

Experimente zur Photorekombination atomarer Ionen an Schwerionenspeicherringen

Habilitationsschrift

vorgelegt beim

Fachbereich 07

(Mathematik und Informatik, Physik, Geographie)

der

Justus-Liebig-Universität Gießen

von

Dr. Stefan Schippers

aus Osnabrück

Institut für Kernphysik
Strahlencentrum der Justus-Liebig-Universität Gießen
2002

Dritter Druck, Juli 2002

Abstract

Diese Arbeit beschäftigt sich mit den vielfältigen Aspekten der Rekombination atomarer Ionen mit freien Elektronen. Die hier vorgestellten Experimente wurden an mit Elektronenkühlern ausgerüsteten Schwerionenspeicherringen durchgeführt. Im Elektronenkühler wird dem im Speicherring zirkulierenden Ionenstrahl ein energiescharfer Elektronenstrahl überlagert, der zunächst ein Kältebad für die anfänglich „heißen“ Ionen darstellt und in dieser Eigenschaft dem Ionenstrahl eine geringe Impuls- und Ortsunschärfe verleiht. Gleichzeitig findet im Überlappvolumen die Ion-Elektron-Wechselwirkung statt. Aufgrund der hohen mittleren Geschwindigkeit beider Teilchenstrahlen — typischerweise bewegen sich die Ionen im Ring mit 10%iger Lichtgeschwindigkeit — verlassen die Reaktionsprodukte, d. h. als Folge der Wechselwirkung umgeladene Ionen, das Reaktionsvolumen in eine wohl definierte Richtung und können daher mit nahezu 100%iger Effizienz nachgewiesen werden. Trotz der extrem geringen Teilchendichten im Elektronen- und Ionenstrahl von typischerweise 10^6 – 10^7 cm^{-3} , die für konventionellere experimentelle Methoden eine starke Limitierung darstellen, sind daher in einem Speicherringexperiment die experimentellen Signalraten auf gut handhabbarem Niveau.

Experimentelle Untersuchungen der Elektron-Ion-Rekombination erlebten mit der Inbetriebnahme von Schwerionenspeicherringen Anfang der 1990er Jahre einen zuvor ungeahnten Aufschwung, da die bei der Elektron-Ion-Rekombination auftretenden Prozesse erstmalig detailliert auch für hochgeladene Ionen untersucht werden konnten. Bei den genannten Teilchendichten sind die relevanten Prozesse die nichtresonante radiative Rekombination (RR), bei der ein anfänglich freies Elektron unter Aussendung eines Photons in einen gebundenen Zustand des Ions eingefangen wird, und die dielektronische Rekombination (DR), bei der das anfänglich freie Elektron seine Energie durch Anregung eines am Ion schon vorhandenen gebundenen Elektrons abgibt und vom Ion eingefangen wird. Dabei wird ein mindestens doppelt angeregter Zwischenzustand gebildet, der sich durch Photonenemission abregen muss, damit das rekombinierte Ion in einen gegenüber der Autoionisation stabilen Zustand übergeht. Aufgrund der Tatsache, dass nur diskrete Anregungsenergien möglich sind, ist die DR ein resonanter Prozess. Die im Rekombinationswirkungsquerschnitt auftretenden Resonanzen liefern direkt spektroskopische Informationen über die an der DR beteiligten atomaren Zustände bis hin zu QED-Beiträgen atomarer Bindungsenergien.

Bei vollständig ionisierten Ionen ist die RR der einzig mögliche Rekombinationsprozess. Das anfänglich freie Elektron wird dabei in einen wasserstoffähnlichen Zustand des Ions eingefangen. Da die Theorie der RR vollständig ionisierter Ionen seit den Anfängen der Quantentheorie exakt bekannt ist, war die Überraschung groß, als bei den ersten Speicherringexperimenten zur Rekombination atomarer Ionen, Rekombinationsraten gemessen wurden, die die theoretischen Vorhersagen um ein Vielfaches übertrafen. Dieser spektakuläre Ratenüberhöhungseffekt, der bei kleinen Relativenergien zwischen Elektronen und Ionenstrahl beobachtet wird, ist bisher unverstanden. Zur Aufklärung der Ursachen des Effekts wurden im Rahmen dieser Arbeit eine Reihe von Untersuchungen mit vollständig ionisierten Ionen bis hin zu U^{92+} durchgeführt.

Da sowohl bei der DR und der RR mindestens ein Photon emittiert wird, werden beide Prozesse zusammen in Analogie zur zeitinversen Photoionisation auch als Photorekombination bezeichnet. Quantenmechanisch sind RR und DR ununterscheidbar, wenn sie von demselben Anfangszustand ausgehend in denselben Endzustand führen. In diesem Fall kann es zur Interferenz zwischen der RR- und der DR-Übergangsamplitude kommen, die sich in einer asymmetrischen DR-Resonanzlinienform manifestiert. Die Beobachtung derartiger Interferenzen ist von fundamentalem Interesse, da RR und DR üblicherweise als getrennte Prozesse behandelt werden. Die in Speicherringexperimenten zur Verfügung stehende Energieauflösung reicht in besonderen Fällen für die Vermessung von DR-Linienprofilen aus. Die experimentelle Suche nach RR-DR-Interferenzen ist ein weiteres Thema dieser Arbeit.

Die bei der DR gebildeten Zwischenzustände sind teilweise nur schwach gebunden und daher empfindlich gegenüber äußeren Einflüssen, wie Stößen oder äußeren elektromagnetischen Feldern. Theoretische Arbeiten sagen eine zum Teil drastische Erhöhung des DR-Wirkungsquerschnitts voraus, wenn die DR in Anwesenheit eines äußeren Feldes (DRF) stattfindet. Die quantitative experimentelle Untersuchung der DRF hochgeladener Ionen ist das zentrale Thema dieser Arbeit. Mit den hier vorgestellten Experimenten wurde erstmalig nachgewiesen, dass nicht nur elektrische Felder sondern auch magnetische Felder die DR beeinflussen, wenn die Feldvektoren senkrecht aufeinander stehen. Die theoretische Behandlung dieser Situation ist äußerst komplex und liefert zur Zeit nur qualitative Aussagen. DRF-Messungen an Schwerionenspeicherringen eilen hier der theoretischen Entwicklung voraus.

Speicherringexperimente können Rekombinationswirkungsquerschnitte mit hoher Genauigkeit absolut bestimmen. Derartige Absolutwerte sind für die Plasmaphysik von Interesse, da die bisher zur Modellierung von Plasmen verwendeten Rekombinationsraten ausschließlich theoretischer Provenienz sind. Vergleiche dieser Daten mit Resultaten von Speicherringexperimenten erbringen teilweise drastische Diskrepanzen. Dem Bedürfnis der Plasmaphysik nach verlässlichen experimentellen Daten kann durch Rekombinationsmessungen mit ausgewählten Ionen entsprochen werden. Die dabei relevanten Aspekte werden abschließend in dieser Arbeit näher beleuchtet.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	v
Tabellenverzeichnis	ix
Abkürzungsverzeichnis	xi
1 Einführung	1
1.1 Radiative Rekombination (RR)	3
1.2 Dielektronische Rekombination (DR)	5
1.3 Interferenzen zwischen RR und DR	8
1.4 DR in Anwesenheit äußerer elektromagnetischer Felder (DRF)	10
1.5 Daten für die Astro- und Plasmaphysik	12
2 Experimentelle Zugänge zur Elektron-Ion-Rekombination	15
2.1 Plasmatechniken	15
2.2 Stöße von Ionen mit quasifreien Elektronen	17
2.3 Elektron-Ion-Stöße in Ionenfallen	19
2.4 Monoenergetische Elektronen- und Ionenstrahlen	20
2.4.1 Gekreuzte Strahlen („crossed-beams“-Methode)	21

2.4.2	Kollineare Strahlen („merged-beams“-Methode)	24
2.4.3	Elektrische und magnetische Felder in der Wechselwirkungszone	33
3	Rekombination vollständig ionisierter Ionen	39
3.1	Theoretische Wirkungsquerschnitte	39
3.1.1	Nichtrelativistische Dipolnäherung	39
3.1.2	Relativistische Theorie und QED-Effekte	41
3.2	Experimentelle Ergebnisse	43
3.2.1	Rekombinationsratenüberhöhung bei kleinen Relativenergien	47
3.3	Diskussion und Zusammenfassung	52
4	Experimentelle Suche nach RR-DR-Interferenzen	55
4.1	Erstes Speicherringexperiment mit Sc^{3+} -Ionen	59
4.2	Zweites Speicherringexperiment mit Sc^{3+} -Ionen	62
4.3	Speicherringexperiment mit Ti^{4+} -Ionen	67
4.4	Zusammenfassende Diskussion und Ausblick	71
5	Grundlegende Vorstellungen zur DRF	73
5.1	Radiative und Autoionisationsraten für den feldfreien Fall	75
5.2	Mischung der l -Zustände im elektrischen Feld	78
5.3	Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke	81
5.4	Mischung der m -Zustände im Magnetfeld	83
5.5	Grenzen der linearen Starknäherung — Feldionisation	86
6	Experimente zur DRF	91
6.1	DRF-Experimente an Schwerionenspeicherringen	91

6.1.1	Vergleich mit theoretischen Wirkungsquerschnitten	93
6.1.2	Quantifizierung des Feldeffektes	97
6.2	Einfluss magnetischer Felder	100
6.2.1	DRF mit parallelen elektrischen und magnetischen Feldern	107
6.3	DRF differenziell in der Rydbergquantenzahl n	110
6.4	Zusammenfassende Diskussion und Ausblick	114
7	Ratenkoeffizienten für die Astro- und Plasmaphysik	119
7.1	Photorekombination lithiumähnlicher Kohlenstoffionen	120
7.1.1	Abzug des kontinuierlichen RR-Ratenkoeffizienten	121
7.1.2	Extrapolation zu hohen Rydbergresonanzen	122
7.1.3	Resonanzen bei kleinen Relativenergien	124
7.1.4	DR-Ratenkoeffizient in einem Plasma	126
7.1.5	Totaler Photorekombinationsratenkoeffizient in einem Plasma	128
7.2	DR von Eisenionen mit offener L-Schale	131
7.2.1	Feinstrukturanregungen bei der DR von Fe^{17+} und Fe^{18+}	134
7.2.2	DR von Fe^{19+} , Fe^{20+} und Fe^{21+}	135
7.3	Diskussion und Zusammenfassung	137
	Anhang	139
	A Liste aller Speicherringexperimente	141
	B Wasserstoffartige Dipolmatrixelemente	145
B.1	Matrixelemente zwischen gebundenen Zuständen	145
B.2	Matrixelemente zwischen gebundenen und Kontinuumszuständen	146

C Nachweiswahrscheinlichkeit für rekombinierte Ionen	147
C.1 Radiative Zerfallswahrscheinlichkeit	147
C.2 Feldionisationswahrscheinlichkeit	148
C.3 Nachweiswahrscheinlichkeit	150
C.4 Kaskadenbeiträge	151
C.5 Mehrere feldionisierende Elemente im Strahlengang	152
Literaturverzeichnis	155
Index	175
Danksagung	177

Abbildungsverzeichnis

1.1	RR und DR schematisch	2
1.2	RR von C^{6+} und Ar^{18+} — Experiment und Theorie	4
1.3	Energiediagramm zur DR von O^{7+}	6
1.4	DR von wasserstoffähnlichem O^{7+} — Experiment und Theorie	7
1.5	DR-RR-Interferenz in hochgeladenen Uranionen	9
1.6	DRF-Theorie für Cl^{6+} -Ionen	11
1.7	Theoretische C^{3+} -Rekombinationsratenkoeffizienten in einem Plasma	13
1.8	Relative Elementhäufigkeiten in der solaren Photosphäre	13
2.1	Rekombinationsratenkoeffizienten für Fe^{15+} -Ionen in einem Plasma	16
2.2	RTE-Wirkungsquerschnitte für Ge^{31+} und U^{90+}	18
2.3	DR-Anregungsfunktion von Goldionen in einer EBIT	20
2.4	Skizze eines „crossed-beams“-Experimentes	22
2.5	Schemaskizze eines Speicherring-Rekombinationsexperimentes	25
2.6	Skizze einer „merged-beams“-Anordnung	26
2.7	Zusammenhang zwischen Labor- und Relativenergie	27
2.8	Experimentelle Energieunschärfe in einen „merged-beams“-Experiment	29
2.9	DR-Resonanz bei verschiedenen Elektronenstrahltemperaturen	30

2.10	Vergleich von Rekombinationsmessungen an C^{3+}	31
2.11	Rydbergzustandsverteilungen nach DR von Mg^{+} -Ionen in äußeren Feldern	33
2.12	Raumladungspotenzial eines zylindrischen Elektronenstrahls	34
2.13	Feldkonfiguration in DRF-Experimenten	36
3.1	RR-Wirkungsquerschnitt in nichtrelativistischer Dipolnäherung	40
3.2	Relativistischer und nichtrelativ. Wirkungsquerschnitt für RR von U^{92+} .	42
3.3	Skalierter Cl^{17+} -Rekombinationsratenkoeff. — Experiment und Theorie .	44
3.4	nl -spezif. Nachweiswahrscheinlichkeiten für rekombinierte Cl^{16+} -Ionen .	45
3.5	Dichteabhängigkeit der Rekombination von Cl^{17+} bei $E_{rel} = 0$	49
3.6	Rekombination von Cl^{17+} , Bi^{83+} und U^{92+} — Experiment und Theorie .	50
3.7	Z -Abhängigkeit des Rekombinationsratenüberschusses	51
4.1	Theoretischer Wirkungsquerschnitt der Photorekombination von Sc^{3+} . .	57
4.2	Energiediagramm zur Photorekombination von Sc^{3+}	58
4.3	Wirkungsquerschnitte für Ladungseinfang in Stößen von Sc^{3+} mit H_2 und O	60
4.4	Photorekombination argonähnl. Sc^{3+} - Ionen — Experiment und Theorie .	61
4.5	Gemessener Ratenkoeffizient der Sc^{3+} -Photorekombination	63
4.6	Peakadjustungen an den gemessenen Sc^{3+} -Rekombinationsratenkoeff. .	64
4.7	Photorekombination argonähnl. Sc^{3+} -Ionen — Experiment und Theorie .	66
4.8	Gemessener Ti^{4+} -Rekombinationsratenkoeffizient	69
4.9	Beiträge zur Rekombination von Ti^{4+} unterhalb von 1 eV	70
5.1	Energien und radiative Raten von $2p \rightarrow 2s$ Übergängen in lithiumähnl. Ionen	75
5.2	Autoionisationsraten von $1s^2 2pnl$ -Zuständen in C^{2+} und Ni^{24+}	77

5.3	Autoionisationsraten von $1s^2 2p 20\kappa m$ -Zuständen in C^{2+} und Ni^{24+}	79
5.4	Maximaler DR-Ratenerhöhungsfaktor	80
5.5	Polarisationsaufspaltung und minimale Feldstärke	82
5.6	Zählung von zur DR beitragenden $ nlm\rangle$ -Zuständen	84
5.7	Anzahl der an der DR beteiligten Zustände in $E \perp B$ -Feldern	85
5.8	Abschneidequantenzahlen für lithiumähnliche Ionen in Speicherringen . .	87
5.9	Maximaler Feldeffekt für lithiumähnliche Ionen	88
6.1	DR von Si^{11+} in äußeren elektrischen Feldern — experimentelle Daten .	92
6.2	DR von Si^{11+} in äußeren elektrischen Feldern — experimentelle Daten .	93
6.3	Modellierung der Feldionisation hoch angeregter Si^{10+} -Rydbergzustände	95
6.4	nl -spezif. Nachweiswahrscheinlichkeiten für rekombinierte Si^{10+} -Ionen .	96
6.5	DR von Si^{11+} in äußeren elektrischen Feldern — theoretische Daten . . .	97
6.6	Integrierte Si^{11+} -DR-Ratenkoeffizienten und Ratenerhöhungsfaktoren . .	99
6.7	DRF von Cl^{14+} — DR-Spektren bei verschiedenen Feldstärken	101
6.8	DRF von Ti^{19+} — DR-Spektren bei verschiedenen Feldstärken	101
6.9	DRF von Ni^{25+} — DR-Spektren bei verschiedenen Feldstärken	102
6.10	DRF von Cl^{14+} — Ratenerhöhungsfakt., Steigungen, Sättigungsfeldst. . .	103
6.11	Mit hoher Auflösung gemessener Ni^{25+} -Rekombinationsratenkoeffizient .	104
6.12	DRF von Ti^{19+} — Ratenerhöhungsfakt., Steigungen und Sättigungsfeldst.	105
6.13	DRF von Ni^{25+} — Ratenerhöhungsfakt., Steigungen und Azimutabh. . .	106
6.14	DRF von Ne^{7+} — Ratenerhöhungsfaktoren	107
6.15	Energiediagramm zur DRB von Bariumatomen	108
6.16	DRBF in $E \parallel B$ - und $E \perp B$ -Feldkonfigurationen	109

6.17	Nullfeld- O^{5+} -DR-Spektren bei verschiedenen Ionenenergien	110
6.18	l -gemittelte Nachweiswahrscheinl. für rekombinierte $O^{4+}(nl)$ -Ionen	111
6.19	DRF von O^{5+} — Ratenerhöhungsfakt. bei verschiedenen Ionenenergien	112
6.20	DRF von O^{5+} — Ratenerhöhungsfakt., Steigungen, Sättigungsfeldst.	113
6.21	DR-Spektren verschiedener lithiumähn. Ionen bei 0 und ca. 200 V/cm	115
6.22	Experimentelle Auflösung bei unterschiedlichen Temperaturen	117
7.1	DR von C^{3+} — Experiment und Theorie	121
7.2	DR von C^{3+} und Ni^{25+} — Experiment und Theorie	123
7.3	DR von C^{3+} und F^{6+} — Experiment und Theorie	125
7.4	Plasmaratenkoeffizient der DR von C^{3+} — Experiment und Theorie	127
7.5	C^{3+} -Ratenkoeffizient bei kleinen Energien bzw. Temperaturen	129
7.6	Plasmaratenkoeffizient der RR+DR von C^{3+} — Experiment und Theorie	130
7.7	„Merged-beams“-Rekombinationsratenkoeffizient für Fe^{17+}	133
7.8	„Merged-beams“-Rekombinationsratenkoeffizient für Fe^{18+}	133
7.9	Ratenkoeff. für die $\Delta n = 0$ -DR von Fe^{17+} und Fe^{18+} in einem Plasma	134
7.10	„Merged-beams“-Rekombinationsratenkoeffizient für Fe^{19+}	136
7.11	„Merged-beams“-Rekombinationsratenkoeffizient für Fe^{20+}	136
7.12	„Merged-beams“-Rekombinationsratenkoeffizient für Fe^{21+}	137
C.1	Zeitliche Entwicklung der Bevölkerung von Rydbergzuständen	148
C.2	l -gemittelte Feldionisationswahrscheinlichkeiten	149
C.3	Feldionisierende Magnete im TSR	153

Tabellenverzeichnis

3.1	Experimentelle Parameter der RR-Messungen an Cl^{17+} , Bi^{83+} und U^{92+}	46
4.1	3p-Anregungsenergien von Sc^{3+} und Ti^{4+}	62
4.2	Gefittete Sc^{3+} -DR-Resonanzparameter	64
4.3	Experimentelle und theoretische $\text{Sc}^{2+}(3p^5 3d nl)$ -Resonanzenergien	66
4.4	Experimentelle und theoretische $\text{Ti}^{3+}(3p^5 3d nl)$ -Resonanzenergien	68
5.1	Energien und radiat. Raten von $2p \rightarrow 2s$ Übergängen in lithiumähnll. Ionen	76
5.2	Fitparameter für Autoionisationsraten lithiumähnlicher Ionen	77
6.1	Übersicht über DRF-Messungen an Schwerionenspeicherringen	102
7.1	Parametrisierung des $\text{C}^{3+}-\Delta n=0$ -DR-Plasmaratenkoeffizienten	127
7.2	$\Delta n=0$ -Anregungsenergien von Eisenionen mit offener L-Schale	132
A.1	Speicherringexperimente zur Rekombination atomarer Ionen	141
C.1	Flugstrecken zwischen Kühler und feldionisierenden Magneten	154

Abkürzungsverzeichnis

DC	dielektronischer Einfang (engl. Dielectronic Capture)
DR	dielektronische Rekombination
DRB	DR aus einem Kontinuum endlicher Bandbreite
DRF	DR in Anwesenheit äußerer elektromagnetischer Felder
DRBF	DRB in Anwesenheit äußerer elektromagnetischer Felder
EBIS	Elektronenstrahl-Ionenquelle (engl. Electron-Beam Ion-Source)
EBIT	Elektronenstrahl-Ionenfalle (engl. Electron-Beam Ion-Trap)
FWHM	volle Halbwertsbreite (engl. Full Width at Half Maximum)
FI	Feldionisation
GSI	Gesellschaft für Schwerionenforschung (in Darmstadt)
IPA	..	Näherung unabhängiger Prozesse (engl. Independent Processes Approximation)
IRA	Näherung isolierter Resonanzen (engl. Isolated Resonance Approximation)
MBPT	Vielteilchen-Störungstheorie (engl. Many-Body Perturbation Theory)
MCDF	Multikonfiguration-Dirac-Fock(-Verfahren)
MD	Molekulardynamik
MPI	Max-Planck-Institut
MQDT	..	Vielkanal-Quantendefekttheorie (engl. multi-channel quantum defect theory)
QED	Quantenelektrodynamik
REC	Strahlungseinfang (engl. Radiative Electron Capture)
RMBPT	relativistische Vielteilchen-Störungstheorie (engl. relativistic MBPT)
RR	radiative Rekombination, Strahlungsrekombination
RTE	resonante Transferanregung (engl. Resonant Transfer with Excitation)
TBR	Dreikörperrekombination (engl. Three-Body Recombination)
UHV	Ultrahochvakuum

1 Einführung

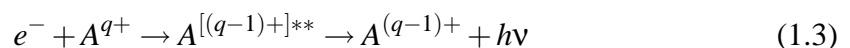
Die Photorekombination eines q -fach geladenen Ions A^{q+} mit einem freien Elektron e^-



ist ein fundamentaler atomarer Stoßprozess, der seit den Anfängen der Quantenmechanik theoretisch untersucht wurde. Er ist der zeitinverse Prozess zur Photoionisation (Photoeffekt, Einstein 1905). In Gl. (1.1) steht $h\nu$ für ein oder mehrere Lichtquanten. Die Photorekombination kann entweder direkt oder über die resonante Anregung eines Zwischenzustands ablaufen. Beim direkten Prozess erfolgt der Einfang des anfänglich freien Elektrons in einen im allgemeinen angeregten Zustand des Ions, das seinen Ladungszustand q dabei um 1 vermindert. Energie- und Impulssatz werden durch die den Einfang begleitende Emission eines Photons erfüllt. Daher wird der direkte Prozess als Strahlungs- oder radiative Rekombination (RR) bezeichnet. Führt die RR nicht gleich in den Grundzustand des rekombinierten Ions, kommt es nachfolgend zu der Emission weiterer Photonen. Der indirekte Prozess verläuft in zwei Schritten. Der erste Schritt ist der zur Autoionisation zeitinverse dielektronische Einfang (DC, engl. dielectronic capture) des freien Elektrons,



der auf einen mindestens doppelt angeregten Zwischenzustand $A^{[(q-1)+]**}$ führt. Da dieser im Kontinuum des Primärions liegt, kann er wieder autoionisieren, so dass sich als Gesamtprozess eine resonante Elektronenstreuung ergibt. In Konkurrenz zur Autoionisation des Zwischenzustands steht die Strahlungsabregung desselben. Wenn dieser zweite Schritt in einen Zustand führt, der sich energetisch unterhalb der A^{q+} -Ionisationsschwelle befindet, ist der neue Ladungszustand $(q-1)$ stabilisiert und die Rekombination vollzogen. Der Gesamtprozess



wird als dielektronische Rekombination (DR) bezeichnet. Die Prozesse RR und DR sind in Abb. 1.1 schematisch dargestellt.

Ein weiterer, strahlungsloser Elektron-Ion-Rekombinationsprozess, der nicht in die Klasse der Photorekombinationsprozesse gehört, ist die zur Elektronenstoßionisation zeitin-

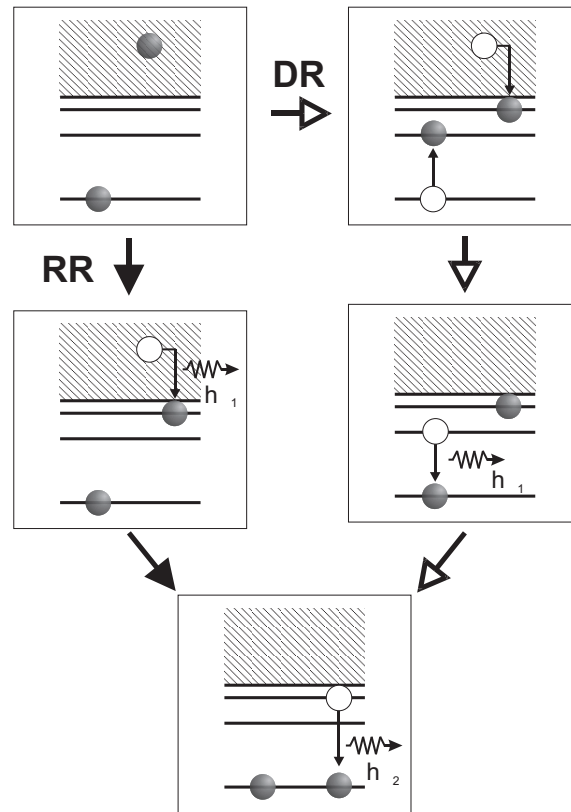
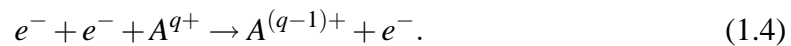


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der Photorekombination. Die zwei separaten, potenziell ununterscheidbaren Prozesse sind die radiative Rekombination (RR, links, ausgefüllte Pfeile) und die dielektronische Rekombination (DR, rechts, offene Pfeile). Der Anfangszustand (oben links) mit einem gebundenem und einem freien Elektron sowie der Endzustand (unten Mitte) mit zwei gebundenen Elektronen und zwei Photonen, $h\nu_1$ und $h\nu_2$, sind identisch.

verse Dreikörperrekombination (TBR, engl. Three Body Recombination)



TBR bevölkert effektiv sehr hohe Rydbergzustände und ist für das Ladungsgleichgewicht in Plasmen bedeutsam. Sehr hohe und damit nur schwach gebundene Rydbergzustände werden jedoch in den in Aufbauten zum experimentellen Studium der Elektron-Ion-Rekombination unvermeidbaren elektrischen Feldern feldionisiert. Die Population stärker gebundener Rydbergzustände durch TBR wird erst bei Elektronendichten weit oberhalb der in Experimenten auftretenden Dichten von bis zu einigen 10^{10} cm^{-3} signifikant. Aus diesem Grund spielt die Dreikörperrekombination bei den in dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen keine Rolle.

1.1 Radiative Rekombination (RR)

Bei vollständig ionisierten Ionen ist die RR [Gl. (1.1)] der einzig mögliche Photorekombinationsprozess und kann isoliert untersucht werden. Gleichzeitig ist das Stoßsystem „Elektron + vollständig ionisiertes Ion“ das für die Rekombination denkbar einfachste. Nach der Rekombination befindet sich das Ion der Kernladung Z in einem wasserstoffartigen Zustand $A^{(Z-1)+}(n)$, der durch die Hauptquantenzahl n charakterisiert ist. Die erste theoretische Behandlung erfolgte durch Kramers (1923) im Rahmen einer semiklassischen Näherung. Sein Resultat für den Wirkungsquerschnitt der RR ist die einfache Formel (siehe auch Bethe und Salpeter 1957, Flannery 1996)

$$\sigma_{\text{sc}}^{(\text{RR})}(\varepsilon, n) = \frac{2.105 \times 10^{-22} \text{cm}^2}{n\varepsilon(1+n^2\varepsilon)} \quad (1.5)$$

mit der skalierten Schwerpunktsenergie $\varepsilon = E/(Z^2\mathcal{R})$ und der Rydbergkonstanten \mathcal{R} . Gl. (1.5) zeigt die typische Divergenz des RR-Wirkungsquerschnitts bei verschwindender Schwerpunktsenergie E zwischen Elektron und Ion und seinen monotonen Abfall bei höheren Energien (vgl. Abb. 1.2a). Die erste quantenmechanisch korrekte Beschreibung stammt von Stobbe (1930), der die RR auf Dipolübergänge von Kontinuumszuständen in gebundene Zustände des Ions zurückführte (nichtrelativistische Dipolnäherung, siehe auch Anhang B). Die Gültigkeit der nichtrelativistischen Dipolnäherung muss für sehr schwere Ionen, bei denen die Bindungsenergie des 1s-Elektrons von derselben Größenordnung wie seine Ruheenergie ist, infrage gestellt werden. In neueren theoretischen Arbeiten sind relativistische Effekte im Rahmen der Diractheorie und Strahlungsübergänge höherer Multipolordnungen (Ichihara und Eichler 2000) sowie QED-Effekte (Shabaev et al. 2000) berücksichtigt worden.

Erste experimentelle Ergebnisse zur RR wurden erst sechzig Jahre nach Stobbes theoretischer Arbeit von Andersen et al. (1990a) veröffentlicht (Abb. 1.2a). Die lange Zeitspanne zwischen erster Theorie und erstem Experiment deutet an, dass experimentelle atomphysikalische Untersuchungen der Wechselwirkungen zwischen freien, geladenen Teilchen äußerst anspruchsvoll sind (siehe Kapitel 2). Während sich im Fall des C^{6+} -Experiments von Andersen et al. (1990a, Abb. 1.2a) die Übereinstimmung mit der Theorie im Rahmen der experimentellen Fehlergrenzen bewegte, ergaben andere Messungen, die den experimentellen Energiebereich zu sehr kleinen Relativenergien von unter 1 meV ausdehnten, bei diesen kleinen Energien signifikante Überhöhungen des gemessenen gegenüber dem theoretischen Ratenkoeffizienten (Müller et al. 1991, Wolf et al. 1991, Gao et al. 1995). Ein Beispiel für diesen bisher unverstandenen Ratenüberhöhungseffekt zeigt Abb. 1.2b anhand eines Vergleichs zwischen gemessenem und berechnetem Rekombinationsratenkoeffizienten vollständig ionisierter Ar^{18+} -Ionen (Uwira et al. 1997b). An dieser Stelle sei zunächst nur erwähnt, dass die Prozesse DR — kein Rumpfelektron vorhanden — und TBR — fehlende Dichteabhängigkeit (siehe z. B. Gao et al. 1996, Gwinner et al. 2000, Hoffknecht et al. 2001a) — als Ursache für die Ratenüberhöhung ausgeschlos-

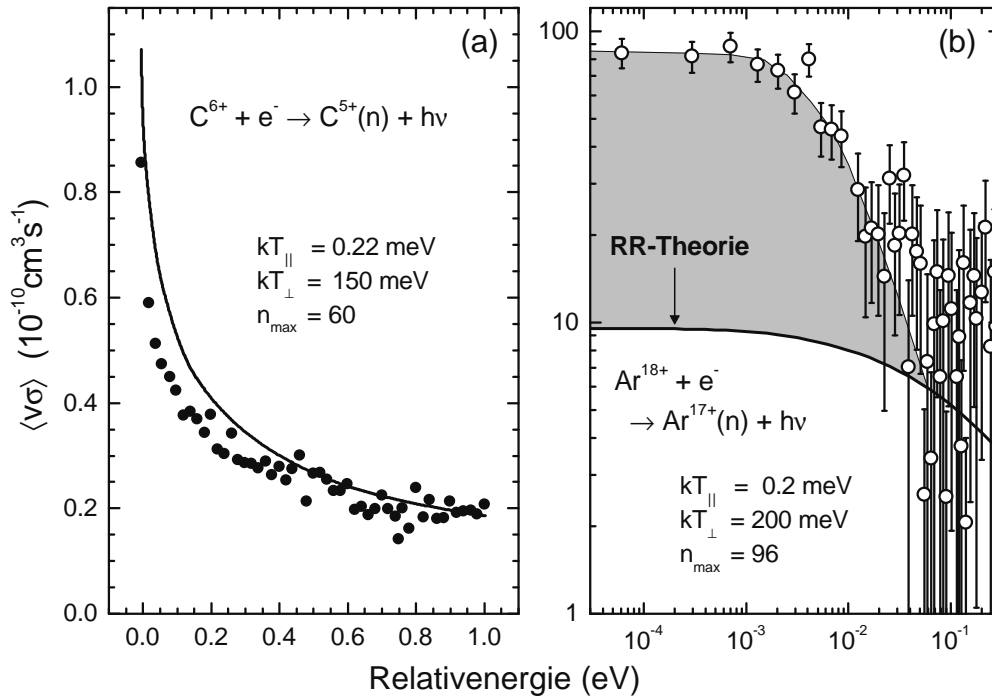


Abbildung 1.2: Vergleich zwischen gemessenen und berechneten „merged-beams“-Rekombinationsratenkoeffizienten $\langle v\sigma \rangle$ vollständig ionisierter C^{6+} - (links, Andersen et al. 1990a) und Ar^{18+} -Ionen (rechts, Uwira et al. 1997b). Für den Vergleich wurden theoretische RR-Wirkungsquerschnitte mit den experimentellen Elektronengeschwindigkeitsverteilungen gefaltet, die durch die jeweils angegebenen Temperaturen T_{\parallel} und T_{\perp} charakterisiert sind. Durch RR bevölkerte Rydbergzustände mit $n > n_{\text{max}}$ wurden in den Experimenten aufgrund von Feldionisation in den ladungsanalysierenden Dipolmagneten nicht nachgewiesen und daher bei der theoretischen Berechnung der RR-Ratenkoeffizienten nicht berücksichtigt. Im rechten Teilbild sind beide Achsen logarithmisch, um den Bereich sehr kleiner Relativenergien hervorzuheben, in dem der gemessene Ar^{18+} -Ratenkoeffizient den berechneten um einen Faktor von bis zu etwa 9 übertrifft (grau unterlegte Fläche).

sen werden können. Es sollte ferner nicht unerwähnt bleiben, dass die Rekombinationsratenüberhöhung von potenziellem Interesse für die Erzeugung von Antiwasserstoff ist (Müller und Wolf 1997a, Holzscheiter und Charlton 1999).

Speicherringexperimente zur Rekombination vollständig ionisierter Ionen bis einschließlich U^{92+} werden in Kapitel 3 dieser Arbeit vorgestellt. Diese neueren Messungen ermöglichen erstmalig einen Vergleich über einen weiten Energiebereich zwischen Experiment und RR-Theorie für Fälle, bei denen erwartet werden kann, dass relativistische Effekte eine Rolle spielen. Zusätzlich wird mit diesen Messungen das Verhalten der Ratenüberhöhung als Funktion der Kernladung bis hin zu höchst möglichen Werten experimentell untersucht.

1.2 Dielektronische Rekombination (DR)

Der Prozess der DR [Gl.(1.3)] wurde zuerst von Massey und Bates (1942) im Zusammenhang mit der Rekombination von O^+ -Ionen in der oberen Ionosphäre theoretisch behandelt (ausführlichere Darstellungen der Historie finden sich in den Übersichtsartikeln von Bates 1974, 1992, Seaton und Storey 1976). Da das Resultat nicht die Diskrepanz zwischen einer Rekombinationsrate, die aus einem durch Beobachtungen gestützten Ionosphärenmodell extrahiert worden war, und berechneter Photorekombinationsrate zu erklären vermochte, wurde die DR danach zwei Jahrzehnte lang nicht betrachtet. Dies änderte sich erst, nachdem Burgess (1964a) eine Vorhersage von Seaton (1962) widerlegend gezeigt hatte, dass das Einbeziehen der DR in die Berechnung des Ladungsgleichgewichts in der Sonnenkorona die in hohem Maße unbefriedigende Diskrepanz zwischen Koronatemperaturen beseitigte, die einerseits aus der Ladungszustandsverteilung hochgeladener Ionen in der Korona und andererseits z. B. aus der Dopplerverbreiterung diskreter Emissionslinien bestimmt worden waren (Unsöld 1955, Seaton 1962). Bei den hohen Koronatemperaturen von ca. 10^6 K haben die Elektronen im Plasma genug Energie für die strahlungslose Anregung von DR-Zwischenzuständen (vgl. Abb. 1.3) innerhalb ganzer Rydbergserien von Zuständen. Das hohe statistische Gewicht dieser Zustände und der Umstand, dass der DR-Wirkungsquerschnitt über einen großen Bereich von Quantenzahlen n und l des Rydbergelektrons nicht von diesen abhängt, führen dazu, dass der DR-Ratenkoeffizient nicht nur nicht zu vernachlässigen ist, sondern sogar den der RR bei weitem überwiegt (Burgess 1964a) und damit das Ladungsgleichgewicht im heißen Plasma wesentlich bestimmt (Burgess und Seaton 1964).

Wie im Fall der RR folgten DR-Experimente erst mit erheblicher zeitlicher Verzögerung. Erste aus Elektron-Ion-Stoßexperimenten gewonnene Resultate wurden nahezu gleichzeitig von vier Gruppen publiziert (Belić et al. 1983, Dittner et al. 1983, Mitchell et al. 1983, Williams 1984). Danach erlebte die experimentelle Untersuchung der DR vor allem durch die Implementation der „merged-beams“-Technik an Schwerionenspeicherringen (siehe Kapitel 2) einen zuvor ungeahnten Aufschwung. Ein in einem derartigen Experiment gemessener Wirkungsquerschnitt der DR wasserstoffartiger O^{7+} -Ionen (Kilgus et al. 1990) ist in Abb. 1.4 beispielhaft gezeigt. Deutlich zu erkennen ist die Rydbergserie der $2lnl'$ -Resonanzen, die im vorliegenden Fall bis $n = 8$ experimentell aufgelöst werden. Die durchgezogene Kurve ist das Resultat einer störungstheoretischen Berechnung des DR-Wirkungsquerschnitts (Pindzola et al. 1990).

Obwohl sich DR und RR konzeptionell nicht scharf voneinander abgrenzen lassen (vgl. Abb. 1.1), wird bei der theoretischen Beschreibung der Photorekombination oft die Näherung unabhängiger Prozesse (IPA, engl. Independent Processes Approximation) zugrunde gelegt, d. h. RR und DR werden getrennt behandelt. In der einfachsten theoretischen Behandlung der DR wird vorausgesetzt, dass die individuellen Resonanzen schmal sind und somit nicht einander überlappen. In dieser Näherung isolierter Resonanzen (IRA, engl.

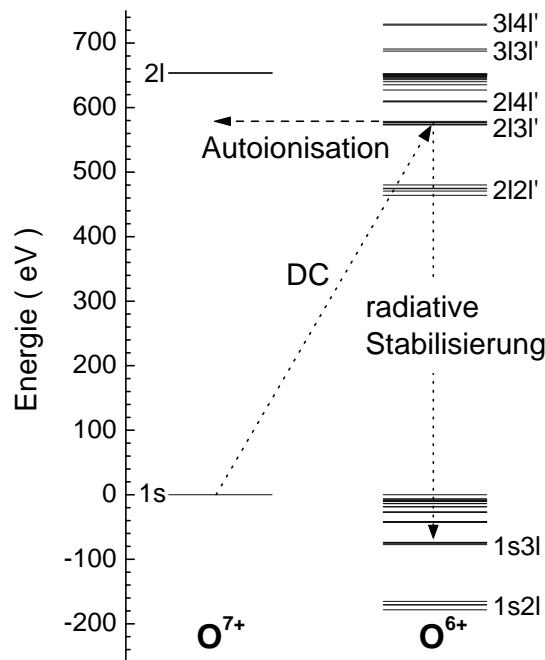


Abbildung 1.3: Energiediagramm zur DR wasserstoffartiger O^{7+} -Ionen. Für die DR stehen unendlich viele Rydbergserien doppelt angeregter Zwischenzustände $2lnl'$, $3lnl'$, ... zur Verfügung. Ein einfacher Reaktionspfad mit dielektronischem Einfang (DC) und anschließender radiativen Stabilisierung ist durch die gepunkteten Pfeile angedeutet. Die radiative Stabilisierung steht in Konkurrenz zur Autoionisation des doppelt angeregten Zwischenzustands (im vorliegenden Beispiel $2l3l'$) zurück in das Kontinuum des $O^{7+}(1s) + e^-$ -Systems.

Isolated Resonance Approximation) ist der Wirkungsquerschnitt für DR über einen Zwischenzustand gegeben als das Produkt des Querschnitts $\sigma_d^{(DC)}$ für den dielektronischen Einfang in den Zwischenzustand d und der mit dem Zerfall dieses Zustands assoziierten Fluoreszenzausbeute. Jeder Faktor repräsentiert dabei einen Schritt in der Reaktionsgleichung (1.3). Mit Hilfe des Prinzips des detaillierten Gleichgewichts lässt sich $\sigma_d^{(DC)}$ auf die Rate $A_a(d \rightarrow j)$ für den autoionisierenden Übergang vom Zwischenzustand d in den Anfangszustand j zurückführen. Es ergibt sich

$$\sigma_d^{(DC)}(E) = 7.88 \times 10^{-31} \text{ cm}^2 \text{ eV}^2 \text{ s} \frac{g_d}{2g_j} \frac{1}{E} \frac{A_a(d \rightarrow j)\Gamma_d}{(E - E_d)^2 + \Gamma_d^2/4} \quad (1.6)$$

mit den statistischen Gewichten g_j und g_d der beteiligten Zustände und der Resonanzenergie E_d . $\Gamma_d = \hbar[\sum_k A_a(d \rightarrow k) + \sum_{f'} A_r(d \rightarrow f')]$ ist die Gesamtbreite des Zustands

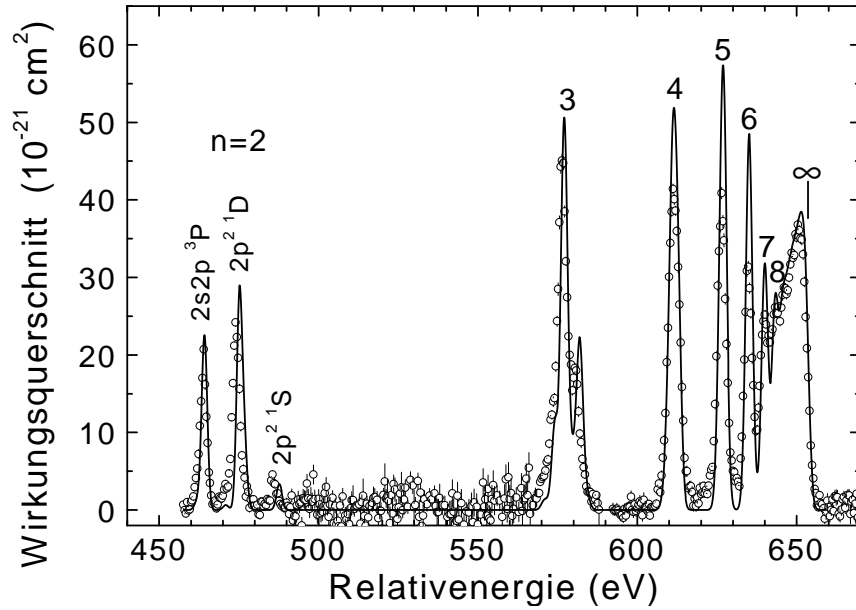


Abbildung 1.4: Vergleich (Müller 1992) zwischen Experiment (offene Symbole, Kilgus et al. 1990) und Theorie (durchgezogene Linie, Pindzola et al. 1990) zur DR wasserstoffähnlicher O^{7+} -Ionen. Für den Vergleich wurde der theoretische DR-Wirkungsquerschnitt mit einer die experimentelle Energieauflösung wiedergebenden, 2,3 eV breiten Gaußfunktion gefaltet. Individuelle $2lnl'$ -Resonanzen können bis zu $n = 8$ beobachtet werden.

d. Die Summationen erstrecken sich über *alle* von *d* aus durch Autoionisation (Rate A_a) oder Strahlungsabregung (Rate A_r) erreichbaren Zustände *k* bzw. f' . Multiplikation von Gl. (1.6) mit der Fluoreszenzausbeute $A_r(d \rightarrow f)/\Gamma_d$ und Integration über die Schwerpunktsenergie E liefert die DR-Resonanzstärke in der IRA (Shore 1969)

$$\bar{\sigma}_d^{(\text{DR})} = 4.95 \times 10^{-30} \text{cm}^2 \text{eV}^2 \text{s} \frac{g_d}{2g_j} \frac{1}{E_d} \frac{A_a(d \rightarrow j) \sum_f A_r(d \rightarrow f)}{\sum_k A_a(d \rightarrow k) + \sum_{f'} A_r(d \rightarrow f')}, \quad (1.7)$$

wobei sich die Summation im Zähler über alle Zustände f erstreckt, die unterhalb der Ionisationsschwelle liegen. Im Rahmen der IRA lässt sich also die Berechnung von DR-Wirkungsquerschnitten auf Atomstrukturberechnungen der in Gl. (1.7) auftretenden Resonanzenergien sowie der radiativen und Autoionisationsraten zurückführen (Hahn und LaGattuta 1988). Im Umkehrschluss können DR-Experimente für die spektroskopische Untersuchung insbesondere mehrfach angeregter Zustände in hochgeladenen Ionen herangezogen werden. Dies schließt Ionen ein wie etwa lithiumähnliches U^{89+} (Brandau et al. 1999, Brandau 2000), die mit herkömmlichen optischen Methoden zur Zeit nicht spektroskopiert werden können.

1.3 Interferenzen zwischen RR und DR

Die IPA und IRA liefern in vielen Fällen wie in dem in Abb. 1.4 gezeigten Beispiel eine ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie. Einige Ursachen für diesen Erfolg sind von Pindzola et al. (1992) angegeben worden. Wenn RR und DR jedoch wie in Abb. 1.1 skizziert von demselben Anfangszustand ausgehend in denselben Endzustand einschließlich der emittierten Photonen gelangen, sind beide Prozesse quantenmechanisch ununterscheidbar und können miteinander interferieren. In vereinheitlichten Photorekombinationstheorien, die diesem Umstand Rechnung tragen, werden RR- und DR-Übergangsamplituden kohärent addiert (Alber et al. 1984, Bell und Seaton 1985, Jacobs et al. 1987, LaGattuta 1988, Karasiov et al. 1992). Die Grenzen der IPA (und auch der IRA) auszuloten, ist nicht zuletzt für plasmaphysikalische Anwendungen von Interesse. Die in Plasmamodelle eingehenden Rekombinationsraten sind überwiegend aus Rechnungen im Rahmen dieser Näherungen gewonnen worden. Die Zuverlässigkeit der aus Plasmamodellen gewonnen Aussagen hängt oft an der Genauigkeit der zugrundeliegenden Wirkungsquerschnitte atomphysikalischer Stoßprozesse. Der Einfluss der heutigen Ungenauigkeiten von DR-Wirkungsquerschnitten auf die Bestimmung von Elementhäufigkeiten in der Sonnenkorona durch Beobachtung der Linienemission und Vergleich der Beobachtungen mit Ergebnissen von Plasmamodellrechnungen ist beispielsweise erst kürzlich von Savin und Laming (2002) quantifiziert worden.

Ein Fall, bei dem eine vereinheitlichte Theorie zu einem deutlich anderen Ergebnis führt als die IPA, ist die Photorekombination von heliumähnlichem U^{90+} (Badnell und Pindzola 1992, Zimmermann et al. 1997, Abbildung 1.5a). Die in der vereinheitlichten Theorie berücksichtigte Interferenz zwischen RR und DR manifestiert sich als Asymmetrie der Resonanzlinienform, die sich als Fanoprofil (Fano 1961, Fano und Cooper 1965)

$$\sigma(E) = \sigma^{(0)} + \sigma^{(1)} \frac{[Q + \varepsilon(E)]^2}{1 + [\varepsilon(E)]^2} \quad (1.8)$$

beschreiben lässt mit $\varepsilon(E) = 2(E - E_d)/\Gamma_d$, den Konstanten $\sigma^{(0)}$ und $\sigma^{(1)}$ sowie dem Asymmetrieparameter Q . Bei starker Interferenz sind die Absolutwerte von Q klein.

Hinweise auf eine Interferenz zwischen DR und RR sind experimentell bisher nur einmal aus winkeldifferenziellen Messungen des Photorekombinationsquerschnitts hochgeladener Uranionen in einer Elektronenstrahl-Ionenfalle (EBIT, siehe Abschnitt 2.3) erhalten worden (Knapp et al. 1995, Abbildung 1.5b). Die Asymmetrie wurde dabei durch Anpassung von Fanoprofilen an die gemessenen KLL-Resonanzlinien ermittelt. Die Interpretation der Messergebnisse wurde durch den Umstand verkompliziert, dass sich in der Falle ein Ionengemisch verschiedener Ladungszustände mit unbekanntem relativen Häufigkeiten befand. Prinzipiell ermöglicht ein Rekombinationsexperiment an einem Schwerionenspeicherring eine sauberere Vorgehensweise, da Ionen mit nur *einem* definierten Ladungszustand gespeichert werden. Durch einfaches Abwarten von bis zu eini-

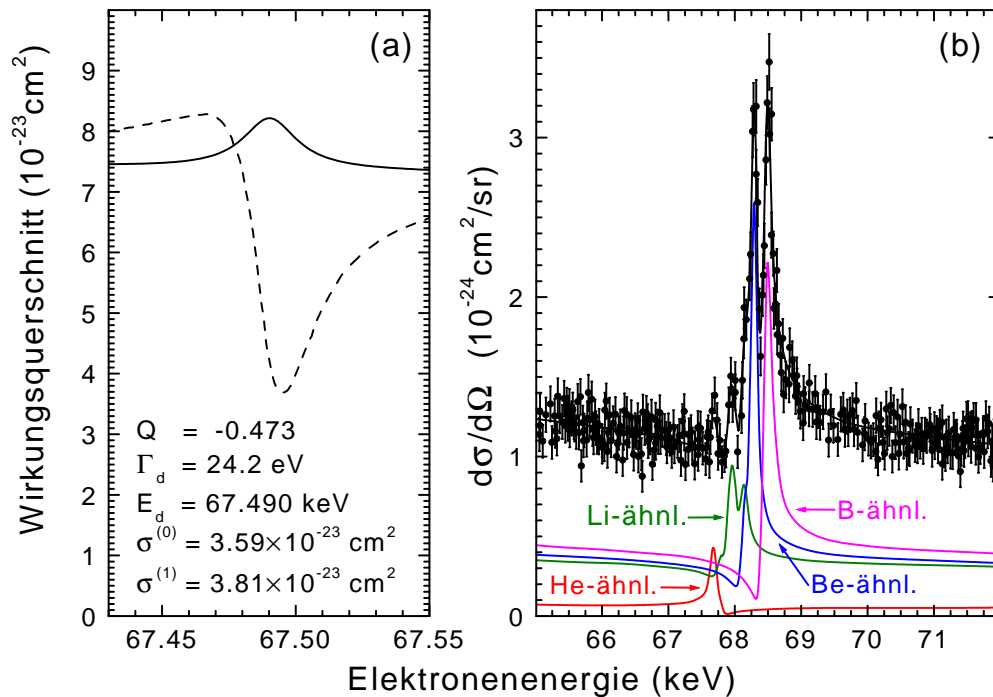


Abbildung 1.5: Asymmetrische Linienprofile von Photorekombinationsresonanzen als Folge der Interferenz zwischen DR und RR. Links ein theoretisches Resultat von Badnell und Pindzola (1992) für den Photorekombinationswirkungsquerschnitt heliumähnlicher U^{90+} -Ionen in der Nähe der $1s2s2p_{3/2}$ -Resonanz. Die durchgezogene Linie ergibt sich, wenn die Wirkungsquerschnitte für DR und RR inkohärent addiert werden. Die gestrichelte Linie ist das Resultat einer vereinheitlichten Behandlung der Photorekombination, die mögliche Interferenzen zwischen DR und DR zulässt. Die Parameter für die Anpassung eines Fanoprofils [Gl. (1.8)] an die asymmetrische Resonanzlinie sind angegeben. Rechts die bisher einzige experimentelle Beobachtung asymmetrischer Linienprofile bei der Photorekombination hochgeladener Uranionen in einer EBIT (Knapp et al. 1995, s. a. Abschnitt 2.3). Aufgetragen ist der winkeldifferenzielle Rekombinationswirkungsquerschnitt gegen die Elektronenstrahlenergie. Die Asymmetrie der $KL_{12}L_3$ -Resonanzlinien zeigt sich durch Anpassung einer Summe von Fanoprofilen an die experimentellen Daten. Fitparameter waren u. a. die relativen Häufigkeiten und die Asymmetrieparameter der verschiedenen Ladungszustände.

gen Sekunden, lässt sich überdies erreichen, dass anfänglich eventuell vorhandene metastabile Ionen vor Starten der eigentlichen Messung in den Grundzustand zerfallen sind. Leider ist es heute aus technischen Gründen noch nicht möglich, in einem Speicherringexperiment die für die Beobachtung von KLL-Resonanzen in heliumähnlichem Uran notwendigen Relativenergien zwischen Elektronen und Ionenstrahl bereitzustellen. Dieser Limitierung Rechnung tragend wurde seitens der Theorie versucht, Systeme zu finden, die asymmetrische Linienformen bei kleineren Relativenergien aufweisen und somit in Photorekombinationsexperimenten an Schwerionenspeicherringen vermessen werden können

(Gorczyca et al. 1997). Die sich daran anschließende experimentelle Suche nach RR-DR-Interferenzen an Schwerionenspeicherringen wird in Kapitel 4 dieser Arbeit beschrieben.

1.4 DR in Anwesenheit äußerer elektromagnetischer Felder (DRF)

Die bei der Rekombination bevölkerten hohen nl -Rydbergzustände sind nur schwach gebunden und daher leicht durch äußere Einwirkungen wie Stöße mit Elektronen oder Ionen in einem Plasma (Burgess und Summers 1969) oder durch die Ladungsträger in einem Plasma erzeugten Mikrofelder (Jacobs et al. 1976) zu beeinflussen. Elektrische Felder mischen l -Zustände innerhalb einer n -Mannigfaltigkeit. Dadurch ändern sich die in Gl. (1.7) eingehenden Autoionisationsraten, die im feldfreien Fall mit zunehmendem l stark abnehmen. Durch die feldinduzierte Mischung nehmen die Autoionisationsraten von Zuständen mit niedrigem l ab und die von Zuständen mit hohem l zu. Aus Gleichung (1.7) ist ersichtlich, dass im Wesentlichen diejenigen Zustände zur DR signifikant beitragen, deren Autoionisationsrate größer ist als ihre radiative Zerfallsrate. Die feldinduzierte Mischung erhöht die Anzahl dieser Zustände und somit den totalen DR-Wirkungsquerschnitt. In Kapitel 5 werden diese Vorstellungen zu einem Modell erweitert, das die grundlegenden physikalischen Effekte illustriert und beispielsweise qualitative Aussagen zur Abhängigkeit des Feldeffektes von der Ionenladung innerhalb einer isoelektronischen Reihe von Ionen erlaubt.

Eine rigorose theoretische Behandlung der DRF wurde vor allem von Griffin und Mitarbeitern (Griffin et al. 1985a,b, 1986, 1998a) sowie von LaGattuta et al. (1986) entwickelt, bei der der Hamiltonoperator, der den elektrischen Feldterm enthält, diagonalisiert wird mit einem Satz von Basisfunktionen, der aus Lösungen der feldfreien Schrödingergleichung besteht. Später wurde diese Methode auf die DR bei gleichzeitiger Anwesenheit von *elektrischen* und *magnetischen* Feldern erweitert (Griffin et al. 1998b). Ein theoretischer Ansatz im Rahmen der Quantendefekttheorie wurde von Harmin (1986) verfolgt.

Abb. 1.6 zeigt das von Griffin et al. (1986) berechnete Anwachsen des Wirkungsquerschnitts der DR natriumähnlicher Cl^{6+} -Ionen als Funktion der elektrischen Feldstärke. Der Wirkungsquerschnitt erhöht sich um bis zu einen Faktor 5! Die feldinduzierte Zunahme des Wirkungsquerschnitts ist nicht linear in der Feldstärke. Bei hohen Feldstärken tritt eine Sättigung ein, wenn alle l -Unterstufen innerhalb einer n -Mannigfaltigkeit an der Mischung beteiligt sind. Andererseits verursachen bereits moderate Feldstärken einen deutlichen Effekt. In Abb. 1.6 werden die theoretischen Kurven mit experimentellen Daten von Dittner et al. (1986) verglichen. Die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie ist am besten bei einer elektrischen Feldstärke von ca. 25 V/cm, obwohl das Experiment den Anspruch hatte, feldfreie DR-Wirkungsquerschnitte zu messen. Bei 25

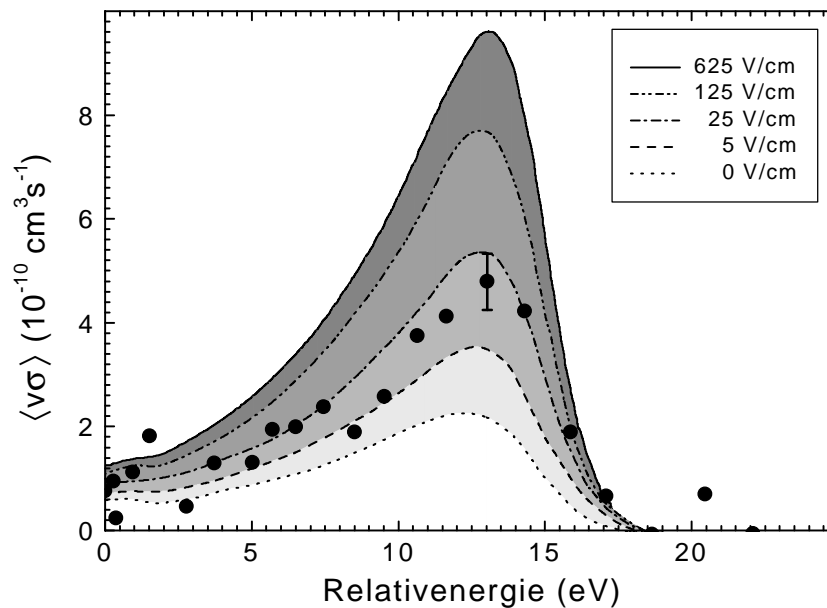


Abbildung 1.6: Theoretischer DR Ratenkoeffizient für die Rekombination natriumähnlicher Cl^{6+} -Ionen in Anwesenheit eines äußeren elektrisches Feldes (Griffin et al. 1986). Der Ratenkoeffizient nimmt mit zunehmender Feldstärke zu. Die ausgefüllten Kreise sind experimentelle Daten von (Dittner et al. 1986), die in Anwesenheit eines elektrischen Feldes unbekannter Feldstärke gemessen wurden. Für den Vergleich zwischen Experiment und Theorie wurden die theoretischen DR-Wirkungsquerschnitte σ mit der experimentellen Elektronengeschwindigkeitsverteilung gefaltet. Aufgetragen ist der resultierende Ratenkoeffizient $\langle \nu \sigma \rangle$ als Funktion der mittleren Relativenergie zwischen Ionen und Elektronen. Die große experimentelle Energieunschärfe erlaubt nicht die Auflösung einzelner $\text{Cl}^{5+}(3pnl)$ -DR-Resonanzen.

V/cm ist der theoretische Wirkungsquerschnitt bereits um einen Faktor 2.5 größer als im feldfreien Fall. Dies verdeutlicht, dass in einem DR-Experiment elektrische und auch magnetische Felder extrem gut kontrolliert werden müssen, um zu verlässlichen Messergebnissen zu gelangen (s. Abschnitt 2.4.3). Das erste Experiment, in dem die DR in Anwesenheit wohl definierter äußerer Felder untersucht wurde, wurde von Müller et al. (1986, 1987) mit Mg^+ -Ionen durchgeführt. Die DRF hochgeladener Ionen wurde experimentell erstmalig an Schwerionenspeicherringen unter kontrollierten Bedingungen untersucht. Diese Experimente sowie quantitative Vergleiche mit theoretischen Resultaten werden in Kapitel 6 dieser Arbeit vorgestellt.

1.5 Daten für die Astro- und Plasmaphysik

Experimentelle Untersuchungen der Elektron-Ion-Rekombination sind nicht nur durch die skizzierten atomphysikalischen Fragestellungen motiviert, sondern haben auch eine starke Relevanz für die Plasmaphysik im Allgemeinen und für die Astrophysik im Besonderen. Informationen über die meisten astrophysikalischen Objekte liefert nur die von diesen emittierte elektromagnetische Strahlung, deren spektrale Verteilung mit Vorhersagen plasmaphysikalischer Modelle verglichen wird, um aus den Beobachtungen auf plasmaphysikalische Parameter wie beispielsweise Elektronendichte, Plasmatemperatur oder Elementhäufigkeiten des beobachteten Objekts zurückzuschließen (Osterbrock 1989). Zu den in derartige Modelle eingehenden atomphysikalischen Größen gehören u. a. Wirkungsquerschnitte für die in einem Plasma ablaufenden atomaren Stoßprozesse (Dubau und Volonté 1980). Es ist evident, dass die Genauigkeit der Modellvorhersagen direkt von der Genauigkeit der zugrunde liegenden atomaren Daten abhängt.

Im Fall der Elektron-Ion-Rekombination konnten bisher die in den Modellen verwendeten Wirkungsquerschnitte ausschließlich mit Hilfe theoretischer Rechnungen zur Verfügung gestellt werden. Die Berechnung von Rekombinationswirkungsquerschnitten ist äußerst komplex, da im Prinzip unendlich viele Zustände an dem Prozess beteiligt sind und überdies selbst bei leichten Ionen wie C^{3+} Vielteilchen- und relativistische Effekte eine entscheidende Rolle spielen (Mannervik et al. 1998). Um den rechnerischen Aufwand auf einem handhabbaren Niveau zu halten, müssen in der Praxis Vereinfachungen und Näherungen eingeführt werden. Unterschiedliche Approximationen führen dabei zu unterschiedlichen Ergebnissen, die im Einzelfall um Größenordnungen voneinander abweichen können. Diese unbefriedigende Situation ist exemplarisch für die Rekombination lithiumähnlicher C^{3+} -Ionen in Abb. 1.7 gezeigt.

Die in Abb. 1.7 als Funktion der Elektronentemperatur T_e im Plasma aufgetragene Größe ist der Plasmaratenkoeffizient $\alpha(T_e)$, der sich aus dem Produkt von Relativgeschwindigkeit v_{rel} und Wirkungsquerschnitt $\sigma(v_{\text{rel}})$ durch Faltung mit einer maxwellischen Geschwindigkeitsverteilung ergibt, d. h.

$$\alpha(T_e) = (k_B T_e)^{-3/2} \frac{4}{\sqrt{2m_e \pi}} \int_0^\infty dE_{\text{rel}} \sigma(E_{\text{rel}}) E_{\text{rel}} \exp\left(\frac{-E_{\text{rel}}}{k_B T_e}\right), \quad (1.9)$$

mit $E_{\text{rel}} = (1/2) m_{\text{rel}} v_{\text{rel}}^2$.

Eine mit den in dieser Arbeit beschriebenen Mitteln im Prinzip durchführbare experimentelle Überprüfung der Rekombinationsratenkoeffizienten für nur die astrophysikalisch relevanten Ionen — es sind dies im Wesentlichen alle Ionisationszustände der 15 in Abb. 1.8 mit ihrem chemischen Symbol bezeichneten Elemente (Liedahl 1999) — verbietet sich bereits wegen des damit verbundenen materiellen Aufwands. Daher können für den Zweck der Bereitstellung einer zuverlässigen Datenbasis für plasmaphysikalische

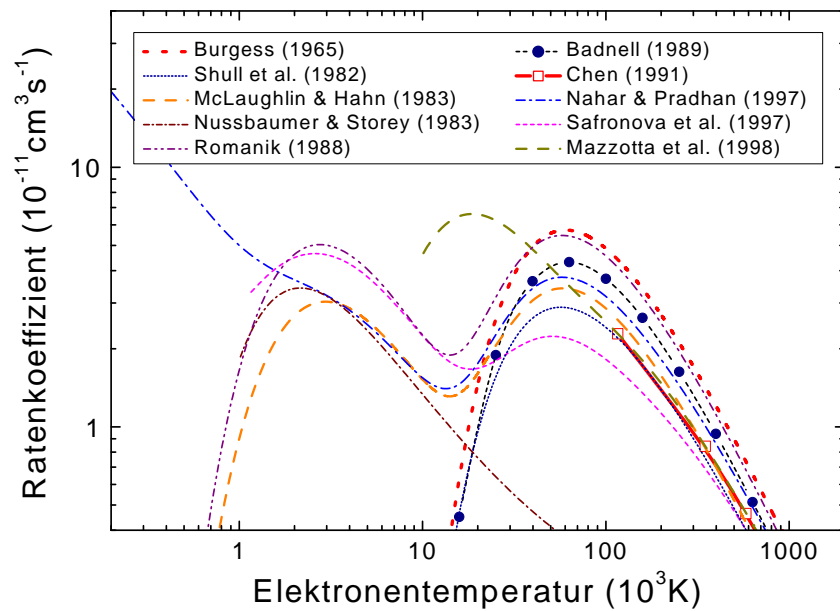


Abbildung 1.7: Theoretische C^{3+} -Rekombinationsratenkoeffizienten in einem Plasma. Die Daten sind teilweise einer Kompilation von Savin (2000) entnommen.

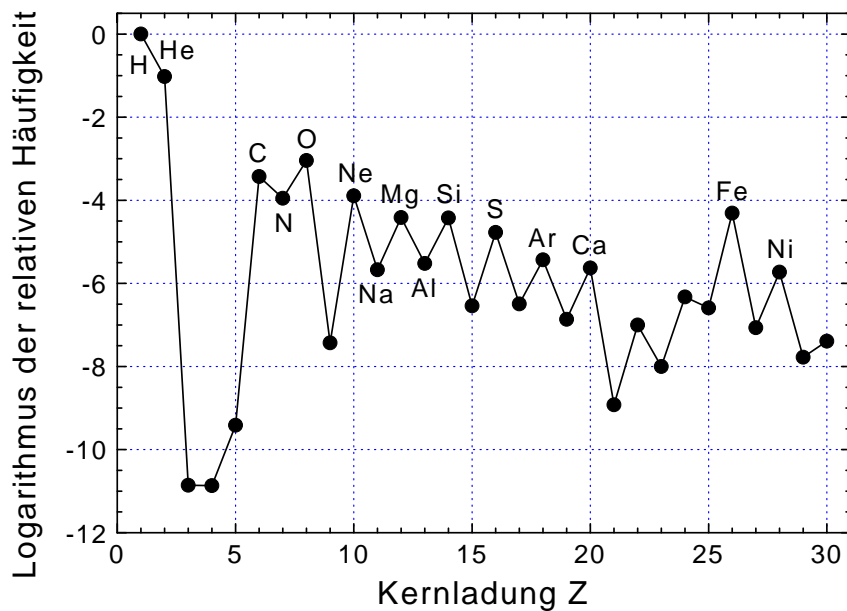


Abbildung 1.8: Relative Elementhäufigkeiten in der solaren Photosphäre nach Anders und Grevesse (1989).

Zwecke nur ausgewählte Systeme untersucht werden mit dem Ziel, für die Entwicklung geeigneter theoretischer Methoden eine Orientierung bereitzustellen.

Ein dezidiert astrophysikalisch orientiertes Forschungsprogramm wird am Schwerionenspeicherring TSR am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg durchgeführt (Gwinner et al. 2001, Savin et al. 2000, Schippers et al. 2000a, 2002a), das der genauen Bestimmung der Rekombinationsratenkoeffizienten von Eisenionen mit offener L-Schale (Fe^{17+} – Fe^{23+}) gewidmet ist. Aufgrund der Tatsache, dass Eisen das schwerste in astrophysikalischen Plasmen relativ häufig anzutreffende Element ist (vgl. Abb. 1.8), spielen diese Ionen eine zentrale Rolle in der astrophysikalischen Röntgenspektroskopie (Kahn und Liedahl 1995, Kallman et al. 1996, Liedahl 1999). Die Gewinnung von Plasmaratenkoeffizienten aus den experimentellen Daten sowie die Darstellung der bereits für Eisenionen vorliegenden Ergebnisse erfolgt in Kapitel 7.

2 Experimentelle Zugänge zur Elektron-Ion-Rekombination

Die Elektron-Ion-Rekombination ist durch Nachweis mindestens eines Reaktionsprodukts experimentell zugänglich, d. h. entweder durch Nachweis eines Ions, das seinen Ladungszustand um eins vermindert hat, oder durch den Nachweis eines oder mehrerer Photonen. Dabei kann für die Unterscheidung zwischen RR und DR der Resonanzcharakter von DR herangezogen werden.

2.1 Plasmatechniken

Die ersten experimentellen Resultate zur DR wurden von Brooks et al. (1978) und Breton et al. (1978) publiziert. Die im Rahmen dieser und darauf folgender Arbeiten durchgeführten Messungen erfolgten an sorgfältig charakterisierten „ θ -pinch“- und Tokamakplasmen. Das Konzept dieser Messungen ist die Beobachtung charakteristischer Emissionslinien aus dem Plasma, dem das zu untersuchende Element zugefügt ist, die Modellierung dieser Beobachtungen durch ein System von Ratengleichungen, in das die gemessenen Plasmadichten und -temperaturen eingehen, sowie das Extrahieren von Ionisations- und Rekombinationsratenkoeffizienten durch Anpassen des Modells an die Beobachtungen. Voraussetzung ist die genaue Erfassung der Zeitabhängigkeit der Elektronentemperatur T_e und der Elektronendichte n_e des Plasmas. In einem „ θ -pinch“-Plasma variieren diese Größen auf einer Nanosekunden-Zeitskala. Die zeitliche Entwicklung der Dichte n_q der zu untersuchenden Ionensorte mit Kernladungszahl Z im Ladungszustand q wird durch ein Gleichungssystem beschrieben, das Informationen über Elektronenstoßionisation, Elektronenstoßanregung und Elektron-Ion-Rekombination miteinander verknüpft. Im einfachsten Fall geringer Dichten wird ein Koronamodell verwendet, das davon ausgeht, dass die Zeit zwischen aufeinander folgenden Elektron-Ion-Stößen größer ist, als die Zeit, die durch Stöße angeregte Ionen benötigen, um in ihren Grundzustand zu gelangen. Das

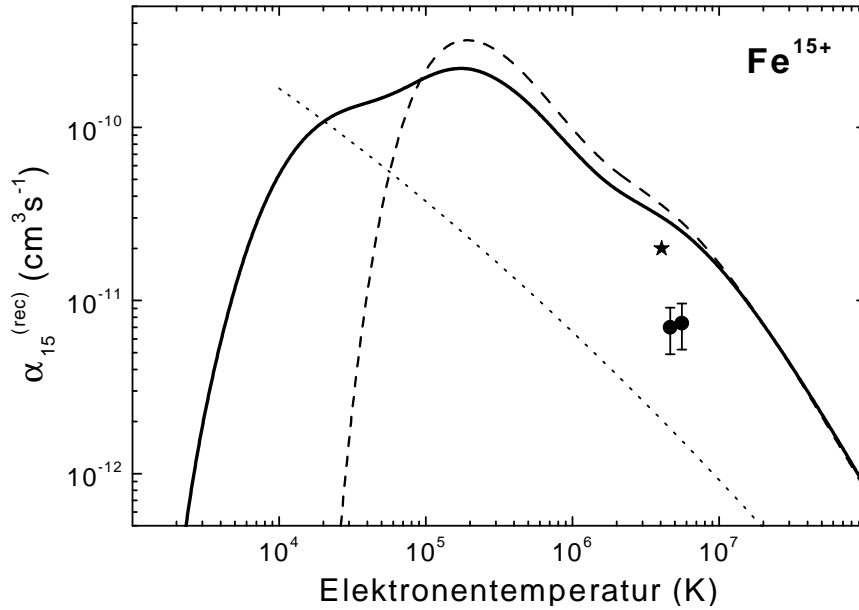


Abbildung 2.1: Experimentelle und theoretische Rekombinationsratenkoeffizienten für Fe^{15+} -Ionen in einem Plasma. Die gefüllten Kreise und der Stern sind mit Plasmatechniken an Tokamak-Fusionsreaktoren gewonnene experimentelle DR-Ratenkoeffizienten von Isler et al. (1982) bzw. von Wang et al. (1988). Die durchgezogene Linie ist der in einem Speicherringexperiment (Linkemann et al. 1995) gemessene DR-Ratenkoeffizient (Müller 1999b). Die gepunktete und die gestrichelte Linie sind die von Arnaud und Raymond (1992) empfohlenen Ratenkoeffizienten für RR bzw. DR.

entsprechende Gleichungssystem

$$\frac{dn_q}{dt} = n_e \left[n_{q-1} \alpha_{q-1}^{(\text{ion})} + n_{q+1} \alpha_{q+1}^{(\text{rec})} - n_q (\alpha_q^{(\text{ion})} + \alpha_q^{(\text{rec})}) \right] \quad \text{für } q = 1, 2, \dots, Z \quad (2.1)$$

verknüpft Ionisationsratenkoeffizienten $\alpha_q^{(\text{ion})}$ und Rekombinationsratenkoeffizienten $\alpha_q^{(\text{rec})}$ mit den Dichten n_q der unterschiedlich geladenen Ionen. Die Ionendichten werden aus Messungen der für den jeweiligen Ladungszustand charakteristischen Liniemission bestimmt, und die Ratenkoeffizienten werden als variable Modellparameter aus der Anpassung des Modells an die Messungen gewonnen. Üblicherweise gehen in die Bestimmung von DR-Ratenkoeffizienten weitere Annahmen ein, wie z. B. die, dass RR vernachlässigt werden kann. Obwohl teilweise relativ niedrige Unsicherheiten von nur 30% für auf diese Weise bestimmte Ratenkoeffizienten angegeben werden, stellt sich heraus, dass Abweichungen von exakter bestimmten Werten 200–400% betragen können (Abb. 2.1). Eine weitere Einschränkung der Plasmatechnik ist die aufgrund der üblichen hohen Elektronentemperaturen geringe Energieauflösung, die die Beobachtung einzelner DR-Resonanzen verhindert.

2.2 Stöße von Ionen mit quasifreien Elektronen

Bei genügend großen Stoßenergien kann bei der Behandlung in Ion-Atom-Stößen auftretender Wechselwirkungen des Ions mit den im Atom gebundenen Elektronen der Einfluss des Atomrumpfes auf die Wechselwirkung vernachlässigt werden, d. h. die Elektronen verhalten sich gleichsam als (quasi-)freie Teilchen. Die atomare Bindung der Elektronen wird im Rahmen dieser sogenannten Impulsnäherung lediglich als Verteilung ihrer Anfangsimpulse berücksichtigt, die als Comptonprofil bezeichnet wird (Brandt 1983). Die Impulsnäherung setzt voraus, dass die Stoßzeit erheblich kleiner ist als die Umlaufzeit der im Atom gebundenen Elektronen. Diese Überlegungen haben zu der Entwicklung von Ion-Atom-Stoßexperimenten an Beschleunigern geführt, die sich für das Studium von Resonanzphänomenen in Elektron-Ion-Stößen als überaus geeignet erwiesen (Tanis 1992).

Nachdem bereits in den 70er Jahren gezeigt wurde, dass die RR — die in hochenergetischen Ion-Atom-Stößen zu RR äquivalente Reaktion wird als REC (Strahlungseinfang, engl. radiative electron capture) bezeichnet — mit dieser Methode untersucht werden kann (Schnopper et al. 1972), wurde auch die der DR entsprechende resonante Transferanregung (RTE, engl. resonant transfer with excitation) eindeutig nachgewiesen (Tanis et al. 1984). Diese und nachfolgende Messungen ermöglichten erstmalig direkte Vergleiche mit theoretischen Resultaten zur DR. Wie aus Abb. 2.2 ersichtlich steht in einem RTE-Experiment aufgrund des relativ breiten Comptonprofils der quasifreien Elektronen nur eine relativ niedrige Energieauflösung zur Verfügung. Dennoch lassen sich in besonderen Fällen über den koinzidenten Nachweis zweier Photonen detaillierte, zustandsaufgelöste Informationen über den RTE-Prozess gewinnen (Mokler et al. 1990).

Ein besonders hervorzuhebender Vorteil von RTE-Experimenten gegenüber direkten DR-Messungen ist die vergleichsweise hohe Luminosität. Während gut definierte Ensembles *geladener* Teilchen nur mit geringen Teilchendichten von bis zu einigen 10^{10} cm^{-3} hergestellt werden können (Müller 1989), können Teilchendichten in Strahlen *neutraler* Atome oder Moleküle bis zu einigen 10^{14} cm^{-3} betragen. In Festkörperfolien werden sogar Elektronendichten von einigen 10^{22} cm^{-3} erreicht. Dementsprechend sind die Zählraten in RTE-Experimenten erheblich höher als in Experimenten, in denen geladene Teilchenstrahlen verwendet werden. Überdies erlaubt die große Dichte der Neutralteilchen die experimentelle Realisation kleiner Wechselwirkungsvolumina hoher Luminosität. Auf diese Weise kann der Raumwinkel für die Beobachtung von Reaktionsprodukten — insbesondere der im Verlauf der Rekombination emittierten Strahlung — optimiert werden.

Trotz des hohen technischen Standards von Rekombinationsexperimenten an Elektronenkühlern in Speicherringen (siehe unten) ist es aus technischen Gründen dort bisher nicht möglich, DR an wasserstoff- oder heliumähnlichen hochgeladenen Ionen zu messen. Ein RTE-Experiment mit U^{90+} -Ionen, das zum ersten Mal Rückschlüsse auf den Einfluss

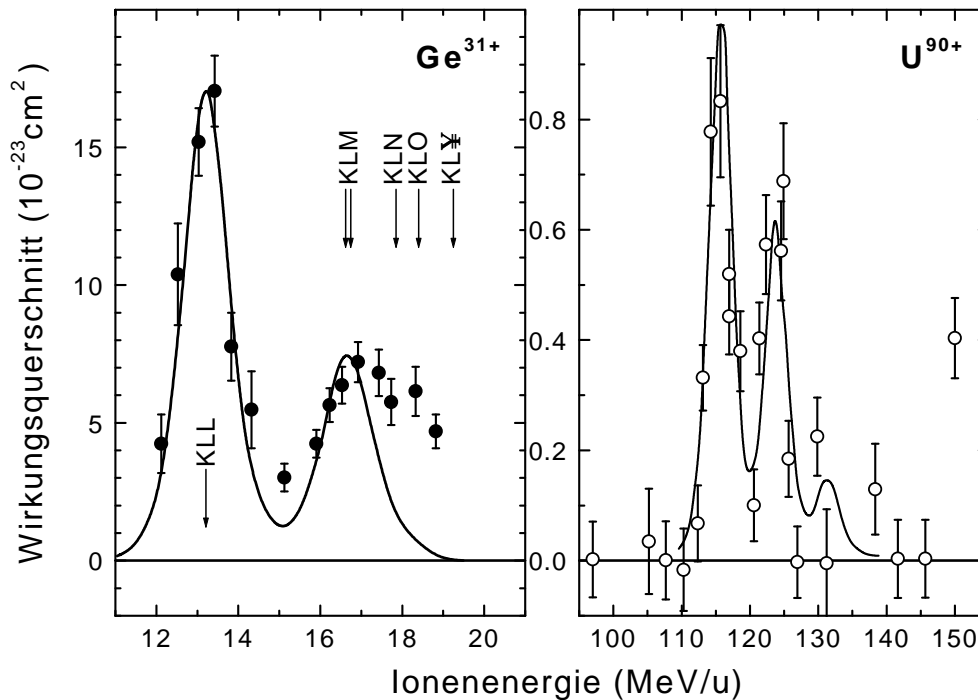


Abbildung 2.2: Gemessene und berechnete RTE-Wirkungsquerschnitte für wasserstoffartige Ge^{31+} -Ionen (Mokler et al. 1990) und heliumartige U^{90+} -Ionen (Graham et al. 1990). Als Stoßpartner wurden jeweils H_2 -Moleküle verwendet. Im wasserstoffartigen Ge^{31+} führt RTE im betrachteten Energiebereich zur $1s \rightarrow 2p$ -Anregung mit Einfang in die Schalen L,M,N,... Lediglich die Gruppe der KLL-Resonanzen ist separat aufgelöst. Die drei Maxima im U^{90+} -RTE-Wirkungsquerschnitt umfassen drei Gruppen von KLL-Resonanzen. Es sind dieses in der Reihenfolge zunehmender Energie: $\text{KL}_1\text{L}_1 + \text{KL}_1\text{L}_2 + \text{KL}_2\text{L}_2$, $\text{KL}_1\text{L}_3 + \text{KL}_2\text{L}_3$ und KL_3L_3 .

relativistischer Effekte auf den DR-Wirkungsquerschnitt sehr hoch geladener Ionen erlaubte, wurde hingegen bereits vor mehr als 10 Jahren durchgeführt (Graham et al. 1990, Abb. 2.2). Weiterhin wurden RTE-Experimente mit U^{90+} -Ionen durchgeführt, bei denen Winkelkorrelationen zwischen zwei im Verlaufe der RTE emittierten Photonen vermessen wurden (Kandler et al. 1995). Derartige Experimente sind wegen der extrem kleinen Signalraten mit „reinen“ Elektronen- und Ionenstrahlen so gut wie undurchführbar. Andererseits sind RTE-Messungen auf hohe Elektron-Ion-Stoßenergien beschränkt, damit sie im Rahmen der Impulsnäherung interpretiert werden können.

2.3 Elektron-Ion-Stöße in Ionenfallen

Die Elektron-Ion-Rekombination kann auch mittels Elektronenstrahl-Ionenquellen (EBIS) und Elektronenstrahl-Ionenfallen (EBIT) untersucht werden (Ali et al. 1992, Knapp 1992, 1995). Derartige Fallen arbeiten unter relativ gut definierten Plasmabedingungen, da die Elektronenenergie innerhalb der durch die Raumladung des Elektronenstrahls verursachten Unschärfe genau eingestellt werden kann. Zur Messung von DR-Wirkungsquerschnitten werden zwei unterschiedliche Techniken angewandt. Die eine basiert auf Extraktion und Ladungszustands- bzw. Massenanalyse der in der Falle gefangenen Ionen, nachdem diese über eine definierte Zeitdauer einem Elektronenstrahl definierter Energie ausgesetzt worden sind (s. Ali et al. 1992). Die andere besteht in der winkeldifferenziellen Beobachtung der von den Ionen in der Falle während des Elektronenstrahlbetriebs emittierten Röntgenstrahlung (Schneider et al. 1992). In beiden Fällen wird die Elektronenenergie innerhalb eines vorgewählten Bereichs kontinuierlich verändert. Die Signatur der dabei überstrichenen DR-Resonanzen ist entweder ein charakteristischer Anstieg der Ausbeute eines bestimmten extrahierten Ladungszustands oder der Ausbeute an Röntgenstrahlung.

Mit der Ionen-Extraktionstechnik sind DR-Wirkungsquerschnitte mit Energieauflösungen bis minimal ca. 10 eV bestimmt worden (DeWitt et al. 1993). Die Wirkungsquerschnitte wurden durch Anpassung des gemessenen Ionenintensitätsspektrums an theoretische Vorhersagen gewonnen, wobei drei Parameter verwendet wurden, ein Skalenfaktor, eine Energiebreite und ein Untergrund. Im Unterschied zu diesem (fragwürdigen) Normierungsverfahren erlaubt die Röntgentechnik die Normierung der Röntgenausbeute auf das gleichzeitig gemessene RR-Signal unter Zugrundelegen der wohlbegründeten Annahme, dass die RR theoretisch gut verstanden ist. Ein typischer Wert für die Energieauflösung bei derartigen Messungen ist 60 eV. Die Interpretation der Messergebnisse wird durch den Umstand verkompliziert, dass üblicherweise mehrere Ladungszustände einer Ionensorte in der Falle vorliegen, die ähnliche Röntgenspektren emittieren. In dieser Situation kann die Zuordnung einzelner Linien nur mit Hilfe von DR-Theorie erfolgen.

In einer EBIT können sehr hohe Ladungszustände erzeugt werden. Dazu müssen die gefangenen Ionen intensiven Elektronenstrahlen ausgesetzt werden, deren Energie hoch genug ist, um die jeweilige Ionisationsschwelle zu überwinden. So wurden beispielsweise vollständig ionisierte U^{92+} -Ionen mit Elektronenenergien um 200 keV erzeugt (Knapp 1995). Durch schnelles Umschalten der Elektronenenergie zu niedrigeren Werten kann die Rekombinationsmessung von der Phase der Ionenerzeugung getrennt werden. In der Messphase ist die Elektronenenergie nach unten begrenzt, weil für die Aufrechterhaltung des radialen Fallenpotenzials durch den Elektronenstrahl selbst ein genügend großer Elektronenstrom benötigt wird, der nur bei relativ hohen Beschleunigungsspannungen bereitgestellt werden kann.

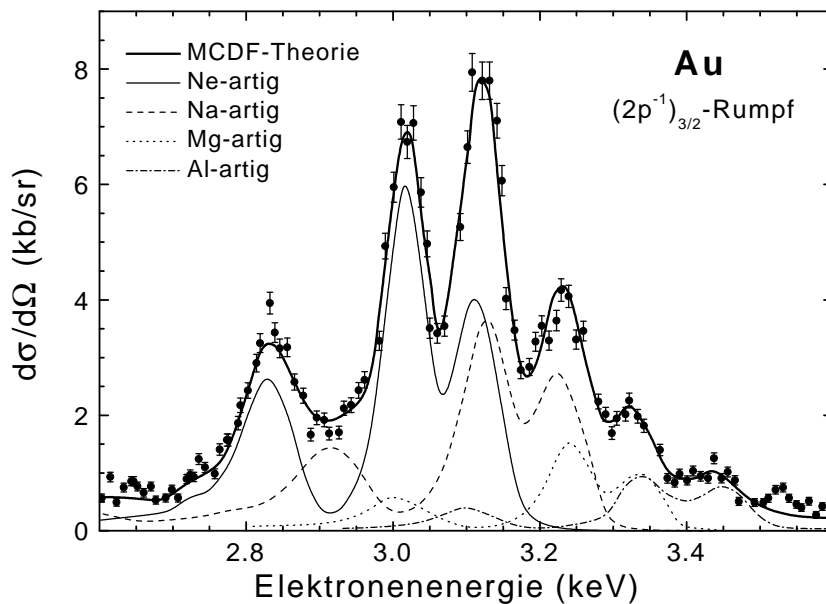


Abbildung 2.3: DR-Anregungsfunktion von Goldionen in einer EBIT verglichen mit Resultaten einer MCDF-Theorie (Schneider et al. 1992). Die spektroskopierten Zustände gehören zu Konfigurationen mit einem $2p_{3/2}$ -Loch und mindestens zwei Elektronen in der M-Schale. Die Anteile verschieden geladener Goldionen in der Falle lassen sich durch Anpassung der Theorie an das Experiment bestimmen.

Abbildung 2.3 zeigt beispielhaft die an der Livermore-EBIT gemessene DR-Anregungsfunktion von Goldionen (Schneider et al. 1992), d. i. der winkeldifferenzielle Wirkungsquerschnitt für DR-spezifische Röntgenemission als Funktion der Elektronenenergie. Die in dieser Messung untersuchten angeregten Zwischenzustände gehören u. a. zu doppelt angeregten $(1s^2 2s^2 2p^5 \ ^3P) \ 3l3l'$ Konfigurationen natriumähnlicher Au^{68+} -Ionen. Die dünne durchgezogene Linie in Abb. 2.3 ist das Resultat einer Multikonfiguration-Dirac-Fock-(MCDF)-Rechnung für die DR neonähnlicher Goldionen (Schneider et al. 1992). Da eine EBIT immer eine Mischung verschieden geladener Ionen enthält, umfasst das DR-Signal auch Beiträge niedriger geladener Ionen, deren relative Stärke nur durch den Vergleich zwischen MCDF-Theorie und Experiment bestimmt werden konnten. Aktuellere Anwendungen dieser Technik sind z. B. die Messungen der DR hochgeladener Kryptonionen (Fuchs et al. 1998) und heliumartiger Ar^{16+} -Ionen (Smith et al. 2000).

2.4 Monoenergetische Elektronen- und Ionenstrahlen

Für die Absolutbestimmung von Wirkungsquerschnitten sind monoenergetische Ionen- und Elektronenstrahlen aufgrund ihrer gut definierten Geometrie am besten geeignet.

Hinsichtlich des apparativen Aufbaus, der Größe des Wechselwirkungsvolumens und der Kinematik unterscheiden sich die Anordnung gekreuzter Elektronen- und Ionenstrahlen („crossed-beams“-Methode, Relativwinkel $\theta \gg 0^\circ$) und die Anordnung kollinearer Strahlen („merged-beams“-Methode, Relativwinkel $\theta = 0^\circ$). Letztere ist insbesondere an Schwerionenspeicherringen realisiert. Das erste Stoßexperiment mit monoenergetischen, geladenen Teilchenstrahlen — die Messung des Elektronenstoßionisations-Wirkungsquerschnitts von He^+ -Ionen — wurde Anfang der 1960er Jahre von Dolder et al. (1961) durchgeführt. Es dauerte noch mehr als zwanzig Jahre bevor diese Technik auf Rekombinationsmessungen angewandt werden konnte. Mehrere DR-Experimente erbrachten dann nahezu gleichzeitig Resultate. Zwei davon verwendeten einen mit einem Elektronenstrahl gekreuzten Strahl einfach geladener Ionen (Belić et al. 1983, Williams 1984), und bei den beiden anderen kam die „merged-beams“-Methode mit einfach geladenen Ionen (Mitchell et al. 1983) bzw. mehrfach geladenen Ionen (Dittner et al. 1983) zum Einsatz.

2.4.1 Gekreuzte Strahlen („crossed-beams“-Methode)

In einem Experiment mit gekreuzten Elektronen- und Ionenstrahlen („crossed-beams“-Methode) mit Durchmessern von typischerweise 1 mm ist das Reaktionsvolumen und damit die Signalrate vergleichsweise klein. Andererseits ist das Reaktionszentrum der Messung nahezu vom gesamten Raumwinkel aus zugänglich. Ein kleines Reaktionsvolumen ist unabdingbar, wenn zum Nachweis der Reaktionsprodukte Flugzeitmethoden eingesetzt werden und damit höchste Zeitaufösungen erreicht werden sollen.

Für Elektronen- und Ionenstrahlen mit Teilchendichten n_e bzw. n_i und Geschwindigkeiten \vec{v}_e bzw. \vec{v}_i beträgt bei gegebenem Wirkungsquerschnitt σ und gegebener Relativgeschwindigkeit $v_{\text{rel}} = |\vec{v}_e - \vec{v}_i| / (1 + \vec{v}_e \vec{v}_i / c^2)$ zwischen den Teilchenstrahlen die Reaktionsrate R in einem Volumen τ

$$R = \int_{\tau} \int_{\nu} n_e(\vec{r}) n_i(\vec{r}) \sigma(v) v f(\vec{v}, v_{\text{rel}}) d^3\vec{v} d^3\vec{r}. \quad (2.2)$$

Für die Ableitung eines Wirkungsquerschnitts aus einer gemessenen Reaktionsrate R müssen die räumlichen Teilchendichtenverteilungen sowie die Verteilungsfunktion $f(\vec{v}, v_{\text{rel}})$ der Relativgeschwindigkeit bestimmt werden. Gl. (2.2) impliziert, dass f nicht vom Ort \vec{r} abhängt. Daher kann die Integration über den Geschwindigkeitsraum getrennt durchgeführt werden, was auf den Ratenkoeffizienten

$$\alpha(E_{\text{rel}}) = \langle v\sigma \rangle = \int v \sigma(v) f(\vec{v}, v_{\text{rel}}(E_{\text{rel}})) d^3\vec{v} \quad (2.3)$$

führt. In Experimenten mit monoenergetischen Teilchenstrahlen ist $f(\vec{v}, v_{\text{rel}})$ eine schmale Verteilung von $v = |\vec{v}|$ um v_{rel} . Für nicht zu kleine Relativgeschwindigkeiten kann daher aus Gl. (2.3) der experimentelle Wirkungsquerschnitt $\langle v\sigma \rangle / v_{\text{rel}}$ abgeleitet werden.

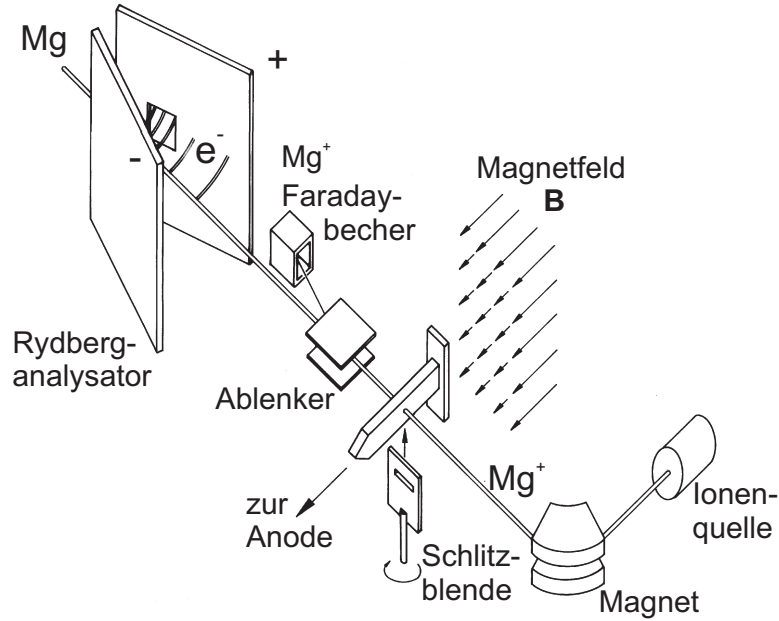


Abbildung 2.4: Skizze eines „crossed-beams“-Experimentes zur Messung der Rekombination von Mg^+ -Ionen (Müller et al. 1986, 1987). Der Elektronenstrahl wird im Magnetfeld B geführt. Im inhomogenen elektrischen Feld des Rydberganalysators werden im rekombinierten Ion gebundene, hochangeregte Rydbergelektronen ionisiert, und das dabei frei werdende Elektron wird nachgewiesen. Der Aufbau ermöglicht die Messung der durch DR erzeugten Rydbergzustandsverteilung in Abhängigkeit vom elektrischen Feld am Ort der Wechselwirkung, das sich durch Lorentztransformation des magnetischen Führungsfeldes des Elektronenstrahls in das mit dem Ionenstrahl mitbewegte System ergibt. Die drehbare Schlitzenblende dient der Messung des Strahlüberlapps.

In nichtrelativistischen Stößen beträgt die Relativenergie

$$E_{\text{rel}} = \frac{\mu}{2} v_{\text{rel}}^2, \quad (2.4)$$

wobei $\mu = m_e m_i / (m_e + m_i)$ die reduzierte Masse der stoßenden Elektronen mit Masse m_e und Ionen mit Masse m_i ist. Die relativistisch korrekte Formel für die Relativenergie lässt sich aus der Invarianz des Viererimpulses herleiten. Sie lautet

$$E_{\text{rel}} = m_i c^2 (1 + m_e / m_i) \left[\sqrt{1 + \frac{2m_e / m_i}{(1 + m_e / m_i)^2} (\Gamma - 1)} - 1 \right] \quad (2.5)$$

mit

$$\Gamma = \gamma_i \gamma_e - [(\gamma_i^2 - 1)(\gamma_e^2 - 1)]^{1/2} \cos \theta, \quad (2.6)$$

$\gamma_i = (1 - v_i^2 / c^2)^{-1/2}$, $\gamma_e = (1 - v_e^2 / c^2)^{-1/2}$ und dem Relativwinkel θ zwischen den Teilchenstrahlen.

Die Teilchendichten n_e und n_i in Gl. (2.2) sind über die Kontinuitätsgleichung $J_{e,i} = n_{e,i} v_{e,i}$ mit den jeweiligen Stromdichten J_e und J_i verknüpft. Mit diesen Größen lässt sich Gl. (2.2) umschreiben in

$$R = \frac{\langle v\sigma \rangle}{v_e v_i} \Omega. \quad (2.7)$$

Der sogenannte Formfaktor

$$\Omega = \iiint J_e(x, y, z) J_i(x, y, z) dx dy dz \quad (2.8)$$

beschreibt dabei den räumlichen Überlapp der beiden Teilchenstrahlen.

In einem Experiment mit gekreuzten, nicht divergenten, in der x - y -Ebene liegenden Teilchenstrahlen kann der Formfaktor vereinfacht werden, da die Stromdichten in Strahlrichtung nicht von den Teilchendichten abhängen. Nach Ausführen der Integrationen in x - und y -Richtung ergibt sich

$$\Omega = \frac{1}{qe^2 \sin \theta} \int i_e(z) i_i(z) dz. \quad (2.9)$$

Der Ionenladungszustand q tritt nach Ersetzen der Teilchenstromdichten durch die experimentell leichter zugänglichen elektrischen Ströme auf. Das noch verbliebene eindimensionale Integral in Gl. (2.9) kann durch die Messung der differentiellen Ströme $i_e(z)$ und $i_i(z)$ bestimmt werden (Müller 1989), die in jedem Strahl durch eine schmale horizontale Blende an verschiedenen Positionen z_k transmittiert werden (s. Abb. 2.4). Das Integral wird dabei durch eine Summe über k angenähert. Schwachpunkte dieser Methode sind, dass zum einen die Blende Potenziale hervorrufen und damit die Strahlströme selbst beeinflussen kann und dass zum anderen die Messung des Wirkungsquerschnitts und des Strahlüberlapps zeitlich getrennt erfolgen und zeitliche Änderungen des Überlapps somit nicht korrekt erfasst werden. Eine alternative Messmethode, die diese Nachteile vermeidet, ist die „animated-beams“-Methode, bei der die Strahlen mit gleichförmiger Geschwindigkeit durcheinander hindurchbewegt und dabei Wirkungsquerschnitt und Überlapp gleichzeitig bestimmt werden. Details hierzu sind Veröffentlichungen von Defrance et al. (1981) und Defrance (1986) zu entnehmen.

DR-Experimente mit gekreuzten Strahlen, in denen üblicherweise zusätzlich zum umgeladenen Ion ein Photon koinzident nachgewiesen wird, um eine Signatur eines DR-Ereignisses zu erhalten, sind aufgrund kleiner Signal- und hoher Untergrundzählraten schwierig und zeitaufwendig. Sowohl die Teilchendichte im Elektronen- als auch die im Ionenstrahl ist selbst unter Ultrahochvakuum-(UHV)-Bedingungen im Vergleich zur Dichte der Restgasmoleküle gering. Der durch Ladungseinfang in Ion-Restgasmolekül-Stößen verursachte Untergrund im Rekombinationskanal muss in getrennten Messungen bestimmt werden, bei denen jeweils nur einer der Teilchenstrahlen eingeschaltet ist. Der schnelle Wechsel zwischen Messungen, bei denen beide, nur ein oder kein Strahl ansteht, kann dabei durch zeitliche Schwankungen hervorgerufene systematische Fehler

eliminieren. Die Wirkungsquerschnitte für Ladungseinfang von Restgasmolekülen sind sehr groß bei kleinen Ionenenergien und nehmen typischerweise mit der Ionenladung zu. Daher sind „crossed-beams“-Messungen der DR langsamer, mehrfach geladener Ionen von einem exzessiven Untergrund begleitet und die auf diese Weise gemessenen DR-Wirkungsquerschnitte mit einem derart großen Fehler behaftet (Young et al. 1994, Savin et al. 1996), dass der Einsatz der „crossed-beams“-Methode zur Messung der DR hochgeladener Ionen wenig erfolgversprechend erscheint.

Elektroneneinfang in Restgasstößen kann erheblich reduziert werden, wenn die Ionengeschwindigkeit v_i deutlich größer gewählt wird als die Orbitalgeschwindigkeit der in Restgasmolekülen gebundenen Elektronen, da der Wirkungsquerschnitt für Elektroneneinfang mit einer hohen Potenz von v_i abnimmt. Eine Erhöhung der Ionengeschwindigkeit zieht in Experimenten mit gekreuzten Strahlen allerdings zwei nachteilige Effekte nach sich. Erstens erhöht sich die minimal erreichbare Relativenergie $E_{\text{rel}} \approx m_e(v_e^2 + v_i^2)/2$ [Gl. (2.4)] zwischen Elektronen und Ionen und zweitens wird die Zeitspanne, die sich ein Ion in der Wechselwirkungszone aufhält, mit zunehmender Ionengeschwindigkeit kürzer, was zu einer Abnahme der Signalrate führt. Außerdem lässt sich zeigen, dass sich mit zunehmender Ionengeschwindigkeit die Energieauflösung verschlechtert (Defrance 1986).

2.4.2 Kollineare Strahlen („merged-beams“-Methode)

Die „merged-beams“-Methode vermeidet einige dieser Nachteile. Bei dieser experimentellen Anordnung werden die Strahlen über eine typischerweise 1–2 m lange Wechselwirkungsstrecke kollinear einander überlagert, so dass sich ein großes Reaktionsvolumen und damit eine hohe Signalrate ergibt. Wenn der Ionenstrahl von einem Beschleuniger erzeugt wird, lässt sich der Untergrund durch Stöße mit Restgasmolekülen stark reduzieren (siehe Abschnitt 4.1). Zusätzlich können schnelle Ionen einfach durch Abstreifen von Elektronen beim Durchschuss durch dünne Folien auf hohe Ladungszustände gebracht werden, die dann für Rekombinationsexperimente zur Verfügung stehen. Die Reduzierung der Wechselwirkungszeit mit zunehmender Ionengeschwindigkeit wird durch die große Wechselwirkungslänge zumindest teilweise kompensiert. Dieses Problem wird gänzlich umgangen, wenn der Primärionenstrahl in einen Schwerionenspeicherring auf einer geschlossenen Bahn zirkuliert und die Wechselwirkungsstrecke im Prinzip beliebig oft passiert. Die Signalrate hängt dann nicht mehr von der Ionengeschwindigkeit ab.

Wenn sich die Ionen und Elektronen mit derselben Geschwindigkeit in dieselbe Richtung bewegen, beträgt die Relativenergie zwischen Ionen und Elektronen 0 eV. In einem „merged-beams“-Experiment ist es also möglich, sehr kleine Relativenergien einzustellen, obwohl die Elektronen und Ionen sich mit sehr großen Geschwindigkeiten im Laborsystem bewegen. Durch Ändern der Elektronenenergie kann ein großer Relativenergiebe-

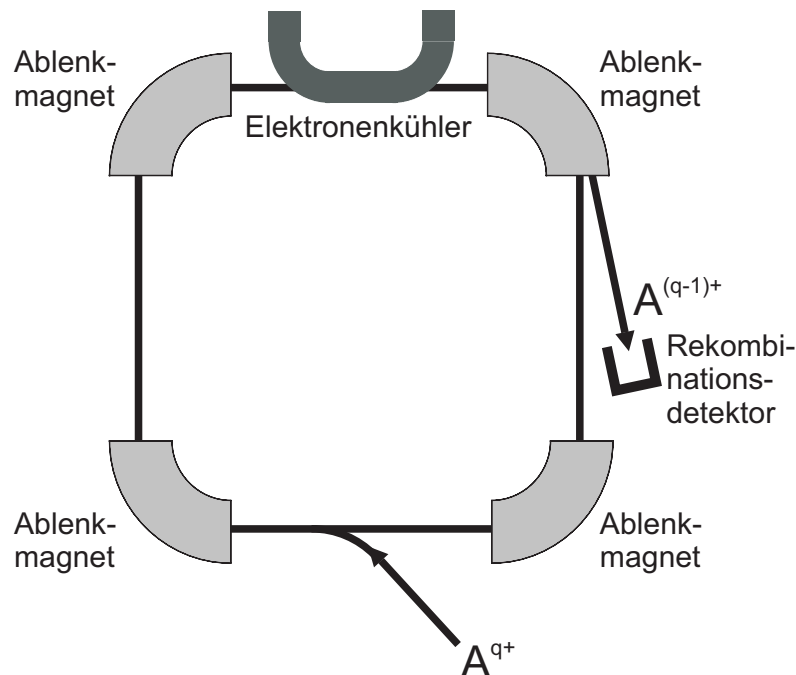


Abbildung 2.5: Schemaskizze eines Rekombinationsexperimentes an einem Schwerionenspeicherring. Die Trennung der rekombinierten Ionen vom zirkulierenden Ionenstrahl findet im ersten Ablenkmagneten hinter dem Elektronenkühler statt.

reich überstrichen werden. Bisher wurden Messungen im Bereich von 0 eV bis zu einigen keV durchgeführt.

Das Aufeinanderlenken der Strahlen vor und das Auseinanderlenken nach der Wechselwirkung geschieht mit Hilfe von elektrischen oder magnetischen Feldern oder einer Kombination von beiden. Dabei erfährt aufgrund des Massenverhältnisses im Wesentlichen nur der Elektronenstrahl eine Richtungsänderung, während es bei dem Ionenstrahl lediglich zu einem kleinen Versatz kommt, der zumeist durch magnetische Korrekturfelder vor und nach der Wechselwirkungsstrecke kompensiert wird. Um eine Vergrößerung des Elektronenstrahldurchmessers durch das dem Elektronenstrahl eigene Raumladungsfeld zu verhindern, wird dieser in einem in axiale Richtung weisenden, homogenen Magnetfeld entlang der Wechselwirkungsstrecke geführt. Ein damit zusammenhängender Nachteil ist, dass die das Magnetfeld erzeugende Spule das Reaktionsvolumen umschließt und dieses dadurch für die Detektion von Reaktionsprodukten nur eingeschränkt zugänglich ist. Einzelheiten der „merged-beams“-Methode wurden kürzlich von Phaneuf et al. (1999) in einem Übersichtsartikel zusammengefasst.

Die „merged-beams“-Methode ist durch Existenz von Elektronenkühlern an Schwerio-

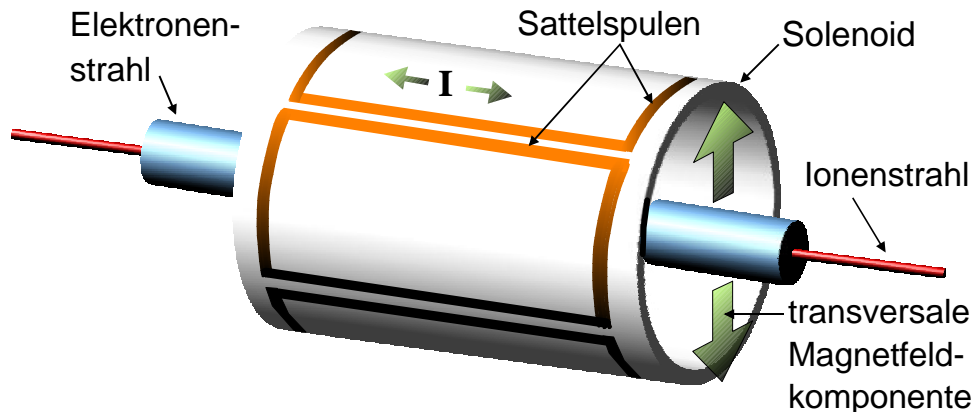


Abbildung 2.6: Skizze einer „merged-beams“-Anordnung in einem Elektronenkühler. Ein relativ breiter (Durchmesser bis zu 5 cm) Strahl kalter Elektronen wird durch ein koaxiales Magnetfeld geführt, das mittels des Solenoids erzeugt wird. Der gekühlte Ionenstrahl hat typischerweise einen Durchmesser von einigen Millimetern. Die Feinzentrierung des Elektronenstrahls auf den Ionenstrahl erfolgt durch Erregung der Sattelspulen. Diese dienen auch der Erzeugung definierter Magnetfeldkomponenten B_{\perp} senkrecht zur Strahlrichtung, die im mit dem Ionenstrahl mitbewegten System in elektrische Felder $E_{\perp} = v_i B_{\perp}$ transformieren und somit DR Messungen in Anwesenheit äußerer elektrischer Felder gestatten (s. Abschnitt 2.4.3). In diesem Fall ist der Elektronenstrahl allerdings gegenüber dem Ionenstrahl um bis zu ca. 1° verkippt.

nenspeicherringen an derartigen Einrichtungen für das Studium der Elektronen-Ionen-Wechselwirkung quasi automatisch verfügbar (Bosch 1993, Schuch 1993, 1995, Mokler und Stöhlker 1996, Müller und Wolf 1997b, Müller 1999a, Wolf 1999, Müller und Schippers 2001). Zunächst dient der Elektronenkühler der Präparation eines qualitativ hochwertigen, d. h. gut kollimierten, besonders energiescharfen Ionenstrahls (Danared et al. 1994, Danared 1995, Pastuszka et al. 1996). Bei der Elektronenkühlung (Poth 1990) wird die interne kinetische Energie des Ionenensembles durch Coulombstöße auf ein Kältebad von kalten Elektronen übertragen. Da die Ionen im Speicherring mit einer typischen Umlauffrequenz von bis zu einigen Megahertz zirkulieren, durchlaufen sie den Kühler mehrmals, während die Elektronen jeweils durch neue, kalte ersetzt werden. Die Elektronenkühlung bewirkt, dass der Durchmesser und die interne Impulsunschärfe des Ionenstrahls innerhalb weniger Sekunden abnehmen, der Ionenstrahl somit ein kleineres Phasenraumvolumen einnimmt. Dadurch kann eine höhere Anzahl von Ionen im Ring gespeichert werden. Durch Kühlen des Ionenstrahls nach jeder Injektion in den Ring ist es auf diese Weise möglich, sehr hohe Ionenströme zu akkumulieren (Grieser et al. 1991).

Die Elektronenkühlung ist am effektivsten, wenn die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen ungefähr gleich der der Ionen ist. Die entsprechende Laborenergie der Elektronen wird daher als „Kühlenergie“ bezeichnet. Sie kann aus der Laborenergie E_i des Ionen-

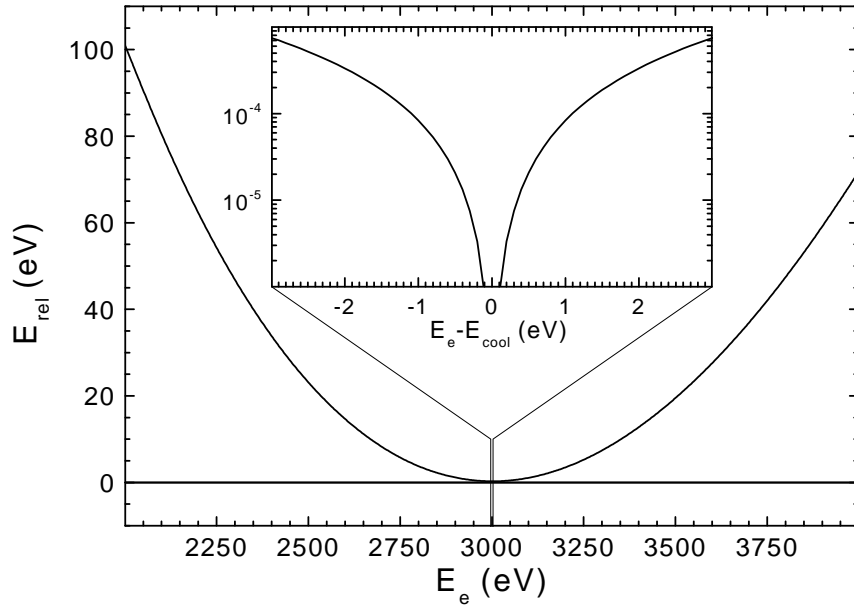


Abbildung 2.7: Zusammenhang zwischen Labor- und Relativenergie in einen „merged-beams“-Experiment nach Gl. (2.10). In diesem Beispiel ist die Kühlenergie $E_{\text{cool}} = 3000$ eV. Aufgrund der Kinematik entsprechen großen Änderungen der Laborenergie E_e um die Kühlenergie herum kleinen Änderungen der Relativenergie. Insbesondere lassen sich Relativenergien bis unter 10^{-5} eV noch problemlos einstellen (Ausschnittvergrößerung).

strahls zu $E_{\text{cool}} = (m_e/m_i)E_i$ berechnet werden. Bei Kühlen ist die Relativenergie zwischen Ionen und Elektronenstrahl $E_{\text{rel}} = 0$. In einem Rekombinationsexperiment werden von Null verschiedene Relativenergien dadurch realisiert, dass die Laborenergie E_e der Elektronen auf einen von der Kühlenergie abweichenden Wert eingestellt wird. In nicht-relativistischer Näherung ergibt sich [vgl. Gl. (2.4) und (2.5)]

$$E_{\text{rel}} = \left(\sqrt{E_e} - \sqrt{E_{\text{cool}}} \right)^2. \quad (2.10)$$

In Abb. 2.7 ist dieser Zusammenhang zwischen Labor- und Relativenergie für eine Kühlenergie vom 3 keV graphisch aufgetragen. Deutlich lässt sich erkennen, dass kleinste Relativenergien bis unter 10^{-5} eV durch experimentell gut handhabbare Änderungen der Laborenergie eingestellt werden können.

Abbildung 2.5 zeigt einen typischen Aufbau eines Elektron-Ion-Rekombinationsexperimentes an einem Schwerionenspeicherring. Dabei werden vom Elektronenkühler die zur Rekombination benötigten Elektronen bereitgestellt. Da ein rekombiniertes Ion wegen des um eins verringerten Ladungszustands im auf dem Kühler folgenden Ablenkmagneten weniger stark als die im Ring umlaufenden Ionen abgelenkt wird, kann es mit einem an geeigneter Stelle positionierten Einzelteilchendetektor einfach nachgewiesen werden.

Die auf diese Weise in erster Linie gemessene Größe ist der Ratenkoeffizient $\alpha(E_{\text{rel}})$ [s. Gl. (2.3)]. Aufgrund der Tatsache, dass die Elektronendichte im Kühler homogen ist, und weil der Ionenstrahl ganz im Elektronenstrahl eingebettet ist, kann für die Bestimmung des Formfaktors Ω die Teilchenstromdichte J_e der Elektronen aus dem Integral in Gl. (2.8) herausgezogen werden. Dies führt auf

$$\Omega = \frac{j_e I_i L}{q e^2} \quad (2.11)$$

mit der elektrischen Stromdichte $j_e = en_e v_e$ der Elektronen, der Wechselwirkungslänge L und dem effektiven elektrischen Strom I_i der gespeicherten Ionen. Unter Berücksichtigung der relativistischen Längenkontraktion und Zeitdilatation folgt für den Ratenkoeffizienten

$$\alpha(E_{\text{rel}}) = \frac{R_{\text{exp}} v_i e q \gamma_i^2}{n_e I_i L \eta} = \frac{R_{\text{exp}} C \gamma_i^2}{n_e N_i L \eta}. \quad (2.12)$$

Die Rekombinationsrate $R = R_{\text{exp}}/\eta$ ergibt als die gemessene Rekombinationszählrate R_{exp} korrigiert auf die Nachweiswahrscheinlichkeit η . Die Elektronendichte im Laborsystem ist n_e und γ_i ist der relativistische Transformationsfaktor zwischen Laborsystem und Ruhesystem des Ions. Der Ausdruck auf der linken Seite des zweiten Gleichheitszeichens gilt für Speicherringexperimente. Er enthält die Anzahl der im Ring mit Umfang C gespeicherten Ionen $N_i = C I_i / (e q v_i)$ und verdeutlicht, dass in einem Speicherringexperiment die Signallrate unabhängig von der Ionengeschwindigkeit ist. Die Gleichungen (2.3) und (2.12) können für Vergleiche zwischen theoretischen und experimentellen Wirkungsquerschnitten σ herangezogen werden. Anstatt des Ratenkoeffizienten $\alpha = \langle v \sigma \rangle$ wird dazu oft auch der geschwindigkeitsgemittelte Wirkungsquerschnitt $\langle v \sigma \rangle / v_{\text{rel}}$ betrachtet.

Die Geschwindigkeitsverteilung $f(\vec{v}, v_{\text{rel}})$ in einem Elektronenkühler ist im Wesentlichen durch die der Elektronen bestimmt, da bei gekühltem Ionenstrahl aufgrund des Massenverhältnisses zwischen Ionen und Elektronen die Geschwindigkeitsunschärfe des Ionenstrahls bei der Berechnung von $f(\vec{v}, v_{\text{rel}})$ vernachlässigt werden kann. Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen kann durch zwei Temperaturen

$$\begin{aligned} k_B T_{\parallel} &= m_e \left(\langle v_{\parallel}^2 \rangle - \langle v_{\parallel} \rangle^2 \right), \\ k_B T_{\perp} &= \frac{m_e}{2} \left(\langle v_{\perp}^2 \rangle - \langle v_{\perp} \rangle^2 \right) \end{aligned}$$

(pro Freiheitsgrad $k_B T/2$) parallel und senkrecht zur Elektronenstrahlachse charakterisiert werden:

$$f(\vec{v}, v_{\text{rel}}) = \left(\frac{m_e}{2\pi k_B} \right)^{3/2} \frac{1}{T_{\parallel}^{1/2} T_{\perp}} \exp \left(-\frac{m_e (v_{\parallel} - v_{\text{rel}})^2}{2k_B T_{\parallel}} - \frac{m_e v_{\perp}^2}{2k_B T_{\perp}} \right) \quad (2.13)$$

mit den Komponenten v_{\parallel} und v_{\perp} der Elektronengeschwindigkeit \vec{v} parallel bzw. senkrecht zur Strahlrichtung und der Boltzmannkonstanten k_B . Unter der Bedingung $T_{\parallel} = T_{\perp}$ re-

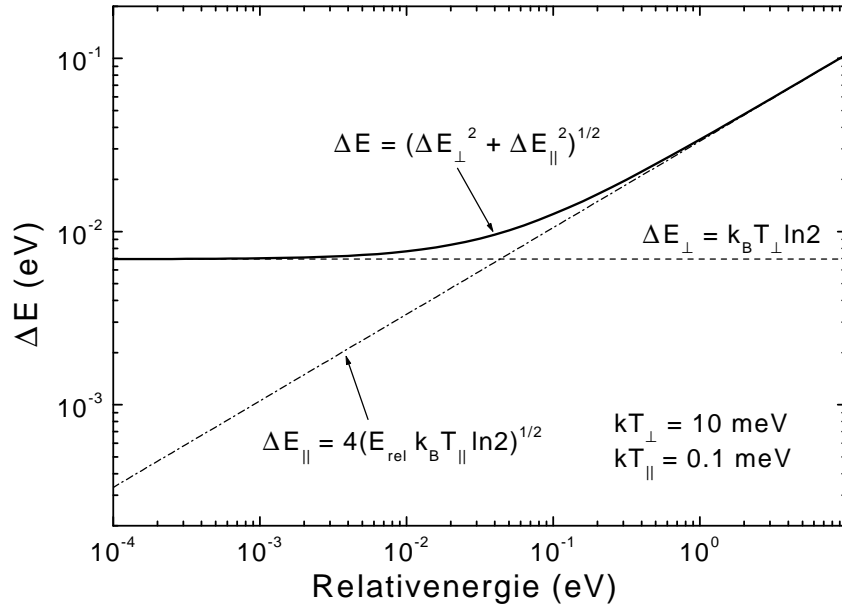


Abbildung 2.8: Experimentelle Energieunschärfe ΔE [s. Gl. (2.14)] in einen „merged-beams“-Experiment. Der Kreuzungspunkt von ΔE_{\parallel} (gestrichelte Linie) und ΔE_{\perp} (strich-punktierte Linie) liegt bei $E_{\text{rel}} = \ln(2)k_B T_{\perp}^2 / (4T_{\parallel})$. Bei kleinen Energien $E_{\text{rel}} \ll \ln(2)k_B T_{\perp}^2 / (4T_{\parallel})$ ist die experimentelle Auflösung durch die Quertemperatur bestimmt. Bei hohen Energien $E_{\text{rel}} \gg \ln(2)k_B T_{\perp}^2 / (4T_{\parallel})$ dominiert die Paralleltemperatur.

präsentiert Gl. (2.13) eine isotrope Maxwellverteilung. In einem Elektronenkühler gilt jedoch $T_{\parallel} \ll T_{\perp}$ aufgrund der Beschleunigung des Elektronenstrahls in longitudinaler Richtung. Typische Werte für die Temperaturen sind $k_B T_{\parallel} = 0.1 \text{ meV}$ und $k_B T_{\perp} = 10 \text{ meV}$. Die durch Gl. (2.13) beschriebene Geschwindigkeitsverteilung wird daher für $T_{\parallel} < T_{\perp}$ auch als abgeplattete (englisch „flattened“) Maxwellverteilung bezeichnet. Die Breite dieser Verteilung bestimmt die experimentelle Energieunschärfe

$$\Delta E_{\text{rel}}(\text{FWHM}) = \left[(\ln(2) k_B T_{\perp})^2 + 16 \ln(2) k_B T_{\parallel} E_{\text{rel}} \right]^{1/2}, \quad (2.14)$$

die mit zunehmender Relativenergie mit $\sqrt{E_{\text{rel}}}$ ansteigt (s. Abb. 2.8). Insbesondere verhindert diese Konsequenz der „merged-beams“-Kinematik letztendlich, dass DR-Resonanzen mit hohen Werten der Hauptquantenzahl n in einem Speicherringexperiment individuell aufgelöst werden können. Andererseits können bei kleinen Energien lokalisierte DR-Resonanzen in einem „merged-beams“-Experiment besonders gut aufgelöst werden. Eine Reihe von DR-Messungen macht sich diesen Umstand für die hochauflösende Spektroskopie doppelt angeregter Zustände zunutze (Mannervik et al. 1998, Hoffknecht et al. 1999, Lindroth et al. 2001, Kieslich et al. 2002, Tokman et al. 2002). Wie in Abb. 2.9 gezeigt führt die Anisotropie der Geschwindigkeitsverteilung auf eine asymmetrische DR-Resonanzlinienform. Die Asymmetrie ist besonders ausgeprägt für Resonanzen, die bei

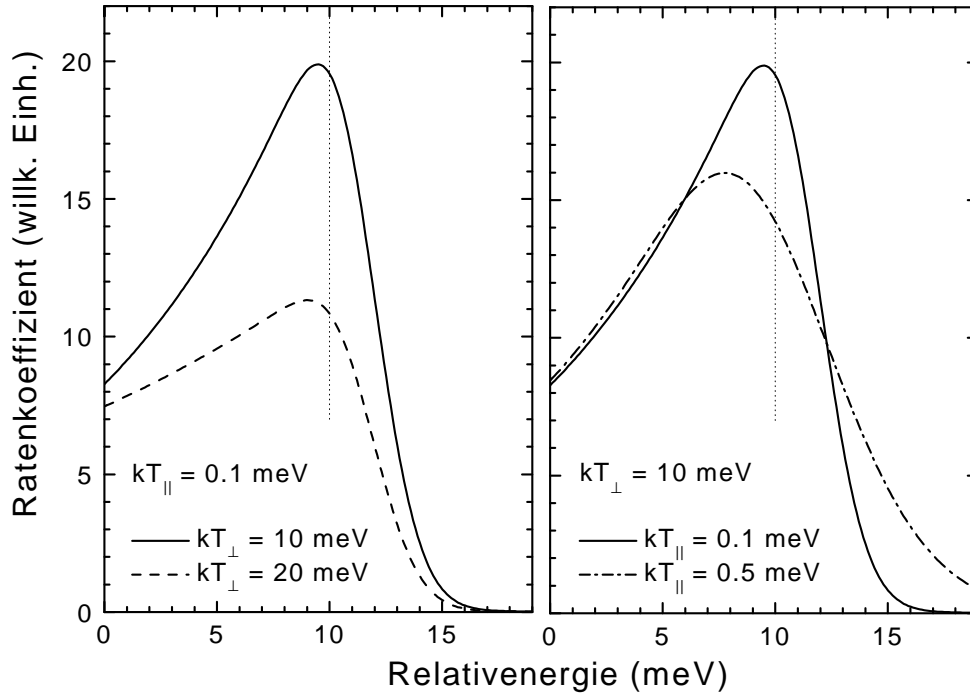


Abbildung 2.9: Abhängigkeit der DR-Resonanzlinienform von den Elektronenstrahltemperaturen. Gezeigt ist die Faltung einer bei 10 meV lokalisierten deltaförmigen DR-Resonanz mit der durch Gl. (2.13) beschriebenen Elektronengeschwindigkeitsverteilung. Im linken Teilbild ist die Paralleltemperatur bei $k_B T_{\parallel} = 0.1$ meV festgehalten und die Quertemperatur wird variiert. Im rechten Teilbild ist $k_B T_{\perp} = 10$ meV konstant, und es werden Kurven für verschiedene Werte von $k_B T_{\parallel}$ gezeigt. Als Folge der Anisotropie der Geschwindigkeitsverteilung ist die gefaltete DR-Resonanz asymmetrisch, und das Maximum ist gegenüber der nominellen Resonanzlage (gepunktete vertikale Linie) zu niedrigeren Energien verschoben. Die Form der niederenergetischen Flanke wird im Wesentlichen durch T_{\perp} und die der hochenergetischen durch T_{\parallel} bestimmt. Die Asymmetrie verschwindet bei Resonanzen, die bei Energien $E_{\text{rel}} \gg \ln(2)k_B T_{\perp}^2 / (4T_{\parallel})$ lokalisiert sind.

kleinen Relativenergien lokalisiert sind. In einem Rekombinationsexperiment können derartige Resonanzen dazu verwendet werden, die Temperaturen durch Anpassen berechneter an gemessene Linienformen zu extrahieren (s. z. B. Pastuszka et al. 1996). Bei Energien $E_{\text{rel}} \gg \ln(2)k_B T_{\perp}^2 / (4T_{\parallel})$ überwiegt der zweite Term in Gl. (2.14), und die experimentelle Elektronenenergieverteilung kann in guter Näherung als Gaußfunktion mit der vollen Halbwertsbreite

$$\Delta E_{\text{rel}}(\text{FWHM}) = 4 [\ln(2) k_B T_{\parallel} E_{\text{rel}}]^{1/2} \quad (2.15)$$

dargestellt werden. Für eine Bestimmung von Resonanzlagen mit höchster Präzision muss allerdings selbst bei Energien deutlich oberhalb von $E_{\text{rel}} \approx \ln(2)k_B T_{\perp}^2 / (4T_{\parallel})$ der Einfluss der transversalen Temperatur berücksichtigt werden.

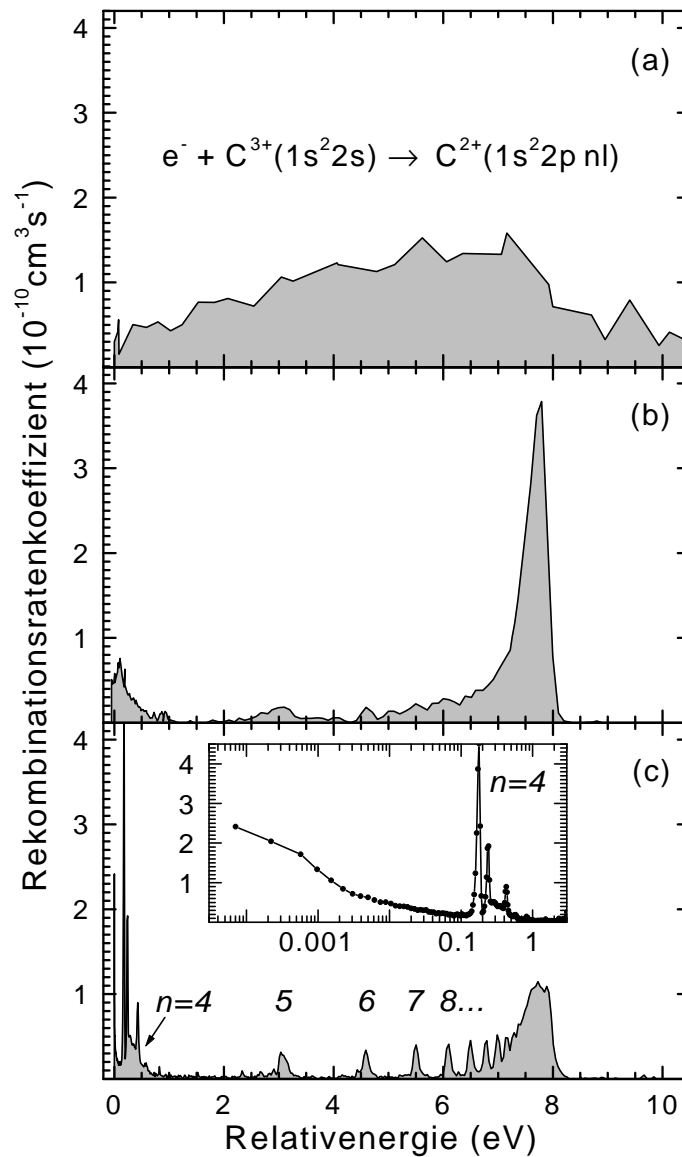


Abbildung 2.10: Vergleich von Rekombinationsmessungen an C^{3+} . Die Daten entstammen Arbeiten von (a) Dittner et al. (1983, 1987, $k_B T_{\parallel} = 60$ meV, $k_B T_{\perp} = 5000$ meV), (b) Andersen et al. (1990b, $k_B T_{\parallel} = 1$ meV, $k_B T_{\perp} = 135$ meV) und (c) Schippers et al. (2001b, $k_B T_{\parallel} = 0.15$ meV, $k_B T_{\perp} = 10$ meV). Der Vergleich verdeutlicht die bemerkenswerte Entwicklung des Auflösungsvermögens beschleunigergestützter „merged-beams“-Experimente. Die Energieauflösung ist besonders gut bei kleinen Relativenergien, wie in Teilbild (c) anhand der Gruppe der $1s^2 2p 4l$ -Resonanzen deutlich wird. Der im bei Teilbild (c) im Vergleich zu Teilbild (b) geringere Ratenkoeffizient zwischen 7 und 8 eV lässt sich durch die Anwesenheit jeweils unterschiedlicher elektrischer Felder erklären, die einerseits zu einer feldinduzierten Erhöhung des DR-Wirkungsquerschnitts [bei (b)] und andererseits zur Feldionisation schwach gebundener Rydbergelctronen führen. Dieser Effekt ist stärker bei (c).

Bis heute andauernd zielt die technologische Entwicklung auf die Bereitstellung möglichst kalter Elektronenstrahlen. In den letzten zwei Jahrzehnten sind in dieser Richtung beachtliche Fortschritte erzielt worden. In den ersten „merged-beams“-Experimenten zur Elektron-Ion-Rekombination von Dittner et al. (1983) (s. a. Übersichtsartikel von Dittner und Datz 1992) betragen die Temperaturen $k_B T_{\parallel} = 60$ meV und $k_B T_{\perp} = 5000$ meV (Dittner et al. 1986, 1987, Abb. 2.10a). Die Temperaturen waren vor allem deswegen so hoch, weil zur Erhöhung der Signalrate der Elektronenstrahl vor Eintritt in die Wechselwirkungszone magnetisch komprimiert wurde. Dies wurde durch einen Wechsel der Stärke des magnetischen Führungsfeldes von einem niedrigen Anfangswert B_0 am Ort der Elektronenstrahlerzeugung zu einem höheren Wert $B > B_0$ entlang der Wechselwirkungsstrecke erreicht. In der zweiten Generation der Elektron-Ion-„merged-beams“-Experimente wurde auf die magnetische Kompression verzichtet. Derartige Experimente wurden am Elektronenkühler des zu der Zeit noch im Aufbau befindlichen Schwerionenspeicherrings ASTRID der Universität Aarhus und am Elektronentarget des Linearbeschleunigers UNILAC der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt durchgeführt (s. Übersichtsartikel von Andersen 1991, 1992, Müller 1992, 1995). Die Temperaturen betragen beispielsweise $k_B T_{\parallel} = 1$ meV und $k_B T_{\perp} = 135$ meV (Andersen et al. 1990b, Abb. 2.10b).

In der an Schwerionenspeicherringen implementierten dritten Experimentengeneration wird zur Erzielung insbesondere niedriger Quertemperaturen die Umkehrung der magnetischen Kompression, d. i. die magnetische Expansion mit $B < B_0$ (s. o.), eingesetzt. Dieses Verfahren wurde am Stockholmer Speicherring CRYRING von Danared et al. (1994) entwickelt und später am TSR in Heidelberg übernommen (Pastuszka et al. 1996). Für den Fall, dass die Magnetfeldänderung nicht zu abrupt erfolgt, gilt

$$T_{\perp} = \zeta^{-1} T_{\text{cath}} \quad (2.16)$$

mit dem Expansionsverhältnis $\zeta = B_0/B > 1$ und der Kathodentemperatur T_{cath} . Typische für thermische Elektronenemission erforderliche Kathodentemperaturen betragen $T_c \approx 120$ meV. Bei der magnetischen Expansion nimmt der Durchmesser des Elektronenstrahls um einen Faktor $\zeta^{1/2}$ zu. Experimentell sind Expansionsverhältnisse von bis zu 100 und Quertemperaturen von $k_B T_{\perp} \approx 3$ meV realisiert worden (Danared et al. 2000). Der enorme Fortschritt an Energieauflösung und damit einhergehend an Detailreichtum der Messergebnisse wird in Abb. 2.10 anhand eines Vergleiches dreier verschiedener Messungen des C^{3+} -Rekombinationsratenkoeffizienten verdeutlicht.

Ein erneuter großer Schritt zur Verbesserung der Energieauflösung in Elektron-Ion-Rekombinationsexperimenten darf von der bevorstehenden Inbetriebnahme eines zweiten Elektronentargets am Schwerionenspeicherring TSR des MPI für Kernphysik in Heidelberg erwartet werden (Hoppe et al. 2001). Unter anderem ist geplant, eine bereits vorhandene GaAs-Photokathode zur Erzeugung des Elektronenstrahls zu verwenden, mit der extrem niedrige Kathodentemperaturen von nur $k_B T_{\text{cath}} = 14$ meV erzielt werden können (Pastuszka et al. 2000), die eine Größenordnung unterhalb der Betriebstemperatu-

ren herkömmlicher Glühkathoden liegen. Außerdem soll durch Anwendung eines adiabatischen Beschleunigungsschemas, bei dem eine Strahlaufheizung durch strahlinterne Relaxationsprozesse beim Durchlaufen der Beschleunigungsstrecke weitgehend unterdrückt wird, auch die Paralleltemperatur drastisch abgesenkt werden.

2.4.3 Elektrische und magnetische Felder in der Wechselwirkungszone

Alle Rekombinationsexperimente der ersten Generation — sowohl die „crossed-beams“- als auch die „merged-beams“-Experimente erbrachten DR-Ratenkoeffizienten, die die theoretische Vorhersage bei weitem übertrafen (Dunn 1992, Dittner und Datz 1992). Es war bald geklärt, dass die Ursache dieser Diskrepanzen die (ungewollte) Anwesenheit äußerer elektrischer Felder in den Wechselwirkungszone dieser Experimente war (La-

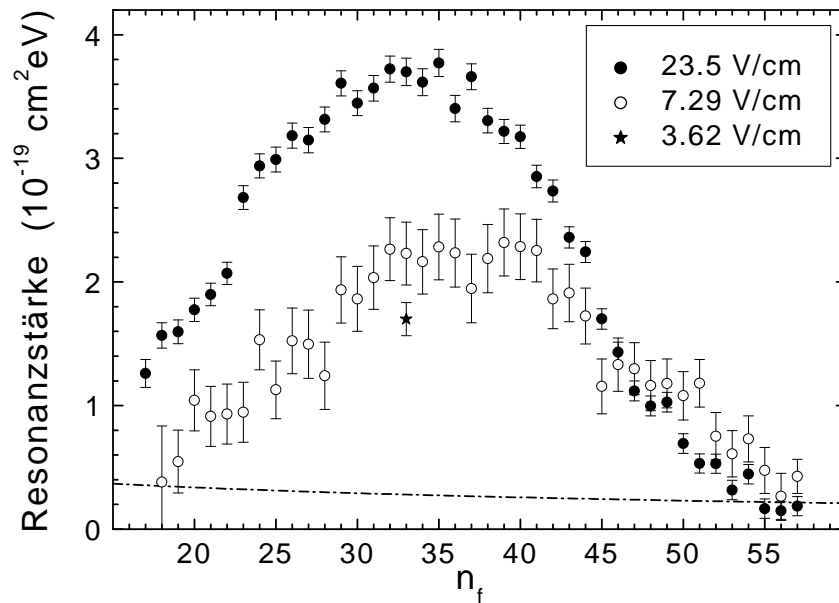


Abbildung 2.11: Resonanzstärken von $3pnl$ -Rydbergzuständen, die zur DR von $\text{Mg}^+(1s^22s^22p^63s)$ -Ionen beitragen, für drei verschiedene äußere elektrische Felder. Die experimentellen Daten wurden mit der in Abb. 2.4 skizzierten Apparatur von Müller et al. (1986, 1987) gewonnen. Die strich-punktierte Linie ist das Resultat einer theoretischen Berechnung von Burgess (Müller et al. 1987) für den feldfreien Fall. Die Abszisse ist die Rydbergquantenzahl n , die mit dem Rydberganalysator (Abb. 2.4) durch Feldionisation rekombinierter Magnesiumatome bestimmt wurde. Hierbei repräsentiert n_F die Quantenzahl, ab der bei einer Feldstärke F im Rydberganalysator Feldionisation auftritt. Für die vorliegende Abbildung wurde die Relation $n_F = (F_0/16F)^{1/4}$ verwendet (siehe auch Gl. (5.17)).

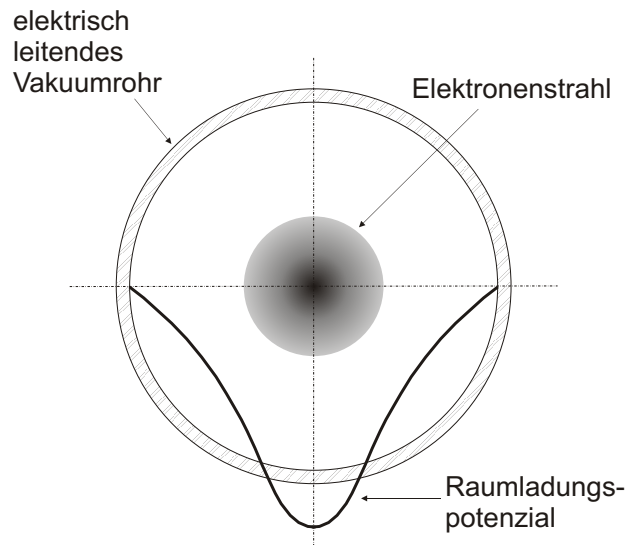


Abbildung 2.12: Raumladungspotenzial V_{RL} (dicke durchgezogene Linie) eines zylindrischen Elektronenstrahls der in einem zylindrischen, elektrisch leitenden Strahlrohr zentriert ist. Das Raumladungspotenzial verschwindet an den inneren Wänden des Strahlrohres und sein Betrag wird maximal in der Strahlmitte, wo das elektrische Raumladungsfeld verschwindet.

Gattuta und Hahn 1983). In einem verbesserten „crossed-beams“-Experiment (Abb. 2.4), das ein kontrolliertes Erzeugen äußerer elektrischer Felder erlaubte, konnten Müller et al. (1986) den Effekt elektrischer Felder auf die DR erstmalig eindeutig experimentell nachweisen und den Einfluss dieser Felder auf die Verteilung hoch angeregter Rydberg-zwischenzustände detailliert bestimmen (Müller et al. 1987, Abb. 2.11). Die Ursache für die feldinduzierte DR-Ratenzunahme ist die Stark-Mischung von Zuständen speziell innerhalb der durch DR bevölkerten intermediären hoch angeregten Rydbergkonfigurationen. Wie in Kapitel 5 ausführlich diskutiert wird, bestimmt die Stärke des elektrischen Feldes das Ausmaß der Mischung und damit die Anzahl der Zustände, die signifikant zur DR beitragen. Es soll erwähnt werden, dass nur noch ein weiterer Versuch unternommen wurde, in einem „crossed-beams“-Experiment (mit C^{3+} -Ionen) quantitative Aussagen zur DR in der Anwesenheit äußerer Felder (DRF) zu gewinnen (Young et al. 1994, Savin et al. 1996). Exzessive Untergrundzählraten hatten jedoch bei diesen Experimenten erhebliche Unsicherheiten in den gemessenen Daten zur Folge.

Die Anwendung und Kontrolle äußerer elektrischer und magnetischer Felder in Experimenten mit geladenen Teilchenstrahlen ist eine Herausforderung. In einem „crossed-beams“-Experiment führen starke Magnetfelder zur Ablenkung mindestens eines der beiden Strahlen, beispielsweise des Ionenstrahls, wenn der Elektronenstrahl entlang den Magnetfeldlinien geführt wird. In einem „merged-beams“-Experiment hingegen, in dem der Elektronenstrahl durch ein koaxiales Magnetfeld geführt wird, wird die Richtung des kol-

linearen Ionenstrahls nicht durch das Magnetfeld beeinflusst. Allerdings würde ein in der Wechselwirkungszone beispielsweise mittels eines Plattenkondensators angelegtes elektrisches Feld beide Strahlen erfassen. Dies führte nicht nur zur Strahlablenkung sondern auch zu einer erheblichen Zunahme der Energieunschärfe in der Wechselwirkungszone. Ein relativ kleines elektrisches Feld von 100 V/cm in einem Wechselwirkungsvolumen von 2 mm Durchmesser erzeugte eine Energieunschärfe von 20 eV, was erheblich mehr ist als die durch die oben diskutierten Elektronenstrahltemperaturen hervorgerufenen Energieunschärfen.

Auch ohne von außen angelegte elektromagnetische Felder produzieren Strahlen geladener Teilchen elektrische Felder vermittels ihrer Raumladung (Abb. 2.12). Als Beispiel betrachten wir einen 1-keV-Elektronenstrahl mit 1 cm Durchmesser und mit einem elektrischen Strom von 100 mA. Bei einer angenommenen homogenen Elektronendichte $n_e \approx 4 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ruft die resultierende Ladungsdichte ein elektrisches Raumladungsfeld

$$\vec{E}_{\text{RL}}(\vec{r}) = -\vec{\nabla}V_{\text{RL}}(r) = -\frac{n_e e}{2\epsilon_0} \vec{r} \quad (2.17)$$

hervor, das linear mit dem Abstand r von der Strahlmitte zunimmt und einen Maximalwert von $|E_{\text{RL}}| = 190 \text{ V/cm}$ am Strahlrand erreicht. Nur sehr verdünnte Strahlen mit Strömen im μA -Bereich können als quasi-feldfrei — zumindest für praktische Zwecke — betrachtet werden. Intensivere Strahlen geladener Teilchen produzieren immer ein Raumladungsfeld. Langsame positiv geladene Restgasionen, die vom negativen Raumladungspotenzial angezogen werden, können in diesem eingefangen werden und einen normalerweise nicht exakt bestimmbar Anteil Raumladung im Elektronenstrahl kompensieren. Um definierte Raumladungsverhältnisse zu bekommen, sind daher an den Enden von Elektronenkühlern u. a. negativ geladene Elektroden angebracht, die verhindern, dass positiv geladene Ionen im Raumladungspotenzial des Elektronenstrahls eingefangen werden.

Die Diskussion in den vorausgehenden Abschnitten zeigt, dass sich die Anwendung elektrischer Felder in Stoßexperimenten mit geladenen Teilchenstrahlen so gut wie verbietet. Dies schließt Raumladungsfelder mit ein. Aus diesem Grund müssen Elektronenstrahlintensitäten immer begrenzt werden. Starke Magnetfelder können nur in Strahlrichtung eines „merged-beams“-Experimentes angelegt werden. In jeder geometrischen Strahlanordnung sind magnetische Felder transversal zu einem der beiden Strahlen zu minimieren. Dasselbe gilt für elektrische Felder. Der einzige Ausweg aus zumindest einigen dieser Begrenzungen eines Stoßexperimentes mit geladenen Teilchenstrahlen ist die Nutzung von lorentztransformierten elektrischen Feldern $\vec{E} = \vec{v}_i \times \vec{B}$, die im Ruhesystem des Ions auftreten, wenn sich dieses mit der Geschwindigkeit \vec{v}_i im Magnetfeld \vec{B} bewegt. Für $|\vec{v}_i| = v_i = \beta_i c = 0.1c$, d. h. wenn sich das Ion mit 10% der Lichtgeschwindigkeit c bewegt, und für nur eine geringe transversale Feldstärke $B = |\vec{B}| = 10^{-5} \text{ T}$ von der Größe des Erdmagnetfeldes beträgt das Lorentzfeld schon 3 V/cm. Wie Abb. 2.11 zeigt, können bereits derartige elektrische Felder DR-Wirkungsquerschnitte signifikant beeinflussen.

Bisher sind nur wenige Elektron-Ion-Stoßexperimente mit definierten und gut kontrol-

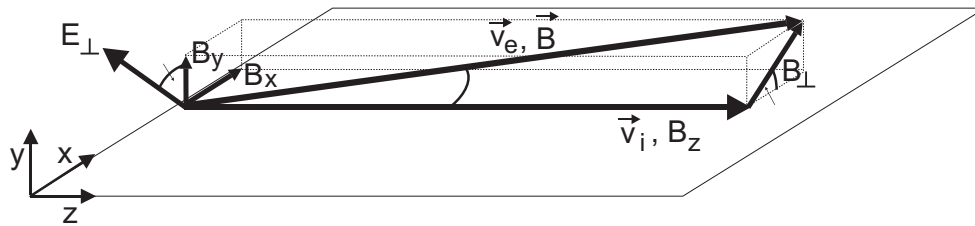


Abbildung 2.13: Feldkonfiguration in „merged-beams“-DRF-Experimenten. Der Ionenstrahl bewegt sich im Laborsystem mit der Geschwindigkeit v_i in z -Richtung, und das im mitbewegten System durch das transversale Magnetfeld $B_{\perp} = \sqrt{B_x^2 + B_y^2}$ generierte transversale elektrische Feld ist $E_{\perp} = v_i B_{\perp}$. Der Azimutwinkel ϕ definiert die Richtung von E_{\perp} in der x - y -Ebene. Der Elektronenstrahl mit der mittleren Geschwindigkeit \vec{v}_e im Laborsystem ist entlang des resultierenden Magnetfeldvektors \vec{B} ausgerichtet, der mit der z -Achse den Winkel θ bildet.

lierten elektromagnetischen Feldern durchgeführt worden. Dabei sind zwei verschiedene experimentelle Anordnungen verwandt worden, erstens niederenergetische gekreuzte Strahlen (Müller et al. 1986, 1987, Abb. 2.4) mit Magnetfeldern von bis zu 20 mT entlang der Elektronenstrahlachse, die im Ruhesystem der sich mit $0.001 c$ bewegenden Ionen elektrische Felder bis etwa 30 V/cm hervorriefen, und zweitens beschleunigergestützte „merged-beams“-Experimente (Kapitel 6), bei denen starke koaxiale Felder von bis zu 0.2 T verwendet wurden mit relativ kleinen transversalen Komponenten bis zu nur 3 mT, die bei $\beta \approx 0.15$ zu elektrischen Feldern von bis zu 1400 V/cm führten. In einer anderen Klasse von Experimenten wurden autoionisierende Zustände laserangeregter Bariumatome in einem der DRF ähnlichen Prozess beobachtet (Ko et al. 1999, Klimenko et al. 1999, Abschnitt 6.2.1).

Die Erzeugung transversaler Magnetfeldkomponenten in einem Speicherringexperiment ist in Abb. 2.6 verdeutlicht. Auf dem das magnetische Führungsfeld $\vec{B} = \vec{B}$ definiert die Elektronenstrahlrichtung — erzeugendem Solenoid sind Sattelspulen angebracht, die im Normalbetrieb des Elektronenkühlers die genaue Zentrierung des Elektronenstrahls auf den Ionenstrahl erlauben. Die Kollinearität der Teilchenstrahlen kann mit einer Genauigkeit von ungefähr 0.2 mrad z. B. anhand von Strahlprofilmessungen überprüft werden, d. h. transversale Magnetfeldkomponenten, die durch nicht optimale Strahlausrichtung hervorgerufen werden, sind kleiner als $2 \times 10^{-4} B$. Inhomogenitäten des Führungsfeldes $B = |\vec{B}|$ und andere Streufelder, die entlang der Wechselwirkungsstrecke variieren können, sind von gleicher Größenordnung. Derartige Unsicherheiten in der Magnetfeldstärke führen zu einer Unsicherheit des elektrischen Lorentzfeldes von typischerweise ± 10 V/cm (Schippers et al. 2000b).

Für DRF-Messungen werden mittels der Sattelspulen von Null verschiedene, transversale Magnetfeldkomponenten B_x und B_y generiert (Abb. 2.13). Diese erzeugen im mit dem

Ionenstrahl mitbewegten System ein elektrisches Feld

$$E_{\perp} = \sqrt{E_y^2 + E_x^2} = v_i \sqrt{B_x^2 + B_y^2} \quad (2.18)$$

in der x - y -Ebene, das gegenüber der y -Achse um den Azimutwinkel

$$\phi = \arctan(B_y/B_x) = \arctan(E_x/E_y) \quad (2.19)$$

gedreht ist. Mit dieser Definition ist $E_{\perp} = E_y$ für $\phi = 0$. Wegen ihrer geringen Masse folgen die Elektronen dem resultierendem Magnetfeldvektor \vec{B} der nun den Ionenstrahl unter dem Winkel

$$\theta = \arctan(\sqrt{B_x^2 + B_y^2}/B_z) \quad (2.20)$$

schneidet. Dies hat zwei Konsequenzen. Zum einen ist dieser Winkel bei der Transformation vom Labor- ins Schwerpunktsystem [Gl. (2.5)] zu berücksichtigen, und zum anderen durchquert der Ionenstrahl nun die Raumladungspotenzialmulde des Elektronenstrahls (Abb. 2.12). Dieser die experimentelle Energieauflösung verringernde Effekt kann nicht vermieden, sondern allenfalls dadurch minimiert werden, dass im Experiment die Elektronendichte so gering wie möglich gewählt wird.

3 Rekombination vollständig ionisierter Ionen

3.1 Theoretische Wirkungsquerschnitte

3.1.1 Nichtrelativistische Dipolnäherung

In der nichtrelativistischen Dipolnäherung ist der Wirkungsquerschnitt für RR eines vollständig ionisierten Ions in einen wasserstoffartigen Zustand (Stobbe 1930, Bethe und Salpeter 1957, Flannery 1996) gleich

$$\sigma(\varepsilon, n, l) = 2\pi^2 \alpha^3 a_0^2 (2l + 1) \frac{1}{\varepsilon} \left(\varepsilon + \frac{1}{n^2} \right)^2 f(\varepsilon, n, l) \quad (3.1)$$

mit der Feinstrukturkonstanten α und dem Bohrschen Radius a_0 . In Gl. (3.2) ist $f(\varepsilon, n, l)$ die Dipoloszillatorenstarke für einen Übergang aus einem gebundenem Zustand, der durch die Quantenzahlen n und l initial charakterisiert ist, in einen Kontinuumszustand mit der skalierten Energie $\varepsilon = E/(Z^2 \mathcal{R})$, die sich aus der Energie E des freien Elektrons, der Kernladung Z und der Rydbergkonstanten \mathcal{R} berechnet. Dipoloszillatorenstarken sind beispielsweise von Omidvar und Guimaraes (1990) für $n \leq 50$ und einen großen Bereich von ε tabelliert worden. Generell können die Oszillatorenstärken aus den Dipolmatrixelementen $\langle n, l | r | \varepsilon, l \pm 1 \rangle$ zwischen gebundenen und freien wasserstoffartigen Wellenfunktionen berechnet werden:

$$f(\varepsilon, n, l) = \frac{1}{3(2l + 1)} \left(\varepsilon + \frac{1}{n^2} \right) [(l + 1) |\langle n, l | r | \varepsilon, l + 1 \rangle|^2 + l |\langle n, l | r | \varepsilon, l - 1 \rangle|^2] \quad (3.2)$$

mit energienormierten Kontinuumswellenfunktionen $|\varepsilon, l \pm 1\rangle$. Aufgrund des oszillatorischen Verhaltens der Wellenfunktionen wird die direkte Auswertung von Gl. (3.2) für $n \gtrsim 50$ numerisch aufwendig. Eine Möglichkeit, diese Schwierigkeit zu umgehen, ist die rekursive Berechnung von Matrixelementen (Infeld und Hull 1951), die bereits von Burgess (1964b) auf die Berechnung von RR-Ratenkoeffizienten in einem Plasma für $n \leq 20$ angewandt wurde. Die Rekursionsformeln finden sich im Anhang B.

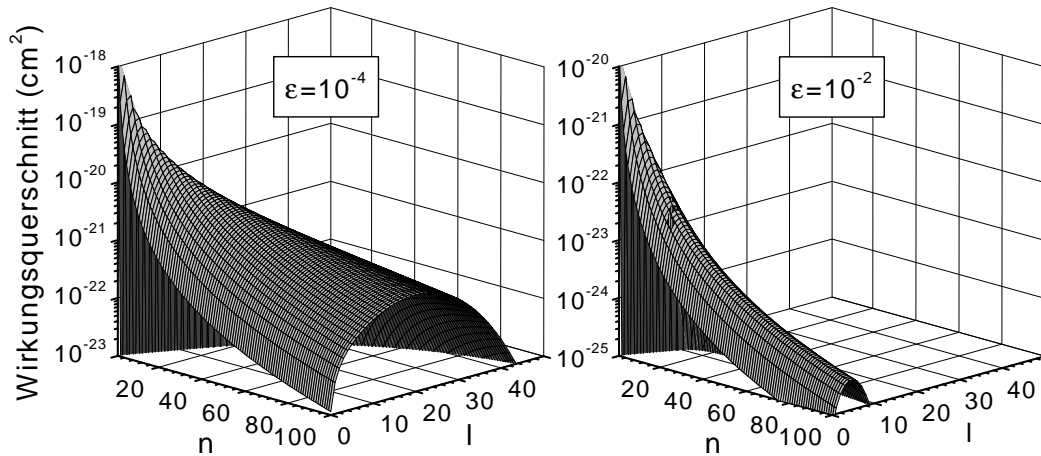


Abbildung 3.1: RR-Wirkungsquerschnitt $\sigma(\epsilon, n, l)$ in nichtrelativistischer Dipolnäherung [Gl. (3.1) und (3.2)] für $\epsilon = 10^{-4}$ und $\epsilon = 10^{-2}$. Bei höheren Energien fällt der Querschnitt zu höheren n und höheren l schneller ab als bei kleineren Energien.

Obwohl sich der RR-Wirkungsquerschnitt mit den angegebenen Formeln numerisch schnell berechnen lässt (Abb. 3.1), ist es instruktiv, weitergehende Näherungen zu betrachten. Für RR in den wasserstoffähnlichen 1s-Zustand ergeben Gl. (3.1) und (3.2) das Resultat von Stobbe (1930):

$$\sigma(\epsilon, 1, 0) = \frac{256}{3} \pi^2 \alpha^3 a_0^2 \frac{1}{\epsilon(\epsilon+1)^2} \frac{e^{-(4 \arctan \sqrt{\epsilon})/\sqrt{\epsilon}}}{1 - e^{-2\pi/\sqrt{\epsilon}}}, \quad (3.3)$$

wobei die numerischen Vorfaktoren zusammengefasst die Konstante $9.165 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ ergeben. Da die Formeln für größere Werte von n zunehmend komplexer werden, wird oft auf die semiklassische Formel

$$\sigma_{\text{sc}}(\epsilon, n) = \frac{32\pi}{3\sqrt{3}} \alpha^3 a_0^2 \frac{1}{n\epsilon(1+n^2\epsilon)} \quad (3.4)$$

[vgl. Gl. (1.5)] von Kramers (1923) zurückgegriffen, die den Wirkungsquerschnitt für RR in einen wasserstoffähnlichen Zustand mit Hauptquantenzahl n angibt. Das Verhältnis $g(\epsilon, n) = \sum_l \sigma(\epsilon, n, l) / \sigma_{\text{sc}}(\epsilon, n)$ von über l summiertem quantenmechanischem zu semiklassischem Querschnitt wird als Gauntfaktor bezeichnet. Näherungsformeln für Gauntfaktoren sind u. a. von Burgess und Summers (1987), Omidvar und Guimaraes (1990) und Zerrad und Hahn (1998) angegeben worden. Aus Gl. (3.3) und (3.4) folgt, dass $g(\epsilon, 1)$ im Hochenergielimes wie $\epsilon^{1/2}$ skaliert. Dies gilt allgemein für beliebiges n . Für die experimentellen Energiebereiche dieses Kapitels lässt sich jedoch zeigen, dass der quantenmechanische Wirkungsquerschnitt für alle n mit einem Fehler von höchstens 1.5% angenähert werden kann durch Multiplikation von Gl. (3.4) mit energieunabhängigen Korrekturfaktoren $G(n) = g(0, n)$, d. h. mit den Gauntfaktoren für $\epsilon = 0$, die sich von $G(1) = 0.797$ ausgehend bei höheren n dem Wert 1 annähern (z. B. $G(10) = 0.961$, $G(50) =$

0.987, Andersen und Bolko 1990). Angesichts des Umstands, dass sich der experimentelle Fehler für absolut gemessene Wirkungsquerschnitte auf einem 10%-Niveau befindet, ist diese bequeme Näherung häufig für die Interpretation von Photorekombinationsexperimenten herangezogen worden (z. B. von Andersen et al. 1990a, Gao et al. 1997, Uwira et al. 1997b). Allerdings bietet sie keinen Zugang zu den relativen Besetzungen $\sigma(\varepsilon, n, l) / [\sum_l \sigma(\varepsilon, n, l)]$ der l -Unterzustände, die für die Berechnung von Detektionswahrscheinlichkeiten rekombinierter Ionen in hochangeregten Rydbergzuständen relevant sind (siehe unten).

Aus der semiklassischen Formel lassen sich leicht Abschätzungen für das Konvergenzverhalten des totalen RR-Wirkungsquerschnitts

$$\sigma(\varepsilon, n_{\max}) = \sum_{n=1}^{n_{\max}} \sum_{l=0}^{n-1} \sigma(\varepsilon, n, l) \quad (3.5)$$

in Abhängigkeit vom n_{\max} gewinnen. Für kleine Energien $\varepsilon \ll 1/n^2$, bei denen die Energieabhängigkeit von semiklassischem und (über l summiertem) quantenmechanischem Wirkungsquerschnitt übereinstimmen, ist die Skalierung des Wirkungsquerschnitts $\sigma \propto (n\varepsilon)^{-1} \propto Z^2(nE)^{-1}$. Daraus folgt die Z^2 -Abhängigkeit des RR-Wirkungsquerschnitts bei kleinen Energien sowie eine langsame Konvergenz mit zunehmendem n_{\max} . Für $\varepsilon \gg 1/n^2$ verändert sich die Proportionalität für den semiklassischen Querschnitt zu $\sigma_{\text{sc}} \propto n^{-3}\varepsilon^{-2}$. Zusammen mit der $\varepsilon^{1/2}$ -Skalierung der Gaunzfaktoren folgt für den quantenmechanischen Querschnitt $\sigma \propto n^{-3}\varepsilon^{-3/2}$, so dass bei gegebener Energie nur Zustände bis zu $n \approx \varepsilon^{1/2}$ signifikant zum totalen RR-Wirkungsquerschnitt beitragen. Für einen Vergleich zwischen experimentellen und theoretischen totalen RR-Wirkungsquerschnitten bei hohen Energien ist demnach eine genaue Kenntnis von n_{\max} nicht erforderlich. Im Experiment ist n_{\max} in der Regel nicht genau bekannt, da die fragilen hoch angeregten Rydbergzustände selbst durch schwache elektromagnetische Felder leicht feldionisiert werden können. Ein Vergleich bei kleinen Energien verlangt deshalb eine explizite Berücksichtigung der Feldionisation vor allem in den zur Ionenstrahlführung in einem Speicherring benötigten Dipolmagneten.

3.1.2 Relativistische Theorie und QED-Effekte

Für sehr hochgeladene Ionen muss die Anwendbarkeit der nichtrelativistischen Dipolnäherung infrage gestellt werden. Dies wird allein schon durch den Vergleich der unterschiedlichen Vorhersagen für die Bindungsenergie von wasserstoffähnlichem $U^{91+}(1s)$ evident. Nichtrelativistisch beträgt die Bindungsenergie $Z^2\mathcal{R} \approx 115$ keV. Dieser Wert weicht von dem Wert $m_e c^2 [1 - \sqrt{1 - (\alpha Z)^2}] \approx 132$ keV der relativistischen Diractheorie um ca. 13% ab. RR-Wirkungsquerschnitte für vollständig ionisierte Ionen mit $1 \leq Z \leq 120$ sind im Rahmen einer relativistischen Theorie von Ichihara und Eichler (2000) berechnet

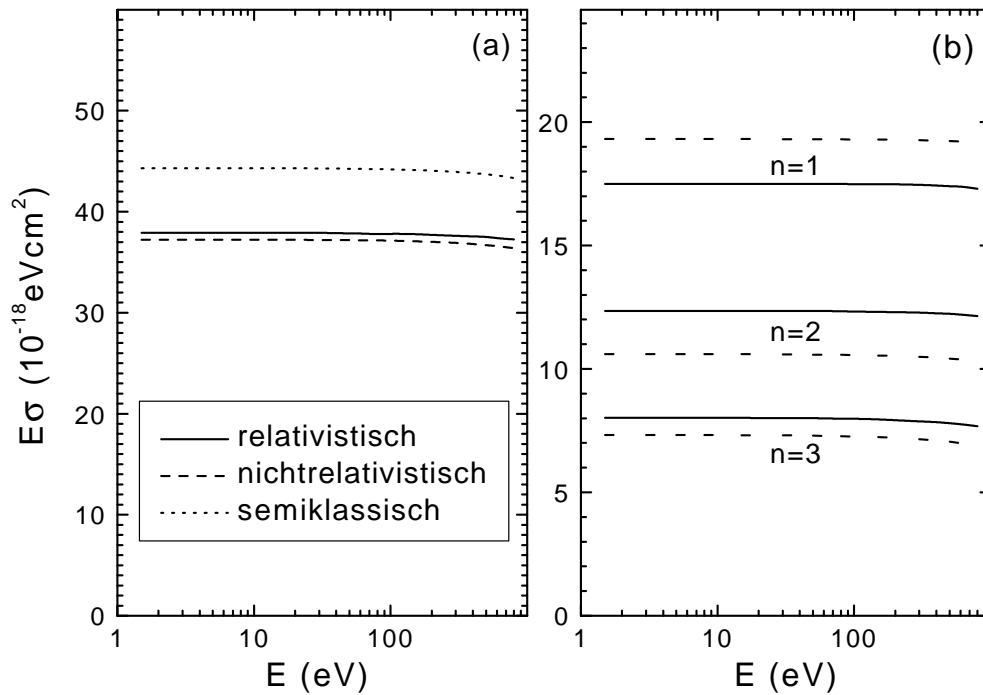


Abbildung 3.2: Theoretische Wirkungsquerschnitte für RR vollständig ionisierter U^{92+} -Ionen. Links ist die Summe $E \sum_{n=1}^3 \sigma(E, n)$ der n -differenziellen Wirkungsquerschnitte bis $n = 3$ dargestellt, relativistisch (durchgezogene Linie), semiklassische Näherung (gepunktete Linie) und nichtrelativistische Dipolnäherung (gestrichelte Linie). Die Skalierung mit dem Faktor E beseitigt die $1/E$ -Singularität des RR-Wirkungsquerschnitts und erfolgt aus Gründen der übersichtlicheren Darstellung. Rechts sind n -differenzielle Wirkungsquerschnitte für $n = 1, 2, 3$ gezeigt, relativistisch (durchgezogene Linien) und nichtrelativistische Dipolnäherung (gestrichelte Linie). Letztere ist auf der Skala dieser Abbildung nicht von der semiklassischen Näherung mit Korrekturfaktoren $G(n)$ (siehe Text) zu unterscheiden. Die Unterschiede zwischen relativistischen und nichtrelativistischen n -differenziellen Querschnitten heben sich bei der Addition zum totalen Querschnitt weitestgehend auf.

worden für die Rekombination in die K-, L-, und M-Schalen. In der relativistischen Theorie werden in den Übergangsmatrixelementen zwischen Kontinuums- und gebundenen Zuständen Wellenfunktionen verwendet, die exakte Lösungen der Diracgleichung sind. Überdies werden nebst Dipolübergängen die Beiträge aller Multipolübergänge höherer Ordnungen berücksichtigt.

Einen Vergleich zwischen relativistischer, nichtrelativistischer und semiklassischer Theorie für die RR von U^{92+} zeigt Abb. 3.2a. Während über dem betrachteten Energiebereich die maximale Abweichung der semiklassischen Rechnung von der relativistischen ca. 17% beträgt, weicht die nichtrelativistische Dipolnäherung nicht mehr als 2.5% von der relativistischen Theorie ab. Diese gute Übereinstimmung zwischen nichtrelativisti-

schem und relativistischem totalen Wirkungsquerschnitt ist, wie aus Abb. 3.2b ersichtlich, das Ergebnis der Summation über die n -differenziellen Querschnitte, die individuell bis zu 11% voneinander abweichen. Die Abweichungen für verschiedene n haben unterschiedliche Vorzeichen und heben sich bei der Summation zum totalen Querschnitt zufälligerweise nahezu gegenseitig auf. Die Absolutbeträge der Differenzen werden mit zunehmendem n kleiner, da das Elektron in höheren Schalen einem geringen Einfluss des Kerns unterliegt und relativistische Effekte damit schwächer werden. Daher kann davon ausgegangen werden, dass die Abweichungen zwischen nichtrelativistischer und relativistischer Berechnung totaler Wirkungsquerschnitte bei Ausdehnung der Summation über $n_{\max} = 3$ hinaus nicht größer werden als die oben erwähnten 2.5%.

Angesichts der experimentellen Unsicherheiten von um die 15% für absolute Rekombinationswirkungsquerschnitte können Messungen totaler RR-Wirkungsquerschnitte also nicht dazu herangezogen werden, zwischen nichtrelativistischer und relativistischer Theorie zu diskriminieren. Für den Vergleich mit gemessenen totalen Wirkungsquerschnitten, reicht es aus, die nichtrelativistische Dipolnäherung zu verwenden. Diese Schlussfolgerung ist bereits von Stöhlker et al. (1995) für den RR-äquivalenten REC-Prozess (vgl. Abschnitt 2.2) in hochenergetischen Ion-Atom-Stößen gezogen worden. Deutliche relativistische Effekte sind hingegen bei der winkeldifferenziellen Messung der den REC begleitenden Photonenemission (Stöhlker et al. 1999, 2001) sowie in ultrarelativistischen Ion-Atom-Stößen (Vane et al. 2000) beobachtet worden.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit behandeln Shabaev et al. (2000) die RR im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED). Es zeigt sich, dass QED-Effekte den Wirkungsquerschnitt für RR in den $U^{91+}(1s)$ -Zustand um maximal 0.5% modifizieren und daher für die im folgenden vorgestellten Messungen des totalen RR-Querschnitts nicht von Bedeutung sind.

3.2 Experimentelle Ergebnisse

Die hier im folgenden vorgestellten Messungen der RR vollständig ionisierter Ionen wurden an den Schwerionenspeicherringen TSR des MPI für Kernphysik in Heidelberg mit Cl^{17+} -Ionen (Hoffknecht et al. 2001b, Schippers et al. 2002b) und ESR der GSI in Darmstadt mit Bi^{83+} -Ionen (Hoffknecht et al. 2001a) und U^{92+} -Ionen (Shi et al. 2001b) durchgeführt. Experimentelle Details zu diesen Messungen sind ausführlich von Hoffknecht (1999) dokumentiert worden.

Den experimentellen Cl^{17+} -Rekombinationsratenkoeffizienten zeigt Abb. 3.3 im Vergleich mit dem Resultat der nichtrelativistischen Dipolnäherung. Für den Vergleich mit dem Experiment wurde der totale Wirkungsquerschnitt mit der experimentellen Elektromengeschwindigkeitsverteilung gefaltet. Durch Einsetzen von Gl. (3.5) in Gl. (2.3) ergibt

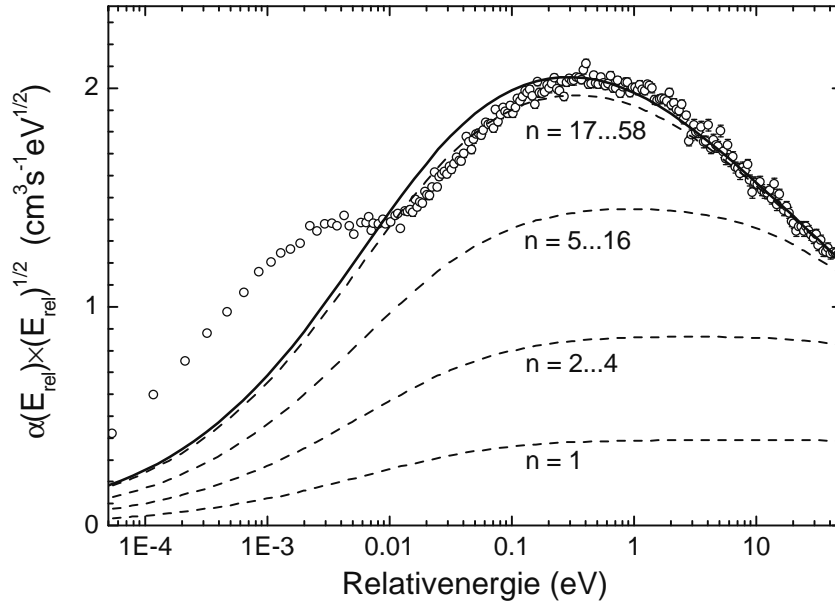


Abbildung 3.3: Skaliertes Cl^{17+} -Rekombinationsratenkoeffizient (Schippers et al. 2002b). Die $E_{\text{rel}}^{1/2}$ -Skalierung ermöglicht einen optischen Vergleich zwischen Experiment (offene Symbole) und nichtrelativistischer Dipolnäherung (durchgezogene Linie) über dem gesamten experimentellen Energiebereich von 0–50 eV. Die unterbrochenen Linien stellen partielle Ratenkoeffizienten dar und veranschaulichen das unterschiedliche Konvergenzverhalten des RR-Wirkungsquerschnitts bei kleinen und großen Energien (siehe Abschnitt 3.1.1). Die durchgezogene Linie ist der nach Gl. (3.6) berechnete Ratenkoeffizient unter Verwendung der nl -spezifischen Nachweiswahrscheinlichkeiten $Y(n, l)$ aus Abb. 3.4.

sich

$$\alpha(E_{\text{rel}}) = \sum_{n=1}^{n_{\text{max}}} \sum_{l=0}^{n-1} Y(n, l) \int v \sigma(\varepsilon(v), n, l) f(\vec{v}, v_{\text{rel}}(E_{\text{rel}})) d^3\vec{v}, \quad (3.6)$$

wobei zusätzlich die nl -spezifischen Nachweiswahrscheinlichkeiten $Y(n, l)$ für rekombinierte Ionen $A^{(Z-1)+}(nl)$ eingeführt worden sind. Auf ihrem Weg (siehe Abb. 2.5 und Abb. C.3) vom Elektronenkühler bis zum Rekombinationsdetektor durchqueren die rekombinierten Ionen mehrere Zonen, in denen unterschiedlich starke elektrische Felder auftreten. In diesen Feldern können rekombinierte Ionen in hoch angeregten Rydbergzuständen feldionisiert werden. Eine ungefähre untere Grenze

$$n_F = \left(\frac{q^3 F_0}{9 F} \right)^{1/4}, \quad (3.7)$$

ab der Zustände mit $n \geq n_F$ der Feldionisation unterliegen, kann im Rahmen einer klassischen Betrachtung hergeleitet werden ($F_0 = 5.142 \times 10^9$ V/cm, Gallagher 1994). In Speicherringexperimenten erfahren die rekombinierten Ionen die stärksten elektrischen

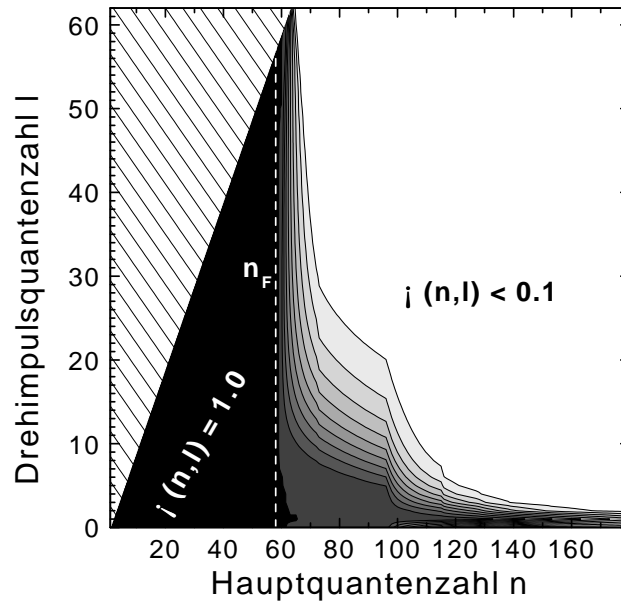


Abbildung 3.4: nl -spezifische Nachweiswahrscheinlichkeiten $\Upsilon(n,l)$ für rekombinierte Cl^{16+} -Ionen berechnet mit dem in Anhang C beschriebenem Modell, das den radiativen Zerfall individueller durch RR bevölkerter nl -Zustände auf dem Weg vom Elektronenkühler zu dem ladungsanalyisierenden Dipolmagneten sowie die Feldionisation in diesem berücksichtigt. Die eingezeichneten Konturlinien entsprechen $\Upsilon(n,l) = 0.1, 0.2, \dots, 1.0$. Die klassische Quantenzahl für Feldionisation im Dipolmagneten ist $n_F = 58$. Aufgrund ihres rechtzeitigen radiativen Zerfalls werden jedoch auch noch höhere Rydbergzustände mit $n > n_F$ — insbesondere kurzlebige p -Zustände — mit großer Wahrscheinlichkeit nachgewiesen. Die Stufen in den Konturlinien bei $n \approx 97$ und $n \approx 116$ werden durch die Feldionisation in Korrekturdipolmagneten hervorgerufen, die sich im TSR zwischen Kühler und ladungsanalyisierendem Dipolmagneten befinden (Abb. C.3). Der schraffierte Bereich $l \geq n$ ist unphysikalisch.

Feldstärken $F^{(d)}$ im ladungsanalyisierenden Dipolmagneten. Im Cl^{17+} -Experiment ist mit $F^{(d)} = 249 \text{ kV/cm}$ die Abschneidequantenzahl $n_F = 58$. Dies ist allerdings nicht die maximale zum gemessenen Rekombinationsratenkoeffizienten beitragende Quantenzahl, da auf der Strecke vom Kühler zum ladungsanalyisierenden Dipolmagneten, die die Chlorionen in ca. 130 ns (Tab. 3.1) zurücklegen, Rydbergzustände mit $n \geq n_F$ radiativ in Zustände mit $n < n_F$ zerfallen. Die Strahlungslebensdauern sind nämlich mit beispielsweise 0.43 ns für den $\text{Cl}^{16+}(58p)$ -Zustand [Gl. (C.1)] teilweise auch für hoch- n Rydbergzustände erheblich kürzer als die angegebene Flugzeit.

Das komplexe Zusammenspiel von radiativem Zerfall und Feldionisation wird von dem in Anhang C beschriebenem Modell detailliert erfasst, in das nl -abhängige Zerfallsraten und Feldionisationswahrscheinlichkeiten eingehen. Das Modell liefert die in Gl. (3.6) eingeführten nl -spezifischen Nachweiswahrscheinlichkeiten $\Upsilon(n,l)$. Das Resultat einer

Modellrechnung für das Cl^{17+} -Experiment am TSR sind die in Abb. 3.4 als Konturlinien dargestellten Nachweiswahrscheinlichkeiten. Diese sind 100% für $n \lesssim n_F = 58$ und fallen zu höheren n für unterschiedliche l unterschiedlich stark ab. Insbesondere p-Zustände werden aufgrund ihrer kurzen Strahlungslebensdauern auch für sehr hohe n noch effizient im Experiment nachgewiesen. Andererseits befindet sich bei kleinen Energien das Maximum der relativen Besetzung der l -Zustände bei $l \approx n/3$ (Zerrad und Hahn 1998), so dass die Bevölkerung der p-Zustände durch RR im hier betrachteten Energiebereich klein ist. Um eine ausreichende Konvergenz des theoretischen totalen Wirkungsquerschnitts sicher zu stellen, wurde in Gl. (3.6) die Summation über n für Cl^{17+} bis $n_{\max} = 180$ bzw. für Bi^{83+} und U^{92+} bis $n_{\max} = 250$ ausgeführt. Alle für die Berechnung des theoretischen Ratenkoeffizienten nach Gl. (3.6) benötigten experimentellen Parameter und einige weitere sind in Tab. 3.1 zusammengestellt.

Bei Relativenergien oberhalb von ca. 0.5 eV stimmen Experiment und RR-Theorie in allen hier vorgestellten Fällen im Rahmen der experimentellen Unsicherheit von $\pm 15\%$ für den absoluten Ratenkoeffizienten überein. Daher ist es zulässig, für einen genaueren Vergleich bei kleineren Energien den experimentellen Ratenkoeffizienten auf den theoretischen im Energiebereich oberhalb von 0.5 eV zu normieren (Schippers et al. 2002b). Eine derartige Normierung ist bereits bei dem in Abb. 3.3 gezeigten experimentellen Ratenkoeffizienten für die Rekombination von Cl^{17+} vorgenommen worden. Bei Energien unterhalb von 0.5 eV zeigen sich Abweichungen des theoretischen vom gemessenen Ratenkoeffizienten. Zunächst verläuft der experimentelle Ratenkoeffizient bis zu 10% unterhalb des theoretischen. Unterhalb einer Energie von ungefähr 8 meV kehrt sich das Verhältnis um, und schließlich übertrifft der experimentelle den theoretischen Ratenkoeffizienten um bis zu einem Faktor 2.2 (Abb. 3.5).

Tabelle 3.1: Experimentelle Parameter der Rekombinationsmessungen an Cl^{17+} , Bi^{83+} und U^{92+} . Im einzelnen ist B das Führungsmagnetfeld im Elektronenkühler, n_e die Elektronendichte, $k_B T_{\parallel}$ die Elektronenstrahltemperatur in Strahlrichtung, $k_B T_{\perp}$ die Elektronenstrahltemperatur quer zur Strahlrichtung, E_i die Ionenenergie, $t_F^{(d)}$ die Flugzeit von der Kühlermitte bis zum Eintritt in den ladungsanalysierenden Dipolmagneten, $F^{(d)}$ die im System des Ions durch den ladungsanalysierenden Dipolmagneten hervorgerufene elektrische Feldstärke, n_F die Abschneidequantenzahl aus Gl. (3.7) und n_{\max} die höchste bei der Berechnung des theoretischen Ratenkoeffizienten nach Gl. (3.6) berücksichtigte Hauptquantenzahl.

Ion	B (mT)	n_e (cm^{-3})	$k_B T_{\parallel}$ (meV)	$k_B T_{\perp}$ (meV)	E_i (MeV/u)	$t_F^{(d)}$ (ns)	$F^{(d)}$ (V/cm)	n_F	n_{\max}
Cl^{17+}	63	1.1×10^8	0.08	20	7.0	129	249	58	180
Bi^{83+}	110	4.7×10^6	0.10	120	295.3	37	2091	112	250
U^{92+}	104	1.3×10^6	0.10	120	291.7	37	2127	120	250

Die 10%ige Abweichung des experimentellen vom theoretischen Ratenkoeffizienten zu kleineren Werten im Energiebereich 8–500 meV kann aufgrund der $(k_B T_\perp)^{1/2}$ -Abhängigkeit des Ratenkoeffizienten bei kleinen Energien (Pajek und Schuch 1992) durch die Annahme einer erhöhten transversalen Temperatur von $k_B T_\perp = 35$ meV für den Elektronenstrahl zum Verschwinden gebracht werden. Da eine Erklärung für eine derart große Abweichung vom durch Kathodentemperatur und Expansionsverhältnis vorgegebenen Wert $k_B T_\perp = 20$ meV [siehe Gl. (2.16)] nicht zur Hand ist, scheint die Annahme einer höheren transversalen Temperatur als erwartet nicht gerechtfertigt. Eine direkte experimentelle Bestimmung der transversalen Temperatur ist nur durch das Anpassen theoretischer an gemessene DR-Resonanzlinienformen bei kleinen Energien möglich (siehe Abb. 2.9), ein Verfahren, das naturgemäß bei vollständig ionisierten Ionen nicht angewandt werden kann.

Als für den Zweck der Temperaturbestimmung ideal hat sich das lithiumähnliche Ion F^{6+} erwiesen, dessen DR-Wirkungsquerschnitt eine isolierte, schmale Resonanz bei ca. 10 meV aufweist (Tokman et al. 2002). Eine Bestimmung der Elektronenstrahltemperaturen in einem Experiment mit vollständig ionisierten Ionen kann dadurch vorgenommen werden, dass zunächst F^{6+} -Ionen im Ring gespeichert und die Elektronenstrahltemperaturen aus der gemessenen Linienform der 10-meV-Resonanz extrahiert werden. Anschließend werden vollständig ionisierte Ionen bei unveränderter Einstellung der Betriebsparameter des Elektronenkühlers gespeichert. Dieses beschleunigertechnisch sehr aufwendige Verfahren wurde am TSR in einem Experiment mit C^{6+} - und F^{6+} -Ionen angewandt (Gwinner et al. 2000). Mit den so bestimmten Temperaturen findet man im Relativenergiebereich 3–500 meV auch für vollständig ionisierte C^{6+} -Ionen einen gegenüber der Theorie um etwa 10% niedrigeren experimentellen Rekombinationsratenkoeffizienten (Schippers et al. 2002b). Dieser Befund legt nahe, dass die für das Cl^{17+} -Experiment in Tab. 3.1 angegebene transversale Temperatur korrekt ist.

3.2.1 Rekombinationsratenüberhöhung bei kleinen Relativenergien

Unterhalb einer Energie von ca. 8 meV für Cl^{17+} sowie 15 meV für Bi^{83+} und U^{92+} sind die gemessenen Ratenkoeffizienten α_{exp} gegenüber den theoretischen α_{theo} um Faktoren $\alpha_{\text{exp}}/\alpha_{\text{theo}}$ bis zu 2.2 für Cl^{17+} , 5.2 für Bi^{83+} und 5.0 für U^{92+} überhöht (Abb. 3.6). Wie in Abschnitt 1.1 der Einführung bereits erwähnt wurde eine Erklärung für diesen Effekt, der mittlerweile in mehreren Experimenten an verschiedenen Schwerionenspeicherringen beobachtet wurde, bisher noch nicht gefunden, obwohl seit der ersten Beobachtung (Müller et al. 1991, Wolf et al. 1991) des Phänomens verschiedene Erklärungsansätze entwickelt worden sind (Hahn und Krstić 1994, Hahn und Li 1996, Zwicknagel et al. 1997, Spreiter und Toepffer 1998, 2000, siehe nachfolgende Diskussion).

Die hier gemessenen Ratenüberhöhungsfaktoren von bis zu 5.2 sind erheblich kleiner als

die bei komplexeren Ionen gemessenen, die sich von beispielsweise 25 für U^{28+} (Uwira et al. 1995) über 60 für Au^{50+} (Uwira et al. 1997a) bis hin zu 365(!) für Au^{25+} (Hoffknecht et al. 1998) erstrecken. Bei diesen komplexen Ionen ist im Gegensatz zu den vollständig ionisierten Ionen auch DR ein möglicher Rekombinationsprozess. Außerdem sind weitere, neuartige Prozesse diskutiert worden, die für die starke Ratenüberhöhung verantwortlich sein könnten (Bureyeva und Lisitsa 1998). Für $U^{28+}(5s^25p^2)$ konnten Mitnik et al. (1998) durch umfangreiche theoretische Rechnungen zeigen, dass experimentell nicht aufgelöste DR-Resonanzen nahe $E_{\text{rel}} = 0$ die beobachtete Ratenüberhöhung verursachen. Bei den noch komplexeren Au^{25+} -Ionen mit offener 4f-Schale herrscht bei sehr kleinen Energien eine extrem hohe Dichte mehrfach angeregter Zustände, so dass DR nur im Rahmen einer statistischen Behandlung des Systems erfasst werden kann. Mit dieser Methode kommen Gribakin et al. (1999) zu dem Schluss, dass größtenteils nicht aufgelöste DR-Resonanzen auch für den Ratenüberhöhungsfaktor 365 bei Au^{25+} verantwortlich sind.

Wenngleich die Ursache für die extremen Ratenüberhöhungsfaktoren bei komplexen Ionen zumindest teilweise gefunden wurde, sind die Ratenüberhöhungsfaktoren von bis zu 5.2 bei vollständig ionisierten Ionen und bei komplexeren Ionen, die definitiv keine DR-Resonanzen nahe $E_{\text{rel}} = 0$ aufweisen (wie z. B. Ar^{16+} , Uwira et al. 1997a), noch unverstanden. In dieser Situation ist es wünschenswert, den Ratenüberhöhungseffekt experimentell möglichst umfassend zu untersuchen, um einerseits Ansatzpunkte für eine theoretische Behandlung des Phänomens zu liefern und andererseits die empirische Datenbasis zu vergrößern, an der sich zukünftige theoretische Beschreibungen messen lassen müssen. Von experimenteller Seite sind daher Anstrengungen unternommen worden, die Abhängigkeiten des Ratenüberhöhungseffekts von externen experimentellen Parametern systematisch zu erfassen.

Eine Größe, die sich in einem „merged-beams“-Experiment mit Elektronenstrahlen leicht über einen relativ großen Bereich kontrolliert einstellen lässt, ist die Elektronendichte. Diese sollte vor allem dann einen Einfluss auf die gemessene Rekombinationsrate haben, wenn die TBR [Gl. (1.4)] einen merklichen Beitrag zur Rekombination liefert, da der TBR-Wirkungsquerschnitt naturgemäß linear mit der Elektronendichte zunimmt. Im Gegensatz dazu sind bei in den Experimenten realisierten Elektronendichten RR und DR dichteunabhängig. Eine Formel für den „merged-beams“-Ratenkoeffizienten der TBR bei $E_{\text{rel}} = 0$,

$$\alpha^{(\text{TBR})} = 5.9 \times 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ eV}^{1/2} \text{ s}^{-1} \frac{n_e n_{\text{max}}^8}{\sqrt{kT_{\parallel}} Z^5}, \quad (3.8)$$

ist von Pajek und Schuch (1997) hergeleitet worden. Variationen der Elektronendichte wurden in einer Reihe von Experimenten durchgeführt (Gao et al. 1996, Hoffknecht et al. 1998, Gwinner et al. 2000, Hoffknecht et al. 2001a, Schippers et al. 2002b, Shi et al. 2001b). Sie alle erbrachten das Resultat, dass der gemessene Rekombinationsratenkoeffizient im Rahmen der experimentellen Unsicherheiten im Wesentlichen *unabhängig* von der Elektronendichte ist. Dies ist in Abb. 3.5 exemplarisch für Messungen mit Cl^{17+} -Ionen gezeigt. Entsprechende Ergebnisse liegen auch für Bi^{83+} (Hoffknecht et al. 2001a)

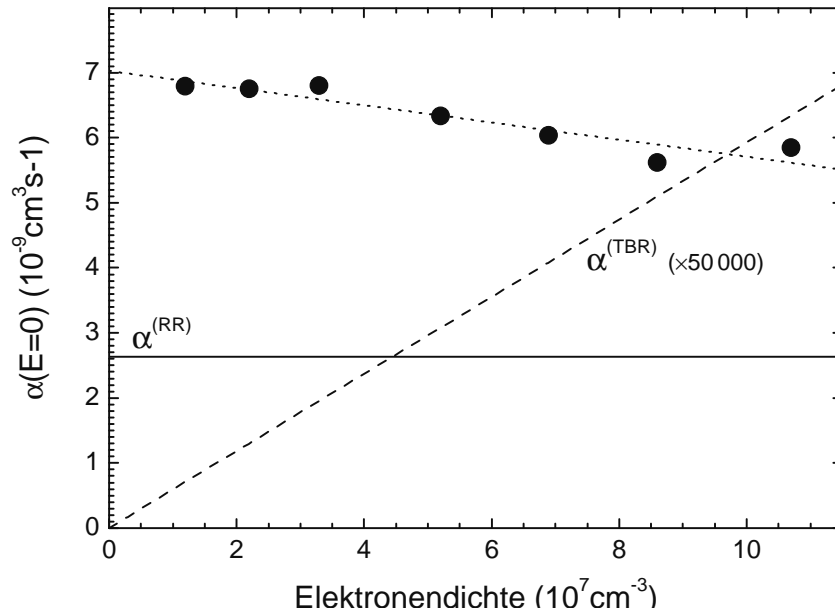


Abbildung 3.5: Dichteabhängigkeit der Rekombination von Cl^{17+} bei $E_{\text{rel}} = 0$ (Schippers et al. 2002b). Der experimentelle Ratenkoeffizient (gefüllte Kreise) ist im Rahmen der experimentellen Unsicherheiten unabhängig von der Elektronendichte. Dies steht im Gegensatz zu der Dichteabhängigkeit des theoretischen TBR-Ratenkoeffizienten nach Gl. (3.8) (gestrichelte Linie) mit einem aus Abb. 3.4 extrahiertem l -gemitteltem Wert $n_{\text{max}} = 73$ für die höchste im Experiment nachgewiesene Quantenzahl. Der TBR-Ratenkoeffizient wurde mit einem Faktor 50 000 multipliziert, um ihn auf der Skala der Abbildung sichtbar zu machen. Die waagerechte durchgezogene Linie ist der theoretische RR-Ratenkoeffizient aus Abb. 3.3 für $E_{\text{rel}} = 0$. Eine lineare Anpassung an die Datenpunkte (gepunktete Linie) zeigt eine leichte Tendenz zur Abnahme des Ratenkoeffizienten mit zunehmender Dichte. Dies ist möglicherweise auf eine leichte Temperaturzunahme bei zunehmender Dichte zurückzuführen.

und U^{92+} (Shi et al. 2001b) vor. Die fehlende Dichteabhängigkeit schließt die TBR, als Ursache für die Rekombinationsratenüberhöhung aus. Damit konsistent ist, dass das Einsetzen der experimentellen Elektronendichte, Abschneidequantenzahl und Elektronentemperaturen in Gl. (3.8) zu einem vernachlässigbar kleinen Ratenkoeffizienten führt.

Die bisher umfassendste experimentelle Studie zur Abhängigkeit des Rekombinationsratenüberschusses von äußeren Parametern ist die bereits erwähnte von Gwinner et al. (2000), in der die Rekombination von C^{6+} - und F^{6+} -Ionen mit einem Elektronenstrahl gemessen wurde, dessen Longitudinal- und Transversaltemperatur über die Linienprofile der 10-meV-DR-Resonanz im F^{6+} in situ gemessen wurden. Damit konnten Gwinner et al. (2000) insbesondere die Temperaturabhängigkeiten des Rekombinationsratenüberschusses $\Delta\alpha = \alpha_{\text{theo}}(E_{\text{rel}} \approx 0) - \alpha_{\text{exp}}(E_{\text{rel}} \approx 0)$ (siehe Abb. 3.6) experimentell bestimmen. Sie finden für den Ratenüberschuss die Skalierungen $\Delta\alpha \propto (k_{\text{B}}T_{\perp})^{-1/2}$ und $\Delta\alpha \propto (k_{\text{B}}T_{\parallel})^{-1/2}$.

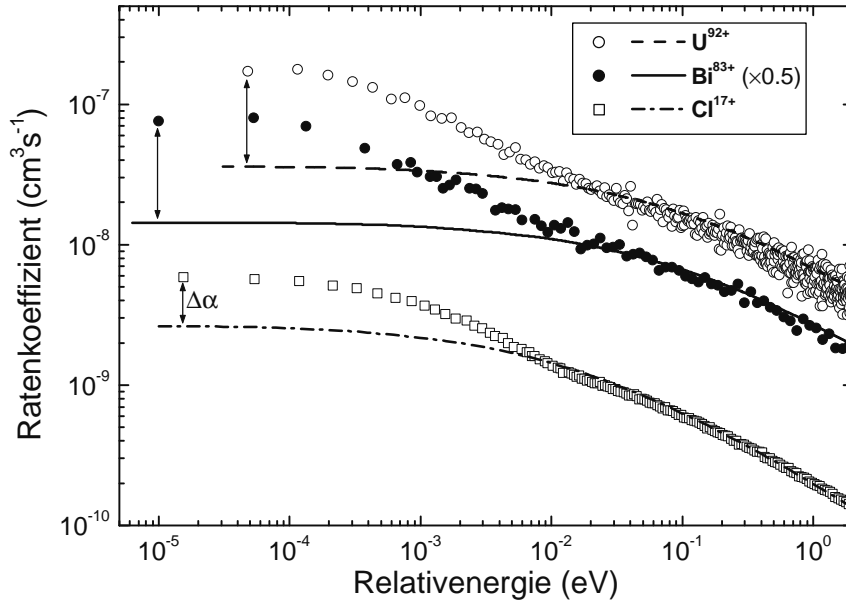


Abbildung 3.6: Experimentelle und theoretische Rekombinationsratenkoeffizienten für die vollständig ionisierten Ionen Cl^{17+} (Hoffknecht et al. 2001b, Schippers et al. 2002b), Bi^{83+} (Hoffknecht et al. 2001a) und U^{92+} (Shi et al. 2001b). Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden die Resultate für Bi^{83+} mit einem Faktor 0.5 multipliziert. Die Pfeile deuten die Rekombinationsratenüberschüsse $\Delta\alpha$ an.

Während erstere aufgrund der $(k_B T_\perp)^{-1/2}$ -Skalierung des theoretische RR-Ratenkoeffizienten bei $E_{\text{rel}} = 0$ (Pajek und Schuch 1992) erwartet worden war, ist die $\Delta\alpha \propto (k_B T_\parallel)^{-1/2}$ -Skalierung überraschend, da $\alpha_{\text{theo}}(E_{\text{rel}} = 0)$ nicht von der Longitudinaltemperatur abhängt (Pajek und Schuch 1992).

Neben der Abhängigkeit des Rekombinationsratenüberschusses von den Elektronenstrahltemperaturen untersuchten Gwinner et al. (2000) auch die Abhängigkeit von der Stärke des Führungsmagnetfeldes B im Elektronenkühler, das in einem Bereich von 20 bis 70 mT variiert wurde. Frühere Messungen mit Au^{25+} -Ionen zeigten ein lineares Verhalten von $\Delta\alpha$ als Funktion von B (Hoffknecht et al. 1998). Bei einer Erhöhung des Magnetfeldes von 0.24 T auf 0.33 T erhöhte sich $\Delta\alpha$ um einen Faktor 2.2. Da eine Extrapolation des linearen Skalierungsverhaltens zu $B = 0$ einen negativen Au^{25+} -Rekombinationsratenkoeffizienten liefert, muss davon ausgegangen werden, dass bei kleineren Magnetfeldstärken eine andere B -Skalierung vorliegt. In der Tat finden Gwinner et al. (2000) für die Rekombination von C^{6+} und F^{6+} eine schwächere Abhängigkeit, die sich für $30 \gtrsim B \gtrsim 70$ mT durch $\Delta\alpha \propto B^{1/2}$ approximieren lässt.

Eine Motivation für die hier vorgestellten Messungen ist, die Skalierung des Rekombinationsratenüberschusses als Funktion der Kernladung über den gesamten in der Natur

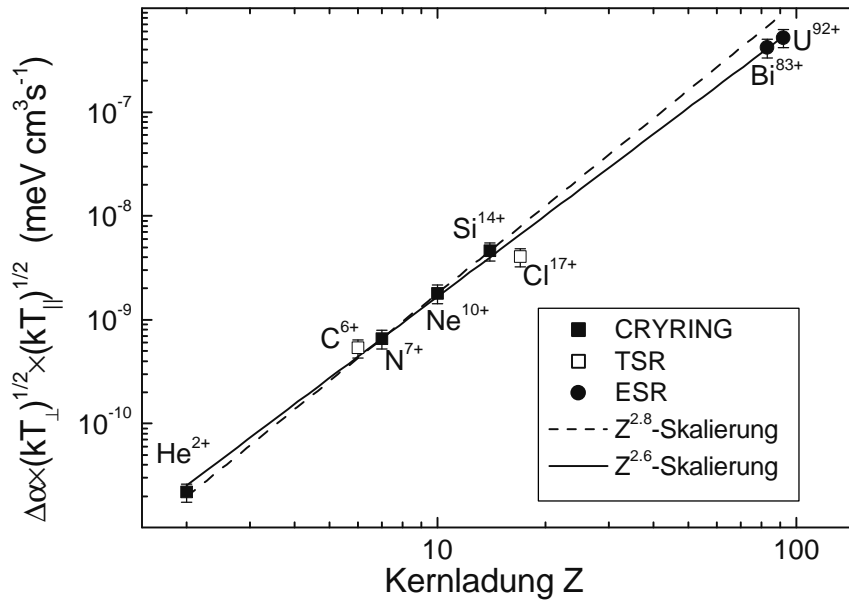


Abbildung 3.7: Z-Abhängigkeit des Rekombinationsratenüberschusses bei vollständig ionisierten Ionen (Shi et al. 2001b). Alle Datenpunkte wurden in Speicherringexperimenten mit unterschiedlichen Temperaturen T_{\parallel} und T_{\perp} sowie unterschiedlichen Magnetfeldern gewonnen. Temperaturabhängigkeiten ist durch die Auftragung des temperaturskalierten Ratenüberschusses Rechnung getragen. Magnetfeldabhängigkeiten sind nicht berücksichtigt. Die Fehlerbalken entsprechen einer geschätzten 20%igen Unsicherheit, die hauptsächlich auf Unsicherheiten in der Temperaturbestimmung zurückzuführen ist. Die unterbrochene Linie ist die aus den CRYRING-Messungen (Gao et al. 1997) Ionen gewonnene $Z^{2.8}$ -Skalierung. Die durchgezogene Linie ist die auf allen hier gezeigten Datenpunkten basierende $Z^{2.6}$ -Skalierung.

vorkommenden Bereich zu bestimmen. In einer Untersuchung mit den leichteren Ionen He^{2+} , N^{7+} , Ne^{10+} und Si^{14+} am CRYRING fanden bereits Gao et al. (1997) eine $\Delta\alpha \propto Z^{2.8}$ -Skalierung. Für einen Vergleich der in verschiedenen Experimenten bestimmten Ratenüberschüsse untereinander, muss berücksichtigt werden, dass wie aus Tab. 3.1 ersichtlich jeweils andere Elektronenstrahltemperaturen vorlagen. Die CRYRING-Messungen wurden für alle Ionen mit $k_B T_{\parallel} = 0.12$ meV und $k_B T_{\perp} = 10$ meV durchgeführt (Gao et al. 1997). Aus den Erkenntnissen der Arbeit von Gwinner et al. (2000) folgt, dass der skalierte Rekombinationsratenüberschuss $\Delta\alpha \times (k_B T_{\perp})^{1/2} \times (k_B T_{\parallel})^{1/2}$ eine temperaturunabhängige Größe ist. Dieser ist in Abb. 3.7 als Funktion der Kernladung aufgetragen. Eine Extrapolation der $Z^{2.8}$ -Skalierung verläuft oberhalb der Bi^{83+} - und U^{92+} -Datenpunkte. Die Anpassung einer Geraden an alle Datenpunkte hingegen ergibt eine leicht veränderte $Z^{2.6}$ -Skalierung (Shi et al. 2001b). Dieser Befund ist allerdings mit einer Unsicherheit behaftet, da die verschiedenen Messungen nicht nur bei verschiedenen Temperaturen sondern auch bei verschiedenen Magnetfeldern durchgeführt wurden [Werte in Tab. 3.1 sowie $B = 30$ mT bei den CRYRING-Messungen (Gao et al. 1997) und $B = 42$ mT

bei dem C^{6+} -Datenpunkt (Gwinner et al. 2000)]. Wegen der zur Zeit noch bestehenden Unsicherheiten hinsichtlich der B -Skalierung von $\Delta\alpha$ wurde diese in Abb. 3.7 nicht berücksichtigt. Wie schon die $\Delta\alpha \propto (k_B T_{\parallel})^{-1/2}$ -Skalierung weicht auch die $\Delta\alpha \propto Z^{2.6}$ -Skalierung von der entsprechenden Skalierung für den theoretischen RR-Ratenkoeffizienten ab, für den eine Z^2 -Abhängigkeit gilt (siehe oben).

3.3 Diskussion und Zusammenfassung

Die gemessenen RR-Ratenkoeffizienten stimmen für Energien $E_{\text{rel}} \gtrsim 0.5$ eV innerhalb der experimentellen Unsicherheit von $\pm 15\%$ mit den theoretischen Ratenkoeffizienten überein. Für die hier betrachteten nichtrelativistischen Relativenergien weichen die nicht-relativistische Dipolnäherung und die relativistische Theorie (Ichihara und Eichler 2000) für totale RR-Wirkungsquerschnitte selbst bei den schwersten vollständig ionisierten Ionen nicht mehr als 2.5% voneinander ab. Bei kleinen Relativenergien konvergiert der totale RR-Wirkungsquerschnitt nur langsam hinsichtlich der Beiträge hoch angeregter Rydbergzustände. Für den Vergleich mit dem experimentellen Resultat muss die Feldionisation hoch angeregter Rydbergzustände in der Apparatur berücksichtigt werden. Dies ist hier im Rahmen eines detaillierten Modells (Anhang C) geschehen, das das komplexe Zusammenspiel zwischen Strahlungsabregung und Feldionisation erfasst.

Das Phänomen der Rekombinationsratenüberhöhung bei sehr kleinen Relativenergien tritt bei allen hier vorgestellten Messungen auf. Die gemessenen Ratenüberhöhungsfaktoren betragen bis zu 2.2 für Cl^{17+} , 5.2 für Bi^{83+} und 5.0 für U^{92+} . Insbesondere die Messungen mit den höchstgeladenen Bi^{83+} - und U^{92+} -Ionen komplettieren das Studium der Abhängigkeit des Rekombinationsratenüberschusses von der Kernladungszahl. Es stellt sich heraus, dass die bereits früher für leichtere Ionen bis $Z=14$ gefundene $Z^{2.8}$ -Abhängigkeit (Gao et al. 1997) nur leicht modifiziert werden muss, um auch die höchstgeladenen Ionen mit einzuschließen. Über den gesamten in der Natur vorkommenden Bereich von Kernladungszahlen skaliert der Ratenüberschuss mit $Z^{2.6}$ (Abb. 3.7, Shi et al. 2001b).

Eine signifikante Dichteabhängigkeit des Ratenüberschusses wurde wie schon zuvor in anderen Arbeiten bei allen hier untersuchten Ionen nicht festgestellt. Dies, wie die um Größenordnungen zu kleinen theoretischen TBR-Ratenkoeffizienten, schließt die Dreikörperrekombination als mögliche Ursache für die Ratenüberhöhung aus. Hahn und Li (1996) untersuchten mit Hilfe von Ratengleichungen den Einfluss der TBR auf die Rekombinationsrate in einem Nichtgleichgewichtsplasma, als das das „merged-beams“-Arrangement in einem Schwerionenspeicherring aufzufassen ist. Sie kommen zu dem Schluss, dass auch unter Berücksichtigung transienter Effekte, die TBR für die beobachtete Rekombination in einem Elektronenkühler keine Rolle spielt.

In der Literatur existieren verschiedene andere Ansätze zu einer Erklärung des bisher un-

verstandenen Ratenüberhöhungsphänomens. Hahn und Krstić (1994) diskutieren einen durch zeitlich veränderliche elektrische Felder hervorgerufenen Impulskohärenzeffekt, der zu einer erhöhten Bevölkerung hoch angeregter Rydbergzustände führen kann. Für Plasmamikrofelder ist der Bereich der betroffenen Quantenzahlen n weit oberhalb der im Experiment nachgewiesenen. Andererseits werden niedrigere Quantenzahlen nur durch unrealistisch hohe fluktuierende Feldstärken signifikant beeinflusst. Zeitveränderliche Felder in der Wechselwirkungszone können daher als Ursache für die Ratenüberhöhung ausgeschlossen werden.

Lokale Elektronendichteerhöhungen in der Umgebung eines Ions in einem magnetisierten Plasma können prinzipiell zu einer Rekombinationsratenüberhöhung führen. Diese Möglichkeit wurde mit Hilfe von klassischen Molekuldynamikrechnungen (MD-Rechnungen) von Zwicknagel et al. (1997) und Spreiter und Toepffer (1998) näher untersucht. Die Rechnungen ergeben zwar eine lokale Elektronendichteerhöhung in der Nähe des Ions, jedoch nimmt in den MD-Rechnungen die Elektronendichteerhöhung mit zunehmendem Magnetfeld ab (Spreiter und Toepffer 2000), während experimentell eine Zunahme der Rekombinationsratenüberhöhung beobachtet wird (Hoffknecht et al. 1998, Gwinner et al. 2000). Ein Abschirmmodell (Spreiter und Toepffer 2000), das eine ad hoc Quasiteilchenbeschreibung für die Elektronen im Magnetfeld verwendet, erbringt ebenfalls eine lokale Elektronendichteerhöhung und ist in besserer qualitativer Übereinstimmung mit dem Experiment.

Mittels klassischer Trajektorienrechnungen haben Hörndl et al. (2002) die chaotische Bewegung eines Elektrons im Coulombfeld eines Ions und einem äußeren Magnetfeld untersucht. Eine Herausforderung bei diesen Rechnungen stellen die unterschiedlichen Längenskalen dar, auf denen die Coulombkraft zum einen und die Lorentzkraft zum anderen die Elektronenbewegung beeinflussen. Für eine durch die Coulombkraft verursachte effiziente Rekombination müssen sich Elektron und Ion auf einige 10 nm aneinander annähern, während die durch das Magnetfeld im Elektronenkühler bestimmten Zyklotronradien im Mikrometerbereich liegen. Die Startwerte für die Trajektorien müssen daher aus einem Phasenraumvolumen gewählt werden, das erheblich größer ist, als das Volumen, in dem die Rekombination effizient erfolgen kann. Durch Verfolgung der Elektronenbahnen im Verlauf der Trajektorienrechnungen erhält man die Information, welche Startwerte das Elektron in das für die Rekombination relevante Phasenraumvolumen in der Nähe des Ions bringen. Es zeigt sich, dass bei kleinen Relativgeschwindigkeiten das Magnetfeld zu einer Erhöhung des Anteils von rekombinationsrelevanten Startwerten führt. Es bleibt abzuwarten, ob der vielversprechende Ansatz von Hörndl et al. (2002) die experimentell etablierten Skalierungen $\Delta\alpha \propto Z^{2.6}$, $\Delta\alpha \propto (k_B T_{\parallel})^{-1/2}$, $\Delta\alpha \propto (k_B T_{\perp})^{-1/2}$, $\Delta\alpha \propto n_e^0$ und $\Delta\alpha \propto B^{0.5+x}$ mit $0.0 \leq x \leq 0.5$ zu reproduzieren vermag.

4 Experimentelle Suche nach Interferenzen zwischen radiativer und dielektronischer Rekombination

Die Signatur für eine Interferenz zwischen RR und DR ist eine asymmetrische DR-Resonanzlinienform (Abschnitt 1.3, Abb. 1.5a). Dies lässt sich beispielsweise im Rahmen einer störungstheoretischen Betrachtung des zur Photorekombination (PR) zeitinversen Prozesses der Photoionisation (PI) herleiten. Der Zusammenhang zwischen PR und PI ist durch das Prinzip des detaillierten Gleichgewichts gegeben. Demnach kann der Wirkungsquerschnitt für PR von einem Kontinuumsanfangszustand j in einen gebundenen Endzustand f durch den Wirkungsquerschnitt für PI von f nach j ausgedrückt werden (Sobelman 1992):

$$\sigma_{j \rightarrow f}^{(\text{PR})}(E) = \frac{g_f}{g_j} \frac{(h\nu)^2}{2m_e c^2 E} \sigma_{f \rightarrow j}^{(\text{PI})}(h\nu) \quad (4.1)$$

mit den statistischen Gewichten g_j und g_f . Die Photonenenergie $h\nu$ und die Elektronenenergie E sind über die Relation $h\nu = E + I_f$ miteinander verknüpft und mit der Ionisationsenergie I_f des Zustands f . Der Photoionisationsquerschnitt

$$\sigma_{f \rightarrow j}^{(\text{PI})} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{8\pi^3}{3} \frac{\nu}{c} |M_{f \rightarrow j}|^2 \quad (4.2)$$

enthält das Photoionisationsmatrixelement $M_{f \rightarrow j}$, das mit der energienormierten Kontinuumswellenfunktion $|j\rangle$ und der gebundenen Wellenfunktion $|f\rangle$ gebildet wird und dessen Absolutquadrat dementsprechend die Dimension Fläche pro Energie besitzt. Für die nichtresonante Photoionisation ist $M_{f \rightarrow j}$ in einfachster Näherung durch das Dipolmatrixelement $\langle j|R|f\rangle$ gegeben. Im Fall der resonanten Photoionisation muss auch die Elektron-Elektron-Wechselwirkung (Operator V) berücksichtigt werden. Aus der diagrammatischen Vielteilchen-Störungstheorie (Many-Body Perturbation Theory (MBPT), Kelly und Simons 1973) bzw. aus der Theorie der Konfigurationswechselwirkung zwischen gebundenen und Kontinuumskonfigurationen (Fano 1961) ergibt sich in zweiter Ordnung in V

für eine einzelne Resonanz (Gorczyca et al. 1997, Mitnik et al. 1999):

$$\begin{aligned} M_{f \rightarrow j} &= M_{f \rightarrow j}^{(\text{RR})} + M_{f \rightarrow j}^{(\text{int})} + M_{f \rightarrow j}^{(\text{DR})} \\ &= \langle j | R | f \rangle + \frac{\pi}{i} \frac{\langle j | R | f \rangle |\langle j | V | d \rangle|^2}{E - E_d + i\Gamma_d/2} + \frac{\langle j | V | d \rangle \langle d | R | f \rangle}{E - E_d + i\Gamma_d/2} \end{aligned} \quad (4.3)$$

mit der Resonanzenergie E_d und der Gesamtbreite Γ_d des doppelt angeregten Zustands d . In der Näherung unabhängiger Prozesse (IPA) werden das RR-Matrixelement $M_{f \rightarrow j}^{(\text{RR})}$ und das DR-Matrixelement $M_{f \rightarrow j}^{(\text{DR})}$ inkohärent addiert, d. h. $|M_{f \rightarrow j}|^2 = |M_{f \rightarrow j}^{(\text{RR})}|^2 + |M_{f \rightarrow j}^{(\text{DR})}|^2$, und die DR-Resonanzlinienform ist ein Lorentzprofil

$$L(\varepsilon) = \bar{\sigma}_d^{\text{DR}} \frac{2}{\pi \Gamma_d} \frac{1}{1 + \varepsilon^2} \quad (4.4)$$

mit der skalierten Energie $\varepsilon = 2(E - E_d)/\Gamma_d$ und der Resonanzstärke $\bar{\sigma}_d^{\text{DR}}$ aus Gl. (1.7). Die in Gl. (1.7) auftretenden Autoionisationsraten A_a und radiativen Raten A_r lassen sich durch die in Gl. (4.3) auftretenden Größen wie folgt ausdrücken:

$$A_a(d \rightarrow j) = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle j | V | d \rangle|^2, \quad (4.5)$$

$$A_r(d \rightarrow f) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{32\pi^3}{3} \frac{v^3}{\hbar c^3} |\langle f | R | d \rangle|^2. \quad (4.6)$$

Aus der kohärenten Addition und der zusätzlichen Berücksichtigung des Interferenzterms $M_{f \rightarrow j}^{(\text{int})}$ ergibt sich — den Einfluss benachbarter Resonanzen vernachlässigend — das asymmetrische Fanoprofil [Gl. (1.8)] als Linienform. Unter der für die in diesem Kapitel betrachteten Resonanzen gültigen Voraussetzung, dass die Gesamtbreite praktisch nur durch die Augerbreite bestimmt ist, d. h. unter der Voraussetzung $\Gamma_d \approx \hbar A_a(d \rightarrow j)$, entfällt der erste Summand in Gl. (1.8), und der Asymmetrieparameter ist

$$Q = \frac{2\langle j | V | d \rangle \langle d | R | f \rangle}{\Gamma_d \langle j | R | f \rangle}. \quad (4.7)$$

Wird auch noch der über den Energiebereich der Resonanz als konstant anzusehende RR-Beitrag abgezogen, erhält man als Resonanzlinienform

$$F(\varepsilon) = \bar{\sigma}_d^{\text{DR}} \frac{2}{\pi \Gamma_d Q^2} \left[\frac{(Q + \varepsilon)^2}{1 + \varepsilon^2} - 1 \right] \quad (4.8)$$

mit dem asymptotischen Verhalten $F(\varepsilon) \rightarrow 0$ für $\varepsilon \rightarrow \pm\infty$ und $F(\varepsilon) \rightarrow L(\varepsilon)$ für $Q \rightarrow \pm\infty$. Aus dieser Herleitung wird unmittelbar klar, dass das Auftreten von asymmetrischen Resonanzlinien in einem gemessenen Rekombinationswirkungsquerschnitt eine über die IPA hinausgehende theoretische Behandlung der Rekombination verlangt.

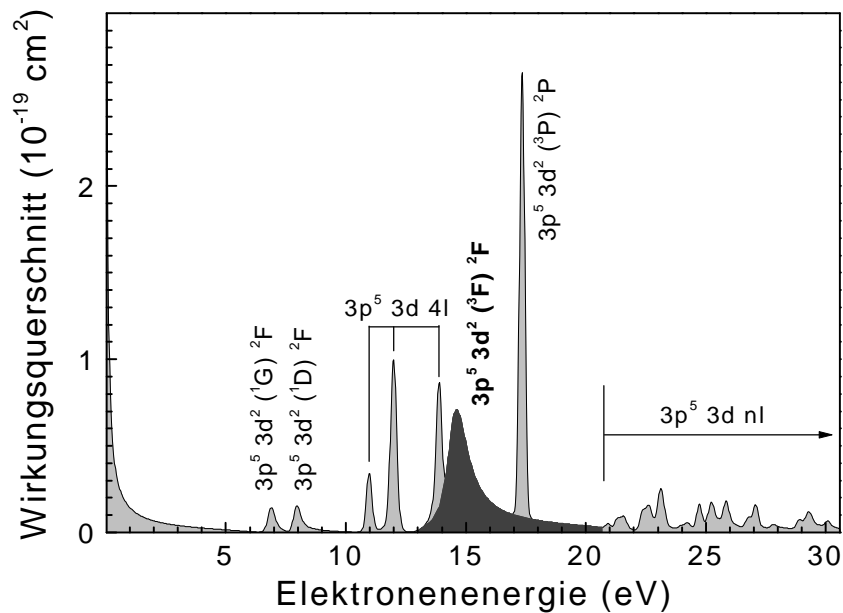


Abbildung 4.1: Theoretischer totaler Wirkungsquerschnitt der Photorekombination von Sc^{3+} (Gorczyca et al. 1997). Die verschiedenen ${}^2\text{F}$ -Resonanzen unterscheiden sich darin, dass die Drehimpulse der einzelnen Elektronen auf unterschiedliche Weise zum Gesamtdrehimpuls koppeln. Die asymmetrische $3p^5 3d^2 ({}^3\text{F}) {}^2\text{F}$ -Resonanz (dunkel unterlegt) bei 14.6 eV hat eine theoretische Breite von ca. 1.8 eV.

Eine experimentelle Bestimmung von DR-Linienformen wird i. A. durch den Umstand behindert, dass DR-Resonanzen in der Regel zu eng beieinander liegen, um mit der in Rekombinationsexperimenten zur Verfügung stehenden Energieauflösung zustandsaufgelöst beobachtet werden zu können. Dennoch wurden von Knapp und Mitarbeitern an der Livermore EBIT in einem Experiment mit höchstgeladenen Uranionen Anzeichen von Interferenzeffekten zwischen DR und RR beobachtet (Knapp et al. 1995, Abb. 1.5b). Dabei wurde ausgenutzt, dass an der EBIT der Rekombinationswirkungsquerschnitt differenziell in der Photonenenergie und im Winkel zwischen Elektronenstrahl und Röntgendetektor gemessen werden kann. Die differenzielle Messung erlaubt, gezielt den Rekombinationskanal — im EBIT-Experiment war dies der Einfang in die Uran 2p-Schale — zu selektieren, in dem die Interferenz auftritt.

In Speicherringexperimenten, bei denen die geschlossene Magnetstruktur des Elektronenkühlers die Beobachtung von Photonen behindert, werden üblicherweise nicht die Photonen sondern die umgeladenen Ionen als Reaktionsprodukte der Rekombination nachgewiesen und so totale Rekombinationswirkungsquerschnitte bestimmt (siehe Abschnitt 2.4.2). Die Beobachtung von Interferenzeffekten im totalen Querschnitt ist allerdings dadurch erschwert, dass neben einem evtl. Interferenzeffekte aufweisenden Kanal auch eine Vielzahl von Kanälen zum Rekombinationssignal beiträgt, in denen keine In-

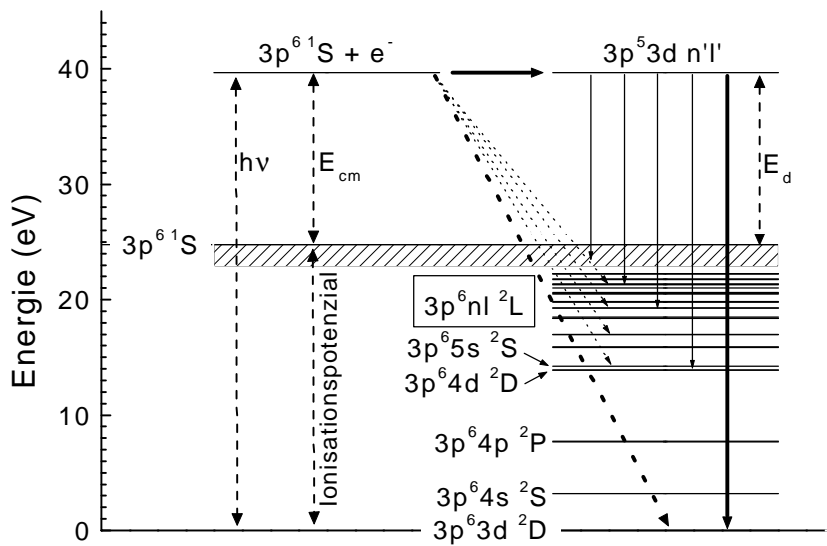


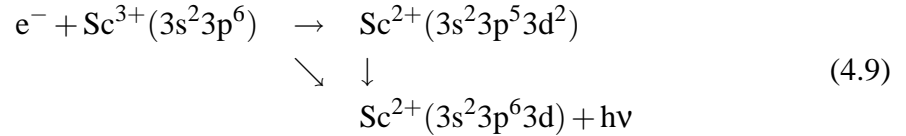
Abbildung 4.2: Energiediagramm zur Photorekombination von Sc^{3+} . Anfänglich befindet sich das Ion im $3p^6 1S$ Grundzustand und das Elektron im Kontinuum mit der Energie E_{cm} oberhalb der ersten Sc^{2+} Ionisationsschwelle. Die Rekombination verläuft entweder direkt (diagonale, gepunktete Pfeile) oder wenn $E_{cm} \approx E_d$ auch über einen $3p^5 3d n'l'$ -Zwischenzustand (horizontaler und vertikale Pfeile). Sowohl der direkte als auch der indirekte Rekombinationsprozess enden in einem der $\text{Sc}^{2+}(3p^6 nl)$ Zustände unterhalb der Ionisationsschwelle. Die im $\text{Sc}^{2+}(3p^6 3d 2D)$ Grundzustand endenden Rekombinationspfade (fett gezeichnete Pfeile) sind die mit dem jeweils größtem Gewicht. Die Energielagen der eingezeichneten $\text{Sc}^{2+}(3p^6 nl)$ -Niveaus wurden der „NIST Atomic Spectra Database“ (Martin et al. 1999) entnommen.

terferenz zwischen RR und DR auftritt, und eine evtl. vorhandene asymmetrische Linienform somit überdeckt wird. Im Vergleich zur EBIT ist die Stärke eines Speicherringexperimentes, dass der Ladungszustand für alle im Ring gespeicherten Ionen ein- und derselbe ist, während in einer EBIT im Reaktionsvolumen in der Regel mehrere Ladungszustände gleichzeitig vorhanden sind. Dies verkomplizierte im Experiment von Knapp et al. (1995) die Analyse derart, dass kein direkter Vergleich zwischen Experiment und theoretischen Vorhersagen (Badnell und Pindzola 1992, Karasiov et al. 1992, Labzowsky und Nefiodov 1994, Pindzola et al. 1995, Zimmermann et al. 1997) durchgeführt werden konnte.

Da, wie bereits in Abschnitt 1.3 erwähnt, die Beobachtung von KLL-Resonanzen höchstgeladener Ionen in einem Speicherringexperiment zur Zeit aus technischen Gründen nicht möglich ist, wurde von theoretischer Seite versucht, ein System zu finden, das isolierte, asymmetrische DR-Resonanzen bei niedrigen Energien aufweist. Als ein derartiges System haben Gorczyca et al. (1997) das argonähnliche Ion $\text{Sc}^{3+}(3s^2 3p^6)$ identifiziert, das im berechneten Photorekombinationsquerschnitt bei 14.56 eV eine ca. 1 eV breite, nahezu isolierte, asymmetrische Resonanz aufweist, die dem $\text{Sc}^{2+}(3s^2 3p^5 3d^2 ({}^3F) {}^2F)$ Zwi-

schenzustand zugeschrieben wird (Abb. 4.1). Die ungewöhnlich große Breite wird durch einen extrem schnellen Super-Coster-Kronig-Zerfallskanal hervorgerufen, bei dem sich alle an der Autoionisation beteiligten gebundenen Elektronen sowohl im Anfangszustand als auch im Endzustand in derselben atomaren Schale, hier $n = 3$, befinden.

Die Asymmetrie der breiten $3p^5 3d^2(^3F) ^2F$ -Resonanz wird durch die Interferenz zwischen den Rekombinationspfaden



verursacht, die hinsichtlich der Anzahl der emittierten Photonen einen Spezialfall darstellen. Die radiative Stabilisierung des $3p^5 3d^2$ -Zwischenzustands erfolgt unter Emission nur *eines* Photons direkt in den $3p^6 3d^2 D$ -Grundzustand des rekombinierten Ions. Im Prinzip stehen zwar für den zweiten Schritt der DR, die radiative Stabilisierung des um eins verminderten Ladungszustands, beliebig viele Zustände unterhalb der ersten Sc^{2+} -Ionisationsschwelle zur Verfügung (Abb. 4.2), jedoch sind die Verzweigungsverhältnisse für den radiativen Zerfall von $3p^5 3d^2$ -Zuständen in $3p^6 nl$ -Zustände mit $n > 3$ vernachlässigbar klein.

Üblicherweise, d. h. wenn die beiden angeregten Elektronen im Zwischenzustand nicht äquivalent sind, sind erheblich mehr Zustände unterhalb der ersten Ionisationsschwelle des rekombinierten Ions an der Rekombination signifikant beteiligt. Im Fall von N derartigen Zuständen sind rein rechnerisch bis zu 2^{N-1} verschiedene Pfade möglich, um durch Emission von bis zu N Photonen in den Grundzustand zu gelangen. Für das Auftreten einer Interferenz müssen dieselben Photonen im Verlaufe der RR und der nachfolgenden Abregung in den Grundzustand emittiert werden. Diese Bedingung schränkt die Anzahl der $2^{2(N-1)}$ möglichen Paarungen von RR- und DR-Pfaden auf 2^{N-1} interferierende ein. Je mehr Zwischenschritte also bei der radiativen Abregung möglich sind, desto geringer ist der Anteil $2/(2^N)$ interferierender Rekombinationspfade am Wirkungsquerschnitt und damit die Aussicht auf asymmetrische Resonanzlinienformen. Der in Gl. (4.9) dargestellte Fall ist in dieser Hinsicht mit $N = 1$ für die Beobachtbarkeit von Interferenzen zwischen RR und DR optimal.

4.1 Erstes Speicherringexperiment mit Sc^{3+} -Ionen

Ein Speicherringexperiment mit Sc^{3+} -Ionen zur experimentellen Überprüfung der Vorhersagen von Gorczyca et al. (1997) wurde am TSR in Heidelberg durchgeführt (Schippers et al. 1999b). Dabei erwies sich der Ausblick von Gorczyca et al. (1997), dass Speicherringexperimente mit Leichtigkeit in der Lage sein sollten, die Stärke des Interferenz-

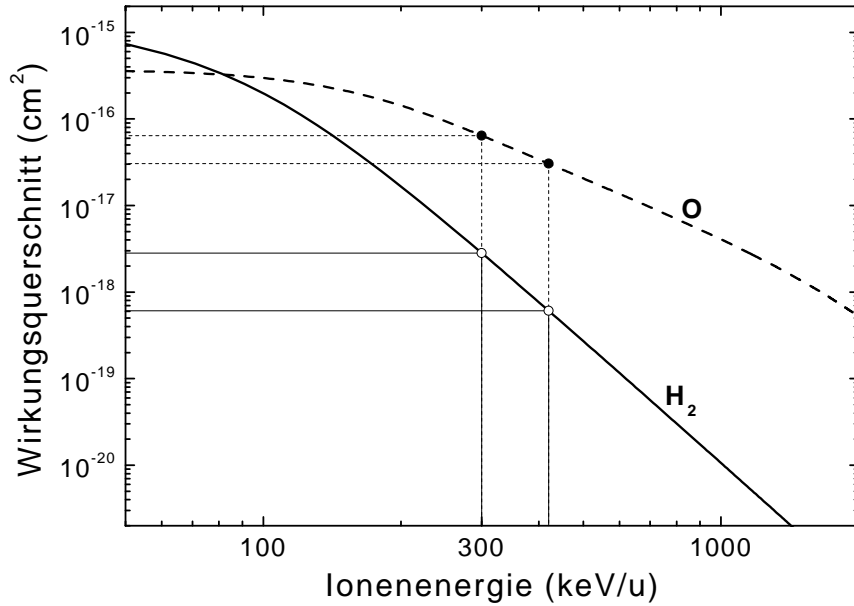


Abbildung 4.3: Wirkungsquerschnitte für Ladungseinfang in Stößen von Sc^{3+} mit den Restgas-konstituenten H_2 und O berechnet mit den semiempirischen Formeln von Janev et al. (1995) bzw. Schlachter et al. (1983). Bei Erhöhung der Ionenenergie von 300 auf 420 keV/u nimmt der Ladungseinfang bei Stößen mit Wasserstoffmolekülen um einen Faktor 3 und bei Stößen mit Sauerstoffatomen um einen Faktor 2 ab. Im TSR-Vakuum setzt sich das Restgas überwiegend ($\sim 90\%$) aus H_2 und aus Molekülen zusammen wie z. B. H_2O oder CO , die Sauerstoff und/oder Kohlenstoff enthalten (Habs et al. 1989).

effektes zu messen, als optimistisch, denn Sc^{3+} -Ionen besitzen ein für die Speicherung ungünstiges Ladung-zu-Masse-Verhältnis von $q/A = 1/15$. Mit diesem relativ kleinen Wert ist bei der maximalen Steifigkeit des TSR von $B\rho = 1.4 \text{ Tm}$ die Ionenenergie

$$E_i/A \approx 931.5 \text{ MeV/u} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{q}{A} \cdot \frac{B\rho}{3.107 \text{ Tm}} \right)^2} - 1 \right] \quad (4.10)$$

auf 420 keV/u begrenzt. Unglücklicherweise stand während der Durchführung des Sc^{3+} -Experiments aufgrund eines technischen Defektes in einem der Magnetnetzgeräte die maximale Steifigkeit nicht zur Verfügung. Der Ionenstrahl konnte nur bei $B\rho \approx 1.2 \text{ Tm}$ gespeichert werden, was einer Ionenenergie von 300 keV/u entspricht. Bei dieser relativ niedrigen Ionenenergie — zu vergleichen mit z. B. 7 MeV/u im Cl^{17+} -Experiment — trägt hauptsächlich der Elektroneneinfang bei Stößen mit Restgasmolekülen zum Rekombinationssignal bei, da die entsprechenden Wirkungsquerschnitte mit abnehmender Ionenenergie stark anwachsen (Schlachter et al. 1983, Abbildung 4.3). Bei einer Ionenenergie von 300 keV/u und einem Vakuum von $1 \times 10^{-10} \text{ mbar}$ (Teilchendichte $n_{\text{rg}} = 2.4 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$) beträgt der über die Restgaszusammensetzung im TSR gemittelte Wirkungsquerschnitt für Ladungseinfang an Restgasmolekülen $\sigma_{\text{rg}} \approx 10^{-17} \text{ cm}^2$, der bei einer Wechselwir-

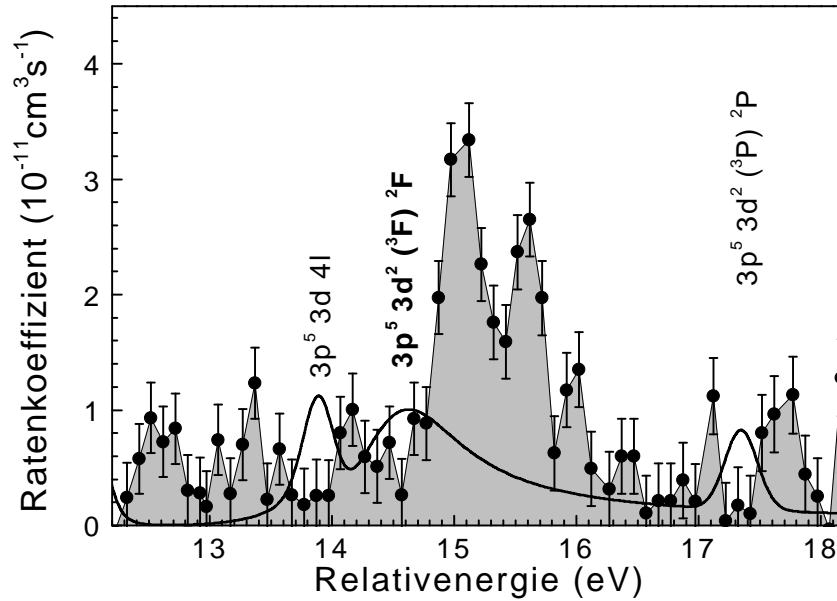


Abbildung 4.4: Vergleich zwischen gemessenem (Schippers et al. 1999b, $E_i = 300$ keV/u) und berechnetem (Gorczyca et al. 1997) Ratenkoeffizienten der Photorekombination von Sc^{3+} .

kungslänge von $L_{\text{rg}} = 520$ cm — gerade Strecke im TSR — und einem Sc^{3+} -Ionenstrom $I_i = 1 \mu\text{A}$ im Rekombinationsdetektor zu einer Untergrundzählrate

$$R_{\text{rg}} = \frac{I_i \sigma_{\text{rg}} n_{\text{rg}} L_{\text{rg}}}{qe} \quad (4.11)$$

von etwa 26 kHz führt. Andererseits ist aufgrund der geringen Ionenenergie auch die Laborenergie der Elektronen — $E_{\text{cool}} = 164.5$ eV — und damit der Elektronenstrom — $U^{3/2}$ -Gesetz für raumladungsbegrenzte Elektronenemission — niedrig. Mit der resultierenden Elektronendichte $n_e = 1.5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$, einer Wechselwirkungslänge $L = 150$ cm und einem theoretischen DR-Wirkungsquerschnitt $\sigma = 7 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ für die $3p^5 3d^2 {}^2F$ -Resonanz (Gorczyca et al. 1997, Abbildung 4.1) ergibt sich eine Signalrate von 330 Hz, die um zwei Größenordnungen kleiner als die Untergrundzählrate ist.

Unter diesen Bedingungen konnte das Sc^{3+} -Rekombinationsspektrum nicht mit einer für eine Analyse der Linienform ausreichenden statistischen Genauigkeit vermessen werden. Das Resultat einer einwöchigen Strahlzeit (Schippers et al. 1999b) ist in Abb. 4.4 dargestellt. Wenn auch die Resonanzlinienformen nicht genau genug bestimmt werden können, erlaubt die Qualität der Messresultate allerdings die Aussage, dass signifikante Diskrepanzen zwischen theoretisch vorhergesagten und gemessenen Resonanzlagen bestehen.

4.2 Zweites Speicherringexperiment mit Sc^{3+} -Ionen

Aufgrund des unbefriedigenden Ergebnisses der ersten Strahlzeit mit Sc^{3+} wurde in einer erneuten Strahlzeit der Ratenkoeffizient der Rekombination von Sc^{3+} unter verbesserten Bedingungen gemessen. Insbesondere konnte der TSR bei seiner maximalen Steifigkeit von $B\rho = 1.4 \text{ Tm}$ betrieben werden (Schippers et al. 2002c). Außerdem fand die zweite Strahlzeit im Winter statt, wo die leichte saisonale Variation des Restgasdrucks ein Minimum aufweist. Gegenüber der ersten Sc^{3+} -Strahlzeit konnte das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis um einen Faktor 10 verbessert werden.

Einen Überblick über das Ergebnis der zweiten Sc^{3+} -Strahlzeit gibt Abb. 4.5. Der Energiebereich der Messung konnte so weit ausgedehnt werden, dass alle mit $3p \rightarrow 3d$ und $3p \rightarrow 4s$ assoziierten DR-Resonanzen erfasst wurden. Den größten Beitrag zum Ratenkoeffi-

Tabelle 4.1: 3p-Anregungsenergien von argonähnlichen Sc^{3+} - und Ti^{4+} -Ionen (Martin et al. 1999). Man beachte, dass die Anregung nach $3p^5 3d \ ^1P_1$ bei Sc^{3+} oberhalb und bei Ti^{4+} unterhalb der nach 4s liegt.

Konfiguration	Term	J	Energie (eV)	
			Sc^3	Ti^{4+}
$3s^2 3p^5 3d$	3P	0	29.72190	34.02620
		1	29.80618	34.14178
		2	29.98113	34.38214
$3s^2 3p^5 3d$	3F	4	31.08387	35.61776
		3	31.25746	35.83767
		2	31.41831	36.05198
$3s^2 3p^5 3d$	1D	2	33.15641	38.04760
$3s^2 3p^5 3d$	3D	3	33.23202	38.11638
		1	33.40464	38.34239
		2	33.40878	38.36483
$3s^2 3p^5 3d$	1F	3	33.60660	38.61288
$3s^2 3p^5 3d$	1P	1	42.77523	49.01356
$3s^2 3p^5 4s$	3P	2	41.29801	53.85124
		1	41.46096	54.16249
		0	41.82486	54.56115
$3s^2 3p^5 4s$	1P	1	41.84264	55.01834

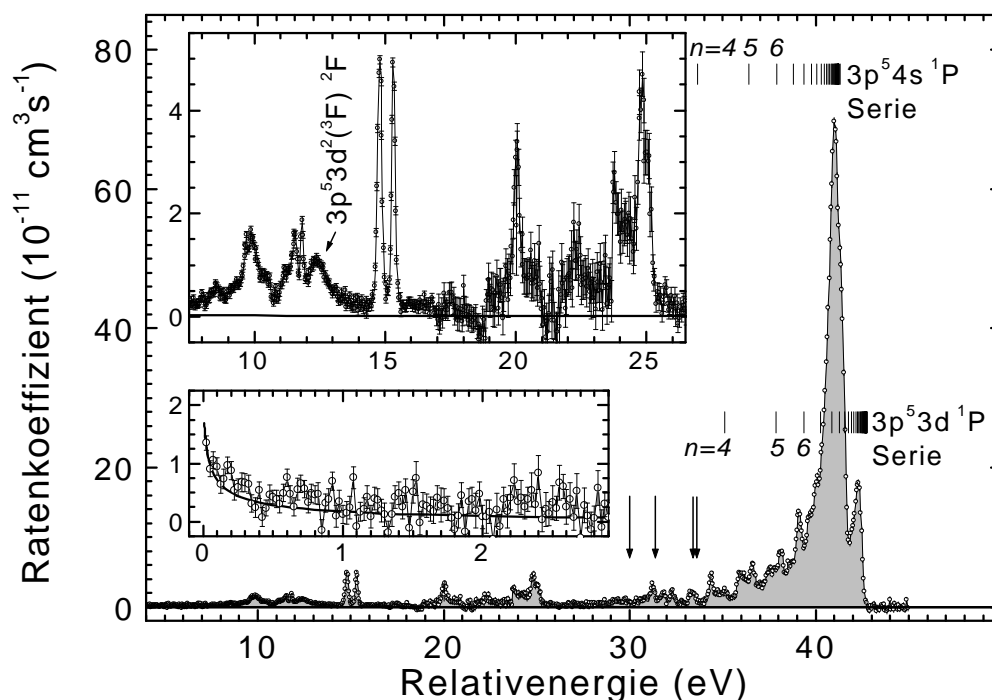


Abbildung 4.5: In der zweiten Strahlzeit gemessener Ratenkoeffizient der $Sc^{3+}(3s^23p^6)$ -Photorekombination (Schippers et al. 2002c). Senkrechte Linien geben die mit der Rydbergformel $E_n = E_\infty - \mathcal{R}(q/n)^2$ berechneten $3p^53dnl$ -Resonanzlagen E_n an. Die beiden Rydbergserien lassen sich den Anregungen eines $3p$ -Elektrons in den $3s^23p^53d^1P$ -Zustand (Anregungsenergie $E_\infty = 42.77$ eV, siehe Tab. 4.1) bzw. in den $3s^23p^54s^1P$ -Zustand ($E_\infty = 41.84$ eV) zuordnen. Senkrechte Pfeile markieren weitere $3p \rightarrow 3d$ Anregungsenergien (Tab. 4.1). Die Ausschnittvergrößerungen zeigen den Ratenkoeffizienten bei kleinen Energien. Die durchgezogene, bei $E_{\text{rel}} = 0$ eV stark ansteigende Linie ist der theoretische, wasserstoffartige RR-Ratenkoeffizient.

zienten liefern Rydbergserien hochangeregter $3p^53d(^1P)nl$ und $3p^54s(^1P)nl$ Resonanzen, die auf die Seriengrenzen bei 42.77 eV bzw. 41.84 eV (s. Tab. 4.1) zulaufen. Aufgrund der Feldionisation im ladungsanalysierenden Dipolmagneten (s. Anhang C) ist die höchste nachgewiesene Quantenzahl hier auf etwa $n_{\text{max}} = 20$ beschränkt. Im Prinzip sind weitere, zu den übrigen in Tab. 4.1 tabellierten $3p$ -Anregungen gehörige Rydbergserien von DR-Resonanzen möglich. Diese werden offensichtlich nicht beobachtet. Die zugehörigen, nach den Dipolwahlregeln verbotenen Anregungen besitzen zu kleine Übergangsraten [vgl. Gl. (1.7)].

Ein signifikanter RR-Beitrag ist nur bei Energien unterhalb von ca. 1 eV deutlich erkennbar (untere Ausschnittvergrößerung in Abb. 4.5). Der nach Gl. (3.6) — mit Summation erst ab der $3d$ -Schale — berechnete wasserstoffartige RR-Ratenkoeffizient ist als durchgezogene Linie dargestellt. Er stimmt im Rahmen der Messgenauigkeit mit

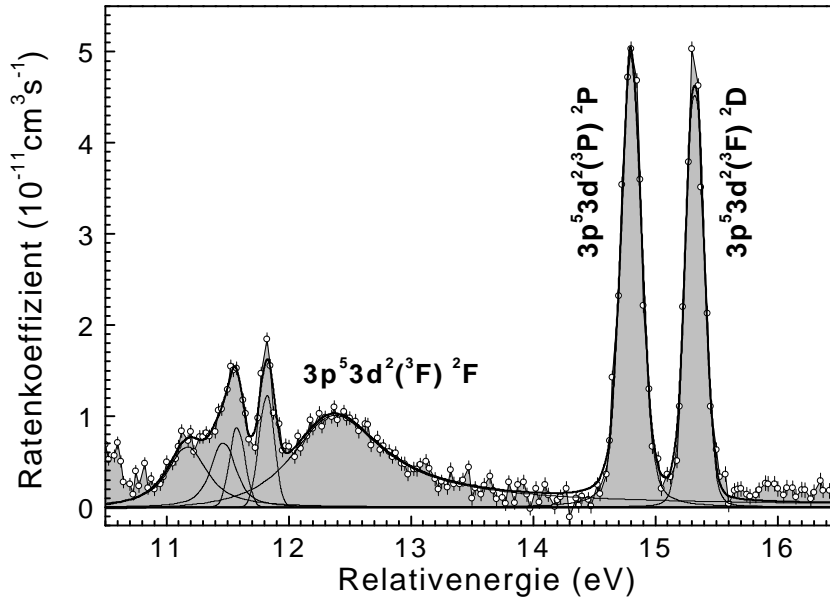


Abbildung 4.6: Anpassungen von mit einer die experimentelle Elektronen-Energieverteilung repräsentierenden Gaußfunktion gefalteten Lorentz- und Fanoprofilen an die im gemessenen Sc^{3+} -Rekombinationsratenkoeffizienten auftretenden Resonanzen im Bereich der $3p^5 3d^2 (^3F) ^2F$ -Resonanz. Von den experimentellen Daten wurde der kontinuierliche RR-Ratenkoeffizient (durchgezogene Linie in Abb. 4.5) subtrahiert. Aus dem Fit ergibt sich eine longitudinale Elektronenstrahltemperatur $k_B T_{\parallel} = 0.15 \pm 0.03$ meV. Weitere Fitresultate sind in Tab. 4.2 aufgelistet. Die angegebenen Bezeichnungen der stärksten Resonanzen folgen der Arbeit von Tiwary et al. (1983).

Tabelle 4.2: Aus der in Abb. 4.6 dargestellten Peak-Anpassung gewonnene Resonanzparameter. Die angegebenen Fehler (eine Standardabweichung) enthalten keine systematischen Unsicherheiten. Nur bei der $3p^5 3d^2 (^3F) ^2F$ -Resonanz wurde von einem asymmetrischen Linienprofil mit $|Q| < \infty$ ausgegangen.

E_d (eV)	Γ_d (eV)	$\bar{\sigma}_d^{(\text{DR})}$ ($10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \text{ eV}$)	Q
11.175 ± 0.041	0.317 ± 0.099	3.8 ± 1.8	
11.481 ± 0.143	0.140 ± 0.253	2.6 ± 6.1	
11.587 ± 0.036	0.000 ± 0.193	1.2 ± 3.8	
11.819 ± 0.004	0.000 ± 0.021	1.9 ± 0.4	
12.305 ± 0.027	0.889 ± 0.066	14.3 ± 1.0	6.3 ± 1.8
14.802 ± 0.001	0.056 ± 0.006	11.6 ± 0.2	
15.324 ± 0.001	0.018 ± 0.006	9.1 ± 0.2	

dem experimentellen Ratenkoeffizienten überein. Bei $E_{\text{rel}} = 12.3$ eV, der experimentellen $3p^53d^2(^3F)^2F$ -Resonanzenergie, beträgt der wasserstoffartige RR-Ratenkoeffizient mit ca. 1.3×10^{-13} cm³/s nur 1/80 des gesamten Ratenkoeffizienten. Es stellt sich die Frage, inwieweit ein derart schwacher RR-Beitrag überhaupt eine merkliche Interferenz verursachen kann. Anhand von Gl. (4.7) erkennt man jedoch, dass eine große Resonanzbreite Γ_d ein kleines RR-Matrixelement wettmachen und sich insgesamt immer noch ein kleiner Asymmetrieparameter ergeben kann.

Eine Asymmetrie der in der oberen Ausschnittvergrößerung von Abb. 4.5 dargestellten gemessenen $3p^53d^2(^3F)^2F$ -Resonanz ist nicht augenfällig. Dies liegt vor allem daran, dass benachbarte Resonanzen insbesondere auf der niederenergetischen Flanke mit ihr überlappen, die zudem auf Grund der experimentellen Energieunschärfe von ca. 0.14 eV (bei einer Energie von 12 eV, s. u.) stark verbreitert sind. Wie in Abb. 4.6 gezeigt, lassen sich im Energiebereich 11-16 eV sieben Resonanzprofile an das experimentelle Spektrum anpassen. Bei der Anpassung wurden Fano- und Lorentzprofile [Gl. (4.8) und (4.4)] durch Faltung mit einer die experimentelle Elektronenenergieverteilung wiedergebenden normierten Gaußfunktion $G(E)$ der vollen Halbwertsbreite (FWHM) $\Delta E = 4(\ln 2 k_B T_{\parallel} E_d)^{1/2}$ [Gl. (2.15)] verbreitert. Das gefaltete Fanoprofil

$$\begin{aligned} \tilde{F}(E_{\text{rel}}) &= \int_{-\infty}^{\infty} F(\varepsilon(E')) G(E' - E_{\text{rel}}) dE' \\ &= \sigma_d^{\text{DR}} \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\Delta E \sqrt{\pi}} \left[\left(1 - \frac{1}{Q^2}\right) \Re[w(z)] - \frac{2}{Q} \Im[w(z)] \right] \end{aligned} \quad (4.12)$$

kann durch die komplexe Fehlerfunktion $w(z)$ ¹ ausgedrückt werden mit dem komplexen Argument $z = (i - \varepsilon)\sqrt{\ln 2} \Gamma_d / \Delta E$ und mit $\varepsilon = 2(E - E_d) / \Gamma_d$. Ein gefaltetes Lorentzprofil, das sogenannte Voigtprofil, ergibt sich aus $\tilde{F}(E_{\text{rel}})$ im Limes $Q \rightarrow \infty$. Neben den in Tab. 4.2 aufgelisteten Parametern wurde auch die longitudinale Elektronenstrahltemperatur als Fitparameter behandelt. Der Fit liefert $k_B T_{\parallel} = 0.15 \pm 0.09$ meV.

Ein wesentliches Ergebnis des Fits sind die Parameter der $3p^53d^2(^3F)^2F$ -Resonanz. Während experimentelle und theoretische (Gorczyca et al. 1997) Resonanzenergie von 12.31 bzw. 14.56 eV um 2.25 eV voneinander abweichen, stimmen experimentelle und theoretische Breite von 0.89 bzw. 1.02 eV relativ gut miteinander überein. Der experimentelle Asymmetrieparameter $Q = 6.3 \pm 1.8$ stimmt mit dem theoretischen Wert $Q = 6.0$ (durch Fit an den theoretischen Ratenkoeffizienten in Abb. 4.1 bestimmt) innerhalb der Fehlergrenzen überein. Führt man allerdings eine Peakanpassung unter der Annahme durch, dass auch die $3p^53d^2(^3F)^2F$ -Resonanz durch ein symmetrisches Voigtprofil beschrieben werden kann, erhöht sich der χ^2 -Wert des Fits lediglich um 5%. Berücksichtigt man außerdem noch die Tatsache, dass hinsichtlich der Anzahl der im Fit zu berücksichtigenden

¹Real- und Imaginärteil von $w(z)$, d. h. $\Re[w(z)]$ und $\Im[w(z)]$, lassen sich mit einem Algorithmus von Humlicek (1979) effizient numerisch berechnen.

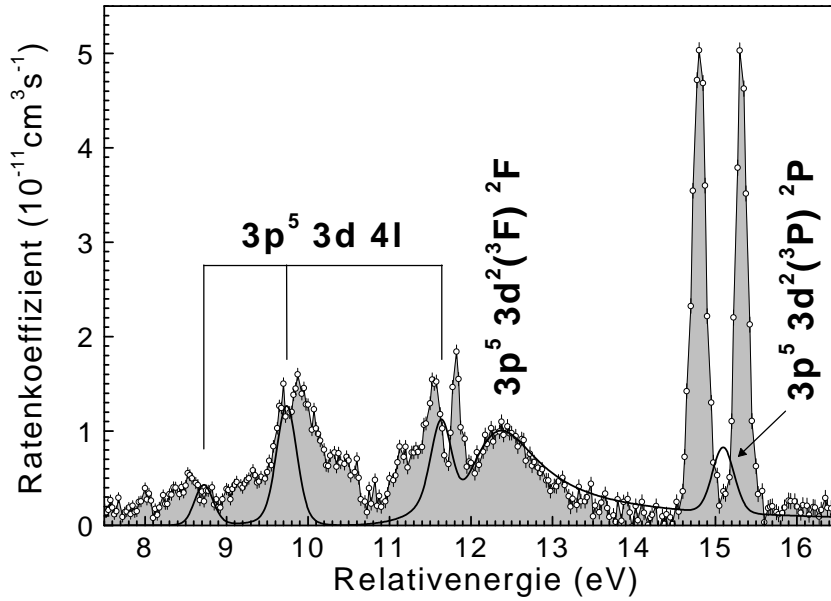


Abbildung 4.7: Vergleich zwischen gemessenem (Schippers et al. 2002c, $E_i = 420$ keV/u) und berechnetem (Gorczyca et al. 1997, Abb. 4.1) Ratenkoeffizienten der Photorekombination von Sc^{3+} . Der theoretische Ratenkoeffizient wurde um 2.2 eV zu kleineren Energien verschoben und mit einem Faktor 0.63 multipliziert, um eine ungefähre Übereinstimmung mit dem experimentellen Resultat im Bereich der $3p^5 3d^2(^3F)^2F$ -Resonanz zu erzielen.

Tabelle 4.3: Vergleich zwischen experimentellen (Tab.4.2 Schippers et al. 2002c) und theoretischen Energielagen (in eV) doppelt angeregter Sc^{2+} -Zustände relativ zum $\text{Sc}^{3+}(3p^6 1S)$ -Grundzustand. Die theoretischen Werte sind entnommen aus den Arbeiten von Tiwary et al. (1983, A), Schippers et al. (2002c, B), Gorczyca et al. (1997, C), und Altun und Manson (1999, D). Die Zuordnung der experimentellen Resonanzenergien unterhalb von 12 eV zu den angegebenen Zuständen ist unsicher.

Zustand	Exp.	Theorie			
		A	B	C	D
$3p^5 3d(^3F)4s^2F$	11.17	11.60	11.00		
$3p^5 3d(^1D)4s^2D$	11.47	12.20			
$3p^5 3d(^1F)4s^2F$	11.58	12.79	12.71		
$3p^5 3d(^3D)4s^2D$	11.82	12.90			
$3p^5 3d^2(^3F)^2F$	12.31	13.25	13.61	14.56	15.74
$3p^5 3d^2(^3P)^2P$	14.80	15.87	16.40	17.35	16.81
$3p^5 3d^2(^3F)^2D$	15.32	16.92			

Resonanzen zusätzliche Unsicherheiten bestehen, liegt insgesamt nur eine schwache experimentelle Evidenz für eine Interferenz zwischen DR und RR vor.

Der in Abb. 4.7 präsentierte Vergleich mit dem theoretischen Ratenkoeffizienten — d. i. der theoretische Wirkungsquerschnitt gefaltet mit der experimentellen Elektronenenergieverteilung – von Gorczyca et al. (1997) bestätigt die schon aus dem Messergebnis der ersten Strahlzeit ersichtliche Diskrepanz zwischen experimentellen und theoretischen Resonanzlagen. Um die theoretische mit der experimentellen $3p^5 3d^2 ({}^3F) {}^2F$ -Resonanzlage und -höhe in Übereinstimmung zu bringen, wurde der theoretische Ratenkoeffizient um 2.25 eV zu niedrigeren Energien verschoben und mit einem Skalierungsfaktor 0.63 multipliziert. Außerdem werden von der Theorie aufgrund der ihr inhärenten Vereinfachungen nicht alle gemessenen Resonanzen reproduziert. In den Rechnungen von Gorczyca et al. (1997) wurde lediglich das nichtrelativistische *LS*-Kopplungschema zur Erzeugung der Vielteilchen-Wellenfunktionen verwendet, das mit restriktiveren Auswahlregeln für optische und autoionisierende Übergänge einhergeht als es bei Kopplungsschemata der Fall ist, die relativistische Effekte mit berücksichtigen. So ist beispielsweise der Super-Coster-Kronig-Übergang $3p^5 3d^2 {}^2D \rightarrow 3p^6 {}^1S + e^-$ im *LS*-Kopplungschema nicht möglich, da das Kontinuumselektron nicht gleichzeitig die Drehimpuls- und die Paritätserhaltung erfüllen kann. Nur durch über relativistische Effekte hervorgerufene $3p^5 3d^2 {}^2P$ - und $3p^5 3d^2 {}^2F$ -Beimischungen zum $3p^5 3d^2 {}^2D$ -Zustand ermöglichen, dass eine $3p^5 3d^2 {}^2D$ -DR-Resonanz überhaupt auftreten kann.

Die relativ große Diskrepanz von 2.2 eV zwischen experimenteller und theoretischer $3p^5 3d^2 ({}^3F) {}^2F$ -Resonanzlage ist symptomatisch für den derzeitigen Stand der Atomstrukturtheorie bei der Behandlung von Vielelektronensystemen mit mehreren offenen Unterschalen. In Tab. 4.3 werden die experimentellen Resonanzlagen mit verschiedenen theoretischen Vorhersagen verglichen. Es treten Abweichungen von bis zu 3.4 eV von den gemessenen Werten auf, wobei die theoretischen Werte immer zu groß sind. Die dem Experiment am nächsten kommende Vorhersage von Tiwary et al. (1983) weicht noch bis zu 1.6 eV von den Messergebnissen ab. Die vorliegenden Photorekombinationsmessungen stellen bisher die einzige Quelle zuverlässiger spektroskopischer Informationen über die doppelt angeregten $3p^5 3d nl$ -Zustände im zweifach ionisierten Scandium dar.

4.3 Speicherringexperiment mit Ti^{4+} -Ionen

Eine Schwierigkeit bei der Bestimmung der $Sc^{2+}(3p^5 3d^2 ({}^3F) {}^2F)$ -Resonanzlinienform ist die begrenzte experimentelle Auflösung, die die mit der $3p^5 3d^2 ({}^3F) {}^2F$ -Resonanz überlappenden Resonanzen stark verbreitert. Eine verbesserte Energieauflösung ist prinzipiell bei kleineren Relativenergien gegeben. Daher ist es interessant, ein zu Sc^{3+} isoelektronisches System zu untersuchen, bei dem die $3p^5 3d^2 ({}^3F) {}^2F$ -Resonanz bei kleineren Energien lokalisiert ist. Ein derartiges System ist Ti^{4+} . Die $Ti^{3+}(3p^5 3d^2 ({}^3F) {}^2F)$ -DR-

Resonanzenergie wird zwischen 1.3 und 3.5 eV vorhergesagt (s. Tab. 4.4). Wie bei allen noch höhergeladenen Ionen der isoelektronischen Reihe, befindet sich das $3p^5 3d^2(^3F)^2F$ -Niveau bei V^{5+} bereits deutlich unterhalb der $V^{4+}(3p^6 3d^2D)$ -Ionisationsschwelle (Tiwary et al. 1983) und kann deshalb nicht mittels Photorekombination beobachtet werden.

Gegenüber Sc^{3+} bietet Ti^{4+} den für ein Speicherringexperiment weiteren Vorteil des günstigeren Ladung-zu-Masse-Verhältnisses von $q/A = 1/12$, so dass im Schwerionenspeicherring TSR $^{48}Ti^{4+}$ -Ionen mit einer Energie von 600 keV/u gespeichert werden konnten. Bei dieser Ionenenergie befand sich der durch Ladungseinfang in Stößen mit Restgasmolekülen verursachte Untergrund im Rekombinationssignal bereits auf einem gut handhabbaren Niveau. Der Ti^{4+} -Photorekombinationsratenkoeffizient konnte im Relativenergiebereich 0–80 eV mit zufrieden stellender statistischer Genauigkeit gemessen werden (Schippers et al. 1998a, s. Abb. 4.8). Dieser Energiebereich beinhaltet alle DR-Resonanzen, die mit $3p \rightarrow 3d$ und $3p \rightarrow 4l$ Anregungen assoziiert sind. Die dominantesten Rekombinationskanäle sind der mit der Anregung $3p^6 \rightarrow 3p^5 3d^1P$ verbundenen Rydbergserie von DR-Resonanzen zuzuordnen, deren Seriengrenze sich bei 49.01 eV befindet (Tab. 4.1). Im Unterschied zu Sc^{3+} , dessen stärkste DR-Resonanzen der $3p^5 4s(^1P)nl$ -Rydbergserie angehören, spielt diese bei der Rekombination von Ti^{4+} keine Rolle. Im Energiebereich unterhalb der $3p^5 4s(^1P)$ -Seriengrenze bei 55.02 eV wurden wie auch bei höheren Relativenergien keine DR-Resonanzen festgestellt.

Die Ausschnittvergrößerung in Abb. 4.8 zeigt den Vergleich zwischen gemessenem und berechnetem (Gorczyca 1998) Ti^{4+} -Ratenkoeffizienten im Bereich der vorhergesagten $3p^5 3d^2(^3F)^2F$ -Resonanzenergie. Wie schon bei Sc^{3+} gibt es erhebliche Diskrepanzen

Tabelle 4.4: Vergleich zwischen experimentellen (Schippers et al. 1998a) und theoretischen Energielagen (in eV) doppelt angeregter Ti^{3+} -Zustände relativ zum $Ti^{4+}(3p^6 ^1S)$ -Grundzustand. Die theoretischen Werte sind entnommen aus den Arbeiten von Tiwary et al. (1983, A), Griffin et al. (1982, B) und Gorczyca (1998, C). Die Zuordnung der experimentellen Resonanzenergien zu den angegebenen Zuständen ist unsicher. Man beachte die im Vergleich zu Sc^{2+} (Tab. 4.3) vertauschte Lage der $3p^5 3d^2$ - und $3p^5 3d 4s$ -Niveaus.

Zustand	Exp.	Theorie		
		A	B	C
$3p^5 3d^2(^3F)^2F$	0.45	1.55	1.3	3.54
$3p^5 3d^2(^3P)^2P$	1.15	4.70	4.8	7.71
$3p^5 3d^2(^3F)^2D$	1.41	7.01	5.9	
$3p^5 3d(^3F)4s^2F$	4.28	4.73		4.81
$3p^5 3d(^1D)4s^2D$	4.39	5.33		
$3p^5 3d(^3D)4s^2D$	4.50	5.69		
$3p^5 3d(^1F)4s^2F$	4.76	6.20		

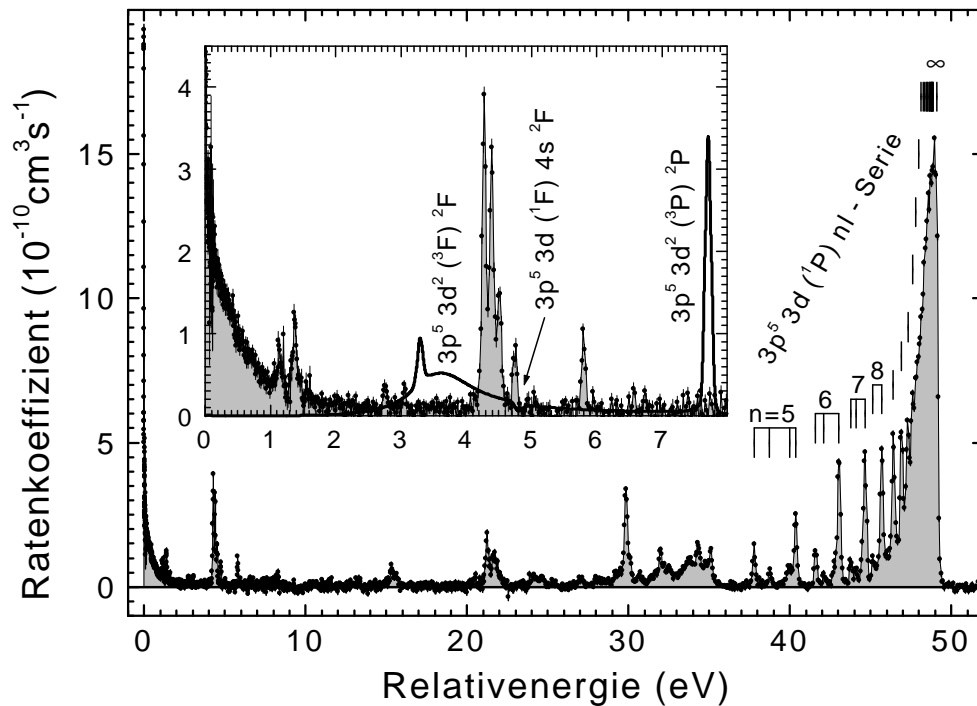


Abbildung 4.8: Gemessener totaler Ratenkoeffizient der Photorekombination argonähnlicher Ti^{4+} -Ionen (Schippers et al. 1998a). DR-Resonanzen der $3p^5 3d(^1P)nl$ -Rydbergserie sind bis zu $n = 11$ individuell aufgelöst. Feinstrukturaufspaltungen werden bis $n = 8$ beobachtet. Die Ausschnittvergrößerung zeigt den Vergleich mit der Theorie von Gorczyca (1998, durchgezogene Linie) im Bereich der $3p^5 3d^2\ ^2F$ -DR-Resonanz. Die beiden $\ ^2F$ -Resonanzen interferieren destruktiv.

zwischen experimentellen und theoretischen Resonanzlagen und -stärken. Die vorhergesagte Breite der $3p^5 3d^2(^3F)\ ^2F$ -Resonanz ist 1.21 eV. Eine derart breite, nicht aufgelöste Struktur findet sich im experimentellen Spektrum nur im Relativenergiebereich von 0 bis etwa 1 eV. In der Tat lässt sich der in diesem Bereich gemessene Ratenkoeffizient im Wesentlichen durch die Existenz einer 1.2 eV breiten bei 0.45 eV lokalisierten Resonanz erklären. Dies verdeutlicht Abb. 4.9, die den gemessenen Ratenkoeffizienten im Bereich 0–2 eV in doppelt logarithmischer Darstellung zeigt. Eine Besonderheit der ungewöhnlich breiten Resonanz ist, dass ihre Breite größer ist als ihr Abstand zur Schwelle, d. h. dass $\Gamma_d > E_d$. Damit ist eine Voraussetzung der IRA verletzt, und der DR-Wirkungsquerschnitt kann nicht nach Gl. (1.7) berechnet werden. Vielmehr ist in Gl. (1.7) der Faktor $1/E_d$ durch den Faktor $1/E$ zu ersetzen, so dass sich der DR-Wirkungsquerschnitt zu $\sigma^{(DR)}(E) = E_d L(\epsilon(E))/E$ ergibt mit dem Lorentzprofil aus Gl. (4.4). Die in Abb. 4.9 an den experimentellen Ti^{4+} -Rekombinationsratenkoeffizienten angepassten DR-Linienprofile (gestrichelte Linien) wurden als Faltung des so definierten DR-Wirkungsquerschnitts mit der experimentellen Elektronenenergieverteilung numerisch berechnet. Der RR-Beitrag (gepunktete Linie) ist der wasserstoffartige Ratenko-

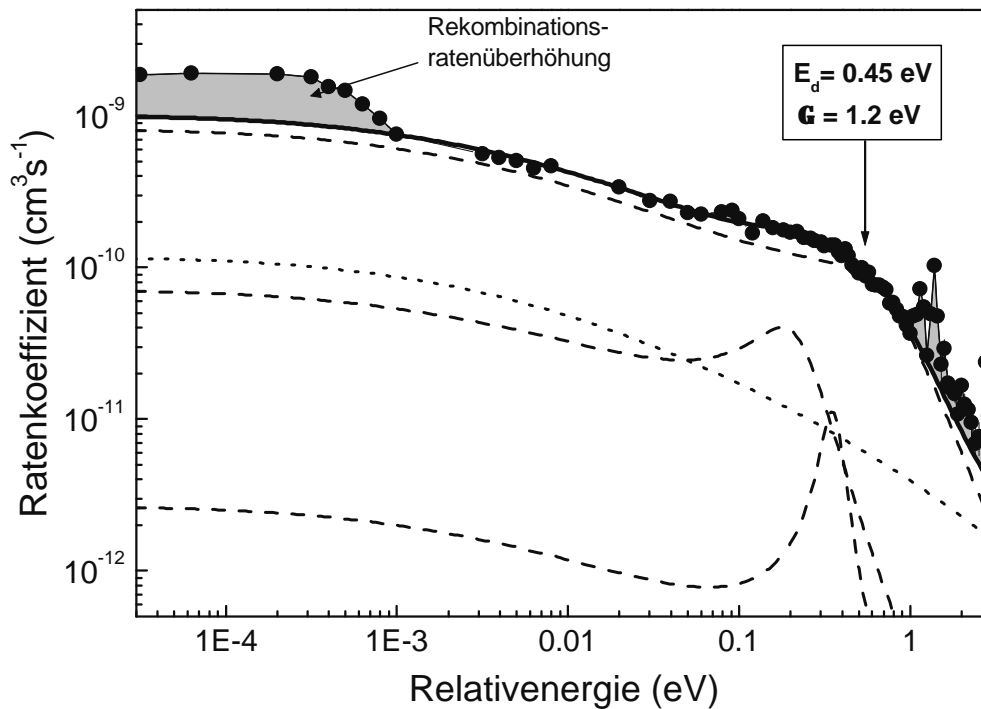


Abbildung 4.9: Beiträge zur Rekombination von Ti^{4+} unterhalb von 1 eV: RR berechnet nach Gl. (3.6) mit Summation erst ab der 3d-Schale (gepunktete Linie), DR Resonanzen bei 0.2, 0.36 und 0.45 eV (gestrichelte Linien), Summe von RR und DR (durchgezogene Linie).

effizient nach Gl. (3.6) mit Kernladung $Z = 4$ und mit Summation ab der 3d-Schale.

Interferenzeffekte vernachlässigend kann der experimentelle Ratenkoeffizient unterhalb einer Relativenergie von 1 eV unter der Annahme einer Mindestanzahl von 3 DR-Resonanzen bei 0.2, 0.36 und 0.45 eV durch die inkohärente Summe der drei DR-Resonanzen und des RR-Beitrags wiedergegeben werden. Bei den kleinsten Relativenergien, bei denen auch die in Kapitel 3 diskutierte Rekombinationsratenüberhöhung beobachtet wird, wird der totale Rekombinationsratenkoeffizient von der 1.2 eV breiten Resonanz bei 0.45 eV dominiert. Es liegt nahe, diese Resonanz als die bei höheren Energien vorhergesagte $3p^5 3d^2(^3F)^2F$ -Resonanz mit eben dieser Breite zu identifizieren. Die Abweichung der experimentellen Resonanzenergie von den theoretischen Werten in Tab. 4.4 bewegt sich dabei in demselben wie schon bei Scandium vorgefundenen Bereich von ca. 1–3 eV (vgl. Tab. 4.3). Da die $\text{Ti}^{3+}(3p^5 3d^2(^3F)^2F)$ -Resonanz die $\text{Ti}^{3+}(3p^6 3d^2D)$ -Ionisationsschwelle überstreicht, kann ihre Linienform nicht vermessen werden, und es können keine Aussagen über RR-DR-Interferenzeffekte gewonnen werden.

Ein weiterer Resonanzlinienformen beeinflussender Effekt ist die Interferenz zwischen überlappenden Resonanzen derselben Symmetrie (LaGattuta 1987, Karasiov et al. 1992,

Griffin et al. 1994, Nefiodov et al. 1999). Die theoretische Rechnung von Gorczyca (1998) zur Photorekombination von Ti^{4+} (Ausschnittvergrößerung in Abb. 4.8) sagt eine destruktive Interferenz zwischen der $3p^5 3d^2(^3F)^2F$ - und der $3p^5 3d(^1F)4s^2F$ -Resonanz voraus. Das Experiment liefert allerdings keinen Hinweis auf die Existenz einer Fensterresonanz auf der hochenergetischen Flanke der $3p^5 3d^2(^3F)^2F$ -Resonanz. Auch für die Photorekombination von Sc^{3+} sind Interferenzen zwischen überlappenden Resonanzen diskutiert worden (Schippers et al. 2002c), die jedoch innerhalb der durch die experimentellen Unsicherheiten gesteckten Grenzen ebenfalls nicht beobachtbar waren.

4.4 Zusammenfassende Diskussion und Ausblick

Der experimentelle Nachweis der theoretisch vorhergesagten Asymmetrie der Linienform der bei der Rekombination von argonähnlichem Sc^{3+} und Ti^{4+} auftretenden $3p^5 3d^2(^3F)^2F$ -DR-Resonanz und damit ein Aufzeigen der Grenzen der Näherung unabhängiger Prozesse ist bisher nicht in zufrieden stellendem Maße gelungen. Im Sc^{3+} -Experiment waren die limitierenden Faktoren die Zählstatistik — aufgrund des durch Ladungseinfang in Stößen mit Restgasmolekülen verursachten hohen Untergrundes — und die begrenzte experimentelle Auflösung, die eine eindeutige Trennung der $3p^5 3d^2(^3F)^2F$ -Resonanz von benachbarten Resonanzen behinderte. Hier darf in Zukunft mit der Inbetriebnahme eines zweiten Elektronentargets (s. Abschnitt 2.4.2) im Schwerionenspeicherring TSR ein deutlicher Fortschritt erwartet werden. Im Ti^{4+} -Experiment konnte die $3p^5 3d^2(^3F)^2F$ -Resonanzlinienform nicht bestimmt werden, weil sich die Resonanz über die $\text{Ti}^{3+}(3p^6 3d^2D)$ -Ionisationsschwelle erstreckt und somit im Photorekombinationsspektrum nur teilweise sichtbar ist.

Die Übereinstimmung zwischen theoretischen und experimentellen DR-Resonanzlagen ist generell schlecht. Die Unterschiede betragen bis zu 3 eV. Dies verdeutlicht, dass die genaue theoretische Beschreibung der hier betrachteten atomaren Vielelektronensysteme mit offener 3p- und 3d-Schale schwierig ist, da Korrelationseffekte von größter Bedeutung sind (Tiwary et al. 1983, Hansen und Quinet 1996, Hibbert und Hansen 1999). Die hier präsentierten Resultate sind ein Beispiel dafür, dass Photorekombinationsexperimente in der Lage sind, spektroskopische Informationen über mehrfach angeregte Zustände zu liefern, die mit anderen Mitteln zur Zeit nicht zur Verfügung gestellt werden können.

Die Vermessung der durch Super-Coster-Kronig-Übergänge zerfallenden $3p^5 3d^2$ -Resonanzen in kaliumartigen Ionen erlaubt detaillierte Einblicke in die Korrelationsdynamik dieser mehrfach angeregten Vielelektronensysteme. Daher ist die weitere Untersuchung dieser Resonanzen unabhängig von der Fragestellung, inwieweit Interferenzeffekte ihre Linienformen beeinflussen, ein Ziel zukünftiger, zur Photorekombination komplementärer Experimente. Ein erstes derartiges Experiment zur Photoionisation von Sc^{2+} -Ionen wurde bereits durchgeführt (Schippers et al. 2002d), das mittels des Prinzips des de-

taillierten Gleichgewichts [Gl. (4.1)] auch Rückschlüsse auf die Photorekombination von Sc^{3+} -Ionen erlaubt. Weiterhin ist ein Photoionisationsexperiment mit Ti^{3+} -Ionen vorgesehen. Die im Vergleich zu einem Photorekombinationsexperiment deutlich höhere Auflösung wird es erlauben, genauere Informationen über die Ionisationsschwelle überstreichende $\text{Ti}^{3+}(3p^53d^2(^3F)^2F)$ -Resonanz zu erhalten. Prinzipiell ist eine Bestimmung der vollständigen $\text{Ti}^{3+}(3p^53d^2(^3F)^2F)$ -Resonanzlinienform in einem Experiment zur Elektronenstoßanregung von $\text{Ti}^{3+}(3p^63d^2D)$ möglich. Die Durchführung eines derartigen Experiments an einer dazu geeigneten „merged-beams“-Apparatur (Bannister et al. 1994, Phaneuf et al. 1999) am Oak Ridge National Laboratory in den USA ist ebenfalls geplant, eine Vorstudie mit Ti^{2+} -Ionen bereits abgeschlossen (Popović et al. 2001).

5 Grundlegende physikalische Vorstellungen zum Einfluss äußerer elektrischer und magnetischer Felder auf die dielektronische Rekombination

Die im Verlauf der DR besetzten Zwischenzustände können u. U. nur sehr schwach gebunden sein, vor allem wenn sich mindestens eines der angeregten Elektronen in einem Rydbergzustand mit großer Hauptquantenzahl n befindet. Diese Zustände sind empfindlich auf äußere Einflüsse wie elektromagnetische Felder, oder Stöße mit Atomen, Ionen oder Elektronen, die dementsprechend den DR-Wirkungsquerschnitt beeinflussen können. Dieses Kapitel behandelt die DR in äußeren Feldern (DRF). Feldeffekte sind insbesondere bedeutsam für Ionen, bei denen hohe Rydbergzustände signifikant zum DR-Wirkungsquerschnitt beitragen. Dies ist vor allem dann der Fall, wenn die Anregung des Ionenrumpfes innerhalb einer Hauptschale ($\Delta n=0$ -Anregung) erfolgt. Die ersten erfolgreichen experimentellen Anstrengungen zur Gewinnung quantitativer Ergebnisse zur DRF wurden daher mit natriumähnlichen Mg^+ -Ionen unternommen (Müller et al. 1986, 1987), bei denen die DR u. a. mit $3s \rightarrow 3p$ -Rumpfanregungen einher geht. Die einfachsten Systeme dieser Art sind jedoch lithiumähnliche Ionen ($2s \rightarrow 2p$ -Rumpfanregungen). Ein qualitatives Verständnis für den Einfluss äußerer elektrischer Felder auf die DR lässt sich anhand von Modellrechnungen gewinnen, die im folgenden beispielhaft für die DRF lithiumähnlicher Ionen entwickelt werden.

Für die DR lithiumähnlicher Ionen mit $2s \rightarrow 2p$ Anregung des Ionenrumpfes lässt sich, nur den wesentlichsten Abregungskanal berücksichtigend, Gl. (1.3) schreiben als

$$e^- + \text{A}^{q+}(1s^2 2s) \rightarrow \text{A}^{(q-1)+}(1s^2 2p_j n l) \rightarrow \text{A}^{(q-1)+}(1s^2 2s n l) + h\nu \quad (5.1)$$

wobei der Drehimpuls j des angeregten $2p$ -Elektrons $1/2$ und $3/2$ betragen kann. Hier wird insbesondere die Strahlungsabregung des Rydbergelektrons — charakterisiert durch Hauptquantenzahl n und Drehimpulsquantenzahl l — zunächst nicht betrachtet, eine Näherung, die zumindest für genügend große n gut erfüllt ist. Nur die in Gl. (5.1) erfassten Prozesse zugrunde legend, vereinfacht sich die Berechnung der DR-Resonanzstärken

nach Gl. (1.7) zu

$$\bar{\sigma}^{(\text{DR})}(n, l) = (2j+1)(2l+1)S_0 \frac{1}{E(n)} \frac{A_a(n, l)A_r}{A_a(n, l) + A_r} \approx (2j+1)(2l+1)S_0 \frac{A_{<}}{E(n)} \quad (5.2)$$

mit $S_0 = 2.475 \times 10^{-30} \text{cm}^2 \text{eV}^2 \text{s}$, der Resonanzenergie $E(n)$ (die Abhängigkeit der Resonanzenergie von der Drehimpulsquantenzahl l wird vernachlässigt) sowie den Autoionisations- und radiativen Raten $A_a(nl)$ und A_r . In der Näherung auf der rechten Seite der Gleichung bezeichnet $A_{<}$ die kleinere der Raten $A_a(nl)$ und A_r . Da wir uns bei der Betrachtung der Strahlungsabregung auf das 2p-Elektron beschränken, kann davon ausgegangen werden, dass A_r unabhängig von den Quantenzahlen n und l des Rydbergelektrons ist. Die Autoionisationsraten $A_a(nl)$ hingegen nehmen proportional zu n^{-3} ab und noch stärker mit zunehmendem l (Abb. 5.2), so dass die Relation $A_a(nl) > A_r$ nur für Rydbergzustände mit einem Drehimpuls l bis zu einem kritischen Wertes l_c erfüllt ist. Es tragen daher nur $2(l_c + 1)^2$ Unterzustände einer $2p_{jnl}$ -Mannigfaltigkeit signifikant zur DR Resonanzstärke bei, die sich nach Summation über l zu

$$\bar{\sigma}^{(\text{DR})}(n) = \sum_{l=0}^{n-1} \sigma^{(\text{DR})}(n, l) \approx (2j+1)[l_c(n) + 1]^2 S_0 \frac{A_r}{E(n)} \quad (5.3)$$

ergibt. Mit Hilfe dieses Bildes des Abzählens von Zuständen lassen sich die Einflüsse äußerer elektrischer Felder auf die DR leicht qualitativ verstehen. Elektrische Felder mischen l -Zustände und beeinflussen damit die Autoionisationsraten derart, dass sich l_c zu höheren Werten verschiebt und damit mehr Zustände zur DR beitragen.

Auf diesen Effekt wurde bereits von Burgess und Summers (1969) und Jacobs et al. (1976) hingewiesen, und er wurde seither in einer Vielzahl von Berechnungen bestätigt (Hahn 1997). Die erste experimentelle Bestätigung für den Einfluss elektrischer Felder auf die DR von Mg^+ -Ionen erbrachten Müller et al. (1986, 1987). Das erste Speicherringexperiment mit hochgeladenen Ionen wurde mit Li-ähnlichem Si^{11+} am CRYRING des Manne Siegbahn Labors in Stockholm durchgeführt (Bartsch et al. 1997) und zeigte drastische feldinduzierte Ratenerhöhungen von bis zu einem Faktor 3. Systematische Untersuchungen erfolgten seither am Schwerionenspeicherring TSR des Max-Planck-Instituts für Kernphysik in Heidelberg mit Be^{+} -, Cl^{14+} - (Bartsch et al. 1999), Ti^{19+} - (Bartsch et al. 2000) und Ni^{25+} - (Schippers et al. 2000b) und am CRYRING mit Ne^{7+} - (Böhm et al. 2001), O^{5+} - (Böhm et al. 2002) und N^{4+} -Ionen mit dem Ziel, die Abhängigkeit der Feldeffekte von der Kernladungszahl anhand der isoelektronischen Serie lithiumähnlicher Ionen beispielhaft zu erforschen.

Grundsätzlich gibt es bei der Abhängigkeit der DRF von der Kernladungszahl Z zwei Aspekte, die sich in unterschiedlicher Weise auswirken: Erstens die Z -Abhängigkeit vor allem der radiativen Raten A_r und zweitens die zunehmend stärkere Bindung hoher $1s^2 2p_{nl}$ -Rydbergzustände mit zunehmendem Z . Während die Z -Abhängigkeit der Raten eine abnehmende Sensitivität der DR-Wirkungsquerschnitte auf äußere Felder mit zunehmenden Z bewirkt, führt die schwächere Bindung der Rydbergelektronen bei abnehmendem

Z zu einer leichteren Ionisierbarkeit eben dieser Elektronen in den im Experiment auftretenden elektrischen Feldern, so dass der im Prinzip stärkere Einfluss äußerer Felder auf leichtere Ionen in einem Speicherringexperiment gar nicht nachgewiesen werden kann, weil die rekombinierten Ionen in hohen Rydbergzuständen nicht in den Detektor gelangen.

Die folgenden Überlegungen sollen die Stärke des in Speicherringexperimenten zu messenden Einflusses äußerer Felder auf die DR-Wirkungsquerschnitte lithiumähnlicher Ionen abschätzen sowie die für dessen Verständnis wesentlichen Konzepte entwickeln.

5.1 Radiative und Autoionisationsraten für den feldfreien Fall

Radiative Raten für $2p \rightarrow 2s$ Übergänge in lithiumähnlichen Ionen sind z. B. von (Johnson et al. 1996) mit Hilfe einer Vielteilchen-Störungstheorie dritter Ordnung berechnet worden. Werte für $Z \leq 30$ sind in Tab. 5.1 aufgeführt und in Abb. 5.1 graphisch dargestellt.

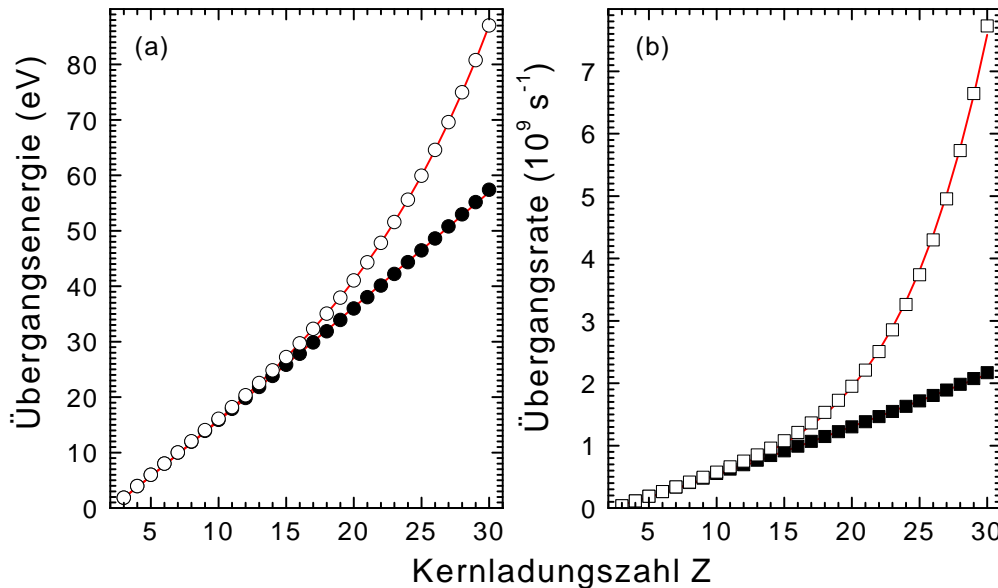


Abbildung 5.1: Energien E_∞ (a) und radiative Raten A_r (b) von $2p_{1/2} \rightarrow 2s$ (volle Symbole) und $2p_{3/2} \rightarrow 2s$ (offene Symbole) Übergängen in lithiumähnlichen Ionen (Tab. 5.1) als Funktion der Kernladungszahl Z . Die durchgezogenen Linien sind die folgenden Anpassungen an die Energien und Raten: $E_\infty = 1.86 \text{ eV} (Z-2)^{1.027}$, $A_r = 5.427 \times 10^7 \text{ s}^{-1} (Z-2)^{1.103}$ für $j = 1/2$ und $E_\infty = 1.86 \text{ eV} (Z-2)^{1.027} [1 + 1.79 \times 10^{-5} (Z-2)^{3.089}]$, $A_r = 5.427 \times 10^7 \text{ s}^{-1} \times (Z-2)^{1.103} [1 + 1.064 \times 10^{-6} (Z-2)^{3.715}]$ für $j = 3/2$.

Die Raten für $2p_{1/2} \rightarrow 2s_{1/2}$ -Übergänge skalieren mit $(Z - 2)^{1.1}$. Für $2p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$ -Übergänge gilt dieselbe $(Z - 2)^{1.1}$ -Abhängigkeit bis zu $Z \sim 10$; bei höheren Kernladungszahlen geht der Exponent zu $\sim 4 - 5$ über. Im Gegensatz zu den radiativen Raten skalieren die Autoionisationsraten nur schwach mit Z . Dies ist aus Abb. 5.2 ersichtlich, die konfigurationsgemittelte Autoionisationsraten von $1s^2 2p 2l$ -Konfigurationen zeigt, die für C^{2+} ($Z = 6$) und Ni^{24+} ($Z = 28$) mit dem Atomstrukturprogramm AUTOSTRUCTURE (Badnell

Tabelle 5.1: Energien (Martin et al. 1999) und radiative Raten (Johnson et al. 1996) von $2p \rightarrow 2s$ Übergängen in lithiumähnlichen Ionen.

Z	$2p_{1/2} \rightarrow 2s_{1/2}$		$2p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$	
	E (eV)	A_r ($10^9/s$)	E (eV)	A_r ($10^9/s$)
3	1.848	0.0369	1.848	0.0369
4	3.959	0.1129	3.959	0.1130
5	5.996	0.1889	6.000	0.1894
6	7.995	0.2630	8.008	0.2644
7	9.976	0.3357	10.008	0.3392
8	11.949	0.4078	12.015	0.4150
9	13.918	0.4796	14.040	0.4930
10	15.889	0.5528	16.093	0.5755
11	17.867	0.6235	18.187	0.6600
12	19.839	0.6952	20.332	0.7515
13	21.824	0.7679	22.541	0.851
14	23.813	0.8408	24.826	0.961
15	25.814	0.9168	27.205	1.079
16	27.818	0.9923	29.685	1.212
17	29.839	1.069	32.290	1.363
18	31.867	1.146	35.038	1.534
19	33.900	1.224	37.941	1.728
20	35.963	1.302	41.029	1.952
21	38.020	1.383	44.310	2.210
22	40.115	1.465	47.820	2.509
23	42.212	1.547	51.579	2.857
24	44.320	1.631	55.603	3.264
25	46.450	1.718	59.924	3.739
26	48.600	1.804	64.561	4.299
27	50.774	1.892	69.577	4.956
28	52.963	1.984	74.970	5.730
29	55.161	2.076	80.767	6.645
30	57.384	2.169	87.027	7.728

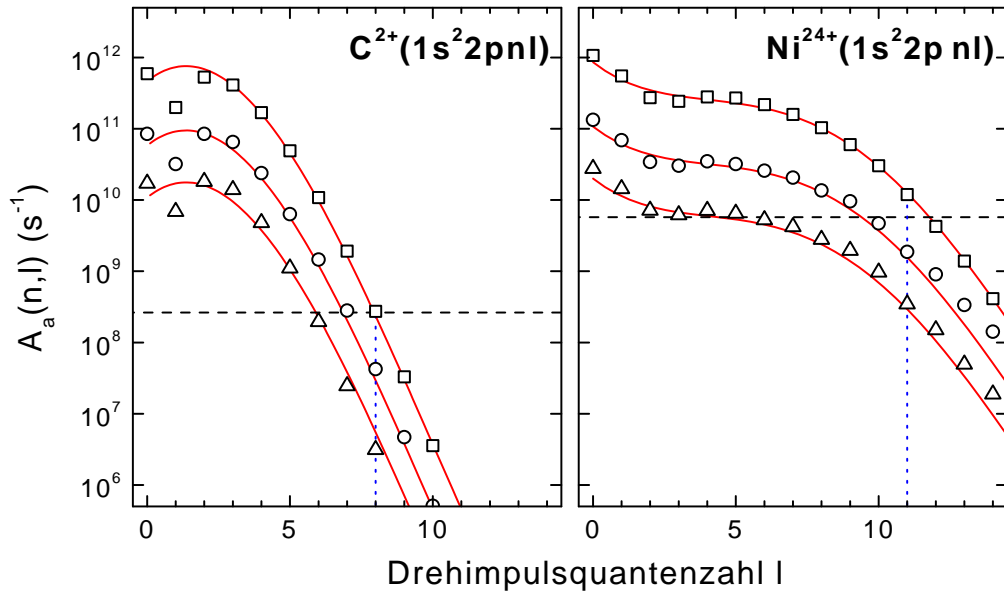


Abbildung 5.2: Konfigurationsgemittelte Autoionisationsraten von $1s^2 2pnl$ -Zuständen in C^{3+} (links) und Ni^{25+} (rechts) berechnet mit dem Atomstrukturprogramm AUTOSTRUCTURE von Badnell (1986) für $n = 20$ (Quadrate), $n = 40$ (Kreise) und $n = 70$ (Dreiecke). Die durchgezogenen Linien sind die unter Verwendung von Gl. (5.4) vorgenommenen Anpassungen an die Datenpunkte. Die Anpassung wurde für $n = 20$ durchgeführt und die Kurven für $n = 40$ und $n = 70$ aus der $n = 20$ -Kurve aus der n^{-3} -Skalierung gewonnen. Die unterbrochenen horizontalen Linien markieren die entsprechenden radiativen $2p_{3/2} \rightarrow 2s$ -Zerfallsraten aus Tab. 5.1 und die punktierten vertikalen Linien die kritische Drehimpulsquantenzahl l_c für $n = 20$.

Tabelle 5.2: Parameter für die Parametrisierung der Autoionisationsraten lithiumähnlicher Ionen nach Gl. (5.4) ermittelt durch Anpassen an mit dem Atomstrukturprogramm AUTOSTRUCTURE berechnete konfigurationsgemittelte Raten für $1s^2 2p 20l$ -Konfigurationen.

Z	q	$\tilde{A}_a (10^{15}/s)$	\tilde{d}_1	\tilde{d}_2	\tilde{d}_3	\tilde{d}_4
6	3	3.729	0.7310	-0.2876	0.00975	0
7	4	4.040	0.4051	-0.1716	0.00319	0
8	5	2.828	0.5424	-0.1633	0.00274	0
10	7	3.293	0.3025	-0.0982	0.00042	0
12	9	5.129	-0.4782	0.1486	-0.02292	0.00073
14	11	7.289	-1.0155	0.3298	-0.04310	0.00149
17	14	5.914	-0.5864	0.1578	-0.01990	0.00057
21	18	4.550	-0.2733	0.0548	-0.00805	0.00018
28	25	6.864	-0.7172	0.1654	-0.01722	0.00045

1986) berechnet wurden. Trotz der großen Variation von Z sind die maximalen Raten bei kleinen l annähernd gleich. Bei größerem Z ist der Abfall der Raten mit zunehmendem l allerdings schwächer als bei kleineren Kernladungszahlen.

Umfassendere Vorhersagen der Z -Abhängigkeit der DRF lassen sich durch Einsetzen einer geeigneten Parametrisierung für die in Gl. (5.2) auftretenden Raten gewinnen. Dazu verwenden wir für A_r die Werte aus Tab. 5.1 und beschreiben die Autoionisationsraten vereinfachend als

$$A_a(n, l) = \tilde{A}_a n^{-3} \exp(\tilde{d}_1 l + \tilde{d}_2 l^2 + \tilde{d}_3 l^3 + \tilde{d}_4 l^4), \quad (5.4)$$

wobei die in Tab. 5.2 aufgelisteten Parameter \tilde{A}_a und \tilde{d}_i wie in Abb. 5.2 gezeigt durch Anpassung an mit dem Atomstrukturprogramm AUTOSTRUCTURE berechnete, konfigurationsgemittelte Autoionisationsraten gewonnen wurden.

5.2 Mischung der l -Zustände im elektrischen Feld

Zur Abschätzung der maximalen feldinduzierten DR-Ratenerhöhung kann man die vollständige Mischung der Drehimpulszustände — es wird zunächst vorausgesetzt, dass diese innerhalb einer n -Mannigfaltigkeit vollständig entartet sind — betrachten, bei der die Eigenzustände des Ions durch die Quantenzahlen n , κ und m charakterisierte Starkzustände sind (Hahn und Krstić 1993). In dieser Basis ergibt sich für den DR-Wirkungsquerschnitt [vgl. Gl. (5.3)]

$$\bar{\sigma}^{(\text{DRF})}(n) = (2j + 1) S_0 \frac{\pi}{E_n} \sum_m \sum_{\kappa} \frac{A_a(n, \kappa, m) A_r}{A_a(n, \kappa, m) + A_r} \quad (5.5)$$

mit den Autoionisationsraten (lineare Starknäherung, Jacobs und Davis 1979)

$$A_a(n, \kappa, m) = \sum_{l=|m|}^{n-1} \left(C_{\kappa, m}^{n, l} \right)^2 A_a(n, l) \quad (5.6)$$

und den Clebsch-Gordan-Koeffizienten $C_{\kappa, m}^{n, l}$ [Gl. (C.6)]. Die Summationen über m und κ in Gl. (5.5) erstrecken sich über $-n+1, -n+2, \dots, n-2, n-1$ bzw. $-n+|m|+1, -n+|m|+3, \dots, n-|m|-3, n-|m|-1$. Grob betrachtet tragen alle an der Summation in Gl. (5.6) beteiligten l -Zustände gleich zur Autoionisationsrate des $n\kappa m$ -Starkzustands bei, d. h. diese ergibt sich in grober Näherung als das arithmetische Mittel der Autoionisationsraten der sphärischen nl -Zustände. Da die Raten $A_a(n, l)$ mit zunehmendem l stark abnehmen, werden die Raten $A_a(n, \kappa, m)$ im Wesentlichen durch die Rate $A_a(n, l)$ mit dem kleinsten l , d. i. $l = |m|$ [Gl. (5.6)], bestimmt. Daraus folgt, dass die Raten $A_a(n, \kappa, m)$, wie in Abb. 5.3

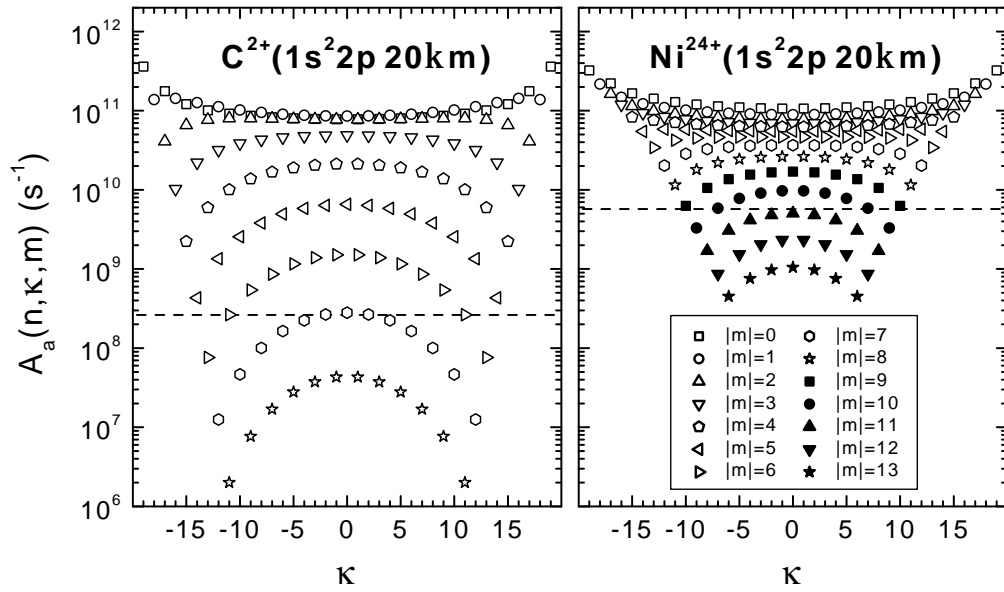


Abbildung 5.3: Konfigurationsgemittelte Autoionisationsraten $A_a(n, \kappa, m)$ von $1s^2 2p 20\kappa m$ -Zuständen in C^{2+} (links) und Ni^{24+} (rechts) gemäß Gl. (5.6) berechnet aus den in Abb. 5.2 angepassten Raten $A_a(nl)$. Die Legende gilt für beide Graphen.

für $1s^2 2p 20\kappa m$ -Zustände in C^{2+} und Ni^{24+} dargestellt, mit zunehmendem $|m|$ stark abnehmen. Die Zahl der Zustände, die signifikant zur DR beitragen, d. h. für die die Bedingung $A_a(n, \kappa, m) > A_r$ gilt, lässt sich für $n = 20$ aus Abb. 5.3 ablesen. Es sind dies 220 Zustände bei C^{3+} und 306 bei Ni^{25+} . Die entsprechenden Zahlen für den feldfreien Fall sind $2(l_c + 1)^2 = 162$ und $2(l_c + 1)^2 = 288$ (Abb. 5.2). Während es also bei dem leichteren Ion zu einer deutlichen Erhöhung der Anzahl der Zustände um einen Faktor von ca. 1.4 kommt, bleibt bei dem schwereren Ion die Anzahl der zur DR beitragenden Zustände annähernd gleich.

Genauere Aussagen erlaubt die Betrachtung des Verhältnisses $\sigma^{(DRF)}(n)/\sigma^{(DR)}(n)$, das für C^{3+} und Ni^{25+} in Abb. 5.4 in Abhängigkeit von der Hauptquantenzahl n dargestellt ist. Das Verhältnis nimmt für C^{3+} bei $n = \hat{n} = 70$ einen Maximalwert von 8 an. Für Ni^{25+} ist der Maximalwert mit 2.5 bei $\hat{n} = 35$ deutlich geringer. Eine weitere relative Erniedrigung des Feldeffektes bei schweren Ionen gegenüber leichteren Ionen ergibt die Berücksichtigung der radiativen Raten für $1s^2 2p nl \rightarrow 1s^2 2p n'l'$ -Übergänge, die in der bisherigen Betrachtung vernachlässigt wurden. Diese von n und l abhängigen Raten tragen bei schweren Ionen signifikant zur radiativen Stabilisierung der $1s^2 2p nl$ -Zwischenzustände bei. Ihre Berücksichtigung — es werden Raten für wasserstoffähnliche Ionen verwendet [Gl. (B.8)] — durch Addition zu A_r in den Gl. (5.2) und (5.5) und durch zu den Autoionisationsraten analoge Behandlung [vgl. Gl. (5.6)] führt zu den unterbrochenen Kurven in Abb. 5.4. Es stellt sich heraus, dass die zusätzlichen radiativen Raten keinen Einfluss auf den Feldeffekt bei C^{3+} haben, bei Ni^{25+} jedoch zu einer Ab-

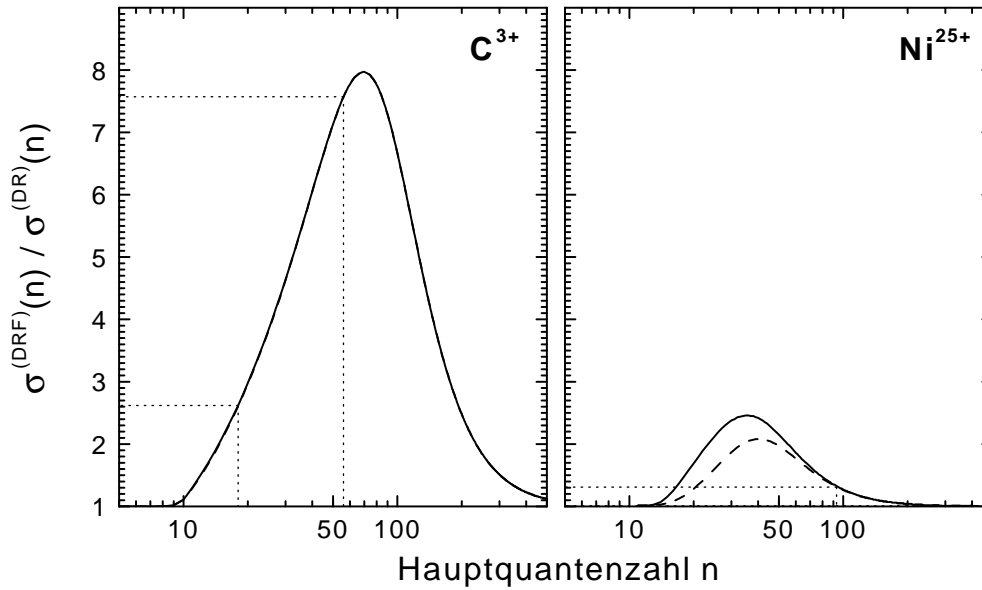


Abbildung 5.4: Maximaler durch elektrische Felder induzierter DR-Ratenerhöhungsfaktor $\sigma^{(\text{DRF})}(n)/\sigma^{(\text{DR})}(n)$ der Wirkungsquerschnitte der DR lithiumähnlicher Ionen über $1s^2 2pnl$ -Resonanzen als Funktion der Hauptquantenzahl n für C^{3+} (links) und Ni^{25+} (rechts). Die durchgezogenen Linien wurden ohne, die unterbrochenen Linien mit Berücksichtigung des radiativen Zerfalls des Rydbergelektrons berechnet. Letzterer hat offensichtlich keinen Einfluss auf das Ergebnis für C^{3+} , da im linken Teilbild beide Linien aufeinander fallen. Die vertikalen gepunkteten Linien markieren die in Abschnitt 5.5 diskutierten Abschneidequantenzahlen n_F .

schwächung des Feldeffektes führen. Der zu etwas höheren n verschobene, nun bei $\hat{n} = 40$ auftretende Maximalwert des Verhältnisses $\sigma^{(\text{DRF})}(\hat{n})/\sigma^{(\text{DR})}(\hat{n})$ beträgt nur noch 2.1.

Neben der Verschiebung von \hat{n} zu höheren Werten bei niedriger geladenen Ionen lässt sich aus Abb. 5.4 außerdem entnehmen, dass sich der Einfluss des elektrischen Feldes bei Kohlenstoff zu höheren Quantenzahlen erstreckt als bei Nickel. Die Quantenzahl, ab der die feldinduzierte Mischung der Rydberg- l -Unterzustände irrelevant wird, ist dann erreicht, wenn die Autoionisationsraten $A_a(nl)$ für alle Drehimpulsquantenzahlen kleiner als die radiative Rate A_r sind. Aus der n^{-3} -Skalierung der Autoionisationsraten [Gl. (5.4)] folgt als empirische Abschätzung für die entsprechende Grenzquantenzahl

$$\tilde{n} = (\tilde{A}_a/A_r)^{1/3}. \quad (5.7)$$

Mit einem ungefähren für alle hier betrachteten Z gültigen Wert $\tilde{A}_a = 5 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ und den stark mit Z ansteigenden radiativen Raten aus Tab. 5.1 ergibt sich $\tilde{n} = 267$ für C^{3+} und $\tilde{n} = 136$ für Ni^{25+} . In Abb. 5.8 ist \tilde{n} als Funktion der Ionenladung graphisch aufgetragen.

Die Erklärung für den Befund, dass der Einfluss äußerer Felder auf die DR mit steigender Kernladung abnimmt, lässt sich wie folgt zusammenfassen: Mit steigender Kernla-

dung wird aufgrund der stärkeren Bindung eine gegebene, durch die Rydbergquantenzahl n charakterisierte Mannigfaltigkeit von Rydbergzuständen weniger stark durch ein äußeres Feld beeinflusst. Bei höherem Z erwartet man daher einen größeren Feldeffekt erst bei höheren n . Wegen des Anstiegs der radiativen Raten mit Z tragen diese höheren n aber nicht mehr zum Feldeffekt bei, so dass dieser insgesamt mit wachsender Kernladung schwächer wird.

Aus einem ähnlichen Grund ist die $\Delta n=1$ -DR nicht so sensitiv auf äußere Felder wie die bisher diskutierte $\Delta n=0$ -DR. Die radiativen Raten für $\Delta n \geq 1$ -Übergänge sind größer als die für $\Delta n=0$ -Übergänge. Beispielsweise beträgt die Rate für $2p \rightarrow 1s$ -Dipolübergänge in wasserstoffähnlichen Ionen $6.268 \times 10^8 Z^4 \text{ s}^{-1}$ [Gl. (B.8)]. Damit und mit dem oben verwendeten Wert für \tilde{A} erhält man für die Grenzquantenzahl $\tilde{n} \approx 200 Z^{-4/3}$, d. h. es ergeben sich Werte (z. B. $\tilde{n} = 46$ für $Z = 3$ und $\tilde{n} = 3$ für $Z = 25$), die erheblich kleiner sind als für gleich geladene lithiumähnliche Ionen.

5.3 Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke

Bisher wurde nur der Fall der vollständigen Mischung der l -Unterstufen einer n -Mannigfaltigkeit betrachtet [Gl. (5.6)], die den Grenzfall hoher elektrischer Feldstärken darstellt. In der Realität sind bei geringeren Feldstärken nicht alle Zustände an der Mischung beteiligt, da die der vollständigen Mischung zu Grunde liegende Voraussetzung, dass alle Zustände innerhalb einer n -Mannigfaltigkeit entartet sind, nur näherungsweise erfüllt ist. Durch Wechselwirkung mit dem Ionenrumpf ist die Entartung der l -Unterstufen innerhalb einer n -Mannigfaltigkeit von Rydbergzuständen aufgehoben. Zustände mit kleinem Drehimpuls dringen in die Ladungswolke des Ionenrumpfes ein und unterliegen deshalb einer stärkeren Wechselwirkung mit der Kernladung. Ihre Bindungsenergie ist gegenüber Zuständen mit größerem Drehimpuls erhöht und kann durch eine modifizierte Rydbergformel

$$E(n, l) = E_\infty - \frac{\mathcal{R} q^2}{[n - \delta(l)]^2}, \quad (5.8)$$

beschrieben werden mit der Seriengrenze E_∞ , der Rydbergkonstanten \mathcal{R} und den l -abhängigen Quantendefekten $\delta(l)$. Für große Drehimpulse verschwindet $\delta(l)$, und die Aufspaltung der Energieniveaus wird durch die Polarisierung der Rumpfladungswolke durch Wechselwirkung mit dem Rydbergelektron dominiert. Letztere modifiziert die durch Gl. (5.8) beschriebene Bindungsenergie durch Addition des Terms (Cowan 1981)

$$\Delta^{(\text{pol})}(n, l) = -\mathcal{A} \langle \Psi_{nl} | r^{-4} | \Psi_{nl} \rangle \mathcal{R}, \quad (5.9)$$

wobei die Polarisierbarkeit \mathcal{A} des Ionenrumpfes in atomaren Einheiten eingesetzt werden muss. Das in Gl. (5.9) auftretende Matrixelement lässt sich für wasserstoffartige Wellen-

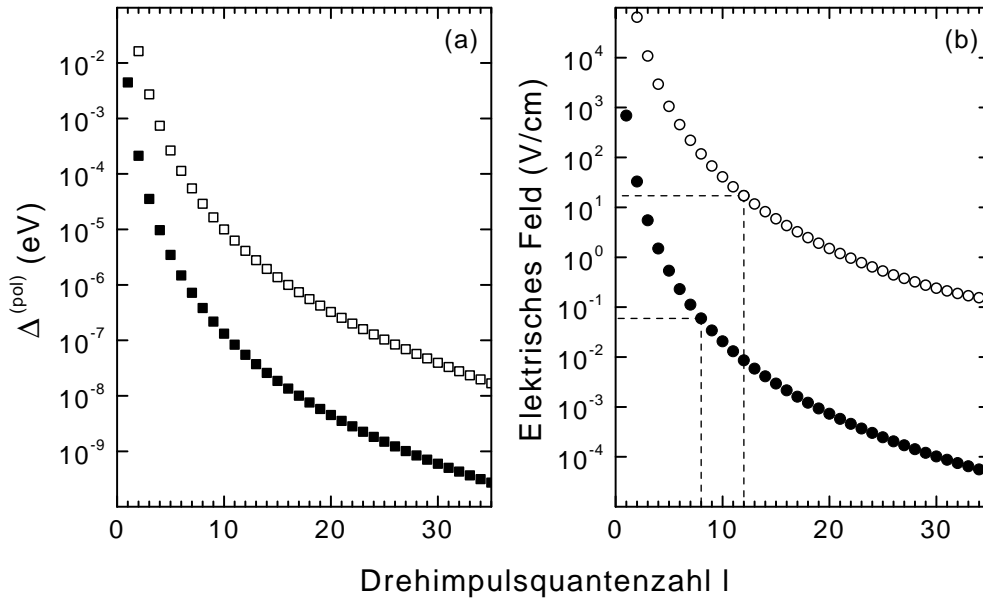


Abbildung 5.5: Polarisationsaufspaltung [Gl. (5.9)] und aus der Bedingung Gl. (5.13) abgeleitete minimale Feldstärke für die Mischung von $C^{2+}(1s^2 2p 70l)$ -Zuständen (gefüllte Symbole) und $Ni^{24+}(1s^2 2p 40l)$ -Zuständen (offene Symbole). Die gestrichelten Linien markieren die jeweiligen kritischen Drehimpulsquantenzahlen l_c .

funktionen Ψ_{nl} mit $l \geq 1$ analytisch berechnen (Bethe und Salpeter 1957):

$$\langle \Psi_{nl} | r^{-4} | \Psi_{nl} \rangle = \frac{q^4 [3n^2 - l(l+1)]}{2n^5 (l + \frac{3}{2})(l+1)(l + \frac{1}{2})l(l - \frac{1}{2})}. \quad (5.10)$$

Für die Polarisierbarkeit von lithiumähnlichen Ionen gibt Curtis (1980) die Skalierung

$$\mathcal{A} = 1160(q + 2.21)^{-3.52} \quad (5.11)$$

an, die durch Anpassen an berechnete Werte gewonnen wurde. Polarisationsaufspaltungen für C^{2+} - und $Ni^{24+}(2p\hat{n}l)$ -Rydbergzustände, bei denen obigen Überlegungen zufolge der maximale Feldeffekt erwartet wird, sind in Abb. 5.5a gezeigt.

Ein Kriterium für die Mischung energieaufgespaltener Zustände im elektrischen Feld ist, dass die durch das Feld bewirkte Verschiebung der Energieniveaus

$$\Delta^{(\text{Stark})}(n, \kappa) = 3\kappa \frac{n F}{q F_0} \mathcal{R} \quad (5.12)$$

[in 1. Ordnung Störungstheorie, vgl. Gl. (C.8), $F_0 = 5.142 \times 10^9$ V/cm] größer ist, als die Energieaufspaltung der l -Unterstufen (Jacobs et al. 1976, LaGattuta und Hahn 1983). Für hohe Drehimpulse lässt sich diese Bedingung quantifizieren als

$$\left| \Delta^{(\text{Stark})}(n, l) \right| > \left| \Delta^{(\text{pol})}(n, l) \right|, \quad (5.13)$$

wobei $|\Delta^{(\text{Stark})}(n, l)|$ die Mittelung von $|\Delta^{(\text{Stark})}(n, \kappa)|$ über κ und m bezeichnet [vgl. Gl. (C.5)]. Auf diese Weise berechnete für die l -Mischung benötigte minimale elektrische Felder sind in Abb. 5.5b für die C^{2+} - und $\text{Ni}^{24+}(2p\hat{n}l)$ -Rydbergmannigfaltigkeiten gezeigt. Für die Einbeziehung des jeweiligen kritischen Drehimpulses l_c in die Mischung werden Felder einer Stärke von mindestens 0.06 bzw. 17 V/cm benötigt. Signifikante Feldeffekte können allerdings erst für erheblich stärkere Felder erwartet werden, bei denen mehrere Drehimpulse $l < l_c$ an der Mischung teilnehmen.

Mit den hier vorgestellten Methoden hat Reisenfeld (1992) versucht, quantitative Resultate für die DRF von Kohlenstoffionen zu gewinnen. Ein Vergleich mit Rechnungen im Rahmen einer umfassenden quantenmechanischen Behandlung der DRF (Badnell et al. 1993) ergab jedoch, dass die Modellrechnungen von Reisenfeld (1992) die Feldeffekte stark überschätzen und daher für genaue quantitative Vorhersagen nur eingeschränkt brauchbar sind. Allerdings legen die hier vorgenommenen groben Abschätzungen der zur Erzeugung nennenswerter Feldeffekte benötigten elektrischen Felder (Abb. 5.5b) nahe, dass Feldeffekte auf die DR lithiumähnlicher Ionen in Speicherringexperimenten mit den verfügbaren Feldstärken von bis zu ca. 1.5 kV/cm beobachtbar sein sollten.

5.4 Mischung der m -Zustände im Magnetfeld

Eine im Rahmen der Quantenmechanik rigorose quantitative theoretische Beschreibung der dielektronischen Rekombination in einem äußeren elektrischen Feld wurde von Griffin et al. (1986) entwickelt. Das Programm DRFEUD (dielectronic recombination field enhanced using diagonalization) diagonalisiert einen Hamiltonoperator der außer inneratomarer Wechselwirkungen den Feldterm $H' = eyE_y$ enthält mit der Elektronenladung e und dem elektrischen Feld E_y in y -Richtung. Im Verlaufe der Bemühungen, die zwischen Theorie und Experiment bestehenden Diskrepanzen zu verstehen und zu einer immer genaueren theoretischen Berechnung der gemessenen DRF-Wirkungsquerschnitte zu gelangen, wurde schließlich erkannt, dass auch die in einem „merged-beams“-Experiment immer vorhandenen Magnetfelder (Abschnitt 2.4.3) in die theoretische Beschreibung mit einbezogen werden müssen (Robicheaux und Pindzola 1997). Bereits eine frühere theoretische Arbeit von Huber und Bottcher (1980) erbrachte das Resultat, dass sehr starke Magnetfelder die DR beeinflussen können. Der Feldterm des Hamiltonoperators für ein Elektron in einem in z -Richtung weisenden, homogenen Magnetfeld B_z lautet

$$H' = \frac{eL_z}{2m_e} B_z + \frac{e^2(x^2 + y^2)}{8m_e} B_z^2. \quad (5.14)$$

Der erste Summand, der paramagnetische Term, enthält die z -Komponente des Drehimpulsoperators \mathbf{L} . Er verursacht lediglich eine Verschiebung der Energieniveaus und hat ansonsten keinen Einfluss auf den DR-Wirkungsquerschnitt. Der zweite Summand, der

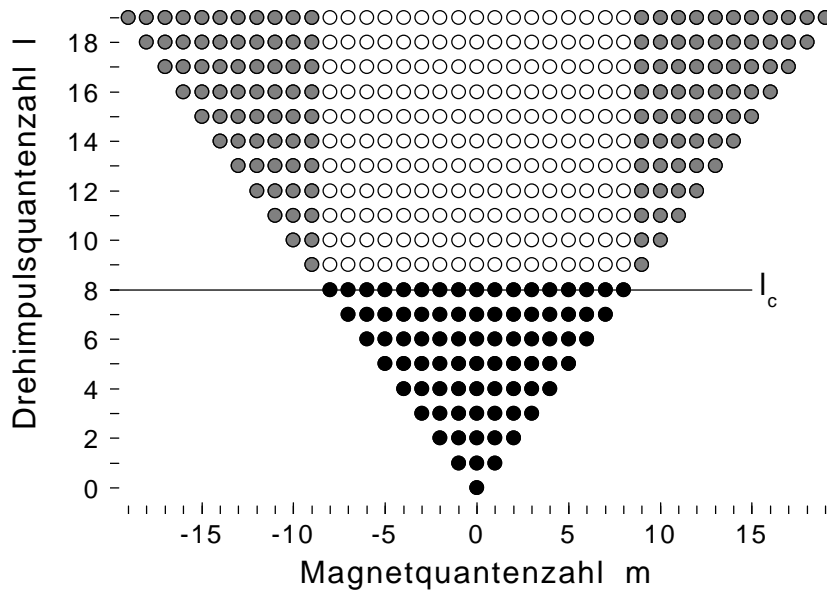


Abbildung 5.6: Zählung von zur DR beitragenden $|nlm\rangle$ -Zuständen innerhalb einer $n = 20$ -Mannigfaltigkeit von DR-Zwischenzuständen. Das statistische Gewicht des angeregten Rumpfzustandes sowie die Spinmultiplizität sind nicht berücksichtigt. Nur Zustände mit $l \leq l_c$ (ausgefüllte Kreise, Abb. 5.2) tragen im feldfreien Fall zur DR bei. Elektrische Felder machen zusätzliche Zustände (offene Kreise) der DR zugänglich, durch Mischung von Zuständen mit verschiedenen l innerhalb der Spalten konstanter Magnetquantenzahl m . Wenn die Zylindersymmetrie durch ein Magnetfeld mit Komponenten senkrecht zum elektrischen Feld gebrochen wird, können auch Zustände mit verschiedenen m miteinander mischen. Dadurch tragen potenziell noch mehr Zustände (graue Kreise) zur DR bei.

diamagnetische Term, führt im Prinzip zu einer Mischung von Zuständen. Allerdings sind die dazu notwendigen Magnetfeldstärken mit $B > 10$ T (Huber und Bottcher 1980) im Vergleich zu den in „merged-beams“-Experimenten verwendeten Magnetfeldern von bis zu 1 T sehr groß. Daher kann ein „merged-beams“-Experiment bei Abwesenheit von äußeren elektrischen Feldern gleichsam als „feldfrei“ betrachtet werden.

Eine drastisch andere Situation liegt vor, wenn gekreuzte elektrische und magnetische Felder gleichzeitig vorhanden sind. Mit einem elektrischen Feld in y -Richtung und einem Magnetfeld in z -Richtung (vgl. Abb. 2.13) lautet der Feldterm des Hamiltonoperators

$$H' = eyE_y + \frac{eL_z}{2m_e} B_z + \frac{e^2(x^2 + y^2)}{8m_e} B_z^2. \quad (5.15)$$

Für kleine Magnetfelder kann der diamagnetische Term vernachlässigt werden. Die gekreuzten Felder brechen sowohl die sphärische als auch die zylindrische Symmetrie, und weder l noch m bleiben gute Quantenzahlen. Prinzipiell können nun alle $2n^2$ Zustände einer $|nlm\rangle$ -Mannigfaltigkeit miteinander mischen. Gegenüber der Situation, in der nur

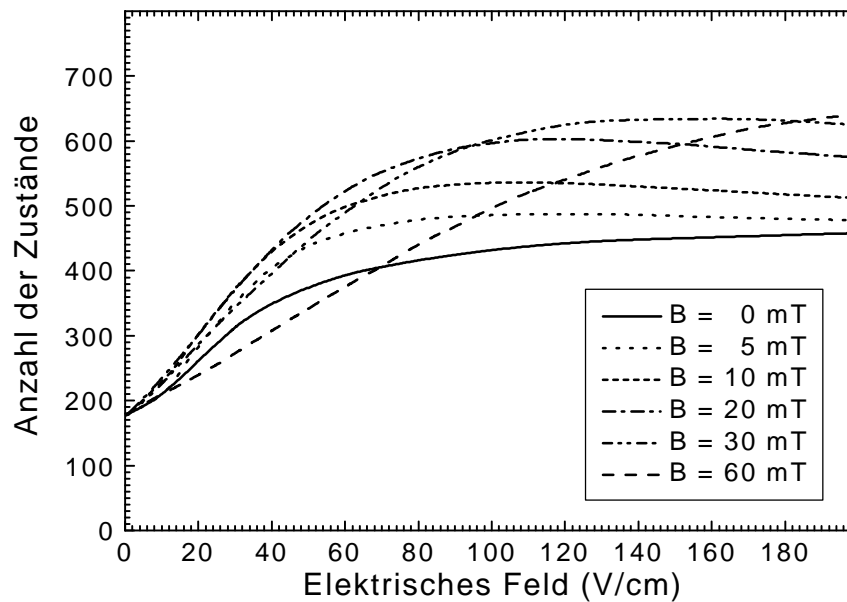


Abbildung 5.7: Anzahl der an der DR beteiligten Zustände in $E \perp B$ -Feldern (Abb. 2 aus Robicheaux und Pindzola 1997) als Funktion des elektrischen Feldes E für verschiedene Magnetfelder B . Als Modellsystem wurde ein 10fach geladenes „lithiumähnliches“ Ion ohne Spinfreiheitsgrade betrachtet. Hier sind die Resultate für die $n = 30$ -Rydbergmannigfaltigkeit mit insgesamt $n^2 = 900$ Zuständen gezeigt.

ein elektrisches und kein magnetisches Feld vorliegt, erwartet man daher einen weiteren Anstieg des DR-Wirkungsquerschnitts (siehe Abb. 5.6). In der Tat liefern Modellrechnungen von Robicheaux und Pindzola (1997) und LaGattuta und Borca (1998) sowie detailliertere Rechnungen von Griffin et al. (1998b) dieses Resultat, allerdings nur für kleine B -Felder. Abb. 5.7 zeigt Resultate der Rechnungen von Robicheaux und Pindzola (1997) in denen ein 10fach geladenes „lithiumähnliches“ Modellion ohne Spinfreiheitsgrade betrachtet wurde. Zur weiteren Vereinfachung wurde außerdem der Bahndrehimpuls des angeregten $1s^22p$ -Ionenrumpfes willkürlich zu Null gesetzt. Die gezeigten Resultate sind für die $n = 30$ -Mannigfaltigkeit von Rydbergzuständen ermittelt worden, die im Modellion ohne Spin $n^2 = 900$ Zustände beinhaltet. Magnetfelder bis zu ca. 20 mT führen zu einer mit steigender Magnetfeldstärke ansteigenden Verstärkung der durch das elektrische Feld hervorgerufenen Erhöhung der Anzahl zur DR beitragender Zustände. Bei stärkeren Magnetfeldern jedoch nimmt die Anzahl der Zustände über einen weiten Bereich elektrischer Felder wieder ab, da in diesem Fall die magnetische Wechselwirkungsenergie $eL_z B_z / (2m_e)$ größer ist als die elektrische Wechselwirkungsenergie eyE_y und infolgedessen die Zeemanaufspaltung die l -Mischung im elektrischen Feld behindert. Der durch Robicheaux und Pindzola (1997) vorhergesagte neuartige Effekt magnetischer Felder auf die DRF wurde experimentell erstmalig von (Bartsch et al. 1999) anhand eines Speicher-ringexperimentes bestätigt. Die Präsentation der experimentellen Resultate findet sich in

Abschnitt 6.2.

5.5 Grenzen der linearen Starknäherung — Feldionisation

Die Behandlung der l -Mischung im Rahmen der linearen Starknäherung [Gl. (5.6)] ist nur für elektrische Felder zulässig, bei denen die Starkaufspaltung innerhalb einer n -Mannigfaltigkeit nicht zu groß wird. Ein häufig verwendetes Kriterium für die Abschätzung der für die Gültigkeit der linearen Starknäherung maximal zulässigen elektrischen Feldstärke ist, dass die Starkverschiebung nicht größer werden darf als der halbe energetische Abstand benachbarter n -Mannigfaltigkeiten (Inglis und Teller 1939). Die Grenzfeldstärke $F^{(\text{IT})}$ ist demnach über die Relation $\Delta^{(\text{Stark})}(n(n-1)) = [E(n) - E(n-1)]/2$ definiert. Berechnung von $E(n)$ nach Gl. (5.8) (mit $\delta(l) = 0$) und von $\Delta^{(\text{Stark})}$ nach Gl. (5.12) liefert $F^{(\text{IT})}/F_0 = q^3/(3n^5)$. Umgekehrt lässt sich hiermit für eine gegebene Feldstärke F eine maximale Quantenzahl (Inglis-Teller-Limit, Jacobs und Davis 1979, Jaffe et al. 1984, Gallagher 1985)

$$n^{(\text{IT})} = \left(\frac{q^3 F_0}{3 F} \right)^{1/5} \quad (5.16)$$

definieren, bis zu der die lineare Starknäherung noch gilt. Inglis-Teller-Limits in Abhängigkeit vom Ladungszustand q sind für $F = 1.5$ kV/cm und $F = 0.5$ kV/cm in Abb. 5.8 als strich-punktierte Linie bzw. strich-doppelt-punktierte Linie eingezeichnet.

Bei elektrischen Feldstärken $F \gg F^{(\text{IT})}$ erfolgt schließlich die Feldionisation von Rydbergzuständen. Die so ionisierten Zustände tragen nicht zur Rekombination bei. Daher wären eigentlich im Nenner des in Gl. (5.5) auftretenden Verzweungsverhältnisses Raten $A_{\text{FI}}(n, \kappa, m)$ für den Kanal der Feldionisation aufzuführen. Deren Berechnung ist allerdings langwierig, da sie die geschlossene Lösung der Schrödingergleichung für ein Ion in einem elektrischen Feld erfordert. Exakte wasserstoffartige Lösungen sind beispielsweise von Damburg und Kolosov (1976), Luc-Koenig und Bachelier (1980) und Bachau und Stout (1999) allerdings nur für vergleichsweise kleine Hauptquantenzahlen n berechnet worden. Semiklassische WKB-Näherungslösungen wurden z. B. von Harmin (1981) und Griffin et al. (1985a) angegeben. Eine noch gröbere Näherung, die von Damburg und Kolosov (1978) für die Feldionisation von Wasserstoff entwickelt wurde, ist im Abschnitt C.2 auf wasserstoffähnliche Ionen mit beliebigen Kernladungszahlen erweitert worden. Es stellt sich heraus, dass die Raten $A_{\text{FI}}(n, \kappa, m)$ für kleine Werte von n vernachlässigbar klein sind. Ab einer kritischen Quantenzahl, die als

$$n_F = \left(\frac{q^3 F_0}{9 F} \right)^{1/4} \quad (5.17)$$

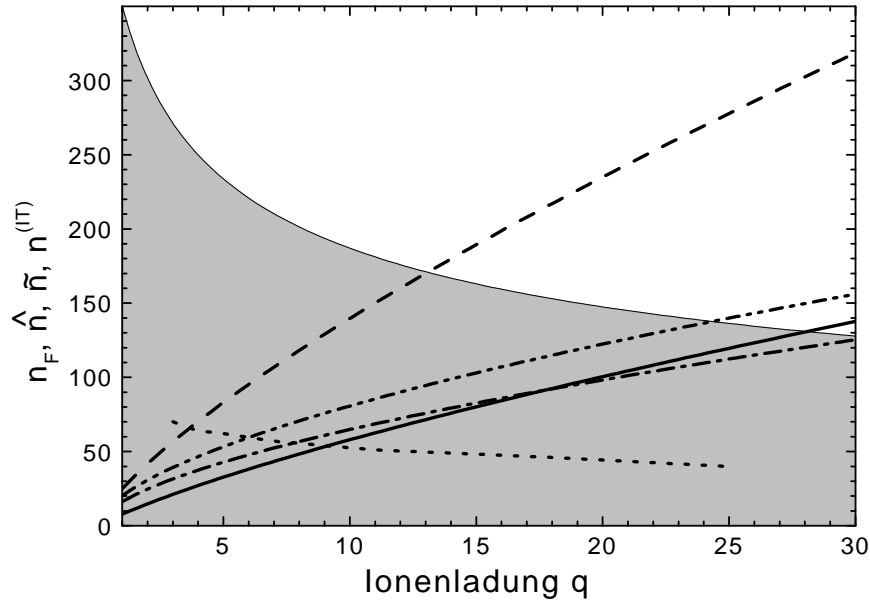


Abbildung 5.8: Abschneidequantenzahlen n_F bei der Feldionisation durch die Rekombination lithiumähnlicher Ionen (Ausgangsladungszustand q) erzeugter, angeregter berylliumähnlicher Ionen (Konfiguration $1s^2 2s nl$) in einem elektrischen Feld $F = 1.5$ kV/cm nach Gl. (5.17) (gestrichelte Linie) und in den Ablenkmagneten der Schwerionenspeicherringe TSR und CRYRING nach Gl. (5.20) mit $\rho = 1.2$ m, $A = 2(q + 3)$ und $\beta_i = 0.05$ (durchgezogene Linie). Die strichpunktierete und die strich-punkt-punktierete Linie sind die Inglis-Teller-Limits $n^{(IT)}$ [Gl. (5.16)] für $F = 1.5$ kV/cm bzw. $F = 0.5$ kV/cm. Die punktierte Linie stellt die Hauptquantenzahl \hat{n} dar, bei der das Verhältnis $\sigma^{(DRF)}(n)/\sigma^{(DR)}(n)$ [Abb. 5.4] maximal wird. Der grau unterlegte Bereich wird durch die Grenzquantenzahl \tilde{n} [Gl. (5.7)] begrenzt, bis zu der ein merklicher Einfluss eines elektrischen Feldes auf den DR-Wirkungsquerschnitt erwartet werden kann.

abgeschätzt werden kann (Gallagher 1994), steigen die Raten jedoch sprunghaft an. Vereinfachend kann daher der Einfluss der Feldionisation als eine komplementäre Feldionisationswahrscheinlichkeit (s. a. Abschnitt C.2)

$$\bar{P}_{FI}(n) = \begin{cases} 1 & \text{für } n \leq n_F \\ 0 & \text{für } n > n_F \end{cases} \quad (5.18)$$

modelliert werden, mit der der nach Gl. (5.5) berechnete Wirkungsquerschnitt zu multiplizieren ist. Die Quantenzahl n_F wird dementsprechend auch als Abschneidequantenzahl bezeichnet.

In Speicherringexperimenten zur DRF können derzeit elektrische Felder bis zu $F = E_{\perp} = 1.5$ kV (Abb. 2.13) erzeugt werden (Böhm et al. 2001). Die unterbrochene Linie in Abb. 5.8 stellt mit dieser Feldstärke berechnete Abschneidequantenzahlen für lithiumähnliche Ionen dar. Für C^{3+} bzw. Ni^{25+} ergeben sich Werte für n_F von 56 bzw. 279. Aus

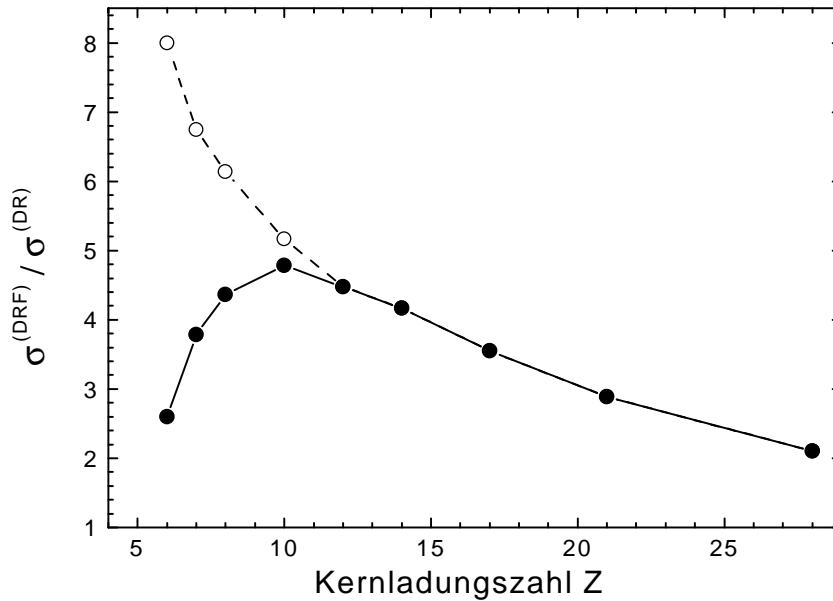


Abbildung 5.9: Maximale feldinduzierte Erhöhung des DR-Wirkungsquerschnitts für lithi-umähnliche Ionen ohne ($\sigma^{(DRF)}(\hat{n})/\sigma^{(DR)}(\hat{n})$, offene Symbole) und mit ($\sigma^{(DRF)}(n_F)/\sigma^{(DR)}(n_F)$, ausgefüllte Symbole) Berücksichtigung der Feldionisation in den ladungsanalysierenden Dipolmagneten der Speicherringe TSR und CRYRING.

Abb. 5.4 entnimmt man, dass die Feldionisation im Fall von C^{3+} die maximal messbare feldinduzierte Erhöhung des DR-Wirkungsquerschnitts auf einen Faktor von ca. 7.6 begrenzt, da das Maximum des Verhältnisses $\sigma^{(DRF)}(n)/\sigma^{(DR)}(n)$ erst bei $n = \hat{n} = 70$ auftritt. Da die Abschneidequantenzahl deutlich kleiner ist als die Grenzquantenzahl \tilde{n} (Abb. 5.8), wird überdies der größte Anteil der Zustände ionisiert, die potenziell einem großen Einfluss des elektrischen Feldes unterliegen. Bei dem höher geladenem Ni^{25+} -Ion hingegen, schneidet das elektrische Feld erst bei Quantenzahlen ab, die jenseits der Grenzquantenzahl \tilde{n} liegen und deren DR-Wirkungsquerschnitt daher ohnehin nicht mehr signifikant vom elektrischen Feld beeinflusst wird.

In DRF-Experimenten an Speicherringen wird der höchste beobachtbare Rydbergzustand allerdings nicht durch das entlang der Wechselwirkungsstrecke im Kühler angelegte elektrische Feld begrenzt, sondern vor allem durch die im System des Ions durch den ladungsanalysierenden Dipolmagneten hervorgerufene elektrische Feldstärke. Diese kann aus der Steifigkeit des Ionenstrahls berechnet werden zu

$$F = \frac{\gamma_i \beta_i^2 m_i c^2}{q e \rho} \quad (5.19)$$

mit der Elementarladung e , der Lichtgeschwindigkeit c , $\beta_i = v_i/c$ und $\gamma_i = (1 - \beta_i^2)^{-1/2}$.

Einsetzen in Gl. (5.17) liefert

$$n_F = 2.80 \times q \left(\frac{\rho/m}{\gamma_i \beta_i^2 A} \right)^{1/4}, \quad (5.20)$$

wobei A die atomare Masse des Ions bezeichnet und der Ablenkradius ρ in Metern angegeben werden muss. Für leichte lithiumähnliche Ionen bis zu Ordnungszahlen $Z \lesssim 20$ gilt $A \approx 2(q+3)$. Die Ablenkradien der Umlenkmagnete sind am TSR ($\rho = 1.15$ m) und am CRYRING ($\rho = 1.20$ m) in etwa gleich. Ein ungefährender unterer Wert für die Ionen­geschwindigkeit, bei denen DRF Messungen an diesen Schwerionenspeicherringen noch sinnvoll durchgeführt werden können, ist $\beta_i = 0.05$. Damit ergibt sich als Abschätzung für die in Speicherringexperimenten mit lithiumähnlichen Ionen maximal zugängliche Quantenzahlen: $n_F = 11q/(q+3)^{1/4}$. In Abb. 5.8 ist diese Abhängigkeit von n_F vom Ausgangsladungszustand q als durchgezogene Linie dargestellt. Die so berechneten Abschneidequantenzahlen sind deutlich kleiner als die im vorherigen Abschnitt diskutierten, d. h. die beobachtbare feldinduzierte Erhöhung des DR-Wirkungsquerschnitts ist durch die für den Betrieb eines Speicherrings notwendigen Magnetfelder begrenzt. Diese Limitierung wirkt sich stärker bei niedrig als bei höher geladenen Ionen aus. Für C^{3+} ergibt sich $n_F = 18$ und für Ni^{25+} $n_F = 93$. Während damit bei C^{3+} das maximale messbare Verhältnis $\sigma^{(DRF)}(\hat{n})/\sigma^{(DR)}(\hat{n})$ auf ca. 2.6 begrenzt wird (Abb. 5.4), können im Fall von Ni^{25+} nahezu noch alle für die DRF relevanten Rydbergzustände nachgewiesen werden. Wie aus Abb. 5.8 ersichtlich, sind die Abschneidequantenzahlen (durchgezogene Linie) für die hier betrachteten Ladungszustände und elektrischen Felder $F = E_\perp$ (Abb. 2.13) im Wesentlichen kleiner als die Inglis-Teller-Limits (strich-punktierte und strich-punkt-punktierte Linien für $F = 1.5$ kV/cm bzw. $F = 0.5$ kV/cm). Dieser Umstand rechtfertigt a posteriori die Anwendung der linearen Starknäherung zur Abschätzung des Einflusses elektrischer Felder auf die DR in Speicherringexperimenten.

Die an Speicherringen maximal beobachtbaren feldinduzierten DR-Ratenerhöhungen sind für lithiumähnliche Ionen in Abb. 5.9 aufgetragen mit und ohne Berücksichtigung der Feldionisation im ladungsanalysierenden Dipolmagneten. Ab $Z \approx 12$ stellt die Feldionisation keine Limitierung der Beobachtbarkeit der DRF dar. Bei leichteren Ionen hingegen wird das beobachtbare Maximum des Feldeffektes durch die Feldionisation stark eingeschränkt. Der größte Einfluss externer elektrischer Felder auf die DR lithiumähnlicher Ionen wird in Speicherringexperimenten mit Ionen der Kernladungszahlen $8 \lesssim Z \lesssim 14$ erwartet.

6 Experimente zur dielektronischen Rekombination in äußeren elektromagnetischen Feldern

6.1 DRF-Experimente an Schwerionenspeicherringen

Das erste DRF Experiment mit hochgeladenen Ionen wurde von Bartsch et al. (1997) am Schwerionenspeicherring CRYRING des Manne Siegbahn Labors in Stockholm durchgeführt. Da aufgrund der im vorherigen Kapitel durchgeführten Überlegungen ein maximaler Feldeffekt bei lithiumähnlichen Ionen mit einer Ordnungszahl von $Z \approx 10$ erwartet wird, wurde von Bartsch et al. (1997) ein Si^{11+} -Ionenstrahl ($Z = 14$) verwendet, der überdies relativ leicht in der zur Verfügung stehenden Ionenquelle erzeugt werden konnte. Abb. 6.1 zeigt von Bartsch et al. (1997) gemessene Si^{11+} -„merged-beams“-Ratenkoeffizienten für verschiedene Stärken des im Experiment angelegten äußeren elektrischen Feldes E_{\perp} (zur Definition von E_{\perp} siehe Abb. 2.13). Die Gültigkeit der Näherung unabhängiger Prozesse (IPA) voraussetzend, wurde der kontinuierliche RR-Beitrag zum gemessenen Ratenkoeffizienten ebenso wie der durch Stöße mit Restgasmolekülen verursachte Untergrund von den gemessenen Spektren angezogen. Diese Praxis wird im Folgenden bei allen DRF-Messungen angewandt.

In Abb. 6.1 sind deutlich zwei Einflüsse des elektrischen Feldes auf die gemessenen DR-Ratenkoeffizienten erkennbar. Zum einen nimmt der DR-Ratenkoeffizient im Energiebereich 20–25 eV, d. h. im Bereich hoher $\text{Si}^{10+}(1s^2 2p nl)$ -Resonanzen, zu. Dies ist die feldinduzierte DR-Ratenerhöhung. Zum anderen verschlechtert sich mit zunehmender elektrischer Feldstärke die experimentelle Energieauflösung. Dies liegt an der durch das Anlegen transversaler Magnetfeldkomponenten B_{\perp} hervorgerufenen Verkipfung des Elektronenstrahls (s. Abb. 2.13). Bei verkipptem Elektronenstrahl verläuft der Ionenstrahl nicht mehr über die gesamte Kühlerlänge im Minimum des durch den Elektronenstrahl hervorgerufenen Raumladungspotenzials (Abb. 2.12), sondern durchquert Bereiche unterschiedlichen Potenzials, was zu der beobachteten Verbreiterung der Relativenergie-

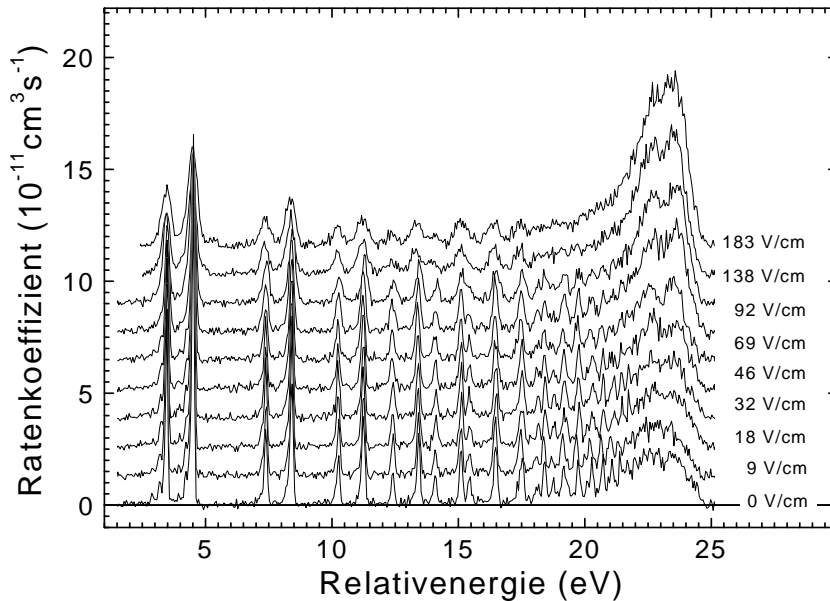


Abbildung 6.1: Gemessene „merged-beams“-Ratenkoeffizienten der Rekombination lithi-umähnlicher Si^{11+} -Ionen (Bartsch et al. 1997, Bartsch 1999) in verschiedenen äußeren elektrischen Feldern von 0 bis 183 V/cm. Der durch Stöße mit Restgasmolekülen und durch RR hervorgerufene kontinuierliche Untergrund wurde von jedem Spektrum subtrahiert. Die verschiedenen Spektren sind jeweils um denselben konstanten Betrag vertikal gegeneinander verschoben. Mit zunehmender elektrischer Feldstärke nimmt der Ratenkoeffizient im Energiebereich 20–25 eV zu, während die experimentelle Energieauflösung abnimmt (siehe Text).

unschärfe führt. Im Übrigen muss der feldabhängige Relativwinkel zwischen Ionen- und Elektronenstrahl bei der Berechnung der Relativenergieskala gemäß Gl. (2.5) explizit berücksichtigt werden.

Um die bei verschiedenen elektrischen Feldern gemessenen DR-Ratenkoeffizienten besser miteinander vergleichen zu können, wurden die in Abb. 6.1 gezeigten Spektren durch Faltung mit einer Gaußfunktion so verbreitert, dass nach der Faltung alle dieselbe Energieauflösung aufweisen. Die so erzeugten Kurven (Abb. 6.2) fallen im Energiebereich 0 bis ca. 19 eV zusammen. In diesem Energiebereich liegen die $\text{Si}^{10+}(1s^2 2pnl)$ -DR-Resonanzen mit $9 \leq n \leq 18$, deren Stärken offensichtlich nicht vom äußeren elektrischen Feld beeinflusst werden. Der Feldeffekt tritt erst bei Resonanzen mit $n \gtrsim 18$ im Energiebereich 20–25 eV auf. Bei einem Feld von nicht ganz 200 V/cm erhöht sich der gemessene Ratenkoeffizient um einen Faktor ~ 3.5 gegenüber der feldfreien Messung. Leider unterliegen dem Feldeffekt nur solche Resonanzen, die experimentell nicht mehr individuell aufgelöst werden können. Wie im Folgenden diskutiert, verkompliziert dieser Umstand den Vergleich zwischen Experiment und Theorie erheblich.

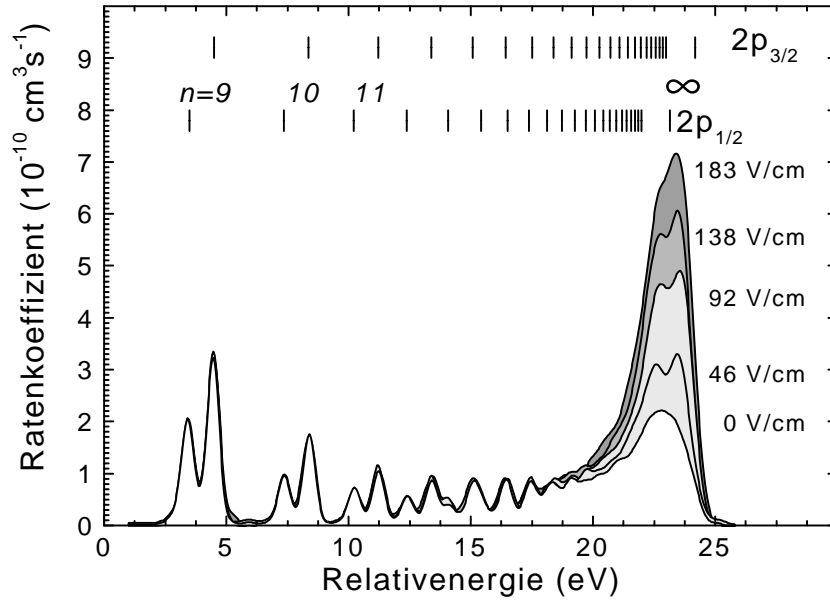


Abbildung 6.2: Gemessene „merged-beams“-Ratenkoeffizienten der Rekombination lithi-umähnlicher Si^{11+} -Ionen (Bartsch et al. 1997, Bartsch 1999) aus Abb. 6.1 durch Faltung mit normierten Gaußfunktionen so verbreitert, dass sich für alle Felder dieselbe Energieauflösung ergibt. Die vertikalen Linien markieren die mit der Rydbergformel [Gl. (5.8) mit $\delta(l) = 0$] berechneten Positionen der $2p_{1/2}nl$ - und $2p_{3/2}nl$ -Resonanzen.

6.1.1 Vergleich mit theoretischen Wirkungsquerschnitten

Für den Vergleich der experimentellen DRF-Resultate mit theoretischen Vorhersagen werden die von der Theorie berechneten DR-Wirkungsquerschnitte $\sigma^{(\text{DR})}(n, l, v)$ durch Faltung mit der experimentellen Elektronengeschwindigkeitsverteilung analog zu Gl. (3.6) in „merged-beams“-Ratenkoeffizienten umgerechnet:

$$\alpha^{(\text{DR})}(E_{\text{rel}}) = \sum_{n=n_{\text{min}}}^{n_{\text{max}}} \sum_{l=0}^{n-1} Y(n, l, v_i) \int v \sigma^{(\text{DR})}(n, l, v) f(\vec{v}, v_{\text{rel}}(E_{\text{rel}})) d^3\vec{v} \quad (6.1)$$

mit der von den Rydbergquantenzahlen n und l sowie von der Ionengeschwindigkeit v_i abhängigen experimentellen Nachweiswahrscheinlichkeit $Y(n, l, v_i)$ rekombinierter Ionen in hoch angeregten Rydbergzuständen (s. Anhang C). Die minimale Quantenzahl n_{min} ergibt sich aus der Bedingung, dass der niedrigste $1s^2 2p nl$ -Rydbergzustand immer noch im Kontinuum des $1s^2 2s$ -Grundzustands liegen muss. Sie kann mit Hilfe der Rydbergformel [Gl. (5.8)] bestimmt werden zu

$$n_{\text{min}} = \left(\frac{\mathcal{R}q^2}{E_{\infty} - E(n)} \right)^{1/2}, \quad (6.2)$$

wobei die schwache l -Abhängigkeit der Resonanzenergien vernachlässigt wird. Bei der $\Delta n = 0$ -DR von Si^{11+} ist beispielsweise $n_{\min} = 9$ (s. Abb. 6.2) sowohl für die $2p_{1/2} nl$ -Serie ($E_{\infty} = 23.813$ eV, Tab. 5.1) als auch für die $2p_{3/2} nl$ -Serie ($E_{\infty} = 24.826$ eV) von Rydbergresonanzen.

Bei den in diesem Kapitel betrachteten lithiumähnlichen Ionen ist die DR-Resonanzbreite schmal im Vergleich zu der experimentellen Energieauflösung zumindest bei den für die DRF relevanten hohen Rydbergquantenzahlen. Daher kann eine deltafunktionsartige Energieabhängigkeit des DR-Wirkungsquerschnitts angenommen und das in Gl. (6.1) auftretende Integral analytisch berechnet werden. Es ergibt sich

$$\alpha^{(\text{DR})}(E_{\text{rel}}) = \sum_{n=n_{\min}}^{n_{\max}} \sum_{l=0}^{n-1} \sqrt{\frac{2E(n,l)}{m_e}} \Upsilon(n,l, v_i) \bar{\sigma}^{(\text{DR})}(n,l) f(E_{\text{rel}}, E(n,l)) \quad (6.3)$$

mit der Resonanzenergie $E(n,l)$, der Resonanzstärke $\bar{\sigma}^{(\text{DR})}(n,l)$ und der Elektronenenergieverteilung (vgl. Abb. 2.9)

$$f(E_{\text{rel}}, E) = \frac{1}{k_B T_{\perp} \xi} \exp\left(-\frac{E - E_{\text{rel}}/\xi^2}{k_B T_{\perp}}\right) \times \left[\text{erf}\left(\frac{\sqrt{E} + \sqrt{E_{\text{rel}}}/\xi^2}{\sqrt{k_B T_{\parallel}}/\xi}\right) + \text{erf}\left(\frac{\sqrt{E} - \sqrt{E_{\text{rel}}}/\xi^2}{\sqrt{k_B T_{\parallel}}/\xi}\right) \right] \quad (6.4)$$

mit $\xi = (1 - T_{\parallel}/T_{\perp})^{1/2}$.

In Abb. 6.3 werden auf diese Weise berechnete theoretische Ratenkoeffizienten mit den experimentellen Si^{11+} -Resultaten für $E_{\perp} = 0$ verglichen. Die unterschiedlichen theoretischen Kurven entsprechen unterschiedlichen Annahmen über die Feldionisation hoher Rydbergzustände. Die nach Gl. (5.20) berechnete Abschneidequantenzahl ist $n_F = 36$ bei der im Experiment von Bartsch et al. (1997) verwendeten Ionenenergie von 10 MeV/u. Trägt man allerdings dem Umstand Rechnung, dass höhere Rydbergzustände mit $n > n_F$ auf dem Weg vom Elektronenkühler zum ladungsanalysierenden Dipolmagneten mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in Zustände mit $n < n_F$ radiativ zerfallen und so der Feldionisation entkommen können, müssen bei der Summation in Gl. (6.3) Zustände bis zu einem höheren $n_{\max} > n_F$ berücksichtigt werden. Die strich-punktiierten Kurven wurden mit einem vereinfachten Modell für die Feldionisation — $\Upsilon(n,l) = 1$ für $n \leq n_{\max}$ und $\Upsilon(n,l, v_i) = 0$ für $n > n_{\max}$ — berechnet. Die durchgezogene Kurve wurde erhalten unter Einbeziehung des in Abb. 6.4 dargestellten Resultats für $\Upsilon(n,l, v_i)$ aus der in Anhang C beschriebenen detaillierten Modellierung, bei der der radiative Zufall eines jeden durch die Quantenzahlen n und l charakterisierten Rydbergzustands sowie dessen Feldionisationswahrscheinlichkeit individuell berechnet wird.

Keine der Theoriekurven in Abb. 6.3 stimmt genau mit dem experimentellen Ratenkoeffizienten überein. Im Energiebereich bis ca. 22 eV, in dem alle Theoriekurven aufeinander liegen, zeigt sich, dass die theoretischen DR-Resonanzstärken mit zunehmendem n

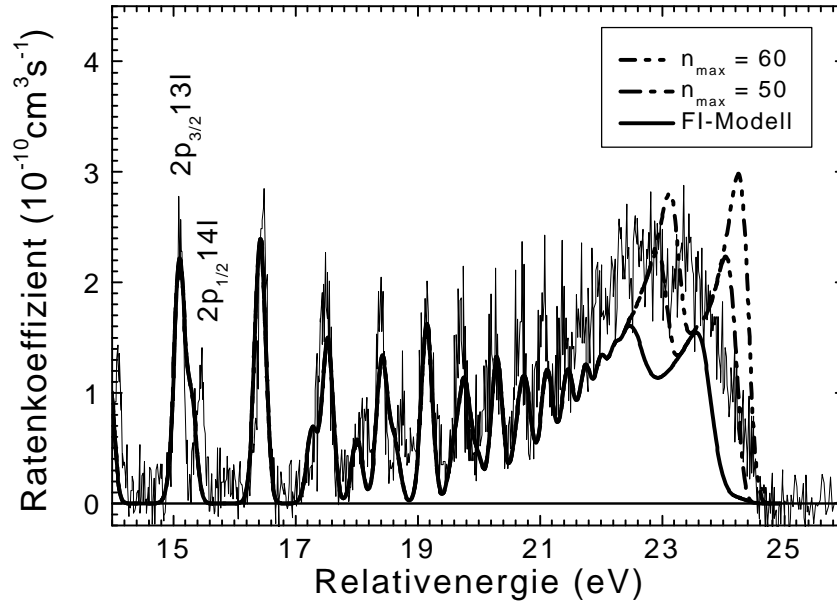


Abbildung 6.3: Modellierung der Feldionisation hoch angeregter $\text{Si}^{10+}(nl)$ -Rydbergzustände im feldfreien Fall. Die unterschiedlichen theoretischen Kurven ergeben sich nach Gl. (6.3) mit $k_B T_{\parallel} = 0.2$ meV und $k_B T_{\perp} = 20$ meV aus theoretischen Wirkungsquerschnitten (Bartsch et al. 1997) unter verschiedenen Annahmen über die Feldionisation hoch angeregter Rydbergzustände. Die strichpunkt-punktierte und die strich-punkt-punktierte Linie ergeben sich aus Gl. (6.1) mit $\Upsilon(n, l, v_i) = 1$ und $n_{\max} = 50$ bzw. $n_{\max} = 60$. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis unter Einbeziehung des in Abb. 6.4 gezeigten Ergebnisses der detaillierten Modellierung von $\Upsilon(n, l, v_i)$. Die theoretische Energieskala wurde um 0.07 eV zu kleineren Energien verschoben.

schneller abfallen als die experimentellen. Dies könnte der Grund dafür sein, dass die unter Verwendung des detaillierten Modells für die Nachweiswahrscheinlichkeit gewonnene Kurve einen zu kleinen Ratenkoeffizienten liefert. Bei zusätzlicher Berücksichtigung höher angeregter Zustände bis zu $n_{\max} = 50$ lässt sich eine etwas bessere Übereinstimmung erzielen. Der experimentelle Kurvenverlauf wird aber in keinem Fall genau wiedergegeben. Mit den Ergebnissen des detaillierten Feldionisationsmodells in Abb. 6.4 lässt sich allerdings die Annahme $n_{\max} = 50$ oder gar $n_{\max} = 60$ nicht rechtfertigen. Bartsch et al. (1997), die nur grobe Annahmen über die Feldionisation hoch angeregter Rydbergzustände machten, begründeten eben damit die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment. Der Umstand, dass das physikalisch motivierte detaillierte Modell eher eine noch schlechtere Übereinstimmung liefert, weist darauf hin, dass unter Umständen die theoretischen Wirkungsquerschnitte selbst nicht genau genug berechnet wurden.

Beim Vergleich von Experiment und Theorie für $E_{\perp} > 0$ ist zu berücksichtigen, dass l wegen der feldinduzierten Mischung der Drehimpulszustände keine gute Quantenzahl mehr ist und dass der DRF-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{(\text{DRF})}(n)$ nur noch als Funktion von n vorliegt [vgl. Gl. (5.3)]. Überdies sind das elektrische Feld E_{\perp} in der Wechselwirkungszone und

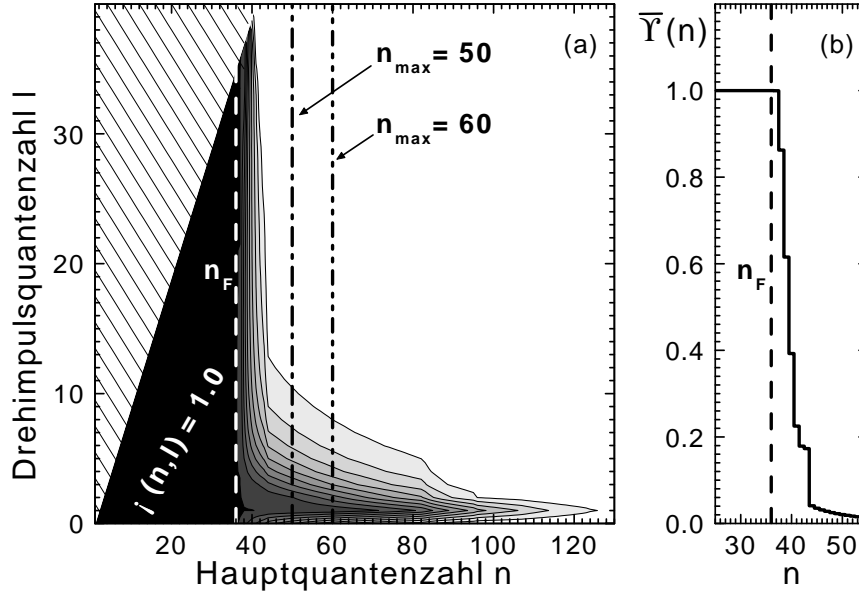


Abbildung 6.4: a) nl -spezifische Nachweiswahrscheinlichkeiten $Y(n, l, v_i)$ für rekombinierte 10-MeV/u-Si¹⁰⁺-Ionen im CRYRING berechnet mit dem in Anhang C beschriebenem Modell, das den radiativen Zerfall individueller durch RR bevölkerter nl -Zustände auf dem Weg vom Elektronenkühler zu dem ladungsanalysierenden Dipolmagneten sowie die Feldionisation in diesem berücksichtigt. Die eingezeichneten Konturlinien entsprechen $Y(n, l) = 0.1, 0.2, \dots, 1.0$. Die nach Gl. (5.20) berechnete Abschneidequantenzahl für Feldionisation im Dipolmagneten ist $n_F = 36$. Aufgrund ihres rechtzeitigen radiativen Zerfalls werden jedoch auch noch höhere Rydbergzustände mit $n > n_F$ — insbesondere kurzlebige p-Zustände — mit großer Wahrscheinlichkeit nachgewiesen. Zusätzlich eingezeichnet sind die bei der vereinfachten Behandlung der Feldionisation verwendeten Werte für n_{\max} (siehe Text). Der schraffierte Bereich $l \geq n$ ist unphysikalisch. b) Nach Gl. (6.5) aus den in (a) gezeigten $Y(n, l, v_i)$ berechnete l -gemittelte Nachweiswahrscheinlichkeiten $\bar{Y}(n, v_i)$ (durchgezogene Linie) und Abschneidequantenzahl n_F (gestrichelte Linie).

die feldionisierenden Felder F nicht gleichgerichtet (s. Abb. C.3), so dass für die Berechnung der Feldionisationswahrscheinlichkeiten im Prinzip die in der Wechselwirkungszone vorliegenden Starkzustände mittels Drehmatrizen in eine räumlich anders orientierte Basis zu überführen wären (Nasser und Hahn 1987b). Um dieses sehr aufwendige Verfahren zu umgehen, werden hier vereinfachend l -gemittelte Nachweiswahrscheinlichkeiten (Abb. 6.4b)

$$\bar{Y}(n, v_i) = \frac{1}{n^2} \sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) Y(n, l, v_i) \quad (6.5)$$

zur zu Gl. (6.3) analogen Berechnung des „merged-beams“-DRF-Ratenkoeffizienten

$$\alpha^{(\text{DRF})}(E_{\text{rel}}) = \sum_{n=n_{\min}}^{n_{\max}} \sqrt{\frac{2E(n)}{m_e}} \bar{Y}(n, v_i) \bar{\sigma}^{(\text{DRF})}(n) f(E_{\text{rel}}, E(n)) \quad (6.6)$$

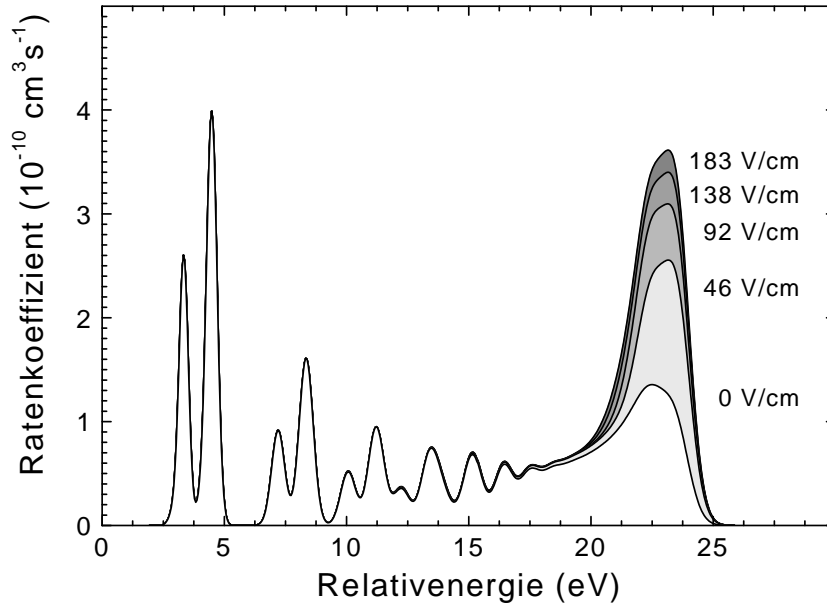


Abbildung 6.5: Mit den theoretischen DRF-Wirkungsquerschnitten von Bartsch et al. (1997) berechnete „merged-beams“-DRF-Ratenkoeffizienten der Rekombination lithiumähnlicher Si^{11+} -Ionen — nach Gl. (6.6) mit $k_B T_{\parallel} = 4.5$ meV und $k_B T_{\perp} = 20$ meV sowie den detailliert modellierten l -gemittelten Nachweiswahrscheinlichkeiten $\bar{Y}(n, v_i)$ aus Abb. 6.4b.

verwendet. In Gl. (6.6) wurde zusätzlich davon ausgegangen, dass zumindest bei hohen n die Feinstrukturaufspaltung der Rydbergresonanzen kleiner ist als die experimentelle Energieunschärfe und somit auch die l -Abhängigkeit der Resonanzenergie vernachlässigt werden kann. Wie Böhm et al. (2002) zeigen, führt im Fall $E_{\perp} = 0$ die Verwendung von Gl. (6.6) nur zu einer geringfügigen Änderung des „merged-beams“-Ratenkoeffizienten gegenüber der Verwendung von Gl. (6.3).

Mit den theoretischen DRF-Wirkungsquerschnitten von Bartsch et al. (1997) berechnete Si^{11+} -„merged-beams“-Ratenkoeffizienten sind in Abb. 6.5 gezeigt. Verglichen mit den experimentellen Resultaten aus Abb. 6.1 fallen die theoretischen Ratenkoeffizienten im Energiebereich der hoch- n -Resonanzen kleiner aus, da in Gl. (6.6) die detailliert modellierten Nachweiswahrscheinlichkeiten verwendet wurden, die bereits im feldfreien Fall zu kleine Ratenkoeffizienten ergaben (Abb. 6.3). Vermutlich unterschätzt die Theorie wie schon bei $E_{\perp} = 0$ die Beiträge der hoch- n -Rydbergzustände.

6.1.2 Quantifizierung des Feldeffektes

Zur übersichtlichen Quantifizierung des Einflusses äußerer elektromagnetischer Felder auf den DR-Wirkungsquerschnitt lassen sich integrierte „merged-beams“-Ratenkoeffizi-

enten verwenden. Der Integrationsbereich umfasst dabei zweckmäßigerweise alle Relativenergien, bei denen der Ratenkoeffizient eine Feldabhängigkeit aufweist. Die entsprechenden Integrale werden im folgenden mit I_{hi} bezeichnet, im Unterschied zu Integralen I_{lo} , deren Integrationsbereiche Resonanzen bei kleineren Relativenergien umfassen, die keinem Einfluss externer Felder unterliegen. Die Integrale I_{lo} dienen u. a. der Kontrolle, ob der Überlapp zwischen Ionen- und Elektronenstrahl noch vollständig ist, auch wenn der Elektronenstrahl aufgrund einer nicht verschwindenden Magnetfeldkomponente B_{\perp} (s. Abb. 2.13) gegenüber dem Ionenstrahl verkippt ist. Im vorliegenden Fall sind die Integrationsbereiche 2.5–9.5 eV für I_{lo} und 20.0–25.0 eV für I_{hi} . Die integrierten experimentellen Ratenkoeffizienten sind in Abb. 6.6a zusammen mit theoretischen Resultaten (s. u.) für I_{hi} gezeigt. Während I_{hi} mit zunehmender Feldstärke anwächst, bleibt I_{lo} wie erwartet unbeeinflusst vom äußeren elektrischen Feld.

Eine von den mit der Normierung der einzelnen DR-Spektren verbundenen systematischen experimentellen Unsicherheiten unabhängige Größe ist der Ratenerhöhungsfaktor

$$r(E_{\perp}) = C \frac{I_{\text{hi}}(E_{\perp})}{I_{\text{lo}}(E_{\perp})}, \quad (6.7)$$

der den Einfluss externer elektromagnetischer Felder auf den Ratenkoeffizienten direkt beschreibt. Die Konstante C wird so gewählt, dass der zu $E_{\perp} = 0$ extrapolierte — aufgrund der Raumladung des Elektronenstrahls (Abschnitt 2.4.3) wird im Experiment $E_{\perp} = 0$ nicht exakt realisiert — Ratenerhöhungsfaktor gerade 1 ergibt. Es zeigt sich, dass sämtliche in diesem Kapitel noch vorzustellenden experimentellen Ratenerhöhungsfaktoren durch die Gleichung

$$r^{(\text{fit})}(E_{\perp}) = 1 + \mathcal{S} \mathcal{E}_{\text{sat}} [1 - \exp(-E_{\perp}/\mathcal{E}_{\text{sat}})] \quad (6.8)$$

beschrieben werden können, die als an die jeweiligen experimentellen Daten anzupassende Parameter die Steigung \mathcal{S} und die Sättigungsfeldstärke \mathcal{E}_{sat} enthält. Für kleine elektrische Feldstärken, bei denen noch kein Sättigungseffekt beobachtet wird, ist es ausreichend, die linearisierte Form von Gl. (6.8), d. i.

$$r^{(\text{fit})}(E_{\perp}) = 1 + \mathcal{S} E_{\perp}, \quad (6.9)$$

zu verwenden.

Abb. 6.6b zeigt experimentelle und theoretische Si^{11+} -Ratenerhöhungsfaktoren. Wie in Abb. 6.3 entsprechen die unterschiedlichen theoretischen Kurven in Abb. 6.6 unterschiedlichen Annahmen über die Feldionisation hoch angeregter Rydbergzustände. Obwohl sich bei Verwendung des detaillierten Feldionisationsmodells erheblich zu kleine theoretische integrierte Ratenkoeffizienten ergeben (Abb. 6.6a), stimmt der mit dem detaillierten Modell gewonnene Ratenerhöhungsfaktor besser mit dem experimentellen überein (Abb. 6.6b), als z. B. das grobere Feldionisationsmodell mit $\bar{Y}(n, \nu_i) = 1$ für $n \leq n_{\text{max}} = 50$ und $\bar{Y}(n, \nu_i) = 0$ für $n > n_{\text{max}}$. Die Tatsache, dass das grobere Modell eine bessere

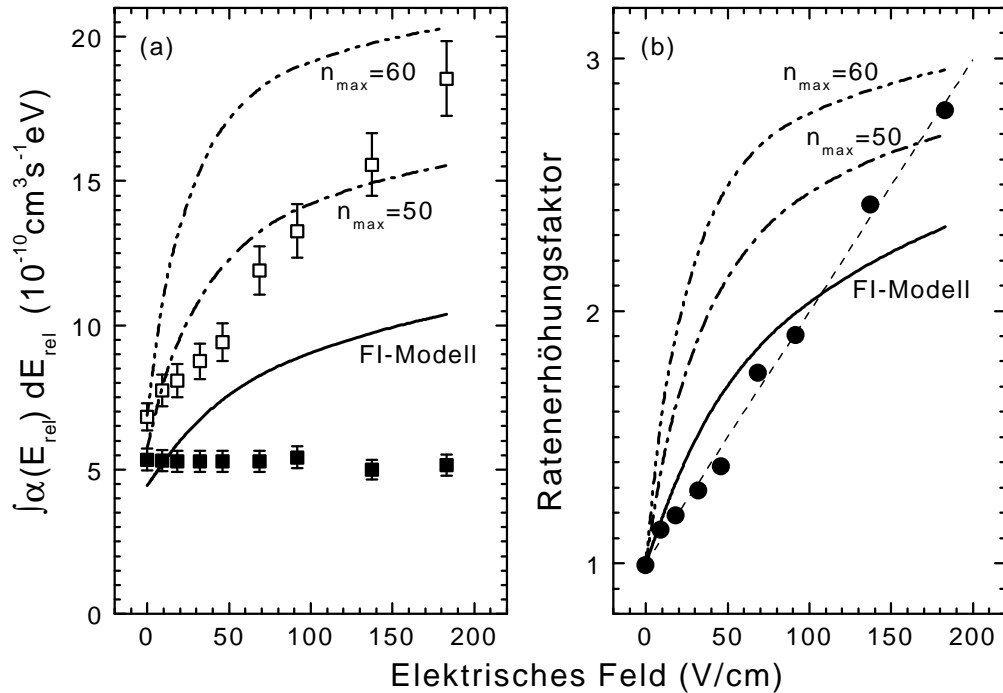


Abbildung 6.6: a) Integrierte experimentelle Ratenkoeffizienten I_{l_0} (2.5–9.5 eV, gefüllte Quadrate) und I_{h_i} (20–25 eV, offene Quadrate). Die Fehlerbalken entsprechen dem relativen Normierungsfehler. Die unterschiedlichen Linien sind aus den theoretischen Wirkungsquerschnitten von Bartsch et al. (1997) berechnete Resultate für I_{h_i} für verschiedene Annahmen über die Feldionisation hoch angeregter Rydbergzustände vor allem im ladungsanalysierenden Dipolmagneten. Die strich-punktierte und die strich-punkt-punktierte Linie ergeben sich aus Gl. (6.6) mit $\bar{Y}(n) = 1$ und $n_{\text{max}} = 50$ bzw. $n_{\text{max}} = 60$. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis unter Einbeziehung einer detaillierten Modellierung von $\bar{Y}(n)$. b) Aus den integrierten Ratenkoeffizienten gewonnene Ratenerhöhungsfaktoren [Gl. (6.7)], experimentelle Daten (gefüllte Kreise) und theoretische Resultate [Linien wie bei (a)]. Die gestrichelte Linie ist eine gemäß Gl. (6.9) an die experimentellen Daten angepasste Gerade mit $S = 0.0100 \pm 0.0005 \text{ cm/V}$.

Übereinstimmung mit den experimentellen Integralen I_{h_i} liefert (Abb. 6.6a), kann wiederum als Hinweis auf zu kleine theoretische DR-Wirkungsquerschnitte bei hohen n gedeutet werden, da sich im Ratenerhöhungsfaktor nicht nur experimentelle, sondern auch theoretische systematische Unsicherheiten zumindest teilweise herauskürzen.

Wenn auch die Größenordnung des Feldeffektes von der Theorie reproduziert wird, gibt doch keine der theoretischen Kurven den Verlauf des experimentellen integrierten Ratenkoeffizienten als Funktion der elektrischen Feldstärke exakt wieder. Während die experimentellen Daten über den gesamten Bereich experimenteller Feldstärken bis zu 183 V/cm linear mit der Feldstärke zunehmen, zeigen alle Theoriekurven ein Sättigungsverhalten. Trotz der bestehenden Unsicherheiten hinsichtlich der theoretischen Behandlung hoch angeregter $2pnl$ -Rydbergzustände, lässt sich somit eine Diskrepanz zwischen experimen-

tellen und theoretischen Resultaten zur DRF lithiumähnlicher Si^{11+} -Ionen konstatieren.

6.2 Einfluss magnetischer Felder

Als eine Ursache für diese Diskrepanz wurde von Robicheaux und Pindzola (1997) das im Elektronenkühler den Elektronenstrahl führende Magnetfeld identifiziert, das in der theoretischen Behandlung der DRF bisher nicht berücksichtigt wurde. Da die Hauptkomponente B_z des Führungsfeldes senkrecht zur elektrischen Feldstärke E_\perp ausgerichtet ist (Abb. 2.13), sollte die Stärke des Führungsfeldes laut der in Abschnitt 5.4 vorgestellten qualitativen Vorhersagen von Robicheaux und Pindzola (1997) einen Einfluss auf die feldinduzierte DR-Ratenerhöhung haben. DRF-Messungen als Funktion von B_z wurden erstmalig von Bartsch et al. (1999) mit lithiumähnlichen Cl^{14+} -Ionen durchgeführt und anschließend mit isoelektronischen Ti^{19+} -Ionen (Bartsch et al. 2000) und Ni^{25+} -Ionen (Schippers et al. 2000b) am Heidelberger Speicherring TSR sowie mit Ne^{7+} -Ionen (Böhm et al. 2001) am Stockholmer Speicherring CRYRING fortgesetzt.

Gemessene Cl^{14+} -, Ti^{19+} - und Ni^{25+} -Ratenkoeffizienten sind in Abb. 6.7, Abb. 6.8 bzw. Abb. 6.9 für verschiedene elektrische Feldstärke bei jeweils konstantem Führungsmagnetfeld B_z gezeigt. Im Vergleich ist deutlich zu erkennen, dass der Abstand zwischen den $2p_{1/2}nl$ - und $2p_{3/2}nl$ -Seriengrenzen mit zunehmender Kernladungszahl zunimmt. Während bei Cl^{14+} die einer feldinduzierten Rekombinationsratenerhöhung unterliegenden Bereiche beider Rydbergserien noch miteinander überlappen, sind diese für Ti^{19+} und Ni^{25+} deutlich getrennt, so dass bei diesen Ionen die DRF separat für beide Rydbergserien von DR-Resonanzen untersucht werden kann.

Zur Quantifizierung der feldinduzierten Rekombinationsratenerhöhung werden wieder wie in Abschnitt 6.1.2 integrierte Ratenkoeffizienten und die daraus abgeleiteten Ratenerhöhungsfaktoren [Gl. (6.7)] betrachtet. Die jeweiligen Integrationsbereiche sind in Tab. 6.1 aufgelistet. Abbildung 6.10a zeigt Cl^{14+} -Ratenerhöhungsfaktoren für zwei verschiedene Werte des magnetischen Feldes B_z . Der Ratenerhöhungsfaktor steigt schneller an für $B_z = 30$ mT als für $B_z = 69$ mT, d. h. das Magnetfeld hat in der Tat wie von Robicheaux und Pindzola (1997) erstmalig vorhergesagt einen Einfluss auf die durch das zu B_z senkrechte elektrische Feld E_\perp hervorgerufene DR-Ratenerhöhung. Die durch Anpassung von Gl. (6.8) (durchgezogene Linien in Abb. 6.10a) an die bei unterschiedlichen Magnetfeldern gemessenen Ratenerhöhungsfaktoren extrahierten Steigungen \mathcal{S} und Sättigungsfeldstärken \mathcal{E}_{sat} sind in Abb. 6.10b und Abb. 6.10c als Funktion von B_z aufgetragen. Insbesondere \mathcal{S} weist eine deutliche B_z -Abhängigkeit auf.

Zur Absicherung der in dem Cl^{14+} -DRF-Experiment gefundenen neuartigen Magnetfeldabhängigkeit wurden Messungen unter verschiedenen Bedingungen, d. h. mit verschiedenen Kombinationen von Elektronendichten und Ionenenergien durchgeführt. Die ver-

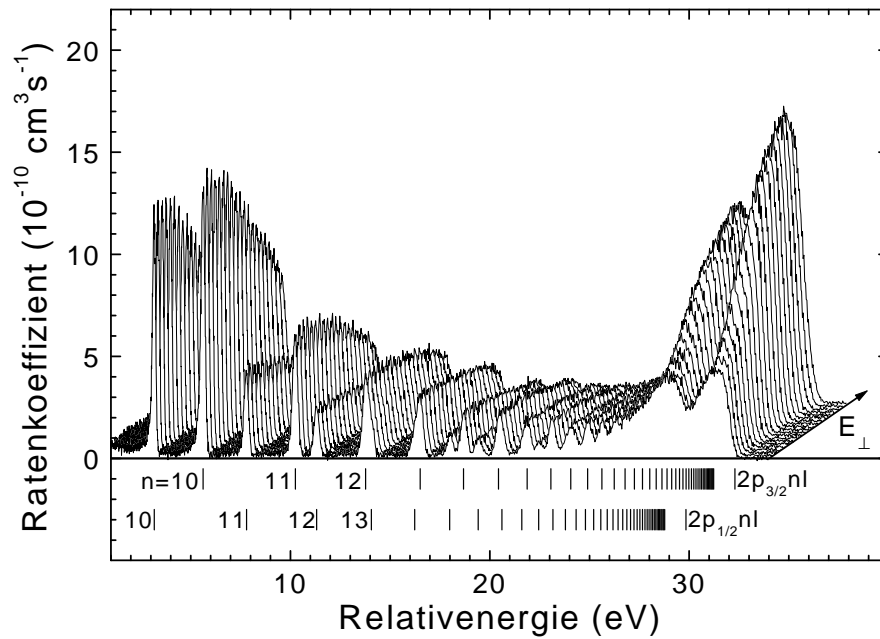


Abbildung 6.7: DRF von Cl^{14+} . Am TSR gemessene Ratenkoeffizienten für nahezu linear zunehmende elektrische Feldstärken $0 \leq E_{\perp} \leq 380$ V/cm und ein magnetisches Führungsfeld $B_z = 69$ mT (Bartsch et al. 1999). Die vertikalen Striche bezeichnen mit der Rydbergformel [Gl. (5.8) mit $\delta(l) = 0$] berechnete $2p_{1/2}nl$ - und $2p_{3/2}nl$ -DR-Resonanzlagen.

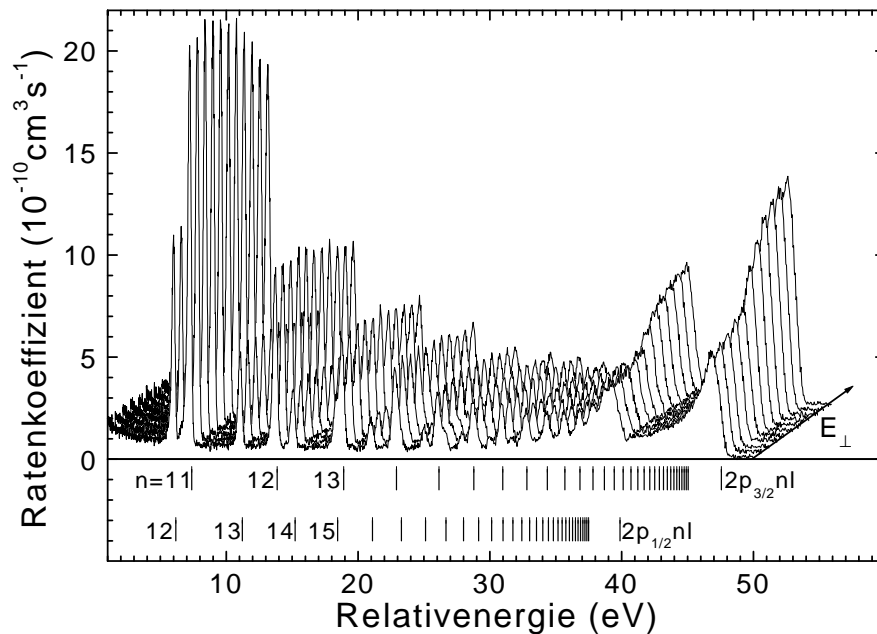


Abbildung 6.8: DRF von Ti^{19+} . Am TSR gemessene Ratenkoeffizienten für nahezu linear zunehmende elektrische Feldstärken $0 \leq E_{\perp} \leq 265$ V/cm und ein magnetisches Führungsfeld $B_z = 69$ mT (Bartsch et al. 2000).

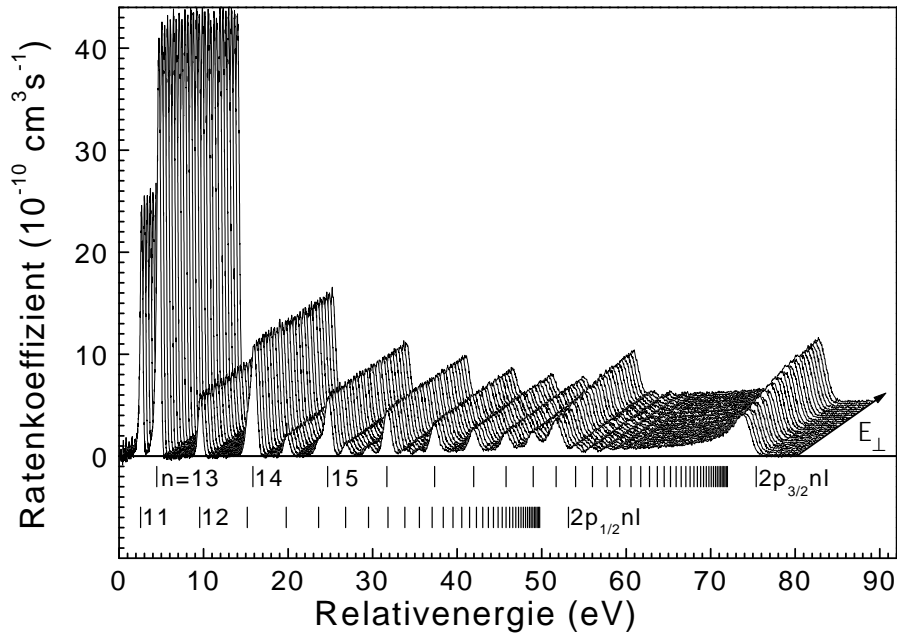


Abbildung 6.9: DRF von Ni^{25+} . Am TSR gemessene Ratenkoeffizienten für nahezu linear zunehmende elektrische Feldstärken $0 \leq E_{\perp} \leq 270$ V/cm und ein magnetisches Führungsfeld $B_z = 80$ mT (Schippers et al. 2000b). Die vertikalen Striche bezeichnen mit der Rydbergformel [Gl. (5.8) mit $\delta(l) = 0$] berechnete $2p_{1/2}nl$ - und $2p_{3/2}nl$ -DR-Resonanzen.

Tabelle 6.1: Übersicht über DRF-Messungen mit lithiumähnlichen Ionen an Schwerionenspeicherringen. Unter # ist die Anzahl der pro Ion aufgenommenen DR-Spektren aufgelistet, und „lo“ und „hi“ bezeichnen die für die Berechnung von I_{lo} bzw. I_{hi} verwendeten Integrationsbereiche. Bei Ti^{19+} und Ni^{25+} sind die „hi“-Bereiche für $2p_{1/2}nl$ - und $2p_{3/2}nl$ -DR-Resonanzen getrennt aufgeführt. Die Auswertung der N^{4+} -Daten ist zur Zeit noch nicht abgeschlossen.

Ion	Ring	B_z (mT)	#	lo (eV)	hi (eV)
Be^+	TSR	50	12	2.0–3.2	3.5–4.0
N^{4+}	CRYRING	100	15		
O^{5+}	CRYRING	100	30	1.3–7.3	9.4–12.0
Ne^{7+}	CRYRING	30, 180	35	4.5–8.5	11.7–15.9
Si^{11+}	CRYRING	30	10	2.5–9.5	20.0–25.0
Cl^{14+}	TSR	20, 30, 42, 56, 69	242	2.0–15.0	24.6–35.0
Ti^{19+}	TSR	30, 42, 60, 80	43	4.0–24.0	33.4–40.6 40.6–50.0
Ni^{25+}	TSR	40, 60, 80	105	2.0–18.0	44.0–53.5 66.2–76.0

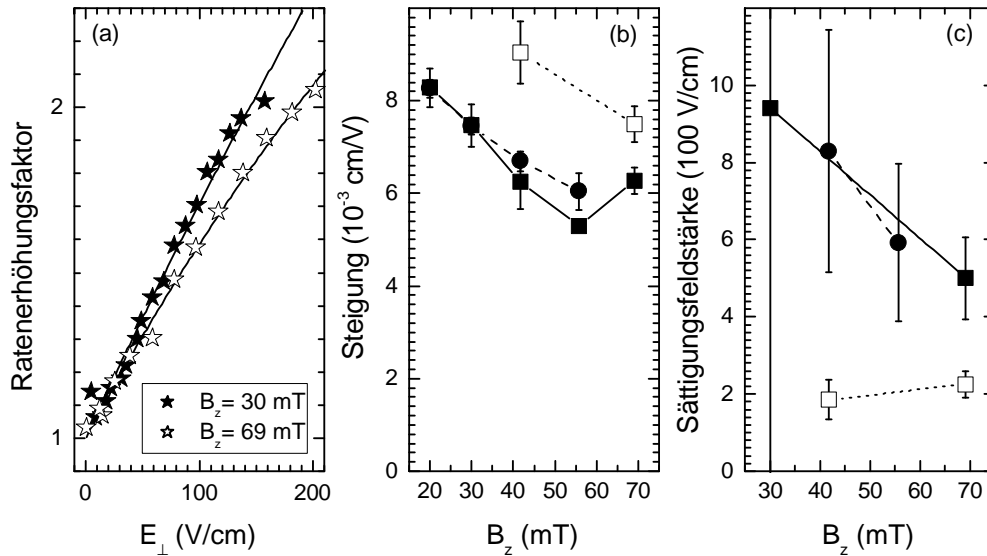


Abbildung 6.10: Experimentelle Cl^{14+} -Ratenerhöhungsfaktoren für zwei verschiedene Werte des Magnetfeldes B_z (a). Die experimentellen Fehlerbalken entsprechen in etwa den Symbolgrößen. Die Linien sind Anpassungen von Gl.(6.8) an die experimentellen Datenpunkte. Die aus dem Fit bestimmten Steigungen \mathcal{S} (b) und Sättigungsfeldstärken E_{sat} (c) sind für alle Cl^{14+} -Messungen in Abhängigkeit vom Magnetfeld B_z aufgetragen. Die verschiedenen Symbole entsprechen verschiedenen Werten weiterer experimenteller Parameter. Gefüllte Kreise: $E_i = 250$ MeV und $n_e = (0.8 - 1.2) \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$, gefüllte Quadrate: $E_i = 250$ MeV und $n_e = (0.46 - 0.48) \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$, offene Quadrate: $E_i = 110$ MeV und $n_e = (0.46 - 0.48) \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$. Für die Elektronendichte ist jeweils ein Bereich angegeben, da sie während der Messung als Funktion der Elektronenenergie variiert. In einigen Fällen, in denen der Ratenerhöhungsfaktor über den gesamten Bereich elektrischer Feldstärken nahezu linear verlief, konnte kein Wert für die Sättigungsfeldstärke bestimmt werden.

schiedenartigen Symbole in Abb. 6.10b und Abb. 6.10c stehen für verschiedene Werte dieser Parameter. Während eine Änderung der Elektronendichte um einen Faktor 2 wie erwartet keinen Einfluss auf die Steigung und die Sättigungsfeldstärke hat, nimmt bei auf weniger als die Hälfte abnehmender Ionenenergie die Steigung um bis zu 30% zu und die Sättigungsfeldstärke um mehr als einen Faktor 2 ab. Diese Veränderungen sind den Rydbergzuständen zuzuschreiben, die bei Absenkung der Ionenenergie aufgrund der damit verbundenen verminderten Feldionisation zusätzlich nachgewiesen werden. Der entscheidende experimentelle Befund ist, dass sich der Einfluss des Magnetfeldes bei jeder Kombination von Elektronendichte und Ionenenergie deutlich feststellen lässt.

Weitere Experimente zur DRF in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern hatten zum Ziel, den Einfluss des Magnetfeldes auf die DRF lithiumähnlicher Ionen in Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z auszuloten. Außerdem bestand zunächst die Hoffnung, dass bei höhergeladenen Ionen aufgrund des größeren energetischen Abstands zwischen benachbarten Rydbergresonanzen ein Fall gefunden werden kann, bei dem DRF

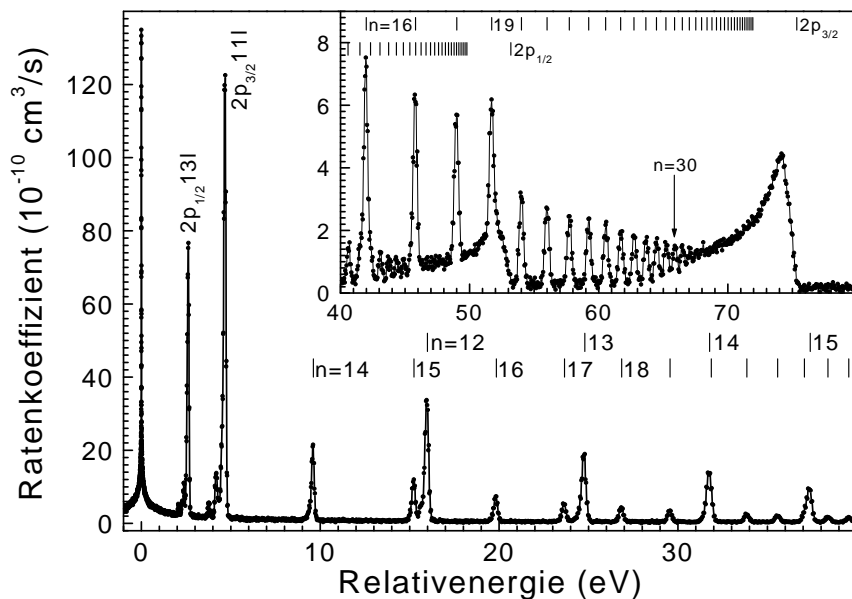


Abbildung 6.11: Mit hoher Auflösung ($k_B T_{\parallel} \approx 0.25$ meV) am TSR gemessener Ni^{25+} -Rekombinationsratenkoeffizient für $E_{\perp} = 0$ (Schippers et al. 2000b). Die vertikalen Linien bezeichnen mit der Rydbergformel [Gl. (5.8)] berechnete $2p_{1/2}nl$ - und $2p_{3/2}nl$ -DR-Resonanzen. Individuelle Resonanzen werden bis zu $n \approx 30$ aufgelöst.

an einer individuell aufgelösten n -Mannigfaltigkeit untersucht werden kann. Ein derartiger Fall böte den Vorteil, dass ein direkter Vergleich mit der Theorie durchgeführt werden könnte, die zur Zeit nur in der Lage ist, DRF in $E \perp B$ -Feldern bis zu $n \approx 30$ zu rechnen, da bei höheren n wegen der expliziten Berücksichtigung der magnetischen Unterzustände die bei der Lösung der Schrödingergleichung zu diagonalisierenden Matrizen zu groß würden (Griffin et al. 1998b). Außerdem ließen sich bei Beobachtbarkeit eines Feldefektes an einer einzelnen n -Resonanz die mit der Feldionisation hoher Rydbergzustände zusammenhängenden Komplikationen vermeiden.

Wie man Abb. 6.11 entnimmt, können in DR-Messungen ohne äußeres elektrisches Feld durchaus hohe Rydbergzustände — bei Ni^{25+} bis zu $n = 31$ — individuell aufgelöst werden. Bei DRF-Messungen ist die experimentelle Auflösung jedoch prinzipiell schlechter, da der Ionenstrahl zum einen, wie schon in Abschnitt 6.1 diskutiert, unterschiedliche Bereiche des durch den Elektronenstrahl hervorgerufenen Raumladungspotenzials durchläuft und da der Ionenstrahl zum anderen nicht wie bei den feldfreien Messungen zwischengekühlt werden kann. Beim Zwischenkühlen wird die Relativenergie nicht kontinuierlich durchgestimmt, sondern es werden schrittweise vorgewählte Relativenergien eingestellt, bei denen in einem Zeitintervall von typischerweise 1–5 ms Messdaten aufgenommen werden. Zwischen jeweils zwei Energieschritten wird eine Kühlphase (d. h. $E_{\text{rel}} = 0$) von einigen 10 Millisekunden Dauer eingelegt. Dadurch bleibt die Qualität des Ionenstrahls auch dann erhalten, wenn kurzzeitig von Null verschiedene Relativenergien

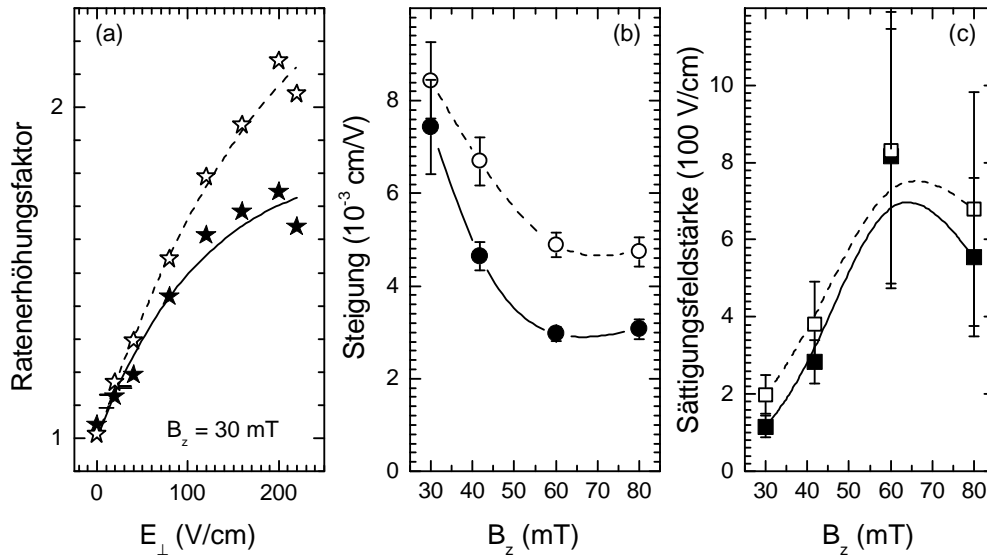


Abbildung 6.12: Experimentelle Ti¹⁹⁺-DRF-Ratenerhöhungsfaktoren für $B_z = 30$ mT (a) sowie durch Anpassung von Gl.(6.8) [Linien in (a)] bestimmte Steigungen \mathcal{S} (b) und Sättigungsfeldstärken \mathcal{E}_{sat} (c). Die Linien in (b) und (c) dienen der Orientierung. Gefüllte Symbole stehen für die $2p_{1/2}nl$ -Serie und offene Symbole für die $2p_{3/2}nl$ -Serie von Rydbergresonanzen.

eingestellt werden. Bei DRF-Messungen kann dieses Verfahren nicht angewandt werden, da der sich mit Anlegen einer vertikalen Magnetfeldkomponente B_{\perp} (s. Abb. 2.13) einstellende Winkel θ zwischen Elektronen- und Ionenstrahl zunächst verhindert, dass die Kühlbedingung $E_{\text{rel}} = 0$ erreicht wird. Um die Kühlbedingung zu erreichen, müsste für jedes Einstellen von $E_{\text{rel}} = 0$ das Magnetfeld B_{\perp} abgeschaltet und nach Beendigung jeder Kühlphase wieder eingeschaltet werden. Eine Erprobung dieses Schaltens von B_{\perp} im Millisekundentakt ergab jedoch, dass der Elektronenstrahl dadurch derart gestört wurde, dass keine sinnvollen Messungen durchgeführt werden konnten. Bei DRF-Messungen muss daher auf das für eine gute Energieauflösung entscheidende Zwischenkühlen verzichtet werden. Diesem Umstand ist zumindest teilweise zuzuschreiben, dass Feldeffekte an einzelnen Resonanzen weder im Ti¹⁹⁺-Experiment von Bartsch et al. (2000, Abb. 6.8) noch im Ni²⁵⁺-Experiment von Schippers et al. (2000b, Abb. 6.9) beobachtet werden konnten.

In diesen Experimenten konnte die DRF allerdings getrennt für die $2p_{1/2}nl$ - und $2p_{3/2}nl$ -Rydbergserien von DR-Resonanzen gemessen werden, da die $2p_{1/2}$ - $2p_{3/2}$ -Aufspaltung stark mit der Kernladungszahl zunimmt (Abb. 5.1a). Die Ratenerhöhungsfaktoren und Steigungen sind größer für $2p_{3/2}nl$ - als für $2p_{1/2}nl$ -Zustände bei Ti¹⁹⁺ (Abb. 6.12a und Abb. 6.12b) als auch bei Ni²⁵⁺ (Abb. 6.13a und Abb. 6.13b). Dies ist leicht verständlich, wenn man die Tatsache berücksichtigt, dass doppelt so viele $2p_{3/2}nl$ - wie $2p_{1/2}nl$ -Zustände [Faktor $(2j+1)$ in Gl. (5.3)] maximal zur DR beitragen können. In das Bild eines allein durch die unterschiedliche Multiplizität hervorgerufenen Effektes passt der Befund, dass die Sättigungsfeldstärken, die nur bei Ti¹⁹⁺ bestimmt werden konnten (Abb. 6.12c), im

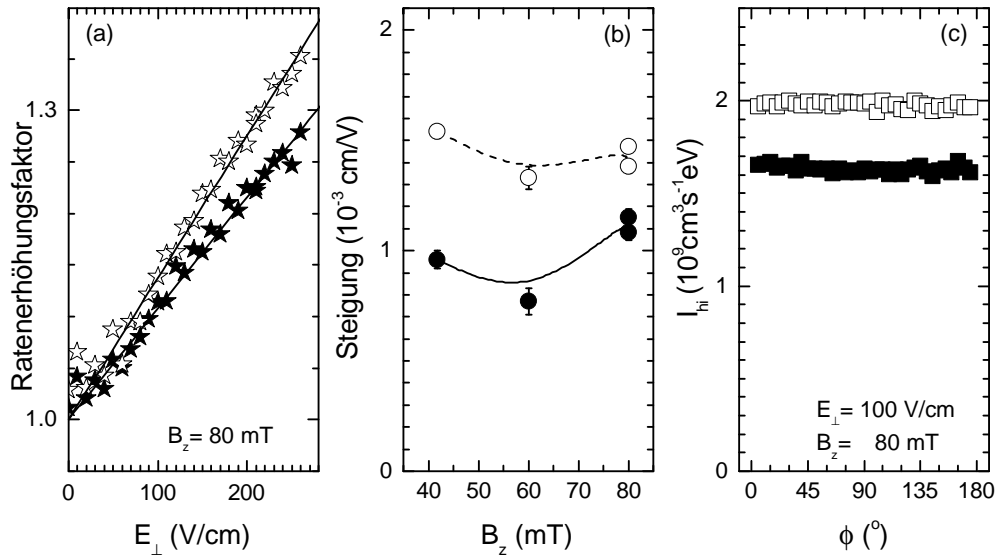


Abbildung 6.13: Experimentelle Ni^{25+} -DRF-Ratenerhöhungsfaktoren für $B_z = 80$ mT (a) sowie durch Anpassung von Gl. (6.9) [Linien in (a)] bestimmte Steigungen S (b). Die Linien in (b) dienen der Orientierung. c) Integrierte Ratenkoeffizienten für konstanten Betrag $E_{\perp} = 100$ V/cm des elektrischen Feldes in Abhängigkeit von dessen Richtung in der zum Ionenstrahl senkrechten Ebene. Die Definition des Azimutwinkels ϕ ist Abb. 2.13 zu entnehmen. In (a)–(c) stehen gefüllte Symbole für die $2p_{1/2}nl$ -Serie und offene Symbole für die $2p_{3/2}nl$ -Serie von Rydbergresonanzen.

Rahmen der experimentellen Fehler dieselben sind für die $2p_{1/2}$ - und die $2p_{3/2}$ -Rumpfanregung.

Abbildung 6.13c zeigt integrierte Ni^{25+} -Ratenkoeffizienten I_{hi} für $E_{\perp} = 100$ V/cm und $B_z = 80$ mT in Abhängigkeit vom Azimutwinkel ϕ [Gl. (2.19)], der die Richtung des transversalen elektrischen Feldes E_{\perp} in der zur Ionenstrahlachse senkrechten x - y -Ebene angibt (Abb. 2.13). Aufgrund der Zylindersymmetrie der Verhältnisse in der Wechselwirkungsstrecke erwartet man zunächst keine ϕ -Abhängigkeit des Ratenkoeffizienten. Betrachtet man allerdings den gesamten experimentellen Aufbau, ist die Zylindersymmetrie u. a. im ladungsanalysierenden Dipolmagneten verletzt, der eine Richtung in der x - y -Ebene auszeichnet. Im Prinzip kann sich dies in einer ϕ -Abhängigkeit der Rekombinationsratenerhöhung niederschlagen (Nasser und Hahn 1987b). Die in Abb. 6.13c gezeigte Unabhängigkeit der integrierten experimentellen Rekombinationsratenkoeffizienten vom Azimutwinkel ϕ legt allerdings nahe, dass derartige Effekte in den hier beschriebenen Speicherringexperimenten keine Rolle spielen.

Die bisher stärksten äußeren magnetischen ($B_z = 180$ mT) und elektrischen Felder ($E_{\perp} \lesssim 1450$ V/cm) wurden in einem DRF-Experiment mit Ne^{7+} -Ionen am CRYRING realisiert (Böhm et al. 2001). Die in diesem Experiment ermittelten Ratenerhöhungsfaktoren sind in Abb. 6.14 gezeigt. Wieder ist ein Einfluss des Magnetfeldes deutlich erkennbar. Während bei $B_z = 30$ mT die elektrische Feldstärke durch den maximal zulässigen Kippwinkel θ

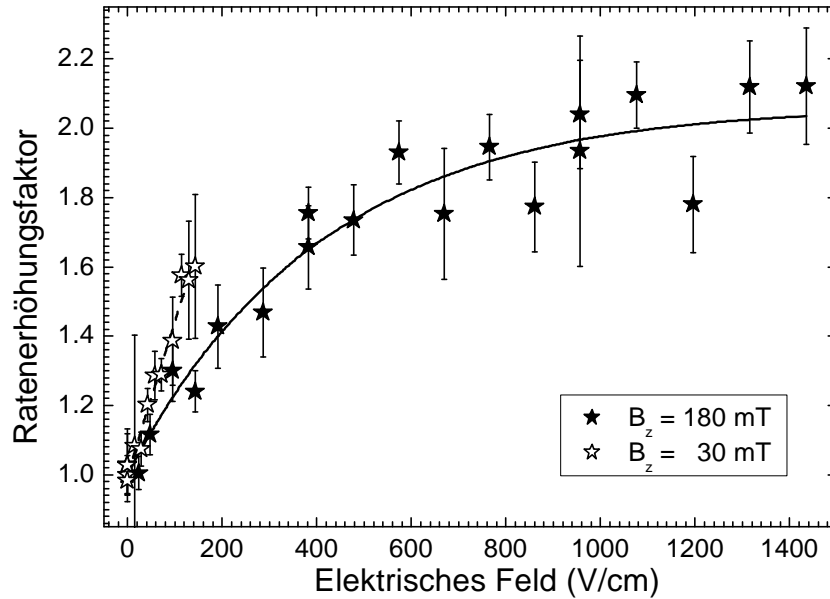


Abbildung 6.14: Experimentelle Ne^{7+} -DRF-Ratenerhöhungsfaktoren (Böhm et al. 2001) für zwei verschiedene Stärken des magnetischen Führungsfeldes, $B_z = 30$ mT (offene Symbole, $S = 4.44 \pm 0.87 \times 10^{-3}$ cm/V) und $B_z = 180$ mT (ausgefüllte Symbole, $S = 2.63 \pm 0.65 \times 10^{-3}$ cm/V, $\mathcal{E}_{\text{sat}} = 405 \pm 84$ V/cm). Die angegebenen Steigungen S und Sättigungsfeldstärken \mathcal{E}_{sat} wurden aus den Anpassungen von Gl. (6.9) (gestrichelte Linie) bzw. Gl. (6.8) (durchgezogene Linie) an die experimentellen Datenpunkte gewonnen.

[Gl. (2.20)] begrenzt wurde, konnten bei einer hohen Magnetfeldstärke von $B_z = 180$ mT so hohe elektrische Felder angelegt werden, dass erstmalig die Sättigung der feldinduzierten DR-Ratenerhöhung experimentell erreicht wurde.

6.2.1 DRF mit parallelen elektrischen und magnetischen Feldern

In einem DRF-Experiment an einem Speicherring ist die räumliche Konfiguration der äußeren elektrischen und magnetischen Felder auf den Fall zueinander senkrechter E - und B -Felder festgelegt. Eine flexiblere Anordnung der Felder ist dann möglich, wenn Rekombinationsprozesse in neutralen Atomen untersucht werden. Dazu muss sich das anfängliche „freie“ Elektron nicht im wirklichen Kontinuum, sondern in einem mehrfach angeregten Zustand befinden, der u. a. über Autoionisation ins wirkliche Kontinuum zerfallen kann. Ein derartiger Zustand lässt sich als ein Kontinuum endlicher Bandbreite auffassen (Ko et al. 1999). Das aus der Arbeit von Ko et al. (1999) entlehnte, in Abb. 6.15 gezeigte Energieniveauschema zeigt, dass in neutralen Bariumatomen ein Kontinuum endlicher Bandbreite durch Laseranregung in den $6p_{3/2}11d$ -Zustand gebildet werden kann, der ganz im Kontinuum des $\text{Ba}^+(6s)$ -Zustands liegt und der teilweise mit dem Kontinuum

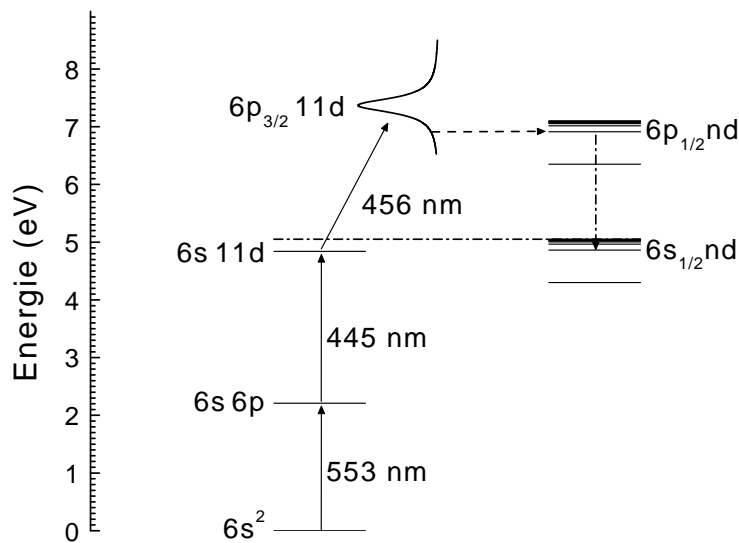


Abbildung 6.15: Energiediagramm zur DRB von Bariumatomen (Ko et al. 1999). Das Kontinuum endlicher Bandbreite wird durch den $Ba(3p_{3/2}11d)$ -Zustand gebildet, der vom $Ba(6s^2)$ -Grundzustand aus durch Anregung mit drei Farbstofflasern erzeugt wird. Das $11d$ -Elektron kann entweder durch Autoionisation in das Kontinuum des $Ba^+(6s)$ -Zustands gelangen oder bei gleichzeitiger $3p_{3/2} \rightarrow 3p_{1/2}$ -Anregung in einen $Ba(3p_{1/2}nd)$ -Rydbergzustand eingefangen werden (gestrichelter horizontaler Pfeil), der seinerseits entweder autoionisieren oder radiativ (strichpunktierter vertikaler Pfeil) zerfallen kann. In diesem Fall hat ein DRB-Prozess stattgefunden. Im Experiment von Ko et al. (1999) werden die gebundenen $Ba(6s_{1/2}nd)$ -Zustände durch Feldionisation nachgewiesen.

des $Ba^+(6p_{1/2})$ -Zustands überlappt. Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ist der resonante Übergang vom $6p_{3/2}11d$ -Zustand in $6p_{1/2}nd$ -Rydbergzustände möglich, der auch als dielektronischer Einfang aus dem Kontinuum endlicher Bandbreite aufgefasst werden kann. Bei nachfolgender $6p_{1/2} \rightarrow 6s_{1/2}$ -Abregung wird der Gesamtprozess als DR aus einem Kontinuum endlicher Bandbreite (DRB) bezeichnet. Eine Signatur für DRB ist die Bevölkung der $6s_{1/2}nd$ -Rydbergzustände, die im Experiment von Ko et al. (1999) durch Feldionisation des Rydbergelektrons und dessen Detektion nachgewiesen wird. Die bei der Feldionisation verwendete Feldstärke ist überdies ein Maß für die Bindungsenergie der Rydbergelektronen.

Den von Ko et al. (1999) beschriebenen experimentellen Aufbau haben Klimenko et al. (1999) zum Studium von DRB in äußeren elektrischen und magnetischen Feldern (DRBF) verwendet. Dabei realisierten sie Feldkonfigurationen, in denen elektrisches und magnetisches Feld zum einen parallel ($E \parallel B$) und zum anderen senkrecht ($E \perp B$) zueinander ausgerichtet waren. Bei einer $E \parallel B$ -Konfiguration wird kein Einfluss des Magnetfeldes erwartet, da diese Anordnung eine Zylindersymmetrie aufweist. Folglich ist m noch im-

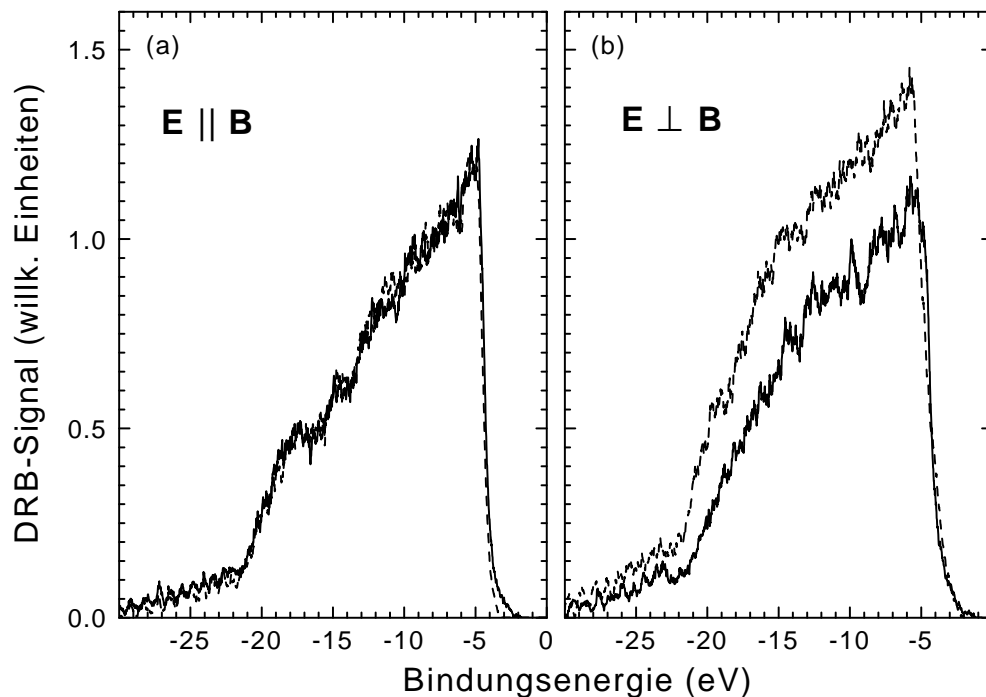


Abbildung 6.16: DRBF in $E \parallel B$ - und $E \perp B$ -Feldkonfigurationen (Klimenko et al. 1999). Die elektrische Feldstärke betrug 0.5 V/cm in allen Fällen. Das Magnetfeld war $B = 0$ (durchgezogene Linien) und $B = 24$ mT (gestrichelte Linien). Das Magnetfeld führt nur in der $E \perp B$ -Feldkonfiguration zu einem Anwachsen des DRB-Signals. Bei einer $E \parallel B$ -Feldkonfiguration hat es keinen Einfluss auf die Rekombination.

mer eine gute Quantenzahl, und das Magnetfeld kann zu keiner über die durch elektrische Felder hervorgerufene l -Mischung hinausgehenden Mischung von Zuständen führen. In der Tat hat in der $E \parallel B$ -Konfiguration das Magnetfeld keinen Einfluss auf das gemessene DRB-Signal (Abb. 6.16a). Ist das Magnetfeld hingegen senkrecht zum elektrischen Feld ausgerichtet, führt es aufgrund der in der $E \perp B$ -Konfiguration möglichen m -Mischung zu einer Erhöhung des DRB-Signals (Abb. 6.16b).

Diese Befunde ergänzen die aus Speicherringexperimenten gewonnenen Resultate in zweifacher Hinsicht. Erstens zeigen sie, dass in der Tat die Mischung von m -Zuständen in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern den beobachteten Phänomenen zugrunde liegt, und zweitens konnten Klimenko et al. (1999) einen Bereich von kleinen Feldstärken untersuchen, in dem das Magnetfeld wie von der Theorie qualitativ vorhergesagt (Robicheaux und Pindzola 1997) zu einer Erhöhung des Rekombinationssignals führt. In einer weiteren Arbeit haben Klimenko und Gallagher (2000) ihre Untersuchungen auf das Studium der DRBF mit zeitlich veränderlichen Mikrowellenfeldern ausgedehnt. Dabei fanden sie, dass Resonanzeffekte zu einer weiteren Erhöhung des DRB-Signals führen können.

6.3 DRF differenziell in der Rydbergquantenzahl n

Ein Vergleich der DRF-Messungen in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern mit theoretischen Resultaten kann aufgrund des hohen rechnerischen Aufwands — für die $n = 30$ -Mannigfaltigkeit muss bereits eine 7200×7200 -Matrix diagonalisiert werden (Griffin et al. 1998b) — nur für nicht zu hohe Rydbergzustände erfolgen. In dieser Situation ist die Begrenzung der maximalen, im Experiment nachgewiesenen Rydbergquantenzahl durch die Feldionisation im ladungsanalysierenden Dipolmagneten (s. Abschnitt 5.5) hilfreich. Wie aus Abb. 5.9 ersichtlich, lässt sich insbesondere für leichte Ionen mit Kernladungszahlen $Z \lesssim 10$ die beobachtbare feldinduzierte DR-Ratenerhöhung durch die Feldionisation beeinflussen. Dieser Umstand kann für eine in der Rydbergquantenzahl n differenzielle Messung der DRF ausgenutzt werden.

Nach Gl. (5.20) ist die Abschneidequantenzahl in etwa umgekehrt proportional zur Quadratwurzel der Ionengeschwindigkeit. Dementsprechend sollten im Vergleich zu einer DR-Messung bei höherer Ionenenergie in einem DR-Spektrum, das bei einer kleineren

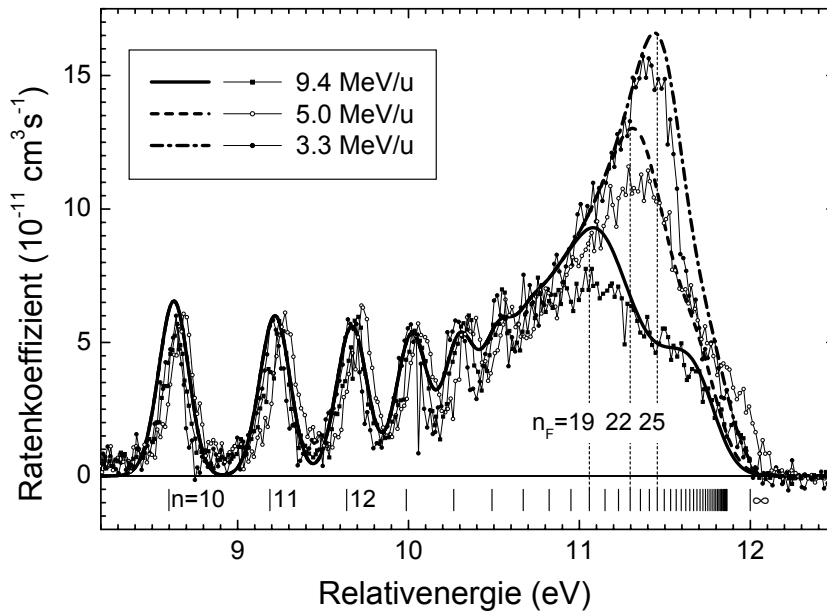


Abbildung 6.17: Experimentelle O^{5+} -DR-Spektren (Symbole) bei verschiedenen Ionenenergien ohne äußeres elektrisches Feld (Böhm et al. 2002). Die theoretischen Kurven (Linien) ergeben sich aus Gl. (6.1) mit theoretischen Wirkungsquerschnitten, die mit dem Programm AUTOSTRUCTURE berechnet wurden, und mit Nachweiswahrscheinlichkeiten aus dem in Anhang C beschriebenen detaillierten Modell. Die vertikalen Striche bezeichnen mit der Rydbergformel [Gl. (5.8) mit $\delta(l) = 0$] berechnete $2p\ nl$ -DR-Resonanzlagen. Die senkrechten gestrichelten Linien deuten die Positionen Abschneidequantenzahl n_F [Gl. (5.20)] an, die bei den Ionenenergien 9.4, 5.0 und 3.3 MeV/u die Werte 19, 22 bzw. 25 annimmt.

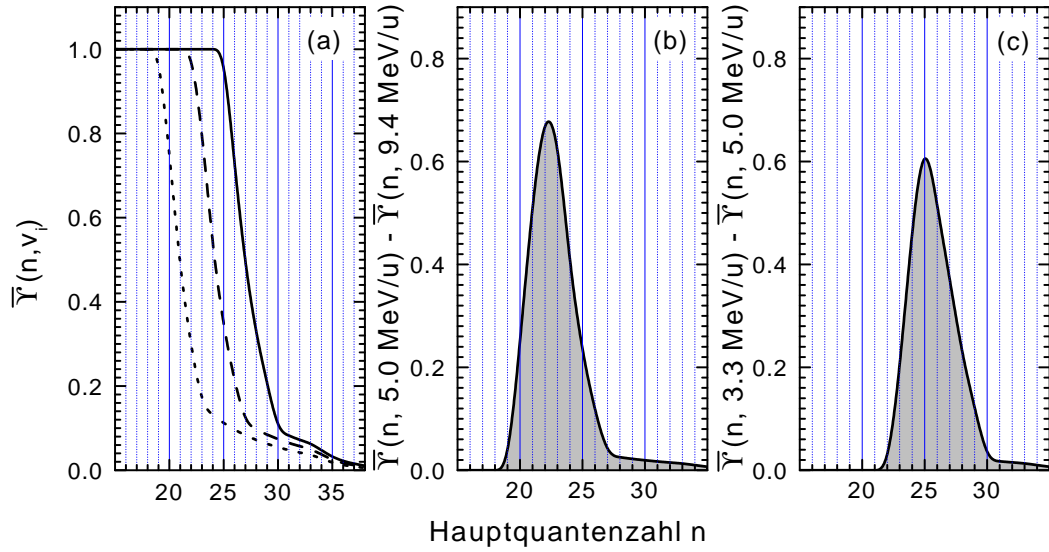


Abbildung 6.18: (a) l -gemittelte Nachweiswahrscheinlichkeiten $\bar{Y}(n, v_i)$ [Gl. (6.5)] für rekombinierte $O^{4+}(nl)$ -Ionen bei drei verschiedenen Ionenenergien: 3.3 MeV/u (durchgezogene Linie), 5.0 MeV/u (gestrichelte Linie), 9.4 MeV/u (punktierte Linie). Die Kurven in (b) und (c) sind die Differenzen benachbarter Kurven in (a).

Ionenenergie aufgenommen wurde, zusätzliche Beiträge höherer Rydbergzustände vorhanden sein. Die in Abb. 6.17 gezeigten, ohne äußeres elektrisches Feld aufgenommenen O^{5+} -DR-Spektren entsprechen dieser Erwartung. Eine Verringerung der Ionenenergie von 9.4 über 5.0 bis hin zu 3.3 MeV/u zieht ein kontinuierliches Anwachsen der DR-Resonanzstärke im Energiebereich 11–12 eV nach sich. Die zugehörigen, nach Gl. (5.20) berechneten Abschneidequantenzahlen sind $n_F = 19, 22$ und 25. Die glatten Kurven in Abb. 6.17 sind das Resultat [s. Gl. (6.1)] einer AUTOSTRUCTURE-Berechnung der DR-Wirkungsquerschnitte in Verbindung mit dem in Anhang C beschriebenen, detailliertem Feldionisationsmodell (Böhm et al. 2002). Die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie ist bei allen Ionenenergien zufriedenstellend, d. h. die Feldionisationseigenschaften des experimentellen Aufbaus sind für einen sinnvollen Vergleich zwischen Experiment und Theorie genau genug verstanden.

Die mit dem Feldionisationsmodell (Anhang C) berechneten l -gemittelten Nachweiswahrscheinlichkeiten [Gl. (6.5)] zeigt Abb. 6.18a. Bei Verringerung der Ionenenergie verschieben sich die Kurven zu höheren Hauptquantenzahlen n . Die Abbildungen 6.18b und 6.18c zeigen die Differenzen in Abb. 6.18a benachbarter Kurven, d. h. die bei Verringerung der Ionenenergie von 9.4 auf 5.0 MeV/u bzw. von 5.0 auf 3.3 MeV/u zusätzlich nachgewiesenen Zustände. Die jeweils hinzukommenden Rydbergquantenzahlen n fallen in relativ schmale Bänder $n \approx 20 - 25$ bzw. $n \approx 23 - 28$. Dieser Umstand rechtfertigt, hier von einer n -differenziellen Betrachtung der DRF lithiumähnlicher O^{5+} -Ionen zu sprechen. Bei O^{5+} sind überdies die relevanten Rydbergquantenzahlen mit $n \lesssim 30$ noch so klein, dass ein detaillierter Vergleich experimenteller Ergebnisse mit theoretischen Resulten

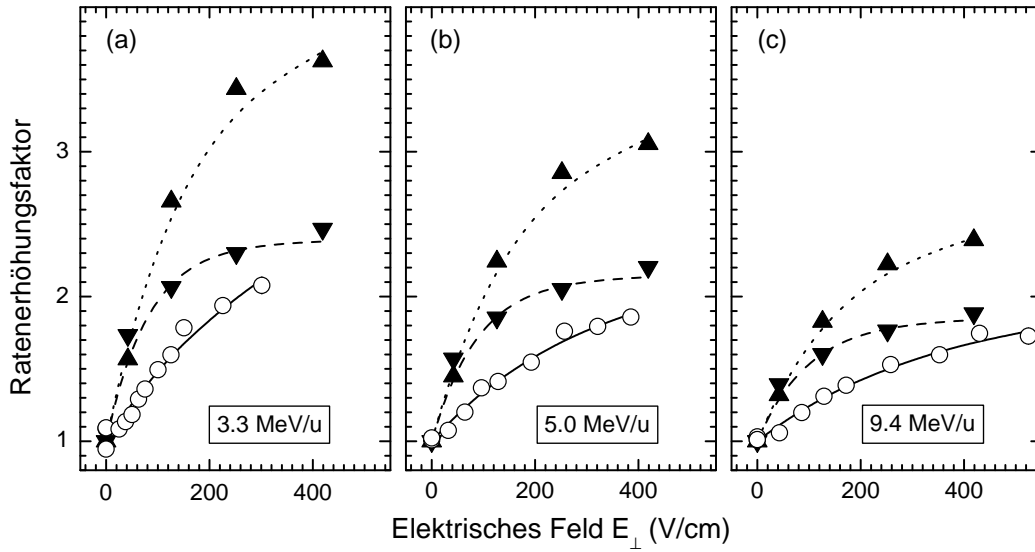


Abbildung 6.19: DRF von O^{5+} — Ratenerhöhungsfaktoren bei verschiedenen Ionenenergien. Experimentelle Resultate (offene Symbole), theoretische Resultate ohne Magnetfeld ($B = 0$, Dreiecke nach unten) und mit Magnetfeld ($B = 100.6$ mT, Dreiecke nach oben). Die Fehlerbalken sind in etwa so groß wie die Symbole. Die unterschiedlichen Linien sind Anpassungen von Gl. (6.8) an die jeweiligen Datenpunkte. Die aus den Anpassungen gewonnenen Steigungen und Sättigungsfeldstärken sind in Abb. 6.20b bzw. in Abb. 6.20c graphisch aufgetragen.

taten zur DR in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern durchgeführt werden kann.

Die nach der in Abschnitt 6.1.2 dargelegten Vorschrift ermittelten O^{5+} -Ratenerhöhungsfaktoren sind in Abb. 6.19a-c für die drei experimentellen Ionenenergien 3.3, 5.0 und 9.4 MeV/u graphisch dargestellt. Bei geringerer Ionenenergie sind die Ratenerhöhungsfaktoren und die aus der Anpassung von Gl. (6.8) an die experimentellen Datenpunkte bestimmten Steigungen (Abb. 6.20b) größer als bei höherer Ionenenergie, da die bei Absenkung der Ionenenergie hinzukommenden höheren Rydbergzustände einem größeren Feldeffekt unterliegen als die Zustände mit niedrigeren Rydbergquantenzahlen n (vgl. Abb. 6.10b). Es liegt die in Abb. 5.4a für C^{3+} -Ionen gezeigte Situation vor, die noch einmal durch die Auftragung der differentiellen Ratenerhöhungsfaktoren in Abb. 6.20a verdeutlicht wird. Letztere sind in Analogie zu Gl. (6.7) definiert als

$$\Delta r(E_{\perp}, v_i^{(1)}, v_i^{(2)}) = C \left[\frac{I_{hi}(E_{\perp}, v_i^{(1)})}{I_{lo}(E_{\perp}, v_i^{(1)})} - \frac{I_{hi}(E_{\perp}, v_i^{(2)})}{I_{lo}(E_{\perp}, v_i^{(2)})} \right] \quad (6.10)$$

und beinhalten nur den Beitrag der durch die Änderung der Ionengeschwindigkeit von $v_i^{(2)}$ nach $v_i^{(1)}$ zum beobachteten DR-Signal zusätzlich beitragenden Rydbergzustände. Da nicht bei allen Ionenenergien bei denselben elektrischen Feldstärken E_{\perp} gemessen wurde, mussten für die Berechnung von Δr die experimentellen Daten teilweise inter-

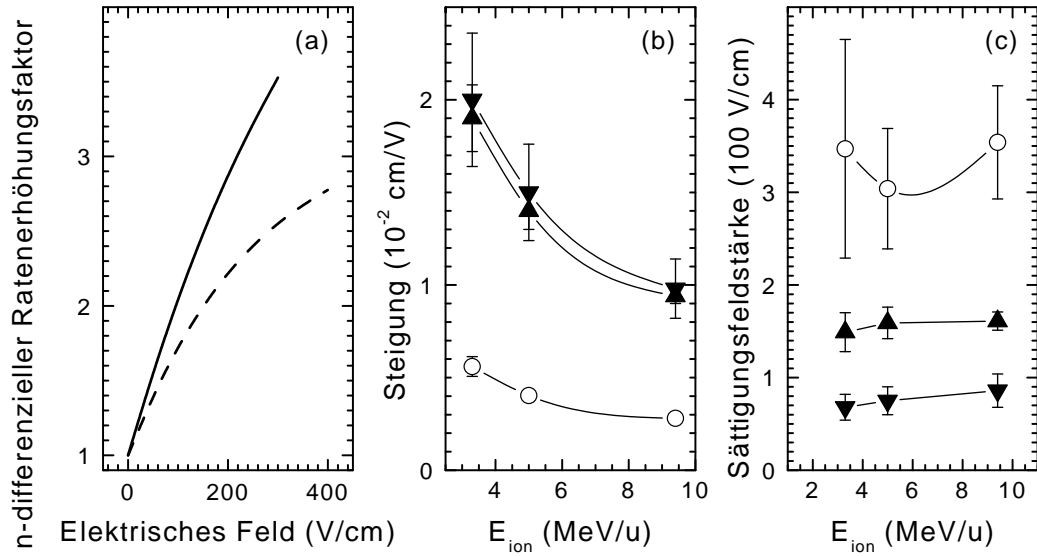


Abbildung 6.20: DRF von O^{5+} . (a) Experimentelle differenzielle Ratenerhöhungsfaktoren [Gl. (6.10)] mit $v_i^{(1)} = 3.3$ MeV/u und $v_i^{(2)} = 5.0$ MeV/u (durchgezogene Linie) sowie mit $v_i^{(1)} = 5.0$ MeV/u und $v_i^{(2)} = 9.4$ MeV/u (gestrichelte Linie). (b) Steigungen und (c) Sättigungsfeldstärken bestimmt durch Anpassung von Gl. (6.8) an die Ratenerhöhungsfaktoren in Abb. 6.19: experimentelle Ratenerhöhungsfaktoren (offene Kreise), theoretische Ratenerhöhungsfaktoren ohne Magnetfeld ($B = 0$, Dreiecke nach unten) und mit Magnetfeld ($B = 100.6$ mT, Dreiecke nach oben). Die Linien in (b) und (c) dienen nur der Orientierung. Die Fehlerbalken ergeben sich aus dem Fit.

poliert werden, so dass in Abb. 6.20a keine Datenpunkte, sondern nur die Anpassungen von Gl. (6.8) an die aus der Interpolation gewonnenen Werte für die differenziellen Rateerhöhungsfaktoren gezeigt sind.

Zusätzlich zu den experimentellen Ergebnissen sind in Abb. 6.19 auch theoretische Rateerhöhungsfaktoren ohne und mit Berücksichtigung des magnetischen Feldes B_z dargestellt, die mit den von Griffin et al. (1998a) bzw. Griffin et al. (1998b) entwickelten theoretischen Methoden berechnet wurden (Böhm et al. 2002). Auch die theoretischen Daten zeigen in Verbindung mit dem detaillierten Feldionisationsmodell [s. Gl. (6.6)] eine Abnahme des Feldeffektes bei zunehmender Ionengeschwindigkeit. Allerdings weichen beide Rechnungen von den experimentellen Daten ab, wobei die Diskrepanz für die Rechnung, die das im Experiment vorhandene Magnetfeld ($B_z = 100.6$ mT) mit einschließt, größer ist als für die Rechnung, bei der $B_z = 0$ angenommen wurde.

Eine Ursache für diesen zunächst überraschenden Befund ist, dass in der $B_z = 0$ -Rechnung ein weiterer Effekt berücksichtigt wurde, der den DR-Wirkungsquerschnitt in Anwesenheit äußerer elektrischer Felder beeinflusst und der aufgrund der höheren Komplexität des $E \perp B$ -Problems in der $B_z \neq 0$ -Rechnung bisher noch vernachlässigt wurde. Bei diesem Effekt handelt es sich um die Wechselwirkung zwischen DR-Resonanzen derselben Sym-

metrie, die zwar im feldfreien Fall eine nur untergeordnete Rolle spielt, jedoch in äußeren elektromagnetischen Feldern an Bedeutung gewinnt. Allein ein elektrisches Feld mischt bereits Zustände entgegengesetzter Parität und Zustände deren Gesamtdrehimpuls sich um eins unterscheidet [s. Gl. (5.6)], so dass erheblich mehr resultierende Zustände dieselbe Symmetrie aufweisen und es infolgedessen zu einer vermehrten Wechselwirkung zwischen DR-Resonanzen kommt. Wie Griffin et al. (1998a) zeigen, fallen die theoretischen feldinduzierten DR-Ratenerhöhungen E_{\perp} -abhängig um bis zu einem Faktor 1.6 kleiner aus, wenn in der Theorie der Wechselwirkung zwischen DR-Resonanzen Rechnung getragen wird. Diese Reduktion des Feldeffektes ist nur in der $B_z = 0$ -Rechnung, in der $B_z \neq 0$ -Rechnung hingegen nicht enthalten. Es liegt die Vermutung nahe, dass aufgrund der zusätzlichen m -Mischung in $E \perp B$ -Feldern die Reduktion im Fall $B_z > 0$ noch stärker ausfällt als für $B_z = 0$.

Obschon die Absolutwerte der ohne Berücksichtigung des Magnetfeldes berechneten Ratenerhöhungsfaktoren besser mit den experimentellen Werten übereinstimmen, gibt die $B_z \neq 0$ -Rechnung allerdings den Verlauf des Ratenerhöhungsfaktors als Funktion der elektrischen Feldstärke besser wieder als die $B_z = 0$ -Rechnung. Dies schlägt sich in der Übereinstimmung der aus Anpassungen von Gl. (6.8) an die theoretischen Datenpunkte ermittelten Steigungen (Abb. 6.20a) und Sättigungsfeldstärken (Abb. 6.20b) mit den experimentellen Werten nieder. Die aus der $B_z \neq 0$ -Rechnung extrahierten Parameter liegen für alle Ionenenergien dichter an den aus dem Experiment bestimmten Werten als die aus der $B_z = 0$ -Rechnung gewonnenen Werte.

6.4 Zusammenfassende Diskussion und Ausblick

Experimente an Schwerionenspeicherringen haben bis jetzt eine Fülle experimenteller Daten zur DRF vor allem lithiumähnlicher Ionen erbracht. Im Wechselspiel von Theorie und Experiment wurde zum ersten Mal die Bedeutung externer *magnetischer* Felder auf die DR nachgewiesen und eingehend untersucht. Die theoretische Beschreibung der DR in einer $E \perp B$ -Feldkonfiguration ist äußerst komplex und aufwendig. Noch sind nicht alle relevanten Effekte, wie z. B. die Wechselwirkung benachbarter DR-Resonanzen derselben Symmetrie, in der theoretischen Beschreibung berücksichtigt, so dass ein abschließender quantitativer Vergleich theoretischer Resultate mit den experimentellen Ergebnissen zur Zeit noch aussteht.

Viele der experimentell beobachteten Phänomene sind allerdings qualitativ gut verstanden, wie z. B. die Abnahme des Feldeffektes mit zunehmender Magnetfeldstärke (Abb. 6.10b und Abb. 6.12b) aufgrund der Behinderung der durch das elektrische Feld induzierten l -Mischung durch die Zeemanaufspaltung der an der Mischung beteiligten Energieniveaus im Magnetfeld (s. Abschnitt 5.4). Für eine durch die m -Mischung im Magnetfeld verursachte Zunahme des Feldeffektes sind die in Speicherringexperimen-

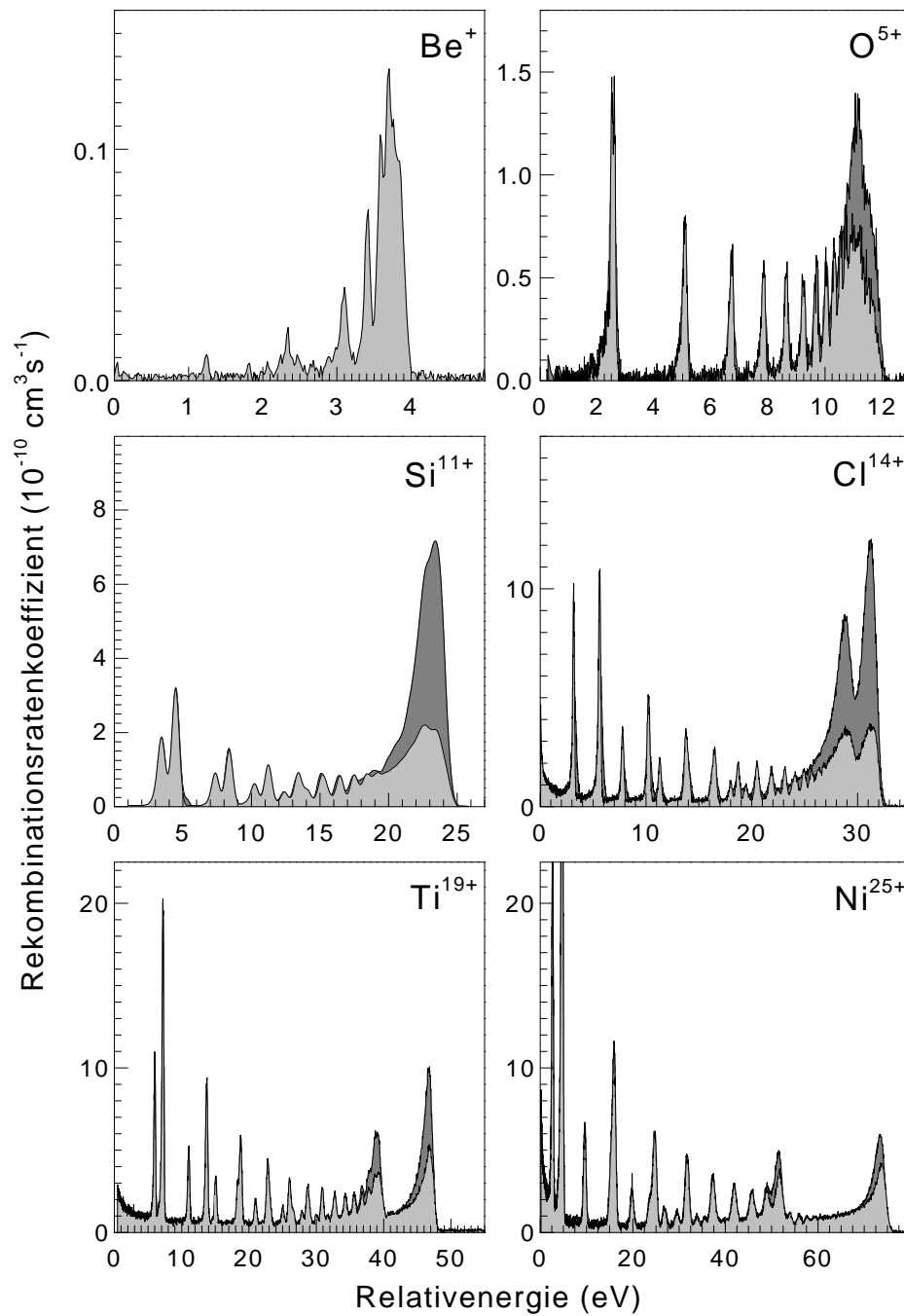


Abbildung 6.21: DR-Spektren verschiedener lithiumähnlicher Ionen bei $E_{\perp} = 0$ V/cm (hellgrau unterlegt) und bei $E_{\perp} \approx 200$ V/cm (dunkelgrau unterlegt). Der feldinduzierte DR-Ratenerhöhung ist maximal bei $Z \approx 14$. Das magnetische Führungsfeld betrug bei allen hier gezeigten Spektren $B_z = 30$ mT, bis auf bei den Be^{+} - und Ni^{25+} -Spektren, die mit $B_z = 50$ mT bzw. $B_z = 40$ mT gemessen wurden.

ten minimal möglichen Magnetfelder bereits zu groß. In dem komplementären DRFB-Experiment von Klimenko et al. (1999, Abschnitt 6.2.1) mit um eine Größenordnung schwächeren Magnetfeldern wurde die für diese Feldstärken qualitativ vorhergesagte Zunahme (Robicheaux und Pindzola 1997, Abb. 5.7) des DR-Signals mit wachsendem Magnetfeld beobachtet. Insbesondere das Verschwinden des Magnetfeldeinflusses bei paralleler Ausrichtung von E und B belegt, dass in der Tat im Fall senkrecht zueinander ausgerichteter Felder eine m -Mischung für den beobachteten magnetfeldinduzierten Ratenerhöhungseffekt verantwortlich ist.

Auch die in Kapitel 5 anhand von Modellbetrachtungen vorhergesagte Z -Abhängigkeit mit einem Maximum des Feldeffektes um $Z \approx 10$ (Abb. 5.9) wird durch die beschriebenen Experimente qualitativ bestätigt. Dies ist exemplarisch noch einmal in Abb. 6.21 gezeigt, die DR-Spektren für eine Reihe von lithiumähnlichen Ionen bei $E_{\perp} = 0$ und bei $E_{\perp} = 200$ V/cm enthält. Alle Messungen wurden bei ungefähr derselben magnetischen Führungsfeldstärke B_z durchgeführt. Die durch das elektrische Feld $E_{\perp} = 200$ V/cm hervorgerufene Rekombinationsratenerhöhung ist maximal für Si^{11+} und Cl^{14+} . Sowohl bei schwereren als auch bei leichteren Ionen ist der Effekt kleiner. Im Extremfall wurde bei Be^+ gar kein Feldeffekt mehr beobachtet, da alle $\text{Be}^0(nl)$ -Zustände, die potenziell einem Feldeffekt unterliegen, im ladungsanalysierenden Dipolmagneten feldionisiert wurden. Im Be^+ -Experiment betrug die Abschneidequantenzahl $n_F = 8$. In das Bild abnehmender Feldeffekte mit zunehmender Kernladungszahl $Z \gtrsim 14$ passt auch der Befund, dass das zu E_{\perp} senkrechte Magnetfeld B_z die DRF mit steigendem Z immer weniger beeinflusst. Weisen die aus der Anpassung von Gl. (6.8) gewonnenen Steigungen S für Cl^{14+} (Abb. 6.10b) und für Ti^{19+} (Abb. 6.12b) noch eine starke B_z -Abhängigkeit auf, sind die für Ni^{25+} ermittelten Steigungen nahezu unabhängig von B_z (Abb. 6.13b).

Ferner wird die bei O^{5+} und Cl^{14+} experimentell beobachtete Zunahme des Feldeffektes für zunehmende Rydbergquantenzahlen n (Abb. 6.20a bzw. Abb. 6.10b) durch die in Kapitel 5 durchgeführten Modellrechnungen qualitativ erklärt (Abb. 5.4)a, in die als wesentliche Zutat die Drehimpulsabhängigkeit der Autoionisationsraten der DR-Zwischenzustände eingeht. Bei der Berechnung von Autoionisationsraten für Zustände mit hohem Drehimpuls werden üblicherweise Extrapolationsverfahren eingesetzt (s. z. B. Mitnik et al. 2000), die u. U. nicht immer zu korrekten Vorhersagen von DR-Wirkungsquerschnitten führen (Brandau et al. 2002). Die DRF bietet hier die Möglichkeit, die Theorie noch eingehender zu testen.

Einem quantitativen Vergleich zwischen Theorie und Experiment steht nicht nur die Komplexität der Rechnungen sondern auch die durch die im Experiment auftretende Feldionisation hoher Rydbergzustände hervorgerufene Unsicherheit entgegen. Obwohl das in Anhang C beschriebene Modell bereits sehr detailliert ist, muss seine Anwendbarkeit auf die DRF infrage gestellt werden, da unklar bleibt, wie die im Kühler vorliegenden l - und m -gemischten Zustände auf die Zustände zu projizieren sind, die letztendlich vor allem im ladungsanalysierenden Dipolmagneten feldionisiert werden. Die hier verwendete Mit-

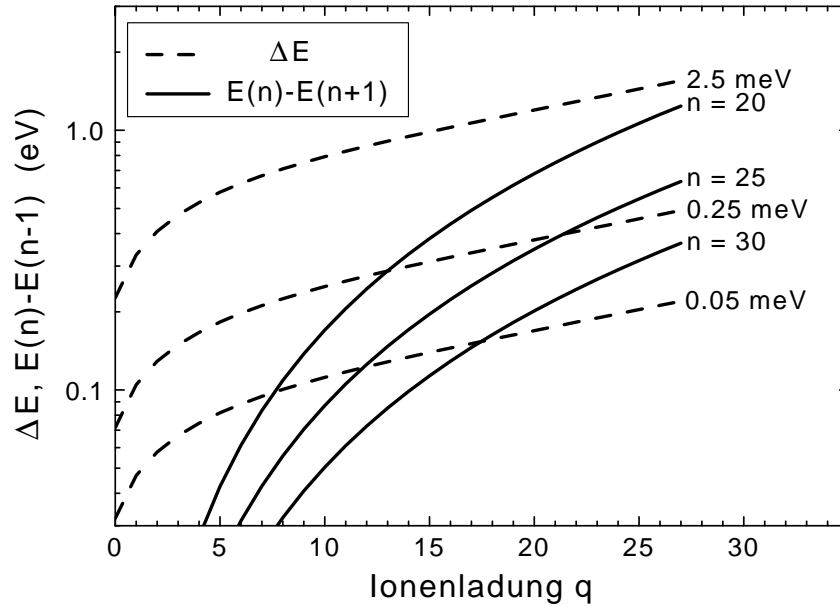


Abbildung 6.22: Experimentelle Energiebreite $\Delta E = 4[\ln(2)k_B T_{\parallel} E_{\infty}]^{1/2}$ [vgl. Gl. (2.15)] an der $2p_{3/2}$ -Seriengrenze (mit E_{∞} aus Abb. 5.1a) für unterschiedliche Werte von $k_B T_{\parallel}$ (gestrichelte Linien) und energetischer Abstand $E(n) - E(n+1) \approx \mathcal{R}q^2/n^3$ benachbarter $1s^2 2p_{3/2} n l$ -Rydbergresonanzen für unterschiedliche Werte der Rydbergquantenzahl n (durchgezogene Linien) als Funktionen der Ionenladung q . Rydbergresonanzen mit Resonanzenergien $E(n) \lesssim E_{\infty}$ können individuell aufgelöst werden, wenn die Bedingung $\Delta E < E(n) - E(n+1)$ erfüllt ist. Der Wert $k_B T_{\parallel} = 0.25$ meV lag bei der feldfreien Ni^{25+} -Messung (Abb. 6.11) vor. Eine Temperatur von $k_B T_{\parallel} \leq 0.05$ meV wird am neuen TSR-Elektronentarget angestrebt (Hoppe et al. 2001). Die Temperatur $k_B T_{\parallel} = 2.5$ meV entspricht in etwa der zur Zeit in DRF-Experimenten realisierten experimentellen Auflösung.

telung der Nachweiswahrscheinlichkeit über l [und m , Gl. (6.5)] ist sicherlich nur eine grobe Näherung.

Ein direkterer Vergleich zwischen Theorie und Experiment wäre möglich, wenn im Experiment die DRF an einer isolierten Rydbergresonanz beobachtet werden könnte vorzugsweise mit einer einerseits für das Auftreten eines signifikanten Feldeffektes genügend großen Rydbergquantenzahl und andererseits so niedrigem n , dass die Feldionisation noch keine Rolle spielt und die damit verbundenen Komplikationen vermieden werden. Das experimentelle Auflösungsvermögen bei DRF-Messungen reicht zur Zeit dafür nicht aus, wohingegen im feldfreien DR-Spektrum von Ni^{25+} bereits die $n = 30$ -Resonanz aufgelöst wurde (Abb. 6.11). Wie bereits erläutert, verschlechtert sich bei DRF-Messungen die experimentelle Auflösung aus zwei Gründen. Erstens durchquert der Ionenstrahl beim Verkippen des Elektronenstrahls Bereiche unterschiedlichen Raumladungspotenzials und zweitens kann der Ionenstrahl nicht zwischengekühlt werden. Der erste Effekt kann durch die Wahl einer möglichst geringen Elektronendichte minimiert werden. Dies wurde be-

reits in den Ti^{19+} - und Ni^{25+} -Experimenten durchgeführt, und die in Abb. 6.8 und Abb. 6.9 sichtbaren DR-Resonanzen weisen im Gegensatz zu den Si^{11+} -Spektren (Abb. 6.1) kaum noch eine Verbreiterung mit zunehmendem E_{\perp} , d. i. mit zunehmendem Kippwinkel auf.

Die Notwendigkeit der Zwischenkühlung wird mit Inbetriebnahme des im Aufbau befindlichen zweiten Elektronentargets am Schwerionenspeicherring TSR (Hoppe et al. 2001) entfallen, da der Ionenstrahl dann während der Messung am zweiten Target mit dem bisherigen Elektronenkühler permanent gekühlt werden kann. Auf diese Weise wird mindestens die jetzt schon bei feldfreien DR-Messungen zur Verfügung stehende Auflösung auch bei DRF-Messungen erreicht werden. Es darf überdies erwartet werden, dass durch die Erzeugung des Elektronenstrahls mittels einer kalten Photokathode (Pastuszka et al. 2000) und durch die Implementation eines adiabatischen Beschleunigungsschemas für den Elektronenstrahl eine weitere Verbesserung des experimentellen Auflösungsvermögens realisiert werden wird. Abbildung 6.22 kann entnommen werden, dass mit der angestrebten Longitudinaltemperatur von $k_{\text{B}}T_{\parallel} \leq 0.05 \text{ mT}$ beispielsweise $n = 25$ -DR-Resonanzen lithiumähnlicher Ionen mit $q \geq 12$ individuell aufgelöst werden können. Diese Resonanzen sollten bereits einem merklichen Feldeffekt unterliegen.

7 Ratenkoeffizienten für Anwendungen in der Astro- und Plasmaphysik

Astrophysikalische Plasmen können grob in zwei Klassen eingeteilt werden (Liedahl 1999), und zwar einerseits in Plasmen, die durch Elektronenstoß ionisiert werden, und andererseits in photoionisierte Plasmen. Bei den durch Elektronenstoß ionisierten Plasmen erfolgt die Ionisation durch Elektronen des Plasmas selbst. Diese müssen dazu genügend Energie besitzen, d. h. die Plasmatemperatur muss ausreichend hoch sein. Die für das Auftreten von Eisenionen mit offener L-Schale notwendigen Temperaturen liegen im Bereich 10^6 – 10^7 K (Arnaud und Raymond 1992). Die von dem Plasma emittierte Strahlung wird hauptsächlich durch Elektronenstoßanregung der Ionen verursacht. Ein Beispiel für ein durch Elektronenstoß ionisiertes Plasma ist die Sonnenkorona.

Beispiele für photoionisierte Plasmen sind aktive galaktische Kerne, Röntgen-Doppelsterne oder kataklysmische Veränderliche (Kahn und Liedahl 1995). In den Fällen, bei denen die das Plasma ionisierende elektromagnetische Strahlung von einer externen Strahlungsquelle kommt, ist die Ladungszustandsverteilung der Ionen im Plasma nicht direkt mit der Plasmatemperatur korreliert. Eisenionen mit offener L-Schale können bereits ab $\sim 10^5$ K auftreten (Liedahl 1999). Der dominante Mechanismus, der bei photoionisierten Plasmen zur Aussendung von Strahlung führt, ist die Photorekombination (Liedahl 1999).

Bei den genannten relativ niedrigen Temperaturen sind die dominierenden Rekombinationsprozesse die RR und die $\Delta n = 0$ -DR, bei der die Rumpfanregung, wie z. B. $2s \rightarrow 2p$, innerhalb einer atomaren Schale erfolgt. Dies sind genau die Prozesse, die in Rekombinationsexperimenten an Schwerionenspeicherringen experimentell gut zugänglich sind. Andererseits stellt die theoretische Berechnung von Plasmaratenkoeffizienten bei niedrigen Temperaturen eine besondere Herausforderung dar, da DR-Resonanzen bei Relativenergien nahe $E_{\text{rel}} = 0$ eV mit hoher Genauigkeit berechnet werden müssen (s. Abschnitt 7.1.3). Die zur Zeit in der Modellierung photoionisierter Plasmen verwendeten Rekombinationsratenkoeffizienten theoretischer Provenienz genügen diesen Genauigkeitsanforderungen nicht (Savin 2001). Rekombinationsmessungen an Speicherringen können hier den astrophysikalischen Bedürfnissen Rechnung tragen. Die experimentellen, absolut bestimmten Ratenkoeffizienten der Photorekombination hochgeladener Ionen stellen

gleichzeitig Richtwerte für die aktuell fortschreitende Entwicklung theoretischer Rekombinationsrechnungen dar.

In diesem Kapitel wird die Herleitung von Plasmaratenkoeffizienten aus den Ergebnissen eines Speicherringexperimentes exemplarisch anhand der Photorekombination lithiumähnlicher C^{3+} -Ionen detailliert beschrieben. Anschließend werden Ergebnisse des am Schwerionenspeicherring TSR verfolgten Programms zur Messung der Niedertemperatur-DR von Eisenionen mit offener L-Schale vorgestellt und diskutiert.

7.1 Photorekombination lithiumähnlicher C^{3+} -Ionen

Kohlenstoff ist eines der im Kosmos am häufigsten vorkommenden Elemente (Abb. 1.8). Kohlenstofflinien werden daher in den elektromagnetischen Spektren einer Vielzahl kosmischer Objekte beobachtet, und die Rekombination von Kohlenstoffionen wurde dementsprechend häufig in theoretischen Untersuchungen behandelt (Abb. 1.7). Da deren Ergebnisse je nach Plasmatemperatur um bis zu mehr als eine Größenordnung voneinander abweichen, ist es für die zuverlässige Interpretation astrophysikalischer Beobachtungen von Interesse, auf experimentellen Daten basierende Rekombinationsratenkoeffizienten zur Verfügung zu haben.

Im Fall der Photorekombination lithiumähnlicher Kohlenstoffionen lassen sich RR und DR schreiben als

$$e^- + C^{3+}(1s^2 2s) \rightarrow C^{2+}(1s^2 2s nl) + h\nu \quad (7.1)$$

bzw.

$$e^- + C^{3+}(1s^2 2s) \rightarrow C^{2+}(1s^2 2p nl) + \begin{cases} C^{2+}(1s^2 2s nl) + h\nu \\ C^{2+}(1s^2 2p n' l') + h\nu' \end{cases} \quad (7.2)$$

Im Prinzip sind neben der $2s \rightarrow 2p$ -Anregung innerhalb der L-Schale ($\Delta n = 0$ -DR, Anregungsenergie ca. 8 eV) auch $\Delta n \geq 1$ -DR-Prozesse möglich. Die niedrigsten mit der $\Delta n = 1$ -Anregung assoziierten Resonanzen sind die $1s \ 3l \ 3l'$ -Resonanzen bei ungefähr 12 eV. Wegen der im Vergleich zum $2s \rightarrow 2p$ -Übergang erheblich kleineren radiativen Raten für die $2s \rightarrow np$ -Übergänge mit $n \geq 3$ sind auch die Stärken der assoziierten Resonanzen erheblich kleiner als die der $\Delta n = 0$ -DR-Resonanzen. K-Schalen-Anregungen sind erst mit Elektronenenergien ab 240 eV möglich. Die folgenden Ausführungen beschränken sich auf die bei niedrigen Plasmatemperaturen relevante $\Delta n = 0$ -DR. Im photoionisierten intergalaktischen Medium beispielsweise existieren lithiumähnliche Kohlenstoffionen schon bei Temperaturen um 10^4 K (Savin 2000).

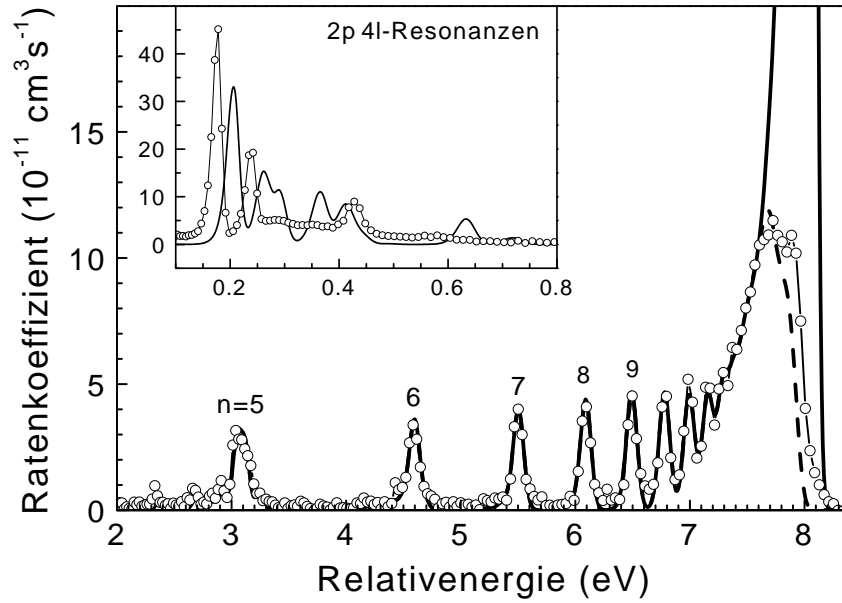


Abbildung 7.1: Experimenteller (Symbole) und mit dem Atomstrukturprogramm AUTOSTRUCTURE berechneter (dicke Linien) „merged-beams“-Ratenkoeffizient der DR lithiumähnlicher C^{3+} -Ionen (Schippers et al. 2001b). Die Ionenenergie im Experiment betrug ~ 1.5 MeV/u. Die durchgezogene Linie ist das theoretische Ergebnis nach Gl. (6.1) mit $k_B T_{\parallel} = 0.15$ meV, $k_B T_{\perp} = 10$ meV sowie mit $\Upsilon(n, l, v_i) = 1$ für $n \leq n_{\max} = 1000$. Die gestrichelte Linie wurde unter Verwendung der Nachweiswahrscheinlichkeiten $\Upsilon(n, l, v_i)$ aus dem detaillierten Feldionisationsmodell (Anhang C) berechnet. Für die Erzielung der Übereinstimmung von Theorie und Experiment im Energiebereich 2.5–7.5 eV wurde der theoretische Ratenkoeffizient mit einem Faktor 0.8 multipliziert und um 0.06 eV zu höheren Energien verschoben. Die Ausschnittvergrößerung zeigt den Ratenkoeffizienten im Bereich der 2p 4l-Resonanzen, die von der Theorie nicht korrekt berechnet werden.

7.1.1 Abzug des kontinuierlichen RR-Ratenkoeffizienten

Den am Schwerionenspeicherring TSR des Max-Planck-Instituts für Kernphysik in Heidelberg gemessenen C^{3+} -„merged-beams“-DR-Ratenkoeffizienten zeigt Abb. 7.1. Die Gültigkeit der Näherung unabhängiger Prozesse (IPA) voraussetzend, wurde der Beitrag der RR zum Ratenkoeffizienten abgezogen. Der RR-Ratenkoeffizient wurde dazu durch Anpassung der empirischen Formel

$$\alpha^{(RR)}(E_{\text{rel}}) = a_0 + a_1 E_{\text{rel}} + \frac{a_2}{1 + a_3 E_{\text{rel}} + a_4 E_{\text{rel}}^2} \quad (7.3)$$

an die Bereiche des gemessenen Photorekombinationsratenkoeffizienten, die keine Resonanzen aufweisen, bestimmt. Die aus der Anpassung erhaltenen Werte für die Parameter sind: $a_0 = 1.556 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, $a_1 = -1.929 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \text{ eV}^{-1}$, $a_2 = 4.726 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, $a_3 = 20.89 \text{ eV}^{-1}$ und $a_4 = -3.665 \times 10^{-5} \text{ eV}^{-2}$. Mit diesen Parameterwerten ist $\alpha^{(RR)}(E_{\text{rel}})$ im Energiebereich $0.0021 \text{ eV} \leq E_{\text{rel}} \leq 10.5 \text{ eV}$ definiert.

7.1.2 Extrapolation zu hohen Rydbergresonanzen

Abbildung 7.1 zeigt ebenfalls das Ergebnis einer AUTOSTRUCTURE-Rechnung, die mit einem Faktor 0.8 multipliziert — dieser Skalierungsfaktor ist zum Großteil mit der systematischen experimentellen Unsicherheit von $\pm 15\%$ verträglich — und um 0.06 eV zu höheren Energien verschoben wurde, um im Energiebereich 2.5–7.5 eV eine Übereinstimmung mit dem experimentellen Resultat zu erzielen. Bei höheren Energien weicht der berechnete Ratenkoeffizient stark vom gemessenen ab. In der Rechnung wurden $2pnl$ -Zustände bis zu $n_{\max} = 1000$ berücksichtigt, während im Experiment der Nachweis auf Zustände mit $n \lesssim n_F = 20$ beschränkt ist aufgrund der Feldionisation im ladungsanalysierenden Dipolmagneten. Wird die Feldionisation im Rahmen des im Anhang C beschriebenen detaillierten Modells berücksichtigt, wird eine zufrieden stellende Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie erzielt (gestrichelte Linie in Abb. 7.1).

Wird der theoretische Ratenkoeffizient hingegen mit 100%iger Nachweiswahrscheinlichkeit für alle Zustände bis zu $n_{\max} = 1000$ berechnet, ist die Abweichung vom experimentellen DR-Ratenkoeffizienten drastisch (Abb. 7.2a). In dieser Situation führte die alleinige Verwendung des experimentellen „merged-beams“-Ratenkoeffizienten zur Herleitung des Plasmaratenkoeffizienten zu einem falschen Ergebnis. Ein in der Astrophysik häufig verwendetes Kriterium für die bei der Rekombination in einem Plasma relevanten maximalen Rydbergquantenzahlen ist das Inglis-Teller-Limit [Gl. (5.16)] im durch die Ionen im Plasma hervorgerufenen Mikrofeld (Inglis und Teller 1939)

$$\check{n}^{(\text{IT})} \approx 1260 q^{3/5} \left(\frac{n_i}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-2/15} \quad (7.4)$$

mit der Ionendichte n_i , die in einem astrophysikalischen Plasma in etwa der Dichte der Wasserstoffionen entspricht (vgl. Abb. 1.8). Für C^{3+} -Ionen in einem Plasma der Dichte $n_i = 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ergibt sich $\check{n}^{(\text{IT})} = 386$, ein Wert, der erheblich über der im C^{3+} -Experiment vorliegenden Abschneidequantenzahl [Gl. (5.20)] $n_F = 20$ liegt. Eine physikalisch einleuchtendere obere Grenze für die im Plasmaratenkoeffizienten zu berücksichtigenden Rydbergquantenzahlen ergibt sich aus der durch das Mikrofeld hervorgerufenen Feldionisation. Die zugehörige Abschneidequantenzahl kann mittels der Beziehung $n_F = 3^{-1/4} [\check{n}^{(\text{IT})}]^{5/4}$ [Gl. (5.16) und (5.17)] aus Gl. (7.4) berechnet werden zu

$$\check{n}_F \approx 5720 q^{3/4} \left(\frac{n_i}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-1/6}. \quad (7.5)$$

Im obigen Beispiel, C^{3+} in einem Plasma mit $n_i = 10^6 \text{ cm}^{-3}$, ist $\check{n}_F \approx 1300$ in der Größenordnung des für die Berechnung der in Abb. 7.1 und Abb. 7.2a gezeigten Theoriekurven verwendeten Werts $n_{\max} = 1000$. Weil die DR-Resonanzstärken [Gl. (1.7)] aufgrund der n^{-3} -Abhängigkeit der Autoionisationsraten und aufgrund der Relation $A_a(n, l) \ll A_r$ für $n \gg \check{n}$ [s. Gl. (5.7)] selbst mit n^{-3} skalieren, führt die Einbeziehung weiterer Resonanzen bis zu $n_{\max} = 1300$ zu keiner signifikanten Änderung im Vergleich mit dem mit $n_{\max} = 1000$ berechneten Ratenkoeffizienten.

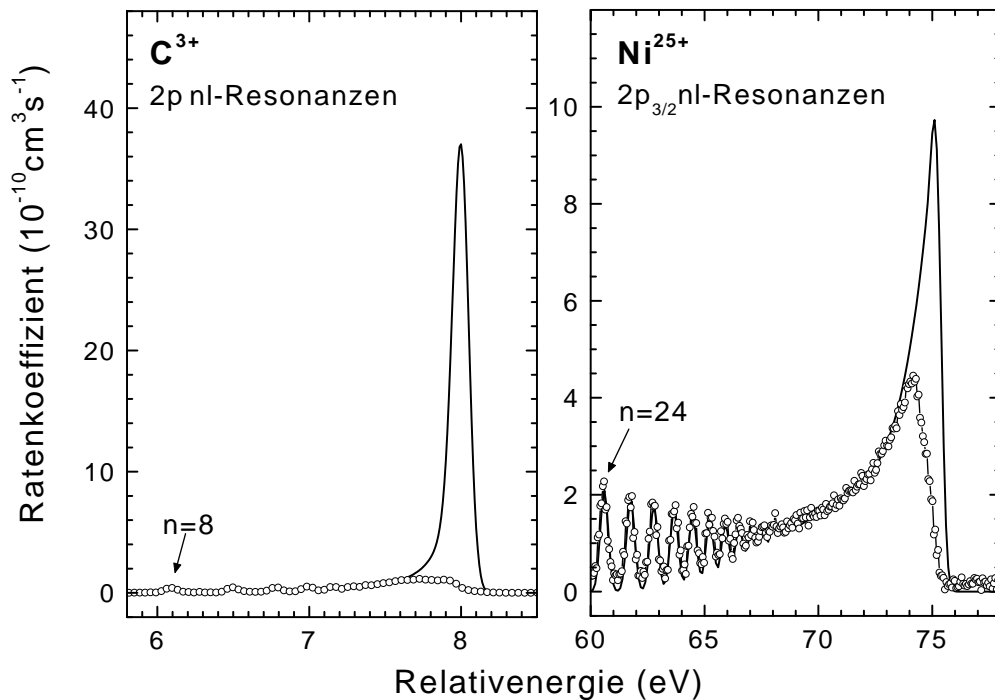


Abbildung 7.2: Vergleich von experimentellen (Symbole) und theoretischen (durchgezogene Linien) C^{3+} - und Ni^{25+} -„merged-beams“-DR-Ratenkoeffizienten nahe der $2p\,nl$ - bzw. der $2p_{3/2}nl$ -Seriengrenze. Die Messungen sind bereits in Abb. 2.10 und in Abb. 7.1 sowie in Abb. 6.11 über jeweils größere Energiebereiche dargestellt. Die theoretischen Kurven wurden mit dem Atomstrukturprogramm AUTOSTRUCTURE berechnet unter Verwendung von Gl. (6.1) mit $Y(n, l, v_i) = 1$ für $n \leq n_{\max} = 1000$. Zur Erzielung der Übereinstimmung mit den experimentellen Resonanzlagen und -stärken wurde die C^{3+} -Rechnung mit einem Faktor 0.8 multipliziert und um 0.06 eV zu höheren Energien verschoben. Die Ni^{25+} -Rechnung wurde mit einem Faktor 1.2 multipliziert und um 2.15 eV zu niedrigeren Energien verschoben. Die im Experiment unvermeidbare Feldionisation hoher Rydbergzustände wirkt sich bei C^{3+} erheblich stärker aus als bei Ni^{25+} .

Da ein sinnvoller Plasmaratenkoeffizient hohe Rydbergzustände mit einschließen muss, diese im Experiment aber feldionisiert werden, haben Schippers et al. (2001b) auf ein theoriegestütztes Extrapolationsverfahren zurückgegriffen, das auf der in Abb. 7.1 und Abb. 7.2 bereits durchgeführten Skalierung des theoretischen „merged-beams“-Ratenkoeffizienten auf die experimentellen Daten im Bereich niedriger Rydbergresonanzen basiert. Die Extrapolation besteht in der Ersetzung des experimentellen durch den skalierten theoretischen Ratenkoeffizienten im Bereich hoher Rydbergresonanzen, d. i. bei C^{3+} der Energiebereich 7.5–8.0 eV.

Die mit dem Extrapolationsverfahren zusätzlich eingeführten Unsicherheiten im absoluten Ratenkoeffizienten sind schwierig abzuschätzen. Da die DR-Resonanzstärken bei hohen n im Wesentlichen von den Autoionisationsraten bestimmt werden, gewährleis-

tet vor allem eine korrekte Berechnung dieser Raten die Zuverlässigkeit des Verfahrens. Bei der Berechnung der Autoionisationsraten für hohe n wird in vielen Fällen eine n^{-3} -Skalierung der Raten ausgenutzt. Wang et al. (1999) haben diese Skalierung und ihre Anwendbarkeit für DR-Rechnungen anhand von Rechnungen im Rahmen der Vielkanal-Quantendefekttheorie (engl. multi-channel quantum defect theory, MQDT) überprüft und fanden dabei Abweichungen von der n^{-3} -Skalierung bei Rydbergzuständen mit hohen Drehimpulsen. Da diese Zustände jedoch nur wenig zum totalen Ratenkoeffizient beitragen und die Fehler in den individuellen Übergangsraten überdies eine Tendenz aufweisen einander aufzuheben, ist der aus den Abweichungen von der n^{-3} -Skalierung resultierende Fehler des totalen Ratenkoeffizienten letztendlich kleiner als die experimentellen Unsicherheiten.

Die verbleibenden Unsicherheiten des Extrapolationsverfahrens gehen auf die niedrig- n Autoionisationsraten (und auch die radiativen Raten) zurück, die die Ausgangswerte für die n^{-3} -Skalierung darstellen. Deren Fehler hängen von der Qualität der zu ihrer Berechnung verwendeten Wellenfunktionen und damit vom verwendeten Atomstrukturprogramm ab. Im vorliegenden Fall lässt sich die Qualität der AUTOSTRUCTURE-Rechnung an ihrer Fähigkeit ermesen, den experimentellen „merged-beams“-Ratenkoeffizienten im Bereich der niedrig- n -DR-Resonanzen zu reproduzieren (Abb. 7.1).

Generell nimmt der mittels eines Extrapolationsverfahren zu bestimmende Anteil am DR-Ratenkoeffizienten und die damit verbundenen Unsicherheit mit zunehmender Ionenladung q ab. Zum einen skaliert die Abschneidequantenzahl im ladungsanalysierenden Dipolmagneten linear mit q [Gl. (5.20)] und zum anderen tragen aufgrund der starken Abhängigkeit der radiativen Raten von der Ladung des Ionenrumpfes (Abb. 5.1) hoch- n -Zustände mit zunehmendem q immer weniger zum totalen Ratenkoeffizienten bei. Als Beispiel ist in Abb. 7.2 die DR lithiumähnlicher Ni^{25+} -Ionen im Vergleich mit der DR von C^{3+} gezeigt.

7.1.3 Resonanzen bei kleinen Relativenergien

Die Ausschnittvergrößerung in Abb. 7.1 zeigt die Gruppe der $\text{C}^{2+}(1s^2 2p 4l)$ -DR-Resonanzen. Offensichtlich ist die bei höheren Resonanzen erfolgreiche AUTOSTRUCTURE-Rechnung nicht in der Lage, die gemessenen $\text{C}^{2+}(1s^2 2p 4l)$ -Resonanzlagen und -stärken zu reproduzieren. Dies liegt an Korrelationseffekten, die für Resonanzen in unmittelbarer Nähe der $\text{C}^{2+}(1s^2 2s^2)$ -Ionisationsschwelle besonders stark sind. Korrelationseffekte sind in den üblicherweise verwendeten atomaren effektiven Einteilchenmodellen nur schwer zu berücksichtigen. Andererseits sind die Vorhersagen dieser Theorien für Zustände, bei denen Korrelationseffekte eine untergeordnete Rolle spielen, oft von ausreichender Genauigkeit.

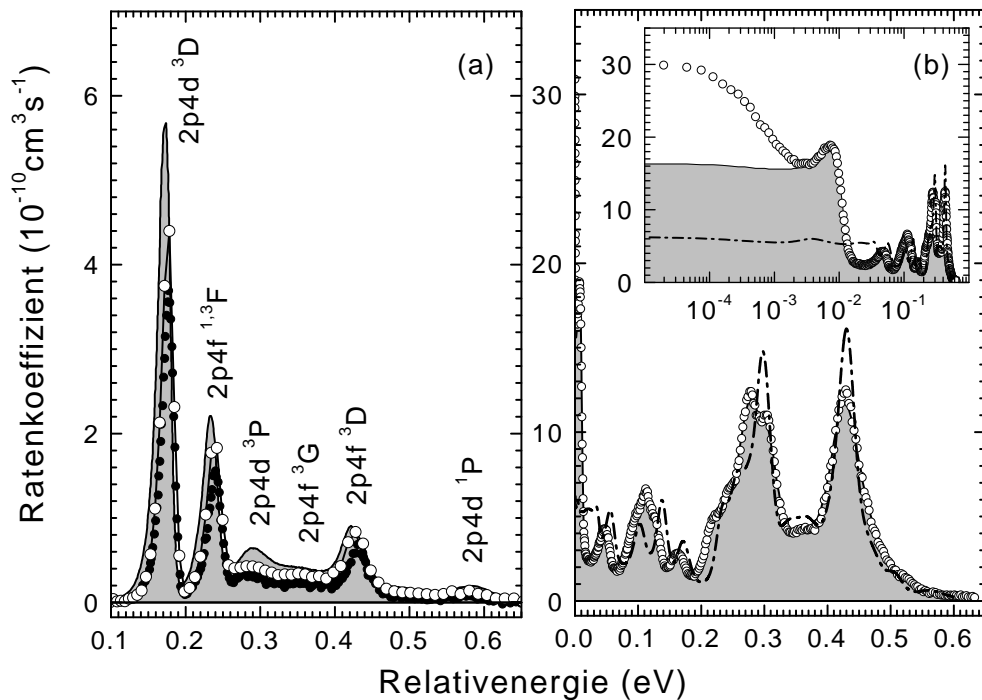


Abbildung 7.3: (a) Rekombination (nur DR) von C^{3+} im Bereich der $2p\ 4l$ -DR-Resonanzen. Am TSR (Schippers et al. 2001b, offene Symbole) und am CRYRING (Mannervik et al. 1998, gefüllte Symbole) gemessene Daten im Vergleich mit Resultaten relativistischer MBPT-Rechnungen (Mannervik et al. 1998, grau unterlegte durchgezogene Linie). (b) Rekombination (RR und DR) von F^{6+} im Bereich der $2p\ 6l$ -DR-Resonanzen. Vergleich am TSR gemessener Daten (Hoffknecht et al. 1999, Gwinner et al. 2000, offene Symbole) mit MBPT-Rechnungen von Tokman et al. (2002, grau unterlegte durchgezogene Linie) und mit Rechnungen im Rahmen der konventionellen Störungstheorie von Mitnik et al. (1999, strich-punktierte Linie). Die Ausschnittvergrößerung zeigt dieselben F^{6+} -Daten mit logarithmischer Energieskala. In dieser Auftragung sind die asymmetrische Resonanz bei 10 meV und die Rekombinationsratenüberhöhung (vgl. Abb. 3.6) bei noch kleineren Energien deutlich zu erkennen.

Eine Methode, die in der Lage ist, Korrelationen mit hoher Genauigkeit zu behandeln, ist die relativistische Vielteilchen Störungstheorie (RMBPT). Das Ergebnis einer RMBPT-Rechnung für die $C^{2+}(1s^2 2p\ 4l)$ -DR-Resonanzen (Mannervik et al. 1998) zeigt Abb. 7.3a. Im Unterschied zur AUTOSTRUCTURE-Rechnung in der Ausschnittvergrößerung von Abb. 7.1 reproduziert die RMBPT-Rechnung die beobachteten Resonanzlagen. Dieselbe Situation ist in Abb. 7.3b noch einmal anhand der bei der Rekombination von lithiumähnlichem F^{6+} auftretenden $F^{5+}(1s^2 2p\ 6l)$ -DR-Resonanzen dargestellt. Die RMBPT-Resultate (Tokman et al. 2002) stimmen exzellent mit der Messung (Hoffknecht et al. 1999, Gwinner et al. 2000) überein. In Abb. 7.3b sind außerdem Resultate von nichtrelativistischen Rechnungen gezeigt, die mit zwei unterschiedlichen Methoden — konventionelle Störungstheorie und R-Matrix-Rechnungen — durchgeführt wurden, de-

ren Ergebnisse im vorliegenden Fall gut miteinander übereinstimmen. Obwohl auch diese Rechnungen aufgrund der hohen Anzahl berücksichtigter Zustände äußerst anspruchsvoll sind, ist die Übereinstimmung mit dem Experiment deutlich schlechter als bei den RMBPT-Rechnungen. Insbesondere die Stärke der Resonanz bei 10 meV wird durch die Rechnungen von Mitnik et al. (1999) unterschätzt.

Mit der Auflösung einer einzelnen Resonanz bei einer Energie von nur ca. 10 meV stellen die in Abb. 7.3b gezeigten Messungen (Hoffknecht et al. 1999, Gwinner et al. 2000, Tokman et al. 2002) einen Rekord dar. Die bei niedrigen Energien in Speicherringexperimenten zur Verfügung stehende gute Auflösung ist eine Konsequenz der „merged-beams“-Kinematik (Abb. 2.8), die die spektroskopische Untersuchung von DR-Resonanzen bei kleinen Relativenergien mit besonders hoher Präzision erlaubt. Die Unsicherheiten der experimentellen F^{6+} -DR-Resonanzlagen, E_d , betragen in Abb. 7.3b beispielsweise nur wenige Millielektronenvolt (Tokman et al. 2002). Aufgrund der $1/E_d$ -Abhängigkeit des DR-Wirkungsquerschnitts [Gl. (1.7)] ist auch dessen Genauigkeit bei kleinen Energien stark von der Präzision der Energieskala abhängig. Ein Beleg für die Zuverlässigkeit von DR-Messungen an Schwerionenspeicherringen ist die Tatsache, dass die Resultate von Messungen an unterschiedlichen Speicherringen im Rahmen der experimentellen Unsicherheiten miteinander übereinstimmen. Dies ist in Abb. 7.3 für C^{3+} gezeigt und auch bei F^{6+} -Ionen der Fall (Tokman et al. 2002).

7.1.4 DR-Ratenkoeffizient in einem Plasma

Nach Abzug des RR-Anteils vom gemessenen Ratenkoeffizienten der Photorekombination und nach Extrapolation des DR-Spektrums zu hohen Rydbergquantenzahlen n , kann der extrapolierte „merged-beams“-DR-Ratenkoeffizient $\alpha(E_{\text{rel}})$ in einen Wirkungsquerschnitt $\sigma(E_{\text{rel}}) = \alpha(E_{\text{rel}})/\sqrt{2E_{\text{rel}}/m_e}$ und durch Faltung nach Gl. (1.9) mit einer Maxwellverteilung in den Plasmaratenkoeffizienten

$$\alpha(T_e) = (k_B T_e)^{-3/2} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty dE_{\text{rel}} \alpha(E_{\text{rel}}) \sqrt{E_{\text{rel}}} \exp\left(\frac{-E_{\text{rel}}}{k_B T_e}\right) \quad (7.6)$$

überführt werden. Dieses Verfahren ist korrekt für Plasmatemperaturen $T_e \gg T_\perp$, d. h. für solche Temperaturen, bei denen der Einfluss des endlichen experimentellen Auflösungsvermögens vernachlässigt werden kann (siehe Diskussion in Abschnitt 7.1.5).

Der auf diese Weise bestimmte Ratenkoeffizient der $\Delta n = 0$ -DR von C^{3+} -Ionen in einem Plasma ist in Abb. 7.4 dargestellt. Die Kurve weist zwei Maxima auf. Das Maximum bei $T_e \approx 2000$ K ist vor allem der DR via $C^{2+}(1s^2 2p\ 4l)$ -Resonanzen zuzuschreiben, während das zweite Maximum bei $T_e \approx 60000$ K auf die Summe aller hoch angeregten Rydbergresonanzen zurückgeht. Die $T_e^{-3/2}$ -Abhängigkeit des Plasmaratenkoeffizienten [Gl. (7.6)] ist für die im Vergleich mit dem „merged-beams“-Ratenkoeffizienten (Abb. 7.1 und Abb. 7.2a) stärkere Betonung der Resonanzen bei niedrigen Energien verantwortlich.

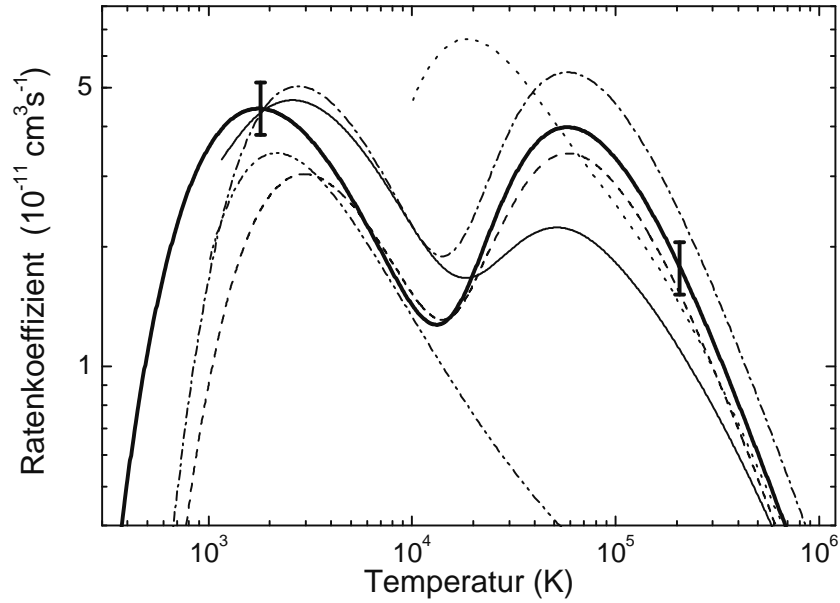


Abbildung 7.4: Ratenkoeffizient der $\Delta n = 0$ -DR von C^{3+} in einem Plasma: Experiment (dicke durchgezogene Linie, 15% systematische Unsicherheit, Schippers et al. 2001b), McLaughlin und Hahn (1983, gestrichelte Linie), Nussbaumer und Storey (1983, strichpunkt-punktiierte Linie), Romanik (1988, strichpunktiierte Linie) Safronova et al. (1997, dünne durchgezogene Linie), Mazzotta et al. (1998, gepunktete Linie). Für den Vergleich wurden nur die theoretischen Ratenkoeffizienten aus Abb. 1.7 herangezogen, die auch für Temperaturen $T_e < 5 \times 10^4$ K berechnet wurden.

Eine bequeme Parametrisierung des aus dem Experiment extrahierten Plasmaratenkoeffizienten stellt die Gleichung

$$\alpha(T_e) = T_e^{-3/2} \sum_i c_i \exp(-E_i/k_B T_e) \quad (7.7)$$

dar, die dieselbe funktionale T_e -Abhängigkeit aufweist wie die häufig zur Abschätzung von DR-Ratenkoeffizienten verwendete Burgessformel (Burgess 1965), in der die Koeffizienten c_i und E_i aus Oszillatorenstärken bzw. Anregungsenergien berechnet werden. Die

Tabelle 7.1: Parameter zur Beschreibung [Gl. (7.7)] des experimentellen C^{3+} - $\Delta n = 0$ -DR-Plasmaratenkoeffizienten im Temperaturbereich 650 – 10^6 K (Schippers et al. 2001b). Die Einheiten der Parameter c_i und E_i sind $\text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{K}^{3/2}$ bzw. eV.

i	1	2	3	4	5
c_i	2.420×10^{-3}	1.347×10^{-4}	1.094×10^{-5}	6.897×10^{-6}	6.328×10^{-6}
E_i	7.696	5.386	0.330	1.650	0.169

durch Anpassung an den aus dem Experiment gewonnen Plasmaratenkoeffizienten der $\Delta n = 0$ -DR von C^{3+} -Ionen bestimmten Koeffizienten sind in Tab. 7.1 aufgeführt.

Keiner der in Abb. 7.4 ebenfalls gezeigten theoretischen Ratenkoeffizienten stimmt über den gesamten dargestellten Temperaturbereich mit dem aus dem Experiment gewonnenen Ergebnis überein (innerhalb des systematischen experimentellen Fehlers von $\pm 15\%$). Bei $T_e < 2000$ K weichen alle Berechnungen stark vom experimentellen Resultat ab. Dies liegt mit hoher Wahrscheinlichkeit an der Vernachlässigung von relativistischen und Vielteilcheneffekten, die für die korrekte Beschreibung der DR bei niedrigen Energien selbst für ein so leichtes Ion wie C^{3+} essenziell sind (Mannervik et al. 1998, Abb. 7.3a).

7.1.5 Totaler Photorekombinationsratenkoeffizient in einem Plasma

Da in einem Speicherringexperiment prinzipiell immer der sowohl RR als auch DR umfassende totale Photorekombinationsratenkoeffizient gemessen wird, kann aus den Messungen auch der *totale* Plasmaratenkoeffizient hergeleitet und mit den Resultaten einer Rechnung von Nahar und Pradhan (1997) verglichen werden, die RR und DR in einem einheitlichen Formalismus (Kapitel 4) behandeln und dabei auch mögliche RR-DR-Interferenzen berücksichtigen. Bei der Bestimmung des experimentellen totalen Plasmaratenkoeffizienten sind allerdings mehrere Effekte zu beachten, die Korrekturen an den experimentellen Daten verlangen. Im einzelnen sind dies die in Abschnitt 3.2.1 diskutierte Rekombinationsratenüberhöhung bei sehr kleinen Relativenergien, die endliche experimentelle Energieauflösung, die bei Temperaturen $T_e \lesssim T_\perp$ einen merklichen Einfluss auf den durch Faltung nach Gl. (7.6) bestimmten Plasmaratenkoeffizienten hat, sowie die Feldionisation hoher Rydbergzustände, die nicht nur die DR- sondern auch die RR-Messung vor allem bei kleinen Energien beeinflusst.

Die Rekombinationsratenüberhöhung (Abb. 7.5a), von der anzunehmen ist, dass es sich um einen für „merged-beams“-Experimente spezifischen Effekt handelt, kann durch Extrapolation des in Abschnitt 7.1.1 bestimmten RR-Anteils zu kleineren Energien ermittelt und von den experimentellen Daten subtrahiert werden. Für die Extrapolation verwendeten Schippers et al. (2001b) einen skalierten semiklassischen RR-Wirkungsquerschnitt [Gl. (3.4)], der mittels Gl. (3.6) in einen „merged-beams“-Ratenkoeffizienten transformiert wurde.

Zur Ermittlung der die experimentelle Auflösung betreffenden Korrektur wird ein theoretischer Plasmaratenkoeffizient auf zwei Weisen berechnet. Zum einen direkt durch Einsetzen von Gl. (3.4) in Gl. (1.9). Dies führt auf (Seaton 1959)

$$\alpha^{(RR)}(T_e) = 5.20 \times 10^{-14} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \times q \sum_{n=n_{\min}}^{n_{\max}} G(n) (\Theta(n))^{3/2} \exp(\Theta(n)) E_1(\Theta(n)) \quad (7.8)$$

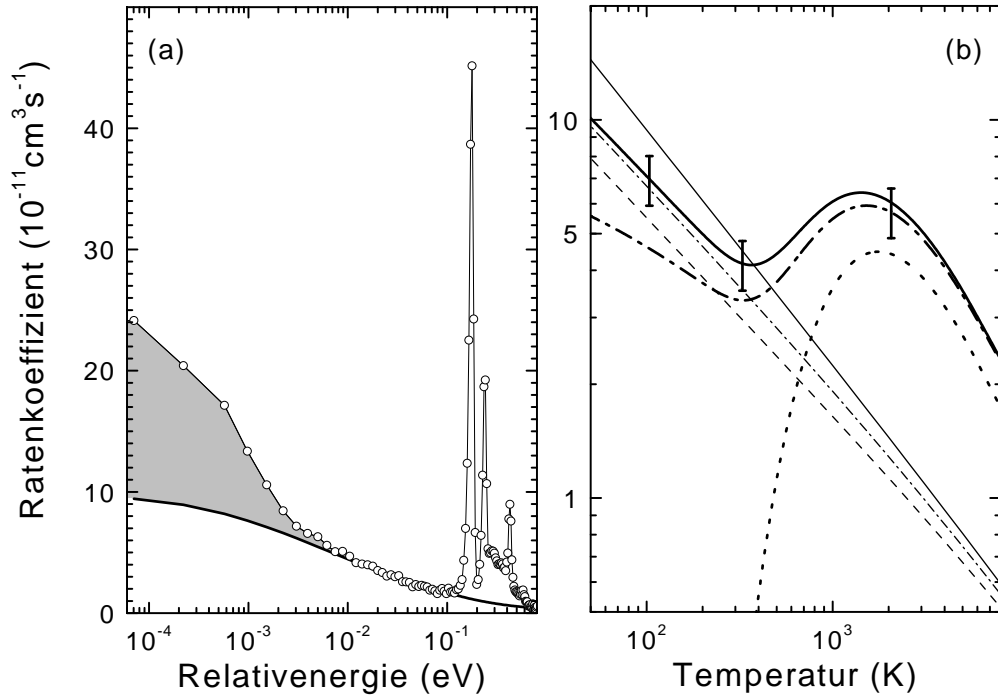


Abbildung 7.5: (a) Der gemessene C^{3+} -Rekombinationsratenkoeffizient (Symbole) weist bei kleinen Relativenergien eine Rekombinationsratenerhöhung (grau unterlegt Fläche) auf gegenüber dem RR-Ratenkoeffizienten (durchgezogene Linie). (b) Aus dem Experiment gewonnener totaler Ratenkoeffizient ohne (dicke strich-punktierte Linie) und mit (dicke durchgezogene Linie, systematischer Fehler $\pm 15\%$) der endlichen experimentellen Auflösung Rechnung tragender Korrektur. Die dicke gepunktete Linie ist der experimentelle DR-Plasmaratenkoeffizient aus Abb. 7.4. Die dünnen nahezu geraden Linien sind der C^{3+} -RR-Ratenkoeffizient von Péquignot et al. (1991, durchgezogene Linie) und daraus abgeleitete RR-Ratenkoeffizienten mit $n_{\max} = 40$ (strich-punktierte Linie) und $n_{\max} = 20$ (gestrichelte Linie).

mit $\Theta(n) = q^2 \mathcal{R} / (n^2 k_B T_e)$, den auf Seite 40 eingeführten Gauntfaktoren $G(n)$ und der Integraleponentialfunktion $E_1(\Theta) = \int_{\Theta}^{\infty} dx x^{-1} \exp(-x)$. Zum anderen wird aus dem semiklassischen Wirkungsquerschnitt zunächst wie oben beschrieben ein „merged-beams“-Ratenkoeffizient berechnet, in den die die experimentelle Auflösung [Gl. (2.14)] bestimmenden Elektronenstrahltemperaturen T_{\parallel} und T_{\perp} eingehen und der in einem zweiten Schritt via Gl. (7.6) auf einen durch die experimentelle Auflösung beeinflussten theoretischen Plasmaratenkoeffizienten $\alpha^{(RR)}(T_e, T_{\parallel}, T_{\perp})$ führt. Auch wenn der experimentelle RR-Anteil nicht exakt durch den wasserstoffartigen semiklassischen Wirkungsquerschnitt beschrieben wird, sollte der Quotient $\alpha^{(RR)}(T_e) / \alpha^{(RR)}(T_e, T_{\parallel}, T_{\perp})$ einen brauchbaren, temperaturabhängigen Korrekturfaktor liefern, mit dem der aus dem Experiment via Gl. (7.6) ermittelte Plasmaratenkoeffizient zu multiplizieren ist, um ein von der experimentellen Auflösung unabhängiges Ergebnis zu erhalten. In Abb. 7.5b erkennt man, dass die Korrektur einen signifikanten Einfluss erst bei Temperaturen unterhalb von ca.

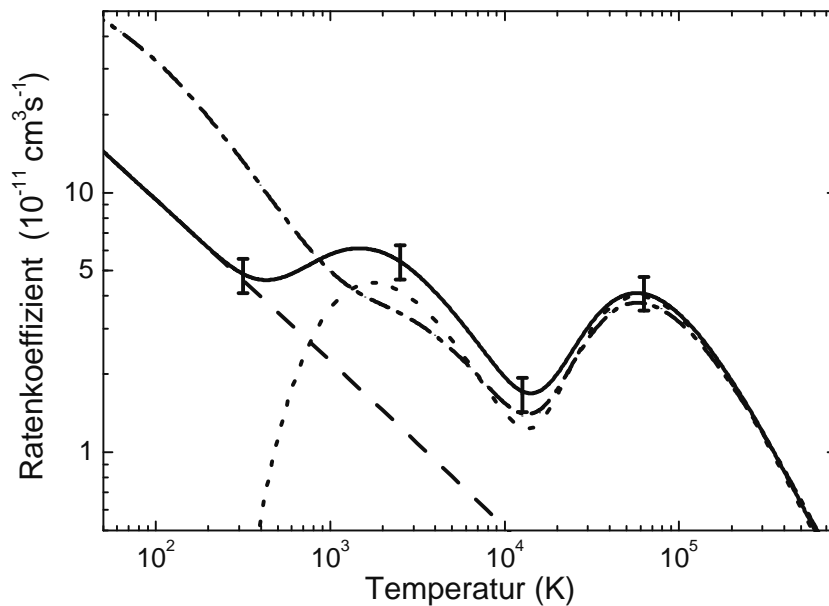


Abbildung 7.6: Der totale C^{3+} -Rekombinationsratenkoeffizient in einem Plasma ist im Rahmen der 15%igen experimentellen Unsicherheit darstellbar (durchgezogene Linie) als Summe des experimentellen DR-Ratenkoeffizienten von Schippers et al. (2001b, gepunktete Linie) und des theoretischen RR-Ratenkoeffizienten von Péquignot et al. (1991, gestrichelte Linie). Die strich-punktierte Linie ist das Ergebnis der Photorekombinationsrechnung von Nahar und Pradhan (1997).

1 000 K hat. Bei 500 K und 200 K beträgt der Korrekturfaktor 1.23 bzw. 1.54.

Analog zur Behandlung hoher DR-Rydbergresonanzen muss der Ratenkoeffizient bei niedrigen Temperaturen, wo er im vorliegenden Fall im Wesentlichen durch die RR bestimmt ist, zu hohen n extrapoliert werden, da die durch die Photorekombination bevölkerten Zustände mit $n > n_F = 20$ der Feldionisation unterliegen. Anstatt den korrigierten Plasmaratenkoeffizienten zu extrapolieren wird dieser in Abb. 7.5b mit dem weiterhin verwendeten, theoretischen RR-Plasmaratenkoeffizienten von Péquignot et al. (1991) verglichen, der als Summe eines nichtwasserstoffähnlichen Anteils für Rydbergquantenzahlen $n \leq 3$ und eines wasserstoffähnlichen Anteils für $4 \leq n < \infty$ vorliegt. Der wasserstoffähnliche Anteil kann durch Gl. (7.8) mit $n_{\min} = 4$ und $n_{\max} = 1000$ repräsentiert werden. Aus dem theoretischen Plasmaratenkoeffizienten nach Péquignot et al. (1991) lässt sich somit leicht ein theoretischer Plasmaratenkoeffizient mit $n_{\max} = 20$ durch Subtraktion von Gl. (7.8) mit $n_{\min} = 21$ und $n_{\max} = 1000$ berechnen. Eine auf diese Weise für $n_{\max} = 40$ erhaltene Kurve stimmt für $T_e \lesssim 300$ K etwas besser als die $n_{\max} = 20$ -Kurve mit dem korrigierten experimentellen Plasmaratenkoeffizienten überein (Abb. 7.5b). Ein etwas höherer Wert als $n_{\max} = n_F = 20$ lässt sich mit einer genaueren Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeiten anhand des in Anhang C beschriebenen Modells rechtfertigen.

tigen.

Die Übereinstimmung von gemessenem und mit $n_{\max} = 40$ berechnetem RR-Ratenkoeffizienten bei kleinen Temperaturen erlaubt, den Effekt der Feldionisation durch Addition der nach Gl. (7.8) für die fehlenden n berechneten Ratenkoeffizienten zu korrigieren, bzw. von vornherein zusätzlich zum experimentellen DR-Ratenkoeffizienten den von Péquignot et al. (1991) angegebenen theoretischen RR-Ratenkoeffizienten zu verwenden. Im Rahmen der experimentellen Unsicherheiten ergibt sich also der totale C^{3+} -Plasmaratenkoeffizient als inkohärente Summe des theoretischen RR-Ratenkoeffizienten von Péquignot et al. (1991) und des aus dem Experiment abgeleiteten DR-Plasmaratenkoeffizienten aus Abschnitt 7.1.4.

Den Vergleich mit dem aus einer vereinheitlichten Photorekombinationsrechnung erhaltenen theoretischen Ratenkoeffizienten von Nahar und Pradhan (1997) zeigt Abb. 7.6. Für Temperaturen $T_e \gtrsim 5000$ K stimmen theoretisches und experimentelles Ergebnis im Rahmen der experimentellen systematischen Unsicherheiten überein. Bei niedrigeren Temperaturen treten jedoch signifikante Unterschiede zu Tage. Der theoretische Ratenkoeffizient ist bis um einen Faktor 3 größer als der experimentelle. Die Ursache dafür dürfte in der Vernachlässigung relativistischer Effekte in der Rechnung von Nahar und Pradhan (1997) liegen. Wie von Mannervik et al. (1998) gezeigt und in Abschnitt 7.1.3 diskutiert, beeinflussen relativistische und Vielteilcheneffekte die Lage und Stärke der $2p\ 4l$ -Resonanzen bei niedrigen Energien entscheidend. In der Tat erzielen Pradhan et al. (2001) im Nachhinein mit einer verbesserten, relativistischen Rechnung eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten von Schippers et al. (2001b). Ein aus dieser Rechnung abgeleiteter Plasmaratenkoeffizient liegt derzeit noch nicht vor.

7.2 DR von Eisenionen mit offener L-Schale

Die am TSR gemessenen „merged-beams“-Ratenkoeffizienten von Eisenionen mit offener L-Schale sind für Fe^{17+} bis Fe^{21+} in den Abbildungen 7.7, 7.8, 7.10, 7.11 und 7.12 gezeigt. Messungen mit Fe^{22+} - und Fe^{23+} -Ionen stehen noch aus bzw. werden zur Zeit noch ausgewertet. Obwohl insbesondere bei Fe^{18+} bis Fe^{21+} eine Vielzahl von $\Delta n = 0$ -Anregungskanälen zur Verfügung steht (Tab. 7.2), werden nur eine begrenzte Anzahl zugehöriger Rydbergserien beobachtet. Wie schon bei den argonähnlichen Sc^{3+} - und Ti^{4+} in Kapitel 4 (vgl. Abb. 4.5 und Abb. 4.8) sind dies nur solche Serien, die mit nach den Dipolauswahlregeln erlaubten Rumpfanregungen assoziiert sind.

Tabelle 7.2: $\Delta n = 0$ -Anregungsenergien (Martin et al. 1999) von Eisenionen mit offener L-Schale. Zu den mit dem Symbol „▷“ markierten Anregungen werden in den gemessenen „merged-beams“-Photorekombinationsratenkoeffizienten Rydbergserien von DR-Resonanzen beobachtet. Für Fe^{22+} liegt noch keine Messung vor.

Ion	Zustand	Energie (eV)	Ion	Zustand	Energie (eV)
Fe^{17+}	$1s^2 2s^2 2p^5 \ ^2P_{3/2}$	0.0	Fe^{20+}	$1s^2 2s^2 2p^2 \ ^3P_0$	0.0
	▷ $1s^2 2s^2 2p^5 \ ^2P_{1/2}$	12.7182		$1s^2 2s^2 2p^2 \ ^3P_1$	9.156
	▷ $1s^2 2s 2p^6 \ ^2S_{1/2}$	132.0063		$1s^2 2s^2 2p^2 \ ^3P_2$	14.5499
Fe^{18+}	$1s^2 2s^2 2p^4 \ ^3P_2$	0.0		$1s^2 2s^2 2p^2 \ ^1D_2$	30.321
	$1s^2 2s^2 2p^4 \ ^3P_0$	9.329		$1s^2 2s^2 2p^2 \ ^1S_0$	46.10
	▷ $1s^2 2s^2 2p^4 \ ^3P_1$	11.0893		▷ $1s^2 2s 2p^3 \ ^5S_2$	60.374
	▷ $1s^2 2s^2 2p^4 \ ^1D_2$	20.9350		$1s^2 2s 2p^3 \ ^3D_1$	96.308
	$1s^2 2s^2 2p^4 \ ^1S_0$	40.312		$1s^2 2s 2p^3 \ ^3D_2$	96.379
	▷ $1s^2 2s 2p^5 \ ^3P_2$	114.42		$1s^2 2s 2p^3 \ ^3D_3$	99.674
	$1s^2 2s 2p^5 \ ^3P_1$	122.09		$1s^2 2s 2p^3 \ ^3P_0$	113.61
	$1s^2 2s 2p^5 \ ^3P_0$	127.706		▷ $1s^2 2s 2p^3 \ ^3P_1$	114.67
	$1s^2 2s 2p^5 \ ^1P_1$	157.16	$1s^2 2s 2p^3 \ ^3P_2$	116.83	
Fe^{19+}	$1s^2 2s^2 2p^3 \ ^4S_{3/2}$	0.0	▷ $1s^2 2s 2p^3 \ ^3S_1$	135.83	
	$1s^2 2s^2 2p^3 \ ^2D_{3/2}$	17.186	$1s^2 2s 2p^3 \ ^1D_2$	139.70	
	$1s^2 2s^2 2p^3 \ ^2D_{5/2}$	21.837	$1s^2 2s 2p^3 \ ^1P_1$	156.3	
	$1s^2 2s^2 2p^3 \ ^2P_{1/2}$	32.269	Fe^{21+}	$1s^2 2s^2 2p \ ^2P_{1/2}$	0.0
	$1s^2 2s^2 2p^3 \ ^2P_{3/2}$	40.089		$1s^2 2s^2 2p \ ^2P_{3/2}$	14.663
	▷ $1s^2 2s 2p^4 \ ^4P_{5/2}$	93.326		$1s^2 2s 2p^2 \ ^4P_{1/2}$	50.157
	▷ $1s^2 2s 2p^4 \ ^4P_{3/2}$	101.76		$1s^2 2s 2p^2 \ ^4P_{3/2}$	57.05
	▷ $1s^2 2s 2p^4 \ ^4P_{1/2}$	104.48		$1s^2 2s 2p^2 \ ^4P_{5/2}$	63.636
	$1s^2 2s 2p^4 \ ^2D_{3/2}$	129.262		▷ $1s^2 2s 2p^2 \ ^2D_{3/2}$	91.316
	$1s^2 2s 2p^4 \ ^2D_{5/2}$	131.220		$1s^2 2s 2p^2 \ ^2D_{5/2}$	94.180
	$1s^2 2s 2p^4 \ ^2S_{1/2}$	148.193		▷ $1s^2 2s 2p^2 \ ^2P_{1/2}$	105.81
	$1s^2 2s 2p^4 \ ^2P_{3/2}$	154.041		$1s^2 2s 2p^2 \ ^2S_{1/2}$	121.28
	$1s^2 2s 2p^4 \ ^2P_{1/2}$	166.143		▷ $1s^2 2s 2p^2 \ ^2P_{3/2}$	123.02
Fe^{23+}	$1s^2 2s \ ^2S_{1/2}$	0.0	Fe^{22+}	$1s^2 2s^2 \ ^1S_0$	0.0
	▷ $1s^2 2p \ ^2P_{1/2}$	48.6		$1s^2 2s 2p \ ^3P_0$	43.168
	▷ $1s^2 2p \ ^2P_{3/2}$	64.561		$1s^2 2s 2p \ ^3P_1$	47.006
		$1s^2 2s 2p \ ^3P_2$		58.493	
			$1s^2 2s 2p \ ^1P_1$	93.340	

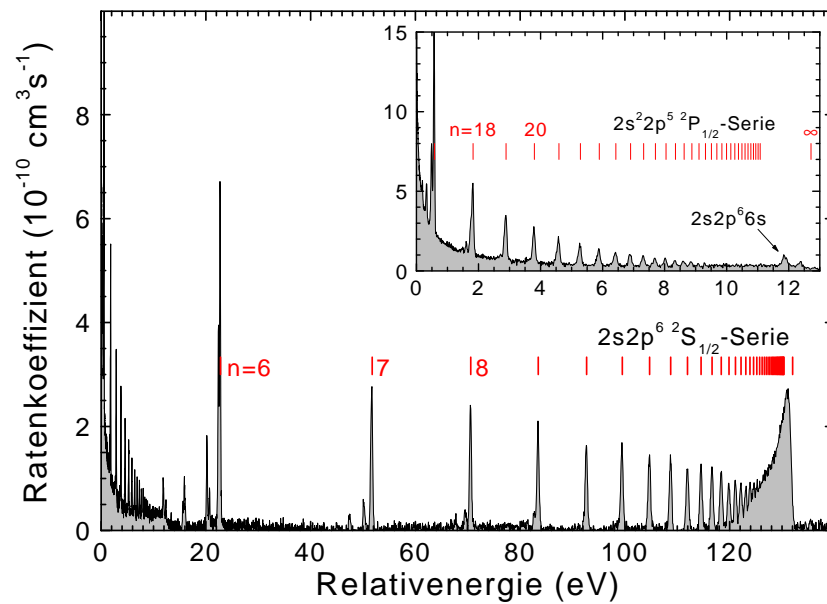


Abbildung 7.7: „Merged-beams“-Rekombinationsratenkoeffizient für $\text{Fe}^{17+}(1s^2 2s^2 2p^5 \ ^2P_{3/2})$ im Energiebereich der $\Delta l = 0$ -DR-Resonanzen (Savin et al. 1997, 1999).

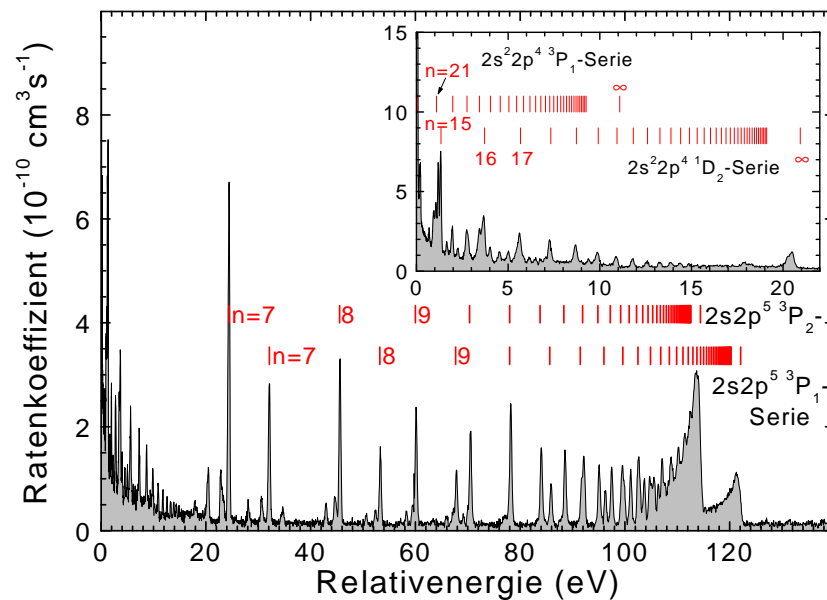


Abbildung 7.8: „Merged-beams“-Rekombinationsratenkoeffizient für $\text{Fe}^{18+}(1s^2 2s^2 2p^4 \ ^3P_2)$ im Energiebereich der $\Delta l = 0$ -DR-Resonanzen (Savin et al. 1999).

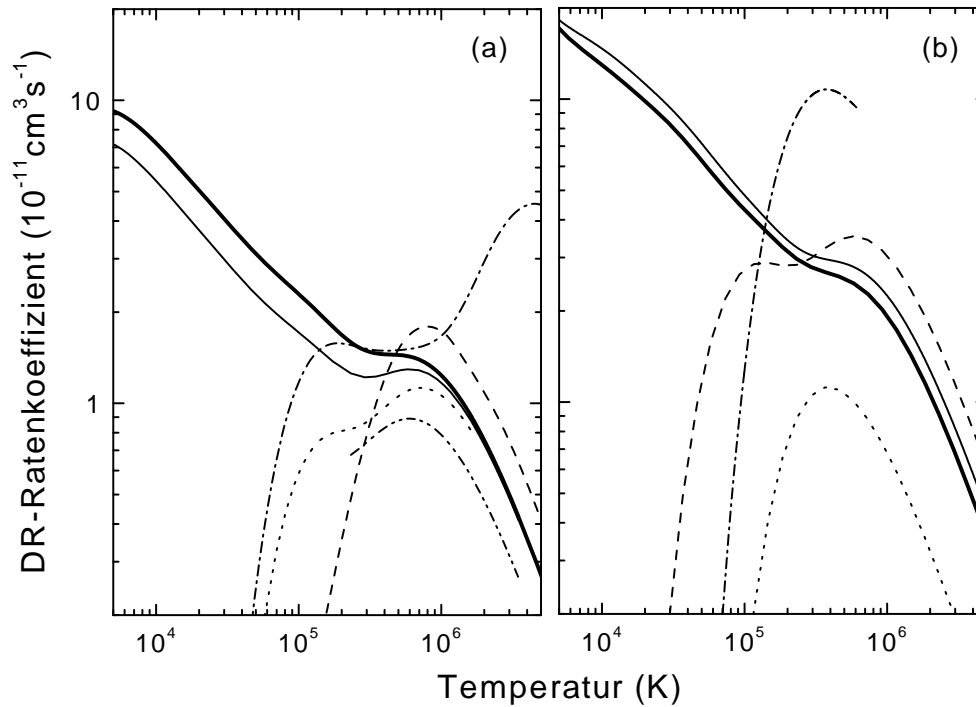


Abbildung 7.9: (a) Plasmaratenkoeffizient der $\Delta n = 0$ -DR von Fe^{17+} -Ionen: Experimentelles Ergebnis (Savin et al. 1997, dicke durchgezogene Linie) im Vergleich mit theoretischen Resultaten (dünne Linien) von Mazzotta et al. (1998, strich-punkt-punkt-punkt-Linie, incl. $\Delta n = 1$ -DR), Dasgupta und Whitney (1990, gepunktete Linie), Roszman (1987a, gestrichelte Linie) und Chen (1988, strich-punkt-punkt-punkt-Linie). Die durchgezogene Linie ist das Resultat einer MCDF-Rechnung (Savin et al. 1997), die die Feinstruktur-Anregung des Ionenrumpfes mit berücksichtigt. (b) Plasmaratenkoeffizient der $\Delta n = 0$ -DR von Fe^{18+} -Ionen: Experimentelles Ergebnis (Savin et al. 1999, dicke durchgezogene Linie) im Vergleich mit theoretischen Resultaten (dünne Linien) von Mazzotta et al. (1998, strich-punkt-punkt-punkt-Linie, incl. $\Delta n = 1$ -DR), Dasgupta und Whitney (1994, gepunktete Linie) und Roszman (1987b, gestrichelte Linie). Die durchgezogene Linie ist das Resultat einer MCDF-Rechnung (Savin et al. 1999), die die Feinstruktur-Anregung des Ionenrumpfes mit berücksichtigt. Die Unsicherheit der experimentellen Ergebnisse ist in beiden Fällen $\pm 20\%$. Die aus der Kompilation von Mazzotta et al. (1998) entnommenen Ratenkoeffizienten enthalten auch $\Delta n = 1$ -Anteile und weichen daher auch bei hohen Temperaturen vom experimentellen Ergebnis ab.

7.2.1 Feinstruktur-Anregungen bei der DR von Fe^{17+} und Fe^{18+}

Eine Besonderheit stellen die in den Fe^{17+} - und Fe^{18+} -Spektren beobachteten Rydbergserien von DR-Resonanzen dar, die mit Feinstruktur-Anregungen des Ionenrumpfes assoziiert sind (Ausschnittvergrößerungen in Abb. 7.7 und Abb. 7.8). Im einzelnen handelt es sich um die $(2p^5)_{3/2} \rightarrow (2p^5)_{1/2}$ -Anregung bei Fe^{17+} und die $2p^4 \ ^3P_2 \rightarrow 2p^4 \ ^3P_1$ - und $2p^4 \ ^3P_2 \rightarrow 2p^4 \ ^1D_2$ -Anregungen bei Fe^{18+} . Da bei diesen Anregungen der Spinfreiheitsgrad der

Elektronen involviert ist, können sie nur im Rahmen einer relativistischen Theorie behandelt werden. Die in astrophysikalischen Plasmamodellen bisher verwendeten Ratenkoeffizienten für die DR von Eisenionen sind jedoch fast ausschließlich Ergebnisse nichtrelativistischer Rechnungen. Da diese die starken, mit den Feinstruktureregungen verbundenen, DR-Resonanzen bei kleinen Energien vernachlässigen, weichen die aus den nichtrelativistischen Rechnungen abgeleiteten Plasmaratenkoeffizienten bei niedrigen Plasmatemperaturen von den experimentellen Ergebnissen deutlich ab.

Dies ist in Abb. 7.9 für die DR von Fe^{17+} - und Fe^{18+} -Ionen gezeigt. Bei niedrigen Temperaturen $T_e \lesssim 10^5$ eV weichen sämtliche vor Publikation der experimentellen Daten verfügbaren theoretischen Raten deutlich von den experimentellen Kurven ab. Dies gilt auch für die relativistische Multikonfiguration-Dirac-Fock-Rechnung (MCDF) von Chen (1988), bei der die Feinstruktur- $(2p^5)_{3/2} \rightarrow (2p^5)_{1/2}$ -Anregungen des Fe^{17+} -Ionenrumpfes explizit nicht berücksichtigt wurde. Neuere, umfassendere MCDF-Rechnungen (Savin et al. 1997, 1999) sind in guter Übereinstimmung mit den experimentellen DR-Ratenkoeffizienten sowohl für Fe^{17+} (Abb. 7.9a) als auch für Fe^{18+} (Abb. 7.9b). Eine Übereinstimmung im Rahmen der experimentellen Fehler erzielen auch neueste relativistische Breit-Pauli-R-Matrix-Rechnungen zur Photorekombination fluorähnlicher Fe^{17+} -Ionen (Zhang et al. 2001).

7.2.2 DR von Fe^{19+} , Fe^{20+} und Fe^{21+}

Auch bei der DR der höher geladenen Fe^{19+} -, Fe^{20+} - und Fe^{21+} -Ionen treten Resonanzen bei kleinen Relativenergien auf (Ausschnittvergrößerungen in Abb. 7.10, 7.11 und 7.12), die sich jedoch keiner Rydbergserie zuordnen lassen. Für den Fe^{19+} -DR-Plasmaratenkoeffizienten — die Auswertung der Fe^{20+} - und Fe^{21+} -Daten ist noch nicht abgeschlossen — ergibt sich dasselbe Bild wie schon bei Fe^{17+} und Fe^{18+} , der experimentelle Ratenkoeffizient steigt mit abnehmender Temperatur an, während die theoretischen Kurven bei $T_e \approx 5 \times 10^5$ K ein Maximum durchlaufen und bei niedrigeren Temperaturen stark abfallen (siehe Savin et al. 2002, und darin angegebene Referenzen).

Savin et al. (2002) führten auch relativistische Berechnungen des Fe^{19+} -DR-Ratenkoeffizienten mit unterschiedlichen störungstheoretischen Methoden und mit der R-Matrix-Methode durch und vergleichen die Resultate der Rechnungen mit den Messergebnissen auf dem Niveau individueller DR-Resonanzen. Diskrepanzen zwischen theoretischen und experimentellen Resonanzenergien betragen bis zu 30% vor allem bei Energien von unter 1 eV. Bei einigen Resonanzstärken treten Abweichungen von bis zu einem Faktor 2.5 auf. Dies betrifft alle Rechnungen ungefähr gleichermaßen. Bei der mit der Berechnung des Plasmaratenkoeffizienten einhergehenden Mittelung kompensieren sich die Fehler unterschiedlicher Resonanzen zumindest teilweise, und die aus den Rechnungen gewonnenen Plasmaratenkoeffizienten stimmen trotz der erwähnten Diskrepanzen innerhalb der expe-

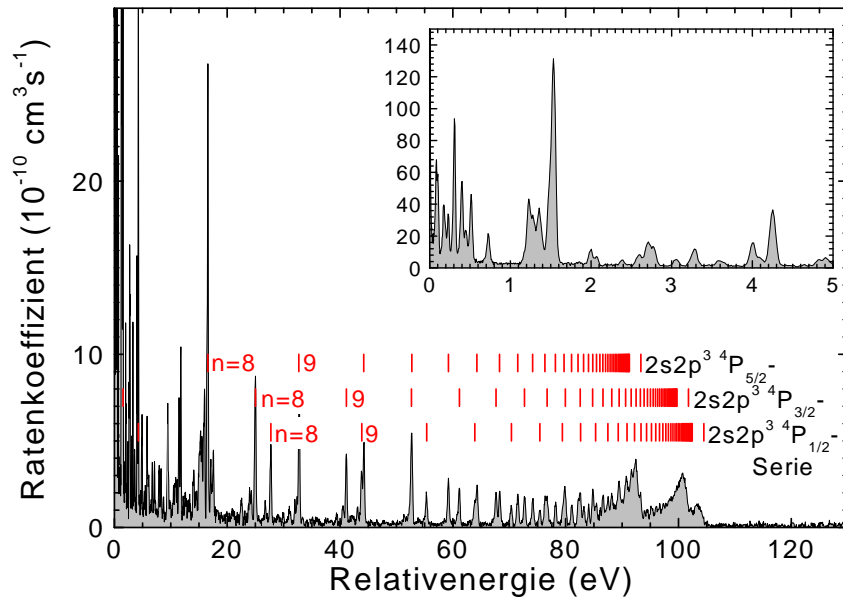


Abbildung 7.10: „Merged-beams“-Rekombinationsratenkoeffizient für $\text{Fe}^{19+}(1s^2s^2p^3^4S_{3/2})$ im Energiebereich der $\Delta n = 0$ -DR-Resonanzen (Savin et al. 2002).

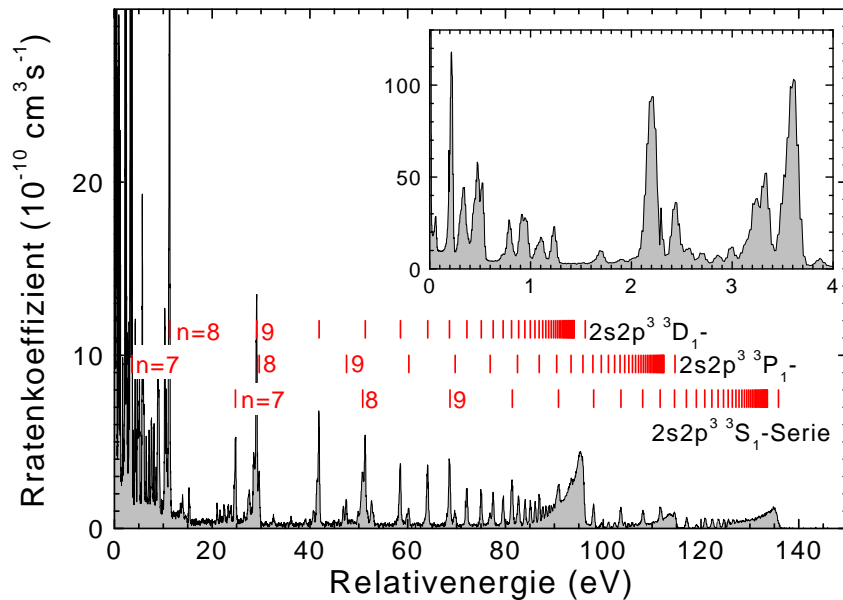


Abbildung 7.11: „Merged-beams“-Rekombinationsratenkoeffizient für $\text{Fe}^{20+}(1s^2s^2p^2^3P_0)$ im Energiebereich der $\Delta n = 0$ -DR-Resonanzen.

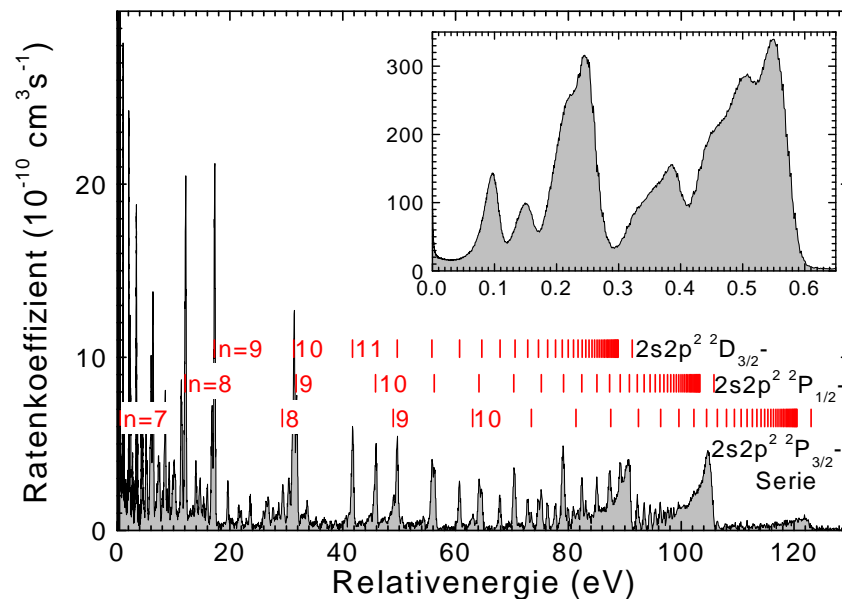


Abbildung 7.12: „Merged-beams“-Rekombinationsratenkoeffizient für $\text{Fe}^{21+}(1s^2 2s^2 2p^2 P_{1/2})$ im Energiebereich der $\Delta l = 0$ -DR-Resonanzen.

rimentellen Unsicherheiten mit dem experimentellen Resultat überein.

7.3 Diskussion und Zusammenfassung

Photorekombinationsexperimente an Schwerionenspeicherringen sind in der Lage, absolute Ratenkoeffizienten mit systematischen Ungenauigkeiten um $\pm 20\%$ für astrophysikalische und weitere plasmaphysikalische Anwendungen bereitzustellen. Eine Schwierigkeit bei der experimentellen Bestimmung von Plasmaratenkoeffizienten ist jedoch die in einem Speicherringexperiment unvermeidbare Feldionisation hoher Rydbergzustände, die eine Extrapolation der gemessenen DR-Resonanzstärken zu hohen Rydbergquantenzahlen notwendig macht. Die damit verbundenen zusätzlichen Unsicherheiten nehmen allerdings mit zunehmender Ionenladung ab und sind für die hier vorgestellten Eisenmessungen bereits zu vernachlässigen.

Für eine präzise Messung absoluter Rekombinationsratenkoeffizienten bei niedrigen Temperaturen ist eine akkurate Bestimmung der Resonanzlagen bei Relativenergien bis in den Millielektronenvoltbereich hinein vonnöten. Speicherringexperimente profitieren hier von der „merged-beams“-Kinematik, die eine hohe experimentelle Auflösung bei kleinen Relativenergien gewährleistet. Die bei diesen Energien gewonnene spektroskopische Information ist so genau, dass die experimentell bestimmten Resonanzlagen u. U. sensitiv

sind auf QED-Beiträge zu den atomaren Bindungsenergien (Lindroth et al. 2001). Das speziell für das Studium der Elektron-Ion-Wechselwirkung konzipierte, besonders energiescharfe neue Elektronentarget am TSR (Hoppe et al. 2001), dessen Inbetriebnahme in nächster Zukunft geplant ist, wird hier noch detailliertere Einblicke in die atomare Struktur hochgeladener Ionen erlauben und eine noch präzisere Bestimmung von QED- und Vielteilcheneffekten ermöglichen.

Im Vergleich mit den bisher vorhandenen theoretischen Daten stellt sich heraus, dass diese die hier vorgestellten experimentellen Plasmaratenkoeffizienten bei den niedrigen Temperaturen, die in photoionisierten Plasmen vorliegen können, um bis zu mehrere Größenordnungen unterschätzen. In allen Fällen hat sich gezeigt, dass für die zuverlässige Berechnung von DR-Resonanzen bei kleinen Energien relativistische und Vielteilcheneffekte berücksichtigt werden müssen. Dies gilt selbst für leichte Ionen wie C^{3+} . Speicherringexperimente haben sich hier für den Test und die Entwicklung der theoretischen Methoden als wegweisend erwiesen (Mannervik et al. 1998, Savin et al. 1999, 2002, Pradhan et al. 2001).

Eine Fragestellung, die sicher Beachtung verdient, aber selbst von Seiten der Astrophysik noch kaum behandelt wurde, ist, inwieweit der Einfluss der in vielen astrophysikalischen Umgebungen vorhandenen elektromagnetischen Felder auf die DR-Ratenkoeffizienten bei der Modellierung astrophysikalischer Plasmen berücksichtigt werden muss. Die in Kapitel 6 präsentierten Messergebnisse zeigen, dass die feldinduzierten DR-Ratenerhöhungen drastisch sein können. Andererseits dürften äußere Felder in Plasmen schnell durch die beweglichen Ladungsträger abgeschirmt werden, so dass die Bedeutung des Feldeffektes in Plasmen nicht ohne weiteres abgeschätzt werden kann. Magnetische Felder vor allem in der Nähe von kompakten astrophysikalischen Objekten können enorm groß sein. Elektrische Felder werden durch Änderungen von magnetischen Flüssen hervorgerufen. In Sonnenfackeln sind elektrische Feldstärken bis zu 1.3 kV/cm beobachtet worden (Zhang und Smartt 1986). Nicht zuletzt treten bei höheren Plasmadichten durch Dichtefluktationen erzeugte, signifikante Mikrofelder auf. Welche physikalischen Bedingungen auch immer in einem Plasma vorliegen, die Möglichkeit, dass externe Felder die DR-Rekombinationsratenkoeffizienten modifizieren, sollte in Erwägung gezogen werden. Speicherringexperimente sind auch hier in der Lage, ggf. die benötigten Daten zur DRF bereitzustellen.

Anhang

A Liste aller Speicherringexperimente zur Rekombination atomarer Ionen

Die nachstehende Liste enthält Referenzen zu allen bisherigen an Speicherringen durchgeführten Experimenten zur Rekombination atomarer Ionen mit freien Elektronen. Ältere Auflistungen, die in der vorliegenden enthalten sind, finden sich z. B. bei Schippers (1999) und Müller (1995). Letztere beinhaltet zusätzlich „merged-beams“-Experimente, die nicht an Speicherringen durchgeführt wurden.

Tabelle A.1: Liste aller Speicherringexperimente zur Rekombination atomarer Ionen.

Ion	Speicherring	Referenz
vollständig ionisierte Ionen		
D ⁺	CRYRING	Biedermann et al. (1995), Gao et al. (1997)
He ²⁺	CRYRING	Gao et al. (1997)
C ⁶⁺	TSR	Gwinner et al. (2000)
N ⁷⁺	CRYRING	Gao et al. (1997)
Ne ¹⁰⁺	CRYRING	Gao et al. (1995, 1997)
Si ¹⁴⁺	CRYRING	Gao et al. (1997)
Cl ¹⁷⁺	TSR	Hoffknecht et al. (2001b), Schippers et al. (2002d)
Bi ⁸³⁺	ESR	Hoffknecht et al. (2001a)
U ⁹²⁺	ESR	Shi et al. (2001b)
wasserstoffähnliche Ionen		
He ⁺	TARN II	Tanabe et al. (1992)
He ⁺	Indiana cooler ring	Haar et al. (1993)
He ⁺	CRYRING	DeWitt et al. (1994, 1995)
He ⁺	TSR	bisher unveröffentlicht
C ⁵⁺	TSR	Wolf et al. (1991)
O ⁷⁺	TSR	Kilgus et al. (1990)
S ¹⁵⁺	TSR	Wolf (1992)
Bi ⁸²⁺	ESR	bisher unveröffentlicht

Tabelle A.1: Liste aller Speicherringexperimente zur Rekombination atomarer Ionen.

Ion	Speicherring	Referenz
heliumähnliche Ionen		
Li ⁺	Indiana cooler ring	Závodszky et al. (1998)
Li ⁺	TSR	Saghiri et al. (1999)
C ⁴⁺	TSR	Kilgus et al. (1993)
C ⁴⁺	CRYRING	Mannervik et al. (1997)
lithiumähnliche Ionen		
Be ⁺	TSR	bisher unveröffentlicht
C ³⁺	CRYRING	Mannervik et al. (1998)
C ³⁺	TSR	Schippers et al. (2001b)
N ⁴⁺	CRYRING	Glans et al. (2001) und bisher unveröffentlicht
O ⁵⁺	CRYRING	Böhm et al. (2002)
F ⁶⁺	TSR	Gwinner et al. (2000)
F ⁶⁺	CRYRING, TSR	Tokman et al. (2002)
Ne ⁷⁺	CRYRING	Zong et al. (1998), Böhm et al. (2001)
Si ¹¹⁺	TSR	Kenntner et al. (1995)
Si ¹¹⁺	CRYRING	Bartsch et al. (1997)
Cl ¹⁴⁺	CRYRING	Kenntner et al. (1995), Bartsch et al. (1999)
Ar ¹⁵⁺	CRYRING	Zong et al. (1997)
Sc ¹⁸⁺	TSR	Kieslich et al. (2002)
Ti ¹⁹⁺	TSR	Bartsch et al. (2000), Schippers et al. (2001a)
Fe ²³⁺	TSR	bisher unveröffentlicht
Ni ²⁵⁺	TSR	Schippers et al. (2000b)
Cu ²⁶⁺	TSR	Kilgus et al. (1992)
Se ³¹⁺	TSR	bisher unveröffentlicht
Kr ³³⁺	CRYRING	Madzunkov et al. (2001, 2002)
Au ⁷⁶⁺	ESR	Spies et al. (1992), Brandau (2000)
Pb ⁷⁹⁺	ESR	Brandau (2000), Brandau et al. (2002)
Bi ⁸⁰⁺	ESR	Shi et al. (2001a, 2002a,b)
U ⁸⁹⁺	ESR	Brandau (2000)
berylliumähnliche Ionen		
F ⁵⁺	TSR	bisher unveröffentlicht
Cl ¹³⁺	TSR	bisher unveröffentlicht
Cu ²⁵⁺	TSR	bisher unveröffentlicht
Se ³⁰⁺	TSR	bisher unveröffentlicht
bohrähnliche Ionen		
Ar ¹³⁺	CRYRING	Gao et al. (1995), DeWitt et al. (1996)
Fe ²¹⁺	TSR	bisher unveröffentlicht

Tabelle A.1: Liste aller Speicherringexperimente zur Rekombination atomarer Ionen.

Ion	Speicherring	Referenz
kohlenstoffähnliche Ionen		
Fe ²⁰⁺	TSR	bisher unveröffentlicht
stickstoffähnliche Ionen		
Fe ¹⁹⁺	TSR	Savin et al. (2002)
sauerstoffähnliche Ionen		
Fe ¹⁸⁺	TSR	Savin et al. (1999)
fluorähnliche Ionen		
Fe ¹⁷⁺	TSR	Savin et al. (1997, 1999)
Se ²⁵⁺	TSR	Lampert et al. (1996)
argonähnliche Ionen		
Sc ³⁺	TSR	Schippers et al. (1998b, 1999b, 2002c)
Ti ⁴⁺	TSR	Schippers et al. (1998a, 1999a)
natriumähnliche Ionen		
Cl ⁶⁺	TSR	Linkemann (1995)
Fe ¹⁵⁺	TSR	Linkemann et al. (1995), Linkemann (1995)
Se ²³⁺	TSR	Linkemann (1995), Pastuszka et al. (1996)
nickelähnliche Ionen		
Au ⁵¹⁺	TSR	Uwira et al. (1997a)
Pb ⁵⁴⁺	CRYRING	Lindroth et al. (2001)
kupferähnliche Ionen		
Au ⁵⁰⁺	TSR	Uwira et al. (1997a)
Pb ⁵³⁺	CRYRING	Lindroth et al. (2001)
zinkähnliche Ionen		
Au ⁴⁹⁺	TSR	Uwira et al. (1997a)

B Rekursionsformeln für wasserstoffartige Dipolmatrixelemente

Rekursionsformeln zur Berechnung wasserstoffartiger Dipolmatrixelemente sind von Infeld und Hull (1951) hergeleitet worden. Sie sind numerisch stabil, für die zuverlässige Berechnung von Matrixelementen auch zwischen hoch angeregten Rydbergzuständen geeignet und wurden bereits von Burgess (1964b) und Zerrad und Hahn (1998) zur Berechnung von RR-Wirkungsquerschnitten verwendet. In den nachstehenden Formeln bezeichnen R_n^l und R_ε^l gebundene und ungebundene radiale Wasserstoff-Wellenfunktionen (Bethe und Salpeter 1957).

B.1 Matrixelemente zwischen gebundenen Zuständen

Definitionen:

$$I_{n,n'}^{l-1,l} = \langle n, l-1 | r | n', l \rangle = \int_0^\infty r^3 R_n^{l-1} R_{n'}^l dr \quad (\text{B.1})$$

$$A_n^l = \frac{\sqrt{(n+l)(n-l)}}{nl} \quad (\text{B.2})$$

Startwerte:

$$I_{n,n'}^{n+1,n} = 0 \quad (\text{B.3})$$

$$I_{n,n'}^{n-1,n} = \frac{(4n'n)^{n+2}}{4} \frac{(n'-n)^{n'-n-2}}{(n'+n)^{n'+n+2}} \sqrt{\frac{(n'+n)!}{(n'-n-1)!(2n-1)!}} \quad (\text{B.4})$$

Rekursionsformeln:

$$2l A_n^l I_{n,n'}^{l-1,l} = (2l+1) A_{n'}^{l+1} I_{n,n'}^{l,l+1} + A_n^{l+1} I_{n,n'}^{l+1,l} \quad (\text{B.5})$$

$$2l A_{n'}^l I_{n,n'}^{l,l-1} = A_{n'}^{l+1} I_{n,n'}^{l,l+1} + (2l+1) A_n^{l+1} I_{n,n'}^{l+1,l} \quad (\text{B.6})$$

Mit Hilfe der Matrixelemente können Oszillatorenstärken wie folgt berechnet werden:

$$f(nl \pm 1 \rightarrow n'l) = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right) \frac{l + (1 \pm 1)/2}{2(l \pm 1) + 1} |\langle nl \pm 1 | r | n'l \rangle|^2. \quad (\text{B.7})$$

Diese lassen sich beispielsweise zur Berechnung wasserstoffartiger radiativer Dipolübergangsraten

$$\gamma_r(nl \rightarrow n'l \pm 1) = \frac{\mathcal{R} \alpha^3 Z^4}{\hbar} \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right)^2 \frac{2(l \pm 1) + 1}{2l + 1} f(n'l \pm 1 \rightarrow nl) \quad (\text{B.8})$$

verwenden.

B.2 Matrixelemente zwischen gebundenen und Kontinuumszuständen

Die Rekursionsformeln für Matrixelemente zwischen gebunden und Kontinuumszuständen ergeben sich formal durch die Substitution von n' durch ik in den Gleichungen (B.2), (B.5) und (B.6).

Definitionen:

$$k = 1/\sqrt{\varepsilon} = Z\sqrt{\mathcal{R}/E} \quad (\text{B.9})$$

$$I_{n,k}^{l-1,l} = \langle n, l-1 | r | \varepsilon, l \rangle = \int_0^\infty r^3 R_n^{l-1} R_\varepsilon^l dr \quad (\text{B.10})$$

$$B_k^l = \frac{\sqrt{k^2 + l^2}}{kl} \quad (\text{B.11})$$

$$(\text{B.12})$$

Startwerte¹

$$I_{n,k}^{n+1,n} = 0 \quad (\text{B.13})$$

$$I_{n,k}^{n-1,n} = \frac{k^2}{4\sqrt{2}} \left(\frac{4nk}{k^2 + n^2} \right)^{n+2} \sqrt{\frac{\prod_{p=1}^n (p^2 + k^2)}{(2n-1)!}} \frac{e^{-2k \arctan(n/k)}}{\sqrt{1 - e^{-2\pi k}}} \quad (\text{B.14})$$

Rekursionsformeln:

$$2l A_n^l I_{n,k}^{l-1,l} = (2l+1) B_k^{l+1} I_{n,k}^{l,l+1} + A_n^{l+1} I_{n,k}^{l+1,l} \quad (\text{B.15})$$

$$2l B_k^l I_{n,k}^{l,l-1} = B_k^{l+1} I_{n,k}^{l,l+1} + (2l+1) A_n^{l+1} I_{n,k}^{l+1,l} \quad (\text{B.16})$$

¹ Im Unterschied zu Infeld und Hull (1951) werden hier energienormierte statt wellenzahlnormierte Kontinuumszustände verwendet. Deshalb tritt hier ein zusätzlicher Faktor $\sqrt{k/2}$ auf.

C Nachweiswahrscheinlichkeit für rekombinierte Ionen

Im folgenden sollen die Nachweiswahrscheinlichkeiten rekombinierter Ionen in einem Speicherringexperiment detailliert modelliert werden. Im Rahmen der Modellrechnungen ergibt sich eine n, l -spezifische Nachweiswahrscheinlichkeit $\Upsilon(n, l)$, wobei n und l die Quantenzahlen des Rydbergelektrons im durch Rekombination bevölkerten Zustand des Ions bezeichnen. Die essenziellen Ingredienzien des Modells sind die radiative Zerfallswahrscheinlichkeit $P_d(n, l, t_F)$ des Rydbergzustands auf dem Weg vom Kühler zum ladungsanalysierenden Magneten (Flugzeit t_F) und die Überlebenswahrscheinlichkeit $P_s(n, l, F)$ gegenüber Feldionisation in eben diesem Magneten (Magnetfeldstärke B). Dabei ist $F = v_i B$ die elektrische im System des sich mit der Geschwindigkeit v_i bewegenden Ions. Das Modell behandelt das rekombinierte Ion als wasserstoffartig, d.h. Einflüsse des Ionenrumpfes werden vernachlässigt.

C.1 Radiative Zerfallswahrscheinlichkeit

Die Besetzung $\mathcal{N}(n, l, t_L, t)$ eines im Kühler durch Rekombination bevölkerten Rydbergzustand n, l hängt wegen seiner endlichen Strahlungslebensdauer

$$\tau(n, l) = \left[\sum_{n' < n, l' = l \pm 1} \gamma_r(n, l \rightarrow n', l') \right]^{-1} \quad (\text{C.1})$$

(mit γ_r aus Gl. (B.8)] von der Zeit ab und ergibt sich zu mit der über die Kühlerlänge L (Durchflugzeit t_L) konstanten Rekombinationswahrscheinlichkeit

$$R(t) = \begin{cases} 1/t_L & \text{für } -t_L/2 \leq t \leq t_L/2 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (\text{C.2})$$

zu

$$\mathcal{N}(n, l, t_L, t) = \frac{1}{\tau(n, l)} \int_{-t_L/2}^t R(t') \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau(n, l)}\right) dt' \quad (\text{C.3})$$

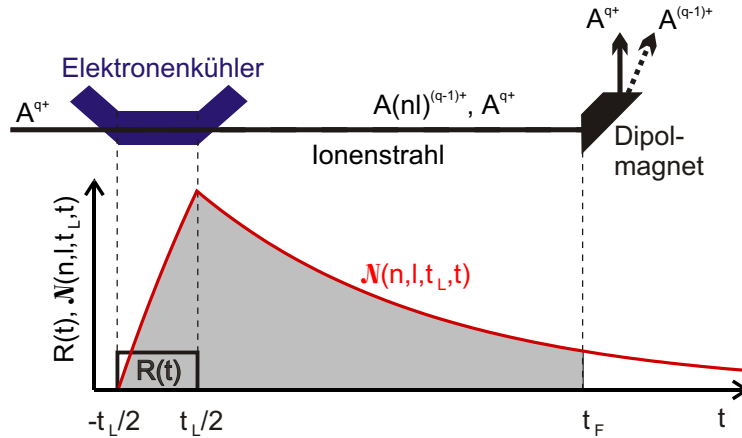


Abbildung C.1: Zeitliche Entwicklung der Bevölkerung eines durch Rekombination im Kühler erzeugten und durch die Quantenzahlen n und l charakterisierten Rydbergzustands. Die Zeiten t_L und t_F sind die Durchflugdauer durch den Kühler und die Flugzeit von der Kühlermitte bis zum Eintritt in den Analysiermagneten. Die Rekombinationswahrscheinlichkeit $R(t)$ ist konstant während des Durchflugs durch den Überlappbereich von Ionen- und Elektronenstrahl. Die Besetzung $\mathcal{N}(n, l, t_L, t)$ [Gl. (C.3)] nimmt nach Verlassen des Kühlers wegen des radiativen Zerfalls des Rydbergzustands ab. Die graue Fläche unter der $\mathcal{N}(n, l, t_L, t)$ -Kurve ist die Zerfallswahrscheinlichkeit $P_d(n, l, t_L, t_F)$ [Gl. (C.4)].

$$= \frac{1}{t_L} \begin{cases} 1 - \exp[-(t+t_L/2)/\tau(n, l)] & \text{für } -t_L/2 \leq t \leq t_L/2 \\ \exp[-(t-t_L/2)/\tau(n, l)] - \exp[-(t+t_L/2)/\tau(n, l)] & \text{für } t > t_L/2 \end{cases}$$

Für die Wahrscheinlichkeit, dass der Rydbergzustand nach einer Flugzeit $t_F \geq t_L/2$ (gemessen von der Kühlermitte) radiativ zerfallen ist, folgt

$$\begin{aligned} P_d(n, l, t_L, t_F) &= \int_{-t_L/2}^{t_F} \mathcal{N}(n, l, t, t_L) dt & (C.4) \\ &= 1 - \frac{\tau(n, l)}{t_L} \left[\exp\left(-\frac{t_F - t_L/2}{\tau(n, l)}\right) - \exp\left(-\frac{t_F + t_L/2}{\tau(n, l)}\right) \right]. \end{aligned}$$

Insbesondere gilt für $t_L = 0$: $P_d(n, l, 0, t_F) = 1 - \exp[-t_F/\tau(n, l)]$.

C.2 Feldionisationswahrscheinlichkeit

Die Verweilzeit des Ions im Magneten, während derer es feldionisiert werden kann, sei Δt_F . Den einfachst denkbaren Ausdruck für die Wahrscheinlichkeit, dass keine Feldionisation stattfindet, d. h. für die komplementäre Feldionisationswahrscheinlichkeit, stellt

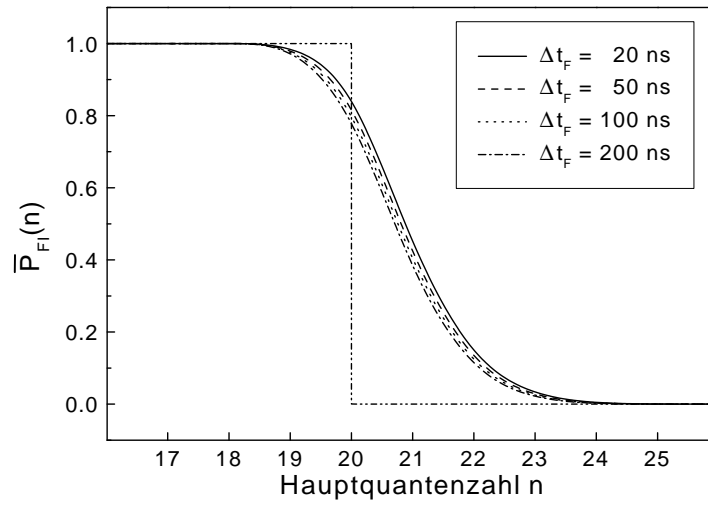


Abbildung C.2: l -gemittelte komplementäre Feldionisationswahrscheinlichkeiten [Gl. (C.9)] für $Z = 3$ und verschiedene Aufenthaltsdauern Δt_F in einem elektrischen Feld der Stärke $F = 100$ kV/cm. Die gestrichen, doppelt punktierte Linie stellt zum Vergleich die komplementäre Feldionisationswahrscheinlichkeit nach Gl. (5.18) dar mit der nach Gl. (5.17) berechneten Abschneidequantenzahl $n_F = 20$.

Gl. (5.18) dar (s. Abb.C.2), die nur von der Hauptquantenzahl n abhängt. Zur Berechnung einer exakteren, von n und l abhängigen Feldionisationswahrscheinlichkeit werden Feldionisationsraten verwendet, die die Starkaufspaltung des Rydbergzustands im elektrischen Feld berücksichtigen. Nach Mittelung über die jeweiligen Starkzustände ergibt sich für die komplementäre Feldionisationswahrscheinlichkeit

$$\bar{P}_{\text{FI}}(n, l, \Delta t_F, F) = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l \sum_{n_1=0}^{n-|m|-1} \left(C_{\kappa, m}^{n, l} \right)^2 \exp[-\Delta t_F A_{\text{FI}}(n_1, n_2, m)]. \quad (\text{C.5})$$

mit den Clebsch-Gordan-Koeffizienten

$$C_{\kappa, m}^{n, l} = \left\langle \begin{array}{cc} (n-1)/2 & (n-1)/2 \\ (m+\kappa)/2 & (m-\kappa)/2 \end{array} \middle| \begin{array}{c} l \\ m \end{array} \right\rangle \quad (\text{C.6})$$

für die Transformation von sphärischen Zuständen zu Starkzuständen, die durch die parabolischen Quantenzahlen n_1, n_2 und m charakterisiert werden (Park 1960). Letztere erfüllen die Relationen $n_1 + n_2 + |m| + 1 = n$ und $n_1 - n_2 = \kappa$. Die numerisch stabile Berechnung der Clebsch-Gordan-Koeffizienten insbesondere für große n wird durch ein Verfahren von Nasser und Hahn (1987a) gewährleistet.

Zur Berechnung der Ionisationsrate eines wasserstoffartigen Starkzustands in einem statischen, homogenen, elektrischen Feld F (in atomaren Einheiten, $1 \text{ a.u.} = 5.412 \times 10^9$

V/cm) verwenden wir eine asymptotische Näherungsformel, die von Damburg und Kolesov (1978, 1979) hergeleitet wurde. Die hier für beliebige Kernladungszahlen Z modifizierte Formel liefert die Feldionisationsrate

$$A_{\text{FI}}(n_1, n_2, m) = \frac{(4R)^{2n_2+|m|+1}}{n^3 n_2! (n_2 + |m|)!} \quad (\text{C.7})$$

$$\times \exp\left[-\frac{2}{3}R - \frac{1}{4}(n/Z)^3 F (34n_2^2 + 34n_2|m| + 46n_2 + 7m^2 + 23|m| + \frac{53}{3})\right]$$

in atomaren Einheiten ($1 \text{ a.u.} = 4.134 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$). Die Größe $R = (-2E_b)^{3/2}/F$ hängt von der durch das elektrische Feld modifizierten Bindungsenergie E_b ab, die mittels Störungstheorie 4-ter Ordnung von Alliluev und Malkin (1974) berechnet wurde zu

$$E_b = -\frac{1}{2}(n/Z)^{-2} + \frac{3}{2}(n/Z)\kappa F + \frac{1}{16}(n/Z)^4[-17n^2 + 3\kappa^2 + 9m^2 - 19]F^2$$

$$+ \frac{3}{32}(n/Z)^7\kappa[23n^2 - \kappa^2 + 11m^2 + 39]F^3$$

$$+ \frac{1}{1024}(n/Z)^{10}[-5487n^4 - 147\kappa^4 + 549m^4 - 1806n^2\kappa^2 + 3402n^2m^2$$

$$+ 1134m^2\kappa^2 - 35182n^2 - 5754\kappa^2 + 8622m^2 - 16211]F^4. \quad (\text{C.8})$$

Obwohl die mit Gl. (C.7) berechneten Feldionisationsraten im Einzelfall bis zu einem Faktor 10 vom exakten Resultat abweichen (Koch und Mariani 1981), liefert sie für unseren Zweck brauchbare Ergebnisse, vor allem deshalb, weil hier Mittelungen über mehrere Starkzustände betrachtet werden. Dies lässt sich anhand von Abb. C.2 belegen, die zeigt, dass die über die Drehimpulsquantenzahl l gemittelte komplementäre Feldionisationswahrscheinlichkeit

$$\bar{P}_{\text{FI}}(n, \Delta t_F, F) = \frac{1}{n^2} \sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) \bar{P}_{\text{FI}}(n, l, \Delta t_F, F) \quad (\text{C.9})$$

nur schwach von der Aufenthaltsdauer Δt_F im elektrischen Feld abhängt. Da die Aufenthaltsdauer und die Feldionisationsraten A_{FI} in Gl. (C.5) nur als Produkt auftreten, gilt auch die Aussage, dass bei festgehaltener Aufenthaltsdauer eine Variation aller Feldionisationsraten um einen Faktor 10 einen nur geringen Einfluss auf die komplementäre Feldionisationswahrscheinlichkeit hat.

C.3 Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Nachweiswahrscheinlichkeit berechnet sich als Summe der komplementären Feldionisationswahrscheinlichkeiten in allen radiativen Zerfallskanälen, d.h.

$$Y(n, l, t_L, t_F, \Delta t_F, F) = [1 - P_d(n, l, t_L, t_F)] \bar{P}_{\text{FI}}(n, l, \Delta t_F, F) + \sum_{n' < n, l' = l \pm 1} b(n, l \rightarrow n', l')$$

$$\times \left\{ \left[P_d(n, l, t_{L, t_F}) - P_d(n, l, n', l', t_L, t_F) \right] \bar{P}_{\text{FI}}(n', l', \Delta t_F, F) + P_c(n, l, n', l', \dots, t_L, t_F, \Delta t_F, F) \right\}, \quad (\text{C.10})$$

wobei die Verzweigungsverhältnisse $b(n, l \rightarrow n', l') = \tau(n, l) \gamma_r(n, l \rightarrow n', l')$ aus den radiativen Raten $\gamma_r(n, l \rightarrow n', l')$ [Gl. (B.8)] berechnet werden.

Die Ausdrücke $P_d(n, l, n', l', t_L, t_F)$ und $P_c(n, l, n', l', \dots, t_L, t_F, \Delta t_F, F)$ erfassen radiative Kaskaden, d.h. die schrittweise Abregung in mehreren Stufen.

C.4 Kaskadenbeiträge

Die Berechnung der Kaskadenbeiträge erfolgt rekursiv, d.h.

$$P_c(n, l, n', l', \dots, t_L, t_F, \Delta t_F, F) = \sum_{n'' < n', l'' = l' \pm 1} b(n', l' \rightarrow n'', l'') \times \left\{ \left[P_d(n, l, n', l', t_L, t_F) - P_d(n, l, n', l', n'', l'', t_L, t_F) \right] \bar{P}_{\text{FI}}(n'', l'', \Delta t_F, F) + P_c(n, l, n', l', n'', l'', \dots, t_L, t_F, \Delta t_F, F) \right\}. \quad (\text{C.11})$$

Zur Berechnung von $P_d(n_1 l_1, \dots, n_N, l_N, t_L, t_F)$ betrachten wir zunächst eine Kaskade, die vom Rydbergzustand n, l aus startet und über einen Zwischenzustand n', l' abläuft. Der Beitrag des Zustands n, l zur Population des Zustands n', l' ergibt sich durch Einsetzen von $\mathcal{N}(n, l, t_L, t')$ als $R(t')$ in Gl. (C.3) zu

$$\mathcal{N}(n, l, n', l', t_L, t) = \frac{1}{\tau(n', l')} \int_{-t_L/2}^t \mathcal{N}(n, l, t_L, t') \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau(n', l')}\right) dt'. \quad (\text{C.12})$$

Einsetzen von $\mathcal{N}(n, l, t_L, t')$ aus Gl. (C.3) und partielle Integration liefert

$$\mathcal{N}(n, l, n', l', t_L, t) = \frac{\tau(n', l')}{\tau(n', l') - \tau(n, l)} \mathcal{N}(n', l', t_L, t) + \frac{\tau(n, l)}{\tau(n, l) - \tau(n', l')} \mathcal{N}(n, l, t_L, t), \quad (\text{C.13})$$

wobei $\tau(n', l') \neq \tau(n, l)$ vorausgesetzt wurde. Daraus lässt sich in Analogie zu Gl. (C.4) die Zerfallswahrscheinlichkeit

$$P_d(n, l, n', l', t_L, t_F) = \frac{\tau(n', l')}{\tau(n', l') - \tau(n, l)} P_d(n', l', t_L, t_F) + \frac{\tau(n, l)}{\tau(n, l) - \tau(n', l')} P_d(n, l, t_L, t_F) \quad (\text{C.14})$$

berechnen. Die Verallgemeinerung auf die Zerfallswahrscheinlichkeit entlang einer durch die Quantenzahlen $n_1, l_1 \dots n_N, l_N$ beschriebenen Sequenz von N Rydbergzuständen lautet

$$P_d(n_1, l_1, \dots, n_N, l_N, t_L, t_F) = \sum_{k=1}^N \frac{[\tau(n_k, l_k)]^{N-1}}{\prod_{j \neq k} [\tau(n_k, l_k) - \tau(n_j, l_j)]} P_d(n_k, l_k, t_L, t_F) \quad (\text{C.15})$$

für $\tau(n_k, l_k) \neq \tau(n_j, l_j)$ für alle Paare j, k (Schippers 1995). In Gl. (C.15) gehen nur die aus Gl. (C.4) bereits bekannten Einzelzerfallswahrscheinlichkeiten $P_d(n_k, l_k, t_L, t_F)$ und die Strahlungslebensdauern $\tau(n, l)$ ein.

Bei der Elektron-Ion-Rekombination darf allerdings erwartet werden, dass Kaskadenbeiträge keine große Rolle spielen, da zum einen Zustände mit niedrigem Drehimpuls wegen der n'^{-3} -Abhängigkeit der Dipolübergangsraten bevorzugt in einem Schritt in niedrig- n' -Zustände zerfallen und da zum anderen Zustände mit hohem Drehimpuls, deren Abregung im Prinzip größtenteils nur über Kaskaden ablaufen kann, bei der Rekombination nicht besetzt werden. In der Tat führt die Berücksichtigung von Kaskaden zu keiner merklichen Änderung bei der Berechnung von theoretischen „merged-beams“-Rekombinationsratenkoeffizienten (Schippers et al. 2001b).

C.5 Berücksichtigung mehrerer feldionisierender Elemente im Strahlengang

Elektrische $\vec{v}_i \times \vec{B}$ -Felder treten nicht nur im ladungsanalysierenden Dipolmagneten auf sondern auch wie in Abb. C.3 für den TSR gezeigt im Toroidmagneten am Austritt aus dem Elektronenkühler sowie in Korrekturdipolmagneten, zwischen Kühler und Rekombinationsdetektor, die einen durch das Führungsmagnetfeld in den Toroiden hervorgerufenen Versatz des Ionenstrahls kompensieren. Die individuellen Nachweiswahrscheinlichkeiten $\Upsilon^{(t)}$, $\Upsilon^{(c1)}$, $\Upsilon^{(c2)}$ und $\Upsilon^{(d)}$ werden zunächst getrennt berechnet und dann zur Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit

$$\begin{aligned} \Upsilon(n, l, v_i) &= \Upsilon^{(t)} \left(n, l, t_L, t_F^{(t)}, \Delta t_F^{(t)}, F^{(t)} \right) \\ &\quad \times \Upsilon^{(c1)} \left(n, l, 0, t_F^{(c1)} - t_F^{(t)}, \Delta t_F^{(c1)}, F^{(c1)} \right) \\ &\quad \times \Upsilon^{(c2)} \left(n, l, 0, t_F^{(c2)} - t_F^{(c1)}, \Delta t_F^{(c2)}, F^{(c2)} \right) \\ &\quad \times \Upsilon^{(d)} \left(n, l, 0, t_F^{(d)} - t_F^{(c2)}, \Delta t_F^{(d)}, F^{(d)} \right) \end{aligned} \quad (\text{C.16})$$

zusammengefasst. Die Flugzeiten werden aus den in Tab. C.1 tabellierten Flugstrecken und der Ionengeschwindigkeit v_i unter Berücksichtigung der Lorentzkontraktion berechnet zu $t_L = L/(v_i \gamma_i)$, $t_F = z_F/(v_i \gamma_i)$ und $\Delta t_F = \Delta z_F/(v_i \gamma_i)$. Die Durchflugstrecke durch den

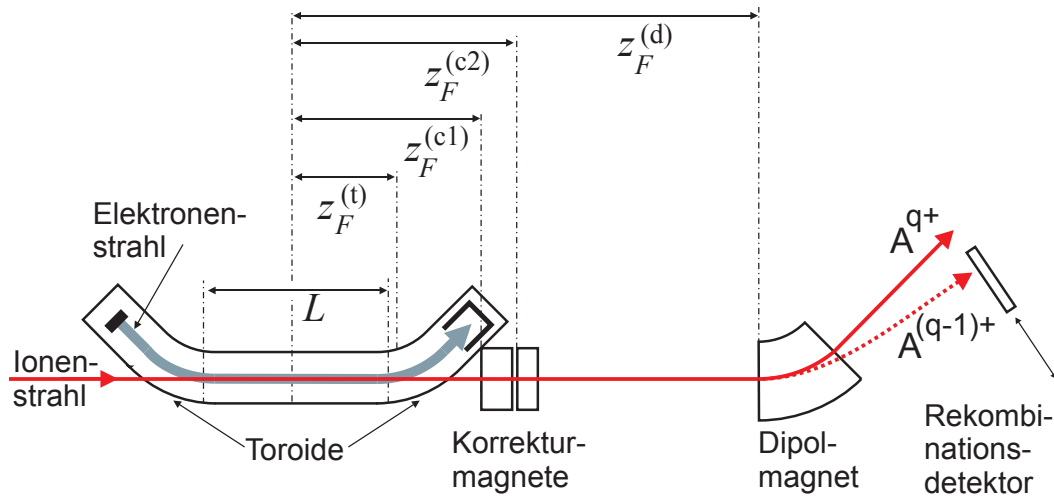


Abbildung C.3: Feldionisierende Magnete im Strahlengang zwischen TSR-Kühler und Rekombinationsdetektor

Dipol mit Ablenkwinkel $\phi^{(d)}$ ergibt sich aus geometrischen Überlegungen zu

$$\Delta z_F^{(d)} = \frac{q}{q-1} \rho^{(d)} \arcsin \left(\frac{q-1}{q} \cos \phi^{(d)} \right) \quad (\text{C.17})$$

mit dem Ladungszustand q der gespeicherten Ionen. Das elektrische Feld $F^{(d)}$ im ladungsanalysierenden Dipolmagneten mit Ablenkradius $\rho^{(d)}$ kann mittels Gl. (5.19) aus der Steifigkeit des Ionenstrahls berechnet werden.

Die elektrischen Felder in den Toroid- und Korrekturmagneten hängen vom magnetischen Führungsfeld B_z im Kühler ab. Auf der Ionenstrahlachse steigt die vertikale Komponente des Toroidmagnetfeldes bis zum Verlassen des Kühlers auf ca. $0.5B_z$ an. Zur Vereinfachung wird die entsprechende Variation von $F^{(t)}$ vernachlässigt und der Maximalwert $F^{(t)} = 0.5v_1B_z$ eingesetzt. Für die Korrekturmagnete gilt im einzelnen: $F^{(c1)} = 0.8v_1B_z$ und $F^{(c2)} = 1.6v_1B_z$ für den TSR sowie $F^{(c1)} = 1.415v_1B_z$ für den CRYRING. Am CRYRING gibt es nur einen Korrekturmagneten, am ESR keinen. Entsprechend weniger Faktoren sind in Gl. (C.16) zu berücksichtigen.

Tabelle C.1: Flugstrecken z_F zwischen Kühler und feldionisierenden Magneten gemessen von der Kühlermitte bis zum Eintritt in den jeweiligen Magneten und Durchflugstrecken Δz_F durch die feldionisierenden Magneten (s. Abb. C.3). Die nominelle Länge der Wechselwirkungszone ist mit L bezeichnet, $\rho^{(d)}$ ist der Biegeradius des ladungsanalysierenden Dipolmagneten mit maximalem Ablenkwinkel $\phi^{(d)}$ in Grad. Alle Längenangaben sind in cm.

Flugstrecke	TSR	CRYRING	ESR
L	150	104	250
$z_F^{(t)}$	95	79	170
$\Delta z_F^{(t)}$	50	39	60
$z^{(c1)}$	178	138	-
$\Delta z_F^{(c1)}$	34	21	-
$z^{(c2)}$	228	-	-
$\Delta z_F^{(c2)}$	18	-	-
$z^{(d)}$	472	185	938
$\rho^{(d)}$	115	120	625
$\phi^{(d)}$	45	30	60

Literaturverzeichnis

- Alber, G., Cooper, J. und Rau, A. R. P.: Unified treatment of radiative and dielectronic recombination, *Phys. Rev. A* **30**, 2845–2848 (1984).
- Ali, R., Bhalla, C. P., Cocke, C. L., Schulz, M. und Stöckli, M.: Electron-ion recombination experiments on the KSU EBIS, in *Recombination of Atomic Ions*, herausgegeben von W. G. Graham, W. Fritsch, Y. Hahn und J. A. Tanis, Band 296 von *NATO ASI Series B: Physics*, S. 193–202 (Plenum Press, New York, 1992).
- Alliluev, S. P. und Malkin, I. A.: Calculation of the Stark effect in hydrogen atoms by using the dynamical symmetry $O(2,2) \times O(2)$, *Sov. Phys. JETP* **39**, 627–632 (1974).
- Altun, Z. und Manson, T.: Inner-shell photoexcitation of atoms and their ions: Neutral and doubly ionized Sc, *J. Phys. B* **32**, L255–L260 (1999).
- Anders, E. und Grevesse, N.: Abundances of the elements - meteoritic and solar, *Geochim. Cosmochim. Acta* **53**, 197–214 (1989).
- Andersen, L. H.: Dielectronic and radiative recombination with highly charged ions, *Comments At. Mol. Phys.* **27**, 25–42 (1991).
- Andersen, L. H.: Dielectronic recombination and radiative recombination experiments at Aarhus university, in *Recombination of Atomic Ions*, herausgegeben von W. G. Graham, W. Fritsch, Y. Hahn und J. A. Tanis, Band 296 von *NATO ASI Series B: Physics*, S. 143–154 (Plenum Press, New York, 1992).
- Andersen, L. H. und Bolko, J.: Radiative recombination between fully stripped ions and free electrons, *Phys. Rev. A* **42**, 1184–1191 (1990).
- Andersen, L. H., Bolko, J. und Kvistgaard, P.: Radiative recombination between free electrons and bare carbon ions, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 729–732 (1990a).
- Andersen, L. H., Bolko, J. und Kvistgaard, P.: State-selective dielectronic-recombination measurements for He- and Li-like carbon and oxygen ions, *Phys. Rev. A* **41**, 1293–1302 (1990b).
- Arnaud, M. und Raymond, J.: Iron ionization and recombination rates and ionization equilibrium, *Astrophys. J.* **398**, 394–406 (1992).
- Bachau, H. und Stout, S.: The hydrogen atom in an external DC electric field: The discretization approach, *J. Phys. B* **32**, 1169–1179 (1999).
- Badnell, N. R.: Dielectronic recombination of Fe^{22+} and Fe^{21+} , *J. Phys. B* **19**, 3827–3835 (1986), <http://amdpp.phys.strath.ac.uk/autos/>.

- Badnell, N. R.: Intermediate coupling dielectronic recombination rate coefficients for the ground and metastable levels of C and O ions, *Phys. Scr.* **T28**, 33–35 (1989).
- Badnell, N. R. und Pindzola, M. S.: Unified dielectronic and radiative recombination cross sections for U^{90+} , *Phys. Rev. A* **45**, 2820–2824 (1992).
- Badnell, N. R., Pindzola, M. S., Dickson, W. J., Summers, H. P., Griffin, D. C. und Lang, J.: Electric field effects on dielectronic recombination in a collisional-radiative model, *Astrophys. J.* **407**, L91–L93 (1993).
- Bannister, M. E., Guo, X. Q., Kojima, T. M. und Dunn, G. H.: Resonance structure and absolute cross sections in near-threshold electron-impact excitation of the $4s^2\ ^1S \rightarrow 4s4p\ ^3P$ intercombination transition in Kr^{6+} , *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3336–3338 (1994).
- Bartsch, T.: *Feldefekte bei der Dielektronischen Rekombination*, Dissertation, Justus-Liebig-Universität, Gießen (1999).
- Bartsch, T., Müller, A., Spies, W., Linkemann, J., Danared, H., DeWitt, D. R., Gao, H., Zong, W., Schuch, R., Wolf, A., Dunn, G. H., Pindzola, M. S. und Griffin, D. C.: Field enhanced dielectronic recombination of Si^{11+} ions, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2233–2236 (1997).
- Bartsch, T., Schippers, S., Müller, A., Brandau, C., Gwinner, G., Saghiri, A. A., Beutelspacher, M., Grieser, M., Schwalm, D., Wolf, A., Danared, H. und Dunn, G. H.: Experimental evidence for magnetic field effects on dielectronic recombination via high Rydberg states, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3779–3781 (1999).
- Bartsch, T., Schippers, S., Beutelspacher, M., Böhm, S., Grieser, M., Gwinner, G., Saghiri, A. A., Saathoff, G., Schuch, R., Schwalm, D., Wolf, A. und Müller, A.: Enhanced dielectronic recombination of lithium-like Ti^{19+} ions in external $E \times B$ fields, *J. Phys. B* **33**, L453–L460 (2000).
- Bates, D. R.: Recombination, *Case Studies in Atomic Physics* **4**, 57–92 (1974).
- Bates, D. R.: Recombination of atomic ions: Historical perspectives, in *Recombination of Atomic Ions*, herausgegeben von W. G. Graham, W. Fritsch, Y. Hahn und J. A. Tanis, Band 296 von *NATO ASI Series B: Physics*, S. 3–10 (Plenum Press, New York, 1992).
- Belić, D. S., Dunn, G. H., Morgan, T. J., Mueller, D. W. und Timmer, C.: Dielectronic recombination: A crossed-beams observation and measurement of cross section, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 339–342 (1983).
- Bell, R. H. und Seaton, M. J.: Dielectronic recombination: I. general theory, *J. Phys. B* **18**, 1589–1629 (1985).
- Bethe, H. A. und Salpeter, E. E.: *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms* (Springer, Berlin, 1957).
- Biedermann, C., Gao, H., Schuch, R., Zong, W., Asp, S., DeWitt, D. R. und Kuiper, H.: Study of radiative recombination into deuterium rydberg states, *J. Phys. B* **28**, 505–514 (1995).
- Böhm, S., Schippers, S., Shi, W., Müller, A., Djurić, N., Dunn, G. H., Zong, W., Jelenković, B., Danared, H., Eklöv, N., Glans, P. und Schuch, R.: Influence of electromagnetic fields on the dielectronic recombination of Ne^{7+} ions, *Phys. Rev. A* **64**, 032707 (2001).
- Böhm, S., Schippers, S., Shi, W., Müller, A., Eklöv, N., Schuch, R., Danared, H., Badnell, N. R.,

- Mitnik, D. und Griffin, D. C.: Measurement of the field induced dielectronic recombination rate enhancement of O^{5+} ions differential in the rydberg quantum number n , *Phys. Rev. A* **65**, 052728 (2002).
- Bosch, F.: Atomic physics using storage-cooler rings, in *The Physics of Electronic and Atomic Collisions*, herausgegeben von T. Andersen, B. Fastrup, F. Folkmann, H. Knudsen und N. Andersen, S. 3–25, AIP Conference Series 295 (American Institute of Physics, New York, 1993).
- Brandau, C.: *Messungen zur Photorekombination hochgeladener lithiumähnlicher Ionen*, Dissertation, Justus-Liebig-Universität, Gießen (2000), <http://bibd.uni-giessen.de/ghtml/2001/uni/d010008.htm>.
- Brandau, C., Bartsch, T., Böhme, C., Bosch, F., Dunn, G., Franzke, B., Hoffknecht, A., Knocke, C., Knopp, H., Kozhuharov, C., Krämer, A., Mokler, P., Müller, A., Nolden, F., Schippers, S., Stachura, Z., Steck, M., Stöhlker, T., Winkler, T. und A. Wolf: Recombination measurements of the heaviest ions, *Phys. Scr.* **T80**, 318–320 (1999).
- Brandau, C., Bartsch, T., Hoffknecht, A., Knopp, H., Schippers, S., Müller, A., Steih, T., Grün, N., Scheid, W., Bosch, F., Franzke, B., Kozhuharov, C., Mokler, P. H., Nolden, F., Steck, M., Stöhlker, T. und Stachura, Z.: High Rydberg resonances in dielectronic recombination of Pb^{79+} , *Phys. Rev. Lett.* **89**, 053201 (2002).
- Brandt, D.: Resonant transfer and excitation in ion-atom collisions, *Phys. Rev. A* **27**, 1314–1318 (1983).
- Breton, C., Michelis, C. D., Finkenthal, M. und Mattioli, M.: Ionization and recombination rate coefficients of highly ionized molybdenum ions from spectroscopy of tokamak plasmas, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 110–113 (1978).
- Brooks, R. L., Datla, R. U. und Griem, H. R.: Measurement of dielectronic recombination rates for the iron ions Fe IX–XI, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 107–109 (1978).
- Bureyeva, L. und Lisitsa, V.: Polarization recombination as a new channel for recombination of free electrons on complex ions, *J. Phys. B* **31**, 1477–1485 (1998).
- Burgess, A.: Dielectronic recombination and the temperature of the solar corona, *Astrophys. J.* **139**, 776–780 (1964a).
- Burgess, A.: Tables of hydrogenic photoionization cross-sections and recombination coefficients, *Mem. Roy. Astron. Soc.* **69**, 1–20 (1964b).
- Burgess, A.: A general formula for the estimation of dielectronic recombination coefficients in low-density plasmas, *Astrophys. J.* **141**, 1588–1590 (1965).
- Burgess, A. und Seaton, M. J.: The ionization equilibrium for iron in the solar corona, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **127**, 355–358 (1964).
- Burgess, A. und Summers, H. P.: The effect of electron and radiation density on dielectronic recombination, *Astrophys. J.* **157**, 1007–1021 (1969).
- Burgess, A. und Summers, H. P.: Radiative Gaunt factors, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **226**, 257–272 (1987).
- Chen, M. H.: Dielectronic recombination coefficients for fluorinelike ions: The multiconfiguration Dirac-Fock calculations, *Phys. Rev. A* **38**, 2332–2337 (1988).

- Chen, M. H.: Relativistic intermediate-coupling calculations of dielectronic-recombination coefficients for the Li isoelectronic sequence, *Phys. Rev. A* **44**, 4215–4223 (1991).
- Cowan, R. D.: *The Theory of Atomic Structure and Spectra* (University of California Press, Berkeley, 1981).
- Curtis, L. J.: Dipole polarizabilities for single valence electron ions, *Phys. Scr.* **21**, 162–164 (1980).
- Damburg, R. J. und Kolosov, V. V.: A hydrogen atom in a uniform electric field, *J. Phys. B* **9**, 3149–3157 (1976).
- Damburg, R. J. und Kolosov, V. V.: An asymptotic approach to the Stark effect for the hydrogen atom, *J. Phys. B* **11**, 1921–1930 (1978).
- Damburg, R. J. und Kolosov, V. V.: A hydrogen atom in a uniform electric field III, *J. Phys. B* **12**, 2637–2642 (1979).
- Danared, H.: Electron cooling for atomic physics, *Phys. Scr.* **T59**, 121–125 (1995).
- Danared, H., Andler, G., Bagge, L., Herrlander, C. J., Hilke, J., Jeansson, J., Källberg, A., Nilsson, A., Paál, A., Rensfelt, K., Rosengård, U., Starker, J. und Ugglas, M. A.: Electron cooling with an ultracold electron beam, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3775–3778 (1994).
- Danared, H., Källberg, A., Andler, G., Bagge, L., Österdahl, F., Paál, A., Rensfelt, K.-G., Simonsen, A., Skeppstedt, Ö. und Ugglas, M. A.: Studies of electron cooling with a highly expanded electron beam, *Nucl. Instrum. Meth. A* **441**, 123–133 (2000).
- Dasgupta, A. und Whitney, K. G.: Scaling of dielectronic-recombination data in fluorinelike ions, *Phys. Rev. A* **42**, 2640–2654 (1990).
- Dasgupta, A. und Whitney, K. G.: Z-scaled data for dielectronic recombination from O-like to F-like ions, *At. Data. Nuc. Data. Tab.* **58**, 77–99 (1994).
- Defrance, P.: Electron impact excitation and ionization of ions. Experimental methods, in *Atomic Processes in Electron-Ion and Ion-Ion Collisions*, herausgegeben von F. Brouillard, S. 157–183 (Plenum Press, New York, 1986).
- Defrance, P., Brouillard, F., Claeys, W. und Wassenhove, G. V.: Crossed beam measurement of absolute cross sections: An alternative method and its application to the electron impact ionization of He^+ , *J. Phys. B* **14**, 103–110 (1981).
- DeWitt, D. R., Schneider, D., Chen, M. H., Schneider, M. B., Church, D., Weinberg, G. und Sakurai, M.: Dielectronic recombination cross sections of fluorinelike xenon, *Phys. Rev. A* **47**, R1597–R1600 (1993).
- DeWitt, D. R., Schuch, R., Quinteros, T., Gao, H., Zong, W., Danared, H., Pajek, M. und Badnell, N. R.: Absolute dielectronic recombination cross sections of hydrogenlike helium, *Phys. Rev. A* **50**, 1257–1264 (1994).
- DeWitt, D. R., Lindroth, E., Schuch, R., Gao, H., Quinteros, T. und Zong, W.: Spectroscopy of highly doubly-excited states of helium through dielectronic recombination, *J. Phys. B* **28**, L147–L153 (1995).
- DeWitt, D. R., Schuch, R., Gao, H., Zong, W., Asp, S., Biedermann, C., Chen, M. H. und Badnell, N. R.: Dielectronic recombination of boronlike argon, *Phys. Rev. A* **53**, 2327–2336 (1996).

- Dittner, P. F. und Datz, S.: Early measurements of dielectronic recombination, in *Recombination of Atomic Ions*, herausgegeben von W. G. Graham, W. Fritsch, Y. Hahn und J. A. Tanis, Band 296 von *NATO ASI Series B: Physics*, S. 133–141 (Plenum Press, New York, 1992).
- Dittner, P. F., Datz, S., Miller, P. D., Moak, C. D., Stelson, P. H., Bottcher, C., Dress, W. B., Alton, G. D., Nešković, N. und Fou, C. M.: Cross sections for dielectronic recombination of B^{2+} and C^{3+} via $2s \rightarrow 2p$ excitation, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 31–34 (1983).
- Dittner, P. F., Datz, S., Miller, P. D., Pepmiller, P. L. und Fou, C. M.: Dielectronic recombination measurements of P^{4+} , S^{5+} , and Cl^{6+} , *Phys. Rev. A* **33**, 124–130 (1986).
- Dittner, P. F., Datz, S., Miller, P. D., Pepmiller, P. L. und Fou, C. M.: Dielectronic recombination measurements for the Li-like ions B^{2+} , C^{3+} , N^{4+} , and O^{5+} , *Phys. Rev. A* **35**, 3668–3673 (1987).
- Dolder, K. T., Harrison, M. F. A. und Thonemann, P.: A measurement of the ionization cross-section of helium ions by electron impact, *Proc. Roy. Soc. A* **264**, 367–379 (1961).
- Dubau, J. und Volonté, S.: Dielectronic recombination and its applications in astronomy, *Rep. Prog. Phys.* **43**, 199–252 (1980).
- Dunn, G. H.: Early dielectronic recombination measurements: Singly charged ions, in *Recombination of Atomic Ions*, herausgegeben von W. G. Graham, W. Fritsch, Y. Hahn und J. A. Tanis, Band 296 von *NATO ASI Series B: Physics*, S. 115–131 (Plenum Press, New York, 1992).
- Einstein, A.: Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt, *Annalen der Physik* **17**, 132–148 (1905).
- Fano, U.: Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts, *Phys. Rev.* **124**, 1866–1878 (1961).
- Fano, U. und Cooper, J. W.: Line profiles in the far-uv absorption spectra of the rare gases, *Phys. Rev.* **137**, A1364–A1379 (1965).
- Flannery, M. R.: Electron-ion and ion-ion recombination, in *Atomic, Molecular & Optical Physics Handbook*, herausgegeben von G. W. Drake, S. 605–629 (AIP Press, Woodbury, New York, 1996).
- Fuchs, T., Biedermann, C., Radtke, R., Behar, E. und Doron, R.: Channel-specific dielectronic recombination of highly charged krypton, *Phys. Rev. A* **58**, 4518–4525 (1998).
- Gallagher, T. F.: Autoionizing states in strong electric fields and the implications for dielectronic recombination, in *Atomic Excitation and Recombination in External Fields*, herausgegeben von M. H. Nayfeh und C. W. Clark, S. 311–324 (Gordon and Breach Science Publishers, New York, 1985).
- Gallagher, T. F.: *Rydberg Atoms*, Nummer 3 in Cambridge Monographs on Atomic, Molecular and Chemical Physics (Cambridge University Press, Cambridge, U.K., 1994).
- Gao, H., DeWitt, D. R., Schuch, R., Zong, W., Asp, S. und Pajek, M.: Observation of enhanced electron-ion recombination rates at very low energies, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4381–4384 (1995).
- Gao, H., Asp, S., Biedermann, C., DeWitt, D. R., Schuch, R., Zong, W. und Danared, H.: Density dependence of recombination in the electron cooler of CRYRING, *Hyperfine Interact.* **99**, 301–308 (1996).

- Gao, H., Schuch, R., Zong, W., Justiniano, E., DeWitt, D. R., Lebius, H. und Spies, W.: Energy and charge dependence of the rate of electron-ion recombination in cold magnetized plasmas, *J. Phys. B.* **30**, L499–L506 (1997).
- Glans, P., Lindroth, E., Badnell, N. R., Eklöv, N., Zong, W., Justiniano, E. und Schuch, R.: Dielectronic recombination of N^{4+} , *Phys. Rev. A* **64**, 043609 (2001).
- Gorczyca, T. W.: (1998), private Mitteilung.
- Gorczyca, T. W., Pindzola, M. S., Robicheaux, F. und Badnell, N. R.: Strong interference effects in the $e^- + Sc^{3+}$ recombination cross section, *Phys. Rev. A* **56**, 4742–4745 (1997).
- Graham, W. G., Berkner, K. H., Bernstein, E. M., Clark, M. W., Feinberg, B., McMahan, M. A., Morgan, T. J., Rathbun, W., Schlachter, A. S. und Tanis, J. A.: Resonant transfer and excitation for U^{90+} projectiles in hydrogen, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2773–2776 (1990).
- Gribakin, G. F., Gribakina, A. A. und Flambaum, V. V.: Quantum chaos in multicharged ions and statistical approach to the calculation of electron-ion resonant radiative recombination, *Austral. J. Phys.* **52**, 443–457 (1999).
- Grieser, M., Blum, M., Habs, D., Hahn, R. V., Hochadel, B., Jaeschke, E., Kleffner, C. M., Stampfer, M., Steck, M. und Noda, A.: Advanced stacking methods using electron cooling at the TSR Heidelberg, in *Proceedings of the 19th International Symposium on Cooler Rings and Their Applications, Tokyo, Japan, November 5–8, 1990*, herausgegeben von T. Katayama und A. Noda, S. 190–198 (World Scientific, Singapore, 1991).
- Griffin, D. C., Bottcher, C. und Pindzola, M. S.: Theoretical calculations of the contributions of excitation autoionization to electron-impact ionization in ions of the transition series of elements, *Phys. Rev. A* **25**, 1374–1382 (1982).
- Griffin, D. C., Pindzola, M. S. und Bottcher, C.: The effect of external electric fields on the dielectronic recombination of lithium and sodium like ions, Technischer Bericht ORNL/TM-9478, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee 37831, USA (1985a).
- Griffin, D. C., Pindzola, M. S. und Bottcher, C.: Trends in the electric field enhancement of dielectronic recombination cross sections, in *Atomic Excitation and Recombination in External Fields*, herausgegeben von M. H. Nayfeh und C. W. Clark, S. 367–382 (Gordon and Breach Science Publishers, New York, 1985b).
- Griffin, D. C., Pindzola, M. S. und Bottcher, C.: Distorted-wave calculations of dielectronic recombination as a function of electric field strength, *Phys. Rev. A* **33**, 3124–3132 (1986).
- Griffin, D. C., Pindzola, M. S., Robicheaux, F., Gorczyca, T. W. und Badnell, N. R.: Nature of interacting resonances in electron-ion excitation, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3491–3494 (1994).
- Griffin, D. C., Mitnik, D., Pindzola, M. S. und Robicheaux, F.: Intermediate-coupling calculations of the effects of interacting resonances on dielectronic recombination in a static electric field, *Phys. Rev. A* **58**, 4548–4555 (1998a).
- Griffin, D. C., Robicheaux, F. und Pindzola, M. S.: Theoretical calculations of dielectronic recombination in crossed electric and magnetic fields, *Phys. Rev. A* **57**, 2708–2717 (1998b).
- Gwinner, G., Hoffknecht, A., Bartsch, T., Beutelspacher, M., Eklöv, N., Glans, P., Grieser, M., Krohn, S., Lindroth, E., Müller, A., Saghiri, A. A., Schippers, S., Schramm, U., Schwalm, D.,

- Tokman, M., Wissler, G. und Wolf, A.: Influence of magnetic fields on electron-ion recombination at very low energies, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4822–4825 (2000).
- Gwinner, G., Savin, D. W., Schwalm, D., Wolf, A., Schippers, S., Müller, A., Badnell, N. R. und Chen, M. H.: Dielectronic recombination of iron L-shell ions, *Phys. Scr.* **T92**, 319–321 (2001).
- Haar, R. R., Tanis, J. A., Plano, V. L., Zaharakis, K. E., Graham, W. G., Mowat, J. R., Ellison, T., Jacobs, W. W. und Rinckel, T.: Measurement of dielectronic recombination in He^+ ions, *Phys. Rev. A* **47**, R3472–R3475 (1993).
- Habs, D., Baumann, W., Berger, J., Blatt, P., Faulstich, A., Krause, P., Kilgus, G., Neumann, R., Petrich, W., Stockstad, R., Schwalm, D., Szmola, E., Welti, K., Wolf, A., Zwickler, S., Jaesche, E., Krämer, D., Bisoffi, G., Blum, M., Friedrich, A., Geyer, C., Grieser, M., Heyng, H. W., Holzer, B., Ihde, R., Jung, M., Matl, K., Ott, W., Povh, B., Repnow, R., Steck, M., Steffens, E., Dutta, D., Kühn, T., Marx, D., Schröder, S., Gerhard, M., Grieser, R., Huber, G., Klein, R., Krieg, M., Schmidt, N., Schuch, R., Babb, J. F., Spruch, L., Arnold, W. und Noda, A.: First experiments with the Heidelberg test storage ring TSR, *Nucl. Instrum. Methods B* **43**, 390–410 (1989).
- Hahn, Y.: Electron-ion recombination processes — an overview, *Rep. Prog. Phys.* **60**, 691–759 (1997).
- Hahn, Y. und Krstić, P.: Stark mixing of degenerate states, *J. Phys. B* **26**, L297–L302 (1993).
- Hahn, Y. und Krstić, P.: Field-enhanced radiative recombination at low energies, *J. Phys. B* **27**, L509–L517 (1994).
- Hahn, Y. und LaGattuta, K. J.: Dielectronic recombination and related resonance processes, *Phys. Rep.* **166**, 195–268 (1988).
- Hahn, Y. und Li, J.: Transient behaviour of a nonequilibrium plasma formed by merged beams, *Z. Phys. D* **36**, 85–92 (1996).
- Hansen, J. E. und Quinet, P.: Calculations of inner shell transitions in Ca^+ , *J. Elec. Spectros. Rel. Phenom.* **79**, 307–310 (1996).
- Harmin, D. A.: Hydrogenic stark effect: Properties of the wave function, *Phys. Rev. A* **24**, 2491–2512 (1981).
- Harmin, D. A.: Precise theory of field enhancement of dielectronic recombination, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1570–1573 (1986).
- Hibbert, A. und Hansen, J. E.: Calculations of inner-shell excitations in Ca^+ , *J. Phys. B* **32**, 4133–4151 (1999).
- Hoffknecht, A.: *Rekombination hochgeladener Ionen mit freien Elektronen bei niedrigen Energien*, Dissertation, Justus-Liebig-Universität, Gießen (1999).
- Hoffknecht, A., Uwira, O., Frank, A., Schennach, S., Spies, W., Wagner, M., Schippers, S., Müller, A., Becker, R., Kleinod, M., Angert, N. und Mokler, P. H.: Recombination of Au^{25+} with free electrons at very low energies, *J. Phys. B* **31**, 2415–2428 (1998).
- Hoffknecht, A., Bartsch, T., Schippers, S., Müller, A., Eklöv, N., Glans, P., Beutelspacher, M., Grieser, M., Gwinner, G., Saghiri, A. A. und Wolf, A.: Recombination of F^{6+} with free electrons at low energies, *Phys. Scr.* **T80**, 298–300 (1999).

- Hoffknecht, A., Brandau, C., Bartsch, T., Böhme, C., Knopp, H., Schippers, S., Müller, A., Kozhuharov, C., Beckert, K., Bosch, F., Franzke, B., Krämer, A., Mokler, P. H., Steck, M., Stöhlker, T. und Stachura, Z.: Recombination of bare Bi⁸³⁺ ions with electrons, *Phys. Rev. A* **63**, 012702 (2001a).
- Hoffknecht, A., Schippers, S., Müller, A., Gwinner, G., Schwalm, D. und Wolf, A.: Recombination of bare Cl¹⁷⁺ ions in an electron cooler, *Phys. Scr.* **T92**, 402–405 (2001b).
- Holzscheiter, M. H. und Charlton, M.: Ultra-low energy antihydrogen, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 1–60 (1999).
- Hoppe, M., Lange, B., Orlov, D., Schmitt, M., Schwalm, D., Sprenger, F., Weigel, U., Wissler, G. und Wolf, A.: Development of a new high resolution electron-ion collision facility at the TSR, in *Max-Planck-Institut für Kernphysik, Tätigkeitsbericht 1999/2000*, S. 201–206 (Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, 2001).
- Hörndl, M., Yoshida, S., Tökési, K. und Burgdörfer, J.: Low-energy electron ion recombination in a magnetic field: The role of chaotic dynamics, in *Photonic, Electronic and Atomic Collisions (XXII ICPEAC Proceedings)*, herausgegeben von C. R. Vane (Rinton Press, Princeton, New Jersey, 2002), im Druck.
- Huber, W. A. und Bottcher, C.: Dielectronic recombination in a magnetic field, *J. Phys. B* **13**, L399–L404 (1980).
- Humlicek, J.: An efficient method for evaluation of the complex probability function: The Voigt function and its derivatives, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **21**, 309–313 (1979).
- Ichihara, A. und Eichler, J.: Cross sections for radiative recombination and the photoelectric effect in the K, L and M shells of one-electron systems with $1 \leq Z \leq 112$ calculated within an exact relativistic description, *At. Data Nuc. Data Tab.* **74**, 1–121 (2000).
- Infeld, L. und Hull, T. E.: The factorization method, *Rev. Mod. Phys.* **23**, 21–68 (1951).
- Inglis, D. R. und Teller, E.: Ionic depression of series limits in one-electron spectra, *Astrophys. J.* **90**, 439–448 (1939).
- Isler, R. C., Crume, E. C. und Arnurius, D. E.: Ionization and recombination coefficients for Fe XV–Fe XIX, *Phys. Rev. A* **26**, 2105–2116 (1982).
- Jacobs, V. L. und Davis, J.: Properties of Rydberg autoionizing states in electric fields, *Phys. Rev. A* **19**, 776–786 (1979).
- Jacobs, V. L., Davies, J. und Kepple, P. C.: Enhancement of dielectronic recombination by plasma electric microfields, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1390–1393 (1976).
- Jacobs, V. L., Cooper, J. und Haan, S. L.: Unified description of radiative and dielectronic recombination, including the coupling between autoionization and radiation continua, *Phys. Rev. A* **36**, 1093–1113 (1987).
- Jaffe, S. M., Kachru, R., Tran, N. H., Heuvell, H. B. V. L. V. D. und Gallagher, T. F.: Ba autoionizing states in strong electric fields, *Phys. Rev. A* **30**, 1828–1835 (1984).
- Janev, R. K., Winter, H. und Fritsch, W.: Electron capture processes in slow collisions of plasma impurity ions with H, H₂ and He, in *Atomic and Molecular Processes in Fusion Edge Plasmas*, herausgegeben von R. K. Janev, Kapitel 13, S. 341–396 (Plenum Press, New York, 1995).

- Johnson, W. R., Liu, Z. W. und Sapirstein, J.: Transition rates for lithium-like ions, sodium-like ions, neutral alkali-metal atoms, *At. Data Nuc. Data Tab.* **64**, 279–300 (1996).
- Kahn, S. M. und Liedahl, D. A.: X-ray spectroscopy of cosmic sources, in *Physics with multiply charged ions*, herausgegeben von D. Liesen, Band 348 von *NATO ASI Series B: Physics*, S. 169–203 (Plenum Press, New York, 1995).
- Kallman, T. R., Liedahl, D., Osterheld, A., Goldstein, W. und Kahn, S.: Photoionization equilibrium modeling of iron L line emission, *Astrophys. J.* **465**, 994–1009 (1996).
- Kandler, T., Stöhlker, T., Mokler, P. H., Kozhuharov, C., Geissel, H., Scheidenberger, C., Rymuza, P., Stachura, Z., Warczak, A., Dunford, R. W., Eichler, J., Ichihara, A. und Shirai, T.: Photon angular distribution of radiative electron capture into the M shell of He-like uranium ions at 100–140 MeV/u, *Z. Phys. D* **35**, 15–18 (1995).
- Karasiov, V. V., Labzowsky, L. N., Nefiodov, A. V. und Shabaev, V. M.: Overlapping resonances in the process of recombination of an electron with hydrogenlike uranium, *Phys. Lett. A* **161**, 453–457 (1992).
- Kelly, H. P. und Simons, R. L.: Photoabsorption by neutral argon calculated by many-body perturbation theory, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 529–532 (1973).
- Kenntner, J., Linkemann, J., Badnell, N. R., Broude, C., Habs, D., Hofmann, G., Müller, A., Pindzola, M. S., Salzborn, E., Schwalm, D. und Wolf, A.: Resonant electron impact ionization and recombination of Li-like Cl^{14+} and Si^{11+} at the Heidelberg Test Storage Ring, *Nucl. Instrum. Methods B* **98**, 142–145 (1995).
- Kieslich, S., Böhm, S., Schippers, S., Shi, W., Müller, A., Gwinner, G., Schnell, M., Wolf, A., Lindroth, E. und Tokmann, M.: Photorecombination of lithiumlike Sc^{18+} at threshold: A challenge for atomic structure theory (2002), in Vorbereitung.
- Kilgus, G., Berger, J., Blatt, P., Grieser, M., Habs, D., Hochadel, B., Jaeschke, E., Krämer, D., Neumann, R., Neureither, G., Ott, W., Schwalm, D., Steck, M., Stokstad, R., Szmola, E., Wolf, A., Schuch, R., Müller, A. und Wagner, M.: Dielectronic recombination of hydrogenlike oxygen in a heavy-ion storage ring, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 737–740 (1990).
- Kilgus, G., Habs, D., Schwalm, D., Wolf, A., Badnell, N. R. und Müller, A.: High-resolution measurement of dielectronic recombination of lithiumlike Cu^{26+} , *Phys. Rev. A* **46**, 5730–5740 (1992).
- Kilgus, G., Habs, D., Schwalm, D., Wolf, A., Schuch, R. und Badnell, N. R.: Dielectronic recombination from the ground state of heliumlike carbon ions, *Phys. Rev. A* **47**, 4859–4864 (1993).
- Klimenko, V. und Gallagher, T. F.: Resonant enhancement of dielectronic recombination by a microwave field, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3357–3360 (2000).
- Klimenko, V., Ko, L. und Gallagher, T. F.: Magnetic field enhancement of dielectronic recombination from a continuum of finite bandwidth, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3808–3811 (1999).
- Knapp, D. A.: Dielectronic recombination measurements using the electron beam ion trap, in *Recombination of Atomic Ions*, herausgegeben von W. G. Graham, W. Fritsch, Y. Hahn und J. A. Tanis, Band 296 von *NATO ASI Series B: Physics*, S. 181–191 (Plenum Press, New York, 1992).

- Knapp, D. A.: The use of electron beam ion traps in the study of highly charged ions, in *Physics with multiply charged ions*, herausgegeben von D. Liesen, Band 348 von *NATO ASI Series B: Physics*, S. 143–169 (Plenum Press, New York, 1995).
- Knapp, D. A., Beiersdorfer, P., Chen, M. H., Scofield, J. H. und Schneider, D.: Observation of interference between dielectronic recombination and radiative recombination in highly charged uranium ions, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 54–57 (1995).
- Ko, L., Klimenko, V. und Gallagher, T. F.: Enhancement of dielectronic recombination by an electric field, *Phys. Rev. A* **59**, 2126–2133 (1999).
- Koch, P. M. und Mariani, D. R.: Precise measurement of the static electric-field ionization rate for resolved hydrogen Stark substates, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 1275–1278 (1981).
- Kramers, H. A.: On the theory of X-ray absorption and of the continuous X-ray spectrum, *Philos. Mag.* **46**, 836–871 (1923).
- Labzowsky, L. N. und Nefiodov, A. V.: Radiative interference effects in the dielectronic-recombination process of an electron with hydrogenlike uranium, *Phys. Rev. A* **49**, 236–238 (1994).
- LaGattuta, K. J.: Interference effects in electron-ion recombination. I. resonance channels only, *Phys. Rev. A* **36**, 4662–4666 (1987).
- LaGattuta, K. J.: Interference effects in electron-ion recombination. II. resonance and direct channels, *Phys. Rev. A* **38**, 1820–1830 (1988).
- LaGattuta, K. J. und Borca, B.: The effect of static applied magnetic and electric fields on the dielectronic recombination of Mg II, *J. Phys. B* **31**, 4781–4789 (1998).
- LaGattuta, K. J. und Hahn, Y.: Effect of extrinsic electric fields upon dielectronic recombination: Mg¹⁺, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 558–561 (1983).
- LaGattuta, K. J., Nasser, I. und Hahn, Y.: Electric-field-induced mixing of high Rydberg-state levels in dielectronic recombination: Mg¹⁺ and Ca¹⁺ ions, *Phys. Rev. A* **33**, 2782–2785 (1986).
- Lampert, A., Wolf, A., Habs, D., Kenntner, J., Kilgus, G., Schwalm, D., Pindzola, M. S. und Badnell, N. R.: High-resolution measurement of the dielectronic recombination of fluorinelike selenium ions, *Phys. Rev. A* **53**, 1413–1423 (1996).
- Liedahl, D. A.: Spectroscopy with the new generation of X-ray observatories, *Phys. Scr.* **T83**, 110–124 (1999).
- Lindroth, E., Danared, H., Glans, P., Pesic, Z., Tokman, M., Viktor, G. und Schuch, R.: QED effects in Cu-like Pb recombination resonances near threshold, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5027–5030 (2001).
- Linkemann, J.: *Elektronenstoßionisation und Rekombination hochgeladener Natrium-ähnlicher Ionen*, Dissertation, Universität Stuttgart (1995).
- Linkemann, J., Kenntner, J., Müller, A., Wolf, A., Habs, D., Schwalm, D., Spies, W., Uwira, O., Frank, A., Liedtke, A., Hofmann, G., Salzborn, E., Badnell, N. R. und Pindzola, M. S.: Electron impact ionization and dielectronic recombination of sodium-like iron ions, *Nucl. Instrum. Methods* **98**, 154 – 157 (1995).
- Luc-Koenig, E. und Bachelier, A.: Systematic theoretical study of the stark spectrum of atomic

- hydrogen I: Density of continuum states, *J. Phys. B* **13**, 1743–1767 (1980).
- Madzunkov, S., Eklöv, N., Lindroth, E., Tokman, M. und Schuch, R.: Dielectronic recombination resonances in Kr^{33+} , *Phys. Scr.* **T92**, 357–361 (2001).
- Madzunkov, S., Lindroth, E., Eklöv, N., Tokman, M., Paál, A. und Schuch, R.: QED effects in lithiumlike krypton, *Phys. Rev. A* **65**, 032505 (2002).
- Mannervik, S., Asp, S., Broström, L., DeWitt, D. R., Lidberg, J., Schuch, R. und Chung, K. T.: Spectroscopic study of lithiumlike carbon by dielectronic recombination of a stored ion beam, *Phys. Rev. A* **55**, 1810–1819 (1997).
- Mannervik, S., deWitt, D., Engström, L., Lidberg, J., Lindroth, E., Schuch, R. und Zong, W.: Strong relativistic effects and natural linewidths observed in dielectronic recombination of lithiumlike carbon, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 313–316 (1998).
- Martin, W. C., Sugar, J., Musgrove, A., Wiese, W. L., Fuhr, J. R., Kelleher, D. E., Olsen, K., Mohr, P. J., Dalton, G., Douma, M., Dragoset, R., Kotochigova, S., Podobedova, L., Saloman, E., Sansonetti, C. und Wiersma, G.: *NIST Atomic Spectra Data Base*, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland 20899-3460, USA, 2. Auflage (1999), http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd.
- Massey, H. und Bates, D. R.: The properties of neutral and ionized atomic oxygen and their influence on the upper atmosphere, *Rep. Prog. Phys.* **9**, 62–74 (1942).
- Mazzotta, P., Mazzitelli, G., Colafrancesco, S. und Vittorio, N.: Ionization balance for optically thin plasmas: Rate coefficients for all atoms and ions of the elements H to Ni, *Astron. Astrophys.* **133**, 403–409 (1998).
- McLaughlin, D. J. und Hahn, Y.: Dielectronic recombination cross section for C^{3+} , *Phys. Rev. A* **27**, 1389–1392 (1983).
- Mitchell, J. B. A., Ng, C. T., Forand, J. L., Levac, D. P., Mitchell, R. E., Sen, A., Miko, D. B. und McGowan, J. W.: Dielectronic-recombination cross-section measurements for C^+ ions, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 335–338 (1983).
- Mitnik, D. M., Pindzola, M. S., Robicheaux, F., Badnell, N. R., Uwira, O., Müller, A., Frank, A., Linkemann, J., Spies, W., Angert, N., Mokler, P. H., Becker, R., Kleinod, M., Ricz, S. und Empacher, L.: Dielectronic recombination of U^{28+} atomic ions, *Phys. Rev. A* **57**, 4365–4372 (1998).
- Mitnik, D. M., Pindzola, M. S. und Badnell, N. R.: Total and partial recombination cross sections for F^{6+} , *Phys. Rev. A* **59**, 3592–3600 (1999).
- Mitnik, D. M., Pindzola, M. S. und Badnell, N. R.: Dielectronic recombination of Pb^{79+} atomic ions at high spectral resolution, *Phys. Rev. A* **61**, 022705 (2000).
- Mokler, P. H. und Stöhlker, T.: The physics of highly-charged heavy ions revealed by storage/cooler rings, *Adv. At. Nuc. Opt. Phys.* **37**, 297–370 (1996).
- Mokler, P. H., Reusch, S., Warczak, A., Stachura, Z., Kambara, T., Müller, A., Schuch, R. und Schulz, M.: Single transfer-excitation resonance observed via the two-photon decay in He-like Ge^{30+} , *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3108–3111 (1990).
- Müller, A.: Targets consisting of charged particles, *Nucl. Instrum. Methods A* **282**, 80–86 (1989).

- Müller, A.: Electron-ion recombination phenomena: Formation and decay of intermediate resonant states, in *Recombination of Atomic Ions*, herausgegeben von W. G. Graham, W. Fritsch, Y. Hahn und J. A. Tanis, Band 296 von *NATO ASI Series B: Physics*, S. 155–179 (Plenum Press, New York, 1992).
- Müller, A.: Dielectronic recombination and ionization in electron-ion collisions: Data from merged-beams experiments, *Nuclear Fusion Suppl.* **6**, 59–97 (1995).
- Müller, A.: New light on electron-ion collisions from heavy-ion storage ring experiments, *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A* **357**, 1279–1296 (1999a).
- Müller, A.: Plasma rate coefficients for highly charged ion-electron collisions: New experimental access via ion storage rings, *Int. J. Mass Spec.* **192**, 9–22 (1999b).
- Müller, A. und Schippers, S.: Dielectronic recombination: Experiment, in *The Challenge of High Resolution X-Ray Through Infrared Spectroscopy*, herausgegeben von G. Ferland und D. W. Savin, Band 247 von *ASP Conference Proceedings*, S. 51–76 (Astronomical Society of the Pacific, San Francisco, USA, 2001).
- Müller, A. und Schippers, S.: Dielectronic recombination and its sensitivity to external electromagnetic fields, in *The Physics of Multiply and Highly Charged Ions*, herausgegeben von F. Currell (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2002), im Druck.
- Müller, A. und Wolf, A.: Production of antihydrogen by recombination of \bar{p} with e^+ : What can we learn from electron-ion collision studies?, *Hyperfine Interact.* **107**, 233–267 (1997a).
- Müller, A. und Wolf, A.: Heavy ion storage rings, in *Accelerator-based atomic physics techniques and applications*, herausgegeben von J. C. Austin und S. M. Shafroth, S. 147 (AIP Press, Woodbury, 1997b).
- Müller, A., Belić, D. S., DePaola, B. D., Djurić, N., Dunn, G. H., Mueller, D. W. und Timmer, C.: Field effects on the Rydberg product-state distribution from dielectronic recombination, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 127–130 (1986).
- Müller, A., Belić, D. S., DePaola, B. D., Djurić, N., Dunn, G. H., Mueller, D. W. und Timmer, C.: Experimental measurements of field effects on dielectronic recombination cross sections and Rydberg product-state distributions, *Phys. Rev. A* **36**, 599–613 (1987).
- Müller, A., Schennach, S., Wagner, M., Haselbauer, J., Uwira, O., Spies, W., Jennewein, E., Becker, R., Kleinod, M., Pröbstel, U., Angert, N., Klabunde, J., Mokler, P. H., Spädtke, P. und Wolf, B.: Recombination of free electrons with ions, *Phys. Scr. T* **37**, 62–65 (1991).
- Nahar, S. N. und Pradhan, A. K.: Electron-ion recombination rate coefficients, photoionization cross sections, and ionization fractions for astrophysically abundant elements. I. carbon and nitrogen, *Astrophys. J. Suppl.* **111**, 339–355 (1997).
- Nasser, I. und Hahn, Y.: Nested form of Clebsch-Gordan coefficients and rotation matrices, *Phys. Rev. A* **35**, 2902–2907 (1987a).
- Nasser, I. und Hahn, Y.: Effect of sudden rotation of electric field on dielectronic recombination, *Phys. Rev. A* **36**, 4704–4709 (1987b).
- Nefiodov, A. V., Labzowsky, L. N. und Moores, D. L.: Overlapping identical resonances and radiative interference effects in recombination of heavy multicharged ions, *Phys. Rev. A* **60**,

- 2069–2075 (1999).
- Nussbaumer, H. und Storey, P. J.: Dielectronic recombination at low temperatures, *Astron. Astrophys.* **126**, 75–79 (1983).
- Omidvar, K. und Guimaraes, P. T.: New tabulation of the bound-continuum optical oscillator strength in hydrogenic atoms, *Astrophys. J. Suppl.* **73**, 555–602 (1990).
- Osterbrock, D. E.: *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei* (University Science Books, Mill Valley, Kalifornien, 1989).
- Pajek, M. und Schuch, R.: Radiative recombination of bare ions with low-energy free electrons, *Phys. Rev. A* **45**, 7894–7905 (1992).
- Pajek, M. und Schuch, R.: Three-body recombination of ions with electrons in cooler-storage rings, *Hyperfine Interact.* **108**, 185–194 (1997).
- Park, D.: Relation between the parabolic and spherical eigenfunctions of hydrogen, *Z. Phys.* **159**, 155–157 (1960).
- Pastuszka, S., Schramm, U., Grieser, M., Broude, C., Grimm, R., Habs, D., Kenntner, J., Miesner, H.-J., Schüßler, T., Schwalm, D. und Wolf, A.: Electron cooling and recombination experiments with an adiabatically expanded electron beam, *Nucl. Instrum. Methods A* **369**, 11–22 (1996).
- Pastuszka, S., Hoppe, M., Kratzmann, D., Schwalm, D., Wolf, A., Jaroshevich, A. S., Kosolobov, S. N., Orlov, D. A. und Terekhov, A. S.: Preparation and performance of transmission-mode GaAs photocathodes as sources for cold dc electron beams, *J. Appl. Phys.* **88**, 6788–6800 (2000).
- Péquignot, D., Petitjean, P. und Boisson, C.: Total and effective radiative recombination rate coefficients, *Astron. Astrophys.* **251**, 680–688 (1991).
- Phaneuf, R. A., Havener, C. C., Dunn, G. H. und Müller, A.: Merged-beams experiments in atomic and molecular physics, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 1143–1180 (1999).
- Pindzola, M. S., Badnell, N. R. und Griffin, D. C.: Dielectronic recombination cross sections for H-like ions, *Phys. Rev. A* **42**, 282–285 (1990).
- Pindzola, M. S., Badnell, N. R. und Griffin, D. C.: Validity of the independent-processes and isolated-resonance approximations for electron-ion recombination, *Phys. Rev. A* **46**, 5725–5729 (1992).
- Pindzola, M. S., Robicheaux, F. J., Badnell, N. R., Chen, M. H. und Zimmermann, M.: Photorecombination of highly charged uranium ions, *Phys. Rev. A* **52**, 420–425 (1995).
- Popović, D. B., Bannister, M. E., Chung, Y.-S., Djurić, N., Müller, A., Neau, A., Smith, A. C., Wallbank, B. und Dunn, G. H.: Absolute cross sections for electron-impact excitation of the $3d^2\ ^3F \rightarrow 3d4p\ ^3D, ^3F$ transitions in Ti^{2+} , in *XXII International Conference on Photonic, Electronic, and Atomic Collisions, Santa Fe, New Mexico, USA, July 18-24, 2001, Abstracts of Contributed Papers*, herausgegeben von S. Datz, M. E. Bannister, H. F. Krause, L. H. Saddiq, D. Schultz und C. R. Vane, S. 301 (Rinton Press, Princeton, New Jersey, 2001).
- Poth, H.: Electron cooling: theory, experiment, application, *Phys. Rep.* **196**, 135–297 (1990).

- Pradhan, A. K., Chen, G. X., Nahar, S. N. und Zhang, H. L.: Relativistic fine structure and resonance effects in electron-ion recombination and excitation of ($e + C\text{ IV}$), *Phys. Rev. Lett.* **87**, 183201 (2001).
- Reisenfeld, D. B.: Dielectronic recombination as a function of electric field strength, *Astrophys. J.* **398**, 386–393 (1992).
- Robicheaux, F. und Pindzola, M. S.: Enhanced dielectronic recombination in crossed electric and magnetic fields, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2237–2240 (1997).
- Romanik, C. J.: The dielectronic recombination rate coefficient for ions in the He, Li, Be and Ne isoelectronic sequences, *Astrophys. J.* **330**, 1022–1035 (1988).
- Roszman, L. J.: Dielectronic-recombination rate coefficients for ions of the fluorine isoelectronic sequence, *Phys. Rev. A* **35**, 2138–2145 (1987a).
- Roszman, L. J.: Dielectronic-recombination rate coefficients for ions of the oxygen isoelectronic sequence, *Phys. Rev. A* **35**, 3368–3380 (1987b).
- Safronova, U., Kato, T. und Ohira, M.: Dielectronic recombination rate coefficients to the excited states of C III from C IV, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **58**, 193–215 (1997).
- Saghiri, A. A., Linkemann, J., Schmitt, M., Schwalm, D., Wolf, A., Bartsch, T., Hoffknecht, A., Müller, A., Graham, W. G., Price, A. D., Badnell, N. R., Gorczyca, T. W. und Tanis, J. A.: Dielectronic recombination of ground-state and metastable Li^+ -ions, *Phys. Rev. A* **60**, R3350–R3352 (1999).
- Savin, D. W.: Ionization balance, chemical abundances, and the metagalactic radiation field at high redshift, *Astrophys. J.* **533**, 106–112 (2000).
- Savin, D. W.: Atomic data needs for modeling photoionized plasmas, in *The Challenge of High Resolution X-Ray Through Infrared Spectroscopy*, herausgegeben von G. Ferland und D. W. Savin, Band 247 von *ASP Conference Proceedings*, S. 165–171 (Astronomical Society of the Pacific, San Francisco, USA, 2001).
- Savin, D. W. und Laming, J. M.: Uncertainties in dielectronic recombination rates: Effects on solar and stellar upper atmosphere abundance determinations, *Astrophys. J.* **566**, 1166–1177 (2002).
- Savin, D. W., Gardner, L. D., Reisenfeld, D. B., Young, A. R. und Kohl, J. L.: Absolute measurement of dielectronic recombination for C^{3+} in a known external field, *Phys. Rev. A* **53**, 280–289 (1996).
- Savin, D. W., Bartsch, T., Chen, M. H., Kahn, S. M., Liedahl, D. A., Linkemann, J., Müller, A., Schippers, S., Schmitt, M., Schwalm, D. und Wolf, A.: Dielectronic recombination in photoionized gases: The importance of fine-structure core excitations, *Astrophys. J. Lett.* **489**, L115–L118 (1997).
- Savin, D. W., Kahn, S. M., Linkemann, J., Saghiri, A. A., Schmitt, M., Grieser, M., Repnow, R., Schwalm, D., Wolf, A., Bartsch, T., Brandau, C., Hoffknecht, A., Müller, A., Schippers, S., Chen, M. H. und Badnell, N. R.: Dielectronic recombination in photoionized gas. II. laboratory measurements for Fe XVIII and Fe XIX, *Astrophys. J. Suppl.* **123**, 687–702 (1999).
- Savin, D. W., Badnell, N. R., Bartsch, T., Behar, E., Brandau, C., Chen, M. H., Grieser, M., Gorczyca, T. W., Gwinner, G., Hoffknecht, A., Kahn, S. M., Müller, A., Repnow, R., Saghiri,

- A. A., Schippers, S., Schmitt, M., Schwalm, D., Wolf, A. und Závodszy, P. A.: Measurements of low temperature dielectronic recombination in L-shell iron for modeling X-ray photoionized cosmic plasmas, in *Atomic Processes in Plasmas*, herausgegeben von R. C. Mancini und R. A. Phaneuf, Band 547 von *AIP Conference Proceedings*, S. 267–278 (American Institute of Physics, New York, 2000).
- Savin, D. W., Behar, E., Kahn, S. M., Gwinner, G., Saghiri, A. A., Schmitt, M., Grieser, M., Repnow, Schwalm, D., Wolf, A., Bartsch, T., Müller, A., Schippers, S., Badnell, N. R., Chen, M. H. und Gorczyca, T. W.: Dielectronic recombination (via $N=2 \rightarrow N'=2$ core excitations) and radiative recombination onto Fe XX: Laboratory measurements and theoretical calculations, *Astrophys. J. Suppl.* **138**, 337–370 (2002).
- Schippers, S.: From electron capture to light emission, Technischer Bericht KVI-195i, Kernfysisch Versneller Instituut, Groningen, Niederlande (1995).
- Schippers, S.: Recombination of HCl with electrons — fundamental atomic physics and applications, *Phys. Scr.* **T80**, 158–162 (1999).
- Schippers, S., Bartsch, T., Brandau, C., Gwinner, G., Linkemann, J., Müller, A., Saghiri, A. A. und Wolf, A.: Photorecombination of Ti^{4+} ions: Search for interference effects, recombination at low energies and rate coefficient in plasmas, *J. Phys. B* **31**, 4873–4886 (1998a).
- Schippers, S., Bartsch, T., Brandau, C., Linkemann, J., Müller, A., Saghiri, A. A. und Wolf, A.: Experimental search for interference effects in the total $e^- + Sc^{3+}$ recombination rate, *Hyperfine Interact.* **114**, 273–276 (1998b).
- Schippers, S., Bartsch, T., Brandau, C., Gwinner, G., Linkemann, J., Müller, A., Saghiri, A. A. und Wolf, A.: Photorecombination of Sc^{3+} and Ti^{4+} : Search for interference effects and recombination at low energies, *Phys. Scr.* **T80**, 314–315 (1999a).
- Schippers, S., Bartsch, T., Brandau, C., Linkemann, J., Müller, A., Saghiri, A. A. und Wolf, A.: Experimental search for interference effects in the total $e^- + Sc^{3+}$ recombination rate, *Phys. Rev. A* **59**, 3092–3094 (1999b).
- Schippers, S., Badnell, N. R., Bartsch, T., Brandau, C., Chen, M. H., Grieser, M., Gwinner, G., Hoffknecht, A., Kahn, S. M., Linkemann, J., Müller, A., Repnow, R., Saghiri, A. A., Savin, D. W., Schmitt, M., Schwalm, D. und Wolf, A.: Dielectronic recombination rates for iron L-shell ions from storage ring experiments, in *Proceedings of the International Seminar on Atomic Processes in Plasmas, July 29–30, 1999, Toki, Japan, NIFS-PROC-44*, herausgegeben von T. Kato und I. Murakami, S. 122–123 (National Institute for Fusion Science, Nagoya, Japan, 2000a).
- Schippers, S., Bartsch, T., Brandau, C., Müller, A., Gwinner, G., Wissler, G., Beutelspacher, M., Grieser, M., Wolf, A. und Phaneuf, R. A.: Dielectronic recombination of lithiumlike Ni^{25+} ions — high resolution rate coefficients and influence of external crossed E and B fields, *Phys. Rev. A* **62**, 022708 (2000b).
- Schippers, S., Gwinner, G., Bartsch, T., Hoffknecht, A., Müller, A., Schwalm, D. und Wolf, A.: Field effects on the recombination of atomic ions studied at a storage ring electron cooler, in *The Physics of Electronic and Atomic Collisions*, herausgegeben von Y. Itikawa, K. Okuno, H. Tanaka, A. Yagishita und M. Matsuzawa, Band 500 von *AIP Conference Proceedings*, S. 400–409 (American Institute of Physics, Melville, New York, 2000c).

- Schippers, S., Bartsch, T., Böhm, S., Gwinner, G., Schwalm, D., Wolf, A., Phaneuf, R. A., Schuch, R. und Müller, A.: Enhanced dielectronic recombination of lithiumlike Ti^{19+} and Ni^{25+} ions, *Phys. Scr.* **T92**, 391–394 (2001a).
- Schippers, S., Müller, A., Gwinner, G., Linkemann, J., Saghiri, A. A. und Wolf, A.: Storage ring measurement of the C IV recombination rate coefficient, *Astrophys. J.* **555**, 1027–1037 (2001b).
- Schippers, S., Böhm, S., Müller, A., Gwinner, G., Schnell, M., Schwalm, D., Wolf, A. und Savin, D. W.: Recombination rate coefficients for astrophysical applications from storage-ring experiments, in *Stellar Coronae in the CHANDRA and XMM-Newton Era*, herausgegeben von F. Favata und J. J. Drake, ASP Conference Proceedings (Astronomical Society of the Pacific, San Francisco, USA, 2002a), im Druck.
- Schippers, S., Hoffknecht, A., Müller, A., Gwinner, G., Linkemann, J., Schwalm, D. und Wolf, A.: Storage ring measurements of radiative electron-ion recombination (2002b), in Vorbereitung.
- Schippers, S., Kieslich, S., Müller, A., Gwinner, G., Schnell, M., Wolf, A., Bannister, M., Covington, A. und Zhao, L. B.: Interference effects in the photorecombination of argonlike Sc^{3+} ions: Storage ring experiment and theory, *Phys. Rev. A* **65**, 042723 (2002c).
- Schippers, S., Müller, A., Ricz, S., Bannister, M. E., Dunn, G. H., Bozek, J., Schlachter, A. S., Hinojosa, G., Cisneros, C., Aguilar, A., Covington, A., Gharaibeh, M. und Phaneuf, R. A.: Experimentally linking photoionization of Sc^{2+} with photorecombination of Sc^{3+} : An application of detailed balance in a unique atomic system, *Phys. Rev. Lett.* (2002d), zur Veröffentlichung eingereicht.
- Schlachter, A. S., Stearns, J. W., Graham, W. G., Berkner, K. H., Pyle, R. V. und Tanis, J. A.: Electron capture for fast highly charged ions in gas targets: An empirical scaling rule, *Phys. Rev. A* **27**, 3372–3374 (1983).
- Schneider, M. B., Knapp, D. A., Chen, M. H., Scofield, J. H., Beiersdorfer, P., Bennett, C. L., Henderson, J. R., Levine, M. A. und Marrs, R. E.: Measurement of the LMM dielectronic recombination resonances of neonlike gold, *Phys. Rev. A* **45**, R1291–R1294 (1992).
- Schnopper, H. W., Betz, H. D., Delvaille, J. P., Kalata, K., Sohval, A. R., Jones, K. W. und Wegner, H. E.: Evidence for radiative electron capture by fast, highly stripped heavy ions, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 898–901 (1972).
- Schuch, R.: Cooler storage rings: New tools for atomic physics, in *Review of Fundamental Processes and Applications of Atoms and Ions*, herausgegeben von C. D. Lin, S. 169–212 (World Scientific, Singapore, 1993).
- Schuch, R.: Storage-rings for low-energy experiments, *Phys. Scr.* **T59**, 77–86 (1995).
- Seaton, M. J.: Radiative recombination of hydrogenic ions, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **119**, 81–89 (1959).
- Seaton, M. J.: The temperature of the solar corona, *The Observatory* **82**, 111–117 (1962).
- Seaton, M. J. und Storey, P. J.: Di-electronic recombination, in *Atomic Processes and Applications*, herausgegeben von P. G. Burke und B. L. Moiseiwitsch, S. 133–197 (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1976).
- Shabaev, V. M., Yerokhin, V. A., Beier, T. und Eichler, J.: QED corrections to the radiative recom-

- bination of an electron with a bare nucleus, *Phys. Rev. A* **61**, 052112 (2000).
- Shi, W., Bartsch, T., Böhm, S., Böhme, C., Bosch, F., Brandau, C., Franzke, B., Grün, N., Hoffknecht, A., Kieslich, S., Knopp, H., Kozhuharov, C., Krämer, A., Müller, A., Nolden, F., Scheid, W., Schippers, S., Stachura, Z., Steck, M., Steih, T., Stöhlker, T. und Winkler, T.: Dielectronic recombination and spectroscopy of the heaviest Li-like ions, *Phys. Scr.* **T92**, 191–194 (2001a).
- Shi, W., Böhm, S., Böhme, C., Brandau, C., Hoffknecht, A., Kieslich, S., Schippers, S., Müller, A., Kozhuharov, C., Bosch, F., Franzke, B., Mokler, P. H., Steck, M., Stöhlker, T. und Stachura, Z.: Recombination of U^{92+} ions with electrons, *Europhys. J. D* **15**, 145–154 (2001b).
- Shi, W., Bartsch, T., Böhme, C., Brandau, C., Hoffknecht, A., Knopp, H., Schippers, S., Müller, A., Kozhuharov, C., Bosch, F., Franzke, B., Mokler, P. H., Steck, M., Stöhlker, T. und Stachura, Z.: Rate enhancement in the recombination of Bi^{80+} ions with electrons, *Phys. Rev. A* (2002a), im Druck.
- Shi, W., Bartsch, T., Böhme, C., Brandau, C., Hoffknecht, A., Knopp, H., Schippers, S., Müller, A., Steih, T., Grün, N., Scheid, W., Kozhuharov, C., Bosch, F., Franzke, B., Mokler, P. H., Steck, M., Stöhlker, T. und Stachura, Z.: Dielectronic recombination and spectroscopy of Bi^{80+} ions (2002b), in Vorbereitung.
- Shore, B. W.: Dielectronic recombination, *Astrophys. J.* **158**, 1205–1218 (1969).
- Shull, J. M. und Steenberg, M. V.: The ionization equilibrium of astrophysically abundant elements, *Astrophys. J. Suppl.* **48**, 95–107 (1982).
- Smith, A. J., Beiersdorfer, P., Widmann, K., Chen, M. H. und Scofield, J. H.: Measurement of resonant strengths for dielectronic recombination in heliumlike Ar^{16+} , *Phys. Rev. A* **62**, 052717 (2000).
- Sobelman, I. I.: *Atomic Spectra and Radiative Transitions* (Springer Verlag, Berlin, 1992).
- Spies, W., Müller, A., Linkemann, J., Frank, A., Wagner, M., Kozhuharov, C., Franzke, B., Bosch, F., Eickhoff, H., Jung, M., Klepper, O., König, W., Mokler, P. H., Moshhammer, R., Nolden, F., Schaaf, U., Spädtke, P., Steck, M., Zimmerer, P., Grün, N., Scheid, W., Pindzola, M. S. und Badnell, N. R.: Dielectronic and radiative recombination of lithiumlike gold, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2768–2771 (1992).
- Spreiter, Q. und Toepffer, C.: Molecular dynamics simulations on density enhancement near ions at rest in electron plasmas, *Hyperfine Interact.* **114**, 245–249 (1998).
- Spreiter, Q. und Toepffer, C.: A screening model for density enhancement near ions at rest in magnetized electron plasmas, *J. Phys. B* **33**, 2347–2353 (2000).
- Stobbe, M.: Zur Quantenmechanik photoelektrischer Prozesse, *Ann. Phys.* **7**, 661–715 (1930).
- Stöhlker, T., Kozhuharov, C., Mokler, P. H., Warczak, A., Bosch, F., Geissel, H., Moshhammer, R., Scheidenberger, C., Eichler, J., Ichihara, A., Schirai, T., Stachura, Z. und Rymuza, P.: Radiative electron capture studied in relativistic heavy-ion-atom collisions, *Phys. Rev. A* **51**, 2098–2111 (1995).
- Stöhlker, T., Ludziejewski, T., Bosch, F., Dunford, R. W., Kozhuharov, C., Mokler, P. H., Beyer, H. F., Brinzaescu, O., Franzke, B., Eichler, J., Griegal, A., Hagmann, S., Ichihara, A., Krämer,

- A., Lekki, J., Liesen, D., Nolden, F., Reich, H., Rymuza, P., Stachura, Z., Steck, M., Swiat, P. und Warczak, A.: Angular distribution studies for the time-reversed photoionization process in hydrogenlike uranium: The identification of spin-flip transitions, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3232–3235 (1999).
- Stöhlker, T., Ma, X., Ludziejewski, T., Beyer, H. F., Bosch, F., Brinzaescu, O., Dunford, R. W., Eichler, J., Hagmann, S., Ichihara, A., Kozhuharov, C., Krämer, A., Liesen, D., Mokler, P. H., Stachura, Z., Swiat, P. und Warczak, A.: Near-threshold photoionization of hydrogenlike uranium studied in ion-atom collisions via the time-reversed process, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 983–986 (2001).
- Tanabe, T., Tomizawa, M., Chida, K., Watanabe, T., Watanabe, S., Yoshizawa, M., Muto, H., Noda, K., Kanazawa, M., Ando, A. und Noda, A.: Dielectronic recombination of He^+ in a storage ring, *Phys. Rev. A* **45**, 276–280 (1992).
- Tanis, J. A.: Resonant transfer excitation associated with single X-ray emission, in *Recombination of Atomic Ions*, herausgegeben von W. G. Graham, W. Fritsch, Y. Hahn und J. A. Tanis, Band 296 von *NATO ASI Series B: Physics*, S. 241–257 (Plenum Press, New York, 1992).
- Tanis, J. A., Bernstein, E. M., Graham, W. G., Stockli, M. P., Clark, M., McFarland, R. H., Morgan, T. J., Berkner, K. H., Schlachter, A. S. und Stearns, J. W.: Resonant electron transfer and excitation in two-, three-, and four- electron ${}_{20}\text{Ca}^{q+}$ and ${}_{23}\text{V}^{q+}$ ions colliding with helium, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 2551–2554 (1984).
- Tiwary, S. N., Kingston, A. E. und Hibbert, A.: Excitation energies and oscillator strengths for the $3p^63d^2D \rightarrow 3p^53d^2P^o, {}^2D^o, {}^2F^o$ transitions in Sc^{2+} , Ti^{3+} and V^{4+} , *J. Phys. B* **16**, 2457–2467 (1983).
- Tokman, M., Eklöv, N., Glans, P., Lindroth, E., Schuch, R., Gwinner, G., Schwalm, D., Wolf, A., Hoffknecht, A., Müller, A. und Schippers, S.: Dielectronic recombination resonances in F^{6+} , *Phys. Rev. A* **66**, 012703 (2002).
- Unsöld, A.: *Physik der Sternatmosphären* (Springer Verlag, Berlin, 1955).
- Uwira, O., Müller, A., Spies, W., Frank, A., Linkemann, J., Empacher, L., Mokler, P. H., Becker, R., Kleinod, M. und Ricz, S.: Recombination of U^{28+} ions in a dense, cold electron target, *Nucl. Instrum. Methods B* **98**, 162–164 (1995).
- Uwira, O., Müller, A., Linkemann, J., Bartsch, T., Brandau, C., Schmitt, M., Wolf, A., Schwalm, D., Schuch, R., Zong, W., Lebius, H., Graham, W. G., Doerfert, J. und Savin, D. W.: Recombination measurements at low energies with $\text{Au}^{49+,50+,51+}$ at the TSR, *Hyperfine Interact.* **108**, 149–154 (1997a).
- Uwira, O., Müller, A., Spies, W., Frank, A., Linkemann, J., Brandau, C., Cramer, T., Kozhuharov, C., Klabunde, J., Angert, N., Mokler, P. H., Becker, R., Kleinod, M. und Badnell, N. R.: Recombination measurements at low energies with Ar^{16+} and Ar^{18+} ions in a dense, cold electron target, *Hyperfine Interact.* **108**, 167–175 (1997b).
- Vane, C. R., Krause, H. F., Datz, S., Grafström, P., Knudsen, H., Scheidenberger, C. und Schuch, R. H.: Radiative electron capture at ultrarelativistic energies: 33-TeV Pb^{82+} ions, *Phys. Rev. A* **62**, 010701(R) (2000).
- Wang, J.-G., Kato, T. und Murakami, I.: Validity of the n^{-3} scaling law in dielectronic recomb-

- nation processes, *Phys. Rev. A* **60**, 2104–2111 (1999).
- Wang, J. S., Griem, H. R., Hess, R. und Rowan, W. L.: Measurement of ionization and recombination rates for Fe XVI–Fe XXII from time-resolved spectroscopy of tokamak plasmas, *Phys. Rev. A* **38**, 4761–4766 (1988).
- Williams, J. F.: Dielectronic recombination for Ca^+ via $4s \rightarrow 4p$ excitation, *Phys. Rev. A* **29**, 2936–2938 (1984).
- Wolf, A.: Wechselwirkung zwischen hochgeladenen Ionen und freien Elektronen in einem Ionen-speicherring: Dynamische Reibung und Rekombination, Technischer Bericht MPI H - V15 -1992, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg (1992).
- Wolf, A.: Heavy-ion storage rings, in *Atomic Physics with Heavy Ions*, herausgegeben von H. F. Beyer und V. P. Shevelko, S. 3–29 (Springer Verlag, Berlin, 1999).
- Wolf, A., Berger, J., Bock, M., Habs, D., Hochadel, B., Kilgus, G., Neureither, G., Schramm, U., Schwalm, D., Szmola, E., Müller, A., Wagner, M. und Schuch, R.: Experiments with highly-charged ions in the storage ring TSR, *Z. Phys. D* **21**, S69–S75 (1991).
- Young, A. R., Gardner, L. D., Savin, D. W., Lafyatis, G. P., Chutjian, A., Bliman, S. und Kohl, J. L.: Measurement of C^{3+} dielectronic recombination in a known external field, *Phys. Rev. A* **49**, 357–362 (1994).
- Závodszky, P. A., Houck, J. H., Tanis, J. A., Graham, W. G., Jasper, E., Mowat, J. R., Jacobs, W. W. und Rinckel, T.: Dielectronic recombination in Li^+ , *Phys. Rev. A* **58**, 2001–2006 (1998).
- Zerrad, E. und Hahn, Y.: Radiative recombination at low energies, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **59**, 637–651 (1998).
- Zhang, H. L., Nahar, S. N. und Pradhan, A. K.: Relativistic close-coupling calculations for photoionization and recombination of Ne-like Fe XVII, *Phys. Rev. A* **64**, 032719 (2001).
- Zhang, Z. und Smartt, R. N.: Electric field measurements in solar flares, *Sol. Phys.* **105**, 355–363 (1986).
- Zimmermann, M., Grün, N. und Scheid, W.: Photorecombination on highly charged few-electron uranium ions, *J. Phys. B* **30**, 5259–5270 (1997).
- Zong, W., Schuch, R., Lindroth, E., Gao, H., DeWitt, D. R., Asp, S. und Danared, H.: Accurate determination of dielectronic recombination resonances with lithiumlike argon, *Phys. Rev. A* **56**, 386–394 (1997).
- Zong, W., Schuch, R., Gao, H., DeWitt, D. R. und Badnell, N. R.: Low-energy recombination of Ne^{7+} , *J. Phys. B* **31**, 3729–3742 (1998).
- Zwicky, G., Spreiter, Q. und Toepffer, C.: Stopping of ions and local electron densities at strong coupling, *Hyperfine Interact.* **108**, 131–139 (1997).

Index

- animated-beams, 23
- Astrophysik, 11–13, 117
- Autoionisationsraten
 - n^{-3} -Skalierung, 76, 122
 - im elektrischen Feld, 76
 - lithiumähnliche Ionen, 76
- Chaos, 51
- Comptonprofil, 17
- crossed beams, 21–24, 32, 33
- detailliertes Gleichgewicht, 6, 53, 69
- diamagnetischer Term, 81
- dielektronische Rekombination, 1
 - „merged-beams“-Ratenkoeffizient, 92
 - aus einem Kontinuum endlicher Bandbreite, 105
 - in äußeren Feldern, 33, 71–135
 - Matrixelement, 54
 - Plasmaratenkoeffizient, 124
 - Wirkungsquerschnitt, 7, 53
- dielektronischer Einfang, 1
 - Wirkungsquerschnitt, 6
- Dipolnäherung, 3
- Diractheorie, 3
- Dopplerverbreiterung, 5
- Drehmatrizen, 94
- Dreikörperrekombination, 1
- EBIS, 18
- EBIT, 18–20
- elektrische Felder, 32–35
- Elektronenkühler
 - Feldkonfiguration, 36
- Elektronenkühlung, 25
- Elektronenstoßanregung, 69, 117
- Elektronenstrahl
 - Energieverteilung, 92
 - Geschwindigkeitsverteilung, 28
 - Raumladung, 34
- Elektronenstrahltemperatur
 - Bestimmung aus Linienform, 45, 63
 - im Elektronenkühler, 29
- Elektronentemperatur
 - im Plasma, 12, 15, 124
- Elementhäufigkeit, 13
- experimentelle Auflösung, 31, 114, 126
- Fanoprofil, 8
- Feldionisation, 42, 84–87, 146–151
 - Abschneidequantenzahl, 46, 84, 120
 - im Plasma, 120
- Flugzeit, 43
- Formfaktor, 23, 27
- Gauntfaktor, 38, 126
- Impulskohärenzeffekt, 50
- Impulsnäherung, 17
- Inglis-Teller-Limit, 84, 120
- Interferenz, 8, 53–70
- Ionosphäre, 5
- isolierte Resonanzen, 5, 67
- Kühlenergie, 26
- Konfigurationswechselwirkung, 53
- Kontinuum endlicher Bandbreite, 105
- Koronamodell, 15
- Korrelation, 69
- magnetische Expansion, 32
- magnetische Felder, 32–35, 81–83, 98–107

- merged beams, 24–32
- Nachweiswahrscheinlichkeit, 43, 145–151
l-gemittelt, 94
- paramagnetischer Term, 81
- Photoeffekt, 1
- Photoionisation, 1
 Wirkungsquerschnitt, 53
- photoionisiertes Plasma, 117
- Photokathode, 32
- Plasmaratenkoeffizient, 12, 117–136
 für RR, semiklassisch, 126
 Parametrisierung, 125
- Polarisierbarkeit, 79
- QED-Effekte, 3, 41
- Quantendefekt, 79
- Quantendefekttheorie, 10
- Röntgenspektroskopie, 12
- radiative Raten
 lithiumähnliche Ionen, 73
 wasserstoffartig, 144, 145
- radiative Rekombination, 1
 „merged-beams“-Ratenkoeffizient, 41
 Dipolnäherung, 37–39
 Plasmaratenkoeffizient, 126
 QED-Effekte, 41
 relativistische Theorie, 39–41
 semiklassischer Wirkungsquerschnitt,
 3
- radiative Stabilisierung, 1
- Ratenerhöhungsfaktor, 96
- Ratenkoeffizient
 experimentell, 27
 im Plasma, 12, 124
 theoretisch, 21, 41
- Raumladung, 34
- REC, 17, 41
- reduzierte Masse, 21
- Rekombinationsratenüberhöhung, 3, 45–
 51, 126
 Z-Skalierung, 48
- Dichteabhängigkeit, 46
- Magnetfeldabhängigkeit, 47
- Temperaturabhängigkeit, 46
- Relativenergie, 21
- relativistische Vielteilchen-Störungstheorie,
 122
- RTE, 17–18
- Rydbergformel, 61, 79
- Sonnenkorona, 5, 8
- Starkeffekt
 linearer, 76, 84
- Strahlungslebensdauer, 43, 145
- Super-Coster-Kronig-Übergang, 56
- TBR, 1
 Ratenkoeffizient, 46
- totaler Ratenkoeffizient, 126–129
- überlappende Resonanzen, 68
- unabhängige Prozesse, 5, 54, 69
- Vielteilchen-Störungstheorie, 53
- Voigtprofil, 63

Danksagung

Diese Arbeit wurde am Institut für Kernphysik im Strahlencentrum der Justus-Liebig-Universität Gießen angefertigt. Mein Dank gilt ganz besonders Prof. Dr. Alfred Müller für seine freundschaftliche und umfassende Förderung und Unterstützung der in dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen. Den jetzigen und ehemaligen Postdoktoranden, Doktoranden und Diplomanden der Arbeitsgruppe, Dr. Timo Bartsch, Dr. Carsten Brandau, Dipl.-Phys. Sebastian Böhm, Dipl.-Phys. Christian Böhme, Dr. Andreas Hoffknecht, Dipl.-Phys. Jörg Jacobi, Dr. Holger Knopp, Dipl.-Phys. Stefan Kieslich und Dr. Wei Shi, auf deren Ergebnissen diese Arbeit zu einem nicht unwesentlichen Anteil beruht, danke ich für die engagierte Mitarbeit. Prof. Dr. Erhard Salzborn danke ich für die freundliche Aufnahme ins Institut für Kernphysik. Bei allen nicht namentlich genannten Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Instituts und des Strahlencentrums möchte ich mich an dieser Stelle für die überaus kollegiale und freundliche Arbeitsatmosphäre bedanken.

Prof. Dr. Dirk Schwalm danke ich für die großzügig gewährte Experimentiermöglichkeit am Schwerionenspeicherring TSR des Max-Planck-Instituts für Kernphysik in Heidelberg. Dr. Gerald Gwinner und Prof. Dr. Andreas Wolf danke ich für die fruchtbare und vertrauensvolle Zusammenarbeit. Für die Mitarbeit bei den vielen Strahlzeiten am TSR gilt mein Dank insbesondere Dr. Joachim Linkemann, Dr. Amir A. Saghiri und Dipl.-Phys. Michael Schnell. Dem TSR-Team, Dr. Manfred Grieser, Dr. Michael Beutelspacher und Herrn Kurt Horn, sowie der Beschleunigergruppe unter der Leitung von Dr. Roland Repnow gilt mein Dank für die vielfältig geleistete Unterstützung. Dr. Daniel Savin danke ich für die aktive Mitarbeit bei den Eisenstrahlzeiten und für Diskussionen über die astrophysikalischen Aspekte der Photorekombination.

Für die freundliche Zusammenarbeit und die Unterstützung am Schwerionenspeicherring CRYRING des Manne-Siegbahn-Laboratoriums in Stockholm danke ich Dr. Håkan Danared, Dr. Nils Eklöv, Michael Fogle, Dr. Peter Glans, Dr. Weiyong Zong und Prof. Dr. Reinhold Schuch, sowie Dr. Brana Jelenković, Dr. Nada Djurić und Prof. Dr. Gordon Dunn.

Für die Durchführung gemeinsamer Experimente am Schwerionenspeicherring ESR der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt danke ich insbesondere Dr. Christoph Kozhuharov sowie Dr. Karl Beckert, Prof. Dr. Fritz Bosch, Dr. Bernhard Franzke, Dr. Andreas Krämer, Prof. Dr. Paul Mokler, Dr. Fritz Nolden, Dr. Zbigniew Stachura, Dr. Markus Steck und Dr. Thomas Stöhlker.

Für hilfreiche Diskussionen im Zusammenhang mit dieser Arbeit danke ich Dr. Mark Bannister, Dr. Aaron Covington, Prof. Dr. Tom Gorczyca, Prof. Dr. Donald Griffin, Prof. Dr. Eva Lindroth, Prof. Dr. Ronald Phaneuf, Dr. Sandor Ricz, Dr. Huaguo Teng und Dr. Li-Bo Zhao.

