

Ladungsausgleich langsamer, hochgeladener Ionen in dünnen Folien

Mirko Hattaß

Diplomarbeit

Institut für Kernphysik
der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität
Frankfurt am Main

und Lawrence Livermore National Laboratory
Livermore, USA

29. Juni 1999

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	3
2.1	Definition des Gleichgewichtsladungszustandes	3
2.2	Neutralisation vor und im Festkörper	4
2.2.1	Zum Auger Effekt	4
2.2.2	Das Classical-Over-The-Barrier Modell	6
2.2.3	Relaxation im Festkörper	9
3	Experiment	11
3.1	Experimenteller Aufbau	11
3.1.1	Erzeugung von langsamen, hochgeladenen Ionen in einer EBIT	11
3.1.2	Die Streukammer	15
3.1.3	Die Detektoren	20
3.1.4	Die Elektronik und Auslesesoftware	22
3.2	Datenreduktion	24
4	Ergebnisse und Diskussion	27
4.1	Experimentelle Ergebnisse	27
4.1.1	Abhängigkeit von der Ionengeschwindigkeit	29
4.1.2	Abhängigkeit von der Ionenladung	31
4.1.3	Emission von Sekundärelektronen	31
4.2	Diskussion	33
5	Zusammenfassung	45
	Danksagung	55

Kapitel 1

Einleitung

Die Wechselwirkung langsamer, hochgeladener Ionen mit Oberflächen stellt ein neues, attraktives Gebiet in der Physik der atomaren Kollisionen dar. Unter langsamen Ionen versteht man dabei im allgemeinen Ionen, deren Relativgeschwindigkeit zur Oberfläche unterhalb 2.18×10^6 m/s, d.h. der atomaren Geschwindigkeitseinheit, liegt. Bei diesen niedrigen Geschwindigkeiten laufen elektronische Übergänge deutlich schneller ab, als die Änderung der Position des Projektils zum Target. Oder anschaulicher, die Elektronen sind in der Lage, zwischen den einzelnen Kollisionen mehrere Umläufe zu vollenden.

Die mit experimentellen und theoretischen Methoden untersuchten Phänomene sind beispielsweise der Austausch von Elektronen zwischen Projektil und Festkörper, Energieverlust des Projektils, die Emission von sekundären Elektronen und Photonen im Zuge der Neutralisation des hochgeladenen Ions [1, 2, 3, 4, 5], sowie die Emission ionisierter und neutraler Atome aus dem Festkörper [4, 6, 7]. Die meisten der Phänomene bei der Wechselwirkung mit dem Festkörper sind eng mit der ungewöhnlichen elektronischen Besetzungsstruktur der Ionen verknüpft. Bei der Annäherung des Projektils an die Oberfläche werden Elektronen zunächst in hochliegende Niveaus eingefüllt, bevor die weitere Relaxation in den Grundzustand stattfindet [8]. Für kurze Zeit bildet sich ein vollständig neutrales oder gar negativ geladenes Atom/Ion, das zahlreiche unbesetzte Zustände in den inneren Schalen besitzt. Atome mit einer solchen Besetzungsstruktur werden häufig als Rydberg- oder *hohle Atome* bezeichnet [14, 3] (siehe auch Abbildung 1.1).

Langsame, hochgeladene Ionen stellen damit ein ausgezeichnetes Werkzeug zur Untersuchung der Dynamik von solchen exotischen Viel-Teilchensystemen dar.

Von Interesse ist ebenso die Reaktion des Festkörpers auf die Deposition von in einigen Fällen über 100 keV potentieller Energie, die in wenigen Femtosekunden durch die Neutralisation des Ions stattfinden. Zahlreiche sekundäre Elektronen, Ionen und neutrale Atome werden emittiert und geben Aufschluß über Materialeigenschaften und

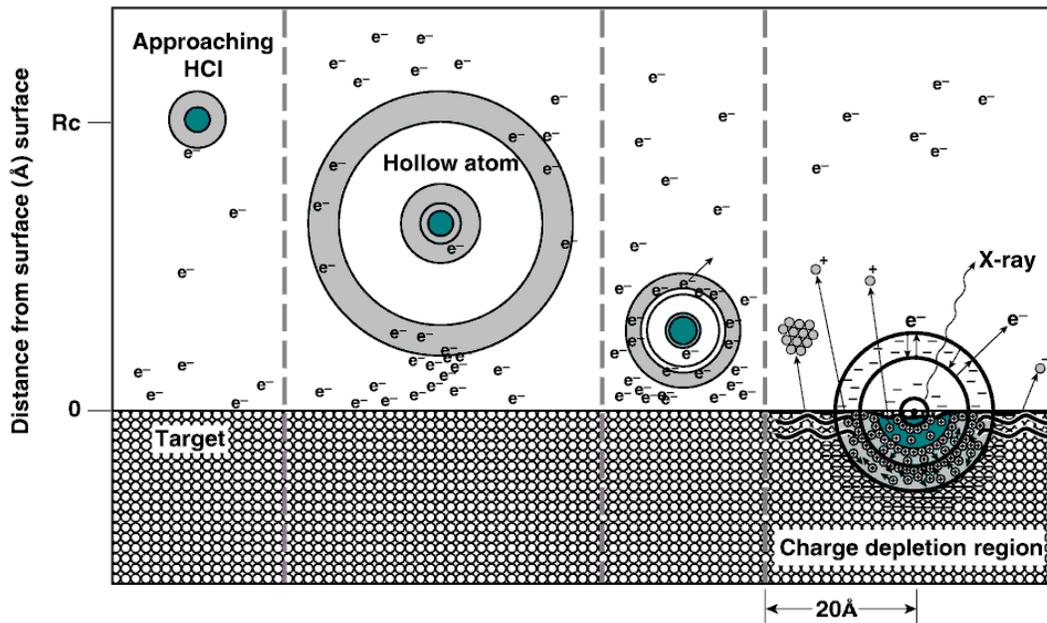


Abbildung 1.1: Szenario der Ionen-Oberflächen Wechselwirkung. Elektronen aus dem Target werden in hochliegende Projektil-Niveaus eingefangen und bilden ein hohles Atom (hollow atom). Die weitere Neutralisation führt zur Deposition der gespeicherten potentiellen Energie in den obersten Lagen des Festkörpers und zur Emission zahlreicher Sekundärteilchen.

Zusammensetzung. Langsame hochgeladene Ionen finden somit auch Anwendung in der Materialanalyse und Modifikation auf der Nanometer-Skala.

Zentraler Punkt dieser Arbeit ist die Lebensdauer eines hohlen Atoms unter einer Oberfläche. In einer vorausgehenden Studie wurde eine obere Schranke für die Relaxationszeit von hochgeladenen Ionen bis zu Th^{65+} bestimmt [9, 7]. Dazu wurde die Ladungszustandsverteilung der Ionen nach der Transmission einer 10 nm dicken Kohlenstoff-Folie gemessen. Der mittlere Endladungszustand der Ionen zeigte dabei keine deutliche Abweichung von einem definierten Gleichgewichtsladungszustand. Als obere Schranke für die Lebensdauer eines hohlen Atoms in einem Festkörper wurde eine Zeit von 21 fs angegeben [9, 7].

Durch die Verringerung der Foliendicke auf 5 nm und der Verwendung etwas höherer Projektilgeschwindigkeiten konnte die effektive Zeit, die dem Ion in der Folie zur Neutralisation und Relaxation zu Verfügung steht, weiter verkürzt werden. Durch die Beobachtung von Nicht-Gleichgewichtsladungszuständen konnte daraus erstmals eine Lebensdauer für langsame, hochgeladene Xenon- und Gold-Ionen mit Ladungszuständen $33+$ bis $68+$ in einem Festkörper bestimmt werden. Die Zeit, die zum vollständigen Ladungsausgleich benötigt wird, beträgt demnach nur etwa 7 fs.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Definition des Gleichgewichtsladungszustandes

Ionen tauschen bei der Passage durch Gas oder Festkörper Elektronen mit dem jeweiligen Targetmaterial aus. Nach gegebener Zeit stellt sich ein dynamisches Gleichgewicht aus Einfang- und Verlustprozessen ein, das im wesentlichen durch die Ionengeschwindigkeit und Kernladungszahl bestimmt ist [10]. Aufgrund der statistischen Natur der Austauschprozesse wird sich ein Ionenstrahl bei der Passage aus verschiedenen Ladungszuständen zusammensetzen. Der mittlere Ladungszustand \bar{q} ist dabei durch

$$\bar{q} = \sum_q q \varphi(q) \quad (2.1)$$

gegeben [10]. Hierbei ist $\varphi(q)$ die auf 1 normierte Verteilungsfunktion, bzw. die jeweiligen Bruchteile der Ladungszustände q an \bar{q} .

In einer Theorie für schnelle Ionen in Gasen läßt sich die Annäherung des Ladungszustandes an ein Gleichgewicht durch ein System von linearen gekoppelten Differentialgleichungen, sogenannten Ratengleichungen, beschreiben [10]

$$\frac{dY_q(x)}{dx} = \sum_{q' \neq q} [\sigma(q', q)Y_{q'}(x) - \sigma(q, q')Y_q(x)] \quad (2.2)$$

Dabei ist $Y_q(x)$ der Anteil des Ladungszustandes q am mittleren (Nicht-) Gleichgewichtsladungszustand und x die durchquerte Flächendichte. $\sigma(q, q')$ steht für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion, die die Ladung von q zu q' ändert. Hierfür wird angenommen, daß zwischen jeder Kollision das Ion in seinen Grundzustand zurückkehrt und daß es sich tatsächlich um eine ladungsändernde Reaktion handelt, ein eingefangenes Elektron also nicht z.B. wieder über einen Auger-Prozess verloren geht. Ein Gleichgewicht stellt sich ein, wenn $dY_q/dx = 0$.

Bohr stellte für die Abschätzung des mittleren Gleichgewichtszustandes das Kriterium auf, daß Elektronen, deren Orbitalgeschwindigkeit kleiner als die Ionengeschwindigkeit im Target ist, durch Kollisionen verloren gehen [11]. Diese anschauliche Bedingung führte zu der als *Bohrsches Kriterium* bekannten Formel

$$\bar{q} = \frac{v_{ion}}{v_0} Z^{1/3}, \quad (2.3)$$

wobei

$$v_0 = \alpha c = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar}$$

die Geschwindigkeit des Elektrons auf der ersten Bohrschen Bahn im Wasserstoffatom ist (Bohrsche Geschwindigkeit). Darüber hinaus kam es zu der Entwicklung einiger empirischer Formeln für die Berechnung des mittleren Endladungszustandes in Kohlenstoff-Folien (z.B. [12]). Diese Formel liefert brauchbare Ergebnisse für Geschwindigkeiten im Bereich von $1 < v_{ion}/v_0 < Z^{2/3}$. Bei Geschwindigkeiten deutlich unterhalb von v_0 ist die Wechselwirkungszeit der Elektronen mit dem Ion zu lang, um von einem einfachen "momentanen" Abstreifvorgang auszugehen. Da die in dieser Arbeit verwendeten Geschwindigkeiten alle im Bereich von $0.2v_0$ bis $0.4v_0$ liegen, kann das Bohr-Kriterium daher lediglich als eine qualitative Aussage dienen. Demnach liegen die höchsten zu erwartenden Gleichgewichtswerte in dem hier betrachteten Geschwindigkeitsbereich für \bar{q} , selbst im Fall von Uran Ionen, bei 1.8+.

Darin findet sich auch die Begründung für die Bezeichnung "langsame, hochgeladene" Ionen. Die Geschwindigkeit, bei der das Ladungsgleichgewicht eines Xenon Ions bei z.B. 44+ liegt, beträgt etwa 3.4 MeV/Nukleon.

2.2 Neutralisation vor und im Festkörper

Erste ausführliche Untersuchungen zur Wechselwirkung von langsamen Ionen mit Oberflächen wurden in den 50'er Jahren von Hagstrum [13] durchgeführt. Die Neutralisation eines Ions an einer Oberfläche verläuft danach durch schrittweisen Einfang von Elektronen aus dem Leitungsband des Festkörpers und unter Abregung über den *Auger* Effekt.

2.2.1 Zum Auger Effekt

Im Allgemeinen versteht man unter einem Auger-Prozess die strahlungslose Relaxation eines Atoms (Ions), bei der die durch die Abregung eines Elektrons freiwerdende Energie

auf ein weiteres Elektron übertragen wird, das das Atom (Ion) verlassen kann. Findet der Übergang des "ersten" Elektrons aus dem Niveau I in II statt und befindet sich das "zweite" Elektron zunächst in Niveau III so ergibt sich die kinetische Energie des emittierten ("zweiten") Elektrons aus

$$E_{\text{kin},2} = E_{\text{I},1} - E_{\text{II},1} - E_{\text{III},2} \quad (2.4)$$

Die in der Zeiteinheit dt stattfindenden Auger-Prozesse lassen sich in erster Ordnung Störungstheorie als

$$b_n dt = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \int \int \chi_f^*(r_1) \psi_f^*(r_2) \frac{e^2}{|r_1 - r_2|} \chi_i(r_1) \psi_i(r_2) dr_1 dr_2 \right|^2 dt \quad (2.5)$$

berechnen [15]. Dabei ist $\chi_{i,f}(r_1)$ und $\psi_{i,f}(r_2)$ die Wellenfunktionen der Elektronen im Anfangs- bzw. Endzustand und $e^2/|r_1 - r_2|$ die Wechselwirkungsenergie zwischen den beiden Elektronen. Typische Übergangsraten liegen im Bereich von 10^{14} s^{-1} bis 10^{15} s^{-1} und sind nur schwach von der Kernladungszahl abhängig (etwa $Z^{1/2}$). Auger-Spektroskopie bietet sich damit als Werkzeug zur Untersuchung des Zustands eines Atoms auf einer Zeitskala von Femtosekunden an. Die Energie der emittierten Elektronen ist charakteristisch für einen bestimmten Übergang. Beispielsweise lassen sich KLL Auger Elektronen beobachten, d.h. es findet ein Übergang von der L in die K Schale statt, wobei das andere Elektron aus der L Schale emittiert. Des weiteren können auch Übergänge stattfinden, bei denen sich der Anfangs- und Endzustand des verbleibenden Elektrons in der gleichen Schale befindet. Diese Prozesse werden Coster-Kronig-Übergänge genannt.

Ein Modell zum Transfer von mehreren Elektronen bei langsamen Ion-Atom-Kollisionen wurde von Bárány *et al.* sowie von Niehaus aufgestellt [16, 17]. Dabei handelt sich es um ein "classical-over-the-barrier"-Modell zur Beschreibung des Transfers. Der Übergang der Elektronen vom Target-Atom zum Projektil wird in diesem Bild möglich, wenn sich Projektil und Target in einem kritischen Abstand befinden, bei dem die Potentialbarriere unter den Wert der Bindungsenergie der einzufangenden Elektronen im Festkörper fällt.

Dieses Modell wurde nun von Burgdörfer *et al.* auf das Ionen-Oberflächen-Szenario angewandt, um die Neutralisation des Ions oberhalb der Oberfläche zu beschreiben [8]. Dieses soll im folgenden vorgestellt werden.

2.2.2 Das Classical-Over-The-Barrier Modell

Die Beschreibung des Ionen-Oberflächen-Wechselwirkungszenarios im Rahmen des "classical-over-the-barrier"-Modells beginnt mit der Erzeugung einer Bildladung auf der Oberfläche durch das sich annähernde, hochgeladene Ion [8]. Solange der Abstand des Ions groß genug im Vergleich zur Abschirmlänge λ der Oberflächenplasmonen ist

$$\lambda_s = \frac{v_{Fermi}}{\omega_S}$$

(Oberflächenplasmonenfrequenz ω_S und Fermi-Geschwindigkeit der Elektronen im Leitungsband des Festkörpers v_{Fermi}), so kann von einem klassischen Bildladungspotential

$$V_{image}(z) = -\frac{q}{4z} \quad (2.6)$$

ausgegangen (siehe z.B. [18]) werden [8]. Die Bildladung führt zur Beschleunigung des Projektils bis zum Erreichen eines kritischen Abstandes, wenn der Transfer von Targetelektronen in das Ionenpotential möglich wird. Die Beschleunigung durch die Bildladung stellt so eine untere Schranke für die Einfallsgeschwindigkeit und damit auch für die zur Neutralisation oberhalb der Oberfläche zur Verfügung stehende Zeit dar. Der kinetische Energiegewinn eines Xe^{44+} Ions durch den Bildladungseffekt beträgt etwa 300 eV [19].

Der Transfer von Elektronen in das Ionenpotential wird klassisch möglich, wenn ab einem kritischen Abstand r_c die Potentialschwelle zwischen Elektronengas des Festkörpers und Ionenpotential unter den Wert der Austrittsarbeit W_ϕ sinkt, d.h. $V_c(r_c) = W_\phi$. Das Potential V_c , das auf ein Elektron zwischen Oberfläche und Ion wirkt, setzt sich aus mehreren Anteilen zusammen. Zunächst das Coulomb-Potential des Projektils V_{pe} , das vom Projektil erzeugte Bildladungspotential V_{pe}^I , sowie das Bildladungspotential des Elektrons V_e^I selbst. Unter der Annahme, daß der Abstand von der Oberfläche groß genug ist und keine quantenmechanischen Korrekturen nötig sind, läßt sich V_c folgendermaßen darstellen

$$V_c(z) = V_{pe} + V_{pe}^I + V_e^I = -\frac{q}{|\vec{r} - R\hat{z}|} + \frac{q}{|\vec{r} + R\hat{z}|} - \frac{1}{(z + z_0)} \quad (2.7)$$

Dabei ist z der Abstand des Elektrons zur Oberfläche, \hat{z} der Einheitsvektor entlang der Flächennormalen und R der Abstand des Projektils zur Oberfläche. z_0 wird dabei so gewählt, daß für kleine Abstände z V_e^I gerade stetig in das Hintergrundpotential des Festkörpers übergeht. Des weiteren muß noch berücksichtigt werden, daß aufgrund der hohen auftretenden Feldstärken zwischen Ion und Oberfläche, die elektronischen

Niveaus im Ion durch den *Stark* Effekt verschoben werden. Der kritische Abstand r_c bis zum Einfang des ersten Elektrons läßt sich damit zu

$$r_c = \frac{\sqrt{8q+2}}{2W_\phi} \quad (2.8)$$

abschätzen. Prinzipiell wäre der Übergang von Elektronen aus dem Festkörper auch schon vor Erreichen des kritischen Abstandes durch den Tunneleffekt möglich. Allerdings ist dieser Beitrag vernachlässigbar im Vergleich zur klassischen Betrachtung [8]. Der Transfer (RN, resonante Neutralisation) findet nun in ein Niveau statt, dessen Energie mit der Austrittsarbeit übereinstimmt. Die Quantenzahl n_c der als ersten gefüllten Schale läßt sich mit

$$n_c \approx \frac{q}{\sqrt{2W_\phi}} \left(1 + \frac{q - \frac{1}{2}}{\sqrt{8q}} \right)^{-1/2} \quad (2.9)$$

angeben [20]. Im Fall von z.B. Xe^{44+} und einer typischen Austrittsarbeit für Metalle von 5 eV beträgt $n_c \approx 40$. Das eintreffende Ion wird so durch einen Strom von Targetelektronen in kurzer Zeit (wenige fs) vollständig neutralisiert. Die resultierende inverse Besetzungsstruktur (neutrales Atom mit zahlreichen unbesetzten inneren Schalen) wird als *Rydberg-Atom* oder auch *hohles Atom* (hollow atom) bezeichnet. Die Relaxation des Projektils kann nun über verschiedene Kanäle geschehen (siehe Abbildung 2.1).

Auger-Ionisation (AI) ist ein reiner inneratomarer Übergang, bei der ein Elektron das Projektil verläßt und den Ladungszustand um eins erhöht. Bei der Auger-Neutralisation (AN) wird ein Elektron aus dem Leitungsband eingefangen, während ein weiteres das Leitungsband verläßt. Auger-Abregung (AD, Auger Deexcitation) entfernt ein Elektron aus einem hohen Projektilzustand durch Besetzen eines freien tieferen Zustandes mit einem Leitungsband-Elektron. Des weiteren kommt es zur resonanten Neutralisation (RN) und resonanten Ionisation (RI). Hierbei wird ein Elektron resonant in ein Projektilniveau eingefangen bzw. aus diesem entfernt. Schließlich können noch strahlende Übergänge stattfinden (RD) sowie Einfänge von Elektronen, die eine kollektive Anregung des Elektronengases (Plasmonen) zur Folge haben.

Allerdings sind die Übergangsraten für Auger oder strahlende Übergänge nicht schnell genug, um alle unbesetzten Zustände schon oberhalb der Oberfläche zu füllen. Daher erreicht das Atom die Oberfläche noch bevor die gesamte gespeicherte potentielle Energie abgegeben wurde.

Beim Auftreffen werden Elektronen, deren Orbitale größer als die Oberflächenabschirmlänge $\lambda_s = \frac{v_{Fermi}}{\omega_S}$ sind, abgestreift, während sich gleichzeitig eine neue, kompaktere Abschirmwolke aus Targetelektronen um das Projektil bildet.

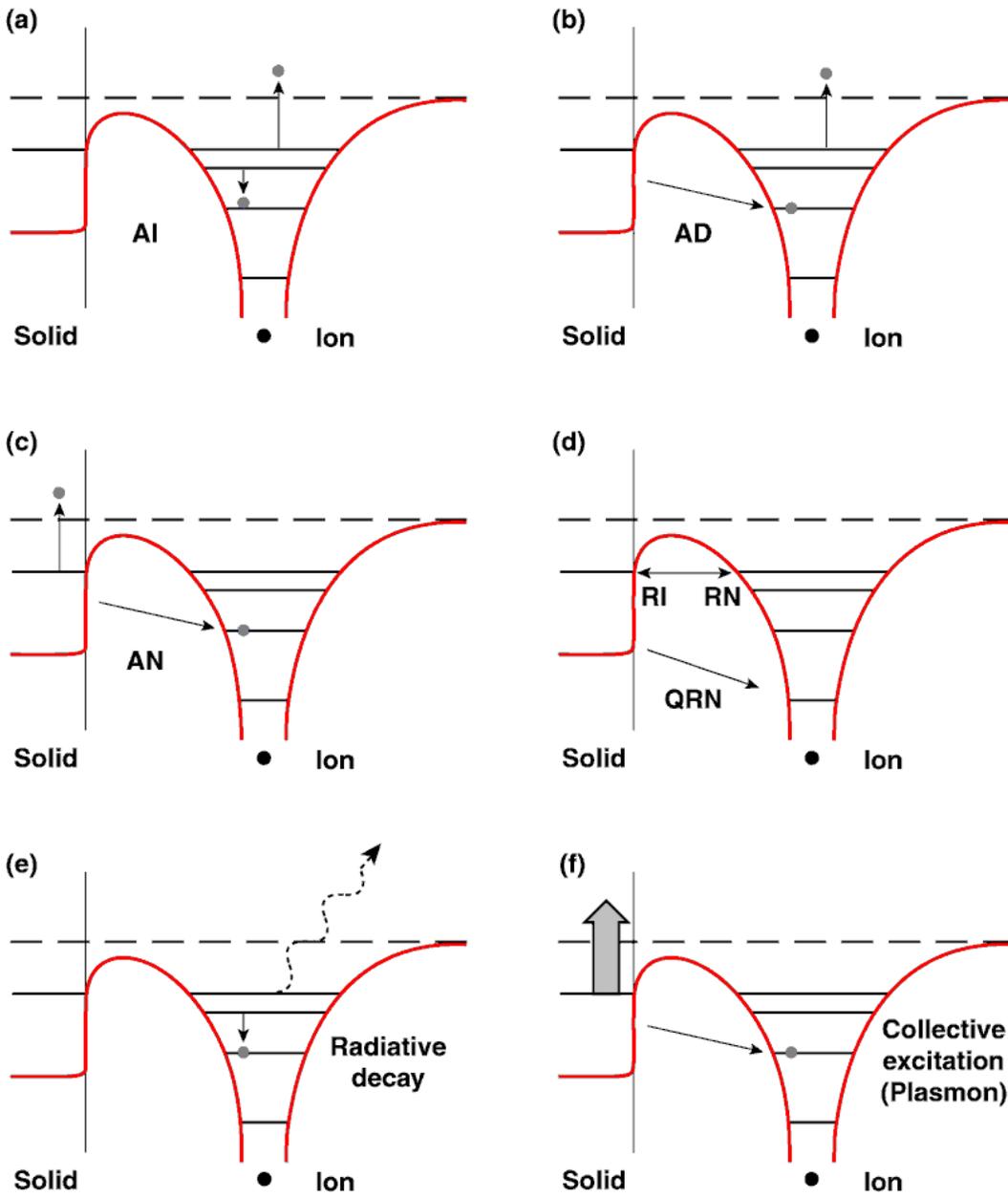


Abbildung 2.1: Die verschiedenen Abregungs- und Neutralisationsmechanismen

2.2.3 Relaxation im Festkörper

Die weitere Abregung des durch die Leitungsbandelektronen zwar abgeschirmten, aber trotzdem noch hoch angeregten Atoms, verläuft weiterhin über die oben genannten Prozesse. Über mehrstufige Kaskaden werden schrittweise die verschiedenen Niveaus gefüllt [21]. Zusätzlich kann es zur Ausbildung von quasi-molekularen Orbitalen (MO) kommen [22, 21]. Dieser Vorgang erlaubt das effektive Füllen von Elektronen direkt in tiefer liegende Zustände ("side feeding") im Fall einer symmetrischen Projektil-Target-Konfiguration (ähnliche oder gleiche Kernladungszahl) ohne den Umweg einer Auger-Kaskade.

Die Berechnung von Auger- oder strahlenden Übergangsraten gestaltet sich aufgrund der großen beteiligten Teilchenzahl recht schwierig. Zusätzlich kann das plötzliche Auftreten einer Ladung von $q \gg 1$ nicht mehr einfach als kleine Störung angesehen werden. Eine häufig angewendete Methode, um ein solches Vielteilchenproblem anzugehen, ist die Dichte-Funktional-Theorie (DFT) [23, 20]. Dieser Formalismus wurde in den 60'er Jahren von Hohenberg-Kohn [24] bzw. Kohn-Sham [25] entwickelt, um den Grundzustand eines Viel-Teilchen Systems zu berechnen. Der Ausgangspunkt des *Kohn-Sham-Ansatzes* ist die iterative, selbstkonsistente Lösung der Ein-Teilchen-Schrödinger-Gleichungen

$$\left\{ -\frac{1}{2}\nabla^2 + v_{eff}[n(r)] \right\} \phi_i = \epsilon_i \phi_i \quad (2.10)$$

wobei v_{eff} ein effektives Potential ist, das sich aus einem externen Potential (z.B. durch die Kernladung), einem induzierten Potential sowie einem Austausch- und Korrelationspotential zusammensetzt. Die elektronische Dichte $n(r)$ ergibt sich aus der Summe der besetzten Zustände

$$n(r) = \sum_{i \in occ} |\phi_i|^2 \quad (2.11)$$

In diesem Formalismus wird das eintreffende Ion als statische Punktladung in einem freien Elektronengas (FEG) behandelt. Die Verwendung des Dichte-Funktional-Formalismus wird dadurch gerechtfertigt, daß die Geschwindigkeit des Ions deutlich unterhalb der Bohr-Geschwindigkeit liegen muß.

Berechnungen der Übergangsraten für die hier verwendeten Projektil-Target Konfigurationen (Neon-artiges Xe und Au auf C) sind zur Zeit noch nicht verfügbar. Für die Lebensdauer eines Ne^{9+} -Ions unter einer Al-Oberfläche werden etwa 10 fs angegeben [2].

Kapitel 3

Experiment

Ziel dieses Experiments ist es, die Ladungszustandsverteilung von hochgeladenen Ionen nach der Transmission durch dünne Folien zu messen. Der einfachste Weg, dies zu erreichen, ist die Separation der verschiedenen im transmittierten Strahl vorhandenen Ladungszustände mit Hilfe eines elektrostatischen Analysators und der Messung der Strahlintensität entlang der Ablenkungsrichtung. Im folgenden sollen die verschiedenen verwendeten Einrichtungen und Aufbauten beschrieben werden.

3.1 Experimenteller Aufbau

Das hier vorgestellte Experiment wurde an der EBIT-Einrichtung des Lawrence Livermore National Laboratorys durchgeführt. Teile des Aufbaus zur Separation der Ladungszustände wurden schon in einem früheren Experiment verwendet [9]. Um auch bei höheren Projektilgeschwindigkeiten eine ausreichende Trennung der Ladungszustände zu erreichen, wurde die Driftstrecke der Ionen nach dem elektrostatischen Analysator verlängert.

3.1.1 Erzeugung von langsamen, hochgeladenen Ionen in einer EBIT

Eine seit Jahrzehnten erfolgreich angewendete Methode zur Erzeugung hochgeladener Ionen, ist das "strippen" von Elektronen von hochenergetischen (niedriggeladenen) Ionen beim Durchgang durch Materie. Um beispielsweise ein Xe^{44+} Ion zu erzeugen, muß eine Energie von ca. 3.4 MeV pro Nukleon erreicht werden. Um langsame, hochgeladene Ionen zu erzeugen, die zur Untersuchung der Ionen-Oberflächen-Wechselwirkung verwendet werden, bedient man sich anderer Techniken wie der ECRIS (Electron Cyclotron Resonance Ion Source), EBIS (Electron Beam Ion Source) oder EBIT (Electron Beam Ion Trap). Hierbei werden hohe Ladungszustände durch die wiederholte Stoßio-

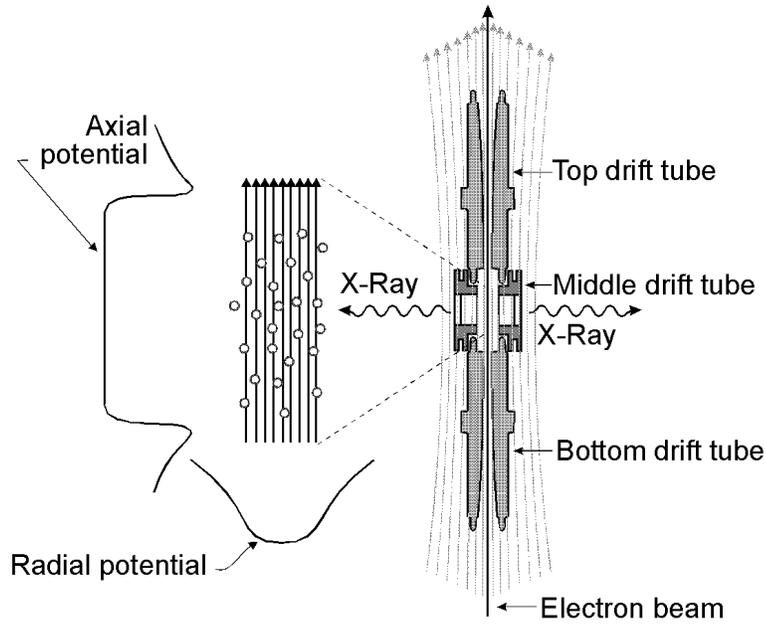


Abbildung 3.1: Funktionsprinzip der Electron-Beam-Ion-Trap (EBIT).

nization mit energetischen Elektronen erreicht.

Für die hier durchgeführten Experimente wurden hochgeladenen Ionen in einer Electron Beam Ion Trap am Lawrence Livermore National Laboratory erzeugt. Das Arbeitsprinzip einer solchen Ionenquelle basiert wie auch bei der EBIS auf der schrittweisen Stoßionisation von neutralen oder einfach geladenen Primärteilchen durch einen energetischen Elektronenstrahl. Mit einer Pierce-Elektronenkanone wird ein Elektronenstrahl mit Energien von 0.5 kV bis 20 kV bei einem Strahlstrom von bis zu 160 mA erzeugt. Entlang des eigentlichen Fallenvolumens von nur etwa 2 cm Länge (im Gegensatz zu 1m in einer EBIS), wird der Elektronenstrahl durch das 3 T starke Magnetfeld zweier supraleitender Helmholtzspulen auf einen Durchmesser von 40-70 μm komprimiert. Die effektive Elektronenstrahldichte beträgt im Fallenvolumen damit bis zu 4000 A/cm^2 . Erzeugte Ionen werden radial durch die Raumladung der Elektronenstrahls im Fallenvolumen eingeschlossen (siehe Abbildung 3.1).

Ein axialer Einschluß der Ionen wird durch die ober- und unterhalb des Fallenvolumens angebrachten Driftröhren erreicht, die eine zusätzliche Barriere von ca. 100 V bilden. Innerhalb der Falle führen die Ionen zahlreiche Stöße mit den Elektronen durch, was zu schrittweisen Erhöhung der Ladung führt. Die maximal erreichbare Ladung ist durch die Energie des Elektronenstrahls gegeben, sowie durch die Rekombination mit den Restgasatomen in der Falle. Nach Verlassen der Falle wird der Strahl durch einen weiteren Magneten wieder aufgefächert und mit Hilfe des Kollektors terminiert. Dieser muß durchgehend mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden, um eine Aufheizung durch

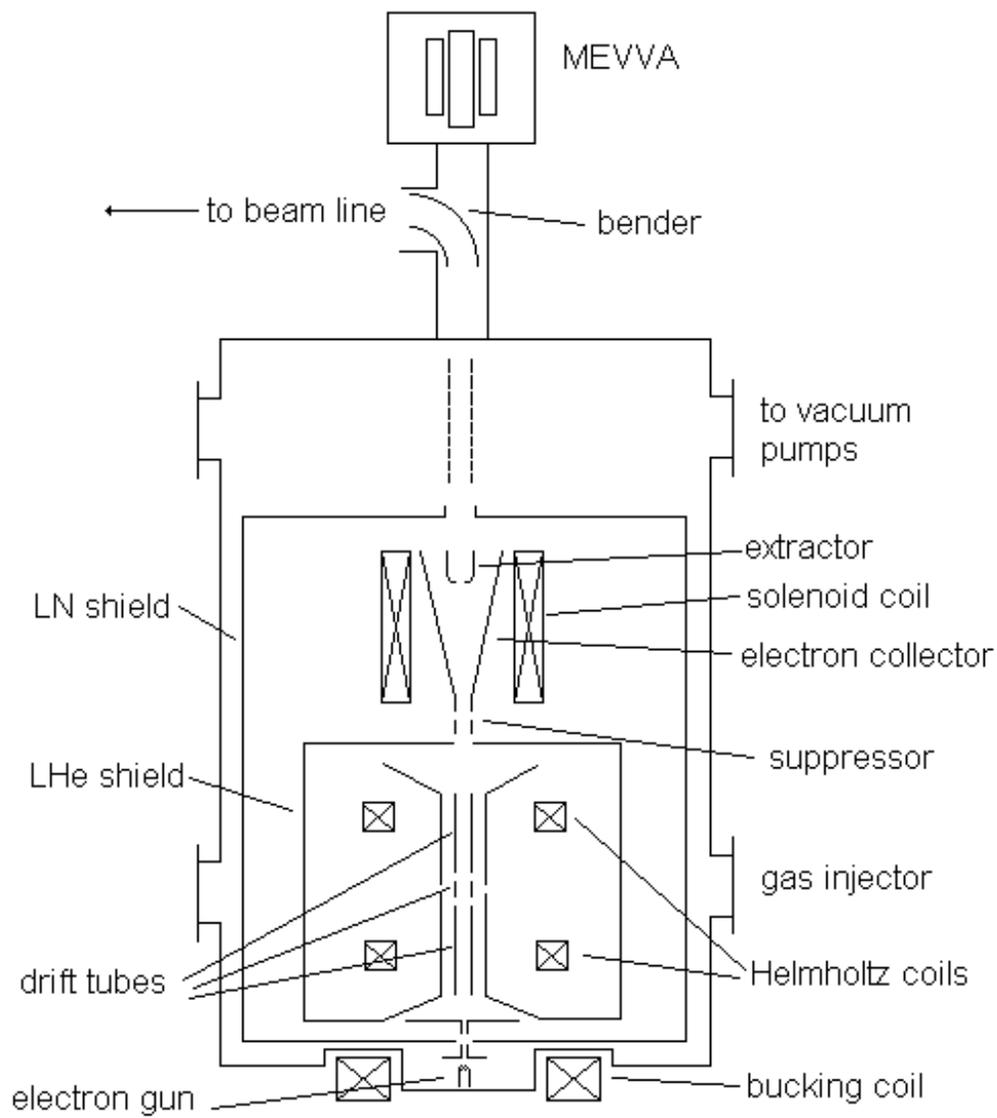


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau der Electron-Beam-Ion-Trap am Lawrence Livermore National Laboratory

den Elektronenstrahl zu vermeiden. Das erforderliche Vakuum von 10^{-11} Torr wird einerseits durch die ausschließliche Verwendung von Ultrahochvakuum tauglichen Materialien und Pumpenaufbau erreicht, als auch durch die Kühlung der Oberflächen der Driftröhren auf die Temperatur von flüssigem Helium (das gleichzeitig zur Kühlung der supraleitenden Magnete dient), die somit als Kryopumpe wirken.

Hochgeladene Ionen können von fast jedem beliebigen Element erzeugt werden. H,C,N und O befinden sich im Restgas in der Falle. Ein seitlicher, differentiell gepumpter Gasinjektor erlaubt das Einbringen von Edelgasatomen. Metallionen können mit einer Funkenquelle (Metal Vapour Vacuum Arc Source, MEVVA) erzeugt und in die EBIT eingeschossen werden. Das Kathodenmaterial der Elektronenkanone liefert Barium und Wolfram. Um eine Anhäufung von der Verunreinigungen, insbesondere durch die Ionen des Kathodenmaterials, zu vermeiden, muß die Falle periodisch geleert werden. Insbesondere verdrängen schwere Elemente (Ba, W) die leichteren. Dieser Effekt wird gleichzeitig auch verwendet, um die Ionen in der Falle zu kühlen. Da Falleneffektivität von der Ionenladung abhängig ist (Fallentiefe = Ionenladung \times Raumladung des Elektronenstrahls), können leichte (bzw. niedrige Kernladungszahl) Elemente der Falle schneller entkommen. Dabei wird die Energie, die sie durch Stöße mit den schwereren Ionen aufnehmen, abgeführt.

Die EBIT wurde zunächst für die spektroskopische Untersuchung hochgeladener Ionen entwickelt. Mit Hilfe eines zusätzlichen Extraktionssystem stehen die Ionen nun auch weiteren Studien zur Verfügung. Für die Erzeugung eines Schwerionenstrahls kann die EBIT in zwei Modi betrieben werden, dem "leaky mode" und "pulsed mode". Im "leaky mode" bleibt die Spannung an den Driftröhren konstant. Die Ionen werden durch den Elektronenstrahl aufgeheizt und können die Falle verlassen, wenn sie genug kinetische Energie besitzen, um den Potentialwall der Driftröhren zu überwinden. Danach werden sie auf die Energie beschleunigt, die durch das effektive Fallenpotential gegeben ist. Auf diese Weise erhält man einen Strahl mit etwa 3×10^6 Ionen/s (Xe^{44+}). Im gepulsten Modus wird die Spannung an der mittleren Driftröhre kurzzeitig erhöht, um die Ionen über die Potentialschwelle der oberen Driftröhre zu heben und aus der Falle zu entlassen. Damit werden Pulse mit ca. 60000 Ionen und $10 \mu\text{s}$ Länge erzeugt. Fallentiefe und Ionisationsdauer können für die Bevölkerung eines gewünschten Ladungszustandes optimiert werden. Anschließend passiert der Ionenstrahl verschiedene ionenoptische Elemente (Einzellinsen, Quadrupollinsen, Aperturen), die zur Fokussierung des Strahles dienen. Der Strahldurchmesser beträgt typischerweise 1-3 mm. Für die Auswahl eines bestimmten Ladungszustandes wird der Strahl durch einen 90 Grad Analysiermagneten gelenkt, der eine Trennung nach dem Masse zu Ladung Verhältnis durchführt. Die apparativen Einrichtungen zur Ablenkung in der Strahlführung begrenzen die maximal

mögliche Extraktionsenergie auf etwa 14 keV pro Ladung. In Abbildung 3.3 ist das Signal auf dem Enddetektor in Abhängigkeit des Magnetfeldes des Analysiermagneten aufgezeichnet. Das Maximum der Ladungsverteilung liegt bei Xe^{44+} .

Zur Identifikation der hohen Ladungszustände wird eine Magnetfeld-Eichung mit niedriggeladenen Ionen aus dem Hintergrundgas der EBIT erstellt. Durch Gleichsetzen von Lorentz- und Zentrifugalkraft

$$F_{\text{Lorentz}} = F_{\text{Zentr.}}$$

$$m \frac{v^2}{r} = qvB \Rightarrow \frac{mv}{qr} = B$$

und mit $v = \sqrt{2 \frac{q}{m} U_{ex}}$ ergibt sich

$$B = \frac{\sqrt{2U_{ex}}}{r} \sqrt{\frac{m}{q}}$$

Bei festgehaltener Extraktionsenergie U_{ex} kann das Magnetfeld als eine Gerade in Abhängigkeit der Quadratwurzel aus dem Masse zu Ladungsverhältnis des Ions dargestellt werden. Bei bekannter Projektillmasse läßt sich so leicht der gewünschte Ladungszustand auffinden. Als Projektile wurden $^{136}\text{Xenon}$ -Ionen und Gold- und Thorium-Ionen verwendet. Xenon wurde durch den Gasinjektor eingebracht, Gold und Thorium mit Hilfe der MEVVA.

3.1.2 Die Streukammer

Nach der Ladungszustandsanalyse und weiterer Fokussierung erreicht der Strahl schließlich die Streukammer (Abbildung 3.4) durch eine ca. 3 mm große Öffnung in der Mitte eines Micro-Channel-Plate-Detektors. Die Kammer hat einen Durchmesser von etwa 40 cm und faßt ein Volumen von ca. 300 l. Durch ausschließliche Verwendung von UHV tauglichen Materialien und einem Pumpenaufbau aus mehreren Turbomolekularpumpen, lassen sich Drücke bis in den 10^{-10} Torr Bereich erreichen. Zusätzlich wird die Kammer nach jedem Öffnen mittels Quarzkristalllampen ausgeheizt, um an den Wänden kondensiertes Wasser und andere Verunreinigungen zu desorbieren. Des weiteren ist es möglich eine LN_2 -Kühlfalle und eine Titan-Getterpumpe ("titanium flush") hinzu zu schalten.

In Abbildung 3.5 ist der experimentelle Aufbau im einzelnen dargestellt. Im Zentrum der Kammer befindet sich ein Targethalter, der an einem von außerhalb des Vakuums bedienbaren Manipulator befestigt ist. Die Targets bestehen aus amorphen

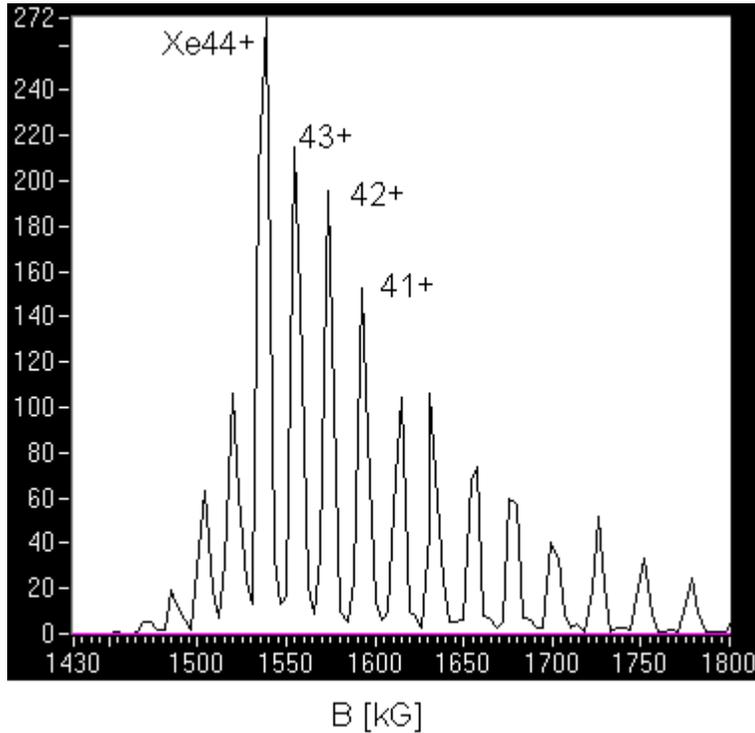


Abbildung 3.3: Magnetfeld-Scan der Ionenspecies von EBIT.

Kohlenstoff-Folien mit 5 und 10 nm Dicke, die auf einem Kupfergitter hoher Transmission ($\sim 95\%$) aufgebracht sind. Die Folien wurden von "The Arizona Carbon Foil Company" in einem Elektronenstrahl Verdampfungsverfahren hergestellt. Die nominale Flächendichte betrug nach Herstellerangaben $0.5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ bzw. $2.0 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (2.5 nm bzw. 10 nm). Die Dicke der Folien wurde mit Hilfe des Energieverlusts von Protonen mit Energien im Bereich von 6 keV bis 14 keV und Vergleich mit Literaturwerten [28] überprüft. Es stellte sich heraus, daß die Foliendicken tatsächlich $(5 \pm 0.6) \text{ nm}$ ($\sim 1.0 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) und $(10 \pm 0.7) \text{ nm}$ ($\sim 2.0 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) betragen.

Der Targethalter kann auf Hochspannung gelegt werden, um Sekundärteilchen, d.h. die beim Einschlag eines Ions entstehenden Sekundärelektronen und Ionen, auf den Durchschußdetektor zu projizieren. Um eine besser definierte Feldgeometrie zu erhalten, befindet sich zwischen Target und Durchschußdetektor ein auf Erdpotential liegendes Gitter.

Nach dem Target wird der transmittierte Strahl erneut vertikal auf 1 mm Durchmesser kollimiert. Anschließend erreicht der Strahl das elektrische Feld zweier paralleler Platten, die zur Trennung der verschiedenen Ladungszustände dienen. Die Platten bestehen aus Keramik mit aus Gold aufgedampften Elektroden. Der Abstand beträgt 4.5 cm, die Länge in Flugrichtung 7.5 cm und die Breite 2 cm. Die auf Hochspannung liegenden

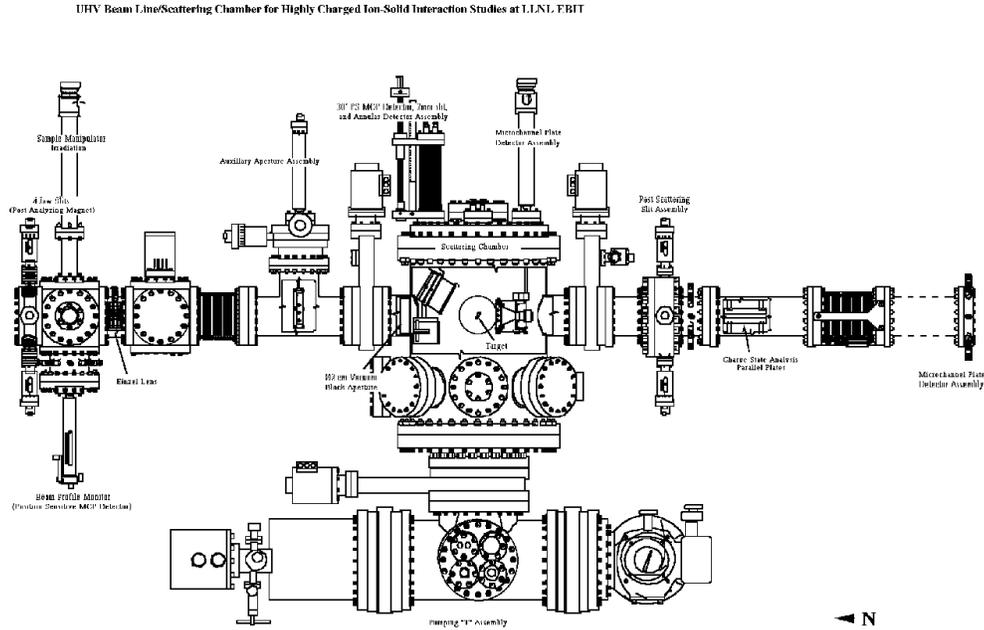


Abbildung 3.4: Die UHV-Kammer zur Untersuchung der Ionen-Oberflächen-Wechselwirkung.

Elektroden sind zusätzlich von einer weiteren rechteckigen auf Erdpotential liegenden Elektrode umgeben, was zu einer Verbesserung der Feldgeometrie führt.

Zum Meßprinzip

Zur Abschätzung der Ablenkspannungen, die zur Trennung der verschiedenen Ladungszustände im transmittierten Strahl benötigt werden, kann die Ablenkung eines geladenen Teilchens im Feld eines idealen Plattenkondensators leicht berechnet werden.

Das Teilchen mit der Ladung q_f (nach Wechselwirkung in der Folie) bewegt sich entlang der x-Achse mit der Geschwindigkeit v_x . Zum Zeitpunkt $t = 0$ tritt es in das senkrecht zur Bewegungsrichtung stehende (entlang der z-Achse) elektrische Feld der Platten ein. Ausgehend von der Newtonschen Bewegungsgleichung [26]

$$\frac{dp_z}{dt} = F_z \quad (3.1)$$

und der auf das Ion wirkenden Kraft $F_z = q_f E_z$, kann die Änderung des Impulses in Richtung des Feldes durch

$$p_z = \int_0^{t_1} F_z(t) dt = \int_1^{t_0} q_f E_z dt \quad (3.2)$$

dargestellt werden. Da vom Feld eines idealen Plattenkondensators ausgegangen wird, ergibt sich E_z einfach zu $E_z = \frac{U_{ab}}{d}$ [18], wobei U_{ab} die Potentialdifferenz zwischen

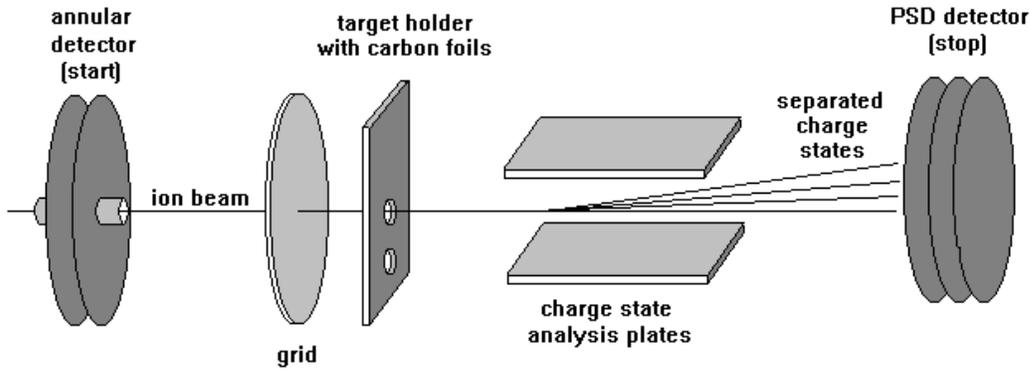


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus.

den Platten und d deren Abstand ist. Nach Integration ergibt sich (mit $p_z = mv_z$) die Geschwindigkeit in z Richtung zu

$$v_z = \int_0^{t_1} \frac{q_f U_{ab}}{m d} dt = \frac{q_f U_{ab}}{m d} t_1, \quad (3.3)$$

wobei die Integrationskonstante Null gesetzt wurde (verschwindender anfänglicher Transversalimpuls). Die Wechselwirkungszeit im Feld der Platten berechnet sich aus $t_1 = l_1/v_x$, mit der Projektilgeschwindigkeit (in x -Richtung) v_x und der Länge der Platten in Flugrichtung l_1 . Weitere Integration von (3.3) ergibt die erreichte Ablenkung in z Richtung direkt nach dem Austritt aus dem Plattenkondensator

$$z_1 = \int_0^{t_1} \frac{q_f U_{ab}}{m d} t dt = \frac{1}{2} \frac{q_f U_{ab}}{m d} t_1^2 = \frac{1}{2} \frac{q_f U_{ab}}{m d} \frac{l_1^2}{v_x^2}. \quad (3.4)$$

Nach dem Verlassen des Ablenkfeldes tritt das Teilchen in den feldfreien Raum der Driftstrecke. Bis zum Auftreffen auf dem Enddetektor kann es damit unter Beibehaltung der in (3.3) berechneten Geschwindigkeit in z Richtung die Strecke

$$z_2 = v_z t_2 = v_z \frac{l_2}{v_x} \quad (3.5)$$

zurücklegen (l_2 Länge der Driftstrecke). Die Projektilgeschwindigkeit kann nun noch durch die anfängliche Ionenladung q_i (vor der Wechselwirkung in der Folie) und die Extraktionsspannung U_{ex} ausgedrückt werden

$$E_{kin} = \frac{1}{2} m v_P^2 = q_i U_{ex} \Rightarrow v_x = \sqrt{2 \frac{q_i}{m} U_{ex}}. \quad (3.6)$$

Wird (3.6) in (3.4) und (3.5) eingesetzt, so ergibt sich die vollständige Ablenkung z des Teilchens am Ende der Driftstrecke zu

$$z = z_1 + z_2 = \frac{1}{2} \frac{q_f U_{ab} l_1}{q_i U_{ex} d} \left(l_2 + \frac{l_1}{2} \right). \quad (3.7)$$

Da die Strecke l_1 im Kondensatorfeld vernachlässigbar gegenüber der Driftstrecke l_2 ist, kann (3.7) noch weiter vereinfacht werden zu

$$z = \frac{1}{2} \frac{q_f U_{ab} l_1 l_2}{q_i U_{ex} d}. \quad (3.8)$$

Mit Hilfe dieser Formel können die benötigten Ablenkspannungen auf den Platten abgeschätzt werden. Fordert man einen Abstand von 5 mm zwischen den einzelnen Ladungszuständen auf dem Detektor ($z(q_i = 1) = 5\text{mm}$) im Fall eines mit 14 kV pro Ladungszustand beschleunigten Xe^{44+} Ions, so folgt mit den oben genannten Abmessungen der Platten eine erforderliche Potentialdifferenz zwischen den Elektroden von etwa 6 kV beziehungsweise ± 3 kV pro Platte.

Am Ende des Flugarmes befindet sich schließlich ein positionsempfindlicher Micro-Channel-Plate Detektor mit einem Durchmesser von 40 mm zum Nachweis der Ionen (siehe nächster Abschnitt). Da aufgrund der Breite des Strahles und der Anzahl der verschiedenen Ladungszustände nicht alle Strahlanteile gleichzeitig auf der Detektoroberfläche abgebildet werden können, wurde direkt nach den Ablenkplatten ein bewegliches Glied in das Strahlrohr eingebaut, so daß der Flugarm der Ablenkung der Ionen folgen kann. Eine von außen montierte Vorrichtung erlaubt die stufenlose und reproduzierbare Höheneinstellung des Flugarms. Das Spektrum einer Ladungszustandsverteilung kann so schrittweise an verschiedenen Positionen aufgenommen werden. Prinzipiell können mit dieser Apparatur Ladungszustände bis zu ca. 35+ gemessen werden. In der späteren Auswertung werden die verschiedenen Ausschnitte verbunden, indem die gemessenen Verteilungen auf die Zahl der mit dem Start-Detektor aufgezeichneten Ereignisse normiert werden. Da zwischen den Ausschnitten stets ein Überlapp besteht, kann so auch überprüft werden, ob sich die Nachweiswahrscheinlichkeit mit der Position auf dem Detektor ändert. Die gesamte Flugstrecke der Ionen zwischen Folie und Enddetektor beträgt etwa 130 cm.

Der mit dem Detektor abgedeckte Raumwinkel ergibt sich aus der vertikalen Begrenzung auf 1 mm durch den Kollimator in 50 cm Entfernung von der Foile, sowie der horizontalen Ausdehnung (40 mm) des Detektors am Ende des Flugarmes (130 cm). Der Raumwinkel berechnet sich daraus zu

$$\Delta\Omega = \frac{1 \cdot 10^{-3} \times 40 \cdot 10^{-3}}{4\pi 1.3^2} 4\pi \approx 6.1 \times 10^{-5} \text{ sterad.}$$

Aufgrund des kleinen Akzeptanzbereichs werden nur Ionen detektiert, die in der Folie nur eine geringe Ablenkung erfahren haben. Die hier vorgestellte Meßapparatur

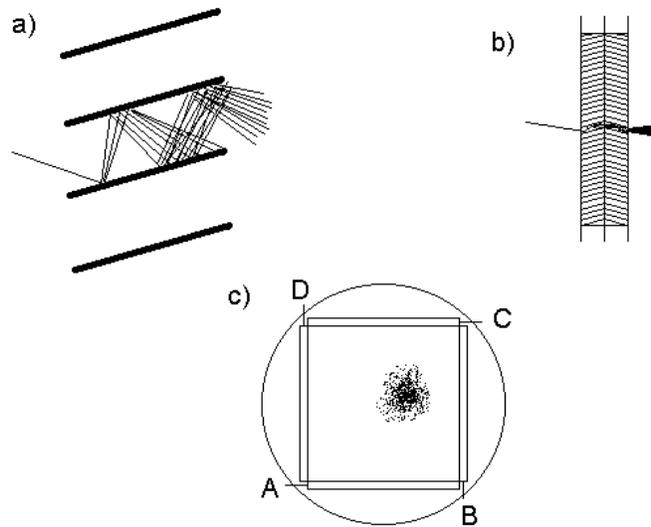


Abbildung 3.6: a) Verstärkungsprinzip eines Micro-Channel-Plates, b) Micro-Channel-plate in "Chevron"-Anordnung mit Anode, c) Geometrie der Anode

stellt damit eine Einschränkung auf Ionen dar, die unter großen Stoßparametern die Folie passieren.

3.1.3 Die Detektoren

Für den Nachweis der Ionen werden Micro-Channel-Plate-Detektoren verwendet (Abbildung 3.6). Diese basieren auf dem gleichen Prinzip wie einfache Photomultiplier durch Vervielfachen eines durch das Primärteilchen erzeugte Sekundärelektron. Ein Micro-Channel-Plate besteht aus $10^6 - 10^7$ dünnen Kanälen mit Durchmessern im Bereich von $10 \mu\text{m}$ bis $50 \mu\text{m}$. Die Kanäle werden aus Bleiglas hergestellt, das mit einem Material hohen Widerstands und geringer Austrittsarbeit für Elektronen überzogen ist. Micro-Channel-Plates besitzen üblicherweise einen Durchmesser von 25-55 mm und Dicken von ca. 1 mm. An Vorder- und Rückseite ist eine leitende Schicht aufgebracht, die als Elektrode dient.

Trifft ein Ion (oder anderes zu detektierendes Teilchen) in einen der Kanäle, werden Sekundärelektronen erzeugt. Durch Anlegen einer positiven Spannung relativ zur Vorderseite (ca. 1 kV pro Channel-Plate), werden diese in den Kanal hineinbeschleunigt und lösen beim erneuten Auftreffen aus den Wänden weitere Elektronen aus, die dann wiederum beschleunigt werden und weitere Elektronen erzeugen. Mehrere solcher Channel-Plate Einheiten können hintereinander geschaltet werden und so das eintreffende Signal verstärken. Mit einer Anordnung aus zwei Micro-Channel-Plates ("Chevron-Anordnung") lassen sich Verstärkungen von 10^6 bis 10^7 erreichen. Nach den Channelplates folgt eine Anode auf einer nochmals um wenige hundert Volt höher lie-

genden Spannung, auf der der Elektronenpuls aufgesammelt wird. Dieser erzeugt einen Spannungspuls, der an einem Kontakt abgegriffen und weiter elektronisch verstärkt werden kann (siehe nächster Abschnitt). Die Kanäle der Channel-Plates sind dabei stets um einige Grad gegeneinander geneigt, um den direkten Weg eines Primärteilchens zur Anode zu blockieren.

Des Weiteren ist es möglich den Auftreffort des Teilchens auf dem Channelplate zu bestimmen. Je nach Anforderungen im Bezug auf Ortsauflösung und Zählrate, bieten sich hier verschiedene Methoden an. Die Ortsbestimmung erfolgt im Allgemeinen durch die Anode. Zur Zeit existieren drei verschiedene Anodentypen. Zum einen gibt es Widerstandsanoden bei denen die Ortsbestimmung über die elektronische Wägung des Elektronenpulses erfolgt. Des Weiteren existieren Wedge-and-Strip-Anoden, die die Ortsbestimmung durch ein geometrisches Muster auf der Anode erreichen, sowie Delay-Line Anoden, die die Position des Pulses durch die Laufzeit auf einem Drahtgitter bestimmen. Mit Wedge-and-Strip- und Delay-Line-Detekoren lassen sich Ortsauflösungen von $< 100 \mu\text{m}$ erreichen und Zählraten bis zu 10 MHz detektieren.

Da die hier erforderliche Ortsauflösung lediglich im Bereich von mm liegt und ebenfalls die zu erwartende Zählrate bei maximal 10 kHz liegt, ist die Verwendung einer Widerstandsanode ausreichend. Der Elektronenpuls trifft hierbei auf eine quadratische Anode hohen Widerstands (siehe Abbildung 3.6c) und beginnt auseinander zu fließen. Aus der Höhe der Spannungspulse, die an den vier Seiten abgenommen werden können, läßt sich der Auftreffort berechnen (z.B. $y = (A + B)/(A + B + C + D)$). Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die in diesem Experiment verwendeten Teilchen erreicht die maximal mögliche von ca. 60 % auf dem positionsempfindlichen Detektor und 100 % auf dem Durchschußdetektor. Die 60 % entsprechen der aktiven Oberfläche eines Micro-Channel-Plates, denn nur Teilchen, die in einen Kanal treffen, werden nachgewiesen. Die Wahrscheinlichkeit für niedriggeladene Ionen oder neutrale Atome mit kinetischen Energien $> 100 \text{ keV}$ dort auch tatsächlich weitere Sekundärelektronen auszulösen, ist wiederum ausreichend hoch. Für den Durchschußdetektor beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit sogar nahezu 100 %, da der beim Einschlag eines hochgeladenen Ions auf dem Target erzeugte Sekundärelektronenpuls groß genug ist, um mehrere Kanäle auf dem Start-Detektor zu überdecken. Die Zahl der Elektronen, die beim Einschlag des Ions emittiert werden ist zu groß (bis zu einigen hundert) und erreicht den Detektor in einem zu kurzen Zeitraum (ps), um zeitlich aufgelöst zu werden. Der Detektor erzeugt also lediglich ein Signal, das von der Anzahl der emittierten Elektronen abhängig ist. Damit wird auch gleichzeitig die Messung der (relativen) Elektronenausbeute möglich. Durch das Anlegen einer negativen Spannung an die Frontseite des Channel-Plates wird

verhindert, daß driftende (niederenergetische) Elektronen das Channel-Plate erreichen.

Front	-600 V
Mid	+500 V
Rear	+1600 V
Anode	+1800 V

Tabelle 3.1: Typische Spannungswerte an den Mirco-Channel-Plates des Stop-Detektors

3.1.4 Die Elektronik und Auslesesoftware

Die Elektronik soll in der Lage sein, den Puls der sekundären Elektronen (Start) und das Auftreffen des transmittierten Ions auf dem positionsempfindlichen Enddetektor (Stop) in Koinzidenz zu messen. Diese Korrelation wird durch die Flugzeit der Ionen zwischen Folie und Enddetektor erreicht (bzw. der Zeit zwischen Sekundärelektronenpuls auf dem Durchschußdetektor und dem Enddetektor). Dadurch lassen sich Ereignisse ohne zugehörigen Start oder Stop aus der späteren Auswertung ausschließen. Beispielsweise können Ionen beim Aufprall auf den Halter oder auf das die Folien tragenden Kupfergitter einen Startpuls erzeugen, ohne ein zugehöriges Stoppsignal zu erzeugen. Andererseits könnten hochgeladenen Ionen die Folie durch Mikrolöcher passieren, ohne ein Startsignal zu erzeugen, und dann beim Auftreffen auf die Strahlrohrwand Sekundärelektronen auslösen, die zum Enddetektor driften und ein unkorreliertes Stoppsignal ergeben. Ebenso könnten Dunkelpulse des Detektors ein unkorreliertes Signal erzeugen.

Zur Bearbeitung der Signale wird Standard-NIM-Elektronik verwendet. Der (etwas vereinfachte) Aufbau der Elektronik ist in Abbildung 3.7 dargestellt.

Die Signale werden zunächst kapazitiv mit einem RC-Glied von der Hochspannung tragenden Leitung entkoppelt. Der Anodenpuls des Durchschuß-Detektors von einigen 10 mV wird mit Hilfe eines spektroskopischen Vor- (Canberra 2005) und Hauptverstärkers (Canberra 2020) verstärkt und bis zum Eintreffen des Ions auf dem Enddetektor mit einem "Linear Gate and Stretcher" (LGS, Ortec 542) zwischengespeichert. Das "Rear" Signal des Channelplates wird nach Bearbeitung mit einem schnellen (kurze Anstiegszeit, <3 ns) Vor- (Ortec VT120) und Hauptverstärker (Fast Timing Ampifier, Ortec 474) und geeigneter Formung in einem "Constant Fraction Discriminator" (CFD, Ortec 473A) zum Starten eines "Time to Analog Converters" (TAC) verwendet. Die Positionssignale A,B,C und D des positionsempfindlichen Detektors werden mit einem spektroskopischen Vor- und Hauptverstärker verarbeitet und auf die Eingänge eines

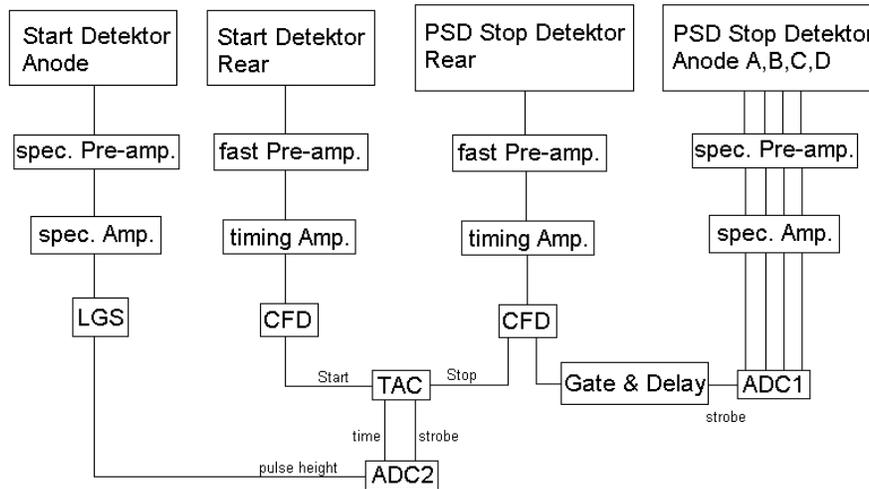


Abbildung 3.7: Schaltbild der verwendeten Elektronik

Analog-Digital-Wandler (ADC) gegeben. Das "Strobe" Signal zur Auslese wird dazu vom "Rear" Ausgang des Channel-Plates produziert. Da die Verarbeitungszeit der Positionssignale mit den spektroskopischen Verstärkern länger dauert, als die Verarbeitung des zum Timing verwendeten "Rear"-Signals, muß dieses verzögert werden, so daß die zu analysierenden Signale und der Strobe gleichzeitig am ADC anliegen. Diese Verzögerung wird mit einem "Gate & Delay Generator" (Ortec 416A) erreicht. Das "Rear"-Signal des positionsempfindlichen Channel-Plates dient zusätzlich als Stoppsignal für den TAC. Dieser erzeugt ein der Flugzeit proportionales Signal, das zusammen mit dem Anodenpuls auf einen weiteren ADC gegeben wird. Als "Strobe" Signal dient hier das ebenfalls von TAC generierte Stoppsignal. Die vom ADC aufgenommenen Pulse werden digitalisiert und in einem Listprozessor zwischengespeichert. Dieser wird nun wieder mit einem angeschlossenen PC ausgelesen. Da nicht jedes einen Startpuls erzeugende Ion auch ein Stoppsignal produziert, wird der TAC und LGS im Fall eines fehlenden Stops mit einer weiteren Schaltlogik nach einer festgesetzten Zeit zurückgesetzt, um wieder aufnahmebereit zu sein.

Das Analyseprogramm des PCs erlaubt die Darstellung der aufgenommenen Daten unter verschiedenen Gesichtspunkten. Da für jedes Stop-Ereignis die Position auf dem Enddetektor, die Pulshöhen des Start- und Stop-Detektors sowie die Flugzeit aufgezeichnet wurden, können bestimmte Beschränkungen (Gates) auf die Darstellung angewendet werden. So lassen sich beispielsweise Stop-Ereignisse mit unkorrelierter Flugzeit oder zu kleiner Start-Pulshöhe unterdrücken.

3.2 Datenreduktion

Abbildung 3.8 zeigt das vom positionsempfindlichen Detektor aufgenommene Bild der Ladungsverteilung von Xe^{44+} Ionen nach der 10 nm dicken Kohlenstoff Folie.

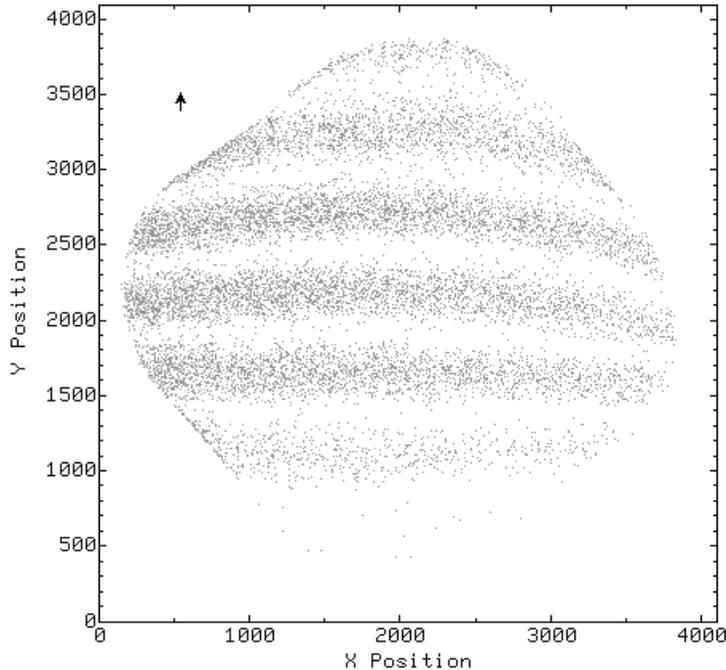


Abbildung 3.8: Bild der Ladungsverteilung von Xe-Ionen nach der Passage der (10 nm)-Kohlenstoff-Folie bei einer Anfangsladung von 44+

Klar ist dabei die Trennung des Strahles in die verschiedenen Ladungszustände zu erkennen; beginnend (von unten) mit der Ladung 0,1+,2+,... . Die Krümmung am linken und rechten Bildrand rührt von der nicht idealen Feldform des Ablenkkondensators. Mit Hilfe der Analysesoftware lassen sich diese Bereiche ausschneiden und der verbleibende Streifen für die quantitative Auswertung auf die vertikale Achse projizieren. Durch Auszählen der Counts pro Ladungszustand N_q und Normierung werden die Anteile der einzelnen Ladungszustände im transmittierten Strahl bestimmt, woraus sich wiederum nach der Formel (siehe auch (2.1))

$$\bar{q} = \frac{\sum_q q N_q}{\sum_q N_q}$$

der mittlere Endladungszustand berechnet. Um die Verfälschung des Ergebnisses durch eventuelle Verunreinigungen im Strahl durch niedriger geladene Ionen aus dem Hintergas (C,N,O) zu vermeiden, können weitere Gates gesetzt werden. Die Verunreinigungen können bei der Trennung der verschiedenen Ladungszustände nach dem 90°

Analysiermagneten durch Ionen aus dem EBIT-Hintergrundgas entstehen, die ein ähnliches oder gleiches Masse zu Ladungsverhältnis besitzen. Da jedes Start-Stop Ereignis einzeln aufgezeichnet wird (event mode), lassen sich später mit Hilfe der Auswertesoftware ungültige Ereignisse aussortieren. Beschränkungen lassen sich zum Beispiel auf die Höhe der Start- und Stop-Pulse anwenden sowie auf die Flugzeit der Ionen.

Kapitel 4

Ergebnisse und Diskussion

4.1 Experimentelle Ergebnisse

Abbildung 4.1 zeigt die Ladungsverteilung von Th^{75+} -Ionen nach dem Durchqueren der Folien bei einer Geschwindigkeit von 1.04×10^6 m/s.

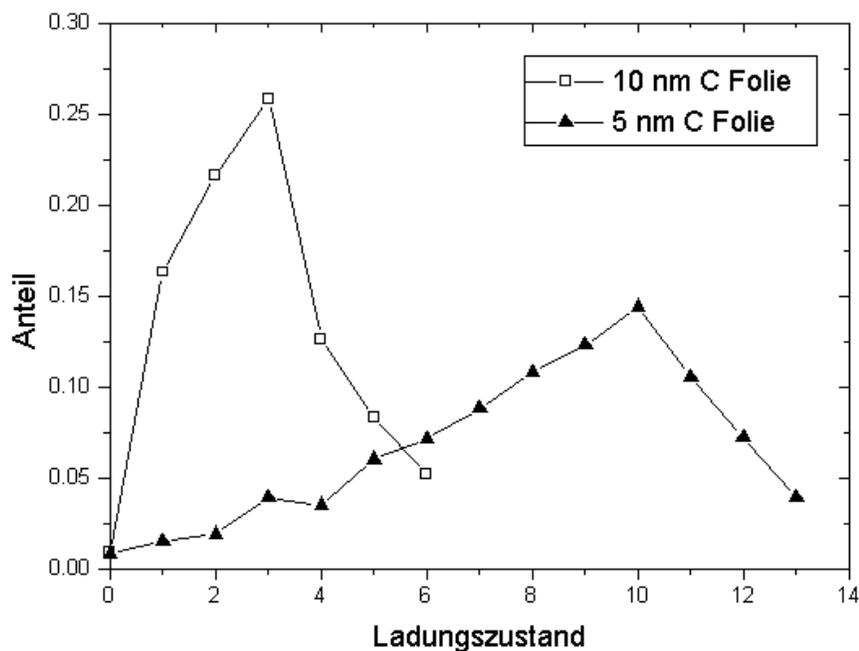


Abbildung 4.1: Ladungsverteilung von Th-Ionen nach den Folien bei einer Anfangsladung von $75+$

Deutlich ist dabei die Verschiebung des Maximums der Ladungsverteilung zu erkennen. Auffallend ist ebenfalls die deutliche Verbreiterung der Verteilung nach der (5 nm)-Folie gegenüber der (10 nm)-Folie. Es handelt sich dabei um die erste Beobach-

tung von Nicht-Gleichgewichtsladungszuständen langsamer Ionen nach der Transmission durch einen Festkörper. Bisherige Untersuchungen mit Targets ≥ 10 nm und/oder Ionenladungen $\leq 44+$ fanden die Ionen stets im Ladungsgleichgewicht, unabhängig von der Targetdicke und anfänglicher Ionenladung [10, 29, 7, 9].

Die aus dieser Verteilung berechneten mittleren Endladungszustände sind 8.2+ für die (5 nm)-Folie und 2.9+ nach der (10 nm)-Folie. Das Bohr Kriterium (2.3) sagt zum Vergleich für diese Geschwindigkeit einen mittleren Ladungszustand von nur etwa 2+ voraus. Die Zeit, die dem Ion für Neutralisation und Abregung in der Folie zur Verfügung steht, beträgt 5 fs bzw. 10 fs (Foliendicke/Ionengeschwindigkeit). Diese Zeit ist im Fall der (5 nm)-dicken Folie nicht mehr ausreichend, um die freien Innerschalenplätze effizient zu füllen, bevor die Elektronenzufuhr aus dem Target beim Austritt abgeschnitten wird.

In Tabelle 4.1 sind die experimentell bestimmten Endladungszustände für einige ausgewählte Ionenspezies und Geschwindigkeiten aufgeführt. Der maximal auftretende Fehler in \bar{q} liegt bei etwa 15% .

Ion	v [v_{Bohr}]	$\bar{q}(10 \text{ nm})$	$\bar{q}(5 \text{ nm})$
H ⁺	0.75	0.1	0.1
O ⁶⁺	0.46	0.1	0.2
O ⁷⁺	0.50	0.3	0.5
Xe ³³⁺	0.37	1.8	2.5
Xe ⁴⁴⁺	0.23	0.9	1.1
Xe ⁴⁴⁺	0.43	2.3	5.5
Xe ⁵⁰⁺	0.24	0.9	1.0
Xe ⁵⁰⁺	0.45	3.1	5.6
Au ³³⁺	0.31	1.0	1.2
Au ⁵⁵⁺	0.23	0.7	1.2
Au ⁶⁸⁺	0.24	0.6	1.0
Au ⁶⁸⁺	0.44	2.0	7.4
Th ⁷⁵⁺	0.43	2.9	8.2

Tabelle 4.1: Einige gemessene Endladungszustände für ausgewählte Ionenspezies. Der maximal auftretende Fehler liegt bei etwa 15%.

Im folgenden werden die Ergebnisse der systematischen Untersuchungen der Endladungszustände in Abhängigkeit der Anfangsladung und Ionengeschwindigkeit vorgestellt.

4.1.1 Abhängigkeit von der Ionengeschwindigkeit

Abbildung 4.2 zeigt den mittleren Ladungszustand von Xenon nach der Transmission der Folien gegen die Ionengeschwindigkeit. Die Anfangsladung betrug dabei 44+ (Neon-artig). Klar zu erkennen ist die deutlich stärkere Zunahme des mittleren Endladungszustandes mit der Geschwindigkeit für Ionen, die die (5 nm)-Folie passiert haben im Vergleich zur (10 nm)-Folie. Bei einer Geschwindigkeit von $0.23 v_{Bohr}$ liegt der mittlere Endladungszustand nach beiden Folien etwa bei 1+, was auf die vollständige Relaxation des Ions in der Folie schließen läßt. Mit zunehmender Geschwindigkeit spalten die Kurvenverläufe für die beiden Folien deutlich auf. Bei einer Geschwindigkeit von $0.43 v_{Bohr}$ liegt der mittlere Endladungszustand nach der (5 nm)-Folie bei etwa 5.5+. Nach der (10 nm)-Folie wird dagegen nur ein Ladungszustand von etwa 2.3+ erreicht. Das Verkürzen der effektiv in der Folie verbrachten Zeit äußert sich also im Überleben weiterer freier Innerschalenplätze.

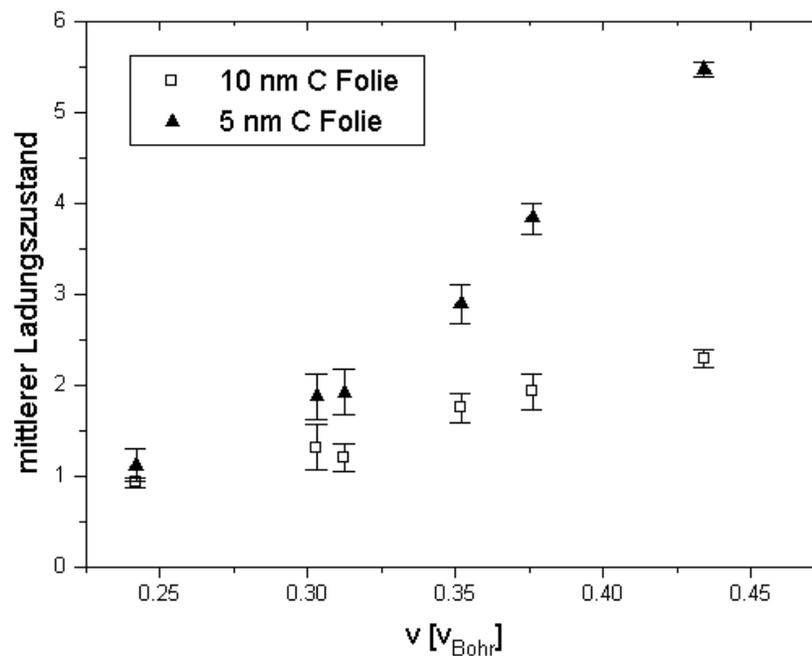


Abbildung 4.2: mittlerer Ladungszustand von Xe-Ionen nach den Folien in Abhängigkeit der Geschwindigkeit. Der Ladungszustand vor der Folie betrug 44+.

Ein ähnliches Ergebnis erhält man für Au^{68+} Ionen (s. Abb. 4.3). Auch hier ergibt sich bei einer Ionengeschwindigkeit von 0.24 ein mittlerer Ladungszustand von ca. 1+ für beide Folien. Bei einer Geschwindigkeit von 0.44 dagegen erreichen die Ionen nach

der (5 nm)-Folie einen Ladungszustand von 7.4+, nach der (10 nm)-Folie dagegen nur 2+.

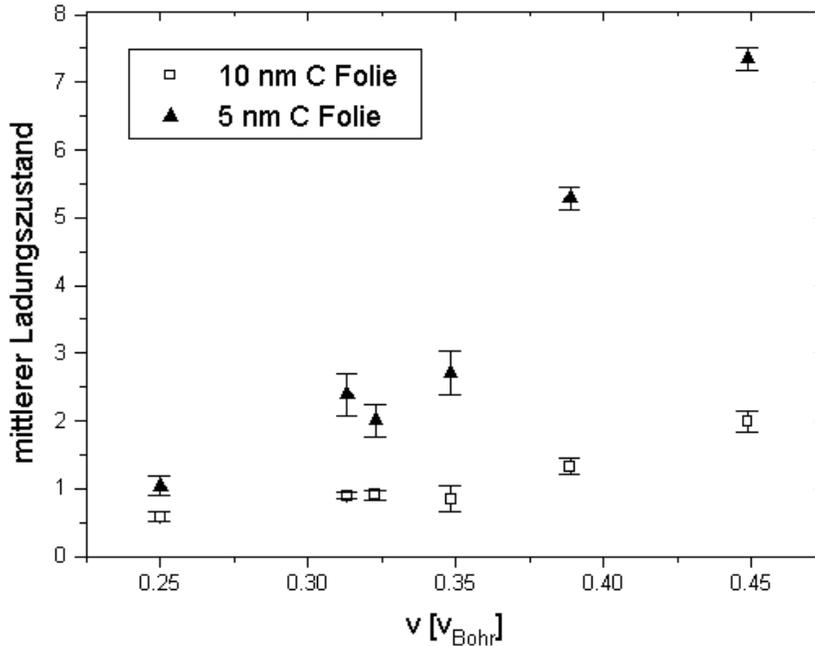


Abbildung 4.3: mittlerer Ladungszustand von Au-Ionen nach den Folien in Abhängigkeit der Geschwindigkeit. Der Ladungszustand vor der Folie betrug 68+.

Die Geschwindigkeit der Ionen wurde hierbei direkt aus der Extraktionsenergie von der Ionenquelle bestimmt. Tatsächlich ändert sich aber die Geschwindigkeit der Ionen bei der Wechselwirkung mit der Folie aufgrund des Energieverlustes. Allerdings ist der Energieverlust der hochgeladenen Ionen im Bereich von 10% [30]) und damit die Geschwindigkeitsänderung im Bereich von 5%, so daß auf eine Korrektur verzichtet wurde.

Es fällt auf, daß der mittlere Ladungszustand von Au im Vergleich zu Xe bei der gleichen Geschwindigkeit nach der 10 nm Folie stets etwas niedriger ist. Nach dem Bohr Kriterium wäre das Gegenteil zu erwarten. Diese kleine Abweichung läßt sich wahrscheinlich auf die unterschiedliche Schalenstruktur für die Valenzelektronen von Xe und Au zurückführen.

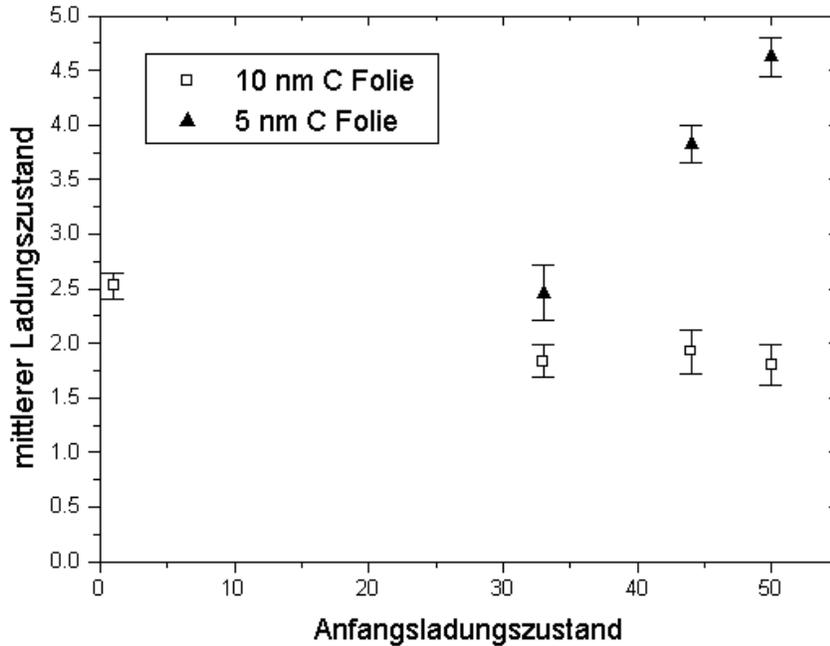


Abbildung 4.4: Abhängigkeit des mittleren Endladungszustandes von der einfallenden Ladung für Xe-Ionen bei einer Geschwindigkeit von $0.38v_{Bohr}$.

4.1.2 Abhängigkeit von der Ionenladung

Einen weiteren Hinweis auf den Einfluß der anfänglichen Ionenladung auf den mittleren Endladungszustand wird durch Abbildung 4.4 gegeben.

Hier sind der mittlere Endladungszustand gegenüber der Anfangsladung aufgetragen. Die Projektilgeschwindigkeit ist für alle Ionenspezies konstant $0.38 v_{Bohr}$. Die Werte für die (10 nm)-Folie demonstrieren deutlich das Erreichen eines Gleichgewichtsladungszustandes von ca. $1.8+$ unabhängig von der Anfangsladung. Im Gegensatz dazu liegen die Werte für die (5 nm)-Folie höher und nehmen mit zunehmender Projektilladung ebenfalls zu. Für eine Projektilladung von $33+$ ergibt sich $2.5+$, sowie $4.7+$ für eine Projektilladung von $50+$. Ebenfalls dargestellt ist ein Wert von $2.5+$ für Xe^{1+} Ionen nach der Transmission einer etwa 35 nm dicken Kohlenstoff-Folie [31].

4.1.3 Emission von Sekundärelektronen

Die ebenfalls aufgezeichneten Pulshöhen des Startdetektors können als eine Messung der relativen Sekundärelektronen Ausbeute verwendet werden. Abbildung 4.5 zeigt die mittlere Pulshöhe gegen die Ladung des eintreffenden Ions. Wieder läßt sich ein deutlicher Unterschied zwischen den beiden Folien beobachten. Die Elektronenemission

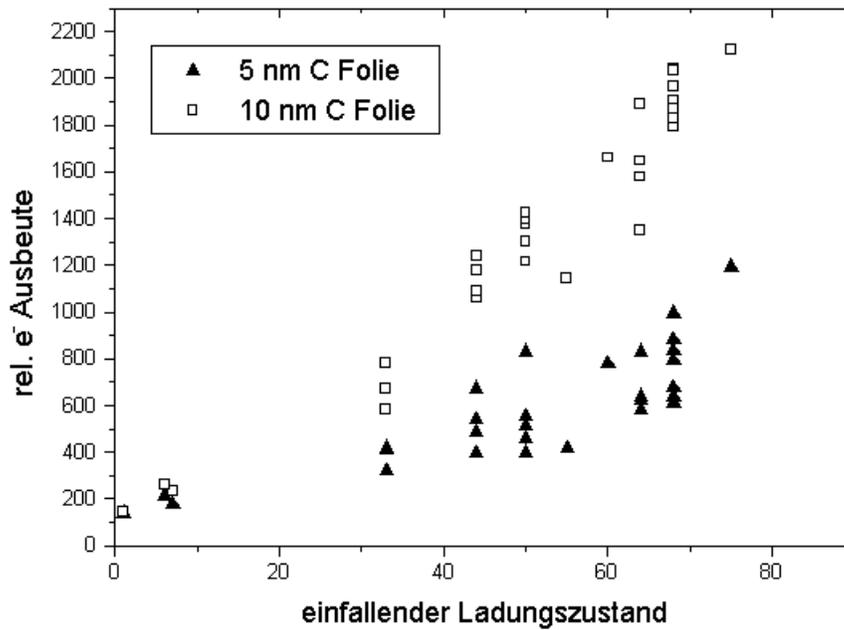


Abbildung 4.5: Pulshöhe des Startdetektors in Abhängigkeit des einfallenden Ladungszustandes.

nimmt für beide Folien nahezu linear mit der Ionenladung zu, im Einklang mit früheren Messungen [6]. Der Anstieg ist aber für die (5 nm)-Folie deutlich geringer als im Fall der (10 nm)-Folie. Ein expliziter Fehlerbalken ist nicht gezeigt. Eine Abschätzung des Fehlers in dieser Darstellung ergibt sich aber aus der statistischen Verteilung der verschiedenen Meßreihen. Die Breite dieser Verteilung für die jeweilige Folie bei einem festgehaltenen Ladungszustand kann daher als Fehlerabschätzung angesehen werden.

4.2 Diskussion

Mittlere Ladungszustände

Die hier dargestellten Ergebnisse sind die erste direkte Beobachtung von Nicht-Gleichgewicht-Ladungszuständen langsamer, hochgeladener Ionen nach der Transmission durch einen Festkörpers. Dieses Ergebnis wird dahingehend gedeutet, daß die Zeitspanne zum Füllen der freien Innerschalenplätze nicht ausreicht. Zunächst könnte auch angenommen werden, daß der höhere Ladungszustand nach der 5 nm Folie lediglich dadurch zustande kommt, daß das Ion aufgrund der geringeren Dicke der Folie nicht ausreichend Kollisionen mit den Targetatomen durchführen konnte, um Elektronen einzufangen. Dafür ist es zunächst hilfreich, sich die Größe der hier vorliegenden Wirkungsquerschnitte zu verdeutlichen. Die Einfangrate berechnet sich folgendermaßen

$$\Gamma_c = \sigma_c n v_P. \quad (4.1)$$

Dabei ist σ_c der Wirkungsquerschnitt für den Einfang eines Elektrons. Das Produkt aus der Dichte der Targetatome n und Projektilgeschwindigkeit v_P entspricht einer Kollisionsfrequenz. Die Einfangrate kann aus den experimentellen Daten über die Wechselwirkungszeit t im Target von ca. 5 fs und der Zahl der eingefangenen Elektronen $n_e \approx 60$ für Gold bei $0.46 v_{Bohr}$ abgeschätzt werden. Es ergibt sich

$$\sigma_c \geq \frac{\Gamma_c}{n v_P} = \frac{n_e}{t n v_P} \approx 1.2 \times 10^{-19} m^2. \quad (4.2)$$

Der Wirkungsquerschnitt ist also so groß, daß gleich mehrere Targetatome innerhalb des Gebietes liegen. Es ist daher nicht unbedingt zweckmäßig von einzelnen Kollisionen mit den Targetatomen zu sprechen, da gewissermaßen gleichzeitig mehrere ladungsändernde Reaktionen möglich sind. Aus diesen Gründen wird davon ausgegangen, daß nicht die Zahl der Kollisionspartner, sondern tatsächlich die Zeit, die zur Relaxation zu Verfügung steht, den beobachteten Effekt verursacht.

Es soll im folgenden ein einfaches Modell zur Beschreibung des Relaxationsvorgangs des hochgeladenen Ions aufgestellt werden, um daraus diese charakteristische Zeit zu bestimmen.

Für die Modellierung wird angenommen, daß sich der (effektive) Ladungszustand des Projektils beginnend mit dem Auftreffen auf die Oberfläche erniedrigt und nach einiger Zeit einem Gleichgewicht annähert, das durch das Bohrsche Kriterium (Gleichung (2.3)) gegeben ist. Nicht berücksichtigt wird dabei die vor dem Auftreffen zur Verfügung stehende Zeit. Dies läßt sich damit rechtfertigen, daß Elektronen zunächst in sehr hochliegende Niveaus gefüllt werden, die beim Aufprall wieder abgestreift werden. Die Zeit ist nicht ausreichend, um freie Innerschalenplätze effizient zu füllen, so daß das Ion

zwar beim Aufprall neutral ist, sich aber trotzdem noch im hochangeregten Zustand befindet. Der eigentliche Relaxationsprozess beginnt damit erst unter der Oberfläche. Um die Annäherung des Anfangsladungszustandes q_i an das Gleichgewicht q_f zu beschreiben, wird nun als erstes sehr einfaches Modell angenommen, daß die Änderung des Ladungszustandes dq/dt linear von der Differenz Δq zwischen der effektiven Ladung $q(t)$ und dem Gleichgewichtsladungszustand q_f mit der Proportionalitätskonstante α abhängig ist. Ein ähnlicher Ansatz wurde ebenfalls in einer Neutralisationsstudie mit schnellen Ionen gewählt [27].

Dies kann durch die folgende lineare Differentialgleichung ausgedrückt werden :

$$\frac{d\Delta q}{dt} = -\alpha\Delta q. \quad (4.3)$$

Diese läßt sich sehr einfach durch Trennung der Variablen lösen mit dem Ergebnis

$$\Delta q(t) = \Delta q_0 e^{-\alpha t}. \quad (4.4)$$

Nimmt man nun noch an, daß sich die zur Neutralisation zur Verfügung stehende Zeit durch $t = d/v$ mit der Ionengeschwindigkeit v und der Foliendicke d ausdrücken läßt, sowie den Rahmenbedingungen $q(t = 0) = q_i$ und $q(t = \infty) = q_f$ genügt, so ergibt sich

$$q(v) = q_f + (q_i - q_f) e^{-\alpha \frac{d}{v}}. \quad (4.5)$$

In Abbildung 4.6 ist eine Anpassung der Formel mit dem Parameter α an die Meßwerte nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate für den mittleren Endladungszustand von Xe^{44+} gegeben. Der Trend der Meßwerte zu höheren Ladungszuständen bei höherer Geschwindigkeit läßt sich dabei gut reproduzieren. Für α ergibt sich ein Wert von $\alpha = 4.7 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$ (siehe auch Tabelle 4.2). Ebenfalls dargestellt ist die durch das Bohr-Kriterium gegebene Entwicklung des mittleren Ladungszustandes mit der Geschwindigkeit. Die Werte für \bar{q} nach der (10 nm)-Folie lassen sich damit qualitativ gut beschreiben. Es kann daher davon ausgegangen werden, daß sich die Ionen nach der (10 nm)-Folie im wesentlichen im Ladungsgleichgewicht befinden. Die leichte Abweichung zu höheren Geschwindigkeiten hin könnte durch den Einfluß einzelner überlebender freier Innerschalenplätze, sowie die, schon in der Herleitung des Bohr-Kriteriums begründeten, Unzulänglichkeit der Formel in diesem Geschwindigkeitsbereich erklärt werden.

Die deutliche Schwäche dieses einfachen Modells liegt allerdings in der Annahme einer konstanten Neutralisationsrate. Die unterschiedlichen zu besetzenden Niveaus werden im allgemeinen auch mit verschiedenen Raten gefüllt werden.

Datensatz	Gleichung	Parameter	χ^2
Xe^{44+}	(4.5)	$\alpha = (4.65 \pm 0.04) \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$	5.38
	(4.7)	$\lambda = (4.3 \pm 1.4) \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$	0.56
		$\gamma = (7.6 \pm 1.1) \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$	
Au^{68+}	(4.5)	$\alpha = (5.17 \pm 0.05) \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$	20.9
	(4.7)	$\lambda = (2.63 \pm 0.82) \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$	6.32
		$\gamma = (1.07 \pm 0.21) \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$	

Tabelle 4.2: Ergebnisse eines Kleinste-Quadrate-Fits der Gleichungen (4.5) und (4.7) an die Meßwerte

Um zu berücksichtigen, daß es sich bei der Neutralisation um einen mehrstufigen Prozess handelt, wird nun angenommen, daß der Prozess mindestens über zwei verschiedene Niveaus mit unterschiedlichen Raten verläuft. Zu Beginn wird ein Level mit der Rate λ gefüllt, von dem aus das Auffüllen eines weiteren Niveaus mit der Rate γ geschieht. So lange das erste Niveau nicht besetzt ist, können keine Übergänge in das zweite Niveau stattfinden. Dies läßt sich aus der linearen Differentialgleichung

$$\frac{d\Delta q}{dt} = -\gamma (1 - e^{-\lambda t}) \Delta q \quad (4.6)$$

herleiten. Die Lösung über Trennung der Variablen mit den Randbedingungen $q(t = 0) = q_i$ und $q(t = \infty) = q_f$ sowie $t = d/v$ liefert

$$q(v) = q_f + (q_i - q_f) e^{-\gamma \frac{d}{v}} e^{-\frac{\lambda}{\gamma} \left(e^{-\lambda \frac{d}{v}} - 1 \right)} \quad (4.7)$$

In Tabelle 4.2 sind die Ergebnisse einer Anpassung der Parameter an die Datensätze für Xe^{44+} und Au^{68+} dargestellt. Durch die Annahme eines zweistufigen Prozesses läßt sich die Anpassung deutlich verbessern. Zusätzlich wurde ein χ^2 -Test durchgeführt, um eine quantitative Aussage über die Verbesserung machen zu können.

In Ref. [27] wurde α als dynamische Abschirmrate der Targetelektronen eingeführt. Der Aufbau einer Abschirmwolke um das eindringende Projektil erfolgt mit der Rate α , bevor die Übergänge in tiefere Projektilzustände einsetzen. Der Begriff Abschirmwolke umfaßt dabei gleichermassen die durch die positive Projektilladung hervorgerufene Polarisation des Festkörpers, als auch die Besetzung der äußersten Niveaus im Projektil durch Targetelektronen. α läßt sich so aus einem Linear-Response-Ansatz berechnen und ist im wesentlichen durch die Plasmonenfrequenz ω_P des Festkörpers bestimmt [27]. Die weiteren inneratomaren Übergänge werden nun als so schnell angenommen, daß der vollständige Neutralisationsprozess nur durch die Reaktionsgeschwindigkeit des Festkörpers auf die plötzlich auftretende Störung begrenzt ist.

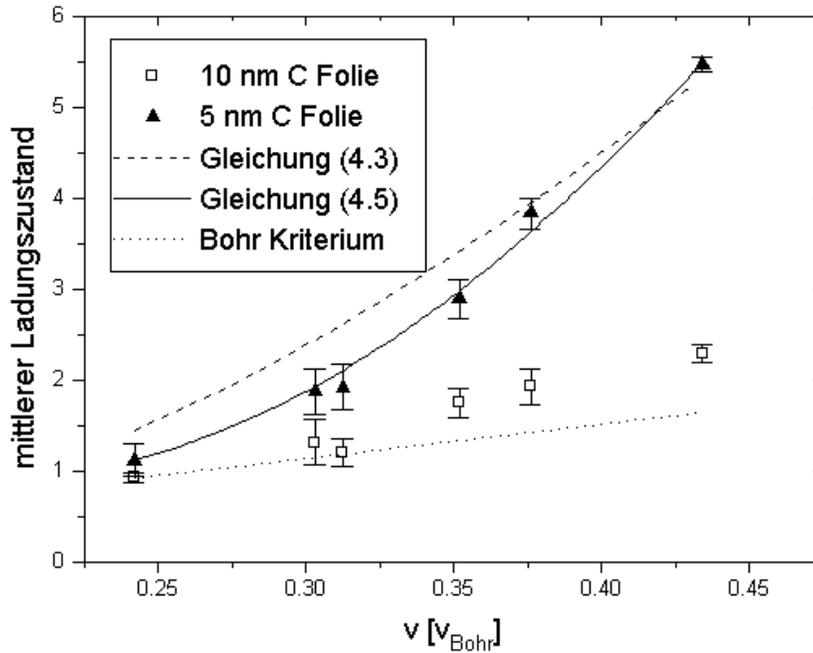


Abbildung 4.6: Vergleich der experimentellen Daten mit den Gleichungen (4.5) und (4.7). Ebenfalls dargestellt sind die mittleren Ladungszustände, die sich aus dem Bohr-Kriterium ergeben.

Gleichung 4.7 beinhaltet nun beide Vorgänge : Aufbau einer Abschirmwolke um das Projektil mit der Rate λ , sowie die weitere Abregung mit der Rate γ . γ kann dabei als eine integrierte atomare Übergangsrate angesehen werden, die die weiteren Schritte beinhaltet. Für vollständige Behandlung des Problems müßten die einzelnen zu füllenden Niveaus und alle Zwischenschritte mit einbezogen werden. Dies ist aber im Rahmen der zugänglichen, beobachtbaren Parameter nicht sinnvoll möglich.

Eine korrekte Definition der "Lebensdauer" eines hohlen Atoms in einem Festkörper ist etwas schwierig, da der Begriff "hohles Atom" keine definierten Grenzen hat. Wann ist ein hohles Atom kein hohles Atom mehr ? Wenn keine, nur noch eine oder fünf freie Zustände in den inneren Schalen vorhanden sind ? Die verschiedenen freien Plätze können auch nicht alle gleich behandelt werden, da sie mit Sicherheit im einzelnen verschiedene Lebensdauern besitzen. Da die beiden hier vorgestellten Modelle aus Exponentialfunktionen bestehen, kann man sofort eine Lebensdauer definieren, bei der ein anfänglicher Wert auf den e^{-1} Bruchteil abgefallen ist. Die charakteristische $(1/e)$ -Zeit für den Aufbau von Ladung in der Abschirmwolke und das Füllen der inneren Schalen

ergibt sich damit aus dem inversen der jeweiligen Rate. Es ergibt sich für den Aufbau im Fall von Xe^{44+} eine charakteristische Zeit von ca. 2.2 fs und für die weitere Neutralisation 1.3 fs. Im Fall von Au^{68+} ist die Aufbauzeit etwas länger, 3.8 fs, während die weitere Neutralisation innerhalb von nur 0.9 fs abläuft. Diese Zahlenwerte sind im Einklang mit Abschätzungen von Neutralisationszeiten von ca. 5 fs, die aus der Messung von ladungsabhängigen Energieverlusten gewonnen wurden [7, 9]. Die Zeit, die zum vollständigen Ladungsausgleich, d.h. Besetzen aller freien Innerschalenplätze, benötigt wird, beträgt ca. 7 fs. Für Wechselwirkungszeiten ≤ 7 fs sind die Ladungszustände nach der (5 nm)-Folie stets höher als nach der (10 nm)-Folie.

Die Beobachtung eines Endladungszustandes von z.B. 8.2+ im Fall von Th^{75+} bedeutet dabei nicht, daß das Projektil die Folie tatsächlich in diesem mittleren Ladungszustand verläßt. Vielmehr wird das Projektil die Foile im (nahezu) neutralen Zustand verlassen, da Elektronen auch von der Rückseite der Folie eingefangen werden können. Allerdings werden die noch immer vorhandenen freien Innerschalenplätze (hier die M-Schale) zu einer weiteren Autoionisation über Auger-Prozesse führen, die den am Ende des Flugarms gemessenen asymptotischen Ladungszustand bestimmen.

In Abbildung 4.7 ist die Entwicklung des mittleren Ladungszustandes in Abhängigkeit der Zeit dargestellt (für ein ruhendes Ion in einem Festkörper, dessen Ladung zu Zeit $t=0$ "eingeschaltet" wird). Der Abfall ist im Fall einer rein exponentiellen Entwicklung stärker als für den zweistufigen Prozess.

Dies ist auch einleuchtend, da zunächst erst etwas Zeit vergeht, bis das Ion vollständig von den Targetelektronen abgeschirmt wurde und die Kaskaden in tiefere Zustände stattfinden können. Nach ca. 4.5 fs wird dieser Vorsprung allerdings eingeholt. Das ist der Bereich, der mit diesem Experiment untersucht werden konnte. Leider begrenzen die apparativen Einrichtungen in der Strahlführung die Extraktionsenergie derzeit auf etwa 14 keV/q, sonst könnte geklärt werden, welchen Weg die Ladungszustandsentwicklung tatsächlich einschlägt. Der einzige Datenpunkt hinter der Kreuzung aus der Messung für Au^{68+} deutet jedenfalls auf eine stärker zunehmende Steigung, entsprechend dem zweistufigen Modell, hin.

In Abbildung (4.8) stehen nun noch einmal die modellierte Zeitentwicklung für das zweistufige Modell und die gemessenen Ladungszustände (Xe^{44+}) gegenüber. Zum besseren Vergleich der Daten der beiden Folien, wurde die Geschwindigkeitsabhängigkeit des Gleichgewichtsladungszustandes mit Hilfe des Bohr Kriteriums herauskorrigiert. Für kürzere Zeiten läßt sich der Trend zu den höheren Ladungszuständen wieder sehr gut reproduzieren. Es fällt allerdings auf, daß die Werte für die (10 nm)-Folie nicht direkt an die der (5 nm)-Folie anschließen. Trotz der fast identischen Zeit in der Fo-

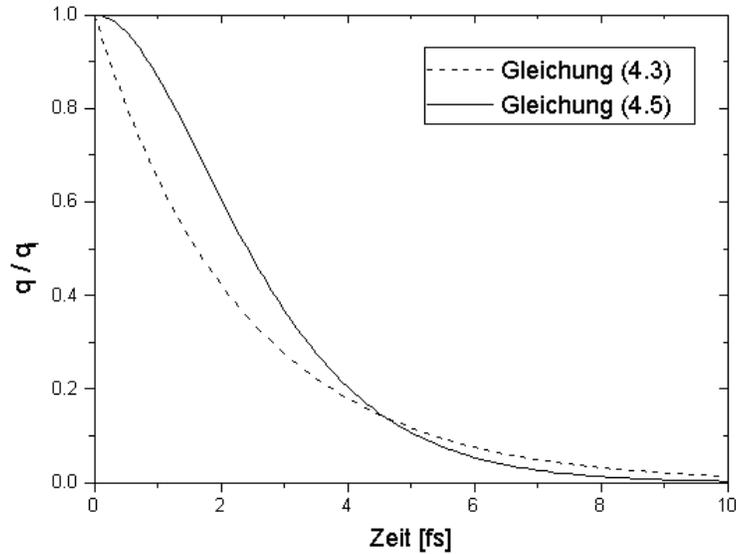


Abbildung 4.7: Zeitliche Entwicklung der Ladungszustandes im Festkörper nach den beiden Modellen. Die Ladung des ruhenden Ions wird zum Zeitpunkt $t = 0$ eingeschaltet.

lie, unterscheiden sich die mittleren Ladungszustände voneinander. Darin werden die Grenzen des Modells deutlich. Es wurde zu Beginn angenommen, daß nur die Zeit *in* der Foile der entscheidende Parameter ist. Die Zeit, die das hochgeladene Ion *vor* der Oberfläche verbringt, wird nicht berücksichtigt, da dort die Übergangsraten nicht ausreichend hoch sind, um schon innere Schalen vor dem Aufprall zu füllen. Hierin liegt wohl auch die Erklärung für die beobachtete Abweichung. Zwar ist die Zeit, die in der Folie verbracht wurde, nahezu identisch, aber die Geschwindigkeit des Ions unterscheidet sich um etwa einen Faktor zwei. Demzufolge ist auch die Zeit zwischen dem ersten Einfang eines Elektrons und dem Aufprall auf die Oberfläche (und damit dem Abstreifen der Elektronen, die noch nicht bis in die innersten Schalen vorgedrungen sind) deutlich voneinander verschieden. Möglicherweise kann doch ein kleiner Bruchteil der schon außerhalb des Festkörpers eingefangenen Elektronen, bis in die inneren Schalen relaxieren, so daß dieser Oberflächen-Effekt sichtbar wird.

Emission von Sekundärelektronen

Überraschend ist auch das Ergebnis der Messung der Sekundärelektronenemission, die aus den Pulshöhen des Startdetektors gewonnen wurde (siehe Abbildung 4.5). Die Emission von Elektronen folgt für beide Folien im wesentlichen einer nahezu linearen Abhängigkeit von der Ladung des einfallenden Ions. Allerdings ist die Zunahme für

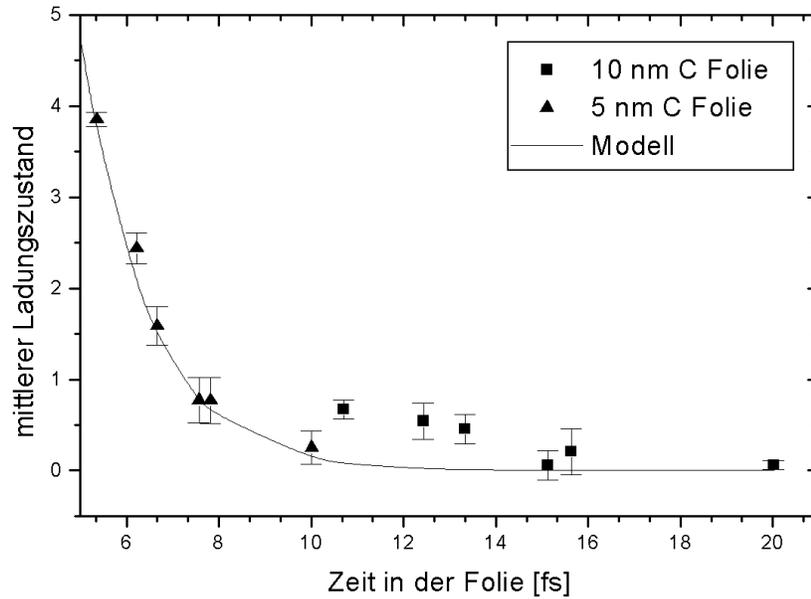


Abbildung 4.8: Vergleich der modellierten und gemessenen Zeitentwicklung der mittleren Ladungszustände für Xe^{44+} .

die (5 nm)-Folie deutlich geringer als für die (10 nm)-Folie. Da es sich um identische Materialien handelt, ist dieses Ergebnis zunächst unerwartet.

Es ist zwar eine Abhängigkeit der Sekundärelektronenemission von der Foliendicke zu erwarten nur aufgrund kinetischer Effekte (kinetic electron emission, KE), allerdings sollte dieser Beitrag aus den folgenden Gründen zu vernachlässigen sein. Das Ion erzeugt auf seinem Durchgang durch die Folie einen Ionisationspfad, entlang dessen sekundäre Elektronen produziert werden. Dies würde zunächst zu einer linearen Abhängigkeit der KE von der Foliendicke führen. Da die freie Weglänge dieser niederenergetischen Elektronen lediglich wenige nm beträgt [32], werden Elektronen, die in tieferen Schichten erzeugt wurden, durch Kollisionen Energie verlieren und die Oberflächenbarriere nicht mehr überwinden können. Die Zahl der beobachteten Elektronen läßt sich unter der Annahme einer exponentiellen Dämpfung folgendermaßen darstellen

$$\gamma(d_1) = \int_0^{d_1} \alpha e^{-\frac{z}{d}} dx = \alpha d \left(1 - e^{-\frac{d_1}{d}}\right). \quad (4.8)$$

Mit der Eindringtiefe z , Foliendicke d_1 , Abschwächungslänge d und einer Proportionalitätskonstante α . Das Verhältnis $\gamma(10\text{nm})/\gamma(5\text{nm})$ läßt sich dann mit $d=3$ nm zu

$$\frac{\gamma(10\text{nm})}{\gamma(5\text{nm})} = \frac{\left(1 - e^{-\frac{d_1}{d}}\right)}{\left(1 - e^{-\frac{d_2}{d}}\right)} \approx 1.2 \quad (4.9)$$

abschätzen. Die gesamte Ausbeute an Elektronen von der Folie, γ , kann man sich aus den Beiträgen der kinetischen (KE) und "potentiellen" Elektronenemission (PE) zusammengesetzt denken

$$\gamma = \gamma_{KE}(d) + \gamma_{PE}. \quad (4.10)$$

Da in dem hier untersuchten Geschwindigkeits- und Ladungszustandsbereich, die Effekte durch die Ladung des Projektils im Allgemeinen überwiegen, so sollte $\gamma_{KE}(d) \ll \gamma_{PE}$ gelten. Da die Neutralisation des Ions in den obersten Schichten der Folie stattfinden soll, sollten die Beiträge zur Elektronenemission durch PE deshalb das Verhältnis $\gamma(10\text{nm})/\gamma(5\text{nm})$ weiter nahe 1 verschieben. Aus den Messungen dagegen geht für die höchsten Ladungszustände ein Verhältnis bis zu 3 hervor.

Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten wird durch die Annahme gestützt, daß die Ionen in der (5 nm)-Folie nicht ausreichend Zeit haben, um ihre gesamte potentielle Energie (Summe der Bindungsenergien der fehlenden Elektronen) abzugeben. Abbildung 4.9 zeigt die gemessene relative Elektronenausbeute in Abhängigkeit der im Ion gespeicherten potentiellen Energie .

Der Verlauf der Kurven folgt in Übereinstimmung mit früheren Messungen einer $E_{pot}^{1/2}$ Abhängigkeit [33]. Eine Anpassung der Daten an die Funktion

$$Y_e^- = A\sqrt{E_{pot}},$$

ergibt für den Parameter $A_{10nm} = 146 \pm 3 \text{ keV}^{-1/2}$ und $A_{5nm} = 62 \pm 3 \text{ keV}^{-1/2}$. Die Zunahme der Elektronenemission von der (10 nm)-Folie mit der potentiellen Energie des Ions nimmt also um mehr als einen Faktor 2 stärker zu als für die dünnere Folie. Der Unterschied zwischen den beiden Folien könnte so verstanden werden, daß im Fall der (5 nm)-Folie nicht die gesamte potentielle Energie abgegeben wurde. Insbesondere konnten die innersten (freien) M-Schalen Plätze noch nicht vollständig gefüllt werden, die den größten Teil der im Ion gespeicherten Energie enthalten. Wenn das Projektil die Folie verläßt, steht diese Energie nicht mehr zur Erzeugung von weiteren Sekundärelektronen in der Folie zur Verfügung. Die Folge ist die deutlich niedrigere Sekundärelektronenausbeute bei der (5 nm)-Folie im Vergleich zur (10 nm)-Folie.

Dieses Verhalten ist zwar qualitativ zu erwarten, da die Beobachtung der höheren Ladungszustände nach der (5 nm)-Folie ebenfalls für das Überleben einiger freier Inner-schalen Plätze spricht, die später zur Autoionisation führen. Die Menge der fehlenden

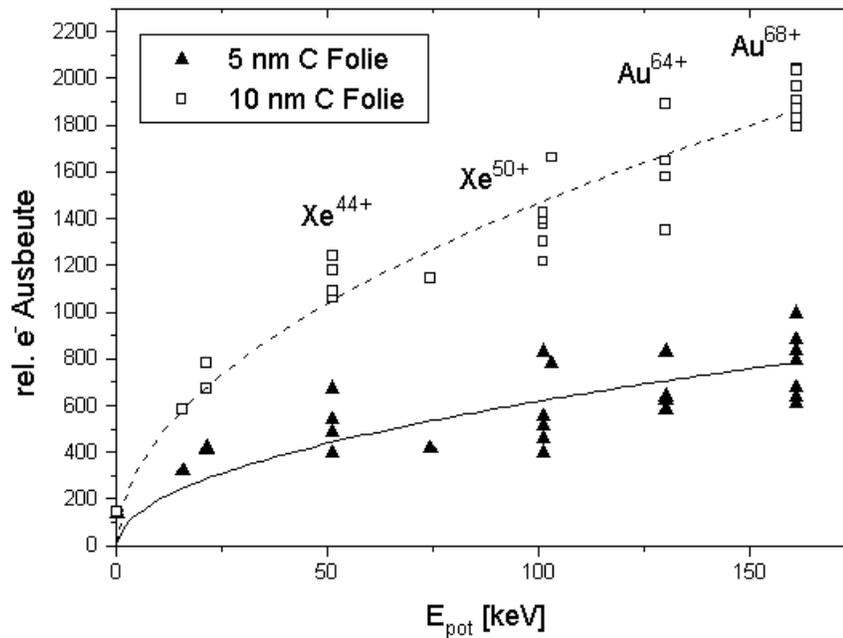


Abbildung 4.9: Relative Sekundärelektronenausbeute in Abhängigkeit der potentiellen Energie des Projektil-Ions.

Energie ist allerdings auffallend. Um die Kurve für die (5 nm)-Folie mit der der (10 nm)-Folie zur Deckung zu bringen, müßte man annehmen, daß z.B. Au^{68+} nur etwa 25-30 keV in der (5 nm)-Folie für die Elektronenemission abgegeben hat. Dies würde bedeuten, daß beim Austritt aus der Folie die M-Schale noch völlig unbesetzt ist und in der N-Schale 10-12 weitere Elektronen fehlen. Ähnliches ergibt sich auch für Xe^{44+} Ionen, die mindestens die M-Schale beim Austritt noch völlig unbesetzt sein müßten. Eine so große Anzahl von freien Zuständen sollte sich durch einen wesentlich höheren Endladungszustand bemerkbar machen, da diese wieder über Auger-Prozesse zur Autoionisation führen. Des weiteren wäre es dann überraschend, daß das Projektil die verbleibende Energie in den nächsten 5 nm abgibt. Nach der (10 nm)-Folie befindet sich das Ion ja bereits im Gleichgewicht. Es ist daher zu vermuten, daß die beiden Folien unterschiedlich auf die plötzlich auftretende Störung reagieren. Desweiteren wäre ein Unterschied in der Energieverteilung der sekundären Elektronen zu erwarten.

Ein weiterer möglicher Einfluß auf die Zahl der emittierten Elektronen könnte deshalb durch die Eigenschaften des Festkörpers selbst gegeben sein. Unter Umständen können die zur Neutralisation des Ions benötigten Elektronen nicht schnell genug von der Folie geliefert werden. Die zur Neutralisation zur Verfügung stehenden Elektronen

können höchstens aus einem Gebiet stammen, dessen Größe durch die Geschwindigkeit der Leitungselektronen v_F (Fermi Geschwindigkeit, in der Größenordnung der Bohrgeschwindigkeit $v_{Bohr} = 2.19 \times 10^6$ m/s) und der Neutralisationszeit τ bestimmt ist. Im halbmetallischen Kohlenstoff stellt etwa jedes 100. Atom ein Leitungselektron. Bei einem als zylindrisch angenommenen Volumen mit der Höhe $h = 5$ nm (entsprechend der Foliendicke), einer Dichte von Kohlenstoff $\rho \approx 2$ g/cm³ und einer Neutralisationszeit von etwa 3 fs läßt sich die Zahl der verfügbaren Leitungselektronen n_{e^-} folgendermassen abschätzen

$$n_{e^-} = \frac{\rho \pi (v_F \tau)^2 d}{100 m_C} \approx 680. \quad (4.11)$$

Absolute Elektronenemissionsraten für die hier betrachteten Ladungszustände liegen bei 100-250 Elektronen pro einfallendes Ion [34, 19, 33]. Da davon ausgegangen werden kann, daß ebenso viele Elektronen *in* die Folie emittiert werden, sowie zusätzlich noch Elektronen zur Neutralisation selbst benötigt werden, wäre ein Engpaß bei der Versorgung denkbar. In der 10 nm dicken Folie dagegen können Elektronen aus tieferen Lagen zur Neutralisation des Projektils beitragen. Zudem stellt das plötzliche Auftreten einer Ladung von 44+, 68+ oder 75+ in einem Festkörper eine deutliche Störung des Systems dar. Es kann daher auch nicht unbedingt davon ausgegangen werden, daß sich der Festkörper innerhalb dieser kurzen Zeitspanne weiterhin wie ein Leiter verhält. Möglicherweise muß erst ein "Anfangsschock" überwunden werden, bis die Zufuhr von Elektronen einsetzen kann.

Trotz allem ist die außerordentlich kurze Zeitspanne von weniger als 10 fs zur vollständigen Neutralisation von Au⁶⁸⁺ oder Th⁷⁵⁺ in der (10 nm)-Folie, inklusive der Besetzung im wesentlich aller M-Schalen-Plätze, beeindruckend. Geht man davon aus, daß jedes bis in den Grundzustand eingefangene Elektron mindestens zwei Schritte machen mußte, um dort hin zu gelangen, so bleibt nur eine Zeit von etwa 7×10^{-17} s pro Übergang, entsprechend einer Übergangsrates von etwa 1.4×10^{16} s⁻¹. Diese Rate liegt um mehrere Größenordnungen über den Berechnungen, die von Burgdörfer *et al.* durchgeführt wurden. Für die Auger-Raten wurde dort als Faustformel

$$A_{n,n'} = \frac{2.1 \times 10^{14}}{|n - n'|^{3.46}} s^{-1} \quad (4.12)$$

angegeben [8]. Selbst bei einer Auger-Schrittweite von $\Delta n = 1$ liegt die beobachtete Rate noch fast 70 mal höher. Es liegt daher nahe, daß noch weitere Mechanismen zur raschen Neutralisation des Ions beitragen müssen.

Die Relaxation über einen strahlende Übergänge wird für leichte Ionen aufgrund der niedrigen Übergangsraten fast ausgeschlossen. Allerdings skaliert die Übergangswahrscheinlichkeit für eine strahlende Relaxation mit Z^4 , könnte also bei den hier verwendeten Projektilen Xe ($Z=54$) und Au ($Z=79$) eine bedeutendere Rolle spielen. Trotzdem liegen die Fluoreszenzausbeuten für freie M-Schalen Plätze bei weniger als 1 % für Xe und Au [35]. Durch das Vorhandensein mehrerer freier M-Schalen-Plätze wird zwar die effektive, auf ein Elektron wirkende Ladung verstärkt und damit die Übergangswahrscheinlichkeit weiter erhöht, aber dieser Effekt ist ebenfalls vernachlässigbar [35].

Ein weiterer Prozess, der zur Erklärung der raschen Neutralisation und Relaxation von leichten Ionen (N, O, Ne) herangezogen wird, ist das Füllen von Innerschalenlöchern durch die Formierung von quasi-molekularen Orbitale des Projektils mit Targetatomen [22]. Dabei können bei übereinstimmenden atomaren Niveaus effektiv Elektronen direkt in die L-Schale transferiert werden. Im Fall von Gold oder Xenon auf Kohlenstoff ist dies allerdings nicht zu erwarten. Selbst beim Einfang aus der C K-Schale mit einer Bindungsenergie von etwa 0.5 keV, liegt das entsprechende Niveau in Gold und Xe in der O bzw. N Schale.

Wie ist es dann trotzdem möglich, das Ion in so kurzer Zeit vollständig zu neutralisieren ? Offensichtlich behindern sich die vielen Elektronen, die gleichzeitig auf das Ion einströmen, nicht gegenseitig. Die Übergänge müssen massiv parallel stattfinden oder weitere schnelle Mechanismen vorliegen, um eine so hohe Relaxationsrate zu erklären. Die genauen Vorgänge innerhalb eines hohlen Atoms in einem Festkörper sind noch nicht vollständig verstanden. Nur ein geringer Teil der im Ion gespeicherten potentiellen Energie konnte bisher in den verschiedenen Kanälen (niederenergetische Elektronen, Auger-Elektronen, Plasmonen, charakteristische Röntgenstrahlung und sekundäre Ionen) nachgewiesen werden [36]. Es ist daher zu erwarten, daß auch zukünftige Experimente noch neue Informationen über die Wechselwirkung langsamer, hochgeladener Ionen hervorbringen.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Es wurde eine Apparatur zur Messung der Ladungszustandsverteilung von langsamen, hochgeladenen Ionen nach der Wechselwirkung in dünnen Folien aufgebaut und angewendet.

Die Ladungszustandsverteilung von Ionen mit Ladungszuständen von $1+$ (H) bis $75+$ (Th) wurden im Geschwindigkeitsbereich von 0.2 bis $0.75 v_{Bohr}$ nach einer 5 nm und 10 nm dicken amorphen Kohlenstoff Folie bestimmt. Ionen, die die (10 nm)-Folie passierten, befanden sich im wesentlichen in einem Gleichgewichtsladungszustand ($1-2+$), der sich grob durch das Bohr-Kriterium beschreiben läßt. Die mittleren Endladungszustände von Ionen mit Anfangsladungen $\geq 33+$ zeigten nach der 5 nm dicken Folie eine deutliche Abweichung von diesem Gleichgewicht. Mittlere Ladungszustände bis zu $8.2+$ (Th) wurden beobachtet. Es handelt sich dabei um die erste Beobachtung von Nicht-Gleichgewichtsladungszuständen langsamer Ionen nach der Transmission durch einen Festkörper. Dieses Ergebnis wird dahingehend gedeutet, daß die Zeitspanne, die zur Neutralisation und Relaxation der Ionen in der 5 nm Folie zur Verfügung steht, nicht ausreichend ist. Aus den Ergebnissen der Sekundärelektronen Ausbeute wird geschlossen, daß ein Teil der Innerschalen-Plätze bis zum Austritt aus der Folie nicht gefüllt werden konnte. Desweiteren könnte eine Verarmung des Festkörpers an Elektronen im Einschlagsbereich des hochgeladenen Ions vorliegen.

Anhand der gesammelten Daten wurde ein semi-empirisches Modell zur Beschreibung des Ladungszustandes eines hochgeladenen Ions in einem Festkörper aufgestellt. Es zeigt sich, daß die Daten gut durch einen zweistufigen Füllprozess beschrieben werden können, der aus einem Aufbau einer Abschirmwolke um das Projektil, sowie der weiteren Abregung besteht. Die charakteristischen Zeiten für Aufbau und Abregung bewegen sich im Bereich von 2 fs. Nach etwa 7 fs kann von einer vollständigen Relaxation des Projektils ausgegangen werden.

Die Ergebnisse dieser Arbeit zum Ladungsausgleich der hochgeladenen Ionen wurden in [37] veröffentlicht.

Literaturverzeichnis

- [1] F. Aumayr, H. Winter, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **90** 1994
- [2] M. Grether, D. Niemann, A. Spieler, N. Stolterfoht, Phys. Rev. A **56** (1997) 3794
- [3] J. P. Briand, L. de Billy, P. Charles, S.Essabaa, P. Briand, R. Geller, J. P. Desclaux, S. Bliman, C. Ristori, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 159
- [4] D. H. Schneider, M. A. Briere, Physica Scripta **53** (1995) 228
- [5] M. Schulz, C. L. Cocke, S. Hagman, M. Stöckli, H. Schmidt-Böcking, Phys. Rev. A **44** (1991) 1653
- [6] T. Schenkel, A. V. Barnes, M. A. Briere, A. Hamza, A. Schach von Wittenau, D. H. Schneider, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. B **125** (1997) 153
- [7] T. Schenkel, M. A. Briere, H. Schmidt-Böcking, K. Bethge, D. H. Schneider, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 2030
- [8] J. Burgdörfer, P. Lerner, F. W. Meyer, Phys. Rev. A **44** (1991) 5674
- [9] T.Schenkel, Dissertation, Frankfurt am Main,1997
- [10] H. Betz, Review of Modern Physics **44** (1972)465
- [11] N. Bohr, Kgl. Danske Videnskab. Mat-fys. Medd. **18**,No.8 (1948)
- [12] K. Shima, T. Ishihara, T. Mikumo, Nucl. Instr. and Meth. **200** (1982) 605
- [13] H. D. Hagstrum, Phys. Rev. **91**, (1953) 543, Phys. Rev. **96**, (1954) 325, Phys. Rev. **96**, (1954) 336
- [14] E. D. Donets, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **9** (1985) 522
- [15] E. Burhop, *Auger effect and other radiationless transitions*, University Press, Cambridge, 1952

- [16] A. Barany, G. Astner, H. Cederquist, H. Danared, S. Huldt, P. Hvelplund, A. Johnson, H. Knudsen, L. Liljeby, K. G. Rensfelt, Nucl. Instr. and Meth. B **9** (1985) 397
- [17] A. Niehaus, J. Phys. B **19** (1986) 2925
- [18] W. Greiner, *Klassische Elektrodynamik* (Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main, 1991)
- [19] F. Aumayr, H. Kurz, D. H. Schneider, M. A. Briere, J. W. McDonald, C. E. Cunningham, H. Winter, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 1943
- [20] A. Arnau, F. Aumayr, P. M. Echenique *et al.*, Surface Science Reports **27** (1997) 113
- [21] N. Stolterfoht, A. Arnau, M. Grether, R. Köhrbrück, A. Spieler, R. Page, A. Saal, J. Thomaschewski, J. Bleck-Neuhaus, Phys. Rev. A **52** (1995) 445
- [22] A. Arnau, R. K. Köhrbrück, M. Grether, A. Spieler, N. Stolterfoht, Phys. Rev. A **51** (1995) 3399
- [23] R. Diez Muino, A. Salin, N. Stolterfoht, A. Arnau, P. M. Echenique, Phys. Rev. A **57** (1998) 1126
- [24] P. Hohenberg, W. Kohn, Phys. Rev. **136** (1964) 864
- [25] W. Kohn, L. J. Sham, Phys. Rev. **140** (1965) 1133
- [26] I. Newton, *Philosophiae naturalis principia mathematica*, 1687
- [27] W. Brandt, R. Laubert, M. Mourino, A. Schwartzschild, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 358
- [28] R. Golser, Ch. Eppacher, D. Semrad, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **67** 69
- [29] R. Herrmann, C. L. Cocke, J. Ullrich, S. Hagmann, M. Stöckli, H. Schmidt-Böcking, Phys. Rev. **50** (1994) 1435
- [30] T. Schenkel, M. A. Briere, H. Schmidt-Böcking, K. Bethge, D. H. Schneider, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 2481
- [31] R. Loew, Nucl. Instr. Meth. in Phys. **118** (1974) 505

- [32] C. Martin, E. T. Arakawa, T. A. Callcott, J. C. Ashley, *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena* **35** (1985) 307
- [33] J. W. McDonald, *Electron Emission Following the Interaction of Slow Highly Charged Ions with Solids*, Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL-ID-129535 (1974)
- [34] J. W. McDonald, D. H. Schneider, M. W. Clark, D. Dewitt, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 2297
- [35] W. Bambynek, *Rev. Mod. Phys* **44** (1972) 716
- [36] T. Schenkel, A. V. Barnes, T. Niedermayr, M. Hattañ, M. W. Newman, G. Machicoane, J. W. McDonald, A. V. Hamza, D. H. Schneider, to be published
- [37] M. Hattañ, T. Schenkel, A. V. Barnes, T. Niedermayr, M. W. Newman, G. Machicoane, J. W. McDonald, A. V. Hamza, D. H. Schneider, *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 4795

Abbildungsverzeichnis

1.1	Szenario der Ionen-Oberflächen Wechselwirkung. Elektronen aus dem Target werden in hochliegende Projektil-Niveaus eingefangen und bilden ein hohles Atom (hollow atom). Die weitere Neutralisation führt zur Deposition der gespeicherten potentiellen Energie in den obersten Lagen des Festkörpers und zur Emission zahlreicher Sekundärteilchen.	2
2.1	Die verschiedenen Abregungs- und Neutralisationsmechanismen	8
3.1	Funktionsprinzip der Electron-Beam-Ion-Trap (EBIT).	12
3.2	Schematischer Aufbau der Electron-Beam-Ion-Trap am Lawrence Livermore National Laboratory	13
3.3	Magnetfeld-Scan der Ionenspecies von EBIT.	16
3.4	Die UHV-Kammer zur Untersuchung der Ionen-Oberflächen-Wechselwirkung.	17
3.5	Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus.	18
3.6	a) Verstärkungsprinzip eines Micro-Channel-Plates, b) Micro-Channelplate in "Chevron"-Anordnung mit Anode, c) Geometrie der Anode	20
3.7	Schaltbild der verwendeten Elektronik	23
3.8	Bild der Ladungsverteilung von Xe-Ionen nach der Passage der (10 nm)-Kohlenstoff-Folie bei einer Anfangsladung von 44+	24
4.1	Ladungsverteilung von Th-Ionen nach den Folien bei einer Anfangsladung von 75+	27
4.2	mittlerer Ladungszustand von Xe-Ionen nach den Folien in Abhängigkeit der Geschwindigkeit. Der Ladungszustand vor der Folie betrug 44+. . .	29
4.3	mittlerer Ladungszustand von Au-Ionen nach den Folien in Abhängigkeit der Geschwindigkeit. Der Ladungszustand vor der Folie betrug 68+. . .	30
4.4	Abhängigkeit des mittleren Endladungszustandes von der einfallenden Ladung für Xe-Ionen bei einer Geschwindigkeit von $0.38v_{Bohr}$	31

4.5	Pulshöhe des Startdetektors in Abhängigkeit des einfallenden Ladungszustandes.	32
4.6	Vergleich der experimentellen Daten mit den Gleichungen (4.5) und (4.7). Ebenfalls dargestellt sind die mittleren Ladungszustände, die sich aus dem Bohr-Kriterium ergeben.	36
4.7	Zeitliche Entwicklung der Ladungszustandes im Festkörper nach den beiden Modellen. Die Ladung des ruhenden Ions wird zum Zeitpunkt $t = 0$ eingeschaltet.	38
4.8	Vergleich der modellierten und gemessenen Zeitentwicklung der mittleren Ladungszustände für Xe^{44+}	39
4.9	Relative Sekundärelektronenausbeute in Abhängigkeit der potentiellen Energie des Projektil-Ions.	41

Tabellenverzeichnis

3.1	Typische Spannungswerte an den Mirco-Channel-Plates des Stop-Detektors	22
4.1	Einige gemessene Endladungszustände für ausgewählte Ionenspezies. Der maximal auftretende Fehler liegt bei etwa 15%.	28
4.2	Ergebnisse eines Kleinste-Quadrate-Fits der Gleichungen (4.5) und (4.7) an die Meßwerte	35

Danksagung

Zur erfolgreichen Durchführung dieser Arbeit haben viele Personen beigetragen, denen ich an dieser Stelle danken möchte.

Prof. Dr. Horst Schmidt-Böcking für die ständige Motivation und ansteckende Begeisterung für die Physik, sowie die Anregung und Unterstützung für meinen USA Aufenthalt, der die Grundlage dieser Arbeit ist.

Dr. Dieter H. Schneider und allen Mitgliedern der EBIT Gruppe am Lawrence Livermore National Laboratory für die freundliche Aufnahme in ihrer Arbeitsgruppe und Schaffung eines angenehmen, kollegialen Klimas.

Dr. Thomas Schenkel für seine geduldige Einführung in die Ionen-Oberflächen-Physik und die hilfsbereite Betreuung bei der Durchführung dieser Arbeit.

Dr. Alex V. Hamza und Dr. Alan V. Barnes für die ständige geduldige Unterstützung und Hilfsbereitschaft beim Hantieren mit Schwerionenstrahlen und Nanosekunden-Pulsen.

Dr. Joeseeph W. McDonald für handfeste Freundlichkeit, Kompetenz und Hilfsbereitschaft zu jeder Tages- und Nachtzeit.

Lukas Gruber, Dr. Christiane Rühlicke und Greg Brown für die freundschaftliche Atmosphäre in und außerhalb des Labs.

Mike Newman für viele kluge Antworten auf viele nicht ganz so kluge Fragen.

Dan Nelson, Phil D'Antonio und Ed Maguee für die technische Hilfe bei der Durchführung dieser Arbeit.

Und Dr. Lutz Spielberger für die "Tex"-nische Soforthilfe.

Meiner Familie ganz besonders für die ständige Unterstützung rund um den Erdball.