eDoc ~~668~~ 268467

IPP-Report

Max-Planck-Institut
für Plasmaphysik

R. Brandenburg, J. Schweinzer

Lithiumstrahldiagnostik von Kernfusionsplasmen

IPP 5/86
Mai 1999

Lithiumstrahldiagnostik von Kernfusionsplasmen

Dissertation

am

Institut für Allgemeine Physik (TU Wien)

und am

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (Garching, D)

Betreuer: o.Univ.Prof. Dr. HP. Winter

Roland Brandenburg

August 1998

Vorwort

Besonderen Dank verdient an dieser Stelle Herr o. Univ. Prof. Dr. Hannspeter Winter, unter dessen Betreuung ich sehr viel gelernt habe. Er war unermüdlich am Fortgang meines Schaffens interessiert, ließ mir dabei aber weitgehende Freiheiten. Ihm ist es zu verdanken, daß mein Blick immer nach vorne gerichtet war und ich diese Arbeit schneller als erwartet abschließen konnte. Ich danke ihm vor allem auch dafür, daß er mir die Möglichkeit gab, an zahlreichen internationalen Konferenzen und Workshops teilzunehmen, wodurch ich einen vertieften Einblick in die Forschung bekommen und die Kunst des Präsentierens gelernt habe.

Mein Arbeitsgruppenleiter, Herr ao. Univ. Prof. Dr. Friedrich Aumayr, war mir immer ein verläßlicher Ansprechpartner, der mich mit seinem umfangreichen Wissen und seiner wertvollen Erfahrung bei allen Problemen ausgiebig unterstützt hat. Stets bereit, wenn ich Hilfe gebraucht habe, hat er wesentlichen Anteil am vorliegenden Endergebnis.

Ebenso herzlichen Dank möchte ich meinen beiden Betreuern in Garching aussprechen. Herr Dr. Josef Schweinzer war eine große Stütze im Verlauf der gesamten Arbeit. Er hat am roten Faden mitgewirkt, hat mich in Garching bestens unterstützt und motiviert und auch zum Wiener Teil der Arbeit wesentliches beigetragen. Herr Dr. Stefan Fiedler hat mich sehr gründlich in die Betreuung der Lithiumstrahl-Diagnostik eingewiesen und mich immer zu Nachdenkpausen und Verbesserungen angeregt.
Dem Leiter der Abteilung TOK, Herrn Prof. Dr. Karl Lackner, danke ich sehr herzlich für die organisatorische Unterstützung meiner Forschungsaufenthalte.

Meinen Kollegen aus meiner Arbeitsgruppe danke ich für ihre geduldige Hilfe und das angenehme Arbeitsklima.

Ein Extra-Danke an Claudia für ihre Geduld und ihr Verständnis während meiner monatelangen Abwesenheiten.

Herzlichen Dank an meine Eltern, die mir mein Studium ermöglicht und immer mit großem Interesse an meinem Leben Anteil genommen haben.

Und nicht zuletzt besten Dank an meine Freunde und Freundinnen in Wien, die für die nötige Abwechslung im atomaren Alltag gesorgt haben, und an meine Kölner Freunde, die mir geholfen haben, mich in Deutschland zuhause zu fühlen.

Teile der vorliegenden Arbeit wurden bereits veröffentlicht bzw. zur Veröffentlichung eingereicht:

R. Brandenburg, S. Fiedler, K. McCormick, G. Petravich, F. Aumayr, HP. Winter, J. Schweinzer, W7-AS Team (1997): *Extension and optimization of lithium beam diagnostic methods*. Europhys. Conf. Abstr. **21A** I 477-480

S. Fiedler, R. Brandenburg, K. McCormick, F. Aumayr, J. Schweinzer, HP. Winter, W7AS and ASDEX Upgrade teams (1998): *Impurity investigations by means of Li beam induced charge exchange spectroscopy on W7AS*. J. Plasma and Fusion Res. Series **1** (1998), 287-290

R. Brandenburg, J. Schweinzer, F. Aumayr, HP. Winter (1998): *Li(2p←2s) excitation by slow ions*. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys **31** (1998), 2585-2599

R. Brandenburg, S. Fiedler, J. Schweinzer, G. Petravich, F. Aumayr, HP. Winter, W7AS- and ASDEX Upgrade Teams (1998): *Impurity ions in ASDEX Upgrade and WENDELSTEIN 7-AS studied by lithium beam charge exchange spectroscopy*. Europhys. Conf. Abstr. **22C** (1998) 1518-1521

R. Brandenburg, J. Schweinzer, S. Fiedler, F. Aumayr, HP. Winter (1999): *Modelling of fast Li beams for fusion edge plasma diagnostics*. Plasma Phys. Control. Fusion **41** (1999), 471-484

R. Brandenburg, F. Aumayr, HP. Winter, G. Petravich, S. Zoletnik, S. Fiedler, K. McCormick, J. Schweinzer, W7AS- and ASDEX Upgrade Teams (1999): *Fast lithium beam edge plasma spectroscopy at IPP Garching - status and recent developments*. Fusion Technol. (in print)

S. Fiedler, R. Brandenburg, G. Petravich, J. Schweinzer, K. McCormick, F. Aumayr, HP. Winter, W7AS- and ASDEX Upgrade Teams (1999): *Edge plasma diagnostics on W7-AS and ASDEX Upgrade using fast Li beams*. J. Nucl. Mater. (in print)

J. Schweinzer, R. Brandenburg, I. Bray, R. Hoekstra, F. Aumayr, R.K. Janev, HP. Winter (1999): *Database for inelastic collisions of Lithium atoms with electrons, protons and multiply charged ions*. At. Data and Nucl. Data Tables (submitted)

Inhalt

ABSTRACT **7**

KURZFASSUNG **8**

A EINLEITUNG **9**

A.1. Kontrollierte Kernfusion 9
A.2 Magnetischer Plasmaeinschluß 10
A.2.1. Tokamaks 12
A.2.2. Stellaratoren 13
A.2.3. Plasmarandschicht 14
A.2.4. Verunreinigungen 16
A.3. Diagnostik der Plasmarandschicht 17

B LITHIUMSTRAHL-PLASMADIAGNOSTIK **20**

B.1. Grundlagen der Lithiumstrahl-Diagnostik 20
B.1.1. Modellierung des Lithiumstrahls 23
B.1.2. Lithium-Anregungsspektroskopie [Li-IXS] 26
B.1.3. Lithium-Ladungsaustauschsspektroskopie [Li-CXS] 27
B.1.3.1. Atomare Datenbasis 29
B.2. Versuchsanordnung der Lithiumstrahl-Diagnostik 32
B.2.1. Diagnostik am Stellarator *WENDELSTEIN 7 AS* 32
B.2.1.1. Die optischen Systeme 33
B.2.1.2. Die Datenerfassung 35
B.2.1.3. Versuchsanordnung für Li-CXS 36
B.2.1.3.1. Das Spektrometer 36
B.2.1.3.2. Die CCD-Kamera 39
B.2.1.3.3. Der Bildverstärker 40
B.2.2. Diagnostik am Tokamak *ASDEX Upgrade* 47
B.2.2.1. Die optischen Systeme 47
B.2.2.2. Der Li-Injektor 49
B.2.2.3. Die Datenerfassung 50
B.2.2.4. Versuchsanordnung für Li-CXS 50
B.3. Überprüfung der Li-Strahl-Modellierung 53
B.3.1. Methodik der Bestimmung von *Li(nl)*-Populationen 53
B.3.2. Experimentelle Ergebnisse an *WENDELSTEIN 7 AS* 58

C STOSSANREGUNG VON LITHIUMATOMEN DURCH PLASMATEILCHEN . . 65

C.1. Atomare Stoßprozesse 65
C.1.1. Skalierungen 66
C.2. AO-CC-Rechnungen 67
C.3. Messung von Wirkungsquerschnitten für die Stoßanregung *Li(2s→2p)* 69
C.3.1. Grundlagen spektroskopischer Messungen 69
C.3.2. Versuchsanordnung 70
C.3.2.1. Die 5 GHz-ECR-Ionenquelle 71
C.3.2.2. Der Sektormagnet 72
C.3.2.3. Der Stoßrezipient 73
C.3.3. Methodik der Messungen 77
C.3.3.1. Berücksichtigung des Untergrunds 78
C.3.3.2. Fehlerbetrachtung 78
C.3.3.2.1. Statistische Fehler 78
C.3.3.2.2. Systematische Fehler 79
C.3.4. Experimentelle Ergebnisse 82
C.3.4.1. Stöße mit zweifach geladenen Ionen 82
C.3.4.2. Stöße mit vierfach geladenen Ionen 85
C.3.4.3. Stöße mit sechsfach geladenen Ionen 87
C.3.4.4. Stöße mit C-Projektilen 89
C.3.4.5. Stöße mit Ne-Projektilen 90
C.3.5. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit AO-CC-Rechnungen 91
C.3.5.1. Stöße mit einfach geladenen Ionen 92
C.3.5.2. Stöße mit zweifach geladenen Ionen 93
C.3.5.3. Stöße mit vierfach geladenen Ionen 94
C.4. Messung von Wirkungsquerschnitten für die Stoßanregung *Li(2s→3d)* 96
C.4.1. Versuchsanordnung 96
C.4.1.1. Die 2.45 GHz-ECR-Ionenquelle 96
C.4.1.2. Der modifizierte Stoßrezipient 98
C.4.2. Methodik der Messungen 99
C.4.2.1. Fehlerbetrachtung 100
C.4.3. Experimentelle Ergebnisse 101
C.4.4. Vergleich mit AO-CC-Rechnungen 102
C.5. Diskussion 107
C.5.1. Skalierung 107
C.5.2. Struktur der Wirkungsquerschnitts-Verläufe 107
C.6. Auswirkungen auf die Strahlmodellierung 110

D LITHIUMSTRAHL-LADUNGSAUSTAUSCHSPEKTROSKOPIE 119

D.1. Methodik der Messungen 119
D.1.1. Bestimmung von Ionentemperaturen 119
D.1.1.1. Apparative Einflüsse auf die Linienform 120
D.1.1.2. Doppler-Verbreiterung 120
D.1.1.3. Zeeman-Verbreiterung 121
D.1.1.4. Verbreiterung durch *l*-Unterschalen-Mischung 121
D.1.2. Bestimmung von Ionendichten 123
D.2. Experimentelle Ergebnisse 126
D.2.1. Untersuchungen an *WENDELSTEIN 7 AS* 126
D.2.1.1. Temperatur der Verunreinigungsionen 126
D.2.1.2. Konzentration der Verunreinigungsionen 126
D.2.2. Untersuchungen an *ASDEX Upgrade* 130
D.3. Diskussion 139

ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK 140

LITERATUR 143

Abstract

Properties of the plasma edge of magnetically confined hot, dense plasmas as well as energy and particle transport across this region are crucial for the successful development of future thermonuclear fusion power plants. A positive energy balance is hindered by plasma impurities that are produced through contact between the plasma and the first wall of the vacuum vessel and subsequently transported into the plasma center. On the other hand, the deliberate introduction of impurity species into the plasma edge has proven favourable for a more desireable distribution of the emanating energy flux. Consequently, understanding the physics of the plasma edge is of particular interest in today's fusion research.

One of the diagnostic systems especially dedicated to the plasma edge is lithium beam plasma spectroscopy, which is being applied successfully for determination of the edge plasma electron density at the Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching (Germany). The aim of the present thesis was a further development of this diagnostic technique in order to investigate the density and temperature of plasma impurities by means of lithium beam activated charge exchange spectroscopy [Li-CXS].

Diagnostic setups have been put into operation on the *ASDEX Upgrade* tokamak and the *WENDELSTEIN 7 AS* stellarator. Initial investigations of excited energy level population ratios within the injected beam revealed clear discrepancies between experimental findings and theoretically predicted values. Since insufficient data material concerning the interaction of the lithium beam with the plasma could be identified as the reason for these deviations, detailed studies of collision processes involving lithium atoms and plasma constituents (electrons, protons and impurity ions) have been carried out.

For this purpose, cross sections for $Li(2s \rightarrow 2p)$ and $Li(2s \rightarrow 3d)$ excitation by ion impact have been measured at the Institut für Allgemeine Physik by means of absolute photon spectroscopy. Experimental data agree very well with results from extensive atomic orbital-close coupling calculations. These data have then been used to amend the database which is required for the beam modelling.

Eventually also impurity ions have been diagnosed. While on *WENDELSTEIN 7 AS* radial profiles of C^{6+} temperature and density have been measured for the first time, neon ions gave rise to the best signal quality on *ASDEX Upgrade*. Results concerning the Ne^{10+} density in the *ASDEX Upgrade* plasma edge clearly demonstrated the advantages of the Li-CXS method when compared to edge plasma spectroscopy involving hydrogen heating beams.

Kurzfassung

Die Eigenschaften der Randschicht magnetisch eingeschlossener heißer dichter Plasmen sowie der Energie- und Teilchentransport durch diese Randschicht sind von entscheidender Bedeutung für die erfolgreiche Entwicklung von Kernfusionsreaktoren. Verunreinigungen, die durch Kontakt des Plasmas mit der ersten Wand erzeugt und in das Plasmazentrum transportiert werden, sind einer positiven Energiebilanz abträglich. Andererseits hat sich das gezielte Dotieren der Randschicht mit Verunreinigungen für die Verteilung des Energieflusses auf die erste Wand als günstig erwiesen. Infolgedessen gilt das besondere Interesse der gegenwärtigen Fusionsforschung dem weiter vertieften Verständnis der Randschichtphysik.

Als wichtige Methode zur Untersuchung der Randschicht wird die Lithiumstrahl-Plasmadiagnostik bereits seit einigen Jahren erfolgreich an den Fusionsexperimenten des Max-Planck-Institutes für Plasmaphysik in Garching (D) für die Bestimmung der Plasma-Elektronendichte eingesetzt. Ziel der vorliegenden Arbeit war die Weiterentwicklung dieser Diagnostik zur Untersuchung der Konzentration und Temperatur von Plasmaverunreinigungen mittels Lithiumstrahl-Ladungsaustauschspektroskopie [Li-CXS].

Li-CXS-Versuchsanordnungen wurden am Tokamak *ASDEX Upgrade* und am Stellarator *WENDELSTEIN 7 AS* des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik in Betrieb genommen. Anfängliche Studien der Besetzungsverhältnisse von angeregten Niveaus im injizierten Lithiumstrahl ergaben deutliche Abweichungen der experimentellen Ergebnisse von theoretisch erwarteten Werten. Weil ungenaues Datenmaterial als Ursache für diese Diskrepanzen identifiziert werden konnte, wurden detaillierte Untersuchungen von Stößen zwischen Lithiumatomen und den Plasmabestandteilen (Elektronen, Protonen und Verunreinigungsionen) am Institut für Allgemeine Physik durchgeführt.

Mittels absoluter Photonenspektroskopie bestimmte Wirkungsquerschnitte für $Li(2s \rightarrow 2p)$- und $Li(2s \rightarrow 3d)$-Stoßanregung durch Plasmaionen im Bereich niedriger Stoßenergien zeigten sehr gute Übereinstimmung mit neuen umfangreichen atomic orbital-close coupling [AO-CC] Modellrechnungen. Damit konnte die der Modellierung des Lithiumstrahles zugrundeliegende Datenbasis wesentlich verbessert und erweitert werden, was anschließend zu recht befriedigender Übereinstimmung von experimentellen und theoretischen Ergebnissen führte.

Damit war schließlich auch die Untersuchung der Eigenschaften von Plasmaverunreinigungen möglich. Während an *WENDELSTEIN 7 AS* erstmals Temperatur- und Konzentrationsprofile für C^{6+} bestimmt werden konnten, wurde an *ASDEX Upgrade* die Konzentration von Ne^{10+} in der Randschicht studiert. Dabei konnten Vorzüge der Li-CXS gegenüber Messungen unter Verwendung von Wasserstoff-Heizstrahlen verdeutlicht werden.

A
Einleitung

A.1. Kontrollierte Kernfusion

Die Fusion leichter Atomkerne stellt eine Energiequelle mit sehr großem Potential dar, welche sich im Vergleich zu konventionellen Energieträgern durch den wesentlich größeren Energieinhalt des Fusionsbrennstoffs und durch praktisch unerschöpfliche Ressourcen auszeichnet.

Die Quelle der Fusionsenergie ist die Bindungsenergie der Atomkerne. Bezogen auf die atomare Masseneinheit beträgt die Energiefreisetzung durch Fusion leichter Kerne pro Nukleon etwa das Fünffache des Energiegewinns aus der Spaltung schwerer Kerne.

Fusionsvorgänge stellen die Energiequelle von Sternen dar. Während aber in den durch Gravitation zusammengehaltenen Plasmen der Sterne extrem hohe Drücke herrschen und eine Reihe unterschiedlicher Fusionsprozesse abläuft, fällt es in irdischen Labors bereits sehr schwer, Fusionsprozesse überhaupt in Gang zu setzen. In *Tab. 1* sind einige Fusionsreaktionen angeführt.

$$D + T \rightarrow {}^4He + n + 17.58MeV \qquad (a.1)$$

$$D + D \rightarrow {}^3He + n + 3.27MeV \qquad (a.2)$$

$$D + D \rightarrow T + p + 4.03MeV \qquad (a.3)$$

$$D + {}^3He \rightarrow {}^4He + p + 18.35MeV \qquad (a.4)$$

$$p + {}^{11}B \rightarrow 3{}^4He + 8.70MeV \qquad (a.5)$$

Tab. 1: *Relevante Fusionsprozesse.*

Die in der heutigen Fusionsforschung vorrangig betrachtete Fusion von D und T (*a.1*) besitzt bei realistischen Plasmatemperaturen den bei weitem größten Wirkungsquerschnitt. Bezogen auf eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung hat sie auch den größten Ratenkoeffizienten $\langle\sigma \cdot v\rangle$ und ist damit am ehesten zu verwirklichen (*Abb. 1*). Während Deuterium als natürliches H-Isotop in ausreichender Menge (0.015%) in Wasser enthalten ist, muß das kurzlebige Tritium (Halbwertszeit 12.3 Jahre) künstlich erzeugt werden. Die Herstellung kann im Gefäßmantel

eines zukünftigen Fusionsreaktors durch die Reaktionen (*a.6a*, *a.6b*) erfolgen. Dazu muß dieser Mantel *Li*-Isotope enthalten.

$$^{7}Li + n \rightarrow {}^{4}He + T + n - 2.47MeV \qquad (a.6a)$$

$$^{6}Li + n \rightarrow {}^{4}He + T + 4.78MeV \qquad (a.6b)$$

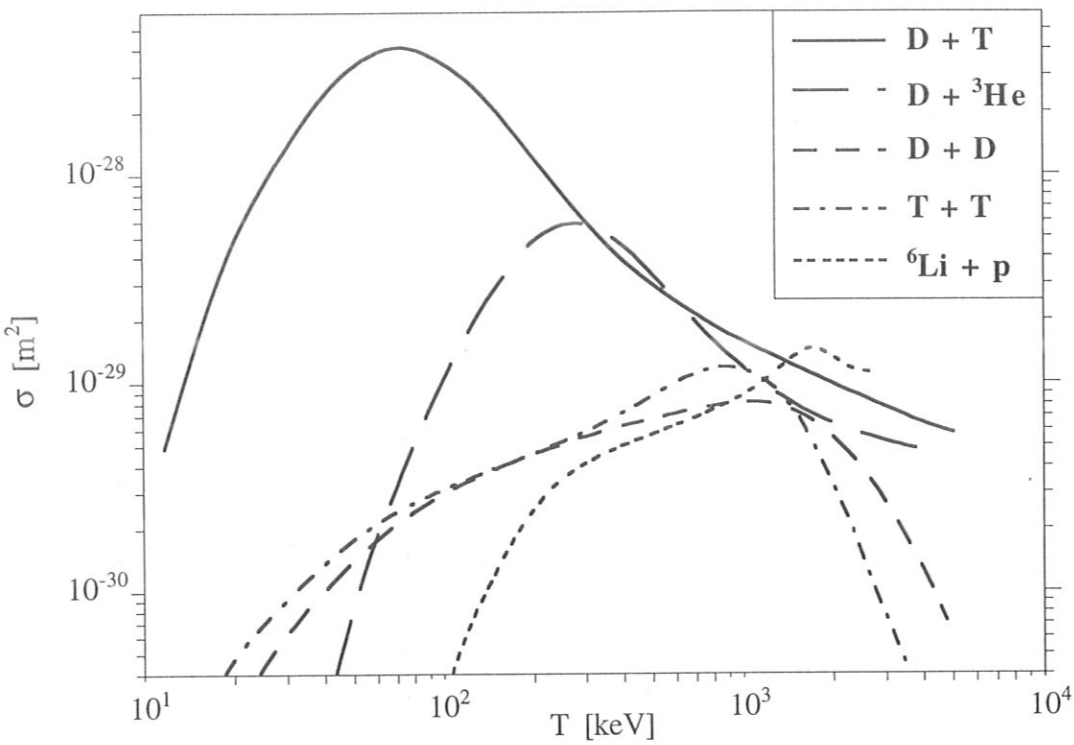


Abb. 1: *Wirkungsquerschnitte einiger Fusionsprozesse. Im Bereich relativ niedriger Temperaturen liegt der Wirkungsquerschnitt der DT-Fusion um bis zu 2 Größenordnungen über jenen anderer Fusionsprozesse.*

A.2. Magnetischer Plasmaeinschluß

Da die Coulombstreuung im relevanten Temperaturbereich eine viel höhere Wahrscheinlichkeit besitzt als alle Fusionsreaktionen (vgl. *Abb. 2*), kommt eine nennenswerte Anzahl von Fusionsprozessen nur dann zustande, wenn die schnellen Kerne in ausreichender Dichte lange genug eingeschlossen werden.

Die Trennung der energiereichen Kerne von der kalten Umgebung wird durch magnetische Felder erreicht, die das elektrisch leitende Plasma einschließen. Die erfolgsversprechendste Magnetfeldkonfiguration ist ein Ringzylinder [Torus], der die Bildung geschlossener Feldlinien optimiert und damit Verluste an den Endpunkten offener Geometrien verhindert. In Abhängigkeit von der Art, wie entsprechende Felder erzeugt werden, unterscheidet man die am weitesten entwickelten Konzepte Tokamak [*A.2.1.*] und Stellarator [*A.2.2.*].

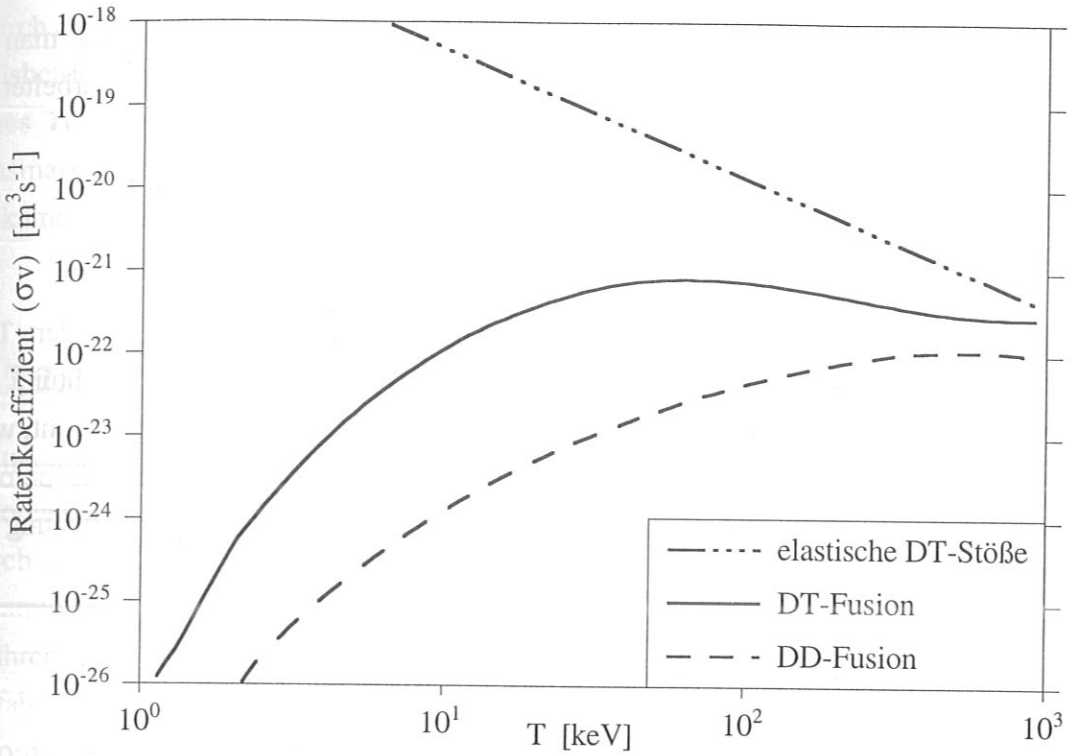


Abb. 2: *Der Vergleich der über Geschwindigkeitsverteilungen gemittelten Ratenkoeffizienten ⟨σv⟩ verdeutlicht, daß elastische Coulombstöße wesentlich wahrscheinlicher sind als Stoßprozesse, die zur Fusion führen.*

Damit aus der Fusion leichter Kerne die angestrebte Energieproduktion erzielt werden kann, muß die insgesamt freigesetzte Energie die zur Ingangsetzung und Aufrechterhaltung der Fusionsprozesse benötigte Energie übersteigen. Wenn sich das Plasma selbst im fusionsfähigen Zustand erhalten kann, spricht man von Zündung. Für die Zündung sind drei Eigenschaften des Plasmas von Bedeutung: Die Ionentemperatur T_i, die Ionendichte n_i und die sogenannte Energieeinschlußzeit τ_e, welche ein Maß für die Wärmeisolation des Plasmas ist. In einem Fusionskraftwerk muß das Produkt dieser Werte eine Mindestgröße überschreiten, womit die Zündbedingung (*a.7*) erfüllt werden kann.

$$n_i \cdot T_i \cdot \tau_e \quad > 10^{28}\, m^{-3} K\, s \qquad \text{für D-T-Fusion} \qquad (a.7)$$

In gegenwärtigen Experimenten werden Temperaturen von etwa 10^8 K zunächst durch Heizung von außen erreicht. Nach der Zündung sorgen die entstehenden Heliumkerne für die Selbstheizung des Plasmas (α-Teilchen-Heizung). Die Plasmadichte wird durch Nachfüllen von D-T-Gas geregelt und darf nur innerhalb bestimmter Grenzen variiert werden, weil außerhalb dieses Bereichs kein stabiler Plasmabetrieb möglich ist.

Das größte Problem ist die ausreichende Wärmeisolation des Plasmas. Wenn das heiße Plasmazentrum nicht gut genug gegenüber der kalten Wand abgeschirmt ist, kann die Temperatur nicht aufrechterhalten werden, und der Brennvorgang erlischt. Der kritischeste

Plasmabereich ist die Randschicht [*A.2.3.*]. In den vergangenen Jahrzehnten hat man sich weltweit bereits auf weniger als eine Größenordnung an das Zündkriterium herangearbeitet.

A.2.1. Tokamaks

Ein Tokamak (*Abb. 3*) besitzt einen Satz von Spulen, die axialsymmetrisch um den Torus angeordnet sind und das toroidale Hauptfeld erzeugen. Das Feld in poloidaler Richtung wird durch den Plasmastrom erzeugt, der auf der Sekundärseite eines Transformators entsteht, wobei sich die Primärwicklung im Zentrum des Tokamak befindet. Darüber hinaus gibt es poloidale Spulen, welche die vertikale Lage und Form des Plasmas sowie die Verteilung des Plasmastromes bestimmen.

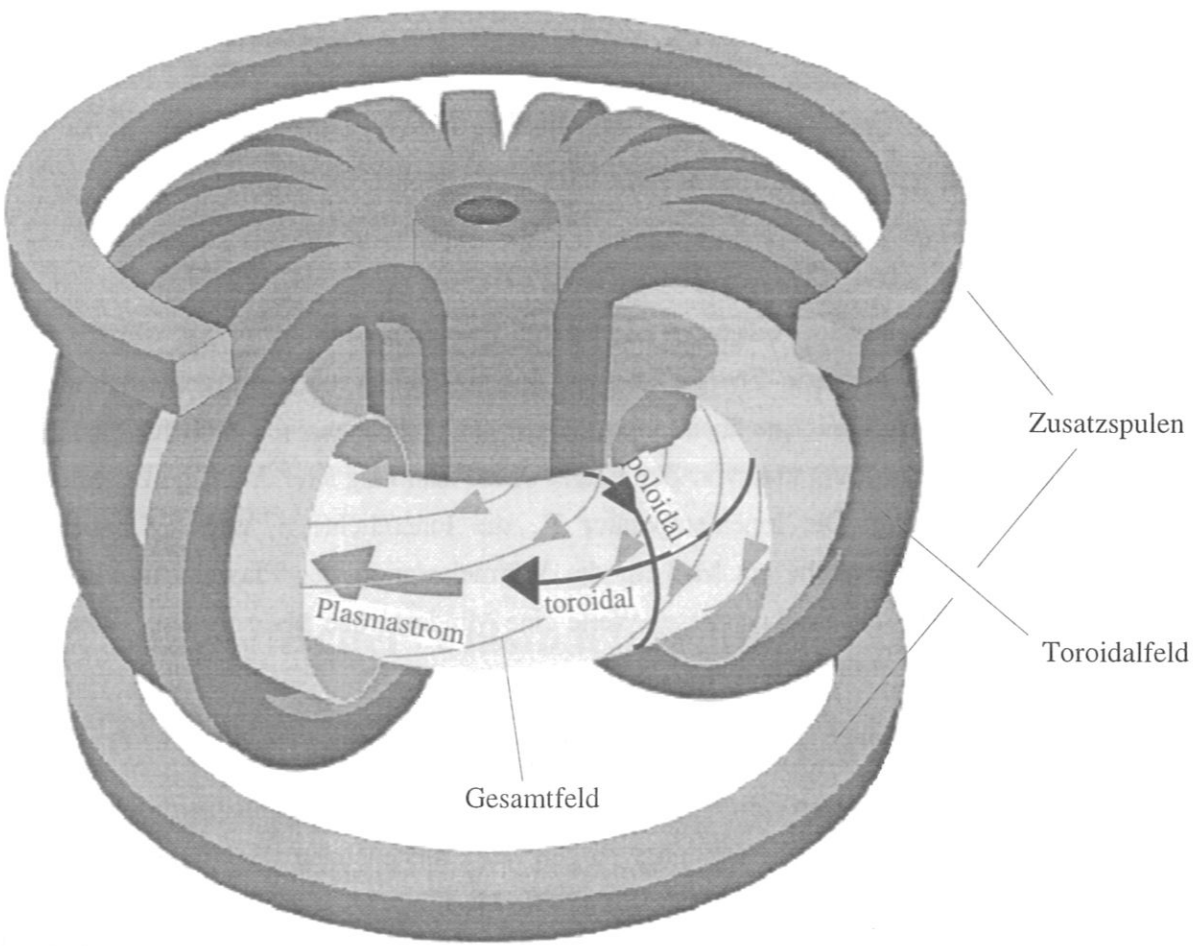


Abb. 3: *Schema eines Tokamak. Das toroidale Hauptmagnetfeld wird von den äußeren Spulen erzeugt, das poloidale Feld vom Plasmastrom. Die Feldlinien des aus diesen beiden Komponenten zusammengesetzten Magnetfelds sind verdrillt. Die Zusatzspulen werden zur Beeinflussung der Plasmalage und -geometrie eingesetzt. Die von den Magnetfeldlinien aufgespannten Flächen sind radial gegeneinander verschert, weil sich weiter innen liegende Feldlinien während eines toroidalen Umlaufs mehr um die Plasmaseele verdrehen als jene weiter außen.*

Durch das Erfordernis eines induzierten Plasmastroms sind Tokamaks gegenwärtig nur für den Pulsbetrieb geeignet. Die Pulsdauern liegen zur Zeit bei einigen Sekunden, sollen aber im Fall eines Tokamakreaktors bis zu 1000 Sekunden erreichen. Ein unkontrollierter Abbruch des Plasmastromes [Disruption] muß vermieden werden, um mechanische Beschädigungen des Tokamak zu verhindern.

A.2.2. Stellaratoren

Stellaratoren unterscheiden sich von Tokamaks durch das Fehlen eines Plasmastroms. Die poloidale Komponente des einschließenden Magnetfeldes wird ebenso wie das Toroidalfeld durch äußere Spulensätze erzeugt. Am Garchinger Stellarator *WENDELSTEIN 7 AS* wird das gesamte Magnetfeld durch einen einzigen Spulensatz erzeugt.
Während man dadurch zwar leichtere Handhabung wegen der Eliminierung stromgetriebener Instabilitäten und Abbrüche gewinnt, verliert man gleichzeitig die Axialsymmetrie der Anordnung. Das Stellaratorplasma besitzt somit eine sehr komplizierte Form mit abwechselnd ellipsen- und dreiecksförmigen Querschnitten. Ob Stellaratoren einen technisch einfacheren Zugang zum Fusionsreaktor darstellen, soll unter anderem durch das Experiment *WENDELSTEIN 7 X* (*Abb. 4*) gezeigt werden, welches derzeit in Greifswald (D) aufgebaut wird.

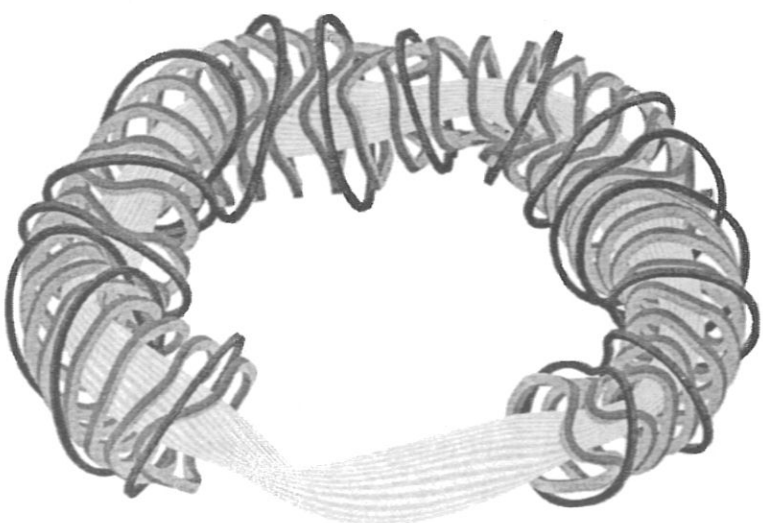


Abb. 4: Schema eines Stellarator-Plasmas am Beispiel des derzeit im Bau befindlichen WENDELSTEIN 7 X. Der verdrillte Plasmaschlauch wird durch Felder komplexer Spulensätze eingeschlossen. Wie beim Tokamak sind auch beim Stellarator die magnetischen Flußflächen verschert.

A.2.3. Plasmarandschicht

Die Randschicht ist ein entscheidender Bereich des Fusionsplasmas, weil in dieser Zone das heiße zentrale Plasma mit der umgebenden kalten Wand zusammentrifft. Die Grenze zwischen diesen beiden Bereichen wird durch die äußerste geschlossene magnetische Flußfläche [Separatrix] und die nach außen unmittelbar anschließende Abschälschicht [*scrape-off-layer*] gebildet.

Es hat sich als vorteilhaft herausgestellt, das Plasma durch eine magnetische Konfiguration zu begrenzen, deren äußerste Feldlinien in einem sogenannten Divertor auf speziellen Targetplatten enden. Dadurch werden der Kontakt des Plasmas mit der Wand minimiert und gleichzeitig die entweichenden Ionen gezielt deponiert (*Abb. 5*) [*Schneider et al. 1995*].

Die Plasmaparameter in der Randschicht sind entscheidend für die Qualität des Plasmaeinschlusses. So ist ein stabiler Plasmabetrieb nur dann möglich, wenn Dichte und Temperatur der Randschicht innerhalb enger Grenzen liegen. In Abhängigkeit dieser Größen unterscheidet man mehrere Einschlußarten.

Ein relativ ineffizienter Einschluß wird als L-Mode [*low confinement*] bezeichnet; demgegenüber stark verbesserte Einschlußeigenschaften definieren die sogenannte H-Mode [*high confinement; Wagner et al. 1982*]. Die H-Mode zeichnet sich durch wesentlich steilere Temperatur- und Dichteprofile und damit durch die Existenz einer Barriere aus. die den Energie- und Teilchentransport in einer Plasmaschicht knapp innerhalb der Separatrix stark reduziert. Für Plasmabetrieb in der H-Mode darf die Randtemperatur nicht unter einen durch die Dichte bestimmten Wert fallen, dessen Unterschreiten den Übergang in die L-Mode und damit eine wesentliche Erhöhung der Verluste zur Folge hat.

Eine dauerhafte H-Mode führt allerdings zu unkontrollierbaren Dichteanstiegen und ist daher nicht günstig. Stabiler Plasmabetrieb wird durch periodisch auftretenden Abbau der Transportbarriere in Form von kurzzeitigen Dichteanstiegen in der Randschicht [*edge localized modes* (ELMs); *Doyle et al. 1991*] erreicht, in deren Folge Teilchen aus dem Plasma ausgeworfen werden, ohne daß dabei der Energietransport nach außen hin wesentlich zunimmt. Anhand ihrer Frequenz und Amplitude unterscheidet man zwischen ELMs vom Typ I und ELMs vom Typ III (*Abb. 6*). Der Betrieb in der H-Mode mit ELMs vom Typ I hat den Vorteil guter Einschlußeigenschaften, während durch ELMs vom Typ III optimale Leistungs- und Teilchenauskopplung erreicht wird.

Einen Kompromiß zwischen diesen Betriebsmöglichkeiten stellt die CDH-Mode [*completely detached H-mode; Gruber et al. 1995*] dar, die durch ein von den Prallplatten im Divertor völlig abgelöstes Plasma charakterisiert ist. Dazu ist es notwendig, daß die aus dem Zentrum strömenden Energieflüsse nicht ausschließlich im Divertor deponiert, sondern über die gesamte Randschicht verteilt werden.

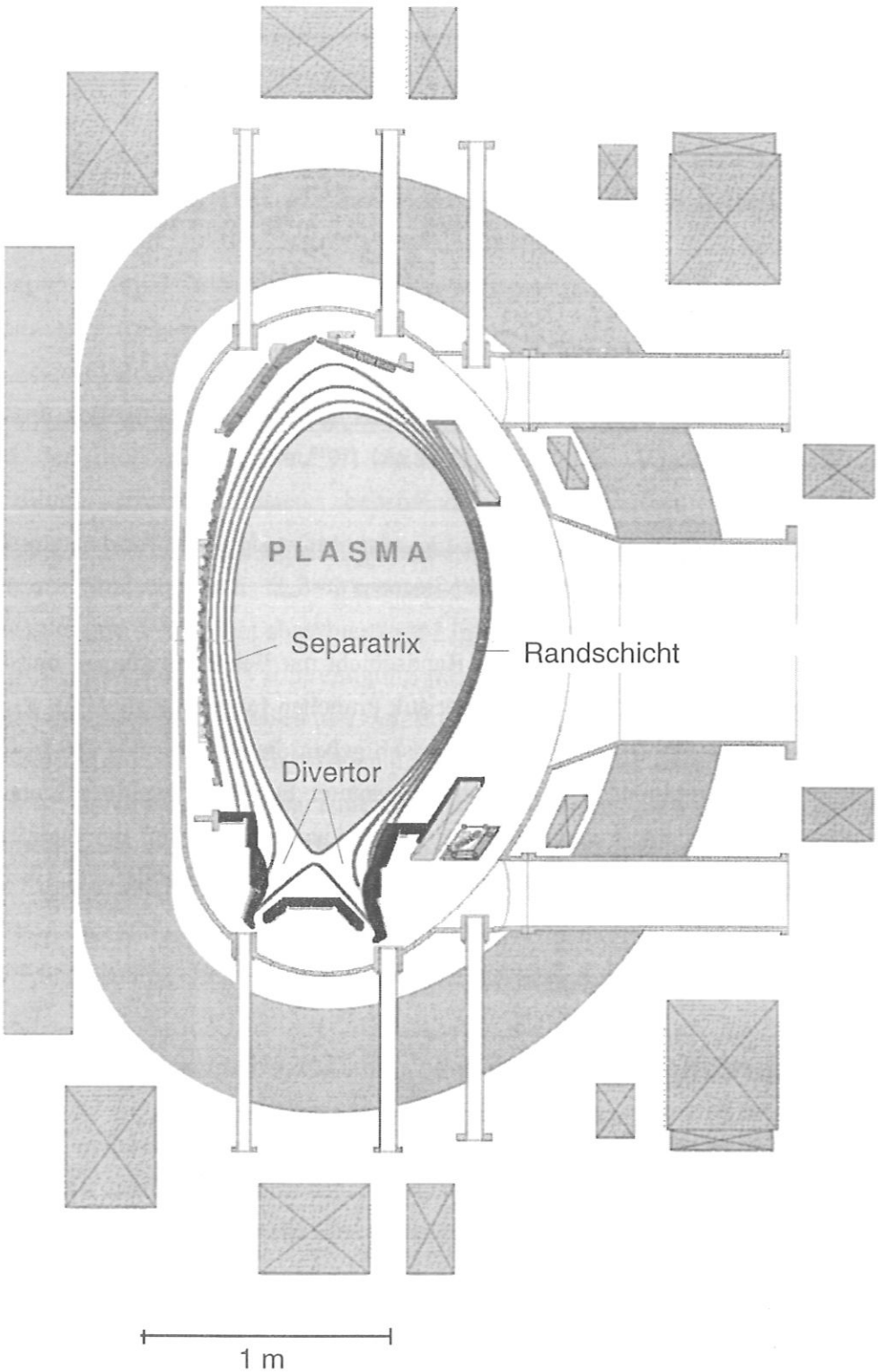


Abb. 5: Poloidaler Schnitt durch den Tokamak ASDEX Upgrade (IPP Garching). Die offenen magnetischen Feldlinien treffen im Divertor auf speziellen Targetplatten auf; die Kühlung der Randschicht durch ihre gezielte Verunreinigung soll die Belastung der Wand möglichst gering halten.

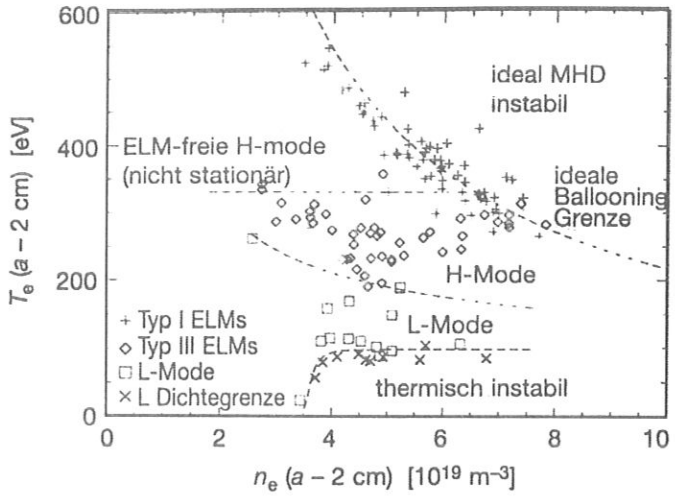


Abb. 6: In ASDEX Upgrade zugängliche Plasmabereiche [Kaufmann et al. 1996] in Abhängigkeit von Elektronendichte und -temperatur knapp innerhalb der Separatrix ($a=R_{sep}$).

Dies läßt sich durch gezieltes Dotieren der Randschicht mit Verunreinigungen und eine daraus resultierende optimierte Abstrahlungscharakteristik erreichen [*Samm et al. 1993*, *Lackner et al. 1994, Unterberg et al. 1997*]. In den Stoßprozessen geben die austretenden Plasmateilchen ihre Energie an die Verunreinigungen ab, welche in weiterer Folge kurzwelliges Licht emittieren. Mithilfe dieser sogenannten strahlenden Randschicht kann ein Großteil der Heizleistung über Strahlung und damit relativ schonend an die erste Wand abgeführt werden.

A.2.4. Verunreinigungen

Aufgrund der Wechselwirkung des Plasmas mit der ersten Wand bestehen Fusionsplasmen nicht nur aus den Bestandteilen des jeweiligen Brennstoffes und seinen Fusionsprodukten, sondern zu einem kleineren Anteil auch aus Ionen anderer Elemente, deren Existenz sich anhand charakteristischer Linienstrahlung nachweisen läßt. In gegenwärtigen Fusionsplasmen findet man vor allem Ionen von *He* und *O* sowie -je nach dem Material der ersten Wand- auch noch *Be*, *B* und *C*. Durch Beschichtung der inneren Torusoberfläche mit Bor- oder Silizium-Verbindungen [Diboran B_2H_6, Silan SiH_4] können Verunreinigungen und insbesondere der Sauerstoffgehalt vermindert werden [*Winter et al. 1989, Winter et al. 1993*].
Als Maß für den Grad der Verunreinigung dient die resultierende effektive Kernladungszahl Z_{eff}:

$$Z_{eff} = \sum Z^2 \frac{n_Z}{n_e} \qquad (a.9)$$

n_Z ... *Dichte der Ionen Z*
n_e ... *Elektronendichte*

Gelangen diese Ionen in das Plasmazentrum, so verdrängen sie zunächst aufgrund der Quasineutralitätsbedingung des Plasmas (Ionendichte $n_i \cong n_e$) eine ihrer Kernladungszahl entsprechende Anzahl von Wasserstoffkernen und verdünnen somit den Brennstoff.
Elektronen werden bei Stößen mit Verunreinigungsionen wegen deren vergleichsweise hoher Kernladungszahl relativ stärker abgebremst, sodaß die resultierende Bremsstrahlung kurzwelliger und intensiver wird. Bei typischen Temperaturen in Fusionsplasmen liegen die Bremsstrahlungsfrequenzen im Röntgenbereich und sind vom Plasma nicht absorbierbar. Aufgrund der Proportionalität zu Z^2 stellt die durch die Verunreinigungen verursachte Bremsstrahlung überdies einen bedeutenden Energieverlust dar. Weiters liegen Verunreinigungen mit sehr hoher Ordnungszahl in nicht vollständig ionisierter Form vor und entziehen in Stoßprozessen den Plasmateilchen Energie, die sie in Form ebenfalls hochfrequenter und daher nicht absorbierbarer Linienstrahlung wieder abgeben.
Im Endeffekt führt also die Verunreinigung des zentralen Plasmas zu einer umso stärkeren Verschlechterung des Einschlusses und der Energiebilanz, je höher Anteil und Ordnungszahl der Ionen sind. Verunreinigungen erhöhen die zur Erreichung der Plasmazündung erforderliche Einschlußzeit, sodaß deren maximal zulässige Konzentration mit zunehmender Kernladungszahl stark abnimmt (*Abb. 7*). Das ausreichende Verständnis der Vorgänge in der Plasmarandschicht sowie der Eigenschaften von Verunreinigungsionen sind daher vorrangige Ziele gegenwärtiger Fusionsforschung [*Stangeby & McCracken 1990, Messiaen et al. 1996, Poschenrieder et al. 1995, Hildebrandt et al. 1997, Parker et al. 1997, Lawson et al. 1998*].

A.3. Diagnostik der Plasmarandschicht

Wichtige Parameter für die Charakterisierung eines Plasmas sind seine Zusammensetzung, die Temperatur und Dichte seiner Bestandteile, deren Strömungsgeschwindigkeiten sowie zeitlich und räumlich veränderliche elektrische und magnetische Feldstärken. Die extremen Bedingungen in einem Fusionsplasma erfordern besondere diagnostische Methoden [*Hutchinson 1987*].
Im Bestreben, diese Eigenschaften ohne unzulässige Beeinflussung des Plasmas zu bestimmen, wurden sogenannte passive Diagnostikmethoden entwickelt, die Informationen nur aus der vom Plasma selbst ausgesendeten elektromagnetischen Strahlung ermitteln können.

Allerdings machen derartige passive Untersuchungen nicht alle Parameter eines Plasmas zugänglich und sind darüber hinaus für die Interpretation der diagnostischen Daten auf eine Modellierung des Plasmas angewiesen. Da gerade diese Voraussetzung eine Quelle für Unsicherheiten darstellt, mußten zusätzlich aktive Diagnostiken entwickelt werden, die direkt in das Plasma eingreifen und Informationen aus der Wechselwirkung der Plasmabestandteile mit den diagnostischen Systemen beziehen. Insbesondere können physikalische Größen auf diese Weise räumlich und zeitlich aufgelöst bestimmt werden. An die Stelle der Plasmamodellierung tritt ein Modell für das diagnostische System, welches deutlich weniger Schwierigkeiten bereitet und damit auch weniger Unsicherheiten hervorruft. Die Wechselwirkung mit dem Plasma darf auch im Fall aktiver Diagnostiken die Eigenschaften des Plasmas nicht nennenswert verändern. Wesentliche Kenngrößen, die durch aktive Plasmadiagnostiken bestimmt werden können, sind Dichte und Temperatur von Plasmateilchen. Messungen der Elektronendichte beruhen unter anderem auf der Streuung von Laserlicht, der Reflexion von Hochfrequenzwellen oder der Laufzeitverzögerung von Mikrowellen.

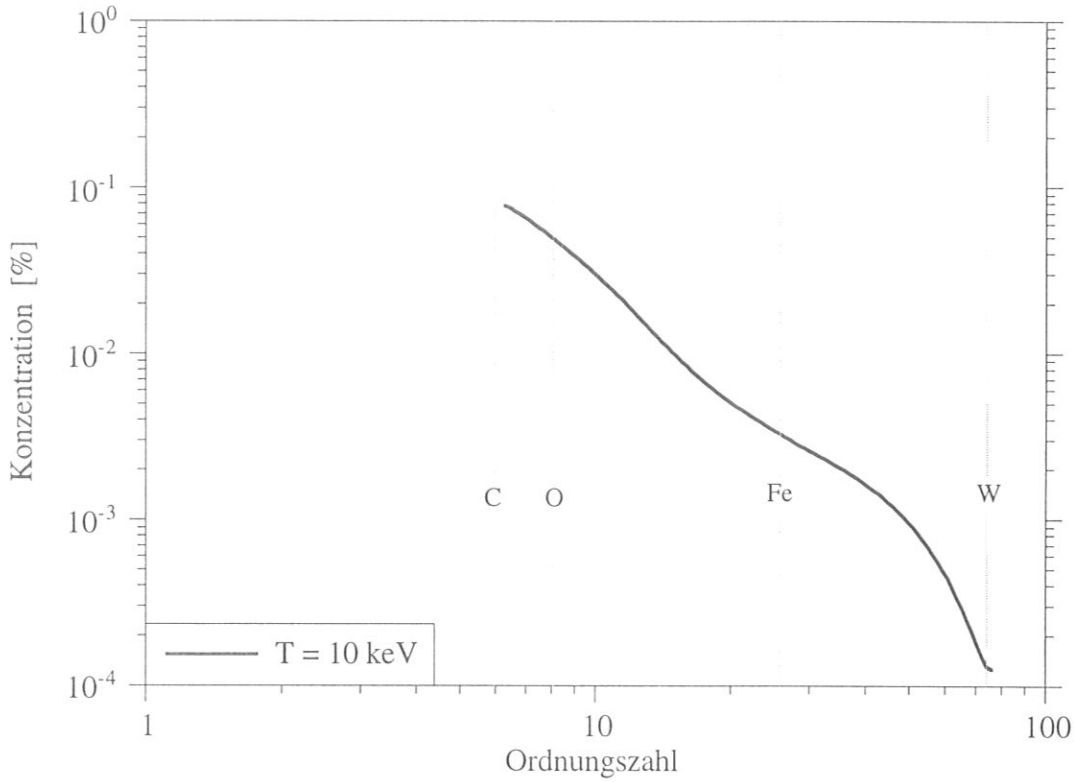


Abb. 7: Die hinsichtlich Zündung eines Fusionsplasmas maximal zulässigen Konzentrationen von Verunreinigungen nehmen mit deren steigender Ordnungszahl stark ab.

Besondere Bedeutung für die Plasmadiagnostik hat wegen der in *A.2.3.* angeführten Gründe die Randschicht. Aufgrund ihrer sehr geringen Ausdehnung sowie ihrer hohen Inhomogenität stellt sie sehr hohe Anforderungen an die Diagnostikmethoden, sodaß die Randschicht im Vergleich zum Plasmakern bisher nur ungenau untersucht werden kann.

Eine Möglichkeit zur Untersuchung der Randschicht besteht in der Abschwächung von einfallenden Strahlen aus Neutralteilchen. In Ergänzung zur auf den Wasserstoff-Strahlen der Neutralteilchenheizung basierenden Diagnostik des zentralen Plasmas [*Isler 1994, Mandl et al. 1993, Whyte 1998*] hat sich die Plasmaspektroskopie mittels neutraler Lithium-Atomstrahlen in den vergangenen Jahren als speziell für die Randschicht geeignete Diagnostikmethode erwiesen. Die Information ergibt sich dabei aus der Wechselwirkung von Lithiumatomen mit Plasmateilchen, die zur Emission von charakteristischer Linienstrahlung führt. Aufgrund der relativ großen Wirkungsquerschnitte werden derartige Lithiumstrahlen meist innerhalb weniger Zentimeter abgeschwächt, sodaß die Informationen innerhalb dieser Strecke mit relativ hoher räumlicher Auflösung gewonnen werden können. Gleichzeitig verhindert die niedrige Ordnungszahl von Lithium in Kombination mit den in das Plasma eingebrachten geringen Mengen eine wesentliche Beeinträchtigung der Plasmabilanz.

Je nach Energiebereich unterscheidet man zwischen thermischen [*Pospieszczyk et al. 1989, Morisaki et al. 1996, Ledyankin et al. 1997*] und schnellen Lithiumstrahlen [*McCormick et al. 1997*]. Die Plasmadiagnostik mittels schneller Lithiumstrahlen ist mittlerweile eine Standardmethode für die Bestimmung der Elektronendichte in der Plasmarandschicht [*Schweinzer et al. 1992, Aumayr et al. 1992*] sowie eine interessante Möglichkeit zur Untersuchung von Dichtefluktuationen [*Endler et al. 1995, Zoletnik et al. 1998*].

Darüber hinaus bietet ein derartiger Lithiumstrahl die Möglichkeit, auch die Konzentration und Temperatur von Verunreinigungsionen zu bestimmen [*Winter 1982*], woran aufgrund der in *A.2.4.* angeführten Zusammenhänge großes Interesse besteht.

Die vorliegende Arbeit sollte diese diagnostische Methode an den Fusionsexperimenten des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik in Garching zur Anwendung bringen und damit einen Beitrag zum Verständnis der Plasmarandschicht leisten. Im folgenden Abschnitt B werden die notwendigen theoretischen und experimentellen Voraussetzungen für die Lithiumstrahl-Diagnostik dargestellt sowie Ergebnisse betreffend die Zusammensetzung des diagnostischen Strahls präsentiert. Abschnitt C beschäftigt sich mit ausführlichen Untersuchungen wesentlicher Stoßprozesse zwischen Lithiumatomen und Plasmateilchen, und in Abschnitt D werden experimentelle Ergebnisse über die Untersuchung von Plasmaverunreinigungen präsentiert.

B

Lithiumstrahl-Plasmadiagnostik

B.1. Grundlagen der Lithiumstrahl-Diagnostik

Ein schneller Lithiumstrahl stellt ein Instrument für zeitlich und räumlich aufgelöste Untersuchungen von Kernfusionsplasmen dar. Tritt ein derartiger Strahl in das Plasma ein, so wird er mit zunehmender Eindringtiefe immer mehr abgeschwächt, wobei die Dichte der gegenwärtig größten Fusionsplasmen die Lithiumstrahl-Diagnostik auf die Plasmarandschicht beschränkt.

Informationen über die Plasmarandschicht werden aufgrund der Wechselwirkung des Lithiumstrahls mit dem Plasma gewonnen. Diese Wechselwirkung erfolgt in Form von Stoßprozessen, die zu Ionisation bzw. Ladungsaustausch oder Stoßanregung [*C.1.*] mit Emission von Linienstrahlung führen (*Abb. 8*).

Die Stöße erfolgen gemäß (*b.1*)-(*b.3b*) zwischen den Lithiumatomen und den Plasmabestandteilen, also Elektronen, Wasserstoffionen (H^+, D^+, T^+) und Verunreinigungselementen Z in unterschiedlichen Ladungszuständen q.

$$e^-, (H,D,T)^+, Z^{q+} + Li(nl) \rightarrow e^-, (H,D,T)^+, Z^{q+} + Li(n'l') \qquad (b.1)$$

$$e^-, (H,D,T)^+, Z^{q+} + Li(nl) \rightarrow e^-, (H,D,T)^+, Z^{q+} + Li^+ + e^- \qquad (b.2)$$

$$(H,D,T)^+ + Li(nl) \rightarrow (H,D,T)^0 + Li^+ \qquad (b.3a)$$

$$Z^{q+} + Li(nl) \rightarrow Z^{(q-1)+}(n^*l^*) + Li^+ \qquad (b.3b)$$

Prozesse gemäß (*b.1*) führen zur Anregung der sich ursprünglich im Grundzustand *Li(2s)* befindenden Lithiumatome und damit zur Besetzung höherer Energieniveaus. Je weiter der Strahl in das Plasma eindringt, umso höher werden die Plasmadichte und -temperatur, sodaß die Häufigkeit der Stoßprozesse sowie die Energie der Stoßpartner zunehmen. Mit zunehmender Eindringtiefe verändert sich daher das Besetzungsverhältnis innerhalb des Lithiumstrahls zugunsten höherer Energieniveaus.

Genau dieses Verhalten kann man sich zunutze machen, um aus den Verhältnissen der Besetzungszahlen bzw. der Intensität der dazu korrelierten Abregungs-Linienstrahlung auf die

jeweils vorliegende lokale Plasmadichte rückzuschließen. Diese Methode wird unter dem Namen Lithium-Anregungsspektroskopie [**Li**thium **i**mpact **e**xcitation **s**pectroscopy (*Li-IXS*); *B.1.2.*] am IPP Garching bereits seit längerem erfolgreich eingesetzt.
Ladungsaustauschprozesse nach (*b.3b*) können zur Untersuchung von Plasmaverunreinigungen genutzt werden. Die entsprechende Diagnostik hat den Namen Lithium-Ladungsaustauschspektroskopie [**Li**thium **a**ctivated **c**harge **e**xchange **s**pectroscopy (*Li-CXS*); *B.1.3.*]. Aus dem Profil der charakteristischen Linienstrahlung kann unter der Voraussetzung bekannter *Li(nl)*-Populationen die lokale Temperatur der Verunreinigungsionen bestimmt werden, und aus ihrer Intensität deren Konzentration.
Die Ionisation der Strahlatome durch Plasmateilchen nach (*b.2*) ist nur insoferne von Bedeutung, als sie den Strahl abschwächt. Li^+-Ionen werden durch das Magnetfeld sofort aus dem Strahl entfernt, sodaß der Strahl in Abhängigkeit von der Plasmadichte nach wenigen Zentimetern vollständig verschwunden sein kann.
Abb. 9 gibt einen Überblick über die Lithiumstrahldiagnostik, wie sie derzeit am IPP Garching in Betrieb ist [*Brandenburg et al. 1998a*]. Details zu einzelnen Schritten sind in den folgenden Abschnitten zu finden.

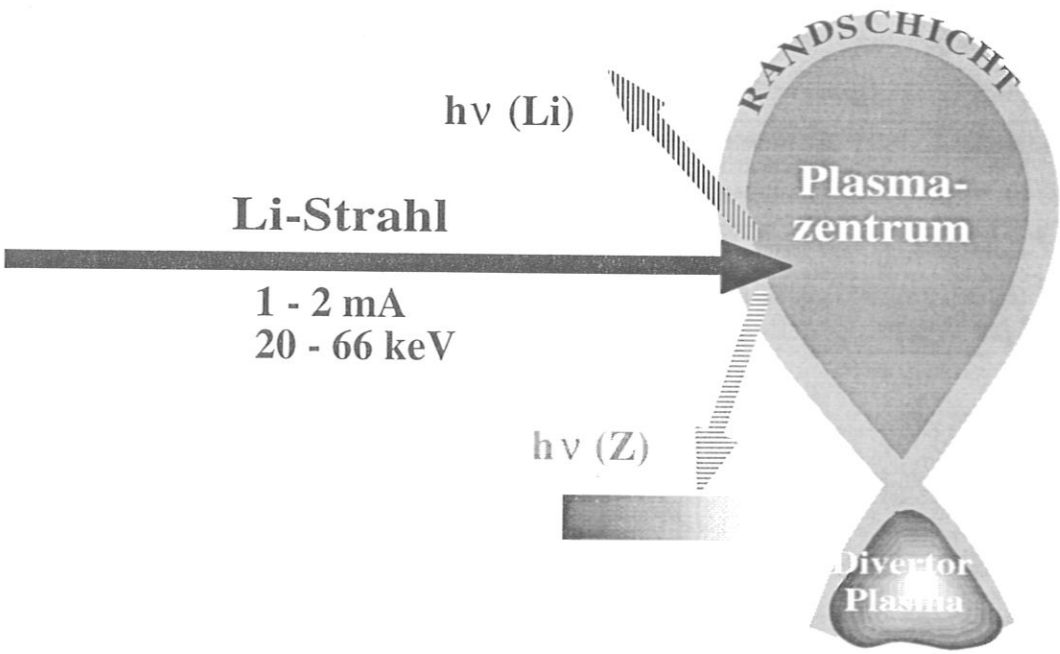


Abb. 8: Emission von Linienstrahlung bei aktiver Lithiumstrahlspektroskopie in der Randschicht eines typischen Fusionsplasmas (schematisch). Entsprechend der Wechselwirkung zwischen Li-Strahl und Plasma sind sowohl LiI-Emission als auch charakteristische Linienstrahlung von Plasmaionen Z zu beobachten. Die Ausdehnung der Plasma-Randschicht sowie die Eindringtiefe des Lithiumstrahls sind abhängig von der Plasmadichte.

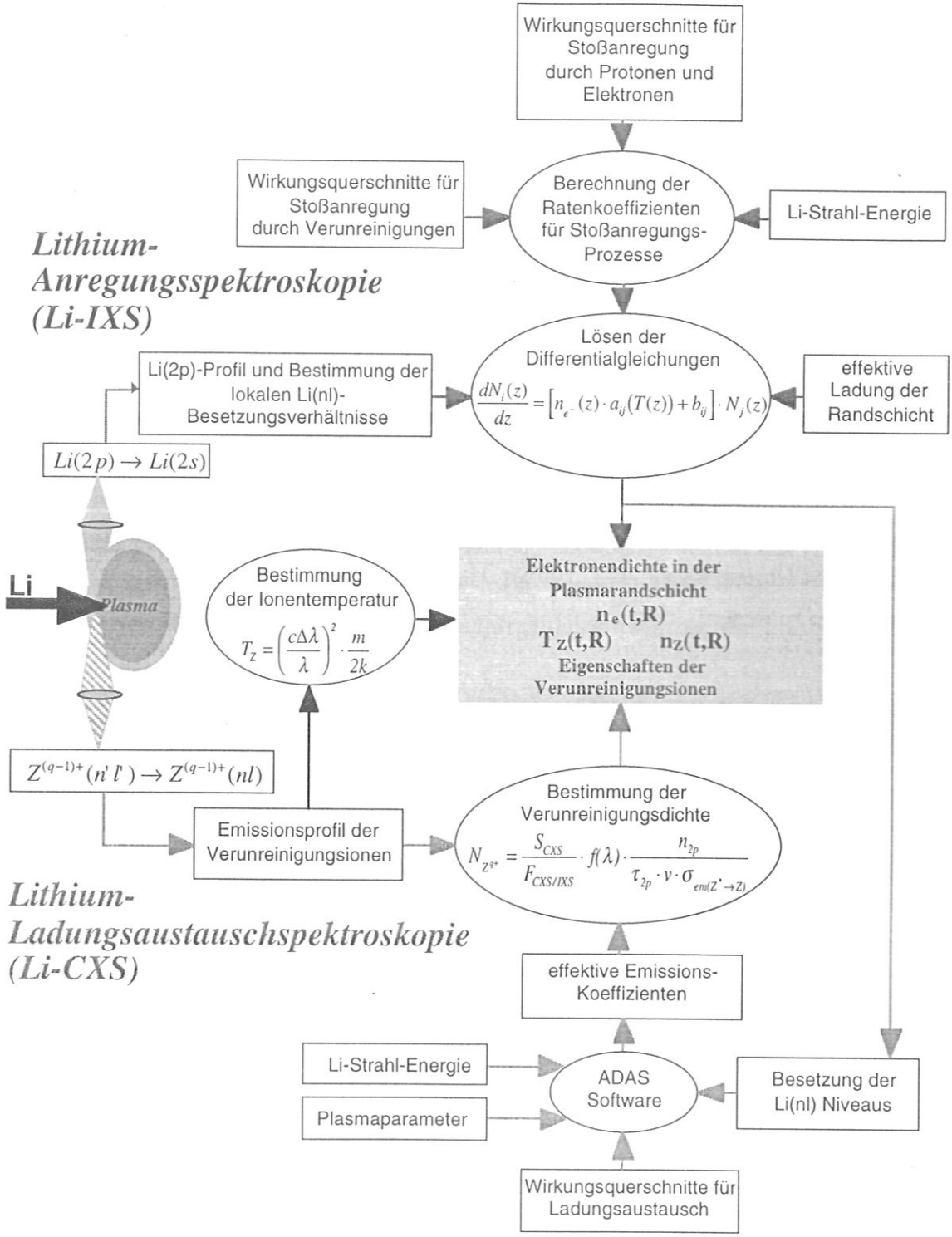


Abb. 9: Schema der Lithiumstrahldiagnostik am IPP Garching. Die Li-CXS-Diagnostik wurde im Rahmen dieser Arbeit etabliert, während Li-IXS schon seit längerem angewendet wird.

B.1.1. Modellierung des Lithiumstrahls

Voraussetzung für die quantitativ korrekte Auswertung der Rohdaten beider Diagnostikmethoden ist eine exakte Beschreibung des Lithiumstrahls. Da für alle Stoßprozesse zwischen Lithium-Atomen und Plasmateilchen sowie für die Emission von Linienstrahlung die Wirkungsquerschnitte stark von den beteiligten Energieniveaus abhängen, müssen die räumlichen und zeitlichen Besetzungsverhältnisse im Lithiumstrahl bekannt sein.

Der Lithiumstrahl selbst kann durch ein Differentialgleichungssystem nach (*b.4*) beschrieben werden [*Schweinzer et al. 1992, Aumayr et al. 1992*]. In diesem Modell werden alle Stoßprozesse berücksichtigt, die zu veränderten Besetzungen der Energieniveaus führen.

$$\frac{dN_i(z)}{dz} = \left[n_e(z) \cdot a_{ij}(T(z)) + b_{ij}\right] \cdot N_j(z) \qquad (b.4)$$

N_i ... *Besetzungszahl des i-ten Energieniveaus*
n_e ... *Elektronendichte*
a_{ij}... *Ratenkoeffizienten der Stoßprozesse*
b_{ij}... *Übergangswahrscheinlichkeiten für Spontanemission*
z ... *Ortskoordinate entlang des Lithiumstrahls*
T ... *Elektronentemperatur*

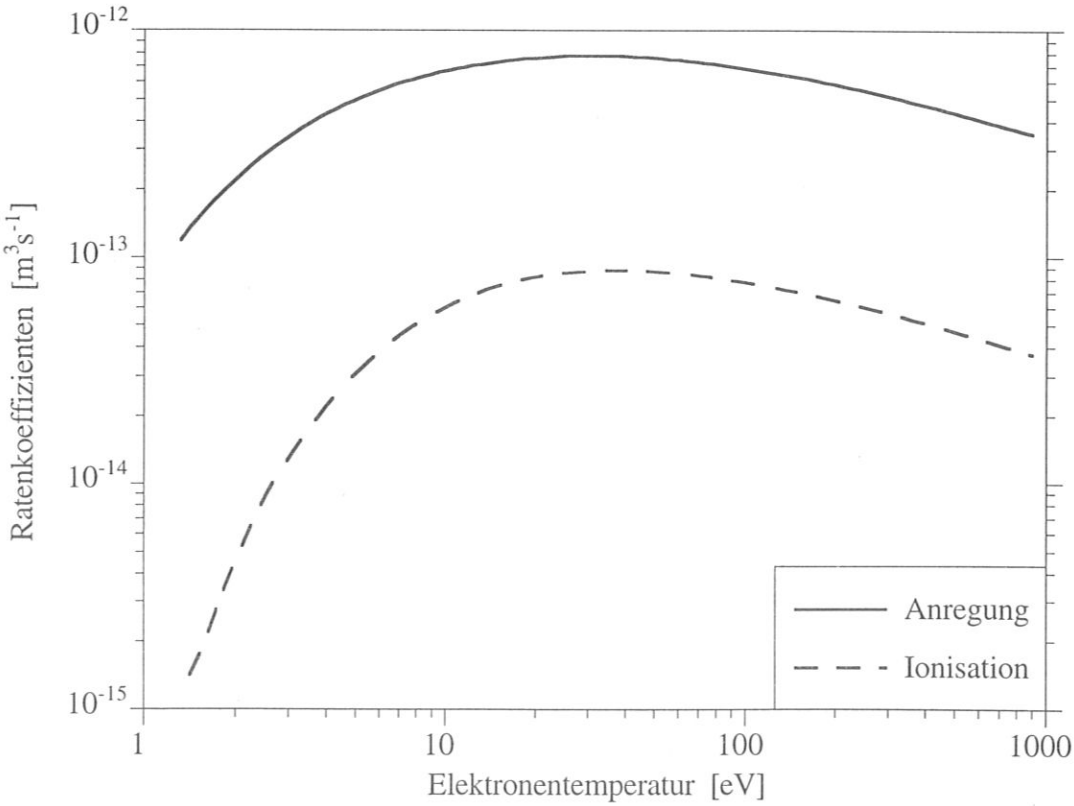


Abb. 10: Die Ratenkoeffizienten für Ionisation und Anregung durch Elektronen zeigen die gleiche Temperaturabhängigkeit [Kadota et al. 1984].

Das Verhältnis der Ratenkoeffizienten von Anregungs- und Ionisationsprozessen ist temperaturunabhängig (*Abb. 10*), sodaß sich aus (*b.4*) die Besetzungszahlen aller im Modell verwendeter Energieniveaus in Abhängigkeit von der Eindringtiefe berechnen lassen, wenn im Experiment eine einzige *LiI*-Emissionslinie gemessen wird. Da der Übergang *Li(2p→2s)* die weitaus stärkste *LiI*-Linie darstellt, kommt für die Messung nur diese Emission in Frage.
Die bisher im Modell enthaltenen Lithium-Energieniveaus waren *2s, 2p, 3s, 3p, 3d, 4s, 4p, 4d* und der ionisierte Zustand (*Abb. 11*). Höher angeregte Energieniveaus *Li(nl,n≥5)* können für diese Anwendungen mit Sicherheit vernachlässigt werden.

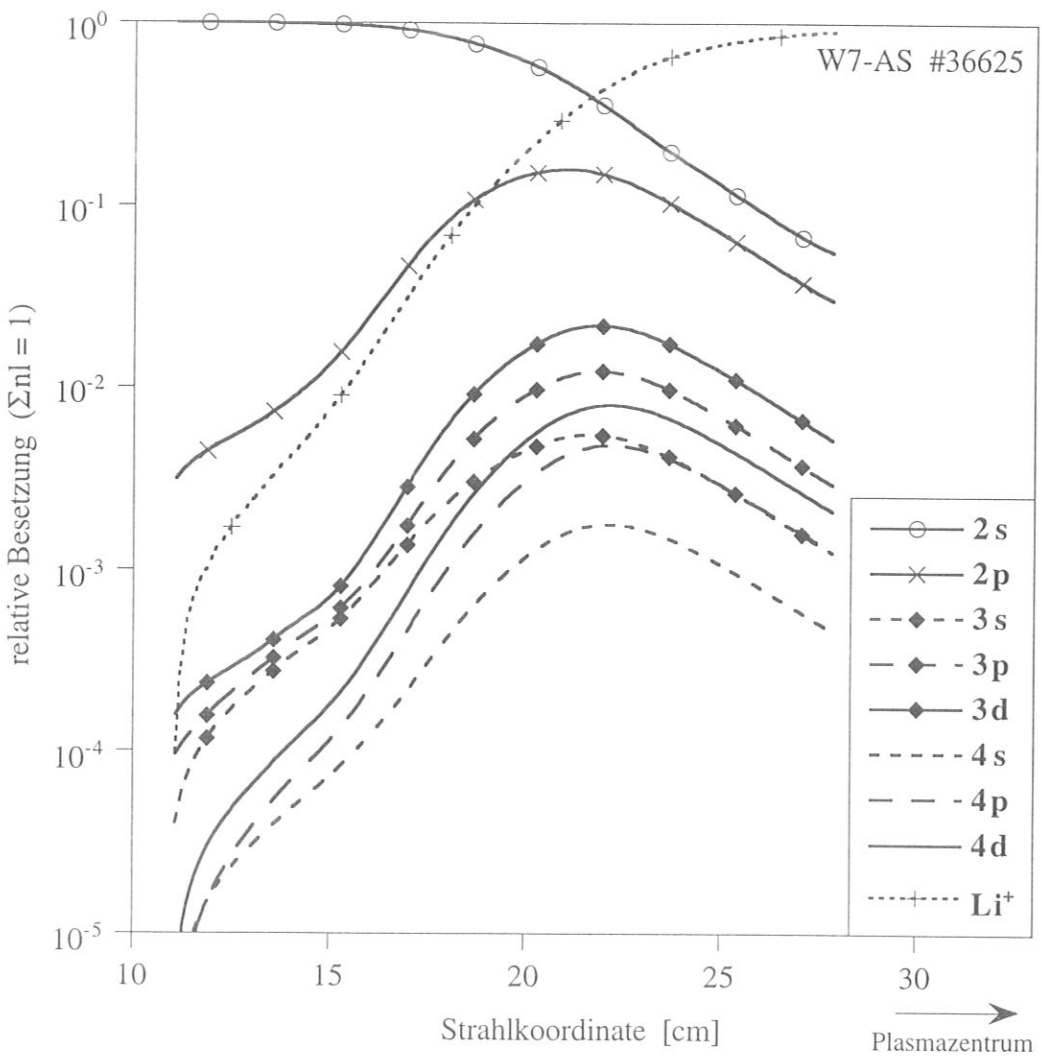


Abb. 11: Durch Modellierung des Lithiumstrahls erhaltene Besetzungsverhältnisse entlang der Strahlkoordinate z_{Li} am Beispiel der W7-AS - Plasmaentladung #36625 (t=0.8s). Aus der gemessenen Emission des Übergangs Li(2p→2s) wird die Besetzung aller anderen Zustände durch Lösen des Gleichungssystems (b.4) berechnet. Je weiter der Strahl in das Plasma eindringt, umso stärker sind höhere Zustände besetzt, bis schließlich alle Atome ionisiert sind.

Stoßprozesse zwischen *Li*-Atomen und Elektronen sowie Protonen spielen in der gesamten Wechselwirkung des Strahls mit dem Plasma die bei weitem dominante Rolle. Der Anteil der Verunreinigungsionen an den Stoßprozessen wird über die Annahme einer effektiven Ladungszahl Z_{eff} berücksichtigt, deren allerdings nicht sehr großer Einfluß auf die berechnete Elektronendichte von der Strahlenergie abhängt [*Fiedler 1995*]. Ebenso wird für die Auswertung ein Temperaturprofil herangezogen, wobei auch der Einfluß der Temperatur in der Bestimmung der Dichte nur Abweichungen von wenigen % verursacht.

Die Auswertung der diagnostischen Rohdaten setzt die Existenz einer umfangreichen Datenbasis voraus, in der die relevanten Wirkungsquerschnitte zusammengefaßt sind. Daraus werden die Ratenkoeffizienten für eine angenommene Maxwellverteilung der Geschwindigkeit berechnet [*Schweinzer et al. 1995*]. Im Verlauf der vorliegenden Arbeit ergab sich unerwarteter Ergänzungs- und Korrekturbedarf an der bisherigen Datenbasis [*Wutte et al. 1997*] betreffend Anregungsprozesse von *Li*-Atomen durch Stöße mit Protonen [*B.3.2, C*].

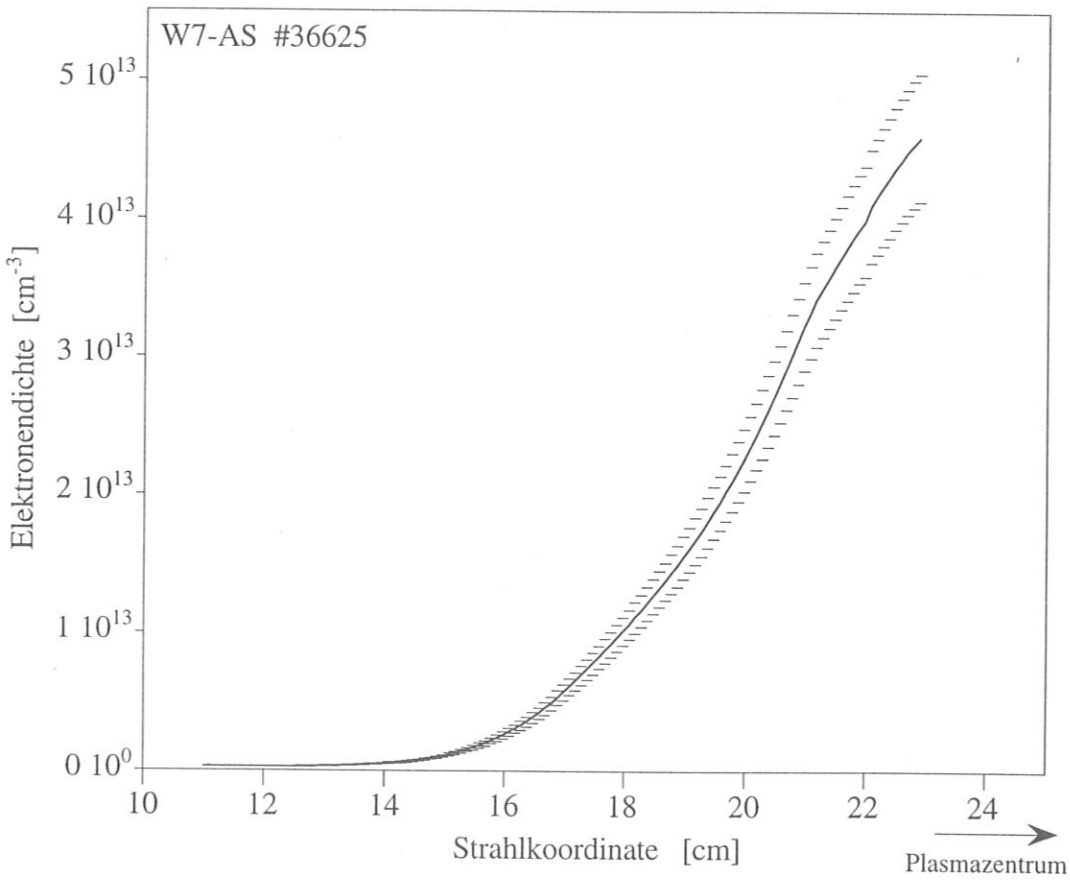


Abb. 12: Aus der in Abb. 11 dargestellten Li(nl)-Besetzung rekonstruiertes Profil der Elektronendichte. Mit zunehmender Eindringtiefe wird der Strahl und damit die Li(2p→2s)-Emission abgeschwächt, sodaß die Unsicherheit der Methode steigt und die Rechnung schließlich abgebrochen werden muß.

B.1.2. Lithium-Anregungsspektroskopie [Li-IXS]

Aus dem experimentell bestimmten Profil der *Li(2p→2s)* Emission entlang der Strahlrichtung wird über das Strahlmodell (*b.4*) das gesamte *Li(nl)*-Profil berechnet. Mithilfe eines numerischen Verfahrens [*Schweinzer et al. 1992, Pietrzyk et al. 1993*] läßt sich daraus schließlich das Profil der Elektronendichte n_e rekonstruieren (*Abb. 12*). Die Eleganz dieser Methode liegt darin, daß bereits die Randbedingungen des Lithiumstrahles [$n_{2s}(z_{Li}=0) = 100\%$, $n_{Li+}(z_{Li}=r) = 100\%$] ausreichen, um zu absoluten Werten zu gelangen, ohne daß auf zusätzliche Informationen wie etwa die Stromstärke des Lithiumstrahles zurückgegriffen werden muß.
Die Li-IXS-Methode hat sich an beiden Experimenten in Garching bereits als Standarddiagnostik etabliert [*Fiedler 1995, McCormick et al. 1996*] und liefert verläßliche Werte, deren Qualität durch exakte Übereinstimmung mit Ergebnissen anderer Diagnostiken verdeutlicht wird (*Abb. 13, 14*).

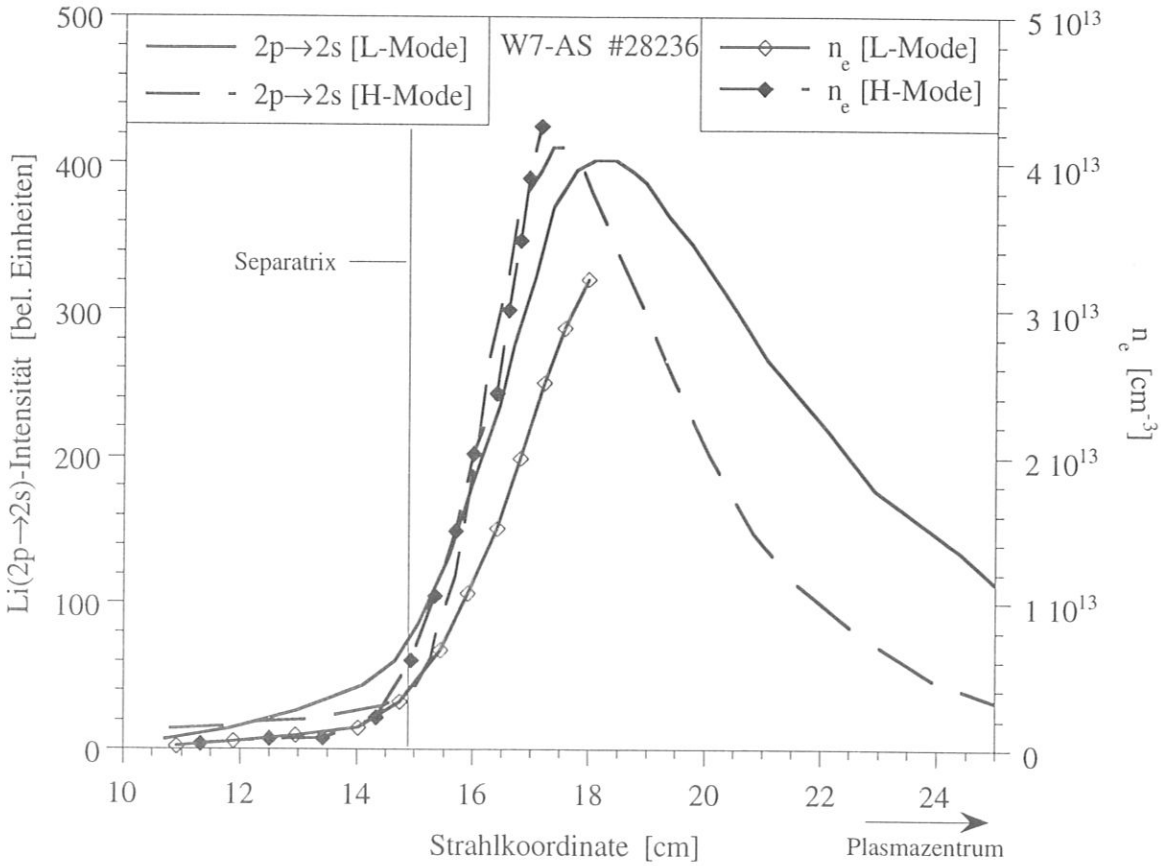


Abb. 13: Der mit dem Übergang von L-Mode zu H-Mode verbundene Anstieg des Dichteprofils spiegelt sich im veränderten Profil der Li(2p→2s)-Emission wieder.

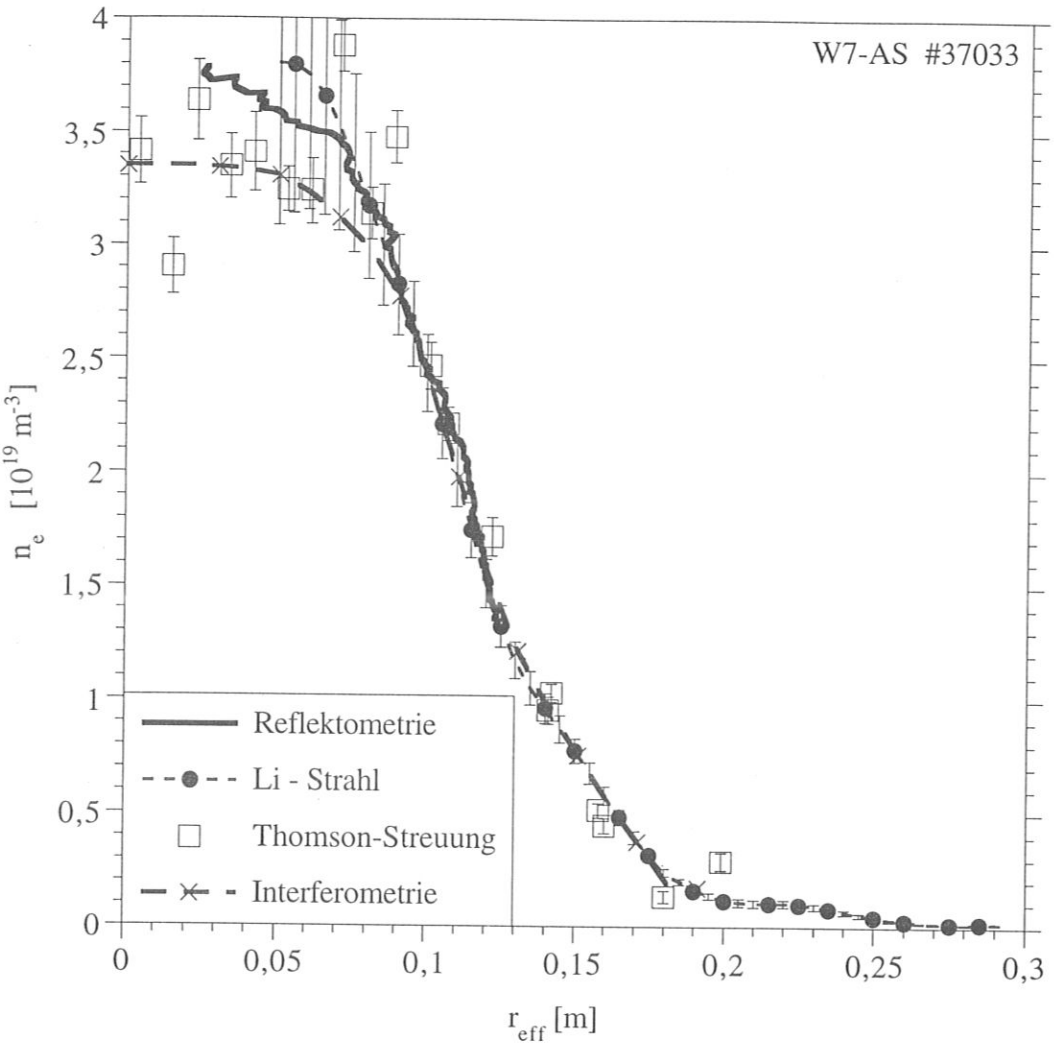


Abb. 14: Ergebnisse der Elektronendichte-Bestimmung an W7-AS mittels unterschiedlicher Methoden. Li-IXS-Resultate stimmen mit Werten anderer Diagnostiken sehr gut überein. Aufgrund der asymmetrischen Plasmageometrie wird für Stellaratoren ein effektiver Radius berechnet.

B.1.3. Lithium-Ladungsaustauschsspektroskopie [Li-CXS]

Dringt ein Lithiumstrahl in das Plasma ein, so erfolgen unter anderem Stoßprozesse, die mit dem Einfang des Lithium-Leuchtelektrons durch ein Plasmaion Z^{q+} gemäß (*b.3b*) und anschließender Strahlungsemission enden. In (*b.5*) und (*b.6*) sind diese beiden Schritte nochmals verdeutlicht.

$$Z^{q+}(nl) + Li(nl) \rightarrow Z^{(q-1)+}(n*l*) + Li^{+} \qquad (b.5)$$

$$Z^{(q-1)+}(n*l*) \rightarrow Z^{(q-1)+}(n'l') + h\nu \qquad (b.6)$$

Diese Prozesse können zur Untersuchung von Plasmaverunreinigungen genutzt werden [*Schorn et al. 1991, Schorn et al. 1992, Wolfrum et al. 1993*]. Die Ionentemperatur läßt sich aus dem Profil der Emissionslinien bestimmen [*D.1.1.*]. Für die Bestimmung der Ionendichte [*D.1.2.*] aus den Rohdaten sind zunächst Wirkungsquerschnitte für Ladungsaustauschprozesse (*b.5*) in $Z^{(q-1)+}(n^*l^*)$-Zielzustände nötig. Sie werden mit unterschiedlichen theoretischen Methoden wie AO-CC [*atomic orbital close coupling*] oder CTMC [*classical trajectory Monte Carlo*] berechnet. Diese Rechnungen liefern (n^*l^*)-Unterschalen-aufgelöste Daten, die über zustandsselektive Messungen zu bestätigen sind. AO-CC Rechnungen [*C.2.*] stellen dabei speziell für niedrigere Energien die genauere Methode dar, haben aber gegenüber CTMC den Nachteil, daß sie unter der Voraussetzung akzeptabler Rechenzeiten nicht ebenso viele n^*-Niveaus berücksichtigen können.

Die Wahrscheinlichkeiten für Reaktionen nach (*b.5*) hängen stark vom beteiligten *Li(nl)*-Niveau ab. Je höher angeregt das Ausgangsniveau, umso größer ist im allgemeinen der Wirkungsquerschnitt für Ladungsaustauschprozesse. Da die relativ kleinen Anteile von hochangeregten *Li(nl)*-Zuständen somit überproportional zum totalen Wirkungsquerschnitt beitragen, ist die Kenntnis der Strahlzusammensetzung für diese Diagnostik von großer Bedeutung.

Ladungsaustausch erfolgt im Fall einfach geladener Ionen bevorzugt in jene $Z^{(q-1)+}(n^*l^*)$-Zielzustände, für die die Energiedifferenz zum Ausgangszustand am geringsten ist. Im Fall mehrfach geladener Ionen erfolgt Ladungsaustausch dann am wahrscheinlichsten, wenn die diabatischen Potentialkurven der Eingangs- und Ausgangskanäle für den Ladungsaustausch einander in mittleren Kernabständen kreuzen [*Aumayr 1996*]. Der Ladungsaustausch ist in diesem Fall ein exothermer Prozeß.

Von diesen Zielzuständen erfolgt anschließend die Emission der nachzuweisenden Photonen. Auch für diese Emissionsprozesse existieren wiederum bevorzugte Übergänge, die sich aus den Übergangswahrscheinlichkeiten und den Verzweigungsverhältnissen ergeben. Für die Auswertung der Strahlungsmessungen ist daher die Kenntnis der Emissionscharakteristik des Verunreinigungsions erforderlich, die von unterschiedlichen Faktoren beeinflußt wird.

Je länger die Lebensdauer des Zielzustandes, umso wahrscheinlicher sind Elektronenstöße, die zu einer Umbesetzung in benachbarte l^*-Zustände innerhalb derselben n^*-Schale führen. Dieser als *l-level-mixing* bekannte Vorgang verringert die bei einer bestimmten Wellenlänge emittierten Photonen in Abhängigkeit von der Plasmadichte. Je nach betrachtetem Übergang kann dies aber auch nur zu einer Verbreiterung der beobachteten Spektralline führen [*D.1.1.3.*]. Zu beachten sind darüber hinaus Kaskadenbeiträge, die durch Nachbesetzung des oberen Energieniveaus $Z^{(q-1)+}(n^*l^*)$ des betrachteten Übergangs von noch höher angeregten Zuständen zustande kommen.

Effektive Emissionswirkungsquerschnitte ergeben sich daher aus den Wirkungsquerschnitten der Ladungsaustauschprozesse (*b.5*) unter Berücksichtigung der Strahlenergie und Strahlzusammensetzung sowie der Charakteristik der Emissionsprozesse (*b.6*) aufgrund von Verzweigungsverhältnissen und Plasmaparametern. Diese Emissionsquerschnitte werden in Garching mit Hilfe des *ADAS* Programmpaketes [*B.1.3.1.*] ermittelt, wobei aufgrund der thermischen Bewegung der Plasmateilchen anstelle einer einheitlichen Relativgeschwindigkeit v_{rel} für das Stoßsystem Plasma-Lithiumstrahl eine Maxwellverteilung angenommen wird, die sich aus der Temperatur der Plasmateilchen ergibt. Für die Datenauswertung finden daher weniger die Wirkungsquerschnitte σ der einzelnen Reaktionen Verwendung als vielmehr die entsprechenden Ratenkoeffizienten $\langle \sigma \cdot v_{rel} \rangle$.

Letztendlich ist es mittels Lithium-Ladungsaustauschspektroskopie möglich, aus der gemessenen Intensität der Lichtemission bei bekannter Lithiumstrahl-Zusammensetzung Temperatur und Dichte verschiedener Verunreinigungsionen an jedem Ort des Strahls zu bestimmen. Die derart erhaltenen räumlichen Profile können für die Beschreibung wichtiger Plasmavorgänge wie etwa des Verunreinigungstransports herangezogen werden.

Ladungsaustauschspektroskopie ist nicht auf die Verwendung von Lithiumstrahlen beschränkt. Ähnliche Messungen werden beispielsweise mit den Wasserstoff-, Deuterium- oder Tritiumstrahlen der Neutralteilcheninjektion betrieben [*Boileau et al. 1989, von Hellermann et al. 1991, Kim et al. 1994, Baldzuhn et al. 1997, de Peña Hempel 1997, Feist 1997*]. Die Plasmarandschicht stellt allerdings durch ihre geringe räumliche Ausdehnung besonders hohe Anforderungen an die diagnostischen Methoden. Im Unterschied zu den sehr breiten Wasserstoff-Heizstrahlen ist der Lithiumstrahl schmal genug (Durchmesser typischerweise $\leq$ 1cm), sodaß die nötige hohe Ortsauflösung erzielt werden kann. Darüber hinaus bewirkt das Ausgangsniveau *Li(2s)* im Vergleich zu *H(1s)* die Besetzung höher angeregter Zielzustände [$n_{max}(Li) \approx 1.6 \cdot n_{max}(H)$] und somit Emission aus sonst nur schwach besetzten Niveaus, was zu besseren Signal/Untergrund-Verhältnissen führt als bei Verwendung von Wasserstoffstrahlen.

B.1.3.1. Atomare Datenbasis

Das Programmpaket *ADAS* [*A*tomic *D*ata and *A*nalysis *S*tructure], das ursprünglich für *JET* von einem Team der University of Strathclyde (UK) erstellt wurde [*http://patiala.phys.strath.ac.uk/adas/adas.html*], ist am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik für die Datenauswertung der *H*-Strahl- und Divertor-Diagnostiken bereits seit längerem in Gebrauch.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde *ADAS* auch für die Auswertung von Daten der Lithiumstrahldiagnostik adaptiert. Unterschalen-aufgelöste Wirkungsquerschnitte für Ladungsaustauschprozesse zwischen Lithium-Atomen und typischen Verunreinigungsionen [*Schweinzer et al. 1994, Hoekstra et al. 1997*] wurden in das Datenverarbeitungssystem aufgenommen. Diese Daten beschreiben derzeit Ladungsaustausch aus *Li(2s)* in die vollständig ionisierten Verunreinigungen He^{2+}, Be^{4+}, B^{5+}, C^{6+}, N^{7+}, O^{8+} und Ne^{10+}. Wirkungsquerschnitte betreffend Elektroneneinfang aus höheren *Li(nl)*-Zuständen sowie in nicht vollständig ionisierte Ionen sind noch aufzunhmen. Aufgrund kürzerer Rechenzeiten eignen sich CTMC-Rechnungen für die Berücksichtigung der dabei auftretenden Kaskadenbeiträge besser als Rechnungen nach der AO-CC-Methode.

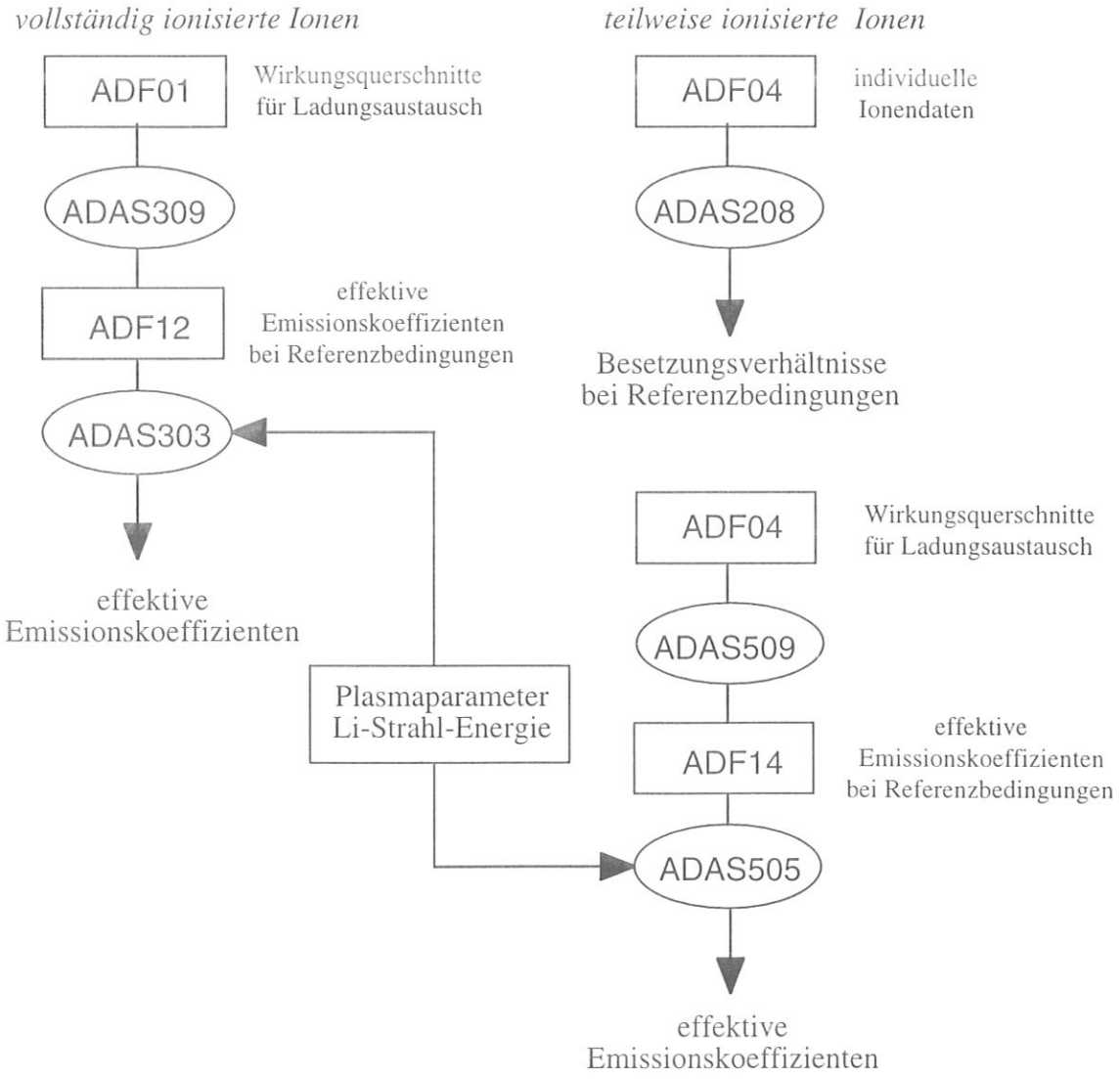


Abb. 15: *Schema der Berechnung effektiver Emissionskoeffizienten für Elektroneneinfang von Li(2s) in vollständig bzw. teilweise ionisierte Plasmaverunreinungen mittels ADAS software.*

Unter Berücksichtigung aller Effekte, welche die Emission beeinflussen können (*l-level-mixing*, Kaskadenbeiträge und Verzweigungsverhältnisse) berechnen die in *ADAS* implementierten Algorithmen effektive Emissionskoeffizienten für gegebene Relativgeschwindigkeiten zwischen *Li*-Atomen und Verunreinigungsionen (*Abb. 15*). Diese Daten ermöglichen letztlich in Verbindung mit der parallel zur Li-CXS betriebenen Li-IXS die Berechnung der Konzentration von Verunreinigungen in der Plasmarandschicht [*D.1.2.*].

B.2. Versuchsanordnung der Lithiumstrahl-Diagnostik

Die experimentellen Aufbauten der Lithiumstrahl-Diagnostik an den beiden Garchinger Experimenten *WENDELSTEIN 7 AS* und *ASDEX Upgrade* sind einander sehr ähnlich. Die wesentlichsten Komponenten sind jeweils eine β-Eukryptit-Lithiumquelle [*B.2.2.*], die Optiken für die diagnostischen Syteme Li-IXS bzw. Li-CXS, die dazu erforderlichen Meßgeräte sowie deren elektronische Steuerung [*Fiedler 1995*].

B.2.1. Diagnostik am Stellarator *WENDELSTEIN 7 AS*

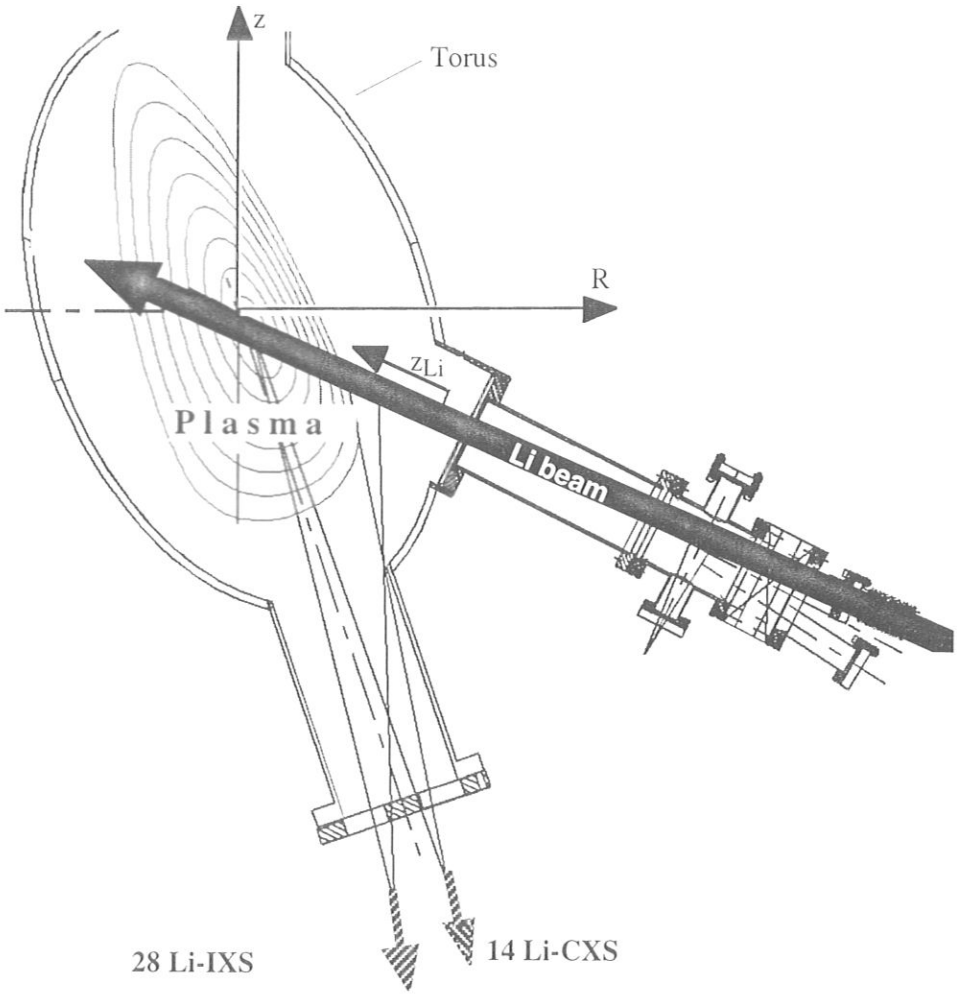


Abb. 16: Querschnitt durch W7-AS am Ort der Lithiumstrahldiagnostik [nach Fiedler 1995]. Das Plasma ist durch Flußflächen angedeutet. R, z und z_{Li} sind die für die Li-Diagnostik relevanten Koordinaten (vgl. Tab.2). Die Li-IXS- und Li-CXS-Optiken sehen jeweils rotverschobenene Li-Emissionslinien.

B.2.1.1. Die optischen Systeme

Am Stellarator *W7-AS* befindet sich die Li-Diagnostik in der sogenannten Ellipsenebene [vgl. *A.2.2.*]. Die Optiken für beide diagnostischen Systeme an *W7-AS* bestehen aus Quarzfenstern, Linsen und Lichtleitern (28 für Li-IXS, 14 für Li-CXS). Sie befinden sich unmittelbar nebeneinander unterhalb des Torus (*Abb. 16*). Die Li-CXS-Lichtleiter bestehen aus jeweils 8 Quarzglas-Einzelfasern (Durchmesser 400µm), die zu Bündeln zusammengefaßt sind [*Fiedler et al. 1998a*].

Aus Ergebnissen der Li-IXS ist bekannt, daß für mittlere Plasmadichten ($\int ndl \approx 2\times10^{19}\,\mathrm{m}^{-3}$) das Maximum des *Li(2p→2s)*-Profils bei Werten von $z_{Li} \approx 20$ cm liegt [*McCormick et al. 1996*]. Da man davon ausgehen kann, daß die Signalintensitäten der Li-CXS ebenfalls etwa in diesem Bereich am höchsten sind, befindet sich der Großteil der Meßpunkte im Randbereich. Von den beiden Systemen werden unterschiedliche Bereiche des Lithiumstrahls erfaßt. *Tab. 2* zeigt die jeweils zugeordeneten Meßpunkte entlang des Strahls.

Lichtleiter CXS	z [cm]	R [cm]	z_{Li} [cm]	Lichtleiter IXS	z_{Li} [cm]
1	-8.1	217.1	17.4	13	17.38
2	-7.8	216.4	18.1	14	18.00
3	-7.6	215.9	18.7	15	18.65
4	-7.3	215.2	19.4	16	19.30
5	-7.1	214.6	20.05	17	19.93
6	-6.8	214.0	20.7	18	20.55
7	-6.6	213.4	21.4	19	21.25
8	-6.3	212.7	22.1	20	21.95
9	-6.0	212.1	22.8	21	22.75
10	-5.5	210.8	24.2	23	24.58
11	-4.9	209.4	25.7	24	25.53
12	-4.4	208.1	27.1	26	27.50
13	-3.8	206.7	28.6	27	28.50
14	-3.2	205.3	30.2	28	29.50

Tab. 2: *Lage der Meßpunkte in Bezug auf W7-AS-Toruskoordinaten (z,R; vgl. Abb. 16) und Lithiumstrahlkoordinaten z_{Li}. Von den Lichtleitern der Li-IXS sind nur jene angegeben, die den Strahl im selben Bereich erfassen wie die Li-CXS-Optik.*

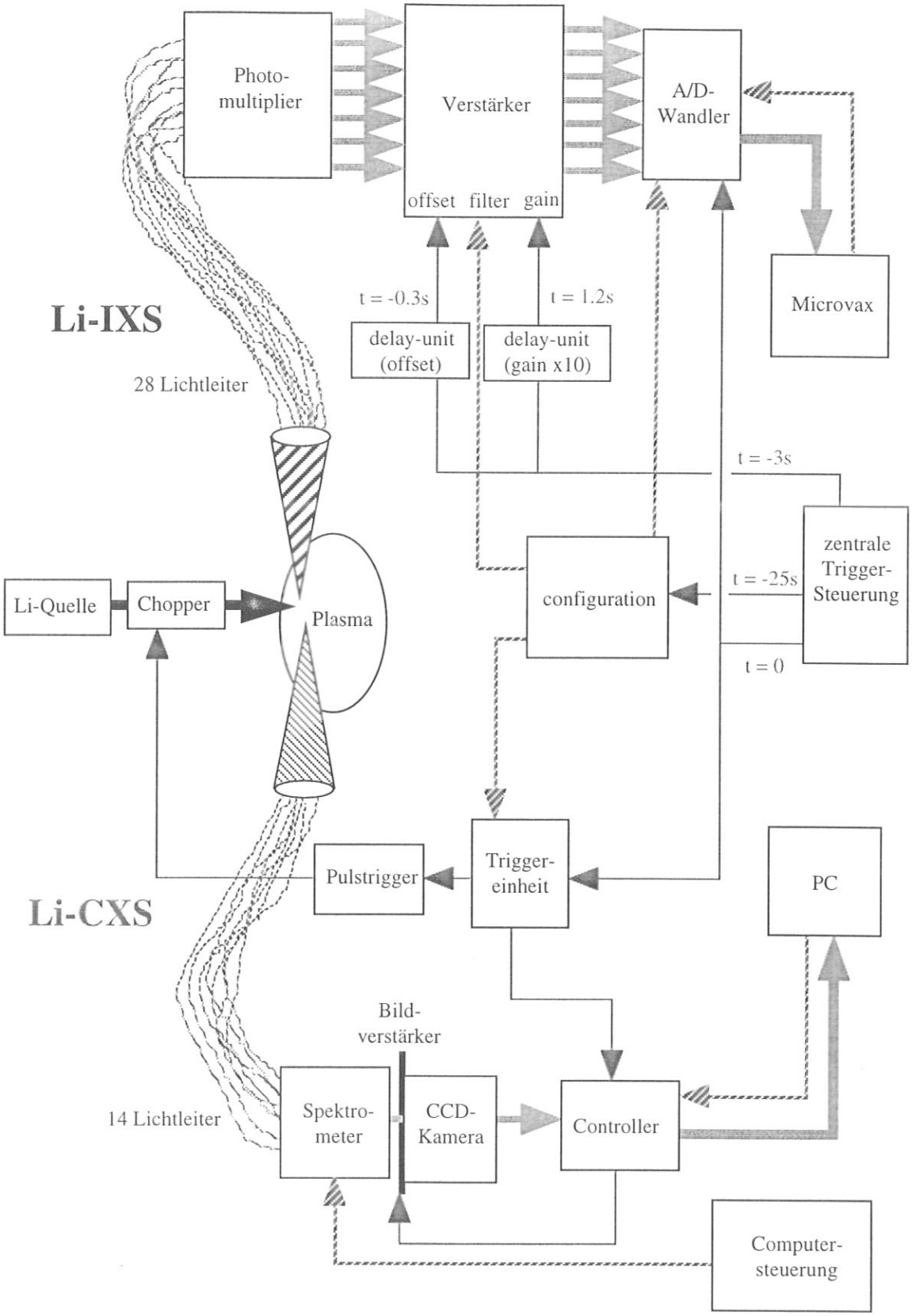


Abb. 17: Schema der Lithiumstrahldiagnostik an W7-AS. Ein zentraler Triggerimpuls löst die koordinierte Aktivierung aller Komponenten aus.

B.2.1.2. Die Datenerfassung

Große Bedeutung kommt der exakten zeitlichen Koordination von Plasmaentladung und Diagnostik zu. Da sich darüber hinaus die Anwendung der Li-CXS auf die Daten der Li-IXS stützt, muß für ausreichend genaue zeitliche und örtliche Abstimmung der beiden Diagnostiken gesorgt werden.

Ionenquelle und Meßgeräte werden durch einen Triggerimpuls seitens der Experimentleitung über eine Reihe von Verzögerungseinheiten aktiviert. Der Zusammenhang der einzelnen Komponenten sowie deren Vernetzung sind in *Abb. 17* schematisch dargestellt.

Der Lithiumstrahl wird in periodischen Intervallen durch Anlegen einer Hochspannung U an parallele Ablenkplatten unterbrochen, um die Bestimmung des Untergrunds zu ermöglichen [*B.3.1.*]. Die elektronische Steuerung dieser Choppereinheit erfolgt mittels derselben Triggerimpulse, die auch die Aufnahmeelektronik steuern, wodurch die einzelnen Messungen eindeutig Perioden mit bzw. ohne Injektion von *Li*-Atomen zugeordnet werden können.

Der aus der Quelle extrahierte Ionenstrom beträgt rund 1 mA. Aus *Abb. 18* ist ersichtlich, daß für Spannungen $U \geq 1300$ V in einem in den Strahl geschwenkten Faradaycup kein Strom mehr detektiert und der Lithiumstrahl somit vollständig abgelenkt wird.

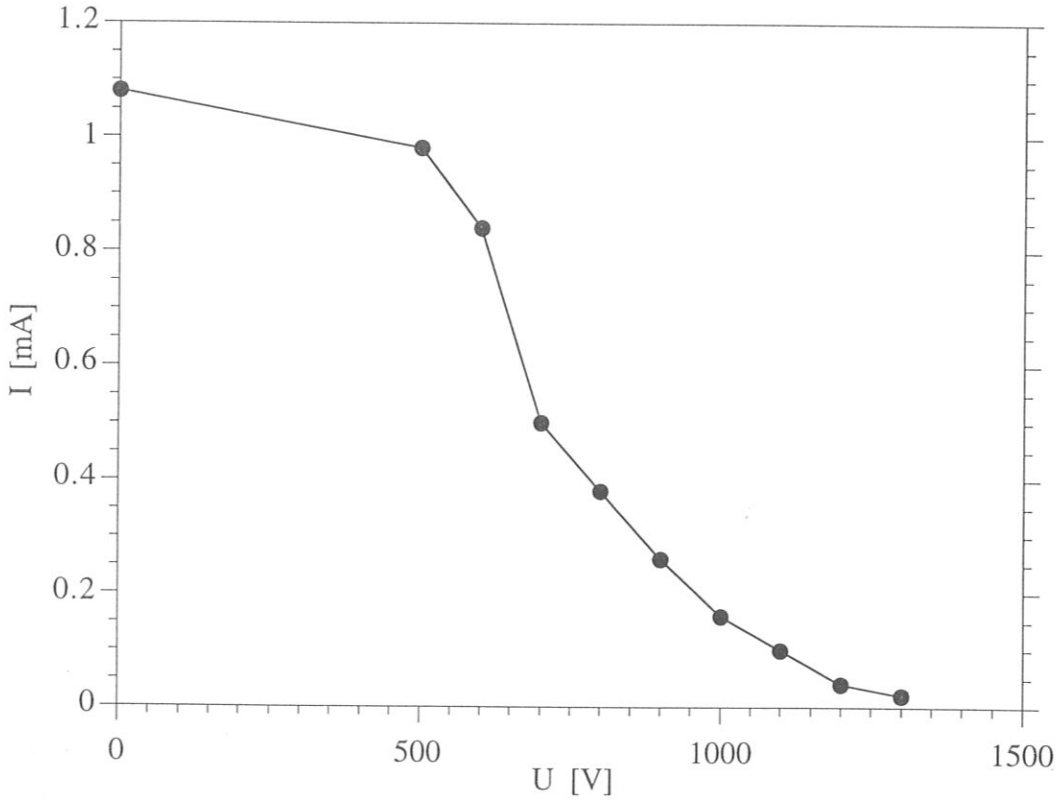


Abb. 18: Überprüfung der Ablenkung des Lithiumstrahls durch den elektrischen Chopper. Bei Spannungen $U > 1300$ V wird der Strahl vollständig abgelenkt und im Faradycup kein Strom mehr detektiert.

B.2.1.3. Versuchsanordnung für Li-CXS

Im Gegensatz zur Li-IXS wurde die von den Lichtleitern der Li-CXS erfaßte Linienstrahlung nicht über Interferenzfilter und Photomultiplier geleitet, sondern mittels Spektrometer und einer CCD-Kamera mit Bildverstärker erfaßt.

Die Emissions-Wirkungsquerschnitte sind im allgemeinen umso größer, je tiefer der Projektilendzustand liegt und je kurzwelliger daher die entsprechende Strahlung ist [*D.1.2.*]. Daraus ergibt sich Bedarf an optischen Elementen, welche möglichst kurzwellige Strahlung erfassen können.

An *W7-AS* war das Spektrometer mit einem Adapter ausgerüstet, der nur die Verwendung eines einzelnen Lichtleiters erlaubte. Messungen an verschiedenen Orten des Lithiumstrahls, die zur Erstellung räumlicher Profile erforderlich sind, konnten daher nur hintereinander durchgeführt werden. Mit einem zusätzlichem System von Photomultipliern und Interferenzfiltern (λ = 529.0 nm) war zwar die gleichzeitige Messung an allen radialen Li-CXS-Positionen möglich, die Absolutkalibrierung dieses Systems und damit die Konzentrationsbestimmung wurde jedoch nicht durchgeführt [*Fiedler 1997*].

B.2.1.3.1. Das Spektrometer

Das Spektrometer (f = 0.75 m, Czerny-Turner-Typ, Acton Research Corporation) ist in *Abb. 19* schematisch dargestellt. Es wurde wahlweise mit einem 1200 Strich/mm-Gitter bzw. einem 1800 Strich/mm-Gitter betrieben und erfaßte damit einen Wellenlängenbereich von 185 nm $\leq \lambda \leq$ 1400 nm.

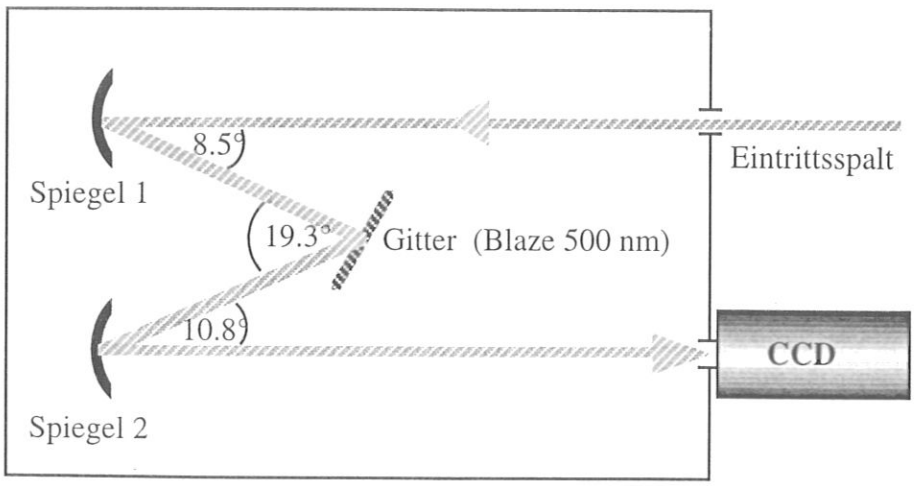


Abb. 19: Schematischer Aufbau des Spektrometers.

Der auf die CCD-Kamera projizierte Spektralbereich umfaßte je nach Gitter und Wellenlänge $9 \leq \Delta\lambda \leq 18$ nm, die spektrale Auflösung betrug 0.018-0.035 nm/Pixel. Die Genauigkeit der Wellenlängeneinstellung dieses Monochromators betrug ±0.2 nm bei $\lambda = 500$ nm mit einer Reproduzierbarkeit von ±0.05 nm.

Die Breite d des Eintrittspalts ist im Bereich $10 \leq d \leq 1000$ µm verstellbar. In Abhängigkeit von der Spaltbreite verändert sich neben der einfallenden Lichtmenge auch die Halbwertsbreite der Spektrallinien, wobei das Verhältnis von Lichtintensität und Linienbreite nach einem Plateau zwischen 70 µm $\leq d \leq$ 110 µm für Spaltbreiten $d \geq 100$ µm abfällt (*Abb. 20*).

Betrachtet man dieselbe Spektrallinie bei unterschiedlichen zentralen Wellenlängen des Spektrometers, so stellt man unterschiedliche Signalhöhen fest (*Abb. 21*). Dies ist darauf zurückzuführen, daß der zweite Spiegel des Spektrometers nicht groß genug ist, um Beugungsverluste zu verhindern. Für Randstrahlen nimmt daher die Intensität im Vergleich zur zentral eingestellten Wellenlänge um bis zu 15% ab.

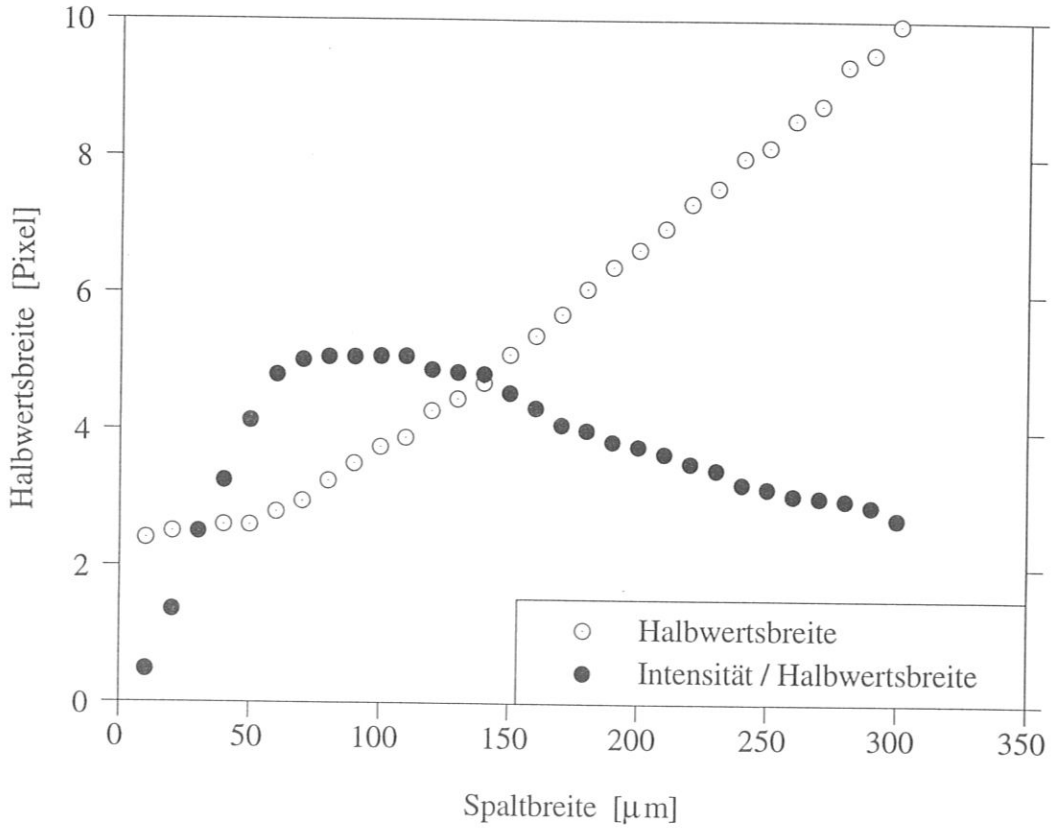


Abb. 20: *Halbwertsbreite (FWHM) der Spektrallinien in Abhängigkeit von der Größe des Eintrittsspalts für das 1200 Strich/mm-Gitter. Ebenfalls gezeigt ist das Verhältnis von durchgelassener Lichtintensität und jeweiliger Linienbreite, welches für 70 µm ≤ d ≤ 110 µm am größten ist.*

Da selbst bei kleinsten Spaltbreiten Details interessierender Linien nicht aufgelöst werden konnten (*Abb. 22*), wurde in Hinblick auf möglichst gute Signal/Untergrund-Verhältnisse mit Spaltbreiten um 100 µm gearbeitet, für die sowohl ausreichende Intensitätsverhältnisse als auch noch ausreichend hohe spektrale Auflösung erzielt werden konnten.

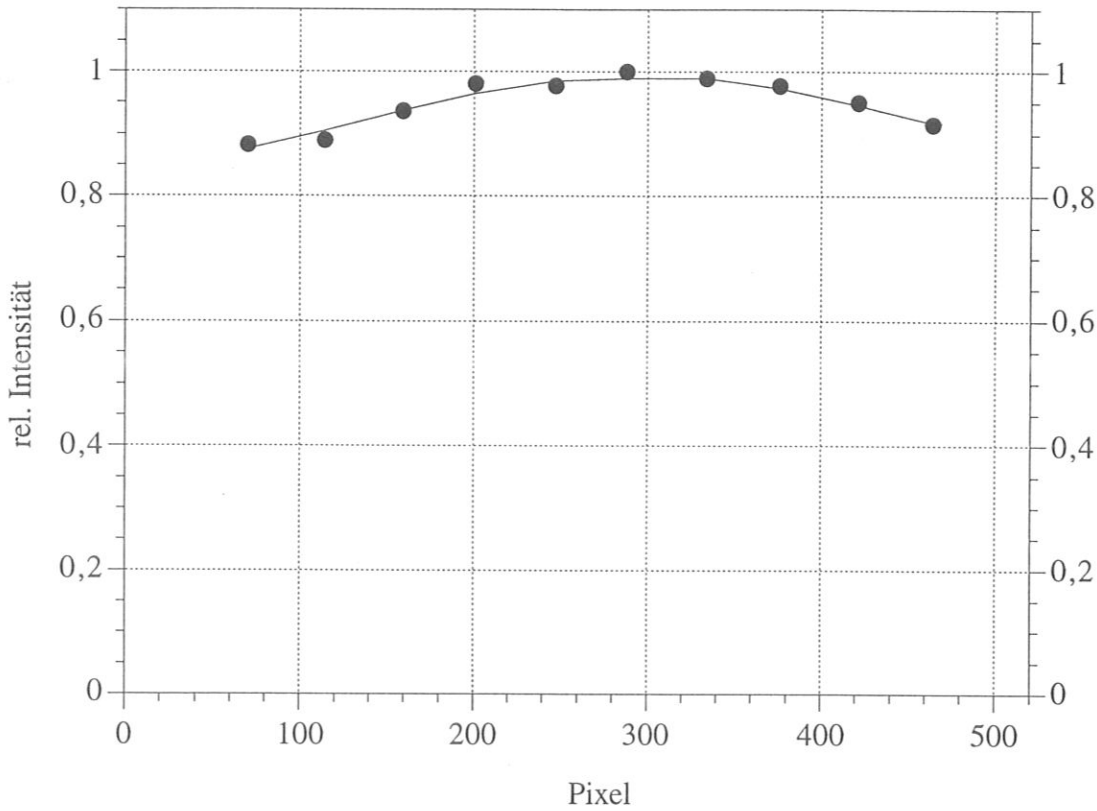


Abb. 21: *Abhängigkeit der Signalhöhe von der relativen Lage der Spektrallinie. Betrachtet man eine Spektrallinie bei unterschiedlichen zentralen Wellenlängen des Spektrometers ($\Delta\lambda < 16$ nm), so ändert sich die scheinbare Intensität derselben Spektrallinie, je nachdem, ob sie auf den Zentral- oder Randbereich des CCD-Chips abgebildet wird.*

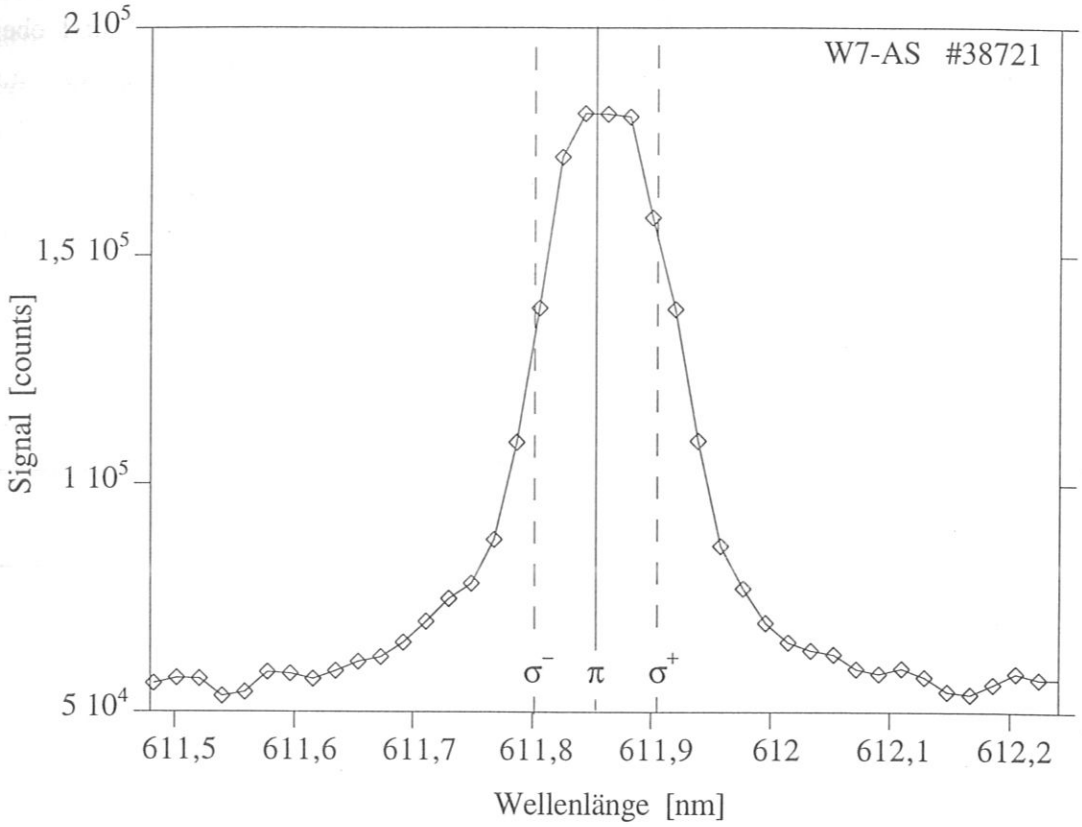


Abb. 22: Messung der Li(3d→2p)-Spektrallinie (λ = 610.4 nm) mit dem 1800 Strich/mm-Gitter bei einer Spaltbreite von 30 µm. Die Linie erscheint durch den Winkel zwischen Strahl- und Beobachtungsrichtung (vgl. Abb. 16) rotverschoben. Gekennzeichnet sind jene Wellenlängen, bei denen die entsprechenden Zeeman-Komponenten [D.1.1.3.] zu erwarten wären.

B.2.1.3.2. Die CCD-Kamera

Die CCD-Kamera (*Proscan*) enthält als lichtempfindlichen Teil einen Chip aus 512×512 Pixel (Pixelgröße 19×19 μm^2) sowie einen Bildverstärker (*Abb. 23*). Die Steuerung des Systems erfolgt über das mitgelieferte Softwarepaket *UDC*. Während die 512 vertikalen Spalten des Chip dem erfaßten spektralen Ausschnitt entsprechen, können die 512 horizontalen Zeilen zu Bereichen zusammengefaßt werden, über deren Bestandteile beim Auslesen jeweils summiert wird. Für die Abbildung von 16 Lichtleitern (*ASDEX Upgrade*) auf den Chip erfolgte daher eine Unterteilung in 16 Fenster, während im Fall der Verwendung eines Einzellichtleiters (*W7-AS*) nur 1 Fenster definiert wurde.

Die Auslesegeschwindigkeit ist wählbar zwischen 14 bit (1 MHz) und 8 bit (5 MHz). Die Wartezeiten zwischen Aufnahme- und Auslesevorgang [*predelay, postdelay*] sind ebenfalls variabel, was insbesondere bei Verwendung eines Bildverstärkers von Bedeutung ist.

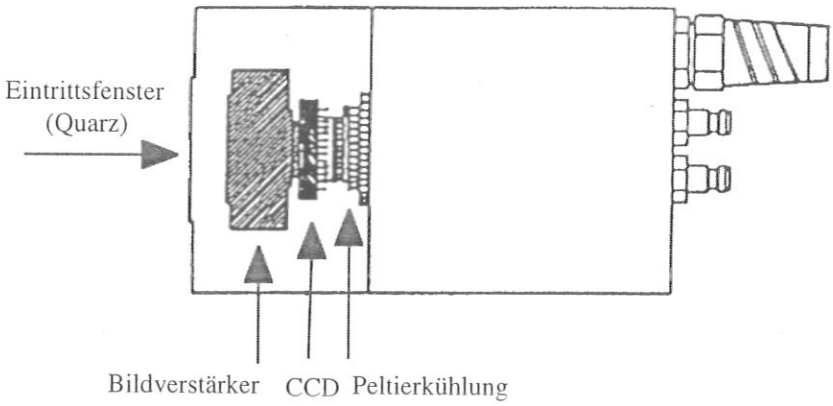


Abb. 23: Schnitt durch die CCD-Kamera.

Die gesamte Auslesezeit ist durch die Anzahl der Fenster festgelegt, in die der Chip unterteilt wird (Richtwert etwa 2 ms/Fenster). Typische Belichtungszeiten an *W7-AS* waren 5 ms und 13 ms, korrelierend mit Zeitintervallen von 10 ms bzw. 20 ms zwischen 2 Aufnahmen.
Die Belichtungszeit wurde je nach Spektrallinie und gewünschter zeitlicher Auflösung gewählt. Längeres Belichten verbesserte ebenso wie die Verbreiterung des Eintrittsspalts die Photonenstatistik und damit das Signal/Untergrund-Verhältnis. Die Kühlung des Chip erfolgte durch ein 3-Stufen-Peltierelement.

B.2.1.3.3. Der Bildverstärker

Für die Kombination Bildverstärker+Chip wurde vom Hersteller (*Proscan*) eine durch die Phosphorschicht (*P20, Proxitronic*) des Bildverstärkers bestimmte Empfindlichkeitskurve im Spektralbereich $200 \leq \lambda \leq 800$ nm angegeben.
Die Überprüfung wurde mittels einer Halogen-Konstantlichtquelle (Ulbricht-System, *Labsphere*) durchgeführt, die in den Raumwinkel $\Omega = 4\pi$ sr homogen abstrahlt. Bei Wellenlängen $\lambda < 330$ nm wurde kein Signal mehr detektiert (*Abb. 24*), was auf UV-undurchlässige Glaslinsen am Beginn der Lichtleiter zurückgeführt werden konnte, sodaß Messungen bei kurzwelligerer Emission an *W7-AS* nicht möglich waren.

Der Bildverstärker konnte mit Spannungen zwischen $450 \leq U \leq 900$ V (regelbar in 50 V-Schritten) betrieben werden, wobei hinsichtlich optimaler Signal/Untergrund-Verhältnisse (*Abb. 25*). möglichst niedrige Spannungen verwendet wurden.

Bei Bestrahlung durch eine Wolframbandlampe zeigte sich eine leicht erhöhte Empfindlichkeit in den horizontalen Randbereichen des Chip (*Abb. 26*). Das für Messungen von unterschiedlich intensiven Spektralinien entscheidende lineare Antwortverhalten wurde durch Lichtabsschwächung mittels Graufilter geprüft (*Abb. 27*).

Mit dem Nachleuchtverhalten der Phosphorschicht wurde eine wichtige Quelle systematischer Fehler untersucht. Eine mögliche Beeinträchtigung der Messungen durch dieses Verhalten ergibt sich daraus, daß bei Verwendung von langsamen lichtempfindlichen Systemen während des zeilenweisen Auslesevorgangs des CCD-Chips Intensität infolge der Phosphoreszenz hinzugefügt wird. Dieser Effekt ist für die zuletzt ausgelesenen Chip-Bereiche am größten, welche daher einen zu hohen Meßwert anzeigen können. Möglichst schnell reagierende Detektorsysteme sind aus diesem Grund hinsichtlich möglichst großer Zeitauflösung vorteilhaft [*Thomas et al. 1997*].

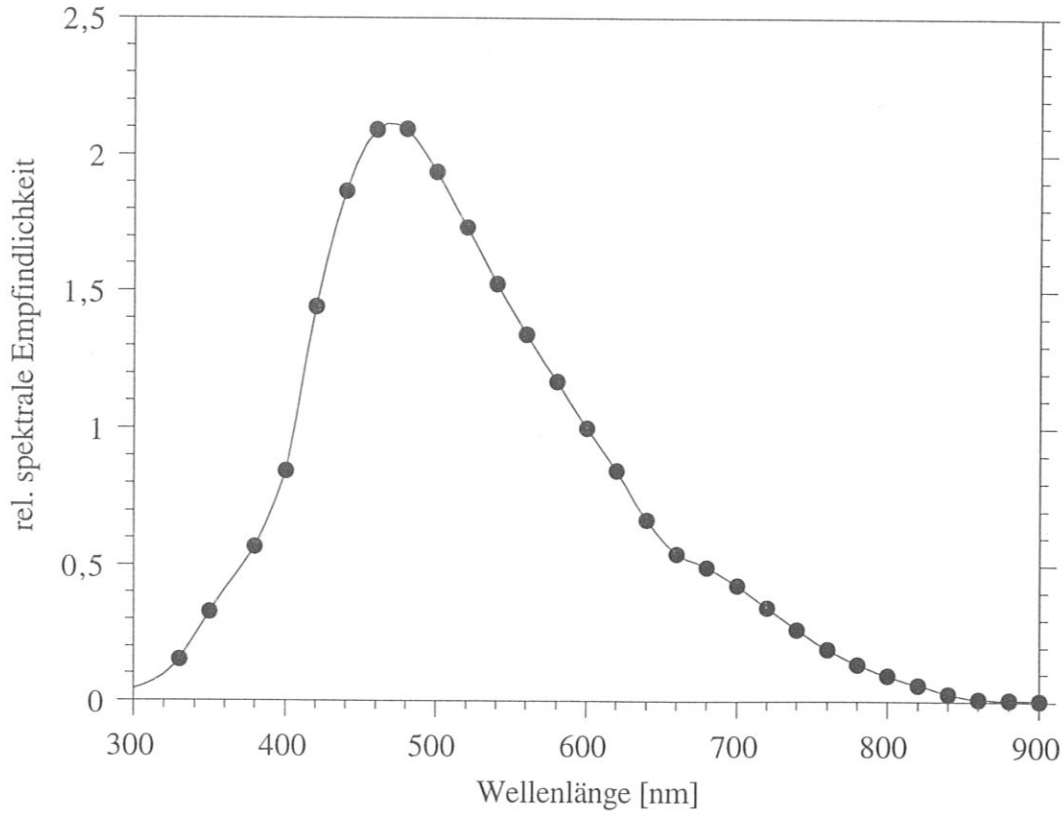


Abb. 24: *Normierte spektrale Empfindlichkeit der Li-CXS-Diagnostik an W7-AS.*

Für den verwendeten Phosphor P20 wird der Abfall der Leuchtdichte in 2 Stufen beschrieben: von 90% auf 10% in 4 ms, von 10% auf 1% in 55 ms. Der Überprüfung des Detektor-Ansprechverhaltens in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern wurde besondere Aufmerksamkeit geschenkt (*Abb. 28, 29, 30*). Meßfehler konnten durch geeignete Wahl der Zeitintervalle zwischen Messungen vermieden werden.

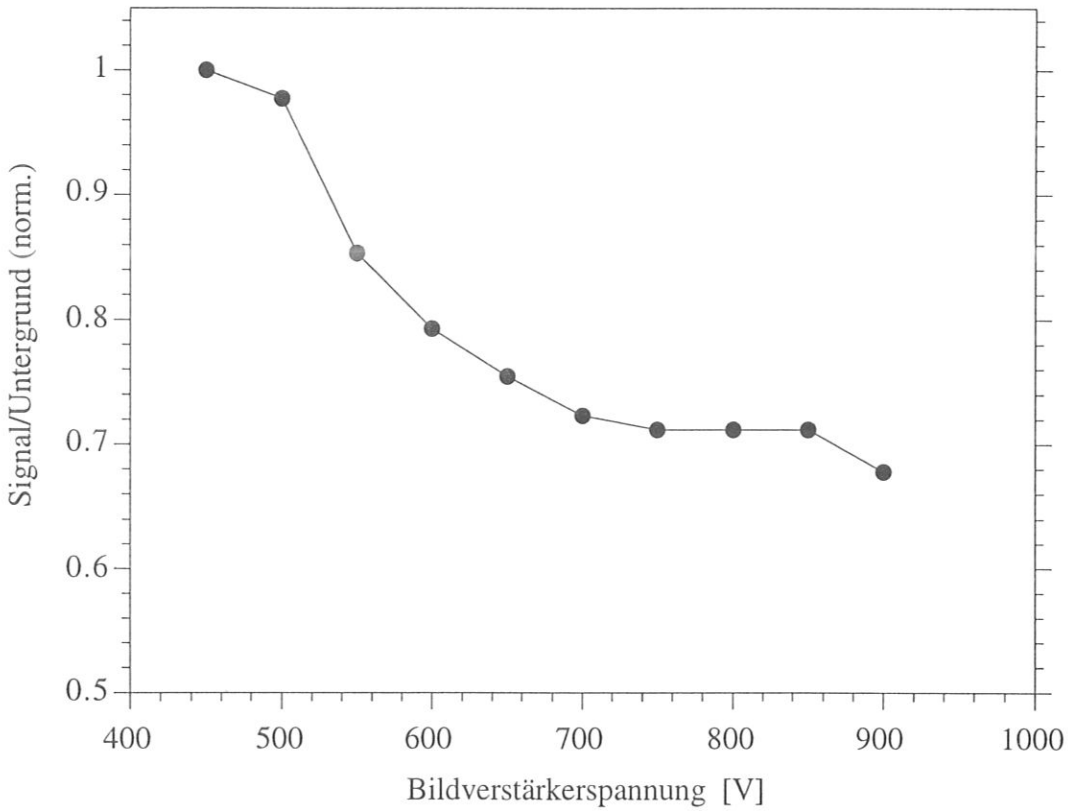


Abb. 25: *Signal/Untergrund-Verhältnisse in Abhängigkeit von der Bildverstärker-Hochspannung.*

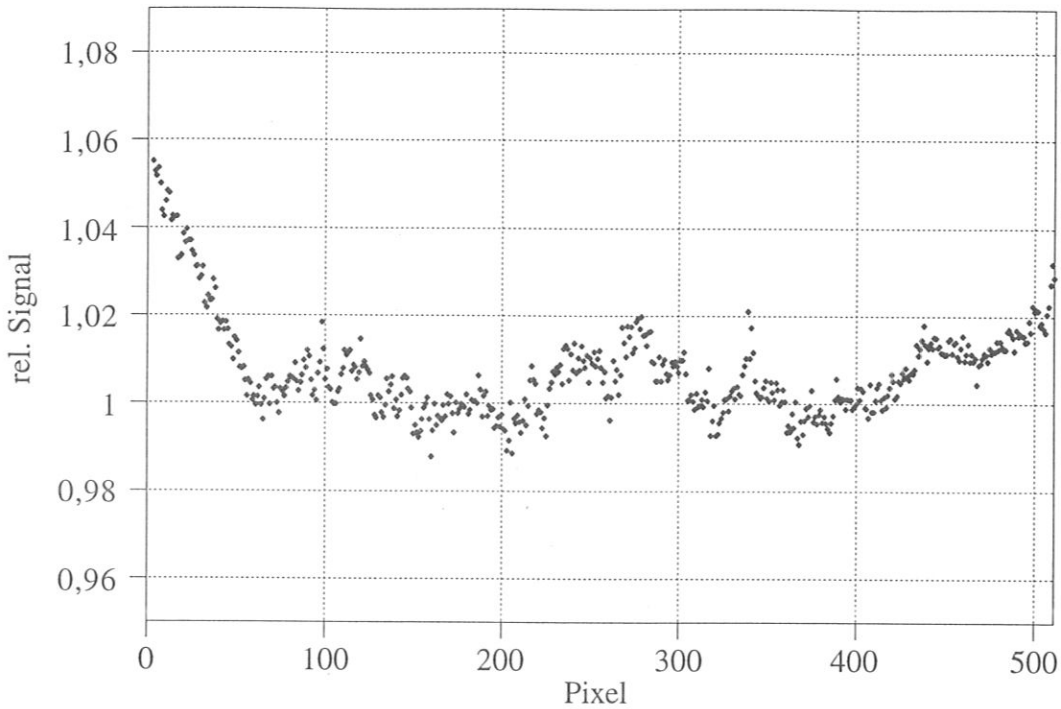


Abb. 26: Bei Beleuchtung durch eine Wolframbandlampe zeigt sich innerhalb einzelner Zeilen des Chips eine leicht erhöhte Empfindlichkeit der Zentral- und Randbereiche.

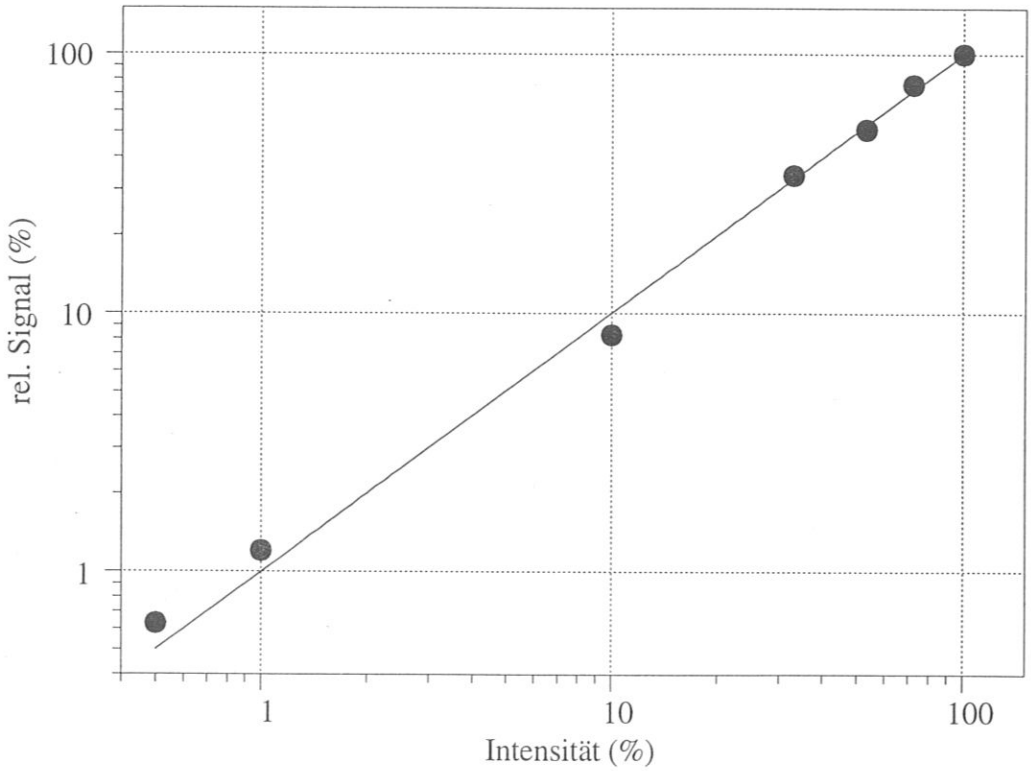


Abb. 27: Überprüfung des linearen Zusammenhangs zwischen der einfallenden Intensität und dem von der CCD-Kamera registrierten Signal. Die Abschwächung der Lichtquelle erfolgte durch Graufilter. Bis zu Abschwächungen auf etwa 1% folgt das Signal der theoretischen Kurve, darunter zeigen sich Abweichungen um bis zu 25%. Diese Abweichungen sind umso kleiner, je größer das ursprüngliche Signal und damit die erzielte digitale Auflösung ist.

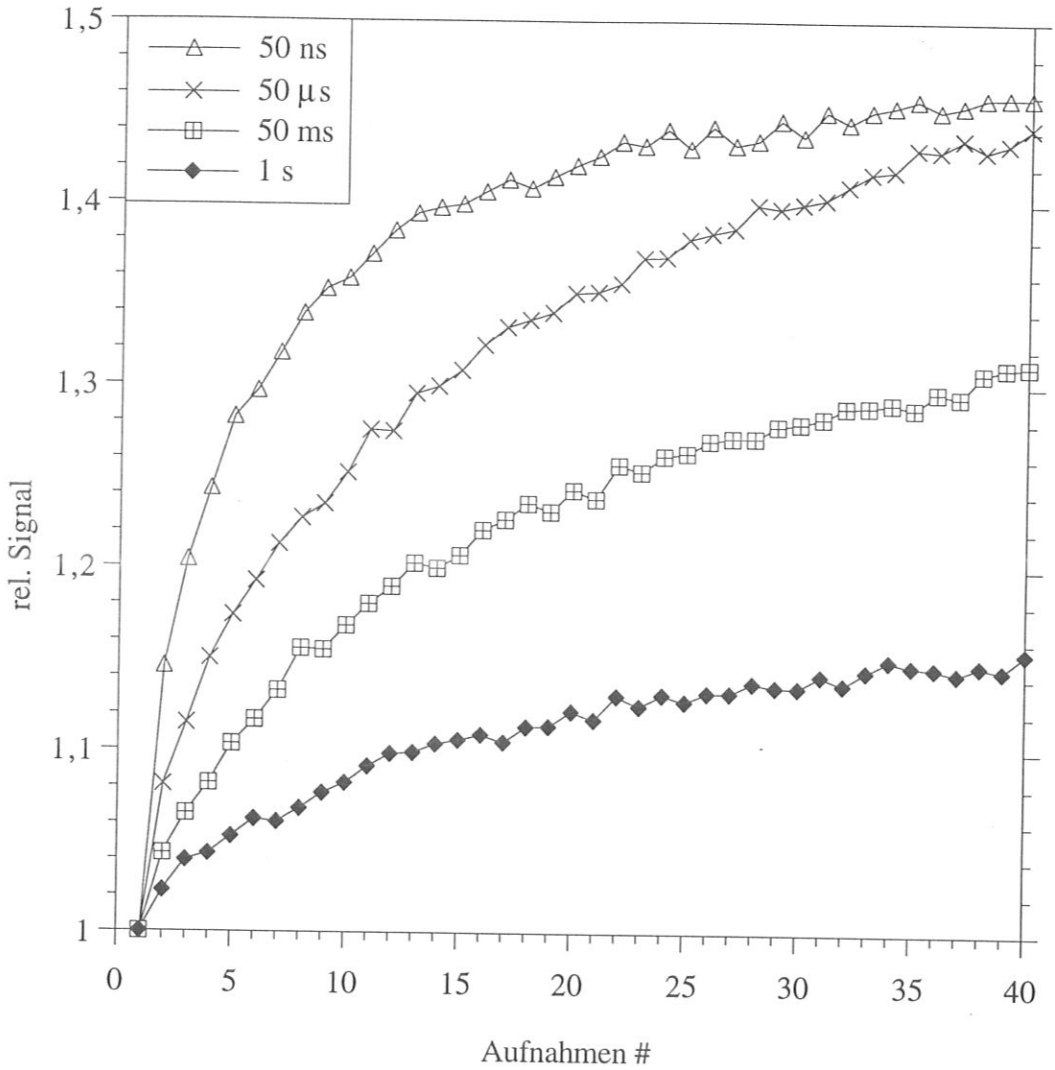


Abb. 28: *Untersuchung des Phosphoreszenzverhaltens des Bildverstärkers in einer Serie unmittelbar aufeinanderfolgender Belichtungen. Das beobachtete Anwachsen des detektierten Signals (normiert auf den Wert der ersten Aufnahme) bei konstanter Beleuchtung der CCD-Kamera zeigt eine deutliche Abhängigkeit von der Verzögerung des Auslesevorgangs. Je mehr Zeit (postdelay) zwischen Belichtung und Auslesen vergeht, umso weniger wächst das registrierte Signal. Dieser Effekt wird durch zusätzliche Zeitintervalle zwischen den einzelnen Belichtungen weiter verstärkt, sodaß Meßfehler aufgrund der Nachleuchtcharakteristik vermieden werden konnten.*

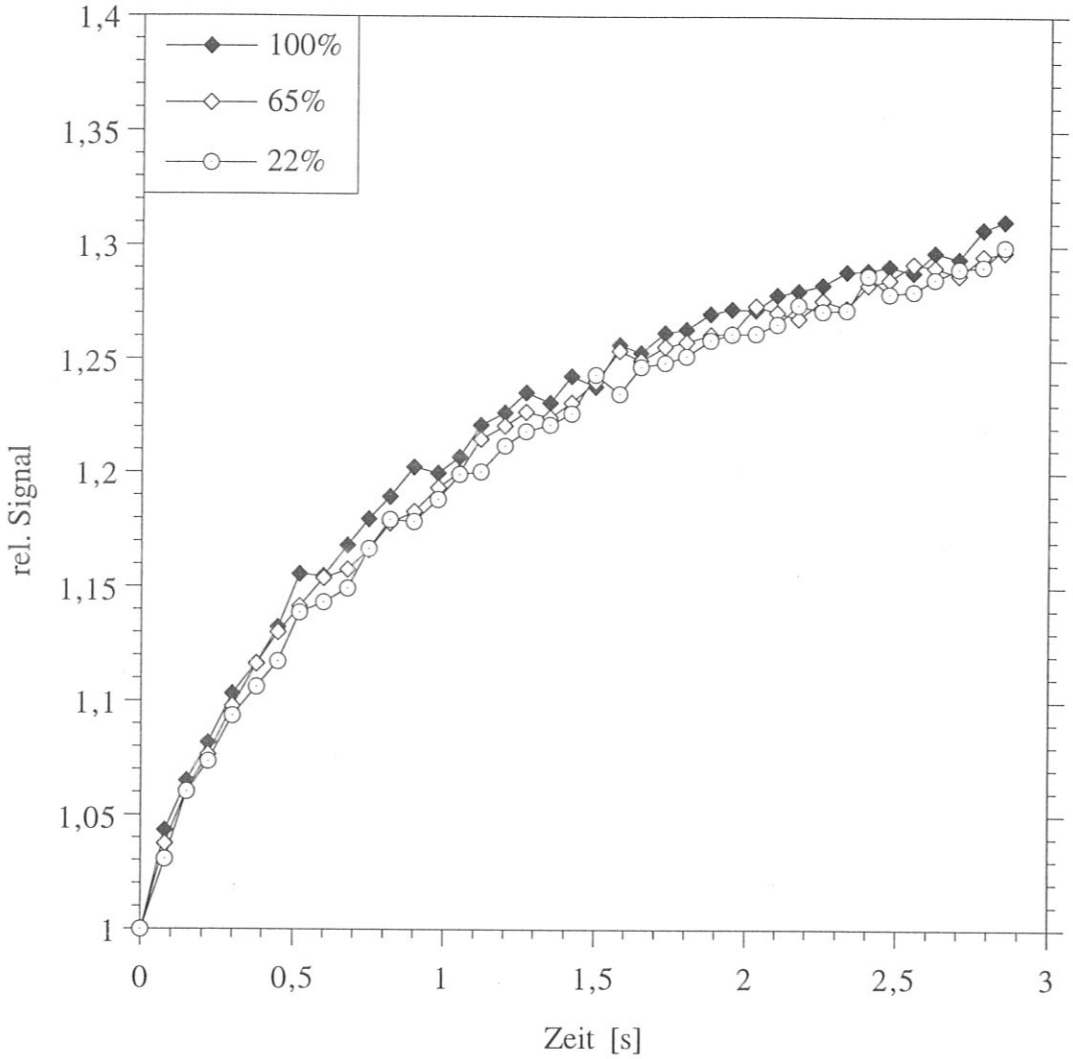


Abb. 29: *Untersuchung der Abhängigkeit des Nachleuchtens des Bildverstärkers von der auftreffenden Lichtintensität in einer Serie unmittelbar aufeinanderfolgender Belichtungen (Signale normiert auf die erste Aufnahme). Unterschiedlich starke Beleuchtungen bei sonst gleichen Parametern wirken sich auf die beobachteten Nachleuchteffekte kaum aus.*

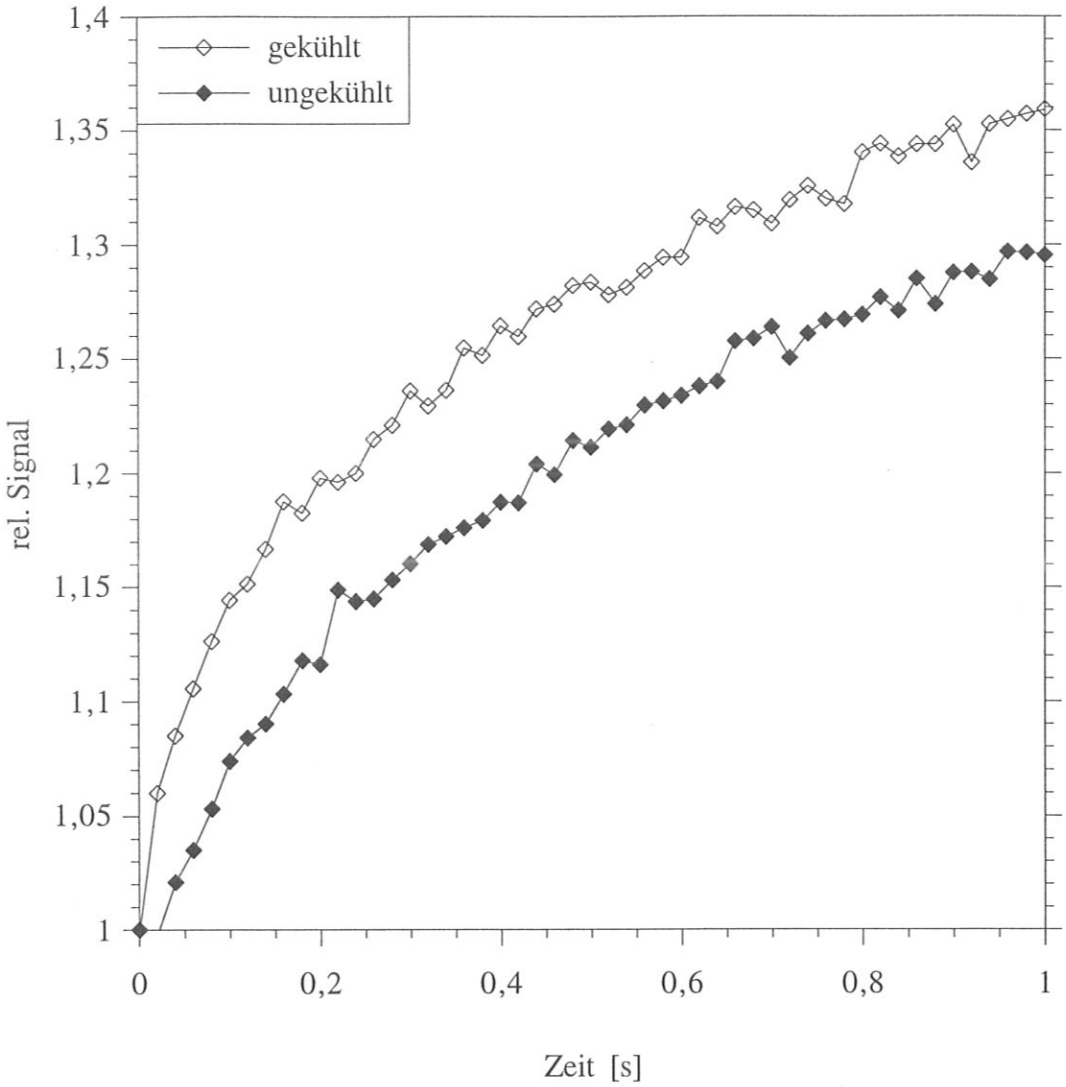


Abb. 30: *Untersuchung der Abhängigkeit des Nachleuchtens des Bildverstärkers von der Temperatur des Detektors. Das eingebaute Peltier-Element kann nur ein- oder ausgeschalten werden, sodaß unterschiedliche Temperaturen nur durch das zufließende Wasser geregelt werden könnten. Die günstigere Nachleuchtcharakteristik des ungekühlten Bildverstärkers stand im Gegensatz zum erhöhten Signal/Untergrund-Verhältnis, sodaß mit Kühlung insgesamt bessere Ergebnisse erzielt wurden.*

B.2.2. Diagnostik am Tokamak *ASDEX Upgrade*

Die Lithiumstrahl-Diagnostik an *ASDEX Upgrade* mußte 1997 an einem anderen Platz aufgebaut werden. Der Injektor ist nun knapp oberhalb der Mittelebene montiert, wodurch sich im Vergleich zum vorherigen Standort massive Änderungen des lokalen Magnetfeldes und der Sichtlinien ergeben haben. Sämtliche optischen Systeme wurden neu konzipiert.

B.2.2.1. Die optischen Systeme

Der Lithiumstrahl wird mit 3 optischen Systemen von verschieden Stellen aus im Torus beobachtet (*Abb. 31*). Während die Li-IXS-Optik eine blauverschobene *LiI*-Linie von oben betrachtet, detektieren die Li-CXS-Optik und eine Optik zur Messung der Neutralteilchendichte rotverschobene LiI-Emissionen von der Unterseite des Torus. Sowohl Li-IXS- als auch Li-CXS-Optik [*Brandenburg et al. 1997*] beobachten den Strahl auf einer Länge von ca. 15 cm (*Tab. 3*).

Lichtleiter CXS	z_{Li} [cm]	Lichtleiter IXS	z_{Li} [cm]
16	26.2	1	27.0
15	27.2	2	27.4
14	28.2	4	28.3
13	29.2	6	29.2
12	30.2	8	30.1
11	31.2	11	31.4
10	32.2	13	32.3
9	33.2	15	33.2
8	34.2	18	34.5
7	35.2	20	35.3
6	36.2	22	36.2
5	37.2	24	37.1
4	38.2	27	38.4
3	39.2	29	39.3
2	40.2	31	40.2
1	41.2	33	41.1

Tab. 3: Lage der Meßpunkte an ASDEX Upgrade in Bezug auf Li-Strahlkoordinaten z_{Li}. Von den Lichtleitern der Li-IXS sind nur jene angegeben, die den Strahl im selben Bereich erfassen wie die Li-CXS-Optik.

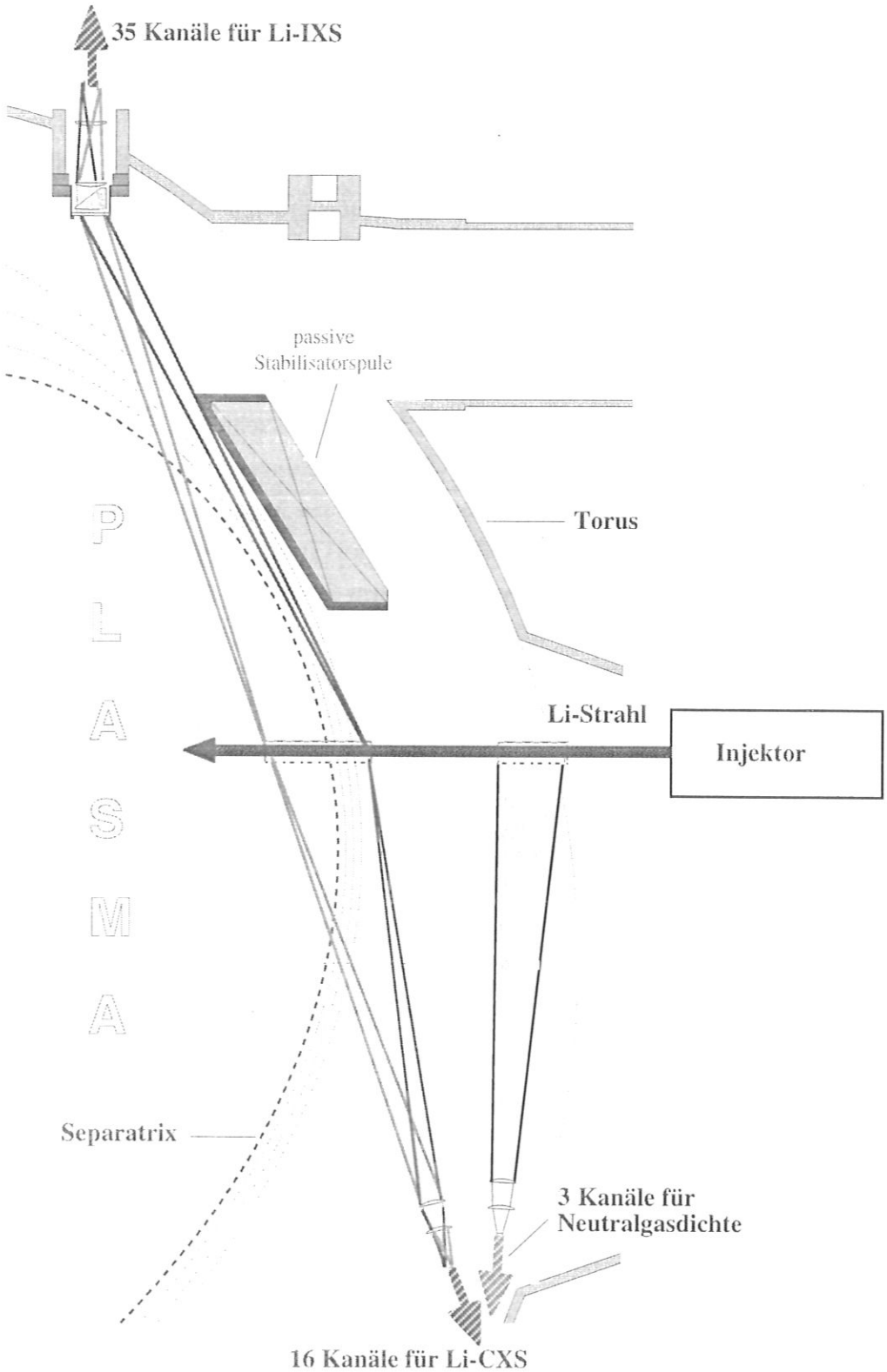


Abb. 31: *Querschnitt durch ASDEX Upgrade am Ort der Li-Diagnostik.*

B.2.2.2. Der Li-Injektor

Der an *ASDEX Upgrade* eingesetzte Injektor ist jenem an *W7-AS* ähnlich. Nachdem sich infolge der Übersiedlung der Diagnostik erhebliche Schwierigkeiten beim Einschuß des Li-Neutralstrahls eingestellt hatten, waren Modifikationen der Magnetfeldabschirmung notwendig.

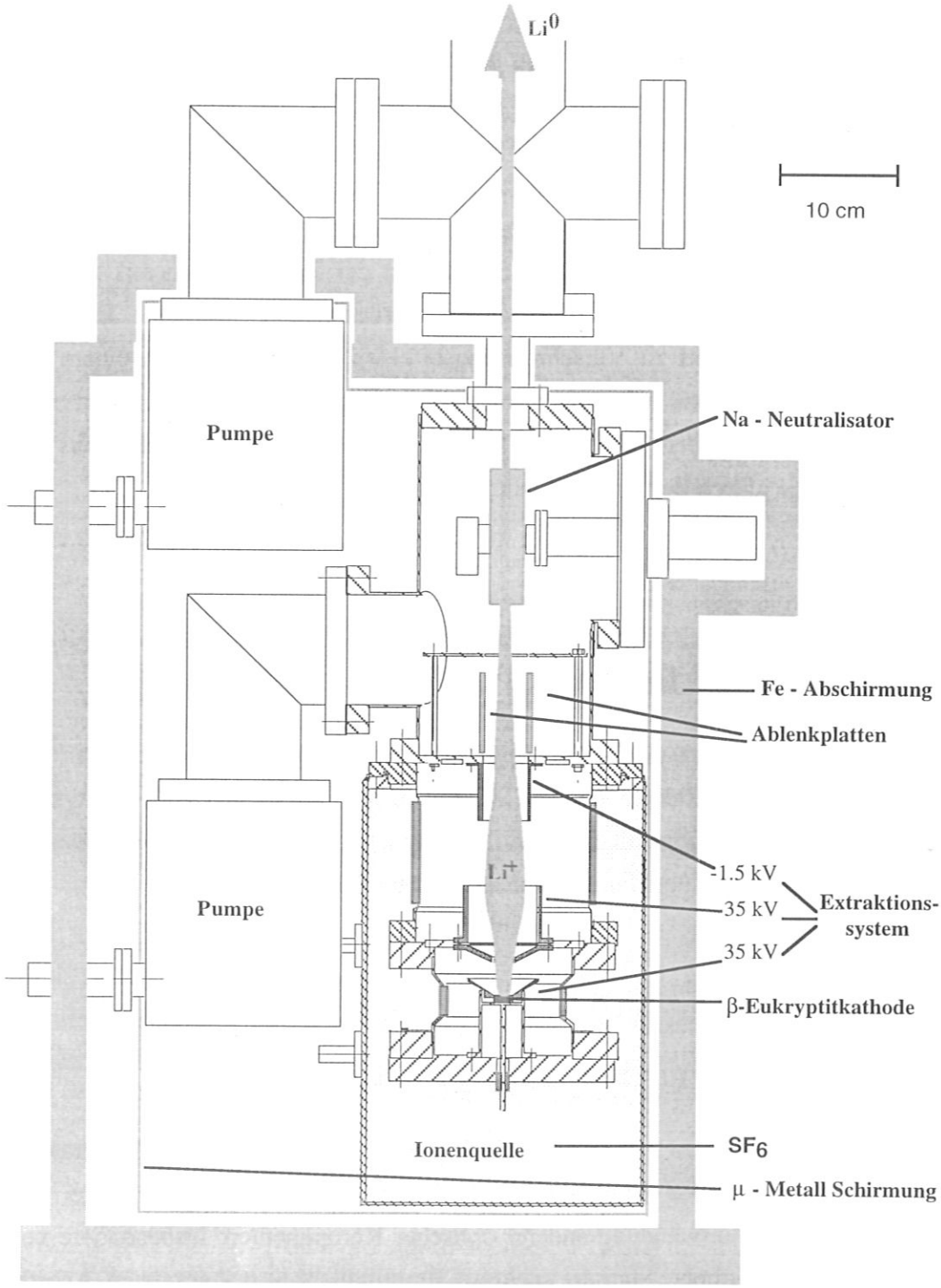


Abb. 32: Schnitt durch den Li-Injektor an ASDEX Upgrade (um 90° gedreht dargestellt).

Aus einer erhitzten β-Eukryptit-Keramik ($LiO_2 \cdot Al_2O_3 \cdot 2SiO_2$) werden Li^+-Ionen extrahiert und durch ein unter Hochspannung stehendes Blendensystem beschleunigt. Diese Ionen werden anschließend in einerm mit *Na*-Dampf gefüllten Rohr durch Ladungsaustausch von *Na*-Atomen neutralisiert und als Neutralstrahl in das Plasma injiziert.
Die zu wählende Extraktionsspannung ergibt sich als Kompromiß zweier Überlegungen. Einerseits kann infolge des Raumladungsgesetzes $I_{ion} \propto E^{3/2}$ umso mehr Li^+-Strom extrahiert werden, je höher die Strahlenergie ist, sodaß in Hinblick auf gute Signal/Untergrund-Verhältnisse hohe Energien von Vorteil sind. Dem gegenüber sind atomare Fakten zu beachten, die eine maximale Strahlgeschwindigkeit bestimmen.
Zum einen sinken die Wirkungsquerschnitte für Ladungsaustauschprozesse mit zunehmender Relativgeschwindigkeit zwischen den Stoßpartnern stark ab, wodurch die zu erwartenden Li-CXS-Signale beeinträchtigt werden. Vom Standpunkt der Li-IXS-Diagnostik aus müssen die Lebensdauern der relevanten *LiI*-Übergänge berücksichtigt werden. Eine zu große Strahlgeschwindigkeit führt zu Verschmierungseffekten, d.h. daß auf in einem bestimmten Volumselement stattfindende Anregungsprozesse die entsprechenden Emissionen erst in einem davon entfernt liegenden Bereich folgen. Die am Ort eines beliebigen Lichtleiters detektierten Signale würden also durch Beiträge aus anderen Radialbereichen verfälscht.

B.2.2.3. Die Datenerfassung

Das Datenerfassungssystem an *ASDEX Upgrade* unterscheidet sich von jenem an *W7-AS* vor allem dadurch, daß die Rohdaten der Li-CXS-Diagnostik im lokalen AFS-Filesystem ebenso wie die Daten anderer Diagnostiken zentral zugänglich sind. Diese Art der Datenverwaltung ermöglicht den ständigen Zugriff auf Daten aller Diagnostiken.

B.2.2.4. Versuchsanordnung für Li-CXS

Für die Anwendung der Li-CXS an *ASDEX Upgrade* wurden dieselben Meßgeräte eingesetzt wie für die entsprechenden Messungen an *W7-AS* [*B.2.1.3.*]. Der einzige wesentliche Unterschied lag in der Verwendung anderer optischer Komponenten, insbesondere von Linsen aus Quarzglas. Damit erhöhte sich die spektrale Empfindlichkeit der gesamten Anordnung bei kürzeren Wellenlängen. Allerdings verursachten die mit ca. 50 m relativ langen Lichtleiter (∅ 400 µm) Verluste im kurzwelligen Spektralbereich. Eine absolute Kalibrierung der

Empfindlichkeit bei Wellenlängen $\lambda < 300$ nm konnte bis jetzt mangels geeigneter Lichtquellen nicht erfolgen (*Abb. 33*).

Die Li-CXS-Messungen erfolgten gleichzeitig an 16 radialen Positionen (*Abb. 34*), sodaß der Chip der CCD-Kamera in 16 Bereiche unterteilt und diese zueinander kalibriert werden mußten. Wegen der geringen Intensität wurde eine relativ lange Belichtungszeit von 28 ms gewählt, während die Auslesezeit für alle 16 Fenster 33 ms betrug. Unter Berücksichtigung der maximalen Anzahl an Belichtungen pro Triggerimpuls wurde die Zeitauflösung der Li-CXS-Diagnostik mit 55 ms festgelegt, sodaß pro Plasmaentladung (max. 10 Sekunden) rund 7 Sekunden lang gemessen werden konnte.

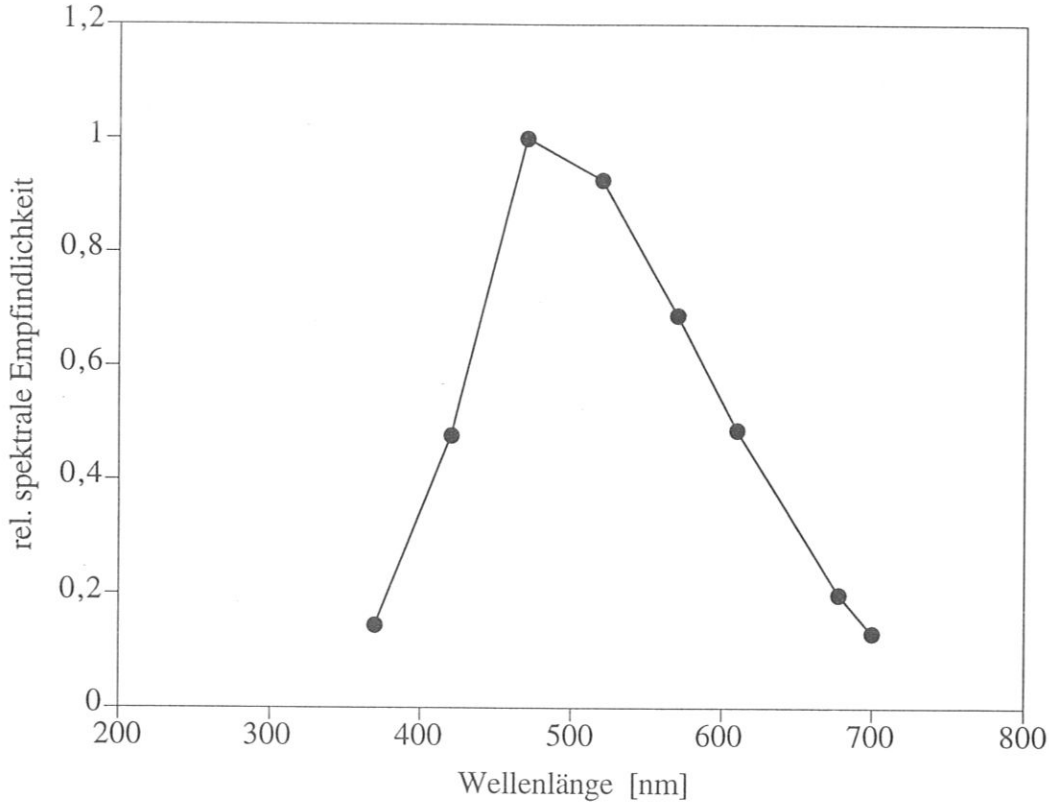


Abb. 33: Mittels Konstantlichtquelle bestimmte normierte spektrale Empfindlichkeit der Li-CXS-Diagnostik an ASDEX Upgrade [Schweinzer 1998]. Mangels absolut kalibrierter Lichtquellen für den UV-Bereich konnte die Absolutkalibrierung des Li-CXS-Systems für $\lambda < 300$ nm nicht durchgeführt werden.

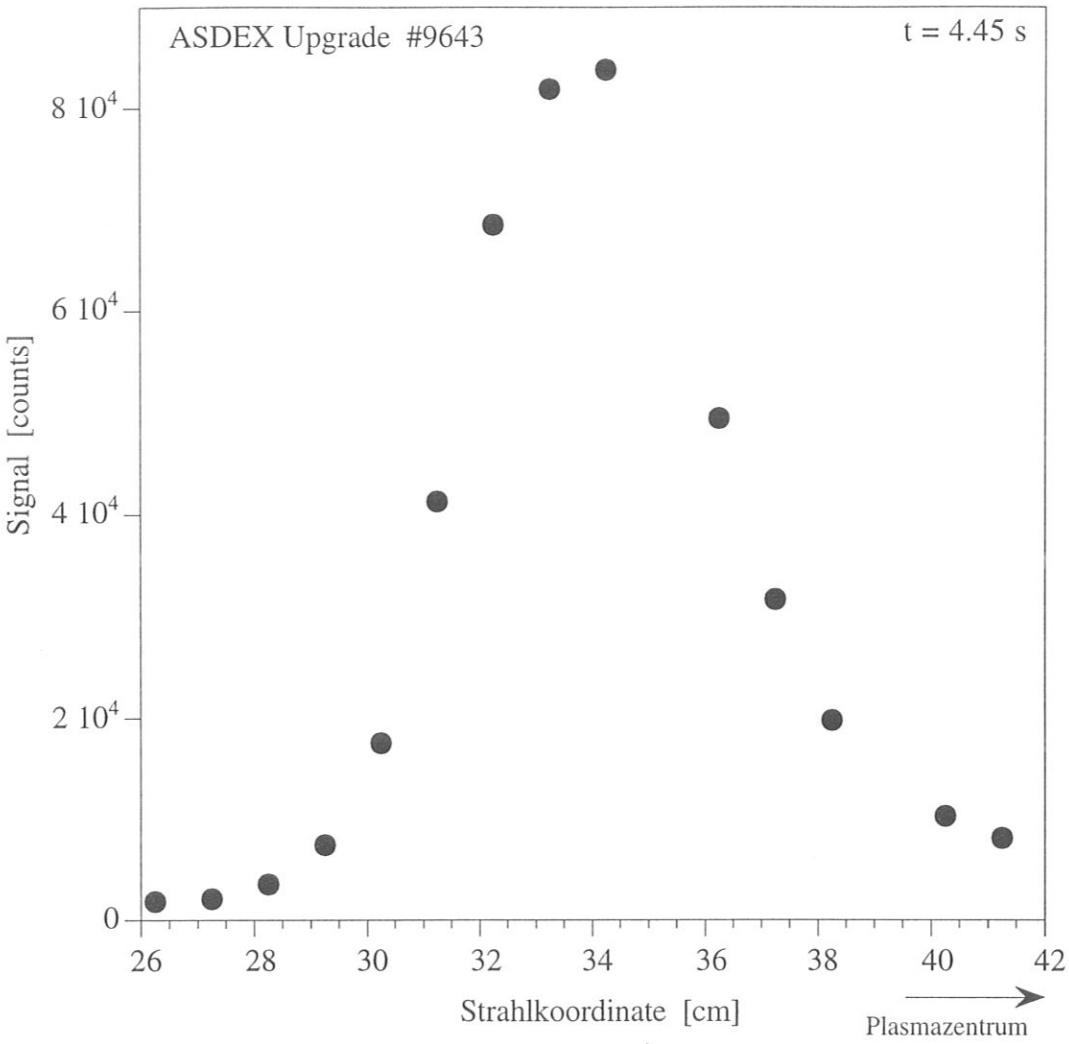


Abb. 34: *Mittels Li-CXS-Anordnung bestimmtes Profil der Li(2p→2s)-Emission. Die Lichtleiter #3 bzw. #7 (entsprechend den Fenstern #10 bzw. #14) konnten wegen mechanischer Beschädigung nicht verwendet werden.*

B.3. Überprüfung der Li-Strahl-Modellierung

Erste Testmessungen mit der Li-CXS-Anordnung wurden anhand der Beobachtung von *LiI*-Spektrallinien in *W7-AS*-Plasmen gemacht. Neben technischen Fragestellungen stand dabei die Überprüfung der bestehenden Modellierung der Wechselwirkung von Strahl und Plasma im Vordergrund. Zu diesem Zweck mußten Besetzungsverhältnisse der *Li(nl)*-Zustände experimentell bestimmt und mit Ergebnissen der Modellrechnungen verglichen werden.

B.3.1. Methodik der Bestimmung von *Li(nl)*-Populationen

Da die Li-CXS-Diagnostik im Gegensatz zur Li-IXS-Diagnostik, welche die Elektronendichte in Form von Absolutwerten liefert, nur Relativwerte mißt, konnten quantitative Ergebnisse nur durch Verknüpfung mit den Li-IXS-Ergebnissen erzielt werden.

Mit der gleichzeitigen Messung des Übergangs *Li(2p→2s)* war eine Möglichkeit gegeben, die beiden Diagnostiken zueinander zu kalibrieren und anschließend die Populationen höherer *Li(nl)*-Niveaus zu bestimmen. Das Zusammenwirken von *Li(nl)*-Besetzung und spektraler Empfindlichkeit der Li-CXS-Komponenten beschränkte die *Li(nl)*-Messungen dabei auf wenige Übergänge, da höhere *Li(nl)*-Energieniveaus einerseits viel schwächer besetzt sind und andererseits Übergänge aus diesen Niveaus meist zu Emission im nicht-sichtbaren Spektralbereich führen (*Abb. 35*).

Zur Kalibrierung wurde jedem Li-CXS-Lichtleiter der jeweils nächstliegende Li-IXS-Lichtleiter zugeordnet (vgl. *Tab. 2, 3*). Zunächst mußte mithilfe des elektrischen Choppers für den jeweils verwendeten CXS- bzw. IXS-Lichtleiter der Untergrund von der gemessenen Gesamtintensität abgezogen werden. Dazu wurden die Meßwerte in den einzelnen Intervallen mit bzw. ohne *Li*-Strahl jeweils gemittelt. Der Untergrund während der Intervalle mit aktivem Strahl wurde durch lineare Interpolation der Meßwerte berechnet.

Der Breite des Spektralbereichs, in dem die CXS-Daten zusammengefaßt wurden, war dabei so zu wählen, daß die Spektrallinien darin zur Gänze enthalten waren. So wie die bekannte *Na(3p→3s)*-Doppellinie ist auch der Übergang *Li(2p→2s)* ein Dublett, allerdings mit einem Spektralabstand der Komponenten von nur $\Delta\lambda \approx 0.011$ nm, was bei Verwendung eines 1800 Strich/mm-Gitters einer Breite von nur etwa 0.5 Pixel entspricht. Die Feinstruktur bewirkt eine nicht meßbare Aufspaltung der *Li(3d→2p)*-Emission von $\Delta\lambda \approx 0.001$ nm, während ein Magnetfeld von $B = 2.5$ T zu einer Linienverbreiterung infolge Zeeman-Aufspaltung von $\Delta\lambda \approx 0.043$ nm bzw. 2 Pixel führt [*Haken-Wolf 1990*].

Der Kalibrierungsfaktor F_{LL} wurde für jeden Lichtleiter *LL* gemäß (*b.7*) gewonnen.

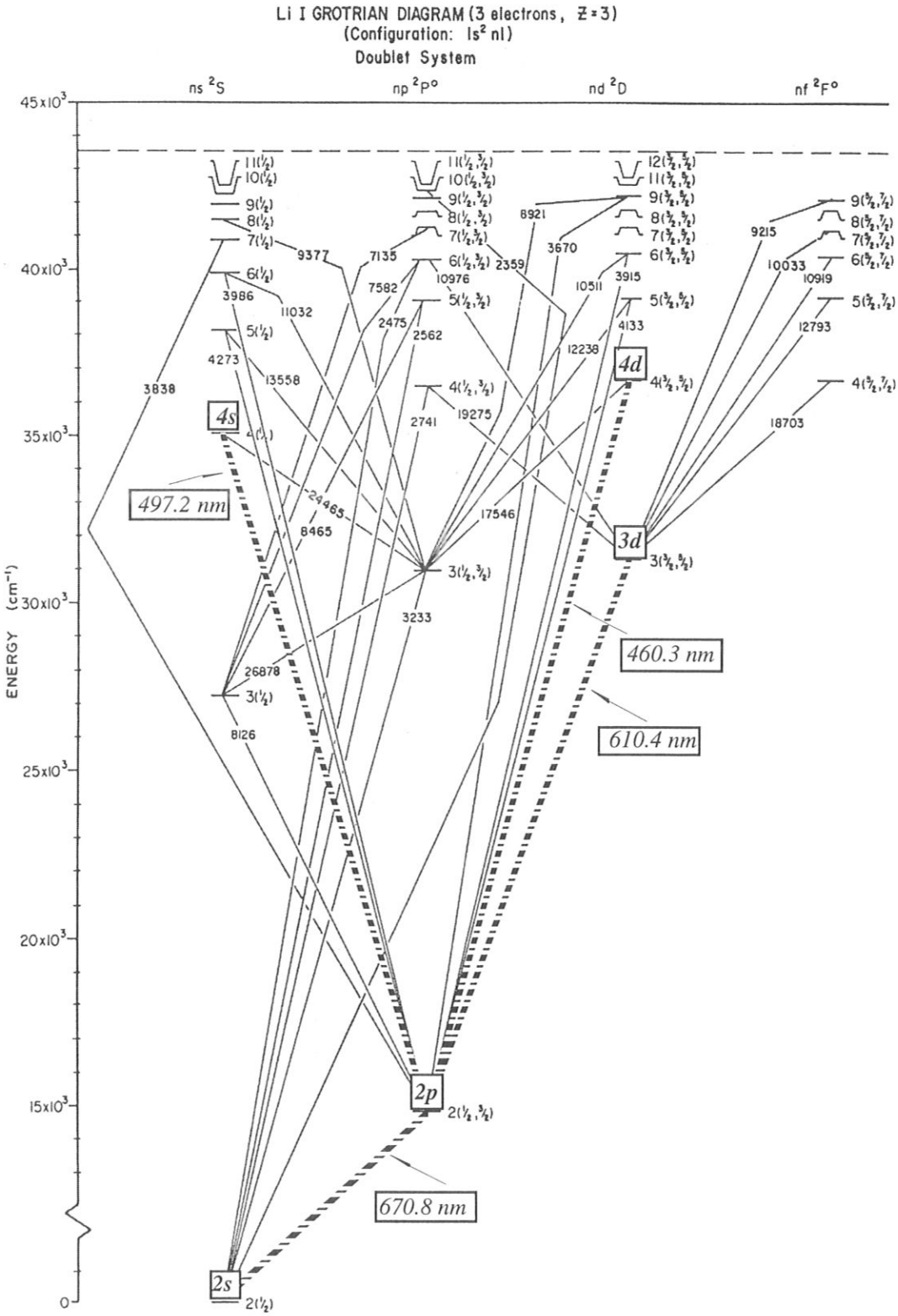


Abb. 35: Grotrian-Diagramm von Lithium I mit den untersuchten Übergängen [Bashkin & Stoner 1975].

$$F_{LL} = \frac{S_{2p}^{CXS}}{S_{2p}^{IXS}} \qquad (b.7)$$

S_{2p}^{CXS} ... *Li(2p→2s)-Signal der CXS-Anordnung*
S_{2p}^{IXS} ... *Li(2p→2s)-Signal der IXS-Anordnung*

Dabei wurde ein möglichst langer Zeitraum betrachtet, um die Mittelung der den einzelnen Zeitpunkten entsprechenden Faktoren zu einem einzigen Wert zu optimieren.
Die Zulässigkeit dieser Methode geht aus der guten Übereinstimmung der untergrundbereinigten Signale beider Diagnostiken hervor (*Abb. 36*).

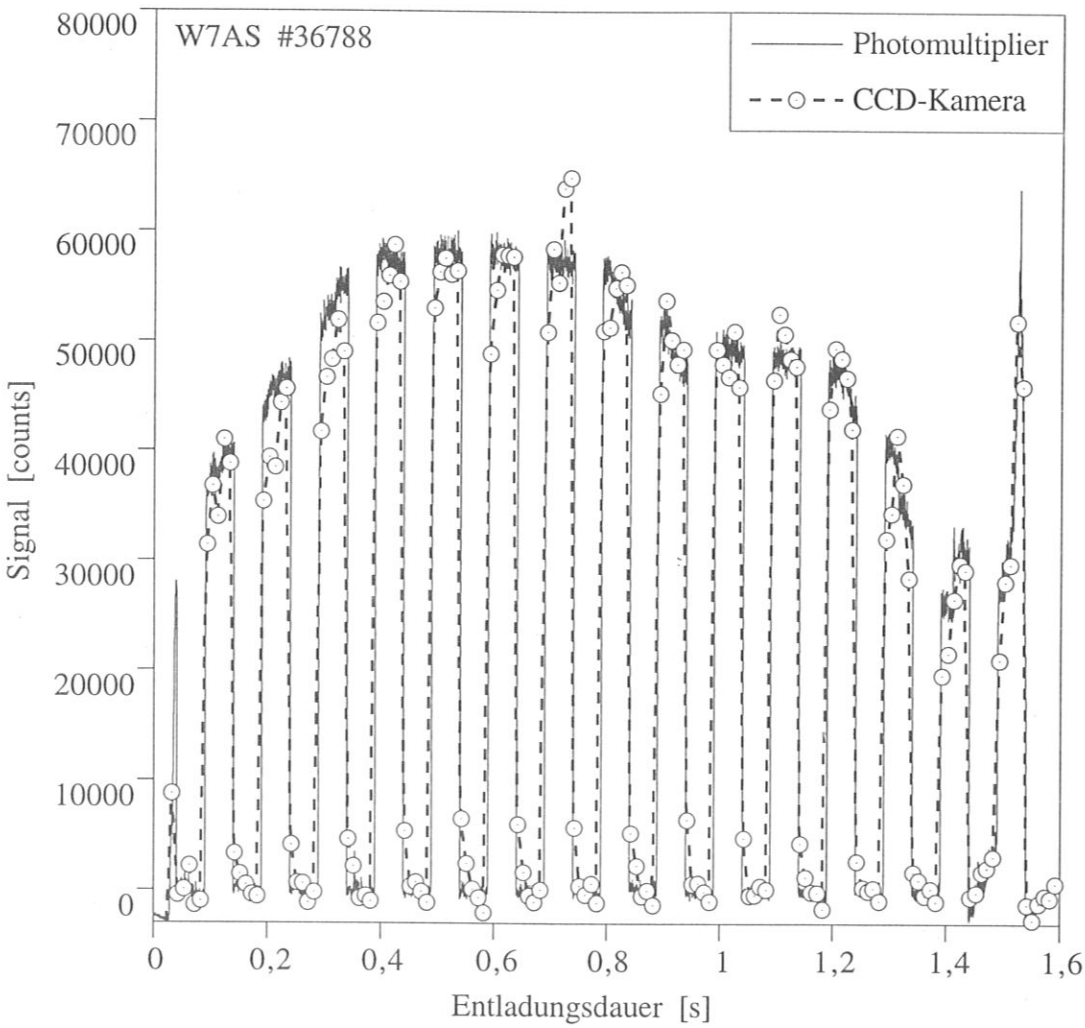


Abb. 36: *Überprüfung der Übereinstimmung von Signalen der CXS- und IXS-Diagnostiken am Beispiel der W7-AS-Plasmaentladung #36788. Die IXS-Daten wurden nach Subtraktion des gemittelten Untergrunds mit den durch Mittelung gewonnenen jeweiligen Kalibrierungsfaktoren für alle Lichtleiter multipliziert. Mit Ausnahme der unterschiedlichen Flankensteilheit ist die Übereinstimmung der Signale zufriedenstellend und die Definition eines Kalibrierungsfaktors für jeden Lichtleiter somit sinnvoll.*

Um zu den interessierenden relativen Besetzungsverhältnissen *Li(nl)/Li(2p)* der Energieniveaus zu gelangen, wurden anschließend mit dem Li-CXS-System verschiedene Emissionslinien *Li(n'l'→2p)* betrachtet. Die Trennung von Signal und Untergrund erfolgte immer auf dieselbe Weise (*Abb. 37*).

Die räumlich und zeitlich dazu korrespondierenden, aber dabei nicht mitgemessenen *Li(2p→2s)*-Signale des CXS-Systems wurden nach dem dargestellten Verfahren aus dem Li-IXS-Signal berechnet.

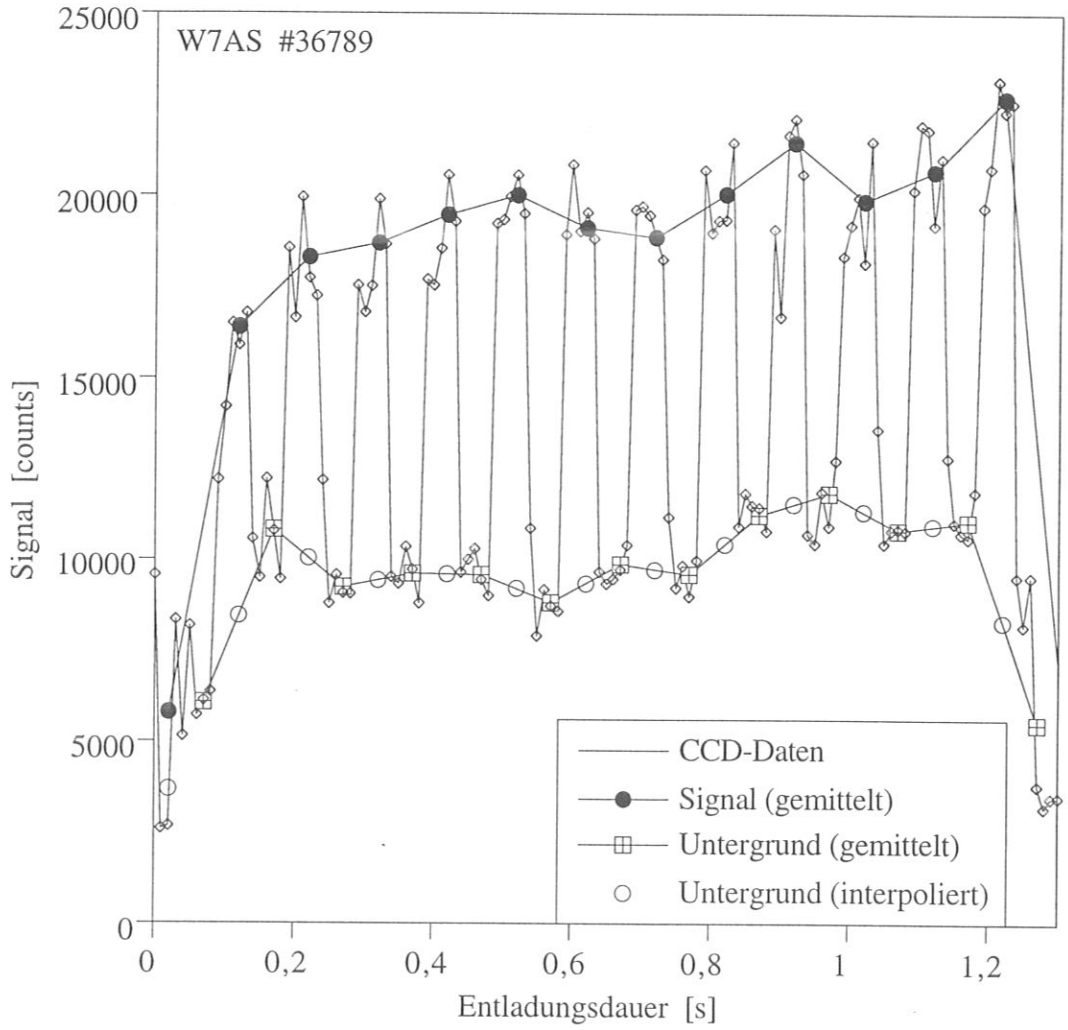


Abb. 37: *Ermittlung des Signals der Li-CXS-Anordnung am Beispiel der Emission Li(3d→2p). Für die Berechnung des Untergrunds wird der Lithiumstrahl durch den Chopper periodisch unterbrochen; die Meßpunkte in den Intervallen werden gemittelt, wobei Punkte am Beginn der Intervalle ausgelassen werden können, um Meßfehler durch Nachleuchteffekte gering zu halten. Der Untergrund während der Chopper-Off-Intervalle wird durch lineare Interpolation angenähert.*

Damit ergaben sich die Signalverhältnisse der verschiedenen Übergänge *Li(n'l'→2p)* zum Übergang *Li(2p→2s)* unter Berücksichtigung des spektralen Charakteristik (*Abb. 24, 33*) des CXS-Detektors gemäß (*b.8*).

$$\frac{S_{nl}^{CXS}}{S_{2p}^{CXS}} = \frac{S_{nl}^{CXS}}{S_{2p}^{IXS} \cdot F_{LL}} \cdot f(\lambda) \qquad (b.8)$$

f(λ) ... Empfindlichkeit des Detektors in Abhängigkeit von der Wellenlänge

Die solcherart experimentell ermittelten Besetzungsverhältnisse wurden nun mit den durch Modellrechnungen ermittelten Werten verglichen, um die im Idealfall vorliegende Übereinstimmung (*b.9*) zu überprüfen.

$$\left[\frac{n_{nl}}{n_{2p}}\right]_{exp.} = \left[\frac{n_{nl}}{n_{2p}}\right]_{theoret.} \qquad (b.9)$$

Dazu mußten noch die unterschiedlichen Übergangswahrscheinlichkeiten A_{ij} der einzelnen Übergänge (*Tab. 4*) berücksichtigt werden, sodaß sich die geforderte Übereinstimmung schließlich in Form von (*b.10*) darstellte.

$$\frac{n_{nl}}{n_{2p}} = \frac{A_{2p\to 2s}}{A_{nl\to 2p}} \cdot \frac{S_{nl\to 2p}}{S_{2p\to 2s}} \qquad (b.10)$$

n ... theoretische Besetzungszahlen
A ... Übergangswahrscheinlichkeiten
S ... experimentelle Signale

Übergang	A_{ij}
Li(2p→2s)	3.72e7
Li(3d→2p)	7.16e7
Li(4s→2p)	1.01e7
Li(4d→2p)	2.30e7

Tab. 4: *Übergangswahrscheinlichkeiten für die gemessenen Emissionslinien [Wiese et al. 1966].*

B.3.2. Experimentelle Ergebnisse an *WENDELSTEIN 7 AS*

Von allen höheren *Li(nl,n>2)*-Niveaus ist *Li(3d)* jenes mit der stärksten Besetzung und damit der intensivsten Emission *Li(3d→2p)* bei $\lambda = 610.4$ nm. Experimentelle Beobachtungen waren wegen geringerer Intensität in allerdings stark eingeschränkter Form auch noch für die Übergänge *Li(4d→2p)* bei $\lambda = 460.3$ nm und *Li(4s→2p)* bei $\lambda = 497.2$ nm möglich.
Alle aus diesen Emissionen ermittelten *Li(nl)/Li(2p)*-Besetzungsverhältnisse stellten sich als deutlich niedriger als die von der Strahlmodellierung vorhergesagten Werte heraus. Die beobachteten Diskrepanzen betrugen für *Li(3d)* 30-60% und waren für die *Li(4l)*-Niveaus noch deutlich größer. Die Abweichungen vom Modell traten dabei in Abhängigkeit von der Plasmadichte und der Strahlkoordinate auf. Je mehr der Strahl abgeschwächt wurde, umso größer wurden die Abweichungen (*Abb. 38, 39, 40*).
Nach Ausschluß experimenteller Fehler machte die deutliche Diskrepanz zwischen experimentellen und theoretischen Ergebnissen eine genaue Überprüfung der Strahlmodellierung erforderlich. Dabei wurde festgestellt, daß die der Modellierung zugrundeliegende Datenbasis einige Unzulänglichkeiten aufwies, weil darin die Besetzung höherer Energieniveaus nur für Stoßanregung durch Elektronen im Detail behandelt war. Wirkungsquerschnitte für Stoßprozesse mit Protonen und Verunreinigungsionen waren nur durch Skalierung [*Bates et al. 1953*] entsprechender Elektronenstoß-Wirkungsquerschnitte berechnet worden.
Grobe Überprüfungen der Datenbasis durch erstmals durchgeführte AO-CC-Rechnungen [*C.2*] für Protonenstöße [*Schweinzer 1997*] zeigten, daß einige Anregungs-Wirkungsquerschnitte deutlich zu hoch angenommen wurden (*Abb. 41, 42*). Die vorläufige Aufnahme einiger neu berechneter Wirkungsquerschnitte in die bestehende Datenbasis führte zu niedrigeren Besetzungszahlen der angeregten Niveaus im Strahlmodell, sodaß experimentelle und theoretische Ergebnisse weniger weit voneinander abwichen (*Abb. 43*). Aus diesen Erkenntnissen ergab sich der Bedarf an detaillierten Untersuchungen der Besetzung höherer *Li(nl)*-Niveaus bei Stoßanregung durch Protonen, die im folgenden Abschnitt beschrieben werden..

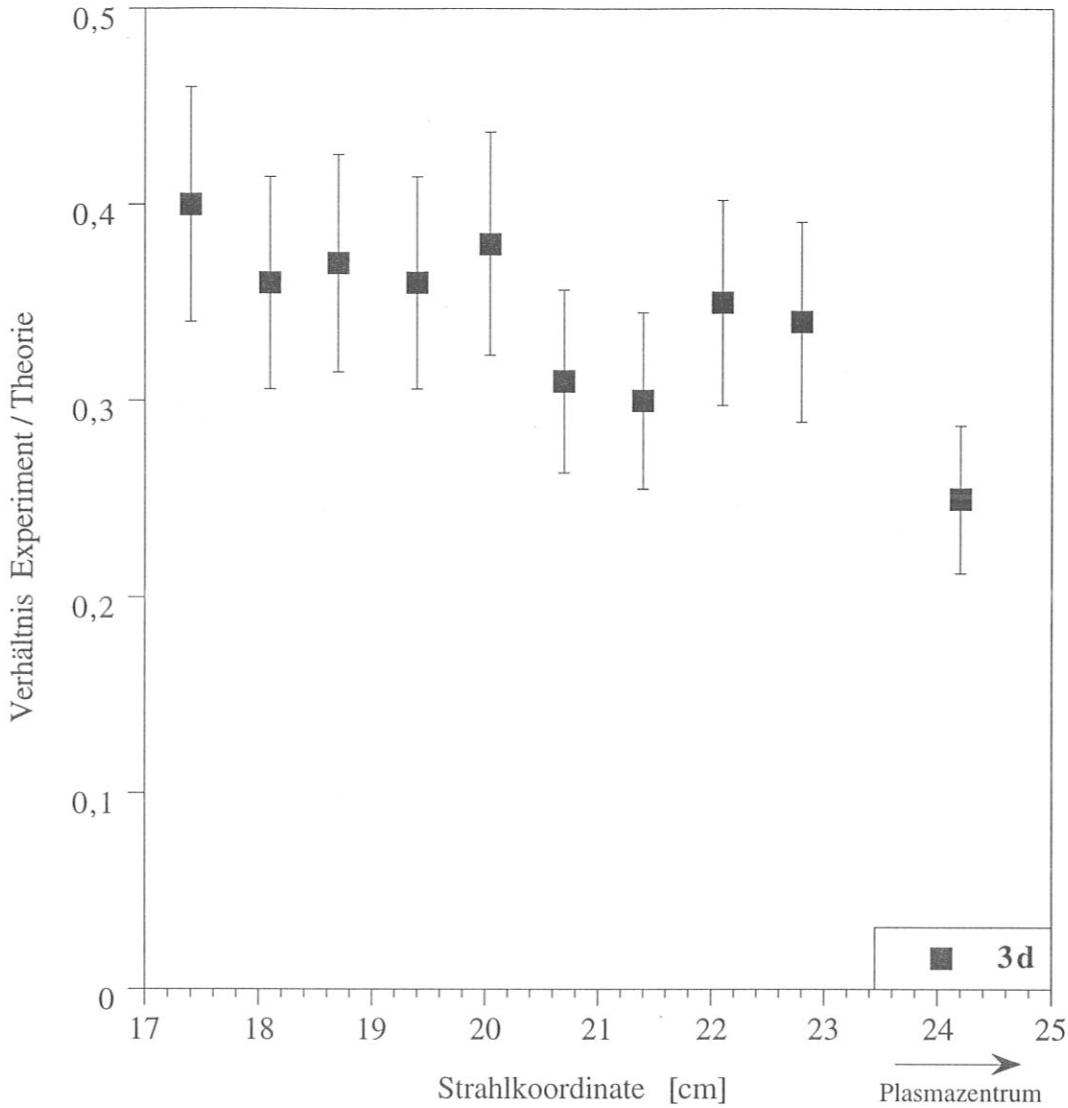


Abb. 38: Vergleich experimentell bestimmter und modellierter Li(3d)/Li(2p)-Besetzungsverhältnisse in einer größeren Anzahl W7-AS-Entladungen. Mit zunehmender Eindringtiefe bzw. steigender Plasmadichte verschlechtert sich die Übereinstimmung zwischen Experiment und Modellrechnung.

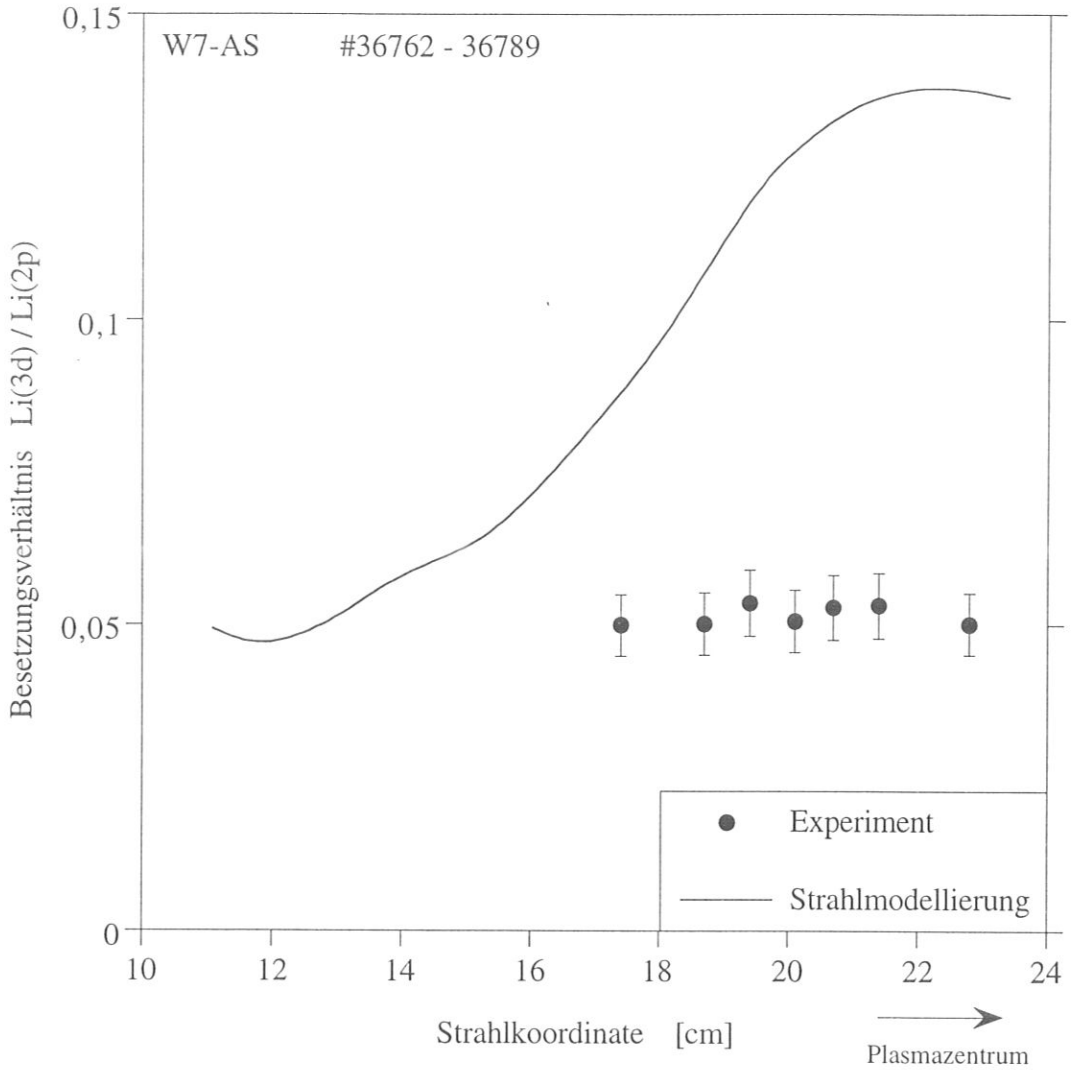


Abb. 39: *Vergleich experimentell bestimmter und modellierter Li(3d)/Li(2p)-Besetzungsverhältnisse während einer Serie identischer W7-AS-Entladungen. Im Gegensatz zur Modellrechnung zeigen die experimentell bestimmten Werte bei dieser Serie keine Abhängigkeit von der Eindringtiefe.*

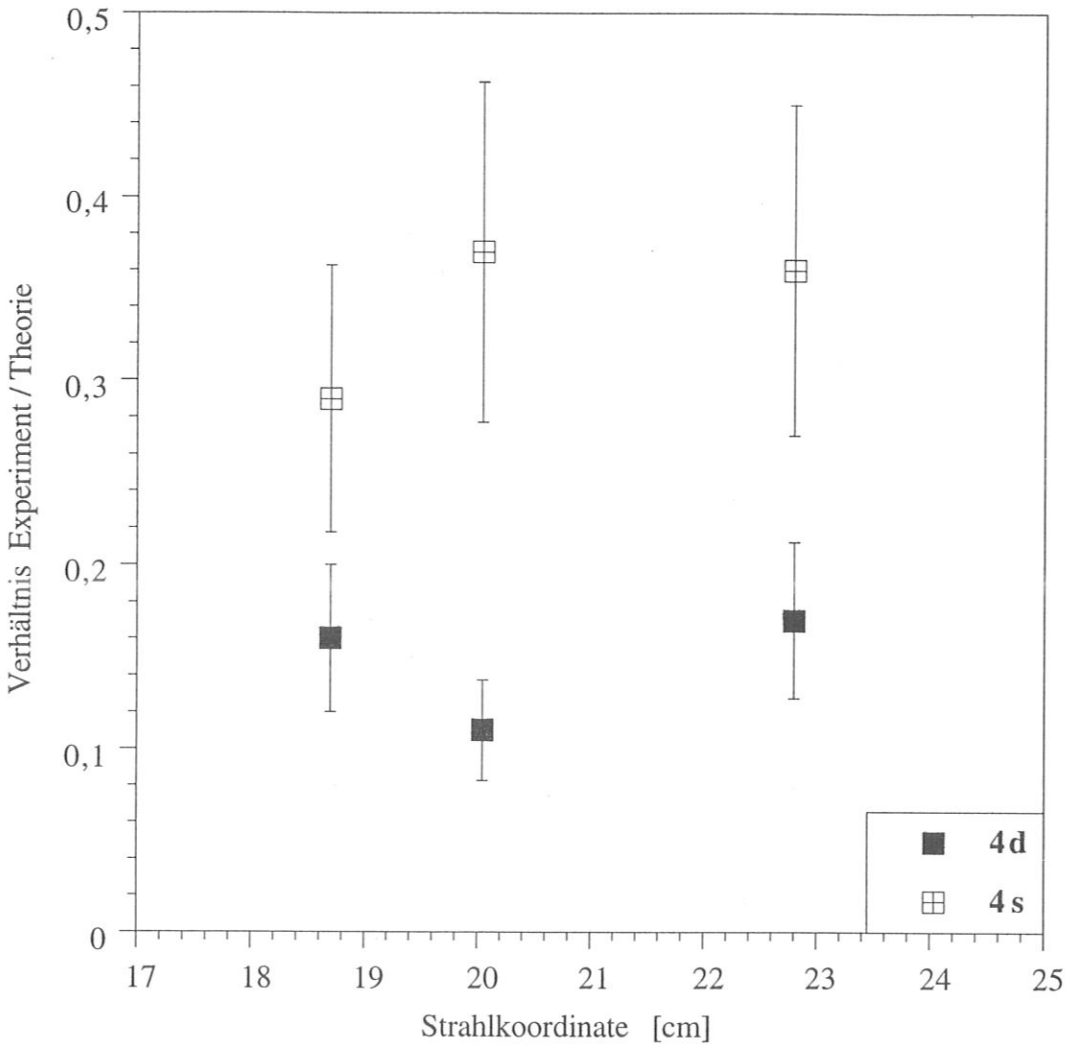


Abb. 40: *Für die Übergänge Li(4s→2p) und Li(4d→2p) zeigten sich ebenfalls deutliche Diskrepanzen zwischen experimentellen und theoretischen Ergebnissen. Die gemessenen Li(4s)-Populationen erreichten nur ca. 35% der berechneten Werte, im Fall von Li(4d) waren es sogar nur ca. 15%.*

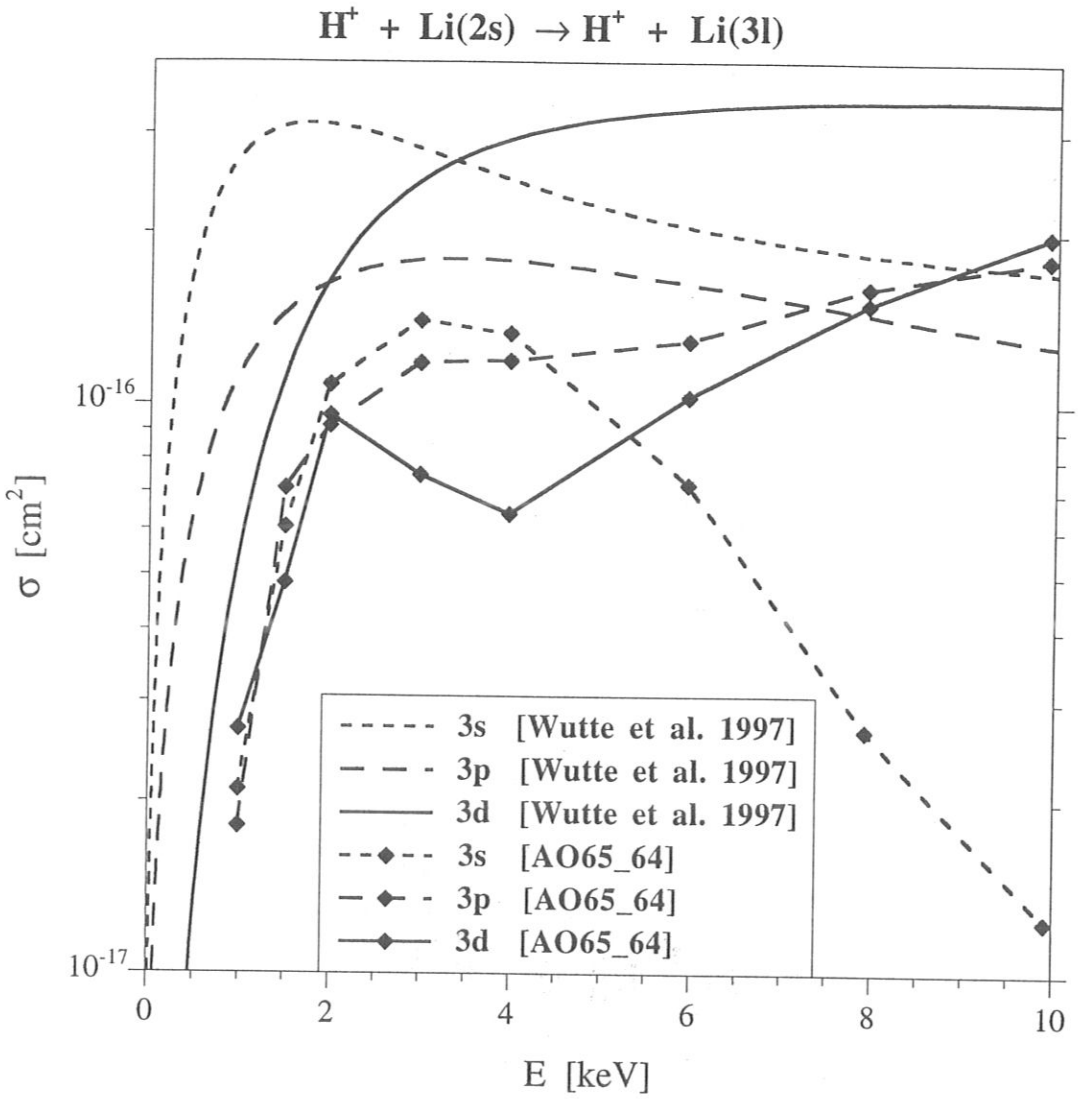


Abb. 41: *Vergleich von Wirkungsquerschnitten aus der Datenbasis [Wutte et al. 1997] und neu berechneten Werten für Li(2s→3l)-Anregung [Schweinzer 1997]. Speziell für den Übergang Li(2s→3d) ist die Abweichung der beiden Kurven groß, wobei die AO-CC-Rechnung gerade in jenem Energiebereich [4 < E/m < 7 keV] deutlich niedrigere Werte liefert, der für die Li-Strahl-Diagnostik von Bedeutung ist.*

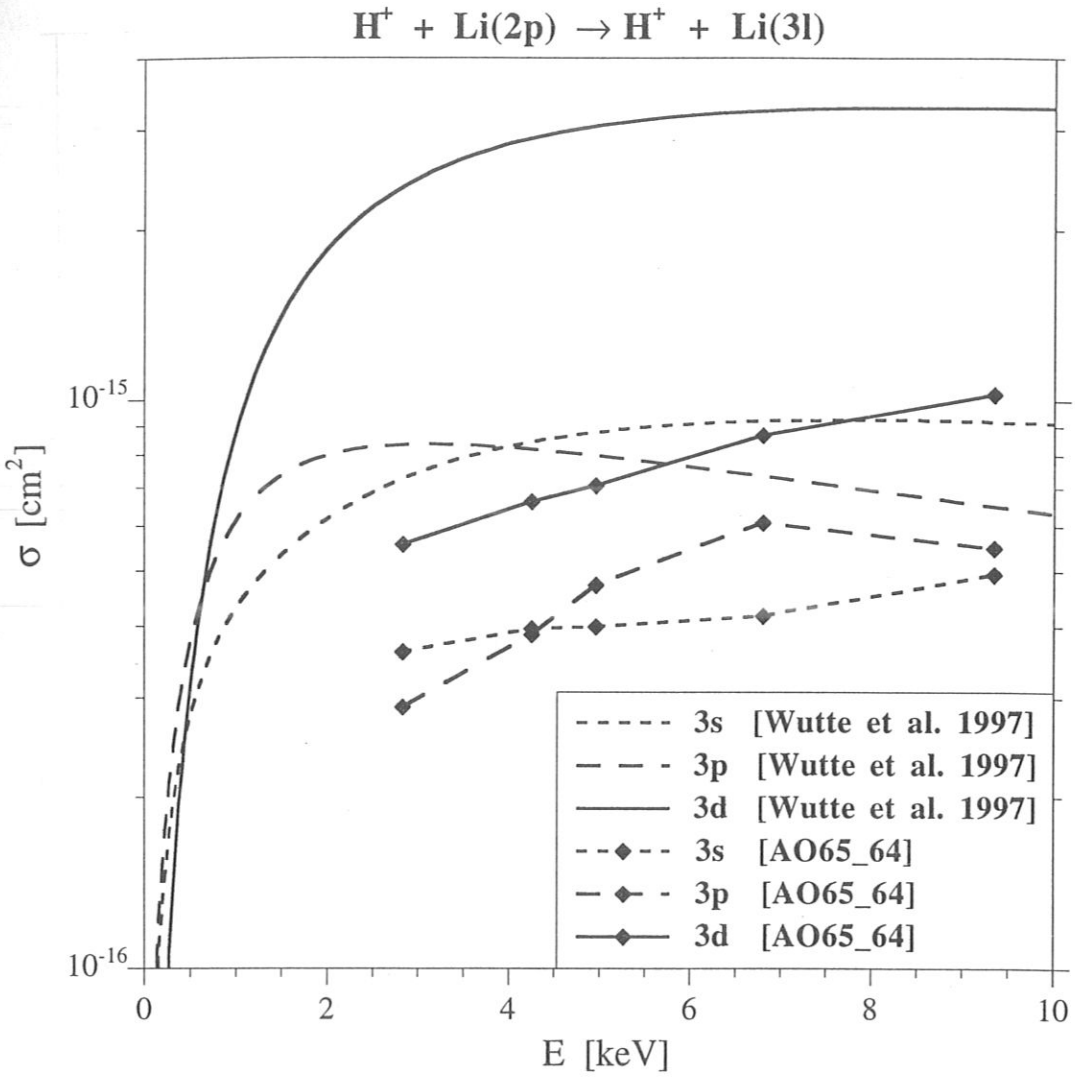


Abb. 42: Vergleich von Wirkungsquerschnitten aus der Datenbasis [Wutte et al. 1997] und neu berechneten Werten für Li(2p→3l)-Anregung [Schweinzer 1997]. Die Ergebnisse der AO-CC-Rechnungen liegen deutlich niedriger als die bisherigen Werte, wobei im relevanten Energiebereich 4 < E/m < 7 keV die Abweichung für den Übergang Li(2p→3d) am größten ist.

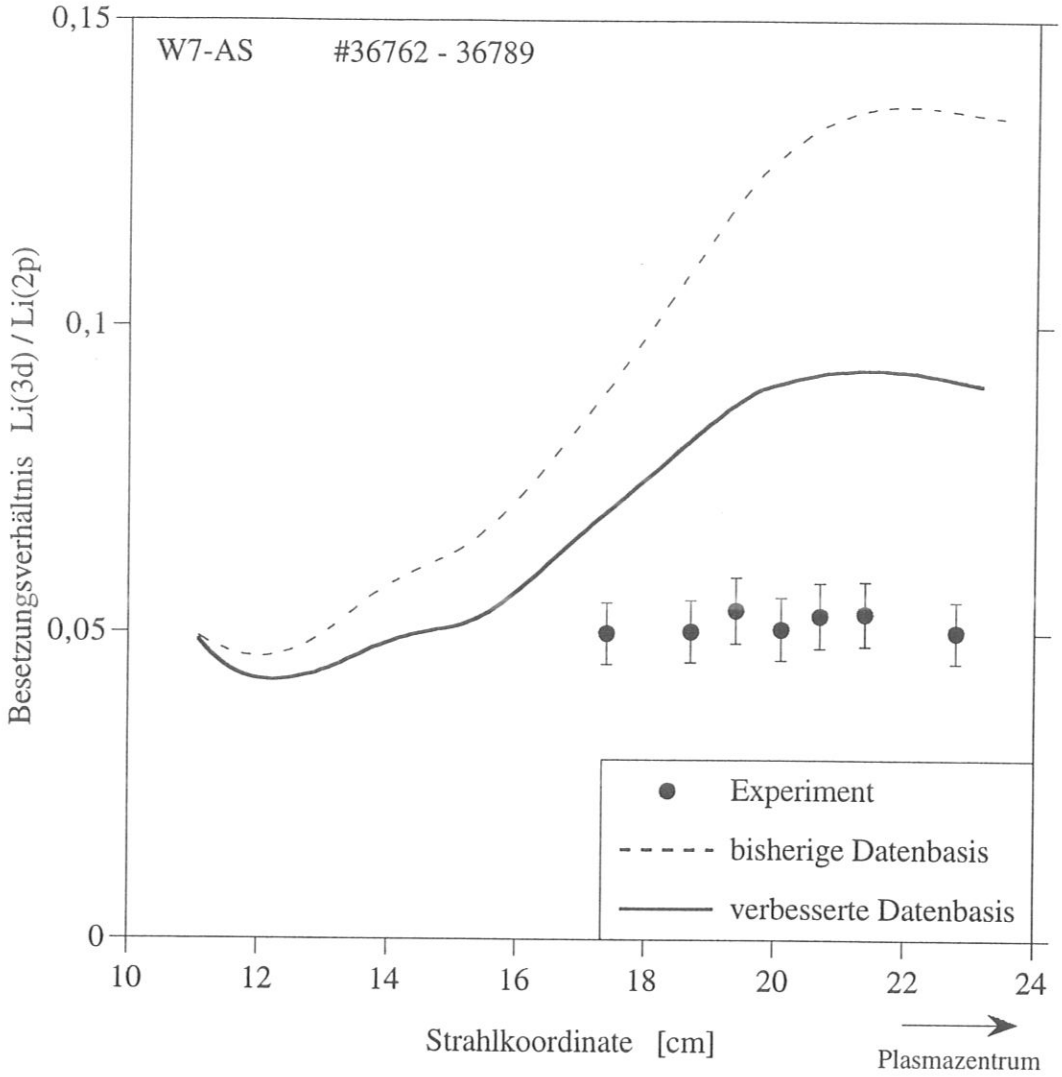


Abb. 43: *Vergleich der experimentellen und theoretischen Besetzungsverhältnisse Li(3d)/Li(2p) bei Verwendung der bisherigen Datenbasis (vgl. Abb. 39) bzw. unter Berücksichtigung verbesserter, vorläufiger Wirkungsquerschnitte für die Protonenstoß-Anregung (vgl. Abb. 66).*

C

Stoßanregung von Lithiumatomen durch Plasmateilchen

C.1. Atomare Stoßprozesse

Betrachtet man Stoßprozesse zwischen Ionen und Atomen, so findet man drei verschiedene inelastische Kanäle: die Ionisation, den Ladungsaustausch und die Stoßanregung. Diese Prozesse sind untereinander gekoppelt, sodaß von vornherein nicht feststeht, zu welchem Endergebnis eine Kollision führen wird.

Stöße zwischen Ionen Z beliebiger Ladung q und Li-Atomen in beliebigen elektronischen Zuständen nl können also folgendermaßen verlaufen:

$$Z^{q+} + Li(nl) \rightarrow Z^{q+} + Li^{+} + e^{-} \quad \text{... Ionisation} \qquad (c.1)$$

$$Z^{q+} + Li(nl) \rightarrow Z^{(q-1)+}(n'l') + Li^{+} \quad \text{... Ladungsaustausch} \qquad (c.2)$$

$$Z^{q+} + Li(nl) \rightarrow Z^{q+} + Li(n'l') \quad \text{... Stoßanregung} \qquad (c.3)$$

Für die Plasmadiagnostik mittels Lithiumstrahlen sind alle drei Prozesse von Relevanz. Dabei ist im allgemeinen der Grundzustand *Li(2s)* am stärksten besetzt und daher am wichtigsten.

Für die Ionisation (*c.1*) und den Ladungsaustausch (*c.2*) existieren bereits eine Reihe experimenteller und theoretischer Untersuchungen [*Aumayr et al. 1984, Aumayr et al. 1985, Aumayr and Winter 1985, Aumayr et al. 1986, Aumayr et al. 1989, Dijkkamp et al. 1984, Dijkkamp et al. 1985, Fritsch and Lin 1983, Fritsch and Lin 1984, Gieler et al. 1993, Hansen et al. 1993, Hoekstra et al. 1992, Hoekstra et al. 1993, Kadota et al. 1982, Olson et al. 1992, Schweinzer et al. 1994, Wolfrum et al. 1992*], vor allem betreffend den Grundzustand *Li(2s)*, aber auch den wichtigsten angeregten Zustand *Li(2p)*.

Darüber hinaus konnte gezeigt werden, daß für die Wirkungsquerschnitte beider Prozesse Skalierungen möglich sind, und zwar sowohl hinsichtlich der Ionenladung als auch der Bindungsenergie des Elektrons im Ausgangszustand [*Olson et al. 1992, Schweinzer et al.*

1994]. Damit lassen sich bei diesen beiden Prozeßarten auch Aussagen für solche Stoßsysteme machen, die nicht explizit untersucht wurden.
Im Unterschied dazu wurde die Stoßanregung im Energiebereich $1 < E < 10$ keV/amu bisher weniger gründlich untersucht. Experimentelle Daten lagen für Stöße mit Protonen [*Aumayr et al. 1984*] und einigen einfach geladenen Ionen [*Aumayr et al. 1985, Aumayr et al. 1987*] vor, Stöße mit mehrfach geladenen Ionen sind nur am Beispiel von He^{2+} [*Kadota et al. 1982, Schweinzer et al. 1994*] untersucht worden. Diese Untersuchungen beschränkten sich zudem fast ausschließlich auf den Übergang *Li(2s→2p)*, der zwar der mit Abstand wichtigste, aber nicht der einzig zu berücksichtigende ist, wie Modellierungen für die diagnostischen Anwendungen zeigen [vgl. *B*]. In Hinblick auf eine möglichst detaillierte Beschreibung der Wechselwirkung des Lithiumstrahls mit dem Plasma ergab sich daher Bedarf an der Untersuchung bislang unerforschter Stoßprozesse.
Zum einen enthalten Fusionsplasmen vor allem in der für die Lithiumstrahl-Diagnostik relevanten Randschicht zu einem nicht unwesentlichen Teil mehrfach geladene Verunreinigungsionen, sodaß fundamentales Interesse am Verständnis von Stoßprozessen zwischen *Li*-Atomen und Verunreinigungsionen besteht.
Zum anderen zeigte sich, daß die bisherige Datenbasis bezüglich der Besetzung höherer *Li(nl)* Energieniveaus umfassender Ergänzungen bedarf.
Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei verschiedene Systeme von Stoßprozessen untersucht, einerseits die Induzierung des Übergangs *Li(2s→2p)* durch mehrfach geladene Ionen [*C.3.*], andererseits die Anregung *Li(2s→3d)* durch einfach geladene Ionen [*C.4.*] als Beispiel für Übergänge in höhere Niveaus (*Abb. 35*) gemäß (*c.4*) bzw. (*c.5*).

$$Z^{q+} + Li(2s) \rightarrow [Z^{q+}] + Li(2p) \qquad (c.4)$$

$$Z^{+} + Li(2s) \rightarrow [Z^{+}] + Li(3d) \qquad (c.5)$$

Die experimentellen Ergebnisse für die untersuchten Stoßsysteme unterstützten AO-CC Modellrechnungen [*C.2.*], die am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik durchgeführt wurden [*Schweinzer 1997, Schweinzer 1998, Brandenburg et al. 1998b*].

C.1.1. Skalierungen

Von besonderem Interesse war die Suche nach Gesetzmäßigkeiten, die einen einfachen Zusammenhang zwischen den Wirkungsquerschnitten und für die jeweiligen Stoßprozesse maßgeblichen Parametern herstellen. Die Existenz derartiger Gesetzmäßigkeiten erleichtert die theoretische Beschreibung von Stoßprozessen mittels Modellrechnungen, welche Extrapolationen von bekannten Ergebnissen auf nicht im Detail untersuchte Stoßprozesse in

Abhängigkeit von Parametern wie Ionenladung, Massenzahl oder Projektilgeschwindigkeit zulassen. Derartige Skalierungsvorschriften existieren vor allem für höhere Energiebereiche, da in diesen Fällen die Wechselwirkung zwischen Projektil und Target durch relativ einfache Näherungen beschrieben werden kann [*Janev and Presnyakov 1980, Fritsch and Schartner 1987*].

Für die Stoßanregung bei Energien $E > 15$ keV/amu hat sich herausgestellt, daß reduzierte Wirkungsquerschnitte σ/q mit der reduzierten Stoßenergie E/q in der Form $\sigma/q = f(E/q)$ skalieren [*Janev 1996*]. Das anzuregende Elektron wird dabei als quasi-frei betrachtet, woran die Projektile auf geradlinigen Trajektorien vorbeifliegen. Die auf das Elektron ausgeübte Kraft hängt somit von der Projektilladung und dem Stoßparameter ab. Größere Ladungen in größerer Entfernung haben den selben Einfluß wie kleinere Ladungen in geringerer Entfernung. Ähnliches gilt für die Dauer der Wechselwirkung: Weiter entfernte Projektile müssen schneller am Elektron vorbeifliegen, um genauso lang zu wirken wie stärker angenäherte Projektile.

Untersuchungen im Bereich niedriger Stoßenergien $E < 10$keV/amu am Beispiel der Stoßanregung von *Na* durch verschiedene mehrfach geladene Ionen [*Horvath et al. 1996*] zeigten aber, daß für derartige Prozesse diese Form der Skalierung nicht gültig ist. Die geringen Relativgeschwindigkeiten führen bei diesen Energien zur Entstehung von Quasimolekülen mit einer großen Anzahl von Zuständen. Die Projektilbahnen sind keinesfalls mehr geradlinige Trajektorien und das aktive Elektron ist nicht mehr als frei anzusehen. In diesem Energiebereich nimmt außerdem die Wahrscheinlichkeit für Ladungsaustauschprozesse und die Kopplung zwischen den inelastischen Kanälen für Anregung und Ladungsaustausch stark zu.

Auch im Fall von *Li* war daher damit zu rechnen, daß keine derartige Skalierung existiert und somit interessierende Stoßsysteme einzeln untersucht werden müssen.

C.2. AO-CC-Rechnungen

Der Bereich niedriger Stoßenergien ist für die Verfeinerung der Modellierung von großer Bedeutung, da sich Resultate unterschiedlicher mathematischer Ansätze [*atomic orbital - close coupling* (AO-CC), *classical trajectory Monte Carlo* (CTMC)] in Bereichen niedriger Energien am stärksten voneinander unterscheiden. Diese Unterschiede werden im wesentlichen durch die Anzahl der jeweils in die Modellierung einbezogenen Energieniveaus und Reaktionskanäle verursacht. CTMC Rechnungen [*Olson et al. 1992*] zeichnen sich dabei durch die bessere Möglichkeit zur Berücksichtigung hoher n-Orbitale aus, während AO-CC Rechnungen [*Fritsch and Lin 1982, Nielsen et al. 1990*] die bei niedrigerer Energie komplexere Wechselwirkung von Projektil und Target besser beschreiben.

AO-CC-Rechnungen stützen sich auf die semiklassische Beschreibung des Stoßprozesses mittels quantenmechanischer Behandlung der Wellenfunktion der Elektronen unter Annahme geradliniger Trajektorien der Projektilkerne.

Die zeitabhängige elektronische Wellenfunktion wird für ein Zwei-Zentren-Modell in sogenannte *travelling orbitals* entwickelt, wobei die beiden Zentren vom Target- bzw. Projektilkern dargestellt werden. Diese *travelling orbitals* müssen nicht unbedingt Eigenzustände der zugehörigen Hamilton-Operatoren sein. Daher werden neben den atomaren Orbitalen auch sogenannte Pseudo-Zustände miteinbezogen. Die atomaren Orbitale entsprechen dann den gebundenen Zuständen der einzelnen Atome, während die Pseudo-Zustände die vorübergehenden Zustände des Quasimoleküls sowie die Ionisationskanäle repräsentieren. Auf dem Projektilzentrum werden neben den Anregungskanälen auch Ladungsaustauschkanäle definiert, um den bei diesen Energien dominierenden Ladungsaustauschprozeß zu berücksichtigen.

Wie schon für die Stoßanregung von *Na* gezeigt, wird dadurch die Genauigkeit der Rechnungen deutlich verbessert [*Horvath et al. 1996*]. Darüber hinaus ermöglicht diese Vorgangsweise die Anwendung der Rechnungen auch im Bereich niedriger Energien, der wegen der Kopplung der inelastischen Kanäle höhere Ansprüche an Modellrechnungen stellt.

Besonders im Bereich kleiner Energien ist die Berechnung der Anregungs-Wirkungsquerschnitte nicht trivial, da diese typischerweise um etwa eine Größenordnung unter jenen für den Ladungsaustausch liegen. Aus diesem Grund müssen die Rechnungen auf entsprechend große Basis-Sets aufbauen, da sonst deutliche Abweichungen der Wirkungsquerschnitts-Verläufe auftreten. In *C.3.5.3.* ist dies am Beispiel der $Li(2s \rightarrow 2p)$-Anregung durch C^{4+} dokumentiert.

Die AO-CC-Rechnungen beginnen immer mit einer Linearkombination von Zuständen, die aus der Diagonalisierung der atomaren Hamilton-Operatoren innerhalb der gegeben Basis resultieren. Die Wechselwirkung zwischen dem Li^{+}-Rumpf und dem aktiven Außenelektron wird durch Modellpotentiale beschrieben. Ein-Zentrum-Kopplungen zwischen Projektilzuständen, die durch das elektrische Feld des Li^{+}-Rumpfs erzeugt werden, werden in guter Näherung durch Annahme einer Coulomb-Wechselwirkung berechnet.

C.3. Messung von Wirkungsquerschnitten für die Stoßanregung *Li(2s→2p)*

Da sich im Lithiumstrahl typischerweise höchstens 15% der Lithiumatome im Zustand *Li(2p)* befinden und die Besetzungszahlen noch höherer Energieniveaus jeweils weniger als 1% betragen (vgl. *Abb. 11*), ist der Resonanzübergang *Li(2p→2s)* der für die Lithiumstrahl-Plasmadiagnostik [*B.1.*] bei weitem wichtigste. Während aber die Stoßanregung *Li(2s→2p)* durch Elektronen und Protonen für Energien $E > 5$ keV/amu experimentell und theoretisch bereits ausreichend untersucht sind, lagen für Stoßanregung durch mehrfach geladene Ionen bisher keine experimentellen Daten vor.

C.3.1. Grundlagen spektroskopischer Messungen

Die Ermittlung der interessierenden Wirkungsquerschnitte aus der *LiI*-Lichtemission erfordert prinzipiell einen Ionenstrahl, einen damit wechselwirkenden *Li*-Atomstrahl und einen Photonendetektor.

Das mittels Photonendetektor gemessene Signal setzt sich allgemein gemäß (*c.6*) zusammen [nach *Aumayr et al. 1984*].

$$S_{\lambda_{ij}} = \sigma_{ij}^{em} \cdot \frac{\Omega P}{4\pi} \cdot \frac{Q}{q \cdot e} \cdot \frac{n_0 \cdot L \cdot K_{\lambda_{ij}}}{T_i} \qquad (c.6)$$

$S_{\lambda ij}$ ... *Signal der Wellenlänge* λ_{ij}
λ_{ij} ... *Wellenlänge* λ *des Übergangs zwischen den Zuständen i und j*
σ_{ij}^{em} ... *entsprechender Emissions-Wirkungsquerschnitt*
$\Omega/4\pi$ ... *Beobachtungsbereich*
P ... *Korrekturfaktor für Polarisationseffekte*
$Q = \int I(t)dt$ ... *aus Ionenstrom während der Messung integrierte Gesamtladung*
q ... *Ladungszustand des Projektilions*
e ... *Elementarladung*
L ... *Beobachtungslänge*
n_0 ... *Targetdichte*
$K_{\lambda ij}$ ... *Quantenausbeute des Photonendetektors für* λ_{ij}
T_i ... *Korrekturfaktor für Lebensdauer des zerfallenden Zustandes*

Zusätzlich ist zu berücksichtigen, daß die beobachtete Linienstrahlung nicht nur auf Stoßanregung in den hier interessierenden Zustand *Li(2p)* folgt, sondern daß auch Kaskadenbeiträge infolge Stoßanregung in noch höhere Niveaus *Li(n'l')* auftreten. Darüber

hinaus sind - allerdings nicht im Fall von *Li(2p)* - strahlende Übergänge in andere Niveaus als das Ausgangsniveau möglich, sodaß gegebenenfalls Verzweigungsverhältnisse beachtet werden müssen.

Der eigentlich interessierende Anregungs-Wirkungsquerschnitt muß daher aus dem gemessenen Emissions-Wirkungsquerschnitt gemäß (*c.7*) extrahiert werden.

$$\sigma_{ij}^{exc} = \sigma_{ij}^{em} \cdot \frac{1}{b_{ij}} \cdot C_{ij} \qquad (c.7)$$

σ_{ij}^{exc} ... *Anregungs-Wirkungsquerschnitt*
σ_{ij}^{em} ... *Emissions-Wirkungsquerschnitt*
b_{ij} ... *Verzweigungsverhältnis*
C_{ij} ... *Korrekturfaktor für Kaskadenbeiträge*

Der Korrekturfaktor T_i in (*c.7*) ist nur im Fall von angeregten Ausgangszuständen der Projektile relevant; Polarisationseinflüsse lassen sich durch geeignete Wahl des Beobachtungswinkels vermeiden: Messungen unter einem Winkel $\varphi = 54.7°$ zwischen Beobachtungsrichtung und Ionenstrahlrichtung schließen Meßfehler aufgrund von Polarisation der emittierten Strahlung aus [*Moiseiwitsch and Smith 1968*], sodaß $P = 1$ gesetzt werden kann.

Die im vorliegenden Fall durchgeführten relativen Messungen [*C.3.3.*], die sich auf die bereits bekannten absoluten Werte für das Stoßsystem $H^+ + Li(2s) \rightarrow H^+ + Li(2p)$ stützten, vereinfachten die Vorgangsweise wesentlich. Unter der Voraussetzung identischer Beobachtungsgeometrie blieben als einzige Parameter die Teilchenanzahlen zu beachen, während sich alle übrigen Parameter herauskürzen. Die Ermittlung der interessierenden Wirkungsquerschnitte erfolgte schließlich gemäß (*c.8*).

$$\sigma_{Z^{q+}+Li(2s)} = \sigma_{H^+ + Li(2s)} \cdot \frac{S_{Z^{q+}+Li(2s)} \cdot Q_{H^+} \cdot \Pi_{Li\,[H^+ + Li(2s)]}}{S_{H^+ + Li(2s)} \cdot Q_{Z^{q+}} \cdot \Pi_{Li\,[Z^{q+} + Li(2s)]}} \qquad (c.8)$$

S... spektroskopische Signale
Q ... integrierte Ionenströme
Π ... Targetdicke

C.3.2. Versuchsanordnung

Der experimentelle Aufbau (*Abb. 44*) bestand im wesentlichen aus einer Ionenquelle, welche die erforderlichen Ionen erzeugte, einer Quadrupol-Fokussierungseinrichtung, einem Analysatormagneten, einem Rezipienten, in dem der Lithium-Atomstrahl erzeugt und die Stoßprozesse beobachtet wurden, sowie einem Photomultiplier als Detektor.

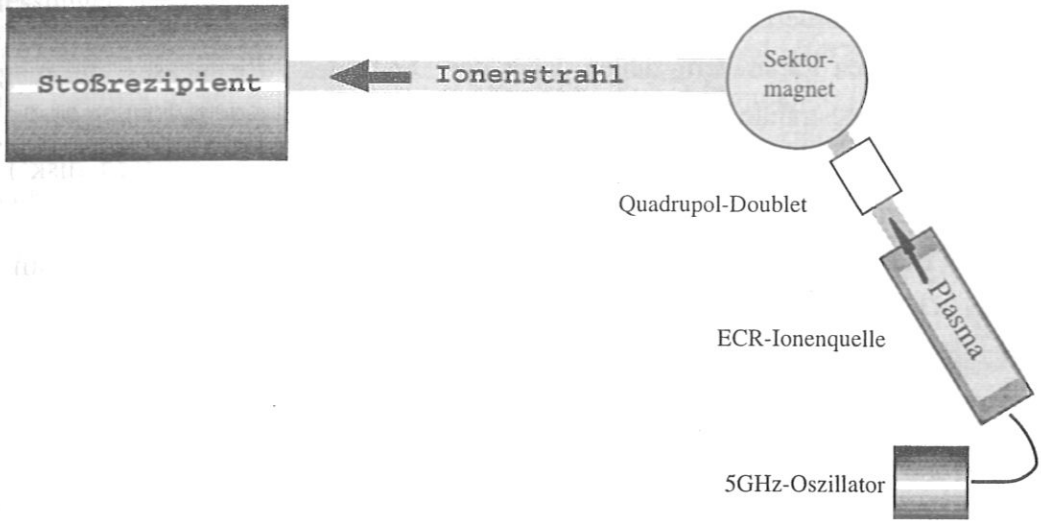


Abb. 44: Versuchsanordnung für Untersuchungen von Li-Anregung durch Ionenstoß. Der Stoßrezipient wird im folgenden detailliert beschrieben.

C.3.2.1. Die 5 GHz-ECR-Ionenquelle

Im vorliegenden Fall wurde eine 5 GHz-ECR-Quelle [*Leitner et al. 1994*] verwendet, die speziell für die Erzeugung mehrfach geladener Ionen konzipiert ist.

ECR-Ionenquellen beruhen auf dem Prinzip der Plasmaheizung mittels Elektron-Zyklotronresonanz [*electron cyclotrone resonance*]. Das Arbeitsgas, aus dem die gewünschten Ionen extrahiert werden sollen, wird dabei durch Elektronen-Stoßionisation in ein Plasma verwandelt, welches magnetisch eingeschlossen ist. Hochgeladene Ionen entstehen durch aufeinanderfolgende Elektronenstöße während des Ioneneinschlusses, der zu diesem Zweck möglichst effizient sein muß.

Ein radiales Hexapolfeld sowie ein axiales Spiegelfeld schließen in dieser Ionenquelle das Plasma ein, während den um die magnetischen Feldlinien gyrierenden Elektronen durch ein Mikrowellensystem bei einer Frequenz von 5 GHz Energie zugeführt wird. Die solcherart beschleunigten Elektronen ionisieren das Arbeitsgas stufenweise. Die Ionen werden durch ein Extraktionssystem aus der Quelle beschleunigt, das im wesentlichen aus Blenden besteht, an welche Hochspannung angelegt wird. Die Beschleunigungsspannung bestimmt die Geschwindigkeit des Ionenstrahls.

Die Ionenquelle kann auf die Erzeugung bestimmter Ladungszustände optimiert werden. Um hohe Ladungszustände zu erreichen, müssen die Ionen möglichst lange in der Plasmakammer bleiben, damit die erforderliche Anzahl von Elektronenstößen erreicht wird.
Zu den maßgeblichen Parametern zählen daher der Druck des Arbeitsgases, die magnetische Feldstärke, die eingestrahlte Mikrowellenleistung sowie die Dichte der Elektronen, welche durch eine innerhalb des Plasmarohrs verschiebbare Kupferscheibe ('biased disk') günstig beeinflußt werden kann.
Die mit der ECR-Ionenquelle verwendeten Beschleunigungsspannungen lagen im Bereich $1 < U < 12$ kV.

C.3.2.2. Der Sektormagnet

Damit Stoßprozesse mit bestimmten Ionen untersucht werden können, muß der extrahierte Ionenstrahl in seine Bestandteile zerlegt werden. Ionen unterschiedlicher Masse und Ladung erfahren in einem Magnetfeld aufgrund der Lorentz-Kraft unterschiedlich starke Ablenkungen, sodaß sich der Strahl nach Durchqueren des Feldes senkrecht zur Richtung des Magnetfelds auftrennt.
Der Erregerstrom des Magneten hängt mit den Ioneneigenschaften und der Beschleunigungsspannung nach (*c.9*) zusammen. Durch das Feld eines Sektormagneten wurden die Ionen gemäß (*c.10*) entsprechend dem Verhältnis *m/q* getrennt.

$$B = \sqrt{\frac{2 \cdot U \cdot m}{q \cdot R^2}} \propto I \qquad (c.9)$$

$$I \propto k_1 \cdot \sqrt{\frac{m}{q}} \cdot \sqrt{U} \qquad (c.10)$$

I ... Strom durch Spulen des Sektormagneten
U ... Beschleunigungsspannung
k_1 ... Konstante

Ionen mit gleichem Verhältnis *m/q* können daher nur mit magnetischer Analyse nicht getrennt werden. Dazu zählen etwa $^{12}C^{3+}$ und $^{16}O^{4+}$, aber auch $^{1}H_2^{+}$, $^{4}He^{2+}$, $^{12}C^{6+}$, $^{16}O^{8+}$, etc. Aus diesem Grund war im vorliegenden Fall die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für einige Ionenspezies nicht möglich.

C.3.2.3. Der Stoßrezipient

Die Messungen wurden an einer Anlage durchgeführt, mit der bereits früher die Stoßanregung von Natrium durch mehrfach geladene Ionen untersucht worden ist [*Horvath et al. 1996*].
Zentrales Element dieser Meßanordnung (*Abb. 45*) ist ein Lithiumofen [*Aumayr et al. 1984*], der den Lithium-Atomstrahl erzeugt. Er wird mittels Thermokoax-Heizdrähten so erhitzt, daß sich eine ausreichend hohe und möglichst konstante Verdampfungsrate einstellt. Das verdampfte *Li* strömt durch eine Blende aus dem Ofen und trifft nach Durchqueren des Wechselwirkungsbereiches auf eine Kühlfalle.

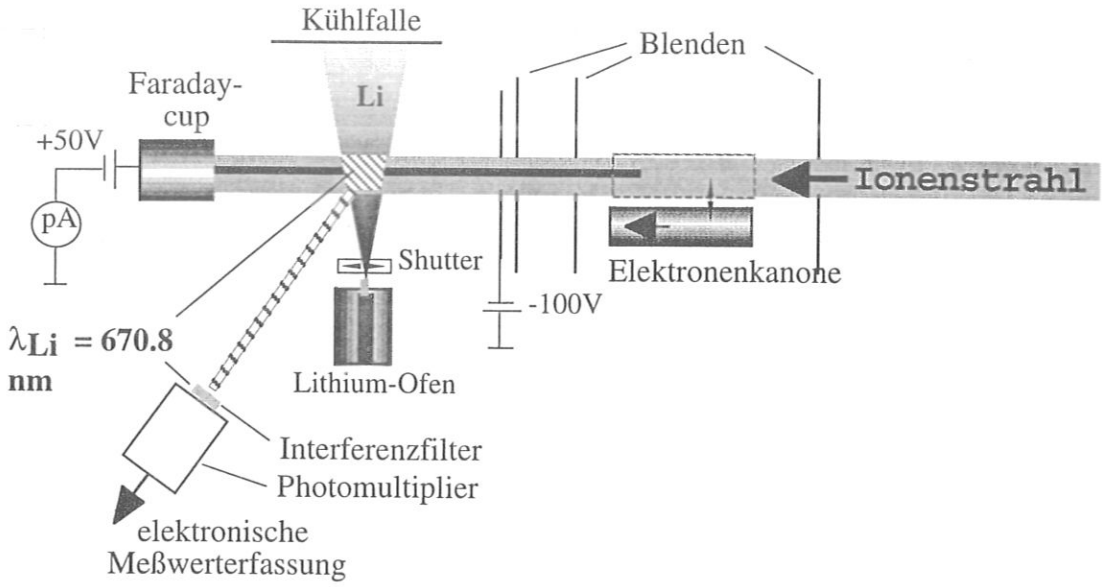


Abb. 45: Versuchsanordnung für die Messung von Wirkungsquerschnitten der Lithium-Stoßanregung.

Aufgrund der Charakteristik der Dampfdruckkurve von *Li* sollte die Temperatur für derartige Messungen etwa $T \approx 500°C$ betragen, um noch Einzelstoßbedingungen [*C.3.3.2.2.*] gewährleisten zu können. *Abb. 46* zeigt für den Lithiumofen das größte Signal/Untergrund-Verhältnis bei einem Heizstrom von $I \approx 3.6$ A. In diesem Bereich stellt sich im Lithiumbehälter eine Temperatur von etwa $T \approx 550°C$ ein.
Messungen an *Li* bereiten prinzipiell größere Schwierigkeiten als solche an *Na*, da einerseits der Resonanzübergang bei einer größeren Wellenlänge liegt ($\lambda_{Li} = 670.8$nm, $\lambda_{Na} = 589.0$nm) und andererseits wegen des höheren Siedepunkts von *Li* höhere Ofentemperaturen notwendig sind ($T_{Li} \approx 550°C$, $T_{Na} \approx 300°C$), sodaß der Untergrund infolge Schwarzkörperstrahlung des Ofens gemäß dem Planckschen Strahlungsgesetz für $\lambda_{Li} = 670.8$nm etwa um den Faktor 20 höher ist als für $\lambda_{Na} = 589.0$nm. Zur Erzielung ausreichender Signal/Untergrund-Verhältnisse auch im

Fall von *Li(2p→2s)* waren daher Verbesserungen bei der Abschirmung der Wärmestrahlung des Ofens nötig. Auf diese Weise konnten schließlich auch Experimente mit relativ schwachen Ionenströmen, wie sie bei hochgeladenen Ionen und niedrigen Strahlenergien auftreten, durchgeführt werden.

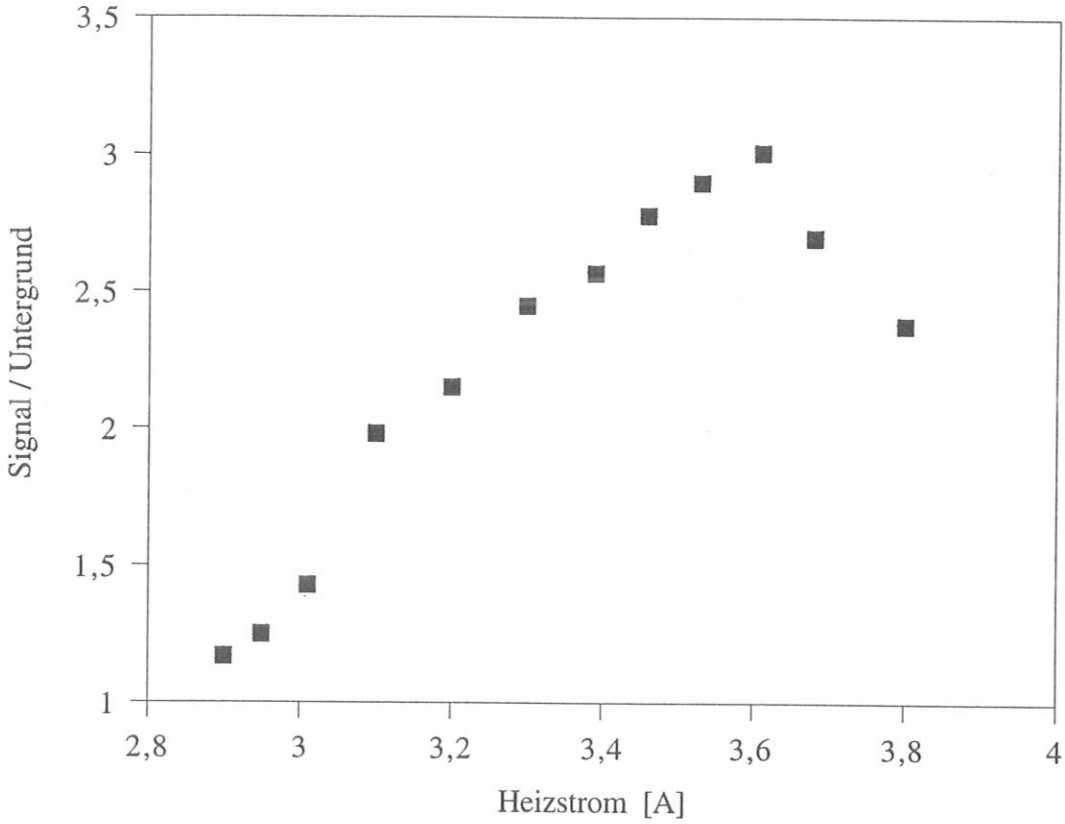


Abb. 46: *Signal/Untergrund-Verhältnis in Abhängigkeit von der Temperatur des Lithiumbehälters, beobachtet für das Stoßsystem Li + H^+ (E_{H+} = 10 keV).*

Es war schwierig, für reproduzierbare Lithiumflüsse zu sorgen, weil das im Ofen befindliche Lithium über längere Zeiträume betrachtet nicht gleichmäßig verdampft, sodaß durch die entsprechend veränderliche Targetdichte bei ansonsten gleichen Parametern innerhalb weniger Minuten Schwankungen der Meßwerte von bis zu 20% auftreten konnten (*Abb. 47*). Ähnliche Erfahrungen waren bereits bei vergleichbaren Experimenten mit Natrium gemacht worden.
Da diese Schwankungen die Reproduzierbarkeit der Meßwerte beeinträchtigten, war der Einstellung möglichst konstanter Lithium-Verdampfungsraten bei den Vorbereitungen besondere Aufmerksamkeit geschenkt worden. Dazu wurden sowohl ein Oberflächenionisations-Detektor konstruiert als auch eine einschwenkbare Elektronenkanone in den Rezipienten integriert.
Die Überprüfung des Targetflusses mithilfe eines Oberflächen-Ionisationsdetektors erfolgt durch Messung des entsprechenden Li^+-Ionenstroms. Kommen die zu detektierenden *Li*-Atome

mit der Oberfläche des Ionisationsdetektors in Berührung, dann können sie bei ausreichender Ionisationseffizienz (Hitze) ionisiert werden. Voraussetzung dafür ist eine möglichst große Austrittsarbeit der Detektoroberfläche, welche das Ionisationspotential der nachzuweisenden Atome übersteigen muß.

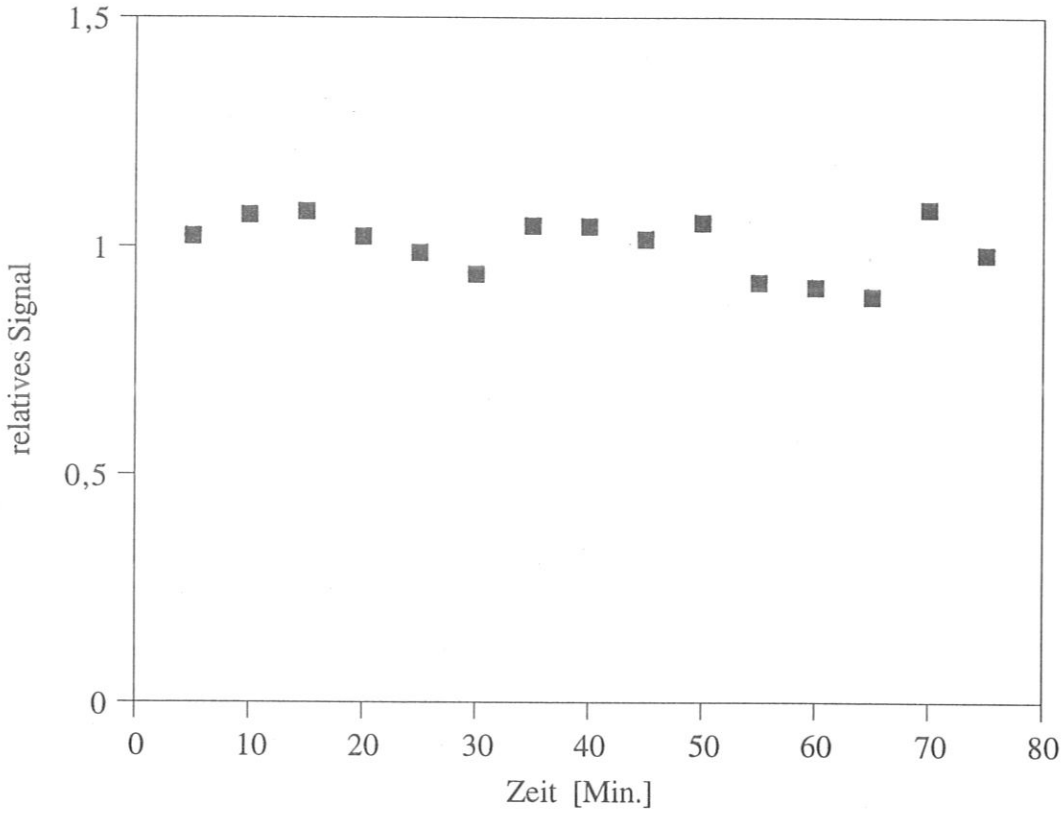


Abb. 47: Aufgrund zeitlich veränderlicher Verdampfungsraten ändert sich das vom Photomultiplier registrierte Signal in typischer Weise um bis zu 20% [Li + H^+ (E_{H+} = 10 keV)].

Angesichts des Ionisationspotentials von Lithium (E_{ion} = 5.4 eV) wurde für diesen Zweck ein Platindraht verwendet, da die Austrittsarbeit von Platin W_ϕ = 5.6 eV beträgt [*Datz and Taylor 1956*]. Der in einem weiten Bereich lineare Zusammenhang zwischen detektiertem Lithium-Ionenstrom und verdampftem Lithiumfluß ist in *Abb. 48* gezeigt.

Der Targetfluß kann auch durch periodisches Einschwenken der Elektronenkanone und die Messung der auf den Anregungsprozeß $e^- + Li(2s) \rightarrow e^- + Li(2p)$ folgenden Lichtemission überprüft werden. Abwechselnde Untersuchungen von Stößen mit Ionen bzw. Elektronen könnten in diesem Fall die Targetdichte überprüfen, soferne möglichst gleiche Strahlgeometrien sowohl für die aus der Ionenquelle kommenden Projektilionen als auch für die Elektronen aus der Elektronenkanone vorliegen, und beide Strahlen auf den gleichen Targetausschnitt treffen.

Für genauere Messungen mußte neben dem Fluß der Lithiumatome auch die Gesamtladung des Ionenstroms pro Meßintervall konstant bleiben. Der durch ein umfangreiches Blendensystem

begrenzte Ionenstrahl traf daher nach Durchquerung des Beobachtungsvolumens in einen hohlzylinderförmigen Faradaybecher, mit dessen Hilfe der Ionenstrom gemessen wurde.
Die Konstanz der Ionenanzahl wurde durch ein für diese Messungen entwickeltes *LabView™*-Meßprogramm sichergestellt, das die im Faradaybecher einfallende Ladung zeitlich aufsummierte. Zudem wurde berücksichtigt, daß einfallende energiereiche Ionen Elektronen aus der Oberfläche des Faradaybechers lösen und dadurch den registrierten positiven Ionenstrom scheinbar vergrößern können. Um derartige Meßfehler zu verhindern, wurde der Faradaybecher auf ein Potential von +50V gelegt, sodaß die losgelösten Elektronen festgehalten wurden.
Die Photonenemission wurde zwecks Ausschaltung von Polarisationseffekten mittels eines Photomultipliers (*EMI 9816QB/100*) erfaßt, der in einem von Winkel $\varphi = 54.7°$ zur Achse des Ionenstrahls angeordnet war [vgl. *C.3.1.*].
Durch ein Peltierelement wurde der Photomultiplier auf etwa -10°C gekühlt und damit seine Dunkelrate stark abgesenkt. Die günstigsten Zählverhältnisse stellten sich bei einer Betriebsspannung von $U = 1.7$ kV ein.

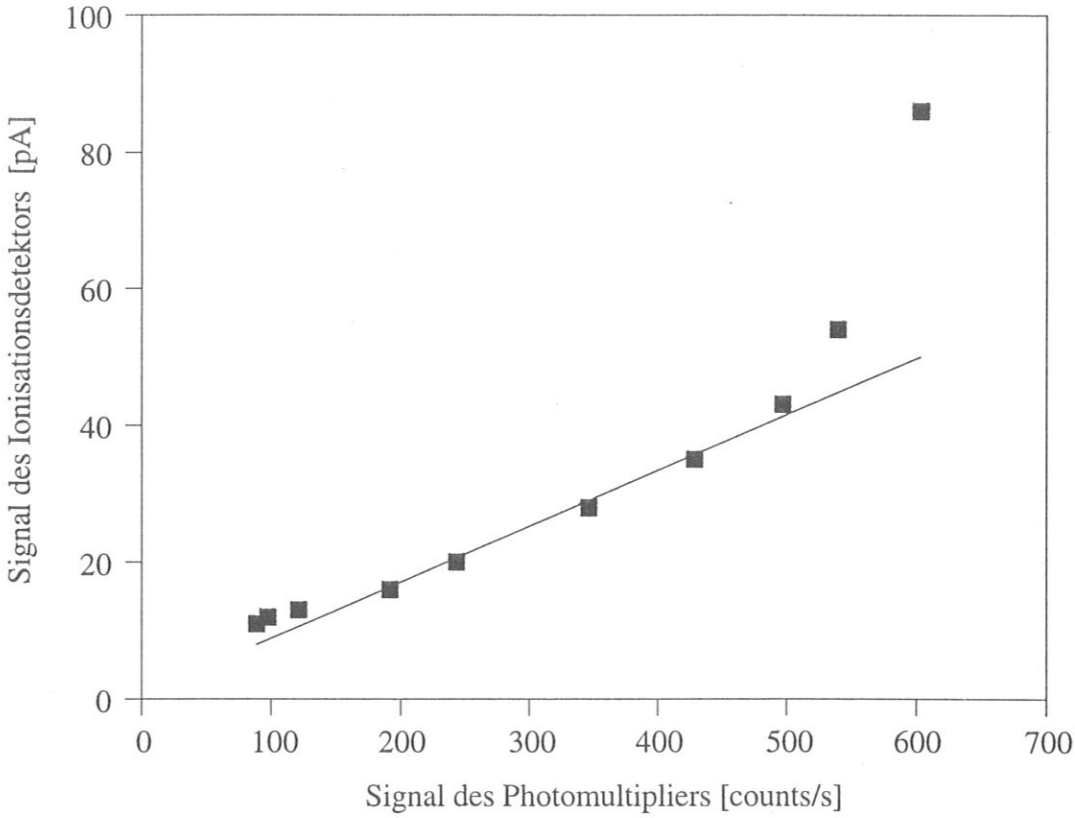


Abb. 48: *Signal des Ionisationsdetektors in Abhängigkeit von der Lithium-Verdampfungsrate. Die Änderung der Lithiumverdampfungsrate wurde bei konstantem Ionenstrom aus der Ionenquelle über die Änderung des Photomultipliersignals registriert.*

C.3.3. Methodik der Messungen

Es wurden relative Wirkungsquerschnitte gemessen, dh. daß alle Meßwerte in Relation zu bereits absolut bekannten Referenzwerten gesetzt wurden. Als Referenzwerte wurden die Wirkungsquerschnitte für die Stoßanregung durch Protonen $H^+ + Li(2s) \rightarrow H^+ + Li(2p)$ herangezogen, die in dem betrachteten Energiebereich auf ±10% genau bekannt sind [*Aumayr et al. 1984*].

Beide Systeme zur Überprüfung der Targetdicke bereiteten Schwierigkeiten im Meßbetrieb. Der für die Oberflächenionisation verwendete 2000°C heisse Platindraht störte die Messungen durch seine starke Strahlung im beobachteten Spektralbereich. Die Target-Überprüfung mittels Elektronenstrahl bereitete zwar keine Probleme, die Übertragbarkeit der geometrischen Verhältnisse auf Ionenstrahlen war aber nicht zweifelsfrei möglich.

Daher erwies sich schließlich im Experimenbetrieb die bereits bekannte Überprüfung der Verdampfungsraten durch einen Referenz-Ionenstrahl als nach wie vor zuverlässigste Methode. Dabei wurden zwischen den einzelnen Messungen Zählraten für den Prozeß $H^+ + Li(2s) \rightarrow H^+ + Li(2p)$ bei $E = 10$ keV bestimmt. Nur wenn diese Zählraten unverändert blieben, wurden die Meßwerte für Z^{q+} als zuverlässig betrachtet und akzeptiert.

Die Messungen wurden derart geplant, daß zunächst jeweils ein einzelner Meßpunkt der zu messenden Wirkungsquerschnitt-Verläufe mit einem Punkt der Protonenkurve absolut kalibriert wurde. Anschließend wurden alle weiteren Meßpunkte der interessierenden Kurve relativ zu dem absolut kalibrierten Punkt gemessen. Der interessierende Wirkungsquerschnitt ergab sich dann gemäß (*c.8*).

Neben technischen Gründen waren für die Auswahl der untersuchten Ionen primär Überlegungen hinsichtlich Modellierung und Skalierung ausschlaggebend. Ähnlich wie bereits für Natrium sollte die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von Ionenladung und Kernladungszahl untersucht werden. Die Messungen wurden schließlich für He^{2+}, C^{2+}, O^{2+}, Ne^{2+}, C^{4+}, Ne^{4+}, Ne^{6+} und Ar^{6+} durchgeführt.

^3He, O_2, Ne und Ar standen als Arbeitsgase zur Verfügung, C^{q+} wurde aus CO bzw. CH_4 erzeugt. Die im Faradaybecher gemessenen Stromstärken der produzierten Ionenströme waren stark abhängig von Ionensorte, Ladungszustand und Extraktionsspannung. Die höchsten Ströme wurden naturgemäß mit den niedrigen Ladungszuständen erzielt, und Edelgasionenstrahlen ließen sich intensiver erzeugen als andere Ionen. Die Strommessungen ergaben Werte zwischen $I = 300$ nA (He^{2+}, 12 kV) und $I = 10$ nA (C^{4+}, 3 kV). Damit sind auch die großen Unterschiede in den erzielten Signal/Untergrund-Verhältnissen zu erklären.

C.3.3.1. Berücksichtigung des Untergrunds

Zum gesamten Signaluntergrund trugen unterschiedliche Prozesse bei. Zunächst besitzt jeder Photomultiplier eine Dunkelrate, die durch Kühlung minimiert werden kann. Weiters emittierte der Lithiumofen intensive Lichtstrahlung, deren Maximum zwar im infraroten Spektralbereich lag, die sich aber auch im sichtbaren roten Spektralbereich bemerkbar machte. Genau dort erfolgt die Emission der *LiI*-Linie ($\lambda = 670.8$nm). Zusammen mit der Transmissionscharakteristik des Interferenzfilters aufgrund seiner endlichen spektralen Breite ($\lambda_{1/2(FWHM)} = 3$nm) führte dies zu einem relativ hohen Untergrund, der eine möglichst gute Abschirmung des Photomultipliers gegen diese Untergrundstrahlung erforderlich machte.
Zum Untergrund trug ebenfalls der glühende Platindraht des Ionisationsdetektors bei, sodaß die Eintrittsblende zum Ionisationsdetektor sehr klein (1 mm) gehalten werden mußte.
Schließlich können Stoßprozesse auch zur Anregung von Restgasmolekülen im Rezipienten (Arbeitsdruck etwa $p = 10^{-5}$ mbar) und Emission im selben Spektralbereich führen. Zur Bestimmung dieses Anteils konnte die Öffnung des Lithiumbehälters durch einen Shutter geschlossen werden.

C.3.3.2. Fehlerbetrachtung

C.3.3.2.1. Statistische Fehler

Die aus der beschriebenen Vorgangsweise resultierenden statistischen Fehler der Datenpunkte setzten sich für jede Ionensorte aus den Vertrauensbereichen der Mittelwerte bei verschiedenen Strahlenergien, aus dem Fehler der absoluten Kalibrierung dieser Werte bei einer Referenzenergie sowie aus der Ungenauigkeit der Referenzkurve [*Aumayr et al. 1984*] zusammen.
Die Standardabweichungen σ_i und die Vertrauensbereiche m_i wurden gemäß (*c.11*) und (*c.12*) berechnet.

$$\sigma_i = \sqrt{\frac{1}{n_i - 1}\sum_{k=1}^{n_i}\left(X_k - \overline{X}\right)^2} \qquad (c.11)$$

n_i... *Anzahl der Messungen*
X_k ... *Meßwerte*
$\overline{X}$ ... *Mittelwert*

$$m_i = \pm\frac{s_i}{\sqrt{n_i}} \qquad (c.12)$$

Die Fehlergrenzen der gemessenen Daten ergaben sich durch quadratische Addition der voneinander unabhängigen Fehler.

$$\Delta y = \sqrt{\sum_{i=1}^{3}\left(\frac{m_i}{\overline{X}_i}\right)^2} \qquad \Delta y\text{... relativer Fehler in \%} \qquad (c.13)$$

Zusammen mit den relativen Fehlern, die zwischen $\pm 1.5\%$ (He^{2+}) und $\pm 20\%$ (Ar^{6+}) lagen, ergaben sich aus dem Fehler der Absolutwerte der Protonen-Wirkungsquerschnitte von $\pm 10\%$ Fehlerbalken von insgesamt $\Delta y \leq 23\%$.

C.3.3.2.2. Systematische Fehler

Systematische Fehler betrafen vor allem eine allenfalls unklare Zusammensetzung und undefinierte Form der Ionenstrahlen.

Reinheit der Ionenstrahlen

Der Sektormagnet trennte das aus der Ionenquelle extrahierte Ionengemisch in Abhängigkeit vom Verhältnis m/q, sodaß theoretisch verschiedene Ladungszustände verschiedener Ionen zusammenfallen konnten. Um die Anteile fremder Ionen im interessierenden Ionenstrahl möglichst gering zu halten, wurde die Ionenquelle zwischen den Messungen mit dem Arbeitsgas für die darauffolgende Messung gespült. Damit konnte die Reinheit der Ionenstrahlen sichergestellt werden, Anteile fremder Ionen lagen bei wenigen Prozent (zB. $Ar^{8+}/Ne^{4+} < 5\%$).

Strahlgeometrie

Die Möglichkeit für systematische Fehler als Folge unterschiedlicher Strahlgeometrien im Stoßbereich wurde nicht untersucht. Die Konstruktion eines umfangreichen Blendensystems sollte aber den Strahlweg so ausreichend gut definieren, daß konstante Verhältnisse erreicht werden können.

Metastabile Primärionenanteile

Die Trennung der Ionenstrahlen durch einen Sektormagneten entsprechend den Verhältnissen m/q unterscheidet nicht nach Anregungszuständen, sodaß langlebige angeregte Zustände der Ionen vorhanden sein konnten. Untersuchungen der Strahlzusammensetzung wurden nicht

durchgeführt, sodaß bezüglich der Reinheit des Strahles nur Schätzungen vorgenommen werden konnten. Anteile von Ionen in metastabilen Zuständen in ähnlichen Quellen liegen im Bereich von 20-30% [*Winter 1995*], wodurch die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für diese Ionen im Grundzustand unsicher ist.

Wie allerdings in *C.5.2.* gezeigt wird, stehen Anregungsprozesse in Konkurrenz zu den in diesen Energiebereichen viel wahrscheinlicheren Ladungsaustauschprozessen. Da bereits bekannt ist [*Brazuk et al. 1984*], daß sich Wirkungsquerschnitte für Elektroneneinfang aus *Li(2s)* in Ionen im Grundzustand von jenen in niedrigen metastabilen Zuständen kaum unterscheiden, kann für die Stoßanregung von ähnlichen Verhältnissen ausgegangen werden.

Ladungsaustauschprozesse

Die wichtigste Voraussetzung für eine korrekte Bestimmung der interessierenden Wirkungsquerschnitte ist das Vorliegen von Einzelstoßbedingungen. Das bedeutet, daß alle Ionen im Beobachtungsvolumen höchstens einen einzigen Stoß mit einem Lithium-Atom durchführen dürfen, sodaß die Meßergebnisse nicht durch Mehrfachstöße verfälscht werden. Um entsprechend sicherzugehen, sollten nur etwa 10% aller Ionen an Stoßprozessen beteiligt sein.

Neben der Stoßanregung der Targetatome können die betrachteten Stöße allerdings auch Ladungsaustausch bewirken. Diese Umladungsprozesse verringern den im Faradaybecher gemessenen Ionenstrom, da ein Teil der Ionen statt der ursprünglichen Ladung qe nur mehr die geringere Ladung $(q-1)e$ trägt. Die Verringerung der gemessenen Stromstärke ergibt sich unter Berücksichtigung der Teilchenerhaltung aus (*c.14*).

$$\frac{I^*}{I} = \left(1 - \frac{n_{Z^{(q-1)+}}}{q \cdot n_{Z^{q+}}}\right) \qquad (c.14)$$

I^* ... *gemessener Ionenstrom*

I ... *ursprünglicher Ionenstrom vor dem Target*

$n_{Z^{(q-1)+}}$ ... *Teilchenfluß (q-1)-fach geladener Teilchen nach dem Target*

$n_{Z^{q+}}$ ... *Teilchenfluß q-fach geladener Teilchen vor dem Target*

Diese Verringerung der Ladung bedingt lange Integrationszeiten und somit zu hohe Photonen-Zählraten. Der Einfluß der Ladungsaustauschprozesse ist von der Ladung der Ionen abhängig und nimmt mit steigender Ladung zu. Die Abnahme des Flusses von Teilchen der Ladung q bis zum Ende des Targetbereichs der Dicke d läßt sich nach (*c.15*) über den im Mittel vorliegenden Teilchenfluß berechnen [*Horvath 1996*]:

$$\frac{\overline{Z^q}}{Z^q_{x=0}} = \frac{\overline{I^q}}{I^q_{x=0}} = \frac{q \cdot \left(\frac{I^q_{x=d}}{I^q_{x=0} - 1} \right)}{ln\left(1 - q \cdot \left(1 - \frac{I^q_{x=d}}{I^q_{x=0}} \right) \right)} \qquad (c.15)$$

Die Wirkungsquerschnitte für Ladungsaustauschprozesse sind für *Li* kleiner als für *Na* [siehe *C.5.1.*], gleichzeitig sind aber die Wirkungsquerschnitte der Anregung für *Li* größer als für *Na*. Waren im Fall von *Na* nur maximal 20% der bis zu vierfach geladenen Ionen von Ladungsaustauschprozessen betroffen, so kann aufgrund des niedrigeren Ionisationspotentials ($E_{i(LiI)}$ = 5.4 eV, $E_{i(NaI)}$ = 5.1 eV) im Fall von *Li* von noch niedrigeren Werten ausgegangen werden. Bei zweifach geladenen Ionen kann die Stromverminderung durch Ladungsaustausch vernachlässigt werden.

Die Auswirkungen von Ladungsaustauschprozessen auf die gemessenen Anregungs-Wirkungsquerschnitte sind darüber hinaus noch dadurch abgeschwächt, daß Ionen mit verringerter Ladung im wesentlichen ähnlich große Stoßanregungs-Wirkungsquerschnitte besitzen.

Nimmt man etwa an, daß im Fall von Ne^{4+} 20% der Teilchen nach einem Ladungsaustauschprozeß als Ne^{3+} an einem $Li(2s \rightarrow 2p)$ Stoßanregungsprozeß beteiligt sind, so reduziert sich die durchschnittliche Ladungszustand auf $Ne^{3.8+}$. Damit die im Faradaycup registrierte Ladung den vom Steuerungsprogramm fix vorgegeben Wert erreicht, sind nun 105% der Teilchenanzahl nötig, verglichen mit einem reinen Ne^{4+}-Strahl. Dies ist gleichbedeutend mit einer um 5% verlängerten Integrationszeit.

Geht man von annähernd gleichen Werten der Wirkungsquerschnitte für verschiedene Ladungszustände aus, so mißt man wegen des klein gehaltenen Beobachtungsbereichs ein um ca. 5% zu hohes Photonenansignal und damit einen um ca. 5% überschätzten Wirkungsquerschnitt.

C.3.4. Experimentelle Ergebnisse

Da die Messungen der Suche nach bestimmten Gesetzmäßigkeiten gewidmet waren, werden die experimentellen Ergebnisse im folgenden geordnet nach Projektilen gleicher Ladung bzw. gleicher Spezies dargestellt.

C.3.4.1. Stöße mit zweifach geladenen Ionen

Auffälligstes Merkmal der Verläufe der Wirkungsquerschnitte ist eine wellige Struktur im Energiebereich $0.8 \leq E \leq 2$ keV/amu (*Abb. 49*). Ähnliche Plateaus waren bereits für *Na* beobachtet worden. Während sich die Werte für C^{2+}, O^{2+} und Ne^{2+} in diesem Bereich kaum voneinander unterscheiden, zeigt der Verlauf der Daten für He^{2+} mit einem Knick bei $E \approx 4$ keV/amu und dem augenscheinlichen Fehlen des Plateaubereichs einen eindeutig anderen Charakter. Dies ist ein Hinweis auf die nicht zu vernachlässigende Bedeutung der elektronischen Struktur der nicht voll ionisierten Projektilionen.
Die extrahierten Ionenströme waren für diese niedrigen Ladungszustände relativ hoch ($I_{He^{2+}} \leq 300$ nA, $I_{C^{2+}} \leq 150$ nA), sodaß sich entsprechend kleine Fehler $\Delta y/y < 5\%$ ergaben.

	E/m [keV/amu]	σ [cm^2]	$\Delta\sigma/\sigma$ [±%] rel.	$\Delta\sigma/\sigma$ [±%] abs.
He^{2+}	1.00	1.25e-15	3.7	10.7
	1.16	1.60e-15	1.5	10.1
	1.32	1.58e-15	2.3	10.3
	1.66	2.05e-15	4.0	10.8
	2.00	2.21e-15	2.0	10.2
	2.66	2.59e-15	1.8	10.1
	3.32	2.93e-15	1.4	10.1
	4.00	3.19e-15	1.9	10.1
	4.66	3.48e-15	2.1	10.2
	5.32	4.14e-15	2.8	10.3
	6.00	4.50e-15	2.2	10.2
	6.66	5.08e-15	2.4	10.3
	7.32	5.54e-15	2.2	10.2
	8.00	5.88e-15	1.5	10.1

(Fortsetzung nächste Seite)

	E/m [keV/amu]	σ [cm^2]	$\Delta\sigma/\sigma$ [±%] rel.	$\Delta\sigma/\sigma$ [±%] abs.
C^{2+}	0.66	1.15e-15	3.9	10.7
	0.83	1.24e-15	1.8	10.1
	1.00	1.31e-15	5.7	11.5
	1.16	1.21e-15	2.7	10.3
	1.32	1.27e-15	4.3	11.0
	1.50	1.37e-15	6.8	12.1
	1.66	1.38e-15	2.0	10.2
	1.83	1.56e-15	3.8	10.7
	1.91	1.53e-15	8.5	13.1
	2.00	1.60e-15	7.8	12.7
O^{2+}	0.37	5.35e-16	8.7	13.2
	0.50	8.30e-16	4.8	11.1
	0.63	1.14e-15	2.9	10.3
	0.75	1.26e-15	3.6	10.6
	0.87	1.35e-15	3.1	10.5
	1.00	1.37e-15	3.5	10.6
	1.12	1.18e-15	1.8	10.1
	1.25	1.17e-15	3.0	10.4
	1.37	1.12e-15	1.3	10.1
	1.50	1.21e-15	9.0	13.5
Ne^{2+}	0.30	5.86e-16	8.7	13.2
	0.40	5.13e-16	4.8	11.1
	0.50	6.05e-16	2.9	10.3
	0.60	9.10e-16	3.6	10.6
	0.70	9.75e-16	3.1	10.5
	0.80	1.26e-15	3.5	10.6
	0.90	1.42e-15	1.8	10.1
	1.00	1.42e-15	3.0	10.4
	1.10	1.12e-15	1.3	10.1
	1.20	1.21e-15	9.0	13.5

Tab. 5: *Emissions-Wirkungsquerschnitte σ für Stöße verschiedener zweifach geladener Ionen mit Li. Die relativen Fehler berücksichtigen Unsicherheiten der Messungen, die absolten Fehler schließen die Ungenauigkeit des Referenz-Wirkungsquerschnitts mit ein.*

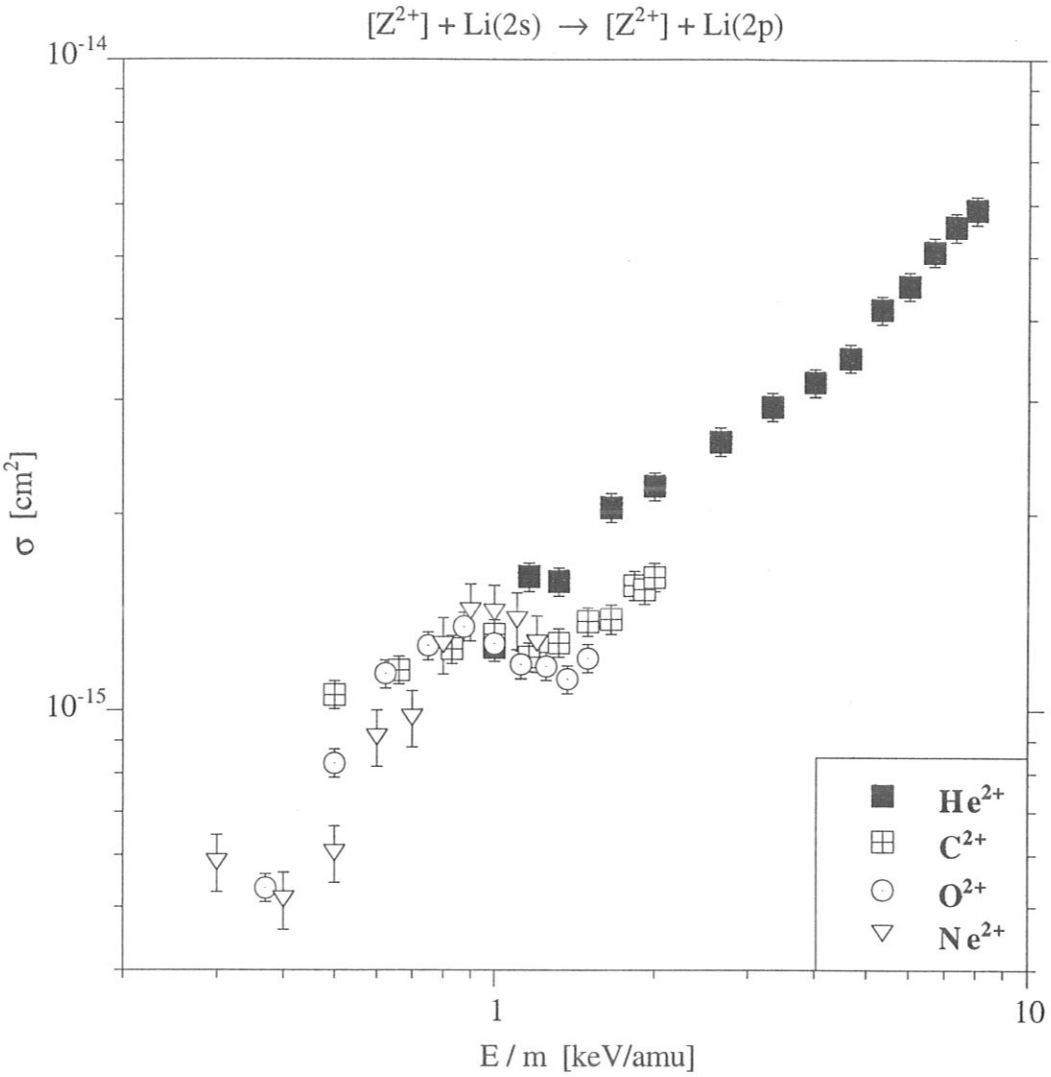


Abb. 49: Emissions-Wirkungsquerschnitte für Stöße mit verschiedenen zweifach geladenen Ionen, aufgetragen über der Ionenenergie pro Masseneinheit. Die Fehlerbalken (maximal ±5%) berücksichtigen nur die während dieser Messungen aufgetretenen Unsicherheiten; ein wesentlich größerer Beitrag durch die Unsicherheit des Referenz-Wirkungsquerschnitts (±10%) ist nicht dargestellt.

C.3.4.2. Stöße mit vierfach geladenen Ionen

Mit C^{4+} und Ne^{4+} wurden zwei vierfach geladene Ionensorten verwendet. Hier ergab sich ein deutlich anderer Verlauf (*Abb. 50*) als im Fall der zweifach geladenen Ionen. Während der Verlauf der Meßwerte für C^{4+} ein stark ausgeprägtes Plateau im Bereich $2 \leq E \leq 5$ keV/amu zeigt, fehlt diese Struktur bei Ne^{4+} gänzlich. Die Werte von C^{4+} liegen um bis zu einen Faktor 3 über den Werten für Ne^{4+}, sodaß in diesem Fall offenbar sehr wohl zwischen verschiedenen Projektilen gleicher Ladung unterschieden werden muß.

	E/m [keV/amu]	σ [cm^2]	$\Delta\sigma/\sigma$ [±%] rel.	$\Delta\sigma/\sigma$ [±%] abs.
C^{4+}	1.00	7.88e-16	14.3	17.4
	1.32	1.38e-15	10.0	14.1
	1.66	2.00e-15	12.6	16.1
	1.83	2.09e-15	8.9	13.4
	2.00	2.49e-15	9.7	13.9
	2.16	2.49e-15	8.9	13.4
	2.32	2.52e-15	9.1	13.5
	2.64	2.40e-15	8.0	12.8
	3.00	2.46e-15	8.5	13.1
	3.32	2.52e-15	8.5	13.1
	3.66	2.62e-15	6.9	12.2
	4.00	2.78e-15	11.3	15.1
Ne^{4+}	0.70	1.05e-15	10.4	14.2
	0.80	9.53e-16	8.6	13.1
	1.00	8.71e-16	7.1	12.2
	1.20	8.27e-16	8.3	13.0
	1.40	8.66e-16	7.9	12.8
	1.60	8.85e-16	7.8	12.7
	1.80	1.02e-15	8.2	12.9
	2.00	1.03e-15	6.7	12.0
	2.20	1.16e-15	7.1	12.2
	2.40	1.38e-15	7.4	12.4
	2.50	1.49e-15	6.9	12.2

Tab. 6: *Emissions-Wirkungsquerschnitte σ für Stöße vierfach geladener Ionen mit Li. Die relativen Fehler berücksichtigen Unsicherheiten der Messungen, die absolten Fehler schließen die Ungenauigkeit des Referenz-Wirkungsquerschnitts mit ein.*

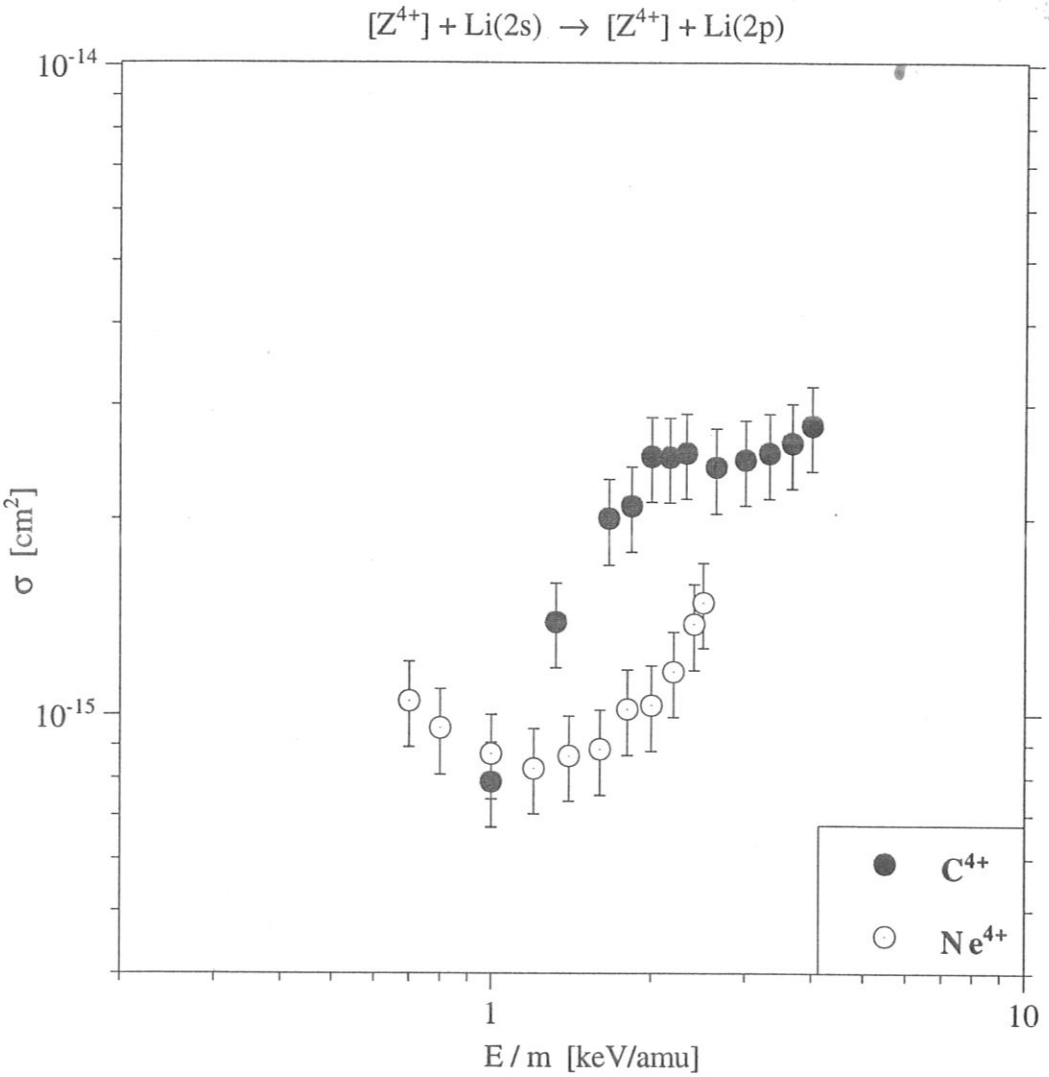


Abb. 50: Emissions-Wirkungsquerschnitte für Stöße vierfach geladener Ionen mit Li in Abhängigkeit von der Ionenenergie pro Masseneinheit. Die Fehlerbalken (etwa ±10%) berücksichtigen nur die bei der Messung aufgetretenen Unsicherheiten; ein Beitrag durch die Unsicherheit des Referenz-Wirkungsquerschnitts (±10%) ist nicht dargestellt.

C.3.4.3. Stöße mit sechsfach geladenen Ionen

Projektile in höheren Ladungszuständen konnten nur mit sehr schwachen Strömen in den Beobachtungsbereich gelenkt werden ($I_{Ar^{6+}} \approx 10$ nA). Dadurch ergaben sich relativ schlechte Signal/Untergrund-Verhältnisse. Die Wirkungsquerschnitte für Ne^{6+} und Ar^{6+} verändern sich im Bereich $1.5 \leq E \leq 4$ keV/amu kaum (*Abb. 51*).

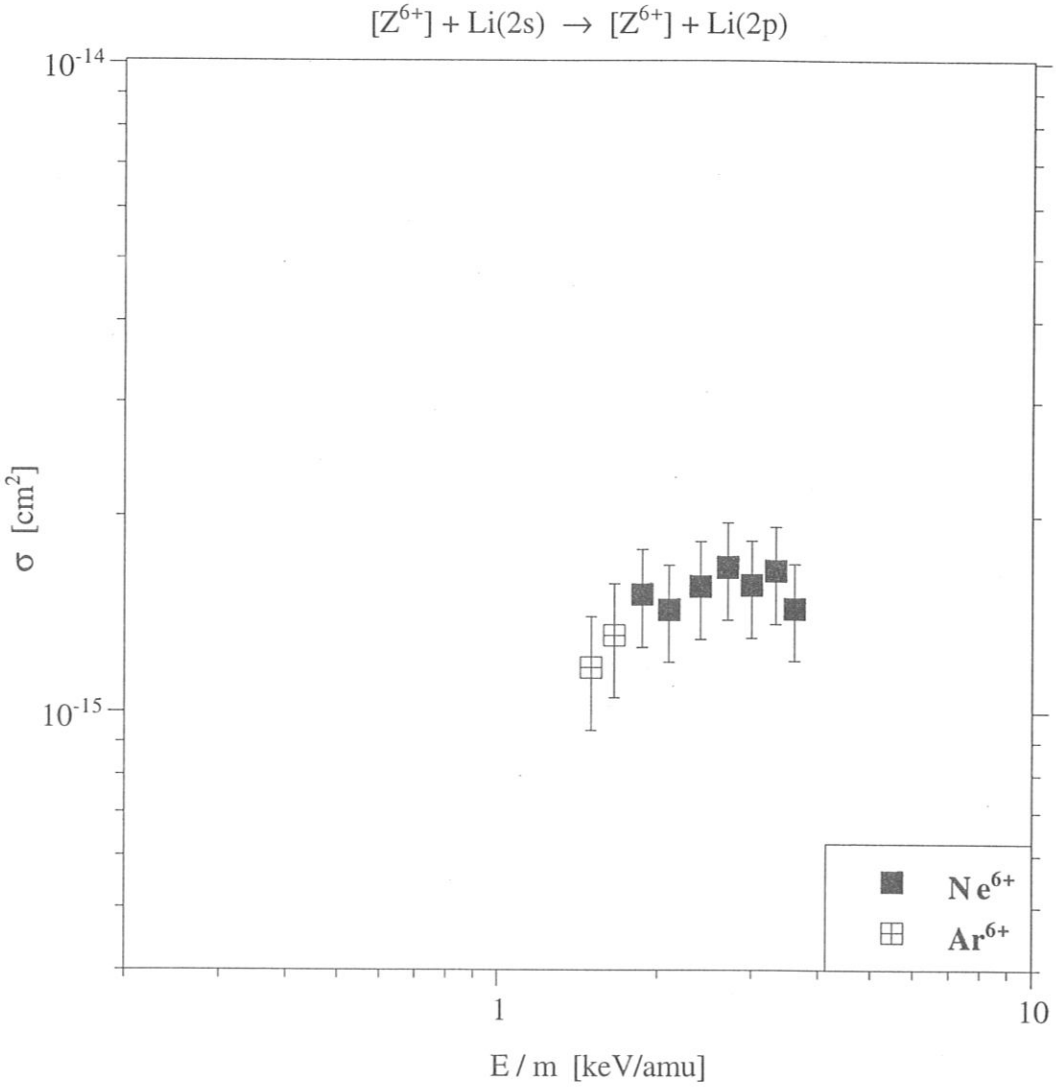


Abb. 51: Emissions-Wirkungsquerschnitte für Stöße sechsfach geladener Ionen mit Li in Abhängigkeit von der Ionenenergie pro Masseneinheit. Die Fehlerbalken (etwa ±15%) berücksichtigen nur die bei der Messung aufgetretenen Unsicherheiten; der Beitrag durch die Unsicherheit des Referenz-Wirkungsquerschnitts (±10%) ist nicht dargestellt.

	E/m [keV/amu]	σ [cm^2]	$\Delta\sigma/\sigma$ [±%] rel.	$\Delta\sigma/\sigma$ [±%] abs.
Ne^{6+}	1.87	1.51e-15	7.1	12.2
	2.10	1.43e-15	6.8	12.1
	2.40	1.56e-15	6.9	12.1
	2.70	1.66e-15	6.2	11.7
	3.00	1.56e-15	5.6	11.4
	3.32	1.64e-15	13.2	16.6
	3.60	1.44e-15	8.1	12.8
Ar^{6+}	1.50	1.17e-15	12.0	15.6
	1.66	1.31e-15	20.6	22.9
	1.80	9.36e-16	15.6	18.5

Tab. 7: *Emissions-Wirkungsquerschnitte σ für Stöße sechsfach geladener Ionen mit Li. Die relativen Fehler berücksichtigen Unsicherheiten der Messungen, die absolten Fehler schließen die Ungenauigkeit des Referenz-Wirkungsquerschnitts mit ein.*

C.3.4.4. Stöße mit C-Projektilen

Die Verwendung von Ionen gleicher Spezies in unterschiedlichen Ladungszuständen sollte eine allfällige Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Projektilladung erkennen lassen. Im Fall von C^{2+} und C^{4+} unterscheiden sich die Ergebnisse deutlich voneinander (*Abb. 52*), während dieses Verhalten bei Stoß mit *Na* nicht beobachtet worden ist.

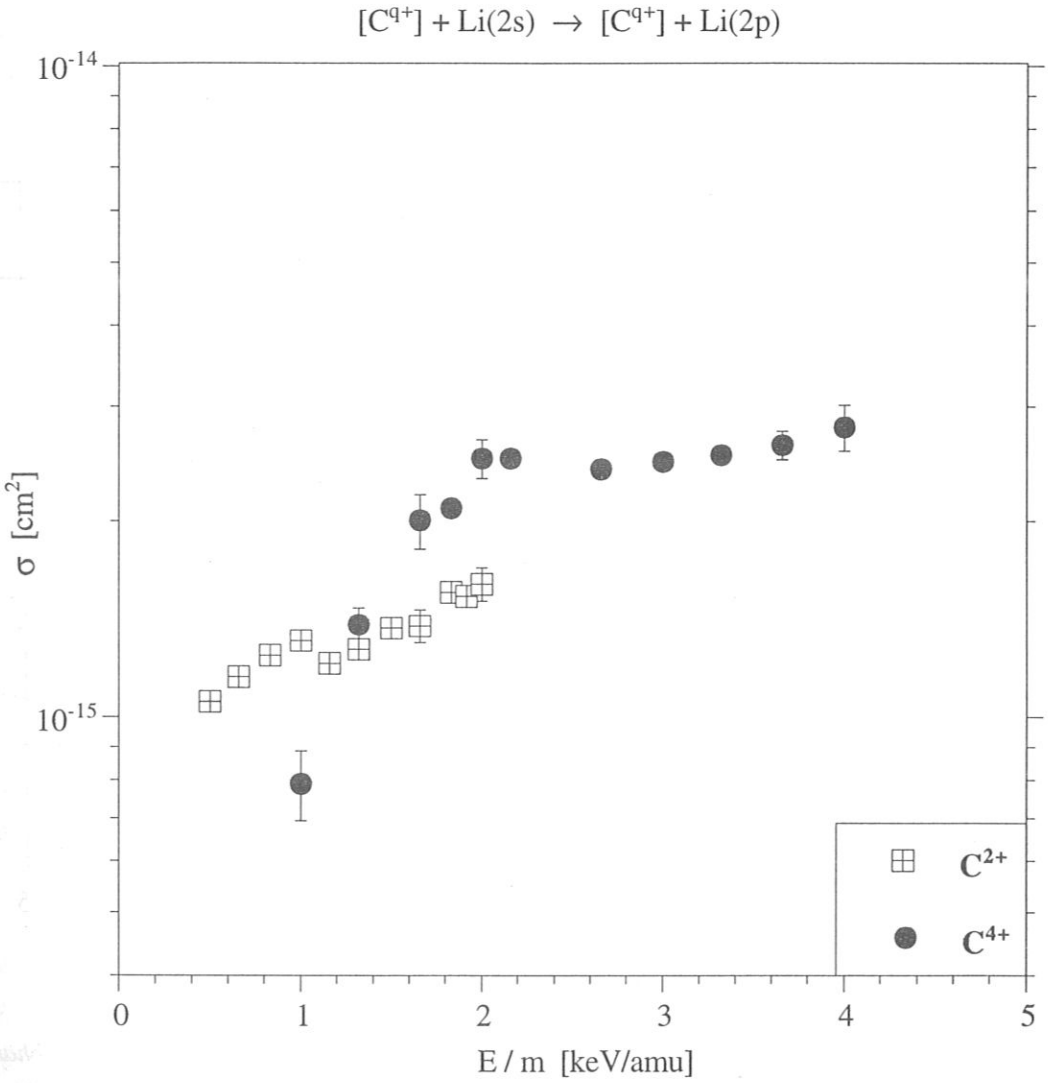


Abb. 52: *Emissions-Wirkungsquerschnitte für Stöße von verschieden geladenen C-Ionen mit Li in Abhängigkeit von der Ionenenergie pro Masseneinheit. Die Fehlerbalken berücksichtigen nur die während dieser Messungen aufgetretenen Unsicherheiten; die Unsicherheit des Referenz-Wirkungsquerschnitts (±10%) ist nicht dargestellt.*

C.3.4.5. Stöße mit Ne-Projektilen

Neonionen wurden in drei Ladungszuständen aus der Ionenquelle extrahiert. Auch hier ist kein eindeutiger Trend bei der Abhängigkeit vom Ladungszustand q erkennbar (*Abb. 53*).

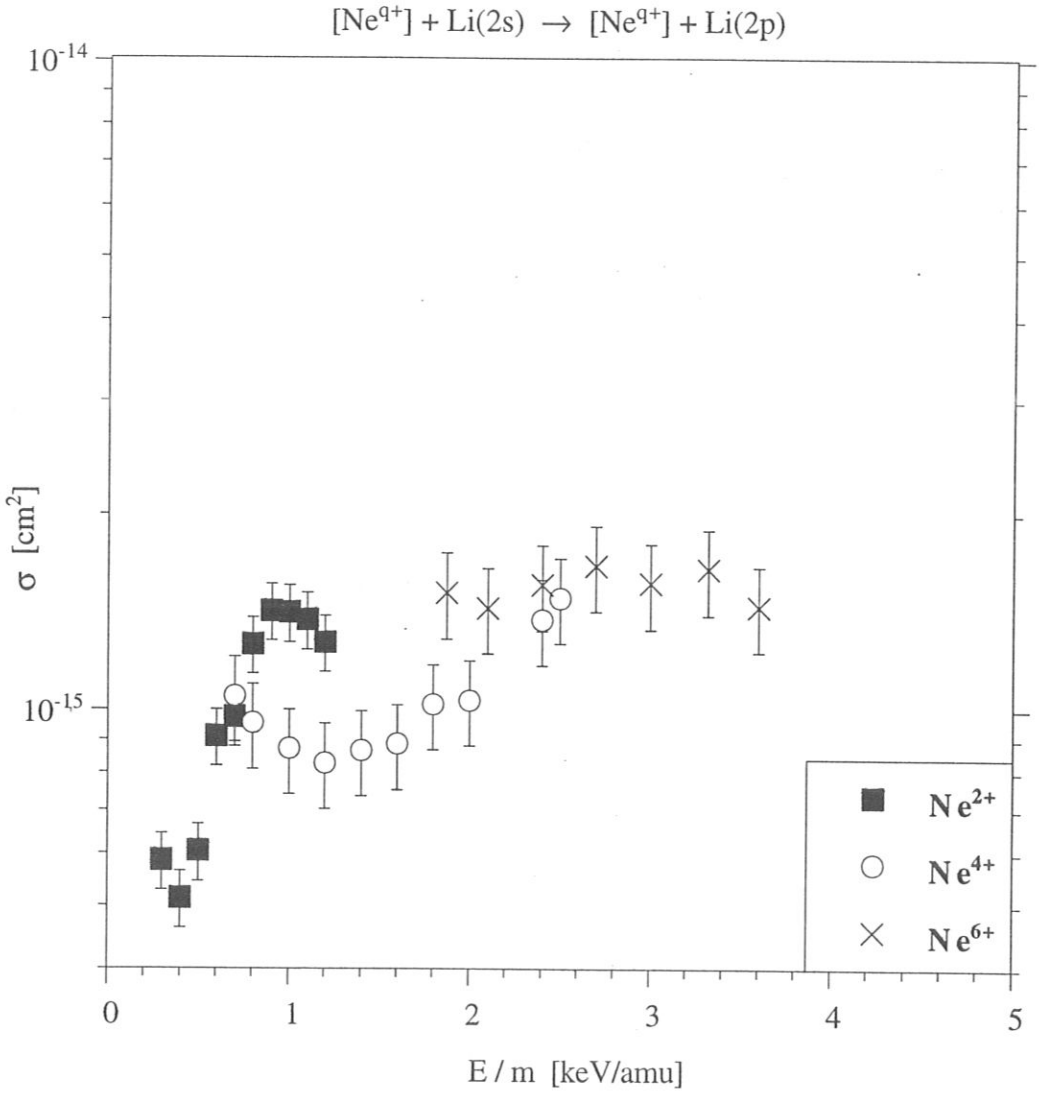


Abb. 53: *Emissions-Wirkungsquerschnitte für Stöße verschieden geladener Ne-Ionen mit Li in Abhängigkeit von der Strahlenergie pro Masseneinheit. Die Fehlerbalken berücksichtigen nur die während dieser Messungen aufgetretenen Unsicherheiten; die Unsicherheit des Referenz-Wirkungsquerschnitts (±10%) ist nicht dargestellt.*

C.3.5. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit AO-CC-Rechnungen

Wie bereits angedeutet, war das eigentliche Ziel der experimentellen Untersuchungen der Vergleich mit Modellrechnungen, die auch auf nicht näher untersuchte Stoßsysteme anwendbar sein sollten.

Tab. 8 zeigt die im konkreten Fall für die Berechnungen verwendeten Zustände. Erstmals konnten nicht nur Stöße mit nackten Ionen simuliert werden, sondern auch mit C^{2+} als ein nicht vollständig ionisiertes Projektil. Zu diesem Zweck wurden ausgehend von der Basis für He^{2+} nur die Ladungsaustausch-Kanäle den Energieniveaus von C^{2+} angepaßt.

Um die vorliegenden experimentellen Ergebnisse mit AO-CC-Rechnungen vergleichen zu können, mußten bei der Berechnung Kaskadenbeiträge gemäß (*c.16*) berücksichtigt werden, die sich durch Verzweigungsverhältnisse und Übergangswahrscheinlichkeiten ergeben.

$$\sigma(2p\rightarrow 2s) = \sigma(2p) + \sigma(3s) + 0.76\sigma(3p) + \sigma(3d) + 0.57\sigma(4s) + 0.77\sigma(4d) + \sigma(4f) \qquad (c.16)$$

	Zentrum: Projektil		Zentrum: *Li*	
	AO	PS	AO	PS
H				
AO27_36	n=1,2,3	17 STO $l\leq 3$	n=2,3	27 STO $l\leq 3$
AO65_64	n=1,2,3,4	31 STO $l\leq 4$	n=2,3,4	45 STO $l\leq 4$
He⁺, C⁺				
AO51_64	n=1,2,3,4	45 STO $l\leq 4$	n=2,3,4	45 STO $l\leq 4$
Be³⁺				
AO50_32	n=1,2,3,4,5	z=5, nl=6h	n=2,3	23 STO $l\leq 2$
AO79_32	n=1,2,3,4,5,6,7; $\lvert m\rvert\leq 4$	--------	n=2,3	23 STO $l\leq 2$
AO119_32	n=1,2,3,4,5,6,7,8	--------	n=2,3	23 STO $l\leq 2$

Tab. 8: *Basis-Sets zur Beschreibung von Anregungs- und Ladungsaustauschprozessen in Z^{q+} + Li(2s) Stoßprozessen. Um zwischen Atomorbitalen (AO) und Pseudo-Zuständen (PS) unterscheiden zu können, wurden alle Zustände um beide Zentren für jede AO-CC Rechnung angegeben. Für gebundene Zustände von H, He und Be wurden wasserstoffartige Orbitale verwendet. Keine Angabe zu l bedeutet, daß sämtliche l-Niveaus für ein gegebenes n berücksichtigt wurden. Orbitale vom Slater-Typ (STO) werden zum Aufbau der LiI- und CII-Atomorbitale verwendet. Alle Rechnungen sind durch die Anzahl der Zustände definiert, die um das Projektil- bzw. Target-Zentrum definiert sind [Brandenburg et al. 1998b].*

C.3.5.1. Stöße mit einfach geladenen Ionen

Obwohl im Rahmen der vorliegenden Arbeit keine Messungen an einfach geladenen Ionen durchgeführt wurden, soferne man von der Kalibrierung mittels Protonenstoß absieht, soll dennoch der Vollständigkeit halber auch der Sachverhalt für diesen Ladungszustand dargestellt werden. Aktualisierte AO-CC Rechnungen [*Schweinzer 1997*] wurden mit entsprechenden experimentellen Daten [*Aumayr et al. 1987*] verglichen (*Abb. 54*). Neben der hervorragenden Übereinstimmung von Experiment und Theorie im Fall von H^+ muß schon an dieser Stelle festgestellt werden, daß die Wirkungsquerschnitte für alle untersuchten Ionen mehr oder weniger gleiche Verläufe aufweisen. Abweichungen erfolgen erst bei Energien $E < 0.4$ keV/amu. Weiters läßt sich eine plateauförmige Struktur (vgl. *Abb. 49, 50*) im Bereich $E \approx 1$ keV/amu bestenfalls andeutungsweise erkennen.

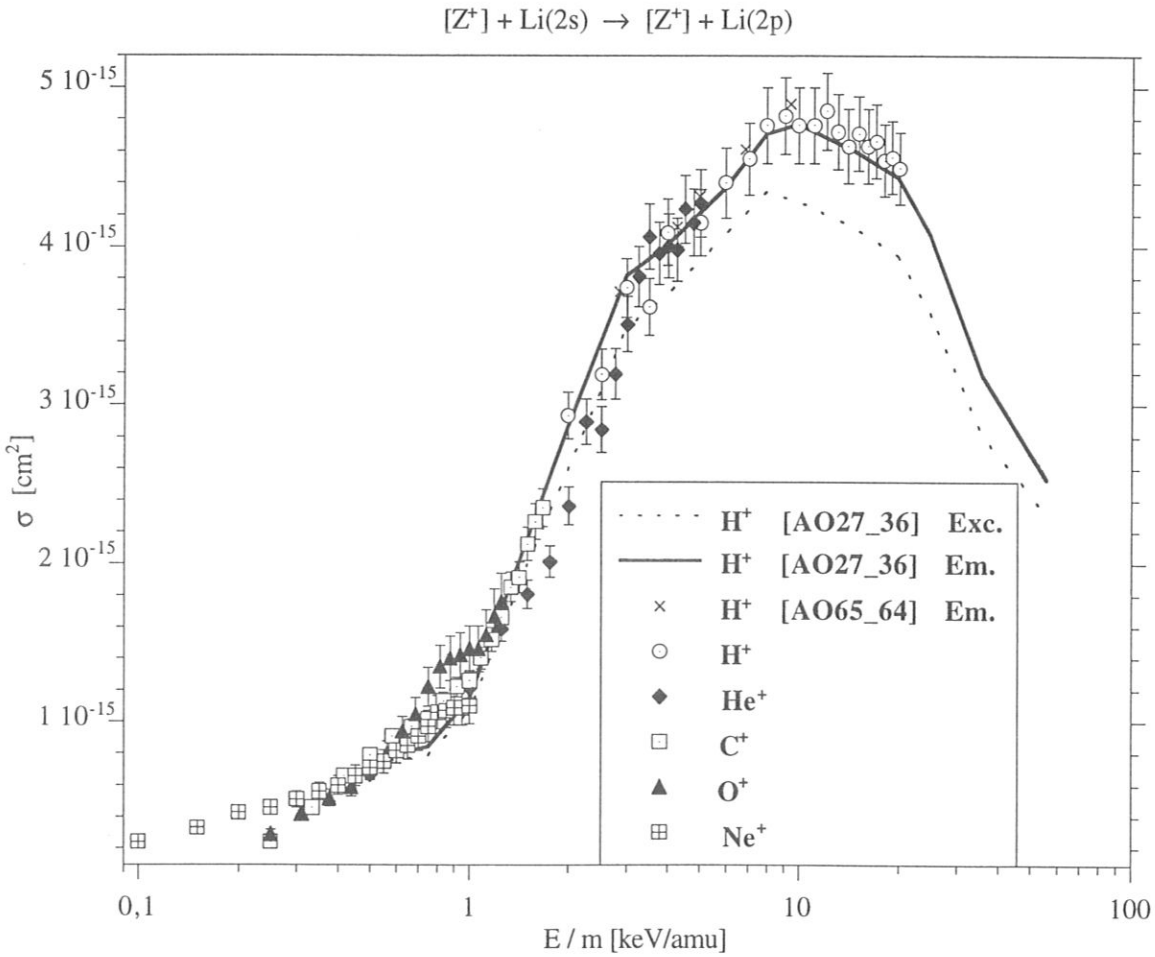


Abb. 54: Gemessene Emissions-Wirkungsquerschnitte für Stöße verschiedener einfach geladener Ionen mit Li [Aumayr et al. 1987] im Vergleich mit AO-CC-Ergebnissen für H^+ [Schweinzer 1997], aufgetragen über der Ionenenergie pro Masseneinheit. Die Fehlerbalken berücksichtigen nur die während der Messungen aufgetretenen Unsicherheiten; der Beitrag durch die Unsicherheit des Referenz-Wirkungsquerschnitts (±10%) ist nicht dargestellt.

C.3.5.2. Stöße mit zweifach geladenen Ionen

War es im Fall der Stoßanregung von *Na* noch möglich gewesen, die Stoßanregung durch verschiedene zweifach geladene Ionen mit einer einzigen AO-CC-Kurve darzustellen, so stellt sich die Lage im Fall von *Li* deutlich anders dar (*Abb. 55*).
Die theoretischen Ergebnisse für He^{2+} stimmen gut sowohl mit den in diesem Rahmen durchgeführten Experimenten als auch mit den Ergebnissen von *Kadota et al. 1982* überein.

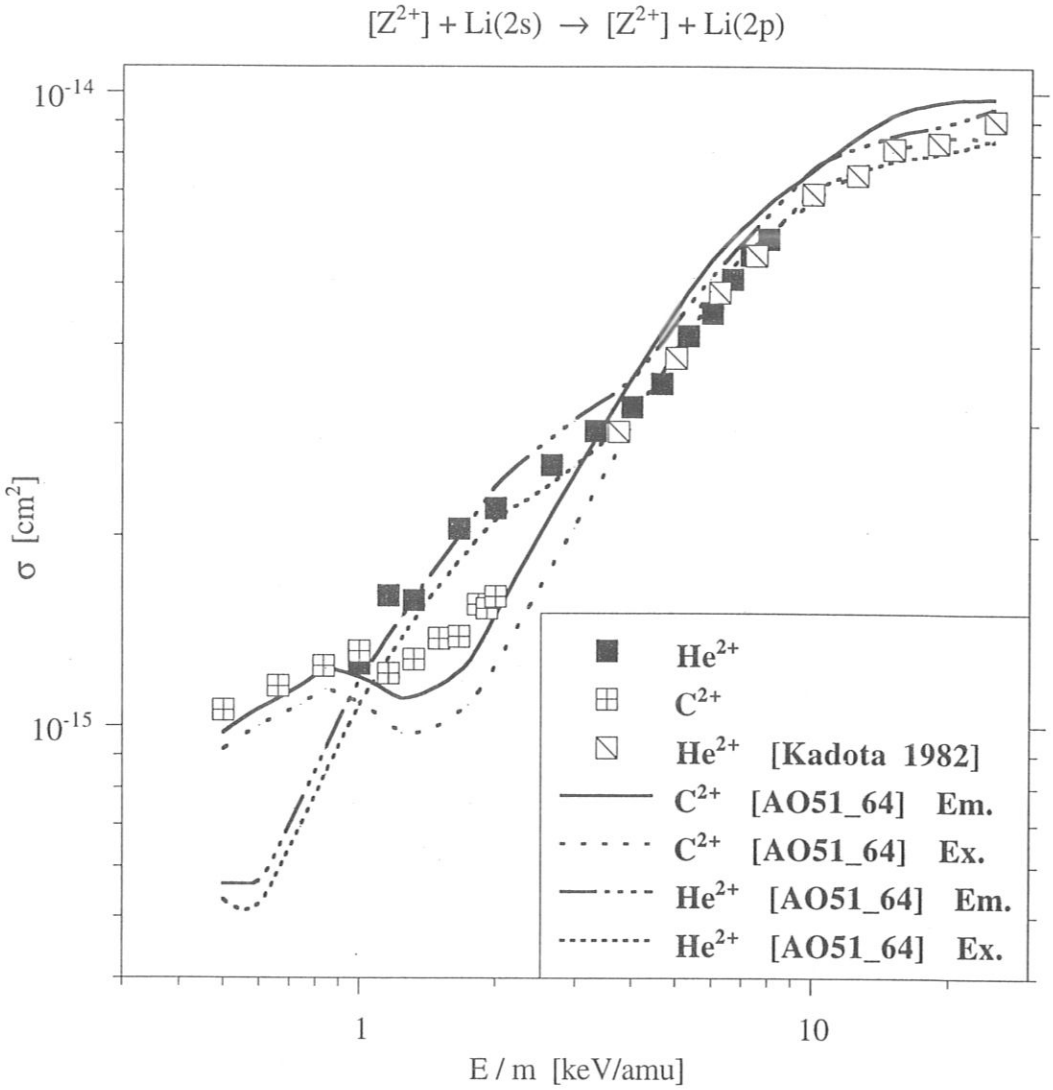


Abb. 55: Gemessene Emissions-Wirkungsquerschnitte für Stöße verschiedener zweifach geladener Ionen mit Li im Vergleich mit AO-CC-Ergebnissen für He^{2+} und C^{2+} [Brandenburg et al. 1998b], aufgetragen über der Ionenenergie pro Masseneinheit. Die Fehlerbalken berücksichtigen nur die während der Messungen aufgetretenen Unsicherheiten; ein Beitrag durch die Unsicherheit des Referenz-Wirkungsquerschnitts (±10%) ist nicht dargestellt.

Der Knick in der Kurve bei $E \approx 4$ keV/amu, den auch die AO-CC-Rechnung reproduziert, führt zu deutlichen Abweichungen von den Daten für alle anderen Z^{2+}-Projektile, die sich ihrerseits weniger voneinander unterscheiden.
Rechnungen für C^{2+} zeigen die auch experimentell gefundene Plateaustruktur und stimmen ebenfalls generell gut mit den Messungen überein, wobei die berechneten Werte so wie jene für He^{2+} um etwa 5% niedriger liegen als die gemessenen.
Die deutlichen Unterschiede zwischen dem Ergebnis für vollständig ionisiertes He^{2+} und jenen für die nur teilweise ionisierten Z^{2+}-Projektile sind auf die nicht zu vernachlässigende Bedeutung der elektronischen Struktur der Projektilionen zurückzuführen [*C.5.2.*].

C.3.5.3. Stöße mit vierfach geladenen Ionen

Bei den Experimenten ergab sich ein deutlicher Unterschied zwischen Ergebnissen für C^{4+} und Ne^{4+}. Daher war zu erwarten, daß die AO-CC Rechnungen nicht für beide Stoßsysteme befriedigende Übereinstimmung zeigen werden.
Aus technischen Gründen existierten bisher vor allem Algorithmen für die Stoßanregung durch vollständig ionisierte Projektile. Im Fall vierfach geladener Ionen wurde daher Be^{4+} herangezogen. AO-CC-Ergebnisse für Be^{4+} spiegeln den experimentell beobachteten Verlauf der Wirkungsquerschnitte von C^{4+} recht gut wieder (*Abb. 56*), wobei die Unterschiede durch Einflüsse des Elektronenrumpfs von C^{4+} herbeigeführt werden.
Der Grad der Übereinstimmung hängt wesentlich von der Ausführlichkeit der Rechnungen ab, die von der Größe der Basis verwendeter Zustände bestimmt wird [vgl. *C.2.*]. So führt die Vernachlässigung von Energieniveaus, die für den konkurrierenden Ladungsaustauschprozeß von Bedeutung sind, zu einer Überschätzung des Wirkungsquerschnitts der Stoßanregung [AO50_32]. Eine übertriebene Vergrößerung der Basis [AO119_32] erfordert zwar einen erheblich gesteigerten Rechenaufwand, ergibt aber keine deutlich bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen.

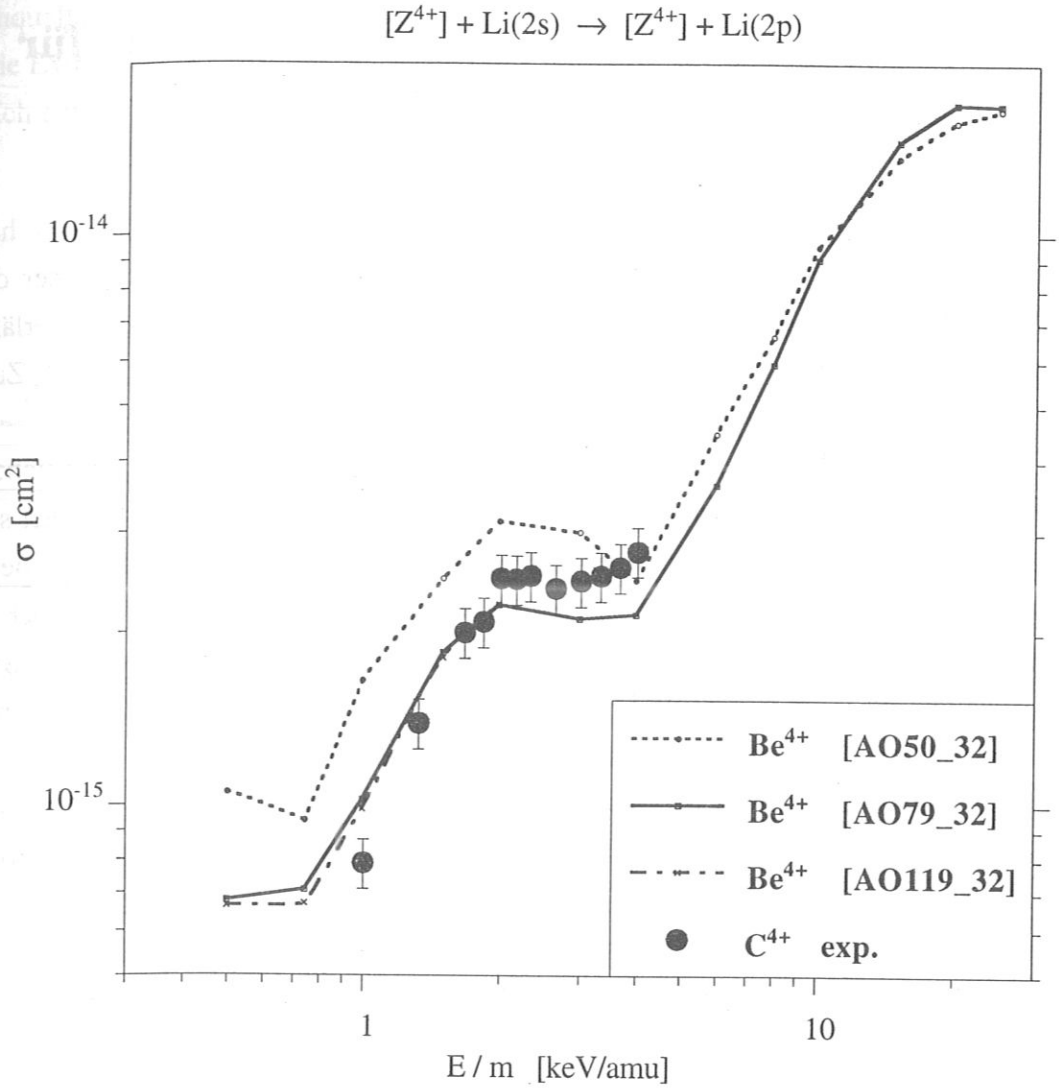


Abb. 56: *Gemessene Emissions-Wirkungsquerschnitte für Stöße von C^{4+} Ionen im Vergleich mit Ergebnissen unterschiedlicher AO-CC-Rechnungen für Be^{4+} [Brandenburg et al. 1998b], aufgetragen über der Ionenenergie pro Masseneinheit. Die Fehlerbalken berücksichtigen nur die während der Messungen aufgetretenen Unsicherheiten; ein Beitrag durch die Unsicherheit des Referenz-Wirkungsquerschnitts (±10%) ist nicht dargestellt.*

C.4. Messung von Wirkungsquerschnitten für die Stoßanregung *Li(2s→3d)*

Im Verlauf von Untersuchungen zur Modellierung des Lithium-Diagnostikstrahls hat sich herausgestellt, daß die Population von höher angeregten Zuständen im Strahl bisher deutlich überschätzt wurde [vgl. *B.3.*]. Als Hauptursache dafür wurde der Mangel an verläßlichen Wirkungsquerschnitten betreffend die Anregung von Übergängen in *Li(nl, n≥3)* Zustände durch Protonenstoß identifiziert.

Es ergab sich daher ein Bedarf, auch die Stoßanregung in diese Zustände zu untersuchen. Für eine experimentelle Untersuchung der Übergänge $H^+ + Li(2s) \rightarrow H^+ + Li(3l)$ bietet sich die Anregung in den *Li(3d)*-Zustand an, weil die entsprechende Emission *Li(3d→2p)* den nach *Li(2p→2s)* wichtigsten und damit intesivsten Übergang darstellt (*Abb. 57*). Darüber hinaus ermöglicht die Wellenlänge $\lambda = 610.4$ nm die Verwendung herkömmlicher optischer Systeme und begünstigt gleichzeitig das Signal/Untergrund-Verhältnis im Vergleich zur Emission *Li(2p→2s)* bei $\lambda = 670.8$ nm deutlich [vgl. *C.2.3.2.*].

Wie im Fall der Stoßanregung *Li(2s→2p)* durch mehrfach geladene Ionen sollten auch in diesem Fall die Messungen vor allem die Zuverlässigkeit von Modellrechnungen überprüfen. Neben H_2 wurde auch ^4He als Arbeitsgas in der Ionenquelle verwendet, um durch die Messung der Wirkungsquerschnitte für He^+, die sich nicht wesentlich von jenen für H^+ unterscheiden können, auch im Bereich niedrigerer Stoßenergien Daten zu produzieren.

C.4.1. Versuchsanordnung

Der experimentelle Aufbau war dem in [*C.3.2.*] beschriebenen sehr ähnlich. Damit mit intensiveren Ionenströmen gearbeitet und dadurch die zu erwartenden kleineren Signale noch ausreichend genau gemessen werden konnten, wurden die Experimente allerdings an einer anderen Ionenquelle durchgeführt.

C.4.1.1. Die 2.45 GHz-ECR-Ionenquelle

Die für diese Messungen verwendete Ionenquelle [*Wutte et al. 1993, Fiedler et al. 1992*] basiert auf einem ähnlichen Prinzip wie die in *C.3.2.1.* beschriebene 5 GHz-ECR-Ionenquelle. Die erreichbaren Extraktionsspannungen liegen im Bereich $2 \leq U_{extr} \leq 12.5$ kV. Diese

Ionenquelle wurde allerdings nicht für die Erzeugung hochgeladener Ionen konzipiert, sondern für die Extraktion möglichst hoher Ströme einfach geladener Ionen. Aus diesem Grund eignete sie sich gut für die angestrebten Messungen der Lithium-Stoßanregung durch H^+ und He^+.

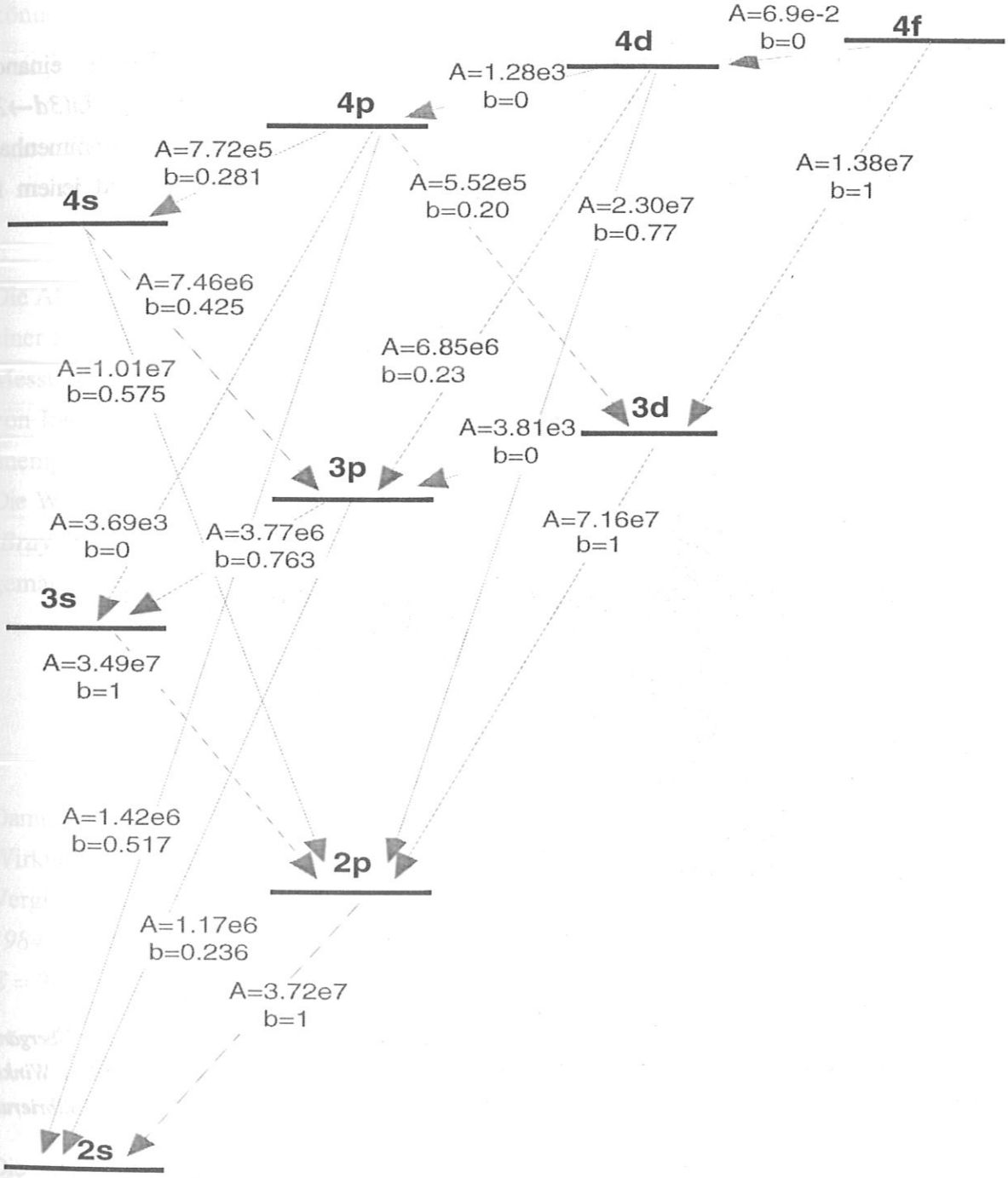


Abb. 57: Übergangswahrscheinlichkeiten und Verzweigungsverhältnisse von LiI. (vereinfacht; vgl. Abb. 35). Der Übergang Li(3d→2p) bietet sich für Messungen an, weil Li(3d) jedenfalls stärker besetzt ist als alle höheren Zustände. Der Übergang Li(3s→2p) kommt wegen schlechter Signal/Untergrund-Verhältnisse infolge Emission im Infrarotbereich (λ = 812.6 nm) nicht in Betracht; Emissionen durch Übergänge aus Li(3p) sind sehr schwach und erfolgen zudem entweder im UV-Bereich (λ = 323.3 nm) oder im fernen Infrarot (λ = 2687.8 nm).

C.4.1.2. Der modifizierte Stoßrezipient

Für die Messung der Wirkungsquerschnitte wurde der in *C.3.2.3.* beschriebene Rezipient modifiziert (*Abb. 58*), da die Absolutkalibrierung der relativ gemessenen Werte nun nicht mehr wie in *C.3.3.* erfolgen konnte.

Um die Genauigkeit der Messungen zu erhöhen, wurden mittels zweier einander gegenüberliegender Photomultiplier gleichzeitig die Übergänge *Li(2p→2s)* und *Li(3d→2p)* jeweils unter dem magischen Winkel von 54.7° beobachtet, wodurch ein Zusammenhang zwischen dem Verlauf des Emissions-Wirkungsquerschnitts für *Li(3d→2p)* und jenem für *Li(2p→2s)* hergestellt werden konnte.

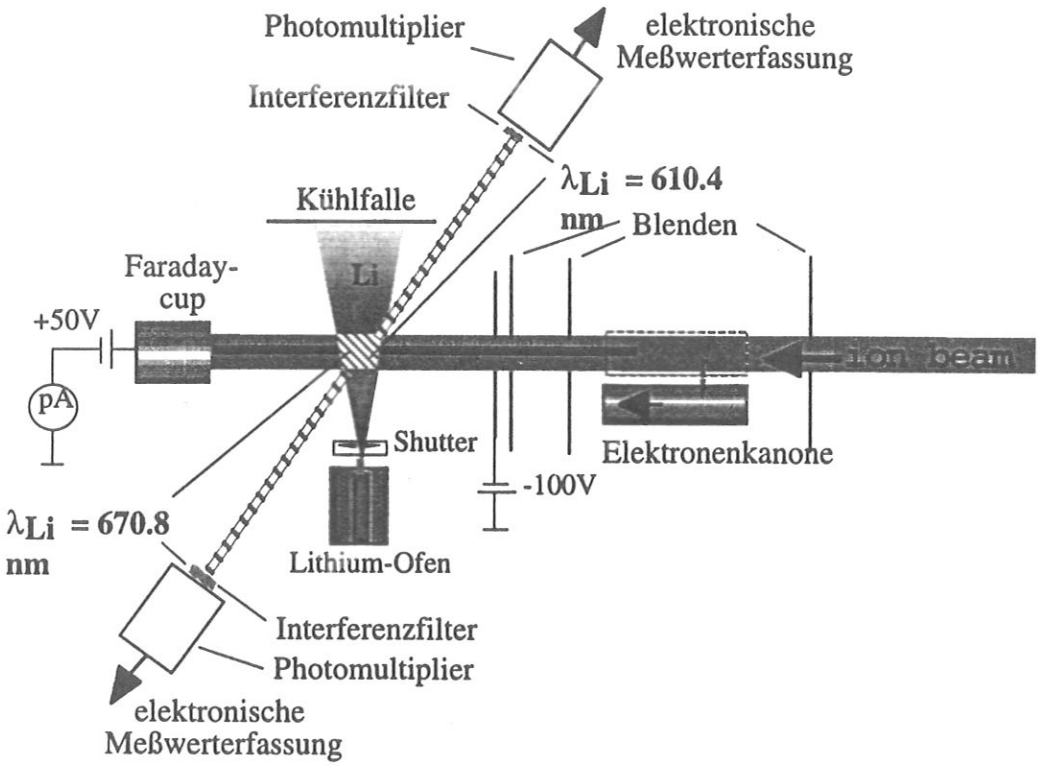


Abb. 58: Experimenteller Aufbau für die Messung von Emissions-Wirkungsquerschnitten der Übergänge Li(3d→2p) und Li(2p→2s). Die gleichzeitige Messung beider Spektrallinien unter dem 'magischen Winkel' ermöglichte die Bestimmung des unbekannten Querschnitts mit hoher Genauigkeit und eine Absolutkalibrierung unter Ausschluß möglicher geometrischer Störeffekte.

C.4.2. Methodik der Messungen

Im Verhältnis der gemessenen Signale sind physikalische Konstanten der Meßgeräte gemäß (*c.17*) enthalten, die nur durch Kontrollmessungen bereits bekannter Größen bestimmt werden können.

$$\frac{S^Z(2p)}{S^Z(3d)} = K \cdot \frac{\sigma^Z_{em}(2p)}{\sigma^Z_{em}(3d)} \qquad (c.17)$$

S^Z... Ionensignal
K ... apparative Konstante
σ^Z_{em} ... Emissionsquerschnitt für Ionenstoß

Die Absolutkalibrierung der Protonenstoß-Wirkungsquerschnitte erfolgte in diesem Fall mittels einer einschwenkbaren Elektronenkanone. Dies war im Gegensatz zu den in *C.3.* beschriebenen Messungen deshalb möglich, weil die Experimente für eventuelle geometrische Unterschiede von Ionen- und Elektronenstrahlen durch die Messung des Verhältnisses der beiden Signale unempfindlich waren.

Die Wirkungsquerschnitte für die Stoßanregung durch Elektronen wurden CCC-Rechnungen [*Bray 1997*; *Abb. 59*] entnommen, und die Bestimmung der Gerätekonstanten erfolgte dann gemäß (*c.18*).

$$K = \frac{S^e(2p)}{S^e(3d)} \cdot \frac{\sigma^e_{em}(3d)}{\sigma^e_{em}(2p)} \qquad (c.18)$$

S^e ... Elektronensignal
σ^e_{em} ... Emissionsquerschnitt für Elektronenstoß

Damit konnten aus den gemessenen Signalverhältnissen für H^+ bzw. He^+ nun die Wirkungsquerschnitte für jede Stoßenergie E bestimmt werden (*c.19*). Die jeweiligen Vergleichswerte für *Li(2p→2s)*-Emission wurden als bekannt vorausgesetzt [*Aumayr et al. 1984, Aumayr et al. 1985*], die Werte für Elektronen wurden bei der Referenzenergie $E = 300$ eV bestimmt.

$$\sigma^Z_{3d}(E) = \sigma^Z_{2p}(E) \cdot \frac{S^Z_{3d}(E)}{S^Z_{2p}(E)} \cdot \frac{S^e_{3d}(300eV)}{S^e_{2p}(300eV)} \cdot \frac{\sigma^e_{2p}(300eV)}{\sigma^e_{3d}(300eV)} \qquad (c.19)$$

Die dazu benötigten Emissions-Wirkungsquerschnitte wurden aus den Anregungs-Wirkungsquerschnitten gemäß (*c.20*) und (*c.21*) berechnet.

$$\sigma_{2p\to 2s} = \sigma_{2p} + \sigma_{3s} + 0.76\sigma_{3p} + \sigma_{3d} + 0.9\sigma_{4s} + 0.45\sigma_{4p} + 0.95\sigma_{4d} + \sigma_{4f} \qquad (c.20)$$

$$\sigma_{3d\to 2p} = \sigma_{3d} + 0.2\sigma_{4p} + \sigma_{4f} \qquad (c.21)$$

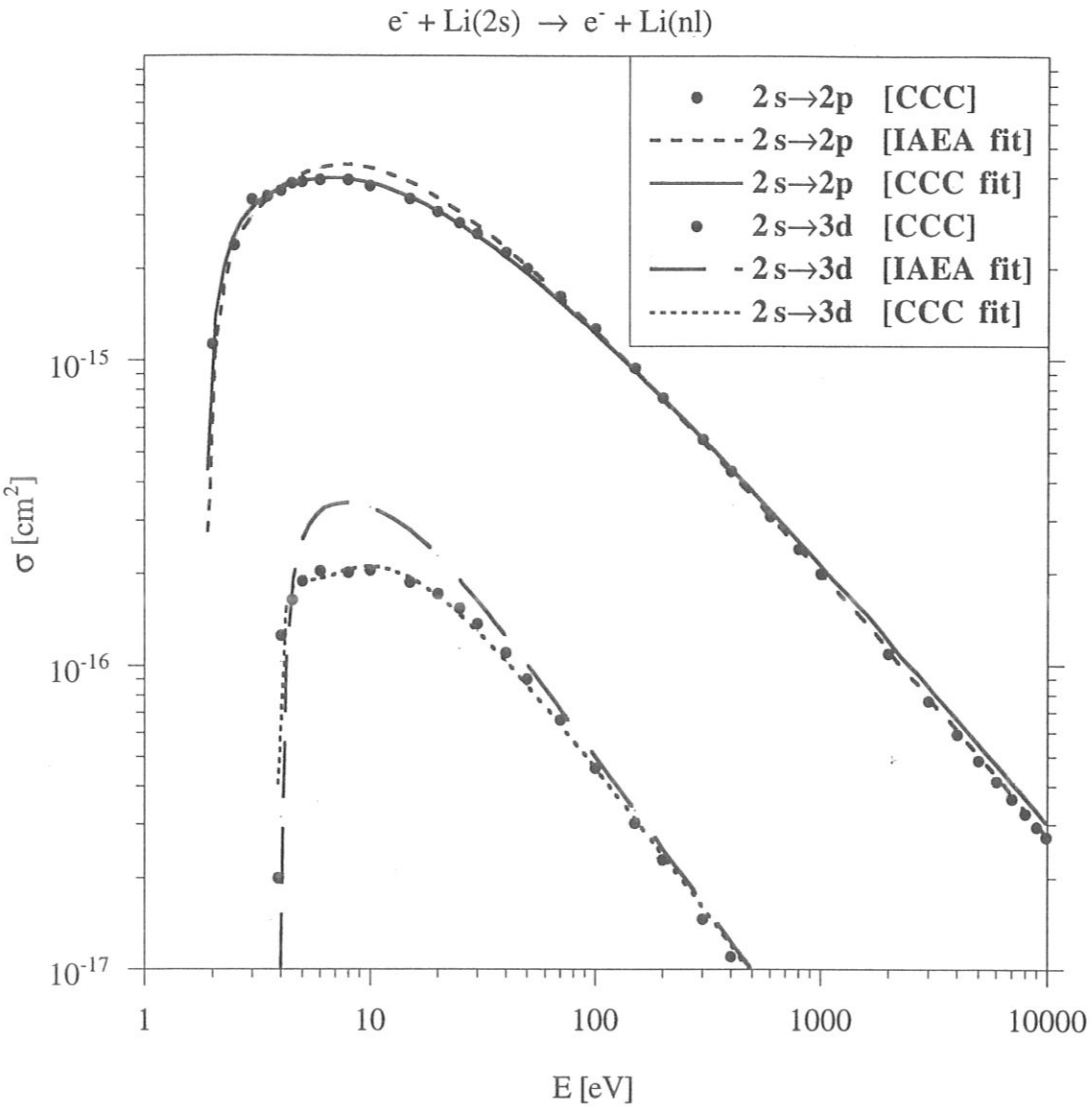


Abb. 59: Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoß-Anregung Li(2s→2p) und Li(2s→3d). Während im höheren Energiebereich die Fits aus der bisherigen Datenbasis [Wutte et al. 1997] mit neuen CCC-Rechnungen weitgehend übereinstimmen, liegen im Bereich des Maximums nun deutlich niedrigere Werte vor. Diese Ergebnisse wurden bei der Modifizierung des Li-Strahlmodells [C.6.] ebenfalls berücksichtigt.

C.4.2.1. Fehlerbetrachtung

Für die Berücksichtung statistischer Fehler wurde nach dem in *C.3.3.2.1.* beschriebenen Schema vorgegangen.

An systematischen Fehlern mußten die Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte für *Li(2s→2p)*-Protonenstoß-Anregung sowie jene der Elektronenstoß-Daten in Betracht gezogen werden. Die Hauptquelle für mögliche systematische Fehler bestand in der Verwendung der

Elektronenkanone zur Kalibrierung der Ionendaten. Obwohl ein umfangreiches Blendensystem möglichst ähnliche Strahlgeometrien für Elektronen und Ionen sicherstellen sollte, mußte die Möglichkeit unterschiedlicher Strahlformen in Betracht gezogen werden. Aus diesem Grund wurden die Absolutkalibrierungen an mehreren Tagen und bei verschiedenen Energien vorgenommen. Innerhalb enger Grenzen (±11%) identische Ergebnisse lassen aber den Schluß zu, daß keine signifikanten Unterschiede hinsichtlich Strahlgeometrie vorlagen.

C.4.3. Experimentelle Ergebnisse

Hohe Ionenströme bei hohen Extraktionsspannungen ermöglichten sowohl für H^+ als auch für He^+ sehr gut reproduzierbare Meßwerte mit kleinen (≤5%) relativen Fehlern (*Tab. 9*). Wie die in *C.3.* beschriebenen Ergebnisse zeigte auch die *Li(3d→2p)*-Emission im beobachteten Energiebereich eine ausgeprägte Struktur mit einem lokalen Maximum bei $2 \leq E \leq 3$ keV/amu und einem lokalen Minimum bei $4 \leq E \leq 5$ keV/amu (*Abb. 60*).

	E/m [keV/amu]	σ [cm^2]	$\Delta\sigma/\sigma$ [±%] rel.	$\Delta\sigma/\sigma$ [±%] abs.
H^+	2.00	1.14e-16	1.0	23.4
	2.25	1.19e-16	4.2	20.7
	2.5	1.26e-16	6.2	18.9
	2.85	1.10e-16	1.0	17.0
	3	1.12e-16	4.2	17.4
	3.25	9.05e-17	6.2	16.4
	3.5	8.44e-17	1.9	15.4
	3.75	8.30e-17	3.6	14.1
	4	8.31e-17	3.1	14.0
	4.25	8.20e-17	2.4	13.9
	4.5	7.97e-17	3.3	13.1
	4.75	8.64e-17	2.2	13.7
	5	8.46e-17	5.1	13.7
	5.5	9.61e-17	5.0	13.7
	6	1.12e-16	1.2	12.9
	6.5	1.25e-16	2.0	13.0
	7	1.45e-16	2.9	13.1
	7.5	1.58e-16	1.2	12.8

(Fortsetzung nächste Seite)

	E/m [keV/amu]	σ [cm^2]	$\Delta\sigma/\sigma$ [±%] rel.	$\Delta\sigma/\sigma$ [±%] abs.
	8.5	1.78e-16	1.8	12.9
	9	2.00e-16	2.1	12.9
	10	2.21e-16	0	12.8
	11	2.37e-16	2.5	13.0
	12	2.60e-16	1.9	12.9
	12.5	2.70e-16	1.9	12.9
He^+	1	3.35e-17	1.5	16.6
	1.125	3.46e-17	1.0	16.6
	1.25	4.41e-17	2.2	16.7
	1.375	5.03e-17	1.2	16.6
	1.5	5.86e-17	1.2	16.6
	1.625	6.47e-17	0.5	16.5
	1.75	7.09e-17	0.6	16.6
	1.875	7.82e-17	1.5	16.6
	2	8.68e-17	0.6	16.6
	2.125	9.86e-17	0.5	16.6
	2.25	1.09e-16	0.7	16.6
	2.5	1.00e-16	0	16.6
	2.75	1.02e-16	0.7	16.6
	3	9.93e-17	0.9	16.6
	3.125	9.96e-17	0.8	16.6

Tab. 9: *Li(3d→2p)-Emissions-Wirkungsquerschnitte für den Stoß von H^+ bzw. He^+ mit Li. Die relativen Fehler berücksichtigen Unsicherheiten der Messungen, die absolten Fehler schließen die Ungenauigkeit des Kalibrierung und des Referenz-Wirkungsquerschnitts mit ein.*

C.4.4. Vergleich mit AO-CC-Rechnungen

Die beschriebenen Messungen dienten in erster Linie der Überprüfung bzw. Unterstützung ausführlicher AO-CC-Rechnungen [*C.2.*], die erstmals alle Übergänge innerhalb der *Li(nl,n≤4)* genau beschreiben sollten. Während die Rechnung mit kleinerer Basis [AO27_36] die *Li(2p→2s)* Emission bereits gut wiedergibt (*Abb. 54*), fällt die Qualität der Übereinstimmung für den beobachteten Übergang *Li(3d→2p)* und damit auch für alle anderen deutlich ab, weil die der Rechnung zugrundeliegende Basis wichtige Kaskadenbeiträge nicht ausreichend

beücksichtigt. Die wesentlich umfangreichere Rechnung [AO65_64] führt dagegen zu Resultaten, die mit den Messungen bestens übereinstimmen (*Abb. 60*). Für Übergänge aus *Li(nl, n≤3)* werden mit dieser Rechnung die wesentlichen Kaskaden offenbar vollständig miteingeschlossen. Es fällt auf, daß die Wirkungsquerschnitte von He^+ im Überlappungsbereich etwas niedriger als jene von H^+ liegen. Dies wird auch für den Übergang *Li(2p→2s)* beobachtet (*Abb. 61*).

Würde man Übergänge aus noch höheren Niveaus experimentell untersuchen, ergäben sich vermutlich wiederum Fehler durch unzureichende Kaskadenberücksichtigung; da die Anregungs-Wirkungsquerschnitte für diese Niveaus und auch deren Besetzung (vgl. *Abb. 69*) aber noch deutlich kleiner sind, kann diese Rechnung (*Abb. 62, 63*) als für die Lithiumstrahl-Diagnostik ausreichend betrachtet werden.

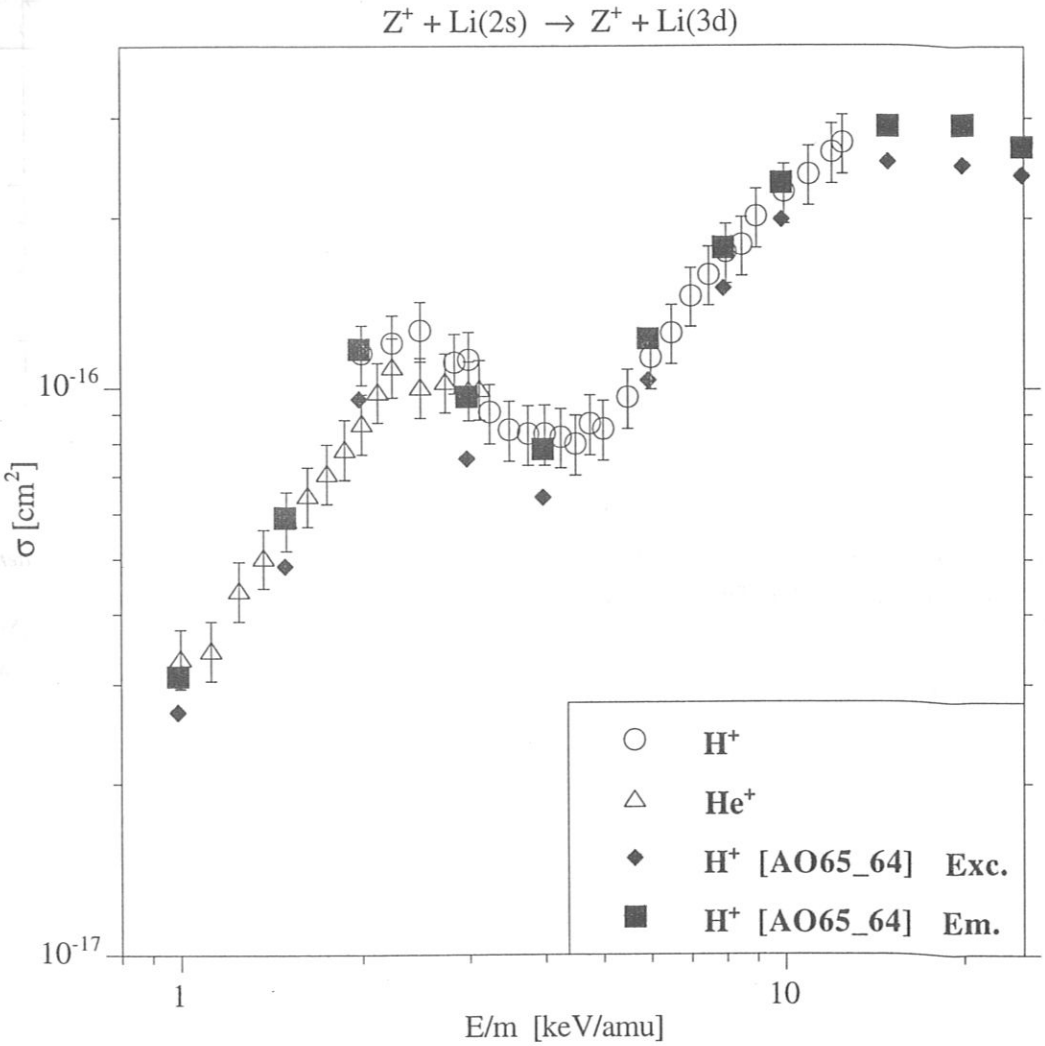


Abb. 60: *Vergleich experimentell bestimmter Li(3d→2p)-Emissions-Wirkungsquerschnitte mit Ergebnissen der AO-CC-Rechnung AO65_64 (sowohl Emissions- als auch Anregungsquerschnitte). Für beide Stoßsysteme stimmen experimentelle Werte sehr gut mit der nur für H^+ exakten Rechnung überein.*

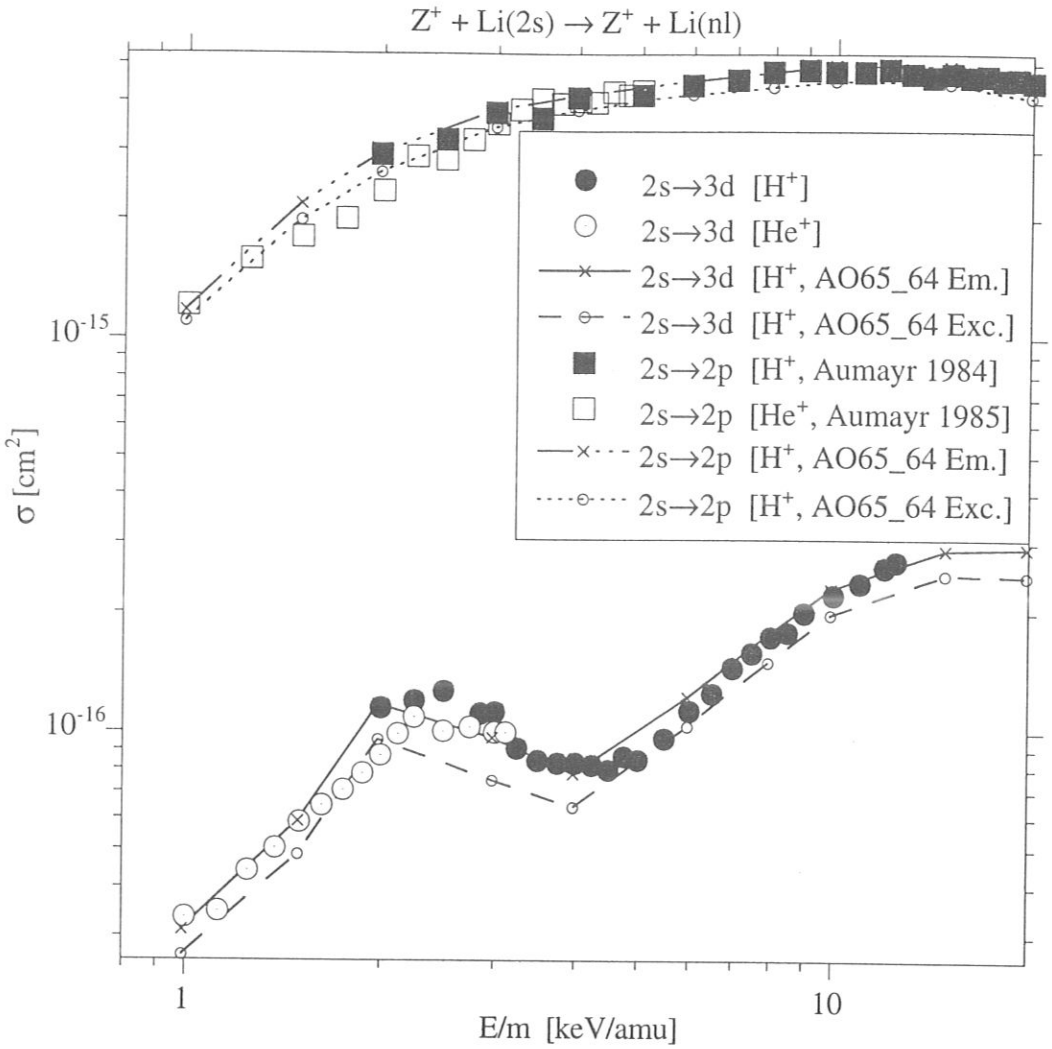


Abb. 61: *Vergleich der Wirkungsquerschnitte für Li(2p→2s)- und Li(3d→2p)-Emission. In beiden Fällen liegen die Werte für He^+-Stoß im Energiebereich $2 \leq E/m \leq 3$ keV/amu niedriger als jene für H^+.*

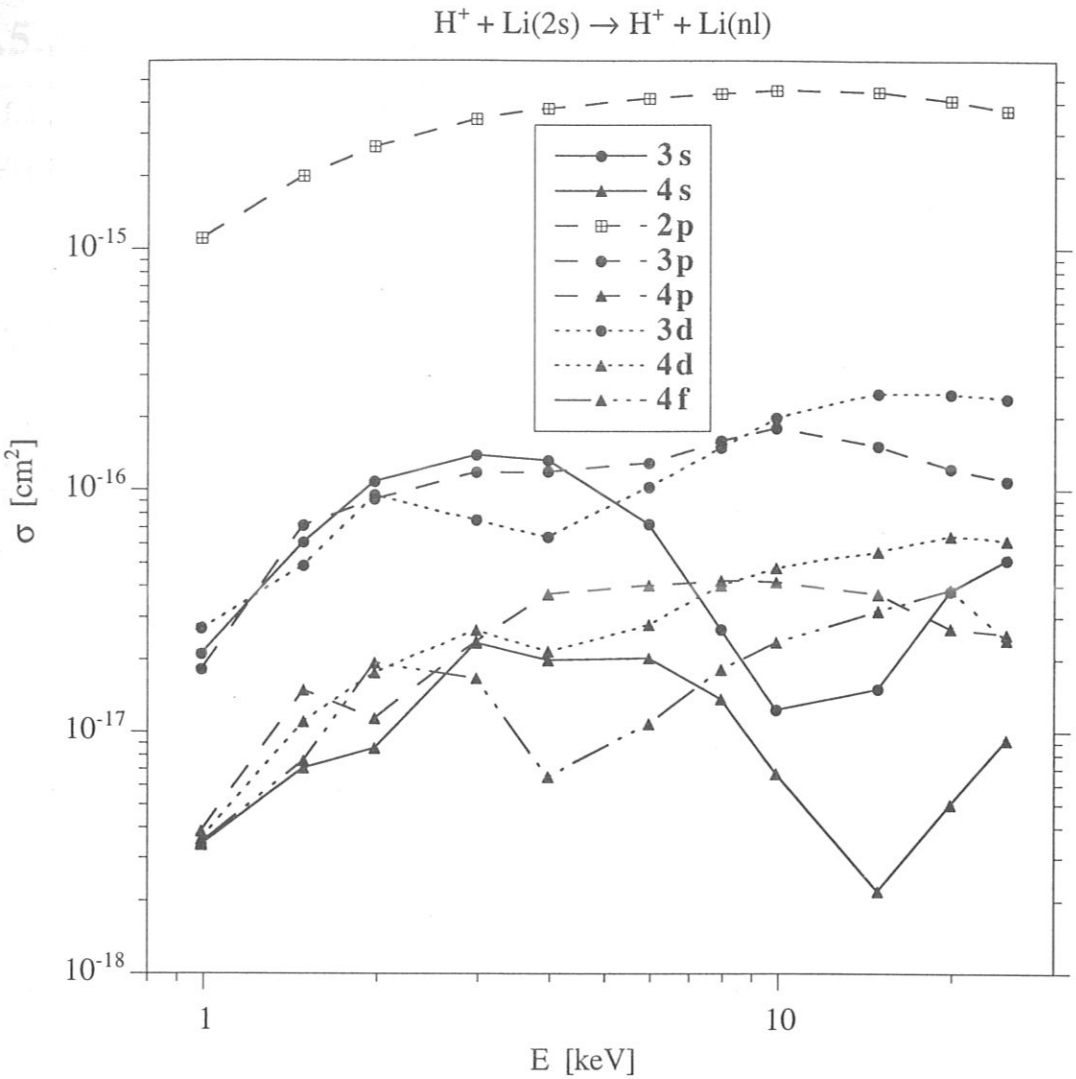


Abb. 62: Wirkungsquerschnitte für die Li(2s→nl)-Anregung bei Protonenstoß [Schweinzer 1998]. Auf die Struktur der Verläufe wird in C.5.2. eingegangen.

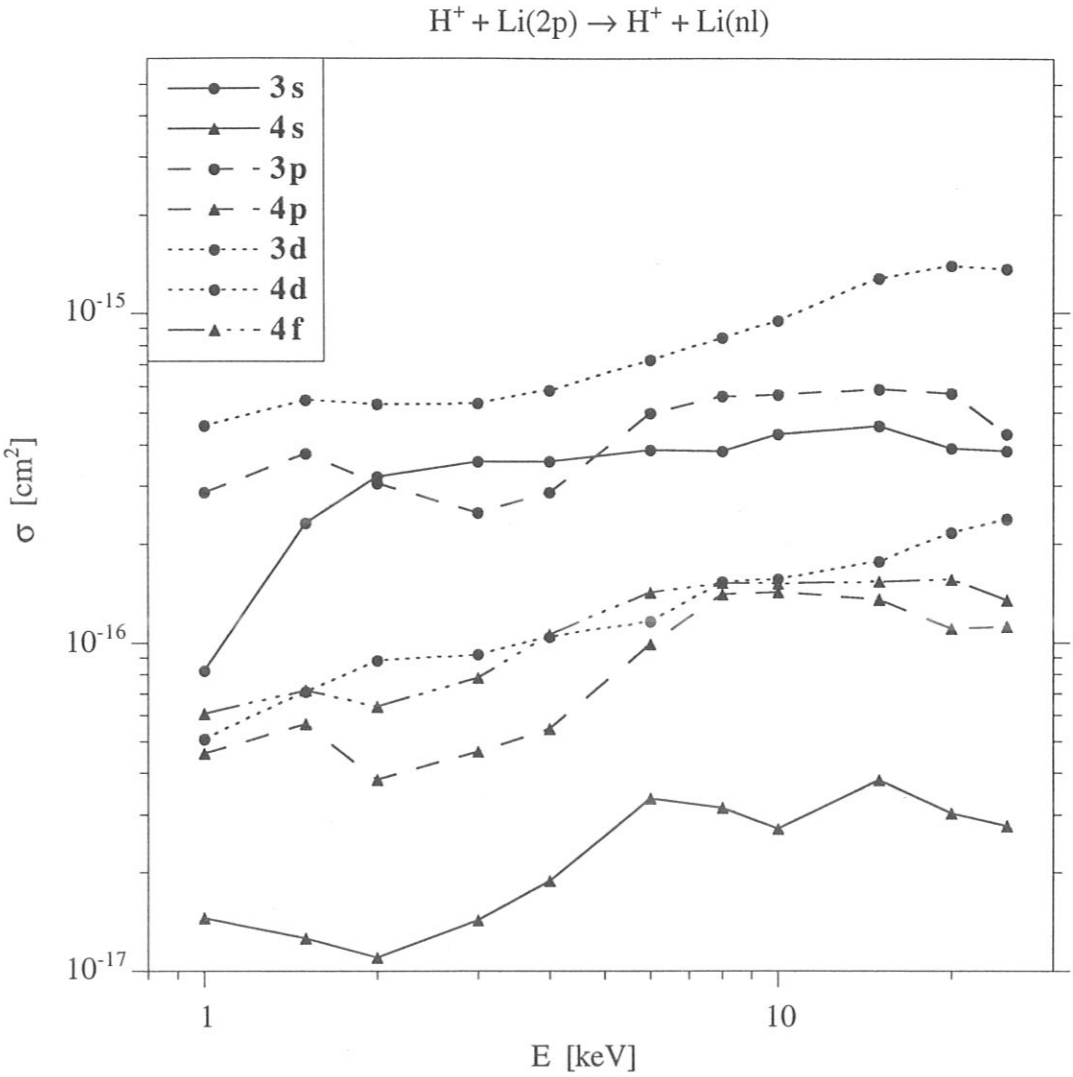


Abb. 63: Wirkungsquerschnitte für die Li(2p→nl)-Anregung bei Protonenstoß [Schweinzer 1998].

C.5. Diskussion

Im folgenden wird auf die beobachtete Charakteristik der untersuchten Wirkungsquerschnitte eingegegangen sowie die für höhergeladene Ionen gesuchte Skalierung besprochen.

C.5.1. Skalierung

Wie schon im Fall der Stoßanregung von Natrium wurde auch für Lithium die Gültigkeit der Skalierung $\sigma/q=f(E/q)$ untersucht.

Aus *Abb. 64* ist ersichtlich, daß die reduzierten Wirkungsquerschnitte für Stoßenergien $E < 10$keV/amu keinen einheitlichen Verlauf aufweisen. Während für einfach geladene Projektile praktisch keine Plateaustruktur gefunden wurde, zeigen die Kurven für mehrfach geladene Ionen deutliche 'Oszillationen' in Abhängigkeit von Ionensorte und Ladungszustand. Eine Skalierung $\sigma/q=f(E/q)$ ist für diese Prozesse also nicht zutreffend. Für höhere Energien $E \geq 6$ keV/amu wurde sie hingegen bestätigt. Die Lage dieser Energieschwelle hängt höchstwahrscheinlich von der Anregungsenergie des betrachteten Anregungsprozesses ab [*Brandenburg et al. 1998b*].

C.5.2. Struktur der Wirkungsquerschnitts-Verläufe

Es gibt mehrere Möglichkeiten, um die beobachteten Strukturen zu erklären.

Vergleicht man die $Li(2s\rightarrow 2p)$-Anregung durch C^{2+} und He^{2+}, so fehlt für He^{2+} jene Plateaustruktur, wie sie für C^{2+} auftritt. Da sich die dazu durchgeführten AO-CC-Rechnung nur in der Bindungsenergie der Projektil-Endzustände unterscheiden, die durch Elektroneneinfang besetzt werden, müssen für C^{2+} mehr Zustände im Reaktionsfenster liegen als für He^{2+}, damit der Abfall des Wirkungsquerschnitts im Bereich $1 \leq E \leq 4$ keV/amu erklärt werden kann [*Brandenburg et al. 1998b*].

Den entscheidenden Einfluß der inneren Elektronen sieht man auch beim Vergleich von experimentellen Daten für C^{4+} und Ne^{4+} sowie aus der Rechnung für Be^{4+}. Während Be^{4+} vollständig ionisiert ist und C^{4+} über eine abgeschlossene Elektronenhülle verfügt, ist dies bei Ne^{4+} nicht der Fall, sodaß die konkurrierenden Ladungsaustauschkanäle offenbar deutlich verändert sind. Bei höheren Energien entkoppeln die inelastischen Reaktionskanäle weitgehend, sodaß die Unterschiede verschwinden (*Abb. 65*).

Ein anderer Erklärungsansatz [*Hansen et al. 1998*] setzt voraus, daß dem beobachteten Wirkungsquerschnitts-Verlauf in Wirklichkeit zwei unterschiedliche Prozesse zugrunde liegen, nämlich ein direkter Prozeß, der bei großen Stoßparametern dominiert, und ein zwei-Zentren-Prozeß, der bei geringeren Entfernungen der Stoßpartner zu Verschiebungen der Energieniveaus führt und dadurch das Maximum zu anderen Stoßenergien verschiebt. Die Lage der Maxima dieser beiden Prozesse ist für jedes Stoßsystem unterschiedlich, sodaß bei geringem Abstand der Maxima keine und bei größeren Abständen immer ausgeprägtere Strukturen beobachtet werden.

Anregungsprozesse mit gleicher Änderung des Drehimpulses (*2s→3s,4s; 2s→2p,3p,4p; 2s→3d,4d*) weisen einen ähnlichen Verlauf der Wirkungsquerschnitte auf, deren Unterschiede durch den für die Anregung nötigen Energieübertrag verursacht werden (*Abb. 62*).

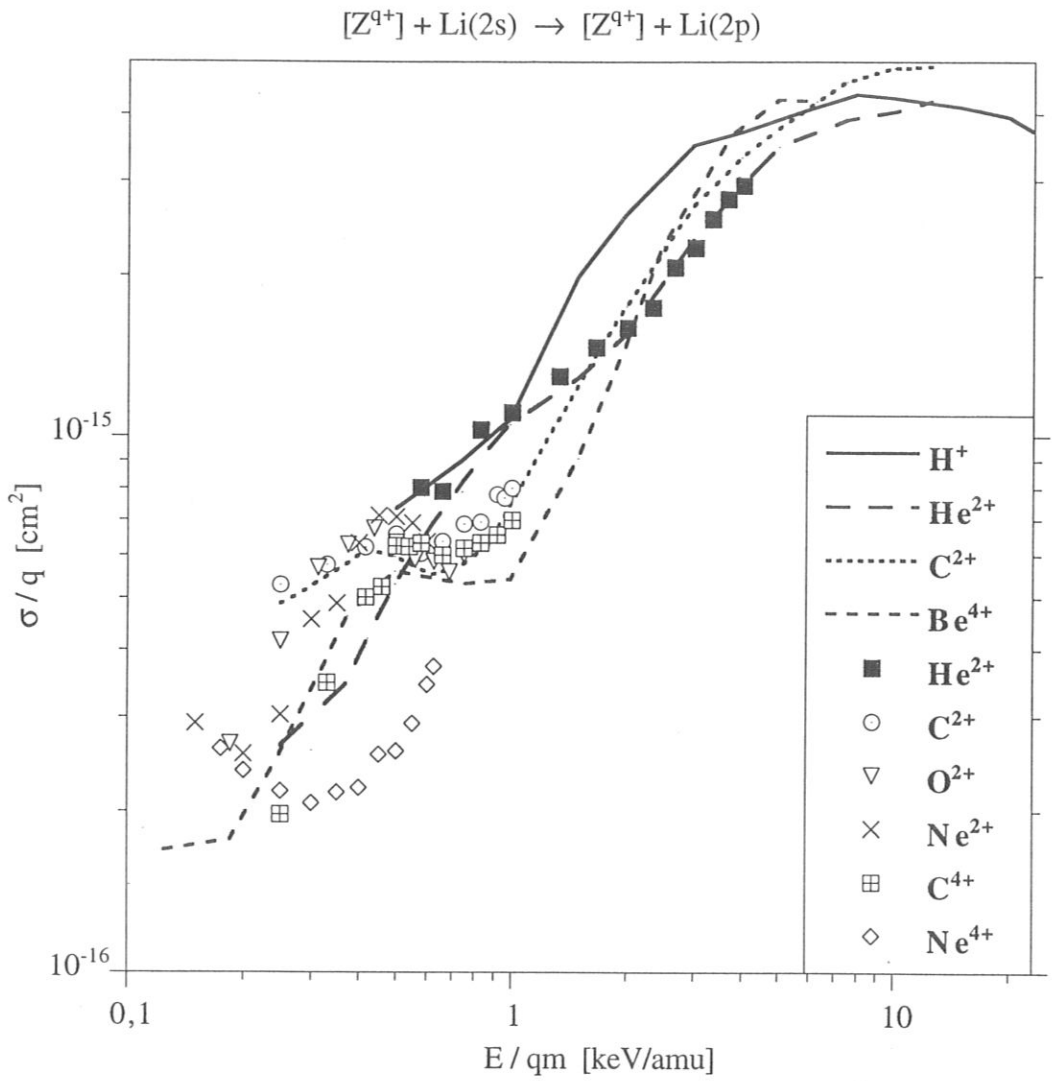


Abb. 64: *Darstellung gemessener (Symbole) und berechneter (Linien) reduzierter Emissions-Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der reduzierten Stoßenergie.*

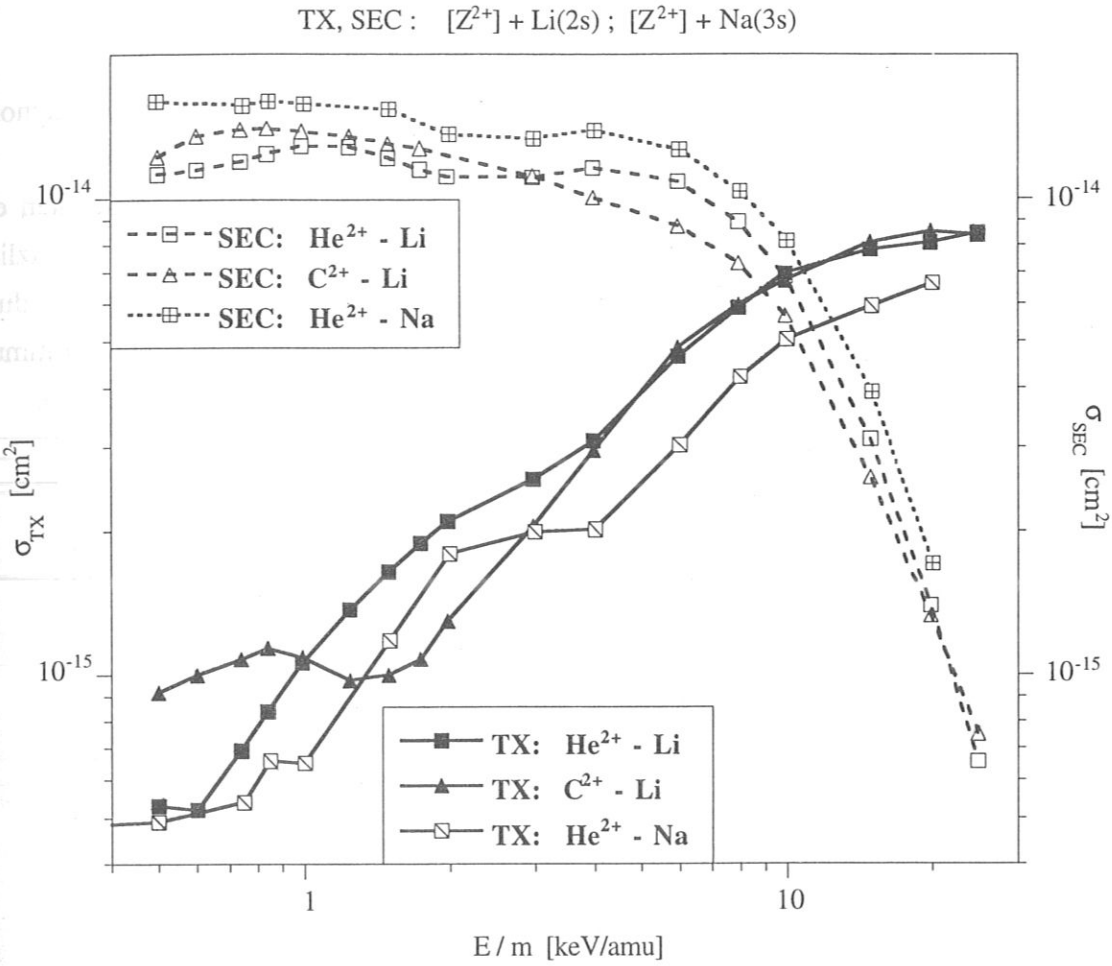


Abb. 65: *Berechnete Emissions-Wirkungsquerschnitte für die Stoßanregung von Li bzw. Na durch mehrfach geladene Ionen im Vergleich mit berechneten Wirkungsquerschnitten für den Ladungsaustausch [TX ... Targetanregung, SEC ... Einelektroneneinfang].*

C.6. Auswirkungen auf die Strahlmodellierung

Der Umfang der AO-CC-Rechnung AO65_64 wurde als für die Lithiumstrahl-Diagnostik ausreichend beurteilt und die Ergebnisse daher in die Strahlmodellierung implementiert.
Die neuen Wirkungsquerschnitte für *Li(nl)* -Anregung durch Protonenstoß verursachten eine deutliche Absenkung des berechneten *Li(3d)/Li(2p)*-Verhältnisses. Durch die zusätzliche Berücksichtigung neu berechneter Wirkungsquerschnitte für *Li(nl)*-Stoßanregung durch Elektronen [CCC-Methode; *Bray 1997*] konnte schließlich eine weitgehende Übereinstimmung von Messungen mit Resultaten der Strahlmodellierung hergestellt werden (*Abb. 66, 67*).

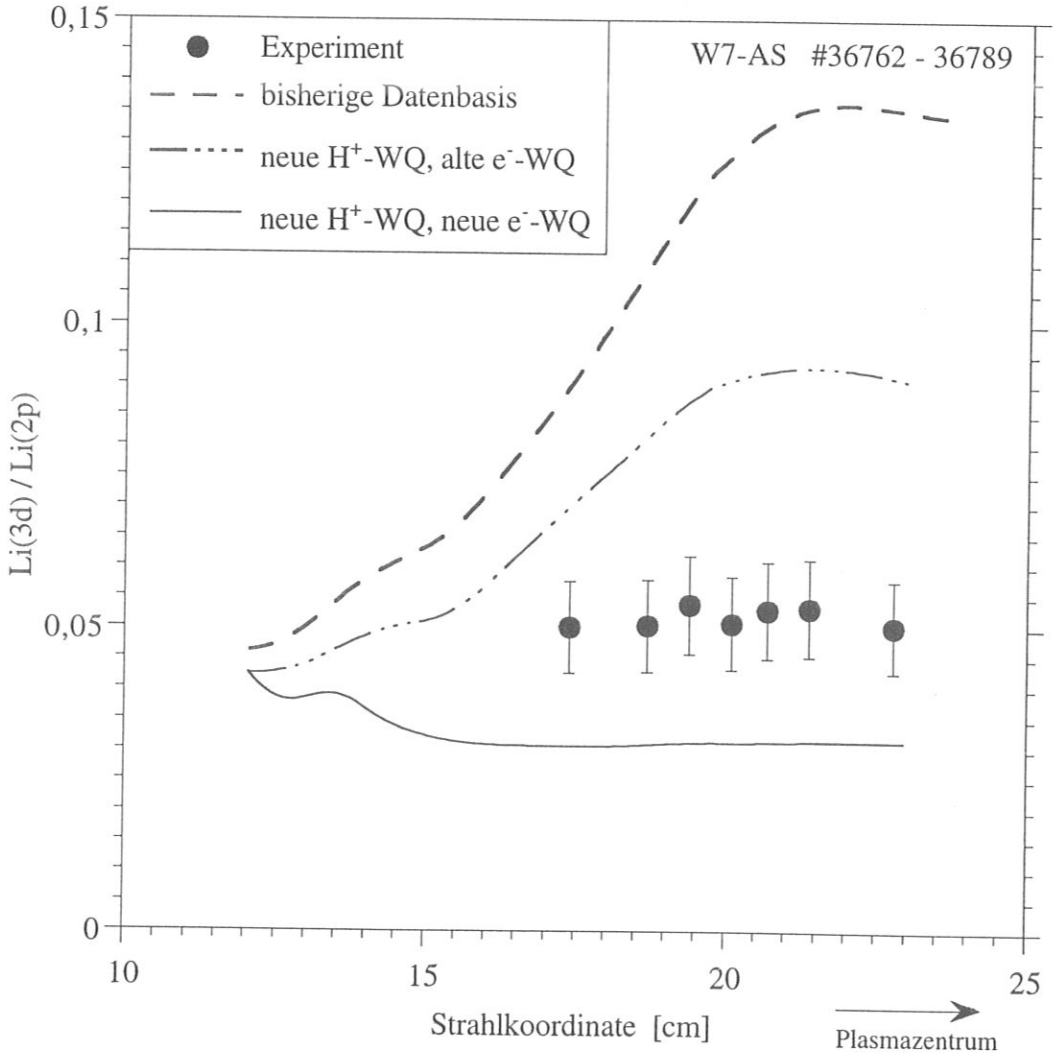


Abb. 66: Experimentelle und verschiedene berechnete Li(3d)/Li(2p)-Besetzungsverhältnisse im Li-Strahl an W7-AS. Während neue Wirkungsquerschnitte für Protonenstoß-Anregung bereits deutlich niedrigere Ergebnisse der Strahlmodellierung bewirken (vgl. Abb. 43), wird die Übereinstimmung durch neue Daten für Elektronenstöße noch weiter verbessert.

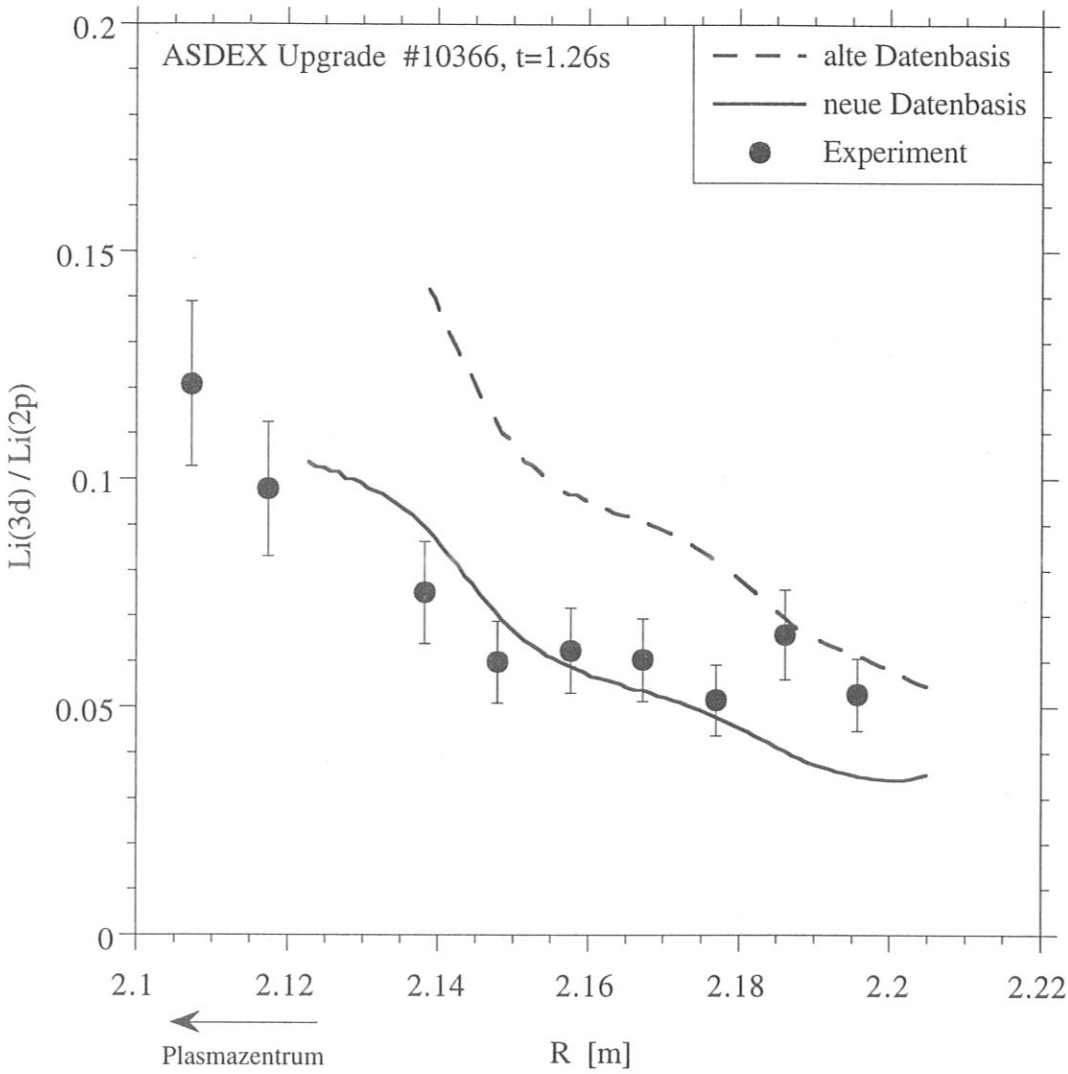


Abb. 67: *Li(3d)/Li(2p)-Besetzungsverhältnisse im Li-Strahl an ASDEX Upgrade bei Verwendung von alter bzw. neuer Datenbasis.*

Eine Überprüfung der zugrundeliegenden *Li(nl)*-Populationen zeigte, daß sich an den Besetzungen der *Li(2l)*-Niveaus praktisch nichts verändert hat (*Abb. 68*). Im Unterschied dazu sanken die *Li(3l)*-Besetzungen (*Abb. 69*) und die *Li(4l)*-Besetzungen (*Abb. 70*) deutlich ab. Annahmen stark unterschiedlicher Werte der effektiven Kernladungszahl Z_{eff} führten zu Veränderungen von maximal 10% (*Abb. 71*), sodaß die gleichzeitige Messung der beiden intensivsten *LiI*-Übergänge offenbar keine geeignete Methode für die Bestimmung von Z_{eff} darstellt.

An der Rekonstruktion der Elektronen-Dichteprofile ändern die neuen Wirkungsquerschnitte wenig (*Abb. 72*). Die stark veränderten *Li(3l)*-Populationen beeinflussen die Bestimmung von

Verunreinigungskonzentrationen in Form niedrigerer totaler Wirkungsquerschnitte für Ladungsaustauschprozesse (*Abb. 73*).

Mit der ausgezeichneten Übereinstimmung von Experiment und Strahlmodell für die beiden wichtigsten Zustände *Li(2p)* und *Li(3d)* kann das Modell nun als umfassend betrachtet werden, sodaß die Wechselwirkung des Lithiumstrahls mit dem Plasma in ausreichendem Maß verstanden ist (*Abb. 74*).

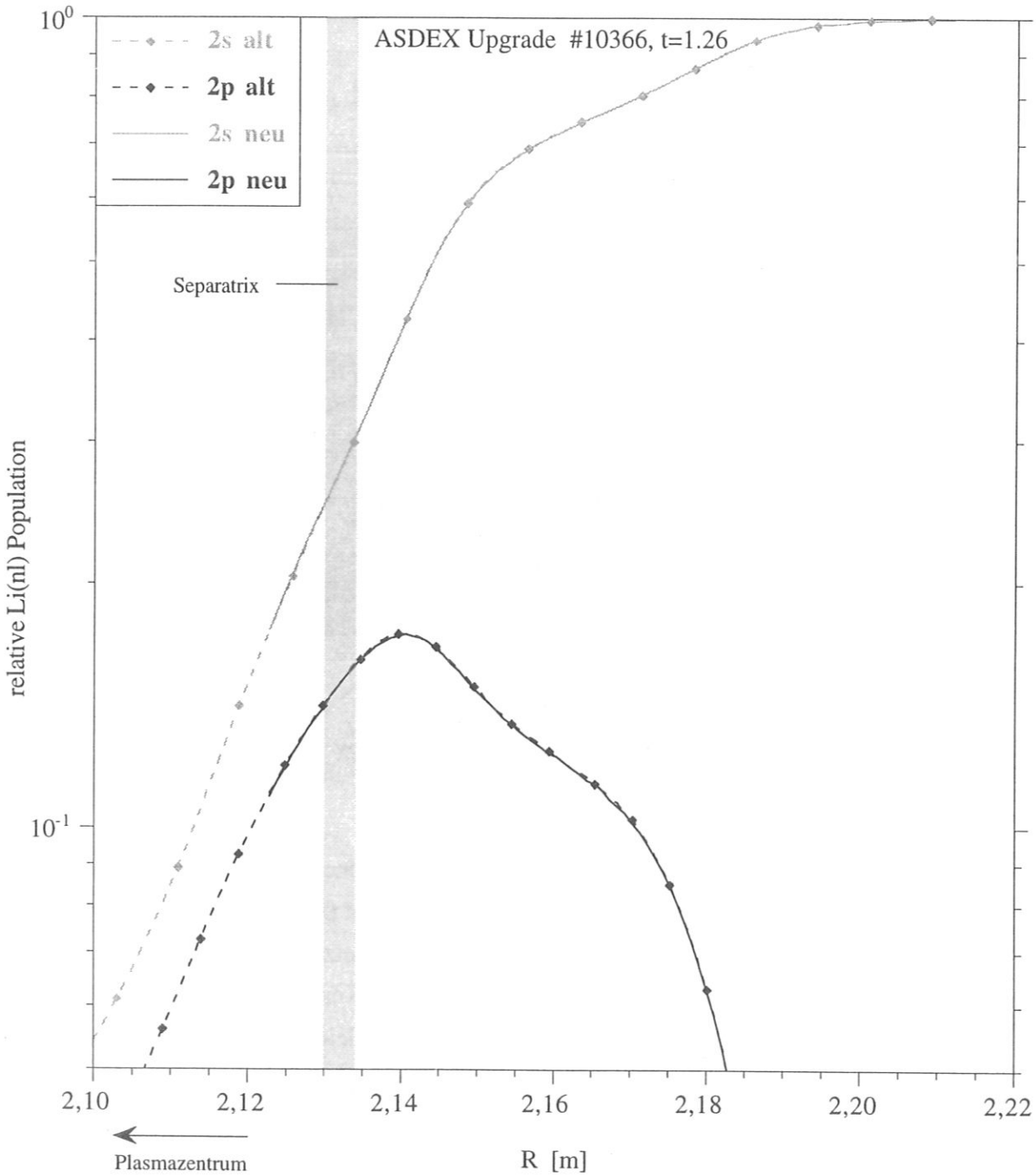


Abb. 68: *Vergleich der relativen Besetzungszahlen von Li(2s) und Li(2p) bei Verwendung von alter bzw. neuer Datenbasis. Die Unterschiede zwischen den jeweiligen Ergebnissen betragen weniger als 1%.*

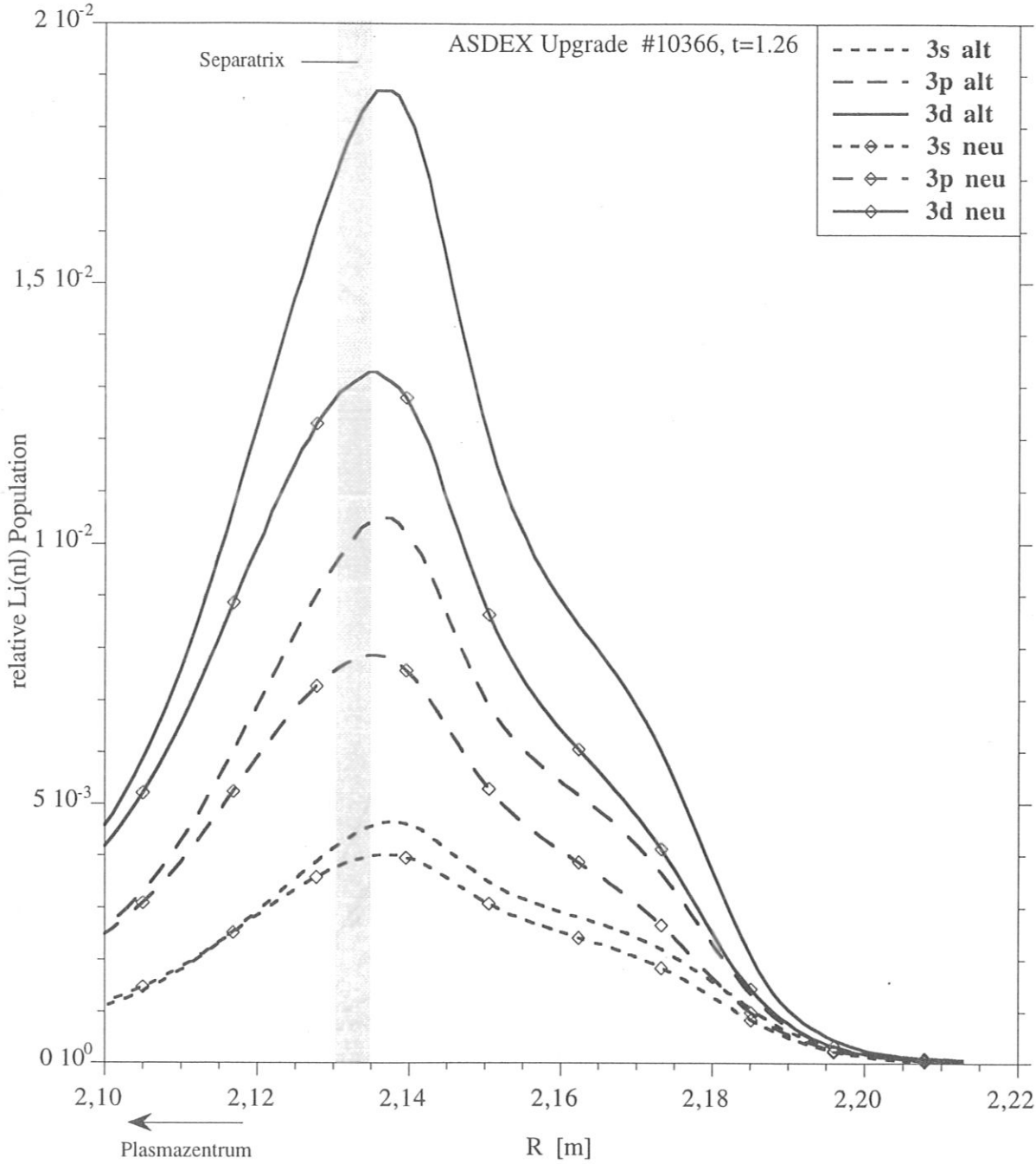


Abb. 69: Vergleich der relativen Li(3l)-Besetzungszahlen bei Verwendung von alter bzw. neuer Datenbasis. Die neu berechneten Werte liegen um bis zu 30% unter den alten Werten.

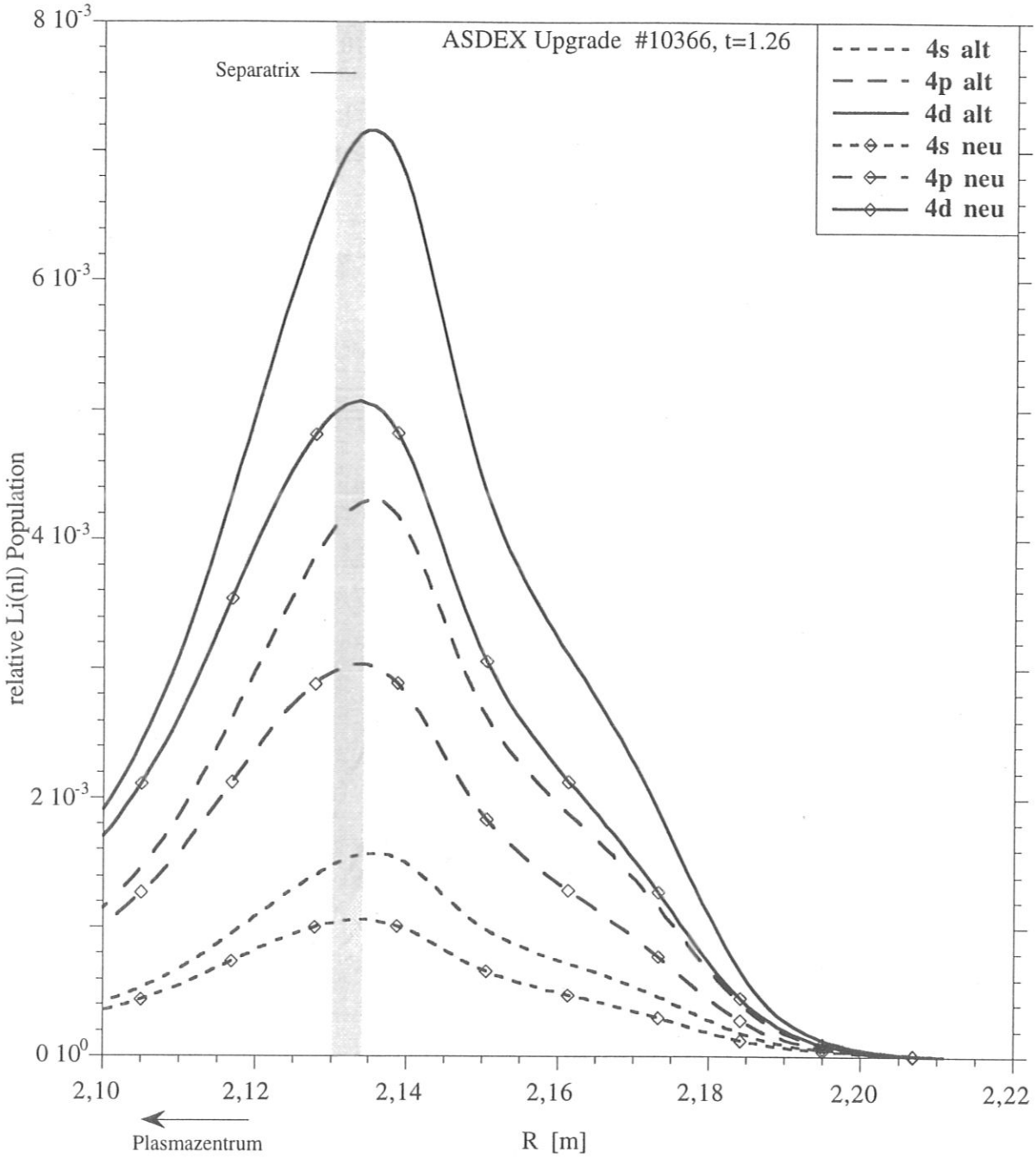


Abb. 70: Vergleich der relativen Li(4l)-Besetzungszahlen bei Verwendung von alter bzw. neuer Datenbasis. Die neu berechneten Werte liegen um bis zu 30% unter den alten Werten.

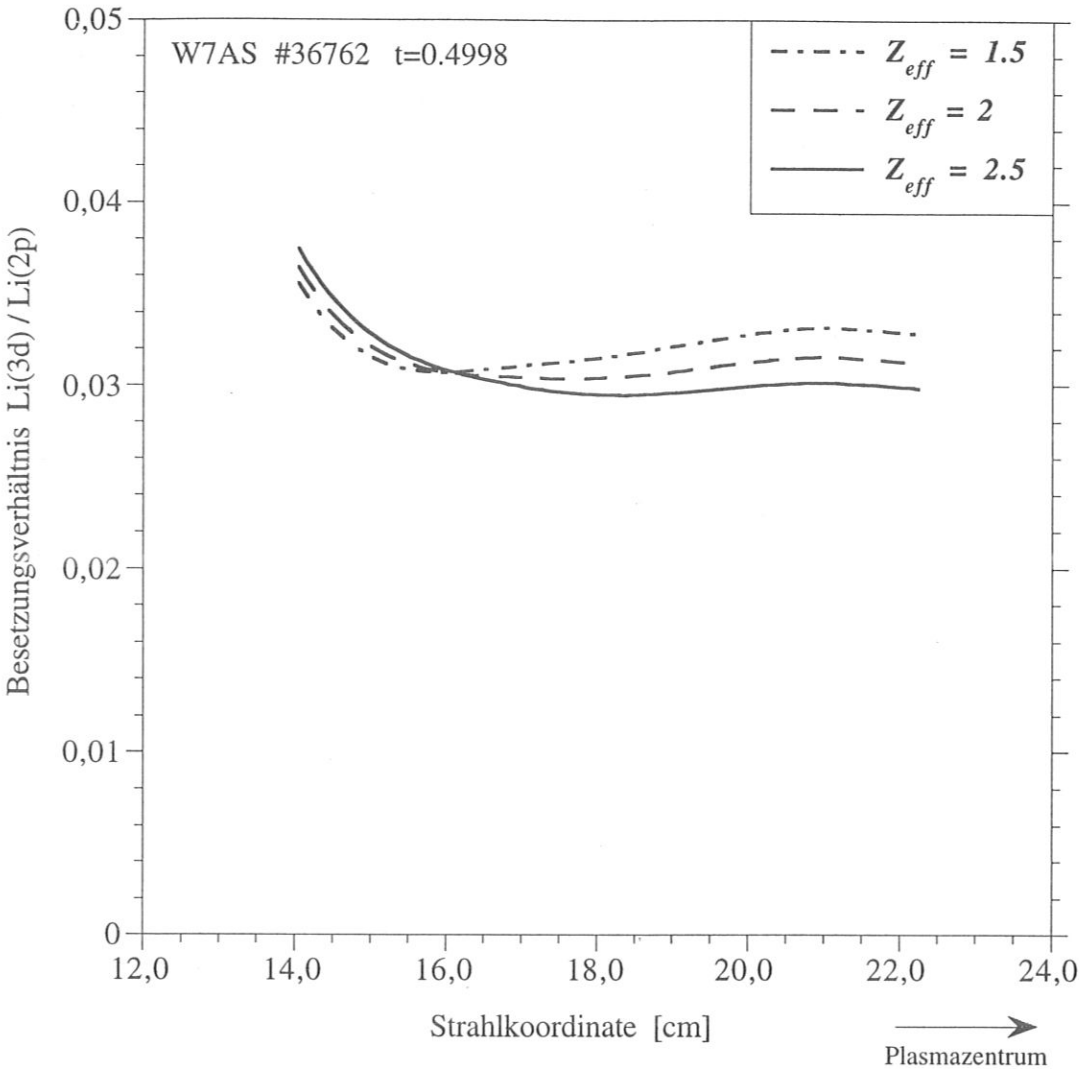


Abb. 71: *Vergleich der Li(3d)/Li(2p)-Besetzungsverhältnisse mit unterschiedlichen angenommenen Werten der effektiven Kernladungszahl. Veränderungen von Z_{eff} innerhalb eines physikalisch sinnvollen Rahmens führen zu Veränderungen des Verhältnisses von weniger als 10%. Aus diesem Grund stellt die gleichzeitige Messung der Li(2p→2s)- und Li(3d→2p)-Emissionen keine geeignete Methode für die Bestimmung von Z_{eff} dar.*

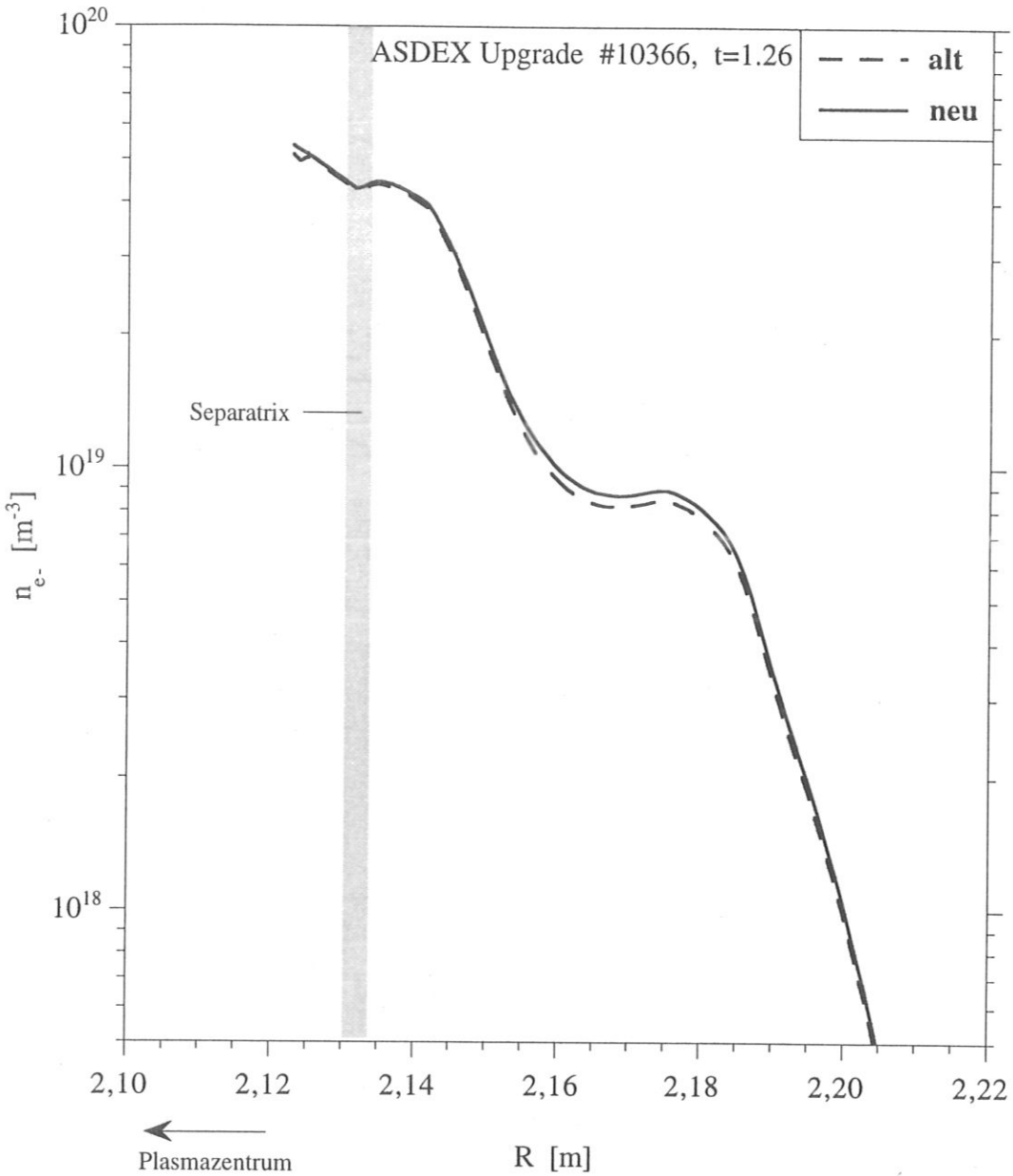


Abb. 72: Rekonstruierte Elektronendichten bei Verwendung von alter bzw. neuer Datenbasis. Die stark veränderten Besetzungsverhältnisse der Li(nl)-Niveaus führen zu Änderungen der ausgewerteten Plasmadichte um höchstens 5%.

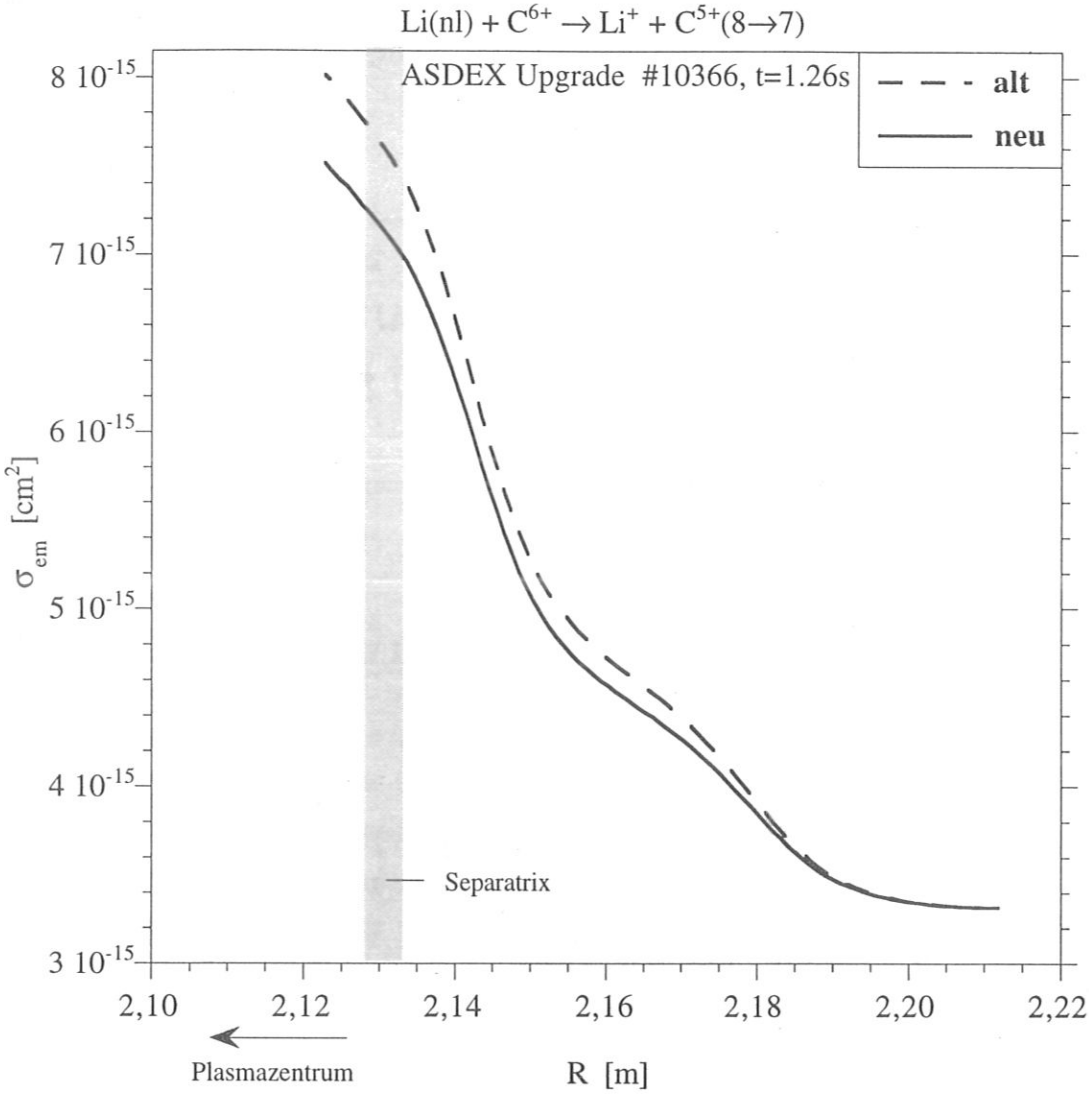


Abb. 73: Totaler Emissions-Wirkungsquerschnitt für den Elektroneneinfang in $C^{6+}(n=8)$ berechnet aus der modellierten Li(nl)-Population einer ASDEX Upgrade - Entladung und den Wirkungsquerschnitten für Ladungsaustausch aus Li(2l,3l)-Niveaus. Die durch die neue Datenbasis stark reduzierten Populationen der Li(nl,n≥3) Niveaus verringern den totalen Wirkungsquerschnitt um mehr als 10%. Infolge praktisch unveränderter Li(2p)-Besetzung erhöht sich somit die gemäß (d.12) berechnete C^{6+}-Konzentration um denselben Faktor.

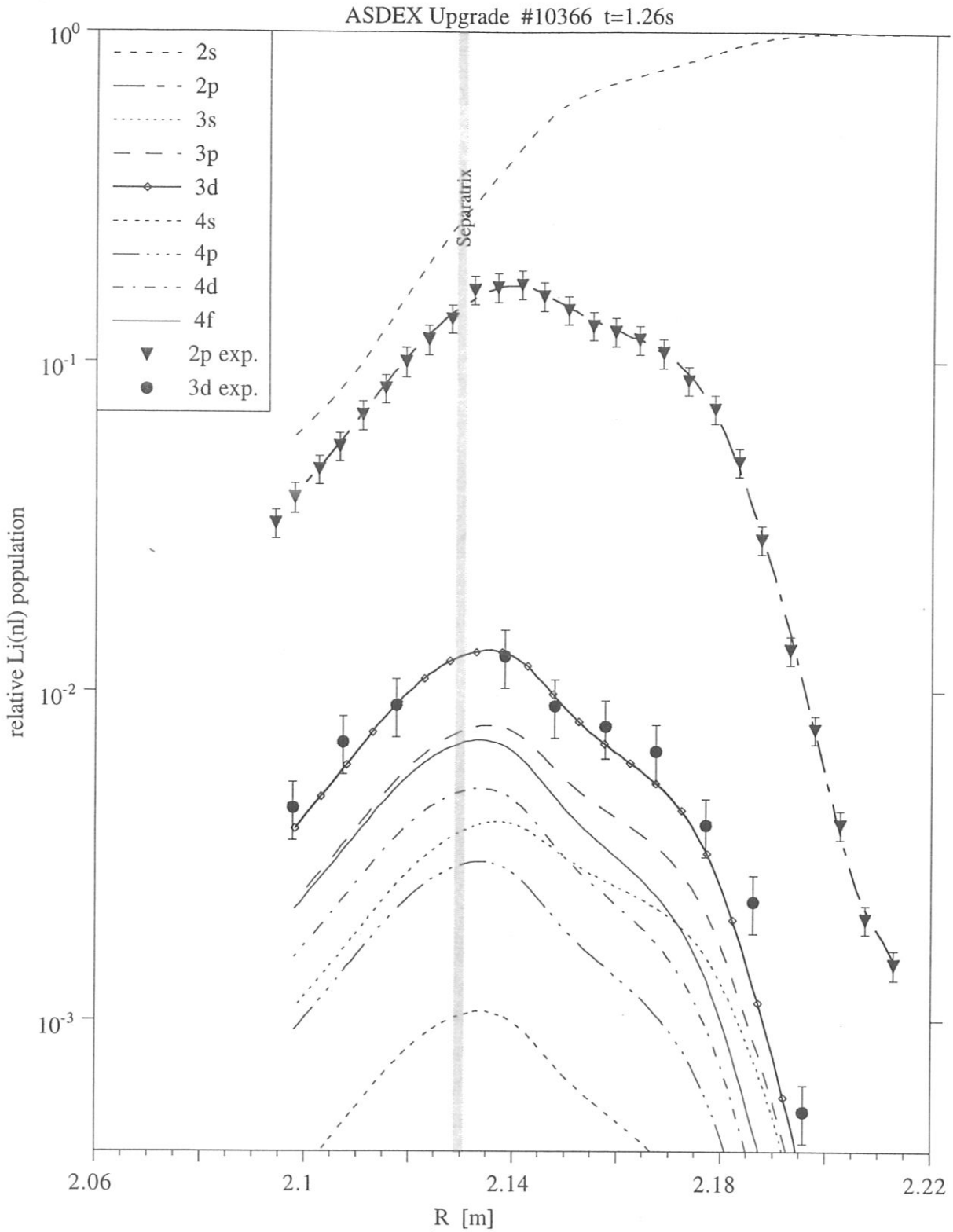


Abb. 74: Vergleich der relativen Besetzungszahlen im Li-Strahl basierend auf der nunmehrigen Datenbasis mit experimentellen Ergebnissen für die beiden wichtigsten Zustände Li(2p) und Li(3d). Die Übereinstimmung ist zufriedenstellend. Dieses Bild verdeutlicht, daß die Besetzung der Li(4l)-Niveaus im Li-Strahl offenbar vernachlässigt werden kann.

D

Lithiumstrahl-Ladungsaustauschspektroskopie

D.1. Methodik der Messungen

D.1.1. Bestimmung von Ionentemperaturen

Die Energie der Plasmateilchen wird im allgemeinen in Form einer Temperatur angegeben, auch wenn dies aufgrund ihrer Nicht-Gleichgewichtsverteilung meist nicht streng zulässig ist. Im Fall der Plasmaverunreinigungen kann diese Temperatur aus der spektralen Breite von charakteristischen Emissionslinien bestimmt werden, wobei der durch Ladungsaustauschprozesse mit *Li*-Atomen verursachte Anteil an der beobachteten Gesamtintensität die räumliche Zuordnung ermöglicht.

Dazu muß zunächst die Umwandlung der CCD-Rohdaten, welche die Intensität als Funktion der CCD-Pixel und nicht als Funktion der Wellenlänge enthalten, mit Hilfe der Dispersionsgleichung erfolgen. Für das Czerny-Turner-Spektrometer wird der Zusammenhang zwischen der Wellenlänge und dem Beugungswinkel bzw. dem jeweiligen Abstand der Spektrallinie von der Bildmitte durch (*d.1*) beschrieben.

$$\frac{d\Theta}{d\lambda} = \frac{C}{\sqrt{1 - C^2\lambda^2}}, \qquad (d.1)$$

mit $C = \dfrac{m}{2d\cos\Phi}$

m ... Ordnung
d ... Gitterkonstante
Φ ... Einfallswinkel

und $\Theta = \arcsin\dfrac{m\lambda}{2d\cos\Phi}$ *... Öffnungswinkel des Spektrometers*

Die beobachtete Form der Spektrallinien wird allerdings nicht von der Ionentemperatur alleine verursacht, sondern von einer Reihe unterschiedlicher Verbreiterungsmechanismen, deren

Vernachlässigung bei der Auswertung zur Überschätzung der tatsächlichen Temperatur führen würde. Diese Verbreiterungsmechanismen (*Abb. 75*) werden im folgenden erläutert.
An dieser Stelle soll auch erwähnt werden, daß die Doppler-Verschiebung einzelner Spektrallinien Rückschlüsse auf kollektive Bewegungen der Ionen (Plasmarotation) zuläßt. Für derartige Untersuchungen reichte allerdings die Signalqualität der in *D.2.* dargestellten Messungen nicht aus.

D.1.1.1. Apparative Einflüsse auf die Linienform

Ein von der CCD-Kamera gespeichertes Bild zeigt Plasma-Spektrallinien, deren Form nicht nur durch die natürliche Linienbreite sowie vom Plasma verursachte Verbreiterungsmechanismen bestimmt ist, sondern auch durch den Monochromator in Abhängigkeit von der Spaltbreite maßgeblich beeinflußt wird (vgl. *Abb. 20*).
Um diese apparativen Effekte von den plasmaphysikalischen Einflüssen zu trennen, muß zuerst der Einfluß der abbildenden Optik in Gestalt der sogenannten Instrumentenfunktion bestimmt werden. Dazu wurde im vorliegenden Fall mit Hilfe einer Quecksilber-Spektrallampe das Bild einer *HgI*-Spektrallinie (λ = 407.8 nm) aufgenommen, deren Breite nur durch die natürliche Lebensdauer des oberen Energieniveaus gegeben war. Das resultierende gemessene Linienprofil war allen Messungen von Plasmalinien überlagert und konnte als Instrumentenfunktion von diesen Linienformen getrennt werden. Dies geschah mittels des an *W7-AS* installierten Programmpakets *FITA* [*Hofmann 1997*] durch Entfaltung der Fourier-transformierten Instrumentenfunktion von den Fourier-transformierten Spektren.

D.1.1.2. Doppler-Verbreiterung

Die Verbreiterung der Spektrallinien infolge der thermischen Bewegung der Plasmaionen macht normalerweise den größten Anteil an der gesamten Linienbreite aus. Aus der Doppler-Verbreiterung läßt sich die Ionentemperatur gemäß (*d.2*) bestimmen.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{c}\sqrt{\frac{2kT_Z}{m_Z}} \qquad (d.2)$$

k ... Boltzmannkonstante
T_Z... Temperatur der Ionen Z
m_Z ... Masse der Ionen Z

Die gemessenen Formen der Spektrallinien wurden durch Gauß-Kurven gefittet und aus deren Breiten die Temperatur berechnet. Bei dieser Vorgangsweise muß eine eventuelle Feinstruktur der Linien berücksichtigt werden.

D.1.1.3. Zeeman-Verbreiterung

Das starke Magnetfeld in einem Tokamak oder Stellarator führt zu einer Aufspaltung eines Energieniveaus mit dem Gesamtdrehimpuls j in $(2j+1)$ Zustände. Damit verändern sich aber auch die Energiedifferenzen einzelner Übergänge und somit die Wellenlängen der emittierten Linienstrahlung. Die dadurch ausgelöste Linienverbreiterung hängt von der Stärke des Magnetfeldes ab und ergibt sich aus *(d.3)* [*Schorn et al. 1992*].

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = \frac{\mu_B}{hc} \cdot B \cdot (m_2 \cdot g_2 - m_1 \cdot g_1) \qquad (d.3)$$

μ_B... *Bohrsches Magneton*
h ... *Planck'sches Wirkungsquantum*
B ... *magnetische Feldstärke*
$m_{1,2}$... *magnetische Quantenzahlen der beteiligten Energieniveaus*
$g_{1,2}$ ... *Landé-Faktoren*

Die Verbreiterungen sind dabei für die Zeeman-π- $(\Delta m = 0)$ und -σ-Komponenten $(\Delta m = \pm 1)$ unterschiedlich. Für $B \leq 3$ T und $T_Z > 30$ eV, was typischen Tokamak- bzw. Stellarator-Verhältnissen entspricht, kann man allerdings die Zeeman-verbreiterte Spektrallinie vereinfacht als quasi-Gauß-förmig betrachten und den Einfluß des Zeeman-Effekts auf die gesamte Linienbreite durch Korrekturfaktoren ausdrücken.

D.1.1.4. Verbreiterung durch *l*-Unterschalen-Mischung

Ein weiterer Beitrag zur Linienbreite wird durch Stoßprozesse zwischen den Plasmateilchen verursacht. Während der Elektroneneinfang in bevorzugte $Z^{(q-1)+}(n'l')$-Endzustände erfolgt, führt die endliche Lebensdauer dieser Zustände dazu, daß infolge von Stoßprozessen benachbarte l-Niveaus innerhalb derselben n-Schale mitbesetzt werden. Man bezeichnet diesen Vorgang als l-Unterschalen-Mischung [*l-level-mixing*]. Die Emission der charakteristischen Linienstrahlung erfolgt daher aus mehreren Ausgangsniveaus, denen optischen Auswahlregeln und Verzweigungsverhältnissen entsprechend mehrere Zielzustände zugeordnet sind.
Da der Elektroneneinfang zumeist in hochangeregte Niveaus erfolgt, sind die Energieunterschiede der l-Unterschalen und somit die Differenzen der korrespondierenden

Wellenlängen der einzelnen Übergänge klein. Aus diesem Grund werden die Einzellinien im allgemeinen nicht getrennt wahrgenommen, sondern fallen in einer gemäß (*d.4*) verbreiterten quasi-Gauß-förmigen Linie zusammen. Man kann daher ähnlich wie im Fall der Zeeman-Verbreiterung auch diesen Effekt durch Korrekturfaktoren berücksichtigen [*Schorn et al. 1992*].

$$I_{mix}(\lambda) \propto \sum_{l' \to l} (2l+1) \cdot \chi \cdot A_{l,l\pm 1} \cdot S_{l,l\pm 1}(\lambda) \qquad (d.4)$$

$I_{mix}(\lambda)$... gemessene Gesamtintensität
χ... Intensitätsverhältnisse der Feinstrukturkomponenten
$A_{l,l\pm 1}$... Einstein-Koeffizienten
$S_{l,l\pm 1}(\lambda)$ ... rein Doppler-verbreiterte Einzelübergänge

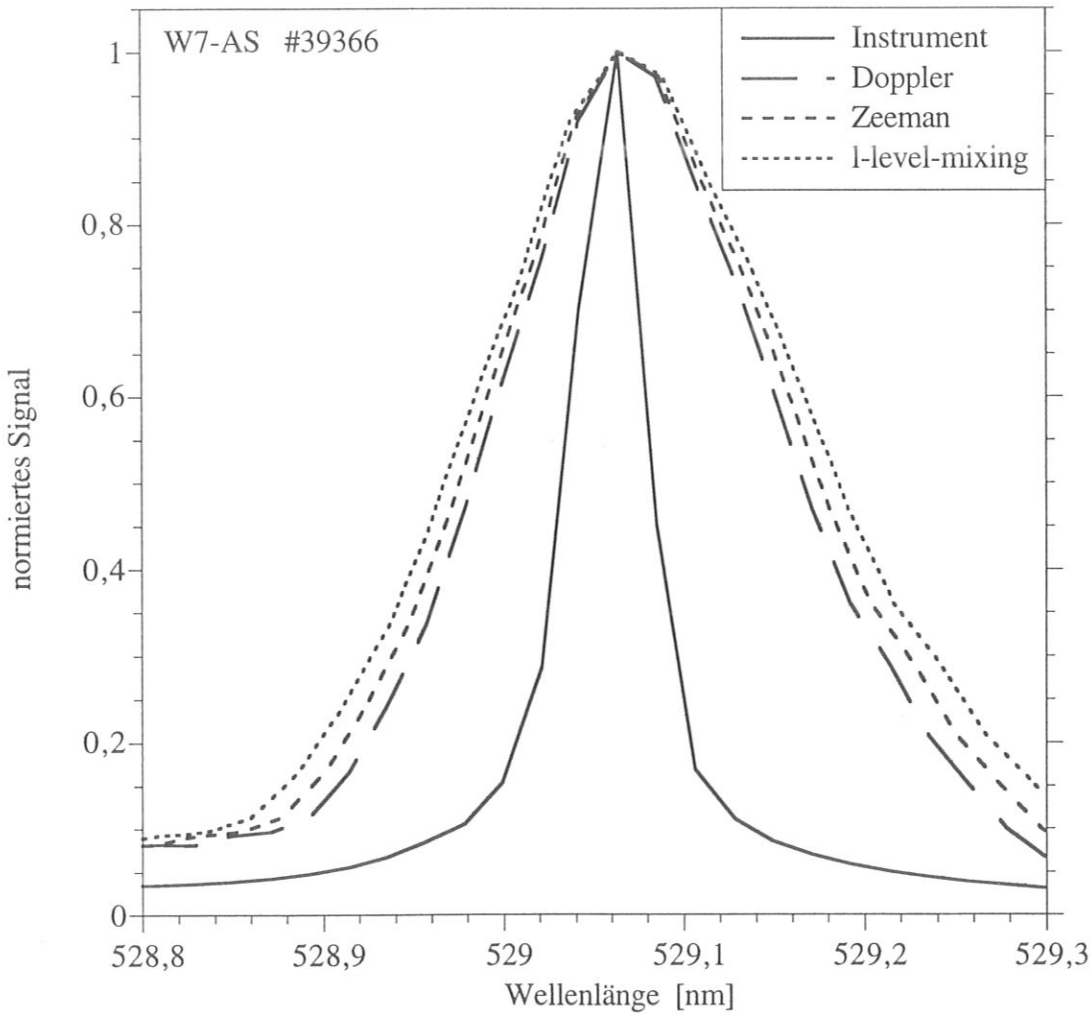


Abb. 75: *Auswirkungen verschiedener Verbreiterungsmechanismen auf die detektierte Linienbreite am Beispiel der C^{5+}(n=8→7)-Emission bei λ = 529.0 nm. Die Instrumentenfunktion (HgI, λ = 407.8nm, hier zwecks Vergleich mit der interessierenden CVI-Linie spektralverschoben dargestellt) stellt die der jeweiligen Spaltbreite des Monochromators zugeordnete Mindest-Linienbreite dar, während die thermische Doppler-Verbreiterung den größten Anteil an der beobachteten Gesamt-Linienbreite hat. Die für C^{6+} bestimmte Temperatur betrug in dieser Entladung 260 eV.*

D.1.2. Bestimmung von Ionendichten

Um lokale Konzentrationen der Verunreinigungsionen zu bestimmen, wurde in einem ersten Schritt so vorgegangen wie in *B.3.1.* für die Bestimmung der *Li(nl)*-Besetzung beschrieben. Allerdings waren im Fall der Ionen die Signal/Untergrund-Verhältnisse wesentlich schlechter als im Fall der *LiI*-Emission, sodaß über möglichst lange Zeiträume gemittelt werden mußte. Dies war nur für Entladungen mit weitgehend gleichbleibender Dichte möglich.
Aus dem CXS-Rohsignal (*Abb. 76*) wurde der durch den Lithiumstrahl induzierte Anteil vom Untergrund getrennt (*Abb. 77*).

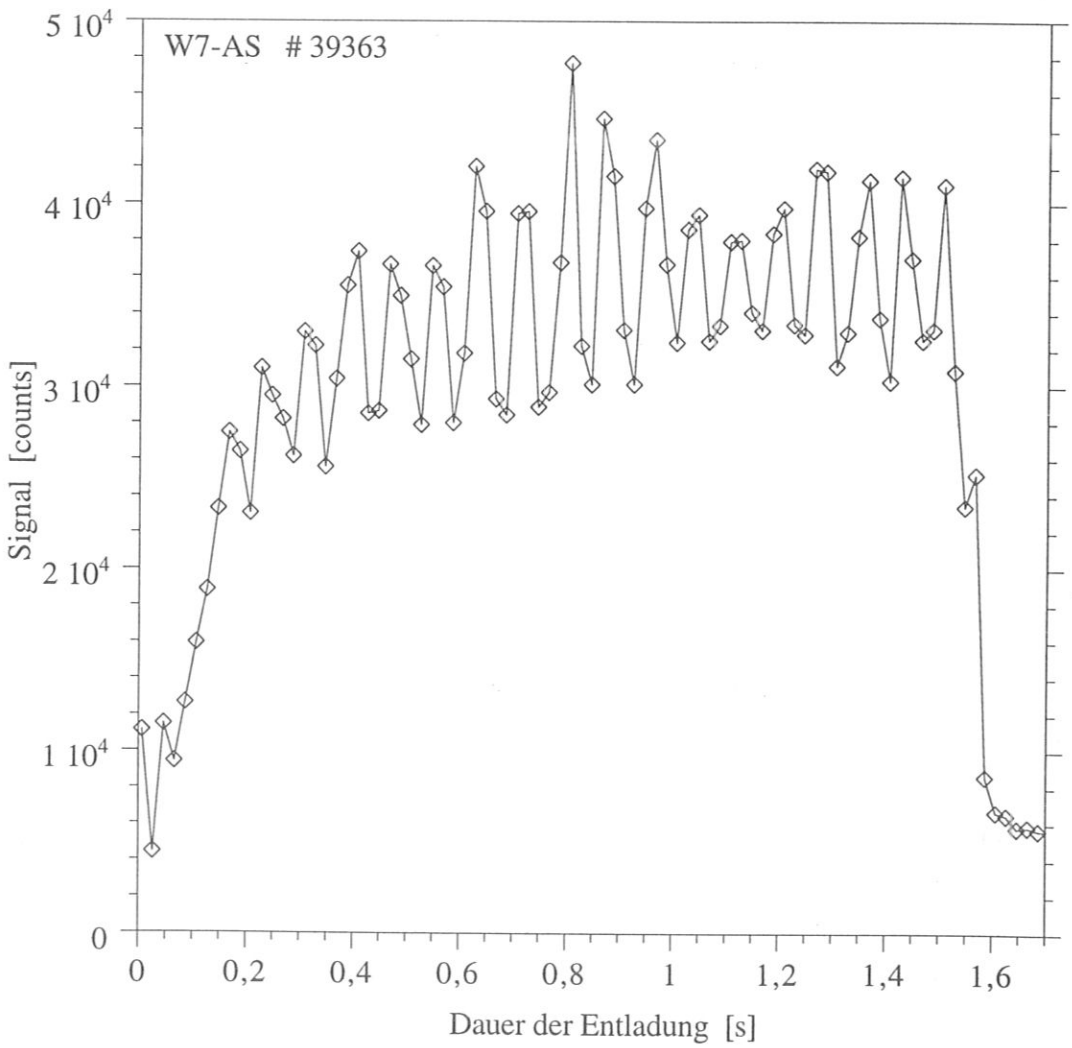


Abb. 76: *Rohsignal der CCD-Kamera für eine W7-AS-Entladung. Das Bild zeigt den zeitlichen Verlauf der $C^{5+}(n=8\rightarrow7)$-Emission bei λ = 529.0 nm mit den deutlich erkennbaren periodischen Signalschwankungen entsprechend der Taktfrequenz des Lithiumstrahls.*

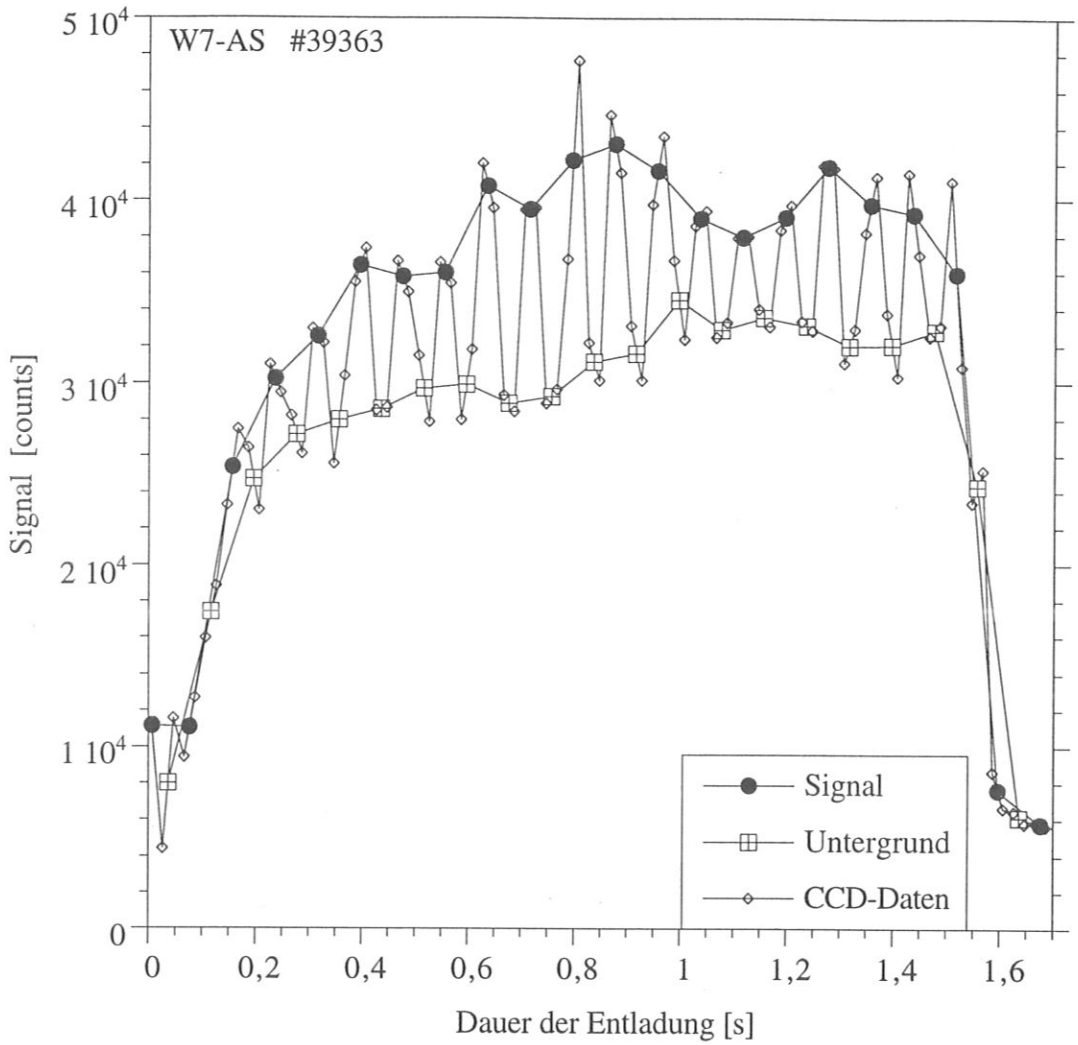


Abb. 77: *Bestimmung des Li-CXS-Anteils am Gesamtsignal durch zeitliche Mittelung und lineare Interpolation des Untergrunds.*

Mithilfe des gleichzeitig mitgemessenen Signals S_{2p}^{IXS} der IXS-Anordnung wurde das entsprechende Signal der CCD-Kamera S_{2p}^{CCD} ermittelt [vgl. *B.3.1.*]. Damit ergab sich die relative Intensität zu

$$\frac{S_Z^{CCD}}{S_{2p}^{CCD}} = \frac{S}{F_{LL}} \cdot f(\lambda) \quad , \qquad (d.5)$$

mit $S = \frac{S_Z^{CCD}}{S_{2p}^{IXS}}$ und $F_{LL} = \frac{S_{2p}^{CXS}}{S_{2p}^{IXS}}$ für jeden Lichtleiter *LL*.

Während die Intensität der *LiI*-Emission von der Dichte der *Li*-Atome N_{Li} und dem im *Li(2p)*-Niveau befindlichen Anteil n_{2p} bestimmt wird, hängt das Li-CXS-Signal von der Dichte der

Verunreinigungsionen N_Z, von N_{Li}, und vom entsprechenden Emissionswirkungsquerschnitt ab.

$$S_{2p} \propto N_{Li},\ n_{2p} \qquad (d.6)$$

$$S_Z \propto N_{Li},\ N_Z,\ \sigma_{em} \qquad (d.7)$$

N_{Li} ist gemäß (*d.8*) durch den *Li*-Strom I_{Li} bestimmt.

$$I_{Li} = \frac{Q}{t} = \frac{N_{Li} \cdot e}{t} = \frac{N_{Li}}{V} \cdot e \cdot A \cdot v_{Li} \qquad (d.8)$$

Die Ermittlung der absoluten Werte vereinfachte sich dadurch, daß es gemeinsame Parameter für beide optischen Systeme gab. Diese waren das Beobachtungsvolumen V, der Lithiumstrahl-Querschnitt A, der *Li*-Teilchenstrom I_{Li} und die Elementarladung e.
Die Geschwindigkeit v_{Li} der Strahlteilchen mußte ebenso wie die Lebensdauer τ des angeregten Zustandes berücksichtigt werden, da Anregungs- und darauffolgende Emissionsprozesse nicht im selben Volumselement stattfinden. Die Anzahl der *Li(2p)*-Atome ergab sich somit aus (*d.9*).

$$N_{2p} = \frac{n_{2p}}{\tau_{2p} \cdot v_{Li}} \qquad (d.9)$$

Der Emissionswirkungsquerschnitt berücksichtigte zunächst nach (*d.10*) die Strahlzusammensetzung durch die von den Ausgangsniveaus abhängigen Ladungsaustausch-Wirkungsquerschnitte sowie die Verzweigungsverhältnisse und Auswahlregeln:

$$\sigma_{em} = \sum_{nl} n_{nl} \cdot \sigma_{nl} \qquad (d.10)$$

Je nach Dichte und Temperatur des Plasmas konnte sich dieser Wirkungsquerschnitt noch ändern, etwa durch *l-level-mixing* [*D.1.1.4.*], weshalb diese Parameter für den letztlich effektiven Emissionswirkungsquerschnitt berücksichtigt werden mußten. Dies geschah durch Anwendung des *ADAS*-Programmpakets [*B.1.3.1.*].
Die Dichte von Verunreinigungen an einem Ort entlang des Lithiumstrahls ließ sich schließlich aus dem relativen Verhältnis (*d.11*) in den absoluten Wert (*d.12*) umwandeln.

$$\frac{N_Z}{N_{2p}} = \frac{S_Z}{S_{2p}} \cdot \frac{1}{\sigma_{em}} \qquad (d.11)$$

$$N_Z = \frac{S}{F_{LL}} \cdot f(\lambda) \cdot \frac{n_{2p}}{\tau_{2p} \cdot v_{Li} \cdot \sum_{nl} n_{nl} \cdot \sigma_{nl}} \qquad (d.12)$$

D.2. Experimentelle Ergebnisse

D.2.1. Untersuchungen an *WENDELSTEIN 7 AS*

Da aufgrund der bestehenden Versuchsanordnung (nur ein räumlicher Meßpunkt pro Entladung) eine Serie möglichst ähnlicher Entladungen für die Erstellung von räumlichen Profilen nötig war, beschränkten sich die Ladungsaustausch-Messungen an *W7-AS* wegen des dafür günstigsten Signal/Untergrund-Verhältnisses auf C^{6+}.

D.2.1.1. Temperatur der Verunreinigungsionen

Während einer eigens für die Lithiumstrahl-Diagnostik ausgeführten Serie vergleichbarer Plasmaentladungen [*D-Plasma,* P_{ECRH}= *400kW, Rotationstransformation* $\iota = 0.34$, *Vertikalfeld* $B_z = 20.0mT$, *Dichte* $\int n_e dl(HCN) = 2 \cdot 10^{19}\ m^{-2}$] gelang die Erstellung eines räumlichen Profils der Temperatur von C^{6+} (*Abb. 78*). Die gemessenen Temperaturen liegen etwa in der Größenordnung jener der Elektronen [ECE-Methode, *Hartfuß et al. 1987*] und Deuterium-Ionen [Neutralteilchenanalyse, *Kick et al. 1993*].
Der relativ geringe Li-Ladungsaustausch-Anteil an der Gesamtemission machte die Integration des Signals über die gesamte Entladungsdauer notwendig, sodaß für jede Entladung nur ein einziger zeitlich gemittelter Temperaturwert angegeben werden konnte. Dies war aber in Anbetracht der annähernd konstanten Entladungscharakteristik (vgl. *Abb. 76*) zulässig.

D.2.1.2. Konzentration der Verunreinigungsionen

Die selbe Serie von Entladungen ermöglichte erstmals auch die Bestimmung lokaler Konzentrationswerte von C^{6+} (*Abb. 79*). Auch dafür wurden alle Zeitintervalle zu einem einzigen Wert zusammengefaßt.
Mit abnehmendem Plasmaradius konnte ein Absinken des C^{6+}-Anteils an der Gesamtdichte von 0.63% auf 0.41% festgestellt werden. Diese Ergebnisse stimmen mit den Resultaten von Ladungsaustauschspektroskopie mit neutralen Wasserstoffstrahlen überein. Auch eine Simulation [*Weller et al. 1987*] der Verteilung der *C*-Ionen in verschiedenen Ladungszuständen basierend auf dem Corona-Modell führt zum selben Ergebnis, wenn eine schnelle Bewegung der Verunreinigungen zum Plasmazentrum hin angenommen wird [*Fiedler et al. 1998b*].

Verglichen mit der CCD-Kamera zeichnete sich ein alternativer Aufbau bestehend aus Photomultipliern und Interferenzfiltern durch kürzerer Reaktionszeiten und infolge größerer Lichtmenge auch besserer Zeitauflösung aus (*Abb. 80*). Die Ermittlung von Absolutwerten der Verunreinigungsionendichten aus den Rohdaten erfolgte allerdings im Rahmen dieser Arbeit nicht.

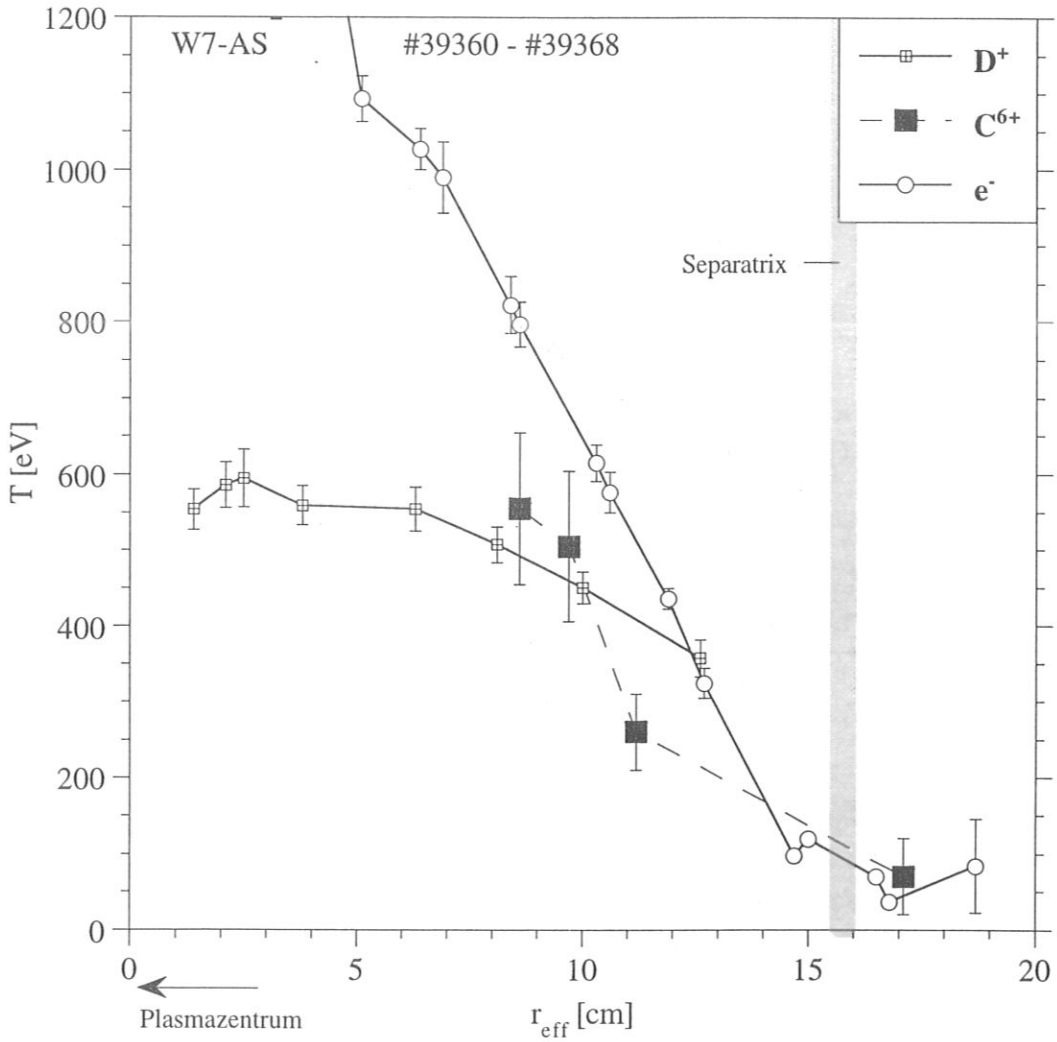


Abb. 78: *Räumliches Profil der Temperatur von C^{6+} als Funktion des effektiven Plasmaradius, der von der Stellaratorgeometrie bzw. vom Plasmaquerschnitt unabhängig ist. Die Werte sind ähnlich wie für die Temperaturen von Elektronen und Deuteronen. Die relativ großen Fehlerbalken wurden infolge Darstellung der verrauschten Messungen durch reine Gauß-Kurven verursacht.*

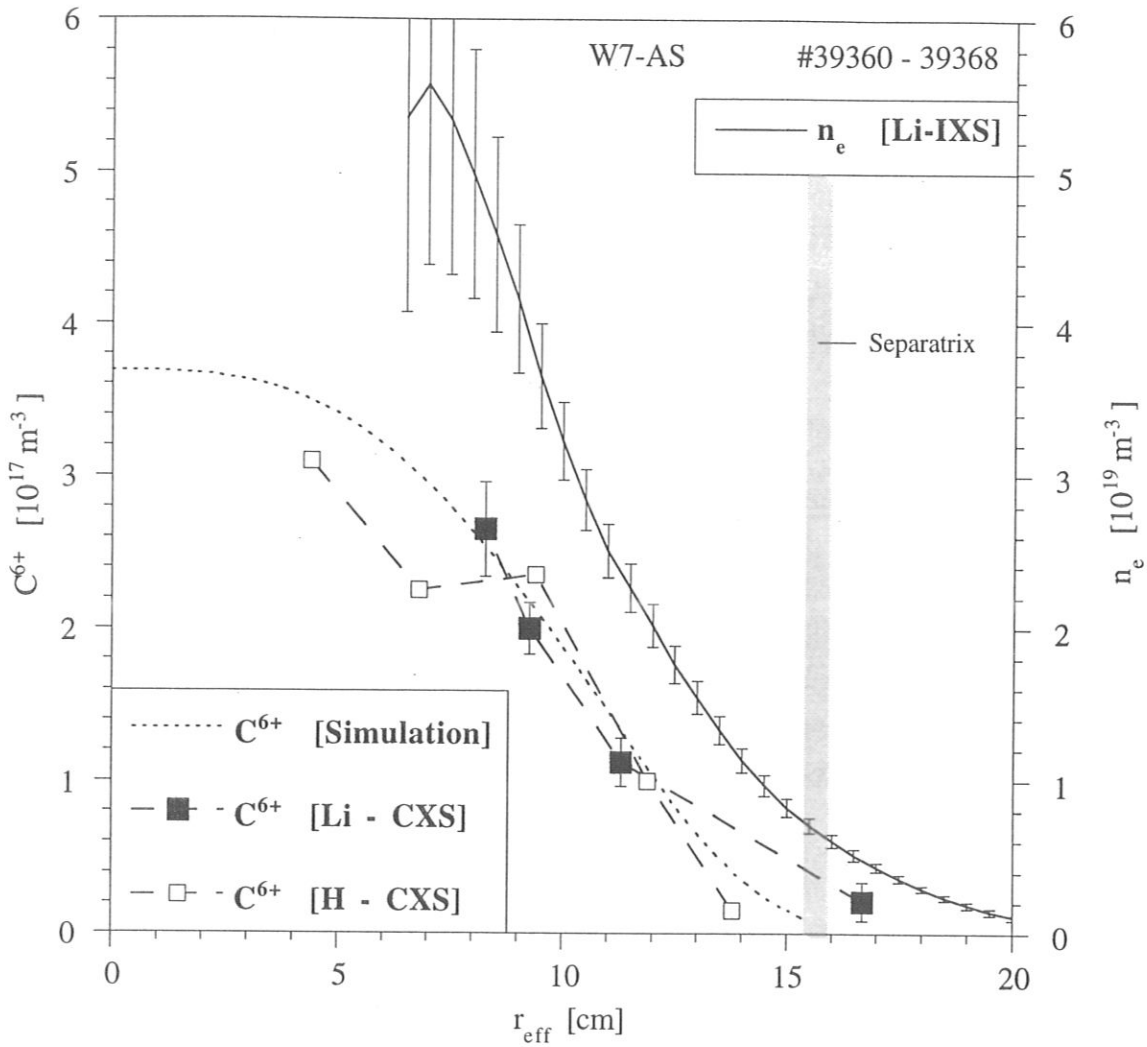


Abb. 79: Räumliche Profile der Elektronen- bzw. C^{6+}-Dichte. Die mit H-CXS bzw. Li-CXS bestimmten Konzentrationen von C^{6+} stimmen gut überein und sind um etwa 2 Größenordnungen kleiner als die Elektronendichte. Die auf dem Corona-Modell basierenden Simulationsrechnungen führen zu sehr ähnlichen Ergebnissen, wenn eine schnelle Bewegung der Ionen zum Plasmazentrum hin vorausgesetzt wird [Fiedler et al. 1998b].

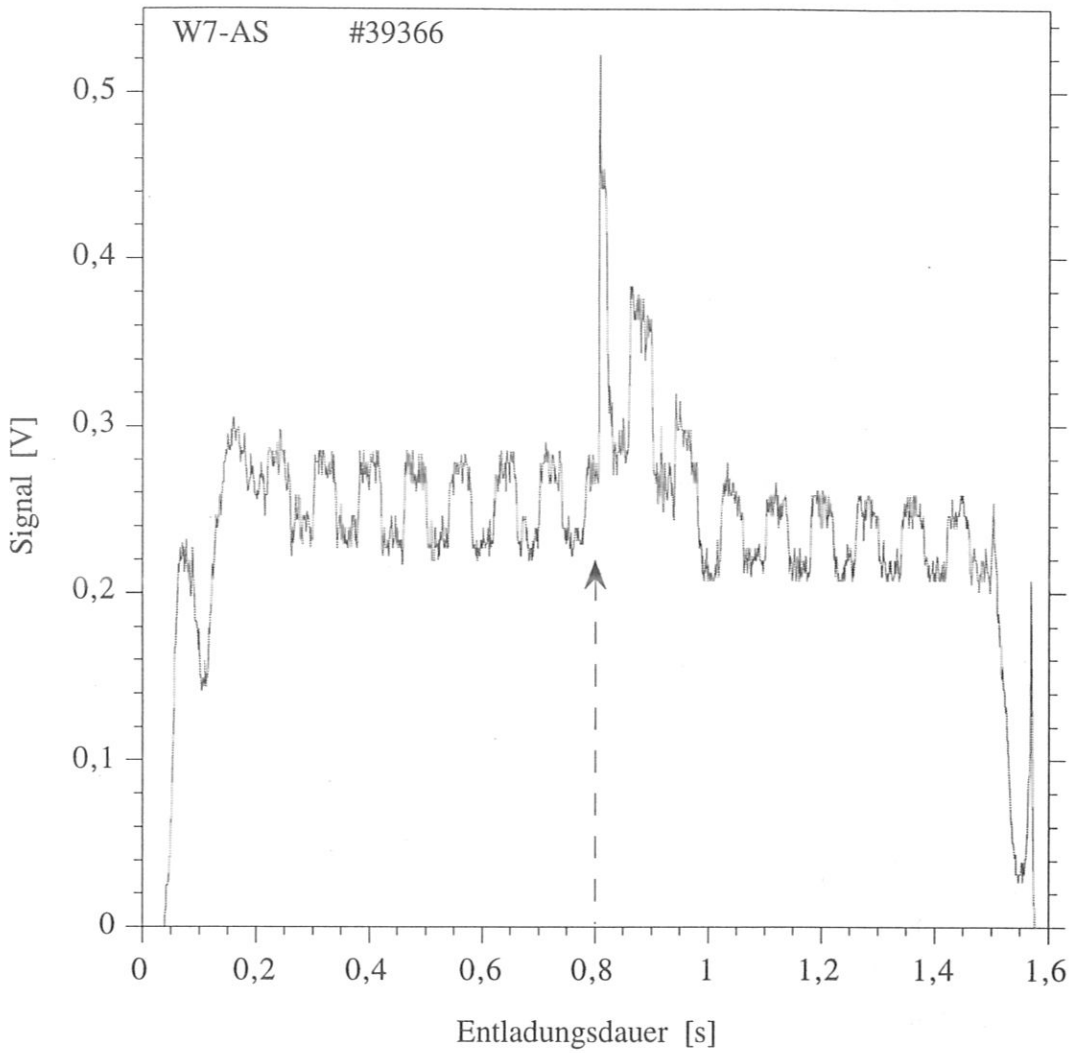


Abb. 80: *Das Rohsignal eines Photomultipliers für Li-CXS an C^{6+} [Fiedler 1997] verdeutlicht die bessere Zeitauflösung und Signalqualität im Vergleich zur CCD-Kamera. Bei dieser Entladung wurde zum Zeitpunkt t = 0.8 s ein Kohlenstoff-Pellet zwecks Transportstudien eingeschossen. Unmittelbar daran anschließend konnte eine deutliche Steigerung des Li-CXS Signals festgestellt werden.*

D.2.2. Untersuchungen an *ASDEX Upgrade*

Im Verlauf der Messungen stellte sich heraus, daß die Keramikkathode des Lithium-Injektors neben Lithium auch nennenswerte Anteile an Natrium emittiert, dessen Emissionslinien (Doppellinie bei λ = 589.0 / 589.6 nm) aufgrund ihrer Rotverschiebung und der vom elektrischen Chopper verursachten Signalunterbrechungen eindeutig dem Strahl zugeordnet werden konnten. Der *Na*-Anteil im *Li*-Strahl betrug bis zu 25% und nahm mit zunehmender Eindringtiefe ab (*Abb. 81, 82*). Ebenfalls beobachtete unverschobene *NaI*-Linien wurden durch aus der *Na*-Zelle des Neutralisators (vgl. *Abb. 32*) abdampfendes Material hervorgerufen (*Abb. 83*).

Schwierigkeiten in der Anwendung der Lithiumstrahl-Ladungsaustauschspektroskopie an *ASDEX Upgrade* wurden vor allem durch die Charakteristik der Entladungen verursacht. Im Gegensatz zu den Stellarator-Entladungen zeigte das Plasma des Tokamaks seltener sogenannte *flat-top*-Phasen mit konstanter Dichte, die eine zeitliche Mittelung und dadurch verbesserte Signal/Untergrund-Verhältnisse zuließen. Die jeweilige Art der Plasmaheizung hatte ebenfalls Einfluß auf die Durchführbarkeit der Ladungsaustauschmessungen.

Zusätzlich lag es vermutlich an der Geometrie bzw. Orientierung der Sichtlinien der 16 Lichtleiter, daß die Emissionen von *CVI* bei λ = 529.0 bzw. 343.3 nm sich im Gegensatz zu *WENDELSTEIN 7 -AS* an *ASDEX Upgrade* infolge zu hohen Untergrunds nicht für Li-CXS-Anwendung eigneten.

Die besten Resultate wurden bei Untersuchungen von *Ne*-Ionen erzielt, welche zwecks Strahlungskühlung der Randschicht [*A.2.3.*] während einiger Entladungen in größeren Mengen vorlagen (*Abb. 84, 85, 86*). Bestimmungen der Ionentemperatur waren allerdings angesichts der stark verrauschten Signale nicht möglich. Weitere Verunreinigungen, an deren Emission Anteile von Ladungsaustauschprozessen mit dem Li-Strahl festgestellt werden konnten, waren He^+, B^{2+}, O^+ und F^+ (*Abb. 87*). Die Dynamik der Randschicht hatte in vielen Fällen wesentlichen Einfluß auf die Resultate (*Abb. 87, 88*).

Insbesondere gelang der Nachweis, daß die Plasmadiagnostik mittels Lithiumstrahlen in der Randschicht deutliche Vorteile gegenüber der Diagnostik mit den Wasserstoff-Heizstrahlen hat. Der wesentlich größere Strahldurchmesser der Wasserstoffstrahlen bedingt eine ungewissere räumliche Zuordnung als dies für die nur 1-2 cm breiten Lithiumstrahlen der Fall ist (*Abb. 89*).

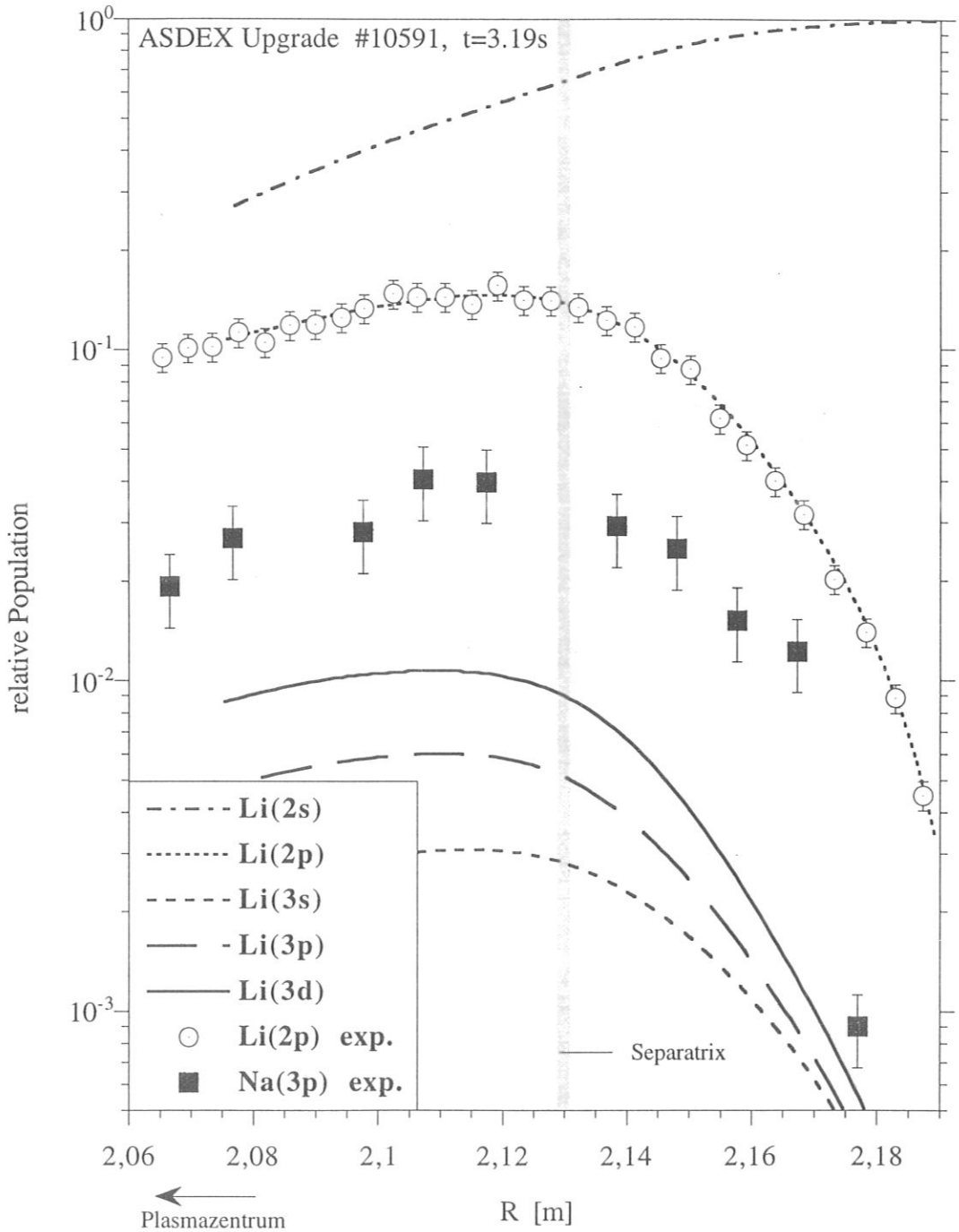


Abb. 81: Profil der relativen Besetzungen der Li(nl) Niveaus (Σnl = 1-Li^+) und dem aus Vergleichen der NaI(3p→3s)-Emission mit der LiI(2p→2s)-Emission erzeugten Na(3p)-Profil. Das gemessene Verhältnis von Na(3p) und Li(2p) betrug bis zu 20% und nahm mit zunehmender Eindringtiefe ab. Die Wirkungsquerschnitte für die Na-Stoßanregung sind kleiner als jene für Li und die Wirkungsquerschnitte für Ladungsaustausch etwas größer, sodaß das Verhältnis Na(3p/3s) kleiner ist als Li(2p/2s) und somit der tatsächliche Na-Anteil im Li-Strahl noch größer sein sollte als es dieser Darstellung entspricht.

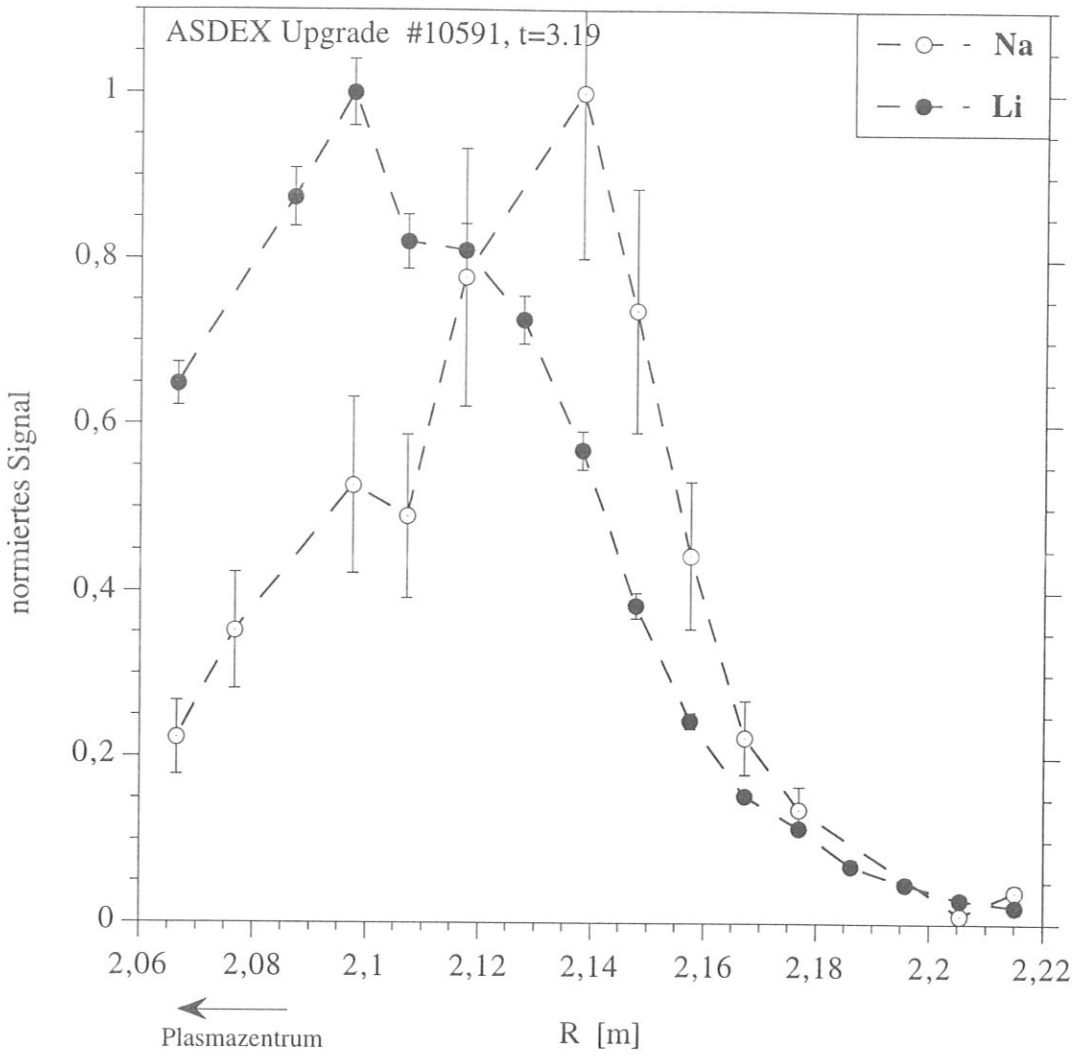


Abb. 82: Normierte Profile für gleichzeitig gemessene Na(3p→3s)- und Li(2p→2s)-Emission. Das Maximum der Na(3p)-Besetzung liegt bei geringerer Eindringtiefe als jenes von Li(2p).

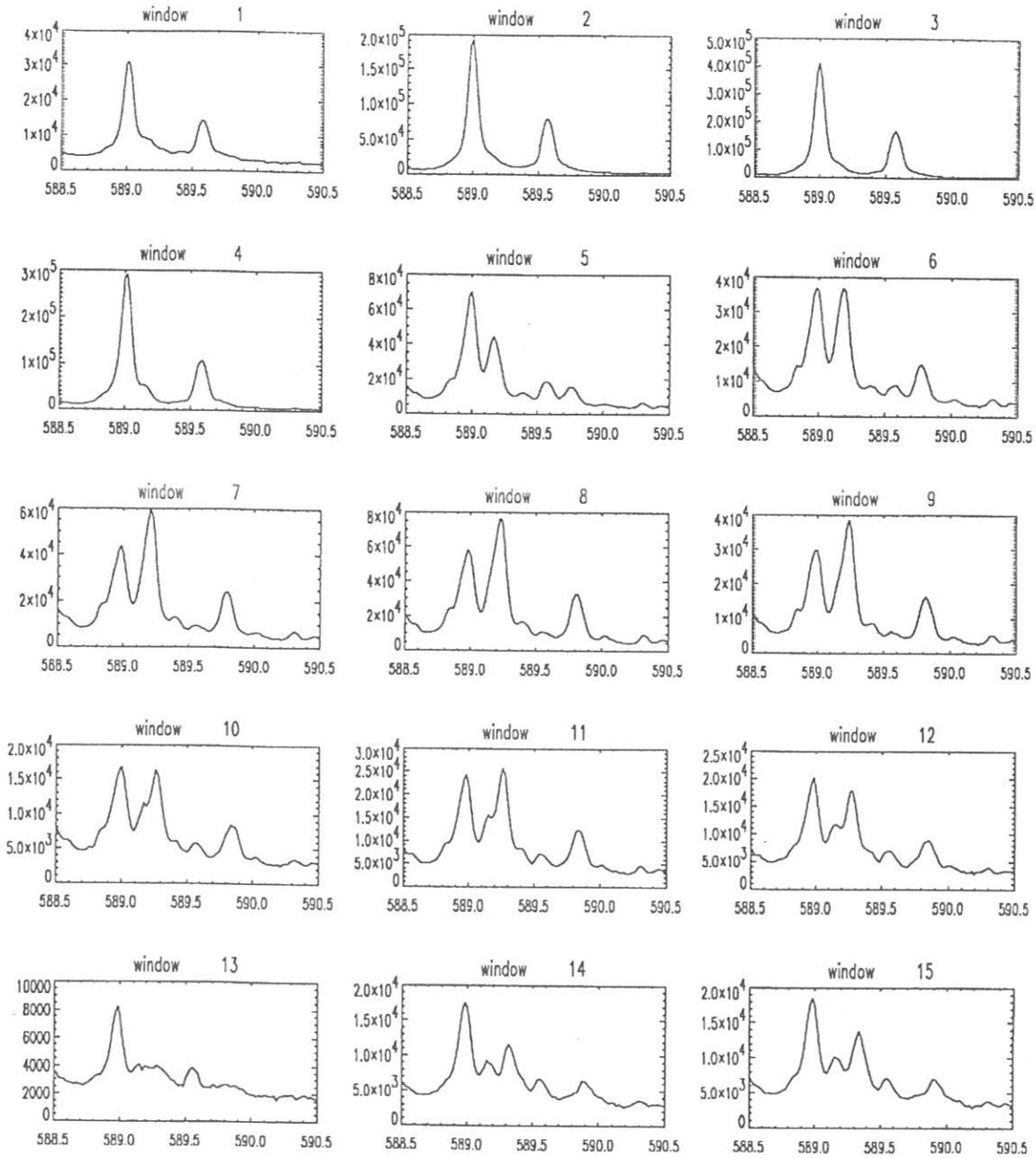


Abb. 83: An 15 radialen Positionen detektierte Signale im Spektralbereich der NaI(3p→3s)-Emission. Man erkennt die charakteristische Doppellinie in den äußeren Plasmabereichen (window 1-4) und das Auftreten einer zunehmend stärker rotverschobenen Doppellinie an weiter innen liegenden Positionen (window 5-15).

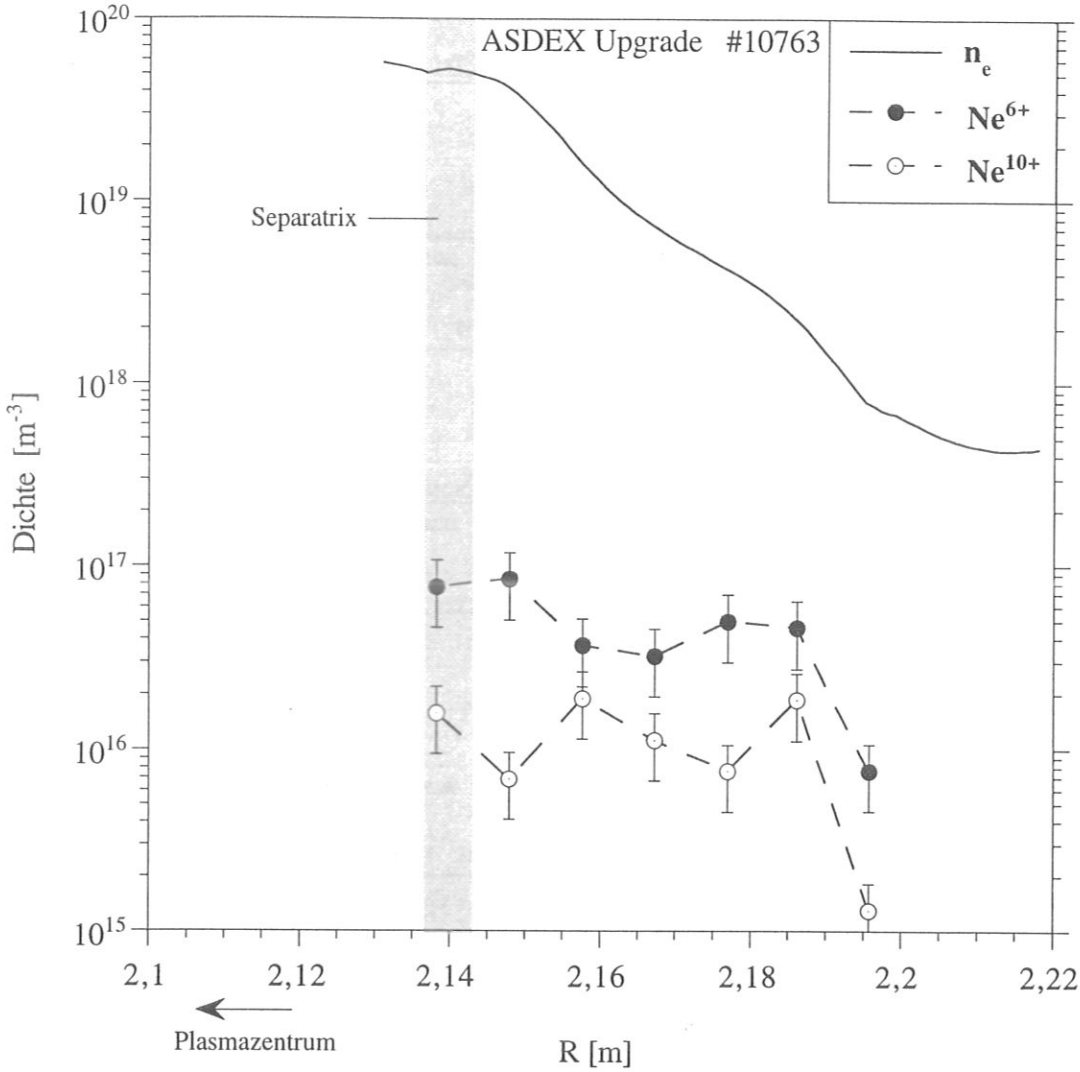


Abb. 84: *Räumliche Profile der Ne^{6+}-, Ne^{10+}- und Elektronen-Dichte während einer Entladung mit Ne-Randschichtkühlung. Die beobachteten Emissionen liegen bei $\lambda = 529.0$ nm (Ne^{5+}, $n = 8 \rightarrow 7$) bzw. $\lambda = 524.9$ nm (Ne^{9+}, $n = 11 \rightarrow 10$) und konnten daher mit der bestehenden Diagnostik gleichzeitig erfaßt werden. Die über den Zeitaum $4.5 \leq t \leq 5$ s gemittelten Daten zeigen Ne-Konzentrationen, die von außen nach innen für Ne^{6+} von 1% auf 0.21% bzw. für Ne^{10+} von 0.17% auf 0.06% abfallen.*

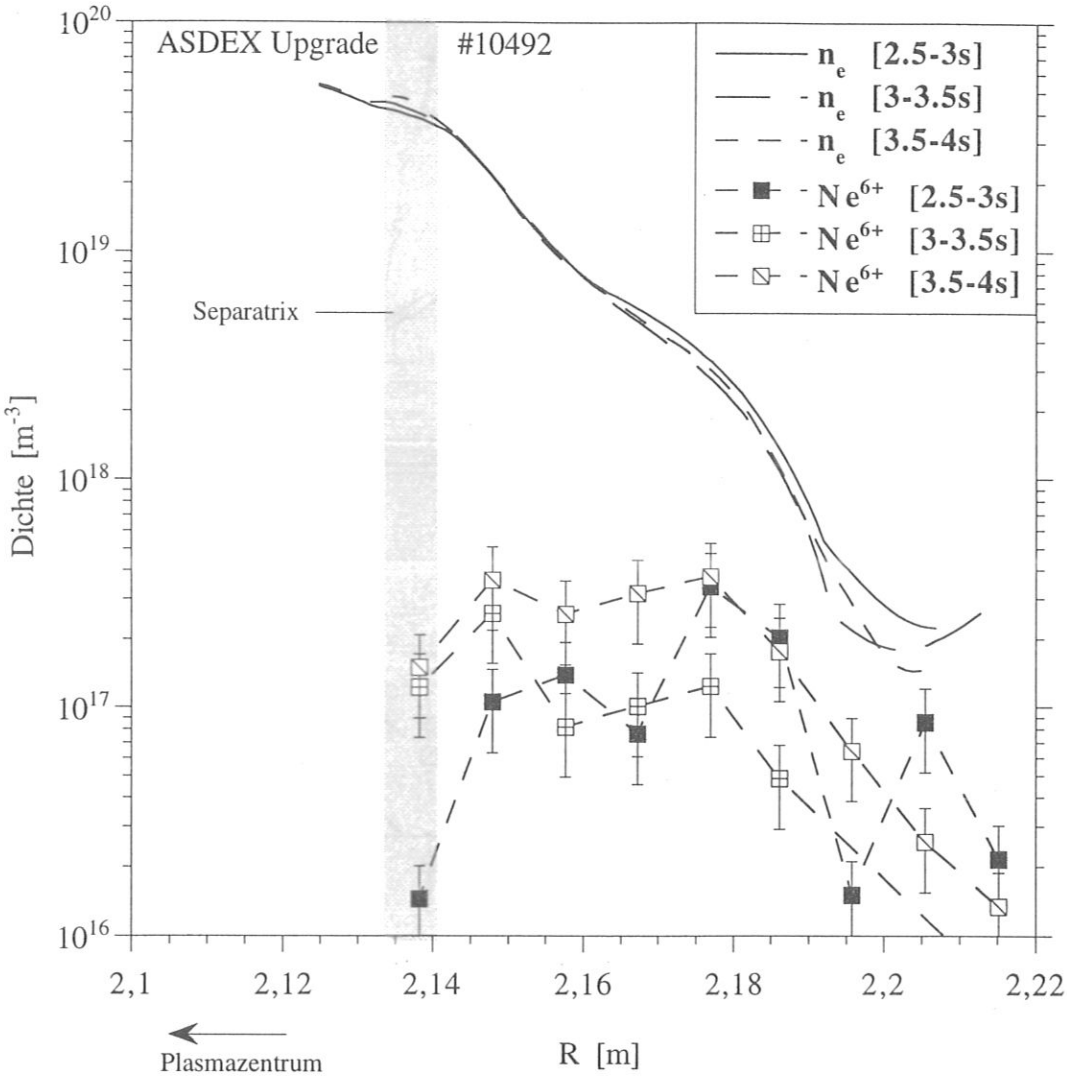


Abb. 85: *Profile der zeitlich gemittelten Ne^{6+}-Dichte zu verschiedenen Zeitpunkten während einer Entladung nach einem starken Ne-Puls bei t=2.5s. Die beobachtete Ne^{6+}-Dichte steigt mit zunehmender Entladungsdauer leicht an und beträgt an den am weitesten außen liegenden Meßpunkten maximal 14% und an den innersten maximal 0.5%. Da die NeVI-Emission bei λ = 529.0 nm erfolgt und daher von intensiver CVI-Emission überlappt wird, erscheinen alle Ne^{6+}-Dichtewerte als systematisch zu hoch.*

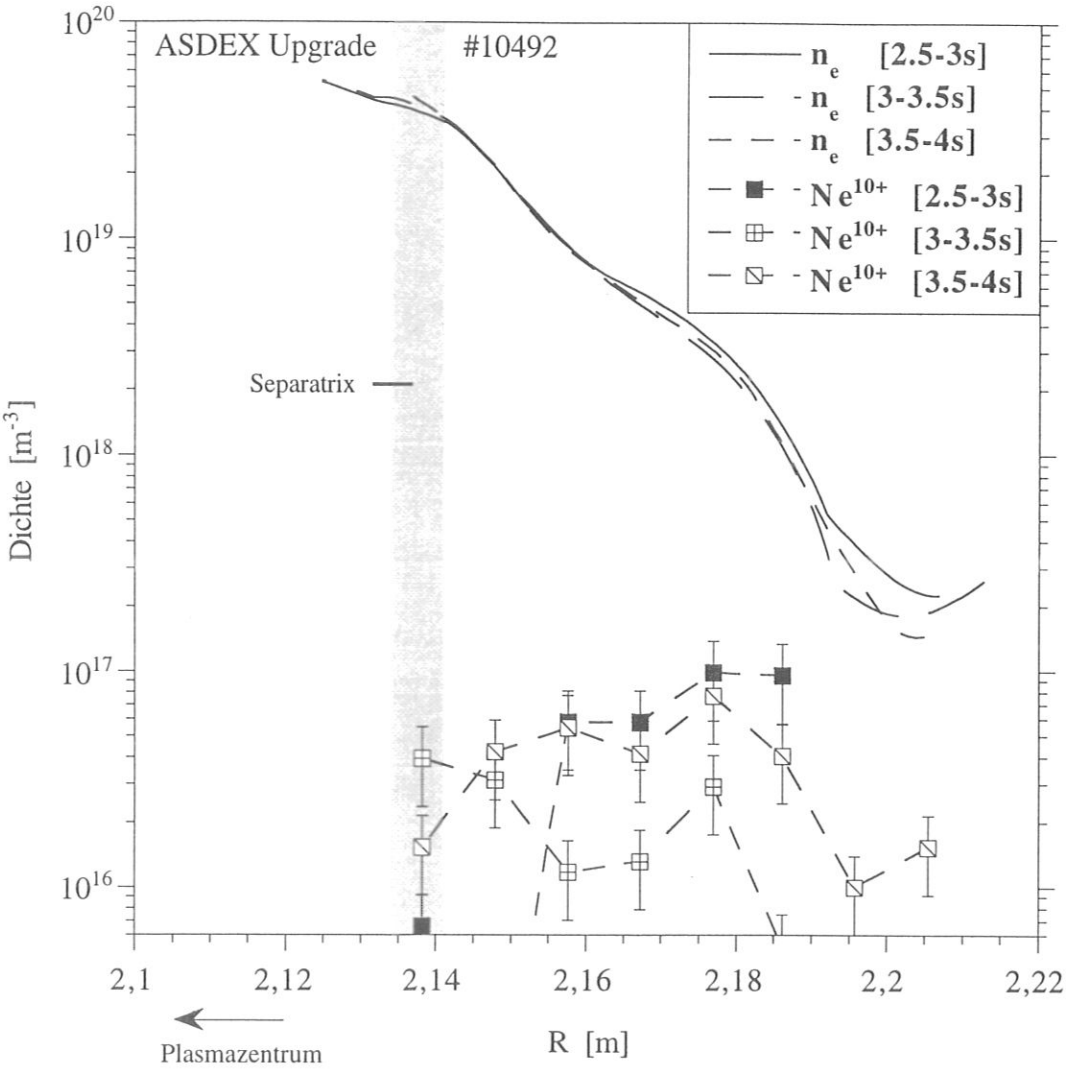
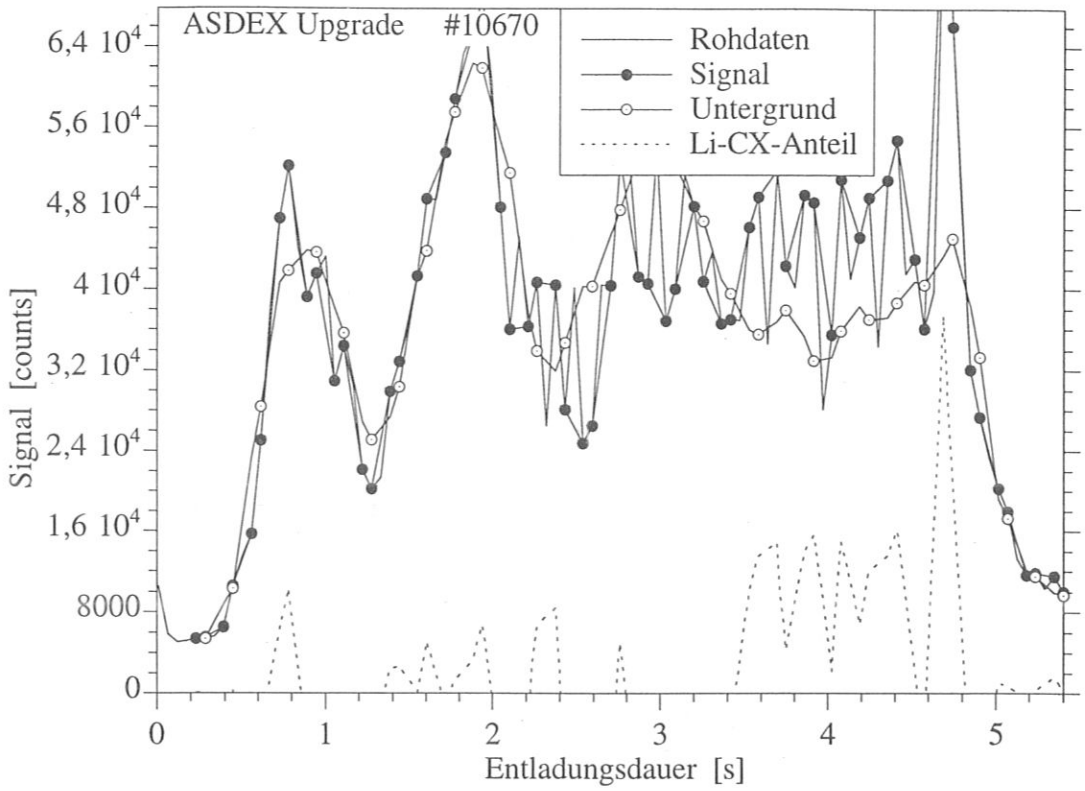


Abb. 86: Profile der Ne^{10+}-Dichte zu verschiedenen Zeitpunkten während einer Entladung mit einem starken Ne-Puls bei t=2.5s. Die beobachtete Ne^{10+}-Dichte ist im mittleren Zeitintervall am geringsten und steigt mit zunehmender Entladungsdauer wieder an. Sie beträgt an den am weitesten außen liegenden Meßpunkten maximal 3.3% und an den innersten maximal 0.13%.



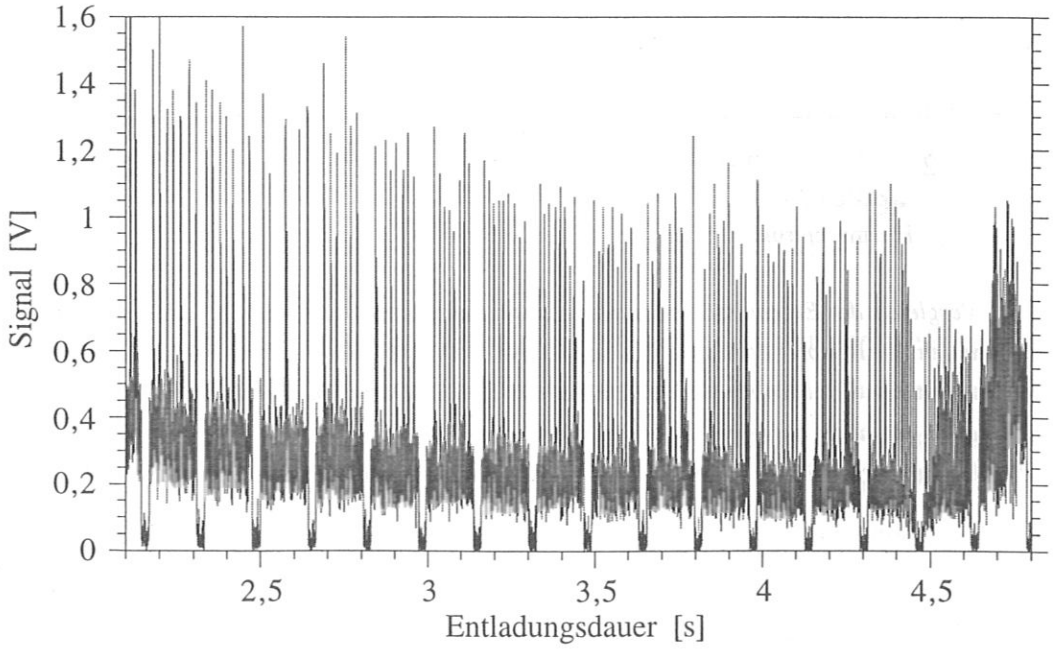


Abb. 87 und 88: *Li-CXS-Rohsignal (oben) für die F^+-Konzentration bzw. Li-IXS-Rohsignal (unten), in dem sich kurzfristige Dichteanstiege [ELMs] während der Entladung #10670 wiederspiegeln. Das Ansteigen des CXS-Signals ab $t > 3.4$ s hängt vermutlich mit einer gleichzeitigen deutlichen Steigerung der Frequenz der ELMs zusammen. Die gewählte Methodik für die Bestimmung des Untergrunds und die relativ lange Periodendauer der Messungen bleibt von schnellen periodischen Signalveränderungen durch ELMs unbeeinflußt, während dies für niedrige ELM-Frequenzen nicht der Fall sein muß.*

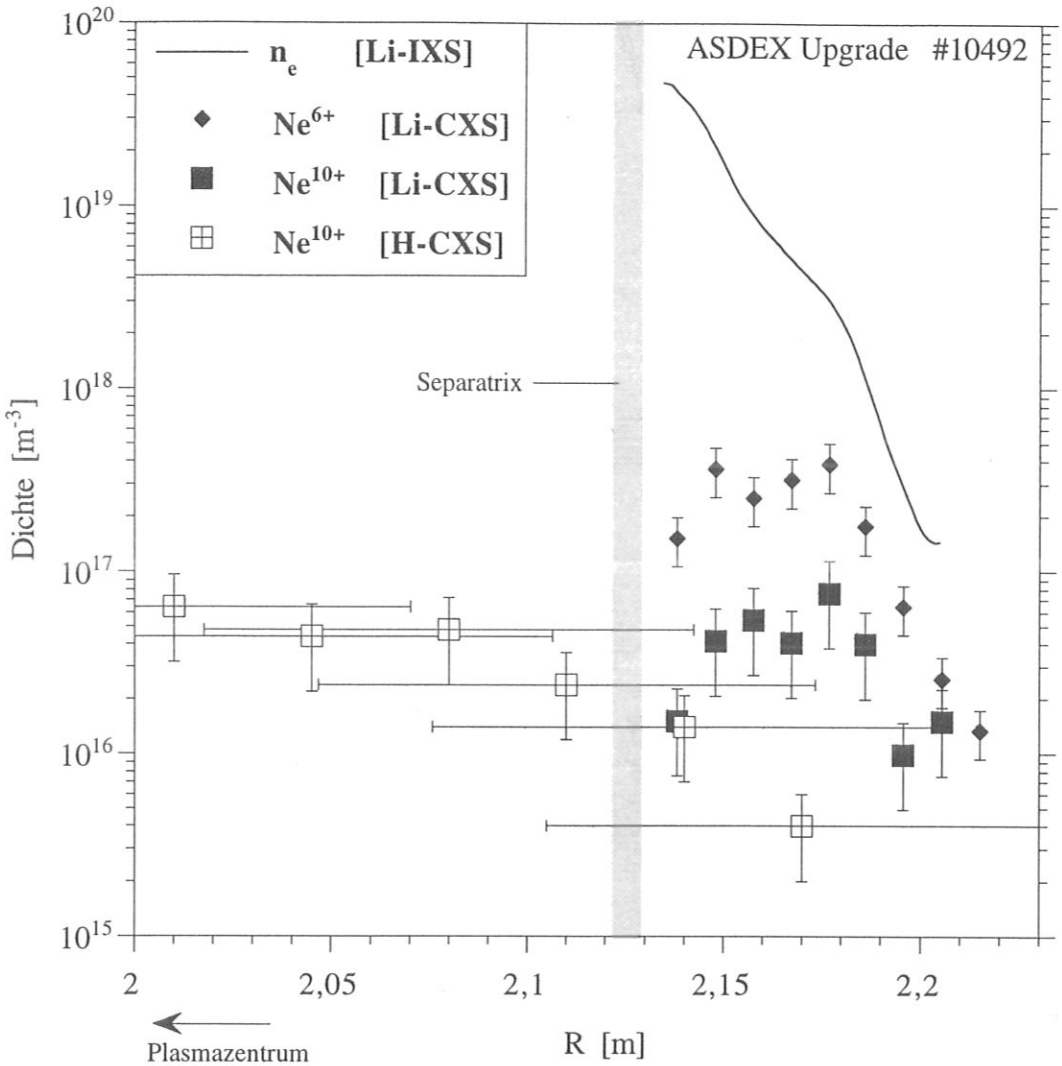


Abb. 89: *Vergleich der Ergebnisse von Ladungsaustauschspektroskopie mittels Lithium- und Wasserstoff-Heizungs-Strahlen am Beispiel der damit gemessenen Ne^{10+}-Dichten. Während die Fehlerbalken der Dichtewerte für beide Diagnostiken vergleichbar sind, erscheinen die Li-CXS-Daten im Vergleich zu den H-CXS-Daten als wesentlich besser räumlich aufgelöst. Derartige Ergebnisse demonstrieren den hohen Wert der Lithiumstrahl-Diagnostik als eine speziell für die Untersuchung der Plasmarandschicht geeignete Methodik.*

D.3. Diskussion

Die Konzentrationen der Verunreinigungen in der Plasmarandschicht hängen stark von der Aktivität der Transportmechanismen ab. Vor allem hochgeladene Verunreinigungen wie Ne^{10+} können nur im Plasmazentrum entstehen, da nur dort die Energie der Plasmaelektronen für die nötigen Ionisationsprozesse ausreicht, sodaß diese Ionen nur infolge Transports aus dem Zentrum auch in die Randschicht gelangen können. Während Entladungsphasen mit starker ELM-Aktivität [*A.2.3.*] werden verstärkt Verunreinigungen nach außen transportiert, wobei die jeweilige Frequenz der ELMs großen Einfluß auf das registrierte Signal hat.

Die Messungen mit der CCD-Kamera erlauben nur dann verläßliche Aussagen über Verunreinigungskonzentrationen, wenn die Periodendauer der ELMs deutlich kürzer ist als jene der Messungen, denn nur dann funktioniert die hier gewählte Methode zur Bestimmung des Untergrunds aus dem gemessenen Signal. Bei ähnlichen Periodendauern für ELMs und Messungen können verfälschte Ergebnisse auftreten.

Um die letztlich angestrebten Untersuchungen der Transportvorgänge in der Plasmarandschicht mittels Lithiumstrahlen durchführen zu können, muß die Signalqualität noch deutlich verbessert werden, was insbesondere durch höhere Stromdichten des Lithiumstrahls erreicht werden kann.

Das unerwartete Ergebnis betreffend den hohen *Na*-Anteil im *Li*-Strahl läßt sich vermutlich durch die Geometrie des Injektors erklären. Die beobachteten unverschobenen Spektrallinien sind zweifellos auf den *Na*-Dampf aus dem Neutralisator zurückzuführen, der in das Entladungsgefäß entweichen kann. Ebenso ist es denkbar, daß dieser Dampf sich an den Wänden der Ionenquelle sowie am Emitter selbst niederschlägt. Die durch Kontakt mit der heißen Emitter-Oberfläche erzeugten Na^+-Ionen [vgl. auch *C.2.3.2.*] werden so wie die Li^+-Ionen beschleunigt und spektralverschoben detektiert.

Auf die Ergebnisse der Ladungsaustauschspektroskopie hatte dies nur geringen Einfluß, da für die Dichteberechnung (*d.12*) nur die relative Besetzung des *Li(2p)*-Niveaus berücksichtigt wird; infolge ähnlicher Wirkungsquerschnitte für die Stoßanregung von *Na* im Plasma kann von einer ähnlichen relativen Besetzung des angeregten Zustands *Na(3p)* ausgegangen werden. Wenn also aus einem Li-CXS-Signal die Dichte von Verunreinigungsionen berechnet wird, kann man bei einem lokalen *Li(2p)*-Anteil von beispielsweise 15% auch von rund 15% *Na(3p)*-Anteil an der gesamten *Na(nl)*-Menge ausgehen. Die Unterschiede der Wirkungsquerschnitte für *Na(3s→3p)*- und *Li(2s→2p)*-Stoßanregung (für Protonen $\sigma_{Na} \approx 0.5\ \sigma_{Li}$ bei $E/m = 5$ keV/amu) sowie für Elektroneneinfangprozesse aus Na(*nl*)- bzw. Li(*nl*)-Niveaus (für Protonen $\sigma_{Na} \approx 1.5\ \sigma_{Li}$ bei $E/m = 5$ keV/amu) tragen angesichts eines *Na*-Anteils im *Li*-Strahl von rund 20% zum Gesamtfehler der berechneten Dichte daher deutlich weniger bei als die derzeit noch zu schlechte Signalqualität und die Absolutfehler der verwendeten Emissions-Wirkungsquerschnitte.

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Untersuchung der Eigenschaften von Verunreinigungen in der Randschicht von Fusionsplasmen. Zu diesem Zweck wurden an den beiden Experimenten *WENDELSTEIN 7 AS* Stellarator und *ASDEX Upgrade* Tokamak des Max-Planck-Institutes für Plasmaphysik in Garching (D) Versuchsanordnungen für die Durchführung von Ladungsaustauschspektroskopie mittels schneller ($E/m \approx 5$ keV) Lithium-Atomstrahlen [Li-CXS] in Betrieb genommen. Derartige Lithiumstrahlen werden bereits seit einigen Jahren als Standarddiagnostik für die Bestimmung der Elektronendichte [Li-IXS] in der Plasmarandschicht eingesetzt.

Die Rekonstruktion der Elektronendichte aus dem gemessenen Profil der $Li(2p \rightarrow 2s)$-Emission erfordert eine Modellierung der Wechselwirkungen des Lithiumstrahls mit dem Plasma, für welche die Strahlzusammensetzung in Abhängigkeit von der Eindringtiefe bekannt sein muß. In Hinblick auf größtmögliche Genauigkeit der Dichtebestimmung wurden erstmals experimentelle Überprüfungen der Besetzung höherer $Li(nl, n \geq 3)$ Energieniveaus durchgeführt. Die Resultate zeigten deutliche Abweichungen von jenen Werten, die aufgrund von Strahlmodell-Berechnungen erwartet wurden.

Als Ursache für diese Abweichungen konnte unzulängliches Datenmaterial für die Stoßanregung von Lithiumatomen durch Plasmateilchen identifiziert werden. Infolgedessen wurden am Institut für Allgemeine Physik entsprechende photonenspektroskopische Experimente mittels gekreuzter Strahlen durchgeführt. Mit einer 5 GHz- bzw. einer 2.45 GHz-ECR-Ionenquelle wurden Ionenstrahlen erzeugt, deren Energien mit $0.7 \leq E/m \leq$ ≤ 12.5 keV/amu im für die Lithiumstrahl-Diagnostik relevanten Bereich lagen.

Das existierende Datenmaterial betreffend die $Li(2s \rightarrow 2p)$-Stoßanregung wurde um bisher nicht untersuchte Stöße mit hochgeladenen Verunreinigungsionen Z^{q+} gemäß $Z^{q+} + Li(2s) \rightarrow$ $\rightarrow Z^{q+} + Li(2p)$ erweitert. Meßergebnisse für Ionen typischer Plasmaverunreinigungen (He, C, O, Ne) wurden im Anschluß mit Resultaten von atomic orbital-close coupling [AO-CC] Rechnungen verglichen, wobei im allgemeinen recht befriedigende Übereinstimmung festgestellt werden konnte.

Im Gegensatz zu früheren Untersuchungen der Stoßanregung von Natrium zeigten sich im Fall von Lithium deutliche Abhängigkeiten der beobachteten Wirkungsquerschnitte von der Elektronenhülle der Projektile. Dabei auftretende Strukturen in den Verläufen der Wirkungsquerschnitte lassen sich sowohl durch die starke Kopplung der konkurrierenden

Ladungsaustauschkanäle mit den Anregungskanälen erklären als auch durch die Überlagerung von unterschiedlich geschwindigkeitsabhängigen Anregungsprozessen.
Mit diesen Studien kann der für die Lithiumstrahl-Diagnostik am meisten relevante Übergang nunmehr als vollständig behandelt angesehen werden.
Skalierungsgesetze, die einen Zusammenhang der Projektilladung bzw. -geschwindigkeit mit den Wirkungsquerschnitten herstellen, konnten für die untersuchten Anregungsprozesse nicht gefunden werden.
Die Besetzung höherer Niveaus wurde am Beispiel der Anregung $Li(2s \rightarrow 3d)$ durch Stoß mit einfach geladenen Ionen (H^+, He^+) untersucht. Experimentelle Ergenisse stimmen sehr gut mit umfangreichen AO-CC-Berechnungen überein, welche nun erstmals die Besetzung aller $Li(nl,n \leq 4)$ Zustände beschreiben.
Weiters wurden neue Rechnungen für alle Anregungen innerhalb der $Li(nl,n \leq 4)$-Zustände durch Elektronenstoß in die Datenbasis der Strahlmodellierung aufgenommen, wobei die entsprechenden Wirkungsquerschnitte vor allem im Bereich niedriger Energien kleiner waren als jene aus der bisherigen Datenbasis.
Neuerliche Untersuchungen der Strahlzusammensetzung in den diagnostischen Lithiumstrahlen führten anschließend zu guter Übereinstimmung zwischen der experimentell und durch Simulationen ermittelten Besetzung des $Li(3d)$-Niveaus, wobei die neuen Elektronenstoß-Daten dazu ebensoviel beitrugen wie die Ionenstoß-Daten. Im Verlauf dieser Untersuchungen zeigte sich, daß die Besetzung der $Li(3l)$-Niveaus sowie der $Li(4l)$-Niveaus bisher um mehr als 30% überschätzt worden war. Die Auswirkung der neuen Datenbasis auf die Berechnung der Elektronendichte lag bei rund 5%, weil die $Li(2p)$-Besetzung praktisch unverändert blieb.
Unterschiedliche Profile der effektiven Kernladungszahl Z_{eff} hatten kaum Einfluß auf die Besetzungsverhältnisse der Zustände $Li(2p)$ und $Li(3d)$, sodaß sich eine gleichzeitige Untersuchung der entsprechenden Emissionen für die Bestimmung von Z_{eff} offenbar nicht eignet.
Mit dem durch experimentelle Ergebnisse derart abgesicherten Strahlmodell konnten schließlich Untersuchungen von Verunreinigungsionen vorgenommen werden. An *WENDELSTEIN 7 AS* gelang die Erstellung räumlicher Profile der Temperatur und Konzentration von C^{6+}. Die gemessenen Temperaturen lagen im Bereich der Elektronen- und Deuteriumionen-Temperaturen; die Konzentrationen stimmten mit Ergebnissen anderer Diagnostiken bzw. Simulationsrechnugen gut überein.
An *ASDEX Upgrade* bereitete das relativ schlechte Signal/Untergrund-Verhältnis Probleme, das durch den Verlauf der Sichtlinien sowie die relativ geringe Lithium-Stromstärke verursacht wurde. Darüber hinaus hatte die Dynamik des Randschichtplasmas Auswirkungen auf die detektierten Signale. Die besten Bedingungen stellten sich während Entladungen mit Neon-'gaspuffing' ein, für die zeitlich gemittelte Profile der Ne^{6+}- und Ne^{10+}-Konzentrationen erzeugt

werden konnten. Weiters konnte ein Anteil von etwa 20% Natrium im Lithiumstrahl festgestellt werden.

Effektive Emissionswirkungsquerschnitte für Ladungsaustauschprozesse wurden mithilfe des *ADAS*-Programmpakets berechnet.

Die durchgeführten Untersuchungen zeigten, daß sich die Lithiumstrahl-Ladungsaustauschspektroskopie prinzipiell als Randschichtdiagnostik eignet. Während mit einer umfangreichen Datenbasis und einem konsistenten Strahlmodell die theoretische Basis nunmehr komplett ist, muß für einen regulären Einsatz noch eine deutliche Verbesserung der Strahlintensität erreicht werden.

Für die Untersuchung dichterer Plasmen, wie sie in zukünftigen deutlich größeren Fusionsanlagen auftreten würden, sind die gegenwärtig verwendeten Lithiumstrahlen allerdings nicht mehr gut geeignet. Infolge großer Wirkungsquerschnitte führt die Wechselwirkung mit dem Plasma zu einer sehr raschen Strahlabschwächung, sodaß der Informationsgewinn auf einen recht kleinen Bereich beschränkt bliebe. Abhilfe könnten vergleichbar intensive Strahlen aus neutralem Helium schaffen, die aufgrund deutlich geringerer Ionisations-Wirkungsquerschnitte vergleichsweise größere Eindringtiefen erreichen können. Zusätzlich zu den diagnostischen Möglichkeiten von Lithiumstrahlen bieten injizierte Heliumatome wegen ihrer anderen elektronischen Struktur auch die Möglichkeit der Elektronentemperatur-Bestimmung.

Literatur

Aumayr F, Fehringer M and Winter HP 1984 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **17** 4185-4199

Aumayr F, Lakits G, Husinsky W and Winter HP 1985 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **18** 2493 - 2501

Aumayr F and Winter HP 1985 *Phys. Rev. A* **31** 67 - 71

Aumayr F and Winter HP 1985 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **18** L741 - L746

Aumayr F, Lakits G and Winter HP 1986 *Phys. Rev. A* **33** 846 - 850

Aumayr F, Lakits G and Winter HP 1986 *Phys. Lett. A* **114** 81 - 83

Aumayr F, Lakits G and Winter HP 1987 *Z. Physik D: Atoms, Molecules and Clusters* **6** 145-153

Aumayr F, Schweinzer J and Winter HP 1989 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **22** 1027 - 1034

Aumayr F, Schorn R P, Pöckl M, Schweinzer J, Wolfrum E, McCormick K, Hintz E and Winter HP 1992 *J. Nucl. Mater.* **196-198** 928-932

Aumayr F 1996 *Vorlesungsskriptum TU Wien*

Baldzuhn J et al. 1997 *Rev. Sci. Instr.* **68** 1020

Bashkin S and Stoner J O 1975 *Atomic Energy Levels and Grotrian Diagrams* (New York: North Holland Publishing Company)

Bates D R and Griffing G 1953 *Proc. Phys. Soc.* **63** 961

Bergmann - Schäfer 1992 *Lehrbuch der Experimentalphysik (Band 5) Vielteilchen-Systeme* (Berlin: Walter de Gruyter)

Boileau A, Hellermann M v, Horton L D, Summers H P and Morgan P D 1989 *Nucl. Fusion* **29**(9) 1449-1458

Brandenburg R, Fiedler S, McCormick K, Petravich G, Aumayr F, Winter HP, Schweinzer J and W7-AS Team 1997 *Europhys. Conf. Abstr.* **21A**(1) 477 - 480

Brandenburg R, Aumayr F, Winter HP, Petravich G, Zoletnik S, Fiedler S, McCormick K, Schweinzer J 1998a *Fusion Technology* (accepted)

Brandenburg R, Schweinzer J, Aumayr F and Winter HP 1998b *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **31** 2585-2599

Bray I 1997 *private Mitteilung*

Brazuk A, Dijkkamp D, Drentje A G, deHeer F J and Winter HP 1984 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **17** 2489

Datz S and Taylor E H 1956 *J. Phys. Chem.* **25** 389

Dendy R 1995 *Plasma Physics* (Cambridge: Cambridge University Press)

De Peña Hempel S 1997 *IPP 10/8 (IPP Garching)*

Dijkkamp D, Brazuk A, Drentje A G, Heer F J d and Winter HP 1984 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **17** 4371-4385

Dijkkamp D, Boellaerd A and deHeer F J 1985 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **B9** 377

Doyle E J et al. 1991 *Phys. Fluids B* **3** 2300

Endler M, Giannone L, McCormick K, Niedermeyer H, Rudyj A, Theimer G, Tsois N and Zoletnik S 1995 *Physica Scripta* **51** 610-616

Engelmann F 1997 *Phys. Bl.* **53** 994-996

Feist J P 1997 *JET-IR 97(03)*

Fiedler S and Winter HP 1992 *Rev. Sci. Instr.* **63**(4) 2532-2534

Fiedler S 1995 *Proc. IPP Report III/209* (IPP Garching)

Fiedler S 1997 *private Mitteilung*

Fiedler S, Brandenburg R, Baldzuhn J, McCormick K, Aumayr F, Schweinzer J, Winter HP and W7-AS team 1998a *J. Plasma Fusion Res. SERIES* **1** 287-290

Fiedler S, Brandenburg R, Petravich G, Schweinzer J, McCormick K, Aumayr F and Winter HP 1998b *J. Nucl. Mater.* (submitted)

Fritsch W and Lin C D 1982 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **15** 1255-1268

Fritsch W and Lin C D 1983 *J.Phys.B: At. Mol. Phys.* **16** 1595-1603

Fritsch W and Lin C D 1984 *J.Phys.B: At. Mol. Phys.* **17** 3271-3278

Fritsch W and Schartner K H 1987 *Phys. Lett. A* **126** 17 - 20

Gieler M, Aumayr F, Weber M, Winter HP and Schweinzer J 1993 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **26** 2153 - 2164

Gruber O, Kallenbach A, Kaufmann M, Lackner K, Mertens V, Neuhauser J, Ryter F et al. 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74**(21) 4217-4220

Haken H, Wolf H 1990 *Atom- und Quantenphysik* (Springer-Verlag, Berlin)

Hansen J P, Nielsen S E and Schweinzer J 1993 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **26** L471 - L475

Hansen J P, Kocbach L, Synnes S A, Wang J B and Dubois A 1998 *Phys. Rev. A* **57**(6) R4086-R4089

Hartfuß H 1987 *Proc. 8th Workshop on ECE and ECRH* (Oxford) 281

Hellermann M v, Mandl W, Summers H P, Boileau A, Hoekstra R, deHeer F J and Frieling J 1991 *Plasma Phys. Contr. Fusion* **33**(14) 1805-1824

Hildebrandt D, Brakel R, Elsner A, Grigull P, Hacker H, Burhenn R, Fiedler S et al. 1997 *J. Nucl. Mater.* **241-243** 950-955

Hoekstra R, Wolfrum E, Beijers J P M, deHeer F J, Winter HP and Morgenstern R 1992 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **25** 2587-2596

Hoekstra R, Olson R E, Folkerts H O, Wolfrum E, Pascale J, deHeer F J, Morgenstern R and Winter HP 1993 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **26** 2029-2040

Hoekstra R 1997 *private Mitteilung*

Hofmann J 1997 *private Mitteilung*

Horvath G 1996 *Diplomarbeit TU Wien*

Horvath G, Schweinzer J, Winter HP and Aumayr F 1996 *Phys. Rev. A* **54**(4) 3022-3028

Hutchinson I H 1987 *Principles of plasma diagnostics* (Cambridge: Cambridge University Press)

Isler R C 1994 *Plasma Phys. Control. Fusion* **36** 171-208

Janev R K and Presnyakov L P 1980 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **13** 4233

Janev R K 1996 *Phys. Rev. A* **53**(1) 219-224

Kadota K, Dijkamp D, van der Woude R L, Yan P G and deHeer F J 1982 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **15** 3297

Kadota K, Pospieszczyk A, Bogen P and Hintz E 1984 *Plasma Science* **PS-12**(4) 264-270

Kaufmann M, Schweinzer J et al. 1996 in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1996* (Montreal: IAEA F1-CN-64/O1-5) 79-94.

Kick M 1993 *Europhys. Conf. Abstr.* **17C**(I) 281

Kim J, Burrell K H, Gohil P, Groebner R J, Kim Y-B, St.John H E, Seraydarian R P and Wade M R 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72**(14) 2199-2202

Lackner K et al. 1994 *Plasma Phys. Control. Fusion* **36** B79-B92

Lawson K D et al. 1998 *Proc. 25th EPS Conf. (Praha 1998)*

Ledyankin A I, Michelis C D, Guirlet R, Hecq W, Hess W R and Monier-Garbet P 1997 *Phys. Lett. A* **230** 209-217

Leitner M, Wutte D, Brandstötter J, Aumayr F and Winter HP 1994 *Rev. Sci. Instr.* **65**(4) 1091-1093

Mandl W, Wolf R C, Hellermann M v and Summers H P 1993 *Plasma Phys. Control. Fusion* **35** 1373-1394

McCormick K, Fiedler S, Kocsis G, Schweinzer J and Zoletnik S 1996 *Proc. IPP Report III/211* (IPP Garching)

McCormick K, Fiedler S, Kocsis G, Schweinzer J and Zoletnik S 1997 *Fus. Eng. Design* **34-35** 125-134

Messiaen A M, Ongena J, Samm U, Tokar M Z, Unterberg B et al. 1996 *Nucl. Fusion* **36**(1) 39-53

Moiseiwitsch B L and Smith S J 1968 *Rev. Mod. Phys.* **40**(2) 238-253

Morisaki T et al. 1996 *NIFS-437* (National Institute for Fusion Science, Nagoya, Japan).

Nielsen S E, Hansen J P and Dubois A 1990 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **23** 2595

Olson R E, Pascale J and Hoekstra R 1992 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **25** 4241-4247

Parker R, Janeschitz G, Pacher H D, Post D, Chiocchio S, Federici G, Ladd P and ITER Team 1997 *J. Nucl. Mater.* **241-243** 1-26

Pietrzyk Z A, Breger P and Summers D D R 1993 *Plasma Phys. Control. Fusion* **35** 1725-1744

Poschenrieder W, Behringer K et al. 1995 *J. Nucl. Mater.* **220-222** 36-49

Pospieszczyk A et al. 1989 *J. Nucl. Mater.* **162-164** 574 - 581

Samm U et al. 1993 *Plasma Phys. Control. Fusion* 35 B167

Schneider R, Reiter D, Coster D, Neuhauser J, Lackner K and Braams B 1995 *J. Nucl. Mater.* **220-222** 1076-1080

Schorn R P, Hintz E, Rusbüldt D, Aumayr F, Schneider M, Unterreiter E and Winter HP 1991 *Appl. Physics B* **52** 71-78

Schorn R P, Wolfrum E, Aumayr F, Hintz E, Rusbüldt D and Winter HP 1992 *Nucl. Fusion* **32** 351-359

Schumacher U 1992 *Fusionsforschung* (Darmstadt: Wissenschaftliche Buchgesellschaft)

Schweinzer J, Wolfrum E, Aumayr F, Pöckl M, Winter HP, Schorn R P, Hintz E and Unterreiter A 1992 *Plasma Phys. Control. Fusion* **34** 1173-1183

Schweinzer J, Wutte D and Winter HP 1994 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **27** 137-153

Schweinzer J, Aumayr F, Platzer P, Schneider M, Wutte D and Winter HP 1995 *Computer Physics Communications* **88** 83-88

Schweinzer J 1997 *private Mitteilung*

Schweinzer J 1998 *private Mitteilung*

Stangeby P C and McCracken G M 1990 *Nucl. Fusion* **30**(7) 1225-1363

Thomas D M, Burrell K H, Groebner R J, Gohil P, Kaplan D, Makariou C and Seraydarian R P 1997 *Rev. Sci. Instr.* **68**(2) 1233-1237

Thomas P R, Andrew P, Balet B, Bartlett D, Bull J, Esch B d, Gibson A, Gowers C, Guo H and Keilhacker M 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80**(25) 5548-5551

Unterberg B, Messiaen A M, Ongena J, Brix M et al. 1997 *Plasma Phys. Control. Fusion* **39** B189-B206

Unterberg B et al. 1997 *J. Nucl. Mater.* **241-243** 793-798

Wagner F et al. 1982 *Phys. Rev. Lett.* **49** 1408

Weller A, Pasini D, Edwards A W, Gill R D and Granetz R 1987 *JET-IR* **87**(10)

Whyte D G, Wade M R, Finkenthal D F, Burrell K H, Monier-Garbet P, Rice B W, Schissel D P, West W P and Wood R D 1998 *Nucl. Fusion* **38**(3) 387-398

Wiese W L, Smith M W and Glennon B M 1966 *Atomic Transition Probabilities* NBS)

Winter HP 1982 *Comments At. Mol. Phys.* **12**(3) 165-195

Winter HP 1995 *J. Phys. Chem.* 99, 15448-15453

Winter J et al. 1989 *J. Nucl. Mater.* **162-164** 713

Winter J et al. 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1549

Wolfrum E, Hoekstra R, deHeer F J, Morgenstern R and Winter HP 1992 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **25** 2597

Wolfrum E, Aumayr F, Wutte D, Winter HP, Hintz E, Rusbüldt D and Schorn R P 1993 *Rev. Sci. Instr.* **64**(8) 2285-2292

Wutte D, Leitner M and Winter HP 1993 *Rev. Sci. Instr.* **65**(4) 1094 - 1096

Wutte D, Janev R K, Aumayr F, Schneider M, Schweinzer J, Smith J J and Winter HP 1997 *Atomic and Nuclear Data Tables* **65** 155-180

Zoletnik S, Fiedler S, Kocsis G, McCormick K, Schweinzer J and Winter HP 1998 *Plasma Phys. Control. Fusion* **40** 1399-1416