

Transport hochgeladener Ionen durch Nanokapillarfolien und makroskopische Glaskapillaren

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades

**Doctor rerum naturalium
(Dr.rer.nat.).**

vorgelegt

**der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Dresden**

von

Dipl. Phys. Martin Kreller
geboren am 13.12.1980 in Leisnig

Eingereicht am 19.12.2012
Verteidigt am 11.06.2013

1. Gutachter: Prof. Dr. Jürgen Fassbender
2. Gutachter: Prof. Dr. Andrzej Warczak

Datum des Einreichens der Arbeit: **19. Dezember 2012**
Datum der Verteidigung: **11. Juni 2013**

Kurzfassung

In dieser Arbeit wird die Transmission von hochgeladenen Ionen durch Nanokapillarfolien und makroskopische Glaskapillaren untersucht. Die systematische Analyse des übertragenen Ionenstrahls liefert Informationen zur Physik der Ionenstrahltransmission und hier insbesondere zum Einfluss des Anstellwinkels zwischen Kapillarachse und Richtung des einfallenden Ionenstrahls und zum Einfluss der kinetischen Energie des einfallenden Ionenstrahls auf den Transmissionsprozess. Es werden Ionenoptiken aus Nanokapillarfolien und makroskopischen Glaskapillaren konstruiert und deren Eigenschaften zur Ionenstrahlformierung untersucht.

Der durch das Kapillartarget transportierte Ionenstrahl wird durch die Ausfallsrichtung μ , die Divergenz Γ , der Intensität N und des Anteils umgeladener Teilchen n_{ce} charakterisiert. Es wird die Abhängigkeit dieser charakteristischen Eigenschaften von der in die Kapillaren eingetragenen Ladung untersucht. Weiterhin erfolgt eine exponentielle Annäherung an die Gleichgewichtswerte mit der Aufladungskonstante ρ . Die Aufladungskonstante wächst mit steigendem Anstellwinkel und steigender kinetischer Energie der einfallenden Teilchen, ist aber für alle oben genannten Eigenschaften des ausfallenden Ionenstrahls gleich.

Erstmalig werden gleichzeitig alle oben genannten Eigenschaften des transportierten Ionenstrahls in Abhängigkeit von der kinetischen Energie der einfallenden Teilchen untersucht. Die Energieabhängigkeit der Eigenschaften des übertragenen Ionenstrahls wird mit einer exponentiellen Annäherung an einen Grenzwert für hohe kinetische Energien beschrieben und durch den Parameter ϵ charakterisiert. Dieser ist für alle Eigenschaften des ausfallenden Ionenstrahls im Rahmen des Messfehlers gleich. Die in dieser Arbeit im Bereich von $E_{kin.} = q \cdot 630 \text{ eV}$ bis $E_{kin.} = q \cdot 5600 \text{ eV}$ gemessene exponentielle Abhängigkeit des Guiding-Prozesses von der kinetischen Energie unterscheidet sich von der in der Literatur zu findenden Abhängigkeit.

Die Divergenz des ausfallenden Ionenstrahls wird gesondert betrachtet. Die Experimente zeigen eine größere Divergenz des ausfallenden Ionenstrahls in Ablenkrichtung als senkrecht zur Ablenkrichtung. Die Strahldivergenz senkrecht zur Ablenkrichtung steigt im untersuchten Energiebereich mit steigendem Anstellwinkel. In Ablenkrichtung wird in Abhängigkeit von der kinetischen Energie eine unterschiedliche Abhängigkeit der Divergenz vom Anstellwinkel gemessen. Das Verhalten wird unter Berücksichtigung des Guiding-Modells diskutiert.

Untersuchungen hinsichtlich einer möglichen technischen Anwendbarkeit des Guiding-Prozesses führen zu differenzierten Ergebnissen. Die Messungen mittels einer aus einer Nanokapillarfolie geformten Linse zeigen ein geringes technisches Potenzial, da die Fokussierung des einfallenden Strahls durch die Divergenz des ausfallenden Ionenstrahls kompensiert wird. Im Gegensatz dazu zeigt die Verwendung einer makroskopischen Glaskapillare ein großes Anwendungspotenzial. Die Ionenstromdichte des einfallenden Ionenstrahls konnte mit einer konischen Glaskapillare um den Faktor 8 erhöht werden. Durch die Realisierung eines Potenzialunterschieds zwischen dem Ein- und Ausgang einer makroskopischen Kapillare wird ein Ionenstrahl innerhalb der Kapillare abgebremst. Es wird gezeigt, dass der Guiding-Effekt die Aufweitung des Ionenstrahls während der Abbremsung effektiv verhindert. Dies ermöglicht die Konstruktion einer kompakten Ionenabbremseinheit.

Abstract

The transmission of highly charged ions through nano capillary foils and macroscopic glass capillaries is investigated in this thesis. The systematic analysis of the transmitted ion beam delivers informations about the influence of the tilt angle between the direction of the incident ion beam and the capillary axis and the influence of the kinetic energy of the incident ion beam. Furthermore, ion optics are constructed by nano capillary foils and macroscopic glass capillaries. Their ability to form an ion beam is investigated.

The guiding process can be characterised by the direction μ and the divergence Γ of the transmitted ion beam, the number of transmitted ions N and the ratio of transmitted particles with charge exchange n_{ce} . These characteristics are studied in dependence on the charge accumulated on the capillary walls. An exponential convergence to the equilibrium values is measured for these characteristic values. The dependence on the accumulated charge is described by the characteristic charge ρ . It increases with rising tilt angle and energy but it is equal for all properties of the transmitted ion beam.

All properties of the transmitted ion beam are studied together in dependence on the kinetic energy of the incident ion beam for the first time. The kinetic energy is changed by shifting the potential difference between the ion creation and the target. The dependence of the characteristics of the transmitted ion beam on the ion energy is described by an exponential convergence to an boundary value for high energies and it is described by the parameter ϵ . It is equal for all characteristics in the investigated energy interval of $E_{kin.} = q \cdot 630 \text{ eV}$ up to $E_{kin.} = q \cdot 5600 \text{ eV}$. The measured exponential dependence on the kinetic energy differs from the energy dependence which is given in the literature.

The divergence of the transmitted ion beam is treated separately. It is seen in the measurements, that the divergence in tilt direction is larger than the divergence perpendicular to the tilt direction. The divergence perpendicular to the tilt direction increases with increasing tilt angle. A different dependence of the divergence in tilt direction on the tilt angle is measured in the expected energy range. This is discussed in the context of the guiding model.

Experiment of ion beam focussing using a bended capillary foil are not successful. The focusing effect is neglected by the divergence of the transmitted ion beam. A more successful application is the use of a macroscopic glass capillary. A tapered capillary was used to compress the incident ion beam by a factor of 8. Furthermore a potential difference was realised between the inlet and outlet of the glass capillary. The ion beam is decelerated overbearing this potential wall. It is shown that the diverging of the transmitted ion beam is suppressed by the glass capillary.

Inhaltsverzeichnis

1	Transport hochgeladener Ionen durch Mikro- und Nanokapillaren	11
1.1	Klassisches Barrieren-Modell	11
1.1.1	COM für die Wechselwirkung mit Metalloberflächen	12
1.1.2	Erweiterung des COM auf Isolatoroberflächen	12
1.2	Empirisches Transmissionsmodell	13
1.2.1	Ablenkung des einfallenden Ionenstrahls	13
1.2.2	Winkelabhängige Transmissionswahrscheinlichkeit	14
1.2.3	Abhängigkeit der IONENTRANSMISSION VON DER PROJEKTILENERGIE	15
1.2.4	Divergenz des ausfallenden Ionenstrahls	16
1.2.5	Auf- und Entladedynamik von Kapillarfolien	17
1.3	Simulation des Transmissionsprozesses	18
1.3.1	Entladung der Kapillare durch den Frenkel-Pool-Prozess	19
1.3.2	Entladung der Kapillare durch freie Ladungsträgerdiffusion	20
1.4	Wissenschaftlich und technische Fragestellungen	20
1.4.1	Quantifizierung der winkelabhängigen Transparenz	20
1.4.2	Zusammenhang zwischen Guiding-Winkel und Profildicke	22
1.4.3	Divergenz des ausfallenden Ionenstrahls	22
1.4.4	Entwicklung von technischen Anwendungen auf Grundlage des Guiding Effektes	23
2	Methodische Grundlagen der IONENTRANSMISSIONSEXPERIMENTE	25
2.1	Ionenerzeugung in der Dresden EBIS-A	26
2.2	Strahltransport und Ionenabbremmung	27
2.3	Targetkammer und Experiment	30
2.3.1	Setup zur Charakterisierung des Ladungsaustausch und der Profildicke des ausfallenden Ionenstrahls	30
2.3.2	Setup zur Messung des absoluten Transmissionsvermögens von Glaskapillaren	34
2.3.3	Setup zur Abbremsung des Ionenstrahls innerhalb einer Glaskapillare	36
2.4	Charakterisierung der Transmissions-Targets	38
2.4.1	Nanokapillarfolien in PET	38
2.4.2	Nanokapillarfolien hoher Ordnungsstruktur	40
2.4.3	Glaskapillaren	42
2.5	Beschreibung der Eigenschaften des übertragenen Ionenstrahls	43
2.5.1	Breite und Richtung des übertragenen Ionenstrahls	44
2.5.2	Gesamttransmission	45
2.5.3	Ladungsaustausch des übertragenen Ionenstrahls	46
2.5.4	Zeitliche Entwicklung der charakteristischen Größen	48

3	Transmission durch Nanokapillarfolien	49
3.1	Dynamik des Transmissionsprozesses	50
3.1.1	Zeitliche Entwicklung der Gesamttransmission	51
3.1.2	Profilbreite und Richtung des ausfallenden Ionenstrahls	53
3.1.3	Zeitliche Entwicklung des Ladungsaustauschs beim Transmissionsprozess	56
3.1.4	Vergleich der Zeitkonstanten	58
3.2	Winkelabhängigkeit der Ionentransmission	59
3.2.1	Dynamik in Abhängigkeit vom Anstellwinkel	60
3.2.2	Transmissionsvermögen	61
3.2.3	Richtung des übertragenen Ionenstrahls	63
3.2.4	Abhängigkeit des Ladungsaustausches vom Anstellwinkel	64
3.3	Abhängigkeit von der kinetischen Energie	65
3.3.1	Transmissionsdynamik	65
3.3.2	Transmissionsvermögen	66
3.3.3	Richtung des ausfallenden Ionenstrahls	69
3.3.4	Abhängigkeit des Ladungsaustausches von der Ionenenergie	70
3.4	Divergenz des ausfallenden Ionenstrahls	72
3.4.1	Abhängigkeit der gemessenen Ionenstrahldivergenz vom Anstellwinkel	73
3.4.2	Abhängigkeit der Ionenstrahldivergenz von der kinetischen Energie	74
3.4.3	Schlussfolgerungen der Messung der Ionenstrahldivergenz und Anpassung des Transmissionsmodell	76
3.4.4	Zusammenwirken von Ablenkung und Aufweitung	79
3.5	Einfluss der Targettemperatur	80
3.6	Anwendung des Guidingprozesses: Ionenlinsen	81
4	Transmission durch eine makroskopische Glaskapillare	83
4.1	Eigenschaften des übertragenen Ionenstrahls	84
4.1.1	Breite des Ionentransmissionsprofils	84
4.1.2	Transmissionsschwerpunkt	86
4.1.3	Transmissionsvermögen	87
4.1.4	Umladungsprozesse	90
4.2	Transmissionsdynamik und Strahlkompression	91
4.2.1	Aufladung der Glaskapillare	92
4.2.2	Oszillation des übertragenen Ionenstrahls	94
4.2.3	Ionenstrahlkompression	95
4.3	Abbremsung des Ionenstrahls in einer Glaskapillare	97
5	Zusammenfassung und Ausblick	99
	Literaturverzeichnis	103

Vorwort

Der Transport von geladenen Teilchen in makroskopischen elektrischen und magnetischen Feldern ist intensiv untersucht worden und gilt zum heutigen Zeitpunkt als weitgehend verstanden. In den vergangenen Jahren stieg der Umfang von Studien zur Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Festkörpern in miniaturisierten Strukturen erheblich. Dabei stehen sowohl grundsätzlich wissenschaftliche Fragestellungen zur Wechselwirkung von hochgeladenen Ionen (engl. Highly Charged Ions, HCI) mit Festkörperoberflächen als auch anwendungsorientierte Überlegungen im Fokus der Untersuchungen.

Durch den Vorstoß in nanoskalige Bereiche wird der Zugang zu einer neuen Dimension mit neuartigen strukturellen, elektronischen und optischen Eigenschaften erreicht. Dies betrifft auch die Untersuchung solcher Strukturen wie Ionenspuren und Kapillaren. Diese Dissertationsschrift befasst sich mit dem Transport von hochgeladenen Ionen durch mikroskopische und makroskopische Kapillaren. Sie beruht auf Messungen, welche an der Mikrostrahlanlage (engl. Micro Beam Facility, MBF) der Technischen Universität Dresden am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf durchgeführt wurden.

Erste Experimente zur Transmission von hochgeladenen Ionen durch Kapillaren in Polyethylen Terephthalat Folien (PET-Folien) durch Stolterfoht u. a. lieferten ein überraschendes Ergebnis [78]. Im Unterschied zur Transmission von hochgeladenen Ionen durch metallischen Kapillarfolien [99] wird eine Transmission der Ionen bei Anstellwinkeln zwischen Kapillarachse und Richtung des einfallenden Ionenstrahls gemessen, die ein Vielfaches des Öffnungswinkels der Kapillaren betragen. Die Messungen ergaben, dass der einfallende Ionenstrahl dabei in Richtung der Kapillarachsen abgelenkt wird.

Dieser Effekt der geführten Ionentransmission (engl. Guiding Effekt) ist Gegenstand umfangreicher experimenteller und theoretischer Untersuchungen. Insbesondere ist Gegenstand der Forschung, wie sich lokale elektrische Felder auf der Kapillaroberfläche ausbilden und zur Ablenkung und Aufweitung des ausfallenden Ionenstrahls beitragen.

Ziel dieser Arbeit ist es, über Experimente mit hochgeladenen Ionen zum Verständnis der geführten Transmission beizutragen. Dabei steht die Untersuchung der Eigenschaften des durch die Kapillaren übertragenen Ionenstrahls im Vordergrund. Es werden die Breite Γ , die Richtung μ , die Intensität N des übertragenen Ionenstrahls und der Anteil umgeladener Teilchen n_{ce} untersucht. Wir legen dabei den Fokus auf die Abhängigkeit dieser Größen von der Dauer der Bestrahlung, der kinetischen Energie E_{kin} des einfallenden Ionenstrahls und dem Anstellwinkel Ψ zwischen Kapillarachse und Richtung des einfallenden Ionenstrahls.

Der Effekt der Ionenführung eröffnet die Möglichkeit neue ionenoptische Elemente zu entwickeln. Es werden die wesentlichen Eigenschaften der Transmission hochgeladenen Ionen durch Mikro- und Nanokapillaren hinsichtlich der Anwendung des Guiding Effektes zur Ablenkung und Fokussierung von Ionenstrahlen quantifiziert. Das Hauptaugenmerk richtet sich dabei auf die Verwendung von Kapillarfolien zur Fokussierung von Ionenstrahlen, die Verwendung von konischen Glaskapillaren zur Strahlkompression und die Eignung einer makroskopischen Glaskapillare zur Ionenabbremung.

Die Struktur der vorliegenden Arbeit sei im Folgenden kurz erläutert.

Zu Beginn wird im folgenden Kapitel das klassische Barrieren-Modell erläutert, welches die Grundlage der Untersuchung der Transmission von geladenen Teilchen durch Nanokapillaren bildete. Weiterhin werden die Modelle der Führung von hochgeladenen Ionen durch Kapillaren vorgestellt. Es folgt die Einführung der für die folgenden Kapitel relevanten Größen und die Diskussion auf dem Stand der Forschung zum Beginn dieser Arbeit. Daraus leiten sich die im weiteren Verlauf zu untersuchenden Fragestellungen ab.

In Kapitel 2 wird der Versuchsaufbau vorgestellt. Neben der Ionenerzeugung mit der Dresden EBIS-A und dem Strahltransport durch die Mikrostrahlanlage wird die Integration der verschiedenen Versuchsaufbauten zu den Transmissionsexperimenten in die Experimentierkammer erläutert. Weiterhin wird die Erzeugung der verwendeten Transmissionstargets beschrieben und deren Eigenschaften charakterisiert. Abschließend ist die Messdatenerfassung und die Berechnung der charakteristischen Größen des übertragenen Ionenstrahls dargestellt.

Experimente zur Transmission von hochgeladenen Argon Ionen durch Nanokapillaren in PET- Folien werden in Kapitel 3 dargestellt. Dabei steht zunächst die zeitliche Entwicklung des übertragenen Ionenstrahls im Fokus. Im Anschluss wird dessen Abhängigkeit von der kinetischen Energie des einfallenden Ionenstrahls untersucht. Die Daten werden im Kontext aktueller Ergebnisse, welche in anderen Laboratorien gewonnen wurden, diskutiert. Abschließend wird eine Ionenlinse mittels einer Nanokapillarfolie konstruiert und deren Eignung zur Fokussierung eines Ionenstrahls untersucht.

In Kapitel 4 werden die Ergebnisse der Experimente zur Transmission von hochgeladenen Ionen durch makroskopische Glaskapillaren dargestellt. Dabei wird wiederum die Dynamik des Transmissionsprozesses und die Eigenschaften des übertragenen Ionenstrahls im Gleichgewichtszustand untersucht. Es wird gezeigt, dass mit Hilfe einer makroskopischen Glaskapillare ein Ionenstrahl komprimiert und das Divergieren des Ionenstrahls bei der Abbremsung in einem elektrischen Feld verhindert werden kann.

Die wesentlichen Ergebnisse der vorangehenden Kapitel werden in Kapitel 5 zusammengefasst. Die zeitliche Entwicklung der Breite Γ , der Richtung μ , der Intensität N des übertragenen Ionenstrahls und der Anteil umgeladener Teilchen n_{ce} werden miteinander verglichen. Die Abhängigkeit der Eigenschaften des übertragenen Ionenstrahls von der Energie der einfallenden Teilchen wird im Zusammenhang mit der Entwicklung des Guiding Modells diskutiert. Abschließend wird ein Ausblick auf mögliche technologische Anwendungen des Guiding Effektes zur Formierung von Ionenstrahlen gegeben.

Kapitel 1

Transport hochgeladener Ionen durch Mikro- und Nanokapillaren

Als Standardmodell zur Beschreibung der Wechselwirkung von langsamen hochgeladenen Ionen mit Festkörperoberflächen dient das klassische Barrieren-Modell (engl. Classical Over the Barrier Model, COM [5, 6]). Das Ziel erster Untersuchungen zur Transmission von hochgeladenen Ionen durch Nanokapillaren war es eine experimentelle Bestätigung der Vorhersagen des COM zu erhalten. Die Grundlagen des COM werden in Abschnitt 1.1 erläutert.

Mit den ersten Messungen zur Transmission von hochgeladenen Ionen durch Nanokapillaren in PET-Folien wurde das Verhalten der Ablenkung des einfallenden Ionenstrahls, der winkelabhängigen Transmissionswahrscheinlichkeit und der Divergenz des ausfallenden Ionenstrahls durch ein Transmissionsmodell beschrieben. Die Grundlagen dieses Modells sind in Abschnitt 1.2 dargestellt.

Nach der Veröffentlichung erster experimenteller Erkenntnisse zur Ionen-Transmission wurde ein Modell zur Simulation von geladenen Teilchen durch Kapillaren in isolierenden Materialien entwickelt. Dieses wird in Abschnitt 1.3 beschrieben und im Vergleich mit experimentellen Ergebnissen diskutiert.

Abschließend werden die zu Beginn der Arbeit in der Literatur bekannten experimentellen Ergebnisse zusammengefasst. Aus den bis dahin gewonnenen Erkenntnissen und dem sich entwickelnden Simulationsmodell leiten sich weiterführende Fragestellungen ab. Diese werden als Ziele dieser Arbeit in Abschnitt 1.4 formuliert.

1.1 Klassisches Barrieren-Modell

Auf Grundlage des COM können Wechselwirkungsprozesse zwischen hochgeladenen Ionen und metallischen Festkörpern beschrieben werden. Bei Unterschreitung eines kritischen Abstands d_c zwischen Festkörperoberfläche und einfallendem Ion erfolgt ein resonanter Ladungstransfer aus dem Leitungsband der Oberfläche in unbesetzte Zustände des Projektils. Dabei kommt es zur Bildung sogenannter „hohler Atome“ [3].

Um die mittels des COM beschriebenen Ladungsaustauschprozesse zu verifizieren, wurden Transmissionsexperimente von hochgeladenen Ionen durch Mikrokapillaren in Metallfolien [36, 60] durchgeführt. Findet die Wechselwirkung zwischen Ion und

Festkörper am Kapillarausgang statt, können die „hohlen Atome“ die Kapillare verlassen. Die bei der Relaxion der angeregten Ionen entstehende charakteristische Röntgenstrahlung kann auf der weiteren Flugstrecke detektiert werden. Dabei stimmen experimentelle Ergebnisse gut mit Simulationsrechnungen [91–93] überein. Die Grundzüge des COM werden im folgenden dargestellt.

1.1.1 Klassisches Barrieren-Modell für die Wechselwirkung mit Metalloberflächen

Erste experimentelle Ergebnisse zur Wechselwirkung von langsamen Ionen mit Metalloberflächen wurden in den 50er Jahren durch die Experimente von Hagstrum u. a. [16–18] bekannt. Das einfallende Ion wird durch schrittweisen Einfang von Elektronen aus dem Leitungsband des Festkörpers in höhere gebundene Zustände des Ions neutralisiert. Die Abregung des Atoms erfolgt über den *Auger*-Effekt.

Barany u. a. [1] und Niehaus u. a. [59] entwickelten das COM für die Beschreibung des Transfers mehrerer Elektronen bei langsamen Atom-Ion-Stößen. Der Transport von Elektronen vom Target-Atom zum Projektil erfolgt, wenn ein kritischer Abstand unterschritten wird, bei dem die Potenzialbarriere unter den Wert der Bindungsenergie der einzufangenden Elektronen fällt [19]. Diese Modell wurde von Burgdörfer u. a. [5, 6] auf das Ionen-Oberflächen Szenario angewandt. Das hochgeladenen Ionen mit dem Ladungszustand q im Abstand z erzeugt bei Annäherung an den Festkörper auf der Oberfläche ein klassisches Bildladungspotenzial (Elementarladung e):

$$V_{\text{image}}(z) = \frac{q \cdot e}{4z}. \quad (1.1)$$

Die Bildladung beschleunigt das Projektil bis ein kritischer Abstand d_c erreicht wird. Der kritische Abstand d_c ist erreicht, wenn die Potenzienschwelle des Elektronengases des Festkörpers und Ionenpotenzial unter den Wert der Austrittsarbeit W sinken, d.h. $V_c(d_c) = W$. Bei Unterschreiten des kritischen Abstandes können Elektronen aus dem Leitungsband des Festkörpers resonant in unbesetzte Zustände des Projektils transferiert werden. Das Potential V_c setzt sich aus dem Coulomb-Potenzial des Projektils, dem Bildladungspotenzials des Projektils und des Bildladungspotenzials des Elektrons zusammen. Der kritische Abstand in atomaren Einheiten lässt sich zu

$$d_c = \frac{\sqrt{8 \cdot q + 2}}{W} \quad (1.2)$$

berechnen.

1.1.2 Erweiterung des COM auf Isolatoroberflächen

Im Gegensatz zu Metalloberflächen stehen in Isolatoroberflächen keine unbesetzten Zustände im Leitungsband zur Verfügung, in die ein resonanter Verlust an Elektronen des angeregten Projektils erfolgen kann. Somit wird ein Unterschied der Neutralisationsdynamik von hochgeladenen Ionen vor Metall- und Isolatoroberflächen erwartet.

Der Einfang von Elektronen aus der Oberfläche wird in Metallen aufgrund der guten Leitfähigkeit mit einer Zeitkonstante von $\tau = 10^{-17} \text{ s}^{-1}$ ausgeglichen. Aufgrund der geringen Leitfähigkeit werden Oberflächenladungen in Isolatoren mit endlichen Zeitkonstanten von $\tau = 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ abgebaut [20]. Somit führt der Einfang von Elektronen aus dem Isolator zu lokalen Ladungsfeldern auf der Oberfläche. Die Ausbildung lokaler Ladungsfelder unterscheidet den Ladungstransfer von der Isolatoroberfläche zum Ion zum Ladungstransfer von Metallen zum Ion [11]. Die abstoßende Kraft der lokalen Ladungsfelder führt zu einem veränderten Gesamtpotenzial $V(z)$. Die Höhe der Potenzialbarriere und somit der kritische Abstand wird dabei zu einer Funktion der lokalen Oberflächenladung. Eine Bestimmung des kritischen Abstandes d_c ist analytisch nicht mehr möglich und kann nur noch numerisch erfolgen.

Die Erweiterung des COM auf nicht-leitende Oberflächen [10] erforderte ebenfalls eine experimentelle Verifizierung. Erste Untersuchungen zur Transmission von hochgeladenen Ionen durch Kapillaren in PET¹-Folien lieferten ein überraschendes Ergebnis [78]. Im Unterschied zu metallischen Kapillarfolien wird eine Transmission der Ionen bei Anstellwinkeln zwischen der Kapillarachse und der Richtung des einfallenden Ionenstrahls gemessen, die ein Vielfaches des Öffnungswinkels der Kapillaren betragen. Dabei wurde der ausfallende Ionenstrahl in Richtung der Kapillarachsen abgelenkt.

1.2 Empirisches Transmissionsmodell

Im Zusammenhang mit ersten Experimenten zur geführten Transmission von hochgeladenen Ionen durch Nanokapillaren in isolierenden Materialien durch Stolterfoht u.a. im Jahr 2002 [78] wurde auch ein erstes Transmissionsmodell entwickelt. Dabei wurde die Kapillare in einen sogenannten Streubereich am Kapillareingang und einen Führungsbereich aufgeteilt (siehe Abbildung 1.1). Dieses Vorgehen beruht zum einen auf der experimentellen Beobachtung, dass die Halbwertsbreite der Winkelverteilung des ausfallenden Ionenstrahls Γ_ϕ unabhängig vom Anstellwinkel Ψ zwischen Richtung des einfallenden Ionenstrahls und Kapillarachse ist [21]. Weiterhin skaliert Γ_ϕ mit dem Ladungszustand des ausfallenden Ionenstrahls. Dies deutet auf ein defokussierendes Potenzial am Kapillarausgang hin [89].

1.2.1 Ablenkung des einfallenden Ionenstrahls

Im Streubereich baut sich durch die ersten einfallenden Ionen ein lokales Ladungsfeld mit einem charakteristischen Potenzial U_s auf. Sobald dieses den Wert

$$U_s = \frac{E_\perp}{e \cdot q} \quad (1.3)$$

¹Polyethylen Terephthalat, PET

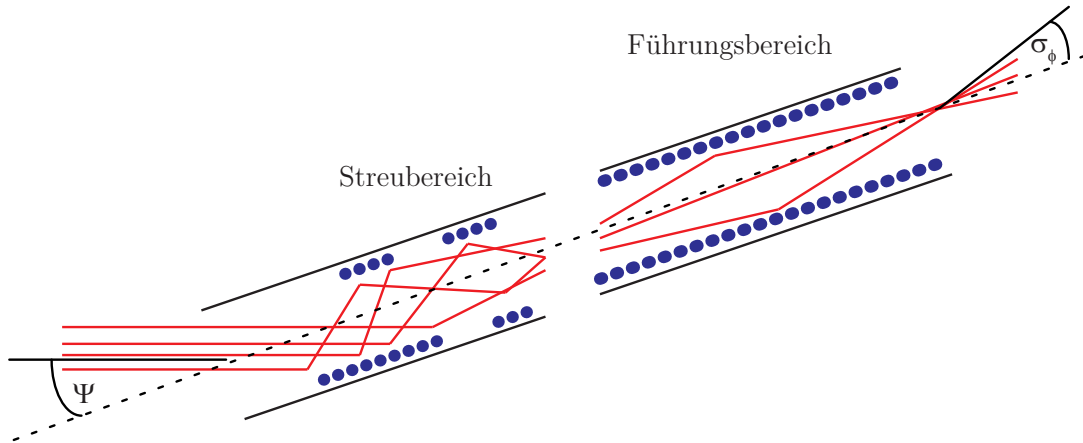


Abbildung 1.1: Aufteilung der Kapillare in einen Streu- und Führungsbereich

überschritten hat, werden die nachfolgenden Ionen mindestens um den Anstellwinkel Ψ abgelenkt. Dabei stellt

$$E_{\perp} = \frac{1}{2} \cdot m_p \cdot v_{\perp}^2 = \frac{1}{2} \cdot m_p \cdot (v_p^2 \cdot \sin^2 \Psi) = E_{\text{kin.}} \cdot \sin^2 \Psi \quad (1.4)$$

den zur Kapillarwand senkrechten Anteil der Projektilenergie $E_{\text{kin.}}$ und q den Ladungszustand des einfallenden Teilchens dar. Das lokale Ladungsfeld im Streubereich $Q(t)$ wächst dabei so weit, bis sich ein Gleichgewicht zwischen dem auf die Kapillaroberfläche auftreffenden Ionenstrom und dem Entladestrom durch den endlichen Widerstand der Kapillarwand einstellt. Die zeitliche Entwicklung der Ladung im Streubereich lässt sich dann wie folgt beschreiben [89]:

$$\frac{dQ(t)}{dt} = J_{\text{in}} - J_{\text{d}} - J_{\text{t}}. \quad (1.5)$$

Dabei ist $Q(t)$ die zeitabhängige Ladung im Streubereich, J_{in} der in die Kapillaren eintretende Ionenstrom, J_{d} der Verluststrom und J_{t} der durch die Kapillare übertragene Ionenstrom.

1.2.2 Winkelabhängige Transmissionswahrscheinlichkeit

Die experimentell bestimmte Abhängigkeit des Transmissionsvermögens f_t im Gleichgewichtszustand als Verhältnis zwischen ausfallenden und einfallenden Ionenstrom zeigt eine exponentielle Abhängigkeit vom Anstellwinkel Ψ

$$f_t(\Psi) = \frac{J_t(\Psi)}{J_{\text{in}}} = f_0 \cdot \exp \{ -\lambda \sin^2 \Psi \}. \quad (1.6)$$

Dabei stellt f_0 das Transmissionsvermögen bei einem Anstellwinkel von $\Psi = 0^\circ$ und λ einen freien Parameter der Anpassung der Funktion an die Messwerte dar. λ wird im Folgenden als Guiding-Parameter bezeichnet.

Die Aufteilung der Kapillare in einen Streu- und Führungsbereich wird durch den Ansatz

$$\lambda = \lambda_s + \lambda_f \quad (1.7)$$

berücksichtigt. Unter der Annahme, dass Projektile mit der Energie

$$E_{\perp} = E_{\text{kin.}} \cdot \sin^2 \Psi > U_s \cdot e \cdot q \quad (1.8)$$

vom lokalen elektrischen Feld mit dem Potenzial U_s nicht ausreichend abgelenkt werden und somit verloren gehen, wird der Parameter λ_s durch

$$\lambda_s = \frac{E_{\text{kin.}}}{e \cdot q \cdot U_s} = \frac{C_s \cdot E_{\text{kin.}}}{e \cdot q \cdot Q_{\infty}} \quad (1.9)$$

ersetzt [89]. Dabei wird berücksichtigt das einem lokalen Feld mit der Ladung Q_{∞} auf einer Seite der Kapillare über

$$Q_{\infty} = C_s \cdot U_s \quad (1.10)$$

eine Kapazität C_s zugeordnet werden kann. Somit kann Gleichung (1.6) wie folgt formuliert werden:

$$f_t(\Psi) = f_0 \cdot \exp \left\{ - \left(\underbrace{\frac{C_s \cdot E_{\text{kin.}}}{e \cdot q \cdot Q_{\infty}}}_{\text{Streubereich}} + \underbrace{\lambda_f}_{\text{Führungsbereich}} \right) \cdot \sin^2 \Psi \right\} \quad (1.11)$$

1.2.3 Abhängigkeit der Iontentransmission von der Projektilenergie

Messungen im Energiebereich von 2 keV bis 10 keV zeigen eine deutlich bessere Iontentransmission unter Verkippung der Folie bei niedrigeren Energie, sowie eine ebenfalls deutliche Verjüngung der Transmissionsprofile bei höheren Energien [24]. Durch Umstellung von Gleichung (1.11) zu

$$- \frac{\ln(f_{\text{rel}})}{\sin^2 \Psi} = \frac{C_s \cdot E_{\text{kin.}}}{e \cdot q \cdot Q_{\infty}} + \lambda_f \quad (1.12)$$

ist eine Analyse der Abhängigkeit der Transmission von der Projektilenergie möglich. Dabei stellt

$$f_{\text{rel}} = \frac{f_t(\Psi, E_{\text{kin.}})}{f_0} \quad (1.13)$$

die relative Transmissionswahrscheinlichkeit dar.

Die in Gleichung (1.11) angegebene Abhängigkeit von der kinetischen Energie kann in den Messungen im Bereich von 2 keV bis 10 keV nicht bestätigt werden. Um die gemessene Energieabhängigkeit zu berücksichtigen wird der Ansatz modifiziert.

Für die Beschreibung von Ionenverlusten im Streubereich wird der Ansatz aus Gleichung (1.9) beibehalten. Für die Beschreibung des Ionenverlustes im Führungsbereich λ_f wird der Ionenverlust ebenfalls energieabhängig in der Form

$$\lambda_f = b_f \cdot E_{\text{kin.}} \quad (1.14)$$

angegeben [24, 85]. Dabei stellt b_f einen freien Parameter, unabhängig von der Projektilenergie, dar. Die oben eingeführten Parameter C_s und Q_∞ sind Konstanten, die nur von der Kapillarfolie abhängen. Die Kapazität C_s berücksichtigt dabei die Kapillargeometrie. Die Ladung Q_∞ gibt die Ladungsmenge an, die im Gleichgewicht zwischen Ladungsgewinn durch Ioneneinfall und Ladungsverlust durch die Leitfähigkeit des Materials im Streubereich der Kapillare deponiert wird. Beide Parameter sind unabhängig im Modell von der Projektilenergie $E_{kin.}$.

1.2.4 Divergenz des ausfallenden Ionenstrahls

Die Experimente zur Transmission von hochgeladenen Ionen durch Nanokapillaren wurden bis auf wenige Ausnahmen in den letzten Jahren mit Hilfe von elektrostatischen Ionenspektrometern durchgeführt. Diese sind in der Richtung des Anstellwinkels Ψ drehbar montiert, was eine Bestimmung des Strahlprofils in der Ablenkrichtung ermöglicht. Die Halbwertsbreite Γ_ϕ wurde in den ersten Transmissionsmessungen durch PET Nanokapillarfolien als unabhängig vom Anstellwinkel Ψ bestimmt [90]. Daher wurde die Kapillare in den oben eingeführten Streu- und Führungsbereich eingeteilt. Analog zur Gleichung (1.6) wird an das gemessene Transmissionsprofil die Funktion

$$f_a(\phi) = f_a^0 \cdot \exp \{ -\beta \cdot \sin^2 \phi \} \quad (1.15)$$

angepasst. Hier stellt f_a^0 den Anteil der übertragenen Ionen in einem Winkel von $\phi = 0^\circ$ relativ zur Kapillarachse und β einen freien Parameter zur Anpassung an die experimentellen Daten dar. Die Aufweitung des ausfallenden Ionenstrahls mit dem Ladungszustand q_a am Kapillarausgang wird auf das defokussierende Potenzial U_a , welches aus den Ladungsfeldern im Führungsbereich resultiert, zurückgeführt [89]. Somit kann der freie Parameter β durch

$$\beta = \frac{E_{kin.}}{q_a} \quad (1.16)$$

ersetzt und Gleichung 1.15 in die Form

$$f_a(\phi) = f_a^0 \cdot \exp \left\{ -\frac{E_{kin.}}{q_a \cdot U_a} \cdot \sin^2 \phi \right\} \quad (1.17)$$

überführt werden.

Unter der Annahme $\phi \ll 1$, beträgt die Halbwertsbreite Γ_ϕ des Transmissionsprofils

$$\Gamma_\phi = 2 \sqrt{\ln 2 \cdot \frac{q_a \cdot U_a}{E_{kin.}}} \quad (1.18)$$

Die quadratische Abhängigkeit der Profilbreite vom Ladungszustand q_a des ausfallenden Ionenstrahls wird im Experiment bestätigt [85, 90].

Geprüft wurde das Modell zuerst über Messungen an PET-Kapillarfolien mit 100 nm Durchmesser und 10 μm Dicke. Für die Erzeugung der primären Ionenspuren in der

Kapillarfolie wurden Xenon-Ionen mit einer Energie von 100 MeV eingesetzt. Dies ergibt eine Winkelverteilung der Kapillarrichtungen $dn_c/d\Omega_c$ mit einer Halbwertbreite von $\Gamma_{\text{Verteilung}} = 1,5^\circ$ [21]. Die Verbreiterung des Transmissionsprofils wurde dabei als unabhängig vom Potenzial U_a gemessen.

In [90] ist der Einfluss der Kapillarausrichtung auf die Breite des Transmissionsprofils erläutert. Um das für die Strahlaufweitung verantwortliche Potenzial U_a aus dem Transmissionsprofil korrekt bestimmen zu können, muss die gemessene Halbwertsbreite Γ_ϕ korrigiert werden:

$$\Gamma_{\phi,k} = \sqrt{\Gamma_C^2 + \Gamma_{\text{Verteilung}}^2 + \Gamma_\phi^2}. \quad (1.19)$$

Dabei ist $\Gamma_{\text{Verteilung}}$ die Winkelverteilung der Kapillarachsen und Ψ_C ein charakteristischer Winkel für die Abhängigkeit der Transmissionswahrscheinlichkeit vom Anstellwinkel Ψ . Der charakteristische Winkel Ψ_C berechnet sich aus dem Guiding-Parameter λ und wird später behandelt.

1.2.5 Auf- und Entladedynamik von Kapillarfolien

Ein wichtiger Aspekt zum Verständnis der Ionenführung durch Kapillaren in Isolatoren ist die Dynamik zur Bildung der ablenkenden Ladungsfelder. In diesem Abschnitt sollen daher unterschiedliche Ansätze zur Beschreibung der Auf- und Entladungsdynamik erläutert werden.

In ersten Messungen zur Ionentransmission durch Kapillaren in PET-Folien [78, 89] wurde eine lineare Abhängigkeit des Entladestroms I_d aus Gleichung (1.5) von der deponierten Ladung $Q(t)$ der Form

$$I_d \sim \frac{Q(t)}{\tau_c} \quad (1.20)$$

angenommen. Aus der charakteristischen Aufladungsdauer τ_c bis zum Erreichen des Gleichgewichtszustandes und dem auf die Kapillarwand treffenden Ionenstrom I_d lässt sich dann eine charakteristische Gleichgewichtsladung Q_c berechnen:

$$Q_c = \tau_c \cdot I_d \quad (1.21)$$

Messungen mit unterschiedlichen Strömen des einfallenden Ionenstrahls im Bereich von $I_{\text{in}} = 0,1 \text{ nA}$ bis $I_{\text{in}} = 1,0 \text{ nA}$ zeigten einen geringen Anstieg von Q_c [22, 38]. Die Abhängigkeit des Anteils übertragener Ionen

$$f_t = \frac{I_t}{I_{\text{in}}} \quad (1.22)$$

vom einfallenden Ionenstrom konnte über einen hinreichend großen Bereich nicht mit einer linearen Abhängigkeit $Q_c(I_{\text{in}})$ beschreiben werden [80, 82], da das Ablenkkfeld und somit die deponierte Ladung $Q(t)$ nur schwach vom einfallenden Ionenstrom abhängt. Der Verlust- bzw. Entladestrom I_d muss mit steigendem $Q(t)$ stark anwachsen.

Die steigende Leitfähigkeit in PET mit steigender Ladung Q kann damit erklärt werden, dass Elektronen in Isolatoren nicht frei beweglich sind. Durch statistische thermische Bewegung können Elektronen kurzzeitig so hohe Energien erhalten, dass sie die Barriere zum Valenzband überwinden, ins Leitungsband gelangen und somit kurzzeitig freie Ladungsträger bilden. Der Frenkel-Poole-Prozess [13] beschreibt die Absenkung der Potenzialbarriere zwischen Valenz- und Leitungsband durch ein externes elektrisches Feld mit dem Potenzial U . Durch die Absenkung der Potenzialbarriere gelangen Elektronen mit niedrigeren Energien und somit höherer statistischer Häufigkeit vom Valenzband in das Leitungsband. Die Leitfähigkeit σ_1 hängt vom elektrischen Feld im Isolator wie folgt ab:

$$\sigma_1 = \sigma_{10} \cdot \exp \left\{ \frac{\sqrt{\frac{e^3 U}{\epsilon}}}{k \cdot T} \right\} \quad (1.23)$$

Dabei ist σ_{10} die Leitfähigkeit bei schwachem elektrischem Feld, e die elektrische Elementarladung, ϵ die Dielektrizitätskonstante, T die Temperatur und k die Boltzmannkonstante.

Die von den einfallenden Ionen deponierte Ladung Q erzeugt ein elektrisches Feld mit dem Potenzial U . Dies führt zu der Abhängigkeit des Entladestroms I_d von der eingetragenen Ladung Q [21, 89]:

$$I_d(Q) = \frac{Q}{\tau_c} \cdot \exp \left\{ \sqrt{\frac{Q}{Q_c}} \right\} \quad (1.24)$$

Dabei stellen Q_c und τ_c freie Parameter zur Anpassung des Modells an die experimentellen Daten dar. Für kleine Q folgt $I_d(t) \rightarrow \frac{Q(t)}{\tau_c}$, d.h. es folgt eine lineare Abhängigkeit wie in Gleichung (1.20) [78] angegeben.

1.3 Simulation des Transmissionsprozesses

Das bisher beschriebene Transmissionsmodell basiert auf der empirischen Beschreibung experimentell gewonnener Daten. Am Institut für Theoretische Physik der Technischen Universität Wien wurde ein Modell zur Simulation des Guiding-Effektes entwickelt[69]. Dieses Simulationsmodell wurde zeitgleich mit dem Beginn der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen veröffentlicht. Im Folgenden werden die Grundlagen der Simulationsrechnungen erläutert.

Eine Beschreibung der Transmission von Ionen durch Kapillaren muss folgende Prozesse mit unterschiedlichen Zeitkonstanten berücksichtigen:

1. Die Auf- und Entladung der Oberfläche durch "Hole hopping" unterliegt Zeitkonstanten im Bereich von $\tau_h \leq 10^{-15}$ s.
2. Die Transmission der Ionen mit typischen kinetischen Energien von einigen 100 eV/u erfolgt in Bereich von $\tau_t \approx 10^{-10}$ s.

3. Für die Mehrzahl der in der Literatur bekannten Experimente beträgt die typische Stromdichte einige nA/mm^2 . Daraus ergibt sich die mittlere Zeit zwischen zwei in eine Kapillare einfallende Ionen zu $\Delta t \approx 10 \text{ ms}$.
4. Charakteristische Entladezeiten der Oberfläche durch den ohmschen Widerstand des Materials betragen $\tau_b \geq 10^3 \text{ s}$.

Eine mikroskopische „ab initio“-Simulation des gesamten „Guiding-Prozesses“ umfasst somit 18 Größenordnungen und ist nicht möglich. Da die Transmissionszeit der Ionen viel kleiner als der mittlere zeitliche Abstand zwischen zwei in die Kapillare eintretende Ionen ist, wird die Beschreibung auf ein Einteilchen Problem reduziert, das von starken Memory-Effekten beeinflusst wird. Das Modell beruht auf einer klassischen Monte Carlo Simulation der Ionentrajektorie unter Berücksichtigung der Aufladung und Ladungsdiffusion entlang der Kapillarwand [4]. Somit ist die Berechnung der mikroskopischen Flugbahn der Ionen an makroskopische Materialkonstanten, wie die Leitfähigkeit und die Oberflächenleitfähigkeit des Kapillarmaterials, gekoppelt.

Zur Berechnung wird die Kapillare in Tetraeder aufgeteilt und die auf das Ion wirkende Kraft wird für die Ecken des Tetraeders bestimmt. Die Berechnung der Flugbahn erfolgt dabei in 3 Schritten. Zunächst wird der Eintrittspunkt in einen Tetraeder bestimmt, danach wird das resultierende elektrische Feld innerhalb des Tetraeders berechnet. Den Ausgangspunkt erhält man durch die analytische Berechnung der Flugbahn durch den Tetraeder. Der Ausgangspunkt ist dann wiederum Eintrittspunkt in den folgenden Tetraeder.

1.3.1 Entladung der Kapillare durch den Frenkel-Pool-Prozess

In den ersten publizierten Simulationen wurde die aus Experimenten bekannte Transmissionswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Anstellwinkel gut wiedergegeben [69]. Die Simulation zeigte weiterhin, dass die Aufladezeit τ_c aus Gleichung (1.20) mit steigendem Anstellwinkel wächst, was in späteren Experimenten auch bestätigt wurde.

Die Entladung der Kapillaroberfläche wurde zunächst als konstanter Strom zur metallischen Vorder- und Rückseite beschrieben. Theoretisch berechnete und experimentell bestimmte Aufladezeiten τ_c stimmten unter dieser Annahme jedoch nur unbefriedigend überein. Eine Erweiterung auf ein nichtlineares Entladungsmodell

$$\tau_c(\vec{r}) = \tau_c^{(0)} \exp \left\{ -\sqrt{F(\vec{r})/F_0} \right\} \quad (1.25)$$

ergab eine bessere Übereinstimmung der Entladezeiten. Dabei ist $F(\vec{r})$ das lokale elektrische Feld auf der Kapillarwand und F_0 das charakteristische Feld ab dem der Isolator unter der Berücksichtigung des Frenkel-Poole-Prozesses leitfähig wird. Dieses wird zunächst als freier Parameter angenommen. Der Frenkel-Poole-Prozess beschreibt die Anhebung von lokalisierten Elektronen im Isolator in das Valenzband, wodurch es für eine kurze Zeit zur Leitfähigkeit beträgt [13].

1.3.2 Entladung der Kapillare durch freie Ladungsträgerdiffusion

In einen alternativen Ansatz wird die Entladung in die Ladungsträgerdiffusion entlang der Oberfläche und die Ladungsträgerdiffusion in den Festkörper eingeteilt [70]. Dabei ist zu beachten, dass für PET das Diffusionsvermögen D_s für die Oberflächendiffusion um einen Faktor 100 größer als die Diffusion von Ladungsträgern in das Körpervolumen D_b ist. Die Bewegung der Ladungsträger auf der Oberfläche wird als zufällige Bewegung unabhängig vom Ladungsfeld \vec{F}_{coul} angenommen. Weiterhin wird die in das Material diffundierende Ladung durch die Dielektrizität ϵ_r des Mediums abgeschirmt [68]. Unter diesen Vorgaben wirkt auf ein in die Kapillare einfliegendes Ion eine Kraft durch das Feld \vec{F}

$$\vec{F} = \vec{F}_{\text{im}} + \vec{F}_{\text{coul}} + \vec{F}_{\text{mean}}, \quad (1.26)$$

das sich aus der Spiegelladung \vec{F}_{im} , dem Ladungsfeld durch die Aufladung der betreffenden Kapillare \vec{F}_{coul} und dem resultierenden Feld durch die Aufladung aller Kapillaren \vec{F}_{mean} berechnet.

Simulationsrechnungen, die auf dem vorgestellten mehrkomponentigen linearen Modell zur Bewegung der Ladungsträger basieren, erreichen eine gute Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen. Sowohl die simulierte Abhängigkeit der Transmissionswahrscheinlichkeit von der Projektilenergie als auch die Aufladungszeit stimmen im Rahmen der experimentellen Unsicherheit gut mit den experimentellen Daten überein. Es ist zu beachten, dass die gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment erreicht wird, ohne dass in der Simulationsrechnung freie Parameter zur Anpassung an die Messwerte benötigt werden [53].

1.4 Wissenschaftlich und technische Fragestellungen

1.4.1 Quantifizierung der winkelabhängigen Transparenz

Thermodynamischer Ansatz

Der Ionentransport durch eine Kapillarfolie in Abhängigkeit vom Anstellwinkel Ψ wird durch den sogenannten Guiding-Winkel Ψ_C quantifiziert. Zur Charakterisierung von Ψ_C gilt, dass die Intensität des ausfallenden Ionenstrahls $f(\Psi_C)$ auf das $1/e$ -fache der Intensität bei $\Psi = 0^\circ$ abgefallen ist:

$$f(\Psi_C)/f(0) = 1/e \quad (1.27)$$

Der Guiding Winkel quantifiziert die Fähigkeit eines Kapillartargets einen Ionenstrahl zu führen. Gleichung (1.6) wurde von Hellhammer u.a. eingeführt [22], um die experimentell bestimmte winkelabhängige Ionentransmission zu beschreiben. Der exponentielle Ansatz wurde gewählt, um thermische Verteilung der transversalen Energie des einfallenden Ionenstrahls zu berücksichtigen. Wird in Gleichung (1.6) der Guiding-Parameter λ mit

$$\lambda = \frac{1}{\sin^2(\Psi_{C,B})} \quad (1.28)$$

angegeben, erhält man die Funktion

$$f(\Psi_{\text{ext}}) = f(\Psi_0) \cdot \exp \left\{ -\frac{\sin^2(\Psi)}{\sin^2(\Psi_{C,B})} \right\} \quad (1.29)$$

Der nachfolgend beschriebene und in dieser Arbeit verwendete experimentelle Aufbau ermöglicht keine direkte Messung des Anstellwinkels Ψ zwischen einfallenden Ionenstrahl und der Kapillarachsen. Unterschiedliche Anstellwinkel werden durch die Drehung der in Abschnitt 2.3 erläuterten Aufbauten mittels einer Drehdurchführung erreicht. Dazu wird der extern gemessene Winkel Ψ_{ext} eingestellt. Um die Nulllage Ψ_0 zu bestimmen wird der Anstellwinkel Ψ mit

$$\Psi = \Psi_{\text{ext}} - \Psi_0, \quad (1.30)$$

ersetzt und die winkelabhängige Ionenmission wird mit der Funktion

$$f(\Psi_{\text{ext}}) = f(\Psi_0) \cdot \exp \left\{ -\frac{\sin^2(\Psi_{\text{ext}} - \Psi_0)}{\sin^2(\Psi_{C,B})} \right\} \quad (1.31)$$

approximiert. Dabei stellt Ψ_{ext} den an der Durchführung zur Einstellung des Anstellwinkels angezeigten Winkel dar. Für $\Psi_{\text{ext}} = \Psi_0$ sind die Kapillarachsen parallel zur Richtung des einfallenden Ionenstrahls ausgerichtet. Die Funktion wird nun an die Messwerte der Gesamtmission $G(\Psi_{\text{ext}})$ in Abhängigkeit vom Anstellwinkel Ψ_{ext} angepasst. $\Psi_{C,B}$ stellt den Guiding-Winkel für den thermodynamischen Ansatz dar.

Statistischer Ansatz

Aus der Literatur ist für die Simulation der Ionenmission ein zweiter Ansatz zur Anpassung des winkelabhängigen Transmissionsvermögens bekannt. Dabei wird die transversale Energie der Ionen nicht berücksichtigt. Der Ansatz beruht auf der Annahme, dass die Mission der Ionen ein rein statistischer Prozess ist [67]. An die Messwerte der winkelabhängigen Gesamtmission $G(\Psi)$ wird die Funktion

$$h(\Psi_{\text{ext}}) = h(\Psi_0) \cdot \left(1 + \left(\frac{\Psi_{\text{ext}} - \Psi_0}{\Psi_{C,L}} \right)^2 \right)^{-2} \quad (1.32)$$

angepasst. Als Ansatz der Funktion (1.32) wurde eine Lorenzverteilung gewählt und $\Psi_{C,L}$ repräsentiert den Guiding-Winkel des statistischen Ansatzes.

Ein Ziel dieser Arbeit ist es, die Winkelabhängigkeit der Transparenz zu untersuchen. In Abschnitt 3.2.2 werden beide Funktionen an die in dieser Arbeit gewonnenen experimentellen Daten angepasst und miteinander verglichen. Damit kann ermittelt werden, ob die Ablenkung des einfallenden Strahls an die Energieverteilung des einfallenden Ionenstrahls gekoppelt und somit selektiv oder ein rein statistischer Prozess ist.

1.4.2 Zusammenhang zwischen Guiding-Winkel und Profildbreite

Erste Ergebnisse der Simulationsrechnungen zeigten, dass nur wenige Ladungsfelder am Kapillareingang erzeugt werden. Die bis dahin geltende empirische Einteilung der Kapillare in einen Streu- und Führungsbereich wurde von den Simulationsrechnungen nicht bestätigt.

Falls sich nur ein Wechselwirkungsbereich in der Kapillare bildet, der sowohl für die Ablenkung der Ionen am Kapillareingang als auch für die Aufweitung des Ionenstrahls verantwortlich ist, muss ein Zusammenhang zwischen Guiding-Winkel Ψ_C und der Divergenz Γ_ϕ des ausfallenden Ionenstrahls bestehen [94]. In der nachfolgenden Tabelle sind aus der Literatur gewonnene Messwerte für den Guiding-Winkel $\Psi_{C,B}$, für die Breite des Transmissionsprofils in Ablenkrichtung $\Gamma_\phi \approx 2,35 \cdot \sigma_\phi$ und für den Quotient $\frac{\Psi_{C,B}}{\Gamma_\phi}$ zusammengefasst.

Kapillarfolie			Projektile			Ergebnis			Quelle	
Mat.	l (μm)	d (nm)	ρ ($/\text{mm}^2$)	Ion	E/q (eV)	J_{Ion} ($\frac{\text{pA}}{\text{mm}^2}$)	$\Psi_{C,B}$	Γ_ϕ	$\frac{\Psi_{C,B}}{\Gamma_\phi}$	
PET	10	100	$5 \cdot 10^6$	Ne^{7+}	430	60	10°	$5,0^\circ$	2,0	[85, 90]
PET	10	100	$5 \cdot 10^6$	Ne^{7+}	430	750	$8,9^\circ$	$4,9^\circ$	1,8	[78, 89]
PET	10	100	$5 \cdot 10^6$	H^+	1600	130	$3,2^\circ$	$1,6^\circ$	2,0	[90]

Tabelle 1.1: Aus der Literatur bekannte Eigenschaften der Transmission von hochgeladenen Ionen durch Nanokapillaren.

Es zeigt sich, dass für unterschiedliche Ionenströme und unterschiedliche Projektile sich das gleiche Verhältnis aus Guiding-Winkel und Profildbreite ergibt. Ein Ziel dieser Arbeit ist es, den Zusammenhang zwischen Guiding-Winkel und Profildbreite weitergehend zu untersuchen.

1.4.3 Divergenz des ausfallenden Ionenstrahls

In den Simulationsrechnungen wird die Divergenz des ausfallenden Ionenstrahls in der Ablenkrichtung und senkrecht zur Ablenkrichtung untersucht. Es zeigte sich, dass die Divergenz des übertragenen Ionenstrahls in den Simulationen in Richtung der Ablenkung breiter als senkrecht zur Ablenkrichtung ist [70]. Diese Anisotropie der Divergenz des ausfallenden Ionenstrahls wird in der vorliegenden Arbeit experimentell verifiziert.

Weiterhin ergibt die Simulation eine wachsende Divergenz des ausfallenden Ionenstrahls mit steigendem Anstellwinkel Ψ . Dies konnte mit den in Tabelle 1.1 angegebenen Messungen nicht bestätigt werden. Eine Ursache dafür ist, dass die statistische Verteilung der Kapillarrichtung in den Simulationen nicht berücksichtigt wird. In den hier durchgeführten Messungen werden PET Kapillarfolien mit hoher Parallelität verwendet. Das Verhalten der Divergenz wird in Abhängigkeit der Energie des einfallenden Ionenstrahls untersucht und mit den Simulationsrechnungen verglichen.

1.4.4 Entwicklung von technischen Anwendungen auf Grundlage des Guiding Effektes

Ein weiterer Punkt dieser Arbeit ist es, den Guiding Effekt hinsichtlich möglicher technischer Anwendung zu untersuchen. So ist denkbar, aus einer Kapillarfolie eine Ionenlinse herzustellen. Dazu wird zunächst das Transmissionsverhalten von PET und Al_2O_3 Kapillarfolien verglichen. Aus dem geeigneten Material wird dann eine Ionenlinse konstruiert und deren Eigenschaften werden charakterisiert.

Experimente zur Transmission von hochgeladenen Ionen durch Glaskapillaren [34] und zur Transmission von Protonen durch Quarzröhren [95] stellen eine Skalierung des Guiding Effektes von Kapillardurchmessern einiger 100 nm hin zu einigen 100 μm dar [2]. In dieser Arbeit soll die Eignung des Guiding Effektes zur Ionenstrahlkompression und Ionenstrahlabbremung in einer makroskopischen Glaskapillare untersucht werden.

Kapitel 2

Methodische Grundlagen der Ionentransmissionsexperimente

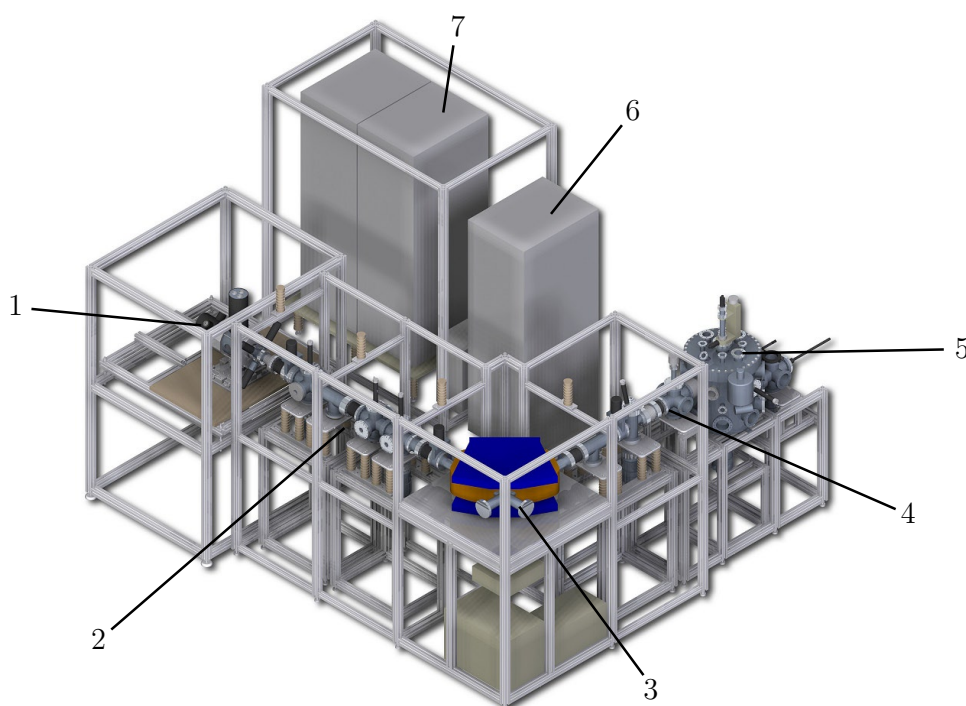


Abbildung 2.1: Darstellung der Mikrostrahlanlage der Technischen Universität Dresden am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf. Die gekennzeichneten Abschnitte sind im Text beschrieben.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente zur Transmission von hochgeladenen Ionen durch Nano- und Mikrokapillaren wurden an der Mikrostrahlanlage des Institutes für Festkörperphysik der Technischen Universität Dresden am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf durchgeführt. Abbildung 2.1 zeigt den schematischen Aufbau der Anlage. Die Ionen werden mit einer Elektronenstrahl-Ionenquelle mit integrierter Extraktion und Einzellinse (1) erzeugt. Die Verwendung einer stromstarken Ionenquelle, der Dresden EBIS-A (eng. Electron Beam Ion Source - Advanced), ermöglicht es, sowohl die Aufladung von Kapillarfolien mit hohem Ionenstrom als auch Untersuchung zur Transmission höchster Ionenladungszustände durchzuführen. Im ersten

Abschnitt des Strahlkanals (2) wird der Ionenstrahl mit Hilfe eines elektrostatischen Deflektors auf ein Schlitzsystem fokussiert und mit Hilfe eines FARADAY-Bechers detektiert. Das Schlitzsystem befindet sich im eingangsseitigen Fokuspunkt des Dipolmagneten (3). Dieser dient zur Ladungstrennung des extrahierten Ionenstrahls. Nachfolgend wird der ladungsseparierte Ionenstrahl mit einer Bremslinse (4) in die Targetkammer (5) fokussiert. Die Abschnitte 1 bis 4 der Anlage befinden sich auf einem veränderlichem elektrischen Potenzial. Somit kann die kinetische Energie der Ionen beim Erreichen des Targets in einem Bereich von 100 eV bis 40 keV pro Ladungszustand eingestellt werden. Die Steuerung der Anlage ist auf einen Versorgungsschrank auf Erdpotenzial (6) und einen Versorgungsschrank auf Strahlkanalpotenzial (7) aufgeteilt. Im Folgenden werden die verwendete Ionenquelle (Dresden EBIS-A) und der Strahltransport durch die Mikrostrahlanalge der Technischen Universität Dresden erläutert.

Für die Experimente zur Transmission von hochgeladenen Ionen durch Nano- und Mikrokapillaren wurden spezielle Versuchsaufbauten konstruiert und in die Targetkammer integriert (siehe Abschnitt 2.3). Die Transmissionsexperimente wurden dabei an unterschiedlichen Targetmaterialien und Geometrien durchgeführt. In Abschnitt 2.4 wird die Herstellung von Transmissionstargets erläutert und deren Eigenschaften werden charakterisiert. Die Verfahren zur Bestimmung der charakteristischen Größen des Guiding Effektes aus den Messdaten werden in Abschnitt 2.5 vorgestellt.

2.1 Ionenerzeugung in der Dresden EBIS-A

Die Erzeugung hochgeladener Ionen in der Dresden EBIS-A beruht auf dem Prinzip der Elektronenstoßionisation. Dabei werden anfänglich neutrale Atome in einem Elektronenstrahl hoher Energie sowie hoher Stromdichte durch Stöße mit Elektronen sukzessive ionisiert. Derartige Ionenquellen existieren seit den 70er Jahren des 20. Jahrhunderts [7–9].

Verschiedene Raumtemperatur-EBIT/EBIS [44, 104] werden in der Arbeitsgruppe hochgeladenen Ionen der Technischen Universität Dresden seit Jahren erfolgreich entwickelt und für Experimente eingesetzt [39–42, 45, 46, 96, 97]. Dabei unterscheiden sich die Ionenquellen des Typs EBIT durch ihre kompakte Bauweise von klassischen EBIS Ionenquellen. Die in der vorliegenden Arbeit eingesetzte Dresden EBIS-A stellt eine Weiterentwicklung der Dresden EBIS [102, 103, 105] dar.

Die Funktionsweise der Ionenquelle des Typs EBIS-A ist in der Literatur hinreichend beschrieben [43, 61, 63, 64, 71, 72, 98]. Der hochdichte Elektronenstrahl der Dresden EBIS-A mit Elektronenströmen von etwa 100 mA wird durch eine Glühkathode erzeugt. Ein System aus 2 ringförmigen Neodym-Eisen-Bor-Permanentmagneten generiert ein Magnetfeld mit einer axialen Feldstärke von 600 mT. Dieses komprimiert den Elektronenstrahl auf eine Elektronenstromdichte von ca. 200 A/cm².

Durch einen Potenzialunterschied zwischen Kathode und Driftröhren werden die Elektronen auf Energien zwischen 8 keV und 23 keV beschleunigt. Der radiale Ioneneinschluss erfolgt aufgrund der negativen Raumladung des Elektronenstrahls.

Durch drei um den Elektronenstrahl konzentrisch angeordnete Driftröhren wird eine Potenzialmulde erzeugt, welche die Ionen axial einschließt. In Abbildung 2.2 ist diese Ionenfalle schematisch dargestellt. Weiterführende Informationen über die Basisprozesse innerhalb der Elektronenstrahlionenquellen sind in der Literatur [50, 55, 75] beschrieben.

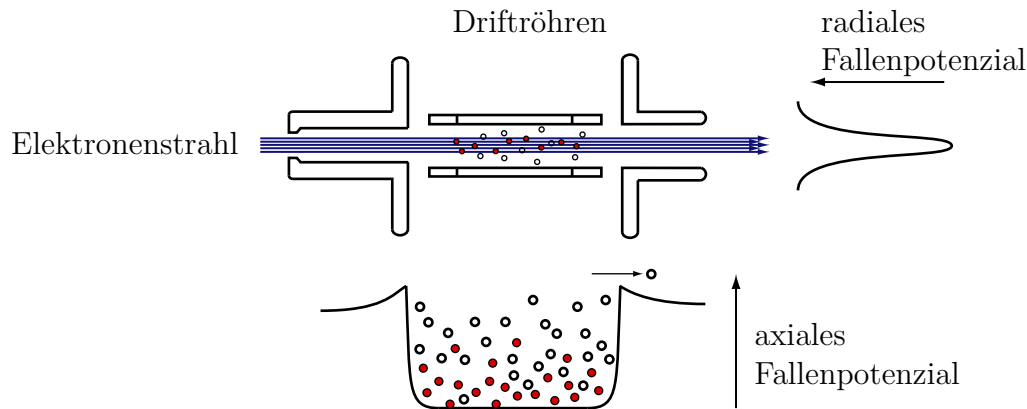


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Potenzialverhältnisse in der Driftröhrensektion der Dresden EBIS-A

Die Extraktion der Ionen erfolgt durch Absenken des Potentials der dritten Driftröhre. Dadurch ist der axiale Einschluss nicht mehr gewährleistet und die Ionen werden aufgrund des Potenzialgefälles zwischen Driftröhre, Elektronenkollektor und Extraktionselektrode in Richtung Strahlkanal beschleunigt. Die Absenkung des Driftröhrenpotentials kann gepulst oder kontinuierlich erfolgen. Im gepulsten Modus wird die Falle nach einer diskreten Ionisationszeit zyklisch geöffnet. Durch die Variation der Ionisationszeit kann der Ladungsschwerpunkt der extrahierten Ionenladungsverteilung eingestellt werden.

In der vorliegenden Arbeit werden die Ionen als DC-Strom extrahiert. Die Potentialdifferenz zwischen zweiter und dritter Driftröhre ist dabei kleiner als das radiale Fallenpotenzial. Durch die Energieverteilung der Ionen innerhalb der Falle überwindet ein Teil der Ionen kontinuierlich die Potenzialbarriere und wird wiederum durch das Potenzialgefälle zwischen Driftröhre, Elektronenkollektor und Extraktionselektrode beschleunigt. In diesem Betriebsmodus werden keine höchste Ladungszustände erreicht, da die mittlere Ioneneinschlusszeit begrenzt ist. Ein Vergleich von gepulsten und kontinuierlichen Betrieb an einer Dresden EBIS [20] sowie eine Auswahl an aus der EBIS-A extrahierten Ionen [15, 51, 62] ist in der Literatur zu finden.

2.2 Strahltransport und Ionenabbremmung

Die in Abbildung 2.1 dargestellte Mikrostrahlanlage der Technischen Universität Dresden am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf ist für Wechselwirkungsexperimente von hochgeladenen Ionen mit Festkörperoberflächen konzipiert. Die Baugruppen 1 bis 4 und 7 sind isoliert gegenüber dem Erdpotential aufgebaut. Das Potenzial des

Strahlkanals ($U_{\text{Strahlkanal}}$) ist gegenüber der Targetkammer einstellbar. Die elektrischen Potentiale sind in Abbildung 2.3 dargestellt. Die Driftröhrenpotentiale ($U_{1,2,3}$) werden auf das Potenzial des Strahlkanals aufgesetzt. Die kinetische Energie E_{kin} , mit der das Ion mit dem Ladungszustand q die Targetkammer erreicht, berechnet sich im Modus der kontinuierlichen Extraktion aus dem Potenzial der dritten Driftröhre U_3 und dem Potenzial des Strahlkanals $U_{\text{Strahlkanal}}$

$$E_{\text{kin}} = q \cdot (|U_3| - |U_{\text{Strahlkanal}}|) = q \cdot U_{\text{Rest}} \quad (2.1)$$

Das Potenzial an der 3. Driftröhre ist im Bereich von 5 kV bis 20 kV und das Potenzial des Strahlkanals im Bereich von -20 kV bis 20 kV frei wählbar. Die kinetische Energie der Ionen ist in einem Bereich von 100 eV bis zu 40 keV pro Ionenladungszustand einstellbar. Für kleinere kinetische Energien kann der Ionenstrahl nicht mehr exakt auf das Target fokussiert werden. Im Folgenden werden die strahlführenden Elemente erläutert.

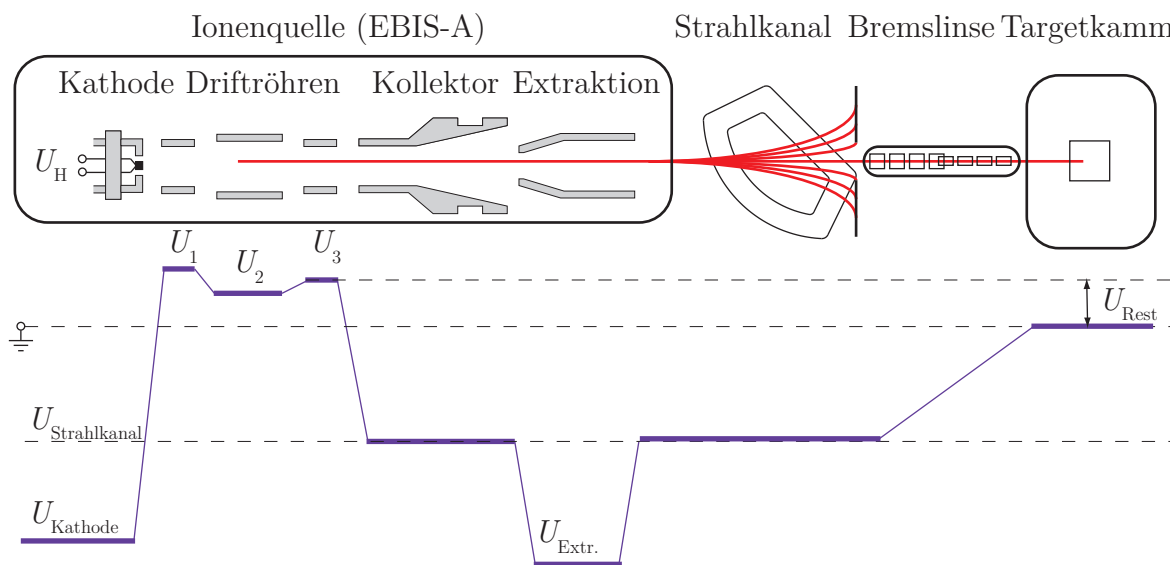


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Potenzialverhältnisse an der Mikrostrahlanlage. Der Grundkörper der Ionenquelle und der Strahlkanal befinden sich dabei auf dem Potenzial $U_{\text{Strahlkanal}}$, die Bremslinse und die Targetkammer auf Erdpotential.

In Strahlrichtung hinter der in die EBIS-A integrierten Einzellinse 1 befindet sich im Strahlkanal (Abschnitt 1) die elektrostatische Einzellinse 2. Beide Linsen fokussieren den Ionenstrahl in den Brennpunkt des doppelfokussierenden Dipolmagneten. An dieser Position ist ein System aus 4 Schlitzen installiert. Durch die Messung des Ionenstroms im nachfolgenden FARADAY-Becher 1 kann die Ausdehnung und Position des Ionenstrahls bestimmt werden. Mit dem Deflektorsystem 1 wird die Position des Strahls in x- und y-Richtung korrigiert. Danach wird dieser im Dipolmagnet in Teilstrahlen mit unterschiedlichem q/A -Verhältnis separiert. Dabei stellt q den Ladungszustand und A die Atommasse dar. Im ausgangsseitigen Brennpunkt ist der FARADAY-Becher 2 zur Messung der Intensität der einzelnen Teilstrahlen lokalisiert. Mit dem Deflektorsystem 2 kann dann die Position des Strahls in x- und y-Richtung korrigiert werden.

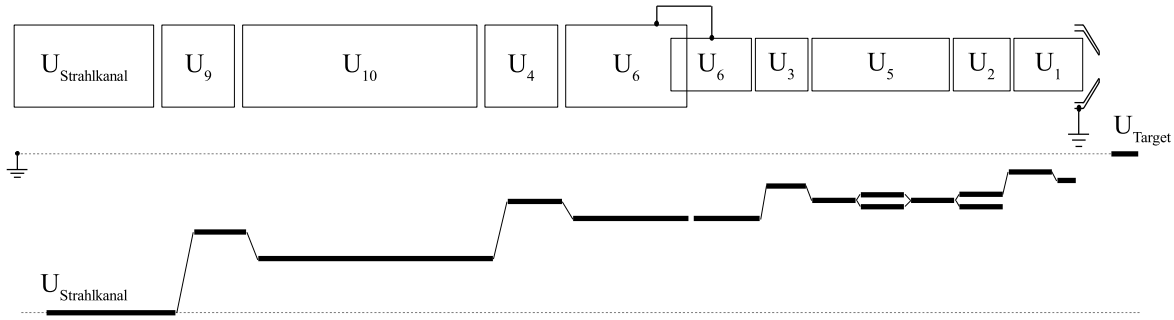


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Potenzialverhältnisse an der Bremslinse

Nach dem FARADAY-Becher 2 folgt eine zweistufige Bremslinse. Diese zweistufige Bremslinse verhindert das Divergieren des Ionenstrahls beim Durchlaufen des Potenzialunterschiedes zwischen Strahlkanal und Targetkammer. In der ersten Stufe werden die Ionen auf das Potenzial U_6 in der zweiten Stufe auf das Potenzial U_1 abgebremst. Die in Abbildung 2.4 angegebenen Potentiale U_1 , U_5 , U_6 und U_{10} definieren das Abbremsverhalten und berechnen sich aus den Abbremsfaktoren AF_1 der ersten und AF_2 der zweiten Stufe wie folgt:

$$AF_1 = \frac{U_{\text{Strahlkanal}}}{U_6} \quad (2.2)$$

$$AF_2 = \frac{U_6}{U_1} \quad (2.3)$$

$$\frac{U_{10}}{U_{\text{Strahlkanal}}} = \frac{U_6}{U_{10}} \quad (2.4)$$

$$\frac{U_5}{U_6} = \frac{U_1}{U_5} \quad (2.5)$$

Die Potentiale U_2 , U_3 , U_4 und U_9 fungieren als elektrostatische Einzellinsen und sind mit den folgenden Abhängigkeiten frei wählbar.

$$\frac{U_9}{U_{\text{Strahlkanal}}} = \frac{U_4}{U_{10}} \quad (2.6)$$

$$\frac{U_3}{U_6} = \frac{U_2}{U_5} \quad (2.7)$$

Im Anschluss an die Bremslinse folgt eine Targetkammer. Prinzipiell wäre eine Abbremsung der Ionen auch möglich, indem nicht der Strahlkanal, sondern das Target auf ein veränderliches Potenzial gehoben wird. Dies hätte zur Folge, dass die Detektionssysteme ebenfalls auf diesem Potenzial betrieben werden müssten. Auftretende Bildströme können dabei die Messungen verfälschen oder die Detektionssysteme zerstören. Weiterhin würde der Strahl kurz vor dem Target stark divergieren. Zusätzliche Informationen über die Mikrostrahlanlage können in der Literatur [101, 106] nachgelesen werden.

2.3 Targetkammer und Experiment

Für die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente wurden 3 spezielle Aufbauten konzipiert und in die Targetkammer der Mikrostrahlanlage integriert. Als Targetkammer kommt ein zylindrischer Ultra-Hoch-Vakuumrezipient mit einem Durchmesser von 500 mm und einer Höhe von 600 mm zum Einsatz. Der Anschluss an den Strahlkanal erfolgt in der Experimentebene über ein 100 mm CF (engl. Con-Flat) Flansch. Der zweite Teil der Bremslinse ragt in die Targetkammer und kann bis ca. 3 cm vor den experimentellen Aufbau geschoben werden. In der unteren Hälfte der Targetkammer, der Präparationsebene, erfolgt der Targetwechsel mit einem magnetisch geführten Transferstab und einer Transferkammer. Durch den Einsatz einer Turbomolekularpumpe wird ein Basisdruck von unter $5 \cdot 10^{-9}$ mbar erreicht.

Im Verlauf der Arbeit wird die Transmission von hochgeladenen Ionen hinsichtlich unterschiedlicher Fragestellungen untersucht. In Abschnitt 2.3.1 ist der für die Messung des Ladungsaustausches, des Transmissionsprofils und der Richtung des ausfallenden Ionenstrahls konzipierte Aufbau erläutert. Der darin verwendete ortsaufauflösende Detektor liefert keine Information über den absolut durch die Kapillaren transportierten Ionenstrom.

Für die Bestimmung des absoluten Transmissionsvermögens wurde eine weitere Versuchsanordnung konzipiert. Diese besteht aus einem FARADAY-Becher zur Messung des einfallenden Ionenstrahls und einem FARADAY-Becher zur Messung des durch die Kapillaren transportierten Ionenstrahls und ist in Abschnitt 2.3.2 erläutert.

Ein Ziel dieser Arbeit ist es, einen Ionenstrahl innerhalb einer makroskopischen Glaskapillare abzubremesen. Um einen Potenzialunterschied zwischen Kapillarein- und Kapillarausgang zu realisieren ist der FARADAY-Becher zur Messung des ausfallenden Ionenstrahls isoliert aufgehängt. In Abschnitt 2.3.3 ist der experimentelle Aufbau zur die Abbremsung des Ionenstrahls innerhalb einer makroskopischen Glaskapillare beschrieben.

2.3.1 Setup zur Charakterisierung des Ladungsaustausch und der Profildbreite des ausfallenden Ionenstrahls

Der in Abbildung 2.5 dargestellte experimentelle Aufbau ist für Messung des Ladungsaustauschs zwischen Ionen und Kapillaroberfläche und zur Messung der Profildbreite des übertragenen Ionenstrahls konzipiert. Die Messungen werden in Abhängigkeit vom Ladungszustand der einfallenden Ionen, dem Anstellwinkel Ψ zwischen Kapillarachse und Richtung der einfallenden Ionen sowie der kinetischen Energie E_{kin} durchgeführt. Als Detektor wird ein System aus zwei Mikrokanalplatten (engl. Micro Channel Plate, MCP) mit einem Durchmesser von 47 mm und resistiver Anode der Firma RoentDek [30] verwendet.

MCPs werden zur Detektion von Ionen, Elektronen und Photonen verwendet. Sie bestehen aus einer Vielzahl sehr regelmäßiger, mikroskopisch feiner Kanäle, wobei zwischen den beiden metallisierten Plattenseiten eine Beschleunigungsspannung

angelegt wird. Die Kanäle haben einen Durchmesser von ca. $10\ \mu\text{m}$ und sind ca. 10° zur Plattenachse verkippt, damit die einfallenden Partikel bzw. Photonen mit Sicherheit mehrmals die Kanalinnenwand treffen. Jeder Einschlag löst eine Kaskade von Elektronen aus, die entlang der Kanäle weitere Einschläge verursachen. Dadurch wird, in Abhängigkeit von der Stärke des elektrischen Feldes, eine Verstärkung des Signals an der Austrittsseite um mehrere Größenordnungen erreicht.

Die auslaufende Elektronenwolke trifft auf eine resistive Anode hinter der MCP. Diese besteht aus einem horizontalen und vertikalen Drahtgitter. Die Position des einfallenden Teilchens wird durch den Laufzeitunterschied der Signale an den Enden des Drahtgitters bestimmt. Unter Verwendung eines Proportionaldiskriminators (engl. Constant Fraction Discriminator, CFD) werden aus den verstärkten Signalen exakte Zeitmarken erzeugt. Die Berechnung der Ortskoordinaten erfolgt dann mit Hilfe eines Zeit-Digital-Konverters (engl. Time Digital Converter, TDC).

Die Winkelauflösung des Detektors berechnet sich aus der Orstauflösung der MCP von $100\ \mu\text{m}$ und dem Abstand zwischen Target und MCP von $100\ \text{mm}$ zu $0,06^\circ$. Die Totzeit des Detektors von $20\ \text{ns}$ erfordert die Messung der Transmission im kontinuierlichen Extraktionsmodus der Ionenquelle, da der mittlere zeitliche Abstand der Teilchen im Impuls kleiner der Detektortotzeit ist. Die Funktionsweise ist im Handbuch des Detektors [57] detailliert angegeben.

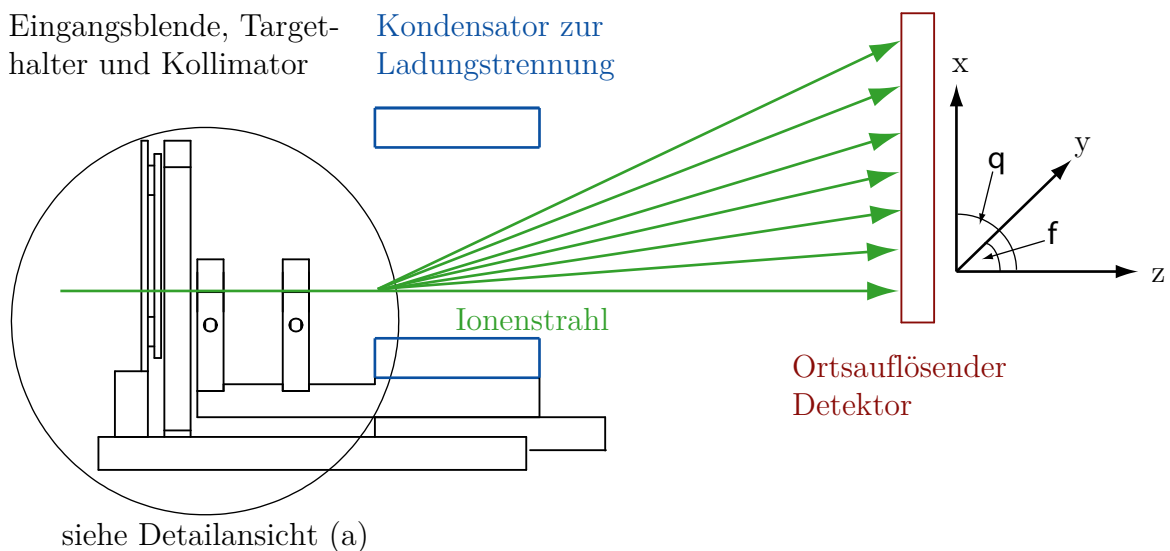


Abbildung 2.5: Prinzipskizze des Aufbaus zur Messung der Transmission von hochgeladenen Ionen durch Nanokapillarfolien. Der Verlauf des Ionenstrahls durch die Eingangsblende mit Targethalter und Kollimator ist dargestellt. Anschließend werden die Ladungszustände des übertragenen Ionenstrahls durch den Kondensator separiert und auf dem ortsauflösenden Detektor detektiert.

In Abbildung 2.5 ist die Versuchsanordnung mit Ladungsseparation des ausfallenden Ionenstrahles und ortsauflösenden Detektor skizziert. Der einfallende Ionenstrahl wird durch zwei Blenden mit einem Durchmesser von $7\ \text{mm}$ und $1\ \text{mm}$ (siehe Detailansicht in Abbildung 2.6) auf die Folie kollimiert. Der Ionenstrom wird zur Strahlsuche

auf der zweiten Blende und für die Bestimmung der akkumulierten Ladung während der Transmissionsexperimente direkt auf der Folie gemessen. Der angezeigte Wert ist dabei größer als der reale Ionenstrom, da auf der Blende und der Folie keine Sekundärelektronenunterdrückung vorhanden ist.

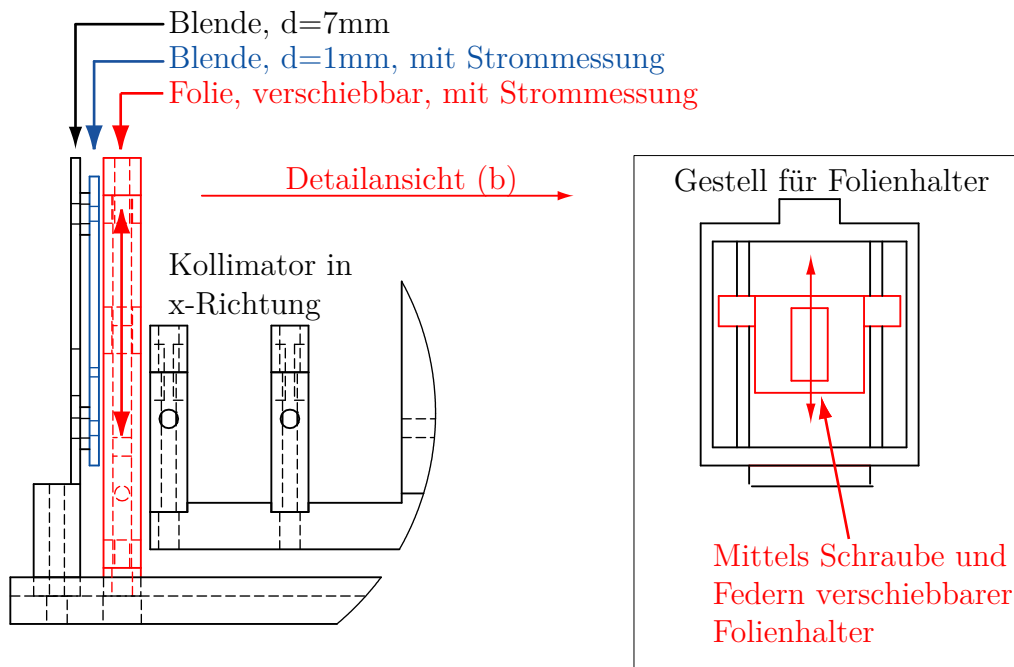


Abbildung 2.6: Auf der linken Seite sind die Eingangsblenden mit unterschiedlichem Durchmesser, der Targethalter und der Kollimator dargestellt. In Detailansicht (b) ist der Targethalter dargestellt. Der Folienhalter ist dabei verschiebbar in einem Gestell montiert. Durch einen Wobblestick kann von außerhalb der Targetkammer die Position der Folie hinter der Eingangsblende verändert werden.

Die unterschiedlichen Ladungszustände des übertragenen Ionenstrahls werden mit einem Plattenkondensator separiert. Erste Messungen der Transmission von hochgeladenen Ionen durch Kapillarfolien haben gezeigt, dass eine Divergenz des ausfallenden Ionenstrahls von ca. 5° zu erwarten ist [78]. Aus dem Abstand zwischen Folie und Detektor von 100 mm ergibt sich eine Aufweitung des Ionenstrahls auf 9 mm. Für die Separation der unterschiedlichen Ladungszustände ist somit eine Kollimierung des Strahls in der Ablenkungsrichtung des Plattenkondensators (x-Richtung auf der MCP) nötig. Das Profil des ausfallenden Ionenstrahls kann somit bei der Messung des Ladungsaustauschs nur in y-Richtung auf der MCP bestimmt werden.

Die Dimensionierung des experimentellen Aufbaus wurde mit Hilfe der Simulationssoftware FemLab [28] optimiert. Die Wahl der Kollimatorgröße hängt vom Ladungszustand der einfallenden Ionen ab. Für die Trennung höchster Ladungszustände ist ein sehr kleiner Kollimator ($d = 100 \mu\text{m}$ für Xe^{40+} Ionen) nötig. In Abbildung 2.7 ist die Aufspaltung unterschiedlicher Argon-Ionen im Feld des Plattenkondensators dargestellt. Um das Transmissionsprofil auch in x-Richtung zu bestimmen, kann der Kollimator entfernt werden. Dadurch ist allerdings keine Separation von hohen Ladungszuständen mehr möglich, da diese sich auf der MCP überlagern.

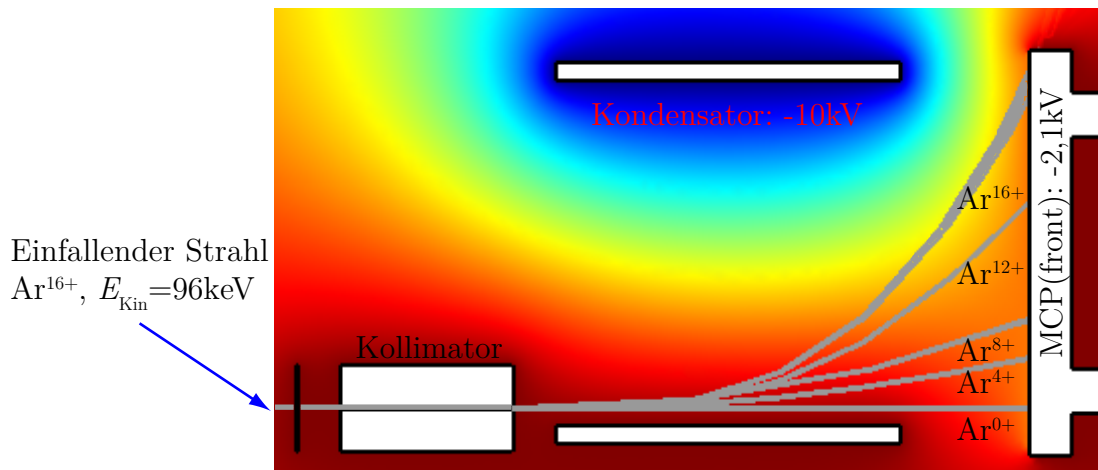


Abbildung 2.7: Verlauf des elektrischen Feldes innerhalb der Versuchsanordnung und Simulation der Flugbahn von Argon-Ionen mit unterschiedlichen Ladungszuständen

Um unterschiedliche Anstellwinkel Ψ zwischen Richtung des einfallenden Ionenstrahls und Kapillarachse zu ermöglichen, ist der gesamte Aufbau um die x-Achse mit einer Genauigkeit von $0,2^\circ$ drehbar. Der Anstellwinkel wird an einem externen Winkelmesser bestimmt. Die Nulllage der Kapillarachsen wird im Zuge der Auswertung der winkelabhängigen Transmissionswahrscheinlichkeit bestimmt. Die Position und Ausrichtung des Detektors ändert sich relativ zur Richtung des einfallenden Ionenstrahls, aber nicht relativ zum Kapillartarget. Da die Ionen bei der Transmission durch die Kapillaren ihre Richtung entlang der Kapillarachse ausrichten, befindet sich der Schwerpunkt des detektierten Ionenstrahls in y-Richtung immer im Zentrum der MCP.

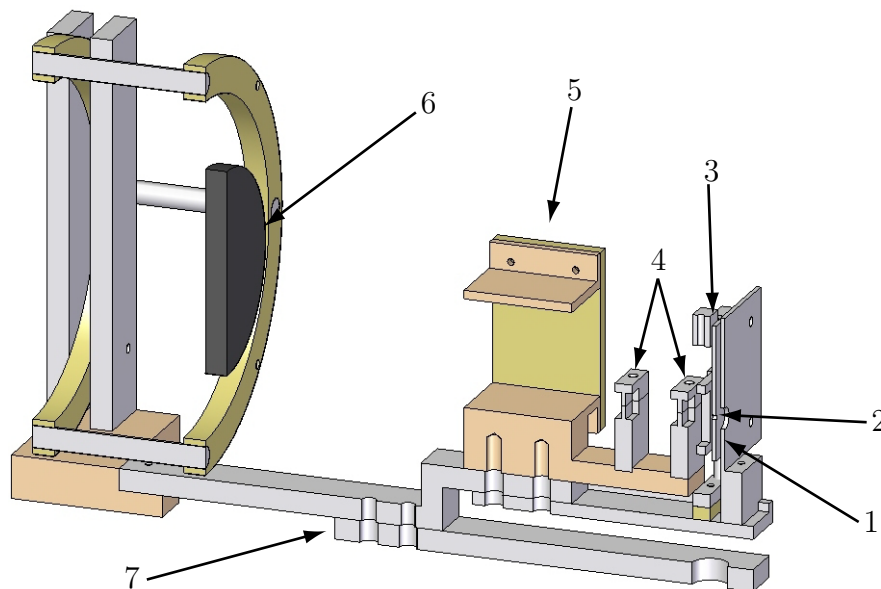


Abbildung 2.8: Darstellung des experimentellen Aufbaus zur Messung des Transmissionsprofils und des Ladungsausstauschs. In Richtung des Strahlverlaufs sind folgende Komponenten verbaut: Blende $d = 7 \text{ mm}$ (1), Blende $d = 1 \text{ mm}$ (2), Folienhalter (3), Kollimator (4), Plattenkondensator (5), Detektor (6) und der Experimenthalter (7).

Der Halter der Kapillarfolie ist so konzipiert, dass die Position der Folie hinter der Blende mit einer Stellschraube variiert werden kann (siehe Detail (b) in Abbildung 2.6). Diese Schraube ist über einen Wobbelstick von außen bedienbar. Somit kann für jede Messung eine unbestrahlte Position der Folie gewählt werden, ohne das gesamte Folientarget zu wechseln. Der Folienhalter und der Kollimator können durch einen Halter mit einer makroskopischen Glaskapillare ersetzt werden. Somit ist die Bestimmung des Transmissionsprofils des von einer makroskopischen Glaskapillare übertragenen Ionenstrahls möglich. Da die Glaskapillare jedoch in den Bereich des Kollimators hineinragt, können höchste Ladungszustände nicht klar voneinander separiert werden. In Abbildung 2.8 ist der entwickelte Aufbau mit Folienhalter und Kollimator dargestellt.

2.3.2 Setup zur Messung des absoluten Transmissionsvermögens von Glaskapillaren

Neben dem Ladungsaustausch und dem Profil des ausfallenden Ionenstrahls wird die absolute Transmissionsfähigkeit von makroskopischen Glaskapillaren untersucht. Dabei wird der absolute Ionenstrom mittels eines FARADAY-Bechers und eines Elektrometer der Firma Keithley Instruments Inc.[29] gemessen. Das absolute Transmissionsvermögen wird in Abhängigkeit vom Anstellwinkel ψ zwischen Kapillarachse und Richtung des einfallenden Ionenstrahls gemessen.

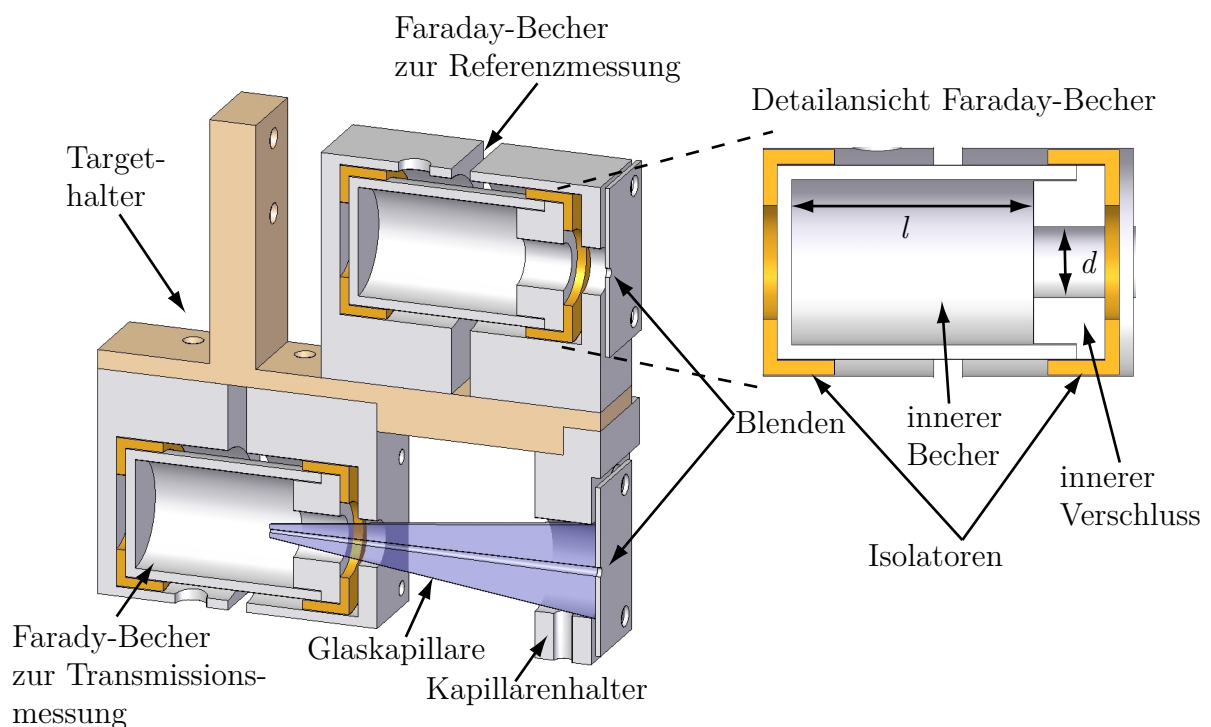


Abbildung 2.9: Schematischer Aufbau der Messvorrichtung des absoluten Transmissionsvermögens einer makroskopischen Glaskapillare. Die Länge l und der Durchmesser d des FARADAY-Becher-Eingangs sind bezeichnet.

Der realisierte experimentelle Aufbau besteht aus zwei Funktionsgruppen und ist in Abbildung 2.9 schematisch dargestellt. Der obere Abschnitt dient zur Charakterisierung des einfallenden Ionenstrahls. Hinter einer Blende mit einem Durchmesser von 0,8 mm wird der einfallende Ionenstrom in einem FARADAY-Becher gesammelt und über ein Elektrometer detektiert. In der Detailansicht von Abbildung 2.9 ist der verwendete FARADAY-Becher dargestellt. Auf eine Elektrode zur Sekundärelektronenunterdrückung wurde dabei verzichtet. Wir nehmen als Vereinfachung eine gleichförmige Verteilung der Sekundärelektronen vom Entstehungsort aus in alle Richtungen an. Von den am Ende des FARADAY-Bechers entstehenden Sekundärelektronen entweicht bei der verwendeten Konstruktion (Länge des FARADAY-Becher $l = 17$ mm, Durchmesser der Eingangsblende $d = 5$ mm) ein Anteil von

$$\frac{\frac{\pi}{4} \cdot d^2}{4\pi l^2} = \frac{1}{16} \frac{d^2}{l^2} = 0,54\% \quad (2.8)$$

durch die Eingangsöffnung.

Die zweite Funktionsgruppe dient der Charakterisierung des durch die Glaskapillare übertragenen Ionenstrahls. Die Glaskapillare ist bündig hinter einer Blende (Durchmesser von 0,8 mm) angeordnet, wodurch die Aufladung der Vorderseite der Kapillare durch einfallende Ionen verhindert wird. Die Messung des Ionenstromes erfolgt mit einem baugleichen FARADAY-Becher und Elektrometer. Da die FARADAY-Becher zur Messung des einfallenden und des übertragenen Ionenstrahls baugleich sind, kann der Messfehler durch die fehlende Sekundärelektronenunterdrückung vernachlässigt werden.

Die gesamte Konstruktion ist verschiebbar und drehbar gelagert. Damit können unterschiedliche Anstellwinkel zwischen Kapillarachse und Richtung des einfallenden Ionenstrahls realisiert werden. Im Experiment wird zunächst die obere Funktionsgruppe in den einfallenden Ionenstrahl gefahren, um die Intensität in Abhängigkeit des Anstellwinkels zu bestimmen. Dann wird der untere Funktionsbereich im Strahlzentrum positioniert. Die Intensität des übertragenen Ionenstrahls wird dabei in Abhängigkeit von der Bestrahlungszeit detektiert. Während der Bestrahlung wird ebenfalls der Ionenstrom auf der Eingangsblende detektiert, um Instabilitäten des einfallenden Ionenstrahls ausschließen zu können.

Vor jeder neuen Messung ist sicherzustellen, dass die Kapillare wieder vollständig entladen ist. In Abschnitt 2.4.3 wird die Herstellung der Glaskapillaren erläutert. Durch den Herstellungsprozess ist es nicht möglich, zwei identische Glaskapillaren zu erzeugen. Somit ist eine Messung mit mehreren Kapillaren, analog zu den unterschiedlichen Bestrahlungspositionen auf der Kapillarfolie nicht möglich, sofern Einzelmessungen miteinander verglichen werden sollen.

2.3.3 Setup zur Abbremsung des Ionenstrahls innerhalb einer Glaskapillare

Der dritte Versuchsaufbau ist für die Abbremsung von Ionenstrahlen innerhalb von Glaskapillaren konzipiert. Dabei wird ein Potenzialunterschied zwischen dem Anfang und Ende der Glaskapillare realisiert, indem die Eingangsblende der Glaskapillare auf Erdpotenzial und der FARADAY-Becher auf ein variables Potenzial gebracht wird. In Abbildung 2.10 sind der Potenzialverlauf der Ionen beim Durchlauf durch den Strahlkanal und anschließender Abbremsung innerhalb der Glaskapillare dargestellt.

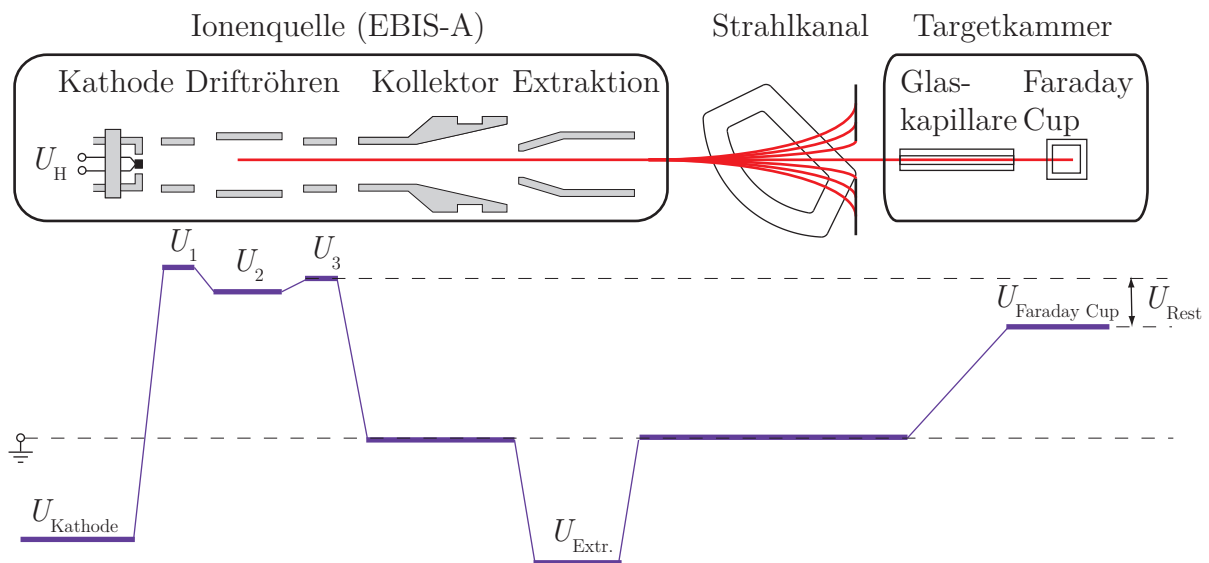


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung der Potenzialverhältnisse zur Ionenabbremsung mittels einer Glaskapillare

Die Experimente zur Abbremsung des Ionenstrahls erfolgen mit einer weiterentwickelten Version des in Abschnitt 2.3.2 vorgestellten Aufbaus. Da der FARADAY-Becher an ein veränderliches Potenzial angeschlossen ist, wird dieser zum Rest des Aufbaus isoliert befestigt. In Abbildung 2.11 sind die Potentiale der einzelnen Bauteile qualitativ angegeben. Da das letzte Segment der Abbremslinse und somit auch die Eingangsblende auf Erdpotenzial liegen, müssen sich der FARADAY-Becher hinter der Glaskapillare und somit auch das Elektrometer sich auf einem von Null verschiedenen Potenzial befinden.

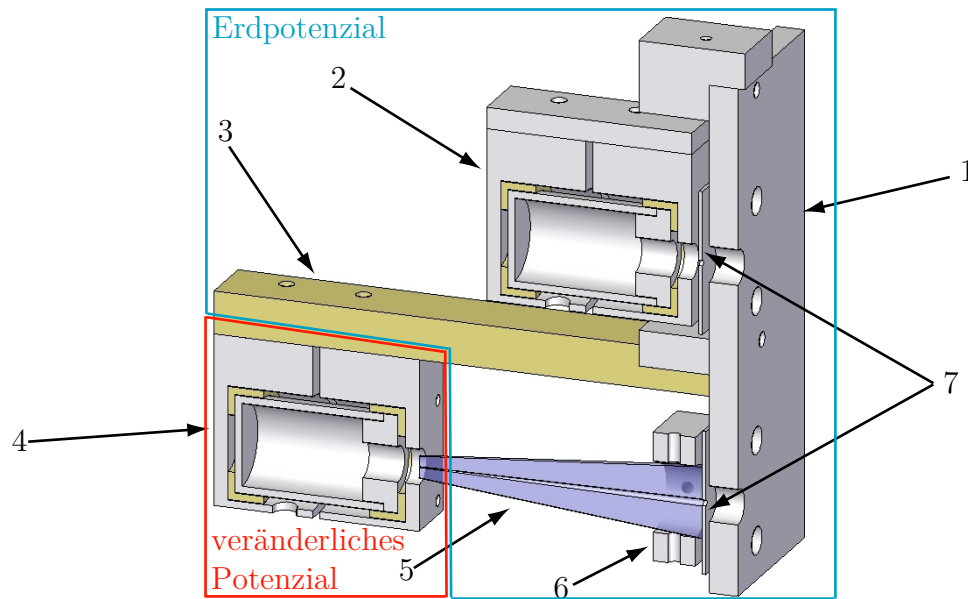


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Abbremsung des Ionenstrahls innerhalb der Glaskapillare.

2.4 Charakterisierung der Transmissions-Targets

2.4.1 Nanokapillarfolien in PET

Die ersten Transmissionsmessungen wurden an Nanokapillarfolien aus Polyethylen Terephthalat (PET) durchgeführt. Wegen ihrer hohen spezifischen Widerstände für Festkörper- und Oberflächenleitung und der leichten Montierbarkeit auf dem Targethalter sind PET-Kapillarfolien das bevorzugte Targetmaterial für Transmissionsexperimente. Durch das geringe Vermögen Wasser zu speichern eignet sich das Material auch für die Verwendung unter UHV (Ultra-Hoch-Vakuum)-Bedingungen.

Die verwendeten Polymerfolien der Dicke $10\ \mu\text{m}$ (siehe Abbildung 2.12) werden von der Firma Ionenstrahltechnik Quedlinburg mit Kanaldurchmessern zwischen $100\ \text{nm}$ bis $200\ \text{nm}$ geliefert. Die primäre Folienstrukturierung erfolgte dabei in Zusammenarbeit mit dem Vereinigten Institut für Kernforschung (VIK) Dubna. Die Folien wurden am dortigen Zyklotron mit $400\ \text{MeV}$ Xenon-Ionen bestrahlt.

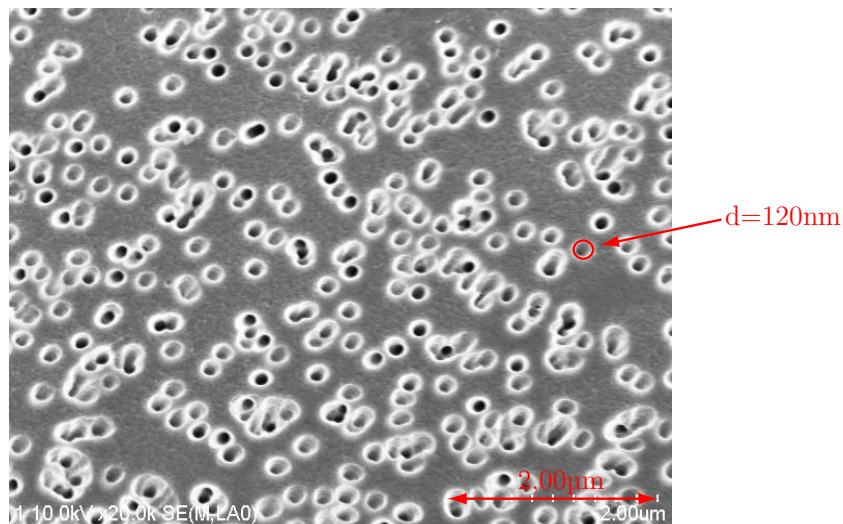


Abbildung 2.12: Die Abbildung zeigt eine Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme einer PET Kapillarfolie.

In einem zweiten Herstellungsschritt wurde die PET-Folie mit Ätzlauge behandelt. Hierbei wurde ausgenutzt, dass die Ätzgeschwindigkeit im durch die Ionenspuren gestörten Material um Größenordnungen größer als im ungestörten Material ist. Somit ist das Ätzen entlang der Ionenspur abgeschlossen, bevor ein merklicher Ätzvorgang im ungestörten Material einsetzt. Durch Variation der Konzentration und Temperatur der Lauge bzw. der Ätzdauer wird der Durchmesser der Kapillaren eingestellt. Im letzten Herstellungsschritt wurden die Kapillarfolien am Forschungszentrum Dresden-Rossendorf auf der Vorder- und Rückseite mit einer $10\ \text{nm}$ dicken Goldschicht bedampft. Dadurch wird eine Aufladung der Folienoberfläche durch den einfallenden Ionenstrom verhindert.

Die Qualität der Kapillarfolien ist durch die Variation des Kapillardurchmessers und der Kapillarausrichtung charakterisiert. In Abbildung 2.13 ist der Verlauf der

Teilchenenergie und der Energieverlust in Abhängigkeit von der Eindringtiefe in PET dargestellt. Die Berechnungen wurden mit dem Computercode SRIM 2008 [32] durchgeführt. Der Energieverlust pro μm ist für Xenon-Ionen mit einer Ausgangsenergie von 400 MeV über die Dicke der Folie von 10 μm nahezu konstant. Somit wird eine konstante Schädigung der Molekularstruktur durch die Energiedeposition erwartet. Da die Schädigung der Molekularstruktur maßgeblichen Einfluss auf die Ätzgeschwindigkeit hat, kann der Innendurchmesser der Kapillaren auf der gesamten Länge als konstant angenommen werden.

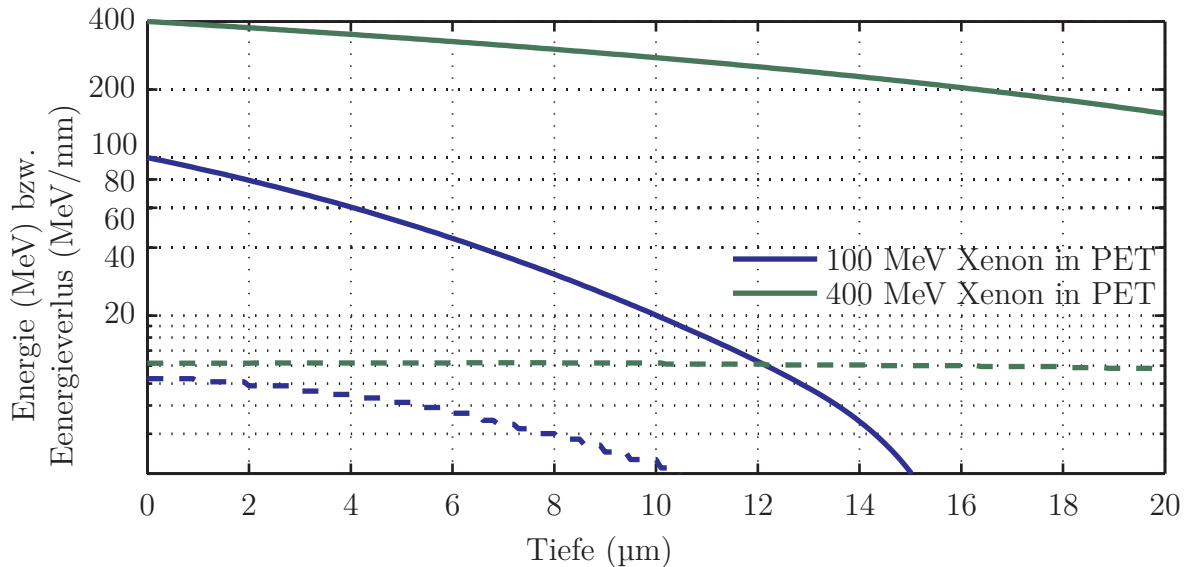


Abbildung 2.13: Energieverluste von Xenon-Ionen in PET. Die durchgängige Linie stellt den Verlauf der Teilchenenergie und die gestrichelte Linie den Energieverlust pro μm in Abhängigkeit der Eindringtiefe dar.

Die Kapillarausrichtung ist durch die Breite der Winkelverteilung der Ionenspuren definiert. Die Simulation der Bestrahlung einer 10 μm dicken PET-Folie mit Xenon-Ionen durch den Programmcode SRIM 2008 ermöglicht die Berechnung der Austrittsposition der Ionen in lateraler Richtung. Unter der Annahme von kleinen Streuwinkeln lässt sich daraus die Winkelverteilung der Ionenspuren um die Bestrahlungsrichtung errechnen. Der Verlauf der Ionenspuren wurde für 10000 Ionen unterschiedlicher Energie simuliert. In Abbildung 2.14 ist die Winkelverteilung der Ionen und somit die Verteilung der Kapillarachsen in einem Auflösungsrastrer von $0,08^\circ \times 0,08^\circ$ dargestellt. Der Unterschied in der Verwendung von Xenon-Ionen mit einer Energie von 100 MeV und 400 MeV ist deutlich zu erkennen. Die Halbwertsbreite der Winkelverteilung der verwendeten 400 MeV Folien ist mit $\Gamma_{\text{Verteilung}} = 0,27^\circ$ deutlich kleiner als der Aspektwinkel der Kapillaren von $\Gamma_{\text{Aspekt}} = 0,68^\circ$. Der Aspektwinkel gibt den geometrischen Öffnungswinkel einer einzelnen Kapillare und somit den Winkel an, unter dem ein Teilchen die Kapillare passieren kann, ohne mit der Kapillarwand zu kollidieren.

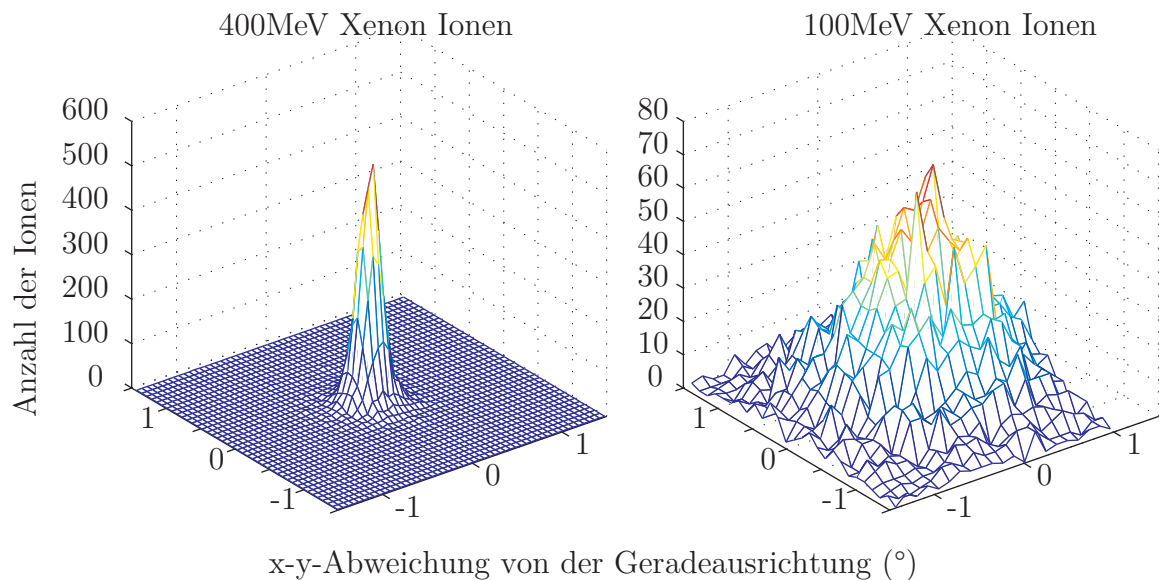


Abbildung 2.14: Vergleich der Ausrichtung der Ionenspuren für die Transmission von Xenon-Ionen mit einer Energie von 400 MeV und 100 MeV durch eine PET-Folie mit einer Dicke von $10\ \mu\text{m}$

In Abbildung 2.12 ist eine Raster-Elektronen-Mikroskop-Aufnahme einer PET-Folie dargestellt. Die für die nachfolgend erläuterten Experimente eingesetzten Folien sind durch die in Tabelle 2.1 dargestellten Eigenschaften charakterisiert:

Foliendicke	$l=10\ \mu\text{m}$
Lochdurchmesser	$\bar{d}=120\ \text{nm}$
Aspektverhältnis	$d/l \approx 1/80$
Aspektwinkel	$\Gamma_{\text{Aspekt}} = 0,68^\circ$
Verteilung der Kapillarrichtung	$\Gamma_{\text{Verteilung}} = 0,27^\circ$
Lochdichte	$n_l = 1,1 \cdot 10^9/\text{cm}^2$
Dichte:	$1,3\ \text{g}/\text{cm}^3$
Spezifischer Oberflächenwiderstand:	$10^{13}\ \Omega$
Spezifischer Volumenwiderstand:	$>10^{16}\ \Omega\ \text{cm}$

Tabelle 2.1: Eigenschaften der verwendeten PET-Kapillarfolien

2.4.2 Al_2O_3 -Nanokapillarfolien hoher Ordnungsstruktur

Wie in Abbildung 2.12 zu sehen ist, hat der statistische Erzeugungsprozess der PET-Kapillaren den Nachteil, dass sich die Kapillaren bei hohen Lochdichten überlagern. Für die Verwendung von Kapillarfolien als Ionenlinsen ist jedoch eine hohe Lochdichte nötig, um eine möglichst hohe Transmission zu erreichen. In Abbildung 2.15 ist eine Al_2O_3 -Nanokapillarfolie dargestellt, welche diese Voraussetzungen erfüllt.

Al_2O_3 -Nanokapillarfolien werden durch elektrochemisches Ätzen eines porösen Al_2O_3 -Templats hergestellt. Dabei entstehen Kapillaren mit hoher Dichte, Parallelität und mit geringer Variation des Kapillardurchmessers.

Die hohe Ordnungstruktur der Kapillaren wird durch einen zweistufigen Ätzprozess erreicht. Zu Beginn des elektrochemischen Ätzens bildet sich auf der gesamten Oberfläche ein Barriereoxid. Das Porenwachstum beginnt durch die feldunterstützte Auflösung des Oxids. Durch die mechanische Spannung, die durch das Volumenwachstum bei der Oxidationsreaktion hervorgerufen wird, entstehen abstoßende Kräfte zwischen den Nachbarporen, was zu der hexagonalen Struktur führt. Aus der ungeordneten Oxidation zu Beginn entwickelt sich mit fortschreitender Tiefe die hexagonale Anordnung.

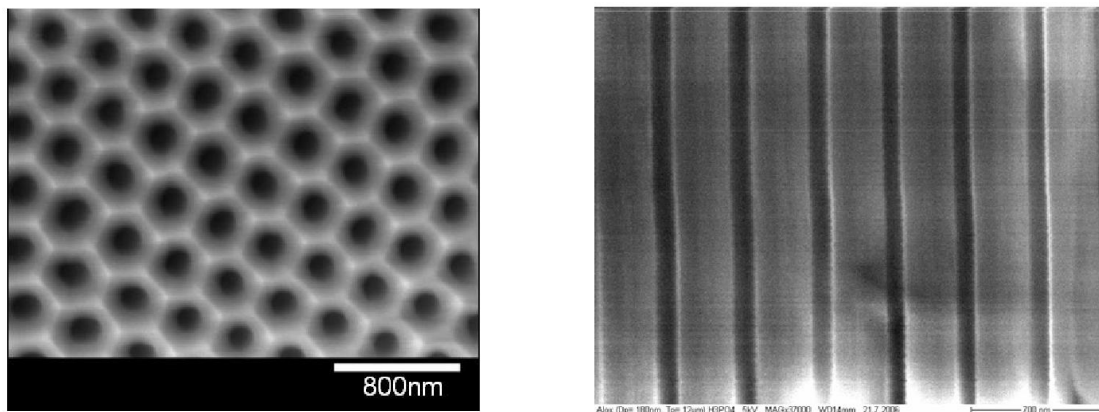


Abbildung 2.15: Die Abbildungen zeigen die Al_2O_3 von vorn (links) und als Schnitt(rechts). Man erkennt, dass die Kapillaren sich trotz hoher Lochdichte nicht überlappen [31]

Nachdem sich die hexagonale Anordnung ausgebildet hat, wird der erste Anodisierungsschritt gestoppt und das entstandene Oxid aufgelöst. Dabei behält die Oberfläche jedoch den Abdruck der hexagonalen Strukturen. Diese dient als Nukleationskeim für den zweiten Oxidationsschritt, so dass die Poren sofort in hexagonaler Gitterstruktur wachsen [100]. Die für die nachfolgend erläuterten Experimente eingesetzten Folien wurden durch die Firma SMARTMEMBRANES GMBH [31] zur Verfügung gestellt. Sie sind durch die in Tabelle 2.2 angegebenen Eigenschaften charakterisiert.

Foliendicke	$l=10\ \mu\text{m}$
Lochdurchmesser	$\bar{d}=80\ \text{nm}$
Aspektverhältnis	$d/l \approx 1/80$
Aspektwinkel	$\Gamma_{\text{Aspekt}} = 0,45^\circ$
Lochdichte	$1,0 \cdot 10^{10}/\text{cm}^2$
geometrische Öffnung	50 %
Dichte:	$1,3\ \text{g}/\text{cm}^3$
Spezifischer Oberflächenwiderstand:	$10^{12}\ \Omega$
Spezifischer Volumenwiderstand:	$>10^{14}\ \Omega\ \text{cm}$

Tabelle 2.2: Eigenschaften der verwendeten Al_2O_3 -Kapillarfolien

2.4.3 Glaskapillaren

In Kapitel 4 wird die Transmission von hochgeladenen Ionen durch eine makroskopische Glaskapillare untersucht. Damit wird ein Übergang aus dem mikroskopischen Bereich der Nanokapillarfolien in den makroskopischen Bereich mit Kapillaren in der Länge von einigen cm und einem Durchmesser im sub-mm Bereich geschaffen. In Abschnitt 4.2 wird eine Kapillare mit konischem Innendurchmesser verwendet, um den Ionenstrahl zu komprimieren.

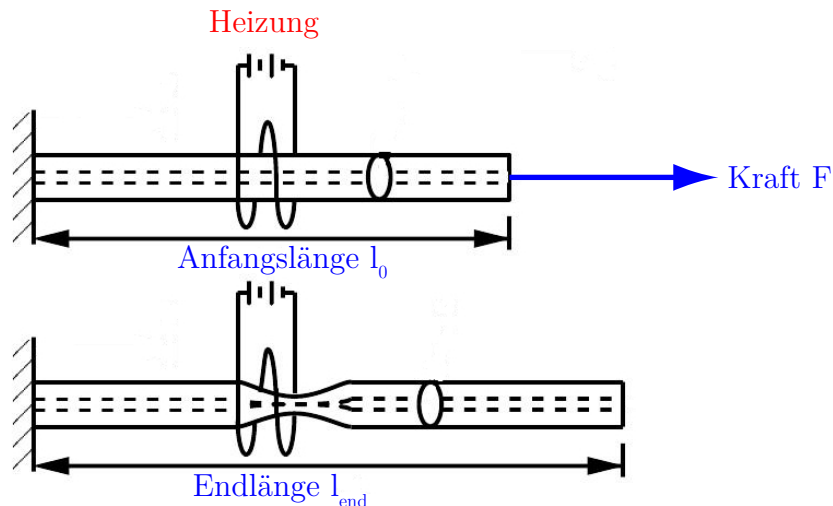


Abbildung 2.16: Prinzipskizze der Herstellung der Glaskapillare. Im oberen Teil ist die gerade Kapillare mit der Länge l_0 dargestellt. Durch Heizen und Ziehen mit der konstanten Kraft F entsteht eine sich in der Mitte verjüngende Kapillare mit der Länge l_{end} [33].

In Abbildung 2.16 ist die Herstellung einer konischen Glaskapillare skizziert. Dazu wird eine gerade Glaskapillare mit einem Innendurchmesser von 1,0 mm und der Länge l_0 in einem Bereich erhitzt. Durch Zug mit einer konstanten Kraft wird die Kapillare dann um die Länge $\Delta l = l_{\text{end}} - l_0$ gestreckt und in dem erhitzten Bereich verjüngt. In diesem Bereich wird die Kapillare geteilt. Durch Variation der Längenänderung Δl kann der Innendurchmesser des Kapillarausgangs in gewissen Grenzen eingestellt werden.

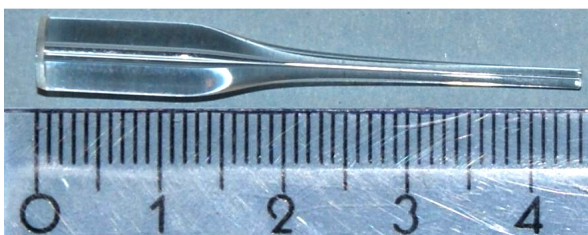


Abbildung 2.17: Beispiel einer verwendeten Glaskapillare

Länge	$l = 4,4 \text{ cm}$
Eingangsdurchmesser	$d_{\text{in}} = 1,0 \text{ mm}$
Ausgangsdurchmesser	$d_{\text{out}} = 0,15 \text{ mm}$
Aspektwinkel	$\Gamma_{\text{Aspekt}} = 0,73^\circ$

Tabelle 2.3: Eigenschaften der verwendeten konischen Glaskapillare

In Abbildung 2.17 ist eine für die Experimente verwendete konische Kapillare dargestellt. Diese ist durch die in Tabelle 2.3 angegebenen Eigenschaften gekennzeichnet.

Der Produktionsprozess lässt keine Rückschlüsse auf den genauen Verlauf des Innendurchmessers der Kapillare zu. Dies muss bei den Experimenten berücksichtigt werden, da Kapillaren mit gleichen äußeren Parametern nicht die gleichen Transmissionseigenschaften aufweisen. Es müssen alle Untersuchungen, die miteinander in Beziehung gebracht werden, mit der gleichen Kapillare durchgeführt werden.

2.5 Beschreibung der Eigenschaften des übertragenen Ionenstrahls

In diesem Abschnitt wird die Berechnung der Eigenschaften des übertragenen Ionenstrahls erläutert. Die untersuchten Eigenschaften sind:

- die Breite des Transmissionsprofils $\Gamma_{\phi,\theta}$,
- die Richtung des ausfallenden Ionenstrahls $\mu_{\phi,\theta}$,
- der Anteil der Umladungen n_{ce}
- sowie die zeitliche Entwicklung dieser Größen.

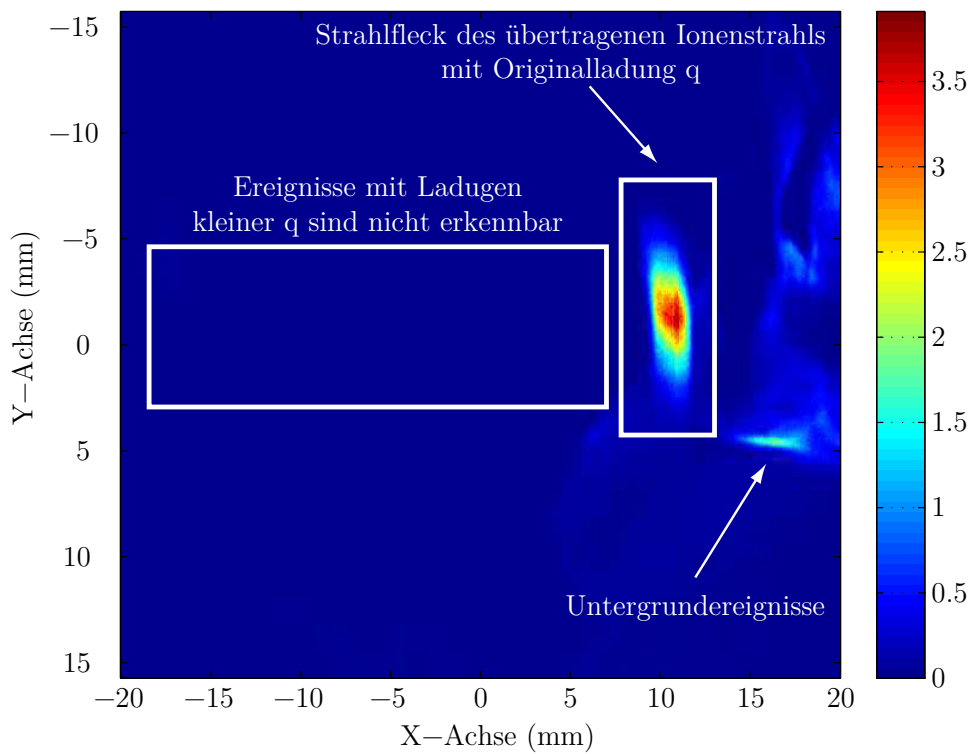


Abbildung 2.18: Darstellung der vom ortsauflösenden Detektor registrierten Ereignisse in Abhängigkeit von der Position in x- und y-Richtung für die Transmission eines Ar^{12+} Ionenstrahls mit einer Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 600 \text{ eV}$. Da auf der MCP nicht nur der übertragene Ionenstrahl, sondern auch ein großer Anteil an Untergrundereignissen detektiert wurde, ist der Strahlfleck gekennzeichnet.

Nach der Transmission durch das Kapillartarget wird der ausfallende Ionenstrahl, wie in 2.3.1 beschrieben, über eine MCP verstärkt und mit einer resistiven Anode detektiert. In Abbildung 2.18 ist das von dem Detektor aufgenommene Bild einer Einzelmessung dargestellt. Dabei wird auf der x- und y-Achse die Position auf dem Detektor in mm angegeben. Die Farbachse zeigt die Anzahl der Ereignisse, die im gemessenen Zeitintervall Δt im jeweiligen Kanal registriert wurden. Die Kanalbreite kann in x- und y-Richtung größer 100 μm variiert werden.

2.5.1 Breite und Richtung des übertragenen Ionenstrahls

In Abbildung 2.18 ist zu erkennen, dass neben dem übertragenen Ionenstrahlen noch ein nicht homogener Untergrund detektiert wird. An die Verteilung der in Abhängigkeit der x- und y-Position detektierten Ereigniszahl im Strahlfleck wird eine Funktion

$$g'(x, y) = G_0 + g_0 \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{x - \mu_x}{\sqrt{2}\sigma_x} \right)^2 - \left(\frac{y - \mu_y}{\sqrt{2}\sigma_y} \right)^2 \right\} \quad (2.9)$$

angepasst. Dabei stellt G_0 den Untergrund der Messung dar, der für die nachfolgende Auswertung vernachlässigt wird. Gleichung (2.9) vereinfacht sich somit zu:

$$g(x, y) = g_0 \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{x - \mu_x}{\sqrt{2}\sigma_x} \right)^2 - \left(\frac{y - \mu_y}{\sqrt{2}\sigma_y} \right)^2 \right\} \quad (2.10)$$

Die Erwartungswerte $\mu_{x,y}$ stellen also die Position des übertragenen Ionenstrahls in x- und y-Richtung und die Standardabweichung $\sigma_{x,y}$ einen Wert für die Breite des Ionenstrahls in x- und y-Richtung dar. In Abbildung 2.19 ist die Anpassung der zweidimensionalen Gaußfunktion an die Messwerte für eine Messung exemplarisch dargestellt.

Die Halbwertsbreite des Transmissionsprofils in x- und y-Richtung berechnet sich zu:

$$FWHM_{x,y} = \Gamma_{x,y} = 2\sqrt{2 \ln 2} \cdot \sigma_{x,y} \quad (2.11)$$

Unter der Voraussetzung, dass die Größe der Eingangsblende klein gegen die Größe des auf der MCP gemessenen Ionenstrahls ist, können die Aufweitung $\sigma_{\theta,\phi}$ und die Richtung $\mu_{\theta,\phi}$ des ausfallenden Ionenstrahls berechnet werden:

$$\sigma_{\theta,\phi} = \tan^{-1} \left(\frac{\sigma_{x,y}}{l} \right) \quad (2.12)$$

$$\mu_{\theta,\phi} = \tan^{-1} \left(\frac{\mu_{x,y}}{l} \right) \quad (2.13)$$

$$(2.14)$$

Dabei beschreibt l den Abstand zwischen Target (Folie, Ausgang Glaskapillare) und MCP. Für die Halbwertsbreite $\Gamma_{\theta,\phi}$ des ausfallenden Ionenstrahls folgt dann:

$$FWHM_{\theta,\phi} = \Gamma_{\theta,\phi} = 2\sqrt{2 \ln 2} \cdot \sigma_{\theta,\phi} \approx 2,35\sigma_{\theta,\phi}. \quad (2.15)$$

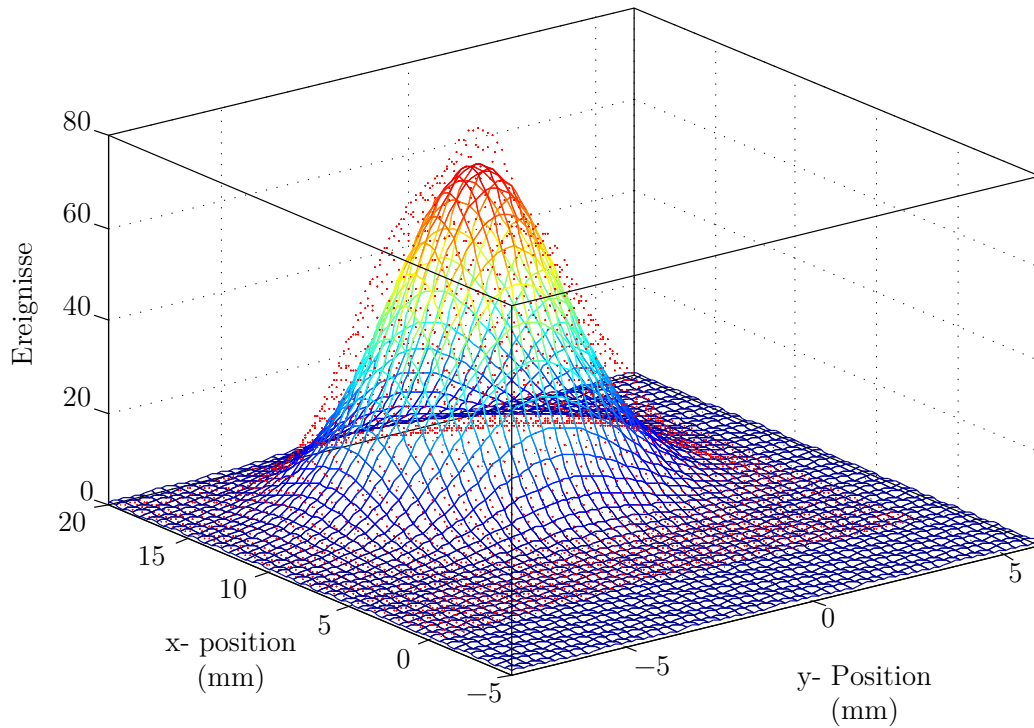


Abbildung 2.19: Beispielhafte Darstellung der Transmission von Ar^{14+} -Ionen bei einem Anstellwinkel von $\Psi = 1,44^\circ$ zwischen Kapillarachse und Richtung des einfallenden Ionenstrahls und einer Energie von $E_p = q \cdot 630 \text{ eV}$. Die Messwerte sind als rote Punkte dargestellt. Das farbige Netz stellt die an die Messwerte angepasste Funktion nach Gleichung (2.9) dar.

Im Folgenden gilt, dass die y - bzw. die ϕ - Richtung die Richtung ist, in welcher der einfallende Ionenstrahl abgelenkt wird. Die x - bzw. die θ - Richtung steht senkrecht zu dieser Ebene. In diese Richtung wird der ausfallende Strahl zur Ladungstrennung mittels des Plattenkondensators abgelenkt.

2.5.2 Gesamttransmission

In Abbildung 2.18 werden die detektierten Ereignisse in Abhängigkeit vom Ort dargestellt. Man erkennt, dass neben dem übertragenen Ionenstrahl eine Anzahl von Untergrundereignissen detektiert wurden. Zur Bestimmung der Gesamttransmission G ist eine einfache Summierung der Ereignisse im als Strahlfleck gekennzeichneten Intervall nicht möglich. Zur Bestimmung der Gesamttransmission G für die Einzelmessungen wird Gleichung (2.10) über die x - und y -Richtung integriert:

$$\begin{aligned}
 G &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g'(x, y) dx dy \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_0 \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{x - \mu_x}{\sqrt{2}\sigma_x} \right)^2 - \left(\frac{y - \mu_y}{\sqrt{2}\sigma_y} \right)^2 \right\} dx dy
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

Durch Multiplikation mit

$$\frac{2\pi\sigma_x\sigma_y}{2\pi\sigma_x\sigma_y} = 1 \quad (2.17)$$

folgt:

$$\begin{aligned} G &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_0 \cdot \frac{2\pi\sigma_x\sigma_y}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{x - \mu_x}{\sqrt{2}\sigma_x} \right)^2 \right\} \\ &\quad \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{x - \mu_y}{\sqrt{2}\sigma_y} \right)^2 \right\} dx dy \\ &= g_0 \cdot 2\pi\sigma_x\sigma_y \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{x - \mu_x}{\sqrt{2}\sigma_x} \right)^2 \right\} dx \\ &\quad \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_y} \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{x - \mu_y}{\sqrt{2}\sigma_y} \right)^2 \right\} dy \\ &= g_0 \cdot 2\pi\sigma_x\sigma_y \int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx \int_{-\infty}^{\infty} f(y) dy \end{aligned} \quad (2.18)$$

Dabei gilt für die Gaußfunktion $f(x)$

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{x - \mu}{\sqrt{2}\sigma} \right)^2 \right\}, \quad (2.19)$$

die Normierung

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx = 1. \quad (2.20)$$

Die Gesamttransmission G einer Einzelmessung berechnet sich somit aus den Parametern, der an die Messwerte angepassten Funktion (2.9)

$$G = g_0 \cdot 2\pi \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y. \quad (2.21)$$

2.5.3 Ladungsaustausch des übertragenen Ionenstrahls

Der Anteil der umgeladenen Ionen n_{ce} an der Gesamtzahl übertragener Ionen berechnet sich zu:

$$n_{ce} = \frac{\sum_{i=0}^{q-1} N_i}{\sum_{i=1}^q N_i} = \frac{N_{ce}}{N_{ce} + N_q} \quad (2.22)$$

Dabei stellt N_i die Anzahl der detektierten Teilchen mit dem Ladungszustand i dar. Im Idealfall wird N_i für alle übertragenen Ladungszustände durch Anpassung und Integration der Funktion (2.9) aller Strahlflecken bestimmt.

Wie in Abbildung 2.18 schon gezeigt wurde, ist die Anzahl der Umladungen jedoch so gering, dass diese nicht detektiert werden. Der Umladungsanteil wird alternativ wie folgt bestimmt:

1. An die Ereignisse des übertragenen Ionenstrahls mit der Originalladung q wird die Funktion (2.9) angepasst.
2. Der somit bestimmte Untergrund der Messung G_0 wird von der Transmissionsmatrix abgezogen.
3. Die Anzahl der detektierten Ereignisse wird auf der Breite des Transmissionsprofils in y -Richtung summiert. Damit erhält man die Anzahl der übertragenen Teilchen in Abhängigkeit von der Position in x -Richtung. Dies ist die Ablenkrichtung des Plattenkondensators und stellt somit die Richtung der einzelnen Ladungszustände dar.
4. Es wird in x -Richtung je ein Intervall für die Ereignisse ohne Umladung und die Ereignisse mit Umladung festgelegt. Die Bereiche sind in Abbildung 2.20 gekennzeichnet.
5. Durch Summation der Ereignisse in diesen Intervallen erhält man N_{ce} und N_q .

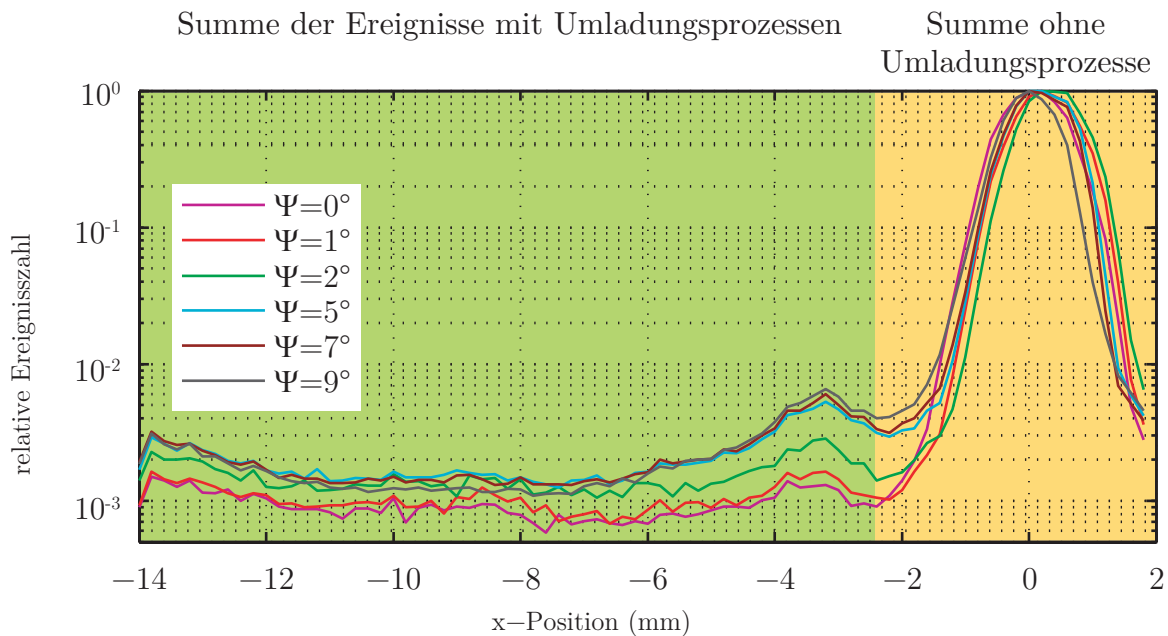


Abbildung 2.20: Messung der Transmission von Fe^{16+} Ionen durch eine Al_2O_3 -Kapillarfolie. Die kinetische Energie der einfallenden Ionen beträgt 4,8 keV. Die Spannung am Ablenk-kondensator beträgt 200 V. Die zusammenzufassenden Bereiche für die Berechnung der prozentualen Umladungsprozesse sind farblich abgegrenzt.

2.5.4 Zeitliche Entwicklung der charakteristischen Größen

Wie in Abschnitt 1.2 beschrieben, erzeugt ein Teil der in die Kapillaren einfallenden Ionen lokale Ladungsfelder auf der Kapillaroberfläche. Die Ablenkung weiterer Ionen erfolgt dann durch diese Ladungsfelder.

Zur Messung der Transmissionsdynamik wird eine Probe kontinuierlich mit einem konstanten Primärionenstrom I_{in} bestrahlt. Der übertragene Ionenstrahl wird in Intervallen von $t_{\text{mess}} = 30 \text{ s}$ detektiert und an die zeitliche Entwicklung der Messdaten eine exponentielle Funktion der Form

$$x(t) = x_{\text{end}} + (x_{\text{start}} - x_{\text{end}}) \cdot \exp\left\{-\frac{t}{\tau_x}\right\} \quad (2.23)$$

angepasst. Dabei stellen $x(t)$ den zeitlichen Verlauf, x_{anf} den Wert zu Beginn und x_{end} den Wert der zu untersuchenden Größe im Gleichgewicht dar. Im Gleichgewichtszustand ist die Menge der in die Kapillarwand eingetragenen Ladung gleich der Menge des Ladungsverlustes durch den endlichen Widerstand der Kapillaren. τ_x gibt die charakteristische Aufladungszeit bis zum Erreichen des Gleichgewichtszustandes an. Die Anpassung ist in Abbildung 2.21 exemplarisch für das Transmissionsvermögen dargestellt.

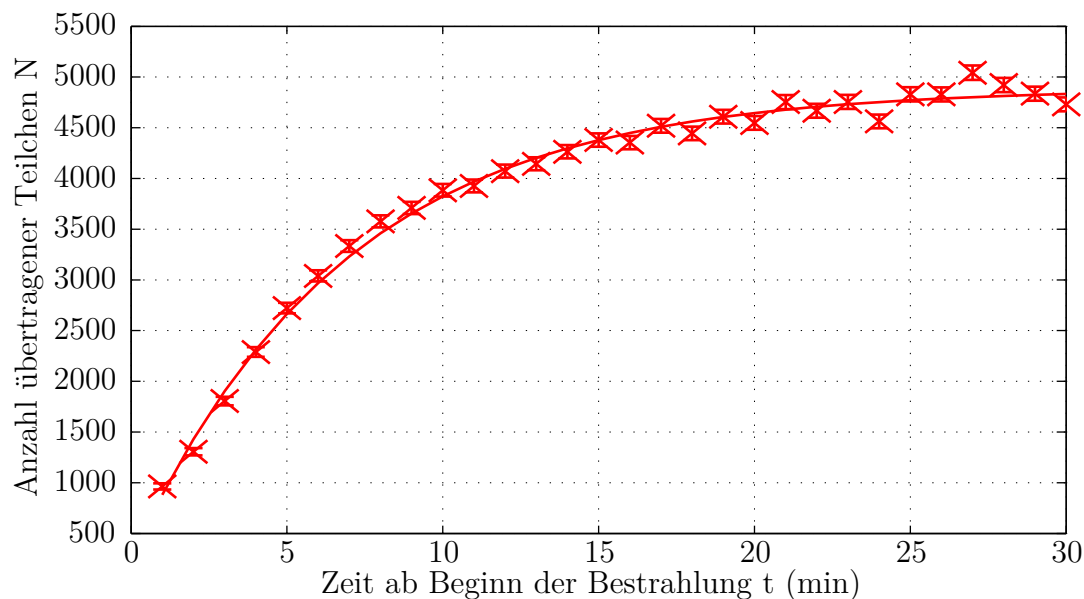


Abbildung 2.21: Darstellung der zeitlichen Entwicklung der Intensität des übertragenen Ionenstrahls. Die Linie stellt die an die Messwerte (Kreuze) angepasste Funktion nach Gleichung (2.23) dar.

Kapitel 3

Transmission durch Nanokapillarfolien

In diesem Kapitel werden eigene experimentelle Ergebnisse zur Transmission von Ionen durch Nanokapillarfolien vorgestellt und mit den in Kapitel 1 erläuterten Modellen verglichen. In Abschnitt 3.1 wird die Transmission von Ar^{14+} Ionen mit einer Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 1630 \text{ eV}$ in Abhängigkeit von der Bestrahlungszeit und somit in Abhängigkeit von der in die Kapillaren eingetragenen Ladung untersucht. Die zeitliche Entwicklung von Richtung und Breite des ausfallenden Ionenstrahls, der Umladungen und der Anzahl der ausfallenden Teilchen wird miteinander verglichen und im Zusammenhang mit den Transmissionsmodell diskutiert.

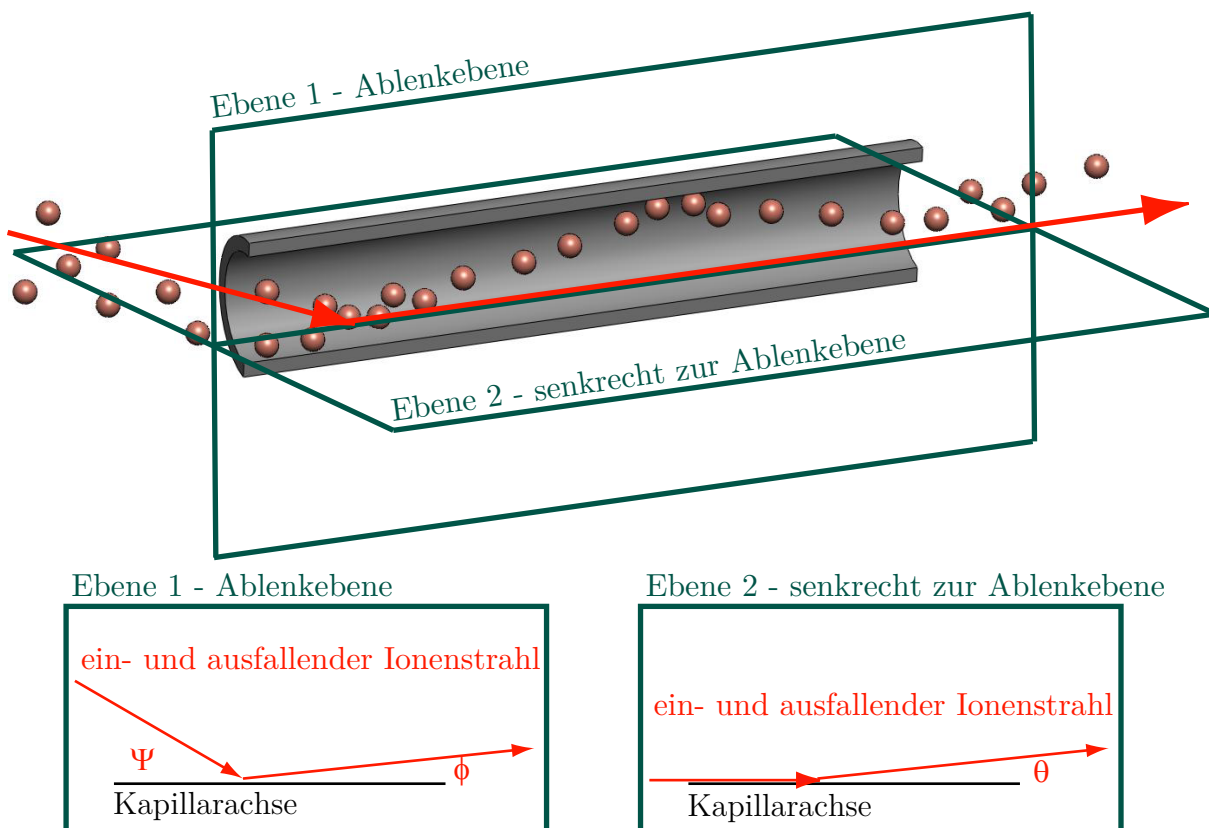


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Ablenkung eines in eine Nanokapillare einfallenden Ionenstrahls

In den Messungen wird in die Breite $\Gamma_{\phi,\theta}$ und die Richtung $\mu_{\phi,\theta}$ in der Ablenkebene und senkrecht zur Ablenkebene unterschieden. Die Ablenkebene ist durch die Ebene definiert, in welcher der einfallende Ionenstrahl um den Ablenkwinkel Ψ zur Richtung der Kapillarachsen geneigt ist. Diese Situation ist in Abbildung 3.1 illustriert.

Nachdem die zeitliche Entwicklung des übertragenen Ionenstrahls charakterisiert wurde, wird in Abschnitt 3.2 die Abhängigkeit der Dynamik, der Richtung des ausfallenden Ionenstrahls, die Gesamttransmission und die Umladungswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Anstellwinkel Ψ betrachtet. Dabei wird für jede Größe ein charakteristischer Parameter angegeben, der die Winkelabhängigkeit beschreibt. In Abschnitt 3.2.2 werden der statistische und der thermodynamische Ansatz an die winkelabhängige Transmissionswahrscheinlichkeit angepasst. Die Fehler der Anpassung an beide Ansätze werden miteinander verglichen und das Ergebnis diskutiert.

In Abschnitt 3.3 wird der die Winkelabhängigkeit beschreibende Parameter, in Abhängigkeit von der kinetischen Energie $E_{\text{kin.}}$ und des Ladungszustandes q des einfallenden Ionenstrahls untersucht. Die Untersuchung der Energieabhängigkeit erfolgt für Energien des einfallenden Ionenstrahls zwischen $E_{\text{kin.}} = q \cdot 500 \text{ eV}$ und $E_{\text{kin.}} = q \cdot 5600 \text{ eV}$. Dies stellt eine Erweiterung des bisher aus der Literatur bekannten Messbereiches ($E_{\text{kin.}} = q \cdot 140 \text{ eV}$ bis $E_{\text{kin.}} = q \cdot 1600 \text{ eV}$) dar.

Die Messung der Breite des Transmissionsprofils zeigt im untersuchten Energiebereich keine einheitliche Abhängigkeit vom Anstellwinkel. Daher ist es nicht möglich die Winkelabhängigkeit zu parametrisieren. Die Ergebnisse der Messung zur Strahldivergenz und der Einfluss auf die Entwicklung des Transmissionsmodells ist in Abschnitt 3.4 separat dargestellt.

Am Ende des Kapitels wird die Verwendung der Kapillarfolien für Ionenlinsen diskutiert. Dabei werden die Transmissionseigenschaften von Kapillarfolien aus PET und Al_2O_3 gegenübergestellt. Eine Messung an einer Ionenlinse mit einer PET-Folie wurde durchgeführt und die erhaltenen Ergebnisse werden analysiert.

3.1 Dynamik des Transmissionsprozesses

In Abschnitt 1.2 ist das Modell beschrieben, welches in den ersten Veröffentlichungen zum Guiding-Prozess den Effekt der geführten Transmission erläutert. Die darin angenommene Aufteilung der Kapillare in einen Streu- und Führungsbereich konnte von den in Abschnitt 1.3 vorgestellten Simulationsrechnungen nicht bestätigt werden. In diesem Abschnitt wird die Ausbildung der Ladungsfelder anhand der zeitlichen Entwicklung der Gesamttransmission, der Richtung und der Divergenz des übertragenen Ionenstrahls sowie der Umladungsprozesse untersucht. Sind die zu bestimmenden zeitlichen Abhängigkeiten dabei für die untersuchten Größen miteinander vergleichbar, spricht dies für eine gemeinsame Ursache für alle Prozesse. Werden signifikante Unterschiede gemessen, müssen der Ablenkung und der Aufweitung des Ionenstrahls unterschiedliche Ursachen zugrunde liegen.

Zu Beginn individueller Bestrahlungsexperimente wird der einfallende Ionenstrahl auf die im Experiment verwendete kinetische Energie eingestellt. Mittels einer ionen-

optischen Linse in der Targetkammer wurde der Ionenstrahl auf die Eingangsblende des Experimenthalters fokussiert. Im Folienhalter befand sich dabei zunächst kein Target. Der einfallende Ionenstrahl wurde direkt auf der MCP detektiert und die Divergenz des einfallenden Strahls bestimmt. Um für die nachfolgenden Experimente den Einfluss der Divergenz des einfallenden Ionenstrahls auf die Transmissionsmessungen zu minimieren, wurden die Potentiale der Linse so gewählt, dass die Halbwertsbreite des Transmissionsprofils für alle kinetischen Energien ca. $\Gamma_{\text{in}} = 0,80^\circ$ betrug.

3.1.1 Zeitliche Entwicklung der Gesamttransmission

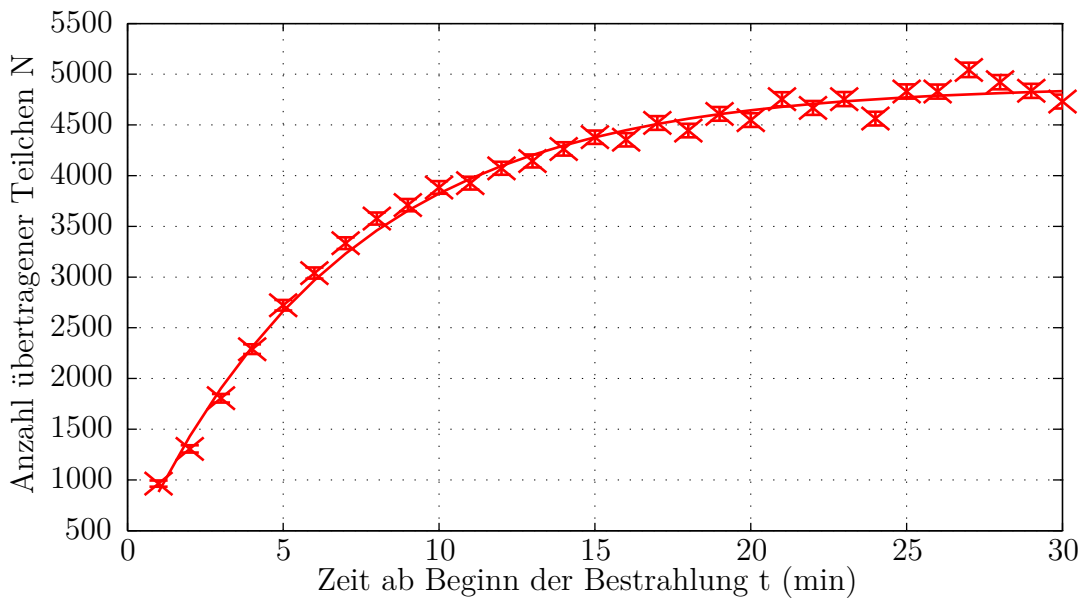


Abbildung 3.2: Darstellung der zeitlichen Entwicklung der Intensität des übertragenen Ionenstrahls von Ar^{14+} Ionen mit einer Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 1630 \text{ eV}$ und einem Anstellwinkel $\Psi = -1,25^\circ$ zwischen der Richtung des einfallenden Ionenstrahls und der Kapillarachse. Die Linie stellt die an die Messwerte (Kreuze) angepasste Funktion nach Gleichung (3.1) dar.

In Abbildung 3.2 ist die zeitliche Entwicklung der Anzahl ausfallender Ar^{14+} Ionen dargestellt. An die Messwerte wird die auf Gleichung (2.23) basierende Funktion

$$N(t) = N_{\text{end}} + (N_{\text{start}} - N_{\text{end}}) \cdot \exp\left\{-\frac{t}{\tau_N}\right\} \quad (3.1)$$

angepasst. Die Parameter der angepassten Funktion nach Gleichung (3.1) betragen für die Transmission von Ar^{14+} mit einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 1630 \text{ eV}$ bei einem Anstellwinkel von $\Psi = -1,25^\circ$ zwischen Richtung des einfallenden Ionenstrahls und Kapillarachse:

$$N_{\text{start}} = 245 \pm 38, \quad N_{\text{end}} = 4889 \pm 26, \quad \tau_N = (6,79 \pm 0,15) \text{ s.}$$

Die Messung der Transmission und die Anpassung an Gleichung (3.1) wurde für verschiedene Anstellwinkel Ψ durchgeführt. In Abbildung 3.3 sind die erhaltenen Parameter N_{start} , N_{end} und τ_N in Abhängigkeit vom Anstellwinkel Ψ für die von Transmission von Ar^{14+} Ionen mit einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 1630 \text{ eV}$ dargestellt.

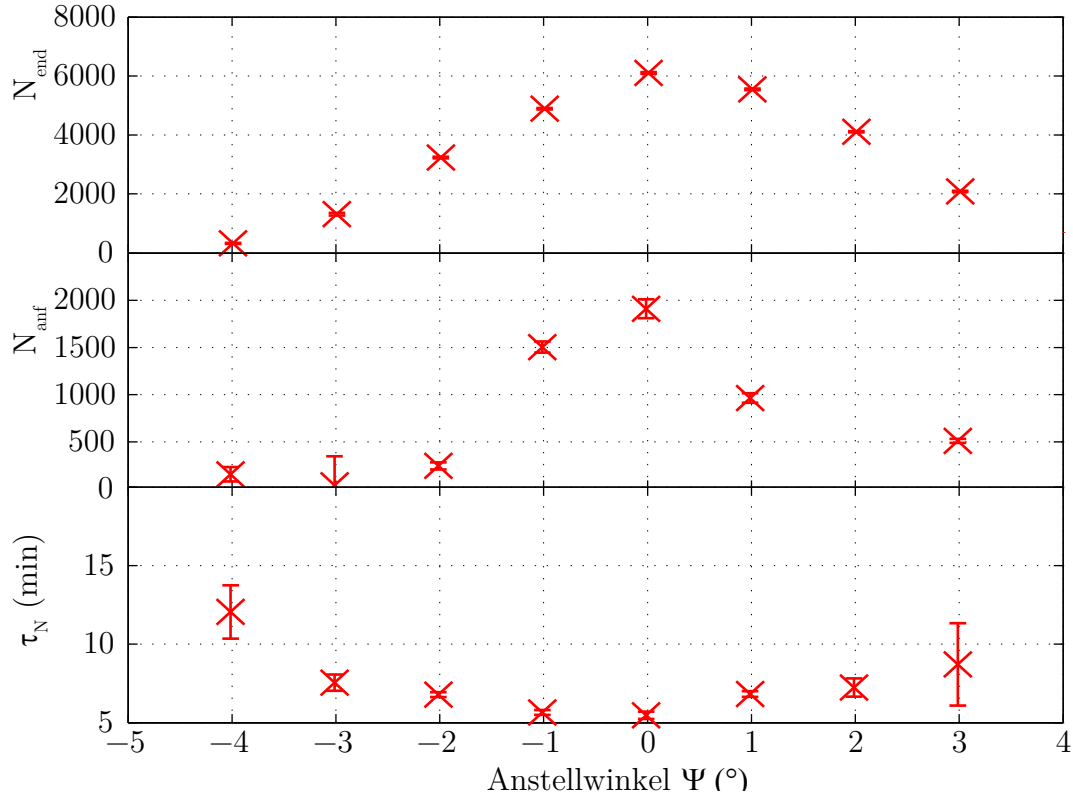


Abbildung 3.3: Darstellung der Parameter N_{start} , N_{end} und τ_N aus Gleichung (3.1) in Abhängigkeit vom Anstellwinkel Ψ für die Transmission von Ar^{14+} mit einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 1630 \text{ eV}$

Der Parameter N_{end} gibt die Anzahl der übertragenen Ionen im Gleichgewicht an. Nach Gleichungen (1.31) und (1.32) lassen sich die Guiding-Winkel $\Psi_{\text{C,B}}$ bzw. $\Psi_{\text{C,L}}$ des thermodynamischen und des statistischen Ansatzes aus der Abhängigkeit der Anzahl der übertragenen Ionen im Gleichgewicht N_{end} vom Anstellwinkel Ψ berechnen. Dies erfolgt in Abschnitt 3.2.2.

Die Abhängigkeit $N_{\text{anf}}(\Psi)$ in Abbildung 3.3 zeigt, dass für kleine Anstellwinkel die Transmission zu Beginn der Messung ungleich 0 ist. Dies resultiert aus der Verteilung der Richtung der Kapillarachsen mit einer Halbwertsbreite von $\Gamma_{\text{Verteilung}} = 0,27^\circ$ und der Öffnung der Kapillaren mit einem Aspektwinkel von $\Gamma_{\text{Aspekt}} = 0,68^\circ$. Somit können Ionen bis zu einem Anstellwinkel von ca. $\Psi = 1,00^\circ$ die Kapillare passieren, ohne mit der Kapillarwand zu wechselwirken. Für Anstellwinkel von $\Psi > 1,00^\circ$ ist die Anzahl übertragener Ionen zu Beginn der Messung nahe Null.

Für höhere Anstellwinkel steigt auch die charakteristische Zeit τ_N . Da der in die Kapillare eingetragene Ionenstrom während der Bestrahlung konstant ist, bestätigt sich, dass für höhere Anstellwinkel höhere Ladungsfelder innerhalb der Kapillare nötig sind, um den Ionenstrahl abzulenken.

3.1.2 Profilbreite und Richtung des ausfallenden Ionenstrahls

Zusätzlich zur Anzahl der übertragenen Ionen lässt sich der übertragene Ionenstrahl durch die Ausfallrichtung und die Breite des Transmissionsprofils charakterisieren. Dabei wird die Breite $\Gamma_{\phi,\theta}$ und Richtung $\mu_{\phi,\theta}$ in der Ablenkebene und senkrecht zur Ablenkebene bestimmt. Im Folgenden ist die Zeitabhängigkeit der einzelnen Größen wiederum exemplarisch für die Transmission von Ar^{14+} Ionen dargestellt.

Messung des ausfallenden Ionenstrahls senkrecht zur Ablenkebene

Zunächst betrachten wir die Breite Γ_{θ} und die Richtung μ_{θ} des ausfallenden Ionenstrahls senkrecht zur Ablenkebene. Zur Messung der Breite des übertragenen Strahls senkrecht zur Ablenkebene muss der Kollimator entfernt werden. Somit ist keine exakte Ladungstrennung möglich.

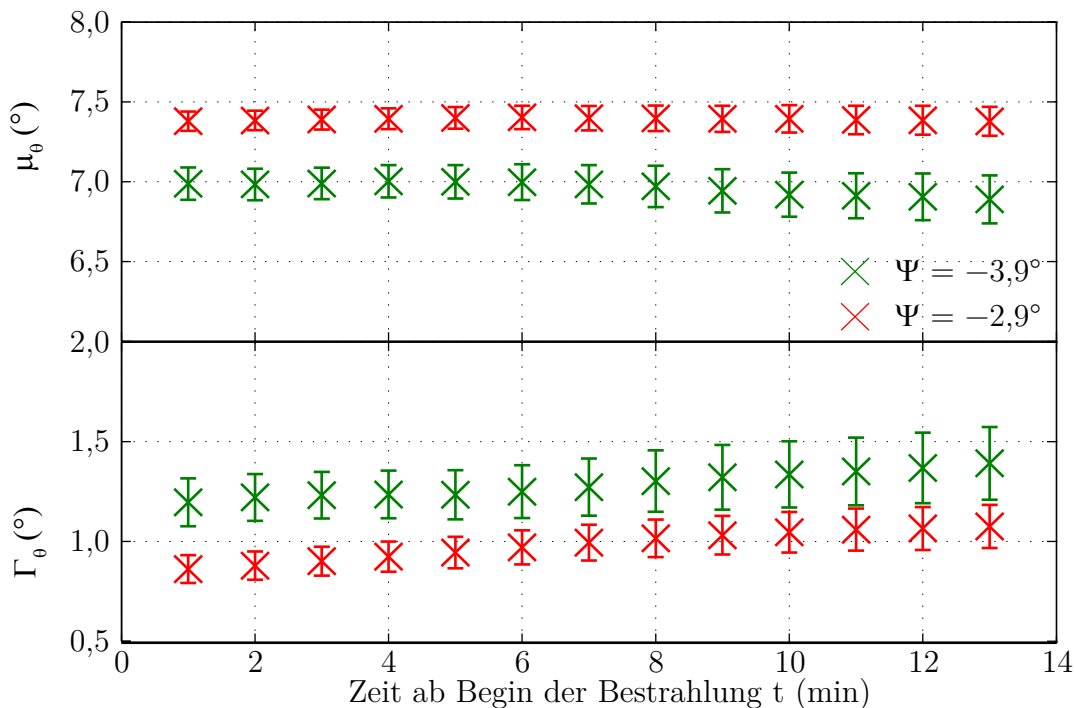


Abbildung 3.4: Darstellung der zeitlichen Entwicklung der Richtung (oberes Diagramm) und der Breite (unteres Diagramm) des übertragenen Ionenstrahls in Abhängigkeit von der Bestrahlzeit senkrecht zur Ablenkebene

Im oberen Teil der Abbildung 3.4 ist die zeitliche Entwicklung von μ_{θ} dargestellt. Der einfallende Ar^{14+} Ionenstrahl hat eine Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 1130 \text{ eV}$ und der Anstellwinkel beträgt $\Psi = -3,9^{\circ}$ (grün) bzw. $\Psi = -2,9^{\circ}$ (rot). Die Ablenkung des ausfallenden Ionenstrahls um $\mu_{\theta} = 7,4^{\circ}$ für die Transmission eines Ionenstrahls unter einem Anstellwinkel von $|\Psi| = 2,9^{\circ}$ und um $\mu_{\theta} = 7,0^{\circ}$ für die Transmission eines Ionenstrahls unter einem Anstellwinkel von $|\Psi| = 3,9^{\circ}$ erfolgt durch den Plattenkondensator zur Ladungstrennung. Die geringere Ablenkung des übertragenen Ionenstrahls mit

dem Anstellwinkel $|\Psi| = 3,9^\circ$ zeigt eine Verschiebung des Ladungsschwerpunkts des übertragenen Ionenstrahls zu niedrigeren Ionenladungen.

Die Breite des ausfallenden Ionenstrahls Γ_θ senkrecht zur Ablenkebene steigt für beide Kurven mit steigender Bestrahlungsdauer um $0,3^\circ$ an. Dies kann mit der Verteilung der Kapillarrichtung um eine Schwerpunktrichtung mit der Halbwertsbreite von $\Gamma_{\text{Verteilung}} = 0,27^\circ$ erklärt werden. Mit steigender Bestrahlungszeit wachsen die Ladungsfelder innerhalb der Kapillare. Es werden mehr Ionen durch Kapillaren übertragen, die nicht in der Hauptrichtung liegen. Dies führt zu einer Verbreiterung des ausfallenden Ionenstrahls.

Messung des ausfallenden Ionenstrahls in der Ablenkebene

In Abbildung 3.5 ist die zeitliche Entwicklung der Richtung μ_ϕ des ausfallenden Ionenstrahls in der Ablenkebene dargestellt. Analog zu den Messungen senkrecht zur Ablenkebene ist eine Abhängigkeit von der Bestrahlzeit und damit von der in den Kapillaren deponierten Ladung zu erkennen. Mit steigender Ladung auf den Kapillarwänden wird der Ionenstrahl in Richtung der Kapillarachsen abgelenkt.

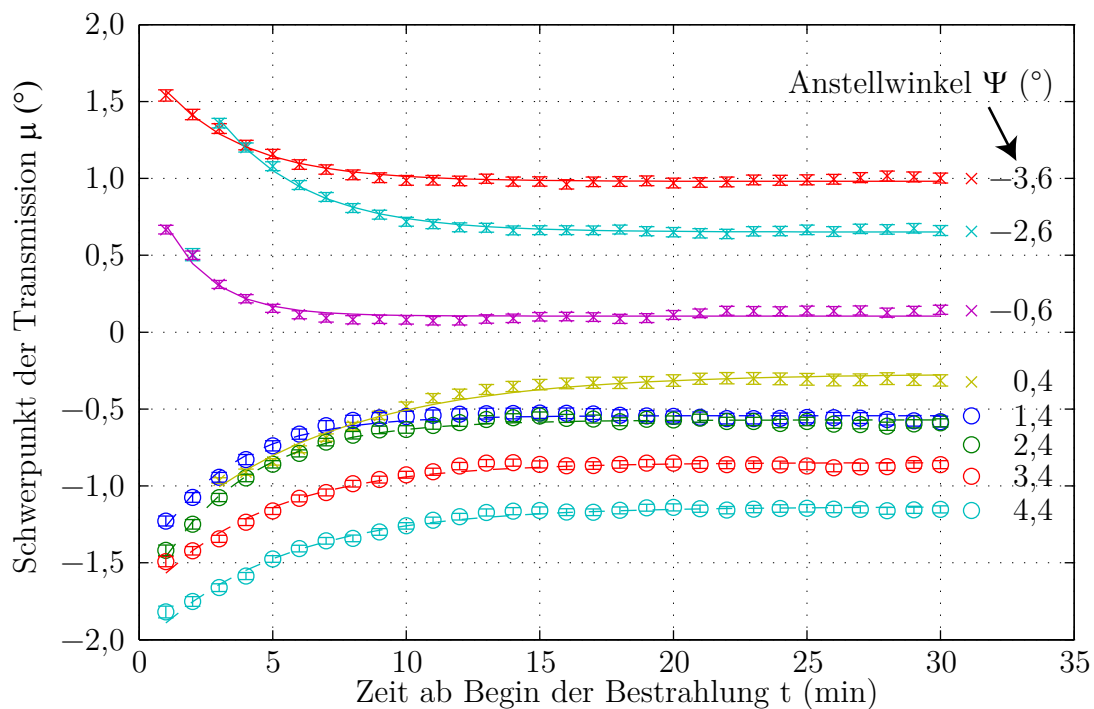


Abbildung 3.5: Darstellung der zeitlichen Entwicklung des Schwerpunktes des übertragenen Ionenstrahls in Ablenkrichtung für unterschiedliche Anstellwinkel Ψ . Die Linien stellen die an die Messwerte (Symbole) angepassten Funktionen nach Gleichung (2.23) dar.

Im oberen Teil der Abbildung 3.6 ist die Richtung des ausfallenden Ionenstrahls in Abhängigkeit vom Anstellwinkel zu Beginn der Bestrahlung und im Gleichgewicht dargestellt. Im Verlauf der Bestrahlung verschiebt sich der ausfallende Ionenstrahl in

Richtung der Kapillarachsen. Der maximale Unterschied zwischen der Richtung des ausfallenden Ionenstrahls zu Beginn der Transmission und im Gleichgewicht beträgt $1,50^\circ$. Dies resultiert analog zum Verhalten von $N_{\text{anf}}(\Psi)$ aus der Verteilung der Kapillarachsen, dem Öffnungswinkel der Kapillaren und der Divergenz des einfallenden Ionenstrahls. Die ersten übertragenen Ionen haben dabei Kapillaren passiert, deren Richtung der ursprünglichen Richtung der Ionen am nächsten kam. Mit steigender Bestrahlzeit werden die Ionen auch in den Kapillaren mit der Hauptrichtung der Kapillaren abgelenkt und der Schwerpunkt des übertragenen Ionenstrahls verschiebt sich in Richtung $\mu = 0^\circ$.

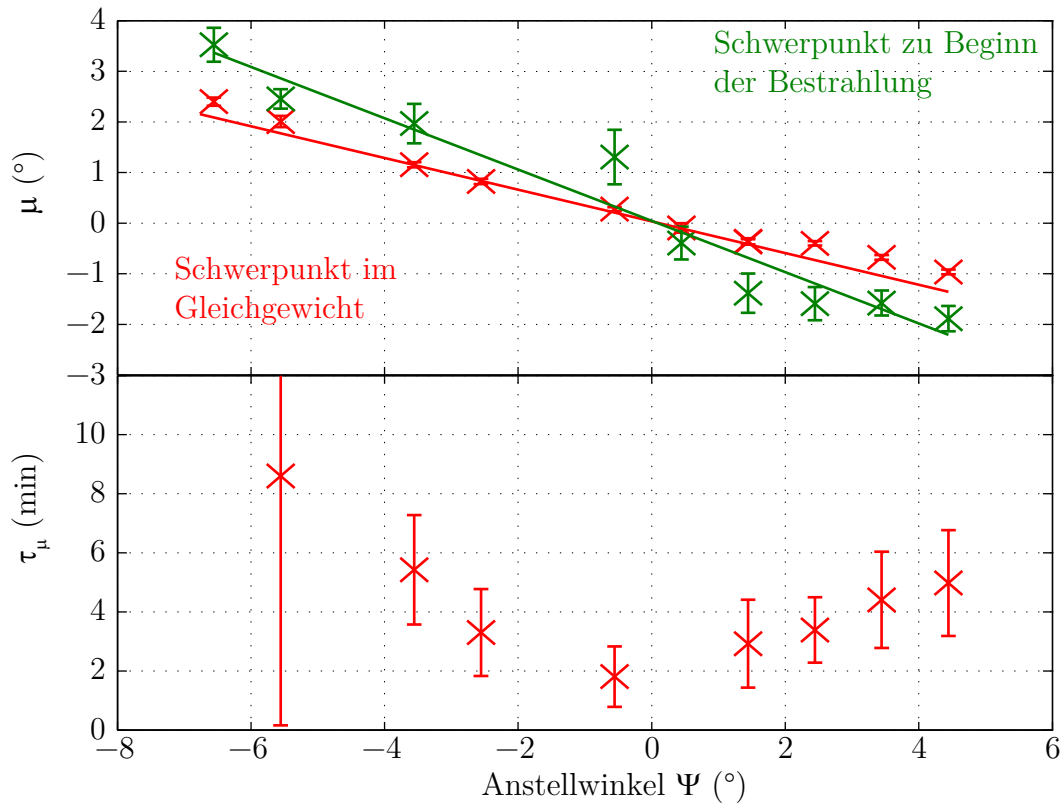


Abbildung 3.6: Parameter μ_{start} , μ_{end} und τ_μ in Abhängigkeit vom Anstellwinkel Ψ für die Transmission von Ar^{14+} mit einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 630 \text{ eV}$

Im unteren Teil der Abbildung ist die charakteristische Zeit τ_μ aus Gleichung (2.23) in Abhängigkeit vom Anstellwinkel dargestellt. Analog zur Abhängigkeit von $\tau_N(\Psi)$ zeigt sich auch hier, dass für höhere Anstellwinkel größere Ladungsfelder in den Kapillaren erforderlich sind, um den Ionenstrahl abzulenken. Der verwendete ortsauflösende Detektor ermöglicht keine absolute Messung der Anzahl übertragener Teilchen. Somit ist Quantifizierung der in die Kapillarwand eingetragenen Ladung nicht möglich.

In Abbildung 3.7 sind die Fit-Parameter der zeitlichen Entwicklung der Breite des Ionenstrahltransmissionsprofils dargestellt. Im oberen Teil der Abbildung ist die Abhängigkeit der Breite des Ionenstrahltransmissionsprofils zu Beginn der Bestrahlung und im Gleichgewicht in Abhängigkeit vom Anstellwinkel Ψ dargestellt. Die Halbwertsbreite

steigt mit steigender Ladung innerhalb der Kapillarachsen. Die charakteristische Zeitkonstante τ_T zur Beschreibung der Entwicklung der Breite des Transmissionsprofils ist in Abhängigkeit vom Anstellwinkel (Ψ) im unteren Teil der Abbildung 3.7 dargestellt. Analog zu den Werten τ_N und τ_μ wächst τ_T mit steigendem Anstellwinkel.

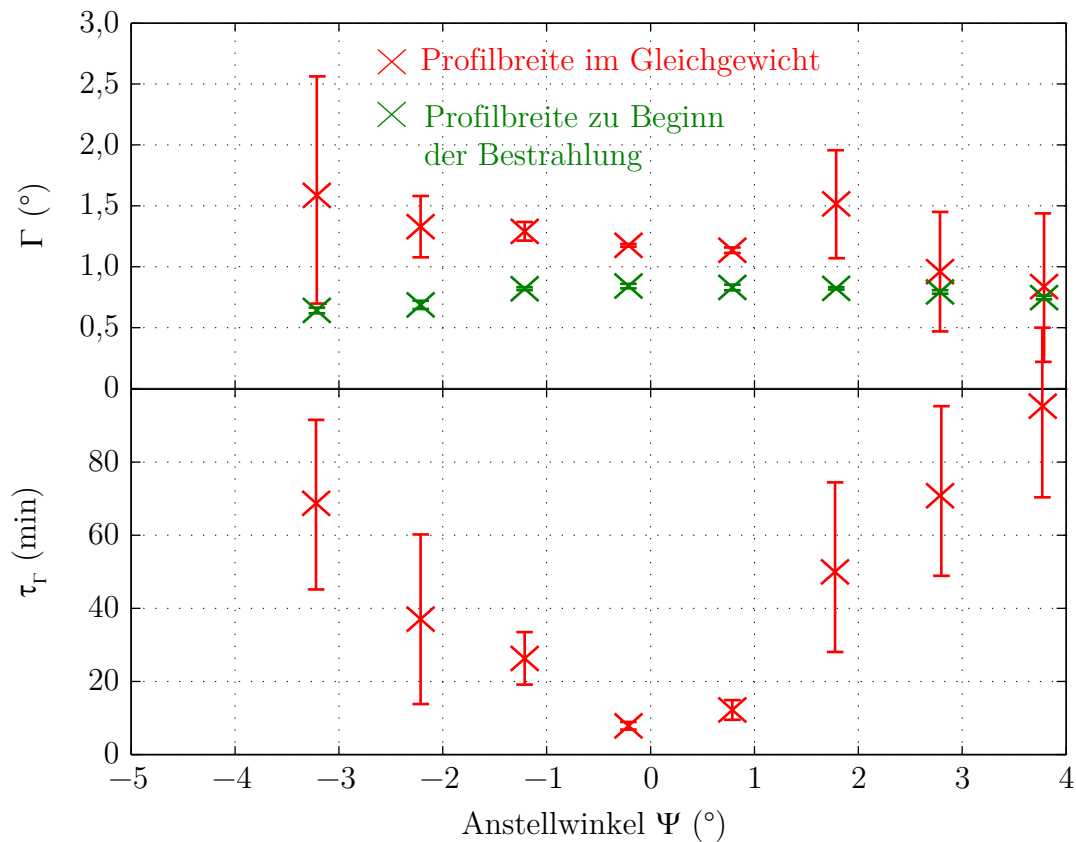


Abbildung 3.7: Darstellung der Fit-Parameter für die zeitliche Entwicklung der Breite des Transmissionsprofils für Ar^{14+} mit einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 2130 \text{ eV}$.

Eine Abhängigkeit der Breite des Transmissionsprofils im Gleichgewicht vom Anstellwinkel ist nicht klar erkennbar. In Abschnitt 3.4 wird die Abhängigkeit der Breite des Transmissionsprofils Γ vom Anstellwinkel Ψ weiter untersucht.

3.1.3 Zeitliche Entwicklung des Ladungsaustauschs beim Transmissionsprozess

Als weitere zeitabhängige Größe wird der Ladungsaustausch der transmittierten Ionen in den Nanokapillaren untersucht. Dabei wird der ausfallende Ionenstrahl senkrecht zur Ablenkebene mit einem Kollimator beschnitten und mit einem Plattenkondensator abgelenkt. Die unterschiedlichen Ladungszustände werden an unterschiedlichen Positionen des Plattenkondensators detektiert und der Anteil umgeladener Teilchen n_{ce} wie in Abschnitt 2.5.3 angegeben berechnet

Die Berechnung des Umladungsanteils n_{ce} wird für alle gemessenen Zeitintervalle durchgeführt. An die Ergebnisse $n_{ce}(t)$ wird dann die Funktion (2.23) angepasst. Die berechneten Parameter $n_{ce_{start}}$, $n_{ce_{end}}$ und τ_{ce} sind in Abbildung 3.8 in Abhängigkeit vom Anstellwinkel Ψ dargestellt.

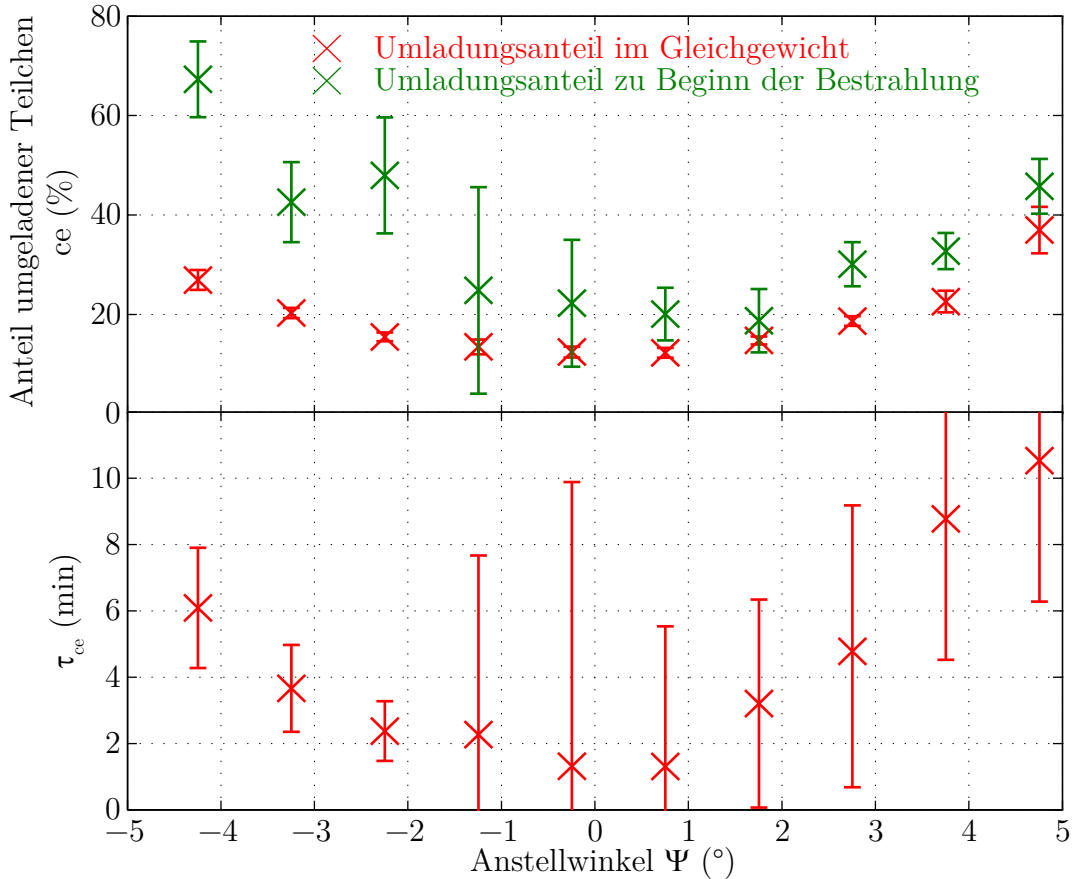


Abbildung 3.8: Parameter $n_{ce_{start}}$, $n_{ce_{end}}$ und τ_{ce} in Abhängigkeit vom Anstellwinkel Ψ für die Transmission von Ar^{14+} mit einer kinetischen Energie von $E_{kin.} = q \cdot 1630 \text{ eV}$

Bei großen Anstellwinkeln ist der Anteil umgeladener Teilchen zu Beginn der Transmission sehr hoch. Mit steigender Bestrahlungszeit und damit wachsenden Feldern auf den Kapillarwänden werden die Teilchen früher abgelenkt. Damit erreichen sie nicht mehr den kritischen Abstand d_c für den Ladungstransfer zwischen Ion und Festkörper und der Ladungsaustausch sinkt. Da die kinetische Energie des einfallenden Ionenstrahls senkrecht zur Kapillarwand für größere Anstellwinkel wächst, steigt auch die Annäherung zwischen Ion und Festkörper. Die damit verbundene Zunahme der Umladungsprozesse kann mit den Messdaten im oberen Teil der Abbildung 3.8 verifiziert werden. Im unteren Teil ist die charakteristische Zeitkonstante der Aufladung τ_{ce} dargestellt. Diese wächst analog zu den bisher dargestellten charakteristischen Zeitkonstanten mit steigendem Anstellwinkel.

3.1.4 Vergleich der Zeitkonstanten

Die in der vorliegenden Arbeit gewonnen Erkenntnisse gehen konform mit aktuellen Ergebnissen anderer Arbeitsgruppen. Messungen von Stolterfoht u.a. [82] und Krause u.a. [49] in Abhängigkeit von den in die Kapillare eingetragenen Ladungsmengen zeigen, dass zu Beginn der Transmission die Richtung des übertragenen Ionenstrahls nicht parallel zur Kapillarachse liegt, sondern in Richtung des einfallenden Ionenstrahls verschoben ist. Mit steigender in die Kapillare eingetragener Ladung verschiebt sich der Schwerpunkt des ausfallenden Ionenstrahls in Richtung der Kapillarachsen. Es wurde gezeigt, dass die Breite des Transmissionsprofils senkrecht zur Ablenkungsrichtung in Abhängigkeit von der eingetragenen Ladung wächst.

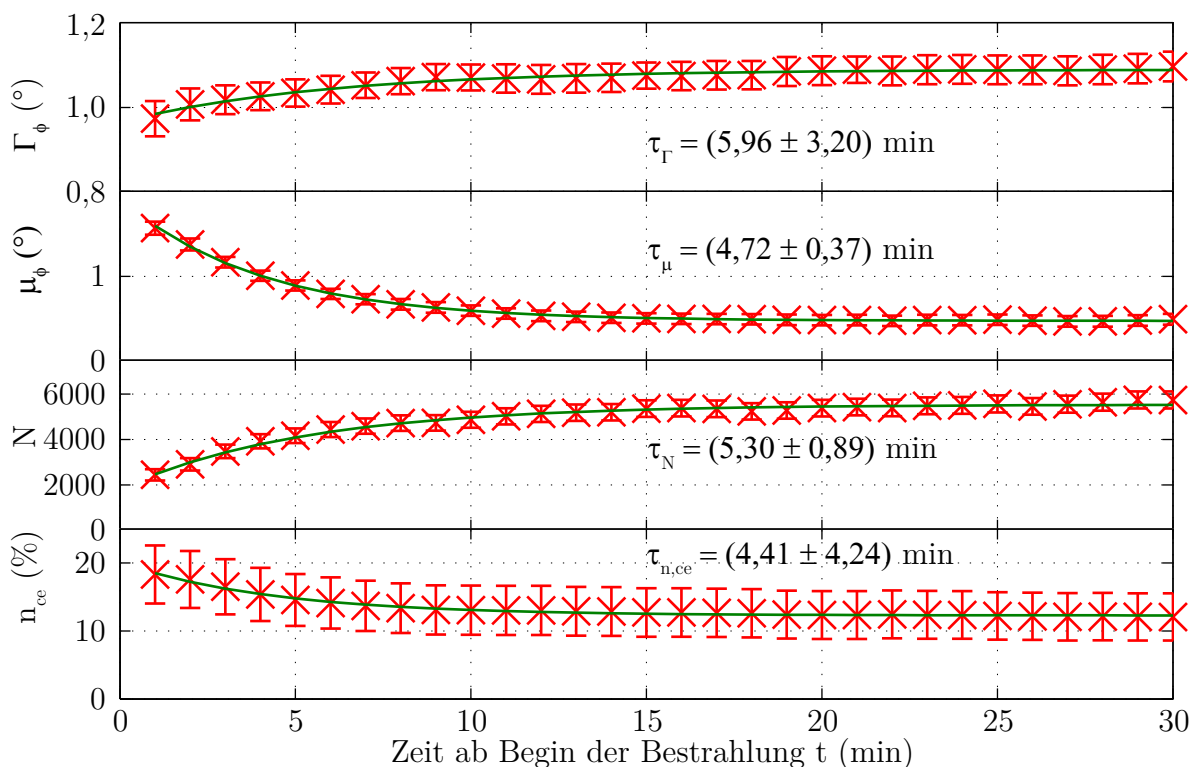


Abbildung 3.9: Vergleich der zeitlichen Entwicklung der angegebenen Größen für die Transmission von Ar^{14+} Ionen mit einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 1630 \text{ eV}$ unter einem Anstellwinkel $\Psi = 0,75^\circ$

Messungen von Stolterfoht u.a. mit hoher zeitlicher Auflösung zeigen, dass der Schwerpunkt des übertragenen Ionenstrahls in Abhängigkeit der eingetragenen Ladung zwischen drei Positionen wandert. Dabei kann das experimentell bestimmte Verhalten durch zwei unterschiedliche Ansätze beschrieben werden:

1. Die Position der drei Schwerpunkte bleibt konstant. Die Intensitäten der einzelnen Schwerpunkte wachsen bzw. sinken mit zunehmender akkumulierter Ladung im Eingangsbereich [84].

2. Die Position der drei Schwerpunkte verändert sich mit zunehmender akkumulierter Ladung im Eingangsbereich [83]

Obwohl die Menge der Ladung bis zum Erreichen des Gleichgewichts für unterschiedliche Anstellwinkel Ψ variiert, ist die Anzahl der Änderungen der Position des Transmissionschwerpunktes konstant [84]. Die Anzahl der Änderung der Position variiert allerdings mit dem Kapillardurchmesser [37, 77]. Die zeitliche Entwicklung der Position ist sowohl beim Aufladevorgang als auch bei der Entladung an eine zeitliche Entwicklung der Breite des Transmissionsprofils gekoppelt [14, 77].

Die Anzahl der Änderungen der Schwerpunktsposition des ausfallenden Ionenstrahls ist für alle Messungen sehr klein. Daraus lässt sich auf eine geringe Anzahl von veränderlichen Ladungsfeldern schließen, die für die Führung der Ionen durch die Kapillare verantwortlich sind.

Ergebnisse zu weiteren Messungen der zeitlichen Entwicklung der Umladungsprozesse konnten in der Literatur nicht gefunden werden. In den vorangegangenen Abschnitten wurden die charakteristischen Zeitkonstanten τ_N , τ_μ , τ_Γ und τ_{ce} bestimmt. Die im Laufe dieser Arbeit durchgeführten Messungen ermöglichen es erstmalig, die zeitliche Entwicklung aller Eigenschaften des übertragenen Ionenstrahls miteinander zu vergleichen.

In Abbildung 3.9 ist die zeitliche Entwicklung der Breite des Transmissionsprofils Γ_ϕ , der Position des übertragenen Ionenstrahls μ_ϕ , die Anzahl der übertragenen Teilchen N sowie der Umladungsanteil n_{ce} dargestellt. Dabei stellen die roten Symbole die Messwerte und die grünen Linien die nach Gleichung (2.23) angepasste Funktion dar.

In den einzelnen Diagrammen ist die charakteristische Aufladungszeit τ_x der jeweiligen Eigenschaft des übertragenen Ionenstrahls dargestellt. Diese sind innerhalb des Messfehlers für alle Eigenschaften gleich. Dies zeigt, dass für alle Prozesse ein gemeinsames Ensemble von Ladungsfeldern verantwortlich ist. Sollte für die Divergenz des ausfallenden Ionenstrahls ein Führungsfeld am Ausgang verantwortlich sein, müsste dies zeitlich versetzt zur Ausbildung der ablenkenden Felder am Kapillareingang gebildet werden.

3.2 Winkelabhängigkeit der Ionentransmission

Im vorangehenden Abschnitt wurde die zeitliche Entwicklung von Eigenschaften des übertragenen Ionenstrahls für die Transmission von Ar^{14+} -Ionen dargestellt. Ein Ziel der Arbeit ist es, die Abhängigkeit des Guiding-Prozesses von Parametern des einfallenden Ionenstrahls, wie kinetische Energie und Ladungszustand, zu untersuchen. Dazu wird nachfolgend zunächst die Abhängigkeit der Zeitkonstanten τ_x und der Gleichgewichtswerte der Anzahl der übertragenen Teilchen N_{end} , der Breite des Transmissionsprofils in Ablenkrichtung Γ_ϕ , dem Schwerpunkt des übertragenen Ionenstrahls μ_ϕ und dem Ladungsaustausch n_{ce} vom Anstellwinkel Ψ untersucht. Zur Beschreibung der Winkelabhängigkeit wird für jede untersuchte Größe ein charakteristischer Parameter bestimmt. Die Abhängigkeit dieses Parameters von der kinetischen Energie wird in Abschnitt 3.3 erläutert.

3.2.1 Dynamik des übertragenen Ionenstrahls in Abhängigkeit vom Anstellwinkel

Die bisher dargestellte Anpassung der zeitlichen Entwicklung der charakteristischen Größen der Transmission an Gleichung (2.23) wird für unterschiedliche Anstellwinkel Ψ zwischen der Richtung des einfallenden Ionenstrahls und den Kapillarachsen zusammengefasst. In Abbildung 3.10 ist die charakteristische Aufladungszeit in Abhängigkeit vom Anstellwinkel Ψ für die vier oben genannten charakteristischen Größen des übertragenen Ionenstrahls dargestellt. Die Abbildung zeigt analog zu Abbildung 3.9, dass sich die Aufladungszeiten τ_x bei festgehaltenen Anstellwinkel nicht voneinander unterscheiden.

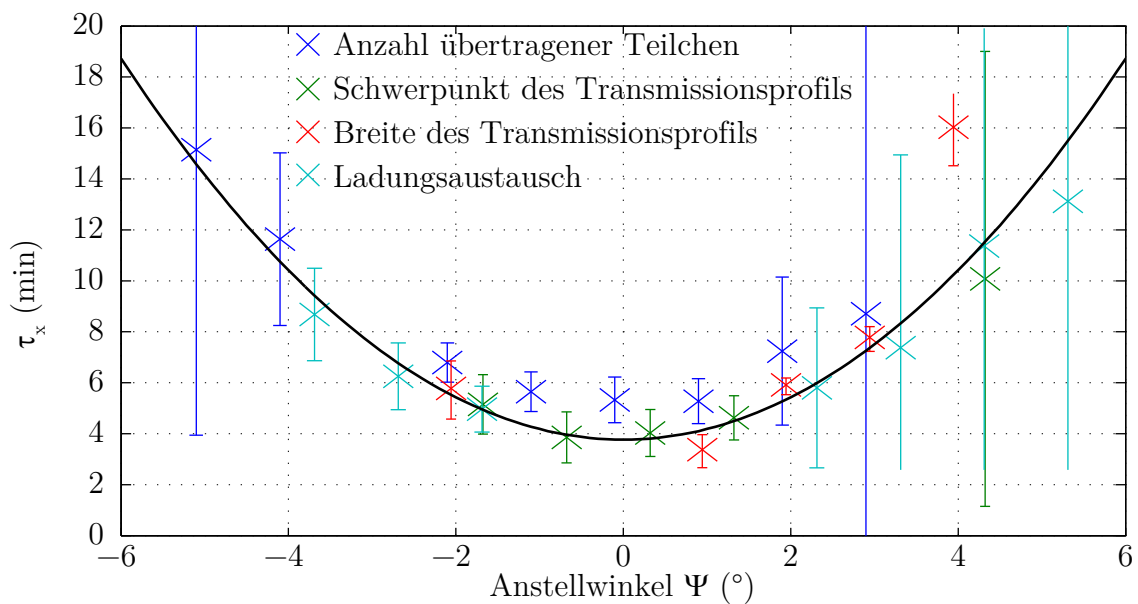


Abbildung 3.10: Die Zeitkonstanten τ_x für die Anzahl, der Richtung, der Breite und des Anteils umgeladener Teilchen des ausfallenden Ionenstrahls für die Transmission von Ar^{14+} -Ionen. Die schwarze Linie stellt die Anpassung von Gleichung (3.2) an die Messwerte dar.

An die Abhängigkeit der charakteristischen Aufladungskonstanten τ_x vom Anstellwinkel Ψ wird basierend auf der Winkelabhängigkeit des Transmissionsvermögens (Gleichung 1.31) die Funktion

$$\tau(\Psi) = \tau_0 + \tau_C \cdot \sin^2(\Psi) \quad (3.2)$$

angepasst. Der Parameter τ_C repräsentiert den Anstieg der charakteristischen Aufladungszeit τ_x mit steigendem Anstellwinkel Ψ und τ_0 die charakteristische Aufladungszeit für den Anstellwinkel $\Psi = 0^\circ$.

Bei einem Anstellwinkel von $\Psi = 0^\circ$ wirken die Kapillaren auf den einfallenden Ionenstrahl zunächst als Kollimator. Die Aufladung bewirkt, dass der Ionenstrahl innerhalb der Kapillare von den Wänden abgelenkt wird und die Transmission mit steigender Bestrahlungsdauer steigt. Somit ist die charakteristische Aufladungszeit τ_x

bei Parallelität zwischen einfallenden Ionenstrahl und Kapillarachsen, hier bezeichnet als τ_0 , ungleich Null. Eine weitere Ursache dafür, dass $\tau_0 > 0$ ist, ist die statistische Verteilung der Kapillarausrichtung. Diese bewirkt, dass mit steigender Bestrahlzeit mehr Ionen durch Kapillaren übertragen werden, welche nicht in der Hauptrichtung liegen. Die Parameter τ_C und τ_0 charakterisieren die Winkelabhängigkeit der Transmissionsdynamik. In Abschnitt 3.3 werden die Größen in Abhängigkeit von der kinetischen Energie der einfallenden Teilchen untersucht.

3.2.2 Transmissionsvermögen

In Abschnitt 1.4 sind sowohl der Lorenz-Ansatz (Gleichung (1.32) auf Seite 21) als auch der Boltzmann-Ansatz (Gleichung (1.31) auf Seite 21) vorgestellt. Beide beschreiben die Abhängigkeit des Transmissionsvermögens im Gleichgewicht vom Anstellwinkel.

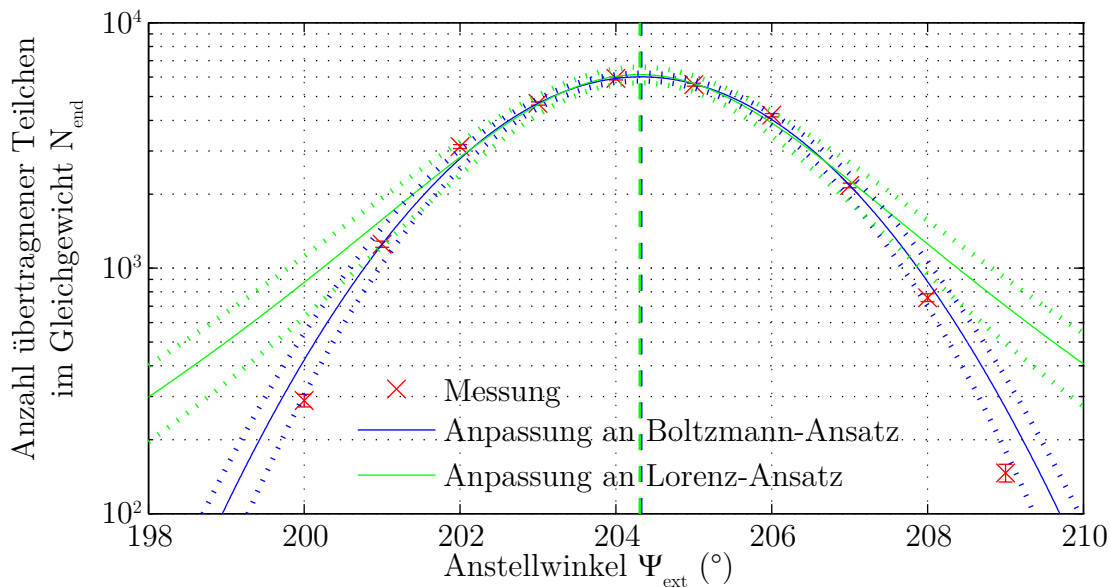


Abbildung 3.11: Anpassung der Funktionen (1.31) (blau) und (1.32) (grün) an die Messwerte der Anzahl übertragener Ionen im Gleichgewicht N_{end} in Abhängigkeit vom Winkel Ψ_{ext} .

In Abbildung 3.11 sind die Messwerte und die an beide Ansätze angepassten Kurven dargestellt. Der hier dargestellte Anstellwinkel Ψ_{ext} ist der an der Drehdurchführung angezeigte Winkel. Dieser wird nach Bestimmung der Nulllage der Kapillarfolie in den internen Anstellwinkel Ψ umgerechnet. Die Nulllage ist mit den gestrichelten Linien gekennzeichnet und beträgt $\Psi_0 = 204,3^\circ$. Die gepunkteten Linien stellen die maximale Abweichung der angepassten Parameter da. Für die Transmission von Ar^{14+} Ionen mit einer Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 1630 \text{ eV}$ beträgt der Guiding-Winkel $\Psi_{\text{C,B}} = (2,65 \pm 0,06)^\circ$ und $\Psi_{\text{C,L}} = (3,35 \pm 0,18)^\circ$ für den Boltzmann- bzw. Lorenz-Ansatz.

Für die hier beschriebene Messung ergibt sich für große Anstellwinkel Ψ eine bessere Übereinstimmung zwischen Messwerten und dem Boltzmann-Ansatz. Um eine allgemeine Aussage treffen zu können, werden die Standardfehler (engl. Root Mean

Square Error, RMSE) der Anpassungen aller Messwerte an die beiden Ansätze gegenübergestellt. Der Standardfehler berechnet sich zu

$$RMSE = \sqrt{\frac{SSE}{\nu}} \quad (3.3)$$

$$SSE = \sum_{i=1}^n \{w_i \cdot (y_i - f_i)^2\} \quad (3.4)$$

$$(3.5)$$

aus der Summe der quadratischen Fehler (engl. Sum of Squared Errors, SSE). Dabei stellen y_i die Messwerte, f_i die Vorhersagewerte und w_i die Wichtungsfaktoren dar. Aus der Anzahl der Messpunkte n und der Anzahl der freien Parameter m wird deren Differenz $\nu = n - m$ berechnet.

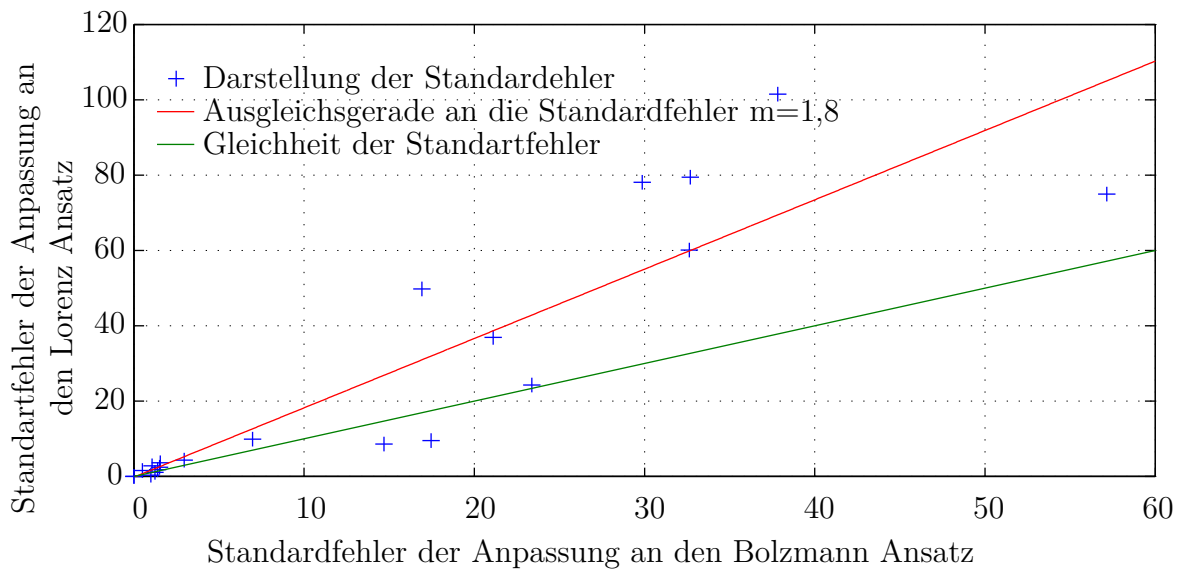


Abbildung 3.12: Darstellung des Standardfehlers (RMSE) der Anpassung an die Funktion (1.32) an die Funktion (1.31). Die rote Linie stellt die Ausgleichsgerade nach Gleichung (3.6) dar. Die grüne Linie indiziert die Gleichheit der Standardfehler.

In Abbildung 3.12 ist der Standardfehler für die Anpassung an den Lorenz-Ansatz über den Standardfehler für die Anpassung an den Boltzmann-Ansatz dargestellt. Die einzelnen Messpunkte repräsentieren unterschiedliche Parameter des einfallenden Ionenstrahls (Teilchensorte, Ladungszustand und kinetische Energie). Die Ausgleichsgerade

$$RMSE_{Lorenz} = m \cdot RMSE_{Boltzmann} \quad (3.6)$$

zeigt, dass der Standardfehler der Anpassung an den Lorenz-Ansatz im Mittel um den Faktor 1,8 höher als der Standardfehler an die Anpassung an den Boltzmann-Ansatz ist.

Dies zeigt, dass die transversale kinetische Energieverteilung, welche durch den Boltzmann-Ansatz berücksichtigt wird, einen Einfluss auf den Guiding-Prozess hat

und bei theoretischen Betrachtungen mit berücksichtigt werden muss. Der Guiding Winkel $\Psi_{C,B}$ beschreibt die Fähigkeit einer Kapillarfolie den einfallenden Ionenstrahl abzulenken. In Abschnitt 3.3.2 wird der Einfluss der kinetischen Energie auf den Guiding Winkel untersucht.

3.2.3 Richtung des übertragenen Ionenstrahls

Wie in Abschnitt 3.1.2 beschrieben, ist der Ionenstrahl hinter der Folie nicht exakt parallel zur Haupttrichtung der Kapillarachsen ausgerichtet. Er behält einen Teil seiner originären Orientierung bei. In Abbildung 3.13 ist die Verschiebung des Schwerpunktes des übertragenen Ionenstrahls in Abhängigkeit vom Anstellwinkel Ψ für die Transmission von Ar^{14+} -Ionen mit einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 1630 \text{ eV}$ dargestellt.

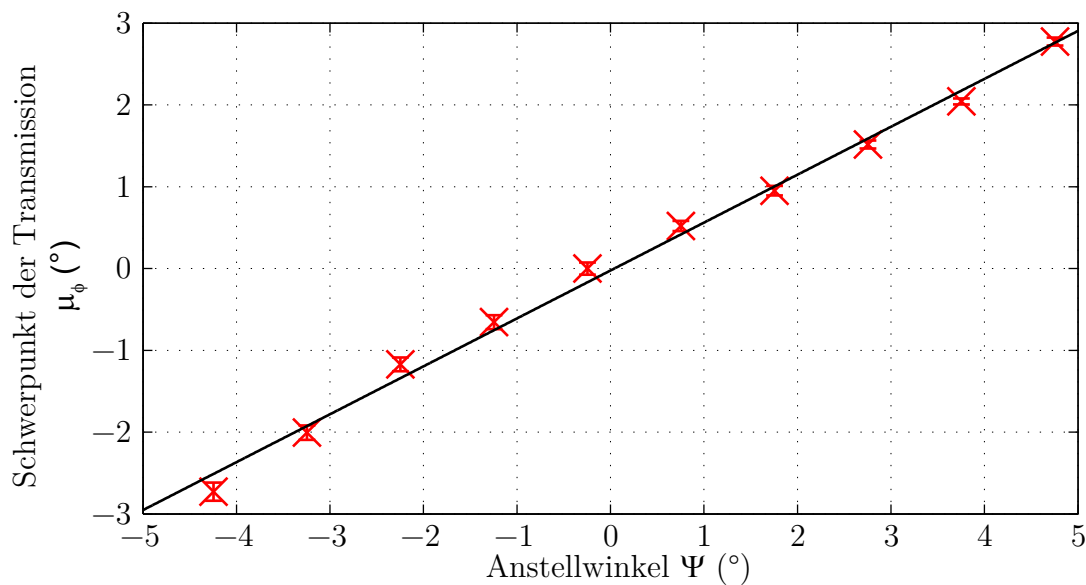


Abbildung 3.13: Verschiebung des übertragenen Ionenstrahls in Abhängigkeit vom Anstellwinkel Ψ für die Transmission von Ar^{14+} -Ionen durch eine PET Kapillarfolie mit einer Dicke von $10 \mu\text{m}$ und einem Kapillardurchmesser von 120 nm

An die Messwerte wird die lineare Funktion

$$\mu(\Psi) = a_\mu \cdot \Psi \quad (3.7)$$

mit dem Anstieg a_μ angepasst. In Abschnitt 3.3.3 wird die Abhängigkeit der Verschiebung der Richtung des übertragenen Ionenstrahls in Abhängigkeit von der kinetischen Energie des einfallenden Ionenstrahls diskutiert.

3.2.4 Abhängigkeit des Ladungsaustausches vom Anstellwinkel

Nachfolgend wird die Abhängigkeit des Ladungsaustauschs vom Anstellwinkel des einfallenden Ionenstrahls diskutiert. Angelehnt an die Bestimmung des Guiding-Winkels $\Psi_{C,B}$ wird an die Messwerte des Ladungsaustauschs in Abhängigkeit vom Anstellwinkel die Funktion

$$n_{ce} = 1 - n_{co}(\Psi = 0^\circ) \cdot \exp \left\{ -\frac{\sin^2(\Psi)}{\sin^2(\Psi_{ce})} \right\} \quad (3.8)$$

angepasst. Dabei ist berücksichtigt, dass der Anteil umgeladener Ionen n_{ce} maximal eins erreichen kann und für kleine Anstellwinkel abnimmt. Der Parameter $n_{co}(\Psi = 0^\circ)$ gibt den Anteil an nicht umgeladenen Teilchen bei geradem Durchflug an. Der Winkel Ψ_{ce} stellt den charakteristischen Umladungswinkel dar. Dieser kann mit

$$b_{ce} = \sin^{-2}(\Psi_{ce}) \quad (3.9)$$

in den charakteristischen Umladungsparameter b_{ce} umgerechnet werden. In Abbildung 3.14 ist die Anpassung exemplarisch für die Transmission von Ar^{14+} -Ionen mit einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 2130 \text{ eV}$ und die an die Messwerte angepasste Funktion nach Gleichung (3.8) dargestellt. In Abschnitt 3.3.4 erfolgt die Untersuchung der Abhängigkeit des Ladungsaustauschs von der kinetischen Energie.

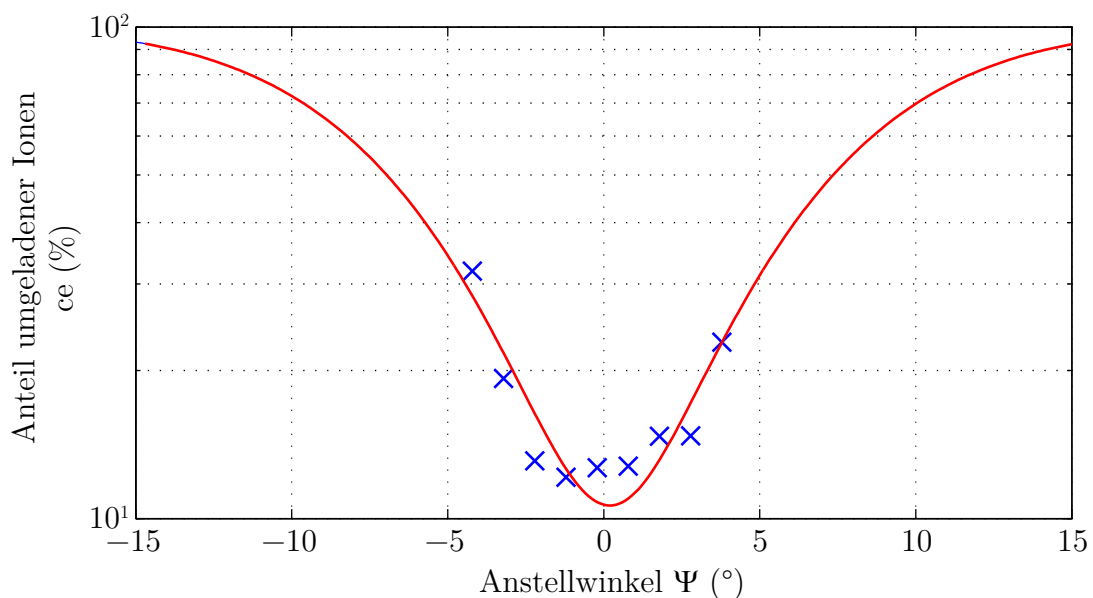


Abbildung 3.14: Abhängigkeit des Anteils umgeladener Ionen vom Anstellwinkel Ψ für die Transmission von Ar^{14+} -Ionen durch eine PET-Kapillarfolie mit einer Dicke von $10 \mu\text{m}$ und einem Kapillardurchmesser von 120 nm

3.3 Abhängigkeit des übertragenen Ionenstrahls von der kinetischen Energie der einfallenden Teilchen

3.3.1 Abhängigkeit der Transmissionsdynamik von der Ionenenergie

Um die charakteristischen Zeitkonstanten τ_0 und τ_C aus Abschnitt 3.2.1 für Messungen bei unterschiedlicher kinetischer Energie miteinander zu vergleichen, werden diese mit dem Ionenstrom skaliert. Da mit der MCP keine Bestimmung des absoluten übertragenen Ionenstroms möglich ist, wird die charakteristische Ladung $\rho_{0,C}$ aus dem Produkt der charakteristischen Zeitkonstanten und dem einfallenden Ionenstrom I_{in} berechnet.

$$\rho_{0,C} = I_{in} \cdot \tau_{0,C} \quad (3.10)$$

Ion	E_{kin}/q	I_{in}	ρ_0	ρ_C
Ar ¹⁴⁺	630 eV	50 pA	(10,9 ± 1,6) nC	(0,98 ± 1,98) μC
Ar ¹⁴⁺	1130 eV	45 pA	(14,8 ± 1,2) nC	(2,20 ± 1,40) μC
Ar ¹⁴⁺	1630 eV	50 pA	(19,3 ± 1,7) nC	(4,50 ± 1,60) μC
Ar ¹⁴⁺	2130 eV	45 pA	(21,5 ± 1,7) nC	(4,70 ± 0,97) μC
Ar ¹⁴⁺	3130 eV	45 pA	(24,2 ± 2,2) nC	(5,13 ± 1,40) μC
Ar ¹⁴⁺	5600 eV	45 pA	(26,9 ± 3,0) nC	(5,00 ± 2,10) μC

Tabelle 3.1: Parameter der Anpassung der Funktion (3.2) an die Winkelabhängigkeit der Zeitkonstanten in Abhängigkeit vom Verhältnis Projektilenergie zu Ladung E_{kin}/q

In Tabelle 3.1 sind die Ergebnisse der Anpassung für die Transmission von Ar¹⁴⁺-Ionen mit unterschiedlicher kinetischer Energie aufgelistet. An die Abhängigkeit der Parameter ρ_0 und ρ_C von der kinetischen Energie E_p wird nun die Funktion

$$\rho_{0,C} = \rho_{0\infty,C\infty} + (\rho_{00,C0} - \rho_{00,C\infty}) \cdot \exp \left\{ -\frac{E_{kin}}{q \cdot \epsilon_\rho} \right\} \quad (3.11)$$

angepasst. Dabei stellt $\rho_{00,C0}$ die charakteristische Ladung für die kinetische Energie $E_{kin} = 0$ und $\rho_{0\infty,C\infty}$ die charakteristische Ladung für hohe kinetische Energien dar. Die Abhängigkeit von der kinetischen Energie beschreibt die Konstante ϵ_ρ . Diese wird für die Energieabhängigkeit der unterschiedlichen charakteristischen Größen in Kapitel 5 diskutiert. In Abbildung 3.15 ist die Anpassung der Funktion (3.11) an die experimentell bestimmten Werte für die Parameter ρ_0 und ρ_C dargestellt. Die Ergebnisse der Anpassung sind in Tabelle 3.2 angegeben.

Aufladungskonstante bei $\Psi = 0^\circ$		
$\epsilon_{\rho_0} = (1500 \pm 300) \text{ eV}$	$\rho_{00} = (1,5 \pm 4,0) \text{ nC}$	$\rho_{0\infty} = (30 \pm 5) \text{ nC}$
Anstieg der Aufladungskonstante		
$\epsilon_{\rho_C} = (1300 \pm 900) \text{ eV}$	$\rho_{C0} = (0 \pm 4) \text{ μC}$	$\rho_{C\infty} = (5,6 \pm 3,3) \text{ μC}$

Tabelle 3.2: Ergebnisse der Anpassung von Gleichung (3.11) an die Energieabhängigkeit der Parameter ρ_0 und ρ_C .

Der Wert ϵ_{ρ_0} beschreibt die Energieabhängigkeit der Ladung, die in die Kapillare eingetragen wird, um den Gleichgewichtszustand des unter einem Anstellwinkel von $\Psi = 0^\circ$ übertragenen Ionenstrahls zu erreichen. Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, dass die Ladung, welche zum Erreichen des Gleichgewichtszustands in die Kapillare eingetragen werden muss, mit steigendem Anstellwinkel wächst. Der Wert ϵ_{ρ_C} beschreibt die Energieabhängigkeit dieses Anstiegs. Die in Tabelle 3.2 angegebenen Werte für ϵ_{ρ_0} und ϵ_{ρ_C} sind im Rahmen des Fehlers gleich.

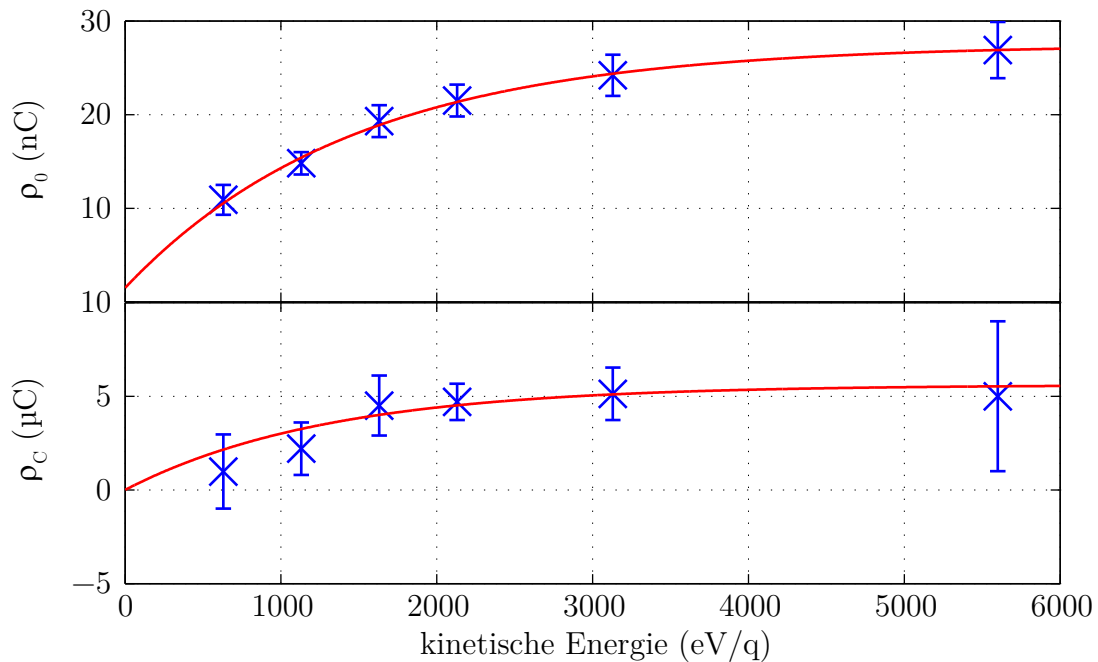


Abbildung 3.15: Darstellung der Parameter ρ_0 und ρ_C in Abhängigkeit von der kinetischen Energie des einfallenden Ionenstrahls.

3.3.2 Transmissionsvermögen

Zur Charakterisierung des Guiding-Effektes in Abhängigkeit von der kinetischen Energie des einfallenden Ionenstrahls wird im Folgenden der Guiding-Winkel des Boltzmann-Ansatzes $\Psi_{C,B}$ (siehe Gleichung (1.31) auf Seite 21) genutzt. Die kinetische Energie hängt dabei sowohl vom Ladungszustand q als auch vom Potenzialunterschied U_{Rest} zwischen den Driftröhren und der Targetkammer ab. In Abbildung 3.16 ist der Guiding-Winkel in Abhängigkeit vom Ladungszustand q bei konstantem Potenzialunterschied $U_{\text{Rest}} = 600 \text{ V}$ dargestellt. Es zeigt sich, dass im Rahmen der Messunsicherheit der Guiding-Winkel unabhängig vom Ladungszustand q des einfallenden Ionenstrahls ist.

Für einfallende Ionen mit höherem Ladungszustand steigt die kinetische Energie. Somit muss auch die Kraft steigen, mit der das Teilchen innerhalb der Kapillare abgelenkt wird. Die kinetische Energie der einfallenden Ionen wächst bei konstantem U_{Rest} linear mit dem Ladungszustand q_{in} . Die Kraft im ablenkenden elektrischen Feld

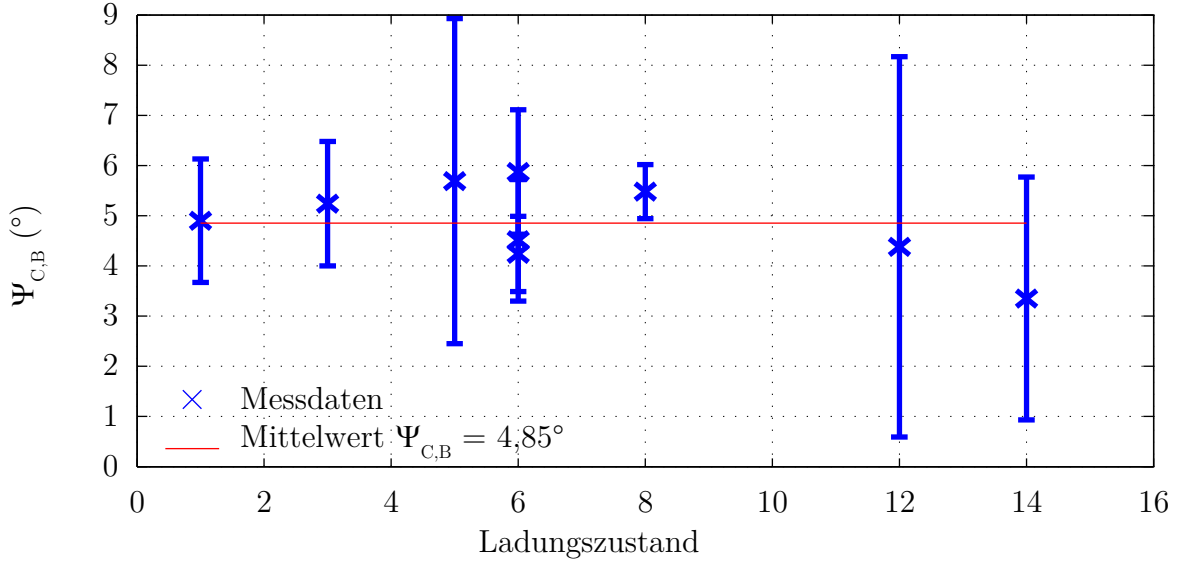


Abbildung 3.16: Guiding-Winkel $\Psi_{C,B}$ in Abhängigkeit vom Ladungszustand bei einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 600 \text{ eV}$.

der lokalen Ladungsfelder wächst ebenfalls linear mit dem Ladungszustand q_{aus} des ausfallenden Teilchens. Da die hier dargestellten Ergebnisse nur ausfallende Teilchen mit dem Ladungszustand $q_{\text{in}} = q_{\text{aus}} = q$ berücksichtigen, zeigt die Unabhängigkeit des Guiding-Winkels $\Psi_{C,B}$, dass die Stärke der ablenkenden Ladungsfelder innerhalb der Kapillare unabhängig von der Potenzialdifferenz U_{Rest} ist.

Weiter wurde der Einfluss des Verhältnisses der kinetischen Energie pro Ladung $E_{\text{kin.}}/q$ auf den Guiding-Prozess untersucht. Zur Charakterisierung wird der Guiding-Parameter λ in Abhängigkeit von $E_{\text{kin.}}/q$ für unterschiedliche Argon-Ionen bestimmt. Der Guiding-Parameter λ berechnet sich über Gleichung (1.6) und Gleichung (1.32) wie folgt

$$\lambda = \sin^{-2} \Psi_{C,B} \quad (3.12)$$

aus dem Guiding-Winkel $\Psi_{C,B}$. In Abbildung 3.17 ist der Guiding-Parameter λ in Abhängigkeit vom Verhältnis $E_{\text{kin.}}/q$ dargestellt.

An die Messwerte wurde die folgende Gleichung angepasst:

$$\lambda(E_{\text{kin.}}/q) = \lambda_{\infty} + (\lambda_0 - \lambda_{\infty}) \exp \left\{ -\frac{E_{\text{kin.}}}{q \cdot \epsilon_{\lambda}} \right\} \quad (3.13)$$

Dabei stellt ϵ_{λ} die charakteristische Energie und λ_{∞} den theoretischen Wert des Guiding-Parameters für $E_{\text{kin.}}/q = \infty$ dar. Aus λ_0 kann eine minimale Energie berechnet werden, für welche die Transmission durch die Kapillare noch erfolgt. Der Guiding-Parameter λ kann minimal den Wert 1 erreichen ($\Psi_C = 90^\circ$). Setzt man dies in Gleichung (3.13) ein, erhält man:

$$1 = \lambda_{\infty} + (\lambda_0 - \lambda_{\infty}) \exp \left\{ -\frac{E_{\text{kin.,min}}}{q \cdot \epsilon_{\lambda}} \right\} \quad (3.14)$$

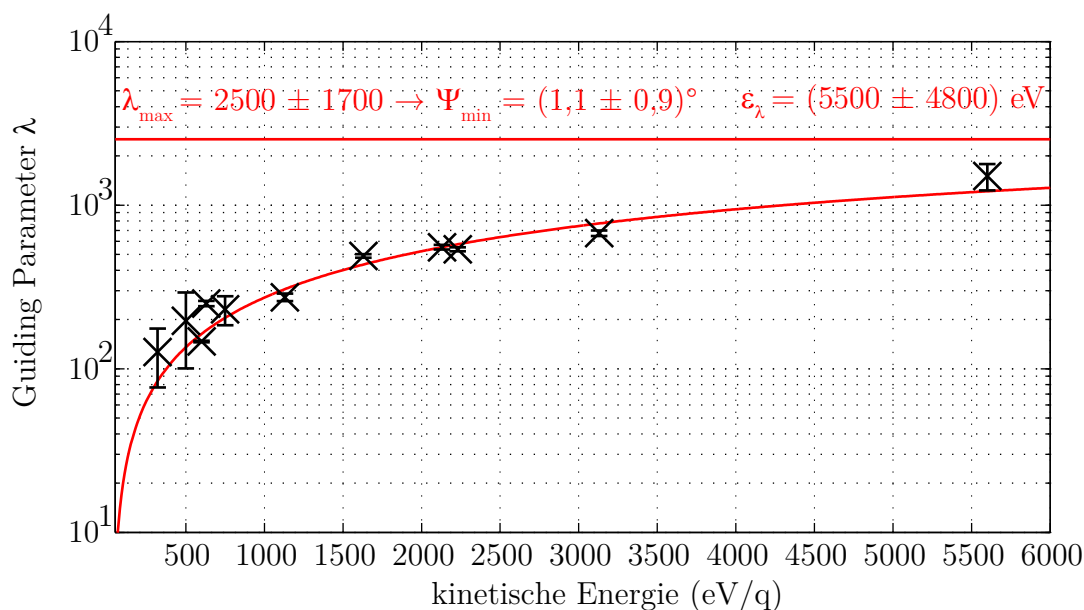


Abbildung 3.17: Messwerte (Kreuze) des Guiding-Parameter λ in Abhängigkeit vom Verhältnis von kinetischer Energie zur Ladung von $E_{\text{kin.}}/q$ und die daran angepasste Funktion nach Gleichung (3.13)

Für die minimale kinetische Energie gilt somit:

$$\frac{E_{\text{kin.,min}}}{p} = -\ln\left(\frac{1 - \lambda_{\infty}}{\lambda_0 - \lambda_{\infty}}\right) \cdot \epsilon_{\lambda} \quad (3.15)$$

Mit den oben bestimmten Werten ergibt sich eine minimale kinetische Energie von $E_{\text{kin.,min}} = q \cdot (40 \pm 120) \text{ eV}$ für die das Guiding noch stattfindet.

Aus λ_{∞} kann der minimale Guiding-Winkel von $\Psi_{\text{C,min}} = (1,1 \pm 0,9)^{\circ}$ für hohe kinetische Energien berechnet werden. Dies entspricht dem Grenzwinkel $\Gamma_{\text{C},0}$ für den die Ionen die Folie ohne Wechselwirkung mit den Kapillarwänden in Geradeausrichtung passieren können. Der Grenzwinkel berechnet sich zu

$$\Gamma_{\text{C},0} = \sqrt{\Gamma_{\text{Verteilung}}^2 + \Gamma_{\text{Aspekt}}^2 + \Gamma_0^2} = \sqrt{0,27^{\circ 2} + 0,68^{\circ 2} + 0,80^{\circ 2}} = 1,08^{\circ} \quad (3.16)$$

aus der Verteilung der Kapillarenrichtung, dem Aspektwinkel der Kapillaren und der Divergenz des einfallenden Ionenstrahls. Die Konvergenz des Winkels gegen $\Gamma_{\text{C},0}$ bedeutet, dass für hohe Energien keine Führung der Ionen innerhalb der Kapillare realisiert wird, sondern dass Ionen die Folien nur in gerader Richtung passieren.

Vergleich der Ergebnisse mit Literaturwerten

In Abschnitt 1.2.3 wurde die zu Beginn dieser Arbeit aus der Literatur bekannte Abhängigkeit des Transmissionsvermögens von der kinetischen Energie der einfallenden Teilchen erläutert. Parallel zu den hier durchgeführten Messungen zeigten weiterführende Untersuchungen in anderen Laboratorien, dass der Quotient

$$\ln(f_{\text{rel}}) / \sin^2 \Psi \quad (3.17)$$

nicht linear mit der Projektilenergie skaliert. Um die Parameter C_s und Q_∞ somit weiterhin konstant zu halten und eine Übereinstimmung zwischen dem Modell und den experimentell gewonnenen Daten zu erreichen, wird der Ansatz für λ_s und λ_f wie folgt korrigiert [26]:

$$\lambda_s = \frac{E_{\text{kin.}} \cdot e_{\text{kin.}}}{e \cdot q \cdot U_s} \quad (3.18)$$

$$\lambda_f = c_f \quad (3.19)$$

Dabei ist c_f ein von der Projektilenergie unabhängiger Parameter, der den Ionenverlust in der Führungszone beschreibt. Der Faktor $e_{\text{kin.}} = E_{\text{kin.}}/E_n$ ist nötig, um die Abhängigkeit der Transmission von der Projektilenergie exakt zu beschreiben. $E_n = 3 \text{ keV}$ resultiert dabei aus der Anpassung an die zuerst durchgeführten Messungen bei einer Projektilenergie von 3 keV .

Die quadratische Abhängigkeit der winkelabhängigen Transmissionswahrscheinlichkeit von der Projektilenergie wird auf die breite Verteilung der Kapillarausrichtung $\Gamma_{\text{Verteilung}}$ zurückgeführt. Um diesen Effekt zu minimieren wurden PET-Kapillarfolien durch die Bestrahlung mit Krypton-Ionen mit einer Energie von 250 MeV durchgeführt. Die Halbwertsbreite der Winkelverteilung $dn_c/d\Omega_c$ beträgt dann $\Gamma_{\text{Verteilung}} = 0,3^\circ$ [21] und ist deutlich kleiner als der Aspektwinkel von $\Gamma_{\text{Aspekt}} = 0,6^\circ$. Untersuchungen mit Kapillaren hoher Parallelität [22, 23] zeigen im Energiebereich von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 350 \text{ eV}$ bis $E_{\text{kin.}} = q \cdot 1600 \text{ eV}$ eine lineare Abhängigkeit des Transmissionsvermögens von der Projektilenergie mit bekannten Ansätzen für λ_s und λ_f :

$$\lambda_s = \frac{E_{\text{kin.}}}{e \cdot q \cdot U_s} \quad (3.20)$$

$$\lambda_f = c_f \quad (3.21)$$

Der Wert λ_f wurde bereits in Gleichung (1.7) als Verlustterm eingeführt. Die Anpassung der Parameter U_s und c_f an die experimentellen Daten ergeben für $c_f = -130$ einen negativen Wert. Ein negativer Verlustterm würde bedeuten, dass in der Führungszone der Kapillare Ionen erzeugt werden. Da dies physikalisch nicht sinnvoll ist, wird der negative Wert von c_f wie folgt interpretiert:

Für Ionen mit einer Energie von $E_{\text{kin.}} < |c_f \cdot (e \cdot q \cdot U_s)|$ ergibt sich ein $\lambda < 0$, d.h. es werden keine Ionen mehr durch die Kapillare geführt. Es lässt sich somit eine untere Barriere für die Führung von Ionen durch eine Kapillarfolie angeben.

In der Literaturwerten ist die in dieser Arbeit gemessene exponentielle Annäherung des Guiding Parameters an einen oberen Grenzwert nicht beschrieben. In Abschnitt 5 wird die unterschiedlich gemessene Energieabhängigkeit weiter diskutiert.

3.3.3 Richtungsverschiebung in Abhängigkeit von der Ionenenergie

In Abbildung 3.18 ist die Abhängigkeit von a_μ von der kinetischen Energie dargestellt. Analog zur Beschreibung der Abhängigkeit des Transmissionsvermögens von der

kinetischen Energie wird an die Messwerte eine exponentielle Funktion wie folgt angepasst:

$$a_{\mu}(E_{\text{kin.}}/q) = 1 - \exp \left\{ -\frac{E_{\text{kin.}}/q}{\epsilon_{a_{\mu}}} \right\} \quad (3.22)$$

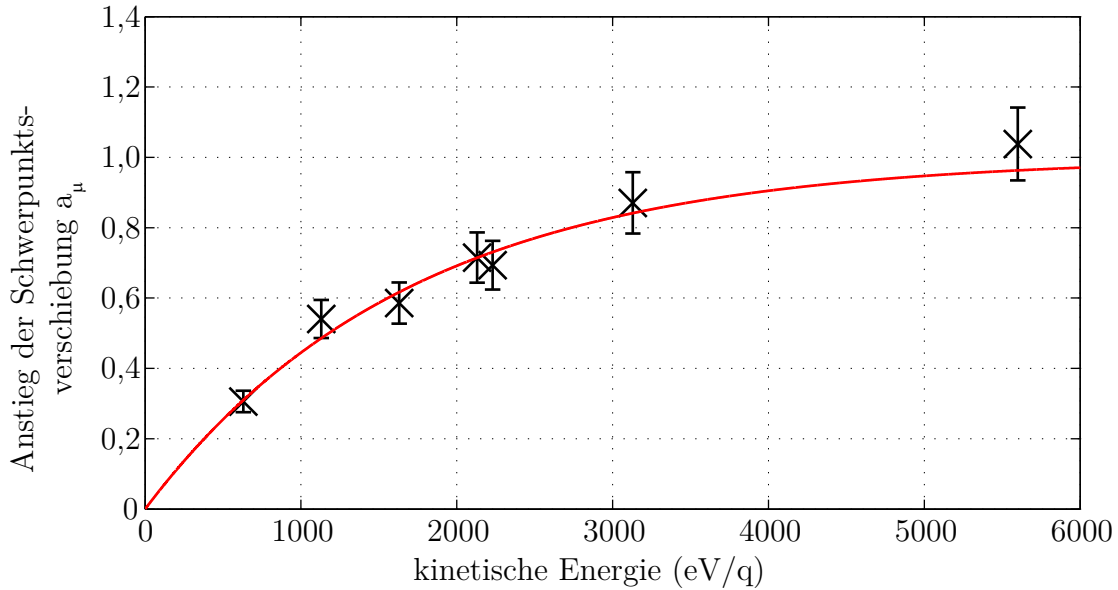


Abbildung 3.18: Darstellung des Anstiegs a_{μ} (Kreuze) der Verschiebung des Transmissionschwerpunktes in Abhängigkeit von der E/q für Ar^{14+} -Ionen und Approximation gemäß Gleichung (3.22) (Linie).

Dabei ist der maximale Anstieg von $a_{\mu} = 1$ berücksichtigt, da ein größerer Wert eine Ablenkung des ausfallenden Ionenstrahls entgegen der Einfallsrichtung bedeutet und dies physikalisch nicht sinnvoll ist. Die charakteristische Energie beträgt $\epsilon_{a_{\mu}} = (1700 \pm 450) \text{ eV}$. Die Konvergenz von $a_{\mu} \rightarrow 1$ bestätigt, dass für hohe Energien kein Guiding-Prozess realisiert wird, sondern nur noch Teilchen die Kapillaren passieren die aufgrund der Verteilung der Kapillarausrichtung und des Aspektverhältnisses der Kapillaren die Folie in gerader Richtung passieren.

3.3.4 Abhängigkeit des Ladungsaustausches von der Ionenenergie

Abschließend betrachten wir nun die Abhängigkeit der Umladungsprozesse von der kinetischen Energie. In Abbildung 3.19 ist die Entwicklung des Anteils übertragener Teilchen $co(\Psi = 0^{\circ})$, welche bei geradem Durchflug durch die Kapillare nicht umgeladen werden, in Abhängigkeit vom Verhältnis aus kinetischer Energie zur Ladung dargestellt.

Für steigende kinetische Energie nimmt der Anteil umgeladener Teilchen bei geradem Durchflug zu. Da die Divergenz bei allen Messungen gleich ist, steigt mit wachsender Energie E_p auch die transversale Energie E_{\perp} des einfallenden Strahls. Da die transversale Energie des ausfallenden Ionenstrahls und somit auch die ablenkenden Felder unabhängig von der kinetischen Energie sind, nähern sich die Ionen mit

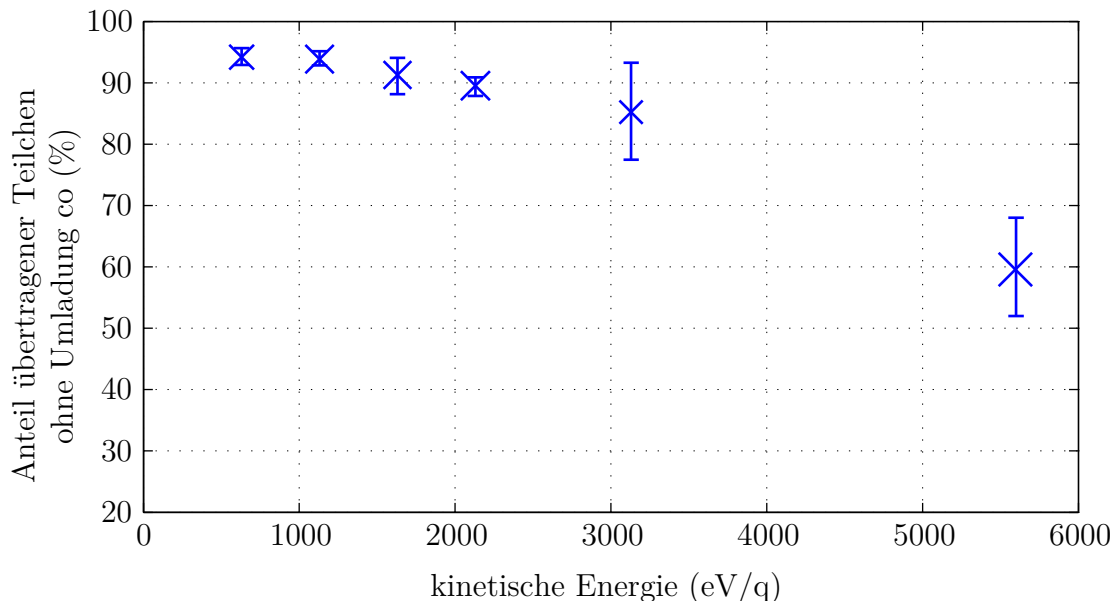


Abbildung 3.19: Abhängigkeit des Anteils nicht umgeladener Teilchen $co(\Psi = 0^\circ)$ von der kinetischen Energie der einfallenden Ionen

steigender Energie weiter der Kapillarwand an. Damit steigt die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von übertragenen Teilchen mit der Kapillarwand und die Anzahl der Umladungen.

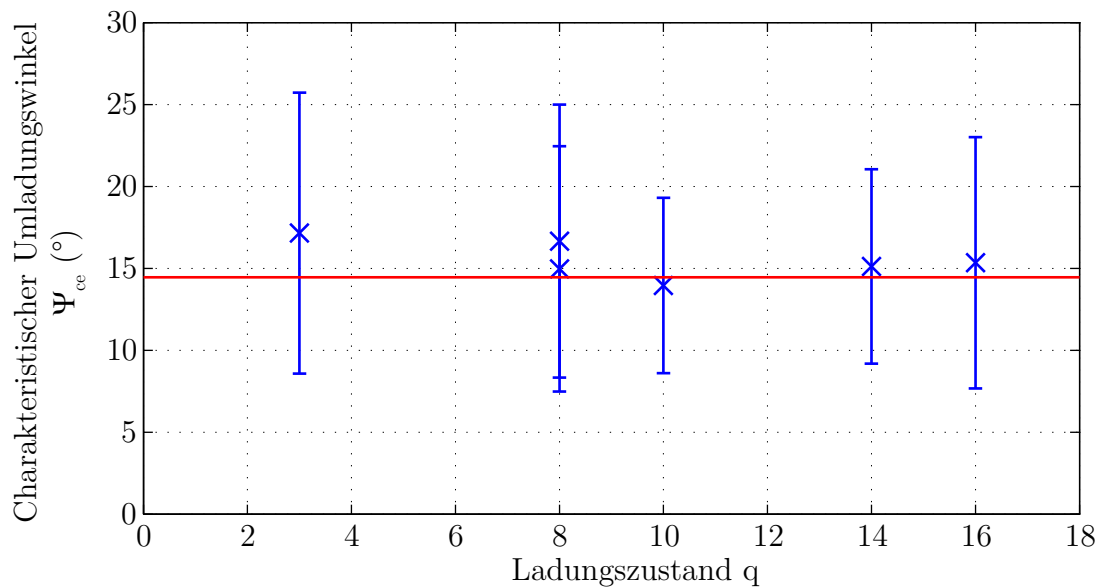


Abbildung 3.20: Abhängigkeit des charakteristischen Umladungswinkels Ψ_{ce} vom Ladungszustand der einfallenden Ionen

In Abbildung 3.20 ist der charakteristische Umladungswinkel Ψ_{ce} in Abhängigkeit vom Ladungszustand bei einer kinetischen Energie von $E_{kin.} = q \cdot 600$ eV dargestellt. Es zeigt sich, dass der charakteristische Umladungswinkel unabhängig vom Ladungs-

zustand q des einfallenden Teilchens ist. Der Mittelwert beträgt $\overline{\Psi_{ce}} = (14,6 \pm 0,5)^\circ$ und ist somit größer als der Mittelwert des Guiding-Winkels $\overline{\Psi_{C,B}} = (4,85 \pm 1,40)^\circ$ bei dieser Energie. Dies bedeutet, dass Teilchen, die sich der Kapillarwand soweit nähern, dass eine Ladungsaustausch stattfindet, mit höherer Wahrscheinlichkeit verloren gehen, als dass sie noch übertragen werden.

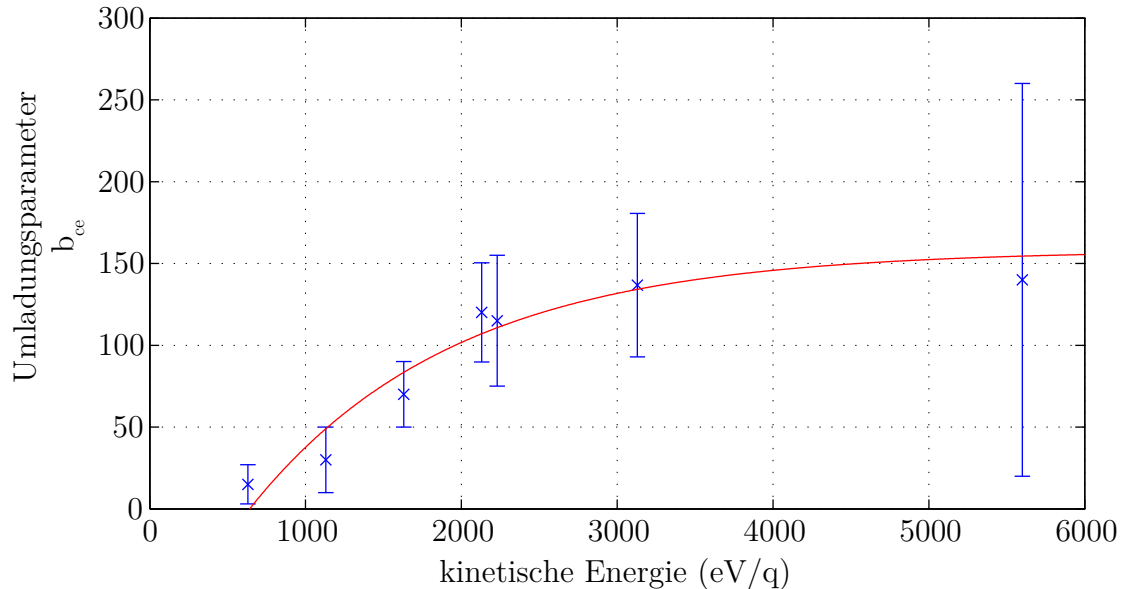


Abbildung 3.21: Umladungsparameter b_{ce} in Abhängigkeit vom Verhältnis von kinetischer Energie zu Ladung von E/q

In Abbildung 3.21 ist die Abhängigkeit des Umladungsparameters b_{ce} vom Verhältnis kinetischer Energie pro Ladung E_{kin}/q dargestellt. An die Messwerte wird eine Funktion analog zu Gleichung (3.13) aus Abschnitt 3.3.2 angepasst. Es ist ein Anstieg von b_{ce} mit steigender Energie bis zu einem von $b_{ce,\infty} = 170 \pm 30$ bei hohen Energien zu erkennen. Dieser entspricht dem minimalen charakteristischen Umladungswinkel von $\Psi_{ce} = (4,4 \pm 0,4)^\circ$. Die charakteristische Energie für den Anstieg der Umladungskonstante beträgt $\epsilon_{ce} = (1300 \pm 600)$ eV. In Abschnitt 5 wird die Energieabhängigkeit des Ladungsaustausches mit der Energieabhängigkeit weiterer charakteristischer Größen des übertragenen Ionenstrahls verglichen.

3.4 Divergenz des ausfallenden Ionenstrahls

In den vorherigen Abschnitten wurden die Richtung des ausfallenden Ionenstrahls, die Gesamttransmission und die Umladungseffekte in Abhängigkeit vom Anstellwinkel zwischen Kapillarachsen und Richtung des einfallenden Ionenstrahls und danach in Abhängigkeit von der Energie des einfallenden Strahls untersucht.

Die Messung der Breite des Transmissionsprofils zeigt im untersuchten Energiebereich keine einheitliche Abhängigkeit vom Anstellwinkel. Daher wird die Breite des

ausfallenden Strahls nachfolgend separat betrachtet. Parallel zu den hier durchgeführten Messungen wurde die Divergenz des ausfallenden Ionenstrahls ebenfalls von anderen Arbeitsgruppen untersucht [14, 22–27, 37, 38, 56, 66, 73, 76, 77, 79, 85, 86, 89, 90]. In den Abschnitten 3.4.1 und 3.4.2 sind die im Verlauf dieser Arbeit durchgeführten Messwerte dargestellt und interpretiert. In Abschnitt 3.4.3 ist der Einfluss der experimentellen Ergebnisse auf die Entwicklung des Guiding Modells dargestellt.

3.4.1 Abhängigkeit der gemessenen Ionenstrahldivergenz vom Anstellwinkel

Die im Rahmen dieser Arbeit gemessene Divergenz des ausfallenden Ionenstrahls zeigt in Abhängigkeit von der Energie der einfallenden Teilchen eine unterschiedliche Abhängigkeit vom Anstellwinkel Ψ . Die Halbwertsbreite des Transmissionsprofils in Ablenkrichtung Γ_ϕ steigt bei niedriger kinetischer Energie mit steigendem Anstellwinkel an. Für den Bereich zwischen $E_{\text{kin.}} = q \cdot 600 \text{ eV}$ und $E_{\text{kin.}} = q \cdot 3500 \text{ eV}$ nimmt die Breite des Transmissionsprofils mit steigendem Anstellwinkel ab. Für die Transmission von Ar^{14+} -Ionen mit einer Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 5600 \text{ eV}$ ist die Breite unabhängig vom Anstellwinkel.

Dieses Verhalten kann auf die Verteilung der Kapillarrichtungen zurückgeführt werden. Für niedrige Energien ist die Halbwertsbreite des ausfallenden Ionenstrahls durch den Guiding-Effekt dominiert, da $\Psi_C \gg \Psi_{\text{Verteilung}}$ gilt und somit das Guiding für alle Kapillaren gleich groß ist. Mit steigendem Anstellwinkel steigt auch die Ladung auf den Kapillarfolien und somit die Aufweitung des Strahls.

Für mittlere kinetische Energien wird die Transmission durch die Kapillaren, welche in ihrer Ausrichtung näher an der Richtung des einfallenden Strahls liegen, präferiert. Dies wird durch die Verschiebung des Schwerpunktes in Richtung des einfallenden Ionenstrahls belegt. Mit steigendem Anstellwinkel sinkt die Anzahl der Kapillaren, durch die Ionen übertragen werden und somit sinkt die Halbwertsbreite der Richtung der effektiv zur Transmission genutzten Kapillaren $\Psi_{\text{Verteilung,eff}}$. Mit steigendem Anstellwinkel steigen die Ladungsfelder auf den Kapillärwänden, was zu einer Verbreiterung des ausfallenden Ionenstrahls führen würde. Die Transmission durch immer weniger Kapillaren und somit die Abnahme von $\Psi_{\text{Verteilung,eff}}$ wirkt diesem Prozess entgegen und die Profilbreite sinkt.

Für hohe kinetische Energien findet kein Guiding-Effekt statt. Es können immer nur die Kapillaren passiert werden, die im Rahmen ihres Aspektwinkels parallel zur Richtung des einfallenden Strahls liegen. Mit steigendem Anstellwinkel nimmt lediglich die Anzahl dieser Kapillaren und somit die absolute Transmission ab. Die Halbwertsbreite ist somit unabhängig vom Anstellwinkel.

Da für die Messung der Profilbreite senkrecht zur Ablenkrichtung Γ_θ der Kollimator vor dem Kondensator entfernt werden muss, stehen nur wenige Messwerte zur Verfügung. Diese zeigen, dass für alle untersuchten Energien die Breite mit steigendem Anstellwinkel wächst. Dies entspricht der Annahme, dass für die Aufweitung ein makroskopischer Linseneffekt zwischen Ladungsfeldern am Kapillareingang und metallischer Folienrückseite verantwortlich ist. Mit steigendem Anstellwinkel

nimmt die Ladung im Eingang zu und die Linsenwirkung verstärkt sich. Da der oben beschriebene selektive Effekt der Verteilung der Kapillarrichtung senkrecht zum Anstellwinkel nicht wirkt, wächst die Breite des Transmissionsprofils Γ_θ senkrecht zur Ablenkrichtung für alle Energien.

3.4.2 Abhängigkeit der gemessenen Ionenstrahldivergenz von der kinetischen Energie

Um die Abhängigkeit der Halbwertsbreite des Transmissionsprofils von der kinetischen Energie zu untersuchen, wird im Folgenden die Halbwertsbreite bei einem Anstellwinkel von $\Psi = 0^\circ$ zwischen der Richtung des einfallenden Ionenstrahls und den Kapillarachsen betrachtet. Dazu ist in Abbildung 3.22 der Mittelwert des Parame-

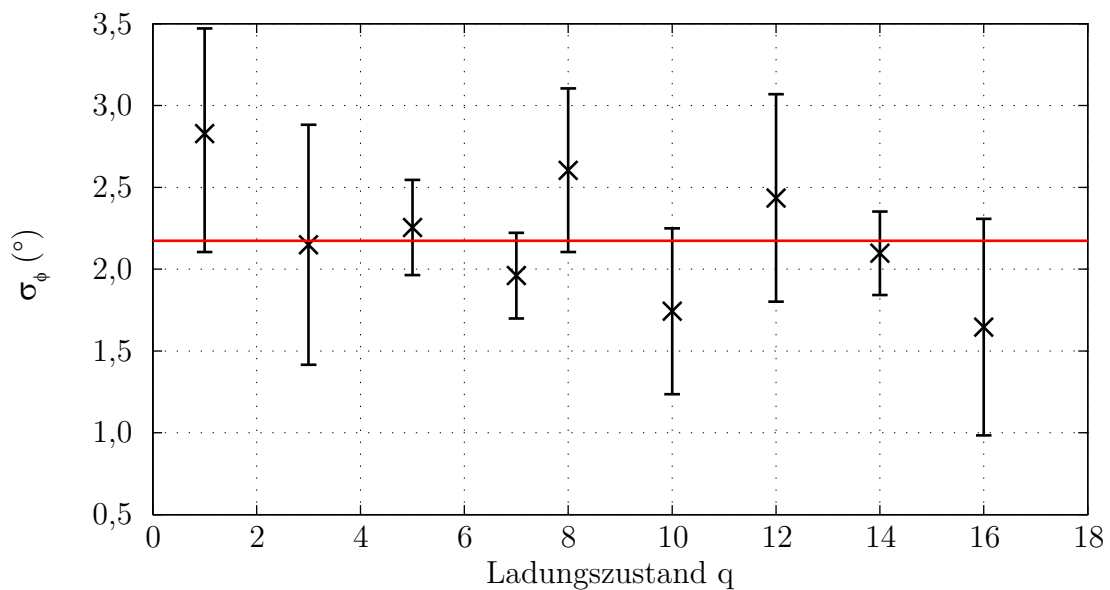


Abbildung 3.22: Breite des Transmissionsprofils σ_θ in Abhängigkeit von der Ladung für Ar^{q+} bei einer Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 600 \text{ eV}$. Die rote Linie kennzeichnet den Mittelwert von $\sigma_{\theta, \bar{q}} = (2,2 \pm 0,4)^\circ$.

ters σ_ϕ für unterschiedliche Anstellwinkel in Abhängigkeit vom Ladungszustand für die Transmission von Ar^{14+} -Ionen mit einer Energie von $E_p = q \cdot 600 \text{ eV}$ dargestellt. Im Rahmen des Messfehlers ist die Breite des Transmissionsprofils für alle Ladungszustände konstant. Da sowohl die transversale als auch die longitudinale Energie mit dem Ladungszustand skaliert, spricht dies dafür, dass das aufweitende Potenzial unabhängig vom Ladungszustand ist.

In Abbildung 3.23 ist die Halbwertsbreite Γ_ϕ des ausfallenden Ionenstrahls in Abhängigkeit von der kinetischen Energie (E_p/q) dargestellt. Die Halbwertsbreite Γ_ϕ berechnet sich nach Gleichung (2.15) aus der mittleren Ablenkung der Ionen vom Mittelwert σ_ϕ . Mit

$$\sigma_y = \tan(\sigma_\phi) \cdot l \quad (3.23)$$

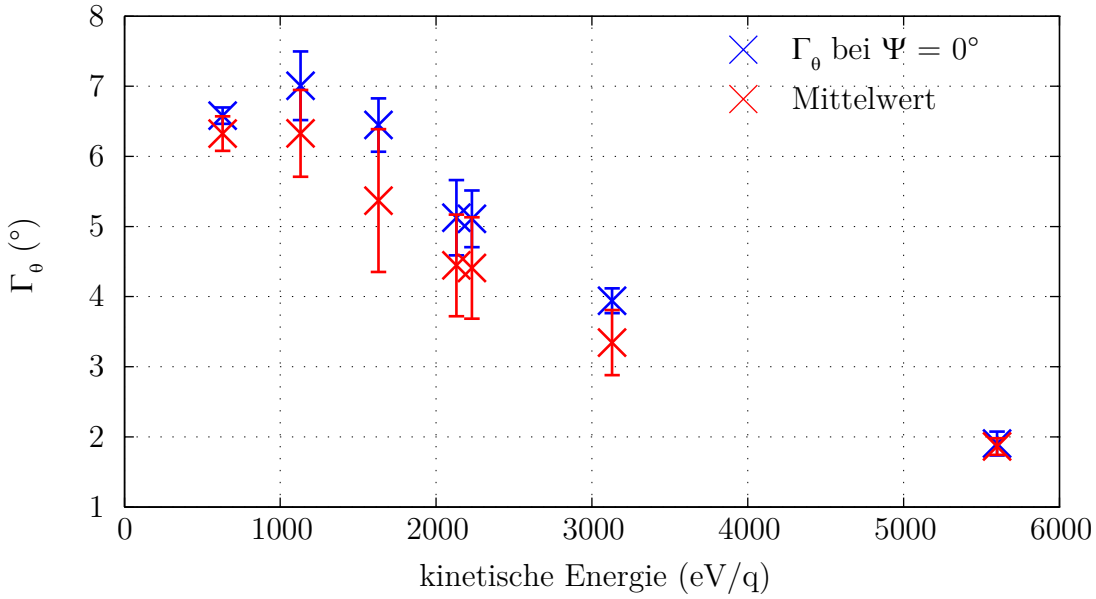


Abbildung 3.23: Darstellung der mittleren Breite (rot) und der Breite des Ionenstrahltransmissionsprofils bei geradem Durchflug der Ionen durch die Kapillarfolie in Abhängigkeit von der E/q für Ar^{14+}

wird daraus die mittlere Ablenkung σ_y in mm berechnet.

Im Folgenden wird die mittlere transversale Energie pro Ladung $U_{\text{trans.}}$ des übertragenen Ionenstrahls berechnet. Dazu betrachten wir die kinetische Energie im elektrischen Feld mit

$$E = q \cdot U = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2. \quad (3.24)$$

Somit berechnet sich die Geschwindigkeit der Ionen, welche die Kapillaren in x- und z-Richtung verlassen haben zu

$$v_{y,z} = \sqrt{\frac{2 \cdot E}{m}} = \sqrt{\frac{2 \cdot U_{y,z} \cdot q \cdot e}{m}}. \quad (3.25)$$

Dabei stellt $U_y = U_{\text{trans.}}$ die mittlere kinetische Energie pro Ladung oder das mittlere Potenzial in transversaler Richtung und U_z die kinetische Energie pro Ladung in longitudinaler Richtung dar. Die Ionen müssen in y- und z-Richtung den Weg $s_y = \sigma_y$ und $s_z = l$ mit l als Abstand zwischen Folie und Detektor zurücklegen. Dabei benötigen sie die Zeit

$$t = \frac{s_{y,z}}{v_{y,z}} \longrightarrow \frac{s_y}{v_y} = \frac{s_z}{v_z}. \quad (3.26)$$

Aus den Gleichungen (3.23), (3.25) und (3.26) folgt für die transversale Energie pro Ladung

$$U_{\text{trans.}} = U_z \left(\frac{\sigma_y}{l} \right)^2 = U_z \cdot \tan^2(\sigma_\phi) \quad (3.27)$$

In Abbildung 3.22 wurde bereits gezeigt, dass die Breite des Transmissionsprofils unabhängig vom Ladungszustand q ist. Da die longitudinale Energie pro Ladung für diese Messungen konstant ist, ist auch das Potenzial für die Aufweitung unabhängig

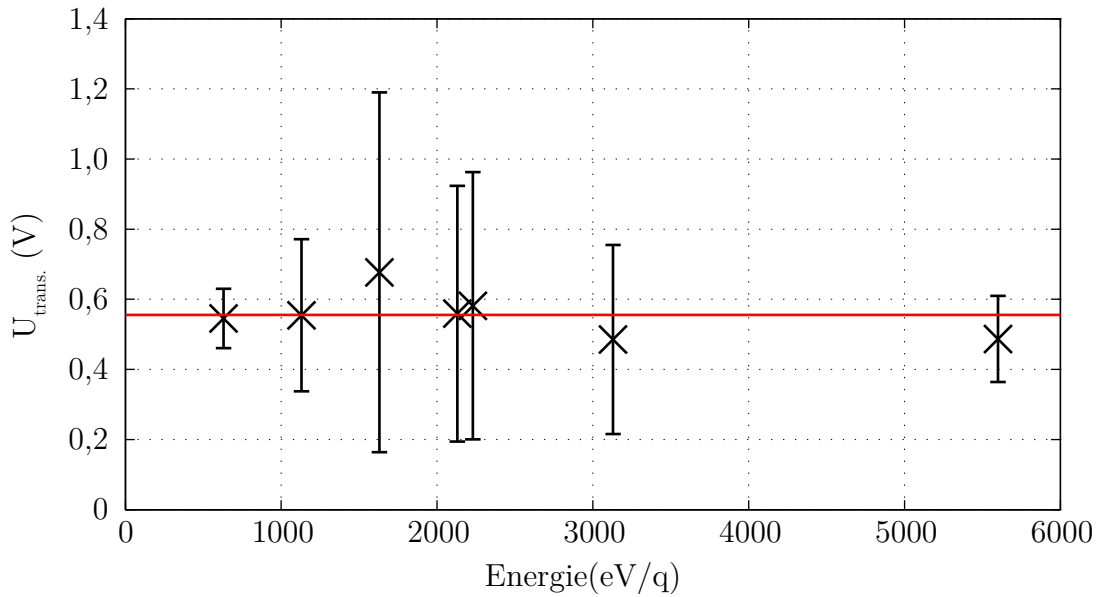


Abbildung 3.24: Darstellung der transversalen Ionenenergie pro Ladung U_{trans} in Abhängigkeit von der kinetischen Energie für die Transmission von Ar^{14+} -Ionen

vom Ladungszustand. In Abbildung 3.24 ist nun die transversale Energie pro Ladung für unterschiedliche longitudinale Energien dargestellt. Die transversale Energie pro Ladung ist unabhängig von der longitudinalen Energie. Dies zeigt, dass das elektrische Feld auf der Kapillarfolie, welches die Aufweitung des Ionenstrahls bewirkt, unabhängig von der kinetischen Energie der einfallenden Teilchen ist.

3.4.3 Schlussfolgerungen der Messung der Ionenstrahldivergenz und Anpassung des Transmissionsmodell

Zunächst fassen wir aus der Literatur gewonnene Messdaten der Ionenstrahldivergenz für unterschiedliche Materialien, Ionenstrahlen und Kapillargeometrien zusammen. Es wurde die Transmission von hochgeladenen Ionen durch Nanokapillaren in SiO_2 -Kapillarfolien [27, 52, 66], Al_2O_3 -Kapillaren [56, 76] und PET Kapillarfolien [23, 79, 94] weiterführend untersucht. In Tabelle 3.3 sind die Ergebnisse dieser Messungen zusammengefasst. Die Messungen erfolgten in einem Energiebereich von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 330 \text{ eV}$ bis $E_{\text{kin.}} = q \cdot 1600 \text{ eV}$

Aus Tabelle 3.3 ist zu ersehen, dass keine klare Abhängigkeit der Breite des Transmissionsprofils vom Anstellwinkel festgestellt werden kann. In der Spalte der Halbwertsbreite Γ_ϕ ist angegeben, ob die Divergenz mit steigendem Anstellwinkel steigt (s), fällt (f), konstant ist (k) oder statistisch variiert (v). Weiterhin ist das Verhältnis von Guiding-Winkel zu Divergenz

$$S = \frac{\Psi_{C,B}}{\Gamma_\phi} \quad (3.28)$$

Kapillarfolie			Projektil			Ergebnis			Literatur	
Mat.	l (μm)	d (nm)	ρ (/ mm^2)	Ion	E/q (eV)	j_{Ion} ($\frac{\text{pA}}{\text{mm}^2}$)	$\Psi_{\text{C,B}}$	Γ_{ϕ}	$\frac{\Psi_{\text{C,B}}}{\Gamma_{\phi}}$	
Al_2O_3	10	60	$1 \cdot 10^8$	Ne^{7+}	1000	100	$1,1^\circ$	$1,2^\circ\text{v}$	0,9	[73, 76]
Al_2O_3	15	280	$4 \cdot 10^6$	Ne^{6+}	500		$4,8^\circ$	$5,5^\circ\text{k}$	0,9	[56]
SiO_2	25	100	$1 \cdot 10^6$	Ne^{7+}	1000	82	$2,7^\circ$	$1,2^\circ\text{s}$	2,3	[66]
SiO_2	25	100	$1 \cdot 10^6$	Ne^{7+}	1000	100	$^\circ$	$0,8^\circ$		[27, 73]
SiO_2	25	100	$5 \cdot 10^5$	Ne^{7+}	1000	5	$^\circ$	$0,9^\circ$		[77]
PET	10	100	$5 \cdot 10^6$	Ne^{7+}	140		$^\circ$	12°k		[25, 26]
PET	10	100	$5 \cdot 10^6$	Ne^{7+}	290		$^\circ$	$6,3^\circ\text{k}$		[25, 26]
PET	10	100	$5 \cdot 10^6$	Ne^{7+}	430	60	10°	$5,0^\circ\text{k}$	2,0	[85, 90]
PET	10	100	$5 \cdot 10^6$	Ne^{7+}	430	750	$8,9^\circ$	$4,9^\circ\text{k}$	1,8	[78, 86, 89]
PET	10	200	$5 \cdot 10^6$	Ne^{7+}	430		$6,6^\circ$	$5,0^\circ\text{k}$	1,3	[86]
PET	10	200	$1 \cdot 10^6$	Ne^{7+}	430	400	$5,2^\circ$	$2,8^\circ\text{k}$	1,9	[22, 23, 79]
PET	10	200	$4 \cdot 10^4$	Ne^{7+}	430	60	$5,5^\circ$	$3,0^\circ\text{s}$	1,8	[79, 82]
PET	10	200	$4 \cdot 10^4$	Ne^{7+}	500	30	$3,2^\circ$	$1,5^\circ\text{k}$	2,1	[38, 82]
PET	10	100	$5 \cdot 10^6$	Ne^{7+}	710		$^\circ$	$2,7^\circ\text{k}$		[25, 26]
PET	10	200	$1 \cdot 10^6$	Ne^{7+}	750	400	$3,6^\circ$	$2,0^\circ\text{s}$	1,8	[22, 23, 81]
PET	10	100	$4 \cdot 10^6$	Ne^{7+}	1000		$2,5^\circ$	$3,0^\circ\text{f}$	0,8	[94]
PET	10	100	$5 \cdot 10^6$	Ne^{7+}	1000		$^\circ$	$2,2^\circ\text{k}$		[25, 26]
PET	10	200	$4 \cdot 10^4$	Ne^{7+}	1000	30	$^\circ$	$1,5^\circ$		[37, 38]
PET	10	100	$1 \cdot 10^8$	Ne^{7+}	1000	100	$^\circ$	$3,2^\circ$		[73]
PET	10	200	$1 \cdot 10^6$	Ne^{7+}	1100	400	$3,0^\circ$	$1,8^\circ\text{s}$	1,7	[22, 23, 81]
PET	10	100	$5 \cdot 10^6$	Ne^{7+}	1400		$^\circ$	$1,6^\circ\text{k}$		[25, 26]
PET	10	200	$1 \cdot 10^6$	Ne^{7+}	1400	400	$2,2^\circ$	$1,4^\circ\text{s}$	1,6	[22, 23, 81]
PET	10	200	$1 \cdot 10^6$	Ne^{9+}	330		$7,5^\circ$	$^\circ$		[22, 23]
PET	10	100	$5 \cdot 10^6$	H^+	1600	130	$^\circ$	$1,6^\circ\text{k}$		[90]
PET	10	100	$5 \cdot 10^6$	H_2^+	1000		$^\circ$	$3,2^\circ\text{k}$		[87]
PET	10	200	$1 \cdot 10^6$	Ar^{9+}	330		$7,5^\circ$	$^\circ$		[22, 23]
PET	10	200	$1 \cdot 10^6$	Ar^{13+}	580	400	$4,2^\circ$	$2,3^\circ$	1,8	[22, 23, 81]
PET	10	200	$1 \cdot 10^6$	Ar^{13+}	800	400	$3,2^\circ$	$1,8^\circ$	1,8	[22, 23, 81]
PET	10	200	$1 \cdot 10^6$	Ar^{13+}	1000	400	$2,7^\circ$	$1,5^\circ$	1,8	[22, 23, 81]
PET	10	200	$1 \cdot 10^6$	Xe^{25+}	1000	400	$2,8^\circ$	$1,6^\circ$	1,8	[22, 23, 81]
PET	10	200	$1 \cdot 10^6$	Xe^{25+}	1400	400	$2,2^\circ$	$1,2^\circ$	1,8	[22, 23, 81]
PET	10	200	$1 \cdot 10^6$	Xe^{25+}	1600	400	$2,0^\circ$	$1,1^\circ$	1,8	[22, 23, 81]

Tabelle 3.3: Eigenschaften der Transmission von hochgeladenen Ionen durch Nanokapillaren. Es sind nicht alle Daten für alle Fälle bekannt. Erläuterung zur gemessenen Breite des Transmissionsprofils: (v) - variiert statistisch, (s) - steigt mit steigendem Anstellwinkel, (f) - fällt mit steigendem Anstellwinkel, (k) - konstant

angegeben. Analog zu den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen, ist der Quotient $\frac{\Psi_{C,B}}{\Gamma_\phi}$ für verschiedene Materialien unterschiedlich, aber bis auf wenige Ausnahmen innerhalb eines Materials konstant, obwohl der Guiding-Winkel und die Divergenz stark von der Energie, Lochdichte und Kapillargeometrie abhängen. Dies führt zu der Annahme, dass ein einzelnes Potenzial für die Ablenkung des Ionenstrahls am Kapillareingang und für die Aufweitung des übertragenen Ionenstrahls verantwortlich ist. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die Breite des Transmissionsprofils in den bekannten Veröffentlichungen unterschiedliche Abhängigkeiten vom Anstellwinkel Ψ aufweist.

λ_s	λ_f	U_s	Literatur	
$\frac{E_{kin.}}{e \cdot q \cdot U_s}$	$b_f E_{kin.}$	$\frac{Q_\infty}{C_s}$	[24, 25]	Beschreibt die Winkelabhängigkeit nach der Messung bei einer Energie von $E_{kin.} = q \cdot 3 \text{ keV}$
$\frac{E_{kin.} \cdot e_{kin.}}{e \cdot q \cdot U_s}$	c_f	$\frac{Q_\infty}{C_s}$	[26]	Berücksichtigt die gemessene quadratische Abhängigkeit des Guiding-Parameters λ von der Projektilenergie
$\frac{E_{kin.}}{e \cdot q \cdot U_s}$	c_f	$\frac{Q_\infty}{C_s}$	[22, 23]	Kapillarfolien mit hoher Parallelität zeigen wieder eine lineare Abhängigkeit im Energiebereich von $E_{kin.} = q \cdot 350 \text{ eV}$ bis $E_{kin.} = q \cdot 1600 \text{ eV}$
$\frac{E_{kin.}}{e \cdot q \cdot U_s}$		$\frac{Q_\infty}{C_s} \left(\frac{E_{kin.}}{e \cdot q} \right)^{0,3}$	[24, 25]	Berücksichtigung der Korrelation von Guiding-Parameter und Breite des übertragenen Ionenstrahls. Dies stellt eine Abkehr von Modell des Streu- und Führungsbereiches dar.

Tabelle 3.4: Übersicht über die Ansätze zur Beschreibung der Energieabhängigkeit der Transmissionswahrscheinlichkeit

Die Einteilung der Kapillare in einen Streu- und Führungsbereich wird aufgegeben und für den Guiding-Parameter λ der Ansatz

$$\lambda = \frac{E_{kin.}}{e \cdot q \cdot U_s} \quad (3.29)$$

gewählt. Um die experimentellen Ergebnisse der Energieabhängigkeit zu berücksichtigen wird für U_s der Ansatz

$$U_s = \frac{Q_\infty}{C_s} \cdot \left(\frac{E_{kin.}}{e \cdot q} \right)^{0,3} \quad (3.30)$$

angenommen [81]. In Tabelle 3.4 ist die Entwicklung der Beschreibung des Guiding-Parameters λ noch einmal dargestellt.

3.4.4 Zusammenwirken von Ablenkung und Aufweitung des Ionenstrahls

In Abschnitt 3.3.2 und in der Abbildung 3.22 wurde gezeigt, dass sowohl der Guiding-Winkel $\Psi_{C,B}$ als auch die Breite des Transmissionsprofils Γ_ϕ bei gleichem Verhältnis von kinetischer Energie zu Ladung unabhängig vom Ladungszustand sind. Damit ist auch das Verhältnis aus Guiding-Winkel und Profildbreite

$$S = \frac{\Psi_{C,B}}{\Gamma_\phi} \quad (3.31)$$

unabhängig vom Ionenladungszustand. Analog zu den Messungen von Stolterfoht u.a. [81] ist in Abbildung 3.25 das Verhältnis S in Abhängigkeit von der kinetischen Energie pro Ladung dargestellt.

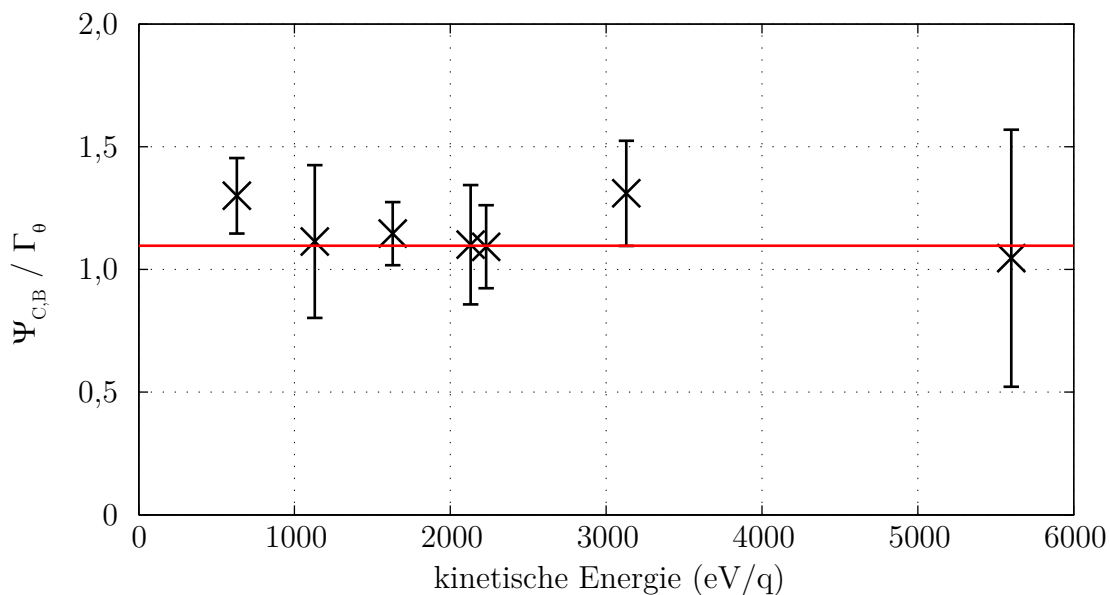


Abbildung 3.25: Darstellung des Quotienten aus der Breite des Transmissionsprofils und des Guiding-Winkel in Abhängigkeit von der kinetischen Energie für die Transmission von Ar^{14+} -Ionen.

Die Messungen zeigen, dass das Verhältnis S von Guiding-Winkel zu Profildbreite unabhängig von der kinetischen Energie pro Ladung ist. Dies bestätigt die Annahme, dass für die Aufweitung des Ionenstrahls die gleichen Ladungsfelder verantwortlich sind, die den Strahl am Eingang der Kapillare ablenken.

Bei gleichem Verhältnis von kinetischer Energie zu Ladung ergeben die Transmissionsmessungen an Kapillaren in SiO_2 - und Al_2O_3 -Folien eine kleinere Divergenz des ausfallenden Ionenstrahls als die Transmissionsmessungen an PET-Kapillarfolien (Vergleiche Tabelle 3.3). Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass sowohl der Durchmesser als auch die Richtung der Kapillaren in SiO_2 - und Al_2O_3 -Folien wohl definiert ist und die geometrischen Parameter dieser Kapillartypen weniger Freiheitsgraden unterliegen als Kapillaren in PET-Folien [54].

Um die in Abschnitt 1.2.4 beschriebene Abhängigkeit der Breite des Transmissionsprofils vom Anstellwinkel Ψ in der Simulation wiederzugeben wurde diese erweitert. In Gleichung (1.26) wurde das resultierende Feld der Ladungen in den Eingangsbereichen aller Kapillaren \vec{F}_{mean} eingeführt. Durch das Zusammenwirken der Ladungsfelder im Eingangsbereich der Kapillaren und der metallischen Folienoberfläche bildet sich eine Linsenwirkung aus, die den ausfallenden Ionenstrahl defokussiert [70]. Mit steigendem Anstellwinkel Ψ wird eine höhere Ladungsmenge im Eingangsbereich der Kapillaren deponiert. Damit steigt das defokussierende elektrische Feld und somit die Divergenz des ausfallenden Ionenstrahls. Unter der Berücksichtigung des defokussierenden Feldes \vec{F}_{mean} und der Verteilung der Kapillarrichtung kann die gemessene Divergenz des ausfallenden Strahls in der Simulation beschrieben werden. Die Aufweitung des ausfallenden Ionenstrahls durch das Feld \vec{F}_{mean} erklärt auch die in Abschnitt 3.1.2 gemessene Zunahme der Divergenz des ausfallenden Ionenstrahls senkrecht zur Ablenkebene. Die makroskopische Linsenwirkung ist dabei sowohl senkrecht als auch parallel zur Ablenkrichtung zu beobachten.

3.5 Einfluss der Targettemperatur

Einen essenziellen Einfluss auf die Ausbildung der Ladungsfelder innerhalb der Kapillare hat die Leitfähigkeit des Materials. Die Leitfähigkeit von PET erhöht sich im Temperaturbereich zwischen 300 K und 340 K nahezu um den Faktor 2 [12].

Im Folgenden werden Experimente zur Transmission von Ar^{14+} -Ionen mit einer Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 2130 \text{ eV}$ für Temperaturen von 298 K, 313 K und 323 K miteinander verglichen. Da eine Heizung der Kapillarfolie im Targethalter nicht vorgesehen ist, wurde die Temperaturänderung über die Temperatur der gesamten Targetkammer realisiert. Dadurch ist der zu untersuchende Temperaturbereich innerhalb des Arbeitsbereiches des Detektors eingeschränkt.

T (K)	$\Psi_{\text{C,B}}$	$\overline{\Gamma}_{\phi}$	CO	Ψ_{ce}	a_{μ}
298	$(2,23 \pm 0,45)^{\circ}$	$(2,32 \pm 0,06)^{\circ}$	89 ± 2	$(9,40 \pm 0,88)^{\circ}$	0,75
313	$(1,75 \pm 0,28)^{\circ}$	$(1,73 \pm 0,18)^{\circ}$	83 ± 6	$(5,23 \pm 0,66)^{\circ}$	0,83
323	$(1,69 \pm 0,19)^{\circ}$	$(1,64 \pm 0,09)^{\circ}$	77 ± 3	$(4,12 \pm 2,72)^{\circ}$	0,94

Tabelle 3.5: Abhängigkeit einiger charakteristischer Größen (Erläuterungen siehe Text) von der Temperatur. Da die Folie nicht geheizt werden kann, wird die gesamte Temperatur der gesamten Targetkammer geändert und in einem Abstand von 4 cm von dem Kapillartarget gemessen.

In Tabelle 3.5 ist der Einfluss der Folientemperatur auf den Guiding-Winkel $\Psi_{\text{C,B}}$, die mittlere Breite des Transmissionsprofils $\overline{\Gamma}_{\phi}$, den Anteil übertragener Ionen ohne Umladung bei geradem Durchflug durch die Kapillare n_{CO} , den charakteristischen Ladungsaustauschwinkel Ψ_{ce} und den Anstieg der Schwerpunktsverschiebung des übertragenen Ionenstrahls $a_{\mu\phi}$ dargestellt. Sowohl der Guiding-Winkel als auch die Profilbreite nehmen mit steigender Temperatur ab. Dabei bleibt das Verhältnis $\Psi_{\text{C,B}}/\overline{\Gamma}_{\phi}$

konstant. Daraus folgt, dass das Potenzial zur Ablenkung der Ionen innerhalb der Kapillare und zur Aufweitung hinter der Kapillarfolie mit steigender Leitfähigkeit abnimmt. Somit sinkt die Ablenkfähigkeit der Kapillarfolie, was sich ebenfalls im Anstieg von a_μ widerspiegelt.

In den vorherigen Abschnitten wurde der Einfluss der Projektileigenschaften wie Ladungszustand und Energie auf den Guiding-Prozess dargestellt. Es wurde deutlich, dass das Projektil dabei keinen signifikanten Einfluss auf die Ladungsfelder innerhalb der Kapillare hat. Hier jedoch zeigt sich der deutliche Einfluss der Leitfähigkeit der Folien auf die Ladungsfelder innerhalb der Kapillaren.

3.6 Anwendung des Guidingprozesses: Ionenlinsen

Im letzten Teil der Untersuchungen zur Transmission von hochgeladenen Ionen durch Nanokapillaren wird die Nutzung des Guiding-Effektes zur Konstruktion von ionenoptischen Instrumenten untersucht. In Abbildung 3.26 ist das Prinzip einer Ionenlinse dargestellt. Im Aufbau des Transmissionsexperimentes wurde der Folienhalter (Nummer 3 in Abbildung 2.8) durch einen in einer Richtung gebogenen Halter ersetzt. Die auf den Halter gespannte PET-Folie erhielt dabei die gleiche Biegung.

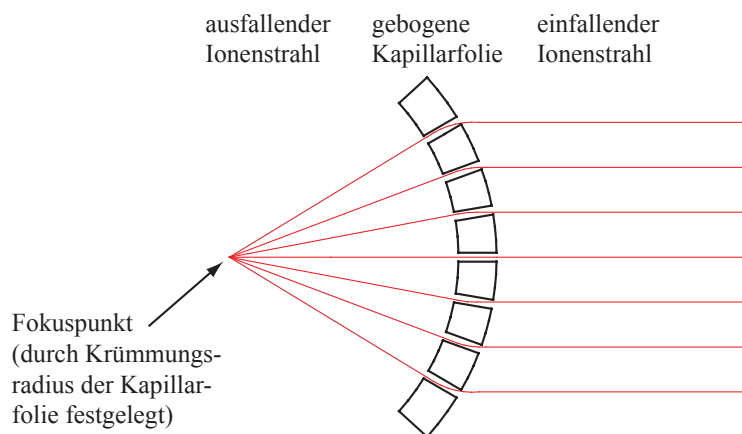


Abbildung 3.26: Prinzipskizze zur Verwendung einer Nanokapillarfolie als Ionenlinse unter Ausnutzung des Guiding-Effektes

Der Radius der Biegung betrug $r = 100$ mm. Dies war gleich dem Abstand zwischen Folienhalter und MCP. Damit lag der Fokuspunkt genau auf der MCP. Die Blende vor der Folie hatte einen Durchmesser von $d = 5$ mm.

Die Transmission von Ar^{8+} -Ionen mit einer Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 600$ eV ergab eine Halbwertsbreite des detektierten Strahlflecks in der Fokussierungsrichtung von $\Gamma_y = (8,7 \pm 1,2)$ mm. Dies entspricht ca. der Breite des Transmissionsprofils für die Transmission durch eine gerade Kapillarfolie mit einer Eingangsblende von $d = 1$ mm. Dies bedeutet, dass der Ionenstrahl durch die gebogene Folie fokussiert wurde. Die

Divergenz des ausfallenden Strahls war jedoch so groß, dass der Strahlfleck wieder verbreitert wurde.

Alternativ zu der Transmission durch PET-Folien wurde die Transmission durch Al_2O_3 -Kapillarfolien untersucht. Da die Lochdichte größer und die Verteilung der Kapillarrichtungen kleiner ist, wird eine bessere Eignung als Ausgangsmaterial für eine Ionenlinse erwartet. In Abbildung 3.27 ist die Transmission von Eisen Ionen durch eine nicht gewölbte Al_2O_3 -Folie dargestellt. Bei einer Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 650 \text{ eV}$ beträgt die Divergenz des ausfallenden Strahls $\Gamma_\phi = (2,69 \pm 0,15)^\circ$ und ist somit um den Faktor 2,5 kleiner als für die Transmission durch PET-Folien im gleichen Energiebereich.

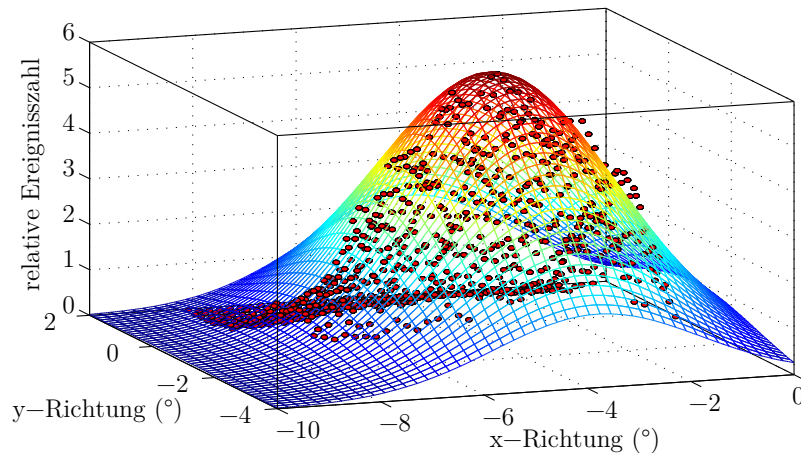


Abbildung 3.27: Transmission von Fe^{16+} Ionen durch eine Al_2O_3 -Folie mit einer Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 650 \text{ eV}$ bei einem Anstellwinkel von $\Psi = 1^\circ$ zwischen einfallenden Ionenstrahl und Kapillarachsen.

Die Messungen zeigen jedoch, dass der charakteristische Guiding-Winkel um den Faktor 2 kleiner ist als der Guiding-Winkel für die Transmission durch PET Folien. Somit steigt das Verhältnis S aus Gleichung (3.28) zwischen Guiding-Winkel und Divergenz um den Faktor 1,25.

Dies bevorzugt zunächst eine Al_2O_3 -Folie als Ionenlinse. Messungen der absoluten Transmissionswahrscheinlichkeit zeigen jedoch, dass der übertragene Gesamtionenstrom um eine Größenordnung kleiner ist als für die Transmission durch eine PET-Folie. Dies ist auf den kleineren elektrischen Widerstand und den damit größeren Verlust an Ionenladung auf den Kapillarwänden zurückzuführen. Zusammenfassend zeigt die Anwendung einer Ionenlinse aus einer gebogenen Mikrokapillarfolie ein eher geringes Anwendungspotenzial.

Kapitel 4

Transmission durch eine makroskopische Glaskapillare

Die bisher dargestellten Ergebnisse fokussierten sich auf die Transmission von Ionen durch Folien mit einer hohen Anzahl von Kapillaren mit einem Durchmesser im Bereich von 100 nm und einer Länge von wenigen μm . Die entspricht einem Aspektwinkel von $\Gamma_{\text{Aspekt}}/l = 0,45^\circ$. In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Transmission durch eine einzelne makroskopische Glaskapillare mit einem von $d_{\text{Eingang}} = 0,8 \text{ mm}$ auf $d_{\text{Ausgang}} = 0,15 \text{ mm}$ konischen Innendurchmesser und einer Länge von $l = 44 \text{ cm}$ vorgestellt. Der Aspektwinkel der Kapillare beträgt $\Gamma_{\text{Aspekt}} = 0,62^\circ$. Analog zum vorherigen Kapitel werden dabei in Abschnitt 4.1 das Ablenkungsvermögen, der Ladungsaustausch und die Divergenz des ausfallenden Ionenstrahls untersucht. In Abschnitt 4.2 sind die Untersuchungen zum absoluten Transmissionsvermögen und der Ionenstrahlkompression beschrieben.

Durch die Realisierung eines Potenzialunterschiedes zwischen Kapillarein- und -ausgang wird der Ionenstrahl bei der Übertragung durch die Kapillare abgebremst. In Abschnitt 4.3 sind Ergebnisse der Transmissionsexperimente durch eine konische Glaskapillare unter dem Einfluss eines externen elektrischen Feldes dargestellt. Die Nutzung des Guiding Effektes zur Verhinderung des Auseinanderlaufens des Ionenstrahls während der Abbremsung wird erläutert.

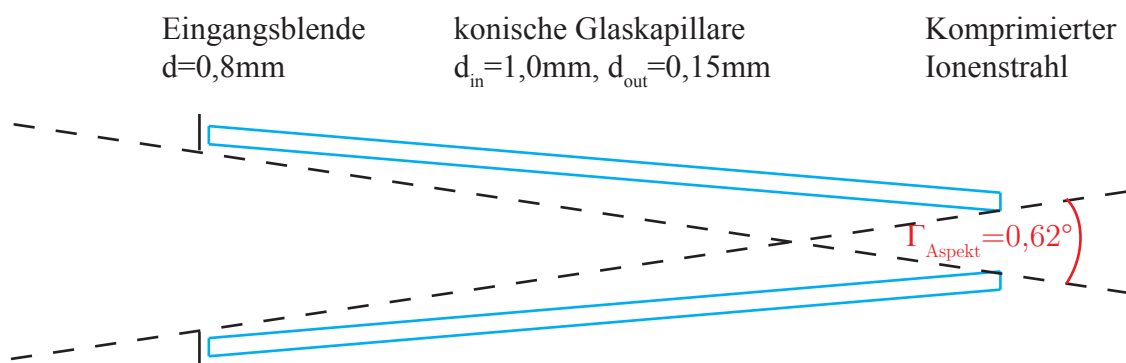


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Glaskapillare

4.1 Eigenschaften des übertragenen Ionenstrahls

In Kapitel 3 wurden charakteristische Größen wie die Zeitkonstanten τ_x , die Anzahl der übertragenen Teilchen N_{end} , die Breite des Transmissionsprofils in Ablenkrichtung Γ_ϕ und dem Schwerpunkt des übertragenen Ionenstrahls μ_ϕ in Abhängigkeit von der kinetischen Energie E_p des einfallenden Strahls untersucht. Im Folgenden Abschnitt werden die charakteristischen Größen für die Transmission durch eine makroskopische Glaskapillare untersucht und den Ergebnissen der Transmission durch Kapillarfolien gegenübergestellt.

4.1.1 Breite des Ionenstrahltransmissionsprofils

Als erste charakteristische Größe wird die Breite des Transmissionsprofils untersucht. In Abschnitt 3.4 werden die Aufweitung des Ionenstrahls bei der Ionenstrahltransmission durch eine Kapillarfolie auf das Zusammenwirken von Ladungsfeldern im Eingangsbereich der Kapillare und der metallischen Rückseite der Folie zurückgeführt. Für die Transmission durch eine einzelne makroskopische Kapillare existiert dieser Effekt nicht. Zum einen gibt es kein Gesamtfeld \vec{F}_{mean} und zum anderen ist der Abstand zwischen dem ablenkenden Ladungsfeld am Kapillareingang und Kapillarausgang zu groß, um eine effektive defokussierende Linsenwirkung zu bewirken.

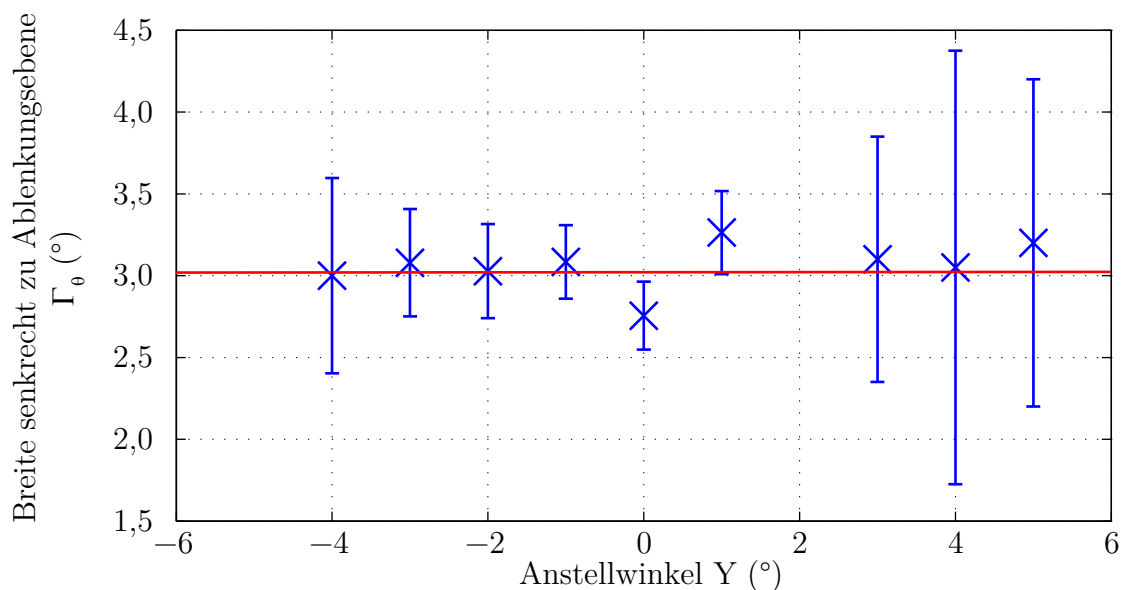


Abbildung 4.2: Darstellung der Halbwertsbreite des Transmissionsprofils senkrecht zur Ablenkebene in Abhängigkeit vom Anstellwinkel Ψ

In Abbildung 4.1 ist die Verjüngung der Glaskapillare schematisch dargestellt. Es ergibt sich ein Öffnungswinkel der Kapillare von

$$\Gamma_{\text{Aspekt}} = \tan^{-1} \left(\frac{d_{\text{Eingang}} + d_{\text{Ausgang}}}{2 \cdot l} \right) = 1,45^\circ \quad (4.1)$$

In Kapitel 3 wurde ebenfalls gezeigt, dass für die Ablenkung und die Aufweitung des Ionenstrahls ein gemeinsames Ladungsfeld am Kapillareingang verantwortlich ist.

Für eine einzelne makroskopische Glaskapillare entfällt allerdings das Gesamtfeld F_{mean} , welches die Verbreiterung des übertragenen Ionenstrahls bewirkt. Es ist somit eine Halbwertsbreite des ausfallenden Ionenstrahls von

$$\Gamma_{\phi,\theta} = \Gamma_{\text{Aspekt}} \quad (4.2)$$

zu erwarten.

In Abbildung 4.2 ist die Breite des Transmissionsprofils senkrecht zur Ablenkebene für die Transmission von Ar^{8+} -Ionen mit einer Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 7500 \text{ eV}$ in Abhängigkeit vom Anstellwinkel Ψ dargestellt. Es zeigt sich, dass der Strahl nach Verlassen der Kapillare aufgeweitet wird, da $\Gamma_{\theta} > \Gamma_{\text{Aspekt}}$ ist. Da die Halbwertsbreite Γ_{θ} unabhängig vom Anstellwinkel ist, kann nicht das ablenkende Potenzial am Kapillareingang für die Aufweitung verantwortlich sein. Der Ionenstrahl muss auf der gesamten Strecke komprimiert werden. Somit bilden sich auch in der Nähe des Ausgangs noch Ladungsfelder, die für die Aufweitung verantwortlich sind.

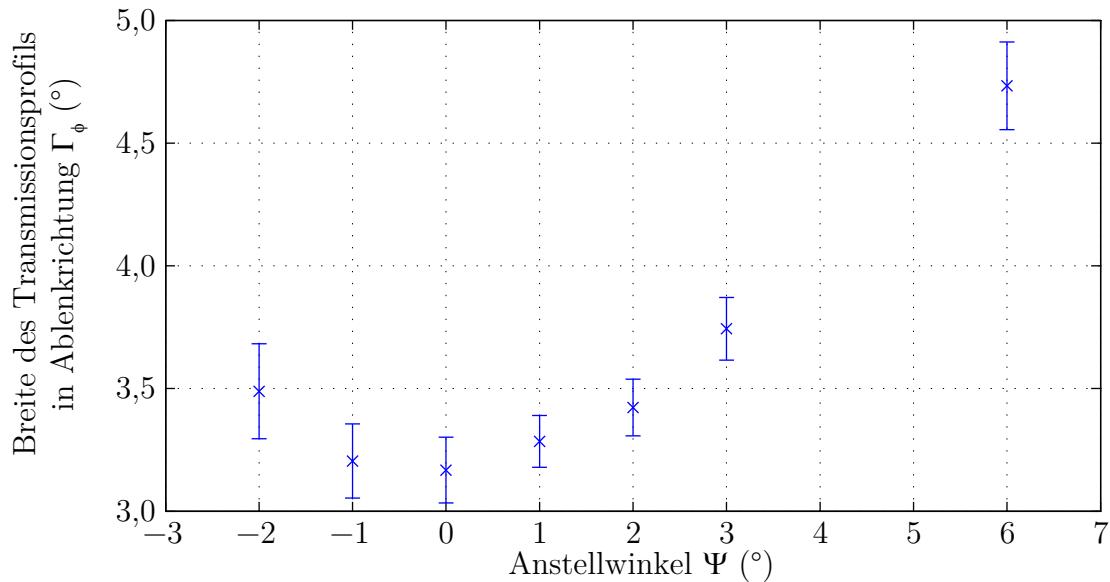


Abbildung 4.3: Darstellung der Halbwertsbreite des Transmissionsprofils in Abhängigkeit vom Anstellwinkel für die Transmission von Ar^{8+} -Ionen mit einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 7500 \text{ eV}$ durch eine konische Glaskapillare

In Abbildung 4.3 ist die Abhängigkeit der Halbwertsbreite des Transmissionsprofils Γ_{ϕ} in Ablenkrichtung vom Anstellwinkel Ψ für die Transmission von Ar^{8+} -Ionen mit einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 7500 \text{ eV}$ dargestellt. Analog zu Halbwertsbreite senkrecht zu Ablenkungsebene gilt für die Halbwertsbreite in Ablenkrichtung $\Gamma_{\phi} > \Gamma_{\text{Aspekt}}$. Weiterhin wächst die Profilbreite mit steigendem Anstellwinkel Ψ . Damit einfallende Ionen bei steigendem Anstellwinkel durch die Kapillare transportiert werden, sind höhere Felder innerhalb der Kapillare notwendig. Die Abhängigkeit von Γ_{ϕ} vom Anstellwinkel Ψ zeigt, dass die in der Kapillare deponierte Ladung einen Einfluss auf die Breite des Transmissionsprofils hat. Der Abstand zwischen Kapillarein- und -ausgang ist zu groß, als dass die Felder im Kapillareingang den Ionenstrahl nach

Verlassen der Kapillare aufweiten können. Daher müssen innerhalb der Kapillare weitere ablenkende Ladungsfelder generiert werden, welche für die Aufweitung verantwortlich sind.

Die zeitliche Entwicklung von Transmissionsvermögen und Breite des Transmissionsprofils ist im Rahmen des Messfehlers für die Transmission durch makroskopische Glaskapillaren gleich. Das heißt, dass die ablenkenden und aufweitenden Felder gleichzeitig generiert werden. In Tabelle 4.1 ist die Abhängigkeit der Halbwertsbreite von der kinetischen Energie dargestellt. Es zeigt sich, dass diese im Rahmen des Messfehlers unabhängig von der kinetischen Energie ist. Für kleinere kinetische Energien werden kleinere Ladungsfelder ausgebildet, welche die Aufweitung bewirken.

$q \cdot E_{\text{kin}}$	$\Gamma_{\phi,0}$
1000 eV	$(3,14 \pm 0,46)^\circ$
3000 eV	$(2,90 \pm 0,65)^\circ$
7500 eV	$(3,20 \pm 0,25)^\circ$

Tabelle 4.1: Abhängigkeit der Breite des Transmissionsprofils für den Anstellwinkel $\Psi = 0^\circ$ von der kinetischen Energie für die Transmission von Ar^{8+} -Ionen

4.1.2 Transmissionsschwerpunkt

In Abschnitt 3.2.3 wurde gezeigt, dass sich die Richtung des übertragenen Ionenstrahls mit steigendem Anstellwinkel Ψ in Richtung des geraden Durchfluges der Ionen durch die Kapillarfolie verschiebt. Für Energien von $E_{\text{kin.}} > q \cdot 5600 \text{ eV}$ wurde keine Ablenkung mehr festgestellt. Dies war durch den breiten Akzeptanzbereich für die Transmission von Ionen durch die Kapillarfolie ohne Wechselwirkung mit den Kapillarwänden begründet. Der Akzeptanzbereich ergab sich aus dem Zusammenwirken von Aspektverhältnis der Kapillaren und der Verteilung der Kapillarrichtung. Für eine einzelne makroskopische Glaskapillare entfällt jedoch die Verteilung der Kapillarrichtung. Es wird somit eine maximale Verschiebung des Schwerpunktes bis

$$\mu_{\phi,\text{max}} = \Gamma_{\text{Aspekt}} = 0,62^\circ \quad (4.3)$$

erwartet.

In Abbildung 4.4 ist der Schwerpunkt der Transmission in Abhängigkeit vom Anstellwinkel für die Transmission von Ar^{8+} -Ionen mit einer Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 7500 \text{ eV}$ durch die makroskopische Glaskapillare dargestellt. Es zeigt sich, dass die Position des übertragenen Ionenstrahls im Rahmen des Messfehlers unabhängig vom Anstellwinkel ist. Die Richtung des ausfallenden Ionenstrahls ist immer parallel zur Achse der Glaskapillare. Die Ergebnisse sind im untersuchten Energiebereich unabhängig von der kinetischen Energie des einfallenden Ionenstrahls.

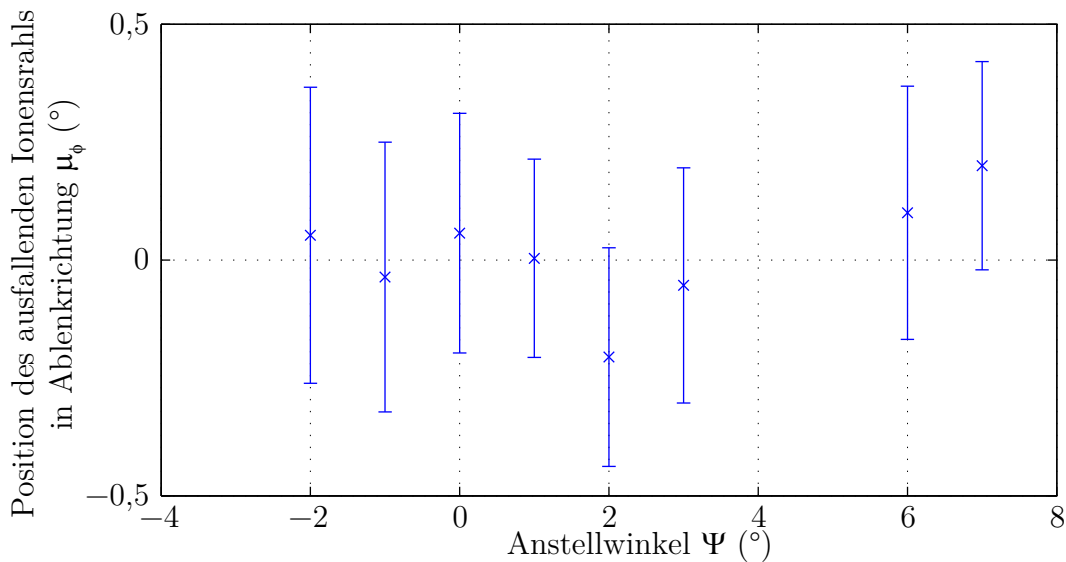


Abbildung 4.4: Darstellung des Schwerpunktes der Transmission μ_ϕ in Abhängigkeit vom Anstellwinkel für die Transmission von Ar^{8+} -Ionen mit einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 7500 \text{ eV}$ durch eine konische Glaskapillare

4.1.3 Transmissionsvermögen

Um die Fähigkeit der Glaskapillare, einen Ionenstrahl abzulenken, zu quantifizieren, wird an die winkelabhängige Transmissionswahrscheinlichkeit analog zu Abschnitt 3.2.2 eine Funktion nach Gleichung (1.31) angepasst. Dazu ist in Abbildung 4.5

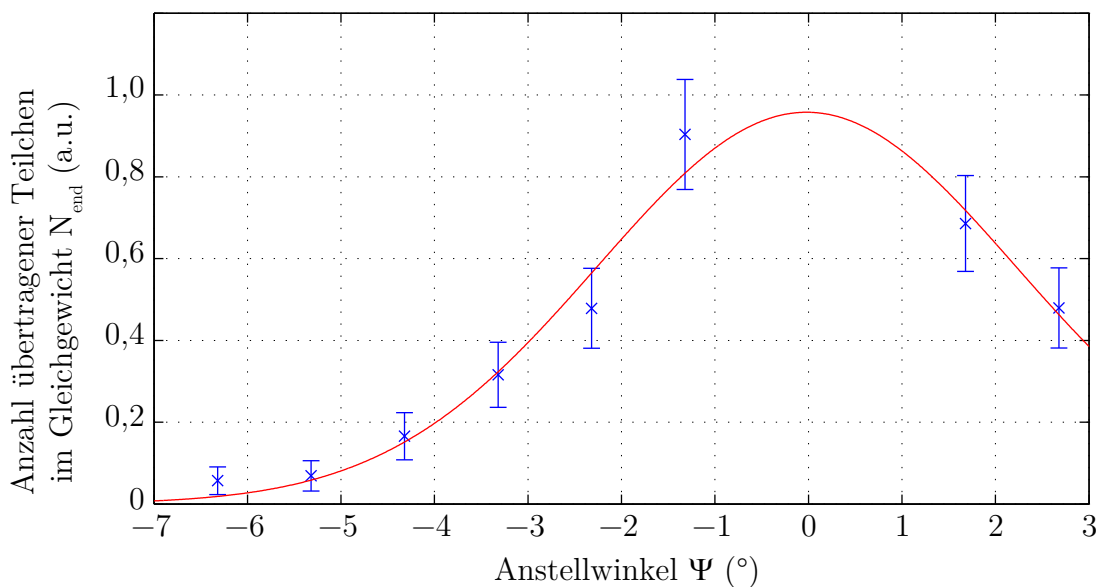


Abbildung 4.5: Darstellung der Transmission von Ar^{8+} -Ionen in Abhängigkeit vom Anstellwinkel mit einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 7500 \text{ eV}$ durch eine konische Glaskapillare. Die rote Linie stellt die Anpassung der Funktion (1.31) an die Messwerte dar.

die Anzahl der übertragenen Teilchen im Gleichgewicht N_{end} in Abhängigkeit vom Anstellwinkel Ψ dargestellt. Für die Transmission von Ar^{8+} -Ionen mit einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 7500 \text{ eV}$ beträgt der charakteristische Guiding-Winkel hier $\Psi_{\text{B,C}} = (2,48 \pm 0,32)^\circ$.

Im Vergleich zur Transmission von Teilchen durch Nanokapillaren ist der Guiding-Winkel für gleiche Energien deutlich größer. Weiterhin war der gemessene Guiding-Winkel im untersuchten Energiebereich bis $E_{\text{kin.}} < q \cdot 8 \text{ keV}$ signifikant größer als der Öffnungswinkel der Kapillare. Der im vorigen Kapitel beobachtete Effekt, dass der Guiding-Effekt für hohe Energien gegen den Öffnungswinkel konvergiert, war bei der Untersuchung mit Glaskapillaren nicht zu verifizieren.

Für kinetische Energien von $E_{\text{kin.}} < q \cdot 3 \text{ keV}$ zeigte sich eine Unterdrückung der Transmission von hochgeladenen Ionen bei kleinen Anstellwinkeln. In Abbildung 4.6 ist die Abhängigkeit der übertragenen Ionen mit einer Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 1000 \text{ eV}$ im Gleichgewicht N_{end} vom Anstellwinkel Ψ dargestellt. Das Maximum an übertragenen Teilchen liegt hier nicht beim geraden Durchflug, sondern bei einem Anstellwinkel von $|\Psi| \approx 2,8^\circ$. Dies bedeutet eine Unterdrückung der Transmission für kleine Anstellwinkel.

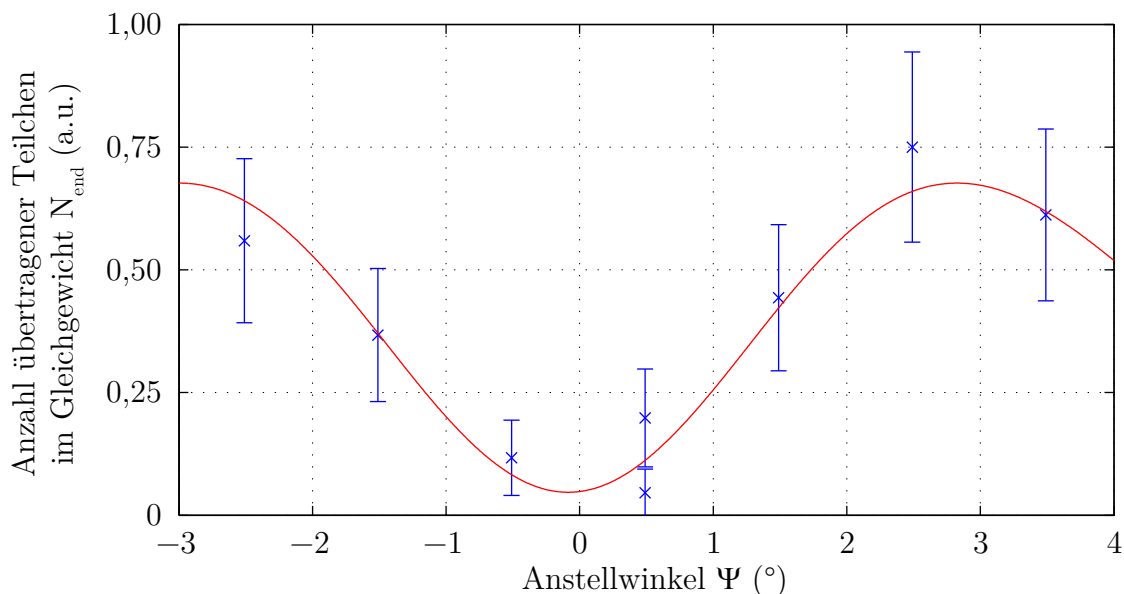


Abbildung 4.6: Darstellung der Transmission von Ar^{8+} -Ionen mit einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 1000 \text{ eV}$ durch eine konische Glaskapillare. Die rote Linie stellt die Anpassung der Funktion 4.4 an die Messwerte dar.

Ein ähnliches Ergebnis wurde von Nakayama u. a. für die Transmission verschiedener Ionen mit einer Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 3000 \text{ eV}$ durch eine 30 mm lange und sich von 0,8 mm auf 50 μm verjüngende Kapillare [58] und von Stolterfoht u. a. für die Transmission von Ne^{7+} Ionen mit einer Energie von 3 keV durch Nanokapillarfolien in Polycarbonat [88] veröffentlicht. Für die Transmission von Ar^{9+} -Ionen mit einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 500 \text{ eV}$ durch eine 11,4 mm lange Kapillare mit einem

konstanten Durchmesser von $170 \mu\text{m}$ wurde dieses Verhalten jedoch nicht beobachtet [2, 48].

Um die Unterdrückung der Transmission zu quantifizieren, wird Gleichung (1.31) um einen Verlustterm erweitert

$$f(\Psi) = f(\Psi = 0^\circ) \cdot \left(\exp \left\{ -\frac{\sin^2(\Psi)}{\sin^2(\Psi_c)} \right\} - V \cdot \exp \left\{ -\frac{\sin^2(\Psi)}{\sin^2(\Psi_V)} \right\} \right) \quad (4.4)$$

Dabei stellt V die Stärke und Ψ_V die Breite der Unterdrückung der Transmission des Ionenstrahls bei kleinen Anstellwinkeln dar. In Abbildung 4.7 ist der Verlauf der beiden Teile der Funktion (4.4) dargestellt. Der normale Guiding-Prozess (Linie) wird durch die Unterdrückung (Punkte) überlagert.

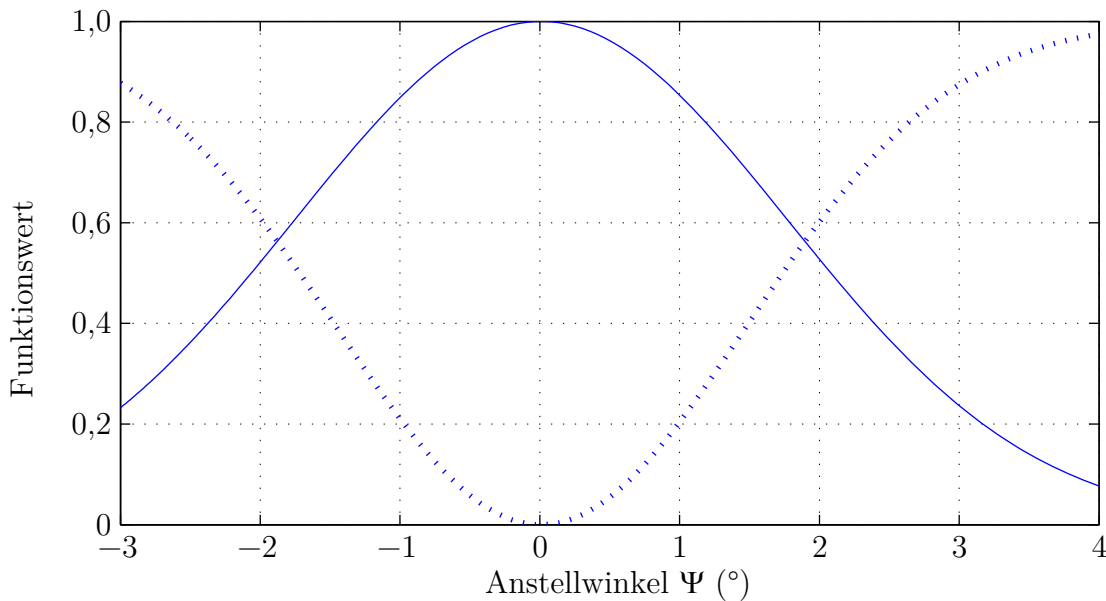


Abbildung 4.7: Darstellung der einzelnen Funktionsterme der Anpassung von Gleichung (4.4) an die Messdaten der Transmission von Ar^{8+} -Ionen mit einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 1000 \text{ eV}$ durch eine konische Glaskapillare

Für sinkende kinetische Energien steigt sowohl der charakteristische Guiding-Winkel Ψ_C , als auch die charakteristischen Größen für den Verlustterm V und Ψ_V . In Tabelle 4.2 sind die Parameter der Anpassung für unterschiedliche kinetische Energien angegeben.

$E_{\text{kin.}}/q$	Ψ_C	Ψ_V	V
3000 eV	$(3,0 \pm 2,3)^\circ$	$(1,3 \pm 0,8)^\circ$	$0,4 \pm 0,3$
1000 eV	$(3,5 \pm 1,8)^\circ$	$(2,7 \pm 2,3)^\circ$	$0,9 \pm 0,1$

Tabelle 4.2: Parameter der Anpassung der Funktion 4.4 an die Messwerte der Transmission von Ar^{8+} -Ionen mit unterschiedlichen kinetischen Energien

4.1.4 Umladungsprozesse

Die Messung des Ladungsaustausches beim Durchgang der Ionen durch Glaskapillaren ist mit dem verwendeten Versuchsaufbau nur eingeschränkt möglich. Dazu wurde der Aufbau zur Ionentransmission durch Nanokapillarfolien dahingehend modifiziert, dass der Targethalter für die Folien durch einen Halter für die Glaskapillare ersetzt wurde. Da die Glaskapillare jedoch eine Länge von 44 mm hatte, ragte diese in den Bereich des Kollimators hinein. Dieser musste somit entfernt werden, was eine Trennung der einzelnen Ladungszustände nur noch eingeschränkt ermöglicht.

In Abbildung 4.8 ist die Abhängigkeit des prozentualen Ladungsaustausches ce vom Anstellwinkel Ψ für die Transmission von Ar^{8+} -Ionen durch eine konische Glaskapillare dargestellt. Analog zur Messung des winkelabhängigen Ladungsaustausches für die Transmission durch Nanokapillarfolien wird an die Messwerte des winkelabhängigen Ladungsaustausches für die Transmission durch Glaskapillaren die Funktion (3.8) angepasst.

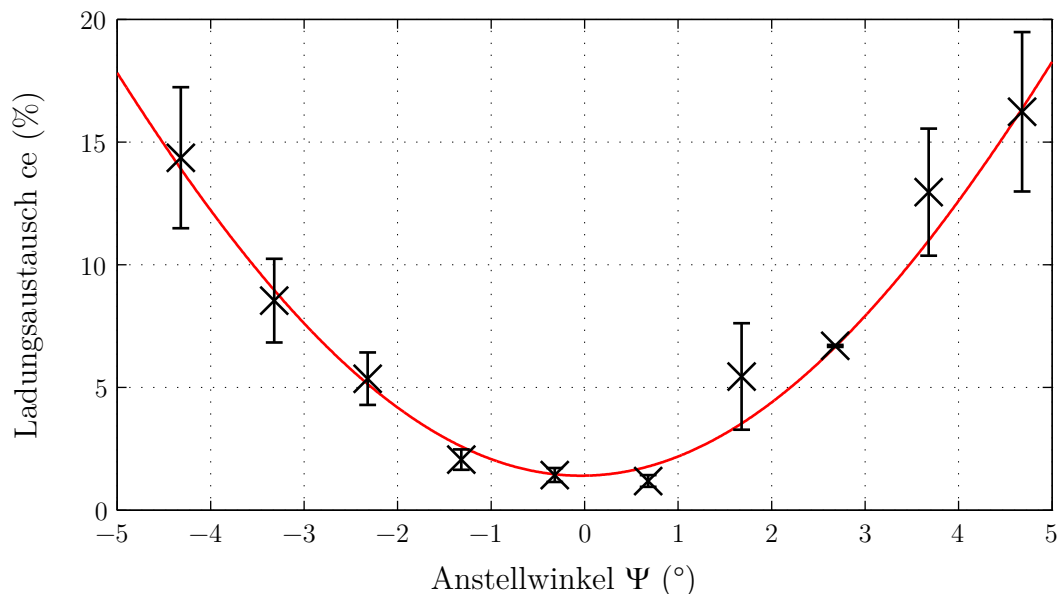


Abbildung 4.8: Abhängigkeit der Umladungswahrscheinlichkeit vom Anstellwinkel Ψ für die Transmission von Ar^{8+} -Ionen mit einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 7500 \text{ eV}$ durch eine konische Glaskapillare. Die rote Linie beschreibt die Anpassung von Funktion (3.8) an die Messwerte.

Die Anpassung ergibt für die Transmission von Ar^{8+} -Ionen mit einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 7500 \text{ eV}$ einen Umladungsanteil von $ce = (1,4 \pm 3,0) \%$ für den Anstellwinkel von $\Psi = 0^\circ$. Die Umladung wächst für größere Anstellwinkel. Durch die Anpassung an die Funktion (3.8) erhält man den charakteristischen Umladungswinkel von $\Psi_{ce} = (11,7 \pm 3,0)^\circ$.

4.2 Transmissionsdynamik und Strahlkompression

Im vorherigen Abschnitt wurde die charakteristische Breite und Position des Ionenstrahls unter Berücksichtigung der Energie und des Anstellwinkels untersucht. Dazu wurde der schon beschriebene experimentelle Aufbau mit einer MCP als Detektor genutzt. Nachfolgend fokussieren wir uns auf die Intensität des übertragenen Ionenstrahls. Um die absolute Transmissionswahrscheinlichkeit bestimmen zu können, wird der Ionenstrahl hinter der Glaskapillare jetzt mit einem Faraday Cup gemessen. Der Aufbau dazu ist in Abschnitt 2.3.2 erläutert.

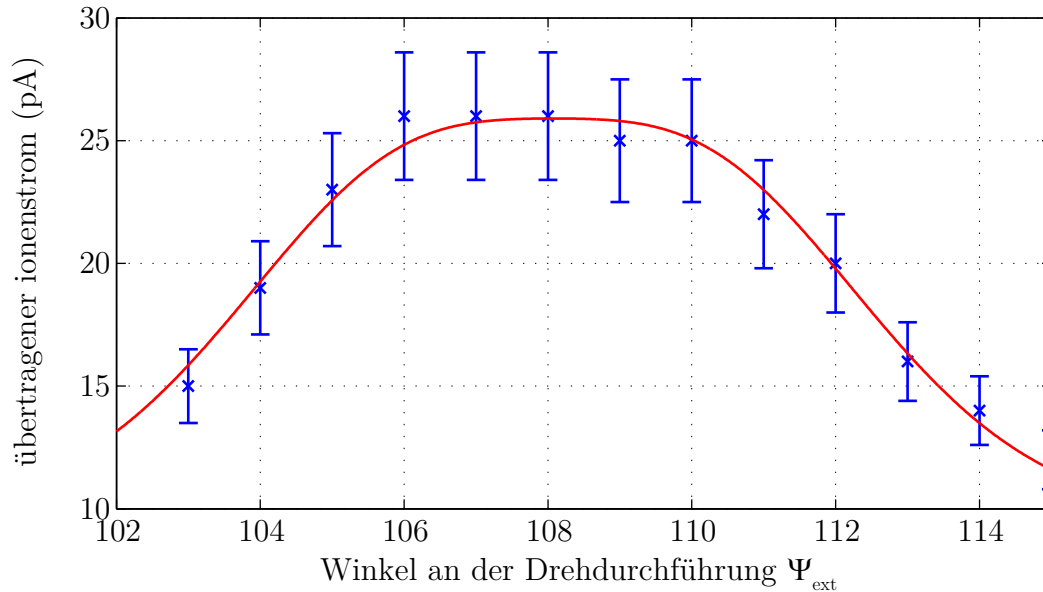


Abbildung 4.9: Darstellung des ausfallenden Ionenstroms von Ar^{8+} Ionen in Abhängigkeit vom Winkel Ψ_{ext} . Sowohl die Messdaten (blau) als auch die nach Gleichung (4.4) angefitete Kurve (rot) sind dargestellt.

In Abbildung 4.9 ist die Messung des übertragenen Ionenstroms der Transmission von Ar^{8+} -Ionen mit einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 3000 \text{ eV}$ in Abhängigkeit vom Winkel Ψ_{ext} dargestellt. Da die Nullrichtung der Kapillare nicht exakt bekannt ist, berechnet sich der Anstellwinkel Ψ zwischen der Richtung des einfallenden Ionenstrahls und der Kapillarachse aus

$$\Psi = \Psi_{\text{ext.}} - \Psi_0. \quad (4.5)$$

Dabei stellt $\Psi_{\text{ext.}}$ den an der Drehdurchführung gemessenen Winkel dar. Ψ_0 berechnet sich als Parameter der Anpassung von Gleichung (4.4), wobei Ψ durch Gleichung (4.5) ersetzt wird.

In Tabelle 4.3 sind der charakteristische Guiding-Winkel Ψ_C und die charakteristischen Größen für den Verlustterm V und Ψ_V für die Messung mit der MCP und dem FARADAY-Becher miteinander verglichen. Die verjüngten Kapillaren werden durch Erhitzen und Strecken der geraden Kapillaren erzeugt. Dieser Prozess ermöglicht es,

Glaskapillaren mit gleichen äußeren Parametern (Länge, Eingangs- und Ausgangsdurchmesser) zu erzeugen. Der genaue Verlauf der Verjüngung lässt sich für die einzelnen Glaskapillaren jedoch nicht identisch erzeugen. Für die Messungen an beiden experimentellen Aufbauten wurden zwei separate Kapillaren verwendet. Es zeigt sich, dass die charakteristischen Parameter unabhängig von der Detektionsmethode im Rahmen des Messfehlers gleiche Werte ergeben.

Detektor	Ψ_C	Ψ_V	V
MCP	$(3,0 \pm 2,3)^\circ$	$(1,3 \pm 0,8)^\circ$	$0,4 \pm 0,3$
Faraday-Cup	$(4,3 \pm 1,2)^\circ$	$(2,3 \pm 0,9)^\circ$	$0,4 \pm 0,1$

Tabelle 4.3: Vergleich der Parameter für die Anpassung der winkelabhängigen Transmission an Gleichung (4.4) für die Transmission von Ar^{8+} -Ionen durch eine konische Glaskapillare

4.2.1 Aufladung der Glaskapillare

Die experimentell bestimmten Entladezeiten für die Kapillaren betragen einige Stunden. Um für die Messung der zeitlichen Entwicklung der Transmission immer eine entladene Kapillare zu nutzen, muss zwischen den Bestrahlungen mindestens eine Entladezeit gewartet werden. Da, wie in Abschnitt 2.4.3 erläutert wurde, für die Experimente nur eine Kapillare zur Verfügung steht, können die dynamischen Messungen mit der Glaskapillare nicht in dem Umfang wie die Messungen mit Kapillarfolien durchgeführt werden.

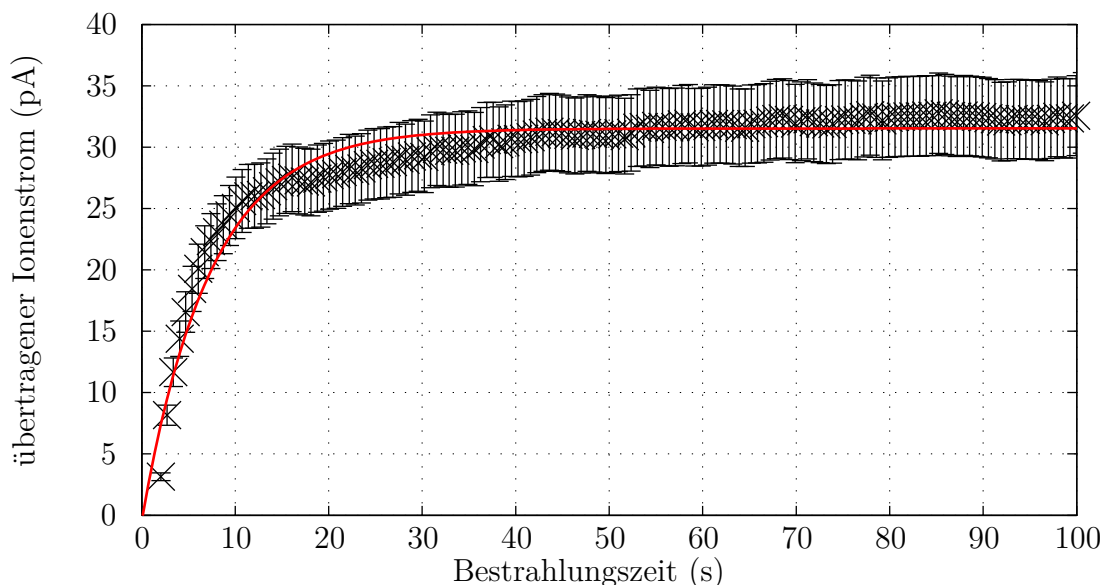


Abbildung 4.10: Darstellung des ausfallenden Ionenstroms in Abhängigkeit von der in die Glaskapillare eingetragenen Ladung. Sowohl die Messdaten (schwarz) als auch die nach Gleichung (4.6) angepasste Kurve (rot) sind dargestellt.

Eine Versuchsmessung zeigte, dass für die Transmission im Gleichgewichtszustand kein Unterschied zwischen dem Beginn der Messung mit einer entladenen Kapillare und dem Beginn der Messung mit einer Kapillare, die gerade unter anderen Parametern bestrahlt wurde, besteht. Somit sind statische Messungen in kurzer Zeitfolge möglich.

In Abbildung 4.10 ist der übertragene Ionenstrom in Abhängigkeit von der Bestrahlungszeit t aufgetragen. An die Messwerte wird die Gleichung (4.6) angepasst.

$$I_{\text{trans.}}(t) = I_0 \cdot (1 - e^{t/\tau_t}) \quad (4.6)$$

Für die Transmission von Ar^{8+} -Ionen mit einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 3000 \text{ eV}$ und einem Anstellwinkel $\Psi = 1,5^\circ$ zwischen Kapillarachse und Richtung des einfallenden Ionenstrahls betrug die charakteristische Aufladungskonstante $\tau_t = (7,2 \pm 0,5) \text{ s}$.

Die charakteristische Aufladungszeit ist abhängig vom einfallenden Ionenstrom. Um diese Abhängigkeit zu eliminieren, wird die Messzeit t in Ladung Q überführt. Q repräsentiert die Ladungsmenge, die in der Zeit t in die Kapillare deponiert wurde. Die im Messintervall Δt auf die Kapillarwände deponierte Ladung ΔQ berechnet sich aus dem einfallenden Ionenstrom $I_{\text{in.}}$ und dem übertragenen Ionenstrom $I_{\text{trans.}}$ wie folgt

$$\Delta Q = (I_{\text{in.}} - I_{\text{trans.}}) \cdot \Delta t. \quad (4.7)$$

Damit berechnet sich die bis zum Zeitpunkt t_{i+1} in die Kapillare eingetragene Ladung Q_{i+1} aus der bis zum Zeitpunkt t_i eingetragenen Ladung Q_i und der im Zeitfenster $\Delta t = t_{i+1} - t_i$ eingetragenen Ladung:

$$Q_{i+1} = Q_i + \Delta Q. \quad (4.8)$$

Durch Überführung der Zeit t mit der Ladung Q und der charakteristische Zeit τ_t durch die charakteristische Ladung τ_Q in Gleichung (4.6) erhält man eine Funktion für die Abhängigkeit des übertragenen Ionenstroms $I_{\text{trans.}}$ von der in die Kapillare eingetragenen Ladung Q :

$$I_{\text{trans.}}(Q) = I_0 \cdot (1 - e^{Q/\tau_Q}). \quad (4.9)$$

Ψ	τ_t	τ_Q
$(3,5 \pm 0,3)^\circ$	$(11,6 \pm 0,6) \text{ s}$	$(860 \pm 50) \text{ pC}$
$(1,5 \pm 0,3)^\circ$	$(7,3 \pm 0,5) \text{ s}$	$(470 \pm 30) \text{ pC}$
$(0,5 \pm 0,3)^\circ$	$(2,4 \pm 0,1) \text{ s}$	$(150 \pm 10) \text{ pC}$
$(-0,5 \pm 0,3)^\circ$	$(3,4 \pm 0,4) \text{ s}$	$(210 \pm 30) \text{ pC}$
$(-1,5 \pm 0,3)^\circ$	$(6,1 \pm 0,4) \text{ s}$	$(410 \pm 40) \text{ pC}$

Tabelle 4.4: Vergleich der Zeit- (τ_t) und Ladungskonstanten (τ_Q) für die Transmission von Ar^{8+} -Ionen mit einer Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 3000 \text{ eV}$ in Abhängigkeit vom Anstellwinkel Ψ .

In Abbildung 4.11 ist die Abhängigkeit des übertragenen Ionenstroms von der in die Kapillare eingetragene Ladung Q und in Tabelle 4.4 ist die Abhängigkeit der

charakteristischen Zeit τ_t und der charakteristischen Ladung τ_t vom Anstellwinkel Ψ dargestellt. Es zeigt sich, dass für höhere Ablenkwinkel nicht nur der absolute Verlust an übertragenem Ionenstrom sinkt, sondern auch mehr Ladung bis zum Erreichen des Gleichgewichtes der Transmission nötig ist. Das weist darauf hin, dass die Ladungsfelder zur Ablenkung des einfallenden Strahls mit steigendem Ψ wachsen.

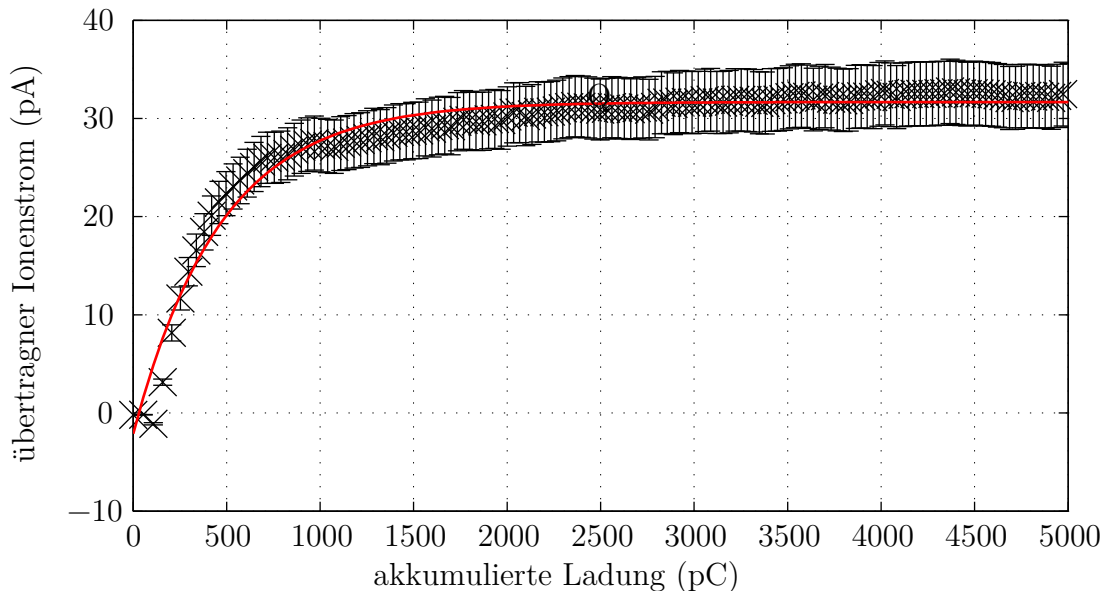


Abbildung 4.11: Übertragener Ionenstrom in Abhängigkeit von der in die Glaskapillare eingetragenen Ladung für eine Ar^{8+} -Ionenstrahl mit einer Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 3000 \text{ eV}$. Sowohl die Messdaten (schwarz) als auch die nach Gleichung (4.9) angepasste Kurve (rot) sind dargestellt.

4.2.2 Oszillation des übertragenen Ionenstrahls

Die Stärke der Ladungsfelder ist durch die Leitfähigkeit der Kapillare begrenzt. In Abbildung 4.12 ist der übertragene Ionenstrom in Abhängigkeit von der eingetragenen Ladung dargestellt. Es zeigt sich, dass die Intensität des übertragenen Ionenstrahls mit einer Wellenlänge von λ_Q oszilliert. Dabei ist zu beachten, dass die Stärke der Oszillation kleiner als der Messfehler von $\Delta I_{\text{trans.}} \approx 2 \text{ pC}$ ist. Dieser ist im Diagramm zur besseren Übersichtlichkeit nicht mit dargestellt. Die Wellenlänge der Oszillation λ_Q variiert mit dem Anstellwinkel Ψ . Für $\Psi = (2,5 \pm 0,4)^\circ$ beträgt diese $\lambda_Q = (140 \pm 25) \text{ pC}$. Mit wachsendem Anstellwinkel steigt die Wellenlänge für $\Psi = (3,5 \pm 0,3)^\circ$ auf $\lambda_Q = (2700 \pm 80) \text{ pC}$.

Die Oszillation kann durch Defekte auf der Kapillaroberfläche, die durch die einfallenden Ionen erzeugt werden, erklärt werden [65]. Es wird davon ausgegangen, dass die einfallenden Ionen Elektronenvakanzen auf der Kapillaroberfläche erzeugen. Durch weitere einfallende Ionen steigt die Zahl der Vakanzen bis sich deren Wellenfunktionen überlappen. Somit entsteht ein Bereich frei beweglicher Ladungsträger. Dies führt zu einem Anstieg der Leitfähigkeit, die Intensität der lokalen Ladungsfelder

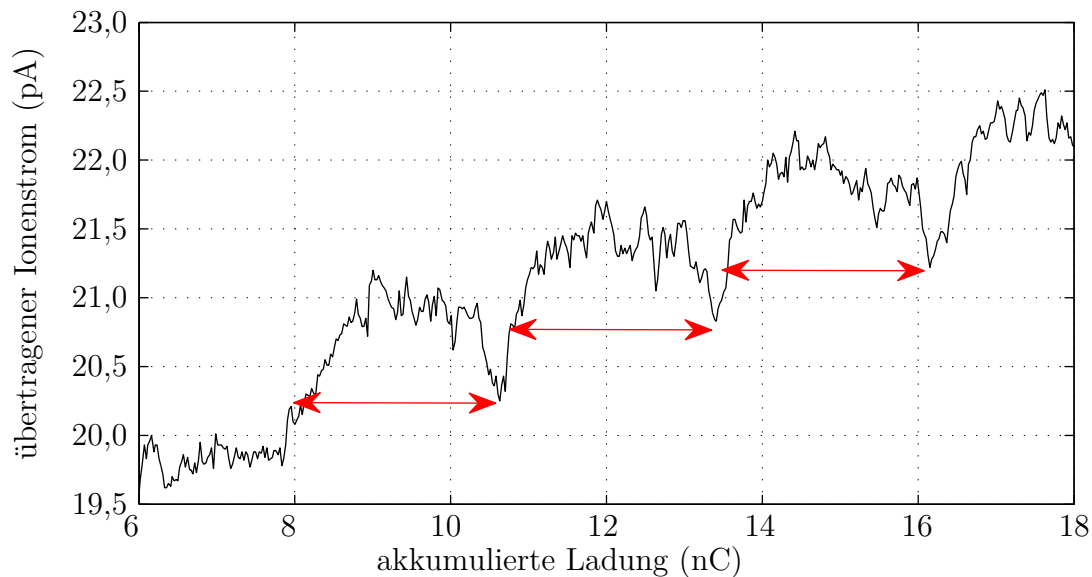


Abbildung 4.12: Darstellung der Oszillation des übertragenen Ionenstrahls für die Transmission von Ar^{8+} -Ionen mit einer Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 3000 \text{ eV}$ bei einem Anstellwinkel von $\Psi = (3,5 \pm 0,3)^\circ$

sinkt und der Ionenverlust steigt. Dies wird im Experiment durch die Fluktuation des übertragenen Ionenstrahls beobachtet.

4.2.3 Ionenstrahlkompression

Bei den bisherigen Auswertungen wurde das Verhältnis zwischen einfallender und ausfallender Ionenstromstärke nicht berücksichtigt. Ziel der Untersuchungen ist es, die Eignung der Kapillare für ionenoptische Anwendungen zu untersuchen. In Abbildung 4.13 ist die Transmission durch die konische Glaskapillare skizziert.

einfallender Ionenstrahl	Eingangsblende $d=0,8\text{mm}$	konische Glaskapillare $d_{\text{in}}=1,0\text{mm}, d_{\text{out}}=0,15\text{mm}$	komprimierter Ionenstrahl
--------------------------	------------------------------------	--	---------------------------

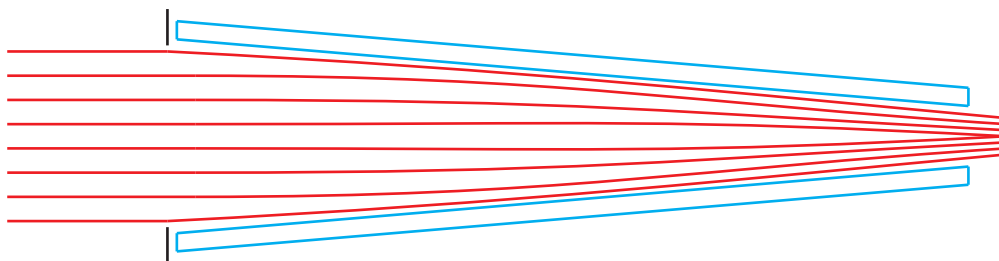


Abbildung 4.13: Schematische Darstellung der Kompression des Ionenstrahls durch die konische Glaskapillare. Dabei wird eine idealisierte lineare Verjüngung des Innendurchmessers angenommen.

Der Guiding-Effekt soll dabei genutzt werden, um den Ionenstrahl zu komprimieren. In Tabelle 4.5 sind die Messergebnisse der Transmission von Ar^{8+} -Ionen mit einer Energie von 24 keV durch eine konische Glaskapillare zusammengestellt. Man erkennt, dass ca. 71 % des einfallenden Ionenstrahls in der Kapillare verloren gehen.

Im Folgenden betrachten wir die Ionenstromdichte des einfallenden $j_{\text{in.}}$ und des übertragenen $j_{\text{trans.}}$ Ionenstrahls. Diese berechnet sich zu

$$j_{\text{in./trans.}} = \frac{I_{\text{in./trans.}}}{A_{\text{in./trans.}}} \quad (4.10)$$

Dabei sind $I_{\text{in./trans.}}$ der einfallende und übertragene Ionenstrom, $A_{\text{in.}}$ die Fläche der Öffnung der Eingangsblende und $A_{\text{trans.}}$ die Fläche der Ausgangsöffnung der Kapillare. In Tabelle 4.5 sind die Ergebnisse der Transmissionsmessungen dargestellt. Der Guiding-Effekt komprimiert den Ionenstrahl in der Glaskapillare und erhöht die Ionenstromdichte des einfallenden Ar^{8+} -Ionenstrahls mit einer Energie von 24 keV bei geradem Durchflug um den Faktor 8. Mit steigendem Anstellwinkel sinkt der Kompressionsfaktor gemäß Gleichung (1.31) für hohe Energien und gemäß Gleichung (4.4) für Energien kleiner $E_{\text{kin.}} < q \cdot 4500 \text{ eV}$. Weiterhin fällt der Kompressionsfaktor für steigende Energien. Bei ca. $E_{\text{kin.}} = q \cdot 5500 \text{ eV}$ beträgt der Wert $k = 1$ was besagt, dass die Ionenstromdichte nicht weiter erhöht wird.

	einfallender Ionenstrahl	ausfallender Ionenstrahl
Durchmesser d	0,80 mm	0,15 mm
Ionenstrom I	80 pA	23 pA
Stromdichte j	160 pA/mm ²	1300 pA/mm ²

Tabelle 4.5: Vergleich von einfallendem und ausfallendem Ionenstrahl für die Transmission von Ar^{8+} -Ionen mit einer Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 3000 \text{ eV}$ bei einem Anstellwinkel von $\Psi = (0,0 \pm 0,3)^\circ$

Es ist dabei zu beachten, dass der Divergenzwinkel des ausfallenden Ionenstrahls $\sigma = (1,2 \pm 0,3)^\circ$ beträgt. Nach einer Flugstrecke von $l = (12 \pm 3) \text{ mm}$ hinter der Kapillare hat sich der Ionenstrahl wieder auf seine Größe von $d = 8 \text{ mm}$ ausgedehnt. Ein mögliches Experiment zur Ionenbestrahlung sollte somit direkt hinter der Kapillare angeordnet werden.

4.3 Abbremsung des Ionenstrahls in einer Glaskapillare

Ionenfeinstrahlen langsamer hochgeladenen Ionen sind für Anwendungen in der Nanostrukturierung und für die Materialanalytik von höchstem Interesse. Daher wird die Verwendung von Glaskapillaren als Ionenabbremseinheit untersucht. In Abschnitt 2.3.3 wurde bereits der Aufbau zur Abbremsung des Ionenstrahls vorgestellt. In Abbildung 4.14 ist der Verlauf des Potentials innerhalb der Glaskapillare dargestellt. Die Berechnung der Ionentrajektorien erfolgte mit der Simulationssoftware FEMLAB.

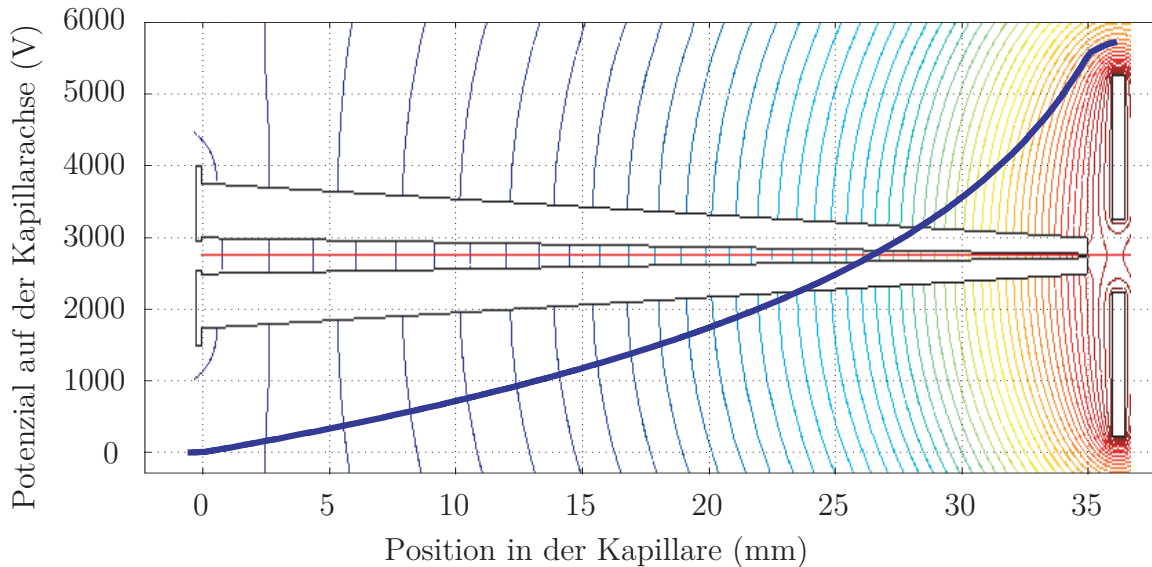


Abbildung 4.14: Schematischer Verlauf des elektrischen Potentials innerhalb der Glaskapillare. Die Eingangsblende der Kapillare liegt auf Erdpotenzial, der FARADAY-Becher am Kapillarausgang auf einem Potenzial von $U_{\text{decel.}} = 6000 \text{ V}$. Die blaue Linie stellt den Potentialverlauf auf der Kapillarachse dar. Im Hintergrund sind die Kapillare und die Äquipotenziallinien zwischen Eingangsblende und FARADAY-Becher dargestellt.

Im Folgenden wird die Transmission eines Ar^{9+} -Ionenstrahls mit einer einfallenden kinetischen Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 8500 \text{ eV}$ in Abhängigkeit vom Potenzial am FARADAY-Becher untersucht. Der Anstellwinkel betrug dabei $\Psi = 0^\circ$ und die Stromstärke des einfallenden Ionenstrahls 540 pA .

In Tabelle 4.6 sind die Ergebnisse des Experimentes zusammengefasst. Die Angabe des Kompressionsfaktors k

$$k = \frac{j_{\text{in.}}}{j_{\text{trans.}}}, \quad (4.11)$$

mit $j_{\text{in./trans.}}$ als Ionenstromdichte des ein- und ausfallenden Ionenstrahls gemäß Gleichung (4.10) ermöglicht die Interpretation der Ergebnisse wie folgt:

Für das Potenzial $U_{\text{decel.}} = 0 \text{ V}$ am FARADAY-Becher beträgt der Kompressionsfaktor $k = 1$. Die Kapillare fungiert somit lediglich als Blende. Erhöht man nun das Potenzial am FARADAY-Becher, dann wird der Ionenstrahl innerhalb der Kapillare abbrems.

Dabei beginnt er zu divergieren und der Ionenverlust innerhalb der Kapillare steigt an, da die kinetische Energie zu hoch ist, um den Strahl abzulenken. Diesen Bereich bezeichnen wir als Divergenzbereich.

Übersteigt das abbremsende Potenzial $U_{\text{decel.}} > 4,1 \text{ keV}$, wächst der Kompressionsfaktor an. Die kinetische Energie der Ionen innerhalb der Kapillare ist nun so klein, dass der Effekt der Ionenführung dem Divergieren entgegenwirkt. Dieser Bereich wird als Kompressionsbereich bezeichnet.

$U_{\text{decel.}}$	$E_{\text{kin.}}/q$	$I_{\text{trans.}}$	k
0 kV	8,5 keV	$(20 \pm 10) \text{ pA}$	$1,1 \pm 0,5$
1 kV	7,5 keV	$(10 \pm 6) \text{ pA}$	$0,5 \pm 0,3$
2 kV	6,5 keV	$(10 \pm 7) \text{ pA}$	$0,5 \pm 0,4$
3 kV	5,5 keV	$(11 \pm 5) \text{ pA}$	$0,6 \pm 0,3$
4 kV	4,5 keV	$(6 \pm 4) \text{ pA}$	$0,3 \pm 0,2$
5 kV	3,5 keV	$(25 \pm 10) \text{ pA}$	$1,3 \pm 0,5$
6 kV	2,5 keV	$(40 \pm 15) \text{ pA}$	$2,1 \pm 0,8$
7 kV	1,5 keV	$(40 \pm 16) \text{ pA}$	$2,1 \pm 0,8$

Tabelle 4.6: Abhängigkeit der Stromstärke $I_{\text{trans.}}$ des übertragenen Ionenstrahls und des Kompressionsfaktors k vom Potenzial am FARADAY-Becher $U_{\text{decel.}}$

Ab einer Energie von $U_{\text{decel.}} > 4,8 \text{ keV}$ ist der Kompressionsfaktor $k > 1$, d.h. der Effekt der Ionenstrahlkompression durch die sich verjüngende Kapillare ist größer als die Divergenz durch die Abbremsung. In Abbildung 4.15 ist dazu der übertragene Ionenstrom in Abhängigkeit von der Spannung am FARADAY-Becher dargestellt.

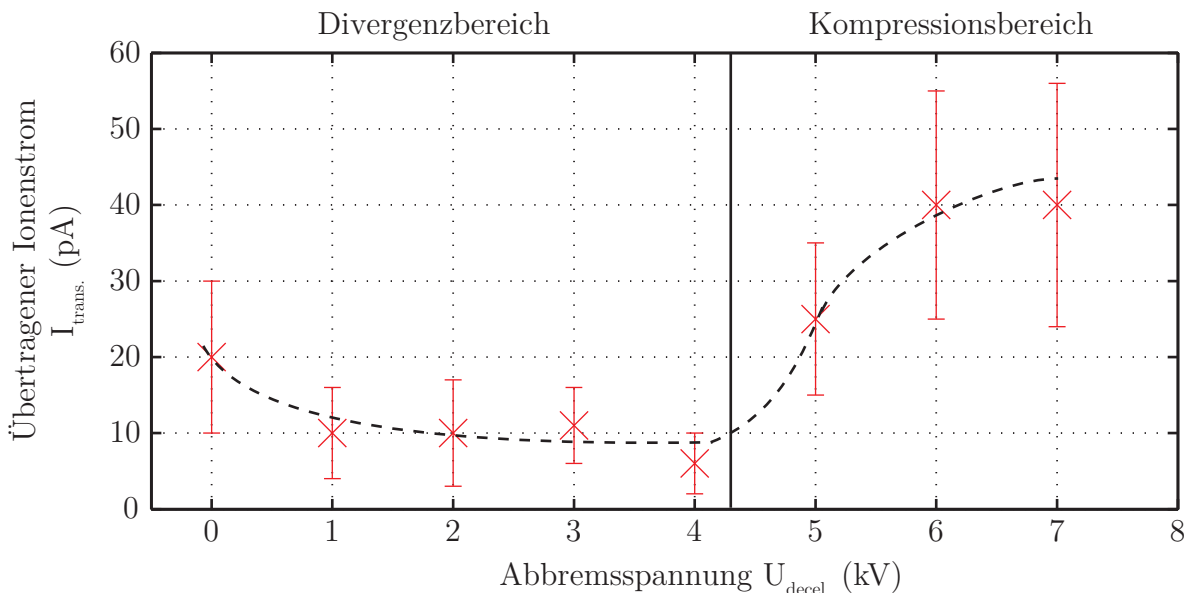


Abbildung 4.15: Abhängigkeit des übertragenen Ionenstroms von der Spannung am FARADAY-Becher. Divergenz- und Kompressionsbereich sind dabei gekennzeichnet.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Zum Ende dieser Dissertationsschrift sollen die wesentlichen Erkenntnisse der vorangegangenen Kapitel in knapper Form zusammengefasst werden. In der vorliegenden Arbeit wurde die Transmission von hochgeladenen Ionen durch Nanokapillarfolien und durch makroskopische Glaskapillaren untersucht. Die Experimente wurden an der Mikrostrahlanlage der Technischen Universität Dresden am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf durchgeführt. Dafür wurden drei unterschiedliche Versuchsaufbauten für die Messung der Position und Breite des übertragenen Ionenstrahls sowie den Umladungseffekten, für die Messung der Stromstärke des übertragenen Ionenstroms und für die Ionenabbremmung entwickelt und eingesetzt. In Abschnitt 1.4 wurden zu Beginn dieser Arbeit wissenschaftliche und technische Fragestellungen definiert und im Verlaufe dieser Arbeit beantwortet. Nachfolgend sind die Ergebnisse noch einmal zusammengefasst.

Zeitliche Entwicklung der IONENTRANSMISSION

In Abschnitt 3.1 wurde die zeitliche Entwicklung der charakteristischen Größen der IONENTRANSMISSION wie die Anzahl der übertragenen Teilchen N_{end} , die Breite des Transmissionsprofils in Ablenkrichtung Γ_{ϕ} , der Schwerpunkt des übertragenen Ionenstrahls μ_{ϕ} und der Ladungsaustausch ce in Abhängigkeit von der Bestrahlungszeit untersucht.

Die zeitliche Entwicklung der genannten Größen wird durch die exponentielle Abhängigkeit aus Gleichung (2.23) gut wiedergegeben. In Abschnitt 3.1.4 und 3.2.1 wurde gezeigt, dass sich die Zeitkonstanten τ_x der unterschiedlichen charakteristischen Größen nicht signifikant voneinander unterscheiden. Das zeigt, dass die unterschiedlichen Effekte der Ionenführung wie Ablenkung und Aufweitung des Strahls von einem gemeinsamen Ladungsfeld verursacht werden.

ANISOTROPIE DER DIVERGENZ DES AUSFALLENDEN IONENSTRAHLS

Das Modell zur Simulation der Transmission von hochgeladenen Ionen durch Nanokapillarfolien zeigt eine Anisotropie der Divergenz des ausfallenden Ionenstrahls. Der übertragene Ionenstrahl ist in der Richtung der Ablenkung breiter als senkrecht zur Ablenkrichtung [70]. Messungen der Divergenz des Ionenstrahls parallel und

senkrecht zur Ablenkrichtung in Abschnitt 3.4.1 bestätigen dies. In Abbildung 5.1 ist die Divergenz des ausfallenden Ionenstrahls in Abhängigkeit von der kinetischen Energie für die Transmission von Ar^{14+} noch einmal exemplarisch dargestellt.

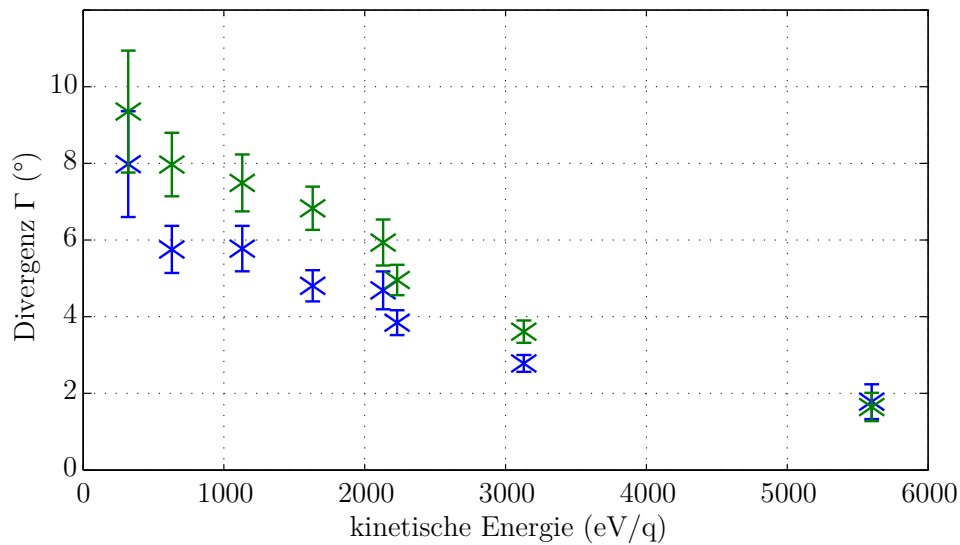


Abbildung 5.1: Divergenz eines ausfallenden Ar^{14+} -Ionenstrahls in Ablenkrichtung (grün) und senkrecht zur Ablenkrichtung (blau).

Die Divergenz des ausfallenden Strahls ist in Ablenkrichtung größer als senkrecht zur Ablenkrichtung. Für die kinetische Energie von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 5600 \text{ eV}$ sind beide Werte im Rahmen des Messfehlers gleich. Wie bereits diskutiert, findet für hohe Energien kein Guiding mehr statt. Die Vorhersage der Anisotropie der Divergenz mittels der Simulationsrechnungen von Schiessl u. a. [70] wurde im Energiebereich von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 400 \text{ eV}$ bis $E_{\text{kin.}} = q \cdot 3120 \text{ eV}$ damit erstmalig experimentell bestätigt.

Ladungsaustausch

Bei Unterschreiten eines des aus dem klassischen Barrieren-Modell resultierenden kritischen Abstandes d_c erfolgt ein Ladungstransfer zwischen Festkörper und Ion. Wir bezeichnen dabei ein Ion, das sich der Kapillarwand unter den kritischen Abstand d_c nähert als wechselwirkendes Teilchen. In Abschnitt 3.3.4 wurde der charakteristische Umladungswinkel Ψ_{ce} zur Beschreibung der Abhängigkeit des Ladungsaustausch vom Anstellwinkel definiert.

Es wurde gezeigt, dass bei gleichem Verhältnis von kinetischer Energie zur Ladung der charakteristische Umladungswinkel $\Psi_{ce} = (14,6 \pm 0,5)^\circ$ größer als der Guiding-Winkel $\Psi_{C,B} = (4,85 \pm 1,40)^\circ$ ist. Dies zeigt, dass ein wechselwirkendes Teilchen mit höherer Wahrscheinlichkeit auf die Kapillarwand trifft als abgelenkt zu werden.

Einfluss der kinetischen Energie des einfallenden Ionenstrahls

Die Fähigkeit eines Kapillartargets, Ionen zu führen, wird durch den Guiding-Winkel Ψ_C quantifiziert. In Abschnitt 3.2.2 wurde gezeigt, dass sich die winkelabhängige

Transmissionswahrscheinlichkeit gut durch einen Boltzmann-Ansatz beschreiben lässt. Das heißt, dass die transversale Energieverteilung des einfallenden Ionenstrahls einen Einfluss auf die Ionenführung hat. Die charakteristischen Größen der Transmission wurden in Abhängigkeit vom Anstellwinkel ausgewertet. Die Winkelabhängigkeit wurde parametrisiert und diese in Abhängigkeit von der kinetischen Energie betrachtet.

Die kinetische Energie wurde dabei durch Variation des Ladungszustandes bei gleichem Potenzialunterschied zwischen Ionenerzeugung und Folientarget und durch die Variation des Potenzialunterschieds zwischen Ionenerzeugung und Target verändert. Es wurde gezeigt, dass der Ladungszustand der Ionen keinen messbaren Einfluss auf die Transmissionseigenschaften hat. Die Abhängigkeit vom erzeugenden Potenzial zeigt eine exponentielle Abhängigkeit aller charakteristischen Größen. Die exponentielle Abhängigkeit wird durch die charakteristische Energie ϵ_x quantifiziert und ist für alle untersuchten Größen in nachfolgender Tabelle zusammengefasst.

Charakteristische Größe		ϵ_x
Aufladungskonstante bei $\Psi = 0^\circ$	ρ_0	(1500 ± 300) eV
Anstieg der Aufladungskonstante	ρ_C	(1500 ± 300) eV
Guiding-Parameter	λ	(5500 ± 4800) eV
Schwerpunktverschiebung in Ablenkrichtung	a_μ	(1700 ± 450) eV
Umladungskonstante	ce	(1300 ± 600) eV

Es zeigen eine ähnliche Abhängigkeiten für alle Größen. Die Transmissionsmessungen durch Glaskapillaren zeigen eine Unterdrückung des übertragenen Ionenstrahls für kleine Anstellwinkel bei niedrigen Energien. Bei der Transmission durch Nanokapillarfolien bei Energien von $E_p < q \cdot 500$ eV wurde die ebenfalls exemplarisch gemessen. Dieser Energiebereich wurde aber nicht untersucht, da hier die Divergenz des einfallenden Strahls nicht auf Γ_0 reduziert werden konnte. Die Unterdrückung des übertragenen Ionenstrahls bei kleinen Anstellwinkeln und niedriger Teilchenenergie ist eine mögliche Ursache des großen Fehlers bei der Bestimmung der Energieabhängigkeit des Guiding-Parameters λ . Eine fehlerhafte Messung des Guiding-Winkels für kleine Energien bedingt eine schlechte Übereinstimmung mit der Energieabhängigkeit nach Gleichung (3.13).

In der Literatur wurde eine nahezu lineare Abhängigkeit des Guiding-Parameters von der kinetischen Energie in einem Energiebereich von $E_{kin.} = q \cdot 330$ eV bis $E_{kin.} = q \cdot 1600$ eV angegeben [81]. Dies kann für den hier untersuchten Energiebereich nicht bestätigt werden. Die Ladung, die zur Ablenkung der Ionen auf der Kapillarwand deponiert wird ist durch die Leitfähigkeit beschränkt. Somit ist auch das ablenkende Potenzial U_s beschränkt. Für hohe kinetische Energien steigt auch die kinetische Energie senkrecht zur Kapillarwand E_\perp (siehe Gleichung (1.4)). Der in dieser Arbeit gewählte Ansatz der Beschreibung der Energieabhängigkeit berücksichtigt, dass die Führung von Ionen für hohe kinetische Energien aufgrund des endlichen Potentials U_s begrenzt ist.

In Abschnitt 3.4.4 wurde das Verhältnis Guiding-Winkel zu Divergenz des ausfallenden Ionenstrahls für die Transmission durch Nanokapillaren in PET-Folien untersucht.

Analog zu den Messungen von Stolterfoht u.a. [81] ist das Verhältnis im untersuchten Energiebereich von $E_{\text{kin.}} = q \cdot 630 \text{ eV}$ bis $E_{\text{kin.}} = q \cdot 5600 \text{ eV}$ im Rahmen des Messfehlers konstant. Dies bestätigt ebenfalls, dass für Ablenkung des einfallenden und Aufweitung des ausfallenden Ionenstrahls das gleiche Ladungsfeld verantwortlich ist.

Nutzung des Guiding-Effektes zur Konstruktion ionenoptischer Instrumente

Ein Ziel der Arbeit war es, die Nutzung des Guiding-Effektes zur Ionenstrahlformierung zu untersuchen. Die Konstruktion einer Linse aus einer PET-Kapillarfolie in Abschnitt 3.6 hat gezeigt, dass ein Ionenstrahl mit einer gebogenen Kapillarfolie abgelenkt werden kann. Die Divergenz des Ionenstrahls beim Verlassen der Kapillare führt allerdings dazu, dass der Strahlfleck wieder vergrößert wird.

Neben der Messung der Transmission von hochgeladenen Ionen durch Nanokapillaren wurde die Transmission durch eine Glaskapillare untersucht. Die Transmission durch eine makroskopische Glaskapillare zeigt, dass der Guiding-Prozess aus dem mikroskopischen in den makroskopischen Bereich skaliert werden kann. Der größere charakteristische Anstellwinkel bei gleicher kinetischer Energie präferiert die makroskopische Kapillare zum Einsatz als ionenoptische Komponente. Es wurde gezeigt, dass sich die Stromdichte des Ionenstrahls mit der verwendeten konischen Glaskapillare um den Faktor 8 erhöhen lässt. Die ersten Simulationsrechnungen zur Kompression eines Ionenstrahls mit einer makroskopischen Glaskapillare zeigen gute Übereinstimmung [74] mit den gewonnenen experimentellen Ergebnissen.

Direkt an dem Kapillarausgang kann ein Target für Ionenbestrahlungen positioniert werden. Es steht hier ein Ionenstrahl mit wohldefinierter Größe und Position zur Verfügung. Die Experimente zur Abbremsung haben demonstriert, dass durch Anlegen einer Spannung am Kapillarausgang zusätzlich die Energie des Ionenstrahls variiert werden kann. Damit kann z.B. mit einer Ionenquelle, einem Wienfilter und einer Glaskapillare eine kompakte Anlage konstruiert werden, die Ionenstrahlen im sub-mm Bereich mit unterschiedlicher Ionenenergie zur Verfügung stellt.

In der Literatur sind weiter Experimente zur Anwendung der geführten Transmission von hochgeladenen Ionen durch Kapillaren unterschiedlicher Geometrie beschrieben. Ikeda u. a. [35] zeigen die Formierung eines He -Mikrostrahls mit einer kinetischen Energie von 2 MeV mittels einer konischen Glaskapillare. Weiterhin wurde von Kojima u. a. [47] gezeigt, dass sich ein Ar^{8+} Ionenstrahl mit einer kinetischen Energie von 8 keV durch eine gebogene Teflonkapillare um bis zu $26,7^\circ$ ablenken lässt.

Literatur

- [1] A. BARANY, G. ASTNER, H. CEDERQUIST, H. DANARED, S. HULDT, P. HVELPLUNDD, A. JOHNSON, H. KNUDSEN, L. LILJEBY und K. RENSFELT. „Absolute Cross-Sections for Mult-Electron Process in Low-Energy Ar^{q+} -Ar Collisions - Comparison with Theory“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B-beam Interactions With Materials and Atoms* 9.4 (1985), S. 397–399.
- [2] R. BERECZKY, G. KOWARIK, F. AUMAYR und K. TOKESI. „Transmission of 4.5keV Ar^{9+} ions through a single glass macro-capillary“. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 267.2 (2009), S. 317–320.
- [3] J. P. BRIAND, L. de BILLY, P. CHARLES, S. ESSABAA, P. BRIAND, R. GELLER, J. P. DESCLAUX, S. BLIMAN und C. RISTORI. „Production of hollow atoms by the excitation of highly charged ions in interaction with a metallic surface“. *Physical Review Letters* 65.2 (1990), S. 159.
- [4] J. BURGDÖRFER, C. LEMELL, K. SCHIESSL, B. SOLLEDER, C. REINHOLD, K. TOKESI und L. WIRTZ. „Collisions of Slow Highly Charged Ions with Surfaces“. *Proceedings of the XXIV International Conference on Photonic, Electronic and Atomic Collisions*. 2006, S. 16–45.
- [5] J. BURGDÖRFER, P. LERNER und F. W. MEYER. „Above-Surface Neutralization of Highly Charged Ions - the Classical over-the-Barrier Model“. *Physical Review A* 44.9 (1991), S. 5674–5685.
- [6] J. BURGDÖRFER und F. MEYER. „Image acceleration of multiply charged ions by metallic surfaces“. *Physical Review A* 47.1 (1993), R20.
- [7] E. D. DONETS. „Review of JINR Electron-beam Ion Sources“. *Transactions On Nuclear Science* 23.2 (1976), S. 897–903.
- [8] E. D. DONETS und A. I. PIKIN. „Ionization of Positive Argon Ions by Electron-impact“. *JETP* 70.6 (1976), S. 2025–2034.
- [9] E. D. DONETS und A. I. PIKIN. „Obtaining Carbon and Nitrogen Nuclei and High-charged Argon and Xenon Ions In Electron-beam Ion-source“. *JETP* 45.11 (1975), S. 2373–2380.
- [10] J. DUCREE. „Dynamik hyperthermischer hochgeladener Ionen an Oberflächen“. Diss. Westfälischen Wilhelms-Universität Münster, 1999.
- [11] J. J. DUCREE, F. CASALI und U. THUMM. „Extended classical over-barrier model for collisions of highly charged ions with conducting and insulating surfaces“. *Physical Review A* 57.1 (1998), S. 338–350.

- [12] K. DWORECKI, T. HASEGAWA, K. SUDLITZ, A. SLEZAK und S. WASIK. „Modification of electrical properties of polymer membranes by ion implantation (II)“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B-beam Interactions With Materials and Atoms* 185 (2001), S. 61–65.
- [13] J. FRENKEL. „On pre-breakdown phenomena in insulators and electronic semi-conductors“. *Physical Review* 54.8 (1938), S. 647–648.
- [14] M. FURSATZ, W. MEISSL, S. PLESCHKO, I. C. GEBESHUBER, N. STOLTERFOHT, H. WINTER und F. AUMAYR. „Charging and discharging of nanocapillaries during ion-guiding of multiply charged projectiles“. *Journal of Physics: Conference Series* 58 (2007), S. 319–322.
- [15] F. GROSSMANN, R. HELLER, M. KRELLER, U. KENTSCH, S. LANDGRAF, V. P. OVSYANNIKOV, M. SCHMIDT, F. ULLMANN und G. ZSCHORNACK. „Production of highly charged ions in the range of energy of 10 V x q up to MeV“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B-Beam Interactions With Materials And Atoms* 256.1 (2007), S. 565–570.
- [16] H. HAGSTRUM. „Electron ejection from Mo by He⁺, He²⁺ and He₂⁺“. *Physical Review* 89.1 (1953), S. 244–255.
- [17] H. HAGSTRUM. „Electron ejection from Ta by He⁺, He²⁺ and He₂⁺“. *Physical Review* 91.3 (1953), S. 543–551.
- [18] H. HAGSTRUM. „Instrumentation and experimental procedure for studies of electron ejection by ions and ionization by electron impact“. *Review of Scientific Instruments* 24.12 (1953), S. 1122–1142.
- [19] M. HATTASS. *Ladungsausgleich langsamer, hochgeladener Ionen in dünnen Folien*. Diplomarbeit. 1999.
- [20] R. HELLER. „Optimierung der Ionenextraktion aus der EBIT der Rossendorfer Zweiquellenionenstrahlanlage“. Diplomarbeit. Technische Universität Dresden, Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften, 2005.
- [21] R. HELLHAMMER. „Die geführte Transmission hochgeladener Ionen durch Nanokapillaren in Polyethylenterephthalat“. Diss. Technischen Universität Berlin, 2006.
- [22] R. HELLHAMMER, J. BUNDESMANN, D. FINK und N. STOLTERFOHT. „Scaling laws for guiding of highly charged ions through nanocapillaries in insulating PET“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 258.1 (2007), S. 159–162.
- [23] R. HELLHAMMER, D. FINK und N. STOLTERFOHT. „Guiding of highly charged ions through nanocapillaries in PET: Dependence on the projectile energy and charge“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 261 (2007), S. 149–152.
- [24] R. HELLHAMMER, Z. D. PESIC, J. BUNDESMANN, D. FINK, V. HOFFMANN, V. SKURATOV, B. SULIK und N. STOLTERFOHT. „Geführte Transmission hochgeladener Ionen durch Nanokapillaren in Polymeren: Ergebnisse zur Energieabhängigkeit“. *Energierreiche Atomare Stöße 2004*. 2004, S. 1–3.

- [25] R. HELLHAMMER, Z. D. PESIC, P. SOBOCINSKI, D. FINK, J. BUNDESMANN und N. STOLTERFOHT. „Guided transmission of highly charged ions through nanocapillaries in PET: Study of the energy dependence“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 233 (2005), S. 213–217.
- [26] R. HELLHAMMER, P. SOBOCINSKI, Z. D. PESIC, J. BUNDESMANN, D. FINK und N. STOLTERFOHT. „Interaction of slow highly charged ions with the inner surface of nanocapillaries“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 232 (2005), S. 235–243.
- [27] Z. HQ., S. P und S. R. „Guiding of slow highly charged ions through insulating nano-capillaries“. *Journal of Physics: Conference Series* 163 (2009), S. 012092.
- [28] <http://www.femlab.de>.
- [29] <http://www.keithley.com>.
- [30] <http://www.roentdek.de>.
- [31] <http://www.smartmembranes.de>.
- [32] <http://www.srim.org>.
- [33] H. HUANG, R. M. MIURA, W. P. IRELAND und E. PUIL. „Heat-Induced Stretching of a Glass Tube under Tension: Application to Glass Microelectrodes“. English. *SIAM Journal on Applied Mathematics* 63.5 (2003), S. 1499–519.
- [34] T. IKEDA, Y. KANAI, T. M. KOJIMA, Y. IWAI, T. KAMBARA, Y. YAMAZAKI, M. HOSHINO, T. NEBIKI und T. NARUSAWA. „Production of a microbeam of slow highly charged ions with a tapered glass capillary“. *Applied Physics Letters* 89.16 (2006), S. 163502.
- [35] T. IKEDA u. a. „Glass capillary optics for producing nanometer sized beams and its applications“. *Surface and Coatings Technology* 206.5 (2011), S. 859–863.
- [36] Y. IWAI u. a. „High-resolution soft X-ray spectroscopy of 2.3 keV/u N⁷⁺ ions through a microcapillary target“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 193 (2002), S. 504–507.
- [37] Y. KANAI, M. HOSHINO, T. KAMBARA, T. IKEDA, R. HELLHAMMER, N. STOLTERFOHT und Y. YAMAZAKI. „Dynamic features of ion guiding by nanocapillaries in an insulating polymer“. *Physical Review A* 79.1 (2009), S. 012711.
- [38] Y. KANAI, M. HOSHINO, T. KAMBARA, T. IKEDA, R. HELLHAMMER, N. STOLTERFOHT und Y. YAMAZAKI. „Two-dimensional images of transmitted slow neon ions guided by nanocapillaries in polymer foils“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B-beam Interactions With Materials and Atoms* 258.1 (2007), S. 155–158.

- [39] U. KENTSCH, S. LANDGRAF, M. SCHMIDT, G. ZSCHORNACK, F. GROSSMANN, V. P. OVSYANNIKOV und F. ULLMANN. „X-ray spectroscopy and ion extraction at the Dresden EBIT“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B-beam Interactions With Materials and Atoms* 205 (2003), S. 260–265.
- [40] U. KENTSCH, S. LANDGRAF, G. ZSCHORNACK, F. GROSSMANN, V. P. OVSYANNIKOV und F. ULLMANN. „The Dresden EBIT: a novel source of x-rays from highly charged ions“. *X-ray Spectrometry* 33.1 (2004), S. 33–38.
- [41] U. KENTSCH, T. WERNER, G. ZSCHORNACK, F. GROSSMANN, V. P. OVSYANNIKOV und F. ULLMANN. „Ionization of iridium ions in the Dresden EBIT studied by X-ray spectroscopy of direct excitation and radiative recombination processes“. *European Physical Journal D* 17.3 (2001), S. 297–305.
- [42] U. KENTSCH, G. ZSCHORNACK, F. GROSSMANN, V. P. OVSYANNIKOV und F. ULLMANN. „Dresden EBIT: Trap properties and ion production studied by X-ray spectroscopy of helium-like argon“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B-beam Interactions With Materials and Atoms* 205 (2003), S. 266–270.
- [43] U. KENTSCH, G. ZSCHORNACK, F. GROSSMANN, V. P. OVSYANNIKOV und F. ULLMANN. „First results of ion trapping in the Dresden EBIT II“. *Hyperfine Interactions* 146.1-4 (2003), S. 237–244.
- [44] U. KENTSCH, G. ZSCHORNACK, F. GROSSMANN, V. P. OVSYANNIKOV und F. ULLMANN. „Observation of 3d metal ion charge state distributions in the Dresden EBIT“. *Review of Scientific Instruments* 73.2 (2002), S. 657–659.
- [45] U. KENTSCH, G. ZSCHORNACK, F. GROSSMANN, V. P. OVSYANNIKOV, F. ULLMANN und S. FRITZSCHE. „L x-ray transitions in F-like to Na-like xenon ions determined at a room temperature electron beam ion trap“. *X-ray Spectrometry* 35.1 (2006), S. 71–78.
- [46] U. KENTSCH, G. ZSCHORNACK, F. GROSSMANN, V. P. OVSYANNIKOV, F. ULLMANN, S. FRITZSCHE und A. SURZHYKOV. „Production of bare argon, manganese, iron and nickel nuclei in the Dresden EBIT“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B-beam Interactions With Materials and Atoms* 187.2 (2002), S. 238–248.
- [47] T. M. KOJIMA, T. IKEDA, Y. KANAI, Y. YAMAZAKI und V. A. ESAULOV. „Ion beam guiding with straight and curved Teflon tubes“. *Journal of Physics D: Applied Physics* 44.35 (2011), S. 355201.
- [48] G. KOWARIK, R. BERECZKY, F. AUMAYR und K. TOKESI. „Production of a microbeam of slow highly charged ions with a single microscopic glass capillary“. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 267.12-13 (2009), S. 2277–2279.
- [49] H. F. KRAUSE, C. R. VANE und F. W. MEYER. „Ions transmitted through an anodic nanocapillary array“. *Physical Review A* 75.4 (2007), S. 042901–9.

- [50] M. KRELLER. „Studium der Ionisationseigenschaften hochdichter Elektronenstrahlen mit röntgenspektroskopischen und elektrischen Analysemethoden“. Diplomarbeit. Technische Universität Dresden, Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften, 2005.
- [51] M. KRELLER, G. ZSCHORNACK, U. KENTSCH und R. HELLER. „Molecule fragmentation at the Dresden EBIS-A“. *Review of Scientific Instruments* 79.2, 02A702 (2008), 02A702.
- [52] R. T. R. KUMAR, X. BADEL, G. VIKOR, J. LINNROS und R. SCHUCH. „Fabrication of silicon dioxide nanocapillary arrays for guiding highly charged ions“. *Nanotechnology* 16.9 (2005), S. 1697–1700.
- [53] C. LEMELL, M. ALDUCIN, J. BURGDORFER, J. I. JUARISTI, K. SCHIESSL, B. SOLLEDER und K. TOKESI. „Interaction of slow multicharged ions with surfaces“. *Radiation Physics and Chemistry* 76.3 (2007), S. 412–417.
- [54] C. LEMELL, K. SCHIESSL, H. NOWOTNY und J. BURGDORFER. „Simulation of heavy-ion guiding in insulators“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 256.1 (2007), S. 66–70.
- [55] R. MARRS, P. BEIERSDORFER und D. SCHNEIDER. „The Electron-Beam Ion-Trap“. *Physics Today* 47 (1994), S. 27–34.
- [56] S. MATEFI-TEMPFLI u. a. „Guided transmission of slow Ne^{6+} ions through the nanochannels of highly ordered anodic alumina“. *Nanotechnology* 17.15 (2006), S. 3915–3919.
- [57] *MCP Delay Line Detector Manual*. 9.18.906.1. RoentDek Handels GmbH. Im Vogelshaag 8, 65779 Kelkheim-Ruppertshain, Germany, 2009.
- [58] R. NAKAYAMA, M. TONA, N. NAKAMURA, H. WATANABE, N. YOSHIYASU, C. YAMADA, A. YAMAZAKI, S. OHTANI und M. SAKURAI. „Guiding and blocking of highly charged ions through a single glass capillary“. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 267.14 (2009), S. 2381–2384.
- [59] A. NIEHAUS. „A Classical Model for Multiple-Electron Capture in Slow Collisions of Highly Charged Ions with Atoms“. *Journal Of Physics B - Atomic Molecular and Optical Physics* 19.18 (1986), S. 2925–2937.
- [60] S. NINOMIYA, Y. YAMAZAKI, F. KOIKE, H. MASUDA, T. AZUMA, K. KOMAKI, K. KUROKI und M. SEKIGUCHI. „Stabilized hollow ions extracted in vacuum“. *Physical Review Letters* 78.24 (1997), S. 4557–4560.
- [61] V. OVSYANNIKOV und G. ZSCHORNACK. „First Investigations of a Warm Electron Beam Ion Trap for the Production of Highly Charged Ions“. *Review of Scientific Instruments* 70 (1999), S. 2646–2651.
- [62] V. P. OVSYANNIKOV, G. ZSCHORNACK, F. GROSSMANN, R. HELLER, U. KENTSCH, M. KRELLER, S. LANDGRAF, M. SCHMIDT und F. ULLMANN. „First investigations on the Dresden EBIS-A“. *Journal of Physics: Conference Series* 58 (2007), S. 399–402.

- [63] V. P. OVSYANNIKOV, G. ZSCHORNACK, F. GROSSMANN, O. K. KOULTHACHEV, S. LANDGRAF, F. ULLMANN und T. WERNER. „A novel room temperature electron beam ion trap for atomic physics and materials research“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B-beam Interactions With Materials and Atoms* 161 (2000), S. 1123–1127.
- [64] V. P. OVSYANNIKOV, G. ZSCHORNACK, F. GROSSMANN, S. LANDGRAF, F. ULLMANN und T. WERNER. „Highly charged ions produced in a warm electron beam ion trap“. *Review of Scientific Instruments* 71.2 (2000), S. 690–692.
- [65] G. POKHIL, A. MIRONCHIK, L. ZHILYAKOV, T. IKEDA und Y. YAMAZAKI. „Model of the transmitted current oscillations in a dielectric capillary“. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* 74 (2 2010), S. 221–226.
- [66] M. B. SAHANA, P. SKOG, G. VIKOR, R. T. R. KUMAR und R. SCHUCH. „Guiding of highly charged ions by highly ordered SiO₂ nanocapillaries“. *Physical Review A* 73.4 (2006), S. 040901.
- [67] K.-M. SCHIESSL. „Tools for probing on short time and length scales: mid-infrared high harmonic generation and charged-particle guiding“. Diss. Technische Universität Wien, 2009.
- [68] K. SCHIESSL, C. LEMELL, K. TOKESI und J. BURGDORFER. „Energy dependence of ion guiding through nanocapillaries“. *Journal of Physics: Conference Series* 163 (2009), S. 012081.
- [69] K. SCHIESSL, W. PALFINGER, C. LEMELL und J. BURGDORFER. „Simulation of guiding of highly charged projectiles through insulating nanocapillaries“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 232 (2005), S. 228–234.
- [70] K. SCHIESSL, W. PALFINGER, K. TOKESI, H. NOWOTNY, C. LEMELL und J. BURGDORFER. „Simulation of guiding of multiply charged projectiles through insulating capillaries“. *Physical Review A* 72.6 (2005), S. 062902.
- [71] M. SCHMIDT. „Extraktion hochgeladener Ionen aus der Dresden EBIT“. Masterarbeit. Technische Universität Dresden, Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften, 2003.
- [72] M. SCHMIDT, G. ZSCHORNACK, R. HELLER, U. KENTSCH, M. KRELLER, S. LANDGRAF, F. GROSSMANN, V. OVSYANNIKOV und F. ULLMANN. „Report on the current Developments and Experiments of the Dresden EBIT System“. *Journal of Physics: Conference Series* 72 (2007), S. 012020.
- [73] R. SCHUCH, A. JOHANSSON, R. T. R. KUMAR, M. B. SAHANA, P. SKOG, I. L. SOROKA, G. VIKOR und H. Q. ZHANG. „Guiding of highly charged ions through insulating nanocapillaries“. *Canadian Journal of Physics* 86.1 (2008), S. 327–330.

- [74] T. SCHWEIGLER, C. LEMELL und J. BURGDOERFER. „Simulation of transmission of slow highly charged ions through insulating tapered macro-capillaries“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B-beam Interactions With Materials and Atoms* 269.11, SI (2011), S. 1253–1256.
- [75] G. SHIRKOV und G. ZSCHORNACK. *Electron Impact Ion Sources for Charged Heavy Ions*. Wiesbaden: Vieweg, 1996.
- [76] P. SKOG, I. L. SOROKA, A. JOHANSSON und R. SCHUCH. „Guiding of highly charged ions through Al₂O₃ nano-capillaries“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 258.1 (2007), S. 145–149.
- [77] P. SKOG, H. Q. ZHANG und R. SCHUCH. „Evidence of Sequentially Formed Charge Patches Guiding Ions through Nanocapillaries“. *Physical Review Letters* 101.22 (2008), S. 223202.
- [78] N. STOLTERFOHT, J. H. BREMER, V. HOFFMANN, R. HELLHAMMER, D. FINK, A. PETROV und B. SULIK. „Transmission of 3 keV Ne⁷⁺ ions through nanocapillaries etched in polymer foils: Evidence for capillary guiding“. *Physical Review Letters* 88.13 (2002), S. 133201.
- [79] N. STOLTERFOHT, R. HELLHAMMER, J. BUNDESMANN und D. FINK. „Density effects on the guided transmission of 3keV Ne⁷⁺ ions through PET nanocapillaries“. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 267.2 (2009), S. 226–230.
- [80] N. STOLTERFOHT, R. HELLHAMMER, J. BUNDESMANN und D. FINK. „Guiding of slow highly charged ions through insulating nanocapillaries in PET polymers“. *Radiation Effects and Defects in Solids* 162 (2007), S. 515–522.
- [81] N. STOLTERFOHT, R. HELLHAMMER, J. BUNDESMANN und D. FINK. „Scaling laws for guiding of highly charged ions through nanocapillaries in an insulating polymer“. *Physical Review A* 77.3 (2008), S. 032905.
- [82] N. STOLTERFOHT, R. HELLHAMMER, J. BUNDESMANN, D. FINK, Y. KANAI, M. HOSHINO, T. KAMBARA, T. IKEDA und Y. YAMAZAKI. „Guiding of slow Ne⁷⁺ ions through nanocapillaries in insulating polyethylene terephthalate: Incident current dependence“. *Physical Review A* 76.2 (2007), S. 022712.
- [83] N. STOLTERFOHT, R. HELLHAMMER, D. FINK, B. SULIK, Z. JUHASZ, E. BODEWITS, H. M. DANG und R. HOEKSTRA. „Dynamic properties of ion guiding through nanocapillaries in an insulating polymer“. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)* 79.2, 022901 (2009), S. 022901.
- [84] N. STOLTERFOHT, R. HELLHAMMER, D. FINK, B. SULIK, Z. JUHASZ, E. BODEWITS, H. M. DANG und R. HOEKSTRA. „Time evolution of ion guiding through nanocapillaries in a PET polymer“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B-Beam Interactions With Materials And Atoms* 267.4 (2009), S. 669–673.

- [85] N. STOLTERFOHT, R. HELLHAMMER, Z. D. PESIC, V. HOFFMANN, J. BUNDESMANN, A. PETROV, D. FINK und B. SULIK. „Guided transmission of Ne^{7+} ions through nanocapillaries in PET: dependence on the tilt angle“. *Vacuum* 73.1 (2004), S. 31–37.
- [86] N. STOLTERFOHT, R. HELLHAMMER, Z. D. PESIC, V. HOFFMANN, J. BUNDESMANN, A. PETROV, D. FINK und B. SULIK. „Guiding of slow Ne^{7+} ions through nanocapillaries in a PET polymer: dependence on the capillary diameter“. *Surface and Coatings Technology* 196 (2005), S. 389–393.
- [87] N. STOLTERFOHT, R. HELLHAMMER, P. SOBOCINSKI, Z. D. PESIC, J. BUNDESMANN, B. SULIK, M. B. SHAH, K. DUNN, J. PEDREGOSA und R. W. MCCULLOUGH. „Guiding of slow neon and molecular hydrogen ions through nanocapillaries in PET“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 235 (2005), S. 460–467.
- [88] N. STOLTERFOHT, R. HELLHAMMER, B. SULIK, Z. JUHÁSZ, V. BAYER, C. TRAUTMANN, E. BODEWITS und R. HOEKSTRA. „Evidence of blocking effects on 3-keV Ne^{7+} ions guided through nanocapillaries in polycarbonate“. *Physical Review A* 83 (6 2011), S. 062901.
- [89] N. STOLTERFOHT, V. HOFFMANN, R. HELLHAMMER, Z. D. PESIC, D. FINK, A. PETROV und B. SULIK. „Guided transmission of 3 keV Ne^{7+} ions through nanocapillaries etched in a PET polymer“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B-beam Interactions With Materials and Atoms* 203 (2003), S. 246–253.
- [90] N. STOLTERFOHT u. a. „Time evolution of ion guiding through nanocapillaries in a PET polymer“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 225 (2004), S. 169–177.
- [91] K. TOKESI, L. WIRTZ und J. BURGDORFER. „Interaction of highly charged ions with microcapillaries“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 154 (1999), S. 307–311.
- [92] K. TOKESI, L. WIRTZ, C. LEMELL und J. BURGDORFER. „Angular distribution of highly charged ions transmitted through metallic microcapillaries“. *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena* 129 (2003), S. 195–200.
- [93] K. TOKESI, L. WIRTZ, C. LEMELL und J. BURGDORFER. „Charge-state evolution of highly charged ions transmitted through microcapillaries“. *Physical Review A* 6102.2 (2000), S. 020901.
- [94] G. VIKOR, R. T. R. KUMAR, Z. D. PESIC, N. STOLTERFOHT und R. SCHUCH. „Guiding of slow highly charged ions by nanocapillaries in PET“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 233 (2005), S. 218–221.
- [95] K. A. VOKHMYANINA, L. A. ZHILYAKOV, A. V. KOSTANOVSKY, V. S. KULIKAUSKAS, V. P. PETUKHOV und G. P. POKHIL. „Transportation and focusing of accelerated proton beams by means of dielectric channels“. *Journal Of Physics A-Mathematical And General* 39.17 (2006), S. 4775–4779.

- [96] T. WERNER, G. ZSCHORNACK, F. GROSSMANN, V. P. OVSYANNIKOV und E. ULLMANN. „X-ray spectroscopy of neon-like xenon at the Dresden EBIT“. *Physica Scripta* T92 (2001), S. 241–243.
- [97] T. WERNER, G. ZSCHORNACK, F. GROSSMANN, V. P. OVSYANNIKOV und F. ULLMANN. „Highly charged metal ions produced from volatile organometallic compounds in a room temperature electron beam ion trap“. *Review of Scientific Instruments* 71.5 (2000), S. 2038–2040.
- [98] T. WERNER, G. ZSCHORNACK, F. GROSSMANN, V. P. OVSYANNIKOV und F. ULLMANN. „The Dresden EBIT: An ion source for materials research and technological applications of low-energy highly charged ions“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B-beam Interactions With Materials and Atoms* 178 (2001), S. 260–264.
- [99] Y. YAMAZAKI, S. NINOMIYA, F. KOIKE, H. MASUDA, T. AZUMA, K. KOMAKI, K. KUROKI und M. SEKIGUCHI. „Stabilized hollow atoms (ions) produced with multiply charged ions passed through microcapillaries“. *Journal of the Physical Society of Japan* 65.5 (1996), S. 1199–1202.
- [100] D. ZSCHECH. „Hochgeordnete Strukturen im Sub-45nm-Bereich mittels Diblockcopolymer-Lithografie-Strukturierung und Funktionalisierung“. Diss. Martin-Luther-Universität Halle Wittenberg, 2006.
- [101] G. ZSCHORNACK, F. GROSSMANN, R. HELLER, U. KENTSCH, M. KRELLER, S. LANDGRAF, V. P. OVSYANNIKOV, M. SCHMIDT und F. ULLMANN. „Production of highly charged ions for ion-surface interaction studies“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B-beam Interactions With Materials and Atoms* 258.1 (2007), S. 205–208.
- [102] G. ZSCHORNACK, F. GROSSMANN, V. P. OVSYANNIKOV, R. HELLER, U. KENTSCH, M. KRELLER, M. SCHMIDT, A. SCHWAN, A. SILZE und F. ULLMANN. „Sources of highly charged ions as a platform technology for applications in nanotechnology and medicine“. *Materialwissenschaft Und Werkstofftechnik* 40.4 (2009), S. 285–289.
- [103] G. ZSCHORNACK, R. HELLER, M. KRELLER, S. LANDGRAF, F. GROSSMANN, U. KENTSCH, V. P. OVSYANNIKOV, M. SCHMIDT und F. ULLMANN. „Time-resolved investigation of ionization processes in the DRESDEN Electron Beam Ion Source“. *Review of Scientific Instruments* 77.3 (2006), 03A902.
- [104] G. ZSCHORNACK, R. HELLER, M. KRELLER, S. LANDGRAF, F. GROSSMANN, U. KENTSCH, V. OVSYANNIKOV, M. SCHMIDT und F. ULLMANN. „Dresden EBIT: Status Report and Next Developments“. *Review of Scientific Instruments* 77 (2006), 03A904.
- [105] G. ZSCHORNACK, M. KRELLER, V. P. OVSYANNIKOV, F. GROSSMAN, U. KENTSCH, M. SCHMIDT, F. ULLMANN und R. HELLER. „Compact electron beam ion sources/ traps: Review and prospects“. *Review of Scientific Instruments* 79.2 (2008), 02A703.

- [106] G. ZSCHORNACK, S. LANDGRAF, F. GROSSMANN, U. KENTSCH, V. P. OVSYANNIKOV, M. SCHMIDT und F. ULLMANN. „An ion beam facility for HCI-based analysis and materials research“. *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B-beam Interactions With Materials and Atoms* 249 (2006), S. 921–923.

Publikationen

ZSCHORNACK, G.; HELLER, R.; **KRELLER, M.**; LANDGRAF, S.; GROSSMANN, F.; KENTSCH, U.; OVSYANNIKOV, V.P.; SCHMIDT, M.; ULLMANN, F.: Dresden EBIT: Status Report and Next Developments. In: *Review of Scientific Instruments* 77 (2006), S. 03A904

ZSCHORNACK, G.; HELLER, R.; **KRELLER, M.**; LANDGRAF, S.; GROSSMANN, F.; KENTSCH, U.; OVSYANNIKOV, V. P.; SCHMIDT, M.; ULLMANN, F.: Time-resolved investigation of ionization processes in the DRESDEN Electron Beam Ion Source. In: *Review of Scientific Instruments* 77 (2006), März, Nr. 3, S. 03A902

SCHMIDT, M.; ZSCHORNACK, G.; HELLER, R.; KENTSCH, U.; **KRELLER, M.**; LANDGRAF, S.; GROSSMANN, f.; OVSYANNIKOV, V.P.; ULLMANN, F.: Report on the current Developments and Experiments of the Dresden EBIT System. In: *Journal of Physics: Conference Series* 72 (2007), S. 012020

ZSCHORNACK, G.; GROSSMANN, F.; HELLER, R.; KENTSCH, U.; **KRELLER, M.**; LANDGRAF, S.; OVSYANNIKOV, V. P.; SCHMIDT, M.; ULLMANN, F.: Production of highly charged ions for ion-surface interaction studies. In: *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B-beam Interactions With Materials and Atoms* 258 (2007), Mai, Nr. 1, S. 205-208

GROSSMANN, F.; HELLER, R.; **KRELLER, M.**; KENTSCH, U.; LANDGRAF, S.; OVSYANNIKOV, V. P.; SCHMIDT, M.; ULLMANN, F.; ZSCHORNACK, G.: Production of highly charged ions in the range of energy of $10 \text{ V} \times q$ up to MeV. In: *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B-Beam Interactions With Materials And Atoms* 256 (2007), März, Nr. 1, S. 565-570

OVSYANNIKOV, V P.; ZSCHORNACK, G; GROSSMANN, F; HELLER, R; KENTSCH, U; **KRELLER, M.**; LANDGRAF, S; SCHMIDT, M; ULLMANN, F: First investigations on the Dresden EBIS-A. In: *Journal of Physics: Conference Series* 58 (2007), 399-402

KRELLER, M.; ZSCHORNACK, G.; KENTSCH, U.; HELLER, R.: Molecule fragmentation at the Dresden EBIS-A. In: *Review of Scientific Instruments* 79 (2008), Nr. 2, 02A702.

ZSCHORNACK, G.; **KRELLER, M.**; OVSYANNIKOV, V. P.; GROSSMAN, F.; KENTSCH, U.; SCHMIDT, M.; ULLMANN, F.; HELLER, R.: Compact electron beam ion sources/traps: Review and prospects. In: *Review of Scientific Instruments* 79 (2008), Februar, Nr. 2, S. 02A703

KRELLER, M.; ZSCHORNACK, G; KENTSCH, U: Guiding of Argon ions through PET nano capillary foils. In: *Journal of Physics: Conference Series* 163 (2009), 012090 (4pp)

ZSCHORNACK, G.; GROSSMANN, F.; OVSYANNIKOV, V. P. ; HELLER, R.; KENTSCH, U.; **KRELLER, M.;** SCHMIDT, M.; SCHWAN, A.; SILZE, A.; ULLMANN, F.: Sources of highly charged ions as a platform technology for applications in nanotechnology and medicine. In: *Materialwissenschaft Und Werkstofftechnik* 40 (2009), April, Nr. 4, S. 285-289

KRELLER, M.; ZSCHORNACK, G; KENTSCH, U: Guiding of argon ions through a tapered glass capillary. In: *Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section B-Beam Interactions With Materials And Atoms* 269 (2011), Mai, Nr. 9, S. 1032-1035

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen meinen Dank ausdrücken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Ein besonderer Dank gilt Herrn *Priv. Doz. Dr. G. Zschornack* für die Vergabe dieses interessanten Promotionsthemas, das in mich gesetzte Vertrauen diesen neuen Themenkomplex in der Arbeitsgruppe für hochgeladenen Ionen zu vertreten und für die Betreuung während der Promotion.

Weiterhin bedanke ich mich bei *Prof. Dr. Jürgen Fassbender* für die Unterstützung des Instituts für Ionenstrahlphysik und Materialforschung des Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf während des Aufbaus und der Durchführung der Messungen,

Herrn *Dipl. Phy. U. Kentsch* und den Mitarbeitern der Arbeitsgruppe hochgeladenen Ionen der Technischen Universität Dresden für die Unterstützung beim Aufbau und dem Betrieb des Experimentes an der Mikrostrahlanlage, sowie für Diskussionen zur Interpretation der Ergebnisse,

Frau *E. Christalle* und Herrn *B. Scheumann* vom Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung des Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf für die Präparation und die Charakterisierung der Kapillarfolien,

Herrn *J. Haufe* und Herrn *K. Thiemig* aus der Werkstatt des Instituts für Ionenstrahlphysik und Materialforschung sowie Herrn *D. Ließner* und den Mitarbeitern der Werkstatt des Fachbereichs Physik der Technischen Universität Dresden für die Ausführung der Bau- und Änderungswünsche meines Experimentaufbaus,

Herrn *Dr. R. Heller* vom Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf für die motivierenden Gespräche und Hinweise, die zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben,

sowie der *Deutschen Forschungsgemeinschaft*, ohne deren Finanzierung dieses Projekt nicht durchgeführt worden wäre.

Nicht zuletzt möchte ich *Anett, Fritz* und meinen *Eltern* danken. Ihre grenzenlose und uneingeschränkte Unterstützung während der vergangenen Jahre waren eine wesentliche Voraussetzung für den Erfolg dieser Arbeit.

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit zum Thema

Transport hochgeladener Ionen durch Nanokapillarfolien und makroskopische Glaskapillaren

ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die Dissertation wurde am Institut für Festkörperphysik der Technischen Universität Dresden unter der wissenschaftlichen Betreuung von Herrn Priv. Doz. Dr. G. Zschornack angefertigt. Die Promotionsordnung der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften der Technischen Universität Dresden in der Fassung vom 23.02.2011 erkenne ich an.

Dresden, 17. Dezember 2012

Martin Kreller