

Wissenschaftliche Hausarbeit im Rahmen der Ersten
Staatsprüfung für das Lehramt an Gymnasien im
Fach Physik
eingereicht bei der Hessischen Lehrkräfteakademie
- Prüfungstelle Kassel -

Energieabhängige Elektrolumineszenz und
Inbetriebnahme eines Profilers zur Charakterisierung
ionisierender Strahlung

Maik Morowski
Glitzerburg 4
34225 Baunatal

30. Oktober 2017

Durchgeführt in der Arbeitsgruppe Experimentalphysik IV der Universität
Kassel unter Anleitung von Prof. Dr. A. Ehresmann

Functional thin films
and physics with
synchrotron radiation



Gutachter: Prof. Dr. A. Ehresmann

Doing science is like doing a jigsaw puzzle in a snow-storm at night, with some pieces missing, and with no idea what the finished picture looks like.

- Anonymous -

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	2
2.1	Grundzüge der Atomphysik	2
2.1.1	Quantenzahlen für einzelne Elektronen	3
2.1.2	Kopplung zwischen Spin und Bahn im Mehrelektronen- system	5
2.1.3	Molekulare Quantenzahlen und Symmetrieüberlegungen	6
2.1.4	Potentialkurven	8
2.1.5	Dipolauswahlregeln	10
2.1.6	Franck-Condon-Prinzip	11
2.2	Wechselwirkung zwischen beschleunigten Elektronen und Materie	11
2.2.1	Erzeugung und Eigenschaften eines Elektronenstrahls .	12
2.2.2	Elektronenstoßanregung	14
2.2.3	Wirkungsquerschnitte für Anregung und Ionisation . . .	16
2.3	Fluoreszenz und Elektrolumineszenz	17
2.3.1	Beugungserscheinungen am Gitter	18
2.3.2	Blaze-Gitter	19
2.3.3	Auflösungsvermögen eines Gitters	20
2.3.4	Linienbreite	21
2.4	Stickstoff	22
2.5	Argon	24
2.6	Prozesse am Beam-Profiler	24
2.6.1	Ionisierende Strahlung	25
2.6.2	Synchrotronstrahlung an BESSY II	25
3	Experimenteller Aufbau	26
3.1	Vakuumsystem der magenta <i>EIFS</i>	26
3.1.1	Turbomolekularpumpen	26
3.1.2	Vakuumtaugliche Materialien	27
3.2	Druckmessung	28
3.3	Targetzelle	29
3.4	Spektrometer	30
3.4.1	Rowland-Kreis	30
3.5	Elektronenkanone Model G10	31
3.6	Detektorsystem	32
3.6.1	Mikrokanalplatten	32
3.6.2	PHOTEK VUV Detektor	33
3.6.3	Detektionsgrenzen des FUV Detektors	35
3.7	Messsoftware	36

3.8	Profiler zur Charakterisierung ionisierender Strahlung	36
3.8.1	Auslegung der elektrischen Bauteile	37
4	Auswertung	39
4.1	E-Gun	40
4.1.1	Stabilität des Elektronenstrahls	40
4.1.2	Messung des Elektronenstrahls	41
4.2	Interaktion zwischen Elektronenstrahl und Erdmagnetfeld . . .	42
4.2.1	Folgerungen aus der Ablenkung des Elektronenstrahls .	43
4.2.2	Mögliche Korrekturen	45
4.3	Auswertung der mit der Gaszelle aufgenommenen Messdaten .	47
4.3.1	Normierter Wirkungsquerschnitt für Argon	48
4.3.2	Normierter Wirkungsquerschnitt für Stickstoff	52
4.4	Profiler zur Charakterisierung ionisierender Strahlung	56
4.4.1	Vorbereitungen	56
4.4.2	Bauartbedingte Erkenntnisse	57
4.4.3	Tauglichkeit der Messpaddel	58
4.4.4	Stromverlauf beim Reinfahren eines Messpaddels	59
4.4.5	Schalter	59
5	Zusammenfassung und Ausblick	61

1 Einleitung

Seit Jahrzehnten ist die klassische Spektroskopie ein wichtiger Bestandteil des wissenschaftlichen Fortschreitens in der Atom- und Molekülphysik. Dabei wurden die Experimentiertechniken und die Datenanalyse fortwährend verfeinert und Anlagen erbaut, die ein Vordringen in die mikroskopische Welt ermöglichen.

Diese Examensarbeit umfasst dabei drei große Teilbereiche der Spektroskopie: die erste Inbetriebnahme eigens konstruierter Bauteile, das Benchmarken industriell hergestellter Mikroelektronik und die optische Spektroskopie durch Elektronenstoßanregung.

Ziel dieser Arbeit ist es einen Profiler für die Charakterisierung von ionisierender Strahlung soweit betriebsbereit zu machen, dass er in kommenden Strahlzeiten weiter kalibriert und verbessert werden kann und so ein einfaches Werkzeug zur Strahl- und Positionsauswertung wird. Für die ersten Tests dient eine kurz vor der Abgabe dieser Arbeit liegende Messzeit am Elektronenspeicherring BESSY II.

Vor dem Betreten und Arbeiten in dieser hochmodernen Großforschungseinrichtung werden im universitären Labor die Grundlagen des Laborarbeitens durch intensive Auseinandersetzung mit einer neuen, wenig erprobten Elektronenkanone geschaffen. Neben einem ersten Leistungstest und viel Fehlerbehebung wird die unerprobte Elektronenkanone dazu genutzt den Wechselwirkungsquerschnitt für gemäßigt energetische Elektronen die auf Argon- und Stickstoffgas treffen zu ermitteln.

Auf einer Metaebene soll diese Arbeit dazu dienen, erste Erfahrungen in der physikalischen Grundlagenforschung zu sammeln, sowie die Basiskenntnisse im Bereich der Spektroskopie zu erlangen. Abgerundet wird dieses Projekt durch die Vorbereitung, Durchführung und Auswertung einer Messzeit am *10m-Normal Incidence Monochromator* der Synchrotronstrahlungsquelle BESSY II.

2 Physikalische Grundlagen

2.1 Grundzüge der Atomphysik

Die Vorstellungen zum Aufbau der Materie haben sich in den letzten 200 Jahren maßgeblich durch die Entwicklung der Quantenmechanik und durch fortwährende Experimentierbemühungen durch Generationen von Physikern und Ingenieuren verändert. Neben der klassischen Physik entwickelte sich gegen Anfang des 20. Jahrhunderts die Quantenmechanik deren Anfänge in der Beschreibung von schwarzen Strahlern zu finden sind. Sie bietet einen Formalismus der es erlaubt Vorgänge zu beschreiben die auf atomaren Größenskalen stattfinden. Dieser durch Erwin Schrödinger [Sch26] geprägte Formalismus beschreibt in Form einer partiellen Differentialgleichung, die Zeitentwicklung eines quantenmechanischen Zustands eines nichtrelativistischen Systems. Die nach ihrem Schöpfer benannte *Schrödingergleichung*

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

ist grundlegend für die Mechanik kleiner Teilchen. Der Hamiltonoperator \hat{H} bildet sich aus der Summe der kinetischen und potentiellen Energie des betrachteten Systems. Bei der Betrachtung zeitlich konstanter Systeme reduziert sich die Schrödingergleichung auf die stationäre Schrödingergleichung

$$\hat{H}\Psi(\vec{r}) = E\Psi(\vec{r}) \quad (2.2)$$

die eine Eigenwertgleichung darstellt, deren Eigenvektoren stationäre Zustände von Ψ_n und integrierten Eigenwerten für die Energien E_n sind.

Die Berechnung konkreter Energieeigenwerte gestaltet sich nur in Ausnahmefällen relativ einfach. Eine dieser Ausnahmen findet sich in einem System welches aus einem einzigen Proton und einem einzigen Elektron besteht. Das mathematische Lösung dieses Problems findet sich beispielsweise in [Dem16] oder [Zie13]. Für diese Arbeit sollen lediglich die aus der Formulierung gezogenen Erkenntnisse von Bedeutung sein.

Mit einem Produktansatz lässt sich die zeitunabhängige Schrödingergleichung 2.2 so darstellen, dass ihre Parameter jeweils von einer Koordinate abhängig sind

$$\Psi_{(r, v, \varphi)} = R_{(r)} \cdot \Theta_{(v)} \cdot \Phi_{(\varphi)} \quad (2.3)$$

Der winkelabhängige Teil $\Theta_{(v)} \cdot \Phi_{(\varphi)}$ ist unabhängig von r und demnach für Zentralpotentiale, wie das eines Elektron im Protonenfeld, gültig. Die Lösung des Winkelteils ergibt

$$Y_l^m(v, \varphi) = \Theta_{(v)} \cdot \Phi_{(\varphi)} \quad (2.4)$$

welche als Kugelflächenfunktionen [Dem16] identifiziert werden kann. Die Indizes m und l werden als Quantenzahlen bezeichnet (mehr zu deren Bedeutung findet sich in Abschnitt 2.1.1) und ergeben sich aus zwei Separationskonstanten die innerhalb der Lösung der Schrödingergleichung auftauchen. Ein weiterer Index n ergibt sich bei der Lösung des Radialanteils $R_{(r)}$ über Laguerre-Polynome. Letztendlich ergeben sich normierte Wellenfunktionen nach

$$\Psi_{(r, v, \varphi)} = R_{n, l(r)} \cdot Y_l^m(v, \varphi) \quad (2.5)$$

2.1.1 Quantenzahlen für einzelne Elektronen

Im vorangegangenen Abschnitt hat sich gezeigt, dass die normierte Wellenfunktion für ein Eielektronensystem von den Indizes n , l und m abhängt. In der Praxis lässt sich für einzelne Atome feststellen, dass physikalisch sinnvolle Indizes keine beliebigen Werte annehmen, sondern folgende Bedingungen erfüllen müssen:

$$n = 1, 2, 3, \dots, \infty \quad (2.6)$$

$$l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$$

$$m = -l, -(l-1), \dots, (l-1), l$$

Die Parameter n , l und m beschreiben den Zustand des quantenmechanischen Systems und werden als *Quantenzahlen* bezeichnet [HS15]. Dabei ist n die Hauptquantenzahl welche das Haupt-Energieniveau und damit die Eigenwerte E_n beschreibt. Die Nebenquantenzahl l , auch bekannt als Bahndrehimpulsquantenzahl, ist kennzeichnend für die Form des Atomorbitals. Die magnetische Quantenzahl des Drehimpulses m charakterisiert die räumliche Orientierung des Bahndrehimpulses des Elektrons.

Eine nicht durch die Lösung der Schrödinger-Gleichung aufkommende quantenmechanische Erhaltungsgröße ist der Spin der durch die Spinquantenzahl s beschrieben wird. Der Spin s beschreibt den Eigendrehimpuls von Teilchen und wird für eine Unterteilung von Teilchen in Fermionen und Bosonen herangezogen. Bosonen besitzen einen Spin von $s_{Boson} = n \cdot \hbar$ mit dem Plankschen Wirkungsquantum \hbar und $n = 0, 1, 2$, während der Spin von Fermionen, sich durch $s_{Fermion} = \frac{(2n-1)}{2}\hbar$ mit $n = 1, 2$ beschreiben lässt. Die für diese Arbeit wichtigen Spinquantenzahlen sind

$$s_{Photon} = \pm 1\hbar \tag{2.7}$$

$$s_{Elektron} = \pm \frac{1}{2}\hbar$$

Die Betrachtung von l und s als klassische Drehimpulse erlaubt es einen Gesamtdrehimpuls j wie folgt zu definieren

$$j = |\vec{j}| = |\vec{l} + \vec{s}|$$

Der Gesamtdrehimpuls ist demnach abhängig davon, wie der Elektronenspin zu seinem Bahndrehimpuls steht. Der Gesamtdrehimpuls eines einzelnen Elektrons kann demnach bei vorgegebenen Bahndrehimpuls zwei energetisch unterschiedliche Werte annehmen (entweder $s = +\frac{1}{2}\hbar$ oder $s = -\frac{1}{2}\hbar$). Durch

die Wechselwirkung des magnetischen Spinmoments mit dem Magnetfeld, das durch die Bahnbewegung des Elektrons erzeugt wird [Dem16], ergeben sich je nach Orientierung des Spins energetisch unterscheidbare Niveaus. Diese für ein Eielektronensystem einfache Aufspaltung des ursprünglichen Energieniveaus wird als Feinstruktur bezeichnet und liegt für leichte Atome im Energiebereich von $\sim 10^{-5}$ eV.

2.1.2 Kopplung zwischen Spin und Bahn im Mehrelektronensystem

Typischerweise sind die Informationen die aus den Quantenzahlen eines Eielektronensystems gezogen werden relativ gering. Für Systeme mit vielen Elektronen wird eine Nomenklatur verwendet, die Einzelzustände l_i und s_i zusammenfasst. So gibt es für ein Mehrelektronensystem einen Gesamtdrehimpuls L und einen Gesamtspin S

$$L = \sum l_i \quad (2.8)$$

$$S = \sum s_i$$

Analog zu 2.1.1 ist es auch hier üblich einen Gesamtdrehimpuls zu definieren

$$J = L + S \quad (2.9)$$

Die Kopplung zwischen L und S zu J auch Spin-Bahn-Kopplung genannt, ist grundsätzlich in zwei Mechanismen unterteilt. Die *LS-Kopplung* bei der zunächst alle Bahndrehimpulse zu L und Spins zu S miteinander koppeln und die *jj-Kopplung* bei der zunächst Bahndrehimpulse l_i und Spins s_i einzelner Elektronen koppeln. Zur Verdeutlichung soll folgender aus [Dem16] und [Zie13] entnommener Ausdruck dienen

$$\text{Für die LS-Kopplung } J = \sum s_i + \sum l_i \quad (2.10)$$

Für die jj-Kopplung $J = \sum j_i$

Beide Kopplungsmechanismen führen abschließend zu der Erhaltungsgröße J . Der bei leichten Atomen dominante Kopplungsmechanismus ist die LS-Kopplung, sie führt zur beschriebenen Feinstrukturaufspaltung von einzelnen Spektrallinien. Die bei schweren Atomen dominante jj-Kopplung führt dazu, dass L und S nicht mehr definiert sind wodurch Übergänge nur schwer Anfangs- und Endzustand zugeschrieben werden können.

Für den Fall der LS-Kopplung gibt es demnach eine bestimmte Anzahl an Einstellungen des Gesamtspins bei definiertem Gesamtdrehimpuls. Die Anzahl wird als *Multiplizität* M bezeichnet und ergibt sich aus der Gesamtspinquantenzahl S

$$M = 2S + 1$$

Es ergeben sich demnach M entartete Eigenzustände für einen Gesamtspin S . Dabei haben sich folgende Bezeichnungen durchgesetzt

Spinquantenzahl S	Multiplizität M	Bezeichnung
0	1	Singulett
1/2	2	Dublett
1	3	Triplet
3/2	4	Quartett
2	5	Quintett

Tabelle 1: Zusammenhang zwischen Gesamtspinquantenzahl S und Multiplizität M sowie die etablierte Bezeichnung der entarteten Zustände. Vgl. [Dem16].

2.1.3 Molekulare Quantenzahlen und Symmetrieüberlegungen

Quantenzahlen für komplexere molekulare Systeme unterscheiden sich von klassischen atomaren Quantenzahlen. Die Bindungstheorie lässt sich durch die *Molekülorbital-Theorie* (kurz MO-Theorie), die aus der linearen Kombination von atomaren Orbitalen (linear combination of atomic orbitals, LCAO)

entsteht, beschreiben und ist in [HS16] beschrieben.

In einem MO beschreibt sich der Gesamtdrehimpuls Λ eines zweiatomigen Moleküls ähnlich zur Drehimpulsquantenzahl für Mehrelektronensysteme

$$\Lambda \in \mathbb{N}_0 \quad (2.11)$$

und beschreibt, analog zur atomaren Quantenzahl l , die Komponente des Gesamtdrehimpulses bezüglich der Kernverbindungsachse. Für Werte von Λ haben sich folgende Symbole durchgesetzt

$$\Lambda = 0, \text{ Symbol : } \Sigma \quad (2.12)$$

$$\Lambda = 1, \text{ Symbol : } \Pi$$

$$\Lambda = 2, \text{ Symbol: } \Delta$$

$$\Lambda = 3, \text{ Symbol : } \Phi$$

usw.

Zusammengefasst mit der Quantenzahl für den molekularen Gesamtspin

$$\Sigma = S, S - 1, \dots, -S \quad (2.13)$$

ergibt sich analog zum Gesamtdrehimpuls der Atome der Gesamtdrehimpuls Ω des Moleküls durch vektorielle Addition von Λ und Σ

$$\Omega = |\Lambda + \Sigma| \quad (2.14)$$

Neben den an die Atome erinnernden Quantenzahlen gibt es für Moleküle

weitere Eigenschaften die sich bei der Beschreibung des Gesamtsystems als wertvoll erweisen. Im Gegensatz zu Atomen besitzen Moleküle eine räumliche Ausrichtung, die dazu führt, dass Symmetriebetrachtungen möglich sind. Das Symmetrieverhalten gegenüber einem eventuell vorhandenen Inversionszentrum wird mit g für gerades (achsensymmetrisches) und u für ungerades (punktsymmetrisches) Verhalten verwendet. In weiterer Betrachtung werden Moleküle deren Orbitale rotationssymmetrisch um die Kernverbindungsachse angeordnete sind mit einem $+$ deklariert und mit einem $-$ wenn es nicht der Fall ist.

Schließlich ergibt sich die Termsymbolik für Moleküle durch

$${}^M\Lambda_{g/u}^{+/-} \quad (2.15)$$

2.1.4 Potentialkurven

Ende des 19. Jahrhundert entdeckte Johann Jakob Balmer im sichtbaren Bereich des von einer Wasserstoff-Lichtbogenlampe emittierten Lichts diskrete Spektrallinien, deren Abstände mit abnehmender Wellenlänge kleiner werden. Erste theoretische Überlegungen zu der Entdeckung des Wasserstoffspektrums verhärteten den Verdacht, dass das Atom wie ein Planetensystem aufgebaut ist. Nils Bohr erweiterte das Rutherford'sche Atommodell um drei Postulate: Elektronen bewegen sich nur auf energetisch diskreten Bahnen, Elektronen können durch Zu- oder Abführen von Energie (in Form von Strahlung) die Bahn wechseln und die Frequenz der emittierten bzw. absorbierten Strahlung nähert sich der Umlauffrequenz an. Es entwickelte sich das *Bohr'sche Atommodell*.

Die Emission der nach ihrem Entdecker benannten *Balmer-Serie* mit fünf diskreten Spektrallinien ist auf die elektrische Anregung von Wasserstoffatomen zurückzuführen. Das einfache Energieschema eines Systems bestehend aus einem Elektron und einem Proton besteht durch fehlende Freiheitsgerade lediglich aus wenigen diskreten horizontalen Linien. Das Energieschema

verkompliziert sich durch zusätzliche Freiheitsgrade wesentlich, wenn mehratomige Strukturen und demnach keine kugelsymmetrischen Fälle, betrachtet werden (siehe Abbildung 1).

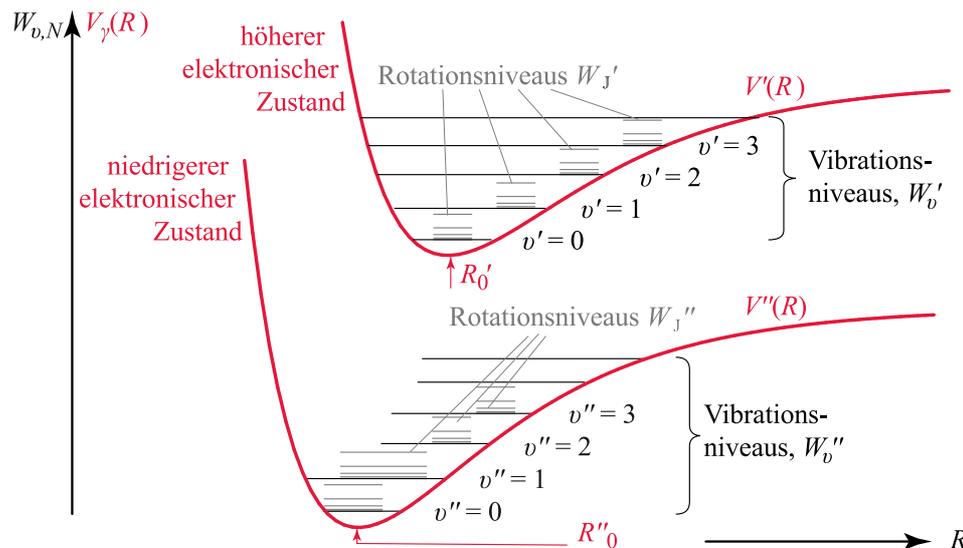


Abbildung 1: Zusammensetzung der Gesamtenergie eines diatomigen Moleküls aus elektronischer Energie, Vibrations- und Rotationsenergie in Abhängigkeit zum Abstand Kern-Kern R . Bearbeitet aus [HS16].

Die beobachtbaren elektronischen Potentiale lassen sich durch das *Morse-Potential* annähern. Auf dem Morsepotential zeigt sich durch die Erweiterung der Geometrie von einer Dimension des Wasserstoffatoms zu einem dreidimensionalen Fall (Moleküle) eine doppelte Unterstruktur (Bande) auf dem elektronischen Potential. Innerhalb eines elektronischen Potentials von Molekülen ergeben sich Freiheitsgrade für Vibration und Rotation und so beschreibt sich die Gesamtenergie eines Molekülzustandes durch die Addition der einzelnen Energierterme ($E_{Gesamt} = E_{Elektronisch} + E_{Vibration} + E_{Rotation}$).

Die Beiträge zur Gesamtenergie der Summanden unterscheiden sich drastisch wie folgende Tabelle zeigt.

Energiesummand	Energie in eV	Wellenlängenbereich
Elektronisch	eV	Sichtbar
Vibration	meV	Submillimeter
Rotation	μeV	wenige Zentimeter

Tabelle 2: Energie und Wellenlängenbereich zu jedem Energiesummand.

2.1.5 Dipolauswahlregeln

Moleküle zeichnen sich durch ein vielschichtiges Energieschema aus, welches zur spektroskopischen Strukturanalyse genutzt werden kann. Dabei lassen sich jedoch nicht alle energetisch möglichen Übergänge zwischen beliebigen Energieniveaus feststellen. Beobachtbare Übergänge folgen bestimmten *Auswahlregeln* welche aus der Berechnung der Übergangsmatrix von einem Zustand $|k\rangle$ in einen Zustand $|i\rangle$ und einfachen Symetriebetrachtungen [Dem16] bestimmt werden. Klassisch betrachtet beschreiben die Auswahlregeln Prozesse der Energie- und Impulserhaltung.

Für Eielektronensysteme ergeben sich folgende Auswahlregeln für einen optischen Übergang zwischen den Zuständen $|k\rangle$ zu $|i\rangle$:

Auswahlregel	Beschreibung
$\Delta m = 0, \pm 1$	$\Delta m = \pm 1$ Absorption/Emission von linear polarisiertem Licht $\Delta m = 0$ bei linear polarisiertem Licht
$\Delta l = \pm 1$	Aufnahme bzw. Abgabe eines Photon-Drehimpulses (Impulserhaltung)
$\Delta S = 0$	Interkombinationsverbot. Nur in Systemen mit dominanter LS-Kopplung. Mit zunehmender Atommasse werden Übergänge die diese Regel missachten, wahrscheinlicher.
$\Delta J = 0, \pm 1$	$J = 0 \rightarrow J = 0$ ist verboten

Tabelle 3: Auswahlregeln für optische Übergänge und deren Beschreibung. Vgl. [Grü13].

Energetische Übergänge die mindestens eine dieser Regeln verletzen werden als dipolverboten betitelt und zeichnen sich dadurch aus, dass die beobachtbare Intensität wesentlich geringer ist als die von erlaubten Übergängen.

2.1.6 Franck-Condon-Prinzip

Durch Tabelle 2 und Abbildung 1 wird deutlich, dass Moleküle sich durch eine Vielzahl von energetischen Niveaus auszeichnen. Es zeigt sich in der spektroskopischen Praxis, dass die Intensität und damit die Wahrscheinlichkeit für erlaubte Übergänge nicht gleich ist. Edward Condon und James Franck beschreiben in dem nach ihnen benannten *Franck-Condon-Prinzip* die Ursache dieses Verhaltens. Die Grundlage für das Prinzip findet sich in der Tatsache, dass durch den Massenunterschied zwischen Elektronen und Kernteilchen die jeweiligen Bewegungen auf grundsätzlich verschiedenen Zeitskalen stattfinden.

Die elektronische Anregung eines Moleküls findet so schnell statt (Femtosekundenbereich), dass sich der Kernabstand innerhalb des Moleküls in dieser Zeit nicht ändern kann. Übergänge finden demnach bevorzugt vertikal statt [HS16]. Dabei findet der Übergang hauptsächlich in jene Schwingungsmode (in der folgenden Grafik gekennzeichnet mit v') statt, in der die Schwingungswellenfunktion einen großen Überlapp mit der Schwingungswellenfunktion des nicht angeregten Zustands hat (senkrechter Pfeil in Abbildung 2). Der Übergang zwischen dem Vibrationsgrundzustand v'' in einen Vibrationszustand eines elektronisch angeregten Niveaus wird als vibronischer Übergang bezeichnet.

Der angeregte Zustand zeichnet sich dadurch aus, dass die Lebensdauer des elektronischen Zustands im Vergleich zur reziproken elektronischen Übergangsfrequenz sehr lang ist [HS16]. In dieser Periode kann die Anregungsenergie durch Stöße mit anderen Atomen und Molekülen und durch intramolekulare Vibrationsrelaxion (IVR) umverteilt werden bis sich das System im thermischen Gleichgewicht (bei den meisten Molekülen ist dieser bei $v' = 0$) befindet. Beobachtbare Fluoreszenzübergänge stammen demnach immer aus dem Vibrationsgrundzustand ($v' = 0$) des elektronisch angeregten Zustands.

2.2 Wechselwirkung zwischen beschleunigten Elektronen und Materie

Die Wechselwirkung zwischen beschleunigten Elektronen und gasförmiger Ma-

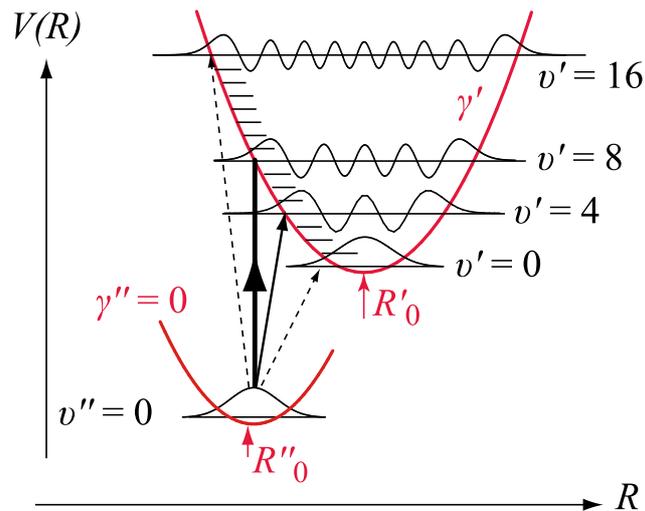


Abbildung 2: Schema des Franck-Condon-Prinzips. Übergänge finden bevorzugt dann statt, wenn der Überlapp der Schwingungswellenfunktion vor und nach der Anregung groß ist. Aus [HS16].

terie ist heute neben der Wechselwirkung von Photonen und Materie ein weiterer fundamentaler Bestandteil der Analyse von Atomen und Molekülen.

Die Wechselwirkung eines Elektronenstrahls mit neutralen Atomen kann vereinfacht als elastischer Stoßprozess betrachtet werden. Entsprechend zu [Mül08] lassen sich die Wechselwirkungsprozesse in folgende vier Kategorien einteilen: *Elastische Streuung*, *Rekombination*, *Anregung* und *Ionisation*. Abbildung 3 soll diese Prozesse umreißen, während in Abschnitt 2.2.2 der für diese Arbeit wichtige Prozess der Elektronenstoßanregung genauer beschrieben wird.

2.2.1 Erzeugung und Eigenschaften eines Elektronenstrahls

Für die kontrollierte Interaktion zwischen Elektronen und Materie ist es von bedeutender Wichtigkeit die Charakteristika der Elektronen zu kennen. Typischerweise wird für die Erzeugung freier Elektronen der *Edison-Richardson-Effekt* (auch bekannt als Glühemission) genutzt [Dem16]. Eine so entstehende Raumladungswolke um das Emissionsmedium (typischerweise ein stromdurchflossenes Filament) kann durch ein elektrisches Feld gezielt in eine Richtung beschleunigt werden. Nach dem Austreten aus dem elektrischen Feld (z. B. durch ein Loch in der Kathode) besitzen die Elektronen, die jeweils eine Ele-

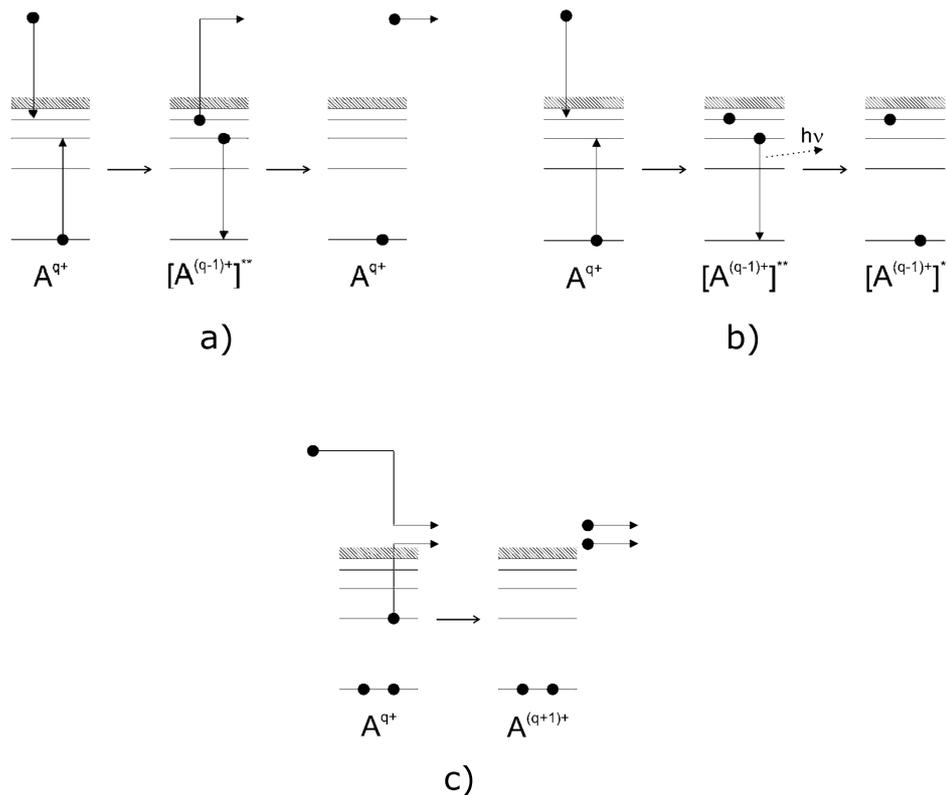


Abbildung 3: Schematische Darstellung der Prozesse *Elastische Streuung* (a), *Rekombination* (b) und *Ionisation* (c). Aus [Mül08].

mentarladung e tragen, eine kinetische Energie, die linear mit der durchlaufenen Spannung V zusammenhängt.

$$E_{kin} = e \cdot V \quad (2.16)$$

Die Energie solcher Elektronen wird einfacherweise direkt in der Einheit Elektronenvolt angegeben. Für die weitere Fokussierung der so erzeugten Elektronenbewegung werden diverse Elemente der Elektronenoptik (Wehneltzylinder, magnetische Linse etc.) verwendet.

Der Elektronenstrahl wird, wie alle geladen sich bewegenden Teilchen in einem magnetischen Querfeld abgelenkt. Die sich im Erdmagnetfeld \vec{B}_{Erde} bewegenden Elektronen werden durch die auf sie wirkende Lorentzkraft

$$\vec{F}_L = e \cdot \vec{v} \times \vec{B} \quad (2.17)$$

auf eine Kreisbahn gelenkt. Die Geschwindigkeit für nicht relativistische Elektronen (bis 1 keV Beschleunigungsenergie) ergibt sich klassisch aus der Beschleunigungsenergie $U_{Beschl.}$ durch

$$v_e = \sqrt{2 \cdot U_{Beschl.} \cdot \frac{e}{m_e}} \quad (2.18)$$

Der Radius r der Kreisbahn definiert sich über den Vergleich der Lorentzkraft aus Gleichung 2.17 mit der Zentripetalkraft

$$F_L = F_Z \quad (2.19)$$

$$e \cdot v_e \cdot B_{Erde} = \frac{m_e \cdot v_e^2}{r}$$

$$r = \frac{m_e \cdot v_e}{e \cdot B_{Erde}} \quad (2.20)$$

Es zeigt sich, dass besonders Elektronen mit niedriger Geschwindigkeit und somit kinetischer Energie durch die Lorentzkraft auf stark gekrümmte Bahnen gelenkt werden.

2.2.2 Elektronenstoßanregung

Für die im Rahmen dieser Arbeit aufgenommenen Linien der Spektren wird sich ins Vakuum expandierendes Gas durch den Beschuß mit beschleunigten Elektronen angeregt. Vergleichbar mit der Absorption von elektromagnetischer Strahlung kann die Wechselwirkung zwischen einem fokussierten Elektronenstrahl und einem eingelassenen Gasvolumen zu einer Anregung des Gases von einem Zustand $|i\rangle$ in einen Zustand $|k\rangle$, mit $E_i > E_k$, führen. Konträr zu der Anregung von Atomen und Molekülen mit Photonen der Energie $h \cdot \nu$, muss für Elektronen nicht die Resonanzbedingung für photoneninduzierte Anregung

$$E_{Photon} = E_k - E_i = h \cdot \nu \quad (2.21)$$

erfüllt sein. Anders als bei Photonen ist es einem Elektron erlaubt über einen inelastischen Stoß einen Teil seiner kinetischen Energie an den Wechselwirkungspartner zu übertragen [HS16, Dem16]. Demnach ist die Bedingung für elektronenstoßinduzierte Anregung eines Zustandes $|k\rangle$ ausgehend von einem Zustand $|i\rangle$ lediglich an die anfängliche kinetische Energie T der Elektronen gebunden.

$$T \geq E_i - E_k = \Delta E \quad (2.22)$$

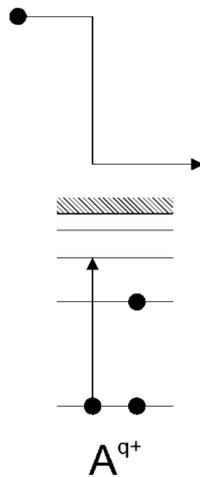


Abbildung 4: Schematische Darstellung des Prozesses der direkten Anregung eines Ions. Aus [Mül08].

Nach dem Wechselwirken von Elektron und Wechselwirkungspartner verbleibt die Restenergie des Elektrons $T_{nach} = T - \Delta E$ als kinetische Energie beim Elektron. Als Gesamtenergieumsatz des Anregungsprozesses ergibt sich

$$T + E_i \rightarrow T_{nach} + E_k \quad (2.23)$$

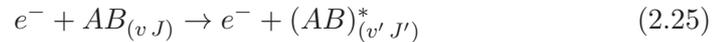
Weiter lässt sich der in Abbildung 4 dargestellte Prozess in der Form

$$e^- + T + A^{q+} \rightarrow e^- + (A^{q+})^* + (T - \Delta E) \quad (2.24)$$

darstellen.

Für Moleküle ergibt sich durch zusätzliche Freiheitsgrade bei der elektro-

nenstoßinduzierten Anregung typischerweise (siehe 2.1.6) neben einer Änderung des elektronischen Zustands eine Änderung des Rotations- und Vibrationszustands. Mit der Vibrationsquantenzahl v und der Rotationsquantenzahl J ergibt sich im Anregungsfall für ein zweiatomiges Molekül



Dieses echte Mehrkörperproblem führt dazu, dass einige der in 2.1.5 erwähnten Auswahlregeln bei niedriger Anregungsenergie nicht mehr streng gültig sind [HS16]. Nach [Lof60] entsprechen die Elektronenstoßauswahlregeln ab 100 Volt Beschleunigungsspannung den bekannten Dipolauswahlregeln.

2.2.3 Wirkungsquerschnitte für Anregung und Ionisation

Der Vergleich der Wechselwirkung von Elektronen und Photonen mit Materie führt zu verschiedenen Schwellengesetzen für die Anregung bzw. Ionisation. Durch die in Abschnitt 2.2.2 genannten Zusammenhänge ergibt sich folgendes Bild für die Anregungs- und die Ionisationsschwellen von einem neutralen Teilchen bei Anregung durch Photonen und Elektronen

Die für diese Arbeit wichtigen Wirkungsquerschnitt für Anregung beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass Elektronen inelastisch mit den Gasteilchen stoßen und Energie an diese abgeben. Die Einheit des Wirkungsquerschnitts ist eine Flächeneinheit, in der Atom- und Molekülphysik typischerweise einige 100 pm^2 , und beschreibt sinnbildlich die Fläche um ein Targetteilchen die von einem Projektilteilchen geschnitten werden muss, damit eine Wechselwirkung auftritt. Demnach deuten große Wirkungsquerschnitte darauf hin, dass die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit zwischen Target- und Projektilteilchen groß ist. Jedoch ist das oft verwendete Bild von zwei miteinander stoßenden Partikeln ist lediglich ein frühes Konzept des Wirkungsquerschnitts, das viele experimentell festgestellte Begebenheiten, wie beispielsweise die Tatsache, dass der Wirkungsquerschnitt eine Funktion der Anregungsenergie ist, nicht zu erklären vermag.

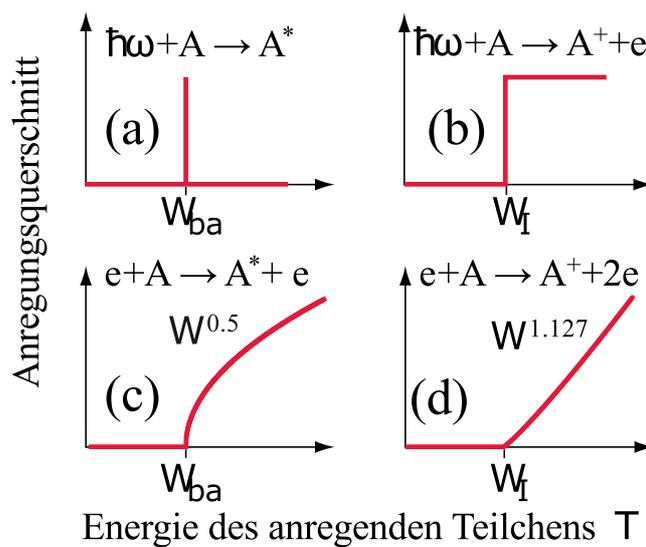


Abbildung 5: Schwellenverhalten für die Anregung (a, c) bzw. für die Ionisation (b, d) eines Neutralteilchens A durch ein Photon (a, b) bzw. ein Elektron (c, d). Nicht eingezeichnet ist das schnelle Absinken des Anregungsquerschnitts nach dem Durchlaufen eines Maximums. Dieses Absinken resultiert aus der durch die hohe kinetische Energie verkürzte Wechselwirkungsdauer zwischen den Stoßpartnern. Aus [HS16].

Die Funktion des Wechselwirkungsquerschnitts zeigt häufig einen schnellen Anstieg zu einem Maximum bei gemäßigten Elektronenenergien und danach ein schnelles Absinken.

2.3 Fluoreszenz und Elektrolumineszenz

Bereits 1809 beschreibt Johann Wolfgang von Goethe in seinem Werk *Farbenlehre* Lichterscheinungen die entstehen wenn Sonnenlicht auf das Harz der Rosskastanie trifft. Heute ist jener Effekt unter dem Überbegriff der Lumineszenz bekannt und ist physikalisch dadurch charakterisiert, dass ein System dem von außen Energie zugeführt wird einen Teil dieser Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung emittiert [Lak11]. Die photoneninduzierte Lumineszenz, häufig nur Fluoreszenz, ist ein Spezialfall der Lumineszenz und dadurch definiert, dass dem System Energie in Form eines Photons zugeführt wird. Die durch die elektromagnetische Strahlung zugeführte Energie beschreibt sich als Produkt des Planckschen Wirkungsquantums h und der Frequenz des Photons ν

$$E_{\text{Photon}} = h \cdot \nu \quad (2.26)$$

und kann unter bestimmten Bedingungen (siehe 2.1.5) zu einer elektrischen Anregung des Atoms führen. Angeregte Zustände zeichnen sich dadurch aus, dass sie selten metastabil sind, was dazu führt, dass sie früher oder später in den nicht-angeregten Zustand relaxieren. Da zwischen angeregtem Zustand $|k\rangle$ und dem Grundzustand $|i\rangle$ die Energiedifferenz durch 2.21 beschrieben ist, wird die überschüssige Energie ΔE in Form von Photonen emittiert. Den Prozess der spektroskopischen Analyse dieser Photonen wird als Photoneninduzierte Fluoreszenzspektroskopie, bezeichnet.

Neben der Anregung durch Photonen, können Atome und Moleküle auch durch das Anlegen eines elektrischen Feldes (siehe Abschnitt 2.2.2) in ein höheres Energieniveau gebracht werden. Auch diese Systeme emittieren bei Relaxation die überschüssige Energie in Form von Photonen, weshalb auch hier von Fluoreszenz gesprochen wird. Die Analyse dieser Photonen wird als *EIFS* (Elektroneninduzierte Fluoreszenzspektroskopie) bezeichnet.

2.3.1 Beugungserscheinungen am Gitter

Typischerweise wird bei der Analyse von Fluoreszenzphotonen deren Wellenlänge untersucht. In der optischen Spektroskopie spielen bei der räumlichen Separation verschiedener Wellenlängen Beugungsgitter eine zentrale Rolle. Beugungsgitter lenken einfallende elektromagnetische Strahlung nach dem Huygenschen Prinzip [Huy66] proportional zu der Wellenlänge ab. Es bilden sich Elementarwellen aus, die hinter dem Spalt konstruktiv und destruktiv interferieren (siehe Abb. 6) und so auf einem Detektionsschirm ein typisches Interferenzmuster entstehen lassen.

Unter Beachtung der Bedingung für konstruktive Interferenz für das k -te Maximum, ist es möglich über den Zusammenhang zwischen Spaltabstand d und der Wellenlänge λ

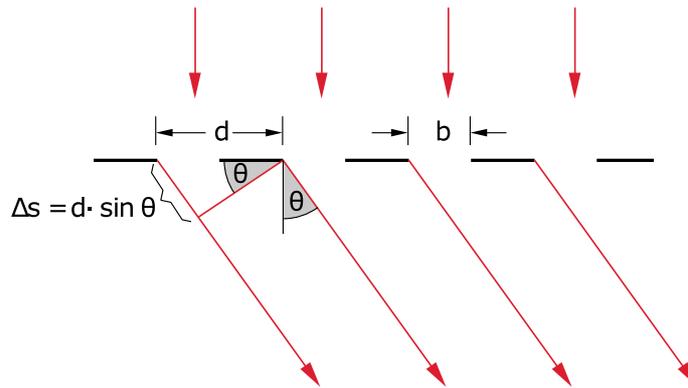


Abbildung 6: Beugung einer ebenen Lichtwelle am klassischen Beugungsgitter mit N parallelen Spalten im Abstand d . Entspricht der Gangunterschied Δs einem ganzzahligen Vielfachen der Wellenlänge, ergibt sich konstruktive Interferenz. Aus [Dem14].

$$\sin(\theta_k) = \frac{k \cdot \lambda}{d} \quad (2.27)$$

jedem Photon mit der Wellenlänge λ einen Winkel θ_k in dem es gebeugt wird zuzuweisen.

2.3.2 Blaze-Gitter

Ein typischer Beugungswirkungsgrad dieser aus abwechselnden optisch durchlässigen und undurchlässigen Bereichen bestehenden Gitter liegt bei circa $\approx 10\%$ [NE04] für die 1. Ordnung. Höhere Wirkungsgrade lassen sich mit Reflexionsgittern erreichen, welche aus einer gefurchten metallischen Oberfläche bestehen. Diese hauptsächlich in Gitterspektrometern verwendeten, schematisch in Abbildung 7 dargestellten, *Blaze-Gitter* haben den Vorteil, dass sich eine hohe Lichtintensität in der gewünschten Beugungsordnung konzentrieren lässt. Der Nachteil an ihnen ist eine verminderte Intensität in den restlichen Beugungsordnungen, sowie bei weit von der Blazewellenlänge abweichenden Wellenlängen.

Bei vorgegebener Welleneinfallswinkel α ergibt sich nur in solchen Winkeln β konstruktive Interferenz, für die die Gittergleichung

$$d \cdot (\sin \alpha + \sin \beta) = k \cdot \lambda \quad (2.28)$$

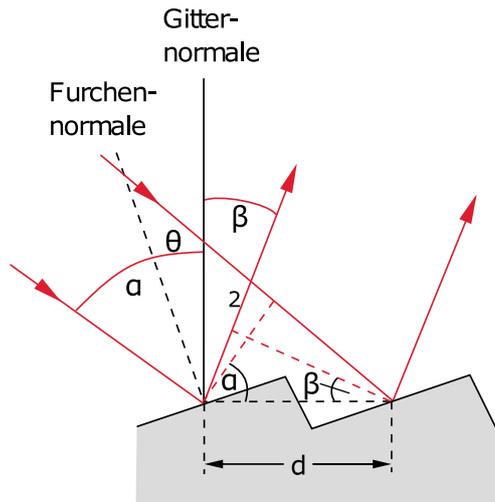


Abbildung 7: Blaze-Reflexionsgitter mit der typischen Sägezahnstruktur. Abgeändert aus [Dem14].

gilt. Da bei festen Gitter die Einfallsrichtung des Lichts α durch den Spektrometeraufbau konservativ ist, der Auffallswinkel β aber durch den Furchenabstand d und die eingestrahelte Wellenlänge λ bestimmt, kann der Blazewinkel θ durch

$$\theta = \frac{\alpha}{2} + \frac{1}{2} \cdot \arcsin \left(\frac{k \cdot \lambda}{d} - \sin \alpha \right) \quad (2.29)$$

für einen Wellenlängenbereich so abgeschätzt werden, dass ein Interferenzmaximum der ersten Ordnung auftritt [Dem14].

2.3.3 Auflösungsvermögen eines Gitters

Um möglichst verwertbare Daten zu produzieren, ist es nötig innerhalb des Experiments eine gute Auflösung zu erreichen. Das Auflösungsvermögen beschreibt die Grenze, bei der nicht mehr unterscheidbar ist, ob Spektrallinien getrennt sind oder nicht. Theoretisch ist das Auflösungsvermögen lediglich durch die natürliche Linienbreite (Siehe Abschnitt 3.2) und damit durch die Wellenlänge beschränkt. Nach dem Rayleigh-Kriterium ergibt sich das Auflösungsvermögen eines optischen Gitters durch den Abstand, an dem zwischen zwei Maxima ein Minimum oder ein Sattelpunkt noch auffindbar ist [Hec14].

Das maximale Auflösungsvermögen eines Gitters ergibt sich durch das Pro-

dukt aus der Interferenzordnung k und der Anzahl der ausgeleuchteten Gitterfurchen N [Dem14].

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \leq k \cdot N \quad (2.30)$$

2.3.4 Linienbreite

In einem komplett idealisierten Experiment sollte jeder Peak innerhalb eines aufgenommenen Spektrums aus einer scharfen Linie bestehen [Zie13], die eine exakte Wellenlänge für jeden Peak charakterisiert. Über die Verknüpfung zwischen Wellenlänge und Energie ergäbe sich demnach eine Energieunschärfe des Peaks von $\Delta E = 0$. Nach der von Werner Heisenberg [Hei27] beschriebenen Unschärfe zwischen Energie und Zeit

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{\hbar}{2} \quad (2.31)$$

ist es nur dann möglich die Energie - und somit die Wellenlänge - genau zu bestimmen, wenn die Lebensdauer des angeregten Zustandes unendlich groß [Zie13].

Die Lebensdauer des angeregten Zustandes bestimmt demnach die unterste Grenze für die Breite einer Spektrallinie. Diese Mindestbreite der Bande wird als *natürliche Linienbreite* bezeichnet und lässt sich beschreiben durch

$$\Delta\nu \sim \frac{\Delta E}{h} \sim \frac{1}{2\pi\Delta t} \quad (2.32)$$

Neben der natürlichen Mindestbreite der Bande wirken sich zwei weitere Effekte negativ auf die Breite von real erfassten Spektrallinien aus. Die Stoßverbreiterung entsteht innerhalb eines (kompressiblen) Fluids wenn Atome oder Moleküle untereinander elastisch sowie inelastisch stoßen und so den Absorptions- bzw. Emissionsprozess stören [HS16].

Den größten Einfluss auf die Linienbreite hat der Effekt der Doppler-Verbreiterung. Die Doppler-Verbreiterung ist auf die thermische Bewegung

der Atome und Moleküle zurückzuführen und führt dazu, dass ein Detektor eine höhere Frequenz - und somit kleinere Wellenlänge - empfängt, wenn sie von einem sich auf den Detektor zubewegenden System ausgestrahlt wird. Der Detektor detektiert für sich bewegende Strahlungsquellen

$$\nu_{hin} = 1 - \frac{v}{c} \quad (2.33)$$

(Quellen die sich zum Detektor hinbewegen)

$$\nu_{weg} = 1 + \frac{v}{c} \quad (2.34)$$

(Quellen die sich vom Detektor wegbewegen)

Die Geschwindigkeitsverteilung der Atome oder Moleküle lässt sich durch die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung mit der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit \bar{v} , welche proportional zur Frequenzbandenverbreiterung $\Delta\nu$ ist, beschreiben. Mit der Temperatur T und der Atommasse m .

$$\bar{v} \propto \sqrt{\frac{T}{m}} \propto \Delta\nu \quad (2.35)$$

Die natürliche Linienbreite, die Stoßverbreiterung und die Doppler-Verbreiterung führen dazu, dass aufgenommene Spektrallinien nicht durch ein Strichprofil charakterisierbar ist, sondern durch Faltung aus einem durch die natürliche Linienbreite und Stoßverbreiterung entstehenden Lorentz-Profil und einem durch die Doppler-Verbreiterung entstehenden Gauß-Profil. Das kombinierte Profil wird als Voigt-Profil bezeichnet.

2.4 Stickstoff

Stickstoff ist ein Stoff mit einer gewaltigen Bedeutung für das physikalische Forschen. Das Element aus der fünften Hauptgruppe mit dem Symbol N und der Ordnungszahl 7 macht mit circa 78% den Hauptteil der gasförmigen Erdatmosphäre aus und ist demnach bedeutend für das organische Leben auf unserem Planeten. In der Lehre und Forschung wird Stickstoff hauptsächlich für

Tiefemperaturphysik und, wie auch in dieser Arbeit, Spektroskopie genutzt.

Stickstoff tritt als homonukleares Molekül in gasform auf. Für dieses molekulare Stickstoffgas ergibt sich im Spektralbereich 125–300 nm nach Elektronenstoßanregung mit 1500 eV Elektronenenergie das Spektrum aus Abbildung 8.

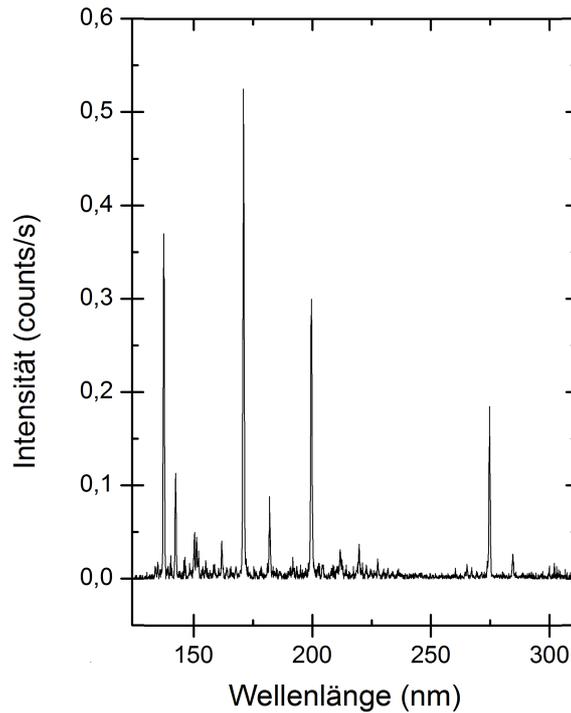


Abbildung 8: Spektrum von N_2 nach der Anregung mit 1500 eV Elektronen im Bereich von 125 – 300 nm. Aus [KW17].

In der Abbildung des Stickstoffspektrums zeigt sich deutlich eine Linie höchster Intensität im Bereich zwischen 150 und 175 Nanometer. In dieser Arbeit wird diese Linie dafür genutzt den Anregungs-Wirkungsquerschnitt durch Elektronenbeschuss zu bestimmen (electron impact crosssection). Die genannte sehr intensive Linie entspricht dem atomaren Stickstoffübergang (vgl. [Moo75])



der eine Energiedifferenz von

$$\Delta E = 10,69 \text{ eV} - 3,58 \text{ eV} = 7,11 \text{ eV} \cong 174 \text{ nm} \quad (2.37)$$

aufweist. Diese Linie entsteht durch den einschrittigen Prozess der Dissoziationsanregung [Aje70] und kann somit durch die Anregung mit Elektronenstoß nur betrachtet werden, wenn die kinetische Energie der Elektronen größer oder gleich der Summe aus der ersten Dissoziationsenergie und der elektrischen Anregung ist. Mit der Dissoziationsenergie von 9,76 eV [FM56] ist es demnach möglich diese Linie ab einer Elektronenenergie von

$$E_{Schwelle} = 10,69 \text{ eV} + 9,76 \text{ eV} = 20,4 \text{ eV}$$

zu beobachten.

2.5 Argon

Nach Stickstoff und Sauerstoff ist Argon der dritthäufigste Bestandteil der Erdatmosphäre und damit das am häufigsten auftretende Edelgas. Der Stoff aus der 8. Hauptgruppe (Edelgase) mit der Ordnungszahl 18 ist wie es für Edelgase typisch ist, durch seine abgeschlossene Valenzschale, äußerst reaktionsträge. Demnach liegt Argon unter Normalbedingungen genau wie die anderen Edelgase, in atomarer Form vor.

2.6 Prozesse am Beam-Profilier

In dieser Arbeit wird eine Profiler zur Charakterisierung von ionisierender Strahlung in Betrieb genommen. Dieser Profiler besteht aus vier jeweils per Manipulator auf einer Achse beweglichen vom Rest des Systems elektrisch isolierte Metallplättchen. Befindet sich ein Plättchen durch Verfahren eines Manipulators im Strahl werden durch den Elektronen aus der Oberfläche des Plättchens herausgelöst. Es entsteht eine Potentialdifferenz zwischen dem Plättchen und dem Rest des Profilers welcher über einen BNC-Anschluss abgegriffen werden kann.

Da sich die Anzahl der herausgelösten Elektronen proportional zur Schnitt-

fläche zwischen Strahl und Plättchen verhält, erlaubt ein so aufgebauter Beamprofiler eine Abschätzung zur Position und Größe des ionisierenden Strahls.

2.6.1 Ionisierende Strahlung

Unter ionisierender Strahlung wird allgemein jegliche Teilchen- oder elektromagnetische Strahlung verstanden, die in der Lage ist Elektronen aus Atomen oder Atomverbänden zu ionisieren. Das allgemein definierte ausschlaggebende Kriterium dabei ist die Energie der Strahlungsquanten.

Bei Teilchenstrahlung (Alpha- und Betastrahlung) wird ab einer kinetischen Energie von circa fünf Elektronenvolt von ionisierender Strahlung gesprochen. Dementsprechend sind diese Strahlungsarten fast ausnahmslos als ionisierende Strahlung zu betrachten.

Elektromagnetische Strahlung wird ab einer Wellenlänge von 250 Nanometer (entspricht circa 5 eV) als ionisierend bezeichnet.

2.6.2 Synchrotronstrahlung an BESSY II

Die Hauptquelle für ionisierende Strahlung in dieser Arbeit war das Synchrotron BESSY II in Berlin. In einem Synchrotron bewegen sich quasi freie Elektronen auf einer kreisförmigen Bahn mit annähernd Lichtgeschwindigkeit. Dabei sind die Elektronen nicht zufällig verteilt sondern in kleinen Päckchen, den sogenannten Bunches organisiert. Beim Durchlaufen von speziellen Magnetfeldstrukturen, den Undulatoren, werden die geladenen Teilchen auf eine Kurvenbahn gelenkt. Bei dieser Beschleunigung senden die Ladungsträger Dipolstrahlung aus, deren Wellenlänge abhängig vom Betrag der Beschleunigung und somit von der Magnetfeldstruktur ist. Durch relativistische Effekte bündelt sich ein Großteil der ausgehenden Strahlung in die Bewegungsrichtung der Elektronenpakete

So ist es im Synchrotron realisierbar durch eine Veränderung der Magnetfeldstruktur (Undulatorenabstand) ein intensives kontinuierliches Spektrum in einem bestimmten Spektralbereich zu erzeugen. Das verwendete Strahlrohr, U125/2 deckt dabei einen Bereich von 6 bis 40 eV ab, wobei die Intensität ihr Maximum bei 21,75 eV hat [Hel16][BFG⁺01].

3 Experimenteller Aufbau

Labor-Spektroskopie an Atomen und Molekülen findet unter besonderen Umgebungsbedingungen statt. Der Großteil der Erdatmosphäre (Sauerstoff und Stickstoff) besitzt eine Anzahl von stationären Zuständen oberhalb von 200 nm. Daraus resultiert, dass eine spektroskopische Analyse innerhalb dieses Spektralbereichs in einem evakuierten System stattfinden muss um störende Signale von Sauerstoff und Stickstoff auszuschließen. Weiterhin ist es für die Beständigkeit des Elektronenstrahls unumgänglich das System zu evakuieren. In den folgenden Abschnitten sollen die Grundlagen der Vakuumtechnik sowie der Spektroskopiertechnik erläutert werden.

3.1 Vakuumsystem der magenta *EIFS*

Messungen für diese Arbeit wurden an der Apparatur durchgeführt, die an der Universität Kassel unter dem Namen *Magenta EIFS* oder kurz *EIFS* bekannt ist. Das Herzstück der *EIFS* ist ein Spektrometer wie es in Abschnitt 3.4 beschrieben wird. Insgesamt zwei Vorpumpen sorgen auf beiden Seiten des Experiments für einen Vordruck von circa 10^{-2} Millibar. Für das Hauptvakuum mit einem Enddruck von circa 10^{-6} bis 10^{-7} Millibar sorgen sechs Turbomolekularpumpen (für Aufbau und Funktionsweise siehe Abschnitt 3.1.1) die hinter dem Vorvakuum angebracht sind. Bei diesen Drücken beläuft sich die Teilchendichte auf circa 10^8 Teilchen pro Kubikzentimeter, wobei diese Teilchen eine freie Weglänge von über einem Kilometer besitzen. Das Strömungsverhalten des Restgases im evakuierten System beschreibt sich nicht mehr durch die viskose Strömung, sondern über Gesetzmäßigkeiten der molekularen Strömung.

3.1.1 Turbomolekularpumpen

Turbomolekularpumpen pumpen Gase, indem sie auf einzelne Gasteilchen einen mechanischen Impuls übertragen, der zur Auslassrichtung der Pumpe

weist [Jou13]. Der Impulsübertrag findet über sich drehende Rotorblätter statt und kann nur stattfinden, wenn die Geschwindigkeit des Rotorblattes mindestens so groß ist wie die mittlere Geschwindigkeit der Gasteilchen. Dementsprechend rotiert der Rotor je nach Größe mit 500 bis 1500 Hertz. Durch die hohe Drehfrequenz und die Auslegung für den Dauerbetrieb sind Turbomolekularpumpen typischerweise kontaktlos und magnetisch gelagert, da klassische Lagerarten zu wartungsintensiv wären und heißlaufen würden. Bei der Anbringung der Pumpen ist darauf zu achten, dass sich die Drehachse entweder in horizontaler oder vertikaler Ausrichtung befindet um die Lebensdauer nicht künstlich zu verkürzen [Jou13].

Trotz der magnetischen Lagerung werden Turbomolekularpumpen, besonders bei erhöhter Gaslast, warm. Um diesem entgegenzuwirken sind die Pumpen typischerweise mit einem passenden Lüfter versehen oder von Kühlwasser durchflossen.

3.1.2 Vakuumtaugliche Materialien

Um Hochvakuumanlagen zu realisieren müssen verwendete Materialien Bedingungen erfüllen, wie sie in Tabelle 4 beschrieben sind.

Die im Experiment verwendeten Materialien belaufen sich hauptsächlich auf

mechanische Festigkeit	Korrosionsbeständigkeit
leichte Entgasbarkeit	hohe Schmelz- und Siedetemperatur
saubere Oberflächen	gute Temperaturwechselbeständigkeit
hohe Gasdichtheit	geringer Eigendampfdruck

Tabelle 4: Materialanforderung für Materialien im Vakuumbereich. Aus [Jou13].

Stahl und Aluminium. Beide Werkstoffe erfüllen die genannten Bedingungen und sind so bis in den Bereich des Ultrahochvakuums verwendbar. Für die Dichtungen zwischen den meisten Bauteilen wurden VITON- Dichtungen verwendet, die speziell für den Hochvakuumbereich entwickelt wurden.

Bauteile oder Baugruppen die in den Bereich des Ultrahochvakuums vordringen müssen, sind nicht mehr durch Polymerdichtungen abgedichtet, son-

dern durch einmalig verwendbare Kupferdichtungen, die in ihrer Dichtigkeit den Polymerdichtungen überlegen sind. Dabei drücken sich die Schneidkanten der Edelstahlflansche in das weichere Kupfer und verhindern so das Eindringen von Gasteilchen in das System.

3.2 Druckmessung

Für die Bestimmung der Drücke innerhalb des Experiments werden verschiedene Messsysteme genutzt, die jeweils unterschiedliche Anforderungen erfüllen.

Der Vordruck wird über Wärmeleitungsvakuummeter, sogenannte Piranis, abgeschätzt. Die Funktionsweise beruht auf der Tatsache, dass die Wärmeleitfähigkeit von Gasen in einem bestimmten Bereich druckabhängig ist somit der Gasdruck über die abgeführte Leistung bestimmt werden kann. Die Genauigkeit der benutzten Pirani-Messröhren ist sehr begrenzt, weshalb der von ihnen angezeigte Druck lediglich als Indikator für das Einschalten der Turbomolekularpumpen dient.

Für die Messung der Drücke im Hauptvakuum werden zwei verschiedene Bauformen des Ionisationsvakuummeter verwendet; ein Glühkathoden-Ionisationsvakuummeter und mehrere Kaltkathoden-Ionisationsvakuummeter (Penning-Vakuummeter). Diese Druckmesser sind für das Hoch- bis Ultrahochvakuum ausgelegt und basieren auf der Ionisation von Restgas. Dabei ist zu beachten, dass die Penning-Druckmessröhren während der Messung nicht genutzt werden können, da ihre Magnete den Elektronenstrahl ablenken würden. Aktuelle Druckmesssysteme kombinieren das Wärmeleitungs- und das Ionisationsvakuummeter und sind so für einen sehr großen Druckbereich verwendbar.

Für die Druckmessung innerhalb des Interaktionsvolumens wurde ein Baratron Druckmesser der Firma MKS verwendet. Innerhalb der Baratron-Messkapsel befindet sich ein Kondensator mit einer flexiblen Seite. Anliegender Gasdruck verformt dieses flexible Bauteil und sorgt so für eine Änderung der Kondensatorkapazität welche durch Messelektronik registriert wird. Die Veränderung der Kapazität ist direkt proportional zum anliegenden Gasdruck und

kann so treffsicher und gasartunabhängig bestimmt werden.

3.3 Targetzelle

Für die spektroskopische Analyse der Messgase Argon und Stickstoff wird das Gas über eine Durchföhrung mit SWAGELOK-Anschluß in die Targetzelle wie sie in Abbildung 9 dargestellt ist eingelassen.

Der Vorteil in der Benutzung einer Target- bzw. Gaszelle ergibt sich in den erreichbaren Messdröcken. Die Gaszelle mit einer Eingangs- und Ausgangsapertur von 3 mm Durchmesser ermöglicht es Messdröcke zu erreichen die circa drei Größenordnungen über denen des Hauptvakuums liegen. Höhere Dröcke föhren spektroskopisch betrachtet zunächst zu höheren Intensitäten da die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit steigt, jedoch auch zu einer Verbreiterung der Spektrallinien (siehe Abschnitt 2.3.4).

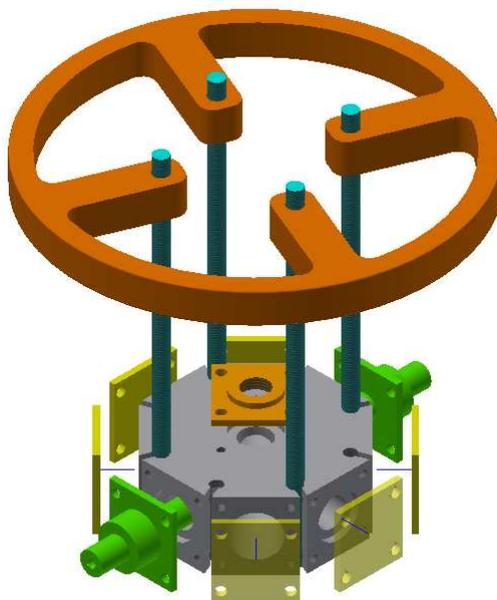


Abbildung 9: CAD Explosionszeichnung der Gaszelle (grau). Mit Aperturen für den Elektronenstrahl (grün), Blindflanschen (gelb), Bauteil-Aufhängungssystem (blau und kupfer) und Gaseinlass (orange). Erzeugte Photonen können die Gaszelle über eine Aussparung an der Unterseite in Richtung Spektrometereingangsstutzen verlassen.

Die abgebildete Targetzelle wurde mit Hilfe eines Lasers so ausgerichtet, dass der Elektronenstrahl der e-Gun seinen Fokuspunkt im Zentrum der Zelle hat. Die im Wechselwirkungsvolumen entstehenden Photonen können die Gaszelle nach unten verlassen wo sie nach dem Durchtritt eines 0,5 mm breiten Spaltes in das im folgenden Abschnitt beschriebene Spektrometer gelangen.

3.4 Spektrometer

Für die spektrale Analyse der von der Targetzelle ausgehenden Photonen bietet sich die relativ einfache Methode der räumlichen Wellenlängenaufspaltung durch eine Kombination aus Spektrometer und Gitter an. In dieser Arbeit wurde ein MCPHERSON 15° Vacuum Ultraviolett Normal Incidence Monochromator ohne Austrittsspalt verwendet. Der Verzicht auf die Benutzung des Austrittspaltes beruht auf der Tatsache, dass ein positionsempfindlicher Detektor (siehe Abschnitt 3.6.2) zur Verfügung steht. Abbildung 10 verdeutlicht die 15° Beziehung zwischen Eintritts- und Austrittsarm sowie den Strahlengang innerhalb des Spektrometers. Nur ein kleiner Teil der von der Targetzelle ausgesendeten Photonen (circa 1 von 10 000 [Han17]) trifft durch den Spalt und fällt einen Meter nach dem Spalt auf ein sphärisches Blazegitter (1500 Linien pro Millimeter, 150 nm Blazewellenlänge). Die nach ihrer Wellenlänge aufgespalteten Photonen treffen nach der Dispersion durch das Gitter auf den sich am Austrittsarm befindlichen Detektor und bilden dort den Eintrittsspalt ab.

Dementsprechend würde ein kleinerer Eintrittsspalt zu einer besseren Auflösung der Spektrallinien führen, jedoch auch zu einer starken Verminderung der Intensität.

3.4.1 Rowland-Kreis

Um ein volles Spektrum mit einem am Ausgangstutzen befestigten Detektor aufzunehmen ist es demnach nötig, dass Gitter in einem bestimmten Winkel-

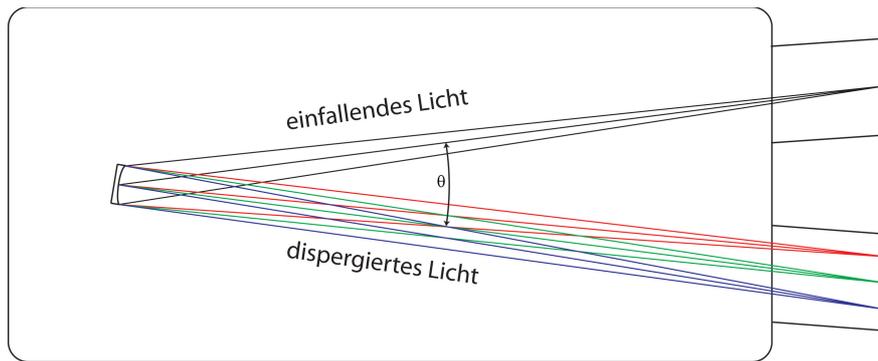


Abbildung 10: Schemazeichnung eines 1 Meter NIM mit $\theta = 15^\circ$ von MCPHERSON. Aus [Bur11].

bereich zu drehen. Diese Drehung wird über einen Motor realisiert, der außen am Spektrometer angebracht ist und über eine Durchführung mit der sich im Vakuum befindlichen Gittermechanik verbunden ist. Für die Beibehaltung der optimalen Fokusbedingungen sorgt eine Drehung des Gitters zusätzlich für eine Verschiebung des Gitters um die 1-Meter-Bedingung einzuhalten. Die Trajektorie auf der sich das Gitter bewegt wird als Rowland-Kreis bezeichnet.

3.5 Elektronenkanone Model G10

Für die Erzeugung des fokussierten Elektronenstrahls wurde die Elektronenkanone (kurz: *e-Gun*) Model G10 des Herstellers OCI MICROENGINEERING genutzt. Diese e-Gun ist im Vergleich zu älteren Elektronenkanonen in ihren Abmessungen geschrumpft. Die Zuführung in das Vakuumsystem benötigt lediglich einen CF-40 Anschluss an dem der Würfel, an dem sich die e-Gun neben einem Heißkathoden-Druckmesser und einer CF-40 Turbopumpe befindet, befestigt werden kann. Neben den kleinen Abmessungen besticht die e-Gun durch ihre fast stufenlose Durchstimbarkeit der Beschleunigungsspannungen von 5 V bis 3 kV, sowie die vergleichsweise hohe Intensität bei niedrigen Beschleunigungsspannungen.



Abbildung 11: Innenleben der in einem CF-100 Flansch montierten e-Gun. Aus [OMb].

3.6 Detektorsystem

Zur Detektierung der emittierten Photonen werden hochempfindliche Detektoren benötigt, die auch einzelne Photonen orts aufgelöst detektieren können. Prinzipiell ist es nicht möglich Photonen direkt zu detektieren. Dies führt dazu, dass Photonen über ausgeschlagene (Photo-)Elektronen detektiert werden müssen. Da es in der Praxis schwer realisierbar ist, einzelne Elektronen zu detektieren werden moderne Elektronenvervielfacher, sogenannte Mikrokanalplatten, eingesetzt.

3.6.1 Mikrokanalplatten

Mikrokanalplatten sind eine moderne und platzsparende Bauform von Elektronenvervielfachern. Die Mikrokanalplatten (kurz MCPs für Micro-Channel-Plates) bestehen aus einer von wenigen Zehntelmillimeter bis zu zwei Millimeter dicken Platten, die von einer großen Anzahl einzelner halbleiterbeschichteter Kanäle mit je $6 - 10 \mu\text{m}$ Durchmesser übersät sind.

Ein zu detektierendes Photon löst zunächst über den Photoeffekt aus einer dem Elektronenvervielfacher vorgeschalteten Photokathode ein Elektron mit niedriger kinetischer Energie aus. Trifft dieses Photoelektron auf die Oberseite einer MCP wird es durch zwischen Ober- und Unterseite eine angelegte Spannung (typischerweise wenige Kilovolt) zur Unterseite beschleunigt. Durch

Verkipfung der Kanäle um circa 8° zur Oberfläche [HS16] werden Elektronen nicht direkt durch den Kanal beschleunigt, sondern treffen nach kurzer Zeit auf die Kanalwand wo sie durch die hochspannungsinduzierte Nachbeschleunigung weitere Sekundärelektronen ausschlagen. Jedes dieser Sekundärelektronen löst bei dem nächsten Auftreffen auf die Kanalwand wieder mehrere Elektronen aus und so ergibt sich eine kaskadenartige Elektronenvervielfachung wie sie schematisch in Abbildung 12 dargestellt ist.

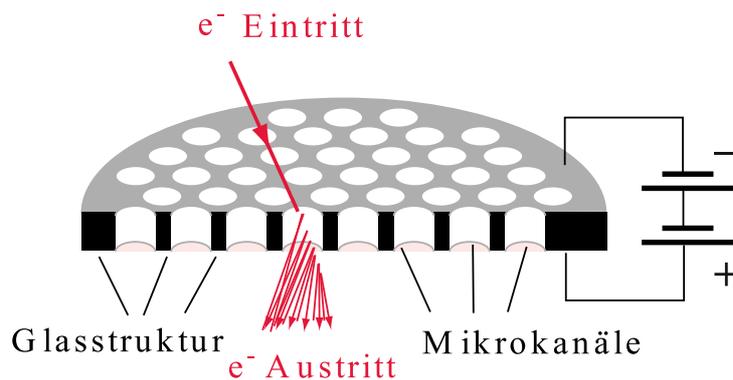


Abbildung 12: Schema der Elektronenvervielfachung an einer unter Spannung stehenden Mikrokanalplatte. Aus [HS16] (editiert).

Diese Art der Elektronenvervielfachung ergibt lediglich eine Verstärkung von circa 10^3 - 10^4 , so dass in der Regel zwei (Chevron-Stack) oder drei (Z-Stack) MCPs hintereinander gesetzt werden um die nötige Anzahl von $\approx 10^7$ Elektronen zu erreichen die benötigt wird um von Detektor registriert zu werden.

3.6.2 Photek VUV Detektor

Für die Aufnahme der Spektrallinien innerhalb dieser Arbeit wurde ein ortsauflösender Photonendetektor mit einer auf ein Magnesiumfluorid aufgedampften Cäsiumtellurit-Photokathode, des Herstellers ROENTDEK verwendet. Die Materialwahl ist dabei so gestaltet, dass die Auslösearbeit des Photokathodenmaterials in einem Bereich ist, in dem sie von den zu detektierenden Photonen geleistet werden kann. Ausgelöste Elektronen werden durch die im Chevron-Stack angeordneten 40 mm MCPs der Firma PHOTEK beschleunigt, wodurch

sie, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, eine Lawine von Elektronen auslösen. Zur Detektion der ausgelösten Elektronenwolke fällt diese auf eine ROENTDEK-Photoanode welche aus einem Netz von drei jeweils im 60° Winkel zueinander angeordneten Drahtstrukturen (siehe Abbildung 13) besteht.

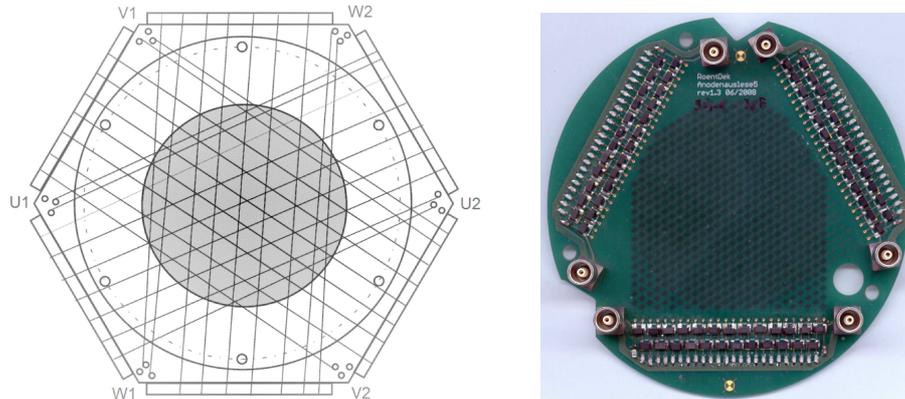


Abbildung 13: Links: Schematische Zeichnung der 60° zueinanderliegenden Drahtebenen auf einem PCB (Printed Circuit Board). Aus [CDM⁺07]. Rechts: Direkte Aufnahme des PCBs wie es im für die Messung ausgewählten Detektor verbaut ist.

Die auf die Netzstruktur treffenden Ladungen fließen zu den Messanschlüssen ab und resultieren in drei zeitabhängigen Spannungssignalen. Aus den detektierten Laufzeitdifferenzen lässt sich die Position der eingeschlagenen Elektronenwolke und somit des ursprünglichen Photons in hexagonalen Koordinaten mit u , v und w wie folgt bestimmen [Sch13].

$$u = U1 - U2 \quad (3.1)$$

$$v = V1 - V2$$

$$w = W1 - W2$$

Mit der Annahme, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen Signalpulses auf allen Ebenen gleich ist, ergibt sich aus der geometrischen Betrachtung folgende Umrechnung der hexagonalen Koordinaten in kartesische

Koordinaten

$$\begin{aligned}
 x_{uv} &= u & y_{uv} &= \frac{u + 2v}{\sqrt{3}} & (3.2) \\
 x_{uw} &= u & y_{uw} &= -\frac{2w + u}{\sqrt{3}} \\
 x_{vw} &= w - v & y_{vw} &= \frac{v - w}{\sqrt{3}}
 \end{aligned}$$

3.6.3 Detektionsgrenzen des FUV Detektors

Photoempfindliche Detektorsysteme sind typischerweise nicht dafür ausgelegt elektromagnetische Strahlung jeglicher Energie zu detektieren. Die um das Cäsiumtellurit vor Oxidation zu schützen verwendete Kombination aus Photokathode und Magnesiumfluoridfenster beschränkt durch die Transmissionseigenschaften des Fensters die minimale Wellenlänge bei der Photonen bis zur photoempfindlichen Schicht durchdringen.

Abbildung 14 zeigt einen Überblick über verschiedene oft genutzte Materialien und deren Transmissionseigenschaften für Photonen bestimmter Wellenlängen. Es zeigt sich deutlich, dass Magnesiumfluorid bessere Transmissionseigenschaften hat als die anderen gezeigten Materialien. Mit dieser Anordnung ist der Nachweis von Wellenlängen bis 115 nm möglich [KW14].

Die obere Grenze wird durch die Quanteneffizienz - auch Quantenausbeute genannt - bestimmt. Die Quantenausbeute beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein einkommendes Photon aus der Photokathode Elektronen auslöst. Sie ist energie- und somit auch wellenlängenabhängig und nimmt mit sinkender Photonenenergie ab. Die sinkende Quanteneffizienz lässt maximal die Detektion von Photonen bis 220 nm zu [KW14].

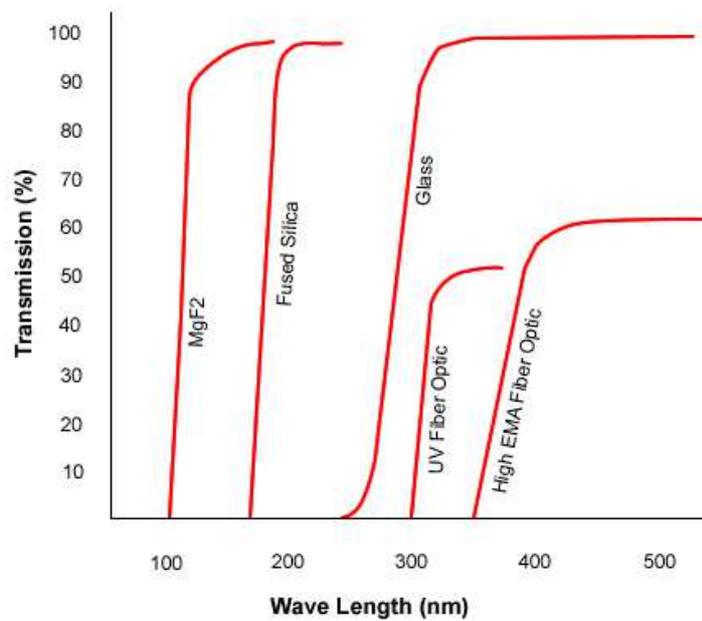


Abbildung 14: Transmissionseigenschaften verschiedener Materialien in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Aus [PHO] .

3.7 Messsoftware

Zur Aufnahme der Messdaten wurde die intern verwendete Software METRO genutzt, welche auf einem an die Hardware angepassten Python-Code basiert. Neben der Steuerung für Motoren und anderer Hardware kann mit METRO live mitverfolgt werden, wenn Photonen (bzw. vervielfachte Photoelektronen) durch den Detektor detektiert werden. Dabei ist das Detektorbild in 512 mal 512 Kanäle aufgeteilt und Detektionen werden durch Verfärbungen von einzelnen Pixeln dargestellt. Neben der grafischen Anzeige werden die Positionsdaten der detektierten Photonen als Textdatei gespeichert.

Weiterhin dient die Software als Diagnosewerkzeug für eingestellte Parameter wie die z. B. CFD-Einstellungen.

3.8 Profiler zur Charakterisierung ionisierender Strahlung

Teil der Arbeit ist es, einen bereits existierenden Profiler zur Charakterisierung ionisierender Strahlung in Betrieb zu nehmen und erste Testmessungen

vorzunehmen. Die Idee hinter dem Profiler ist die Position eines ionisierenden Strahls abzuschätzen und so gegebenenfalls die Ausrichtung des Experimentes so anzupassen, dass der Strahl gerade hineinfällt.

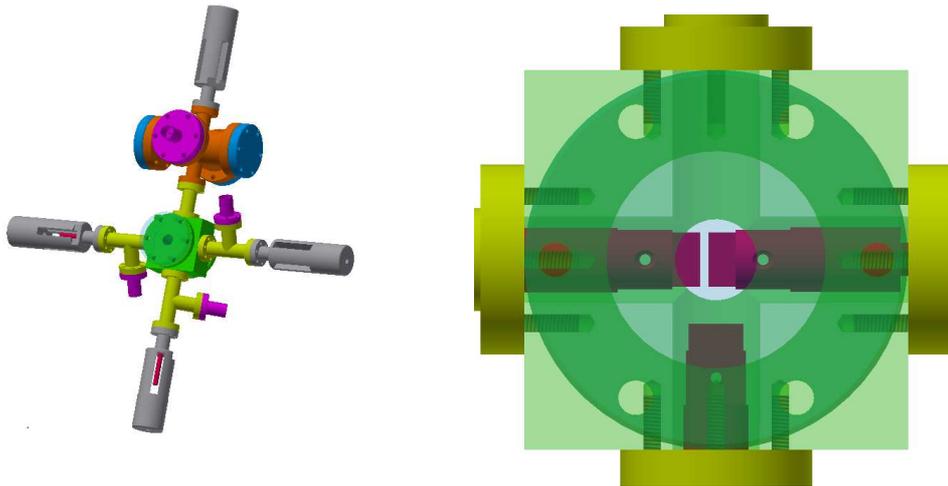


Abbildung 15: Links: Baugruppendarstellung des Profilers zur Charakterisierung ionisierender Strahlung. Rechts: Transparente Nahaufnahme des Hauptwürfels mit drei der vier verfahrbaren Plättchen. Grün: Hauptwürfel, Magenta: Stromabnehmer, Grau: Manipulatoren.

3.8.1 Auslegung der elektrischen Bauteile

Für Messungen am Profiler wird die entstehende Potentialdifferenz zwischen dem bestrahlten Plättchen und der Außenhülle dazu genutzt einen Strom abzugreifen. Dieser Strom wird per KEITHLEY-Pikoamperemeter gemessen und befindet sich je nach verwendeter Strahlung und Intensität im Nanoamperebereich. Für diesen Bereich der niedrigen Ströme müssen bestimmte Bedingungen eingehalten werden um die Messung nicht negativ zu beeinflussen. Allgemein müssen einzelne Bauteile und Kabel so ausgelegt werden, dass sie sich möglichst wenig bewegen, da eine Bewegung der Kabel im Erdmagnetfeld zwangsweise zu einem Induktionsstrom führen würde, der Größenordnungen über dem zu messenden Strom liegen würde. Weiterhin ist speziell auf die Auswahl

von verwendeten Materialien und deren Sauberkeit zu achten, da bereits ein Fingerabdruck dazu führen kann, dass der entstehende Leckstrom größer ist als der Strom der am Pikoamperemeter (100 Megaohm Eingangswiderstand) ankommt. Dementsprechend sind auch die Anforderungen an elektrische Schalter die ein komfortables Umschalten ohne Umstecken erlauben sehr speziell. Die Recherche hat ergeben, dass *Reed-Relais* im Allgemeinen für diese Ströme und Spannungen ausgelegt sind. Speziell wird in dieser Arbeit der Schalter PICKERING 109-1-A-5/2 D auf seine Tauglichkeit getestet.

4 Auswertung

Die Folgerungen und Erkenntnisse dieser Arbeit teilen sich in drei größtenteils unabhängige Bereiche auf. Der erste Bereich befasst sich mit der in den experimentellen Grundlagen (Abschnitt 3.5) beschriebenen Elektronenkanone. Um erstmals die Performance der Elektronenkanone zu bestimmen wurden die angegebenen Herstellerwerte für den Elektronenstrahl mit den real existierenden Werten verglichen. Weiterhin werden Überlegungen und Erkenntnisse zu dem Verlauf des Elektronenstrahls, besonders von niedrigerenergetischen Elektronen, im Erdmagnetfeld eine zentrale Bedeutung in diesem Teil spielen.

Der zweite Teil der Auswertung befasst sich mit den Fluoreszenzmessdaten die für diese Arbeit aufgenommen wurden. Jeweils für Argon und Stickstoff werden Detektobilder für feste Gitterstellungen mit unterschiedlichen Elektronenenergien aufgenommen. Aus den gewonnenen Daten werden Rückschlüsse über den Wirkungsquerschnitt für die Anregung mit Elektronen verschiedener Energien gewonnen.

Der letzte Teil der Auswertung befasst sich mit der Inbetriebnahme bzw. den ersten Messungen für den Profiler zur Charakterisierung ionisierender Strahlung. Dabei werden zunächst Ergebnisse diskutiert, die sich per Laser und Elektronenstrahl in einem universitären Labor ergeben haben und abschließend die Ergebnisse, die sich in der Synchrotron-Großforschungseinrichtung BESSY II ergeben.

4.1 E-Gun

Für die Anregung der in die Gaszelle eingelassenen Gase wurde eine neue Elektronenkanone der Firma OCI MICROENGINEERING genutzt. Vor der eigentlichen Anregung von Gas wird die Funktionsfähigkeit der Elektronenkanone geprüft. Dafür wird die Messung des *Electron Gun Test Data Sheet [OMa]* im LEED-Modus (Low Energy Electron Diffraction) nachgestellt und die tatsächlichen Werte mit den angegebenen Werten verglichen.

4.1.1 Stabilität des Elektronenstrahls

Vor der Aufnahme der ersten Messdaten wurde der zeitliche Verlauf des Cupstroms bei den Standardeinstellungen von 1500 eV Elektronenenergie aufgenommen.

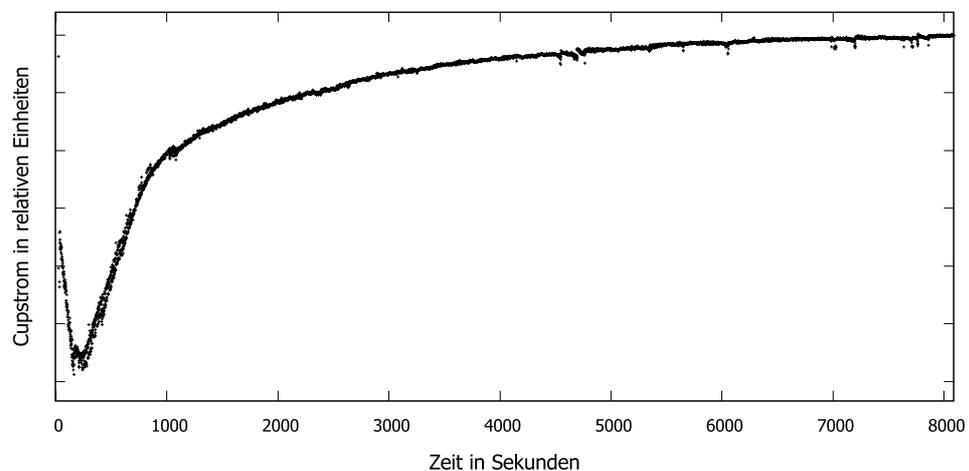


Abbildung 16: Verlauf des gemessenen Cupstroms an der Elektronenkanone vom Einschalten bis zu einem Zeitpunkt 8000 Sekunden später. Diese Werte ergeben sich bei den Standardeinstellungen für den AES-Modus mit 1500 eV Elektronenenergie und 2,85 A Filamentstrom.

Es zeigt sich deutlich, dass die Elektronenkanone nicht direkt nach dem Einschalten einen konstanten Elektronenstrom produziert. Die größte Differenz in dieser Grafik bemisst sich mit einigen Nanoampere, jedoch ist darauf zu achten, dass der Cup nicht den gesamten Strom misst sondern nur einen Bruchteil. Die

tatsächliche Differenz zwischen niedrigsten und höchsten Strom ist demnach höher als die gemessene Differenz am Cup.

Die Grafik macht deutlich, dass ein konstanter Elektronenstrom nach 100 Minuten Betrieb erreicht wird. Es empfiehlt sich tatsächliche Messungen mit der Elektronenkanone frühestens nach einer Stunde Aufwärmzeit durchzuführen.

4.1.2 Messung des Elektronenstrahls

Für die Daten vom Elektronenstrahl wurden für verschiedene Beschleunigungsspannungen die Fokusspannung, der Emissionsstrom, und der Strahlstrom vom Kontrollelement abgelesen und in Tabelle 5 eingetragen. Ferner wurde für die weiterführenden Experimente ein Cupstrom gemessen, der sich dadurch ergibt, dass der Elektronenstrahl am Ende der Interaktionskammer auf ein Aluplättchen trifft, welches über eine BNC-Durchführung aus dem Vakuum herausführt.

Beschleunigungsspannung /V	5	10	15	20	25	30
Fokus Hersteller /V	8	14	21	29	36	43
Fokus Experiment /V	7	14	21	28	35	42
Emissionsstrom Hersteller / μ A	35	46	49	52	54	57
Emissionsstrom Experiment / μ A	40	44	47	49	51	51
Strahlstrom Hersteller / μ A	0,07	0,90	0,15	0,25	0,32	0,40
Strahlstrom Experiment / μ A	-	0,08	0,13	0,17	0,23	0,28

35	40	50	60	70	80	90	100	120	150	200
51	50	73	87	102	116	131	146	175	219	292
49	56	70	84	98	112	126	140	168	210	280
60	63	69	75	82	88	95	103	117	142	186
54	56	61	67	73	80	87	59	103	124	161
0,52	0,59	0,79	0,98	1,23	1,41	1,66	1,92	2,44	3,30	4,79
0,33	0,39	0,52	0,65	0,80	0,93	1,07	1,18	1,47	1,96	2,62

Tabelle 5: Vergleich der vom Hersteller angegebenen Werte für Fokusspannung, Emissions- und Strahlstrom mit den experimentell ermittelten Werten. Messdruck Herstellerangaben: $8,5 \cdot 10^{-8}$ Torr. Messdruck Experimental: $4,6 \cdot 10^{-8}$ Torr. Der experimentelle Strahlstrom bei 5 eV war nicht ablesbar.

Es zeigt sich, dass die Elektronenkanone kontinuierlich niedrigere Werte für alle Parameter anzeigt als es auf dem *Electron Gun Test Data Sheet* angegeben

ist. Dazu muss gesagt werden, dass der Druck für die experimentellen Werte etwas unter dem Druck der Herstellerwerte gelegen hat.

Prinzipiell ist es an dieser Stelle schwer die Ursachen für die abweichende Performance der Elektronenkanone konkret zu bestimmen. Besonders die Tatsache, dass vor der Messung die E-Gun aufgrund massiver Einschränkungen komplett demontiert und wieder zusammengesetzt wurde, erweitert die Suche nach möglichen Fehlern.

Weiterhin zeigt sich bei dem Vergleich der experimentellen Daten mit den Herstellerangaben, dass der Strom im Filament sich um 0,05 A unterscheidet. Der experimentelle Filamentstrom ergibt sich durch das Filamentdatenblatt [OMb] mit 2,85 A während in der Herstellermessung 2,9 A angegeben wurden. Fraglich bleibt, ob die Filamentstromabweichung von $< 2\%$ für die teilweise großen Abweichungen der tatsächlichen Messung von der Herstellermessung verantwortlich ist.

4.2 Interaktion zwischen Elektronenstrahl und Erdmagnetfeld

Wie in den Grundlagen (Abschnitt 2.2.1) beschrieben, tritt eine Wechselwirkung zwischen den beschleunigten Elektronen und dem Erdmagnetfeld auf. Dabei lässt sich die Bahn des Elektronenstrahls, durch die auf ihn wirkende Lorentzkraft, als Kreisbahn mit dem Radius r beschreiben. Der Kreisbahnradius ist wie in Gleichung 2.20 beschrieben proportional zur Elektronengeschwindigkeit. Es folgert sich, dass die Trajektorie für niedrigenergetische Elektronen stärker von einer geraden Trajektorie abweicht als von hochenergetischen Elektronen. Eine weitere Abhängigkeit ergibt sich durch das herrschende Magnetfeld, bzw. den Anteil des Magnetfeldes der Erde, der senkrecht zum Elektronenstrahl steht. Zur Vereinfachung wird angenommen, dass das Magnetfeld an jedem Ort eine horizontale Komponente hat, die parallel zur Erdoberfläche steht, und eine vertikale Komponenten die senkrecht auf dem horizontalen Anteil steht. Dabei gilt für Mitteleuropa nach dem *National Center for Environmental Information* eine vertikale Magnetfeldstärke von 44 Mikrottesla und eine horizontale Magnetfeldstärke von 20 Mikrottesla [EI] die jeweils einen

Einfluss auf den Elektronenstrahl haben können.

Eine der beiden Komponenten kann durch geschicktes Aufstellen des Versuchsaufbaus eliminiert werden. Da sich die Lorentzkraft für die jeweiligen Komponenten aus dem Kreuzprodukt von Stromgeschwindigkeit und Magnetfeldkomponente berechnet erlaubt es sich für einen Elektronenstrahl der parallel zum horizontalen Anteil des Magnetfelds (Nord-Süd-Ausrichtung) ausgerichtet ist, diese Komponente des Magnetfeldes zu ignorieren ($F_{L-Horizontal} = 0$).

Der im Experiment verwendete Elektronenstrahl ist von Norden nach Süden ausgerichtet. Demnach wird der Elektronenstrahl nur durch die auf der Nordhalbkugel nach unten gerichtete vertikale Komponente des Erdmagnetfeldes je nach Ausrichtung des Elektronenstrahls (Nord-Süd oder Süd-Nord) nach links oder rechts abgelenkt.

Beispielhaft ergibt sich für den Krümmungsradius der Bahn von 50 eV Elektronen durch Gleichung 2.18 und 2.20

$$r = \frac{m_e \cdot \sqrt{2 \cdot 50 \text{ V} \cdot \frac{e}{m_e}}}{e \cdot 44 \text{ } \mu\text{T}} = 0,568 \text{ cm}$$

In Abbildung 17 findet sich der Verlauf des Bahnradius für Elektronenenergien von 5 bis 200 eV. Bei Elektronen höherer Energie (ab circa 1 keV) muss anstatt dieser klassischen Näherung relativistisch argumentiert werden.

4.2.1 Folgerungen aus der Ablenkung des Elektronenstrahls

Es zeigt sich, dass für die in dieser Arbeit verwendeten Elektronenenergien (40 - 200 eV) der Bahnradius r nicht vernachlässigbar ist. Für die Ablenkung D nach einem Abstand A von der geraden Trajektorie ergibt sich durch geometrische Überlegungen folgender Zusammenhang

$$D = r - r \cdot \sin \left(90^\circ - \arctan \left(\frac{A}{r} \right) \right)$$

Danach ist ein 50 eV Elektronenstrahl nach dem Passieren der 10 cm langen

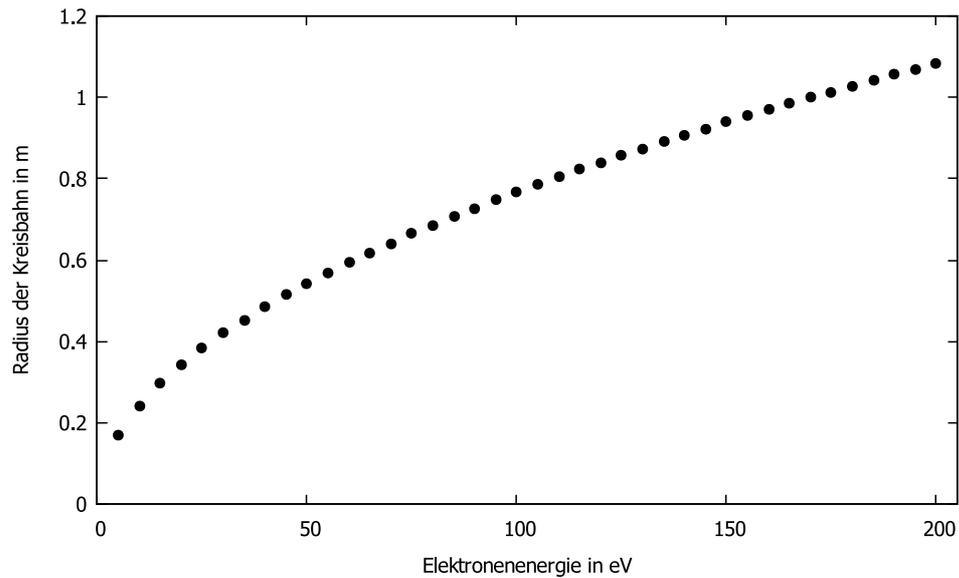


Abbildung 17: Plot der Bahnkrümmung in Abhängigkeit von der kinetischen Energie der Elektronen in einem senkrecht zur Elektronentrajektorie stehenden Magnetfeld mit einer Magnetfeldstärke von $44 \mu\text{T}$.

Gaszelle welche circa 2 cm von der Elektronenkanone entfernt ist bereits um über einen Zentimeter abgelenkt. Selbst für 200 eV Elektronen ergibt sich nach der Passierung der Gaszelle eine Ablenkung von circa 6 Millimeter.

Mit dieser Information ist zubeachten, dass die in Abbildung 9 grün eingefärbten Aperturen eine Öffnung von 3 mm haben. Der $250 \mu\text{m}$ bis 1 mm breite Elektronenstrahl [OMB] dringt durch die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Begebenheiten größtenteils in die Targetzelle ein, wird aber bei der Durchquerung in dem Maße abgelenkt, dass die Ausgangsapertur nicht oder nur teilweise durchquert werden kann. Dieses mit zunehmender Elektronenenergie abnehmende Phänomen hat gravierende Auswirkungen auf die folgenden Messungen, besonders auf den aufgenommenen (Cup-)Strom am Beamdump.

Die Auswirkungen werden deutlich wenn der Cupstrom aus den Gaszellenmessungen (Abschnitt 4.3) mit dem Cupstrom aus einer Gasjet-Kalibrierungsmessung verglichen wird. Es zeigt sich, dass der Gasjet-Cupstrom bei gleichen Elektronenenergien wesentlich größer ist als in den Messungen mit der Gaszelle. Trotz des wesentlich höheren Wirkungsquerschnitts in der Gaszelle (höhere Druck & größeres Interaktionsvolumen und somit mehr Energie-

verlust der Elektronen durch Stoß mit Gasteilchen) liegt die Vermutung nahe, dass der Elektronenstrahl innerhalb der Gaszelle verloren geht.

Trotz dieser Tatsache zeigt sich, dass sich der Cupstrom mit steigender Elektronenenergie erhöht. Dementsprechend wurde der Cupstrom trotzdem weiter aufgenommen und als Informationsquelle über die Eigenschaften des ausgesendeten Elektronenstrahls verwendet.

4.2.2 Mögliche Korrekturen

Wie beschrieben, hat sich gezeigt, dass der ausgesendete Elektronenstrahl nicht in seiner Ganzheit auf den Cup trifft, sondern teilweise maßgeblich von den Aperturen bzw. der Gaszelle selbst beschnitten wird. Da dies im Extremfall gravierende Auswirkungen auf die aufgenommenen Messdaten hat bzw. dazu führt dass Messungen mit sehr niedrigen Elektronenenergien nicht möglich sind, ist es sinnvoll über mögliche Korrekturmöglichkeiten nachzudenken, die gegen die Ablenkung des Elektronenstrahls wirken.

Eine einfache schnelle Korrekturmöglichkeit ist es, die Aperturen der Gaszelle (Grün in Abbildung 9) abzunehmen bzw. zu vergrößern. Der Durchmesser des Kanals durch den die Elektronen fliegen erhöht sich drastisch was dazu führt, dass die Energiegrenze bei der Elektronen mit der Zellenwand kollidieren herabgesetzt wird. Für Elektronen sehr niedriger Energie bleibt jedoch weiterhin das Problem, dass sie den Cup nicht erreichen und so Verfälschungen der Messung entstehen. Weiterhin würde ein Entfernen oder Vergrößern der Aperturen sich negativ auf den erreichbaren Druck innerhalb der Gaszelle (Druck sinkt) wie auch in der Interaktionskammer samt Elektronenkanone (Druck steigt) auswirken.

Eine allgemein aufwendigere Methode ist es, das vertikale Erdmagnetfeld durch ein künstlich erzeugtes Magnetfeld zu kompensieren. Ein spezielles Helmholtzspulenpaar könnte dafür sorgen, dass in der Nähe der Elektronenstrahltrajektorie das Magnetfeld teilweise kompensiert wird, was zu einer Vergrößerung des Bahnradius führen würde. Dieses Verfahren führt lediglich in einem sehr kleinen Bereich zu einer vollständigen Kompensation des Erdmagnetfelds. Im

restlichen Bereich wird das Erdmagnetfeld jedoch teilweise gedämpft.

Neben diesen zusätzlichen Bauteil am Experiment wäre es auch denkbar, das Experiment so auszurichten, dass der Elektronenstrahl parallel zum Gesamtmagnetfeldvektor ausgerichtet wird. Dafür müsste das bereits von Norden nach Süden ausgerichtete Experiment lediglich gekippt werden. Beim Kippen des Experimentes ist jedoch zu beachten, dass die Drehachse der Turbomolekularpumpen senkrecht oder waagrecht bleibt, da sonst deren Lebensdauern negativ beeinflusst werden können.

Ähnlich zu diesem Ansatz bietet sich die vermutlich aufwendigste Methode die sich mit der Abschirmung des Erdmagnetfeldes befasst. Eine Möglichkeit ist es, den gesamten magenta *EIFS* Aufbau zu einem fast magnetfeldfreien Raum, wie er beispielsweise in [ABB⁺15] beschrieben wird, zu transportieren.

4.3 Auswertung der mit der Gaszelle aufgenommenen Messdaten

Für die Aufnahme der Datensätze für Fluoreszenz bei verschiedenen Anregungsenergien wurde bei Argon und Stickstoff jeweils das gleiche Prozedere angewandt. Zunächst wurde die Gaszelle in die Hauptkammer des Vakuumsystems eingesetzt und zum erwarteten Elektronenstrahl ausgerichtet. Das Vakuumsystem wurde abgeschlossen und auf einen maximalen Druck von 10^{-6} Millibar (Spektrometer) evakuiert.

Nach einer angemessenen Aufwärmzeit für die Elektronenkanone wurde Gas über ein Leitungssystem in die Gaszelle eingelassen, so dass der Elektronenstrahl mit diesem wechselwirken kann. Alle folgenden Bilder ergeben sich dadurch, dass bei fester Gitterposition jeweils fünf Minuten bei Anregungsenergien von 40 bzw. 50 Elektronenvolt bis 200 eV in 5 eV Schritten die Daten des CsTe-Detektors aufgenommen wurden.

Es wird sich zeigen, dass die Spaltabbildung nicht mittig auf dem Detektorbild abgebildet wird, was auf eine leichte Dejustage des Gitters hinweist, jedoch die Qualität der Messung nicht beeinflusst.

4.3.1 Normierter Wirkungsquerschnitt für Argon

Für den Wirkungsquerschnitt zwischen beschleunigten Elektronen und Argon wurden zunächst alle einzelnen energieabhängigen Detektorbilder aufgenommen und aufsummiert. Es ergibt sich ein Gesamtdetektorbild wie es in Abbildung 18 zu sehen ist.

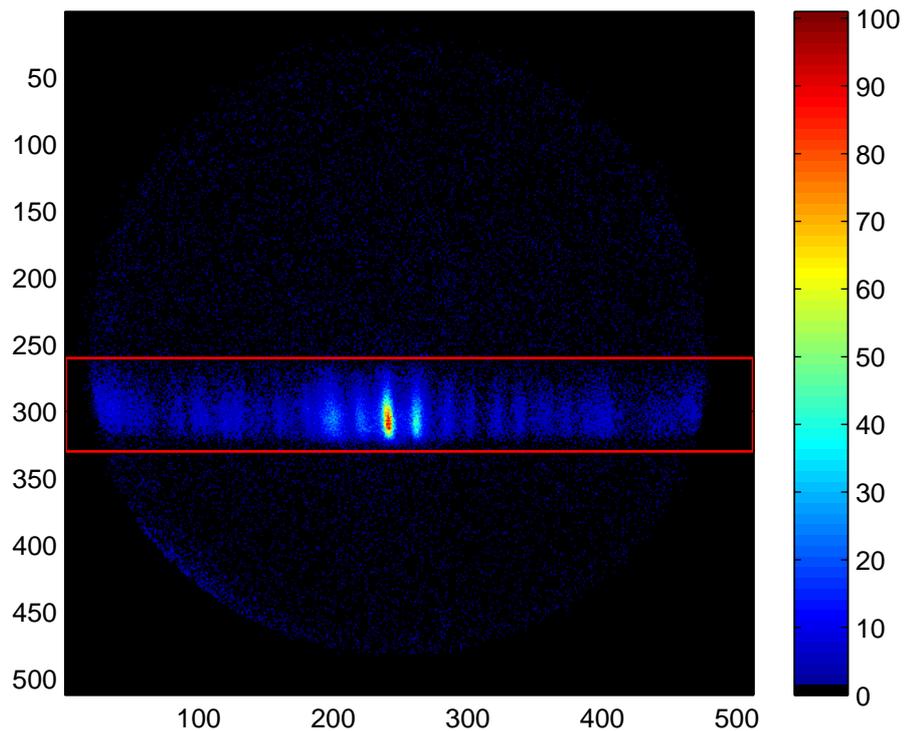


Abbildung 18: Gesamtdetektorbild einer Gitterposition des CsTe-Detektors von durch Elektronenstoß angeregten Argon. Auf der X- und Y-Achse befinden sich die Beschriftung für die jeweiligen Kanäle. Die Einfärbung des Detektorbildes steht dabei für die Anzahl an einzelnen Events pro X-Y-Kanalkombination.

Die Färbung des runden Bildes ist dabei ein Indikator für die Häufigkeit der Events an jeder Kanalkombination. Der interessante Bereich ist dabei durch die roten Markierungen hervorgehoben. Events außerhalb dieses Bereiches sind dem Hintergroundrauschen oder anderen statistisch verteilten Fehlerquellen (Streulicht etc.) zuzuordnen. Die Farbskala am Detektorbild deutet auf die Häufigkeit einzelner Events an der diskreten Kanalposition hin. Bei dieser Messung wurde das Gitter so positioniert, dass mittig auf dem Detektor eine

Wellenlänge von 190 nm detektiert wird.

Durch die Auswertung der einzelnen Datenpunkte des so aufgenommenen Detektorbildes ist es möglich, das typische Summenspektrum für diese Gitterstellung (siehe Abbildung 19) zu bestimmen.

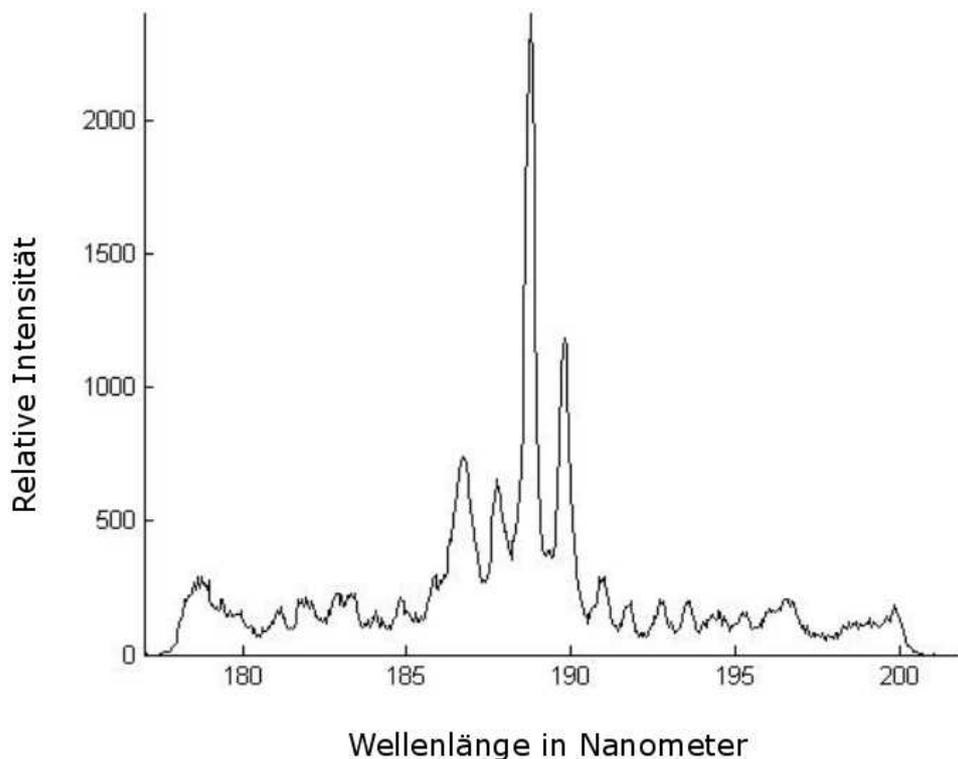


Abbildung 19: Darstellung des Summenspektrums des aufgenommenen Gitterbereichs. Die Linien mit der höchsten Intensität und somit Eventrate kann der 188,9 nm Linie von Argon zugeordnet werden. Auf der Y-Achse ist die Intensität in beliebigen Einheiten aufgetragen.

Aus dem aufsummierten Spektrum lässt sich nicht erkennen, wie intensiv Fluoreszenz von einzelnen Anregungsenergien erzeugt wird. Eine Darstellung die sich eignet um diesen Zusammenhang darzustellen ist die Fluoreszenzanregungsmatrix. Die Fluoreszenzanregungsmatrix stellt jedes einzelne Detektorbild auf der Y-Achse in Abhängigkeit von der anregenden Elektronenenergie (X-Achse) dar. Die farbliche Darstellung ist wie auch im Gesamtdetektorbild ein Indikator für die Intensität bzw. die Anzahl an detektierten Events.

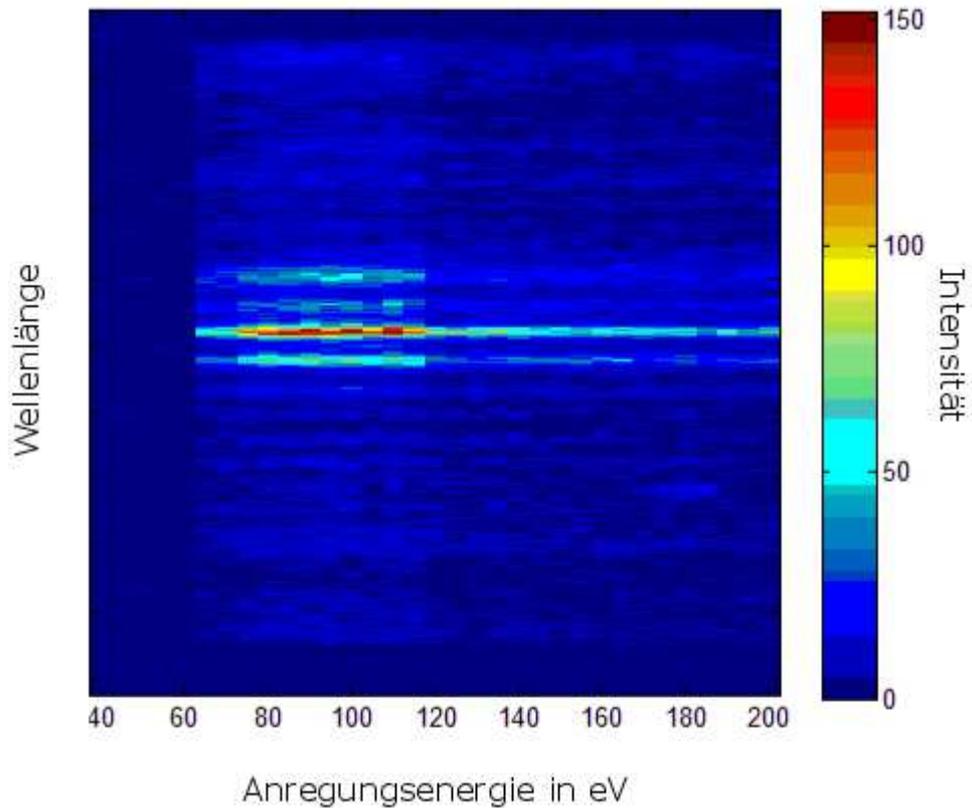


Abbildung 20: Fluoreszenzanregungsmatrix für die durchgeführten Messungen an Argon. Es wurde die Elektronenergie in eV auf der X-Achse gegen die aufgenommenen energieabhängigen Detektorbilder (Y-Achse) aufgetragen.

Aus der so erzeugten Fluoreszenzanregungsmatrix lässt sich bereits der sich ergebende Wirkungsquerschnitt abschätzen. Für die folgende Funktion des Wirkungsquerschnitts wurden allerdings nicht die Rohdaten verwendet, sondern die auf den Cupstrom normierten Daten. Der Grund für diese Normierung lässt sich aus vorherigen Grafik ablesen. Im Energiebereich von 60 bis 120 Elektronenvolt zeigt sich eine deutliche Verfärbung der Matrix. Dies ist ein Indikator dafür, dass in diesem festen Bereich wesentlich mehr Fluoreszenz detektiert wurde als in den anderen Bereichen. Besonders der harte Sprung in der Intensität an den Grenzen dieses Bereiche weisen dafauf hin, dass ein Messfehler vorliegt. Da sich im gleichen Bereich auch der normale Verlauf des Cupstroms deutlich vom sonst linearen Trend abweicht ist zu vermuten, dass die Elektronenkanone in diesem Bereich einen wesentlich höheren Elektronenstrom ausgesendet hat. Um diese Messunsicherheit anzupassen bietet es sich an, die Anzahl der detektierten Events auf den Cupstrom zu normieren.

Dazu wurde jeder Wert für die Fluoreszenzintensität durch den dazugehörigen Cupstrom geteilt. Diese Normierung hat zur Folge, dass der in Abbildung 21 dargestellte Wirkungsquerschnitt nicht in der typischen Einheit Megabarn, sondern in relativen Einheiten angegeben ist.

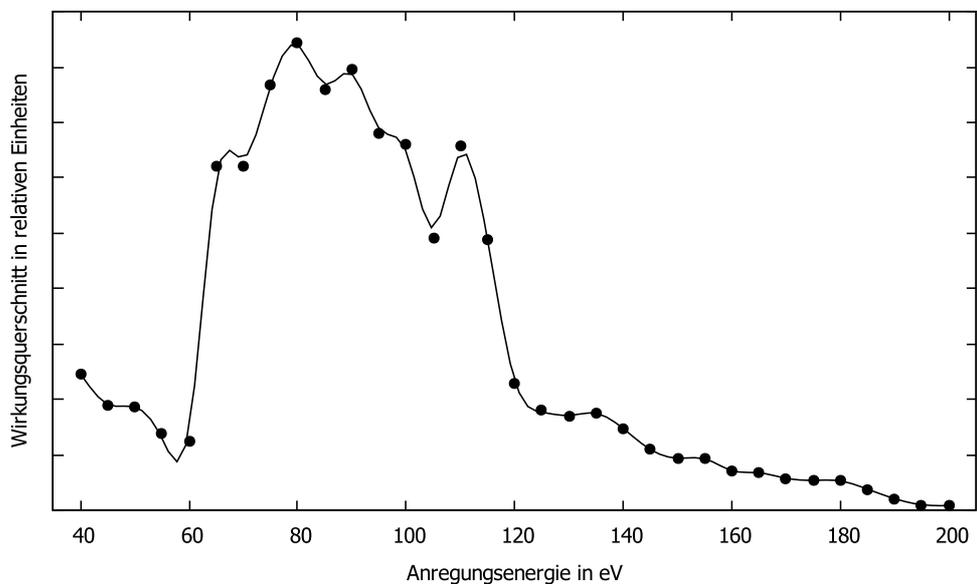


Abbildung 21: Auf den Cupstrom normierter Wirkungsquerschnitt für die Anregung von Argon mit Elektronen von 40 bis 200 Elektronenvolt.

4.3.2 Normierter Wirkungsquerschnitt für Stickstoff

Nach der Elektronenstoßanregung von molekularem Stickstoffgas mit Energien von 50 eV bis 200 eV mit einer jeweiligen Messdauer von fünf Minuten ergibt sich folgendes Gesamtdetektorbild. Deutlich zu erkennen ist, dass wesentlich weniger Rauschen bzw. Störlicht zu erkennen ist. Der Grund dafür ist, dass Stickstoff allgemein wesentlich stärker fluoresziert als Argon, übersichtshalber sind auf Abbildung 22 nur Events eingezeichnet die mehr als vier mal detektiert wurden. Der wesentliche Bereich ist mit roten Linien markiert und ergibt sich durch die Aufnahme der Fluoreszenz für eine Gitterposition, welche Photonen mit 175 Nanometer Wellenlänge mittig auf den Detektor lenkt.

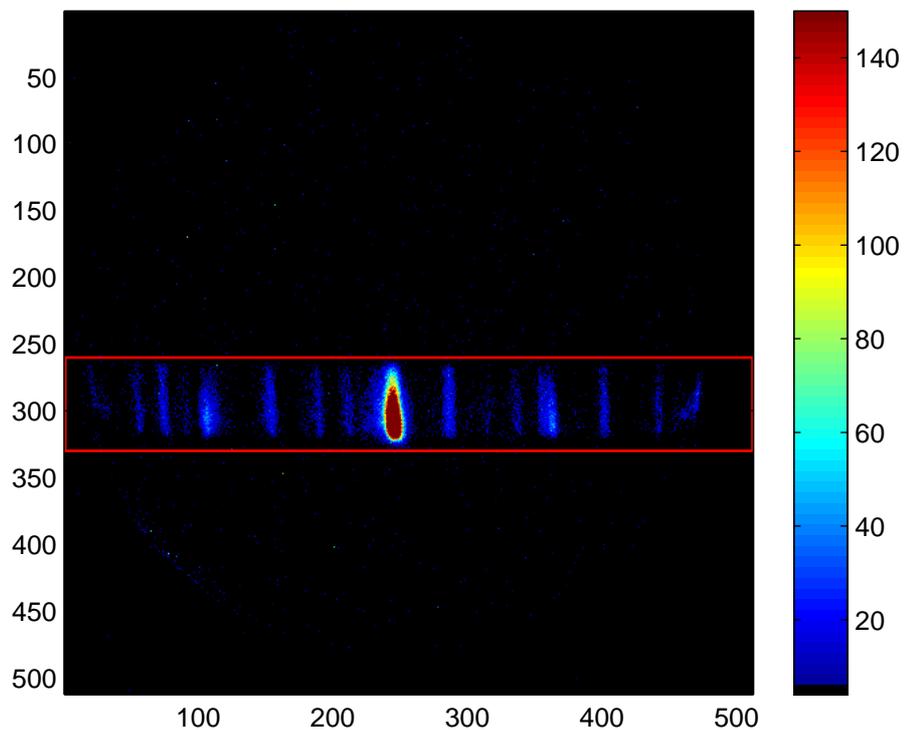


Abbildung 22: Gesamtdetektorbild einer Gitterposition des CsTe-Detektors von durch Elektronenstoß angeregten molekularem Stickstoff.

Analog zu der Auswertung für Argon ergibt sich das Summenspektrum für Stickstoff durch das Aufsummieren der einzelnen Events in dem markierten Bereich. Es zeigt sich deutlich, dass eine Linie in ihrer relativen Intensität

auf dem aufgenommenen Detektorbild hervorsteht. Dabei handelt es sich um die in Abschnitt 2.4 erwähnte 174 Nanometer Line welche einen atomaren Ursprung hat. Der angeregte atomare Stickstoffzustand ergibt sich nach der Dissoziation von molekularem Stickstoff durch den Elektronenstoß.

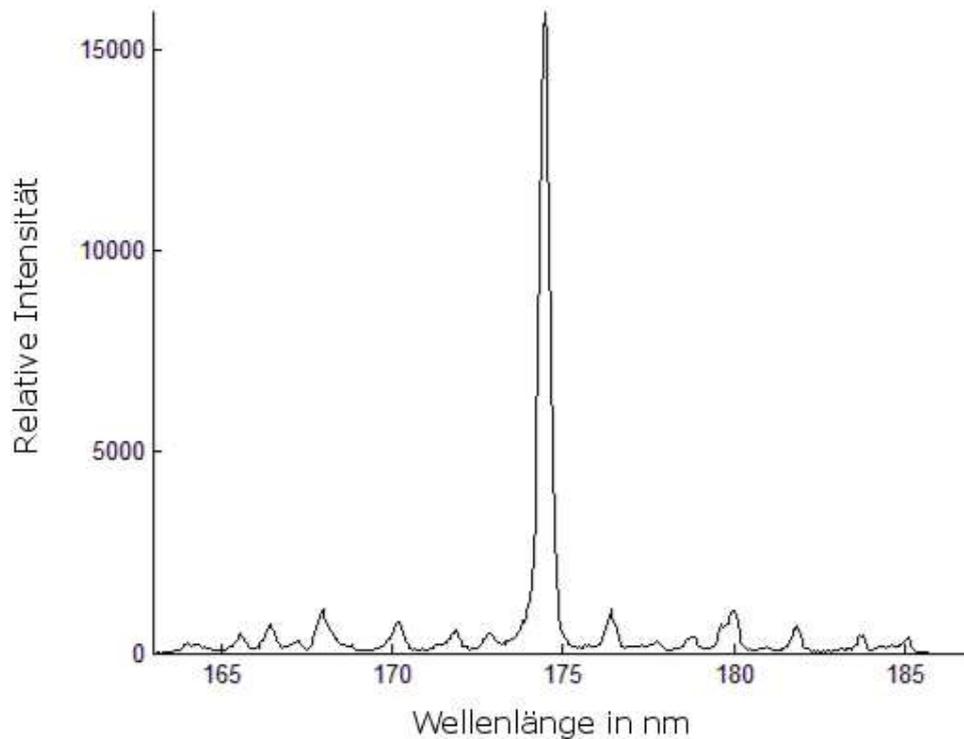


Abbildung 23: Darstellung des Summenspektrums des aufgenommenen Gitterbereichs. Die Linie mit der höchsten Intensität kann der in Abschnitt 2.4 gezeigten 174 nm Linie zugeordnet werden. Auf der Y-Achse ist die Intensität in beliebigen Einheiten aufgetragen

Die aus den vom CsTe-Detektor aufgenommenen Rohdaten liefern folgendes Bild für die Fluoreszenzanregungsmatrix (Abbildung 24). Es zeigt sich ein deutlicher Sprung in der 85 eV Messung, welcher durch eine wesentlich höhere Zählrate als benachbarte Messungen und eine deutliche Verbreiterung der Linien deutlich wird. Bei der Betrachtung der Rohdaten ist es ersichtlich, dass gerade bei dieser Messung die Elektronik ein Fehlsignal registriert hat. Die durch die Messelektronik aufgezeichneten Daten schreiben die Signale von jedem der sechs Ortskanäle sowie die des MCP Signals mit. Korrekte Events zeichnen sich demnach dadurch aus, dass sie aus einem MCP-Signal und sechs Ortsignalen bestehen. Bei der Messung mit 85 Elektronenvolt Be-

schleunigungsenergie zeigt sich, dass das häufigste Signal lediglich von den Mikrokanalplatten kommt. Das heißt, dass bei einer großen Anzahl der Events an den Mikrokanalplatten keine Ortsignale (also tatsächliche Events) folgten. Die Ursachen für dieses Verhalten können vielschichtig sein. Dabei lässt sich jedoch eine Dejustage der CFDs (Constant Fraction Discriminator) ausschließen, da diese zwischen den energieabhängigen Messungen nicht verstellt wurden. Für die Abbildung 25 wurde demnach der Datensatz für die 85 eV Messung

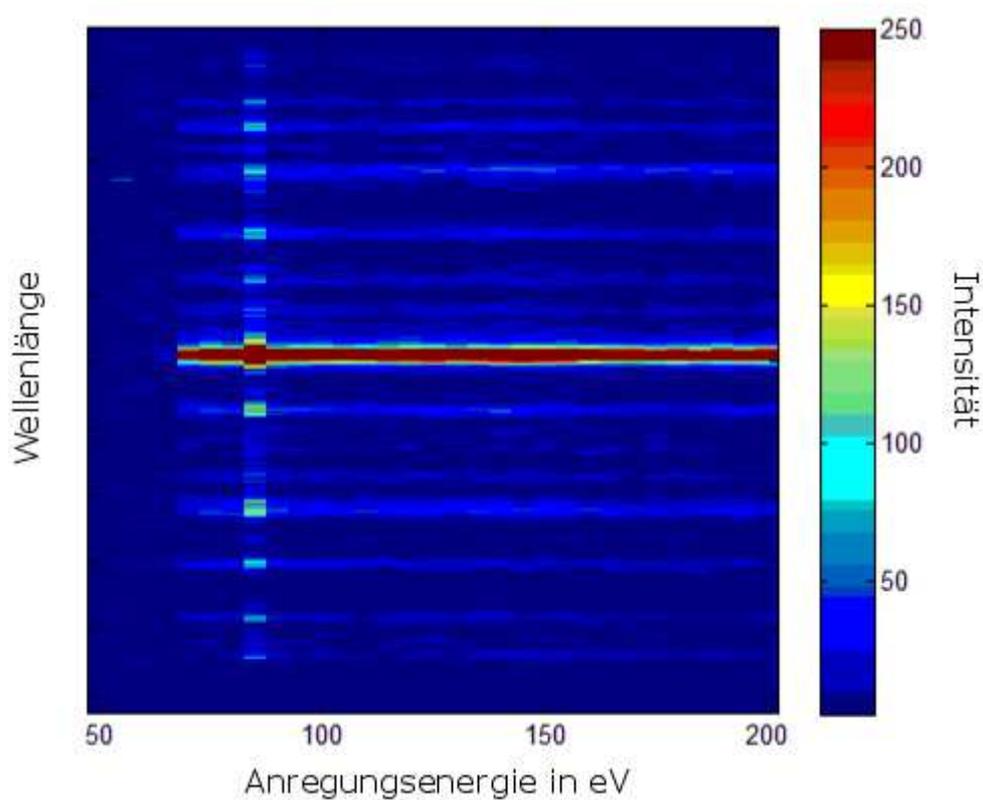


Abbildung 24: Fluoreszenzanregungsmatrix für die durchgeführten Messungen an Stickstoff. Es wurde die Elektronenergie in eV auf der X-Achse gegen die aufgenommenen energieabhängigen Detektorbilder (Y-Achse) aufgetragen. Deutlich zu erkennen ist, dass die fehlerhafte 85 eV Messung stark aus dem Gesamtbild heraussteicht.

nicht verwendet, da er einen Peak erzeugen würde, der nicht der Realität entspricht.

Es zeigt sich der typische Verlauf des Wirkungsquerschnittes, der nach einem schnellen Anstieg bis zu einem Maximum, für höhere Elektronenenergien

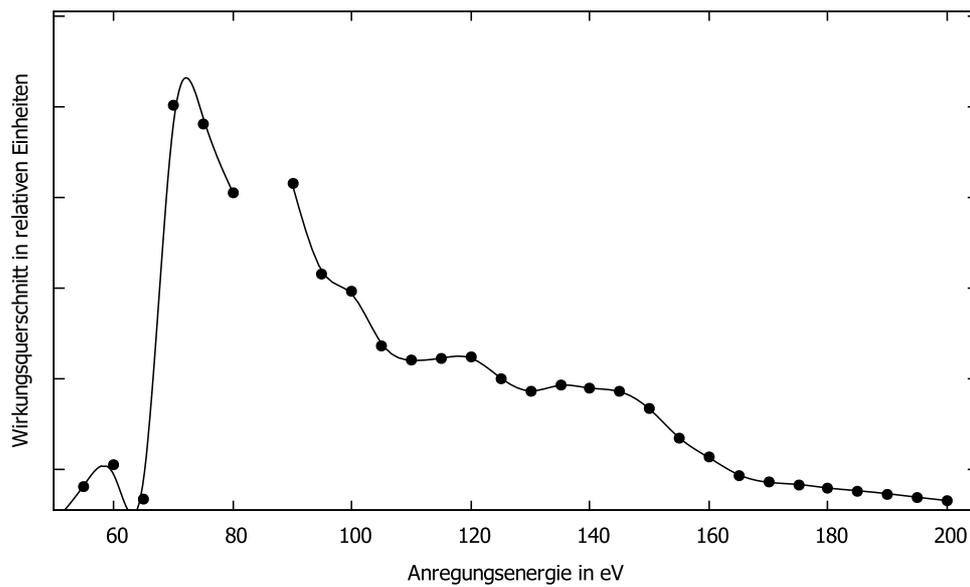


Abbildung 25: Auf den Cupstrom normierter Wirkungsquerschnitt für die Anregung von Stickstoff mit Elektronen von 50 bis 200 Elektronenvolt. Ohne den verfälschten Datensatz bei 85 Elektronenvolt.

langsam abfällt. Ajello hat 1970 [Aje70] eine vergleichbare Messreihe aufgenommen in der das Maximum des Wirkungsquerschnittes sich bei 110 eV befindet. Dagegen steht die durchgeführte Messung, die das Maximum zwischen 70 und 75 eV ansiedelt.

4.4 Profiler zur Charakterisierung ionisierender Strahlung

Apparatives Ziel dieser Arbeit ist es, den bereits vorhandenen Profiler zur Charakterisierung ionisierender Strahlung in Betrieb zu nehmen. Die Inbetriebnahme unterteilt sich in mehrere chronologisch aufeinanderfolgende Abschnitte. Der Profiler soll dafür genutzt werden, Experimentieraufbauten am Synchrotron so auszurichten, dass die Lichtpulse nicht gegen die Kammerwand des Experimentes stoßen. Ferner kann mit dem Profiler der Strahl in eine rechteckige Form geschnitten werden.

4.4.1 Vorbereitungen

Zunächst wurde der Profiler auf seine allgemeine Vakuumtauglichkeit geprüft. Nach dem Austauschen einer Kupferdichtung wurde innerhalb eines Tages ein Enddruck von $6 \cdot 10^{-7}$ Torr erreicht. Der so erreichte Enddruck ist ausreichend dafür, den Profiler an die *EIFS* anzubauen und die Plättchen mit dem Elektronenstrahl zu beschießen. Mit den verwendeten Parametern der Elektronenkanone (1500 eV) hat sich herausgestellt, dass die Messergebnisse durch vermutlich entstehende Sekundärelektronen verfälscht werden.

Um die Inbetriebnahme zu vereinfachen bleibt demnach zunächst nur Dipolstrahlung. Um dieses Test nicht direkt am Synchrotron durchführen zu müssen und so wertvolle Strahlzeit zu verschwenden, finden erste Tests an einem starken Laborlaser statt. Bei dem Laborlaser mit circa einem Watt Lichtleistung bei 800 nm Wellenlänge kann erwartet werden, dass Elektronen aus dem Metallplättchen durch eine Mehrphotonen-Absorption ionisiert werden.

$$\text{Auslösearbeit Aluminium} = 4 \text{ eV}$$

$$\text{Photonenenergie} = 1,55 \text{ eV}$$

Demnach müssen drei Photonen zeitnah absorbiert werden, damit ein Elektron ionisiert wird.

Im Labor ließ sich leider durch das Bestrahlen der Plättchen mit dem Laser kein Strom an den BNC-Abnehmern messen. Dies führt dazu, dass der Profiler

direkt am Synchrotron BESSY II in Berlin revidiert werden muss. Für den Betrieb des Profilers am Synchrotron werden weitere spezielle bauspezifische Bedingungen gefordert. Da der Einsatzort des Profilers vor der Druckstufe ist muss das System bis auf 10^{-9} mbar evakuiert werden können. Dazu sind Kupferdichtungen und ein Ausheizen des Systems zwingend erforderlich.

Nach dem Ausrichten des Experiments und der Verbindung mit dem Ausgang der Strahlungsquelle wurde das System (Druckstufe, Profiler, Ausgang der Strahlungsquelle) durch drei Heizbänder und mehrere Lagen Alufolie für das Ausheizen vorbereitet. Das Ausheizen fand insgesamt über 24 Stunden bei einer ungefähren Temperatur von 95°C statt. In dieser Zeit verbesserte sich der Druck von $5,5 \cdot 10^{-6}$ mbar auf $1,5 \cdot 10^{-8}$ mbar und reicht dementsprechend aus, um das Ventil zum Ring zu öffnen. Nach 14 Tagen kontinuierlichen Pumpens erreichte der Profiler einen Druck von $7,3 \cdot 10^{-9}$ mbar.

4.4.2 Bauartbedingte Erkenntnisse

Während des ersten Einsatzes des Beamprofilers am Elektronenspeicherring sind einige bauartbedingte Besonderheiten bzw. Schwächen aufgefallen. Um den Profiler direkt vor der Druckstufe anzubringen ist es nötig gewesen, dass in Abbildung 15 orange dargestellte Kreuz zu entfernen und durch ein weiteres CF16-T-Stück (gelb in der Abbildung 15) zu ersetzen. Am Speicherring wurde dann deutlich, dass trotz der nun vorhandenen Radialsymmetrie die Ausrichtung so gewählt werden muss, dass ein Ablesen der Manipulatoren nicht durch eine angrenzende Pumpe verhindert bzw. erschwert wird. Bei der nächsten Möglichkeit sollte der Profiler demnach um 90° gedreht werden.

Das Ablesen der Manipulatorpositionen wurde ebenfalls erschwert, dass durch wiederholte Ethanol-Lecktests die Skaleneinteilung teilweise nicht mehr vorhanden ist und einige Manipulatoren nur mit Hilfe eines Zahnarztspiegels abgelesen werden können. Weiter lässt sich zur Skaleneinteilung sagen, dass ausschließlich die zöllige Angabe für aussagekräftige Ergebnisse verwendet werden sollte. Dabei entspricht

$$1 \text{ Umdrehung} \equiv \frac{1}{20} \text{ Zoll} \equiv 1,27 \text{ mm}$$

Folglich werden alle Manipulatorpositionsdaten in allen Grafiken und Tabellen dieser Arbeit in Zoll angegeben.

4.4.3 Tauglichkeit der Messpaddel

Für die Bestimmung der Tauglichkeit der Messpaddel wurde versucht mit den Messpaddeln die Effizienz des Strahlrohres zu bestimmen und diese mit den Werten aus [RBS⁺01] bzw. einer Messung des Spiegel- und somit Photonenstroms zu vergleichen.

Dafür wurde bei einem 400 μm Spalt in der 0. Ordnung eine Position des Messpaddels gesucht, bei dem der Paddelstrom maximal ist. Folgend wurde die Photonenenergie von 7 bis 30 Elektronenvolt in 1 eV Schritten durch das Verändern des Undulatorabstandes durchgeföhren und der Strom zu jeder Energie aufgenommen. Zusätzlich wurde der Spiegelstrom für jede Photonenenergie aufgenommen. Werden die sich ergebenden Grafiken relativ zueinander in ein Diagramm eingezeichnet ergeben sich zwei Strömverläufe die in Abbildung 26 deutlich werden.

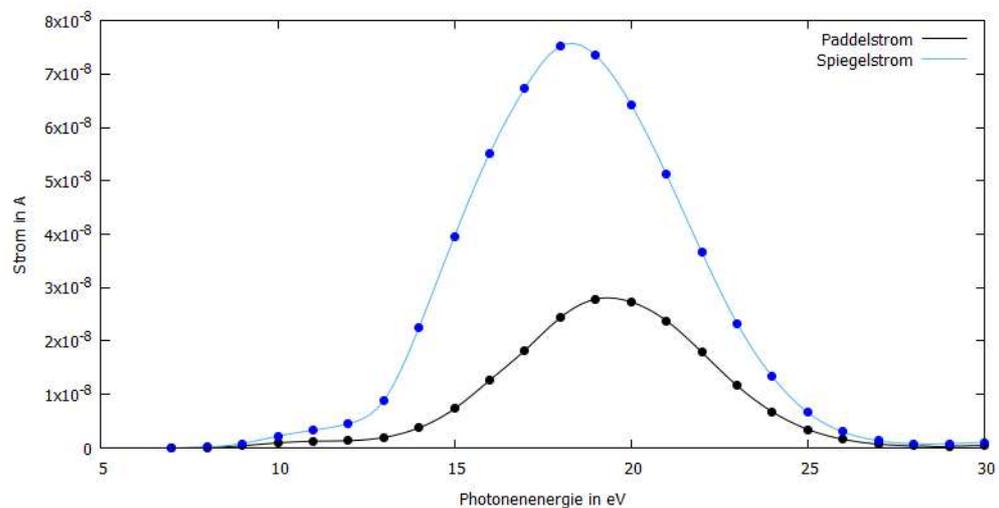


Abbildung 26: Stromverlauf eines Messpaddels bei der Bestrahlung mit Photonenenergien von 7 bis 30 Elektronenvolt (Schwarz) und Verlauf des Spiegelstroms (Blau). Der Ringstrom beträgt 248 mA.

Es zeigt sich, dass die Verläufe der Ströme leicht unterschiedliche Formen und Größenordnungen aufweisen, jedoch im gleichen Bereich ihr Maximum haben. Dabei liegt das Maximum des Spiegelstroms bei 18 eV und das des

Paddelstroms bei 19 eV. Vergleichbar zur Literatur zeigt sich, dass das Maximum der Strahlintensität im Bereich über 20 Elektronenvolt angeordnet ist [RBS⁺01, BFG⁺01] was zu dem Schluss führt, dass der Strom an den Messpaddeln besser für die Bestimmung der Lichtintensität geeignet ist als der Spiegelstrom. Der allgemein niedrigere Strom an dem Messpaddel ist lediglich ein Indikator dafür, dass er von insgesamt weniger Photonen getroffen wird.

4.4.4 Stromverlauf beim Reinfahren eines Messpaddels

Im Folgenden wurde der Stromverlauf eines Manipulators untersucht. Da sich mit der Elektronenkanone gezeigt hat, dass der Strom bereits maßgeblich steigt wenn das Messpaddel sich nur auf den Strahl zubewegt. Die Erwartung bei Dipolstrahlung ist eine scharfe Kante die den Eintritt des Paddels in den Strahl signalisiert. Die Strommessung wurde in der 0. Ordnung bei einem 400 μm großen Spalt durchgeführt um einen möglichst großen Photonenstrom zu erreichen. In Abbildung 27 ist beispielhaft der Stromverlauf beim Einbringen eines Paddels (von oben nach unten in den Strahl) dargestellt. Diese Grafik steht stellvertretend für alle anderen Arme, da zwischen den Messungen kein signifikanter Unterschied erkennbar ist.

In diese Erkenntnis könnte hineininterpretiert werden, dass das Strahlprofil am Messort symmetrisch ist, was jedoch durch augenscheinliche Betrachtung vor dem Versiegeln des Vakuumsystems ausgeschlossen werden kann.

Im Gegensatz zu der Bestrahlung mit Elektronen zeigt sich hier eine deutliche Kante ab der das Paddel den Strahl schneidet. Weitere Aussagen über die Form und die Größe des Strahls können getroffen werden, wenn die Auflösung dieser Messung vergrößert wird.

4.4.5 Schalter

Zum Feststellen der Tauglichkeit der ausgewählten Schalter wurde der Profiler mit der maximalen Lichtintensität des *10m-Normal Incidence Monochromator* der Strahlungsquelle BESSY II beschossen. Dabei war der Eingangsspalt 200

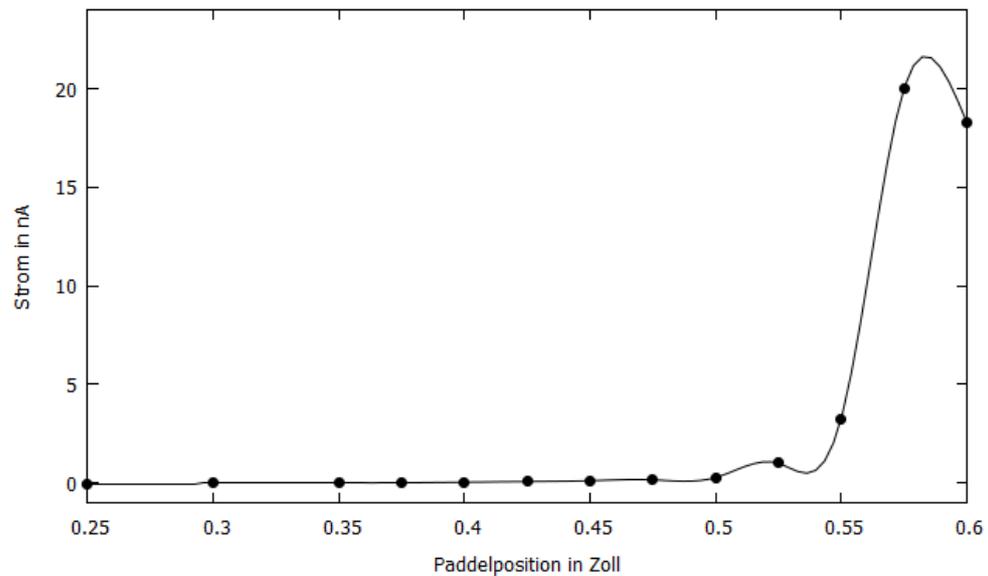


Abbildung 27: Stromverlauf an einem Paddel. Bei $400\ \mu\text{m}$ Spalt in der 0. Ordnung. Stellvertretend für alle so aufgenommenen Paddelströme. Nach dem Durchlaufen eines Maximums (ganzer Strahl auf dem Paddel) sinkt der Strom wieder ab, da Teile des Strahls auf die isolierende Paddelaufhängung treffen.

μm geöffnet und das Gitter auf die 0. Ordnung justiert.

Durch das direkte in den Strahl stellen eines Messplättchens und der Messung des damit einhergehenden Stroms wurde ein Strom von $14,6\ \text{Nanoampere}$ aufgenommen. Durch das Zwischenschalten des in den experimentellen Grundlagen beschriebenen Schalters, verringerte sich der Strom augenscheinlich auf $14,3\ \text{Nanoampere}$. Auch bei weiteren Manipulatorpositionen und Photonenenergien ergaben sich nur geringfügige Unterschiede ($\leq 5\%$) in den gemessenen Strömen.

Da der Strom mit dem Auge abgelesen wurde und innerhalb der zweiten Nachkommastelle schwankt kann angenommen werden, dass der Schalter einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Strommessung hat.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Laufe dieser Examensarbeit hat sich gezeigt, dass diese Arbeit sich nicht explizit mit einem spezialisierten Themenbereich befasst, sondern ein Spektrum an Themenbereichen abdeckt.

Der Beamprofiler wurde soweit vorbereitet, dass er für den Einsatz an Synchrotron-Forschungsanlagen nutzbar ist. Dazu wurde er den Platzanforderungen entsprechend umgebaut und so gedichtet, dass er einen Druck von 10^{-8} Millibar erreichen kann. Durch den Einsatz am Synchrotron BESSY II in Berlin kann bestätigt werden, dass das theoretische Ausmessen des Strahls funktioniert und dass die versuchsweise ausgewählten Schalter für die zu messenden Ströme verwendbar sind.

Für die Zukunft des Beamprofilers wäre es interessant alle vier Manipulatoren mit Motoren und elektrischen Positionsauslesesystemen zu versehen. Dies würde einerseits dazu führen, dass der Profiler vom Messrechner aus gesteuert werden kann und andererseits dazu, dass die Positionsdaten, wie alle anderen Messdaten, digital ausgelesen werden könnten. Weiter kann ein Vier-Wege-Umschalter mit den beschriebenen Reed-Relais konstruiert werden um die Strommessung an verschiedenen Plättchen mit einem Pikoamperemeter ohne Umstecken zu ermöglichen.

Ferner ist es interessant die gemessene Quanteneffizienz mit der Quanteneffizienz anderer Materialien (der Messplättchen) zu vergleichen. An erster Stelle würde es sich anbieten, die Plättchen selbst in der eigenen Sputteranlage mit verschiedenen Materialien zu besputtern oder sie mit besputterter Folie zu bekleben.

Neben dem Synchrotronprojekt Beamprofiler wurden in einem Labor der Universität Kassel die ersten Erfahrungen des modernen Experimentierens gesammelt. Dazu wurde zunächst die Leistungskurve einer wenig benutzten Elektronenkanone aufgenommen und mit den Herstellerangaben verglichen. Es hat sich gezeigt, dass die verwendete E-Gun kontinuierlich unter den Leistungsangabe des Herstellers arbeitet. Nach einigen technischen Problemen und damit verbunden eigenen Reperaturversuchen ist es in Erwägung zu ziehen, die noch

unter Herstellergarantie laufende Elektronenkanone dem Händler zur Reparatur zukommen zu lassen.

Letztlich wurden die Elektronenstoß-Anregungswirkungsquerschnitte von Argon und Stickstoff aufgenommen. Dazu wurde für die bereits vorhandene Gaszelle eine Aufhängung konstruiert und gefertigt, die den Einbau in das interne Vakuumsystem (Bauteilsystem) der Universität Kassel erlaubt. Detektorbilder für feste Gitterpositionen wurde energieabhängig aufgenommen und ausgewertet. Bei der Auswertung hat sich ergeben, dass der Elektronenstrahl der E-Gun besonders bei Energien von weniger als 100 Elektronenvolt maßgeblich durch das Erdmagnetfeld beeinflusst wird und das so die Verwendung der Gaszelle in Kombination mit einem Elektronenstrahl schwierig ist.

Als Ausblick auf weitere Arbeit mit der Elektronenkanone und besonders im Zusammenhang mit der Gaszelle, wäre es interessant wenn das Experiment so modifiziert wird, dass Elektronenstrahlen niedriger Energie (5 eV bis 50 eV) genutzt werden können, ohne dass sie mit der Kammerwand kollidieren. So könnte beispielsweise an dem Erscheinen der 174 nm Linie von Stickstoff dessen Dissoziationsgrenze beobachtet werden.

Literatur

- [ABB⁺15] ALTAREV, I. ; BALES, M. ; BECK, D. H. ; CHUPP, T. ; FIERLINGER, K. ; FIERLINGER, P. ; KUCHLER, F. ; LINS, T. ; MARINO, M. G. ; NIESSEN, B. ; PETZOLDT, G. ; SCHLÄPFER, U. ; SCHNABEL, A. ; SINGH, J. T. ; STOEPLER, R. ; STUIBER, S. ; STURM, M. ; TAUBENHEIM, B. ; VOIGT, J.: A large-scale magnetic shield with 10^6 damping at millihertz frequencies. In: *Journal of applied physics* 117 (2015), Nr. 18, S. 183903
- [Aje70] AJELLO, Joseph: Emission Cross Sections of N₂ in the Vacuum Ultraviolet by Electron Impact. In: *The Journal of Chemical Physics* 53 (1970), S. 1156–1165
- [BFG⁺01] BAHRDT, J. ; FRENRUP, W. ; GAUPP, A. ; SCHEER, M. ; GUDAT, W. ; INGOLD, G. ; SASAKI, S.: A quasi-periodic hybrid undulator at BESSY II. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 467-468 (2001), Nr. Part 1, 130 - 133. [http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00236-4](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00236-4). – DOI [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00236-4](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00236-4). – ISSN 0168-9002. – 7th Int.Conf. on Synchrotron Radiation Instrumentation
- [Bur11] BURBANK, Nils: *Elektronenstoßinduzierte Fluoreszenzspektroskopie*, Universität Kassel, Diplomarbeit, 2011
- [CDM⁺07] CZASCH, Achim ; DANGENDORF, Volker ; MILNES, James ; SCHÖSSLER, Sven ; LAUCK, Ronald ; SPILLMANN, Uwe ; HOWORTH, Jon ; JAGUTZKI, Ottmar: *Position and time sensitive photon counting detector with image charge delay-line readout*. 10 2007
- [Dem14] DEMTRÖDER, Wolfgang: *Experimentalphysik 2 - Elektrizität und Optik*. 6. Aufl. Berlin Heidelberg New York : Springer-Verlag, 2014. – ISBN 978-3-642-29944-5
- [Dem16] DEMTRÖDER, Wolfgang: *Experimentalphysik 3 - Atome, Moleküle und Festkörper*. 5. Aufl. Berlin Heidelberg New York : Springer-Verlag, 2016. – ISBN 978-3-662-49094-5
- [EI] ENVIRONMENTAL INFORMATION, National C.: *Magnetic Field Calculator*. <https://www.ngdc.noaa.gov/geomag-web/>

- [FM56] FROST, D. C. ; MCDOWELL, C. A.: The Dissociation Energy of the Nitrogen Molecule. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* 236 (1956), 8, Nr. 1205, S. 278–284
- [Grü13] GRÜBER, David: *Elektronenstoßinduzierte Fluoreszenzspektroskopie kleiner Moleküle im Wellenlängenbereich von 40-120nm*, Universität Kassel, Bachelorarbeit, 2013
- [Han17] HANS, Andreas: *Photonendurchsatz am Spalt*. Private Kommunikation, 2017
- [Hec14] HECHT, Eugene: *Optik* -. 6. Aufl. M : De Gruyter, Incorporated, 2014. – ISBN 978-3-110-34796-8
- [Hei27] HEISENBERG, Werner: Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik. In: *Zeitschrift für Physik* 43 (1927), Nr. 3–4, S. 172–198
- [Hel16] HELMHOLTZ-ZENTRUM BERLIN FÜR MATERIALEN UND ENERGIE: The U125-2 NIM beamline at BESSY II. In: *Journal of large-scale research facilities* (2016), Nr. 2, S. A53
- [HS15] HERTEL, Ingolf V. ; SCHULZ, Claus-Peter: *Atome, Moleküle und optische Physik 1 - Atomphysik und Grundlagen der Spektroskopie*. Berlin Heidelberg New York : Springer-Verlag, 2015. – ISBN 978-3-662-46808-1
- [HS16] HERTEL, Ingolf V. ; SCHULZ, Claus-Peter: *Atome, Moleküle und optische Physik 2 - Moleküle und Photonen - Spektroskopie und Streuphysik*. Nachdruck der 1. Ausg. (2010). Wiesbaden : Springer Berlin Heidelberg, 2016. – ISBN 978-3-662-48988-8
- [Huy66] HUYGENS, Christiaan: *Traité de la Lumière - Avec, Un Discours de la Cause de la Pesanteur, 1690*. Dawson, 1966
- [Jou13] JOUSTEN, Karl: *Wutz Handbuch Vakuumtechnik - Theorie und Praxis*. Berlin Heidelberg New York : Springer-Verlag, 2013. – ISBN 978-3-322-96971-2
- [KW14] KÜSTNER-WETEKAM, Catmarna S.: *Relative partielle Einfach- und Doppelionisationsquerschnitte von Neon durch energieabhängige elektronenstoßinduzierte Fluoreszenzspektroskopie von 0.3 bis 3.5 keV*, Universität Kassel, Bachelorarbeit, 2014
- [KW17] KÜSTNER-WETEKAM, Catmarna S.: *Stickstoffspektrum bei 1500eV*. Private Kommunikation, 2017

- [Lak11] LAKOWICZ, Joseph R.: *Principles of Fluorescence Spectroscopy*. Springer, 2011. – ISBN 0387312781
- [Lof60] LOFTHUS, Alf: *The molecular spectrum of nitrogen - a review of investigations and a compilation of important data on the spectrum and electronic states of nitrogen*. University of Oslo, 1960
- [Moo75] *Kapitel 5*. In: MOORE, Charlotte E.: *Selected Tables of Atomic Spectra, Atomic Energy Levels and Multiplet Tables N I, N II, N III*. U. S. Department of Commerce, National Bureau of Standards, 1975 (3), S. 80ff
- [Mül08] MÜLLER, Alfred: Electron-ion collisions: fundamental processes in the focus of applied research. In: *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* 55 (2008), S. 294–417
- [NE04] NIEDRIG, Heinz ; EICHLER, Hans-Joachim: *Optik - Wellen- und Teilchenoptik*. 10. Aufl. Berlin : Walter de Gruyter, 2004. – ISBN 978-3-110-17081-8
- [OMa] OCI-MICROENGINEERING: *Electron Gun Test Data Sheet*. – Vom Hersteller mitgelieferte Operationswerte
- [OMb] OCI-MICROENGINEERING: *Electron Guns G10 Series*. – ProblemMitDerURL
- [PHO] PHOTEK: *Datasheet Photomultipliers and Photodiodes*
- [RBS⁺01] REICHARDT, G. ; BAHRDT, J. ; SCHMIDT, J.-S. ; GUDAT, W. ; EHRESMANN, A. ; MÜLLER-ALBRECHT, R. ; MOLTER, H. ; SCHMORANZER, H. ; MARTINS, M. ; SCHWENTNER, N. ; SASAKI, S.: A 10m-normal incidence monochromator at the quasi-periodic undulator U125-2 at BESSY II. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 467 (2001), Nr. Part 1, 462 - 465. [http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00359-X](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00359-X). – DOI [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00359-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00359-X). – ISSN 0168-9002. – 7th Int.Conf. on Synchrotron Radiation Instrumentation
- [Sch26] SCHRÖDINGER, Erwin: Quantisierung als Eigenwertproblem. In: *Annalen der Physik* (1926), Nr. 79, S. 361,489,734
- [Sch13] SCHMIDT, Phillip: *Lyman Koinzidenz nach neutraler Dissoziation von Wasserstoffmolekülen aus superexcited states in neutrale Fragmente*, Universität Kassel, Diplomarbeit, 2013

- [Zie13] ZIEGLER, Christiane: *Struktur der Materie: Grundlagen, Mikroskopie und Spektroskopie*. Berlin Heidelberg New York : Springer-Verlag, 2013. – ISBN 978-3-322-99522-3

Eidesstaatliche Versicherung

Hiermit versichere ich, dass ich diese wissenschaftliche Hausarbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Die Stellen meiner Arbeit, die dem Wortlaut oder dem Sinn nach anderen Werken entnommen sind, habe ich in jedem Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht. Dasselbe gilt sinngemäß für Tabellen, Karten und Abbildungen.

Diese Arbeit hat in dieser oder einer ähnlichen Form nicht in einem anderen Rahmen einer anderen Prüfung vorgelegen.

Ort, Datum

Unterschrift

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen Bedanken, die mich während der Anfertigung dieser Examensarbeit unterstützt und motiviert haben.

Zuerst gebührt mein Dank Professor Arno Ehresmann für die Möglichkeit einen wesentlich tieferen Einblick in die Atom- und Molekülphysik zu bekommen als es im regulären Lehramtsstudium der Fall ist und weiter für die Aufnahme in eine junge motivierte Arbeitsgruppe.

Auch erwähnen möchte ich den Kopf der Spektroskopie Dr. André Knie der mit Kompetenz aber auch Witz das tägliche Arbeiten erleichtert hat und mir die Möglichkeit geboten hat, einen Einblick in internationale Großforschungseinrichtungen zu bekommen.

Besonderer Dank geht an alle Studenten, Hilfskräfte und Doktoranden, die für zahlreiche fachliche und auch persönliche Fragen stets ein offenes Ohr hatten. Besonders hervorheben möchte ich hier Catmarna, die mich fortwährend auf meiner Reise durch die Spektroskopie begleitete und selbst als die E-Gun am Schwächeln war einen kühlen Kopf bewahrt hat.

Weiterhin möchte ich mich bei meinem ersten Ansprechpartner Phillip Reiß bedanken, ohne den diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Letztlich möchte ich mich bei meinen Eltern für die finanzielle Unterstützung während des Studiums bedanken..