

Untersuchung der Strahlungscharakteristik eines resonant mikrowellengeheizten Plasmas im Vakuum-UV

von
Dipl.-Phys. Peter Grübling
aus Dresden

Von der Fakultät II
Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften
– Dr. rer. nat. –

genehmigte Dissertation

Berlin 2001

D83

Promotionsausschuss:

Vorsitzender:

Prof. Dr. P. Zimmermann

Berichter:

1. Prof. Dr. H. J. Eichler
2. Prof. Dr. B. Wende

Eingereicht am: 09.07.2001

Tag der mündlichen Prüfung: 12.11.2001

Kurzfassung

Peter Grübling

Untersuchung der Strahlungscharakteristik eines resonant mikrowellengeheizten Plasmas im Vakuum-UV

Mit der vorliegenden Arbeit wurden eine auf dem Prinzip der Elektron-Zyklotron-Resonanz-Heizung beruhende Plasmastrahlungsquelle entwickelt und die Strahlungsemission des Plasmas im Vakuum-UV mittels quantitativer und orts aufgelöster Spektroskopie untersucht.

Die Strahlungsquelle erzeugt im Dauerstrich-Betrieb mit Mikrowellenleistungen bis 50 W und einer Resonanzfrequenz von 10 GHz intensive Linienstrahlung bis in den Röntgenbereich. Plasmen der Edelgase von Helium bis Xenon sowie von Stickstoff wurden untersucht. Die Spektren zeigen charakteristische Emissionslinien hoher Ladungszustände wie N^{5+} oder Ar^{12+} .

Die Untersuchung der Abhängigkeit der Phasenlage der Mikrowelle zur Resonanzzone ergab drei sich wesentlich in ihrer Elektronenenergie- und Ladungszustandsverteilung unterscheidende Zustände des EZR-Plasmas. Die experimentelle Bestätigung theoretischer Simulationen zur Dichte- und Energiedichteverteilung der Elektronen im Plasma anhand der Strahldichteprofile im VUV und die Auswertung simultan gemessener VUV- und Röntgenspektren bezüglich der Ladungszustands- und Elektronenenergieverteilung erklären das Auftreten dieser drei Zustände. Es wurde gezeigt, dass hochgeladene Ionen und hohe Strahlstärken der VUV-Emissionslinien nur bei einem hohen Energieübertrag von der Mikrowelle auf die magnetisch gut eingeschlossenen Plasmaelektronen und bei niedrigen Arbeitsgasdrücken erreicht werden können (Zustand maximalen Ionisationsgrades). Bei einer zu niedrigen Dichte der atomaren Plasmakomponente bzw. einer zu hohen Mikrowellenleistung entkoppeln jedoch die hochenergetischen Elektronen vom Plasma. Die Strahlstärke der VUV-Emission geht dann um mehrere Größenordnungen zurück und das Plasma ist nur schwach ionisiert (Zustand maximaler Elektronenenergie). Bei einer Energieübertragung von der Mikrowelle vorrangig auf magnetisch nicht eingeschlossene Elektronen werden hohe Dichten niederenergetischer Elektronen jedoch keine hochenergetischen Elektronen erzeugt. Das Plasma emittiert dann im VUV intensive Linienstrahlung niedrig geladener Ionen (Zustand maximaler Strahlstärke im VUV).

In dem Zustand des EZR-Plasmas, der durch das Auftreten hoher Ladungszustände gekennzeichnet ist, erfüllt die Strahlungsquelle wesentliche Anforderungen, die an radiometrische Transfernormale zur Kalibrierung der nächsten Generation weltraumgestützter VUV-Spektrometersysteme für die Beobachtung heißer, optisch dünner stellarer Plasmen gestellt werden. Sie emittiert Linienstrahlung auch hoher Ladungszustände bis in den Röntgenbereich bei praktisch unbegrenzter Betriebsdauer. Die Beschränkungen der etablierten Transfernormale Hohlkathoden- und Penningentladungsquellen (keine hohen Ladungszustände, Strahlungsemission nur oberhalb von 10 nm, begrenzte Betriebsdauer) werden so überwunden.

Teilaspekte dieser Arbeit wurden bereits veröffentlicht

GRÜBLING, P. ; HOLLANDT, J. ; ULM, G.: The Electron Cyclotron Resonance Light Source Assembly of PTB – ELISA. In: *Proceedings of the 14th International Workshop on ECR Sources*. CERN, Genf, Schweiz, (1999), S. 54–57

GRÜBLING, P. ; HOLLANDT, J. ; ULM, G.: Performance of the new monomode 10 GHz ECR radiation source ELISA. In: *Nuclear Instruments and Methods A* 437 (1999), Nr. 1, S. 152–162

GRÜBLING, P. ; HOLLANDT, J. ; ULM, G.: ELISA – A Vacuum-Ultraviolet Radiation Source Based on an ECR-Plasma. In: *Review of Scientific Instruments* 71 (2000), Nr. 2, S. 1200–1202

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	III
Tabellenverzeichnis	VII
1 Einleitung	1
2 Grundlagen zu EZR-geheizten Plasmen	3
2.1 EZR-Heizung	4
2.2 Plasmaeinschluss	5
2.3 Mikrowellensysteme und Ausbreitung von Mikrowellen in Plasmen . . .	7
2.4 Theoretische Modelle	13
2.5 Plasmadiagnostik an EZR-Quellen	14
3 Die Vakuum-UV-Strahlungsquelle ELISA	17
3.1 Magnetfeldsystem	20
3.2 Mikrowellensystem	22
3.3 Spektroskopie	24
3.4 Gaseinlass und Gasdiagnostik	25
3.5 Strahlenschutz	26
4 Darstellung der spektroskopischen Untersuchungsmethoden	27
4.1 Spektroskopie im Vakuum-UV-Bereich	27
4.1.1 Normal-Incidence-Monochromator	28
4.1.2 Toroidgitter-Monochromator	31
4.2 Spektroskopie im Röntgenbereich	36
5 Strahlungscharakteristik des EZR-Plasmas	41
5.1 Einfluss der Abstimmung des Mikrowellensystems auf das Plasma	41
5.2 Ausgezeichnete Zustände des EZR-Plasmas	50
5.3 Plasmaphysikalische Eigenschaften und Interpretation	53
5.3.1 Zustand maximaler Vakuum-UV-Emission	62
5.3.2 Zustand maximalen mittleren Ladungszustandes	64
5.3.3 Zustand maximaler mittlerer Elektronenenergie	68
5.4 Druckabhängigkeit der Vakuum-UV-Emission	71
5.5 Radiometrische Charakterisierung	76

5.5.1	Stabilität und Reproduzierbarkeit	76
5.5.2	Strahlstärke	84
6	Zusammenfassung und Ausblick	89
A	Geräteliste	93
B	Spektrometereigenschaften	95
C	Stationäres Modell zur Simulation eines EZR-Plasmas	101
D	Ausgewählte Spektren im Spektralbereich der VUV-Strahlung	107
	Literaturverzeichnis	119

Abbildungsverzeichnis

2.1	Prinzip der resonanten Elektronenheizung durch eine Mikrowelle in einem Magnetfeld	4
2.2	Magnetischer Einschluss der Elektronen im magnetischen Spiegelfeld . .	5
2.3	Einfluss des Hexapols auf das Magnetfeld	7
2.4	Dispersionsrelationen für die elektromagnetischen Grundwellen	12
3.1	Darstellung des Aufbaus der Strahlungsquelle ELISA	19
3.2	Anordnung, Magnetisierung und Feldstärke der das Magnetfeld erzeugenden Permanentmagnete	21
3.3	Feldverteilung des H_{11} -Modes im Rundhohlleiter und des H_{10} -Modes im Rechteckhohlleiter	23
3.4	Wellenlänge des H_{11} -Modes in der Plasmakammer von ELISA in Abhängigkeit von der Mikrowellenfrequenz	23
3.5	Hinlaufende Leistung in Abhängigkeit von der Blendenposition, gemessen und berechnet	24
4.1	Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus von ELISA am Normal-Incidence-Monochromator	29
4.2	Typisches Strahldichteprofil eines Kryptonplasmas von ELISA	30
4.3	Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus von ELISA am Toroidgitter-Monochromator bei BESSY I	31
4.4	Geometrie zur Berechnung der spektralen Strahlungsleistung der Synchrotronstrahlung hinter einer kreisförmigen Blende	33
4.5	Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus für spektroskopische Untersuchungen im Röntgenbereich	37
4.6	Typisches Röntgenspektrum gemessen mit einem Si(Li)-Detektor an einem Kryptonplasma	38
4.7	Antwortfunktion des RÖNTEC Si(Li)-Detektors für eine Emissionslinie im niederenergetischen Röntgenbereich	39
5.1	Prinzip der Abstimmung des Mikrowellensystems bei ELISA	42
5.2	Abstimmungsverhalten des Mikrowellensystems bei axialer Verschiebung der Blende mit und ohne Plasma	43
5.3	Absorbierte Mikrowellenleistung und Strahlstärke in einer VUV- und in der Krypton- $K\alpha$ -Emissionslinie in Abhängigkeit von der Blenden- und der Magnetposition	45

5.4	Dreidimensionale Darstellungen der Abhängigkeit der Röntgenemission eines Kryptonplasmas von der Blenden- und der Magnetposition im Spektralbereich von 2 keV bis 200 keV	45
5.5	Einfluss der Variation der Blenden- und der Magnetposition auf die absorbierte Mikrowellenleistung sowie die Strahlstärke der VUV- und der Röntgenstrahlung eines Kryptonplasmas	47
5.6	Einfluss der Variation der Blenden- und der Magnetposition auf die absorbierte Mikrowellenleistung sowie die Strahlstärke der VUV-Strahlung eines Stickstoffplasmas	48
5.7	Übergang vom Zustand II in den Zustand III des EZR-Plasmas bei einer geringfügigen Variation der axialen Lage der Resonanzzone	51
5.8	Übergang vom Zustand II in den Zustand III des EZR-Plasmas bei der Variation der eingespeisten Mikrowellenleistung	52
5.9	VUV-Emissionslinien zerstäubten Kupfers aus einem Stickstoffplasma in den Zuständen I, II und III des EZR-Plasmas	54
5.10	Spektrale Emission eines Stickstoffplasmas in den Zuständen I, II und III des EZR-Plasmas	55
5.11	Linienform der charakteristischen K-Strahlung des Stickstoffplasmas in den Zuständen I, II und III	56
5.12	Schematische Darstellung der räumlichen Verteilung hochenergetischer Elektronen in der Plasmakammer	57
5.13	Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoßionisation und -anregung von Stickstoff	59
5.14	Simulierte Spektren der Stickstoff K-Strahlung und resultierende Ladungszustandsverteilungen	60
5.15	Elektronenenergieverteilung eines Stickstoffplasmas in den Zuständen I, II und III des EZR-Plasmas	61
5.16	Strahldichteprofil eines Stickstoffplasmas im Zustand I	63
5.17	Strahldichteprofil eines Stickstoffplasmas im Zustand II	65
5.18	Simulierte Elektronenverteilung in der Plasmakammer einer Monomodenz-EZR	66
5.19	Ortsaufgelöstes Röntgenspektrum eines Kryptonplasmas im Zustand II	67
5.20	Strahldichteprofil eines Stickstoffplasmas im Zustand III	69
5.21	VUV-Emission eines Kryptonplasmas im Zustand II des EZR-Plasmas von 5 nm bis 105 nm	72
5.22	Druckabhängigkeit der Strahlstärke ausgewählter VUV-Emissionslinien eines Kryptonplasmas	73
5.23	Druckabhängigkeit der VUV-Emission von Kr^{9+} -Ionen sowie der Röntgenemission eines Kryptonplasmas	74
5.24	Typische Druckschwankung und ihr Einfluss auf die Strahlungsemission	77
5.25	Stabilität der Mikrowellenleistung der Frequenzgenerator-Verstärkerkombination	78

5.26	Periodische Frequenzschwankung des Magnetrons und ihr Einfluss auf die absorbierte Mikrowellenleistung	79
5.27	Einfluss des Zyklus des Magnetronkühlaggregats auf die absorbierte Mikrowellenleistung	79
5.28	Stabilität der Strahlstärke der Kr^{9+} -Emissionslinien bei $\lambda = 10.3 \text{ nm}$. .	81
5.29	Stabilität der Strahlstärke der Xe^{6+} -Emissionslinie bei $\lambda = 12.42 \text{ nm}$. .	81
5.30	Stabilität und Reproduzierbarkeit der Strahlstärke der Kr^{2+} -Emissionslinie bei $\lambda = 65.93 \text{ nm}$	82
5.31	Vergleich der Strahlungsquellen ELISA, Hohlkathoden- und Penningentladung	86
B.1	Spektrale Empfindlichkeit des TGM: Gitter 200 Linien / mm	96
B.2	Spektrale Empfindlichkeit des TGM: Gitter 600 Linien / mm	97
B.3	Vergleich der Spektrometereffizienzen des RÖNTEC- und des KEVEX-Detektors	98
B.4	Spektrometereffizienz des RÖNTEC Si(Li)-Detektors	98
B.5	Antwortfunktionen des RÖNTEC Si(Li)-Detektors für die K-Übergänge in Stickstoff	99
D.1	LYMAN-Serien von He I und He II von 20 nm bis 60 nm	108
D.2	Stickstoffspektrum von 7 nm bis 14 nm	109
D.3	Stickstoffspektrum von 30 nm bis 65 nm	110
D.4	Neonspektrum von 10 nm bis 17 nm	111
D.5	Neonspektrum von 17 nm bis 27 nm	112
D.6	Neonspektrum von 25 nm bis 50 nm	113
D.7	Neonspektrum von 50 nm bis 77 nm	114
D.8	Argonspektrum von 15 nm bis 25 nm	115
D.9	Kryptonspektrum von 9 nm bis 20 nm	116
D.10	Xenonspektrum von 8 nm bis 13 nm	117

Tabellenverzeichnis

2.1	Eigenwerte der H - und der E -Wellenmoden.	10
2.2	Mittels Ionenextraktion nachgewiesene Ladungszustände in einem EZR-Plasma	14
3.1	Geometrische Daten der Permanentmagnete	21
4.1	Eigenschaften der Gitter des Normal-Incidence-Monochromators	28
4.2	Eigenschaften der am NIM-Messplatz eingesetzten Detektoren	30
4.3	Eigenschaften der Gitter des Toroidgitter-Monochromators	32
4.4	Filter zur selektiven Schwächung der Strahlung höherer Beugungsordnung	32
4.5	Eigenschaften der verwendeten Röntgendetektoren	37
5.1	Werte der in die Simulation eingehenden freien Parameter in Abhängigkeit vom Zustand des EZR-Plasmas	61
5.2	Stabilität und Reproduzierbarkeit der Strahlstärke ausgewählter Emissionslinien im VUV	80
5.3	Eindeutig nachgewiesene maximale Ladungszustände der Gase He, Ne, Ar, Kr, Xe, N	84
5.4	Strahlstärke ausgewählter Emissionslinien im Spektralbereich der VUV-Strahlung	85
A.1	Liste der im Aufbau von ELISA integrierten Geräte	94
B.1	Schichtdicken des RÖNTEC Si(Li)-Detektors	98
C.1	Übergangsenergien und Emissionsraten der $L \rightarrow K$ -Übergänge in Stickstoff	104

1 Einleitung

Die Bedeutung der vakuum-ultravioletten Strahlung (VUV-Strahlung) hat in weiten Bereichen von Industrie und Forschung in den letzten Jahren stark zugenommen. Ihre Anwendungsgebiete reichen von der Mikrolithographie [76] und neuen Entwicklungen bei der Wasserreinigung [98], bis hin zur Grundlagenforschung in der Atom- und Astrophysik [14]. Die jeweils genutzten Strahlungsquellen unterscheiden sich anwendungsspezifisch in ihrer spektralen Zusammensetzung und ihrer Strahlstärke sowie durch kontinuierliche oder gepulste Strahlungsemission. Sie reichen von den aufwendigen und teuren Synchrotronstrahlungsquellen für höchste Ansprüche an die Strahlqualität [96], über Laborplasmaquellen bis zu einfachen Lampen. Während viele technische Applikationen Strahlungsquellen mit kontinuierlicher oder breitbandiger spektraler Emission nutzen, sind insbesondere für Fragestellungen in der Astrophysik Quellen, die über einen weiten Spektralbereich Linienstrahlung emittieren, von substantiellem Interesse.

Vor allem im Dauerstrich-Betrieb strahlende Plasmaquellen, die, infolge ihres Anteils an hochgeladenen Ionen in einem optisch dünnen Plasma, ein heißes stellares Plasmen vergleichbares Emissionsspektrum aufweisen, sind für die Charakterisierung von Teleskopspektrometersystemen von großer Bedeutung [25, 58, 105]. Die radiometrische Charakterisierung dieser Spektrometersysteme mit auf hochionisierten Plasmen beruhenden Strahlungsnormalen ist eine Voraussetzung für die im Rahmen der Klimaforschung grundlegenden Messungen zum Einfluss der solaren VUV-Strahlung auf die hohe Erdatmosphäre.

Bisher wurden für diese spezifische Aufgabenstellung die von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) intensiv untersuchten und wohl charakterisierten Plasmastrahler Hohlkathodenentladung und Penningentladung genutzt [50, 57]. Diese Strahlungsquellen emittieren nur bei sehr hoher in die Entladung eingespeister Leistung Linienstrahlung mehrfach geladener Ionen. Auch Strahlungsemission im Wellenlängenbereich unterhalb von 20 nm setzt hohe Leistungen voraus. Die damit verbundene starke Kathodenerosion begrenzt jedoch die maximale Betriebsdauer auf wenige Stunden.

Für die hohen Anforderungen bei der radiometrischen Charakterisierung zukünftiger Teleskopspektrometersysteme [105] bieten sich Strahlungsquellen auf der Basis resonant mikrowellengeheizter Plasmen an. Diese auf der sogenannten Elektron-Zyklotron-Resonanz-Heizung (EZR-Heizung) beruhenden Plasmen erreichen schon bei einer geringen Heizleistung hohe Ladungszustände und Elektronendichten [34].

EZR-Plasmen werden weltweit vorrangig für die Produktion hochgeladener Ionen erfolgreich eingesetzt. In Bezug auf die extrahierbaren, ladungszustandsabhängigen Ionenströme werden EZR-Ionenquellen intensiv untersucht [13]. Sie zeichnen sich durch eine hohe Langzeitstabilität bei der Ionenerzeugung und, infolge der elektrodenlosen Energieeinkopplung in das Plasma, durch eine praktisch unbegrenzte Betriebsdauer aus.

Die emittierte intensive Strahlung eines EZR-Plasmas weist im Spektralbereich der VUV-Strahlung ein komplexes Linienspektrum auf, das über den Spektralbereich des VUV hinaus bis zur charakteristischen K-Strahlung des Arbeitsgases reicht. Die spektrale Zusammensetzung und die Strahlstärke der Emissionslinien ist durch die Wahl der Betriebsparameter kontrollierbar. Trotzdem existieren bisher kaum Entwicklungen, die auf den spezifischen Einsatz von EZR-Quellen für die Erzeugung von VUV-Strahlung gerichtet sind. Die emittierte VUV-Strahlung wurde bisher nur vereinzelt zur Charakterisierung des Plasmas genutzt [62, 122, 124]. Es fehlen insbesondere quantitative systematische Untersuchungen zum Einfluss der einzelnen Betriebsparameter auf die Strahlungsemission und zur räumlichen Struktur des EZR-Plasmas.

Ziel dieser Arbeit war es, eine auf einem EZR-Plasma basierende Strahlungsquelle zu entwickeln und, durch die spektral und ortsaufgelöste radiometrische Charakterisierung des Plasmas im VUV, substanziell zum Verständnis der EZR-Quellen beizutragen. Die auf das primäre Strahlungsnormal BESSY [3, 120] gestützte radiometrische Instrumentierung der PTB [28, 56] ermöglichte sowohl die Untersuchung der räumlichen Struktur des EZR-Plasmas als auch eine quantitative, systematische Messung der Strahlungsemission in Abhängigkeit von den das Plasma wesentlich beeinflussenden Betriebsparametern der Quelle.

Nach der Einführung der für diese Arbeit relevanten Grundlagen zur Physik des EZR-Plasmas im folgenden Kapitel 2 wird die Konzeption der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten EZR-Strahlungsquelle im Kapitel 3 detailliert vorgestellt. Die Quelle zeichnet sich durch eine niedrige Leistungsaufnahme und einen kompakten, auf Permanentmagneten beruhenden Aufbau aus, der spezifisch für den Einsatz als Strahlungsquelle sowie eine ortsaufgelöste und quantitative spektroskopische Charakterisierung ausgelegt ist. Die angewandten Methoden zur Diagnostik und zur radiometrischen Charakterisierung in den Spektralbereichen der VUV- und der Röntgenstrahlung sind im Kapitel 4 beschrieben. In Kapitel 5 werden der Einfluss des Arbeitsgasdrucks und der Mikrowelleneinkopplung auf die Plasmaparameter, die räumliche Struktur des Plasmas sowie die Strahlungsemission dargestellt und interpretiert. Ein Vergleich der Strahlungsquelle mit den etablierten Transferstrahlungsnormalen Hohlkathoden- und Penningentladung erfolgt im Abschnitt 5.5.

2 Grundlagen zu Elektron-Zyklotron-Resonanz-geheizten Plasmen

POSTMA schlug 1969 vor, das aus der Fusionsforschung bekannte Konzept der resonanten Elektronenheizung in einem Magnetfeld zur Erzeugung hochionisierter Plasmen anzuwenden [94].

Die der Erzeugung eines EZR-Plasmas zugrunde liegende Idee ist die resonante Energieübertragung von einer elektromagnetischen Welle auf in einem Magnetfeld gyrierende Elektronen, die Elektron-Zyklotron-Resonanz-Heizung. Das Arbeitsgas wird dann durch Stöße zwischen den hochenergetischen Elektronen und den Atomen angeregt und ionisiert.

Die ersten EZR-Quellen wurden 1971 in Betrieb genommen [10, 53]. Die Entwicklung in den vergangenen Jahren hat zu einer Vielzahl unterschiedlicher Quellen geführt, die von Niedrigfeldquellen mit einer Resonanzfrequenz von 2.4 GHz bis zu supraleitenden Hochfeldquellen mit einer Resonanzfrequenz von 28 GHz reichen. Darunter sind Hochleistungsquellen mit einer Leistungsaufnahme von mehreren Megawatt, aber auch kompakte auf Permanentmagneten beruhende Quellen mit Leistungsaufnahmen von nur wenigen hundert Watt.

Heute werden diese Quellen weltweit als Ionenquellen eingesetzt, die auch die für Ionenbeschleunigerapplikationen in der Grundlagenforschung notwendigen Ströme hoch geladener schwerer Ionen erzeugen können. Die emittierte VUV-Strahlung wird dagegen nur vereinzelt zur Plasmadiagnostik genutzt.

Einige wenige Arbeitsgruppen widmen sich vorrangig dem physikalischen Verständnis des EZR-Plasmas. Viele der beobachteten Phänomene sind unverstanden bzw. die Modelle zur Erklärung noch nicht verifiziert.

Eine umfassende Darstellung der physikalischen Grundlagen der EZR-Quellen und ihrer Entwicklung bietet [34], während in [13, 21, 35, 37] ein Überblick über den aktuellen Stand der Arbeiten zu diesem Quellentyp gegeben wird.

Die folgenden Abschnitte beschränken sich auf die für diese Arbeit relevanten Zusammenhänge.

2.1 EZR-Heizung

Für die in der Ebene senkrecht zu den Feldlinien eines äußeren Magnetfeldes liegende Komponente der Bewegung eines Elektrons (Masse m_e , elektrische Ladung e) gilt zwischen der Kreisfrequenz der Bewegung ω_{ce} und der magnetischen Induktion B der Zusammenhang

$$\omega_{ce} = \frac{e \cdot B}{m_e} . \quad (2.1)$$

Der Radius der Kreisbewegung r_L (LARMOR-Radius) ist abhängig von ω_{ce} und der Bahngeschwindigkeit des Elektrons v_{\perp} .

$$r_L = \frac{v_{\perp}}{\omega_{ce}} = \frac{v_{\perp} \cdot m_e}{e \cdot B} \quad (2.2)$$

Das Prinzip der EZR-Heizung veranschaulicht Abbildung 2.1. Liegt eine Komponente des elektrischen Feldes \vec{E}_{hf} einer eingestrahelten elektromagnetischen Welle (Mikrowelle) mit der Kreisfrequenz ω in der Gyrationsebene und befindet sich in Phase mit der Gyrationbewegung des Elektrons, erfährt dieses eine permanente Beschleunigung. Es kann die Resonanzbedingung formuliert werden.

$$\omega \stackrel{!}{=} \omega_{ce} \quad (2.3)$$

In einem inhomogenen Magnetfeld wie dem einer EZR-Quelle ist die Resonanzbedingung in räumlich eng begrenzten Gebieten, den Resonanzflächen, erfüllt. Der Energiegewinn der Elektronen durch EZR-Heizung ist hier auf die überlappenden Bereiche ihrer Trajektorien mit den Resonanzflächen beschränkt. Zum Erreichen hoher Energien ist ein vielfaches Durchlaufen der Resonanzflächen erforderlich (stochastische Heizung). Voraussetzung dafür ist eine lange Aufenthaltsdauer der Elektronen in der Quelle, d.h. ein guter magnetischer Einschluss.

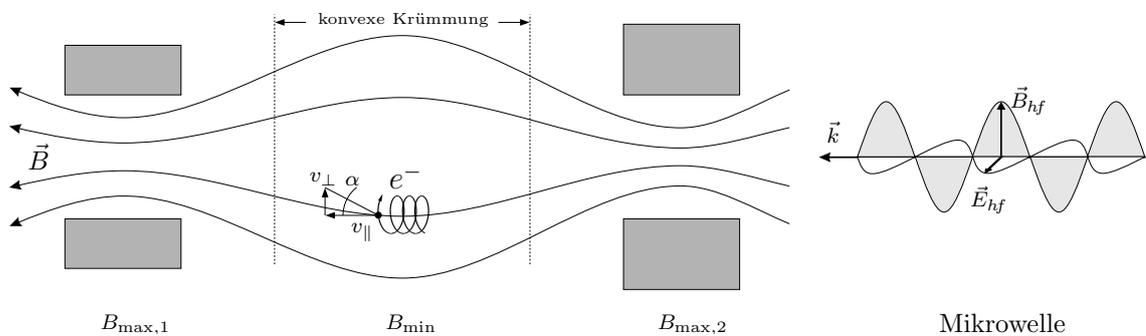


Abb. 2.1: Prinzip der resonanten Elektronenheizung durch eine Mikrowelle in einem Magnetfeld

2.2 Plasmaeinschluss

Das axiale Magnetfeld einer EZR-Quelle weist die Form eines Spiegelfeldes auf. Ein zentrales Minimum, das geringfügig unter der Resonanzbedingung liegt, wird von zwei Maxima flankiert. Bei EZR-Ionenquellen ist der Verlauf der Feldstärke oft asymmetrisch, um den Ionenfluss aus dem Plasma in Richtung der Extraktion zu begünstigen (siehe Abb. 2.1).

Unterliegt ein freies Elektron, vom äußeren Magnetfeld abgesehen, keiner weiteren Wechselwirkung, und wird das Magnetfeld lokal über die Ausdehnung des LARMOR-Radius als homogen angenommen, dann sind die kinetische Energie des Elektrons E_e und sein magnetisches Moment μ_e invariante Größen.

$$E_e = \frac{m_e}{2} v_e^2 = \frac{m_e}{2} (v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2) = E_{\perp} + E_{\parallel} = \text{const.} \quad (2.4)$$

$$\mu_e = I \cdot A = e \frac{\omega_{ce}}{2\pi} \cdot \pi r_L^2 = \frac{E_{\perp}}{B} = \text{const.} \quad (2.5)$$

Folglich nimmt, unter der Voraussetzung $\mu_e > 0$, in Richtung der Magnetfeldmaxima die kinetische Energie E_{\parallel} der Elektronendrift entlang der Magnetfeldlinien ab.

$$E_{\parallel}(z) = E_e - \mu_e B(z)$$

Für $B = E_e/\mu_e$ wird $E_{\parallel} = 0$ bzw. $v_{\parallel} = 0$ und die Driftbewegung infolge $\vec{F} = -\mu_e \vec{\nabla} B$ umgekehrt (vgl. Abb. 2.2, Teilbild B).

Wird der Öffnungswinkel α zwischen der Elektronengeschwindigkeit im Magnetfeldminimum $v_0(z=0)$ und seiner magnetfeldparallelen Komponente $v_{\parallel}(z=0)$ über

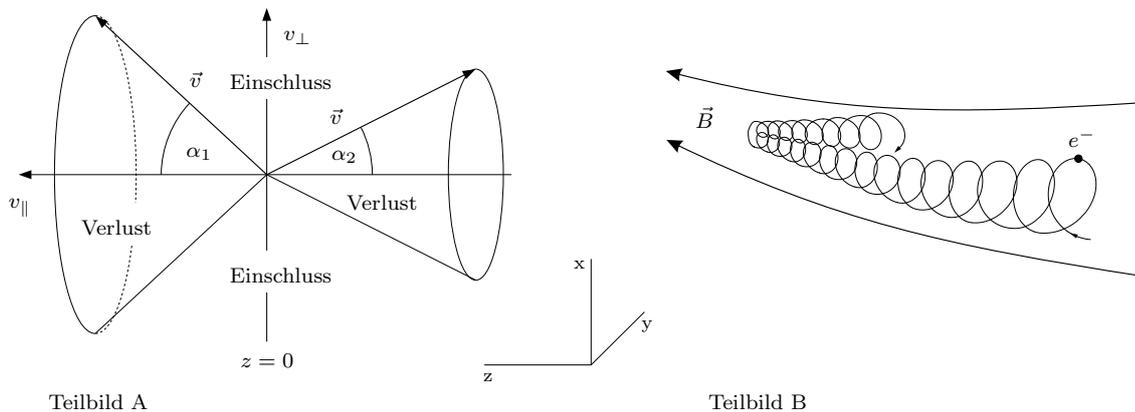


Abb. 2.2: Magnetischer Einschluss der Elektronen im magnetischen Spiegelfeld

die Beziehung

$$\tan \alpha = \frac{v_{\perp}(z=0)}{v_{\parallel}(z=0)}$$

als Maß für das Verhältnis von senkrechter zu paralleler Geschwindigkeit der Elektronen festgelegt, folgt aus der Forderung $\mu_e B \geq E_e$ für die Reflexion am magnetischen Spiegel die Bedingung für den axialen magnetischen Einschluss eines Elektrons (vgl. Abb. 2.2, Teilbild A).

$$\alpha \geq \arcsin \sqrt{\frac{B_{\min}}{B_{\max}}} \equiv \arcsin \sqrt{\frac{1}{R_m}} \quad (2.6)$$

Das Spiegelverhältnis R_m gilt als Maß für die Güte des axialen Plasmaeinschlusses.

Die bisher betrachtete einfache magnetische Spiegelkonfiguration weist konvex geformte Magnetfeldlinien auf (s. Abb. 2.1). Die daraus resultierende radial nach außen gerichtete Kraft führt zu einem instabilen Plasma.

Für EZR-Quellen wird aus diesem Grund eine sog. Minimum-B-Feld (min-B) Konfiguration bevorzugt. Das Magnetfeld einer solchen Konfiguration besitzt durch Überlagerung von axialem Spiegelfeld und radialem Multipolfeld ein lokales Minimum sowohl in axialer als auch in radialer Richtung. Die Resonanzzone ist eine geschlossene Fläche in Form eines Ellipsoids. Die konkav geformten Feldlinien stabilisieren das Plasma durch die jetzt radial nach innen gerichtete Kraft. Der radiale Einschluss verbessert sich mit steigendem radialem Feldgradienten [118, 119]. Die Feldstärke in dieser Richtung verhält sich für einen Multipol n -ter Ordnung wie eine Parabel der Ordnung $(n - 1)$. Da der Gradient innerhalb der Plasmakammer liegen muss, der Multipol dagegen außerhalb angeordnet ist, sind nicht beliebig hohe Multipolordnungen möglich. Der Einsatz von Hexapolmagneten hat sich als Optimum erwiesen. Der Einfluss des Hexapols auf das Gesamtmagnetfeld ist in Abbildung 2.3 dargestellt.

Die Überlegungen zum magnetischen Einschluss der Plasmaelektronen gelten für die Plasmaionen äquivalent. Da die Kreisfrequenz der Ionen im gegebenen Magnetfeld infolge ihrer Masse mehr als drei Größenordnungen niedriger ist als die der Elektronen (vgl. Gleichung 2.1), werden die Ionen durch die Mikrowelle nicht geheizt. Sie bleiben im Gegensatz zu den Elektronen thermisch und ihre Geschwindigkeitsverteilung im Wesentlichen isotrop. Der magnetische Einschluss der Ionen im Plasma ist aus diesem Grund weit weniger effektiv als der der Elektronen. Wesentlich verantwortlich für den Einschluss insbesondere hochgeladener Ionen ist die elektrische Potentialverteilung im Plasma.

Innerhalb eines Plasmas (Ausdehnung L_P) werden auftretende elektrische Potentiale von den frei beweglichen Ladungsträgern über sehr kurze Entfernungen abgeschirmt. Als charakteristische Größe für die Reichweite eines elektrischen Feldes im Plasma wird die DEBYE-Länge definiert

$$\lambda_D \equiv \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_e e^2}}, \quad (2.7)$$

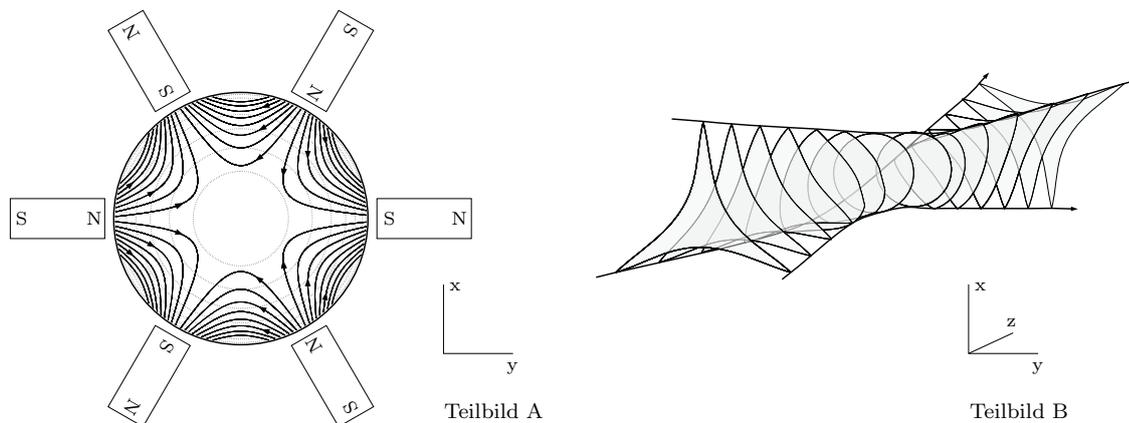


Abb. 2.3: Einfluss des Hexapols auf das Magnetfeld. Teilbild A: Verlauf der Magnetfeldlinien (durchgezogen) und der Linien gleicher Feldstärke (punktirt) im Zentrum eines magnetischen Hexapols. Teilbild B: Überlagerung von axialem Spiegelfeld und Hexapolfeld (schematisch) [34]. Die die Resonanzfläche einhüllenden Feldlinien umschließen im Zentrum des Hexapols runde und zu den Enden hin dreieckige Querschnitte.

die von der Elektronentemperatur T_e und der Elektronendichte n_e abhängig ist. Gilt $L_P \gg \lambda_D$, erscheint das Plasma für einen Beobachter quasineutral.

Infolge der gegenüber der Ionenenergie sehr viel größeren Elektronenenergie kann jedoch ein positives Plasmapotential der Größenordnung kT_e/e auftreten. Dieses bei EZR-Plasmen im Bereich von 10 V bis einige hundert Volt [84] liegende Plasmapotential verschlechtert den Ioneneinschluss und damit die für das Erreichen hoher Ladungszustände nötige Lebensdauer der Ionen im Plasma. Der notwendige elektrostatische Einschluss erfolgt in einem postulierten [93] bisher experimentell nicht verifizierten lokalen Potentialminimum [20]. Es wird angenommen, dass dieses Minimum sich im Plasmazentrum befindet und durch magnetisch gut eingeschlossene hochenergetische Elektronen erzeugt wird.

2.3 Mikrowellensysteme und Ausbreitung von Mikrowellen in Plasmen*

Für das Verständnis der in EZR-Plasmen auftretenden Phänomene ist die genaue Kenntnis der Wechselwirkungen zwischen dem Magnetoplasma und der energiezuführenden elektromagnetischen Welle eine grundlegende Voraussetzung. Wesentliche Parameter, wie die Feldverteilung in der Plasmakammer und die lokalen Dichten des stark inhomogenen EZR-Plasmas, sind jedoch der Messung schwer zugänglich. Theoretische Modelle reichen von der Beschreibung der Einzelteilchenbewegung, wie sie

* Ausführliche Darstellungen zur Mikrowellentechnik bzw. zur Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in Plasmen finden sich in [17, 81, 107].

im vorigen Abschnitt betrachtet wurde, bis zur Annahme rein kollektiven Verhaltens, dessen Grundlagen in diesem Abschnitt vorgestellt werden.

Die für die EZR-Heizung erforderlichen Mikrowellen werden von Mikrowellengeneratoren unterschiedlichen Typs erzeugt. Ausgehend von den Anforderungen an die Mikrowelle bzgl. ihrer Frequenz und Frequenzreinheit sowie ihrer Leistung, Stabilität, Modulierbarkeit und Bandbreite werden Magnetrons, Klystrons, Gyratrons oder Frequenzgenerator-Verstärker-Kombinationen eingesetzt. Die Zuleitung der Mikrowelle zur EZR-Quelle erfolgt i.Allg. über angepasste Hohlleitersysteme, da diese eine sehr geringe Dämpfung aufweisen.

Bei der Einkopplung der Mikrowelle in die Plasmakammer werden verschiedene Antennentypen axial und radial eingesetzt, bei Monomodenkammern auch Hohlleiterübergänge. Entscheidend ist, dass die Richtung des elektrischen Feldes des in der Kammer angeregten Mikrowellenmodes senkrecht zum äußeren Magnetfeld orientiert ist.

Abhängig von der Form und der Größe der Plasmakammer sowie der Frequenz der eingekoppelten Mikrowelle können sowohl H_{mnp} - als auch E_{mnp} -Wellen* angeregt werden. Bei Einkopplung senkrecht zum Magnetfeld können H_{mnp} -Wellen und E_{mnp} -Wellen zur EZR-Heizung beitragen. Bei axialer Einkopplung tragen vorwiegend die H_{mnp} -Wellen zur EZR-Heizung bei, während E_{mnp} -Wellen vor allem magnetfeldparallele elektrische Felder aufweisen.

Gestattet die Plasmakammer einer EZR-Quelle die Ausbreitung bzw. Anregung mehrerer Mikrowellenmoden, wird von einer Multimodenquelle gesprochen, anderenfalls von einer Monomodенquelle.

Der tatsächlich angeregte Mode in einer Multimodenquelle hängt sowohl von der Einkoppelgeometrie ab als auch von Wechselwirkungen zwischen der Mikrowelle und dem Plasma und ist i.Allg. nicht bekannt. Die Moden unterscheiden sich in der Feldverteilung und in der Hohlraumwellenlänge. Während die Feldverteilung vor allem die EZR-Heizung beeinflusst, ändert sich mit der Hohlraumwellenlänge die Anpassung an das Mikrowellensystem.

Bei Monomodенquellen bestehen diese Schwierigkeiten nicht, solange der Einfluss des Plasmas auf die Mikrowellenausbreitung gering bleibt (siehe S. 12). Der angeregte Mode bestimmt die Hohlraumwellenlänge. Die Feldverteilung in der Plasmakammer ist bekannt und die Resonatorlänge der Kammer kann über einen Kurzschlusschieber einfach variiert und angepasst werden.

Hohlleiter haben Hochpasseigenschaften, d.h. oberhalb der kritischen Wellenlänge $\lambda_c(m,n)$ ist keine Ausbreitung des m,n -Modes möglich. Die Freiraumwellenlänge λ_0 ist stets kleiner als die Hohlleiterwellenlänge λ_H . Abgeschlossene Hohlräume haben die

* H - oder auch TE-Wellen besitzen eine transversal elektrische Feldkomponente.

E - oder auch TM-Wellen besitzen eine transversal magnetische Feldkomponente.

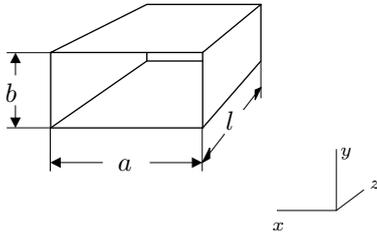
Die Indizes mnp spezifizieren den Mode der Welle und geben die Zahl der Maxima in den verschiedenen Koordinatenrichtungen xyz an. Für Kammern mit einer Länge $l \gg \lambda_H$ bzw. Hohlleiter wird der Index p für die Ausbreitungsrichtung z nicht angegeben.

Resonanzwellenlänge λ_R .

Die wichtigsten Beziehungen für Hohlraumwellen lauten [81]:

$$\lambda_0 = \frac{c \cdot 2\pi}{\omega} \quad (2.8)$$

Rechteckhohlleiter

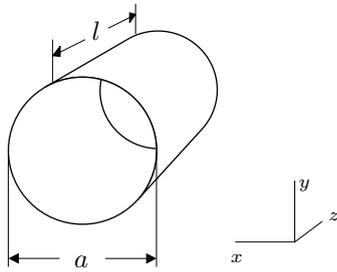


$$\lambda_c = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \quad (2.9)$$

$$\lambda_H = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (2.10)$$

$$\lambda_R = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{l}\right)^2}} \quad (2.11)$$

Rundhohlleiter



$$\lambda_c = \frac{\pi a}{k_{mn}} \quad (2.12)$$

$$\lambda_H = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (2.13)$$

$$\lambda_R = \frac{\lambda_c}{\sqrt{1 + \left(\frac{p\lambda_c}{2l}\right)^2}} \quad (2.14)$$

Die Werte k_{mn} entsprechen für eine E_{mn} -Welle der n -ten Nullstelle der m -ten BESSEL-Funktion und für eine H_{mn} -Welle der n -ten Nullstelle der ersten Ableitung der m -ten BESSEL-Funktion (siehe Tab. 2.1).

Für grundlegende Betrachtungen der Ausbreitung einer Mikrowelle im Plasma sei vereinfachend ein kaltes Plasma angenommen, d.h. die aus der Wechselwirkung mit dem Wellenfeld hervorgehende Elektronengeschwindigkeit v_e muss klein sein gegenüber der thermischen Geschwindigkeit der Elektronen v_{th} , die ihrerseits klein sei gegenüber der Phasengeschwindigkeit der Welle v_ϕ .

$$v_e \ll v_{th} \ll v_\phi$$

Es sei angemerkt, dass dies insbesondere dann nicht gilt, wenn die Resonanzbedingung (2.3) erfüllt ist. Zusätzlich soll die Ionenzyklotronfrequenz ω_{ci} vernachlässigbar

Tab. 2.1: Eigenwerte der H - und der E -Wellenmoden.

m	k_{m1}	k_{m2}	k_{m3}	m	k_{m1}	k_{m2}	k_{m3}
0	3.832	7.016	10.174	0	2.405	5.520	8.654
1	1.841	5.331	8.536	1	3.832	7.016	10.174
2	3.045	6.706	9.970	2	5.135	8.417	11.620
Eigenwerte der H -Wellenmoden				Eigenwerte der E -Wellenmoden			

klein sein gegenüber der Mikrowellenfrequenz ω .

Die Wellenausbreitung in den Hauptrichtungen parallel ($\vartheta = 0^\circ$) und senkrecht ($\vartheta = 90^\circ$) zur Magnetfeldrichtung kann geeignet anhand der folgenden Darstellung der Dispersionsbeziehung diskutiert werden.

$$\tan^2 \vartheta = -\frac{\varepsilon_{\parallel}(n^2 - \varepsilon_r)(n^2 - \varepsilon_l)}{(n^2 - \varepsilon_{\parallel})(\varepsilon_{\perp}n^2 - \varepsilon_r\varepsilon_l)} \quad (2.15)$$

$$\text{mit} \quad \varepsilon_r = 1 - \frac{\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2}{1 - \frac{\omega_{ce}}{\omega}} \quad \varepsilon_l = 1 - \frac{\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2}{1 + \frac{\omega_{ce}}{\omega}}$$

$$\varepsilon_{\perp} = \frac{\varepsilon_r + \varepsilon_l}{2} \quad \varepsilon_{\parallel} = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2$$

Für die Plasmafrequenz ω_p gilt die Beziehung

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}}. \quad (2.16)$$

Die Plasmafrequenz ist insbesondere eine Funktion der Elektronendichte n_e . Folgt aus der Teilchendichte für eine gegebene Mikrowellenfrequenz $\omega_p > \omega$, ist das Plasma überdicht.

Aus der Dispersionsrelation (2.15) folgen vier Grundwellentypen. Für $\vartheta = 0^\circ$ ergeben sich zwei Wellen mit den Brechungsindices des Plasmas n_R und n_L . Es gilt:

$$n_R^2 = \varepsilon_r \quad (2.17)$$

$$\text{und} \quad n_L^2 = \varepsilon_l. \quad (2.18)$$

Das sind Lösungen für eine rechts(R)- und eine links(L)-zirkular polarisierte Welle, die sich parallel zum Magnetfeld ausbreiten. Die Lösung mit $\varepsilon_{\parallel} = 0$ ergibt eine nicht ausbreitungsfähige Schwingung der Frequenz $\omega = \omega_p$. Für $\vartheta = 90^\circ$ folgen zwei weitere Wellen mit

$$n_O^2 = \varepsilon_{\parallel} \quad (2.19)$$

$$\text{und} \quad n_X^2 = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_l}{\varepsilon_{\perp}}. \quad (2.20)$$

Die sog. ordentliche (O -)Welle ist linear polarisiert mit zum äußeren Magnetfeld paralleler elektrischer Feldkomponente. Die Polarisation der außerordentlichen (X -)Welle ändert sich mit den Plasmaparametern, hat aber immer eine dem Magnetfeld parallele magnetische Feldkomponente.

Die Bedingung $n = 0$ führt zu einer Totalreflexion der Welle am Plasma. Aus den Gleichungen (2.17, 2.20) folgt mit $\varepsilon_r = 0$ die sog. *cutoff*-Frequenz für die R - und die X -Welle, aus den Gleichungen (2.18, 2.20) mit $\varepsilon_l = 0$ die *cutoff*-Frequenz für die L - und die X -Welle und aus Gleichung (2.19) mit $\varepsilon_{\parallel} = 0$ die *cutoff*-Frequenz für die O -Welle.

$$\omega_{R,X} = \frac{\omega_{ce}}{2} \left[\sqrt{1 + 4 \left(\frac{\omega_p}{\omega_{ce}} \right)^2} + 1 \right] \quad (2.21)$$

$$\omega_{L,X} = \frac{\omega_{ce}}{2} \left[\sqrt{1 + 4 \left(\frac{\omega_p}{\omega_{ce}} \right)^2} - 1 \right] \quad (2.22)$$

$$\omega_O = \omega_p \quad (2.23)$$

Die Bedingung $n \rightarrow \infty$ führt zu einem resonanten Energieaustausch zwischen Welle und Teilchen, bei der die Mikrowelle sehr stark gedämpft wird. Resonanzen entsprechen elektrisch einer vollkommenen Impedanzanpassung. Für die sich parallel zum Magnetfeld ausbreitende R -Welle folgt mit $\varepsilon_r \rightarrow \infty$ aus Gleichung (2.17) die EZR-Bedingung

$$\omega = \omega_{ce} . \quad (2.24)$$

Unter Einbeziehung von ω_{ci} folgt mit $\varepsilon_l \rightarrow \infty$ aus Gleichung (2.18) für die L -Welle

$$\omega = \omega_{ci} . \quad (2.25)$$

Von den sich senkrecht zum Magnetfeld ausbreitenden Wellen weist nur die X -Welle Resonanzen auf. Aus Gleichung (2.20) folgen mit $\varepsilon_{\perp} \rightarrow 0$ die obere Hybridfrequenz ω_{UH}

$$\omega_{UH} = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_{ce}^2} , \quad \text{für } \omega \gg \omega_{ci} \quad (2.26)$$

und unter Einbeziehung von ω_{ci} die untere Hybridfrequenz ω_{LH}

$$\omega_{LH} = \frac{\omega_{ci}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega_p}{\omega_{ce}} \right)^2}} , \quad \text{für } \omega \ll \omega_{UH} . \quad (2.27)$$

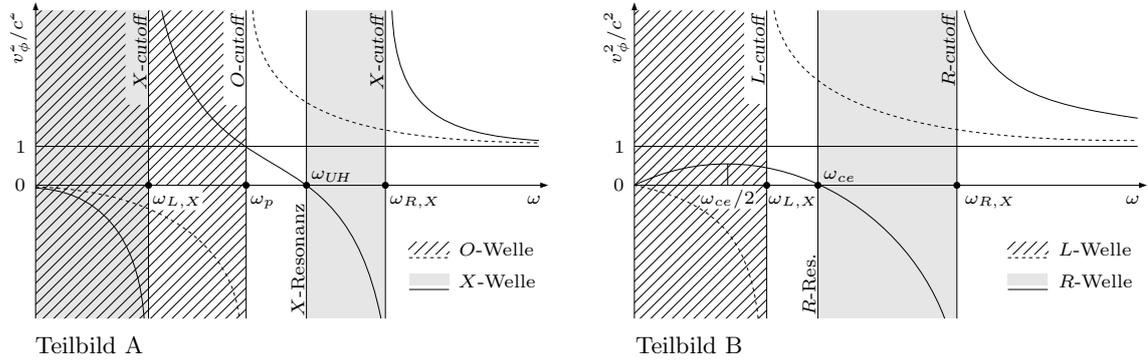


Abb. 2.4: Dispersionsrelationen (gestrichelte und durchgezogene Kurven) für die elektromagnetischen Grundwellen im Plasma im Teilbild A für die *O*- und *X*-Welle, im Teilbild B für die *L*- und *R*-Welle [17]. Eingetragen sind die Resonanzfrequenzen und die *cutoff*-Situationen. Für die einzelnen Wellen sind die Frequenzbereiche, die keine Ausbreitung gestatten, wie in der Legende angegeben, hinterlegt.

Die Dispersionsrelationen sind in Abbildung 2.4 grafisch veranschaulicht. Um die *cutoff*-Situationen und die Resonanzfrequenzen geeignet darzustellen, wurde die Phasengeschwindigkeit v_ϕ über der Mikrowellenfrequenz ω aufgetragen.

Die dargestellten Zusammenhänge gelten für ein Plasma im freien Raum und Plasmakammern mit $l \gg \lambda_0$ (Multimodenquellen). Bei Monomodenquellen wird die Mikrowellenausbreitung zusätzlich durch eine Randbedingung bestimmt, die fordert, dass elektrische Feldkomponenten auf der Kammerwand verschwinden. Eine Behandlung der komplexen Problematik findet sich in [61]. Danach werden die anregbaren Moden wie folgt kategorisiert:

- Plasma-Moden: $\omega < \min(\omega_p, \omega_{ce})$
- Zyklotron-Moden: $\min(\omega_p, \omega_{ce}) < \omega < \omega_{UH}$
- Hohlleitermoden: $\omega > \omega_p$ (für E_{mn} -Wellen) bzw. $\omega > \omega_{UH}$ (für H_{mn} -Wellen)

Ist die Plasmakammer nur teilweise mit Plasma gefüllt, ändern sich die Randbedingungen weiter. Die oben angeführten Moden existieren weiterhin, können jedoch im Bereich des Plasmas in Oberflächenwellen übergehen. Für die i.Allg. unterdichten EZR-Plasmen bleiben die Verhältnisse einfach und entsprechen im Wesentlichen der Wellenausbreitung im Hohlleiter.

2.4 Theoretische Modelle

Für die theoretische Beschreibung des EZR-Plasmas existieren eine Vielzahl unterschiedlicher Ansätze, die zu einem großen Teil in Rechnerprogrammen zur numerischen Lösung umgesetzt wurden. Eine geschlossene Beschreibung des Plasmas, die alle Einflussgrößen berücksichtigt und korrekte Werte für die Ladungszustandsverteilung, Elektronenenergieverteilung und ortsabhängige Teilchendichten ermöglicht, wurde bisher jedoch nicht gefunden.

Die Berechnung der Ladungszustandsverteilung eines EZR-Plasmas kann durch die Lösung eines Systems von Ratengleichungen erfolgen. Ratengleichungen für ein stationäres EZR-Plasma ($dN_i/dt = 0$) wurden von CHAN-TUNG [15], BLIMAN und CHAN-TUNG [9] sowie WEST [126] formuliert. Teilchendichten und -temperaturen gehen als freie Parameter ein. SHIRKOV et al. formulierten nicht stationäre Ratengleichungen [111]. Berücksichtigung finden hier einfache und doppelte Elektronenstoßionisation, einfacher und doppelter Ladungsaustausch zwischen Ionen und Atomen sowie dielektronische Rekombination unter den Annahmen räumlicher Homogenität, einer MAXWELL-Verteilung der Elektronenenergie und der Vernachlässigung der EZR-Heizung. Weiterführende Modelle erlauben die zusätzliche Einspeisung von Elektronen [112] und die Annahme mehrerer unabhängiger MAXWELL-verteilter Elektronenkomponenten [110]. MARCHETTI et al. bestimmten Ladungszustandsverteilungen für Multielementplasmen unter Berücksichtigung von Ionisation, strahlender Rekombination, Ladungsaustausch und Verlustströmen [77]. Der EZR-Heizprozess geht nicht ein. Für die Analyse der charakteristischen K-Strahlung eines Stickstoffplasmas bezüglich der Ladungszustandsverteilung und der Elektronenenergieverteilung wurde im Rahmen dieser Arbeit in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe Atomphysik der Technischen Universität Dresden ein Programm zur Simulation der Röntgenemission eines EZR-Plasmas [73] genutzt (siehe Kap. 5.2; Anh. C).

Eine weitere Möglichkeit der Beschreibung des EZR-Plasmas sind von der Einteilchenbewegung im äußeren Magnetfeld unter Berücksichtigung der EZR-Heizung ausgehende Simulationen. GIRARD et al. formulierten auf dieser Basis Skalierungsgesetze für den Einschluss und die Heizung der Elektronen [38] und berechnen theoretische Ladungszustandsverteilungen [37].

Das von VÁMOSI et al. entwickelte Programm TrapCAD gestattet die Berechnung der Trajektorien einzelner Teilchen im Multipolfeld einer EZR-Quelle unter dem Einfluss der stochastischen EZR-Heizung [7]. Das auf dieser Idee aufbauende Programm von ANDRÄ et al. erlaubt die Berechnung der Trajektorien von einigen 10^4 Elektronen in einer EZR-Quelle und somit Aussagen zur Elektronendichte- und Elektronenenergieverteilung in der Plasmakammer [49]. Ergebnisse dieser Simulationsrechnungen konnten im Rahmen dieser Arbeit erstmals anhand der Strahldichteverteilung des EZR-Plasmas im Spektralbereich des VUV experimentell bestätigt werden (siehe Kap. 5.2).

Entgegen dem Modell der stochastischen Heizung des einzelnen Teilchens schlägt

GOLOVANIVSKI eine Energieübertragung von der eingestrahnten Mikrowelle auf die Elektronen durch kollektive Phänomene vor [39].

MEYER et al. untersuchten den Einfluss des Gasmischungseffektes auf das Plasmapotential [85]. In diesem zweidimensionalen Hybrid-Teilchen-Modell werden das Magnetfeld als homogen angenommen und ausschließlich Ionisationsprozesse berücksichtigt. Eine zweidimensionale Monte-Carlo-Methode zur Bestimmung von Teilchendichten, Plasmapotential und Elektronentemperatur wurde von WU et al. entwickelt [127].

2.5 Plasmadiagnostik an EZR-Quellen

EZR-Quellen werden weltweit vorrangig als Ionenquellen eingesetzt. Die am weitesten verbreitete experimentelle Methode zur Charakterisierung des EZR-Plasmas ist daher die Ionenextraktion und die Messung der ladungszustandsseparierten Ionenströme. Diese Methode bietet einen einfachen Zugang zu den im Plasma signifikant auftretenden Ladungszuständen der Arbeitsgase (Tab. 2.2). Sie bietet jedoch keinen direkten Zugang zur Elektronenenergieverteilung und zur tatsächlichen Ladungszustandsverteilung im Plasma.

Aus der Strahlungsemission des Plasmas kann dagegen auf die Plasmaparameter und Prozesse im Plasma geschlossen werden. Weit verbreitet ist die Bestimmung des vom Plasma emittierten Bremsstrahlungsspektrums mit energiedispersiven Spektrometern. Das Bremsstrahlungsspektrum erlaubt direkte qualitative Aussagen zur Elektronenenergieverteilung [63]. Eine Integraltransformation führt zur quantitativen Elektronenenergieverteilungsfunktion [5, 32, 33, 83, 84]. Die Emission charakteristischer Röntgenstrahlung nach der Erzeugung atomarer Innerschalenvakanzen wird sowohl bei energiedispersiver Messung [45, 73] als auch bei wellenlängendispersiver Messung [20, 42, 44, 73, 78] zur Bestimmung der Ladungszustands- und Elektronenenergieverteilung genutzt (vgl. Kap. 5.2; Anh. C). Ortsaufgelöste Messungen der vom Plasma emittierten Röntgenstrahlung gestatten Aussagen zur Ausdehnung und der räumlichen Struktur des Plasmas [42, 74, 92] (vgl. Kap. 5.3.2).

Im Spektralbereich des VUV ist die Strahlungsemission des EZR-Plasmas bisher nur von wenigen Arbeitsgruppen untersucht worden. Die Emission im VUV weist komplexe Linienspektren auf, aus denen direkt auf die im Plasma signifikant vorkommenden Ladungszustände geschlossen werden kann [62, 122] (vgl. Kap. 5.5.2; Anh. D). Die Verhältnisse der Strahlstärken einzelner Emissionslinien ermöglichen die Bestimmung

Tab. 2.2: Mittels Ionenextraktion nachgewiesene hochgeladene Ionen in einem EZR-Plasma [11]

	Argon	Krypton	Xenon	Tantal	Blei	Uran
Ladungszustand	16+	20+	29+	31+	31+	27+

von Elektronendichte- und Elektronenenergieverteilung [6, 54, 95, 124] und somit die Bestimmung der Ladungszustandsverteilung [84]. Eine Reihe weiterer im Allgemeinen in der Plasmadiagnostik angewandter Methoden werden auch an EZR-Quellen genutzt. Beispiele sind mikrowellendiagnostische sowie magnetische und elektrische Methoden.

So nutzt die Mikrowelleninterferometrie die Phasenverschiebung einer das Plasma durchlaufenden Mikrowelle infolge der Frequenzabhängigkeit des Brechungsindex zur Bestimmung der Elektronendichte im Plasma. Die Mikrowellenspektroskopie dagegen nutzt die vom Plasma emittierte Mikrowellenstrahlung u.a. zur Untersuchung kollektiver Phänomene [84].

Von den elektrischen und magnetischen Methoden dienen diamagnetische Schleifen der Bestimmung des Plasmadrucks senkrecht zum äußeren Magnetfeld aus Änderungen des magnetischen Flusses. LANGMUIR-Sonden werden zur Messung der Elektronentemperatur eingesetzt. Mit der sog. Gegenfeldanalyse werden durch Abbremsung der extrahierten Ionen Ionenenergieverteilungen und daraus das Plasmapotential bestimmt.

Ausführliche Darstellungen zu verschiedenen Methoden der Plasmadiagnostik an EZR-Quellen finden sich in [34, 36, 113].

3 Die Vakuum-UV-Strahlungsquelle ELISA*

Die Konzeption der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Strahlungsquelle ELISA folgte zwei wesentlichen Intentionen:

1. **Es waren grundlegende Untersuchungen zum Einfluss der Betriebsparameter auf das Plasma und damit auf die Strahlungsemission der EZR-Quelle durchzuführen.**

Ziel war es, die Strahlungsemission entsprechend den Anforderungen möglicher Applikationen bzgl. ihrer spektralen Zusammensetzung und der Strahlstärke einzelner Emissionslinien optimieren zu können. Schwerpunkte hierbei waren die bisher an EZR-Quellen nicht systematisch untersuchte gezielte Einkopplung der Mikrowellenleistung in das Plasma sowie Untersuchungen zum Einfluss des Arbeitsgasdrucks. Beide Größen beeinflussen entscheidend die die Strahlungsemission bestimmenden Plasmaparameter Elektronenenergie- und Ladungszustandsverteilung.

Darüber hinaus war die Strahldichteverteilung in Abhängigkeit von den Betriebsparametern im Spektralbereich der Vakuum-UV-Strahlung zu bestimmen. Die Kenntnis der Strahldichteverteilung ist eine wesentliche Voraussetzung für den Einsatz einer Strahlungsquelle als Strahlungsnormal. Außerdem kann aus den Strahldichteprofilen auf die räumliche Struktur des Plasmas geschlossen werden, die bisher kaum untersucht wurde. Die experimentelle Bestimmung der Plasmastruktur aus den Strahldichteprofilen im VUV ermöglicht erstmals die Überprüfung theoretischer Modellierungen zur Elektronenverteilung und räumlichen Struktur des EZR-Plasmas [49].

2. **Die Strahlungsquelle soll die spezifischen Anforderungen an ein Transferstrahlungsnormal erfüllen.**

Für den angestrebten zukünftigen Einsatz als Strahlungsnormal sind Stabilität und Reproduzierbarkeit der Strahlungsemission wesentliche Voraussetzungen. Dies erfordert für jeden einzelnen das Plasma und somit die Strahlungsemission beeinflussenden Betriebsparameter eine hohe Stabilität und Reproduzierbarkeit bei der Einstellung.

*englisch: ELECTRON CYCLOTRON RESONANCE LIGHT SOURCE ASSEMBLY

Die Forderung nach Transportabilität der Strahlungsquelle und ihr Einsatz in verschiedenen Laborumgebungen bedingt einen kompakten Aufbau und eine niedrige Gesamtleistungsaufnahme.

Die in den folgenden Abschnitten vorgestellten Lösungen für den Aufbau der Strahlungsquelle ELISA berücksichtigen diese Forderungen und die sich aus den in Kapitel 2 dargestellten grundlegenden Zusammenhängen ergebenden Konsequenzen.

Abbildung 3.1 bietet eine detaillierte Darstellung des Aufbaus der Strahlungsquelle. Die Teilbilder A bzw. B zeigen ein photorealistisches Abbild des Aufbaus in Voll- bzw. Schnittdarstellung. Im Teilbild C ist der Aufbau schematisch dargestellt.

Eine Auflistung der im Aufbau von ELISA integrierten Geräte befindet sich im Anhang A, Tabelle A.1.

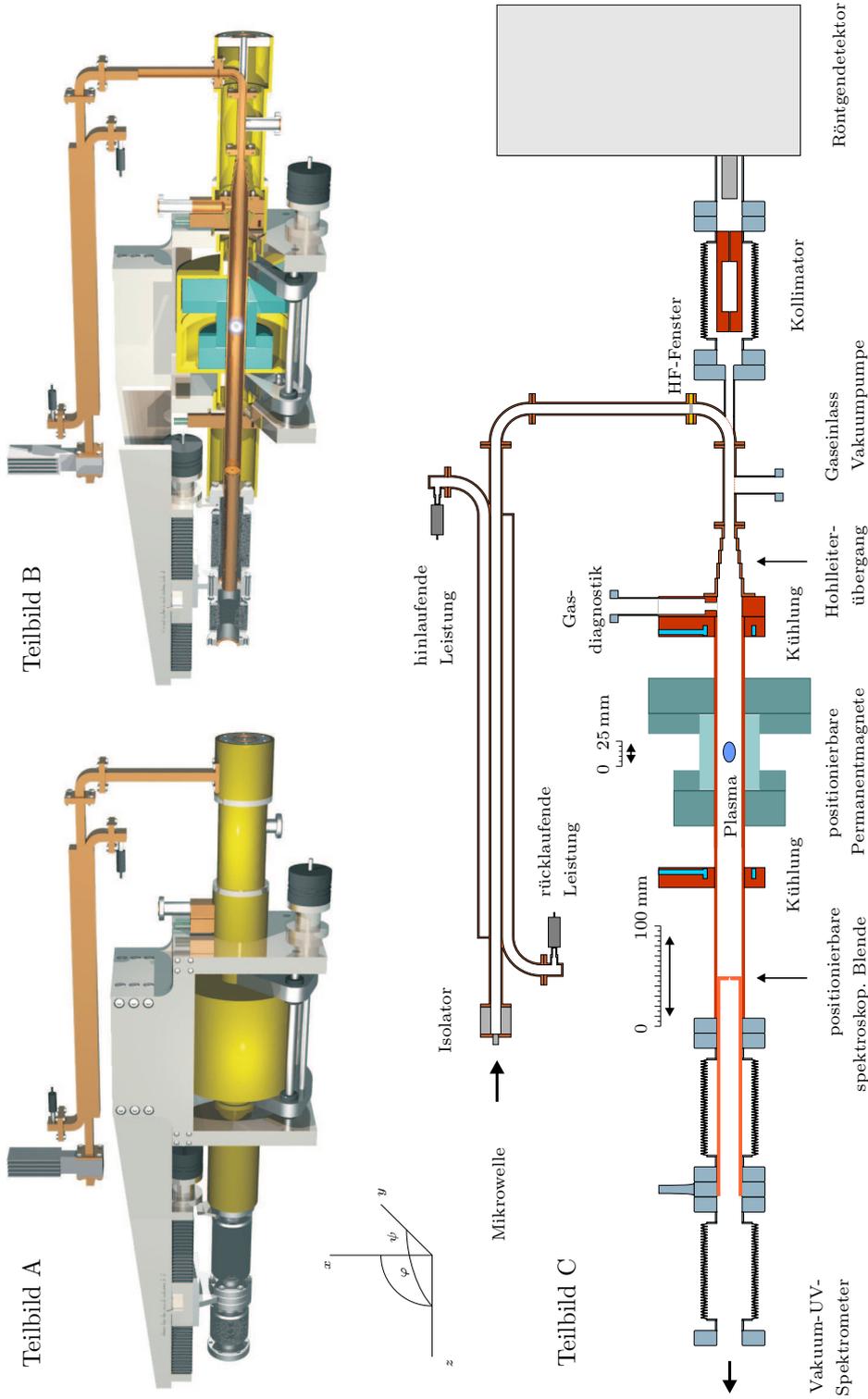


Abb. 3.1: Aufbau von ELISA: Teilbild A zeigt eine photorealistische Darstellung des Aufbaus. Teilbild B dokumentiert die Lösungen für die axiale Positionierung der spektroskopischen Blende und des Magnetfeldes und für die Bleikapselung der Quelle (Elemente mit gelber Färbung). Teilbild C stellt den Aufbau detailliert schematisch dar.

3.1 Magnetfeldsystem

Die Stärke des Magnetfeldes einer EZR-Quelle legt den Bereich der möglichen Resonanzfrequenzen fest und beeinflusst wesentlich den erreichbaren mittleren Ladungszustand des Plasmas [34]. Die bei den meisten EZR-Quellen verwendeten Spulenanordnungen erlauben zwar eine für viele Experimente und die Ionenextraktion interessante Variation des Magnetfeldes, haben aber für eine transportable, radiometrisch genutzte Strahlungsquelle entscheidende Nachteile. Sie sind relativ groß, benötigen große elektrische Leistungen und eine aufwendige Kühlung.

Eine alternative Lösung für die Erzeugung des Magnetfeldes, die diese Probleme umgeht, besteht im ausschließlichen Einsatz von Permanentmagneten. Die heute zur Verfügung stehenden magnetischen Werkstoffe erlauben den Bau von Permanentmagnet-EZR-Quellen mit einer Resonanzfrequenz von $\omega/2\pi \approx 10$ GHz.

Die bei ELISA eingesetzte Anordnung der Permanentmagnete geht auf eine Entwicklung der Universität Gießen zurück. Die Arbeitsgruppe Schwerionen-Atomphysik arbeitet ebenfalls an der Entwicklung kompakter EZR-Quellen [100, 101, 122]. Abbildung 3.2 zeigt die Magnetisierung und die Anordnung der vier Permanentmagnetringe und des Hexapols sowie die Magnetfeldstärke für ausgewählte Koordinaten.

Obwohl für eine reine Strahlungsquelle nicht erforderlich, wurde ein asymmetrisches axiales Spiegelfeld gewählt, welches die Option der Ionenextraktion bietet, da die aus den extrahierten Ionenströmen gewonnenen Ladungszustandsverteilungen weit verbreitet der Charakterisierung von EZR-Quellen dienen. Somit ergeben sich für das Spiegelverhältnis nach Gleichung (2.6)

$$R_{m,1} = 1.95 \quad \text{und} \quad R_{m,2} = 2.34 \quad .$$

Das Magnetfeldminimum begrenzt die möglichen Resonanzfrequenzen zu

$$\omega/2\pi \geq 9.81 \text{ GHz} \quad .$$

Der Hexapol wurde in HALBACH-Geometrie gefertigt [47]. Diese Geometrie bietet ein optimales Verhältnis zwischen der Anzahl der einzelnen Segmente und der erreichbaren Feldstärke an der Wand der Plasmakammer.

Der verwendete Magnetwerkstoff der Firma VACUUMSCHMELZE GmbH trägt die Bezeichnung *VACODYM 396 HR* mit einer Remanenz von 1.22 T und einer Koerzitivfeldstärke von 2070 kA/m. Die geometrischen Abmessungen der einzelnen Permanentmagnete sind in Tab. 3.1 zusammengefasst.

Der Aufbau der Permanentmagnetanordnung bei ELISA weist eine Besonderheit auf. Die gesamte Anordnung ist axial mit einer Genauigkeit von 0.1 mm über eine Weglänge von 25 mm reproduzierbar, schrittmotorgesteuert positionierbar (vgl. Abb. 3.1, insb. Teilbilder A und B). Damit besteht die Möglichkeit, die spektroskopische Blende (Feldverteilung der Mikrowelle in der Plasmakammer; siehe folgender Abschnitt) und das Magnetfeld (Resonanzfläche) unabhängig zueinander zu positionieren und somit die Feldverteilung mit der Resonanzfläche abzutasten (siehe Kap. 5.1).

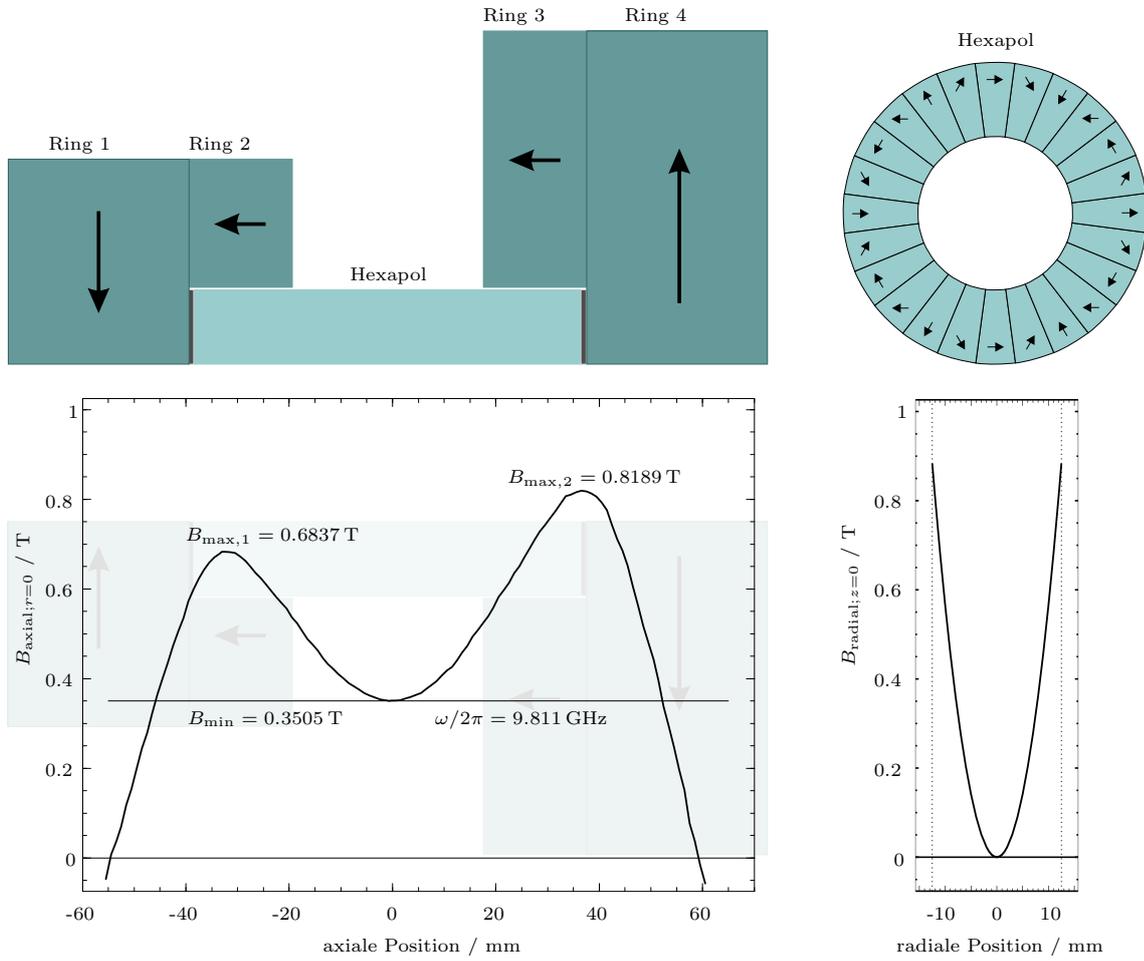


Abb. 3.2: Anordnung, Magnetisierung und Feldstärke der das Magnetfeld erzeugenden Permanentmagnete

Tab. 3.1: Geometrische Daten der Permanentmagnete (Bezeichnungen nach Abb. 3.2)

	Anzahl der Segmente	Länge (mm)	Durchmesser (mm)	
			innen	außen
Hexapol	24	75	30	59
Ring 1	6	35	30	110
Ring 2	6	20	60	110
Ring 3	12	20	60	160
Ring 4	12	35	30	160

3.2 Mikrowellensystem*

Bei der Konzeption des Mikrowellensystems standen Stabilität und Reproduzierbarkeit von Frequenz und Leistung im Vordergrund. Die eingesetzten Geräte bieten jedoch zusätzlich die Flexibilität, Untersuchungen über einen großen Frequenz- und Leistungsbereich zu ermöglichen.

Für den von der Magnetfeldstärke der min-B-Konfiguration vorgegebenen Frequenzbereich um 10 GHz (vgl. Abb. 3.2) kommen zur Mikrowellenerzeugung für Leistungen bis ca. 200 W cw[†] Magnetrons und Frequenzgenerator-Verstärker Kombinationen in Betracht. Die Stabilität von Magnetrons hat sich jedoch in Voruntersuchungen als unzureichend erwiesen (siehe Kap. 5.5.1).

Die eingesetzte Kombination aus Frequenzgenerator und Wanderwellenverstärker (TWTA[‡]) stellt Mikrowellenleistungen bis 250 W cw in einem Frequenzbereich von 8 GHz bis 18 GHz bereit. Die Ausgangsleistung des TWTA wird mit einem thermischen Leistungsmesskopf überwacht und dient bei Bedarf als Regelgröße für die Ausgangsleistung des Frequenzgenerators. Die Zuführung der Mikrowelle zur EZR-Quelle erfolgt über ein Rechteckhohlleitersystem (X-Band, WR90).

Die Mikrowellenleitung innerhalb von ELISA ist in Abbildung 3.1 illustriert. Die Plasmakammer besteht aus einem Kupferhohlzylinder mit einem Innendurchmesser von 25 mm. Da für die Plasmakammer $l \gg \lambda_H$ gilt, kann sie als Rundhohlleiter betrachtet werden (vgl. Kap. 2.3).

Aus Gleichung (2.13) folgen für die kritische Wellenlänge λ_c und die Hohlraumwellenlänge allgemein λ_H

$$\lambda_c > \lambda_0 \quad \text{und} \quad \lambda_H > \lambda_0 . \quad (3.1)$$

Mit den Beziehungen (2.8) und (2.12) kann aus Gleichung (2.13) und den Relationen (3.1) für die ausbreitungsfähigen Mikrowellenmoden im Rundhohlleiter die Bedingung

$$k_{mn} < \frac{a \cdot \omega}{2c} < 2.6 \quad \text{mit} \quad a = 25 \text{ mm} , \quad \omega/2\pi = 9.94 \text{ GHz} \quad (3.2)$$

formuliert werden. Ein Vergleich mit Tabelle 2.1 zeigt, dass diese Bedingung nur für den H_{11} - und den E_{01} -Mode erfüllt ist.

Der E_{01} -Mode ist für die EZR-Heizung ohne Bedeutung, da er vor allem axiale elektrische Feldkomponenten aufweist. Die bevorzugte Anregung des H_{11} -Modes ergibt sich aus der Geometrie der Mikrowelleneinkopplung in die Plasmakammer.

Aus den Beziehungen (2.8), (2.9) und (3.1) folgt die Wellenausbreitung im Rechteckhohlleiter im H_{10} -Mode. Die Feldverteilung des H_{10} -Modes im Rechteckhohlleiter ist, abgesehen von der Geometrie des Querschnitts, identisch zur Feldverteilung des H_{11} -Modes im Rundhohlleiter (vgl. Abb. 3.3) [81].

*Die Spezifikationen der eingesetzten Geräte (s. Tab. A.1) sind den Handbüchern zu entnehmen.

[†]englisch: continuous wave

[‡]englisch: traveling waveltube amplifier

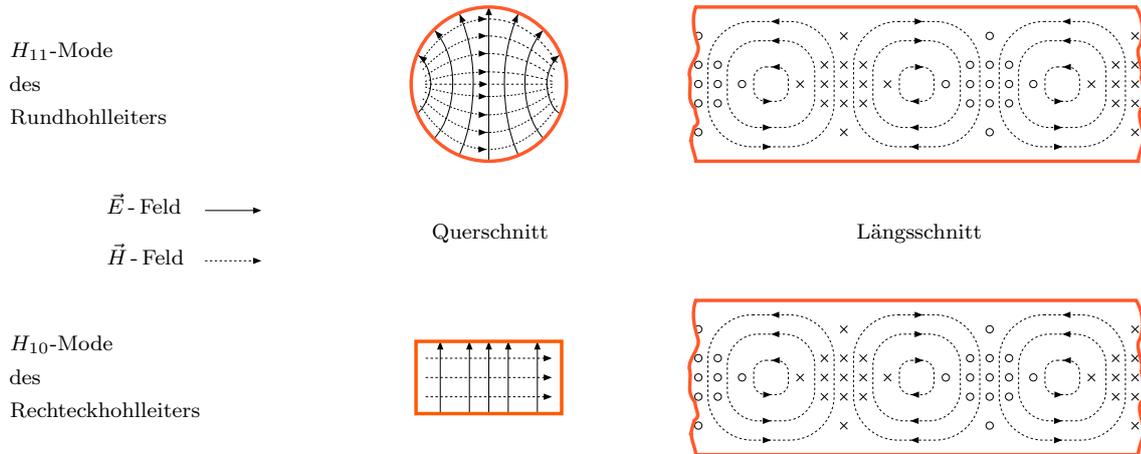


Abb. 3.3: Feldverteilung des H_{11} -Modes im Rundhohlleiter und des H_{10} -Modes im Rechteckhohlleiter

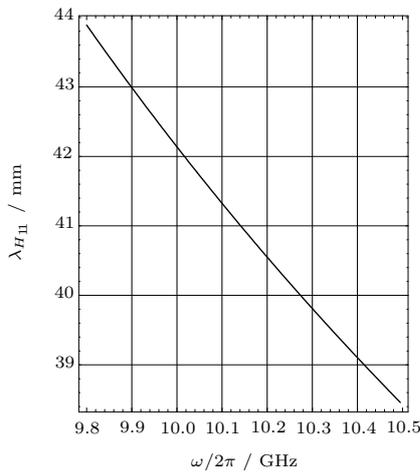


Abb. 3.4: Wellenlänge des H_{11} -Modes in der Plasmakammer von ELISA in Abhängigkeit von der Mikrowellenfrequenz

Die Wahl der axialen Einkopplung der Mikrowelle in die Plasmakammer über einen verlust- und reflexionsarmen Hohlleiterübergang führt daher zur ausschließlichen Anregung des H_{11} -Modes in der Plasmakammer. ELISA ist somit eine Monomodенquelle.

Die Hohlraumwellenlänge folgt aus Gleichung (2.13) und ist in Abbildung 3.4 in Abhängigkeit von der Mikrowellenfrequenz grafisch dargestellt. Sie beträgt

$$\lambda_{H_{11}} = 42.6 \text{ mm} \quad \text{bei} \quad \omega/2\pi = 9.94 \text{ GHz} .$$

Die Ausbildung der Plasmakammer als Monomodenkammer begünstigt einen kompakten Aufbau der Strahlungsquelle. Weitere Vorteile sind die damit bekannte Feldverteilung in der Plasmakammer und die einfache Abstimmung des Mikrowellensystems über einen Kurzschlusschieber.

Bei ELISA bilden der Kurzschlusschieber und die spektroskopische Blende für Untersuchungen im Wellenlängenbereich des VUV eine funktionelle Einheit (siehe Abb. 3.1). Die Blende ist im Unterschied zu EZR-Ionenquellen in großem Abstand zum Plasma angeordnet, wodurch Plasma-Blenden-Wechselwirkungen vermieden werden und insbesondere die Strahlenbelastung der unmittelbaren Umgebung deutlich verringert wird. Der Kurzschlusschieber kann bei brennendem Plasma in seiner axialen Position über eine Weglänge von 100 mm reproduzierbar mit einer Präzision von 0.2 mm schrittmotorgesteuert variiert werden. Damit besteht die Möglichkeit, bisher

Bei ELISA bilden der Kurzschlusschieber und die spektroskopische Blende für Untersuchungen im Wellenlängenbereich des VUV eine funktionelle Einheit (siehe Abb. 3.1). Die Blende ist im Unterschied zu EZR-Ionenquellen in großem Abstand zum Plasma angeordnet, wodurch Plasma-Blenden-Wechselwirkungen vermieden werden und insbesondere die Strahlenbelastung der unmittelbaren Umgebung deutlich verringert wird. Der Kurzschlusschieber kann bei brennendem Plasma in seiner axialen Position über eine Weglänge von 100 mm reproduzierbar mit einer Präzision von 0.2 mm schrittmotorgesteuert variiert werden. Damit besteht die Möglichkeit, bisher

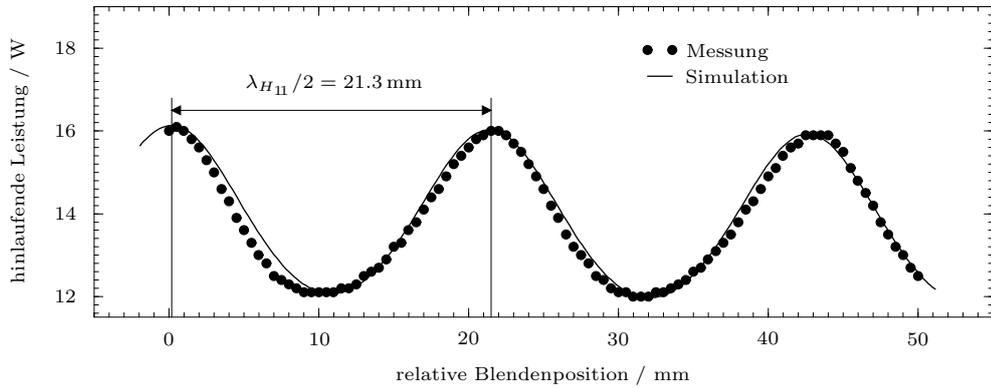


Abb. 3.5: Hinlaufende Leistung in Abhängigkeit von der Blendenposition, gemessen und berechnet

nicht erfolgte Untersuchungen zur Optimierung der Mikrowelleneinkopplung in das Plasma und deren Periodizität durchzuführen (siehe Kap. 5.1).

Die Abstimmung des Mikrowellensystems bzw. die Optimierung der Einkopplung der Mikrowelle in das Plasma wird durch die Messung von hinlaufender (P_{hin}) und rücklaufender Leistung ($P_{\text{rück}}$) bzw. aus der absorbierten Leistung (Differenzbildung der beiden Messwerte P_{abs}) bestimmt. Gemessen werden die Leistungen an -30 dB-Richtungskopplern mittels thermischer Leistungsmessköpfe. Eine Variation der Blendenposition und damit der Resonatorlänge des Mikrowellensystems zeigt den für einen Resonator typischen Verlauf für die hinlaufende Leistung (Abb. 3.5). Die Simulation zeigt, dass sich das System wie ein Resonator mit einem Reflexionskoeffizienten R von 7% auf der Seite der Mikrowelleneinkopplung verhält, unter der Annahme einer Reflexion von 100% am Kurzschlusschieber. Die Abweichungen zwischen den Messwerten und dem berechneten Verlauf sind auf leistungs- und phasenabhängige Absorptionen zurückzuführen, die im Modell

$$P_{\text{hin}}(l) \propto \frac{1}{1 + R^2 - 2R \cos(\phi + 2k(l - l_0))} \quad (3.3)$$

nicht berücksichtigt sind.

Das Mikrowellenfenster aus Quarz trennt den nicht evakuierten Hohlleiterbereich vom Vakuumbereich (s. Abb. 3.1, Teilbild C). Um es vor Ionenbeschuss und Bedampfung zu schützen, ist es außerhalb der Plasmakammerachse angeordnet. Ein Isolator schützt den TWTA bei Fehlanpassung vor rücklaufender Leistung.

3.3 Spektroskopie

Die Konzeption der Strahlungsquelle erlaubt spektroskopische Untersuchungen orts- und energieaufgelöst simultan im Energiebereich der VUV- und der Röntgenstrahlung. Der spektroskopische Zugang zum Plasma erfolgt axial.

Die spektroskopische Blende dient der Untersuchung der vom Plasma emittierten VUV-Strahlung. Lochblenden mit den Durchmessern 0.5 mm, 1.0 mm, 2.0 mm, 3.0 mm und 5.0 mm sowie für orts aufgelöste Messungen eine mit einem Nickelnetz zur Mikrowellenabschirmung ausgestattete Blende mit einem Durchmesser von 13.0 mm stehen zur Verfügung. Zu berücksichtigen ist, dass sich mit der axialen Variation der Blenden- bzw. der Magnetfeldposition der Raumwinkel und das beobachtete Plasmavolumen ändern.

Röntgenspektroskopische Untersuchungen erfolgen über eine mit einem Nickelnetz geschirmte Öffnung mit einem Durchmesser von 8 mm im Hohlleiterbogen auf der Seite der Mikrowelleneinkopplung (vgl. Abb. 3.1). Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Röntgenkollimator besteht aus zwei unabhängigen Kreuzspaltsystemen (Spaltbacken: 5 mm Wolfram) mit kontinuierlich variierbaren Öffnungen (siehe [43]) und weist eine Kollimatorlänge von 200 mm auf.

Für orts aufgelöste Messungen bzw. für die Ausrichtung der Strahlungsquelle und des Kollimators zueinander sowie für die Ausrichtung der Quelle zu den Spektrometern besitzen die Lagerungen der Strahlungsquelle und des Röntgenkollimators unabhängig voneinander vier Bewegungsfreiheitsgrade (in x -, y -, φ - und ψ -Richtung, vgl. Abb. 3.1).

3.4 Gaseinlass und Gasdiagnostik

Für den reproduzierbaren und den zeitlich stabilen Betrieb der EZR-Strahlungsquelle sind die Reproduzierbarkeit und die Stabilität des Druckes und der Zusammensetzung des Arbeitsgases von grundlegender Bedeutung.

Der Gaseinlass erfolgt wahlweise (bei optionalem Mischgasbetrieb* gleichzeitig) über zwei steuer- und regelbare Nadelventile in großer Entfernung zum Plasma. Gasdruck und -zusammensetzung werden in größtmöglicher Nähe zum Plasma bestimmt. Zur präzisen Druckmessung wird ein Gasreibungsmanometer eingesetzt. Die Gaszusammensetzung wird mit einem Quadrupolmassenspektrometer gemessen. Als Regelgrößen zur automatischen Druckregelung werden entsprechende Ausgangssignale des Quadrupolmassenspektrometers oder eines Ionisationsvakuummeters in unmittelbarer Nähe zu den Gaseinlassventilen genutzt. Detaillierte Ausführungen zur Drucksteuerung finden sich in der Bedienungsanleitung [43].

Der Einfluss durch Plasma-Wand-Wechselwirkungen zerstäubten Plasmakammermaterials auf das Plasma wurde in [84, 86] untersucht. Der Partialdruck dieser Komponente im Plasma ist der Druckmessung nicht zugänglich. Qualitative Aussagen lassen sich aus der Auswertung von VUV- und Röntgenspektren treffen (vgl. Kapitel 5.2).

* Zum Einfluss der Beimengung leichter Gase zu einem schwereren Arbeitsgas siehe z.B. [2, 19, 22, 109]. Allgemein resultiert eine größere Dichte höherer Ladungszustände des schwereren Gases.

3.5 Strahlenschutz

Durch resonante Elektron-Zyklotron-Heizung werden Elektronenenergien von mehreren hundert Kiloelektronenvolt erreicht. Die Abbremsung dieser hochenergetischen Elektronen im Arbeitsgas oder in der Plasmakammerwand führt zu intensiver Bremsstrahlung im Energiebereich der Röntgenstrahlung ($E_e > 6 \text{ keV}$). Um die Strahlenbelastung in der unmittelbaren Arbeitsumgebung von ELISA innerhalb der von der Strahlenschutzverordnung [12] geforderten Grenzwerte zu halten, ist der Bereich der Quelle, in dem hochenergetische Elektronen mit Konstruktionsmaterialien oder dem Arbeitsgas wechselwirken können, in 4 mm Blei gekapselt (vgl. Abb. 3.1). ELISA befindet sich in einem für die Anforderungen an eine Strahlungsquelle (siehe Seite 18) entwickelten Strahlenschutzgehäuse.

Weiterführende Details finden sich in der Bedienungsanleitung [43].

4 Darstellung der spektroskopischen Untersuchungsmethoden

Die vom Plasma einer EZR-Quelle emittierte Strahlung charakterisiert wesentlich den Zustand des Plasmas. Spektrale Zusammensetzung, Intensität und räumliche Verteilung lassen Rückschlüsse auf Energieverteilungen und Teilchendichten im Plasma sowie auf die räumliche Struktur des Plasmas zu.

Die spektroskopische Untersuchung des EZR-Plasmas ist, im Gegensatz zu Untersuchungen mit Sonden, eine das Plasma nicht beeinflussende Methode zur Charakterisierung des Plasmas. Der Vorteil der Spektroskopie gegenüber der Ionenextraktion zur Bestimmung der Ladungszustandsverteilung liegt in der direkten Abbildung der tatsächlich vorliegenden Verhältnisse innerhalb des Plasmas.

Die quantitative Bestimmung der spektralen Verteilung der vom EZR-Plasma emittierten Strahlung schließlich dient der radiometrischen Charakterisierung der Strahlungsquelle.

Der Aufbau von ELISA gestattet in axialer Richtung orts aufgelöste simultane spektroskopische Untersuchungen im Spektralbereich der VUV- und der Röntgenstrahlung.

4.1 Spektroskopie im Vakuum-UV-Bereich

Die spektroskopischen Untersuchungen wurden an Monochromatoren zur Charakterisierung von Strahlungsquellen im Spektralbereich der Vakuum-UV-Strahlung der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) durchgeführt.

Für orts aufgelöste Messungen und Messungen im langwelligen VUV kam ein Reflexionsgitterspektrometer mit nahezu senkrechtem Strahlungseinfall* zum Einsatz. Die radiometrischen Untersuchungen und Messungen im kurzwelligen VUV wurden am Toroidgitter-Monochromator (TGM), einem fokussierenden Reflexionsgitterspektrometer mit streifendem Strahlungseinfall, im Radiometrielabor der PTB an der Berliner Elektronenspeicherringanlage für Synchrotronstrahlung BESSY I durchgeführt.

* englisch: Normal-Incidence-Monochromator (NIM)

4.1.1 Normal-Incidence-Monochromator

Der Aufbau der Strahlungsquelle am NIM-Messplatz gestattete orts aufgelöste Spektroskopie im Wellenlängenbereich von 40 nm bis 400 nm [56]. Abbildung 4.1 veranschaulicht den experimentellen Aufbau.

Zur Charakterisierung von Strahlungsquellen stehen fünf identisch aufgebaute Ultrahochvakuum(UHV)-Strahlrohre zur Verfügung. Die von einer Strahlungsquelle ausgehende Strahlung wird von einem Spiegel in der UHV-Spiegelkammer auf die Eintrittsblende des unterhalb der Strahlrohrebene liegenden Monochromators abgebildet.

Der sphärische, aluminiumbeschichtete Spiegel ist auf einem schrittmotorgesteuerten Zwei-Achsen-Goniometer montiert. Dies gestattet die exakte und reproduzierbare, um den Faktor 3.2 verkleinerte Abbildung des strahlenden Quellvolumens jeweils einer der an den Strahlrohren aufgebauten Strahlungsquellen auf die Eintrittsblende.

Die Eintrittsblende bestimmt durch ihre Größe den beobachteten Bereich des strahlenden Quellvolumens. Lochblenden mit einem Durchmesser von 50 μm bis 2 mm stehen zur Verfügung. Für rein spektroskopische Untersuchungen sind Eintrittsspalt von 60 μm , 185 μm oder 240 μm nutzbar.

Der Monochromator ist vom MCPHERSON-Typ mit einer Armlänge von 1 m und einem Öffnungswinkel von 15°. Er ist mit zwei verschiedenen Gittern (vgl. Tab. 4.1) ausgestattet, die fest auf einem drehbaren Gitterhalter montiert, unter Vakuum wahlweise in den Strahlengang gebracht werden können.

Die monochromatisierte Strahlung kann unter Nutzung eines Umlenkspiegels alternativ von zwei, in der spektralen Empfindlichkeit verschiedenen Detektoren (Photoelektronenvervielfacher) nachgewiesen werden (vgl. Tab. 4.2). Die Detektoren werden in Abhängigkeit von der auf den Detektor fallenden spektralen Strahlungsleistung im Strom- oder Zählbetrieb eingesetzt.

Für die absolute Bestimmung der Strahlstärke einer Strahlungsquelle wird diese direkt mit einem Transfornormal für den entsprechenden Spektralbereich verglichen. Um systematische Unsicherheiten zu vermeiden, wie Abbildungsfehler und Änderungen der Reflektivität des Spiegels, wenn dieser unter unterschiedlichen Winkeln beleuchtet wird, werden zum Strahlungsquellenvergleich ausschließlich zum zentralen Strahlrohr symmetrisch angeordnete Strahlrohre genutzt.

Die Verkippung des Spiegels in 0.001°-Schritten sowohl um seine horizontale als

Tab. 4.1: Eigenschaften der Gitter des Normal-Incidence-Monochromators

Linienzahl pro mm	Blaze-Wellenlänge in 1. Ordnung (nm)	Beschichtung	nutzbarer Spektralbereich (nm)	max. spektrale Auflösung* (nm)
2400	80	Osmium	40 bis 160	0.025
600	150	Aluminium	40 bis 640	0.1

* Eintrittsspalt: $0.06 \times 8 \text{ mm}^2$

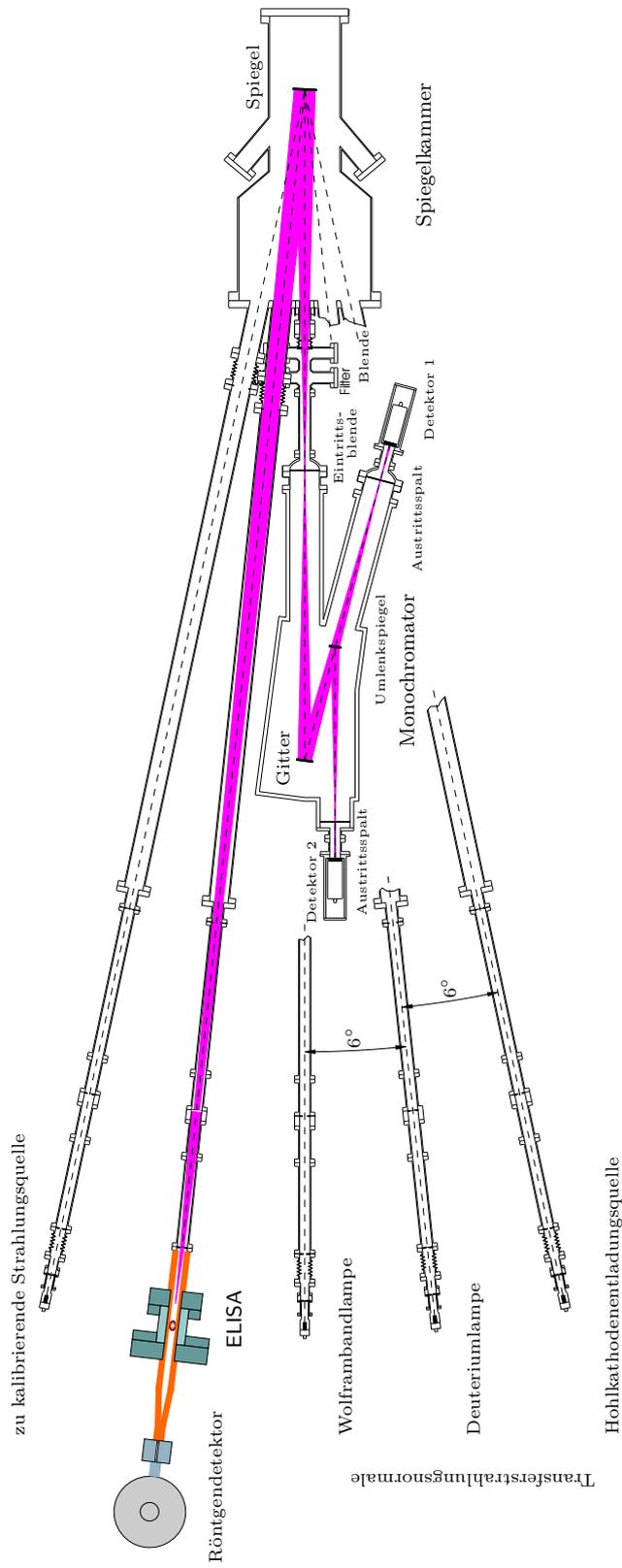


Abb. 4.1: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus von ELISA am Normal-Incidence-Monochromator (Draufsicht). Die Monochromatoreinheit ist unterhalb der Ebene der Strahlrohre angeordnet.

Tab. 4.2: Eigenschaften der am NIM-Messplatz eingesetzten Detektoren

	Bezeichnung	Material des Eintrittsfensters	Material der Photokathode	nutzbarer Spektralbereich (nm)
Detektor 1	EMI EM 226	offen	Cu-Be	10 bis 120
Detektor 2	EMR 541 F-08 17	LiF	Cs ₂ Te	105 bis 250
Detektor 2*	EMI 9405 B	MgF ₂	RbTe	115 bis 250
Detektor 2*	EMI 9635 QB	Quarz	bialkali	160 bis 400

* alternativ einsetzbar

auch um seine vertikale Achse für die Abbildung der Strahlungsquellen an den einzelnen Strahlrohren auf die Eintrittsblende des Monochromators bietet zusätzlich die Möglichkeit, das Strahldichteprofil einer Strahlungsquelle zu vermessen. Wird als Eintrittsblende eine Blende mit einer Öffnung verwendet, die kleiner ist als die Ausdehnung der Abbildung der strahlenden Fläche in der Blendenebene, so wird ortsselektiv die Strahlstärke des von der Blende erfassten Ausschnitts bestimmt. Durch eine sukzessive Verkippung des Spiegels in vertikaler und horizontaler Richtung jeweils um Winkelschritte, die einer Verschiebung der Abbildung um die Größe der Blendenöffnung entsprechen, wird das Strahldichteprofil der Strahlungsquelle abgetastet. Bei Nutzung der kleinsten zur Verfügung stehenden Eintrittsblende wird eine Ortsauflösung von 150 μm erreicht.

Abbildung 4.2 zeigt das typische Strahldichteprofil eines Kryptonplasmas, erzeugt

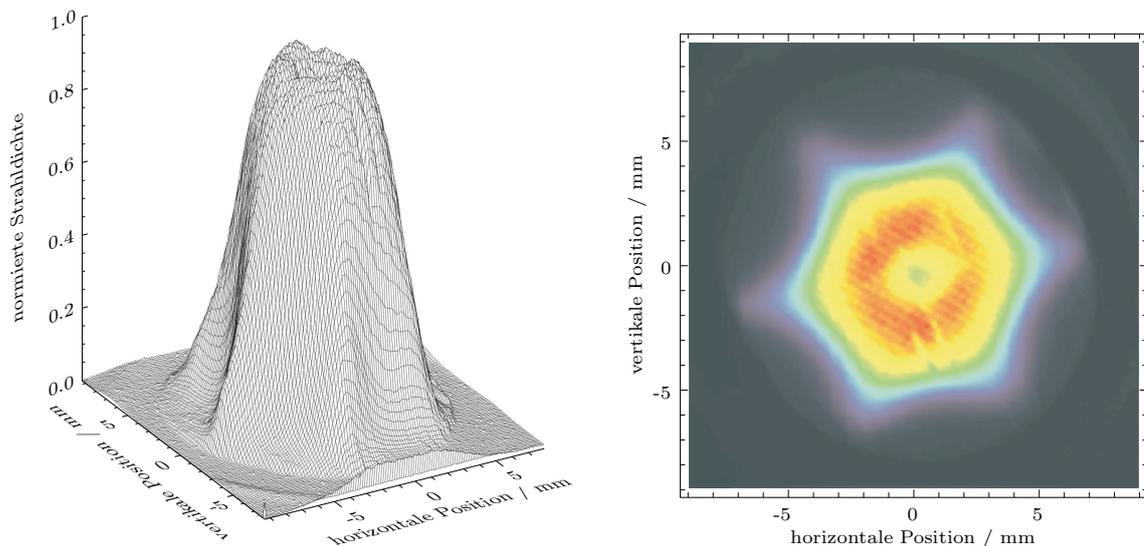


Abb. 4.2: Typisches Strahldichteprofil eines Kryptonplasmas von ELISA in der nullten Ordnung des NIM (Wellenlängenbereich: 40 nm bis 400 nm)

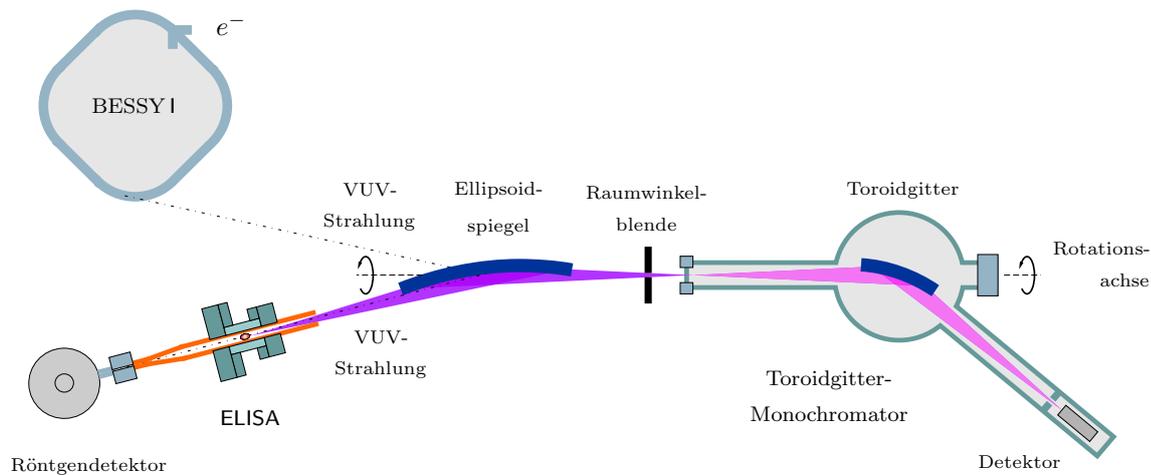


Abb. 4.3: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus von ELISA am Toroidgitter-Monochromator bei BESSY I (Draufsicht)

von ELISA, mit einer Ortsauflösung von $150\ \mu\text{m}$. Zu erkennen sind neben der Intensitätsverteilung auch die Struktur des Nickelnetzes in der spektroskopischen Blende (vgl. Kapitel 3, Seite 25). Aufgrund des bei so hoher Ortsauflösung sehr niedrigen Signals wurden die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Strahldichteprofile, wenn nicht explizit anders angegeben, mit einer Ortsauflösung von $600\ \mu\text{m}$ bestimmt.

4.1.2 Toroidgitter-Monochromator*

Der Aufbau der Strahlungsquelle am TGM-Messplatz im Radiometrielabor der PTB bei BESSY I ermöglichte spektroskopische Untersuchungen im Wellenlängenbereich von $5\ \text{nm}$ bis etwa $110\ \text{nm}$ und die quantitative Messung der Strahlstärke ausgewählter Emissionslinien im Bereich von $5\ \text{nm}$ bis $65\ \text{nm}$ (s. Kap. 5.5.2). Die radiometrischen Untersuchungen erfolgten durch direkten Vergleich der zu bestimmenden spektralen Strahlstärke der Strahlungsquelle mit der berechenbaren spektralen Strahlstärke des Primärnormals BESSY I [3, 120]. Der experimentelle Aufbau wird durch die schematische Darstellung in Abbildung 4.3 verdeutlicht.

Aufbau des Toroidgitter-Monochromators [27, 28]

Der gesamte Strahlengang von der Strahlungsquelle bis zum Detektionssystem wird unter Ultrahochvakuum geführt, um Strahlungsabsorption zu verhindern und die Kontamination der optischen Komponenten mit Kohlenwasserstoffen zu minimieren.

Ein Ellipsoidspiegel (Spiegelmaterial *KANIGEN*, 90 % bis 93 % Nickel; Glanzwinkel 4°) bildet die von ELISA emittierte Strahlung auf den Eintrittsspalt des Mono-

*Dieser Messplatz steht seit der Schließung von BESSY I am 31.12.1999 nicht mehr zur Verfügung.

Tab. 4.3: Eigenschaften der Gitter des Toroidgitter-Monochromators

Linienzahl pro mm	Blaze-Wellenlänge in 1. Ordnung (nm)	Beschichtung	nutzbarer Spektralbereich (nm)	reziproke Lineardispersion (nm/mm)
600	13	Gold	ca. 5 bis 25	0.24
200	40	Gold	ca. 20 bis 110	0.72

Tab. 4.4: Filter* zur selektiven Schwächung der Strahlung höherer Beugungsordnung

Material	Absorptionskante	nutzbarer Spektralbereich (nm)
Magnesium	Mg L _{II/III}	25 bis 45
Aluminium	Al L _{II/III}	17 bis 35
Zinn(97 %)-Germanium(3 %)	Sn N _{IV/V}	52 bis 70

* Die Dicke eines Filters ist Bestandteil der Kalibrierung und wird nicht gesondert angegeben.

chromators ab. Die Geometrie des Ellipsoids gestattet eine stigmatische Abbildung bei einer Gegenstandsweite von 7000 mm in die sich dann in einer Entfernung von 1000 mm befindliche Bildebene. Die Faltenbalgverbindung zwischen Monochromator und Spiegelkammer gestattet es, für andere Gegenstandsweiten den Monochromator axial zu verfahren, so dass der Eintrittsspalt in der Bildebene liegt. Von den zur Verfügung stehenden, den Strahlungsfluss begrenzenden Raumwinkelblenden wurde im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich die $4 \times 4 \text{ mm}^2$ -Blende genutzt.

Eintrittsarm (Länge 1000 mm) und Austrittsarm (Länge 1415 mm) des Monochromators sind unter einem Winkel von 162° angeordnet. Die auf einem Halter gelagerten Toroidgitter unterschiedlicher Beugungsliniendichte werden unter Vakuum alternativ in den Strahlengang gebracht und über einen Gittermitnehmer gedreht, um die gewünschte Wellenlänge auf den Austrittsspalt abzubilden. Eine Übersicht über die Eigenschaften der Toroidgitter des Monochromators gibt Tabelle 4.3. Als Detektionssystem wurde ein offener Photoelektronenvervielfacher Typ EMI EM 226 (vgl. Tab. 4.2) im Zählbetrieb verwendet. Zur selektiven Schwächung der Strahlung höherer Beugungsordnung wurden verschiedene Filter eingesetzt (siehe Tab. 4.4). Die Größe des Eintrittsspalt ist frei wählbar und wurde der Austrittsspaltgröße angepasst.

Der gesamte Monochromator ist unter UHV um 90° drehbar. Die Drehachse liegt auf der Geraden, die den Gittermittelpunkt und den Eintrittsspalt verbindet (siehe Abb. 4.3). Dies erlaubt, eine polarisierte Strahlungsquelle vorausgesetzt (z.B. Synchrotronstrahlung), die Bestimmung des Polarisationsvermögens der Monochromator-Detektor-Einheit. Das Polarisationsvermögen ist beim Vergleich insbesondere der unpolarisierten Strahlung einer EZR-Quelle mit der polarisierten Synchrotronstrahlung zu beachten. Die auf der Grundlage von Literaturdaten berechneten polarisierenden

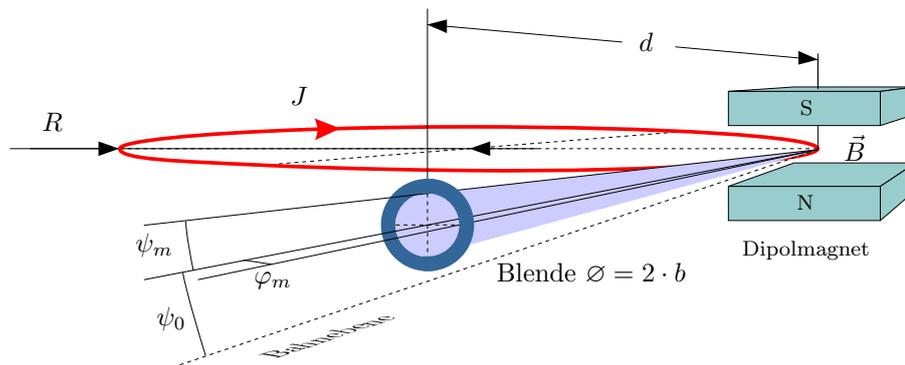


Abb. 4.4: Geometrie zur Berechnung der spektralen Strahlungsleistung der Synchrotronstrahlung hinter einer kreisförmigen Blende

Eigenschaften des Ellipsoidspiegels [27] werden ebenfalls berücksichtigt.

Messprinzip des Vergleichs mit dem Primärnormal BESSY I*

Synchrotronstrahlung entsteht durch die Ablenkung eines hochenergetischen Elektronenstrahls im magnetischen Dipolfeld eines Ablenkmagneten. Die Situation wird durch Abbildung 4.4 veranschaulicht.

Nach den Gesetzen der Elektrodynamik emittiert ein radial beschleunigtes Elektron eine elektromagnetische Welle. Die Strahlung ist infolge der hohen Geschwindigkeit des Elektrons in dessen Bewegungsrichtung und tangential zum Elektronenorbit in der Speicherringebene stark gebündelt. Der typische vertikale Öffnungswinkel für 100 nm-Strahlung bei BESSY I betrug 5 mrad.

Die emittierte Synchrotronstrahlung ist nach SCHWINGER [106] im Rahmen der relativistischen klassischen Elektrodynamik berechenbar.

Für die experimentelle Nutzung des Speicherrings als Primärnormal ist die durch eine Aperturblende im Abstand d vom Tangentialpunkt tretende spektrale Strahlungsleistung Φ_{SR} von Interesse. Mit den Größen

E_e	- Energie der Elektronen
J	- Ringstrom
B	- magnetische Flussdichte im Ablenkmagneten
b	- Radius der Aperturblende
d	- Abstand der Aperturblende zum Quellpunkt
ψ_0	- Beobachtungswinkel bezogen auf die Elektronenbahnebene
$\psi_m = \varphi_m$	- vertikaler bzw. horizontaler Öffnungswinkel der Aperturblende
$R = E_e / (e \cdot c \cdot B)$	- Radius der Elektronenbahn im Ablenkmagneten

*vgl. [3, 55, 120]

und

$$\gamma = \frac{E_e}{m_e c^2} \quad , \quad \xi = \frac{2 \pi R}{3 \gamma^3 \lambda} [1 + (\gamma \cdot \psi)^2]^{2/3}$$

sowie den modifizierten BESSEL-Funktionen

$$\mathcal{K}_{1/3}(\xi) \quad \text{und} \quad \mathcal{K}_{2/3}(\xi)$$

und den Annahmen

$$\cos \psi_0 \approx 1 \quad , \quad \cos \psi_m \approx 1 \quad , \quad \psi_m = \varphi_m = \arctan(b/d) \approx b/d$$

folgt nach der SCHWINGERSchen Theorie für die spektrale Strahlungsleistung

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{SR}}(\lambda) = \frac{2 e R^2 J}{3 \varepsilon_0 \lambda^4 \gamma^4} \int_{-\varphi_m}^{\varphi_m} \int_{\psi_0 - \sqrt{\psi_m^2 - \varphi^2}}^{\psi_0 + \sqrt{\psi_m^2 - \varphi^2}} [1 + (\gamma \cdot \psi)^2]^2 \cdot \mathcal{K}_{2/3}^2(\xi) \\ + [1 + (\gamma \cdot \psi)^2]^2 \cdot (\gamma \cdot \psi)^2 \cdot \mathcal{K}_{1/3}^2(\xi) \, d\psi \, d\varphi . \end{aligned} \quad (4.1)$$

Die Synchrotronstrahlung ist vollständig polarisiert. In der Bahnebene der Elektronen ($\psi_0 = 0$) ist die Polarisation linear, die elektrische Feldkomponente schwingt in der Elektronenbahnebene. Für $\psi_0 \neq 0$ ist die Synchrotronstrahlung elliptisch polarisiert.

Aus Gleichung 4.1 folgt, dass die spektrale Strahlungsleistung durch eine Blende eine Funktion geometrischer Größen (bestimmbar durch optische Verfahren) sowie der Elektronenenergie E_e , der magnetischen Flussdichte B und des Ringstromes J ist. Die Unsicherheiten bei der Bestimmung dieser Größen beeinflussen die Unsicherheit der berechneten Strahlungsleistung.

Für die Messung der Elektronenenergie E_e steht mit der COMPTON-Rückstreuung ein schnelles und mit kleinen Unsicherheiten behaftetes Verfahren zur Verfügung [67]. Der Strom der Elektronen wird tangential, der Richtung der Elektronenbewegung entgegengesetzt mit einem Laser bekannter Photonenenergie E_ν bestrahlt. Durch Streuung der Photonen an den hochenergetischen Elektronen ändert sich die Photonenenergie gemäß

$$E_{\nu'} = E_\nu \frac{1 - \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta' + E_\nu(1 - \cos(\theta' - \theta))/E_e} . \quad (4.2)$$

Die Winkel θ bzw. θ' stehen für den Einstrahlwinkel des Lasers bzw. für den Streuwinkel eines Photons, gemessen zur Richtung der Elektronenbewegung. Für exakt entgegengesetzte Einstrahlung ($\theta = \pi$) und Beobachtung der um 180° gestreuten Photonen ($\theta' = 0$) ergibt sich nach Gleichung (4.2) eine maximale Photonenenergie von

$$E_{\nu'}^{\text{max}} = E_\nu 4\gamma^2 \frac{1}{1 + 4\gamma E_\nu/m_e c^2} \quad \text{mit} \quad \gamma = \frac{E_e}{m_e c^2} . \quad (4.3)$$

Die rückgestreuten Photonen werden mit einem Germaniumdetektor nachgewiesen. Das Spektrum zeigt eine scharfe Kante bei $E_{\nu'}^{\max}$, die mit einer GAUSS-Funktion gefaltet ist, deren Breite durch das Auflösungsvermögen des Detektors und die Energieverteilung der Elektronen bestimmt wird.

Die magnetische Flussdichte im Ablenkmagneten wird mit einer NMR*-Sonde gemessen.

Zur Messung des Ringstromes werden stromstärkeabhängig verschiedene Methoden genutzt. Mit Ringstrommonitoren (Ferritring-Spulen Kombinationen) wird das aus dem Ringstrom resultierende Magnetfeld bei Ringströmen zwischen 2 mA und 700 mA gemessen [120]. Für die Kalibrierung von Strahlungsquellen niedriger Strahlungsleistung werden jedoch Ringströme kleiner 1 mA genutzt. Die Ringstrommessung erfolgt dann mit fensterlosen Photodioden, die in diesem Bereich einen linearen Zusammenhang zwischen der auftreffenden integralen Strahlungsleistung und dem Photostrom aufweisen. Die Photodioden werden in einem Bereich, in dem der Ringstrom mit den Ringstrommonitoren noch zuverlässig bestimmbar ist, gegen diese kalibriert, so dass aus dem Photostrom auf den Ringstrom geschlossen werden kann.

Das Prinzip des radiometrischen Vergleichs einer Strahlungsquelle mit dem Primärnormal beruht auf der Annahme, dass die mit der Strahlung des Primärnormals bestimmte spektrale Empfindlichkeit der Vergleichsapparatur für einen vorgegebenen Strahlengang auch für die Ausleuchtung der Apparatur mit der unbekanntem Strahlungsquelle gilt. Bei einem für beide Quellen identischen Strahlengang ist diese Annahme erfüllt. Um dem nahe zu kommen, wird zum Vergleich der spektralen Strahlstärke einer Strahlungsquelle mit der Synchrotronstrahlung der Ellipsoidspiegel des TGM um seine Achse gedreht und horizontal verschoben, so dass beide Quellen unter dem gleichen Einfallswinkel und über dasselbe Flächenelement vollständig und unter dem gleichen Winkel zur Monochromatorachse in den das Abbild nicht begrenzenden Eintrittsspalt abgebildet werden.

Um bei der Ermittlung der spektralen Empfindlichkeit $\eta(\lambda)$ des TGM mit Synchrotronstrahlung den Polarisationsgrad der Strahlung zu berücksichtigen, wird das von der Synchrotronstrahlung verursachte, wellenlängenabhängige Detektorsignal in Abhängigkeit von der Lage der Dispersionsebene zur Elektronenbahnebene bestimmt (parallel und senkrecht).

Für die Strahlungsleistung $\Phi_{\text{SQ}}^{\lambda_i}$ einer Emissionslinie der radiometrisch zu untersuchenden Strahlungsquelle gilt die Beziehung[†]

$$\Phi_{\text{SQ}}^{\lambda_i} = \frac{2 \cdot \Phi_{\text{SR}}(\lambda_i)}{i_{\text{SR}}^{0^\circ}(\lambda_i) + i_{\text{SR}}^{90^\circ}(\lambda_i)} \int_{\text{Linie}} i_{\text{SQ}}(\Lambda) \, d\Lambda . \quad (4.4)$$

Das Integral in der Gleichung (4.4) umfasst das gesamte, i.Allg. mehrere Messpunkte umfassende, einer Emissionslinie zugehörige Detektorsignal. Die spektrale Strah-

* nuklearmagnetische Resonanz

† Für eine ausführliche Herleitung siehe [55].

lungsleistung der Synchrotronstrahlung $\Phi_{\text{SR}}(\lambda)$ berechnet sich nach Gleichung (4.1). Die Größen

$$\begin{aligned} i_{\text{SR}}^{0^\circ}(\Lambda) &= \left(\eta^{\parallel}(\Lambda) \cdot \Phi_{\text{SR}}^{\parallel}(\Lambda) + \eta^{\perp}(\Lambda) \cdot \Phi_{\text{SR}}^{\perp}(\Lambda) \right) \Delta\Lambda \\ i_{\text{SR}}^{90^\circ}(\Lambda) &= \left(\eta^{\perp}(\Lambda) \cdot \Phi_{\text{SR}}^{\parallel}(\Lambda) + \eta^{\parallel}(\Lambda) \cdot \Phi_{\text{SR}}^{\perp}(\Lambda) \right) \Delta\Lambda \end{aligned}$$

stellen das von der Synchrotronstrahlung verursachte Detektorsignal bei der Monochromatorwellenlänge Λ in der Bandbreite $\Delta\Lambda$ dar. Dabei werden die Messungen in paralleler (0°) und senkrechter (90°) Ausrichtung der Dispersionsebene des Monochromators zur Elektronenbahnebene durchgeführt. Der arithmetische Mittelwert der spektralen Empfindlichkeiten für Strahlung, deren elektrische Feldkomponente senkrecht (η^{\perp}) bzw. parallel (η^{\parallel}) zur Dispersionsebene des Monochromators schwingt, ergibt die spektrale Empfindlichkeit $\eta(\lambda)$ des TGM für unpolarisierte Strahlung.

$$\eta(\lambda) = \frac{\eta^{\perp}(\lambda) + \eta^{\parallel}(\lambda)}{2} \quad (4.5)$$

Der Verlauf der im Rahmen dieser Arbeit bestimmten spektralen Empfindlichkeit des TGM in den für diese Arbeit untersuchten Spektralbereichen ist im Anhang B in den Abbildungen B.1 und B.2 dokumentiert.

Die Strahlstärke einer Emissionslinie $I_{\text{SQ}}^{\lambda_i}$ der radiometrisch zu untersuchenden Strahlungsquelle ergibt sich letztlich aus der Division der Strahlungsleistung $\Phi_{\text{SQ}}^{\lambda_i}$ durch den mittels einer Aperturblende im Experiment vorgegebenen ausgeleuchteten Raumwinkel Ω .

$$I_{\text{SQ}}^{\lambda_i} = \frac{\Phi_{\text{SQ}}^{\lambda_i}}{\Omega} \quad (4.6)$$

4.2 Spektroskopie im Röntgenbereich

Die resonante Elektronenheizung führt in einem EZR-Plasma zu hohen Elektronenenergien bis zu mehreren hundert Kiloelektronenvolt. Die Wechselwirkungen dieser heißen Elektronen mit dem Arbeitsgas und den Wandmaterialien der Plasmakammer führt zu intensiver hochenergetischer Bremsstrahlung und der Emission charakteristischer Linienstrahlung im Röntgenbereich. Die von einem EZR-Plasma emittierte Röntgenstrahlung ist somit ein wichtiger Indikator für die Effizienz der Mikrowelleneinkopplung in das Plasma und enthält Informationen zu Plasmaparametern, wie der Elektronenenergieverteilung und der Ladungszustandsverteilung.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden in Kombination mit dem für die Spektroskopie im Energiebereich der Röntgenstrahlung entwickelten Kollimatorsystem (siehe Kap. 3, S. 25) ausschließlich Halbleiterdetektoren verwendet. Einen Überblick über die Eigenschaften der verwendeten Röntgendetektoren gibt Tabelle 4.5. Der experimentelle

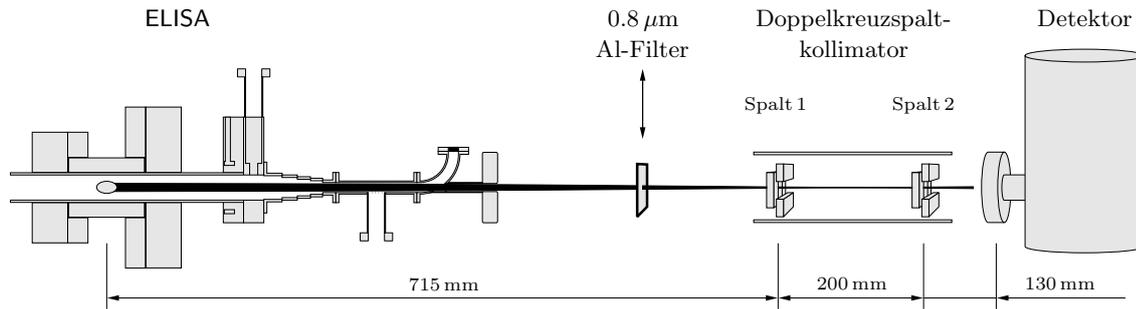


Abb. 4.5: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus für spektroskopische Untersuchungen im Röntgenbereich. Der Aluminiumfilter wurde nur für Messungen der charakteristischen K-Strahlung von Stickstoff genutzt. Für Lochbildaufnahmen wird der Kreuzspalt 2 maximal geöffnet, so dass er den Strahlengang nicht behindert.

Aufbau für spektroskopische Untersuchungen im Röntgenbereich ist in Abbildung 4.5 dargestellt.

Ein typisches Spektrum der von ELISA emittierten Röntgenstrahlung zeigt Abbildung 4.6. Der spektrale Verlauf der Bremsstrahlung lässt prinzipiell auf die Elektronenenergieverteilung der heißen Elektronenkomponente des EZR-Plasmas schließen [5, 32, 33, 83, 84].

Die Strahlstärke der charakteristischen Röntgenstrahlung kann ebenfalls zu qualitativen Aussagen über die Elektronenenergieverteilung herangezogen werden. Darüber hinaus gibt die Strahlstärke der charakteristischen Strahlung von Wandmaterialien (bei guter Kollimierung) Hinweise auf Zerstäubungsprozesse und damit auf die Größe des Plasmapotentials [84, 86]. Schließlich kann aus der Lage und der Form der charakteristischen Röntgenemissionslinien auf die Ladungszustandsverteilung geschlossen werden [73]. Die Bindungsenergie der atomaren Niveaus und damit die Übergangsenergie zwischen ihnen wächst mit zunehmendem Ladungszustand eines Ions. Das Verhältnis der energetischen Abstände der Emissionslinien der Ionen zur Energie der Emissionslinie des Atoms nimmt aber mit zunehmender Kernladungszahl ab. Voraussetzung für die Auswertung eines Spektrums bezüglich der Intensitätsverhältnisse

Tab. 4.5: Eigenschaften der verwendeten Röntgendetektoren

Detektor	Sensor	nutzbarer Energiebereich* (keV)	Auflösungsvermögen	
			$E/\Delta E$ bei 6 keV	Ort (mm)
KEVEX	Si(Li)-Kristall	2 bis 150	40	—
RÖNTEC	Si(Li)-Kristall	0.2 bis 60	50	—
SPEX	CCD [†] -Matrix	2 bis 50	30	0.022

* vgl. die Spektrometereffizienz des KEVEX- und des RÖNTEC-Detektors (Abb. B.3, Anh. B)

[†] englisch: charge coupled device

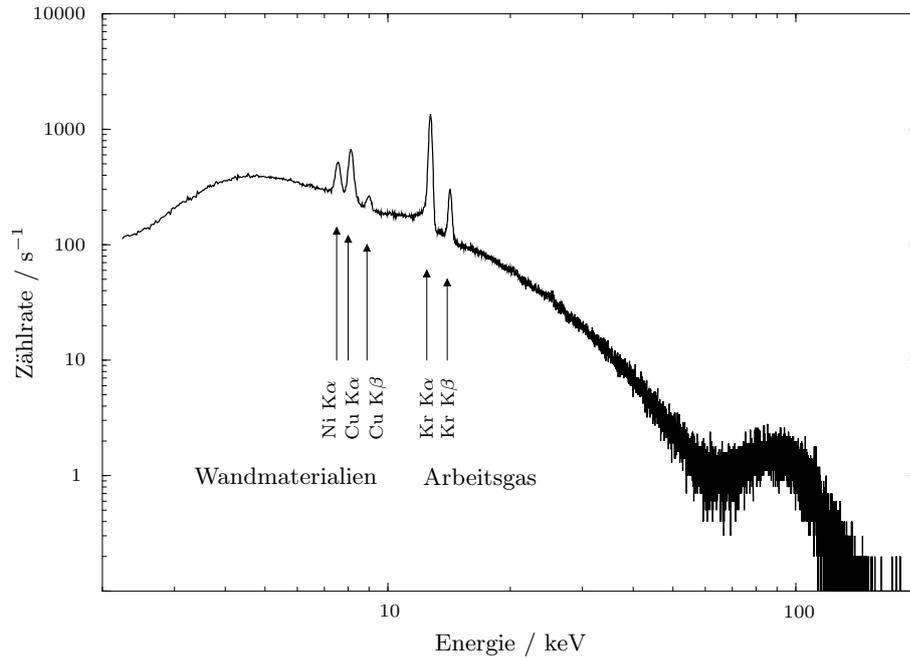


Abb. 4.6: Typisches Röntgenspektrum gemessen mit einem Si(Li)-Detektor an einem Kryptonplasma. Die Abweichung von dem monoton fallenden Intensitätsverlauf auf der hochenergetischen Seite des Spektrums resultiert aus Streustrahlung.

der Emissionslinien der einzelnen Ladungszustände einer Spezies ist ein hinreichendes Dispersionsvermögen des eingesetzten Spektrometers [42, 72, 73, 125].

Für die Bestimmung der Intensitätsverhältnisse der Satellitenlinien eines strahlenden Innerschalenüberganges ist die genaue Kenntnis der Strahlungsnachweiseigenschaften des Spektrometers von entscheidender Bedeutung. Ein Verfahren zur Bestimmung der Strahlungsnachweiseigenschaften von Halbleiterdetektoren mit einer Unsicherheit von 1.5 % bis 2 % für die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde im Fachlabor für Röntgenradiometrie der PTB entwickelt [103].

Ein Detektor bildet demnach einen einfallenden spektralen Photonenfluss $\Phi_\nu(E_\nu)$ nach der Funktion $S(E_S)$ in die Kanäle der Energie E_S eines Spektrums ab.

$$S(E_S) = \int_0^{\infty} \eta(E_\nu) \cdot R(E_\nu, E_S) \cdot \Phi_\nu(E_\nu) \, dE_\nu \quad (4.7)$$

Es gehen die Funktion $R(E_\nu, E_S)$ der Impulshöhenverteilung im Spektrum für ein signalauslösendes, monoenergetisches Photon der Energie E_ν (Antwortfunktion) und die Wahrscheinlichkeit der Signalauslösung für dieses Photon $\eta(E_\nu)$ (Spektrometereffizienz) in die Berechnung ein.

Die Spektrometereffizienz wird hauptsächlich durch den Detektoraufbau bestimmt

und kann durch die folgende Gleichung beschrieben werden [69, 104, 121].

$$\eta(E_\nu) = r_c \cdot e^{-\sum_i \mu_i(E_\nu) \rho_i d_i} \cdot (1 - e^{-\mu_c(E_\nu) \rho_c d_c}) + \tau_{cl} \quad (4.8)$$

Die energieabhängigen Massenschwächungskoeffizienten für die den Photonenfluss abschwächenden Schichten (μ_i) und das absorbierende Kristallmaterial (μ_c) sind in Datensammlungen [51, 52, 130] dokumentiert. Das Produkt aus Dichte ρ und Schichtdicke d für die einzelnen die Effizienz beeinflussenden Schichten wird bei der Kalibrierung des Detektors bestimmt. Der Faktor r_c berücksichtigt das Verhältnis der tatsächlich bestrahlten Kristallfläche zur Ausleuchtung des Spektrometers. Der additive Parameter τ_{cl} stellt eine Korrektur bezüglich der zu einem Signal führenden Elektronen dar, die durch Photoabsorption in der dünnen Frontkontaktschicht entstehen und in den Kristall driften.

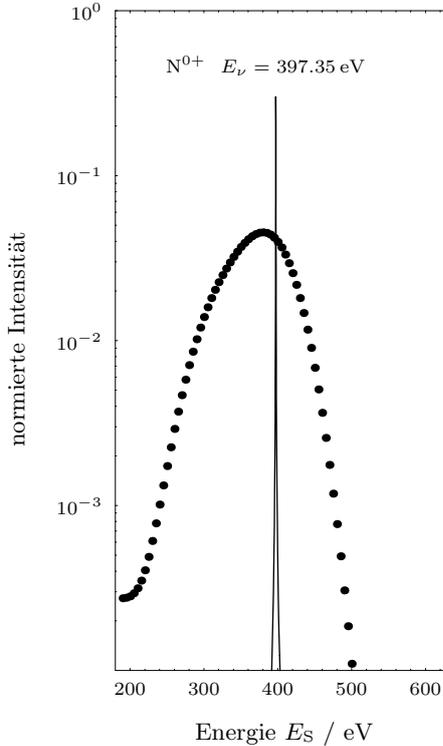


Abb. 4.7: Typische Antwortfunktion (Punkte) des RÖNTEC Si(Li)-Detektors für eine Emissionslinie (durchgezogene Linie) im niederenergetischen Röntgenbereich ($N^{0+} 1s^2s^2p^4 \rightarrow 1s^2s^2p^3$)

monochromatorbandbreite am Monochromatorausgang mit einem Detektornormal bestimmt.

Die Antwortfunktion des Detektors ist aus der Ereignisverteilung des Spektrums bei der Bestrahlung mit monoenergetischen Photonen bestimmbar.

Abbildung 4.7 zeigt eine typische Antwortfunktion für niederenergetische Röntgenstrahlung anhand der Impulshöhenverteilung der K-Strahlung des neutralen Stickstoffs im Spektrum des RÖNTEC-Detektors.

Die Bedingung für monoenergetische Strahlung

$$\left. \frac{E}{\Delta E} \right|_\nu \gg \left. \frac{E}{\Delta E} \right|_s$$

ist bezüglich der in dieser Arbeit verwendeten Halbleiterdetektoren für die Monochromatoren der PTB, die zur Kalibrierung von Spektrometern eingesetzt werden, gegeben [71, 102].

Der spektrale Photonenfluss ergibt sich bei Messungen mit direkter nicht dispersierter Synchrotronstrahlung aus dem Quotienten der nach Gleichung (4.1) zu berechnenden spektralen Strahlungsleistung und der Energie der Photonen.

Bei Messungen mit monoenergetischer Strahlung wird der Photonenfluss in der Monochromatorbandbreite am Monochromatorausgang mit einem Detektornormal bestimmt.

Die für die röntgenspektroskopischen Untersuchungen am Plasma der EZR-Strahlungsquelle im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Antwortfunktionen und die Spektrometereffizienz des RÖNTEC-Detektors sind im Anhang B in den Abbildungen B.4 und B.5 dargestellt.

5 Strahlungscharakteristik des EZR-Plasmas

Die von einem EZR-Plasma emittierte Strahlung wird in ihrer spektralen Zusammensetzung und ihrer räumlichen Strahldichteverteilung wesentlich von der Art und der Dichte des Arbeitsgases, den Plasmaparametern Elektronendichteverteilung und Elektronenenergieverteilung sowie der Ladungszustandsverteilung beeinflusst. Diese Parameter charakterisieren den Zustand eines EZR-Plasmas. Bei ELISA sind Elektronendichte-, Elektronenenergie- und Ladungszustandsverteilung einer direkten Messung nicht zugänglich. Sie können jedoch durch die Auswertung der spektralen Strahlstärke und Strahldichte der emittierten Strahlung bestimmt werden.

Die Charakterisierung des Zustands des EZR-Plasmas, der sich in Abhängigkeit von den Betriebsparametern einstellt, erfolgt im Weiteren vor allem durch die direkt messbaren Größen spektrale und integrale Strahlstärke der Vakuum-UV- und der Röntgenstrahlung sowie durch die Bestimmung der vom Plasma absorbierten Mikrowellenleistung.

5.1 Einfluss der Abstimmung des Mikrowellensystems auf das Plasma

Eine Voraussetzung für die effiziente Erzeugung hochgeladener Ionen in einem EZR-Plasma ist die optimale Energieübertragung von der Mikrowelle auf das Plasma. ELISA weist gegenüber den bisher existierenden EZR-Quellen eine neuartige Konzeption zur Optimierung der Energieeinkopplung in das Plasma auf (vgl. Kap. 3). Der Aufbau der Strahlungsquelle gestattet die Anpassung an das Mikrowellensystem durch eine Variation der Plasmakammerlänge. Davon unabhängig wird durch die axiale Positionierung der Resonanzfläche zu der in der Plasmakammer aufgebauten Feldverteilung die Energieübertragung von der Mikrowelle auf das Plasma gezielt beeinflusst. Abbildung 5.1 zeigt schematisch das Prinzip der Optimierung der Energieübertragung von der Mikrowelle auf das Plasma.

Das Verhalten des Mikrowellensystems mit und ohne Plasma bei der Variation der Blendenposition ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Die Resonanzfläche war bei dieser Messung ortsfest. Die hinlaufende Leistung P_{hin} zeigt im plasmafreien Fall den für einen Resonator typischen Verlauf, der durch ein einfaches Modell beschrieben

werden kann (s. Glg. (3.3), S. 24). Die beobachtete Periodizität entspricht der berechneten halben Wellenlänge des angeregten H_{11} -Modes der Mikrowelle von $\lambda_{H_{11}}/2 = 21.3 \text{ mm}$. Die absorbierte Leistung P_{abs} ist gering und folgt in ihrem Verlauf der hinlaufenden Leistung. Die linear von der hinlaufenden Leistung abhängige Absorption ist auf nichtideale Übergänge zwischen den einzelnen Hohlleiterkomponenten zurückzuführen.

Brennt in der Plasmakammer ein Plasma, ändert sich das Verhalten deutlich. Im Bereich des gestimmten Mikrowellensystems (Maxima der hinlaufenden Leistung im plasmafreien Fall) nimmt die Absorption der Mikrowelle überlinear, resonanzartig zu. Die Energie der Mikrowelle wird resonant auf das Plasma übertragen. Die damit verbundenen scharfen Einbrüche in der hinlaufenden Leistung bis etwa auf den Wert des verstimmt Systems zeigen eine nahezu vollständige, direkte Absorption der eingekoppelten Mikrowelle (sog. *first pass coupling* [34, S. 212]). Die Periodizität der Absorptionsresonanzen entspricht wiederum der halben Wellenlänge des angeregten H_{11} -Modes der Mikrowelle. Die genaue Lage und die Breite der Absorptionsresonanzen hängen vom Druck des Arbeitsgases ab. Die Halbwertsbreite der Absorptionsresonanzen kann Werte unterhalb 2 mm annehmen. Dem Maximum einer Resonanz folgt unmittelbar ein Minimum der absorbierten Leistung.

Das Auftreten der Resonanzen in der Absorption der Mikrowelle im Plasma kann verstanden werden, wenn der Absorptionskoeffizient des Plasmas als eine Funktion der Mikrowellenleistung in der Plasmakammer angenommen wird. Die Betrachtung der in Abschnitt 2.3 angegebenen Dispersionsrelationen (Gln. (2.15) bis (2.20)) zeigt, dass bei der gegebenen Einkoppelgeometrie von den vier Grundwellentypen nur die R -Welle Energie auf das Plasma übertragen kann. Der die Absorption beschreibende imaginäre Zweig des Brechungsindex n_R für die R -Welle ist eine Funktion der Elektronendichte n_e .

$$n_R \propto \sqrt{n_e}$$

Da im vorliegenden Leistungsbereich mit wachsender Mikrowellenleistung die Elektronenenergie, der Ionisationsgrad des Plasmas und folglich die Elektronendichte zunehmen, ist auch ein Anwachsen des Absorptionskoeffizienten und damit ein überlineares Ansteigen der absorbierten Leistung zu erwarten.

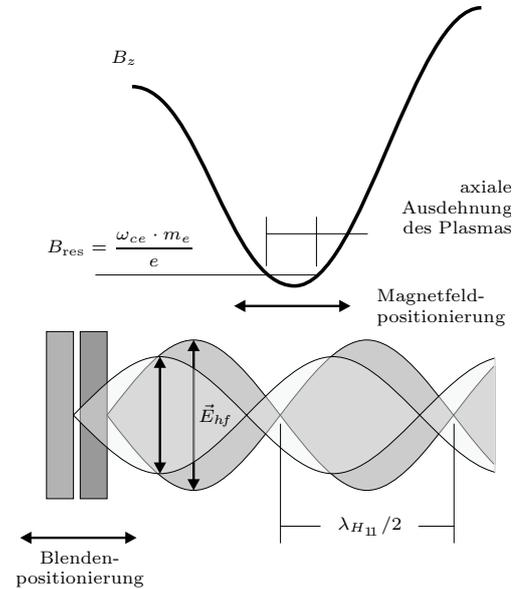


Abb. 5.1: Schematische Darstellung des Prinzips der Abstimmung des Mikrowellensystems bei ELISA zur Optimierung der Energieübertragung von der Mikrowelle auf das Plasma

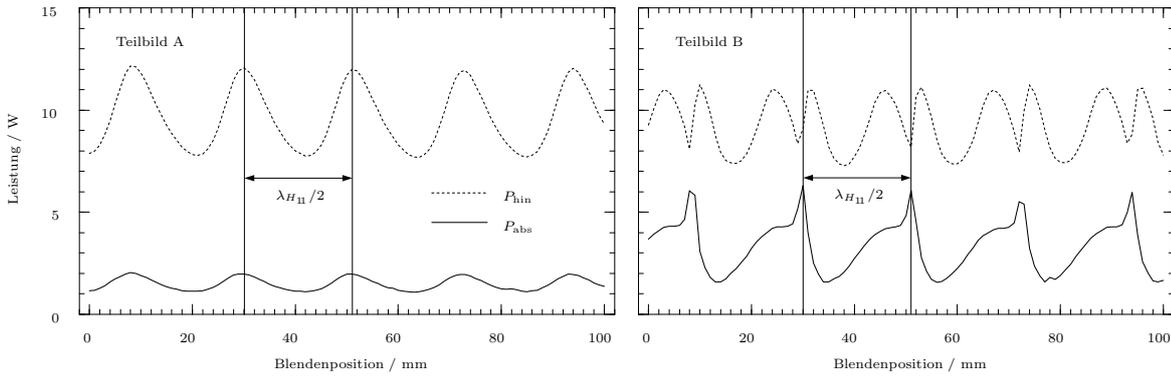


Abb. 5.2: Abstimmungsverhalten des Mikrowellensystems bei axialer Verschiebung des als spektroskopische Blende ausgebildeten Kurzschlusschiebers. Teilbild A zeigt hinlaufende und absorbierte Leistung für die evakuierte Plasmakammer. Teilbild B zeigt das Verhalten für ein Kryptonplasma bei einem Arbeitsgasdruck von $6.7 \cdot 10^{-5}$ mbar.

Ein resonanzartiges Ansteigen der Elektronenenergie und der Elektronendichte sowie des mittleren Ladungszustandes bei der Variation einzelner Betriebsparameter zur Optimierung der Energieübertragung von der Mikrowelle auf das Plasma wurde bereits von verschiedenen Arbeitsgruppen beobachtet und als eine Folge stark nichtlinearer Prozesse interpretiert [49, 84]. Die an ELISA gezeigte und systematisch untersuchte Periodizität des resonanten Verhaltens bei der Optimierung der Energieeinkopplung war bisherigen Experimenten mit den üblichen Methoden zur Optimierung der Mikrowelleneinkopplung in das EZR-Plasma jedoch nicht zugänglich. Der weit verbreitete Einsatz sog. *E-H-Tuner* im Hohlleitersystem zur Impedanzanpassung [34, S. 200] ermöglicht zwar eine Minimierung der Mikrowellenreflexion am Übergang vom Mikrowellenleitersystem auf die Plasmakammer, hat aber keinen Einfluss auf die Abstimmung der Plasmakammer selbst und gestattet keine Untersuchungen zu Periodizitäten. Untersuchungen zum Einfluss eines zusätzlichen *E-H-Tuners* auf die Optimierung der Mikrowelleneinkopplung bei ELISA haben keine weitere Verbesserung der Energieübertragung gezeigt, so dass auf diese Möglichkeit im weiteren verzichtet wurde. Eine Optimierung der Energieeinkopplung über die Anpassung der Frequenz [1, 116] der eingestrahlten Mikrowelle war für die systematischen Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit nicht sinnvoll, denn eine Änderung der Mikrowellenfrequenz ist immer mit einer Änderung der Resonanzfläche verbunden (vgl. Kap. 2, Gln. (2.1) und (2.3)). Da die Abstimmung des Mikrowellensystems bereits mit der Variation der Plasmakammerlänge erfolgt, bleibt die Mikrowellenfrequenz bei ELISA als freier Parameter erhalten.

Der experimentell bestimmte typische Zusammenhang zwischen der Abstimmung des Mikrowellensystems durch die Variation der Blendenposition, der Absorption der Mikrowellenleistung im Plasma und der charakteristischen Strahlungsemission des

Plasmas ist im linken Teil der Abbildungen 5.3 und 5.4 am Beispiel eines Kryptonplasmas dargestellt. Die Strahlstärke in der zum Ladungszustand $q = 5$ gehörigen Emissionslinie im Spektralbereich des Vakuum-UV dient qualitativ der Beurteilung des mittleren Ladungszustandes des Plasmas. Die Strahlstärke in der charakteristischen Krypton- $K\alpha$ -Strahlung erlaubt eine qualitative Bewertung der Elektronenenergiedichte, insbesondere des Anteils der Elektronenkomponente mit einer Energie $E_e > 1$ keV (heiße Elektronenkomponente).

Sowohl die Strahlstärke in der VUV- als auch die Strahlstärke in der Röntgenemissionslinie skalieren mit der im Plasma absorbierten Leistung. Die mit der absorbierten Leistung zunehmende Dichte heißer Elektronen bewirkt ein Anwachsen des mittleren Ladungszustandes des Plasmas.

Die unabhängige axiale Positionierung des Magnetfeldes zur Feldverteilung der stehenden Mikrowelle in der Plasmakammer ermöglicht eine Nachführung der Resonanzfläche bei der Abstimmung des Mikrowellensystems. Für eine feste Blendenposition kann durch die Variation der Magnetfeldposition der Einfluss der periodischen Feldverteilung auf das Plasma untersucht werden.

Der Zusammenhang zwischen der axialen Lage der Resonanzfläche, der Absorption der Mikrowellenleistung im Plasma und der Strahlstärke in der Kr^{5+} - sowie in der $Kr K\alpha$ -Emissionslinie ist im rechten Teil der Abbildungen 5.3 und 5.4 dargestellt. Der Verlauf der absorbierten Leistung zeigt die Periodizität der stehenden elektromagnetischen Welle in der Plasmakammer. Der mittlere Ladungszustand des Plasmas und die Dichte der heißen Elektronen folgen zwar qualitativ der absorbierten Leistung, die Maxima der VUV- und der Röntgenemissionslinie weichen jedoch voneinander ab. Die lokalen Minima dagegen stimmen überein und stehen in fester Phasenbeziehung zur Hohlleiterwelle. Ihre Ausprägung sowie die Lage und das Verhältnis der Maxima zueinander sind stark von der Position der Blende (vgl. Abb. 5.5, S. 47), dem Arbeitsgasdruck und der eingekoppelten Mikrowellenleistung abhängig.

Ist die axiale Ausdehnung der Resonanzfläche l_{res} und damit des Plasmas einer EZR-Quelle deutlich kleiner als die Wellenlänge des sich ausbreitenden Mikrowellenmodes, kann eine Änderung der Phasenlage der sich ausbildenden stehenden Welle zur Resonanzfläche die Mikrowellenabsorption stark beeinflussen. Dies gilt sowohl für die Änderung der Plasmakammerlänge als auch für die Positionierung des Magnetfeldes. Die geometrischen Verhältnisse der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Strahlungsquelle sind

$$l_{\text{res}} \approx 10 \text{ mm} \quad \text{und} \quad \lambda_{H_{11}}/2 = 21.3 \text{ mm} \quad \text{bei} \quad \omega/2\pi = 9.94 \text{ GHz} .$$

Die beobachtete starke Abhängigkeit der Mikrowellenabsorption und der Strahlungsemission von der axialen Lage der Resonanzfläche bei einer festen Blendenposition ist folglich auf die gegenüber $\lambda_{H_{11}}/2$ kleine axiale Ausdehnung der Resonanzfläche zurückzuführen.

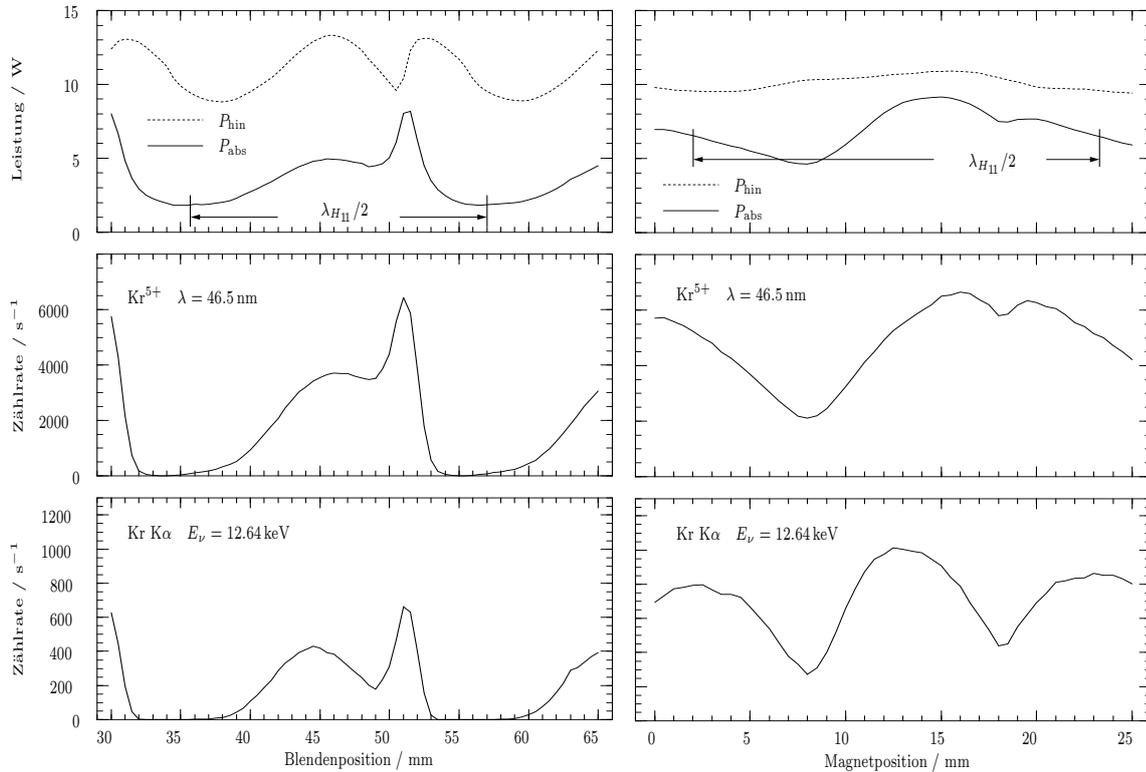


Abb. 5.3: Absorbierte Mikrowellenleistung sowie die Strahlstärke einer VUV-Emissionslinie und der Krypton-K α -Emissionslinie in Abhängigkeit von der Blenden- und der Magnetposition. Bei der Variation der Blendenposition lag die Magnetposition bei 16.0 mm, bei der Variation der Magnetposition lag die Blendenposition bei 51.0 mm.

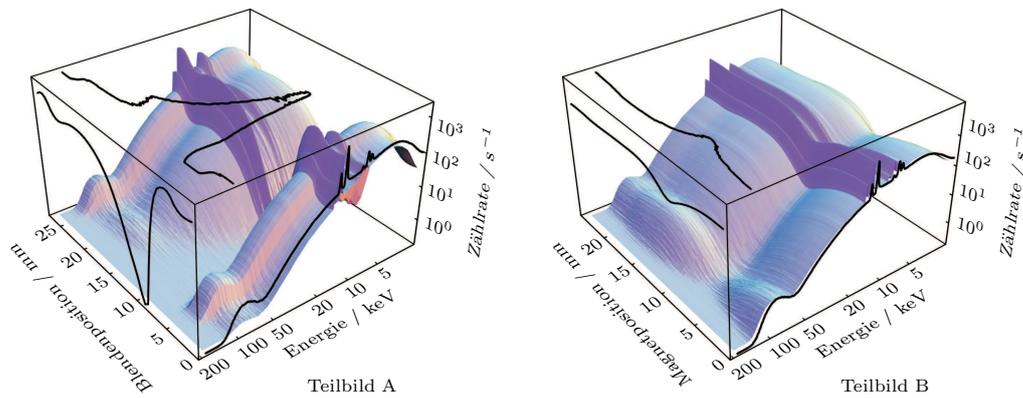


Abb. 5.4: Dreidimensionale Darstellungen des Röntgenspektrums eines Kryptonplasmas in Abhängigkeit von der Blenden- (Teilbild A) und der Magnetposition (Teilbild B) im Spektralbereich von 2 keV bis 200 keV. Die Kurven auf den Seitenflächen entsprechen dem Röntgenspektrum in Abb. 4.6 bzw. dem Verlauf der Strahlstärke der Krypton-K α -Emissionslinie in Abb. 5.3. Die Kurven auf den Deckflächen beschreiben qualitativ die maximale Elektronenenergie (Absinken der Zählrate zu hohen Energien auf einen Wert von 0.1 s^{-1}).

Die Entwicklung des Röntgenspektrums* in Abhängigkeit von der Blenden- und Magnetposition bestätigt den Zusammenhang zwischen absorbierter Leistung und Elektronenenergieverteilung (Abb. 5.4). Neben der Strahlstärke der $K\alpha$ -Emissionslinie (stirnseitige Kurve) folgt auch die maximale Elektronenenergie, beschrieben durch die Kurve auf der Deckfläche, der absorbierten Leistung. Sowohl die Elektronenenergie als auch die Elektronendichte nehmen mit der absorbierten Leistung zu. Dies führt zu einem höheren mittleren Ladungszustand im Plasma, wie der Verlauf der Strahlstärke in der Kr^{5+} -Emissionslinie in Abbildung 5.3 zeigt.

Die bisher getroffenen Aussagen beruhen auf Messungen, bei denen jeweils einer der beiden Parameter Blendenposition und Magnetfeldposition variiert und der andere fest gehalten wurde. Für ein Verständnis der komplexen Abhängigkeit der absorbierten Leistung und der Strahlungsemission von der Blenden- und der Magnetfeldposition ist jedoch der gesamte von Blenden- und Magnetfeldposition aufgespannte Parameterraum zu betrachten. Die absorbierte Leistung, die integrale Strahlstärke im Spektralbereich der VUV-Strahlung[†] und die Strahlstärke in der Kr $K\alpha$ -Emissionslinie wurden zu diesem Zweck simultan über jeweils eine Periode von Blenden- und Magnetfeldposition gemessen und sind als Konturdiagramme in Abbildung 5.5 dargestellt.

Äquivalente Messungen wurden an einem Stickstoffplasma durchgeführt (Abb. 5.6). Die Darstellung der Emission charakteristischer Röntgenstrahlung fehlt in der Abbildung 5.6, da die charakteristische K-Strahlung des Stickstoffs ($E_{\nu}^K \approx 400$ eV) unterhalb der energetischen Nachweisgrenze des für diese Messungen eingesetzten Si(Li)-Detektors (KEVEX, vgl. Tab. 4.5) liegt.

Der Vergleich der Messungen an einem Krypton- und an einem Stickstoffplasma zeigt, dass das prinzipielle Verhalten des EZR-Plasmas bei der Optimierung der Energieeinkopplung gasunabhängig ist. Das Plasma eines leichten Gases reagiert auf die gleiche Weise wie das Plasma eines schweren Gases. Dies gilt auch für alle in den folgenden Abschnitten getroffenen Aussagen.

Beide Messungen zeigen die erwartete periodische Struktur sowohl bei der Variation der Blendenposition als auch bei der Variation der axialen Lage der Resonanzzone. Bei fest gehaltener Magnetposition zeigen die Plasmaparameter eine stärkere Abhängigkeit von der Positionierung der Blende als im umgekehrten Fall. Auch die Variation der Plasmakammerlänge bei fester Phasenbeziehung der stehenden Mikrowelle zur Resonanzzone (diagonaler Schnitt durch die Messpunkte) beeinflusst die Plasmaparameter deutlich.

Die bereits anhand der in Abbildung 5.3 dargestellten Messung getroffene Feststellung, dass die jeweiligen Maxima und Minima der absorbierten Leistung und der Strahlstärke der VUV- und der Röntgenstrahlung in ihrer Lage bezüglich Magnet- und Blendenposition nicht übereinstimmen, wird durch die Abbildungen 5.5 und 5.6 bestä-

* vgl. Abb. 4.6, S. 38

[†]Die Messung erfolgte in der nullten Ordnung des NIM, die den Spektralbereich etwa von 40 nm bis 400 nm erfasst.

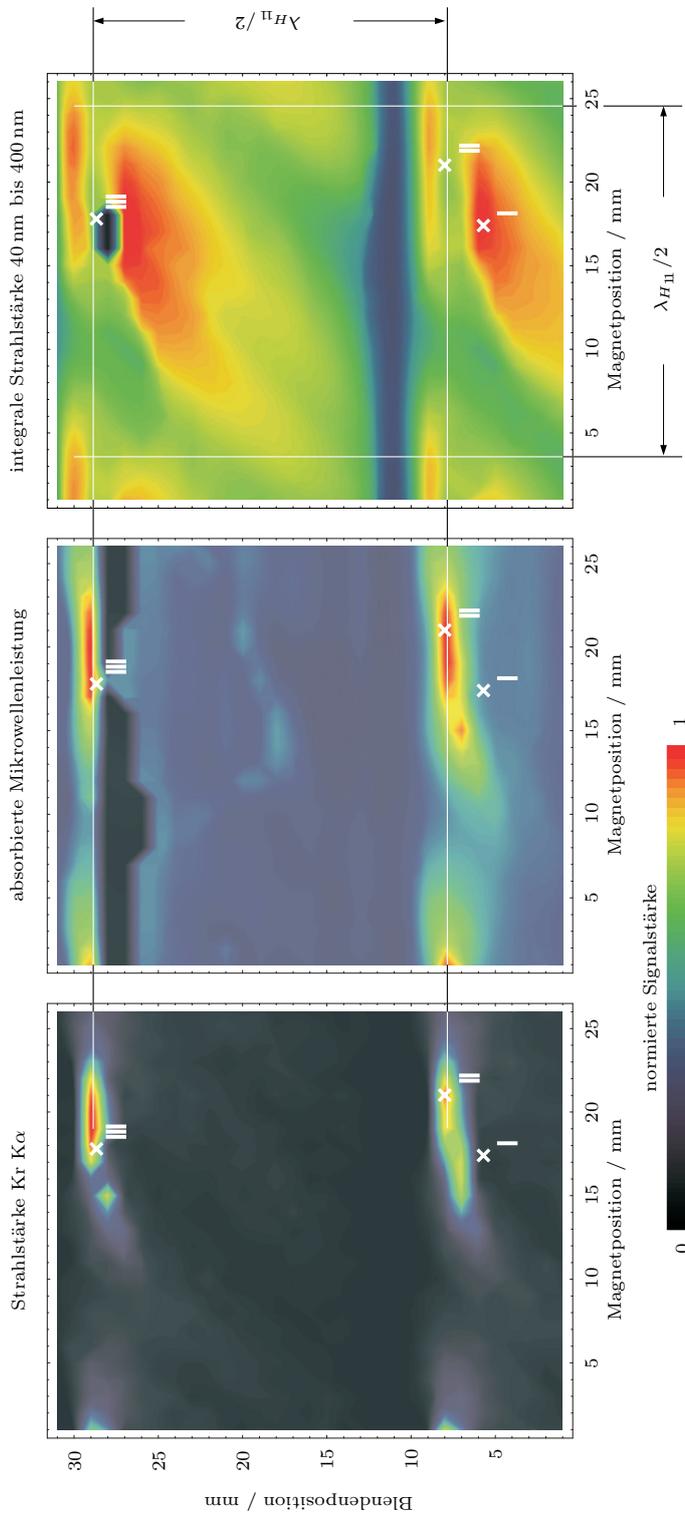


Abb. 5.5: Einfluss der Variation der Blenden- und der Magnetposition über eine Periode der stehenden Welle in der Plasmakammer auf die absorbierte Mikrowellenleistung sowie die Strahlstärke der VUV- und der Röntgenstrahlung eines Kryptonplasmas bei einem Arbeitsgasdruck von $5 \cdot 10^{-5}$ mbar und einer eingespeisten Mikrowellenleistung von 20 W (maximal Leistungsabsorption 90 %)

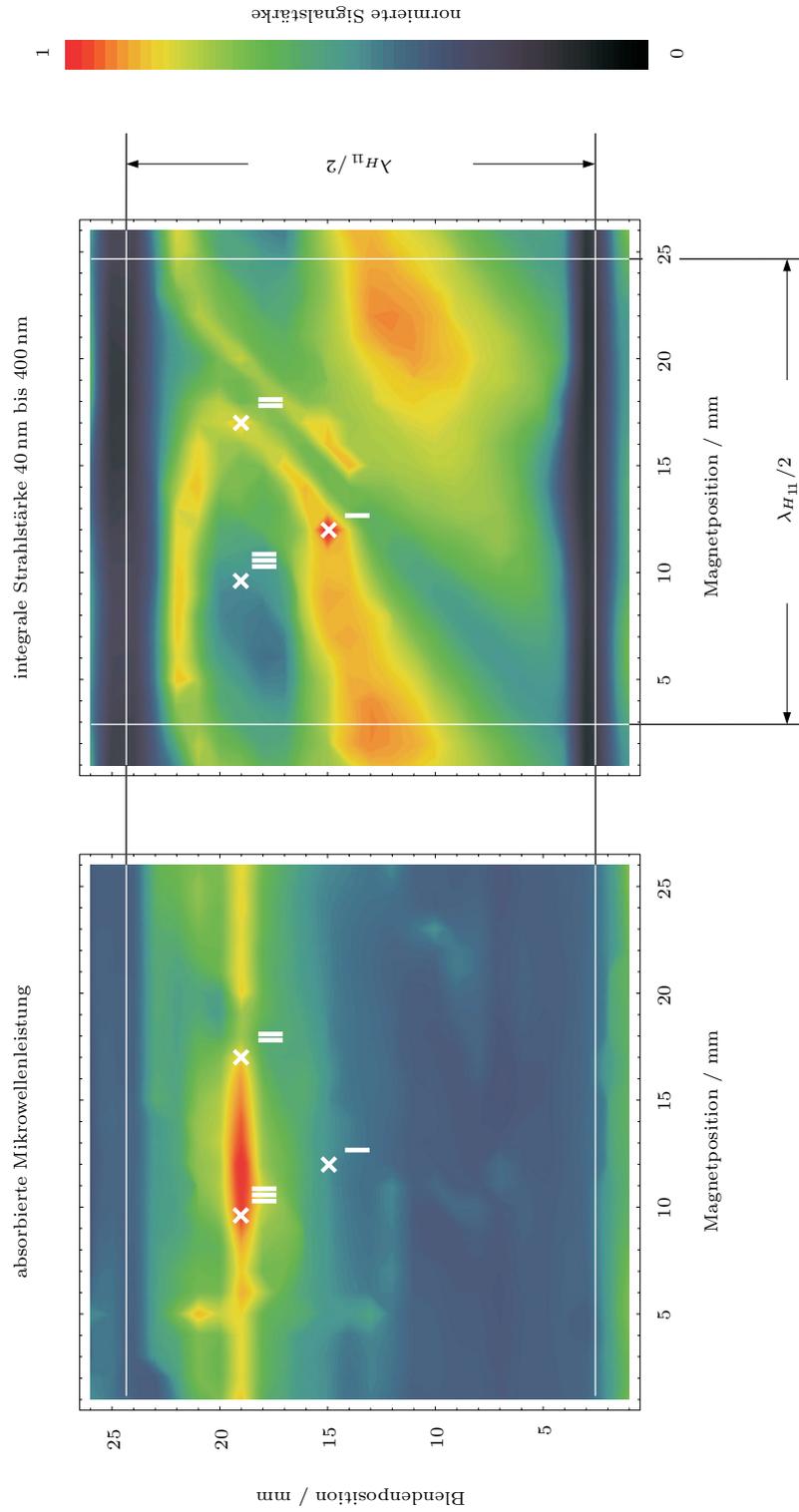


Abb. 5.6: Einfluss der Variation der Blenden- und der Magnetposition über eine Periode der stehenden Welle in der Plasmakammer auf die absorbierte Mikrowellenleistung sowie die Strahlstärke der VUV-Strahlung eines Stickstoffplasmas bei einem Arbeitsgasdruck von $6 \cdot 10^{-5}$ mbar und einer eingespeisten Mikrowellenleistung von 33 W (maximal Leistungsabsorption 80 %)

tigt. Insbesondere die integrale Strahlstärke der VUV-Strahlung zeigt eine deutliche Abweichung in ihrer Verteilung über den von der axialen Magnetfeldposition und der Blendenposition aufgespannten Parameterraum. Eine weiterführende Interpretation dieses Verhaltens erfolgt in den Abschnitten 5.3.1 bis 5.3.3.

Die dargestellten Ergebnisse unterstreichen die Notwendigkeit einer sorgfältigen und reproduzierbaren Abstimmung des Mikrowellensystems der Strahlungsquelle und einer jeweils unabhängigen zusätzlichen Optimierung der Lage der Resonanzzone zur Phase der stehenden Mikrowelle in der Plasmakammer für die Strahlungserzeugung.

Es sei angemerkt, dass die integrale Strahlstärke der VUV-Strahlung nicht direkt zur qualitativen Beurteilung des mittleren Ladungszustandes genutzt werden kann. Sie stellt ein Maß für die Dichte kalter und warmer Elektronen mit Energien $E_e < 1$ keV dar. Unter Berücksichtigung dieses Zusammenhangs kann bei einer hohen integralen Strahlstärke der VUV-Strahlung lediglich auf eine hohe Dichte von (niedrigen) Ladungszuständen geschlossen werden, die einen hohen Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoßionisation und -anregung durch kalte und warme Elektronen aufweisen.

5.2 Ausgezeichnete Zustände des EZR-Plasmas

Von der Vielfalt der einstellbaren Betriebszustände des EZR-Plasmas sind drei Zustände durch jeweils extremale Eigenschaften ausgezeichnet. Sie sind in den Abbildungen 5.5 und 5.6 durch weiße Kreuze markiert und römisch nummeriert.

Diese drei ausgezeichneten Zustände des EZR-Plasmas lassen sich anhand der vorgestellten Messergebnisse wie folgt charakterisieren:

Zustand I – Zustand maximaler VUV-Emission

Die integrale Strahlstärke der VUV-Strahlungs-Emission* ist maximal. Das lässt auf eine maximale Dichte von niederenergetischen Elektronen mit Energien $E_e < 1$ keV schließen. Die simultan gemessene Strahlstärke der Röntgenemission und die absorbierte Mikrowellenleistung weisen niedrige Werte auf.

Zustand II – Zustand maximalen mittleren Ladungszustandes

Die Messgrößen integrale Strahlstärke der VUV-Strahlung, Strahlstärke in der Röntgenemission und die absorbierte Leistung weisen hohe Werte auf. Der hohe Wert sowohl für die integrale Strahlstärke der VUV-Strahlung als auch für die Strahlstärke der Röntgenstrahlung lassen auf eine breite Elektronenenergieverteilung mit einer hohen Dichte für Energien $E_e < 1$ keV und einen signifikanten Anteil heißer Elektronen mit Energien $E_e > 1$ keV schließen. Für eine solche Elektronenenergieverteilung ist ein maximaler mittlerer Ladungszustand zu erwarten.

Zustand III – Zustand maximaler mittlerer Elektronenenergie

Die absorbierte Leistung und die Strahlstärke in der Röntgenemission sind maximal. Die integrale Strahlstärke der VUV-Strahlungs-Emission geht auf ein Minimum zurück, das um mehrere Größenordnungen kleiner ist als das Maximum. Das Plasma wird von heißen Elektronen dominiert. Die für die Ionisation und die Anregung der Atome und der niedrig geladenen Ionen des Arbeitsgases verantwortliche Elektronenkomponente mit Energien $E_e < 1$ keV wird marginal.

Die Zustände II und III sind konkurrierende Zustände. Insbesondere mit zunehmender Mikrowellenleistung bzw. abnehmendem Druck des Arbeitsgases stellt sich im EZR-Plasma bevorzugt Zustand III ein. Für die in den Abbildungen 5.5 und 5.6 und die im folgenden Abschnitt 5.3 vorgestellten experimentellen Untersuchungen wurden die Mikrowellenleistung und der Druck des Arbeitsgases so gewählt, dass beide Zustände auftreten können.

*nullte Ordnung des NIM, ca. 40 nm bis 400 nm

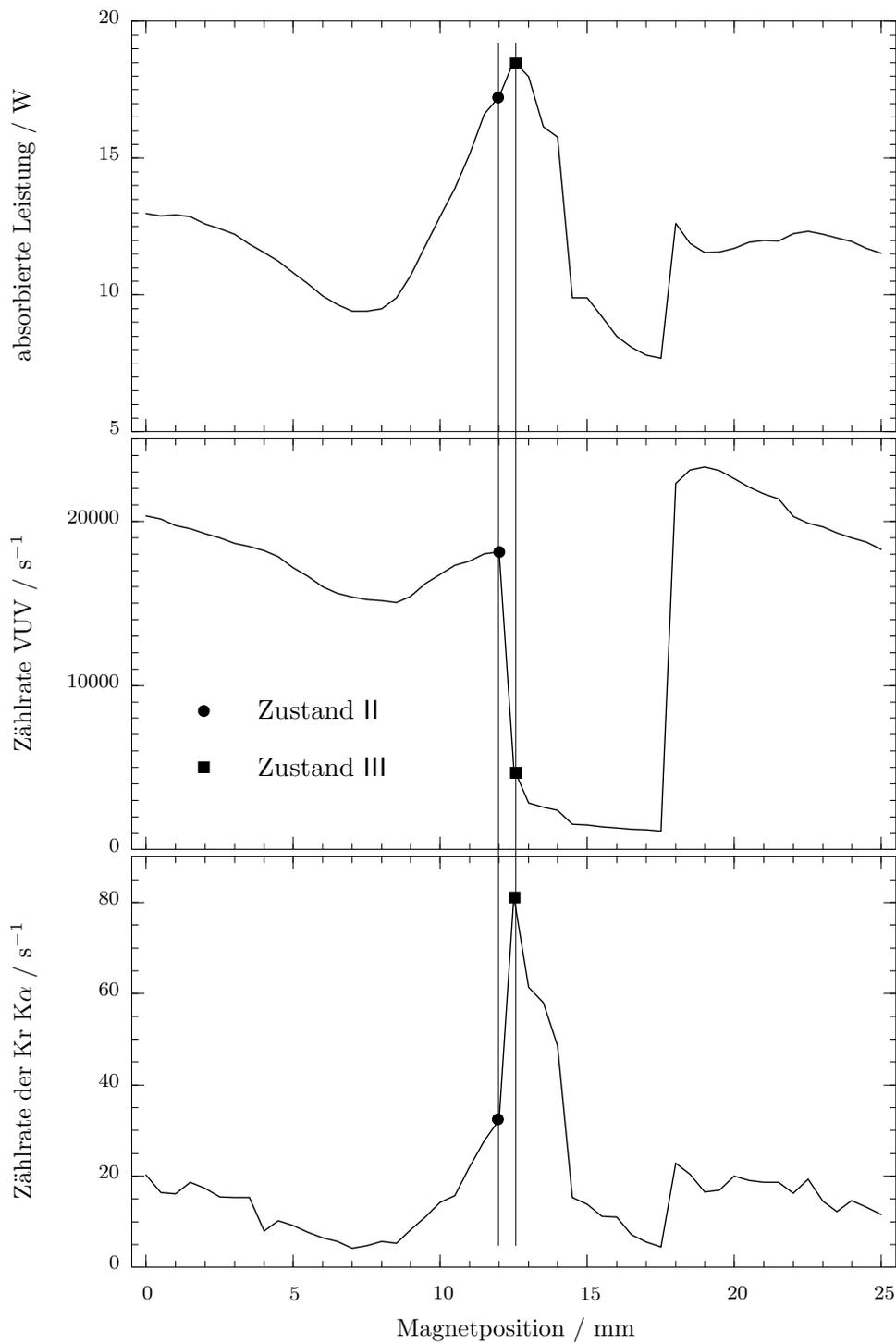


Abb. 5.7: Übergang vom Zustand II in den Zustand III eines Kryptonplasmas ($p_{\text{Kr}} = 5 \cdot 10^{-5}$ mbar) bei einer geringfügigen Variation der Lage der Resonanzzone zur ortsfesten Phase der stehenden Mikrowelle in der Plasmakammer

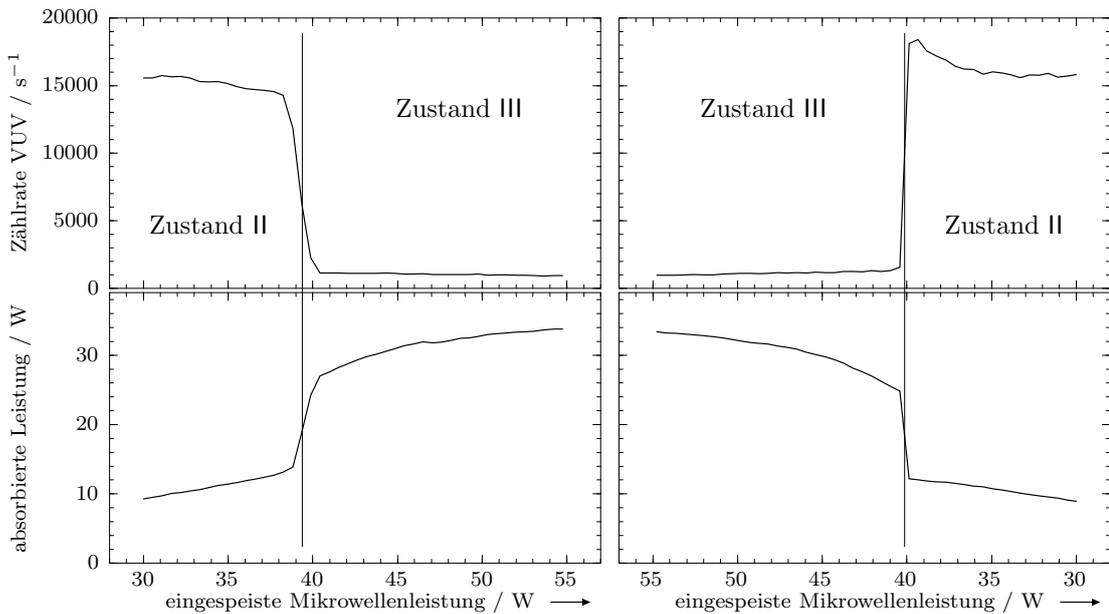


Abb. 5.8: Übergang vom Zustand II in den Zustand III des EZR-Plasmas bei der Variation der eingespeisten Mikrowellenleistung in einem Stickstoffplasma ($p_N = 6 \cdot 10^{-5}$ mbar). Das Umschalten erfolgt bei der Erhöhung wie auch beim Absenken der Mikrowellenleistung.

Ein Übergang vom Zustand II in den Zustand III des EZR-Plasmas bei konstantem Druck und konstanter Mikrowellenleistung ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Das nicht-lineare, unstetige Umschalten zwischen den beiden Zuständen wurde allein durch eine geringfügige Variation der Lage der Resonanzzone zur Phase der stehenden Mikrowelle erreicht. Abbildung 5.8 zeigt das ineinander Umschalten der beiden Zustände bei der Variation der eingespeisten Mikrowellenleistung. Eine physikalische Interpretation dieses Prozesses erfolgt im Abschnitt 5.3.3.

5.3 Plasmaphysikalische Eigenschaften und Interpretation der ausgezeichneten EZR-Zustände

Die drei ausgezeichneten Zustände des EZR-Plasmas wurden an Stickstoffplasmen im Rahmen dieser Arbeit detailliert untersucht. Die am NIM-Messplatz bestimmten Strahldichteprofile* der Zustände I, II und III (s. Abschnitte 5.3.1, 5.3.2 und 5.3.3) geben Aufschluss über die räumliche Struktur des Plasmas in den einzelnen Zuständen und gestatten eine Interpretation bezüglich der zugrunde liegenden Prozesse.

Das Auftreten charakteristischer Strahlung, die nicht dem Arbeitsgas, sondern den Wandmaterialien der Plasmakammer zuzuordnen ist (Ni- und Cu-Emissionslinien in den Abb. 5.9 und 5.10), gestattet qualitative Rückschlüsse auf die Plasmaparameter Elektronenenergieverteilung und Plasmapotential. So wird die in Abbildung 5.9 gezeigte Emission von Spektrallinien niedrig ionisierten Kupfers durch das Auftreten von zerstäubtem Wandmaterial im Plasma verursacht. Die Zerstäubungsrate und damit die Teilchendichte des Wandmaterials im Plasma ist eine Funktion der Energie der auf die Wand der Plasmakammer treffenden Ionen. Für EZR-Plasmen gilt aufgrund der niedrigen Stoßraten der Zusammenhang zwischen der Energie E_i eines Ions der Ladung q_i und dem Plasmapotential U_P

$$E_i \approx q_i \cdot U_P . \quad (5.1)$$

Der Einfluss der Zerstäubung von Wandmaterial auf das Plasma wurde von MEYER et al. untersucht [84, 86]. Danach kann aus der Strahlstärke der dargestellten Kupfer-Emissionslinien qualitativ auf die Höhe des Plasmapotentials geschlossen werden.

Die in Abbildung 5.10 dargestellten Spektren im Röntgenbereich (Teilbild B) und einer von 2- und 3-fach ionisiertem Stickstoff emittierten Liniengruppe im VUV-Bereich (Teilbild A) erlauben Rückschlüsse auf die für die einzelnen Zustände des EZR-Plasmas charakteristischen Elektronenenergie- und Ladungszustandsverteilungen. Die detaillierte Betrachtung der vom Plasma emittierten charakteristischen Stickstoff K-Strahlung zeigt eine zustandsabhängige Verschiebung der Linienschwerpunkte gegenüber der Neutralgasemission und eine Verformung auf der hochenergetischen Seite der Linien (Abb. 5.11). Die Abweichungen von der Diagrammlinie folgen aus der Emission charakteristischer Strahlung mehrfach geladener Spezies. Die genaue Kenntnis der Spektrometerfunktion des verwendeten Detektors (vgl. Abschnitt 4.2) ermöglicht die Entfaltung der gemessenen Spektren auf der Grundlage eines plasmaphysikalischen Modells zur Simulation der von einem EZR-Plasma emittierten charakteristischen Röntgenstrahlung. Die aus der Simulation resultierenden Spektren repräsentieren eine Abschätzung der Ladungszustands- und der Elektronenenergieverteilungen für den jeweiligen Zustand des EZR-Plasmas.

Das von WERNER [125] im Rahmen einer Diplomarbeit an der Technischen Universität Dresden entwickelte stationäre plasmaphysikalische Modell zur Simulation eines

*zur Methodik vgl. Abschnitt 4.1.1

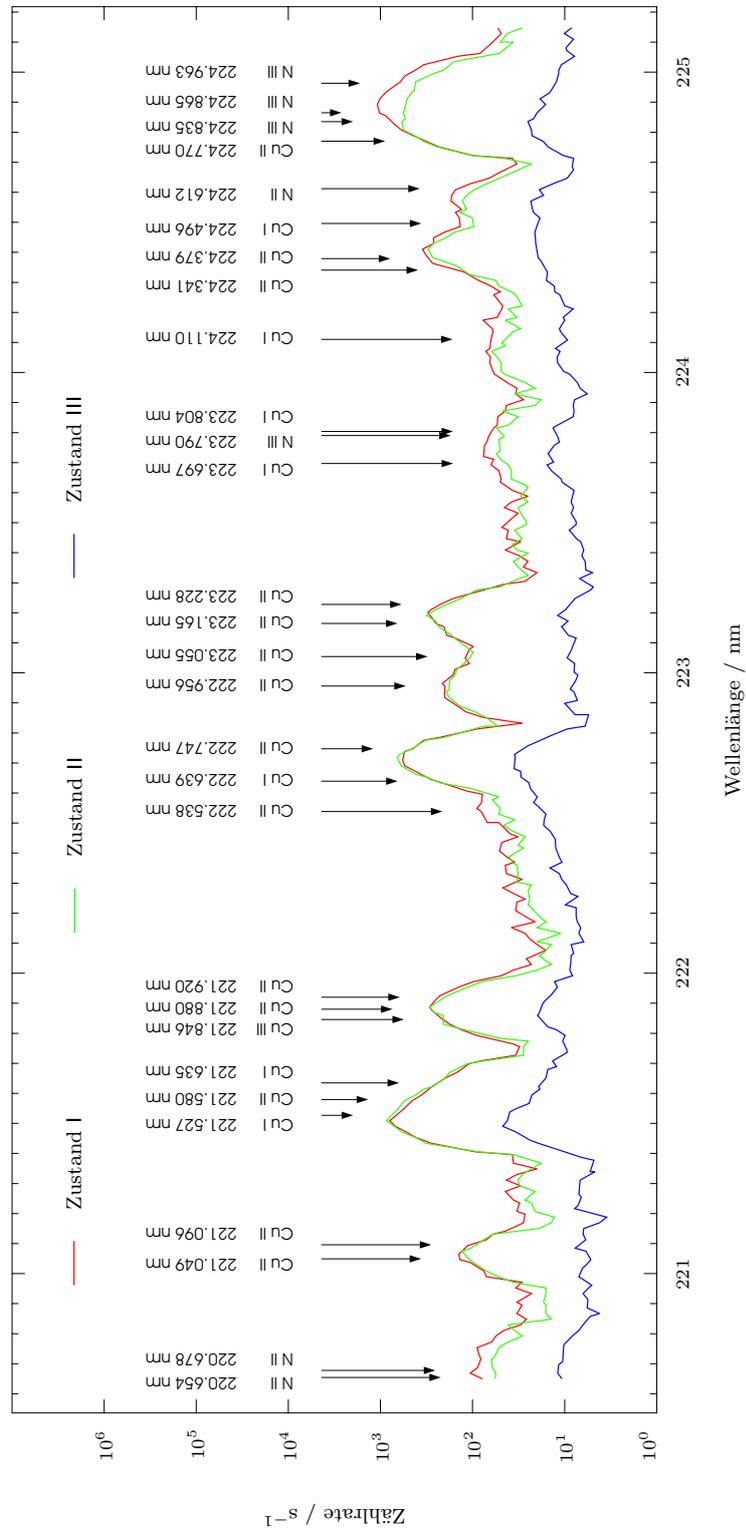


Abb. 5.9: VUV-Emissionslinien zerstäubten Kupfers aus einem Stickstoffplasma in den Zuständen I, II und III des EZR-Plasmas

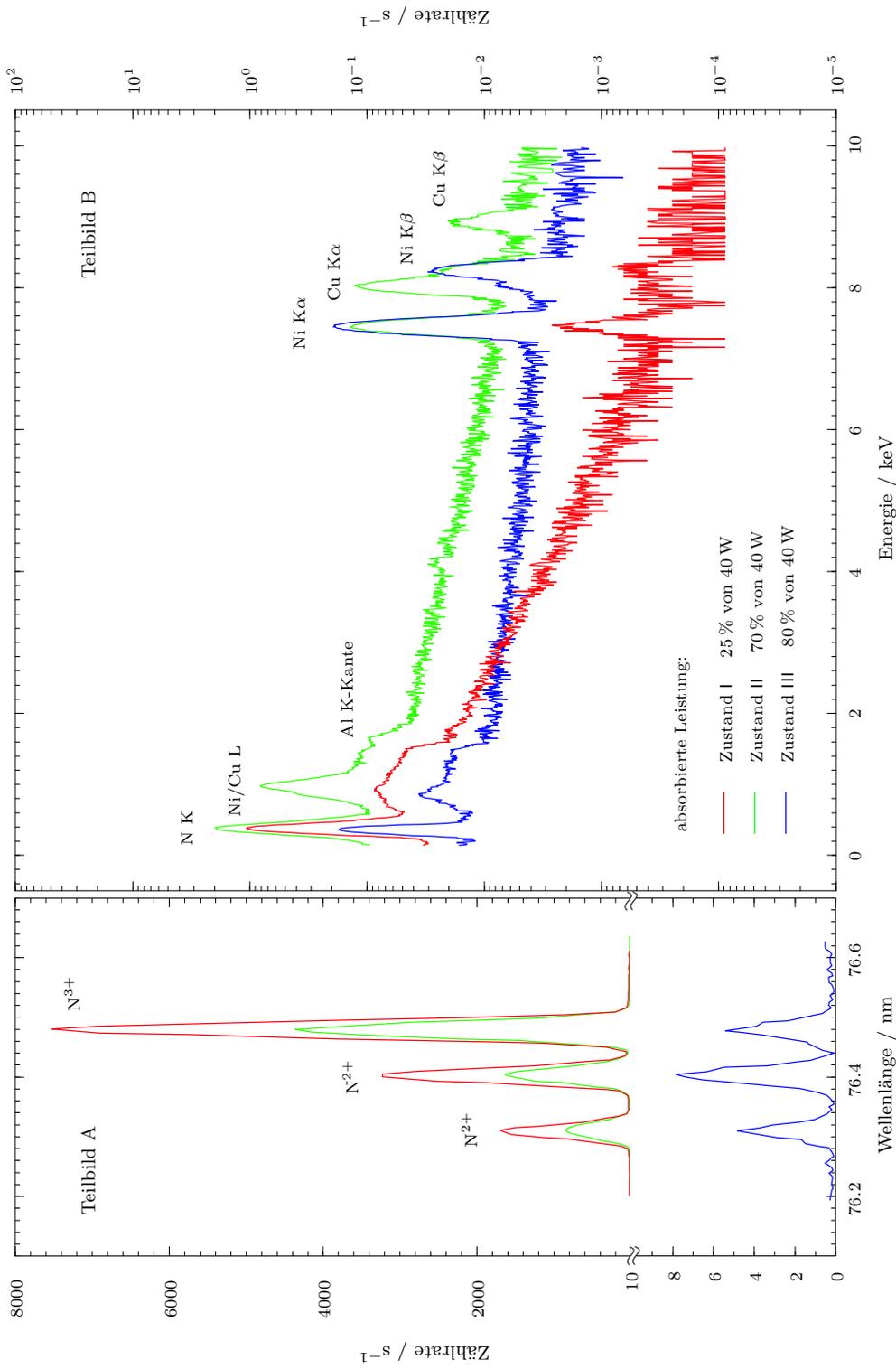


Abb. 5.10: Spektrale Emission eines Stickstoffplasmas in den EZR-Plasmazuständen I, II und III ($p_N = 6 \cdot 10^{-5}$ mbar). Teilbild A zeigt die Strahlstärke des Plasmas für eine Liniengruppe der Ladungsgruppe der Ladungszustände N²⁺ und N³⁺ im Spektralbereich der VUV-Strahlung. Teilbild B zeigt die Emission des Plasmas im Röntgenbereich.

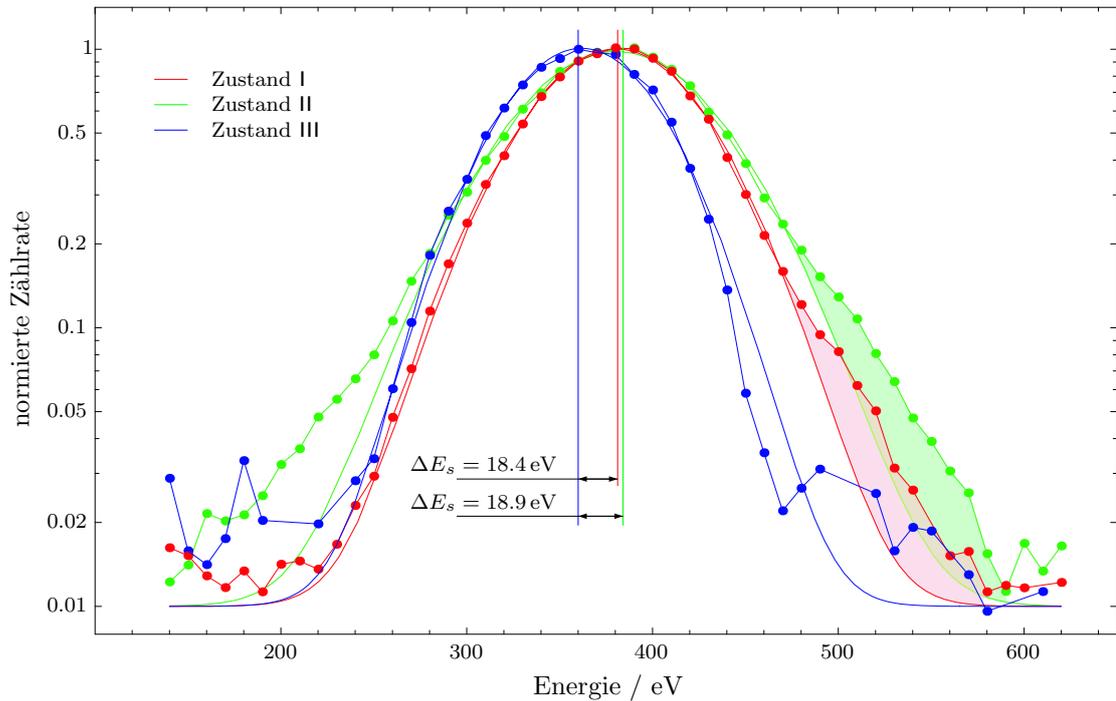


Abb. 5.11: Linienform der charakteristischen K-Strahlung des Stickstoffplasmas in den Zuständen I, II und III aus Teilbild B in Abb. 5.10. Die Verschiebung der Linienschwerpunkte gegenüber der Neutralgasemission und die Verformung auf der hochenergetischen Seite der Linien infolge der Emission aus höheren Ladungszuständen sind angegeben bzw. hervorgehoben.

EZR-Plasmas und der vom Plasma emittierten charakteristischen Röntgenstrahlung sowie die Anwendung des Modells sind in [42, 44, 45, 46, 72, 73, 125] ausführlich dargestellt. Anhang C gibt einen Überblick der physikalischen Grundlagen. Untersuchungen zu Unsicherheiten finden sich in [72, 73]. Den größten Einfluss auf die Unsicherheiten haben demnach die Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte insbesondere für die elektronenstoßinduzierte Anregung. Indirekte Vergleiche der in den folgenden Abschnitten vorgestellten Ergebnisse mit Angaben in [84] und die Beachtung der im hier angewandten Modell vernachlässigten Prozesse mit Einfluss auf die Energiebilanz und die Elektronenenergieverteilung deuten auf eine etwas zu hohe Abschätzung des mittleren Ladungszustandes.

Das im Anhang C vorgestellte Modell berücksichtigt nur die vom Plasmavolumen emittierte Strahlung. Die Simulation wurde im Rahmen dieser Arbeit erweitert, da die spezifische Geometrie von ELISA auch zu einer signifikanten Detektion von Ereignissen führt, die aus der Wechselwirkung der das Plasma axial verlassenden hochenergetischen Elektronen mit dem in der Plasmakammer befindlichen Neutralgas resultieren (vgl. Abschnitt 2, S. 5). Abbildung 5.12 veranschaulicht schematisch die räumliche Verteilung hochenergetischer Elektronen in der Plasmakammer.

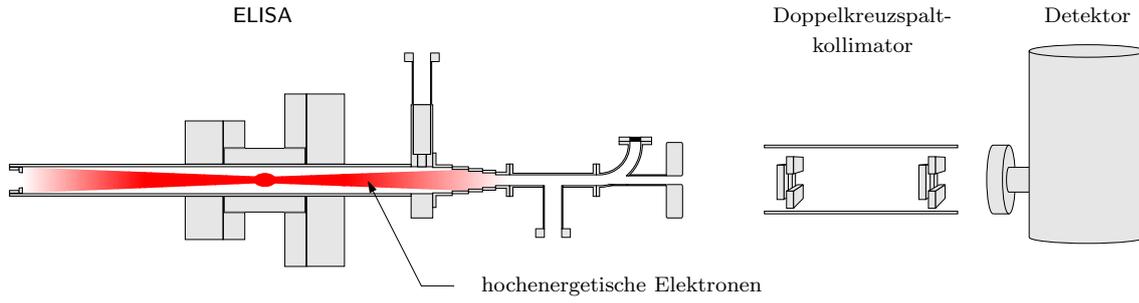


Abb. 5.12: Schematische Darstellung der räumlichen Verteilung hochenergetischer Elektronen in der Plasmakammer

Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen im Plasma ist aufgrund des Mechanismus der EZR-Heizung stark anisotrop. Die Geschwindigkeitskomponenten der Elektronenbewegung liegen hauptsächlich in der zur Achse der Plasmakammer senkrechten Ebene. Geschwindigkeitskomponenten in axialer Richtung werden ausschließlich durch Streuprozesse erzeugt. In stark ionisierten Plasmen überwiegt für große Streuwinkel die Änderung der Bewegungsrichtung infolge kumulativer Streuungen um kleine Winkel (sog. SPITZER-Streuung) gegenüber dem einmaligen Streuprozess [16, 114, 117]. Der Wirkungsquerschnitt für kumulative Streuung von Elektronen um 90° wird von GELLER in der folgenden Form angegeben [34, S. 42].

$$\sigma_i^{90^\circ} = \left(\frac{q_i e^2}{\varepsilon_0 m_e v_e^2} \right)^2 \cdot \frac{1}{2\pi} \ln \Lambda \quad (5.2)$$

Der COULOMB-Logarithmus $\ln \Lambda$ nimmt für EZR-Plasmen Werte zwischen 10 und 20 an und ist unempfindlich gegenüber variierenden Plasmaparametern [34]. Es sind q_i der Ladungszustand der Streuzentren, m_e die Elektronenmasse und v_e die Geschwindigkeit der Elektronen.

Für die Teilchenstromdichte j der gestreuten Teilchen gelten allgemein die Beziehungen

$$j_{|E'} = n_{|E} v_{|E} n_s l \sigma_s(E) \quad (5.3)$$

$$\text{und} \quad j_{|E'} = n'_{|E'} v'_{|E'} \quad (5.4)$$

Die Dichte der einfallenden Teilchen bei einer bestimmten Energie E ist $n_{|E}$ und $v_{|E}$ deren Geschwindigkeit. Die Dichte der Streuzentren beträgt n_s in einem Streuvolumen der charakteristischen Länge l (Ausdehnung des Plasmas $l_P \approx l_{\text{res}}$). Nach dem Streuvorgang haben die gestreuten Teilchen die Dichte n' bei einer reduzierten Energie E' und einer entsprechend reduzierten Geschwindigkeit v' .

Unter der Annahme elastischer Streuung ergeben sich aus Energie- und Impulserhaltung für die reduzierten Energien und Geschwindigkeiten der gestreuten Elektronen

bei der Streuung an den Plasmaionen der Masse m_i die Abschätzungen

$$E'_{e;i} = E_e \cdot \left(\frac{m_i - m_e}{m_i + m_e} \right) \approx E_e \quad , \quad v'_{e;i} = \sqrt{\frac{m_i - m_e}{m_i + m_e}} v_e \approx v_e$$

und bei der Streuung an den Plasmaelektronen die Abschätzungen

$$E'_{e;e} = E_e/4 \quad , \quad v'_{e;e} = \frac{1}{2} v_e \quad .$$

Bei der Streuung an den Plasmaelektronen wurden zwei Stöße um jeweils 45° angenommen, da für eine Streuung um 90° mindestens zwei Stöße erforderlich sind.

Diese Annahmen und die Beziehungen (5.3) und (5.4) ergeben für die aus der Lösung des Balancegleichungssystems folgende Elektronenenergieverteilung $n_e(E_e)$ eine Transformation in die Energieverteilung $n_e^{90^\circ}(E'_e)$ der das Plasma in axialer Richtung verlassenden Elektronen gemäß der Beziehung

$$n_e^{90^\circ}(E'_e) = \sum_i n_{e;i}(E'_{e;i}) + n_{e;e}(E'_{e;e}) \quad (5.5)$$

$$\text{mit } n_{e;i}(E'_{e;i}) = n_{e;i}(E_e) = n_e(E_e) l_P \sigma_i^{90^\circ} n_i$$

$$\text{und } n_{e;e}(E'_{e;e}) = n_{e;e}(E_e/4) = 2 n_e(E_e) l_P \sigma_e^{90^\circ} \cdot \int_0^\infty n_e(E_e) dE_e \quad .$$

Bei der in den folgenden Abschnitten gezeigten Simulation der Röntgenspektren wurde zur Röntgenemission des Plasmas die über die Plasmakammerlänge emittierte K-Strahlung hinzuaddiert. Sie resultiert aus dem Volumen der Plasmakammer, der nach Gleichung 5.5 bestimmten Elektronenenergieverteilung $n_e^{90^\circ}$ sowie dem Wirkungsquerschnitt für Einfachionisation der K-Schale (Glg. (C.1)) und dem Wirkungsquerschnitt für die Anregung eines 1s-Elektrons (Glg. (C.10)).

Die Anpassung des normierten simulierten Spektrums an die Messung erfolgte durch die Variation der im Anhang C genannten freien Parameter der Simulation.

Die den Simulationsergebnissen (Abb. 5.14, S. 60 und 5.15, S. 61) zugrundeliegenden Werte der Eingangsparameter sind in Tabelle 5.1, S. 61 aufgeführt. Sie sind sinnvolle Annahmen für die im Plasma bei der Messung vorliegenden Bedingungen. Die für die Simulation angenommene Mikrowellenfrequenz entspricht der tatsächlichen Frequenz von $\omega/2\pi = 9.94$ GHz.

In Abbildung 5.13 sind typische Wirkungsquerschnitte für elektronenstoßinduzierte Ionisation der Valenzelektronen (Teilbild A) und Anregung ausgewählter Dipolübergänge (Teilbild B) für die Ladungszustände $q = 0$ bis $q = 6+$ von Stickstoff angegeben. Diese Wirkungsquerschnitte haben Einfluss auf die Interpretation der in den folgenden Abschnitten vorgestellten Messergebnisse.

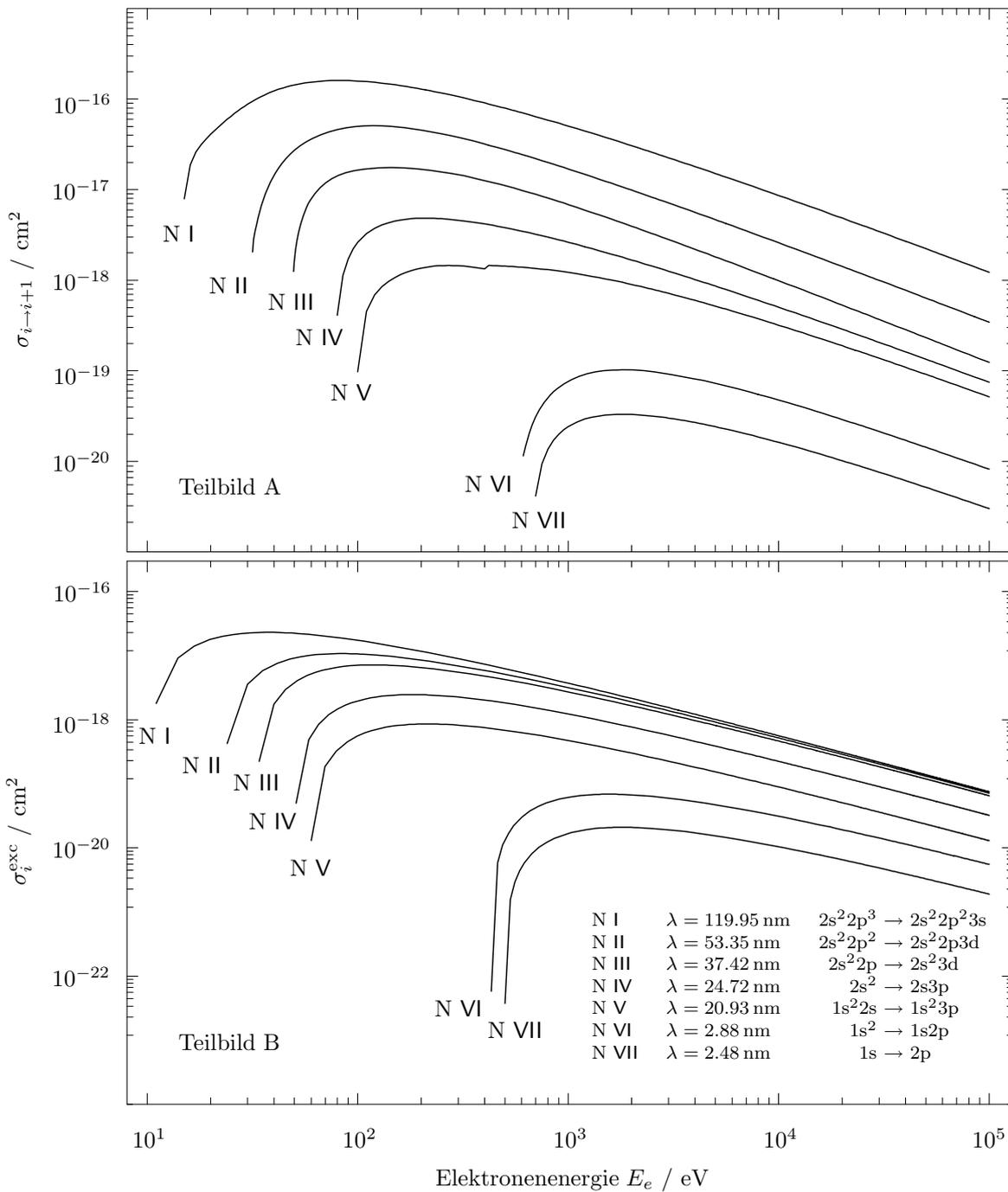


Abb. 5.13: Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoßionisation und Elektronenstoßanregung von Stickstoff. Teilbild A zeigt die Ionisationsquerschnitte für Einfachionisation nach der ALADDIN-Datenbank [60]. Sie werden durch die in der Simulation genutzte LOTZ-Formel (C.1) gut approximiert [72]. In Teilbild B sind ausgewählte Wirkungsquerschnitte für die Elektronenstoßanregung von Dipolübergängen ($\Delta l = 1$, $\Delta n = 1$) nach VAN REGEMORTER (Glg. (C.10)) dargestellt. Die Übergangswellenlängen sind angegeben.

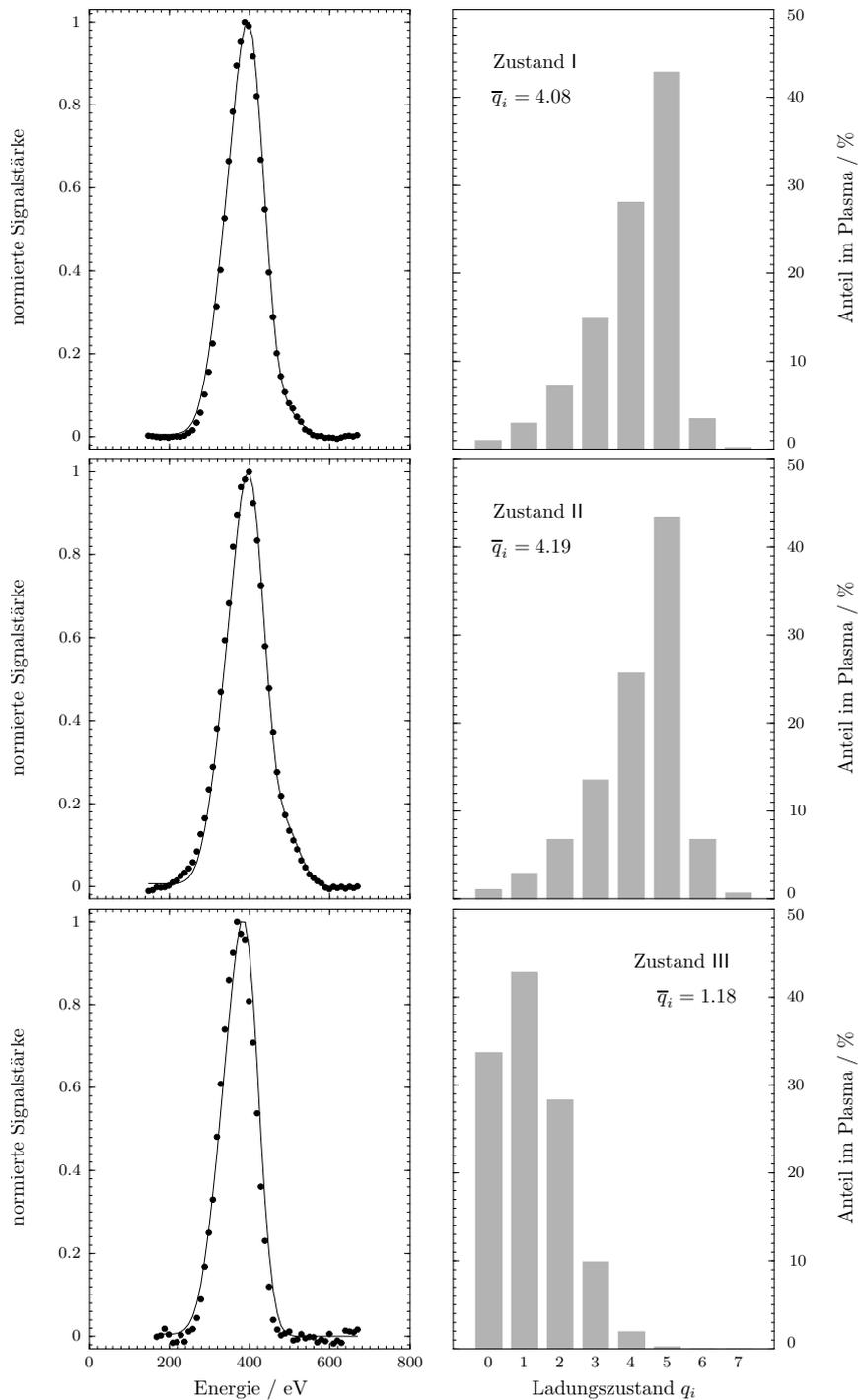


Abb. 5.14: Simulierte Spektren der Stickstoff K-Strahlung für die Zustände I, II und III und resultierende Ladungszustandsverteilungen. Im linken Teil der Abbildung sind die gemessenen Spektren (Punkte) und die angepassten simulierten Spektren (Linien) dargestellt. Der rechte Teil zeigt die aus den Simulationsrechnungen folgenden Ladungszustandsverteilungen und den mittleren Ladungszustand \bar{q}_i .

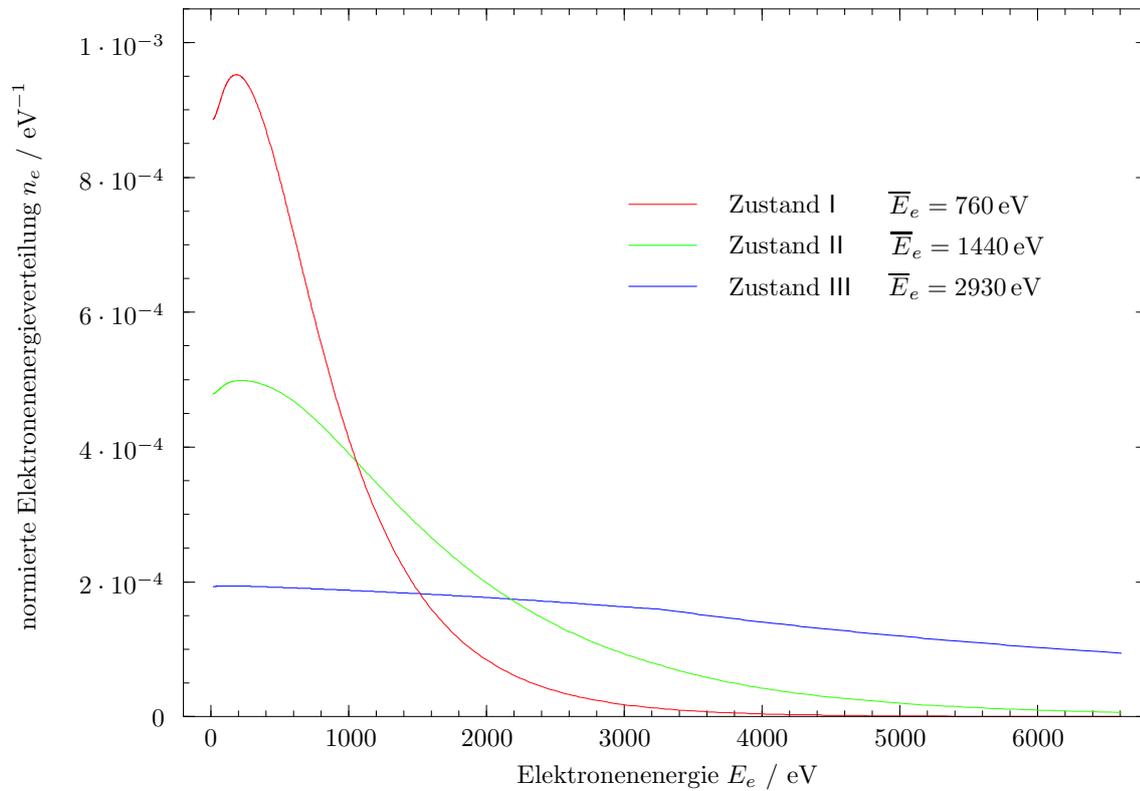


Abb. 5.15: Aus den Simulationsrechnungen zur Emission von Stickstoff K-Strahlung in den Zuständen I, II und III des EZR-Plasmas folgende Elektronenenergieverteilung

Tab. 5.1: Werte der in die Simulation eingehenden freien Parameter in Abhängigkeit vom Zustand des EZR-Plasmas

	l_P^S (cm)*	R_P^S (cm)*	P_{abs}^S (W) [†]	p_N^S (mbar) [‡]	$\gamma^§$	\bar{E}_e^0 (eV)	\bar{E}_i^0 (eV)
Zustand I	0.30	0.25	5	$1.9 \cdot 10^{-5}$	0.34	40	10
Zustand II	1.00	0.27	24	$1.9 \cdot 10^{-5}$	0.30	40	10
Zustand III	1.00	0.27	27	$1.9 \cdot 10^{-5}$	0.90	3000	10

*Die Ausdehnung des Plasmas wurde aus den Abb. 3.2, 5.16, 5.17 und 5.20 abgeschätzt.

[†]Die Restabsorption im Hohlleitersystem wurde berücksichtigt.

[‡]Der gemessene Druck ist mit $p_N = 6.0 \cdot 10^{-5}$ mbar höher infolge des Druckgradienten in ELISA.

[§]Der Ioneneinschluss wird durch den Parameter γ berücksichtigt (s. Anh. C), kleine Werte stehen für einen guten Einschluss.

5.3.1 Zustand maximaler Vakuum-UV-Emission

Im Zustand I des EZR-Plasmas ist die integrale Strahlstärke der VUV-Strahlungsemission maximal (Abb. 5.5 und 5.6). Ein Maximum der Strahlstärke wurde auch für die Emissionslinien niedrig und intermediär geladener Stickstoffionen gemessen (vgl. VUV-Spektren im linken Teil der Abb. 5.10). Das Verhältnis der Strahlstärken der Emissionslinien bei 76.4 nm und 76.5 nm beträgt $I_{N^{3+}}/I_{N^{2+}} = 2.4$.

Das Röntgenspektrum im Zustand I (Abb. 5.10, rechts) zeigt dagegen eine deutlich geringere Strahlstärke in der charakteristischen K-Strahlung des Stickstoffs als im Zustand II. Zu höheren Energien hin fällt das Bremsstrahlungskontinuum steil ab.

Die in Abbildung 5.9 gezeigten Emissionslinien neutralen und niedrig geladenen Kupfers weisen im Zustand I eine dem Zustand II vergleichbare Strahlstärke auf. Die im selben Spektrum gezeigte Gruppe von N^{2+} -Emissionslinien bei $\lambda = 224.9$ nm ist dagegen um einen Faktor 2 stärker als im Zustand II.

Die vorgestellten Messergebnisse und die Beachtung der Wirkungsquerschnitte für Ionisation und Anregung (s. Abb. 5.13) lassen auf eine Elektronenenergieverteilung schließen, die durch eine Komponente im Energiebereich $E_e < 1$ keV dominiert wird. Für die Ladungszustandsverteilung im Zustand I folgt eine hohe Dichte niedrig und intermediär geladener Stickstoffionen bis hin zu heliumähnlichem Stickstoff. Es ist nur ein sehr geringer Anteil der Ladungszustände $q = 6+$ und $q = 7+$ zu erwarten. Aus der Strahlstärke der Kupfer-Emissionslinien folgt nach [17, 79, 84] ein positives Plasmapotential $U_P > 30$ eV (Schwellenergie für die Zerstäubung von Kupfer).

Die Entfaltung der Stickstoff K-Emissionslinie auf der Grundlage des in Kapitel 5.3 und Anhang C vorgestellten plasmaphysikalischen Modells ergibt eine zu diesen qualitativen Betrachtungen konsistente Abschätzung der Plasmamaparameter Ladungszustands- und Elektronenenergieverteilung. Die Ergebnisse der Simulation sind in den Abbildungen 5.14 und 5.15 dargestellt. Abbildung 5.14 (oben links) zeigt das gemessene und das mit den in Tabelle 5.1 aufgeführten Parametern simulierte Spektrum. Aus der Simulation folgt eine Ladungszustandsverteilung mit einem mittleren Ladungszustand $\bar{q}_i^I = 4.08$ (Abb. 5.14, oben rechts). Die aus der Simulationsrechnung hervorgehende Elektronenenergieverteilung weist eine hohe Dichte bei Energien $E_e < 1$ keV und einen steilen Abfall zu höheren Energien auf (Abb. 5.15). Die mittlere Elektronenenergie liegt bei $\bar{E}_e^I = 760$ eV.

Das Strahldichteprofil integral über den Spektralbereich von 40 nm bis 400 nm des Stickstoffplasmas im Zustand I ist in Abbildung 5.16 dargestellt. Das Plasma zeigt zwei ausgeprägte Strahldichtemaxima oberhalb und unterhalb der Achse sowie ein axiales Minimum der Strahlstärke. Das Profil ist schmal und besitzt eine sechszählige Symmetrie sternförmig angeordneter Ausläufer am Plasmarand.

Das beobachtete Profil ist im Rahmen der Vorstellung eines EZR-geheizten Plasmas, das in einer geschlossenen Resonanzfläche Energie aus der Mikrowelle aufnimmt und durch die Überlagerung von magnetischem Spiegel- und Hexapolfeld eingeschlossen wird, nicht zu verstehen. Die Betrachtung der konkreten geometrischen Verhältnis-

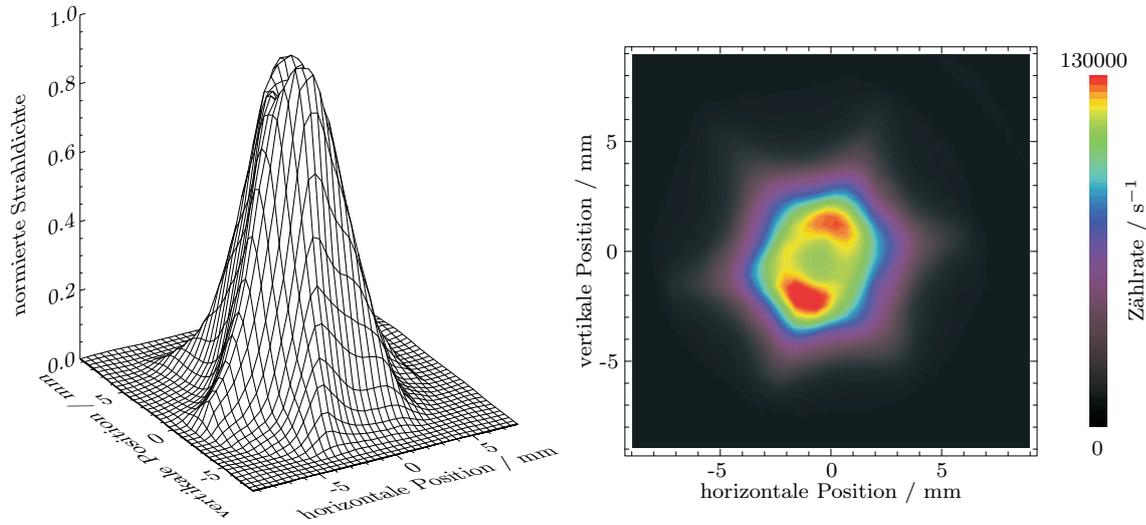


Abb. 5.16: Strahlendichteprofil eines Stickstoffplasmas im Zustand I im Spektralbereich von 40 nm bis 400 nm. Der Arbeitsgasdruck beträgt $p_N = 6.0 \cdot 10^{-5}$ mbar und die absorbierte Leistung $P_{\text{abs}} = 10$ W.

se, insbesondere der räumlichen Feldstärkeverteilung des externen magnetischen Feldes und der axialen Feldverteilung der elektrischen Komponente der stehenden Mikrowelle, führt zu der folgenden Interpretation des Auftretens des Zustands I.

Die Feldstärkeverteilung des Magnetfeldes weist außer der zentralen geschlossenen Resonanzzone zwei weitere Bereiche auf, für die die Resonanzbedingung (2.3) erfüllt ist. Der axiale Feldverlauf erfüllt die Resonanzbedingung zusätzlich außerhalb der Ausdehnung des Hexapols (Abb. 3.2, S. 21). Die komplexe räumliche Struktur des äußeren Magnetfeldes (vgl. Abb. 2.3, S. 7) und die lineare Polarisierung der Mikrowelle erklären die von der Achse abweichende Lage der äußeren Resonanzzonen. Der Abstand der Blende zur zentralen Resonanzzone bei Auftreten des Zustands I weist auf eine günstige Feldverteilung der elektrischen Komponente der Mikrowelle in den äußeren Resonanzzonen und auf einen Knoten nahe der zentralen Resonanzzone hin.

Die aus der Auswertung des Röntgenspektrums des Zustands I gewonnenen Aussagen zur Elektronenenergieverteilung, insbesondere das Fehlen einer ausgeprägten heißen Elektronenkomponente, fügen sich konsistent in die Interpretation des Zustands I. Der fehlende magnetische Einschluss der in den äußeren Resonanzzonen erzeugten Elektronen behindert das Erreichen hoher kinetischer Energien.

Der bemerkenswert hohe mittlere Ladungszustand bleibt von der sehr schwachen Ausprägung einer Elektronenkomponente mit Energien $E_e > 1$ keV unbeeinflusst, da die Wirkungsquerschnitte für Stickstoff (vgl. Abb. 5.13) die Erzeugung bis zu heliumähnlichem Stickstoff für Elektronenenergien $E_e < 1$ keV erlauben. Für Elemente höherer Ordnungszahl ist jedoch ein deutlicherer Einfluss der Elektronenenergieverteilung zu erwarten.

Untersuchungen von MEYER [84] an Stickstoffplasmen in einem einfachen Spie-

gelfeldeinschluss zeigen das Erreichen einer vergleichbaren Ladungszustandsverteilung bei optimierten Betriebsbedingungen für eine eingekoppelte Mikrowellenleistung von 1.5 kW. Dass dagegen bei ELISA die im Zustand I absorbierte Leistung von $P_{\text{abs}} = 10$ W ausreichend ist, erklärt sich mit dem sehr kleinen Volumen, in dem die Leistung absorbiert wurde (vgl. Tab. 5.1).

5.3.2 Zustand maximalen mittleren Ladungszustandes

Der Zustand II des EZR-Plasmas weist durchgehend hohe Werte für die Strahlstärke der VUV-Strahlung, die Strahlstärke der Röntgenstrahlung und die absorbierte Mikrowellenleistung auf (Abb. 5.5 und 5.6). Die Strahlstärke der Emissionslinien niedrig und intermediär geladener Stickstoffionen ist niedriger als im Zustand I (vgl. VUV-Spektren im linken Teil der Abb. 5.10). Das Verhältnis der Strahlstärken der Emissionslinien bei 76.4 nm und 76.5 nm ist jedoch größer und beträgt $I_{\text{N}^{3+}}/I_{\text{N}^{2+}} = 2.7$.

Das Röntgenspektrum im Zustand II (Abb. 5.10, rechts) zeigt eine maximale Strahlstärke der Stickstoff K-Strahlung und eine hohe Strahlstärke der Röntgenemission bei Energien $E_\nu > 1$ keV. Die im Spektrum auftretende charakteristische K-Strahlung von Nickel wird durch heiße Elektronen verursacht, die axial das Plasma verlassen und auf das Nickelnetz der spektroskopischen Blende treffen (vgl. Abb. 5.12, S. 57 und Abb. 3.1, S. 19). Die starke Emission charakteristischer K-Strahlung von Kupfer erfolgt dagegen aus dem Plasma infolge des Anteils zerstäubten Wandmaterials.

Auch die in Abbildung 5.9 gezeigten Emissionslinien neutralen und niedrig geladenen Kupfers weisen eine hohe Strahlstärke auf, die dem Zustand I vergleichbare Werte erreicht.

Die Interpretation der Messergebnisse unter Berücksichtigung der Wirkungsquerschnitte von Elektronenstoßionisation und -anregung zeigt, dass unter den im Zustand II auftretenden Bedingungen ein maximaler mittlerer Ladungszustand erreicht wird. Für die Ladungszustände $q > 5+$ von Stickstoff ist ein signifikanter Anteil im Plasma zu erwarten. Am TGM gemessene Emissionsspektren an einem Stickstoffplasma im Zustand II bestätigen dies (vgl. Abb. D.2 im Anhang D). Die Energieverteilung der Elektronen weist sowohl eine hohe Dichte für Energien $E_e < 1$ keV auf als auch eine hohe Dichte heißer Elektronen. Das für die Emission von VUV-Strahlung verantwortliche Produkt aus der Ionendichte und der Dichte der warmen Elektronenkomponenten $n_i \cdot n_e(E < 1 \text{ keV})$ ist kleiner als im Zustand I. Aus diesem Zusammenhang und der Strahlstärke der Kupfer-Emissionslinien folgt für den Zustand II ein höherer Wert für das Plasmapotential als im Zustand I, $U_P \gg 30$ eV (vgl. auch Kap. 2, S. 7).

Die zur Entfaltung der Stickstoff K-Emission im Zustand II erfolgte Simulationsrechnung ergibt auch hier ein mit der qualitativen Interpretation der Messergebnisse konsistentes Resultat. Abbildung 5.14 zeigt das der Messung angepasste Spektrum (Mitte links) und die resultierende Ladungszustandsverteilung (Mitte rechts). Ausgehend von den in Tabelle 5.1 aufgeführten Startparametern folgt ein mittlerer Ladungszustand von $\bar{q}_i^{\text{II}} = 4.19$. Die zugehörige Elektronenenergieverteilung ist in Ab-

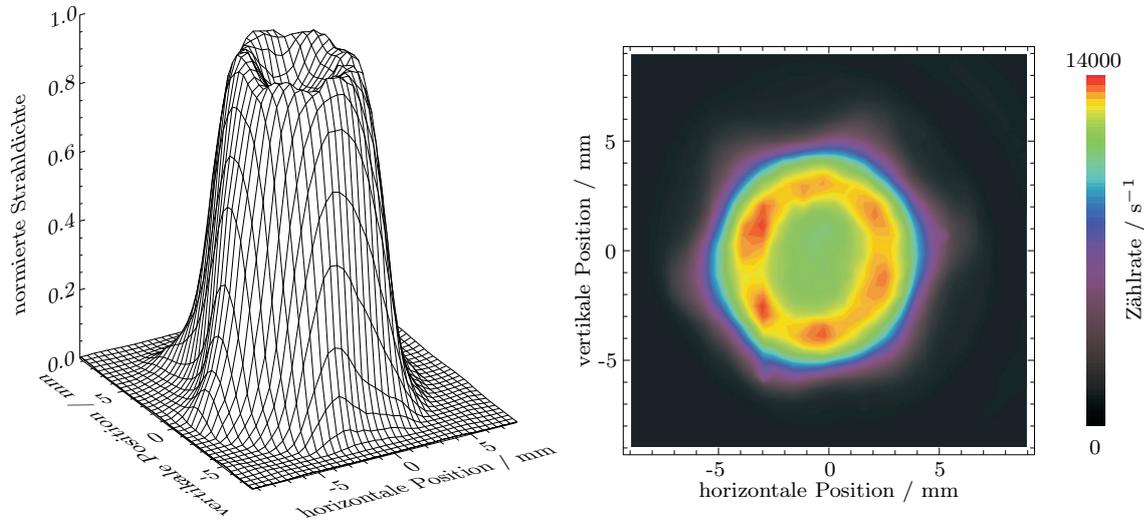


Abb. 5.17: Strahldichteprofil eines Stickstoffplasmas im Zustand II im Spektralbereich von 40 nm bis 400 nm. Der Arbeitsgasdruck beträgt $p_N = 6.0 \cdot 10^{-5}$ mbar und die absorbierte Leistung $P_{\text{abs}} = 28$ W.

bildung 5.15 dargestellt. Sowohl die Dichte der Elektronen mit Energien $E_e < 1$ keV als auch die Dichte heißer Elektronen mit Energien $E_e > 1$ keV sind stark ausgeprägt. Für die mittlere Elektronenenergie folgt $\bar{E}_e^{\text{II}} = 1440$ eV.

Das Strahldichteprofil des Stickstoffplasmas im Zustand II integral über den Spektralbereich von 40 nm bis 400 nm ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Das Plasma zeigt gegenüber Zustand I ein stark verändertes Profil. Es ist deutlich breiter. Die radiale Ausdehnung der Profilkrone entspricht der radialen Ausdehnung der Resonanzzone, die sich aus den Messwerten für die magnetische Induktion in der Plasmakammer von ELISA ergibt (s. Abb. 3.2, S. 21). Auf der Profilkrone sind sechs Maxima ringförmig verteilt. Sie sind gegenüber den, wie auch im Zustand I auftretenden, sechs sternförmigen Ausläufern am Plasmarand um 30° gedreht angeordnet. Das wie im Zustand I auftretende axiale Minimum ist deutlich ausgeprägt. Im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Messungen haben für das axiale Minimum minimale Werte von ca. 60% des Strahldichtemaximums ergeben.

Das im Zustand II des EZR-Plasmas beobachtete Strahldichteprofil erklärt sich unmittelbar aus Simulationsrechnungen, die von ANDRÄ et al. an der Universität Münster ausgeführt wurden [49]. Abbildung 5.18 zeigt die aus der Berechnung der Elektronentrajektorien innerhalb der Plasmakammer folgende Elektronenverteilung. Die Simulation wurde für eine Monomodens-EZR ähnlich ELISA durchgeführt.

Das Konturdiagramm im Teilbild A beschreibt die simulierte axiale Elektronendichteverteilung, die infolge der elektronendichteabhängigen Stoßraten, zu einer dem gemessenen Profil in Abbildung 5.17 äquivalenten Strahldichteverteilung führt. Der Vergleich des Teilbilds A in Abbildung 5.18 mit der zugehörigen Elektronenenergieverteilung (Teilbild C) zeigt, dass die sechs sternförmig angeordneten Ausläufer

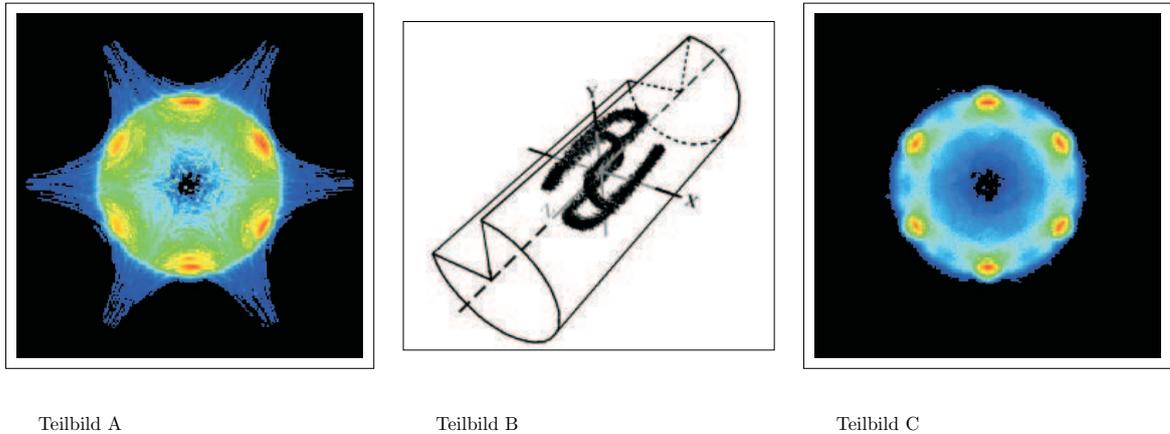


Abb. 5.18: Simulierte Elektronenverteilung in der Plasmakammer einer Monomoden-EZR [48]. In der Simulation wurden die Trajektorien von 10^5 Elektronen über einen Zeitraum von $1 \mu\text{s}$ in der Plasmakammer verfolgt. Die Elektronenbewegung erfolgt im äußeren Megagnetfeld (Überlagerung von radialem Spiegelfeld und axialem Hexapolfeld, vgl. Abb. 3.2, 2.3) und unter Einfluss des Feldes des H_{113} -Modes der Mikrowelle [49]. Teilbild A zeigt die resultierende Elektronendichteverteilung integral über die Achse der Plasmakammer. Teilbild C zeigt die zugehörige Elektronenenergiedichteverteilung. Die ringförmig angeordneten Maxima resultieren aus stabilen, geschlossenen Bahnen heißer Elektronen ($E_e > 1 \text{ keV}$) hoher Dichte in der Resonanzfläche (Teilbild B).

am Plasmarand auf niederenergetische Elektronen zurückzuführen sind. Diese, ehemals heißen, in Antiphase zur Mikrowelle abgebremsten [49] Elektronen verlassen, den Feldlinien des Hexapols folgend, das Plasma (vgl. Abb. 2.3, S. 7). Die sechs ringförmig verteilten Maxima (gegenüber dem Stern um 30° gedreht) und das axiale Minimum des Profils resultieren aus der in Teilbild B, Abbildung 5.18 gezeigten Trajektorie. Diese stabile, geschlossene Bahn in der Resonanzfläche wird von Elektronen unter dem Einfluss der Mikrowelle und des äußeren Magnetfelds bevorzugt durchlaufen [49]. Die Elektronendichte ist dort maximal. Infolge des permanenten Aufenthalts in der Resonanzzone erreichen die Elektronen in kurzer Zeit hohe Energien.

Die räumliche Verteilung heißer Elektronen in der Plasmakammer im Zustand II wurde selektiv an einem Kryptonplasma untersucht. Die Emission der charakteristischen Krypton $K\alpha$ -Strahlung bei einer Energie von $E_\nu = 12.64 \text{ keV}$ gestattet eine energie selektive Bestimmung der Strahldichteverteilung dieser Emissionslinie mittels einer CCD-Matrix (vgl. Tab. 4.5, S. 37) und somit die Bestimmung der Dichteverteilung heißer Elektronen. Aus den Überlegungen zu Abbildung 5.18 folgt für hochenergetische Elektronen eine weniger strukturierte Verteilung, insbesondere ohne sternförmig angeordnete Ausläufer am Plasmarand.

Im Teilbild D in Abbildung 5.19 ist das Strahldichteprofil der Krypton $K\alpha$ -Strahlung eines Kryptonplasmas im Zustand II dargestellt. Die Ortsauflösung der Messung

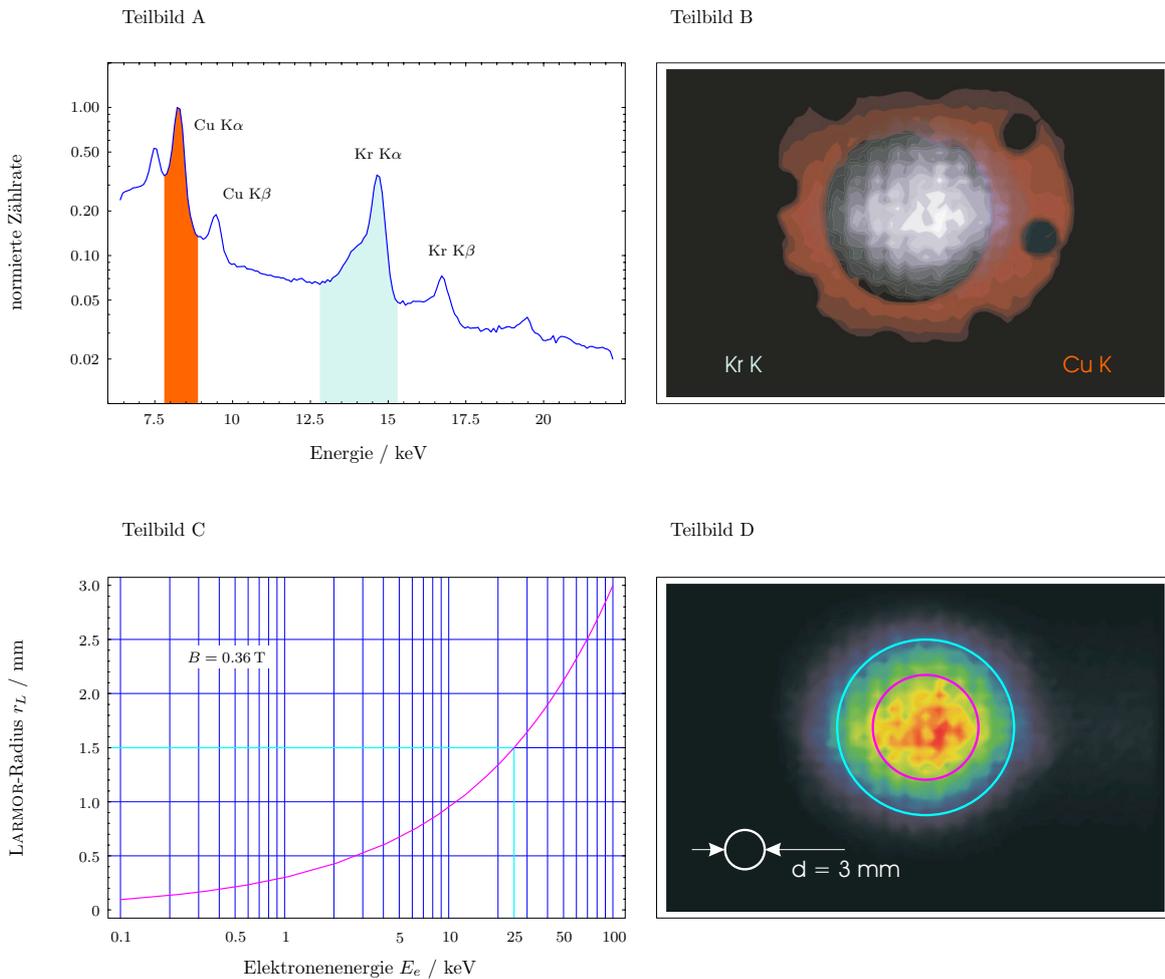


Abb. 5.19: Ortsaufgelöste Messung der Röntgenemission eines Kryptonplasmas im Zustand II (Lochbildaufnahme).

Teilbild A zeigt die spektrale Verteilung der von ELISA emittierten Röntgenstrahlung für ein Kryptonplasma im Zustand II aufgenommen mit einer CCD-Matrix (vgl. Tab. 4.5, S. 37). Das Spektrum zeigt neben der vom Plasma emittierten Krypton K-Strahlung auch Beiträge der Wandmaterialien, insbesondere der kupfernen spektroskopischen Blende. Ursache sind die das Plasma axial verlassenden heißen Elektronen (vgl. Abb. 5.12).

Teilbild B zeigt die Ortsverteilung der Kr K α - und der Cu K α -Strahlung. Die zur Auswertung genutzten Energieintervalle sind im Spektrum farbig hinterlegt. Die Ortsauflösung der Messung beträgt $\Delta x = 0.3$ mm. Die Struktur der spektroskopischen Blende wird scharf abgebildet.

Teilbild C zeigt die Ausdehnung des Elektronenorbits in der Resonanzzone von ELISA in Abhängigkeit von der Elektronenenergie E_e . Für eine typische Elektronenenergie $E_e = 25$ keV zur Erzeugung von K-Vakanzen in Krypton beträgt der LARMOR-Radius der Elektronenbewegung nach Glg. (2.2) $r_L = 1.5$ mm.

Teilbild D zeigt die Strahldichteverteilung der Kr K α -Strahlung in einem Konturdiagramm. Der rote Kreis gibt die Ausdehnung der Profilkrone im Zustand II an, der blaue Kreis die Ausdehnung des Fußes des Profils. Beide Größen wurden aus dem zugehörigen Strahldichteprofil des Zustandes II im VUV bestimmt (vgl. Abb. 5.17). Für einen Größenvergleich ist der Elektronenorbit eines Elektrons der Energie $E_e = 25$ keV eingezeichnet.

beträgt 0.3 mm (s. Teilbild B) und ist vergleichbar zu den Strahldichtemessungen im VUV. Das Profil zeigt die erwartete runde Struktur ohne Ausläufer am Plasmarand. Die Ausdehnung des Profils entspricht der aus Abbildung 5.17 abgeleiteten Ausdehnung des Plasmas im Zustand II. Die sechs ringförmig angeordneten Maxima verwischen vollständig infolge des Orbitdurchmessers der Zyklotronbewegung der anregenden Elektronen von 3 mm. Das axiale Minimum wird durch die Strahlungsemission über die gesamte Länge der Plasmakammer überdeckt (vgl. Abb. 5.12, S. 57).

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen zur Strahldichteverteilung im VUV bestätigen damit erstmalig die den theoretischen Untersuchungen in [49] zugrunde gelegte Überlegung, dass die komplexe räumliche Struktur eines EZR-Plasmas im Wesentlichen durch die sich in erster Näherung stoßfrei bewegenden Elektronen bestimmt ist. Ein günstiger Feldverlauf der stehenden Mikrowelle in der zentralen Resonanzzone ermöglicht eine gute Energieübertragung auf die in der Resonanzfläche umlaufenden, magnetisch sehr gut eingeschlossenen Elektronen. Dies führt zu dem gemessenen hohen Wert für die absorbierte Leistung (vgl. Abb. 5.5 und Abb. 5.6) sowie zu einem hohen Anteil heißer Elektronen im Plasma und somit zu einem maximalen mittleren Ladungszustand (Abb. 5.10, Abb. 5.14 und Abb. 5.15). Die Plasmaionen folgen dem Verluststrom kalter Elektronen in den sternförmig angeordneten Ausläufern am Plasmarand und erzeugen aufgrund ihrer Energie (Glg. (5.1) mit $U_P \gg 30$ eV) einen signifikanten Anteil zerstäubten Wandmaterials im Plasma (vgl. Röntgenspektrum in Abb. 5.10 sowie Abb. 5.9).

5.3.3 Zustand maximaler mittlerer Elektronenenergie

Der Zustand III des EZR-Plasmas ist durch ein Maximum der absorbierten Leistung und ein Maximum der Strahlstärke der Röntgenemission gekennzeichnet. Die Strahlstärke der VUV-Strahlung dagegen ist marginal (Abb. 5.5 und Abb. 5.6). Das Verhältnis der Strahlstärken der im Zustand III schwachen Emissionslinien bei 76.4 nm und 76.5 nm beträgt $I_{N^{3+}}/I_{N^{2+}} = 0.6$ (Abb. 5.10, linkes Teilbild). Das zugehörige Röntgenspektrum in Abbildung 5.10 (rechts) zeigt eine maximale Emission bei hohen Photonenenergien (Nickel $K\alpha$), einen zu hohen Energien kaum abfallenden Verlauf und eine sehr niedrige Strahlstärke in der charakteristischen K-Strahlung von Stickstoff. Die Spektren des Zustands III in den Abbildungen 5.9 und 5.10 weisen praktisch keine charakteristische Kupferstrahlung auf. Darüber hinaus tritt Zustand III nie direkt nach dem Zünden des Plasmas auf, sondern geht aus Zustand II infolge geringfügiger Variationen der Betriebsparameter hervor (s. Abb. 5.7 und 5.8).

Die qualitative Interpretation der Messergebnisse lässt auf die Dominanz heißer Elektronen mit Energien $E_e > 1$ keV schließen. Die hohe mittlere Elektronenenergie und die niedrigen Wirkungsquerschnitte bei hohen Elektronenenergien (vgl. Abb. 5.13) führen zu sehr niedrigen Stoßraten. Das heiße Elektronengas ist vom Plasma quasi entkoppelt (*runaway electrons*). Die Erzeugungsrate für niederenergetische Elektronen geht auf einen Wert zurück, der den Verlust heißer Elektronen gerade ausgleicht. Die

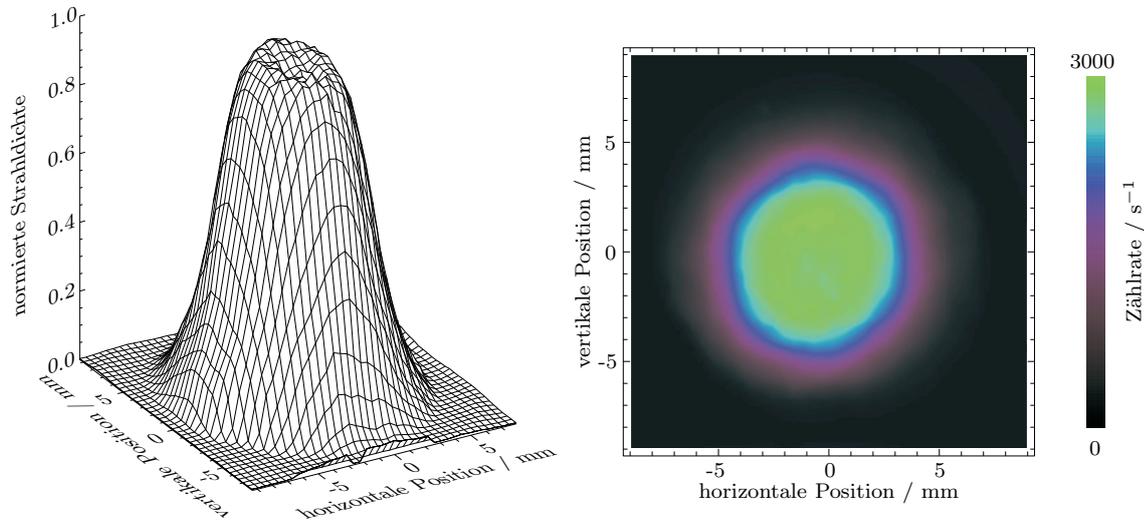


Abb. 5.20: Strahllichteprofil eines Stickstoffplasmas im Zustand III im Spektralbereich von 40 nm bis 400 nm. Der Arbeitsgasdruck beträgt $p_N = 6.0 \cdot 10^{-5}$ mbar, die absorbierte Leistung $P_{\text{abs}} = 32$ W.

niederenergetischen Elektronen erreichen in der Resonanzzone sehr schnell hohe Energien. Der marginale Anteil niederenergetischer Elektronen mit Energien $E_e < 1$ keV führt zu einem schwach ionisierten Plasma und zu einem niedrigen Plasmapotential $U_P < 30$ eV (kein zerstäubtes Wandmaterial im Plasma, vgl. Untersuchungen in [79, 84]).

Die Entfaltung der Stickstoff K-Emissionslinie auf der Grundlage des vorgestellten Modells (Anhang C) ergibt auch im Zustand III zu den Messergebnissen konsistente Verteilungen für die Ionen- und die Elektronenpopulation. Das der Messung angepasste, simulierte Spektrum und die resultierende Ladungszustandsverteilung sind in Abbildung 5.14 (unten) dargestellt. Der Simulation liegen die in Tabelle 5.1 angegebenen Eingangsparameter zugrunde. Der mittlere Ladungszustand beträgt im Zustand III demnach $\bar{q}_i^{\text{III}} = 1.18$. Die zugehörige Elektronenenergieverteilung ist in Abbildung 5.15 gezeigt. Die Verteilung ist im Wesentlichen flach, mit einem dominierenden Anteil heißer Elektronen mit Energien $E_e > 1$ keV. Die mittlere Elektronenenergie dieser Verteilung beträgt $\bar{E}_e^{\text{III}} = 2930$ eV.

Zustand III kann nur simuliert werden, wenn für die als Ausgangsverteilung angenommene MAXWELL-Verteilung der Elektronenenergie eine hohe mittlere Elektronenenergie vorausgesetzt wird (s. Tab. 5.1). Dies deckt sich mit der Beobachtung, dass sich Zustand III nur bei Vorhandensein einer heißen Elektronenkomponente, insbesondere nicht direkt beim Zünden des Plasmas, einstellt. Der Übergang in den Zustand III des EZR-Plasmas und zurück ist ein nichtlinearer Umschaltprozess (vgl. Abb. 5.7 und 5.8), der mit dem im Rahmen dieser Arbeit verwendeten stationären Modell nicht simuliert werden kann.

Das Strahllichteprofil des Stickstoffplasmas im Zustand III integral über den Spek-

tralbereich von 40 nm bis 400 nm ist in Abbildung 5.20 dargestellt. Das Plasma zeigt ein sich gegenüber den Zuständen I und II deutlich unterscheidendes Profil. Es ist nur wenig strukturiert. Das Profil ist nahezu rund, insbesondere fehlen die (niederenergetischen Elektronen zugeordneten) sternförmigen Ausläufer am Plasmarand. Es finden sich weder lokale Maxima noch ein axiales Minimum. Bei genauerer Betrachtung ist eine schwach ausgeprägte sechszählige Symmetrie zu erkennen, die die gleiche Orientierung wie die im Zustand II auftretenden, ringförmig angeordneten Maxima aufweist. Die Ausdehnung des Profils im Zustand III entspricht der Ausdehnung im Zustand II und somit der radialen Ausdehnung der zentralen Resonanzzone.

Das Strahldichteprofil des Zustands III des EZR-Plasmas erklärt sich ebenfalls mit den von ANDRÄ et al. vorgestellten Simulationsergebnissen. Da Zustand III von heißen Elektronen dominiert wird, die kaum Stoßprozessen unterliegen und deshalb nicht in Antiphase zur Mikrowelle geraten, entspricht die gemessene Strahldichteverteilung der Elektronenenergiedichteverteilung in Abbildung 5.18, Teilbild C. Insbesondere die für beide Verteilungen gleiche Ausrichtung der sechszähligen Symmetrie unterstützt diese Interpretation. Das Fehlen der Maxima und des axialen Minimums ist äquivalent zum Fehlen dieser Charakteristika im Strahldichteprofil der Krypton $K\alpha$ -Strahlung im Zustand II zu interpretieren. Die Maxima werden durch die Ausdehnung des Zyklotronorbits hochenergetischer Elektronen verwischt. Das Minimum wird von axialen Ereignissen integral über die Plasmakammerlänge überdeckt.

Im Zustand III liegt das Feldstärkemaximum der stehenden Mikrowelle im Zentrum der geschlossenen Resonanzzone, wie aus der Geometrie der Strahlungsquelle und der Wellenlänge des H_{11} -Modes in der Plasmakammer hervorgeht. Dies erlaubt einen optimalen, resonanten Energietransfer von der Mikrowelle auf die stabil in der Resonanzfläche umlaufenden Elektronen. Die absorbierte Leistung und die mittlere Elektronenenergie werden maximal (Abb. 5.5, Abb. 5.6 und Abb. 5.15). Die hohe mittlere Elektronenenergie führt zu einem wenig wechselwirkenden, quasi entkoppelten heißen Elektronengas und somit, infolge des Fehlens einer signifikanten niedrigerenergetischen Elektronenkomponente, zu einem schwach ionisierten, im VUV dunklen Plasma und zu intensiver Röntgenstrahlung (Abb. 5.5, Abb. 5.6, Abb. 5.10 und Abb. 5.14). Eine Änderung der Dichte der atomaren Plasmakomponente (Druckvariation) sowie eine Änderung der Elektronenenergie (Leistungsvariation) führen zu sich ändernden Stoßraten zwischen der atomaren und der elektronischen Plasmakomponente. In kritischen Bereichen der Betriebsparameter folgen daraus nichtlineare Umschaltprozesse zwischen den Zuständen II und III.

5.4 Druckabhängigkeit der Vakuum-UV-Emission

Wie in den vorangegangenen Abschnitten gezeigt, sind die Eigenschaften eines EZR-Plasmas und damit die Strahlungscharakteristik im VUV-Bereich durch die Optimierung der Energieübertragung von der Mikrowelle auf das Plasma über einen weiten Bereich variierbar, insbesondere durch das gezielte Einstellen unterschiedlicher Zustände des EZR-Plasmas. Darüberhinaus sind die spektrale Zusammensetzung und die Strahlstärke der emittierten VUV-Strahlung durch den Einfluss von Gasmischungseffekten auf die Plasmaparameter [2, 19, 22, 84, 109], durch eine Variation der eingespeisten Mikrowellenleistung [4, 82, 128], durch Druckvariation [4, 41, 63] und durch plasmaexterne Elektronenquellen [90, 99, 129] variierbar.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Einfluss der Druckvariation auf die VUV-Emission eines Kryptonplasmas im Zustand maximalen mittleren Ladungszustandes (sog. Zustand II des EZR-Plasmas) (vgl. Kap. 5.3, insb. 5.3.2) untersucht. Die Messungen erfolgten am Toroidgitter-Monochromator (vgl. Kap. 4.1.2).

Das Emissionsspektrum eines Kryptonplasmas im Zustand II im Spektralbereich von 5 nm bis 105 nm ist in Abbildung 5.21 dargestellt. Das Spektrum zeigt eindeutig identifizierbare Emissionslinien der Ladungszustände $q = 1+$ bis $q = 9+$. Einige ausgewählte Emissionslinien sind gekennzeichnet.

Die Druckabhängigkeit der Strahlstärke ausgewählter VUV-Emissionslinien für die Ladungszustände $q = 1+$ bis $q = 6+$ von Krypton ist in Abbildung 5.22 dargestellt. Die Wellenlängen der Emissionslinien sind angegeben. Abbildung 5.23 zeigt das Verhalten der Strahlstärke einer von Kr^{9+} emittierten Liniengruppe (Teilbild A). Die Druckabhängigkeit der Röntgenemission ist im Teilbild B abgebildet.

Für jede Druckeinstellung wurde die Mikrowelleneinkopplung in das Plasma durch Variation von Blenden- und Magnetfeldposition optimiert, ohne den Zustand II des EZR-Plasmas zu verlassen. Als Referenzgröße diente die Strahlstärke der Kr^{5+} -Emissionslinie bei 46.5 nm (vgl. Abb. 5.3, S. 45).

Da bei konstanter eingespeister Mikrowellenleistung (15 W) der maximal erreichbare Absorptionsgrad über den untersuchten Druckbereich variiert, wurde auf die absorbierte Leistung normiert. Eine Normierung ist möglich, da im Bereich der absorbierten Leistungen ein linearer Zusammenhang zwischen der Strahlstärke und der absorbierten Leistung angenommen werden kann. Dies trifft auch für die Normierung der Strahlstärken auf die jeweils absorbierte Leistung in Abbildung 5.23 zu.

Die zusätzliche Normierung der Strahlstärken auf die Neutralteilchendichte des Arbeitsgases in den Abbildungen 5.22 und 5.23, Teilbilder A1 und B1, ermöglicht Aussagen zum Einfluss der Druckvariation auf die Ladungszustandsverteilung.

Die Strahlstärke einer Emissionslinie ist allgemein eine Funktion der Teilchendichte der emittierenden Spezies n_i , der Anregungsquerschnitte $\sigma_{j \rightarrow j'}^n$ und der Energieverteilungen der anregenden Teilchen $n_n(E_n)$. Da die Energieverteilungen, insbesondere die Elektronenenergieverteilung $n_e(E_e)$, für die in den Abbildungen 5.22 und 5.23 gezeigten Messungen unbekannt sind und darüber hinaus mit dem Druck des Arbeitsgases

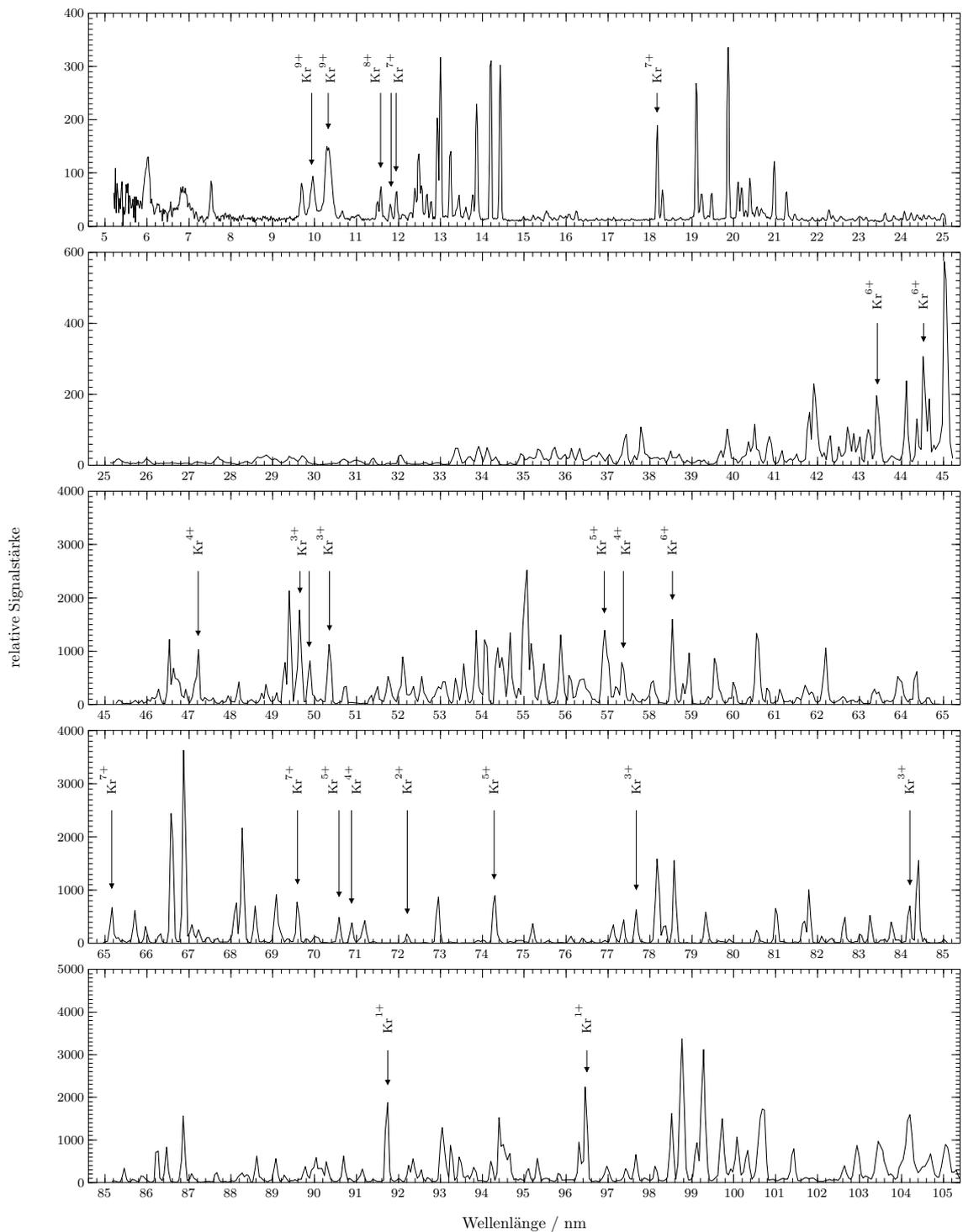


Abb. 5.21: VUV-Emission eines Kryptonplasmas im Zustand II im Spektralbereich von 5 nm bis 105 nm; $p_{\text{Kr}} = 7.0 \cdot 10^{-5}$ mbar, $p_{\text{abs}} = 13$ W (87%). Einige ausgewählte Emissionslinien der Ladungszustände $q = 1+$ bis $q = 9+$ sind gekennzeichnet.

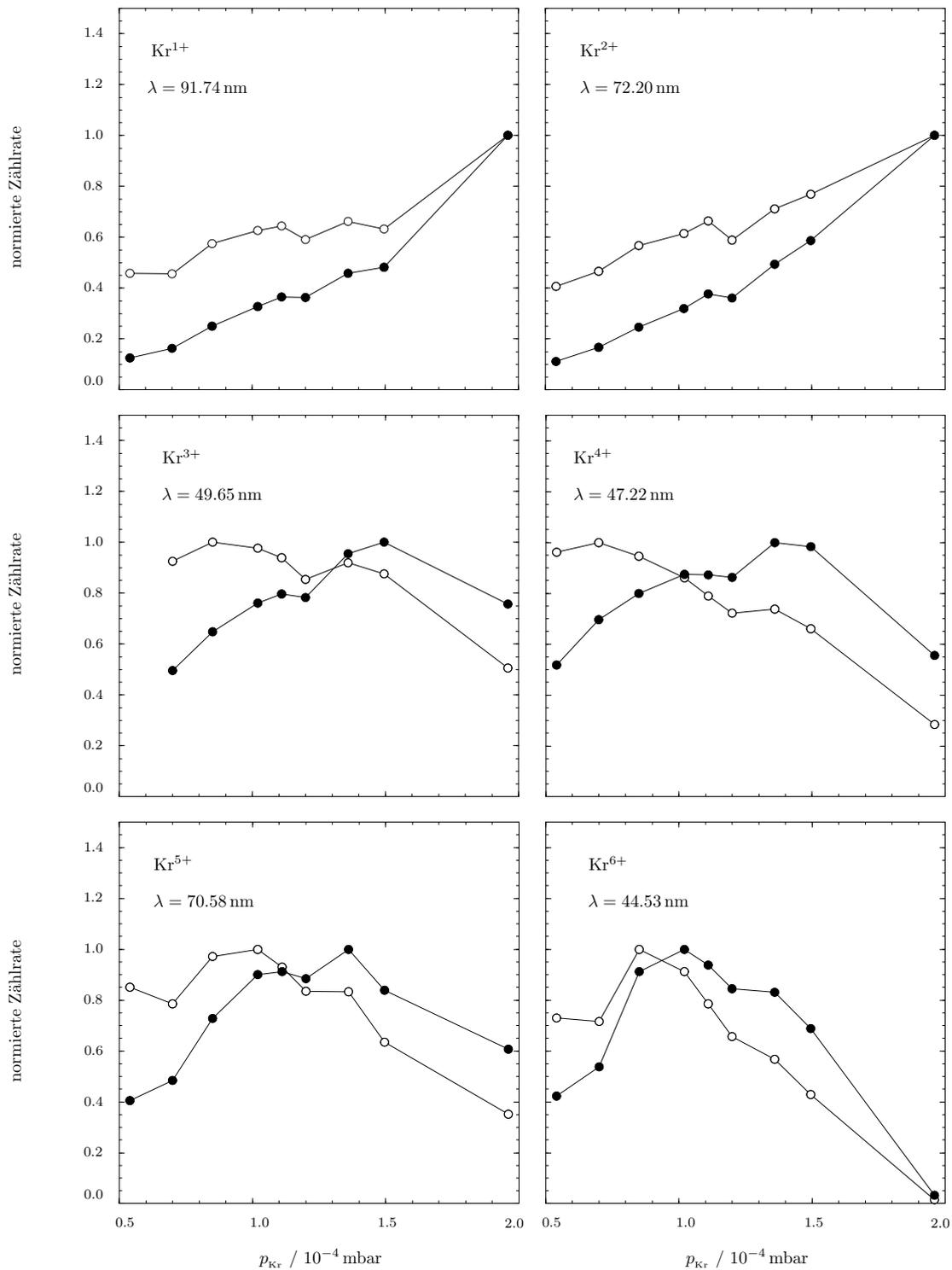


Abb. 5.22: Druckabhängigkeit der Strahlstärke ausgewählter Übergänge für die Ladungszustände $q = 1+$ bis $q = 6+$ in einem Kryptonplasma im Zustand II, normiert auf die absorbierte Leistung (—●—) und zusätzlich auf die Teilchendichte (—○—). Die Maximalwerte wurden identisch 1 gesetzt.

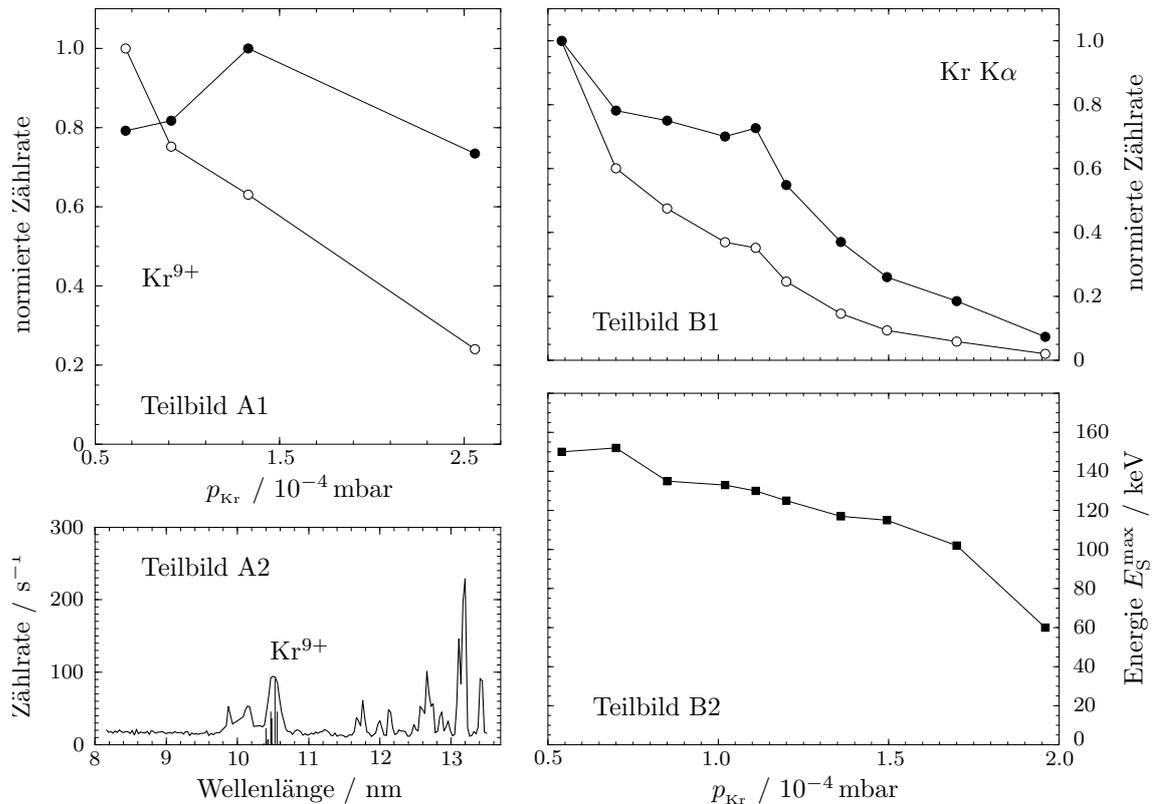


Abb. 5.23: Druckabhängigkeit der VUV-Emission von Kr⁹⁺-Ionen sowie der Röntgenemission eines Kryptonplasmas, normiert auf die absorbierte Leistung (—●—●) und zusätzlich auf die Teilchendichte (—○—○). Die Maximalwerte wurden identisch 1 gesetzt.

Teilbild A1 zeigt die Druckabhängigkeit der normierten integralen Strahlstärke der in Teilbild A2 angegebenen, von Kr⁹⁺ emittierten Liniengruppe.

Teilbild B1 zeigt die Druckabhängigkeit der normierten integralen Strahlstärke der charakteristischen Kr K α -Strahlung. Teilbild B2 zeigt qualitativ die Abhängigkeit der maximalen Elektronenenergie vom Druck. Die dargestellten Werte entsprechen der Energie, bei der die Zählrate im Spektrum 0.1 s⁻¹ beträgt (vgl. das Spektrum in Abb. 4.6, S. 38, sowie Abb. 5.4, S. 45).

variieren, erfolgt im Weiteren eine qualitative Interpretation der Ergebnisse.

Die Strahlstärken der untersuchten VUV-Emissionslinien zeigen ein ladungszustands- und druckabhängiges Verhalten. Die Strahlstärken der von niedrigen Ladungszuständen emittierten Emissionslinien nehmen mit sinkendem Druck deutlich ab. Für intermediäre und höhere Ladungszustände durchlaufen die Strahlstärken im betrachteten Druckbereich ein Maximum. Tendenziell liegt dieses Maximum für höhere Ladungszustände bei einem niedrigeren Druck. Damit kann die Strahlstärke insbesondere für Emissionslinien höherer Ladungszustände im Zustand II selektiv optimiert werden*.

Die zusätzliche Normierung auf die Teilchendichte des Arbeitsgases zeigt, dass die

*Die Strahlstärke für Emissionslinien niedriger Ladungszustände ist im Zustand I zu optimieren (vgl. Kap. 5.3.1).

Emission pro atomarem Teilchen des Plasmas für die niedrigen Ladungszustände mit sinkendem Druck abnimmt, während sie für hohe Ladungszustände ansteigt. Aus diesem Verhalten kann für sinkende Drücke auf eine Verschiebung des Schwerpunkts der Ladungszustandsverteilung zu höheren Werten geschlossen werden. Diese Änderung der Ladungszustandsverteilung wird durch zwei Größen bedingt.

Zum einen nimmt mit sinkendem Druck der Neutralteilchenhintergrund ab. Dies führt zu einer Verringerung der Umladungsrate durch Ladungsaustauschstöße, die wesentlich der Ausbildung hoher Ladungszustände entgegenwirkt (vgl. Anh. C).

Zum anderen nimmt mit sinkendem Druck die Teilchendichte aller Plasmakomponenten ab. Dies führt zu einer Verringerung der Stoßfrequenz der Plasmaelektronen insbesondere mit der atomaren Plasmakomponente und damit zu einer Verringerung des Energieverlustes der Elektronen infolge inelastischer Stöße [4, 41, 63]. Die Elektronenenergieverteilung weist mit abnehmendem Druck eine zunehmende mittlere Elektronenenergie auf. Die in Abbildung 5.23, Teilbild B dargestellten experimentellen Ergebnisse bestätigen diese Überlegung. Sowohl die Strahlstärke in der Krypton $K\alpha$ -Emissionslinie als auch die maximale detektierte Photonenenergie E_S^{\max} nehmen mit sinkendem Druck zu. Die Strahlstärke der Krypton $K\alpha$ -Strahlung wächst linear mit sinkendem Druck. Die Normierung der Strahlstärke der $K\alpha$ -Emission auf die Teilchendichte zeigt einen überlinearen Anstieg (Abb. 5.23, Teilbild B1). Der bei niedrigen Drücken flacher werdende Verlauf der maximalen detektierten Photonenenergie ist auf die oberhalb von $E_\nu = 100$ keV stark abnehmende Spektrometereffizienz des verwendeten Detektors zurückzuführen (KEVEX, vgl. Tab. 4.5, S. 37 und Abb. B.3, S. 98).

Die vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass durch eine Druckvariation und die damit verbundenen Änderungen der Neutralteilchendichte und der Elektronenenergieverteilung die spektrale Zusammensetzung der vom Plasma emittierten VUV-Strahlung sowie die Strahlstärke der einzelnen Emissionslinien gezielt beeinflusst werden kann. Voraussetzung ist jedoch, dass die herabgesetzten Stoßraten der Elektronen mit der atomaren Komponente bei niedrigen Drücken nicht zu einer Entkopplung des dann heißen Elektronengases von der atomaren Komponente des Plasmas führen (Übergang in den Zustand III des EZR-Plasmas, s. Kap. 5.3.3 sowie Kap. 5.2). Der anhand der Ergebnisse in Abbildung 5.23, Teilbild B gezeigte Zusammenhang zwischen der Elektronenenergieverteilung und dem Druck des Arbeitsgases unterstreicht die Notwendigkeit, Stöße zwischen der elektronischen und der atomaren Plasmakomponente bei der Simulation der Elektronenenergie- und Elektronendichteverteilung eines EZR-Plasmas zu berücksichtigen (in [49] vernachlässigt).

5.5 Radiometrische Charakterisierung

Der angestrebte Einsatz von ELISA als Transferstrahlernormal erfordert einen stabilen und reproduzierbaren Betrieb der Strahlungsquelle. Der in den vorherigen Abschnitten 5.1–5.4 dargestellte i.Allg. nichtlineare Zusammenhang zwischen einzelnen Betriebsparametern und den Plasmaparametern zeigt, dass Stabilität und Reproduzierbarkeit der Betriebsparameter Grundvoraussetzungen für die Stabilität und die Reproduzierbarkeit der Strahlstärke der emittierten VUV-Strahlung sind. Kritisch sind hier Arbeitsgasdrücke und Mikrowellenleistungen, bei denen spontane Übergänge in den oder aus dem Zustand III des EZR-Plasmas auftreten können. Diese Übergänge sind auf leichte Fluktuationen der Betriebsparameter zurückzuführen, die mit den bei ELISA angewandten Methoden (s. Kap. 3) nicht messbar sind.

Zusätzlich können mit einer geeigneten Wahl des Arbeitspunktes die spektrale Zusammensetzung der emittierten Strahlung und die Strahlstärke der einzelnen Emissionslinien gezielt beeinflusst werden.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen konzentrieren sich auf die Untersuchung des Einflusses der Stabilität und der Reproduzierbarkeit einzelner Betriebsparameter auf die Strahlungsemission. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen gestatten erste Aussagen zu Stabilität und Reproduzierbarkeit der Strahlungserzeugung im Zustand II des EZR-Plasmas. Für ausgewählte Emissionslinien wurde die Strahlstärke im Zustand II bestimmt und mit den etablierten VUV-Transferstrahlernormalen Hohlkathoden- und Penningentladung verglichen. Die Ergebnisse werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

5.5.1 Stabilität und Reproduzierbarkeit

Druck des Arbeitsgases

Die bei ELISA eingesetzten Geräte für den Gaseinlass und zur Gasdiagnostik (vgl. Kapitel 3, S. 25) gestatten eine Stabilität des Arbeitsgasdrucks von $< 1\%$.

Die Druckmessung mittels eines Gasreibungsmanometers in Plasmanähe (siehe Abbildung 3.1, S. 19) ermöglicht Absolutmessungen mit einer Unsicherheit von $\Delta p/p = 1\% + r$ [31, 87]. Hierbei ist der Parameter r ein Maß für die Schwankung der Restabbremsung der rotierenden Sensorkugel [87]. Sie wird wesentlich durch mechanische Vibrationen und elektromagnetische Störungen beeinflusst. Bei guter mechanischer Entkopplung des Messkopfes und Abschirmung der elektronischen Komponenten wurden an ELISA Werte von $r < 2\%$ erreicht.

Eine für den Betrieb von ELISA typische Druckschwankung (ohne Druckregelung) und ihr Einfluss auf die absorbierte Mikrowellenleistung sowie die Strahlungsemission eines Kryptonplasmas ist in Abbildung 5.24 gezeigt. Die Messung beginnt ca. 60s nach Zünden des Plasmas. Das Zünden des Plasmas führt im Allgemeinen zu einem Druckanstieg, der auf die Freisetzung adsorbierter Restgases von der Plasmakammer-

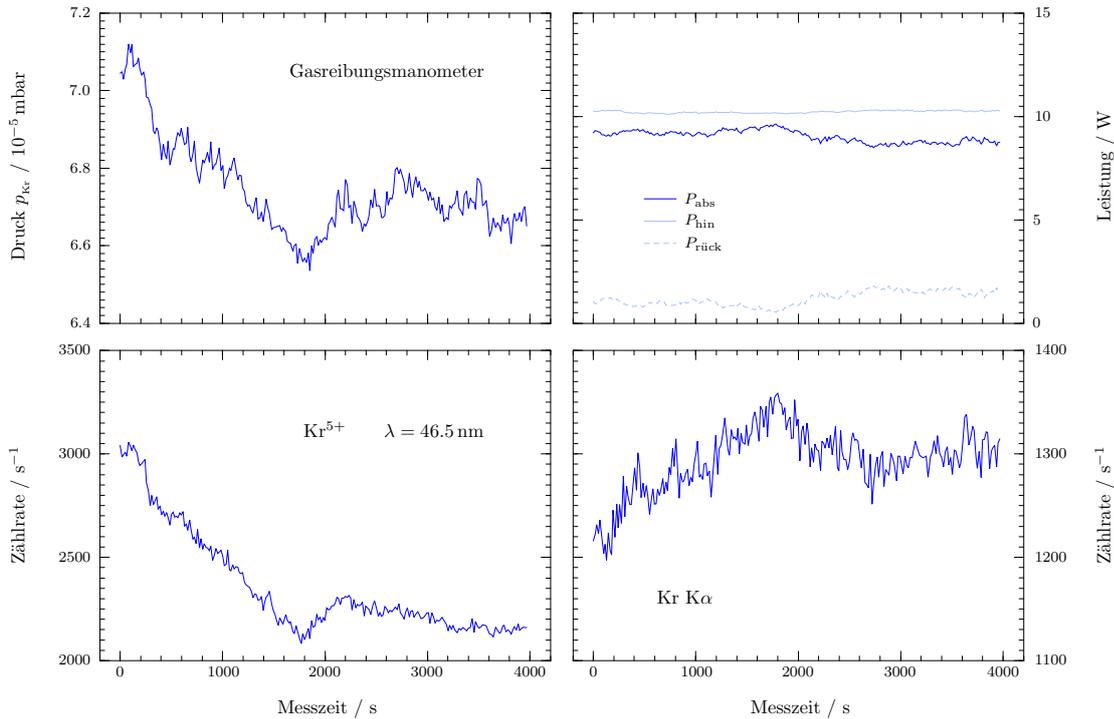


Abb. 5.24: Typische Druckschwankung und ihr Einfluss auf die Strahlungsemission eines Kryptonplasmas ca. 60 s nach Zünden des Plasmas

wand zurückzuführen ist. Insbesondere bei hohen absorbierten Mikrowellenleistungen, d.h. bei starker Erwärmung der Plasmakammer, wurden Ausheizeffekte beobachtet, die zu einem spontanen Druckanstieg auch nach längerer Plasmabrenndauer (> 1 h) führen.

Die dargestellte Druckschwankung von $\Delta p/p = 6\%$ und die damit einhergehende Änderung der Gaszusammensetzung beeinflussen die Strahlungsemission des Plasmas deutlich. Die Strahlstärke in der Krypton $K\alpha$ -Emissionslinie ändert sich um 12% und die Strahlstärke der Kr^{5+} -Emissionslinie um 30% , während die absorbierte Leistung um 11% variiert.

Der Druck und die Zusammensetzung des Arbeitsgases stabilisieren sich auf den oben angegebenen Wert von $\Delta p/p < 2\%$ nach einer Plasmabrenndauer von 3 h bis 6 h, abhängig von der Betriebshistorie der Strahlungsquelle. Nach einem Wechsel des Arbeitsgases oder der Belüftung der Plasmakammer kann die Stabilisierung einen deutlich längeren Zeitraum einnehmen. Nach erfolgter Stabilisierung kann bei konstanter Umgebungstemperatur auf eine aktive Druckregelung verzichtet werden.

Es sei darauf hingewiesen, dass das Auftreten zerstäubten Wandmaterials im Plasma mit der an ELISA eingesetzten Gasdiagnostik nicht quantifizierbar ist, aber die Plasmaparameter deutlich beeinflussen kann [84].

Frequenz und Leistung der Mikrowelle

Als Mikrowellengeneratoren für die EZR-Strahlungsquelle wurden im Rahmen dieser Arbeit ein Magnetron und eine Frequenzgenerator-Verstärker-Kombination getestet.

Stabilität und Reproduzierbarkeit der Mikrowellenerzeugung mit dem Magnetron haben sich als nicht ausreichend erwiesen. Insbesondere die Reproduzierbarkeit der Mikrowellenfrequenz von $\Delta\omega/\omega \approx 0.3\%$ bei schlechter Regelbarkeit ist für die Anforderungen an die Strahlungsquelle als Transfornormal ungenügend.

Abbildung 5.26 (oben) zeigt bei stabilem Betrieb des Magnetrons nach einer Stabilisierungszeit von 3 h eine periodische Frequenzschwankung. Die daraus resultierende Schwankung der absorbierten Leistung ist in Abbildung 5.26 (unten) dargestellt. Abbildung 5.27 zeigt den Einfluss des Zyklus des Magnetronkühlaggregats auf die absorbierte Mikrowellenleistung. Das Kühlaggregat dient der Temperaturstabilisierung des Magnetrons mit einer Hysterese von $\Delta T = 2^\circ\text{C}$. Die der Drift der absorbierten Mikrowellenleistung überlagerte periodische Schwankung beträgt $\Delta P_{\text{abs}}/P_{\text{abs}} = 4\%$. Schwankungen dieser Größe sind insbesondere an kritischen Arbeitspunkten des Quellsbetriebes ausreichend, zu einem instabilen Plasma und somit zu Strahlstärkeschwankungen von $\Delta I/I > 10\%$ zu führen.

Die Erzeugung der Mikrowelle mit der Frequenzgenerator-Verstärker-Kombination weist eine hohe Stabilität und Reproduzierbarkeit auf. Die Stabilität und die Reproduzierbarkeit der Mikrowellenfrequenz liegen bei $\Delta\omega/\omega = 10^{-5}\%$. Die Stabilität der Mikrowellenleistung* liegt nach einer Warmlaufzeit von ca. 1 h bei $\Delta P/P < 1\%$ (vgl. Abb. 5.25).

Die Leistungsmessungen am Monitorausgang des TWTA sowie im Hohlleitersystem (vgl. Kap. 3) garantieren die geforderte Reproduzierbarkeit der eingespeisten Mikrowellenleistung von $\Delta P/P = 1\%$.

*Technische Anmerkung: Die gezeigte Leistungsstabilität ist nur bei regelmäßigem Betrieb des TWTA zu erreichen. Nach längeren Ruhephasen (> 1 Monat) ist über eine mehrtägige Einlaufzeit mit einer Stabilität von $\Delta P/P \leq 10\%$ zu rechnen.

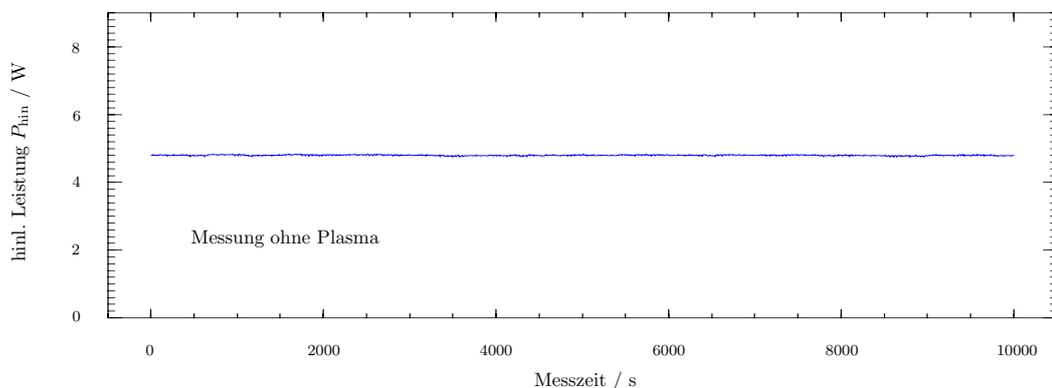


Abb. 5.25: Stabilität der Mikrowellenleistung der Frequenzgenerator-Verstärker-Kombination

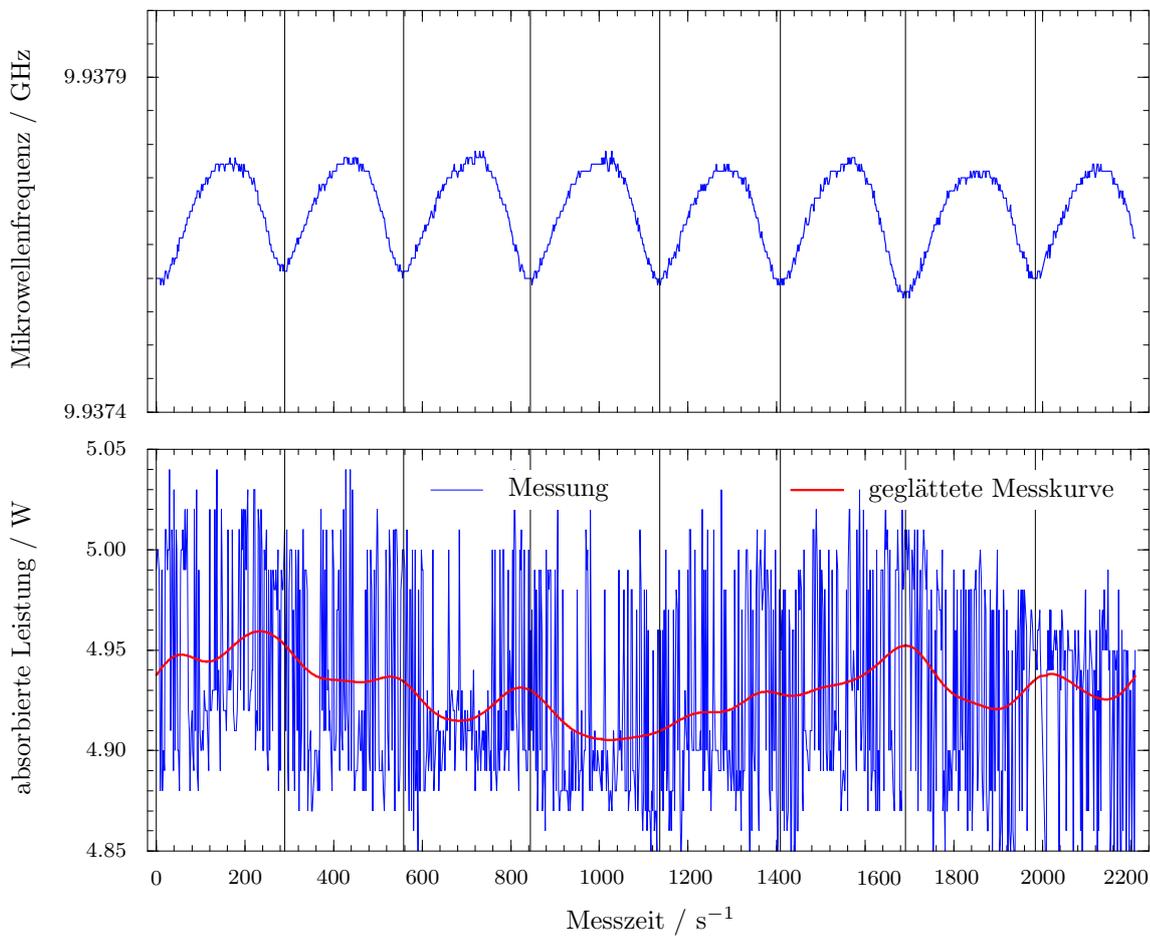


Abb. 5.26: Periodische Frequenzschwankung des Magnetrons (oben) bei kontinuierlicher Kühlung und ihr Einfluss auf die absorbierte Mikrowellenleistung (unten)

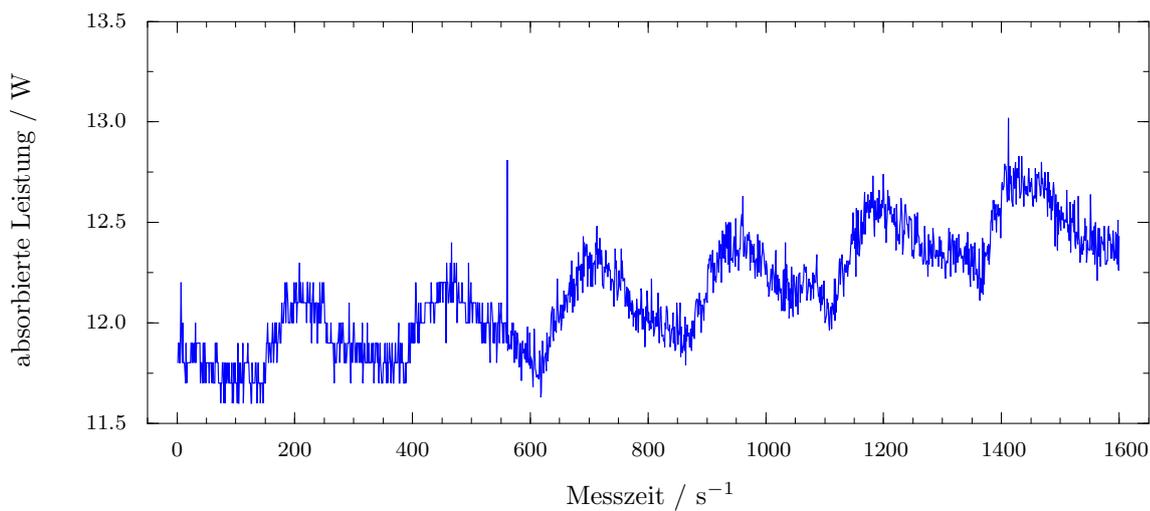


Abb. 5.27: Einfluss des Zyklus des Magnetronkühlaggregats auf die absorbierte Mikrowellenleistung

Strahlungsemission ausgewählter Spektrallinien im VUV

Stabilität und Reproduzierbarkeit der Strahlstärke einer vom Plasma emittierten Spektrallinie hängen maßgeblich vom eingestellten Arbeitspunkt ab. Insbesondere bei hoher eingespeister Mikrowellenleistung bzw. an bezüglich des Zustandes des EZR-Plasmas kritischen Arbeitspunkten (vgl. Kap. 5.1–5.4) können Plasmainstabilitäten auftreten, die eine stabile Strahlungsemission und reproduzierbare Strahlstärken verhindern. Die im Folgenden vorgestellten ersten Ergebnisse zeigen jedoch, dass bei einem Betrieb der Strahlungsquelle in einem unkritischen Regime eine hohe Stabilität und gute Reproduzierbarkeit der Strahlungsemission im Spektralbereich des VUV erreicht werden können. Die vorgestellten Messungen erfolgten im Zustand II des EZR-Plasmas, dem Zustand maximalen mittleren Ladungszustands. Die Messungen erfolgten jeweils nach einer mehrstündigen Stabilisierungsphase. Die Parameter und die Ergebnisse der Messungen sind in Tabelle 5.2 aufgeführt.

Abbildung 5.28 zeigt die Stabilität der Kr^{9+} -Emissionslinien bei $\lambda = 10.3$ nm. Das Plasma wurde auf eine stabile, maximale Strahlstärke der Liniengruppe optimiert, d.h. die Betriebsparameter liegen in der Nähe eines kritischen Arbeitspunkts. Die Schwankungen in der absorbierten Leistung (Teilbild B) deuten auf Plasmainstabilitäten hin. Die Zählrate driftet über die Messzeit von 3 h um 6.2%. Der Statistik des Zählprozesses ist der Einfluss der Plasmainstabilitäten überlagert.

Abbildung 5.29 zeigt die Stabilität der Xe^{6+} -Emissionslinie bei $\lambda = 12.4$ nm. Der Arbeitspunkt des Plasmas ist unkritisch (s. absorbierte Leistung in Teilbild B). Die Messung beginnt nach einer Stabilisierungszeit von ca. 4 h. Die Signaldrift beträgt 1.5% über die Messzeit von 1.2 h.

In Abbildung 5.30 ist die Reproduzierbarkeit der Strahlstärke der Kr^{2+} -Emissionslinie bei $\lambda = 65.93$ nm anhand dreier unabhängiger Messungen an aufeinanderfolgenden Tagen nach jeweils einer Stabilisierungszeit von etwa 4 h dargestellt. Druck und eingespeiste Mikrowellenleistung wurden im Rahmen der Messunsicherheiten identisch für jede Messung neu eingestellt. Blende und Magnete wurden nicht bewegt. Die Sta-

Tab. 5.2: Stabilität und Reproduzierbarkeit der Strahlstärke ausgewählter Emissionslinien im VUV

Datum	Linie	Wellenlänge (nm)	Druck (mbar)	P_{abs} (W)	Zählrate* \bar{n} (s^{-1})	Drift $\Delta n/\bar{n}$ (%/h)
09.11.1998	Kr^{9+}	10.3	$7.2 \cdot 10^{-5}$	13	71.5	2.1
10.11.1999	Xe^{6+}	12.4	$6.9 \cdot 10^{-5}$	18	813.2	1.3
17.10.2000	Kr^{2+}	65.9	$7.2 \cdot 10^{-5}$	19	170.4	1.3
18.10.2000	Kr^{2+}	65.9	$7.2 \cdot 10^{-5}$	20	173.6	0.6
19.10.2000	Kr^{2+}	65.9	$7.2 \cdot 10^{-5}$	20	173.4	0.8

*Die Integrationszeit pro Messpunkt beträgt 10 s.

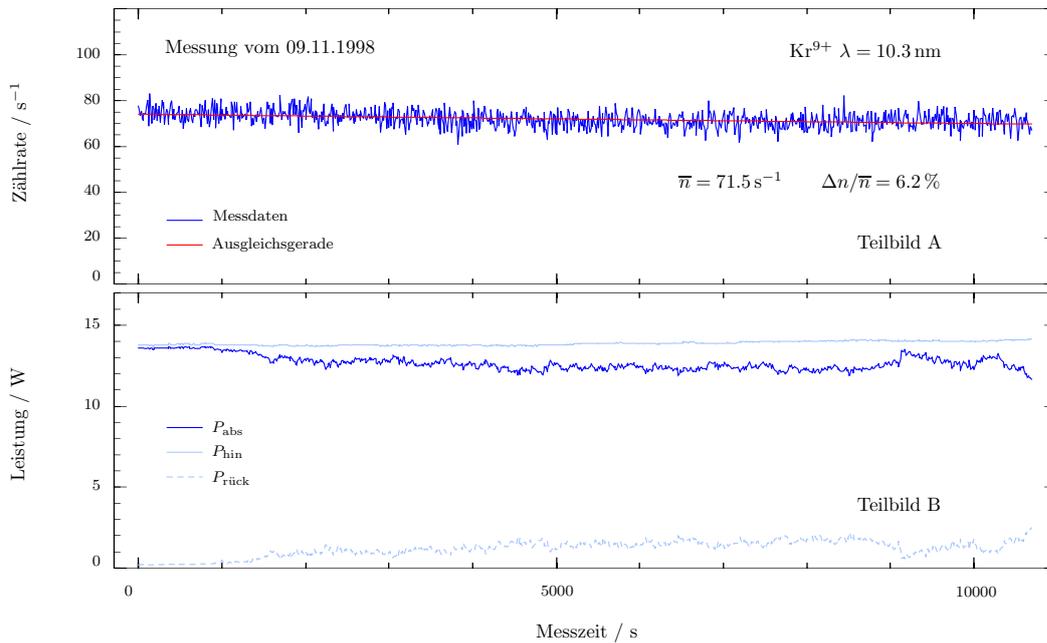


Abb. 5.28: Stabilität der Strahlstärke der Kr⁹⁺-Emissionslinien bei $\lambda = 10.3 \text{ nm}$ (s. Abb. 5.23, S. 74; Abb. D.9, S. 116). Teilbild A zeigt die Stabilität der Zählrate gemessen am TGM. Die Strahlstärke driftet über den Zeitraum der Messung um $\Delta n / \bar{n} = 6.2\%$. Teilbild B zeigt die absorbierte Leistung während der Messung.

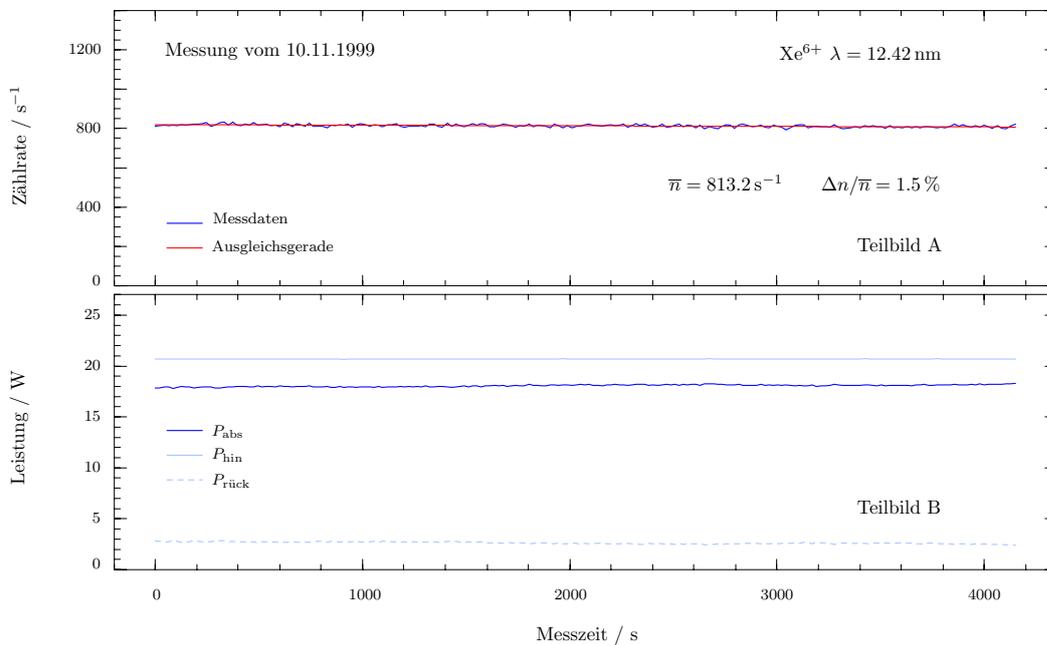


Abb. 5.29: Stabilität der Strahlstärke der Xe⁶⁺-Emissionslinie bei $\lambda = 12.42 \text{ nm}$ (s. Abb. D.10, S. 117). Teilbild A zeigt die Stabilität der Zählrate ($\Delta n / \bar{n} = 1.5\%$) gemessen am TGM. Teilbild B zeigt die absorbierte Leistung während der Messung.

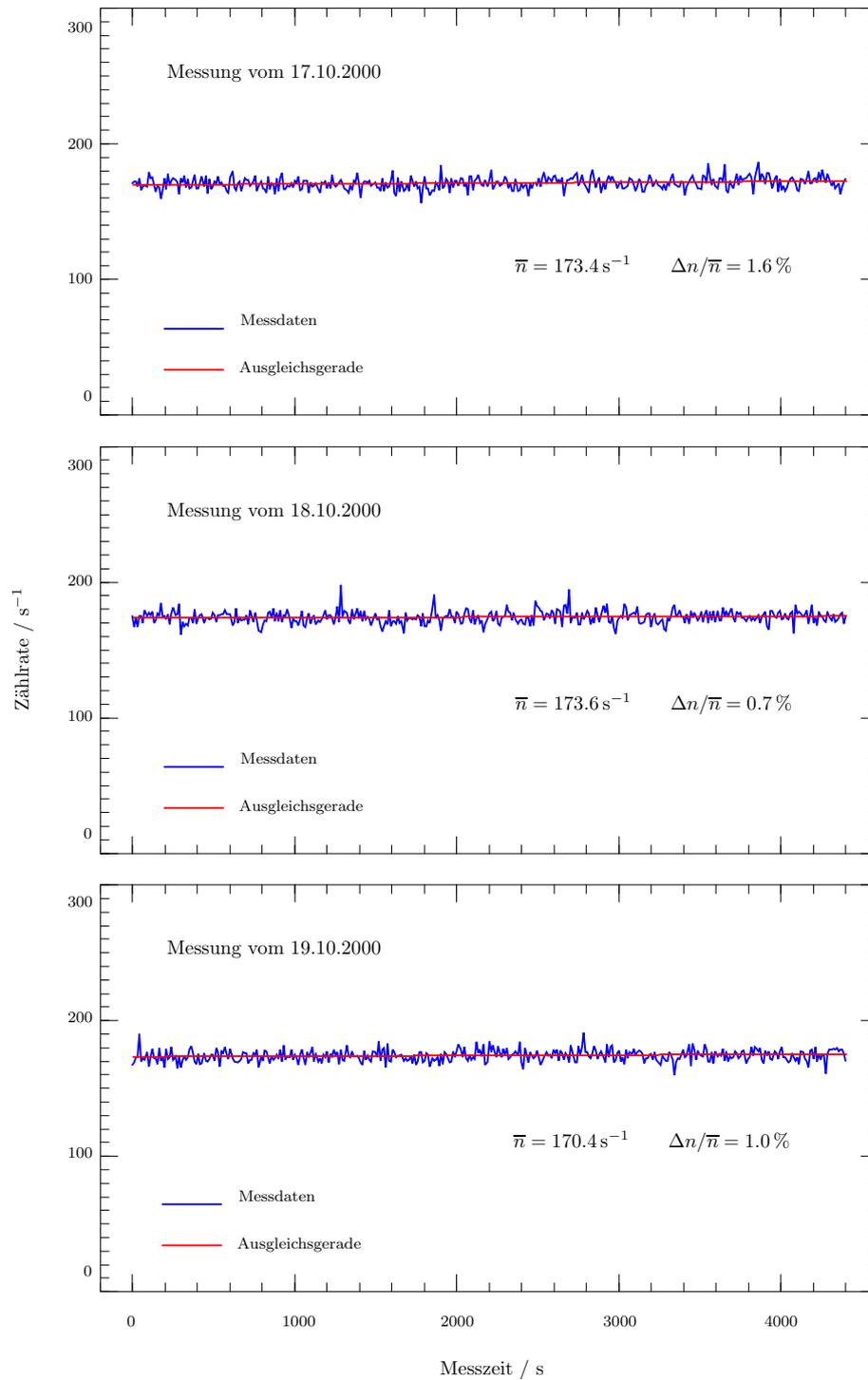


Abb. 5.30: Stabilität und Reproduzierbarkeit der Strahlstärke einer Kr^{2+} -Emissionslinie bei $\lambda = 65.93 \text{ nm}$ anhand dreier unabhängiger Messungen gemessen am NIM-Messplatz.

bilität der Strahlungsemission über die Messzeit von 1.2 h betrug zwischen 0.7 % und 1.6 %. Die Differenz zwischen dem Minimum der Mittelwerte und dem Maximum beträgt 2 %. Dies ist ein typischer Wert für die Abschätzung der Reproduzierbarkeit bei unkritischen Plasmabedingungen und zwischenzeitlich nicht veränderter Geometrie.

5.5.2 Strahlstärke

Im Rahmen dieser Arbeit wurde im Zustand maximalen mittleren Ladungszustands des EZR-Plasmas (Zustand II: vgl. Kap. 5.3, insb. Abschnitt 5.3.2) die Strahlstärke ausgewählter Emissionslinien im Spektralbereich von 5 nm bis 65 nm am Toroidgitter-Monochromator bei BESSY I bestimmt (vgl. Kap. 4.1.2). Spektren der untersuchten Arbeitsgase Helium, Neon, Argon, Krypton, Xenon sowie Stickstoff sind im Anhang D abgebildet.

Der jeweils höchste Ladungszustand der einzelnen Arbeitsgase, der anhand zugehöriger Emissionslinien nachgewiesen werden konnte (s. Anh. D), ist in Tabelle 5.3 angegeben. In den gemessenen Spektren finden sich auch Hinweise auf höhere Ladungszustände, die jedoch aufgrund der spektralen Auflösung des TGM bzw. der geringen Signalstärke nicht eindeutig identifizierbar sind. Darüber hinaus treten Emissionslinien auf, die mit den zur Auswertung genutzten Spektrallinienkatalogen [59, 65, 91, 115] nicht klassifiziert werden konnten (s. Tab. 5.4 und Anh. D).

Die Bestimmung der absoluten Strahlstärke ausgewählter Emissionslinien für eine strahlende Fläche mit einem Durchmesser von 3 mm (s. Tab. 5.4) erfolgte nach der im Abschnitt 4.1.2 kurz und in [55] ausführlich dargestellten Methode des Vergleichs mit dem Primärnormal BESSY I. Die Messungen dienten der Charakterisierung der Strahlungsquelle bzgl. ihrer Strahlungsleistung und dem Vergleich mit den in diesem Spektralbereich etablierten Transferstrahlernormalen Hohlkathoden- und Penningentladung [18, 50, 57]. Die Unsicherheiten im Spektralbereich von 13 nm bis 60 nm wurden von HOLLANDT bestimmt [55, S. 116] und sind im folgenden Überblick angegeben.

höhere Beugungsordnungen der Synchrotronstrahlung	1 %
Inhomogenität der optischen Komponenten und des Detektors	5 %
Linearität des Detektors	1 %
Wellenlängenkalibrierung	1 %
Polarisationsvermögen des Ellipsoidspiegels	5 %
Polarisationsvermögen der Monochromator-Detektor-Einheit	2 %
Polarisationsgrad der Synchrotronstrahlung	0.4 %
Summe (quadratisch)	7.6 %

Diese Unsicherheiten gelten zum Zeitpunkt der Kalibrierung und enthalten nicht den Beitrag, der aus der Unsicherheit der Langzeitstabilität der Strahlungsquelle resultiert. Für Abschätzungen dieses Beitrages sind die in Abschnitt 5.5.1 getroffenen Aussagen hinzuzuziehen.

Tab. 5.3: Eindeutig nachgewiesene maximale Ladungszustände der Gase He, Ne, Ar, Kr, Xe, N

Gasart	Helium	Neon	Argon	Krypton	Xenon	Stickstoff
Ladungszustand	1+	6+	12+	9+	8+	5+

Tab. 5.4: Strahlstärke ausgewählter Emissionslinien im VUV ($\varnothing_{\text{Blende}} = 3 \text{ mm}$)

Element	q	Wellenlänge (nm)	Strahlstärke ($\mu\text{W}/\text{sr}$)	Eingangsleistung (W)	Druck (Pa)
Helium	II	24.30	19.4	19.5	0.0068
Helium	II	25.63	66.9	19.5	0.0068
Helium	II	30.38	438	19.5	0.0068
Helium	I	52.22	25.2	19.5	0.0069
Helium	I	53.70	27.3	19.5	0.0069
Helium	I	58.43	43	19.5	0.0069
Stickstoff	II	53.0	21.7	17.5	0.0069
Stickstoff	II	53.4	54.8	17.5	0.0069
Stickstoff	II	57.4	13.1	17.5	0.0069
Stickstoff	II	58.2	7.5	17.5	0.0069
Stickstoff	II	58.4	2.5	17.5	0.0069
Stickstoff	II	62.9	3.1	17.5	0.0069
Stickstoff	II	63.5	3.3	17.5	0.0069
Stickstoff	II	64.5	65	17.5	0.0069
Neon	III	25.11 bis 25.17	14.6	13	0.012
Neon	III	26.71 bis 26.77	10.1	13	0.012
Neon	III	28.32 bis 28.39	58.7	45	0.012
Neon	II	40.59 und 40.71	100	12	0.012
Neon	II	46.07 und 46.24	600	12	0.012
Neon	III	48.81 bis 49.11	150	12	0.012
Neon	VI	54.11 bis 54.39	40.5	17	0.011
Neon	I	61.56 bis 61.91	33.4	45	0.03
Neon	I	62.68 und 62.97	63.4	45	0.03
Krypton	X	10.134 bis 10.357	1.5	12	0.0097
Krypton	n.k.*	12.90 und 13.00	4.5	32	0.0082
Krypton	VIII	13.842 und 13.878	2.2	12	0.0082
Krypton	n.k.*	14.19	2.5	32	0.0085
Krypton	n.k.*	14.40	2.2	32	0.0085
Krypton	VIII	18.17	1.4	32	0.0085
Krypton	VIII	18.29	0.48	32	0.0085
Krypton	II/III	60.53 bis 60.65	195	44	0.037
Xenon	n.k.*	9.1	0.91	20	0.0073
Xenon	n.k.*	9.3	1.45	20	0.0073
Xenon	IX	9.6	2.2	20	0.0073
Xenon	VII	12.0	12.5	20	0.0073
Xenon	VII	12.3	22.5	20	0.0073

* anhand der Daten in [8, 26, 59, 64, 65, 68, 70, 91, 115] nicht klassifizierbar

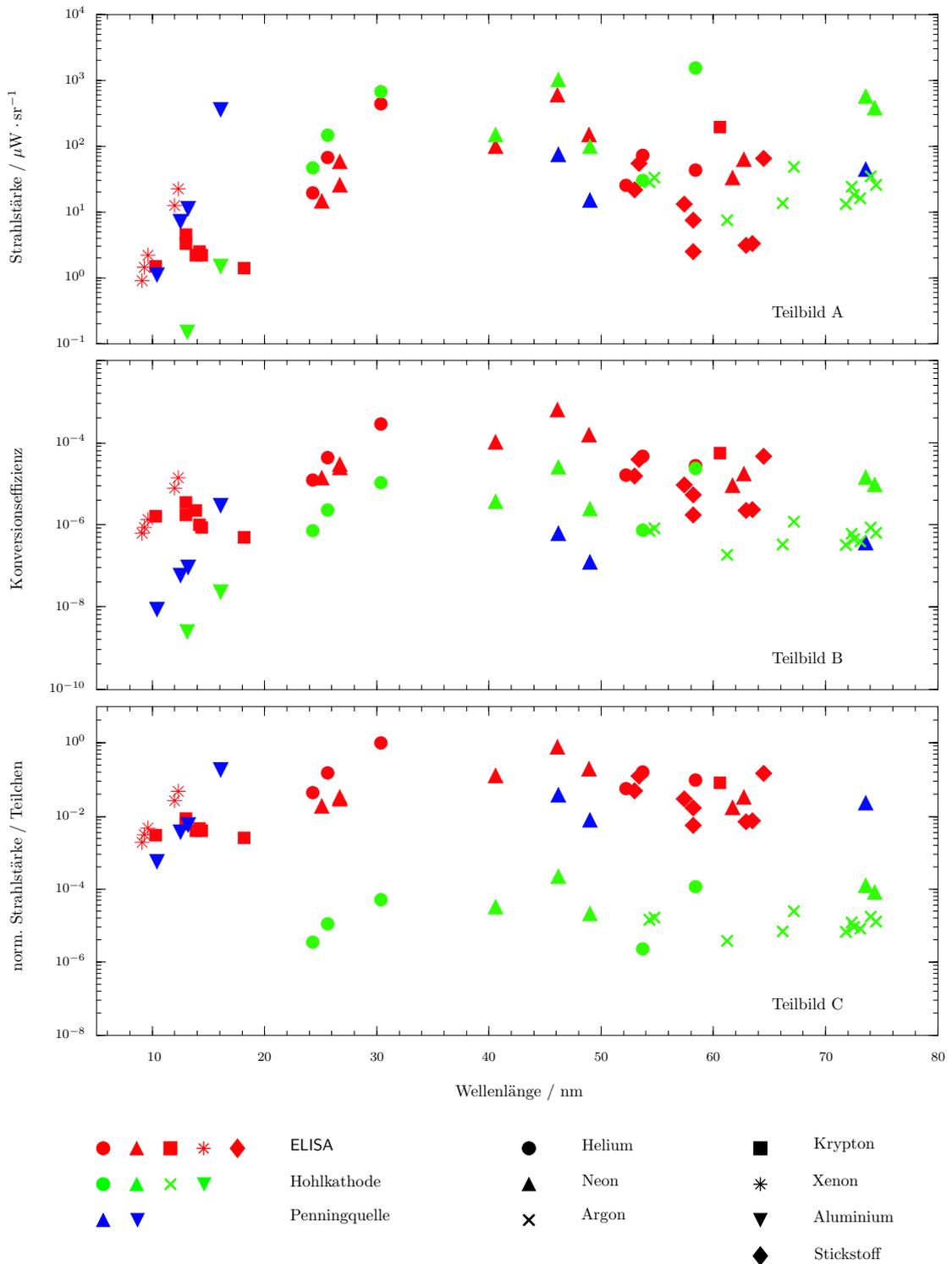


Abb. 5.31: Vergleich der Strahlungsquellen ELISA, Hohlkathoden- und Penningentladung. Teilbild A zeigt die Strahlstärke ausgewählter Emissionslinien, Teilbild B die Konversionseffizienz in 4π sr. Teilbild C zeigt die Effizienz der Strahlungserzeugung pro atomarem Teilchen in willkürlichen Einheiten.

Ein Vergleich der Strahlungsquelle ELISA mit den Transferstrahlernormalen Hohlkathoden- und Penningentladung bzgl. der Strahlstärke der emittierten Linienstrahlung und der Effizienz der Strahlungserzeugung im Spektralbereich von 5 nm bis 65 nm ist in Abbildung 5.31 dargestellt.

Teilbild A der Abbildung 5.31 zeigt die an ELISA bestimmten Strahlstärken (siehe Tab. 5.4) im Vergleich mit den Strahlstärken der Hohlkathodenentladung [18, 57] und der Penningentladung [50]. ELISA zeigt über den betrachteten Spektralbereich eine den Transferstrahlernormalen vergleichbare Strahlstärke. Die Vorteile der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Strahlungsquelle gegenüber den Vergleichsstrahlern liegen vor allem in der Betriebsdauer, den erreichbaren Ladungszuständen des Arbeitsgases und der Strahlungsemission bei kurzen Wellenlängen < 10 nm.

Die typische maximale Betriebsdauer des Hohlkathodenstrahlers beträgt bei den zum Vergleich angeführten Messergebnissen 30 h [18] und die Betriebsdauer des Penningstrahlers 2 h [50], verursacht durch die starke Kathodenerosion bei hohen Heizleistungen. Die Betriebsdauer einer EZR-Strahlungsquelle ist dagegen praktisch unbegrenzt. Dies ermöglicht insbesondere im Dauerbetrieb nach einer Stabilisierungsphase eine hohe Langzeitstabilität für die Strahlungserzeugung (s. Kap. 5.5.1).

Der effiziente Energietransfer von der Mikrowelle ausschließlich auf die Plasmaelektronen durch das Prinzip der EZR-Heizung ermöglicht Elektronenenergieverteilungen, die zu hochgeladenen Plasmen führen (vgl. Kap. 5.2; Tab. 5.3; Anh. D). Die Plasmen der Hohlkathoden- und der Penningentladung enthalten dagegen nur niedrige Ladungszustände. Beispielhaft sei das Verhältnis der LYMAN- α -Emissionslinien des einfach geladenen Heliums bei 30.38 nm und des neutralen Heliums bei 58.43 nm betrachtet (vgl. das Heliumspektrum in Abb. D.1). Beträgt dieses Verhältnis bei der Hohlkathodenentladung 4:10, so wird bei ELISA 10:1 erreicht (s. Abb. 5.31, Teilbild A).

Die Teilbilder B und C illustrieren zusätzlich die hohe Effizienz der Strahlungserzeugung mit ELISA. Teilbild B zeigt die als Konversionseffizienz bezeichnete Strahlstärke der in Teilbild A dargestellten Emissionslinien in 4π sr, bezogen auf die in das Plasma eingespeiste Heizleistung. ELISA weist im betrachteten Spektralbereich gegenüber der Hohlkathodenentladung eine ein bis zwei Größenordnungen und gegenüber der Penningentladung bis zu drei Größenordnungen höhere Konversionseffizienz auf. Teilbild C der Abbildung 5.31 zeigt die Strahldichten bezogen auf die Teilchendichte des Neutralgases außerhalb des Plasmas. Auch hier weist ELISA eine deutlich höhere Effizienz der Strahlungserzeugung auf. Insbesondere im Vergleich zur Hohlkathodenentladung erreicht das EZR-Plasma eine bis zu fünf Größenordnungen höhere Strahlstärke pro Atom bzw. Ion des Arbeitsgases.

Die vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass eine auf dem EZR-Heizmechanismus basierende Strahlungsquelle vorteilhaft als Transferstrahlernormal im Spektralbereich der VUV-Strahlung einsetzbar ist. Bezüglich der Strahlungsemission von niedrig ionisierten Atomen im Spektralbereich < 100 nm ist ELISA den etablierten Transferstrahlernormalen gleichwertig und eine Ergänzung. Für Anwendungen, die auf hochioni-

sierte, langzeitstabile Laborplasmen mit absolut bekannter Strahlungsemission angewiesen sind, ist eine kompakte EZR-Strahlungsquelle jedoch weit besser geeignet als Hohlkathoden- und Penningentladungen.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Mit der vorliegenden Arbeit wurden eine auf dem Prinzip der EZR-Heizung beruhende Plasmastrahlungsquelle entwickelt und für das Verständnis des EZR-Plasmas grundlegende Fragestellungen zum Einfluss der Betriebsparameter auf die Strahlungsemission sowie zur räumlichen Struktur des EZR-Plasmas beantwortet. Dies erfolgte im Rahmen der orts- und wellenlängenaufgelösten radiometrischen Charakterisierung der Strahlungsquelle im Vakuum-UV.

Die Konzeption der Strahlungsquelle ELISA berücksichtigt sowohl die für ein Transferstrahlernormal wesentliche Forderung nach einem kompakten Aufbau und eine niedrige Gesamtleistungsaufnahme als auch das Ziel, die Strahlungsemission bezüglich ihrer Strahlstärke und spektralen Zusammensetzung gezielt über die Variation der Betriebsparameter zu beeinflussen.

ELISA nutzt zur Energieübertragung von der Mikrowelle auf das Plasma eine Resonanzfrequenz von 10 GHz. Das erforderliche Magnetfeld wird ausschließlich durch Permanentmagneten erzeugt. Für die Optimierung der Mikrowelleneinkopplung in das Plasma bzgl. der Strahlungserzeugung wurden neuartige Lösungen entwickelt, die es ermöglichen, mit Mikrowellenleistungen deutlich unter 100 W hochionisierte Plasmen zu erzeugen. Die Abstimmung der Monomodens-Plasmakammer auf das Mikrowellensystem erfolgt durch eine Variation ihrer Länge. Dafür wurde der der Mikrowelleneinspeisung axial gegenüberliegende Plasmakammerabschluss als funktionelle Einheit von spektroskopischer Blende und unter Vakuum positionierbarem Kurzschlusschieber ausgebildet. Das auf einem Schlitten außerhalb der Plasmakammer gelagerte Magnetfeldsystem kann für eine Variation der Lage der Resonanzfläche in axialer Richtung über die Plasmakammer geführt werden. Diese Lösungen gestatten erstmalig systematische Untersuchungen zur Mikrowelleneinkopplung durch die Abstimmung des Mikrowellensystems und durch die davon unabhängige Variation der axialen Lage der Resonanzfläche zur Phase der stehenden Hohlleiterwelle bei einer festen Resonanzfrequenz.

Der radiometrischen Charakterisierung simultan im VUV und im Röntgenbereich dienen axial gegenüberliegende spektroskopische Fenster. Plasmen der Edelgase von Helium bis einschließlich Xenon sowie von Stickstoff wurden an zwei VUV-Monochromatoren im Spektralbereich von 5 nm bis 250 nm spektroskopisch untersucht. Anhand der gemessenen Spektren konnten hohe Ladungszustände bis hin zu heliumähnlichen Ionen nachgewiesen werden. ELISA wurde bzgl. der Strahlstärke ausgewählter Emissionslinien im Spektralbereich von 5 nm bis 65 nm gegen das Primärnormal BESSY I kalibriert.

Aus ortsaufgelösten Messungen des Strahldichteprofiles im VUV konnte die räumliche Struktur des EZR-Plasmas bestimmt werden. Damit ist es erstmalig gelungen, theoretische Überlegungen zur räumlichen Struktur eines EZR-Plasmas in einem magnetischen axialen Spiegel- und radialen Hexapolfeld [49] experimentell zu verifizieren.

Darüber hinaus wurde die Röntgenemission des Plasmas energie- und ortsaufgelöst radiometrisch untersucht. Messungen der charakteristischen K-Strahlung eines Stickstoffplasmas ermöglichten die Bestimmung der Ladungszustands- und der Elektronenenergieverteilung in Abhängigkeit vom Betriebszustand der Quelle.

Es wurden systematische Untersuchungen zur Abhängigkeit der Plasmaparameter eines EZR-Plasmas von der Abstimmung des Mikrowellensystems, der Phasenlage der Mikrowelle zur Resonanzzone und vom Druck des Arbeitsgases durchgeführt. Eine Variation jedes einzelnen dieser Parameter beeinflusst das Plasma und damit die Strahlungsemission deutlich. Es wurden drei Zustände des EZR-Plasmas gefunden, die sich wesentlich in ihren Elektronenenergieverteilungen, insbesondere in der Ausprägung der warmen Komponente mit Energien $E_e < 1$ keV und der Ausprägung der heißen Komponente mit Energien $E_e > 1$ keV unterscheiden.

Die Anregung dieser drei Zustände ist abhängig von der Effizienz der Mikrowelleneinkopplung in das Plasma, von der Dichte des Arbeitsgases und dem magnetischen Einschluss der Elektronen. Erfolgt die Energieübertragung von der Mikrowelle auf die Plasmaelektronen in Resonanzonen ohne magnetischen Einschluss, werden keine hohen Elektronenenergien erreicht. Die hohe Dichte warmer Elektronen führt jedoch zu einer hohen Dichte niedrig und intermediär geladener Ionen sowie zu einer hohen Strahlstärke zugehöriger Emissionslinien im VUV (Zustand I). Die Ausprägung einer heißen Elektronenkomponente resultiert aus der effizienten Energieübertragung von der Mikrowelle auf die Plasmaelektronen in der im Zentrum des magnetischen Einschlusses liegenden Resonanzzone. Die zusätzlich zu der warmen Elektronenkomponente auftretende heiße Komponente führt zu hochgeladenen Ionen und einem maximalen mittleren Ladungszustand (Zustand II). Bei zunehmender Mikrowellenleistung und sinkender Dichte des Arbeitsgases entkoppeln die heißen Elektronen von der atomaren Komponente des Arbeitsgases. Die mittlere Elektronenenergie und die Röntgenemission werden maximal, während das Plasma nur schwach ionisiert ist und die Strahlstärke der VUV-Emission um bis zu drei Größenordnungen zurückgeht (Zustand III).

Der erstmalig so beobachtete und untersuchte, nicht stetige Übergang zwischen den Zuständen II und III des EZR-Plasmas verdeutlicht die Bedeutung zusätzlich in das Plasma eingebrachter Elektronen aus sekundären Elektronenquellen, wie sie in EZR-Ionenquellen weit verbreitet sind. Diese Quellen arbeiten mit niedrigen Arbeitsgasdrücken $< 10^{-5}$ mbar und hohen Mikrowellenleistungen im Kilowattbereich. Die für das Erreichen hoher Ionisationszustände notwendige hohe Dichte niederenergetischer Elektronen kann nach den Ergebnissen dieser Arbeit unter diesen Betriebsbedingungen nicht ausschließlich im Plasma erzeugt werden. Sie entsteht sekundär durch konstruktiv bedingte Plasma-Wand-Wechselwirkungen oder wird gezielt durch den Einsatz sekundärer Elektronenemitter erzeugt.

Die Untersuchungen an Stickstoff- und Kryptonplasmen haben gezeigt, dass die gefundenen Zusammenhänge unabhängig von der Gasart sind. Sie gelten sowohl für leichte als auch für schwere Arbeitsgase. Von entscheidender Bedeutung ist vielmehr eine sorgfältige Abstimmung der Plasmakammer und die davon unabhängige Optimierung der Lage der Resonanzzone zur Phase der Mikrowelle. Dies gilt insbesondere, wenn, wie bei ELISA, die Ausdehnung der Resonanzzone kleiner als die Wellenlänge des in der Plasmakammer angeregten Mikrowellenmodes ist.

Der Vergleich der Strahlungsquelle mit den etablierten VUV-Transferstrahlungsnormalen Hohlkathoden- und Penningentladung zeigt, dass mit ELISA ähnliche Strahlstärken von bis zu $600 \mu\text{W}/\text{sr}$ im Spektralbereich von 15 nm bis 65 nm erreicht werden. ELISA weist darüber hinaus Linienstrahlung hoher Ladungszustände (z.B. N^{5+} , Ar^{12+}) auf sowie Emissionslinien unterhalb von 10 nm, die bis zur charakteristischen K-Strahlung des Arbeitsgases im Röntgenbereich reichen. Es können hochionisierte Plasmen beliebiger Arbeitsgase erzeugt werden, auch das Einbringen natürlich im flüssigen oder festen Aggregatzustand vorliegender Elemente ist möglich [123]. Es wurde gezeigt, dass innerhalb des Zustands II des EZR-Plasmas durch Druckvariation die Elektronenenergie- und die Ladungszustandsverteilung gezielt beeinflussbar sind. Damit kann die Strahlstärke der Emissionslinien einzelner Ladungszustände selektiv maximiert werden. Die Effizienz der Strahlungserzeugung ist bezogen auf die ins Plasma eingespeiste Leistung um bis zu zwei und bezogen auf die Zahl der Atome und Ionen um bis zu vier Größenordnungen höher als bei der Hohlkathoden- bzw. Penningentladung.

Ein weiterer Vorteil ist die praktisch unbegrenzte Betriebsdauer einer EZR-Strahlungsquelle, die bei Hohlkathoden- und Penningentladung infolge der Kathodenerosion auf wenige Stunden limitiert ist. Erste Untersuchungen zu Stabilität und Reproduzierbarkeit der Strahlungsemission haben gezeigt, dass nach einer Stabilisierungszeit von ca. 4 h und in einem unkritischen Betriebsregime die Drift der Strahlstärke $1.5\%/h$ nicht übersteigt. Bei identischen Messreihen an aufeinander folgenden Tagen wurde eine Reproduzierbarkeit von 2% erzielt.

Die radiometrischen Eigenschaften der Strahlungsquelle ELISA weisen sie als geeignetes Strahlungsnormale für die Kalibrierung astronomischer Teleskopspektrometersysteme aus. Die effiziente kontinuierliche Erzeugung eines optisch dünnen, hochionisierten Plasmas mit Mikrowellenleistungen deutlich unter 100 W und der kompakte Aufbau der Quelle mit Permanentmagneten ermöglichen die Kalibrierung dieser satellitengestützten Systeme am Ort der Systemintegration vor dem Start. Der vorgesehene Einsatz von ELISA zur Charakterisierung eines hochauflösenden Spektrometers auf dem europäischen Sonnenobservatorium *Solar Orbiter* [30], dessen Start für das Jahr 2007 geplant ist, zeigt, dass es gelungen ist, die hohen Anforderungen an ein Transferstrahlungsnormale für derartige Applikationen [25, 105] zu erfüllen.

A Geräteliste

Tab. A.1: Liste der im Aufbau von ELISA integrierten Geräte

Gerät	Hersteller	Typ
Frequenzgenerator	ROHDE & SCHWARZ	SMP 02
Mikrowellenverstärker	AMPLIFIER RESEARCH	200 T8 G18
Frequenzmessgerät	EIP	25 B
HF-Millivoltmeter	ROHDE & SCHWARZ	URV 55
Zweikanal-Leistungsmesser	ROHDE & SCHWARZ	NRVD
therm. Leistungsmesskopf (3×)	ROHDE & SCHWARZ	NRV-Z51
3 dB Dämpfungsglied (2×)	ROHDE & SCHWARZ	DNF
Mikrowellenisolator	SMC	SM - 90 IS 911
Turbomolekularpumpe	PFEIFFER	TMU 064
Turbomolekularpumpe	PFEIFFER	TPU 060
Turbomolekularpumpe	VARIAN	TV 70 LP
Vorvakuum-Pumpstand	PFEIFFER	MVP 015 T
Druckmesskopf (3×)	PFEIFFER	PKR 261
Sechskanal-Druckmessgerät	PFEIFFER	MAXIGAUGE
Gasreibungsmanometer	MKS	SRG 2
Ionisationsvakuummeter	VARIAN	MULTIGAUGE
Quadrupol-Massenspektrometer	PFEIFFER	QMS 200
Dosierventil (2×)	BALZERS	UDV 140
Ventilsteuergerät (2×)	BALZERS	RVG 050 B
Schrittmotor (6×)	BERGER	VRDM 564/50 LHA
Achtkanal-Steuerung	PP ELECTRONIC	SMC-8
Achtkanal-Leistungsstufe	PP ELECTRONIC	SMC-8
Kühlaggregat	HAAKE	K 15

B Spektrometereigenschaften

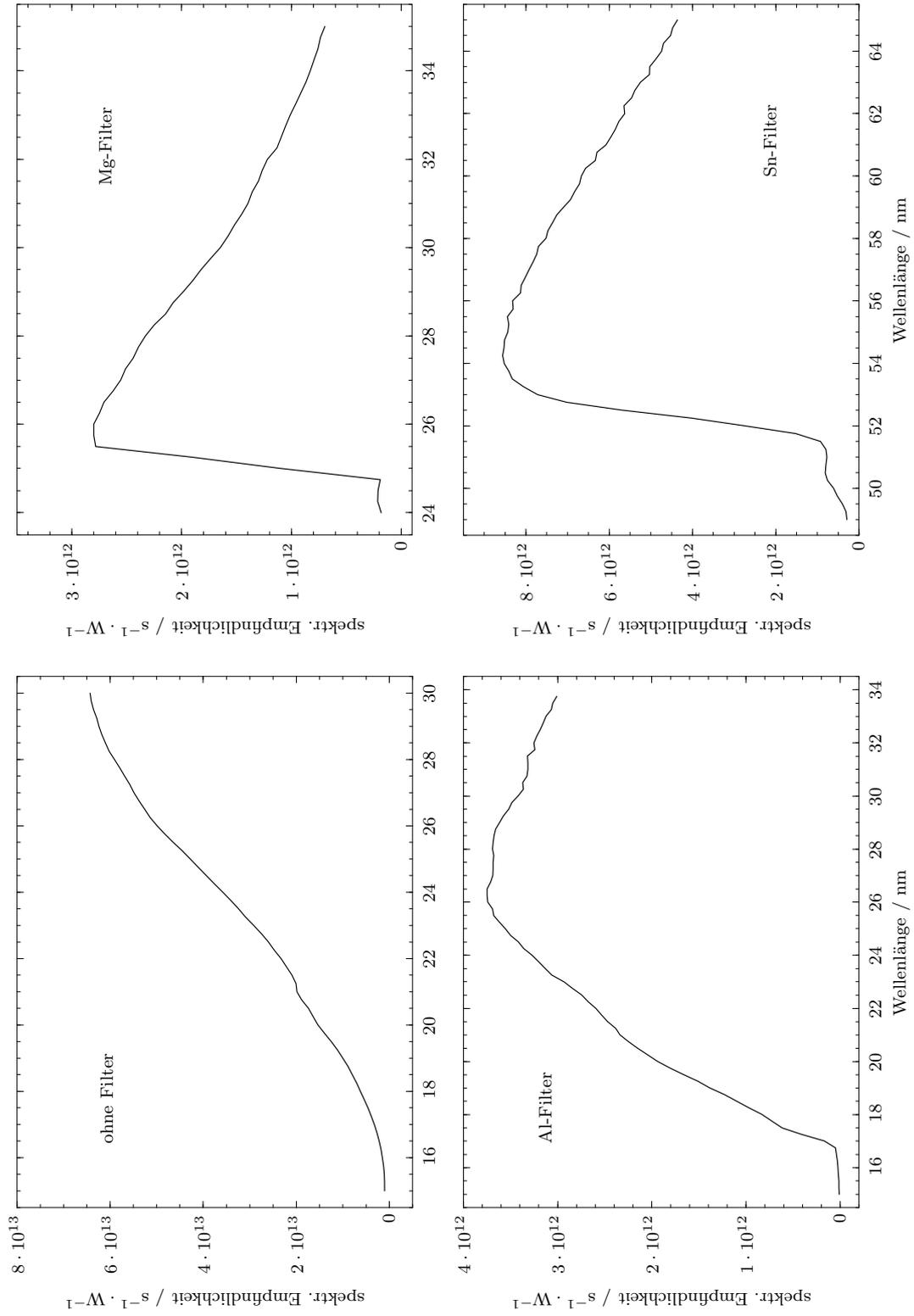


Abb. B.1: Spektrale Empfindlichkeit des TGM: Raumwinkelblende 4 × 4 mm²; Gitter 200 Linien / mm

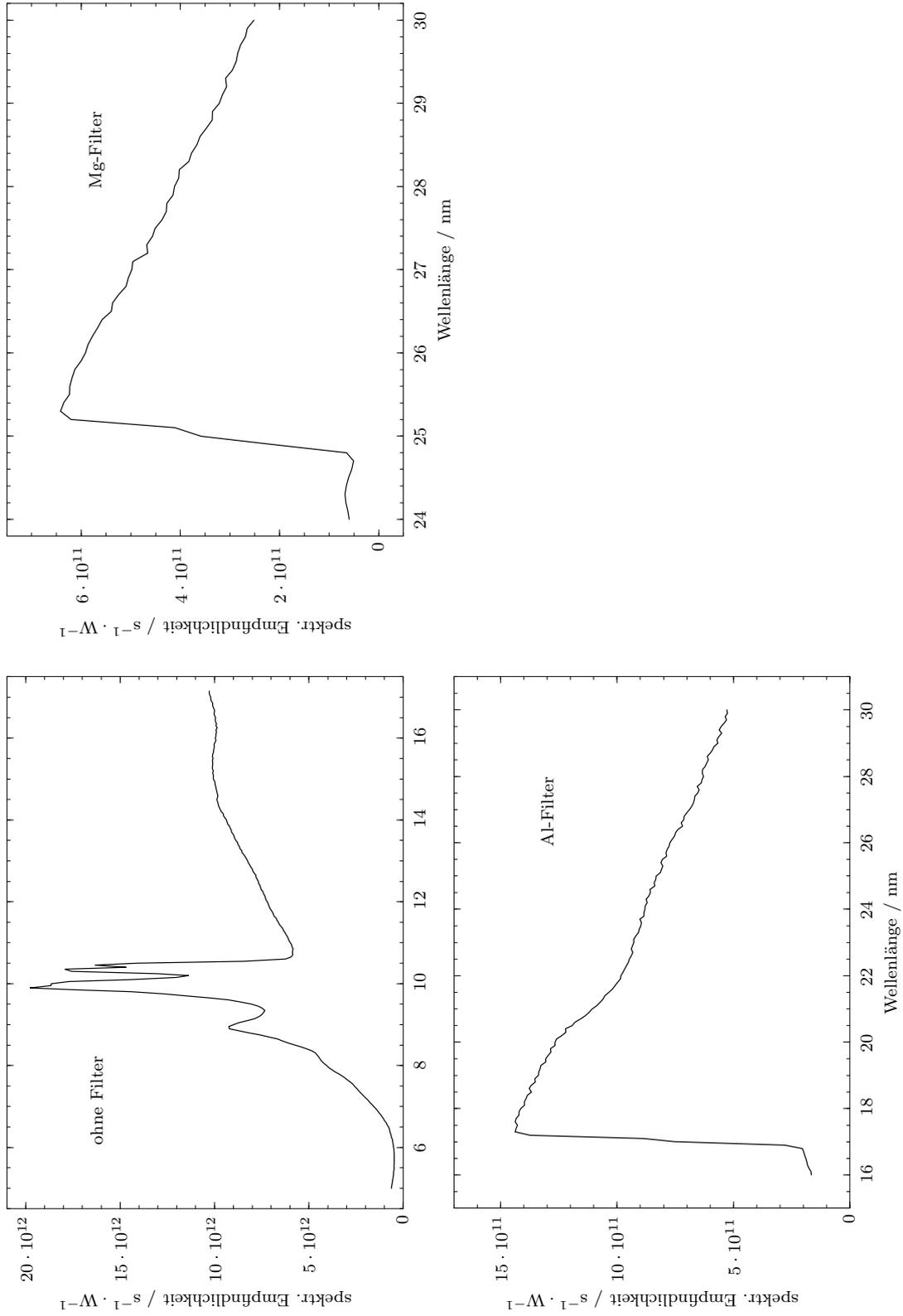


Abb. B.2: Spektrale Empfindlichkeit des TGM: Raumwinkelblende 4 × 4 mm²; Gitter 600 Linien / mm

Tab. B.1: Schichtdicken, die die Spektrometereffizienz des RÖNTEC Si(Li)-Detektors beeinflussen; Kristalldicke des Detektors: 3.5 mm

Schicht	Aluminium	Gold	Kohlenstoff	Sauerstoff	Stickstoff	Silizium
$\rho \cdot d$ (g/cm ²)	$2.05 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-5}$	$1.6 \cdot 10^{-5}$	$2.6 \cdot 10^{-5}$	$1.5 \cdot 10^{-6}$	$4.9 \cdot 10^{-5}$

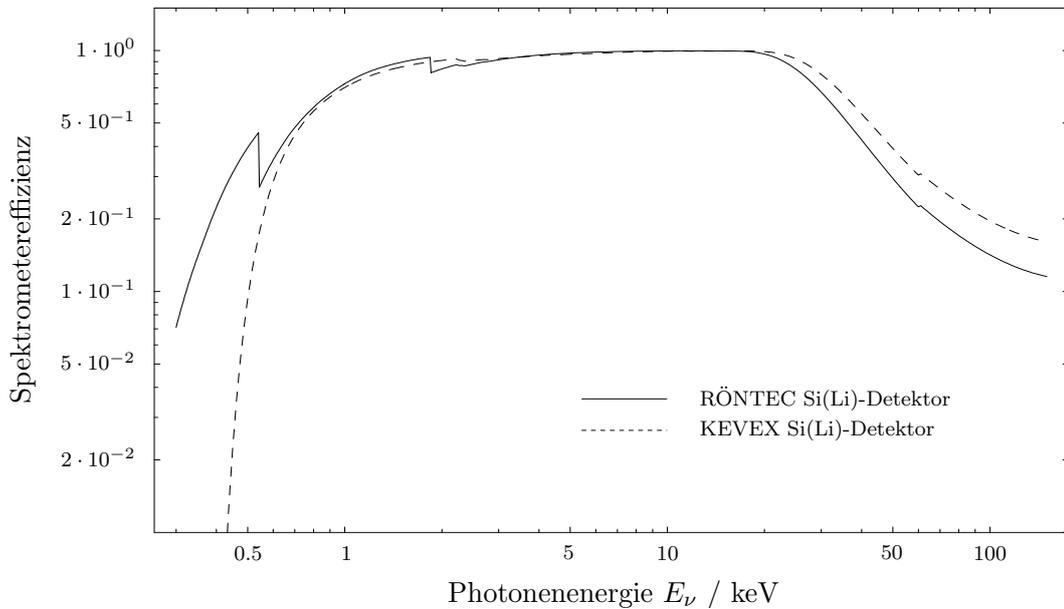


Abb. B.3: Vergleich der Effizienzen des RÖNTEC- und des KEVEX-Detektors ohne Filter

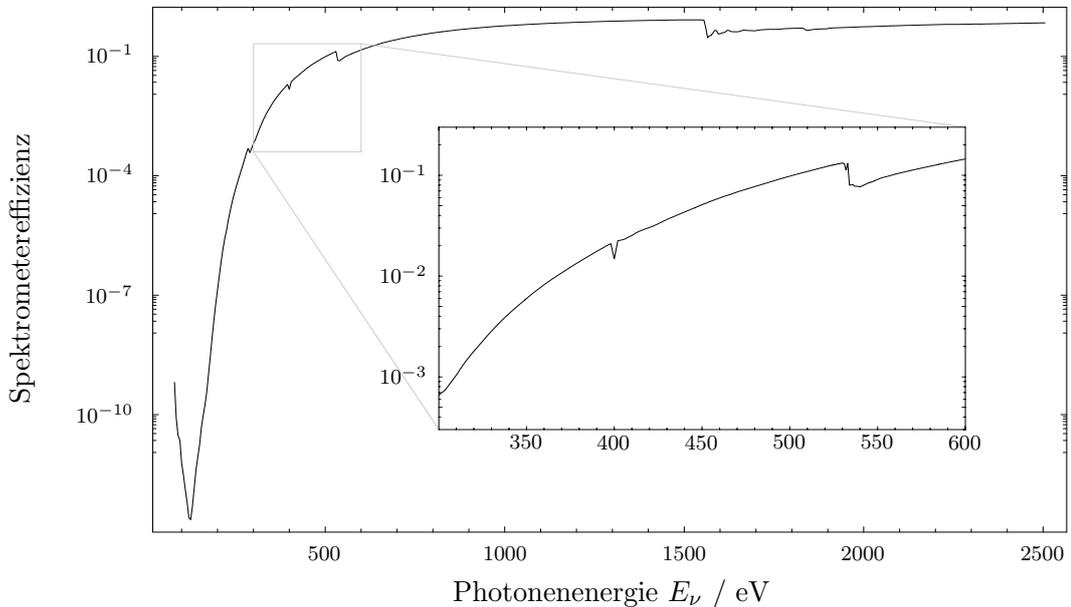


Abb. B.4: Spektrometereffizienz des RÖNTEC Si(Li)-Detektors incl. des in Tab. B.1 aufgeführten Al-Filters im Energiebereich von 80 eV bis 2500 eV

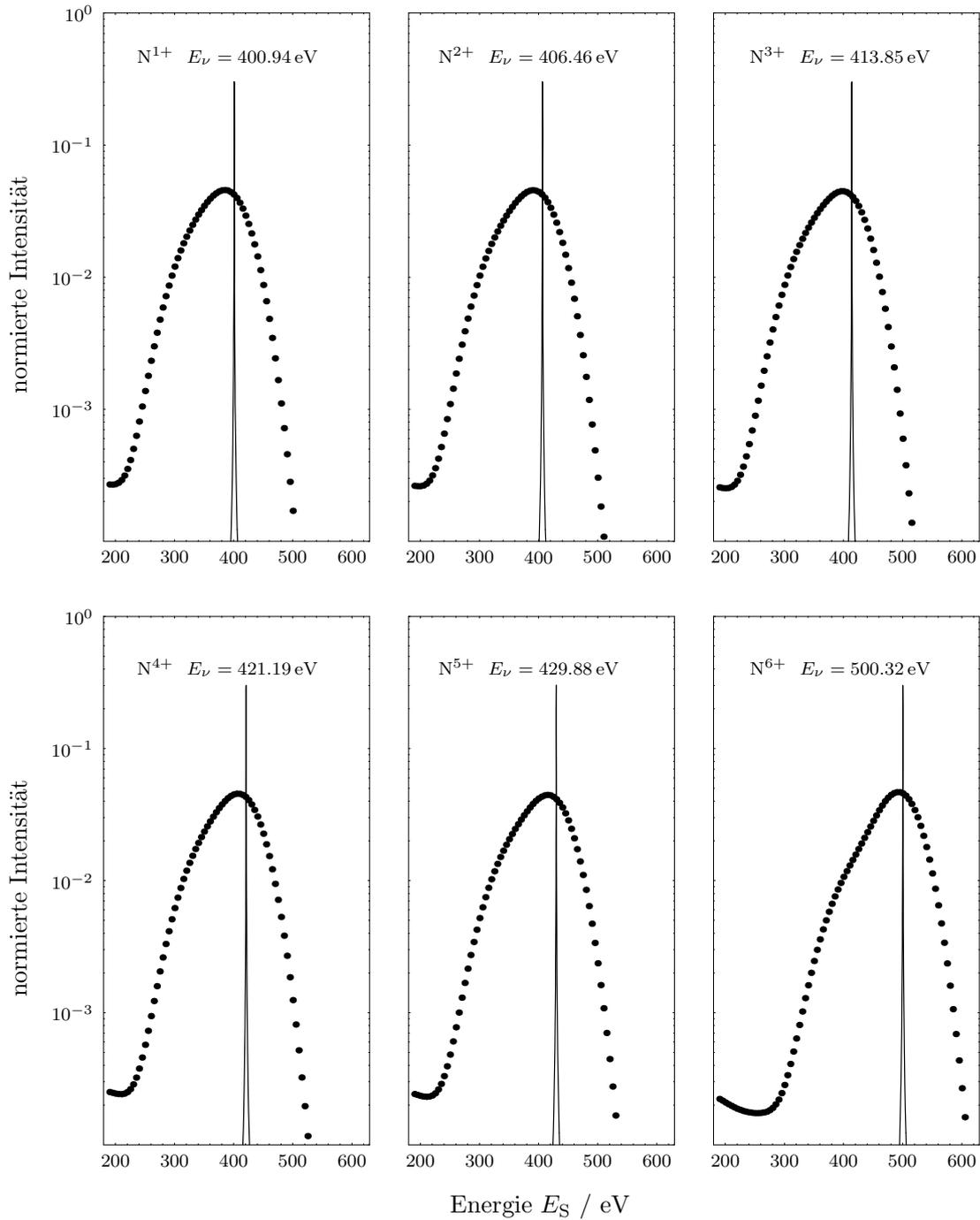


Abb. B.5: Antwortfunktionen (Punkte) des RÖNTEC Si(Li)-Detektors für die Emissionslinien (durchgezogene Linien) der K-Übergänge der Stickstoffionen N^{1+} bis N^{6+} . Die Messungen wurden mit monochromatischer Strahlung am SX700-Monochromator der PTB bei BESSY II durchgeführt [103].

C Stationäres plasmaphysikalisches Modell zur Simulation der charakteristischen Röntgenemission eines EZR-Plasmas

Das von WERNER entwickelte Modell zur Simulation der charakteristischen Röntgenemission eines EZR-Plasmas formuliert ein Balancegleichungssystem für alle Teilchenarten im Plasma und die Energie [46, 72, 73, 125]. Von den die Ionenbilanz beeinflussenden Prozessen, die für die einzelnen Ladungszustände jeweils als Quell- bzw. Verlustterm wirken, werden die folgenden atomaren Wechselwirkungen berücksichtigt.

- *Einfache Elektronenstoßionisation.* Zur Berechnung der Ionisationsquerschnitte dient die LOTZsche Formel [75].

$$\sigma_{i \rightarrow i+1}(E_e) = 4.5 \cdot 10^{-14} \sum_j \nu_{ij} \frac{\ln(E_e/I_{ij})}{E_e I_{ij}} \text{ cm}^2 \quad (\text{C.1})$$

E_e (in eV) ist die Elektronenenergie, I_{ij} (in eV) die Bindungsenergie und ν_{ij} die Besetzungszahl der betrachteten Schale j des Ladungszustandes i .

- *Doppelte Elektronenstoßionisation.* Der Wirkungsquerschnitt für den Doppelionisationsprozess wird nach der folgenden Beziehung bestimmt [108].

$$\sigma_{i \rightarrow i+2}(E_e) = 14.0 \cdot 10^{-18} \frac{N^{1.08}}{(I_n/Ry)^2} \cdot \left(\frac{u}{u+1} \right)^k \cdot \frac{\ln(u+1)}{u+1} \text{ cm}^2 \quad (\text{C.2})$$

$$\text{mit } u = \frac{E_e}{I_n} - 1$$

I_n (in eV) ist die Grenzeenergie für die Ionisation zweier Elektronen, $Ry = 13.6 \text{ eV}$ die Ionisationsenergie des Wasserstoffatoms, $k = 1$ für neutrale Atome, $k = 0.75$ für Ionen. N ist die Gesamtzahl der Elektronen im Atom oder Ion.

- *Einfacher Ladungsaustausch.* Umladungsprozesse zwischen Ionen und Neutralteilchen sind die wesentlichen der Ionisation entgegenwirkenden Mechanismen. Der Wirkungsquerschnitt für den einfachen Ladungsaustausch wird mit der Formel von MÜLLER und SALZBORN [89] abgeschätzt.

$$\sigma_{i \rightarrow i-1} = 1.43 \cdot 10^{-12} i^{1.17} \left(\frac{I_0}{\text{eV}} \right)^{-2.76} \text{ cm}^2 \quad (\text{C.3})$$

I_0 steht für das Ionisationspotential der Außenschale.

- *Doppelter Ladungsaustausch.* Für den Wirkungsquerschnitt des Übergangs zweier Elektronen geben MÜLLER und SALZBORN [89] die folgende Form an.

$$\sigma_{i \rightarrow i-2} = 1.08 \cdot 10^{-12} i^{0.71} \left(\frac{I_0}{\text{eV}} \right)^{-2.8} \text{ cm}^2 \quad (\text{C.4})$$

- *Strahlende Rekombination.* Für den Prozess der strahlenden Rekombination werden die Wirkungsquerschnitte nach der von KIM und PRATT [66] aufgestellten empirischen Formel ermittelt.

$$\sigma_{i \rightarrow i-1}(E_e) = \frac{8\pi}{3\sqrt{3}} \alpha \lambda_e^2 \chi_i(E_e) \ln \left(1 + \frac{\chi_i(E_e)}{2 (n_q^{\text{eff}})^2} \right), \quad (\text{C.5})$$

$$\begin{aligned} \text{mit} \quad \chi_i(E_e) &= (Z + i)^2 \frac{Ry}{4 E_e} \\ \text{und} \quad n_q^{\text{eff}} &= n_q + (1 - W_{n_q}) - 0.3, \end{aligned}$$

wobei die effektive Quantenzahl n_q^{eff} aus der Hauptquantenzahl n_q der Valenzschale und dem Verhältnis W_{n_q} der Zahl der unbesetzten Zustände zur Gesamtzahl der Zustände in der Valenzschale bestimmt wird. Weiterhin sind $\alpha = 1/137$ die Feinstrukturkonstante, $\lambda_e = \lambda_e^C/2\pi = 3.861 \cdot 10^{-11}$ cm mit der elektronischen COMPTON-Wellenlänge λ_e^C und Z die Ordnungszahl des betrachteten Elements.

- *Vakanzkaskaden.* Bei der Abregung eines angeregten Zustandes nach der Ionisation einer inneren Schale werden Vakanzkaskaden durchlaufen. Diese Prozesse und daraus folgende weitere Ionisationsstufen werden numerisch auf der Basis eines Programms von EL-SHEMI et al. berechnet [24, 88].

Zu den Quell- und Verlusttermen der atomaren Teilchen innerhalb des Plasmas kommen vereinfachende Annahmen zu einer Quelle neutraler Atome und einem Ionenverlust aus dem Plasma hinzu. Das Plasma wird als Zylinder (Radius R_P) mit homogener Ionen- und Elektronendichte angenommen. Der konstante Strom neutraler Atome aus der Umgebung (Neutralgasdichte \tilde{n}_0) in das Plasma führt für den betrachteten stationären Fall zu einer exponentiellen radialen Verteilung neutraler Atome. Die Stirnflächen des Zylinders werden vernachlässigt.

$$n_0(r) = \tilde{n}_0 \exp \left(-\frac{R_P - r}{\tilde{r}} \right) \quad (\text{C.6})$$

Die charakteristische radiale Länge \tilde{r} bestimmt sich aus der mittleren Geschwindigkeit der Atome des Arbeitsgases \bar{v}_0 , der Elektronendichte im Plasma n_e und dem Ratenkoeffizienten für die Ionisation der Neutralteilchen α_0 .

$$\tilde{r} = \frac{\bar{v}_0}{4 n_e \alpha_0}$$

Für den Verluststrom der Ionen aus dem Plasma wird angenommen, dass die Einschusszeit τ_i für alle Ionen gleich und konstant ist.

$$\dot{n}_i = \frac{n_i}{\tau_i} = \text{const.} \cdot n_i \quad (\text{C.7})$$

Tab. C.1: Übergangsenergien und Emissionsraten der L → K-Übergänge für die Ladungszustände $q = 0$ bis $q = 6+$ von Stickstoff [72]. Vor dem strahlenden Übergang wird in dem im Grundzustand vorliegenden Atom/Ion eine K-Vakanz erzeugt: A – durch Anregung, I – durch Ionisation.

Ladungszustand	Übergang	Energie (eV)	Emissionsrate (eV/ħ)
N ⁰⁺ (A)	1s2s ² 2p ⁴ → 1s ² 2s ² 2p ³	397.35	0.000535
N ⁰⁺ (I), N ¹⁺ (A)	1s2s ² 2p ³ → 1s ² 2s ² 2p ²	400.94	0.000498
N ¹⁺ (I), N ²⁺ (A)	1s2s ² 2p ² → 1s ² 2s ² 2p	406.46	0.000405
N ²⁺ (I), N ³⁺ (A)	1s2s ² 2p → 1s ² 2s ²	413.85	0.000245
N ⁴⁺ (A)	1s2s2p → 1s ² 2s	421.19	0.000280
N ⁵⁺ (A)	1s2p → 1s ²	429.88	0.000322
N ⁶⁺ (A)	2p → 1s	500.32	0.000990

Da der Ionenverlust bei stationären Bedingungen gleich der Ionisationsrate der Neutralteilchen sein muss, ergibt sich

$$\dot{n}_i = \gamma \tilde{n}_0 \alpha_0 \cdot n_i \quad \text{mit} \quad 0 < \gamma < 1 . \quad (\text{C.8})$$

Zur Berücksichtigung der unbekanntenen Ioneneinschlusszeit geht der Parameter γ als freier Parameter in die Simulation ein.

Für die Energiebilanz werden ausschließlich elastische Stöße der Elektronen angenommen. Die eingekoppelte Mikrowellenleistung wird dem Energieverlust durch die das Plasma verlassenden Elektronen gleichgesetzt.

$$P_{hf} \stackrel{!}{=} \frac{3}{2} T_e V_P \dot{n}_e \quad (\text{C.9})$$

Hierbei ist T_e die mittlere Elektronenenergie und V_P das Plasmavolumen. Die mittlere Elektronenenergie der sich aus der Lösung des Balancegleichungssystems ergebenden Elektronenenergieverteilung wird in der Simulation so lange variiert, bis die Bedingung (C.9) erfüllt ist. Als Ausgangsverteilung wird eine MAXWELL-Verteilung der Elektronenenergie angenommen.

Weitere in die Simulation eingehende freie Parameter sind die mittlere Elektronenenergie der Ausgangsverteilung, die mittlere kinetische Energie der Ionen und Atome, das Plasmavolumen, die eingekoppelte Mikrowellenleistung und der Neutralgasdruck.

Für die Simulation der charakteristischen Röntgenemission müssen die durch Elektronenstoßanregung induzierten strahlenden Übergänge der einzelnen Ionisationszustände berücksichtigt werden (für Stickstoff vgl. Tab. C.1). Die Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoßanregung werden mit der VAN REGEMORTER-Formel in der Form von FISHER et al. [29] für die Anregung des Zustandes j in den Zustand j' abgeschätzt.

$$\sigma_i^{\text{exc}}(E_e) = \frac{8\pi^2}{\sqrt{3}} a_0^2 f_{j \rightarrow j'} \frac{Ry^2}{E_e I_{j \rightarrow j'}} \cdot G \left(\frac{E_e}{I_{j \rightarrow j'}} \right) \quad (\text{C.10})$$

Der GAUNT-Faktor G nimmt für Übergänge mit gleicher Hauptquantenzahl ($\Delta n_q = 0$) die Form

$$G(x) = (0.33 - 0.3 x^{-1} + 0.08 x^{-2}) \ln(x)$$

und für $\Delta n_q > 0$ die Form

$$G(x) = (0.276 - 0.18 x^{-1}) \ln(x)$$

an. Es gehen der BOHR-Radius a_0 , die Oszillatorstärke $f_{j \rightarrow j'}$ und die Übergangsenergie $I_{j \rightarrow j'}$ ein. Die Gültigkeit der Beziehung (C.10) ist auf niedrige Ladungszustände beschränkt [29]. Da jedoch keine anderen Wirkungsquerschnitte zur Verfügung stehen, wird sie auch zur Abschätzung der Elektronenstoßanregung höherer Ladungszustände genutzt.

Zur Berechnung der Röntgenspektren werden die benötigten Übergangsraten, die Besetzungszahlen und die Grundzustandsenergien mit MCDF*-Rechnungen bestimmt [23, 40, 80, 97]. Die Wahrscheinlichkeit zur Erzeugung der K-Vakanzen folgt aus dem Term der LOTZschen Formel mit $j = 1$ (vgl. Glg. (C.1)). Die Übergangsenergien und Emissionsraten der K-Strahlung der Ladungszustände von Stickstoff, die in die Simulationsrechnungen der Abschnitte 5.3.1, 5.3.2 und 5.3.3 eingegangen sind, sind in Tabelle C.1 aufgeführt.

Als natürliche Linienform wird eine LORENTZ-Funktion angesetzt. Die ermittelten Übergangswahrscheinlichkeiten geben den Wert des bestimmten Integrals der einzelnen LORENTZ-Funktionen vor. Als Breite der Funktionen werden tabellierte natürliche Linienbreiten eingesetzt [130].

Das theoretische Röntgenspektrum ergibt sich dann aus der Summe aller Übergänge, der Wichtung mit der simulierten Ladungszustandsverteilung des Plasmas und der Faltung mit der Spektrometerfunktion.

*englisch: Multiconfigurational DIRAC-FOCK

D Ausgewählte Spektren im Spektralbereich der VUV-Strahlung

Die Klassifizierung der Emissionslinien bzgl. des Ladungszustandes des emittierenden Ions erfolgte anhand der Datenbanken [59, 65, 91, 115].

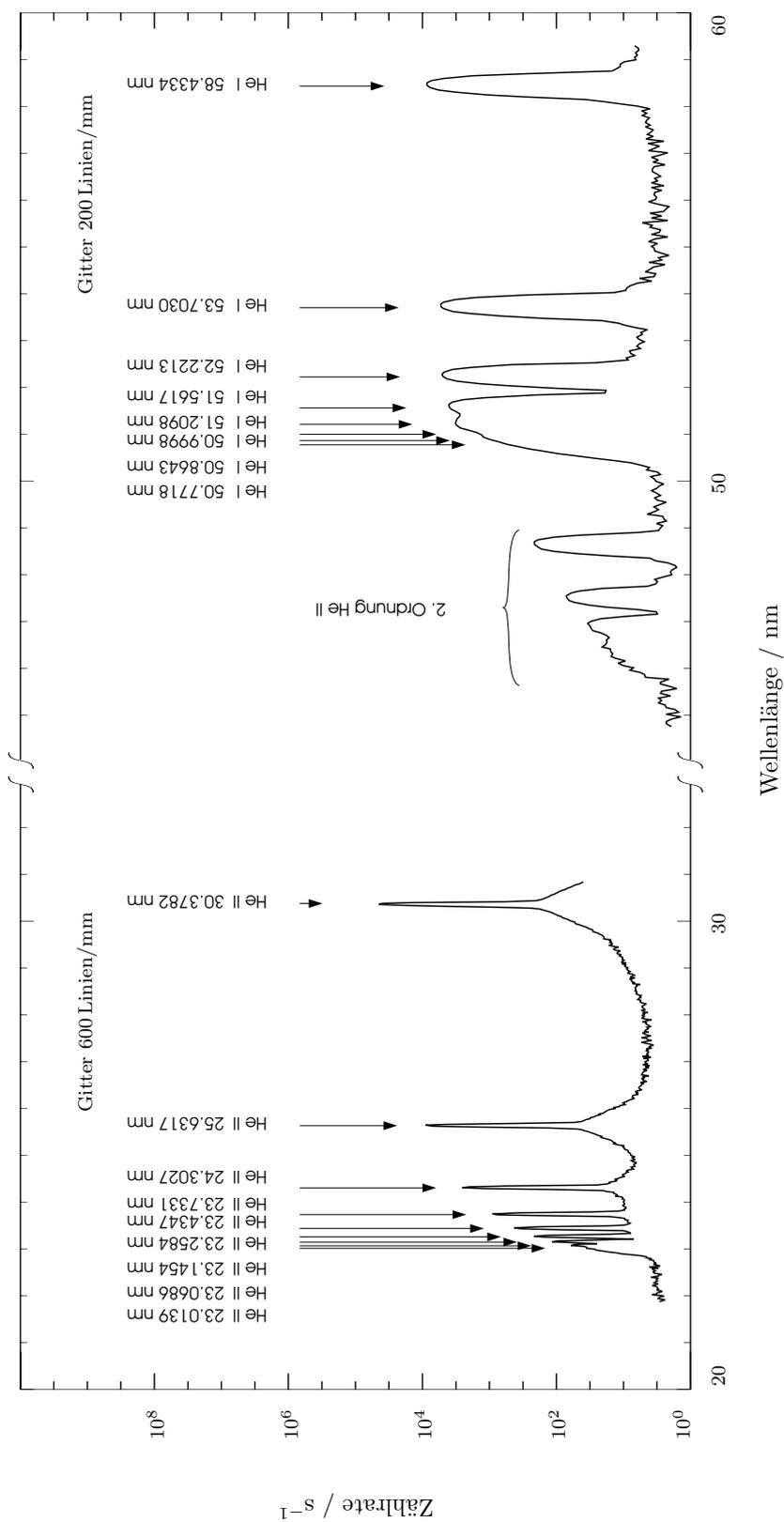


Abb. D.1: Heliumspektrum im Zustand II des EZR-Plasmas von 20 nm bis 60 nm; $p_{\text{He}} = 7.3 \cdot 10^{-5}$ mbar, $P_{\text{abs}} = 17$ W. Dargestellt sind die LYMAN-Serien von He I (Gitter 200 Linien/mm) und He II (Gitter 600 Linien/mm).

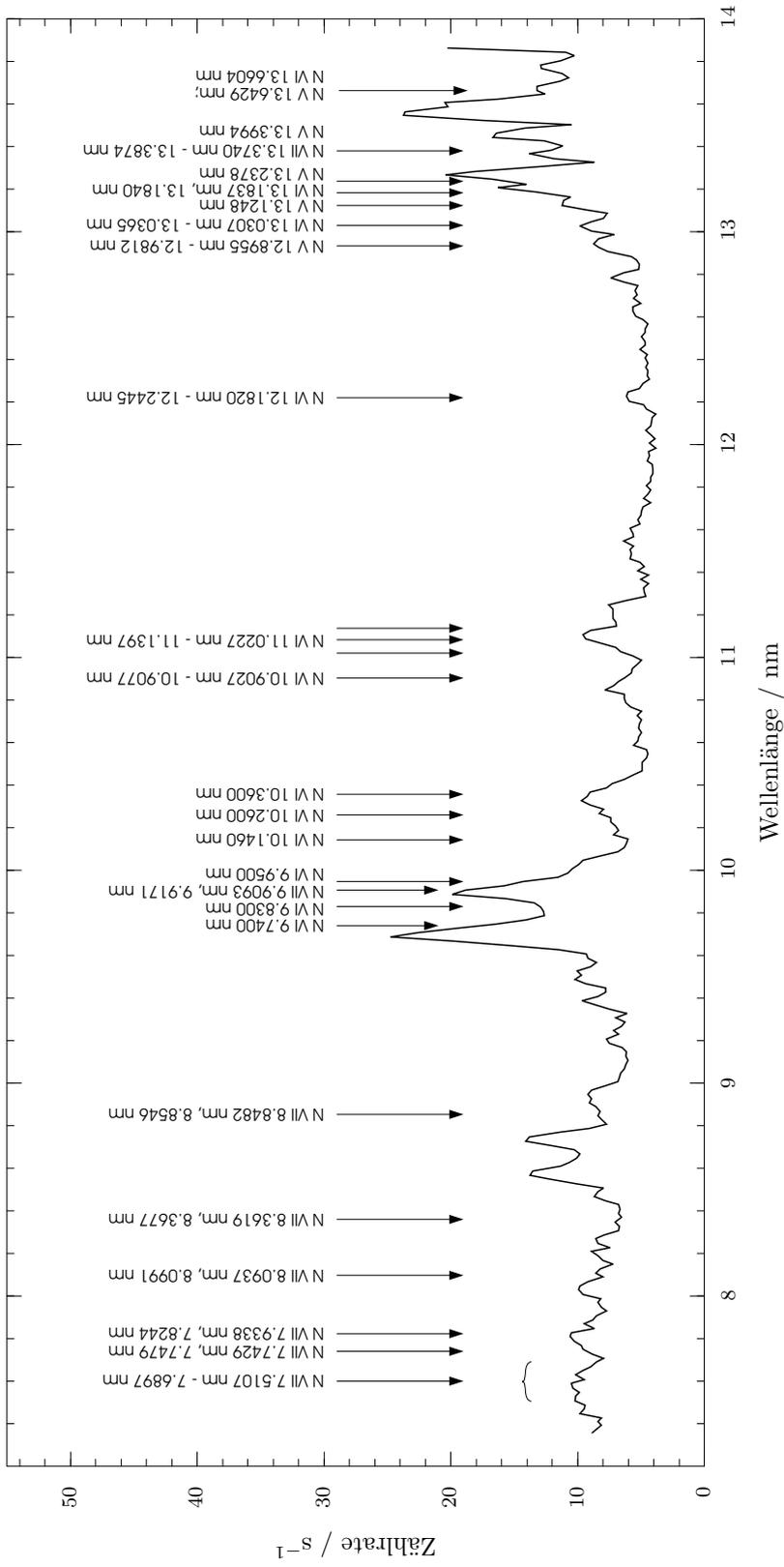


Abb. D.2: Stickstoffspektrum im Zustand II des EZR-Plasmas von 7 nm bis 14 nm; $p_N = 6.6 \cdot 10^{-5}$ mbar, $P_{\text{abs}} = 10.5$ W. Es treten Emissionslinien bis hin zu wasserstoffähnlichem Stickstoff auf.

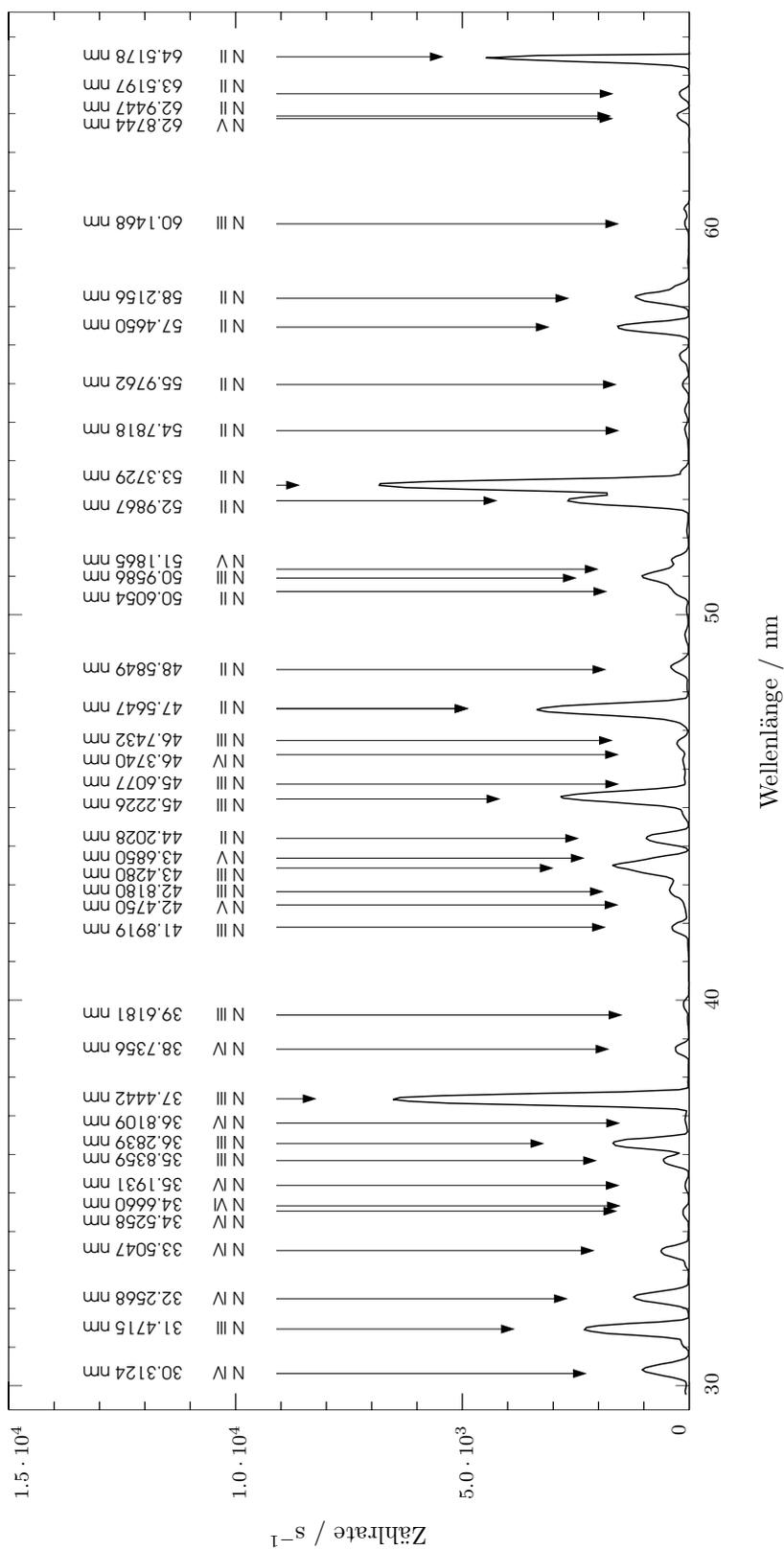


Abb. D.3: Stickstoffspektrum im Zustand II des EZR-Plasmas von 30 nm bis 65 nm; $p_N = 7 \cdot 10^{-5}$ mbar, $P_{\text{abs}} = 17$ W.

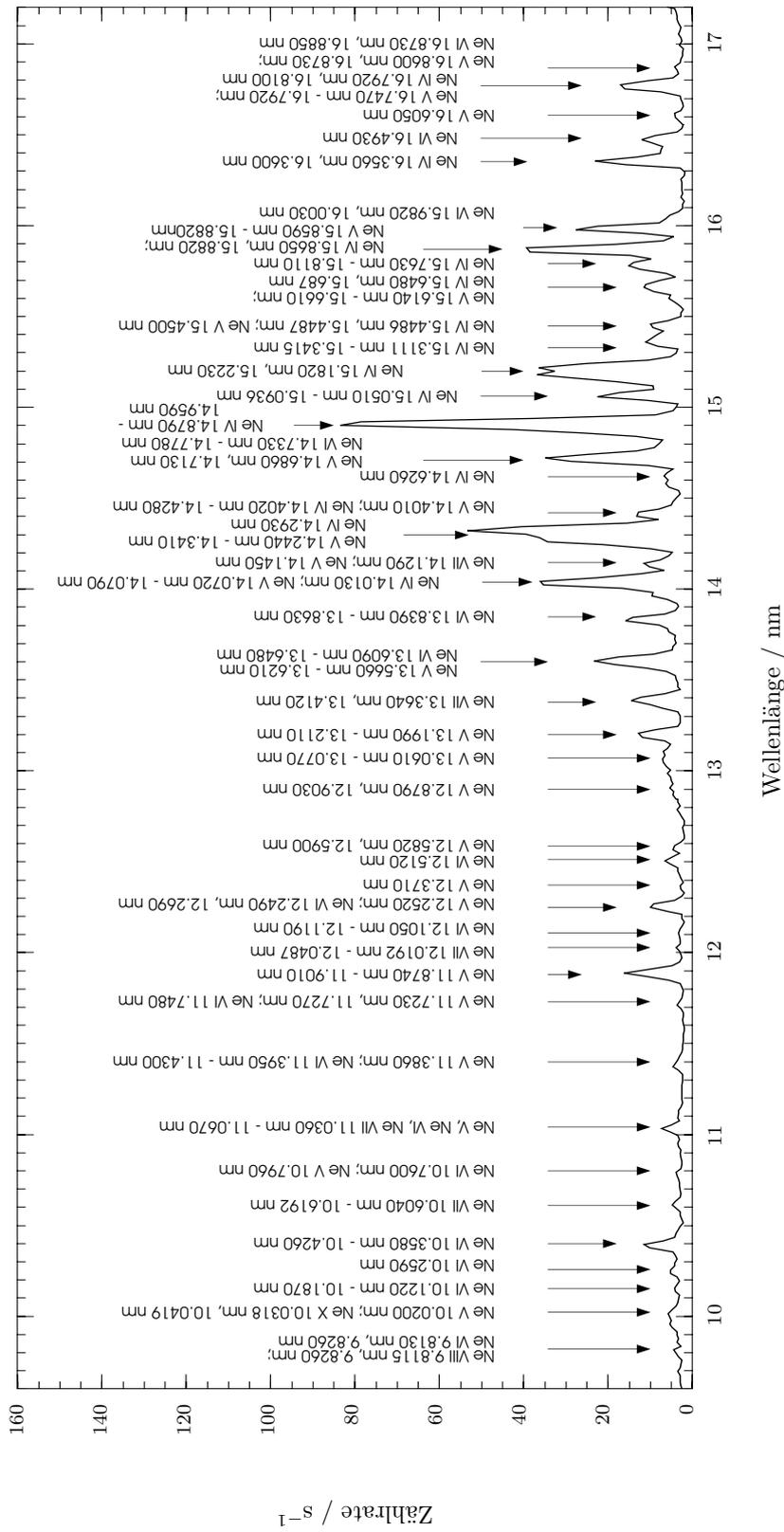


Abb. D.4: Neonspektrum im Zustand II des EZZR-Plasmas von 9 nm bis 17 nm; $p_{\text{Ne}} = 8 \cdot 10^{-5}$ mbar, $P_{\text{abs}} = 12$ W.

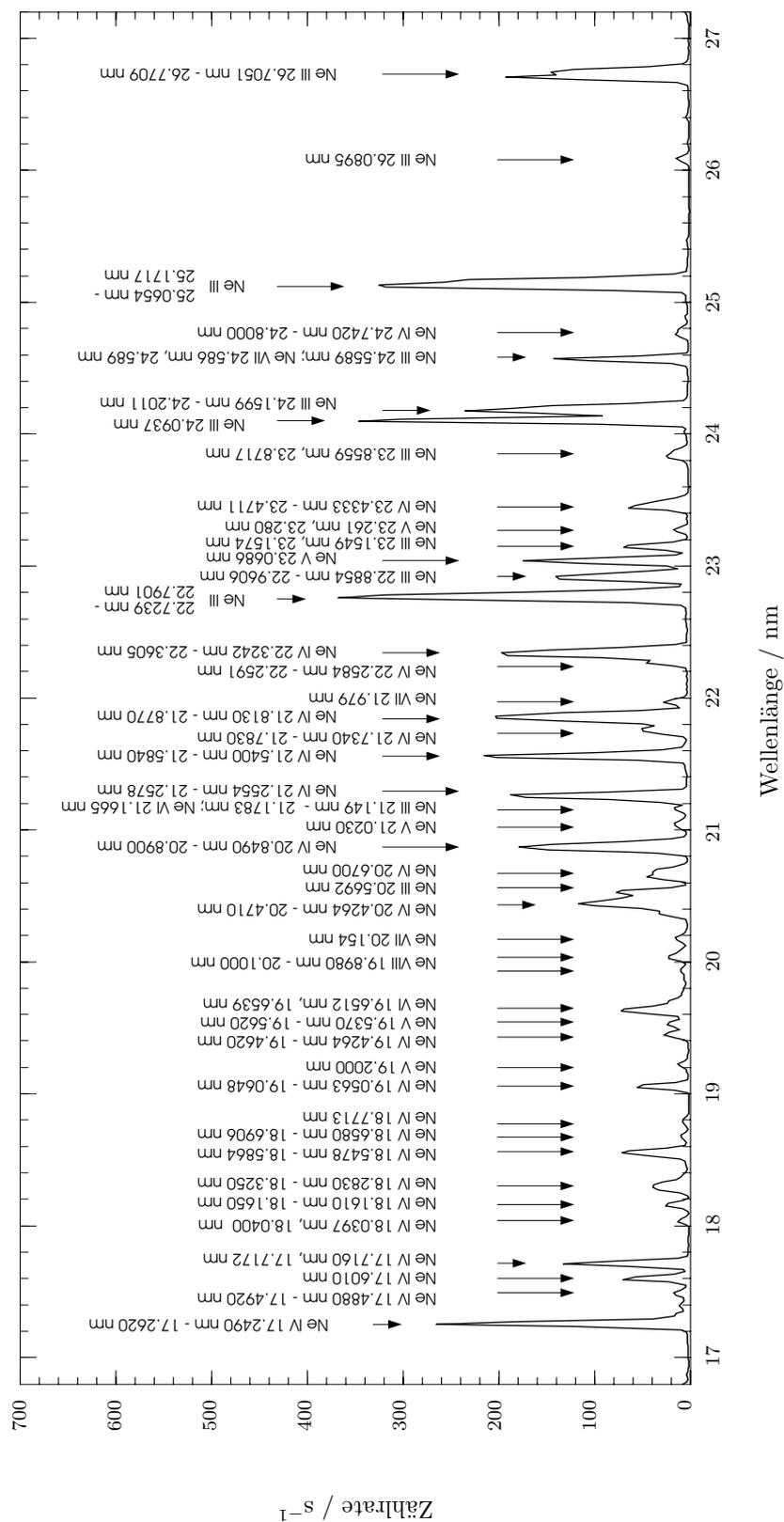


Abb. D.5: Neonspektrum im Zustand II des EZR-Plasmas von 17 nm bis 27 nm; $p_{\text{Ne}} = 8 \cdot 10^{-5}$ mbar, $P_{\text{abs}} = 12$ W.

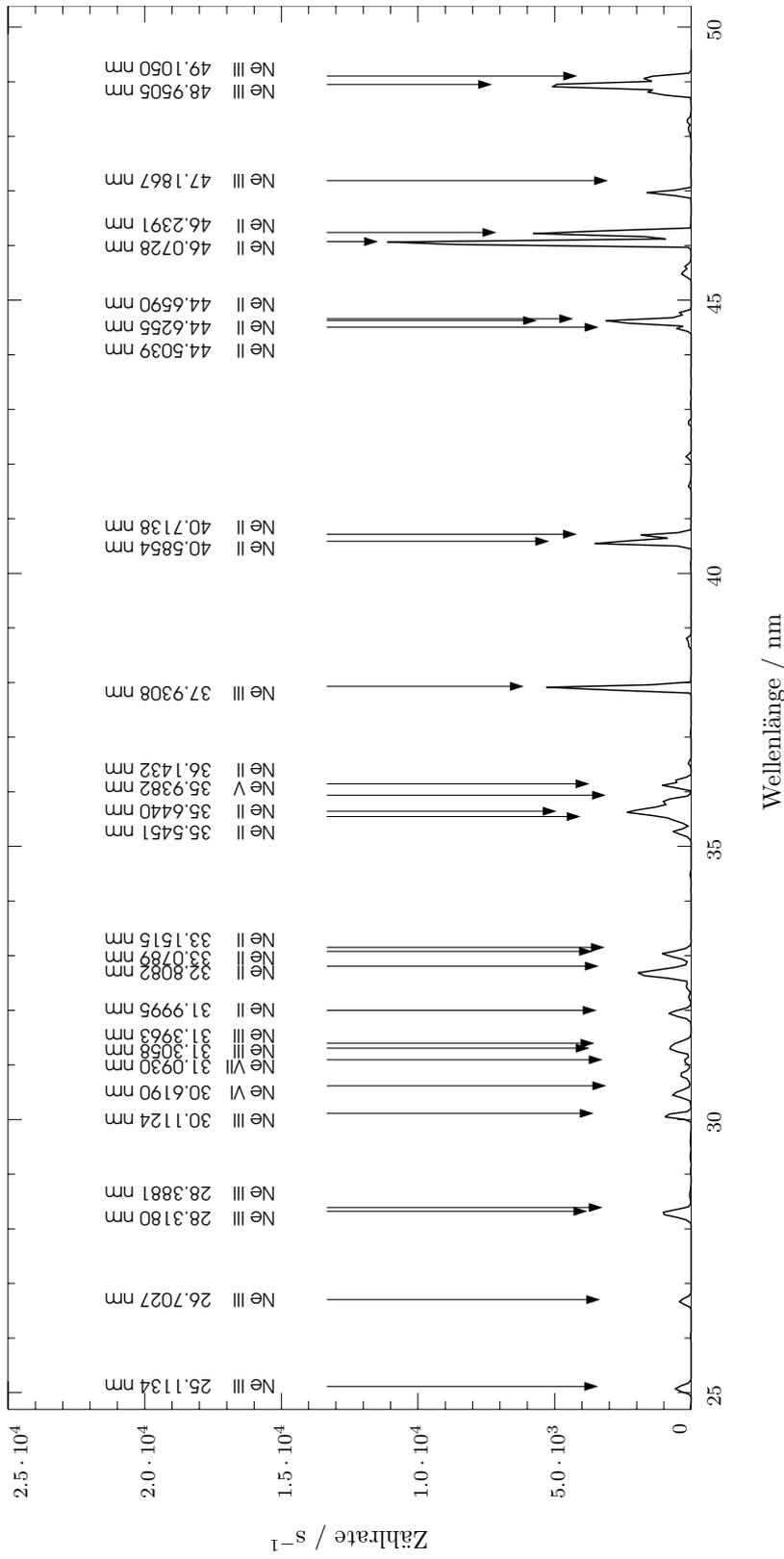


Abb. D.6: Neonspektrum im Zustand II des EZR-Plasmas von 25 nm bis 50 nm; $p_{\text{Ne}} = 7 \cdot 10^{-5}$ mbar, $P_{\text{abs}} = 8$ W.

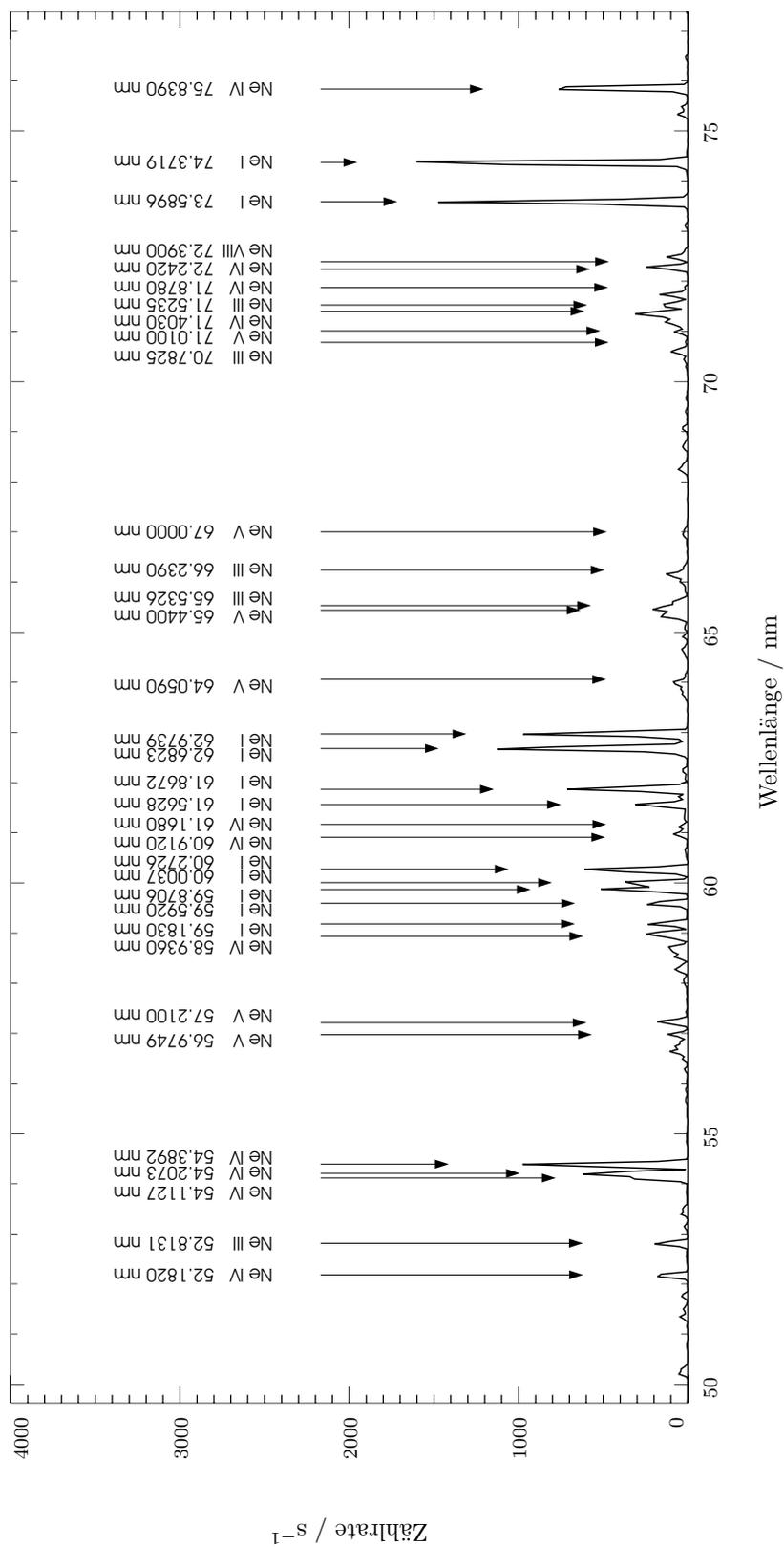


Abb. D.7: Neonspektrum im Zustand II des EZR-Plasmas von 50 nm bis 77 nm; $p_{\text{Ne}} = 7 \cdot 10^{-5}$ mbar, $P_{\text{abs}} = 8$ W.

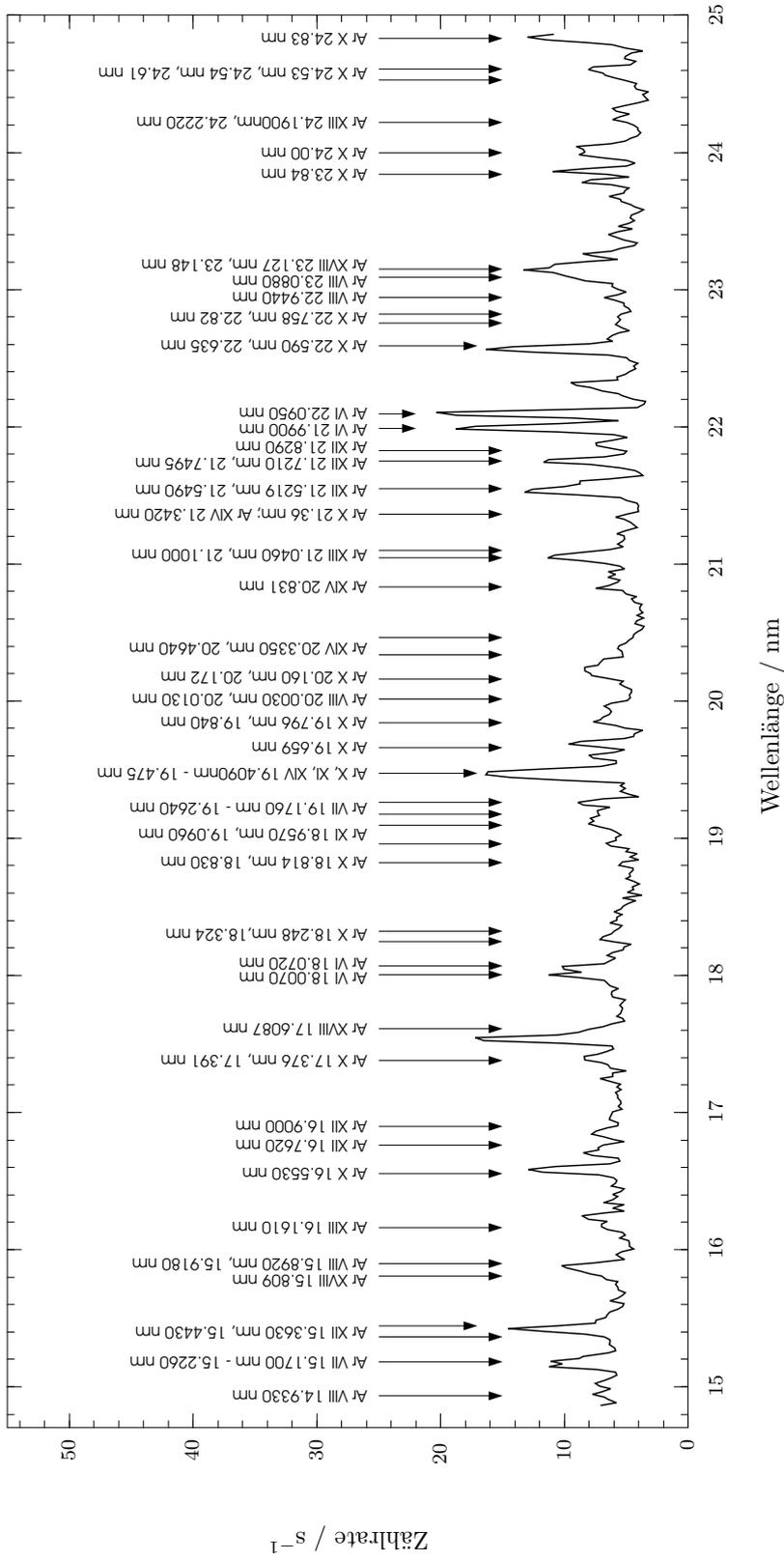


Abb. D.8: Argonspektrum im Zustand II des EZR-Plasmas von 15 nm bis 25 nm; $p_{Ar} = 7.2 \cdot 10^{-5}$ mbar, $P_{abs} = 10.5$ W.

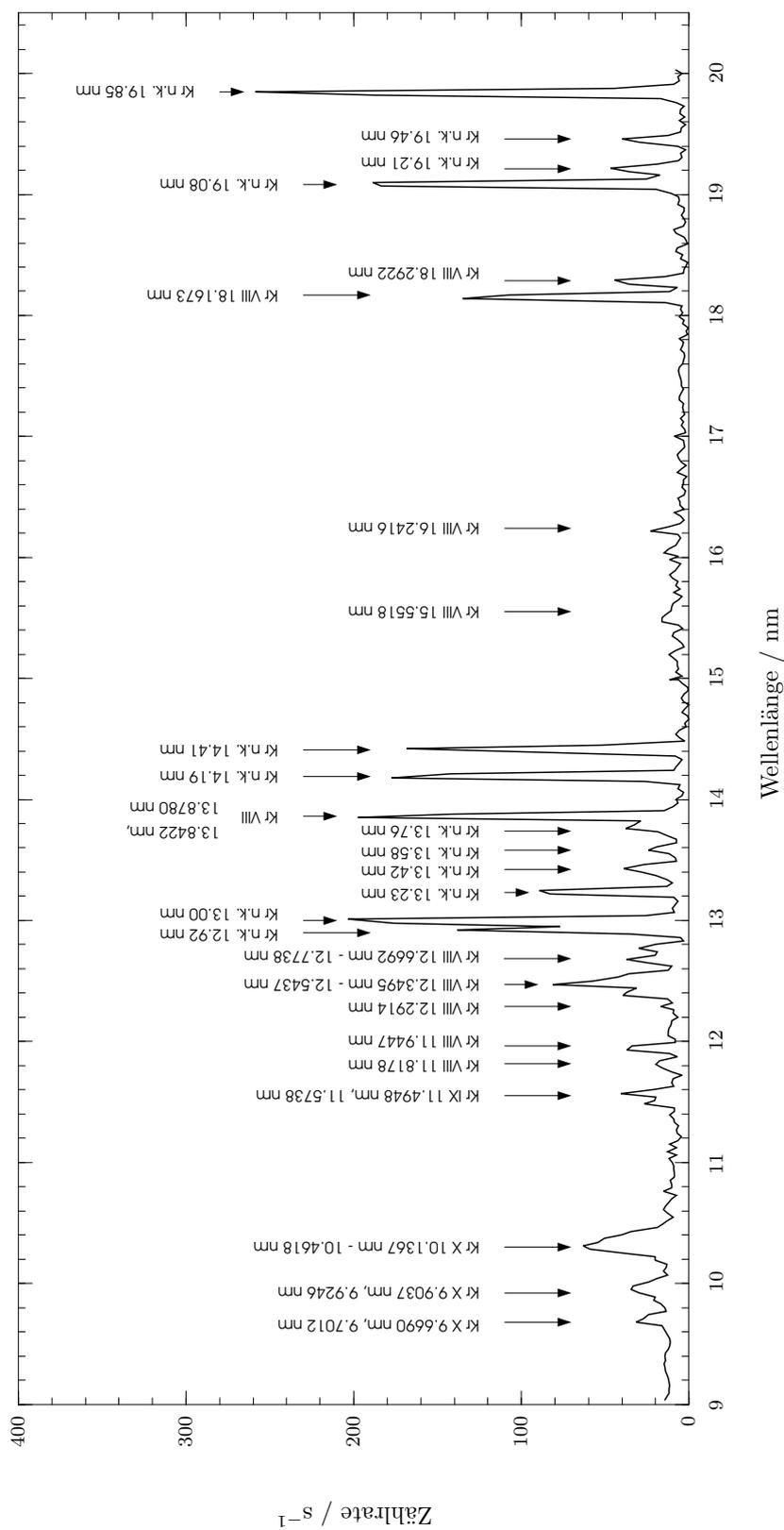


Abb. D.9: Kryptonspektrum im Zustand II des EZR-Plasmas von 9 nm bis 20 nm; $p_{\text{Kr}} = 8 \cdot 10^{-5}$ mbar, $P_{\text{abs}} = 12$ W. Anhand der Datenbanken [59, 65, 91, 115] nicht klassifizierbare Linien sind mit n.k. gekennzeichnet.

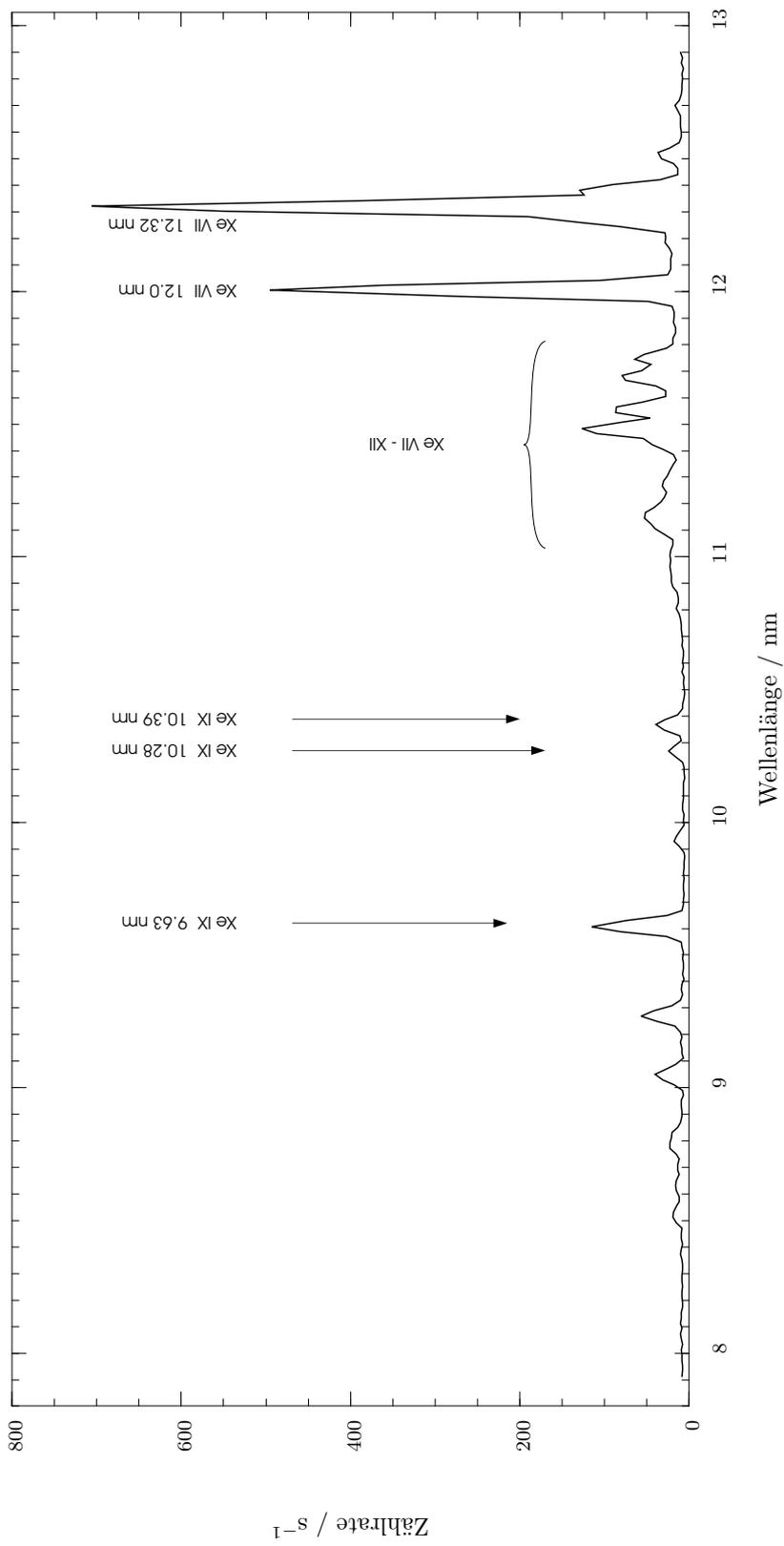


Abb. D.10: Xenonspektrum im Zustand II des EZR-Plasmas von 8 nm bis 13 nm; $p_{\text{Xe}} = 6.9 \cdot 10^{-5}$ mbar, $P_{\text{abs}} = 19$ W. Die im Spektrum auftretenden Emissionslinien wurden anhand der Daten in [8, 26, 64, 68, 70] klassifiziert.

Literaturverzeichnis

- [1] ALTON, G. D. ; MEYER, F. W. ; LIU, Y. ; BEENE, J. R. ; TUCKER, D.: Enhancing the performances of traditional electron cyclotron resonance ion sources with multiple-discrete-frequency microwave radiation. In: *Review of Scientific Instruments* 69 (1998), Nr. 6, S. 2305–43
- [2] ANTAYA, T. A.: A Review of Studies for the Variable Frequency Superconducting ECR Ion Source Project at MSU. In: BLIMAN, S. (Hrsg.): *9th International Workshop on ECR Ion Sources (Grenoble)*, Journal de Physique, 1989, S. 707–71
- [3] ARNOLD, D. ; ULM, G.: Electron storage ring BESSY as a source of calculable spectral photon flux in the x-ray region. In: *Review of Scientific Instruments* 63 (1992), Nr. 1, S. 1593–2, 31, 33
- [4] BARUÉ, C. ; BRIAND, P. ; GIRARD, A. ; MELIN, G. ; BRIFFOD, G.: Hot electron studies in the Minimaños ECR ion source. In: *Review of Scientific Instruments* 63 (1992), Nr. 4, S. 2844–71, 75
- [5] BERNHARDI, K. ; WIESEMANN, K.: X-ray bremsstrahlung measurements on an ECR-discharge in a magnetic mirror. In: *Plasma Physics* 24 (1982), S. 867–14, 37
- [6] BIBINOV, N. K. ; BOLSHUKHIN, D. O. ; BRATSEV, V. F. ; KOKH, D. B. ; OCHKUR, V. I. ; VINOGRADOV, I. P. ; WIESEMANN, K.: Spectroscopic determination of cold electrons in electron cyclotron resonance discharges with highly charged ions. In: *Review of Scientific Instruments* 69 (1998), Nr. 2, S. 1200–15
- [7] BIRI, S. ; VÁMOSI, J. ; STIEBING, K. E. ; SCHMIDT-BÖCKING, H.: Simulation of HCI Movement in Magnetic Traps of ECR Ion Sources. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 98 (1995), S. 553–13
- [8] BLACKBURN, J. ; CAROLL, P. K. ; COSTELLO, J. ; O’SULLIVAN, G.: Spectra of Xe VII, VIII, and IX in the extreme ultraviolet: 4d-mp,nf transitions. In: *Journal of the Optical Society of America* 73 (1993), Nr. 10, S. 1325–85, 117
- [9] BLIMAN, S. ; CHAN-TUNG, N.: Ionization equilibrium model for the multiply charged ion formation. In: *Journal de Physique* 42 (1981), S. 1247–13

- [10] BLIMAN, S. ; GELLER, R. ; HESS, W. ; JAQUOT, B.: A high intensity E.C.R. stripped ion source. In: *Nuclear Science NS-19* (1972), S. 200–3
- [11] BOURGAREL, M. P. ; BISCH, M. ; BONY, J. ; LEHÉRISSIER, P. ; PACQUET, J. Y. ; RATAUD, J. P. ; RICAUD, C.: A review of the GANIL activity with the 14-GHz ECR sources. In: *Review of Scientific Instruments* 63 (1992), Nr. 4, S. 2851–14
- [12] BUNDESAMTES FÜR STRAHLENSCHUTZ: *Verordnung über den Schutz vor Schäden durch ionisierende Strahlen (Strahlenschutzverordnung - StrlSchV)*. August 1997. – URL <http://www.bfs.de/recht/strlsv/strlsv00.htm> 26
- [13] CERN (Veranst.): *Proceedings of the 14th International Workshop on ECR Sources*. Genf, Schweiz, 1999 2, 3, 123
- [14] CHAMEIDES, W. L. (Hrsg.): Solar Variability and its Stratospheric, Mesospheric, and Thermospheric Effects. In: *Journal of Geophysics Research* 92 (1987), S. 795–1
- [15] CHAN-TUNG, N.: *Bilan d'ionisation d'une source d'ions lourds multichargés à résonance cyclotronique des électrons*. Université Joseph Fourier, Grenoble; Institut National Polytechnique de Grenoble, Dissertation, 1980 13
- [16] CHANDRASEKHAR, S.: *Principles of Stellar Dynamics*. Chicago, Illinois : University of Chicago Press, 1942 57
- [17] CHEN, F. F.: *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. New York and London : Plenum Press, 1984 7, 12, 62
- [18] DANZMANN, K. ; GÜNTHER, M. ; FISCHER, J. ; KOCK, M. ; KÜHNE, M.: High current hollow cathode as a radiometric transfer standard source for the extreme vacuum ultraviolet. In: *Applied Optics* 27 (1988), S. 4947–84, 87
- [19] DELAUNAY, M.: Influence of ionization cross sections on the gas mixing effect for the production of Ar⁹⁺ ions in a CAPRICE ECR source. In: WOLF, B. (Hrsg.): *4th International Conference on Ion Sources (Bensheim)*, Review of Scientific Instruments 63, 1992, S. 2861–25, 71
- [20] DOUYSSET, G. ; KHODJA, H. ; GIRARD, A. ; BRIAND, J. P.: Highly charged ion densities and ion confinement properties in an electron-cyclotron-resonance ion source. In: *Physical Review E* 61 (2000), Nr. 3, S. 3015–7, 14
- [21] DRENTJE, A. G.: Review of the Eleventh International Workshop on ECR ion sources. In: *Review of Scientific Instruments* 65 (1994), Nr. 4, S. 1045–3
- [22] DRENTJE, A. G.: The ECR Ion-Source and associated Equipment at the KVI. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 9 (1985), S. 526–25, 71

- [23] DYALL, K. G. ; GRANT, I. P. ; JOHNSON, C. T. ; PARPIA, F. A. ; PLUMMER, E. P.: GRASP: A General-Purpose Relativistic Atomic Structure Program. In: *Computer Physics Communications* 55 (1989), S. 425–105
- [24] EL-SHEMI, A. ; LOFTI, Y. ; ZSCHORNACK, G.: Ion charge state distribution as a result of reorganization effects in inner-shell ionized atoms. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 30 (1997), S. 237–103
- [25] FELDMAN, U. ; BEHRING, W. E. ; CURDT, W. ; SCHUEHLE, U. ; WILHELM, K. ; LEMAIRE, P.: A Coronal Spectrum in the 500-1610 Å Wavelength Range Recorded at a Height of 21000 Kilometers Above the West Solar Limb by the SUMER Instrument on Solar and Heliospheric Observatory. In: *Astrophysical Journal Supplement Series* 113 (1997), S. 195–1, 91
- [26] FIEDOROWICZ, H. ; DAIDO, H. ; BARTNIK, A. ; SAKAYA, N. ; SUZUKI, V. ; SZCZUREK, M. ; WILHEIN, T.: Emission from a gas puff target irradiated with a Nd:YAG laser for EUV and x-ray lithography. In: *Proceedings of SPIE Vol. 3676*. Santa Clara, California, 1999, S. 400–85, 117
- [27] FISCHER, J.: *Lasererzeugte Plasmen als radiometrische Transfernormale und ihre Kalibrierung mit dem Elektronenspeicherring BESSY als Strahlungsnormal im Wellenlängenbereich von 7 nm bis 100 nm*, Technische Universität Berlin, Dissertation, 1985–31, 33
- [28] FISCHER, J. ; KÜHNE, M. ; WENDE, B.: Instrumentation for spectral radiant power measurements of sources in the wavelength range from 5 to 150 nm using the electron storage ring BESSY as a radiometric standard source. In: *Nuclear Instruments and Methods A* 246 (1986), S. 404–2, 31
- [29] FISHER, V. ; BERNSTAM, V. ; GOLTEN, H. ; MARON, Y.: *Electron impact excitation cross sections for allowed transitions in atoms*. 1995. – URL <http://xxx.lanl.gov/abs/atom-ph/9509006>–104, 105
- [30] FLECK, B. ; MARSDEN, R.: *Solar Orbiter: A High-Resolution Mission to the Sun and Inner Heliosphere*. 2001. – URL http://solarsystem.estec.esa.nl/projects/solar_orbiter.htm. – Ein Projekt der European Space Agency–91
- [31] FREMEREY, J. K.: The Spinning Rotor Gauge. In: *Journal of Vacuum Science and Technology* A3 (1985), Nr. 3, S. 1715–76
- [32] FRIEDLEIN, R.: *Plasmadiagnostik mit kontinuierlicher Röntgenstrahlung*. Technische Universität Dresden, Diplomarbeit, 1996–14, 37

- [33] FRIEDLEIN, R. ; TYRROFF, H. ; ZIPPE, C. ; ZSCHORNACK, G. ; BARNITZKE, W.: Characteristic x-rays and electron energy distribution function in anisotropical hot plasmas. In: *Review of Scientific Instruments* 67 (1996), Nr. 3, S. 1261–14, 37
- [34] GELLER, R.: *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas*. Bristol and Philadelphia : Institute of Physics Publishing, 1996 1, 3, 7, 15, 20, 42, 43, 57
- [35] GELLER, R.: Electron Cyclotron Resonance Sources: Historical review and future prospects. In: *Review of Scientific Instruments* 69 (1998), Nr. 3, S. 1302–3
- [36] GIRARD, A.: Plasma diagnosis related to ion sources. In: *Review of Scientific Instruments* 63 (1992), Nr. 4, S. 2676–15
- [37] GIRARD, A. ; MELIN, G.: ECR ion sources today – Physics, performance and technology. In: *Nuclear Instruments and Methods A* 382 (1996), S. 252–3, 13
- [38] GIRARD, A. ; PERET, C. ; MELIN, G. ; LÉCOT, C.: Modeling of electron-cyclotron-resonance ion sources and scaling laws. In: *Review of Scientific Instruments* 69 (1998), Nr. 2, S. 1100–13
- [39] GOLOVANIVSKY, K. S. ; GIMOND, G. ; BELMONT, J. L. ; GELLER, R. ; NIFENECKER, H.: A 2.45 GHz ECR ion source with a catcher for the PIAFE project at Grenoble . In: DRENTJE, A. G. (Hrsg.): *Proceedings of the 11th Int. ECR Ion Source Workshop*, 1993, S. 175. – KVI Report 996–14
- [40] GRANT, I. P. ; MCKENZIE, B. J. ; NORRINGTON, P. H. ; MAYERS, D. F. ; PYPER, N. C.: An Atomic Multiconfigurational Dirac-Fock Package. In: *Computer Physics Communications* 21 (1980), S. 207–105, 126
- [41] GROTH, T. A.: Modeling the electron heating in a compact electron cyclotron resonance ion source. In: *Review of Scientific Instruments* 67 (1996), Nr. 3, S. 921–71, 75
- [42] GRÜBLING, P.: *Entwicklung und Einsatz eines Kurzwellen-Kristalldiffraktionsspektrometers zur Bestimmung der Ionenladungsverteilung in Elektronenstoßionenquellen*. Technische Universität Dresden, Diplomarbeit, 1997–14, 38, 56
- [43] GRÜBLING, P.: *Bedienungsanleitung für die EZR-Strahlungsquelle ELISA*. Fachlabor 7.11, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Berlin, April 2000. – URL <http://mordor.berlin.ptb.de/~elisa/bedienungsanleitung/bedienungsanleitung.pdf>. – (intern) 25, 26

- [44] GRÜBLING, P. ; KÜCHLER, D. ; LEHNERT, U. ; ULLRICH, A. ; WERNER, T. ; ZSCHORNACK, G.: Determination of ion charge state distributions in krypton and cobalt electron cyclotron resonance plasmas by wavelength dispersive x-ray spectroscopy. In: *Review of Scientific Instruments* 69 (1998), Nr. 2, S. 1167–14, 56
- [45] GRÜBLING, P. ; KÜCHLER, D. ; ULLRICH, A. ; WERNER, T. ; ZSCHORNACK, G.: Measurement of ion charge state distribution inside electron cyclotron resonance neon and chlorine plasmas by X-ray spectroscopy. In: *Review of Scientific Instruments* 69 (1998), Nr. 3, S. 1367–14, 56
- [46] GRÜBLING, P. ; KÜCHLER, D. ; WERNER, T. ; ZSCHORNACK, G.: Diagnostik von ECR-Plasmen mittels numerischer Modellierung und Messung energiedispersiver Röntgenspektren. In: FRICKE, B. (Hrsg.): *19. Arbeitsbericht der Arbeitsgruppe "Energiereiche atomare Stöße"* Universität Kassel, 1998, S. 78–56, 102
- [47] HALBACH, K.: Design of Permanent Multipole Magnets with Oriented Rare Earth Cobalt Material. In: *Nuclear Instruments and Methods* 169 (1980), S. 1–20
- [48] HEINEN, A.: *Simulation Results*. 2000. – URL <http://www.uni-muenster.de/Physik/KP/andrae/members/heinen/sim.html> 66
- [49] HEINEN, A. ; RÜTHER, M. ; ORTJOHANN, Ch. ; ANDRÄ, H. J.: Heating and Trapping of Electrons in ECRIS from Scratch to Afterglow. Siehe [13], S. 224–13, 17, 43, 65, 66, 68, 75, 90
- [50] HEISE, C. ; HOLLANDT, J. ; KLING, R. ; KOCK, M. ; KÜHNE, M.: Radiometric characterization of a Penning discharge in the vacuum ultraviolet. In: *Applied Optics* 33 (1994), S. 5111–1, 84, 87
- [51] HENKE, B. L. ; GULLIKSON, E. M. ; DAVIS, J. C.: *X-Ray Interactions with Matter*. – URL http://www-cxro.lbl.gov:80/optical_constants/ 39
- [52] HENKE, B. L. ; GULLIKSON, E. M. ; DAVIS, J. C.: X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at E=50-30000 eV, Z=1-92. In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 54 (1993), Nr. 2, S. 181–39
- [53] HERBERT, H. C. ; WIESEMANN, K.: Production of Highly Charged Ions in a Plasma with high Electron Temperature. In: *GSI-Bericht* 71 (1971), Nr. 3, S. 171–3
- [54] HITZ, D. ; DRUETTA, M. ; KHARDI, S.: Spectroscopic study of the plasma of the 10-GHz CAPRICE source. In: *Review of Scientific Instruments* 63 (1992), Nr. 4, S. 2889–15

- [55] HOLLANDT, J.: *Strahlungsnormale für die solare Spektroradiometrie im Vakuum-UV*, Technische Universität Berlin, Dissertation, 1994 33, 35, 84
- [56] HOLLANDT, J. ; BECKER, U. ; PAUSTIAN, W. ; RICHTER, M. ; ULM, G.: New Developments in the Radiance Calibration of Deuterium Lamps in the UV and VUV Spectral Range. In: *Metrologia* 37 (2000), S. 563 2, 28
- [57] HOLLANDT, J. ; KÜHNE, M. ; WENDE, B.: High-current hollow-cathode source as a radiation intensity standard in the 40-125 nm wavelength range. In: *Applied Optics* (1994), Nr. 33, S. 68 1, 84, 87
- [58] HOLLANDT, J. ; SCHÜHLE, U. ; PAUSTIAN, W. ; KÜHNE, M. ; WENDE, B. ; WILHELM, K.: Radiometric calibration of the telescope and ultraviolet spectrometer SUMER on SOHO. In: *Applied Optics* 35 (1996), S. 5125 1
- [59] HOOF, P. van.: *The Atomic Line List*. – URL <http://www.pa.uky.edu/~peter/atomic/> 84, 85, 107, 116
- [60] IAEA: *ALADDIN data base*. – URL <http://www-amdis.iaea.org/aladdin.htm>. – International Atomic Energy Agency, Nuclear Data Section/Atomic and Molecular Data Unit 59
- [61] IVANOV, S. T. ; ALEXOV, E. G.: Electromagnetic waves in a plasma waveguide. In: *Journal of Plasma Physics* 43 (1990), S. 51 12
- [62] JETTKANT, B. ; BERREBY, R. ; HITZ, D. ; DRUETTA, M.: Spectroscopic studies in the VUV range in electron cyclotron resonance ion sources. In: *Review of Scientific Instruments* 67 (1996), Nr. 3, S. 1258 2, 14
- [63] KATO, Y. ; KUBO, Y. ; ISHII, S.: Pulse height analysis using Si-pin diode of x-ray irradiated from a 2.45 GHz electron cyclotron resonance multicharged ion source. In: *Review of Scientific Instruments* 69 (1998), Nr. 2, S. 1179 14, 71, 75
- [64] KAUFMAN, V. ; SUGAR, J.: Cd I isoelectronic sequence: wavelength and energy levels for Xe VII through Eu XVI. In: *Journal of the Optical Society of America B* 4 (1987), Nr. 12, S. 1919 85, 117
- [65] KELLY, R. L.: *Atomic and Ionic UV/VUV Line List*. – URL <http://cfa-www.harvard.edu/amdata/ampdata/kelly/kelly.html> 84, 85, 107, 116
- [66] KIM, Y. S. ; PRATT, R. H.: Direct radiative recombination of electrons with atomic ions: Cross sections and rate coefficients. In: *Physical Review A* 27 (1983), S. 2913 103

- [67] KLEIN, R. ; MAYER, T. ; KUSKE, P. ; THORNAGEL, R. ; ULM, G.: Measurement of the electron energy and energy spread at the electron storage ring BESSY I. In: *Journal of Synchrotron Radiation* 5 (1998), S. 392–394
- [68] KLOSNER, M. A. ; SILFVAST, W. T.: Intense xenon capillary discharge extreme-ultraviolet source in the 10–16-nm-wavelength region. In: *Optics Letters* 23 (1998), Nr. 20, S. 1602–1605, 117
- [69] KRAFT, S. ; SCHOLZE, F. ; THORNAGEL, R. ; ULM, G. ; MCDERMOTT, W. C. ; KELLOGG, E. M.: High-accuracy calibration of the HXDS HPGe detector at the PTB radiometry laboratory at BESSY. In: SIEGMUND, O. H. (Hrsg.) ; GUMMIN, M. A. (Hrsg.): *Proceedings of SPIE Vol. 3114, EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy VIII*, 1997, S. 101–109
- [70] KRISCH, I. ; CHOI, P. ; LAVOUR, J. ; FAVRE, M. ; ROUS, J. ; LEBLANC, C.: A Compact Ultrafast Capillary Discharge for EUV Projection Lithography. In: *Contrib. Plasma Physics* 40 (2000), S. 135–141, 117
- [71] KRUMREY, M.: Design of a Four-Crystal Monochromator Beamline for Radiometry at BESSY II. In: *Journal of Synchrotron Radiation* 5 (1998), S. 6–15
- [72] KÜCHLER, D.: *Beiträge zur Simulation und Diagnostik von Elektronenstoßionenquellen*, Technische Universität Dresden, Dissertation, 1999 38, 56, 59, 102, 104
- [73] KÜCHLER, D. ; ULLMANN, F. ; WERNER, T. ; ZSCHORNACK, G. ; TYRROFF, H. ; GRÜBLING, P.: Numerical modeling and X-ray spectroscopy of ECR-plasmas. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 168 (2000), S. 566–579, 13, 14, 37, 38, 56, 102
- [74] LEHNERT, U. ; ZSCHORNACK, G.: X-Ray Imaging Spectroscopy of an ECR Discharge. In: *Review of Scientific Instruments* 67 (1996), Nr. 3, S. 1264–1268
- [75] LOTZ, W.: An Empirical Formula for the Electron-Impact Ionization Cross-Section. In: *Zeitschrift für Physik* 206 (1967), S. 205–212
- [76] MACDONALD, C. A. (Hrsg.) ; GOLDBERG, K. A. (Hrsg.) ; MALDONADO, J. R. (Hrsg.) ; CHEN-MAYER, H. H. (Hrsg.) ; VERNON, S. P. (Hrsg.): SPIE – The International Society for Optical Engineering (Veranst.): *Proceedings of SPIE – EUV, X-Ray, and Neutron Optics and Sources*. Bd. 3767. SPIE Press, 1999 . – URL <http://spie.org/scripts/toc.pl?volume=3767&journal=SPIE> 1
- [77] MARCHETTI, M. T. ; CAVENAGO, M. ; PEGORARO, F.: Models of many-element electron cyclotron resonance plasmas. In: *Review of Scientific Instruments* 69 (1998), Nr. 2, S. 1123–1130

- [78] MARTINS, M. C. ; COSTA, A. M. ; SANTOS, J. P. ; INDELICATO, P. ; PARENTE, F.: Interpretation of x-ray spectra emitted by Ar ions in an electron-cyclotron resonance ion source. In: *Journal of Physics B* 34 (2001), Nr. 4, S. 533–14
- [79] MATSUNAMI, N.: Energy Dependence of the Yields of Ion-Induced Sputtering of Monatomic Solids / Nagoya Institute of Plasma Physics. 1983. – Report IPPJ-AM-32 62, 69
- [80] MCKENZIE, B. J. ; GRANT, I. P. ; NORRINGTON, P. H.: An Atomic Multiconfigurational Dirac-Fock Package. In: *Computer Physics Communications* [40], S. 233–105
- [81] MEINKE, H. ; GUNDLACH, F. W. ; LANGE, K. (Hrsg.) ; K.-H., Löcherer (Hrsg.): *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*. Bd. 1-3. Berlin, Heidelberg, New York : Springer, 1992 7, 9, 22
- [82] MELIN, G. ; BOURG, F. ; BRIAND, P. ; DEBERNARDI, J. ; DELAUNAY, M. ; GELLER, R. ; JACQUOT, B. ; LUDWIG, P. ; GUYN, T. K. N. ; PIN, L. ; PONTONNIER, M. ; ROCCO, J. C. ; ZADWORNÝ, F.: Some Particular Aspects of the Physics of the ECR Source for Multicharged Ions. In: *Review of Scientific Instruments* 61 (1990), S. 236–71
- [83] MEYER, D.: *Die hochenergetische Röntgenstrahlung von EZR-Entladungen*. Universität Bochum, Diplomarbeit, 1992 14, 37
- [84] MEYER, D.: *Einfluss der Plasmastabilität auf die Produktion hochgeladener Ionen in einer ECR-Entladung*, Universität Bochum, Dissertation, 1997 7, 14, 15, 25, 37, 43, 53, 56, 62, 63, 69, 71, 77
- [85] MEYER, D. ; BOLSHUKIN, D. ; DAUBE, T. ; SCHMITZ, H. ; WIESEMANN, K.: Gas Mixing and Plasma Stability in an ECR Discharge. In: *Proceedings of the ECRIS Workshop*. College Station, Texas, 1997, S. 72–14
- [86] MEYER, D. ; SCHMITZ, H. ; DAUBE, Th. ; MANNEL, C. ; WIESEMANN, K.: Influence of plasma-wall interaction on high charge state production in electron cyclotron resonance ion sources. In: *Review of Scientific Instruments* 71 (2000), Nr. 2, S. 660–25, 37, 53
- [87] MKS Instruments Deutschland GmbH: *Gasreibungsmanometer SRG 2 Bedienungsanleitung* 76
- [88] MOHAMMEDEIN, A.: *Vakanzkaskaden in neutralen und ionisierten Atomen nach Innerschalenphotoionisation*, Technische Universität Dresden, Dissertation, 1994 103

- [89] MÜLLER, A. ; SALZBORN, E.: Scaling of Cross sections for Multiple Electron Transfer to Highly Charged Ions Colliding with Atoms and Molecules. In: *Physics Letters* 62A (1977), Nr. 6, S. 391–102
- [90] NAKAGAWA, T.: Upgrade of RIKEN 10GHz Electron Cyclotron Resonance Ion Source using Plasma Cathode Method. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 32 (1993), Nr. 1, S. 1335–71
- [91] NIST: *Atomic Spectra Databases*. – URL http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD1/choice.html?cgi-bin/nist_datacmd.pl?WL. – National Institute of Standards and Technology, Physics Laboratory 84, 85, 107, 116
- [92] OVSYANNIKOV, V. P. ; ZSCHORNACK, G.: Precision adjustment of an ECR plasma chamber relativ to the magnetic confinement field using strong focused electron beams. In: *Nuclear Instruments and Methods A* 416 (1998), S. 18–14
- [93] PETTY, C. C. ; GOODMAN, D. L. ; SMITH, D. K. ; L., Smatlak D.: Physics of multiply charged oxygen in the Constance B quadrupol Mirror. In: *Journal de Physique* 50 C1 (1989), Nr. 1, S. 61, 783–7
- [94] POSTMA, H.: Multiply charged heavy ions produced by energetic plasmas. In: *Physics Letters* 31A (1970), S. 196–3
- [95] PÖFFEL, W. ; SCHATNER, K.-H. ; MANK, G. ; SALZBORN, E.: VUV spectroscopy for plasma diagnostics of an ECR ion source. In: *Review of Scientific Instruments* 61 (1990), Nr. 1, S. 613–15
- [96] PTB: Jahresbericht 2000 / Physikalisch-Technische Bundesanstalt. URL <http://www.ptb.de/de/publikationen/periodika/jahresbericht/jb7d.pdf>, 2000. – Bericht der Abteilung 7, S. 100–1
- [97] REICHE, I.: *Emissionsraten strahlender Elektronenübergänge in freien Atomen unter Beachtung der Elektronenrelaxation*, Technische Universität Dresden, Dissertation, 1992–105
- [98] SCHABER, K. ; BAUS, Ch. ; BRAUN, A. M. ; GASSIOT, I.: Wasserreinigung durch Pervaporation und photochemischen Schadstoffabbau / Universität Karlsruhe. URL <http://www.bwplus.fzk.de/berichte/SBer/PW96177SBer.pdf>, 2000. – Forschungsbericht FZKA-BWPLUS. Programm Lebensgrundlage Umwelt und ihre Sicherung (BWPLUS) 1
- [99] SCHÄCHTER, L. ; DOBRESCU, S. ; BADESCU-SINGUREANU, A. I. ; BALTATEANU, N.: High secondary electron emission for an enhanced electron density in electron cyclotron resonance plasma. In: *Review of Scientific Instruments* 69 (1998), Nr. 2, S. 706–71

- [100] SCHLAPP, M.: *Entwicklung einer 14 GHz und einer vollpermanenten 10 GHz Elektron-Zyklotron-Resonanz Ionenquelle zur Erzeugung hochgeladener Ionen*, Universität Gießen, Dissertation, 1995 20
- [101] SCHLAPP, M. ; TRASSEL, R. ; SALZBORN, E. ; MCCULLOUGH, R. W. ; McLAUGHLIN, T. K. ; GILBODY, H. B.: An ultra compact 10 GHz electron-cyclotron-resonance ion source for multiply charged ions production. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 98 (1995), S. 525 20
- [102] SCHOLZE, F. ; KRUMREY, M. ; MÜLLER, P. ; FUCHS, D.: Plane grating monochromator beamline for VUV radiometry. In: *Review of Scientific Instruments* 65 (1994), S. 3229 39
- [103] SCHOLZE, F. ; PROCOP, M.: Measurement of detection efficiency and response functions for a Si(Li) X-ray spectrometer in the range from 0.1 up to 5 keV. In: *X-ray Spectrometry* 30 (2001), S. 69 38, 99
- [104] SCHOLZE, F. ; ULM, G.: Characterization of a windowless Si(Li) detector in the photon energy range 0.1 - 5 keV. In: *Nuclear Instruments and Methods A* 339 (1994), S. 49 39
- [105] SCHÜHLE, U. ; HOLLANDT, J. ; GRÜBLING, P. ; ULM, G.: *A Calibration Source for Solar EUV Instrumentation*. Konferenzbeitrag: *Solar Encounter: The First Solar Orbiter Workshop*, Puerto de la Cruz, Teneriffa, Spanien. Mai 2001. – EMAIL – schuehle@linmpi.mpg.de – (unveröffentlicht) 1, 91
- [106] SCHWINGER, J.: On the Classical Radiation of Accelerated Electrons. In: *Physical Review* 75 (1949), S. 1912 33
- [107] SEIDEL, J. ; WENDE, B.: Plasmen. In: RAITH, W. (Hrsg.): *Bergmann-Schäfer: Lehrbuch der Experimentalphysik*, Bd. 5: *Vielteilchen-Systeme*. de Gruyter, 1992, Kap. 2, S. 98–225 7
- [108] SHEVELKO, V.P.: *Atoms and their Spectroscopic Properties*. Berlin : Springer, 1997 102
- [109] SHIRKOV, G. D.: The multiply charged ion production in ECR ion sources. In: *Review of Scientific Instruments* 63 (1992), Nr. 4, S. 2894 25, 71
- [110] SHIRKOV, G. D.: Multicomponent consideration of electron fraction of electron-cyclotron-resonance source plasma. In: *Review of Scientific Instruments* 71 (2000), Nr. 2, S. 850 13
- [111] SHIRKOV, G. D. ; MÜHLE, C. ; MUSIOL, G. ; ZSCHORNACK, G.: Ionization and charge dispersion in electron cyclotron resonance ion sources. In: *Nuclear Instruments and Methods A* 302 (1991), S. 1 13

- [112] SHIRKOV, G. D. ; ZSCHORNACK, G.: Simulation of ion confinement in an ECR ion source under electron injection. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 95 (1995), S. 527–13
- [113] SHIRKOV, G. D. ; ZSCHORNACK, G.: *Electron Impact Ion Sources for Charged Heavy Ions*. 1. Braunschweig : Vieweg, 1996–15
- [114] SIMON, A.: *Introduction to Thermonuclear Research*. New York : Pergamon, 1959–57
- [115] SMITH, P. L. ; HEISE, C. ; ESMOND, J. R. ; KURUCZ, R. L.: *Atomic spectral line database*. – URL <http://www.pmp.uni-hannover.de/cgi-bin/ssi/test/kurucz/sekur.html> 84, 85, 107, 116
- [116] SORTAIS, P. ; BEX, L. ; MAUNOURY, L. ; LAMY, T. ; VILLARI, A. C. C.: General purpose high-performance electron cyclotron resonance ion source for production of multicharged ions. In: *Review of Scientific Instruments* 69 (1998), Nr. 2, S. 656–43
- [117] SPITZER, L.: *Physics of fully Ionized Gases*. New York : Interscience, 1956–57
- [118] TAYLOR, J. B.: Some Stable Plasma Equilibria in Combined Mirror-Cusp Fields. In: *Physics of Fluids* 6 (1963), S. 1529–6
- [119] TAYLOR, J. B.: Equilibrium and Stability of Plasma in Arbitrary Mirror Fields. In: *Physics of Fluids* 7 (1964), S. 767–6
- [120] THORNAGEL, R. ; FISCHER, J. ; FRIEDRICH, R. ; STOCK, M. ; ULM, G. ; WENDE, B.: The electron storage ring BESSY as a primary standard source – a radiometric comparison with a cryogenic electrical substitution radiometer in the visible. In: *Metrologia* 32 (1996), S. 459–2, 31, 33, 35
- [121] TIKKANEN, T. ; KRAFT, S. ; SCHOLZE, F. ; THORNAGEL, R. ; ULM, G.: Characterizing a Si(Li) detector element for the SIXA X-ray spectrometer. In: *Nuclear Instruments and Methods A* 390 (1997), S. 329–39
- [122] TRASSEL, R. ; HATHIRAMANI, P. ; BROETZ, F. ; GREENWOOD, J. B. ; MCCULLOUGH, R. W. ; SCHLAPP, M. ; SALZBORN, E.: Characterization and Recent Modifications of a Compact 10 GHz Electron Cyclotron Resonance Ion Source for Atomic Physics Experiments. In: *Physica Scripta* T73 (1997), S. 380–2, 14, 20
- [123] ULLRICH, A. ; GRÜBLING, P. ; ZSCHORNACK, G.: Production of 3d metal ion electron cyclotron resonance plasmas and ion beams using volatile compounds. In: *Review of Scientific Instruments* 69 (1998), Nr. 2, S. 813–91

- [124] VINOGRADOV, I. P. ; JETTKANT, B. ; MEYER, D. ; WIESEMANN, K.: Spectroscopic density determination of nitrogen species in an ECR discharge. In: *Journal of Physics D* 27 (1994), S. 1207–2, 15
- [125] WERNER, T.: *Modellierung des ECR-Plasmas zur Untersuchung des Einflusses von physikalischen Basisprozessen und des Feldeinschlusses auf einzelne Plasmaparameter*. Technische Universität Dresden, Diplomarbeit, 1997 38, 53, 56, 102
- [126] WEST, H. I.: Lawrence Livermore National Laboratory Report / Lawrence Livermore National Laboratory. 1982 (UCRL 53391). – Forschungsbericht 13
- [127] WU, H.-M. ; GRAVES, D. B. ; KILGORE, M.: Two-dimensional simulation of compact ECR plasma sources. In: *Plasma Sources Science and Technology* 6 (1997), S. 231–14
- [128] XIE, Z. Q.: Production of highly charged ion beams from electron cyclotron resonance ion sources. In: *Review of Scientific Instruments* 69 (1998), Nr. 2, S. 625–71
- [129] XIE, Z. Q. ; LYNEIS, C. M.: Production of high charge state ions with the Advanced Electron Cyclotron Resonance Ion Source at LBNL. In: *Review of Scientific Instruments* 67 (1996), Nr. 3, S. 886–71
- [130] ZSCHORNACK, G.: *Atomdaten für die Röntgenspektroanalyse*. 1. Leipzig : VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, 1989 39, 105

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand in den Jahren 1997 bis 2001 im Fachlabor für UV- und VUV-Radiometrie der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt und am Berliner Elektronenspeicherring BESSY I. Mein Dank gilt allen hier tätigen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern für ihre Unterstützung und das sehr angenehme Betriebsklima. Ohne dieses fördernde und fordernde Umfeld wären der Aufbau von ELISA und ihre radiometrische Charakterisierung nicht möglich gewesen.

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. B. Wende für die Möglichkeit danken, das wissenschaftlich interessante und technisch herausfordernde Thema der Entwicklung und radiometrischen Charakterisierung einer EZR-Strahlungsquelle zu bearbeiten.

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. H. J. Eichler für seine Bereitschaft, meine Arbeit seitens der Technischen Universität Berlin zu begutachten und als Bericht zu begleiten sowie bei Herrn Prof. P. Zimmermann für die Bereitschaft, den Prüfungsvorsitz zu übernehmen.

Herrn Dr. G. Ulm danke ich für das große Interesse an meiner Arbeit und die stets fördernde kritische Begleitung.

Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Dr. J. Hollandt. Unsere tägliche Zusammenarbeit und fruchtbaren Diskussionen sowie sein Engagement und seine Unterstützung für meine Arbeit haben ganz wesentlich zum Erreichen der vorliegenden Ergebnisse beigetragen.

Herrn B. Gawron danke ich für die geduldige und sorgfältige Umsetzung meiner Ideen beim Aufbau der Quelle. Dank in dieser Richtung gebührt auch den Mitarbeitern der Werkstatt und unserem Konstrukteur Herrn M. Bock.

Für die Entwicklung der Steuerungssoftware und die notwendige Elektronik danke ich Herrn H. Scherr und Herrn S. Hain. Herrn W. Paustian gilt mein Dank für die Unterstützung bei den Messungen am TGM.

Dank der freundlichen Unterstützung und der wissenschaftlichen Diskussion mit den Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Atomphysik von Herrn Dr. G. Zschornack an der Technischen Universität Dresden war es möglich, die in Kapitel 5.2 vorgestellten Röntgenspektren auszuwerten.

Lebenslauf

18.03.1969	geboren in Dresden
09/75 – 08/85	Besuch der Polytechnischen Oberschule in Radebeul
09/85 – 08/87	Besuch der Erweiterten Oberschule Radebeul, Abitur
11/87 – 09/90	Wehrdienst in der NVA
ab 10/90	Studium der Physik an der Technischen Universität Dresden
ab 04/93	Spezialisierungsrichtung Atomphysik
07/93 – 09/93	Praktikum an der Kansas State University Manhattan, KS, USA
04/95 – 09/95	Praktikum am CEA Grenoble, Frankreich
03/97	Diplomarbeit zum Thema <i>Entwicklung und Einsatz eines Kurzwellen-Kristalldiffraktionsspektrometers zur Bestimmung der Ionenladungsverteilung in Elektronenstoßionenquellen</i>
04/97	Abschluss des Physikstudiums
08/97 – 12/00	wissenschaftlicher Mitarbeiter der BESSY GmbH
seit 01/00	wissenschaftlicher Mitarbeiter der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt

Berlin, den 09.07.2001

Peter Grübling