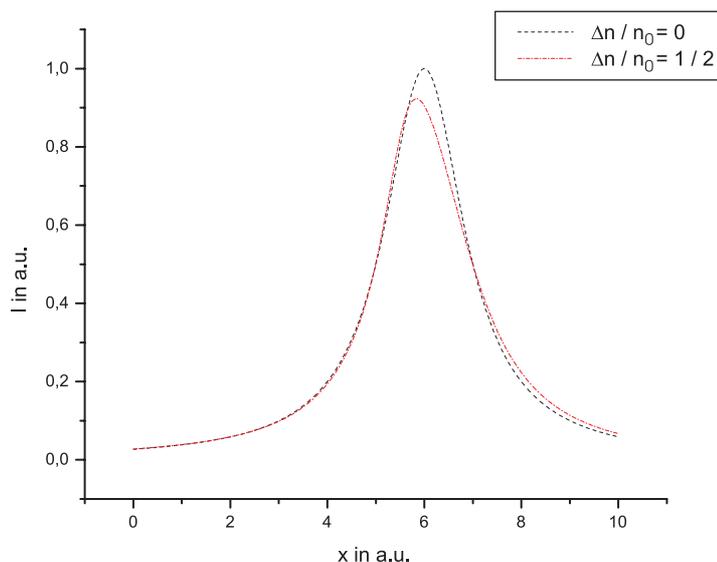


Abbildung 4.13: Einfluss der Zeitintegration auf das Linienprofil für $\frac{\delta}{\omega} = \frac{1}{2}$.

Gesamtprofil

Für die Auswertung der Messdaten $I(\lambda)$ wurden die Profile aller Linien, die zur Intensität merklich beitragen konnten, addiert. Dies waren zum einen diejenigen Linien, die direkt im Beobachtungsintervall lagen, zum anderen aber auch jene starken Linien, die in der näheren spektralen Umgebung lagen und einen deutlich nichtlinearen Anteil am spektralen Verlauf hatten. Alle anderen Linien sowie das Kontinuum wurden durch einen linearen Untergrund berücksichtigt. Die Fitfunktion $F(\lambda; \vec{a})$ hängt somit von einem Satz von Parametern ab, der neben den individuellen Linienparametern (Verbreiterung ω_i , Verschiebung δ_i , Linienzentrum $\lambda_{c,i}$ und relative Linienstärke A_i) auch Parameter enthält, die für alle Linien gleich sind: a_0 und a_1 für den linearen Untergrund, die mittlere Elektronendichte n_e , deren Änderung während des Beobachtungszeitraums Δn_e sowie zwei Parameter für die Gesamtintensität und deren Änderung:

$$F(\lambda; \vec{a}) = a_0 + a_1 \lambda + \sum_{i=1}^{\text{Linienanzahl}} \mathcal{E}_i(\lambda; n_e, \Delta n_e, A_0, \alpha, \delta_i, \omega_i, \lambda_{c,i}, A_i), \quad (4.7)$$

$$\vec{a} = (a_0, a_1, n_e, \Delta n_e, A_0, \alpha, d_1, w_1, \lambda_{c,1}, A_1, d_2, w_2, \lambda_{c,2}, A_2, \dots) \quad (4.8)$$

Durch Variation der freien Parameter wurde die quadratische Abweichung $\chi^2 = \sum_{\lambda} (I(\lambda) - F(\lambda, \vec{a}))^2$ zwischen den Messdaten $I(\lambda)$ und der Fitfunktion minimiert. Dies erfolgte mit Hilfe eines Algorithmus zur nichtlinearen Approximation nach Levenberg und Marquardt [Pre86].

Mit zunehmender Anzahl der freien Parameter hängt die Stabilität dieses Algorithmus bei der vorliegenden Funktion immer empfindlicher von den Startwerten

der Parameter ab. In dem Fall, dass der Algorithmus nicht konvergierte, wurden die Startwerte manuell optimiert. Ausserdem wurden bei den Multipletts, deren Linien aufgrund der Verbreiterung nicht einzeln identifiziert werden konnten, für alle Linien des Multipletts die Verbreiterungskonstanten gleichgesetzt.

Die Identifikation der Si(II)-Linien erfolgte nach der Tabelle von *Moore* [Moo65]. Nach dieser wurden auch die Startwerte für die relativen Linienstärken abgeschätzt. Bei der Identifikation der Linien wurde berücksichtigt, dass einige Linien so stark verbreitert werden konnten, dass sie sich nicht vom kontinuierlichen Untergrund abhoben. Einen Anhaltspunkt dafür liefern die semiklassischen Berechnungen nach [Gri74], die für einige Linien deutlich größere (eine Größenordnung) Verbreiterungskonstante ergeben.

Die Linien vom Helium und Si(I) sowie Si(III) wurden anhand der Datenbank des *National Institute of Standards and Technology* identifiziert [oS02].

Bei bekannter Elektronendichte und deren Änderung während des Beobachtungszeitraums liefert die Profileinpassung für jede Linie die Linienverbreiterung, die Linienverschiebung, sowie den Linienemissionskoeffizienten, aus dem sich die Übergangswahrscheinlichkeit ableiten lässt.

Die Elektronendichte wurde aus der Verbreiterung von Multiplett (1), dessen Starkverbreiterungskonstanten mit guter Genauigkeit bekannt sind, bestimmt.

Die Änderung der Elektronendichte Δn_e während des Beobachtungszeitraumes wurde mit den Linien von Multiplett (5) bestimmt. Diese weisen eine deutliche Verschiebung auf, die eine deutliche Asymmetrie der Linienprofile zur Folge hat und dadurch eine gute Bestimmung der Elektronendichteänderung ermöglicht. Mit den Linien von Multiplett (1) ist dies aufgrund der im Vergleich zur Verbreiterungskonstante sehr geringen Verschiebungskonstante nicht möglich.

4.5 Plasmaparameter

Emmissionskoeffizient

Abbildung 4.14 zeigt die radiale Verteilung des lokalen Linienemissionskoeffizienten der Hauptlinie von Multiplett(1). Dargestellt ist der normierte Verlauf für die beiden Verzögerungszeiten von 400 ns und 600 ns nach dem Laserpuls.

Die maximale Emission erfolgt zum früheren Zeitpunkt (400 ns) vor allem in dem Bereich um die Achse. Bis zu einem Abstand von etwa 0,35 mm ist sie dort im Rahmen der Messgenauigkeit konstant. Mit größerem Abstand fällt sie zum Rand hin ab, wobei sie in einer Entfernung von 0,75 mm auf ein Drittel ihres Maximal-

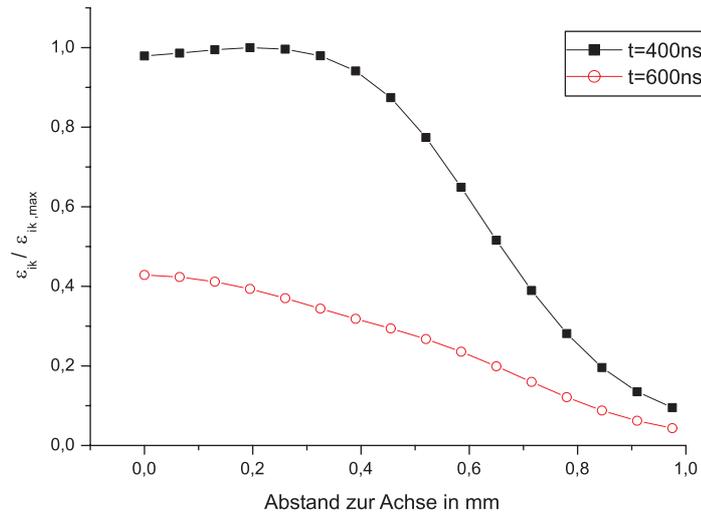


Abbildung 4.14: *Typischer radialer Verlauf des Linienemissionskoeffizienten am Beispiel der Linie $\lambda = 386,26 nm$.*

wertes gesunken ist und danach langsam gegen Null geht. In den $200 ns$ zwischen den beiden Messungen nimmt der Linienemissionskoeffizient um etwas mehr als die Hälfte ab. Im Plasmazentrum ist $600 ns$ nach der Erzeugung des Plasmas kein Plateau mehr erkennbar. Die Abnahme mit zunehmendem Abstand erfolgt monoton, wobei der radiale Gradient deutlich geringer als $200 ns$ zuvor ist. Der Abstand, in dem die Emission auf ein Drittel gesunken ist, liegt wieder bei etwa $0,75 mm$. Dieser Abstand wird im folgenden als Plasmaradius bezeichnet.

Elektronendichte

Die Bestimmung der Elektronendichte erfolgt aus der Verbreiterung der Linien von Multiplett (1) unter der Annahme, dass diese durch den quadratischen Starkeffekt dominiert wird und andere Verbreiterungsmechanismen vernachlässigbar sind (Diskussion in Kapitel 5). Der radiale Verlauf der relativen Linienbreite bezogen auf die maximale Breite der Linie wird in Abbildung 4.15 wieder am Beispiel der Linie $\lambda = 386,26 nm$ gezeigt.

Die maximale Linienbreite liegt zum frühen Zeitpunkt ($t = 400 ns$) im Bereich um die Plasmaachse vor. Dieser Bereich erstreckt sich ähnlich wie beim Emissionskoeffizienten bis zu einem Abstand von $0,35 mm$. In größerem Abstand nimmt sie leicht ab und fällt auf etwa 80 % des Maximalwertes in einem Abstand von $0,8 mm$ vom Zentrum. Der so beobachtete radiale Gradient ist deutlich geringer als der des lokalen Emissionskoeffizienten.

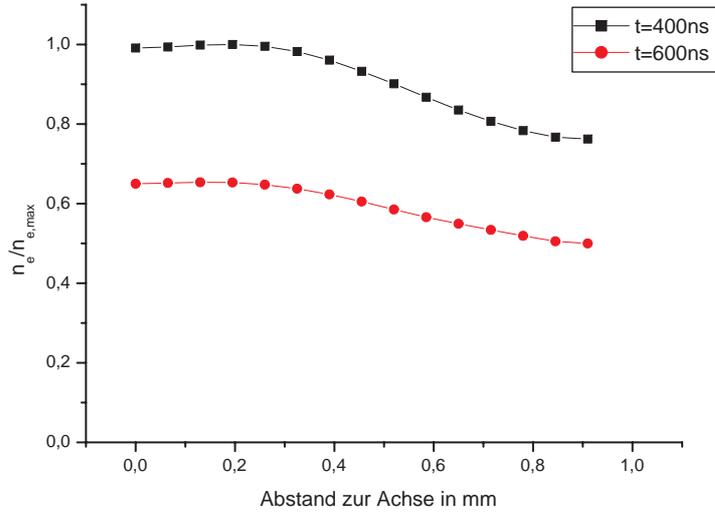


Abbildung 4.15: Typischer radialer Verlauf der relativen Linienbreite bezogen auf das Maximum am Beispiel der Linie $\lambda = 386,26\text{ nm}$.

Zum späteren Zeitpunkt ($t=600\text{ ns}$) beträgt die Linienbreite an der Achse nur noch etwa zwei Drittel der maximalen Breite bei 400 ns und ist damit deutlich geringer. Der relative Verlauf ist hier im Gegensatz zum Verlauf der Linienintensitäten ähnlich: Bis zu einem Abstand von etwa $0,3\text{ mm}$ ist die Linienbreite nahezu konstant. Mit zunehmendem Abstand fällt sie langsam ab, wobei sie bei $0,8\text{ mm}$ Abstand noch etwa 80% des ursprünglichen Wertes besitzt.

Mit Hilfe der bekannten Starkverbreiterungskonstante erhält man aus der Linienbreite die Elektronendichte. Die Verbreiterung dieses Multipletts wurde von *Wollschläger et al.* unter Verwendung verschiedener Diagnostiken sehr präzise vermessen; unter Berücksichtigung der verschiedenen Einflüsse auf die Linienbreite wurde die Verbreiterungskonstante zu $0,056\text{ nm}/10^{23}\text{ m}^{-3}$ bei einer relativen Unsicherheit von 10% [Wol97] bestimmt. Die aktuellere aber etwas ungenauere Messung von *Gonzales et al.* bestätigt diesen Wert im Rahmen der Messgenauigkeit [Gon01]. Damit ergibt sich für die maximale Elektronendichte bei 400 Nanosekunden Verzögerungszeit ein Wert von

$$n_{e,max,400} = 4,8 \cdot 10^{23}\text{ m}^{-3} \pm 10\% \quad , \quad (4.9)$$

zweihundert Nanosekunden später liegt das Maximum bei

$$n_{e,max,600} = 3,2 \cdot 10^{23}\text{ m}^{-3} \pm 10\% \quad . \quad (4.10)$$

Temperatur

Die Temperaturbestimmung erfolgte über einen Boltzmann-Plot der Linien mit bekannten relativen Übergangswahrscheinlichkeiten. Dazu wurden die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten nach *Wiese* [Wie69] und für die Linien mit Ursprung in Zuständen hoher Anregungsenergie, für die bei *Wiese* keine Werte tabelliert sind, nach *Barach* [Bar70] gewählt. Die Linie $\lambda = 504,1 \text{ nm}$ diente als Bezugspunkt, um beide Sätze von Übergangswahrscheinlichkeiten miteinander zu verbinden (vgl. Tabelle 4.2).

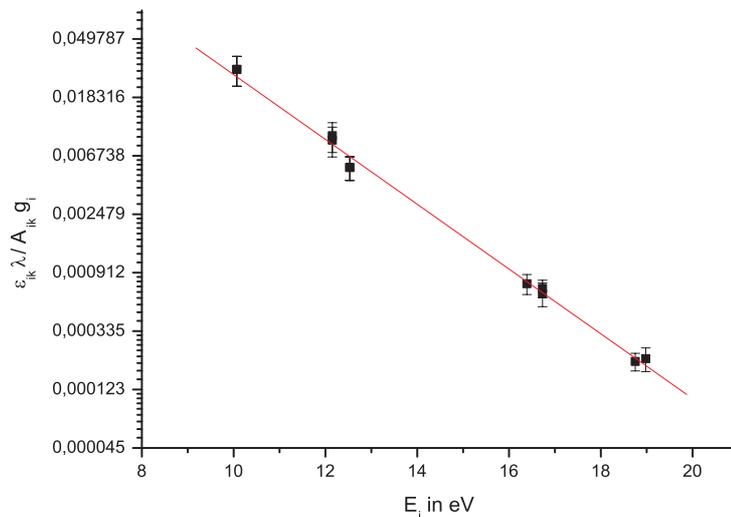


Abbildung 4.16: *Typischer Boltzmann-Plot.*

Abbildung 4.16 zeigt einen typischen Boltzmann-Plot zu dem frühen Zeitpunkt. Die Steigung der Ausgleichsgeraden, die man aus der Minimierung der Fehlerquadrate erhält, liefert die Temperatur. Unter Berücksichtigung der Unsicherheiten in der Bestimmung der Linienemissionskoeffizienten ergibt sich eine typische Unsicherheit in der Temperaturbestimmung von 3 Prozent.

Abbildung 4.17 gibt den aus den Boltzmann-Plots bestimmten radialen Temperaturverlauf für die beiden Zeitpunkte wieder. Für eine Verzögerungszeit von $t = 400 \text{ ns}$ fällt die Temperatur von $T = 21,5 \cdot 10^3 \text{ K}$ im Zentrum des Plasmas auf etwa $18,7 \cdot 10^3 \text{ K}$ am Rand ab. Innerhalb der nächsten 200 ns fällt die maximale Temperatur im Zentrum auf etwa $18 \cdot 10^3 \text{ K}$ ab. Am Plasmarand liegt sie zu diesem Zeitpunkt bei etwa $17 \cdot 10^3 \text{ K}$.

Eine Überprüfung der Temperaturen erfolgte über das Verhältnis der Linienemissionskoeffizienten einer Linie des einfach ionisierten Siliziums ($\lambda = 385,60 \text{ nm}$) mit

der des neutralen Siliziums ($\lambda = 390,55 \text{ nm}$). Im Gegensatz zur Linie des ionisierten Siliziums wurde beim neutralen Silizium kein Profil in das gemessene Spektrum eingepasst. Stattdessen wurde die Fläche unter der Kurve durch einfache Integration bestimmt, wobei der Anteil des Kontinuums abgezogen wurde.

Aus der Sahagleichung 2.9 folgt dann bei bekannter Elektronendichte die Temperatur (Zustandssummen nach [Dra65]). Abgesehen vom Plasmazentrum, wo keine Auswertung der Linie des neutralen Siliziums möglich war, weil die Linienintensität so gering war, dass sie sich nicht vom Kontinuum unterscheiden ließ, stimmen die Temperaturverläufe im Rahmen der Messgenauigkeit überein.

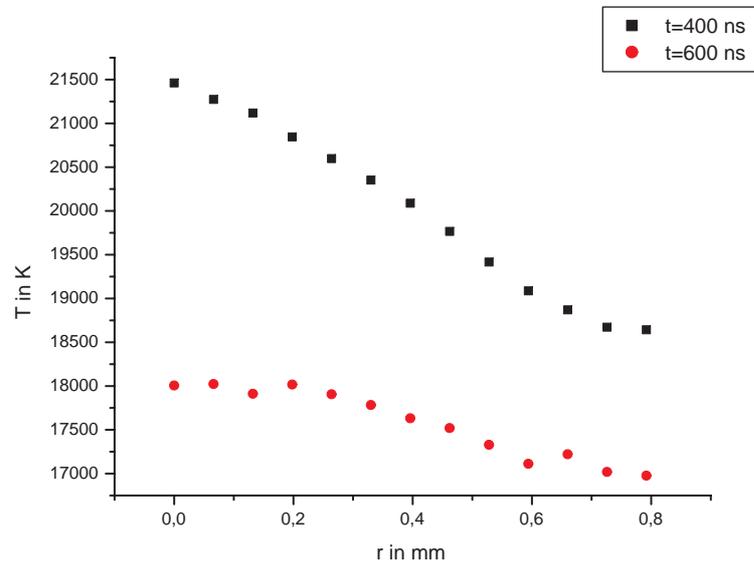


Abbildung 4.17: Radialer Temperaturverlauf.

Plasmaparameter bei der Bestimmung der Verbreiterungs- und Verschiebungskonstanten sowie der Übergangswahrscheinlichkeiten

Die Bestimmung der in Kapitel 5 dargestellten Ergebnisse erfolgte im Abstand $r = 0,2 \text{ mm}$ von der Plasmaachse $0,6 \text{ mm}$ über der Siliziumoberfläche. Dort gilt für die Plasmaparameter für $t = 400 \text{ ns}$:

$$n_e = (4,8 \pm 0,5) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3} \quad T_e = (2,1 \pm 0,1) \cdot 10^4 \text{ K} . \quad (4.11)$$

Für $t = 600 \text{ ns}$ ergibt sich

$$n_e = (3,2 \pm 0,3) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3} \quad T_e = (1,8 \pm 0,1) \cdot 10^4 \text{ K} . \quad (4.12)$$

Unter diesen Bedingungen ist die Ungleichung 2.12 zur Abschätzung, ob man von einem lokalen thermodynamischen Gleichgewicht ausgehen darf, erfüllt. Die kritische Elektronendichte liegt für Si(II) bei $n_{cr} \approx 2,1 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ und wird somit um mehr als eine Größenordnung überschritten. Daher ist die Annahme eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichts gerechtfertigt. Deswegen ist insbesondere auch die rekursive Bestimmung des lokalen Absorptionskoeffizienten über das Kirchhoffsche Gesetz nach [Ols63] zulässig.

Kapitel 5

Ergebnisse und Diskussion

5.1 Linienbreiten und Linienverschiebungen

5.1.1 Ergebnisse dieser Arbeit

Die Tabellen 5.1 und 5.2 zeigen die Ergebnisse für die Verbreiterungskonstanten, die Tabellen 5.3 und 5.4 die Ergebnisse für die Verschiebungskonstanten. Für 36 von den 56 aufgeführten Linien wurden in dieser Arbeit erstmalig die Starkparameter bestimmt.

Die Linien sind in den Tabellen nach den in der ersten Spalte angegebenen Elektronenkonfigurationen des Ausgangszustands (oberes Niveau) und des Endzustandes (unteres Niveau) angeordnet. Dabei ist der Endzustand zuerst aufgeführt. Die zweite Spalte gibt die Termbezeichnungen der Multipletts mit der in der Literatur üblichen Numerierung nach *Moore* wieder [Moo65]. Innerhalb eines Multipletts erfolgt die Anordnung nach der Vakuumwellenlänge (5. Spalte), die zugehörigen statistischen Gewichte sind in den Spalten 4 und 5 aufgeführt. Die 6. Spalte gibt die Verbreiterungskonstanten ω bzw. die Verschiebungskonstanten δ an. Die relative statistische Unsicherheit, die sich aus der Standardabweichung beim Fit und der Unsicherheit bei der Bestimmung der Elektronendichte zusammensetzt, wird in der siebten Spalte aufgeführt.

Die Auswertung der Linienprofile erfolgte unter der Annahme, dass die Linienbreite durch den quadratischen Starkeffekt unter Vernachlässigung des Ionenbeitrags dominiert wird und dass die Änderung der Elektronendichte während des Beobachtungsintervalls linear mit der Zeit erfolgt.

Wenn die Linien eines Multipletts einzeln identifizierbar waren, wurden individuelle Verbreiterungs- und Verschiebungskonstanten bestimmt. Andernfalls wurde der Fit unter der Annahme durchgeführt, dass die Verbreiterungskonstante für alle Linien des Multipletts gleich ist.

Linienbreiten

Die Verbreiterungskonstanten der Linien in den Tabellen 5.1 (Konfiguration des oberen Niveaus $3s^2 nl$) und 5.2 (Konfiguration $3spnl$) reichen von etwa $50 pm/10^{23} m^{-3}$ bei den schmalen Linien bis etwa $220 pm/10^{23} m^{-3}$ bei den breiten Linien. Ein Vergleich innerhalb eines Multipletts zeigt bei den meisten Multipletts eine Abweichung der individuellen Linienbreite von weniger als 10 Prozent um die mittlere Linienbreite des jeweiligen Multipletts. Beim Vergleich von unterschiedlichen Multipletts mit gleichen Elektronenkonfigurationen (Tabelle 5.2) sind die Schwankungen im Vergleich zu den Breiten der Linien innerhalb eines Multipletts größer. Bei der energetisch niedriger liegenden Ausgangskonfiguration $3sp4p$ beträgt die maximale Abweichung etwa 20 Prozent, bei der Konfiguration $3sp4d$ geht sie bis 35 Prozent.

Die Multipletts in Tabelle 5.1 unterscheiden sich entweder in der Elektronenkonfiguration des Ausgangszustandes oder in der des Endzustandes.

Übergang	Multiplett	g_l	g_h	λ / nm	ω	ϵ_ω	
$3sp^2 — 3s^24p$	$^2D — ^2P^o$	4	4	385,366	60	13 %	
		(1)	6	4	385,602	56	12 %
			4	2	386,260	58	11 %
$3s^24s — 3s^24p$	$^2S — ^2P^o$	2	4	634,710	106	14 %	
		(2)	2	2	637,136	103	14 %
$3s^23d — 3s^24f$	$^2D — ^2F^o$	4	6	412,807	109	10 %	
		(3)	6	8	413,089	106	10 %
$3s^23d — 3s^25p$	$^2D — ^2P^o$	4	4	407,271	113	32 % *	
		(3.01)	6	4	407,545	113	32 % *
			4	2	407,678	113	32 % *
$3s^24p — 3s^25s$	$^2P^o — ^2S$	2	2	595,756	179	10 %	
		(4)	4	2	597,893	186	10 %
$3s^24p — 3s^24d$	$^2P^o — ^2D$	4	4	504,103	195	12 %	
		(5)	6	4	505,598	221	11 %

Tabelle 5.1: Verbreiterungskonstanten ω in $pm/10^{23} m^{-3}$ von Linien mit elektronischer Ausgangskonfiguration $3s^2 nl$. Die mit (*) gekennzeichneten Verbreiterungskonstanten sind im Rahmen dieser Arbeit erstmalig bestimmt worden.

Bei den Multipletts, deren Endkonfiguration identisch ist, sind diejenigen Linien breiter, bei denen im Ausgangszustand die Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Mittel bei größeren Kernabständen liegt: Die Linien von Multiplett (5) ($3s^24d$, $E=12,53$ eV) sind breiter als diejenigen von Multiplett (4) ($3s^25s$, $E=12,15$ eV), die Linien von Multiplett (3.01) ($3s^25p$, $E=12,88$ eV) sind breiter als diejenigen von Multiplett (3) ($3s^24f$, $E=12,84$ eV).

Bei den beiden Multipletts mit identischer Ausgangskonfiguration (Multiplett (1) und (2)) sind die Linien von Multiplett (2) (Endkonfiguration $3s^24s$, $E=8,17$ eV)

Übergang	Multiplett	g_l	g_h	λ /nm	ω	ϵ_ω			
$3spd - 3sp4p$	${}^2D^o - {}^2P$ (7.26)	4	4	418,335	51	16 %	*		
		6	4	419,072	53	13 %	*		
		4	2	419,813	52	13 %	*		
$3spd - 3sp4p$	${}^4F^o - {}^4D$ (7.33)	8	8	563,297	62	12 %	*		
		6	6	566,066	49	12 %	*		
		10	8	566,956	51	11 %			
		4	4	568,144	50	11 %	*		
		8	6	568,881	55	13 %			
		6	4	570,137	51	13 %			
$3sp4s - 3sp4p$	${}^4P^o - {}^4S$ (9)	4	4	557,666	57	20 %	*		
		6	4	563,948	62	12 %	*		
		$3sp4s - 3sp4p$	${}^4P^o - {}^4P$ (8)	4	6	580,047	76	16 %	
				2	4	580,674	61	16 %	
				2	2	582,780	64	38 %	*
$3sp4s - 3sp4p$	${}^4P^o - {}^4D$ (7.34)	4	4	584,613	82	25 %	*		
		6	6	586,840	80	16 %	*		
		6	4	591,522	65	21 %	*		
		4	6	666,052	73	13 %	*		
$3sp4s - 3sp4p$	${}^4P^o - {}^4D$ (7.34)	2	4	666,500	68	13 %	*		
		6	8	667,188	63	13 %	*		

Tabelle 5.2: Verbreiterungskonstanten ω in $pm/10^{23} m^{-3}$ von Linien mit elektronischer Ausgangskonfiguration $3spnl$. Die mit (*) gekennzeichneten Verbreiterungskonstanten sind im Rahmen dieser Arbeit erstmalig bestimmt worden (Fortsetzung nächste Seite).

Übergang	Multipllett	g_l	g_h	λ /nm	ω	ϵ_ω	
$3sp4p — 3sp4d$	${}^2P — {}^2D^o$	2	4	578,573	103	20 %	
	(27)	4	6	579,490	134	17 %	*
$3sp4p — 3sp4d$	${}^4S — {}^4P^o$	4	6	549,645	185	28 %	
	(32)						
$3sp4p — 3sp4d$	${}^4P — {}^4P^o$	4	2	521,937	219	14 %	*
	(31)	6	6	529,519	174	21 %	*
$3sp4p — 3sp4d$	${}^4P — {}^4D^o$	2	4	542,892	200	33 %	*
	(30)	2	2	543,289	200	33 %	*
		4	6	543,862	200	33 %	*
$3sp4p — 3sp4d$	${}^4D — {}^4D^o$	8	8	490,699	151	17 %	*
	(24)						
$3sp4p — 3sp4d$	${}^4D — {}^4F^o$	2	4	518,190	139	14 %	*
	(23)	4	6	518,525	113	14 %	*
		6	8	519,286	147	11 %	*
		4	4	520,241	112	10 %	
$3spd — 3sp4f$	${}^2F^o — {}^4G$	6	8	397,746	74	56 %	*
	(19)	8	10	401,622	71	38 %	*
$3spd — 3sp4f$	${}^2F^o — {}^2G$	8	10	399,177	118	27 %	*
	(20)	6	8	399,801	92	31 %	*
$3p^3 — 3sp4f$	${}^2D^o — {}^2F$	4	6	493,280	124	17 %	
	(33)						
$3sp4p — 3sp5s$	${}^4D — {}^4P^o$	8	6	540,534	82	33 %	*
	(22)	4	2	541,564	82	33 %	*
		6	4	541,724	82	33 %	*

Tabelle 5.2: (Fortsetzung) *Verbreiterungskonstanten ω in $pm/10^{23} m^{-3}$ von Linien mit elektronischer Ausgangskonfiguration $3spnl$. Die mit (*) gekennzeichneten Verbreiterungskonstanten sind im Rahmen dieser Arbeit erstmalig bestimmt worden.*

deutlich breiter als die von Multipllett (1) (Endkonfiguration $3sp^2$, $E=6,86$ eV). Die deutlich größere Breite der Linien von Multipllett (4) und (5) im Vergleich zu Linien der Multipletts (3) und (3.01) lässt sich durch die höhere Anregungsenergie (dementsprechend größerer mittlerer Kernabstand) des Endzustandes erklären.

Für die Konfigurationen $3spnl$ wurden mehrere Multipletts mit denselben Elektronenkonfigurationen vermessen. Vergleicht man die Linien mit unterschiedlicher Ausgangskonfiguration miteinander, so zeigen auch hier diejenigen Linien mit der energetisch niedriger liegenden Ausgangskonfiguration $3sp4p$ (niedrigere Anregungsenergie als $3sp4d$) die geringere Verbreiterung. Dabei weisen die Linien mit der Endkonfiguration $3spd$ eine etwas geringere Breite auf als diejenigen mit der Endkonfiguration $3sp4s$.

Linienverschiebung

Die Linienverschiebungen sind in Tabelle 5.3 für die Ausgangskonfigurationen $3s^2nl$ und in Tabelle 5.4 für die Ausgangskonfigurationen $3spnl$ dargestellt. Es werden sowohl Verschiebungen zu kürzeren als auch zu längeren Wellenlängen beobachtet. Ein negatives Vorzeichen bei der Verschiebungskonstante bedeutet eine Verschiebung zu kürzeren Wellenlängen.

Übergang	Multiplett	g_l	g_h	λ /nm	δ	ϵ_δ	
$3sp^2 — 3s^24p$	$^2D — ^2P^o$	4	4	385,366	3,1	34 %	
	(1)	6	4	385,602	3,6	12 %	
		4	2	386,260	3,6	12 %	
$3s^24s — 3s^24p$	$^2S — ^2P^o$	2	4	634,710	-27	14 %	
	(2)	2	2	637,136	-27	14 %	
$3s^2d — 3s^24f$	$^2D — ^2F^o$	4	6	412,807	-9,1	10 %	
	(3)	6	8	413,089	-6,8	10 %	
$3s^23d — 3s^25p$	$^2D — ^2P^o$	4	4	407,271	-42	33 %	*
	(3.01)	6	4	407,545	-45	33 %	*
		4	2	407,678	-7	33 %	*
$3s^24p — 3s^25s$	$^2P^o — ^2S$	2	2	595,756	105	10 %	
	(4)	4	2	597,893	109	10 %	
$3s^24p — 3s^24d$	$^2P^o — ^2D$	4	4	504,103	92	12 %	
	(5)	6	4	505,598	93	11 %	

Tabelle 5.3: Verschiebungskonstanten δ in $pm/10^{23} m^{-3}$ von Linien mit elektronischer Ausgangskonfiguration $3s^2nl$. Die mit (*) gekennzeichneten Verschiebungskonstanten sind im Rahmen dieser Arbeit erstmalig bestimmt worden.

Innerhalb eines Multipletts liegt die typische Abweichung vom Mittelwert des Multipletts unter 15 Prozent. Diese Abweichung ist für die starken Multipletts mit der elektronischen Konfiguration $3s^2 nl$ des Ausgangszustands deutlich geringer.

Die relative Verschiebung bezogen auf die volle Halbwertsbreite der Linie variiert zwischen den Multipletts stark: Sie liegt zwischen $\delta/\omega < 0,1$ für Multiplett (1) und $\delta/\omega \approx 0,5$ für die Multipletts (4) und (5).

Der Vergleich der mittleren Verschiebung verschiedener Multipletts mit gleicher elektronischer Anfangs- und Endkonfiguration (Tabelle 5.4) zeigt Schwankungen um etwa 50 Prozent. Die Richtung, in die sich das Linienzentrum verschiebt, ist für alle Linien eines Supermultipletts dieselbe.

Übergang	Multiplett	g_l	g_h	λ /nm	δ	ϵ_δ	
$3sp4p — 3sp4d$	$^4P — ^4D^o$ (30)	2	4	542,892	58	38 %	*
		2	2	543,289	49	79 %	*
		4	6	543,862	53	76 %	*
$3sp4p — 3sp4d$	$^4D — ^4D^o$ (24)	8	8	490,699	33	17 %	*
$3sp4p — 3sp4d$	$^4D — ^4F^o$ (23)	2	4	518,190	90	12 %	*
		4	6	518,525	71	10 %	*
		6	8	519,286	66	10 %	*
		4	4	520,241	74	10 %	
$3spd — 3sp4f$	$^2F^o — ^4G$ (19)	6	8	397,746	-22	16 %	*
		8	10	401,622	30	15 %	*
$3spd — 3sp4f$	$^2F^o — ^2G$ (20)	8	10	399,177	-1	23 %	*
		6	8	399,801	12	15 %	*
$3sp4p — 3sp5s$	$^4D — ^4P^o$ (22)	8	6	540,534	71	44 %	*
		4	2	541,564	96	74 %	*
		6	4	541,724	79	50 %	*

Tabelle 5.4: Verschiebungskonstanten δ in $pm/10^{23} m^{-3}$ von Linien mit elektronischer Ausgangskonfiguration $3spnl$. Die mit (*) gekennzeichneten Verschiebungskonstanten sind im Rahmen dieser Arbeit erstmalig bestimmt worden.

Übergang	Multipl.ett	g_l	g_h	λ /nm	δ	ϵ_δ	
$3spd - 3sp4p$	${}^2D^o - {}^2P$ (7.26)	4	4	418,335	15	15 %	*
		6	4	419,072	12	13 %	*
		4	2	419,813	12	13 %	*
$3spd - 3sp4p$	${}^4F^o - {}^4D$ (7.33)	8	8	563,297	18	12 %	*
		6	6	566,066	21	10 %	*
		10	8	566,956	17	10 %	
		4	4	568,144	14	10 %	*
		8	6	568,881	9	10 %	
		6	4	570,137	5	10 %	
		4	2	570,637	4	10 %	
$3sp4s - 3sp4p$	${}^4P^o - {}^4S$ (9)	4	4	557,666	-11	20 %	*
		6	4	563,948	-5	20 %	*
$3sp4s - 3sp4p$	${}^4P^o - {}^4P$ (8)	4	6	580,047	-11	16 %	*
		2	4	580,674	-11	16 %	*
		2	2	582,780	-10	16 %	*
		4	4	584,613	-13	26 %	*
		6	6	586,840	-21	14 %	*
		6	4	591,522	-15	21 %	*
$3sp4s - 3sp4p$	${}^4P^o - {}^4D$ (7.34)	4	6	666,052	-20	13 %	*
		2	4	666,500	-20	14 %	*
		6	8	667,188	-24	13 %	*
$3sp4p - 3sp4d$	${}^2P - {}^2D^o$ (27)	2	4	578,573	30	17 %	*
		4	6	579,490	22	16 %	*
$3sp4p - 3sp4d$	${}^4S - {}^4P^o$ (32)	4	6	549,645	80	21 %	*
							*
$3sp4p - 3sp4d$	${}^4P - {}^4P^o$ (31)	4	2	521,937	65	13 %	*
		6	6	529,519	82	12 %	*
$3p^3 - 3sp4f$	${}^2D^o - {}^2F$ (33)	4	6	493,280	33	17 %	*
							*

Tabelle 5.4: (Forts.) Verschiebungskonstanten δ in $\text{pm}/10^{23} \text{m}^{-3}$ von Linien mit elektronischer Ausgangskonfiguration $3spnl$. Die mit (*) gekennzeichneten Verschiebungskonstanten sind im Rahmen dieser Arbeit erstmalig bestimmt worden.

Messunsicherheit

Die angegebene Messunsicherheit ergibt sich aus den statistischen Unsicherheiten bei der Datenerfassung und der Auswertung: Die Unsicherheit beim Fit liegt zwischen weniger als 1% bei den starken gut getrennten Linien und etwa 35% bei den schwachen, sich teilweise überlappenden Linien. Bei einer Verzögerungszeit von $t = 600 \text{ ns}$ ist diese Unsicherheit größer als bei $t = 400 \text{ ns}$. Dies führt bei einigen Multipletts dazu, dass die Spektren nicht vollständig auszuwerten sind.

Bei nicht vernachlässigbarer Selbstabsorption des Plasmas wirkt sich auch die Unsicherheit im Absorptionskoeffizienten auf die Bestimmung des lokalen Linienprofils aus: Je stärker die Absorption ist, desto breiter ist das detektierte Linienprofil im Vergleich zu dem emittierten Linienprofil (vgl. Abb. 4.11).

Nach dem in dieser Arbeit verwendeten Verfahren von *Olsen* (Abschnitt 2.2.2.3) wurde der lokale Absorptionskoeffizient aus der gemessenen Intensität und der Temperatur bestimmt, wodurch sich deren Unsicherheiten auf die Messgenauigkeit der Linienbreiten auswirkt. Simulationsrechnungen haben ergeben, dass sich eine Schwankung der Intensität innerhalb der genannten Grenzen eine Unsicherheit in der Linienbreite je nach Übergang von bis zu 5 Prozent zur Folge hat. Die Auswirkungen der Temperaturunsicherheit liegt unter 1 Prozent für die schwachen Linien und 3 Prozent bei den starken Linien.

Der Beitrag aus der Unsicherheit durch die Wellenlängenkalibrierung liegt unter einem Prozent bei der Bestimmung der Linienbreite. Bei der Bestimmung der Verschiebungskonstanten musste berücksichtigt werden, dass in einigen Bereichen des Spektrums die Wellenlängenkalibrierung nur auf $0,05 \text{ nm}$ genau vorgenommen werden konnte. Abweichungen vom Sollwert haben unterschiedliche Werte für die Verschiebungskonstanten für die Messungen bei den zwei Zeitpunkten mit verschiedenen Elektronendichten zur Folge, wenn die Auswertung für beide Elektronendichten unabhängig voneinander gemäß Gleichung 4.4 vorgenommen wird. Durch eine gemeinsame Auswertung auf der Basis einer Differenzbildung kann jedoch die Verschiebungskonstante unabhängig von einem evtl. Fehler bei der Wellenlängenkalibrierung bestimmt werden. Die in den Tabellen aufgeführten Verschiebungskonstanten wurden auf diesem Wege ermittelt.

Die Elektronendichte wurde bei den Experimenten dieser Arbeit aus der Verbreiterung der Linien von Multiplett (1) bestimmt, die von [Wol97] mit einer Messunsicherheit von 10 Prozent bestimmt wurde. Aus der direkten Proportionalität

zwischen der Verbreiterungskonstante und der Elektronendichte ergibt sich damit die Unsicherheit in der Elektronendichte zu 10 Prozent. Diese Messunsicherheit der Elektronendichte wirkt sich aufgrund der Proportionalität unmittelbar auf die Messunsicherheit der experimentell bestimmten Verbreiterungs- und Verschiebungskonstanten aus. Sie beeinflusst alle Linien gleich.

Beiträge anderer Verbreiterungsmechanismen

Apparateprofil

Die Verbreiterung durch das Apparateprofil ist mit einer Linienbreite von 40 pm gegenüber der beobachteten Linienbreite vernachlässigbar (vgl. Abb. 4.6).

Natürliche Linienbreite

Die natürliche Linienbreite liegt in der Regel in der Größenordnung von 10^{-2} pm und ist damit gegen alle anderen Verbreiterungsmechanismen vernachlässigbar. Bei einigen der autoionisierenden Konfigurationen $3spnl$ kann sie jedoch um mehrere Größenordnungen größer werden [Art81]. Bei einer nicht vernachlässigbaren natürlichen Linienbreite müsste sich bei der Auswertung ergeben, dass sich die Verbreiterungskonstante mit abnehmender Elektronendichte vergrößert. Dies wird nur bei den Linien der Multipletts (19) und (20) beobachtet. Hier wurde eine Korrektur der Verbreiterungskonstante vorgenommen.

Dopplerbreite

Nach Gleichung 2.39 ergeben sich Breiten zwischen $7,5 \text{ pm}$ und 13 pm . Somit ist die Dopplerbreite noch geringer als die Verbreiterung durch das Apparateprofil und daher ebenfalls vernachlässigbar.

Resonanzverbreiterung

Zur Resonanzverbreiterung kommt es, wenn ein Teilchen während der Emission von einem gleichartigen Teilchen gestört wird, das sich im Grundzustand befindet (Teilchendichte N_a). Dazu muss mindestens eines der am Übergang beteiligten Energieniveaus einen erlaubten Dipolübergang in den Grundzustand besitzen (Wellenlänge λ_R , Oszillatorstärke f_R). Nach *Ali* und *Griem* [Kon99] lässt sich die resultierende volle Halbwertsbreite w_R mit Hilfe folgender Zahlenwertgleichung ab-

schätzen:

$$w_R = 1,63 \cdot 10^{-13} \sqrt{\frac{g_h}{g_l}} \lambda^2 \lambda_R f_R N_a. \quad (5.1)$$

Dabei sind g_l und g_h die statistischen Gewichte des oberen und unteren Niveaus des Übergangs bei der Wellenlänge λ . Bei Einsetzen der Teilchendichte in cm^{-3} und Wellenlängen in cm ergibt sich die Halbwertsbreite in cm .

Eine Verbreiterung aufgrund einer Resonanz kann sich nur für die Multipletts (1), (2), (3), (3.01), (4) und (5) ergeben. Mit der Elektronendichte als obere Grenze für die Teilchendichte im Grundzustand N_a und den Oszillatorstärken nach [Wie69] ergeben sich für vollen Halbwertsbreiten obere Grenzen wie in Tabelle 5.5 dargestellt.

Mult.	Übergang	λ/nm	Resonanzübergang	λ_R/nm	w_R/pm	w_{exp}/pm
1	$3sp^2 - -3s^24p$	385,60	$3sp^2 - 3s^2p$	181,4	0,14	$2,7 \cdot 10^2$
2	$3s^24s - -3s^24p$	634,71	$3s^24s - 3s^2p$	153,1	9,2	$5,1 \cdot 10^2$
3	$3s^2d - -3s^25p$	413,09	$3s^2d - 3s^2p$	126,3	25,8	$5,2 \cdot 10^2$
3.01	$3s^2d - -3s^25p$	407,55	$3s^2d - 3s^2p$	126,3	14,3	$5,4 \cdot 10^2$
4	$3s^24p - -3s^25s$	597,89	$3s^24s - 3s^2p$	102,3	0,6	$8,7 \cdot 10^2$
5	$3s^2p - -3s^24d$	505,60	$3s^24d - 3s^2p$	99,2	5,8	$1,0 \cdot 10^3$

Tabelle 5.5: Vergleich der experimentellen Linienbreiten mit den Linienbreiten aufgrund der Resonanzverbreiterung.

Die Abschätzung ergibt für die Linienbreite aufgrund der Resonanzverbreiterung bei den Multipletts (3) und (3.01) eine obere Grenze von 4,9 % bzw. 2,6 % der experimentell bestimmten Linienbreiten, für die anderen Multipletts ist die Resonanzverbreiterung noch geringer, so dass sie vernachlässigt werden kann.

Fremddruckverbreiterung (van der Waals Verbreiterung)

Fremddruckverbreiterung kommt durch die Dipolwechselwirkung des angeregten Emitters mit dem induzierten Dipol eines neutralen Atoms (mittlere Polarisierbarkeit α , Teilchendichte N_a) zustande. Nach Griem [Kon99] lässt sie sich für eine Gastemperatur T und reduzierte Emitter-Störteilchen-Masse μ abschätzen zu

$$w_V = 8,18 \cdot 10^{-12} \lambda^2 (\alpha \overline{R^2})^{2/5} \left(\frac{T_g}{\mu} \right)^{3/10} N_a. \quad (5.2)$$

Dabei ist $\overline{R^2} = \overline{R_U^2} - \overline{R_L^2}$. In der Coulomb-Näherung gilt

$$\overline{R_X^2} = \frac{n_X^{*2}}{2} [5n_X^{*2} + 1 - 3l_X(l_X + 1)], \quad (5.3)$$

wobei sich das Quadrat der effektiven Hauptquantenzahl n_X^{*2} aus der Ionisationsenergien E_H von Wasserstoff und E_{IP} des Emitters sowie der Anregungsenergie E_X des entsprechenden Niveaus ergibt:

$$n_X^{*2} = Z^{*2} \frac{E_H}{E_{IP} - E_X}. \quad (5.4)$$

Z^* steht dabei für die Kernladungszahl des Atomrumpfes. Aus 5.2 erhält man die volle Halbwertsbreite w_v in cm , wenn man die Werte für λ , α und N_a auf Zentimeter bezieht.

Mit $E_H = 13,598 eV$, den Ionisierungsenergien des einfach ionisiertem Silizium von $16,35 eV$ für $[Ne]3s^23p \rightarrow [Ne]3s^2$ und $22,88 eV$ für $([Ne]3s3p^2 \rightarrow [Ne]3s3p)$ [oS02], der mittleren Polarisierbarkeit des Heliums $\alpha = 2,07 \cdot 10^{-25} cm^3$ [All73] und einer reduzierten Masse von $\mu = 3,50 a.m.u.$ lassen sich die Linienbreiten ermitteln. Die Teilchendichte des Heliums wird dazu mit Hilfe der idealen Gasgleichung und dem Gasdruck abgeschätzt.

Damit ergeben sich Linienbreiten aufgrund der van der Waals-Verbreiterung zwischen $0,9 pm$ und $2,7 pm$. Diese sind im Vergleich zu den Breiten der vermessenen Linien vernachlässigbar und liegen selbst bei den schmalen Linien unter 1 Prozent.

Ionenanteil

Im vorliegenden Temperatur- und Elektronendichtebereich wird die Starkverbreiterung durch den Elektronenbeitrag dominiert. Nach [Gri64] lässt sich der Anteil der Ionen an der Gesamtverbreiterung w_{ges} bei einem Elektronenanteil w_e abschätzen aus

$$w_{ges} = [1 + 1,75A(1 - 1,2r)]w_e. \quad (5.5)$$

Nach [Bla95] kann man den Parameter r zu

$$r = \left(1,38 \cdot 10^{-9} \sqrt{\frac{T}{N_e}}\right)^{-1/3} \quad (5.6)$$

bestimmen, wenn die Temperatur T in eV und die Elektronendichte N_e in cm^{-3} eingesetzt werden. Die Ionenverbreiterungsparameter A lassen sich aus den tabellierten Werten α nach [Gri64] zu $A = \alpha \left(\frac{N_e}{10^{16} cm^{-3}}\right)^{1/4}$ bestimmen. Eine Abschätzung des Ionenanteils an der Gesamtverbreiterung war aufgrund der Verfügbarkeit der Parameter α nur für die Multipletts (1) bis (5) möglich. Es ergeben sich Werte zwischen vier und sechs Prozent.

In der Literatur ist es nicht üblich, bei den experimentell bestimmten Linienbreiten den Elektronen- und Ionenbeitrag voneinander zu trennen. Daher wird auch hier von einer Korrektur der Daten abgesehen.

5.1.2 Vergleich mit der Literatur

5.1.2.1 Experimente

Für eine Reihe von Linien – dies sind insbesondere diejenigen der starken Multipletts (1) bis (5) – sind in der Vergangenheit in verschiedenen Experimenten die Starkverbreiterungskonstanten bestimmt worden. In Tabelle 5.6 sind die experimentellen Ergebnisse für die Verbreiterungskonstanten, in Tabelle 5.7 die Ergebnisse für die Verschiebungskonstanten jeweils für die starken Multipletts zusammengestellt. Bisher wurden nur in einem einzigen Experiment auch Starkkonstanten weiterer Linien bestimmt. Dessen Ergebnisse für die Verbreiterungs- und Verschiebungskonstanten sind in Tabelle 5.8 aufgeführt.

Im folgenden werden kurz die experimentellen Methoden und die Plasmaparameter der jeweiligen Experimente beschrieben. Besonderheiten bei der Auswertung werden ebenfalls aufgeführt. Anschließend werden die zum Teil widersprüchlichen Ergebnisse gegenübergestellt und diskutiert.

Die Detektion der Linienprofile erfolgte mit einer Ausnahme entweder durch einen OMA oder durch einen Photomultiplier, der sich hinter dem Austrittsspalt eines Monochromators befand. Der OMA lieferte bei einem einzigen Experiment das gesamte Linienprofil (über ein kurzes Beobachtungsintervall zeitlich integriert). Das Signal des Photomultipliers repräsentiert dagegen den zeitlichen Intensitätsverlauf in einem kleinen Wellenlängenintervall. Um das Profil zu erhalten, mussten daher hier die Signale vieler gleichartiger Experimente zusammengesetzt werden. Die Reproduzierbarkeit der Strahlungsquelle wurde dabei von den einzelnen Autoren mehr oder weniger kritisch geprüft. Durch die zeitliche Variation der Plasmaparameter stand bei den Photomultiplermessungen ein größerer Parameterbereich zur Verfügung, und die Integrationszeit des Detektors war klein im Vergleich zu der Zeit, in der sich die Plasmaparameter merklich ändern. Dies war bei den Messungen mit dem OMA nicht zwingend der Fall.

Konjević et al. [Kon70] bestimmten die Verbreiterungskonstanten in einem durch Silizium verunreinigtem Argonplasma, das durch ein elektromagnetisches T-Stoßrohr erzeugt wurde. Das Silizium stammte von den Wänden. Die Temperatur wurde bei den einzelnen Experimenten aus den relativen Linienintensität von bekannten Ar^+ -Linien auf zehn Prozent genau bestimmt und lag zwischen 8500 K und 9700 K. Die Elektronendichtebestimmung erfolgte interferometrisch mit Hilfe von HeNe-Lasern bei den Wellenlängen 623,8 nm und 1,15 μm auf sechs Prozent

Autor	T / 10 ³ K	Multiplett				
		(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
diese Arbeit	21	56	106	109	179	195
		58	103	106	186	221
Gonzales [Gon01]	18	50	113	97	272	254
		50	99	101	278	258
Pérez [P93]	13,9		212	228		248
			216	253		319
	16,4		189	198		248
			186	222		308
31,5		133			223	
		140	208		226	
Lesage [Les83]	16	64	124	100	312	216
		64	124	100		200
	20	68	124	96	304	242
		68	110	96		240
	22	66	128	104	296	208
		66	128	104		212
Chiang [Chi78]	18	100	214			
		98	222			
Lesage [Les77]	10	107	196	158	278	253
		105	193	160	275	269
Purić [Pur74]	8,7	52				
		44	100			
	10,6	54				
		48	104			
	12,8	56				
		50	92			
	16,4	56				
		48	82			
Konjević [Kon70]	8,5	40				
		42	134			
	9,7	38				
		42	130			

Tabelle 5.6: Verbreiterungskonstanten ω in $\text{pm}/10^{23} \text{ m}^{-3}$ für die starken Multipletts (1) bis (5).

Autor	$\frac{T}{10^3 K}$	Multiplett				
		(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
diese Arbeit	21	4 ± 1	-27 ± 4	-9 ± 1	105 ± 11	92 ± 11
		4 ± 1	-27 ± 4	-6 ± 1	109 ± 11	93 ± 11
Gonzales [Gon01]	18	-5 ± 3	-31 ± 6	-23 ± 4	132 ± 36	86 ± 10
		-5 ± 3	-29 ± 6	-20 ± 4	119 ± 38	93 ± 07
Lesage [Les83]	16	-17 ± 20	-39 ± 20	-39 ± 20	51 ± 20	53 ± 15
		-17 ± 20	-39 ± 20	-39 ± 20	—	53 ± 15
	20	-12 ± 20	-26 ± 20	-36 ± 20	58 ± 20	72 ± 15
		-12 ± 20	-26 ± 20	-36 ± 20	—	48 ± 15
	22	-12 ± 20	-22 ± 20	-27 ± 20	79 ± 20	68 ± 15
		-12 ± 20	-24 ± 20	-27 ± 20	—	57 ± 15
Lesage [Les77]	10	20 ± 20	-31 ± 7	-32 ± 30	132 ± 20	110 ± 15
		20 ± 20	-25 ± 7	-32 ± 30	135 ± 20	115 ± 15
Purić [Pur74]	8,7	3	-12			
		3	-12			
	10,6	6	-8			
		6	-8			
	12,8	5	-13			
		5	-13			
16,4	6	-16				
	6	-16				

Tabelle 5.7: Verschiebungskonstanten δ in $pm/10^{23} m^{-3}$ für die starken Multipletts (1) bis (5).

genau. Sie lag zwischen $1,8 \cdot 10^{17} cm^{-3}$ und $2,4 \cdot 10^{17} cm^{-3}$.

Das Linienprofil wurde mit Hilfe eines Photomultipliers und Monochromators aufgenommen. Reproduzierbarkeit und Homogenität wurden ebenso wie die Selbstabsorption überprüft. Die Selbstabsorption war gering.

Purić et al. [Pur74] benutzten dieselbe Anlage, um einen größeren Temperaturbereich zu untersuchen. Aus einem Boltzmann-Plot der Intensitäten von bekannten Ar^+ -Linien ergaben sich Temperaturen von $8700 K$, $10600 K$, $12800 K$ und $16400 K$ (keine Angabe der Messunsicherheit) bei den verschiedenen Entladungsbedingungen. Die Elektronendichten erreichten während der Beobachtungszeit maximal $7 \cdot 10^{17} cm^{-3}$, gemessen mit einem Einwellenlängen-Laserinterferometer. Die

Wellenlänge, bei der die Elektronendichtebestimmung erfolgte, wird ebenso wie die Messunsicherheit nicht angegeben. Aufgrund der unterschiedlichen Beiträge der Elektronen, Ionen und Atomen an der Refraktivität des Plasmas ist die Bestimmung der Elektronendichte durch Messung bei nur einer Wellenlänge sehr fragwürdig.

Das Linienprofil wurde photoelektrisch abgetastet. Homogenität der Verteilung der Verunreinigungen wurde ebenso wie mögliche Selbstabsorption der Linien überprüft. Letztere war vernachlässigbar.

Lesage et al. [Les77] verwendeten ein gasgetriebenes Membran-Stoßrohr zur Erzeugung der Plasmen. Durch Verwendung unterschiedlicher Beimengungen (0,1 % bis 1%) von SiH_4 , $SiHCl_3$ oder $SI(CH_3)_4$ in Ne ($6 \cdot 10^2 Pa$ bis $5 \cdot 10^3 Pa$) konnte die Elektronendichte variiert werden. Sie ergab sich aus der Linienbreite der H_β -Linie mit einer Genauigkeit von 20 bis 30 Prozent und variierte von Experiment zu Experiment zwischen $4 \cdot 10^{16} cm^{-3}$ und $1,4 \cdot 10^{17} cm^{-3}$. Aus der Absolutmessung der Linienintensität der $Ne(I)$ -Linie $\lambda = 598,2 nm$ ergab sich eine Temperatur zwischen $9500 K$ und $12500 K$ bei einer relativen Genauigkeit von zehn Prozent. Die Linienprofile wurden photographisch detektiert.

Chiang et al. [Chi78] erzeugten das Si-Plasma mit Hilfe eines elektromagnetisch getriebenen T-Stoßrohres. Als Gas wurde Helium ($3,8 \cdot 10^4 Pa$) mit 0,5 % Silan (SiH_4) verwendet. Die Bestimmung der Plasmaparameter erfolgte über die $He(I)$ -Linien bei $388,9 nm$ und $501,6 nm$. Aus dem Verhältnis der Linien- zur Kontinuum Intensität ergab sich eine Temperatur von $18000 K$. Aus den Linienbreiten folgte eine Elektronendichte von $10^{17} cm^{-3}$ mit einer Unsicherheit von 15 %.

Die Linienprofile wurden sowohl mit Hilfe eines Photomultipliers an einem Monochromator abgetastet, als auch mit einem OMA detektiert. Die Auswertung erfolgte unter der Annahme eines homogenen Plasmas ohne Berücksichtigung möglicher Selbstabsorption.

Lesage et al. [Les83] benutzten ein elektromagnetisch getriebenes T-Stoßrohr, das speziell präpariert war, um mögliche Siliziumverunreinigungen in der Nähe von Fenstern oder Wänden auszuschliessen. Als Siliziumquelle dienten 4 % Silan in Ne ($67 Pa$). Die Temperaturbestimmung erfolgte über einen Boltzmann-Plot bekannter $Ne(I)$ Linien sowie dem Intensitätsverhältnis der $Si(III)$ Linie bei $455,2 nm$ zur $Si(II)$ -Linie bei $634,7 nm$ und lag mit einer Unsicherheit von 10% bei $16000 K$, $20000 K$ und $22000 K$. Die Elektronendichte wurde aus der Linienbreite der H_β -Linie und mit Hilfe eine HeNe-Lasers interferometrisch bestimmt. Die Unsicherheit

bei der interferometrischen Bestimmung lag zwischen zehn und fünfzehn Prozent, beide Methoden stimmten aber auf 3 % überein.

Die Spektren wurden jeweils über einen Monochromator mit Photomultiplier aufgenommen. Die Multipletts wurden auf mögliche Selbstabsorption untersucht. Diese war gering und wurde vernachlässigt.

Pérez et al. [P93] untersuchten ein Silan-Helium Gemisch in einer gepulsten Entladung über einen größeren Temperaturbereich. Die Temperatur bestimmten sie dabei aus einem Boltzmann-Plot bekannter $Si(II)$ -Linien zu 31500 K, 16400 K und 13900 K bei einer geschätzten relativen Unsicherheit von zehn Prozent. Die Elektronendichte ergab sich mit einer Unsicherheit von 15 % aus der Linienbreite der $He(I)$ Linien bei 667,8 nm und 501,6 nm. Sie lag zwischen $9,2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $5,6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Die Profile wurden mit Hilfe eines OMA aufgenommen. Mögliche Selbstabsorption wurde bei der Auswertung nicht berücksichtigt.

Gonzales et al. [Gon01] benutzten eine instationäre Gasentladung in einem Gemisch aus He und SiH_4 im Verhältnis 99,4 : 0,6 bei einem Druck von $1,63 \cdot 10^3 \text{ Pa}$. Die Auswertung von Boltzmann-Plots bekannter $He(I)$ sowie $Si(II)$ Linien ergab eine Temperatur zwischen 16000 K und 20000 K mit einer Unsicherheit von jeweils weniger als fünfzehn Prozent. Die Elektronendichte wurde mit einem Zweiwellenlängeninterferometer sowie über die Stark-Verbreiterungen der $He(I)$ 501,5 nm und 728,1 nm sowie der H_α Linie bestimmt. Sie betrug zwischen $0,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und $0,9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ mit einer Messunsicherheit von weniger als zehn Prozent.

Die Detektion erfolgte durch einen OMA. Die Linien wurden auf Selbstabsorption geprüft und ggf. korrigiert.

Die in den unterschiedlichen Experimenten gemessenen Verbreiterungskonstanten lassen sich sofort in zwei Gruppen teilen. Die Werte von [Les77], [Chi78] und [P93] für Multiplett (1) und (2) sind etwa doppelt so groß, wie die der anderen Arbeitsgruppen. Eine wahrscheinliche Erklärung hierfür ist die nicht berücksichtigte Selbstabsorption. Durch die Selbstabsorption wird die Intensität im Linienzentrum stärker geschwächt als in den Linienflügeln. Dadurch wird das Linienprofil flacher, und daher erscheint die Linie breiter.

Auch bei Multiplett (3) ist diese Tendenz zu erkennen, wenn auch weniger ausgeprägt. Bei den Multipletts (4) und (5) ist kein Unterschied zwischen den Ergebnissen von [Les77] und [Gon01] erkennbar. Da diese Multipletts aufgrund ihrer Übergangswahrscheinlichkeiten und Anregungsenergie aber eine dem Multiplett

(3) vergleichbare Selbstabsorption aufweisen sollten, ist möglicherweise in [Gon01] die Selbstabsorption bei Multiplett (4) und (5) nicht ausreichend berücksichtigt worden.

Auch [Les83] erhält für Multiplett (4) eine mit den Ergebnissen von [Les77] und [Gon01] vergleichbare Verbreiterungskonstante. Dies hat ebenfalls mit hoher Wahrscheinlichkeit seine Ursache in der Selbstabsorption. Um eine mögliche Selbstabsorption zu erkennen, haben die Autoren die relativen Linienstärken der Linien innerhalb eines Multipletts mit theoretisch berechneten Werten verglichen. Bei Multiplett (4) war dies nicht möglich, da sich einer der beiden Linien störende Linien von Verunreinigungen überlagerten, wodurch eine Auswertung unmöglich wurde. Bei den anderen Linien ergaben sich Abweichungen der beobachteten Intensitätsverhältnisse von den theoretischen Werten um 20 Prozent. In diesem Rahmen liegt auch die Abweichung der Verbreiterungskonstanten von Multiplett (1) und (2) von den Ergebnissen der anderen Gruppen, die eine mögliche Selbstabsorption in Betracht gezogen haben.

Konjević et al. können eine leichte Selbstabsorption bei ihren Messungen für Multiplett (2) nicht ausschließen, wodurch sich die im Vergleich zu den Ergebnissen dieser Arbeit größere Verbreiterungskonstante erklären lässt.

Neben der Selbstabsorption sind Abweichungen von der Homogenität des Plasmas eine weitere mögliche Ursache für systematische Messfehler. Bei allen Stoßrohrexperimenten wurde der Einfluss einer möglichen Randschicht nicht berücksichtigt. Bei elektromagnetischen T-Stoßrohren ist abgesehen von den Inhomogenitäten unmittelbar am Plasmarand auch die Homogenität im Volumen nur bedingt gegeben. Trotzdem wurden die Auswertungen immer unter der Annahme homogener Plasmen durchgeführt.

Eine systematische Temperaturabhängigkeit der Verbreiterungskonstanten, wie sie von den theoretischen Berechnungen gefordert wird, lässt sich im Rahmen der Messgenauigkeiten innerhalb der betrachteten Temperaturbereiche nicht erkennen.

Die Ergebnisse für die Verschiebungen des Linienzentrums sind in Tabelle 5.7 dargestellt. Die Messunsicherheiten von [Les83] sind aus den Fehlerbalken abgeschätzt, [Pur74] gibt keine Messunsicherheit an.

Für Multiplett (1) und (2) liegen die Abweichungen der Ergebnisse aller Gruppen innerhalb der Messunsicherheiten. Dies gilt auch für die Multipletts (4) und (5) mit Ausnahme der Ergebnisse von [Les83], der für die Linien dieser Multipletts deutlich geringere Verschiebungskonstanten angibt. Für Multiplett (3) liefert diese Arbeit eine deutlich geringere Verschiebungskonstante. Eine Erklärung hier-

für ist schwierig, da es keinerlei Informationen darüber gibt, wie die Autoren die Linienverschiebung bestimmt und überprüft haben. Selbstabsorption sollte keine Auswirkungen haben, da sie das Profil symmetrisch beeinflusst und daher die Lage des Linienzentrums nicht beeinflusst. Dies zeigt auch die Übereinstimmung der Werte von [Les77] mit den übrigen Gruppen. Eine mögliche Ursache für die Abweichungen wäre eine ungenaue Wellenlängenkalibrierung bei den Experimenten.

Gonzales hat neben den 5 starken Multipletts zusätzlich noch einige hochangeregte Multipletts vermessen und dabei auch die Verschiebungskonstanten bestimmt.

Tabelle 5.8 zeigt einen Vergleich der Starkparameter der Experimente dieser Arbeit mit denen von *Gonzales*. Dabei sind die statistischen Messunsicherheiten und die

Mult.	λ/nm	diese Arbeit				Gonzales			
		ω	ϵ_ω	δ	ϵ_δ	ω	ϵ_ω	δ	ϵ_δ
1	385,366	60	13 %	3	34 %	52	32 %	-17	59 %
	385,602	56	12 %	4	12 %	50	21 %	-5	55 %
	386,260	58	11 %	4	12 %	50	25 %	-5	55 %
2	634,711	106	14 %	-27	14 %	113	23 %	-31	19 %
	637,137	103	14 %	-27	14 %	99	25 %	-29	19 %
3	412,805	109	10 %	-9	10 %	97	15 %	-23	18 %
3	413,089	106	10 %	-6	10 %	101	11 %	-20	18 %
4	595,756	179	10 %	105	10 %	272	20 %	132	27 %
	597,893	186	10 %	109	10 %	278	15 %	119	32 %
5	504,102	195	12 %	92	12 %	254	7 %	86	12 %
	505,598	221	11 %	93	10 %	258	13 %	93	7 %
7.33	566,956	51	11 %	17	10 %	67	33 %	-24	51 %
	568,881	55	13 %	9	10 %	77	22 %	-30	60 %
	570,137	51	13 %	5	10 %	68	20 %	-32	42 %
	570,637	62	13 %	4	10 %	83	21 %	-19	46 %
8	580,047	76	16 %	-11	16 %	88	75 %		
	580,674	61	16 %	-11	16 %	51	75 %		
23	520,241	112	10 %	74	10 %	133	30 %	-16	75 %
27	578,573	103	20 %	30	17 %	145	32 %		
32	549,645	185	28 %	80	21 %	192	30 %		

Tabelle 5.8: Vergleich der Verbreiterungskonstanten ω und Verschiebungskonstanten δ (in $pm/10^{23} m^{-3}$) mit den Ergebnissen von Gonzales [Gon01].

Unsicherheiten in der Bestimmung der Elektronendichte berücksichtigt. Im Rahmen der Messgenauigkeit stimmen die Ergebnisse für die Verbreiterungskonstanten überwiegend überein. Systematische Unterschiede scheinen bei den Multipletts (4), (5) und (7.33) vorzuliegen, die bei Gonzales eine größere Verbreiterung aufweisen. Der Grund hierfür könnte darin liegen, dass dies alles Linien sind, deren Verschiebung des Linienzentrums mit der Verbreiterung vergleichbar wird. Bei einer merklichen Änderung der Elektronendichte während des Beobachtungszeitraums würde dies eine größere Linienbreite zur Folge haben, als sie tatsächlich vorliegt. Nach [Val98] können bei dem von Gonzales verwendeten Versuchsaufbau die Änderungen der Elektronendichte bis zu $0,18 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ während der Integrationszeit erreichen (bei Elektronendichten zwischen $0,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und $0,9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$). Dies könnte somit eine Erklärung für die unterschiedlichen Ergebnisse sein. Da in dieser Arbeit die zeitliche Variation der Elektronendichte berücksichtigt wurde, sollten die Ergebnisse verlässlicher sein als die von *Gonzales*.

Zusammenfassend lässt sich beim Vergleich der Starkverbreiterungskonstanten der verschiedenen experimentellen Arbeiten eine Übereinstimmung im Rahmen der Messunsicherheiten für die Ergebnisse der Gruppen feststellen, welche die Selbstabsorption bei ihrer Auswertung berücksichtigt haben oder zumindest eine starke Selbstabsorption der Linien ausschließen können. Die Gruppen, welche die Selbstabsorption überhaupt nicht oder nicht ausreichend berücksichtigt haben, erhalten größere Verbreiterungskonstanten.

Weitere Ursachen für Abweichungen zwischen von den verschiedenen Gruppen experimentell bestimmten Werten können Abweichungen von der Homogenität des Plasmas und die Instationarität des Plasmas in Verbindung mit einer zu großen Integrationszeit des Detektors sein.

Im Rahmen dieser Arbeit sind erstmals neben der Selbstabsorption auch diese Effekte sehr sorgfältig berücksichtigt worden. Die Genauigkeit der hier angegebenen Daten sollte daher besser sein, als die bisher verfügbaren Literaturdaten.

Bei den Verschiebungskonstanten führt ein Vergleich aufgrund der großen Messunsicherheiten und Streuung der Messwerte zu keinen neuen Erkenntnissen.

5.1.2.2 Theorie

Auch einige theoretische Arbeiten befassen sich mit dem Problem der Starkverbreiterungs- und Verschiebungskonstanten von $S_i(II)$. In diesen Arbeiten wird nur der Elektronenanteil – der gegenüber dem Ionenbeitrag deutlich überwiegt – an

der Verbreiterung in Stoßnäherung berechnet. Weiterhin ist den Arbeiten gemeinsam, dass die Berechnungen semiklassisch durchgeführt werden: Die emittierenden Ionen werden quantenmechanisch behandelt, die Störteilchen (Elektronen) bewegen sich jedoch auf klassischen Bahnen (Hyperbeln) im Coulomb-Potential des emittierenden Ions. Diese Annahme ist gerechtfertigt, solange die *de Broglie* Wellenlänge sehr viel kleiner als die typischen Stoßparameter sind, was in der Praxis immer der Fall ist [Gri74].

Unterschiede ergeben sich vor allem durch die unterschiedlichen Näherungen für die Wellenfunktionen des emittierenden Systems und die unterschiedliche Modellierung der inelastischen Kollisionen. Für letztere nehmen *Griem* und *Jones* [Jon73] für alle Elektronen die gleiche Geschwindigkeit an – die mittlere thermische Geschwindigkeit. In den übrigen Berechnungen geht die komplette thermische Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen ein.

In alle Berechnungen gehen die Übergangswahrscheinlichkeiten der beteiligten Niveaus ein. Die Bedeutung dieser Daten kann man an den Ergebnissen von *Lanz et al.* und *Sahal-Brechet* erkennen: *Lanz et al.* [Lan88] benutzten denselben Computercode wie *Sahal-Brechet* [SB67], ihnen standen aber aktuellere Übergangswahrscheinlichkeiten zur Verfügung. Die Unterschiede, die sich dadurch in den Linienbreiten ergeben, liegen zwischen 10 und 20 Prozent.

Autor	$\frac{T}{10^3 K}$	Multiplett							
		(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(3.01)	(7.26)	(23)
Cooper-Oertel nach [Les77]	10	—	140	90	250	220			
Jones nach [Les77]	10	116	234	137	258	290			
Griem nach [Les77]	10	59	179	120	281	233			
Sahal-Brechet [Les77]	10	50	171	99	283	262			
Lanz [Lan88]	10	56	193	119	278	224	155	51	145
	20	42	144	96	227	195	135	40	124
diese Arbeit (exp.)	21	57	105	108	183	208	113	52	112

Tabelle 5.9: Verbreiterungskonstanten ω in $pm/10^{23} m^{-3}$.

In Tabelle 5.9 sind die Verbreiterungskonstanten der theoretischen Arbeiten zusammengefasst. Angaben über die Genauigkeiten liegen nicht vor. Für einen Vergleich sind in der Tabelle die entsprechenden experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit noch einmal aufgeführt, wobei für jedes Multiplett der Mittelwert der vermessenen Linien angegeben ist.

Mit Ausnahme des Wertes von *Jones et al.* liegen die Berechnungen für Multiplett (1) im Rahmen der Genauigkeit der experimentell beobachteten Verbreiterungskonstanten. Für Multiplett (2) sind alle berechneten Daten deutlich größer als die experimentellen, für die Multipletts (3) bis (5) liegen sie innerhalb der experimentellen Genauigkeitsgrenzen. Abgesehen von *Jones et al.* erhalten alle Gruppen für Multiplett (4) die größte Verbreiterungskonstante in Übereinstimmung mit den anderen experimentellen Arbeiten.

Bei Verdopplung der Temperatur von $10 \cdot 10^3 K$ auf $20 \cdot 10^3 K$ nehmen die Verbreiterungskonstanten nach *Lanz* um etwa 20 Prozent ab. Multiplett (5) zeigt eine etwas schwächere, Multiplett (2) eine etwas stärkere Temperaturabhängigkeit. Unterstellt man dieses Verhalten auch bei den Berechnungen der anderen Gruppen und nimmt einen Anteil der Elektronen an der experimentellen Linienbreite von etwa 90 Prozent an, so findet man für die Multipletts (3), (5) und (23) eine gute Übereinstimmung zwischen den theoretischen Werten und den experimentellen Ergebnissen. Für die Multipletts (1), (2), (4), (7.26) und (3.01) ist die Übereinstimmung etwas schlechter. Für das schwache Multiplett (3.01) ist dies nicht verwunderlich, da neben der großen Messunsicherheit bei der Bestimmung der Linienbreite auch große Diskrepanzen zwischen den theoretisch und experimentell bestimmten Übergangswahrscheinlichkeiten der Linien bestehen. Aber auch für die anderen Multipletts liegen die Abweichungen im Bereich der Messunsicherheiten, die aus den Übergangswahrscheinlichkeiten resultieren.

Anhand der vorliegenden Daten lässt sich nicht entscheiden, ob eine bestimmte Berechnungsmethode anderen Methoden überlegen ist. Es lässt sich lediglich feststellen, dass die Methode von *Jones* für die Multipletts (1) und (2) deutlich zu große Werte liefert. Die Problematik der im Vergleich zu den experimentellen Daten zu großen Werte bei Multiplett (2) ergibt sich bei allen Autoren.

Bei den Verschiebungskonstanten (Tabelle 5.10) sagen alle Berechnungen für Multiplett (2) und (3) eine Verschiebung zu kürzeren Wellenlängen voraus, wobei die Verschiebung für Multiplett (3) deutlich geringer als diejenige von Multiplett (2) ist. Für die Multipletts (4) und (5) ergeben sich Rotverschiebungen, die in etwa gleich groß sind. *Griem* berechnet für Multiplett (1) als einziger eine Blauverschiebung.

Autor	$\frac{T}{10^3 K}$	Multiplett				
		(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
Jones nach [Les77]	10	49	-101	-49	140	153
Griem nach [Les77]	10	-19	-61	-19	101	98
Sahal-Brechot nach [Les77]	10	8	-43	-4	130	138
diese Arbeit (exp.)	21	4	-27	-8	107	93

Tabelle 5.10: Vergleich der Verschiebungskonstanten δ in $pm/10^{23} m^{-3}$ mit theoretischen Werten.

Eine gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen Werten und theoretischen Berechnungen gibt es nicht. Die beste Übereinstimmung gibt es mit den Werten von *Sahal-Brechot*, die aber eine Abweichung von bis zu 50 Prozent zeigen. Eine Ursache für die Abweichungen sind vermutlich die unterschiedlichen Temperaturen. Bei Zunahme der Temperatur auf $20 \cdot 10^3 K$ ist für die Verschiebungskonstante eine ähnliche Veränderung wie für die Verbreiterungskonstanten zu erwarten, also eine Verringerung um etwa 20 Prozent. Mit Ausnahme von Multiplett (3) würde daraus eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen folgen.

5.2 Übergangswahrscheinlichkeiten

Die Übergangswahrscheinlichkeiten wurden aus den Linienemissionskoeffizienten ϵ , die sich aus den eingepassten Profilen ergaben, ermittelt: Bei bekannten statistischen Gewichten, Wellenlängen und Anregungsenergien des oberen Niveaus (nach *Moore* [Moo65]) erhält man bei bekannter Temperatur aus dem Verhältnis der Emissionskoeffizienten zweier Linien deren relative Übergangswahrscheinlichkeiten (vgl. Gleichung 2.16).

Für den Absolutanschluss der relativen Werte ist Kenntnis von mindestens einer absoluten Übergangswahrscheinlichkeit $A_{ik,ref}$ erforderlich. Aus Gleichung 2.16 folgt für die unbekannte Übergangswahrscheinlichkeit $A_{ik,x}$:

$$A_{ik,x} = A_{ik,ref} \frac{\lambda_x}{\lambda_{ref}} \frac{g_{ref} \epsilon_x}{g_x \epsilon_{ref}} \cdot \exp\left(\frac{E_x - E_{ref}}{kT}\right) \quad (5.7)$$

Für die relative Messunsicherheit e ergibt sich:

$$e_{A_{ik,x}} = e_{A_{ik,ref}} + e_{\epsilon_x} + e_{\epsilon_{ref}} + e_T \left| \frac{E_{ref} - E_x}{kT} \right| . \quad (5.8)$$

Sie wird durch die relativen Messunsicherheiten bei der Bestimmung der Emissionskoeffizienten ($e_{\epsilon_x}, e_{\epsilon_{ref}}$), die relative Unsicherheit der Übergangswahrscheinlichkeit des Referenzübergangs $e_{A_{ik,x}}$ und die relative Unsicherheit in der Temperatur e_T bestimmt, deren Einfluss mit wachsendem energetischem Abstand zwischen dem Anregungsniveau der unbekanntem Linie und dem oberen Niveau der Referenzlinie zunehmend verstärkt wird. Bei der Bestimmung der relativen Übergangswahrscheinlichkeiten innerhalb eines Multipletts ist der Einfluss der Temperatur vernachlässigbar.

Für 6 Linien wurden im Rahmen dieser Arbeit erstmals experimentell Übergangswahrscheinlichkeiten bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.11 dargestellt. Der Absolutanschluss erfolgte über die Übergangswahrscheinlichkeit für die schwächere Linie von Multiplett (5), $\lambda = 504,10 \text{ nm}$, mit dem Wert nach *Artru* $A_{ik} = 1,0 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$.

In der ersten Spalte der Tabelle sind die Wellenlängen, in der zweiten Spalte die Nummer des Multipletts nach *Moore* und in der dritten Spalte die zugehörige Anregungsenergie des oberen Niveaus aufgeführt. Die vierte Spalte enthält die absolute Übergangswahrscheinlichkeit in 10^8 s^{-1} , die fünfte deren relative Messunsicherheit. Für 2 Linien liegen theoretisch berechnete Werte von *Artru* vor [Art81]. Diese stimmen sehr gut mit den hier gemessenen Werten überein: $0,44 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ für $\lambda = 666,06 \text{ nm}$ und $0,26 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ für $\lambda = 666,50 \text{ nm}$.

λ/nm	Mult.	E/eV	$A_{ik}/10^8 \text{ s}^{-1}$	
397,75	(21)	19,44	0,54	35 %
399,18	(20)	19,46	0,74	35 %
399,80	(20)	19,43	0,39	35 %
401,62	(21)	19,44	0,18	35 %
666,05	(7.34)	16,36	0,43	24 %
666,50	(7.34)	16,35	0,25	24 %

Tabelle 5.11: *Neue Übergangswahrscheinlichkeiten in 10^8 s^{-1} .*

Für die Übergangswahrscheinlichkeiten der anderen im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Linien liegen Literaturdaten vor. Diese sind in den Tabellen 5.12 und

5.13 zusammen mit den eigenen Werten dargestellt. Vor einer vergleichenden Diskussion wird im folgenden kurz beschrieben, mit welchen Methoden die Literaturdaten bestimmt worden sind.

Matheron [Mat01] untersuchte ein lasererzeugtes Silizium-Plasma in einer Xenon-Atmosphäre bei 27 mbar , der 2% bis 3% Wasserstoff für diagnostische Zwecke zugefügt worden waren. Die Aufnahme der Spektren erfolgte sehstrahlintegriert mittels einer OMA $1\ \mu\text{s}$ nach dem Laserpuls. Die Integrationszeit betrug $100\ \text{ns}$. Die Elektronendichte wurde aus der Breite der Wasserstoff H_α -Linie zu $n_e = 2,9 \cdot 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$ bestimmt. Die Temperaturbestimmung erfolgte über einen Boltzmann-Plot mit bekannten Xe^+ -Linien. Es ergab sich eine Temperatur von $T = (18.450 \pm 900)\ \text{K}$.

Eine mögliche Selbstabsorption der Linien wurde korrigiert.

Die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten ergaben sich aus einem Boltzmann-Plot. Für den Absolutanschluss der relativen Werte wurden die Lebensdauermessungen des $3s^24p^2P$ -Niveaus anhand des zeitlichen Verlaufs der Gesamtintensität von Multiplett (1) nach *Bashkin et al.* [Bas80] herangezogen. Mit den Verzweigungsverhältnissen

$$R_{mn} = \frac{I_{mn}\lambda_{mn}}{\sum_l I_{ml}\lambda_{ml}} = \frac{A_{mn}}{\sum_l A_{ml}} \quad (5.9)$$

der mit den Wellenlängen gewichteten relativen Intensitäten $I_{ml}\lambda_{ml}$ aller Linien, die ihren Ursprung in diesem Niveau haben – in diesem Fall die Linien der Multipletts (1) und (2) –, lassen sich dann in Verbindung mit der Lebensdauer die absoluten Übergangswahrscheinlichkeiten der beteiligten Übergänge bestimmen. Die Autoren haben dabei die Wellenlängenabhängigkeit der Verzweigungsverhältnisse nicht berücksichtigt, was zu fehlerhaften Ergebnissen führt.

Blanco et al. [Bla95] untersuchten ein lasererzeugtes Silizium-Plasma in einer Krypton-Atmosphäre ($p = 8\ \text{mbar}$). Die Aufnahme der Spektren erfolgte sehstrahlintegriert durch einen OMA mit einer (recht langen) Integrationszeit von $300\ \text{ns}$ im zeitlichen Abstand von $0,4\ \mu\text{s}$ zum Laserpuls.

Die Bestimmung der Plasmatemperatur ergab sich aus Boltzmann-Plots mit den Si^{2+} -Linien von Multiplett (1), (2) und (3) sowie der hochangeregten Linie $\lambda = 540,5\ \text{nm}$ ($E_i = 18,68\ \text{eV}$) zu $(24,5 \pm 1,7) \cdot 10^3\ \text{K}$. Den Gleichungen und Abbildungen zufolge haben die Autoren bei der Auftragung von $\ln(\epsilon_{ik}\lambda/A_{ik}g_i)$ für den Boltzmann-Plot die Wellenlänge λ nicht berücksichtigt, was nicht zulässig ist und zu fehlerhaften Ergebnissen führt. Die Elektronendichte ergab sich aus den Linienbreiten der Linien von Multiplett (1), (2) und (3) zu $(16 \pm 2) \cdot 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$.

Die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten ergaben sich aus dem Boltzmann-Plot. Für den Absolutanschluss der relativen Werte wurden die Lebensdauermessungen des $3s^24p^2P$ -Niveaus nach *Berry et al.* [Ber71] und *Bashkin et al.* [Bas80] herangezogen. Zusammen mit den Verzweigungsverhältnissen ergaben sich daraus die absoluten Übergangswahrscheinlichkeiten.

Die Selbstabsorption wurde vernachlässigt. Ein Vergleich mit dem Spektrum einer Silizium-Hohlkathodenlampe ergab Abweichungen der relativen Linienintensitäten der Linien innerhalb eines Multipletts von weniger als 3 %.

Zum Vergleich wurden die Übergangswahrscheinlichkeiten auch durch Hartree-Fock Rechnungen ermittelt.

Schulz-Gulde [SG69] untersuchte eine stationäre Kaskaden-Bogenentladung in einer *Ar*-Atmosphäre, die 3 bis 6 Prozent *SiCl₄* enthielt, bei Normaldruck. Die Aufnahme der Spektren erfolgte photographisch (3 bis 6 Sekunden Belichtungszeit) senkrecht zur Bogenachse, wobei die Spektren entabelt wurden.

Die Temperaturbestimmung erfolgte aus der Absolutmessung der Emissionskoeffizienten von *Ar*-Linien mit bekannter Übergangswahrscheinlichkeit. Damit ergab sich eine Temperatur auf der Bogenachse von $T \approx 10 \cdot 10^3 K$ bei einer Unsicherheit von 1,5 %. Eine mögliche systematische Abweichung der Übergangswahrscheinlichkeiten um 35 % durch andere Literaturwerte hätte nach Aussage des Autors eine zusätzliche systematische Änderung für die Temperatur von 1,8 % zur Folge. Die wiederum würde einen systematischen Fehler von 30 Prozent für die Übergangswahrscheinlichkeiten zur Folge haben, der in Tabelle 5.12 nicht berücksichtigt wurde.

Für den Absolutanschluss wurde der Wert der Linie $\lambda = 504,1 nm$ von Multiplett (5) nach [Bat48] herangezogen.

Hey [Hey59] benutzte einen wandstabilisierten Kaskadenbogen, der in einem *SiCl₄*-Dampf unter leichten Überdruck brannte, zur Erzeugung des Siliziumplasmas. Die Beobachtung erfolgte durch eine axiale Elektrodenbohrung, die Aufnahme der Spektren wurde photographisch bei einer Belichtungszeit zwischen 0,5 s – 1 s durchgeführt. Die Temperaturbestimmung erfolgte über Messung der Absolutintensitäten mehrerer *Cl*-Linien mit bekannter Übergangswahrscheinlichkeit. Die Temperatur lag zwischen $9,4 \cdot 10^3 K$ und $11,8 \cdot 10^3 K$.

Die absoluten Übergangswahrscheinlichkeiten wurden aus den absoluten Linienintensitäten unter Berücksichtigung einer möglichen Selbstabsorption bestimmt. Hierfür wurde Homogenität der Strahlungsquelle vorausgesetzt. Ein systemati-

scher Messfehler könnte sich aus Diffusionseffekten ergeben, die eine Änderung der stöchiometrischen Zusammensetzung zur Folge haben. Der Einfluss soll nach Angaben von *Hey* innerhalb der Fehlergrenzen liegen.

Barach [Bar70] untersuchte eine gepulste 20 kA -Bogenentladung unter einer Heliumatmosphäre. Das Silizium stammt von einer der Elektroden, die andere Elektrode war ein Hohlzylinder, wodurch eine Messung der Emissionslinien entlang der Bogenachse möglich war. Die Gesamtdauer der Entladung betrug etwa $50\text{ }\mu\text{s}$, wobei nach etwa $20\text{ }\mu\text{s}$ die Si-Konzentrationen ihr Maximum erreichte.

Das Spektrum wurde photographisch mit Belichtungszeiten von $2\text{ }\mu\text{s}$, $5\text{ }\mu\text{s}$ und $10\text{ }\mu\text{s}$ aufgenommen.

Die Elektronendichte ergab sich aus der Stark-Verbreiterung der Linien $\lambda = 505,6\text{ nm}$ von Si^+ und $\lambda = 587,6\text{ nm}$ von He zu etwa $5 \cdot 10^{17}\text{ cm}^{-3}$. Die Temperaturbestimmung erfolgte aus dem Linienverhältnis der Linien $\lambda = 456,8\text{ nm}$ von Si^{2+} und $\lambda = 505,6\text{ nm}$ von Si^+ und ergab Temperaturen zwischen $2,0 \cdot 10^4\text{ K}$ und $2,8 \cdot 10^4\text{ K}$.

Für die Auswertung wurde Homogenität des Plasmas entlang der Beobachtungsrichtung vorausgesetzt. Unter dieser Annahme ergaben sich die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten aus dem Boltzmann-Plot der gemessenen Linienintensitäten. Der Absolutanschluss erfolgte mit Hilfe theoretischer Berechnungen für die Linien von Multiplett (5) nach [Bat48]. Im Vergleich mit anderen Experimenten und neueren Berechnungen sind diese von *Barach* verwendeten theoretischen Werte etwa 30 Prozent zu groß ([Hey59]). Dies ist beim Vergleich der absoluten Übergangswahrscheinlichkeiten zu beachten, hat für die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten aber keine Bedeutung.

Während die Linien von Multiplett (2) leichte Selbstabsorption zeigten, wurde dies bei den anderen Linien nicht beobachtet.

Artru et al. [Art81] haben theoretische Berechnungen durchgeführt. Sie verwendeten skalierbare, statistische Thomas-Fermi Potentiale nach [Eis74], die eine Superposition der Elektronenkonfigurationen zulässt.

Tabelle 5.12 gibt die absoluten Übergangswahrscheinlichkeiten sowie deren Messunsicherheit für die prominenten Linien des einfach ionisierten Siliziums an. Die angegebenen Messunsicherheiten beziehen sich bei *Matheron*, *Blanco* und *Hey* auf absolute Übergangswahrscheinlichkeiten, bei *Schulz-Gulde* und den eigenen Werten ist die Unsicherheit durch den Absolutanschluss nicht berücksichtigt, da dieser

λ/nm	No.	E/eV	experimentell					theoretisch	
			aktuell	Math.	Blanco	S-G	Hey	Artru	Blanco
385,37	(1)	10,07	0,033 (29 %)	0,059 (13 %)	0,056 (16 %)	0,054 (15 %)	–	0,040	0,033
385,60		10,07	0,250 (28 %)	0,490 (17 %)	0,420 (13 %)	0,510 (15 %)	0,220 (30 %)	0,360	0,300
386,26		10,07	0,270 (28 %)	0,350 (21 %)	0,350 (14 %)	0,330 (15 %)	0,230 (30 %)	0,400	0,330
634,71	(2)	10,07	0,800 (21 %)	0,550 (17 %)	0,660 (9 %)	0,630 (12 %)	–	0,620	0,790
637,14		10,07	0,790 (21 %)	0,750 (17 %)	0,770 (8 %)	0,710 (12 %)	0,730 (25 %)	0,610	0,780
412,81	(3)	12,84	1,090 (20 %)	1,490 (31 %)	–	1,550 (10 %)	–	1,570	–
413,09		12,84	1,160 (20 %)	2,490 (33 %)	–	1,840 (10 %)	–	1,660	–
595,76	(4)	12,15	0,480 (14 %)	–	0,560 (9 %)	0,470 (6 %)	–	0,437	0,490
597,89		12,15	1,000 (14 %)	–	1,130 (9 %)	0,940 (6 %)	0,560 (25 %)	0,870	0,970
504,10	(5)	12,52	1,000 (8 %)	0,700 (16 %)	0,810 (10 %)	1,280 (7 %)	0,730 (25 %)	1,000	1,230
505,60		12,53	1,322 (7 %)	1,450 (16 %)	1,260 (10 %)	1,700 (7 %)	0,590 (25 %)	1,200	1,470

Tabelle 5.12: Übergangswahrscheinlichkeiten für die Linien der prominenten Multipletts in $10^8 s^{-1}$.

auf theoretischen Rechnungen basiert.

Der Unterschied in den absoluten Übergangswahrscheinlichkeiten der starken Linien der prominenten Multipletts (1) bis (5) liegt zwischen 20 und 30 Prozent.

Beim Vergleich der relativen Übergangswahrscheinlichkeiten der Linien innerhalb der Multipletts fällt auf, dass *Matheron et al.* für die im Spektrum stärkste Linie jeweils deutlich größere Werte erhalten haben als die anderen Gruppen. Dieser systematische Trend lässt sich durch eine zu starke Berücksichtigung einer vermeintlichen Selbstabsorption erklären. *Matheron* hat diese aus dem Vergleich der experimentellen mit theoretischen Linienverhältnisse bestimmt, wobei die zugehö-

rige Literaturangabe fehlt. In Verbindung mit der nicht ganz richtigen Annahme eines homogenen Plasmas kann daraus eine deutlich überhöhte Selbstabsorption resultieren. Auf die Multipletts mit den hohen Anregungsenergie sollte dies keine Auswirkungen haben, obwohl *Matheron* auch für diese die Unterschiede zwischen seinen Ergebnissen und denen von *Blanco* mit der Berücksichtigung der Selbstabsorption begründet.

Für die Multipletts (2) bis (5) stimmen die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten innerhalb eines Multipletts zwischen den verschiedenen Gruppen im Rahmen der Messgenauigkeit überein. Ausnahme ist die Messung von *Hey* für Multiplett (5), die für die relative Linienstärke im Vergleich zu den anderen Gruppen den reziproken Wert liefert.

Für Multiplett (1) haben die Messungen dieser Arbeit für die beiden starken Linien eine vergleichbare Übergangswahrscheinlichkeit geliefert. Dies stimmt mit den Messungen von *Hey* und den theoretischen Werten von *Artru* und *Blanco* überein, steht aber im Gegensatz zu den Messungen von *Blanco*, *Matheron* und *Schulz-Gulde*, die einen deutlichen Unterschied jenseits der angegebenen Messunsicherheit aufweisen.

Die fehlende Berücksichtigung der Wellenlänge bei der Bestimmung der absoluten Übergangswahrscheinlichkeiten aus der Lebensdauer des oberen Niveaus und den Verzweungsverhältnissen bei *Matheron* hat zur Folge, dass die Werte für Multiplett (1) etwa 20 Prozent zu groß, die für Multiplett (2) etwa 15 Prozent zu klein sind. Die gute Übereinstimmung der Verzweungsverhältnisse von *Blanco* mit denen von *Matheron* lässt den Schluss zu, dass auch *Blanco et al.* – sie haben ihre Vorgehensweise nicht näher beschrieben – die Wellenlängenabhängigkeit bei der Bestimmung der Verzweungsverhältnisse nicht berücksichtigt haben.

Tabelle 5.13 enthält die Ergebnisse für die schwächeren Linien. Für die meisten schwachen Linien weichen die Übergangswahrscheinlichkeiten der unterschiedlichen Gruppen um weniger als 30 Prozent voneinander ab.

Die Ergebnisse von *Barach* scheinen systematisch etwas höher zu liegen, als die Ergebnisse dieser Arbeit, was sich durch den Absolutanschluss an die theoretische Übergangswahrscheinlichkeit der Linie $\lambda = 504,10 \text{ nm}$ erklären lässt, für den die aktuelleren Berechnungen einen niedrigeren Wert ergeben.

Mit zunehmender Wellenlänge nimmt das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten dieser Arbeit zu denen von *Blanco* leicht ab. Dies wird seine Ursache in der erwähnten nicht berücksichtigten Wellenlängenabhängigkeit des Emissionskoeffizienten bei *Blanco* haben.

Matherons Werte liegen für die Werte vieler Messungen höher als die Ergebnisse dieser Arbeit und die *Blancos*. Ein möglicher Grund hierfür kann die Überkom-

λ/nm	No.	E/eV	aktuell	Math.	Blanco	Barach	Artru	Blanco
407,27	(3.01)	12,88	0,004 (46 %)	0,002 (26 %)	–	–	0,01	–
407,54		12,88	0,023 (46 %)	0,040 (26 %)	–	–	0,11	–
407,68		12,88	0,036 (46 %)	0,040 (26 %)	–	–	0,13	–
418,33	(7.26)	16,45	0,058 (31 %)	0,140 (24 %)	–	–	0,05	–
419,07		16,45	0,440 (28 %)	0,640 (26 %)	–	–	0,42	–
419,81		16,45	0,470 (28 %)	0,660 (30 %)	–	–	0,47	–
518,19	(23)	18,73	1,278 (26 %)	–	–	0,930 (20 %)	0,98	–
518,52		18,74	0,714 (25 %)	–	–	0,951 (20 %)	1,05	–
519,29		18,75	1,045 (24 %)	–	–	1,453 (15 %)	1,19	–
549,64	(32)	18,98	0,580 (45 %)	–	–	0,699 (20 %)	–	–
557,67	(9)	16,73	0,130 (34 %)	0,180 (26 %)	–	0,446 (20 %)	0,17	–
563,95		16,73	0,350 (23 %)	0,450 (31 %)	0,260 (18%)	0,182 (15 %)	0,25	0,56

Tabelle 5.13: Übergangswahrscheinlichkeiten der schwächeren Linien in $10^8 s^{-1}$.

pensation der Selbstabsorption des Plasmas sein.

Beim Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit mit den theoretischen Werten von *Blanco* und *Artru* lässt sich – wie auch bei allen anderen experimentellen Arbeiten – kein systematischer Trend erkennen.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die Ergebnisse dieser Arbeit mit den schon vorhandenen Daten auf 30 Prozent übereinstimmen. Dies lässt den Schluss zu, dass auch die neu bestimmten Übergangswahrscheinlichkeiten (Tabelle 5.11) keinem größeren systematischen Fehler unterliegen.

λ/nm	No.	E/eV	aktuell	Math.	Blanco	Barach	Artru	Blanco
563,30	(7.33)	16,39	0,040 (24 %)	–	0,040 (16 %)	0,063 (20 %)	0,05 –	0,07 –
566,06		16,36	0,090 (24 %)	–	0,070 (18 %)	0,087 (20 %)	0,09 –	0,11 –
566,96		16,39	0,340 (22 %)	–	0,500 (17 %)	0,545 (15 %)	0,46 –	0,56 –
568,14		16,35	0,060 (22 %)	–	0,100 (16 %)	0,134 (20 %)	0,10 –	0,12 –
568,88		16,36	0,340 (24 %)	–	0,460 (16 %)	0,412 (15 %)	0,42 –	0,50 –
570,14		16,35	0,270 (25 %)	–	0,450 (17 %)	0,410 (15 %)	0,41 –	0,49 –
570,64		16,34	0,430 (25 %)	–	0,610 (17 %)	0,563 (15 %)	0,51 –	0,61 –
578,57	(27)	18,58	0,250 (33 %)	–	–	0,847 (50 %)	– –	– –
579,49		18,59	0,410 (33 %)	–	–	0,927 (50 %)	– –	– –
580,05	(8)	16,64	0,230 (30 %)	0,250 (33 %)	0,230 (18 %)	0,304 (20 %)	0,22 –	0,33 –
580,67		16,62	0,330 (28 %)	0,380 (33 %)	0,370 (18 %)	0,386 (20 %)	0,31 –	0,45 –
582,78		16,62	0,068 (30 %)	0,098 (27 %)	0,160 (17 %)	0,118 (50 %)	0,12 –	0,18 –
584,61		16,62	0,230 (39 %)	0,130 (31 %)	0,250 (17 %)	0,146 (50 %)	0,15 –	0,14 –
586,84		16,64	1,030 (28 %)	0,810 (37 %)	–	0,745 (15 %)	0,51 –	– –
591,52		16,62	0,290 (33 %)	0,220 (29 %)	–	0,172 (20 %)	0,32 –	– –
667,19	(7.34)	16,39	0,540 (24 %)	–	0,480 (17 %)	–	0,62 –	0,71 –

Tabelle 5.13: (Forts.) *Übergangswahrscheinlichkeiten der schwächeren Linien in $10^8 s^{-1}$.*

Kapitel 6

Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war die Bestimmung von Starkverbreiterungs- und Verschiebungskonstanten sowie von Übergangswahrscheinlichkeiten von Linien des einfach ionisierten Siliziums, welchem eine zentrale Bedeutung bei der Lösung verschiedener astrophysikalischer Probleme zukommt.

Dazu wurde unter einer Heliumatmosphäre ($p = 1,6 \cdot 10^5 Pa$) ein Siliziumplasma durch Bestrahlung einer Siliziumprobe mit einem Nd:YAG-Laser erzeugt. Bei einer Intensität auf der Oberfläche der Probe von $1 \cdot 10^{10} Wcm^{-2}$ war bei senkrechter Inzidenz eine gute Reproduzierbarkeit der Plasmaquelle gewährleistet. Die Untersuchung des Plasmas erfolgte im wesentlichen mit Hilfe eines optischen Vielkanalanalysators (*OMA*) orts- und zeitaufgelöst bei einer Integrationszeit von $145 ns$. Gute Bedingungen für die Gewinnung der spektroskopischen Daten fanden sich für Verzögerungszeiten von $400 ns$ und $600 ns$ zum Laserpuls in einem Abstand von $0,6 mm$ zur Oberfläche und $0,2 mm$ von der Achse. Hier wurde die Elektronendichte zu $n_e = 4,8$ bzw. $3,1 \cdot 10^{23} m^{-3}$ bei einer Temperatur von $T = 2,1$ bzw. $1,8 \cdot 10^4 K$ bestimmt. Unter diesen Bedingungen befindet sich das Plasma in sehr guter Näherung in einem lokalen thermodynamischen Gleichgewicht.

Das Linienprofil war durch Elektronenstossverbreiterung dominiert, gegen welche alle anderen Verbreiterungen vernachlässigt werden konnten. Da es unvermeidbar war, das Plasma in einem Stadium zu untersuchen, in dem sich die Elektronendichte während der Integrationszeit des *OMA* änderte, wurde der Einfluss von zeitlichen Elektronendichtegradienten auf ein zeitintegriertes Lorentzprofil in linearer Näherung untersucht. Die Auswirkungen der Zeitintegration auf die Bestimmung der Verbreiterungskonstante ω und der Verschiebungskonstante δ dürfen nicht ohne weiteres vernachlässigt werden. Die Veränderungen im Linienprofil hängen von dem Verhältnis δ/ω ab. Unter den hier vorliegenden Bedingungen ist die Linien-

breite des zeitintegrierten Profils mit Berücksichtigung eines Gradienten im Vergleich zum Fall ohne Gradienten für $\delta/\omega \ll 1$ etwa 10 Prozent geringer. Für Linien mit $\delta/\omega \approx 1/2$ ist das zeitintegrierte Linienprofil asymmetrisch und um etwa 15 Prozent breiter. Erfolgt bei solchen asymmetrischen Linienprofilen die Einpassung eines Lorentzprofils, so führt dies zu erheblichen Fehlern bei der Bestimmung von Linienbreiten und -verschiebungen.

Unter Berücksichtigung der Änderungen der Elektronendichte und der Selbstabsorption wurden die Verbreiterungs- und Verschiebungskonstanten von 20 Linien mit bekannten Daten und von 36 Linien, für die noch keine Daten vorliegen, bestimmt. Der Vergleich mit den bekannten Daten zeigt für Linien mit $\delta/\omega \ll 1$ eine Übereinstimmung der Verbreiterungskonstanten im Rahmen der Messgenauigkeit. Für Linien mit größerem δ/ω ergibt die Auswertung unter Berücksichtigung der Elektronendichtegradienten systematisch geringere Linienbreiten.

Für 6 Linien konnten erstmalig die Übergangswahrscheinlichkeiten ermittelt werden. Beim Vergleich der anderen hier vermessenen Linien mit den vorliegenden Daten anderer Gruppen liegt die Abweichung zwischen zwanzig und dreißig Prozent und damit im Rahmen der Messunsicherheiten. Eine solche Genauigkeit kann auch für die 6 neuen Werte angenommen werden. Die neueren experimentellen Ergebnisse von *Matheron*, der aufgrund der Berücksichtigung der Selbstabsorption für die Intramultiplettlinienstärken der starken Linien von den anderen Gruppen abweichende Werte erhält, konnten nicht bestätigt werden. Dies liegt möglicherweise an *Matherons* Annahme eines homogenen Plasmas, die zu einer scheinbar größeren Selbstabsorption führen kann.

Literaturverzeichnis

- [All73] C.W. ALLEN: *Astrophysical Quantities, 3rd edition*. The Athlone Press, 1973.
- [Amo99] S. AMORUSO, R. BRUZZESE, N. SPINELLI and R. VELOTTA: *Characterization of laser-ablation plasmas*. Journal of Physics B 32 (14), pp. R131–R172, July 1999.
- [Art81] M.C. ARTRU, C. JAMAR, D. PETRINI and F. PRADERIE: *Autoionized levels and oscillator strengths for Si II*. Astronomy and Astrophysics Supplement Series 44, pp. 171–178, May 1981.
- [Bar70] J. P. BARACH: *Measurement of silicon II relative f-values*. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 10, pp. 519–521, 1970.
- [Bas80] S. BASHKIN, G. ASTNER, S. MANNERVIK, P.S. RAMANUJAM, M. SCOFIELD, S. HULDT and I. MARTINSON: *Lifetimes for excited levels in Si I – Si IV*. Physica Scripta 21, pp. 820–824, 1980.
- [Bat48] D.R. BATES and A. DAMGAARD: *Some f-values for ionized oxygen and ionized silicon*. Astrophysical Journal 107, pp. 383–385, 1948.
- [Ber71] H. G. BERRY, J. BROMANDER, L. J. CURTIS and R. BUCHTA: *Lifetime measurements in Si II, Si III, and Si IV*. Physica Scripta 3, pp. 125–132, 1971.
- [Bla95] F. BLANCO, B. BOTHO and J. CAMPOS: *Transition probabilities of some Si II lines obtained by laser produced plasma emission*. Physica Scripta 52, pp. 628–633, 1995.
- [Chi78] W. T. CHIANG and H. R. GRIEM: *Measurements of the Stark broadening of ionized silicon lines from a plasma*. Physical Review A 18 (3), pp. 1169–1175, 1978.

- [Col93] C. COLÓN, G. HATEM, E. VERDUGO, P. RUIZ and J. CAMPOS: *Measurement of the Stark broadening and shift parameters for several ultraviolet lines of singly ionized aluminium.* Journal of Applied Physics 73 (10), pp. 4752–4756, May 1993.
- [Dra65] H.W. DRAWIN and P. FELENBOCK: *Data for Plasma in Local Thermodynamic Equilibrium.* Gauthier–Villars, 1965.
- [dV54] J.C. DE VOS: *A new determination of the emissivity of tungsten ribbon.* Physica 20, pp. 690–714, 1954.
- [Dye88] P.E. DYER and J. SIDHU: *Spectroscopic and fast photographic studies of excimer laser polymer ablation.* Journal of Applied Physics 64 (9), pp. 4657–4663, November 1988.
- [Eis74] W. EISSNER, M. JONES and H. NUSSBAUMER. *Comp. Phys. Comm.* 8, p. 270, 1974.
- [Fer97] F.S. FERRERO, J. MANRIQUE, M. ZWEGERS and J. CAMPOS: *Determination of transition probabilities of $3d^8 4p-3d^8 4s$ lines of Ni II by emission of laser produced plasmas.* Journal of Physics B 30, pp. 893–903, 1997.
- [Gmb] SPEX INDUSTRIES GMBH: *Model 1500SP/1702/1704 Instructions.*
- [Gon01] V.R. GONZALES, J.A. APARICIO, J.A. DEL VAL and S. MAR: *Experimental Stark broadening and shift of visible Si II lines.* In *CP559: Spectral Line Shape 11*, pp. 169–171. AIP Conference Proceedings, 2001.
- [Gri64] H.R. GRIEM: *Plasma Spectroscopy.* McGraw-Hill, Inc., 1964.
- [Gri74] H.R. GRIEM: *Spectral Line Broadening by Plasmas.* Academic Press, 1974.
- [Gri97] H.R. GRIEM: *Principles of Plasma Spectroscopy.* Cambridge University Press, 1997.
- [Her90] J. HERMANN, C. BOULMER-LEBORGNE and B. DUBREUIL: *Spectroscopic study of the plasma created by interaction between a TEA CO₂ laser beam and a Ti target in a cell containing helium gas.* Applied Surface Science 46, pp. 315–320, 1990.
- [Her95] J. HERMANN, A.L. THOMANN, C. BOULMER-LEBORGNE and B. DUBREUIL: *Plasma diagnostics in pulsed laser TiN layer deposition.* Journal of Applied Physics 77 (7), pp. 2928–2936, April 1995.

- [Hey59] P. HEY: *Messung der absoluten Übergangswahrscheinlichkeiten einiger Silizium I-, Silizium II- sowie einiger Chlor I- und Chlor II-Linien.* Zeitschrift für Physik 157, S. 79–88, 1959.
- [Hol73] H. HOLWEGGER: *The solar abundance of silicon.* Astronomy & Astrophysics 26, pp. 275–278, 1973.
- [Jon73] WALTER W. JONES: *Comparison of measured and calculated Stark parameters for singly ionized atoms.* Physical Review A 7 (6), pp. 1826–1832, June 1973.
- [Kel96] R. KELLY and A. MIOTELLO: *Comments on explosive mechanisms of laser sputtering.* Applied Surface Science 96–98, pp. 205–215, 1996.
- [Kon70] N. KONJEVIĆ: *Measurements of the Stark broadening parameters of several Si II lines.* Journal of Physics B 3, pp. 999–1003, 1970.
- [Kon99] N. KONJEVIĆ: *Plasma broadening and shifting of non-hydrogenic spectral lines: present status and applications.* Physics Reports 316, pp. 339–401, 1999.
- [Kuz93] M. KUZUYA, H. MATSUMOTO, H. TAKECHI and O. MIKAMI: *Effect of laser energy and atmosphere on the emission characteristics of laser-induced plasmas.* Applied Spectroscopy 47 (10), pp. 1659–1664, 1993.
- [Kuz98] M. KUZUYA and O. MIKAMI: *Effect of argon atmosphere on self-absorption of a spectral line in laser microprobe analysis.* Japanese Journal of Applied Physics 29 (8), pp. 1568–1569, 1998.
- [Lan88] T. LANZ, M. S. DIMITRIJEVIC and M.-C. ARTRU: *Stark broadening of visible Si II lines in stellar atmospheres.* Astronomy and Astrophysics 192, pp. 249–254, 1988.
- [Leb96] J.N. LEBOEUF, K.R. CHEN, J.M. DONATO, D.B. GEOHEGAN, C.I. LIU, A.A. PURETZKY and R.F. WOOD: *Modeling of dynamical processes in laser ablation.* Applied Surface Science 96–98, pp. 14–23, 1996.
- [Les77] A. LESAGE, S. SAHAL-BRECHOT and M.H. MILLER: *Stark broadening of singly ionized silicon.* Physical Review A 16 (2), pp. 1617–1624, October 1977.

- [Les83] A. LESAGE, B.A. RATHORE, I.S. LAKICEVIC and J. PURIC: *Stark widths and shifts of singly ionized silicon spectral lines*. Physical Review A 28 (3), p. 2264, October 1983.
- [LH68] W. LOCHTE-HOLTGREVEN (editor): *Plasma Diagnostics*. North-Holland Publishing Company, 1968.
- [Lin94] DAVID R. LINDE (editor): *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Press, 75 edition, 1994.
- [Mat01] P. MATHERON, A. ESCARGUEL, R. REDON, A. LESAGE and J. RICHOU: *Si II transition probabilities measurements in a laser induced plasma*. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 69, pp. 535–541, 2001.
- [Moo65] C.E. MOORE: *Selected Tables of Atomic Spectra*. National Bureau of Standards pub. NSRDS-NBS 3, 1965.
- [Nie90a] K. NIEMAX and W. SDORRA: *Optical emission spectrometry and laser-induced fluorescence of laser produced sample plumes*. Applied Optics 29 (33), pp. 5000–5006, 1990.
- [Nie90b] K. NIEMAX and W. SDORRA: *Temporal and spatial distribution of analyte atoms and ions in microplasmas produced by laser ablation of solid samples*. Spectrochimica Acta 45B (8), pp. 917–926, 1990.
- [Ols63] H.N. OLSEN: *Measurement of argon transition probabilities using the thermal arc plasma as a radiation source*. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 3, pp. 59–76, 1963.
- [oS02] NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS and TECHNOLOGY: http://physics.nist.gov/cgi-bin/atdata/main_asd, 2002.
- [P93] C. PÉREZ, I. DE LA ROSA, A. M. DE FRUTOS and S. MAR: *Temperature dependence of Stark broadening for several Si II lines*. Physical Review E 47 (1), pp. 756–759, 1993.
- [Pea75] G. PEACH: *The width of spectral lines*. Contemp. Phys. 16 (1), pp. 17–34, 1975.
- [Pre86] W.H. PRESS, S.A. TEUKOLSKY, W.T. VETTERLING and B.P. FLANERY: *Numerical Recipes in Fortran, 2nd edition*. Cambridge University Press, 1986.

- [Pur74] J. PURIĆ, S. DJENIZE, J. LABAT and LJ. ĆIRKOVIĆ: *Stark broadening parameters of Si I, Si II and Si III lines*. Z. Physik 267, pp. 71–75, 1974.
- [Que90] K. QUENTMEIER, W. SDORRA and K. NIEMAX: *Internal standardization in laser induced fluorescence spectrometry of microplasmas produced by laser ablation of solid samples*. Spectrochimica Acta 45B (6), pp. 537–546, 1990.
- [Rea71] J. F. READY: *Effects of High-Power Laser Radiation*. Academic Press, 1971.
- [Rom67] ROBERT ROMPE und MAX STEENBECK: *Ergebnisse der Plasmaphysik und der Gaselektronik*. Akademie Verlag Berlin, 1967.
- [Ros74] J. D. ROSENDHAL: *A note on the use of the strength of the Si II doublet $\lambda\lambda$ 6347, 6371 as a luminosity indicator in B9–A2 supergiants*. The Astrophysical Journal 187, pp. 261–263, January 1974.
- [Ros82] D.I. ROSEN, J. MITTELDORF, G. KOTHANDARAMAN, A.N. PIRRI and E.R. PUGH: *Coupling of pulsed 0.35- μ m laser radiation to aluminium alloys*. Journal of Applied Physics 53 (4), pp. 3190–3200, April 1982.
- [SB67] S. SAHAL-BRECHOT: *On electron impact broadening of positive ion lines*. Physics Letters 24A (9), pp. 476–477, April 1967.
- [SB69] S. SAHAL-BRECHOT: *Impact theory of the broadening and shift of spectral lines due to electrons and ions in a plasma*. Astronomy and Astrophysics 1 (1), pp. 91–123, 1969.
- [Sei92] J. SEIDEL und B. WENDE: *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band V Vielteilchensysteme, Kapitel II, S. 97–225. Walter de Gruyter, 1992.
- [SG69] E. SCHULZ-GULDE: *Oscillator strengths of spectral lines of neutral and singly ionized silicon*. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 9, pp. 13–29, 1969.
- [Val98] A. DEL VAL, S. MAR, M. A. GIGOSOS, I. DE LA ROSA, C. PÉREZ and V. GONZALES: *Design and characterization of a pulsed plasma source*. Japanese Journal of Applied Physics 37, pp. 4177–4181, 1998.
- [Wie69] W.L. WIESE, M.W. SMITH and B.M. MILES: *Atomic transition probabilities – sodium through calcium, vol. II*. National Bureau of Standards pub. NSRDS-NBS 22, 1969.

- [Wol97] F. WOLLSCHLÄGER, J. MITSCHING, D. MEINERS, M. DEPIESSE, J. RICHOU and A. LESAGE: *Measurements of the ionised silicon multiplet (1) Stark parameters by two different methods*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 58 (1), pp. 135–140, 1997.
- [Woo86] R.F. WOOD and G.A. GEIST: *Modeling of nonequilibrium melting and solidification in laser-irradiated materials*. Physical Review B 34 (4), pp. 2606–2620, 1986.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Experimentalphysik der Heinrich-Heine Universität Düsseldorf angefertigt.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. D. Meiners für die interessante Aufgabenstellung und die Bereitstellung der Arbeitsmöglichkeiten. Er gewährte mir größtmögliche Freiheit, war dabei aber jederzeit ansprechbar. Zahlreiche kritische Diskussionen mit ihm und wertvolle Anregungen von ihm haben wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Auch möchte ich ihm sowie Herrn Prof. Dr. D. Schmid, Herrn Prof. Dr. W. Hofer und Herrn Prof. Dr. M. Getzlaff dafür danken, dass sie mir die Möglichkeit gegeben haben, einen Teil der Lehre zu übernehmen, was mir großes Vergnügen bereitet hat und eine wertvolle Erfahrung war.

Herrn Prof. Dr. O. Willi möchte ich für die unkomplizierte Übernahme des Korreferats und die hilfreiche Diskussion danken.

Den Mitarbeitern des Instituts für Experimentalphysik danke ich für das gute Arbeitsklima wobei den Mitarbeitern der feinmechanischen bzw. der optomechanischen Werkstatt – Herrn Heinrich Hoffmann, Herrn Jens Bremer und deren (ehemaliger) Chef Herrn Günther Bölke - mein besonderer Dank gilt. Ohne ihre Ideen und unglaubliches Geschick hätte der experimentelle Aufbau niemals realisiert werden können.

Herrn Wilhelm Röckrath gebührt ebensoviel Dank. Wenn es ein Problem, insbesondere ein Computerproblem, gab, so war er stets der richtige Ansprechpartner.

Dr. A. Lesage vom Observatoire de Meudon bei Paris danke ich für die Leihgabe der OMA und seine ständige Hilfsbereitschaft und großes Interesse an der Arbeit.

Herrn cand. phys. Michael Weingran und Herrn Dipl. Phys. Norbert Lümmer muss ich für die Hilfe beim Aufbau bzw. Programmierung einiger Auswertungsroutinen,

vor allem aber für die entspannte Zusammenarbeit danken.

Meinen Brüdern, Freunden und einigen Bekannten danke ich für die Möglichkeiten, auch einmal Abstand von der Arbeit zu gewinnen, was mich sicherlich vor einigen Sackgassen bewahrt hat.

Zuletzt möchte ich mich bei meinen Eltern für die Unterstützung und Geduld während der gesamten Ausbildung bedanken. Ohne sie und ihre Rückendeckung wäre das Studium der Physik für mich nicht möglich gewesen.