

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Masterarbeit

Im Studiengang Physik

vorgelegt von

Sebastian Georgi

geboren in Gera

2012

**Röntenspektroskopie mit einem
magnetischen Mikrokalorimeter an
hochgeladenen Eisen- und Wolframionen**

Die Masterarbeit wurde von Sebastian Georgi

ausgeführt am

Max-Planck-Institut für Kernphysik

unter der Betreuung von

Priv.-Doz. Dr. José Ramon Crespo López-Urrutia

Zusammenfassung

Diese Arbeit befasst sich mit der Inbetriebnahme eines metallischen magnetischen Mikrokalorimeters an einer Elektronenstrahl-Ionenfalle für die Röntgenspektroskopie an hochgeladenen Ionen. Der Detektor besteht aus einer Zeile von acht Absorberpixeln über deren Temperaturänderung bei der Absorption von einzelnen Photonen die deponierte Energie ermittelt werden kann. Zu diesem Zweck ist jeder Absorber thermisch mit einem paramagnetischen Sensor in einem schwachen äußeren Magnetfeld verbunden, dessen temperaturabhängige Magnetisierungsänderung von einer supraleitenden Quanteninterferenzeinheit präzise gemessen werden kann. Vorbereitend für den Betrieb des Detektors an der Falle wurde eine Röntgenoptik charakterisiert, die der Fokussierung der von den Ionen emittierten Strahlung dient. Anschließend wurden spektroskopische Messungen an den Resonanzlinien der dielektronischen Rekombination in He- und Li-artigen Eisen durchgeführt. Die aufgenommenen Spektren reproduzieren die Ergebnisse einer theoretischen Multiconfiguration Dirac-Fock Rechnungen und früherer experimenteller Ergebnisse, und zeigen eine Auflösung des Detektors von $\Delta E_{FWHM} = 9 \text{ eV}$. In weiteren Messreihen wurden direkt angeregte Übergänge der M-Schale von Ni- bis Sc-artigen Wolframionen vermessen und die Ergebnisse mit theoretischen Flexible Atomic Code Rechnungen und den verfügbaren Referenzen verglichen. Dabei zeigten die angegebenen Energien des $4f \rightarrow 3d$ Übergangs für sieben Ladungszustände (Ni- bis Ti-artig) und des $5f \rightarrow 3d$ Übergangs für fünf Ladungszustände (Ni- bis Cr-artig) von Wolfram gute Übereinstimmung mit den Vorhersagen.

Abstract

This thesis describes the commissioning of a metallic magnetic microcalorimeter at an electron beam ion trap used for X-ray spectroscopy of highly charged ions. The detector consists of eight absorber pixels of which the temperature changes due to the absorption of single photons can be used to determine the deposited energy. For this purpose each absorber is thermally linked to a paramagnetic sensor in a weak external magnetic field with a temperature dependent magnetisation change which can be precisely measured by a superconducting interference device. In preparation for the operation of the detector at the trap a focussing X-ray optic system was characterised. Subsequent spectroscopic measurements of the dielectronic recombination resonance lines of He- and Li-like iron ions were conducted. The recorded spectra reproduce results from theoretical Multiconfiguration Dirac-Fock calculations and earlier measurements, and show a detector resolution of $\Delta E_{FWHM} = 9 \text{ eV}$. Further measurements were carried out investigating directly excited M-shell transitions of Ni- to Sc-like tungsten ions. These results were compared to theoretical Flexible Atomic Code calculations and with available experimental references. The results agree with the predictions for seven $4f \rightarrow 3d$ transitions of Ni- to Ti-like tungsten ions and for five $5f \rightarrow 3d$ transitions of Ni- to Cr-like tungsten ions.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Grundlagen	10
2.1	Magnetisches Mikrokalorimeter	10
2.1.1	Kalorimetrisches Prinzip	10
2.1.2	Theoretische Grundlagen	11
2.1.3	Detektoraufbau	15
2.1.4	Funktionsprinzip einer supraleitenden Quanteninterferenz- heit	17
2.2	Die Elektronenstrahl-Ionenfalle	19
2.3	EBIT-relevante atomphysikalische Prozesse	21
3	Experimenteller Aufbau	24
3.1	Die Röntgenoptik	25
3.2	Der Mikrokalorimeter-Kryostat	30
3.3	Datenaufnahmesystem	34
3.4	Charakterisierung des Detektors im EBIT-Labor	38
4	Resonante Rekombination in Li-artigen Eisenionen	43
4.1	Motivation	43
4.2	Durchführung der Messung	44
4.3	Kalibration des Spektrums	47
4.4	Diskussion der Ergebnisse	49
4.4.1	Vergleich der Messung mit theoretischen MCDF-Rechnungen .	49
4.4.2	Vergleich der Messung mit der $K\alpha$ Emission von Li- und Be- artigen Eisenionen	53
5	Spektroskopische Untersuchung von Sc-artigen bis Ni-artigen Wolfram- mionen	56
5.1	Übersicht der Wolframemissionen	56
5.2	Durchführung der Messung	60
5.3	Kalibration	62
5.4	Untersuchung der direkten angeregten Übergänge der M-Schale . . .	68
6	Zusammenfassung und Ausblick	76
A	Literaturverzeichnis	79

1 Einleitung

Bei der Spektroskopie wird eine Probe untersucht, indem die von ihr ausgesandte Strahlung in ihre Energiebestandteile zerlegt und detektiert wird. Die ausgesandte Strahlung der Probe kann dabei kontinuierlich sein oder aus diskreten Linien bestehen. Wie J. Stefan [Sef79] und L. Boltzmann [Bol84] zeigten entstehen kontinuierliche Spektren auf Grund der Wärmestrahlung der Probe. Diese ist nur abhängig von der Temperatur und dem Emissionsgrad der Probe. Diskrete Linien hingegen sind charakteristisch für jede Probe, da ihre Energien durch die in der Probe stattfindenden physikalischen Prozesse festgelegt wird. Erste diskrete Strukturen in Spektren entdeckte Fraunhofer 1814 [Fra17] im Sonnenspektrum, als er nach einer Möglichkeit zur genauen Brechzahlmessung suchte. Dabei entdeckte er schmale dunkle Bereiche im Spektrum, hervorgerufen durch die Absorption der kontinuierlichen Temperaturstrahlung der Sonne bei festgelegten Energien.

Leuchtende diskrete Linien wurden erstmals von Gustav Robert Kirchhoff und Robert Wilhelm Bunsen [KB61] beobachtet, die verschiedene Elemente in den Flammen eines Gasbrenners untersuchten. Sie erkannten, dass die Energie der Linien charakteristisch für das untersuchte Element war und führten damit die ersten systematischen spektrographischen Untersuchungen durch.

Warum Elemente allerdings Strahlung bei festgelegten Energien aussenden, konnte erst 1913 durch das Atommodell von Niels Bohr [Boh13] erklärt werden. Es erklärt die diskreten Linien in Spektren von Atomen durch Übergänge eines gebundenen Elektrons zwischen den quantenmechanischen Energielevel im Atom. Dieses Modell bildet die Grundlage für die Entstehung der Atomphysik.

Mit der Entwicklung immer genauerer Spektroskopiemethoden mussten die Modelle der Atomphysik immer wieder den experimentellen Ergebnissen angepasst werden. Im Zuge dessen wurde auch die Quantenmechanik weiterentwickelt. So musste 1926 Erwin Schrödinger [Sch26] das Bohrsche Atommodell zugunsten des Orbitalmodells verwerfen, da sich nur so die Spektren der schwereren Elemente ($Z > 1$) hinreichend erklären ließen. Dieses Modell, unter Einbeziehung der speziellen Relativitätstheorie nach einem von Dirac [Dir28] entwickelten Formalismus, ist grundsätzlich noch heute gültig. Allerdings ist heutzutage auch bekannt, dass weitere Korrekturen benötigt werden, um hochpräzise spektroskopische Messungen erklären zu können, wie sie z.B. von Lamb bereits 1947 [LR47] durchgeführt wurden.

Diese Korrekturen sind Effekte der Quantenelektrodynamik (*engl.: Quantumelectrodynamics, QED*), einen Überblick über die wichtigsten bekannten Effekte gibt es z.B.

in [Moh85]. Die theoretischen Berechnungen der QED sind am genauesten in schweren hochgeladenen Ionen. Diese entstehen durch mehrfache Ionisierung von Atomen, so dass nur wenige stark gebundene Elektronen in der Schale übrig bleiben. Hochaufgelöste spektroskopische Untersuchungen an hochgeladenen Ionen sind von großer Bedeutung für die Validation der theoretischen Berechnungen.

Hochgeladenen Ionen absorbieren und emittieren Strahlung in einem großen spektralen Band, das vom sichtbaren Licht bis in den harten Röntgenbereich reicht. In dieser Arbeit wurden Messungen im Röntgenbereich durchgeführt, für den es verschiedene Detektionsprinzipien gibt, die sich in ihrer Auflösung unterscheiden. Die Energiebestimmung von Photonen erfolgt dabei grundsätzlich über eine Umwandlung in eine zur Energie proportionale messbare Größe wie z. B. eine Anzahl an Teilchen. Die Statistik bei der Umwandlung bestimmt dabei die mit einem Detektionsprinzip erreichbare Auflösung.

Das höchste Auflösungsvermögen im Röntgenbereich wird heutzutage mit Kristallspektrometern erreicht. Röntgenstrahlen können durch konstruktive Interferenz an Kristallen reflektiert werden, wenn die Bragg-Bedingung [Bra12] erfüllt ist. Photonen gleicher Energie werden daher immer im selben Winkel reflektiert und können ortsaufgelöst von einer CCD-Kamera (*charge coupled device*) detektiert werden. Die Wellenlänge der Strahlung lässt sich aus der Position der gemessenen Photonen, die einem bestimmten Reflexionswinkel entspricht, mittels der Bragg-Bedingung berechnen. Kristallspektrometer können so Röntgenstrahlen mit einer experimentellen Linienbreite von weniger als 1 meV detektieren. Ihr Nachteil liegt zum einen in dem sehr kleinen Spektralbereich und zum anderen ist der von ihnen erfasste Raumwinkel wegen des zugrunde liegenden physikalischen Prinzips sehr klein. Weiterhin kann jeder Kristall nur in einem durch seine Gitterstruktur vorgegebenen Wellenlängenbereich zur Bragg-Reflexion verwendet werden, so dass für einige Bereiche des Röntgenspektrums keine geeigneten Kristallspektrometer existieren.

Demgegenüber decken Halbleiter-Ionisationsdetektoren einen großen Spektralbereich ab. Sie registrieren die Anzahl an Elektron-Loch Paare, die ein Photon bei seiner Absorption im Halbleiter erzeugt. Die Energie jedes Photons wird einzeln bestimmt, wobei der Detektor die Energie des Photons nur im Rahmen der Größe der Bandlücke des Halbleiters "liest". Die Auflösung dieser Detektoren ist mit typischerweise über 100 eV gegenüber Kristallspektrometern wesentlich schlechter. Sie ist oft nicht ausreichend, um einander naheliegende Röntgenlinien aufzulösen, wie sie z.B. von den verschiedenen Ladungszuständen eines Elements emittiert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Magnetisches Mikrokalorimeter zur Röntgendetektion verwendet, deren Funktionsweise ausführlich beschrieben wird. Grundsätzlich kann mit diesen die Energie des Photons detektiert werden, indem eine zur Energie des Photons proportionale Anzahl an Spins umklappt. Die Anzahl an Spinflips bei gegebener Energie ist jedoch um viele Größenordnungen höher als die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare in einem Halbleiterdetektor. Entsprechend ist das Auflösungsvermögen eines Magnetischen Mikrokalrimeters mit ca. 3 eV höher

als bei einem Halbleiterdetektor. Trotzdem kann ein solcher Detektor auch einen großen Spektralbereich abdecken. Ein magnetisches Mikrokalorimeter, entwickelt in der Gruppe von C. Enss vom Kirchhoff-Institut für Physik in Heidelberg, wurde an der Hyper-EBIT des Max-Planck-Instituts für Kernphysik im Rahmen dieser Arbeit in Betrieb genommen, um damit Messungen an hochgeladenen Eisen- und Wolframionen durchgeführt.

Eisenionen waren bereits Ziel vieler spektroskopischer Untersuchungen in der Astronomie und von Experimenten, die dem Verständnis astronomischer Spektren dienen. Dies liegt daran, dass Eisen das sechsthäufigste Element im Universum ist [BLB⁺05]. Dieses ist das schwerste Element, das durch Fusion in Sternen produziert werden kann [BBFH57]. Die relative Häufigkeit von Eisen zusammen mit seiner hohen Kernladungszahl ist die Ursache für das Auftreten von hellen Eisenlinien in den Spektren astrophysikalischer Objekte. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die dielektronische Rekombination in Eisenionen untersucht, die einen der Prozesse darstellt, welche solche charakteristische Linien hervorruft. Dabei wird ein Elektron resonant in ein Ion eingefangen, welches dadurch kurzzeitig in einem angeregten Zustand vorliegt, der anschließend radiativ in den Grundzustand zerfällt. Der Vergleich der Messung mit bereits vorhandenen Referenzen bietet dabei die Möglichkeit, die korrekte Inbetriebnahme des Detektors und das Messverfahren zu überprüfen.

Die spektroskopische Untersuchung von Wolframionen hingegen bietet neben der Grundlagenforschung auch eine anwendungsorientierte Motivation. Seit Mitte des 20. Jahrhunderts gibt es Überlegungen, wie man auch auf der Erde ein Plasma erzeugen könnte, in dem ähnlich wie in einem Stern durch Kernfusion Energie freigesetzt wird, die jedoch für die Stromerzeugung nutzbar gemacht werden soll. Um aufzuzeigen, in welcher Hinsicht dabei Kenntnisse über die Spektren von hochgeladenen Wolframionen benötigt werden, soll hier vorher der Aufbau eines solchen Fusionsreaktors dargestellt werden.

Typischerweise wird in einem solchen Reaktor ein Plasma aus Deuterium oder Tritium genutzt, von denen jeweils zwei Kerne zu einem Heliumkern fusionieren. Grundlegende Voraussetzung für den kontrollierten Ablauf dieser Kernfusion ist der Einschluss des Plasmas in einen definierten Bereich. In einer meist ringförmigen bzw. toroidalen Vakuumkammer wird das Plasma durch ein starkes Magnetfeld eingeschlossen, dessen Magnetfeldlinien schraubenförmig verdrillt um den Plasmaring herumlaufen. Um einen solchen Verlauf der Magnetfeldlinien zu erreichen gibt es im Wesentlichen zwei Ansätze: Stellaratoren [LS58] und Tokamaks [Art72].

Das einfachere von beiden ist das Tokamakprinzip, das 1952 von Andrei Sacharow und Igor Jewgenjewitsch Tamm entwickelt wurde. Eine sogenannte Primärwicklung aus ringförmig um den Torus angeordneten Spulen erzeugt die torodiale Form des Magnetfeldes, ein im Plasma induzierter Strom (Sekundärwicklung) sorgt für die

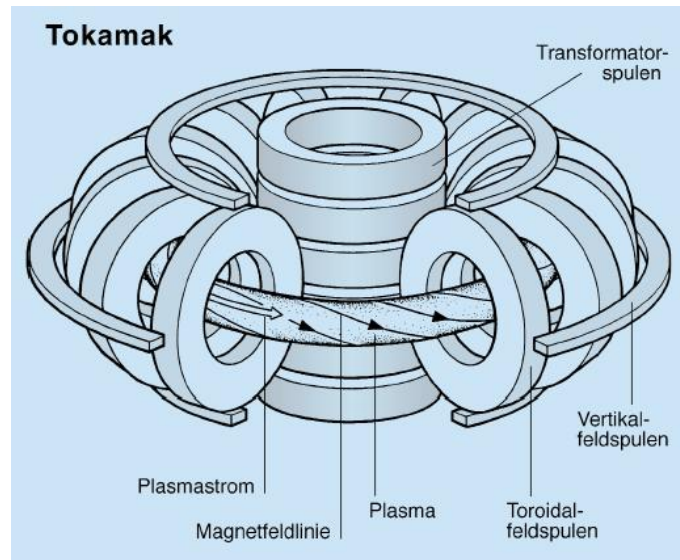


Abbildung 1.1: Schema eines Tokamaks [Uhl12].

Verdrillung des Magnetfeldes, vertikal verlaufenden Spulen fixieren die Lage des Magnetfeldes (s. Abb. 1.1). Der im Plasma erzeugte Strom hat gleichzeitig den Vorteil das Plasma auf die gewünschten Temperaturen aufzuheizen.

Bei der Umsetzung des Prinzips in einen funktionierenden Reaktor muss beachtet werden, dass es trotz des Magnetfeldes zu Berührungen zwischen dem Plasma und der Wand der Vakuumkammer kommen wird. Dadurch kommt es zu einem Wärmefluss in das Wandmaterial, weiterhin muss das Material einen ständigen Neutronenbeschuss aushalten. Ein sehr widerstandsfähiges Material, das diese Bedingungen aushalten könnte, ist Wolfram. Gleichzeitig können aber schon geringe Konzentrationen von Wolfram im Plasma die Funktion des Reaktors beeinträchtigen. Selbst bis zum Plasmazentrum vorgedrungenes Wolfram wird bei typischen Fusionstemperaturen nicht vollständig ionisiert und kann daher erhebliche Leistungen abstrahlen. Sinkt dadurch die Temperatur des Plasmas zu stark, können die fusionierenden Kerne die Coulombbarriere nicht mehr überwinden und der Fusionsprozess kommt zum Erliegen. Eine ausführliche Diskussion über den Einfluss von Wolframionen auf Fusionsplasmen findet sich in [KN07]

Mit dem Ziel, die Möglichkeit der kommerziellen Elektrizitätserzeugung durch Kernfusion zu demonstrieren, wird derzeit der Forschungsreaktor ITER (*International Thermonuclear Experimental Reactor*) in Cadarache im Süden Frankreichs gebaut [Cle06]. Alle Oberflächen dieses Reaktors, die in Richtung Plasma zeigen, sollen aus Wolfram bestehen. Um jedoch die Verunreinigung des Plasmas durch Wolfram diagnostizieren zu können werden Referenzdaten über die Abstrahlcharakteristik von Wolframionen benötigt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden daher ein Spektrum mit Linien von mehreren Ladungszuständen von Wolframionen in einer Elektronenstrahl-Ionenfalle mit dem Mikrokalorimeter aufgenommen und un-

tersucht.

Die vorliegende Arbeit beginnt in *Kapitel 2* mit der Darstellung der für das weitere Verständnis wichtigen theoretischen Grundlagen. Diese beinhalten die Funktionsweise eines Magnetischen Mikrokalorimeters und einer Elektronenstrahl-Ionenfalle sowie die atomphysikalischen Prozesse, die der Erzeugung der Spektrallinien zugrunde liegen. In *Kapitel 3* wird genauer auf den Messaufbau eingegangen, angefangen mit der Röntgenoptik, welche die Photonen aus der Ionenfalle auf den Detektor fokussiert. Weiterhin wird die Funktionsweise des Kryostaten beschrieben, in den der Detektor eingebaut wurde sowie dessen Auslese-Elektronik. Das Kapitel schließt mit den vorbereitenden Untersuchungen zum Betrieb des Detektors. In *Kapitel 4* wird die Messung der dielektronischen Rekombination in Lithium-artigen Eisenionen dargestellt. Nach einer Motivation wird die Durchführung der Messung und die Kalibration des Spektrums erklärt und die Ergebnisse der Messung präsentiert. *Kapitel 5* befasst sich mit der Messung von direkt angeregten Übergängen in Nickel-artigen bis Scandium-artigen Wolframionen. Es wird eine Übersicht über die typischen Emissionen von Wolframionen gegeben und anschließend die Durchführung der Messung und die Kalibration erläutert sowie die Ergebnisse diskutiert. Die Arbeit schließt in *Kapitel 6* mit einer Zusammenfassung der Erkenntnisse und einem Ausblick auf zukünftige Verbesserungen und Anwendungsmöglichkeiten des Mikrokalorimeters.

2 Grundlagen

2.1 Magnetisches Mikrokalorimeter

2.1.1 Kalorimetrisches Prinzip

Ein Kalorimeter ist eine Messapparatur, die freiwerdende oder aufgenommene Wärme bei einem biologischen, chemischen oder physikalischen Prozess messen kann. Es besteht aus einem thermisch isolierten Absorbermaterial, einem Thermometer und einer schwachen thermischen Leitung zu einem Wärmebad (s. Abb. 2.1). Nach dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik kann sich in einem ruhenden System wie diesem die innere Energie U nur über einen Wärmefluss Q in das System oder über vom System verrichtete Arbeit W ändern

$$dU = \delta Q - \delta W. \quad (2.1)$$

Somit führt ein Prozess, der die innere Energie des Absorbers ändert zu einem Wärmeeintrag bzw. Wärmeentnahme, da der Absorber keine Möglichkeit hat, Arbeit zu verrichten. Diese führt zu einer Änderung der Temperatur T des Absorbermaterials, die von der Wärmekapazität C_{tot} des Absorbers abhängt und vereinfachend beschrieben werden kann über:

$$C_{tot} = \frac{\partial U}{\partial T}. \quad (2.2)$$

Damit gibt die Messung der Temperaturänderung bei genauer Kenntnis der Wärmekapazität des Absorbers Aufschluss über die geänderte innere Energie und daher auch über den Wärmefluss in bzw. aus den Prozesses.

Eine kalorimetrische Messung erfordert, dass der zu untersuchende Prozess sowohl räumlich als auch zeitlich klar definiert werden kann. Für die Anwendung eines Kalorimeters zur energiedispersiven Lichtdetektion kann daher Licht nicht als eine kontinuierlich von der Quelle ausgehende Welle betrachtet werden, sondern muss als ein Teilchenstrom interpretiert werden. Diese Beschreibung von Licht als Teilchen, sogenannte Photonen, geht zurück auf die Lichtquantenhypothese von Albert Einstein, für die er später den Nobelpreis erhielt. In dieser beschreibt er Licht als bestehend "*[...] aus einer endlichen Zahl von in Raumpunkten lokalisierten Energiequanten, welche sich bewegen, ohne sich zu teilen und nur als Ganze absorbiert und*

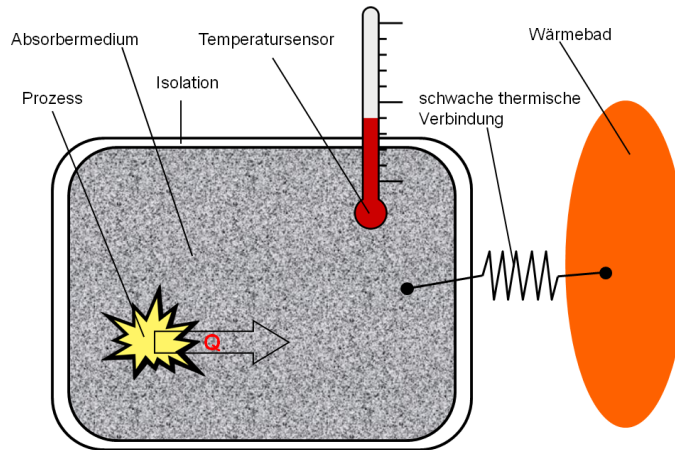


Abbildung 2.1: Allgemeines Schema eines Kalorimeters.

erzeugt werden können." [Ein05] Bei der Absorption geht die gesamte Energie des Photons in das Absorbermaterial über und das Photon wird zerstört. Die Energie des Photons ist gleichbedeutend mit seiner Frequenz bzw. Wellenlänge, wobei das Plancksche Wirkungsquantum $h \approx 4,135 \cdot 10^{-15} \text{ eV s}$ und die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum $c \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ die Einheiten konvertieren:

$$E_\gamma = h\nu = \frac{hc}{\lambda}. \quad (2.3)$$

2.1.2 Theoretische Grundlagen

In dieser Arbeit wurden Photonen im Energiebereich von 2 keV bis 13 keV untersucht. Die Absorption von z. B. einem 13 keV Photon in 1 g Wasser würde bei Zimmertemperatur zu einer Erwärmung des Wassers um $5 \cdot 10^{-16} \text{ K}$ führen. Um das Photon überhaupt registrieren zu können, müsste man die relative Änderung der Temperatur des Wassers bei diesen Bedingungen auf mindestens 10^{-18} genau messen, was technisch nicht realisierbar ist. Für die Energiebestimmung eines Photons über die Temperaturänderung in einem Kalorimeter werden daher Absorber mit einer um viele Größenordnung kleineren Wärmekapazität benötigt.

Grundsätzlich ist die Wärmekapazität eines Körpers direkt proportional zu seiner Masse bzw. seinem molaren Volumen. Daher bietet es sich prinzipiell an, die Absorber in einem Kalorimeter so klein wie möglich zu halten. Die Absorber für die Photonendetektion können jedoch nicht beliebig verkleinert werden. Einerseits soll ihre zur Quelle zeigende, aktive Fläche möglichst groß sein, um den Detektionsbereich des Detektors zu erhöhen. Andererseits wird durch die Dicke des Absorbers die Wechselwirkungslänge zwischen Photon und Absorber bestimmt, wovon die Quanteneffizienz des Detektors abhängt. Diese gibt das Verhältnis aus detektierten Photonen zu allen in den aktiven Bereich des Detektors einfallenden Photonen an. Je

dünnere der Absorber, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon diesen passieren kann ohne detektiert zu werden.

Die Wärmekapazität des Absorbers muss daher auf einem anderen Weg drastisch reduziert werden. Solch kleine Wärmekapazitäten erreicht man durch das Abkühlen des Absorbers auf sehr tiefe Temperaturen (im Bereich von mK). Die Wärmekapazität eines Systems hängt stark ab von der Besetzung seiner quantenmechanischen Energielevel, die durch Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die mittlere Besetzungszahl jedes Levels $\langle n(E_i) \rangle$ beschrieben wird. Kann jedes Energielevel beliebig oft besetzt werden ist dies die Bose-Einstein-Verteilung

$$\langle n(E_i) \rangle = \frac{1}{e^{\frac{E_i - \mu}{k_B T}} - 1}. \quad (2.4)$$

Dabei ist $k_B \approx 8,617 * 10^{-5} \text{ eV/K}$ die Boltzmannkonstante und μ das chemische Potential, eine vom System abhängige Größe. Für den Fall, dass auf Grund quantenmechanischer Auswahlregeln jedes Energielevel nur einmal besetzt werden kann, ist deren Besetzung bestimmt über die Fermi-Dirac-Verteilung

$$\langle n(E_i) \rangle = \frac{1}{e^{\frac{E_i - \mu}{k_B T}} + 1}. \quad (2.5)$$

Bei kleinen Temperaturen werden nur die niedrigsten angeregten Zustände besetzt, die innere Energie ändert sich daher in diesem Bereich kaum mit der Temperatur. Entsprechend ist die Wärmekapazität in diesem Temperaturbereich klein.

Ein Kalorimeter, das bei tiefen Temperaturen mittels des kalorimetrischen Prinzips die Energie von Teilchen bei ihrer Absorption in Materie detektiert nennt man Mikrokalorimeter. Diese sind prinzipiell aus drei Basiskomponenten aufgebaut, die alle auf Temperaturen im Millikelvinbereich gekühlt werden. Diese Basiskomponenten sind der Absorber, ein Thermometer und eine schwache thermische Verbindung des Absorbers zu einem Kältebad, welches die Temperatur des Absorbers nach der Detektion des Photons wieder angleicht. Diese Idee wurde bereits 1935 von F. Simon [Sim35] vorgeschlagen, die Umsetzung scheiterte aber an den damals noch unzureichenden Möglichkeiten zur Erzeugung von Temperaturen im Millikelvin-Bereich.

Magnetische Mikrokalorimeter verwenden für die Detektion von Temperaturänderungen einen Sensor aus einem paramagnetischen Material in einem schwachen externen Magnetfeld. Dessen Magnetisierung ändert sich mit der Temperatur und bewirkt damit eine Flussänderung durch die Ausleseleitungen, die von einem Magnetometer gemessen werden kann. Ein Schema einer solchen Anordnung ist in Abbildung 2.2 gezeigt. Die ersten magnetischen Mikrokalorimeter wurden von E.Umlauf und M. Buehler [UB92] realisiert.

Das paramagnetische Material des Sensors ist typischerweise ein Metall, weshalb die theoretischen Grundlagen des Paramagnetismus' und der Wärmekapazität von

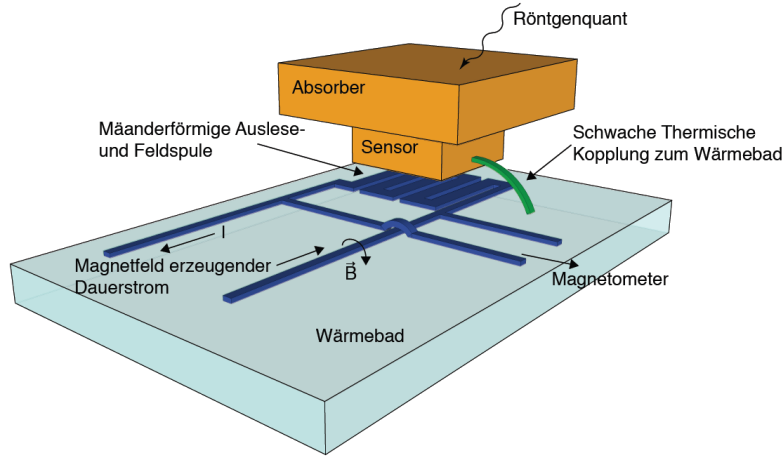


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines Magnetischen Mikrokalorimeters [Sch12]

Metallen bei tiefen Temperaturen im Folgendem kurz dargestellt werden sollen. Im Niedrigtemperaturbereich gibt es drei Beiträge zu der Wärmekapazität von paramagnetischen Metallen. Ein Beitrag sind die quantenmechanischen Schwingungszustände des Metalls, die sogenannten Phononen. Debye [Deb12] errechnete das Verhalten der Wärmekapazität von Kristallen, indem er eine Bose-Einstein-Verteilung für die Besetzung der Schwingungsmoden annahm. Im Grenzwert kleiner Temperaturen ($T \ll \Theta_D$, wobei Θ_D die Debyetemperatur darstellt, eine Materialkonstante) errechnet sich danach der phononische Anteil der Wärmekapazität über

$$C_{Phonon} = \frac{12\pi^4 N k_B}{5} \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^3. \quad (2.6)$$

In Metallen ergibt sich ein zusätzlicher Beitrag zur Wärmekapazität durch die freien Elektronen. Sommerfeld [Som28] berechnete erstmals deren Beitrag quantenmechanisch, wobei er von einer Fermi-Dirac-Verteilung in der Zustandsbesetzung ausging und erhielt:

$$C_e = \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{k_B T}{\epsilon_f} \right) n k_b. \quad (2.7)$$

ϵ_f ist dabei die Fermienergie, die den höchsten besetzten Zustand bei $T=0$ K angibt. Da dieser Beitrag $\propto T$ ansteigt, dominiert er die Gesamtwärmekapazität gegenüber dem Beitrag der Phononen bei sehr niedrigen Temperaturen.

Der dritte Beitrag ist die quantenmechanische Besetzung der durch den Zeeman-effekt [Zee82] erzeugten Unterniveaus. Dieser Beitrag soll gegenüber den anderen Freiheitsgraden maximiert werden, da er bestimmt, wie viel der von den Photonen deponierten Energie δE zum Signal beiträgt. Dieser Anteil steigt an mit der Größe des äußeren Magnetfelds B . Gleichzeitig ist aber die Änderung des magnetischen

Moments m in Abhängigkeit von der Anzahl magnetischer Momente parallel zum äußeren Feld N gegeben durch

$$\delta m = \delta N g \mu_B = \frac{\delta E}{B} \quad (2.8)$$

wobei $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} \approx 5,788 * 10^{-5} \text{ eV/T}$ das Bohrsche Magneton und g den Landé-Faktor darstellen. Dieser Beitrag steigt mit sinkendem äußeren Magnetfeld. Es gibt daher ein Optimum in der Größe des äußeren Magnetfeldes, das bei der Detektorentwicklung durch eine genauere Betrachtung der thermischen Eigenschaften ermittelt werden muss.

Dieser zuletzt dargestellte Beitrag zur Wärmekapazität ist eng verknüpft mit dem Paramagnetismus, eine der möglichen Formen, die Magnetismus in Materie annehmen kann. Bei paramagnetischen Materialien ist die Magnetisierung abhängig von einem äußeren Magnetfeld, ohne dieses ist das Material nicht magnetisch. Modelliert wird dieses Verhalten durch den Aufbau des Materials aus vielen Elementarmagneten, die ohne äußeres Magnetfeld ungeordnet im Körper vorliegen. Mit ansteigendem Magnetfeld richten sich immer mehr dieser Elementarmagnete aus, so dass auch die Magnetisierung des Materials ansteigt.

Die physikalische Bedeutung dieser Elementarmagnete kann nur quantenmechanisch verstanden werden. Dabei betrachtet man das Gesamtdrehmoment \vec{J} der Atome im Gitter. Dieses setzt sich zusammen aus Beiträgen von Spins und Bahndrehimpulsen der Elektronen im Atom und einem Beitrag des Kernspins, der jedoch meist vernachlässigt werden kann. Wie die Spins und Bahndrehimpulse zum Gesamtdrehmoment koppeln wird theoretisch beschrieben durch die Hundschen Regeln [Hun25]. Das Gesamtdrehmoment ist dabei mit einem magnetischen Moment $\vec{\mu}$ des Atoms verknüpft:

$$\vec{\mu} = -\frac{g\mu_B\vec{J}}{\hbar}. \quad (2.9)$$

Das Verhalten dieser magnetischen Momente in einem äußeren Magnetfeld kann beschrieben werden durch den Langevin-Paramagnetismus. Dabei wird vereinfachend angenommen, dass die magnetischen Momente untereinander nicht wechselwirken, weiterhin wird ihr Verhalten klassisch beschrieben. Unter diesen Annahmen kann die Magnetisierung eines Materials in einem externen Magnetfeld B_0 und mit einer Dichte N/V der magnetischen Momente mit skalarem Gesamtdrehmoment $J = |\vec{J}|$ beschrieben werden über die von einer inversen Temperaturskala ξ abhängigen Brillouin-Funktion $B_J(\xi)$:

$$M = \frac{N}{V} g \mu_B J B_J(\xi), \quad (2.10)$$

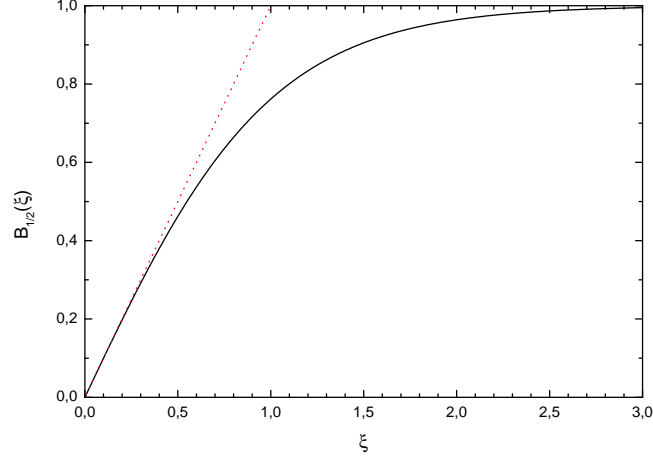


Abbildung 2.3: Verlauf der Brillouin-Funktion für $J=1/2$ und die Näherung für kleine ξ durch ξ (rot).

$$B_J(\xi) = \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{2J+1}{2J}\xi\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{1}{2J}\xi\right) \stackrel{J=1/2}{=} \tanh \xi, \quad (2.11)$$

wobei nur die Vereinfachung $J=1/2$ im Folgendem relevant sein wird. Die Temperaturskala ξ ist gegeben durch

$$\xi = \frac{g_J \mu_B J B_0}{k_B T}. \quad (2.12)$$

In der Abbildung 2.3 ist die Brillouin-Funktion für den Fall $J=1/2$ aufgetragen. Der $\tanh \xi$ ist für $\xi \gg 1$ nahezu konstant, für sehr kleine Temperaturen geht die Magnetisierung daher in Sättigung. Dies kann man im Modell der Elementarmagnete dadurch verstehen, dass die Magnetisierung nicht weiter ansteigen kann, wenn bereits alle Elementarmagnete ausgerichtet sind. Für Temperaturen $\xi < 1$ kann man den $\tanh \xi$ durch ξ nähern (in der Abb. 2.3 rot), für die Magnetisierung bedeutet dies ein Ansteigen bei sinkenden Temperaturen mit $1/T$.

2.1.3 Detektoraufbau

Für die hier durchgeführten Messungen wurde ein Detektor verwendet, der von Sönke Schäfer aus der Gruppe von C. Enss des Kirchhoff-Instituts für Physik in Heidelberg im Rahmen seiner Doktorarbeit entwickelt und in einem Kryostaten implementiert wurde. Eine umfassende Beschreibung des Detektors ist in seiner Dissertation [Sch12] zu finden. In dieser werden ausführlich die zuvor erwähnten thermischen Eigenschaften für diesen Detektors untersucht. Hier soll jedoch im Folgendem auf den Detektoraufbau eingegangen werden.

Der Detektor besteht aus sieben Absorberpixeln mit einer aktiven Fläche von jeweils $250 \mu\text{m} \times 250 \mu\text{m}$, die in einer Zeile angeordnet sind. Absorber und Sensor bestehen

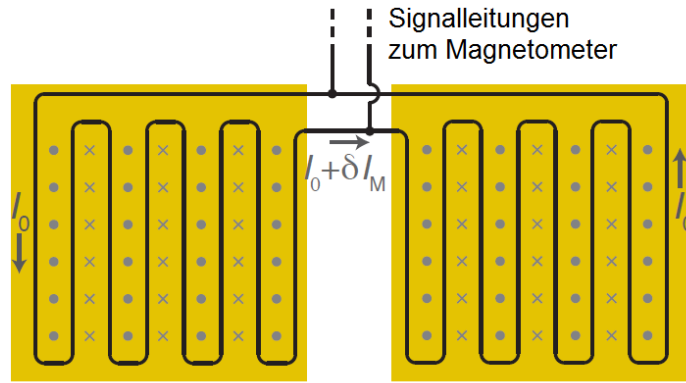


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung zweier über die mäanderförmige Leiterschleife gradiometrisch verschalteter Kalorimeterpixel in der Draufsicht mit Magnetfeld erzeugendem Feldstrom I_0 und Strom einer Magnetisierungsänderung in einem Pixel δI_M . Nach einer Abbildung aus [Sch12].

aus einer Legierung aus Gold mit einigen hundert ppm (parts per million, 10^{-6}) Erbium. Erbium ist ein Element der seltenen Erden, und hat als solches eine nicht voll gefüllte 4f-Schale, die das magnetische Moment des Atoms bestimmt. Das Einbringen des Erbiums in die Gold-Kristallstruktur beeinflusst das magnetische Verhalten der Legierung, so dass sie insgesamt durch ein System von Spin 1/2-Teilchen beschrieben werden kann, das bei Temperaturen kleiner als 1K paramagnetisches Verhalten zeigt.

In Abbildung 2.4 werden sind zwei solche Absorberpixel schematisch dargestellt. Das äußere Magnetfeld für den Sensor wird über eine ebenfalls dargestellte Leiterschleife aus Niob, in der ein Dauerstrom präpariert wird, bereitgestellt. Typische Feldströme während der Messung waren 30 bis 40 mA, was einem Magnetfeld von einigen mT entspricht. Wie man in Gleichung 2.10 sieht, sinkt die Magnetisierung des Sensormaterials mit zunehmender Temperatur. Allerdings sind jeweils zwei Pixel in gegenläufigen Windungssinn miteinander verschaltet (gradiometrisch), so dass sich der gemessene Fluss im Magnetometer nicht ändert, wenn kein Photon absorbiert wurde. Die Magnetisierungsänderung auf Grund der Temperatur ist in beiden Pixeln gleich, da beide an dasselbe Wärmebad angebunden sind. Daher sieht man in diesen Pixeln auch wie gewünscht keine Effekte der Temperatur des Kältebads. Die beiden Pixel werden von einem Magnetometer ausgelesen, wobei auf Grund der Verschaltung das Ausgangssignal des einen Pixels negativ, das andere positiv zum Gesamtsignal beiträgt.

Ein einzelner Pixel wird jedoch nicht gradiometrisch ausgeglichen. Dieser ermöglicht es, die Änderung der Magnetisierung mit der Temperatur zu messen, und stellt so ein internes Thermometer dar. Damit kann man prüfen ob beim Abkühlen der Dauerstrom in der Leiterschleife korrekt präpariert wurde, da dieser das äußere Magnetfeld für den paramagnetischen Sensor vorgibt. Weiterhin hat man während der Messung

die Möglichkeit zur indirekten Temperaturbestimmung des Detektors, die bei der Datenauswertung für eine Temperaturkorrektur benötigt wird.

Aufbau und Funktion des verwendeten Magnetometers, welches die Magnetisierungsänderungen des Sensors messen soll wird im Folgenden beschrieben.

2.1.4 Funktionsprinzip einer supraleitenden Quanteninterferenzeinheit

Als extrem sensitive Magnetometer kommen im vorliegenden Aufbau supraleitende Quanteninterferenzeinheiten (SQUID, *engl.: superconducting quantum interference device*) zum Einsatz. Sie bestehen aus einem supraleitenden Ring, der an zwei Stellen (dc-SQUID) durch eine dünne Schicht Normalleiter oder Isolator unterbrochen wird (Josephson-Kontakt, s. Kreuze im Schema in Abb. 2.5). Die im Schaltplan dargestellten Widerstände werden Shuntwiderstände genannt und sollen Hystereseffekte unterdrücken.

Die makroskopische Wellenfunktion der für die Supraleitung benötigten Cooper-Paare können bis zu einem kritischen Stroms I_c durch die Barriere der Josephson-Kontakte hindurch tunneln [Jos62] und die Supraleitung aufrecht erhalten. Fließt hingegen ein von außen angelegter Strom I_b , der größer ist als der kritische Strom, fällt über den Kontakten eine Spannung U_S ab (s. Abb. 2.6). Weiterhin kann ein supraleitender Ring aber nur Vielfache des magnetischen Flussquantums $\Phi_0 = h/2e$ enthalten [Lon50]. Daher fließen weitere Ströme im Ring, welche Abweichung des Flusses durch den Ring von einem ganzzahligen Vielfachen des magnetischen Flussquantums kompensieren. Dadurch ist der gesamte Strom durch das SQUID und damit auch der Spannungsabfall über den Kontakten sinusartig (mit Wellenlänge Φ_0) abhängig vom Fluss durch den Ring.

Im Messbetrieb wird das SQUID an einem Arbeitspunkt betrieben, um den herum die Spannungsänderung mit dem Fluss besonders groß ist und in dem diese linearisiert werden kann. Dafür wird eine Abweichung der Spannung ΔU von der Spannung des gewählten Arbeitspunkts U_b verstärkt und induktiv über eine Rückkoppelspule als ein Fluss $\Delta\Phi_{fb} = -\Delta\Phi$ an das Detektor-SQUID zurückgegeben. Da dadurch der Fluss im SQUID konstant gehalten wird, nennt man ein solches Verfahren auch *Flux-Locked-Loop*. Die Details der Verschaltung für die Rückkopplung und das Auslesen des SQUID-Signals wird in Kapitel 3.3 dargestellt. Zuvor soll jedoch die Ionenfalle und die Prozesse, welche die detektierten Photonen emittieren, beschrieben werden.

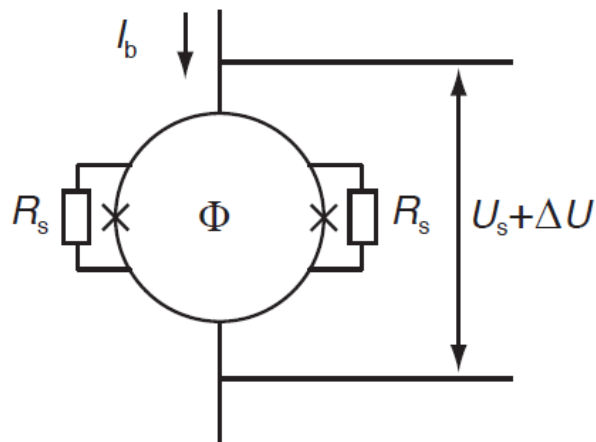


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung und Verschaltung eines dc-SQUIDS [Sch12].

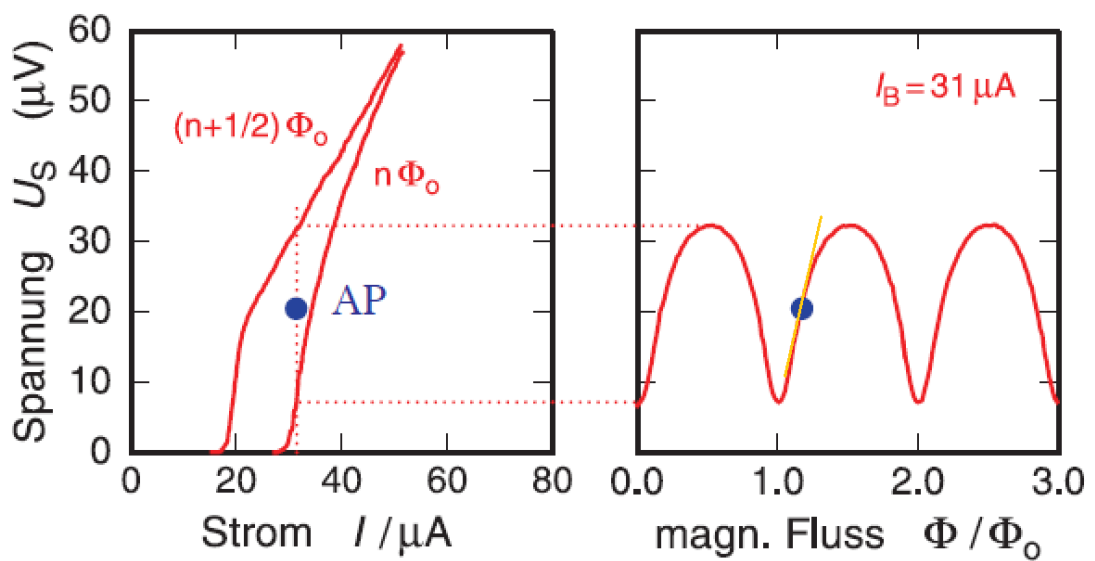


Abbildung 2.6: Strom-Spannungs- (links) und Fluss-Spannungs-Diagramm (rechts) mit Linearisierung des Ausgangssignals (gelb) um einen möglichen Arbeitspunkt (blau) [Sch12].

2.2 Die Elektronenstrahl-Ionenfalle

Eine Elektronenstrahl-Ionenfalle (EBIT, *engl.: Electron Beam Ion Trap*) dient der Erzeugung und Untersuchung hochgeladener Ionen. Das Konzept, mit Hilfe eines Elektronenstrahls hochgeladene Ionen zu erzeugen, wurde 1967 von E. D. Donets entwickelt und als erste einfache EBIS (Electron Beam Ion Source) im Folgejahr umgesetzt [DIA68]. Die erste EBIT wurde 1988 am Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) in Betrieb genommen [LMH⁺], sie war gegenüber den bisherigen EBIS auf Speicherung und Beobachtbarkeit der gefangenen Ionen ausgelegt. Eine Übersicht über die seitdem in Betrieb genommenen EBITs gibt es unter [Cur11].

Die Messungen in dieser Arbeit wurden an der Hyper-EBIT am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg durchgeführt. Diese wurde im Rahmen einer Doktorarbeit von Thomas Baumann aufgebaut und in Betrieb genommen. Der spezielle Aufbau dieser EBIT wird ausführlich in seiner Dissertation [Bau12] beschrieben, hier soll nachfolgend der allgemeine Aufbau und Funktionsweise einer EBIT beschrieben werden.

Ein schematischer Aufbau einer solchen EBIT ist in Abbildung 2.7 gezeigt. Sie besteht aus einem Elektronenstrahl, der von einer negativ geladenen Kathode ausgehend die Falle durchläuft und in einem Kollektor aufgenommen wird. Ein Helmholtz-Spulenpaar erzeugt ein Magnetfeld, welches im Fallenzentrum homogen ist und in Richtung des Elektronenstrahls verläuft. Die Falle wird umschlossen von einer Anordnung von neun zylindrischen Fallenelektroden, den so genannten Driftröhren. Alle Driftröhren liegen während des Betriebs der EBIT auf positivem Potential, wobei auch zwischen den einzelnen Elektroden eine Potentialdifferenz angelegt werden kann.

Der Elektronenstrahl wird durch die Potentialdifferenz zwischen Kathode und Driftröhren beschleunigt und im Fallenzentrum durch das Magnetfeld komprimiert. Dabei kann er Elektronen aus neutralen Atomen, die vorrangig durch einen Gasinjektor in das Fallenzentrum gelangen, herausschlagen (Elektronenstoßionisation, siehe nächsten Abschnitt). Die dabei entstehenden Ionen werden in der EBIT gefangen. Ein Entkommen in radialer Richtung relativ zum Elektronenstrahl verhindert dieser durch seine Raumladung selbst. Ein weiterer Fallenzentrummechanismus ist das Magnetfeld, das die Ionen in ihrer radialen Bewegungsfreiheit begrenzt. In longitudinaler Richtung wirken zwei Effekte zusammen, die einen "Potentialtopf" aufbauen, der die Ionen einfängt: Zum Einen ist im Fallenzentrum die Raumladung des Elektronenstrahls am größten, da hier auf Grund der Kompression durch das Magnetfeld der Radius des Strahls am kleinsten ist. Weiterhin bewirkt allein der größere Radius der zentralen Fallenelektrode, dass das Potential im Inneren dieser Elektrode negativer ist als im Inneren der äußeren Driftröhren. Mittels einer Spannungsdifferenz der mittleren gegenüber den äußeren Driftröhren kann die Fallentiefe variiert werden.

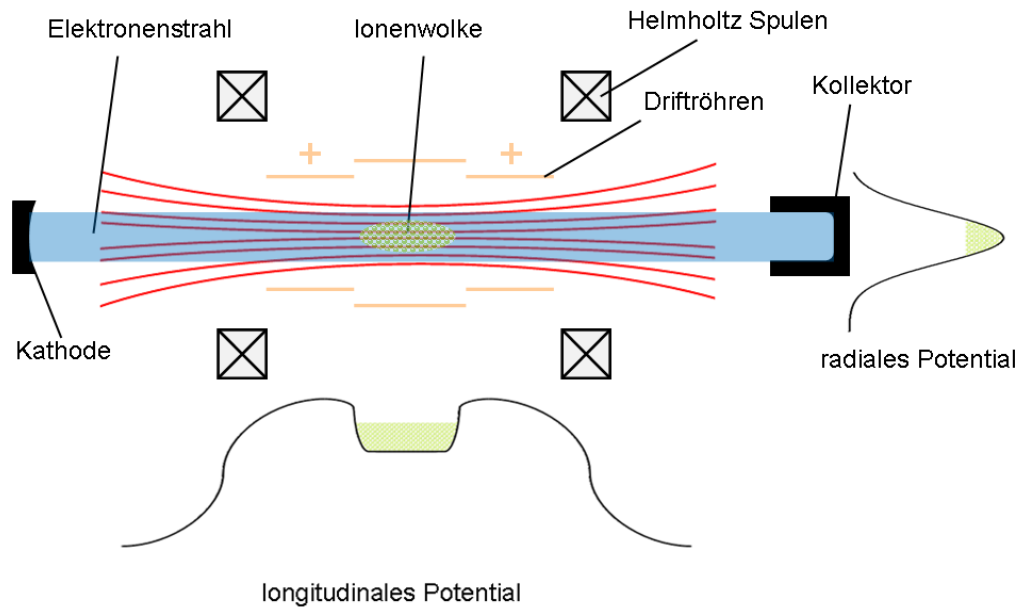


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung einer EBIT mit den Fallen-Potentialen. Die Ionen sind in dem grün dargestellten Bereich gefangen, die roten Linien stellen den Verlauf des Magnetfeldes in der Falle dar.

Die Potentiale in radialer und longitudinaler Richtung sind ebenfalls in Abb. 2.7 dargestellt.

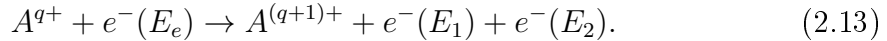
Die gefangenen Ionen werden durch den Elektronenstrahl zu immer höheren Ladungszuständen ionisiert (charge breeding). Der höchste erreichbare Ladungszustand ist erreicht, wenn das Ionisationspotential größer wird als die Elektronenstrahlenergie. Die Energie der Elektronen ist durch die Potentialdifferenz zwischen Kathode und Fallenelektrode und die Raumladung der Elektronen und Ionen bestimmt. In der Falle stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Ionisations-, Rekombinations- und Ladungsaustauschprozessen ein (s. nächster Abschnitt), so dass sich auch Ionen in niedrigeren als den höchstmöglichen Ladungszustand in der Falle befinden. Dieses Gleichgewicht kann durch den Injektionsdruck und die Tiefe der Falle beeinflusst werden.

Die Hyper-EBIT wurde während der Messzeit mit Elektronenstrahlenergien bis zu 10 keV und Strömen bis zu 300 mA betrieben. Ein an der EBIT installierter Siliziumdrift-detektor (SDD, engl.: *Silicon Drift Detector*) der Firma *AmpTek* unterstützt beim Einstellen der gewünschten Fallenparameter. Einige mit diesem Detektor aufgenommene Spektren, die der Übersicht und dem Verständnis der durchgeführten Messungen dienen, sind als solche gekennzeichnet im folgenden Teil der Arbeit enthalten.

2.3 EBIT-relevante atomphysikalische Prozesse

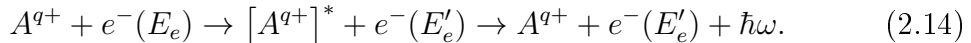
Im Folgenden soll eine kurze Beschreibung der zum Verständnis der Funktionsweise einer EBIT und der Interpretation der Spektren benötigten atomphysikalischen Prozesse gegeben werden. Dabei wird hauptsächlich auf Stoßprozesse zwischen Elektron - Ion und Ion-Ion eingegangen. Nicht weiter eingegangen wird hier auf Wechselwirkungen von Photonen mit Ionen; diese spielen nur eine untergeordnete Rolle, da die Ionen in einer EBIT als optisch dünnes Plasma vorliegen, in dem die freie Weglänge der Photonen größer ist als die typische Abmessung des Plasmas. Ist im Folgenden von freien Elektronen die Rede so kommen diese im Fall einer EBIT hauptsächlich vom Elektronenstrahl.

Wichtigster Prozess in einer EBIT ist die Elektronenstoßionisation (EII, *engl.: electron impact ionisation*), die es erlaubt den Ladungszustand eines Ions um eins zu erhöhen, wodurch erst die Möglichkeit zur Erzeugung hochgeladener Ionen gegeben ist. Dabei stößt ein freies Elektron mit einem neutralen Atom oder Ion A^{q+} (Kernladung Z , $0 \leq q < Z$), dessen Ionisationspotential I_i kleiner ist als die kinetische Energie des Elektrons E_e . Dabei gibt das freie Elektron kinetische Energie an ein gebundenes Elektron im Ion ab um es so in das Kontinuum zu heben:



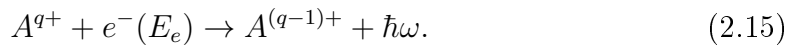
Dabei gilt wegen Energieerhaltung $E_e - I_i = E_1 + E_2 \geq 0$. In Abb. 2.8 links ist die EII schematisch dargestellt.

Die Elektronenstoßanregung (EIE, *engl.: electron impact excitation*) ist ein wesentlicher Kanal zur Erzeugung angeregter Zustände, die durch spontane Emission in den Grundzustand zerfallen können und so spektroskopische Untersuchungen ermöglichen. Wie bei der EII stößt ein freies Elektron an einem Ion ($0 \leq q < Z$), allerdings ist seine kinetische Energie kleiner als das Ionisationspotential des Ions. Trotzdem kann es Energie an ein gebundenes Elektron abgeben und es so vom Grundzustand $E_{(n,l)}$ auf ein energetisch höheres Niveau $E_{(n',l')}$ heben, welches radiativ zerfällt:



Die Energieerhaltung erfordert hier $E_e - E'_e = E_{(n,l)} - E_{(n',l')} = \hbar\omega$. Ein wichtiger Unterschied zur Photonenanregung ist hier, dass es keine Auswahlregeln beim Besetzen der Zustände gibt.

Bei der Radiativen Rekombination (RR, *engl.: radiative recombination*) wird ein freies Elektron von einem Ion ($0 < q \leq Z$) in ein unbesetztes Niveau $E_{(n,l)}$ eingefangen, wobei die Energiedifferenz zwischen freiem und gebundenem Elektron als Photon abgestrahlt wird:



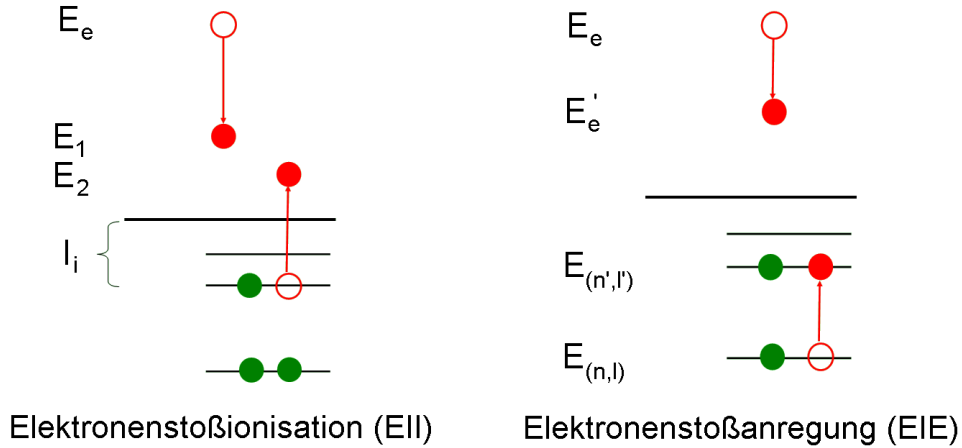
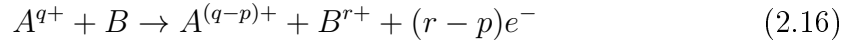


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung der Elektronenstoßionisation (links) und der Elektronenstoßanregung (rechts). Die Energieniveaus sind nicht maßstabsgetreu.

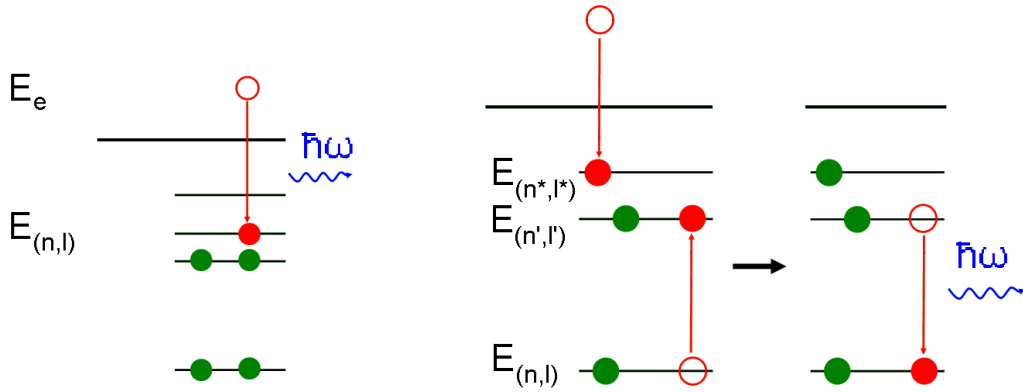
Die Energieerhaltung wird hier durch $E_e - E_{(n,l)} = \hbar\omega$ erfüllt. Die Wirkungsquerschnitte für die radiative Rekombination sind bei leichten und mittelschweren Elementen um Größenordnungen kleiner als die der EII, steigen aber mit zunehmender Kernladungszahl an, was die Produktion sehr hoher Ladungszustände schwerer Elemente in einer EBIT erschwert.

Erschwert wird das Erzeugen hoher Ladungszustände weiterhin durch den Ladungsaustausch zwischen Ionen und neutralen Atomen. Neutrale Atome aus dem Gasinjektor oder vom Restgas in der EBIT stoßen dabei an einem Ion, wobei Elektronen auf das Ion oder möglicherweise auch in das Kontinuum übertragen werden:



Modellhaft kann der Ladungsaustausch durch die kurzzeitige Bildung eines molekülähnlichen Zustands erklärt werden in dem sich die Potentiale der beiden Stoßpartner überlagern. Die Elektronen begeben sich in einen energetisch günstigeren Zustand, beim "dissoziieren" können dann die freien Elektronen entstehen. Da die Wirkungsquerschnitte für diesen Prozess höher sind als die aller anderen relevanten Prozesse ist es für die Produktion hochgeladener Ionen wichtig die Anzahl der neutralen Atome im Fallenbereich zu minimieren. Der Fall eines Stoßes zweier Ionen wird hier nicht betrachtet, da dabei auf Grund der hohen Abstoßung der beiden Kerne durch die Coulomb-Kraft diese sich in einer EBIT nicht nahe genug kommen, um Ladungen auszutauschen.

Abschließend soll hier auf resonante Rekombinationsprozesse eingegangen werden. Dabei wird ein freies Elektron von einem Ion ($0 < q < Z$) in ein unbesetztes Niveau $E_{(n*,l*)}$ eingefangen und regt ein gebundenes Elektron von seinem Grundniveau $E_{(n,l)}$ in ein angeregtes Niveau $E_{(n',l')}$ an (auch mehrere Elektronen können angeregt



Radiative Rekombination (RR) Dielektronische Rekombination (DR)

Abbildung 2.9: Schematische Darstellung der Radiativen (links) und Dielektronischen (rechts) Rekombination. Die Energieniveaus sind nicht maßstabsgetreu.

werden, worauf hier jedoch nicht weiter eingegangen wird, s. dafür z.B. [SGB⁺03]). Dies ist insofern ein resonanter Prozess, da die diskreten Energieniveau des gebundenen Elektrons wegen der Energieerhaltung auch nur mit der passenden Energie angeregt werden können $E_e - E_{(n^*,l^*)} = E_{(n',l')} - E_{(n,l)}$. Das Ion befindet sich nach dem Stoß in einem doppelt angeregten Zustand, der entweder über Autoionisation oder radiativ zerfallen kann:

$$A^{q+} + e^-(E_e) \rightarrow [A^{(q-1)+}]^{**} \rightarrow \begin{cases} A^{q+} + e^-(E_e) \\ [A^{(q-1)+}]^* + \hbar\omega \end{cases} \quad (2.17)$$

Im ersten Fall spricht man von resonanter Elektronenstreuung, die für die weitere Arbeit nicht interessant ist, da sie in der EBIT nicht detektiert werden kann. Im zweiten Fall spricht man von Dielektronischer Rekombination (DR, *engl.: dielectronic recombination*). Dabei verkleinert sich der Ladungszustand des Ions um eins. Weiterhin ist es üblich, die Buchstaben der beteiligten Schalen anzugeben, wobei zuerst die beiden Schalen des gebunden Elektrons und als letztes die Schale des rekombinierenden Elektrons angegeben wird (also in der Reihenfolge $E_{(n,l)}$ $E_{(n',l')}$ $E_{(n^*,l^*)}$). Die DR kann im Gegensatz zu den anderen Prozessen in der Theorie nicht quantenmechanisch über den Schrödinger- bzw. Diracformalismus berechnet werden, stattdessen muss auf einen von Breit [Bre30] entwickelten Mechanismus zurückgegriffen werden. Dies verkompliziert die Berechnungen, weshalb experimentelle Untersuchungen des DR-Prozesses von elementarer Bedeutung für die Validation der Theorie sind.

3 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel soll der experimentelle Aufbau, wie er in Abb. 3.1 zu sehen ist, näher erläutert werden. Dabei wird als erstes die Röntgenoptik (grün gefärbt in Abb. 3.1) beschrieben, die speziell für den Betrieb des Mikrokalorimeters an der Hyper-EBIT entworfen und gebaut wurde. Weiterhin wird auf den Kryostaten (rot im Bild) und die Ausleseelektronik eingegangen. Abschließend werden die im Vorfeld der eigentlichen Messung durchgeführten Untersuchungen zur Charakterisierung des Detektorverhaltens im Magnetfeld der EBIT beschrieben.

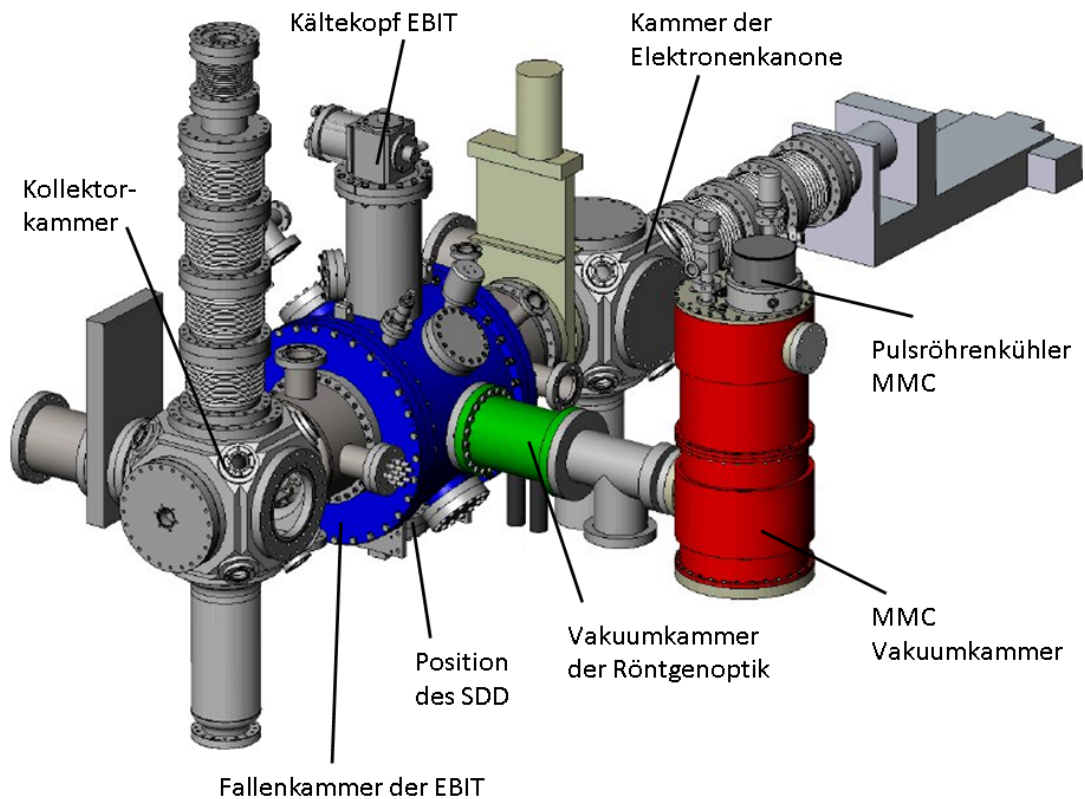


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Versuchaufbaus. Nach einem Bild aus [Sch12].

3.1 Die Röntgenoptik

Ein Nachteil des verwendeten Mikrokalorimeters gegenüber anderen Röntgendetektoren (wie z.B. einem SDD) ist die vergleichsweise kleine aktive Fläche. Weiterhin sollen die SQUIDs vom Magnetfeld der EBIT abgeschirmt werden, damit sie von diesem nicht beeinflusst werden. Eine effektive Methode zur Verringerung des Magnetfelds am Ort des Detektors ist, diesen weiter von der EBIT zu entfernen. Dies führt jedoch zu einem kleinen Detektions-Raumwinkel und folglich zu kleinen Zählraten. Zur Vergrößerung des Raumwinkels wurde daher eine fokussierende Röntgenoptik entwickelt.

Die verwendete Röntgenoptik besteht aus einem System von Spiegeln, welche die Röntgenstrahlen in streifenden Einfall (*engl.: grazing incidence*) reflektieren. Für kleine Winkel wird dabei eine Reflektivität von nahezu 1 erreicht. Als Ausgangsmaterial für die Spiegel wurden Siliziumwafer mit einer Größe von $99,6 \times 40 \times 0,2 \text{ mm}^3$ verwendet. Diese wurden mit 10 nm Chrom und 100 nm Gold beschichtet, welche die reflektierende Schicht bilden.

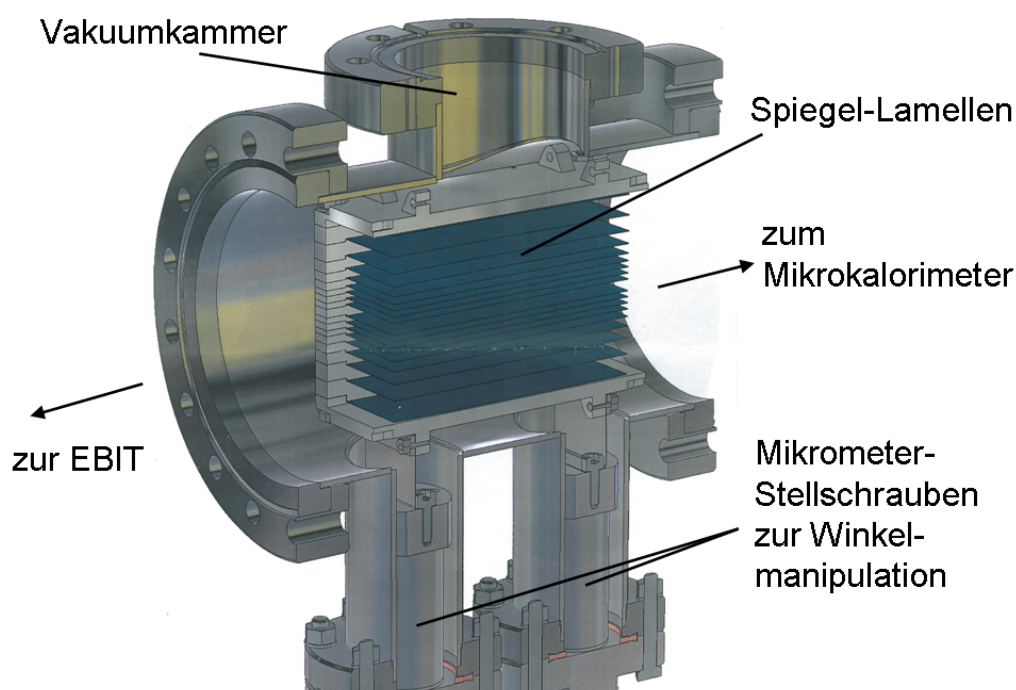


Abbildung 3.2: Schnitt durch die Röntgenoptik.

Insgesamt wurden 18 Spiegel hergestellt, die mit zunehmenden Abständen über und unter der Strahlachse verteilt angebracht wurden (s. Abb. 3.2). Der Reflexionswinkel der Photonen am Spiegel beträgt $0,2^\circ$ bis $5,4^\circ$. Die Biegung entspricht dabei einem

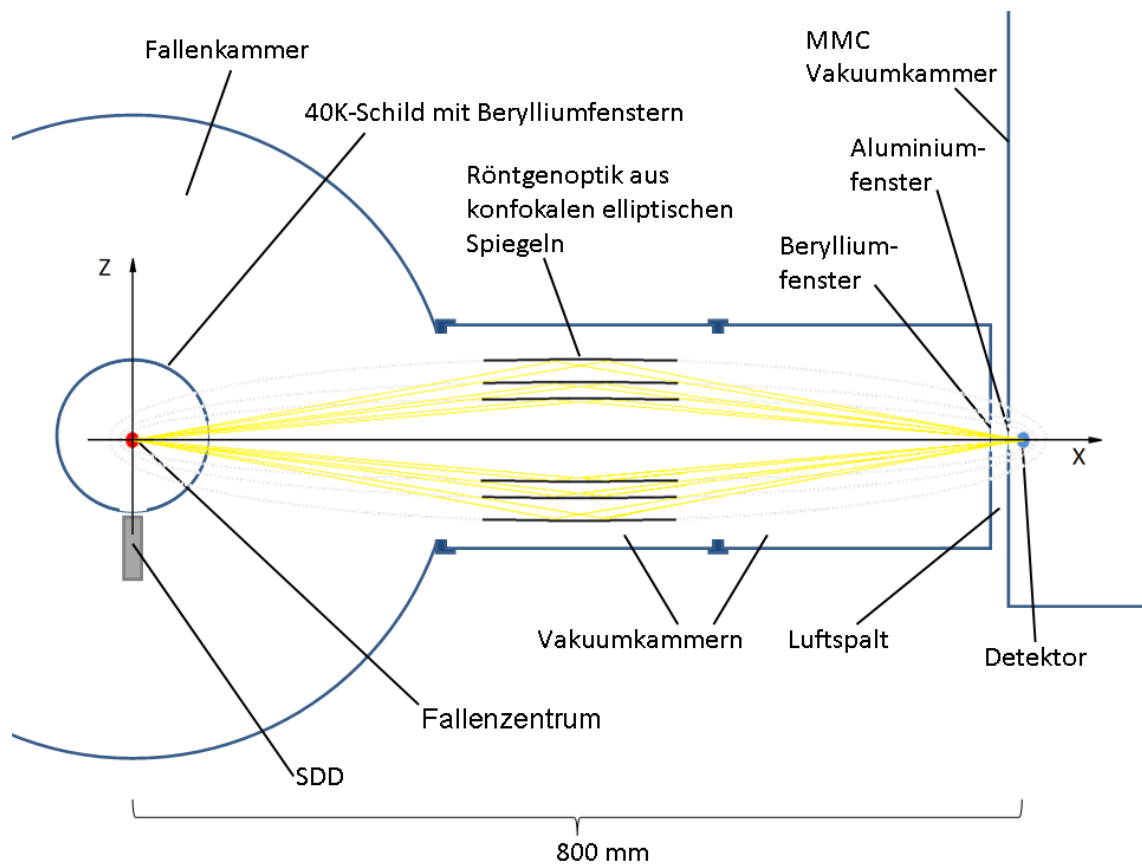


Abbildung 3.3: Vertikaler Schnitt durch den experimentellen Aufbau mit Schema der Röntgenoptik aus konfokalen elliptischen Spiegeln (nicht maßstäblich).

Ellipsensegment, in deren Brennpunkten sich die Falle und der MMC-Detektor befinden. Der Abstand zwischen Spiegel und Falle ist durch die Vakuummammern mit 400 mm vorgegeben und entspricht der Fokallänge des Spiegelsystems. Die vertikale Position und der Neigungswinkel des ganzen Spiegelsystem in der Vakuummammer kann über zwei Mikrometer-Stellschrauben manipuliert werden. Zwischen Spiegel und Mikrokalorimeter ist eine weitere Vakuummammer angebracht, um den Weg der Photonen durch die Luft zu minimieren, die mit einem Berylliumfenster abgeschlossen ist. Ein Luftspalt von 24 mm trennt das EBIT-Fenster vom Aluminiumfenster des Mikrokalorimeters, wenn der Detektor im Fokalfpunkt platziert wird. In Abb. 3.3 wird dieser Aufbau vereinfacht dargestellt; zusätzlich sind drei konfokale Ellipsen eingezeichnet, um die Funktionsweise der Röntgenoptik zu verdeutlichen.

Dieses Design der Röntgenoptik fokussiert die Photonen nur in vertikaler Richtung (hier als z-Richtung bezeichnet). Eine zusätzliche Fokussierung in horizontaler Richtung wird nicht benötigt, da die Falle genähert die Form einer Linienquelle hat und auch der Detektor als Pixelzeile angeordnet ist. Dadurch ist allerdings der durch den Spiegel gewonnene Raumwinkel abhängig von der Breite des Detek-

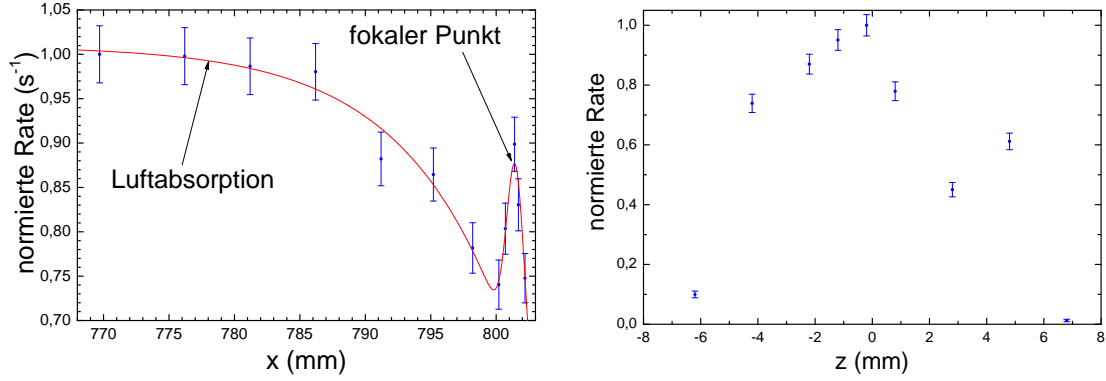


Abbildung 3.4: Zählrate in einem SDD in Abhängigkeit der Position des Detektors in horizontaler (links) und vertikaler (rechts) Richtung. Das verwendete Koordinatensystem ist in Abb. 3.3 dargestellt.

tors.

In Vorbereitung der Messung mit dem Mikrokalorimeter wurden Charakterisierungsmessungen mit einem Silicon-Drift Detector von *AmpTek* mit einer aktiven Fläche von 5 mm^2 durchgeführt. Zum einen wurden die Fokussierungseigenschaften der Optik getestet, indem die Zählrate einer Linie aus der EBIT mit zeitlich konstanter Intensität an verschiedenen Positionen entlang der horizontalen und vertikalen Achse durch den Fokuspunkt gemessen wurde. Die Ergebnisse der Messung sind in Abb. 3.4 gezeigt. Bei der Messung in horizontaler Richtung ist zusätzlich zum Peak im Fokuspunkt die Abnahme der Zählrate mit steigender Breite des Luftspaltes zu sehen. Die Messung in vertikaler Richtung zeigt eine Asymmetrie im Verhalten der Zählrate, deren Ursache nicht bekannt ist. Trotzdem ist deutlich ein Maximum erkennbar, wodurch ein fokussierender Einfluss des Spiegels bewiesen wird.

Da die Reflektivität der Röntgen Spiegel unter einem bestimmten Winkel zusätzlich von der Energie des Röntgenquants abhängt, ist folglich die Effektivität der gesamten Röntgenoptik energieabhängig. Da die Abstände der einzelnen Spiegel von der Strahlachse bekannt ist (und damit die Reflexionswinkel), kann man mit Hilfe der Reflektivität $R(\Theta, E)$, die aus der Datenbank des "Center for X-Ray Optics" [HGD93] übernommen wurde, eine theoretische Effektivität der Optik berechnen. Die Effektivität des Spiegelsystems η wird hier definiert als der Quotient aus dem vom Detektor erfassten Raumwinkel mit Spiegel Ω_{tot} über dem Raumwinkel ohne Spiegel Ω_0 und berechnet sich über

$$\eta(E) = \frac{\Omega_{tot}}{\Omega_0} = \frac{\frac{A}{(2f)^2} + \sum_i R(\Theta_i, E) l b \tan(\Theta_i) / f^2}{\frac{A}{(2f)^2}}, \quad (3.1)$$

wobei über alle Spiegellamellen i summiert wird. Die in der Formel verwendeten Größen sind die Länge der Spiegel $l = 99,6 \text{ mm}$, die Breite des Detektors $b =$

250 μm und die Fokallänge des Spiegels $f = 400 \text{ mm}$. Die Effektivität ist als Quotient einheitenlos.

Für eine Überprüfung der Rechnung wurde für zwei Energien die Zählrate in dem fest installierten SDD der EBIT mit der im SDD hinter der Röntgenoptik verglichen.

Für einen sinnvollen Vergleich von Messung und Theorie muss allerdings die reine Effektivität der Optik korrigiert werden, da sich verschiedene Absorber zwischen Quelle und Detektor befinden. Dadurch kann die Effektivität kleiner 1 werden. Dies bedeutet, dass die Absorption durch die Fenster bei bestimmten Energien einen größeren Effekt auf die Zählrate hat als der zusätzliche Raumwinkel durch die Röntgenoptik. Weiterhin wurde beim Vergleich der Effekt der verschiedenen Raumwinkel der beiden SDD bei der Berechnung der gemessenen Effektivität berücksichtigt. Die Ergebnisse der Messung und die theoretischen Berechnung für den SDD sind in Abb. 3.5 oben zu sehen. Die Fehlerbalken sind hauptsächlich bestimmt durch den Fehler in der Untergrundkorrektur, der wegen den verschiedenen Auflösung der Detektoren relativ zu den statistischen Fehlern wesentlich größer ist. Die reine Effektivität der Röntgenoptik steigt unter 2 keV stark an, da für die kleinen Energien auch die äußeren Spiegel einen wesentlichen Beitrag zur gesamten Effektivität des Systems beitragen. Diese berechneten Datenpunkte werden der Übersicht halber in der Abbildung nicht dargestellt, die entscheidende Größe für den Messbetrieb ist aber ohnehin die Effektivität unter Berücksichtigung aller Absorber.

Die Messungen zur Charakterisierung des Röntgenspiegelsystems bestätigten die Erwartungen an die fokussierenden Eigenschaften der Optik. In Abb. 3.5 unten sind die selben Rechnungen diesmal für den MMC-Detektor dargestellt. Die Effektivität ist größer auf Grund der geringeren Breite des Detektors, die Absorber sind wegen des unterschiedlichen Detektoraufbaus verschieden. In dieser Abbildung wird deutlich, dass unter 2 keV effektiv keine Photonen mehr detektiert werden können. Dadurch ist eine untere Grenze für den Spektralbereich des MMC für Messungen an der EBIT gegeben, denn grundsätzlich ist das MMC auf die Detektion von Photonen bis zu ca. 200 eV als niedrigste Energie ausgelegt.

In Zukunft ist eine Verbindung der EBIT mit dem Mikrokalorimeter vorgesehen. Der Luftspalt zwischen EBIT und MMC-Kryostat dient derzeit zur Positionierung des Detektors im Fokuspunkt der Optik. Dieser wird dann durch einen Balg ersetzt, wodurch der Luftspalt und das äußere Berylliumfenster als Absorber im Weg der Photonen entfällt. Das Vakuum der EBIT wird dann nur durch ein dünnes Aluminiumfenster vom Vakuum des Mikrokalorimeters getrennt.

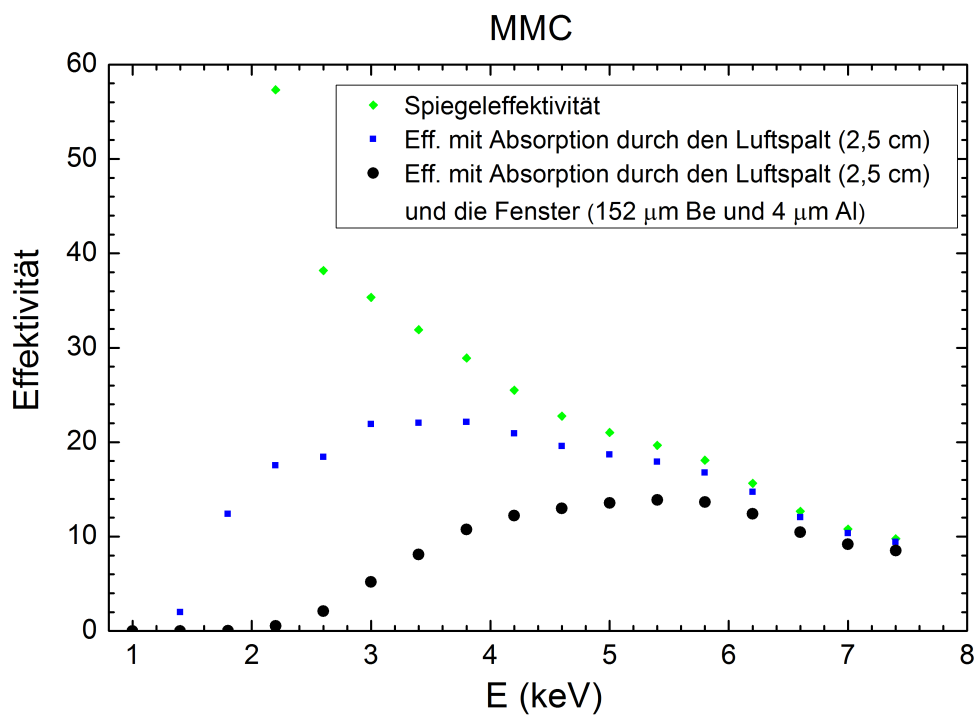
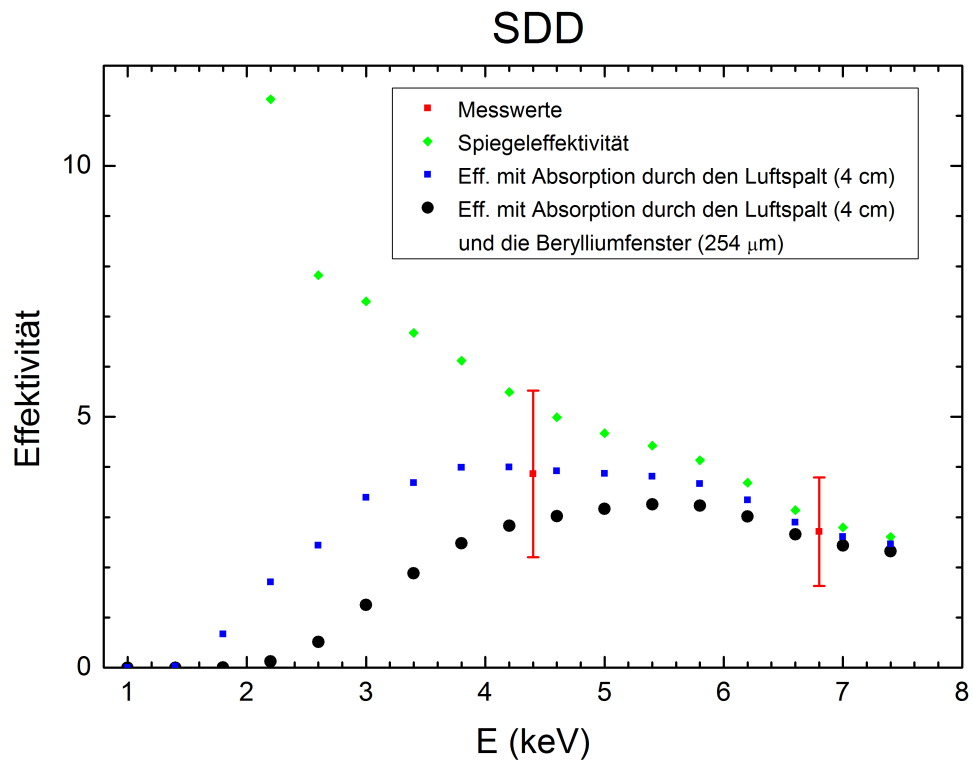


Abbildung 3.5: Energieabhängige Effektivität der Röntgenoptik für den SDD (oben) und das MMC (unten) gemessen (rot) und in der Theorie ohne (grün) und mit Berücksichtigung der Absorption durch die Luft (blau) und die Fenster (schwarz) im Weg der Photonen.

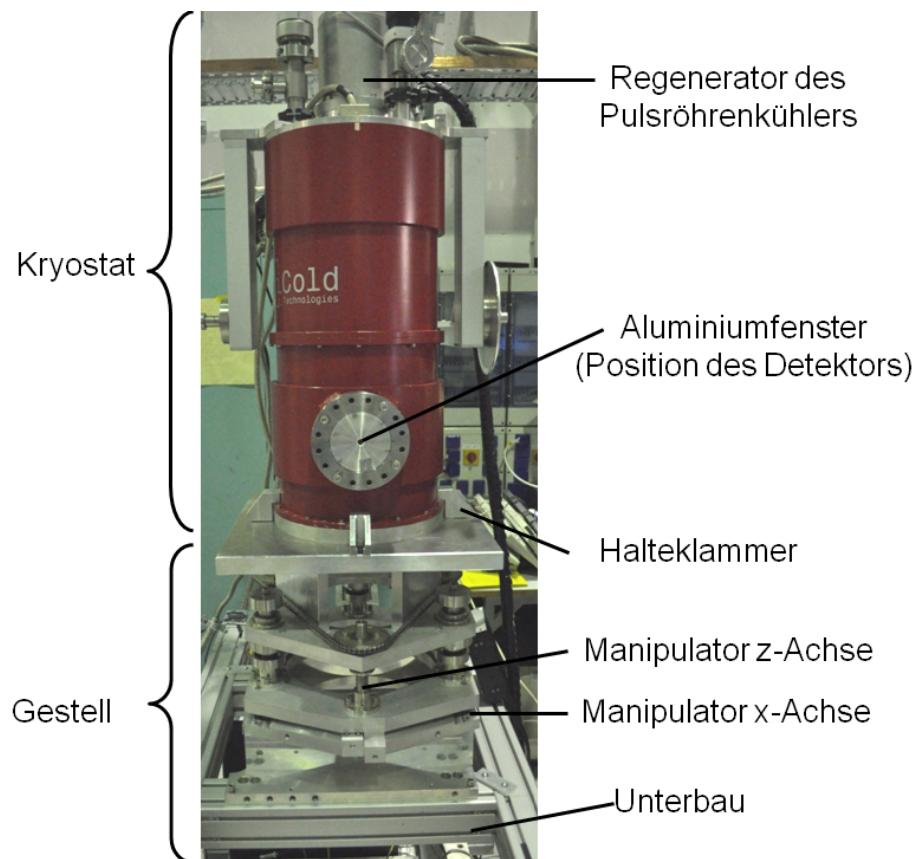


Abbildung 3.6: Foto des Kryostaten auf dem Gestell.

3.2 Der Mikrokalorimeter-Kryostat

Der MMC-Detektor ist in einen Kryostaten der Firma *VeriCold (Oxford)* eingebaut. Der Kryostat hat eine zylindrische Gestalt mit einem Außendurchmesser von 308 mm und einer Gesamthöhe von 790 mm. Zur Positionierung des Kryostaten im Brennpunkt der Röntgenoptik wurde ein Gestell gebaut, das eine Manipulation in x- und z-Richtung (Koordinatensystem s. Abb. 3.3) auf Zehntelmillimeter genau erlaubt. Der Kryostat ist mit Klammern auf der Deckplatte des Gestells befestigt, die eine Positionierung in y-Richtung erlauben. Diese Einstellung muss nicht mit derselben Genauigkeit wie die Positionierung in die anderen Richtungen erfolgen, da die Quelle und der Detektor beide linienförmig sind und in dieser Richtung die Strahlung nicht fokussiert wird. In Abbildung 3.6 ist ein Foto des Kryostaten zusammen mit dem Gestell zu sehen, in dem die beschriebenen Komponenten beschriftet sind.

Der Kryostat wurde zusammen mit dem Gestell und der für die Datenaufnahme benötigten Elektronik auf ein gemeinsames Potential geerdet. Die Erde der Versorgungsspannung für alle Geräte wurde durch einen Trenntransformator vom Nullpotential des Labors, insbesondere der EBIT, getrennt. Wo es erforderlich war, einen

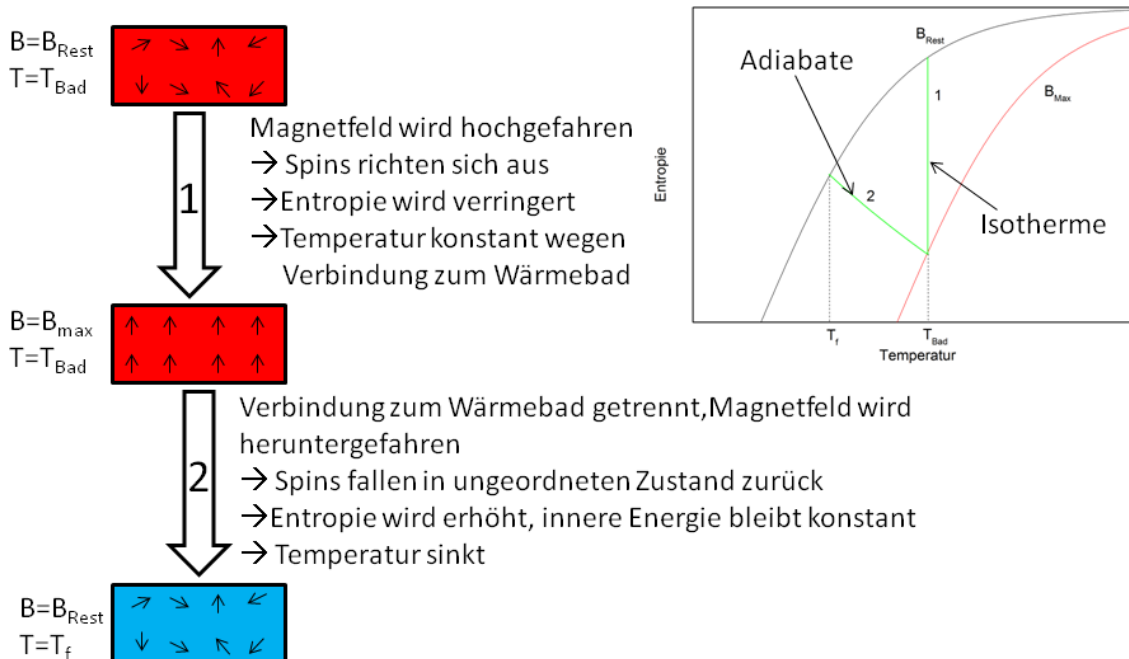


Abbildung 3.7: Schematischer Ablauf bei der adiabatischen Entmagnetisierung mit TS-Phasendiagramm.

EBIT-Parameter (in Form eines Spannungswertes) aufzunehmen, wurde dieser während der Übertragung umgewandelt in ein optisches Signal, um weiterhin die Potentialtrennung aufrecht zu erhalten.

Der Kryostat verfügt über einen Pulsröhrenkühler und paramagnetische Salzpillen, die für die adiabatische Entmagnetisierungskühlung (*engl.: Adiabatic Demagnetization Refrigerator, ADR*) zur Erzeugung der tiefen Temperaturen benötigt werden. Die zwei äußeren Stufen werden durch einen zweistufigen Pulsröhrenkühler auf 50 K und 3 K gekühlt. Sie werden in Anlehnung an ein Kühlsystem aus flüssigem Stickstoff / Helium im Folgenden 70K- bzw. 4K-Stufe genannt. Ein Pulsröhrenkühler arbeitet über die Kompression und Expansion von gasförmigen Helium in einem Stirlingschen Kreisprozess, wobei jedoch keine beweglichen Teile innerhalb des Kryostaten benötigt werden. Eine ausführliche Beschreibung der Funktionsweise eines Pulsröhrenkühlers findet sich in [Wae00].

Das Verfahren der adiabatischen Entmagnetisierung wurde unabhängig von Debye [Deb26] und Giauque [Gia27] entwickelt, aufbauend auf die Entdeckung des Magnetokalorischen Effekts durch Warburg [War81]. Dabei wird einem paramagnetischen Material (hier: Gadolinium-Gallium-Granat (GGG) und Eisen-Ammonium-Alaun (FAA)) mit anfangs ungeordneten Spins durch hochfahren eines Magnetfelds eine Ordnung aufgezwungen. Dadurch sinkt die Entropie des Systems und die Temperatur steigt. Führt man diese Wärme ab, was im Kryostaten über eine Verbindung zur 4K-Stufe über einen Wärmeschalter geschieht, kann man durch Umkehr des

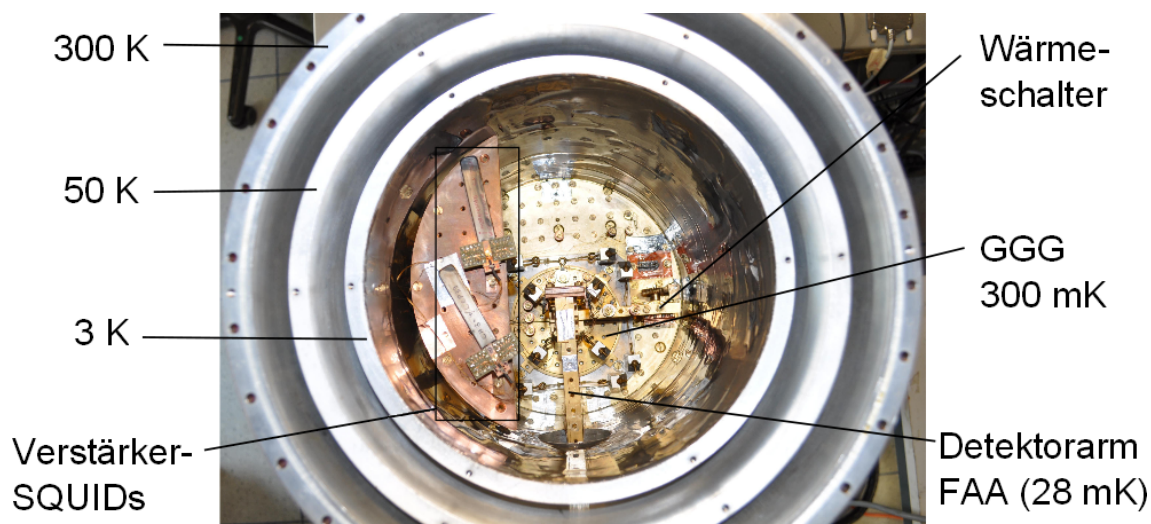


Abbildung 3.8: Blick in den Kryostaten mit typischen Temperaturen der einzelnen Stufen im Betrieb.

Prozesses bei geöffnetem Wärmeschalter tiefe Temperaturen erreichen. Entscheidende Faktoren für die Endtemperatur sind einerseits die Temperatur der 4K-Stufe und die Magnetfeldstärke (hier ca. 6 T), aber auch die adiabatische Durchführung des Prozesses durch langsames Herunterfahren des Magnetfeldes. Das Verfahren ist schematisch in Abbildung 3.7 zusammen mit einem Temperatur - Entropie Phasendiagramm dargestellt. Typische Temperaturen aller erwähnten Stufen während einer Messung sind in Abb. 3.8 zu sehen. Nach dem Erreichen der tiefen Temperaturen erfolgt keine weitere Kühlung der Pillen, wodurch diese sich langsam erwärmen. Um den Wärmeeintrag der Umgebung zu minimieren, sind die einzelnen Stufen daher nur durch Kevlarfäden und elektrische Leitungen des Detektors mit der Umgebung verbunden. Der Wärmeeintrag der Leitungen wird aufgefangen von der GGG-Pille, die eine höhere Wärmekapazität als die FAA-Pille besitzt. Trotzdem muss nach spätestens 30 bis 40 Stunden der Entmagnetisierungsprozess wiederholt werden, da in dieser Zeit die Temperatur der FAA-Pille so weit ansteigt, dass die Signalhöhe erheblich kleiner wird.

Die Temperaturen im Kryostaten werden überwacht durch Widerstandsthermometer. Eine ebenfalls von *VeriCold* entwickelte Software protokolliert die Temperaturen und die Ausgabe der Drucksonde und erlaubt außerdem Zugriff auf alle für den ADR-Prozess wichtigen Betriebsparameter. Dies umfasst die Steuerung des Motors für den Wärmeschalter und des Netzteils, welches den Strom im Magneten kontrolliert. Die typischen Betriebsparameter sind in Abbildung 3.9 zusammengefasst. Die Erwärmung der Pillen erfolgt bei einer Rate von 0,03 A/s für die Stromerhöhung schneller, als das Wärmebad die Temperatur angleichen kann. Das ist allerdings unkritisch, solange der Dauerstrom im Detektor erhalten bleibt. Dies ist hier gegeben, da die FAA-Pille bei dieser Rate mit korrekt geschlossenem Wärmeschalter nur

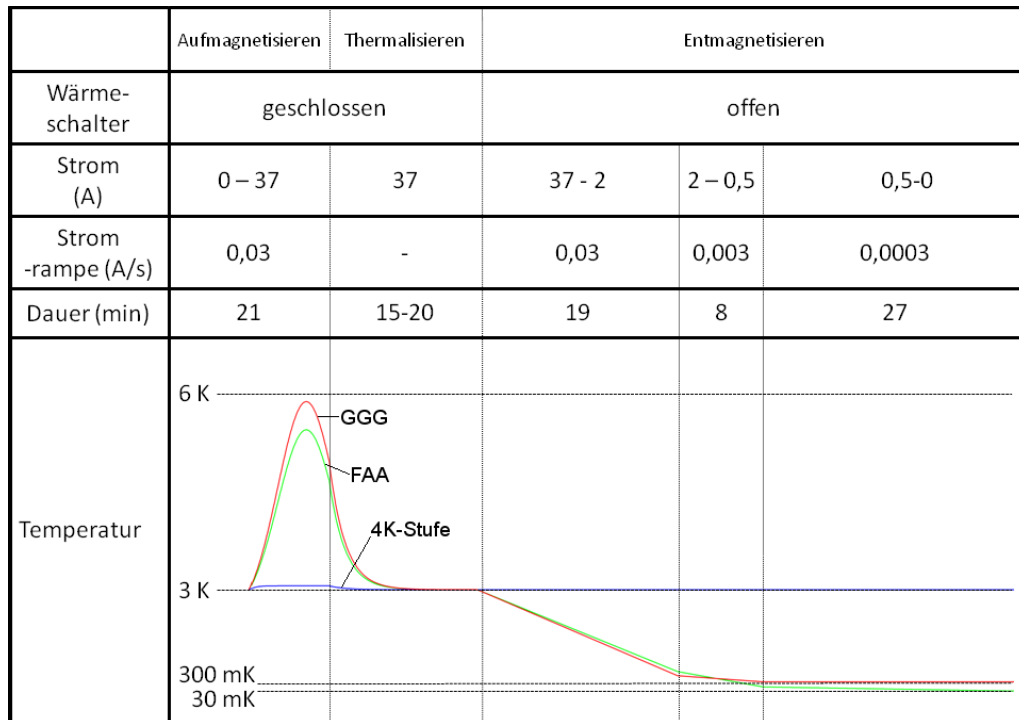


Abbildung 3.9: Parameter für die Steuerung des ADR-Prozesses mit typischem Temperaturverlauf. (nicht maßstäblich)

max. 6 K erreichen sollte, die Sprungtemperatur von Niob hingegen 9,25 K beträgt. Jedoch benötigt man daher eine Phase der Thermalisierung, in welcher der Strom konstant gehalten wird. Danach folgt die Entmagnetisierung, bei der bei kleinen Strömen die Rampenrate erniedrigt werden muss. Dies ist erforderlich für eine adiabatische Durchführung des Prozesses, da bei kleinen Magnetfeldern nur noch wenige Spins ausgerichtet sind und diese bei zu schnellem Senken des Magnetfelds nicht mit den Phononen im Salzkristall thermalisieren.

Auf der kältesten Stufe befindet sich ein Detektorhalter, wie er in Abb. 3.10 schematisch dargestellt ist. Dieser erlaubt es, den Detektor nahe an dem äußeren Fenster zu positionieren. Dieses besteht aus 3 μm dickem Aluminium. Weitere Fenster von Sub- μm Dicke befinden sich in den Strahlungsschilden (durchsichtig, nur Innere Stufe dargestellt) und den magnetischen Abschirmungen (grün, blau). Die beiden supraleitende Abschirmungen sollen ein Eindringen eines äußeren Magnetfeldes in den Bereich des Detektors verhindern. Sie bestehen aus einem vorne geschlossenen Zylinder, der den Detektor umschließt. Ein kleines Loch in der Vorderseite der Dose, das als Fenster für die Photonen dient, wird dabei mit einem Gitter aus supraleitenden Material verschlossen. Eine solche Dose erhält das Magnetfeld in ihrem Inneren zum Zeitpunkt des Übergangs in den supraleitenden Zustand, indem sie jede spätere Magnetfeldänderung durch einen Induktionsstrom kompensiert. Die äußere Abschirmung besteht dabei aus Niob, welches bereits supraleitend wird, wenn nur

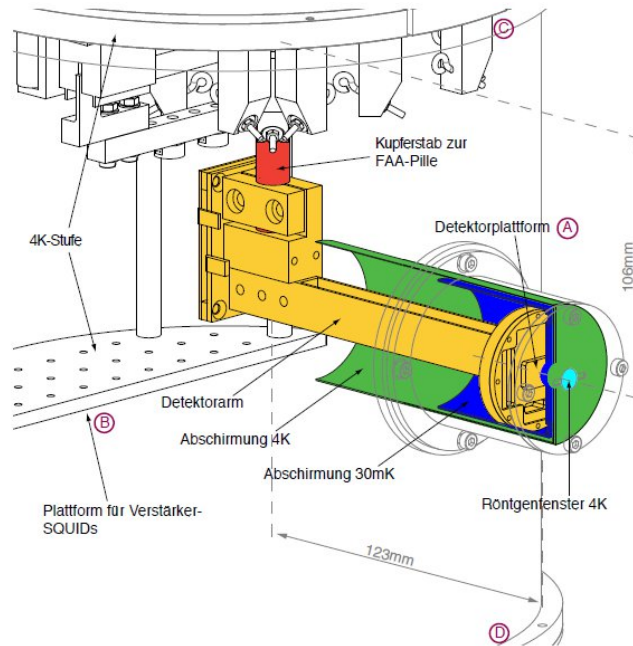


Abbildung 3.10: Schema der Detektorhalterung. [Sch12]

durch den Pulsröhrenkühler gekühlt wird. Die zweite Abschirmung besteht aus Aluminium, das erst bei 1,2K supraleitend wird, also erst während der Kühlung durch die adiabatische Entmagnetisierung.

3.3 Datenaufnahmesystem

In diesem Abschnitt wird der elektronische Aufbau innerhalb und außerhalb des Kryostaten sowie die Verarbeitung der Signale beschrieben. Eine Schaltskizze des hier verwendeten zweistufigen SQUID-Ausleseschemas ist in Abb. 3.11 zu sehen, der Signalweg ist dabei von links nach rechts.

Ein Photon, das im Absorber des Detektors absorbiert wird, führt zu einem schnellen Anstieg der Temperatur gefolgt von einer langsamen Abklingzeit durch die Thermalisierung des Detektors mit dem Wärmebad. Die Temperaturänderung führt nach Gleichung 2.10 zu einer Änderung in der Magnetisierung des Detektors. Diese bewirkt über die induktive Kopplung L_{i1} eine Flussänderung $\Delta\Phi_1$ im Detektor-SQUID der ersten Stufe auf 28 mK. Fließt ein Biasstrom I_B größer als der kritische Strom I_c durch das SQUID, bewirkt die Flussänderung eine Spannungsänderung über dem SQUID. Die Spannungsänderung wird über den Widerstand R_g in eine Stromänderung ΔI umgewandelt, die durch die induktiven Kopplung zur zweiten Stufe L_{i2} fließt. Diese wird wiederum als Flussänderung $\Delta\Phi_2$ im SQUID-Array der

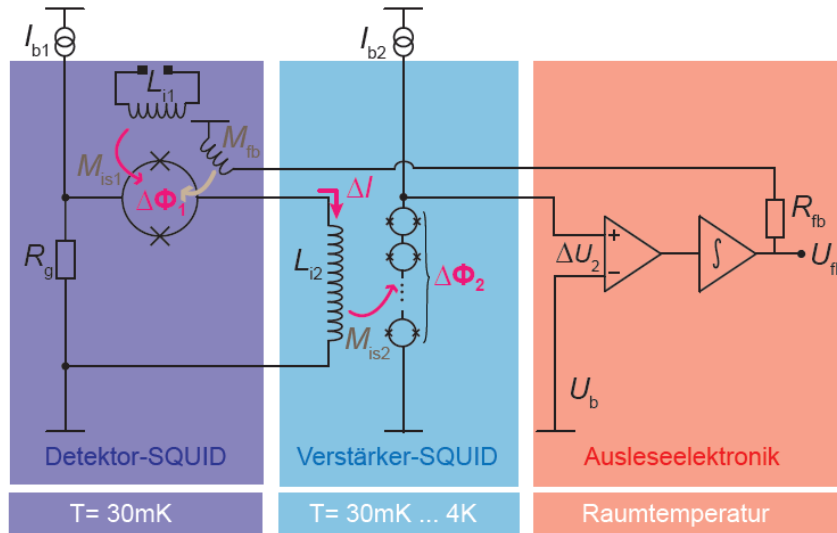


Abbildung 3.11: Schaltskizze der zweistufigen SQUID-Elektronik im Kryostaten (blau) und der äußeren Steuerelektronik (orange)(aus [Sch12]).

zweiten Stufe auf 3 K detektiert und dadurch verstärkt. Die erste Verstärkung erfolgt daher bei tiefen Temperaturen ohne zusätzliches thermisches Rauschen in das Signal einzubringen. Das Ausgangssignal der zweiten Stufe wird bei Raumtemperatur weiter verstärkt und anschließend als Spannung über den Feedback- Widerstand R_{fb} ausgegeben. Gleichzeitig ermöglicht die Rückkopplungs-Schaltung den Betrieb im Flux-Locked-Loop zur Stabilisierung des Arbeitspunktes, wie es in Kapitel 2.1 beschrieben wird. Diese wird für eine Linearisierung des Ausgangssignals des SQUIDS von der Flussänderung benötigt. Das Ausgangssignal ist ein Puls, dessen Verlauf die Temperaturänderung im Detektor-SQUID widerspiegelt und dessen Größe bestimmt wird über die Gegeninduktivität M_{fb} und den Rückkoppelwiderstand R_{fb}

$$U_{fb} = -\frac{R_{fb}}{M_{fb}} \Delta\Phi_1. \quad (3.2)$$

Der Signalweg außerhalb des Kryostaten ist im Flussdiagramm der Abb. 3.12 zu sehen. Die Ansteuerung der SQUIDS im Kryostaten erfolgt von außen durch eine kommerzielle Elektronik von *Magnicon*. Diese enthält zum einen die in Abb. 3.11 unter Raumtemperatur gezeigte Elektronik und ermöglicht weiterhin das Setzen der SQUID-Parameter I_{b1} , I_{b2} und U_B sowie des Auslesewiderstandes R_{fb} . Weiterhin überwacht sie im Messbetrieb die Funktion der Rückkopplung, indem sie den Arbeitspunkt neu bestimmt, wenn das Signal außerhalb des Arbeitsbereichs des Verstärkers liegt. Das Ausgangssignal der für die Messung bestimmten SQUIDS wird durch Verstärker der Firma *Stanford-Research* verstärkt und mit einem Band-Pass-Filter zweiter Ordnung gefiltert. Das Ausgangssignal des als internes Ther-

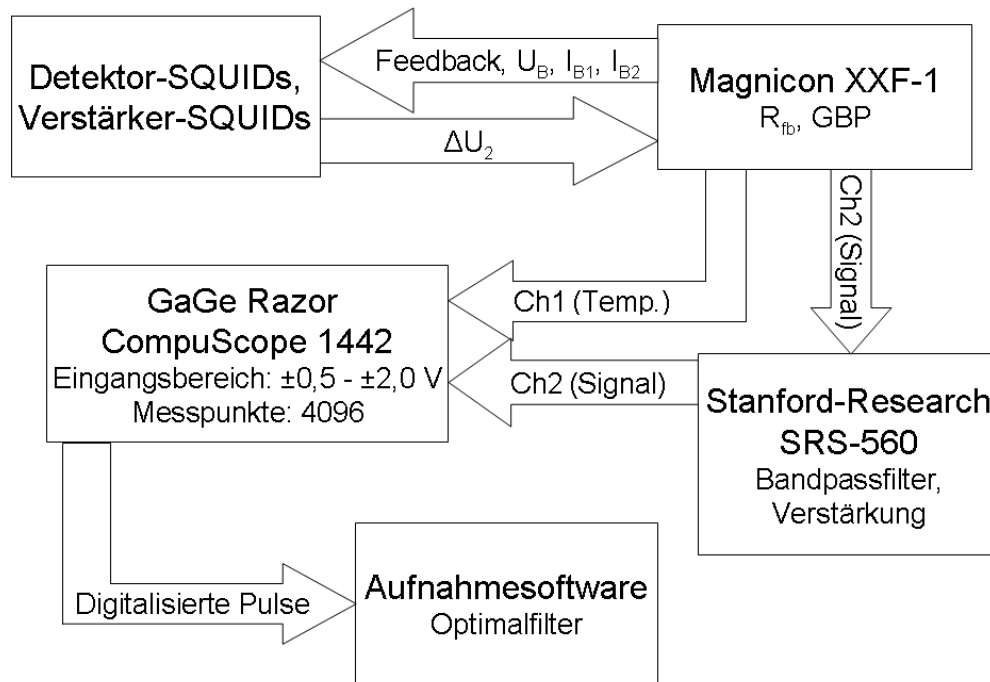


Abbildung 3.12: Flussdiagramm zum Signalweg außerhalb des Kryostaten.

meter betriebenen SQUIDs wird hingegen nicht gefiltert oder verstärkt. Beide Signale werden von einer Oszilloskopkarte der Firma *GaGe* digitalisiert. Die digitalisierten Pulse werden im Rechner durch eine in *LabView* geschriebene Software weiter verarbeitet. Dafür wird ein spezieller Fit-Algorithmus verwendet, der sogenannte *Optimale Filter* [Fle01, MMM84]. Dieser errechnet aus vor der eigentlichen Messung aufgenommenen Musterpuls und Rauschen eine Fitfunktion, die auf jeden gemessenen Puls angewendet wird. Dadurch wird die Signalamplitude relativ zum Musterpuls unter optimalem Signal-Rausch-Verhältnis bestimmt. Über die Kalibration der relativen Amplituden durch Linien mit bekannter Energie kann den ermittelten Amplituden und damit den gemessenen Pulsen eine Energie zugeordnet werden.

Allerdings erhöht sich die Temperatur des Wärmebads des Detektors während einer Messung durch parasitäre Wärmeeinträge, die insbesondere über die elektrischen Leitungen erfolgen. Dadurch nimmt die Pulshöhe von Photonen derselben Energie mit der Zeit ab. Dieser Effekt muss vor einem Binning der Daten zu einem Histogramm korrigiert werden. Dafür wird die Amplitude jedes Pulses des Signal-SQUIDS gegen die gemittelte Spannung vor dem eigentlichen Puls aus dem internen Temperatursensor (SQUID-Kanal am nicht gradiometrisch verschalteten Pixel) aufgetragen, die für jeden Puls mit aufgezeichnet wird. Ein solcher Graph ist in Abb. 3.13 zu sehen, wobei hier eine Testmessung mit einer ^{55}Fe -Quelle zu sehen ist. Man sieht die $K\alpha$ und $K\beta$ Linie von Mangan, das beim Zerfall des Eisenkerns im angeregten Zustand entsteht, sowie die sogenannten Ruhepulse, die aufgenommen werden, wenn

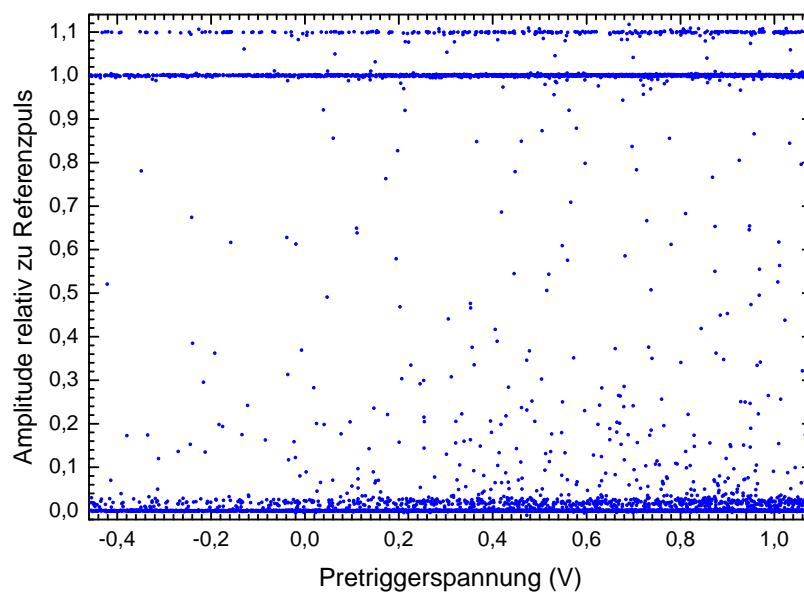
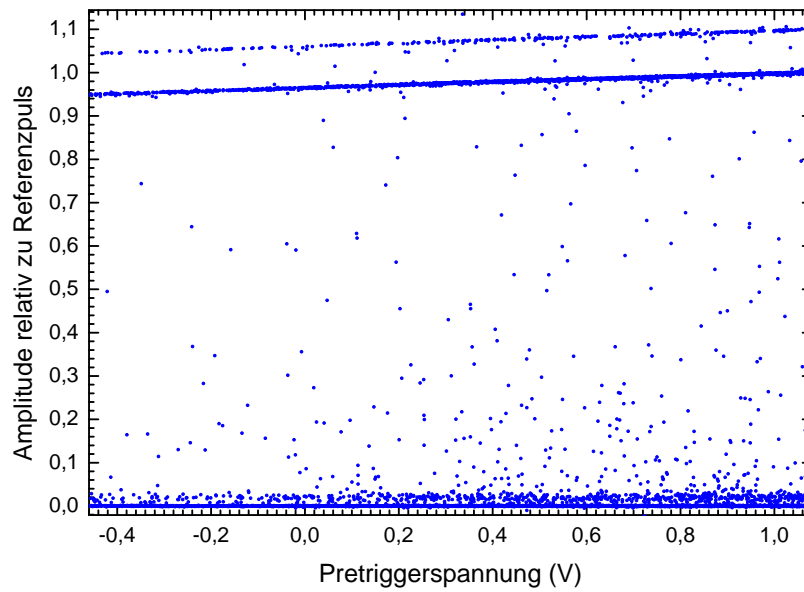


Abbildung 3.13: Amplitude einzelner Pulse aufgetragen gegen das Pretriggersignal des Temperaturkanals, das linear von der inversen Temperatur abhängt. Oben sind die Pulse vor der Korrektur, unten nach der Korrektur aufgetragen.

kein Puls registriert wurde und für den optimalen Filter benötigt werden. Das Pretrigger-Signal ist linear abhängig von der Magnetisierung des Sensors und damit von der inversen Temperatur, weshalb in diesem Bild die Temperatur nach links ansteigt. Die Amplitudenverkleinerung mit ansteigender Temperatur verkleinert alle Pulse um denselben Faktor. Daher erfolgt die Korrektur des Temperaturdrifts über einen polynomialen Fit der Amplitude einer starken Linie. Die Amplitude aller aufgenommenen Pulse wird dann durch den Wert der Fitfunktion am zugehörigen Pretrigger-Wert geteilt. So wird das Verhältnis der Amplituden für jeden Temperaturbereich erhalten, die Energieskala wird also nicht verzerrt. Die korrigierten Pulse werden dann noch einmal dargestellt (s. Abb. 3.13 rechts), so dass der Erfolg des Verfahrens bestätigt werden kann oder die Korrektur iterativ fortgesetzt wird. Ist keine Veränderung der Amplitude in Abhängigkeit der Temperatur mehr feststellbar, können die Amplituden der Pulse in einem Histogramm dargestellt werden und eine Kalibration des Spektrums mit Linien bekannter Energie erfolgen.

3.4 Charakterisierung des Detektors im EBIT-Labor

Der Detektor wurde bereits vor der Inbetriebnahme an der Hyper-EBIT ausführlich charakterisiert (s. [Sch12]), diese Messungen fanden jedoch in einer rauscharmen Umgebung (in einem Faradayraum) statt. Im Messbetrieb ist der Detektor jedoch unweigerlich den Störquellen des EBIT-Labors ausgesetzt sein. Die Primäre Störquelle ist dabei das EBIT-Magnetfeld, weitere potentielle Störquellen sind die Hochspannungsnetzteile und Turbomolekularpumpen der EBIT. Im Vorfeld der spektroskopischen Messungen an der EBIT wurden daher das magnetische Flussrauschen des Detektors in den SQUIDS untersucht, das im folgenden Abschnitt diskutiert werden soll.

In Abb. 3.14 sind die Rauschspektren für einen Signalkanal unter verschiedenen Bedingungen zu sehen, die für die Charakterisierung des Detektors untersucht wurden. Für die Erstellung des Spektrums wurde die zeitliche Fluktuation des Detektorsignals bei Betrieb ohne Quelle aufgenommen und durch Fourier-Transformation in ein Rauschsignal abhängig von der Frequenz umgewandelt. Die erste Messung (Abb. 3.14 (a)) zeigt das Rauschen bei Betrieb des MMC direkt vor der EBIT ohne weitere Maßnahmen zur Verringerungen von Störungen. Dieses soll im Folgenden als erstes untersucht werden.

Das Rauschen eines ungestörten Detektors in einem solchen Spektrum besteht ähnlich wie die Spektren in Abb. 3.14 aus einem Plateau bei hohen Frequenzen, das dem Rauschen der SQUIDS entspricht und einige $10^{-1} \mu\phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ betragen sollte. Zu noch höheren Frequenzen wird das Rauschen durch die SQUID-Elektronik abgeschnitten, zu mittleren Frequenzen steigt es mit $1/f$ an, bevor es bei tiefen Frequenzen wieder

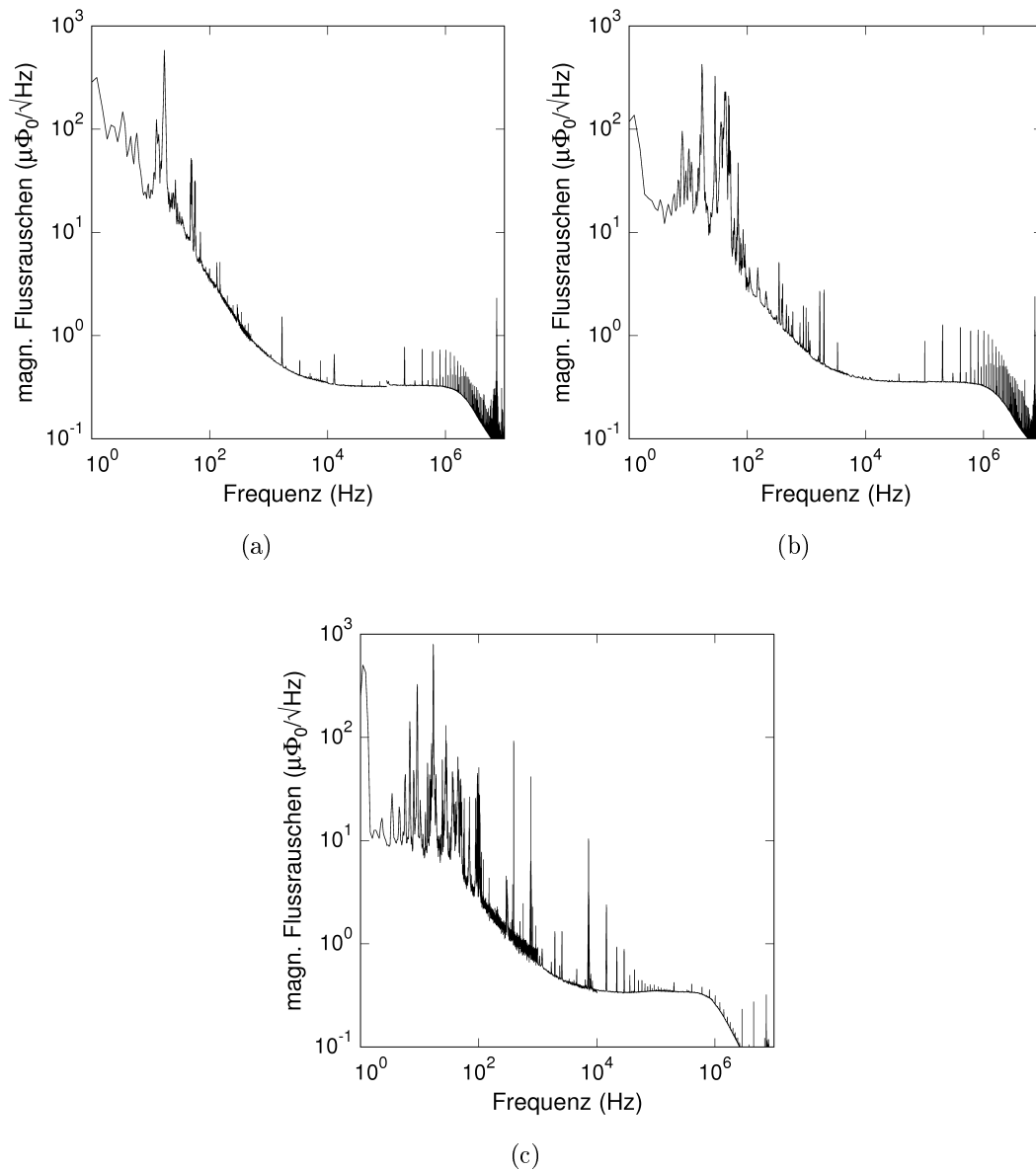


Abbildung 3.14: Magnetisches Flussrauschen im SQUID des Signalkanals in Messposition vor der EBIT nach Durchführung des (a) ADR-Zyklus im EBIT-Magnetfeld, (b) ADR-Zyklus außerhalb des EBIT-Magnetfelds, (c) ADR-Zyklus im EBIT-Magnetfeld mit magnetischer Abschirmung.

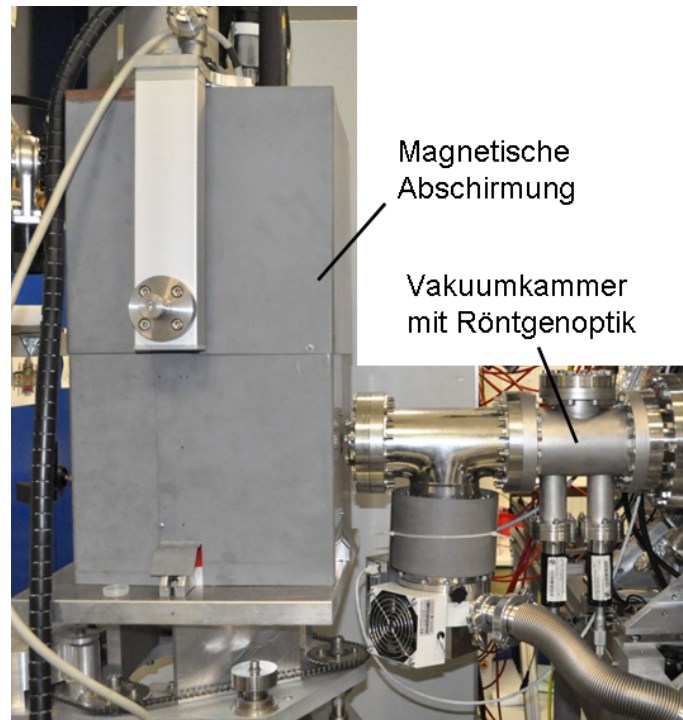


Abbildung 3.15: Foto des Kryostaten eingehüllt in die weichmagnetische Abschirmung.

flach verläuft. Das Rauschen bei knapp über 1 Hz sollte dann ca. $10 \mu\phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ betragen. Direkt bei 1 Hz erhält man ein höheres Rauschen, hervorgerufen durch den Pulsröhrenkühler.

Das tatsächlich gemessene Rauschspektrum zeigt jedoch zusätzlich sehr viele diskrete Beiträge, die als Frequenzspitzen gut erkennbar sind und als Störung in das Signal eingehen. Das niederfrequente Rauschen ist breitbandig stark erhöht, so dass diese Störung des Signals bei Ausgabe auf ein Oszilloskop sogar für das bloße Auge sichtbar war. Das hochfrequente Plateau hat einen üblichen Wert von ca. $3 \cdot 10^{-1} \mu\phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$, allerdings treten ab Frequenzen größer als 0,1 MHz wieder viele diskrete Beiträge auf. Die Ursache für diese hochfrequenten Störungen konnten vor Aufnahme des dritten Rauschspektrums durch die bereits beschriebene Erdung des Kryostaten behoben werden.

Da die niederfrequenten Beiträge zum Rauschen auch bei Frequenzen kleiner als 50 Hz auftreten, kann keine elektrische Störquelle die Ursache für diese sein. Stattdessen werden sie hervorgerufen durch Vibrationen des Detektors in einem Hintergrundmagnetfeld. Dies konnte qualitativ bestätigt werden, indem die Vibrationen durch regelmäßiges Klopfen an den Kryostaten weiter angeregt wurden, was zu einer Vergrößerung des Rauschens führte.

Das Hintergrundfeld sollte aber wegen den in Abschnitt 3.2 beschriebenen supralei-

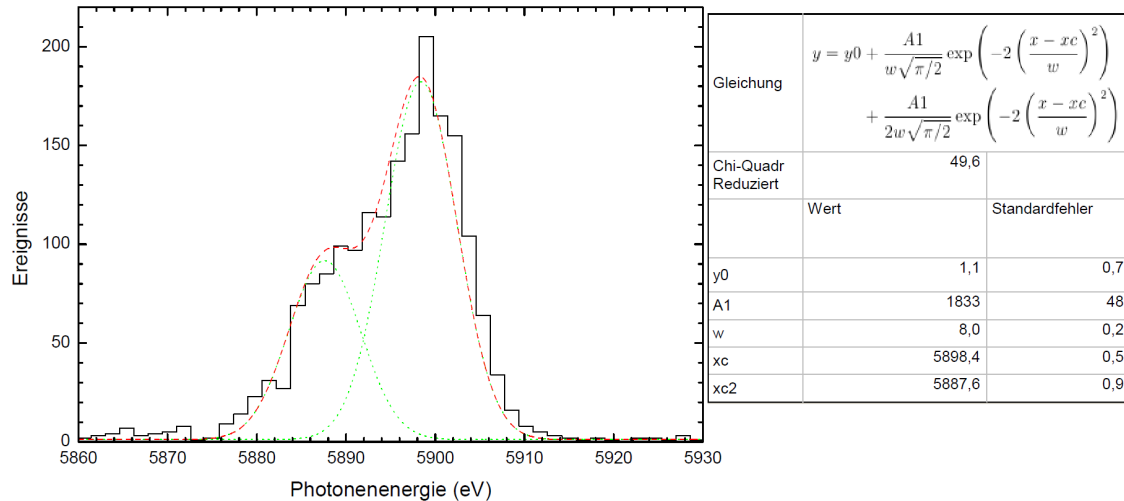


Abbildung 3.16: Messung der Mangan $K\alpha$ -Linie und Anpassung mit zwei Gaußfunktionen zur Bestimmung der Auflösung.

tenden magnetischen Abschirmungen den Detektor nicht beeinflussen können. Die äußere Abschirmung aus Niob sollte das Hintergrundfeld abschirmen, da der Kryostat außerhalb des EBIT-Magnetfeldes auf 3 K gekühlt wurde. Anscheinend ist diese Abschirmung alleine aber nicht ausreichend. Dringt ein Restfeld durch diese Dose, kann es bei der ersten Messung auch nicht von der zweiten Abschirmung aus Aluminium abgefangen werden, da diese hier erst innerhalb des Magnetfelds in den supraleitenden Zustand übergeht.

Daher wurde für die nächste Messung (Abb. 3.14(b)) das Mikrokalorimeter ein Stück entfernt von der EBIT auf 30 mK abgekühlt und danach erst an die Messposition vor der EBIT gebracht. Die niederfrequenten Rauschbeiträge sind dadurch kleiner geworden, jedoch nicht verschwunden, d.h. der Detektor bewegt sich noch immer in einem Restfeld.

Weiterhin erfordert diese Methode ein ständiges bewegen des Kryostaten, da die adiabatische Entmagnetisierung regelmäßig wiederholt werden muss. Dies erschwert nicht nur die Vorbereitung der Messungen, beim Absetzen des Gestells mit dem Kryostaten könnten leicht die Kevlarfäden reißen, die im kalten Zustand als einziges die magnetischen Pillen mitsamt Detektorarm halten. Weiterhin führte das Absetzen des Kryostaten zu einer Erwärmung der Pillen, was die effektive Messzeit verkürzt.

Daher wurde um den Detektor eine Abschirmung aus weichmagnetischem Material (Transformatorblech) gebaut, die das in den Kryostaten eindringende EBIT-Magnetfeld schwächen soll (s. Abb. 3.15). Mit Hilfe einer Hall-Sonde wurde ermittelt, dass die Abschirmung das Magnetfeld am Ort des Detektors von ca. 6 mT auf 1mT senkt. Abbildung 3.14 (c) zeigt das Rauschspektrum, das aufgenommen

wurde, nachdem die adiabatische Entmagnetisierung mit der Abschirmung vor der EBIT durchgeführt wurde. Die Abschirmung hat die Störungen des Flussrauschens im niederfrequenten Bereich auf ein ähnliches Level gesenkt, wie es auch bei der Entmagnetisierung außerhalb des Magnetfelds gemessen wurde.

Um auch diese Störung endgültig zu beheben wird derzeit eine Niob-Dose anstatt der Aluminium-Dose in den Kryostaten eingebaut. Dies konnte allerdings nicht mehr im Zeitrahmen dieser Arbeit durchgeführt werden.

Eine vor der eigentlichen spektroskopischen Untersuchung durchgeführte Messung mit einer ^{55}Fe Testquelle (die auch in Abb. 3.13 verwendet wurde) ergab eine Auflösung der Mangan $K\alpha$ -Linie mit diesem Rauschen von $\Delta E_{FWHM} \approx 1,2 * w = 9,4 \text{ eV}$ (s. Abb. 3.16). Für die in den nächsten beiden Abschnitten beschriebenen Untersuchungen wurde daher mit dieser Auflösung des Detektors gemessen, wobei der ADR-Zyklus entweder außerhalb des Magnetfeldes oder mit der magnetischen Abschirmung durchgeführt wurde.

4 Resonante Rekombination in Li-artigen Eisenionen

Dieses Kapitel befasst sich mit der Messung der dielektronischen KLL-Resonanz in Li-artigen Eisen (Fe^{23+}). Dies ist die erste mit dem Magnetischen Mikrokalorimeter durchgeführte Messung, bei der in der Hyper-EBIT gefangene hochgeladene Ionen als Quelle der Röntgenphotonen dienen. Daher wurde diese Messung genutzt, um die grundsätzlichen Möglichkeiten und Beschränkungen beim Betrieb des MMC-Detektors im Zusammenhang mit der EBIT zu untersuchen. Weiterhin kann mit dieser Messung die angewendeten Methoden bei der Datenverarbeitung und der Kalibration überprüft werden. Dafür wird das gemessene Spektrum der Resonanz verglichen mit früheren experimentellen Ergebnissen und theoretischen Berechnungen. Im ersten Abschnitt dieses Kapitels soll eine Motivation gegeben werden, warum die dielektronische Rekombination in Eisen für diese Messung gewählt wurde. Es folgt eine Übersicht über die Durchführung der Messung und die Kalibrationsmethode. Abschließend werden die Ergebnisse präsentiert und mit den Referenzen verglichen.

4.1 Motivation

Die KLL DR Resonanz in Li-artigen Eisenionen wurde für diese erste Messung ausgewählt, da sie zuvor bereits mehrfach experimentell untersucht wurde und daher verlässliche Referenzen für den Vergleich mit den Ergebnissen dieser Messung existieren. Der Grund für das Interesse dieser Untersuchungen an den resonanten Rekombinationsprozesse in Eisen wird im Folgendem dargestellt.

Wie bereits in der Einleitung erwähnt sind die Abstrahlcharakteristika von Eisenionen wichtig für viele Untersuchungen in der Astrophysik. Auf Grund der großen relativen Häufigkeit und der hohen Kernladungszahl sind Eisenlinien prominent in den Spektren vieler astronomischer Objekte. Weiterhin hat aber auch der dielektronische Rekombination-Prozess einen großen Einfluss auf die heißen, optisch dünnen Plasmen, die in der Astrophysik untersucht werden. Dies wurde erstmals deutlich, als 1964 Burgess [Bur64] zeigen konnte, dass das Ladungsgleichgewicht in der Sonnenkorona stark durch diesen Einfangprozess beeinflusst wird. Einige Zeit später konnte weiterhin die DR als ein wichtiger Prozess bei der Entstehung von Satelliten-Linien identifiziert werden [GP72].

Bei der Auswertung von astrophysikalischen Spektren wird sich zurzeit aber wegen der großen benötigten Datenmenge hauptsächlich auf die Ergebnisse theoretischer Rechnungen verlassen, um Plasmen zu modellieren. Experimente zur dielektronischen Rekombination werden daher benötigt, um die Theorien zumindest an einigen Beispielen zu validieren. Bei der experimentellen Untersuchung von DR-Prozessen sind jedoch nicht nur die Energien der emittierten Photonen von Interesse. Da die Energie des kombinierenden Elektrons die Resonanzbedingung erfüllen muss, ist diese Elektronenenergie eine wichtige Messgröße zur Charakterisierung des Prozesses. Untersuchungen der Raten und Wechselwirkungsquerschnitte von Rekombinationsprozessen bei niedrigen Energien erfolgen üblicherweise in Teilchenbeschleunigern, da die Überlagerung von Ionen- und Elektronenstrahlen bei relativistischen Energien eine präzise Einstellung der Schwerpunktsenergie der Kollision ermöglicht. Eine Übersicht der zu diesem Thema am *Test Storage Ring* (TSR) in Heidelberg durchgeführten Experimente findet sich in [Sch11]. Für Messungen bei hohen Kollisionsenergien (ab ca. 1 keV) bieten sich hingegen Messungen an einer EBIT an. Durch die Anwendung von evaporativer Kühlung ist es dabei gelungen, DR-Spektren mit einer Auflösung von $R=15$ eV bei einer Elektronenstrahlenergie von $E_e \approx 9,45$ keV zu vermessen [BCMU10].

In dieser Messung wird jedoch nicht in der Photonenenergie aufgelöst. Dies ist meist nicht Ziel von DR-Messungen, da die Energie der Spektrallinien nur von der Niveaustuktur des Ions abhängt, die auch durch direkte Anregung der Übergänge untersucht werden kann. Weiterhin ist die Niveaustuktur in der Theorie bereits besser verstanden als die Elektron - Elektron Wechselwirkung bei den resonanten Prozessen. Der Vorteil des MMC-Detektors gegenüber Halbleiterdetektoren ist jedoch die höhere Auflösung, die eine Größe ähnlich der Feinstrukturaufspaltung in den untersuchten Eisenionen hat. In der vorliegenden Messung wurde daher die Elektronenstrahlenergie nicht variiert, um die mit einem Kristallspektrometer an Li-artigen Eisenionen durchgeführten Messungen als Referenz verwenden zu können. Für die Überprüfung der theoretischen Berechnungen sind jedoch auch die Raten in den einzelnen Feinstrukturlinien interessant, da diese auch durch den Einfangprozess beeinflusst werden. Durch die hohe Auflösung des Mikrokalorimeters können zumindest die relativen Raten der Linien im Photonenspektrum mit den Ergebnissen der Theorie verglichen werden. Referenz hierfür ist eine *Multiconfiguration Dirac-Fock* (MCDF) Rechnung durchgeführt von Zoltan Harman für die Dissertation von Christian Beilmann (s. dort: [Bei12]), welche an den Autor dieser Arbeit weitergegeben wurde.

4.2 Durchführung der Messung

Für die Durchführung der Messung wurden Eisenpentacarbonyl und Argon in die EBIT injiziert. Das Eisenpentacarbonyl wird in der Falle vom Elektronenstrahl dis-

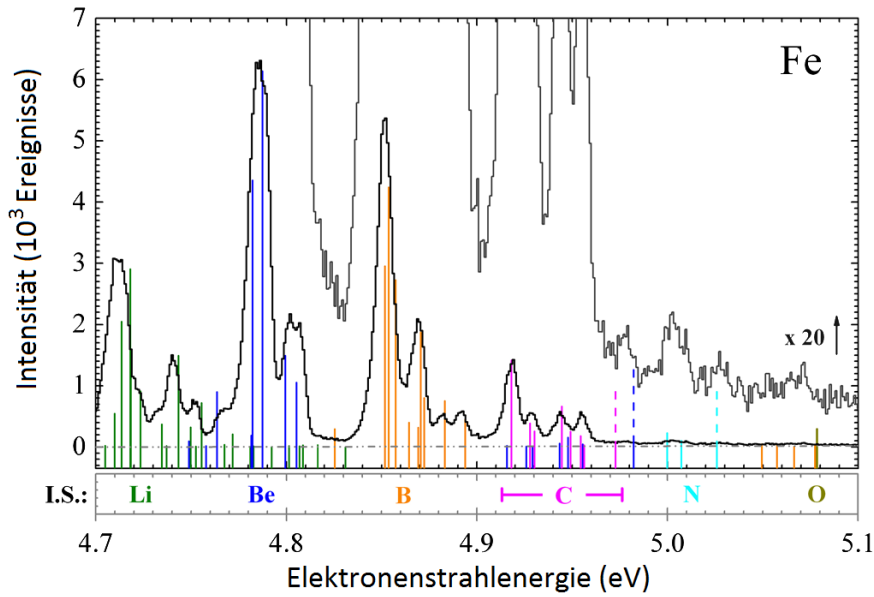


Abbildung 4.1: Experimentelles Photorekombinationsspektrum von Eisenionen und Ergebnisse einer MCDF-Rechnung dargestellt durch diskrete Linien. Die Kurve stellt die durch resonante Photorekombination angeregte Photonenemission bei etwa 6,6 keV dar. Der Bereich unter dem Spektrum gibt die Farbkodierung für die Kennzeichnung des Ladungszustands an. Aus [BMB⁺11] (Achsenbeschriftung übersetzt)

soziiert und die verbleibenden Eisen-, Kohlenstoff- und Sauerstoffatome ionisiert. Die C- und O-Ionen sind für die weitere Betrachtung nicht relevant, da sie außer durch radiative Rekombination keine Strahlung mit Energien im keV-Bereich emittieren können. Für die Messung von Interesse sind daher nur die Eisenionen, deren DR-Resonanzlinien untersucht werden sollen und die Argonionen, die zur Kalibration benutzt werden.

Wichtigster Parameter bei der Untersuchung der dielektronischen Rekombination ist die Elektronenstrahlenergie der EBIT. Sie wird einerseits bestimmt durch die Potentialdifferenz zwischen Kathode und Driftröhren, die in dieser Messung $U_{\Delta} = 4940$ V betrug. Weiterhin wurde das Potential der mittleren Fallenelektrode um zusätzliche $U_{Trap} = 260$ V erhöht, so dass die gesamte Beschleunigungsspannung $U_B = 5200$ V betrug. U_{Trap} bestimmt die Fallentiefe und wurde durch Optimierung der Zählrate von Photonen aus dem DR-Prozess im Siliziumdrift-detektor der EBIT ermittelt. Wie bereits in den Grundlagen zur EBIT (Kapitel 2.2) erklärt, ist die Energie des Elektronenstrahls aber nicht nur von der Beschleunigungsspannung abhängig, sondern auch von den Beiträgen der Raumladung von Elektronen und Ionen. Der Elektronenstrom wurde auf $I_e = 282$ mA stabilisiert. Mit diesem Wert und der Größe des EBIT-Magnetfelds kann die Raumladung des Elektronenstrahls berechnet werden. Die Raumladung der Ionen in der Falle wird hier abgeschätzt durch einen Kompensationsfaktor von 0,7 mal der Raumladung der Elektronen. Mit

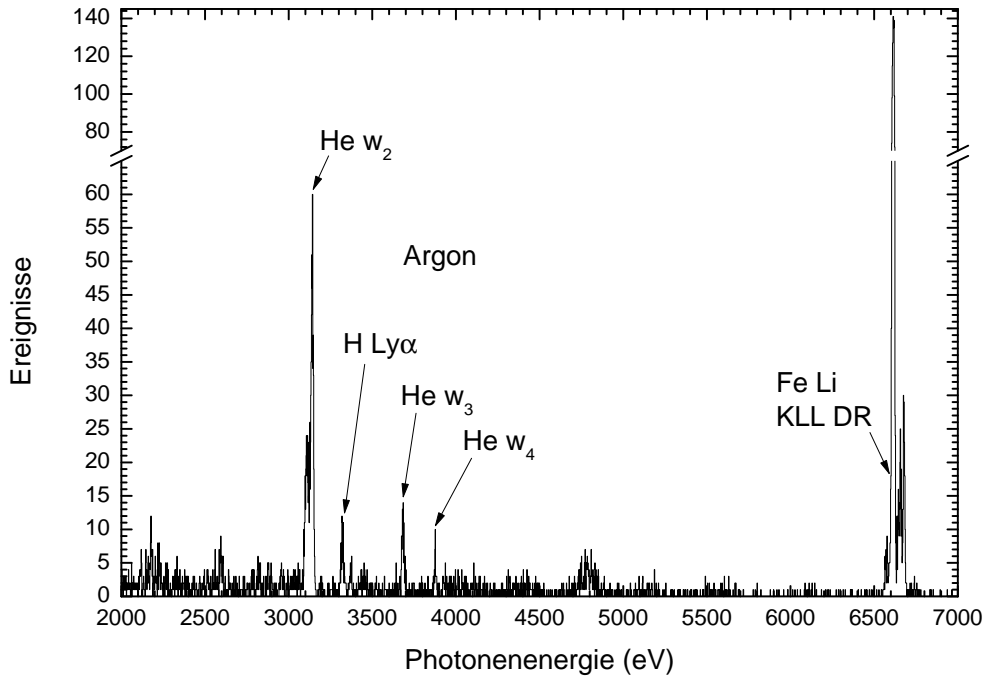


Abbildung 4.2: Übersichtsspektrum der Messung, aufgenommen bei $E_e = 4730$ eV und $I_e = 282$ mA. Beschriftet sind die für die Kalibration verwendeten Argonlinien und die Resonanzlinien von Eisen.

allen Korrekturen ergibt sich eine Elektronenstrahlenergie von $E_e = 4730$ eV. Damit ist man wie gewünscht im Anregungsbereich der dielektronischen KLL-Resonanz in Li-artigen Eisen (vgl. Abb. 4.1).

Eine Abweichung der tatsächlichen Ionen-Kompensation um 5 % vom hier angenommenen Wert würde zu einem Fehler in der Elektronenstrahlenergie von ungefähr 30 eV führen. Weiterhin ist die Energie der Elektronen nicht scharf definiert, die Breite der Energieverteilung des Elektronenstrahls wird bei dem hier verwendeten Elektronenstrahlstrom zu ca. 50 eV abgeschätzt.

In einer EBIT ist die Falltiefe abhängig vom Ladungszustand der Ionen, der für leichte Ionen bei derselben Energie meist geringer ist. Daher "spüren" diese eine flachere Falle, so dass die heißesten der leichten Ionen die Falle verlassen können. Die verbleibenden leichten Ionen thermalisieren mit den schweren Ionen, wodurch weitere leichte Ionen der Falle entkommen. Diesen Vorgang nennt man Verdampfungskühlung (*engl.: evaporative cooling*), er wurde erstmals beschrieben in [LMH⁺]. Daher muss für die Messung von leichten Ionen die Falle periodisch geleert werden, so dass sich das Gleichgewicht zwischen leichten und schweren Elementen in der Falle neu aufbaut. Für das Ausleeren der Falle wird die Spannung der mittleren Driftröhre kurze Zeit (hier typischerweise 0,5 s) stark angehoben, so dass sich statt eines Potentialtopfs ein Potentialberg im Fallenzentrum bildet. Dieser Vorgang

wird üblicherweise als Dump bezeichnet. In dieser Messung wurde die Falle alle 10 s ausgeleert, um eine Verdrängung der Eisen- und Argonionen durch Barium- und Wolframionen aus der Kathode zu verhindern.

Ein Übersichtspektrum der Messung ist in Abb. 4.2 zu sehen. Dies zeigt die für die Kalibration verwendeten Argonlinien sowie die zu untersuchenden Resonanzlinien von Eisen.

4.3 Kalibration des Spektrums

Die Kalibration des gemessenen Spektrums erfolgt über eine Energiezuordnung der in Abb. 4.2 beschrifteten direkt angeregten Übergänge von H-artigem und He-artigem Argon. In der Tabelle 4.1 ist für jede Kalibrationslinie der Übergang, die experimentell ermittelte Energie der Linie relativ zum Musterpuls, die Referenzenergie, ein Gesamtfehler, eine qualitative Angabe der erwarteten Intensität der Linie und die Quelle für die Referenzenergie angegeben. Die Energien der Linien im Experiment mit Fehler wurden durch anpassen einer Gaußfunktion an die gemessenen Linien bestimmt. Eine Gaußfunktion beschreibt nach dem zentralen Grenzwertsatz das Profil von statistisch gestreuten Messwerten. Diese Verteilung dominiert hier die Linienform auf Grund ihrer größeren Breite gegenüber der natürlichen Linienform (Lorentzprofil) und der Dopplerverbreiterung. Der Gesamtfehler wurde durch Zusammenfassen der Fehler der Referenzlinie mit dem statistischen Fehler aus der Messung ermittelt. Für die Umrechnung des statistischen Fehlers in eV wurde eine rudimentäre Kalibration verwendet, die durch einen Fit ohne Fehlergewichtung erstellt wurde. Für die Auswahl von Referenzen für die Linienenergien wurde die *Atomic Spectra Database* des *National Institute of Standards and Technology (NIST)* [Cur12] und ein Referenzartikel von Saloman [Sal10] genutzt.

Die Feinstrukturaufspaltung der H Lyman α Linie wurde in der Messung nicht aufgelöst. Daher wurde für die Energie der Kalibrationslinie der Mittelwert aus den beiden angegebenen Referenzenergien ermittelt, gewichtet mit dem Intensitätsverhältnis der Linien von 2:1. Dies ergab einen Mittelwert $E_{Ly\alpha} = 3321,410(23)$ eV.

Als Anpassungsfunktion wurde ein quadratisches Polynom der Form

$$E_{\gamma}(E_{rel}) = A * E_{rel} + B * E_{rel}^2 \quad (4.1)$$

genutzt, um der gemessenen Energie relativ zum Referenzpuls E_{rel} eine Energie zuzuweisen. Diese Auswahl stützt sich auf vorangegangene Untersuchungen aus der Gruppe von C. Enss [Lin07]. Diese haben gezeigt, dass ein quadratischer Term ausreichend ist für eine Beschreibung der Nichtlinearität des Detektors. Weiterhin gibt es keinen konstanten Term in der Kalibration, da die Messung der Energie über die Messung von Spannungsdifferenzen erfolgt, so dass sich konstante Terme aufheben. In der Abbildung 4.3 sind die Kalibrationspunkte und die angepasste quadratische

Linie	E_{exp}	E_{Theo} (eV)	ΔE_{Ges} (eV)	rel. Int.	Referenz
Ar (He-artig) $1s^2^1S_0 - 1s2p^1P_1$	0,47743(6)	3139,583(6)	0,8	100	[BBK+07]
Ar (H-artig) $1s^2^2S_{1/2} - 2p^2^2P_{1/2}$	0,50487(12)	3318,198(17)	1,5	7	[BDFL85]
$1s^2^2S_{1/2} - 2p^2^2P_{3/2}$		3323,016(17)		13	[BDFL85]
Ar (He-artig) $1s^2^1S_0 - 1s3p^1P_1$	0,55947(8)	3683,96(13)	1,1	19	[BBGH89]
Ar (He-artig) $1s^2^1S_0 - 1s4p^1P_1$	0,58869(10)	3874,878(25)	1,3	13	[VS85]

Tabelle 4.1: Daten für den Kalibrationsfit. Die Spalten geben in dieser Reihenfolge den Übergang, die gemessene Energie relativ zum Referenzpuls, die Energie des Übergangs laut Referenz, den Gesamtfehler, die relative Intensität (Theorie, aus [Cur12]) und die Referenzquelle für die Linie an.

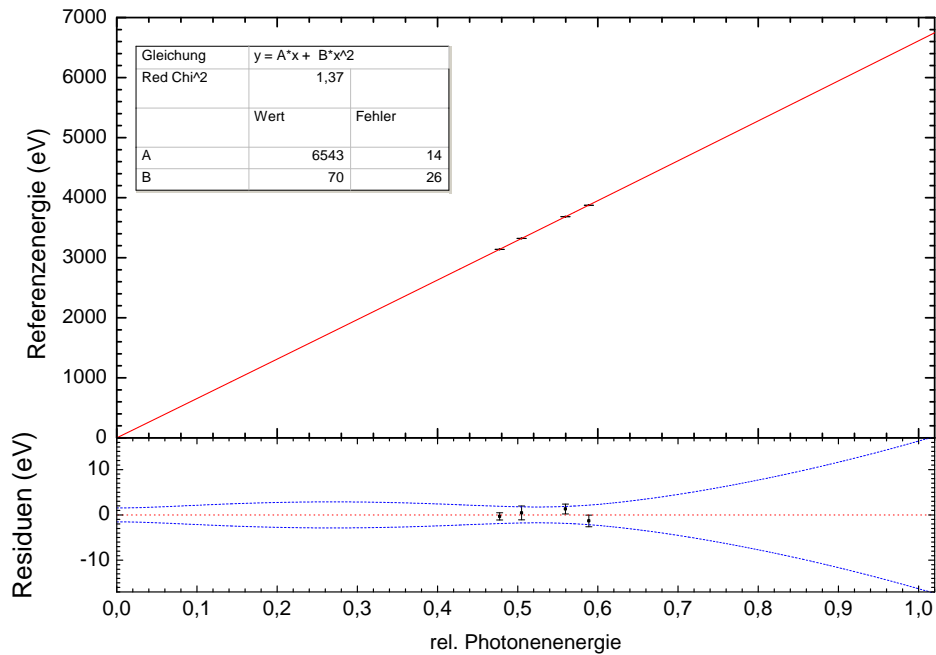


Abbildung 4.3: Quadratische Anpassung (rot) für die Kalibration der Messung mit Residuen und Toleranzintervall (blau). Die Tabelle im Graphen enthält die Ergebnisse des Fits.

Funktion abgebildet, weiterhin die Residuen der Kalibration mit dem Toleranzintervall.

Das 1σ - Toleranzintervall der Kalibration ergibt einen Fehler der Kalibration für die Energie der dielektronischen Resonanzlinie ($E_\gamma = 6620\text{ eV}$) von $\pm 16\text{ eV}$. Dieser Fehler ist ca. eine Größenordnung größer als der statistische Fehler in der Messung (vgl. dazu mit dem statistisch dominierten Gesamtfehler in Tab. 5.1). Er wird verursacht durch die Extrapolation der Kalibration von den Argonlinien im Spektralbereich zwischen 2 keV und 3 keV auf die $6,6\text{ keV}$ der Resonanzlinien. Die tatsächliche Abweichung der Kalibration in dieser Messung wird in den folgenden Analysen überprüft, die für den kleinen Spektralbereich der Resonanzlinien einer konstanten Verschiebung der Spektrallinien entspricht. In der folgenden Messung (Kapitel 5) wurde daher eine Kalibration verwendet, bei der sowohl Referenzlinien mit kleinerer als auch mit größerer Energie als die untersuchten Linien verwendet wurden.

4.4 Diskussion der Ergebnisse

4.4.1 Vergleich der Messung mit theoretischen MCDF-Rechnungen

Im Folgendem werden die gemessenen dielektronischen Resonanzen mit den Ergebnissen der MCDF-Rechnung von Z.Harman verglichen. In dieser ist für jeden angeregten Zwischenzustand die Resonanzstärke $S_{i \rightarrow d}^{DR}$ und die radiativen Raten $A_{d \rightarrow f}$ für den Übergang gegeben. Die Resonanzstärke gibt die Fläche unter der Resonanzkurve bei Projektion auf die Elektronenstrahlachse an. Benutzt man die radiativen Raten als Verzweungsverhältnis für den Übergang vom Zwischenzustand in den Grundzustand, erhält man einen Wechselwirkungsquerschnitt $S_{i \rightarrow d \rightarrow f}^{DR}$ für jede Resonanzlinie, der Proportional zur Intensität I der Linie ist:

$$I \propto S_{i \rightarrow d \rightarrow f}^{DR} = S_{i \rightarrow d}^{DR} \frac{A_{d \rightarrow f}}{\sum_f A_{d \rightarrow f}} \quad (4.2)$$

Die so berechneten Intensität wurden verwendet, um die Theorie mit der Messung vergleichen zu können.

Dafür muss aber weiterhin der energieabhängige Einfluss von Röntgenoptik, Absorbern und Quanteneffizienz des Detektors und die begrenzte Auflösung in der Elektronen- und Photonenenergie berücksichtigt werden. Der Korrekturfaktor für die Röntgenoptik mit Absorbern ergibt sich durch Interpolation der Berechnung

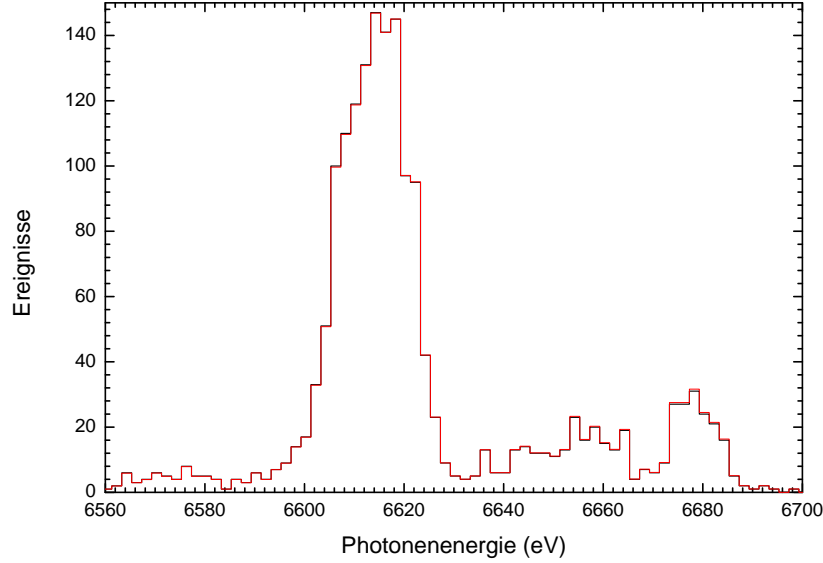


Abbildung 4.4: Gemessenes Spektrum der Resonanzlinie vor (schwarz) und nach (rot) Anwendung der im Text beschriebenen energieabhängigen Korrekturen. Das Spektrum nach der Korrektur wurde anhand der stärksten Resonanzlinie normiert, um die relative Veränderung durch die Korrektur zu verdeutlichen.

aus Abbildung 3.5. Die Quanteneffizienz entspricht der Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon im Detektor absorbiert wird und wurde berechnet über

$$P(E_\gamma) = 1 - \exp\left(-\frac{d}{\lambda(E_\gamma)}\right) \quad (4.3)$$

mit der Dicke des Absorbers $d = 5 \mu\text{m}$ und der energieabhängigen Absorptionslänge $\lambda(E_\gamma)$ von Gold aus [HGD93]. Die Resonanzlinie vor und nach der Korrektur ist in Abbildung 4.4 zu sehen. In dieser wurde das Maximum des korrigierten Spektrums auf das Maximum vor der Korrektur normiert, um nur die (geringen) energieabhängigen Veränderungen durch die Korrektur zu verdeutlichen. Durch die Normierung werden die folgenden Vergleiche nicht beeinflusst, da die Theorie auf die gleiche Weise normiert wird. In den folgenden Abbildungen der Messungen in diesem Kapitel wird immer das korrigierte Spektrum gezeigt.

Um die Auflösung des Detektors und die Breite in der Verteilung der Elektronenenergien im Strahl zu berücksichtigen, wurde die Intensität jeder Linie in der Theorie mit einer Gaußfunktion von 9 eV Breite in der Photonenergie und einer 50 eV breiten Gaußfunktion in der Elektronenstrahlenergie gefaltet. Das Ergebnis dieser Berechnung ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Zum Vergleich wurde das gemessene Spektrum neben der Rechnung dargestellt. Die Linien im gemessenen Spektrum werden in der Rechnung nur im Bereich von ca. $E_e = (4715 \pm 15) \text{ eV}$ reproduziert, dieser Wert ist innerhalb der Fehler kompatibel mit der in Abschnitt 4.2 berechneten Elektronenstrahlenergie von $E_e = (4730 \pm 30) \text{ eV}$.

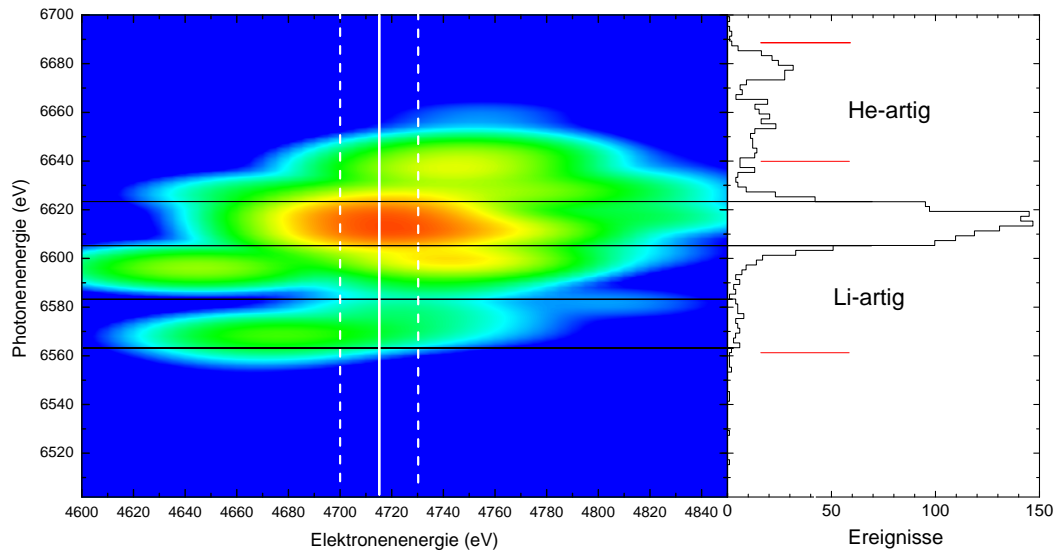


Abbildung 4.5: Links die Ergebnisse der MCDF-Rechnung gefaltet mit jeweils einer Gaußfunktion in der Elektronenenergie (50 eV Breite) und der Photonenergie (7 eV Breite). Die spektrale Rate ist in einer logarithmischen Skala von blau über grün und gelb nach rot aufgetragen. Rechts ist das Spektrum der Messung gezeigt, über dessen charakteristischen Merkmale (schwarze Linien) die Elektronenstrahlenergie abgeschätzt wurde (weiß). Die Energiebereiche der He-artigen und Li-artigen Resonanzlinien sind durch rote Markierungen gekennzeichnet.

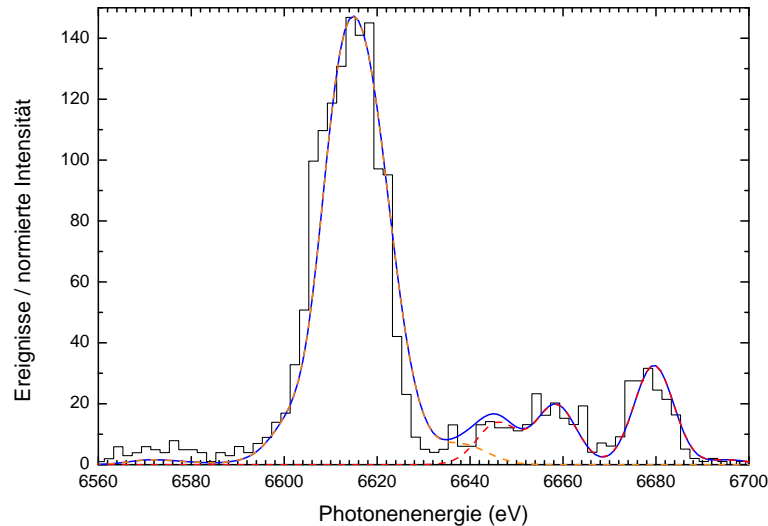


Abbildung 4.6: Gemessenes Spektrum (schwarz) und Spektrum der gefalteten Theorie der Li-artigen (orange) und He-artigen (rot, Summe blau) Resonanzlinien bei $E_e = 4715$ eV.

Allerdings zeigt dieser Vergleich auch, dass der höherenergetische Teil des gemessenen Spektrums (ab ca. $E_\gamma = 6650$ eV) keinen Li-artigen Resonanzlinien entspricht. Deshalb wurden auch die theoretisch berechneten He-artigen dielektronischen Resonanzlinien im Folgenden berücksichtigt, in dem auch auf deren Theoriewerte die oben beschriebene Faltung angewendet wurde. In beiden Fällen wurde ein theoretisches Photonenspektrum erstellt, indem durch die Daten der Karten ein Schnitt bei $E_e = 4715$ eV durchgeführt wurde.

Die theoretischen Spektren wurden grob auf die Höhe der Messung normiert und zusammen mit dieser in Abbildung 4.6 dargestellt. Diese zeigt, dass die theoretisch berechneten Linien eine jeweilige Entsprechung in der Messung finden. Damit kann man eine maximale Verschiebung abschätzen, bei der die Messung noch durch die Theorie beschrieben wird. Dies gibt einen Hinweis auf die Abweichung der Kalibration dieser Messung, die hier zu (-1 ± 2) eV abgeschätzt wurde und damit innerhalb des durch das Toleranzintervalls der Kalibration gegebenen Fehlerbereichs liegt. Eine genauere Untersuchung der Abweichung folgt im nächsten Abschnitt, in dem die einzelnen Resonanzlinien dargestellt werden.

Es zeigen sich aber auch Abweichungen der theoretischen Intensitäten von der Stärke der gemessenen Resonanzlinien. Zum einen gibt es für die beiden Maxima bei 6655 eV und 6665 eV keine Entsprechung im theoretischen Spektrum. Zum anderen ist die theoretische Intensität in dem Plateau um $E_\gamma = 6570$ eV bei dieser Normierung um einen Faktor 3 bis 4 kleiner als in der Messung. Es wurde auch untersucht, ob diese durch Hinzufügen von Be-artigen Resonanzlinien in der Theorie besser beschrieben werden, dies war jedoch nicht der Fall. Durch die Normierung und die

Li-artig		Be-artig		B-artig	
Bez.	E_{Ref} (eV)	Bez.	E_{Ref} (eV)	Bez.	E_{Ref} (eV)
m, t	$6676,8 \pm 0,7$	E3	$6628,93 \pm 0,28$	B2	$6594,3 \pm 1,1$
q	$6662,1 \pm 0,5$	E6, E7	$6621,5 \pm 1,2$	B3	$6589,0 \pm 1,2$
a	$6658,4 \pm 1,1$	E8, E9	$6617,9 \pm 1,2$	B4, B5	$6585,9 \pm 0,5$
k, r	$6654,2 \pm 0,7$	E12	$6609,9 \pm 0,7$	B6	$6576,3 \pm 0,5$
j	$6645,2 \pm 0,7$	E15	$6601,5 \pm 0,7$	B7, B8	$6571,0 \pm 0,7$
z	$6636,8 \pm 0,4$	E16	$6597,3 \pm 1,1$		
e	$6621,5 \pm 1,2$				
u	$6617,9 \pm 1,2$				

Tabelle 4.2: Bezeichnung und Energien der relevanten $K\alpha$ Emission von Li-, Be- und B-artigen Eisenionen aus [BPJ⁺93].

für die Separation der Linien ungenügende Auflösung der Messung kann man jedoch nicht identifizieren, ob in der Theorie die Intensitäten der starken Linien bei 6615 eV überschätzt oder die Intensitäten der Linien im Plateau unterschätzt wurden. Die Messung demonstriert jedoch die grundsätzliche Möglichkeit, mit dem Mikrokalorimeter dielektronische Resonanzlinien in der Photonenenergie (zumindest teilweise) aufzulösen. Dadurch können Theorien zur resonanten Rekombination gleichzeitig in Elektronenstrahlenergie und Photonenenergie überprüft werden, was stärkere Aussagen hinsichtlich ihrer Validität ermöglicht.

4.4.2 Vergleich der Messung mit der $K\alpha$ Emission von Li- und Be-artigen Eisenionen

Im vorigen Abschnitt wurden gezeigt, dass die Resonanzlinien der dielektronischen Rekombination mit dem Mikrokalorimeter aufgelöst werden können und die Kalibration des Spektrums wurde überprüft. Unter diesen Voraussetzungen können die einzelnen Resonanzlinien durch einen Vergleich mit einer Referenzmessung identifiziert werden.

Wie bereits erläutert sind die Energien der gemessenen Übergänge nur abhängig von der Niveaustuktur des Ions, weshalb sie auch mit Messungen verglichen werden können, bei denen die Übergänge direkt angeregt werden. Die KLL - Resonanzlinien entsprechen dabei den $K\alpha$ Übergängen, allerdings wird für die Bezeichnung des Ladungszustandes bei der DR der Ladungszustand vor der Rekombination angegeben, die Abregung in den Grundzustand, bei der die Photonen emittiert werden, findet jedoch nach der Rekombination statt. Daher benötigt man für den Vergleich der Messung dieser Arbeit mit direkt angeregten Übergängen die $K\alpha$ Emission von Li-, Be- und B-artigen Eisenionen, die jeweils den Resonanzlinien in He-, Li- und

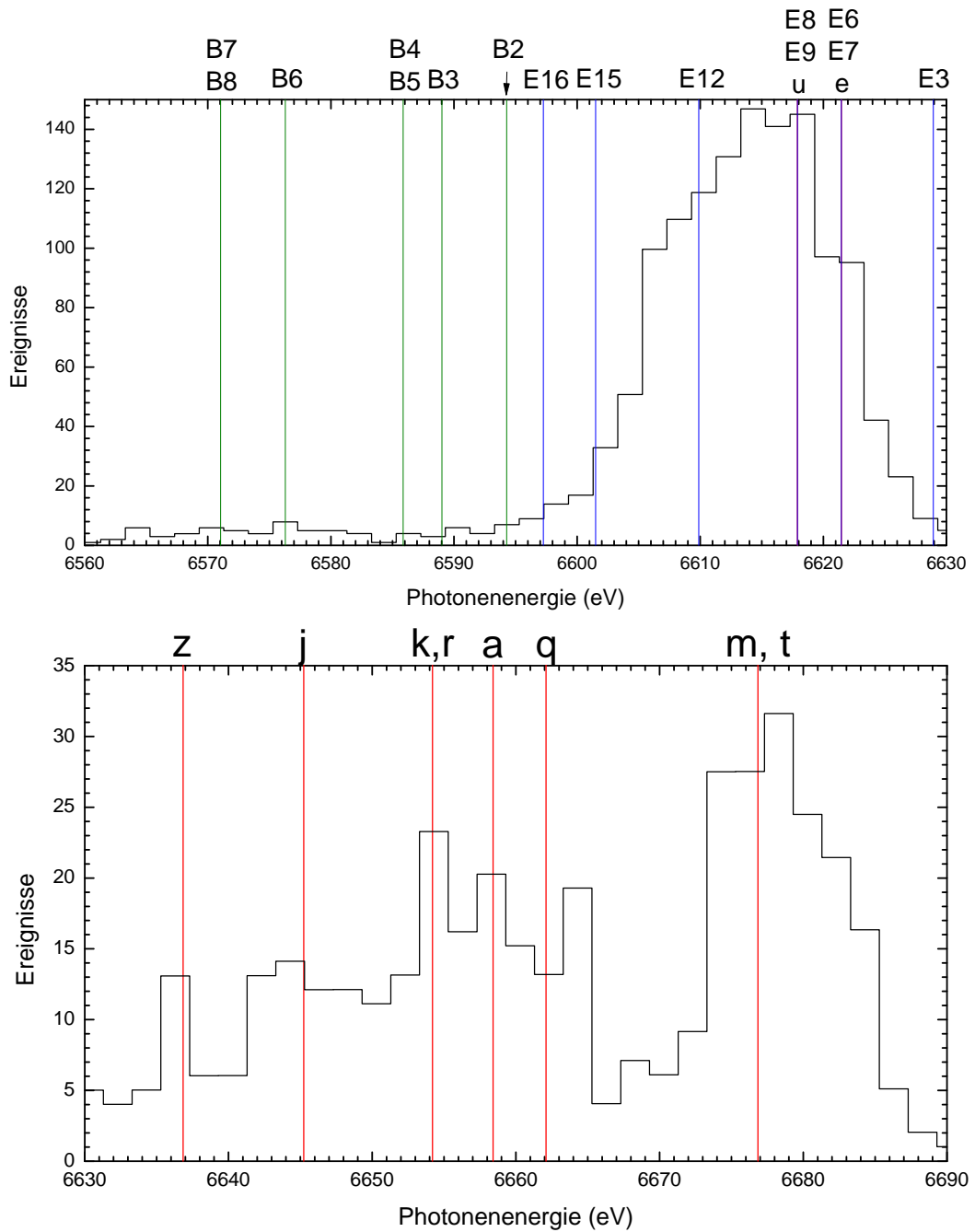


Abbildung 4.7: Gemessenes Spektrum mit Markierungen der Referenzlinien. Das Spektrum wird zweigeteilt dargestellt, um die Übersichtlichkeit zu erhöhen.

Be-artigen Eisen entsprechen. In [BPJ⁺93] sind deren Energien mit einem Kristallspektrometer ermittelt worden, diese sollen im Folgendem als Referenz für die Messung dienen. Die Referenzenergien der für diese Arbeit relevanten Übergänge sind in der Tabelle 4.2 aufgeführt, wobei die Bezeichnung der Linien aus der Quelle übernommen wurde (die Notation der Li-artigen Übergänge geht zurück auf [GP72]). Die in der Referenz angegebenen Intensitäten der Linien können jedoch nicht auf die dielektronische Resonanz übertragen werden.

In Abbildung 4.7 wurden die Referenzenergien dem gemessenen Spektrum überlagert dargestellt. Durch diese Darstellung konnte den meisten lokalen Maxima im Spektrum ein Übergang aus der Referenz zugeordnet werden. Bemerkenswert ist, dass das Plateau bei $E_\gamma = 6570 \text{ eV}$ gut durch Emission von B-artigen Eisenionen erklärt werden kann, in der MCDF-Rechnung hingegen die Intensitäten der Be-artigen Resonanzlinien den Verlauf des Spektrums nicht beschreiben. Diese Zuordnungen erlaubt auch eine Abschätzung der Abweichung der Kalibration des Spektrums von der Referenz. Da bei den meisten Maxima im Spektrum innerhalb des jeweiligen Bins eine zugehörige Referenzlinie liegt, kann die Abweichung der Kalibration zu kleiner als 2 eV (die Binbreite im Spektrum) abgeschätzt werden.

Zusammenfassend hat die Messung demonstriert, dass viele Resonanzlinien bereits mit der Auflösung des Detektors von $\Delta E_{FWHM} > 9 \text{ eV}$ identifiziert werden können. Gelingt es, durch die geplanten Verbesserungen am Kryostaten die Auflösung des Detektors auf $\Delta E_{FWHM} = 3,4 \text{ eV}$ (in [Sch12] ermittelte Auflösung des ungestörten Detektors) zu verringern, sollten es möglich sein, die He-artigen Resonanzlinien klar voneinander getrennt zu detektieren. Dadurch könnten z.B. die im Vergleich mit der MCDF-Rechnung aufgetretenen Abweichungen in den Intensitäten genauer untersucht werden und allgemein die hier getroffenen Aussagen quantifiziert werden.

5 Spektroskopische Untersuchung von Sc-artigen bis Ni-artigen Wolframionen

Dieses Kapitel behandelt die mit dem Mikrokalorimeter durchgeführten Messungen an hochgeladenen Wolframionen. In der Folge werden Sc-artige bis Ni-artige Wolframionen (W^{53+} bis W^{46+}) produziert und die Röntgenemission von direkt angeregten Übergängen der M-Schale untersucht. Im ersten Abschnitt werden charakteristische Photonenemissionen erklärt, welche auf die in Kapitel 2.3 beschriebenen atomphysikalischen Prozesse zurück gehen. Damit sollen mit dem Mikrokalorimeter aufgenommenen Spektren dienen. Eine Übersicht über diese Spektren wird im Folgenden Abschnitt über die Durchführung der Messung gegeben, weiterhin werden die für die Messung gewählten Einstellung der EBIT-Parameter vorgestellt. Die folgenden Abschnitte befassen sich mit der Kalibration und der Auswertung der Messung. Hierfür werden die ermittelten Energien der untersuchten Übergänge präsentiert und mit *Flexible Atomic Code* (FAC)-Rechnungen [Gu03] verglichen. Teilweise sind diese Übergänge bereits untersucht wurden, wo daher Referenzen zur Verfügung stehen, werden diese mit der Messung verglichen. Teilweise wird in diesem Kapitel von der Notation der Ladungszustände über die *isoelektronische Sequenz* abgewichen und die spektroskopische Notation verwendet, die den Ladungszustand des Ions über eine römische Ziffer beschreibt, die der Ladung des Ions plus eins entspricht. Diese Notation ist übersichtlicher für die Darstellung von Ionen mit vielen verbleibenden Elektronen, da man für ihre Interpretation nicht die Kernladungszahl jedes angegebenen Elements kennen muss.

5.1 Übersicht der Wolframemissionen

Im Vorfeld der Messung mit dem Mikrokalorimeter wurde mit dem Siliziumdriftdetektor der Hyper-EBIT spektroskopische Untersuchungen durchgeführt, bei denen die Röntgenemission von Wolframionen über einen großen Bereich der Elektronenstrahlenergie aufgenommen wurden. Diese Messungen sollen hier dazu verwendet werden, am Beispiel von Wolfram eine Übersicht über die in Kapitel 2.3 beschriebenen atomphysikalischen Prozesse zu geben. Die Ergebnisse der Messung sind in der Abb. 5.1 als zweidimensionale Spektren mit der Elektronenstrahlenergie auf der x-Achse und der Photonenenergie auf der y-Achse dargestellt. Im Übersichtsspektrum wurden Bereiche farblich markiert, in denen typische Charakteristika der verschiedenen Prozesse zu sehen sind.

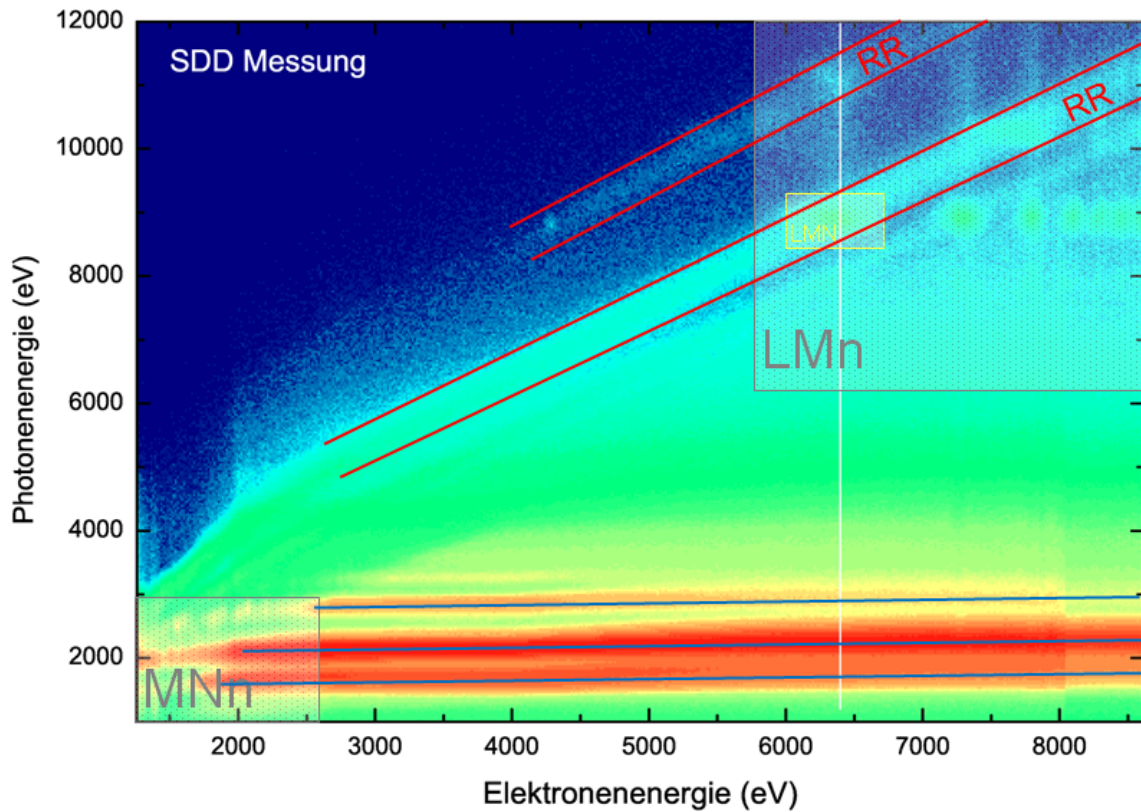


Abbildung 5.1: Übersichtsspektrum von Wolfram, aufgetragen ist die Photonenzählrate in Abhängigkeit der Photonen- und Elektronenstrahlenergie. Die Zählrate ist farbkodiert in logarithmischer Skala, von blau ansteigend nach rot. Im Text näher erläuterte Bereiche sind farbig markiert, die weiße Linie zeigt die Elektronenstrahlenergie an, bei der die Messung mit dem MMC durchgeführt wurde.

Oben: Übersichtsspektrum

Unten: Vergrößerte Spektren der MN_n- (links) und LM_n- (rechts) Resonanzen.

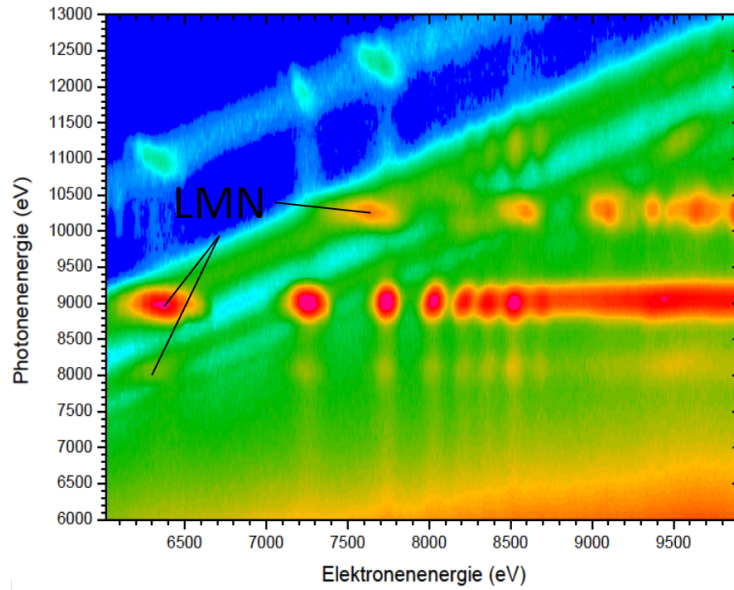


Abbildung 5.2: Spektrum der LMn-Resonanzen von Wolfram (Vergrößerung des in Abb. 5.1 mit LMn markierten Bereichs) , aufgetragen ist die Photonenzählrate in Abhängigkeit der Photonen- und Elektronenstrahlenergie . Die Zählrate ist farbkodiert in logarithmischer Skala, von blau ansteigend nach rot. Markiert sind die LMN Resonanzen, die Linien der Resonanz bei ca. 6,3 keV Elektronenstrahlenergie und 9 keV Photonenenergie ist in der Messung mit dem MMC aufgenommen worden.

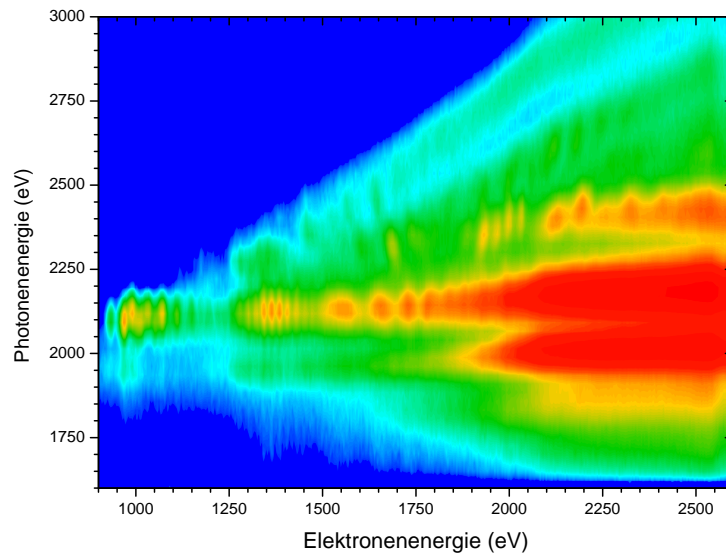


Abbildung 5.3: Spektrum der MNn-Resonanzen von Wolfram (Vergrößerung des in Abb. 5.1 mit MNn markierten Bereichs) , aufgetragen ist die Photonenzählrate in Abhängigkeit der Photonen- und Elektronenstrahlenergie . Die Zählrate ist farbkodiert in logarithmischer Skala, von blau ansteigend nach rot.

Die Energie der bei der radiativen Rekombination emittierten Photonen steigt linear mit der Elektronenstrahlenergie an, da die Photonenenergie in der Energiebilanz die Summe aus Elektronenstrahlenergie und konstanter Bindungsenergie bildet. Bereiche, in denen durch Radiativen Rekombination erzeugte Photonen detektiert werden, sind in der Abbildung 5.1 rot gekennzeichnet. Jeder Bereich steht für die Rekombination der Elektronen in eine Schale. Bei niedrigeren Elektronenstrahlenergien werden die Ladungszustände, bei denen diese Schale nicht voll besetzt ist, nicht mehr erzeugt, weshalb die Bereiche der RR sich nicht über die gesamte Elektronenenergieachse ausdehnen

Die dielektronischen Rekombination kann nur stattfinden, wenn die Resonanzbedingung für die Elektronenstrahlenergie erfüllt wird und emittiert bei ihrer Abregung Photonen in einem schmalen Energiebereich. In den zweidimensionalen Spektren ist sie daher gekennzeichnet durch einen sowohl in der Elektronen- als auch Photonenenergie schmalen Bereich, in dem die Zählrate gegenüber dem Untergrund stark erhöht ist. Die Position der Resonanzpeaks erlaubt eine Bestimmung der an dem DR-Prozess beteiligten Energielevel. In der folgenden MMC-Messung wurde z.B. die Resonanz gemessen, bei der ein Elektron in der N-Schale gefangen wird und dabei ein gebundenes Elektron von der L- in die M-Schale anhebt (gelb im Bild). Die Resonanz liegt bei ca. 9000 eV Photonenenergie, die dem energetischen Unterschied zwischen der L- und der M-Schale entspricht, und bei ca. 6450 eV Elektronenstrahlenergie, die der Differenz zwischen dem Übergang von der L- auf die M-Schale und der Energie der N-Schale (relativ zum Kontinuum) entspricht. Dieser Prozess kann für Ladungszustände, deren L-Schale gefüllt und die M-Schale nicht voll gefüllt ist auftreten, jeweils mit kleinen Unterschieden der Resonanzenergien sowohl in der Elektronen- wie auch der Photonenenergie. Die Bereiche der MN_n und LM_n dielektronischen Resonanzen (grau) wurden noch einmal vergrößert dargestellt. Darin wird die Strukturierung der Resonanzen in der Elektronenstrahlenergie deutlich, die von verschiedenen Ladungszuständen hervorgerufen wird.

Bei den Photonenenergien der dielektronischen Resonanzen werden ab höheren Elektronenstrahlenergien die Übergänge zwischen den Schalen durch Elektronenstoß direkt angeregt (blau). Die Schwellenenergie hierfür ist der energetische Unterschied zwischen den Schalen. Die Photonenenergie der Übergänge ist unabhängig von der Elektronenstrahlenergie. Trotzdem scheint in den die Photonenenergie der Übergänge mit der Elektronenstrahlenergie anzusteigen. Die Auflösung des SDD ist nicht hoch genug, um diese Übergänge nach Ladungszustand getrennt aufzulösen. Mit steigender Elektronenstrahlenergie verschwinden die niedrigeren Ladungszustände und höhergeladene Ionen werden erzeugt. Die Energie des Übergangs steigt mit dem Ladungszustand an, weshalb auch die mittlere Photonenenergie der sich überlagernden Linien ansteigt.

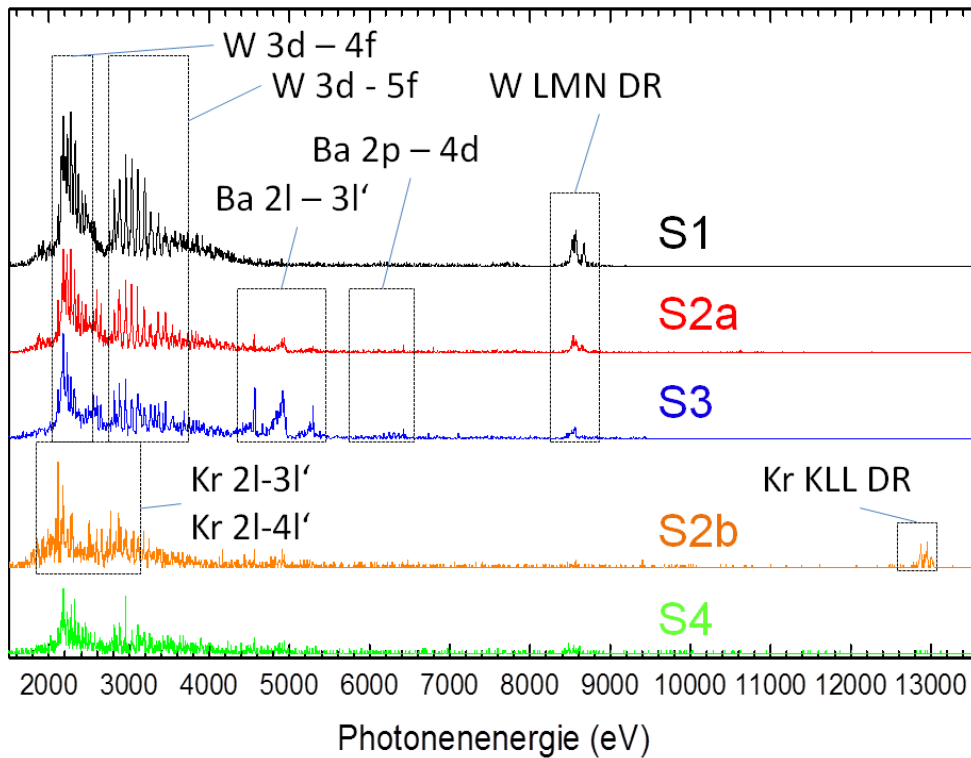
5.2 Durchführung der Messung

Die eigentliche Messung mit dem Mikrokalorimeter wurde bei der im Übersichtsspektrum in Abbildung 5.1 weiß markierten Elektronenstrahlenergie durchgeführt. Die Maschinenparameter waren dafür ein Elektronenstrom von $I_e = 254 \text{ mA}$, eine Potentialdifferenz zwischen Kathode und Driftröhren von $E_\Delta = 6720 \text{ V}$ und ein zusätzlicher Offset des Potentials der mittleren Driftröhre bezüglich der äußeren von $E_{Trap} = 80 \text{ V}$ zur Reduktion der Fallentiefe, so dass die gesamte Beschleunigungsspannung $E_B = 6800 \text{ V}$ betrug. Mit den Korrekturen für die Raumladung von Elektronen und Ionen, wie sie im Kapitel über die Eisenmessung erklärt werden, ergibt sich eine Elektronenstrahlenergie von $E_e = 6420 \text{ eV}$. Da der Strom auch ähnlich groß wie in der Eisenmessung ist, ergibt sich hier derselbe Fehler von ca. 30 eV für den Zentralwert der Elektronenstrahlenergie, weiterhin wird die Breite der Verteilung mit 50 eV angenommen. Durch heizen verdampftes Wolframhexacarbonyl wurde benutzt, um über den Gasinjektor Wolframatomene in die Fallenregion einzuleiten.

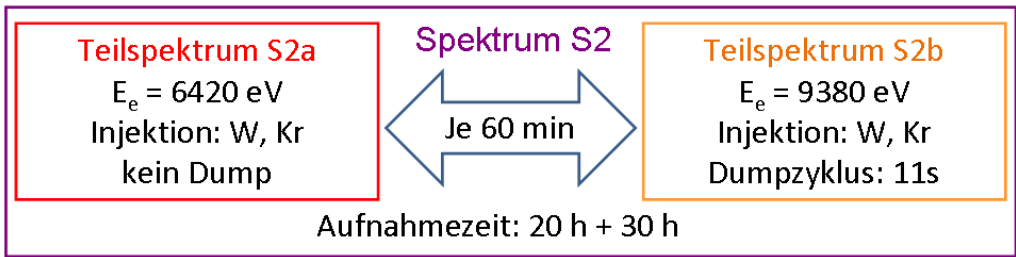
Für die Untersuchung der Wolframemissionen wurden mehrere Messreihen unter verschiedenen Operationsbedingungen der EBIT durchgeführt. Eine Übersicht über alle erfassten Spektren ist in Abbildung 5.4 zusammen mit den verwendeten Strahlparametern zu sehen.

Das Spektrum S1 (schwarz in Abb. 5.4) dient der Übersicht über die Messung. Man erkennt die direkt angeregten M-Schalen Übergänge, die im Folgenden untersucht werden sollen, sowie die LMN-Resonanzlinien. Die Aufnahmezeit betrug etwa 30 Stunden.

Das Spektrum S2a (rot) und das Spektrum S2b (orange) wurden abwechselnd in derselben Messung, die hier S2 genannt wird, aufgenommen. In diesem Gesamtspektrum konnten sowohl die zu untersuchenden Wolframlinien als auch die Kalibrationslinien gleichzeitig aufgenommen werden. Dieses Vorgehen ist erforderlich, da der Temperaturdrift die Pulshöhe mit der Zeit verändert (s. dazu auch Abb. 3.13). Eine Kalibration vor der Messung wäre also nur für den Beginn der Messung gültig, die Genauigkeit einer Extrapolation zumindest fragwürdig. Zusätzlich zu Wolfram wird Krypton in die Falle injiziert, um die in Spektrum S2b gekennzeichneten KLL Resonanzlinien und die direkt angeregten Übergänge der Kryptonionen für die Kalibration verwenden zu können. Für diesen Teil der Messung wurde eine Elektronenstrahlenergie von $E_e = 9380 \text{ eV}$ genutzt, um die Kryptonresonanzlinien anzuregen und die Falle alle 11 s ausgeleert. Nach 60 min wurde zwischen den Strahlparametern gewechselt, wobei S2a bei denselben Strahlparametern wie S1 aufgenommen wurde ($E_e = 6420 \text{ eV}$, kein Dump). Durch diesen Wechsel verbleibt für einige Zeit Barium aus der Kathode in der Falle, dessen direkt angeregten Linien zusätzlich für die Kalibration genutzt werden. Bei diesen Strahlparametern werden außerdem dieselben Wolfram-Übergänge wie in Spektrum S1 angeregt. Da jedoch nur Spektrum S2 unabhängig kalibriert ist, wurden die Untersuchungen im letzten Abschnitt dieses



Übersichtsspektrum S1
 $E_e = 6420 \text{ eV}$
 Injektion: W
 kein Dump
 Aufnahmezeit: 30 h



Bariumspektrum S3
 $E_e = 6420 \text{ eV}$
 Injektion: keine
 Dumpzyklus: 65 s
 Aufnahmezeit: 30 h

Untergrundspektrum S4
 $E_e = 9380 \text{ eV}$
 Injektion: W
 Dumpzyklus: 11s
 Aufnahmezeit: 15 h

Abbildung 5.4: Übersicht über die in der Messreihe aufgenommenen Spektren und die dafür verwendeten Strahlparameter. Die vertikale Achse (Ereignisse) des Spektrums S2a wurde gestaucht, um die Übersichtlichkeit zu erhöhen. Die Bedeutung der Spektren wird im Text erklärt.

Kapitels in Spektrum S2a durchgeführt. In Spektrum S2a erkennt man weiterhin zwei Linien zwischen den Bereichen der direkt angeregten Wolframübergänge, die in Spektrum S1 nicht zu sehen sind. Daher sind es keine Emissionen von Wolframionen und für diese Untersuchungen nicht weiter von Interesse.

Auf Grund des Temperaturdrifts des Kryostaten musste die Messung zwischenzeitlich unterbrochen werden, um einen erneuten ADR-Zyklus durchzuführen. Daher besteht das gezeigte Spektrum aus zwei Datensätzen, die nach der Kalibration aufaddiert wurden, um die Statistik der Messung zu erhöhen. Die Aufnahmezeiten der beiden Datensätze betragen 20 bzw. 30 Stunden.

Das Mess-Schema mit wechselnden Strahlparametern für die Kalibration wurde genutzt, um eine energetisch höhere Linie als die Wolfram-Resonanzlinien in die Kalibration mit einzubeziehen. Dadurch soll der Fehler durch das Toleranzintervall der Kalibration im Bereich der Wolframresonanzen verkleinert werden.

Ein von der EBIT-Steuerung ausgegebener Spannungswert, der Aufschluss über die gerade aktiven Strahlparameter gibt, wird zusätzlich während der Messung erfasst. Dadurch ist es in der Datenauswertung möglich, das aufgenommene Spektrum S2 in die beiden Anteile S2a und S2b aufzuteilen. Trotzdem haben beide eine gemeinsame Energieskala, so dass jede Kalibrationslinie für beide Teilspektren gültig ist.

Das beiden anderen Spektren dienen zur Identifikation der Kalibrationslinien. Das Spektrum S3 (blau) wurde erneut bei $E_e = 6420$ eV gemessen, jedoch mit 65s Dumpzyklus und ohne Injektion, die Aufnahmezeit betrug etwa 30 Stunden. Dadurch werden primär Bariumatome aus der Kathode der EBIT eingefangen. Da die Kathode weiterhin auch Wolfram emittiert, sieht man in diesem Spektrum auch Wolframlinien. Da Wolfram schwerer ist als Barium, verdrängt es mit der Zeit das Barium aus der Falle, daher wurde sie alle 65 s geöffnet. Dadurch wird der Anteil an Bariumionen in der Falle maximiert, um so die Linien für die Kalibration direkt identifizieren zu können.

Das Spektrum S4 (grün) wurde bei den selben Strahlparametern wie das Spektrum S2b aufgenommen, allerdings wurde nur Wolfram injiziert, die Aufnahmezeit betrug etwa 15 Stunden. Dadurch wird der Untergrund des Spektrums S2b gemessen, um die Kryptonlinien einfacher von Linien anderer Ionen in der Falle unterscheiden zu können.

5.3 Kalibration

Die Kalibration der Messung erfolgte über die in Spektrum S2 gemessenen Krypton- und Bariumlinien, die mit Hilfe der Spektren S3 und S4 identifiziert wurden. Dabei wird im Folgenden auf die Bariumlinien, die direkt angeregten Übergänge in

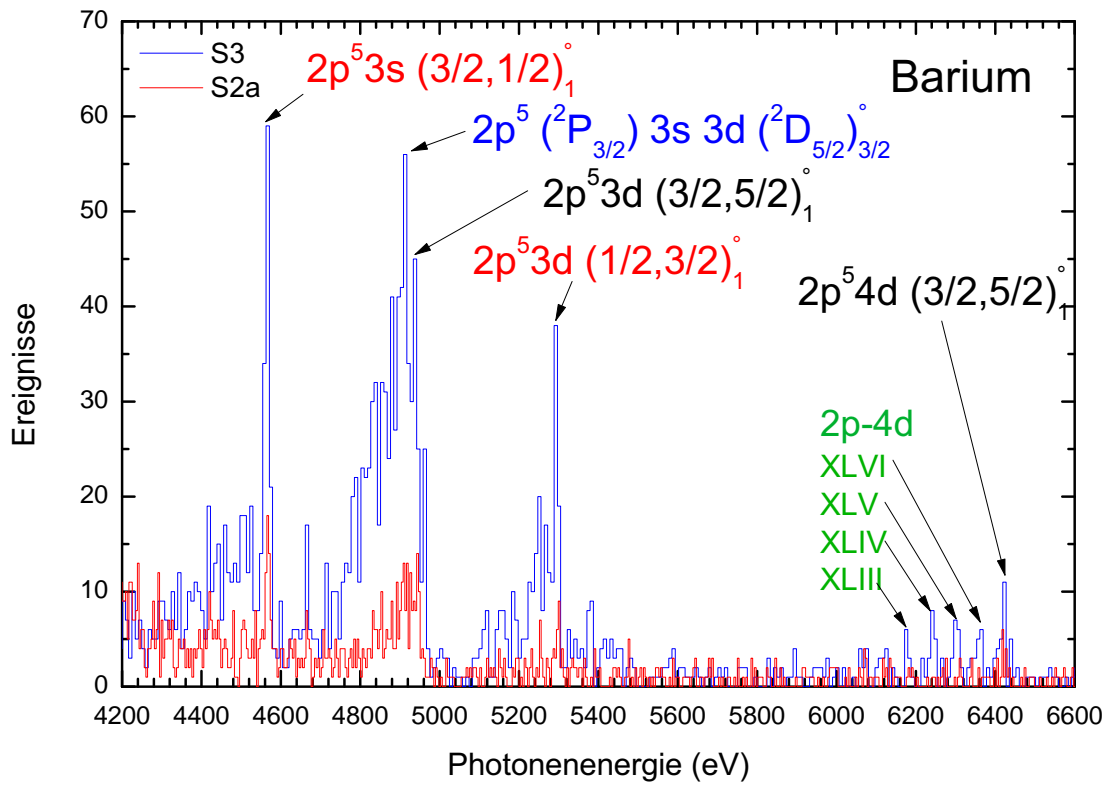


Abbildung 5.5: Vergrößerung auf die Bariumlinien von Spektrum S2a (rot) und S3 (blau). In rot beschriftet sind die in der Kalibration verwendeten Übergänge von Barium XLVII, die anderen Beschriftungen geben zusätzlich identifizierte Übergänge von Barium XLVII (schwarz), XLVI (blau) und mehreren Ladungszuständen (grün) an.

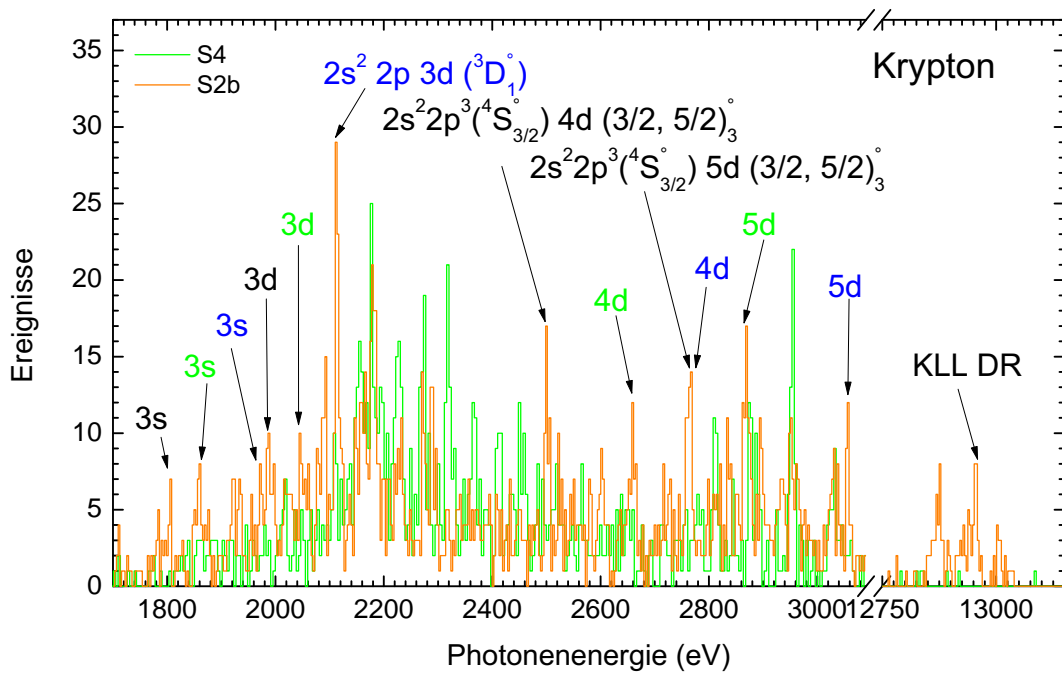


Abbildung 5.6: Vergrößerung des Teilspektrums S2b (orange) und des Untergrundspektrums S4 (grün) auf den Energiebereich der direkt angeregten Kryptonlinien. Beschriftet sind die Übergänge von O-artigem (schwarz), N-artigem (grün) und C-artigem (blau) Krypton. Die in der Kalibration verwendeten Niveaus sind in ausführlicher Notation beschriftet, die der Identifizierung der Referenz ([RFG⁺00] bzw. [Gu03]) entspricht. Die nicht in für die Kalibration verwendeten Niveaus sind nur mit dem angeregtem Orbital beschriftet.

Krypton und die Krypton-Resonanzlinien einzeln eingegangen und anschließend die Kalibration zusammengefasst.

Die Bariumlinien der Spektren S2a und S3 sind in der Abbildung 5.5 zu sehen. In dieser Abbildung wurden einige Linien basierend auf den Angaben aus [SC10] identifiziert. In dieser und den folgenden Abbildungen in diesem Abschnitt wird für die Beschreibung des Übergangs nur das obere Niveau angegeben, das untere Niveau ist bei allen Übergängen der Grundzustand des jeweiligen Ions. Das Barium liegt in der Kalibrationsmessung hauptsächlich im Ne-artigen Ladungszustand vor (der höchste erreichbare bei dieser Energie, s. auch [RIS⁺04]). Da hier die Falle nicht ausgeleert wird, werden alle niedrigeren Ladungszustände entweder weiter ionisiert oder durch das Wolfram aus der Falle verdrängt. Demgegenüber sorgt der Dump bei der Messung S3 für ein Ladungsgleichgewicht, bei dem auch niedrigere Ladungszustände vorhanden sind. Dies wird z.B. an der 2p-4d Linie deutlich, bei der man deutlich die unterschiedlichen Ladungszustände voneinander trennen kann (grüne Beschriftung in der Abbildung). Von den identifizierten Linien wurden allerdings nur die rot beschrifteten für die Kalibration benutzt, die nicht verwendeten Lini-

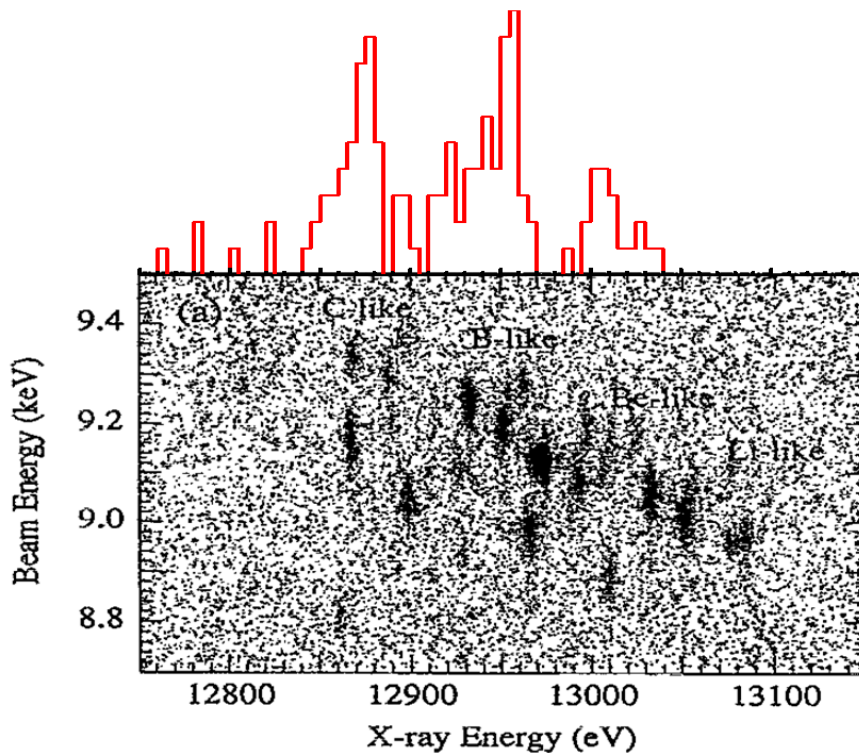


Abbildung 5.7: Gemessene Krypton-Resonanzlinien (rot) und der aus [WBD+95] entnommene Referenzgraph.

en waren im Spektrum S2a entweder zu schwach oder nicht klar von benachbarten Linien abgegrenzt.

Das Teilspektrum mit den Kryptonlinien S2b ist zusammen mit der Untergrundmessung S4 in der Abbildung 5.4 zu sehen, wobei der relevante Energiebereich vergrößert dargestellt wird. Kryptonlinien sollten bei dieser Darstellung nur in dem orangenen Spektrum zu sehen sein, nicht jedoch im grünen. Durch Anwendung dieses Kriteriums konnten mehrere Linien in dem Spektrum eindeutig Übergängen in Kryptonionen zugeordnet werden. Um diese Linien identifizieren zu können, wurden mit Hilfe des *Flexible Atomic Code* [Gu03] von Gu Photonenenergie und Übergangsraten der drei ersten Übergänge der Balmer Serie (also 2-3, 2-4 und 2-5) für Li-artige bis Ne-artige Krypton-Ionen berechnet. Dadurch ließen sich die meisten Kryptonlinien im Spektrum Übergängen in O-artigen bis C-artigen Kryptonionen zuordnen. Für die Kalibration ausgewählt wurden zwei O-artige Übergänge, für die eine Referenz existiert [RFG+00], sowie die stärkste Linie im Spektrum, die einem C-artigen Übergang entspricht. Für die Energie dieser Linie wird das Ergebnis der FAC-Berechnung genutzt. Der Fehler der von FAC berechneten Energie wird vom Autor in seinem dem Softwarepaket beigelegten Handbuch als „ein paar eV für nicht H-artige Ionen“ angegeben, für den Kalibrationsfit wurde ein Fehler von 5 eV angenommen.

Linie	DS 1	DS 2	ΔE D1 (eV)	ΔE D2 (eV)	E_{Ref} (eV)	Ref
Krypton XXXI $2p - 3d$	0,24891(14)	0,24868(3)	5	6	2109 ± 5	[Gu03]
Krypton XXIX $2p - 4d$	0,29422(16)	0,2941(3)	1,3	2,7	$2497,3 \pm 0,25$	[RFG+00]
Krypton XXIX $2p - 5d$	0,32454(22)	0,3251(3)	1,8	2,9	$2762,5 \pm 0,3$	[RFG+00]
Barium XLVII $2p - 3s$	0,5357(5)	0,5344(3)	5	4	$4566,1 \pm 2,2$	[IG91]
Barium XLVII $2p - 3d$	0,6202(7)	0,6191(5)	7	5	$5293,9 \pm 2,3$	[IG91]
Krypton KLL-DR	1,4906(7)	1,4870(11)	8	11	12870 ± 5	[WBD+95]

Tabelle 5.1: Daten für die Kalibrationsanpassung. Die erste Spalte gibt den identifizierten Übergangs an, die nächsten die Position und Gesamtfehler der Linien in den beiden Datensätzen, die sechste Spalte enthält die Referenzenergie und die letzte die Referenzquelle.

Als weitere Kalibrationslinie wurde eine KLL-Resonanz von Krypton genutzt. Als Referenz dient eine zweidimensionale Darstellung dieser Resonanzen aus [WBD+95], die in Abbildung 5.7 zusammen mit dem gemessenen Spektrum dargestellt wird, wobei das gemessene Spektrum so verschoben wird, dass es durch die Referenz bei ca. 9300 eV Elektronenstrahlenergie gut wiedergegeben wird. Da allerdings die Daten der Messung nicht vorliegen, musste die Referenzenergie abgelesen werden, für die niederenergetische Resonanz ergibt sich damit eine Energie von $E_\gamma = 12870 \pm 5$ eV, wobei der angegebene Fehler eine Abschätzung der Ablesungenauigkeit darstellt.

Damit wurden alle Kalibrationslinien identifiziert und dargestellt, eine Zusammenfassung der Parameter für die Kalibration finden sich in der Tabelle 5.1. Der Beitrag des statistischen Fehlers der Messung wurde wie zuvor bei der Eisenmessung über eine rudimentäre Kalibration in eV umgerechnet. Weiterhin wurde hier auch wieder ein quadratisches Polynom ohne konstanten Term als Anpassungsfunktion für die Kalibration verwendet. In der Abbildung 5.8 ist die Kalibration für beide Datensätze inklusive der Residuen der Kalibration und dem Toleranzintervall dargestellt. Die beiden kalibrierten Datensätze wurde addiert, um das Spektrum zu erstellen, an dem die folgenden Analysen durchgeführt wurden.

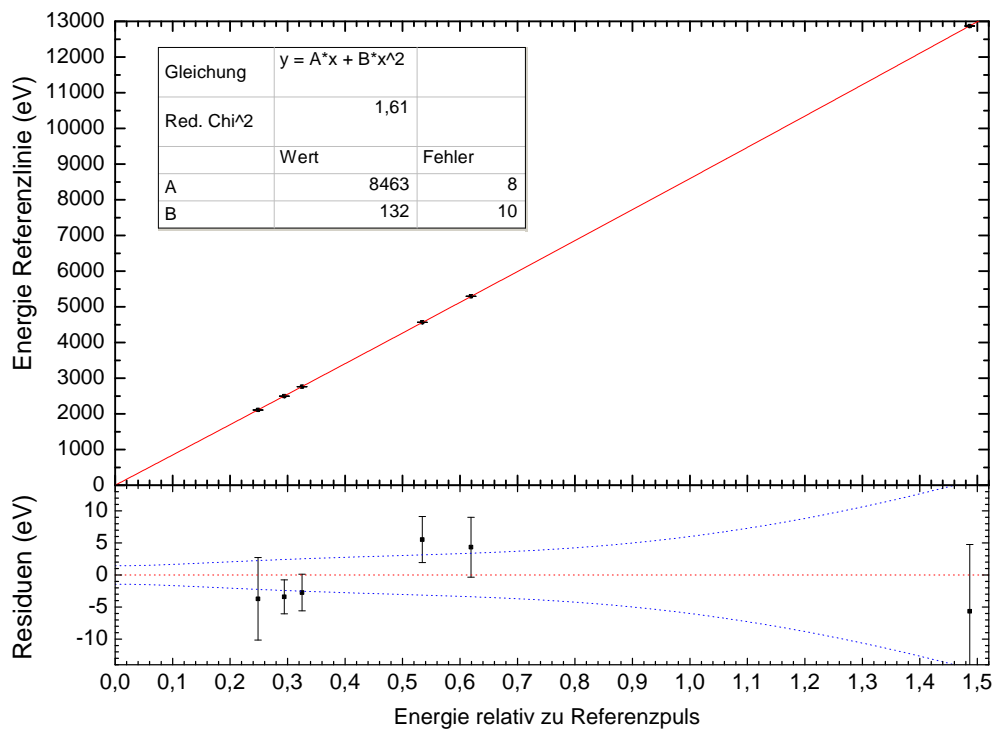
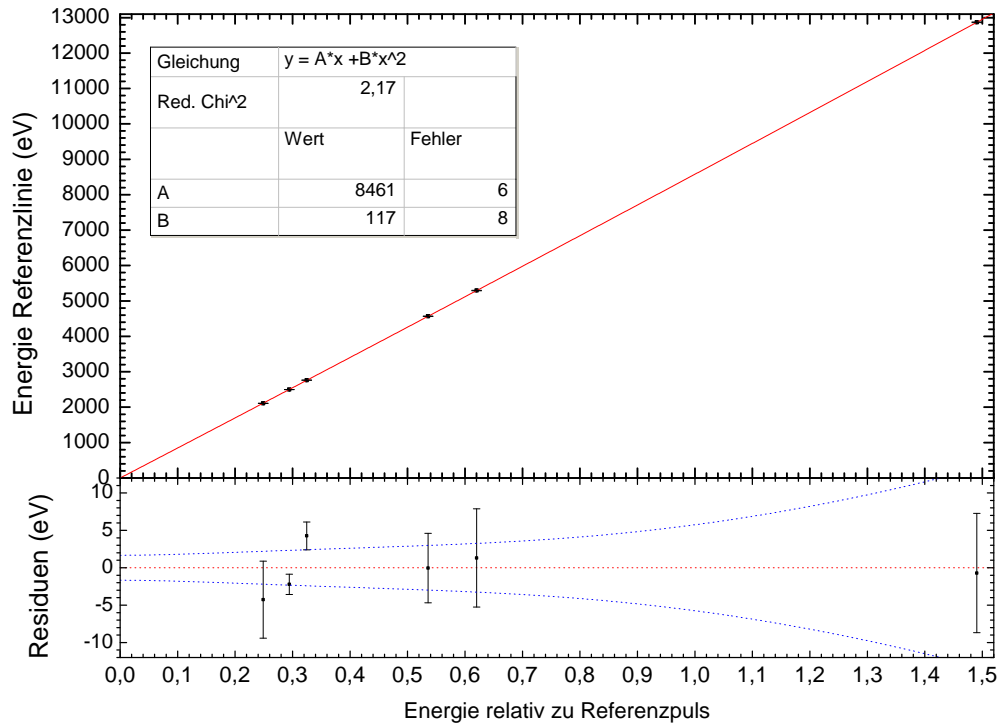


Abbildung 5.8: Graphen zur Kalibration der Energie mit quadratischem Fit, Residuen und Toleranzintervall für die Datensätze 1 (oben) und 2 (unten).

5.4 Untersuchung der direkten angeregten Übergänge der M-Schale

In diesem Kapitel werden die Energien von insgesamt 20 Linien in dem zuvor kalibrierten Spektrum bestimmt. Das gemessene Spektrum mit Markierung der untersuchten Übergänge ist in Abbildung 5.9 zu sehen, aufgeteilt in den Energiebereich der $4f \rightarrow 3d$ und der $5f \rightarrow 3d$ Übergänge. An die Linien wurden Gaußfunktionen angepasst um ihre Energie zu bestimmen. Wie in der Eisenmessung bereits erläutert wird eine annähernd gaußförmige Linienform angenommen, da die Auflösung des Detektors wesentlich größer als die natürliche Linienbreite ist. Für sehr eng beieinander liegende Linien wurde eine Summe aus zwei Gaußfunktionen als Fitfunktion genutzt. Eine Linie der $5f \rightarrow 3d$ Übergänge konnte mit einer Gaußfunktion angepasst werden und wurde daher ausgelassen.

Die Tabelle 5.2 gibt die so ermittelten Energien der Linien mit statistischem Fehler, dem Fehler der Kalibration und Gesamtfehler an. Der Fehler der Kalibration entspricht dem 1σ - Toleranzintervall des quadratischen Fits, wobei der Datensatz mit dem größeren Fehler gewählt wurde. Weiterhin ist für jeden Übergang der Ladungszustand angegeben. Für die Identifizierung der Ladungszustände wurde die Datenbank des *National Institute of Standards and Technology* [Cur12] genutzt. Für jede der gemessenen Linien wurde eine Übereinstimmung mit der Datenbank aller Ladungszustände von Wolfram gesucht. Für jede gefundene Linie wurde überprüft, ob sie einerseits ein Übergang von $3d$ auf $4f$ (W1-W10) bzw. von $3d$ auf $5f$ (W11-W18) ist. Weiterhin sollte die höherenergetischen Linien der Gruppen auch größeren Ladungszuständen entsprechen. Abschließend wurde überprüft, dass die Ladungszustände der $4f \rightarrow 3d$ Übergänge auch in den $5f \rightarrow 3d$ Übergängen vertreten sind.

Für die $4f \rightarrow 3d$ Übergänge wurde eine mit den getroffenen Annahmen konsistente Identifizierung durch Ni-artigen bis Cr-artigen Referenzlinien aus [NHS⁺04] gefunden. Für die gemessenen $5f \rightarrow 3d$ Übergängen gibt es nur für Ni-artige und Co-artige Linien eine Referenz [CBBG10]. Ausgehend von dieser Identifizierung konnten auch die Ladungszustände in der Tabelle 5.2, für die keine Referenz in der NIST-Datenbank enthalten sind, klassifiziert werden, da die Ladungszustände der identifizierten Linien reproduzierbar mit der Energie der Linien ansteigen. Zur Bestätigung dieser Identifikation wurde für alle Übergänge ihre jeweilige Energie und Übergangsrate mit FAC berechnet. Allerdings gibt FAC die Übergänge zwischen allen relativistischen Unterniveaus im Ion an, so dass man eine Vielzahl von Linien erhält, die jedoch nicht in der Messung aufgelöst werden können. Die Ergebnisse der Rechnung wurden daher mit einer Gaußfunktion gefaltet, um die begrenzte Auflösung des Detektors zu simulieren und die so erhaltenen Linien für jeden Ladungszustand getrennt aufsummiert. So erhält man für jeden Ladungszustand ein theoretisch erwartetes Spektrum, das mit der Messung verglichen werden kann, indem man für jeden Ladungszustand separat die spektrale Rate an die Messung anpasst. Dafür

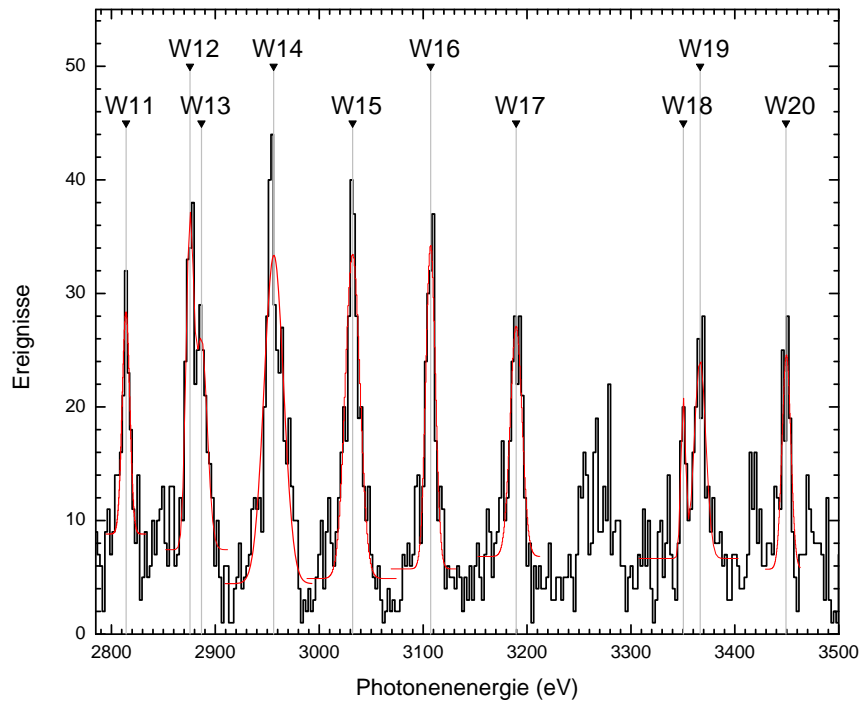
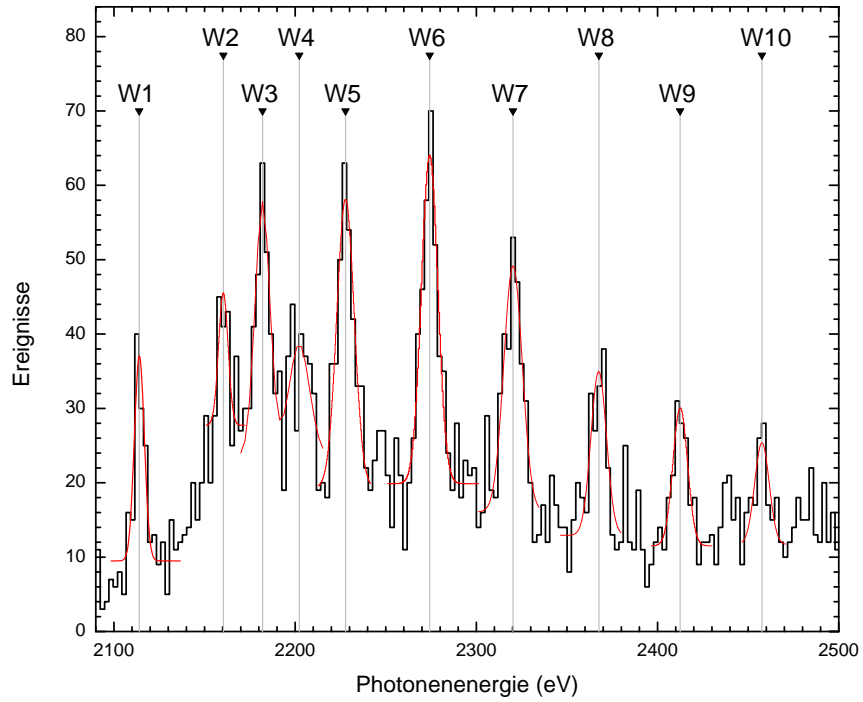


Abbildung 5.9: Spektren der $4f \rightarrow 3d$ (oben) und $5f \rightarrow 3d$ (unten) Übergänge in Wolfram. Die Marker geben die untersuchten Linien (s. Text) an, die Beschriftung im Format WN ist das im Folgendem verwendete Namenskürzel.

Kürzel	Energie (eV)	stat. Fe. (eV)	Kal.-Fe. (eV)	Gesamtfe. (eV)	Ladungszustand
W1	2114,0	0,4	2,2	2,2	XLVII
W2	2160,4	1,0	2,3	2,5	XLVIII
W3	2182,1*	0,3	2,3	2,3	XLVII
W4	2202,3*	2,1	2,3	3	XLIX
W5	2227,8	0,4	2,3	2,3	XLVIII
W6	2274,3	0,4	2,3	2,3	XLIX
W7	2320,4	0,6	2,3	2,4	L
W8	2367,6	0,8	2,4	2,5	LI
W9	2412,5	0,5	2,4	2,4	LII
W10	2457,6	0,5	2,4	2,4	LIII
W11	2814,2	0,5	2,5	2,6	XLVII
W12	2875,6*	0,8	2,6	2,7	XLVII
W13	2886,7*	1,5	2,6	3	XLVIII
W14	2956,1	0,6	2,6	2,7	XLVIII
W15	3032,2	0,6	2,6	2,6	XLIX
W16	3107,3	0,4	2,7	2,7	L
W17	3189,6	0,6	2,7	2,8	LI
W18	3350,4*	0,6	2,7	2,8	LIII
W19	3366,6*	0,7	2,7	2,8	LIV
W20	3449,2	0,8	2,8	2,9	LIV

Tabelle 5.2: Gemessene Photonenenergien der Wolframlinien (oben $4f \rightarrow 3d$, unten $5f \rightarrow 3d$) mit Fehlern und Identifikation der Linien. Ein Stern (*) an der Energie kennzeichnet die Linien, deren Energie durch anpassen einer Summe aus zwei Gauß-funktionen zusammen ermittelt wurden.

wurde zuvor die Messung um die Effektivität der Röntgenoptik und der Absorption der Fenster korrigiert. In Abbildung 5.10 sind die so modellierten theoretischen Spektren zu sehen, wobei jeder Ladungszustands einzeln und die Summe aller Ladungszustände dargestellt werden. Zum Vergleich wird über den theoretischen Spektren das korrigierte Spektrum der Messung aufgetragen. Die Pfeile markieren im Theoriespektrum die Linien, die in der Messung untersucht wurden. Das Spektrum jedes Ladungszustandes ist farbig eingezeichnet, die Ladungszustände der theoretischen Linien entsprechen der Identifizierung aus Tabelle 5.2.

Diese modellierten Spektren wurden nicht nur zur Identifizierung der Ladungszustände genutzt. Man erhält dadurch auch die Möglichkeit, Theoriewerte für die Energie der gemessenen Linien anzugeben, indem die Linien im modellierten Spektrum durch eine Gaußfunktion angepasst werden. Der Fehler aus der Anpassung spiegelt allerdings nicht den Fehler der Theorie wider, dieser wird hier wie bei den vorigen Berechnungen mit FAC als 5 eV angenommen.

Das selbe Verfahren zur Modellierung eines Spektrums aus hochaufgelösten Linien wurde auch angewandt, um die Referenz der $4f \rightarrow 3d$ Übergänge [NHS⁺04] mit der Messung vergleichen zu können. In dieser wurde ein Kristallspektrometer zur Vermessung der Linien genutzt, so dass es dort möglich war, die Feinstrukturaufspaltung der Übergänge zu vermessen. Insgesamt sind in der Referenz die Energien und Intensitäten von 33 für diese Messung relevanten Linien enthalten, aus denen auf die gleiche Weise wie bei den FAC-Linien ein Modellspektrum erstellt wurde, das in Abbildung 5.11 zu sehen ist. Auch hier wurden die Linien im Modellspektrum, die den gemessenen Linien entsprechenden, durch eine Gaußfunktion angepasst und somit eine mit der Messung vergleichbare Angabe der Energien dieser Linien erhalten.

Die höherenergetischen Referenzlinien [CBBG10] sind mit einem Mikrokalorimeter vermessen worden, die Referenz hat daher eine ähnliche Auflösung wie die Messung hier. Die Ergebnisse dieser Referenz und der Messung können daher direkt miteinander verglichen werden. In der Tabelle 5.3 sind die gemessenen Linienenergien zusammen mit den Ergebnissen von FAC und den Referenzenergien eingetragen. Die Ungenauigkeit der Wellenlängen aus [NHS⁺04] wird dort mit 0,3 mÅ angegeben. Diese wurde in einen Fehler der Energie umgerechnet und ergibt zusammen mit dem Fehler durch die Anpassung den in der Tabelle angegebenen Gesamtfehler.

Die Referenzenergien der Linien W2, W4 und W13 haben eine Differenz zur Messung größer als eine Standardabweichung der Messung. Von den Linien ohne Referenz wird die FAC-Rechnung zum Vergleich genutzt, hier zeigt sich bei W16 und W20 eine Differenz zwischen Theorie und Experiment von mehr als einer Standardabweichung, berechnet über die quadratische Summe der Fehler aus der Messung und der 5 eV Unsicherheit der Berechnung. Diese Linien sollen daher noch einmal näher betrachtet werden, um mögliche Ursachen für diese Abweichungen erklären zu können.

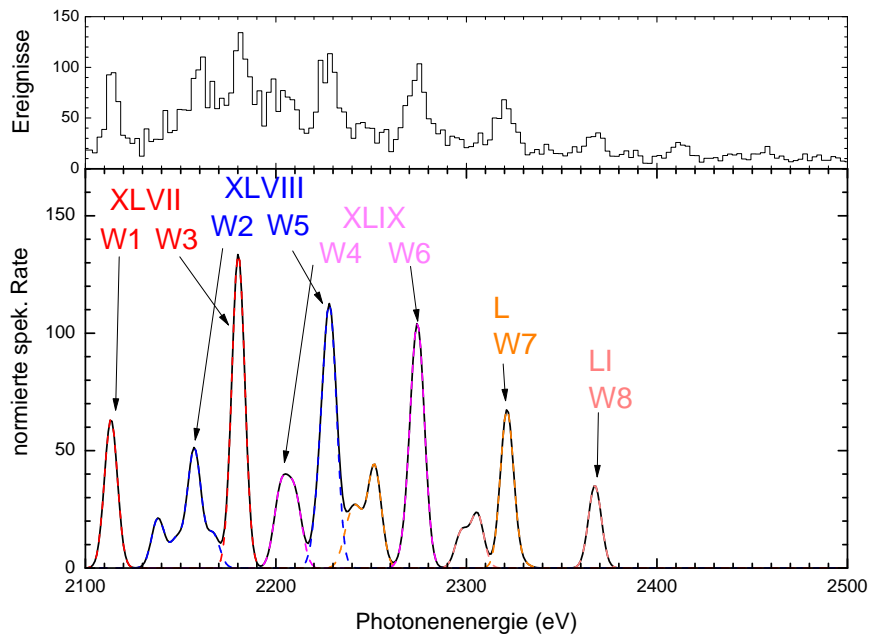
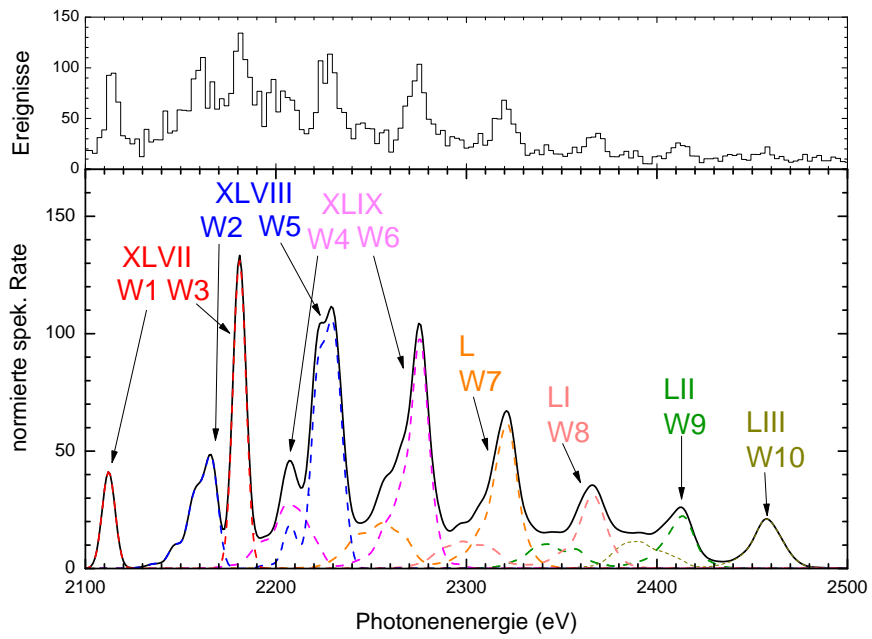


Abbildung 5.10: Modellspektren der $4f \rightarrow 3d$ Übergänge aus der FAC-Rechnung (oben) und aus den in [NHS⁺04] angegebenen Energien und Intensitäten der relevanten Linien (unten). Die Pfeile markieren die Linien, die untersuchten Übergängen in der Messung entsprechen. Zum Vergleich ist jeweils das korrigierte Spektrum S2a über dem Modellspektrum dargestellt.

Kürzel	E_{Exp} (eV)	E_{FAC} (eV)	E_{Ref} (eV)
W1	$2114,0 \pm 2,2$	2112	2113,42(14)
W2	$2160,4 \pm 2,5$	2164	2157,13(15)
W3	$2182,1 \pm 2,3$	2181	2180,23(16)
W4	$2202,3 \pm 3$	2208	2206,14(18)
W5	$2227,8 \pm 2,3$	2226	2227,93(17)
W6	$2274,3 \pm 2,3$	2274	2274,12(18)
W7	$2320,4 \pm 2,4$	2320	2321,33(15)
W8	$2367,6 \pm 2,5$	2366	2367,43(14)
W9	$2412,5 \pm 2,4$	2410	-
W10	$2457,6 \pm 2,4$	2457	-
W11	$2814,2 \pm 2,6$	2814	2816,1(3)
W12	$2875,6 \pm 2,7$	2876	2878,2(3)
W13	$2886,7 \pm 3$	2893	2890,3(5)
W14	$2956,1 \pm 2,7$	2957	2957,9(4)
W15	$3032,2 \pm 2,6$	3035	-
W16	$3107,3 \pm 2,7$	3115	-
W17	$3189,6 \pm 2,8$	3189	-
W18	$3350,4 \pm 2,8$	3354	-
W19	$3366,6 \pm 2,8$		-
W20	$3449,2 \pm 2,9$	3429	-

Tabelle 5.3: Energien der Wolframlinien in der Messung, der FAC-Berechnung und den Referenzen ([NHS⁺04] für W1-W8, [CBBG10] für W11-W14). Die Linien W18 und W19 sind im Modellspektrum von FAC nicht voneinander getrennt, es wird daher nur ein gemeinsamer Wert angegeben.

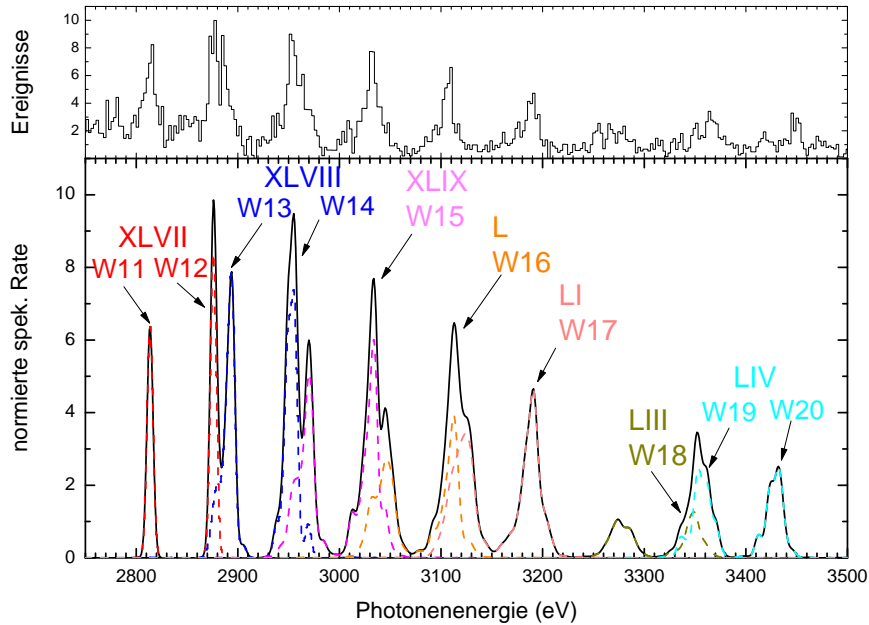


Abbildung 5.11: Theoretisches Modellspektrum der durch FAC berechneten $5f \rightarrow 3d$ Übergänge. Die Pfeile markieren die Linien, die untersuchten Übergängen in der Messung entsprechen. Zum Vergleich ist das korrigierte Spektrum S2a über dem Modellspektrum dargestellt.

Betrachtet man die Linien W2 und W4 in den Abbildung 5.10 und 5.11 sieht man, dass die Intensität dieser Linien in der Messung im Modellspektrum nicht reproduziert wird. Es scheint so, als ob in der Messung ein zusätzlicher Untergrund vorhanden ist, so dass diese Linien intensiver werden und mit den benachbarten Linien verschmelzen. Dadurch könnte auch die Energie dieser Linien beeinflusst werden, wodurch das gemessene Ergebnis verfälscht würde. Da der Ursprung dieses Untergrunds nicht bekannt ist, kann er jedoch nicht modelliert werden, um diese Vermutung zu unterstützen. Diese beiden Linien werden daher nicht in die endgültigen Ergebnisse dieser Messung mit aufgenommen.

Die Differenz der gemessenen Energien von Linie W13 kann nicht durch die teilweise Überdeckung der Linie durch W12 erklärt werden, da in der Energiebestimmung beide Linien zusammen durch eine Summenfunktion aus zwei Gauß angepasst wurden. Dadurch wird der Einfluss der benachbarten Linie auf den Mittelwert der Linie ausgeglichen. Betrachtet man jedoch alle Referenzlinien aus [CBBG10], sieht man, dass diese generell höherenergetisch als die Ergebnisse der Messung sind. Die Ursache für die Abweichung könnte daher in der Kalibration liegen. Bei der Berechnung der Kryptonlevel mittels FAC hatte sich gezeigt, dass der für die Kalibration genutzte Übergang bei 2762,5 eV (O-artig $5d \rightarrow 2p$) nahe bei einem höherenergetischen Übergang von C-artigem Krypton ($4d \rightarrow 2p$) liegt (s. dazu auch Abb.). Eine Überlagerung der beiden Übergänge in der gemessenen Linie könnte die Kalibration so

verfälschen, dass sich die systematische Abweichung der Messung erklären ließe. Es sind jedoch keine Referenzmessungen für diesen Übergang verfügbar, so dass die einzige bekannte Energie für den $4d \rightarrow 2p$ Übergang von der FAC-Rechnung stammt. Diese gibt für den C-artigen Übergang aber die selbe Energie an, wie die Referenz für den O-artigen Übergang (2762 eV). Der $5d \rightarrow 2p$ Übergang von O-artigem Krypton berechnet FAC zu 2758 eV, was die Annahme eines Fehlers von 5 eV für die FAC-Rechnung bestätigt. Dadurch wäre aber die einzige Änderung an der Kalibration, wenn man die C-artige Linie zur Kalibration benutzt eine Vergrößerung des theoretischen Fehlers von 0,3 eV auf 5 eV. Für eine weiterführende Überprüfung der Kalibration würde daher eine genaue Referenz des $4d \rightarrow 2p$ Übergangs von C-artigem Krypton benötigt werden.

Betrachtet man die Linienform von W16 in der Messung und in der Theorie, weicht in der Theorie die Linien wesentlich mehr von der Form eines Gauß ab als in der Messung. Daher scheinen in der Theorie der Einfluss der benachbarten Ladungszustände überschätzt zu werden. Betrachtet man hingegen nur das Spektrum von Wolfram L, ergibt sich ein theoretischer Wert von 3111 eV für W16. Dieser Differenz dieses Wertes zur Messung liegt innerhalb der Standardabweichung der Theorie.

Die Linien W18 bis W20 zeigen im Experiment eine starke Abweichung von der Gaußform, weiterhin kann nicht erklärt werden, warum diese Linien im Experiment sichtbar sind, die Linie des Ladungszustand W LII (V-artig) jedoch nicht. Daher kann nicht ausgeschlossen werden, dass die Linien falsch identifiziert wurden. Sie werden daher ebenso wie die Linien W2 und W4 von der endgültigen Ergebnissen dieser Arbeit ausgeschlossen.

Zusammenfassend wurden daher nur acht $4f \rightarrow 3d$ Übergänge der Ladungszustände XLVII (Ni-artig) bis LIII (Ti-artig) von Wolfram eindeutig identifiziert und vermessen, wobei deren ermittelten Energien kompatibel mit der verfügbaren Referenz und der FAC-Rechnung sind. Weiterhin sind sieben $5f \rightarrow 3d$ Übergänge der Ladungszustände XLVII (Ni-artig) bis LI (Cr-artig) von Wolfram vermessen worden, deren Energie allerdings systematisch kleiner als die verfügbaren Referenzenergien sind. Die von FAC ermittelten Energien stimmen innerhalb des Fehlers hingegen mit der Messung überein.

Vier weiteren Linien wurden Energien zugewiesen, die jedoch durch systematische Fehler beeinflusst sein können. Eine Möglichkeit, die Energien der $3d - 5f$ Übergänge zu verifizieren wäre eine Messung bei höherer Elektronenstrahlenergie. Dadurch werden mehr Ionen der Ladungszustände LII bis LIV produziert und die Intensität der entsprechenden Linien sollte damit ansteigen. Dadurch sollte eine Bestimmung möglich sein, im Rahmen dieser Arbeit wurde eine solche Messung jedoch nicht mehr durchgeführt.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, ein magnetisches Mikrokalorimeter für die Spektroskopie hochgeladener Ionen in einer Elektronenstrahl-Ionenfalle in Betrieb zu nehmen und zu charakterisieren.

Als erster Schritt wurde hierfür vor der Installation des Mikrokalorimeters an der EBIT die Röntgenoptik untersucht, die den vom Detektor abgedeckten Raumwinkel vergrößern soll. Sie fokussiert die vom Fallenzentrum emittierten Photonen in vertikaler Richtung und ist damit speziell für den Einsatz des Mikrokalorimeters mit einer linienförmigen Anordnung der Detektorpixel entwickelt worden. Entsprechend den Eigenschaften der Röntgenoptik wurde ein Gestell für das Mikrokalorimeter entworfen, das eine Positionierung des Detektors im Brennpunkt der Optik durch genaue Manipulation der Position des gesamten Kryostaten in der vertikalen und fokussierenden Achse ermöglicht.

Der Detektor selbst wurde beim Betrieb im Magnetfeld der EBIT charakterisiert, indem zum einen das magnetische Flussrauschen im Ausgangskanal betrachtet wurde und eine Messung mit einer ^{55}Fe -Quelle zur Untersuchung der Auflösung durchgeführt wurde. Im Flussrauschen haben sich dabei diskrete Störungen des Detektors gezeigt, für deren Ursache das Magnetfeld der EBIT identifiziert wurde. Die Störungen konnten durch eine weichmagnetische Abschirmung des ganzen Kryostaten soweit verringert werden, dass die Testmessung eine Auflösung des Detektors von 9 eV ergab.

Die erste spektroskopische Messung mit dem Mikrokalorimeter an Fallenionen untersuchte die dielektronische Resonanzlinien von He-artigen bis Be-artigen Eisenionen. Die gemessenen Energien der Linien waren kompatibel mit Ergebnissen vorangegangener Messungen, allerdings war die Auflösung nicht ausreichend, um die Linien klar voneinander getrennt zu detektieren. Es zeigten sich geringe Abweichungen in den relativen Intensitäten der Linien von den theoretischen Erwartungen.

Es folgte eine Messung an hochgeladenen Wolframionen, wobei direkt angeregte Übergänge der Ladungszustände Sc-artig bis Ni-artig identifiziert wurde. Diese Messungen reproduzierte innerhalb der gegebenen Unsicherheit die bekannten $4f \rightarrow 3d$ Übergänge von Cr-artigen und bis Ni-artigen Wolfram. Weiterhin wurde die Energie dieses Übergangs für V-artiges und Ti-artiges Wolfram bestimmt, wofür zum Zeitpunkt der Arbeit noch keine Referenzmessungen existieren.

Von den $5f \rightarrow 3d$ Übergängen in Wolfram wurde die Energie für die Ladungszustände Ni-artig bis Cr-artig bestimmt. Ein Vergleich mit einer Referenz für die Ni-artigen und Co-artigen Übergänge ergab hier systematisch kleinere Energien. Für die Ladungszustände Fe-artig und Cr-artig waren zum Zeitpunkt der Arbeit ebenfalls noch keine Referenzen veröffentlicht. Weiterhin wurden die $3d - 5f$ Übergänge in Sc-artigen und Ti-artigen Wolfram identifiziert, eine glaubwürdige Energiebestimmung für diese benötigt jedoch noch weitere Untersuchungen.

Die Untersuchungen haben auch einige grundsätzliche Beschränkungen beim Betrieb des Detektors aufgezeigt. Die maximale Dauer jeder Einzelmessung ist begrenzt durch den Temperaturdrift des Kryostaten. In dieser Zeit müssen genügend Ereignisse aufgezeichnet werden, damit eine sinnvolle Temperaturkorrektur durchgeführt werden kann. Das Mikrokalorimeter ist daher nicht für die Untersuchung von Linien mit geringer Intensität oder für Messungen mit kleinem Elektronenstrom geeignet.

Trotz dieser Einschränkungen stellt das Mikrokalorimeter eine wichtige Ergänzung zu den bisher an der EBIT verfügbaren Spektrometern dar. Es bietet eine überlegene Auflösung gegenüber Halbleiterdetektoren, kann aber gleichzeitig einen großen Spektralbereich von einigen hundert eV bis 30 keV abdecken. Weiterhin sind sinnvolle Messungen mit wechselnden Strahlparametern der EBIT möglich, da deren Einstellung für jedes detektierte Photon mit aufgenommen werden können. Dadurch könnten in Zukunft mit dem Mikrokalorimeter auch zweidimensionale Spektren ähnlich den bisherigen SDD Messungen (s. z.B. Abbildung 5.1) aufgenommen werden. Durch die höhere Auflösung des Detektors bietet sich z.B. die Möglichkeit, resonante Rekombinationsprozesse sowohl in Abhängigkeit der Elektronen- als auch der Photonenenergie zu untersuchen. Dies ermöglicht eine strengere Vergleichsbasis mit theoretischen Vorhersagen, als wenn die Resonanzen wie bisher (vgl. z.B. [Bau12], [Bei12]) nur in der Elektronenstrahlenergie hochaufgelöst untersucht werden.

In naher Zukunft soll der experimentelle Aufbau verbessert werden, indem eine neue supraleitende Abschirmung aus Niob in den Kryostaten eingebaut wird, welche die bisherige Abschirmung aus Aluminium ersetzen soll. Diese soll effektiver das Magnetfeld der EBIT abschirmen und so die unerwünschten diskreten Beiträge im Flussrauschen unterdrücken. Ziel ist es, auch beim Betrieb an der EBIT die in neutraler Umgebung bereits erreichte Auflösung des Detektors von ca. 3 eV zu erreichen. Weiterhin geplant ist der Einbau eines Detektors mit verändertem Sensoraufbau, durch den zusätzlich die optimale Auflösung gegenüber dem derzeit eingebauten Detektor noch einmal um einige zehntel eV verbessert wird.

Mit Fertigstellung dieser beiden Veränderungen sind dann alle Schritte zur Inbetriebnahme des Mikrokalorimeters an der EBIT abgeschlossen. Die grundsätzlichen Möglichkeiten des Detektors für die Spektroskopie von hochgeladenen Ionen wurden in dieser Arbeit aufgezeigt und damit die Grundlagen für die weitere Anwendungen des Detektors bei einer Vielzahl an möglichen Messungen gegeben.

Appendix

A Literaturverzeichnis

- [Art72] ARTSIMOVICH, L.A.: Tokamak devices. In: *Nuclear Fusion* 12 (1972), Nr. 2, 215. <http://stacks.iop.org/0029-5515/12/i=2/a=012>
- [Bau12] BAUMANN, Thomas: *Spektroskopische Untersuchungen resonanter Rekombinationsprozesse an hochgeladenem Silizium in einer Elektronenstrahl-Ionenfalle*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diss., 2012
- [BBFH57] BURBIDGE, E. M. ; BURBIDGE, G. R. ; FOWLER, William A. ; HOYLE, F.: Synthesis of the Elements in Stars. In: *Rev. Mod. Phys.* 29 (1957), Oct, 547–650. <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.29.547>. – DOI 10.1103/RevModPhys.29.547
- [BBGH89] BEIERSDORFER, P. ; BITTER, M. ; GOELER, S. von ; HILL, K. W.: Experimental study of the x-ray transitions in the heliumlike isoelectronic sequence. In: *Phys. Rev. A* 40 (1989), Jul, 150–157. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.40.150>. – DOI 10.1103/PhysRevA.40.150
- [BBK⁺07] BRUHNS, H. ; BRAUN, J. ; KUBIECEK, K. ; CRESPO LÓPEZ-URRUTIA, J. R. ; ULLRICH, J.: Testing QED Screening and Two-Loop Contributions with He-Like Ions. In: *Phys. Rev. Lett.* 99 (2007), Sep, 113001. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.113001>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.99.113001
- [BCMU10] BEILMANN, C. ; CRESPO LÓPEZ-URRUTIA, J. R. ; MOKLER, P. H. ; ULLRICH, J.: High resolution resonant recombination measurements using evaporative cooling technique. In: *Journal of Instrumentation* 5 (2010), Nr. 09, C09002. <http://stacks.iop.org/1748-0221/5/i=09/a=C09002>
- [BDFL85] BEYER, H F. ; DESLATTES, R D. ; FOLKMANN, F ; LAVILLA, R E.: Determination of the 1s Lamb shift in one-electron argon recoil ions. In: *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics* 18 (1985), Nr. 2, S. 207. <http://dx.doi.org/10.1088/0022-3700/18/2/008>. – DOI 10.1088/0022-3700/18/2/008
- [Bei12] BEILMANN, Christian: *Über die Stärke mehrelektronischer Resonanzen bei der Photorekombination und -ionisation*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diss., 2012

- [BLB⁺05] BOHLKE, J. K. ; LAETER, J. R. ; BIEVRE, P. D. ; HIDAKA, H. ; PEISER, H. S. ; ROSMAN, K. J. R. ; TAYLOR, P. D. P.: Isotopic Compositions of the Elements, 2001. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 34 (2005), Nr. 1, S. 57–67. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1836764>. – DOI 10.1063/1.1836764
- [BMB⁺11] BEILMANN, C. ; MOKLER, P. H. ; BERNITT, S. ; KEITEL, C. H. ; ULLRICH, J. ; LÓPEZ-URRUTIA, J. R. C. ; HARMAN, Z.: Prominent Higher-Order Contributions to Electronic Recombination. In: *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011), Sep, 143201. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.143201>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.107.143201
- [Boh13] BOHR, N.: I. On the constitution of atoms and molecules. In: *Philosophical Magazine Series 6* 26 (1913), Nr. 151, S. 1–25. <http://dx.doi.org/10.1080/14786441308634955>. – DOI 10.1080/14786441308634955
- [Bol84] BOLTZMANN, Ludwig: Ableitung des Stefan'schen Gesetzes, betreffend die Abhängigkeit der Wärmestrahlung von der Temperatur aus der electromagnetischen Lichttheorie. In: *Annalen der Physik* 258 (1884), Nr. 6, S. 291–294. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.18842580616>. – DOI 10.1002/andp.18842580616. – ISSN 1521–3889
- [BPJ⁺93] BEIERSDORFER, P. ; PHILLIPS, T. ; JACOBS, V. L. ; HILL, K. W. ; BITTER, M. ; VON GOELER, S. ; KAHN, S. M.: High-resolution measurements, line identification, and spectral modeling of K-alpha transitions in Fe XVIII-Fe XXV. In: *apj* 409 (1993), S. 846–859. <http://dx.doi.org/10.1086/172715>. – DOI 10.1086/172715
- [Bra12] BRAGG, W. L.: The Specular Reflection of X-rays. In: *Nature* 90 (1912), S. 410. <http://dx.doi.org/10.1038/090410b0>. – DOI 10.1038/090410b0
- [Bre30] BREIT, G.: The Fine Structure of HE as a Test of the Spin Interactions of Two Electrons. In: *Physical Review* 36 (1930), August, S. 383–397. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.36.383>. – DOI 10.1103/PhysRev.36.383
- [Bur64] BURGESS, A.: Dielectronic Recombination and the Temperature of the Solar Corona. In: *The Astrophysical Journal* 139 (1964), feb, S. 776–780. <http://dx.doi.org/10.1086/147813>. – DOI 10.1086/147813
- [CBBG10] CLEMENTSON, J ; BEIERSDORFER, P ; BROWN, G V. ; GU, M F.: Spectroscopy of M-shell x-ray transitions in Zn-like through Co-like W. In: *Physica Scripta* 81 (2010), Nr. 1, 015301. <http://dx.doi.org/10.1088/0031-8949/81/01/015301>. – DOI 10.1088/0031-8949/81/01/015301

- [Cle06] CLERY, Daniel: ITER's \$12 Billion Gamble. In: *Science* 314 (2006), Nr. 5797, S. 238–242. <http://dx.doi.org/10.1126/science.314.5797.238>. – DOI 10.1126/science.314.5797.238
- [Cur11] CURRY, J.: *Other EBITs Around the Globe*. <http://www.nist.gov/pml/div684/grp01/other-ebits.cfm>. Version: 2011
- [Cur12] CURRY, John J.: *NIST Atomic Spectra Database*. <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>. Version: September 2012
- [Deb12] DEBYE, P.: Zur Theorie der spezifischen Wärmen. In: *Annalen der Physik* 344 (1912), Nr. 14, S. 789–839. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19123441404>. – DOI 10.1002/andp.19123441404. – ISSN 1521–3889
- [Deb26] DEBYE, P.: Einige Bemerkungen zur Magnetisierung bei tiefer Temperatur. In: *Annalen der Physik* 386 (1926), S. 1154–1160. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19263862517>. – DOI 10.1002/andp.19263862517
- [DIA68] DONETS, E. D. ; ILYUSHCHENKO, V. I. ; ALPERT, V. A.: In: *Joint Institute for Nuclear Research Report, Dubna* (1968), Nr. P7-4124
- [Dir28] DIRAC, P. A. M.: The Quantum Theory of the Electron. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A* 117 (1928), Nr. 778, S. 610–624. <http://dx.doi.org/10.1098/rspa.1928.0023>. – DOI 10.1098/rspa.1928.0023
- [Ein05] EINSTEIN, A.: Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. In: *Annalen der Physik* 322 (1905), Nr. 6, 132–148. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19053220607>. – DOI 10.1002/andp.19053220607. – ISSN 1521–3889
- [Fle01] FLEISCHMANN, Andreas: High Resolution X-Ray Detection Using Metallic Magnetic Calorimeters. Version: 2001. http://dx.doi.org/10.1007/3-540-44946-9_46. In: KRAMER, Bernhard (Hrsg.): *Advances in Solid State Physics* Bd. 41. Springer Berlin Heidelberg, 2001. – DOI 10.1007/3-540-44946-9_46. – ISBN 978-3-540-42000-2, 577-588
- [Fra17] FRAUNHOFER, Joseph: Bestimmung des Brechungs- und des Farbenzerstreungs-Vermögens verschiedener Glasarten, in Bezug auf die Vervollkommnung achromatischer Fernrohre. In: *Annalen der Physik* 56 (1817), Nr. 7, S. 264–313. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.18170560706>. – DOI 10.1002/andp.18170560706
- [Gia27] GIAUQUE, W. F.: A THERMODYNAMIC TREATMENT OF CERTAIN MAGNETIC EFFECTS. A PROPOSED METHOD OF PRODUCING TEMPERATURES CONSIDERABLY BELOW 1° ABSOLUTE. In: *Journal of the American Chemical Society* 49 (1927),

- S. 1864–1870. <http://dx.doi.org/10.1021/ja01407a003>. – DOI 10.1021/ja01407a003
- [GP72] GABRIEL, A. H. ; PAGET, T. M.: Measurement and interpretation of dielectronic recombination satellite line intensities. In: *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics* 5 (1972), März, S. 673–685. <http://dx.doi.org/10.1088/0022-3700/5/3/034>. – DOI 10.1088/0022-3700/5/3/034
- [Gu03] GU, M. F.: Indirect X-Ray Line-Formation Processes in Iron L-Shell Ions. In: *The Astrophysical Journal* 582 (2003), Nr. 2, 1241. <http://dx.doi.org/10.1086/344745>. – DOI 10.1086/344745
- [HGD93] HENKE, B.L. ; GULLIKSON, E.M. ; DAVIS, J.C.: X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at E=50–30000 eV, Z=1–92. In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 54 (1993), July. <http://dx.doi.org/10.1006/adnd.1993.1013>. – DOI 10.1006/adnd.1993.1013
- [Hun25] HUND, F.: Zur Deutung verwickelter Spektren, insbesondere der Elemente Scandium bis Nickel. In: *Zeitschrift für Physik* 33 (1925), S. 345–371. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01328319>. – DOI 10.1007/BF01328319. – ISSN 0044–3328
- [IG91] IVANOVA, E.P. ; GULOV, A.V.: Theoretical investigation of the neon isoelectronic sequence. In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 49 (1991), Nr. 1, 1 - 64. [http://dx.doi.org/10.1016/0092-640X\(91\)90011-R](http://dx.doi.org/10.1016/0092-640X(91)90011-R). – DOI 10.1016/0092-640X(91)90011-R. – ISSN 0092–640X
- [Jos62] JOSEPHSON, B.D.: Application of Low Temperature Calorimetry to Radioactive Measurements. In: *Nature* 1 (1962), Nr. 7, 251 - 253. [http://dx.doi.org/10.1016/0031-9163\(62\)91369-0](http://dx.doi.org/10.1016/0031-9163(62)91369-0). – DOI 10.1016/0031-9163(62)91369-0. – ISSN 0031–9163
- [KB61] KIRCHHOFF, G. ; BUNSEN, R.: Chemische Analyse durch Spectralbeobachtungen. In: *Annalen der Physik* 189 (1861), Nr. 7, S. 337–381. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.18611890702>. – DOI 10.1002/andp.18611890702. – ISSN 1521–3889
- [KN07] KAUFMANN, M. ; NEU, R.: Tungsten as first wall material in fusion devices. In: *Fusion Engineering and Design* 82 (2007), Nr. 5-14, 521 - 527. <http://dx.doi.org/10.1016/j.fusengdes.2007.03.045>. – DOI 10.1016/j.fusengdes.2007.03.045. – ISSN 0920–3796
- [Lin07] LINCK, Markus: *Entwicklung eines metallischen magnetischen Kalorimeters für die hochauflösende Röntgenspektroskopie*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diss., 2007

- [LMH⁺] LEVINE, Morton A. ; MARRS, R. E. ; HENDERSON, J. R. ; KNAPP, D. A. ; SCHNEIDER, M. B.: The Electron Beam Ion Trap: A New Instrument for Atomic Physics Measurements.
- [Lon50] LONDON, F: *Superfluids*. New York : Wiley, 1950
- [LR47] LAMB, Willis E. ; RETHERFORD, Robert C.: Fine Structure of the Hydrogen Atom by a Microwave Method. In: *Phys. Rev.* 72 (1947), Aug, 241–243. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.72.241>. – DOI 10.1103/PhysRev.72.241
- [LS58] LYMAN SPITZER, Jr.: The Stellarator Concept. In: *Physics of Fluids* 1 (1958), Nr. 4, S. 253–264. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1705883>. – DOI 10.1063/1.1705883
- [MMM84] MOSELEY, S. H. ; MATHER, J. C. ; MCCAMMON, D.: Thermal detectors as x-ray spectrometers. In: *Journal of Applied Physics* 56 (1984), Nr. 5, 1257–1262. <http://dx.doi.org/10.1063/1.334129>. – DOI 10.1063/1.334129
- [Moh85] MOHR, Peter J.: Quantum electrodynamics of high- Z few-electron atoms. In: *Phys. Rev. A* 32 (1985), Oct, 1949–1957. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.32.1949>. – DOI 10.1103/PhysRevA.32.1949
- [NHS⁺04] NEILL, P ; HARRIS, C ; SAFRONOVA, A S. ; HAMASHA, S ; HANSEN, S ; SAFRONOVA, U I. ; BEIERSDORFER, P: The study of X-ray M-shell spectra of W ions from the Lawrence Livermore National Laboratory Electron Beam Ion Trap. In: *Canadian Journal of Physics* 82 (2004), Nr. 11, S. 931–942. <http://dx.doi.org/10.1139/p04-053>. – DOI 10.1139/p04-053
- [RFG⁺00] RICE, J E. ; FOURNIER, K B. ; GOETZ, J A. ; MARMAR, E S. ; TERRY, J L.: X-ray observations of $2l - nl$ ' transitions and configuration-interaction effects from Kr, Mo, Nb and Zr in near neon-like charge states from tokamak plasmas. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 33 (2000), Nr. 23, S. 5435. <http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/33/23/3150>. – DOI 10.1088/0953-4075/33/23/3150
- [RIS⁺04] RODRIGUES, G.C. ; INDELICATO, P. ; SANTOS, J.P. ; PATTÉ, P. ; PARENTE, F.: Systematic calculation of total atomic energies of ground state configurations. In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 86 (2004), Nr. 2, 117 - 233. <http://dx.doi.org/10.1016/j.adt.2003.11.005>. – DOI 10.1016/j.adt.2003.11.005. – ISSN 0092-640X
- [Sal10] SALOMAN, E. B.: Energy Levels and Observed Spectral Lines of Ionized Argon, Ar II through Ar XVIII. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 39 (2010). <http://dx.doi.org/10.1063/1.3337661>. – DOI 10.1063/1.3337661

- [SC10] SANSONETTI, J.E. ; CURRY, J.J.: Wavelengths, Transition Probabilities, and Energy Levels for the Spectra of Barium (Ba III through Ba LVI). In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 39 (2010). <http://dx.doi.org/10.1063/1.3432516>. – DOI 10.1063/1.3432516
- [Sch26] SCHRÖDINGER, E.: Quantisierung als Eigenwertproblem. In: *Annalen der Physik* 385 (1926), Nr. 13, S. 437–490. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19263851302>. – DOI 10.1002/andp.19263851302
- [Sch11] SCHIPPERS, S.: Storage-ring ionization and recombination experiments with multiply charged ions relevant to astrophysical and fusion plasmas. In: *ArXiv e-prints* (2011), August
- [Sch12] SCHÄFER, Sönke: *Entwicklung einer Detektorzeile aus metallischen magnetischen Kalorimetern zur hochauflösenden Röntgenspektroskopie an hochgeladenen Ionen*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diss., 2012
- [Sef79] SEFAN, J.: Über die Beziehung zwischen der Wärmestrahlung und der Temperatur. In: *Sitzungsberichte der mathematisch-naturwissenschaftlichen Classe der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften* 79 (1879), S. 391–428
- [SGB⁺03] SCHNELL, M. ; GWINNER, G. ; BADNELL, N. R. ; BANNISTER, M. E. ; BÖHM, S. ; COLGAN, J. ; KIESLICH, S. ; LOCH, S. D. ; MITNIK, D. ; MÜLLER, A. ; PINDZOLA, M. S. ; SCHIPPERS, S. ; SCHWALM, D. ; SHI, W. ; WOLF, A. ; ZHOU, S.-G.: Observation of Trielectronic Recombination in Be-like Cl Ions. In: *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003), Jul, 043001. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.043001>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.91.043001
- [Sim35] SIMON, F.: Possible new effects in superconductive tunnelling. In: *Physics Letters* (1935), Nr. 135, S. 763 – 7633. <http://dx.doi.org/10.1038/135763a0>. – DOI 10.1038/135763a0
- [Som28] SOMMERFELD, A.: Zur Elektronentheorie der Metalle auf Grund der Fermischen Statistik. In: *Zeitschrift für Physik* 47 (1928), 1-32. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01391052>. – DOI 10.1007/BF01391052. – ISSN 0044–3328
- [UB92] UMLAUF, Edgar ; BUEHLER, Matthias: Detection of single particles and quanta with a cryogenic calorimeter of high mass. (1992), 391-396. <http://dx.doi.org/10.1117/12.130699>. – DOI 10.1117/12.130699
- [Uhl12] UHLENBROCK, Kristian: *Infoblatt Kernfusion*. http://www2.klett.de/sixcms/list.php?page=geo_infothek&miniinfothek=&node=Kernfusion&article=Infoblatt+Kernfusion. Version: 2012

- [VS85] VAINSHTEIN, L. A. ; SAFRONOVA, U. I.: Energy Levels of He- and Li-Like Ions (States $1s^1$, $1s^2nl$ with $n = 2-5$). In: *Physica Scripta* 31 (1985), Nr. 6, S. 519. <http://dx.doi.org/10.1088/0031-8949/31/6/012>. – DOI 10.1088/0031-8949/31/6/012
- [Wae00] WAELE, A.T.A.M. de: Pulse-tube refrigerators: principle, recent developments, and prospects. In: *Physica B: Condensed Matter* 280 (2000), Nr. 4, 479 - 482. [http://dx.doi.org/10.1016/S0921-4526\(99\)01840-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0921-4526(99)01840-2). – DOI 10.1016/S0921-4526(99)01840-2. – ISSN 0921-4526
- [War81] WARBURG, E.: Magnetische Untersuchungen. In: *Annalen der Physik* 249 (1881), S. 141-164. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.18812490510>. – DOI 10.1002/andp.18812490510
- [WBD⁺95] WIDMANN, K. ; BEIERSDORFER, P. ; DECAUX, V. ; ELLIOTT, S. R. ; KNAPP, D. ; OSTERHELD, A. ; BITTER, M. ; SMITH, A.: Studies of He-like krypton for use in determining electron and ion temperatures in very-high-temperature plasmas. In: *Review of Scientific Instruments* 66 (1995), Nr. 1, S. 761-763. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1146281>. – DOI 10.1063/1.1146281
- [Zee82] ZEEMAN, P.: Ueber einen Einfluss der Magnetisirung auf die Natur des von einer Substanz emittirten Lichtes. In: *Verhandlungen der Physikalischen gesellschaft zu Berlin* (1882), S. 127

Erklärung:

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

Heidelberg, den 13.12.2012

.....