

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Bachelorarbeit im Studiengang Physik
eingereicht von

Jacqueline Weidler

geboren in Mannheim (Deutschland)

2020

**Spektroskopie hochgeladener Eisen- sowie
Argonionen im extremultravioletten Bereich in einer
Elektronenstrahl-Ionenfalle**

Die Bachelorarbeit wurde angefertigt von Jacqueline Weidler
am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg
unter der Betreuung von
Priv.-Doz. Dr. José R. Crespo López-Urrutia

Kurzdarstellung

In dieser Arbeit wurden hochgeladene Eisen- sowie Argonionen unter Verwendung der Elektronenstrahl-Ionenfalle FLASH-EBIT am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg untersucht. Mithilfe eines flat-field grazing incidence Spektrometers wurde Fluoreszenzlicht angeregter Eisenionen in einem Wellenlängenbereich von 25 bis 40 nm aufgezeichnet, wobei Emissionslinien von Eisenionen der Ladungszustände X bis XVI identifiziert werden konnten. Für diverse beobachtete Fe XIV- und Fe XVI-Emissionslinien wurden elektronendichteabhängige Intensitätsverhältnisse betrachtet und mit theoretischen Vorhersagen verglichen. Eine Spektroskopie hochgeladener Argonionen fand für einen Wellenlängenbereich von 25 bis 35 nm statt, wobei Emissionslinien von Ar X bis Ar XVI nachgewiesen wurden.

Abstract

In this thesis highly charged iron as well as argon ions were investigated using the electron beam ion trap FLASH-EBIT at the Max-Planck-Institut for Nuclear Physics in Heidelberg. Using a flat-field grazing incidence spectrometer fluorescent light from excited iron ions in a wavelength range from 25 to 40 nm was recorded, whereat emission lines of iron ions in the charge states X to XVI could be identified. For diverse observed Fe XIV- and Fe XVI- emission electron-density-sensitive lines intensity ratios were considered and compared with theoretical predictions. Spectroscopy of highly charged argon ions took place for a wavelength range from 25 to 35 nm, whereat emission lines from Ar X to Ar XVI were detected.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
2	Theoretische Grundlagen	12
2.1	Das Wasserstoffatom	12
2.2	Mehrelektronensysteme	13
2.3	Hochgeladene Ionen	14
2.3.1	An- und Abregungsprozesse	15
2.3.2	Ionisationsprozesse	16
2.3.3	Rekombinationsprozesse	17
2.4	CHIANTI Database	18
3	Experimenteller Aufbau	20
3.1	Die EBIT	20
3.1.1	Die Elektronenkanone	21
3.1.2	Die Fallenregion	22
3.1.3	Der Kollektor	24
3.2	Das EUV-Spektrometer	25
3.2.1	Gitter	26
3.2.2	CCD-Kamera	27
3.3	Vakuum- und Gasinjektionssystem	28
4	Spektroskopie von Eisenionen im extremultravioletten Bereich	29
4.1	Erzeugung von Eisenionen	30
4.2	Wellenlängenbereich 28-40 nm	30
4.2.1	Korrektur des Spektrums	31

4.2.2	Kalibration	33
4.2.3	Untergrundabzug	37
4.2.4	Spektrometer-Effizienz	38
4.2.5	Linienidentifikation	43
4.2.6	Spektren und 2D-Histogramm	44
4.3	Wellenlängenbereich 25-35 nm	56
4.3.1	Linienidentifikation	56
4.3.2	Spektren und 2D-Histogramm	58
4.4	Übersicht Wellenlängenbereich 25-40 nm	65
5	Experimentell bestimmte Verhältnisse von Linienintensitäten verglichen mit theoretischen Vorhersagen	67
5.1	Rechnerische Ermittlung der Elektronendichte in Abhängigkeit der Stromstärke des Elektronenstrahls und der Elektronenstrahlenergie	68
5.2	Verhältnisbestimmung ausgewählter observierter Fe XIV- und Fe XVI-Emissionlinien	69
5.3	Vergleich mit CHIANTI	72
5.3.1	Fe XIV	77
5.3.2	Fe XVI	77
5.3.3	Zusammenfassung des Vergleichs	77
6	Spektroskopie von Argonionen im extremultravioletten Bereich in einem Wellenlängenbereich 25-35 nm	79
6.1	Kalibration	80
6.2	Linienidentifikation	82
6.3	Spektren und 2D-Histogramm	86
7	Zusammenfassung und Ausblick	97
	Literatur	100

Kapitel 1

Einleitung

Die Spektroskopie astronomischer Objekte, auch unter dem Begriff Astrospektroskopie bekannt, ist eine bedeutende Methode in der Astrophysik. Aus dem Spektrum eines astronomischen Objektes lassen sich Informationen über die chemische Zusammensetzung, die Temperatur und die Dichte gewinnen. Schon im 17. Jahrhundert experimentierte Isaac Newton an Prismen und fand schließlich heraus, dass weißes Licht aus verschiedenen spektralen Komponenten zusammengesetzt ist [4]. Schlüsselrolle für die Astrospektroskopie spielte dann im Jahre 1814 die Entdeckung von etwa 570 dunklen Linien im Sonnenspektrum durch Joseph von Fraunhofer. Zu diesem Zeitpunkt war ihm jedoch noch nicht möglich, diese zu deuten [17]. 45 Jahre später gelang dem Physiker Gustav Kirchhoff und dem Chemiker Robert Bunsen mit Hilfe eines vergleichbar schlichten Spektralapparates zur Analyse chemischer Elemente die Erklärung. Sie fanden zunächst heraus, dass die Emissionslinien gewisser Elemente mit den Fraunhoferlinien übereinstimmen. Sie zogen den Schluss, dass die dunklen Linien auf Absorption von Licht in der Sonnenatmosphäre zurückzuführen sind, wodurch sich auch Aussagen über deren chemische Zusammensetzung treffen ließen [18]. Große Aufmerksamkeit erhielten schnell auch die spektroskopischen Daten anderer Fixsterne, um Rückschlüsse auf deren Zusammensetzung und weiter auf deren Entstehung und Entwicklung zu ziehen.

Im Folgenden wird die Bedeutung hochgeladener Ionen und insbesondere Ei-

sen für Sterne, im Besonderen für die Sonne, illustriert. Die Struktur eines Sterns wird im Wesentlichen durch den Energietransport in seinem Inneren bestimmt, welcher durch Strahlung dominiert wird. Im Sterninneren werden dabei Photonen produziert und an Bestandteilen des Plasmas gestreut. Die Streuung hemmt den Strahlungstransport, wodurch die hohe Temperatur im Kern aufrechterhalten werden kann und somit eine längere Lebensdauer des Sterns ermöglicht wird. Im Falle unserer Sonne wird auf diese Weise ein stabiles Sonnensystem gewährleistet und damit unser Leben erst möglich. Bei der Strahlungshemmung von Sternen leisten hochgeladene Ionen einen entscheidenden Beitrag [11], [23].

Zum einen skalieren die Übergangsraten erlaubter elektrischer Dipolübergänge mit Z^4 , wobei mit Z die Kernladungszahl gemeint ist. Ein hochgeladenes Ion kann eine wesentlich größere Zahl an Photonen streuen als ein niedergeladenes Ion gleicher Elektronenzahl. (Ausnahme stellen dabei vollständig ionisierte Ionen dar. Die in Sternen häufig vertretenen leichten Elemente sind bei vorherrschender Temperatur vollständig ionisiert und besitzen somit keine Elektronenhüllen mehr. Daher können Photonen nicht an ihnen streuen.) Zum anderen weisen die von hochgeladenen Ionen gestreuten Photonen oftmals eine höhere Energie auf [3]. Ein wellenlängenabhängiger Absorptionskoeffizient gibt an, wie effektiv ein Ion Photonen streut. Werden alle Absorptionskoeffizienten einer Sternmaterie gewichtet und über alle Wellenlängen gemittelt, so erhält man die physikalische Größe der Opazität. Diese ist ein Maß für die Strahlungshemmung [3]. Die Sonnenmaterie besteht überwiegend aus Wasserstoff und Helium. Einen großen Teil zur Opazität tragen jedoch Verunreinigungen an schweren Elementen bei. Vor allem Eisen leistet trotz eines Massenanteils von lediglich 0,14 Prozent einen enormen Beitrag zur Strahlungsabschirmung und nimmt etwa ein Viertel der Gesamtopazität ein [11], [23]. Neben seiner Bedeutung für die Sonne ist Eisen im Allgemeinen eines der häufigsten beobachteten Elemente in astrophysikalischen Spektren. Eisen-Spektren werden jedoch nur mäßig gut durch Plasma-Modelle wiedergegeben [1]. In der Arbeit werden hochgeladene Eisenionen im Bereich extremultravioletter Strahlung untersucht (EUV-Bereich). Dieser Bereich der Strahlung ist besonders interessant für die Astrophysik, insbesondere für die Untersuchung atomarer Prozesse innerhalb der Sonne. Grund hierfür ist, dass Energieniveaus von Ionen mit Z^2 skalieren.

Daher liegen solche atomare Übergänge, die im Falle neutraler oder niedrig geladener Atome im optischen Wellenlängenbereich (sichtbares Sonnenlicht) liegen, für hochgeladene Ionen in Bereichen wesentlich kürzerer Wellenlängen (UV- bis Röntgenbereich) [3]. Das Spektrum der Eisen-Emissionslinien bietet Informationen auf, mithilfe welcher potenziell eine Bestimmung der Elektronendichte wie auch der Temperatur solaren (allg. stellaren) koronalen Plasmas möglich ist. Diese Größen sind essenziell, um die Prozesse im Inneren vor allem der Sonne, aber auch anderen Sternen und astronomischen Objekten zu verstehen.

Ebenfalls im Bereich extremultravioletter Strahlung findet in dieser Arbeit eine Untersuchung hochgeladener Argonionen statt.

Ziel hierbei ist eine Vervollständigung der für dieses Element bis dato noch sehr unvollständigen Kataloge observierter atomarer Übergänge [6], [7], [20], um auf diese Weise theoretische Vorhersagen zu verifizieren.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel widmet sich den für diese Arbeit essenziellen theoretischen Grundlagen der Quantenmechanik und der Atomphysik.

2.1 Das Wasserstoffatom

Beim Wasserstoffatom handelt es sich um ein Eielektronensystem, das heißt es setzt sich aus Atomkern (Proton) und einem Elektron zusammen, welches sich im kugelsymmetrischen Coulombfeld des Kerns bewegt. Somit ist die Behandlung des Wasserstoffatoms ein Zweikörperproblem, welches exakt, d.h. analytisch, gelöst werden kann.

In der Quantenmechanik erfolgt die Beschreibung eines Systems komplett durch dessen Wellenfunktion, die man durch Lösen der Schrödingergleichung

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{r}, t) = \hat{H} \psi(\mathbf{r}, t) \quad (2.1)$$

erhält. Hier steht \hbar für das reduzierte plancksche Wirkungsquantum und \hat{H} für den Hamiltonoperator. Letzterer ist gegeben durch:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(\mathbf{r}) \quad (2.2)$$

für ein Teilchen, welches sich in einem zeitlich konstanten Potential $V(\mathbf{r})$ befindet.

Der erste Term beschreibt die kinetische Energie des Teilchens, wobei Δ den Laplaceoperator $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ bezeichnet. Die Eigenwerte des Hamiltonoperators stellen die Energieeigenzustände des Systems dar.

Im Falle des Wasserstoffatoms ist der Hamiltonoperator gegeben durch:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_e}\Delta - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (2.3)$$

wobei der erste Term gleich der kinetischen Energie des Elektrons ist und der zweite Term die Coulombwechselwirkung zwischen dem Elektron und Kern beschreibt, mit $r := |\mathbf{r}|$ dem Abstand zwischen Elektron und Proton, e der Elementarladung, m_e der Elektronenmasse und ϵ_0 der Dielektrizitätskonstanten für eine Ordnungszahl $Z=1$. Der Kern trägt die Ladung $Z e$.

Es handelt sich um ein rotationssymmetrisches System. Dies ermöglicht einen sogenannten Produktansatz, eine Separation der Wellenfunktion in einen Radial- und einen Winkelanteil, $R(r)$ und $Y(\theta, \Phi)$:

$$\phi(r, \theta, \Phi) = R(r) \cdot Y(\theta, \Phi). \quad (2.4)$$

Als Lösung für die Schrödingergleichung des Wasserstoffatoms ergeben sich die möglichen diskreten Energieniveaus:

$$E_n = -R_y \frac{Z^2}{n^2}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (2.5)$$

mit der Rydbergkonstanten

$$R_y = \frac{m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2}. \quad (2.6)$$

Dabei bezeichnet n die Hauptquantenzahl. Die Lösung erweist sich als übereinstimmend mit der des Bohr'schen Atommodells [5], [13].

2.2 Mehrelektronensysteme

Bei Systemen mit mehreren Elektronen gilt es neben der Wechselwirkung eines jeden einzelnen Elektrons mit dem Kern auch jede Wechselwirkung der Elektronen

untereinander zu berücksichtigen. Der Hamiltonoperator ist dann gegeben durch

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^N \left(-\frac{\hbar^2}{2m_e} \Delta_i - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) + \sum_{i<j}^N \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 |\mathbf{r}_{ij}|} \quad (2.7)$$

für ein Atom der Kernladung Z mit N Elektronen. Analog zum System mit nur einem Elektron erhält man die gesuchte Wellenfunktion durch Lösen der Schrödingergleichung:

$$E\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N) = \hat{H}\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N). \quad (2.8)$$

Dabei ergibt sich die Gesamtwellenfunktion $\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N)$ des Atoms aus dem Produkt der Einteilchenwellenfunktionen $\psi_i(\mathbf{r}_i)$:

$$\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N) = \psi(\mathbf{r}_1) \cdot \psi(\mathbf{r}_2) \cdot \dots \cdot \psi(\mathbf{r}_N). \quad (2.9)$$

Die Gesamtwellenfunktion muss nach dem Pauli-Prinzip antisymmetrisch gegen die Vertauschung zweier Elektronen sein. Für Mehrelektronensysteme ist die Schrödingergleichung jedoch nicht mehr analytisch lösbar, sondern nur noch mit Hilfe von Näherungsverfahren [5].

2.3 Hochgeladene Ionen

Der Begriff des hochgeladenen Ions (HCI, engl.: highly charged ion) ist nicht übereinstimmend definiert. Gängiger Weise bezeichnet man Ionen, die, hinsichtlich ihrer Ordnungszahl Z , weniger als die Hälfte an Elektronen aufweisen, als hochgeladen. Wie ein neutrales oder niedergeladenes Ion ist auch ein hochgeladenes Ion ein gebundenes System bestehend aus einem Atomkern und einem oder mehreren Elektronen. Zur Spezifikation des Ladungszustandes eines Ions haben sich mehrere Schreibweisen durchgesetzt. Eine Möglichkeit, den Ladungszustand eines Ions zu beschreiben, ist die auch in der Chemie verwendete Ionenschreibweise. Weist beispielsweise ein Eisenion im Hinblick auf die Ordnungszahl $Z = 26$ neutralen Eisens 15 Elektronen weniger auf, so wird es mit Fe^{15+} bezeichnet. Es handelt sich um 15-fach positiv geladenes Eisen. Weiter kann der Ladungszustand durch

den Vergleich mit der Elektronenzahl eines Elements im neutralen Zustand spezifiziert werden- im Falle von Fe^{15+} durch den Begriff „Natrium-ähnliches Eisen“. In dieser Arbeit wird jene Notation verwendet, bei dem der Ionisationszustand durch das chemische Symbol des Elements sowie durch eine römische Zahl beschrieben wird, wobei I (römisch 1) für das neutrale Atom steht. Beispielsweise wird 15-fach positiv geladenes Eisen als Fe XVI (römisch 16) notiert, [8]. Ein Spezialfall hochgeladener Ionen sind vollständig ionisierte Ionen, also solche, die lediglich aus ihrem Atomkern bestehen und keine Hüllenelektronen aufweisen. Diese ausgenommen können bei HCIs analog zu neutralen Atomen Wechselwirkungsprozesse der Hüllenelektronen mit Photonen und freien Elektronen auftreten. Die für die vorliegende Arbeit relevanten atomaren Prozesse werden im Folgenden thematisiert.

2.3.1 An- und Abregungsprozesse

Elektronenstoßanregung

Man spricht von Anregung eines Ions, wenn mindestens ein Hüllenelektron auf ein höheres Energieniveau angehoben wird. Dies ist durch eine Zufuhr von Energie möglich. Geschieht dies in Form eines Stoßes mit einem Elektron, so wird der Prozess als Elektronenstoßanregung bezeichnet.



Es erfolgt die Anregung eines Ions A durch ein Elektron mit kinetischer Energie $E_{\text{kin},i}$. Nach dem Stoß weist dieses Elektron eine verminderte kinetische Energie $E_{\text{kin},f}$ auf [9]. Fällt das angeregte Elektron wieder in ein niedrigeres Energieniveau zurück, so kann dies unter Emission eines oder mehrerer Photonen erfolgen, welche dem Energieabtransport dienen.

Photoanregung

Geschieht der Energieübertrag durch ein Photon, so spricht man von Photoanregung.



Im Gegensatz zur Elektronenstoßanregung, welche auch nicht-resonant stattfinden kann, handelt es sich bei der Photoanregung um einen resonanten Prozess. Der Prozess kann nur erfolgen, wenn die Energie des eintreffenden Photons genau der Energiedifferenz des Anfangs- und des Endniveaus entspricht. Der Rückfall des angeregten Elektrons in ein niedrigeres Energieniveau ist wiederum durch die Emission eines oder mehrerer Photonen möglich.



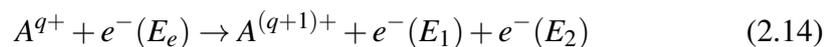
Eine weitere Möglichkeit der Abregung liefert eine Umverteilung der Energie innerhalb des Ions. Geht ein Elektron in ein tieferes Energieniveau über, so wird hierbei Energie frei, welche ohne Emission von Strahlung auf ein schwächer gebundenes Elektron übertragen werden kann. Übersteigt der Energieübertrag die Bindungsenergie jenes Elektrons, so kann eine Ionisation dessen erfolgen. Man spricht von einem Auger-Meitner-Prozess oder auch von Autoionisation [9]:



2.3.2 Ionisationsprozesse

Elektronenstoßionisation

In dem für diese Arbeit verwendeten Experiment entstehen hochgeladene Ionen größtenteils durch Elektronenstoßionisation. Dieser Prozess kann stattfinden, wenn die Energie der freien Elektronen E größer als die Bindungsenergie eines Hüllenelektrons ist. Letztere wird auch als Ionisationspotential bezeichnet. Dabei wird das gebundene Hüllenelektron im einfachsten Fall direkt durch einen Stoß mit einem freien Elektron aus der Hülle des Ions mit der Ladung q herausgelöst und ins Kontinuum befördert [3].



Nach Energieerhaltung wird somit die Elektronenstrahlenergie E auf die beiden aus dem Atom austretenden Elektronen übertragen [15].

$$E_e - I_p = E_1 + E_2 \quad (2.15)$$

Photoionisation

Atome können auch durch die Wechselwirkung mit Photonen ionisiert werden, sofern die Energie des eintreffenden Photons wiederum größer als die Bindungsenergie des jeweiligen Hüllenelektrons ist.



2.3.3 Rekombinationsprozesse

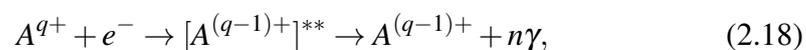
Radiative Rekombination

Der Einfang eines freien Elektrons ermöglicht es einem positiv geladenen Ion, seinen Ladungszustand um eins herabzusetzen. Läuft dies unter Emission eines Photons ab, so handelt es sich bei diesem Prozess um eine sogenannte radiative Rekombination und um die Zeitumkehr der Photoionisation. Wie die Photoionisation ist auch die radiative Rekombination nicht-resonant. Die Energie des emittierten Photons ergibt sich aus der Summe der kinetischen Energie des eingefangenen Elektrons und dessen Bindungsenergie nach Einfang [19].



Dielektronische Rekombination

Unter der dielektronischen Rekombination versteht man die zeitliche Umkehrung der resonanten Photoionisation via Auger-Zerfall. Der Prozess ist resonant. Bei Einfang eines Elektrons wird ein weiteres Elektron aus einem niedrigeren Energieniveau angeregt. Dieses fällt dann unter Emission eines Photons in das ursprüngliche Niveau zurück:



** bezeichnet einen doppelt angeregten Zustand. Dabei ist die Resonanzbedingung, dass die Summe der kinetischen Energie des eingefangenen Elektrons und der Bindungsenergie des Niveaus, in welches es eingefangen wird, gleich der Energiedifferenz des angeregten Zwischenzustandes und des Ausgangszustandes des angeregten Elektrons ist. Zur Spezifikation des Prozesses wird, analog zur Auger-Notation, jene Elektronenschale angegeben, von welcher das gebundene Elektron angeregt wird. Daraufhin folgt, in welche Schale das Elektron angeregt wurde. Zuletzt wird die Schale benannt, in die der Einfang des freien Elektrons stattfand. Beispielweise wird bei einer KLL-DR ein Elektron von der K- in die L-Schale angeregt, wobei ein freies Elektron in die L-Schale eingefangen wurde [8].

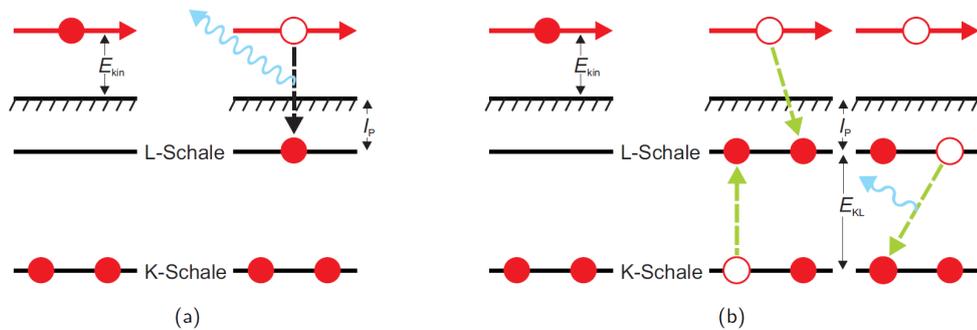


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der a) radiativen Rekombination und b) dielektronischen Rekombination beispielhaft für ein He-artiges Ion [10].

2.4 CHIANTI Database

Zur Analyse astrophysikalischer Spektren ist ein umfassender Satz genauer Atomdaten von Interesse. CHIANTI [6] setzt sich aus einer Datenbank theoretisch ermittelter atomarer Parameter und Programmen zur Berechnung astrophysikalischer Spektren zusammen. CHIANTI verwendet IDL-Routinen (Interactive Data Language) und Python, womit eine Benutzerfreundlichkeit einhergeht. Die Datenbank stellt neben atomaren Energieniveaus und Wellenlängen Strahlungsdaten und Elektronenanregungsdaten für in kosmischen Plasmen reichlich vertretene Ionen bereit und wird stetig aktualisiert und erweitert. Für eine Spezifikation von Emissionsspektren ab einer Wellenlänge von 5 nm ist die CHIANTI-Datenbank im Wesentlichen vollständig und kritisch bewertet. In einem Bereich zwischen 5

KAPITEL 2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

und 110 nm wurde eine Liste beobachteter Linien erhoben und mit der CHIANTI-Datenbank abgeglichen, wobei die Datenbank die große Mehrheit jener Linien reproduzierte [6]. Für diese Arbeit wurde CHIANTI Database Version 9.0 verwendet, welche im März 2019 veröffentlicht wurde. Diese zum aktuellen Zeitpunkt neuste Version beinhaltet explizit Prozesse dielektronischer Rekombination und Autoionisation [7].

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

3.1 Die EBIT

Die Untersuchungen wurden mithilfe einer sogenannten EBIT (engl.: electron beam ion trap, deutsch: Elektronenstrahl-Ionenfalle) durchgeführt. Genauer gesagt handelte es sich um die FLASH-EBIT des Max-Planck-Instituts für Kernphysik in Heidelberg [10]. Eine EBIT ist ein geeignetes Instrument, um hochgeladene Ionen zu erzeugen und spektroskopisch zu untersuchen, um Rückschlüsse auf atomare Prozesse, sowie auf die atomare Struktur der untersuchten Ionen zu ziehen.

Eine EBIT setzt sich aus drei Hauptbestandteilen zusammen: der Elektronenkanone, der Fallenregion und dem Kollektor. Die sich in der Elektronenkanone befindliche, circa 1300 °C heiße Kathode emittiert Elektronen, welche daraufhin hin zur Fallenregion beschleunigt werden. Der auf diese Weise resultierende Elektronenstrahl wird im Magnetfeld eines supraleitenden Helmholtzspulen-Paares radial komprimiert. Via Gasinjektionssystem erfolgt die Injektion der entsprechenden Atome in den Elektronenstrahl, wo eine Ionisation durch Elektronenstoßprozesse erfolgt. Da das Potential der Driftröhren axial und das des Elektronenstrahls radial ausgerichtet ist, werden die Ionen im Elektronenstrahl bzw. in der Fallenregion eingefangen. Es findet weitere Ionisation durch Elektronenstöße statt, solange, bis die Elektronenstrahlenergie dem Herausschlagen weiterer Hüllenelektronen nicht mehr genügt. Die Strahlelektronen selbst verlassen die Fallenregion wieder, wo der Kollektor sie abbremst und fängt.

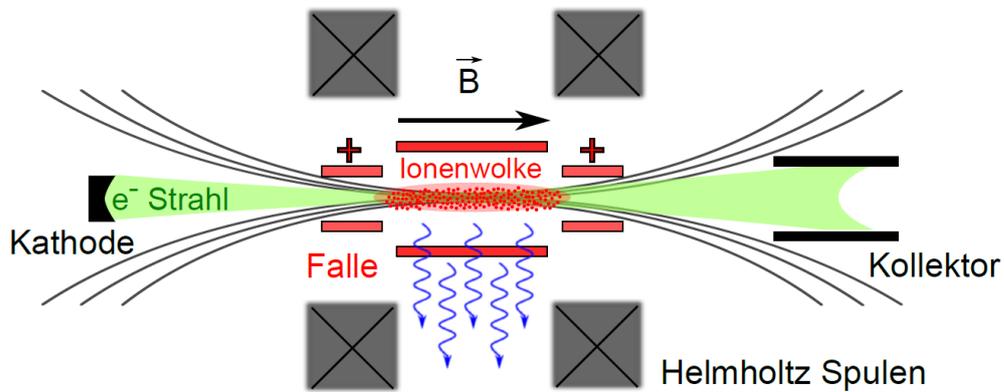


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des grundlegenden Funktionsprinzips einer EBIT, übernommen von [2].

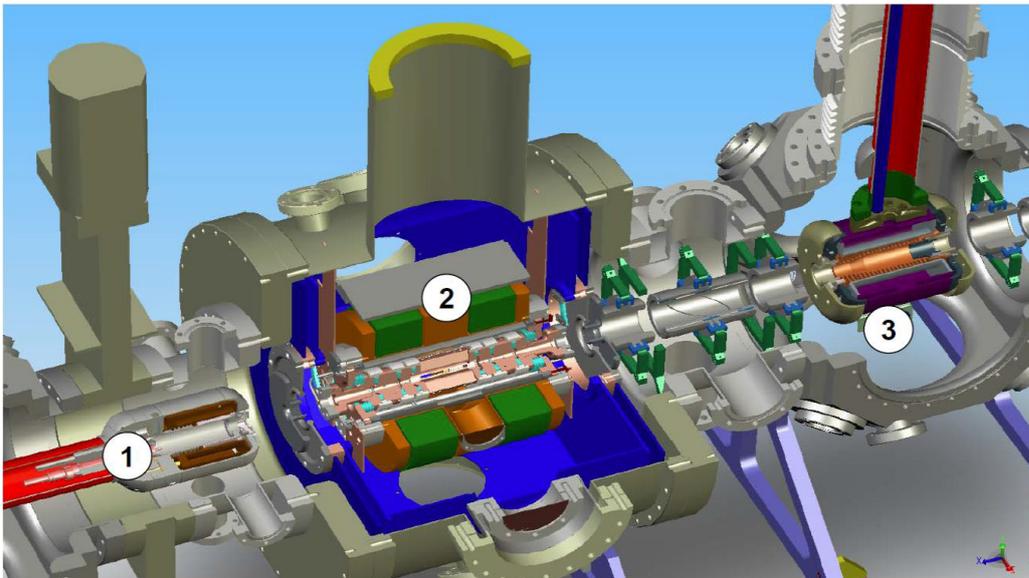


Abbildung 3.1: Die FLASH-EBIT in Viertelschnittansicht: (1) Elektronenkanone, (2) Fallenregion, (3) Kollektor. Übernommen von [24].

Im Folgenden wird näher auf die einzelnen Komponenten der EBIT eingegangen.

3.1.1 Die Elektronenkanone

Die Elektronenkanone dient der Erzeugung des Elektronenstrahls. Die Quelle des Elektronenstrahls ist die Glühkathode. Sie besteht aus porösem Wolfram, welches mit Bariumoxid durchsetzt ist. Ihr Durchmesser beträgt etwa 3 mm. Aus

ihr treten bei über 1300-1500 K Elektronen aus. Durch das umliegende elektrische Feld (Fokuselektrode) werden diese zu einem Elektronenstrahl gebündelt und zur Anode hin beschleunigt. Dabei lässt sich mittels der Fokuselektrodenspannung der Emissionsstrom (Stromstärke des Elektronenstrahls) einstellen. Nach Austritt des Elektronenstrahls aus der Kanone erfolgt die weitere Kompression des Strahls in der Fallenregion, im Magnetfeld des supraleitenden Helmholtzspulen-Paares (6 Tesla). Dieses ruft allerdings auch ein Magnetfeld am Ort der Kathode hervor, welches zu einer Vergrößerung des Strahlradius und einer damit verbundenen Verringerung der Ionisationsrate führen kann. Daher gilt es, dieses Magnetfeld zu kompensieren. Dies wird durch Verwendung einer relativ zur Kathode konzentrisch angeordneten, stromdurchflossenen Spule, der sogenannten Buckingspule, realisiert. Die dabei entstehende Wärme wird mittels Wasserkühlung abgeführt.

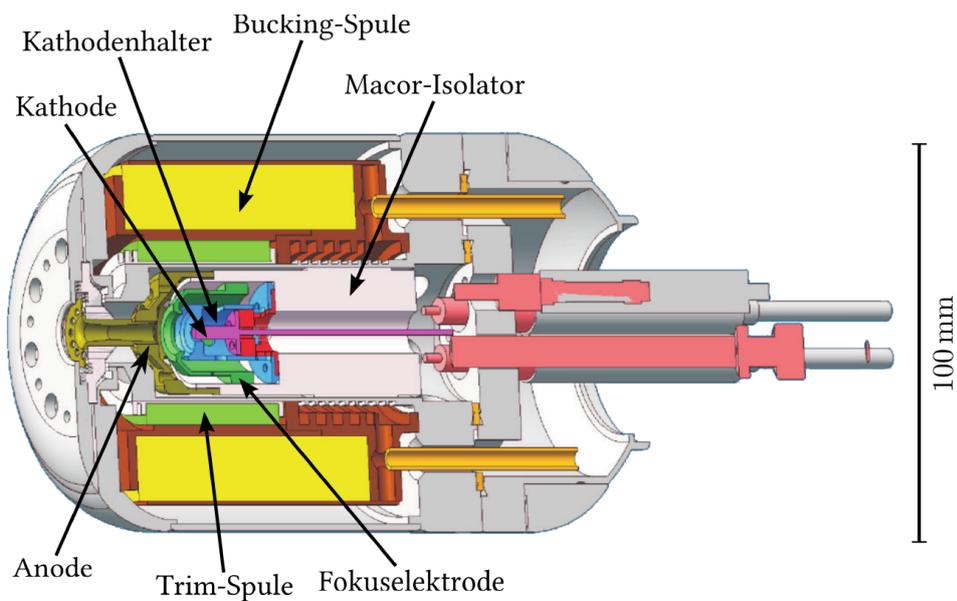


Abbildung 3.3: Elektronenkanone in axialer Schnittansicht [9].

3.1.2 Die Fallenregion

Die Fallenregion setzt sich aus neun rotationssymmetrischen hintereinander gereihten Ringelektroden (Gesamtlänge 35 cm) zusammen, welche von einem supraleitenden Helmholtzspulen-Paar umgeben sind. Die Ringelektroden fangen die Ionen in axialer Richtung ein. Sie werden auch Driftröhren genannt. Das elek-

trische Potential der Fallenelektroden lässt sich jeweils einzeln einstellen oder auch kollektiv, indem ein Potentialoffset addiert wird. In der Regel setzt man die zentrale Fallenelektrode auf ein niedrigeres Potential als das ihrer benachbarten Elektroden, um eine Potentialmulde zu schaffen. Dies dient dem Einfang der Ionen. Die übrigen Fallenelektroden dienen einer Modellierung des Potentials je nach Anwendung. Zur Kompression der Elektronenstrahls auf einen Durchmesser von etwa $50\ \mu\text{m}$ [16] wird ein lokal homogenes [9] Magnetfeld eingesetzt, welches durch ein supraleitendes Helmholtzspulen-Paar aus Niob-Titan erzeugt wird. Da das Material erst bei einer Temperatur unter 17 K die Eigenschaften eines Supraleiters (Sprungtemperatur) aufweist [10], erfolgt eine Kühlung mittels flüssigen Heliums. Die Stärke des Magnetfelds beträgt circa 6 T, was durch einen Stromfluss von circa 114 A durch die Spulen erreicht wird [9].

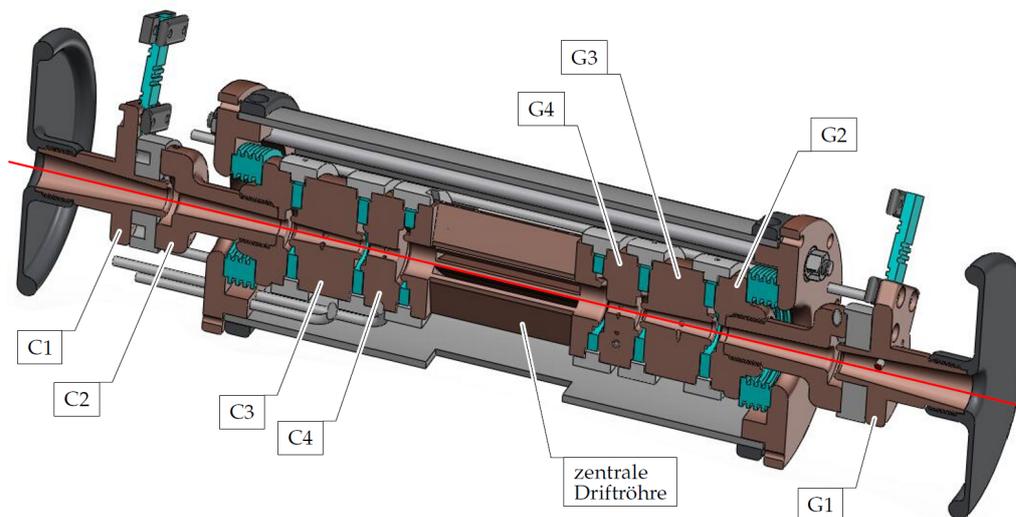


Abbildung 3.4: Driftröhrenanordnung der FLASH-EBIT, bestehend aus neun einzeln auf Hochspannung legbaren Elektroden. C1 bis C4 befinden sich auf Kollektorseite, G1 bis G4 auf Kanonenseite, mittig befindet sich die zentrale Driftröhre. Diese weist eine Länge von circa 50 mm auf und ist mit acht Schlitzen ausgestattet, welche einen Sichtzugang ins Innere der Falle gewähren. Die Richtung des Elektronenstrahls ist für diese Abbildung von rechts nach links [3], abgewandelt.

3.1.3 Der Kollektor

Der Kollektor dient dem Abbremsen und der Absorption der Strahlenergie und dem Zurückführen dieser zurück in den Stromkreis. Eine Spule wirkt dem Magnetfeld der Fallenregion entgegen, was zu einer Strahlverbreiterung führt. Die leitende Innenwand des Kollektors (Kollektorelektrode), welche sich auf demselben Potential befindet wie das der Elektronenkanone, nimmt die Elektronen auf. Bei diesem Prozess entstehen sekundäre Elektronen, die aus dem Kollektor austreten und sich zurück in Fallenrichtung bewegen würden. Dies wird durch die sogenannte Supressorelektrode verhindert. Die Front-Shield-Elektrode dient der Elektronenstrahlführung. Der sogenannte Extraktor, welcher sich gegenüber der Kathode auf einem negativen Potential befindet, verhindert ein Austreten der Elektronen aus dem Kollektor. Es existiert eine Wasserkühlung zur Abführung des Wärmeeintrags der Spule und der Kollektorelektrode.

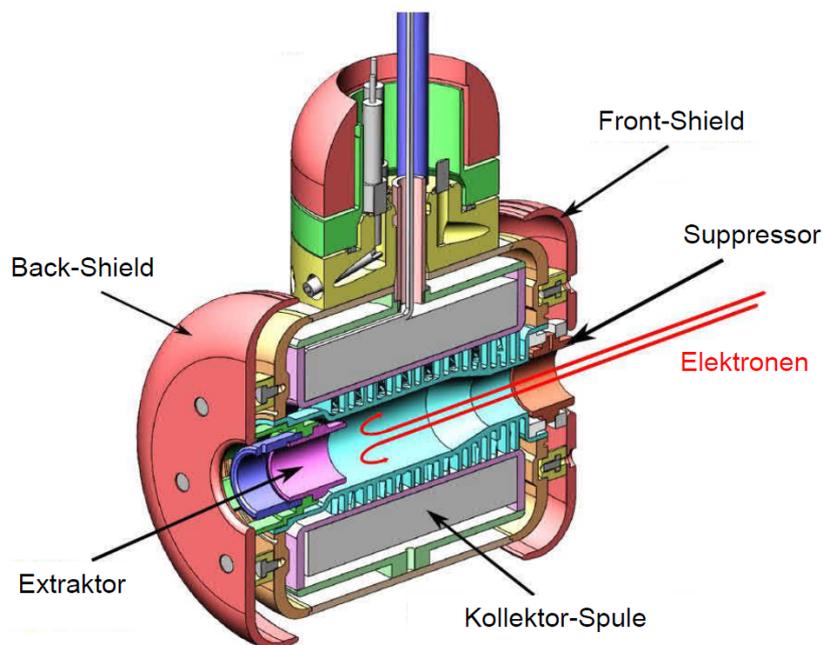


Abbildung 3.5: Kollektor in axialer Schnittansicht [15].

3.2 Das EUV-Spektrometer

Die vorgestellten Messungen wurden an einem EUV-Spektrometer, entwickelt von Thomas Baumann im Jahre 2008, durchgeführt. Das sogenannte hochauflösende Spektrometer ist sensitiv für einen Spektralbereich zwischen 5 und etwa 40 nm. Die beiden wesentlichen Bestandteile eines solchen Spektrometers sind ein reflektierendes aberrationskorrigiertes konkaves Gitter zur Beugung des Lichts unter streifendem Einfall und eine CCD-Kamera (engl.: Charge Coupled Device) zur Aufnahme des Spektrums. Die Fokalpositionen befinden sich dabei auf einer Ebene (flat field). In den vorgestellten Untersuchungen kam lediglich das hochauflösende Spektrometer zum Einsatz, auf welches im Folgenden detaillierter eingegangen wird.

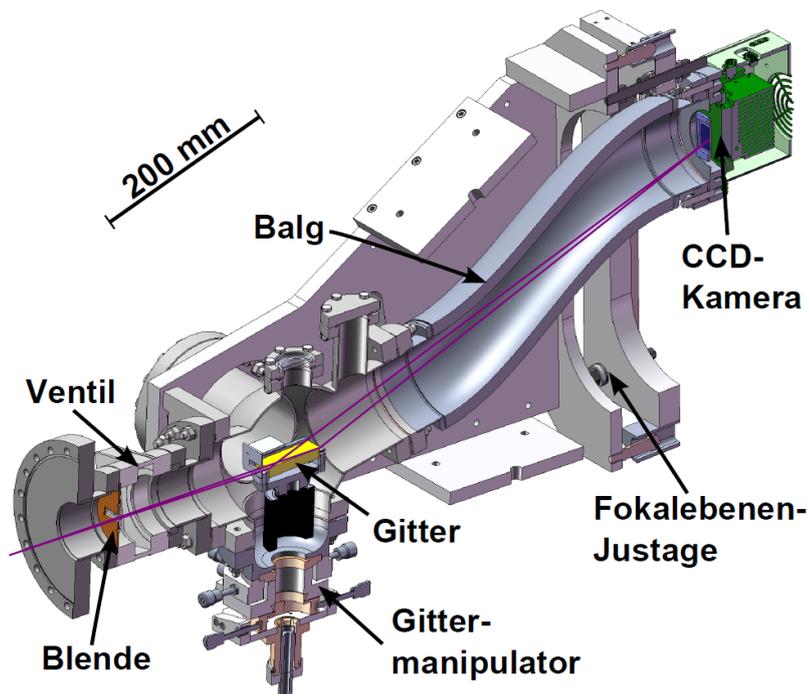


Abbildung 3.6: Querschnitt des EUV-Spektrometers. Das einfallende Licht wird am Gitter gebeugt und von der CCD-Kamera aufgenommen. Diese ist durch einen beweglichen Balg mit dem restlichen Aufbau verbunden. Der Gittermanipulator außerhalb der Vakuummehrung dient der Gitter-Justage. Übernommen von [2].

3.2.1 Gitter

Das Gitter (Firma Hitachi) setzt sich aus einem mit Furchen versehenen Glassubstrat zusammen. Die mittlere Furchendichte beträgt 1200/mm. Das Gitter besitzt ein räumliches Maß von 40 mm x 70 mm x 12 mm. Auf der Gitteroberfläche befindet sich eine Goldschicht. Diese dient einer optimalen Reflexivität für die EUV-Strahlung unter streifendem Einfall (engl. grazing incidence). Das Gitter ist konkav mit Krümmungsradius R . Dies ermöglicht neben Dispersion ein Fokussieren des einfallenden Lichts. Die Furchen sind unter dem Blaze-Winkel θ in sich verändernden Distanzen $d(x)$ über die Länge x des Gitters aufgetragen. Weiter weisen die Furchen eine Krümmung über die Breite y des Gitters auf. So wird das Licht nicht wie bei den meisten Beugungsgittern auf einen Rowland-Kreis fokussiert, sondern auf eine Ebene (engl. flat field). Zusätzlich erfolgt so eine Korrektur aberrativer Effekte wie Koma und sphärische Aberrationen [21]. Unter dem Einfallswinkel α zur Gitternormalen fällt das von der Ionenwolke innerhalb der EBIT ausgehende Licht auf das Gitter-Zentrum. Der Durchmesser der Wolke beträgt dabei mehrere 100 μm und sie weist den Abstand r zum Gitter auf. Das Gitter befindet sich in yz -Ebene und legt den Koordinatenursprung fest. Das Licht wird am Gitter reflektiert und fällt unter einem Winkel β , der sich in Abhängigkeit der Wellenlänge λ des Lichts ergibt, auf die in der in xz -Ebene liegenden Fokalebene platzierte CCD-Kamera. Sie weist den Abstand y_F zur Gittermitte auf. Das Gitter ist für eine maximale und minimale Wellenlänge λ_1 und λ_2 ausgelegt, entsprechend einem Winkel β_1 und β_2 . Dabei besitzen entsprechende Bilder einen Abstand L auf der Fokalebene.

Aus der Gittergeometrie resultiert die Gittergleichung:

$$m\lambda = d_0(\sin \alpha - \sin \beta), \quad (3.1)$$

wobei m die Beugungsordnung und d_0 den mittleren Furchenabstand bezeichnet [2].

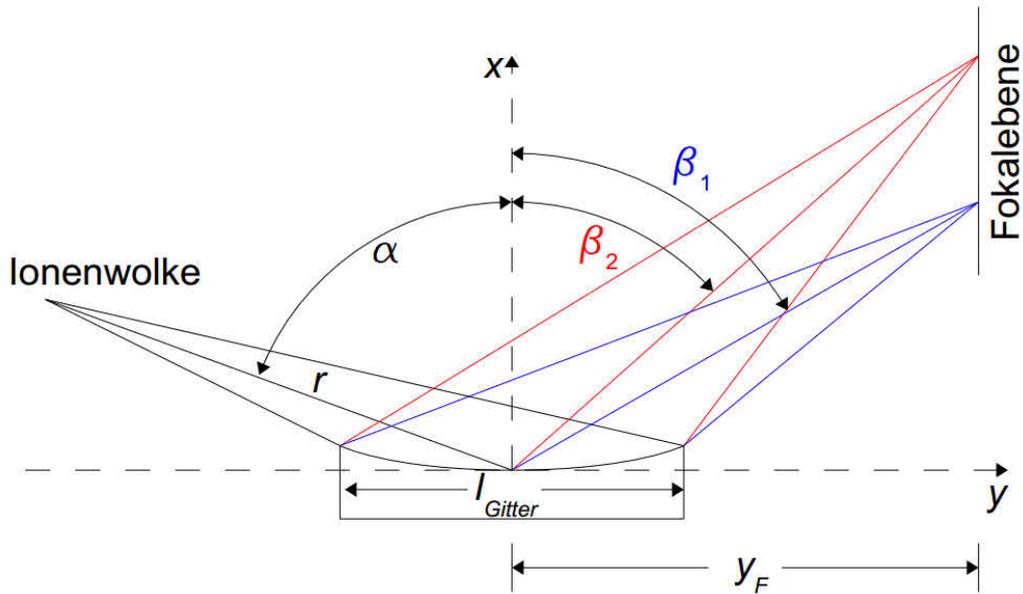


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung wichtigster physikalischer Größen am Beugungsgitter. Abbildung nicht maßstabsgetreu. Grafik übernommen von [15].

Tabelle 3.1: Übersicht wichtigster Eigenschaften des Hitachi-Gitters. Die Daten sind [14] entnommen, wobei dort eine maximale Wellenlänge λ_1 von 25 nm angegeben wird. In nachfolgenden Messungen wurden Wellenlängenbereiche mit maximaler Wellenlänge bis zu 40 nm untersucht mit Inkaufnahme einer geringeren Spektrometer-Effizienz. Letzteres wurde nachfolgend mittels entsprechende Effizienzkorrekturen ausgeglichen, siehe Abschnitt Spektrometer-Effizienz.

R	θ	r	y_F	α	β_1	β_2	$\lambda_2 - \lambda_1$	L
(mm)	($^\circ$)	(mm)	(mm)	($^\circ$)	($^\circ$)	($^\circ$)	(nm)	(mm)
13450	1,9	564	563,2	87	75,61	83,04	5-40	75,73

3.2.2 CCD-Kamera

Der Photonen-Detektion auf der Fokalebene dient eine vakuumtaugliche Röntgen-CCD-Kamera der Firma Andor. Der verwendete CCD-Chip ist dabei für einen Photonenenergiebereich zwischen 1 eV und 10 keV ausgelegt, was durch eine rückseitige Beleuchtung ermöglicht wird (engl.: back-illuminated). Bei vorderseitiger Beleuchtung sitzen die lichtsensitiven Pixel auf einem Silizium-Wafer einer Stärke von 500 μm , auf welchem wiederum die Ausleseelektroden montiert sind. Der Nachteil hierbei ist eine Photonen-Absorption durch die Ausleseelektroden.

Bei rückseitiger Beleuchtung durchqueren die Photonen den Silizium-Wafer, um dann in den Pixeln detektiert zu werden. Der Wafer wurde zu diesem Zweck auf $10\ \mu\text{m}$ geschliffen, um den Weg im Material zu verkürzen. Der CCD-Chip verfügt über 2048×2048 Pixel des Maßes $13,3\ \mu\text{m} \times 13,5\ \mu\text{m}$ auf einer Gesamtfläche von $27,6\ \text{mm} \times 27,6\ \text{mm}$. Jeder Pixel kann unabhängig der anderen als Silizium-Halbleiterdiode aufgefasst werden. Wird ein Photon absorbiert, so erfolgt eine Anregung von Elektronen von Valenz- in Leitungsband und eine Detektion dieser Elektronen durch die Auslese-Elektronik. Durchschnittlich bedarf es dabei einer Anregungsenergie von $3,65\ \text{eV}$. Das Signal wird verstärkt und mittels eines Analog-Digital-Wandlers (ADC, engl.: analog-to-digital converter) derart umgewandelt, dass es für den Computer nutzbar ist. Eine vom Kamerahersteller bereitgestellte Software gleichen Namens (Andor) dient der Ansteuerung der CCD-Kamera. Mithilfe dieser werden die ausgelesenen Pixelwerte in einer zweidimensionalen Matrix zeilenweise abgespeichert [2].

3.3 Vakuum- und Gasinjektionssystem

Im Inneren der EBIT liegt ein Ultrahochvakuum vor (UHV, Größenordnung $10^{-9} - 10^{-10}\ \text{mbar}$) [21]. Dieses wird durch ein zweistufiges Pumpsystem erzeugt. Hierzu befinden sich an Magnet-, Kanonen- und Kollektorkammer Turbomolekularpumpen, welche an ein gemeinsames Vorvakuum angeschlossen sind. Dieses wiederum wird durch eine weitere Turbomolekularpumpe erzeugt, deren Vorvakuum durch eine Scroll-Pumpe erzeugt wird. Das Ultrahochvakuum ist notwendig für den Betrieb der EBIT, da ein höherer Druck mit mehr Restgasatomen bzw. -molekülen einhergehen würde. Dies würde zu einem erhöhten Ladungsaustausch und somit zu einer geringeren Produktion höherer Ladungszustände führen. Via Gasinjektionssystem erfolgt die Zufuhr des zu ionisierenden Gases. Das System setzt sich aus einem Dosierventil und zwei durch eine Blende getrennten differentiellen Druckstufen zusammen [3].

Kapitel 4

Spektroskopie von Eisenionen im extremultravioletten Bereich

Ein wichtiges Maß zur Beschreibung astrophysikalischer Plasmen ist die Dichte freier Elektronen [22], [25]. Zieht man Theorien heran, so kann man aus den Intensitätsverhältnissen von Spektrallinien die Elektronendichte bestimmen. Essenziell für die Astrophysik sind daher Messungen in Laboren, um derartige Theorien zu verifizieren. Ziel dieser Arbeit war eine solche Verifikation. Dafür wurden umgekehrt für unabhängig bestimmte Elektronendichten eines Laborplasmas die elektronendichteabhängigen Intensitätsverhältnisse verschiedener Eisen-Spektrallinien betrachtet und mit theoretischen Vorhersagen verglichen.

Mithilfe des im vorigen Kapitel beschriebenen Spektrometers wurde Fluoreszenzlicht überwiegend via Elektronenstoß angeregter Eisenionen aufgezeichnet, welche zuvor in der Elektronenstrahl-Ionenfalle FLASH-EBIT erzeugt und gespeichert wurden. Um einen Gesamtwellenlängenbereich von 25-35 nm zu erfassen und da der Sensor der CCD-Kamera einen solchen Bereich nicht abdeckt, wurden zwei unabhängige Messreihen für die Wellenlängenbereiche 28-40 nm und 25-35 nm durchgeführt. Es konnten Emissionslinien von Eisenionen der Ladungszustände X bis XVI identifiziert werden. Weiter fand eine unabhängige Bestimmung der im Laborplasma vorherrschenden Elektronendichte statt. Anhand der aufgezeichneten Eisen-Emissionsspektren konnten die Intensitäten diverser Eisen-Emissionslinien

gemessen sowie Verhältnisse dieser in Abhängigkeit der bestimmten Elektronendichte berechnet werden, um einen Vergleich zu theoretischen Vorhersagen zu ziehen.

In diesem Kapitel wird zunächst auf die Erzeugung der zu spektroskopierenden Eisenionen eingegangen, woraufhin die Ergebnisse der Spektroskopie der Eisenionen für die beiden Wellenlängenbereiche 28-40 nm und 25-35 nm dargestellt werden. Am Beispiel des Wellenlängenbereichs 28-40 nm wird vorab erklärt, welche Korrektur an allen in dieser Arbeit aufgezeigten aufgenommenen Spektren vernommen wurde. Weiter werden die Kalibration, der Untergrundabzug und die Spektrometer-Effizienz beleuchtet. Kapitel 5 thematisiert dann die rechnerische Ermittlung der im Experiment vorliegenden Elektronendichte, die Verhältnisbestimmung ausgewählter observierter Emissionslinien sowie den Vergleich mit theoretischen Vorhersagen.

4.1 Erzeugung von Eisenionen

Um Eisenionen erzeugen zu können, muss sich das injizierte Eisen im gasförmigen Zustand befinden. Eisen ist bei Zimmertemperatur und Normaldruck fest. Daher wurde Eisen in Form Eisenpentacarbonyl via Gasinjektionssystem injiziert, eine Verbindung, die sich unter Normalbedingungen im flüssigen Zustand befindet, jedoch einen Dampfdruck von etwa 30 mbar aufweist. Deswegen befinden sich in der an das Injektionssystem angeschlossenen Flasche ausreichend viele Moleküle in Gasphase, welche in die Falle geleitet werden können. Die Eisenpentacarbonyl-Moleküle werden durch Elektronenstrahl aufgebrochen und es resultiert atomares sowie niedergeladenes Eisen, welches dem Elektronenstrahl dann zur Ionisierung zur Verfügung steht [3].

4.2 Wellenlängenbereich 28-40 nm

Gemessen wurde bei einer Stromstärke des Elektronenstrahls von 17 mA und einer Falltiefe von 40 V. Alle 37,7 Sekunden fand ein sogenannter Dump statt. Hierbei wird das Potential der zentralen Fallenelektrode kurzzeitig auf etwa 180 V ge-

KAPITEL 4. SPEKTROSKOPIE VON EISENIONEN IM EXTREMULTRAVIOLETTEN BEREICH

genüber ihrer Nachbar Elektroden gesetzt und so die Falle geleert. Motivation hierfür ist das Unterbinden eines Ansammelns schwerer Elemente in der Falle, welche das zu spektroskopierende Element verdrängen würden. Die Dump-Einstellungen blieben für alle in dieser Arbeit vorgestellten Messungen unverändert, weshalb sie im Folgenden nicht mehr erwähnt werden. Die CCD-Kamera des Spektrometers wurde zunächst derart eingestellt, dass der Sensor nach geometrischer Kalibration einen Wellenlängenbereich von etwa 28-40nm abdeckt. Die Aufnahmen wurden dabei in einem Bereich der unkorrigierten Elektronenstrahlenergie (unkorrigiert, da zu dieser noch Raumladungseffekte hinzukommen) von 300-700eV getätigt- in Schritten von 10eV im Bereich 300-560eV und später in 5eV-Schritten im Bereich 565-700eV mit dem Ziel, Emissionslinien von Eisenionen insbesondere der Ladungszustände XIII bis XVI zu observieren. Im Folgenden wird die unkorrigierte Elektronenstrahlenergie vereinfachend lediglich mit „Elektronenstrahlenergie“ bezeichnet. Die Belichtungszeit betrug für alle in dieser Arbeit vorgestellten Messungen 1800 Sekunden.

4.2.1 Korrektur des Spektrums

Bei den mit dem EUV-Spektrometer aufgenommenen Spektren gilt zu berücksichtigen, dass die CCD-Kamera geringfügig nicht parallel zur horizontalen Achse des Gitters angebracht ist, was sowohl eine leichte Krümmung als auch eine Schräglage des aufgenommenen Bildes gegenüber der Horizontalen hervorruft, siehe Abbildung 4.1. Wollte man das Bild unter diesen Voraussetzungen auf die dispersive Achse projizieren, um ein eindimensionales Spektrum (Histogramm mit der integrierten Anzahl an Ereignissen in jeder Pixelreihe) zu erhalten, so würde dies zu einer starken Verbreiterung der Linien führen. Bevor eine Projektion und so eine Analyse möglich ist, muss daher eine Korrektur der aufgenommenen Spektrallinien vernommen werden. Zur Begradigung der Spektren wird ein Programm verwendet, welches zur Korrektur der Krümmung die Pixel quadratisch und zur Korrektur der Schräglage linear verschiebt. Zudem erkennt das Programm Pixel von extremer Zählrate, die auf hochenergetische kosmische Strahlung zurückzuführen sind (cosmics), und maskiert diese.

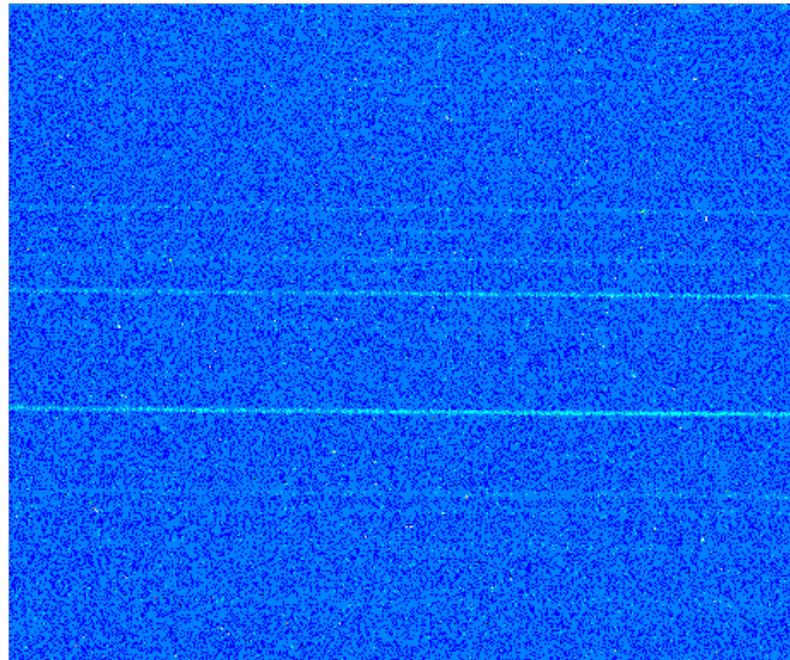


Abbildung 4.1: Unkorrigierter Output der CCD-Kamera bei einer Stromstärke des Elektronenstrahls von 17 mA, einer Falltiefe von 40 V und einer Elektronenstrahlenergie von 430 eV.

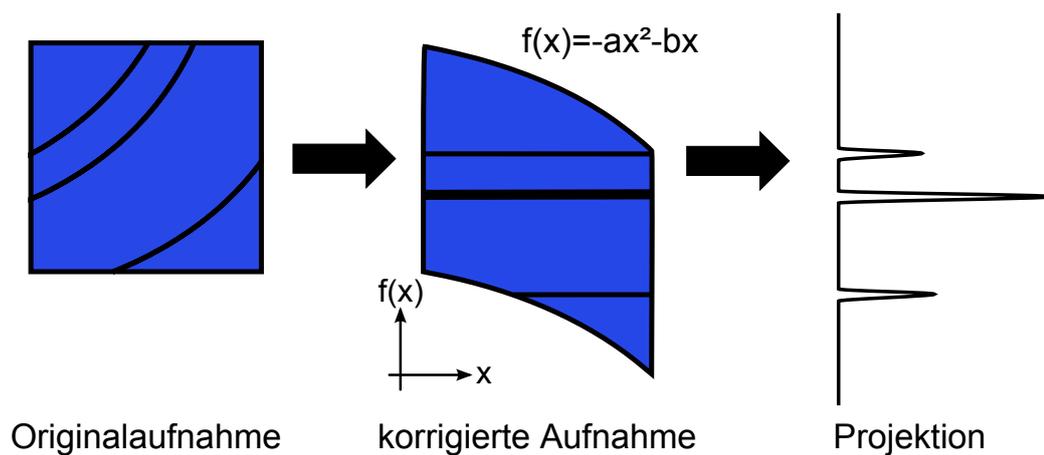


Abbildung 4.2: Bildliche Veranschaulichung der Datenkorrektur. Verschiebung der Originalaufnahmen mittels einer quadratischen Funktion und Mittelung der Zählrate senkrecht zur dispersiven Achse. Abbildung übernommen von [2].

4.2.2 Kalibration

Zur späteren Identifikation von Eisen-Emissionslinien ist es nötig, das EUV-Spektrometer für die eingestellte Kameraposition zu kalibrieren, das heißt den Positionen auf dem CCD-Sensor eine Wellenlänge zuzuordnen. Dies erfolgt mittels einer von der eigentlichen Messreihe unabhängigen Erzeugung von Ionen mit bereits vermessenen Spektren. Mithilfe einer vorhergehenden groben geometrischen Kalibration können in jenen Kalibrationsspektren charakteristische Referenzlinien identifiziert werden, deren Wellenlängen in Datenbanken zu finden sind. Für die Referenzlinien, die sogenannten Kalibrationslinien, sind nun sowohl die Positionen auf dem CCD-Sensor in Einheiten von Pixeln ablesbar, als auch die korrespondierende Wellenlänge bekannt und es kann eine Funktion an diese angepasst werden, welche die gesuchte Zuordnung von Wellenlänge zu Position auf dem CCD-Sensor ermöglicht. Zur Vereinfachung wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit eine Position auf dem CCD-Sensor in Einheiten von Pixeln meist vereinfachend mit „Pixel“ bezeichnet.

In der Regel wird eine solche Kalibration mit einem anderen Element als dem letztendlich zu spektroskopierenden durchgeführt, um eine Unabhängigkeit zu gewährleisten. Da es in unserem Fall weniger um eine exakte Spektroskopie geht, sondern vielmehr um die spätere Ermittlung diverser Intensitätsverhältnisse bereits bekannter Eisen-Emissionslinien, wurde sich auch bei der Kalibration aufgrund der Wohlbekanntheit vieler Emissionslinien für das Element Eisen entschieden. Zur Kalibration des Spektrometers wurden Messungen bei einer Stromstärke von 45 mA und einer Falltiefe von 40 V durchgeführt. Für die späteren Messungen wurde der Strahlstrom zugunsten einer besseren spektralen Auflösung auf 17 mA reduziert, allerdings mit Konsequenz einer Verringerung der Anzahl an Ionen. Die CCD-Kamera wurde wieder derart eingestellt, dass der Sensor nach grober Geometrie einen Wellenlängenbereich von 28-40 nm abdeckt. Die Aufnahmen fanden in einem Energiebereich des Elektronenstrahls von 450 eV-620 eV statt, dabei in Schritten von 20 eV zwischen 450 und 590 eV und einer einzelnen Messung bei 620 eV. Mithilfe der groben, geometrischen Kalibration ließen sich markante Linien höherer Ladungszustände entsprechenden Wellenlängen-Einträgen aus

4.2. WELLENLÄNGENBEREICH 28-40 NM

der Datenbank des National Institute of Standard and Technology (NIST) [20] zuordnen.

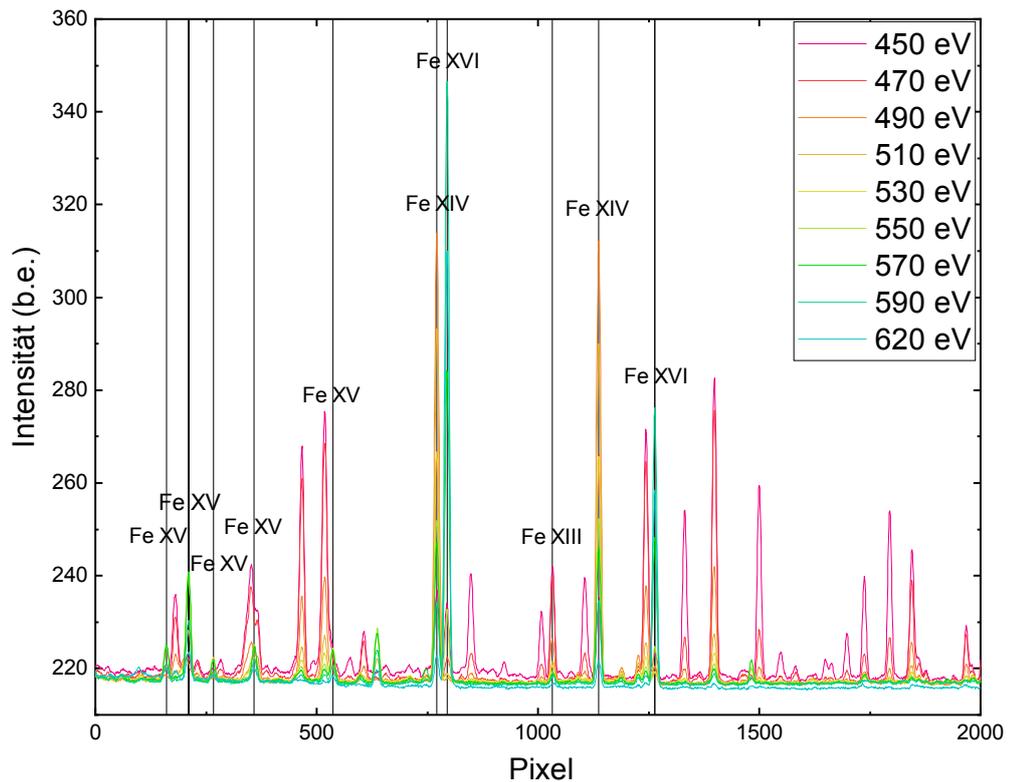


Abbildung 4.3: Linienidentifikation zur Erstellung der Kalibrationsfunktion. Farblich gekennzeichnet sind die Spektren bei verschiedenen Elektronenstrahlenergien.

Zur Erstellung einer Kalibrationsfunktion erfolgte zunächst eine Anpassung einer Gauß-Kurve an die jeweiligen Peaks zur Bestimmung der jeweiligen Schwerpunkte, siehe Abbildung 4.4. Diese Anpassung und somit die Positionen jeweiliger Schwerpunkte ist fehlerbehaftet. Im Folgenden sind daher für alle angegebenen Pixelwerte auch jeweils entsprechende Fehler angegeben.

KAPITEL 4. SPEKTROSKOPIE VON EISENIONEN IM EXTREMULTRAVIOLETEN BEREICH

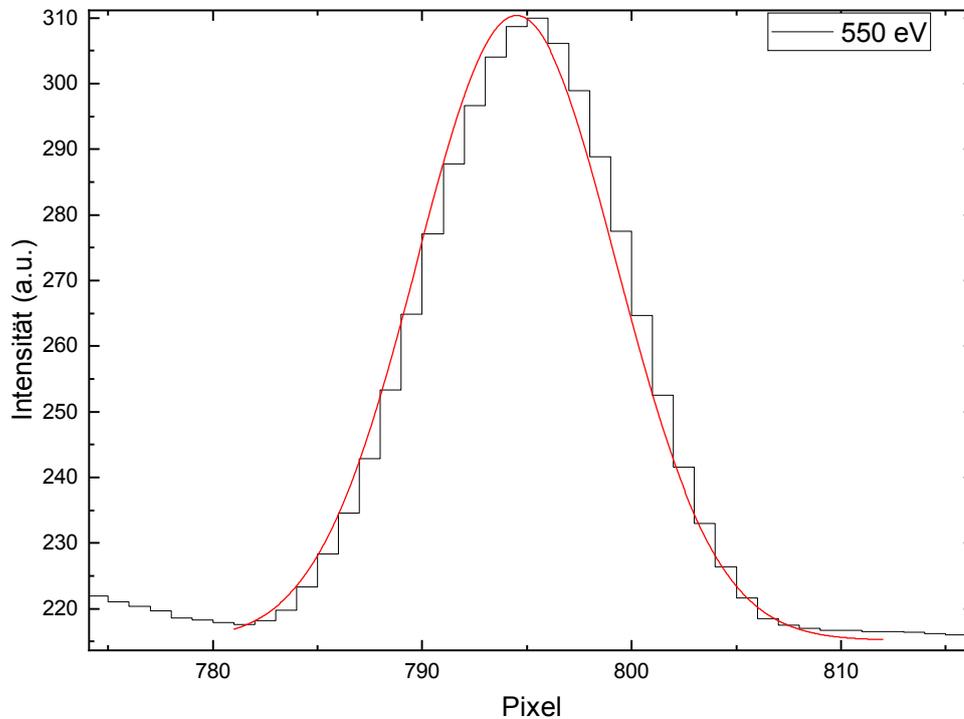


Abbildung 4.4: Anpassung einer Gaußkurve an einen Peak.

Daraufhin wurden die entsprechend zugeordneten Wellenlängen der NIST-Datenbank gegen die so ermittelten Peak-Positionen aufgetragen. Es handelt sich um ein iteratives Verfahren: Für den schmalen aufgezeichneten Wellenlängenbereich kann die Dispersionsfunktion des Spektrometers sehr gut durch eine quadratische Funktion angenähert werden, der Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Position auf dem CCD-Sensor ist in noch größerer Näherung sogar fast linear [2], [21]. Zuerst wurden die Linien bei 33,541 nm und 36,076 nm (jeweils Ladungszustand Fe XVI) identifiziert. An diese passte man nun eine lineare Funktion an, um eine erste Verbesserung der geometrischen Kalibration zu erhalten.

In mehreren Schritten wurden weitere Linien identifiziert und der Fit erneut angepasst.

4.2. WELLENLÄNGENBEREICH 28-40 NM

Tabelle 4.1: Eingetragen sind die Pixelpositionen der Linien, ihre Fehler, die korrespondierende NIST-Wellenlänge und der zugehörige Ladungszustand sowie die Elektronenkonfiguration des End- und Anfangszustandes des jeweiligen Übergangs bei einer Stromstärke des Elektronenstrahls von 45 mA. Der Fehler der NIST-Wellenlänge beträgt jeweils 0,001 nm.

Pixel	Fehler Pixel	Wellenlänge (nm)	Ladungs- zustand	Elektronenkonfiguration (des Endzustandes - des Anfangszustandes)
160,204	0,087	30,233	Fe XV	$3s3p^3P_0 - 3p^2^3P_1$
210,321	0,050	30,489	Fe XV	$3s3p^3P_2^o - 3p^2^3P_2$
266,249	0,126	30,775	Fe XV	$3s3p^3P_1^o - 3p^2^3P_1$
358,540	0,108	31,256	Fe XV	$3s3p^3P_1^o - 3p^2^1D_2$
536,333	0,082	32,177	Fe XV	$3s3p^3P_2^o - 3p^2^3P_1$
771,420	0,029	33,417	Fe XIV	$3s^23p^2P_{1/2}^o - 3s3p^2D_{3/2}$
794,490	0,014	33,541	Fe XVI	$2p^63s^2S_{1/2} - 2p^63p^2P_{3/2}^o$
1032,790	0,029	34,818	Fe XIII	$3s^23p^2^3P_0 - 3s3p^3^3D_1$
1137,100	0,019	35,383	Fe XIV	$3s^23p^2P_{3/2}^o - 3s3p^2^2D_{5/2}$
1263,970	0,014	36,076	Fe XVI	$2p^63s^2S_{1/2} - 2p^63p^2P_{1/2}^o$

Ab einer gewissen Anzahl identifizierter Linien ist eine quadratische Anpassung der Form

$$\lambda = a \cdot x^2 + b \cdot x^1 + c \quad (4.1)$$

geeigneter. Hierbei steht λ für die Wellenlänge in nm, c für den y-Achsenabschnitt in nm und a (nm/Pixel²) und b (nm/Pixel) für die beiden weiteren Koeffizienten des Polynoms.

Es ergab sich:

$$a = 29,41893 \pm 0,0010$$

$$b = 0,005052 \pm 4,0 \cdot 10^{-6}$$

$$c = 1,691 \cdot 10^{-7} \pm 2,459 \cdot 10^{-9}.$$

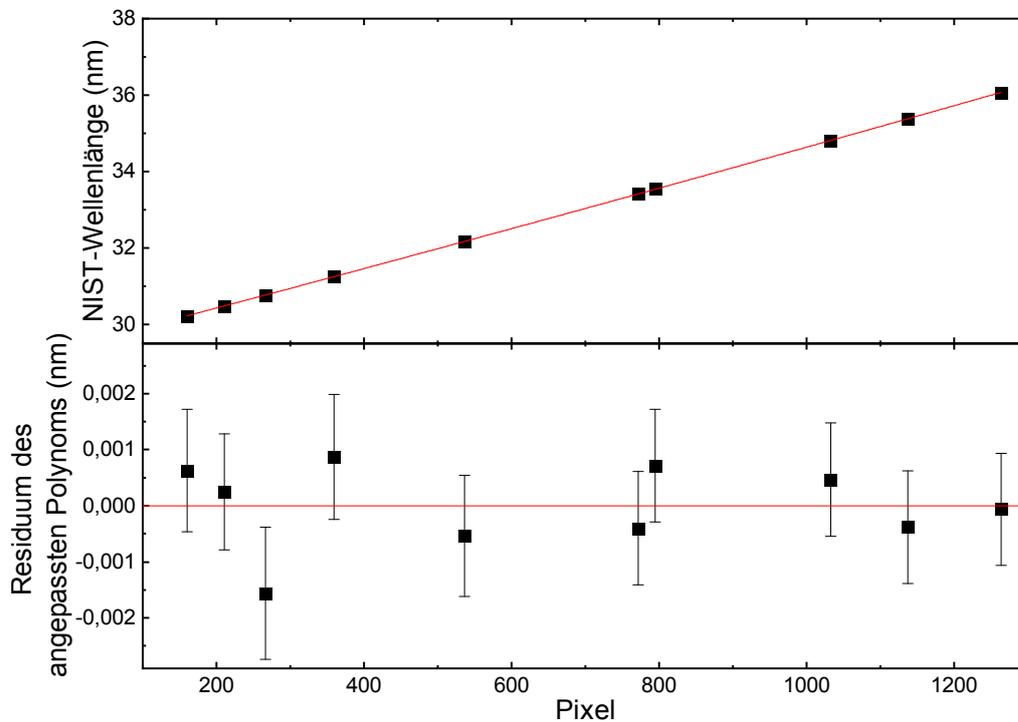


Abbildung 4.5: Positionen der Eisen-Kalibrationslinien gegen die korrespondierende NIST-Wellenlänge. Die polynomielle Anpassung ist in Rot dargestellt. Stromstärke 45 mA.

Die Residuen liegen, wie in der Abbildung erkenntlich, statistisch verteilt um die Null. In guter Näherung ergeben sich dabei die Fehlerbalken der Residuen nach der Formel:

$$\Delta y = \sqrt{(\Delta \lambda_{\text{NIST}})^2 + (\Delta x_{\text{Pixel}} \cdot b)^2}. \quad (4.2)$$

4.2.3 Untergrundabzug

Zu beachten, wie auch in Abbildung 1 ersichtlich, liegt in den Spektren ein Untergrund vor. Dieser setzt sich zusammen aus Streulicht, Ausleserauschen und thermischem Rauschen. Der Untergrund beeinflusst die Kalibration nicht. Eine Möglichkeit eines Abzuges dieses Untergrundes wäre, eine sogenannte Untergrundmessung zu jedem der aufgenommenen Spektren durchzuführen. Eine solche geschieht bei geschlossener Injektion und unter sonst gleichen Bedingungen. Die Werte, die man auf diese Weise erhielte, könnte man dann von den eigentlichen Messungen abziehen. Die Untergrundmessung würde allerdings die Zeit der Da-

tenaufnahme verdoppeln und in der Praxis hat sich gezeigt, dass in guter Näherung die Untergrunds-Korrektur auch rechnerisch durchgeführt werden kann. Hierfür wurde sich im Falle der beleuchteten Untersuchungen entschieden. Dazu wählt man eine ausreichende Anzahl an Punkten, welche dem Untergrund angehörig sind, im jeweiligen Spektrum aus und erstellt mittels einer Spline-Interpolation eine sogenannte Basislinie. Diese kann nun vom eigentlichen Spektrum subtrahiert werden.

4.2.4 Spektrometer-Effizienz

Zu berücksichtigen ist, dass das EUV-Spektrometer für Photonen verschiedener Wellenlängen eine unterschiedliche Detektionseffizienz aufweist. Die Effizienz des Spektrometers ergibt sich aus der Effizienz der CCD-Kamera, des Gitters und des ADC [2]. Um die Intensitäten der Linien vergleichen zu können, gilt es, die tatsächlichen Intensitäten zu rekonstruieren. Dies erfolgt via Division der gemessenen Intensitäten durch die Spektrometer-Effizienz.

KAPITEL 4. SPEKTROSKOPIE VON EISENIONEN IM EXTREMULTRAVIOLETEN BEREICH

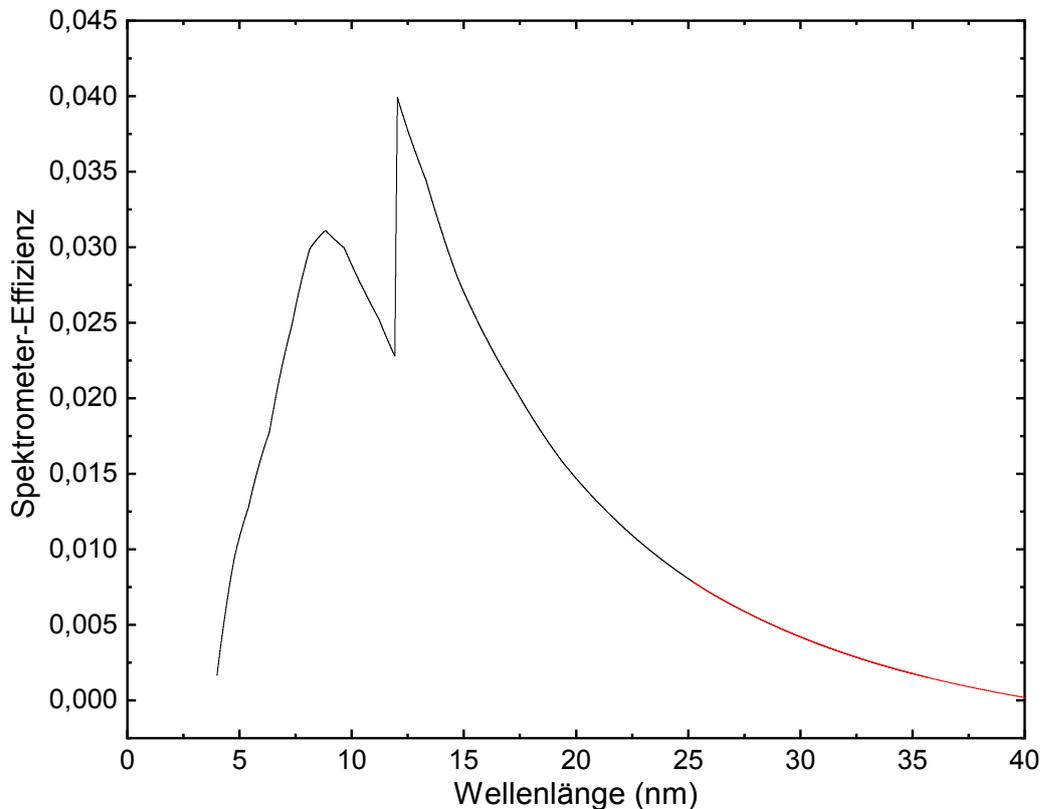


Abbildung 4.6: Spektrometer-Effizienz in Abhängigkeit der Wellenlänge nach Baumann [2], wobei im Bereich zwischen 35 und 40 nm eine Extrapolation vorgenommen wurde, Stand 2012.

Es lag die Vermutung nahe, dass die in Abbildung 4.6 dargestellte Effizienzkurve bedingt ihres Alters nicht mehr auf Spektrometeraufzeichnungen im Jahre 2020 anwendbar ist. Zur Überprüfung jener Überlegung und Aktualisierung der Spektrometereffizienz zog man durch CHIANTI (Details siehe Abschnitt 2.4) vorhergesagte Intensitätsverhältnisse diverser Eisen-Emissionslinien heran, um gleichartige experimentell ermittelte Linienintensitätsverhältnisse vor Effizienzkorrektur mit diesen vergleichen zu können. Grundsätzlich kann ein beliebiges Linienintensitätsverhältnis als Funktion der Elektronendichte aufgefasst werden. Da diese für unser Experiment erst in späteren Untersuchungen (siehe Kapitel 5) berechnet wurde, also zu diesem Zeitpunkt noch nicht bekannt war, wurden speziell nicht bzw. nur schwach von der Elektronendichte abhängige Intensitätsverhältnisse herangezogen. Sämtliche in dieser Arbeit verwendeten CHIANTI-Daten wurden von Dr. Stepan Dobrodey berechnet und bereitgestellt.

4.2. WELLENLÄNGENBEREICH 28-40 NM

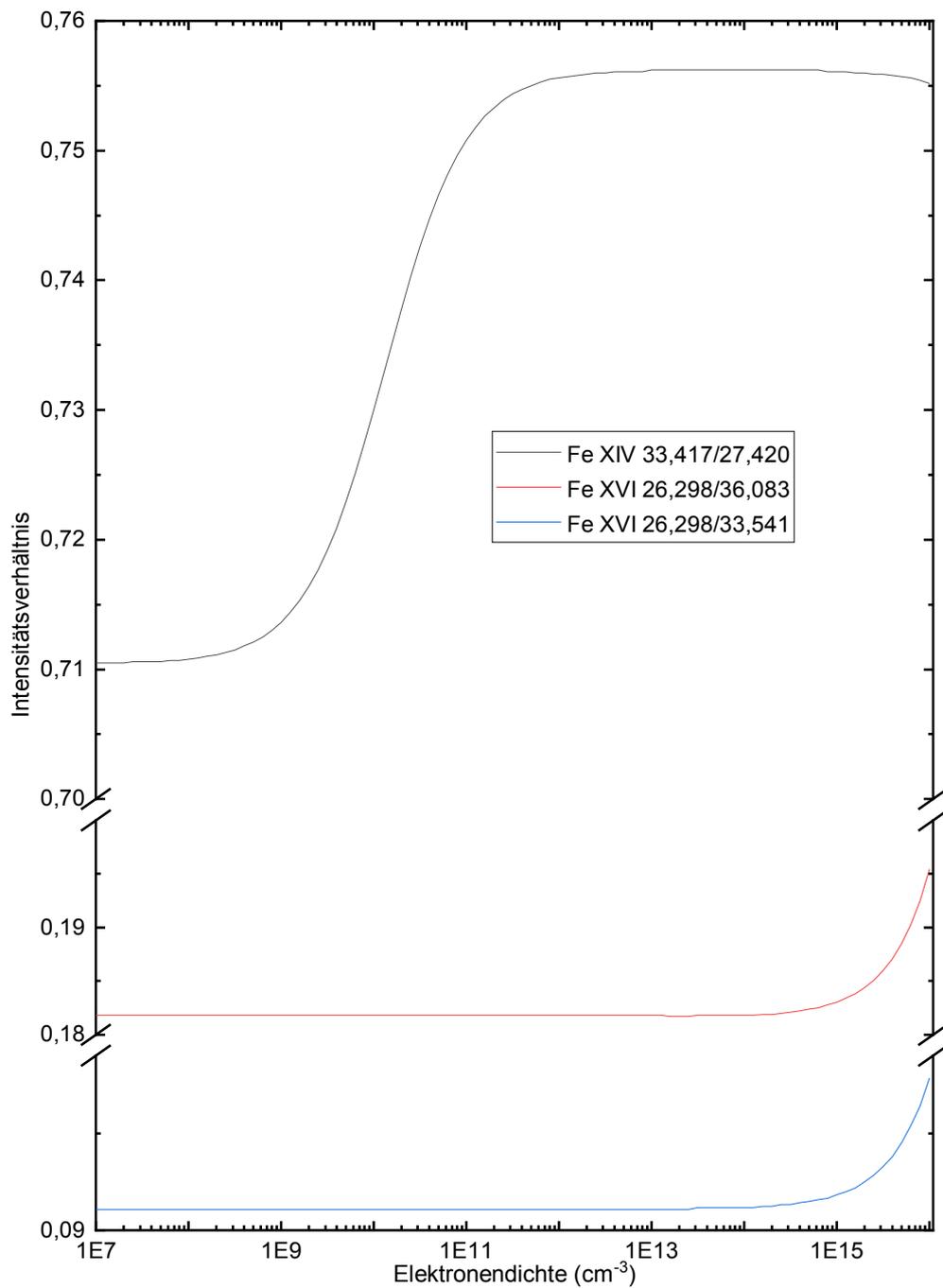


Abbildung 4.7: Dargestellt sind drei im abgebildeten Bereich nicht- bzw. schwach-elektronendichteabhängige Intensitätsverhältnisse von Fe XIV- bzw. Fe XVI-Emissionslinien, berechnet mithilfe CHIANTI

KAPITEL 4. SPEKTROSKOPIE VON EISENIONEN IM EXTREMULTRAVIOLETTEN BEREICH

Das Wissen über eine zu einer bestimmten Wellenlänge relative Spektrometer-Effizienz ist zur späteren korrekten Wiedergabe der Verhältnisse observierter Linien ausreichend. Zur Rekonstruktion einer aktuellen relativen Spektrometer-Effizienz betrachtete man die wellenlängeabhängige Spektrometereffizienz für verschiedene Wellenlängen relativ zur Effizienz bei 26,298 nm.

Tabelle 4.2: Vergleich experimentell ermittelter Linienverhältnisse vor Effizienzkorrektur mit den in 4.7 dargestellten mittels CHIANTI ermittelten theoretischen Berechnungen. Aufgeführt sind in der ersten Spalte die Wellenlängen für welche die Effizienz relativ zur Effizienz bei 26,298 nm untersucht wurde. In Spalte 2 bis 4 finden sich die Bezeichnungen der in Betracht gezogenen nicht-elektronendichtesensitiven Linienverhältnisse sowie jeweils deren theoretische und experimentelle Werte. Aufgeführte experimentell bestimmte Intensitätsverhältnisse basieren dabei auf den Verhältnissen der Flächen unterhalb der an jeweilige Peaks angepassten Gaußkurven. In Spalte 5 ist das jeweilige Verhältnis des theoretischen und experimentellen Werts gelistet, mit dessen Hilfe schließlich die Bestimmung der geschilderten relativen Effizienz, Spalte 6, möglich war. Fehler nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung. Nicht aufgeführte Fehler wurden als vernachlässigbar erachtet. Es wurde vereinfacht angenommen, dass die Spektrometereffizienz für 33,541 nm gleich der für 33,417 nm ist.

Wellenlänge (nm)	betrachtetes Linienverhältnis	R_{theo}	R_{exp}	R_{theo}/R_{exp}	relative Effizienz zur 26,298 nm
36,083	Fe XVI 26,298/ 36,083	0,182	0,390 $\pm 0,010$	0,47 $\pm 0,01$	0,47 $\pm 0,01$
33,541	Fe XVI 33,541/ 26,298	10,98	6,96 $\pm 0,01$	1,58	0,63 $\pm 0,01$
27,420	Fe XIV 33,417/ 27,420	0,74 $\pm 0,03$	0,54 $\pm 0,01$	0,073 $\pm 0,03$	0,86 $\pm 0,04$

4.2. WELLENLÄNGENBEREICH 28-40 NM

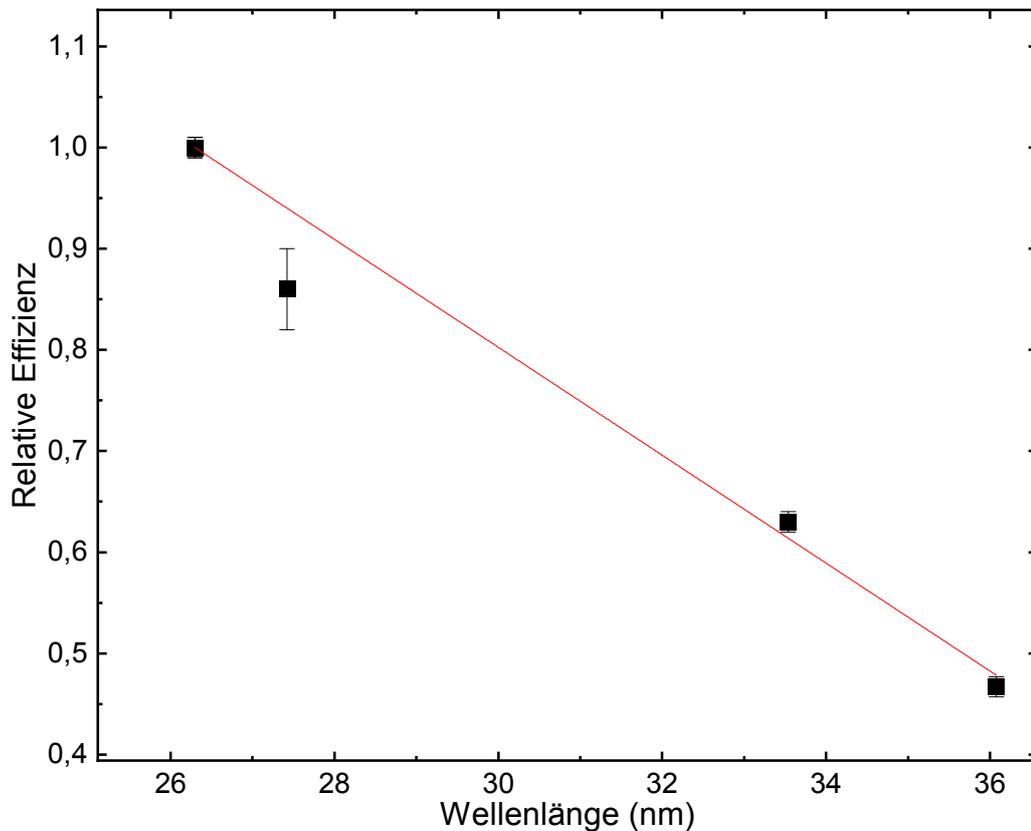


Abbildung 4.8: Spektrometer-Effizienz relativ zur Effizienz bei 26,298 nm aufgetragen gegen die Wellenlänge. Aufgetragen sind neben der gleich 1 gesetzten relativen Effizienz bei 26,298 nm die in Tabelle 4.2, Spalte 6, aufgeführten relativen Effizienzen für weitere 3 Wellenlängen. Linearer Fit.

Für eine lineare Anpassung der Form

$$\eta(\lambda) = a \cdot \lambda + \eta_0, \quad (4.3)$$

wobei η die relative Spektrometer-Effizienz bezeichnet, λ die Wellenlänge in nm, a den Steigungskoeffizienten der linearen Funktion (1/nm) und η_0 den y-Achsenabschnitt, ergab sich:

$$a = -0,05332$$

$$\eta_0 = 2,4022 \pm 0,0576,$$

wobei der sich für a ergebende Fehler als vernachlässigbar erachtet wurde.

Für den für diese Arbeit interessanten Wellenlängenbereich von 25-40 nm wurde

KAPITEL 4. SPEKTROSKOPIE VON EISENIONEN IM EXTREMULTRAVIOLETTEN BEREICH

die auf dargestellte Weise abgeschätzte Spektrometer-Effizienz angenommen und schaffte die Basis für alle nachfolgenden Effizienzkorrekturen.

4.2.5 Linienidentifikation

Mithilfe der erstellten Kalibration bei 45 mA konnten nun Linien der Spektren der 17 mA-Messungen zugeordnet werden, siehe Tabelle 4.3.

Tabelle 4.3: Eingetragen sind die Pixelpositionen der Linien, ihre Fehler, die korrespondierende NIST-Wellenlänge und der zugehörige Ladungszustand sowie die Elektronenkonfiguration des End- und Anfangszustandes des jeweiligen Übergangs bei einer Stromstärke des Elektronenstrahls von 17 mA. Der Fehler der NIST-Wellenlänge beträgt jeweils 0,001 nm.

Pixel	Fehler Pixel	Wellenlänge (nm)	Ladungs- zustand	Elektronenkonfiguration (des Endzustandes - des Anfangszustandes)
363,630	0,245	31,2164	Fe XIII	$3s^2 3p^2 \ ^3P_1 - 3s 3p^3 \ ^3P_1^o$
528,718	0,129	32,080	Fe XIII	$3s^2 3p^2 \ ^3P_2 - 3s 3p^3 \ ^3P_2^o$
782,347	0,058	33,417	Fe XIV	$3s^2 3p \ ^2P_{1/2}^o - 3s 3p^2 \ ^2D_{3/2}$
805,227	0,064	33,541	Fe XVI	$2p^6 3s \ ^2S_{1/2} - 2p^6 3p \ ^2P_{3/2}^o$
859,027	0,097	33,826	Fe XII	$3s^2 3p^3 \ ^2D_{5/2}^o - 3s 3p^4 \ ^2D_{5/2}$
911,978	0,071	34,111	Fe XI	$3s^2 3p^4 \ ^3P_2 - 3s 3p^5 \ ^3P_1^o$
998,171	0,155	34,572	Fe X	$3s^2 3p^5 \ ^2P_{3/2}^o - 3s 3p^6 \ ^2S_{1/2}$
1019,226	0,050	34,685	Fe XII	$3s^2 3p^3 \ ^4S_{3/2}^o - 3s 3p^4 \ ^4P_{1/2}$
1147,468	0,109	35,3823	Fe XIV	$3s^2 3p \ ^2P_{3/2}^o - 3s 3p^2 \ ^2D_{5/2}$
1274,777	0,046	36,076	Fe XVI	$2p^6 3s \ ^2S_{1/2} - 2p^6 3p \ ^2P_{1/2}^o$
1276,410	0,038	36,083	Fe XIV	$3s 3p^2 \ ^2D_{3/2} - 3p^3 \ ^2D_{3/2}^o$
1342,222	0,026	36,447	Fe XII	$3s^2 3p^3 \ ^4S_{3/2}^o - 3s 3p^4 \ ^4P_{5/2}$
1748,073	0,107	38,709	Fe XV	$3s 3d \ ^3D_2 - 3p 3d \ ^3F_3^o$

Eine Änderung der Elektronenstrahl-Stromstärke kann zu einer geringfügigen Neuausrichtung des Elektronenstrahls führen. Daher wurde an die in Tabelle 4.3 aufgeführten zugeordneten Linien erneut eine quadratische Funktion angepasst, erneut von der Form:

$$\lambda = a \cdot x^2 + b \cdot x^1 + c. \quad (4.4)$$

4.2. WELLENLÄNGENBEREICH 28-40 NM

Hierbei steht λ wieder für die Wellenlänge in nm, c für den y-Achsenabschnitt in nm und a (nm/Pixel²) und b (nm/Pixel) für die beiden weiteren Koeffizienten des Polynoms.

Es ergab sich:

$$c = 29,35541 \pm 0,00298$$

$$b = 0,00506 \pm 0,00001$$

$$a = 1,637 \cdot 10^{-7} \pm 0,003 \cdot 10^{-7}.$$

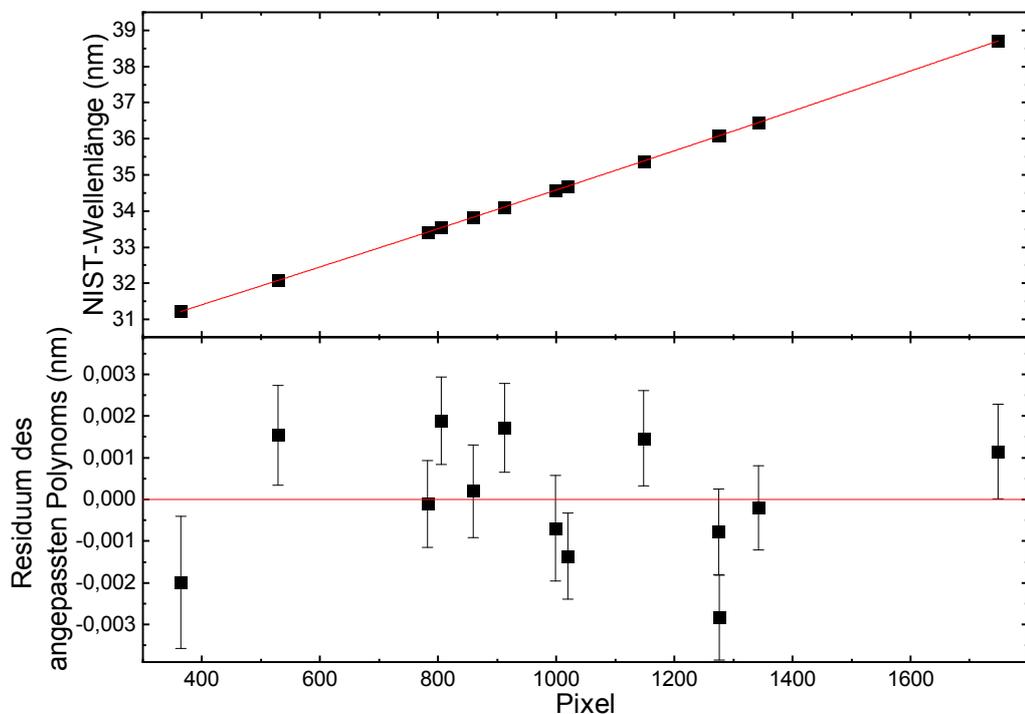


Abbildung 4.9: Positionen der Kalibrationslinien gegen die korrespondierende NIST-Wellenlänge. Die polynomielle Anpassung ist in Rot dargestellt. Stromstärke 17 mA. Statistische Verteilung der Residuen um die Null. Fehlerbalken siehe Formel 4.2.

4.2.6 Spektren und 2D-Histogramm

Mittels der gewonnenen Kalibrationsfunktion ist es nun möglich, die gemessenen Intensitäten gegen die Wellenlängen aufzutragen. Bei den nachfolgenden Abbil-

KAPITEL 4. SPEKTROSKOPIE VON EISENIONEN IM EXTREMULTRAVIOLETTEN BEREICH

dungen 4.10 bis 4.18 wurde sowohl der Untergrund bereits subtrahiert als auch die Spektrometer-Effizienz berücksichtigt. Die vertikale Achse der jeweilig oberen Teilabbildung besitzt zum Zweck der Visualisierung von Emissionlinien geringerer Intensität Quadratwurzel-Skalierung.

4.19 zeigt ein zweidimensionales Histogramm, welches die für den Wellenlängenbereich 28-40 nm aufgezeichneten Spektren vereint. Da derartige 2D-Histogramme auch im weiteren Verlauf dieser Arbeit noch von Bedeutung sein werden, wird im Folgenden kurz auf den Aufbau und die Funktion eines solchen Histogramms eingegangen.

Aufbau und Funktion der in dieser Arbeit gezeigten zweidimensionalen Histogramme

Die Farbskala repräsentiert die aufgezeichnete Intensität. Blau entspricht einer niedrigen, rot einer hohen Intensität. Diese ist aufgetragen gegen die Wellenlänge auf horizontaler Achse und gegen die Elektronenstrahlenergie auf vertikaler Achse. Die Histogramme wurde mit der Software OriginPro 2020 generiert, wobei zur Erzeugung des glatten Verlaufs auf der Achse der Elektronenstrahlenergie eine Interpolation vorgenommen wurde. Aufgrund der elektronenstrahlenergieabhängigen Ladungszustandsverteilung, die hier gut sichtbar wird, erleichtert die Darstellung aufgenommener Spektren zusammengefasst in einem zweidimensionalen Histogramm die Identifikation von Emissionslinien.

4.2. WELLENLÄNGENBEREICH 28-40 NM

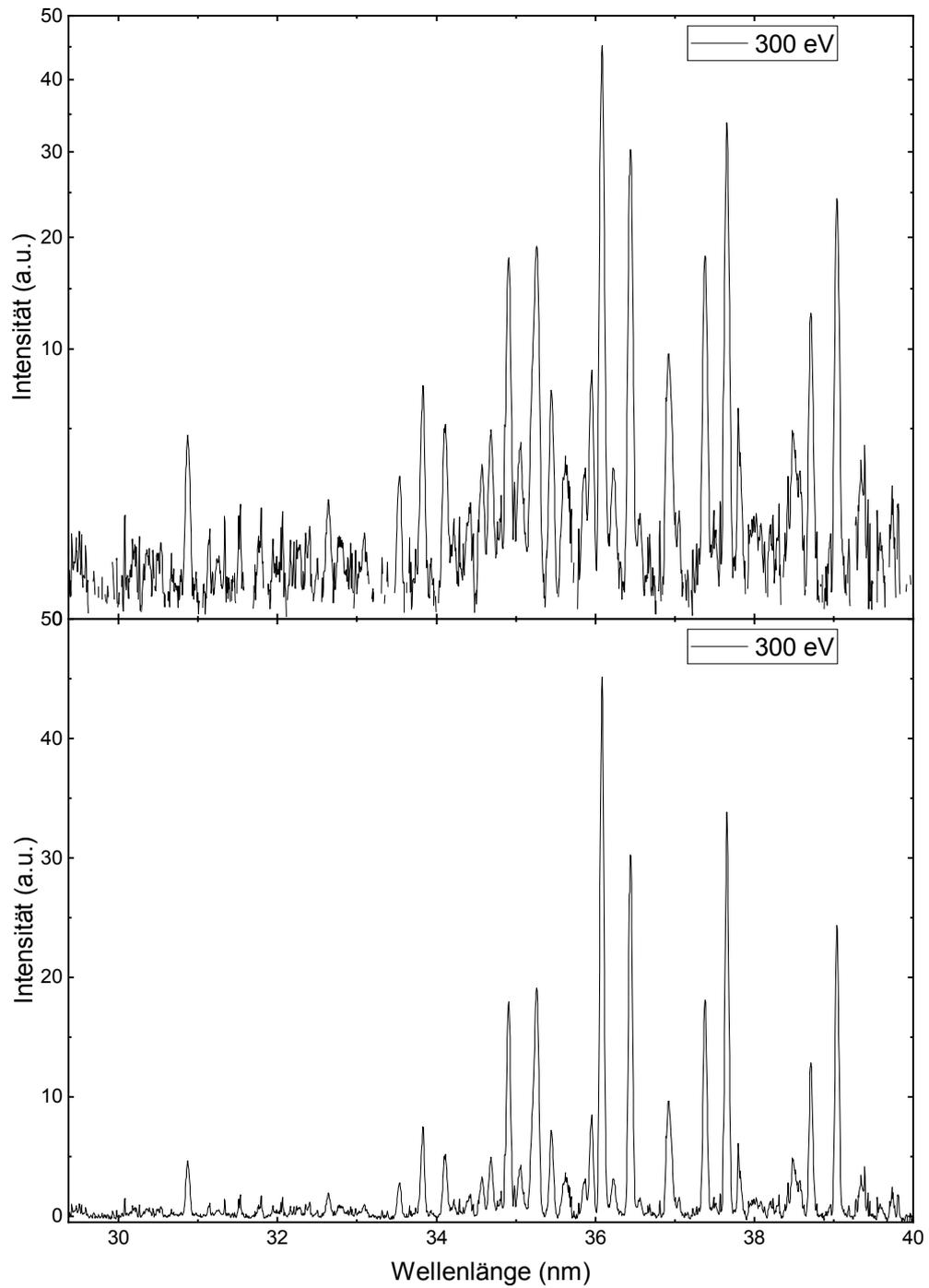


Abbildung 4.10: Intensität gegen die Wellenlänge bei einer Elektronenstrahlenergie von 300 eV.

**KAPITEL 4. SPEKTROSKOPIE VON EISENIONEN IM
EXTREMULTRAVIOLETTEN BEREICH**

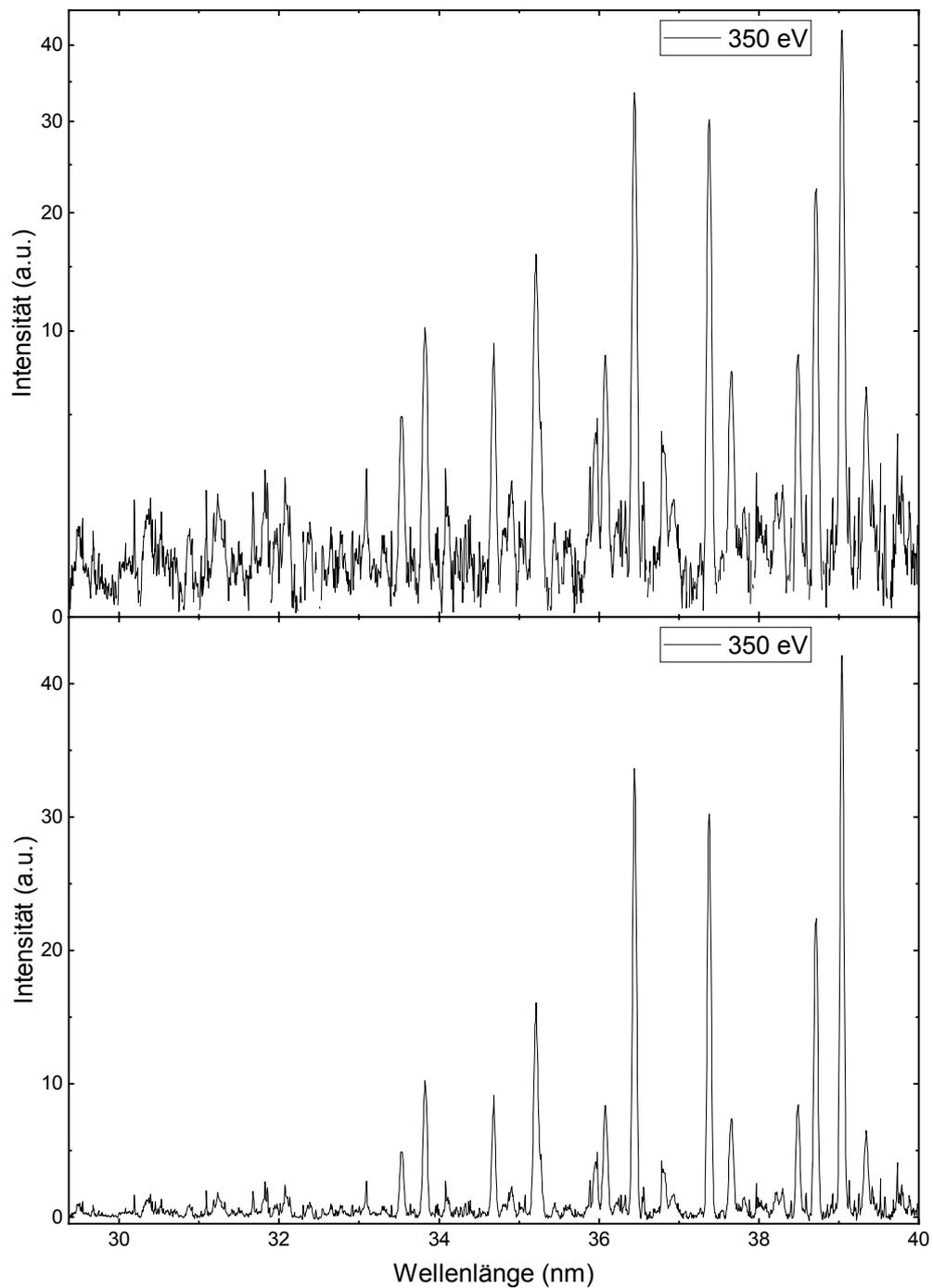


Abbildung 4.11: Intensität gegen die Wellenlänge bei einer Elektronenstrahlenergie von 350 eV.

4.2. WELLENLÄNGENBEREICH 28-40 NM

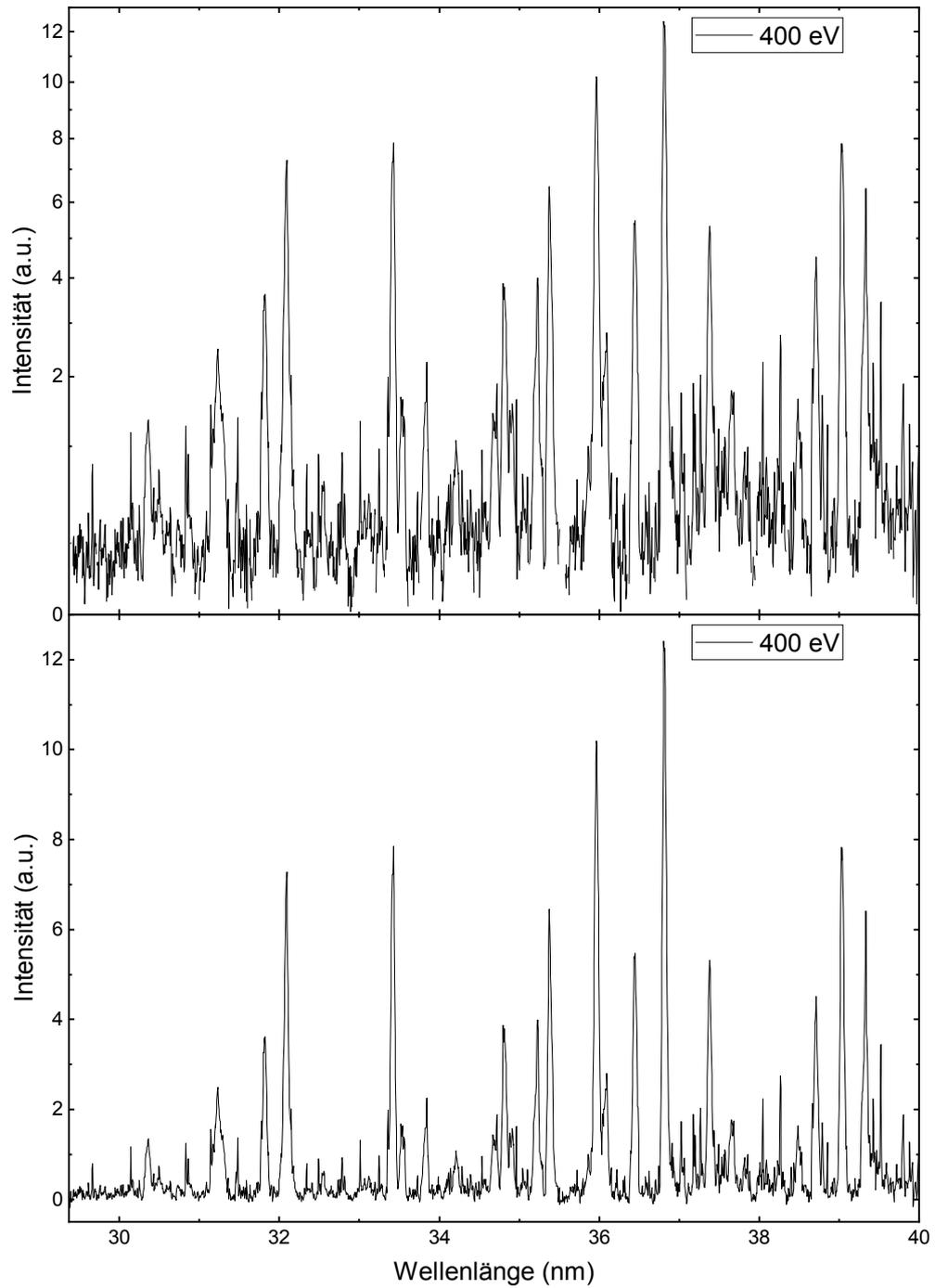


Abbildung 4.12: Intensität gegen die Wellenlänge bei einer Elektronenstrahlenergie von 400 eV.

KAPITEL 4. SPEKTROSKOPIE VON EISENIONEN IM
EXTREMULTRAVIOLETEN BEREICH

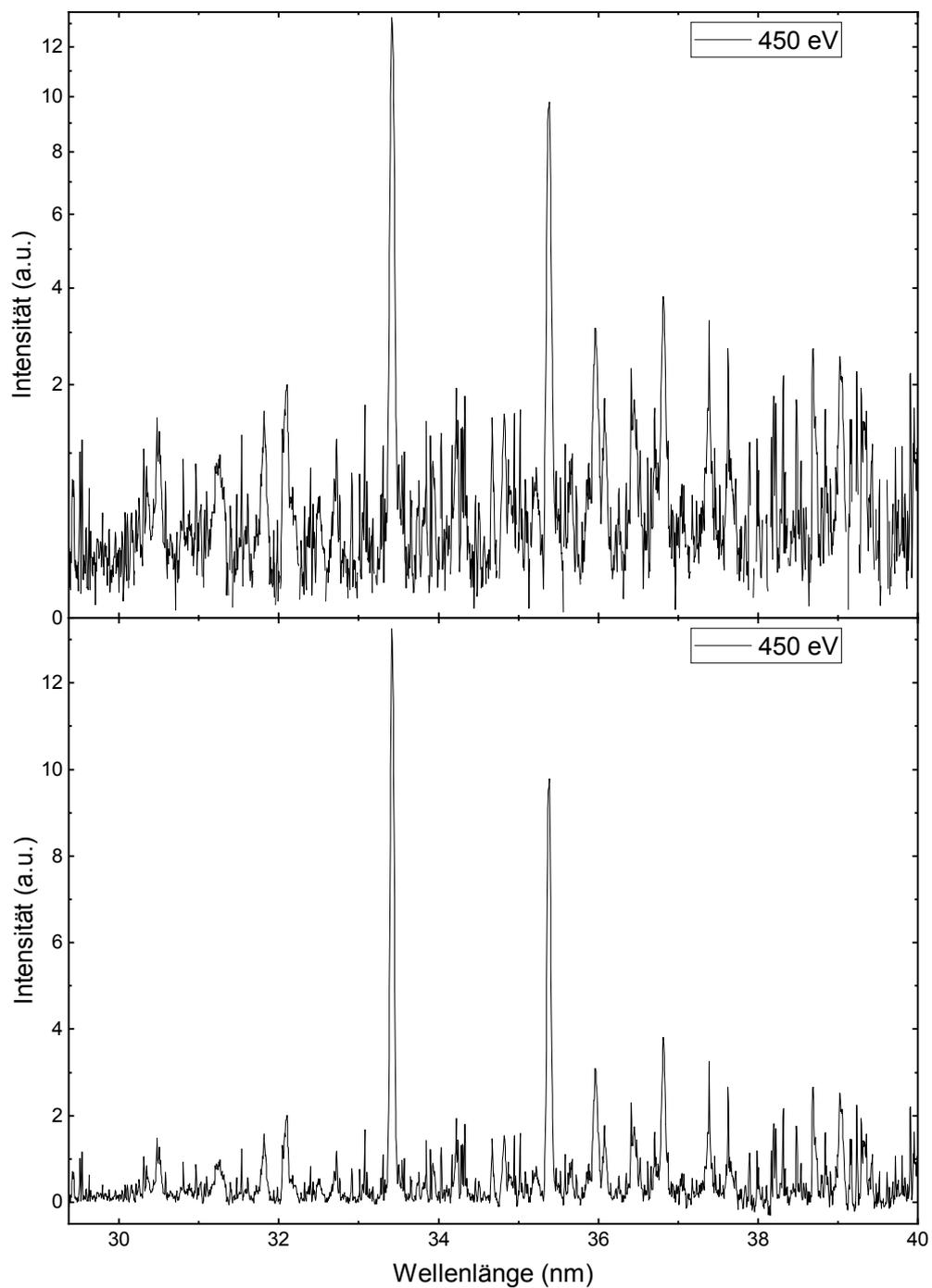


Abbildung 4.13: Intensität gegen die Wellenlänge bei einer Elektronenstrahlenergie von 450 eV.

4.2. WELLENLÄNGENBEREICH 28-40 NM

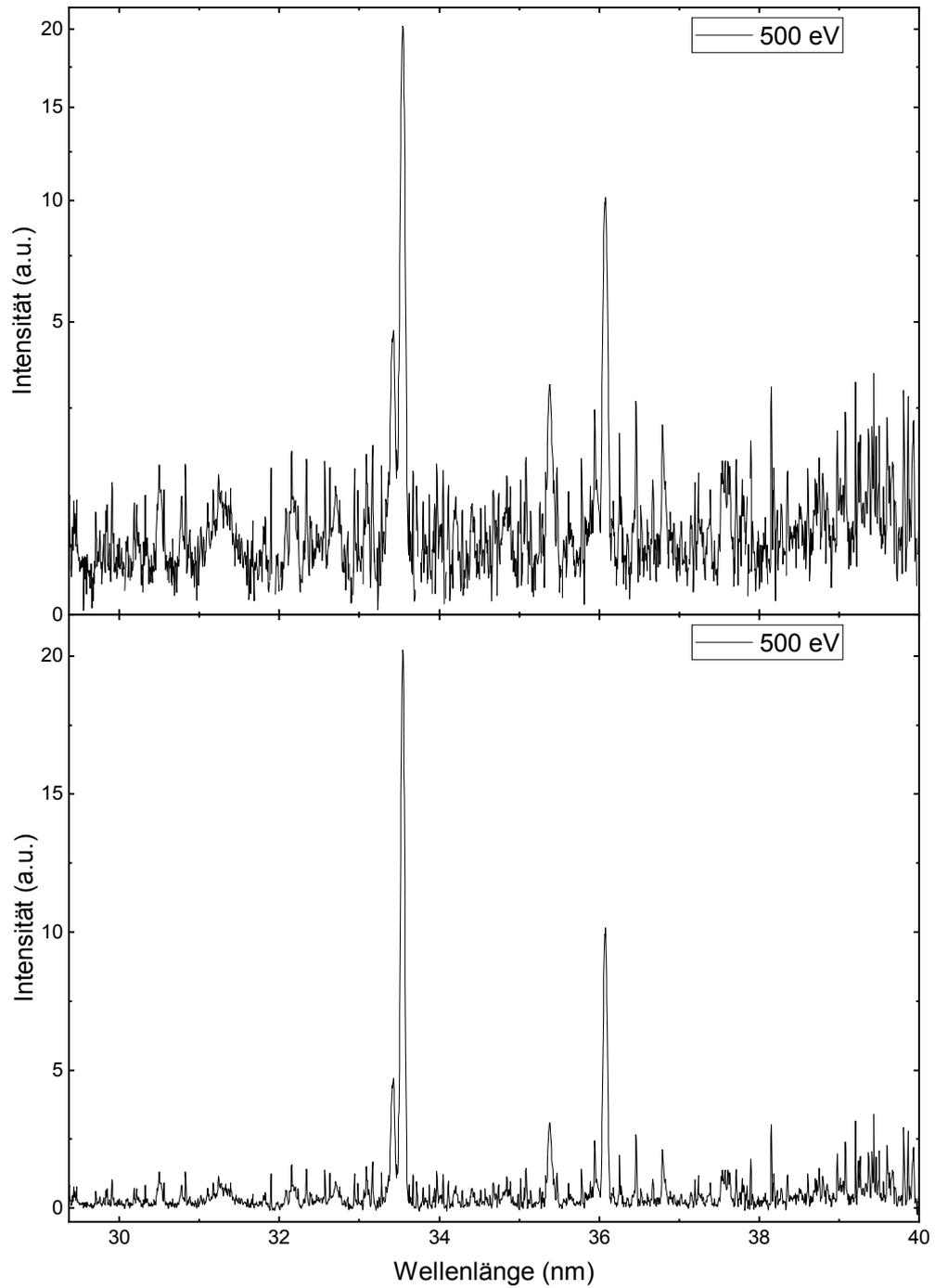


Abbildung 4.14: Intensität gegen die Wellenlänge bei einer Elektronenstrahlenergie von 500 eV.

KAPITEL 4. SPEKTROSKOPIE VON EISENIONEN IM
EXTREMULTRAVIOLETEN BEREICH

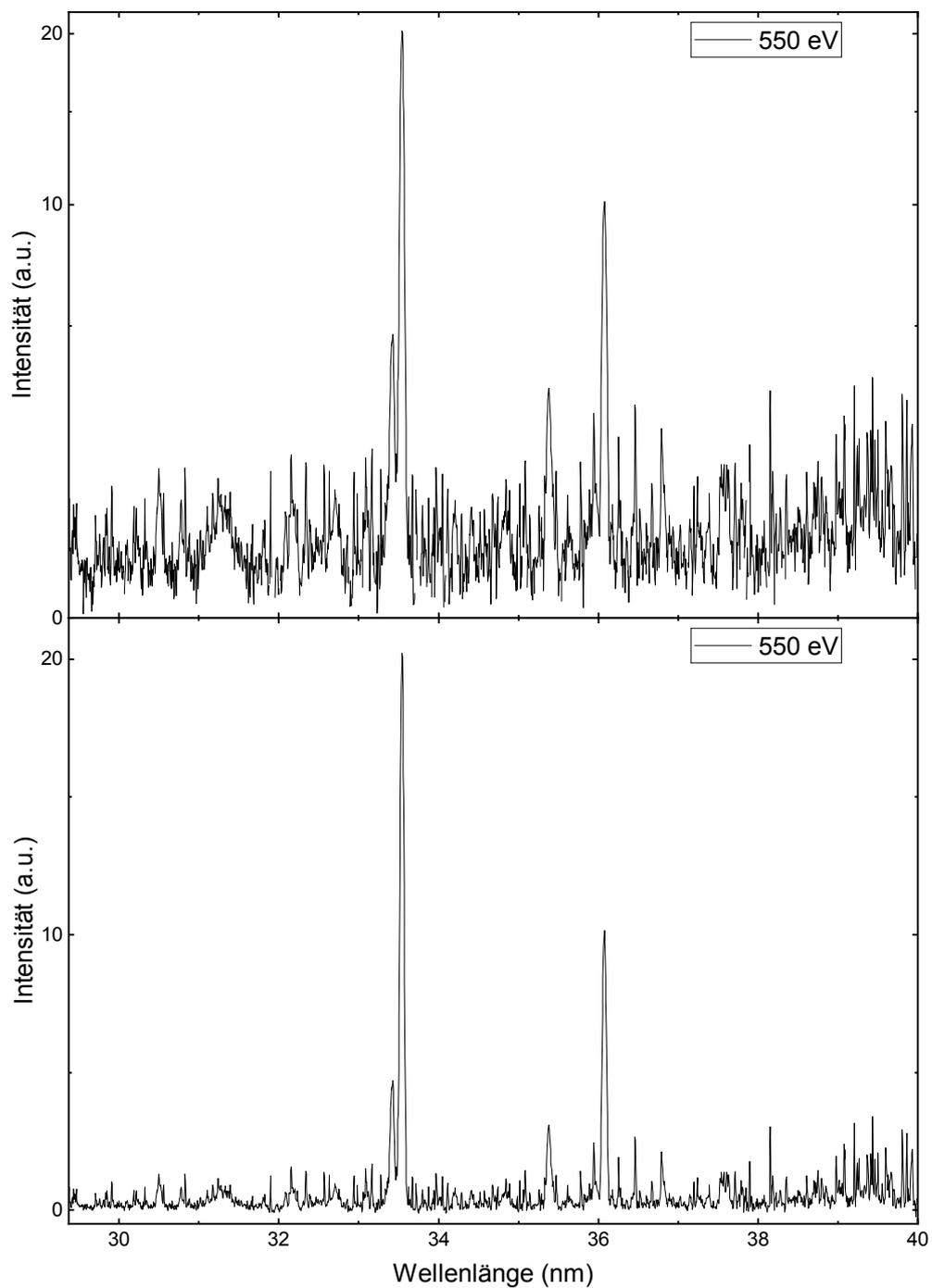


Abbildung 4.15: Intensität gegen die Wellenlänge bei einer Elektronenstrahlenergie von 550 eV.

4.2. WELLENLÄNGENBEREICH 28-40 NM

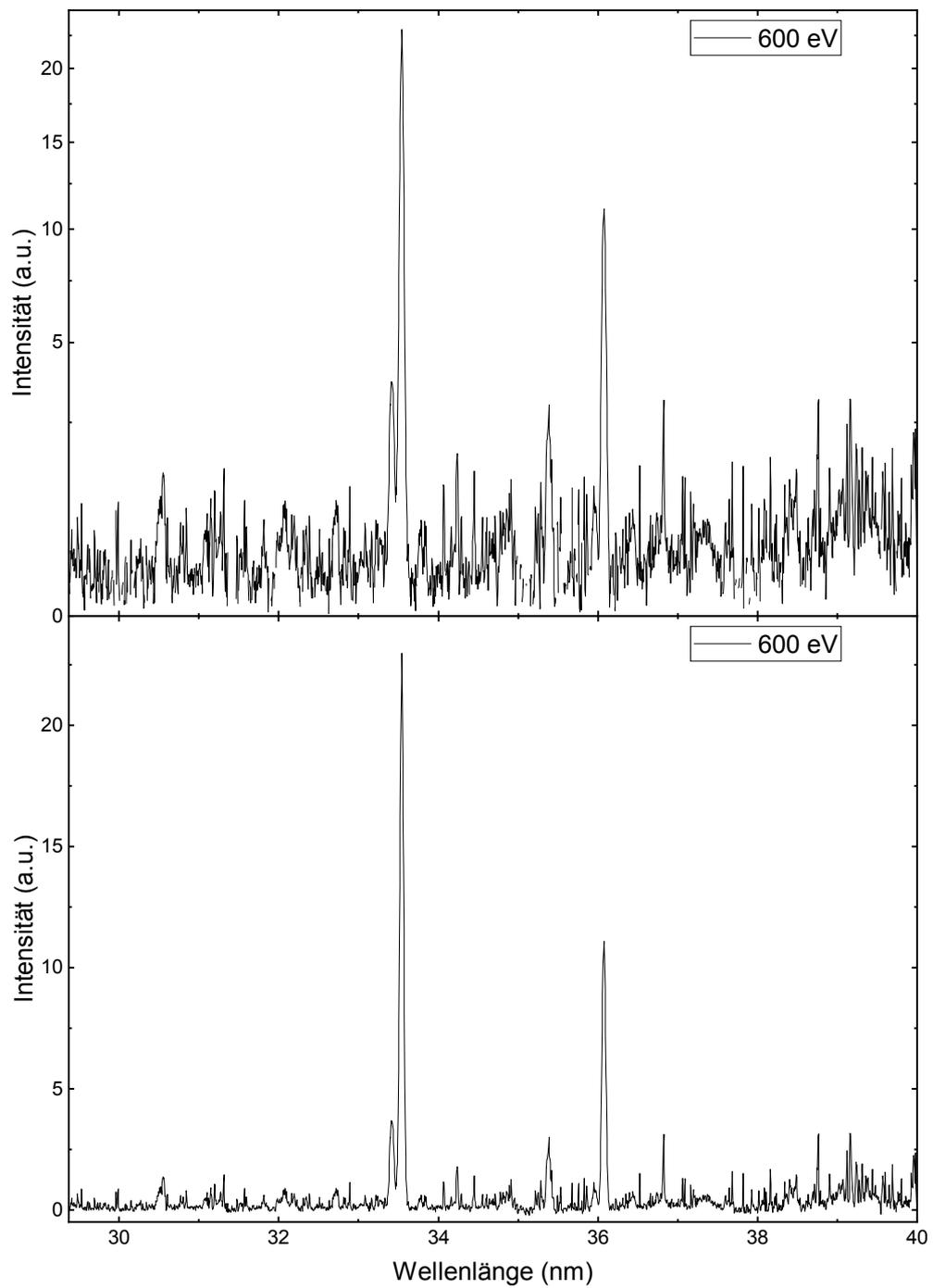


Abbildung 4.16: Intensität gegen die Wellenlänge bei einer Elektronenstrahlenergie von 600 eV.

KAPITEL 4. SPEKTROSKOPIE VON EISENIONEN IM
EXTREMULTRAVIOLETTEN BEREICH

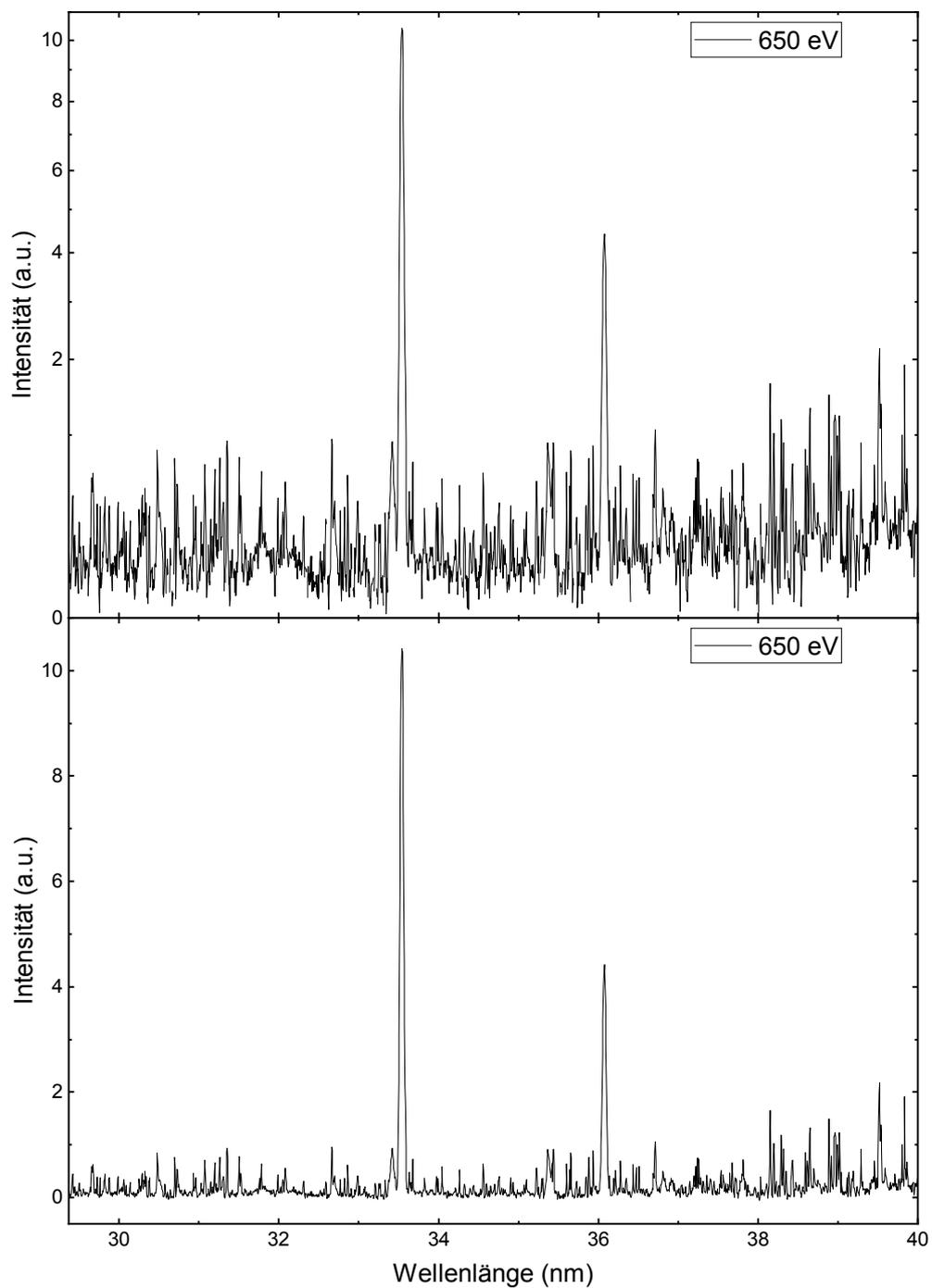


Abbildung 4.17: Intensität gegen die Wellenlänge bei einer Elektronenstrahlenergie von 650 eV.

4.2. WELLENLÄNGENBEREICH 28-40 NM

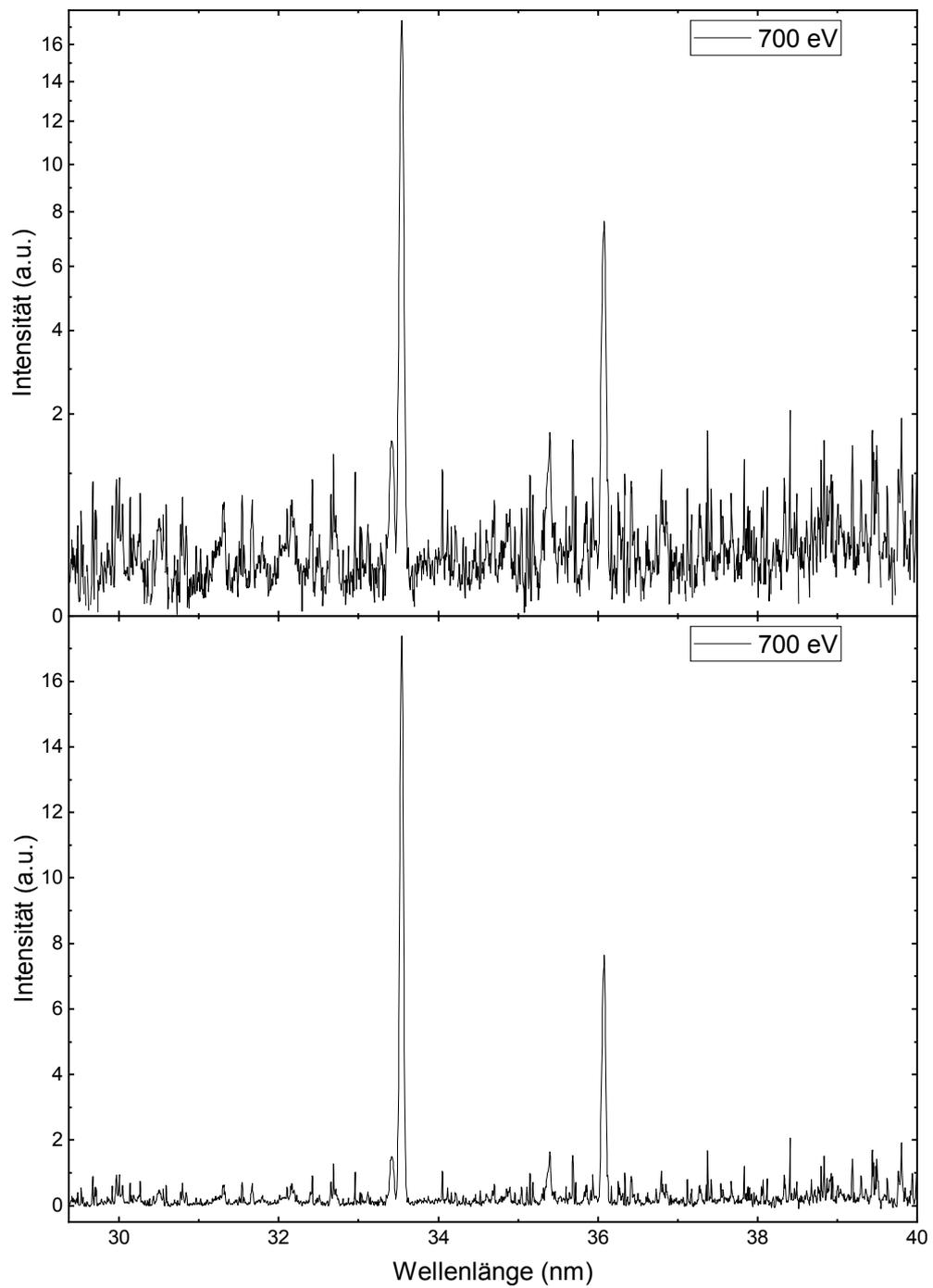


Abbildung 4.18: Intensität gegen die Wellenlänge bei einer Elektronenstrahlenergie von 700 eV.

*KAPITEL 4. SPEKTROSKOPIE VON EISENIONEN IM
EXTREMULTRAVIOLETTEN BEREICH*

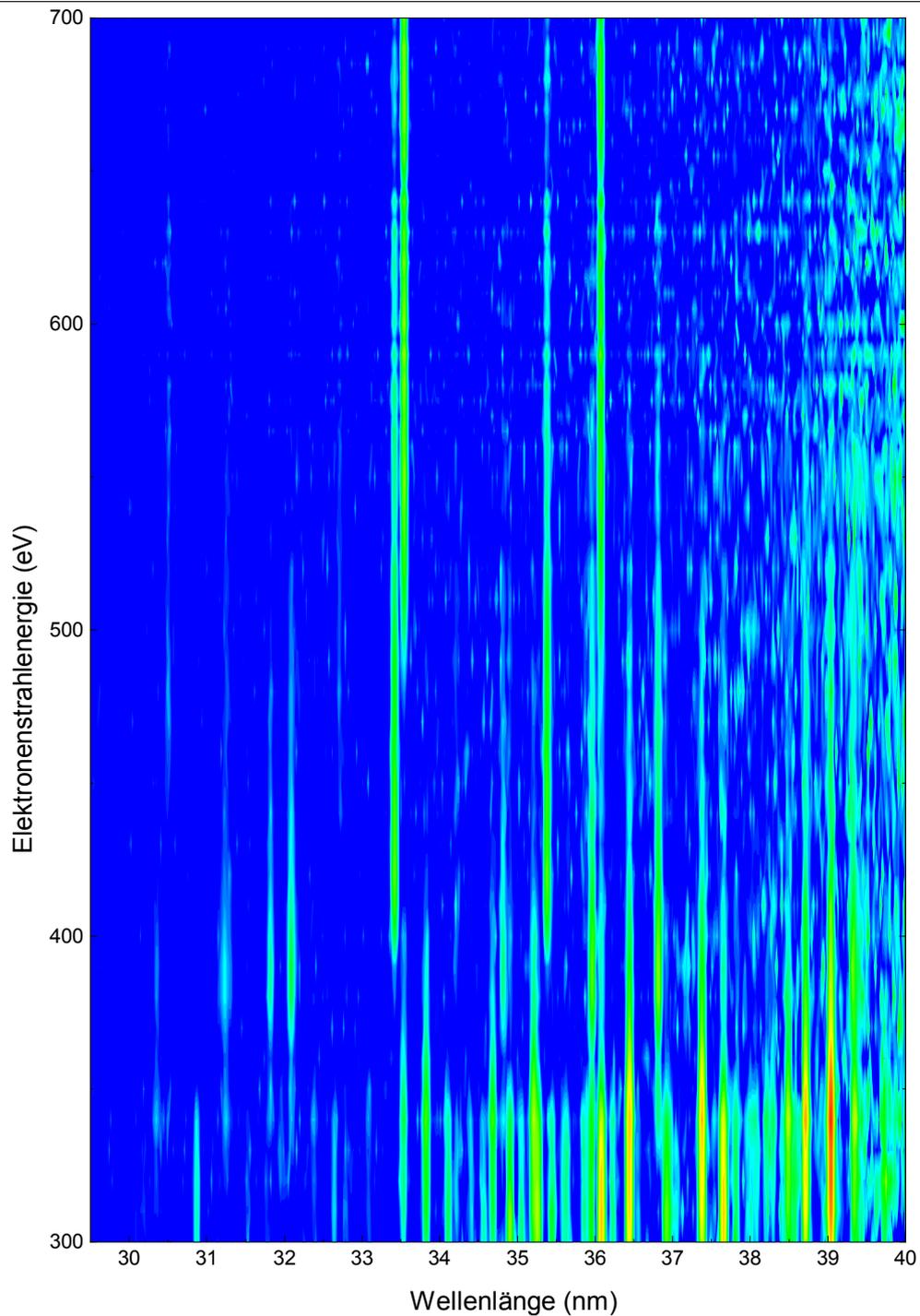


Abbildung 4.19: 2-dimensionales Histogramm der aufgenommenen Eisenspektren bei Elektronenstrahlenergien zwischen 300 und 700 eV, aufgetragen gegen die Wellenlänge im Bereich 29-40 nm. Aufbau und Funktion eines solchen 2D-Histogramms siehe Text.

4.3 Wellenlängenbereich 25-35 nm

Im Folgenden wurde die Position der CCD-Kamera auf einen geometrisch ermittelten Wellenlängenbereich von 25-35 nm umgestellt, um weitere Linien zu identifizieren. Stromstärke und Falltiefe blieben gleich. Erneute Aufnahmen wurden durchgeführt, in einem Energiebereich des Elektronenstrahls von 450-670 eV in 10 eV-Schritten.

4.3.1 Linienidentifikation

Zunächst wurden die Linien im Bereich 29-35 nm, die bereits bei vorheriger Kameraeinstellung zugeordnet wurden, gesucht, was zu einer ersten Fitfunktion führte. Diese ermöglichte die Zuordnung weiterer Linien bei Wellenlängen unterhalb 29 nm, aufgeführt in Tabelle 4.4.

Tabelle 4.4: Eingetragen sind die Pixelpositionen der Linien, ihre Fehler, die korrespondierende NIST-Wellenlänge und der zugehörige Ladungszustand sowie die Elektronenkonfiguration des End- und Anfangszustandes des jeweiligen Übergangs bei einer Stromstärke des Elektronenstrahls von 17 mA. Änderung der CCD-Kamera-Einstellung auf einen geometrisch ermittelten Wellenlängenbereich von etwa 25 bis 35 nm. Der Fehler der NIST-Wellenlänge beträgt jeweils 0,001 nm.

Pixel	Fehler Pixel	Wellenlänge (nm)	Ladungszustand	Elektronenkonfiguration (des Endzustandes - des Anfangszustandes)
114,100	0,034	25,738	Fe XIV	$3s^2 3p^2 P_{1/2}^o - 3s 3p^2 P_{1/2}$
267,870	0,024	26,479	Fe XIV	$3s^2 3p^2 P_{3/2}^o - 3s 3p^2 P_{3/2}$
461,083	0,036	27,420	Fe XIV	$3s^2 3p^2 P_{1/2}^o - 3s 3p^2 S_{1/2}$
662,432	0,021	28,416	Fe XV	$2p^6 3s^2 S_0 - 3s 3p^1 P_1^o$
1072,570	0,142	30,489	Fe XV	$3s 3p^3 P_2^o - 3p^2 P_2$
1215,691	0,352	31,222	Fe XVI	$2p^6 5d^2 D_{5/2} - 2p^6 6p^2 P_{3/2}^o$
1633,854	0,090	33,417	Fe XIV	$3s^2 3p^2 P_{1/2}^o - 3s 3p^2 D_{3/2}$
1656,917	0,013	33,541	Fe XVI	$2p^6 3s^2 S_{1/2} - 2p^6 3p^2 P_{3/2}^o$
1895,271	0,118	34,818	Fe XIII	$3s^2 3p^2 P_0 - 3s 3p^3 D_1^o$
1999,605	0,111	35,383	Fe XIV	$3s^2 3p^2 P_{3/2}^o - 3s 3p^2 D_{5/2}$

KAPITEL 4. SPEKTROSKOPIE VON EISENIONEN IM EXTREMULTRAVIOLETEN BEREICH

Für die quadratische Anpassung an die in Tabelle 4.4 aufgeführten Linien nach Formel 4.1 ergab sich:

$$c = 25,29702 \pm 0,00292$$

$$b = 0,00464 \pm 0,00001$$

$$a = 1,999 \cdot 10^{-7} \pm 0,002 \cdot 10^{-7}$$

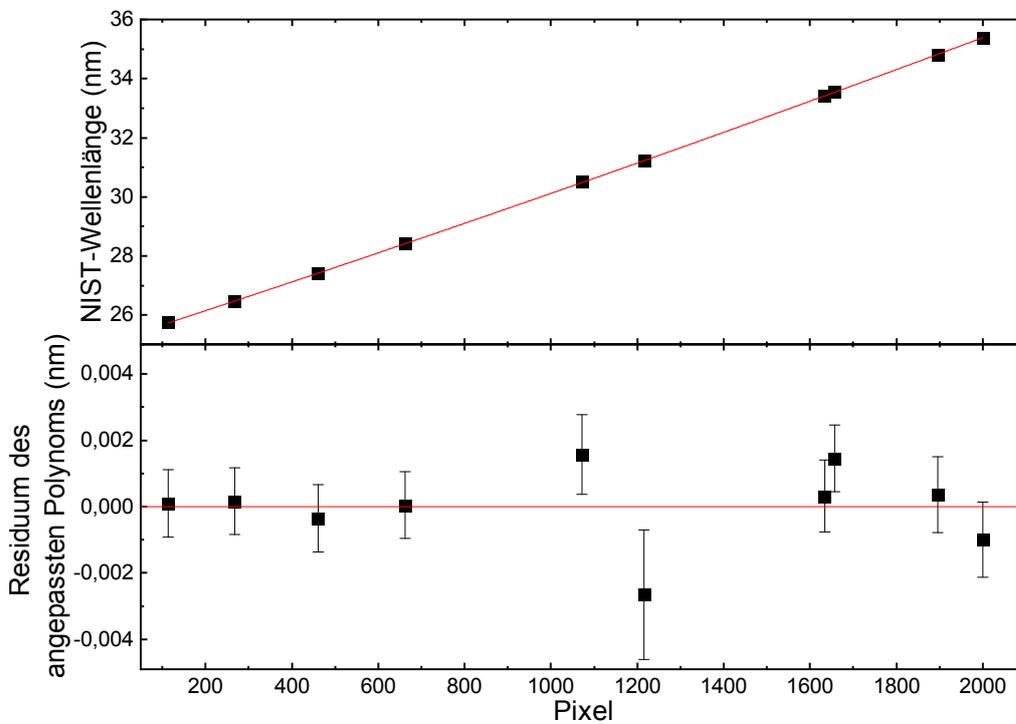


Abbildung 4.20: Positionen der Kalibrationslinien gegen die korrespondierende NIST-Wellenlänge. Die polynomielle Anpassung ist in Rot dargestellt. Stromstärke 17 mA. Statistische Verteilung der Residuen um die Null. Fehlerbalken siehe Formel 4.2.

Diese Zuordnung ermöglichte eine Identifikation weiterer Emissionslinien, welche in Tabelle 4.5 aufgeführt sind.

4.3. WELLENLÄNGENBEREICH 25-35 NM

Tabelle 4.5: Eingetragen sind die ermittelten Wellenlängen der identifizierten Linien, ihre Fehler, die zugeordnete NIST-Wellenlänge und der zugehörige Ladungszustand sowie die Elektronenkonfiguration des End- und Anfangszustandes des jeweiligen Übergangs bei einer Stromstärke des Elektronenstrahls von 17 mA. Der Fehler der NIST-Wellenlänge beträgt jeweils 0,001 nm. Der Fehler der Übereinstimmung liegt jeweils in einem Bereich $\leq 2\sigma$.

Wellenlänge (nm)	Fehler Wellenlänge (nm)	NIST-Wellenlänge (nm)	Ladungszustand	Elektronenkonfiguration (des Endzustandes - des Anfangszustandes)
26,2978	0,0003	26,2976	Fe XVI	$2p^6 3p^2 P_{3/2}^o - 2p^6 3d^2 D_{5/2}$
27,052	0,002	27,051	Fe XIV	$3s^2 3p^2 P_{3/2}^o - 3s 3p^2 P_{1/2}$
27,864	0,003	27,868	Fe XVI	$2p^6 5p^2 P_{1/2}^o - 2p^6 6s^2 S_{1/2}$
28,783	0,002	28,786	Fe XIV	$3s^2 3d^2 D_{3/2} - 3s 3p(1P^o) 3d^2 F_{5/2}^o$
28,910	0,002	28,912	Fe XIV	$3s^2 3p^2 P_{3/2}^o - 3s 3p^2 S_{1/2}$
31,253	0,002	31,256	Fe XV	$3s 3p^3 P_1^o - 3p^2 D_2$
32,079	0,001	32,080	Fe XIII	$3s^2 3p^2 P_2 - 3s 3p^3 P_2^o$
32,178	0,002	32,177	Fe XV	$3s 3p^3 P_2^o 3p^2 P_1$
32,496	0,001	32,498	Fe XV	$3s 3p^1 P_1^o - 3p^2 S_0$
32,702	0,001	32,702	Fe XV	$3s 3p^3 P_2^o - 3p^2 D_2$
33,825	0,002	33,826	Fe XII	$3s^2 3p^3 D_{5/2}^o - 3s 3p^4 D_{5/2}$
34,682	0,003	34,685	Fe XII	$3s^2 3p^3 S_{3/2}^o - 3s 3p^4 P_{1/2}$

4.3.2 Spektren und 2D-Histogramm

Im Folgenden, Abbildungen 4.21 bis 4.25, werden beispielhaft für einige observierte Spektren die gemessenen Intensitäten gegen die Wellenlängen gezeigt. Untergrund subtrahiert, Spektrometer-Effizienz berücksichtigt. Die vertikale Achse der jeweilig oberen Teilabbildung besitzt zum Zweck der Visualisierung von Emissionlinien geringerer Intensität Vierte-Wurzel-Skalierung.

KAPITEL 4. SPEKTROSKOPIE VON EISENIONEN IM
EXTREMULTRAVIOLETEN BEREICH

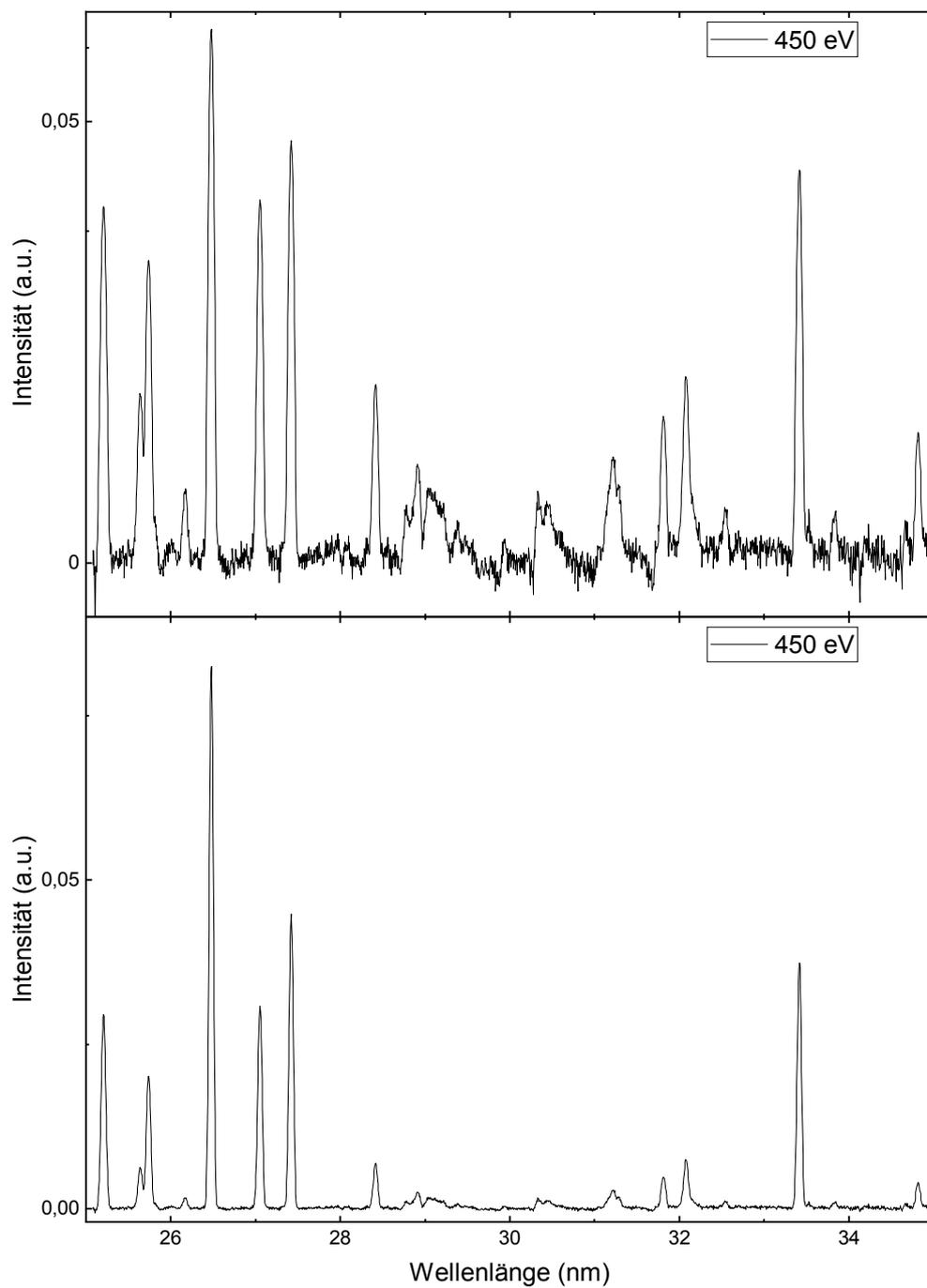


Abbildung 4.21: Intensität gegen die Wellenlänge bei einer Elektronenstrahlenergie von 450 eV.

4.3. WELLENLÄNGENBEREICH 25-35 NM

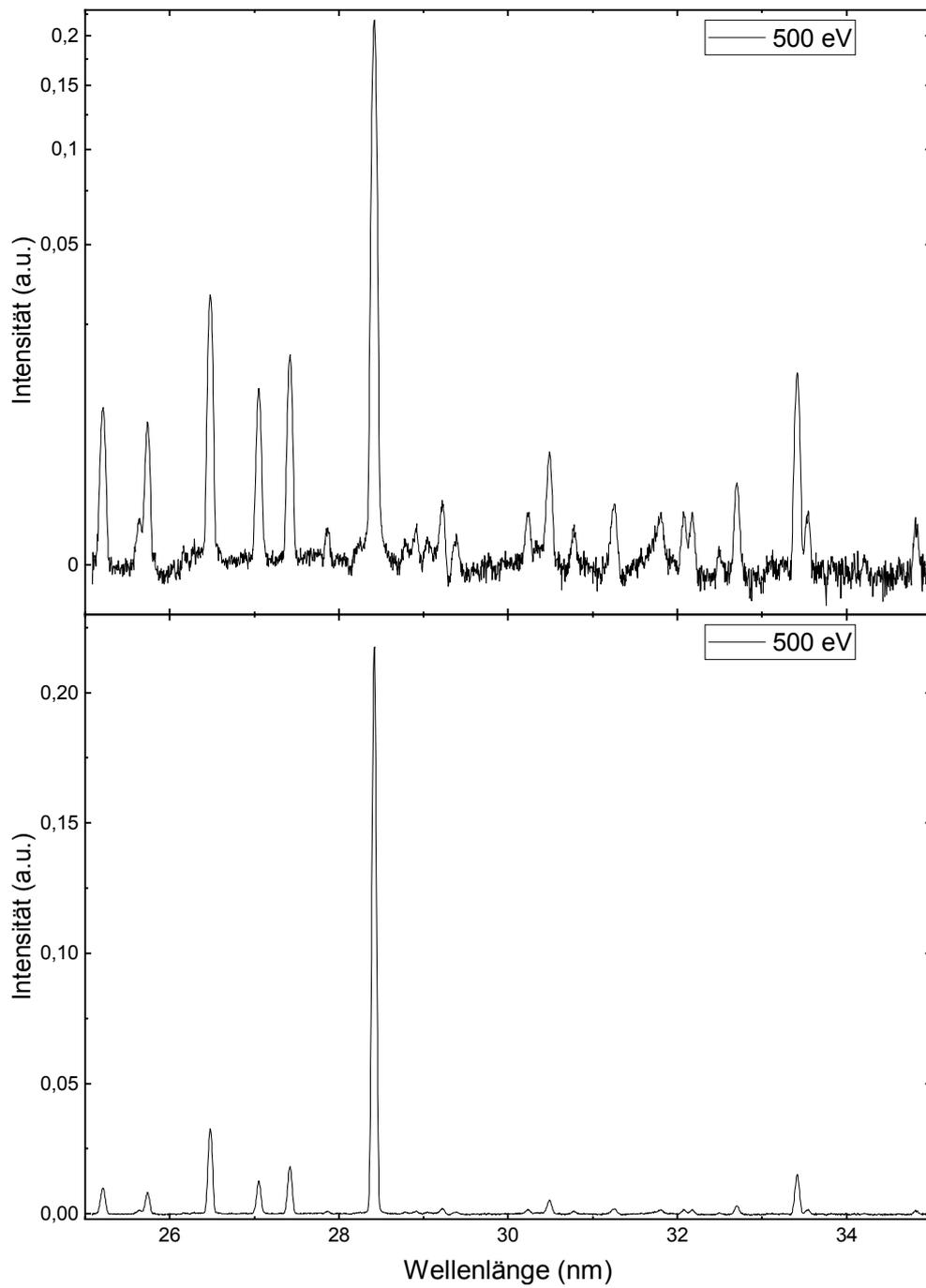


Abbildung 4.22: Intensität gegen die Wellenlänge bei einer Elektronenstrahlenergie von 500 eV.

KAPITEL 4. SPEKTROSKOPIE VON EISENIONEN IM
EXTREMULTRAVIOLETTEN BEREICH

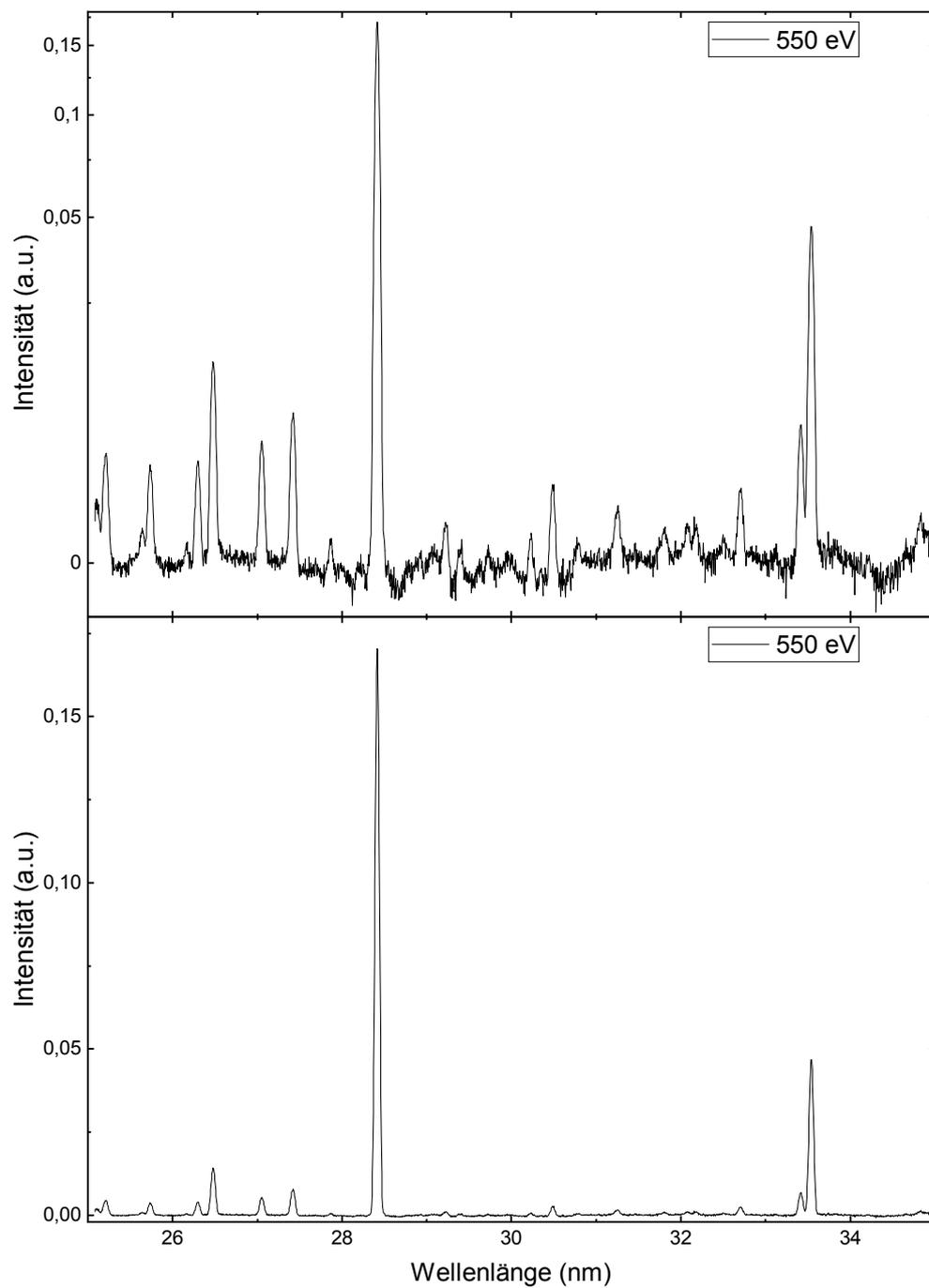


Abbildung 4.23: Intensität gegen die Wellenlänge bei einer Elektronenstrahlenergie von 550 eV.

4.3. WELLENLÄNGENBEREICH 25-35 NM

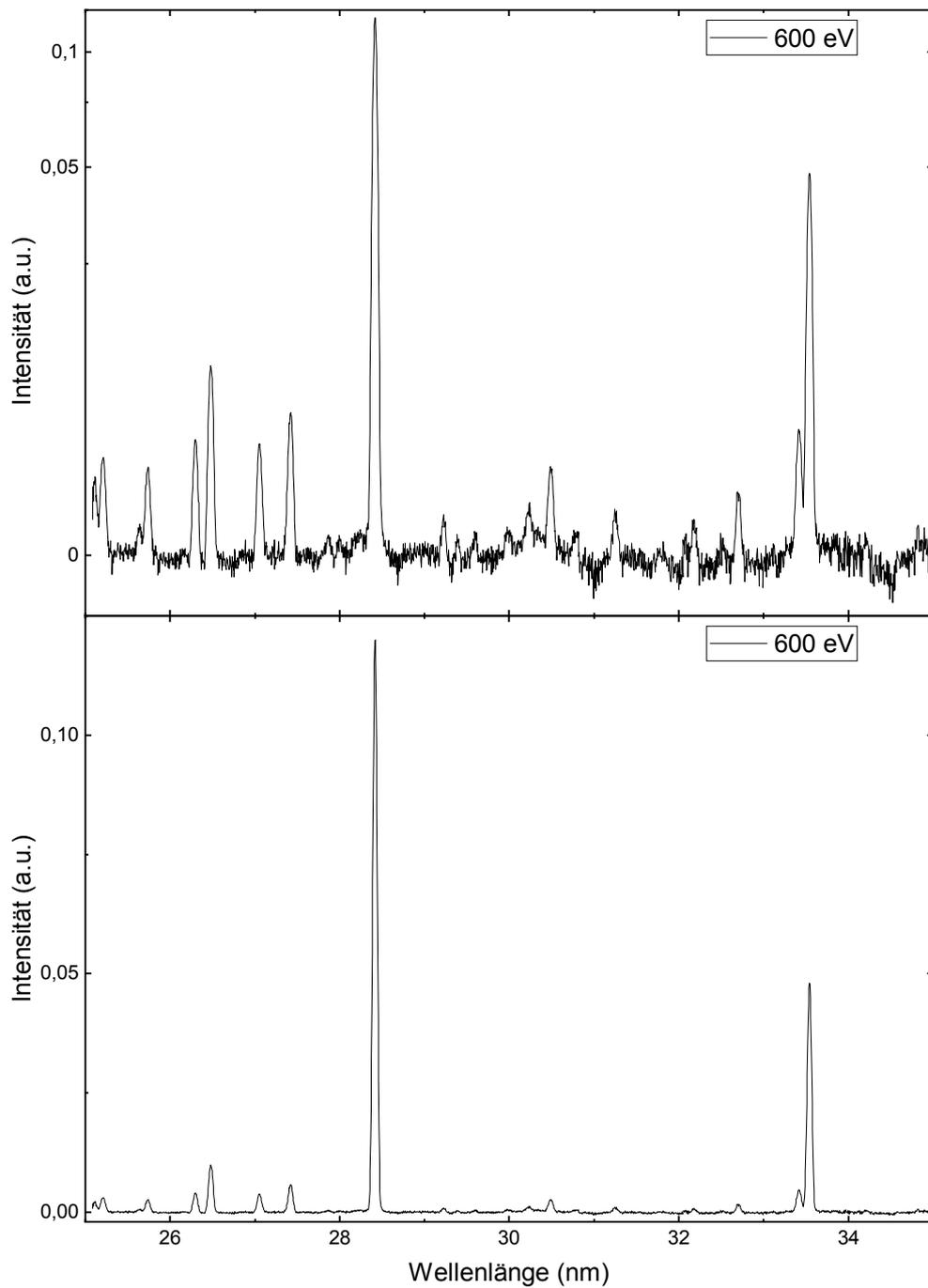


Abbildung 4.24: Intensität gegen die Wellenlänge bei einer Elektronenstrahlenergie von 600 eV.

KAPITEL 4. SPEKTROSKOPIE VON EISENIONEN IM
EXTREMULTRAVIOLETEN BEREICH

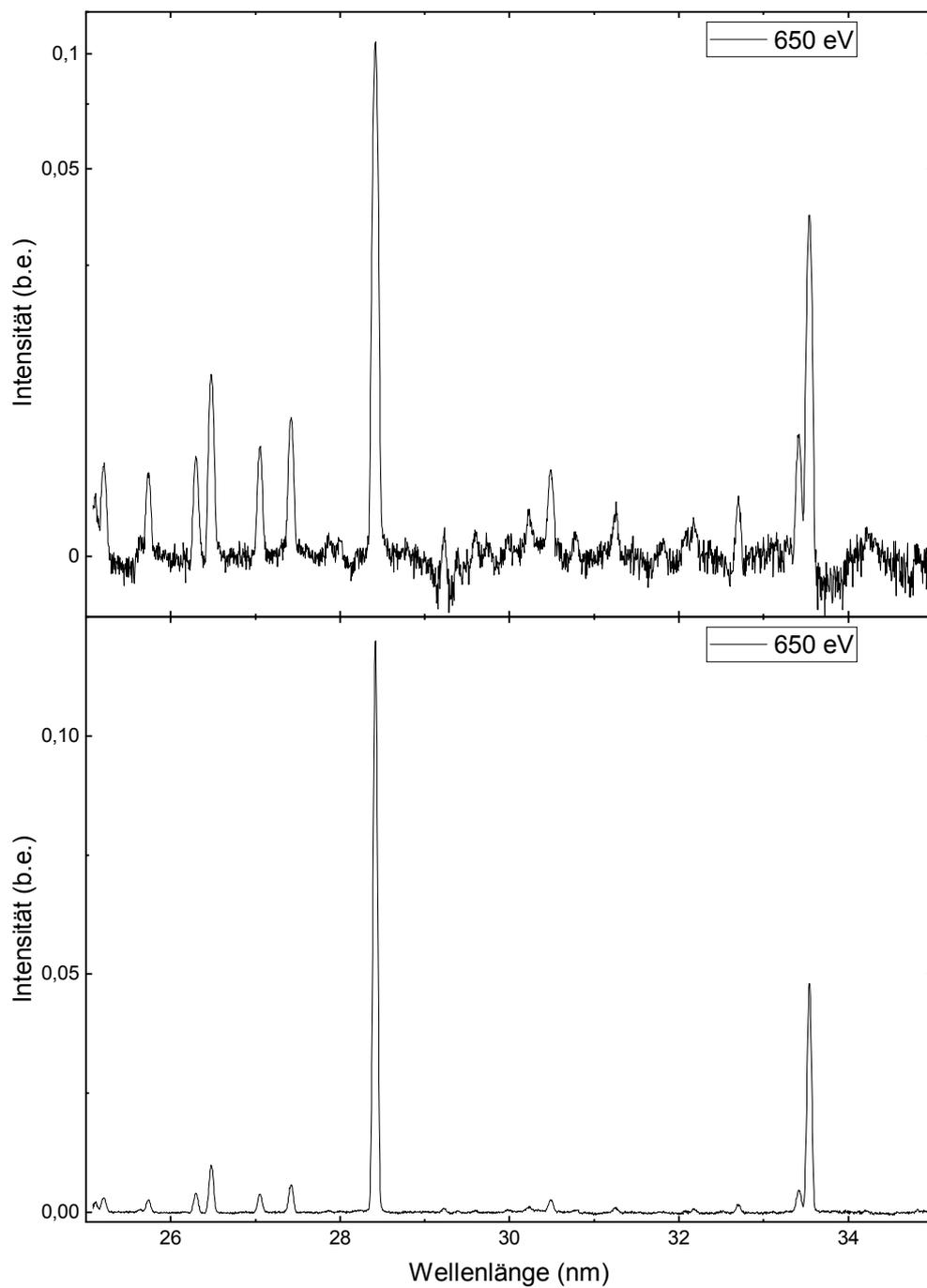


Abbildung 4.25: Intensität gegen die Wellenlänge bei einer Elektronenstrahlenergie von 650 eV.

4.3. WELLENLÄNGENBEREICH 25-35 NM

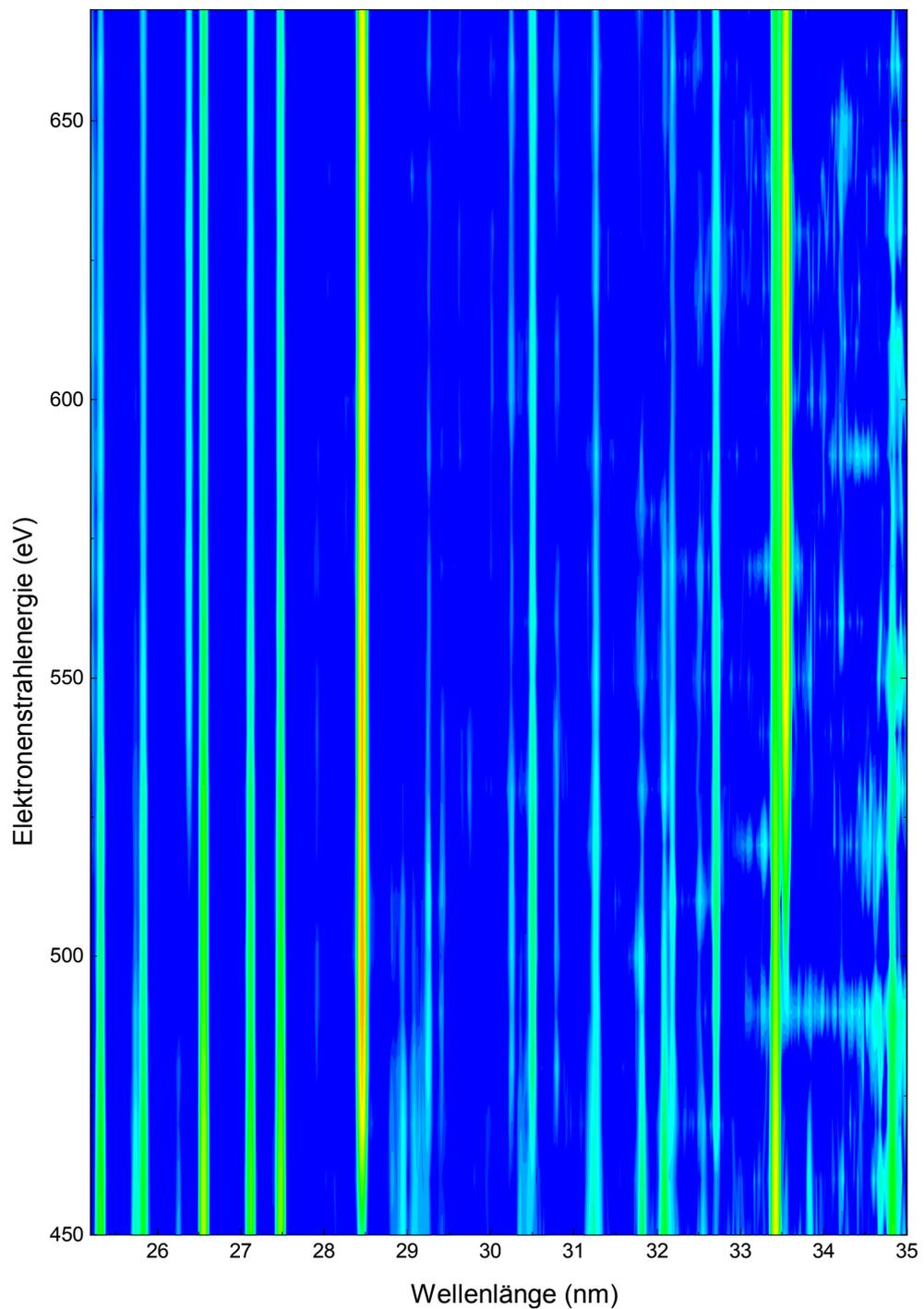


Abbildung 4.26: 2-dimensionales Histogramm der aufgenommenen Eisenspektren bei Elektronenstrahlenergien zwischen 450 und 670 eV, aufgetragen gegen die Wellenlänge im Bereich 25-35 nm. Aufbau und Funktion eines solchen 2D-Histogramms siehe Abschnitt 4.2.6.

4.4 Übersicht Wellenlängenbereich 25-40 nm

In nachfolgender Abbildung 4.27 ist zur besseren Übersicht ein zweidimensionales Histogramm dargestellt, welches die für die Bereiche 25-25 nm und 28 bis 40 nm aufgezeichneten Spektren für Elektronenstrahlenergien von 450 eV bis 670 eV zusammenführt. Blau entspricht einer niedrigen, rot einer hohen Intensität. Das 2D-Histogramm ist überlagert durch eine Auswahl eindimensionaler Spektren, wobei jeweils Intensität gegen Wellenlänge aufgetragen wurde. Jeweilige vertikale Achsen besitzen Vierte-Wurzel-Skalierung. Die Position entspricht der Elektronenstrahlenergie, für die jeweiliges Spektrum aufgenommen wurde.

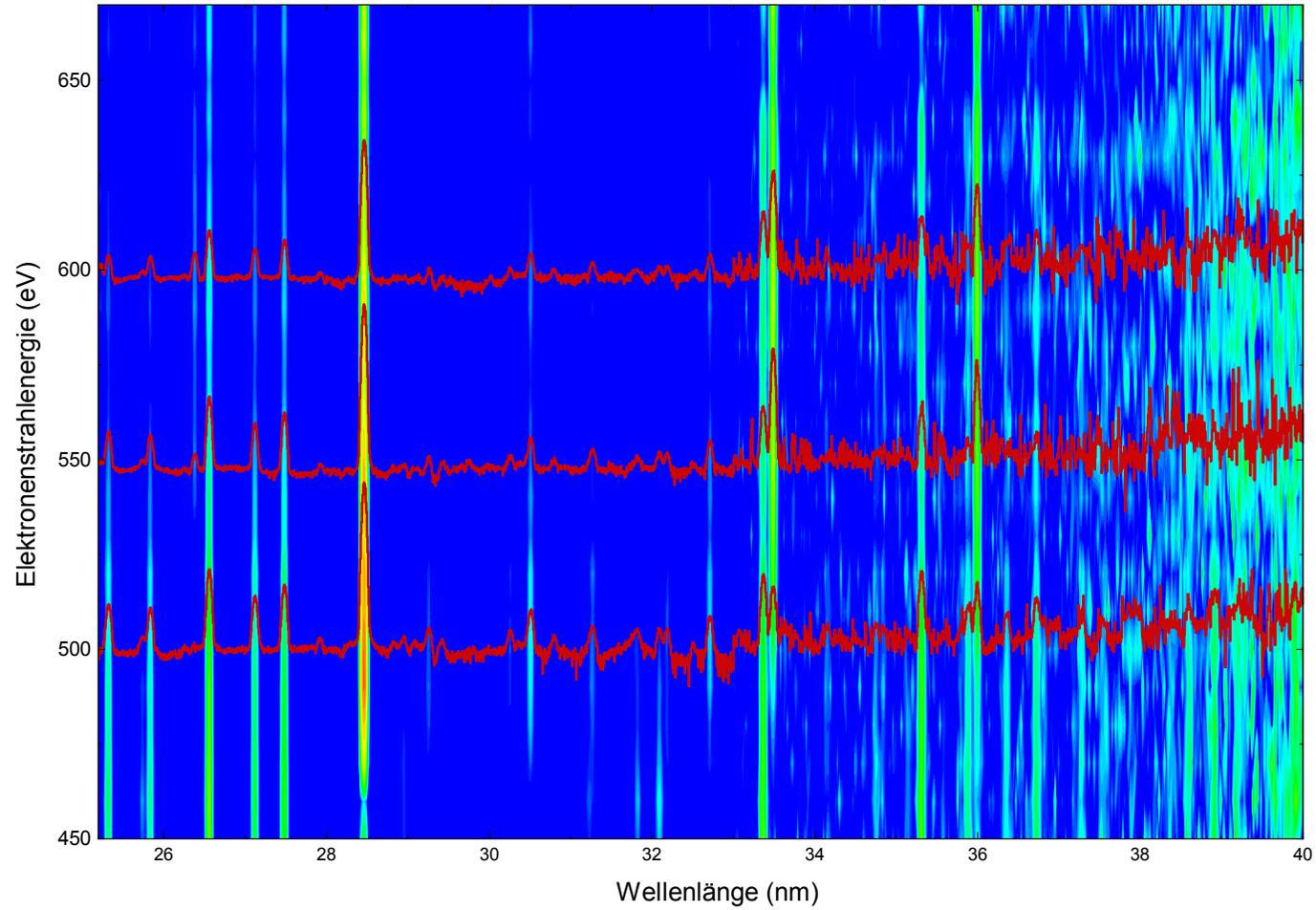


Abbildung 4.27: 2-dimensionales Histogramm, welches die Wellenlängenbereiche 25-35 nm und 28-40 nm zusammenführt. Details siehe Text. Aufbau und Funktion eines solchen 2D-Histogramms siehe Abschnitt 4.2.6.

Kapitel 5

Experimentell bestimmte Verhältnisse von Linienintensitäten verglichen mit theoretischen Vorhersagen

Die Intensitäten der im Rahmen präsentierter Messungen identifizierten Emissionslinien zeigen eine Abhängigkeit von der Elektronenstrahlenergie. Das Erscheinen wie auch das Verschwinden diverser Emissionslinien und deren Intensitätsverlauf in Abhängigkeit der Elektronenstrahlenergie kann Auskunft über vorliegenden Ladungszustand geben und erlaubt eine Abgrenzung gegenüber anderen Ladungszuständen (Schwellenenergie). Ebenso erweisen sich Intensitätsverhältnisse verschiedener Linien als elektronenstrahlenergieabhängig. Ziel der Analyse vorgestellter Emissionsspektren war der Vergleich beobachtbarer Intensitätsverhältnisse mit von CHIANTI bereitgestellten Theorien, welche Intensitätsverhältnisse diverser Emissionslinien in Abhängigkeit vorherrschender effektiver Elektronendichte vorhersagen. Zur Bereitstellung einer Reihe von Vergleichswerten gilt es daher zunächst die in unserem Experiment vorliegende effektive Elektronendichte zu ermitteln.

5.1 Rechnerische Ermittlung der Elektronendichte in Abhängigkeit der Stromstärke des Elektronenstrahls und der Elektronenstrahlenergie

Eine Abschätzung der bei den vorgestellten Messungen in der Falle vorliegenden effektiven Elektronendichte erfolgte bezugnehmend auf die im Mai 2009 veröffentlichte Publikation „Extreme-Ultraviolet Spectroscopy of Fe VI-Fe XV and its Diagnostic Application for Electron Beam Ion Trap Plasmas“ von G. Y. Liang, T.M. Baumann, J.R. Crespo López-Urrutia, S.W. Epp, H. Tawara, A. Gonchar, P.H. Mokler, G. Zhao und J. Ullrich [12].

Die dort vorgestellten Ergebnisse widmen sich einer ebenso an der FLASH-EBIT aufgenommen Messreihe hochgeladener Eisenionen (Fe VI- Fe XV) im extremultravioletten Bereich über einen Wellenlängenbereich von 12,5 bis 26,5 nm. Dabei fand eine Variation der Elektronenstrahl-Stromstärke von 2,1 mA bei einer Elektronenstrahlenergie von 75 eV zu 8 mA bei 544 eV statt. Es erfolgte eine rechnerische Abschätzung der in der Falle vorliegenden effektiven Elektronendichte von $7,1 \cdot 10^9 - 3,4 \cdot 10^{10}$, welche eine geringfügige Abhängigkeit vom Ladungszustand aufwies. Für eine Energie von 250 eV wurde die effektive Elektronendichte zu $7,9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ bestimmt, mit einem Fehler von $+0,9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ nach oben und einem Fehler von $-1,0 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ nach unten.

Anhand der bereitgestellten Daten und der Proportionalität der Elektronendichte zu $\frac{I}{\sqrt{E}}$ (I Elektronenstrahl-Stromstärke, E Elektronenstrahlenergie) ließ sich die effektive Elektronendichte in der Falle in Abhängigkeit der Stromstärke des Elektronenstrahls und der Elektronenstrahlenergie abschätzen. Hierbei wurde die Annahme aufgestellt, dass bei der im obig referenzierten Paper beschriebenen Messreihe eine lineare Variation von Elektronenstrahl-Stromstärke und -Energie stattfand und somit bei einer Elektronenstrahlenergie von 250 eV eine Elektronenstrahl-Stromstärke von 4,3 mA vorlag.

Es gilt:

$$n_e \sim \frac{I}{\sqrt{E}}, \quad (5.1)$$

KAPITEL 5. EXPERIMENTELL BESTIMMTE VERHÄLTNISSE VON
LINIENINTENSITÄTEN VERGLICHEN MIT THEORETISCHEN
VORHERSAGEN

wobei n_e die Elektronendichte bezeichnet. Daraus lässt sich schließen, dass für eine Konstante C gilt:

$$n_e = C \cdot \frac{I}{\sqrt{E}} \quad (5.2)$$

Einsetzen der im Paper bereitgestellten Daten in Gleichung c und Umstellen der Gleichung liefert einen Wert für C.

$$C = 7,9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3} \cdot \frac{4.3 \text{ mA}}{\sqrt{250 \text{ eV}}} \quad (5.3)$$

Mithilfe dessen wurde die in unseren Messreihen ($I = 17 \text{ mA}$) vorherrschende Elektronendichte für die Elektronenstrahlenergien 450 eV, 500 eV und 600 eV berechnet.

$$n_{e,450 \text{ eV}[500 \text{ eV};600 \text{ eV}]} = c \cdot \frac{17 \text{ mA}}{\sqrt{450 \text{ eV}[500 \text{ eV};600 \text{ eV}]}} \quad (5.4)$$

Vereinfachend wurde zur Berechnung des Fehlers für den im Paper ermittelten Wert für die effektive Elektronendichte bei 250 eV ein Fehler von $1,0 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ nach oben und unten angenommen. Die in Tabelle 5.1 aufgeführten Fehler ergaben sich nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung.

Tabelle 5.1: Vorherrschende Elektronendichten für eine Elektronenstrahlstromstärke von 17 mA.

$n_{e,450 \text{ eV}}$	$n_{e,500 \text{ eV}}$	$n_{e,600 \text{ eV}}$
$(2,33 \pm 0,29) \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$	$(2,21 \pm 0,28) \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$	$(2,02 \pm 0,26) \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$

5.2 Verhältnisbestimmung ausgewählter observierter Fe XIV- und Fe XVI-Emissionlinien

Mit Ziel eines Vergleichs von Intensitätsverhältnissen bei verschiedenen Elektronenstrahlenergien mit der theoretischen Vorhersage durch CHIANTI wurde zunächst eine Auswahl dreier observierter Fe XIV-Linienverhältnisse wie eines Fe XVI-Linienverhältnisses getroffen.

5.2. VERHÄLTNISBESTIMMUNG AUSGEWÄHLTER OBSERVIRTER FE XIV- UND FE XVI-EMISSIONSLINIEN

Fe XIV:

$$R_1 := I(27,420)/I(26,479)$$

$$R_2 := I(27,420)/I(27,052)$$

$$R_3 := I(35,383)/I(33,418)$$

Fe XVI:

$$R_4 := I(33,541)/I(26,298)$$

$I(\cdot)$ steht dabei für die jeweilige absolute Linienintensität, wobei der Eintrag innerhalb der Klammer die Wellenlänge λ der Emissionslinie in nm bezeichnet.

Der Vergleich wurde im Falle der Fe XIV-Linienverhältnisse für die Elektronenstrahlenergien 450 eV, 500 eV und 600 eV angedacht, im Falle des ausgewählten Fe XVI-Linienverhältnisses für eine Elektronenstrahlenergie von 600 eV. Nachfolgend benannt ist mit $R_{1,450\text{eV}}$ das Intensitätsverhältnis R_1 bei einer Elektronenstrahlenergie von 450 eV, weitere Benennungen analog.

Daraufhin erfolgte zunächst eine Bestimmung der relevanten absoluten Intensitäten Emissionslinien von Interesse, was in Tabellen 5.2 und 5.3 dokumentiert ist. Tabellen 5.4 bis 5.7 beinhalten die daraus resultierenden Intensitätsverhältnisse R_1 bis R_4 .

Tabelle 5.2: Absolute Linienintensitäten und deren Fehler einer Auswahl beobachteter Fe XIV-Emissionslinien. Dokumentierte Energien in den Spaltenüberschriften meinen die Elektronenstrahlenergie, bei der das jeweilige Emissionsspektrum aufgezeichnet wurde. Aufgeführte Intensitäten basieren auf der Fläche unterhalb der an jeweilige Peaks angepassten Gaußkurve.

Wellenlänge (nm)	Absolute Linienintensität (a.u.), 450 eV	Absolute Linienintensität (b.E.), 500 eV	Absolute Linienintensität (a.u.), 600eV
26,479	506±3	202±1	64±1
27,052	193±1	78±1	25,2±0,3
27,420	277±2	113±1	37,8±0,4
33,418	236±1	99±1	32±1
35,383	251±3	99±2	30±1

KAPITEL 5. EXPERIMENTELL BESTIMMTE VERHÄLTNISSE VON
 LINIENINTENSITÄTEN VERGLICHEN MIT THEORETISCHEN
 VORHERSAGEN

Tabelle 5.3: Absolute Linienintensitäten und deren Fehler zweier Fe XVI-Emissionslinien bei einer Elektronenstrahlenergie von 600 eV. Aufgeführte Intensitäten basieren auf der Fläche unterhalb der an jeweilige Peaks angepassten Gaußkurve.

Wellenlänge (nm)	Absolute Linienintensität (a.u.)
26,298	28±1
33,541	317±3

Tabelle 5.4: Experimentell bestimmtes Linienintensitätsverhältnis $R_1 := I(27,420)/I(26,479)$ und dessen Fehler für die Elektronenstrahlenergien 450 eV, 500 eV und 600 eV. Fe XIV.

$R_{1,450\text{eV}}$	$R_{1,500\text{eV}}$	$R_{1,600\text{eV}}$
0,547±0,005	0,559±0,006	0,591±0,011

Tabelle 5.5: Experimentell bestimmtes Linienintensitätsverhältnis $R_2 := I(27,420)/I(27,052)$ und dessen Fehler für die Elektronenstrahlenergien 450 eV, 500 eV und 600 eV. Fe XIV.

$R_{2,450\text{eV}}$	$R_{2,500\text{eV}}$	$R_{2,600\text{eV}}$
1,435±0,013	1,449±0,023	1,500±0,024

Tabelle 5.6: Experimentell bestimmtes Linienintensitätsverhältnis $R_3 := I(35,383)/I(33,418)$ und dessen Fehler für die Elektronenstrahlenergien 450 eV, 500 eV und 600 eV. Fe XIV.

$R_{3,450\text{eV}}$	$R_{3,500\text{eV}}$	$R_{3,600\text{eV}}$
1,064±0,013	1,000±0,023	0,938±0,043

Tabelle 5.7: Experimentell bestimmtes Linienintensitätsverhältnis $R_4 := I(33,541)/I(26,298)$ und dessen Fehler für eine Elektronenstrahlenergie von 600 eV. Fe XVI.

$R_{4,600\text{eV}}$
11,321±0,418

Hierbei ergaben sich die aufgeführten Fehler jeweiliger experimentell bestimmter Linienverhältnisse

$$R := I(\lambda_1)/I(\lambda_2) \quad (5.5)$$

nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung:

$$\Delta R = \sqrt{\left(\frac{1}{I(\lambda_2)} \cdot \Delta I(\lambda_1)\right)^2 + \left(\frac{-I(\lambda_1)}{I(\lambda_2)^2} \cdot \Delta I(\lambda_2)\right)^2}. \quad (5.6)$$

Bezeichnungen siehe oben.

5.3 Vergleich mit CHIANTI

In Abbildungen 5.1 bis 5.4 dargestellt ist jeweils das durch CHIANTI theoretisch vorhergesagte Linienverhältnis R in Abhängigkeit der effektiven Elektronendichte für unterschiedlichen Elektronenstrahlenergien. Im Vergleich hierzu ist das an der EBIT experimentell ermittelte Verhältnis für die Elektronenstrahlenergien 450 eV (Blau, Dreieck), 500 eV (Oliv, Raute) und 600 eV (Magenta, Quadrat) gegen die je korrelierende rechnerisch ermittelte Elektronendichte (Tabelle 5.1) aufgetragen. Als schwarze Punkte eingezeichnet sind die im Jahre 2018 veröffentlichten im NSTX-U experimentell bestimmten Linienverhältnisse, entnommen aus [26], welche bei höheren Elektronendichten generiert wurden. Die drei betrachteten Fe XIV-Linienverhältnisse weisen für entsprechend höhere Elektronendichten eine geringere Elektronendichtesensitivität auf.

KAPITEL 5. EXPERIMENTELL BESTIMMTE VERHÄLTNISSE VON LINIENINTENSITÄTEN VERGlichen MIT THEORETISCHEN VORHERSAGEN

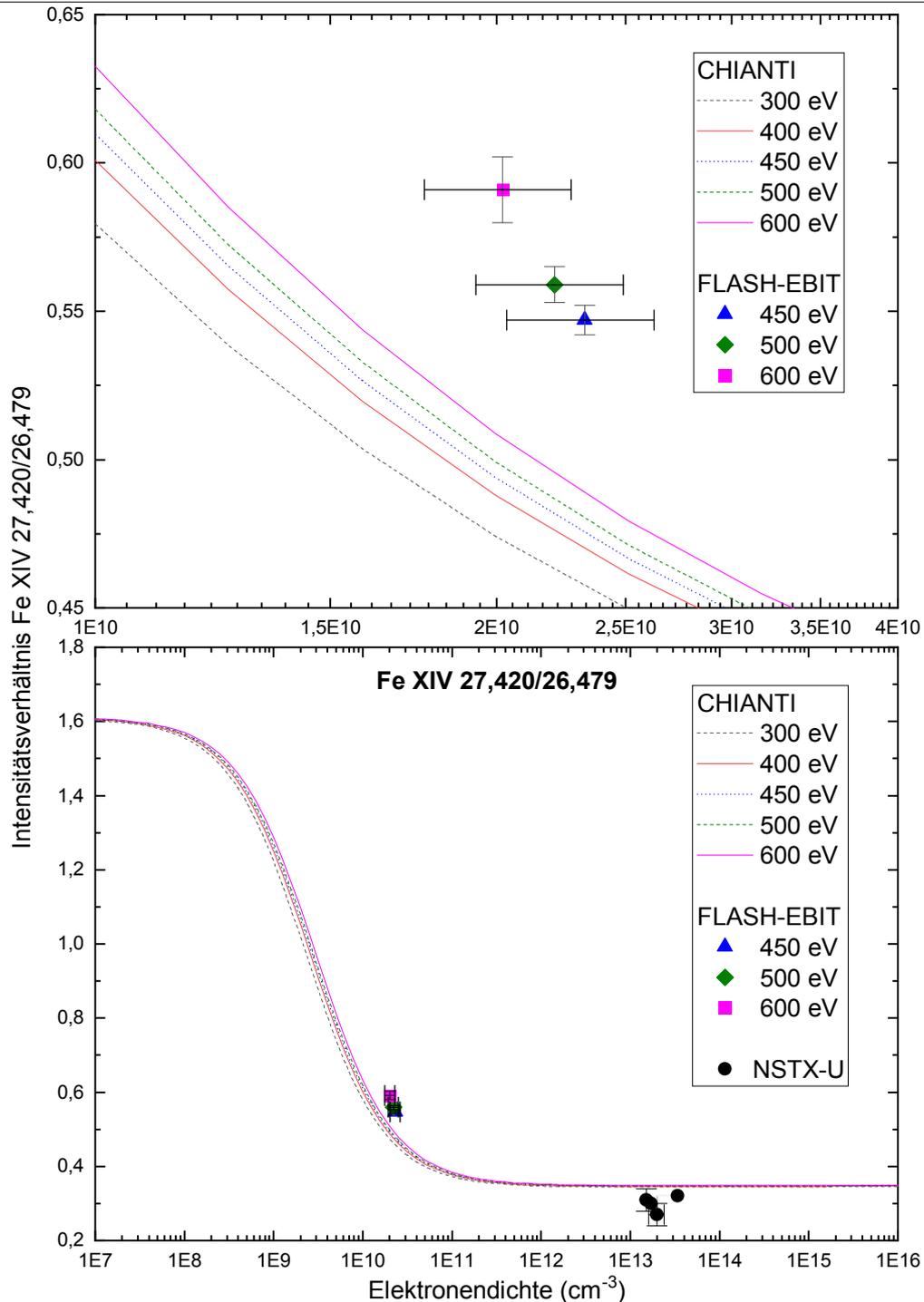


Abbildung 5.1: Dargestellt ist das durch CHIANTI theoretisch vorhergesagte Intensitätsverhältnis $I(27,420)/I(26,479)$ für unterschiedliche Elektronenstrahlenergien (Linien). Im Vergleich dazu aufgetragen ist das an der EBIT experimentell bestimmte Verhältnis für die Elektronenstrahlenergien 450 eV, 500 eV und 600 eV aufgetragen gegen die je korrelierende effektive Elektronendichte. Als schwarze Punkte eingezeichnet sind die im NSTX-U experimentell bestimmten Linienvverhältnisse.

5.3. VERGLEICH MIT CHIANTI

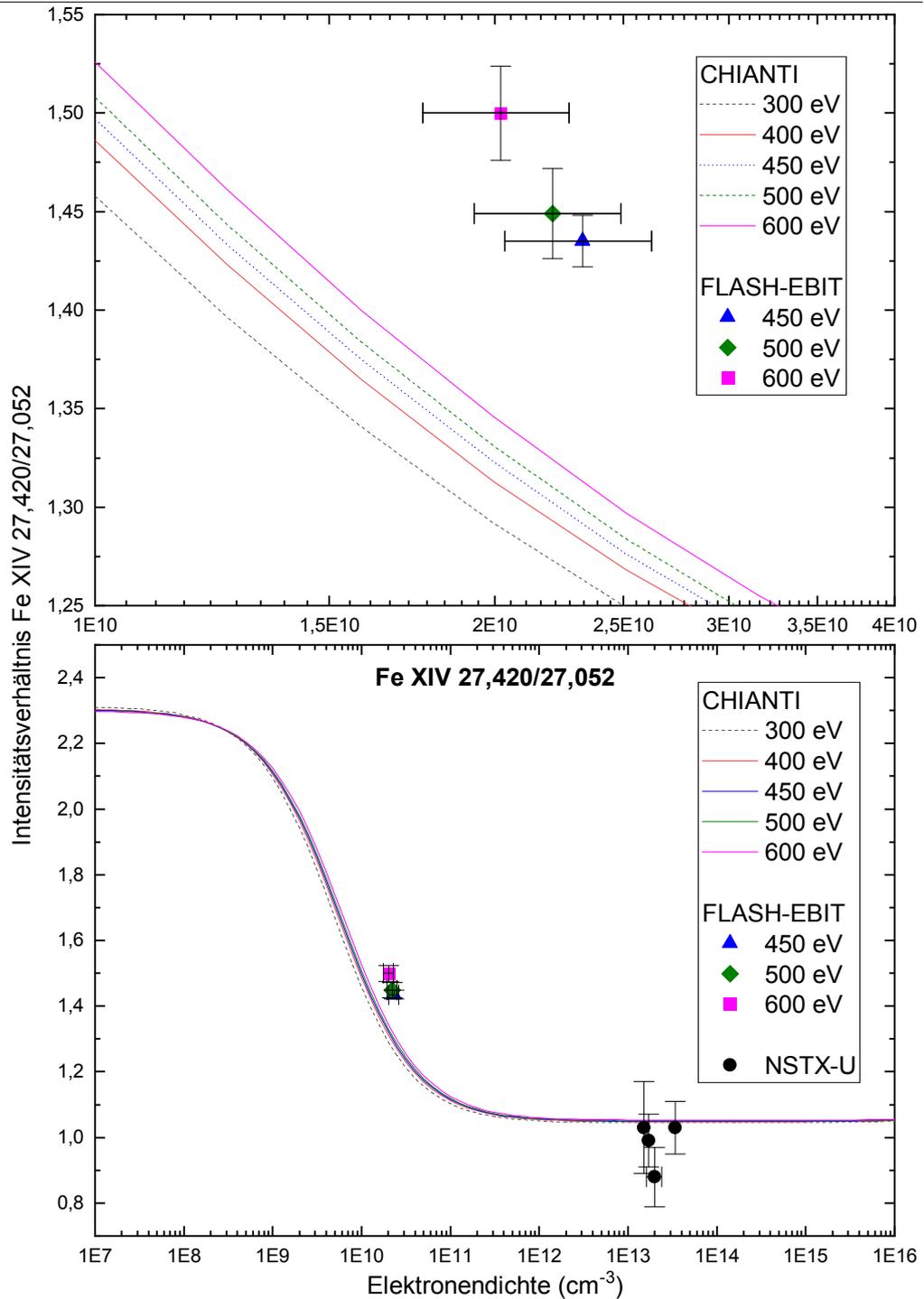


Abbildung 5.2: Dargestellt ist das durch CHIANTI theoretisch vorhergesagte Intensitätsverhältnis $I(27,420)/I(27,052)$ für unterschiedliche Elektronenstrahlenergien (Linien). Im Vergleich dazu aufgetragen ist das an der EBIT experimentell bestimmte Verhältnis für die Elektronenstrahlenergien 450 eV, 500 eV und 600 eV aufgetragen gegen die je korrelierende effektive Elektronendichte. Als schwarze Punkte eingezeichnet sind die im NSTX-U experimentell bestimmten Linienverhältnisse.

KAPITEL 5. EXPERIMENTELL BESTIMMTE VERHÄLTNISSE VON LINIENINTENSITÄTEN VERGLICHEN MIT THEORETISCHEN VORHERSAGEN

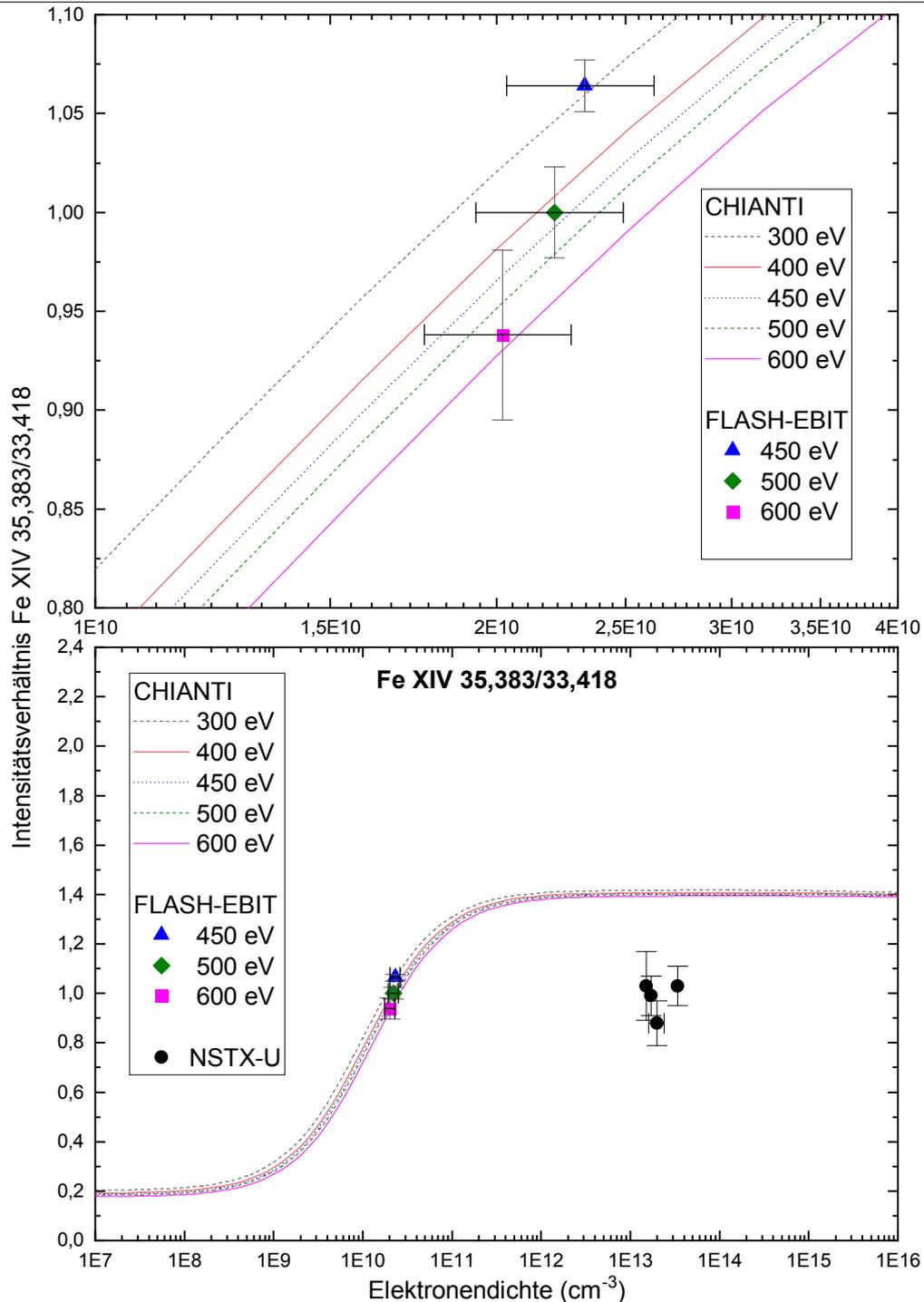


Abbildung 5.3: Dargestellt ist das durch CHIANTI theoretisch vorhergesagte Intensitätsverhältnis $I(35,383)/I(33,418)$ für unterschiedliche Elektronenstrahlenergien (Linien). Im Vergleich dazu aufgetragen ist das an der EBIT experimentell bestimmte Verhältnis für die Elektronenstrahlenergien 450 eV, 500 eV und 600 eV aufgetragen gegen die je korrelierende effektive Elektronendichte. Als schwarze Punkte eingezeichnet sind die im NSTX-U experimentell bestimmten Linienvverhältnisse.

5.3. VERGLEICH MIT CHIANTI

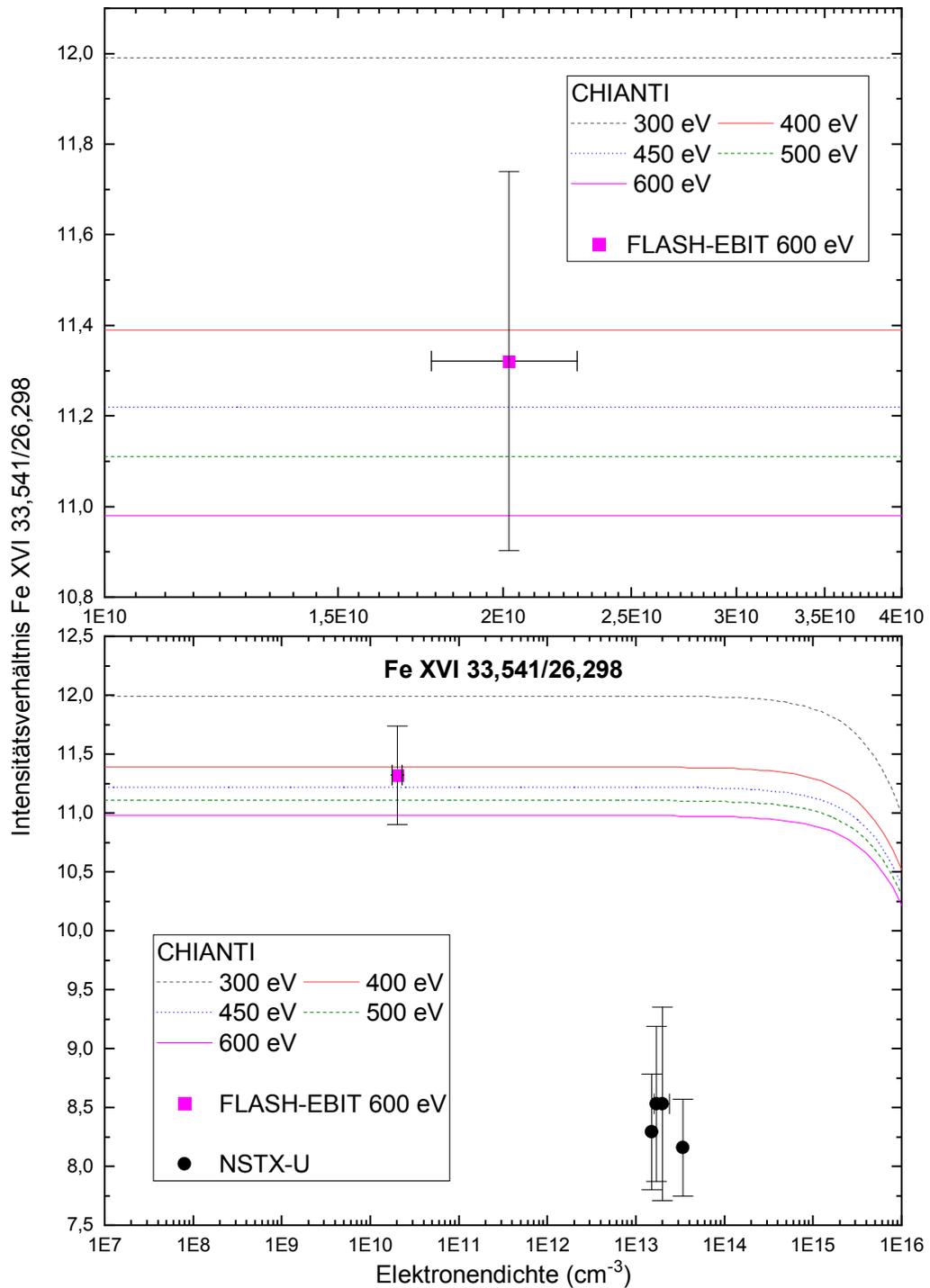


Abbildung 5.4: Dargestellt ist das durch CHIANTI theoretisch vorhergesagte Intensitätsverhältnis $I(33,541)/I(26,298)$ für unterschiedliche Elektronenstrahlenergien (Linien). Im Vergleich dazu aufgetragen ist das an der EBIT experimentell bestimmte Verhältnis für die Elektronenstrahlenergien 450 eV, 500 eV und 600 eV aufgetragen gegen die je korrelierende effektive Elektronendichte. Als schwarze Punkte eingezeichnet sind die im NSTX-U experimentell bestimmten Linienverhältnisse.

5.3.1 Fe XIV

Linienverhältnisse $R_1 = I(27,420)/I(26,479)$ und $R_2 = I(27,420)/I(27,052)$: Für die drei Elektronenstrahlenergien 450 eV, 500 eV und 600 eV, für welche jeweilige Verhältnisse anhand der vorgestellten Messergebnisse berechnet wurden, zeigt sich eine Übereinstimmung in einem Bereich von 3σ mit den für entsprechende Energien durch CHIANTI theoretisch vorhergesagten Verhältnissen. Die experimentell bestimmten Verhältnisse zeigen sich für alle Energien größer als die theoretisch vorhergesagten, während die im NSTX-U experimentell bestimmten Werte jeweils unterhalb den Vorhersagen durch CHIANTI liegen.

Linienverhältnis $R_3 := I(35,383)/I(33,418)$: Für alle betrachteten Elektronenstrahlenergien zeigt sich eine sehr gute (1σ) Übereinstimmung des experimentell ermittelten mit dem für entsprechende Energien durch CHIANTI theoretisch vorhergesagtem Verhältnis. Sehr gute Übereinstimmungen mit CHIANTI weisen für dieses Linienverhältnis auch die NSTX-U-Daten auf. Das experimentell bestimmte Verhältnis erweist sich für alle Energien als geringfügig größer als das durch CHIANTI vorhergesagte. Auch die im NSTX-U experimentell bestimmten Werte liegen oberhalb derer CHIANTIs, wobei auch diese sehr gute Übereinstimmung mit CHIANTI aufweisen.

5.3.2 Fe XVI

Linienverhältnis $R_4 = I(33,541)/I(26,298)$: Das Verhältnis wurde für eine Elektronenstrahlenergie von 600 eV experimentell bestimmt. Für diese Energie erweist sich die Übereinstimmung mit CHIANTI als sehr gut (1σ) und der experimentell ermittelte Wert lag geringfügig oberhalb des durch CHIANTI theoretisch vorhergesagten. Die NSTX-U-Verhältnisse liegen signifikant unterhalb CHIANTI, was nach Angaben im Paper [26] auch auf nicht-identifizierte Fehler zurückzuführen sein könnte.

5.3.3 Zusammenfassung des Vergleichs

Für das Fe XVI-Linienverhältnis $I(33,541)/I(26,298)$, für welches die im NSTX-U generierten Werte signifikante Abweichungen zu den CHIANTI-Vorhersagen

zeigten, zeigte sich bei den Untersuchungen an der EBIT für eine Elektronenstrahlenergie von 600 eV und eine Elektronendichte von $2,02 \pm 0,26 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$ eine sehr gute Übereinstimmung des experimentell bestimmten Linienverhältnisses mit CHIANTI. Diese sehr gute Übereinstimmung mit CHIANTI könnte möglicherweise aber dadurch begründet werden, dass jenes Linienverhältnis für die Neu-Abschätzung der Spektrometer-Effizienz mit in Betracht gezogen wurde. Es lässt sich allgemein eine Übereinstimmung aller vier experimentell bestimmten Fe XIV und Fe XVI-Linienverhältnisse, ermittelt für eine Elektronendichte der Größenordnung $2 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$, mit den theoretischen Vorhersagen durch CHIANTI verzeichnen. Somit haben sich die durch CHIANTI gemachten Vorhersagen für diese vier Linienverhältnisse für einen weiteren Elektronendichte-Bereich bestätigt, was eine Ergänzung zu analogen Untersuchungen in anderen Laboren und für größere Elektronendichten darstellt.

Kapitel 6

Spektroskopie von Argonionen im extremultravioletten Bereich in einem Wellenlängenbereich 25-35 nm

Kataloge observierter atomarer Übergänge für das Element Argon sind bis dato noch sehr unvollständig. So macht CHIANTI theoretische Vorhersagen über viele Argon-Spektrallinien, für welche in bekannten Datenbanken bisher kein experimenteller Nachweis vorliegt. Mit dem Ziel einer möglichen Observation solcher theoretisch vorhergesagten Linien und somit einer Verifikation der zugrundeliegenden Theorien wurden im Rahmen dieser Arbeit in der FLASH-EBIT erzeugte und gespeicherte hochgeladene Argonionen im extremultravioletten Bereich spektroskopiert. Hierzu wurde zunächst gasförmiges Argon via Gasinjektionssystem in die Fallenregion injiziert. Gemessen wurde bei einer Stromstärke des Elektronenstrahls von 35 mA und einer Falltiefe von 20 V. Die CCD-Kamera des Spektrometers wurde derart eingestellt, dass der Sensor nach geometrischer Kalibration einen Wellenlängenbereich von etwa 25-35 nm abdeckt. Die Aufnahmen wurden in einem Bereich der Elektronenstrahlenergie von 400-1150 eV in Schritten von 50 eV getätigt mit dem Ziel Emissionslinien von Argonionen bis zu einem Ladungszustand XVI aufzuzeichnen.

6.1 Kalibration

Um Argonlinien in den aufgenommenen Spektren jeweils einer Wellenlänge zuzuordnen zu können, wurde analog zu vergangenen Eisenmessungen zuvor eine Kalibration des Spektrometers bei unveränderter Sensoreinstellung durchgeführt. Zur Kalibration wurde sich aufgrund der Wohlbekanntheit vieler Emissionslinien für das Element Eisen entschieden. Nach Durchführung der Argon-Messreihe fand daher ein Leeren der Falle und eine anschließende Neuinjektion von Eisenpentacarbonyl via Gasinjektionssystem statt. Die Kalibrationsmessung wurde bei einer unveränderter Elektronenstrahlstromstärke von 35 mA durchgeführt. Es wurde je ein Emissionsspektrum für die Elektronenstrahlenergien 500 eV, 550 eV und 600 eV aufgezeichnet. Ein Vergleich der drei Spektren mit vorig aufgenommenen Eisen-Emissionsspektren bei 17 mA ermöglichte eine eindeutige Identifikation einer Vielzahl von Linien, deren korrespondierende NIST-Wellenlängen gegen jeweilige Pixelpositionen aufgetragen wurden (aufgeführt in Tabelle 6.1) und sich so analog zu vorherigen Kalibrationen eine quadratische Kalibrationsfunktion der Form

$$\lambda = a \cdot x^2 + b \cdot x^1 + c \quad (6.1)$$

anpassen ließ.

Wieder bezeichnet λ die Wellenlänge in nm, c den y-Achsenabschnitt in nm und a ($\frac{\text{nm}}{\text{Pixel}^2}$) und b ($\frac{\text{nm}}{\text{Pixel}}$) die beiden weiteren Koeffizienten des Polynoms.

Es ergab sich:

$$a = 33,41690 \pm 3,9 \cdot 10^{-4}$$

$$b = 0,005310 \pm 4,8 \cdot 10^{-6}$$

$$c = 1,692 \cdot 10^{-7} \pm 1,0 \cdot 10^{-9}$$

**KAPITEL 6. SPEKTROSKOPIE VON ARGONIONEN IM
EXTREMULTRAVIOLETTEN BEREICH IN EINEM
WELLENLÄNGENBEREICH 25-35 NM**

Tabelle 6.1: Eingetragen sind die Pixelpositionen der Linien, ihre Fehler, die korrespondierende NIST-Wellenlänge und der zugehörige Ladungszustand sowie die Elektronenkonfiguration des End- und Anfangszustandes des jeweiligen Übergangs bei einer Stromstärke des Elektronenstrahls von 35 mA. Der Fehler der NIST-Wellenlänge beträgt jeweils 0,001 nm.

Pixel	Fehler Pixel	Wellenlänge (nm)	Ladungs- zustand	Elektronenkonfiguration (des Endzustandes - des Anfangszustandes)
-1519,8	0,043	25,7377	Fe XIV	$3s^2 3p^2 P_{1/2}^o - 3s 3p^2 P_{1/2}$
-1366,05	0,034	26,4785	Fe XIV	$3s^2 3p^2 P_{3/2}^o - 3s 3p^2 P_{3/2}$
-1173,04	0,089	27,4203	Fe XIV	$3s^2 3p^2 P_{1/2}^o - 3s 3p^2 S_{1/2}$
-971,878	0,156	28,4164	Fe XV	$2p^6 3s^2 S_0 - 3s 3p^1 P_1^o$
-835,025	0,09	29,101	Fe XII	$3s^2 3p^3 D_{5/2}^o - 3s 3p^4 P_{3/2}$
-253,575	0,109	32,08	Fe XIII	$3s^2 3p^2 P_2^o - 3s 3p^3 P_2^o$
-0,023	0,035	33,4171	Fe XIV	$3s^2 3p^2 P_{1/2}^o - 3s 3p^2 D_{3/2}$
23,102	0,036	33,5409	Fe XVI	$2p^6 3s^2 S_{1/2} - 2p^6 3p^2 P_{3/2}^o$
76,803	0,072	33,826	Fe XII	$3s^2 3p^3 D_{5/2}^o - 3s 3p^4 D_{5/2}$
334,546	0,118	35,211	Fe XII	$3s^2 3p^3 S_{3/2}^o - 3s 3p^4 P_{3/2}$
365,782	0,04	35,3829	Fe XIV	$3s^2 3p^2 P_{3/2}^o - 3s 3p^2 D_{5/2}$

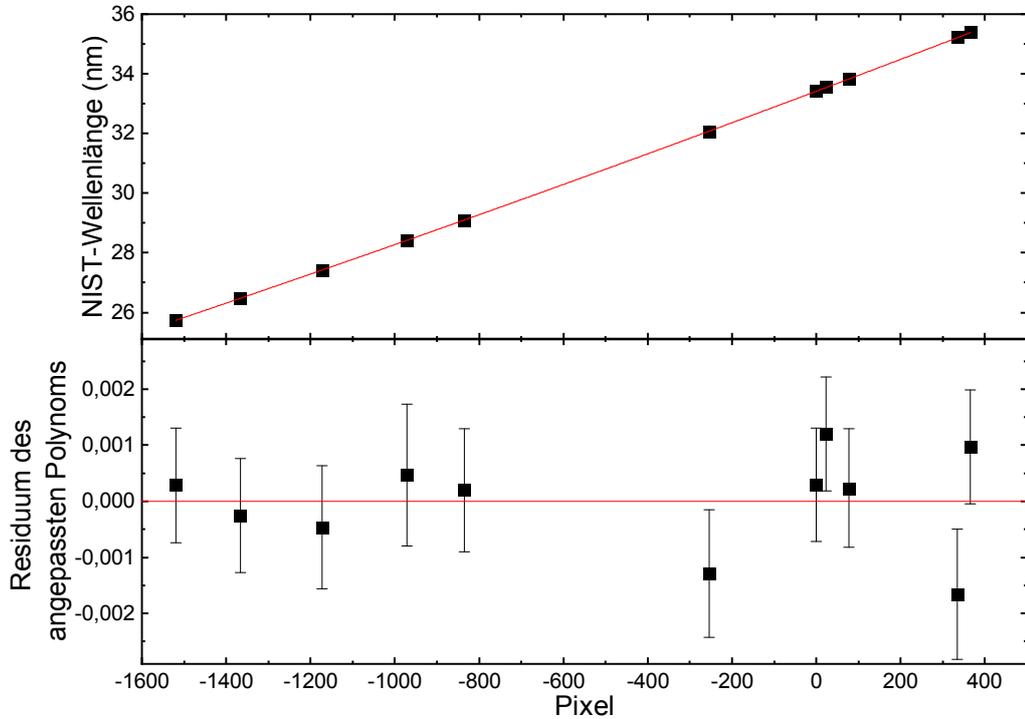


Abbildung 6.1: Positionen der Kalibrationslinien gegen die korrespondierende NIST-Wellenlänge. Die polynomielle Anpassung ist in Rot dargestellt. Stromstärke 35 mA. Statistische Verteilung der Residuen um die Null. Fehlerbalken siehe Formel 4.2.

Erwähnenswert ist, dass eine weitere prägnante Fe XII-Linie observiert wurde, nach obig aufgeführter Kalibration bei einer Wellenlänge von $28,364 \pm 0,001$ nm, welche bei voriger 17 mA-Messreihe nicht beobachtbar war. Sie wurde der gleichwertigen NIST-Wellenlänge 28,364 nm zugeordnet. Jene ist in der Datenbank allerdings mit einem Fehler von 0,01 nm aufgeführt, weshalb man die Linie nicht mit in die Kalibration einbezog.

6.2 Linienidentifikation

Mithilfe der gewonnenen Kalibrationsfunktion konnten nun die aufgenommenen Spektren mit einer Wellenlängen-Achse versehen werden (Auftragen observierter Intensitäten gegen die Wellenlänge), um auf diese Weise Argonlinien zu identifizieren. Die den Ladungszuständen Ar X bis Ar XIII zugeordneten Linien

*KAPITEL 6. SPEKTROSKOPIE VON ARGONIONEN IM
EXTREMULTRAVIOLETTEN BEREICH IN EINEM
WELLENLÄNGENBEREICH 25-35 NM*

wurden als Spektrallinien 2. Ordnung identifiziert. Linien erster Ordnung entsprechender Übergänge finden sich in einem Wellenlängenbereich von 12,5 bis 17,5 nm. CHIANTI sagt für entsprechende Ladungszustände auch Linien im 1. Ordnung für den Wellenlängenbereich 25 bis 35 nm, welche teilweise auch bereits in anderen Laboren observiert wurden, mit allerdings vergleichsweise geringeren Übergangswahrscheinlichkeiten vorher. Solche ließen sich nicht identifizieren. Die identifizierten Argonlinien sind in Tabelle 6.2 aufgeführt.

Tabelle 6.2: Eingetragen sind die ermittelten Wellenlängen der identifizierten Linien, ihre Fehler, die zugeordnete NIST-Wellenlänge, ihr Fehler, der zugehörige Ladungszustand sowie die Elektronenkonfiguration des End- und Anfangszustandes des jeweiligen Übergangs.

Wellenlänge (nm)	Fehler Wellenlänge (nm)	NIST- Wellenlänge (nm)	Fehler NIST- Wellenlänge (nm)	Ladungs- zustand	Elektronenkonfiguration (des Endzustandes- des Anfangszustandes)
35,3857	0,0002	35,3853	0,0003	Ar XVI	$1s^2 2s^2 S_{1/2} - 1s^2 2p^2 P_{3/2}^o$
26,625	0,003	26,6209	0,002	Ar XV	$1s^2 2s 2p^3 P_2^o - 1s^2 2p^2^3 P_2$
25,734	0,002	25,7368	0,0006	Ar XIV	$2s^2 2p^2 P_{3/2} - 2s 2p^2^2 D_{5/2}$
31,818	0,001	15,908	0,002	Ar XIII	$2s^2 2p^2^3 P_0 - 2s 2p^3^3 S_1^o$
32,3268	0,0005	16,161	0,002	Ar XIII	$2s^2 2p^2^3 P_1 - 2s 2p^3^3 S_1^o$
32,589	0,003	16,296	0,002	Ar XIII	$2s^2 2p^2^1 D_2 - 2s 2p^3^1 P_1^o$
32,966	0,0004	16,48	0,002	Ar XIII	$2s^2 2p^2^3 P_2 - 2s 2p^3^3 S_1^o$
30,887	0,001	15,443	0,002	Ar XII	$2s^2 2p^3^2 D_{5/2}^o - 2s(^2S) 2p^4(^3P)^2 P_{3/2}$
30,371	0,001	15,186	0,002	Ar XI	$2s^2 2p^4^1 D_2 - 2s 2p^5^1 P_1^o$
33,1095	0,0002	16,5539	0,0005	Ar X	$2s^2 2p^5^2 P_{3/2}^o - 2s 2p^6^2 S_{1/2}$
34,129	0,001	17,0641	0,0005	Ar X	$2s^2 2p^5^2 P_{1/2}^o - 2s 2p^6^2 S_{1/2}$

*KAPITEL 6. SPEKTROSKOPIE VON ARGONIONEN IM
EXTREMULTRAVIOLETTEN BEREICH IN EINEM
WELLENLÄNGENBEREICH 25-35 NM*

Eine ähnliche Elektronenstrahlenergie-Abhängigkeit wie die dem Ladungszustand Ar XVI zugeordnete Emissionslinie bei $35,387 \pm 0,0002$ nm wies weiter eine Linie bei $29,6 \pm 0,003$ nm auf (Intensitätsmaximum innerhalb der Messreihe bei 1050 eV, siehe auch insbesondere 1000 eV, zum Beispiel in Abbildung 6.10). Eine vergleichbare Beobachtung gab es bei einer Wellenlänge von $29,597 \pm 0,001$ nm, wobei diese Linie eine ähnliche Elektronenstrahlenergie-Abhängigkeit zeigte, wie die bei $30,371 \pm 0,001$ nm, welche Ar XI zugeordnet wurde (siehe insbesondere 650 eV). Beide Linien konnten jeweils weder einer in der NIST-Datenbank vertretenen bereits in anderen Laboren observierten noch einer durch CHIANTI theoretisch vorhergesagten Argon-Emissionslinie zugeteilt werden. Selbiges Problem eröffnete sich für eine Reihe weiterer observierter Linien bei niedrigeren Elektronenstrahlenergien. Die Erklärung könnte in in der Falle vorhandenem Restgas, Kathodenmaterial oder Luftbestandteilen bestehen. Die in Tabelle 6.3 aufgeführten Linien wurden daher mit der NIST-Datenbank für die Elemente Wolfram und Barium (beides Kathodenmaterialien), Eisen (vorherige Untersuchungen), Sauerstoff und Stickstoff (Luftbestandteile) verglichen, wobei sich keine konsistente Übereinstimmung fand.

Tabelle 6.3: Nicht identifizierte Linien und deren Intensitätsmaximum innerhalb der Messreihe.

Wellenlänge (nm)	Fehler Wellenlänge (nm)	Elektronenstrahlenergie des Intensitätsmaximum
25,386	0,001	400
25,555	0,001	400
26,029	0,001	450
26,963	0,002	400
27,984	0,0004	400
28,199	0,001	450
28,9245	0,0004	400
29,597	0,001	650
29,6	0,003	1050
30,024	0,001	450
30,575	0,001	400
31,246	0,001	450
34,439	0,002	400
34,609	0,001	400
34,7474	0,0004	400

6.3 Spektren und 2D-Histogramm

Bei den nachfolgenden Abbildungen 6.2 bis 6.9 wurde sowohl der Untergrund bereits subtrahiert als auch die Spektrometer-Effizienz berücksichtigt. Aufgrund des starken Rauschens wurde sich bei der Darstellung gegen eine Unterteilung in zwei Teilabbildungen mit unterschiedlichen Skalierungen entschieden. 6.10 zeigt das zweidimensionale Histogramm zu den Messungen. Blau entspricht einer niedrigen, rot einer hohen Intensität. Das 2D-Histogramm ist überlagert durch jeweiligen Energien entsprechende eindimensionale Spektren, wobei jeweils Intensität gegen Wellenlänge aufgetragen wurde. Angemerkt ist je der dominierende Ladungszustand.

*KAPITEL 6. SPEKTROSKOPIE VON ARGONIONEN IM
EXTREMULTRAVIOLETTEN BEREICH IN EINEM
WELLENLÄNGENBEREICH 25-35 NM*

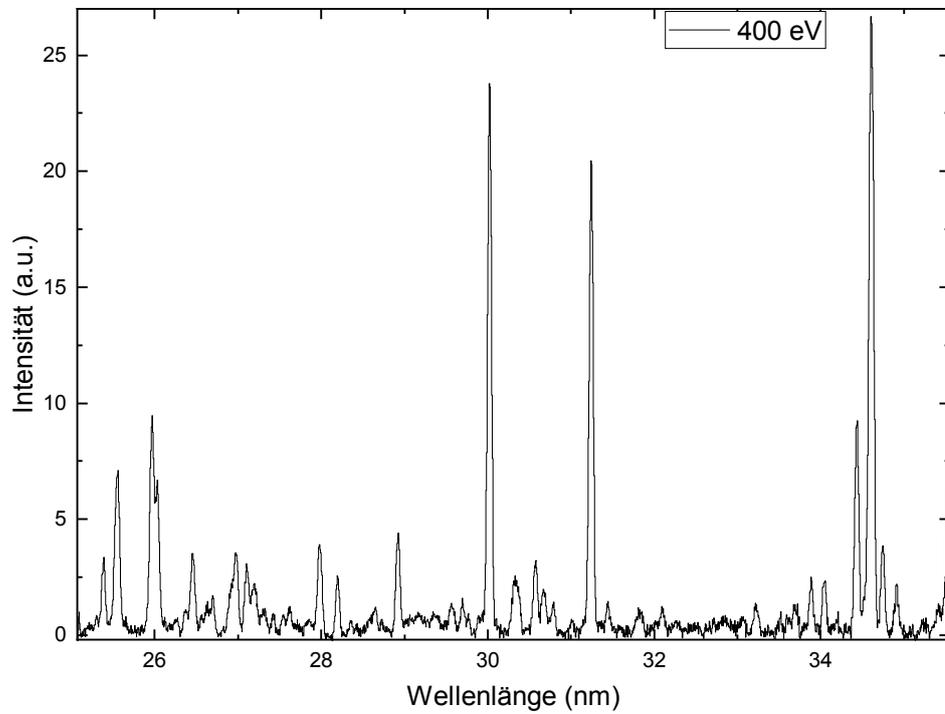


Abbildung 6.2: Intensität gegen die Wellenlänge bei einer Elektronenstrahlenergie von 400 eV.

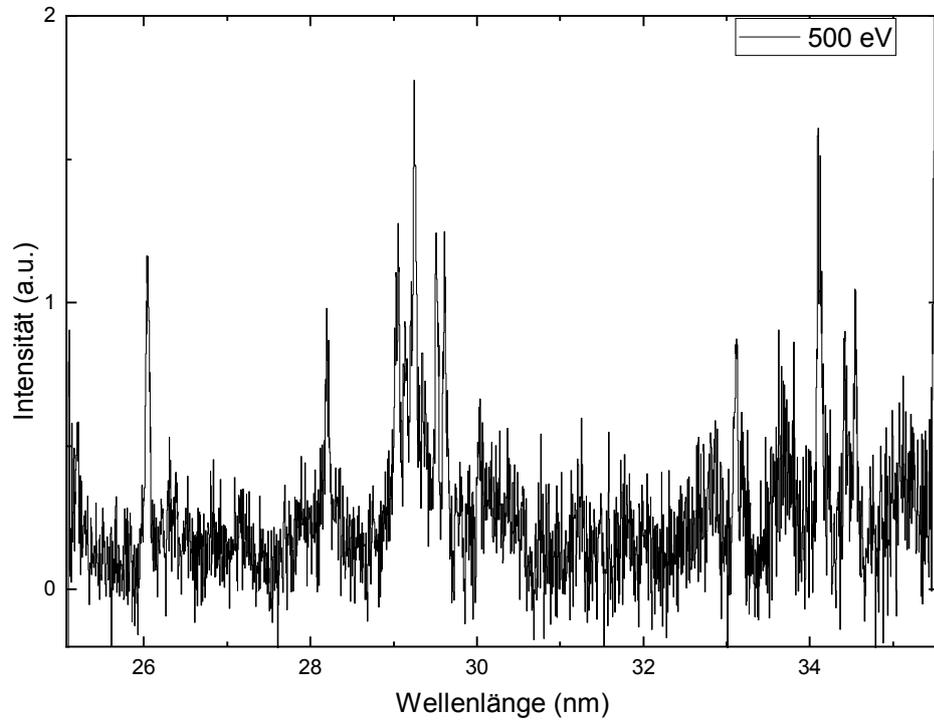


Abbildung 6.3: Intensität gegen die Wellenlänge bei einer Elektronenstrahlenergie von 500 eV.

*KAPITEL 6. SPEKTROSKOPIE VON ARGONIONEN IM
EXTREMULTRAVIOLETTEN BEREICH IN EINEM
WELLENLÄNGENBEREICH 25-35 NM*

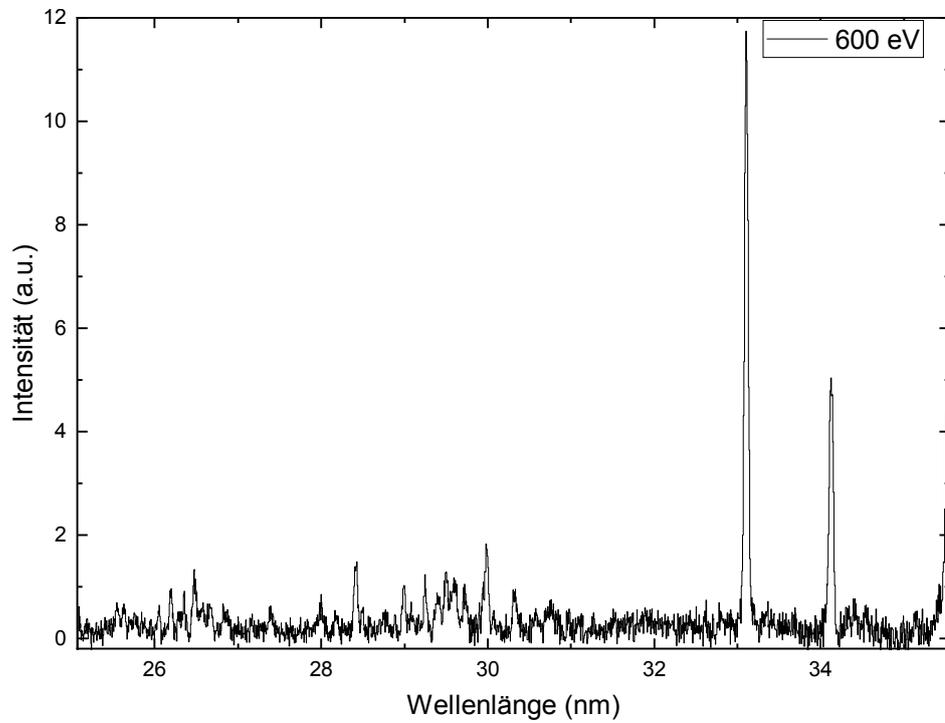


Abbildung 6.4: Intensität gegen die Wellenlänge bei einer Elektronenstrahlenergie von 600 eV.

6.3. SPEKTREN UND 2D-HISTOGRAMM

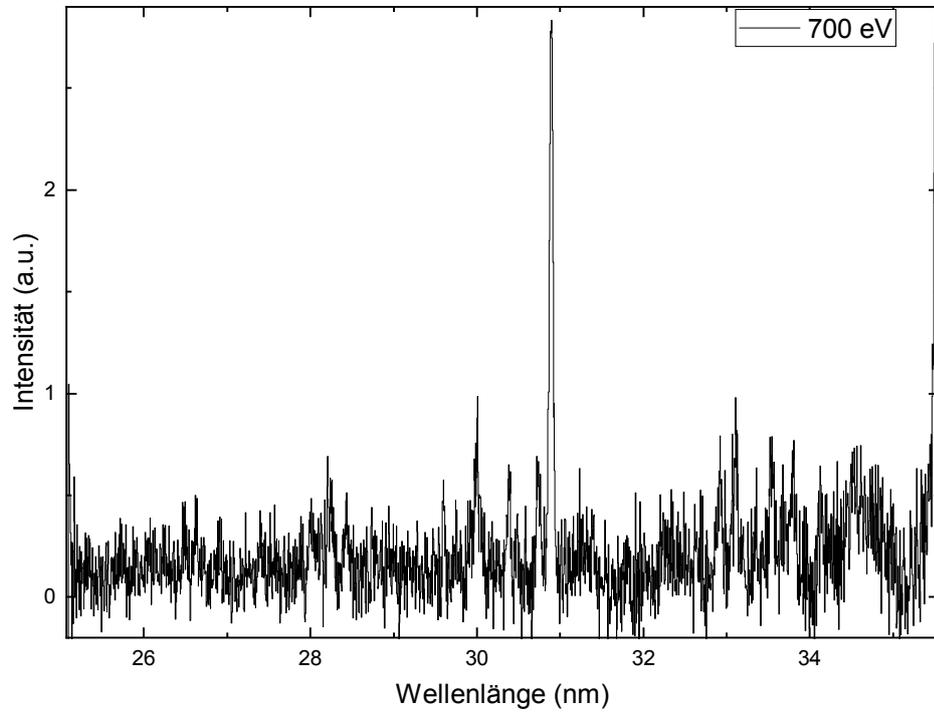


Abbildung 6.5: Intensität gegen die Wellenlänge bei einer Elektronenstrahlenergie von 700 eV.

*KAPITEL 6. SPEKTROSKOPIE VON ARGONIONEN IM
EXTREMULTRAVIOLETTEN BEREICH IN EINEM
WELLENLÄNGENBEREICH 25-35 NM*

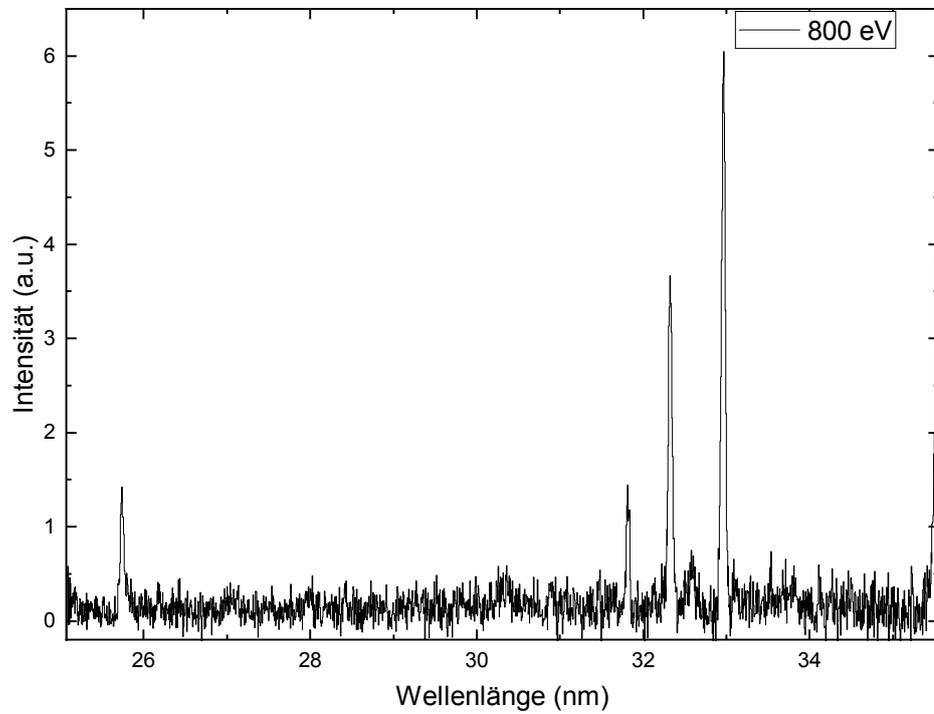


Abbildung 6.6: Intensität gegen die Wellenlänge bei einer Elektronenstrahlenergie von 800 eV.

6.3. SPEKTREN UND 2D-HISTOGRAMM

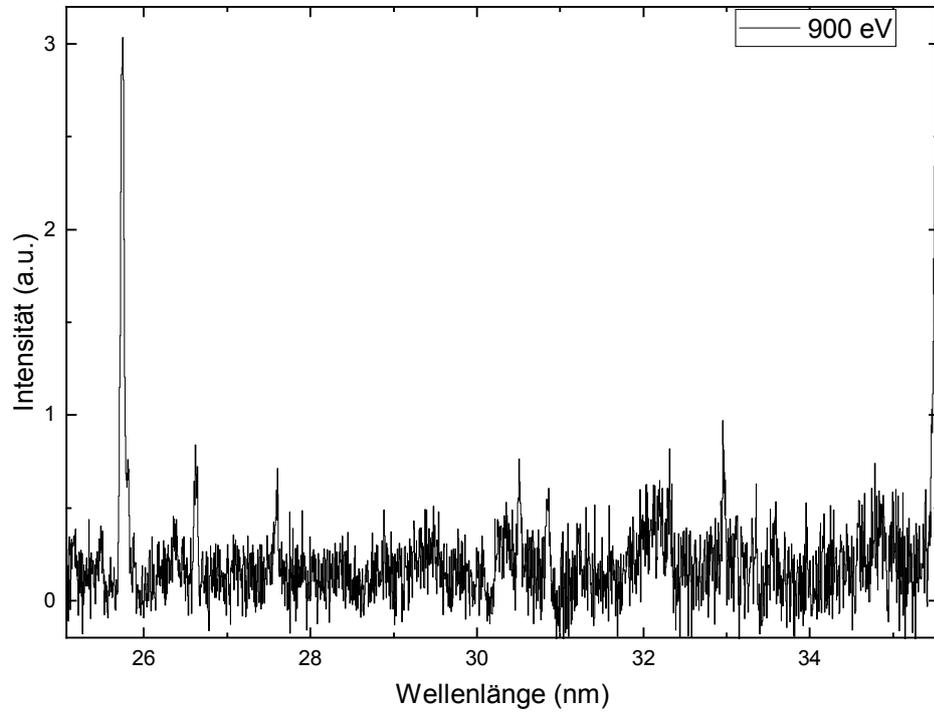


Abbildung 6.7: Intensität gegen die Wellenlänge bei einer Elektronenstrahlenergie von 900 eV.

*KAPITEL 6. SPEKTROSKOPIE VON ARGONIONEN IM
EXTREMULTRAVIOLETTEN BEREICH IN EINEM
WELLENLÄNGENBEREICH 25-35 NM*

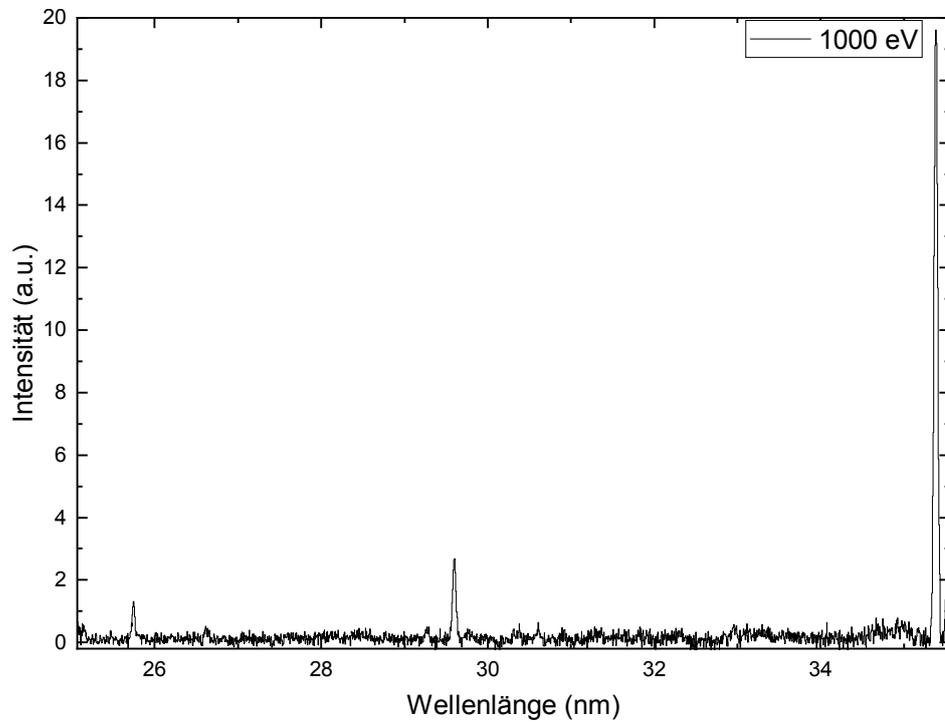


Abbildung 6.8: Intensität gegen die Wellenlänge bei einer Elektronenstrahlenergie von 1000 eV.

6.3. SPEKTREN UND 2D-HISTOGRAMM

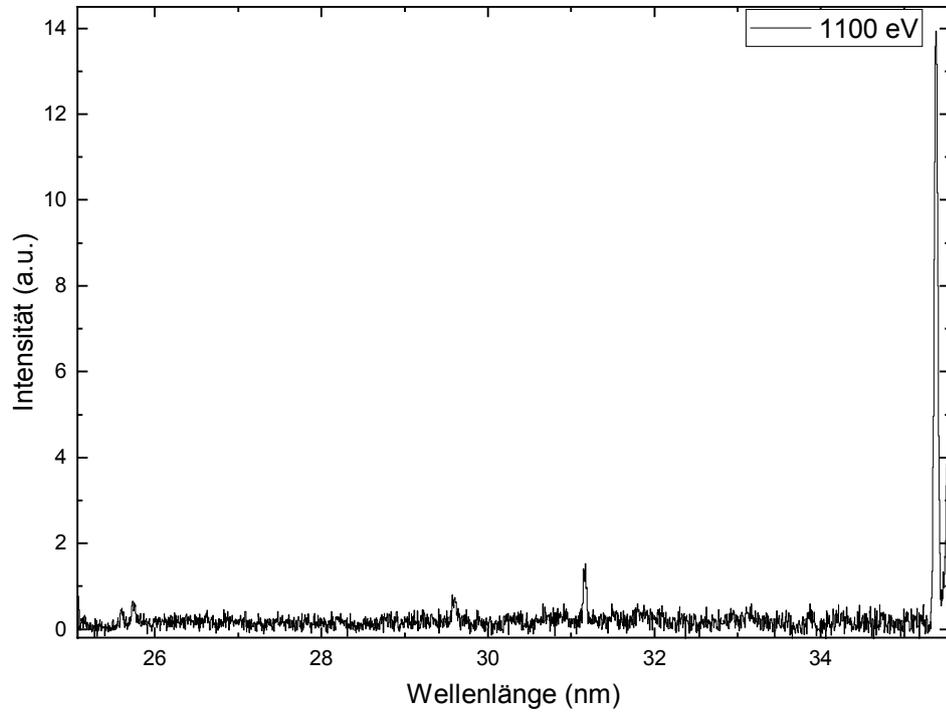


Abbildung 6.9: Intensität gegen die Wellenlänge bei einer Elektronenstrahlenergie von 1100 eV.

*KAPITEL 6. SPEKTROSKOPIE VON ARGONIONEN IM
EXTREMULTRAVIOLETTEN BEREICH IN EINEM
WELLENLÄNGENBEREICH 25-35 NM*

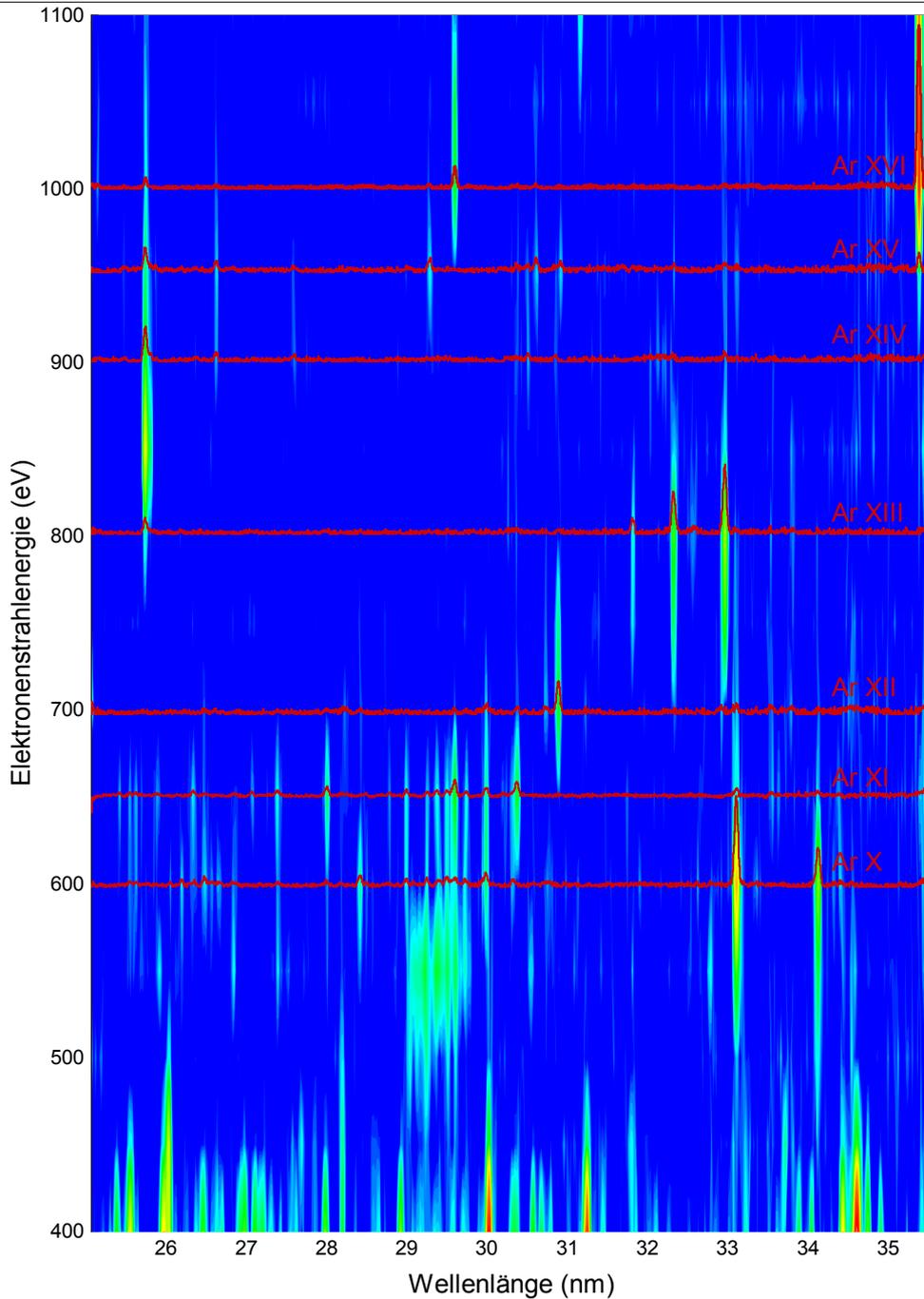


Abbildung 6.10: 2-dimensionales Histogramm der aufgenommenen Argonspektren bei Elektronenstrahlenergien zwischen 400 und 1100 eV aufgetragen gegen die Wellenlänge im Bereich 25-35 nm. Details siehe Text. Aufbau und Funktion eines solchen 2D-Histogramms siehe Kapitel 4, Abschnitt 4.2.6.

Deutlich zu sehen ist in Abbildung 6.10 die Korrelation observierter Peaks mit der Farbskala sowie die Abhängigkeit der Ladungszustände observierbarer Argon-Emissionslinien von der Elektronenstrahlenergie. So werden bei einer Elektronenstrahlenergie von 600 eV die beiden intensivsten Emissionslinien bei den Wellenlängen $33,1095 \pm 0,0002$ nm und $34,129 \pm 0,001$ nm beobachtet, welche Ar X zuzuordnen sind. Bei einer Elektronenstrahlenergie von 650 eV sind jene Linien nur noch schwach ersichtlich, wohingegen die Emissionslinie bei $30,371 \pm 0,001$ nm einer höhere Intensität aufweist. Letztere ist Ar XI zuzuordnen.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Die physikalische Größe der Elektronendichte ist für das Verständnis von Prozessen in astronomischen Objekten essenziell. Mithilfe von Theorien lassen sich aus den Intensitätsverhältnissen von Spektrallinien Rückschlüsse auf die in einem Plasma vorherrschende Elektronendichte ziehen. Zur Verifikation solcher Theorien bedarf es Laboruntersuchungen. Dabei hat sich das Vorgehen bewiesen, für ein Laborplasma, dessen Elektronendichte zuvor unabhängig bestimmt wurde und somit bekannt ist, Linienverhältnisse zu betrachten und diese mit entsprechenden theoretischen Vorhersagen zu vergleichen [26], [12].

Das Hauptziel dieser Arbeit war ein Vergleich ausgewählter experimentell bestimmter Linienverhältnisse von Emissionslinien hochgeladener Eisenionen mit den theoretischen Vorhersagen durch CHIANTI.

Hierzu wurden im ersten Schritt EUV-Spektren hochgeladener überwiegend via Elektronenstoß angeregter Eisenionen, welche zuvor in der FLASH-EBIT erzeugt und gespeichert wurden, für einen Wellenlängenbereich von 25-40 nm aufgezeichnet. Da der Sensor der CCD-Kamera den Gesamtwellenlängenbereich von 25-40 nm nicht abdeckt, führte man zwei unabhängige Messreihen für die Wellenlängenbereiche 25-35 nm sowie 28-40 nm durch. Es wurde jeweils bei einer Stromstärke des Elektronenstrahls von 17 mA und einer Falltiefe von 40 V gemessen sowie für Bereiche der unkorrigierten Elektronenstrahlenergie von 450-670 eV (Wellenlängenbereich 25-35 nm) bzw. 300-700 eV (Wellenlängenbereich 28-40 nm).

Um den Positionen des Kamerasensors je eine Wellenlänge zuordnen zu können, wurden Kalibrationsmessungen im Wellenlängenbereich 28-40 nm vorgenommen. Da es im Falle der Eisenmessungen nicht um genaue Spektroskopie, sondern lediglich um eine Betrachtung von Intensitätsverhältnissen bereits bekannter Eisen-Emissionslinien ging, wurde sich aufgrund der Wohlbekanntheit vieler Linien auch bei der Kalibration für das Element Eisen entschieden, die Stromstärke des Elektronenstrahls jedoch auf 45 mA erhöht. Die Kalibration ermöglichte für den Wellenlängenbereich 28-40 nm die Identifikation einer Reihe von Emissionslinien von Eisenionen der Ladungszustände X bis XVI. Aufgrund des Überlapps der beiden Wellenlängenbereiche konnten für die aufgenommenen Spektren im Wellenlängenbereich 25-35 nm zunächst solche Linien identifiziert werden, die bereits in den Spektren im Wellenlängenbereich 28-40 nm identifiziert wurden, und auf diese Weise auch für die Aufzeichnungen im Wellenlängenbereich 25-35 nm eine Dispersionsfunktion angepasst werden, mit Hilfe welcher weitere Linienidentifikationen möglich waren. Für letzteren Wellenlängenbereich wurden Emissionslinien von Eisenionen der Ladungszustände XIII bis XVI observiert.

Ein wichtiges Teilergebnis dieser Arbeit ist die neu abgeschätzte relative Effizienz des EUV-Spektrometers in Abhängigkeit der Wellenlänge für einen Wellenlängenbereich von 25-40 nm: Da im Folgenden die Verhältnisse von Linienintensitäten betrachtet werden sollten und die Vermutung bestand, dass die von Baumann im Jahre 2012 ermittelte Spektrometereffizienz bedingt des Alters des Spektrometers nicht mehr aktuell sein könnte, wurde eine zu einer bestimmten Wellenlänge relative Spektrometereffizienz neu abgeschätzt. Eine relative Effizienz war für unseren Zweck, die Betrachtung von Intensitätsverhältnissen von Linien, ausreichend.

Für unser Experiment wurde mit Hilfe der in der Publikation [12] vorgestellten Ergebnisse für eine Stromstärke des Elektronenstrahls von 17 mA eine vorherrschende Elektronendichte von etwa $2 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$ berechnet. Es wurde eine Auswahl diverser observierter Fe XIV- und Fe XVI-Linien getroffen, deren Intensitätsverhältnisse mit CHIANTI verglichen werden sollten. Dabei fiel die Wahl auf derartige Linien, deren Verhältnisse bereits im NSTX-U für eine effektive Elektronendichte höherer

Größenordnung untersucht und mit CHIANTI verglichen wurden. Es konnten auch für die in unserem Experiment vorherrschenden effektiven Elektronendichten gute Übereinstimmungen der experimentell ermittelten Linienverhältnisse mit den theoretischen Vorhersagen durch CHIANTI verzeichnet werden.

Ein weiteres Ziel dieser Arbeit war die mögliche Identifikation theoretisch vorhergesagter Argon-Spektrallinien im EUV-Bereich, für welche in Katalogen noch kein experimenteller Nachweis dokumentiert ist. Dazu wurden in der FLASH-EBIT hochgeladene Argonionen in einem Wellenlängenbereich von 25-35 nm spektroskopiert. Gemessen wurde bei einer Elektronenstrahl-Stromstärke von 35 mA und einer Falltiefe von 20 V. Die Aufnahmen fanden für einen Bereich der unkorrigierten Elektronenstrahlenergie von 400-1150 eV statt. Es wurden eine Kalibrationsmessung mit Eisen durchgeführt, was eine Linienidentifikation ermöglichte. Es wurden Linien von Ar X bis Ar XVI observiert, jedoch keine solchen, welche zuvor nicht auch bereits schon in anderen Laboren beobachtet wurden. Es wurde eine Reihe von Linien verzeichnet, die sich weder bereits in anderen Laboren observierten noch durch CHIANTI theoretisch vorhergesagten Linien zuordnen ließen.

In Aussicht ist für den Fall der neu abgeschätzten relativen Effizienz des EUV-Spektrometers eine sorgfältigere neue Effizienzkalibration des Spektrometers unabhängig von CHIANTI anhand von einfach zu berechnenden Systemen.

In zitierter Veröffentlichung [26] finden sich eine Reihe weiterer Fe XIII-, Fe XIV- und Fe XVI-Linienverhältnisse, wobei Emissionslinien bei Wellenlängen von 20 bis 25 nm mit in Betracht gezogen wurden. Eine Aufzeichnung von Eisen-Emissionsspektren für einen auf diesen Bereich erweiterten Wellenlängenbereich an der EBIT würde eine Bestimmung jener Linienverhältnisse auch für Elektronendichten der Größenordnung 10^{10} cm^{-3} und einen Vergleich mit der Theorie ermöglichen.

Im Falle ionisierten Argons sagt die CHIANTI-Datenbank eine Vielzahl von Spektrallinien voraus, für welche ein experimenteller Nachweis in bekannten Datenbanken nicht verzeichnet ist. Eine Observation von Linien dieser Art würde

eine Bestätigung zugrundeliegender Theorien liefern. Daher sind weitere Untersuchung hochgeladener Argonionen bei variierten Laborbedingungen von großem Interesse.

Langzeit-Ziel ist die Vervollständigung von Banken atomarer Daten für Elemente aller Art, insbesondere zur Bereitstellung für die Astrophysik. Große Aufgabe ist im Rahmen dessen die Entwicklung präziserer Modelle für Atomstrukturrechnungen. Die experimentelle Verifikation von Theorien durch Labormessungen spielt dabei eine Schlüsselrolle, weshalb eine Vielzahl weiterer Untersuchungen verschiedenster Elemente in Aussicht ist.

Literatur

- [1] S. Bernitt et al. „An unexpectedly low oscillator strength as the origin of the Fe XVII emission problem“. In: *Nature* (Dezember 2012).
- [2] T. Baumann. *Spektroskopische Untersuchungen resonanter Rekombinationsprozesse an hochgeladenem Silizium in einer Elektronenstrahl-Ionenfalle*. PhD Thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2012.
- [3] S. Bernitt. *Resonante Anregung astrophysikalischer Röntgen-Übergänge in hochgeladenen Eisenionen mit dem Freie-Elektronen-Laser LCLS*. PhD Thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2013.
- [4] M. Cantor. *Sir Isaac Newton*. Universitätsbibliothek der Universität Heidelberg, 1881.
- [5] W. Demtröder. *Experimentalphysik 3*. Bd. 8. ed. Springer, 2010.
- [6] K. P. Dere u. a. „CHIANTI - an atomic database for emission lines“. In: *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 125 (Okt. 1997), S. 149–173. DOI: 10.1051/aas:1997368.
- [7] K. P. Dere u. a. „CHIANTI An Atomic Database for Emission Lines. XV. Version 9, Improvements for the X-Ray Satellite Lines“. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 241.2 (März 2019), S. 22. DOI: 10.3847/1538-4365/ab05cf.
- [8] S. Dobrodey. *Charge-exchange studies of bare and hydrogen-like low-Z ions in the X-ray and extreme-ultraviolet ranges inside an electron beam ion trap*. PhD Thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2019.

-
- [9] S. Dobrodey. *Untersuchung von K-LL-Resonanzen dielektronischer Rekombination und simultaner Innerschalen-Vakuum-Ultraviolett Übergänge in hochgeladenem Eisen mit einer Elektronenstrahl- Ionenfalle*. Master Thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2014.
- [10] S. Epp. *Röntgen-Laserspektroskopie hochgeladener Ionen in einer EBIT am Freie-Elektronen-Laser FLASH*. PhD Thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2007.
- [11] B. Feuerstein. „Ein Treibhausgas für Röntgenlicht“. In: *Informationsdienst Wissenschaft* (2013).
- [12] G. Y. Liang and T.M. Baumann and J.R. Crespo López-Urrutia and S.W. Epp and H. Tawara and A. Gonchar and P.H. Mokler and G. Zhao, J. Ullrich. „Extreme-Ultraviolet Spectroscopy of Fe VI-Fe XV and its Diagnostic Application for Electron Beam Ion Trap Plasmas“. In: *The Astrophysical Journal* (Mai 2009).
- [13] H. Haken und H. C. Wolf. *Molekülphysik und Quantenchemie*. Bd. 5. Springer, 2006.
- [14] T. Harada u. a. „Optimum Design of a Grazing-Incidence Flat-Field Spectrograph with a Spherical Varied-Line-Space Grating“. In: *Appl. Opt.* 38.13 (1999).
- [15] J. Jäger. *Untersuchung von metastabilen Zuständen hochgeladener Ruthenium-Ionen mittels EUV-Spektroskopie*. Bachelor Thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2017.
- [16] H. Jeanperrin. *Extreme ultraviolet spectroscopy of highly charged W ions relevant to fusion plasmas: The W XIV-W XVI transitions*. MSci Physics Year in Europe Project Report. Imperial College London, United Kingdom, 2014.
- [17] F. A. Jenkins und H. E. White. *Fundamentals of Optics*. Bd. 4. McGraw-Hill, 1981.
- [18] G. Kirchhoff und R. Bunsen. „Chemische Analyse durch Spectralbeobachtungen“. In: *Annalen der Physik* 186.6 (1860).

LITERATUR

- [19] J. R. Crespo López-Urrutia und Zoltán Harman. „Emission and Laser Spectroscopy of Trapped Highly Charged Ions in Electron Beam Ion Traps“. In: W. Quint und M. Vogel. *Fundamental Physics in Particle Traps*. Springer, 2014. Kap. 10, S. 315–373.
- [20] *NIST Atomic Spectra Database Lines Form*. URL: https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html (besucht am 03.08.2020).
- [21] R. Schupp. *Spektroskopische Untersuchung von Ir 17+*. Bachelor Thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2013.
- [22] T. Richter. „Freie Elektronen in Sonnen-Protuberanzen untersucht“. In: *Informationsdienst Wissenschaft* (2017).
- [23] J. K. Rudolph u. a. „X-Ray Resonant Photoexcitation: Linewidths and Energies of $K\alpha$ Transitions in Highly Charged Fe Ions“. In: *Phys. Rev. Lett.* 111 (10 Sep. 2013), S. 103002. DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.103002. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.103002>.
- [24] C. Shah. *Measuring and modeling of anisotropic and polarized X-ray emission following resonant recombination into highly charged ions*. PhD Thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2015.
- [25] G. Stellmacher und E. Wiehr. „The Na i and Sr ii Resonance Lines in Solar Prominences“. In: *Solar Physics* 292 (Juni 2017). DOI: 10.1007/s11207-017-1103-6.
- [26] M. E. Weller u. a. „Electron-density-sensitive Line ratios of Fe XIII-XVI from Laboratory Sources Compared to CHIANTI“. In: *The Astrophysical Journal* (Feb. 2018).

Danksagung

Zunächst bedanke ich mich bei Priv.-Doz. Dr. José R. Crespo López-Urrutia für die Betreuung meiner Bachelorarbeit und die herzliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe. Danke insbesondere dafür, dass mir trotz der Corona-Situation ermöglicht wurde, zu geplantem Zeitraum zu beginnen.

Weiterhin möchte ich Prof. Dr. Thomas Pfeifer für die Möglichkeit danken, meine Arbeit in seiner Abteilung zu schreiben, sowie für die Bereitschaft der Übernahme der Zweitprüfung.

Ein ganz besonderer Dank geht an Dr. Stepan Dobrodey, von dem ich in dieser Zeit sehr viel über die Experimentalphysik lernen durfte. Vielen Dank für viele Tipps und ausführliche Erklärungen und auch für das Korrekturlesen meiner Arbeit.

Schließlich möchte ich von ganzem Herzen meiner Familie und meinen Freunden danken, die mir während dieser Zeit eine große Unterstützung waren.

Erklärung

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

Heidelberg, den 31. Juli 2020


.....