

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit

im Studiengang Physik

vorgelegt von

Robin Bastert

aus Frankfurt am Main

2009

Erzeugung kurzer Ionenpulse in einem Speicherring

Die Diplomarbeit wurde von *Robin Bastert* ausgeführt am
Max-Planck-Institut für Kernphysik
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Andreas Wolf

Kurzfassung

Erzeugung kurzer Ionenpulse in einem Speicherring

Um den Betrieb eines neuinstallierten Reaktionsmikroskops im Testspeicherring (TSR) am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg zu ermöglichen, musste der gespeicherte Ionenstrahl mit Hilfe des HF-Resonators in kurze Pulse gebündelt werden. Eine ausreichende Auflösung des Reaktionsmikroskops ist nur dann möglich, wenn diese Ionenbündel (Bunche) eine Länge von unter 5 ns haben. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Bunchprozess eines Ionenstrahls theoretisch aufgearbeitet und diese Theorie durch Experimente an einem elektronengekühlten $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahl mit $E = 50$ MeV im TSR verifiziert. Dabei wurden Bunchlängen unter 15 ns bei einer Intensität von $I_0 = 15 \mu\text{A}$ erreicht. Da die Bunchlängen noch weiter minimiert werden sollten, wurde der TSR in einem Mode betrieben, in dem die Umlauffrequenz bei wachsender Energie der Teilchen sinkt ($\eta < 0$). Die Bunchlängen waren in diesem Mode bis zu 3.5 mal kleiner als bei gleichen Parametern im Standardmode und erfüllten die gestellten Anforderungen. Zudem konnte bei diesen Einstellungen erstmals das Selbstbunching eines gespeicherten Ionenstrahls im TSR nachgewiesen werden.

Abstract

The creation of short ion pulses in a storage ring

To enable the operation of the new reaction microscope in the Test Storage Ring (TSR) located at the Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg, the stored ion beam had to be bunched into short pulses with an HF-Resonator. The desired resolution of the reaction microscope can only be achieved with bunches shorter than 5 ns. Within this diploma thesis, a theoretical framework for the bunching process of an ion beam was implemented. This theory was verified by different experiments which were done in the TSR with an electron-cooled 50 MeV $^{12}\text{C}^{6+}$ beam with bunch lengths of 15 ns and a stored ion current of $I_0 = 15 \mu\text{A}$. To further minimize the bunch length of the ion beam, the TSR was run in a mode in which the revolution frequency at higher energies decreased ($\eta < 0$). This reduced the bunchlength by up to 3.5 times compared to the standard mode, fulfilling the goal of this project. During this beamtime, self-bunching of the ion beam was also observed for the first time in the TSR.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Ionenpulse und Synchrotronoszillationen	5
2.2	Simulation des Bunchvorgangs	11
2.3	Elektronenkühlung	15
2.4	Synchrotronfrequenz unter Berücksichtigung des elektrischen Feldes des Ionenstrahls	19
2.5	Das longitudinale elektrische Feld eines Ionenstrahls	20
2.6	Das Raumladungslimit	21
3	Bunchlängenmessung am TSR im Standardmode	27
3.1	Motivation	27
3.2	Messprinzip	27
3.3	Versuchsaufbau	28
3.4	Bunchspektrum	30
3.5	Bunchprofile eines elektronengekühlten Ionenstrahls	33
3.6	Messungen im Standardmode	39
3.6.1	Lebensdauermessungen	39
3.6.2	Bunchlängenmessungen	40
3.6.3	Bunchlängenmessung bei $h=3$ und $h=6$	47
3.6.4	Bunchlänge als Funktion der Resonatorfrequenz	49
4	Bunchlängen im η-negativ Mode	51
4.1	Der η -Parameter	51
4.2	Modifikationen des TSR Lattice	53
4.3	Messung des η -Parameters	54
4.3.1	Messung von η durch Variation des Magnetfeldes	54
4.3.2	Messung des η -Parameters durch Änderung der Ionengeschwindigkeit	55
4.4	Die Lebensdauer der Ionen bei $\eta < 0$	57
4.5	Gemessene Bunchlänge bei $\eta < 0$	59
4.6	Lebensdauer eines gebunchten elektronengekühlten 50 MeV $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahls bei $\eta = -0.616$	62
4.7	Selbfbunching eines elektronengekühlten 50 MeV $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahls bei $\eta = -0.616$	64
5	Zusammenfassung und Ausblick	69

6 Anhang	71
6.1 Eichung der HF-Resonatorspannung	71
6.2 Datenaufnahme	72
Literaturverzeichnis	77

1 Einleitung

Die Bedingungen von Experimenten mit Ionenstrahlen können durch Speicherung der Ionen auf einer geschlossenen Umlaufbahn in einem Speicherring in vielen Aspekten verbessert werden. Kurze Ionenpulse sind für Experimente notwendig, bei denen Wechselwirkungen mit einem Target in wohldefinierten Zeitpunkten stattfinden. Um Experimente auf dem Gebiet der Atom- und Molekülphysik durchführen zu können, wurde am Max-Planck-Institut für Kernphysik der Testspeicherring (TSR) Abbildung 1.1 für schwere Ionen entwickelt und im Jahr 1988 [1] aufgebaut.

Seit der Inbetriebnahme des TSR konnten eine Vielzahl von Experimenten im Bereich der Beschleuniger-, Atom- und Molekülphysik an ihm durchgeführt werden. Der TSR hat einen Umfang von 55.42 m und besteht aus jeweils zwei 45° Dipol-Ablenkmagneten in jeder Ecke, sowie acht Paaren von Quadrupol-Magneten zur Strahlfokussierung. Auf den vier geraden 5.2 m langen Abschnitten befinden sich das Septum zur Strahleinkopplung bzw. Strahlauskopplung, der Elektronenkühler, das Elektronentarget und eine Diagnose- und Beschleunigungssektion mit einem Hochfrequenzresonator. Der Ionenstrahl wird durch einen 12 MV Tandembeschleuniger mit dahinter liegendem HF-Linearbeschleuniger geliefert. Die maximale Steifigkeit des Speicherrings beträgt $B\rho = 1.5 \text{ Tm}$, sodass Ionen mit einem Ladung zu Masse Verhältnis von $\frac{q}{A} = 0.5$ bis zu Energien von ca. $E = 30 \text{ MeV/u}$ gespeichert werden können.

Die Speicherzeit im TSR liegt je nach zugrunde liegendem Ion im Bereich von einigen Sekunden bis hin zu mehreren Stunden. Limitierend für die Speicherzeit wirken die Streuung am Restgas und der Elektroneneinfang im Elektronenkühler und am Restgas, sowie Stripping Reaktionen. Der Gasdruck liegt bei ca. $5 \cdot 10^{-11} \text{ mbar}$.

Nachdem der Ionenstrahl in den TSR injiziert wurde, liegt er als DC Strahl vor. Durch den HF-Resonator ist es möglich den Strahl longitudinal in kurze Bündel (engl. bunch) aufzuteilen, sodass er als AC Strahl gespeichert wird. Bisher wurden am TSR nur wenig Experimente durchgeführt, für die ein gebunchter Strahl erforderlich wäre.

Sehr kurze Bunche werden für das PRIOC Projekt (Precision Studies on Ion Collisions) [2] benötigt. Hierzu wurde an der Stelle des Elektronentargets ein Reaktionsmikroskop im TSR installiert, um Stoßprozesse zwischen Ionen und Atomen mit größtmöglicher Präzision untersuchen zu können. Das erste Reaktionsmikroskops wurde 1993 entwickelt [3], sein Aufbau ist in Abbildung 1.2 dargestellt. Der gespeicherte Ionenstrahl (Projektil) wird von einem senkrecht zu ihm verlaufenden Ultraschall-Gasjet (Target) im sog. Wechselwirkungspunkt gekreuzt. Im PRIOC Projekt sollen sowohl die Stoßionisation des Targetatoms als auch der Elektroneneinfang durch ein Projektilion untersucht werden. Bei beiden Reaktionen ist nach dem Stoß ein Ion und ein Elektron vorhanden, welche über ein elektrisches Feld $\vec{E} \approx 1 - 10 \text{ V/cm}$ auf entgegengesetzte in Koinzidenz geschaltete Multi-Channel-Plate (MCP) Detektoren gelenkt werden. Die Elektronen habe eine Flugzeit von ca. $50 - 250 \text{ ns}$, die Ionen von ca. $10 \mu\text{s}$, deren Dif-

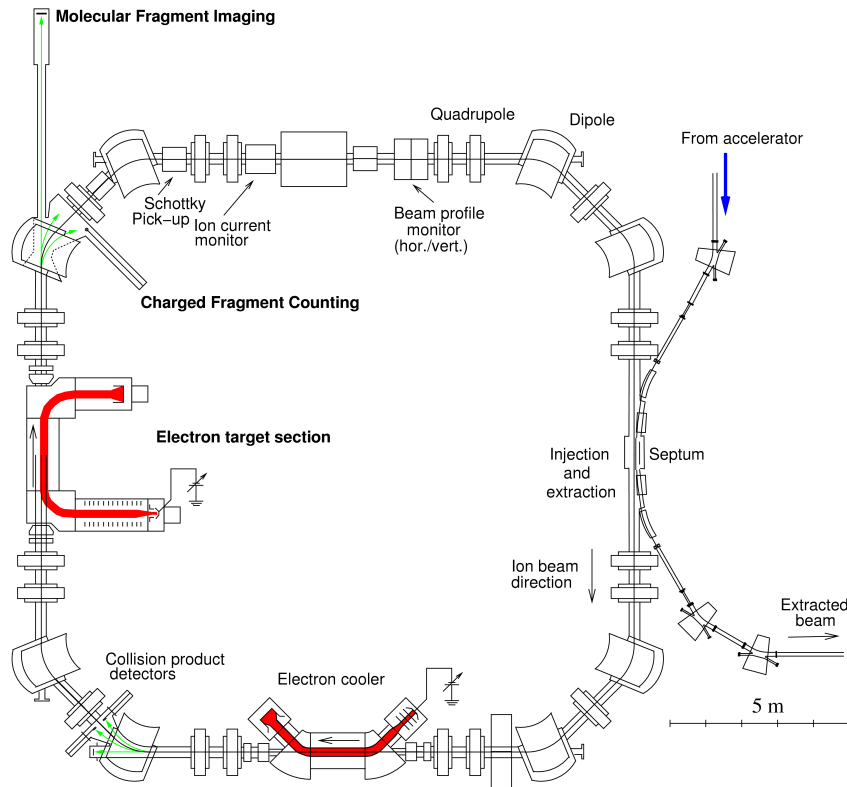


Abbildung 1.1: Der Testspeicherring TSR für schwere Ionen hat einen Umfang von 55.42 m. Die maximale Steifigkeit der Maschine beträgt 1.5 Tm, der Restgasdruck im Strahlrohr liegt bei $5 \cdot 10^{-11}$ mbar.

ferenz durch die MCP-Detektoren gemessen wird. Die zwei Helmholtzspulen erzeugen ein Magnetfeld $\vec{B} \approx 1.4 \cdot 10^{-3} \text{ T}$, das die Elektronen auf eine Spiralbahn zwingt, wodurch ein Raumwinkel von 4π von dem MCP-Detektor abgedeckt werden kann. Aus der Flugzeitdifferenz und dem Wechselwirkungspunkt können aufgrund der Impulserhaltung die Trajektorien und somit die Anfangsimpulse der Teilchen berechnet werden. Die Auflösung der Flugzeitdifferenz ist von der Breite der Bunche des Ionenstrahls abhängig. Da man nicht weiß, welches Ion im Bunch an dem Stoßprozess mit dem Target beteiligt war, sollten die Bunche möglichst kurz sein, d.h. unter 5 ns liegen.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die Bunchlänge eines im TSR gespeicherten, elektronengekühlten Ionenstrahls zu untersuchen und Möglichkeiten zu finden, die Bunchlängen zu minimieren.

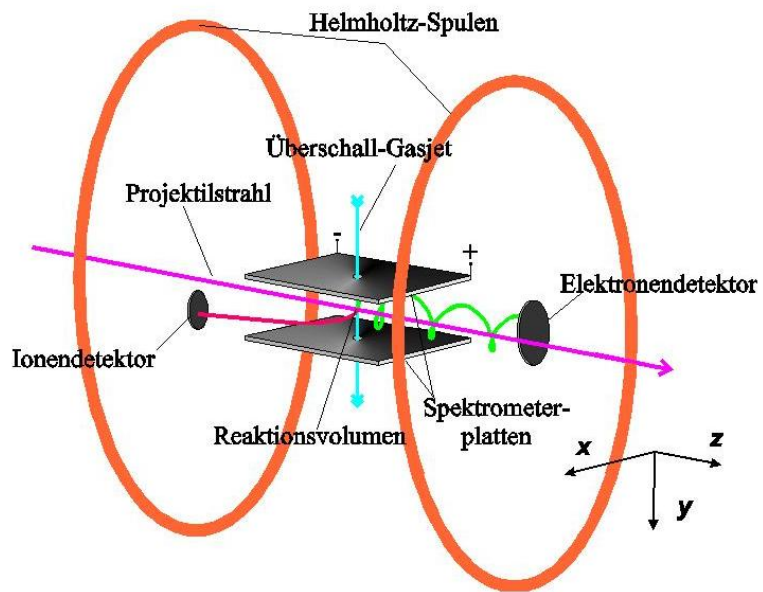


Abbildung 1.2: Aufbau eines Reaktionsmikroskops

2 Grundlagen

2.1 Ionenpulse und Synchrotronszillationen

Um einen im TSR gespeicherten Ionenstrahl in Ionenbündel zu zerlegen, d.h. ihn zu buncen, wird der in Abbildung 2.1 dargestellte HF-Resonator verwendet [4]. Ein Schnittbild des HF-Resonators wird in Abbildung 2.2 gezeigt. Die Resonanzfrequenz des HF-Resonators wird variiert, indem die Permeabilität μ der Ferrite durch ein Magnetfeld verändert wird. Dieses Magnetfeld wird durch einen Quadrupolmagneten erzeugt, der sich außerhalb des HF-Feldes befindet. Durch diese Anordnung kann der HF-Resonator im Frequenzbereich von 0.45 – 12 MHz betrieben werden. Die maximale Resonatorspannung am Gap liegt bei etwa $U_0 = 1$ kV. Im Folgenden wird zunächst dargestellt, wie ein Ion mit dem HF-Resonator wechselwirkt. Danach wird der Bunchprozess eines elektronengekühlten Ionenstrahls erklärt und die sich ergebende Bunchlänge berechnet.

Ein Teilchen, das zu jedem Zeitpunkt genau die Energie $E_0(t)$ besitzt, die es ihm erlaubt den HF-Resonator immer mit der gleichen HF-Phase $\phi_0(t) = \phi_{0,\text{anfang}} + 2\pi \cdot h$ zu

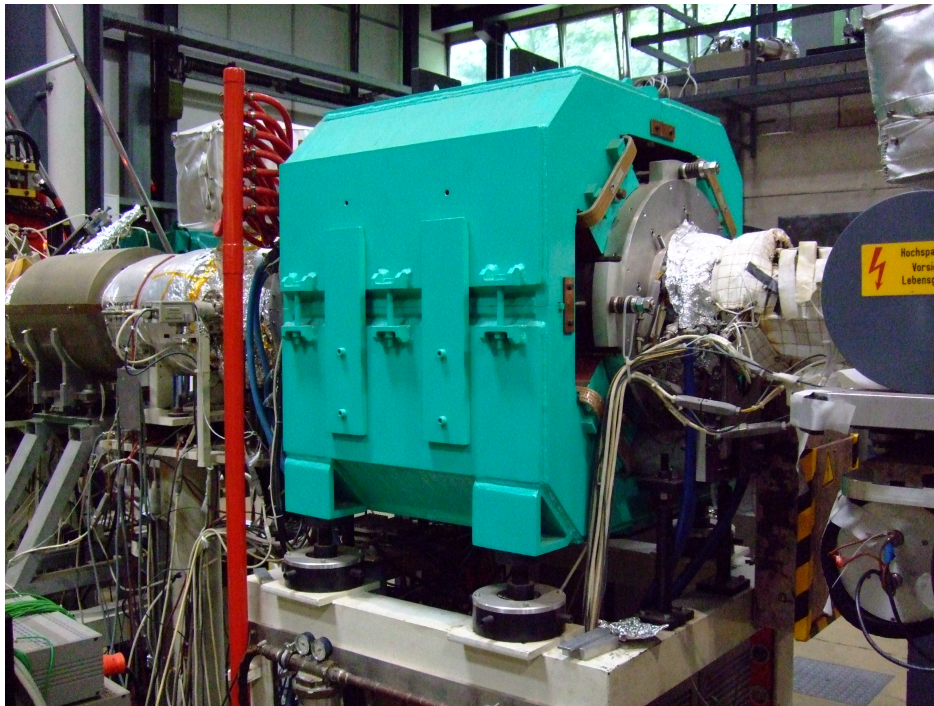


Abbildung 2.1: Der HF-Resonator im TSR hat einen Frequenzbereich von 0.45 MHz bis 12 MHz. Die maximale Spannung des Gaps beträgt 1 kV.

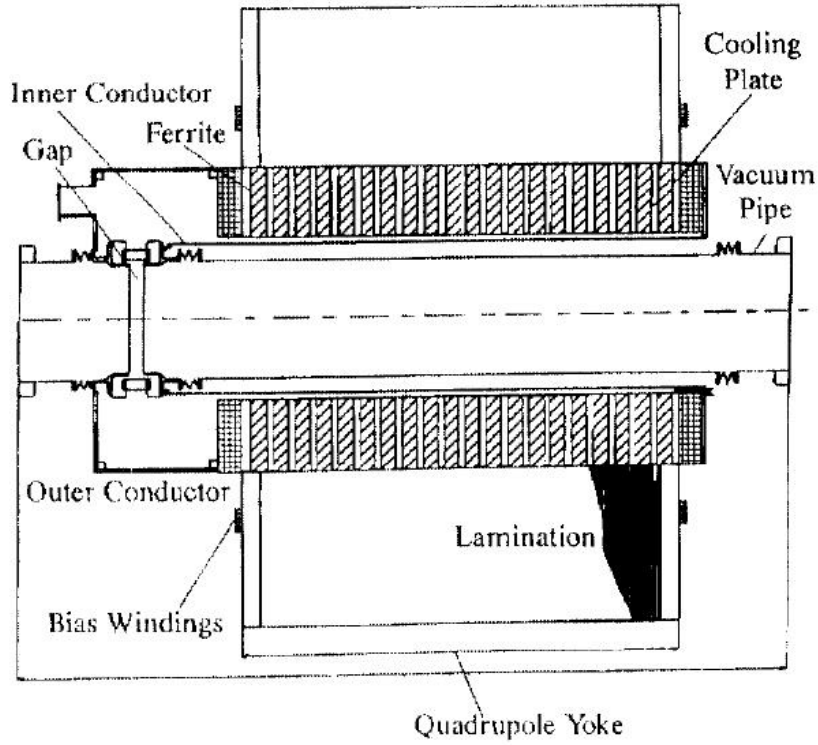


Abbildung 2.2: Schnittbild des HF-Resonators

durchlaufen, wird Sollteilchen genannt (siehe Abbildung 2.3). Die Synchronisationsbedingung für dieses Teilchen fordert, dass die Hochfrequenz f_{HF} des HF-Resonators ein ganzzahliges Vielfaches der Umlauffrequenz f_0 sein muss:

$$f_{\text{HF}} = h \cdot f_0, \quad (2.1)$$

h ist eine ganze Zahl. Für die Kreisfrequenz des HF-Resonators ergibt sich daher $\omega_{\text{HF}} = 2\pi h f_0$. Im Folgenden soll nun untersucht werden, was passiert, wenn Teilchen diese Bedingung nicht exakt erfüllen. Es werden also Teilchen betrachtet, die zum Sollteilchen die Energieabweichung $\Delta E_i = E_i(t) - E_0(t)$ und die Phasenabweichung $\Delta \phi_i(t) = \phi_i(t) - \phi_0(t)$ besitzen, wobei $\phi_i(t)$ die HF-Phase zu dem Zeitpunkt ist, an dem das Teilchen das Resonatorgap erreicht. Der Energiegewinn eines Teilchens im Resonator ist dann gegeben durch

$$E_i(t) = q \cdot U_0 \cdot \sin \phi_i(t), \quad (2.2)$$

wobei q die Ladung des Teilchens und U_0 die Spannung des HF-Resonators ist. Die Phase eines beliebigen Teilchens nach $N+1$ Umläufen $\phi_i[N+1]$ wird durch

$$\phi_i[N+1] = \phi_i[N] + \omega_{\text{HF}} \cdot (\Delta T + T_0) \quad (2.3)$$

beschrieben, mit der Umlaufdauer T_0 des synchronen Ions und der Abweichung der Umlaufdauer ΔT eines beliebigen Ions von T_0 . Gleichung (2.3) lässt sich folgendermaßen

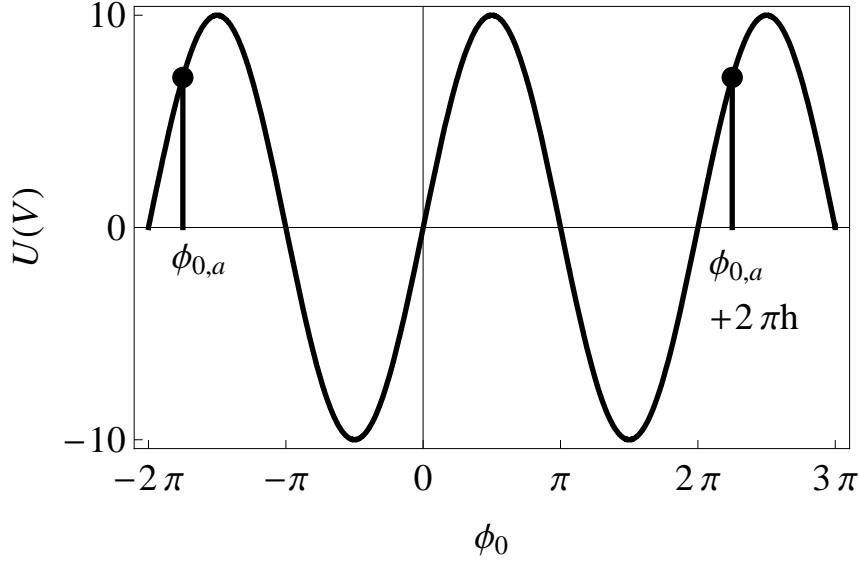


Abbildung 2.3: Das Sollteilchen hat beim Durchlaufen des Resonators immer die gleiche Phase, d.h. es erfüllt die Synchronisationsbedingung.

umformen:

$$\begin{aligned}
 \omega_{\text{HF}} \cdot (\Delta T + T_0) &= \phi_i[N+1] - \phi_i[N] \\
 &= \int_t^{t+T_0} \frac{d\phi_i(t')}{dt'} \cdot dt' \\
 \omega_{\text{HF}} \cdot (\Delta T + T_0) &\approx T_0 \frac{d\phi_i(t)}{dt}.
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

Hierbei wurde verwendet, dass der Ausdruck $\frac{d\phi_i(t')}{dt'}$ im Integral näherungsweise konstant ist.

Aus der Definition von $\Delta\phi_i(t)$ lässt sich eine Beziehung zwischen $\Delta\phi_i(t)$ und ΔT herleiten:

$$\begin{aligned}
 \phi_i[N+1] &= \Delta\phi_i[N+1] + \phi_0[N+1] \\
 \phi_i[N+1] - \phi_i[N] &= \Delta\phi_i[N+1] - \Delta\phi_i[N] + \phi_0[N+1] - \phi_0[N] \\
 \int_t^{t+T_0} \frac{d\phi_i(t')}{dt'} \cdot dt' &= \int_t^{t+T_0} \frac{d\Delta\phi_i(t')}{dt'} \cdot dt' + 2\pi h \\
 \frac{d\phi_i(t)}{dt} &= \frac{d\Delta\phi_i(t)}{dt} + 2\pi h \frac{1}{T_0}
 \end{aligned} \tag{2.5}$$

Analog zu Gleichung (2.4) wurde ausgenutzt, dass die Ausdrücke $\frac{d\phi_i(t')}{dt'}$ bzw. $\frac{d\Delta\phi_i(t')}{dt'}$ unter dem Integral als konstant angesehen werden.

Aus den Gleichungen (2.4) und (2.5) folgt schließlich mit $f_0 = \frac{1}{T_0}$ die Differentialgleichung

$$T_0 \frac{d\Delta\phi_i(t)}{dt} = 2\pi h f_0 \cdot \Delta T. \tag{2.6}$$

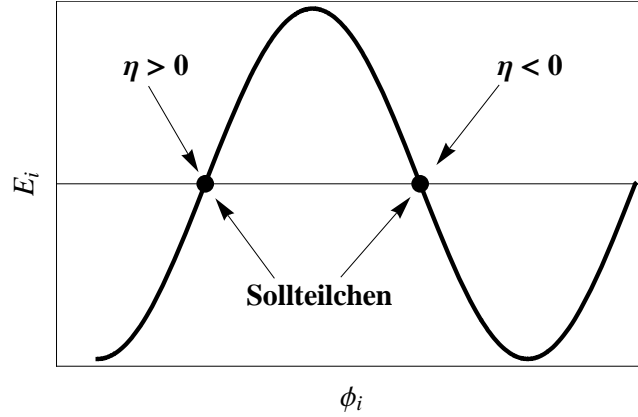


Abbildung 2.4: Die Phase des Sollteilchens $\phi_0(t)$ beim Bunchen liegt für $\eta > 0$ im ansteigenden Bereich der Sinuskurve, für $\eta < 0$ im abfallenden.

Die Energie eines beliebigen bzw. des Sollteilchens nach $N+1$ Umläufen berechnet sich nach Gleichung (2.2) folgendermaßen:

$$E_i(N + 1) = E_i(N) + q \cdot U_0 \cdot \sin \phi_i(t) \quad (2.7)$$

bzw.

$$E_0(N + 1) = E_0(N) + q \cdot U_0 \cdot \sin \phi_0(t). \quad (2.8)$$

Aus der Differenz der Gleichungen (2.7) und (2.8) erhält man für die Energieabweichung $\Delta E_i(N + 1) = E_i(N + 1) - E_0(N + 1)$ nach dem $N+1$ Umlauf folgende Formel:

$$\Delta E_i(N + 1) - \Delta E_i(N) = q \cdot U_0 \cdot [\sin \phi_i(t) - \sin \phi_0(t)]. \quad (2.9)$$

Dividiert man Gleichung (2.9) durch die Umlaufzeit T_0 , führt dies zur folgenden Differentialgleichung, die die zeitliche Änderung der Energie beschreibt:

$$\frac{d\Delta E_i(t)}{dt} = \frac{\Delta E_i(N + 1) - \Delta E_i(N)}{T_0} = f_0 \cdot q \cdot U_0 \cdot [\sin \phi_i(t) - \sin \phi_0(t)]. \quad (2.10)$$

Eine Änderung der Energie um ΔE bzw. des Impulses um Δp hat eine Änderung der Umlaufzeit T zur Folge. Der Zusammenhang zwischen ΔT und Δp wird durch den η -Faktor beschrieben:

$$\frac{\Delta T}{T} = -\eta \cdot \frac{\Delta p}{p} \quad (2.11)$$

wobei $\eta = \left(\frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma_{tr}^2} \right)$ der sogenannte Slip-Faktor ist, die Größe γ der Lorentzfaktor und γ_{tr} von der Lattice-Struktur des Rings abhängt. Für $\eta > 0$ liegt die Sollphase $\phi_0(t)$ im ansteigenden, für $\eta < 0$ im abfallenden Bereich der Sinuskurve (vgl. Abbildung 2.4).

Auflösen von Gleichung (2.11) nach ΔT und Verwenden der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung $E = \sqrt{p^2 \cdot c^2 + (m_0 \cdot c^2)^2}$ ergibt die Umlaufzeit in Abhängigkeit der Energieabweichung

$$\Delta T(t) = -\frac{\gamma m_0 \eta \Delta E_i(t)}{f_0 p_0^2}. \quad (2.12)$$

Gleichung (2.6) in Gleichung (2.12) eingesetzt liefert den Zusammenhang zwischen Energie- und Phasenabweichung

$$\Delta E_i(t) = -\frac{p_0^2}{2\pi h f_0 \gamma m_0 \eta} \cdot \frac{d\Delta\phi_i(t)}{dt}. \quad (2.13)$$

Zusammen mit Gleichung (2.10) erhält man schließlich die Bewegungsgleichung für beliebige Ionen relativ zur Bewegung des synchronen Teilchens

$$\frac{d^2 \Delta\phi_i(t)}{dt^2} = \frac{-2h\pi f_0^2 \eta \gamma m_0 q U_0}{p_0^2} [\sin \phi_i(t) - \sin \phi_0(t)]. \quad (2.14)$$

Unter der Annahme, dass die Abweichungen von der Sollphase sehr klein sind ($\Delta\phi_0 \ll 1$), kann die Sinusfunktion folgendermaßen genähert werden

$$\begin{aligned} \sin \phi_i(t) &= \sin(\Delta\phi_i(t) + \phi_0(t)) \\ &= \cos \phi_0(t) \sin \Delta\phi_i(t) + \cos \Delta\phi_i(t) \sin \phi_0(t) \\ &\approx \cos(\phi_0(t)) \Delta\phi_i(t) + \sin \phi_0(t) \end{aligned} \quad (2.15)$$

Für kleine Abweichungen ergibt sich daher die Bewegungsgleichung

$$\frac{d^2 \Delta\phi_i(t)}{dt^2} + \Omega_s^2 \cdot \Delta\phi_i(t) = 0, \quad (2.16)$$

wobei $f_s = \frac{\Omega_s}{2\pi}$ die Frequenz ist, mit der ein Teilchen um das Sollteilchen schwingt. Diese Frequenz wird als Synchrotronfrequenz bezeichnet:

$$f_s = \sqrt{\frac{f_0^2 h \gamma m_0 q U_0 \eta}{2\pi p_0^2} \cos \phi_0(t)}. \quad (2.17)$$

Die allgemeine Lösung von Gleichung (2.16) lautet

$$\Delta\phi_i(t) = \Delta\hat{\phi} \cdot \sin(\Omega_s \cdot t + \varphi),$$

Als Beispiel soll nun die Synchrotronfrequenz f_s und die Umlauffrequenz f_0 eines $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahls mit 50 MeV berechnet werden. Mit $C_0 = 55.42$ m gilt $f_0 = 510$ kHz, während man mit $h = 5$, $\eta = 0.9$ und $U_0 = 100$ V für die Synchrotronfrequenz beim Bunchen ($\varphi_0 = 0$) den Wert

$$f_s = 1.05 \text{ kHz}$$

erhält. Die Synchrotronfrequenz ist also um ein Vielfaches kleiner als die Umlauffrequenz $f_0 = 510$ kHz der Teilchen.

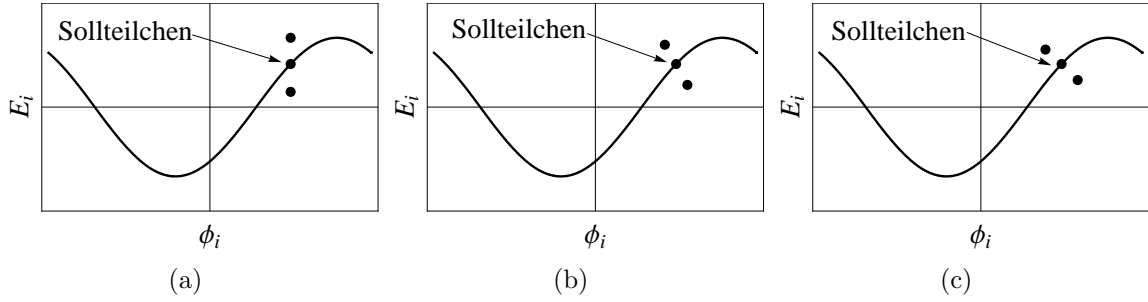


Abbildung 2.5: In (a) sind die Ionen zum Zeitpunkt des Eintritts t_0 in den HF-Resonator in Phase. Das obere Teilchen mit der höheren Energie wird den HF-Resonator in t_1 zuerst erreichen und somit weniger Energie aufnehmen (b). Für das untere Ion gilt das Gegenteil, während das synchronere Teilchen den HF-Resonator in Phase erreicht. In (c) beim dritten Durchgang zum Zeitpunkt t_2 wiederholt sich dieser Vorgang.

Anhand der bisherigen Ergebnisse kann jetzt diskutiert werden, was mit Teilchen passiert, die relativ zum Sollteilchen eine geringe Energie- bzw. Phasenabweichung aufweisen. Die Abbildung 2.5 (a) - (c) zeigt Energien und Phasen der Teilchen beim dreimaligen Durchlaufen der Beschleunigungsstrecke. Zum Zeitpunkt t_0 erreichen die Teilchen mit der gleichen Phase ϕ_i den HF-Resonator und werden alle die gleiche Menge an Energie gewinnen. Jedoch nur das mittlere Teilchen trägt exakt die Energie, die die Synchrotronbedingung vorgibt. Dadurch wird ihm jeweils genau soviel Energie zugefügt, dass es den HF-Resonator bei t_1 und t_2 immer mit der gleichen Phase erreicht. Bei einem positiven η -Faktor (TSR-Standardmode $\eta = 0.9$) wird das obere Ion mit der höheren Energie den HF-Resonator bei t_1 als erstes erreichen und dadurch weniger Energie aufnehmen als das Sollteilchen - für das niederenergetische Ion gilt das Gegenteil. Die Energiedifferenz zwischen den drei Ionen wird also kleiner. Der Vergleich zwischen den Abbildungen 2.5 (a) - (c) zeigt, dass die Änderung der Phase zwischen t_0 und t_1 der einzelnen Ionen kleiner ist, als von t_2 nach t_3 . Dieser Prozess wiederholt sich solange, bis die Energieabweichung relativ zum Sollteilchen Null ist. Die Phasenabweichung $\Delta\phi_i(t)$ ist nun maximal. Das beliebige Ion wird weniger stark beschleunigt, als das Sollteilchen, die Energieabweichung $\Delta E_i = E_i(t) - E_0(t)$ wird negativ und nimmt zu, bis die Phasen wieder gleich sind, d.h. $\Delta\phi_i(t) = \Delta\phi_0(t)$. Nun wiederholt sich der Prozess in der entgegengesetzten Richtung, bis man schließlich wieder am Ausgangspunkt mit $\Delta E_i = \max$ und $\Delta\phi_i(t) = \Delta\phi_0(t)$ angelangt ist.

Die durch die Synchrotronschwingung gegebene Phasenschwingung ist also direkt mit einer Energieschwankung der Ionen verbunden.

Gut veranschaulichen läßt sich die Synchrotronschwingung im longitudinalen Phasenraum, der durch $\Delta E_i(t)$ und $\phi_i(t)$ aufgespannt wird. Die Schwingungen im longitudinalen Phasenraum sind in Abbildung 2.6 für Ionen eines $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahls mit $E = 50$ MeV gezeigt. Die Ionen wandern aufgrund ihrer Synchrotronschwingung auf einer Ellipse umher. Für $\eta > 0$ entgegen des Uhrzeigersinns, für $\eta < 0$ mit dem Uhrzeigersinn. Wird die Energieabweichung jedoch zu groß, so läuft das Ion aus dem stabilen Bereich und geht bei einem Beschleunigungsvorgang verloren. Die Grenze zwischen stabilem und

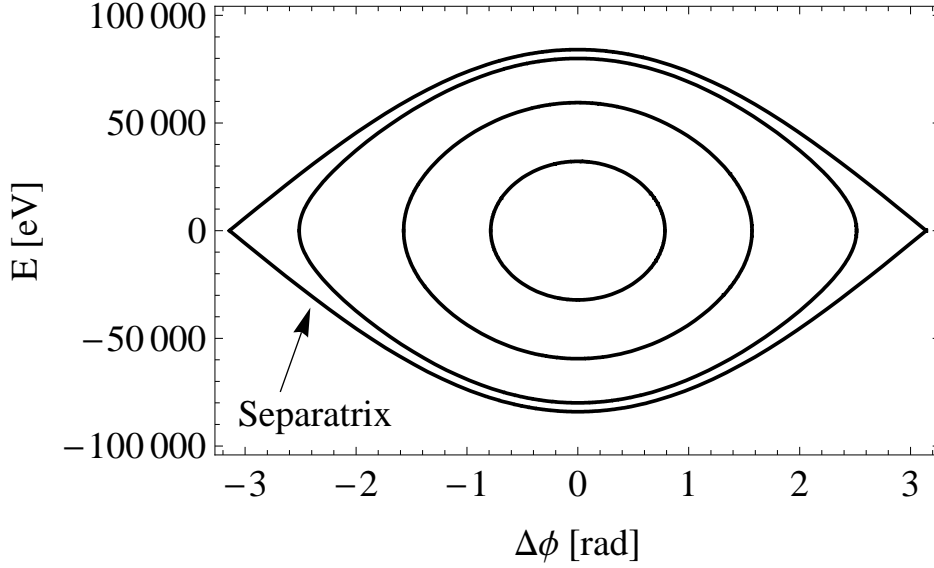


Abbildung 2.6: Gezeigt ist der longitudinale Phasenraum in dem sich die Ionen bei kleiner Schwingungsamplitude auf einer Ellipse bewegen, deren Umfang mit größer werdender Energie- bzw. Phasenabweichung zunimmt. Die Abbildung zeigt die Bahnen für $^{12}\text{C}^{6+}$ -Ionen mit einer Energie von $E = 50 \text{ MeV}$ und $U_0 = 100 \text{ V}$ für verschiedene Energie- bzw. Phasenabweichungen bei $\phi_0 = 0^\circ$.

instabilem Bereich wird Separatrix genannt. Der Bereich aller stabilen Ionenorbitale, der von der Separatrix abgeschlossen wird, heißt Bucket.

2.2 Simulation des Bunchvorgangs

In den bisherigen Betrachtungen wurden nur die Bewegungen von einzelnen Ionen behandelt. Direkt nach der Injektion des Ionenstrahls in den Speicherring ist jedoch der gesamte Ring mit dem Ionenstrahl gefüllt. Für eine Reihe von Experimenten ist es erforderlich, dass der Ionenstrahl in möglichst kurzen Bündeln im Speicherring kreist. Ein solches Ionenbündel wird in der Beschleunigerphysik als Bunch bezeichnet. Mit Hilfe eines Computerprogramms wurde der Bunchvorgang im TSR simuliert, dessen Ergebnisse in Abbildung 2.7 dargestellt sind.

Die Simulation wurde für 15000 sechsfach geladene Kohlenstoff-Ionen ($^{12}\text{C}^{6+}$) durchgeführt, die im TSR mit einer kinetischen Energie von $E_{kin} = 50 \text{ MeV}$ (Umlaufzeit $T = 1.95 \mu\text{s}$) gespeichert werden.

Um ein Aufblähen des Phasenraums möglichst zu vermeiden, muss das Zeitintervall t' , in dem die HF-Spannung hochgefahren wird, größer als die Dauer einer Synchrotronoszillation $\frac{1}{f_s}$ (wie sie bei der Endspannung vorliegt) sein, wobei die Bucketgröße bei der Endspannung in etwa derjenigen des injizierten Strahls entsprechen sollte [5]. Um Energieschwankungen des injizierten Strahls ausgleichen zu können, wird die Bucketgröße so gewählt, dass sie über der des injizierten Strahls liegt. Aus diesem Grund wurde die

Anstiegszeit $t' \approx \frac{2}{f_s}$ gewählt. Während der Injektion der Ionen ist die Hochfrequenz ausgeschaltet, danach wird die HF-Resonatorspannung U_0 innerhalb von 2 ms linear auf 100 V hochgefahren, wodurch sich Buckets bilden, in die die Ionen zusammenlaufen. Die Anzahl der Buckets entspricht der harmonischen Zahl h (vgl. Gleichung 2.1). In diesem Beispiel wurde $h = 5$ und für die Energieverteilung nach der Injektion eine Breite von $\sigma = 25$ keV gewählt.

In Abbildung 2.7 sind zu jedem Zeitpunkt t_i in jeweils zwei Abbildungen, zum einen der $(\Delta\phi_i) - (\Delta E_i)$ -Raum zusammen mit der Separatrix und in der zweiten Graphik die Abweichung von der Sollphase $\Delta\phi_i$ dargestellt.

Zum Zeitpunkt $t_0 = 0$ s (Abbildung 2.7 (a)-(b)) sind die Abweichungen der Phasen der einzelnen Ionen von denen des synchronen Teilchen $\Delta\phi_i = \phi_i - \phi_0$ gleichverteilt. Da die Höhe der Separatrix mit der Wurzel der HF-Resonatorspannung skaliert, erscheint sie bei dieser Achsenskalierung als Gerade.

Bei $t_1 = 585 \mu\text{s}$ und $U_0 = 29.25$ V (Abbildung 2.7 (c)-(d)) ist zu erkennen, dass sich die Höhe der Separatrix stark vergrößert hat und die Ionen begonnen haben, zu einem Bunch zusammen zulaufen, da die Abweichung von der Sollphase $\Delta\phi_i$ nicht mehr gleichverteilt ist. Aufgrund der weiter ansteigenden Spannung $U_0 = 78$ V bei $t_2 = 1,56$ ms (Abbildung 2.7 (e)-(f)) laufen immer mehr Ionen in die sich ausdehnende Separatrix, wobei der Betrag der mittleren Abweichung $\Delta\phi_i$ von der Sollphase weiter abnimmt. In Abbildung 2.7 (e) ist eine spiralförmige Symmetrie zu erkennen, die sich damit erklären lässt, dass Ionen, die sich auf verschiedenen Bahnen im longitudinalen Phasenraum bewegen, verschiedene Umlaufzeiten haben. Eine weitere Folge aus dieser Struktur sind die Nebenmaxima, die in (Abbildung 2.7 (f)) links und rechts neben dem absoluten Maximum zu sehen sind.

Nachdem die HF-Spannung nach $t_3 = 2$ ms schließlich auf ihr Maximum $U_0 = 100$ V angestiegen ist, befinden sich nahezu alle Teilchen in der Separatrix (Abbildung 2.7 (g)). Die letzten beiden Aufnahmen (Abbildung 2.7 (i)-(j)) zeigen die Ionen nach $t_4 = 19.5$ ms. Die Spiralen im $(\Delta\phi_i) - (\Delta E_i)$ -Raum sind nunmehr durch den häufigen Durchgang ($N = 10000$) der Ionen durch den HF-Resonator verwischt und somit auch die Nebenmaxima verschwunden. Da die HF-Resonatorspannung seit t_3 konstant geblieben ist, wurde die Separatrix auch nicht mehr aufgeweitet.

An die Werte in Abbildung 2.7 (j) wurde die Funktion $y = A \cdot \cos[\pi \cdot \frac{t}{360}]^2$ angefitet (mit $A = 305.784$). Die Halbwertsbreite $\Delta\phi$ der angefiteten Funktion ist $\Delta\phi = 180^\circ$. Die Bunchlänge Δt des gespeicherten Ionenstrahls folgt aus:

$$\begin{aligned}
 \Delta t &= \frac{\Delta\phi}{\omega_{HF}} \\
 &= \frac{\Delta\phi \cdot T_{HF}}{2\pi} \\
 &= \frac{\Delta\phi}{2\pi} \cdot \frac{T}{h} \\
 \Rightarrow \Delta t_{fwhm} &= 195 \text{ ns}
 \end{aligned} \tag{2.18}$$

Um die Bunchprofile, die sich aus der Simulationsrechnung ergeben, zu überprüfen, wurden diese an einem $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahl mit $E = 50$ MeV bei HF-Resonatorspannungen

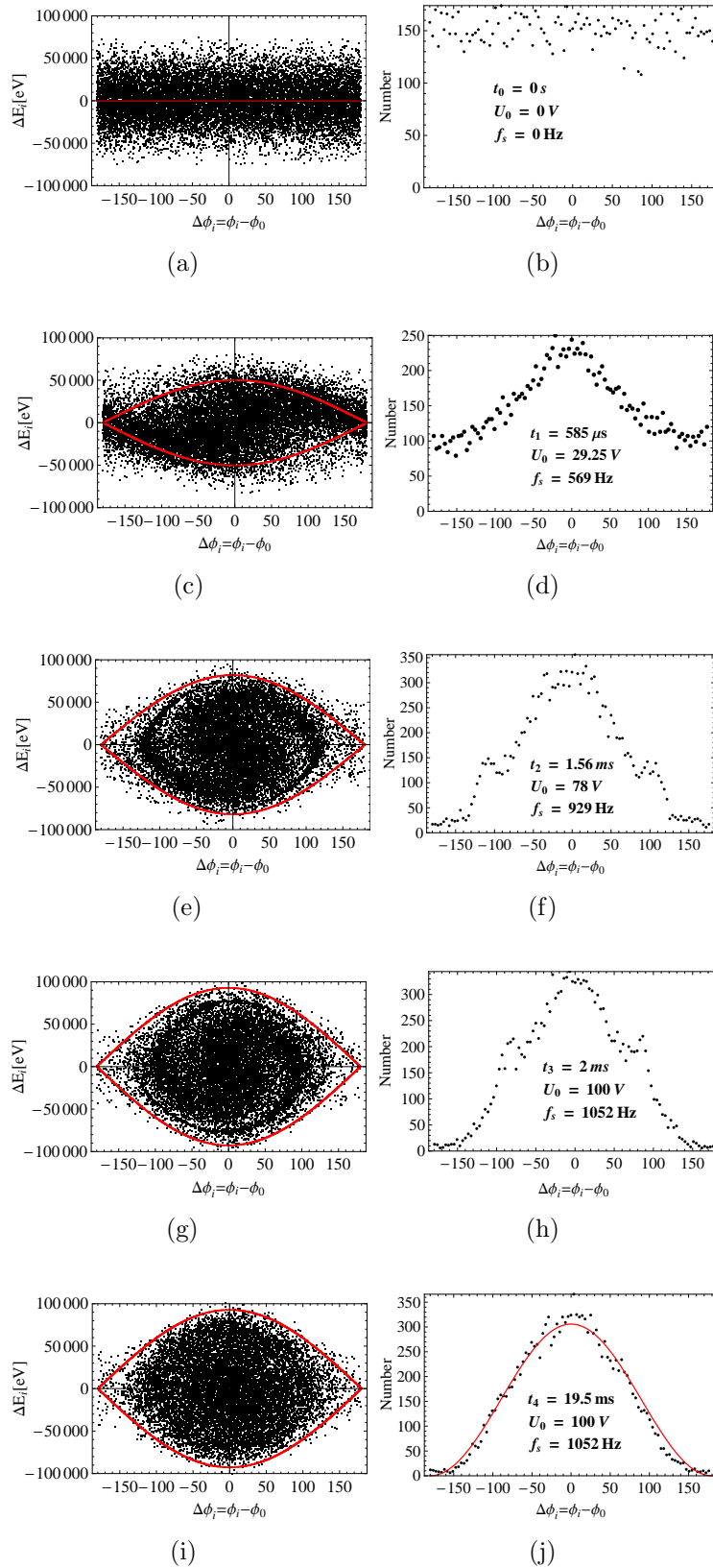


Abbildung 2.7: Simulation des Bunchvorgangs von $^{12}\text{C}^{6+}$ -Ionen. Die Bildpaare zeigen jeweils den longitudinalen Phasenraum und die Abweichung von der Sollphase.

U_0 von 26.4 V, 44 V, 88 V, 132 V, 528 V und 792 V gemessen. Auf den Messaufbau zu diesem Experiment soll erst in dem nachfolgenden Kapitel 3.3 genauer eingegangen werden. Für die gleichen Spannungen wurde bei $h = 6$ jeweils wieder eine Computersimulation durchgeführt, wobei die Spannung ebenfalls innerhalb von 2 ms linear hochgefahren wurde. Um einen guten Vergleich mit den Messungen zu erhalten, wurden die Ergebnisse der Simulation ausgewertet, die sich nach etwas über 2 ms ergaben. Zu diesem Zeitpunkt haben sich die Bunche schon vollständig ausgebildet.

Die Ergebnisse der Simulation sind zusammen mit den Messungen in Abbildung 2.8 gezeigt. Um die Simulation mit den Messungen vergleichen zu können, wurde jeweils das Maximum sowie die Lage des Maximums aus der Simulation angefitet. Simulation und Messung liegen jeweils sehr eng beieinander. Die Breite der Bunche nimmt mit steigender HF-Resonatorspannung U_0 ab. Die ermittelten Bunchlängen liegen im Bereich von hundert Nanosekunden. Da jedoch Bunchlängen im einstelligen Nanosekundenbereich angestrebt werden und der HF-Resonator maximal bei ca. 1 kV zu betreiben ist, sollen nun weitere Möglichkeiten gezeigt werden, wie die Bunchlänge des Ionenstrahls stärker verringert werden kann. Dies ist durch den im TSR vorhandenen Elektronenkühler möglich, der im folgenden Abschnitt vorgestellt wird.

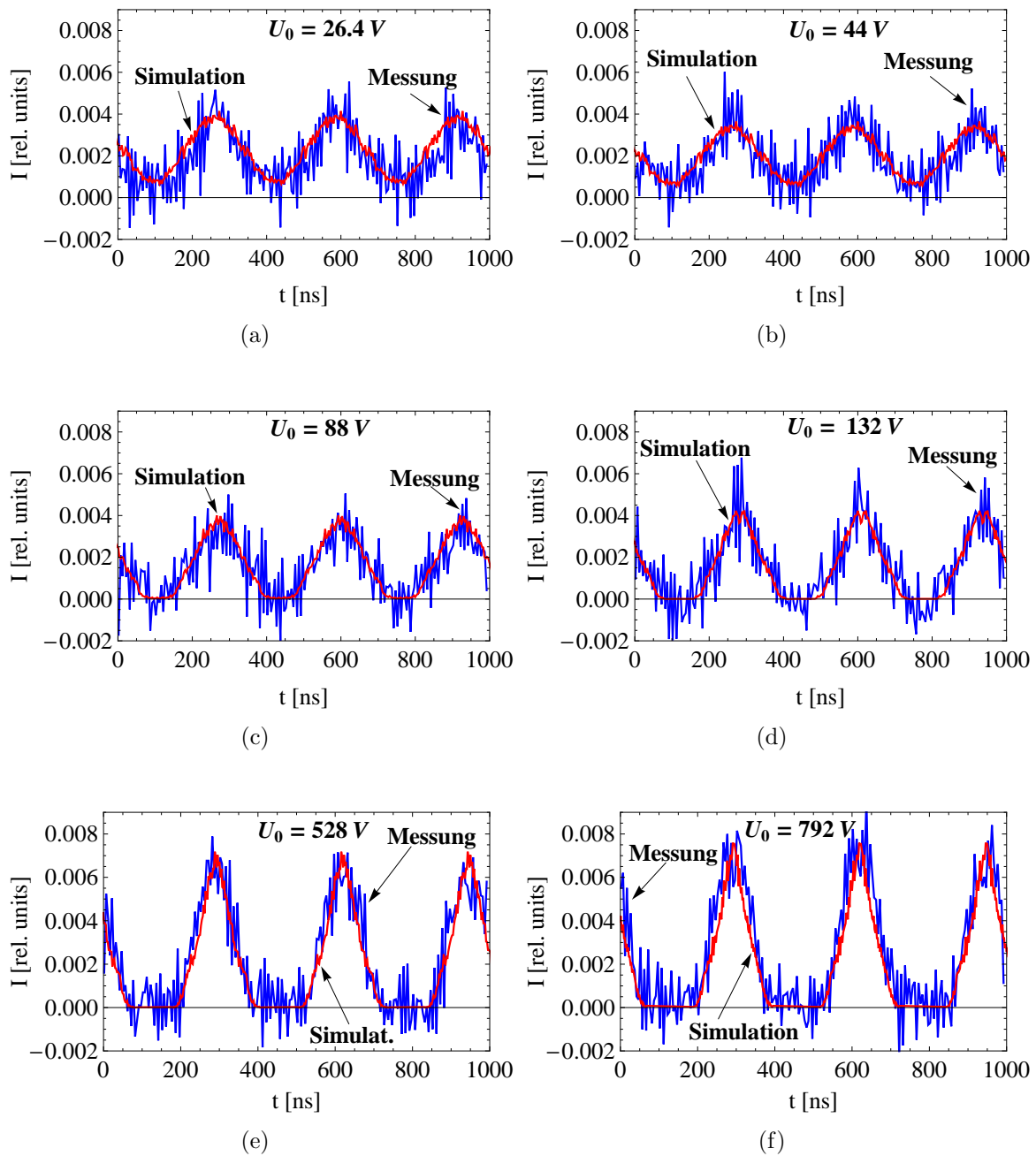


Abbildung 2.8: Vergleich zwischen gemessenen Bunchlängen (blaue Linie) und der Simulation (rote Linie) für verschiedene HF-Resonatorspannungen U_0 .

2.3 Elektronenkühlung

Der TSR verfügt auf einer der geraden Sektionen über eine Elektronenkühlung (Abbildung 2.9). Dort wird dem gespeicherten Ionenstrahl ein kalter Elektronenstrahl mit einer Dichte von bis zu $n_e = 10^8 \text{ cm}^{-3}$ überlagert. Aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Elektronen und den Ionen kann die Temperatur des Ionenstrahls in allen

Freiheitsgraden verringert werden. Hierdurch kommt es zu einer starken Verdichtung des Phasenraums der Ionen, was die Bunchlänge des Strahls verringert. Die Elektronen werden von einer Glühkathode ($T_G = 1000\text{ °C}$) erzeugt und durch Hochspannung U von bis zu 14 kV beschleunigt. Danach werden sie durch Magnetfelder so abgelenkt, dass sie sich dem Ionenstrahl überlagern. Nach 1.5 m werden die Elektronen wieder durch Magnetfelder ausgekoppelt.

Direkt nach dem Austritt aus der Glühkathode entsprechen sich die thermischen Verteilungen der Elektronen und der Glühkathode. Die damit verbundene longitudinale Energieunschärfe wird durch das Passieren der Hochspannung jedoch stark verringert, sodaß man danach von einem kalten Elektronenstrahl sprechen kann. Die transversale Elektronentemperatur wird mittels adiabatischer Expansion des Elektronenstrahls um etwa eine Größenordnung verkleinert.

Der Kühlvorgang läßt sich am anschaulichsten im Ruhesystem der Elektronen behandeln. Die Elektronen können wegen ihrer geringen Energieunschärfe als ruhend betrachtet werden, während die Ionen sich relativ zu ihnen aufgrund ihrer Geschwindigkeitsverteilung bzw. Temperatur bewegen. Diese Bewegung führt zu Stößen (Coulomb-Wechselwirkung) zwischen Ionen und Elektronen, bei denen die Ionen einen Teil ihrer Energie abgeben und so schließlich abgekühlt werden.

Der Energieverlust eines Ions beim Durchlaufen der Strecke dx definiert die Kühlkraft

$$F = \frac{dE}{dx}. \quad (2.19)$$

Da für die zugrunde liegenden Fragestellungen nur der longitudinale Anteil der Kühlung von Interesse ist, werden wir uns in den folgenden Betrachtungen auf diesen beschränken. Die longitudinale Kühlkraft $F_{||} > 0$ ist abhängig von der longitudinalen Relativgeschwindigkeit zwischen Elektron und Ion

$$\Delta v_{||} = v_{||i} - v_{||e}. \quad (2.20)$$

Ist $\Delta v_{||} < 0$, so wirkt eine positive Kraft $F_{||} > 0$, die die Ionen beschleunigt. Bei $\Delta v_{||} > 0$ ist $F_{||} < 0$, die Ionen werden abgebremst. Die Ionen werden dadurch auf den Punkt bei $\Delta v_{||} = 0$ zulaufen. Abbildung 2.10 schematisiert die longitudinale Komponente der Kühlkraft als Funktion der Relativgeschwindigkeit.

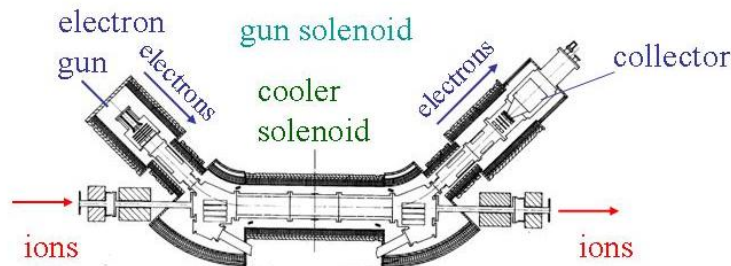


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung der Elektronenkühlung am TSR

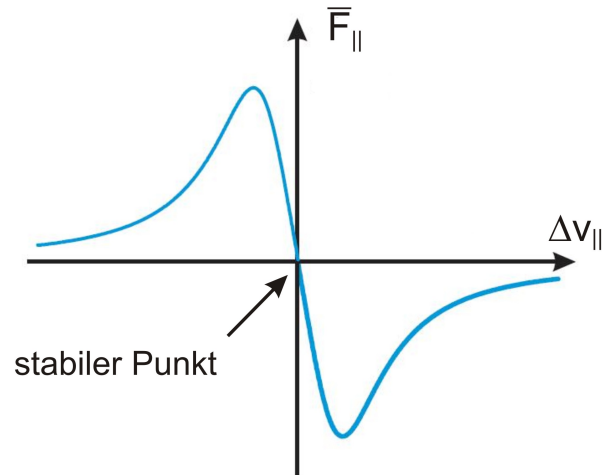


Abbildung 2.10: Longitudinale Kühllkraft \bar{F}_{\parallel} in Abhängigkeit von der longitudinalen Relativgeschwindigkeit Δv_{\parallel} . Auf Ionen, die schneller als die Elektronen sind ($\Delta v_{\parallel} > 0$), wirkt eine abbremsende, negative Kühllkraft ($\bar{F}_{\parallel} < 0$). Bei Ionengeschwindigkeiten, für die $\Delta v_{\parallel} < 0$ gilt, wird die Kühllkraft positiv $\bar{F}_{\parallel} > 0$, die Ionen werden beschleunigt. Alle Ionen werden dadurch zum stabilen Punkt im Ursprung getrieben.

Die longitudinale Kühllkraft wurde am TSR für verschiedene Ionensorten gemessen [6]. Die Ergebnisse dieser Messung werden in Abbildung 2.11 gezeigt. Der kalte Elektronenstrahl hatte hierbei eine Dichte von $n_e = 8 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Wie in Abbildung 2.11 ersichtlich, steigt der Betrag der longitudinalen Kühllkraft mit Δv_{\parallel} an, erreicht das Maximum bei $\Delta v_{\parallel} \approx 10^4 \text{ m/s}$ und fällt dann wieder ab.

Wechselwirkt ein Ionenbunch mit der Elektronenkühlung, so verringert sich der Betrag der longitudinalen Relativgeschwindigkeit $|\Delta v_{\parallel}|$ der Ionen, sodass die Ionen im longitudinalen Phasenraum (vgl. Abbildung 2.12) auf innere Bahnen gezogen werden, die dichter am Sollteilchen liegen. Dadurch wird der longitudinale Phasenraum der Teilchen komprimiert und die Phasenraumdicke erhöht. Da bei dieser Kompression die Synchrotronoschwingung $\Delta\phi_i$ jedes Teilchens gedämpft wird, hat dieser Vorgang eine geringere Bunchlänge zur Folge.

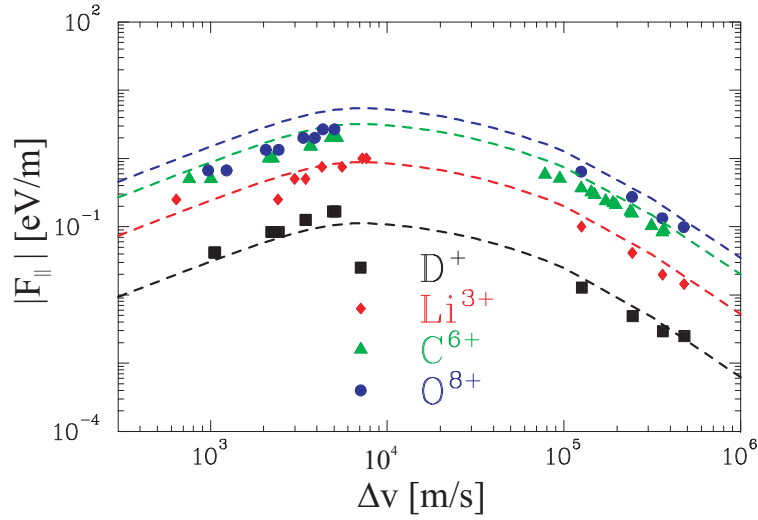


Abbildung 2.11: Der Betrag der longitudinale Kühllkraft $|F_{||}|$ wurde für verschiedene Ionensorten bei der Elektronendichte $n_e = 8 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ als Funktion der longitudinalen Relativgeschwindigkeit $\Delta v_{||}$ gemessen [6]. Die gestrichelten Linien stellen Theoriekurven dar. Das Maximum der Kühllkraft liegt etwa bei 10000 m/s.

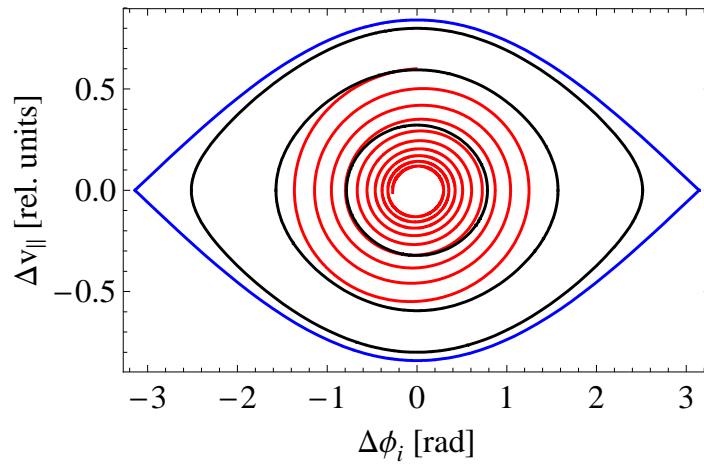


Abbildung 2.12: Durch die Elektronenkühlung wird innerhalb der blau dargestellten Separatrix, das ungekühlte Ion von seiner ursprünglichen Bahn auf einer Spiralbahn hin zu einem Orbit näher am synchronen Teilchen gezwungen. Würden die Ionen nicht untereinander wechselwirken, würde die Elektronenkühlung die Ionen bis auf den Punkt, den das synchrone Teilchen einnimmt, drücken.

2.4 Synchrotronfrequenz unter Berücksichtigung des elektrischen Feldes des Ionenstrahls

Die Vergrößerung der Phasenraumdicke des Ionenstrahls durch die Elektronenkühlung hat eine Vergrößerung der Raumladung des Ionenstrahls zur Folge, mit der jedes einzelne Ion wechselwirkt. In den nun folgenden Abschnitten (2.4 - 2.6) soll die Wechselwirkung der Ionen mit der Raumladung des Ionenstrahls untersucht werden.

Auf eine elektrische Ladung q , die sich mit der Geschwindigkeit \vec{v} im elektrischen Feld \vec{E} bzw. magnetischen Feld \vec{B} bewegt, wirkt die Kraft

$$\vec{F}_{em} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (2.21)$$

Für die longitudinale Bewegungsgleichung sind aufgrund des Superpositionsprinzips nur die longitudinalen Anteile \vec{E}_l und $[\vec{v} \times \vec{B}]_l$ aus Gleichung (2.21) zu berücksichtigen. Gleichung (2.7) muss um den Einfluss der elektromagnetischen Kraft \vec{F}_{em} erweitert werden auf

$$E_i(N+1) = E_i(N) + q \cdot U_0 \cdot \sin \phi_i(t) + q \cdot (E_l + [\vec{v} \times \vec{B}]_l) \cdot C_0. \quad (2.22)$$

Für das Sollteilchen kann weiterhin Gleichung (2.8) verwendet werden, da es sich in der Mitte des Bunches bewegt und sich das elektromagnetische Feld daher gerade kompensiert. Analog zur Herleitung von Gleichung (2.10) erhält man bei kleiner Umlaufzeit T_0 die Bewegungsgleichung

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta E_i(t)}{dt} &= \frac{\Delta E_i(N+1) - \Delta E_i(N)}{T_0} \\ &= f_0 \cdot q \cdot U_0 \cdot [\sin \phi_i(t) - \sin \phi_0(t)] \\ &\quad + f_0 \cdot q \cdot (E_l + [\vec{v} \times \vec{B}]_l) \cdot C_0 \\ &= f_0 \cdot q \cdot U_0 \cdot [\sin \phi_i(t) - \sin \phi_0(t)] + f_0 \cdot F[t, s]. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Wobei s der Ort im Bunch ist und $F[t, s] = q \cdot (E_l + [\vec{v} \times \vec{B}]_l) \cdot C_0$.

Aus Gleichung (2.23) folgt unter Berücksichtigung von Gleichung (2.13) die Relation

$$\frac{d^2 \Delta \phi_i(t)}{dt^2} = -\frac{2\pi h f_0 \eta \gamma m_0}{p_0^2} \cdot [f_0 q U_0 (\sin \phi_i(t) - \sin \phi_0(t)) + f_0 F[t, s]] \quad (2.24)$$

Bei Beschränkung auf kleine Abweichungen $\Delta \phi_i(t)$ führt die Näherung aus Gleichung (2.15) zur Bewegungsgleichung

$$\frac{d^2 \Delta \phi_i(t)}{dt^2} + \Omega_s^2 \Delta \phi_i(t) = -\frac{2h\gamma m_0 \pi \eta f_0^2}{p_0^2} \cdot F[t, s]. \quad (2.25)$$

Wobei Ω_s gegeben ist durch

$$\Omega_s = \sqrt{\frac{2f_0^2 h \gamma m_0 \pi q U_0 \eta}{p_0^2} \cos \phi_0(t)}. \quad (2.26)$$

In den nächsten beiden Abschnitten wird das longitudinale elektrische Raumladungsfeld und die longitudinale Ladungsverteilung des Ionenstrahls ausführlich beschrieben und auf Gleichung (2.25) angewendet.

2.5 Das longitudinale elektrische Feld eines Ionenstrahls

Damit die Bewegungsgleichung der Ionen (Gleichung (2.25)) unter Berücksichtigung des Raumladungsfeldes aufgestellt werden kann, muss das longitudinale elektrische Feld eines Bunches bestimmt werden. Zur Bestimmung des Raumladungsfeldes betrachtet man einen Ionenstrahl mit Radius d und Ladungsdichte $\lambda(s)$ (vgl. Abbildung 2.13). Das longitudinale elektrische Feld $E_s(s)$ kann aus der Maschenregel,

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = 0 \quad (2.27)$$

berechnet werden.

Hat das Strahlrohr eine unendlich hohe Leitfähigkeit, folgt aus Gleichung (2.27):

$$U_s(s) = E_s(s) \cdot \Delta s = U_r(s) - U_r(s + \Delta s). \quad (2.28)$$

Mit einer Taylor-Entwicklung bis zum Term erster Ordnung folgt für Gleichung (2.28)

$$\begin{aligned} E_s(s) \cdot \Delta s &= U_r(s) - \left(U_r(s) + \frac{\partial U_r(s)}{\partial s} \Delta s \right) \\ &= -\frac{\partial U_r(s)}{\partial s} \Delta s. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Die Spannungen $U_r(s)$ können aus dem Gaußschen Gesetz berechnet werden:

Für $r \leq d$:

$$E_r = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \frac{r}{d^2}. \quad (2.30)$$

Für $r \geq d$:

$$E_r = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r}. \quad (2.31)$$

Die Gleichungen (2.30)-(2.31) eingesetzt in Gleichung (2.29) führen schließlich zum gesuchten longitudinalen Raumladungsfeld

$$\begin{aligned} E_s(s) \cdot \Delta s &= - \left[\int_0^d \frac{r}{d^2} dr + \int_d^D \frac{1}{r} dr \right] \frac{\lambda'(s)}{2\pi\epsilon_0} \Delta s \\ E_s(s) &= -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[1 + 2 \ln \left(\frac{d}{D} \right) \right] \lambda'(s). \end{aligned} \quad (2.32)$$

Eine ausführliche Herleitung mit $\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = -\frac{\partial}{\partial t} \int \vec{B} \cdot d\vec{A}$ des longitudinalen Raumladungsfeldes ist in [7] dargestellt und führt zu:

$$E_s(s) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0\gamma^2} \left[1 + 2 \ln \left(\frac{d}{D} \right) \right] \lambda'(s). \quad (2.33)$$

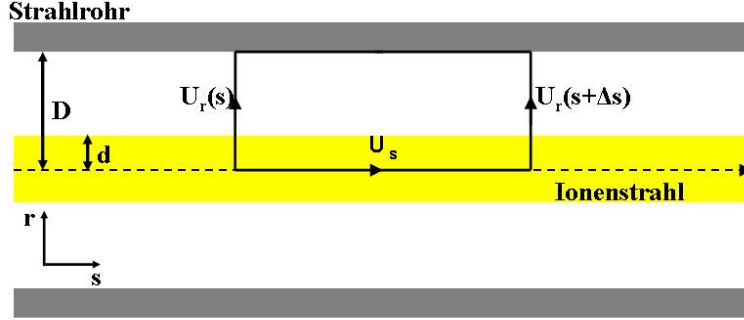


Abbildung 2.13: Der Ionenstrahl mit Radius d bewegt sich im Strahlrohr mit Radius D in Richtung s . Aus der Maschenregel und den Maxwellgleichungen kann das longitudinale Raumladungsfeld für diesen Fall errechnet werden.

2.6 Das Raumladungslimit

Damit $E_s(s)$ berechnet werden kann, muss die Ladungsverteilung $\lambda(s)$ bekannt sein. Zunächst soll eine Gaußverteilung behandelt werden:

$$\lambda(s) = \frac{qn}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot e\left(-\frac{s^2}{2\sigma^2}\right), \quad (2.34)$$

wobei n die Anzahl der Teilchen im Bunch und σ die Standardabweichung der Verteilung ist (Abbildung 2.14 a).

Daraus folgt das longitudinale elektrische Feld des Bunches

$$E_s(s) = -\frac{qns}{4\sqrt{2}\pi^{3/2}\epsilon_0\gamma^2\sigma^3} \cdot \left[1 + 2\ln\left(\frac{d}{D}\right)\right] \cdot e\left(-\frac{s^2}{2\sigma^2}\right). \quad (2.35)$$

Mit $s = -\frac{v_0}{\omega_{HF}}\Delta\phi_i(t)$ lässt sich E_s als Funktion von $\Delta\phi_i$ berechnen. Entwickelt man $\Delta\phi_i$, so ergibt sich

$$E_s = -\frac{nqv_0(1 + 2\ln\left(\frac{D}{d}\right))}{2^{5/2}\pi^{3/2}\omega_{HF}\gamma^2\epsilon_0\sigma^3}\Delta\phi_i(t). \quad (2.36)$$

Jetzt kann schließlich die Bewegungsgleichung im longitudinalen Phasenraum unter Berücksichtigung des longitudinalen elektrischen Feldes eines gaußförmigen Ionenstrahls

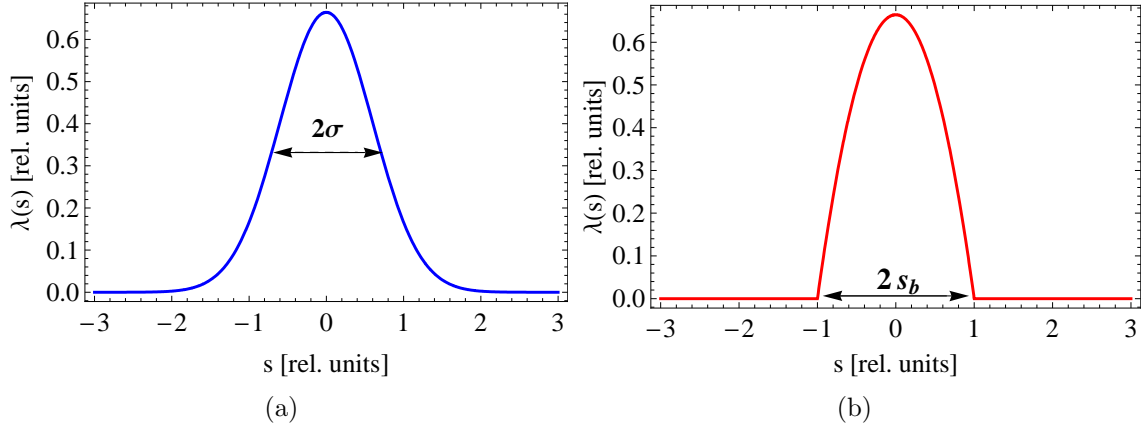


Abbildung 2.14: Dargestellt sind die erwarteten Ladungsverteilungen des Ionenstrahls. Im Falle einer Gaußverteilung, wie in (a) gezeigt, führen nur die Teilchen in der Mitte des Bunches keine Synchrotronschwingungen mehr aus. Bei der Parabelverteilung in (b) hingegen, sind alle Teilchen des Bunches eingefroren, es treten keine Synchrotronschwingungen mehr auf.

berechnet werden. Mit Gleichung (2.36) und der Beschränkung auf den stationären Fall ($F[t, s] = F[s]$), läßt sich Gleichung (2.25) umformen zu

$$\frac{d^2 \Delta\phi_i(t)}{dt^2} + \Omega_s^2 \Delta\phi_i(t) = \frac{nq^2 v_0 \eta (1 + 2 \ln(\frac{D}{d}))}{2^{5/2} p_0 \pi^{3/2} \gamma^2 \epsilon_0 \sigma^3} \Delta\phi_i(t) \quad (2.37)$$

$$\frac{d^2 \Delta\phi_i(t)}{dt^2} + \left(\Omega_s^2 - \frac{nq^2 v_0 \eta (1 + 2 \ln(\frac{D}{d}))}{2^{5/2} p_0 \pi^{3/2} \gamma^2 \epsilon_0 \sigma^3} \right) \Delta\phi_i(t) = 0$$

$$\frac{d^2 \Delta\phi_i(t)}{dt^2} + (\Omega_s^2 - \alpha_s) \Delta\phi_i(t) = 0 \quad (2.38)$$

Wie in Gleichung (2.38) ersichtlich, verringert der Raumladungsterm

$$\alpha_s = \frac{nq^2 v_0 \eta (1 + 2 \ln(\frac{D}{d}))}{2^{5/2} p_0 \pi^{3/2} \gamma^2 \epsilon_0 \sigma^3} \quad (2.39)$$

die effektive Synchrotronfrequenz ω_s ($\omega_s^2 = \Omega_s^2 - \alpha_s$). Mit der durch die Elektronenkühlung kleiner werdenden Bunchlänge σ steigt der Raumladungsterm α_s an, sodass er immer mehr die ungestörte Synchrotronfrequenz Ω_s kompensiert. Nach Gleichung (2.39) und Gleichung (2.38) gibt es eine kritische Bunchlänge, bei der keine Synchrotronschwingungen ($\omega_s = 0$) mehr auftreten. Sinkt die Bunchlänge unter den kritischen Wert, so wird ω_s^2 negativ. Dies hat eine Zunahme der HF-Phase $\Delta\phi_i$ und somit eine Zunahme der Bunchlänge σ zur Folge. Dadurch verkleinert sich α_s , sodass es wieder zu Synchrotronschwingungen kommt, die durch die Elektronenkühlung gedämpft werden, ω_s^2 wird

daher vollständig kompensiert. Diese Überlegungen zeigen, dass die kritische Bunchlänge, bei der die Synchrotronszillationen der Ionen verschwinden, der minimalen Bunchlänge entspricht. Aus $\omega_s = 0$ folgt für die minimale Bunchlänge eines gaußförmigen Strahles

$$\sigma = \frac{(C_0^3 (1 + 2 \ln (\frac{D}{d})))^{1/3}}{2^{13/6} c^{1/3} h^{2/3} \pi^{5/6} \beta^{1/3} \gamma^{2/3} \epsilon_0^{1/3}} \cdot \left(\frac{I_0}{U_0} \right)^{1/3}. \quad (2.40)$$

Wie man sieht, ist die Bunchlänge proportional zur dritten Wurzel des Quotienten aus Spannung und Stromstärke

$$\sigma \propto \left(\frac{I_0}{U_0} \right)^{1/3}. \quad (2.41)$$

Bei der Ableitung des Raumladungslimits eines gaußförmigen Strahls musste das elektrische Feld (vgl. Gleichung (2.36)) der Ladungsverteilung Taylorentwickelt werden, d.h. in einem gaußförmigen Strahl sind nur die Synchrotronschwingungen der Teilchen nahe am Sollteilchen im Raumladungslimit eingefroren. Wird die Ladungsverteilung eines Bunches durch eine Parabelverteilung beschrieben, so kann die Synchrotronschwingung jedes einzelnen Teilchens im Bunch im Raumladungslimit eingefroren werden.

Im Folgenden soll das Raumladungslimit eines parabelförmigen Bunches untersucht werden.

Eine Parabelverteilung kann durch die Funktion

$$\lambda(s) = a - \frac{a}{s_b^2} s^2, \quad (2.42)$$

beschrieben werden. Der Koeffizient a kann aus der Gesamtladung des Bunches $n \cdot q$ (n = Zahl der Teilchen im Bunch, q = Ladung der Teilchen) bestimmt werden:

$$\int_{-s_b}^{s_b} \lambda(s) ds = nq, \quad (2.43)$$

wobei $|s| \leq s_b$ gilt. Mit s_b wird hier die Breite der Parabel bezeichnet (Abbildung 2.14 (b)). Aus dieser Forderung erhält man die Ladungsverteilung

$$\lambda(s) = \frac{3}{4} \frac{n \cdot q}{s_b} \left(1 - \frac{s^2}{s_b^2} \right). \quad (2.44)$$

Für das Raumladungsfeld ergibt sich direkt der Ausdruck

$$E_s = \frac{3}{8} \frac{nqv_0 (1 + 2 \ln (\frac{D}{d}))}{\pi s_b^3 \omega_{HF} \gamma^2 \epsilon_0} \Delta\phi_i(t). \quad (2.45)$$

Analog zur Herleitung von Gleichung (2.38) führt Gleichung (2.45) zu

$$\frac{d^2 \Delta\phi_i(t)}{dt^2} + \Omega_s^2 \Delta\phi_i(t) = \frac{3nq^2 v_0 \eta (1 + 2 \ln (\frac{D}{d}))}{8p_0 \pi s_b^3 \gamma^2 \epsilon_0} \Delta\phi_i(t). \quad (2.46)$$

Die Synchrotronschwingungen für jedes Teilchen verschwinden, wenn s_b folgende Bedingung erfüllt:

$$s_b = \frac{(3C_0^3 (1 + 2 \ln(\frac{D}{d})))^{1/3}}{2^{4/3} (h\pi\gamma)^{2/3} (c\beta\epsilon_0)^{1/3}} \cdot \left(\frac{I_0}{U_0}\right)^{1/3}. \quad (2.47)$$

Gleichung (2.47) beschreibt die minimale Bunchlänge eines parabelförmigen Ionenstrahls. Wie man sieht, unterscheidet sich dieser Ausdruck von Gleichung (2.40) nur durch den Vorfaktor. Auch bei der Annahme einer Parabelverteilung gilt der Zusammenhang aus Gleichung (2.41).

Um die Bunchlängen der beiden Verteilungen vergleichen zu können, müssen die Halbwertsbreiten (Γ_{Gauss} , $\Gamma_{Parabel}$) berechnet werden. Man erhält

$$\Gamma_{Gauss} = \sigma \sqrt{2 \ln(2)} \quad (2.48)$$

$$\Gamma_{Parabel} = \frac{s_b}{\sqrt{2}} \quad (2.49)$$

Eine Gaußverteilung und eine Parabelverteilung haben damit die gleiche Halbwertsbreite ($\Gamma_{Gauss} = \Gamma_{Parabel}$), wenn die folgende Bedingung erfüllt ist:

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{s_b}{2\sqrt{\ln(2)}} \\ \sigma &\cong 0.6 \cdot s_b \end{aligned} \quad (2.50)$$

Für einen $^{12}C^{6+}$ -Strahl mit $E = 50$ MeV sind die Halbwertsbreiten im Raumladungslimit jeweils bei konstantem Strom I_0 und bei konstanter HF-Resonatorspannung U_0 in Abbildung 2.15 für beide Verteilungen aufgetragen. Wie in Abbildung 2.15 ersichtlich, liegt die Halbwertsbreite eines parabelförmigen Strahls im Raumladungslimit unter der Halbwertsbreite eines gaußförmigen Strahls.

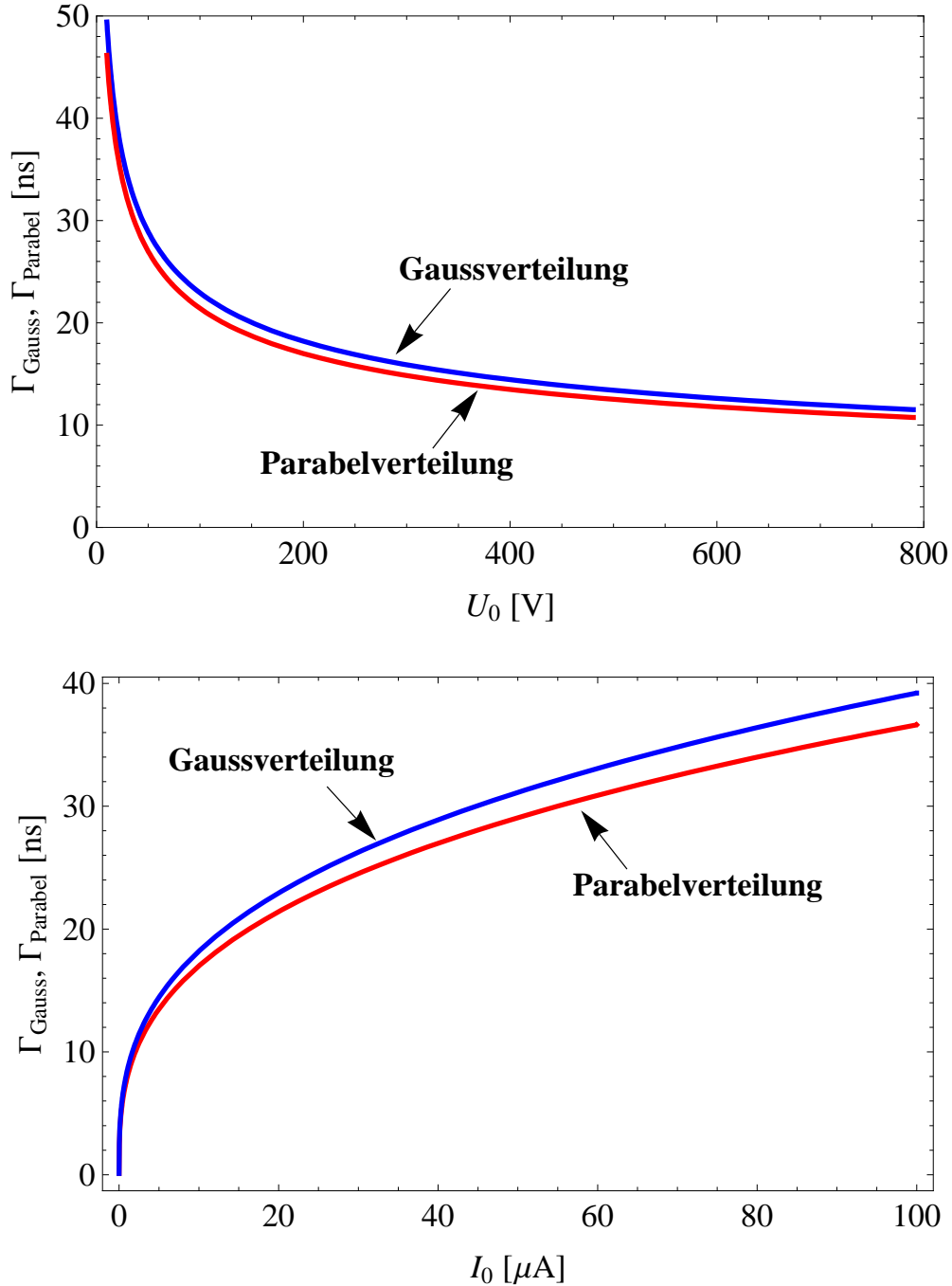


Abbildung 2.15: Darstellung der Halbwertsbreiten Γ_{Gauss} bzw. Γ_{Parabel} für $^{12}\text{C}^{6+}$ -Ionen im Raumladungslimit, mit $E = 50 \text{ MeV}$ und $h=6$. Im oberen Bild ist die Intensität I_0 im unteren die HF-Resonatorspannung U_0 als konstant angenommen.

3 Bunchlängenmessung am TSR im Standardmode

3.1 Motivation

Um die Gleichungen (2.40), (2.47) zu verifizieren und etwaige Abweichungen von ihnen festzustellen, wurden am TSR Bunchlängenmessungen an einem elektronengekühlten Ionenstrahl bei Variation der HF-Resonatorspannung U_0 bzw. der Strahlintensität I_0 durchgeführt. Das Prinzip auf dem die Bunchlängenmessungen des gespeicherten Ionenstrahls beruhen, wird im folgenden Abschnitt aufgezeigt. Im Anschluss werden der Versuchsaufbau erklärt und die Messergebnisse vorgestellt.

3.2 Messprinzip

Die Bunchlänge des gespeicherten Ionenstrahls kann mit Hilfe eines kapazitiven Strahlrohrs (pick-up) gemessen werden (vgl. Abbildung 3.1). Läuft der Ionenstrahl durch den pick-up, so erzeugt der Ionenstrahl am pick-up eine Spannung $U(t)$, die im folgenden berechnet werden soll. Der Ionenstrahlstrom $I_a(t)$, der zur Zeit t aus dem pick-up heraus fließt, muss dem Ionenstrom $I(t - \Delta t)$ entsprechen, der zur Zeit $t - \Delta t$ in den pick-up hinein fließt:

$$I_a(t) = I(t - \Delta t),$$

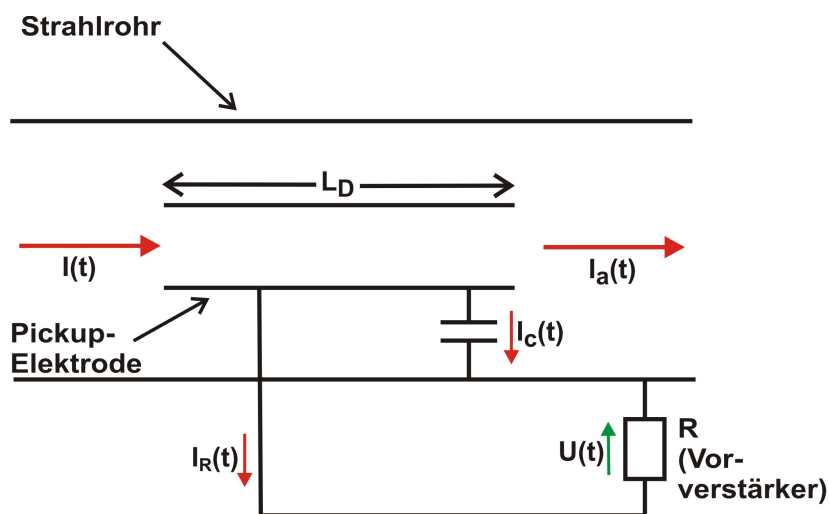


Abbildung 3.1: Aufbau Pickupsignalabnahme

wobei Δt die Flugzeit der Ionen durch den pick-up ist. Um die Spannung U am Vorverstärker zu berechnen, kann der Knotensatz angewandt werden

$$\begin{aligned} I(t) &= I_a(t) + I_R(t) + I_C(t) \\ \Leftrightarrow I(t) &= I(t - \Delta t) + I_R(t) + I_C(t). \end{aligned} \quad (3.1)$$

Hierbei ist $I_R(t) = \frac{U(t)}{R}$ der Strom, der durch den Innenwiderstand des Vorverstärkers fließt und $I_C(t) = C \cdot \dot{U}(t)$ der Strom, der die Kapazität C des pick-up auflädt.

Wenn die Länge der pick-up-Elektrode L_D nun sehr viel kleiner ist als die Bunchlänge l_b , so kann man den Ausdruck $I(t - \Delta t)$ wie folgt entwickeln:

$$\begin{aligned} I(t - \Delta t) &= I(t) - \frac{\partial I}{\partial t} \Delta t \\ &= I(t) - \dot{I}(t) \frac{L_D}{v}, \end{aligned} \quad (3.2)$$

wobei die Geschwindigkeit der Ionen mit v bezeichnet wurde. Eingesetzt in Gleichung (3.1) ergibt dies:

$$\begin{aligned} I(t) &= I(t) - \dot{I}(t) \frac{L_D}{v} + \frac{U(t)}{R} + C \cdot \dot{U}(t) \\ \Leftrightarrow \dot{I}(t) \frac{L_D}{v} &= \frac{U(t)}{R} + C \cdot \dot{U}(t). \end{aligned} \quad (3.3)$$

Falls der Innenwiderstand R des Vorverstärkers sehr groß ist $R \rightarrow \infty$, so gilt der Zusammenhang zwischen Spannung $U(t)$ der pick-up-Elektrode und Intensität des gespeicherten Ionenstrahls $I(t)$:

$$\begin{aligned} U(t) &= \frac{1}{C} \frac{L_D}{v} I(t) \\ \Rightarrow U(t) &\propto I(t). \end{aligned} \quad (3.4)$$

Durch die Messung der zeitlichen Veränderung der Spannung am Vorverstärker kann also auf die zeitliche Entwicklung des Ionenstroms zurück geschlossen werden. In Abbildung 3.2 ist ein typisches Spannungssignal gezeigt. Diese Relation bildet die Grundlage der Bunchlängenmessungen am TSR, die im Folgenden beschrieben werden soll.

3.3 Versuchsaufbau

Die Bunchlängenmessung des Ionenstrahls am TSR wurde direkt an einer kapazitiven pick-up-Elektrode (Abbildung 3.3) vorgenommen. Die pick-up-Elektrode besteht aus einem Kupferrohr, das diagonal durchgeschnitten wurde. Sie ist somit aus zwei Platten aufgebaut, an denen jeweils einzeln die Spannung abgegriffen werden kann. Damit, wie in Abschnitt 3.2 angenommen, ein Rohr mit den pick-up-Elektroden nachgeahmt werden kann, können beide Platten des horizontalen pick-up (vgl. Abbildung 3.3 b) mit einem Kabel verbunden werden.

Die in diesem Kapitel vorgestellten Bunchlängenmessungen wurden teilweise an beiden

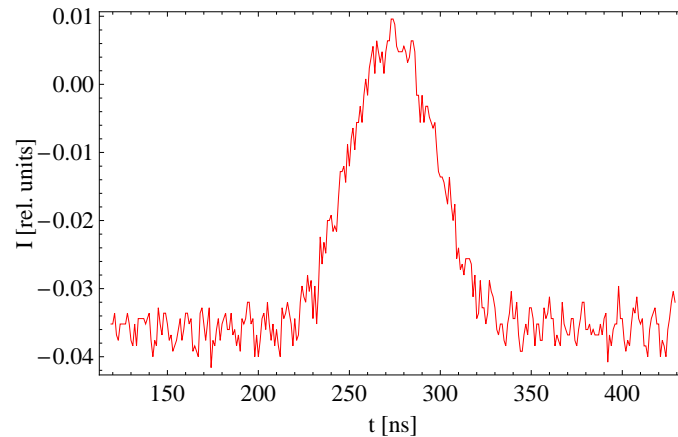


Abbildung 3.2: Gemessenes Bunchprofil eines $^{12}\text{C}^{6+}$ -Ionenstrahls mit $E = 50 \text{ MeV}$ und $I_0 = 20 \mu\text{A}$.

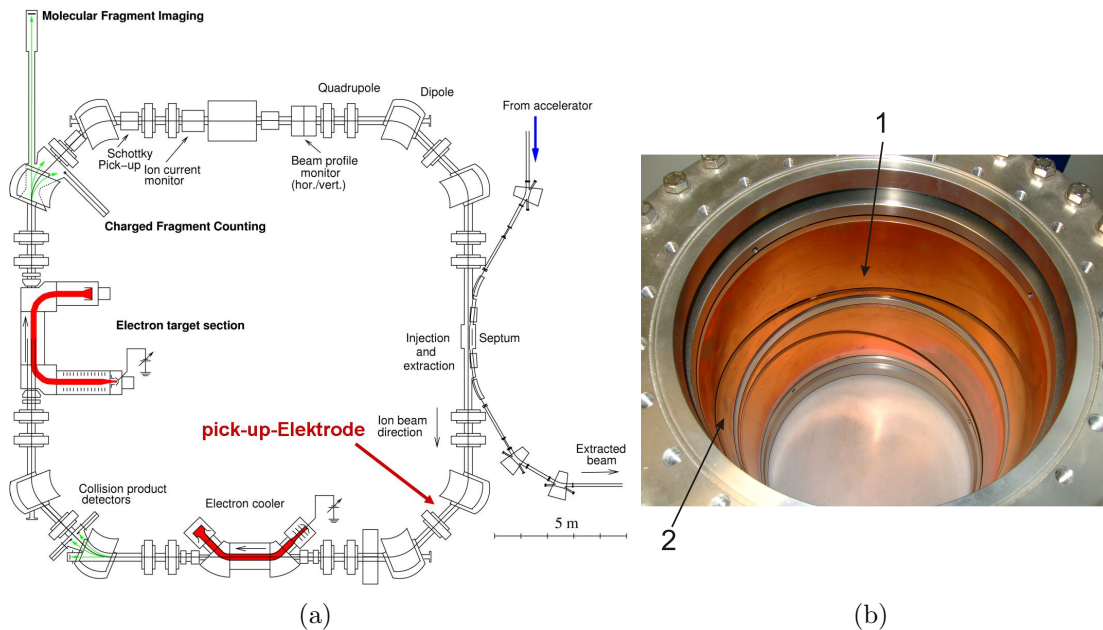


Abbildung 3.3: Der kapazitive pick-up, der zur Bunchlängenmessung benutzt wurde, befindet sich, wie in (a) zu erkennen, direkt hinter dem ersten 45° -Dipol-Ablenkmagneten nach dem Septum. Es handelt sich hierbei um einen pick-up, der zur Strahllagenmessung benutzt wird (vgl. (b)). Bei den Bunchlängenmessungen wurden wahlweise beide horizontale Platten (1, 2) oder nur eine einzelne Platte (1) benutzt.

parallel geschalteten Platten, teilweise an nur einer Platte durchgeführt. Der Versuchsaufbau ist Abbildung 3.4 zu entnehmen. Das Signal der pick-up-Elektrode wurde über einen Impedanzwandler und einen HF-Verstärker auf das Oszilloskop gegeben. Das Oszilloskop wurde mit der HF-Spannung des Resonators, die über einen kapazitiven pick-up aufgenommen wurde, getriggert.

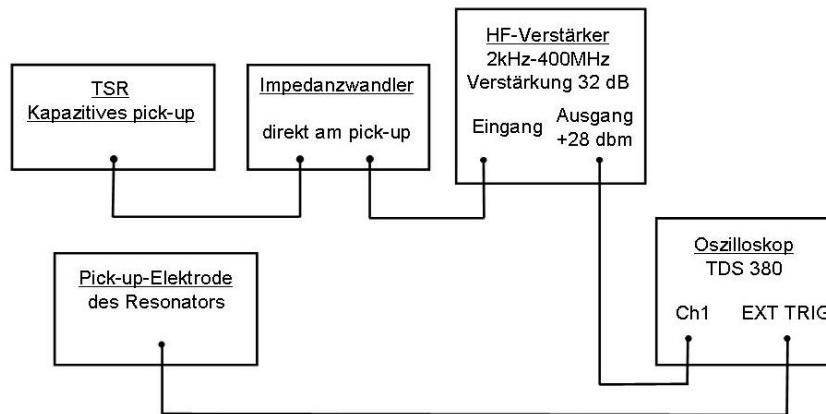


Abbildung 3.4: Das Signal des kapazitiven pick-up wird verstärkt und auf das Oszilloskop gegeben. Am Oszilloskop wird dieses Signal auf das Signal der pick-up-Elektrode des HF-Resonators getriggert.

3.4 Bunchspektrum

Damit möglichst kurze Bunchlängen ($\sigma < 5$ ns) gemessen werden können, muss der Frequenzbereich des Messaufbaus, bei der die Gesamtverstärkung der Verstärker möglichst konstant sein soll, bestimmt werden.

Wird der Strahl gebuncht, so ist der Strahlstrom sowie die pick-up-Spannungen eine periodische Funktion (vgl. Abbildung 3.5). Für das periodische pick-up-Signal, das in Abbildung 3.5 gezeigt ist, wurde eine Periodendauer von $T = \frac{2\pi}{\omega} = 330$ ns angenommen.

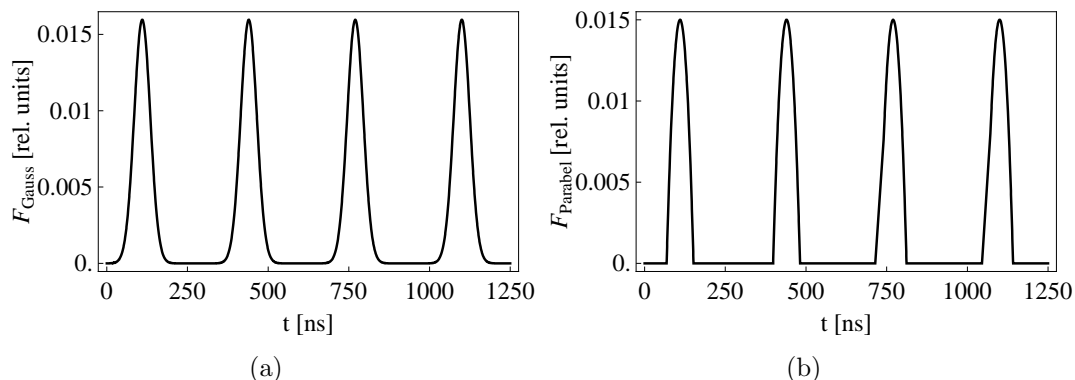


Abbildung 3.5: Die Abbildungen zeigen die erwarteten periodischen pick-up-Spannungen. Zur Bestimmung der oberen Grenzfrequenz der Meßanordnung, ist jeweils ein periodisches Signal in gauß- und parabelform mit der Periodendauer $T = 330$ ns ($f_{HF} = 3$ MHz) angenommen worden.

Eine periodische Funktion $F(t)$ kann durch eine Fourierreihe dargestellt werden,

$$F(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(n\omega t) + b_n \sin(n\omega t). \quad (3.5)$$

Für die Fourierkoeffizienten gilt

$$a_n = \frac{2}{T} \cdot \int_{-T/2}^{T/2} F(t) \cos(n\omega t) dt \quad (3.6)$$

$$b_n = \frac{2}{T} \cdot \int_{-T/2}^{T/2} F(t) \sin(n\omega t) dt \quad (3.7)$$

Da die Gaußfunktion und die Parabelfunktion jeweils gerade Funktionen sind und die Sinusfunktion ungerade ist, wird bei der Berechnung von b_n das Integral in beiden Fällen immer Null. Es müssen also nur die Fourierkoeffizienten a_n betrachtet werden. In Abbildung 3.6 sind die Fourierkoeffizienten der Gaußfunktion a_n für Standardabweichungen $\sigma = 3 \text{ ns}$ und $\sigma = 25 \text{ ns}$ aufgetragen. Je kleiner σ ist, desto mehr Fourierkoeffizienten müssen berücksichtigt werden. Bei einer minimalen Bunchlänge von $\sigma = 3 \text{ ns}$ müssen die Koeffizienten bis $n = 50$ beachtet werden. Die Fourierreihe $I(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{45} a_n \cdot \cos(n\omega t)$ ist zusammen mit der Gaußfunktion für $\sigma = 3 \text{ ns}$ in Abbildung 3.7 (a) dargestellt. Es reicht, die Fourierkoeffizienten bis $n = 45$ zu verwenden, da für die Bunchlängenmessung nur die Standardabweichung von Interesse ist und diese hier für beide Funktionen identisch ist. Daraus ergibt sich für den Verstärker die obere Grenzfrequenz $f_{OGF} = 45 \cdot f_{HF} = 138.5 \text{ MHz}$.

Abbildung 3.8 zeigt die Fourierkoeffizienten der Parabelfunktion. Es sollen minimale Bunchlängen von $s_b = 12 \text{ ns}$ gemessen werden können. Die Schaubilder zeigen jeweils die Fourierkoeffizienten für $s_b = 12 \text{ ns}$ und $s_b = 25 \text{ ns}$. Im Vergleich mit Abbildung 3.6 sieht man, dass für die Parabelfunktion die Koeffizienten nicht so schnell auf Null abfallen.

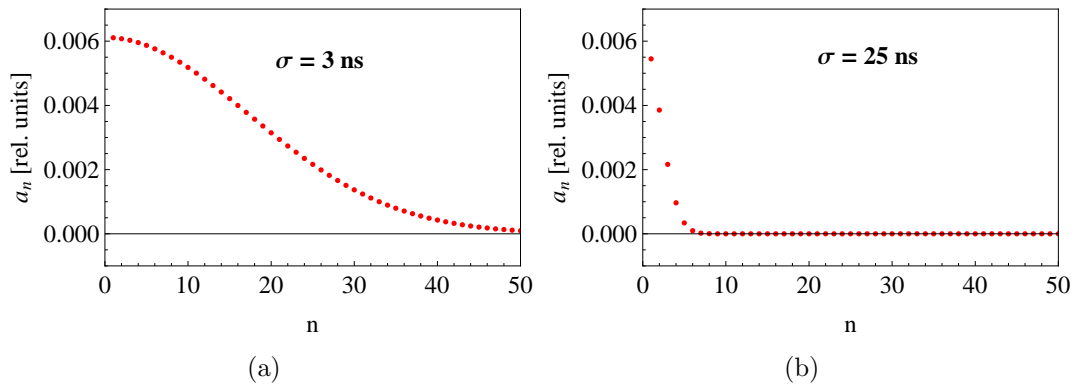


Abbildung 3.6: Gezeigt werden die Fourierkoeffizienten für eine Gaußfunktion bei Standardabweichungen $\sigma = 3 \text{ ns}$ und $\sigma = 25 \text{ ns}$. Die Fourierkoeffizienten a_n sind abhängig von der Halbwertsbreite σ der Gaußfunktion. Je größer σ ist, desto weniger Koeffizienten sind von Null verschieden.

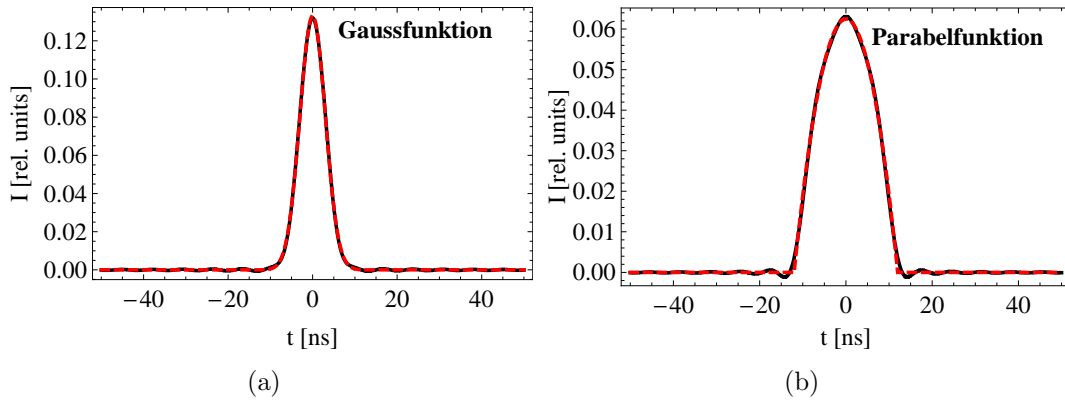


Abbildung 3.7: Die Gaußfunktion ist in (a) die Parabelfunktion in (b) durch die schwarze Linie dargestellt. Die rote gestrichelte Linie in (a) und (b) ergibt sich aus der entsprechenden Fourierreihe $I(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{45} a_n \cdot \cos(n\omega t)$.

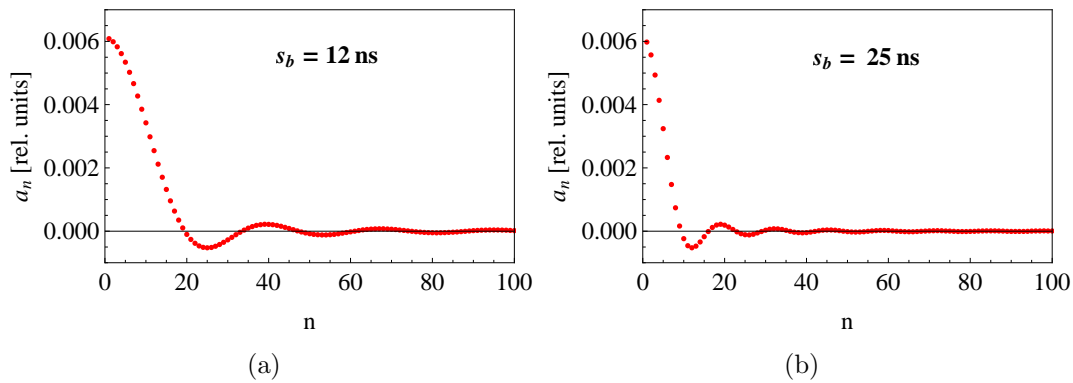


Abbildung 3.8: Die Bilder zeigen die Fourierkoeffizienten für eine Parabelfunktion mit $s_b = 12$ ns bzw. $s_b = 25$ ns. Für die Parabelfunktion fallen die Fourierkoeffizienten a_n nicht monoton auf Null ab sondern schwingen um den Nullpunkt.

Die Parabelfunktion mit $s_b = 12$ ns ist in Abbildung 3.7 (b) zusammen mit der Funktion $I(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{45} a_n \cdot \cos(n\omega t)$ dargestellt. Es wurden hier ebenfalls die Koeffizienten a_n bis $n = 45$ berücksichtigt. Zwar schwingt die Funktion $I(t)$ etwas um die Parabelfunktion, die Breite s_b ist jedoch für beide Funktionen nahezu identisch. Die obere Grenzfrequenz des Verstärker von $f_{OGF} = 138.5$ MHz ist somit auch für die Parabelfunktion ausreichend.

In Abbildung 3.9 ist die Gesamtverstärkung der verwendeten HF-Verstärker als Funktion der Frequenz gezeigt. Die Messung wurde in der Bandbreite von 0 bis 140 MHz durchgeführt und deckt somit den für die Bunchmessungen relevanten Bereich ab. Der Graph zeigt, dass die Verstärkung in diesem Frequenzbereich nahezu konstant ist. Der Verstärker entspricht somit den Anforderungen, die für diese Messungen erfüllt werden müssen, wenn $\sigma > 3$ ns.

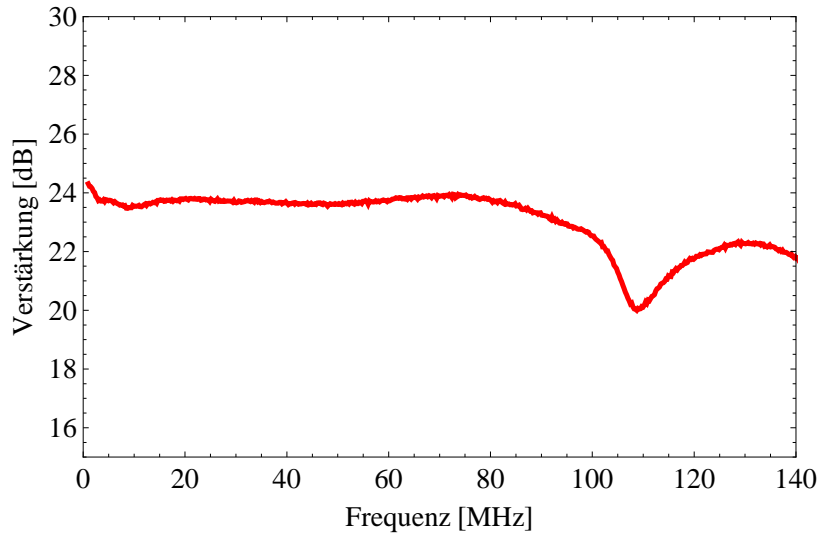


Abbildung 3.9: Gesamtverstärkung von HF-Verstärker und Impedanzwandler als Funktion der Frequenz. In der benötigten Bandbreite von 0 bis 140 MHz ist die Verstärkung nahezu konstant.

3.5 Bunchprofile eines elektronengekühlten Ionenstrahls

Die Ionenbunchsignale wurden nach einer Gesamtverstärkung von 23 dB mit einem Tektronix (TDS 380) Oszilloskop gemessen. Als externer Trigger für das Oszilloskop wurde das Signal einer pick-up-Elektrode des HF-Resonators verwendet. Bei früheren Bunchmessungen wurde das Signal des HF-Verstärkers über ein ca. 100 m langes BNC-Kabel auf ein Oszilloskop am Kontrollpult geleitet. Durch die beträchtliche Länge des Kabels traten jedoch Störungen auf.

Um diese zu vermeiden, wurde das Oszilloskop direkt neben dem HF-Verstärker aufgebaut und daher die Länge des BNC-Kabels auf ca. 0.3 m verkürzt. Die Datenaufnahme erfolgte per Lap-Top, der über einen IEC-625-Bus (GPIB-Schnittstelle) mit dem Oszilloskop verbunden wurde. Die hierzu benötigte Software wurde mit Hilfe von LabView erstellt (siehe Kapitel 6.2).

Zum Vergleich sind in Abbildung 3.10 (a) eine Messung am Kontrollpult in (b) eine Messung direkt an der pick-up-Elektrode (kurzes Kabel) bei gleicher Intensität und Funktionsgeneratorspannung ($I_0 = 20 \mu\text{A}$, $U = 3 \text{V}$) gegenübergestellt. Den Messwerten ist jeweils die Gaußfunktion

$$f(x) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-a)^2}{2\sigma^2}} + B \quad (3.8)$$

angefittet worden. Die Standardabweichung σ entspricht der gesuchten Bunchlänge des Ionenstrahls. Die Messung mit kurzem Kabel zeigt eine sehr gute Symmetrie, der längere Kabelweg führt zu Störungen, was an dem unsymmetrischen Signal zu erkennen ist. Die rechte Flanke in Abbildung 3.10 (a) fällt zu flach ab, weshalb sie oberhalb der

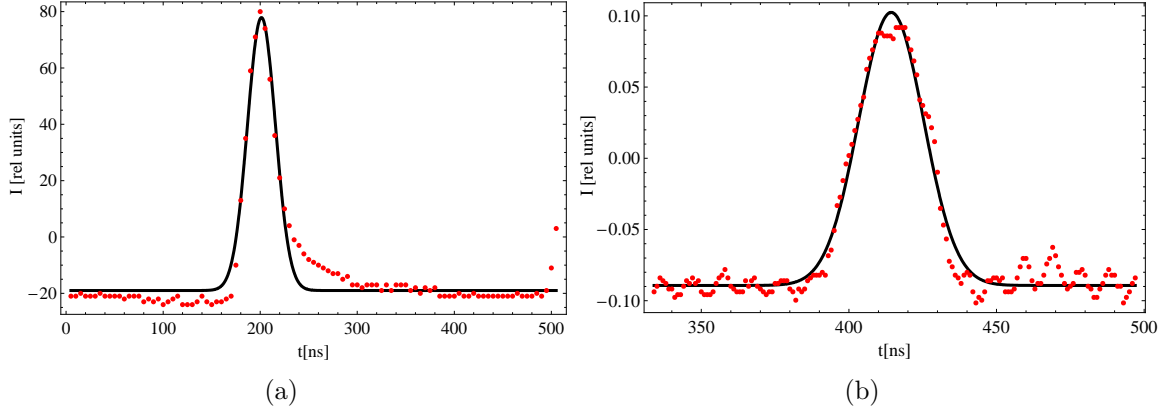


Abbildung 3.10: Vergleich von zwei Messungen mit identischen Einstellungen ($I_0 = 20 \mu\text{A}$, $U = 3 \text{V}$). In (a) wurde das Signal über ein langes Kabel auf das Oszilloskop gegeben, in (b) wurde das Oszilloskop direkt neben der HF-Verstärker platziert. Das unsymmetrische Signal (a) rührt von Störungen durch den langen Kabelweg her. In (b) dagegen sind die Messwerte sehr symmetrisch, sodass sie sich gut fiten lassen. Die Bunchlängen sind $\sigma_{(a)} = 14.44 \text{ ns}$ und $\sigma_{(b)} = 10.96 \text{ ns}$.

angefitteten Gaußfunktion liegt. Auch die gemessenen Bunchlängen unterscheiden sich. Für die Messung mit langem Kabel ist $\sigma = 14.44 \text{ ns}$, bei kurzem Kabel ergibt der Gaußfit $\sigma = 10.96 \text{ ns}$. Hieraus wird ersichtlich, dass die Ergebnisse durch einen Messaufbau, bei dem das Oszilloskop direkt am HF-Verstärker steht, erheblich verbessert werden. Um die Gültigkeit von Gleichung (3.4), die den Zusammenhang von pick-up-Signal zur Stromstärke des gespeicherten Ionenstrahls beschreibt, zu verifizieren, wurde aus den Bunchsignalen die Intensität des Ionenstrahls berechnet. Diese Intensität ist mit dem mittleren Ionenstrom verglichen worden, der am DC-Transformator des TSR mit einer Genauigkeit von $\pm 1 \mu\text{A}$ gemessen werden kann.

Die mittlere Stromstärke \bar{I} kann aus

$$\bar{I} = \frac{\int_{-T/2}^{T/2} I(t) dt}{T}$$

berechnet werden.

Mit $I(t) = \frac{C_{ges} \cdot v}{V \cdot L} \cdot U(t)$ folgt für den mittleren Strom

$$\bar{I} = \frac{C_{ges} \cdot v}{V \cdot L} \cdot \frac{\int_{-T/2}^{T/2} U(t) dt}{T}. \quad (3.9)$$

Die lineare Gesamtverstärkung (Impedanzwandler und HF-Verstärker) $V = 15.136$ kann aus Abbildung 3.9 abgelesen werden. Die Länge der beiden zusammen geschalteten pick-up-Elektroden (vgl. Abbildung 3.3 (b)) beträgt $L = 8.6 \text{ cm}$. Damit \bar{I} berechnet werden kann, muss die Gesamtkapazität C_{ges} der Elektroden und Kabel zwischen Impedanzwandler und pick-up-Elektrode bestimmt werden. Im Folgenden wird

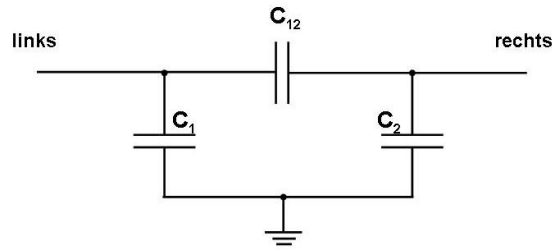


Abbildung 3.11: Die gesamte Kapazität C_{ges} der Pick-Up-Elektrode setzt sich zusammen aus den Kapazitäten C_1 und C_2 der beiden Platten und der Wechselkapazität C_{12} zwischen den Platten.

nun gezeigt, wie die Gesamtkapazität C_{ges} der pick-up-Elektrode und der Kabel gemessen wurde.

Zwischen den beiden Platten der pick-up-Elektrode mit den Kapazitäten C_1 und C_2 gegen Masse existiert die Wechselkapazität C_{12} (vgl. Abbildung 3.11). Bei diesem Aufbau entspricht eine Messung der Kapazität an der linken Platte der Schaltung aus Abbildung 3.12. Die Rechnung dazu lautet

$$C_{ges}^{links} = C_1 + \frac{C_{12} \cdot C_2}{C_{12} + C_2}. \quad (3.10)$$

Die rechte Platte berechnet sich analog.

Wird nun die rechte Platte wie in Abbildung 3.13 kurzgeschlossen, so misst man an der linken Platte die Kapazität

$$C_{ges}^{links} = C_1 + C_{12}. \quad (3.11)$$

Auch hier gilt wieder die analoge Rechnung für die rechte Seite.

Schließlich werden die beiden Platten über ein Kabel kurzgeschlossen und an diesem Kabel die Kapazität des Gesamtsystems gemessen (Abbildung 3.14). Dies entspricht

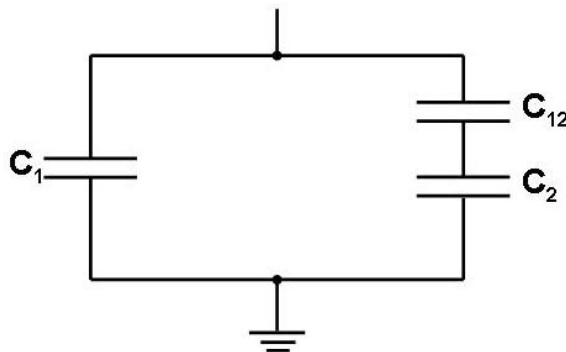


Abbildung 3.12: Wird an einer der beiden Platten die Kapazität gemessen, so entspricht dies der Kapazität dieser Platte C_1 parallel geschaltet zur Reihenschaltung der Kapazität der anderen Platte C_2 mit der Wechselwirkungskapazität C_{12} . Hierfür ergibt sich $C_{ges} = C_1 + \frac{C_{12} \cdot C_2}{C_{12} + C_2}$

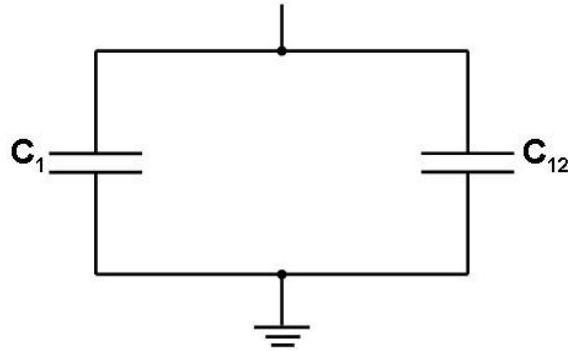


Abbildung 3.13: Schließt man eine Platte kurz, so misst man die Kapazität der anderen Platte (z.B. C_1) parallel geschaltet zur Wechselwirkungskapazität C_{12} . Hierfür ergibt sich $C_{ges} = C_1 + C_{12}$.

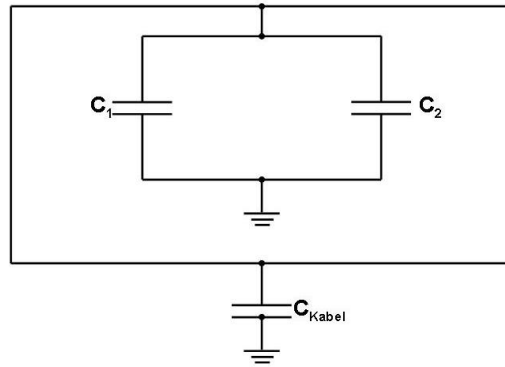


Abbildung 3.14: Während der eigentlichen Messung am TSR sind die beiden Platten kurzgeschlossen, sodass die Wechselwirkungskapazität C_{12} verschwindet. Die gemessene Kapazität ergibt sich nun zu $C_{ges} = C_1 + C_2 + C_{Kabel}$.

dem eigentlichen Aufbau am TSR. Die Wechselkapazität C_{12} verschwindet, da die Platten durch das Kabel kurzgeschlossen sind. Die Gesamtkapazität berechnet sich zu

$$C_{ges} = C_1 + C_2 + C_{Kabel}. \quad (3.12)$$

Aus den Messungen dieser Werte lassen sich durch elementare Umformungen der Gleichungen (3.10)-(3.12) die einzelnen Kapazitäten berechnen. Für die Gesamtkapazität des Systems erhält man $C_{ges} = 170$ pF. Jedoch sind die Messungen schwierig durchzuführen und nicht sehr genau, die Messwerte schwanken um ca. 10%.

Die Stromstärkenmessungen am TSR wurden an einem $^{12}C^{6+}$ -Strahl mit $E_{kin} = 50$ MeV durchgeführt. In Abbildung 3.15 ist das Signal einer Messung bei der HF-Resonatorspannung $U_0 = 192.01$ V dargestellt. Der DC-Transformator zeigte die Stromstärke $I_0 = 19 \mu A$ an. Durch die Messwerte wurde zum einen die Gaußfunktion Gleichung (3.8) (Abbildung 3.15 (a)) und zum anderen die Parabelfunktion

$$f(x) = \frac{f_{max}}{(s_b - \mu)^2} \cdot (x - \mu)^2 + x_0 \quad (3.13)$$

(Abbildung 3.15 (b)) gefittet. Mit s_b wird die Breite der Parabel, mit f_{max} das Maximum der Funktion und mit μ der x-Wert des Maximums bezeichnet.

Das Integral $\int_{-T/2}^{T/2} U(t)dt$ entspricht der Fläche A unter dem Gauß- bzw. Parabelfit. Die Fläche A ist direkt proportional zum Ionenstrom $I(t)$. Die Ionengeschwindigkeit v beträgt bei dieser kinetischen Energie $v = 0.2826 \cdot 10^8$ m/s. Mit Gleichung (3.9) errechnet man für $A_{Gauss} = 1.85 \cdot 10^{-9}$ Vs eine mittlere Stromstärke von $\bar{I}_{Gauss} = 20.84 \mu\text{A}$. Aus dem paraboloiden Fit erhält man $A_{Parabel} = 1.73 \cdot 10^{-9}$ Vs und somit $\bar{I}_{Parabel} = 19.49 \mu\text{A}$. Die berechneten mittleren Stromstärken stimmen sehr gut mit dem Wert des DC-Transformator $I = 19 \mu\text{A}$ überein. Der Parabelfit liefert hier jedoch ein Ergebnis, welches noch näher bei dem Messwert des DC-Transformator liegt.

Weitere Messungen wurden bei konstanter HF-Resonatorspannung $U_0 = 192.01$ V unter Variation der Stromstärke I durchgeführt. In Abbildung 3.16 ist die Fläche A, die sich aus einem Gaußfit bzw. Parabelfit ergibt, gegen die jeweils mit dem DC-Transformator gemessene Stromstärke I aufgetragen. Durch die Punkte wurde ein linearer Fit $A_{Gauss}[\text{Vs} \cdot 10^9] = 0.103 \cdot I[\mu\text{A}]$ und $A_{Parabel}[\text{Vs} \cdot 10^9] = 0.096 \cdot I[\mu\text{A}]$ gelegt. Es ist sehr gut zu erkennen, dass die Fläche A linear mit der Stromstärke I skaliert.

Die sich aus den beiden verschiedenen Ansätzen ergebenden Stromstärken sind in Abbildung 3.17 jeweils gegen die Werte des DC-Transformators aufgetragen. In Abbildung 3.17 (a) hat die angefittete Ursprungsgerade die Steigung $m_{Gauss} = 1.16$, in Abbildung 3.17 (b) ist die Steigung der Geraden $m_{Parabel} = 1.08$. Bei einer perfekten Übereinstimmung mit den Werten des DC-Transformators müsste die Steigung genau eins sein. Aus den Steigungen erkennt man, dass der Parabelfit mit 8% Abweichung zum Wert des DC-Transformators wesentlich bessere Ergebnisse liefert als der Gaussfit

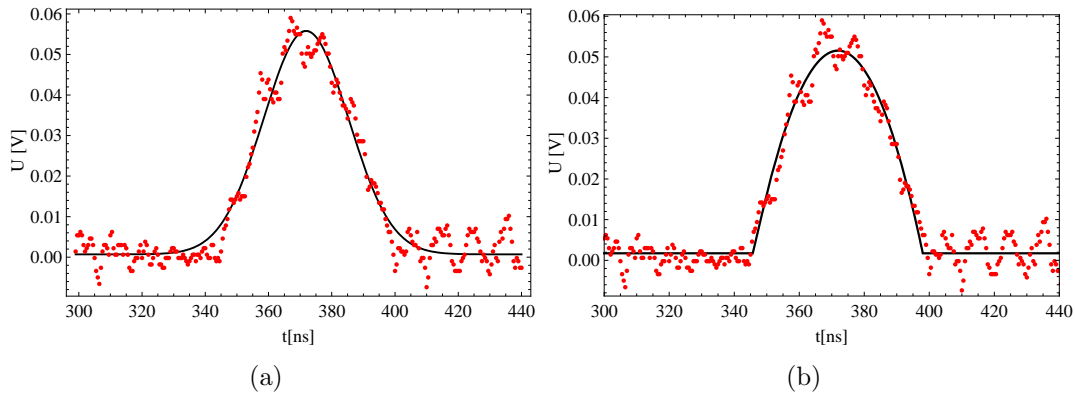


Abbildung 3.15: Pick-up-Signal eines $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahls mit einer Energie von $E = 50$ MeV und HF-Resonatorspannung $U_0 = 192.01$ V. Mit dem DC-Transformator wurde $I_0 = 19 \mu\text{A}$ gemessen. Durch die Messwerte ist in (a) eine Gaußfunktion und in (b) eine Parabelfunktion gelegt worden. Anhand der Fläche $A_{Gauss} = 1.85 \cdot 10^{-9}$ Vs unter der Gaußfunktion ergibt sich für die mittlere Stromstärke $\bar{I}_{Gauss} = 20.84 \mu\text{A}$. Aus dem Parabelfit erhält man $A_{Parabel} = 1.73 \cdot 10^{-9}$ Vs, was einem mittleren Strom von $\bar{I}_{Parabel} = 19.49 \mu\text{A}$ entspricht.

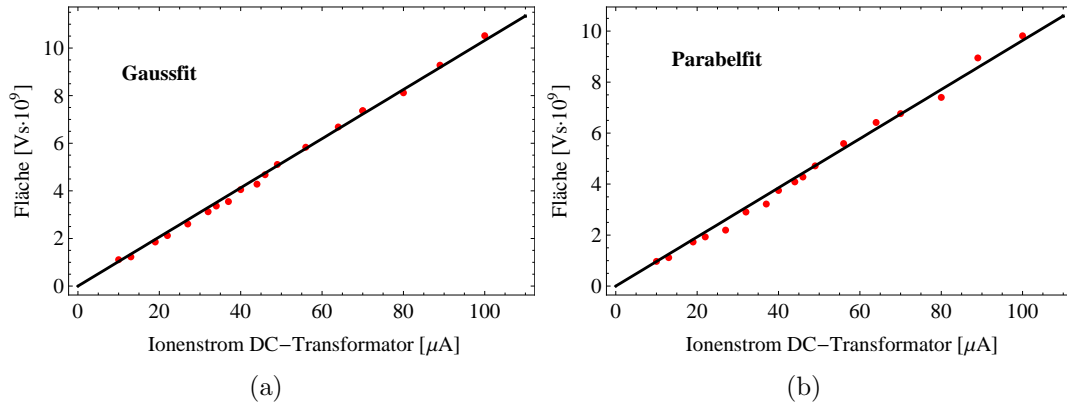


Abbildung 3.16: Bei konstanter HF-Resonatorspannung $U_0 = 192.01 \text{ V}$ wurde der Ionenstrom variiert und das Integral A des Gaußfits (a) und des Parbelfits (b) ausgewertet. Die Fläche A ist gegen den vom DC-Transformator angezeigten Strom aufgetragen. Wie erwartet, skaliert A linear mit der Intensität I. Durch die Punkte wurde ein linearer Fit mit $A_{Gauss}[Vs \cdot 10^9] = 0.103 \cdot I[\mu A]$ bzw. $A_{Parabel}[Vs \cdot 10^9] = 0.096 \cdot I[\mu A]$ gelegt.

mit 16% Abweichung.

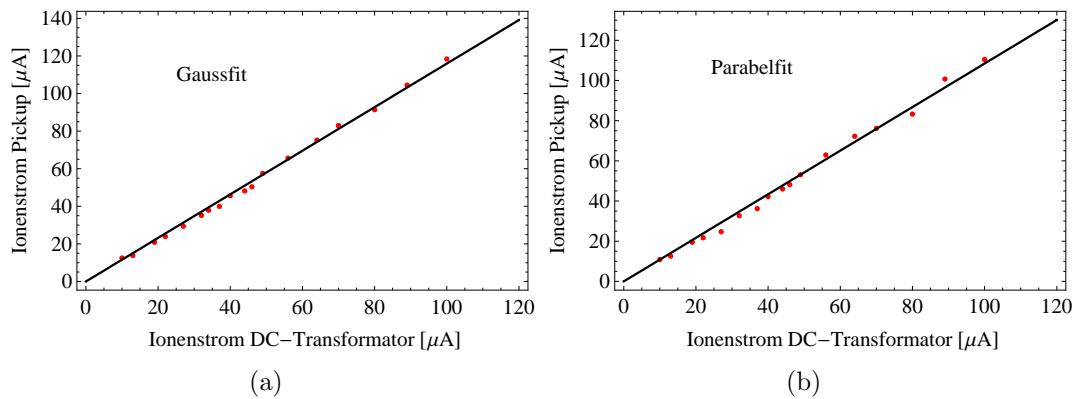


Abbildung 3.17: Anhand der gemessenen Flächen A wurde der mittlere Ionenstrom berechnet und gegen die Werte des DC-Transformators aufgetragen. Für (a) wurde als Fitfunktion eine Gaußfunktion verwendet, die Ursprungsgerade hat die Steigung $m_{Gauss} = 1.16$. Die Werte aus (b) stammen aus dem Parabelfit. Die Steigung der Ursprungsgerade in (b) ist $m_{Parabel} = 1.08$.

3.6 Messungen im Standardmode

3.6.1 Lebensdauermessungen

Da die Bunchlänge des gespeicherten Ionenstrahls ($^{12}\text{C}^{6+}$ mit $E = 50 \text{ MeV}$) bei unterschiedlichen Spannungen des HF-Resonators untersucht werden soll, muss man zunächst sicherstellen, dass diese Einstellungen keinen Einfluss auf die Lebensdauer der Ionen haben. Die Lebensdauer des Strahls wird am TSR über den Beamprofil-Monitor (BPM) gemessen [8]. Das durch den Ionenstrahl ionisierte Restgas wird über ein elektrisches Feld auf ein Multi-Channel-Plate (MCP) gelenkt, auf dem die einzelnen Restgasionen dann gezählt werden. Zur räumlichen Auflösung wird eine Widerstandsanode verwendet. Da die Gesamtzählrate des MCP direkt proportional zur Strahlintensität I_0 ist, kann man so auf die Lebensdauer zurückrechnen. In Abbildung 3.18 ist die Zählrate des MCP logarithmisch als Funktion der Zeit t aufgetragen. Bei dieser Messung waren die Elektronenkühlung und der HF-Resonator ($U_0 = 192 \text{ V}$) aktiviert. Die Messung wurde bei der Intensität $I_0 = 100 \mu\text{A}$ gestartet. Durch die Messpunkte wurde die Funktion

$$y = Ae^{-\frac{t}{\tau}} + B$$

gefitet. Für die Fitparameter erhält man $y = 327131e^{-\frac{t}{976.1}}$, was einer mittleren Lebensdauer von $\tau = 976.1 \text{ s}$ entspricht. Diese Messungen wurden für HF-Resonatorspannungen von 0 V bis 456 V durchgeführt und die mittleren Lebensdauern verglichen. Die mittlere Lebensdauer τ ist in Abbildung 3.19 in Abhängigkeit der HF-Resonatorspannung U_0 aufgetragen. Die Lebensdauer ist jedoch nicht konstant, son-

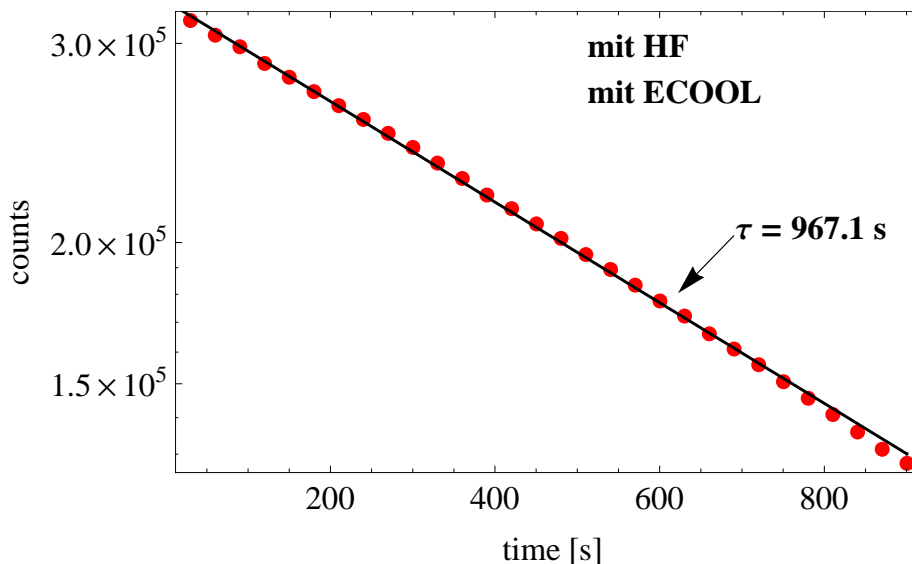


Abbildung 3.18: Logarithmisch aufgetragen ist die Anzahl der ionisierten Restgasatome, die pro Zeitintervall vom Multi-Channel-Plate (MCP) gezählt werden. Durch die Messwerte wurde die Funktion $y = 327131e^{-\frac{t}{976.1}}$ gelegt, aus der man die mittlere Lebensdauer $\tau = 976.1 \text{ s}$ ablesen kann.

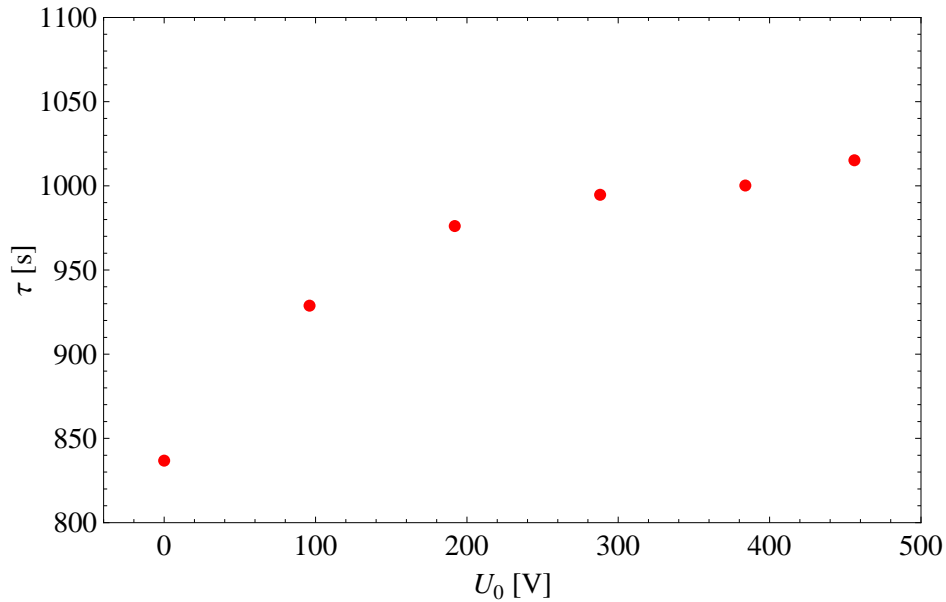


Abbildung 3.19: Mittlere Lebensdauer τ bei verschiedenen Einstellungen der HF-Resonatorspannung U_0 . Die Messungen wurden jeweils bei $I_0 = 100 \mu\text{A}$ gestartet. Durch die Änderung von U_0 verschiebt sich der Arbeitspunkt. Hier wurde der Arbeitspunkt von einer Resonanz weggeschoben, sodass die mittlere Lebensdauer mit steigendem U_0 ansteigt.

dern nimmt mit steigender HF-Resonatorspannung leicht zu. Mit zunehmender HF-Resonatorspannung wird der Bunch komprimiert, was eine Änderung der Raumladung des Ionenstrahls zur Folge hat. Eine Änderung der Raumladung ändert den Arbeitspunkt des Speicherrings. Hier wurde der Arbeitspunkt weiter weg von einer Resonanz geschoben, sodass die Lebensdauer mit der HF-Resonatorspannung ansteigt. Die Lebensdauer variiert zwischen $836 - 1015$ s. Diese Variation kann jedoch für die weiteren Messungen vernachlässigt werden, da sie relativ gering ist und kein drastischen Einbruch der Lebensdauer zu beobachten war.

3.6.2 Bunchlängenmessungen

In Abschnitt 3.5 wurde gezeigt, dass das gemessene Profil eines elektronengekühlten Strahls besser durch eine Parabelfunktion als durch eine Gaußfunktion zu beschreiben ist. Daher wurde im folgenden ein Parabelfit (Gleichung (3.13)) verwendet. Abbildung 3.20 zeigt als Beispiel ein Signal, das bei $U_0 = 192$ V und $I_0 = 44 \mu\text{A}$ an einer pick-up-Elektrode aufgenommen wurde. Die HF-Frequenz des Resonators war $f_{HF} = 3.05757$ MHz, es wurde also bei der Harmonischen $h = 6$ gemessen. Der Fit liefert die Bunchlänge $s_b = 33.29$ ns.

Weiterhin wurde die Bunchlänge s_b an einer Platte bei $I_0 = 20 \mu\text{A}$ (konstant) als Funktion der Resonatorspannung U_0 gemessen. Durch die Messpunkte wurde die Funktion $s_{b1} = 140.26 \cdot U_0^{-0.32}$ gelegt (vgl. Abbildung 3.21). Zum Vergleich wurde bei gleichem Strom $I_0 = 20 \mu\text{A}$ die Bunchlänge als Funktion der Resonatorspannung an beiden paral-

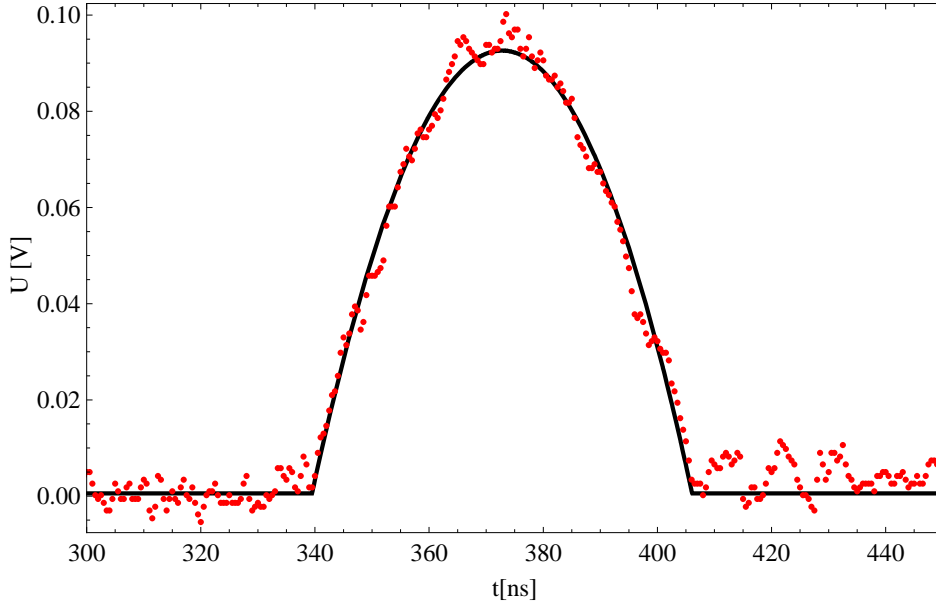


Abbildung 3.20: Signal einer Bunchlängenmessung mit HF-Resonatorspannung $U_0 = 192$ V und Strahlintensität $I_0 = 44 \mu\text{A}$. Der Parabelfit ergibt eine Bunchlänge von $s_b = 33.29$ ns.

lel geschalteten Platten gemessen. Der Fit ergab für die Bunchlänge $s_{b2} = 151.27 \cdot U_0^{-0.33}$, dargestellt in Abbildung 3.21 als rot gestrichelte Linie. Die Funktionen verlaufen bis auf eine vertikale Verschiebung von 7.8 % nahezu identisch. In der Herleitung von Gleichung (2.47) wird gefordert, dass die Länge L_D der pick-up-Elektrode sehr viel kleiner sein soll als die Bunchlänge l_b . Wird nur eine Platte zur Messung verwendet, so ist die effektive Länge der pick-up-Elektrode kürzer und somit sollte die Auflösung besser sein. Dadurch liegen die Bunchlängen, die an einer einzelnen Elektrode gemessen wurden, leicht unter denen, die an beiden parallelgeschalteten Elektroden gemessen wurden. Der erwartete Verlauf der Bunchlänge s_b in Abhängigkeit von U_0 ergibt sich aus Gleichung (2.47), wobei hier die Bunchlänge in Längeneinheiten hergeleitet wurde. Bei diesem Versuchsaufbau erhält man die Bunchlänge jedoch in Zeiteinheiten, sodass Gleichung (2.47) durch die Geschwindigkeit der Ionen $v_0 = \beta \cdot c$ geteilt werden muss,

$$s_b = \frac{(3C_0^3 (1 + 2 \ln(\frac{D}{d})))^{1/3}}{2^{4/3} (h\pi\gamma)^{2/3} (c\beta)^{4/3} (\epsilon_0)^{1/3}} \cdot \left(\frac{I_0}{U_0}\right)^{1/3}. \quad (3.14)$$

Gleichung (3.14) ist für $D = 0.1$ m und $d = 0.002$ m zusammen mit den gefitteten Messwerten (beide Platten) in Abbildung 3.22 aufgetragen. Der Wert für den Strahldurchmesser d wurde aus Gleichung (3.17) und Gleichung (3.20) berechnet, auf die hier schon vorgegriffen wird. Die Fitfunktion lautet

$$s_b^{Fit} = 151.26 \cdot U_0^{-0.33}. \quad (3.15)$$

Aus der Theorie erhält man die Funktion $s_b = 140.59 \cdot U_0^{-0.33}$. Der Vergleich zeigt, dass die gemessenen Werte die Theorie bestätigen.

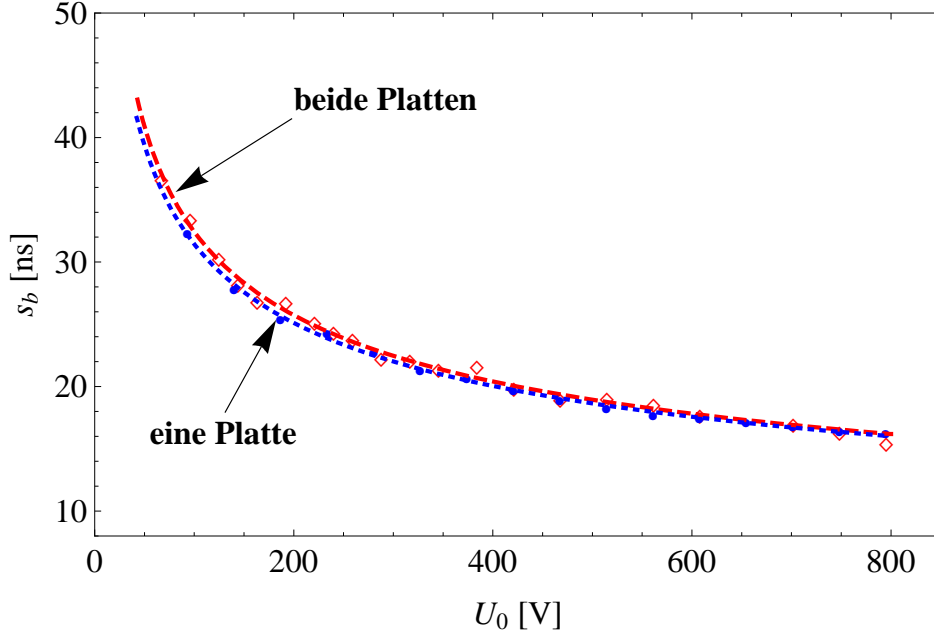


Abbildung 3.21: Bunchlängenmessungen bei konstantem Ionenstrom $I_0 = 20 \mu\text{A}$ und Variation der HF-Resonatorspannung U_0 an einer und an beiden Platten der pick-up-Elektrode. Der Fit ergibt $s_{b1} = 140.26 \cdot U_0^{-0.32}$ für eine und $s_{b2} = 151.27 \cdot U_0^{-0.33}$ für beide Platten.

Eine weitere Möglichkeit Gleichung (3.14) zu verifizieren besteht darin, bei konstanter HF-Resonatorspannung U_0 die Intensität I_0 des Ionenstrahls zu verändern.

Die Strahlintensität I_0 wurde im Bereich von $10 \mu\text{A}$ bis $100 \mu\text{A}$ bei konstantem $U_0 = 796 \text{V}$ variiert. Die gemessenen Bunchlängen sind für $D = 0.1 \text{m}$ und $d = 0.002 \text{m}$ in Abbildung 3.23 als Funktion der Strahlintensität aufgetragen. An die Messwerte wurde die Funktion

$$s_b^{Fit} = 6.21 \cdot I_0^{0.31} \quad (3.16)$$

gefittet. Die Theoriekurve ergibt sich wieder aus Gleichung (2.47) zu $s_b = 5.59 \cdot I_0^{0.33}$. Auch hier stimmt die Fitfunktion sehr gut mit der Theoriekurve überein. Es wurde jedoch noch nicht berücksichtigt, dass auch der Strahldurchmesser d eine Funktion der Strahlintensität I_0 ist.

Um diesen Effekt zu beachten, wurde das transversale, elektronengekühlte Strahlprofil σ in Abhängigkeit der Strahlintensität I_0 bei $U_0 = 203 \text{V}$ gemessen. Dazu werden die aufgrund von Restgasionisation entstandenen Ionen durch ein elektrisches Feld auf ein Multi-Channel-Plate gelenkt und hiermit die transversale Ausdehnung σ des Ionenstrahls gemessen. Durch die gemessenen Werte ist die Funktion $\sigma(I_0) = CI_0^a$ gefittet worden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.24 dargestellt, für die Funktion ergab sich

$$\sigma = 0.018 \cdot I_0^{0.257}. \quad (3.17)$$

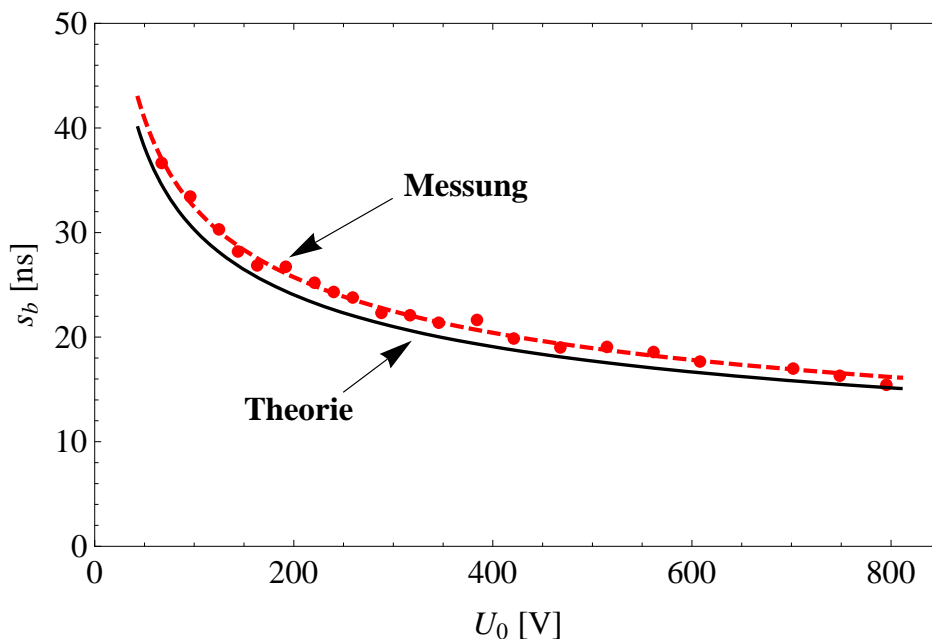


Abbildung 3.22: Die untere Kurve zeigt den Verlauf der Bunchlänge s_b in Abhängigkeit der HF-Resonatorspannung U_0 , den man aus der Theorie erhält. Durch die Messwerte wurde die Fitfunktion $s_b^{Fit} = 151.26 \cdot U_0^{-0.33}$ gelegt. Bei dieser Messung wurden beide parallel geschalteten Platten der pick-up-Elektrode benutzt.

In der Herleitung von Gleichung (2.47) wurde angenommen, dass der Strahl transversal rechteckverteilt ist (vgl. Abbildung 2.13). Die tatsächliche transversale Ausdehnung entspricht jedoch einer zweidimensionalen Gaußverteilung

$$\rho(x, y) = \frac{n}{C_0} \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x^2}{\sigma_x^2} + \frac{y^2}{\sigma_y^2}\right)}. \quad (3.18)$$

Unter der Annahme eines runden Strahls, d.h. $\sigma_x = \sigma_y = \sigma$ erhält man als durchschnittliche Ionendichte des gespeicherten Strahls

$$\bar{\rho} = \frac{n}{C_0} \frac{1}{4\pi\sigma_x\sigma_y} = \frac{n}{C_0} \frac{1}{4\pi\sigma^2}. \quad (3.19)$$

Vergleicht man die durchschnittliche Ionendichte $\bar{\rho} = \frac{n}{C_0} \frac{1}{\pi d^2}$, die sich aus einer Rechteckverteilung mit der Breite d ergeben würde mit Gleichung (3.19), so findet man

$$d = 2 \cdot \sigma \quad (3.20)$$

für die gleiche mittlere Ionendichte.

In einer stark fokussierenden Maschine wie dem TSR variiert der Strahlradius mit $\sigma(\rho) = \sqrt{\beta(\rho) \cdot \epsilon}$. Da der mittlere Strahlradius $\langle \sigma(\rho) \rangle$ etwa mit dem Strahlradius am Profilmontor im Standardmode übereinstimmt, kann durch Berechnung von d

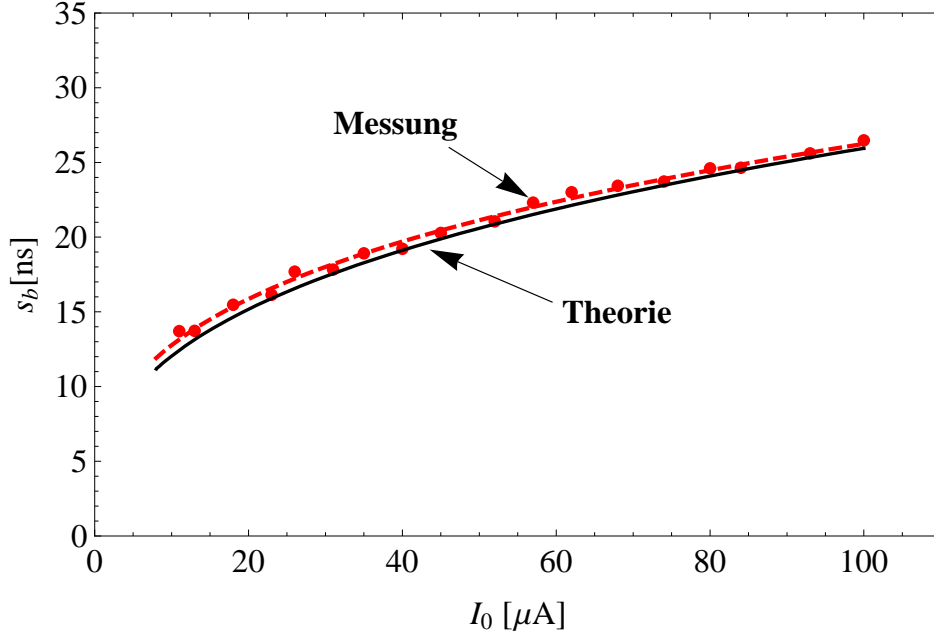


Abbildung 3.23: Der aus der Theorie erwartete Zusammenhang ist in der schwarzen Kurve dargestellt. Durch gemessenen Bunchlängen wurde die Funktion $s_b^{Fit} = 6.21 \cdot I_0^{0.31}$ gefittet.

direkt das gemessene Strahlprofil verwendet werden. Setzt man Gleichung (3.20) und Gleichung (3.17) in Gleichung (2.47) ein, so folgt für die parabolische Bunchlänge s_b :

$$s_b = \frac{\left(3C_0^3 \left(1 + 2 \ln \left(\frac{D}{2 \cdot 0.018 \cdot I_0^{0.257}}\right)\right)\right)^{1/3}}{2^{4/3} (h\pi\gamma)^{2/3} (c\beta)^{4/3} (\epsilon_0)^{1/3}} \cdot \left(\frac{I_0}{U_0}\right)^{1/3}. \quad (3.21)$$

Zusammen mit den gemessenen Daten ist die modifizierte Gleichung (3.21) in Abbildung 3.25 aufgetragen. Im Vergleich mit Abbildung 3.23 zeigt sich, dass unter Berücksichtigung des variablen Strahldurchmessers die Theoriekurve nicht mehr so nah bei den Messwerten liegt. Das zugrunde liegende Modell ist noch recht primitiv. Zur Bestimmung des Raumladungsfeldes wird eine gerade Driftstrecke angenommen, die Krümmung des Speicherrings und deren Einfluss auf die Berechnung des longitudinalen Raumladungsfeldes wird gar nicht berücksichtigt. Außerdem wird von einem konstanten Strahlradius σ ausgegangen, den es im TSR nicht gibt, da es sich um eine stark fokussierende Maschine handelt. Dennoch liegen die Theoriewerte sehr nahe an den Messwerten. Die Abweichung liegt im Strombereich von 10 – 100 μA unter 6%. Aufgrund dieser Ergebnisse wird im folgenden die Abhängigkeit des Ionenstrahldurchmesser von der Intensität I_0 vernachlässigt.

Aus den bisher gezeigten Bunchmessungen kann nun eine semiempirische Formel abgeleitet werden, die die Bunchlänge s_b^{SE} als Funktion der Intensität I_0 und HF-Resonatorspannung U_0 angibt. Die Exponenten aus den Fitfunktionen Gleichung (3.15) und (3.16)

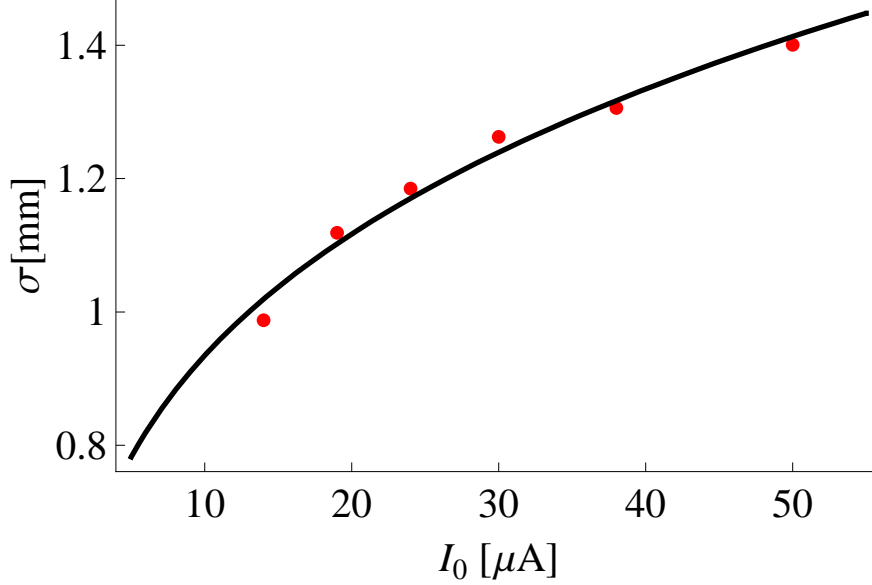


Abbildung 3.24: Aufgetragen ist die transversale Ausdehnung σ des Ionenstrahls in Abhängigkeit der Strahlintensität I_0 . Den Messwerten wurde die Funktion $\sigma(I_0) = 0.018 \cdot I_0^{0.257}$ angefitet.

führen zu dem Ansatz

$$s_b^{SE}(U_0, I_0) = \text{const} \cdot \frac{1}{\beta^{4/3} h^{2/3}} \cdot \frac{I_0^{0.31}}{U_0^{0.33}}. \quad (3.22)$$

Für die hier verwendeten $^{12}\text{C}^{6+}$ Ionen mit $E = 50$ MeV ist $\beta = 0.094$, die Bunchlängen wurden bei $h = 6$ gemessen. Diese Werte eingesetzt in Gleichung (3.22) ergibt bei $I_0 = 20 \mu\text{A}$:

$$s_b^{SE}(U_0, 20 \mu\text{A}) = \text{const} \cdot \frac{17.9355}{U_0^{0.33}}. \quad (3.23)$$

Vergleicht man diesen Ausdruck mit der Fitfunktion Gleichung (3.15), so erhält man für die erste Konstante

$$\text{const1} = \frac{151.26}{17.9355} = 8.43355. \quad (3.24)$$

Analoges vorgehen mit Gleichung (3.16) bei $U_0 = 796$ V liefert für die zweite Konstante den Wert

$$\text{const2} = \frac{6.21}{0.781797} = 7.94324. \quad (3.25)$$

Bildet man den Mittelwert aus const1 und const2, kann die gesuchte semiempirische Formel für die Bunchlänge für 50 MeV $^{12}\text{C}^{6+}$ bei $h = 6$ angegeben werden:

$$s_b^{SE} [\text{ns}] = 58.02 \frac{I_0^{0.31} [\mu\text{A}]}{U_0^{0.33} [\text{V}]}. \quad (3.26)$$

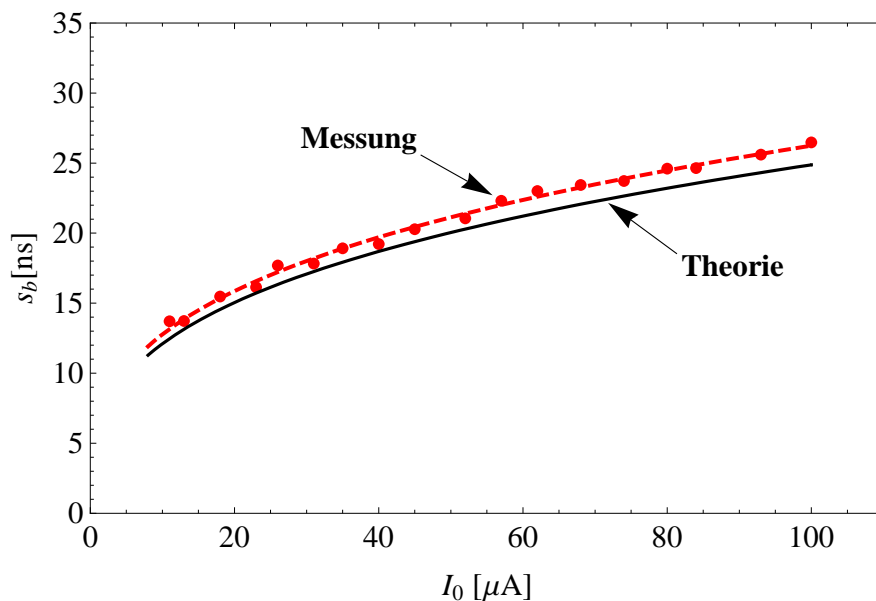


Abbildung 3.25: Die Theorie wurde um die Abhängigkeit der transversalen Ausdehnung des Ionenstrahls von seiner Intensität erweitert (schwarze Kurve). Durch die Messwerte wurde die Funktion $s_b^{Fit} = 6.21 \cdot I_0^{0.31}$ gefittet. Die Theoriekurve liegt nicht mehr so nah an den Messwerten, was sich durch die recht primitive Theorie erklären läßt.

In Abbildung 3.26 sind die bereits vorgestellten Messwerte zusammen mit Gleichung (3.26) aufgetragen. Die semiempirische Formel s_b^{SE} [ns] stimmt sehr gut mit den gemessenen Bunchlängen überein.

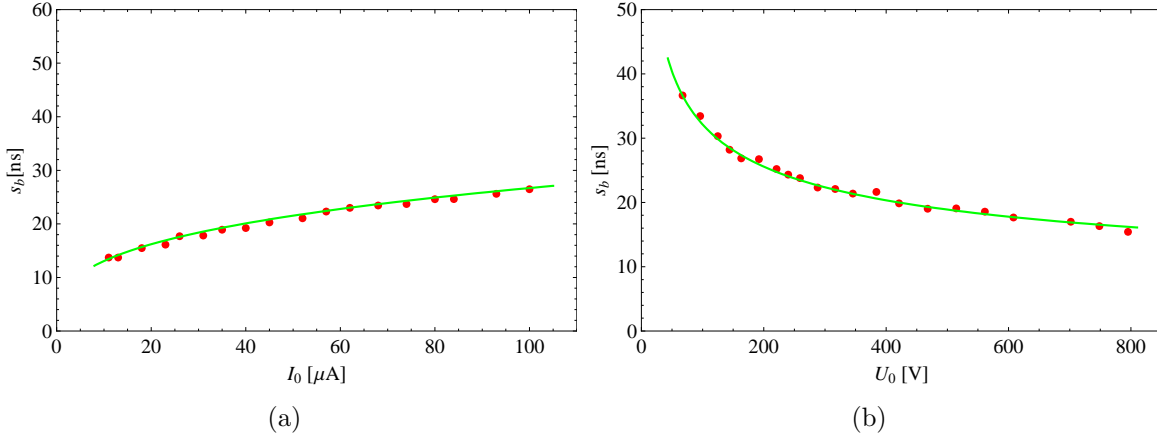


Abbildung 3.26: Gemessene Bunchlängen eines $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahls bei konstanter HF-Resonatorspannung $U_0 = 796 \text{ V}$ (a) und bei konstanter Intensität $I_0 = 20 \mu\text{A}$ (b) zusammen mit der semiempirischen Formel zur Berechnung der Bunchlänge $s_b^{SE} [\text{ns}] = 58.02 \frac{I_0^{0.31} [\mu\text{A}]}{U_0^{0.33} [\text{V}]}$. Gemessen wurde bei der Harmonischen $h = 6$.

3.6.3 Bunchlängenmessung bei $h=3$ und $h=6$

Ebenfalls untersucht wurden die Bunchlängen bei verschiedenen Harmonischen h . Für die Messungen wurde die Hochfrequenz f_{HF} des HF-Resonators verändert. Es wurde bei $f_{HF} = 3.055 \text{ MHz}$ ($h = 6$) und bei $f_{HF} = 1.528 \text{ MHz}$ ($h = 3$) gemessen.

Die Bunchlängen des $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahls sind in Abbildung 3.27 für $h = 3$ und $h = 6$ gegen die HF-Resonatorspannung U_0 mit den Fits $s_{b,h=3} = 245.91 \cdot U_0^{-0.33}$ und $s_{b,h=6} = 161.96 \cdot U_0^{-0.35}$ aufgetragen. Der Ionenstrom ist bei diesen Messungen konstant $I_0 = 20 \mu\text{A}$. Aus Gleichung (2.47) folgt für eine konstante HF-Resonatorspannung U_0 ,

$$\frac{s_{b,h=3}}{s_{b,h=6}} = \left(\frac{6}{3}\right)^{2/3} = 1,59. \quad (3.27)$$

Das Verhältnis der Fitfunktionen $s_{b,h=3}/s_{b,h=6}$ ist in Abbildung 3.28 gezeigt. Da sich aus den Fits unterschiedliche Exponenten für $h = 3$ bzw. $h = 6$ ergaben, ist auch das Verhältnis der beiden Funktionen nicht konstant. Dennoch liegt es nahe in dem Bereich von 1.59, der durch die Theorie vorgegeben wird.

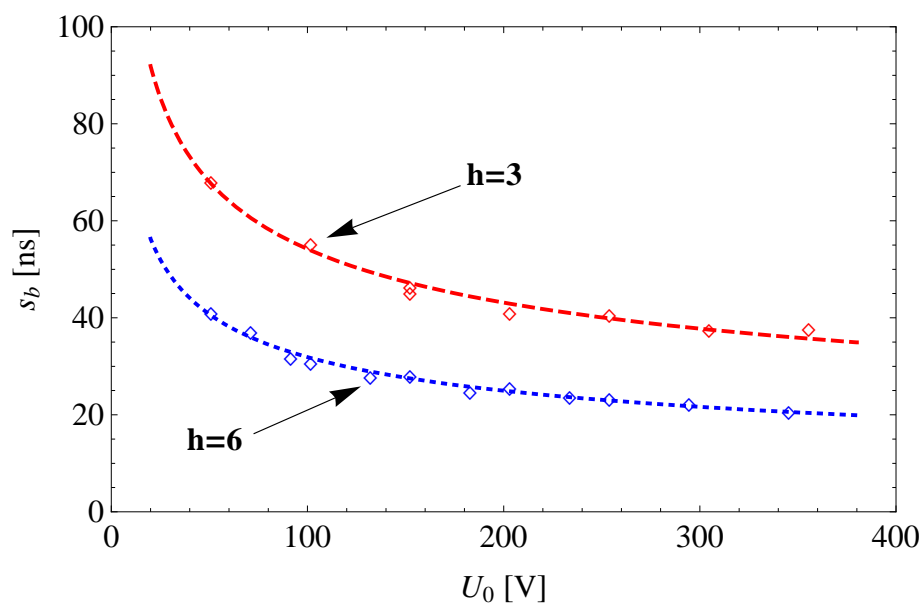


Abbildung 3.27: Die Abbildung zeigt den Verlauf der Bunchlänge s_b in Abhängigkeit der HF-Resonatorspannung U_0 für die Harmonische $h = 3$ und $h = 6$. Der aus der Theorie erwartete Verlauf wird durch die Fitfunktionen bestätigt.

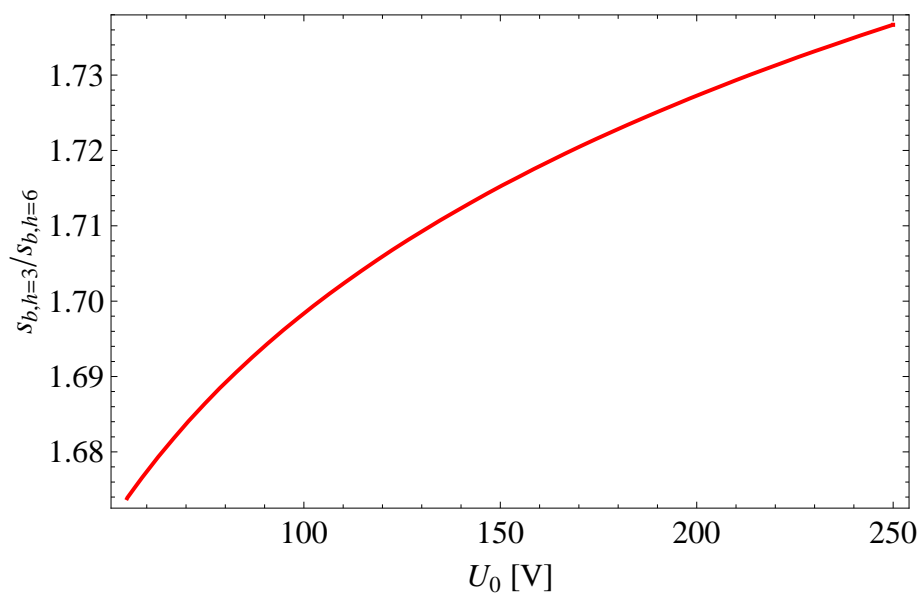


Abbildung 3.28: Das Verhältnis der Fitfunktionen $s_{b,h=3}/s_{b,h=6}$ wurde als Funktion der HF-Resonatorspannung U_0 im Messbereich von 50 – 350 V aufgetragen. Aufgrund der unterschiedlichen Exponenten ist das Verhältnis der Fitfunktionen nicht konstant.

3.6.4 Bunchlänge als Funktion der Resonatorfrequenz

Bei den bisherigen Bunchlängenmessungen wurde die Resonatorfrequenz f_{HF} jeweils konstant gehalten. Im Folgenden wird untersucht, wie sich die Bunchlänge des Strahls verhält, wenn f_{HF} bei konstanten Ionenstrom I_0 und konstanter HF-Resonatorspannung U_0 variiert wird.

Bei diesen Messungen wurde der TSR im Standardmode mit $^{12}C^{6+}$ -Ionen mit der Energie von 50 MeV betrieben. Bei $I_0 = 20 \mu A$ und $U_0 = 93.56 V$ wurde die Bunchlänge als Funktion der Resonatorfrequenz f_{HF} gemessen. Für die Messung wurde nur eine der Platten der pick-up-Elektrode benutzt, die andere war kurzgeschlossen.

Die Ergebnisse dieser Messung zeigt der obere Abschnitt von Abbildung 3.29. Im Frequenzbereich von 3.0530 MHz bis 3.0578 MHz ist die Bunchlänge nahezu konstant, nimmt an den Grenzen dieses Bereichs jedoch sehr stark zu. Wurde f_{HF} noch weiter gefahren, so war kein Bunching des Strahls mehr zu erkennen und die Bunche hatten nicht mehr die Form einer Parabel. Diese Grenze verläuft entlang der grünen vertikalen Linien. Bunche treten also nur in einem Frequenzband mit der Breite von $\Delta f_{Messung} = 4800 \text{ Hz}$ auf.

Dieses Verhalten wird durch den unteren Teil der Abbildung 3.29 erklärt [9]. Durch eine Änderung von f_{HF} ändern sich die Geschwindigkeit v_0 und die Umlauffrequenz f_0 des synchronen Teilchens, da es Gleichung (2.1) $f_{HF} = h \cdot f_0$ erfüllen muss. Das heisst, dass das Bucket, in dessen Zentrum das synchrone Teilchen ($v = v_0$) sitzt, relativ zur Geschwindigkeit der Elektronen verschoben wird. Die longitudinale Kühlkraft $F_{||}$ drückt die Geschwindigkeit der Ionen zur Elektronengeschwindigkeit v_e . Liegt v_e außerhalb des Buckets, so ist kein Bunching des Ionenstrahls mehr möglich, da hier um das synchrone Teilchen im longitudinalen Phasenraum keine geschlossenen Bahnen mehr vorhanden sind.

Die Breite des Buckets im longitudinalen Phasenraum lässt sich rechnerisch aus Gleichung (2.14) und der Definition der Synchrotronfrequenz Ω_s (Gleichung (2.17)) herleiten. Diese Rechnung ist in [10] gezeigt und führt bei einer Sollphase von $\phi_0 = 0$ (TSR Standardmode) zu

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{max} = \pm \beta \sqrt{2 \frac{qU_0}{\pi h \eta E}}. \quad (3.28)$$

Unter Verwendung von $E = \gamma m_0 c^2$ ergibt sich

$$\Delta E_{max} = \pm p_0 \sqrt{2 \frac{qU_0}{h \gamma m_0 \pi \eta}}. \quad (3.29)$$

Mit der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung $\frac{\Delta p}{p} = \frac{E}{(pc)^2} \cdot \Delta E$ und unter Verwendung von $\eta = \frac{\Delta f/f}{\Delta p/p}$ erhält man aus Gleichung (3.29) die Breite Δf des Buckets:

$$\Delta f_{max} = \pm \frac{1}{C_0} \sqrt{\frac{2 \eta h q U_0}{\pi \gamma m}}. \quad (3.30)$$

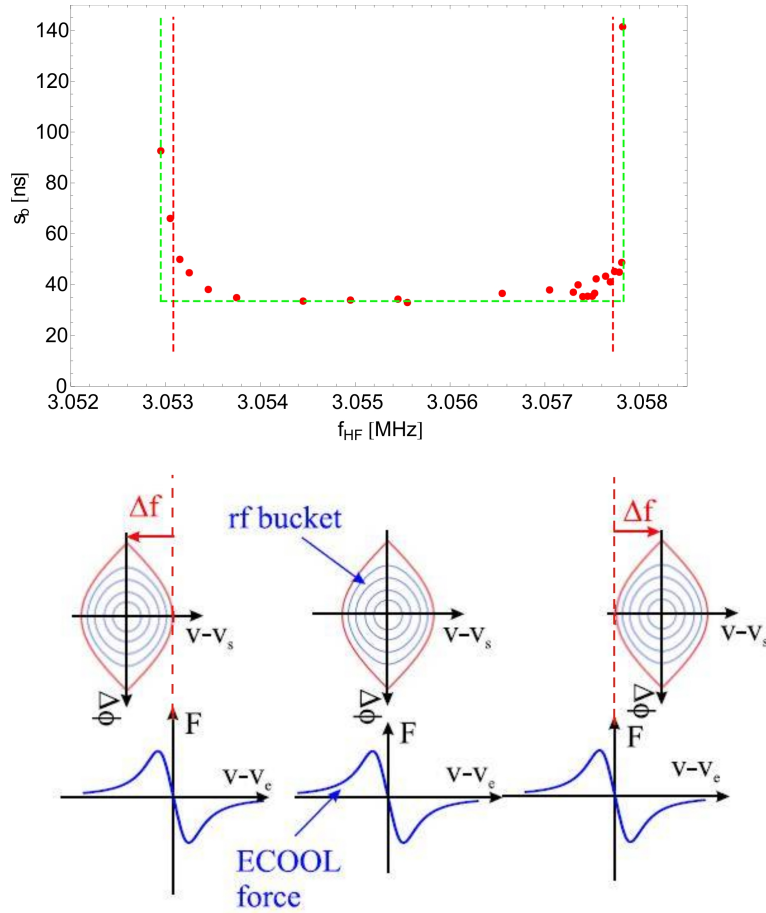


Abbildung 3.29: Die Bunchlänge ist bei festem $I_0 = 20 \mu\text{A}$ und $U_0 = 93.56 \text{ V}$ als Funktion der HF-Frequenz f_{HF} aufgetragen. Zwischen 3.0530 MHz und 3.0578 MHz ist $\sigma \approx 19 \text{ ns}$. Schon kurz außerhalb dieses Bereiches ist kein Bunching mehr zu erkennen. Die longitudinale Kühlkraft F_{\parallel} der Elektronenkühlung verschiebt die Geschwindigkeit der Ionen zur Geschwindigkeit der Elektronen v_e . Sobald v_e außerhalb des Buckets liegt, kann der Ionenstrahl nicht mehr gebuncht werden.

Hierbei muss noch $f_{HF} = h \cdot f_0$ berücksichtigt werden.

Die roten Linien zeigen die berechnete Breite des Buckets bei diesen Einstellungen $\Delta f_{Theorie} = 4636 \text{ Hz}$. Die geringe Abweichung zwischen $\Delta f_{Messung}$ und $\Delta f_{Theorie}$ liegt an der Impulsverteilung des gespeicherten Ionenstrahls.

4 Bunchlängen im η -negativ Mode

Wie bereits in Kapitel 3. gezeigt, kann die Bunchlänge eines gespeicherten Ionenstrahls reduziert werden, indem die HF-Resonatorspannung erhöht oder der Strahlstrom verringert wird. Jedoch gibt es für diese beiden Größen Grenzen. Die HF-Resonatorspannung ist auf etwa 1 kV begrenzt und der kleinste Ionenstrom ergibt sich aus den Forderungen des Experiments. Damit die Bunchlänge dennoch weiter reduziert werden kann, muss das Raumladungslimit umgangen werden. In Kapitel 2.5 (Gleichung (2.46)) wurde gezeigt, dass die Bewegungsgleichung der Ionen im longitudinalen Phasenraum unter Berücksichtigung der Raumladung gegeben ist durch

$$\frac{d^2 \Delta\phi_i(t)}{dt^2} + \omega_s^2 \Delta\phi_i(t) = 0, \quad (4.1)$$

mit $\omega_s^2 = \left(\Omega_s^2 - \eta \frac{nq^2 v_0 (1 + 2 \ln(\frac{D}{d}))}{2^{5/2} p_0 \pi^{3/2} \gamma^2 \epsilon_0 \sigma^3} \right)$.

Es ist ersichtlich, dass die effektive Synchrotronfrequenz ω_s von dem η -Parameter abhängt. Im Raumladungslimit ist die effektive Synchrotronfrequenz $\omega_s = 0$, da der Raumladungsterm Ω_s kompensiert. Ist es möglich, den Speicherring bei einem negativen η -Parameter zu betreiben, kann der Raumladungsterm die Synchrotronfrequenz Ω_s nicht mehr kompensieren und das Raumladungslimit ist aufgehoben.

Bei einem negativen Slipfaktor η , der, wie in Kapitel 2.1 eingeführt, über

$$\eta = \frac{\Delta f_0 / f_0}{\Delta p / p} \quad (4.2)$$

definiert ist, haben Ionen mit größerem Impuls p als das Sollteilchen, eine geringere Umlauffrequenz f_0 . Wird ein Speicherring bei $\eta < 0$ betrieben, so sind nach Gleichung (4.1) mit einer Resonatorspannung $U_0 = 0$ ($\Omega_s = 0$) Synchrotronoszillationen um das Sollteilchen möglich, d.h. der Strahl kann bei $U_0 = 0$ von selbst bunched werden.

Eine der ersten Beobachtungen dieses Effektes, der auch negative mass Instabilität genannt wird, wurde bei Experimenten am MURA $E = 50$ MeV Elektronenbeschleuniger gemacht und von Neil und Sessler theoretisch beschrieben [11]. Im Standardmode, der bei den Messungen in Kapitel 3 verwendet wurde und bei dem kein Selbstbunching auftritt, ist $\eta = +0.9$.

4.1 Der η -Parameter

Damit der η -Parameter negativ werden kann, muss die Länge der Umlaufbahn C_0 für Teilchen mit positiver Impulsabweichung zum Sollteilchen sehr stark vergrößert werden. Im Folgenden soll der Zusammenhang zwischen η und der Länge der Umlaufbahn C_0

behandelt werden.

Wie aus Gleichung (4.2) ersichtlich, kann die Umlauffrequenz der Ionen als Funktion der Impulsabweichung Δp geschrieben werden:

$$\frac{\Delta f_0}{f_0} = \eta \cdot \frac{\Delta p}{p}. \quad (4.3)$$

Die Umlauffrequenz f_0 der Ionen kann aus der Länge der Umlaufbahn C_0 berechnet werden

$$\begin{aligned} f_0 &= \frac{v}{C_0} \\ \implies \frac{\Delta f_0}{f_0} &= \frac{\Delta v}{v} - \frac{\Delta C_0}{C_0}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Der Zusammenhang zwischen ΔC und Δp ist durch den Momentum-Compaction-Faktor α_p gegeben. Dieser ist definiert über

$$\alpha_p = \frac{\Delta C_0/C_0}{\Delta p/p}. \quad (4.5)$$

Nach [12] kann α_p aus der Dispersion D_x des Speicherrings berechnet werden

$$\alpha_p = \frac{1}{C_0} \oint \frac{D_x(s)}{\rho(s)} ds. \quad (4.6)$$

Damit kann die Länge der Umlaufbahn über die Dispersion eingestellt werden.

Verwendet man die relativistische Impuls-Geschwindigkeit-Beziehung $\frac{\Delta v_0}{v_0} = \frac{1}{\gamma^2} \frac{\Delta p}{p}$, so kann Gleichung (4.4) wie folgt umgeformt werden:

$$\frac{\Delta f}{f} = \left(\frac{1}{\gamma^2} - \alpha_p \right) \frac{\Delta p}{p}. \quad (4.7)$$

Oft wird α_p mit Hilfe des γ_{tr} -Parameters ausgedrückt, der durch $\alpha_p = \frac{1}{\gamma_{tr}^2}$ definiert ist. Aus Gleichung (4.7) erhält man

$$\eta = \frac{1}{\gamma^2} - \alpha_p. \quad (4.8)$$

Damit η negativ werden kann, muss die Dispersion, über die die Länge der Sollbahn eingestellt wird, sehr groß sein. Da in Gleichung (4.6) zur Bestimmung von α_p nur die Dispersion innerhalb der Dipolmagneten ($\rho \neq \infty$) eingeht, kann die erforderliche mittlere Dispersion $\langle D_x \rangle$ in den Dipolmagneten für einen negativen η -Parameter aus

$$\frac{1}{\gamma^2} - \frac{\langle D_x \rangle 2\pi}{C_0} < 0 \quad (4.9)$$

berechnet werden.

Damit erhält man in den Ablenkmagneten des TSR (für $C_0 = 55.42$ m) eine mittlere

Dispersion von $\langle D_x \rangle \gg 8.8$ m, da bei den Energien im TSR $\gamma \approx 1$ ist.

Diese Forderung für die mittlere Dispersion stellt die erste Bedingung dar, die für einen Betrieb des TSR bei $\eta < 0$ erfüllt sein muss. Eine zweite Bedingung betrifft den horizontalen Tune Q_x .

Aus früheren Messungen [13] ergab sich folgender Zusammenhang:

$$Q_x \approx \gamma_{tr}.$$

Da für einen negativen η -Parameter γ_{tr} kleiner als 1 sein muss, folgt für den horizontalen Tune $Q_x < 1$. Der Abstand ΔQ_x zur Resonanz erster Ordnung $Q_x = 1$ muss mindestens 0.1 betragen.

Dies führt zur zweiten Forderung, dass $Q_x < 0.9$ gilt.

4.2 Modifikationen des TSR Lattice

Da die Bedingung $\gamma_{tr} < 0.9$ für einen negativen η -Parameter zu erfüllen ist, muss die mittlere Dispersion in den TSR Dipolmagneten über dem Wert von 8.8 m liegen. Aus Gleichung (4.6) folgt

$$\frac{1}{\gamma_{tr}^2} = \frac{\langle D_x \rangle 2\pi}{C_0}.$$

Damit erhält man $\langle D_x \rangle > 10.9$ m.

Ein TSR-Lattice, das die beiden Forderungen ($\langle D_x \rangle > 10.9$ m und $Q_x < 0.9$) erfüllt und das für die Strahlzeiten bei $\eta < 0$ verwendet wurde, ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

Damit der η -Parameter des Speicherrings negativ wird, muss ein Teilchen mit positiver Impulsabweichung weit außen im Speicherring umlaufen. Durch Umpolung der

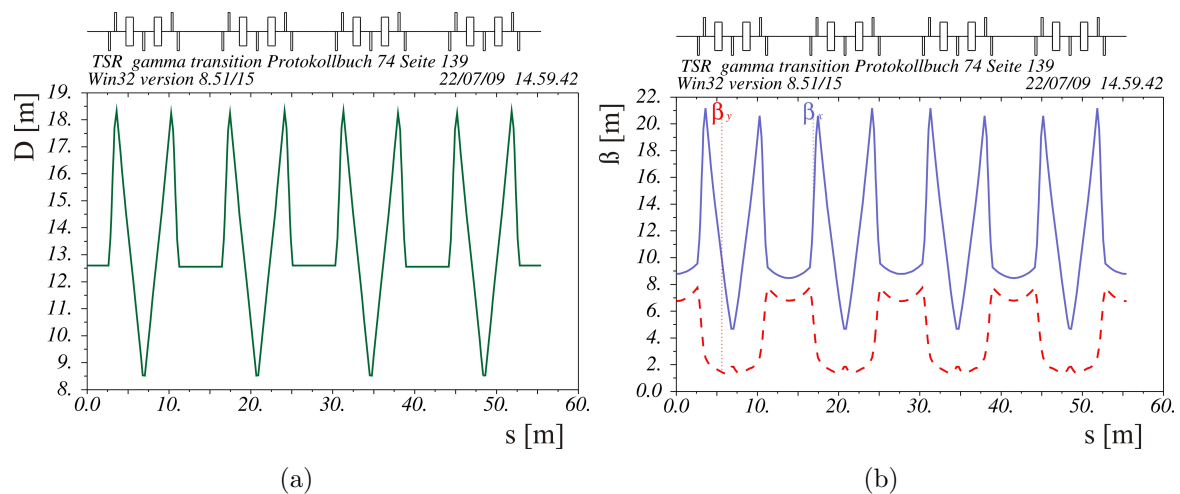


Abbildung 4.1: Die Dispersion (a) und die Betatronfunktion (b) für den η -negativ Mode wurden mit MAD berechnet. Die mittlere Dispersion in den Dipolmagneten ist ca. um den Faktor 14 größer als im Standardmode.

Quadrupolfamilie drei, die sich jeweils zwischen den beiden Dipolmagneten einer TSR Ecke befindet, erreicht man, dass die Teilchenbahnen durch die im Quadrupolmagneten wirkende Kraft

$$F = q \cdot v \cdot G \cdot x,$$

für $\Delta p > 0$ weiter nach außen verschoben werden, da diese Quadrupolfamilie defokussierend ($F > 0$, für $x > 0$) wirkt. Der Quadrupolgradient wurde mit G und die Lage der Teilchenbahn mit x bezeichnet. Um trotzdem eine stabile Bahn der Ionen zu erreichen, müssen mindestens zwei Quadrupolfamilien weiterhin fokussierend wirken.

Die drastische Änderung des horizontalen Tunes Q_x muss ebenfalls berücksichtigt werden. Im Standardmode gilt $2.8 \leq Q_x \leq 2.9$. Da der Tune nun bei $Q_x \leq 0.9$ liegt, ändert sich der Phasenverschiebung [12]

$$\mu = \int_1^2 \frac{ds}{\beta(s)}$$

zwischen den Bumpermagneten und dem Septum. Daher müssen die kleinen schnellen Bumpermagnete ebenfalls umgepolt werden, damit eine Injektionsbahn für die Multiurninjektion erzeugt werden kann.

4.3 Messung des η -Parameters

Damit der η -Parameter gemessen werden konnte, wurde ein 50 MeV $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahl gespeichert. Der η -Parameter wurde über zwei verschiedene Methoden gemessen. Bei der ersten Methode wurde die Länge des closed orbits durch Variation der Einstellung der Hauptdipolmagnete geändert. Für die zweite Methode wurde die Geschwindigkeit des gespeicherten Ionenstrahls geändert.

4.3.1 Messung von η durch Variation des Magnetfeldes

Bei dieser Methode wurde der 50 MeV Ionenstrahl, ohne dass er gekühlt wurde, bei unterschiedlichen Einstellungen der Hauptdipolmagneten gespeichert. Das Magnetfeld der Dipolmagneten wurde um $\Delta B/B$ geändert, da dies den gleichen Effekt auf die Länge der Umlaufbahn der Ionen hat wie eine Impulsänderung um $-\Delta p/p$. Da $\Delta C_0/C_0 = -\Delta f/f$ (für $v_0 = \text{konstant}$) gilt, erhält man [13]:

$$\frac{1}{\gamma_{tr}^2} = \frac{\Delta f/f}{\Delta B/B}. \quad (4.10)$$

Um die Umlauffrequenz f zu bestimmen, ist ein Schottky-pick-up verwendet worden. Die Schottkyfrequenz $f_{schottky}$ ist als Funktion des Magnetfeldes B_{AM00} des AM00 Hauptmagneten gemessen worden. Durch die Messwerte wurde die lineare Funktion $y = m \cdot x + c$ gefittet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.2 gezeigt. Aus der Steigung m des Fits lässt sich zusammen mit Gleichung (4.10) γ_{tr} bestimmen. Aus den Messungen

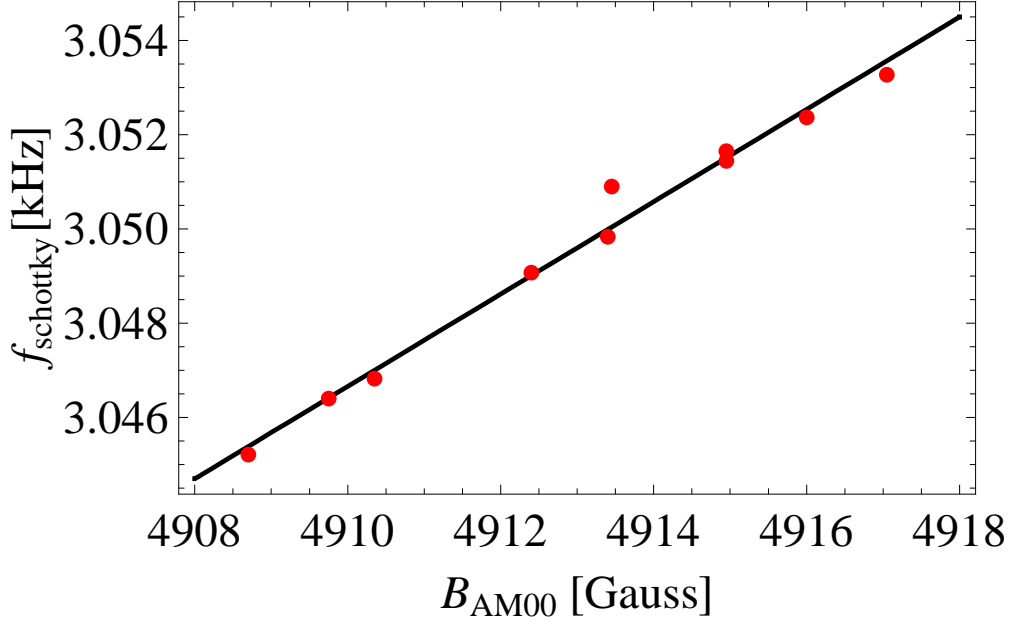


Abbildung 4.2: Die Schottkyfrequenz $f_{schottky}$ ist als Funktion des Magnetfeldes B_{AM00} des Hauptmagneten gemessen worden. Durch die Messwerte wurde eine lineare Funktion gefittet. Die Steigung der Fitfunktion führt zu $\eta = -0.587$

erhält man $\gamma_{tr} = 0.794$. Diese Einstellung ergibt für den TSR

$$\begin{aligned}\eta &= \frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma_{tr}^2} \\ &= -0.587\end{aligned}$$

Der Betrieb des Speicherrings im η -negativ Mode wurde dadurch nachgewiesen. Die mittlere Dispersion in den Dipolmagneten $\langle D \rangle$ lässt sich aus γ_{tr} und den Gleichungen (4.6) und (4.10) berechnen

$$\begin{aligned}\langle D \rangle &= \frac{C_0}{2\pi\gamma_{tr}^2} \\ &= 14.0 \text{ m.}\end{aligned}\tag{4.11}$$

4.3.2 Messung des η -Parameters durch Änderung der Ionengeschwindigkeit

In der zweiten Methode wurde die Ionengeschwindigkeit des gespeicherten Ionenstrahls durch Variation des Kathodenpotentials des Elektronenkühlers verändert.

Die Kühlkraft der Elektronenkühlung gleicht die Geschwindigkeit des gespeicherten Ionenstrahls v_{ion} an die Geschwindigkeit des Elektronenstrahls v_{el} an ($v_{ion} = v_{el}$). Unter

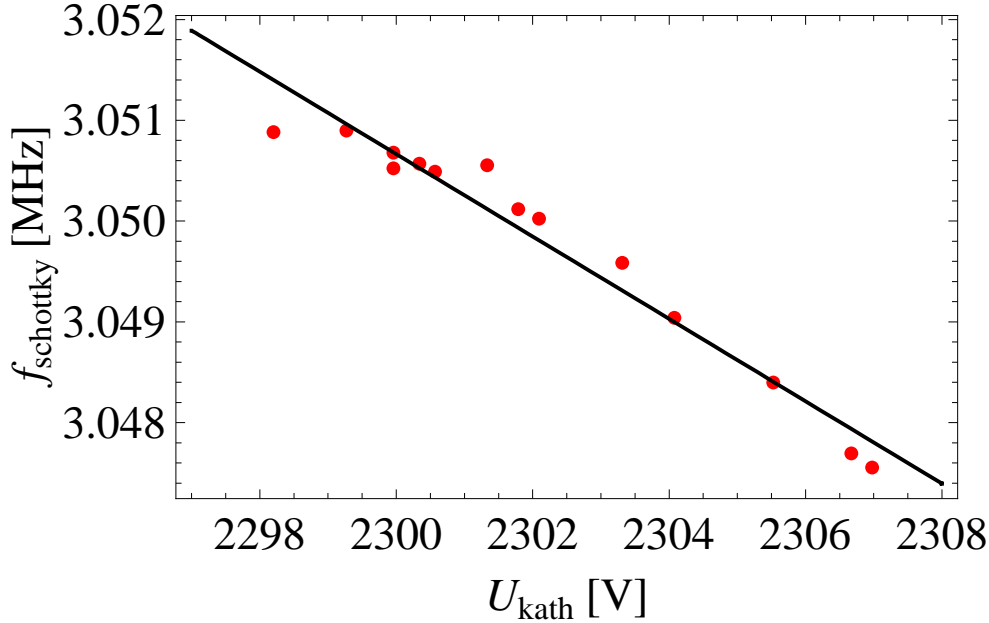


Abbildung 4.3: Die Schottkyfrequenz wurde als Funktion des Kathodenpotential des Elektronenkühlers gemessen. Aus der Steigung des Fits kann der η -Parameter berechnet werden, $\eta = 2 \cdot \frac{U_{kath}}{f_{Schottky}} \cdot \frac{\Delta f_{Schottky}}{\Delta U_{kath}}$. Die Rechnung liefert den Wert $\eta = -0.616$.

Vernachlässigung der Raumladung des Elektronenstrahls kann die Elektronengeschwindigkeit aus dem Kathodenpotential berechnet werden

$$\begin{aligned}
 U_{kath} &= \frac{1}{2} m_e v_{el}^2 \\
 \Rightarrow v_{ion} &\propto \sqrt{U_{kath}}.
 \end{aligned} \tag{4.12}$$

Daraus erhält man folgenden Zusammenhang:

$$v_{ion} = \sqrt{\frac{2U_{kath}}{m_e}}. \tag{4.13}$$

Damit Effekte der Raumladung des Elektronenstrahls möglichst auszuschließen sind, wurden diese Messungen bei einem relativ kleinen Elektronenstrom von $I_{el} = 7 \mu\text{A}$ durchgeführt. Die gemessene Schottkyfrequenz $f_{schottky}$ ($h = 6$) des gespeicherten Kohlenstoffstrahls als Funktion des Kathodenpotentials ist in Abbildung 4.3 gezeigt. Aus den Messungen ist direkt erkennbar (da $v_{ion} \approx \sqrt{U_{kath}}$), dass die Umlauffrequenz der Ionen $f_0 = \frac{f_{schottky}}{h}$ ($h = 6$) mit zunehmender Ionengeschwindigkeit abnimmt. Daraus folgt, dass der TSR bei einem negativen η -Parameter betrieben wurde. Um den η -Parameter aus den Messungen (Abbildung 4.3) zu entnehmen, wurde durch die Messpunkte eine Gerade gefittet. Aus der Steigung $\frac{\Delta f_{schottky}}{\Delta U_{kath}}$ der Fitgeraden erhält man

schließlich den η -Parameter:

$$\begin{aligned}\eta &= \frac{\Delta f_{Schottky} / f_{Schottky}}{\Delta v_{ion} / v_{ion}} \\ &= 2 \cdot \frac{U_{kath}}{f_{Schottky}} \cdot \frac{\Delta f_{Schottky}}{\Delta U_{kath}} \\ &= -0.616.\end{aligned}$$

Dieser Wert liegt nahe dem, der über den AM00-Hauptmagneten gemessen wurde ($\eta = -0.587$). Die geringe Abweichung (vgl. Abbildung 4.2) lässt sich dadurch erklären, dass die Elektronenstrahl-Raumladungsparabel, die die Variation der Elektronengeschwindigkeit im Elektronenstrahl beschreibt, nicht berücksichtigt wurde.

4.4 Die Lebensdauer der Ionen bei $\eta < 0$

Bevor die eigentlichen Bunchmessungen ausgeführt wurden, sind Lebensdauermessungen an dem gespeicherten Ionenstrahl mit und ohne Elektronenkühlung gemacht worden.

In Abbildung 4.4 ist die Lebensdauermessung, bei der die Elektronenkühlung in Betrieb war und keine HF-Spannung verwendet wurde, dargestellt. Gemessen wurde die Zählrate des Strahlprofilmonitors (BPM) als Funktion der Zeit. Die Lebensdauermessung wurde bei einem Ionenstrom $I_0 = 20 \mu\text{A}$ gestartet. Aus der durch die Messwerte gefitteten Exponentialfunktion ergab sich eine Lebensdauer von $\tau = 1323 \text{ s}$. Dieser Wert entspricht der Lebensdauer, die mit Elektronenkühlung auch im Standardmode

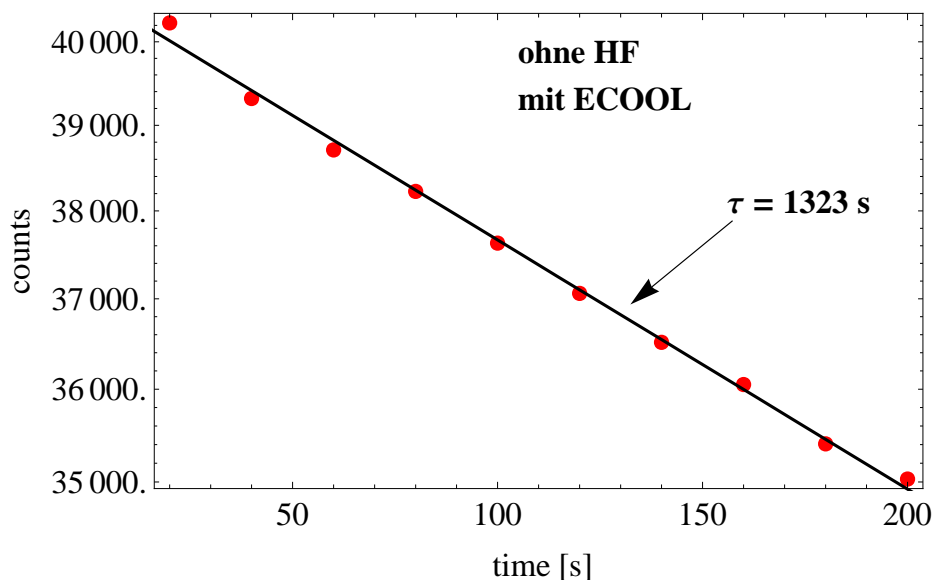


Abbildung 4.4: Die BPM-Zählrate ist logarithmisch als Funktion der Zeit aufgetragen. Die Lebensdauermessung wurde mit eingeschalteter Elektronenkühlung aber ohne HF-Resonator durchgeführt. Die mittlere Lebensdauer betrug $\tau = 1323 \text{ s}$.

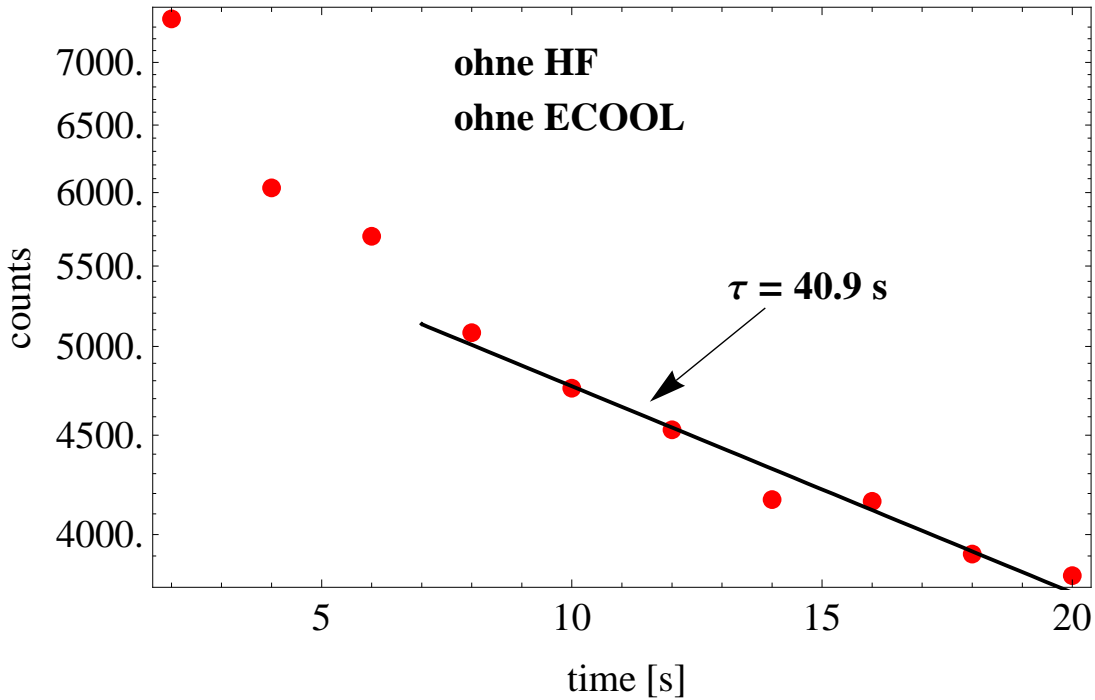


Abbildung 4.5: Lebensdauerermessung des $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahls mit $E = 50 \text{ MeV}$. Während der Messung war der HF-Resonator und die Elektronenkühlung ausgeschaltet. Der Exponentialfit im Zeitintervall $[8 \text{ s}, 20 \text{ s}]$ ergibt die mittlere Lebensdauer $\tau = 40.9 \text{ s}$

gemessen wurde.

Große Unterschiede zum Standardmode ergaben sich bei den Messungen, die ohne Elektronenkühlung durchgeführt wurden. In Abbildung 4.5 ist eine Lebensdauerermessung, die ebenfalls über den Strahlprofilmonitor ausgeführt wurde, gezeigt. Zu Beginn zeigt die Zählrate des multiturn-injizierten Strahls einen Abfall, der nicht durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden kann. Fittet man die Messwerte im Zeitintervall $[8 \text{ s}, 20 \text{ s}]$, so ergibt sich in dieser Zeitspanne eine Lebensdauer von $\tau = 40.9 \text{ s}$. Dieser Wert liegt weit unter der Lebensdauer ($\tau \approx 1300 \text{ s}$) eines 50 MeV $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahls, die ohne Elektronenkühlung im Standardmode gemessen wurde.

Damit man Resonanzen des Speicherrings als Ursache für die sehr stark verkürzte Lebensdauer ausschließen kann, wurde der Arbeitspunkt mehrmals verschoben. Die gemessenen Lebensdauern lagen immer im Bereich von $15 - 41 \text{ s}$.

Um diese verringerte Lebensdauer zu erklären, muss man von einem zusätzlichen transversalen Heizmechanismus ausgehen, der im Standardmode ($\eta = 0.9$) nicht auftritt.

Für diesen Effekt gibt es den Erklärungsansatz, dass er möglicherweise durch Intrabeam Scattering verursacht wird. In [14, 15] wird für eine schwachfokussierende Maschine (β -Funktion = konstant) unter Berücksichtigung von Intrabeam Scattering folgender Zusammenhang zwischen mittlerer Strahldivergenz $\overline{x'}$, $\overline{y'}$ und der Impulsunschärfe des

Strahls $\overline{\left(\frac{\Delta P}{P_0}\right)}$ gegeben:

$$\overline{x'^2} + \overline{y'^2} + \eta \overline{\left(\frac{\Delta P}{P_0}\right)^2} = k, \quad (4.14)$$

k ist eine Konstante. Ist wie im Standardmode ($\eta = 0.9$), so müssen die Strahldivergenzen $\overline{x'}$ und $\overline{y'}$ bzw. die Impulsunschärfe $\overline{\left(\frac{\Delta P}{P_0}\right)}$ auf einen Gleichgewichtswert zulaufen, der über die Konstante k gegeben ist. Bei $\eta < 0$ existiert dieses Gleichgewicht jedoch nicht mehr. Wächst die Impulsunschärfe des Strahls (Injektion $\frac{\Delta p}{p} \approx 10^{-4}$) durch die strahlinternen Stöße, so müssen die Strahldivergenzen $\overline{x'}$ und $\overline{y'}$ kontinuierlich steigen und der Strahl bläht sich somit immer weiter auf.

In einer stark fokussierenden Maschine (β -Funktion ist variabel) wie dem TSR wird auch bei $\eta > 0$ ein Anwachsen der Strahlemittanzen beobachtet. Jedoch ist davon auszugehen, dass sich die Effekte durch Intrabeam Scattering bei $\eta < 0$ sehr viel stärker auf die Strahlemittanzen ϵ_x, ϵ_y auswirken als im Standardmode.

Durch das Aufblähen des Strahls, das durch Intrabeam Scattering verursacht wird, könnte die Lebensdauer des Strahl sehr stark verkürzt werden. Dieser Aufheizeffekt wird durch der Elektronenkühlung kompensiert, sodass mit der Elektronenkühlung etwa die gleichen Lebensdauern erzielt werden können wie im Standardmode.

Um eindeutig sagen zu können, ob Effekte durch Intrabeam Scattering für dieses Phänomen verantwortlich sind, sind zukünftige Intrabeam Scattering Messungen am TSR im $\eta < 0$ Mode nötig.

4.5 Gemessene Bunchlänge bei $\eta < 0$

Bei $\eta = -0.61$ wurden Bunchlängenmessungen an einer Elektrode des pick-up-Systems mit 50 MeV $^{12}\text{C}^{6+}$ -Ionen durchgeführt.

Die Ströme, bei denen die Bunchmessungen durchgeführt wurden, lagen im Bereich von 2.3 – 10 μA . Damit diese Ströme genau angegeben werden können, wurde die Zählrate des Strahlprofilmonitors geeicht. Die Eichung ergab für $I_0 = 1 \mu\text{A}$ eine Zählrate von 272 1/s. Diese Zählrate wurde im folgenden zur Strommessung benutzt.

Ein Strahlprofil, das bei einer Intensität von $I_0 = 5.8 \mu\text{A}$ und einer HF-Resonatorspannung von $U_0 = 51 \text{V}$ gemessen wurde, ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Wie in Abbildung 4.6 zu erkennen, kann das gemessene Strahlprofil sehr gut mit einer Gaußverteilung beschrieben werden. Für die Breite des Profils wurde ein Wert von $\sigma = 4.7 \text{ns}$ gefunden. Um die exakte Bunchfrequenz f_{HF} zu finden, wurde die Bunchlänge als Funktion der HF-Frequenz, wie in Kapitel 3.6.4 beschrieben, bestimmt. Für die HF-Resonatorspannung wurde $U_0 = 27.9 \text{V}$ gewählt. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 4.7 gezeigt. Aus Abbildung 4.7 ist zu sehen, dass die Bunchlänge bei $f_{HF} = 3.0492 \text{MHz}$ und $f_{HF} = 3.05002 \text{MHz}$ deutlich zunimmt.

Für die Mittenfrequenz $f_{HF} = 3.04961 \text{MHz}$ dieser beiden Grenzen wurden Bunchlängen bei unterschiedlichen HF-Resonatorspannungen und Intensitäten durchgeführt. Das Ergebnis dieser Messungen zeigt Abbildung 4.8. Man sieht, dass die gemessene Bun-

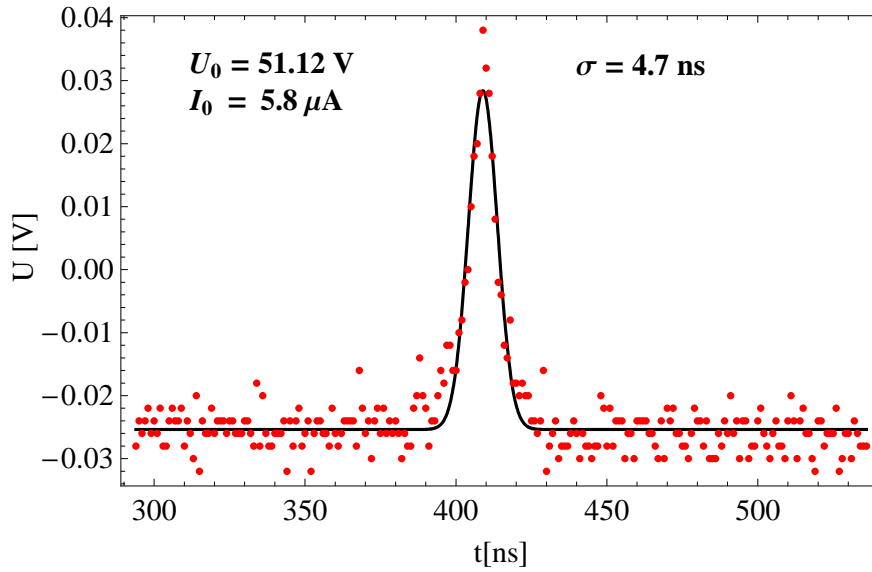


Abbildung 4.6: Bunchprofil eines 50 MeV $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahls bei $I_0 = 5.8 \mu\text{A}$ und $U_0 = 51 \text{ V}$. Durch die Messpunkte ist eine Gaußfunktion gefittet worden mit $\sigma = 4.7 \text{ ns}$

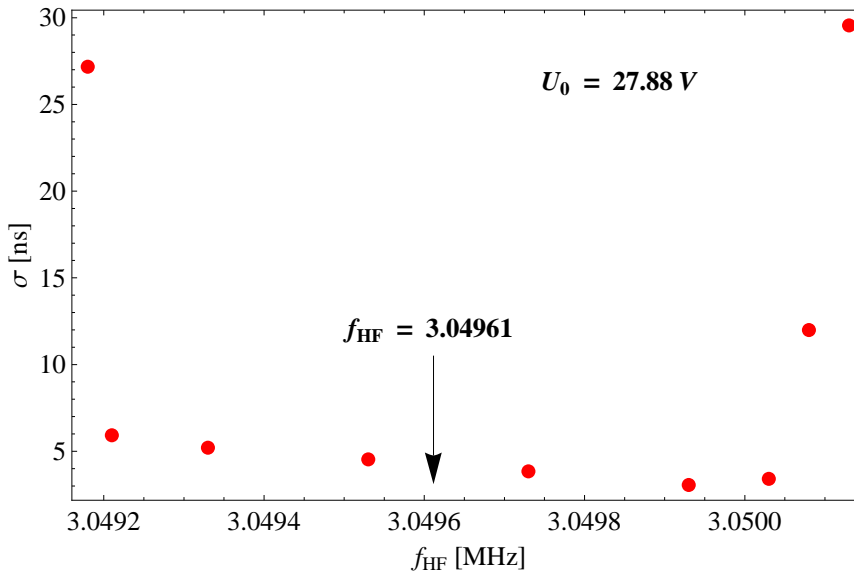


Abbildung 4.7: Die Bunchlänge ist als Funktion der HF-Frequenz f_{HF} bei $\eta = -0.61$ gezeigt. Die Mittenfrequenz liegt bei $f_{HF} = 3.04961 \text{ MHz}$. Die Intensität des Ionenstrahls betrug $2.3 - 10 \mu\text{A}$.

chlänge mit zunehmender HF-Resonatorspannung kleiner wird. Bei $U_0 = 650 \text{ V}$ wurde eine Bunchlänge von 3 ns gemessen.

Die gaußförmigen Bunchlängen sollen mit den parabelförmigen Bunchlängen, die im

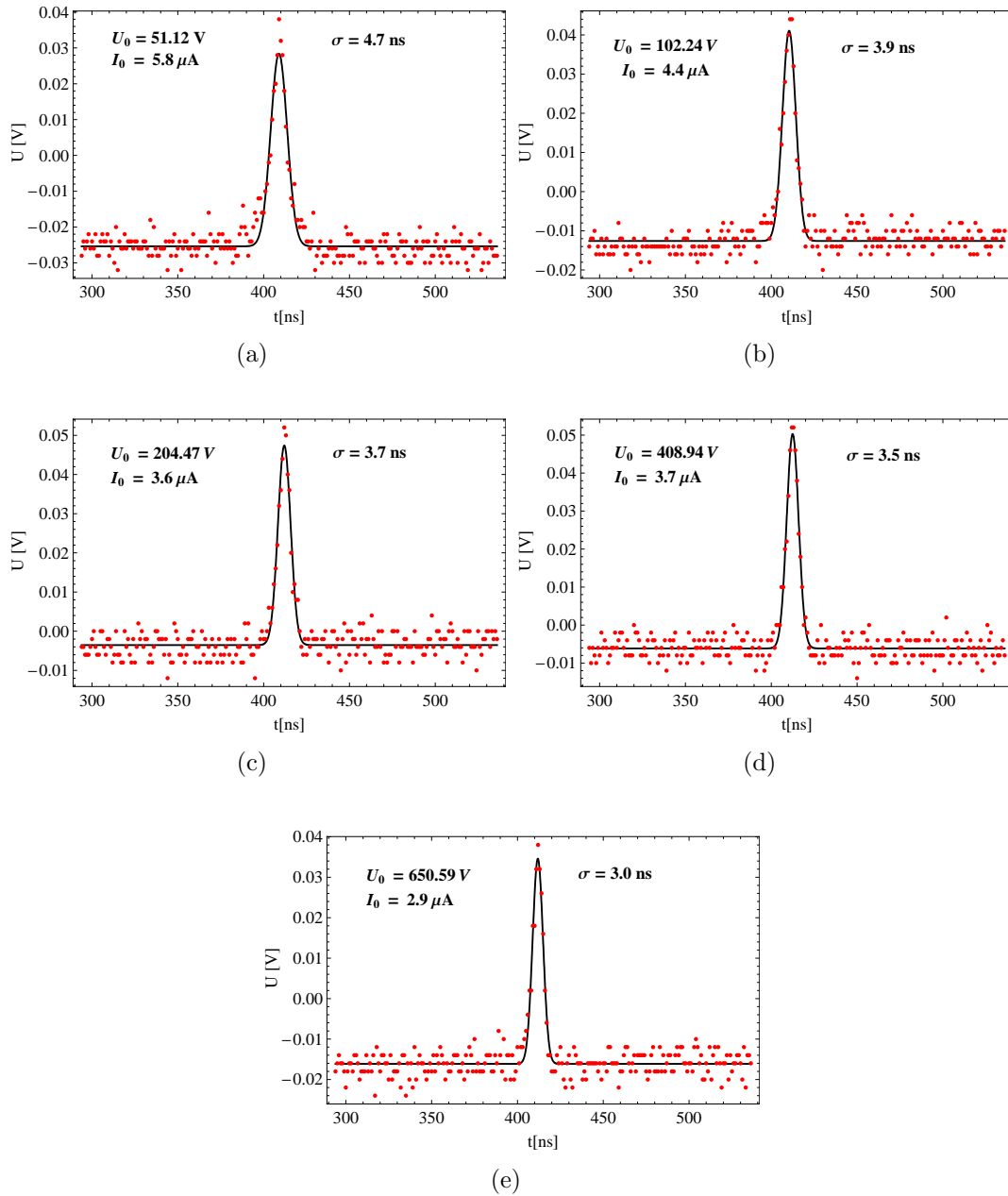


Abbildung 4.8: Gemessene Bunchprofile bei unterschiedlichen HF-Resonatorspannungen U_0 .

Standardmode gemessen wurden, verglichen werden. Dazu muss man die parabelförmigen Profile in ein Gaußprofil umrechnen, das die gleiche Halbwertsbreite wie das Parabelprofil besitzt. In Kapitel 2.6 ist diese Umrechnung vorgeführt, demnach ist $\sigma^* = 0.6 \cdot s_b$.

Für die Bunchlänge s_b wurde im Standardmode für $^{12}\text{C}^{6+}$ -Ionen bei $h = 6$ folgende semiempirische Formel gefunden:

$$s_b^{SE} [ns] = 58.02 \frac{I_0^{0.31} [\mu A]}{U_0^{0.33} [V]}.$$

Ein Vergleich der Bunchlängen aus dem Standardmode mit denen, die im $\eta < 0$ -Mode gemessen wurden, ist in Tabelle 4.1 dargestellt. Wie man anhand der Tabelle 4.1 erkennt, konnten die Bunchlängen im Vergleich zum Standardmode um einen Faktor 2 bis 3.5 verringert werden. Je größer die HF-Resonatorspannung gewählt wird, desto kleiner wird scheinbar das Verhältnis. Eine mögliche Ursache dieses Verhaltens könnte die unbekannte Auflösung der Bunchlängenmessung sein.

Wahrscheinlich liegen die tatsächlichen Bunchlängen bei $\eta < 0$, $I_0 \approx 3 \mu\text{A}$ und HF-Resonatorspannungen U_0 über 200 V unter 2 ns, was das gemessene Verhältnis bei zunehmender HF-Resonatorspannung vergrößert.

4.6 Lebensdauer eines gebunchten elektronengekühlten 50 MeV $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahls bei $\eta = -0.616$

Bei einer HF-Resonatorspannung von $U_0 = 27.9 \text{ V}$ sind bei der in Abbildung 4.7 gezeigten Mittenfrequenz f_{HF} Lebensdauermessungen an Ionen mit 50 MeV und $\eta = -0.616$ durchgeführt worden. Die Zählrate des Strahlprofilmonitors ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Wie aus der Abbildung ersichtlich, nimmt der gespeicherte Strahlstrom, der proportional zu Zählrate des Strahlprofilmonitors ist, kurz nach der Injektion sehr stark ab und geht dann nach etwa 40 s in einen exponentiellen Abfall über. Für das Zeitintervall [40 s, 100 s] kann näherungsweise eine Lebensdauer τ von etwa 400 s bestimmt werden. Diese Lebensdauer liegt ca. um einen Faktor 3 unter derjenigen, die mit Elektronenkühlung und ohne HF-Resonator bei $\eta < 0$ erzielt wird.

U_0 [V]	I_0 [μA]	$\sigma_{\eta < 0}$ [ns]	σ^* [ns]	$\frac{\sigma^*}{\sigma_{\eta < 0}}$
51.12	5.8	4.73	16.39	3.47
102.24	4.4	3.87	11.97	3.09
204.47	3.6	3.71	8.95	2.41
408.94	3.7	3.47	7.18	2.07
650.59	2.9	3.03	5.71	1.88

Tabelle 4.1: Die Tabelle zeigt die im η -negativ Mode gemessenen Bunchlängen $\sigma_{\eta < 0}$ im Vergleich mit denen, die mit der semiempirischen Formel $s_b^{SE} [ns] = 58.02 \frac{I_0^{0.31} [\mu A]}{U_0^{0.33} [V]}$ für identische Einstellungen berechnet wurden ($\sigma^* = 0.6 \cdot s_b$).

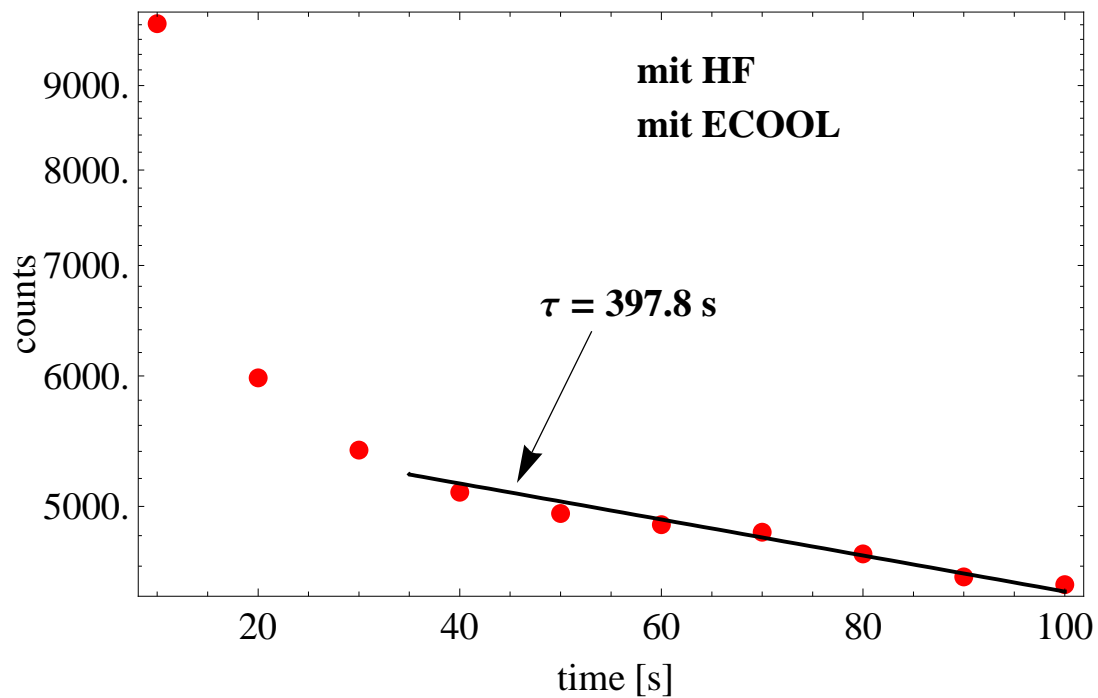


Abbildung 4.9: Die Zählrate der Lebensdauerermessung eines gebunchten, elektronengekühlten 50 MeV $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahls ist logarithmisch als Funktion der Zeit aufgetragen. Die Zählrate zeigt, dass zu Beginn der Messung ein noch nicht verstandener Prozess abläuft, der die Lebensdauer stark negativ beeinflusst. Der Exponentialfit für die Werte ab $t = 40 \text{ s}$ liefert die mittlere Lebensdauer $\tau = 397.8 \text{ s}$.

Die Ursache des schnellen Abfalls kurz nach der Injektion ist noch unklar. Weitere Messungen sind nötig, um diesen Sachverhalt zu klären.

4.7 Selbstbunching eines elektronengekühlten 50 MeV $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahls bei $\eta = -0.616$

Wie schon zu Beginn dieses Kapitels erwähnt wurde, kann es bei einem negativen η -Parameter zum Selbstbunching des Ionenstrahls kommen. Dieser Effekt kann wie folgt erklärt werden. Ionen, die sich vor dem Sollteilchen befinden, werden durch die Coulomb-Wechselwirkung mit dem Raumladungsfeld des Ionenstrahls beschleunigt (vgl. Abbildung 4.10). Das heißt, Ionen, für die $\Delta s > 0$ gilt, werden schneller als das Sollteilchen, welches sich in der Mitte des Bunches befindet. Aufgrund des negativen η -Parameters wird die Umlauffrequenz dieser Ionen größer als die des Sollteilchens, was zu einer Verkleinerung von $|\Delta s|$ führt. Ein Ion, das sich hinter dem Sollteilchen befindet, wird abgebremst. Da $\eta < 0$ gilt, verringert sich auch hier $|\Delta s|$. Diese sogenannte negative mass Instabilität führt dazu, dass bei $\eta < 0$ das Teilchen um das Sollteilchen oszilliert und sich so ein Bunch aufbauen und erhalten kann. Um einen solchen Bunch zu erzeugen reichen kleine Fluktuationen der longitudinalen Raumladungsdichte aus, die nach der Strahlinjektion vorhanden sind.

Dieser Effekt wurde tatsächlich an einem elektronengekühlten 50 MeV $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahl beobachtet. Das Spannungssignal, das an einer Platte eines Strahlage-pick-up mit gespeichertem Strahl aufgenommen wurde, ist in Abbildung 4.11 (a) dargestellt. In Abbildung 4.11 (b) ist die gleiche Messung ohne Strahl gezeigt. Aus der Abbildung geht hervor, dass auf dem Störsignal einzelne Spannungspulse liegen, die zueinander einen Abstand von $\Delta t = 923$ ns haben. Dieser Zeitabstand entspricht dem doppelten Wert der Umlauffrequenz der Ionen. Anscheinend ist es zu einem Selbstbunching des gespeicherten Ionenstrahls bei $h = 2$ gekommen.

Gleichzeitig mit diesen beobachteten periodischen Spannungsimpulsen wurden im Schott-

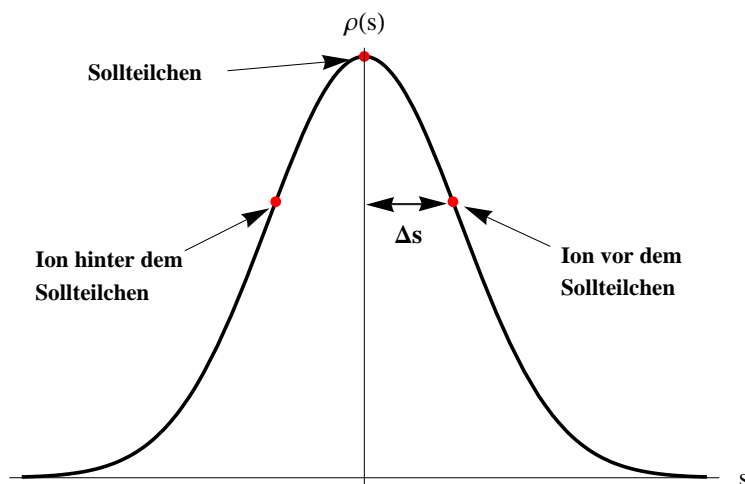


Abbildung 4.10: Gezeigt ist die longitudinale Verteilung der Raumladung, in deren Mitte das Sollteilchen sitzt. Da $\eta < 0$ gilt, werden die Ionen zu Oszillationen um das Sollteilchen angeregt.

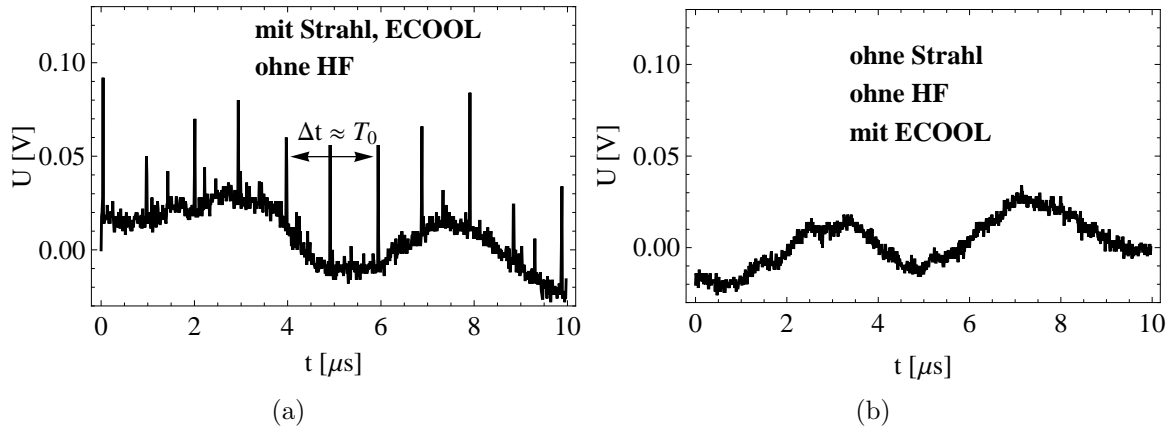


Abbildung 4.11: Messung des Spannungssignals über eine Platte der pick-up-Elektrode. In (a) sind deutlich die einzelnen Bunches zu erkennen, deren Abstand $\Delta t = 923 \text{ ns}$ beträgt. In (b) wurde ohne Strahl gemessen, außer einem Störsignal trat hier nichts auf.

kyspektrum (Abbildung 4.12) Seitenbänder im Abstand von $\Delta f = 2.6 \text{ kHz}$ zu $h \cdot f_0$ ($h = 2$) gefunden. Die Seitenbänder traten unabhängig davon auf, ob die Magnetisierung des HF-Resonators eingeschaltet war oder nicht. Solche Seitenbänder treten üblicherweise auf, wenn der Strahl gebuncht ist. Dieser Frequenzabstand Δf entspricht der Synchrotronfrequenz f_s , die durch die Raumladungsspannung $U_R = E_s \cdot C_0$ erzeugt wird.

Aus Gleichung (4.1) lässt sich diese Synchrotronfrequenz f_s mit Ω_s berechnen:

$$\begin{aligned} \Delta f &= f_s \\ &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{-\eta \frac{nq^2 v_0 (1 + 2 \ln(\frac{D}{d}))}{2^{5/2} p_0 \pi^{3/2} \gamma^2 \epsilon_0 \sigma^3}}. \end{aligned} \quad (4.15)$$

Hierbei entspricht σ der Breite des gaußförmigen Strompulses. Das Profil eines Bunches, der durch Selfbunching erzeugt wurde, ist in Abbildung 4.13 wiedergegeben. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Bunches sehr gut mit einer Gaußverteilung beschrieben werden. In dieser Messung wurde für $\sigma = 3.9 \text{ ns}$ gefunden.

Ist Δf in Abbildung 4.12 die Synchrotronfrequenz, so muss sich aus Gleichung (4.15) der gleiche Wert ($\sigma = 3.9 \text{ ns}$) für die Strahlbreite berechnen lassen.

Damit man σ aus Gleichung (4.15) berechnen kann, muss die Anzahl der Teilchen n im Bunch bekannt sein. Um eine bessere Auflösung zu erhalten, wurde die Skalierung des Oszilloskops geändert, sodass man einen kleineren Ausschnitt der Bunches betrachtet. Dieser ist in Abbildung 4.13 (a) gezeigt. An den linken Peak wurde eine Gaußfunktion gefittet (vgl. Abbildung 4.13 (b)).

Der Wert für n kann aus der Fläche des Bunchprofils berechnet werden. Diese Fläche wurde als Funktion der Zählrate des Strahlprofilmonitors bestimmt (vgl. Abbildung 4.14). Bei der Messung wurde der 50 MeV $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahl bei $h = 6$ mit der HF-Resonatorspannung $U_0 = 27.9 \text{ V}$ gebuncht.

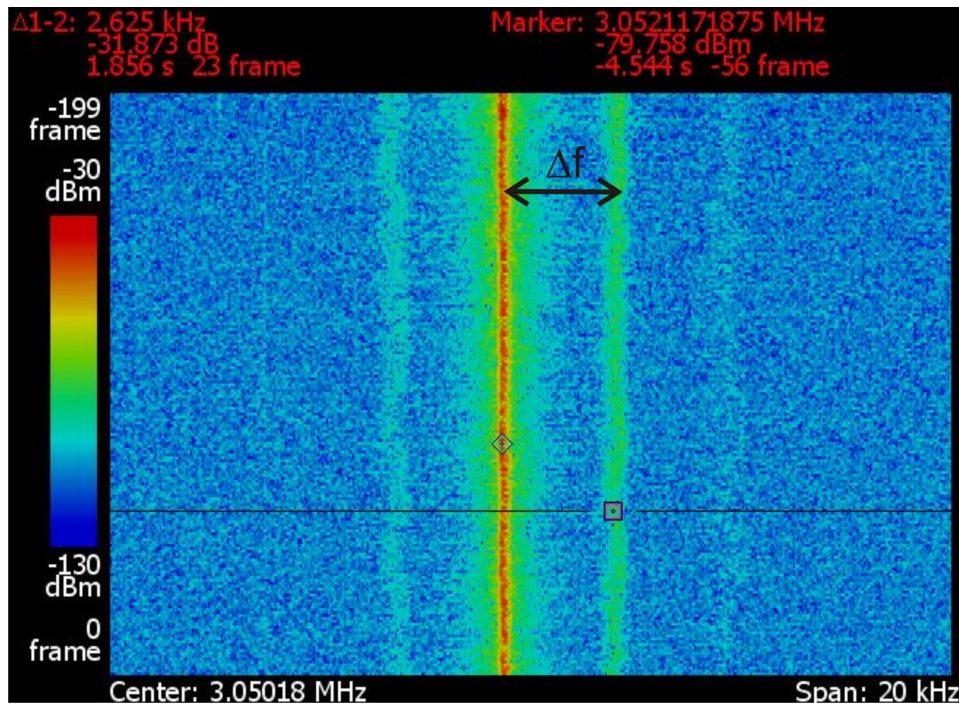


Abbildung 4.12: Gezeigt ist das Schottkyspektrum des 50 MeV $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahls. In der Abbildung sind neben dem Hauptband deutlich Seitenbänder zu erkennen. Der Abstand Δf der Seitenbänder zur Mittenfrequenz betrug 2.6 kHz

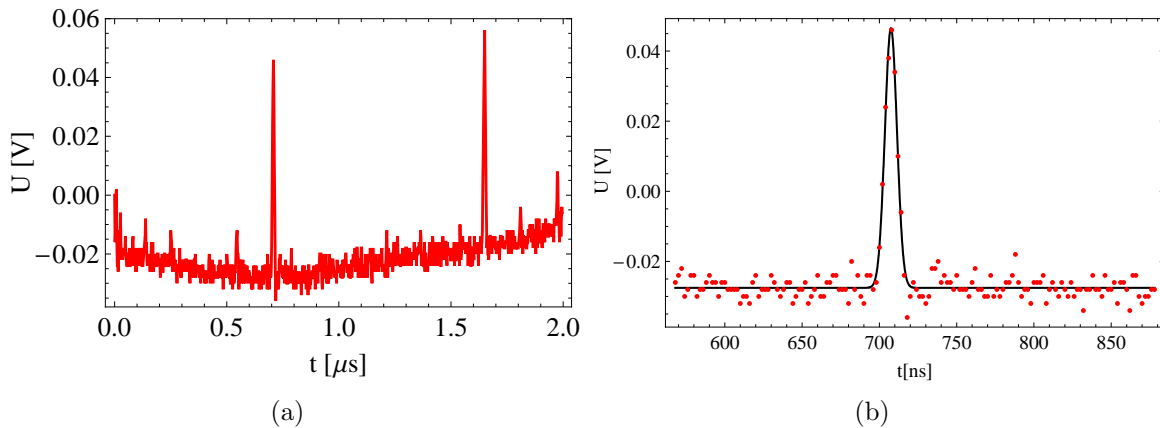
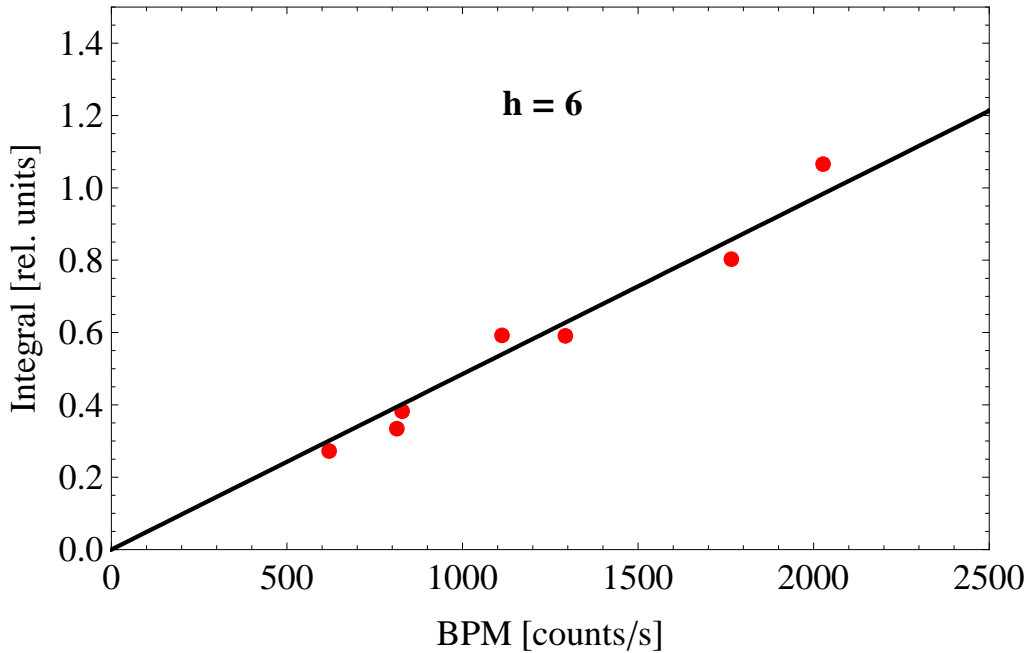


Abbildung 4.13: Die Skalierung der Zeitachse des Oszilloskops wurde optimiert, um eine bessere Auflösung zu erhalten (a). An den durch Selbstbunching entstandenen Bunch wurde eine Gaußfunktion gefittet (b). Der HF-Resonator und dessen Magnetisierung waren während der Messung ausgeschaltet. Der Gaußfit ergab $\sigma = 3.9$ ns.

Aus der angefitteten Ursprungsgeraden erhält man die Bunchprofilfläche als Funktion der Zählrate des Strahlprofilmonitors. Da die Zählrate des Strahlprofilmonitors zuvor



Abbildungung 4.14: Die Zählrate des BPM ist bei unterschiedlichen Strömen zusammen mit den aufgetretenen Bunchprofilen gemessen worden. Die Abbildung zeigt die Zählrate als Funktion des Integrals der an die Bunchprofile angefitzten Gaußfunktion.

in Strahlströme geeicht wurde, kann darüber die Fläche der Bunchprofile in μA umgerechnet werden. Hierbei muss man noch berücksichtigen, dass die Messung, die in Abbildung 4.14 gezeigt ist, bei $h = 6$ durchgeführt wurde. Das Selbstbunching wurde aber bei $h = 2$ beobachtet. Der tatsächliche Strahlstrom liegt also um den Faktor 3 über dem, der aus der Messung in Abbildung 4.14 abgeleitet werden kann. Aus der Fläche des Profils in Abbildung 4.13 (b) erhält man die Intensität $I_0 = 1.81 \mu\text{A}$.

Verwendet man folgenden Ausdruck

$$n = \frac{I_0 \cdot f_0}{h \cdot q}, \quad (4.16)$$

so folgt aus Gleichung (4.15) die Bunchlänge $\sigma = 5.1 \text{ ns}$.

Die Abweichung zur Bunchlänge von $\sigma = 3.9 \text{ ns}$ ist gering und liegt zum einen an der schwierigen Eichung der Zählrate des Strahlprofilmonitors auf den Ionenstrom und zum anderen an der Auflösung des Oszilloskops, an dessen Grenze man sich bei diesen kurzen Bunchlängen befindet.

Weiterhin wurde untersucht, wie lange es dauert, bis sich die Bunche nach der Injektion ausgebildet haben. Dazu wurde ein Spektrumsanalysator, der das verstärkte pick-up-Signal misst, auf die Frequenz $f = 3.053 \text{ MHz}$ ($h = 6$) bzw. $f = 1 \text{ MHz}$ ($h = 2$) eingestellt und im Zero-SPAN-Mode betrieben. Der Zero-Span-Mode erlaubt die Darstellung des zeitlichen Verlaufs der Amplitude des Messsignals in einem sehr kleinen Frequenzbereich.

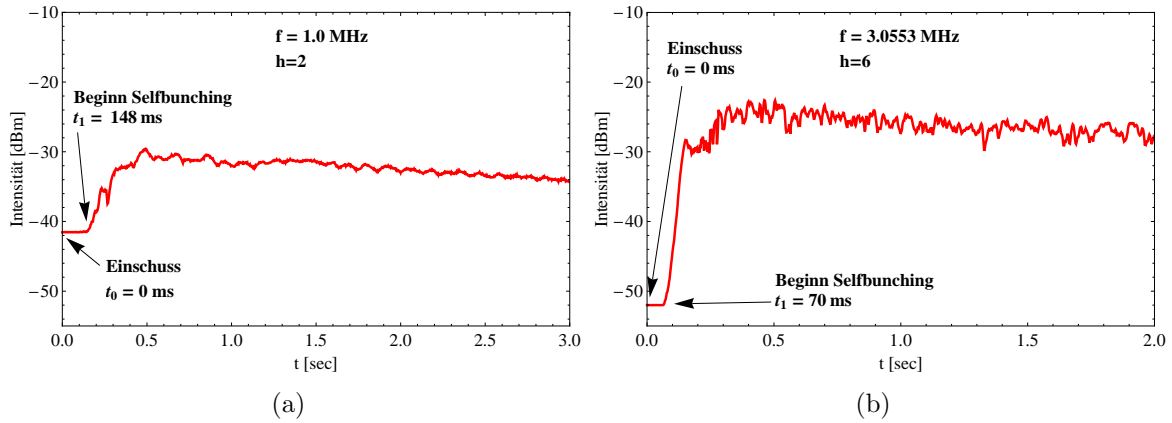


Abbildung 4.15: Für verschiedene Strahlinjektionen wurde der zeitliche Verlauf der Spektrallinie bei $f = 3.053 \text{ MHz}$ ($h = 6$) bzw. $f = 1.0 \text{ MHz}$ ($h = 2$) bei eingeschalteter Elektronenkühlung gemessen. Derzeit besteht noch keine Theorie, um die Zeitpunkte, nach denen das Selbstbunching eintritt bzw. sich der Bunch gebildet hat, vorherzusagen zu können.

Das Ergebnis dieser Messungen ist in Abbildung 4.15 gezeigt. Wie zu sehen, beginnt das Selbstbunching etwa 70 – 150 ms nach der Injektion. Nach weiteren 200 – 300 ms hat sich der Bunch durch Selbstbunching gebildet.

Die Ergebnisse führen zu dem Schluss, dass es erstmals gelang, das Selbstbunching eines elektronengekühlten Ionenstrahls nachzuweisen. Es müssen weitere Messungen durchgeführt werden, welche den Zeitpunkt des Einsetzens des Selbstbunchings und die Zeit, die der Bunch braucht, bis er sich ausgebildet hat, untersuchen. Ebenso ist noch unklar, warum das Selbstbunching bei $h = 2$ auftritt. Ob die zweifache Supersymmetrie des TSR hierbei eine entscheidende Rolle spielt, gilt es durch zukünftige Strahlzeiten zu klären. All diese offenen Fragen rechtfertigen weitere Messungen im η -negativ Mode, um das Selbstbunching in einem Schwerionenspeicherring besser zu verstehen.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, das Bunchen des Ionenstrahls im TSR zu untersuchen und die Bunchlängen soweit zu minimieren, dass Bunchlängen unter 5 ns erreicht werden konnten. Die Motivation hierfür lag in der Installation eines Reaktionsmikroskops im TSR, für welches ein Strahl mit kurzen Bunchen benötigt wird.

Es wurde gezeigt, dass die Theorie des Raumladungslimits das Verhalten des Ionenstrahls sehr gut voraussagt und die Bunchprofile durch einen parabelförmigen Fit beschrieben werden können. Die Bunchlänge eines elektronengekühlten $E = 50 \text{ MeV}$ $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahls kann nun durch eine semiempirische Formel in Abhängigkeit von der Intensität des Ionenstrahls und der Spannung des HF-Resonators beschrieben werden. Im Rahmen dieser Messungen gelang es zudem erstmals, aus dem Signal der kapazitiven pick-up-Elektrode die Intensität des Ionenstrahls bestimmen zu können. Auch wenn diese Messungen den DC-Transformator nicht ersetzen, so ermöglichen sie doch eine weitere Kontrolle zur Strahldiagnose im TSR.

Um die Bunchlänge durch Umgehung des Raumladungslimits noch weiter zu minimieren, wurde der TSR im η -negativ Mode betrieben. Die Experimente ermöglichten es, die Einstellungen in diesem Mode soweit zu verbessern, dass auch bei hohen HF-Resonatorspannungen der Ionenstrahl noch gespeichert wurde.

Die Bunchlängen waren in diesem Mode um das 2 bis 3.5-fache kleiner als bei analogen Einstellungen im Standardmode. Das Ziel, Bunchlängen unter 5 ns zu erhalten, wurde im η -negativ Mode erreicht. Dies ist ausreichend, um die angestrebten Experimente mit dem Reaktionsmikroskop durchführen zu können.

Während der η -negativ Strahlzeit konnten über den kapazitiven pick-up Spannungspicks aufgezeichnet werden, obwohl der HF-Resonator ausgeschaltet war. Es wurde gezeigt, dass es sich hierbei um Selbstbunching des Ionenstrahls handelt. Dieser Effekt wurde zuvor noch nicht im TSR beobachtet.

In weiteren Strahlzeiten muss untersucht werden, wie man noch höhere Intensitäten in diesem Mode speichern kann. Insbesondere die Verlustmechanismen, die die mittlere Lebensdauer bei eingeschaltetem HF-Resonator stark beeinflussen und das Selbstbunching des Ionenstrahls, müssen noch besser verstanden werden.

Offene Fragen bezüglich der negativ mass Instabilität im η -negativ Mode sind zum einen die zeitlichen Abläufe des Selbstbunching. Zum anderen gilt es zu untersuchen, warum das Selbstbunching in dieser Strahlzeit bei $h = 2$ aufgetreten ist. Die Vermutung, dass die zweifache Supersymmetrie des TSR hierbei eine Rolle spielt, bietet einen ersten Ansatz, um diese Frage beantworten zu können.

Es ist eindeutig, dass die Maximierung der Speicherzeit und ein stabilerer Betrieb des TSR im η -negativ Mode notwendig sind, um weiterreichende Experimente, die die Antworten auf die oben aufgezeigten Fragen liefern, durchführen zu können.

6 Anhang

6.1 Eichung der HF-Resonatorspannung

Der HF-Resonator wird über einen Funktionsgenerator gesteuert, dessen Ausgangsspannung U an das Amplituden-Regelungssystem weitergegeben wird. Auf dieses wird auch das Ist-Signal des HF-Resonators gegeben, sodass es über einen Verstärker die Spannung U_0 des HF-Resonator regeln kann. Dieser Aufbau ist in Abbildung 6.1 gezeigt. Für die folgenden Messungen ist es daher notwendig, die Spannung des Funktionsgenerators auf die HF-Resonatorspannung zu eichen.

Die Eichung ist über die Synchrotronfrequenz f_s möglich. Aus Gleichung (2.26) erhält man den Zusammenhang zwischen Synchrotronfrequenz f_s und HF-Resonatorspannung U_0

$$f_s = \sqrt{\frac{2f_0^2 h m \pi q \eta}{p_0^2} \cos(\phi_0)} \cdot \frac{\sqrt{U_0}}{2\pi}. \quad (6.1)$$

Mit Gleichung (6.1) und $\phi_0 = 0$ erhält man eine Synchrotronfrequenz von $f_s = 2.578$ kHz bei einer HF-Resonatorspannung von $U_0 = 500$ V. Nun wurde das Quadrat der Synchrotronfrequenz f_s^2 in Abhängigkeit der Funktionsgeneratorspannung U gemessen (Abbildung 6.2) und ein linearer Fit durch die Messwerte gelegt. Hieraus liest man bei einer Spannung $U = 1$ V den Wert $f_s = 1.16188$ kHz ab. Ein Volt Spannung

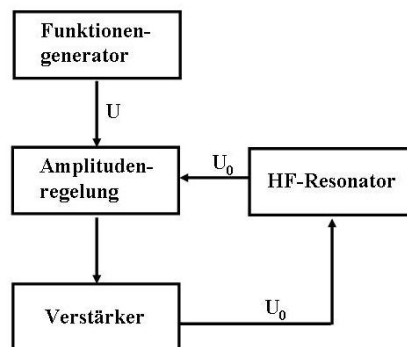


Abbildung 6.1: Regelung der HF-Spannung. Der Funktionsgenerator gibt über die Amplitudenregelung die Spannung U auf den Verstärker, der den HF-Resonator ansteuert. Die Amplitude von U_0 wird von der Amplitudenregelung überwacht, sodass diese bei Abweichung vom Sollwert die Amplitude U_0 ändern kann.

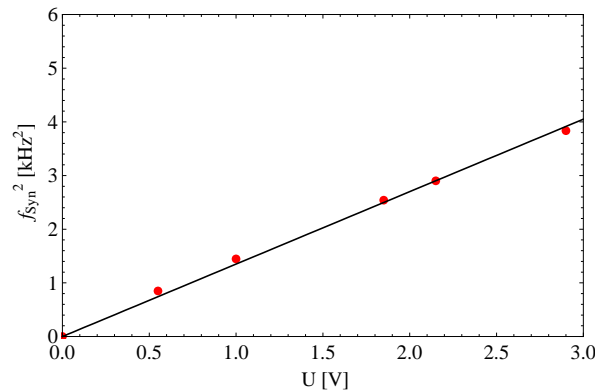


Abbildung 6.2: Die Abbildung zeigt das Quadrat der Synchrotronfrequenz als Funktion der Funktionsgeneratorspannung.

am Funktionsgenerator entspricht daher

$$\left(\frac{f_s}{2,578 \text{ kHz}} \right)^2 \cdot 500 \text{ V} = 101,56 \text{ V}. \quad (6.2)$$

Mit der Eichung kann nun direkt aus der Spannung des Funktionsgenerators zuverlässig auf die HF-Resonatorspannung zurückgerechnet werden.

6.2 Datenaufnahme

Die Messungen für diese Arbeit wurden mit einem digitalen Echtzeit-Oszilloskop TDS 380 von Tektronix durchgeführt (Abbildung 6.3). Bisher wurde das TDS 380 ausschließlich über das integrierte Diskettenlaufwerk ausgelesen, was jedoch sehr zeitaufwändig ist und erfordert, dass man direkt am Oszilloskop steht. Die Aufgabe bestand darin, das Oszilloskop, welches direkt am TSR steht, vom Kontrollpult des TSR aus zu steuern und auszulesen.

Dies ist über den in Abbildung 6.4 gezeigten GPIB-BUS des TDS 380 möglich. Der Hersteller bietet eine Vielzahl von Schreib- und Lesebefehlen [16], über die mit einem PC via GPIB mit dem Oszilloskop kommuniziert werden kann. Um nicht am Oszilloskop stehen zu müssen, wurde ein Lap-Top direkt neben dem Oszilloskop per USB-GPIB Adapter (Keithley KUSB-488A) mit diesem verbunden. Dieser Lap-Top wiederum wurde über eine Remote-Desktop-Verbindung von einem Computer am TSR-Kontrollpult bedient. Der gesamte Aufbau ist in Abbildung 6.5 gezeigt. Die benötigte Software wurde in LabView geschrieben. In Abbildung 6.6 ist das Frontpanel des Virtual Instruments gezeigt. Es ist möglich, über den Knopf “Einstellungen wählen” zwischen drei verschiedenen Modi auszuwählen.

In der Stellung “0” wird das Oszilloskop gestoppt und die Daten weggeschrieben. Wählt man “1”, wird vor dem Stopp-Befehl noch ein Autoset durchgeführt, dann die Daten gespeichert. In Stellung “3”, wird das Oszilloskop auf die in “YSCAL” und “XSCAL” eingetragenen Werte für gesetzt. Auch hier werden im Anschluss die Daten ausgelesen und gespeichert.

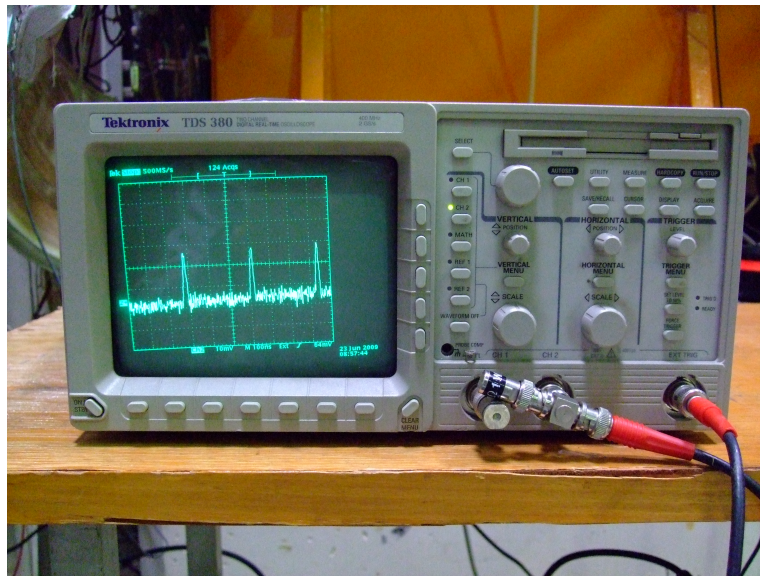


Abbildung 6.3: Für die Bunchlängenmessungen wurden das Digitalen Echtzeit-Oszilloskop TDS 380 von Tektronix verwendet.

Insgesamt schreibt das Programm drei Dateien, in die unter “Waveform”, “Einstellungen”, “skalierte Werte” eingetragenen Zielordner. In 1.csv werden die Rohdaten der Waveform geschrieben, in 1.dat die horizontalen und vertikalen Einstellungen und der Offset, in 1.lvm stehen die auf Volt bzw Sekunden skalierten Werte. Nachdem die Pfade für die zu speichernden Dateien eingetragen wurden, kann das Programm ausgeführt werden. Die Daten aus 1.csv werden sofort im oberen Diagramm angezeigt und es öffnet sich ein Fenster, welches abfragt, ob die Daten gespeichert oder verworfen werden sollen. Werden die Werte gespeichert, so wird die Datei 1.lvm im unteren Diagramm angezeigt.



Abbildung 6.4: Das TDS 380 verfügt über eine GPIB-Schnittstelle, über die es mit einem PC gesteuert werden kann.

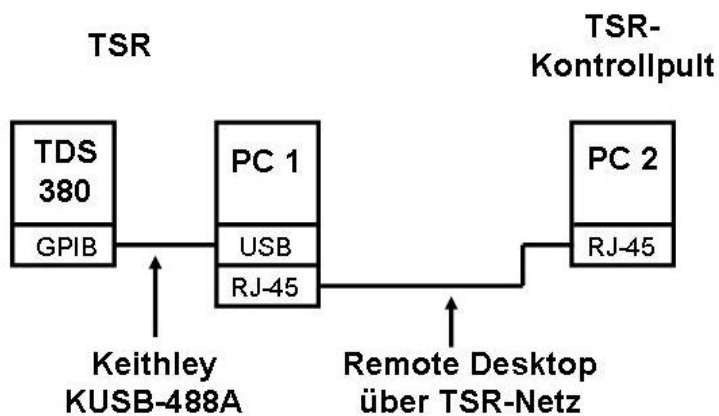


Abbildung 6.5: Das Oszilloskop wird über einen ersten Computer (PC1) gesteuert und ausgelesen, mit dem es über einen GPIB-USB Adapter verbunden ist. Beide Geräte stehen direkt am TSR. Der PC1 wird wiederum über eine Remote-Desktop-Verbindung von PC2 aus bedient, der am Kontrollpult steht. Verbunden sind die beiden PC's über das TSR-Netzwerk.

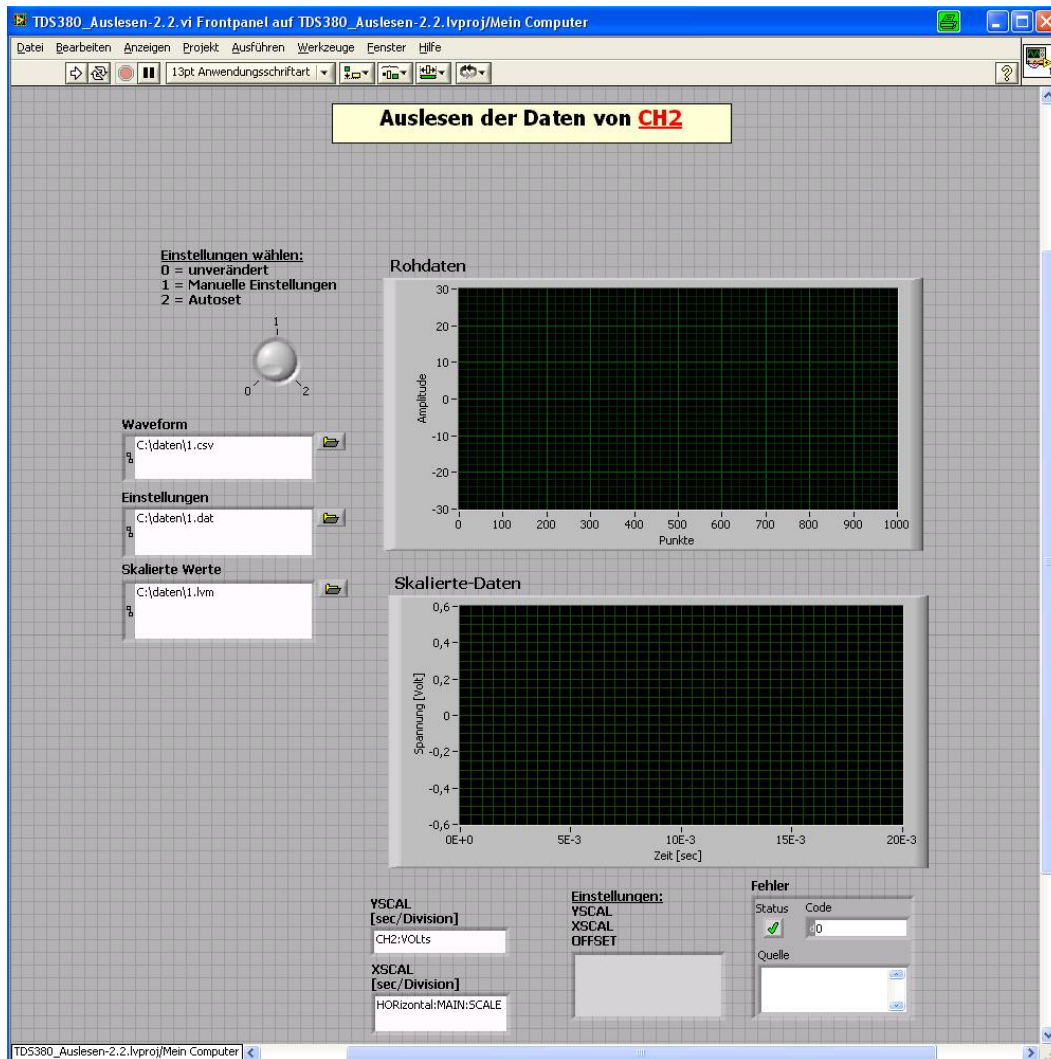


Abbildung 6.6: LabView Frontpanel, um das Oszilloskop TDS 380 von Tektronix auszulesen. Die Messwerte werden auf dem Datenträger C in den Ordner daten geschrieben.

Literaturverzeichnis

- [1] E. Jaeschke, D. Krämer, W. Arnold, G. Bisoffi, M. Blum, A. Friedrich, C. Greyer, M. Grieser, D. Habs, H.-W. Heyng, B. Holer, R. Ihde, M. Jung, K. Matl, R. Neumann, A. Noda, W. Ott, B. Povh, R. Repnow, F. Schmitt, M. Steck, E. Steffens, Proc. European Particle Accelerator conf., Rom, 1988, volume 1, Seite 365, Tazzari, S., Singapore, World Scientific (1989)
- [2] D. Fischer, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Persönliche Mitteilung
- [3] R. Moshhammer, M. Unverzagt, W. Schmitt, J. Ullrich, H. Schmidt-Böcking, A 4π recoil-ion electron momentum analyzer: a high-resolution “microscope” for the investigation of the dynamics of atomic, molecular and nuclear reactions, Nuclear Instruments and Methods B, Vol. 108, Seite 425 (1996)
- [4] M. Blum, M. Grieser, E. Jaeschke, D. Krämer, S. Papureanu, A new type of acceleration cavity for the Heidelberg test Storage Ring TSR, Proc 2nd European Particle Accelerator conf., Nice, 1990, Seite 955, Frontières, Gif-sur-Yvette (1990)
- [5] M. Grieser, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Persönliche Mitteilung
- [6] M. Beutelspacher, Systematische Untersuchungen zur Elektronenkühlung am Heidelberger Schwerionenspeicherring TSR, Doktorarbeit (2000)
- [7] D. A. Edwards, M. J. Syphers, An Introduction to the Physics of High Energy Accelerators, Wiley-Interscience Publication, Seite 183 (1993)
- [8] B. Hochadel, F. Albrecht, M. Grieser, D. Habs, D. Schwalm, E. Szmola, A. Wolf, A residual-gas ionization beam profile monitor for the Heidelberg Test Storage Ring TSR, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 343, Seite 401 (1994)
- [9] M. Grieser, R. Bastert, K. Blaum, H. Buhr, R von Hahn, M. B. Mendes, R. Repnow, A. Wolf, Acceleration, Deceleration and Bunching of Stored and Cooled Ion Beams at the TSR, HIAT 09 Proceedings, Venice, June 2009
- [10] J. Le Duff, Longitudinal beam dynamics in circular accelerators, CERN Accelerator School, CERN 85-19, Seite 125 (1985)

- [11] V. Kelvin Neil, Andrew M. Sessler, Longitudinal resistive instabilities of intense coasting beams in particle accelerators, Lawrence Radiation Laboratory, University of California (1963)
- [12] F. Hinterberger, Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik, Springer (2008)
- [13] M. Grieser, et al., Operation of the TSR close to the transition energy, Proc. Workshop on Beam Cooling and Related Topics, Montreaux, CERN Yellow Report 94-03, Seite 257-261, (1994)
- [14] M. Reiser, Theory and Design of Charged Particle Beams, Wiley-VCH, Seite 476 (2008)
- [15] A. Piwinski, Beam Losses and Lifetime, CERN Accelerator School, CERN 95-19, Seite 432-462 (1985)
- [16] Tektronix, Benutzerhandbuch TDS340A, TDS 360 und TDS 380

Danksagung

Bedanken möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Andreas Wolf für die Überlassung des Themas dieser Diplomarbeit, seine Unterstützung während meiner gesamten Zeit am Institut und seine kritische Durchsicht dieser Arbeit. Bei Herrn Prof. Dr. Klaus Blaum bedanke ich mich für die Übernahme der Zweitkorrektur der Diplomarbeit.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Manfred Grieser für seine exzellente Betreuung. Bei jedweden Problemen und Fragen konnte ich mich stets an ihn wenden und habe durch die zahlreichen Diskussionen mit ihm viel lernen können.

Herr Dr. Robert von Hahn hat mir im Vorfeld sehr viel Zeit gewidmet, um mir die Beschleunigeranlagen und die Arbeit der Gruppe zu zeigen bzw. zu erklären. Für diese freundlichen Einweisungen möchte ich meinen Dank aussprechen.

Bei Dr. Thomas Sieber und Dr. Michael Lange bedanke ich mich für die vielen Fragen, die sie mir in Bezug auf die CTF beantwortet hat. Die Mitarbeit als *Mechaniker* an diesem Projekt hat mir sehr viel Spaß gemacht.

Bei Dr. Daniel Fischer bedanke ich mich für die Bereitstellung der Figuren des Reaktionsmikroskopes und die Beantwortung meiner Fragen bezüglich des PRIOC Projektes. Bedanken möchte ich mich auch bei meinen Bürokollegen und Kaffeefreunden Felix Laux, Florian Fellenberger, Sebastian Menk und Mike Froese. Insbesondere bei Florian bedanke ich mich für seine Unterweisungen in C und Mathematica, durch die ich sehr viel Zeit und Nerven gespart habe. Auch über das fachliche hinaus hatte ich mit ihnen allen eine sehr interessante und lustige Zeit, die ich nicht missen möchte.

Bei Rolf Epking, Oliver Koschorreck und dem gesamten Elektronikerteam bedanke ich mich für die Hilfe bei sämtlichen Elektronik- bzw. Computerproblemen, die durch ihr Engagement stets gelöst werden konnten.

Für die Unterstützung während der Strahlzeiten am TSR danke ich den Operateuren des TSR, insbesondere Herrn Kurt Horn, der mir während der Messungen immer mit Rat und Tat zur Seite stand.

Meinen Eltern danke ich von ganzem Herzen dafür, daß sie von Anfang an meinen Wunsch Physik zu studieren begrüßt haben und mir dieses Zweitstudium überhaupt ermöglichten. Während des gesamten Studiums haben sie mich immer unterstützt, was mich unendlich gefreut hat. Meinem Vater danke ich für die kritische Durchsicht dieser Arbeit.

Für das Korrekturlesen und ihre Unterstützung meiner Arbeit kann ich meiner Freundin Marlene gar nicht genug danken. Wenn es Probleme während des Studiums gab, hat sie mir immer mit aufmunternden Worten zur Seite gestanden. Hierbei will ich auch den Rest ihrer Familie nicht unerwähnt lassen, die sich stets für meine Arbeit interessiert haben und mich dabei auf die ihnen mögliche Weise unterstützten.

Erklärung:

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

Heidelberg, den

.....
Unterschrift