

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Bachelorarbeit im Studiengang Physik

vorgelegt von

Alexander Kechler

geboren in

Nowy Usen (Kasachstan)

2011

Untersuchungen zur Massenauflösung in einer elektrostatischen Falle für schnelle Ionenstrahlen

Diese Bachelorarbeit wurde ausgeführt von
Alexander Kechler
am Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Andreas Wolf

Untersuchungen zur Massenauflösung in einer elektrostatischen Falle für schnelle Ionenstrahlen

Am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg befindet sich die elektrostatische Strahlfalle CTF (Cryogenic Trap for Fast ion beams). Die Falle wurde aufgebaut, um die Technologien und Konzepte zu überprüfen, die für die Entwicklung des CSR, eines kryogenen Ionenspeicherrings benötigt werden. Die extrem reduzierte Umgebungsstrahlung in der CTF wird für Untersuchungen verschiedener gespeicherter Clusterionen bei Temperaturen zwischen 10 und 300 K genutzt. Schwerpunktthema dieser Arbeit ist die Untersuchung zur Massenauflösung in der CTF in einem Betriebsmodus, bei dem ein injizierter Ionenbunch für lange Zeit erhalten bleibt. Dazu wurden Bunche von O_2^- - und S^- -Ionen entweder sortenrein oder gleichzeitig, unter ansonsten identischen Bedingungen, in der Falle gespeichert und deren Umlauffrequenz gemessen. Insbesondere sollten die Fragen beantwortet werden, ob unter diesen Betriebsbedingungen der kleine Massenunterschied zwischen den beiden Ionen massenspektrometrisch getrennt werden kann, und wie sich die Massenauflösung der Falle beim Übergang vom Normal- in den Selbstbunching-Modus ändert.

Research of mass resolution in an electrostatic ion beam trap

The CTF, a Cryogenic Trap for Fast ion beams at the Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg was originally constructed for developing the necessary technologies and concepts towards building the CSR (electrostatic Cryogenic Storage Ring). The greatly reduced blackbody radiation in the CTF is being used for the research on different cluster ions for temperatures between 10 and 300 K. The main subject of this thesis is the examination of the mass resolution of O_2^- and S^- ions in the CTF in an operating mode, where the injected ion bunch remains stable for long times. Therefore bunches of either pure or mixed O_2^- and S^- beams were stored in the trap under otherwise identical conditions, and their oscillation frequencies measured. Especially the following questions should be answered: Is it possible to separate the small mass difference between the two ions using fourier-transform mass spectroscopy, under these operating conditions? How does the mass resolution change between the normal and self-bunching trapping modes?

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretischer Hintergrund	2
2.1	Funktion einer elektrostatischen Falle (EIBT)	2
2.2	Bahnfrequenz und η_E -Parameter	3
2.3	Self-bunching	4
2.4	Ionenverlustprozesse	5
3	Experimenteller Aufbau der CTF	6
4	Messungen und Ergebnisse	8
4.1	CTF Frequenzstabilität	9
4.2	Messung des η_E -Parameters	14
4.3	Gleichzeitige Injektion von O_2^- und S^-	16
4.4	Bunchlebensdauer sowie Strahllebensdauer von O_2^- und S^-	21
5	Zusammenfassung und Ausblick	25

1 Einleitung

In verschiedenen Bereichen der Physik werden Ionenfallen bereits seit Langem erfolgreich angewandt, wie z.B. in der Präzisions-Massenspektrometrie [1, 2, 3]. Neben den herkömmlichen Ionenfallen, bei denen Ionen bei nahezu verschwindender Geschwindigkeit gespeichert werden, wurde in jüngster Zeit ein anderer Fallentyp entwickelt, bei dem Ionenstrahlen zwischen einem Paar von elektrostatischen Spiegeln schwingen, ähnlich wie Photonen in einem optischen Resonator [4, 5, 6]. In solchen elektrostatischen Strahlfallen, wie der hier betrachteten Cryogenic Trap for Fast ion beams (CTF), können geladene Teilchen für einige Sekunden oder Minuten gespeichert werden. Die Möglichkeit energetische Ionenstrahlen zu speichern, ermöglicht es, z.B. in der CTF temperaturabhängige verzögerte Elektronenemission von heißen Clusterionen mit hoher Vibrationsanregung durch Zählung der erzeugten neutralen Partikel zu untersuchen. Dies eröffnet auf den Gebieten der experimentellen Grundlagenforschung in der Atom-, Molekül-, und Kernphysik neue Perspektiven. Darüber hinaus sind Untersuchungen von positiven sowie negativen Molekülionen relevant für andere wissenschaftliche Bereiche, wie die Astrophysik oder Biophysik, wo chemische Reaktionen und Strahlungsübergänge eine wichtige Rolle spielen.

Eine weitere mögliche Anwendung einer elektrostatischen Strahlfalle ist die Massenspektrometrie [7, 8]. Während Flugzeitmassenspektrometer (TOFMS) typischerweise in ihrer Auflösung durch die Länge des freien Fluges und der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen begrenzt sind, kann eine EIBT (Electrostatic Ion Beam Trap) wie eine extrem lange TOFMS betrachtet werden [11]. Voraussetzung bei dieser Betrachtung ist jedoch, dass die Ionen im Self-bunching-Modus gespeichert werden, weil die Ionen dadurch für lange Zeit (bis zu mehreren Sekunden) in einem Bunch gehalten werden (kohärent bleiben). Die dadurch verlängerte Bunchlebensdauer sorgt für eine erhöhte Messdauer und somit für eine bessere Massenauflösung. Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der Massenauflösung der Ionenarten O_2^- und S^- in der CTF. Dabei wurde untersucht, ob durch Ausnutzung der längeren Lebensdauer der Bunche, aufgrund des Self-bunching-Effektes, eine höhere Massenauflösung der Falle erreicht werden kann als im Normalmodus und ob unter diesen Bedingungen geringe Massenunterschiede gleichzeitig gespeicherter Ionen noch aufgelöst werden können.

Das Kapitel 2 behandelt zunächst die theoretischen Aspekte, die für das Verständnis dieser Arbeit notwendig sind. In Kapitel 3 wird der experimentelle Aufbau der CTF beschrieben. In Kapitel 4 schließlich werden alle Messergebnisse dargestellt und erläutert.

2 Theoretischer Hintergrund

Dieses Kapitel beschreibt zunächst die Funktion einer elektrostatischen Falle, die es ermöglicht Ionenstrahlen einzufangen und behandelt anschließend die wichtigsten theoretischen Aspekte, welche für die Charakterisierung der Einstellungen einer solchen Falle relevant sind. Zusätzlich wird auf die Strahldynamik (Self-bunching) eingegangen und darüber hinaus werden einige grundlegende Prozesse beschrieben, die für den Ionenverlust in einer elektrostatischen Falle verantwortlich sind.

2.1 Funktion einer elektrostatischen Falle (EIBT)

Der Aufbau der CTF basiert auf dem Prinzip der elektrostatischen Ionenstrahlfalle EIBT (Electrostatic Ion Beam Trap), die von D. Zajfman u. a. [5] 1997 konstruiert wurde. Im Inneren der CTF befinden sich einander gegenüberliegende elektrostatische Spiegel. Diese sorgen dafür, dass die Ionen zwischen den Spiegeln vor und zurück reflektiert werden (vgl. Abbildung 2.1).

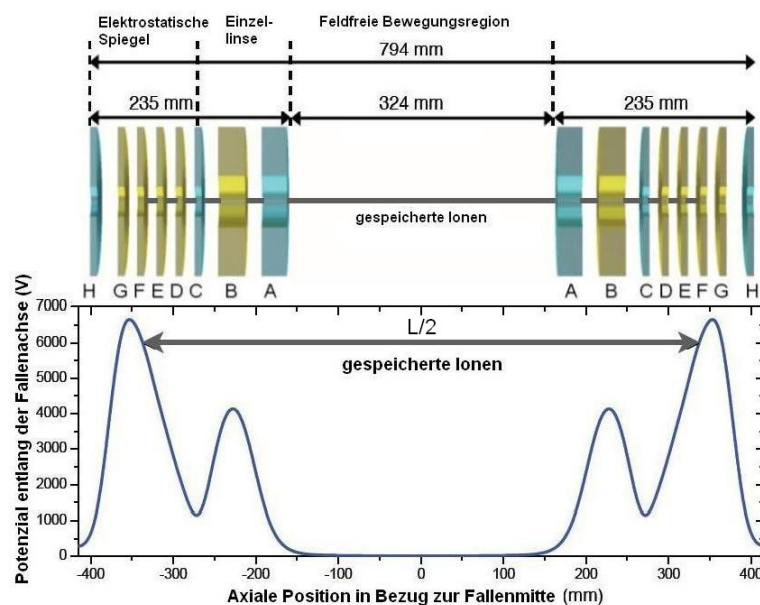


Abbildung 2.1: Oben: Schematische Darstellung der Fallenelektroden (Schnitt durch eine Ebene, die die Strahlachse enthält), blau gekennzeichnete Elektroden A, C und H sind geerdet, wobei alle anderen Elektroden (gelb) an eine Hochspannung angeschlossen sind; Unten: Potenzialverlauf für Ionen mit kinetischen Energien von 6.0 keV (modifiziert aus [9])

2 Theoretischer Hintergrund

Jeder dieser Spiegel besteht aus vier ringförmigen Elektroden (D, E, F, G), welche von innen nach außen mit ansteigenden Hochspannungen versorgt werden. Die Ionen werden nun beim Eintritt in den Spiegel durch eine Potenzialbarriere abgebremst und wieder zur anderen Seite der Falle beschleunigt. Zudem sind elektrostatische Einzellinsen (A, B, C) integriert, die dafür sorgen, dass die Ionen entlang der Trajektorien transversal begrenzt werden und dadurch stabile Oszillationen um die Fallachse ausführen. Die Ionen können in die Falle injiziert werden, indem man die Eingangselektroden zunächst ausgeschaltet lässt und sie wieder einschaltet, bevor die Ionen nach dem ersten Umlauf die Eingangselektroden wieder erreichen. Wie in Abbildung 2.1 zu sehen ist, sind die Elektroden B, D, E, F und G an eine veränderbare Hochspannung angeschlossen, während A, C und H geerdet sind. Mit dieser Anzahl und Anordnung der Elektroden ist es möglich die Neigung der Potenzialbarriere feiner zu steuern. Die Steigung der Potenzialbarriere beeinflusst das Bunchverhalten der oszillierenden Ionen essentiell, was für die Massenaufösung einer solchen Falle eine wichtige Rolle spielt.

2.2 Bahnfrequenz und η_E -Parameter

Für die Oszillationsfrequenz f der Ionen in der Falle gilt [9]:

$$f = \frac{\bar{v}}{L}, \quad (2.1)$$

dabei ist \bar{v} das Zeitmittel über die Geschwindigkeit und L die Länge der Bahn bzw. $L/2$ der Abstand zwischen den Umkehrpunkten in der Falle. Die Lage dieser Umkehrpunkte hängt von der individuellen Energie eines Teilchens ab, da solche mit mehr Energie weiter in das Potenzial der Spiegel eindringen als solche mit niedrigerer Energie. Für die Änderung der Frequenz Δf ergibt sich somit:

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta \bar{v}}{\bar{v}} - \frac{\Delta L}{L}. \quad (2.2)$$

Bei einer bestimmten Energie E kann die Änderung der Weglänge ΔL als Funktion des Potentials (an den Umkehrpunkten) in der Falle linear approximiert werden,

$$\Delta L = 4 \frac{1}{\frac{\delta \phi(\tilde{x}_0)}{\delta x} q} \Delta E, \quad (2.3)$$

wobei q die Ladung des Ions ist und $d\phi(\tilde{x}_0)/dx$ der Gradient des elektrischen Potentials am mittleren Umkehrpunkt \tilde{x}_0 .

Der η_E -Parameter ist definiert als das normierte Verhältnis der Änderung der Oszillationsfrequenz Δf und der Änderung der Energie ΔE . Zusammen mit der Gleichung (2.2) gilt:

$$\eta_E = \frac{\Delta f/f_0}{\Delta E/E_0} = \frac{\Delta \bar{v}/\bar{v}}{\Delta E/E_0} - \frac{\Delta L/L}{\Delta E/E_0}, \quad (2.4)$$

wobei der letzte Term im Allgemeinen als α_E bezeichnet wird,

2 Theoretischer Hintergrund

$$\alpha_E = \frac{\Delta L/L}{\Delta E/E_0} = 4 \frac{1}{\frac{\delta\phi(\tilde{x}_0)}{\delta x}} \frac{E_0}{qL}. \quad (2.5)$$

Betrachtet man den Fall, dass für eine bestimmte Energie E_0 der η_E -Parameter verschwindet, so ist auch die Änderung der Oszillationsfrequenz mit dieser Energie Δf Null. Aufgrund dieser Tatsache werden Ionen mit einer anderen kinetischen Energie als E_0 stets dieselbe Oszillationsfrequenz f_0 besitzen. Der Grund dafür ist, dass Ionen mit einer höheren Energie auch eine längere Strecke in der Falle zurücklegen müssen.

Zur Unterscheidung zweier gespeicherter Teilchenarten bei identischer Energie und Ladung in einer elektrostatischen Falle mit Hilfe der Messung der Oszillationsfrequenz f , kann durch das Verhältnis f_1/f_2 eine Aussage über die Massen der gespeicherten Teilchen getroffen werden:

$$\frac{f_1}{f_2} = \frac{v_1}{v_2} = \sqrt{\frac{m_2}{m_1}}, \quad (2.6)$$

wobei v_1, v_2 die Geschwindigkeit und m_1, m_2 die Masse der jeweiligen Ionenart sind. Die obige Herleitung wurde der Dissertation von M. Froese [9], Kap. 2.1 entnommen.

2.3 Self-bunching

Als ‘‘Bunch’’ bezeichnet man ein Bündel von geladenen oszillierenden Ionen. Die Bunchlänge kann durch die zeitliche Halbwertsbreite der Raumladungsverteilung der oszillierenden Ionen definiert werden. Der sogenannte Self-bunching-Modus in elektrostatischen Fallen wurde bereits sowohl experimentell [11, 12] als auch theoretisch [13] studiert. Dies ist ein Prozess bei dem die Ionen aufgrund der abstoßenden Coulombkraft zwischen den einzelnen Ionen und der Raumladung vom Bunch innerhalb der Falle zusammengehalten werden. Dieser Prozess setzt einen negativen η_E -Parameter voraus, welcher in Gleichung (2.4) definiert ist. Betrachtet man z.B. ein Teilchen, das der Mitte des Bunches vorausläuft, so wird dieses aufgrund der abstoßenden Coulombkraft von der Raumladung des Bunches eine positive Beschleunigung erfahren und daher im Vergleich zu einem Ion in der Mitte des Bunches Energie gewinnen. Dadurch wird das Teilchen schneller als diejenigen, die sich im Schwerpunkt eines Bunches befinden. Aufgrund des negativen η_E -Parameters wird die Umlaufperiode des beschleunigten Teilchens größer als die Umlaufperiode der Teilchen, die sich in der Mitte eines Bunches befinden. Die größere Umlaufperiode hat zur Folge, dass das Teilchen sich nach einem Umlauf in einer Position näher an der Mitte des Bunches befindet und anschließend weiter nach hinten wandert.

Umgekehrt gilt für Teilchen, die hinter dem Schwerpunkt des Bunches hereilen, dass diese eine abstoßende Coulombkraft erfahren und dadurch langsamer werden. Aufgrund des negativen η_E -Parameters werden sie eine kürzere Umlaufperiode besitzen und sich nach einem Umlauf weiter vorne befinden. Dieser Self-bunching-Prozess sorgt dafür, dass der Bunch zusammengehalten wird (kohärent bleibt). Je nachdem, ob der η_E -Parameter positiv, negativ oder null ist, wird ein Ionenbunch zerstreut, zusammenlaufen oder seine ursprüngliche Form beibehalten.

2.4 Ionenverlustprozesse

In allen elektrostatischen Fallen, wie z.B. der CTF, treten Ionenverluste während dem Oszillationsvorgang auf, die durch verschiedene Effekte verursacht werden. Im Folgenden wird ausschließlich auf den Verlust der Anionen eingegangen.

Zum einen können Stöße der Anionen mit den Restgasatomen auftreten. Dies führt zur Neutralisation der Anionen, indem sie ein gebundenes Elektron verlieren. Außerdem kann es durch einen Zusammenstoß auch zur Zersplitterung eines geladenen Molekülions kommen, welches wiederum neutrale Fragmente hervorbringt. Eine weitere Ursache ist die einzelne oder vielfache elastische Streuung der Ionen mit dem Restgas. Einzelne Streuung tritt auf, wenn die gefangenen Ionen durch einen Zusammenstoß so weit von der stabilen Bahn geworfen werden, dass sie nicht mehr in der Falle gespeichert werden können. Bei der vielfachen Streuung tritt ein stochastischer Prozess auf, bei dem die Ionen mehrfach unter einem kleinen Winkel abgelenkt werden, bis sie schließlich den Bereich des Phasenraums, in dem stabile Speicherung möglich ist (sog. Akzeptanz der Falle), verlassen. Die jeweiligen Effekte (Zusammenstöße und Streuung) hängen von der Masse und Energie der Ionenarten sowie der Fallencharakteristik (z.B. Fallenpotenzial, Restgasdichte) ab. Zudem treten noch Streuungen der gespeicherten Ionen untereinander auf, auf die aber hier nicht weiter eingegangen wird.

Die neutralen Atome bzw. Moleküle können die Falle verlassen und hinter der Falle mit einem MCP (microchannel plate) [14] detektiert werden. Die geladenen Fragmente können, wenn sie nur einen kleinen Anteil (max ca. 10%) der ursprünglichen Masse verloren haben und sich noch auf der stabilen Bahn befinden, weiter gespeichert bleiben.

Dieser Vorgang des Ionenverlustes kann durch einen exponentiellen Zerfall des gespeicherten Strahls mit einer mittleren Strahllebensdauer von τ , entsprechend einer Zerfallskonstante $k = \tau^{-1}$ beschrieben werden. Für die Zerfallskonstante gilt:

$$k = \rho \langle \sigma v \rangle. \quad (2.7)$$

Der geschwindigkeitsabhängige Wirkungsquerschnitt σ ist für alle Prozesse beim Zusammenstoß wirksam und unabhängig von der Anzahl der neutralen Fragmente oder Atome, die je Kollision entstehen. Die eckigen Klammern kennzeichnen eine Mittelung über die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen im gespeicherten Strahl.

Die Restgasdichte $\rho = \text{Moleküle/Volumen}$ kann als Funktion des Drucks p und der Temperatur T in der Falle, mit Hilfe der idealen Gasgleichung, ausgedrückt werden als

$$\rho = 7.246 \cdot 10^{24} \frac{p}{T} \frac{\text{K}}{\text{mbar}} \frac{1}{\text{m}^3}. \quad (2.8)$$

Die Anzahl N der Ionen in der Falle kann als eine exponentielle zeitliche Abnahme beschrieben werden:

$$N(t) = N_0 \exp(-kt), \quad (2.9)$$

wobei N_0 die Anzahl der am Anfang ($t = 0$) vorhandenen Ionen und k die Zerfallskonstante ist.

3 Experimenteller Aufbau der CTF

Die CTF unterscheidet sich von allen anderen elektrostatischen Strahlfallen durch die Möglichkeit der Kühlung durch direkten Kontakt mit flüssigem Helium, was das Abkühlen der Falle mit Temperaturen zwischen 10 und 300 K sowie auch ein extrem hohes Vakuum in der Falle ermöglicht. Um das kryogene Strahlrohr mit den gespeicherten Ionen vor Wärmestrahlung zu schützen, sind innerhalb eines Isoliervakuum (Cryostat) zwei konzentrische gekühlte Strahlungsschilde montiert, welche zusätzlich von vielen Lagen hochreflektierender Folie (Multilagenisolierung) umgeben sind. Eine detaillierte Beschreibung findet sich bei M. Froese [9], Kap. 3.1 sowie S. Menk [10], Kap 3.1 wie auch in M. Lange u.a. [4]. Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung der CTF in der hier verwendeten Konfiguration, welche bei Raumtemperatur betrieben wurde.

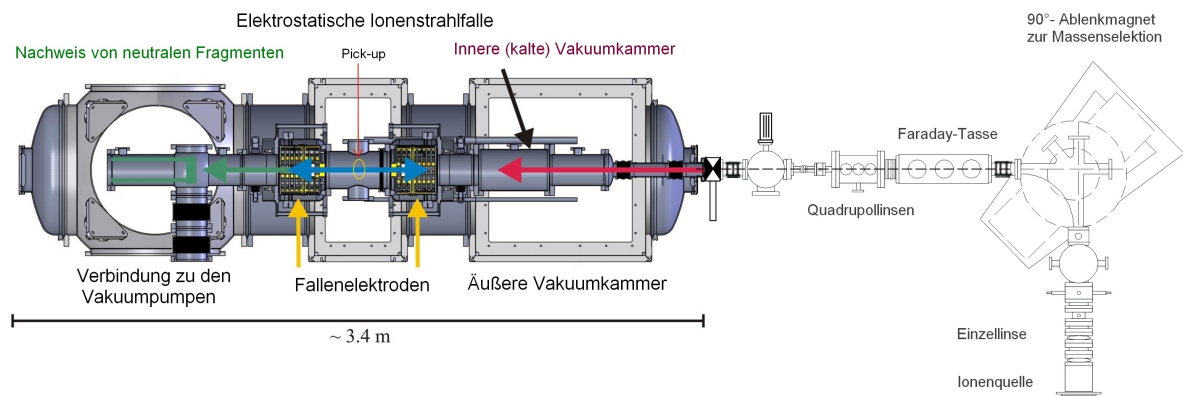


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung vom Aufbau der CTF. Rechts: MISS-Ionenquelle, Strahloptik (Einzellinse und Quadrupollinsen) zur Fokussierung des Strahls, Dipolmagnet zur Massenselektion und Faraday-Tasse (Ladungskollektor). Links: Darstellung der kryogenen Falle, des injizierten und gespeicherten Ionenstrahls (roter Pfeil und blauer Pfeil) zusammen mit den Elektroden (gelb), dem Experimentier-Strahlrohr und dem Detektor zum Nachweis der neutralen Fragmente (grüner Pfeil).

Das periodische Signal, welches von dem Ionenbunch erzeugt wird, kann mit einem sogenannten Pick-up gemessen werden. Der Pick-up ist eine Ringelektrode mit 2 cm Länge und 4 cm Durchmesser, die in der Nähe der Fallenmitte positioniert ist. Wenn sich ein Ionenbunch durch den Pick-up bewegt, wird eine Spannung induziert, die dann verstärkt am Oszilloskop gemessen wird. Das Oszilloskop mit integriertem FFT-Analysator kann aus dem zeitabhängigen Signal durch eine Fouriertransformation dessen Frequenzspektrum errechnen. Die Halbwertsbreite Δf_{FWHM} eines FFT-Signals ist abhängig von

3 Experimenteller Aufbau der CTF

der Beobachtungsdauer t des Signals am Oszilloskop, die durch die Unschärferelation $\Delta f_{\text{FWHM}} = 2/t$ gegeben ist.

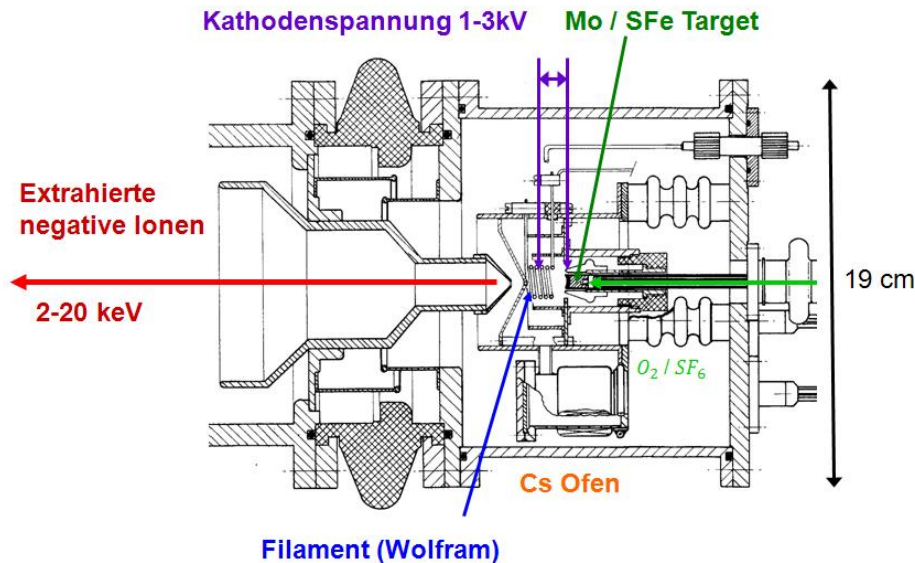


Abbildung 3.2: MISS (Multipurpose Ion Sputter Source)-Ionenquelle. Grün: Eisensulfid (FeS) Pulvertarget oder Molybdänrohr, aus dem ein Gas in die Ionenquelle hineinströmt. Lila: Anliegende Kathodenspannung zwischen dem Filament und dem Target; Filament aus Wolfram und unterhalb vom Target der Caesium Ofen.

In der verwendeten Caesium-Sputter Ionenquelle (Abbildung 3.2) wird durch Heizen eines Filamentes Caesiumdampf aus einem Ofen ionisiert und mit der Kathodenspannung auf ein Target beschleunigt. Dadurch wird das Targetmaterial zerstäubt und Fragmente des Targetmaterials werden aus der Oberfläche herausgeschlagen. Caesiumatome, die zuvor auf dem wassergekühlten Target kondensiert sind, dienen als Elektronendonator, wodurch ein Teil der Fragmente negativ geladen wird. Desweiteren kann durch eine kleine Öffnung im Target Gas in die Ionenquelle hineinströmen. Das Gas kann nun vom Caesium, welches zuvor am Target kondensiert ist oder auch von Caesiumatomen aus der Gasphase Elektronen aufnehmen. Durch die bestehende Potenzialdifferenz zwischen dem Target und der Extraktionselektrode werden die Ionen aus der Quelle heraus beschleunigt und erreichen daraufhin kinetische Energien im Bereich von keV.

Der Ionenstrahl wird danach mit einer elektrostatischen Einzellinse zum 90°-Ablenkmagnet hin fokussiert. Die je nach Masse-Ladungs-Verhältnis unterschiedlichen Trajektorien im Magnet werden dazu benutzt, um die unterschiedlich schweren Ionen zu trennen, damit möglichst viele gleiche Ionen in die Falle eingespeichert werden können. Um dies effektiv zu realisieren, ist nach dem Massenspektrometer eine Faraday-Tasse (Ladungskollektor) aufgebaut, mit der man den Ionenstrom messen kann. Im nächsten Schritt durchläuft der Ionenstrahl drei hintereinander geschaltete elektrostatische Quadrupollinsen, die zur Fokussierung des Ionenstrahls in die Falle dienen.

4 Messungen und Ergebnisse

Ziel dieser Arbeit ist zu untersuchen, ob durch Ausnutzung der längeren Kohärenzzeit der Bunche aufgrund des Self-bunching-Effektes und der damit einher gehenden längeren Beobachtungsdauer eine höhere Massenauflösung der Falle erreicht werden kann, und ob unter diesen Betriebsbedingungen geringe Massenunterschiede gleichzeitig gespeicherter Ionen im Frequenzspektrum noch aufgelöst werden können. Dazu wurden die Anionen O_2^- ($m = 31990377,82 \mu\text{u}$) und S^- ($m = 31972619,57 \mu\text{u}$) verwendet [15]. Deren relatives Massenverhältnis von 1:1800 kann im Normalbetrieb (positives η_E) der Falle nicht aufgelöst werden, da die Frequenzlinien im Fourier-Spektrum durch die begrenzte Lebensdauer der Bunche breiter sind als deren Abstand.

Es wurden vier verschiedene Einstellungen der Fallenpotenziale verwendet. Die Einstellungen wurden so gewählt, dass der im Kapitel 2 definierte η_E -Parameter zweimal negativ, einmal positiv und ungefähr null ist. Die genaue Bestimmung des η_E -Parameters wird im Abschnitt 4.2 behandelt. Die Tabelle 4.1 zeigt die entsprechenden η_E -Parameter, die mit den verwendeten Einstellungen bestimmt wurden.

ELEKTRODE	B (V)	D (V)	E (V)	F (V)	G (V)	$\bar{\eta}_E$
Setting 1	5536	2140	3995	6399	7817	-0,07(2)
Setting 2	5498	2140	3995	7000	7817	+0,18(3)
Setting 3	5391	2140	3995	6600	7817	-0,06(2)
Setting 4	5427	2140	3995	6700	7817	+0,001(42)

Tabelle 4.1: Vier verschiedene Falleneinstellungen mit den Elektrodenspannungen (Elektroden siehe Abb. 3.1) und den dazu bestimmten η_E -Parametern (Mittelwerte $\bar{\eta}_E$, siehe Kap. 4.2); Rot: geänderte Werte.

Die folgende Messung zeigt, dass die Frequenzauflösung der FFT (Fast Fourier Transformation) von dem Beobachtungsfenster bzw. der Erfassungszeit T abhängt (vgl. Abbildung 4.1, nächste Seite). Hierbei wurde die Beobachtungszeit t am Oszilloskop geändert und die Halbwertsbreite Δf_{FWHM} des FFT-Signals erfasst. Der Fehler der Halbwertsbreite wurde aus der Unsicherheit der halben Höhe des Peaks abgeschätzt. Aus Abbildung 4.1 folgt, dass die Halbwertsbreite Δf_{FWHM} des FFT-Signals für eine Beobachtungszeit von 200 ms am kleinsten ist. Bei längeren Beobachtungsdauern überschreitet die Messfrequenz aufgrund der begrenzten Speichertiefe des Oszilloskops dessen Samplingrate, so dass keine Beobachtung mehr möglich ist. Für alle nachfolgenden Messreihen, die zur Untersuchung der Bahnfrequenz durchgeführt worden sind, wurde deshalb eine Beobachtungszeit von 200 ms eingestellt.

4 Messungen und Ergebnisse

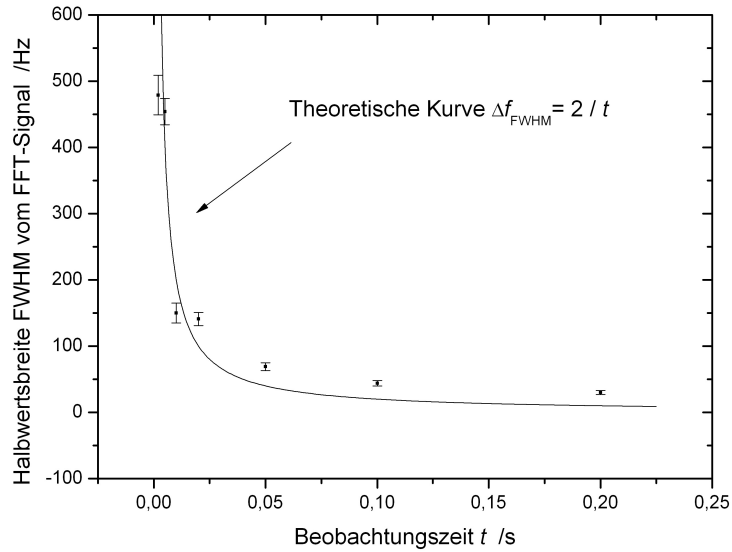


Abbildung 4.1: Messung der Halbwertsbreite Δf_{FWHM} eines FFT-Signals in Abhängigkeit von der Beobachtungszeit t des Oszilloskops. Dabei ist die theoretische Kurve: Unschärfere-lation $\Delta f_{FWHM} = 2/t$ eingezeichnet.

4.1 CTF Frequenzstabilität

Tabelle 4.2 zeigt zunächst eine Übersicht des genauen Vorgehens bei der Erzeugung der zu untersuchenden Ionenarten O_2^- und S^- . Je nachdem wieviel Ionenstrom von der Ionenquelle produziert worden ist, betrug der Filamentstrom bei allen Messreihen zwischen 22 und 26 A bei einer Kathodenspannung von 2000 V.

MESSREIHE	TARGET	ERZEUGUNG VON O_2^-	ERZEUGUNG VON S^-	ERZEUGUNG VON O_2^- UND S^- SIMULTAN
1	Molybdän	Einlass von O_2 -Gas in die Quelle	-	-
2	Eisensulfit	-	vom Target	-
Die Quelle wurde zwischen der Messreihe 2 und 3 ausgebaut und gereinigt				
3	Eisensulfit	-	vom Target	S^- vom Target, O_2^- durch Einlass von O_2 -Gas
4	Molybdän	Vom Sauerstoffgehalt in der Quelle	Einlass von SF_6 -Gas in die Quelle	O_2^- vom geringen O_2 Gehalt in der Quelle, S^- vom SF_6 -Gas

Tabelle 4.2: Übersicht der einzelnen Messreihen des genauen Vorgehens beim Erzeugen von O_2^- und S^- .

Frequenzstabilität von O_2^-

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse aus den Messreihen 1 und 4 vorgestellt und miteinander verglichen. Hierbei wird zunächst O_2^- ohne Zufuhr von S^- in die Ionenquelle betrachtet.

Bei der Erzeugung von O_2^- war zunächst zu beobachten, dass eine höhere O_2 -Konzentration in der Ionenquelle eine geringere O_2^- -Produktion zur Folge hatte. Bei der Messung der Bahnfrequenzen wurde stets auch der Druck in der Quelle erfasst. Wie in Abbildung 4.3 (a) zu sehen ist (nächste Seite), hat der Druck in der Ionenquelle keine Auswirkungen auf die Bahnfrequenz. Alle dargestellten Peaks vom Frequenzspektrum sind Durchschnittswerte von über 200 Injektionen. Die Speicherzeit der Ionen beträgt 0,5 s bei einer Injektionsdauer (Bunchlänge) von 9,5 μs .

Während der Messreihen wurde festgestellt, dass die Bahnfrequenz sich von Tag zu Tag und auch während eines Tages bei ansonsten gleichen Bedingungen änderte. Das deutet darauf hin, dass die Bahnfrequenzen sowohl von der Ionenquelle als auch von der Hochspannungsversorgung der Elektroden und der Extraktionsspannung abhängen. Um einen möglichen systematischen Fehler auszuschließen, wurden am Ende der Messreihe 4 der Dipolmagnet, alle Netzgeräte für die Elektroden sowie die Hochspannungsnetzteile der Ionenquelle dauerhaft in Betrieb gelassen, welche zuvor über Nacht abgeschaltet wurden.

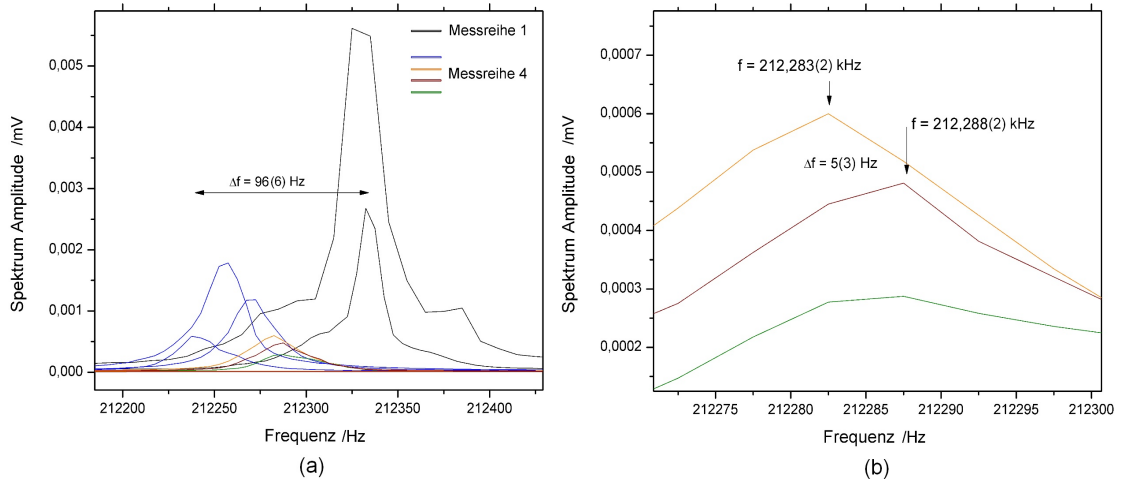


Abbildung 4.2: (a) Alle Bahnfrequenzen von O_2^- bei der Falleneinstellung Setting 1 ($\eta_E \approx -0,07$) mit einer kinetischen Energie von 6 keV; (b) vergrößerte Darstellung der Bahnfrequenzen aus (a) (orange, braun und grün), bei denen alle Netzgeräte dauerhaft in Betrieb sind.

In der Abbildung 4.2 sind alle Bahnfrequenzen von O_2^- , die innerhalb der Messreihen 1 und 4 und der Falleneinstellung Setting 1 ($\eta_E \approx -0,07$) durchgeführt worden sind, dargestellt. In Abbildung 4.2 (a) ist zu sehen, dass zwischen den Messreihen 1 und 4 eine maximale Frequenzverschiebung von $\Delta f = 96(6)$ Hz auftritt ($\Delta f/f \approx 5 \cdot 10^{-4}$).

4 Messungen und Ergebnisse

Ein Grund für die große Frequenzverschiebung kann der Ausbau und die Reinigung der Ionenquelle sein, die zwischen der Messreihe 1 und 4 durchgeführt wurde. In der Abbildung 4.2 (b) ist zu beobachten, dass die Frequenzverschiebung, seitdem alle Netzteile ununterbrochen eingeschaltet sind, nur noch $\Delta f = 5(3)$ Hz beträgt ($\Delta f/f \approx 3 \cdot 10^{-5}$). Dies kann damit erklärt werden, dass die Netzteilenelektronik nun auf Betriebstemperatur ist und daher keine großen Spannungsschwankungen mehr auftreten. Eine Fehlerabschätzung der Elektrodenspannungen hat ergeben, dass ein Spannungsunterschied von 1V bereits einen Unterschied in der Bahnfrequenz von $\Delta f = 7$ Hz ausmacht.

Die mit den Falleneinstellungen Setting 3 ($\eta_E \approx -0,06$) und Setting 2 ($\eta_E \approx +0,18$) beobachteten Frequenzverschiebungen lassen sich ebenfalls durch den Tausch der Ionenquelle und eine daraus resultierende Änderung der Energie der Ionen begründen, wobei der Frequenzunterschied wesentlich größer ausfällt (vgl. Abbildung 4.3 und 4.5).

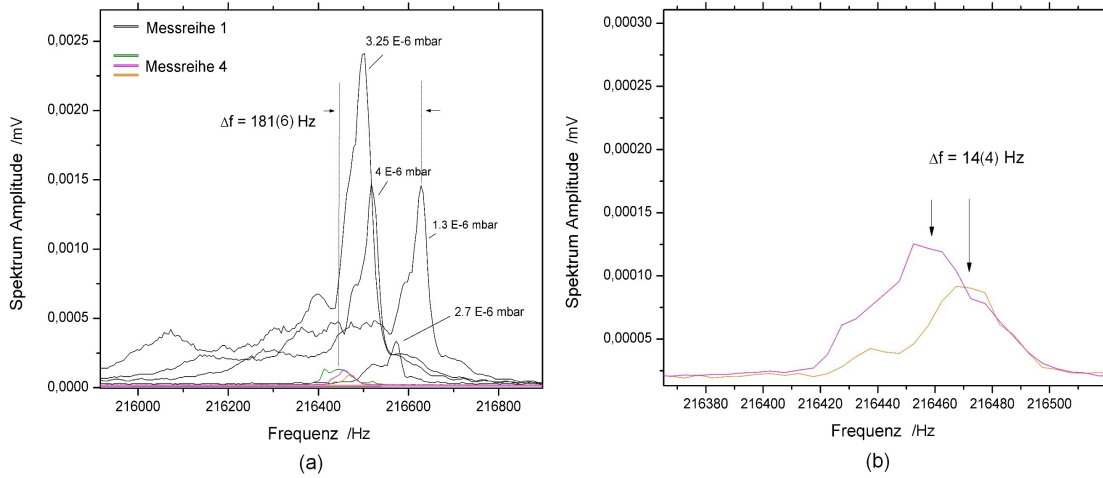


Abbildung 4.3: (a) Alle Bahnfrequenzen von O_2^- bei der Falleneinstellung Setting 3 ($\eta_E \approx -0,06$) mit einer kinetischen Energie von 6 keV; zusätzlich ist der Druck in der Ionenquelle dargestellt; (b) vergrößerte Darstellung der Bahnfrequenzen aus (a) (orange und pink), bei denen alle Netzgeräte dauerhaft in Betrieb sind.

Bei Betrachtung von Setting 3 lässt sich feststellen, dass der maximale Frequenzunterschied zwischen den Messreihen 1 und 4, $\Delta f = 181(6)$ Hz beträgt. Bei dauerhaft eingeschalteten Netzteilen, beträgt die Frequenzverschiebung $\Delta f = 14(4)$ Hz. Dies ist in der Abbildung 4.3 (b) dargestellt.

Bei zunehmendem η -Parameter weisen die Peaks eine größere Halbwertsbreite auf. Daher wird zunächst für die Falleneinstellung Setting 2 mit $\eta_E \approx +0,18$ der Zusammenhang zwischen der in Abbildung 4.5 großen Halbwertsbreite und dem positiven η_E -Parameter erläutert. Anders als beim Self-bunching (η_E negativ) zerläuft der Ionenbunch aufgrund eines positiven η_E -Parameters (vgl. Kapitel 2.3). Um dies zu überprüfen wurde die Bunchlänge in Abhängigkeit der Zeit nach der Injektion für ein positives η_E gemessen (vgl. Abbildung 4.4). Dabei ist zu beobachten, dass die Bunchlänge der oszillierenden Ionen in der Falle mit der Zeit immer größer wird. Aus der kurzen Bunch-Lebensdauer resultiert diese in Abb. 4.5 beobachtete große Frequenzbreite des FFT-Signals.

4 Messungen und Ergebnisse

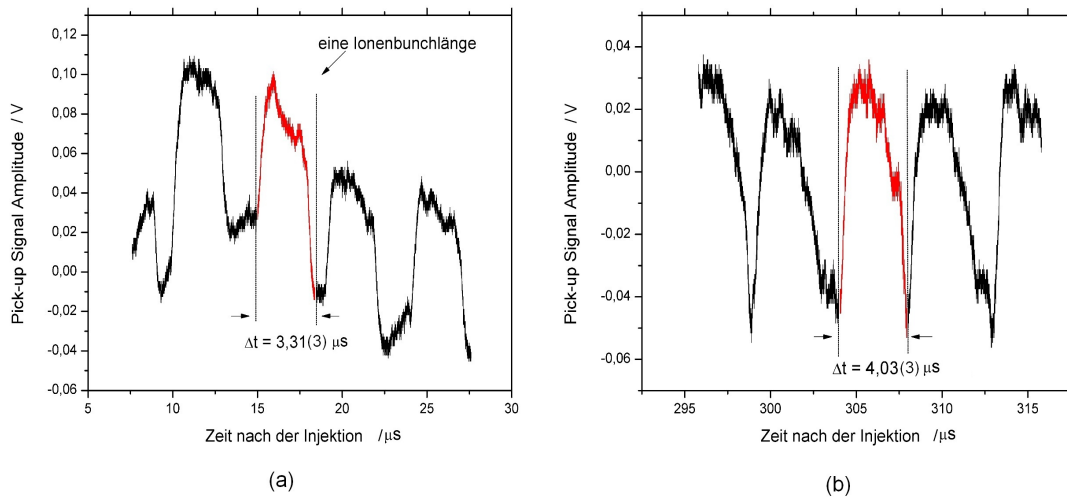


Abbildung 4.4: Verstärktes Pick-up Signal am Oszilloskop für einen sehr intensiven Puls, das gegen die Zeit nach der Injektion aufgetragen ist. Falleneinstellung Setting 2 ($\eta_E \approx +0,18$). Bei (a) sind die ersten vier Bunchsignale nach dem Einschalten der Elektroden zu sehen; (b) Bunchsignale 295 μs nach der Injektion.

Die Länge des Bunches wächst um $0,72(4) \mu\text{s}$ in $0,3 \text{ ms}$ (vgl. Abbildung 4.4). Dies bedeutet, dass nach ca. 2 ms der Bunch um weitere $5 \mu\text{s}$ gewachsen ist und daher so lang wie die Umlaufperiode in der Falle ($\sim 9 \mu\text{s} = 2/f$) wird. Es ist zu beachten, dass die Umlauffrequenz der halben Frequenz des Pick-up Signals entspricht, da jeder Puls zwei Signale induziert. Näherungsweise kann der Bunch nach ca. 2 ms als zerfallen betrachtet werden, so dass man ein Maß für die Bunch-Lebensdauer oder Kohärenzzeit bei $\eta_E \approx +0,18$ bekommt.

Für die Frequenzverschiebung von Setting 2 ($\eta_E \approx +0,18$) in der Abbildung 4.5 stellt man fest, dass diese innerhalb einer Messreihe etwa $\Delta f = 82(10) \text{ Hz}$ beträgt, seitdem die Netzgeräte dauerhaft in Betrieb sind. Der Grund für diesen großen Unterschied konnte nicht geklärt werden.

4 Messungen und Ergebnisse

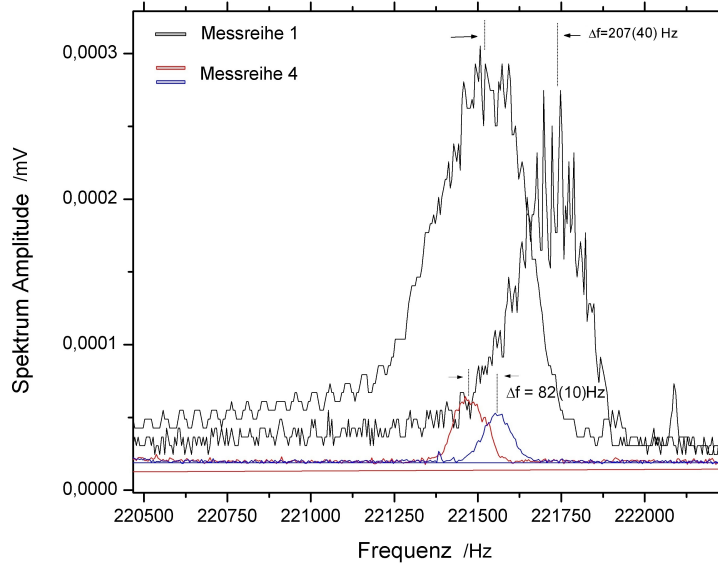


Abbildung 4.5: Alle Oszillationsfrequenzen von O_2^- bei der Falleneinstellung Setting 2 ($\eta_E \approx +0,18$) mit einer kinetischen Energie von 6 keV. Die blau und rot dargestellte Oszillationsfrequenz wurde bei dauerhaftem Betrieb der Netzgeräte gemessen, während die schwarzen Linien die Spektren bei zwischenzeitlichem Ausschalten der Netzgeräte darstellen. Auch hier kann eine wesentliche Verringerung der Frequenzsprünge beobachtet werden.

Frequenzstabilität von S^-

Bei der Untersuchung der Bahnfrequenzen von S^- in den Messreihen 2 und 4 wurden ebenfalls Frequenzunterschiede festgestellt. Die Bahnfrequenzen mit Setting 1 ($\eta_E \approx -0,07$) sind in Abbildung 4.6 dargestellt. Neben dem Ausbau und der Reinigung der Quelle trägt wahrscheinlich auch die unterschiedliche Erzeugung von S^- in Messreihe 2 und 4 zu den Frequenzverschiebungen bei. Zum einen entsteht S^- durch das Eisensulfittarget, welches bei der Messreihe 2 verwendet wurde und zum anderen durch das Hineinströmen von SF_6 -Gas in die Ionenquelle (Messreihe 4). Welcher der beiden Effekte einen größeren Einfluss auf die Verschiebung der Bahnfrequenz (rote Kurve in Abbildung 4.6) hat, lässt sich jedoch nicht feststellen.

Zusammenfassend ist festzustellen, dass die Bunchfrequenz auf dem Niveau von ~ 20 Hz ($\Delta f/f = 10^{-4}$) für ein negatives η_E und ~ 100 Hz ($\Delta f/f = 5 \cdot 10^{-4}$) für ein positives η_E konstant gehalten werden kann.

4 Messungen und Ergebnisse

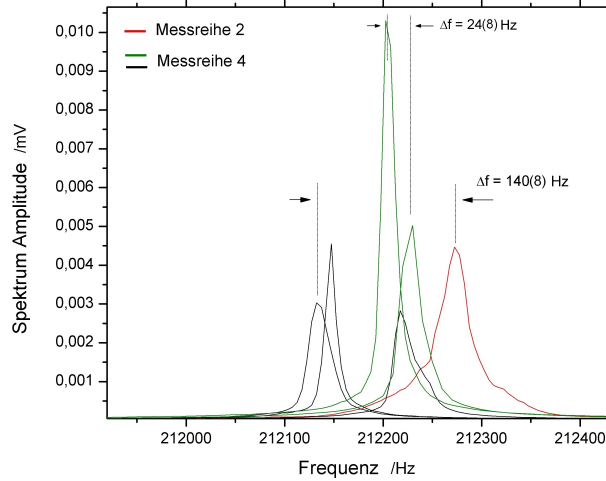


Abbildung 4.6: Alle Bahnfrequenzen von S^- bei der Falleneinstellung Setting 1 ($\eta_E \approx -0,07$) mit einer kinetischen Energie von 6 keV. Die in grün dargestellten Bahnfrequenzen wurden bei dauerhaftem Betrieb der Netzgeräte gemessen.

4.2 Messung des η_E -Parameters

Messungen des η_E -Parameters wurden in allen Messreihen durchgeführt. Untersuchungen zum η_E haben gezeigt, dass die Länge eines Bunches von geladenen oszillierenden Teilchen in der Falle nur unter besonderen Bedingungen konstant bleibt [11]. Wie in Kapitel 2.3 geschildert, ist für einen stabilen Bunch ein negativer η_E -Parameter nötig, der von der Neigung der Potenzialbarriere abhängig ist. Um z.B. ein negatives η_E zu realisieren, muss der Wert von α_E (vgl. Gleichung (2.5)) erhöht und somit die Steigung $d\phi(\tilde{x}_0)/dx$ reduziert werden. Dies kann durch das Variieren der Elektroden Spannungen eingestellt werden (vgl. Tabelle 4.1). Für die exakte Bestimmung des η_E -Parameters wurde bei jeder Falleneinstellung die Energie der Ionen leicht variiert und dabei die Bahnfrequenz gemessen. Wenn man die Bahnfrequenz gegen die eingestellte Energie aufträgt so beschreibt die Funktion

$$f(E) = A \cdot E^{\eta_E}, \quad (4.1)$$

$$\frac{df(E)}{dE} = \eta_E \cdot A \cdot E^{\eta_E - 1}, \quad (4.2)$$

wobei A ein freier Parameter und E die Energie ist, den Verlauf dieser Kurve. Teilen von Gleichung (4.2) durch (4.1) liefert wieder den in Gleichung (2.4) definierten η_E -Parameter. In Abbildung 4.7 ist für die Falleneinstellungen Setting 1 (η_E negativ) und Setting 2 (η_E positiv) die Bahnfrequenz als Funktion der Energie dargestellt.

4 Messungen und Ergebnisse

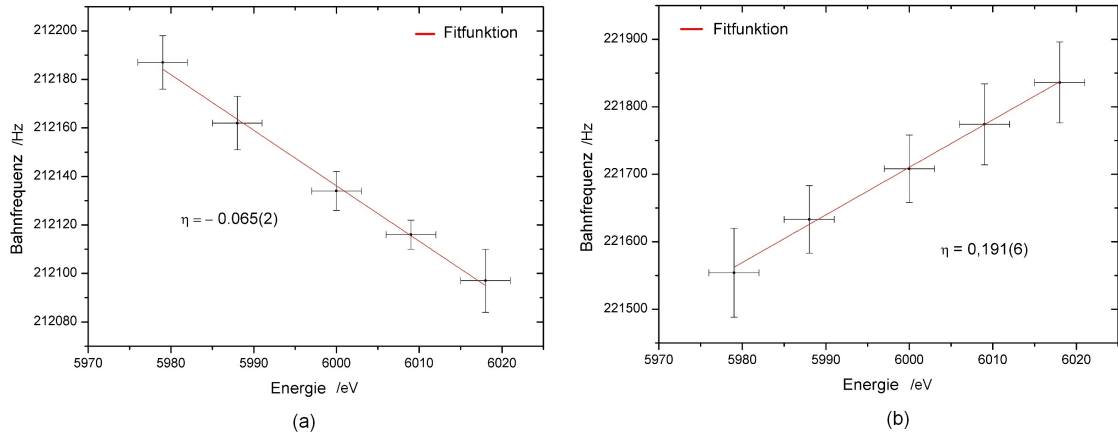


Abbildung 4.7: Darstellung der Messpunkte und der Fitfunktion (4.1), wobei die Bahnfrequenz gegen die Energie aufgetragen ist. (a) für die Falleneinstellung Setting 1 ($\eta_E = -0,065(2)$); (b) für die Falleneinstellung Setting 2 ($\eta_E = 0,191(6)$).

Die in der Abbildung 4.7 angegebenen Messfehler ergeben sich für die Energie aus der Ablesegenauigkeit eines Voltmeters an der Extraktionsspannung, welche auf 3 V abgeschätzt werden kann (Maximalfehler) und für die Bahnfrequenz, welche den Frequenzbereich angibt, bei dem das Maximum des Peaks zu 70 % genau bestimmt werden kann. Die folgende Tabelle 4.3 zeigt alle gemessenen η_E -Parameter für die Falleneinstellung Setting 1:

Setting 1	(O_2^-)	(O_2^-)	(S^-)	(S^-)	(S^-)	(O_2^- und S^-)
η_E	-0.076(5)	-0.08(1)	-0.065(2)	-0.055(4)	-0.051(5)	-0.101(7)
Messreihe	1	4	4	4	4	3

Tabelle 4.3: Alle gemessenen η_E -Parameter für die Falleneinstellung Setting 1 in den jeweiligen Messreihen

Der Mittelwert aus den in der Tabelle 4.3 dargestellten Werten beträgt $\bar{\eta}_E = -0.07(2)$. Nach der Definition von η_E sollte dieser unabhängig von der Masse sein, aber es scheint eine Korrelation zwischen dem η_E -Parameter und der Masse zu existieren, da der η_E -Parameter für die S^- Ionen etwas größer ausfällt (vgl. Tabelle 4.3 und 4.4). Außerdem tritt bei gemeinsamer Speicherung von O_2^- und S^- eine größere Abweichung auf. Tabelle 4.4 beinhaltet die Messungen des positiven η_E -Parameters.

Setting 2	(O_2^-)	(O_2^-)	(S^-)	(S^-)
η_E	0.13(1)	0.185(5)	0.191(6)	0.21(6)
Messreihe	1	1	3	4

Tabelle 4.4: Alle gemessenen η_E -Parameter für die Falleneinstellung Setting 2 in den jeweiligen Messreihen

4 Messungen und Ergebnisse

Der Mittelwert des positiv gemessenen η_E -Parameters beträgt $\bar{\eta}_E = 0.18(3)$ (vgl. Tabelle 4.4). In der Tabelle 4.5 und 4.6 sind jeweils die η_E -Parameter für die Falleneinstellungen 3 und 4 dargestellt.

Setting 3	(O_2^-)	(O_2^-)	(O_2^-)	(S^-)	(S^-)	(S^-)
η_E	-0.072(7)	-0.022(1)	-0.075(6)	-0.062(5)	-0.06(1)	-0.092(8)
Messreihe	1	1	1	3	4	4

Tabelle 4.5: Alle gemessenen η_E -Parameter für die Falleneinstellung Setting 3 in den jeweiligen Messreihen

Der Mittelwert für die Falleneinstellung Setting 3 beträgt $\bar{\eta}_E = -0.06(2)$. Bei dieser Falleneinstellung setzt sich der zweite Wert deutlich von den anderen ab. Ein Grund für die große Abweichung ließ sich jedoch nicht feststellen.

Setting 4	(O_2^-)	(S^-)
η_E	0.043(7)	-0.041(8)
Messreihe	4	4

Tabelle 4.6: Alle gemessenen η_E -Parameter für die Falleneinstellung Setting 4

Für die Falleneinstellung Setting 4 ergibt sich ein Mittelwert von $\bar{\eta}_E = 0.001(42)$. Diese große Abweichung ist völlig unklar, daher wird willkürlich ein großer Fehler angegeben. Insgesamt ist zu beobachten, dass der η_E -Parameter für eine ansteigende Neigung der Potenzialbarriere größer wird. Dies lässt sich an der Tabelle 4.1, an den Werten der Elektroden in den Spalten E(V) und F(V), grob nachvollziehen.

4.3 Gleichzeitige Injektion von O_2^- und S^-

Bei der Untersuchung zur Massenauflösung in der CTF, haben Messungen der Massenpeaks im FFT-Spektrum bei separater und gleichzeitiger Injektion der Ionenarten O_2^- und S^- in die Falle zu unterschiedlichen Ergebnissen geführt. Anstelle von zwei unterschiedlichen Bahnfrequenzen der Massenpeaks, haben Messungen bei gleichzeitiger Injektion nur einen einzigen Peak ergeben, welcher sich zwischen den beiden einzeln gemessenen Peaks befindet. Dies deutet darauf hin, dass die Ionenarten nicht getrennt voneinander in der Falle eingespeichert werden, sondern dass eine starke Wechselwirkung zwischen diesen Ionen stattfindet, so dass beide Bunche durch den Self-bunching-Effekt ineinander laufen und sich die mittleren Geschwindigkeiten der beiden Ionensorten angleichen. Dieser experimentelle Befund wird durch neue Berechnungen zur Strahldynamik in einer EIBT unterstützt (R. Wolf [16]).

Bei den Messungen der Bahnfrequenzen der einzelnen Ionenarten in den Messreihen 1, 2 und 4 hat sich herausgestellt, dass die Frequenzen des leichteren Ions S^- im Self-bunching stets kleiner waren als die des schwereren Ions O_2^- (vgl. Abbildung 4.2 und 4.6). Wie es zu diesem Ergebnis kommt, ist zunächst nicht nachvollziehbar. Bei gleicher Energie nämlich

4 Messungen und Ergebnisse

müsste das leichtere Ion eine höhere Geschwindigkeit und damit eine höhere Oszillationsfrequenz in der Falle aufweisen. Der η_E -Parameter sollte dabei keine Rolle spielen, denn bei gleicher Energie der Ionen verschwindet der Energieunterschied ΔE und somit auch bei konstantem η_E die Frequenzverschiebung Δf (vgl. Gleichung (2.4)). Messungen der Bahnfrequenzen im Normalmodus (positives η_E) haben jedoch ergeben, dass die Frequenzen vom leichteren S^- stets größer waren als die von O_2^- (vgl. Abbildung 4.8).

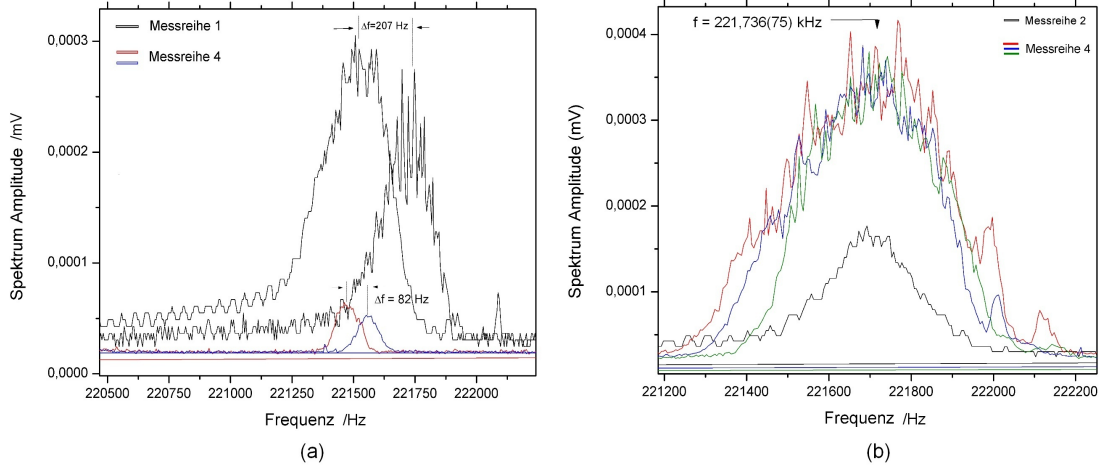


Abbildung 4.8: Vergleich der Bahnfrequenzen zwischen O_2^- und S^- beim positiven η_E -Parameter (Setting 2). (a) alle Bahnfrequenzen von O_2^- (6 keV); (b) alle Bahnfrequenzen von S^- (6 keV).

Als Grund wird vermutet, dass die O_2^- -Ionen während der Erzeugungs- und Beschleunigungsphase in der Ionenquelle nicht die volle Energie von 6 keV erreichen. Dies würde erklären, warum die energiereicheren S^- -Ionen aufgrund des negativen η_E eine kleinere Bahnfrequenz und beim positiven η_E eine höhere Bahnfrequenz haben. Die folgenden zwei Abschnitte befassen sich mit der Untersuchung der Trennbarkeit von O_2^- und S^- bei der gleichzeitigen Injektion der beiden Massen.

Verschiebung der Bahnfrequenz durch Mischen von S^- - mit einem O_2^- -Strahl

Die folgenden drei Messungen stellen bei drei unterschiedlichen η_E -Parametern eine Verschiebung der Bahnfrequenz, aufgrund der höheren SF_6 -Gas Konzentration fest. Alle drei Messungen wurden in der Messreihe 4 durchgeführt. Dabei wurde O_2^- aus dem immer vorhandenen Sauerstoffgehalt in der Ionenquelle und S^- durch das Hineinströmen des SF_6 -Gases in die Quelle produziert. Zunächst wurde die Bahnfrequenz der oszillierenden O_2^- -Ionen in der Falle gemessen. Danach wurde eine geringe Menge an SF_6 -Gas in

4 Messungen und Ergebnisse

die Ionenquelle hineingelassen und simultan mit dem Anstieg des Gasdrucks in der Ionenquelle die Veränderung der Bahnfrequenz beobachtet (Setting 1). Um systematische Fehler in der Frequenzmessung zu reduzieren, wurden diese Messungen jeweils in enger zeitlicher Abfolge durchgeführt. In Abbildung 4.9 beobachtet man eine Verlagerung der Mittenfrequenz von O_2^- und S^- bei ansteigender SF_6 -Gas Konzentration nach links. In einigen Fällen tritt sogar eine Doppelpeak-Struktur auf (siehe Druck bei $1,2 \text{ E-6 mbar}$).

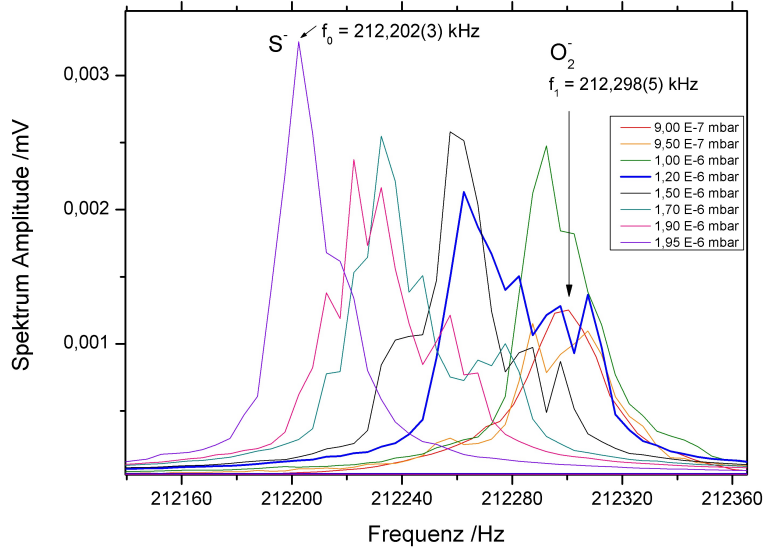


Abbildung 4.9: Verschiebung der Bahnfrequenz bei ansteigender SF_6 -Gas Konzentration bei der Falleneinstellung Setting 1 ($\eta_E = -0,101$). Dabei ist der dargestellte Druck proportional zur SF_6 -Gas Konzentration in der Ionenquelle. Alle dargestellten Peaks sind Mittelungen von jeweils 30 Injektionen. Der Druck wurde in der Vakuumkammer nach der Ionenquelle gemessen.

Insgesamt verschiebt sich die Bahnfrequenz für den S^- reichen Strahl um $\Delta f = 96 \text{ Hz}$ zu einem kleineren Wert. Nach Gleichung (2.6) jedoch soll die Bahnfrequenz durch den Massenunterschied von S^- um 59 Hz oberhalb des O_2^- -Peaks liegen ($f_2 = 212357(5) \text{ Hz}$). Dies kann, wie bereits bei der Messung der individuellen Frequenzen beider Ionenarten diskutiert, durch eine niedrigere Energie des O_2^- -Strahls erklärt werden. Nachdem die Frequenzverschiebung gemessen wurde, ergab die Messung des η_E -Parameters $\eta_E = -0.101(7)$ (vgl. Tabelle 4.3). Der Energieverlust von O_2^- , welcher für die Frequenzverschiebung von $f_2 = 212357(5) \text{ Hz}$ zu $f_0 = 212202(3) \text{ Hz}$ nötig ist, kann mit der folgenden Gleichung abgeschätzt werden mit $E_0 = 6 \text{ keV}$, $f_0 = 212202(3) \text{ Hz}$, $\eta_E = -0.101(7)$ und $\Delta f = f_2 - f_0 = 155(6) \text{ Hz}$:

$$\Delta E = \frac{\Delta f}{\eta_E} \frac{E_0}{f_0} = -(43,7 \pm 1,7) \text{ eV} \quad (4.3)$$

4 Messungen und Ergebnisse

Weitere Messungen zur Frequenzverschiebung durch die höhere SF₆-Konzentration wurden in den Falleneinstellungen Setting 2 und Setting 3 durchgeführt und sind in Abbildung 4.10 dargestellt.

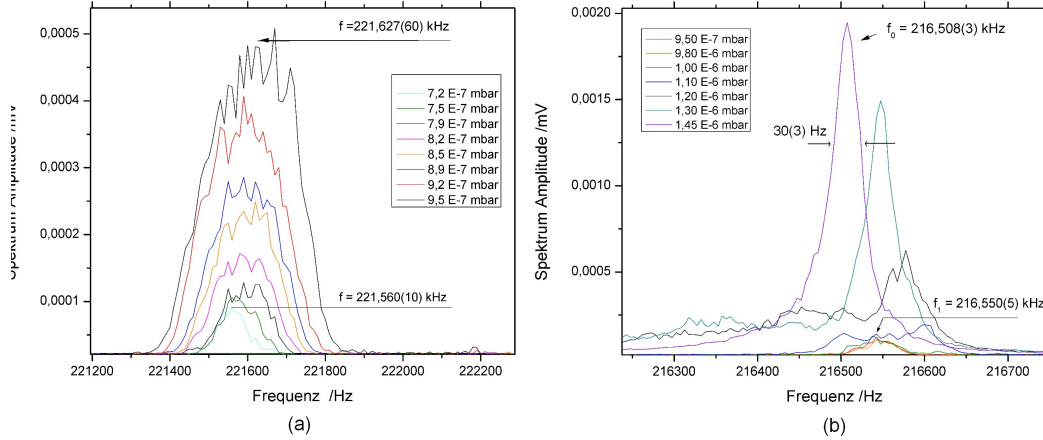


Abbildung 4.10: Verschiebung der Bahnfrequenz bei ansteigender SF₆-Gas Konzentration. Dabei ist der dargestellte Druck proportional zur SF₆-Gas Konzentration in der Ionenquelle. Alle dargestellten Peaks sind Mittelungen von jeweils 30 Injektionen. Der Druck wurde in der Vakuumkammer nach der Ionenquelle gemessen. (a) Falleneinstellung Setting 2 (keine zeitnahe Messung von η_E vorhanden, aus früheren Messungen $\bar{\eta}_E = 0,18$ (Mittelwert)). (b) Falleneinstellung Setting 3 ($\eta_E = -0,06(1)$).

Bei Setting 3 (siehe Abbildung 4.10(b)) mit $\eta_E = -0,06(1)$ wurde ebenfalls eine Verschiebung zu einer kleineren Frequenz gemessen. Bei der folgenden Abschätzung wird wieder davon ausgegangen, dass O₂⁻ eine geringere Energie besitzt als S⁻. Die erwartete Frequenz von S⁻ durch den Massenunterschied bei 6 keV beträgt nach Gleichung (2.6) mit $m_1 = 31990377,82 \mu\text{u}$ (O₂⁻), $m_2 = 31972619,57 \mu\text{u}$ (S⁻) und $f_1 = 216550(5)$ Hz:

$$f_2 = f_1 \cdot \sqrt{\frac{m_1}{m_2}} = 216610(5) \text{ Hz.}$$

Dagegen ist die gemessene Frequenz für S⁻ bei $f_0 = 216508(3)$ Hz. Der Energieverlust in Setting 3 für die Frequenzverschiebung $\Delta f = f_2 - f_0 = 101,5(6)$ Hz kann nach Gleichung (4.3) abgeschätzt werden. Mit $E_0 = 6$ keV, $f_0 = 216508(3)$ Hz und $\eta_E = -0,06(1)$ folgt:

$$\Delta E = -(46,9 \pm 2,8) \text{ eV}$$

Dieser Energieverlust stimmt sehr gut mit dem für Setting 1 (Abbildung 4.9) bestimmten Wert überein.

Bei positiven η_E (vgl. Abbildung 4.10(a)) verschiebt sich die Frequenz von S⁻ zu einem größeren Wert. Hierfür liegt keine zeitnahe η_E -Messung vor, um den Energieverlust von O₂⁻ zu berechnen. Der Druckbereich in Abbildung 4.10 (a) ist zwar im Vergleich zu Setting 3 (Abbildung 4.10 (b)) viel niedriger, hat aber keinen Einfluss auf die Frequenzverschiebung (vgl. Abbildung 4.3). Wieso die Frequenzverschiebung beim positiven

η_E -Parameter, wie in der Abbildung 4.10 (a) dargestellten Messung, nicht wie erwartet zu einer noch größeren Frequenz geführt hat, ist unklar. Es kann sein, dass die Spannung der Elektroden sich innerhalb der ersten Millisekunden nach der Injektion durch Regelungsvorgänge in den Hochspannungsnetzteilen noch etwas ändert, sodass ein kurzlebiger Bunch eine andere Fallenspannung erfährt als ein langlebiger. Da die Lebensdauer eines Bunches durch die Stärke der auseinandertreibenden Coulombkraft auch bei positiven η_E -Parameter mit dessen Intensität verknüpft ist, kann durch diesen Effekt der Frequenzunterschied zwischen dem schwachen reinen O_2^- -Strahl und dem vergleichsweise starken S^- -Strahl verzerrt werden. Die unterschiedliche Lebensdauer des Bunches für den O_2^- -Strahl und den S^- -Strahl kann aus den unterschiedlichen Breiten des FFT-Signals in Abbildung 4.10(a) abgelesen werden.

Verschiebung der Bahnfrequenz durch die Kathodenspannung

Die folgende Messung (vgl. Abbildung 4.11) zeigt, dass bei gleichzeitigem Einfangen der O_2^- - und S^- -Ionen, die in Messreihe 3 durch Verwendung eines Eisensulfitargets erreicht wurde, durch die Veränderung der Kathodenspannung in der Ionenquelle, eine geringe Verschiebung des resultierenden Peaks möglich war. Eine Reduzierung der Kathodenspannung bewirkt, dass die Cs^+ -Ionen mit weniger Energie auf das Eisensulfitarget treffen und dadurch wahrscheinlich den Anteil von S^- an der Gesamtmenge der produzierten Ionen verringern. Die Bahnfrequenz von O_2^- bekommt daher bei der physikalischen Mittelwertbildung, welche beim Zusammenlaufen der Bunche stattfindet, ein höheres Gewicht.

Wie in Abbildung 4.11 zu sehen ist, verschiebt sich mit kleiner werdender Kathodenspannung die Bahnfrequenz um $\Delta f = 11$ Hz zum größeren Wert (in Richtung der ungestörten O_2^- -Bahnfrequenz). Man kann also aufgrund der vermuteten Abnahme von S^- schließen, dass ein geringerer Anteil von S^- im gespeicherten Ionenbunch vorhanden ist, welcher dadurch eine höhere Frequenz aufweist. Sollte O_2^- eine niedrigere Energie besitzen, so müsste beim negativen η_E und einer abnehmenden Energie durch den kleiner werdenden Anteil an S^- -Ionen die Frequenz größer sein. Das bedeutet, dass der Frequenzunterschied, wie in Abbildung 4.11 zu sehen ist, sich erstens aus dem Massenunterschied zwischen O_2^- und S^- und zweitens durch die geringere Energie des O_2^- zusammensetzt. Der erste Effekt wird durch den zweiten überkompensiert, so dass O_2^- effektiv bei höheren Frequenzen auftritt, was die Messung in Abbildung 4.11 bestätigt. Zudem haben Messungen gezeigt, dass bei Injektion von reinem O_2^- oder S^- eine Reduktion der Kathodenspannung keinen Einfluss auf die jeweiligen Bahnfrequenzen hat, sondern sich nur die Intensität des Bunchsignals verringert.

4 Messungen und Ergebnisse

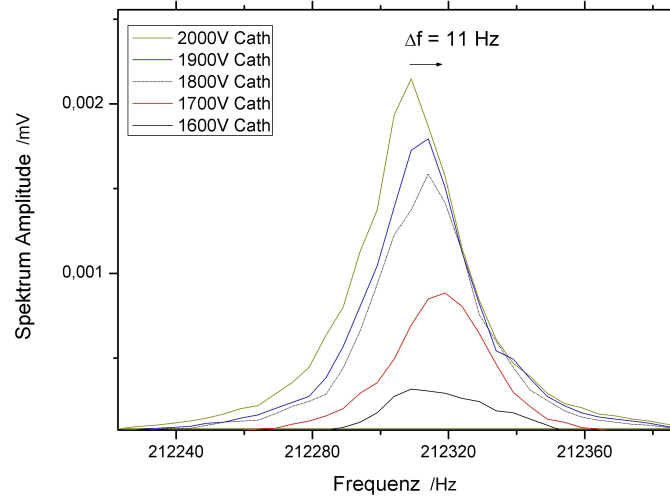


Abbildung 4.11: Verschiebung der Bahnfrequenz um 11 Hz durch die Änderung der Kathodenspannung bei gleichzeitiger Injektion von O_2^- und S^- in Setting 1 (negatives η_E).

Für annähernd reine Strahlen von O_2^- und S^- liegt die erreichte Frequenzbreite bei $\sim 30(3)$ Hz (siehe Abb. 4.10 (b)), entsprechend einer Auflösung von $\Delta f/f = 1,4(2) \cdot 10^{-4}$.

4.4 Bunchlebensdauer sowie Strahllebensdauer von O_2^- und S^-

Bunchlebensdauer

Messungen zur Bunchlebensdauer bei Raumtemperatur haben gezeigt, dass beim Self-bunching die Lebensdauer des Bunches bei ansteigender Länge des ursprünglich injizierten Bunches kürzer wird. Der Ionenstrahl wird in kurzen Pulsen von etwa einigen Mikrosekunden durch den Chopper erzeugt und dann in die Falle eingespeichert. Abbildung 4.12 zeigt die Zerfallskurven der Bunche in Abhängigkeit der Pulsweite des Choppers. Die Zerfallskurve in Abbildung 4.12 kann durch zwei Effekte erklärt werden: Verlust von Ionen aus dem Bunch wie in einen kontinuierlichen Strahl oder eine Vergrößerung der Bunchlänge, die ebenfalls zur Abnahme des betrachteten Signals führt, aber nicht zum Verlust der Ionen aus der Falle. Beide Effekte können durch Streuungen der gespeicherten Ionen untereinander erklärt werden, die bei höherer Gesamtzahl der Ionen im Bunch zunimmt und dadurch die schnellere Abnahme bewirkt. Eine detaillierte Beschreibung findet sich bei M. Froese et al. [17].

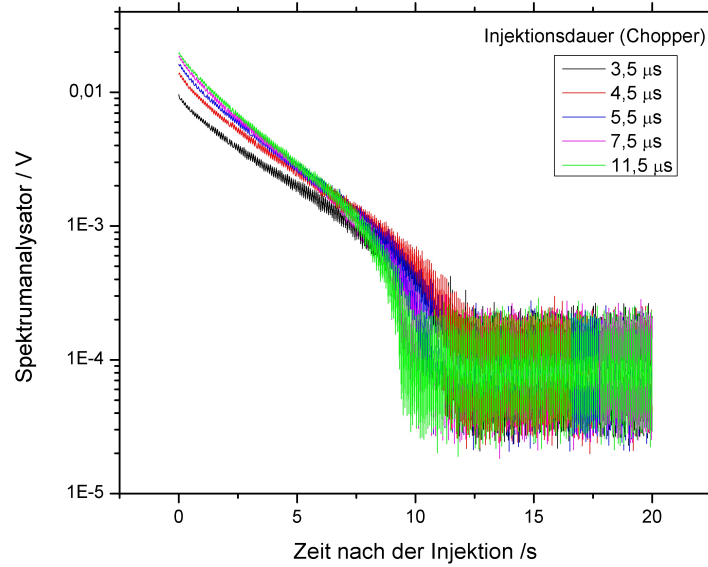


Abbildung 4.12: Messung der Bunchlebensdauer in Abhängigkeit der Bunchweite, die vom Chopper erzeugt wird. Darstellung der Amplitude des Spektrumanalysators bei einer festen Bahnfrequenz von $f = 212205 \text{ Hz}$ (S^-).

Strahllebensdauer von O_2^- und S^-

Es wurden Messungen der Strahllebensdauer bei Raumtemperatur für einen O_2^- - und S^- -Strahl bei allen Messreihen durchgeführt. Abbildung 4.13 zeigt den Vergleich zwischen den gemessenen Zerfallskurven des gespeicherten Strahls von O_2^- und S^- . Dabei ist die Zählrate von neutralen Fragmenten gegen die Zeit nach der Injektion aufgetragen. Als Fitfunktion wurde die in Gleichung (2.9) beschriebene Exponentialfunktion über einen geeigneten Zeitraum an die Daten angepasst. Die Messung der Strahllebensdauer von O_2^- zeigte, dass neben der langen, zwei schnelle Komponenten des Zerfalls auftreten. Bei der Messung der Lebensdauer von S^- wurde neben der langen eine schnelle Komponente des Zerfalls ermittelt. Die schnellen Komponenten der Lebensdauerkurven von O_2^- und S^- können entweder durch den Verlust von zunächst auf instabilen Trajektorien gespeicherten Ionen oder durch den Zerfall eines angeregten metastabilen Zustands der Ionen selbst entstehen. Sie werden im Folgenden nicht weiter betrachtet, sondern nur die langlebige Komponente des Signals, welche durch Restgasstöße verursacht wird. Es wurden Messungen der Lebensdauer bei allen vier Einstellungen der Fallenpotenziale durchgeführt. Dabei hat sich herausgestellt, dass die Zerfallskonstante k von O_2^- proportional zum Druck in der Falle ist (vgl. Abbildung 4.14).

4 Messungen und Ergebnisse

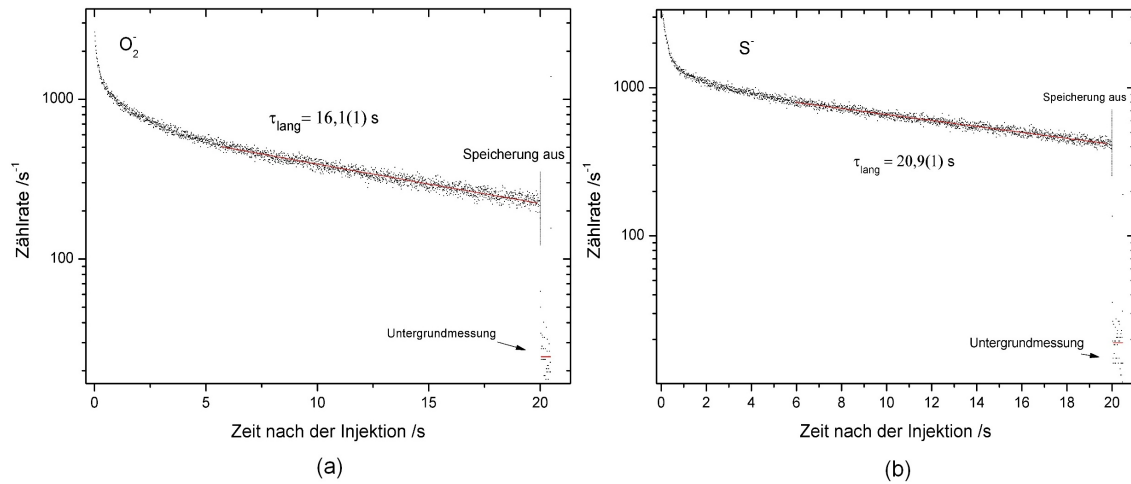


Abbildung 4.13: Messung der Lebensdauer in der Falleneinstellung Setting 1, wobei die Fitfunktion (2.9) für die lange Lebensdauer dargestellt ist. (a) exponentieller Zerfall von O_2^- ; (b) exponentieller Zerfall von S^- .

Die Messungen der Lebensdauer von S^- fallen unterschiedlich aus, so dass keine eindeutige Proportionalität zwischen der Zerfallskonstante k und dem Druck in der Falle festgestellt werden kann. Dies könnte daran liegen, dass S^- auf zwei unterschiedliche Weisen produziert worden ist (Target und SF_6 -Gas) und zum anderen zu unterschiedlichen Tageszeiten (morgens und abends) gemessen wurde, so dass über lange Zeit eine Änderung der Restgas-Zusammensetzung in der Falle auftreten kann. Die Druckmessung findet nicht direkt in der Falle statt, sondern außerhalb des Strahlrohrs. Das heißt, dass nach ganztägigem Betrieb des Experiments, durch den damit verbundenen Zustrom an Gas aus der Ionenquelle, die Zusammensetzung des Restgases in der Falle und am Ort der Druckmessung unterschiedlich sein kann.

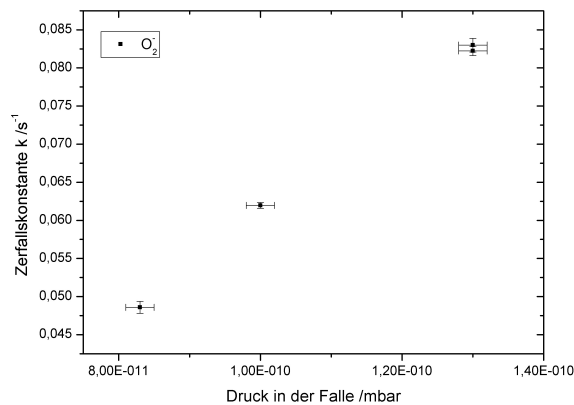


Abbildung 4.14: Zerfallskonstante k von O_2^- gegen den Druck in der Falle aufgetragen.

4 Messungen und Ergebnisse

Für jede gemessene Lebensdauer von O_2^- und S^- wurde nach Gleichung (2.7) der Wirkungsquerschnitt σ berechnet (vgl. Tabelle 4.7). Die Geschwindigkeit ($v_{O_2^-} = 1,902 \cdot 10^5 \frac{m}{s}$, $v_{S^-} = 1,903 \cdot 10^5 \frac{m}{s}$) der Ionen wurde aus der kinetischen Energie (6 keV) ausgerechnet und die Temperatur T durch eine Temperaturmessung in der Falle auf $T = 290(7)$ K abgeschätzt. Tabelle 4.7 zeigt alle ausgerechneten Wirkungsquerschnitte.

	LEBENSDAUER τ [s]	DRUCK p [mbar]	DICHTE ρ [m^{-3}]	WIRKUNGSQ. σ [m^2]	SETT.	MESSR.
O_2^-	16,1(1)	1,00(2) $\cdot 10^{-10}$	2,5(1) $\cdot 10^{12}$	1,30(4) $\cdot 10^{-19}$	1	1
	12,1(1)	1,30(2) $\cdot 10^{-10}$	3,3(1) $\cdot 10^{12}$	1,34(4) $\cdot 10^{-19}$	3	1
	12,1(1)	1,30(2) $\cdot 10^{-10}$	3,3(1) $\cdot 10^{12}$	1,33(4) $\cdot 10^{-19}$	2	4
	20,6(3)	8,30(2) $\cdot 10^{-11}$	2,1(1) $\cdot 10^{12}$	1,23(5) $\cdot 10^{-19}$	4	4
S^-	20,9(1)	9,50(2) $\cdot 10^{-11}$	2,4(1) $\cdot 10^{12}$	1,06(4) $\cdot 10^{-19}$	1	3
	14,6(1)	9,90(2) $\cdot 10^{-11}$	2,5(1) $\cdot 10^{12}$	1,46(5) $\cdot 10^{-19}$	3	3
	13,8(1)	1,00(2) $\cdot 10^{-10}$	2,5(1) $\cdot 10^{12}$	1,52(5) $\cdot 10^{-19}$	2	4
	15,8(1)	9,80(2) $\cdot 10^{-11}$	2,5(1) $\cdot 10^{12}$	1,36(4) $\cdot 10^{-19}$	4	4
	17,8(2)	1,10(2) $\cdot 10^{-10}$	2,8(1) $\cdot 10^{12}$	1,07(3) $\cdot 10^{-19}$	1	4

Tabelle 4.7: Berechnung des Wirkungsquerschnitts σ von O_2^- und S^-

Alle berechneten Wirkungsquerschnitte von O_2^- stimmen mit einer maximalen Abweichung untereinander von ca. $2 \Delta\sigma$ überein. Bei S^- fallen dagegen die Wirkungsquerschnitte unterschiedlich aus, was aber auf den gemessenen Druck bzw. die Gaszusammensetzung in der Falle zurückgeführt werden kann.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Untersuchung der Massenauflösung von O_2^- - und S^- -Ionen in der elektrostatischen Ionenstrahl Falle CTF. Dabei wurde festgestellt, dass die Stabilität der gemessenen Bahnfrequenzen der untersuchten Ionenarten von den Netzgeräten der Elektroden sowie den Hochspannungsnetzteilen der Ionenquelle abhängt (Kapitel 4.1). Für spätere massenspektrometrische Untersuchungen ergibt sich daraus die Notwendigkeit, die Konstanz dieser Spannungen zu verbessern bzw. zu überwachen. Im Hinblick auf die Verwendung von elektrostatischen Strahlfallen als Massenspektrometer, hat die Arbeit zu folgenden Ergebnissen geführt:

Die Ausnutzung der längeren Kohärenzzeit der Bunche aufgrund des Self-bunching-Effektes verringert die Linienbreite des FFT-Signals (siehe z.B. Abb. 4.10) und erhöht damit die Auflösung der Falle auf $R = \Delta f/f = 1,4(2) \cdot 10^{-4}$ (Kapitel 4.3). Eine Trennung der beiden Ionenarten bei den Energien von 6 keV war jedoch mit den verwendeten Falleneinstellungen nicht möglich. Es findet eine starke Wechselwirkung zwischen diesen Ionen statt, so dass beide Bunche durch den Self-bunching-Effekt ineinander laufen und sich die mittleren Geschwindigkeiten der beiden Ionensorten angleichen. Ob dieser Effekt bei schwächerem η_E genügend reduziert wird, um bei leicht verlängerter Bunchlebensdauer eine bessere Massentrennung zu erreichen, muss durch weitere Messungen geklärt werden. Um exaktere Messungen zum η_E -Parameter durchführen zu können, ist allerdings eine bessere Konstanz und Reproduzierbarkeit der verwendeten Spannungen der Elektroden nötig. Für die Verwendung der elektrostatischen Strahlfallen als Massenspektrometer sind darüber hinaus bessere Kontrollen in Bezug auf die Energie der Ionen bei deren Erzeugung notwendig, um Effekte der Strahldynamik durch den Self-bunching-Effekt zu minimieren.

Im Hinblick auf zukünftige Messungen in der CTF sind auch zeitabhängige Bunch-Längenbestimmungen durch Photodetachment gespeicherter negativer Ionen geplant. Das soll zu einem besseren Verständnis der Strahldynamik beitragen.

Literaturverzeichnis

- [1] Paul, W. (1990) Electromagnetic traps for charged and neutral particles. *Rev. Mod. Phys.*, **62**, 531-540
- [2] Van Dyck, R.S., Jr., Schwinberg, P.B., Dehmelt, H.G. (1978) Electron magnetic moment from geonium spectra. *New Frontiers in High Energy Physics*, Kursunoglu, B., Perlmutter, A., Scott, L., eds. *Plenum, New York*
- [3] Brown, L.S., Gabrielse, G. (1986) Geonium theory: Physics of a single electron or ion in a Penning trap. *Reviews of Modern Physics*, **58**, 1, 233-311
- [4] Lange, M., Froese, M., Menk, S., Varju, J., Bastert, R., Blaum, K., Crespo L'opez-Urrutia, J. R., Fellenberger, F., Grieser, M., von Hahn, R., Heber, O., Kühnel, K.-U., Laux, F., Orlov, D. A., Rappaport, M. L., Repnow, R., Schröter, C. D., Schwalm, D., Shornikov, A., Sieber, T., Toker, Y., Ullrich, J., Wolf, A., Zajfman, D. (2010) A cryogenic electrostatic trap for long-time storage of keV ion beams. *Review of Scientific Instruments*, **81**, 5, 055105
- [5] Zajfman, D., Heber, O., Vejby-Christensen, L., Ben-Itzhak, I., Rappaport, M., Fishman, R., and Dahan, M. (1997) Electrostatic bottle for long-time storage of fast ion beams. *Physical Review A*, **55**, 1577. 1.3, 2.1, 3, 3.1
- [6] Dahan, M., Fishman, R., Heber, O., Rappaport, M., Altshtein, N., van der Zande, W. J., and Zajfman, D. (1998) A new type of electrostatic ion trap for storage of fast ion beams. *Review of Scientific Instruments*, **69**, 76
- [7] Bhushan, K., Gadkari, S., Yakhmi, J., and Sahni, V. (2007) Electrostatic ion trap and fourier transform measurements for high-resolution mass spectrometry. *Review of Scientific Instruments*, **78**, 083302. 2.4
- [8] Greenwood, J. B., Kelly, O., Calvert, C. R., Duffy, M. J., King, R. B., Belshaw, L., Graham, L., Alexander, J. D., Williams, I. D., Bryan, W. A., Turcu, I. C. E., Cacho, C. M., and Springate E. (2011) A comb-sampling method for enhanced mass analysis in linear electrostatic ion trap. *Review of Scientific Instruments*, **82**, 043103

Literaturverzeichnis

- [9] Froese, M. (2010) A cryogenic electrostatic ion trap and first experiments on delayed emission of aluminum anion clusters and self-bunching. *Dissertation*: Universität Heidelberg
- [10] Menk, S. (2009) A cryogenic trap for fast ion beams. *Diplomarbeit*: Universität Heidelberg
- [11] Pedersen, H., Strasser, D., Ring, S., Heber, O., Rappaport, M., Rudich, Y., Sagi, I., and Zajfman, D. (2001) Ion motion synchronization in an ion-trap resonator. *Physical Review Letters*, **87**, 055011
- [12] Pedersen, H., Strasser, D., Amarant, B., Heber, O., Rappaport, M., and Zajfman, D. (2002) Diffusion and synchronization in an ion-trap resonator. *Physical Review A*, **65**, 042704
- [13] Strasser, D., u. a. (2002) Negative Mass Instability for Interacting Particles in a 1D Box: Theory and Application. *Physical Review Letters*, **89**, 283204
- [14] Joseph Ladislav Wiza. (1979) Microchannel plate detectors. *Nuclear Instruments and Methods*, **162**, 1-3, 587-601
- [15] Audi, G., Wapstra, A.H., Thibault, C. (2003) The Ame2003 atomic mass evaluation (II). *Nuclear Physics A*, **729**, 337-676
- [16] Wolf, R., private Kommunikation
- [17] Froese, M., Lange, M., Menk, S., Blaum, K., Grieser, M., Heber, O., Laux, F., Repnow, R., Sieber, T., Toker, Y., von Hahn, R., and Wolf, A. Ion bunching properties in a cryogenic electrostatic ion beam trap. *New Journal of Physics*, [im Druck]

Erklärung:

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

Heidelberg, den 22.08.2011
