

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg

**Diplomarbeit**  
**im Studiengang Physik**

vorgelegt von

**Alexandra Rohr**  
aus Schwetzingen

2005



**Auswirkung Maxwell'scher  
und nicht-Maxwell'scher  
Elektronenenergieverteilungen  
auf dünne  
Hochtemperaturplasmen**

Die Diplomarbeit wurde von Alexandra Rohr ausgeführt am  
Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg  
unter der Betreuung von  
**Herrn Priv. Doz. Dr. J.R. Crespo López-Urrutia**  
sowie von  
**Herrn Prof. Dr. J. Ullrich**



**Auswirkung Maxwell'scher und nicht-Maxwell'scher Elektronenenergieverteilungen auf dünne Hochtemperaturplasmen:** Im Rahmen dieser Diplomarbeit gelang es, in der Heidelberger Elektronenstrahl Ionen Falle (EBIT) Hochtemperatur-Argonplasmen sowohl mit thermischer als auch, erstmals, mit nicht-thermischer Elektronenenergieverteilung zu erzeugen und spektroskopisch zu untersuchen. Es wurden dabei Elektronentemperaturen zwischen 1,2 keV und 3 keV erzeugt. In den nicht-thermischen Plasmen wurde der Anteil hochenergetischer Elektronen durch eine zusätzliche Potenzfunktion modelliert. Um diese Elektronenenergieverteilungen herzustellen, wurde zunächst ein neuer Versuchsaufbau entworfen und realisiert, der es mittels schneller Hochspannungs-Linearverstärker erlaubt, die Energie des Elektronenstrahls der EBIT über einen Bereich von bis zu 15 keV mit einer Frequenz von 100 Hz periodisch zu modulieren. Die Emissionsspektren der Plasmen wurden sowohl zeitlich integriert, als auch zeitlich aufgelöst bei gleichzeitiger Bestimmung der kinetischen Energie der Elektronen aufgenommen. Die Resultate zeigen eine deutliche Abhängigkeit der astrophysikalisch relevanten Resonanzintensitäten bei der dielektronischen Rekombination von der gewählten Energieverteilung. Zudem wurden Intensitätsverhältnisse der Linien aus den hochaufgelösten zeitlich integrierten Spektren bestimmt.

**Effects of maxwellian and non-maxwellian electron energy distributions on thin high temperature plasmas:** In this thesis, high temperature argon plasmas with thermal electron distributions and, for the first time, with non-thermal electron distributions of superimposed high energy power-law-tail at suprathermal energies have been produced using the Heidelberg Electron Beam Ion Trap (EBIT). Electron temperatures in the range of 1.2 keV - 3 keV were spectroscopically studied. To create the electron energy distributions in the EBIT, a new experimental setup was planned, set up and put into operation. It allows very rapid periodic modulation (100 Hz) of the electron energy in a wide (15 keV) energy range. The emission spectra of argon plasmas were investigated, both time resolved with the electron energy and time integrated. The results show a clear dependence of the resonance intensities in the dielectronic recombination as well as of the chosen energy distribution. Furthermore, intensity ratios of transition lines were obtained from highly resolved time integrated spectra.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>9</b>
<b>2</b>	<b>Plasmen</b>	<b>15</b>
2.1	Thermisches Gleichgewicht . . . . .	16
2.1.1	Gleichgewichtsrelationen . . . . .	16
2.2	Wechselwirkungsprozesse . . . . .	19
2.2.1	Emission und Absorption von Spektrallinien . . . . .	21
2.2.2	Photorekombination und Photoionisation . . . . .	23
2.2.3	Anregung und Abregung durch Elektronenstöße . . . . .	24
2.2.4	Stoßionisation und 3-Körper-Rekombination . . . . .	25
2.2.5	Dielektronischer Einfang und Autoionisation . . . . .	26
2.3	Lokales thermisches Gleichgewicht . . . . .	29
2.4	Partielles lokales thermisches Gleichgewicht . . . . .	30
2.5	Nicht-Gleichgewicht-Modelle . . . . .	31
2.5.1	Korona-Modell . . . . .	31
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>33</b>
3.1	Die EBIT . . . . .	33
3.1.1	Funktionsweise einer EBIT . . . . .	34
3.1.2	Die Heidelberger EBIT . . . . .	35

3.2	Mathematische Realisierung allgemeiner Energieverteilungen . . .	37
3.3	Technische Realisierung allgemeiner Energieverteilungen . . . . .	41
3.3.1	Berechnung der Potenzialsequenzen . . . . .	41
3.3.2	Steuerung der EBIT . . . . .	44
3.4	Spektroskopische Diagnostik . . . . .	49
3.4.1	Zeitaufgelöste Spektroskopie . . . . .	49
3.4.2	Präzisionsspektroskopie . . . . .	51
3.5	Durchführung des Experiments . . . . .	52
<b>4</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>54</b>
4.1	Datenreduktion . . . . .	54
4.2	Zeitlich aufgelöste Spektren . . . . .	57
4.2.1	Dielektronische Rekombination . . . . .	59
4.2.2	Projektionen auf die Elektronenenergieachse . . . . .	60
4.2.3	Abschätzung des Anteils wasserstoffartiger Ionen aus der Photorekombination . . . . .	63
4.2.4	Projektionen auf die Photonenenergieachse . . . . .	67
4.3	Zeitlich integrierte Spektren . . . . .	69
4.4	Relative Linienintensitäten . . . . .	73
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>74</b>
<b>A</b>	<b>Physikalische Konstanten</b>	<b>76</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>77</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>81</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>85</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Die Einteilung von Materie nach Aggregatzuständen ist, im Gegensatz zu Einteilungen nach Elementen oder Elementarteilchen, vergleichsweise alt. Schon in der Antike kannte man die vier “Elemente” Erde, Wasser, Luft und Feuer, die sich aus heutiger Sicht als Festkörper, Flüssigkeit, Gas und Plasma deuten lassen.

Ein Plasma ist ein teilweise oder vollständig ionisiertes Gas, welches als elektrisch leitendes Medium besondere Eigenschaften besitzt, die es von Gasen, Flüssigkeiten oder Festkörpern unterscheidet. Die Eigenschaften eines Plasmas hängen stark von dessen Temperatur, Dichte und Zusammensetzung ab. In der Natur existieren Plasmen verschiedenster Dichte und Temperatur. In interstellaren Plasmen findet man z.T. Teilchendichten um  $10^7 \text{ m}^{-3}$ , im Inneren unserer Sonne sind es ca.  $10^{31} \text{ m}^{-3}$ . Die Temperaturskala reicht von ungefähr 10 K in interstellaren Wolken über 100 K in der Ionosphäre bis  $10^8 \text{ K}$  in magnetisch eingeschlossenen Plasmen in Kernfusionsreaktoren oder im Inneren von massiven Sternen. Tatsächlich liegen über 99 % der sichtbaren Materie des Universums als Plasma vor. Künstlich erzeugte Plasmen finden vielseitige Anwendung. Diese reichen von Leuchtstoffröhren und Gasentladungslampen über Plasmaätzen in der Halbleitertechnik bis hin zur Kernfusion, durch die man sich einen wesentlichen Beitrag zur Lösung des Energieproblems der Menschheit erhofft.

Zur Untersuchung von Plasmen finden beispielsweise Sonden Verwendung, die in direktem Kontakt mit dem Plasma stehen und dessen elektrische Potenziale oder Teilchendichten messen. Aufgrund des Meßvorgangs wird das System jedoch gestört. Andere Methoden beruhen auf Beobachtungen der vom Plasma emittierten oder absorbierten Strahlung. Der Vorteil solcher Verfahren liegt darin, dass sie nicht invasiv sind und durchaus über sehr große Abstände arbeiten können. Emissions- und Absorptionsspektroskopie, laserinduzierte Fluores-

zenz und Interferometrie, um nur einige dieser Techniken zu erwähnen, bieten in allen spektralen Bereichen eine breite Palette an Möglichkeiten, Plasmaparameter zu studieren. Da Untersuchungen astrophysikalischer Plasmen ausschließlich auf spektroskopische Methoden beschränkt sind, ist ein detailliertes Verständnis der Emissionsspektren bei verschiedenen Dichten, Temperaturen und Zusammensetzungen der Plasmen nötig. Besonders aus dem Linienspektrum, welches durch Übergänge zwischen diskreten Energieniveaus im Atom oder Ion entsteht, lassen sich die verschiedenen Plasmaparameter ermitteln. Da eine Identifizierung von Übergangslinien auch bei großer Rotverschiebung möglich ist, können auf diese Weise auch sehr weit entfernte Objekte untersucht werden.

Die Berechnung der Linienintensitäten, die von einem Plasma emittiert werden oder - umgekehrt - die spektroskopische Plasmadiagnostik ist insgesamt äußerst komplex. Neben der genauen Kenntnis der Linienpositionen und der zugehörigen Übergangswahrscheinlichkeiten (spontane und induzierte Emission, Augerzerfälle) in Ionen oder Atomen ist insbesondere auch detailliertes Wissen über die Wirkungsquerschnitte aller im Plasma stattfindenden Reaktionen unabdingbar, da diese für die Besetzung der angeregten Niveaus, bzw. die Entvölkerung innerer Schalen oder auch äußerer Zustände (Quenchen) verantwortlich sind. Zu diesen gehören unter anderem Anregung sowie Ionisation durch Wechselwirkung mit Elektronen, Ionen oder Photonen, Ladungsaustausch sowie Mehrteilchen-, strahlende und dielektronische Rekombination. Darüber hinaus sind oft komplizierte hydrodynamische Prozesse, magnetische Einschlüsse, lokale Temperatur und Dichteschwankungen, Plasmainstabilitäten, Grenzschichten und vieles mehr zu berücksichtigen.

Unter Vernachlässigung der zuletzt angesprochenen Problematik, verlangt die theoretische Vorhersage der Linienintensitäten zunächst die Berechnung der quantenmechanischen Eigenfunktionen der involvierten Zustände in Atomen und Ionen. Mit deren Hilfe können dann die Übergangsmatrixelemente und damit auch die genauen (ungestörten) Linienpositionen und, bei Kenntnis der Besetzungswahrscheinlichkeiten, die Linienintensitäten bestimmt werden. Die Eigenfunktionen lassen sich lediglich für Einelektronensysteme wie H, He<sup>+</sup>, Li<sup>2+</sup>, ja sogar für U<sup>91+</sup> nahezu exakt bestimmen, wobei selbst diese, insbesondere bezüglich ihrer quantenelektrodynamischen Beiträge Gegenstand intensiver Grundlagenforschung sind [Hänsch1995]. Zur mathematischen Behandlung stationärer Mehrteilchensysteme werden vielfältige Näherungsverfahren wie z.B. Hartree-Fock, Dirac-Slater Hartree-Fock, Configuration Interaction eingesetzt, die inzwischen, aufgrund enormer Fortschritte in der Computertechnologie, hohe Präzision erreicht haben, jedoch ebenfalls ständig verbessert und experimentell überprüft werden [Draganic et al. 2003]. Insbesondere sind, wie in Plasmen durchaus typisch, mehrfach angeregte Mehrelektronensysteme, z.B.

---

bevölkert durch dielektronische Rekombination oder Innerschalenionisation, nach wie vor z.T. notorisch schwierig zu behandeln [González Martínez 2005, Zou et al. 2003].

Kennt man Linienpositionen und Übergangsmatrixelemente, so hat man als nächstes die Aufgabe, Besetzungswahrscheinlichkeiten der (mehrfach) angeregten Niveaus zu berechnen. Dazu werden, wie bereits gesagt Querschnitte für alle oben genannten Reaktionen und daraus abgeleitete Ratengleichungen benötigt. Die Behandlung dynamischer Anregungs und Abregungsprozesse, wie beispielsweise einfache und mehrfache Ionisation von (angeregten) Atomen und Ionen im Stoß mit Elektronen, Ionen und Photonen, einfache und mehrfache Ladungsaustauschreaktionen zwischen den Ionen oder Abregung in superelastischen Stößen, ist häufig nur mit groben Approximationsverfahren, wie z.B. der ersten Born'schen Näherung durchführbar. Selbst fortgeschrittene Verfahren, wie z.B. die CDW-Methode (*continuum distorted wave*), welche totale Ionisationswirkungsquerschnitte sowie Spektren emittierter Elektronen im Stoß mit Elektronen und Ionen sehr gut wiedergeben können, scheitern bisher vollständig [Belkic1978], sobald das vollständige Vielteilchenproblem gelöst werden soll. Das dynamische Mehrteilchen Quantenproblem ist, insbesondere für Ionisationsprozesse aber auch bei der dielektronischen Rekombination, bei denen Kontinuumszustände adäquat dargestellt werden müssen, überaus schwierig und Gegenstand intensivster Forschung [Ullrich & Shevelko 2003]. Die Komplexität entsprechender Rechnungen sei damit verdeutlicht, dass es gerade erst vor sechs Jahren gelungen ist, das quantendynamische Dreikörperproblem numerisch exakt zu lösen [Rescigno et al. 1999] und die zugehörige mathematisch exakte Formulierung der Übergangsamplitude sogar erst im Jahr 2003 gegeben wurde.

Ungeachtet dieser Schwierigkeiten wird das Zusammenspiel all dieser Prozesse auf der Basis vorhandener und immer weiter verbesserter theoretischer Rechnungen und insbesondere das Zusammenspiel der unterschiedlichen Wechselwirkungsmechanismen, einschließlich komplizierter Kaskaden und Verzweigungen von Übergängen, in sogenannten "radiative collisional codes" mit enormem Rechenaufwand modelliert. Aus obigen Gründen sind diese Rechenmodelle jedoch nach wie vor in vielen Fällen nicht zuverlässig und in manchen Fällen ziemlich ungenau.

Trotz einer Vielzahl experimenteller Methoden ist der heutige Stand der Plasmasdiagnostik ebenfalls oft nicht zufriedenstellend. Plasmen sind, wie oben dargestellt, äußerst kompliziert zu verstehen und Messungen liefern meist nur ein unvollständiges Bild. Hochtemperaturplasmen haben in den letzten Jahrzehnten zunehmend an Bedeutung gewonnen, wobei man insbesondere im Rahmen der Fusionsforschung mittels verschiedener Methoden, wie beispielsweise linearer Pinche, Stellaratoren oder Tokamaks in immer höhere Temperaturbe-

reiche vorgedrungen ist. Die auf diese Weise hergestellten Plasmen haben sehr hohe Elektronendichten von bis zu  $10^{24} \text{ cm}^{-3}$  und sind optisch dick, d.h. die freie Weglänge der Photonen ist wesentlich kleiner als die Abmessungen des Plasmas, wodurch die spektroskopische Plasmadiagnostik erheblich erschwert wird. Mit oben genannten experimentellen Anordnungen ist außerdem aufgrund räumlicher und zeitlicher Inhomogenitäten, sowie durch starke Heizungsmechanismen die Angabe einer Temperatur kaum möglich.

Eine neue Methode zur experimentellen Simulation und Untersuchung dünner thermischer Hochtemperaturplasmen wurde im Jahr 2000 am Lawrence Livermore National Laboratory in Livermore, Kalifornien entwickelt [Savin2000]. Dabei wird das Plasma in einer sogenannten EBIT (*electron beam ion trap*, englisch für Elektronenstrahl-Ionenfalle) erzeugt. Hier werden mit Hilfe eines dichten monoenergetischen Elektronenstrahls Atome ionisiert und radial im Raumladungspotenzial des Elektronenstrahls gefangen. Der axiale Einschluss der entstandenen Ionen wird durch positive Elektroden, die sogenannten Driftrohren, realisiert. Durch sehr schnelle periodische Modulation der Energie des Elektronenstrahls wurden thermische Elektronenenergieverteilungen realisiert, deren Temperaturen zwischen 0,2 keV und 2,4 keV lagen. Die auf diese Weise erzeugten Plasmen sind wie gesagt optisch dünn und weitgehend homogen, so daß komplizierte Dichteeffekte nicht zu berücksichtigen sind. Desweiteren lässt sich das Plasma durch verschiedene Fenster hervorragend beobachten und diagnostizieren. Ausserdem erlaubt es diese Methode, die Elektronentemperatur sehr einfach auf wohl definierte Werte einzustellen und kontrolliert zu ändern. Dadurch wird es bei genauer Kenntnis der Elektronenenergieverteilungsfunktion möglich, deren Auswirkungen auf das Emissionsspektrum des Plasmas detailliert zu untersuchen. Ferner können theoretische Berechnungen der Übergangswahrscheinlichkeiten und -raten direkt im Vergleich mit den experimentellen Daten getestet werden.

Bislang wurden auf diese Weise ausschließlich Plasmen simuliert, deren Elektronenenergieverteilung einer Maxwellverteilung entsprach. Dies ist sicherlich bei vielen Plasmen durchaus realistisch, jedoch treten nicht selten auch erhebliche Abweichungen von einer reinen Maxwellverteilung auf. So stellt man häufig in Niedertemperaturplasmen, die durch Hochfrequenzentladungen erzeugt werden, Abweichungen der Elektronenenergieverteilungen von einer idealen Maxwellverteilung fest. Dies kommt in Bereichen hoher Dichte- oder Temperaturgradienten vor, wo der Anteil schneller Elektronen deutlich höher ist als in einer Maxwellverteilung und wurde bereits für die Sonnenkorona [Roussel-Dupré1980, Owocki & Scudder1983, Dzifcakova1998] und für verdampfende interstellare Wolken [Ballet et al. 1989] untersucht. Auch in Hochtemperaturplasmen treten derartige Abweichungen auf. Man vermutet solche nicht-thermischen Elektronenverteilungen in verschiedenen astrophysikalischen Plasmen. Die Beschleunigung

nigung der Elektronen wird dabei z.B. aus der Energie von Stoßwellen, so genannter "shocks" wie sie unter anderem bei Supernovaexplosionen auftreten, gespeist. Eine Abweichung der Elektronenenergieverteilung von einer Maxwellverteilung hat dabei sofort starke Auswirkungen auf den Ionisationsgrad des Plasma. Durch einen höheren Anteil schneller Elektronen im Plasma können gebundene Elektronen aus inneren Schalen in größerer Zahl herausgelöst werden, dadurch werden verstärkt hohe Ladungszustände bevölkert. Als Folge dessen erhöht sich die Anzahl der Übergänge in diese Schalen und die Intensitäten der entsprechenden Übergangslinien steigen. Das Emissionsspektrum des Plasmas hängt damit nicht nur auf charakteristische Art und Weise von der Temperatur der Ionen und Elektronen ab, sondern ebenso von einem möglichen hochenergetischen Elektronenanteil.

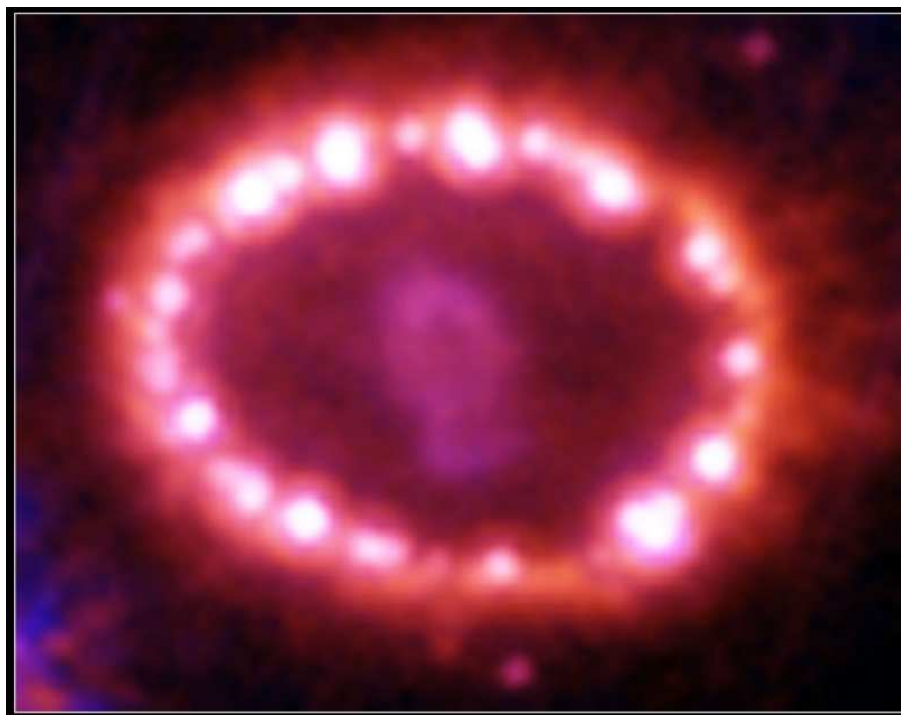


Abbildung 1.1: Supernova 1987A: aufgenommen mit dem Hubble Space Telescope am 28.11.2003 (NASA und R. Kirshner, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics).

Im Rahmen dieser Diplomarbeit gelang es, in der Heidelberger EBIT Hochtemperaturplasmen sowohl mit thermischer als auch, erstmals, mit nicht-thermischer Elektronenenergieverteilung zu erzeugen. In den nicht-thermischen Plasmen wurde der Anteil höherenergetischer Elektronen durch eine zusätzlich eingeführte Verteilungsfunktion der Form  $n_e(E) = E^{-\alpha}$  modelliert. Solche

Potenzfunktionen mit  $1 \leq \alpha \leq 2$  sind u.a. als mögliche Erklärung der spektralen Energieverteilungen von Radio-Jets aktiver galaktischer Kerne (AGN = *active galactic nuclei*) in Diskussion [Valtaoja1988].

Zunächst wurde ein neuer Versuchsaufbau entworfen und realisiert, der es mittels schneller Hochspannungs-Linearverstärker erlaubt die Energie des Elektronenstrahls der EBIT über einen Bereich von bis zu 15 keV mit einer Frequenz von 100 Hz periodisch zu modulieren. Mittels voll automatischer Berechnung der dazu benötigten Beschleunigungsspannungsmuster ließen sich so nahezu beliebige Elektronenenergieverteilungen experimentell erzeugen. Um die Elektronendichte zeitlich konstant zu halten, musste auch die Emissionsstromstärke simultan moduliert werden, was ebenfalls über eine voll automatisierte Berechnung und Ausgabe des Extraktionsspannungsmusters erfolgte.

Untersucht wurden Argonplasmen, deren Emissionsspektren in einem weiten Wellenlängenbereich aufgezeichnet wurden. Ein eigens für dieses Experiment installiertes Datenaufnahmesystem ermöglichte es, die emittierte Röntgenstrahlung synchron zur Energiemodulation und damit zeitaufgelöst mit Hilfe eines Germaniumdetektors aufzunehmen. In einer zweiten Versuchsreihe gelang es, das Emissionsspektrum mit einem Kristallspektrometer hochaufgelöst aufzunehmen.

Diese Diplomarbeit ist wie folgt aufgebaut: Kapitel 2 gibt einen Überblick über die theoretische Beschreibung verschiedener Plasmentypen und deren künstliche Erzeugung. In Kapitel 3 wird der experimentelle Aufbau erläutert. Ausserdem wird dort auf die mathematische und experimentelle Realisierung der Elektronenverteilungen in der EBIT eingegangen. In Kapitel 4 wird die Aufbereitung der experimentellen Daten beschrieben und die Ergebnisse des Experiments werden vorgestellt. Darauf folgt eine Zusammenfassung und ein Ausblick auf mögliche weitere Untersuchungen simulierter astrophysikalischer Plasmen in einer EBIT.

# Kapitel 2

## Plasmen

Ein Gas oder Plasma, welches unendlich ausgedehnt oder in einen Hohlraum eingeschlossen ist, dessen Wände die gleiche konstante Temperatur haben, kann mit wenigen Parametern beschrieben werden. Diese Parameter sind Temperatur, Dichte und Konzentration der verschiedenen Elemente, aus denen das Plasma besteht. Solch ein Plasma ist im Zustand vollständigen thermischen Gleichgewichts. Entfernt man gedanklich die Wände des Hohlraums, entweicht Energie aufgrund von Strahlung und Wärmeleitung. Um das Plasma in einem stationären Zustand zu halten, muss diese Energie ständig zugeführt werden - das Plasma muss geheizt werden. Solch ein reales Plasma, welches sich nicht im Zustand thermischen Gleichgewichts befindet, könnte nur durch eine große Anzahl von Parametern exakt beschrieben werden. Wenn man die enorm große Anzahl atomarer Wechselwirkungsprozesse der Teilchen untereinander, der von ihnen emittierten Strahlung sowie mit dem Strahlungsfeld betrachtet, scheint die physikalisch exakte Beschreibung eines realen Plasmas hoffnungslos. Dennoch lassen sich viele Plasmen mit relativ einfachen Annahmen modellieren. Je mehr Wechselwirkungsprozesse in einem Plasma stattfinden und je öfter sich diese wiederholen, desto näher ist es dem thermischen Gleichgewichtszustand. Je größer der Energieaustausch unter den einzelnen Freiheitsgraden ist, desto eher können die zugehörigen Verteilungsfunktionen durch eine Boltzmannverteilung angenähert werden. Dies bedeutet, dass die Verteilungsfunktionen durch nur einen Parameter charakterisierbar sind, der einer lokalen Temperatur entspricht. Falls das Plasma im gegenteiligen Fall vom thermischen Gleichgewichtszustand weit entfernt ist, sind oft nur wenige Wechselwirkungsprozesse für dessen Beschreibung relevant.

Im Folgenden wird zuerst auf den Zustand des thermischen Gleichgewichts und die für solche Plasmen gültigen Gleichgewichtsrelationen eingegangen. Anschließend werden die wichtigsten Wechselwirkungsprozesse einschließlich der

Häufigkeiten, mit denen diese auftreten, vorgestellt. Schließlich folgen Modelle für Plasmen, die mehr und mehr vom Zustand des thermischen Gleichgewichts entfernt sind.

## 2.1 Thermisches Gleichgewicht

Im thermischen Gleichgewicht findet jeder Prozess ebenso häufig statt wie der dazu inverse Prozess. Natürliche und künstlich hergestellte Plasmen erreichen den Zustand eines vollständigen thermischen Gleichgewichts nur sehr selten. Solch ein Plasma ist homogen und optisch dick bezüglich aller Frequenzen. Diese Bedingungen sind z.B. annähernd im Inneren von Sternen erfüllt. Tatsächlich ist solch ein Plasma aus spektroskopischer Sicht uninteressant, da schlicht keine Strahlung aus dem Inneren solcher Plasmen entweicht. Dennoch lassen sich einige Modelle realer Plasmen mit wenigen einfachen Korrekturen aus dem Modell des thermischen Gleichgewichts ableiten.

### 2.1.1 Gleichgewichtsrelationen

Sei  $I(\nu)$  die spektrale Intensität des Strahlungsfeldes und definiert durch

$$I(\nu) = \lim_{\Delta t \Delta A \Delta \Omega \Delta \nu \rightarrow 0} \frac{\Delta E}{\Delta t \Delta A \Delta \Omega \Delta \nu}, \quad (2.1)$$

$E$  ist die Energie und  $\nu$  die Frequenz der Strahlung,  $t$  die Zeit,  $A$  das Flächenelement, von dem die Strahlung emittiert wird und  $\Omega$  der Beobachtungsräumwinkel.

Die spektrale Energiedichte  $u_\nu$  des Strahlungsfeldes ist definiert durch:

$$u(\nu) = \frac{1}{c} \int I(\nu, \theta, \phi) d\Omega. \quad (2.2)$$

Dabei ist  $\theta$  der Polarwinkel,  $\phi$  der Azimutwinkel und  $c$  die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit.

Im thermischen Gleichgewicht bei der Temperatur  $T$  wird die spektrale Intensität des Strahlungsfeldes durch das **Planck'sche Strahlungsgesetz** beschrieben:

$$I(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/k_B T) - 1}, \quad (2.3)$$



wobei  $k_B$  die Boltzmann-Konstante und  $h$  das Planck'sche Wirkungsquantum ist. Damit ergibt sich für die spektrale Energiedichte der Schwarzkörperstrahlung:

$$u(\nu, T) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp(h\nu/(k_B T)) - 1}. \quad (2.4)$$

Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen im thermischen Gleichgewicht entspricht einer Maxwellverteilung:

$$f_v(v)dv = n_e \left( \frac{m_e}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} 4\pi v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) dv. \quad (2.5)$$

Hier ist  $m_e$  die Elektronenmasse. Diese Geschwindigkeitsverteilung lässt sich auch als Energieverteilung schreiben:

$$f_E(E)dE = n_e \frac{2}{k_B T} \left( \frac{E}{\pi k_B T} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) dE. \quad (2.6)$$

Ein Teil der Atome und Ionen des Plasmas sind in einem angeregten Zustand. Das Verhältnis der Besetzungsdichten  $n_i(q)$  und  $n_k(q)$  der Quantenniveaus  $i$  und  $k$  eines Ions im Ladungszustand  $q$  mit den Energien  $E_i(q)$  und  $E_k(q)$  entspricht der Boltzmann-Verteilung:

$$\frac{n_i(q)}{n_k(q)} = \frac{g_i}{g_k} \exp\left(\frac{E_k(q) - E_i(q)}{k_B T}\right), \quad (2.7)$$

wobei  $g_i = 2J_i + 1$  das statistische Gewicht (Entartungsgrad) des  $i$ -ten Niveaus ist und  $J$  die Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses bezeichnet. Der Bruchteil  $n_i$  aller Atome oder Ionen eines Ionisationsgrades, der sich im Energieniveau  $i$  befindet, ergibt sich durch Summation über alle anderen Niveaus  $k$ . Mit der Definition der Zustandssumme

$$Z(q, T) = \sum_k g_k \exp\left(-\frac{E_k}{k_B T}\right) \quad (2.8)$$

ergibt sich dann

$$\frac{n_i(q)}{n(q)} = \frac{g_i(q)}{Z(q, T)} \exp\left(-\frac{E_i(q)}{k_B T}\right). \quad (2.9)$$

Dabei bezeichnet  $n$  alle Teilchen eines Ionisationsgrades. Es existiert demnach für jeden einzelnen Ladungszustand eines jeden Elementes im Plasma eine dazugehörige Boltzmann-Verteilung. Summiert wird über alle Niveaus bis zum höchsten existierenden. Niveaus nahe der Ionisationsgrenze  $\chi$  werden nicht berücksichtigt, weil diese hoch angeregten Zustände durch Stöße mit benachbarten Teilchen, das sogenannte Quenchen, gestört und somit effektiv energetisch

ins Kontinuum verschoben werden. Das letzte Niveau, welches in der Summe berücksichtigt werden muss, ist gegeben durch

$$E_j = \chi - \Delta\chi, \quad (2.10)$$

wobei  $\Delta\chi$  das aufgrund des Quenchens verringerte Ionisationspotenzial ist. Um ein Atom oder Ion im Ladungszustand  $q$  zu ionisieren, muss sowohl die Ionisationsenergie als auch die kinetische Energie des danach freien Elektrons dem System zugeführt werden. Das Verhältnis  $\frac{n(q+1)}{n(q)}$  der Besetzungsdichten im Ladungszustand  $q+1$  zu  $q$ , jeweils summiert über alle Quantenniveaus  $k$ , kann berechnet werden, wenn das statistische Gewicht  $g$  des Systems aus Ion und freiem Elektron bekannt ist. Sei das statistische Gewicht des Ions der Ladung  $q$  vor der weiteren Ionisation im Grundzustand  $g_0(q)$ . Bei gegebenem Impuls des freien Elektrons ist, wegen der zwei möglichen Spineinstellungen, dessen Gewicht 2. Für die Berechnung von  $\frac{n(q+1)}{n(q)}$  muss noch für den höher ionisierten Zustand  $q+1$  über alle möglichen Energiewerte des Elektrons im Kontinuum integriert werden. Das bedeutet, dass alle Quantenzellen des Phasenraums mit der Wahrscheinlichkeit, das freie Elektron dort vorzufinden, multipliziert werden müssen und diese Wahrscheinlichkeiten dann zu addieren sind. Diese Größe ist zur Zustandssumme analog und wird mit  $Z_e$  bezeichnet. Dann ergibt sich das statistische Gewicht für den Ladungszustand  $q+1$  zu

$$g = 2 Z_e g_0(q). \quad (2.11)$$

Der Phasenraum  $V_{Phase}$  ist der Produktraum aus Impuls- und Ortsraum  $V_p$  und  $V_r$ . Sei  $W(\vec{r}, \vec{p})$  die Wahrscheinlichkeit, das Elektron im Phasenraumvolumen  $dV_r dV_p$  um  $(\vec{r}, \vec{p})$  zu finden, so ergibt sich:

$$Z_e = \frac{1}{h^3} \int W(\vec{r}, \vec{p}) dV_r dV_p. \quad (2.12)$$

Die Wahrscheinlichkeit, das Elektron in einem bestimmten Volumenelement des Impulsraums zu finden, ist:

$$W(\vec{p}) = \exp\left(-\frac{\vec{p}^2}{2m_e k_B T}\right). \quad (2.13)$$

Bei einer Elektronendichte von  $n_e = \text{Teilchen}/V_r$  im Ortsraum steht dem Elektron das Volumen  $1/n_e$  zur Verfügung. Damit ergibt sich für  $Z_e$ :

$$\begin{aligned} Z_e &= \frac{1}{n_e h^3} \int \exp\left(-\frac{p^2}{2m_e k_B T}\right) d^3 p \\ &= \frac{(2\pi m_e k_B T)^{3/2}}{n_e h^3}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Setzt man diese in (2.11) ein, so erhält man

$$g = \frac{2g_0(q)(2\pi m_e k_B T)^{3/2}}{n_e h^3}. \quad (2.15)$$

Setzt man  $g$  in die Boltzmann-Formel (2.9) ein, so ergibt sich die **Saha-Gleichung**, die das Verhältnis der Besetzungszahlen zweier aufeinanderfolgender Ionisationsgrade angibt:

$$n_e \frac{n(q+1)}{n(q)} = \frac{Z(q+1, T)}{Z(q, T)} \frac{2(2\pi m k_B T)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{\chi_q - \Delta\chi_q}{k_B T}\right). \quad (2.16)$$

Dabei wurde für  $E_i$  Gleichung (2.10) eingesetzt.

## 2.2 Wechselwirkungsprozesse

In diesem Kapitel wird auf die wichtigsten Prozesse in einem Plasma und die jeweiligen inversen Prozesse kurz eingegangen. Mit Hilfe von **Fermis Golden-er Regel** lässt sich die Übergangsrate eines Prozesses berechnen:

$$W_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle i | H | f \rangle|^2 \rho_f(E). \quad (2.17)$$

Hierin ist  $H$  der Hamiltonoperator der Wechselwirkung,  $|i\rangle$  ist der Anfangszustand der Teilchen,  $|f\rangle$  ist der Endzustand der Teilchen und  $\rho_f(E)$  ist die Dichte des Endzustandes. Die Übergangsrate hat die Dimension  $[s^{-1}]$  und steht mit dem Wirkungsquerschnitt in Zusammenhang. Dies soll anhand des Beispiels der Stoßanregung durch Elektronen erläutert werden:

Sei  $\sigma(v, q, i \rightarrow k)$  der Wirkungsquerschnitt für ein Elektron mit der Geschwindigkeit  $v$ , mit einem Ion der Ladung  $q$  zu stoßen und dabei das Ion vom Zustand  $i$  in den Zustand  $k$  anzuregen und sei  $n_{q,i}$  die Dichte der Ionen mit Ladung  $q$ , die sich im Anfangszustand  $i$  befinden. In einem Volumen der Dicke  $d$  ist der Bruchteil der Fläche  $n_{q,i} d$ , die ein einfallendes Elektron als reaktiv für diese spezielle Wechselwirkung "sieht", gegeben durch  $n_{q,i} \sigma(v, q, i \rightarrow k) d$ . Dieser Bruchteil entspricht der Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein dieses Volumen durchquerendes Elektron mit einem Ion wechselwirkt. Die mittlere freie Weglänge  $\lambda_{ik}$  des Elektrons ist diejenige Distanz, in der durchschnittlich eine Wechselwirkung stattfindet. Damit ergibt sich:

$$n_{q,i} \sigma(v, q, i \rightarrow k) \lambda_{ik} = 1. \quad (2.18)$$

Hat ein Elektron die Geschwindigkeit  $v$ , benötigt es zum Zurücklegen der Strecke  $\lambda_{ik}$  die Zeit  $\lambda_{ik}/v$ . Die durchschnittliche Anzahl von Wechselwirkungen

pro Zeiteinheit ist deshalb  $v/\lambda_{ik}$ . Durch Vergleich mit Gleichung (2.17) ergibt sich der Zusammenhang zwischen Übergangsrate und Wirkungsquerschnitt:

$$W_{q,i \rightarrow k} = \frac{v}{\lambda_{ik}} = n_{q,i} v \sigma(v, q, i \rightarrow k) \quad (2.19)$$

In diesen Überlegungen wurde eine bestimmte Relativgeschwindigkeit  $v$  des Elektrons angenommen. In einem thermischen Plasma sind die Geschwindigkeiten der Elektronen durch die Maxwell-Verteilung (2.5) gegeben. Damit erhält man die sogenannte Wechselwirkungsrate

$$\begin{aligned} R_{q,i \rightarrow k} &= n_{q,i} \int_0^\infty f_v(v) v \sigma(v, q, i \rightarrow k) dv & (2.20) \\ &= n_e n_{q,i} 4\pi \left( \frac{m_e}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \int_0^\infty v \sigma(v, q, i \rightarrow k) v^2 \exp\left(\frac{-mv^2}{2k_B T}\right) dv \\ &= n_e n_{q,i} \frac{2\sqrt{2}c}{(\pi m c^2 k_B T^3)^{1/2}} \int_0^\infty E_e \sigma(E_e, q, i \rightarrow k) \exp\left(\frac{-E_e}{k_B T}\right) dE_e, \end{aligned}$$

mit der Dimension  $[\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}]$ . Dabei wurde in der dritten Zeile Gleichung (2.6) verwendet. Durch diese Gleichung wird der sogenannte Ratenkoeffizient  $\alpha$  definiert:

$$R_{q,i \rightarrow k}^{EII} = n_e n_{q,i} \alpha^{EII}(q, i \rightarrow q, k; k_B T). \quad (2.21)$$

Hier steht *EII* für *electron impact ionisation* (engl. für Elektronenstoßionisation). Der Ratenkoeffizient hängt mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  des jeweiligen Prozesses wie folgt zusammen

$$\alpha_q = \langle v \sigma_q(v) \rangle. \quad (2.22)$$

Es wird hier über die Relativgeschwindigkeit  $v$  gemittelt.

Ein System im thermischen Gleichgewichtszustand (siehe Kapitel 2.1) ist dadurch gekennzeichnet, dass alle Prozesse mit den jeweiligen inversen Prozessen im Gleichgewicht sind. Die Übergangsrate (Gleichung (2.17)) für den inversen Prozess lautet:

$$W_{f \rightarrow i} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H | i \rangle|^2 \rho_i(E) \quad (2.23)$$

Da der Hamiltonoperator hermitesch ist, gilt:

$$|\langle i | H | f \rangle|^2 = |\langle f | H | i \rangle|^2. \quad (2.24)$$

Bildet man den Quotienten aus den Übergangsraten eines Prozesses und des inversen Prozesses, so lassen sich die Matrixelemente kürzen und es ergibt sich:

$$\frac{W_{i \rightarrow f}}{W_{f \rightarrow i}} = \frac{\rho_f(E)}{\rho_i(E)}. \quad (2.25)$$

Diese Gleichung ist als **Prinzip des detaillierten Gleichgewichts** bekannt und liefert nützliche Zusammenhänge zwischen den jeweiligen Wirkungsquerschnitten eines Prozesses und des inversen Prozesses. Ist der Ratenkoeffizient eines Prozesses bekannt, so lässt sich über dieses Prinzip leicht der Ratenkoeffizient des inversen Prozesses berechnen.

Im Folgenden werden die häufigsten Reaktionen in Plasmen vorgestellt. Dabei wird auf Photon-Ion-Wechselwirkungen und Elektron-Ion-Wechselwirkungen eingegangen werden. Zu jedem Elektron-Ion-Wechselwirkungsprozess existiert analog ein Ion-Ion-Wechselwirkungsprozess, der jedoch in Hochtemperaturplasmen eine vernachlässigbar geringe Rate aufweist und deshalb üblicherweise in deren spektroskopischen Berechnungen vernachlässigt wird [Salzmann1998]. Es wird außerdem zu jedem Prozess eine Formel zur Berechnung des Ratenkoeffizienten und eine Näherung für wasserstoffartige Ionen angegeben.

### 2.2.1 Emission und Absorption von Spektrallinien

Angeregte Atome oder Ionen im Ladungszustand  $q$ , hier mit  $M_q$  bezeichnet, können unter Aussendung eines Photons ohne Wechselwirkung mit einem zusätzlichen äußeren Strahlungsfeld von einem Energieniveau  $k$  auf ein energetisch tiefer liegendes Niveau  $i$  übergehen. Diesen Prozess nennt man **spontane Emission**. Findet die Emission eines Photons aufgrund einer Wechselwirkung des Atoms oder Ions mit einem zusätzlich vorhandenen Strahlungsfeld statt, so spricht man von **induzierter Emission**. Der dazu inverse Prozess ist die **Absorption** eines Photons aus dem Strahlungsfeld.

$$M_{q,k} \rightleftharpoons M_{q,i} + h\nu_{ik} \quad (2.26)$$

Die Absorption und Emission von Spektrallinien hängt von der Besetzungsdichte des unteren und oberen beteiligten Niveaus und von der Übergangswahrscheinlichkeit ab. Die Anzahl der Absorptionsprozesse aus einem Strahlungsfeld der spektralen Energiedichte  $u_\nu$  pro Zeit- und Volumeneinheit für einen definierten Übergang  $i \rightarrow k$  ist gegeben durch:

$$R_{q,ik}^{Abs} = n_{q,i} u(\nu_{ik}) B_{ik}. \quad (2.27)$$

Dabei ist  $B_{ik}$  der Einsteinkoeffizient für Absorption. Die Anzahl der Emissionsprozesse pro Zeit und Volumen ist gegeben durch:

$$R_{q,ki}^{Em} = n_{q,k} A_{ki} + n_{q,k} u(\nu_{ik}) B_{ki}. \quad (2.28)$$

Bei  $A_{ki}$  handelt es sich um den Einsteinkoeffizienten für spontane Emission und  $B_{ki}$  ist der Einsteinkoeffizient für induzierte Emission. Die Strahlungsdichte im

Intervall der Linie  $u(\nu_{ik})$  wird bei beiden Übergängen als konstant angenommen. Da im thermischen Gleichgewicht jeder Prozess genauso wahrscheinlich ist wie der inverse, gilt  $R_{q,ik}^{Abs} = R_{q,ki}^{Em}$ . Damit ergibt sich für die Energiedichte

$$u(\nu_{ik}) = \frac{n_{q,k}A_{ki}}{n_{q,i}B_{ik} - n_{q,k}B_{ki}}. \quad (2.29)$$

Ersetzt man in dieser Gleichung  $n_{q,i}/n_{q,k}$  durch die Boltzmann-Gleichung und  $E_k - E_i$  durch  $h\nu_{ik}$ , so ergeben sich folgende Relationen:

$$A_{ki} = \frac{g_i}{g_k} B_{ik} \frac{8\pi h\nu_{ik}^3}{c^3} \quad \text{und} \quad g_k B_{ki} = g_i B_{ik}. \quad (2.30)$$

Für wasserstoffartige Ionen ergibt sich nach Menzel und Pekeris [Salzmann1998]:

$$\begin{aligned} A_{ki} = & \frac{64ce^2}{3(\hbar c)^2 mc^2} (\Delta E_{ki})^2 n_i^4 n_k \frac{(n_i - n_k)^{2n_i + 2n_k - 4}}{(n_i + n_k)^{2n_i + 2n_k + 3}} \\ & \times \left\{ \left[ F \left( -n_k, -n_i + 1; 1; -\frac{4n_k n_i}{(n_k - n_i)^2} \right) \right]^2 \right. \\ & \left. - \left[ F \left( -n_k + 1, -n_i; 1; -\frac{4n_k n_i}{(n_k - n_i)^2} \right) \right]^2 \right\}, \end{aligned} \quad (2.31)$$

wobei  $F$  die hypergeometrische Funktion [Abramowitz und Stegun1965] ist:

$$F(a, b, c, x) = 1 + \frac{ab}{c}x + \frac{a(a+1)b(b+1)}{2!c(c+1)}x^2 + \dots \quad (2.32)$$

Eine zweckmäßige Faktorisierung von Gleichung (2.31) wurde von Kramers durchgeführt:

$$A_{ki} = \frac{2ce^2}{(\hbar c)^2 mc^2} (\Delta E_{ki})^2 f_K(n_k, n_i) G(n_k, n_i), \quad (2.33)$$

wo

$$f_K(n_k, n_i) = \frac{32}{3\pi\sqrt{3}} \left( \frac{1}{n_i^3} - \frac{1}{n_k^2} \right)^{-3} \frac{1}{n_i^3 n_k^5} \quad (2.34)$$

das Ergebnis einer semi-klassischen Berechnung ist mit

$$G(n_k, n_i) = \pi\sqrt{3} \frac{n_k n_i}{n_i - n_k} \left( \frac{n_i - n_k}{n_i + n_k} \right)^{2n_k + 2n_i} \Delta(n_k, n_i) \quad (2.35)$$

dem **Gaunt Faktor**, welcher quantenmechanische Effekte berücksichtigt.

## 2.2.2 Photorekombination und Photoionisation

Unter Photorekombination versteht man den Einfang eines freien Elektrons in den Zustand  $i$  unter Aussendung eines Photons mit  $h\nu = E_{kin} + I_p$ . Hier bezeichnet  $E_{kin}$  die kinetische Energie des Elektrons vor der Rekombination und  $I_p$  das Ionisationspotenzial des danach gebundenen Elektrons.

Der dazu inverse Prozess ist das "Herausschlagen" eines gebundenen Elektrons durch ein Photon und wird als Photoionisation bezeichnet. Dieser Prozess ist nur möglich, falls die Energie des Photons größer ist als die Ionisationsenergie des Atoms oder Ions.



Für die Photorekombination (engl.: *radiative recombination*, RR) ist die Wechselwirkungsrate

$$R_{q+1;q,i}^{RR} = n_e n_{q+1} \alpha_{q+1;q,i}^{RR}(T_e). \quad (2.37)$$

Die Wechselwirkungsrate der Photoionisation ist

$$R_{q,i;q+1}^{PhI} = n_{q,i} \alpha_{q,i;q+1}^{PhI}. \quad (2.38)$$

Für die Wirkungsquerschnitte, die über Gleichung (2.22) mit den Ratenkoeffizienten zusammenhängen, gilt im thermischen Gleichgewicht aufgrund des Prinzips des detaillierten Gleichgewichts:

$$\frac{\sigma_{PhI}(q, i \rightarrow q+1; h\nu)}{\sigma_{RR}(q+1 \rightarrow q, i; E_e)} = \frac{2mc^2 E_e g_{q+1}}{(h\nu)^2 g_{q,i}}. \quad (2.39)$$

Hier ist  $E_e = h\nu - |E_{q,i}|$  die kinetische Energie des Elektrons. Diese Gleichung wird auch **Milne Relation** genannt.

Eine einfache Näherung für den Wirkungsquerschnitt  $\sigma^{PhI}$  von K-Schalen-Elektronen neutraler Atome stammt von Heitler:

$$\sigma_K^{PhI}(h\nu) = \begin{cases} \sigma_{Th} \alpha^4 Z^5 2^{5/2} (mc^2 / (h\nu))^{7/2} & \text{falls } h\nu \geq |E_{q,K}| \\ 0 & \text{falls } h\nu < |E_{q,K}| \end{cases}. \quad (2.40)$$

Hierin ist  $\alpha = 1/137$  die Sommerfeld'sche Feinstrukturkonstante,  $|E_{q,K}|$  die Bindungsenergie und

$$\sigma_{Th} = \frac{8\pi}{3} r_0^2 = 6,653 \times 10^{-25} \text{ cm}^2, \quad r_0 = \frac{e^2}{mc^2} \quad (2.41)$$

der klassische Wirkungsquerschnitt für Thomson-Streuung.

Für wasserstoffartige Ionen lässt sich der Wirkungsquerschnitt direkt aus den Wellenfunktionen berechnen und es ergibt sich:

$$\sigma_{H\text{-artig}}^{PhI} = \frac{64\pi\alpha a_0 n_i}{3^{3/2} Z^2} \left( \frac{|E_{Z-1, n_i}|}{h\nu} \right)^3. \quad (2.42)$$

Hier ist  $a_0$  der Bohr'sche Radius. Da die Bindungsenergie quadratisch von  $Z$  abhängt, fällt  $\sigma_{H\text{-artig}}^{PhI}$  insgesamt mit  $Z^4$  ab.

### 2.2.3 Anregung und Abregung durch Elektronenstöße

Bei einer Anregung durch einen Elektronenstoß gibt ein freies Elektron einen Teil seiner kinetischen Energie ab, um ein Atom oder Ion anzuregen. Beim umgekehrten Prozess geht ein gebundenes Elektron in eine energetisch tiefer liegende Schale über und gibt die dabei freiwerdende Energie als kinetische Energie an ein freies Elektron ab.

$$M_{q,i} + e(E_{kin}) \leftrightarrow M_{q,k} + e(E'_{kin}), \quad (2.43)$$

mit  $E_{kin} > E'_{kin}$ . Hierbei ist die Wechselwirkungsrate für die Anregung durch Elektronenstoß (engl.: *electron impact excitation*)

$$R_{ik}^{EIE} = n_{q,i} n_e \alpha^{EIE}(T_e). \quad (2.44)$$

Für die Berechnung der Abregungsrate (engl.: *deexcitation*) wird die Boltzmann-Formel (2.7) verwendet:

$$\begin{aligned} R_{ki}^{Dee} &= n_{q,k} n_e \frac{g_i}{g_k} \exp\left(\frac{E_k - E_i}{k_B T_e}\right) \alpha^{EIE}(T_e) \\ &= n_{q,k} n_e \alpha^{Dee}(T_e). \end{aligned} \quad (2.45)$$

Für ein System mit zwei bis fünf gebundenen Elektronen haben Sampson et al. [Sampson1985] den Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung berechnet:

$$\begin{aligned} \alpha^{EIE}(T_e) &= \frac{\pi a_0^2}{g_i Z_{eff}^2} \left( \frac{8T_e}{\pi m} \right)^{1/2} \left( \frac{E_H}{T_e} \right) \\ &\times \left[ c_0 e^{-y} + \frac{4}{3} Z^2 S E_1(y) + y e^{ay} \right. \\ &\times \left. \left( \frac{c_r}{(a+1)^{r-1}} E_r(ay+y) + \frac{c_{r+1}}{(a+1)^r} E_{r+1}(ay+y) \right) \right]. \end{aligned} \quad (2.46)$$



In dieser Gleichung bezeichnet  $Z_{eff}$  das effektive Kernladungspotenzial, welches sich aus Korrekturen aufgrund der abschirmenden Elektronen ergibt.

$$E_r(x) = \int_x^\infty (e^{-t}/t^r) dt \quad (2.47)$$

sind die sogenannten Exponentialintegrale und  $y = \frac{E_k - E_i}{T_e}$ . Die Parameter  $a$ ,  $c_0$ ,  $c_r$  und  $c_{r+1}$  können für zahlreiche isoelektronische Reihen in den Veröffentlichungen der Gruppe nachgelesen werden.

Für wasserstoffartige Ionen berechnete Poquerusse [Poquerusse1993] folgenden Ratenkoeffizienten:

$$\begin{aligned} \alpha_{H\text{-artig}}^{EIE} &= 1,68 \times 10^{-7} \frac{n_k/(n_i g'_{ki})}{(n_k/n_i - n_i/n_k)^4} \exp\left(\frac{n_k^{-2} - n_i^{-2}}{U}\right) \\ &\times \frac{\log V + D_{ki}}{Z^3 \sqrt{U}} \text{cm}^3 \text{s}. \end{aligned} \quad (2.48)$$

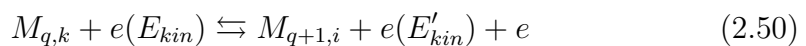
Hierin sind:

$$\begin{aligned} U &= \frac{T}{Z^2 E_H} \\ V &= n_i^2 U + \left( \frac{1,87}{n_i} - 2,84 + \frac{3,7n_i - 1,9}{n_k} \right) n_i + 3,7 \frac{n_k - n_i}{n_k} + \frac{2,3}{n_k - n_i} \\ &\quad + \frac{3 - 6n_i}{n_k^2} - \frac{1,59}{n_i} \\ D_{ki} &= n_i \left( 1 + \frac{1,2 - n_i^2}{n_k^2} \right) \left( 2,48 - \frac{1,18n_i + 2,6}{n_k^2} \right) - 1,85 + \frac{0,49}{n_i} \\ g'_{ki} &= 1 - 0,202 \left( \frac{n_i/n_k + n_k/n_i - 0,8}{n_k - n_i + 0,05} \right)^{0,7} \end{aligned} \quad (2.49)$$

### 2.2.4 Stoßionisation und 3-Körper-Rekombination

Bei der Stoßionisation wird ein gebundenes Elektron aus dem Atom oder Ion durch Stoß mit einem freien Elektron ins Kontinuum überführt.

Die 3-Körper-Rekombination beschreibt den inversen Prozess, bei dem ein freies Elektron von einem Ion eingefangen wird und seine überschüssige Energie an ein zweites freies Elektron abgibt.



mit  $E_{kin} > E'_{kin}$ . Die Wechselwirkungsrate für den Ionisationsprozess ist gegeben durch:

$$R_{ki}^{EII} = n_{q,k} n_e \alpha_{q,k}^{EII}(T_e). \quad (2.51)$$

Für die Berechnung der Wechselwirkungsrate der 3-Körper-Rekombination TBR, (engl.: *three body recombination*) wird die Saha-Gleichung (2.16) verwendet:

$$\begin{aligned} R_{ik}^{TBR} &= n_{q+1;1} n_e^2 \frac{g_{q;1}}{g_{q+1;1}} \frac{h^3}{2(2\pi m k_B T_e)^{\frac{3}{2}}} \exp\left(\frac{\chi_q - E_k}{k_B T_e}\right) \alpha_{q,k}^{EII}(T_e) \\ &= n_{q+1;1} n_e^2 \alpha_{q+1;1 \rightarrow q;k}^{TBR}(T_e). \end{aligned} \quad (2.52)$$

Zur Berechnung des Ratenkoeffizienten für Stoßionisation, in der der Endzustand der Grundzustand ist, findet die Lotz-Formel Anwendung:

$$\alpha_{q,k \rightarrow q+1}^{EII}(T_e) = 3 \times 10^{-6} \left( \frac{\text{cm}^3}{\text{eV}^{3/2} \text{s}} \right) n_{e, \text{Schale}} T_e^{-3/2} \frac{1}{y} E_1(y). \quad (2.53)$$

Hier ist  $E_1(y)$  das Exponentialintegral aus Gleichung (2.47). Mit Hilfe der Lotz-Formel lässt sich der Wirkungsquerschnitt der Stoßionisation für wasserstoffartige Ionen berechnen:

$$\sigma_{H\text{-artig}}^{\text{Lotz}} = 4,5 \times 10^{-14} \frac{\ln(E_{kin}/I_P)}{E_{kin} I_P}. \quad (2.54)$$

Hier ist  $I_P$  das Ionisationspotenzial.

## 2.2.5 Dielektronischer Einfang und Autoionisation

Bei der Autoionisation (AI) gibt ein angeregtes Elektron beim Übergang in eine tiefere Schale die dabei frei werdende Energie an ein schwächer gebundenes Elektron ab und befördert dieses ins Kontinuum. Das emittierte Elektron wird nach seinem Entdecker Auger-Elektron genannt. Seine kinetische Energie ist gegeben durch die Energie, die beim Übergang des angeregten Elektrons in eine tiefere Schale frei wird, abzüglich der Austrittsarbeit, die aufgebracht werden muss, um es ins Kontinuum zu befördern. Die ursprüngliche Anregung kann z.B. mittels Innerschalenionisation durch ein Photon oder durch Stoßionisation erfolgen.

Der dielektronische Einfang (DC = *dielectronic capture*) beschreibt den zur AI inversen Prozess, bei dem ein freies Elektron von einem Ion eingefangen wird und durch die dabei frei werdende Energie ein anderes gebundenes Elektron in eine höhere Schale hebt. Dieser Prozess ist aufgrund der diskreten Energieniveaus resonant. Die Energie des daraus resultierenden zweifach angeregten Systems ist positiv, d.h. der Zustand liegt im Kontinuum. Eine Stabilisierung erfolgt dann entweder durch spontane Emission, dieser Prozess wird in diesem Zusammenhang auch Strahlungsstabilisierung genannt, oder wieder durch AI.

In letzterem Fall ergibt sich aus DC mit anschließender AI netto ein resonanter Streuprozess, der in Hochtemperaturplasmen nur marginal von Bedeutung ist. Den zweistufigen Prozess aus DC und Strahlungsstabilisierung bezeichnet man als **dielektronische Rekombination** (DR). Sie spielt in Hochtemperaturplasmen eine wichtige Rolle und soll im Folgenden näher betrachtet werden. Die Reaktionsgleichung für DC und AI im Gleichgewicht lautet:

$$M_{q+1,i} + e(E_{kin}) \rightleftharpoons M_{q,d}. \quad (2.55)$$

Aus der Energieerhaltung ergibt sich die Resonanzbedingung:

$$E_{kin} = E_d - E_i. \quad (2.56)$$

Die Wechselwirkungsrate für AI sei gegeben durch:

$$R_{(q,d \rightarrow q+1,i)}^{AI} = n_{q,d} \alpha_{(q,d \rightarrow q+1,i)}^{AI}(T_e). \quad (2.57)$$

Der DC-Ratenkoeffizient ist mit dem Ratenkoeffizienten für Autoionisation über die Saha-Gleichung (2.16) verknüpft:

$$\alpha_{(q+1,i \rightarrow q,d)}^{DC} = \frac{g_{q,d}}{g_{q+1,i}} \frac{h^3}{2(2\pi m k_B T_e)^{\frac{3}{2}}} \exp\left(\frac{\chi_q - E_k}{k_B T_e}\right) \alpha_{(q,d \rightarrow q+1,i)}^{AI}. \quad (2.58)$$

Die Wechselwirkungsrate für DR sei:

$$R_{(q+1,i \rightarrow q,f)}^{DR} = n_e n_{q+1,i} \alpha_{(q+1,i \rightarrow q,f)}^{DR}(T_e). \quad (2.59)$$

Sie setzt sich zusammen aus der Wechselwirkungsrate für dielektronischen Einfang  $\alpha_{id}^{DC}$  und der bereits bekannten Rate für spontane Emission  $A_{df}$ . Hier steht  $i$  für den Anfangszustand,  $d$  für den intermediären Zustand und  $f$  für den Endzustand. Der Ratenkoeffizient für DR ist der Bruchteil von  $\alpha^{DC}$ , der durch Strahlungsstabilisierung im Zustand  $f$  endet:

$$\alpha_{(q+1,i \rightarrow q,f)}^{DR} = \alpha_{(q+1,i \rightarrow q,d)}^{DC} \frac{A_{df}}{\alpha_{(q,d \rightarrow q+1,i)}^{AI} + \sum_{n \leq f} A_{dn}}. \quad (2.60)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (2.58) in Gleichung (2.60) ergibt sich der Ratenkoeffizient für DR zu:

$$\begin{aligned} \alpha_{(q+1,i \rightarrow q,f)}^{DR} &= \frac{g_{q,d}}{g_{q+1,i}} \frac{h^3}{2(2\pi m k_B T_e)^{\frac{3}{2}}} \exp\left(\frac{\chi_q - E_k}{k_B T_e}\right) \\ &\times \frac{A_{df} \alpha_{(q,d \rightarrow q+1,i)}^{AI}}{\alpha_{(q,d \rightarrow q+1,i)}^{AI} + \sum_{n \leq f} A_{dn}}. \end{aligned} \quad (2.61)$$

Um den dielektronischen Ratenkoeffizienten zu berechnen, muss demnach zuvor die Autoionisationsrate bestimmt werden. Die größere Schwierigkeit liegt

jedoch in der Bestimmung der Ratenkoeffizienten aller möglicher Endzustände des zweiten noch angeregten Elektrons.

Die Burgess-Merts-Formel [Burgess1965, Merts et al.1976] zur Berechnung der Intensitäten dielektronischer Resonanzen findet breite Verwendung:

$$\begin{aligned}\alpha_{q+1,i \rightarrow q, \Sigma_f}^{DR} &= \sum_f \alpha_{q+1,i \rightarrow q, f}^{DR} \\ &= 4,8 \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s} \left( \frac{E_H}{k_B T_e} \right)^{3/2} B(z) \\ &\quad \times \sum_f f_{d \rightarrow f}^{osz} A(x) \exp \left( \frac{-E_s^\infty}{a k_B T_e} \right).\end{aligned}\quad (2.62)$$

Hier ist

$$\begin{aligned}z &= Z - Z_b + 1 & x &= \frac{E_s^\infty}{z + 1} \\ B(z) &= \sqrt{\frac{z(z+1)^5}{z^2 + 13,4}}, & z &\leq 20 \\ A(x) &= \frac{x^{1/2}}{1 + 0,105x + 0,015x^2} & &> 0,5 \\ a &= 1,0 + 0,015 \frac{z^3}{(z+1)^2},\end{aligned}\quad (2.63)$$

wobei  $Z_b$  die Anzahl der gebundenen Elektronen vor der Rekombination ist,  $E_s^\infty$  ist die mittlere Energie des intermediären Zustandes und  $f_{d \rightarrow f}^{osz}$  ist die Oszillatorstärke, die mit dem Einsteinkoeffizienten für spontane Emission über

$$A_{ki} = 2c \frac{e^2}{(\hbar c)^2 m c^2} (\Delta E_{ki})^2 f_{d \rightarrow f}^{osz} \quad (2.64)$$

zusammenhängt. Gleichung (2.62) liefert nur für Übergänge mit  $\Delta n = 0$  eine gute Näherung. Für Übergänge mit  $\Delta n > 0$  wird empfohlen [Merts et al.1976] die Funktion  $A(x)$  zu ändern:

$$A(x) = \frac{x^{1/2}}{2(1 + 0,210x + 0,030x^2)}.\quad (2.65)$$

Diese Formeln sind nach Salzmann und Krumbein (1978) für Plasmen mit einer Dichte bis  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  gültig. Für Plasmen höherer Dichte sind Korrekturen zu den hier angegebenen Formeln nötig [Beigmann et al. 1968].

## 2.3 Lokales thermisches Gleichgewicht

Das Modell des lokalen thermischen Gleichgewichts charakterisiert einen oft vorkommenden Plasmotypen, der dem des thermischen Gleichgewichts sehr nahe kommt und deshalb relativ einfach zu beschreiben ist. Das Strahlungsfeld ist schwächer als im thermischen Gleichgewicht, wodurch die Plank'sche Strahlungsformel ihre Gültigkeit und die Temperatur ihre strikte Bedeutung verlieren. Dies wird durch Ersetzen der Gleichgewichtstemperatur  $T$  durch die Elektronentemperatur  $T_e$  angedeutet. Aufgrund der daraus folgenden geringen optischen Dicke kann das charakteristische Linienspektrum das Plasma verlassen. In solchen Plasmen sind Emission und Absorption wegen des schwachen Strahlungsfeldes jedoch nicht mehr im Gleichgewicht. Das Gleiche gilt für Photorekombination und Photoionisation. Photoionisation tritt aufgrund des schwächeren Strahlungsfeldes seltener als Photorekombination auf.

Um ein Plasma mit dem Modell des lokalen thermischen Gleichgewichts beschreiben zu können, muss eine hinreichend hohe Elektronendichte vorhanden sein, denn die Anregung aller Zustände durch Elektronenstöße muss nahezu ebenso häufig wie deren Abregung durch dieselben sein. Die Verteilungsfunktionen sind daher, mit Ausnahme derer für Strahlungsenergie, durch Boltzmann-Verteilungen gegeben. Nimmt man an, dass die Anregung des Grundzustandes aufgrund der größten Energielücke zwischen Zustand  $i$  und  $k$  am schwächsten ist, ergibt sich eine oft angenommene Bedingung für die Anwendung dieses Modells. Hiernach soll die Kollisionsrate etwa zehn mal größer sein als die Rate der spontanen Emission. Daraus lässt sich eine untere Grenze bezüglich der Elektronendichte ableiten, welche nötig ist, um ein Plasma mit dem Modell des lokalen thermischen Gleichgewichts zu beschreiben. Sie ist gegeben durch

$$n_e \geq 10^{12} T_e^{1/2} (E_k - E_i)^3 \text{ cm}^{-3}, \quad (2.66)$$

mit  $T_e$  in K und  $E_k, E_i$  in eV. Für ein Plasma mit  $T_e = 2 \text{ keV}$ ,  $(E_k - E_i) \approx 3 \text{ keV}$  ergibt sich eine Dichte von etwa  $10^{24} \text{ cm}^{-3}$ . Solche Werte werden beispielsweise für kurze Zeiten bei der Wechselwirkung von fokussiert gepulsten Hochleistungslasern mit Festkörpern erreicht.

Das Plasma wird in diesem Modell als homogen angenommen. Abweichungen von dieser Homogenität müssen hinreichend klein sein. Diese Annahme trifft zu, falls das Plasma in kleinere homogene Gebiete unterteilt werden kann, deren Größe dennoch ausreicht, um eine genügend große Anzahl von Wechselwirkungen hindurchfliegender Teilchen zu gewährleisten.

## 2.4 Partielles lokales thermisches Gleichgewicht

Falls die Elektronendichte im Plasma geringer als in Gleichung (2.66) berechnet ist, erfüllen die Besetzungszahlen der einzelnen Energieniveaus nicht mehr die Boltzmann-Formel (2.7). Für einen großen Bereich von Elektronendichten unterhalb diesen Wertes gilt dennoch die Boltzmann-Formel für alle Besetzungsdichten, ausgenommen der des Grundzustandes [Mc Whirter et al. 1963]:

$$\frac{n_n}{n_{n'}} = \exp[(E_n - E_{n'})/(k_B T_e)], \quad (2.67)$$

für  $n, n' > 1$ . Der Grundzustand im sogenannten partiellen lokalen thermischen Gleichgewicht ist überbevölkert, da aufgrund des verminderten Strahlungsfeldes und der geringeren Elektronendichte sowohl photonische als auch elektronische Anregungen seltener sind als die jeweiligen Abregungen. Für die Besetzungszahlen aller anderen Zustände gilt die Boltzmann-Verteilung. Sie sind identisch mit denen des lokalen thermischen Gleichgewichts. Für die Besetzungszahlen des Grundzustandes lässt sich folgende modifizierte "**Boltzmann-Verteilung**" angeben:

$$\frac{n_n}{n_1} = \frac{1}{a} \frac{g_n}{g_1} \exp(-E_n/(k_B T_e)), \quad (2.68)$$

wobei  $a$  derjenige Faktor ist, mit dem der Grundzustand überbevölkert ist und der für verschiedene Ionisationsgrade unterschiedliche Werte annimmt.

Damit lässt sich ebenfalls wieder eine "**Saha-Gleichung**" angeben:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{1}{a} S_H(t_e), \quad (2.69)$$

wobei  $a = a(T_e, n_e)$  ist. Eine Erweiterung auf komplexere Plasmen führt zu einer verallgemeinerten **Saha-Boltzmann-Gleichung**:

$$\frac{n_{q+1} n_e}{n_{q,k}} = \frac{2g_{q+1}}{g_{q,k}} \left[ \frac{2\pi m_0 k T_e}{h^2} \right]^{\frac{3}{2}} \exp \left[ \frac{E_k - \chi_q}{k_B T_e} \right], \quad k > 1 \quad (2.70)$$

In Plasmen, die verschiedene Elemente enthalten, existiert für jeden Ionisationsgrad jeden Elementes ein anderes  $a$ . Der Zustand partiellen lokalen thermischen Gleichgewichts wird also durch die Parameter  $T_e$ ,  $n_e$  und  $a_{s,q} = a_{s,q}(T_e, n_e)$  beschrieben. Bei weiterem Abfall der Elektronendichte beschränkt sich die Beschreibung der Besetzungszahlen durch eine Boltzmann-Verteilung immer mehr auf die höher angeregten Niveaus. Die weniger angeregten unteren Niveaus werden dabei immer stärker überbevölkert.

## 2.5 Nicht-Gleichgewicht-Modelle

In vielen astrophysikalischen Plasmen sehr geringer Dichte befindet sich praktisch kein Prozess im Gleichgewicht mit dem jeweiligen inversen Prozess. Eine einfache Beschreibung solch eines Plasmas ist nur unter sehr speziellen Bedingungen möglich.

### 2.5.1 Korona-Modell

Den einfachsten Fall eines Nicht-Gleichgewicht-Plasmas beschreibt das Korona-Modell. Es wurde nach der Sonnenkorona benannt, welche sich mit diesem Modell gut beschreiben lässt. Auch andere Plasmen wie z.B. interstellare Nebel sind in diesem Modell beschreibbar. Die Elektronendichte und das Strahlungsfeld müssen hier so gering sein, dass ein angeregter Zustand im Atom oder Ion nur durch spontane Emission zerfällt und Rekombination nur unter Aussendung eines Photons stattfindet. Prozesse wie die 3-Körper-Rekombination, die quadratisch von der Elektronendichte abhängen, werden vernachlässigt. In solchen Plasmen halten sich Photorekombination, DR und Elektronenstoßionisation im Gleichgewicht:

$$n_e n_{q+1;1} \alpha_{q+1;1}(T_e) + n_e n_{q+1;1} \alpha_{q+1;i \rightarrow q;f}^{DR}(T_e) = n_{q;1} n_e \alpha_{q;k}^{EII}(T_e). \quad (2.71)$$

Daraus ergibt sich für das Verhältnis der Besetzungszahlen zweier aufeinanderfolgender Ionisationsgrade:

$$\frac{n_{q+1;1}}{n_{q;1}} = \frac{\alpha_{q;k}^{EII}(T_e)}{\alpha_{q+1;1}(T_e) + \alpha_{q+1;i \rightarrow q;f}^{DR}(T_e)}. \quad (2.72)$$

Gleichung 2.72 wird auch als **Korona-Gleichung** bezeichnet. Sie ist jedoch keine universelle Gleichung wie die Saha-Gleichung, sondern hängt von der Art der Atome und Ionen ab, d.h. im Besonderen von den Ladungszuständen, die im Plasma vorhanden sind [Mc Whirter et al. 1963].

Stoßanregung und spontane Emission treten in diesem Modell ebenfalls mit gleicher Häufigkeit auf:

$$n_{z,1} n_e \alpha^{EIE}(T_e) = n_{z,k} \sum_{i < k} A_{ki}. \quad (2.73)$$

Hieraus folgt ein Analogon zur Boltzmann-Formel:

$$\frac{n_{z,k}}{n_{z,1}} = \frac{n_e \alpha^{EIE}(T_e)}{\sum_i A_{ki}} = n_e \alpha^{EIE}(T_e) \tau. \quad (2.74)$$

Die Anregung geht dabei aufgrund der geringen Elektronendichte immer vom Grundzustand aus, da angeregte Zustände zerfallen bevor ein weiterer Elektronenstoß stattfindet.

Die DR spielt in der Astrophysik eine sehr wichtige Rolle, da sie den dominanten Elektron-Ion-Rekombinationsprozess in Plasmen geringer Dichte und hoher Temperatur darstellt. Sowohl für die Berechnung der Bevölkerungsdichten der Zustände als auch für die Berechnung des Ionisationsgleichgewichtes müssen diese Übergangsraten bekannt sein. Die Berechnung dielektronischer Übergangsraten ist eine theoretische Herausforderung. Insbesondere gilt dies für Mehrelektronensysteme aufgrund der Tatsache, dass häufig eine sehr große Anzahl von Zuständen involviert ist.



# Kapitel 3

## Experimenteller Aufbau

Um ein astrophysikalisches Plasma in einer EBIT zu simulieren, müssen die Strahlelektronen kinetische Energien aufweisen, die der zu untersuchenden Verteilung entsprechen. Der Elektronenstrahl ist bei konstanter Beschleunigungsspannung jedoch nahezu monoenergetisch. Durch Änderung der Beschleunigungsspannung kann die kinetische Energie der Elektronen über einen großen Bereich geändert werden. Variiert man die Beschleunigungsspannung entsprechend spezieller zuvor berechneter Muster, so lassen sich nahezu beliebige Energieverteilungsfunktionen für die Elektronen simulieren. Die Beschleunigungsspannungsmuster wurden aus den Elektronenenergieverteilungen mittels eines im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickelten Programms berechnet. Die experimentelle Umsetzung erfolgte an der Heidelberger EBIT, deren Funktionsweise im Folgenden kurz erläutert werden soll.

### 3.1 Die EBIT

In einer EBIT können hochgeladene Ionen sehr effizient erzeugt und gespeichert werden. Diese Methode wurde 1967 von E.D. Donets vorgeschlagen und in Form einer Ionenquelle (EBIS = *electron beam ion source*) realisiert. Die Ionen waren dabei in einer von einem Magnetsolenoiden umgebenen Falle von etwa 1 m Länge gefangen und wurden durch vielfache Elektronenstöße ionisiert. Durch Änderung der elektrischen Potenziale wurden die hochgeladenen Ionen extrahiert. 1986 wurde am Lawrence Livermore National Laboratory<sup>1</sup> die erste EBIT gebaut. Die Fallenlänge beträgt hier nur einige Zentimeter und es besteht zusätzlich aufgrund der Helmholtz-Konfiguration des Magnetspulenpaares die Möglichkeit, die hochgeladenen Ionen spektroskopisch zu untersuchen, da ein

---

<sup>1</sup><http://www.llnl.gov>

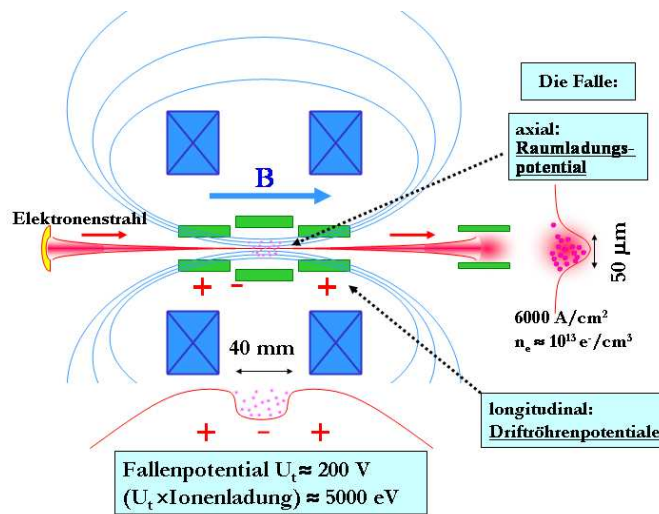


Abbildung 3.1: Funktionsprinzip einer EBIT. Der Elektronenstrahl tritt (von links) in das Magnetfeld ein und wird durch dieses stark komprimiert, während er den Fallenbereich durchläuft. Nach Passieren der Falle wird er elektrostatisch abgebremst und endet im Kollektor.

optischer Zugang zum Bereich, wo die Ionen gespeichert sind besteht.

### 3.1.1 Funktionsweise einer EBIT

Eine EBIT besteht aus einer Elektronenkanone, aus der Elektronen emittiert werden, mehreren zylinderförmigen Elektroden, den sogenannten Driftröhren, welche die Ionenfalle bilden, und einem Kollektor, in dem der Elektronenstrahl schließlich aufgefangen wird. Abb. 3.1 stellt eine EBIT schematisch dar. Die Elektronen werden aus der Elektronenkanone mittels einer angelegten Extraktionsspannung abgezogen und fokussiert. Durch Änderung der Extraktionsspannung kann die Emissionsstromstärke variiert werden, wodurch sich auch die Elektronendichte in der Falle ändert. Danach wird der Elektronenstrahl mit Hilfe eines elektrischen Feldes beschleunigt und durch Anlegen eines starken axialen Magnetfeldes, welches durch Helmholtzspulen erzeugt wird, geführt und komprimiert. Dabei erreicht er die größte Dichte im mittleren Teil des Driftröhrensystems. Neutrale Atome oder niedriggeladene Ionen werden in die Driftröhre injiziert und durch Stöße mit den Strahlelektronen immer stärker ionisiert. Aufgrund der hohen Elektronenstrahldichte innerhalb der Falle ist die Stoßionisation sehr effizient. Durch Anlegen geeigneter Potentiale an die Driftröhren sind die positiven Ionen in longitudinaler Richtung eingeschlossen, während sie in radialer Richtung durch die negative Raumladung des Elek-

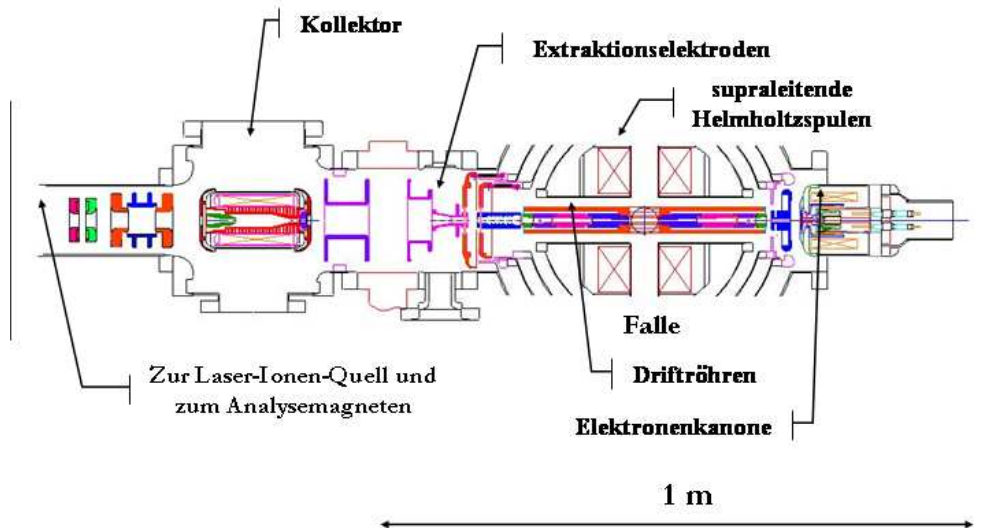


Abbildung 3.2: Längsschnitt durch die Heidelberger EBIT. Der Elektronenstrahl wird in der Elektronenkanone erzeugt und nach links zu den Driftröhren hin beschleunigt.

tronenstrahl gefangen sind (siehe Abb.3.1). Der Elektronenstrahl wird nach Passieren der Driftröhren mit Hilfe eines elektrischen Feldes stark abgebremst und im sogenannten Kollektor aufgefangen. Um Ladungsaustausch mit anderen Teilchen so gering wie möglich zu halten, herrscht im zentralen Bereich der Falle Ultrahochvakuum (geschätzte  $10^{-13}$  mbar). Durch Kühlung der Falle auf 4 K können solche Werte erreicht werden.

### 3.1.2 Die Heidelberger EBIT

Die Heidelberger EBIT (Abb. 3.2) wurde 1998 an der Universität Freiburg entworfen und gebaut und Mitte 2001 nach Heidelberg an das Max-Planck-Institut für Kernphysik übersiedelt [Crespo et al. 1999]. Die Elektronenkanone (Abb. 3.3) besteht im Wesentlichen aus Kathode, Fokuselektrode, Anode, Kompensationsspule und Trimmsspule. Fokuselektrode und Anode verursachen ein elektrisches Feld, welches die Elektronen aus der Kathode extrahiert und fokussiert. Zwischen der Extraktionsspannung  $U_{Ext.}$  und dem Emissionsstrom

Tabelle 3.1: **Kenndaten der Heidelberger EBIT**

Magnetfeld	bis zu 9 T
Elektronenstrahlenergie (erreicht)	bis zu 100 keV
Emissionsstrom (erreicht)	bis zu 530 mA
Stromdichte	maximal $10^4 \text{ A/cm}^2$
Extrahierter Ionenstrom	$10^6$ bis $10^8$ Ionen pro Sekunde
Kryostat und Kryokühler	50 K thermisches Schild, 32 W 20 K thermisches Schild, 8 W
Fassungsvermögen Heliumtank	50 l
Heliumverbrauch	0,2 - 0,31 Flüssighelium/Stunde
Erzeugte Ionen	bis $\text{Ba}^{56+}$ (nackt) oder $\text{Hg}^{78+}$ (He-artig)

$I$  besteht folgender Zusammenhang:

$$I = PU_{\text{Extr.}}^{3/2}, \quad (3.1)$$

wobei  $P$  die sogenannte Perveanz der Elektronenkanone ist. Die Kompensationspule (bucking coil) kompensiert, wie der Name schon sagt, das residuelle Magnetfeld der supraleitenden Helmholtzspulen im Kathodenbereich. Mit Hilfe der Trimmspule lässt sich der Elektronenstrahl weiter fokussieren. Nach Verlassen der Kanone wird der Elektronenstrahl durch Anlegen einer negativen Hochspannung an die Elektronenkanone von bis zu  $-100 \text{ kV}$  und/oder einer positiven Spannung an den Driftröhren von bis zu  $+20 \text{ kV}$  beschleunigt. Die Falle besteht aus einem System von neun Driftröhren, an welche jeweils verschiedene, voneinander unabhängige Potenziale angelegt werden können. Dadurch ist es möglich, die effektive Länge der Falle, d.h. des Raumbereichs, in dem die Ionen eingeschlossen sind, zwischen  $4 \text{ cm}$  und  $20 \text{ cm}$  zu variieren. Um die Driftröhren sind zwei supraleitende Helmholtzspulen angeordnet, die ein Magnetfeld von bis zu  $9 \text{ T}$  auf der Strahlachse in der Mitte der Falle erzeugen, in dem der Elektronenstrahl auf weniger als  $50 \mu\text{m}$  komprimiert wird. Die Spulen befinden sich umgeben von flüssigem Helium, also bei etwa  $4,2 \text{ K}$ , in einem Tank, der durch zwei thermische Schilde ( $50$  und  $17 \text{ Kelvin}$ ) vor Wärmestrahlung geschützt wird. Nach Verlassen der Driftröhren wird der Elektronenstrahl durch elektrische Felder abgebremst und im Kollektor deponiert. Die dadurch entstehende Wärme wird durch Wasserkühlung abgeführt.

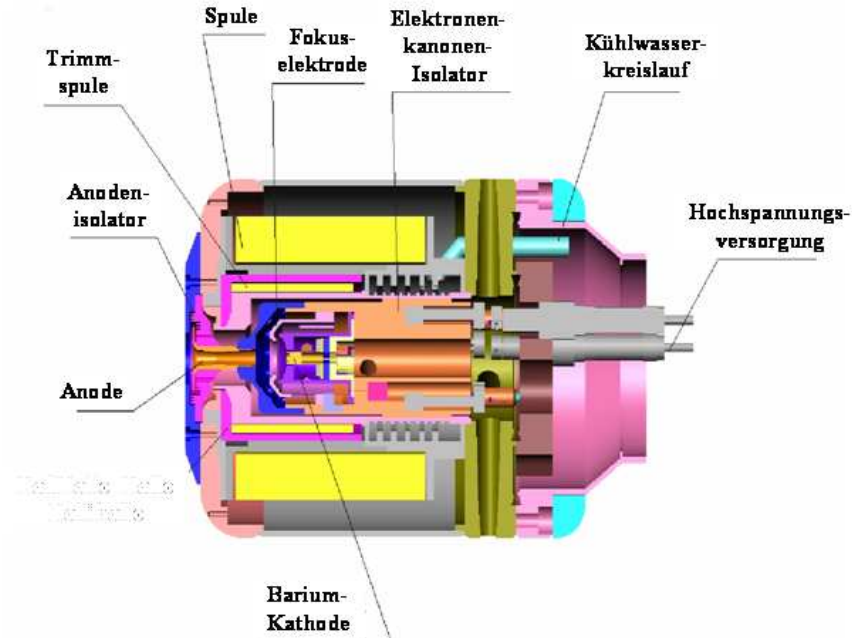


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau der Elektronenkanone.

## 3.2 Mathematische Realisierung allgemeiner Energieverteilungen

Da der Elektronenstrahl einer EBIT monoenergetisch ist, ist es unmöglich, nicht-monoenergetische statische Elektronenverteilungen zu erzeugen. Durch Variieren der Beschleunigungsspannung und damit der Elektronenenergie können jedoch sogenannte quasi-statische Verteilungen generiert werden. Dies bedeutet, dass die Energie der Elektronen zu jedem Zeitpunkt monoenergetisch ist, dass sich jedoch im zeitlichen Mittel die gewünschte Energieverteilung ergibt. Um die Gleichwertigkeit von statischer und quasi-statischer Verteilung zu gewährleisten, muss die Zeit, in der die Ionen sich in einem bestimmten Ladungszustand befinden, länger sein als ein Beschleunigungszyklus. Sei die Gesamtdauer eines Beschleunigungszyklus'  $t_0$  und die Elektronendichte  $n_e$  des Strahls konstant, so ergibt sich der Bruchteil  $\frac{dt(E)}{t_0}$ , in dem die Strahlelektronen auf die kinetische Energie  $E$  beschleunigt werden, aus der Wahrscheinlichkeit  $P(E)$ , ein Elektron der Verteilung im Energieintervall  $(E, E + dE)$  zu finden

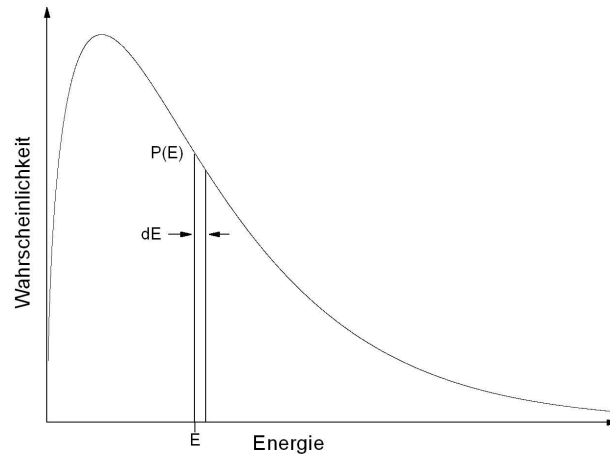


Abbildung 3.4: Berechnung des Anteils der Elektronen im Plasma, welcher die kinetische Energie  $E$  besitzt.

(Abb. 3.4):

$$\frac{dt}{t_0} = P(E', T_e) dE'. \quad (3.2)$$

Um daraus die Beschleunigungszeiten  $t(E)$  zu berechnen, muss folgende Integralfunktion (Abb. 3.5) berechnet werden

$$t(E) = t_0 \int_0^E P(E', T_e) dE'. \quad (3.3)$$

In den Fällen, in denen die analytische Berechnung dieses Integrals nicht möglich war, wurde die stetige Funktion durch Einzelwerte angenähert und die jeweiligen Integrale dann numerisch gelöst. Berechnet man hieraus die inverse Funktion  $E(t)$  ergeben sich mit  $U_{Beschl.}(t) = \frac{E(t)}{e}$  die gesuchten Beschleunigungsmuster (Abb. 3.6).

In dieser Überlegung wurde die Elektronendichte als zeitlich konstant angenommen. Sie ist definiert als Teilchenzahl pro Volumen:  $n_e = N_e/V$ . Der Elektronenstrahl habe die Querschnittsfläche  $A$  und passiere das Volumen  $V = Al$  der Länge  $l$  mit der Geschwindigkeit  $v$  in der Zeit  $t$ . Dann ergibt sich für die Teilchendichte

$$n_e = \frac{N_e}{Avt}. \quad (3.4)$$

Ist die Stromstärke  $I$  zeitlich konstant, so ist sie durch den Quotienten aus Ladung und Zeit gegeben

$$I = \frac{Q}{t} = \frac{N_e e}{t}. \quad (3.5)$$

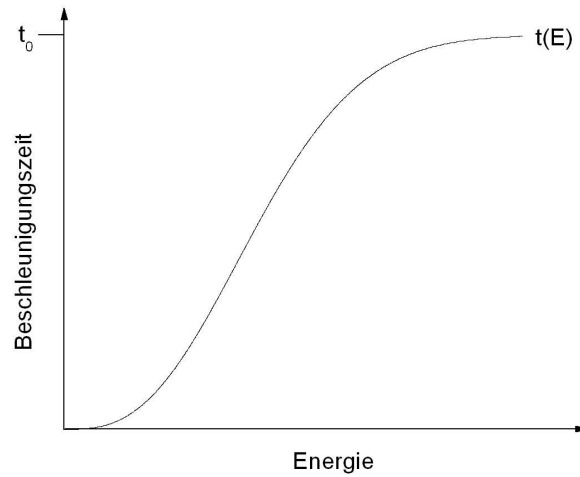


Abbildung 3.5: Integralfunktion der Wahrscheinlichkeitsverteilung, aus der die Beschleunigungsspannungsmuster berechnet werden.

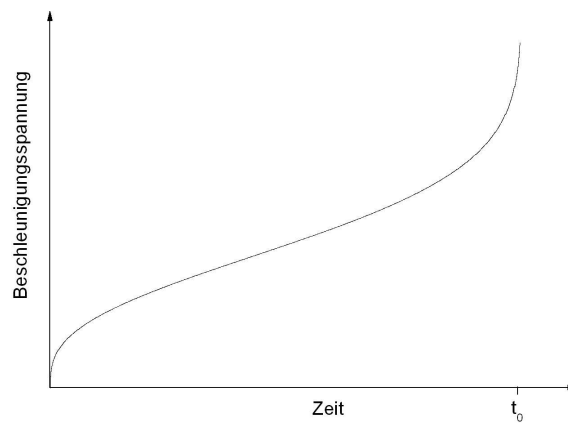


Abbildung 3.6: Inverse Funktion der Integralfunktion. Sie entspricht dem Beschleunigungsspannungsmuster.

Ersetzt man  $N_e$  in Gleichung (3.4) mit Hilfe von Gleichung (3.5) so ergibt sich für die Teilchendichte

$$n_e = \frac{I}{Ave}. \quad (3.6)$$

Diese ist gegeben durch das Verhältnis der Magnetfeldstärke an der Kathode und derjenigen in der Falle. Die dadurch definierte Flächenkompression kann in der Praxis nicht erreicht werden, da die Temperatur der Elektronen mit dieser linear ansteigt. Die zur Strahlausbreitung transversale Geschwindigkeitskomponente verursacht eine Verbreiterung des Strahls. Bei einer endlichen Temperatur der Kathode ergibt sich dadurch eine untere Grenze für den Strahldurchmesser, die im Allgemeinen höher liegt als die, die sich nur aufgrund der inneren Abstoßung des Elektronenstrahls im Magnetfeld ergeben würde. Der Elektronenstrahl ändert seinen Durchmesser bei Strom- oder Energieänderungen kaum und hängt in erster Linie von der magnetischen Kompression ab [Herrmann1958].

$$r_H = r_B \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 + 4 \left( \frac{8m_e k_B T_c r_c^2}{e^2 r_B^2 B^2} + \frac{B_c^2 r_c^4}{B^2 r_B^2} \right)}} \quad (3.7)$$

Hier ist  $r_H$  der Herrmann-Radius, welcher 80 % des gesamten Elektronenstroms beinhaltet,  $r_B$  ist der Brillouin-Radius,  $r_c$  ist der Radius des Strahls an der Kathode,  $B_c$  ist das Magnetfeld und  $T_c$  die Temperatur an der Kathode. In den im Folgenden beschriebenen Experimenten lag der Radius des Elektronenstrahls im Fallenzentrum zwischen  $21,0 \mu\text{m}$  und  $21,5 \mu\text{m}$  [González Martínez 2005]. Diese geringen Änderungen sind für die folgenden Betrachtungen vernachlässigbar, weshalb  $A$  hier als konstant angenommen wird. Wegen  $v \sim \sqrt{E}$  gilt schließlich

$$n_e \sim \frac{I}{\sqrt{E}}. \quad (3.8)$$

Damit hängt die Teilchendichte von der Emissionsstromstärke und von der Beschleunigungsspannung ab. Um die Teilchendichte konstant zu halten, muss  $I \sim \sqrt{E}$  oder  $I^2 \sim E$  erfüllt sein. Der Emissionsstrom der Elektronenkanone hängt gemäß Gleichung (3.1) von der Extraktionsspannung ab. Daraus ergibt sich folgende Bedingung für das Extraktionsspannungsmuster (siehe Abb. 3.7)

$$U_{\text{Extr.}} \sim U_{\text{Beschl.}}^{1/3}, \quad (3.9)$$

wobei die Proportionalitätskonstante so zu wählen ist, dass sich eine möglichst hohe Elektronendichte ergibt, um eine hohe Ionisationsrate zu erreichen. Durch simultanes Variieren von Beschleunigungs- und Extraktionsspannung ist es so möglich, die Elektronendichte zeitlich konstant zu halten.





Abbildung 3.7: Extraktionsspannungsmuster, welches anhand von Referenzwerten aus dem Beschleunigungsspannungsmuster berechnet wurde.

### 3.3 Technische Realisierung allgemeiner Energieverteilungen

Die Berechnung der Beschleunigungsspannungsmuster und der Extraktionsspannungsmuster aus gegebenen Elektronenenergieverteilungen wurde vollautomatisiert. Die Steuerung des Experiments selbst erfolgte computergestützt und ebenso vollautomatisch. Die Programmierung wurde mittels LabView realisiert, einer Programmiersprache der Firma National Instruments, und soll im Folgenden in den wichtigsten Schritten erläutert werden.

#### 3.3.1 Berechnung der Potenzialsequenzen

Aus einer gegebenen Wahrscheinlichkeitsverteilung der Elektronenenergien werden zuerst 5000 Einzelwerte mit äquidistanten Energieabständen bis zu einem Maximalenergiewert  $E_{max}$  berechnet. Dabei ist  $E_{max}$  so zu wählen, dass möglichst wenig des hochenergetischen Anteils der Verteilung abgeschnitten wird. Nach oben sind der Wahl von  $E_{max}$  durch die technische Umsetzung Grenzen gesetzt, die im nächsten Kapitel erläutert werden. Es wurden zwei Grundtypen von Verteilungsfunktionen verwendet. Zum einen eine rein-thermische

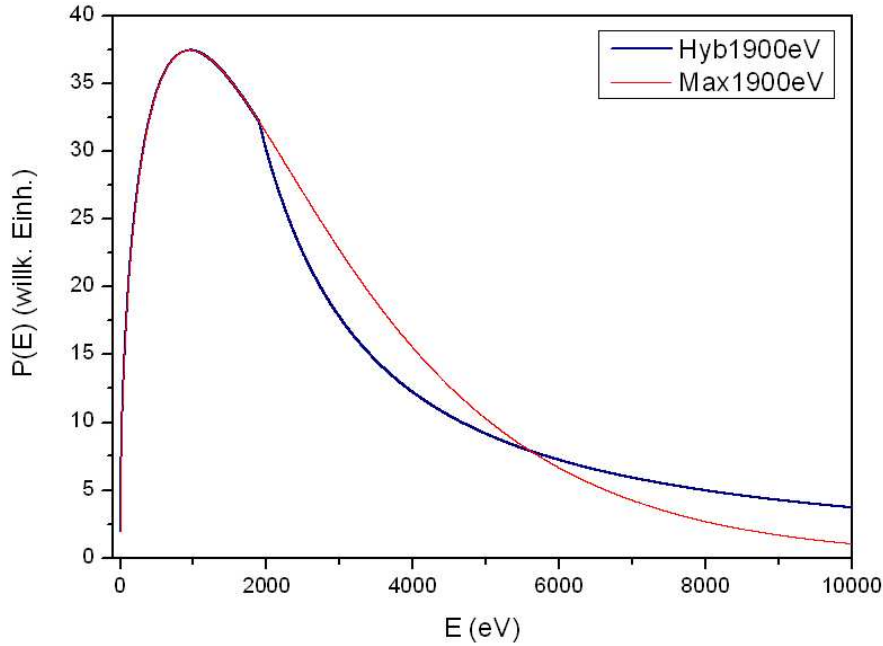


Abbildung 3.8: Vergleich zwischen Maxwellverteilung und Hybridverteilung bei  $T_e = 1900$  eV. In der Hybridverteilung ist der Anteil hochenergetischer Elektronen höher als in der entsprechenden thermischen Verteilung. Die Anzahl der Elektronen "mittlerer" kinetischer Energien ist daher anteilig kleiner als in einer Maxwellverteilung.

Verteilungsfunktion

$$P_{Maxwell}(E, T_e) dE = \frac{2E^{1/2}}{\pi^{1/2}(T_e)^{3/2}} \exp\left(\frac{-E}{T_e}\right) dE, \quad (3.10)$$

hier ist  $T_e$  die Temperatur und  $E$  die Energie der Elektronen. Zum anderen eine thermische Verteilung, der zusätzlich ab einer bestimmten, wählbaren "break"-Energie  $E_b$  eine Potenzfunktion mit dem Exponenten  $\alpha$  überlagert ist [Porquet et al. 2001]:

$$P_{Hybrid}(E, E_b, T_e) dE = \begin{cases} P_{max}(E, T_e) & \text{falls } E \leq E_b \\ \frac{2E^{1/2}}{\pi^{1/2}T_e^{3/2}} \exp\left(\frac{-E_b}{k_B T_e}\right) \left(\frac{E}{E_b}\right)^{-\alpha} & \text{falls } E \geq E_b, \end{cases} \quad (3.11)$$

mit den freien Parametern  $T_e$ ,  $E_b$  und  $\alpha$ .

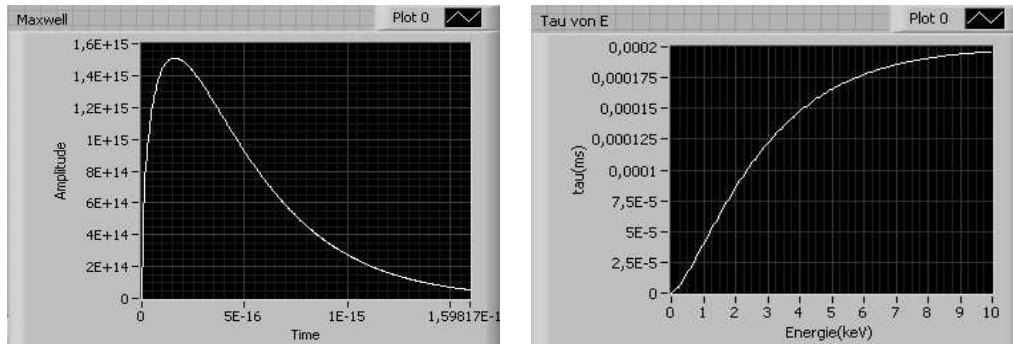


Tabelle 3.2: Links: Maxwellverteilung, zusammengesetzt aus 5000 Einzelwerten. Rechts: Numerische Integration der Maxwellverteilung

Aus den erhaltenen Werten der Wahrscheinlichkeitsverteilungen wird nun das Beschleunigungsspannungsmuster berechnet. Dabei ist  $t_0$  die Zeit, die für das Durchfahren des gesamten Spannungsmusters benötigt wird. Sie ergibt sich aus der Anzahl der berechneten Einzelwerte multipliziert mit der Zeit, die für die Ausgabe eines neuen Spannungswertes benötigt wird:  $t_0 = 5000 \times 1 \mu\text{s} = 5 \text{ ms}$ . Die Beschleunigungszeit  $t(E)$  muss nun mit Hilfe von Gleichung (3.3) für alle 5000 Wahrscheinlichkeitswerte berechnet werden.

Die Berechnung des Integrals erfolgt jeweils numerisch, und als Resultat wurden 5000  $t(E)$ -Werte ermittelt. Durch Vertauschen von  $E$  und  $t(E)$  in allen 5000 Wertepaaren wird die Inverse  $E(t)$  berechnet. Da der Abstand zwischen zwei Energiewerten konstant gewählt wurde und zwischen  $t(E)$  und  $E$  kein linearer Zusammenhang besteht, variieren die Abstände zwischen zwei  $t(E)$ -Werten. Damit die Beschleunigungsspannungen im Experiment mit konstanter Rate ausgegeben werden können, wurden aus den 5000 Energiewerten zu variierenden Zeitabständen mittels linearer Interpolation 5000 zeitlich äquidistante Energiewerte berechnet. Da diese Energiewerte in eV berechnet werden, entsprechen sie den Beschleunigungsspannungen in Volt.

Zur Reduktion möglicher Unstetigkeiten bei der Ausgabe der Spannungen, werden die  $E(t)$ -Werte (oder  $U(t)$ -Werte) am Maximum gespiegelt und nochmals angehängt. Das so entstandene Spannungsmuster ist nun  $2t_0 = 10 \text{ ms}$  lang.

Um die Elektronendichte konstant zu halten, muss die Extraktionsspannung gemäß Gleichung (3.8) simultan mit der Beschleunigungsspannung geändert werden. Dazu wurde als Referenzwert die Extraktionsspannung zum Zeitpunkt

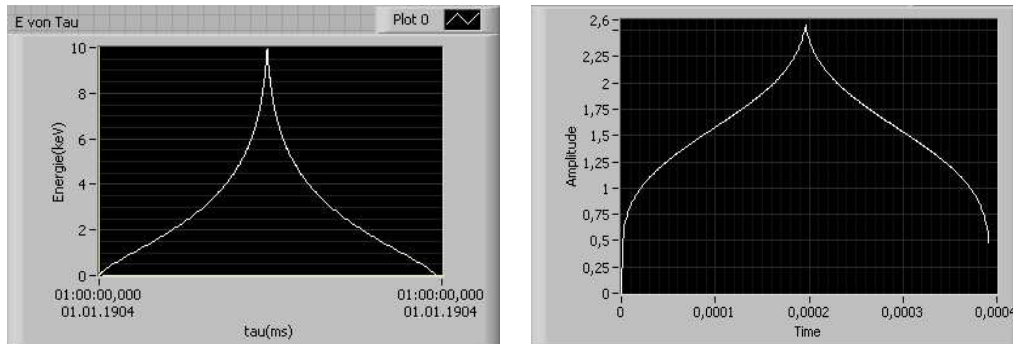


Tabelle 3.3: Links: Beschleunigungsspannungsmuster nach Invertierung und Anhängen der gespiegelten Kurve. Rechts: Spannungsmuster für die Extraktion der Elektronen durch die Fokuselektrode.

der niedrigsten Beschleunigungsspannung gewählt

$$\frac{U_{\text{Beschleunigung}}^{3/2}}{U_{\text{Extraktion}}^{1/2}} = \frac{U_{\text{min.Beschl.}}^{3/2}}{U_{\text{min.Extr.}}^{1/2}} \quad (3.12)$$

und anhand dieses Referenzwertes das Extraktionsspannungsmuster berechnet:

$$U_{\text{Extr.}} = U_{\text{min.Extr.}} \left( \frac{U_{\text{Beschl.}}}{U_{\text{min.Beschl.}}} \right)^{1/3} \quad (3.13)$$

Zur Berechnung der Beschleunigungssequenz zur Erzeugung der Maxwellverteilungen ist nun noch nötig, die gewünschte Elektronentemperatur und die maximale Elektronenenergie im oben beschriebenen Programm einzugeben. Die Berechnung der Beschleunigungssequenz zur Erzeugung der zuvor erwähnten "Hybrid-Verteilungen" verlangt zusätzlich die Eingabe der "break"-Energie  $E_b$ , ab welcher die Potenzfunktion überlagert wird, und des Exponenten  $\alpha$ . Die Berechnung der Extraktionssequenz erfordert, wie zuvor erläutert, die Eingabe geeigneter Referenzwerte für minimale Beschleunigungs- und Extraktionsspannung. Die beiden Potenzialsequenzen werden nun simultan und kontinuierlich mit einer Frequenz von 100 Hz ausgegeben.

### 3.3.2 Steuerung der EBIT

Das Experiment basiert auf der Modulation von Beschleunigungs- und Extraktionsspannung. Sie erfolgte mittels dreier Hochspannungslinerverstärker der Firma *TREK Inc.* (siehe Tabelle 3.4), welche von einem PC über eine DAQ-Karte (*data acquisition*) der Firma *National Instruments* (Modell Ni

Tabelle 3.4: Spezifikationen der Hochspannungs-Linearverstärker. In der zweiten und dritten Spalte sind die Parameter der für die Modulation der Beschleunigungspotenziale verwendeten Verstärker aufgeführt. In der vierten Spalte sind die Parameter des zur Steuerung der Extraktionsspannung verwendeten Verstärkers angegeben.

Steuerung von	Elektronenkanone	Driftröhren	Fokuselektrode
Modell	Trek 30/20	Trek 20/20C	Trek 609E-6
max. Ausg.spannung	$\pm 30$ kV	$\pm 20$ kV	$\pm 4$ kV
Verstärkungsfaktor	3000	2000	1000
Ausgangsimpedanz	$47 \Omega$	$47 \Omega$	$0,1 \Omega$
max. Eing.spannung	$\pm 10$ V	$\pm 10$ V	$\pm 4$ V
Spannungsanstieg	$> 350$ V/ $\mu$ s	$> 350$ V/ $\mu$ s	$> 150$ V/ $\mu$ s
max. Stromstärke	$\pm 20$ mA	$\pm 20$ mA	$\pm 20$ mA
Eingangsimpedanz	$50$ k $\Omega$	$25$ k $\Omega$	$25$ k $\Omega$
Fehler	$< 0,1\%$	$< 0,1\%$	$< 0,1\%$
Offset	$< \pm 4$ V	$< \pm 2$ V	$< \pm 1$ V
Rauschen	$< 5$ V	$< 5$ V	$< 80$ mV
zeitliche Drift	$< 50$ ppm/h	$< 50$ ppm/h	$< 100$ ppm/h
Temperaturdrift	$< 100$ ppm/K	$< 100$ ppm/K	$< 200$ ppm/h

PCI-6733) mit Programmierspannungen versorgt werden. Mit Hilfe dieser Karte können analoge Spannungen bis  $\pm 10$  V ausgegeben werden. Die Auflösung beträgt 16 bit und es ist möglich, einen Spannungswert pro Mikrosekunde auszugeben. Die Steuerung der Karte wird von demselben Programm, welches auch die Potenzialsequenzen berechnet, übernommen. Zwei der drei Linearverstärker erzeugen die Potenzialdifferenz zwischen Elektronenkanone und Driftröhren, welche der Beschleunigung des Elektronenstrahls dient. Mit Hilfe dieser Verstärker sind laut Hersteller Spannungsanstiege von mehr als  $350$  V/ $\mu$ s möglich. Die Kapazität der Elektronenkanonenplattform zusammen mit der Ausgangsimpedanz des Verstärkers von  $47 \Omega$  limitierte die Anstiegsgeschwindigkeit der dort anliegenden Potenziale auf maximal  $8,5$  V/ $\mu$ s. Dieser Wert wurde mit Hilfe des sogenannten "out-of-regulation"-Signals des Verstärkers ermittelt, welches auf einem Oszilloskop beobachtet wurde. Es zeigt an, ob der erwünschte Spannungsanstieg vom Verstärker geleistet wird oder ob das Gerät in der Strombegrenzung operiert. In letzterem Fall kommt es besonders in den Kurvenmaxima aufgrund der steilen Anstiege und Abfälle zu Verzerrungen der Potenzialsequenzen. Aufgrund der Kapazität der Driftröhrenplattform sind Spannungsanstiege dort auf maximal  $16,5$  V/ $\mu$ s begrenzt. Aufgrund dieser Beschränkungen wurde die beschriebene Aufteilung der Beschleunigungspotenziale auf Driftröhren und Elektronenkanone vorgenommen (Abb. 3.9).

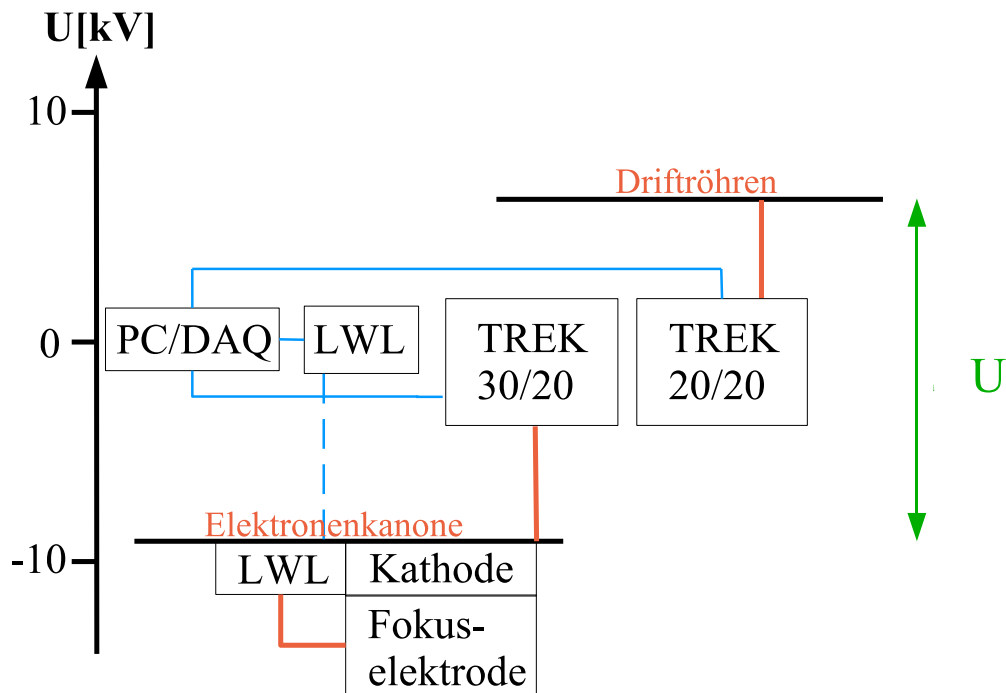


Abbildung 3.9: Steuerung des Experiments: Über einen PC mit schneller 4-Kanal-Analog-Ausgangskarte werden drei Hochspannungslinearverstärker simultan gesteuert. Zwei Verstärker erzeugen die Potenzialdifferenz zwischen Elektronenkanone und Driftröhren, der Dritte moduliert die Stärke des Emissionsstroms, um die Strahldichte konstant zu halten. Dieser wird durch Lichtwellenleiter (LWL) mit den Programmierspannungen versorgt.

So konnten maximale Spannungsanstiege von insgesamt  $25 \text{ V}/\mu\text{s}$  erreicht werden. Um diese Anstiege zu gewährleisten, wurde die Kapazität aller benötigter Stromkabel minimiert; dies bedeutet direkte Verbindungen auf kürzestem Weg und den Einsatz ungeschirmter mit Silikon isolierter Kabel.

Simultan zu Elektronenkanone und Driftröhren wurde die Fokuselektrode über einen dritten Hochspannungslinearverstärker mit den zuvor berechneten Extraktionsspannungssequenzen versorgt. Da Spannungen an der Fokuselektrode gegen Elektronenkanonenpotenzial anliegen, war es nötig, auch den Hochspannungsverstärker zur Steuerung derselben auf der Elektronenkanonenplattform zu installieren. Dadurch wurde eine Versorgung mit den berechneten Programmierspannungen auf herkömmliche Weise, über BNC-Kabel, unmöglich. Aus diesem Grund wurde die Programmierspannung für den Verstärker mittels analoger Lichtleiter als proportionales Signal übertragen.

## Bestimmung der Maximalenergie

Anhand der maximalen Anstiegsgeschwindigkeiten und der Periode der Potenzialesequenzen wurde in jeder Energieverteilungsfunktion der Wert für die Maximalenergie des Elektronenstrahls bestimmt. Dazu wurde bei vorgegebener Wiederholfrequenz von 100 Hz der Parameter  $E_{max}$  in den Energieverteilungen variiert. Wird dieser Wert zu hoch gewählt, ist der maximale Anstieg in der Potenzialesequenz zu steil um von den Verstärkern noch bewältigt zu werden. Dies wurde mit Hilfe der out-of-regulation Anzeige der Verstärker mittels Oszilloskop beobachtet. Auf diese Weise wurde sukzessive der maximal mögliche Wert für  $E_{max}$  ermittelt.

## Bestimmung der Minimalenergie

Die kinetische Energie der Elektronen ergibt sich aus Kathodenpotenzial plus Beschleunigungspotenzial abzüglich der Raumladung der Elektronen. Das Kathodenpotenzial betrug während aller Messungen  $-750\text{ V}$  und konnte nicht verringert werden, da dies eine große Instabilität des Elektronenstrahls zur Folge gehabt hätte. Um die quasi-statischen Verteilungen möglichst exakt zu simulieren, ist es wichtig, auch die geringen Energien der Verteilung zu erzeugen. Eine minimale Energie von  $750\text{ eV}$  würde eine zu große Abweichung bedeuten. Deshalb wurde zur Erzeugung möglichst niedriger Energien eine positive Spannung an die Elektronenkanone gelegt, während an den Driftröhren keine Spannung anlag. Durch die so verursachte Abbremsung des Elektronenstrahls von maximal  $270\text{ eV}$  wurden minimale Energien von  $480 \pm 10\text{ eV}$  erreicht. Höhere positive Spannungen an der Elektronenkanone riefen starke Strahlinstabilitäten hervor. Die auf diese Weise erniedrigte Minimalenergie muss nun noch durch das Raumladungspotenzial des Elektronenstrahls korrigiert werden, was einer Reduktion um ca.  $80\text{ eV}$  entspricht. Somit ergibt sich eine minimale Elektronenstrahlenergie von  $400\text{ eV}$  in den Verteilungen.

## Messung der Elektronenstrahlenergie

Zum Erzeugen der zeitlich aufgelösten Bilder der Emissionsspektren war es nötig, die absoluten Potenzialdifferenzen zwischen Driftröhren und Elektronenkanone zu messen (Abb. 3.10). Dazu wurden zwei baugleiche Spannungsteiler entworfen, mit denen es möglich wurde, Spannungen ohne relative Phasenverschiebung in einen Differenzverstärker einzulesen. Dieser invertierte das von der Elektronenkanone stammende negative Signal und addierte es danach zu

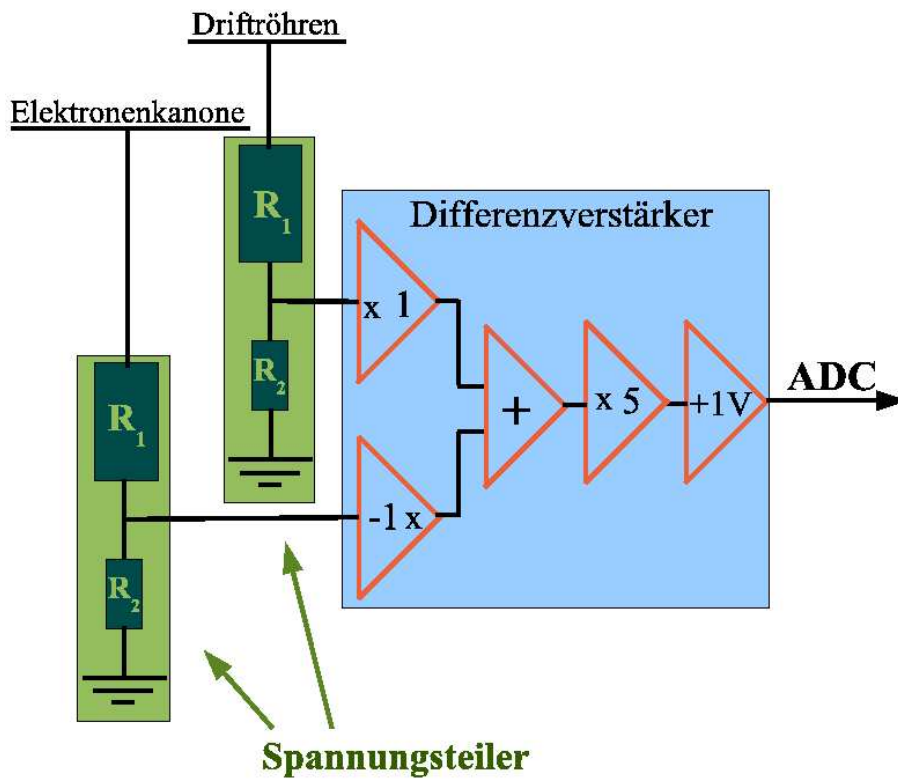


Abbildung 3.10: Messung der Elektronenenergie. Die an Elektronenkanone und Driftröhren anliegenden Beschleunigungspotenziale wurden über zwei Baugleiche Spannungsteiler gemessen. Hierbei betrug  $R_1$  200 M $\Omega$  und  $R_2$  20 K $\Omega$ . Daraus ergibt sich ein Teilungsverhältnis von ca. 10000.

dem von den Driftröhren stammenden positiven Signal. Um das Energieintervall des Analog-Digital-Wandlers (ADC) besser zu nutzen, wurde das Signal anschließend fünffach verstärkt. Aufgrund der positiven Bremsspannung zur Erzeugung der niederenergetischen Elektronen ist die minimale, auf diese Weise ermittelte, Gesamtbeschleunigungsspannung negativ. Da der ADC nur positive Werte einlesen kann, wurde eine konstante Spannung von 1 V addiert. Dieser Offset führt zu einer konstanten Verschiebung der Elektronenenergien, die durch nachträgliche Kalibration der Spektren korrigiert wurde.

Durch die für die Digitalisierung benötigte Zeit ergab sich eine Verschiebung der gespeicherten Energiewerte zwischen den aufsteigenden und absteigendem Ast der Zyklen, d.h. jeder Resonanzlinie erscheint doppelt auf der Elektronenenergieskala. Bei einer typischen Steigung von 10 V/ $\mu$ s reichen einige wenige  $\mu$ s aus, um die beobachtete Verschiebung von etwa 50 eV zu erklären. Diese Verschiebung wurde ursprünglich durch die zufällige Übereinstimmung mit der



Tabelle 3.5: Spezifikationen der Spannungsteiler. Beide Spannungsteiler sind baugleich. Differenzen in den Phasenverschiebungen waren nicht messbar, das heißt  $<10 \mu\text{V}$ .

$R_1$	200 M $\Omega$
$R_2$	20 K $\Omega$
Teilungsfaktor	$\approx 10000$
Grenzfrequenz	2, 5 kHz

Position der KLL-Resonanz der wasserstoffartigen Ar17<sup>+</sup>-Ionen fehlinterpretiert und wurde erst in spätem Stadium der Datenanalyse erkannt. Es werden neue Messungen benötigt werden, um diese Fehlerquelle zu eliminieren und den richtigen Beitrag der KLL- und höherer Resonanzen der wasserstoffartigen Ionen zu bestimmen.

## 3.4 Spektroskopische Diagnostik

Die Emissionsspektren der erzeugten Hochtemperaturplasmen wurden auf zwei verschiedene Arten untersucht. Die Röntgenstrahlung aus Übergängen zwischen inneren Schalen von hochionisiertem Argon wurde von einem Germaniumdetektor zeitaufgelöst detektiert und gegen die gleichzeitig gemessene Elektronenstrahlenergie aufgetragen. In einer zweiten Versuchsanordnung wurde diese Strahlung mit einem hochauflösenden Kristallspektrometer untersucht.

### 3.4.1 Zeitaufgelöste Spektroskopie

Die Emissionsspektren der Argonplasmen wurden mit einem hochreinen Germaniumdetektor (Tab. 3.6) aufgenommen. Dringt ein Röntgenquant in den Halbleiter ein, so hebt er ein Primärelektron vom Valenzband in das Leitungsband. Aufgrund der hochenergetischen Strahlung hat das Primärelektron eine hohe kinetische Energie und hebt durch Stöße viele Sekundärelektronen in das Leitungsband. Der Germaniumkristall befindet sich zwischen zwei Elektroden, die durch Anlegen einer Hochspannung ein elektrisches Feld hervorrufen, welches die frei werdenden Elektronen abzieht und durch einen Vorverstärker in ein elektrisches Signal umwandelt. Anschließend wird dieses Signal von einem ADC digitalisiert. Die Signalhöhe ist proportional zur Energie, die von dem zu detektierenden Röntgenquant im Germaniumkristall deponiert wurde. Aufgrund der geringen Bandlücke in Halbleitern ist deren Energieauflösung höher als z.B. in Gasdetektoren. Um das thermische Rauschen möglichst gering zu

Tabelle 3.6: Spezifikationen des Germaniumdetektors.

Modell	IGLET-X-11145
Aktiver Durchmesser	11 mm
Aktive Dicke	10 mm
Dicke d. Berylliumfensters	25,4 $\mu\text{m}$
Auflösung	155 eV bei 5,9 keV

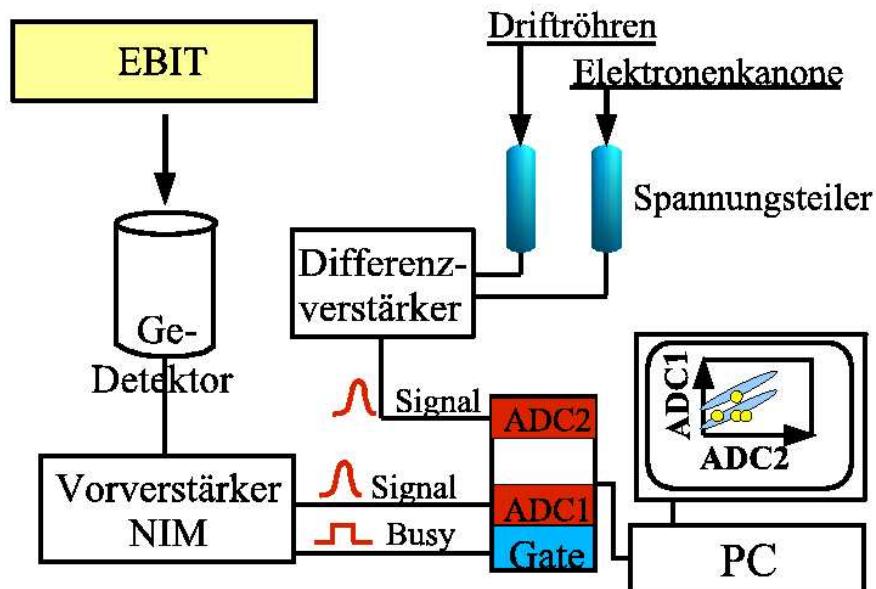


Abbildung 3.11: Datenaufnahmesystem: Elektronenenergie und Photonenenergie werden digitalisiert und simultan gespeichert.

halten, wird der Detektor mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Dadurch wird eine Auflösung von 155 eV bei einer Röntgenenergie von 5,9 keV erreicht.

Die mit Hilfe der Spannungsteiler und dem Differenzverstärker erzeugten Signale, deren Intensität zur Elektronenenergie proportional ist, werden, ebenso wie die Röntgensignale, von einem ADC digitalisiert. Das "Busy"-Signal, welches ein Zählereignis im Germaniumdetektor anzeigt, dient als Gate-Signal der Dateneinlese-Einheit. So wird ein Ereignis zusammen mit Röntgenenergie und Elektronenenergie gespeichert, wodurch die zeitlich aufgelösten Spektren entstehen.

### 3.4.2 Präzisionsspektroskopie

Das in diesem Experiment verwendete Kristallspektrometer wurde von Johannes Braun im Rahmen seiner Diplomarbeit [Braun2003] am Max-Planck-Institut für Kernphysik (MPIK) in Heidelberg konstruiert und aufgebaut. Es besteht im Wesentlichen aus einem Bragg-Kristall und einer CCD-Kamera (*charge-coupled device*) zum Nachweis der Photonen. Die Röntgenstrahlen

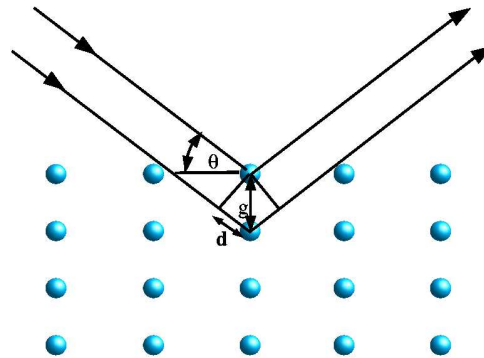


Abbildung 3.12: Bragg-Bedingung. In der Skizze bezeichnet  $g$  den Gitterabstand der Kristallebenen und  $\Theta$  den Einfallswinkel der Röntgenstrahlung. Konstruktive Interferenz tritt auf, wenn Gleichung (3.14) erfüllt ist.

werden an den verschiedenen Gitterebenen des Kristalls reflektiert, wobei nur unter einem bestimmten Winkel  $\Theta$ , welcher von der Energie der Strahlung abhängig ist, konstruktive Interferenz auftritt. Dies ist der Fall, wenn die Strecke, welche Strahlen, die an tieferliegenden Kristallebenen reflektiert werden, zusätzlich zurück legen müssen, ein Vielfaches der Wellenlänge  $\lambda$  der Strahlung ist (Abb.3.12):

$$n \lambda = 2 g \sin \Theta \quad (3.14)$$

Die reflektierte Strahlung wird dann auf die CCD-Kamera projiziert und erzeugt dort ein Linienbild, welches dem Spektrum der Strahlung entspricht. Abbildung 3.13 zeigt den Aufbau des Spektrometers.

Der als Detektor fungierende CCD-Chip besteht aus  $1024 \times 1024$  Pixeln der Größe  $24 \mu\text{m} \times 24 \mu\text{m}$ . In jedem Pixel befindet sich ein p-n-Übergang hoher n-Dotierung zur Vergrößerung der Sperrschicht. Die Energie der Röntgenphotonen erzeugt Elektron-Loch-Paare in der Sperrschicht, welche durch die Diffusionsspannung getrennt werden. Da die Bandlücke in Silizium 3,65 eV beträgt, kann ein einzelnes Photon maximal  $E_{\text{Photon}}/3,65$  eV Elektronen vom Valenzband in das Leitungsband heben. Diese Elektronen, die während der Belichtungszeit in der Sperrschicht frei werden, wandern in die n-Zone, die zusammen mit einer isolierenden Metalloxidschicht und einer Elektrode (Gate)

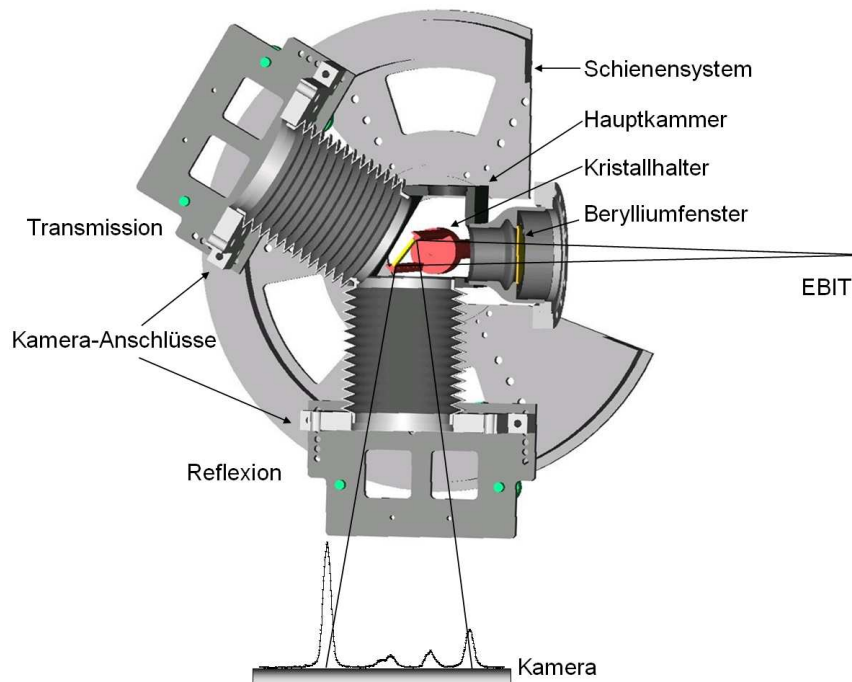


Abbildung 3.13: Aufbau des Kristallspektrometers. Die einfallende Röntgenstrahlung passiert ein dünnes Berylliumfenster und wird am Kristall reflektiert. In der Abbildung ist der Strahlengang im untersuchten Spektralbereich schematisch dargestellt. Zu sehen sind außerdem die Kameraanschlüsse zur Untersuchung der reflektierten oder transmittierten Strahlung.

einen Kondensator bildet. Durch Änderung der Potentiale können die Ladungen entlang der Pixelreihen verschoben und ausgelesen werden. Die Signale werden verstärkt und mit Hilfe eines ADC digitalisiert und mit einer geeigneten Software analysiert. Um das thermische Rauschen zu reduzieren, wird die Kamera durch flüssigen Stickstoff gekühlt.

### 3.5 Durchführung des Experiments

Mit Hilfe des zuvor geschilderten experimentellen Aufbaus wurden Argonplasmen spektroskopisch untersucht. In einer ersten Versuchsreihe wurde der experimentelle Aufbau hinsichtlich rauscharmer Datenaufnahme optimiert. In einer zweiten Versuchsreihe wurden Argonplasmen mit einer sogenannten Hybrid-Elektronenenergieverteilung (siehe Abschnitt 3.3.1) mittels Kristallspektrometer untersucht (Tabelle 3.7).

Tabelle 3.7: Parameter der Elektronenenergieverteilungen, die mit dem Kristallspektrometer untersucht wurden. Erläuterung: In der zweiten Spalte ist die den Hybridverteilungen zugrunde liegende mathematische Temperatur aufgeführt, in Spalte drei die maximal erzeugte Energie in der Verteilung, in Spalte vier die Energie, ab der die Potenzfunktion zur Erzeugung des hochenergetischen Anteils überlagert wurde und in den Spalten fünf und sechs der Exponentialkoeffizient sowie die Datenaufnahmezeit angegeben.

Elektronenverteilung	$T_e$	$E_{max}$	$E_b$	$\alpha$	Aufnahmezeit
Hybrid	1, 2 keV	ca. 14 keV	1 keV	2	22 Stunden
Hybrid	3 keV	ca. 18 keV	1 keV	2	12 Stunden

Tabelle 3.8: Parameter der Elektronenenergieverteilungen, die mit einem Germaniumdetektor untersucht wurden. In den Spalten vier und fünf sind die nur für Hybridverteilungen nötigen Parameter  $E_b$  und  $\alpha$  angegeben.

Elektronenverteilung	$T_e$	$E_{max}$	$E_b$	$\alpha$	Aufnahmezeit
Maxwell	1, 3 keV	7770 eV	-	-	995 min
Maxwell	1, 6 keV	8460 eV	-	-	1051 min
Hybrid	1, 6 keV	12830 eV	1, 6 keV	1, 8	2170 min
Maxwell	1, 9 keV	9670 eV	-	-	1265 min
Hybrid	1, 9 keV	15330 eV	1, 9 keV	1, 8	1010 min
Maxwell	2, 2 keV	10670 eV	-	-	1355 min
Hybrid	2, 2 keV	15330 eV	2, 2 keV	1, 8	1060 min
Maxwell	2, 5 keV	11660 eV	-	-	1260 min
Hybrid	2, 5 keV	1530 eV	2, 5 keV	1, 8	1010 min

Schließlich wurden in der dritten und umfangreichsten Versuchsreihe Hochtemperatur-Argonplasmen, sowohl mit rein thermischer Elektronenenergieverteilung als auch mit Hybridverteilung, erzeugt. Die Emissionsspektren wurden hierbei mittels eines Germaniumdetektors zeitlich aufgelöst als Funktion der Elektronenenergie aufgenommen. Tabelle 3.8 gibt einen Überblick über die dabei eingestellten Parameter und experimentellen Bedingungen. Die Maximalenergie  $E_{max}$ , bei der die Energieverteilung der Elektronen sozusagen “abgeschnitten” wurde, kann den Tabellen 3.7 und 3.8 entnommen werden. Es musste bei der Erzeugung der quasi-statischen Energieverteilungen auch eine minimale Energie von  $(400 \pm 20)$  eV aus Gründen der Strahlstabilisierung eingehalten werden. Aus diesen Einschränkungen resultiert ein etwa drei-prozentiger Verlust der Gesamtenergieverteilung.

# Kapitel 4

## Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der spektroskopischen Untersuchung von Hochtemperatur-Argonplasmen in thermischen und nicht-thermischen Elektronenenergieverteilungen vorgestellt. Die Aufbereitung der aufgenommenen Emissionsspektren und deren Auswertung wird erläutert und bezüglich der generierten Elektronenenergieverteilungen interpretiert. Schließlich werden die relativen Intensitäten in den detektierten Spektrallinien angegeben.

### 4.1 Datenreduktion

Mit dem Germaniumdetektor werden bei ausgeschaltetem Elektronenstrahl auch bei langer Datenaufnahmezeit kaum Ereignisse detektiert worden. Eine Dunkelzählrate ist daher vernachlässigbar. Die Energien kosmischer Teilchen liegen im Allgemeinen nicht im untersuchten Energieintervall. In der Ionenfalle der EBIT waren während der Messreihe geringfügige Verunreinigungen vorhanden, wahrscheinlich durch Barium hervorgerufen, die jedoch in den Emissionsspektren klar von den interessierenden Daten getrennt werden können (Abb. 4.3). Da der Germaniumdetektor ein  $25,4\ \mu\text{m}$  dünnes Berylliumfenster besitzt, wodurch er vom Ultrahochvakuum der EBIT getrennt ist, hängt die Durchlässigkeit für Photonen von deren Energie ab. Abb. 4.1 zeigt die Transmissivität des Berylliumfensters in Abhängigkeit der Photonenenergie. Um die Daten entsprechend zu korrigieren, wurden Projektionen der Spektren auf die Achse der Photonenenergie durch den zu dieser Energie gehörenden Transmissionskoeffizienten dividiert. Projektionen der Daten auf die Achse der Elektronenenergie wurden jeweils nur für einen schmalen Photonenenergiebereich, z.B. in der Breite des  $2 \rightarrow 1$ -Übergangs, vorgenommen. Dies entspricht einem Energieintervall von ungefähr 300 eV Breite, in dem die Durchlässigkeit des Beryllium-

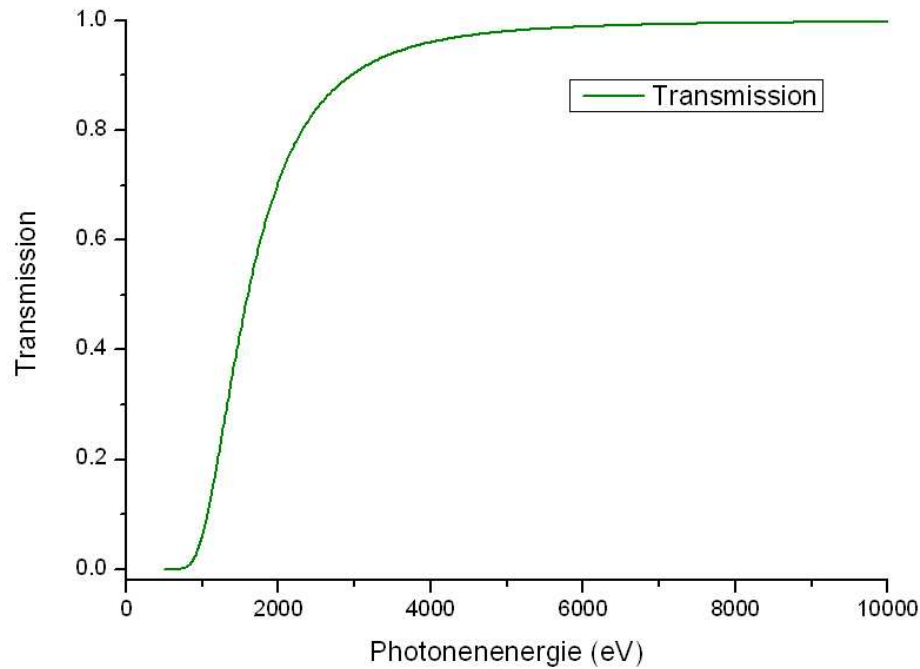


Abbildung 4.1: Transmissivität des verwendeten Berylliumfensters. Erst ab einer Photonenergie von ungefähr 5000 eV weicht der Transmissionskoeffizient um weniger als 2 % von eins ab.

fensters zwischen 0,91 und 0,93 variiert. Deshalb wurde die Transmissivität in solchen Intervallen als nahezu konstant betrachtet. Da in dieser Arbeit keine absoluten Linienintensitäten ermittelt wurden und bei der Berechnung relativer Intensitäten dieser Faktor keine Rolle spielt, folgt daraus keine zusätzliche Unsicherheit.

Die mit dem **Kristallspektrometer** untersuchten Daten wurden mit Hilfe eines LabView-Programms aufbereitet. Durch die am Eingang des Vorverstärkers angelegte Biasspannung ergibt sich ein Offset, der bei den Betriebsbedingungen dieser CCD Kamera typischerweise  $481 \pm 3$  Counts beträgt. Dazu addiert sich das Ausleserauschen des ADCs, der die Pixelladungen digitalisiert, sowie das thermische Rauschen, das jedoch bei der Betriebstemperatur von  $-110^\circ\text{C}$  gegen das ADC-Rauschen vernachlässigt werden kann. Ein Röntgenquant erzeugt pro  $\approx 11$  eV eingetragene Energie einen zusätzlichen Count, bei 3.1 keV Photonenergie also maximal 280 Counts. Tatsächlich wird jedoch nur in den seltensten Fällen die gesamte Energie in einem Pixel deponiert. Daher wurden sämtliche Ereignisse, die nicht in dem eher konservativ gehaltenen Diskriminatorfenster von 490 – 700 Counts lagen, als Untergrund bzw. hochenergetische kosmische Teilchen verworfen. Alle Ereignisse innerhalb des

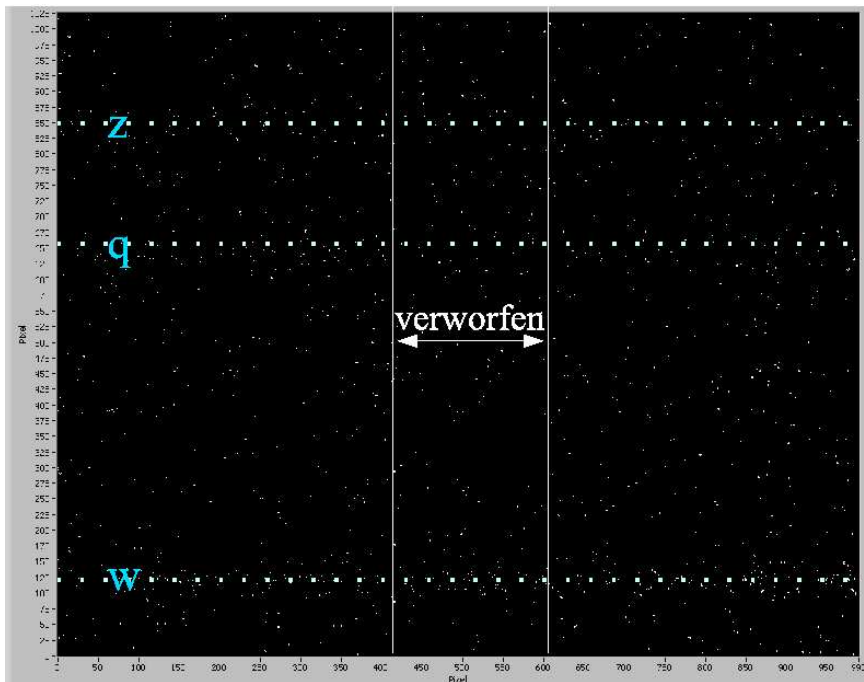


Abbildung 4.2: Emissionsspektrum ohne Untergrund und kosmische Teilchen: Die Spektrallinien liegen horizontal im Bild. Eingezeichnet sind die Linien  $w$ ,  $q$ , und  $z$ . Die Intensitäten im mittleren Teil, zwischen den weißen Markierungen liegend, sind im oberen Bereich durch einen Spiegel im Strahlengang abgeschwächt. Um dadurch entstehende, von der Photonenergie abhängende, Inhomogenitäten in den Intensitäten zu vermeiden, wurde dieser Bereich für alle Energien verworfen.

Diskriminatorfensters wurden in der weiteren Auswertung gleich, also als ein einziges Ereignis, gewichtet. Außerdem wurden die Ereignisse, die auf den äußeren 60 Pixelreihen detektiert wurden, aufgrund einer Verschiebung des Wertes der Offsetspannung in diesem Bereich nicht mitgezählt, um einen erhöhten Analyseaufwand zu vermeiden.

Das Berylliumfenster, welches das Ultrahochvakuum des Fallenbereichs der EBIT (geschätzte  $10^{-13}$  mbar) von dem um Größenordnungen schlechteren Vakuum der CCD-Kamera trennt, hat eine Dicke von  $25 \mu\text{m}$ . Die daraus resultierende wellenlängenabhängige Transmissivität reicht von 91,56% bei einer Energie von 3104 eV bis 91,85% bei 3139,5 eV. Die um  $< 0,29\%$  größere Absorption im niederenergetischen Bereich der mit dem Kristallspektrometer aufgenommenen Spektren wurde in der Auswertung vernachlässigt.

Durch einen im Strahlengang angebrachten Spiegel, der für den normalen Betriebsmodus des Kristallspektrometers nötig ist (siehe [Braun et al. 2005])



wird die Röntgenstrahlung absorbiert, was zu einer Abschattung eines Teils des Bildbereichs, in dem niederenergetische Linien detektiert werden, führt. Da Linienintensitäten verglichen werden, muß dieser Bildbereich über den gesamten betrachteten Energieintervall verworfen werden (Abb. 4.2). Anschließend wurden die Linien entlang der nichtdispersiven Achse des Bildes aufsummiert. Die Integrationszeit für ein Bild betrug 60 min. Schließlich wurden alle Bilder, welche mit den gleichen experimentellen Bedingungen aufgenommen wurden, addiert.

## 4.2 Zeitlich aufgelöste Spektren

Die zeitlich aufgelösten Spektren zeigen für alle untersuchten Elektronenverteilungen die charakteristische Überlagerung von Detektionen aus resonanten und kontinuierlichen Prozessen. Abb. 4.3 zeigt die Summierung aller Spektren, die bei einer Elektronentemperatur von 2,5 keV aufgenommen wurden. Die verschiedenen Elektronentemperaturen, im Folgenden nur noch mit Temperatur bezeichnet, die im Experiment erzeugt und untersucht wurden, resultieren größtenteils in einer unterschiedlichen Verteilung der Ladungszustände. Mit steigender Temperatur nimmt, wie erwartet, der Anteil höherer Ladungszustände im Plasma zu. Dies ist besonders an den Intensitäten der verschiedenen DR-Resonanzen zu sehen. Bei einer Temperatur von 2,5 keV dominieren heliumartige Resonanzlinien das Spektrum, während es bei 1,6 keV und 1,9 keV lithium- und heliumartige Linien sind.

In den Spektren, die während der Erzeugung der Hybridverteilungen aufgenommen wurden, ist zu erkennen, dass verstärkt mehrere Ladungszustände nebeneinander existieren- im Gegensatz zu den quasi-thermischen Verteilungen. Hohe Intensitäten in den heliumartigen Resonanzen gehen bei den thermischen Elektronenverteilungen sehr auf Kosten der Intensitäten von Resonanzübergängen niedrigerer Ladungszustände. In den Hybridplasmen ist die Verteilung der Ionen auf verschiedene Ladungszustände verbreitert, wodurch heliumartige Resonanzen im Spektrum genauso zu finden sind wie z.B. Resonanzlinien lithiumartiger oder berylliumartiger Systeme (siehe auch [Rosmej1997]). Die angegebenen Temperaturen der Hybridverteilungen sind keine Temperaturen im physikalischen Sinne, sondern stammen vielmehr aus der mathematischen Definition dieser Energieverteilungen (siehe Abschnitt 3.1.1.). Dabei wird einer thermischen Verteilungsfunktion der Temperatur  $T_e$  ab einer bestimmten Energie  $E_b$  eine abfallende Potenzfunktion überlagert, um einen, im Gegensatz zum thermischen Gleichgewicht, größeren Anteil hochenergetischer Elektronen zu simulieren. Im Folgenden wird in dieser mathematischen Bedeutung der Begriff der Temperatur auch für die Hybridverteilungen verwendet.

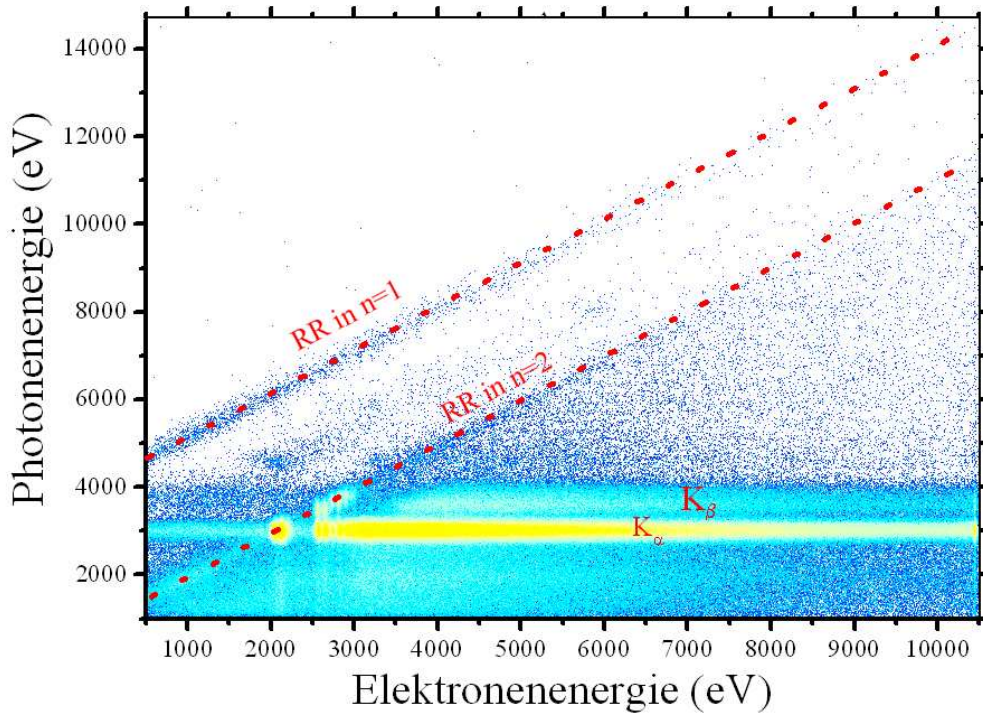


Abbildung 4.3: Emissionsspektrum von hochionisiertem Argon in einer Maxwellverteilung mit  $T_e = 2,5 \text{ keV}$ . Die Photonenergie ist als Funktion der Elektronenenergie aufgetragen. Die Intensität ist von blau für geringe Intensität bis rot für hohe Intensität skaliert. Die beiden schrägen Linien stammen von Photorekombinationen ( $RR = \text{radiative recombination}$ ) in die erste und zweite Schale. Zwischen diesen beiden Linien ist eine schwächere dritte zu erkennen, sie stammt wohl von Verunreinigungen durch Barium, das von der Kathode in die Falle eindringt. Die intensive waagrechte Linie stammt aus Übergängen von der zweiten in die erste Schale von hochionisiertem Argon. Die energetische Differenz der Linien, die dabei aus verschiedenen Ladungszuständen stammen, konnte nicht aufgelöst werden. Darüber kann man, etwas schwächer, auch Linien aus Übergängen von der dritten, vierten und fünften in die erste Schale erkennen. Diese Linien sind jedoch mangels ausreichender Auflösung nicht klar voneinander separiert. Dielektronische Resonanzen verursachen die hellen Flecken im linken unteren Drittel der Abbildung.

### 4.2.1 Dielektronische Rekombination

Da die Resonanzbedingung der DR nur bei bestimmten kinetischen Energien der Elektronen erfüllt ist, ergeben sich in den zeitlich aufgelösten Spektren erhöhte Intensitäten bei den entsprechenden Elektronenenergien (Abb. 4.4). Zur Beschreibung dieser Übergänge ist folgende Notation üblich:

Die Schale, in der sich das an dem Prozess beteiligte gebundene Elektron vor dem Übergang befindet, wird zuerst genannt, die beiden Schalen, in denen sich nach dem Prozess die beiden beteiligten Elektronen befinden, werden als zweites und drittes, nach aufsteigender Hauptquantenzahl geordnet, genannt. Rekombiniert ein freies Elektron beispielsweise in die L-Schale und hebt dabei ein Elektron von der K-Schale in die M-Schale, so wird der Übergang mit KLM abgekürzt.

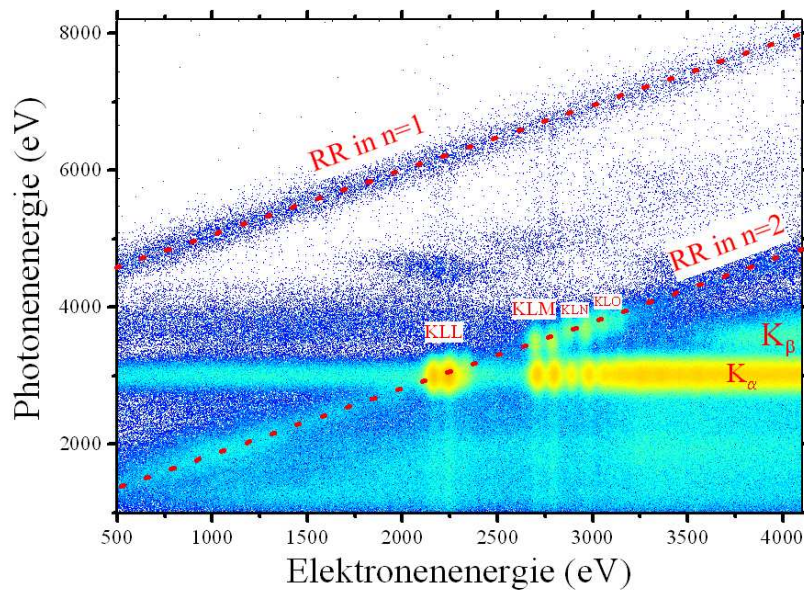


Abbildung 4.4: DR-Resonanzen in hochgeladenem Argon. Die Photonintensität ist als Funktion der Photonen- und Elektronenenergie aufgetragen. Zu erkennen sind die wasserstoffartigen und heliumartigen Resonanzen. Bei den KLL-Resonanzen ist Strahlungsstabilisierung nur vom L-Niveau aus möglich, weshalb im Spektrum nur eine Resonanz bei einer bestimmten Photonenergie zu sehen ist. Bei den KLM-, KLN- und KLO-Resonanzen ist Strahlungsstabilisierung von zwei Niveaus aus, in diesem beispiel dem L-Niveau und dem jeweiligen anderen, möglich. Deshalb sind im Spektrum zu einer Elektronenenergie zwei übereinanderliegende Resonanzen auf Höhe der beiden möglichen Photonenergien zu sehen.

Die anschließende Stabilisierung durch Abstrahlung eines Photons kann nun von der K-Schale oder von der L-Schale aus erfolgen. Im zugehörigen Emissionsspektrum sind dann zwei Resonanzen gleicher Elektronenenergie aber unterschiedlicher Photonenenergien entsprechend der beiden möglichen Strahlungsstabilisierungen, übereinander sichtbar. Bei dielektronischen Rekombinationen in die gleichen Niveaus verschiedener Ladungszustände unterscheidet sich die kinetische Energie der rekombinierenden Elektronen aufgrund der unterschiedlichen Ionisationspotenziale und Niveauenergien. So lassen sich die Resonanzen mit Hilfe der Elektronenenergien bei Kenntnis der Energieniveaus der Ionen den verschiedenen Ladungszuständen eindeutig zuordnen. Durch Ermittlung der Intensitäten in den Resonanzen läßt sich auf die Verteilung der Ladungszustände im Plasma und damit auf die Temperatur oder auf mögliche Abweichungen vom Gleichgewichtszustand schließen.

#### 4.2.2 Projektionen auf die Elektronenenergieachse

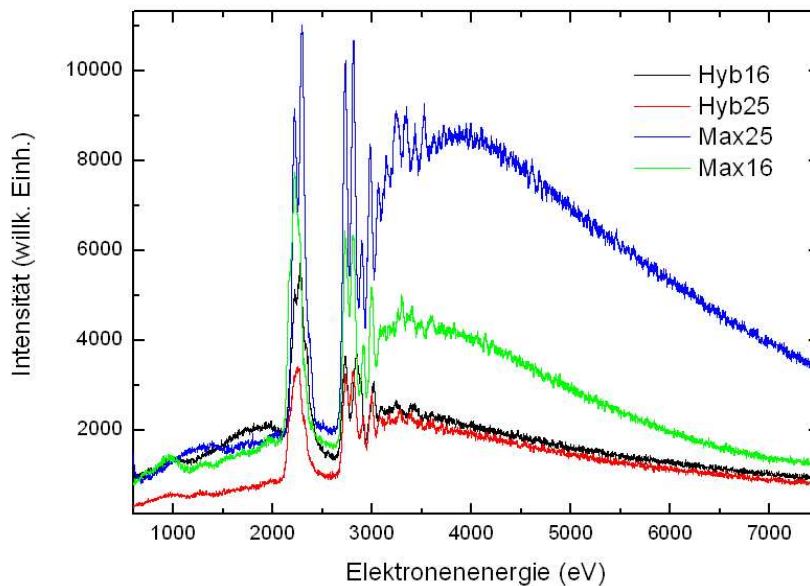


Abbildung 4.5: Gesamt-Photonenausbeute als Funktion der Photonenergie

Bei einer Projektion der dreidimensionalen Emissionsspektren auf die Elektronenenergieachse prägen die dielektronischen Resonanzen das so entstehende zweidimensionale Spektrum (Abb. 4.5). Zur Identifikation der DR wurden theoretische Werte für die Elektronenenergien mit dem MCDF-Code (*multi-configuration Dirac-Fock*) berechnet (Abb. 4.6). Die Identifikation der wasserstoffartigen Resonanzen wird durch ein Artefakt der Datenaufnahme erschwert.

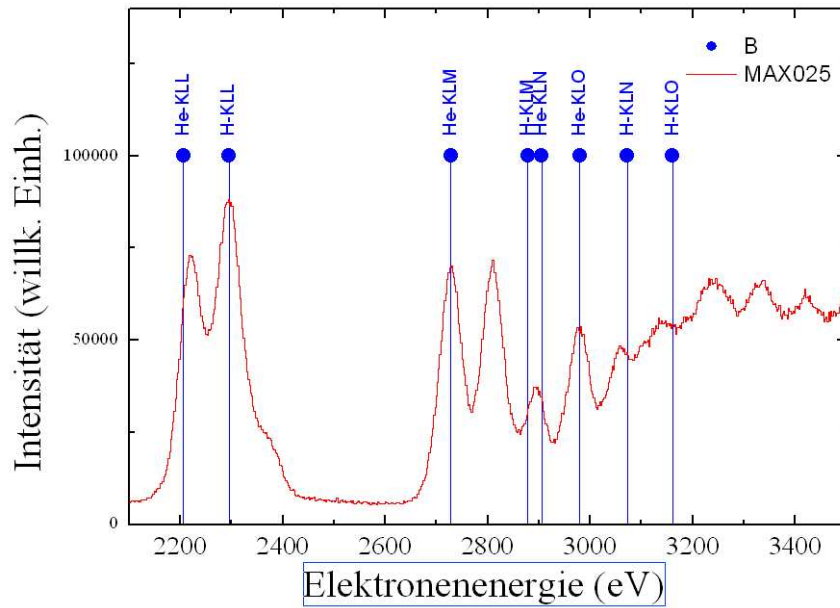


Abbildung 4.6: Photonenausbeute bei 3 keV in einer thermischen Verteilung mit  $T = 2,5$  keV als Funktion der Elektronenstrahlenergie. Theoretische Positionen der dielektronischen Resonanzen wasserstoffartiger und heliumartiger Argon-Ionen.

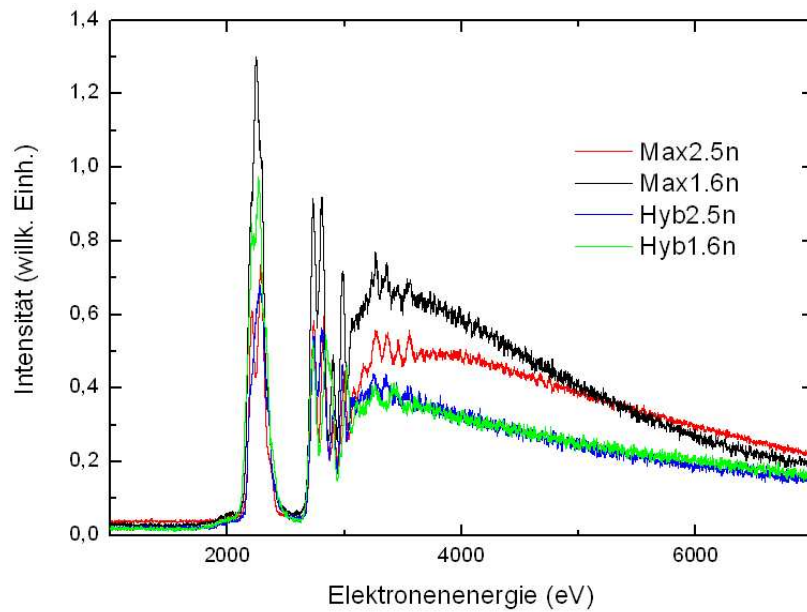


Abbildung 4.7: Photonenausbeute in  $K_\alpha$  als Funktion der Elektronenenergie

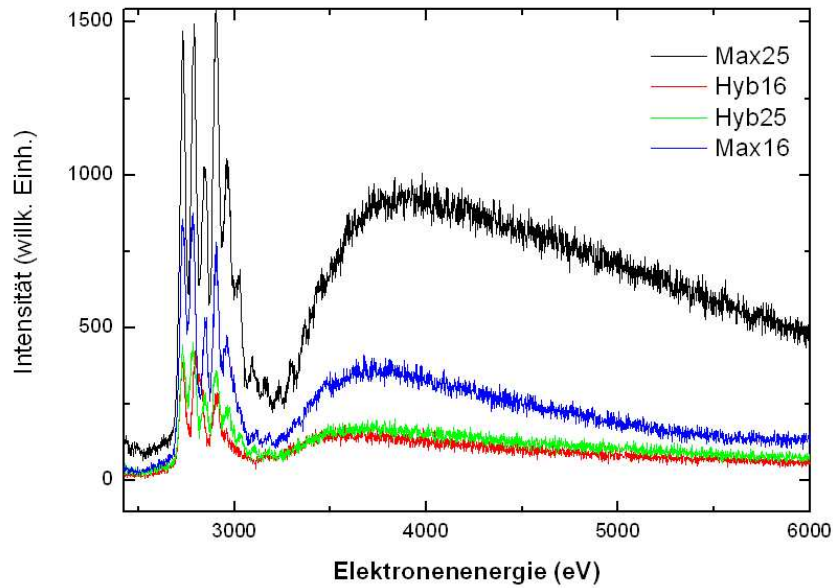


Abbildung 4.8: Photonenausbeute in  $K_\beta$  als Funktion der Elektronenenergie

## Photorekombination

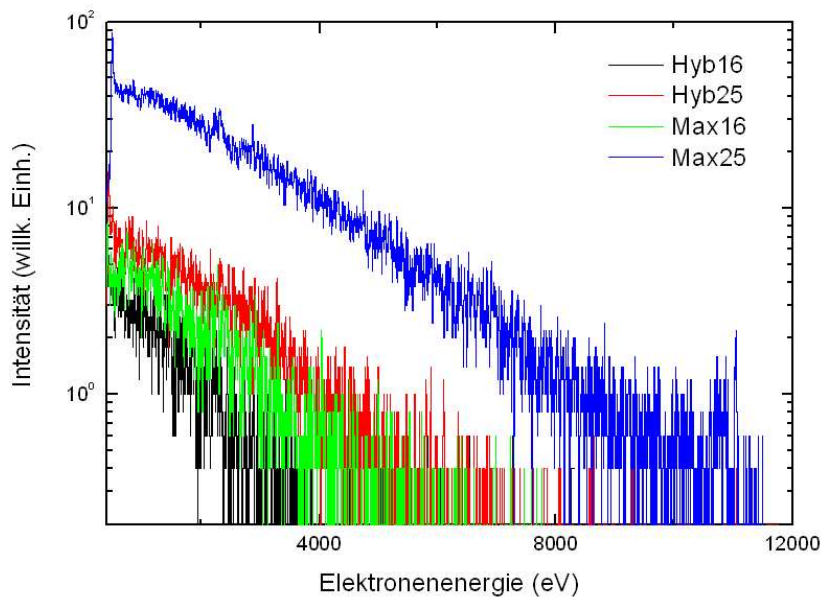


Abbildung 4.9: Photorekombination in die  $n = 1$  Schale bei Hybrid- und Maxwellverteilungen mit  $T = 1,6$  keV und  $T = 2,5$  keV, Projektion auf die Elektronenenergie.

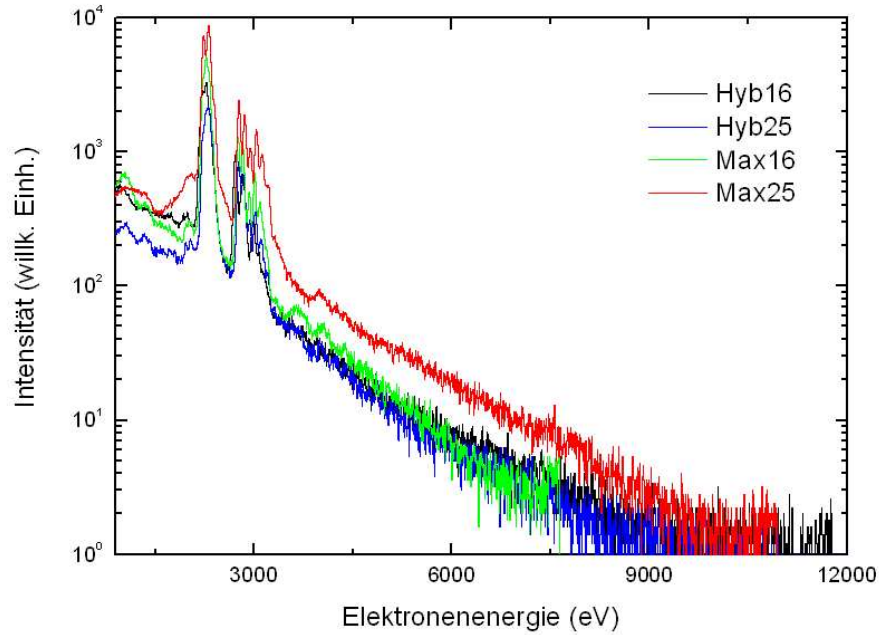


Abbildung 4.10: Photorekombination in die  $n = 2$  Schale bei Hybrid- und Maxwellverteilungen mit  $T = 1,6$  keV und  $T = 2,5$  keV, Projektion auf die Elektronenenergie.

### 4.2.3 Abschätzung des Anteils wasserstoffartiger Ionen aus der Photorekombination

Die Projektion der RR-Banden auf die Elektronenenergieachse kann verwendet werden, um das Verhältnis von Ionen mit offener  $n = 1$ -Schale (vorwiegend wasserstoffartige) und derer mit offener  $n = 2$ -Schale (hauptsächlich heliumartige) abzuschätzen. Dazu wird Gleichung (4.1) verwendet, welche den Gesamtwirkungsquerschnitt für RR in eine bestimmte Schale eines Ladungszustandes näherungsweise angibt [Kim & Pratt 1983]:

$$\sigma^{RR}(E_e, n, W_n, Z, q) = \frac{8\pi}{3\sqrt{3}}\alpha\lambda_C^2 \left[ \left( \frac{1}{2}(Z+q)\alpha \right)^2 \frac{m_e c^2}{E_e} \right] \times \ln \left[ 1 + \frac{\left( \frac{1}{2}(Z+q)\alpha \right)^2 \frac{m_e c^2}{E_e}}{2[n + (1 - W_n) - 0,3]^2} \right]. \quad (4.1)$$

Hier ist  $n$  die Hauptquantenzahl der Schale, in die rekombiniert wird,  $W_n$  ist der Besetzungsgrad der Schale (Verhältnis unbesetzter zu besetzter Zustände),  $Z$  ist die Kernladungszahl,  $q$  der Ladungszustand des Ions,  $\alpha$  die Sommerfeld'sche Feinstrukturkonstante,  $m_e$  die Ruhemasse des Elektrons,  $c$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit und  $\lambda_C$  ist die Comptonwellenlänge des Elektrons.

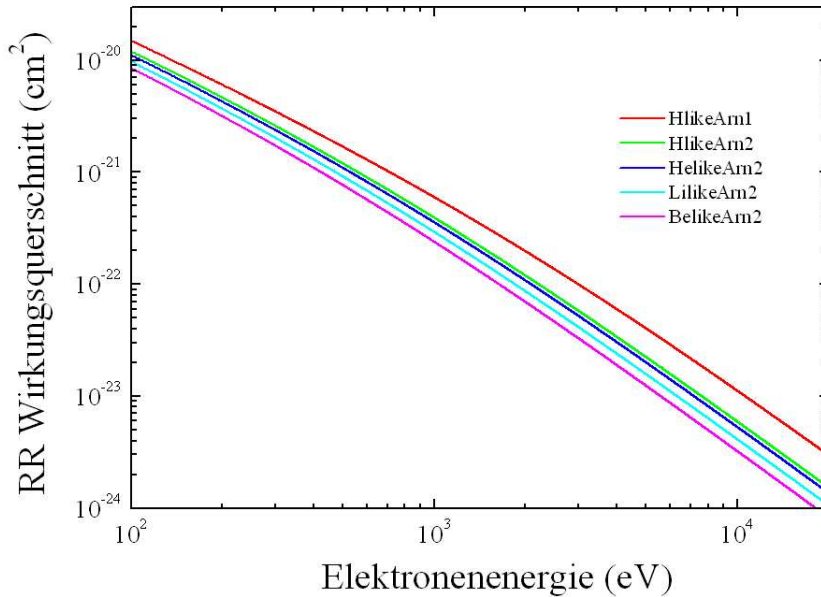


Abbildung 4.11: Gesamt-Wirkungsquerschnitte für RR in die  $n = 1$ - und  $n = 2$ -Schalen. Der rote Graph steht für wasserstoffartig  $n = 1$ , grün steht für wasserstoffartig  $n = 2$ , blau steht für heliumartig  $n = 2$ , türkis steht für lithiumartig  $n = 2$  und magenta steht für berylliumartig  $n = 2$ .

Das Verhältnis wasserstoffartiger zu heliumartiger Ionen im Plasma lässt sich wie folgt abschätzen: Aus der Photonenabgabe von Photorekombinationen in  $n = 1$ , die in dünnen Plasmen aufgrund zu vernachlässigender sukzessiver Doppelanregungen nur in wasserstoffartige und nackte Ionen möglich ist, lässt sich durch Verwendung des Verhältnisses von  $\sigma_{RR,n=1}$  zu  $\sigma_{RR,n=2}$  (vgl. Abb. 4.12) die Photonenabgabe von Photorekombinationen in  $n = 2$  wasserstoffartiger Ionen berechnen. Dieser Anteil wird von den Gesamt-Photorekombinationen in  $n = 2$  abgezogen, um im Wesentlichen den Anteil von RR in  $n = 2$  heliumartiger Ionen zu erhalten. Durch den Vergleich von RR in  $n = 2$  wasserstoffartiger und heliumartiger ergibt sich deren Anteil im Plasma (Ergebnisse siehe Tab. 4.1). Die Abbildungen (4.13) und (4.14) zeigen dieses Verfahren angewandt auf die Daten, welche bei  $T = 2,5$  keV in einer Maxwellverteilung aufgenommen wurden.

Tabelle 4.1:

	$T = 1,6$ keV	$T = 2,5$ keV
Maxwell	1,5%	10%
Hybrid	1,0%	4%



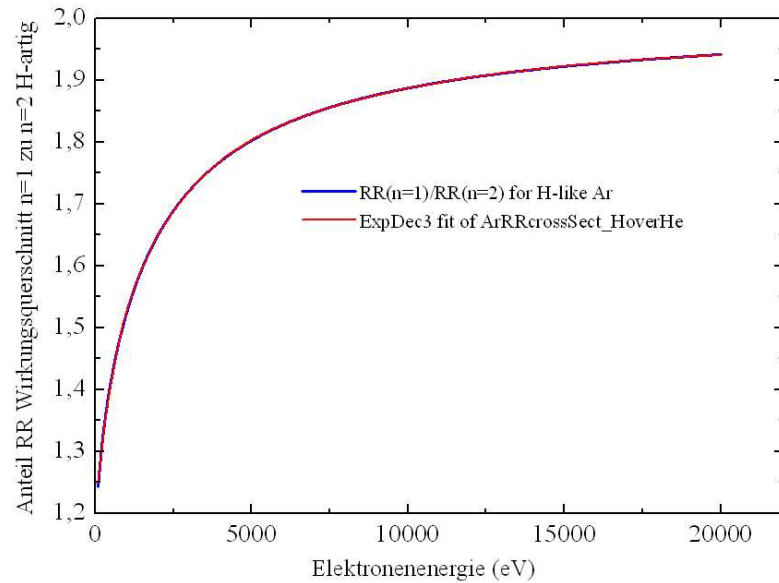


Abbildung 4.12: Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für  $n = 1$  und  $n = 2$  bei gleichen Elektronenenergien.

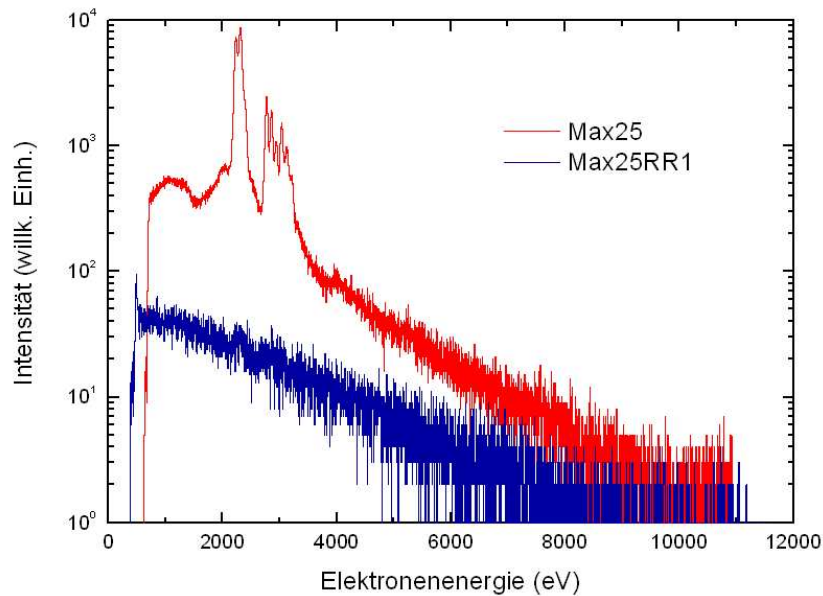


Abbildung 4.13: Vergleich der Photorekombinationen in  $n = 2$  (mit überlagert charakteristischer Strahlung von  $K_\alpha$  und  $K_\beta$ ) und  $n = 1$  bei einer Maxwellverteilung mit  $T = 2,5$  keV.

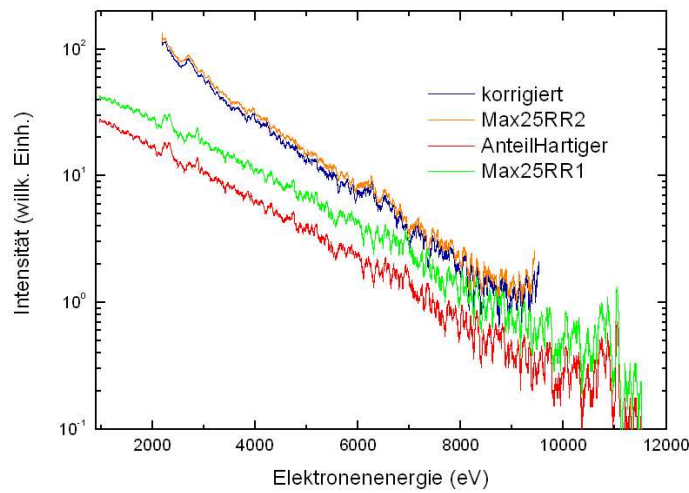


Abbildung 4.14: Beitrag wasserstoffartiger Ionen an der Photorekombination in die  $n = 2$ -Schale (roter Graph). Die Differenz zwischen der Gesamt-RR in  $n = 2$  und dem Anteil wasserstoffartiger Ionen daran stellt die blaue Kurve dar.

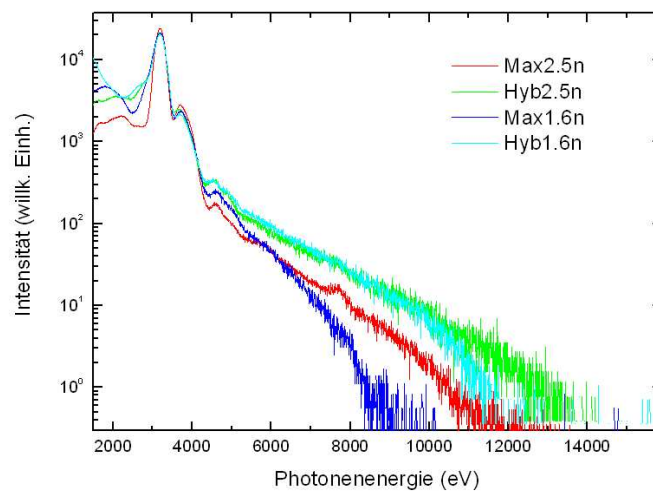


Abbildung 4.15: Emissionsspektren von Argon bei Hybrid- und Maxwellverteilungen,  $T = 2,5 \text{ keV}$  und  $T = 1,6 \text{ keV}$ , normiert auf das Maximum der  $K_\alpha$ -Linie. Projektionen auf die Photonenergieachse. Bei höheren Temperaturen steigt erwartungsgemäß die Photorekombination im hochenergetischen Bereich. In den Spektren, die bei Hybridverteilungen aufgenommen wurden, ist dieser Anteil bei gleicher Temperatur höher als in denen, die bei thermischen Verteilungen aufgenommen wurden.

#### 4.2.4 Projektionen auf die Photonenenergieachse

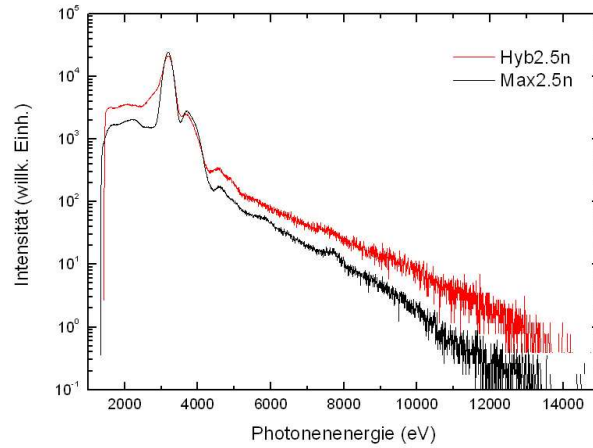


Abbildung 4.16: Emissionsspektren von Argon bei Hybrid- und Maxwellverteilungen,  $T = 2,5 \text{ keV}$  und  $T = 1,6 \text{ keV}$ , normiert auf das Maximum der  $K_\alpha$ -Linie. Man erkennt bei der Hybridverteilung eine intensivere Spektralkomponente im RR-Kontinuum sowohl rechts als auch links von  $K_\alpha$ .

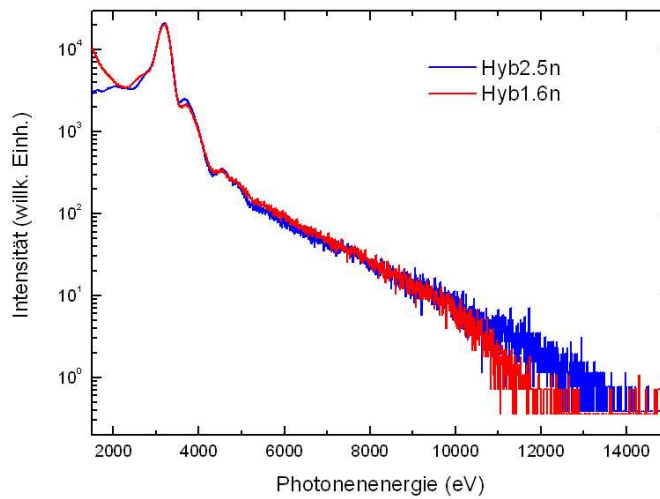


Abbildung 4.17: Emissionsspektren von Argon bei Hybridverteilungen von  $T = 2,5 \text{ keV}$  und  $T = 1,6 \text{ keV}$ , normiert auf das Maximum der  $K_\alpha$ -Linie. Die Intensität von Rekombinationen ins RR-Kontinuum zeigt bei  $T = 2,5 \text{ keV}$  einen flacheren Abfall. Bei  $T = 1,6 \text{ keV}$  ist der Anteil der RR für Energien kleiner als  $K_\alpha$  größer als bei  $T = 2,5 \text{ keV}$ .

In den Projektionen der dreidimensionalen Emissionsspektren auf die Photonenenergieachse erkennt man die  $K_\alpha$ - und  $K_\beta$ -Linien, sowie die Photorekombination, welche mit steigender Photonenenergie exponentiell abnimmt.

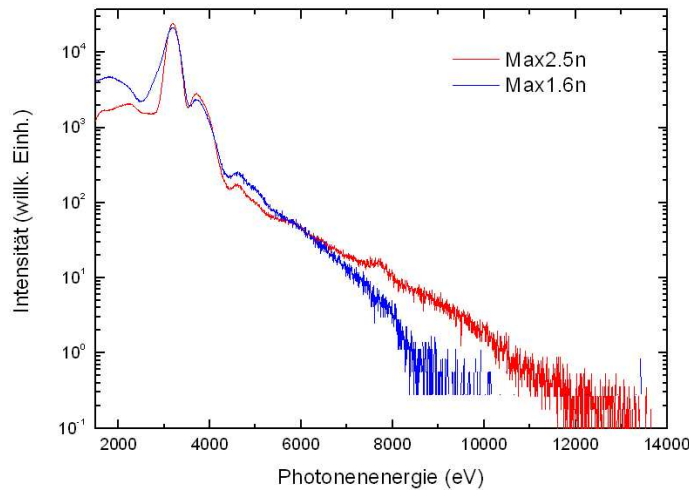


Abbildung 4.18: Emissionsspektren von Argon bei Maxwellverteilungen von  $T = 2,5$  keV und  $T = 1,6$  keV, normiert auf das Maximum der  $K_\alpha$ -Linie.

## Photorekombination

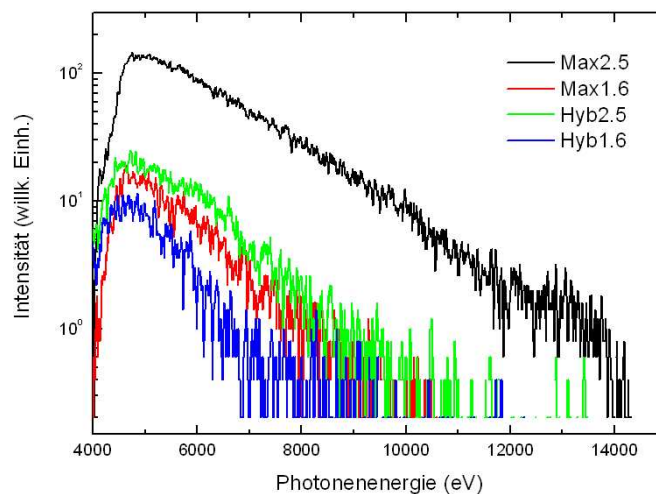


Abbildung 4.19: Photorekombination in die  $n = 1$  Schale, Projektion auf die Photonenenergie.

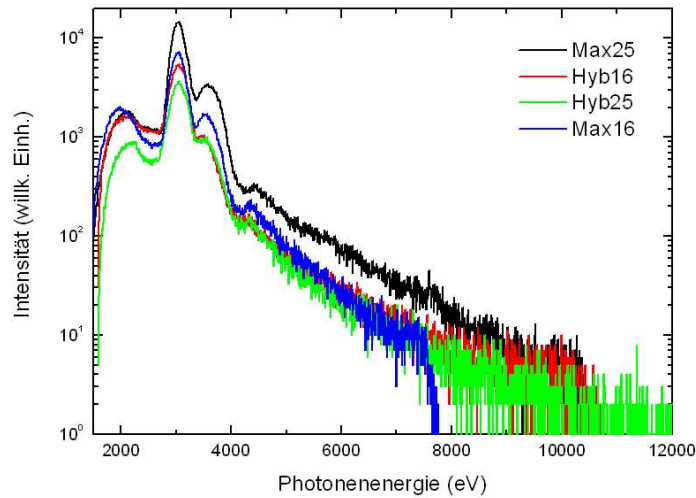


Abbildung 4.20: Photorekombination in die  $n = 2$  Schale, Projektion auf die Photonenenergie

### 4.3 Zeitlich integrierte Spektren

Die mit dem Kristallspektrometer aufgenommenen Emissionsspektren beinhalten keine Informationen über die Energien der an den Prozessen beteiligten Elektronen, da es sich um zeitlich integrierte Aufnahmen handelt. Aufgrund der hohen Auflösung von 1,5 eV, welche aus den Spektren (Abb. 4.21) ermittelt wurde, erscheinen die Übergänge als meist klar voneinander getrennte Linien, die einfach zugeordnet werden können.

Es wurden Argonplasmen in Elektronen-Hybridverteilungen sowohl bei  $T_e = 1,2$  keV als auch bei  $T_e = 3$  keV untersucht. Die Gesamtintegrationszeit betrug 22 Stunden bei  $T_e = 1,2$  keV und 12 Stunden bei  $T_e = 3$  keV. Die nach der Gabriel-Notation [Gabriel1972] bezeichneten Linien  $w$ ,  $x$ ,  $y$  und  $z$  stammen aus heliumartigem, die Linien  $q$ ,  $r$ ,  $k$ , und  $j$  aus lithiumartigem Argon. Die den Bezeichnungen zugehörigen Übergänge sind in der Tabelle 4.2 aufgeführt. Um die Spektren miteinander vergleichen zu können, musste eine Normierung vorgenommen werden. Da die Resonanzlinie  $w$  die deutlich stärkste Linie im Spektrum ist und daher ihre Amplitude mit dem geringsten relativen Fehler bestimmt werden kann, wurden die Spektren beider Temperaturen auf die Amplitude dieser Linie normiert.

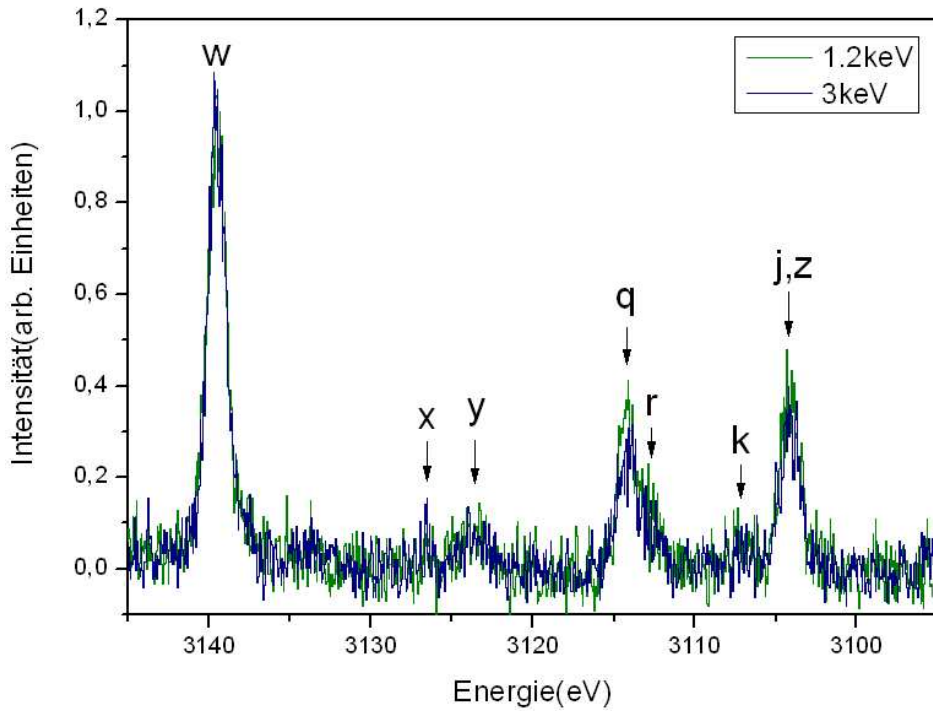


Abbildung 4.21: Emissionsspektren bei Elektronen-Hybridverteilungen: Die Spektren wurden auf die Intensität von  $w$  normiert. Es lassen sich Unterschiede in den Intensitäten der Linien  $q$ ,  $r$  und  $j$ ,  $z$  bei den beiden verschiedenen Temperaturen erkennen.

Tabelle 4.2: Übergänge in heliumartigem [Deslattes et al. 1984] und lithiumartigem [Tarbutt et al. 2001] Argon.

Anfangszustand	Endzustand	Übergang	Energie
Heliumartige Übergänge			
$1s2p\ ^1P_1$	$1s^2\ ^1S_0$	$w$	3139,55 eV
$1s2p\ ^3P_2$	$1s^2\ ^1S_0$	$x$	3126,48 eV
$1s2p\ ^3P_1$	$1s^2\ ^1S_0$	$y$	3124,11 eV
$1s2s\ ^3S_1$	$1s^2\ ^1S_0$	$z$	3104,56 eV
Lithiumartige Satelliten			
$1s2p(^3P)2s\ ^2P_{3/2}$	$1s^22s\ ^2S_{1/2}$	$q$	3114,43 eV
$1s2p(^3P)2s\ ^2P_{1/2}$	$1s^22s\ ^2S_{1/2}$	$r$	3112,70 eV
$1s2p^2\ ^2D_{5/2}$	$1s^22p\ ^2P_{3/2}$	$j$	3104,62 eV
$1s2p^2\ ^2D_{3/2}$	$1s^22p\ ^2P_{1/2}$	$k$	3107,68 eV

## Satelliten

Die Linie  $w$  bezeichnet den Übergang  $1s2p\ 1P_1 \rightarrow 1s^2\ 1S_0$  in heliumartigen Systemen. Nach einer präziseren Messung als der in Tab. ?? zitierten ist die Übergangsenergie dieser Linie bei Argon  $3139,538(21)\text{ eV}$  [Braun et al. 2005]. In Ionen niedrigerer Ladungszustände entstehen nach einem dielektronischen Einfang, wie in Kapitel 2.2.5 beschrieben, doppelt angeregte Zustände. Eine anschließende Strahlungsstabilisierung durch den gleichen Übergang wie oben hat in diesem System den Unterschied, dass zusätzlich ein weiteres angeregtes Elektron, das "spectator"-Elektron (engl. für Zuschauer) die Übergangsenergie modifiziert, da das Kernpotenzial von diesem spectator-Elektron zusätzlich abgeschirmt wird. Die Energien der aus den doppelt angeregten Ionen emittierten Photonen unterscheiden sich also aufgrund dieser zusätzlichen Abschirmung geringfügig von der Übergangsenergie einfach angeregter Systeme. Man nennt daher die so entstehenden Spektrallinien Satelliten (Abb. 4.22).

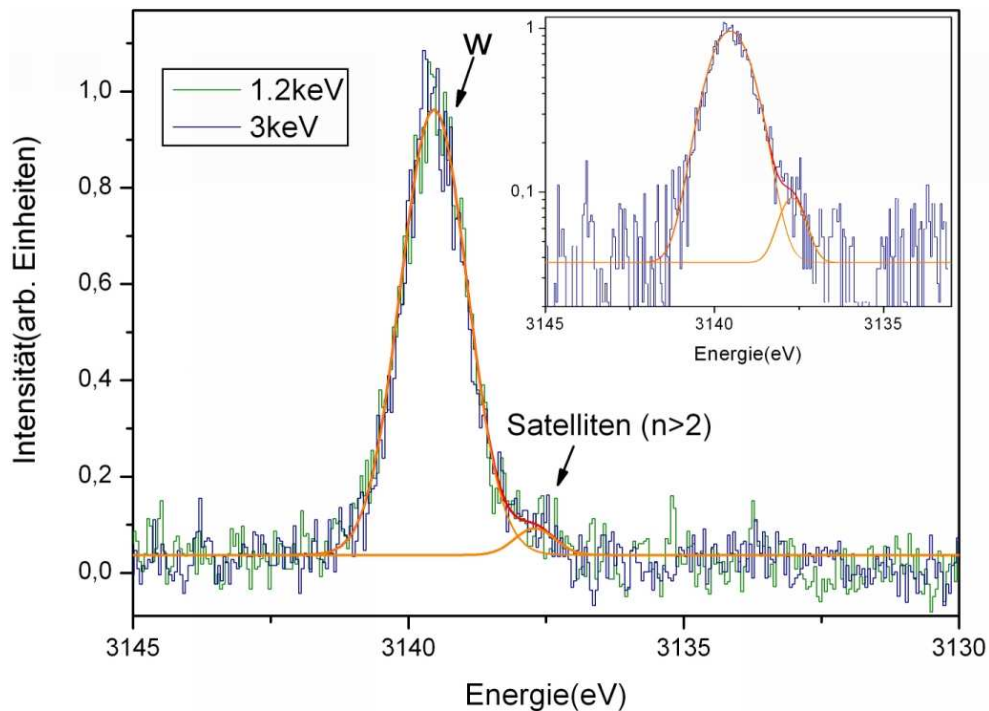


Abbildung 4.22: Satelliten ( $n > 2$ ) zu  $w$ : An der rechten Flanke von  $w$  um  $3137,7\text{ eV}$  sind deren Satelliten zu sehen. Der eingezeichnete Fit wurde an die  $T = 3\text{ keV}$  Daten angepasst.

Im üblichen Betriebsmodus einer EBIT ist die Strahlenergie monoenergetisch, weshalb die Resonanzbedingung nicht erfüllt ist. Weiterhin ist die Anregungsrate durch Elektronenstoß um Größenordnungen kleiner als die Lebensdauer eines angeregten Zustandes, so daß doppelt angeregte Zustände bei monoenergetischen Strahlenergien nicht vorkommen (siehe Abb. 4.23). Daher sind die in der niederenergetischen Flanke der Resonanzlinie gefundenen Satelliten in Abb. 4.22 eine direkte Folge der (hyper-)thermischen Energieverteilung der Strahlelektronen, da die kinetische Energie einiger Elektronen in der Verteilung der Resonanzbedingung genügt.

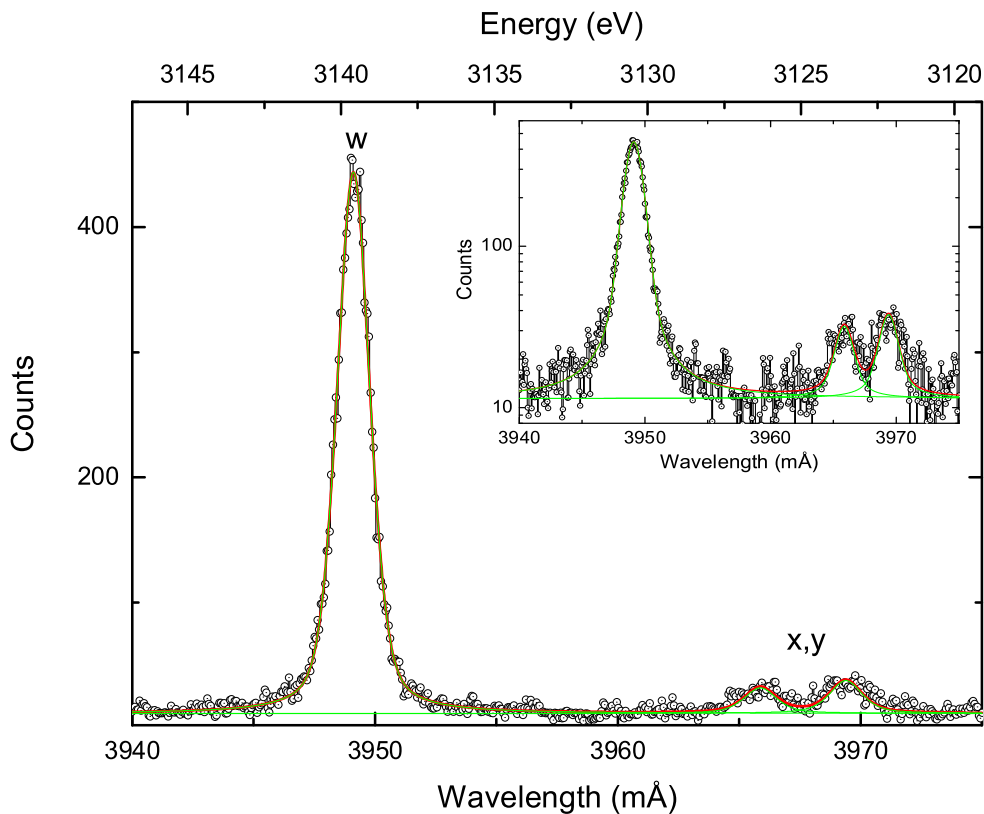


Abbildung 4.23: Resonanzlinie in He-artigem Argon bei monoenergetischer Anregung. In dem Profil der Linie gibt es keine Andeutung auf Satelliten. Das eingefügte Bild zeigt dasselbe Spektrum in logarithmischer Darstellung. Daten aus [Braun et al. 2005].



Tabelle 4.3: Vergleich der relative Linienintensitäten in Argonplasmen: Hybrid-Verteilung (diese Arbeit) und thermische Verteilung (Daten aus [Biedermann et al. 2002] falls vorhanden).

	$T_e(\text{Hyb})$		$T_e(\text{Therm})$	
	1, 2 keV	3, 0 keV	1, 2 keV	3, 0 keV
$\frac{q}{w}$ (Li)	$0,36 \pm 0,03$	$0,24 \pm 0,02$	–	–
$\frac{r}{w}$ (Li)	$0,12 \pm 0,02$	$0,086 \pm 0,013$	–	–
$\frac{k}{w}$ (Li)	$0,06 \pm 0,01$	$0,037 \pm 0,008$	$0,06 \pm 0,01$	$0,015 \pm 0,005$
$\frac{j+z}{w}$ (Li,He)	$0,38 \pm 0,02$	$0,31 \pm 0,02$	$0,5 \pm 0,1$	$0,30 \pm 0,05$
$\frac{x+y}{w}$ (He)	$0,12 \pm 0,02$	$0,11 \pm 0,01$	–	–

## 4.4 Relative Linienintensitäten

Die Intensitäten der Spektrallinien wurden durch Anpassen von Gauß-Funktionen ermittelt, da die infolge der hohen Ionentemperatur des Plasmas auftretende Dopplerverbreiterung, welche eine Gauß'sche Verbreiterung zur Folge hat, die natürliche, lorentzförmige Linienbreite der Übergänge dominiert. Lediglich die Intensität der Spektrallinie  $w$  wurde durch einen Voigtfit bestimmt, der eine Faltung aus Gaußprofil und Lorentzprofil ist, da sonst die Linienform in der Spitze nicht richtig wiedergegeben wurde. Dies liegt daran, daß wegen der größeren Intensität und der damit einhergehenden kleineren relativen Fehler die Abweichungen der Daten von einem Gaußprofil aufgrund der Beiträge des überlagerten Lorentzprofils stärker in Erscheinung treten als bei weniger intensiven Linien.

Mit steigender Plasmatemperatur, d.h. mehr Elektronen hoher Energie und damit höherer Ionisationsrate, verschiebt sich die Ladungsverteilung der Ionen zu höheren Ladungszuständen. Entsprechend wird eine Zunahme der Linienintensitäten aus heliumartigen Systemen erwartet. Dieses temperaturabhängige Verhalten konnte durch Ermittlung relativer Intensitäten lithiumartiger zu heliumartiger Linien verifiziert werden (Tab. 4.3), welche mit steigender Temperatur sanken.

Ein Vergleich mit Literaturdaten aus [Biedermann et al. 2002], die an thermischen Plasmen gewonnen wurden zeigt grundsätzlich ähnliche Tendenz, nämlich die erwartete Abnahme der Intensitäten von Linien aus lithiumartigen Ionen bei zunehmender Temperatur. Da nur bei zwei Werten Daten für thermische Plasmen vorliegen, von denen einer eine Überlagerung einer Linie aus lithiumartigen und einer Linie aus heliumartigen Ionen ist, ist ein tiefergehender Vergleich zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht sinnvoll.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden an der Heidelberger EBIT zum ersten Mal Plasmen mit nicht-thermischen Elektronenenergieverteilungen, wie sie in manchen astrophysikalischen Plasmen vorkommen, erzeugt und untersucht. Dazu musste zunächst die Ansteuerung der Hochspannungsverstärker, die den Strom und die Energie des Elektronstrahls bestimmen, entworfen und programmiert werden, um die Energieverteilung durch die schnelle Änderung der eigentlich monoenergetischen Elektronenstrahlenergie im Bereich von 400 eV bis 16000 eV, sowie der Strahlintensität zu simulieren. Für die Bestimmung der erhaltenen Energieverteilungen wurde zudem ein Aufbau realisiert, mit dem Energie und Strom des Elektronenstrahls zeitlich aufgelöst präzise vermessen wurden. Im Experiment wurden mit diesem Aufbau Elektronentemperaturen zwischen 1,2 keV und 3 keV mit aufmodulierten Potenzfunktionen unter stabilen Betriebsbedingungen erzeugt und quantifiziert.

Die Emissionsspektren der mit diesen Elektronenstrahlenergieverteilungen erzeugten Argon-Plasmen wurden mit zwei verschiedenen Detektorsystemen aufgenommen. Mit Hilfe eines Germanium-Detektors konnte die Energie der vom Plasma emittierten Photonen zeitlich aufgelöst detektiert und daher in Abhängigkeit von der Elektronenstrahlenergie aufgetragen werden. Durch die gute Auflösung der Elektronenstrahlenergie konnten in den erhaltenen Spektren die Resonanzen der dielektronischen Rekombination in verschiedene Schalen und Ladungszustände aufgelöst werden. In diesen Spektren ist deutlich zu erkennen, dass die Intensitäten der DR-Linien in höhere Ladungszustände mit steigender Temperatur zunehmen. In den Emissionsspektren, die bei der Simulation von Hybridverteilungen entstanden, besteht ebenfalls dieser Trend. Während bei den thermischen Energieverteilungen der höchste aufgelöste Ladungszustand berylliumartiges Argon ist, können mit einer Hybridverteilung gleicher rechnerischer Temperatur sogar noch kohlenstoffartige Ladungszustände auf-

gelöst werden. Zur Zeit werden numerische Berechnungen sowohl dielektronischer Resonanzenergien als auch der Übergangsenergien aus mehrfach angeregten Zuständen durchgeführt, die für eine Fortführung der Analyse der hier gewonnenen Daten notwendig sind. Auf diese Weise soll es möglich werden, die Ergebnisse theoretischer Berechnungen für dünne Hochtemperaturplasmen in den unterschiedlichsten Anregungsbedingungen mit zuverlässigen experimentellen Daten zu vergleichen.

Das Kontinuum jenseits der Seriegrenzen ist besonders empfindlich auf den Anteil wasserstoffartiger Ionen, der sich schon ab wenigen Prozent bemerkbar macht. Die Ergebnisse dieser Arbeit sind in quantitativer Hinsicht noch nicht ausreichend systematisch, um endgültige Aussagen über den Beitrag nicht-thermischer Elektronenenergieverteilungen auf das Emissionsspektrum dünner Plasmen zu machen. Da der wesentliche Teil dieser Arbeit im Aufbau der neuen Anordnung bestand, reichte die Zeit nur für prinzipielle Tests der verschiedenen diagnostischen Systeme. In nächster Zukunft soll die Apparatur systematisch für solche Untersuchungen verwendet werden, in denen eine Vielzahl von Plasmaparametern formuliert werden sollen.

Aus den mit dem Kristallspektrometer gewonnenen Spektren wurde die Abhängigkeit der relativen Linienintensität diverser Übergänge in helium- und lithiumartigem Argon von der (nicht-thermischen) Elektronentemperatur ermittelt. Der Vergleich mit Literaturwerten aus thermischen Verteilungen zeigt die gleiche, erwartete Tendenz zu höheren Ladungszuständen bei höherer Temperatur. Es sind jedoch nicht genügend Vergleichsdaten vorhanden, um generelle Schlußfolgerungen über die Auswirkungen des aufmodulierten Potenzgesetzes zu ziehen. Es ist daher geplant, mit dem in dieser Arbeit aufgebauten Messsystem auch thermische Verteilungen zu studieren. Weiterhin wurden in der Flanke der Resonanzlinie des heliumartigen Argons deutliche Anzeichen auf Satelliten, also Übergänge in doppelt angeregten Ionen infolge der dielektronischen Rekombination, gefunden. Es ist daher möglich, mit dem in dieser Arbeit realisierten Aufbau die Auswirkungen verschiedener Energieverteilungen auf die Entstehung dieser Satelliten zu untersuchen.

Trotz der hohen Modulationsfrequenz muss noch endgültig geklärt werden, ob Unterschiede der Emissionsspektren bei quasistatischen und statischen Energieverteilungen auftreten. Diese Frage kann bei Anpassung des experimentellen Aufbaus an die neuen EBITs, welche derzeit in Heidelberg aufgebaut werden, beantwortet werden. Da diese kleiner sind und daher weniger große elektrische Kapazitäten besitzen, ist hier die maximale Modulationsfrequenz höher als es in dem in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Experiment möglich war.

# Anhang A

## Physikalische Konstanten

Tabelle A.1: Physikalische Konstanten

Elementarladung	$e$	$1,60217653(14) \times 10^{-19} \text{ C}$
Lichtgeschwindigkeit (Vakuum)	$c$	$2,99792458 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$
Boltzmann-Konstante	$k_B$	$1,3806503(24) \times 10^{23} \text{ J K}^{-1}$
Planck'sches Wirkungsquantum	$h$	$6,6260693(11) \times 10^{-34} \text{ J s}$
Sommerfeld'sche Feinstrukturkonstante	$\alpha$	$1/(137,03599911(46))$
Ruhemasse des Elektrons	$m_e$	$9,1093826(16) \text{ kg}$
Bohr'scher Radius	$a_0$	$0,5291772083(19) \times 10^{-10} \text{ m}$
Bohr'sches Magneton	$\mu_B$	$9,2740154(31) \times 10^{-24} \text{ J T}^{-1}$
magnetisches Moment d. Elektrons	$\mu_e$	$-9,2847701(31) \times 10^{-24} \text{ J T}^{-1}$

# Literaturverzeichnis

- [Abramowitz und Stegun1965] Abramowitz M. und Stegun I., Handbook of Mathematical Functions, Dover, New York (1965)
- [Ballet et al. 1989] Ballet J., Luciani J.F., und Mora P., A&A **218**, 292 (1989)
- [Beigmann et al. 1968] Beigmann, I.L., Vainshtein, L.A. und Sunyaev, R.A., 1968, Sov. Phys. Uspekhi, **11**, 411 (1968)
- [Belkic1978] Belkic Dz J. Phys. B: At. Mol. Phys., **11**, 3529 (1978)
- [Biedermann et al. 2002] Biedermann C., Radtke R., und Fournier K.B., Phys. Rev. E, **66**, 066404 (2002)
- [Braun2003] Braun J., Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2003)
- [Braun et al. 2005] Braun J., Bruhns Hj., Trinczek M., Crespo López-Urrutia J.R., und Ullrich J., Rev. Sci. Instrum., **76**, 073105 (2005)
- [Burgess1965] Burgess A., ApJ., **A141**, 1588 (1965)
- [Crespo et al. 1999] Crespo López-Urrutia J.R., Dorn A., Moshhammer R., und Ullrich J., Phys. Scr. T, **80**, 502 (1999)
- [Deslattes et al. 1984] Deslattes R.D., Beyer H.F. & Folkmann F., J. Phys. B: At. Mol. Phys., **17**, L689 (1984)
- [Draganic et al. 2003] Draganic I., Crespo López-Urrutia J.R., Du Bois R., Fritzsche S., Shabaev V.M., Soria-Orts R., Tupitsyn I.I., Zou Y. & Ullrich J., Phys. Rev. Lett., **91**, 183001 (2003)
- [Dzifcakova1998] Dzifcakova E., Solar Phys., **178**, 317 (1998)
- [Gabriel1972] Gabriel A., Mon. Not. R. Astron.Soc., **160**, 99 (1972)
- [González Martínez 2005] González Martínez A.J., Dissertation, Ruprecht-Karls Universität Heidelberg (2005)

- [González Martínez et al. 2005] González Martínez A.J., Crespo López-Urrutia J.R., Braun J., Brenner G., Bruhns H.J., Lapierre A., Mironov V., Scofield J., Soria Orts R., Tawara H., et al., *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 203201 (2005)
- [Hänsch1995] Hänsch T.W., *Phys. Rev. A* **52**, 2664 (1995)
- [Herrmann1958] Herrmann G.: *J. Appl. Phys.* **29**, 127 (1958)
- [Kim & Pratt 1983] Kim Y.S. & Pratt R.H., *Phys. Rev. A* **27**, 2913 (1983)
- [Mc Whirter et al. 1963] Mc Whirter R.W.P. & Hearn A.G., *Proc. Phys. Soc.* **82**, 641 (1963)
- [Merts et al.1976] Merts, A.L., Cowan, R.D. und Magee, N.H., *LASL Report LA-6220-MS*, Los Alamos, Calif. (1976)
- [Owocki & Scudder1983] Owocki S.P. & Scudder J.D., *ApJ*, **270**, 758 (1983)
- [Poquerusse1993] Poquerusse A., *J. Phys. II France*, **3**, 197 (1993)
- [Porquet et al. 2001] Porquet D., Arnaud M. & Decourchelle A., *A&A*, **373**, 1110 (2001)
- [Rescigno et al. 1999] Rescigno T.N., Baertschy M., Isaacs A. & Mc Curdy C.W., *Science* **286**, 2474 (1999)
- [Rosmej1997] Rosmej F.B., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **30**, 819 (1997)
- [Roussel-Dupré1980] Roussel-Dupré R., *Solar Phys.*, **68**, 243 (1980)
- [Salzmann1998] Salzmann David, *Atomic Physics in Hot Plasmas*, International Series of Monographs on Physics 97, (1998)
- [Sampson1985] Sampson D.H., *Excitation and Ionization of Highly Charged Ions by Electron Impact*, DOE/ET/53056-07 (1985)
- [Savin2000] Savin D.W., Beiersdorfer P., Kahn S.M., Beck B.R. & Brown G.V., Gu M.F., Liedahl D.A. & Scofield J.H., *Rev. Sci. Instrum.*, **71**, 9 (2000)
- [Tarbutt et al. 2001] Tarbutt M.R., Barnsley R., Peacock N.J. & Silver J.D., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **34**, 3979 (2001)
- [Ullrich & Shevelko 2003] Ullrich J., Shevelko V., *Many-Particle Quantum Dynamics in Atomic and Molecular Fragmentation*, Springer-Verlag, Berlin (2003)

- [Valtaoja1988] Valtaoja, E., Haarala, S., Letho, H., Valtaojam L., Valtonen, M., Moiseev, I., Nesterov, N., Salonen, E., Terasranta, H. Urpo, S. Tiuri, M., *A&A*, **203**, 1 (1988)
- [Zou et al. 2003] Zou Y., Crespo López-Urrutia J.R., Ullrich J., *Phys. Rev. A*, **67**, 42703 (2003)





# Abbildungsverzeichnis

1.1	Supernova 1987A . . . . .	13
3.1	Funktionsprinzip einer EBIT . . . . .	34
3.2	EBIT: Längsschnitt . . . . .	35
3.3	Elektronenkanone . . . . .	37
3.4	Verteilung . . . . .	38
3.5	Integralfunktion der Wahrscheinlichkeitsverteilung . . . . .	39
3.6	Inverse Funktion . . . . .	39
3.7	Extraktionsspannungsmuster . . . . .	41
3.8	Vergleich zwischen Maxwellverteilung und Hybridverteilung . . .	42
3.9	Ansteuerung . . . . .	46
3.10	Energiemessung . . . . .	48
3.11	Datenaufnahme . . . . .	50
3.12	Bragg-Reflexion . . . . .	51
3.13	Aufbau des Kristallspektrometers . . . . .	52
4.1	Transmissivität des verwendeten Berylliumfensters . . . . .	55
4.2	Emissionsspektrum ohne Untergrund und kosmische Teilchen . .	56
4.3	Emissionsspektrum von hochionisiertem Argon in einer Max- wellverteilung mit $T_e = 2,5 \text{ keV}$ . . . . .	58

4.4	DR-Resonanzen in hochgeladenem Argon . . . . .	59
4.5	Gesamt-Photonenausbeute als Funktion der Photonenenergie . .	60
4.6	Photonenausbeute bei 3 keV in einer thermischen Verteilung mit $T = 2,5$ keV als Funktion der Elektronenstrahlenergie . . . . .	61
4.7	Photonenausbeute in $K_\alpha$ als Funktion der Elektronenenergie . .	61
4.8	Photonenausbeute in $K_\beta$ als Funktion der Elektronenenergie . .	62
4.9	Photorekombination in die $n = 1$ Schale, Projektion auf die Elektronenenergie . . . . .	62
4.10	Photorekombination in die $n = 2$ Schale, Projektion auf die Elektronenenergie . . . . .	63
4.11	Gesamt-Wirkungsquerschnitte für RR . . . . .	64
4.12	Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für $n = 1$ und $n = 2$ bei gleichen Elektronenenergien . . . . .	65
4.13	Vergleich der Photorekombinationen in $n = 2$ und $n = 1$ . . . .	65
4.14	Beitrag wasserstoffartiger Ionen an der Photorekombination in die $n = 2$ -Schale . . . . .	66
4.15	Emissionsspektren von Argon bei Hybrid- und Maxwellvertei- lungen, $T = 2,5$ keV und $T = 1,6$ keV . . . . .	66
4.16	Emissionsspektren von Argon bei Hybrid- und Maxwellvertei- lungen, $T = 2,5$ keV und $T = 1,6$ keV . . . . .	67
4.17	Emissionsspektren von Argon bei Hybridverteilungen von $T =$ $2,5$ keV und $T = 1,6$ keV . . . . .	67
4.18	Emissionsspektren von Argon bei Maxwellverteilungen von $T =$ $2,5$ keV und $T = 1,6$ keV . . . . .	68
4.19	Photorekombination in die $n = 1$ Schale, Projektion auf die Photonenenergie . . . . .	68
4.20	Photorekombination in die $n = 2$ Schale, Projektion auf die Photonenenergie . . . . .	69
4.21	Emissionsspektren bei Elektronen-Hybridverteilungen . . . . .	70
4.22	Satelliten ( $n > 2$ ) zu $w$ . . . . .	71

---

4.23 Resonanzlinie in He-artigem Argon bei monoenergetischer Anregung . . . . .	72
---	----



# Tabellenverzeichnis

3.1	Kenndaten der Heidelberger EBIT . . . . .	36
3.2	LabView: Maxwellverteilung und Numerische Integration . . . .	43
3.3	LabView: Maxwellverteilung und Numerische Integration . . . .	44
3.4	Spezifikationen der Verstärker . . . . .	45
3.5	Spezifikationen der Spannungsteiler . . . . .	49
3.6	Spezifikationen des Germaniumdetektors . . . . .	50
3.7	Datenaufnahme, Kristallspektrometer . . . . .	53
3.8	Datenaufnahme, Germaniumdetektor . . . . .	53
4.1	. . . . .	64
4.2	Übergänge in heliumartigem und lithiumartigem Argon . . . . .	70
4.3	Vergleich der relativen Linienintensitäten in Argonplasmen . . .	73
A.1	Physikalische Konstanten . . . . .	76



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, ohne deren Unterstützung diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Zuerst möchte ich mich bei Herrn Prof. J. Ullrich bedanken, der mich in die Arbeitsgruppe aufgenommen hat und inspirierende Ratschläge zur experimentellen Umsetzung dieser Arbeit beisteuerte. Ganz besonders danke ich ihm auch für das kritische Korrekturlesen meiner Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt meinem Betreuer Jose R. Crespo López-Urrutia für die exzellente Betreuung während meiner Zeit als Diplomandin. Er stand mir jederzeit mit Rat und Tat zur Seite und sorgte für einen nahezu reibungslosen Fortschritt meiner Arbeit.

Ganz besonders möchte ich Johannes Braun danken, der mir die Benutzung seines Kristallspektrometers ermöglichte.

Thomas Busch danke ich für seine äußerst kompetente Hilfe beim Aufbau des Experiments, sowie für die Überwindung vieler technischer Schwierigkeiten.

Allen, die mir während der “Strahlzeiten” geholfen haben, möchte ich meinen besonderen Dank aussprechen, denn sie haben erheblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Dies sind Hjalmar Bruhns, Alain Lapierre, Christopher Osborne, und Lisa Schmöger.

Bei Zoltan Harman bedanke ich mich für die Berechnungen der Resonanzenergien und Übergangsenergien der dielektronischen Rekombinationen in  $\text{Ar}^{16+}$  und  $\text{Ar}^{17+}$ .

Ganz besonderer Dank gilt meinem Schreibtischnachbarn Hjalmar Bruhns für seine unermüdliche Geduld im Beantworten LabView-spezifischer und nicht-LabView-spezifischer Fragen und seinen aufopferungsvollen Einsatz beim Kor-

rekturlesen dieser Arbeit.

Many thanks go to Antonio J. González Martínez for his help in the interpretation of the dielectronic recombination plots.

All denen, die diese Arbeit Korrektur gelesen haben, im Besonderen Günther Brenner, Sascha Epp, Bernold Feuerstein, Klaus-Dieter Schröter, Frederik Spiegelhalder, Günther Sikler, und Jochen Steinmann gebührt mein Dank.

Für die netten Gespräche zwischendurch, die dieses Jahr zu einem Besonderen machten, danke ich stellvertretend für alle Mitglieder dieser Arbeitsgruppe Gülsüm Basak Balli, Thorsten Ergler und Rosario Soria-Orts.

Ganz besonders herzlich möchte ich mich bei Mirko Tröller bedanken, der mir eine große geistige Stütze war und ist und mir nicht zuletzt auch mit fachlichem Wissen so manches Mal weiterhelfen konnte.

Zuletzt möchte ich mich vor allem bei meiner Mutter bedanken. Ohne sie wäre dies alles nicht möglich gewesen.



Erklärung:

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den .....

.....  
Unterschrift