

**Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht- Karls- Universität Heidelberg**

Bachelorarbeit im Studiengang Physik
eingereicht von

Sebastian Kaul

geboren in Bad Neuenahr- Ahrweiler (Germany)

2014

Optische Spektroskopie an Ir und Os in Level-crossing-Systemen zur erstmaligen Identifizierung observierter Übergänge

Diese Bachelorarbeit wurde ausgeführt von Sebastian Kaul am
Max Planck Institute in Heidelberg
unter der Betreuung von
Herrn Priv.-Doz. Dr. José Ramón Crespo López-Urrutia

Optische Spektroskopie an Ir und Os in Level-crossing-Systemen zur erstmaligen Identifizierung observierter Übergänge

Die Spektren der meisten Übergangselemente sind ab dem Ladungszustand $q = 5+$ gänzlich unbekannt, obwohl sie von zentraler Bedeutung für viele Bereiche der Physik sind. So sind für die Untersuchung einer zeitlichen Variation der Feinstrukturkonstanten die Übergänge der Spektren von Ir^{17+} von besonderem Interesse, da sie eine große α -Sensitivität aufweisen. Allerdings können die dazu notwendigen laserspektroskopischen Untersuchungen dieser Ionen noch nicht durchgeführt werden, da keine experimentellen Daten, vorliegen und die Genauigkeit theoretischer Voraussagen aufgrund der komplexen elektronischen Struktur der Ionen dazu nicht ausreicht. In dieser Arbeit wird eine isoelektronische Untersuchung von Os^{16+} im Spektralbereich von 300 nm bis 660 nm vorgenommen. Die Linien wurden dabei auf bis zu 0,002 nm genau bestimmt. Außerdem wird der Einfluss der Elektronenstoßabregung auf die Intensitäten der Spektrallinien des Ions Ir^{17+} untersucht. Dies bietet Zugang zu Abschätzungen der Lebensdauer der dazugehörigen angeregten Niveaus.

Optical spectroscopy of level-crossing systems in Ir and Os towards identification of observed transitions

The spectral lines of most transition elements in charge states higher than $q = 5+$ are completely unknown, in spite of their fundamental importance for many fields of physics. For investigations of a possible time dependence of the fine structure constant, the transition lines of the Ir^{17+} -spectra are of special interest, because of their high α -sensitivity. The therefore necessary laserspectroscopic investigations can not be carried out the accuracy of theoretical predictions is not good enough due to the complex electronic structure of the ions. In this work, a isoelectronic investigation of Os^{16+} for wavelengths between 300 nm and 660 nm was carried out. The accuracy of the transition lines reaches 0,002 nm. Furthermore, the electron-impact mediated quenching of the transitions observed in Ir^{17+} was investigated, enabling approximations of the lifetime of the involved excited states.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	6
2	Theorie	8
2.1	Atomare Übergänge und Auswahlregeln	8
2.2	Linienbreiten	10
2.2.1	Natürliche Linienbreite	10
2.2.2	Dopplerverbreiterung	11
2.3	Level crossing	12
3	Experimenteller Aufbau	14
3.1	Die Elektronenstrahlionenfalle	14
3.1.1	Die Elektronenkanone	15
3.1.2	Das Fallenzentrum	16
3.1.3	Das Injektionssystem	17
3.1.4	Der Kollektor	17
3.1.5	Der Elektronenstrahl	19
	Der Elektronenstrahlradius	19
	Elektronendichte	20
	Radiales Potential	22
	Elektronenstrahlenergie und axiales Potential	23
3.2	Das Czerny-Turner-Spektrometer	24
3.2.1	Koppelbox	27
4	Auswertung	29
4.1	Bestimmung der Energien optischer Übergänge von Nd-artigem Osmium	29
4.1.1	Untersuchung der Populationen der Osmium Ladungszustände bei Variation der Elektronenstrahlenergie	30
	Spektrenkorrektur	30
	Bestimmung des Intensitätsmaximums von Os ¹⁶⁺	32

4.1.2	Vermessung des Os ¹⁶⁺ Spektrums	36
	Kalibration der Spektren	36
	Spektrallinien von Os ¹⁶⁺ im Spektralbereich von 300 nm bis 660 nm.	40
4.2	Quantitative Untersuchung elektronendichteabhängiger Intensitätsverhältnisse zur Erforschung relativer Lebensdauern.	43
4.2.1	Auswertung der Spektren	44
4.2.2	Untersuchung der Intensitätsverhältnisse	48
5	Zusammenfassung	57

1 Einleitung

Bereits seit dem frühen 19. Jahrhundert werden spektroskopische Untersuchungen zur Analyse astronomischer Strahlungsquellen angewandt. Seit der Identifizierung atomarer Strukturen als Quelle charakteristischer Strahlung 1859 von Bunsen und Fraunhofer ist die Spektroskopie ein wichtiges Instrument zur Analyse atomarer Levelstrukturen. Diese sind von grundlegender Bedeutung in nahezu allen Bereichen der Physik. Dennoch sind viele Spektren von den mittel bis hochgeladenen Ionen unbekannt, wie beispielsweise die des Osmiums und des Iridiums. Außerdem können theoretisch vorhergesagte Übergänge oftmals nicht den tatsächlichen beobachteten zugeordnet werden, sodass es experimenteller Methoden bedarf um Übergangsenergien zu bestimmen. Dabei liegen 99% der sichtbaren Materie des Universums in Form von Plasmen vor. Entsprechend ist es für astrophysikalische Untersuchungen von zentralen Interesse die Übergangsenergien solcher Ionen zu kennen. So können mit ihrer Hilfe beispielsweise Aussagen über die Temperatur und Dichte, sowie die chemischen Bestandteile von Himmelskörpern getroffen werden. Aber auch in anderen Teilgebieten der Physik sind die Spektren geladener Atome von Interesse. So bieten beispielsweise hochgeladene Ionen gute Voraussetzungen für die Konstruktion optischer Uhren. Außerdem vergrößern sich einige grundlegende physikalische Effekte wie die Fein- und Hyperfeinstruktur in hochgeladenen Ionen, sodass sie besser vermessen werden können [6]. Weiterhin können mittels hochgenauer Spektroskopie an Übergängen hoch geladener Ionen quantenelektrodynamische Effekte untersucht werden [2]. Durch exakte Massenmessungen an hochgeladenen Ionen werden außerdem Theorien zur atomaren Levelstruktur getestet werden[5]. Ein weiterer Bereich in der Grundlagenforschung, für welchen hochgeladene Ionen von zentralen Interesse sind befasst sich mit der Erforschung einer möglichen Variation der Feinstrukturkonstanten α . Da die atomare Levelstruktur von der Feinstrukturkonstanten abhängig ist, kann eine solche Variation durch die Messung der Übergangsenergien untersucht werden. Die Übergänge hochgeladener Ionen reagieren besonders sensitiv auf Variationen in α [6]. Die Untersuchungen in dieser Arbeit wurden also zum einen durch die grundlegenden Bedeutung der Kenntnis über die Levelstruktur hochgeladener Ionen motiviert, stand

aber andererseits auch in direkten Bezug mit der Analyse α -sensitiver Übergänge. So wurde im ersten Teil der Arbeit das Spektrum von 16-fach positiv geladenem Osmium für einen Spektralbereich von 300 nm bis 660 nm vermessen. Als Ionenquelle diente dazu eine Elektronenstrahlionenfalle (engl. Electron Beam Ion Trap, EBIT) Die Emissionsspektren der in der EBIT gefangenen Ionen wurden mit einem Czerny-Turner-Spektrometer aufgelöst. Aus den So erhaltene Spektren wurden möglichst genau die gemessenen Spektrallinien ermittelt. Os^{16+} und liegt in der isoelektrischen Sequenz von Neodym in direkter Nachbarschaft zu Ir^{17+} , für dessen Übergänge eine der höchsten α -Empfindlichkeiten berechnet wurde. Die Skalierung der Übergänge innerhalb der isoelektrischen Sequenz kann zu der Identifizierung dieser α -sensitiven Linien beitragen. Im zweiten Teil dieser Arbeit wurde das Verhalten der Intensitäten der Linien von Ir^{17+} relativ zueinander in Abhängigkeit der Elektronendichte im sichtbaren Spektralbereich untersucht. Abhängig von ihrer Lebensdauer werden atomare Zustände durch Elektronenstoßabregung unterschiedlich stark unterdrückt, sodass sich bei Variation der Elektronendichte die Intensitäten der Spektrallinien ändern. Dies liefert Aussagen über die Relationen der Lebensdauern der Linien untereinander und kann ebenfalls der Zuordnung der Ir^{17+} -Linien zu ihren theoretischen Korrespondenten dienen.

2 Theorie

2.1 Atomare Übergänge und Auswahlregeln

Der Übergang eines angeregten Atomaren Zustandes in einen energetisch günstigeren ist an Bedingungen geknüpft. So dürfen beispielsweise Erhaltungssätze bezüglich der Energie und des Impulses nicht verletzt werden. Die Wechselwirkung eines Atoms mit einem Lichtfeld kann in einem einfachen quantenmechanischen Modell [3] durch ein zwei-Niveau-System angenähert werden: dem angeregten Zustand $|\phi_a\rangle$ und dem Grundzustand $|\phi_g\rangle$. Ist die Wellenlänge des Lichtfeldes λ wesentlich größer als die Ausdehnung der Ladungsverteilung der Zustände $|\phi_a\rangle$ und $|\phi_g\rangle$ so kann es durch eine harmonische mit der Zeit t oszillierende, räumlich konstante Amplitude eines elektrischen Feldes F der Frequenz ω beschrieben werden:

$$F = F_0 \cos(\omega t) \quad (2.1)$$

Der Einfachheit halber wird hier eine lineare Polarisation des Feldes in z-Richtung angenommen. d.h. $\vec{F}_0 = (0, 0, F_0)$

Die Schrödingergleichung für ein Elektron, welches sich in den Potentialen des Kerns V und des Lichtfeldes V_s befindet lautet dann [3]:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_0}\Delta + V + V_s \right) \psi(\vec{r}, t) = i\hbar \frac{d\psi(\vec{r}, t)}{dt} \quad (2.2)$$

$$V_s = eF_0 z \cos(\omega t) \quad (2.3)$$

Dabei bezeichnet Δ den Laplace Operator, \hbar das Plancksche Wirkungsquantum, \vec{r} den Ortsvektor und ψ die Wellenfunktion, sowie e die Elementarladung und z die Ortskoordinate. Die Zustände $|\phi_a\rangle$ und $|\phi_g\rangle$ sind Lösungen der ungestörten Schrödingergleichung, d.h. bei verschwindendem Potential V_s .

Zur Lösung der Schrödingergleichung 2.3 kann für die Wellenfunktion ψ der Ansatz

$$\psi(\vec{r}, t) = c_a(t) |\phi_a(\vec{r})\rangle + c_g |\phi_g(\vec{r})\rangle \quad (2.4)$$

gemacht werden, da von einem Übergang zwischen diesen beiden Zuständen ausgegangen wird.

Mit Hilfe der Störungstheorie ergibt sich in der rotating wave approximation im Falle einer Resonanz von Lichtfeld und Elektronenübergang für die die Koeffizienten c_i [3]:

$$c_g = e^{-E_g t/\hbar} \cos \Omega t \quad (2.5)$$

$$c_a = -ie^{-E_a t/\hbar} \sin \Omega t \quad (2.6)$$

Dabei bezeichnet E_i den Energieeigenwert des Zustandes $|\phi_i\rangle$ im Bezug auf den ungestörten Hamiltonoperator. Ω ist dabei gegeben durch:

$$\Omega = \frac{1}{2\hbar} F_0 M_{ag}^z \quad (2.7)$$

$$M_{ga}^z = \langle \phi_g | e z | \phi_a \rangle \quad (2.8)$$

M_{ga}^z bezeichnet das Dipol-Matrixübergangselement. Die Wahrscheinlichkeit, dass die Wellenfunktion 2.4 in einen der Zustände $|\phi_a\rangle$ oder $|\phi_g\rangle$ kollabiert ist durch das Absolutquadrat $|c_a|^2$ bzw. $|c_g|^2$ gegeben:

$$|c_g|^2 = \cos^2(\Omega t) \quad (2.9)$$

$$|c_a|^2 = \sin^2(\Omega t) \quad (2.10)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit ist also eng mit dem Matrixelement M_{ga}^z verknüpft. Dieses kann aufgrund einiger Symmetrien identisch verschwinden, sodass gemäß 2.10 kein Übergang zwischen den Zuständen stattfinden kann. Dies führt zu sogenannten Auswahlregeln, welche für einen Übergang Bedingungen an die Quantenzahlen der beteiligten Zustände stellen. Neben der hier behandelten elektrischen Dipolübergängen ($E1$ -Übergänge) existieren weitere Mechanismen wie magnetische Dipolübergänge ($M1$ -Übergänge) und elektrische Quadrupolübergänge ($E2$ -Übergänge), welche ebenfalls Auswahlregeln

	1.	2.	3.
E1-Übergänge	$\Delta J = 0, \pm 1$ ($0 \leftrightarrow 0$)	$\Delta M_J = 0, \pm 1$ ($0 \leftrightarrow 0$, falls $\Delta J = 0$)	Paritätsänderung
M1-Übergänge	$\Delta J = 0, \pm 1$ ($0 \leftrightarrow 0$)	$\Delta M_J = 0, \pm 1$ ($0 \leftrightarrow 0$, falls $\Delta J = 0$)	keine Paritätsänderung
E2-Übergänge	$\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$ ($0 \leftrightarrow 0$) ($1/2 \leftrightarrow 1/2$) ($0 \leftrightarrow 1$)	$\Delta M_J = 0, \pm 1, \pm 2$	keine Paritätsänderung

Tabelle 2.1: Auswahlregeln elektrischer Dipolübergänge (E1), magnetischer Dipolübergänge (M1) und elektrischer Quadrupolübergänge (E2). J bezeichnet die Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses und M_J ist die magnetische Quantenzahl.

unterliegen. Die Übergangsraten dieser Übergänge sind jedoch geringer als die der elektrischen Dipolstrahlung, weshalb sie auch verbotene Übergänge genannt werden. Die wichtigsten Auswahlregeln sind in Tabelle 2.1 aufgeführt. Zusätzlich gelten im Falle von LS-Kopplung die Regeln $\Delta S = 0$, für E1-Übergänge $\Delta L = \pm 1$, für E2-Übergänge $\Delta L = 0, \pm 2$ und für M1-Übergänge $\Delta L = 0$ und $\Delta J = \pm 1$

2.2 Linienbreiten

Die Energien von Photonen, welche bei dem Übergang eines angeregten Zustandes in einen energetisch niedrigeren emittiert werden sind nicht diskret, sondern folgen einer bestimmten Verteilung. Abhängig von den Bedingungen unter welchen die Emission stattfindet dominieren unterschiedliche Effekte die Breite der Spektrallinien eines emittierten Spektrums. Wichtige Beiträge zu Linienbreiten sind die natürliche Linienbreite und die Dopplerverbreiterung.

2.2.1 Natürliche Linienbreite

Unabhängig von anderen Effekten führt die endliche Lebensdauer angeregter Zustände immer zu einer minimalen Linienbreite. Sie ist eine intrinsische Eigenschaft optisch aktiver Übergänge und wird aus diesem Grund die natürliche Linienbreite genannt. Die Amplitude $F(t)$ eines emittierten Lichtfeldes der Frequenz ω_0 sei näherungsweise gegeben durch:

$$F(t) = F_0(e^{i\omega_0 t} + e^{-i\omega_0 t}) \quad (2.11)$$

Aufgrund der endlichen Lebensdauer τ angeregter Zustände unterliegt die Anzahl angeregter Atome in einem Ensemble einem exponentiellen Zerfall mit der Zeit t :

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.12)$$

Dabei bezeichnet N_0 die Anzahl der Atome im angeregten Zustand zum Zeitpunkt $t = 0$. Entsprechend nimmt auch die Amplitude exponentiell mit der Zeit ab:

$$F(t) = F_0 e^{-\gamma t} (e^{i\omega_0 t} + e^{-i\omega_0 t}). \quad (2.13)$$

γ ist dabei durch $\tau = \frac{1}{2\gamma}$ gegeben. 2.13 ist nun kein monochromatisches Lichtfeld mehr, sondern vielmehr eine kontinuierliche Superposition spektraler Komponenten. Die Intensität des Lichtes einer Frequenz $|c(\omega)|^2$ ist durch die Fouriertransformation gegeben:

$$c(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} F(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (2.14)$$

Unter den Bedingungen $\omega_o - \omega \ll \omega_o + \omega$ und $\tau \gg \omega_o + \omega$ folgt daraus für die spektrale Verteilung der Intensitätsanteile ein Lorentzprofil [3]:

$$|c(\omega)| = F_0^2 \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2}. \quad (2.15)$$

2.2.2 Dopplerverbreiterung

Relativ zueinander bewegte Objekte empfangen und senden Wellen mit unterschiedlichen Frequenzen. Dieser sogenannte Dopplereffekt führt aufgrund der thermischen Bewegung in Gasen zu einer Verbreiterung der Spektrallinien der Dopplerverbreiterung. Für ein Gas aus Teilchen der Masse m_0 in thermischen Gleichgewicht mit der Temperatur T ist die Anzahl der Atome mit einer Geschwindigkeitskomponente v im Intervall $[v, v + dv]$ durch die Boltzmann-Verteilung gegeben [3]:

$$n(v)dv = N \sqrt{\frac{m_0}{2\pi kT}} \exp\left(-\frac{m_0 v^2}{2kT}\right) dv \quad (2.16)$$

Mit Hilfe der Dopplerverschiebung

$$\omega = \omega_0 \left(1 \pm \frac{v}{c}\right) \quad (2.17)$$

(c bezeichnet die Lichtgeschwindigkeit und v die Relativgeschwindigkeit von Sender und Empfänger) kann die Geschwindigkeit bestimmt werden, welche ein Atom haben muss um eine bestimmte Frequenz ω wahrzunehmen. Wird diese in die Gleichung 2.16 eingesetzt resultiert eine frequenzabhängige Intensitätsverteilung [3]:

$$I(\omega) = \text{const} \exp\left(-\frac{m_0 c^2 (\omega_0 - \omega)^2}{2kT \omega_0^2}\right) \quad (2.18)$$

Die Breite bei halber Höhe dieser Verteilung ist:

$$\Delta\omega_D = \frac{2\omega_0}{c} \left(2 \ln 2 \frac{kT}{m_0}\right)^{1/2} \quad (2.19)$$

2.3 Level crossing

In guter Näherung wird die energetische Reihenfolge atomarer Zustände in neutralen Atomen durch die Madelung- bzw. Klechkowskiregel gegeben[6]. Sie beschreibt Situationen, in welchen Zustände höherer Hauptquantenzahlen niedrigere Energien aufweisen als Zustände niedrigerer Hauptquantenzahlen. So ist beispielsweise die Energie des Zustandes 4s niedriger als die des 3d Zustandes. Im Falle eines wasserstoffartigen Systems ist jedoch bekannt, dass die Zustände die sogenannte Coulomb-Ordnung einnehmen in welcher die Energien der Zustände in erster Linie durch die Hauptquantenzahlen gegeben sind. Wird ausgehend von einem neutralen Atom in Madelung Ordnung der Ladungszustand des Atoms schrittweise erhöht, so müssen die Zustände des Atoms in die Coulomb-Ordnung wechseln. Abweichungen der Madelung-Ordnung von der Coulomb-Ordnung wie sie oben beschrieben wurden führen dann dazu, dass sich die Energieniveaus der beteiligten Zustände energetisch annähern und schließlich kreuzen. In Abbildung 2.1

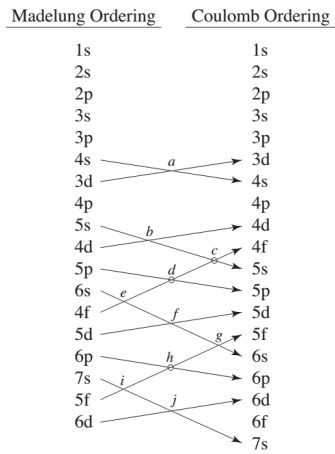


Abbildung 2.1: Energetische Hierarchie nach der Coulomb-Ordnung und der Madelung-Ordnung. Es sind auch die möglichen Level-crossings eingezeichnet. [6]

sind ist die energetische Reihenfolge nach der Klechkowskiregel un der Coulumbordnung gegeben. Außerdem sind die möglichen sogenannten Level-crossings eingezeichnet.

3 Experimenteller Aufbau

3.1 Die Elektronenstrahlionenfalle

Mit Hilfe von Elektronenstrahl-Ionenfallen (engl. electron-beam-Ion-trap, kurz: EBIT) können auf verhältnismäßig geringem Raum hochgeladene Ionen erzeugt und gespeichert werden. Diese Arbeit wurde an der Heidelberg-EBIT des MPIK in Heidelberg durchgeführt. In einer EBIT werden mit einer Glühkathode Elektronen in einen evakuierten Bereich eingebracht und durch Anlegen einer Potentialdifferenz zwischen der Kathode und einer ringförmigen Anode beschleunigt, sodass ein Elektronenstrahl entsteht. Es können Energien von einigen keV und Ströme von bis zu 500 mA erreicht werden. Ein starkes Magnetfeld von einigen Tesla (etwa 8 T bei der Heidelberg EBIT), welches parallel zum Elektronenstrahl ausgerichtet ist komprimiert den Strahl auf bis zu einige $10\ \mu\text{m}$, sodass effektive Elektronendichten von bis zu $10^{13}\frac{e^-}{\text{cm}^3}$ erreicht werden. Dieser komprimierte Elektronenstrahl durchläuft die Fallenregion. Sie besteht aus mehreren hohlzylindrischen Elektroden, auch Driftröhren genannt, deren Potential den Strahl weiter beschleunigt. Zur Erzeugung hochgeladener Ionen werden mit Hilfe eines Injektionssystems neutrale Atome in diese Region eingebracht. Diese Atome werden durch Elektronenstoßionisation von den Elektronen des Elektronenstrahls ionisiert. Auf diese Weise kann nahezu jeder Ladungszustand eines Atoms erzeugt werden. Tragen die Atome positive Ladung sind sie durch das Potential der Raumladung des stark komprimierten Elektronenstrahls in radialer Richtung räumlich gefangen, sodass sie sich nur entlang der Achse des Strahls bewegen können. Durch das Anlegen unterschiedlicher Spannungen an die Driftröhren um den Elektronenstrahl kann das Potential entlang der Elektronenstrahlachse manipuliert werden. Durch das Erzeugen einer Potentialmulde können die Ionen schließlich vollständig räumlich gefangen werden. Die verbleibenden Elektronen der Ionen können durch Stöße mit den Elektronen des Elektronenstrahls angeregt werden. Durch Aussparungen in den Driftröhren kann die Strahlung beobachtet werden, welche emittiert wird, wenn die angeregten Zustände in niederenergetische Übergehen. Der Elektronenstrahl gelangt nach der Fallenregion zu

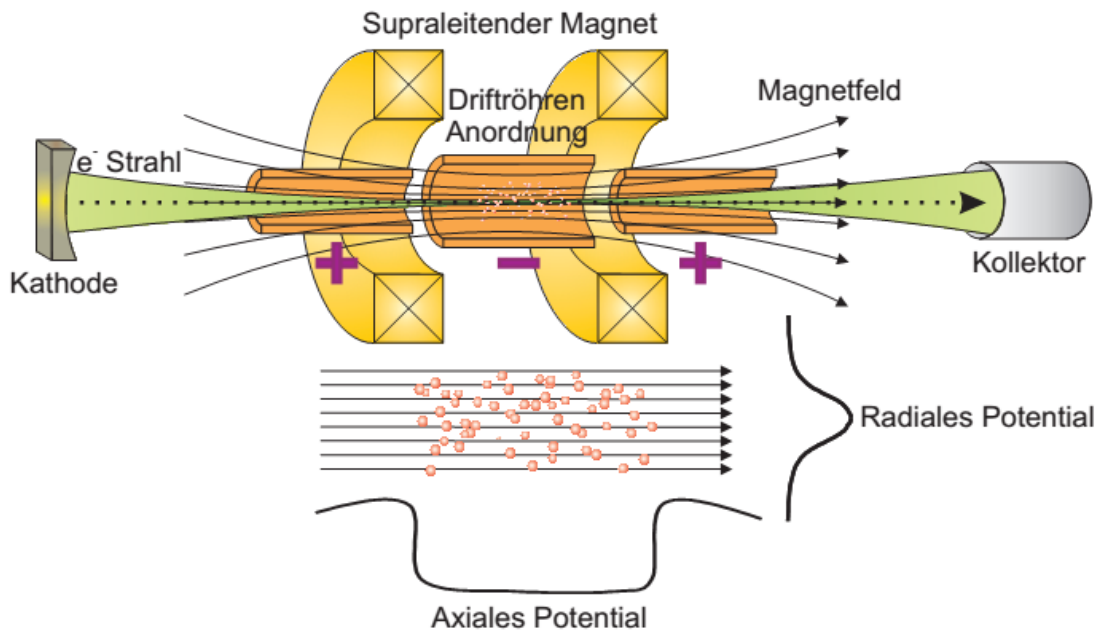


Abbildung 3.1
Prinzipische Skizze einer EBIT. [8]

einem sogenannten Kollektor, welcher den Elektronenstrahl abbremst, dekomprimiert und aufnimmt.

3.1.1 Die Elektronenkanone

In Abbildung 3.2 ist ein Querschnitt durch die Konstruktion der Elektronenkanone der Heidelberg EBIT zu sehen. Ihr Kern wird durch eine Glühkathode gebildet in welcher bei Temperaturen von etwa 1400 K Barium aus einem Wolframsubstrat diffundiert und an der Oberfläche mit Aluminiumcarbonat zu Bariumoxid oxidiert, welches als Elektrendonator fungiert. Die Kathode besitzt eine sogenannte Pierce-Geometrie, welche zu relativ exakt definierten Strahlprofilen führt. Der emittierte Elektronenstrom wird mit einer Fokuselektrode kontrolliert. Sie beseitigt außerdem Randeffekte des Kathodenfeldes. Weiterhin kann der Elektronenstrahl mit einer Trimmspule justiert werden. Zur Beschleunigung der austretenden Elektronen wird eine hohlzylindrische Anode gegenüber der Kathode auf ein positives Potential gelegt. Da das Magnetfeld zur Kompression des Elektronenstrahls in der Fallenregion an der Kathode Einflüsse auf den Elektronenstrahlradius hat wird die Kathode mit Hilfe eines Weicheisenschildes und einer Spule zur Kompensation magnetisch abgeschirmt.

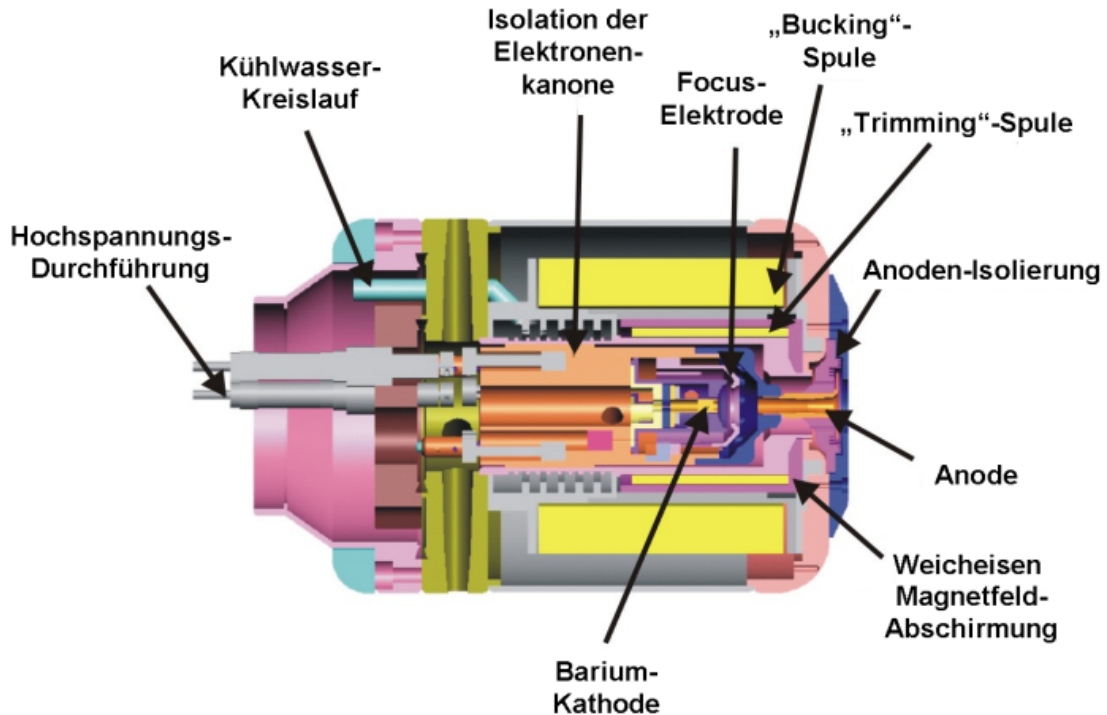


Abbildung 3.2: Schnittbild durch die Konstruktion der Elektronenkanone. [8]

3.1.2 Das Fallenzentrum

In der Heidelberg EBIT werden die Ionen in einem System von neun Driftröhren gefangen. In Abbildung 3.3 ist dieses System Abgebildet. Diese Driftröhren können auf ein gemeinsames Potential gelegt werden. Außerdem ist es möglich an jeder einzelnen Driftröhre ein zusätzliches Potential anzulegen und so das axiale Potential der Falle zu kontrollieren. Die Driftröhren haben von außen zur Fallenmitte die Längen 15 mm, 27 mm, 56 mm, 55 mm und 40 mm. Die Radien der Driftröhren werden zu Fallenmitte geringer und erreichen bei der mittleren Driftröhre 5 mm. So wurde auf intrinsische Weise erreicht, dass eine axiale Potentialmulde zum fangen der Ionen entsteht, wenn alle Driftröhren auf dasselbe Potential gelegt werden. Die Emissionen der Ionen können durch Aussparungen in der mittleren Driftröhre beobachtet werden.

Zur Kompression des Elektronenstrahls in der Fallenmitte sind zwei supraleitende Helmholtz-Spulen um die Driftröhren angebracht. Sie erzeugen bei einem Strom von 76,24 A ein Magnetfeld von etwa 8T . Die Spulen werden in einem Kryostat mit Hilfe von flüssigem Helium auf eine Temperatur von 4,2 K gekühlt. Zwei weitere Wärmeschilder bei 50 K und 16 K schirmen die Fallenregion von den Außentemperaturen ab.

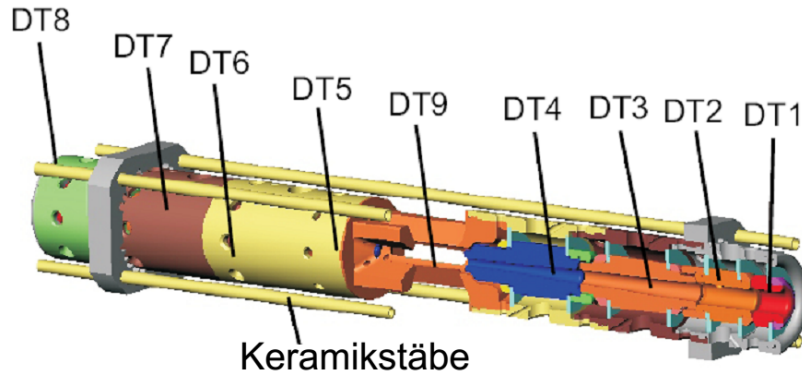


Abbildung 3.3: Konstruktionszeichnung der Fallenregion. [8]

3.1.3 Das Injektionssystem

Das Injektionssystem dient dazu neutrale Atome in die Fallenregion der EBIT einzubringen. Dazu wird die verwendete Probe vorevakuiert und über ein Nadelventil an ein zweistufiges, differentielles Pumpensystem angeschlossen, in welchem mittels zweier Turbomolekularpumpen der Druck zunächst auf 10^{-6} Torr und anschließend auf 10^{-9} Torr reduziert wird. Über ein weiteres Ventil gelangen die Moleküle als kollimierter Strahl in die Fallenregion. Auf diese Weise können gasförmige Proben in die EBIT injiziert werden. Zur Injektion von Atomen aus Proben in festem Aggregatzustand werden meist Verbindungen leichter Elemente mit den Spektroskopieatomen verwendet, z.B. organometallische Substanzen. Wegen des Gasdruckes verlassen einige Moleküle des Probenmaterials das Substrat und gelangen in die EBIT. Dieser Prozess kann durch Heizen der Probe unterstützt werden. Aufgrund des Energieübertrags der Elektronen des Elektronenstrahls werden die Bindungen der Moleküle aufgebrochen. Leichte Atome können dabei die Falle verlassen da sie nur geringe Ladungszustände erreichen können, während schwerere entsprechend gefangen werden. 3.4 zeigt das in der Heidelberg verwendete Injektionssystem.

3.1.4 Der Kollektor

Nach der Fallenregion werden die Elektronen des Strahls von einem sogenannten Kollektor aufgenommen. In Abbildung 3.5 ist ein Schnittbild durch die Konstruktion des Kollektor der Heidelberg EBIT zu sehen. Damit die Elektronen auf die Kollektor-Elektrode treffen können wird mit einer Spule das Magnetfeld zur Komprimierung des Strahls kompensiert. Mit Hilfe einer Wasserkühlung wird verhindert, dass der Kollektor vom Elek-

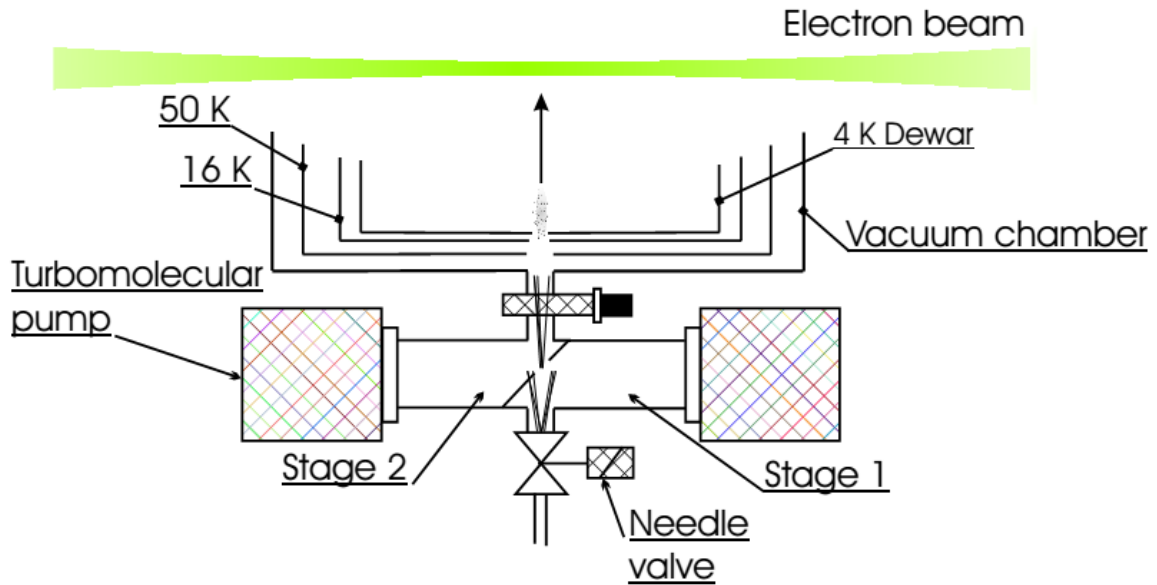


Abbildung 3.4: Injektionssystem der EBIT. [10]

tronenstrahl überhitzt wird. Außerdem wird innerhalb des Kollektors eine Elektrode, der Extraktor, auf ein negatives Potential gelegt, sodass die Elektronen abgebremst werden nachdem sie die Fallenregion verlassen haben. Aus der Kollektorelektrode können dennoch Sekundärelektronen ausgelöst werden. Die sogenannte Suppressorelektrode am Eingang des Kollektor verhindert, dass diese in die Fallenregion gelangen.

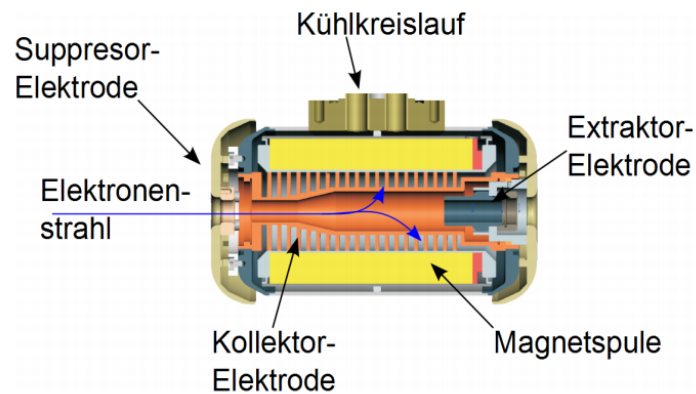


Abbildung 3.5: Kollektor der Heidelberg EBIT [8]

3.1.5 Der Elektronenstrahl

Der Elektronenstrahlradius

Eine wichtige Größe zur Charakterisierung des Elektronenstrahls ist dessen Radius. In der sogenannten optischen Theorie von Herrmann [4] wird gezeigt, dass in einem homogenen Magnetfeld B parallel zur Strahlachse die Ladungsverteilung um einen Radius r_0 oszilliert, welcher durch die Gleichung

$$(\omega_L r_0^2)^2 = K r_0^2 + \frac{2kT r_c^2}{m_e} + (\omega_{L,c} r_c^2)^2 \quad (3.1)$$

$$K = \frac{eI}{2\pi\epsilon_0 m_e v} \quad (3.2)$$

bestimmt ist. Die Frequenzen ω_L und $\omega_{L,c}$ sind gegeben durch $\omega_L = \frac{eB}{2m_e}$ und $\omega_{L,c} = \frac{eB_c}{2m_e}$. Dabei bezeichnet T die Temperatur, m_e die Elektronenmasse, e die Elementarladung, I der Strom, v die axiale Geschwindigkeit der Elektronen und k die Boltzmann Konstante sowie ϵ_0 die elektrische Feldkonstante. Der Index c bezeichnet entsprechende Größen am Ort der Kathode. Wird angenommen, dass v in radialer Richtung konstant ist kann r_0 gemäß

$$r_0 = \sqrt{\frac{m_e I}{\pi\epsilon_0 v e B^2} + \sqrt{\left(\frac{m_e I}{\pi\epsilon_0 v e B^2}\right)^2 + \frac{8kT m_e r_c^2}{e^2 B^2} + \frac{B_c^2 r_c^4}{B^2}}} \quad (3.3)$$

berechnet werden[12]. Das Minimum dieser Funktion ist durch den sogenannten Brillouin Radius r_B gegeben:

$$r_B = \sqrt{\frac{2m_e I}{\pi\epsilon_0 v e B^2}} \quad (3.4)$$

Dieser wird theoretisch bei verschwindendem Magnetfeld an der Kathode und Temperaturen nahe dem absoluten Nullpunkt erreicht. Der Ausdruck 3.4 kann auch dazu verwendet werden um zu testen ob Herrmanns Theorie anwendbar ist. Dazu wird das Brillouin-Feld gemäß

$$B_B = \sqrt{\frac{2m_e I}{\pi\epsilon_0 v e r_0^2}} \quad (3.5)$$

definiert. Ist das tatsächlich verwendete magnetische Feld 3 mal so groß wie das Brillouin-Feld so gilt die Theorie als gültig [12]. Während der Messung in dieser Arbeit wurde die Heidelberg EBIT mit einem Magnetfeld von etwa 8 T betrieben. Die Geschwindigkeit ergibt sich aus dem Beschleunigungspotential U gemäß $v = \sqrt{2eU/m}$ berechnet werde (m : Elektronenmasse, e : Elementarladung). Bei typischen Strömen von 0,03A und einer Beschleunigungsspannung von 300 V ist diese Bedingung für Elektronenstrahlradius oberhalb von 12,96 μm erfüllt. Im Falle der Heidelberg EBIT mit einem Elektronenstrahlradius von etwa 50 μm [1] kann die Herrmann'sche Theorie also angewendet werden.

In Abbildung 3.6 sind die wichtigsten Abhängigkeiten des Elektronenstrahls abgebildet. Es ist zu erkennen, dass das axiale und das Kathodenmagnetfeld sowie die Temperatur den größten Einfluss auf den Radius haben während er vom Strom nahezu unabhängig ist.

Elektronendichte

Ein wichtiger Betriebsparameter der EBIT ist die Elektronendichte des Elektronenstrahls. So sind beispielsweise die Besetzungszahlen angeregter Niveaus der gefangenen Ionen und der Prozess der Elektronenstoßionisation von ihr abhängig. Außerdem sind die Elektronendichten eng mit der Raumladung des Elektronenstrahls verknüpft, welche für das radiale Potential zum fangen der Ionen verantwortlich ist. Sie kann näherungsweise berechnet werden, wenn eine homogene Ladungsverteilung in einem Elektronenstrahl mit Radius r angenommen wird [12]:

$$n_e = \frac{Q}{Ve} = \frac{It}{\pi r^2 v t e} = \frac{I}{\pi r^2 v e} \quad . \quad (3.6)$$

Dabei bezeichnet I einen konstanten Strom, Q die Ladung innerhalb des Volumens V , e die Elementarladung, v die Geschwindigkeit der Elektronen des Strahls und t die Zeit. Die Geschwindigkeit der Elektronen kann gemäß $v = \sqrt{2eU/m}$ aus dem Potential U welches die Elektronen durchlaufen und der Ruhemasse m der Elektronen bestimmt werden. Ein weiteres Modell nimmt für die radiale Ladungsverteilung ein gaussförmiges Profil an [10]. Dies ist durch die normal verteilten Geschwindigkeitskomponenten der emittierten Elektronen orthogonal zur Kathodenoberfläche begründet. Unter dieser Annahme ergibt sich die Elektronendichte n_e zu:

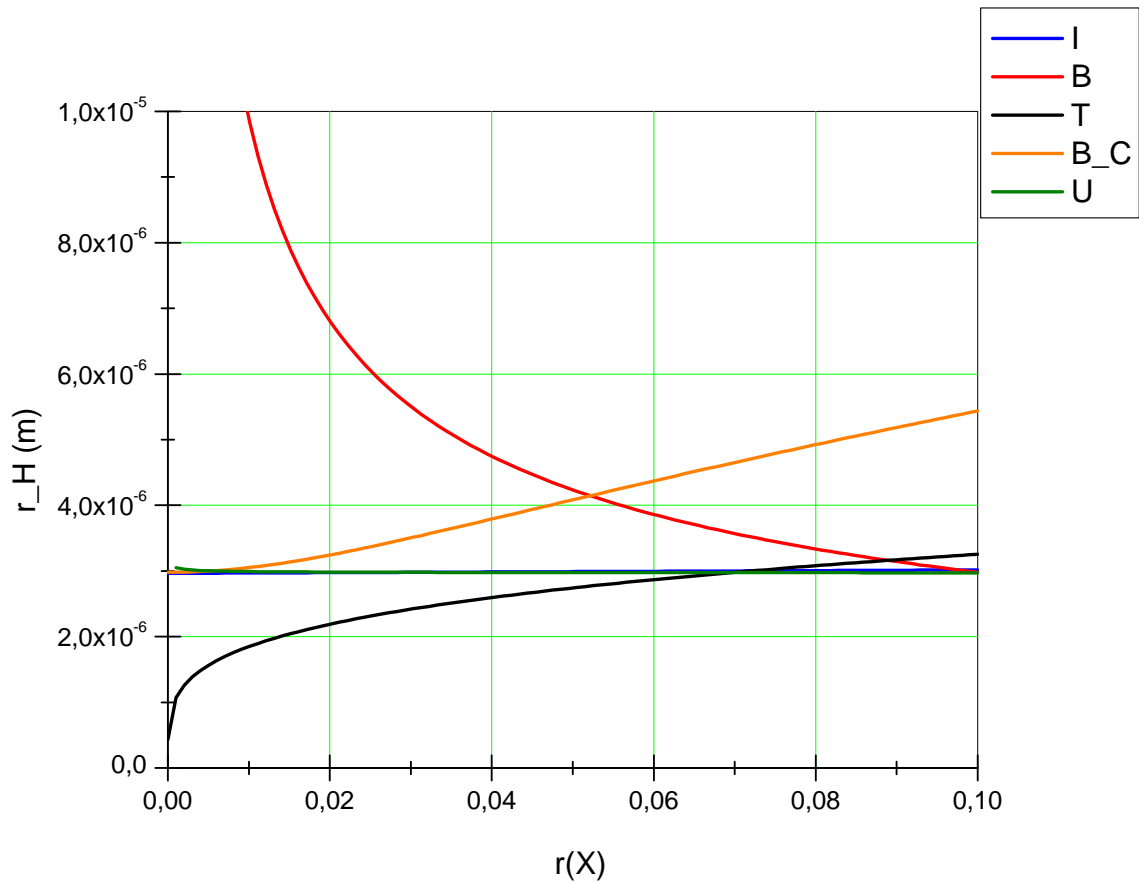


Abbildung 3.6: Herrmannradius gemäß Gleichung 3.3 in Abhängigkeit der Größen $r(X)$, namentlich des Stromes I , des Magnetfeldes B , der Temperatur T , der Spannung U und des Magnetfeldes B_c an der Kathode berechnet. Diese Parameter wurden wie folgt skaliert: $[I] = \text{mA}$, $[B] = 80 \text{ T}$, $[T] = 2 \text{ kK}$, $[B_c] = 0,025 \text{ T}$ und $[U] = 10 \text{ kV}$. Die Elektronengeschwindigkeit wurde mittels der nicht relativistischen Formel $v = \sqrt{\frac{2eU}{m_e}}$ bestimmt. Dies ist gerechtfertigt, da bei einer Beschleunigungsspannung von 300 V der Fehler zwischen relativistischem und nicht relativistischem Wert für v nur 0,0044% beträgt. Bei Variation eines Parameters wurden die restlichen Parameter auf die Werte $I = 0,03 \text{ A}$, $U = 300 \text{ V}$, $T = 1400 \text{ K}$, $B = 8 \text{ T}$, $B_c = 0 \text{ T}$, $r_c = 3 \text{ mm}$ gesetzt.

$$n_e(r) = n_{e0} e^{-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}} \quad (3.7)$$

r bezeichnet dabei den radialen Abstand zur Strahlachse. Die Größen σ_r und n_e sind mit dem Radius r_0 des Elektronenstrahls über

$$\sigma_r^2 = \frac{r_0^2}{2 \ln 5} \quad (3.8)$$

$$n_{e0} = \frac{I \ln 5}{\pi r_0^2 e v} \quad (3.9)$$

verknüpft. Der Strom wird mit I bezeichnet, e ist die Elementarladung und v die Elektronengeschwindigkeit. Diese Modelle dienen als Abschätzung für die Elektronendichten. Allerdings sind sie von weiteren Parametern abhängig. So auch von der Überlappung der Ionenwolke und dem Elektronenstrahl [7]. Der Radius der Ionenwolke r_i kann die Ausdehnung des Elektronenstrahls überschreiten was zu einer sogenannten effektiven Elektronendichte n_{eff} führt. Die Abhängigkeit dieser von dem Überlapp $\frac{r_i^2}{r_e^2}$ bedingt, einen Einfluss der Ladungsverteilung der Ionen in der Falle auf die Elektronendichten, da diese die Radien von Ionenwolke und Elektronenstrahl beeinflussen. Außerdem wird die Ionenwolke durch den Elektronenstrahl geheizt, sodass r_i zunehmen kann, wenn der Elektronenstrom steigt. Dieser Effekt wird jedoch teilweise von dem attraktiven Potential der Raumladung des Elektronenstrahls kompensiert.

Radiales Potential

Das Potential der Raumladung des Elektronenstrahls kann gemäß der Poisson-Gleichung

$$\Delta \Phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (3.10)$$

sowohl aus Ladungsverteilungen gemäß Gleichung 3.6 als auch mit Hilfe von 3.7 berechnet werden ([12], S. 33 ff). ρ bezeichnet die Ladungsdichte und ϵ_0 die elektrische Feldkonstante. Unter Verwendung der homogenen Ladungsverteilung erhält man:

$$\Phi(r \leq r_0) = \frac{I}{4\pi\epsilon_0 v_z} \left(\left(\frac{r}{r_0}\right)^2 + \ln\left(\frac{r_0}{r_{DR}}\right)^2 - 1 \right) \quad (3.11)$$

$$\Phi(r \geq r_0) = \frac{I}{4\pi\epsilon_0 v_z} \ln\left(\frac{r}{r_{DR}}\right)^2 \quad (3.12)$$

wenn die Randbedingungen durch ein verschwindendes Potential auf den Driftröhren gegeben sind. I bezeichnet den Strom, v_z die axiale Geschwindigkeitskomponente der Elektronen und r_{DR} der Radius der Driftröhren.

Im Falle einer Elektronendichte gemäß 3.7 ergibt sich das radiale Raumladungspotential gemäß:

$$\Phi(r) = \frac{I}{4\pi\epsilon_0 v_z} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-\ln 5)^m}{m * m!} \left(\left(\frac{r_{DR}^2}{r_0^2}\right)^m - \left(\frac{r^2}{r_0^2}\right)^m \right) \quad (3.13)$$

Die Benennungen sind dabei analog zu denen in 3.12

Elektronenstrahlenergie und axiales Potential

Die Energie der Elektronen in der Fallenregion ergibt sich aus der durchlaufenen Potentialdifferenz zwischen Kathode und Fallenmitte. Die wesentlichen Beiträge zu diesem Potential sind das Kathodenpotential Φ_K , das Potential aller Driftröhren Φ_{DR} , die zusätzlich an der mittleren Driftröhre angelegte Spannung Φ_M und das Raumladungspotential des Elektronenstrahls Φ_{RL} . Außerdem muss die Austrittsarbeit $e\Phi_A$ der Elektronen aus der Kathode aufgebracht werden. Damit ergibt sich die Potentialdifferenz $\Delta\Phi$ zu:

$$\Delta\Phi = \Phi_K + \Phi_{DR} + \Phi_M + \Phi_{RL} + \Phi_A \quad (3.14)$$

Das Raumladungspotential des Elektronenstrahls führt also zu einer Reduktion der Elektronenenergie. Allerdings ist der Beitrag des Raumladungspotentials nicht direkt bekannt, da das Potential der gefangenen, positiv geladenen Ionen die Wirkung der Raumladung des Elektronenstrahls allein teils kompensiert. Die in den Gleichung 3.13 und 3.12 bestimmten Raumladungspotentiale Φ werden gemäß:

$$\Phi_{korr} = \Phi(1 - f) \quad (3.15)$$

$$\text{mit} \quad (3.16)$$

$$f = \frac{n_q q}{n_e} \quad (3.17)$$

korrigiert. Dabei bezeichnen n_e und n_q die Elektronen- bzw. die Ionendichten der Ladung q . Zur experimentellen Bestimmung des Raumladungspotentials kann die Potentialdifferenz zur Erzeugung eines konkreten Ladungszustandes für unterschiedliche Ströme des Elektronenstrahls gemessen werden. Anschließend wird mit Hilfe einer linearen Extrapolation zu verschwindenden Strömen der Raumladungsbeitrag bestimmt. Der Parameter f ergibt sich dann gemäß:

$$f = 1 - \frac{\Phi_{korr}}{\Phi} \quad (3.18)$$

Die Konstruktion der Driftröhren mit unterschiedlichen Radium führt bereits ohne das Anlegen unterschiedlicher Spannungen an die Driftröhren zu einer axialen Potentialmulde. Diese kann durch:

$$\Delta\Phi = \Phi_{DR4/5} - \Phi_{DR9} = \frac{72, 24I_e [A]}{\sqrt{1 - \left(\frac{E_e [keV]}{511} + 1\right)^{-2}}} \quad (3.19)$$

abgeschätzt werden [10]. Dabei bezeichnet $\Phi_{DR4/5}$ das Raumladungspotential der Driftröhren, welche der mittleren benachbart sind und Φ_{DR9} die mittlere Driftröhre, sowie I_e den Strom des Elektronenstrahls und E_e die Energie. In 3.7 ist eine Simulation des axialen Fallenpotentials gegeben.

3.2 Das Czerny-Turner-Spektrometer

In dieser Arbeit werden die Emissionsspektren der Ionen mit einem Czerny-Turner-Spektrometer detektiert. In 3.8 ist der Strahlengang durch das Spektrometer dargestellt.

Der Kern des Spektrometers wird durch ein Reflexionsgitter gebildet, welches das einfallende Licht entsprechend seiner Wellenlänge räumlich separiert. Dazu wird Licht welches durch den Eintrittsspalt fällt mit Hilfe eines konkaven Spiegels M4 auf das Gitter

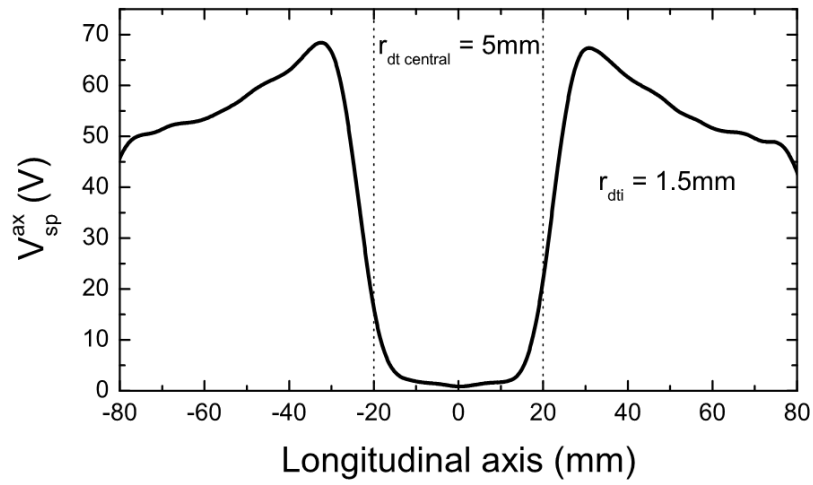


Abbildung 3.7: axiales Fallenpotential ohne zusätzliche Spannungen an den einzelnen Driftröhen. [10]

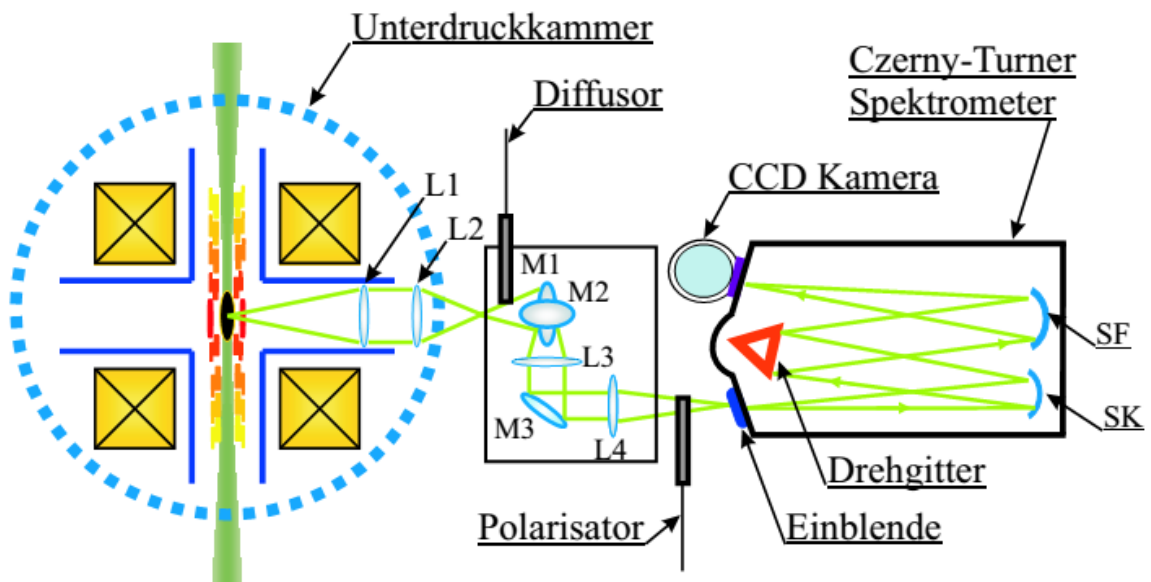


Abbildung 3.8: Strahlengang durch die EBIT und das Spektrometer [10].

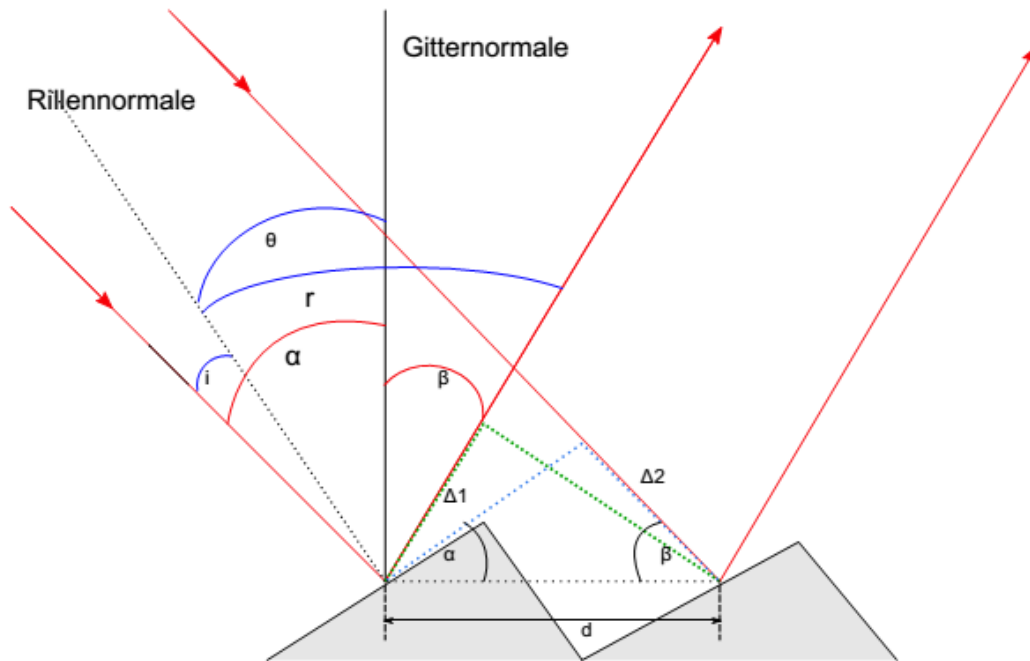


Abbildung 3.9: Prinzipskizze zum Reflektionsgitter. [8]

abgebildet. Nach der Reflektion am Gitter gelangt das Licht über einen zweiten Spiegel M5 auf eine CCD-Kamera, welche sich in der Fokalebene befindet. Bei der Reflektion des Lichtes an dem Gitter entsteht eine Phasendifferenz zwischen Lichtbündeln welche auf unterschiedliche Rillen treffen. Zur konstruktiven Interferenz dieser Lichtbündel müssen die die Bedingung

$$\Delta = d(\sin\alpha + \sin\beta_m) = m\lambda \quad (3.20)$$

erfüllen [10]. α und β sind die Winkel zwischen des ein- bzw. ausfallenden Lichtes und der Gitternormalen. m bezeichnet die Beugungsordnung und d den Abstand der Rillen des Reflektionsgitters, sowie λ die Wellenlänge des Lichtes und Δ der Gangunterschied der Lichtbündel. Außerdem müssen Ein- und Ausfallwinkel des Lichtes zur Oberflächennormalen der einzelnen Rillen identisch sein. Bei entsprechendem Winkel zwischen der Rillennormalen und der Gitternormalen, dem sogenannten Blazewinkel, kann der Beugungswinkel β_m mit dem Reflektionswinkel r übereinstimmen. Auf diese Weise wird die Intensität in der m -ten Beugungsordnung optimiert ??.

Die Position x einer Spektrallinie mit Wellenlänge λ in der Fokalebene kann mit Hilfe

der sogenannten reziproken linearen Dispersion $D(\lambda)$ angegeben werden:

$$\lambda = \lambda_0 + \int_{x_1}^{x_2} D(\lambda) dx \quad (3.21)$$

$$\text{mit} \quad (3.22)$$

$$D(\lambda) = \frac{\partial \lambda}{\partial x} = \frac{m \cos \beta_m}{d L_f} \quad (3.23)$$

Dabei bezeichnet L_f die Fokallänge des Systems. Es muss mindestens eine Wellenlänge λ_0 bekannt sein um die Fokalebene mit Wellenlängen identifizieren zu können. Die Abhängigkeit der Dispersionsfunktion von der Wellenlänge ist jedoch meist komplex, sodass das obige Integral in der Regel numerisch gelöst werden muss. [10]. Eine weitere Möglichkeit zur Beschreibung der räumlichen Trennung von Spektrallinien unterschiedlicher Wellenlängen ist die Winkeldispersion $\frac{\partial \beta_m}{\partial \lambda}$. Sie gibt die Steigung des Beugungswinkels mit der Wellenlänge an. Aus Gleichung 3.20 erhält man für die Winkeldispersion:

$$\frac{\partial \beta_m}{\partial \lambda} = \frac{m}{d \cos \beta_m} \quad (3.24)$$

Mit steigender Winkeldispersion werden Spektrallinien zunehmend besser separiert, sodass die Auflösung R steigt. Diese ist gegeben durch:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta \lambda} = mN \quad (3.25)$$

N bezeichnet die Anzahl der Rillen und $\Delta \lambda$ die Differenz der Wellenlängen von Linien, welche noch getrennt aufgelöst werden können.

3.2.1 Koppelbox

Um mit dem Czerny-Turner-Spektrometer die Emissionsspektren der Ionen in der EBIT vermessen zu können ist es über ein optisches Abbildungssystem an die EBIT angekoppelt. In 3.8 ist der schematische Aufbau dieses Systems gezeigt [10]. Mit Hilfe zweier Linsen in der Vakuumkammer der EBIT wird im nicht außerhalb der Vakuumkammer ein Bild der Emissionen der Falle erzeugt. Dieses wird nun durch die Reflektion an den

Spiegeln M1 und M2 um 90 Grad gedreht, sodass es in eine vertikale Position gelangt. Die Spiegel bestehen aus Quarz und tragen eine MgF_2 -Schicht. Zur Zentrierung des Bildes auf den Eintrittsspalt des Spektrometers ist Spiegel M1 beweglich gelagert. Mit Hilfe des dritten Spiegels M3 wird das Licht in das Spektroskop eingekoppelt. Zur Fokussierung des Lichts auf den Eingangsspalt kann der Abstand die Linse L4 zum Spektrometer variiert werden. In diesem Aufbau werden planokonvexe Quarzlinsen mit einer Fokallänge von 150 mm und 50 mm Durchmesser verwendet. Der Aufbau dieses Abbildungssystems ist zum Schutz vor Streulicht optisch abgeschirmt.

4 Auswertung

4.1 Bestimmung der Energien optischer Übergänge von Nd-artigem Osmium

Das Spektrum des Osmiums ist für Ladungszustände oberhalb von Os^{2+} fast gänzlich unbekannt. Ähnliches gilt für Iridium. Die Kenntnis der atomaren Levelstrukturen hochgeladener Ionen ist jedoch in vielen Bereichen der Physik von grundlegender Bedeutung. Beispielsweise werden sie in der Astrophysik und der Kernfusionsforschung für die Analyse der Eigenschaften heißer Plasmen benötigt. Wie bereits diskutiert wurde, sind die Übergänge des Ir^{17+} Spektrums in der Region des cross-over der isoelektrischen Sequenz von Neodym im Hinblick auf Untersuchungen einer möglichen Variation der Feinstrukturkonstante α von besonderem Interesse. Die theoretischen Voraussagen für die atomaren Energieniveaus können nicht eindeutig den experimentell beobachteten Werten zugeordnet werden, sodass laserspektroskopische Untersuchungen an hochgeladenem Iridium zum Test der Konstanz von α nicht möglich sind. Es ist von generellem Interesse die experimentell observierten Linien mit den theoretischen Vorhergesagten identifizieren zu können. Selbiges gilt für die Ionisierungsenergien der Ladungszustände. Es ist dazu hilfreich die Entwicklung der Energien dieser Übergänge mit der Ionenladung Z zu kennen. Mit diesem Wissen könnten Untersuchungen der Spektren von Elementen der isoelektrischen Sequenz potentiell zu Rückschlüssen auf die Ir^{17+} Übergänge führen. Vor diesem Hintergrund wurde 16-fach positiv geladenes Osmium in der EBIT erzeugt, gefangen und das Spektrum für Wellenlängen von 300 nm bis 660 nm mit einem Czerny-Turner-Spektrometer gemessen, sodass die Wellenlängen und Intensitäten der beobachteten Linien bestimmt werden konnten.

4.1.1 Untersuchung der Populationen der Osmium

Ladungszustände bei Variation der Elektronenstrahlenergie

Zur Vermessung des Spektrums von Os^{16+} wurden zunächst die Ionisationsenergien von Osmium in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung der EBIT untersucht, sodass später der gewünschte Ladungszustand vermessen werden kann. Dazu wurde Osmium für Beschleunigungsspannungen von 231 V bis 657 V in der EBIT gefangen und die jeweils emittierten Spektren mit dem Czerny-Turner-Spektrometer unter Verwendung eines $300 \frac{\text{lines}}{\text{mm}}$ Gitters und einem Eintrittsspalt des Spektrometers von 0,2 mm aufgenommen. Zunächst wurden die Spektralbereiche von 300 nm bis 460 nm und 400 nm bis 560 nm mit einer Stromstärke des Elektronenstrahls von 10 mA und einer Schrittweite in der Beschleunigungsspannung von 10 V vermessen. Auf Grundlage dieser Messungen wurde der untersuchte Frequenzbereich auf 320 nm bis 480 nm eingeschränkt und mit einer Stromstärke von 30 mA mit einer Schrittweite von 3,33 V vermessen. Die CCD-Kamera des Spektrometers wurde dabei auf der nichtdispersiven Achse in 8 Streifen unterteilt, sodass jedes Spektrum mehrmals aufgenommen wurde. Dies dient zu Korrektur von Abbildungsfehlern und kosmischer Strahlung. Zur Kalibration der Spektren wurde zu jeder Beschleunigungsspannung ein Referenzspektrum einer Eisen-Argon Kalibrationslampe aufgenommen.

Spektralkorrektur

Um den Einfluss kosmischer Strahlung auf die Spektren zu unterdrücken wurden mittels eines Diskriminators entsprechend starke Ausschläge aus den Spektren entfernt. Die Wahl der Toleranzschwelle wurde dabei durch die Fluktuationen der Linien der einzelnen Streifen beschränkt.

Da die Spektren der Streifen entlang der nichtdispersiven Achse der CCD-Kamera relativ zueinander verschoben abgebildet wurden, hätte eine Mittlung dieser Spektren zur Rauschunterdrückung zu einer Vergrößerung der Linienbreiten im Spektrum und damit zu einer Reduzierung der Energieauflösung geführt. Zur Korrektur dieses Abbildungsfehlers wurden die Spektren aller Streifen für einige Beschleunigungsspannungen gezeichnet und jeweils für jeden Streifen die Lage derselben Linie (in Pixeln) bestimmt indem Gausskurven an die Linien angepasst wurden. Die Fehler der Linienpositionen sind durch die Standardfehler der Fits gegeben und betragen etwa 0,05 Pixel. Einige Linien zeigten leichte Asymmetrien, was an Fehlern in der Zentrierung des Spalts, ungenügenden Fokuseinstellungen, oder der Überblendung verschiedener Linien liegen könnte. Da nur einige

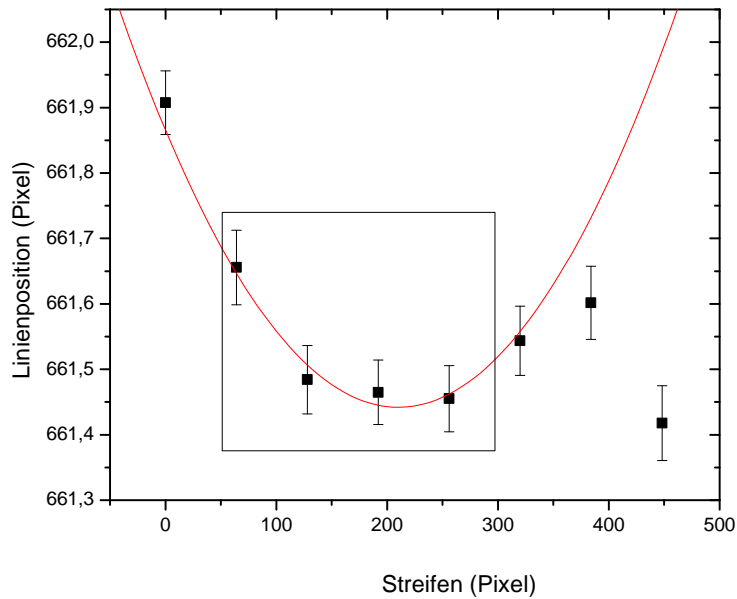


Abbildung 4.1: Position der Linie bei Pixel 662 des Eisen Argon Kalibrationsspektrums in Abhängigkeit des Streifens auf der nichtdispersiven Achse der CCD Kamera. Das Rechteck markiert die zum fit und zur Mittelung verwendeten Streifen.

Linien betroffen sind ist vermutlich Letztere die dominierende Ursache. Anschließend wurden die erhaltenen Positionen gegen den Streifen aufgetragen. Die Figur 4.1 zeigt einen solchen Graph für die Linie bei etwa Pixel 662 des Eisen-Argon-Referenzspektrums der Beschleunigungsspannung 351 V. Die Daten ähneln der für einen Astigmatismus charakteristischen Parabelform. Allerdings weichen sie für die letzten Streifen davon ab.

An die Bereiche dieser Graphen, in welchen das Spektrometer am exaktesten fokussiert wurden Parabeln angepasst deren Parameter A und B zur Entzerrung der Spektren verwendet wurden:

$$f(x) = Ax^2 + Bx + C \quad (4.1)$$

Diese Graphen wurden für die Spektren unterschiedlicher Beschleunigungsspannungen und jeweils für mehrere Linien der Spektren untersucht. Es wurde festgestellt, dass die Abbildungsfehler nicht signifikant von der Position auf der dispersiven Achse abhängen oder während des Zeitraums der Messung variieren.

Tabelle 4.1: Parameter der Korrekturfunktion 4.1 für die Linie bei Pixel 662 des Referenzspektrums.

A	B	C
$(\frac{10^{-6}}{\text{Pixel}})$	(AU)	(Pixel)
$9,6 \pm 3,8$	$-0,0040 \pm 0,0013$	$661,866 \pm 0,095$

Die Korrektur des Abbildungsfehlers erfolgte indem die Spektren der einzelnen Streifen gemäß der oben genannten Parameter relativ zueinander verschoben wurden, sodass die Position derselben Linie in allen Streifen identisch ist. Im Anschluss daran wurden die Spektren der Streifen gemittelt, welche zuvor korrigiert wurden. Um sich die Möglichkeit einer Kalibration vorzuenthalten wurde die Korrektur der Osmium Spektren mit den Parametern des 351 V- Referenzspektrums durchgeführt, sodass systematischen Fehlern durch Verschiebungen der Kallibrationsspektren in Relation zu den Osmium Spektren vorgebeugt wird. In Tabelle ?? sind die verwendeten Korrekturparameter aufgelistet.

In Abbildung 4.2 sind erneut die Positionen der Linie bei etwa Pixel 662 nach der Korrektur abgebildet. Im korrigiertem Regime zeigen die Daten im Rahmen der Fehler keine signifikante Struktur. Die einzelnen Datenpunkte variieren um etwa 0,05 Pixel, was zu einem Fehlerbeitrag der Wellenlänge von ca. 0,0016 nm führt.

In Abbildung 4.3 wurden die korrigierten Spektren für Beschleunigungsspannungen von 351 V bis 657 V auf der Ordinate übereinandergelegt. Die Intensität der Spektren wird durch eine farbige Skala angegeben. Es ist zu erkennen wie mit steigender Beschleunigungsspannung unterschiedliche Ladungszustände von Osmium be- und entvölkert werden, sodass die Intensität der korrespondierenden Übergänge dieser Spektren zu- bzw. abnimmt.

Bestimmung des Intensitätsmaximums von Os¹⁶⁺

Durch den Vergleich von 4.3 mit Spektren im VUV-Bereich, welche charakteristische Linien aufweisen, wurde das Maximum der Intensitäten der Linien von Os¹⁶⁺ mit der Beschleunigungsspannung von 500 V identifiziert. Um dem Einfluss der Raumladung des Elektronenstrahls Rechnung zu tragen wurden dazu VUV-Spektren verwendet, welche bei derselben Stromstärke (30 mA) aufgenommen wurden. Das Maximum der Intensitäten von Os¹⁶⁺ bezüglich der Elektronenstrahlenergie wurde bestimmt, indem in Ab-

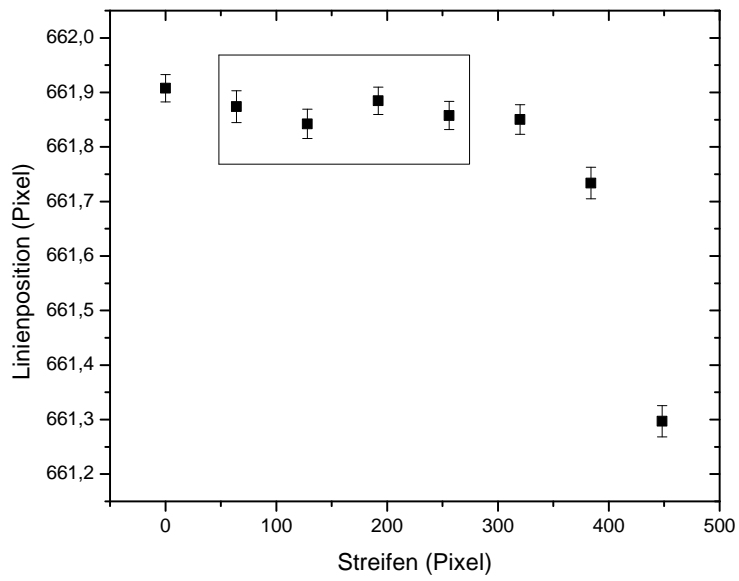


Abbildung 4.2: Position der Linie bei Pixel 662 des korrigierten Eisen-Argon Kalibrationsspektrums in Abhängigkeit des Streifens auf der nicht dispersiven Achse der CCD Kamera. Der Markierte Bereich wurde zuvor für die Korrekturen verwendet.

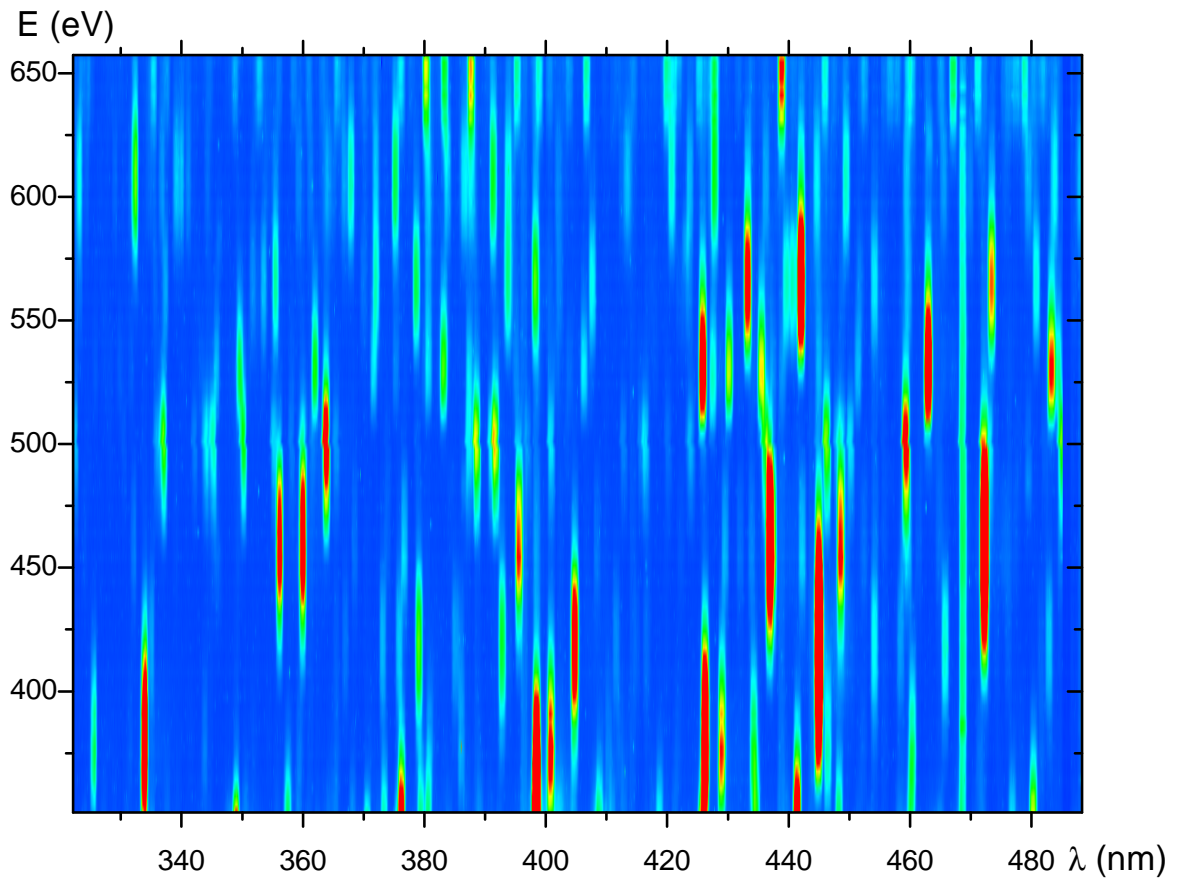


Abbildung 4.3: Korrigierte Osmium-Spektren für Beschleunigungsspannungen zwischen 351 V und 657 V. Die Intensität wird durch eine Farbskala angegeben. Die dispersive Achse wurde mit Hilfe der Referenzspektren kalibriert sodass die Wellenlänge λ angegeben wurde.(vgl. dazu Abschnitt 4.5). An der Elektronenstrahlenergie E wurde noch keine Raumladungskorrektur durchgeführt.

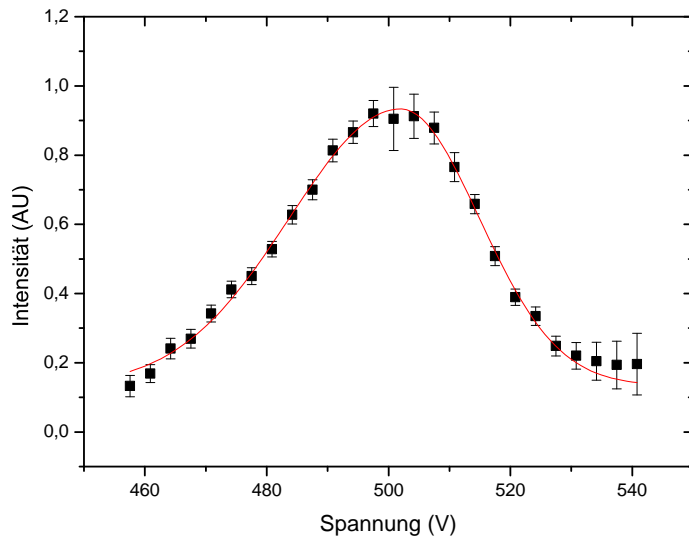


Abbildung 4.4: Mittelwert der Intensitäten der Os^{16+} Linien in Abhängigkeit der Elektronenstrahlenergie.

Abbildung 4.3 jede Linie dieses Ladungszustandes auf die Energieachse projiziert wurde, sodass man die Intensitäten dieser Linien in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung erhält. Dieser Querschnitt durch eine Linie geschah jeweils bei maximaler Intensität der Linien bezüglich der Wellenlänge. Die auf diese Weise erhaltenen Graphen wurden anschließend auf ihr Maximum normiert und gemittelt. In Abbildung 4.4 ist dieser Mittelwert dargestellt. Zur Quantifizierung des Intensitätsmaximums wurde eine Normalverteilung an die Daten angepasst. Um der asymmetrischen Form der Linien gerecht zu werden wurden für Spannungen welche kleiner als der Erwartungswert sind eine andere Breite der Gausskurve angenommen als für Werte welche über dem Erwartungswert liegen.

Die Residuen weisen keine Systematiken auf und der reduzierte χ^2 -Wert liegt bei etwa 0,5, was auf eine Überschätzung der Fehler hindeutet. Im Rahmen der Fehler kann der Intensitätsverlauf der Linien also durch die verwendete Verteilung beschrieben werden. In der Tabelle 4.2 sind die Parameter des Fits angegeben. Die Intensitäten der Linien erreichen bei einer Beschleunigungsspannung von $502,0 \pm 0,6$ V ihr Maximum.

Tabelle 4.2: Parameter der Fits des asymmetrischen Gauss-Profiels and die Intensitäten der Os¹⁶⁺ Linien in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung. y_0 bezeichnet den Offset, x_0 den Erwartungswert, A die Fläche sowie ω_1 und ω_2 die Standardabweichungen

y_0	ω_1	ω_2	x_0	
	(V)	(V)	(V)	(V)
$0,134 \pm 0,016$	$18,2 \pm 0,7$	$12,9 \pm 0,7$	$502,0 \pm 0,6$	$0,80 \pm 0,02$

4.1.2 Vermessung des Os¹⁶⁺ Spektrums

Zur Messung des Os¹⁶⁺ Spektrums wurde 99% -tiges Bis(cyclopentadienyl)osmium in die EBIT injiziert, sodass sich Osmium in der Falle anreichern konnte. Das Emissionsspektrum der Ionen wurde mit dem Czerny-Turner Spektrometer mit einem $300 \frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$ Gitter und einem Eintrittsspalt von 0.07 mm gemessen. Der CCD Sensor des Spektrometers wurde auf der nicht dispersiven Achse in 16 Streifen unterteilt. Für die Messung wurde ein Strom von 30 mA für den Elektronenstrahl verwendet. Zur Optimierung des Signals wurde mit einer Beschleunigungsspannung von 500 V gemessen. Mit dem verwendeten Gitter kann ein Spektralbereich von etwa 160 nm vermessen werden. Um den gewünschten Spektralbereich detektieren zu können wurden drei Messungen ausgehend von 300 nm, 400 nm und 500 nm zu größeren Wellenlängen bei ansonsten identischen Bedingungen durchgeführt. Zur Kalibration der Spektren wurde außerdem jeweils ein Eisen-Argon Referenzspektrum mit einem Eintrittsspalt von ebenfalls 0.07 mm aufgenommen.

Kalibration der Spektren

Aus den aufgenommenen Spektren wurden zunächst Ausschläge kosmischer Strahlung entfernt. Außerdem wurden analog zu Abschnitt 4.1.1 Abbildungsfehler korrigiert und die Spektren der einzelnen Streifen gemittelt.

Die Kalibration der Spektren erfolge durch die Identifikation charakteristischer Linien der Eisen-Argon-Referenzspektren mit Literaturwerten. In dieser Arbeit wurden zu diesem Zweck die Daten verwendet welche von NIST (National Institute of Standards and Technology) in der Atomic Spectra Database zur Verfügung gestellt werden [9]. Die Positionen der Linien in den unkalibrierten Referenzspektren wurden durch dass

Anpassen von Gaussfunktionen bestimmt, da die beobachteten Linienbreiten von der Detektorbreite dominiert wird. In Tabelle 4.3 sind die zur Kalibration verwendeten Linienpositionen in Pixeln den korrespondierenden Literaturwerten für die Referenzspektren von 300 nm- 460 nm, von 400 nm- 560 nm und von 500 nm bis 560 nm zugeordnet. Dabei wurden möglichst helle und blendfreie Linien, d.h. Linien welche nicht durch andere überlagert werden, benutzt, da sich deren Position exakter bestimmen lässt.

Zur Identifikation einer beliebigen Position auf der CCD Kamera mit einer Wellenlänge wurde ein Dispersionspolynom zweiter Ordnung verwendet:

$$\lambda(x) = ax^2 + bx + c \quad (4.2)$$

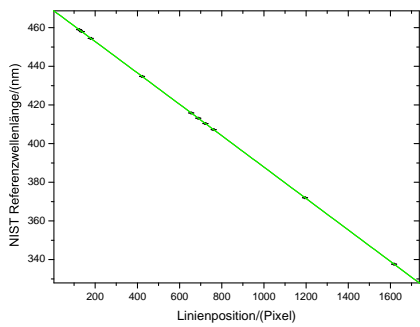
λ bezeichnet dabei die Wellenlänge und x die Position auf der CCD-Kamera in Pixeln. Zur Bestimmung der Parameter a, b und c wurde 4.2 an die Daten aus Tabelle 4.3 angepasst. In Tabelle 4.4 sind die Parameter der Dispersionsfunktion für die drei vermessenen Frequenzbereiche aufgelistet.

Zur Gewichtung des Fits wurden die Fehler der Linienpositionen in Fehler der NIST-Referenzwellenlängen umgerechnet, indem iterativ erst eine Anpassung vorgenommen wurde und anschließend die Fehler der nächsten Anpassung aus dem linearen Parameter der ersten gemäß $\Delta x * b$ berechnet wurden (Δx bezeichnet den Fehler der Linien in Pixel). Die Fehler der NIST-Referenzen sind etwa eine Größenordnung kleiner als die der Linienpositionen, sodass sie vernachlässigt werden konnten [9]. Diese Vorgehensweise war notwendig, da die verwendete Fitprozedur lediglich die Fehler der abhängigen Variable berücksichtigte. Abbildung 4.5 zeigt die Dispersionsfunktionen der Spektren mit ihren $1-\sigma$ Vertrauensintervalle und ihre Residuen. Die Fehler der Datenpunkte sind zu klein um in 4.5 sichtbar zu sein. Sie wurden außerdem auf die Residuen gelegt, damit die Signifikanz der Abweichungen eingeschätzt werden kann. Die Residuen der Fits weisen keine deutlichen Systematiken auf, was in Konsistenz mit früheren Messungen zeigt, dass ein Polynom 2. Ordnung zur Beschreibung der Dispersionsfunktion ausreicht [8]. Der leichte Versatz der Residuen des 400 nm Spektrums führte bei einer Vergleichsrechnung mit einem Polynom 3. Ordnung nicht zu einer signifikanten Änderung. Die Ursache dieses Effektes liegt in verhältnismäßig kleinen Fehlern der Linien bei 476 nm und 454 nm.

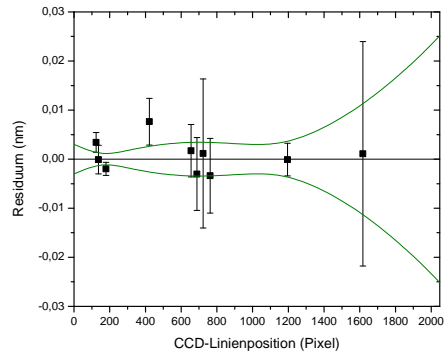
Der Fehler der Kalibration bei einer bestimmten Wellenlänge λ wurde aus den Konfidenzbändern der Fits von 4.2 bestimmt. Die Kalibrationen erreicht Genauigkeiten 0,002 nm. Entsprechend der verwendeten Kalibrationslinien nimmt die Genauigkeit der

Tabelle 4.3: Zuordnung der Positionen der Linien auf der CCD-Kamera zu Wellenlängen korrespondierender Übergänge für die drei vermessenen Spektren. Der Fehler der NIST-Werte liegt in der Größenordnung der letzten angegebenen Stelle.[9]

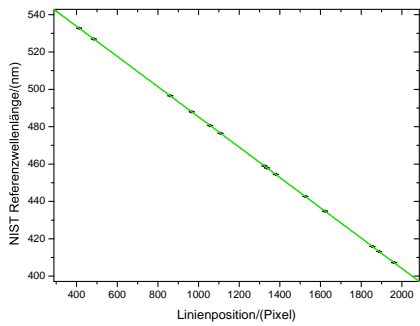
Spektrum	Linienposition (Pixel)	NIST-Referenz (nm)	Ladungszustand
300 nm bis 460 nm	123,593 ± 0,025	458,98976	Ar II
	136,564 ± 0,036	457,93493	Ar II
	178,85 ± 0,016	454,50516	Ar II
	421,904 ± 0,059	434,80635	Ar II
	655,327 ± 0,066	415,8590	Ar I
	688,364 ± 0,092	413,17232	Ar II
	722,67 ± 0,12	410,39118	Ar II
	761,913 ± 0,094	407,20043	Ar II
	1195,253 ± 0,041	371,99345	Fe I
	1617,48 ± 0,28	337,64357	Ar II
400 nm bis 560 nm	412,429 ± 0,051	532,80383	Fe I
	484,640 ± 0,052	526,95370	Fe I
	860,941 ± 0,032	496,50794	Ar II
	966,136 ± 0,013	487,98634	Ar II
	1057,341 ± 0,065	480,60202	Ar II
	1108,034 ± 0,022	476,48644	Ar II
	1323,936 ± 0,045	458,98976	Ar II
	1336,934 ± 0,067	457,93493	Ar II
	1379,176 ± 0,029	454,50516	Ar II
	1524,531 ± 0,087	442,73096	Fe I
	1622,10 ± 0,10	434,80640	Ar II
	1855,34 ± 0,08	415,8590	Ar I
	1888,38 ± 0,11	413,17232	Ar II
	1961,863 ± 0,11	407,20043	Ar II
500 nm bis 660 nm	337,01 ± 0,12	641,6307	Ar I
	376,26 ± 0,37	638,4717	Ar I
	639,635 ± 0,08	617,22775	Ar II
	710,719 ± 0,065	611,49232	Ar II
	779,63 ± 0,17	605,9372	Ar I
	813,355 ± 0,033	603,2127	Ar I
	961,99 ± 0,05	591,2085	Ar I
	1285,592 ± 0,092	565,0704	Ar I
	1339,882 ± 0,041	560,6733	Ar I
	1399,246 ± 0,048	555,8702	Ar I
	1476,73 ± 0,075	549,5874	Ar I
	1630,67 ± 0,15	537,14893	Fe I
	1684,284 ± 0,072	532,80383	Fe I
	1756,434 ± 0,04	526,95370	Fe I
	1808,995 ± 0,075	522,71891	Fe I



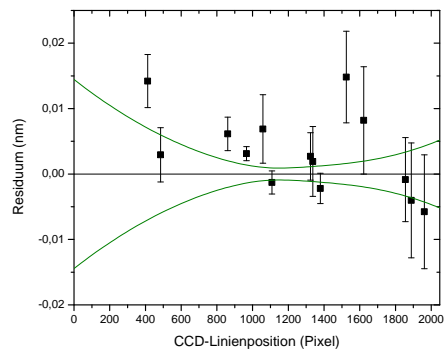
(a)



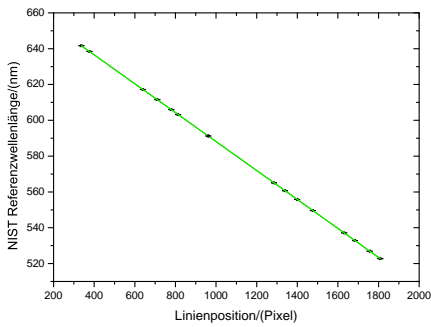
(b)



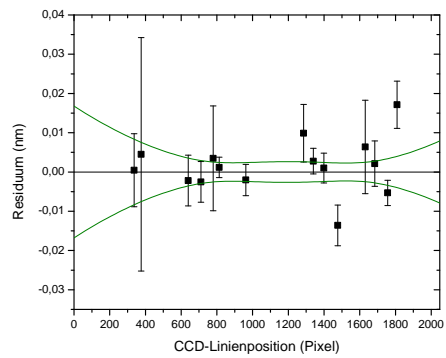
(c)



(d)



(e)



(f)

Abbildung 4.5: Dispersionsfunktionen, Residuen und Vertrauensintervalle der Spektren: (a)/(b):300 nm-460 nm- Spektrum, (c)/(d):400 nm-560 nm- Spektrum, (e)/(f):500 nm-660 nm- Spektrum. Die Fehlerbalken sind in der linken Spalte zu gering um sichtbar zu sein.

Tabelle 4.4: Parameter der Dispersionsfunktion 4.2 der drei Spektren.

Spektrum	a	b	c
	$(\frac{10^{-7}\text{nm}}{\text{Pixel}^2})$	$(\frac{\text{pm}}{\text{Pixel}})$	(nm)
300 nm bis 460 nm	$-1,21 \pm 0,13$	$-81,020 \pm 0,009$	$469,003 \pm 0,003$
400 nm bis 560 nm	$-1,309 \pm 0,077$	$-80,74 \pm 0,02$	$566,11 \pm 0,01$
500 nm bis 660 nm	$-1,42 \pm 0,12$	$-80,49 \pm 0,002$	$668,77 \pm 0,02$

Kalibrationen an den Rändern der Spektren ab. In Abbildung ?? und 4.7 sind die kalibrierten Spektren von Os^{16+} von 300 nm bis 660 nm zu sehen.

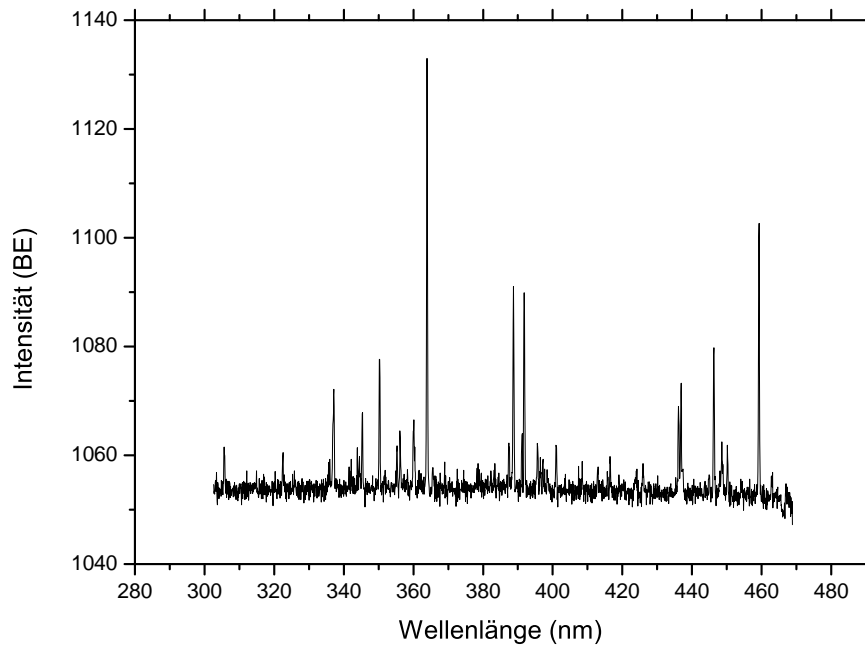
Spektrallinien von Os^{16+} im Spektralbereich von 300 nm bis 660 nm.

Zur Erstellung eines Linienkataloges des vermessenen Spektralbereiches wurden an die Peaks der korrigierten, gemittelten und kalibrierten Os^{16+} Spektren Gauss-Profile angepasst. Zur besseren Analyse von Linien, welche mit dem verwendeten Spektrometer nicht mehr getrennt aufgelöst werden können, wurden kummulative Gauss Fits der Form:

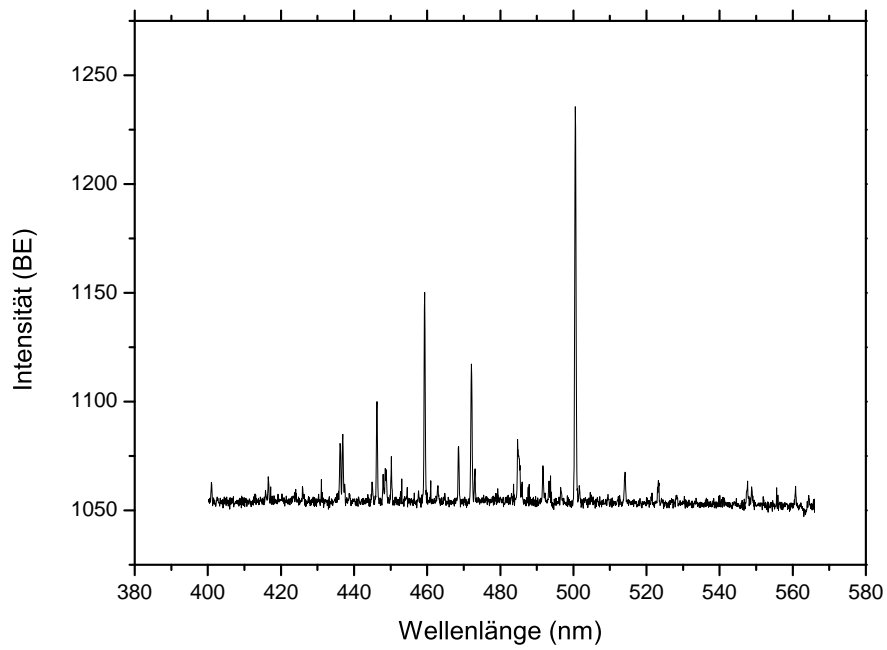
$$y(x) = y_0 + \frac{A_1}{\omega_1 \sqrt{\pi/2}} e^{-\frac{2(x-x_{0,1})^2}{\omega_1^2}} + \frac{A_2}{\omega_2 \sqrt{\pi/2}} e^{-\frac{2(x-x_{0,2})^2}{\omega_2^2}} + \dots \quad (4.3)$$

verwendet. Dabei bezeichnen A die Flächen unter den Kurven, x_0 die Mittelwerte, y_0 die gemeinsame Basislinie und $\omega_i = 2\sigma_i$ mit der Standardabweichung σ_i . Abweichungen von den Gauss-Profilen wie sie unter 4.1.1 auftraten konnten hier aufgrund der erhöhten Auflösung nicht beobachtet werden. Die Fehler der Schwerpunkte der gefitteten Kurven lagen in der Größenordnung von etwa 0,003 nm. Der Linienkatalog der beobachteten Linien von 300 nm bis 660 nm ist in Tabelle 4.5 zu finden. Die dominierenden Beiträge zum Fehler der Energien der Übergänge sind die Ungenauigkeit der Kalibration $\Delta\lambda_{\text{cali}}$ und die Standardfehler der Linienschwerpunkte $\Delta\lambda_{\text{std}}$, welche den Fits entnommen wurden. Der Gesamtfehler $\Delta\lambda$ der Übergangsenergien wurde gemäß:

$$\Delta\lambda = \sqrt{(\Delta\lambda_{\text{cali}})^2 + (\Delta\lambda_{\text{std}})^2} \quad (4.4)$$



(a)



(b)

Abbildung 4.6: Korrigierte und kalibrierte Spektren von Os^{16+} für (a) von 302 nm bis 470 nm und (b) von 395 nm bis 567 nm

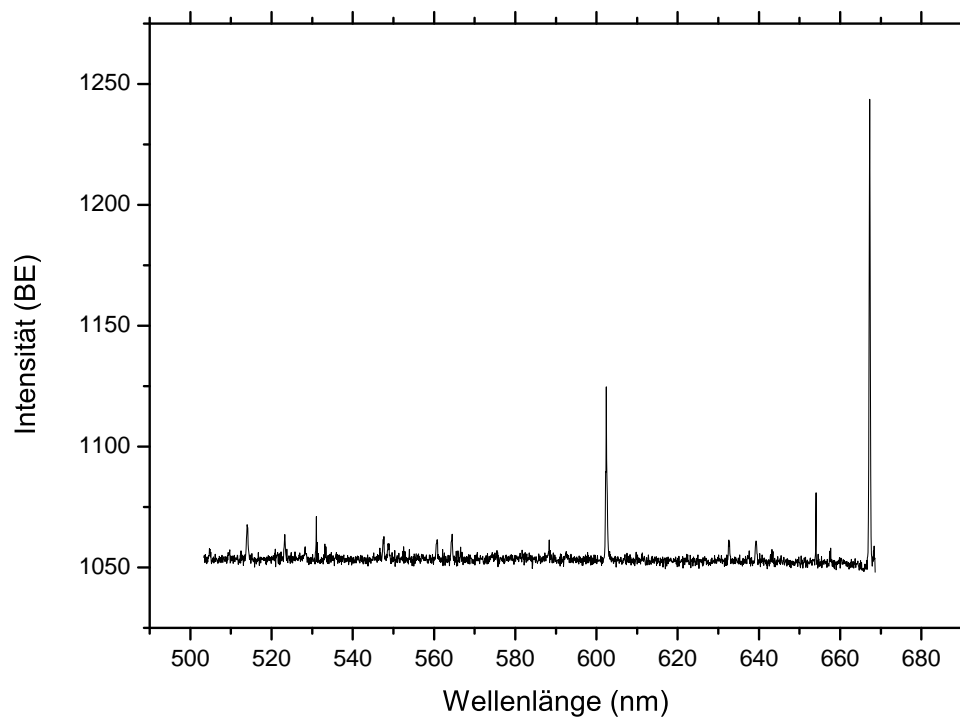


Abbildung 4.7: Korrigierte und kalibrierte Spektren von Os^{16+} für den Spektralbereich von 500 nm bis 670 nm

Tabelle 4.5: Katalog der zum ersten Mal beobachteten Linien von Os¹⁶⁺

Wellenlänge (nm)	Wellenlängenunsicherheit (nm)
335,968	0,014
345,316	0,011
350,251	0,009
363,903	0,005
388,725	0,005
391,823	0,005
401,019	0,008
436,207	0,006
436,881	0,006
446,291	0,003
459,277	0,003
468,598	0,006
472,108	0,003
500,545	0,003
514,079	0,008
602,433	0,008
667,262	0,016

berechnet. Die Fehler der Kalibration wurden aus den Konfidenzbändern 4.5 entnommen. Es werden Genauigkeiten von bis zu 0,005 nm erreicht. Für niedrige und große Wellenlängen nehmen die Meßunsicherheiten zu, was auf die im Randbereich der Spektren vergrößerten Fehler zurückzuführen ist.

4.2 Quantitative Untersuchung elektronendichteabhängiger Intensitätsverhältnisse zur Erforschung relativer Lebensdauern.

Zur Zuordnung der experimentell beobachteter Ir¹⁷⁺-Spektrallinienlinien mit ihren korrespondierenden Energieniveaus werden quantitative Aussagen über die Photonenzerfallsraten dieser Spektrallinien benötigt, welche durch Einstein-Koeffizienten A_{ij} beschrieben werden. Die Indizes bezeichnen den Ausgangszustand i und den Endzustand j des Übergangs. Ein angeregtes Ion kann in der EBIT jedoch auch über Elektronenstöße abgeregt werden.

Abhängig von ihren Einstein-Koeffizienten werden angeregte Zustände durch Elektronenstoßabregung unterschiedlich stark entvölkert, sodass sich bei Variation des Stromes gemäß $S = N \cdot A_{ij}$ die Verhältnisse der Intensitäten der Linien eines Spektrum ändern. (S bezeichnet die Intensität des Überganges und N die Besetzungszahl des angeregten Zustandes) Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Intensitätsverhältnisse von 17 Linien des Ir^{17+} -Spektrums im Bereich von 320 nm bis 480 nm und bei Strömen von 5 mA bis 80 mA auf diese Abhängigkeit zur Erforschung der Verhältnisse von Einstein-Koeffizienten untersucht.

4.2.1 Auswertung der Spektren

Die Spektren wurden mit dem Czerny-Turner-Spektrometer unter Verwendung eines Gitters mit 300 Linien/mm für Wellenlängen von 320 nm bis 480 nm aufgenommen. Die nichtdispersive Achse der CCD-Kamera wurde dabei in 8 Streifen unterteilt, sodass jedes Spektrum mehrmals gemessen wurde. Da die Elektronenstrahlenergie von der Raumladung des Elektronenstrahls, und damit vom Strom desselben, abhängt musste zur Vermessung der Ir^{17+} Spektren bei unterschiedlichen Strömen eine Raumladungskorrektur durchgeführt werden. Frühere Messungen an der Heidelberg EBIT zeigten, dass im Bereich einiger 10 mA die Elektronenstrahlenergie linear mit dem Strom sinkt, sodass die Beschleunigungsspannung bei Erhöhung des Stroms um etwa 3 V/mA nach oben korrigiert werden muss. Die Ionisationsenergie von Ir^{17+} wurde als (401 ± 10) eV gemessen [11]. Ausgehend von diesen Ergebnissen und durch Vergleich mit einem zuvor gemessenen Spektrum konnte der Ladungszustand Ir^{17+} für die Ströme 5 mA, 10 mA, 30 mA, 40 mA, 50 mA, 60 mA, 70 mA und 80 mA identifiziert und das zugehörige Spektrum gemessen werden. Abbildung 4.8 zeigt das Ergebnis der 40 mA Messung. Die Messungen wurden bei vollständig geöffnetem Eingangsspaltspalt, d.h. bei einer Spaltbreite von 2 mm durchgeführt. Dadurch wird sicher gestellt, dass das gesamte Abbild der Ionenwolke durch den Eingangsspalt in das Spektrometer eingekoppelt wird. Zum einen ermöglicht das eine unverfälschte Abschätzung der Linienintensitäten. Wichtiger ist jedoch, dass bei vollständig geöffnetem Spalt Rückschlüsse auf die räumliche Ausdehnung der Ionenwolke gezogen werden können. Dies ist für die Abhängigkeit der effektiven Elektronendichten und damit für die Abhängigkeit der Intensitäten vom Strom relevant. Dieser Zusammenhang wird in Abschnitt 3.1.5 diskutiert.

Für die Intensitäten ist die Anzahl der gefangenen Ionen wichtig. Da das Potential innerhalb der mittleren Driftröhre durch das Potential der Raumladung des Elektronenstrahls beeinflusst wird muss es bei Variation des Stromes nach korrigiert werden. Dazu wurde

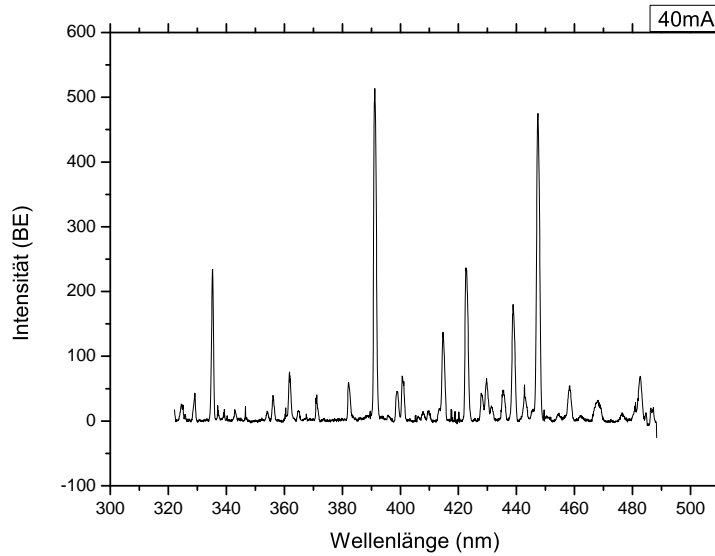


Abbildung 4.8: Ir^{17+} Spektrum bei einem Elektronenstrahlstrom von 40mA vollständig geöffnetem Spalt.

die Formel 3.19 verwendet.

Die Spektren wurden im Hinblick auf den Einfluss kosmischer Strahlung und Abbildungsfehlern korrigiert. Anschließend wurde an charakteristische Punkte der Spektren eine Basislinie interpoliert und von den Daten subtrahiert. Analog zu der in 4.5 beschriebenen Vorgehensweise wurden die dispersive Achse der Spektren mit einem Eisen-Argon-Referenzspektrum kalibriert. Allerdings wurden die Korrekturen von Abbildungsfehlern bei dem Kalibrationsspektrum und dem Spektrum der gefangenen Ionen getrennt korrigiert, weil ein solcher bei letzteren durch die Ausrichtung des Spalts dominiert wird während beim Referenzspektrum der Astigmatismus diesen Fehler dominiert. An die Spektrallinien der einzelnen kalibrierten Spektren wurden Gauss-Verteilungen mit einem Versatz y_0 angepasst:

$$y(x) = y_0 + \frac{A}{\omega\sqrt{\pi/2}} e^{-\frac{2(x-x_0)^2}{\omega^2}} \quad (4.5)$$

Dabei bezeichnet A die Fläche unter der Kurve, x_0 den Erwartungswert und ω die Breite der Verteilung. Die Fehler der Linienposition wurde dabei als 0,1 nm bestimmt. Die wichtigsten Beiträge zu diesem Fehler sind die Standardfehler der Schwerpunkte der angepassten Gauss-Kurven und Diskrepanzen zwischen den Korrekturen der Abbil-

dungsfehler von Referenz- und Ionenspektrum.

Da in der EBIT die Anzahl der Ionen in einem Ladungszustand einer bestimmten Verteilung folgt sind in den gemessenen Spektren auch verhältnismäßig schwache Linien anderer Ladungszustände wie z.B. Ir^{16+} zu finden. Außerdem können weitere Linien gefunden werden, welche auf Verschmutzungen wie Barium oder Helium zurückzuführen sind, die in geringen Mengen aus der Kathode und dem Kryostat des supraleitenden Magneten in die Falle gelangen können. Aus diesem Grund wurden die beobachteten Übergänge mit einem bestehenden Linienkatalog verglichen [13]. Linien, welche die Bedingung:

$$0 > |(\lambda_{\text{ref}} - \lambda_{\text{obs}})| - 3\sqrt{\Delta\lambda_{\text{ref}}^2 + \Delta\lambda_{\text{obs}}^2} \quad (4.6)$$

erfüllten wurden als Ir^{17+} Linien identifiziert. Dabei bezeichnen λ_{ref} und λ_{obs} die Wellenlängen der Referenzdaten, bzw. der beobachteten Übergänge. Die mit Δ bezeichneten Größen sind die jeweiligen Fehler. In den Tabelle, 4.6 bis ?? sind die Linien und die ihnen zugeordneten Referenzlinien aufgelistet. Die Intensitäten S wurden aus dem Fit mit 4.5 in Form des Parameters A entnommen. Der Fehler der Intensitäten ergibt sich aus dem Fehler des Parameters A des Fits. Die Größe der Fehler beträgt etwa 10% wobei Peaks hoher Intensitäten aufgrund besserer Statistik tendenziell kleinere Fehler aufweisen. Die Intensitäten der untersuchten Linien und deren Fehler sind in Tabelle ebenfalls in 4.6 bis 4.9 zu finden.

Aus den Fits wurden außerdem die Halbwertsbreiten der Linien extrahiert. Eine Ausdehnung der Ionenwolke bewirkt eine Verbreiterung der Spektrallinien in der Fokalebene am CCD Sensor. Dieser Effekt dominiert andere sodass die Halbwertsbreiten der Linien etwa einer 1 zu 1 Abbildung des Radius der Ionenwolke entsprechen. Die Linien im untersuchten Frequenzbereich entstehen meist aus dem Zerfall metastabiler Zustände, sodass sie die Region ihrer Anregung beim Elektronenstrahl verlassen können bevor sie Licht emittieren. Auf diese Weise wird der volle Umfang der Ionenwolke erfasst. Allerdings nehmen die Linienbreiten mit den Wellenlängen zu. Eine mögliche Ursache kann eine chromatische Abberration des Abbildungssystems sein. Außerdem treten teils große Fluktuationen der Halbwertsbreiten, wie beispielsweise bei der Linie bei 429 nm auf. In diesem Fall kann dies dadurch erklärt werden, dass die Linie von einer weiteren überblendet wird. Diese Fehlerbeiträge mindern die Qualität der Abschätzung von Absolutwerten des Ionenwolkenradius. Allerdings kann mit Hilfe einzelner Linien das

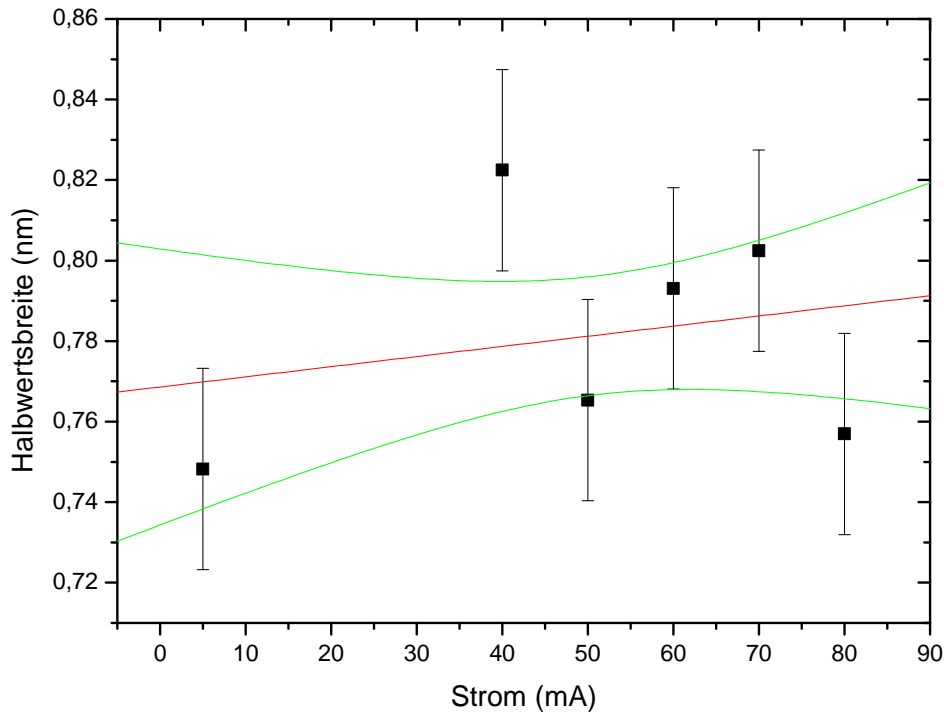


Abbildung 4.9: Halbwertsbreiten der Linie bei 356,382 nm in Abhängigkeit des Stromes des Ionenstrahls. Die Steigung der angepassten Geraden beträgt $(2,5 \pm 5,3)10^{-4} \frac{nm}{mA}$, y-Achsenabschnitt beträgt $(0,77 \pm 0,03)$ nm, und lässt keinen Trend erkennen.

Verhalten des Radius der Ionenwolke mit dem Strom untersucht werden. In Abbildung 4.9 sind die Halbwertsbreiten der Linie bei 356,382 nm in Abhängigkeit des Stroms aufgetragen. Typischerweise betragen die Linienbreiten 1 nm. An die Halbwertsbreiten in 4.9 wurde lineare Anpassung an die Daten vorgenommen. Die Steigung der Geraden ist mit $(2,5 \pm 5,3)10^{-4} \frac{nm}{mA}$ im Rahmen Ihres Fehlers mit 0 vereinbar, sodass der Radius der Ionenwolke im Rahmen der Messgenauigkeit als unabhängig vom Strom betrachtet werden kann.

Wie bereits im Abschnitt 3.1.5 diskutiert wurde, hängt der Herrmannradius im Rahmen der Messgenauigkeit nicht vom Strom ab. Dies bedeutet, dass der Überlapp r_{ion}^2/r_{geo}^2 von Ionenwolke und Elektronenstrahl ebenfalls unabhängig von Strom ist. r_{geo} ist der Radius des elektronenstrahls und r_{ion} der Radius der Ionenwolke. Unter Verwendung der geometrischen Elektronendichte nach Gleichung 3.6 und des Herrmannradius gemäß Gleichung 3.3 ergibt sich für die effektive Elektronendichte eine lineare Abhängigkeit vom

Strom gemäß

$$n_{\text{eff}} = \frac{n_{\text{geo}} r_{\text{geo}}^2}{r_{\text{ion}}^2} = \frac{I}{\pi e v r_{\text{ion}}^2}. \quad (4.7)$$

Dabei ist I der Strom, e die Elementarladung, v die Geschwindigkeit der Elektronen des Strahls, r_{geo} der Radius des Elektronenstrahls und r_{ion} der Radius der Ionenwolke in der Ebit.

Tabelle 4.6: Linienpositionen und die Flächen sowie deren Fehler für die Ströme bei 5 mA und 10 mA. Der Fehler der Linienpositionen ist von der Größenordnung der letzten angegebenen Stelle

Wellenlänge (nm)	Flächenfehler		Wellenlänge (nm)	Flächenfehler	
	5mA	N		10mA	N
325,8	2	1	325,2	8	2
335,1	32	2	336,0	86	2
			338,1	4	3
			343,9	8	5
			348,6	10	1
355,9	3	2	356,7	13	1
361,4	17	3	362,4	43	3
370,9	10	2	371,6	28	2
391,0	152	1	391,4	535	3
400,5	10	4	400,8	46	3
429,5	36	6	429,7	76	34
438,3	21	8	438,4	128	6
443,2	19	5	343,9	8	5
447,2	93	3	446,8	301	9
458,1	9	2	457,4	54	3
			461,9	20	8

4.2.2 Untersuchung der Intensitätsverhältnisse

Wie in Abschnitt 3.1.5 diskutiert steigt mit dem Strom die effektive Elektronendichte. Dies hat zur Folge, dass angeregte Ionen aufgrund von Elektronenstoßabregung zunehmend

Tabelle 4.7: Linienpositionen und die Flächen sowie deren Fehler für die Ströme bei 30 mA und 40 mA. Der Fehler der Linienpositionen ist von der Größenordnung der letzten angegebenen Stelle

Wellenlänge (nm)	Fläche 30mA	Flächenfehler	Wellenlänge (nm)	Fläche 40mA	Flächenfehler
326,3	21	8	325,8	4	1
335,6	773	7	335,2	188	4
339,6	16	5	339,2	5	1
343,4	47	2	343,0	12	1
347,3	12	1	346,8	5	2
356,5	118	4	356,2	32	2
362,2	280	6	361,9	67	2
371,5	105	5	371,2	27	2
391,5	2701	13	391,3	547	16
401,0	282	5	400,8	75	4
430,2	514	41	429,7	75	1
439,2	840	14	439,0	217	5
443,2	212	16	442,9	48	2
447,6	2590	15	447,5	600	3
458,4	308	9	458,3	67	2
462,6	56	5	462,2	9	1
			480,8	22	3

Tabelle 4.8: Linienpositionen und die Flächen sowie deren Fehler für die Ströme bei 50 mA und 60 mA. Der Fehler der Linienpositionen ist von der Größenordnung der letzten angegebenen Stelle

Wellenlänge (nm)	Fläche 50mA	Flächenfehler	Wellenlänge (nm)	Fläche 60mA	Flächenfehler
325,7	8	1	325,8	19	1
335,2	249	5	335,2	257	4
339,2	9	1	339,2	9	1
343,1	16	1	343,0	18	1
346,9	4	1	0,0	0	0
356,1	42	1	356,2	48	2
361,8	96	3	361,9	99	2
371,2	32	1	371,2	26	1
391,2	695	19	391,3	771	5
400,8	107	4	400,8	116	3
429,7	96	2	429,7	86	2
439,0	308	6	439,0	329	6
442,9	75	2	442,9	80	2
447,4	823	3	447,5	862	5
458,3	99	2	458,3	112	2
462,3	17	1	462,8	36	3
480,9	33	6	481,2	54	10

Tabelle 4.9: Linienpositionen und die Flächen sowie deren Fehler für die Ströme bei 70 mA und 80 mA. Der Fehler der Linienpositionen ist von der Größenordnung der letzten angegebenen Stelle

Wellenlänge (nm)	Fläche 70mA	Flächenfehler	Wellenlänge (nm)	Fläche 80mA	Flächenfehler
325,9	23	1	325,6	25	14
335,2	241	6	335,2	254	10
339,3	9	1	339,3	23	5
343,1	18	1	343,0	17	3
0,0	0	0	0,0	0	0
356,2	47	1	356,2	55	3
361,9	91	3	361,8	115	3
371,1	33	1	371,2	28	1
391,3	677	3	391,5	1501	19
400,8	107	4	400,8	123	11
429,7	92	2	429,8	104	11
438,9	331	8	439,0	404	12
442,9	94	4	442,9	99	6
447,4	810	4	447,5	938	13
458,4	163	4	458,4	105	2
0,0	0	0	0,0	0	0
481,0	43	5	0,0	0	0

in andere Niveaus übergehen ohne Licht zu emittieren. Umso länger die Lebensdauer des Zustandes des angeregten Elektrons ist desto größer ist die Wirkung dieses Effektes. Abhängig von Ihrer Lebensdauer ändern sich bei Variation des Stromes also die Intensitäten der Linien eines Spektrum relativ zueinander. Dies kann ausgenutzt werden um Aussagen über die Lebensdauern der zugehörigen Energieniveaus zu erhalten. Die Werte der 30 mA Messung wurden hier aufgrund der mangelnden Genauigkeit einer Belichtungszeitkorrektur nicht verwendet.

Um quantitative Aussagen über die Lebensdauern verschiedener Zustände zu erhalten wurde angenommen, dass für die Intensitäten gilt:

$$S = N_j(I) * A_{j \rightarrow k} = N_{0j}(I) \frac{\sum A_{j \rightarrow i}}{\sum A_{j \rightarrow i} + \sum C_{j \rightarrow i} * n_e} A_{j \rightarrow k} , \quad (4.8)$$

mit den Einstein Koeffizienten $A_{x \rightarrow y}$ bei einem Übergang vom Zustand x nach y , der Besetzungszahl N_x eines Zustandes, den Elektronenstoßabregungskoeffizienten $C_{x \rightarrow y}$ von Zustand x nach y und dem Strom I sowie die effektive Elektronendichte n_e . Es wird also angenommen, dass von den angeregten Elektronen N_{0j} nur der Anteil $N_j(I)$ radiativ zerfällt, welcher durch das Verhältnis der Lebensdauern $\sum A_{j \rightarrow i}$ zu der Gesamtheit aller Abregungen gegeben ist. Für das Verhältnis zweier Intensitäten ergibt sich damit:

$$\frac{S_{i \rightarrow j}}{S_{k \rightarrow l}} = \frac{A_{i \rightarrow j}}{A_{k \rightarrow l}} \frac{N_{0i}(I)}{N_{0k}(I)} \frac{(\sum_{l \neq k} A_{k \rightarrow l} + \sum_{l \neq k} C_{k \rightarrow l} * n_e) \sum_{j < i} A_{i \rightarrow j}}{(\sum_{j \neq i} A_{i \rightarrow j} + \sum_{j \neq i} C_{i \rightarrow j} * n_e) \sum_{l < k} A_{k \rightarrow l}} . \quad (4.9)$$

Zur quantitativen Auswertung der experimentellen Daten musste Formel 4.9 in Abhängigkeit des Stroms anstatt der Elektronendichte n_e geschrieben werden. Im Abschnitt vorausgehenden Abschnitt wurde ein linearer Zusammenhang zwischen diesen Größen gefunden, sodass sich mit ergibt:

$$\frac{S_{i \rightarrow j}}{S_{k \rightarrow l}} = \frac{A_{i \rightarrow j}}{A_{k \rightarrow l}} \frac{N_{0i}(I)}{N_{0k}(I)} \frac{(\sum_{l \neq k} A_{k \rightarrow l} + \sum_{l \neq k} C_{k \rightarrow l} KI) \sum_{j < i} A_{i \rightarrow j}}{(\sum_{j \neq i} A_{i \rightarrow j} + \sum_{j \neq i} C_{i \rightarrow j} KI) \sum_{l < k} A_{k \rightarrow l}} . \quad (4.10)$$

K bezeichnet dabei den Proportionalitätsfaktor zwischen der Elektronendichte und dem Strom. Unter Verwendung der Annahme, dass das Verhältnis $\frac{N_{0i}(I)}{N_{0k}(I)}$ unabhängig vom Strom ist wurde diese Funktion in Form eines dreiparametrischen Fits an Graphen angepasst in welchen die Intensitätsverhältnisse gegen den Strom aufgetragen sind:

$$\frac{S_{i \rightarrow j}}{S_{k \rightarrow l}} = A \frac{1 + BI}{1 + CI} \quad (4.11)$$

$$A = \frac{A_{i \rightarrow j} N_{0j}(I)}{A_{k \rightarrow l} N_{0k}(I)}; \quad B = \frac{K \sum_{l \neq k} C_{k \rightarrow l}}{\sum_{l \neq k} A_{k \rightarrow l}}; \quad C = \frac{K \sum_{j \neq i} C_{i \rightarrow j}}{\sum_{j \neq i} A_{i \rightarrow j}}. \quad (4.12)$$

Diese Graphen wurden für alle möglichen Intensitätsverhältnisse der 17 identifizierten Ir¹⁷⁺ Linien im Hinblick auf das oben beschriebene Verhalten analysiert. Dazu wurden die Fehler der Intensitätsverhältnisse gemäß dem gausschen Fehlerfortpflanzungsgesetz berechnet:

$$\Delta\left(\frac{S_1}{S_2}\right) = \frac{S_1}{S_2} \sqrt{\left(\frac{\Delta S_1}{S_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta S_2}{S_2}\right)^2} \quad (4.13)$$

Es wurde festgestellt, dass die Linien mit Wellenlänge von etwa 356 nm und 439 nm die “linearste” Abhängigkeit vom Strom aufweisen, sodass Änderungen der Intensitäten von Übergängen, deren Emissionsraten stärker von Strom beeinflusst wurden, am deutlichsten messbar waren wenn sie auf die Intensitäten einer dieser beiden Linien normiert wurden. Es wurden 8 Linien gefunden deren Verhalten der erwarteten Tendenz entsprechen. Um das Verhalten der Intensitäten dieser Linien miteinander vergleichen zu können wurde in der Abbildung 4.10 die Intensitäten dieser Linien auf die Intensität der Linie bei 356 nm normiert und gegen den Strom aufgetragen. Aufgrund der geringen Intensitäten der Spektren bei niedrigen Strömen, insbesondere des 5 mA Spektrums, und dem damit steigenden Einfluss der Untergrundfluktuationen sind die Fehlerbalken für kleine Ströme wesentlich größer als für hohe Ströme. Wichtiger ist allerdings, dass wechselseitige Abhängigkeiten in der Parametrisierung der Anpassungsfunktion auftreten können, sodass extrahierte Fitparameter verhältnismäßig große Fehler aufweisen. Um dem vorzubeugen wurde das Modell in einem ungewichteten globalen Fit an alle Graphen gemeinsam angepasst. D.h. der Fitparameter B, welcher ursprünglich der Normlinie entstammt, ist bei allen Anpassungen identisch. Zusätzlich verbessert dies die Vergleichbarkeit der Werte. In Tabelle 4.10 sind die erhaltenen Fitparameter und die Verhältnisse B/C der Fits aufgelistet. Ihr Fehler wurde analog zu 4.13 aus der Wurzel der quadratischen relativen Fehler berechnet. Sie sind ein Maß dafür, wie stark die Linien in Relation zur Normlinie, stoßabgereggt werden. Die B/C - Parameter ermöglichen eine qualitative Abschätzung der Elektronenstoßabregungskoeffizienten und insbesondere der Lebensdauern der Ausgangszustände der Übergänge (vgl. 4.12). Der Parameter B wurde zu

dem Wert $B = 0,013 \pm 0,0041/\text{mA}$ bestimmt.

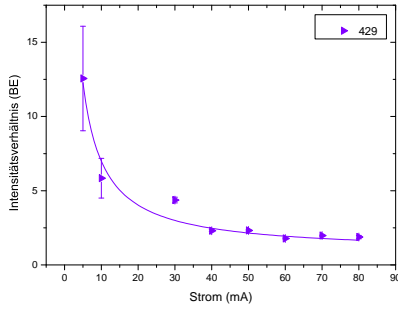
Der Tabelle 4.10 kann entnommen werden, dass die Linien bei 429 nm, 371 nm, 391 nm, 361 nm, 343 nm, 335 nm, 447 nm und 400 nm in dieser Reihenfolge stärker stoßabgeregt werden. Dementsprechend lässt sich das auf längere Lebensdauern der Energieniveaus dieser Linien schließen, denn Aufgrund der großen Anzahl von Energieniveaus über den Ausgangszuständen der beobachteten Linien können ähnliche Elektronenstoßabregungsparameter für die Normlinie und die untersuchte Linie angenommen werden. Ausnahmen bilden die Linien bei 429 nm und 343 nm deren Fehler um ein Vielfaches größer sind als der Wert selbst. Im Falle der 429 nm Linie führt eine Überblendung derselben zu einem niedrigeren Wert für die Intensität bei höheren Strömen, da die Linien dort besser voneinander separiert werden können. Im Hinblick auf die Fluktuationen der Linie bei 343 nm wird deutlich, dass ihr Fehler gerechtfertigt ist. Die Parameter selbst weisen dasselbe Verhalten auf, das lediglich durch den konstanten Fitparameter B dividiert wird.

Tabelle 4.10: Verhältnis $\frac{B}{C}$ der Parameter der Funktion 4.12, angepasst an die Daten der Intensitätsverhältnisse $\frac{S_x}{S_{356\text{ nm}}}$ der Linien bei Wellenlänge x. Der Fehler der Größe $\frac{B}{C}$ wurde gemäß dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz aus der Wurzel der Summe der quadratischen relativen Fehler berechnet.

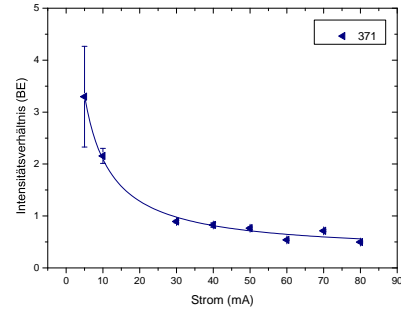
C	ΔC	C/B	$\Delta(B/C)$	Spektrallinie
1/mA	1/mA	(BE)	(BE)	(nm)
1,3	2,1	100	169	429
0,43	0,97	34	77	371
0,14	0,03	12	4	391
0,01	0,06	8	5	361
0,05	0,26	4	20	343
0,05	0,01	4	2	335
0,037	0,008	3	1	447
0,03	0,02	3	2	400

Bei dieser Methode sind die Fehler verhältnismäßig groß. Allerdings konnten dennoch grundlegende Schlussfolgerungen gezogen werden. Die Normlinie bei einer Wellenlänge von etwa 356 nm ist am kurzlebigsten. Die Lebensdauern der restlichen untersuchten Linien sind zwischen einem Faktor von 1 und 12 größer. Wie gut an dem Beispiel der Linie bei 391 nm erkannt werden kann, besitzen die Linien hoher Intensität nicht zwangsläufig kurze Lebensdauern. Daraus kann geschlossen werden, dass relevante Unterschiede zwis-

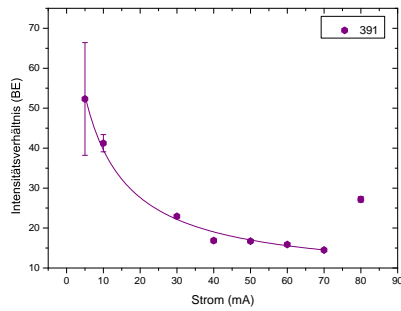
chen den Besetzungszahlen der einzelnen Niveaus vorliegen. Außerdem können aus dem Parameter B unter der Annahme von Lebensdauern einiger Millisekunden Werte für die Quenchrate gewonnen werden, wenn der Proportionalitätsfaktor K zwischen Elektronendichte und Strom bekannt ist. Zur Verbesserung der Messung müssen insbesondere für kleine Ströme längere Belichtungszeiten verwendet werden. Messungen können außerdem auf Ströme von unter 40 mA beschränkt werden, dafür sollten mehr Datenpunkte aufgenommen werden.



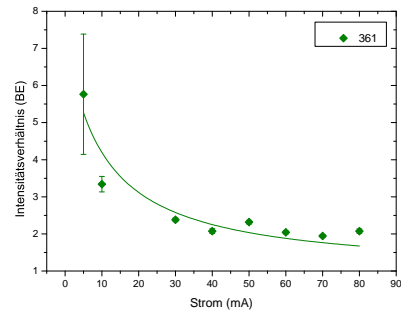
(a)



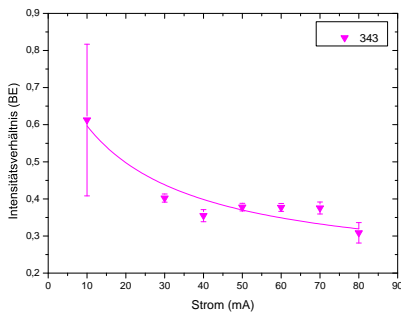
(b)



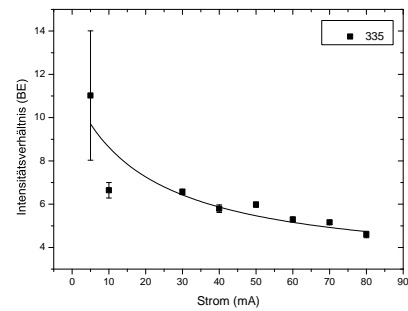
(c)



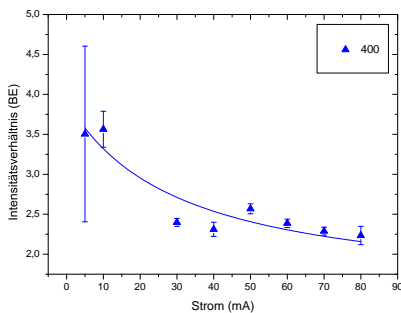
(d)



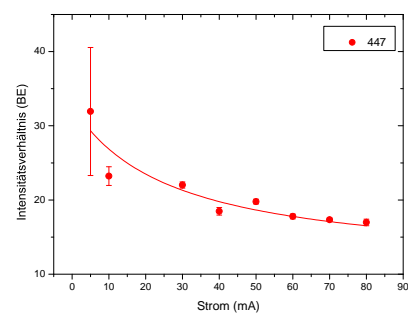
(e)



(f)



(g)



(h)

Abbildung 4.10: Intensitätsverhältnisse der Linien bei 400 nm, 447 nm, 335 nm, 391 nm, 429 nm, 317 nm, 361 nm und 343 nm zur Linie 356 nm gegen den Strom aufgetragen. An die Graphen wurde die Funktion 4.12 angepasst.

5 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden erstmalig die Energien der optischen Übergänge von Nd-artigem Os^{16+} vermessen. Außerdem wurde die Abhängigkeit der Intensitätsverhältnisse von 17 spektralen Linien des Ions Ir^{17+} von der Elektronendichte im Hinblick auf eine mögliche Extraktion der Lebensdauern der beteiligten Zustände untersucht. Dies dient der Identifikation α -sensitiver Übergänge zur Ermöglichung hochgenauer laserspektroskopischer Untersuchungen zum Test einer möglichen zeitlichen Variation der Feinstrukturkonstanten auf der Erde.

Im ersten Teil der Arbeit konnten die Übergangsenergien von 17 Linien in 16-fach positiv geladenem Osmium mit Genauigkeiten von bis zu 0,002 nm im Spektralbereich von 300 nm bis 660 nm bestimmt werden. Die Daten sollen Untersuchungen zur Bestimmung von Skalierungsgesetzen der Linien innerhalb der isoelektronischen Sequenz von Neodym dienen, welche zur Identifikation der Ir^{17+} -Linien beitragen können. Obwohl die höchstmögliche Genauigkeit im Einzelfall nicht erreicht werden konnte, gehören sie zu den am exaktesten für optische Übergänge bestimmten, und füllen eine spektrale Lücke in diesem Teil des periodischen Systems.

Aus der Untersuchung elektronendichteabhängiger Intensitätsverhältnisse von Ir^{17+} konnte provisorisch eine Reihenfolge der Lebenszeiten langlebiger Zustände erstellt werden. Unter Beachtung der beobachteten konsistenten Struktur der Linien kann diese Methode trotz der erwähnten Unsicherheiten zu weiteren genaueren Untersuchungen der Dynamik atomarer Systeme führen.

Danksagung Zum Schluss meiner Arbeit will ich mich für die große Unterstützung bedanken, welche ich am MaxPlanck-Institut für Kernphysik erfahren durfte. Insbesondere danke ich Dr. José Crespo López-Urrutia für die angenehme und engagierte Betreuung. Ich bedanke mich auch für die tatkräftige Unterstützung von Alexander Windberger und Oscar O. Versolato. Auch dem restlichen Mitgliedern der EBIT Gruppe möchte ich meinen Dank aussprechen.

Erklärung

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

Heidelberg, den ...,

Literaturverzeichnis

- [1] H. Bekker. Raumladungskorrektur. persönliche kommunikation, 2014.
- [2] I. Draganic, J.R. Crespo López-Urrutia, J. Ullrich, and et al. High precision wavelength measurement of qed- sensitive forbidden transitions in highly charged argon ions. *Phys. Rev. Lett.*, Oktober 2003.
- [3] H. Haken and H.C. Wolf. *Atom und Quantenphysik*. 2003.
- [4] Gabriel Herrmann. Optical theory of thermal velocity effects in cylindrical electron beams. *J. Appl. Phys.*, February 1958.
- [5] H. Häffner and et al. Testing atomic structure theories with high-accuracy mass measurements on highly charged ions. *Hyperfine Interactions*, 2000.
- [6] J.C.Berengut, V.A.Dzuba, V.V. Flambaum, and A. Ong. Highly charged ions with e1, m1, and m2 transitions within laser range. *Physical Review A*, August 2012.
- [7] G.Y. Liang, J.R. Crespo López-Urrutia, T.M. Baumann, S.W. Epp, A. Gonchar, A. Lapierre, P.H. Mokler, M.C. Simon, H. Tawara, V. Mäckel, K. Yao, G. Zhao, Y. Zou, and J. Ullrich. Experimental investigations of ion charge distributions, effective electron densities, and electron-ion cloud overlap in electron beam ion trap plasma using extreme-ultraviolet spectroscopy. *The Astrophysical Journal*, September 2009.
- [8] Julia Link. *Hochgenaue Laborbestimmung der Wellenlänge des verbotenen Überganges der FeXIV- Linie*. PhD thesis, Ruprecht- Karls- Universität Heidelberg, 2010.
- [9] National Institute of Standards and Technology. Atomic spectra database. <http://www.physics.nist.gov/pml/data/asd.cmf>, 2014.
- [10] Rosario Soria Orts. *Isotopic effect in B-like and Be-like argon ions*. PhD thesis, Johann Wolfgang Goethe - Universität , Frankfurt am Main, 2005.

- [11] Ruben Schupp. *Spektroskopische Untersuchung von Ir¹⁷⁺*. PhD thesis, Ruprecht-Karls- Universität Heidelberg, 2013.
- [12] Klaus Widmann. *High-Resolution Spectroscopic Diagnostics of Very High- Temperature Plasmas in the Hard X-ray Regime*. PhD thesis, Technische Universität Graz, 1998.
- [13] Alexander Windberger. Linienkatalog ir¹⁷⁺. unveröffentlicht, 2014.