

Energieisochrone Massenmessungen
am Experimentierspeicherring
der GSI

Inaugural Dissertation
zur Erlangung des
Doktorgrades der Naturwissenschaften
der Justus-Liebig Universität Gießen
(Fachbereich Physik)

vorgelegt von
Marc Hausmann,
geboren in Wuppertal

Gießen, im Juni 1999

D26

Dekan: Prof. Dr. K.-H. Schartner

I. Berichterstatter: Prof. Dr. H. Wollnik

II. Berichterstatter: Priv. Doz. Dr. H. Geissel

Tag der mündlichen Prüfung: 14.07.1999

Zusammenfassung

Die Massen vieler kurzlebiger exotischer Nuklide konnten bislang nicht gemessen werden. Zur Messung der Massen solcher kurzlebiger Nuklide bis in die Nähe der Protonen- und Neutronenabbruchkante wird ein schnelles und gleichzeitig empfindliches Meßverfahren benötigt.

Die am Fragmentseparator der GSI verwendete Methode zur Erzeugung und Separation solcher exotischer Kerne erlaubt es, diese Nuklide bis zur Ordnungszahl $Z < 93$ zu produzieren und diese Kerne dann nach etwa $5 \cdot 10^{-7}$ Sekunden in den Experimentierspeicherring ESR zu injizieren. Um eine schnelle Messung der Massen der im ESR gespeicherten Ionen zu ermöglichen, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit zunächst eine spezielle ionenoptische Einstellung des ESR entwickelt und untersucht. Diese Einstellung erlaubt es, relativistische Schwerionen *energieisochron* im ESR umlaufen zu lassen. Auf diese Weise wird es sofort nach dem Einschub der Ionen in den ESR möglich, aus den Umlaufzeiten der Ionen unabhängig von der Breite ihrer Geschwindigkeitsverteilung auf die jeweiligen Nuklidmassen zu schließen. Mit dieser isochronen Einstellung konnten erstmals die Umlauffrequenzen verschiedener ungekühlt umlaufender Ionensorten getrennt werden. Erste Massenmessungen an Neon- und Nickelfragmenten wurden durchgeführt. Dabei konnten die bekannten Massen dieser Fragmente mit einer Präzision von wenigen 10 keV reproduziert werden. Es wurde ein Massenauflösungsvermögen von $m/\Delta m = 150000$ erzielt.

Um Massenmessungen an kurzlebigen Nukliden zu ermöglichen, wurde ein Flugzeitdetektorsystem am ESR implementiert. Mit diesem Detektorsystem wurden die Umlaufzeiten einzelner Ionen, die bei energieisochroner Einstellung des ESR gespeichert wurden, innerhalb weniger Umläufe präzise gemessen.

Damit ist es nun möglich, am ESR Massenmessungen an exotischen Nukliden mit Halbwertszeiten bis herunter in den Submillisekundenbereich durchzuführen.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation für Massenmessungen exotischer Nuklide	1
2	Produktion und Separation exotischer Nuklide	5
2.1	Separation nach der ISOL-Technik	5
2.2	Separation im Flug	6
2.3	Sekundärstrahlen bei GSI	8
2.4	Produktion und Separation exotischer Nuklide am Fragment- separator FRS	10
2.4.1	Wechselwirkung von Schwerionen mit Materie	10
2.4.2	Separation am FRS	11
3	Methoden zur Massenmessung exotischer Nuklide	13
3.1	Q-Wert Messungen	13
3.2	Direkte Massenmessungen	14
4	Schottky-Massenspektrometrie am ESR	17
4.1	Der Experimentierspeicherring ESR	17
4.2	Grundlage der Massenmessung am ESR	20
4.3	Das Prinzip der Schottky-Massenspektrometrie	20
4.4	Schottky-Diagnose	21
4.4.1	Prinzip der Schottky-Diagnose	21
4.4.2	Schottky-Diagnose am ESR	22
4.5	Schottky-Massenspektrometrie an der GSI	24
4.5.1	Erste Messungen	25
4.5.2	Aktuelle Verbesserungen	27
4.6	Möglichkeiten und Grenzen der Methode	29

5	Idee der Massenmessung bei energieisochroner Einstellung	31
6	Ionenoptische Entwicklung der isochronen Einstellung am ESR	33
6.1	Allgemeine ionenoptische Betrachtung zu Kreisbeschleunigern	33
6.1.1	Grundlagen der Ionenoptik	33
6.1.2	Synchrotrons und Speicherringe	36
6.2	Ionenoptische Parameter des ESR	42
6.3	Isochrone Einstellung des ESR	47
6.3.1	Anforderungen an eine isochrone ESR-Einstellung . .	48
6.3.2	Realisierung der Isochronie am ESR	51
7	Experimentelle Untersuchung der isochronen Einstellung des ESR	55
7.1	Messung der Geschwindigkeitsabhängigkeit der Umlauffrequenz	55
7.2	Bestimmung des Transitionspunkts	60
7.2.1	Variation des Transitionspunkts	61
7.2.2	Optimierung der Sextupolfeldstärken	65
7.3	Bestimmung der Bahnlänge	68
7.4	Bestimmung und Korrektur des Bahnverlaufs	73
7.5	Dispersionsmessungen	74
7.6	Tunemessungen	74
7.7	Verschiedene isochrone Einstellungen	76
7.7.1	Anpassung der Einstellung an veränderte Bedingungen	76
7.7.2	Optimierung der isochronen Einstellung	78
8	Erste Massenmessungen bei isochroner Einstellung des ESR	83
8.1	Umlauffrequenzen verschiedener Ionensorten	83
8.1.1	Berechnung der Umlauffrequenzen von Nickelfragmenten mit $A = 2Z + 2$	84
8.1.2	Übertragung auf weitere Nickelfragmente	86
8.2	Frequenzspektren von Fragmenten bei isochroner Einstellung	90
8.2.1	Nickelfragmente	90
8.2.2	Neonfragmente	93

8.3	Der Zusammenhang zwischen Masse und Umlauffrequenz . . .	98
8.4	Bestimmung von Massen aus Frequenzspektren	99
8.4.1	Fragmente mit $A/Z = 2$	99
8.4.2	Nickelfragmente mit $A/Z > 2$	104
9	Erster Test des Flugzeitdetektors am ESR	107
9.1	Der Flugzeitdetektor	107
9.2	Einbau des Flugzeitdetektors im ESR	109
9.3	Erste Inbetriebnahme des Flugzeitdetektors am ESR	112
10	Diskussion und Ausblick	117
A	MIRKO-Datensatz der isochronen Einstellung	121
B	Isochroner Mode und Elektronenkühlung	127

Abbildungsverzeichnis

1.1	Übersicht über Kerne bekannter und unbekannter Masse . . .	2
1.2	Vergleich von Massenmodellen	3
2.1	Überblick über einen Teil des GSI-Beschleunigerkomplexes. . .	9
2.2	Separation exotischer Nuklide am FRS	11
4.1	Der Experimentierspeicherring ESR	18
4.2	Schottky Bänder	22
4.3	ESR Schottky Diagnose	23
4.4	Schottky-Übersichtsspektrum	25
4.5	Nutzung von α -Zerfallsketten	26
4.6	Massenauflösung bei ersten Experimenten	27
4.7	Verbessertes Massenauflösungsvermögen am ESR	28
6.1	Twiss-Parameter und Phasenraumellipse	39
6.2	Beispiel für ein Arbeitsdiagramm	40
6.3	Betatronfunktionen des ESR	43
6.4	Dispersionsfunktion des ESR	44
6.5	Injektionsschema des ESR	45
6.6	Wahl des Transitionspunkts	49
6.7	Bahnverlauf bei der Injektion	50
6.8	Dispersionsfunktion bei isochroner Einstellung	52
6.9	Betatronfunktionen bei isochroner Einstellung	54
7.1	Kohärenzeffekte im Frequenzspektrum	58
7.2	Frequenz als Funktion der Kühlerspannung	59

7.3	Frequenzvariation isochron und nichtisochron	60
7.4	Frequenzdispersion und Transitionspunkt	61
7.5	γ_t bei $B\rho$ -Skalierung	62
7.6	γ_t -Verlauf in Experiment und Rechnung	63
7.7	Variation von γ und γ_t	65
7.8	realer und idealer Frequenzverlauf	66
7.9	γ_t bei verschiedenen Sextupolstärken	67
7.10	Sextupoleinfluß quantitativ: γ_t	68
7.11	Sextupoleinfluß quantitativ: Frequenzen	69
7.12	experimentelle Bestimmung der Bahnlänge	70
7.13	Residuen eines linearen Fits der Bahnlänge	70
7.14	Residuen eines Polynomfits siebter Ordnung der Bahnlänge	71
7.15	Dispersionsmessung mit dem Strahlprofilmonitor	75
7.16	Betatronseitenbänder und Tune-Messung	76
7.17	γ_t -Verlauf bei verbesserter Isochronie	79
7.18	Frequenzverlauf	80
7.19	Frequenzverteilung bei Injektion	81
8.1	Experimentelle und berechnete Frequenzen	85
8.2	Berechnete Umlauffrequenzen von Nickelfragmenten	86
8.3	Umlauffrequenzen von Nickelfragmenten mit $A = 2Z + 2$	87
8.4	Umlauffrequenzen von Nickelfragmenten mit $A = 2Z + 1$	88
8.5	Berechnete Umlauffrequenzen von $A/Z = 2$ -Fragmenten	89
8.6	Frequenzspektrum ^{53g}Fe	91
8.7	Frequenzspektrum Grundzustand und Isomer von ^{53}Fe	91
8.8	Frequenzspektrum ^{56}Ni	93
8.9	Frequenzspektren von Neonfragmenten	94
8.10	Frequenzspektrum von Neonfragmenten	95
8.11	Frequenzspektrum gekühlter Neonfragmente	96
8.12	Vergleich: ungekühlt - gekühlt	97
8.13	Frequenzspektrum gekühlter Neonfragmente	97
8.14	Massen ungekühlter Neonfragmente	101

8.15	Massen von Nickelfragmenten mit $A/Z = 2$	102
8.16	Massen gekühlter Neonfragmente	103
8.17	Massen von Nickelfragmenten mit $A = 2Z + 2$	104
8.18	Massen von Nickelfragmenten mit $A = 2Z + 2$	105
8.19	Massen von Nickelfragmenten mit $A = 2Z + 1$	106
9.1	Elektrostatische Einheit des Flugzeitdetektors	108
9.2	Vakuumsystem des Flugzeitdetektors	110
9.3	ESR mit Flugzeitdetektor	111
9.4	Detektorsignal	112
9.5	Detektorsignal mit höherer Auflösung	113
9.6	einzelnes Detektorsignal	114
9.7	Umlaufzeitdifferenzen	115
9.8	Umlaufzeitdifferenzen	115
B.1	Problematik der Variation von γ_t	128

Tabellenverzeichnis

6.1	Isochrone ESR-Einstellung	53
7.1	Variante der isochronen ESR-Einstellung	77
7.2	Variante der isochronen ESR-Einstellung	78
8.1	Geltungsbereiche der Polynomapproximation	99

Kapitel 1

Motivation für Massenmessungen exotischer Nuklide

Eine der fundamentalen Größen, die einen Atomkern charakterisieren, ist seine Masse, denn sie spiegelt die Kernbindungsenergie wider und erfaßt damit alle Wechselwirkungen der einzelnen Konstituenten des Kerns untereinander.

Derzeit sind etwa 2500 verschiedene Nuklide bekannt, aber nur von etwa 1600 davon konnte bisher die Masse experimentell bestimmt werden. Die übrigen Kerne sind kurzlebige exotische Nuklide und man muß sie künstlich erzeugen, um sie untersuchen zu können. Diese exotischen Nuklide findet man an den Rändern der Nuklidkarte (siehe Abb. 1.1), in der die bekannten Nuklide nach ihrer Protonen- und Neutronenzahl geordnet dargestellt sind.

Die Massen dieser exotischen Nuklide spielen in der Kern- und in der Astrophysik eine wichtige Rolle.

Der r-Prozeß beispielsweise, einer der Prozesse, in denen die schwereren chemischen Elemente im Universum den astrophysikalischen Modellen zufolge erzeugt wurden, verläuft im Bereich dieser exotischen Nuklide. Die Massen dieser Nuklide sind ein direktes Maß für ihre Kernbindungsenergie und bestimmen den genauen Verlauf des r-Prozesses. Damit spielen die Massen dieser exotischen Nuklide eine entscheidende Rolle zum Verständnis der Häufigkeiten der verschiedenen Elemente in unserem Sonnensystem.

Die Kräfte, die im Inneren eines Atomkerns wirken, sind bislang nicht hinlänglich bekannt und es gibt kein Modell des Kerns, das nur mit Hilfe der Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Kernbausteinen die Eigenschaften der verschiedenen Atomkerne korrekt beschreibt. Die Erweiterung des Wissens über die Massen exotischer Nuklide kann helfen, das Verständnis der Kernstruktur und der Kernkräfte zu verbessern. Beispielsweise würden

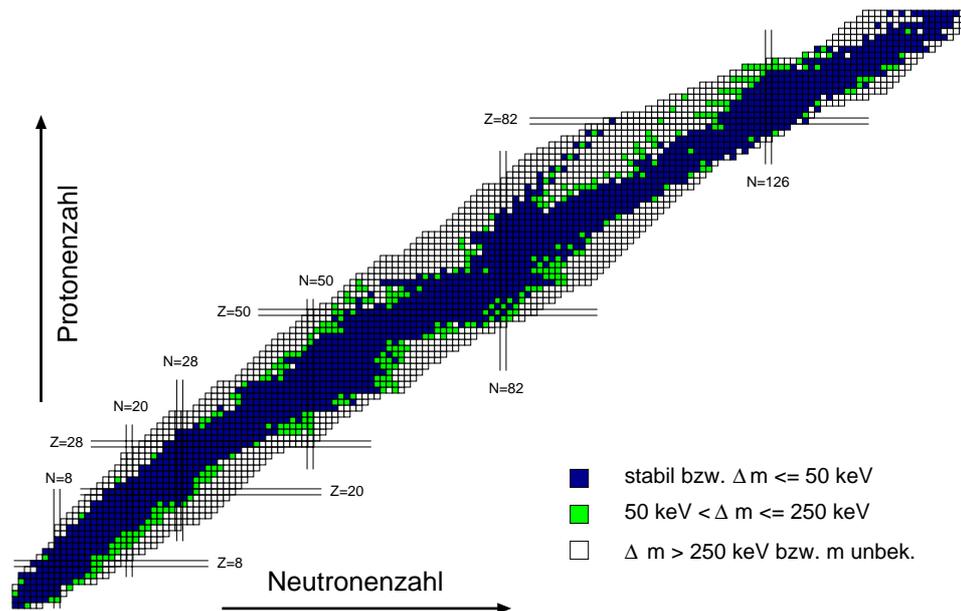


Abbildung 1.1: Ausschnitt aus der Nuklidkarte. Dargestellt ist die Genauigkeit, mit der die Masse des Grundzustandes des jeweiligen Kerns experimentell bekannt ist auf Basis der Tabellen von Audi und Wapstra [AW95].

experimentelle Daten hier Aufschluß über die Frage bieten, ob die bekannten Kernschalenabschlüsse auch weitab von der β -Stabilität gelten, oder ob im Bereich dieser exotischen Nuklide eventuell andere Zahlenwerte der Neutronen- oder Protonenzahl als „magisch“ angesehen werden müssen. Ferner stellen neue experimentelle Werte für Massen exotischer Nuklide die wichtigste Größe zur Überprüfung und Weiterentwicklung von speziellen Modellen zur Beschreibung und Vorhersage der Nuklidmassen dar. Diese Modelle werden überall dort benutzt, wo Massenwerte benötigt werden, sie bislang aber nicht experimentell bestimmt werden konnten, beispielsweise in der nuklearen Astrophysik. Aufgrund der Anpassung der jeweiligen Modellparameter an die bekannten Massen reproduzieren die Modelle deren Werte recht gut, in ihren Vorhersagen für die Massen exotischer Nuklide aber differieren sie untereinander stark. Dies ist in Abb. 1.2 für das Beispiel des Elements Zinn (Ordnungszahl $Z = 50$) illustriert. Aus diesem Grund ist die Verwendung der Werte aus solchen Modellen bislang unbefriedigend. Experimentelle Daten für die Massen exotischer Nuklide stellen hier die bessere Alternative dar, und können darüber hinaus helfen, die Modelle zu verbessern.

Aufgrund der eben genannten Gründe ist es von Interesse, die Massen von exotischen Kernen weitab der β -Stabilität experimentell zu bestimmen.

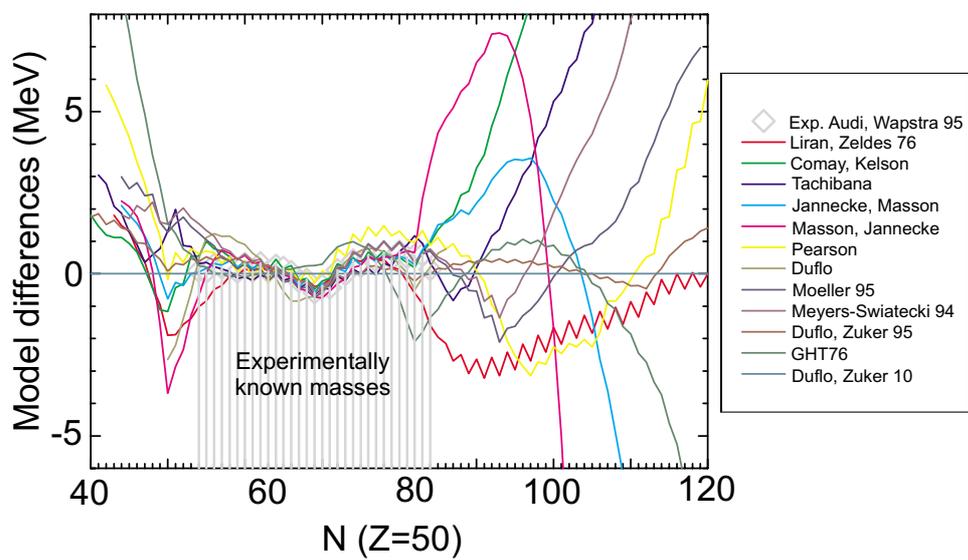


Abbildung 1.2: Der Vergleich verschiedener Theorien zur Beschreibung von Kernmassen am Beispiel verschiedener Zinnisotope zeigt deutliche Übereinstimmung im Bereich der experimentell bekannten Massen. Außerhalb dieses Bereichs weichen die Vorhersagen der verschiedenen Theorien untereinander stark ab. (Quelle:ftp://csnftp.in2p3.fr/AMDC/theory/tin_diff.ps)

Kapitel 2

Produktion und Separation exotischer Nuklide

Eine grundlegende Voraussetzung zur Messung der Massen exotischer Nuklide ist deren Erzeugung. Hierzu können verschiedene Prozesse genutzt werden. Zu diesen zählen Spaltung, Target Spallation, Projektil Fragmentation, Fusionsprozesse, tief inelastische Kollisionen und Nukleonentransferreaktionen. An dieser Stelle sollen nur die Prozesse beschrieben werden, die aktuell Verwendung zur Erzeugung exotischer Kerne finden.

Neben den gewünschten Kernen entstehen in diesen Prozessen allerdings auch andere Nuklide, daher müssen die Ionen, für die man sich im jeweiligen Experiment interessiert, von anderen Nukliden getrennt werden. Dies ist insbesondere dann wichtig, wenn diese sog. Kontaminanten wesentlich häufiger erzeugt werden, als das gewünschte Nuklid.

Daher soll im folgenden weniger nach den Produktionsprozessen als nach den Separationsmethoden unterschieden werden.

Eine guten Überblick über das Gebiet bietet [GMR95].

2.1 Separation nach der ISOL-Technik

Die ISOL (isotope separation on-line) Technik ist eine weit verbreitete Technik zur Erzeugung von Strahlen exotischer Nuklide.

Ein hochenergetischer Ionenstrahl wird auf ein dickes Target (bis zu 100 g/cm^2) geschossen und darin gestoppt. Häufig werden Strahlen leichter Ionen verwendet und auf Targets aus schwereren Elementen geschossen. Mittels Fragmentation, Spallation und Spaltung der Targetkerne entsteht so eine Vielzahl verschiedener Nuklide. Durch Stöße mit dem umgebenden Targetmaterial werden die produzierten Bruchstücke thermalisiert. Sie diffundieren aus dem (meist sehr heißen) Target heraus an die Oberfläche, desorbieren und werden in einer Ionenquelle ionisiert. Anschließend werden sie durch elektromagnetische Felder beschleunigt und stehen dann für Experimente zur

Verfügung. Ein typisches Beispiel ist ISOLDE an CERN, hier wird ein Protonenstrahl von 1 GeV verwendet, die Wahl des Targets hängt vom gewünschten Nuklid ab. Nach der Ionisation werden die Teilchen auf eine Energie von 60 keV beschleunigt, dies ist ein typischer Wert für solche Anlagen.

Die Produktionsrate eines Nuklids ist dabei durch den Wirkungsquerschnitt seiner Erzeugungsreaktion, die Dicke des Targets und die Intensität des zur Verfügung stehenden Strahls bestimmt. Aufgrund der dicken Targets und der Verwendung leichter Projektile, die hohe Strahlintensitäten erlauben, lassen sich verhältnismäßig große Produktionsraten erzielen.

Entscheidend für den erzielbaren Strom des radioaktiven Sekundärstrahls ist allerdings meist die Effizienz der nachfolgenden Diffusions-, Desorptions- und Ionisierungsprozesse. Hier spielen Hochtemperaturchemie, Metallurgie, Festkörperphysik und Ionisationsphänomene eine Rolle.

Durch die Entwicklung spezieller Target-Ionenquellenkombinationen ist es möglich spezifisch ein bestimmtes chemisches Element zu ionisieren und somit schon eine weitgehende Separation durchzuführen. Die Trennung der verschiedenen Isotope des gewählten Elements erfolgt dann im allgemeinen in einem Massenseparator, hier werden die Ionen, die alle einfach geladen sind, durch ein magnetisches Dipolfeld ihrer Masse entsprechend separiert. Die unterschiedlichen Eigenschaften der chemischen Elemente spielen bei der ISOL-Technik eine große Rolle. Sie sind letztlich die Ursache dafür, daß sich einige Elemente effizient und schnell aus dem Target extrahieren und zu einem Strahl formen lassen, während andere Elemente sich wesentlich schwieriger verhalten bzw. quasi nicht als Sekundärstrahl zur Verfügung stehen. Daher lassen sich bezüglich der Effizienz und der Frage, welche minimale Lebensdauer ein Nuklid für eine erfolgreiche Anwendung der ISOL-Technik haben muß, nicht allgemein beantworten. Auch die Frage der Qualität der Separation kann nicht allgemeingültig beantwortet werden. Für etwa ein Drittel aller Elemente kann eine gute Effizienz ($\geq 10\%$) bei gleichzeitiger guter Selektivität erreicht werden. Für weitere Informationen sei auf die Literatur verwiesen, z. B. [Rav92].

Die Verweildauer der Teilchen in der Target-Ionenquelleneinheit schränkt die Eignung der Methode ein, wenn es um Nuklide weitab der Stabilität mit kurzen Lebensdauern geht, es wurden aber schon Nuklide mit Halbwertszeiten von weniger als 10 ms untersucht.

2.2 Separation im Flug

Eine andere Methode, Strahlen exotischer Nuklide herzustellen, ist die Separation im Flug. Hierbei wird ein Schwerionenstrahl auf relativistische Energien, einige hundert bis einige tausend MeV pro Nukleon, beschleunigt und auf ein Produktionstarget geschossen. Im Gegensatz zur ISOL-Technik wird das Target aber wesentlich dünner gewählt (typisch wenige g/cm^2). Die Teilchen des Strahls werden demzufolge nicht gestoppt, sondern durchqueren

das gesamte Target und weisen beim Verlassen noch etwa 60 – 90% ihrer ursprünglichen Energie auf.

Innerhalb des Targets können nun neben der Abbremsung durch atomphysikalische Prozesse auch verschiedene Kernreaktionen stattfinden. Dazu gehören die Projektilfragmentation, die Elektromagnetische Dissoziation und die Spaltung der Projektilkerne.

Bei der Projektilfragmentation verliert der Projektilkern in einer peripheren Kollision mit einem Targetkern einen Teil seiner Nukleonen. Der verbleibende Rest fliegt dabei quasi ungebremst als angeregtes Präfragment weiter. Durch Abgabe elektromagnetischer Strahlung oder Abdampfen einzelner Nukleonen entsteht innerhalb von etwa 10^{-20} bis 10^{-16} Sekunden ein Projektilfragment, die Zeit für die eigentliche Reaktion vorher ist sogar noch um einige Größenordnungen kürzer ($\approx 10^{-23}$ s) [GS91]. Bei zentraleren Stößen kommt es zur Multifragmentation, diese spielt aber eine untergeordnete Rolle.

Die elektromagnetische Dissoziation beruht darauf, daß beim Vorbeiflug des Projektilkerns an einem Kern des Targets zwischen diesen geladenen Kernen elektromagnetische Wechselwirkung stattfindet. Der Projektilkern wird dadurch angeregt, was entweder zum Abdampfen einiger Nukleonen führen kann, oder aber die induzierte Spaltung des Projektilkerns zur Folge hat. Die Zeitskala dafür unterscheidet sich nicht wesentlich von der für die Projektilfragmentation.

Durch die angesprochenen Reaktionen lassen sich im Prinzip alle Protonen-Neutronenkombinationen herstellen, die gegenüber dem ursprünglichen Projektilkern keine Erhöhung der Anzahl der Nukleonen bedeuten. In der Projektilfragmentation werden bevorzugt neutronenarme Fragmente erzeugt, während die induzierte Spaltung von schweren Projektilkernen gute Produktionsraten für neutronenreiche mittelschwere Nuklide aufweist.

Bei allen diesen Prozessen entstehen die exotischen Nuklide als Bruchstücke der Projektilkerne. Dies hat zur Folge, daß sie, ähnlich den Projektilkernen, die keine nukleare Wechselwirkung durchlaufen haben, das Target durchqueren und danach mit einer Energie von typisch einigen hundert MeV pro Nukleon weiterfliegen. Ferner läuft dieser gesamte Prozeß in kurzer Zeit (< 1 ns) ab. Auf diese Weise stehen die kurzlebige exotischen Nuklide beim Austritt aus dem Target quasi sofort nach ihrer Produktion als Sekundärstrahl — allerdings noch mit mehreren Nukliden — zur Verfügung. Die durch die Reaktion verursachten transversalen Impulskomponenten sind klein im Vergleich zum Gesamtimpuls dieser Ionen, so daß der Sekundärstrahl nur eine verhältnismäßig kleine Aufweitung erfährt. Die Reaktionskinematik der Fragmentation wird in [Gol74, Mor89] beschrieben.

Die Fragmente sind beim Verlassen des Targets bereits hoch geladen, so daß direkt im Anschluß an das Target die magnetische Separation erfolgen kann. Da eine rein magnetische Separation keinen isotonenreinen Strahl liefert und elektrische Ablenkelemente bei den typischen Energien der Fragmente nicht in Frage kommen, wird eine zusätzliche Separation oft durch Abbremsung

des Strahls in einem Materieblock bewirkt. Der spezifische Energieverlust dE/dx zeigt nämlich eine Abhängigkeit von der Ordnungszahl Z_p des Projektils [Bet32, Bet33, Fan63, SG98]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_p^2 e^4 n}{mc^2 \beta^2} \left(\ln \frac{2mc^2 \beta^2}{I} + \ln \gamma^2 - \beta^2 \right). \quad (2.1)$$

Hierbei ist e die Elementarladung und n die Elektronendichte in der Materie. Die Ruhemasse des Projektils ist m , während seine Geschwindigkeit in den relativistischen Faktoren β und γ zum Ausdruck kommt. Ferner stellt I das mittlere Ionisationspotential der Targetatome dar.

Durch Verwendung magnetischer Separatorstufen vor und hinter der Materieschicht läßt sich ein räumlich getrennter isotonreiner Strahl eines exotischen Nuklids herstellen.

Die Separationszeit ist durch die Flugzeit im Separator bestimmt und liegt in der Größenordnung von μs . Gegenüber der ISOL-Methode bietet die Separation im Flug somit wesentliche Vorteile, wenn kurzlebige Nuklide ($\tau \lesssim 0.1\text{s}$) untersucht werden sollen.

Für die Untersuchung langlebigerer Nuklide bietet die ISOL-Technik aufgrund der höheren Produktionsraten und kleineren Strahlemittanzen in einigen Fällen Vorteile. Allerdings hängt die Effizienz stark von den chemischen Eigenschaften des jeweiligen Nuklids ab und die Ionen müssen nachbeschleunigt werden, wenn Strukturuntersuchungen mittels Kernreaktionen erfolgen sollen.

2.3 Sekundärstrahlen bei GSI

Seit der Erweiterung der Beschleunigeranlage Anfang der 90'er Jahre ist es an der GSI möglich, Schwerionen bis zu Uran auf relativistische Energien zu beschleunigen und Experimenten unter anderem zur Produktion exotischer Nuklide zur Verfügung zu stellen.

Dazu werden die Schwerionen in dem Linearbeschleuniger UNILAC auf etwa 10 MeV pro Nukleon vorbeschleunigt, in das Schwerionensynchrotron SIS [BBFP85] (siehe Abb. 2.1) injiziert und dort auf die gewünschte Energie (typisch einige Hundert MeV pro Nukleon) beschleunigt. Die maximal mögliche Energie ist durch die Obergrenze für die magnetische Steifigkeit von 18 Tm gegeben. Das heißt, daß zum Beispiel $^{238}\text{U}^{73+}$ auf etwa ein GeV/u beschleunigt werden kann, während weniger neutronenreiche leichte — und daher im SIS voll ionisierte — Ionen (z. B. Neon) auf bis zu etwa 2 GeV/u beschleunigt werden können. Die beschleunigten Teilchen können dann extrahiert und zu verschiedenen Experimentierplätzen gelenkt werden.

Einer davon ist der Experimentierspeicherring ESR [Fra87]. Dabei wird für vergleichsweise schwere Nuklide, die im SIS nicht im voll ionisierten Ladungszustand beschleunigt wurden, oft eine Stripperfolie (typisch $0.01 - 0.1 \text{ g/cm}^2 \text{ Cu}$) in der Strahlführung zwischen SIS und ESR verwendet. Dadurch können höhere Ladungszustände der Ionen im Speicherring erzielt

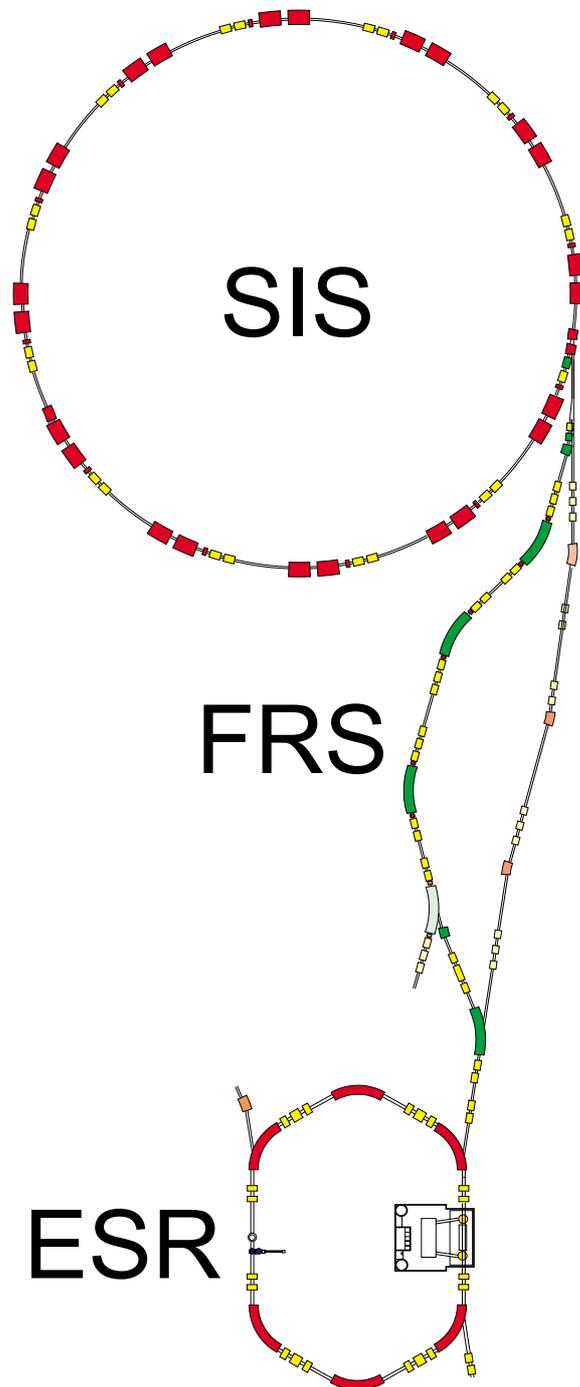


Abbildung 2.1: Schema der Experimentieranlagen zur Untersuchung von Schwerionen bei relativistischen Energien. Im oberen Teil ist das Schwerionensynchrotron SIS zu sehen, darunter der Fragmentseparator FRS und unten der Experimentierspeicherring ESR.

werden. Durch Verwendung eines Gastargets im ESR lassen sich im Prinzip exotische Nuklide erzeugen. Aufgrund der kleinen Massenbelegung solcher Targets erscheint diese Methode allerdings ineffizient.

Eine effektivere Möglichkeiten zur Produktion exotischer Nuklide stellt der Fragmentseparator FRS [GAB⁺92] dar. Der hochenergetische Ionenstrahl vom SIS wird dabei auf ein Produktionstarget am Eingang des FRS gelenkt. Dort kann dann mit der oben beschriebenen Technik der Separation im Flug ein radioaktiver Sekundärstrahl, d. h. ein Strahl kurzlebiger Nuklide, erzeugt werden. Dieser Strahl kann wiederum zu verschiedenen Experimentierplätzen geführt werden. Eine dieser Möglichkeiten besteht darin, den Strahl in den bereits erwähnten Speicherring ESR zu injizieren, von dieser Möglichkeit wurde im Rahmen dieser Arbeit Gebrauch gemacht.

2.4 Produktion und Separation exotischer Nuklide am Fragmentseparator FRS

Der Fragmentseparator FRS [GAB⁺92] ist ein transversales dispersives Magnetspektrometer für relativistische Schwerionen. Am FRS kann mit allen vom SIS angebotenen Schwerionenstrahlen experimentiert werden, da seine maximale magnetische Steifigkeit von 18 Tm mit der des SIS identisch ist. Im allgemeinen wird der Primärstrahl vom SIS auf ein Produktionstarget am Eingang des FRS geschossen. Die Ionen im Strahl wechselwirken mit der Materie dieses Targets, das aus unterschiedlichen Materialien bestehen kann und meist eine Dicke (oder präziser eine Flächenbelegung) von einigen g/cm² aufweist.

2.4.1 Wechselwirkung von Schwerionen mit Materie

Die Wechselwirkung besteht einerseits aus atomaren Prozessen, welche zu einer Abbremsung [GAB⁺92, SG98] (siehe Gl. 2.1) der Ionen im Strahl und je nach Energie, Ordnungszahl und Ladungszustand der Projektilionen zu einer Umladung [GAB⁺92, SSM⁺98] führen.

Daneben beinhaltet die Wechselwirkung wie oben angesprochen auch nukleare Prozesse, bei denen die Zusammensetzung des Atomkerns aus seinen Konstituenten verändert wird. Die hauptsächlich benutzten Reaktionen am FRS sind Projektilfragmentation, elektromagnetische Dissoziation und Projektilspaltung (siehe Abschnitt 2.2).

Durch diese Prozesse lassen sich quasi alle möglichen Nukleonenkonfigurationen bilden, deren Protonen- und Neutronenzahl kleiner sind als die der Kerne Primärstrahls. Unter anderem wurden so am FRS Nuklide am Rand der Nuklidkarte produziert und beobachtet, die bis dahin noch nicht nachgewiesen werden konnten [BCA⁺94, BAA⁺95]. Durch *pick up*- und *Ladungsaustauschreaktionen* können zusätzlich auch Konfigurationen mit einer gegenüber dem Projektilkern (um eins) erhöhten Protonen- oder Neutronenzahl entstehen.

2.4.2 Separation am FRS

Nach der Produktion der exotischen Nuklide im Target müssen diese noch getrennt werden. Als magnetisches Spektrometer separiert der FRS dabei in seiner ersten Stufe, die aus zwei 30° -Dipolmagneten und zehn Quadrupolen besteht, nach der magnetischen Steifigkeit $B\rho$ (vgl. Gl. (6.12)). Das

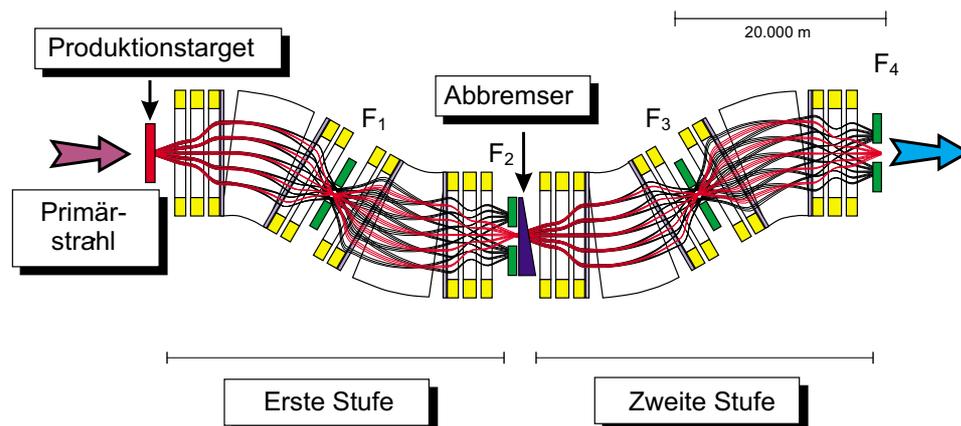


Abbildung 2.2: Prinzip der isotopenreinen Trennung eines Fragmentstrahls am Fragmentseparator [WHB88]. In der ersten Stufe wird aus einem Ensemble von Ionen (dargestellt sind fünf verschiedene Startwinkel) mit drei verschiedenen Werten des Masse-zu-Ladungsverhältnisses einer dieser Werte durch eine entsprechende Einstellung der Schlitzbacken ausgewählt. In der Mittelebene (F2) ist der Abbremser skizziert, der für Ionen mit drei verschiedenen Ordnungszahlen unterschiedliche Energieverluste herbeiführt, welche dann in der zweiten Stufe analysiert werden, und so eine isotopenreine Separation ermöglicht.

bedeutet, daß an der Mittelebene, die in Abb. 2.2 mit „F₂“ bezeichnet ist, die Ionen im Sekundärstrahl entsprechend ihrem Masse-zu-Ladungsverhältnis getrennt sind, da die mittleren Geschwindigkeiten der Teilchen im Sekundärstrahl nicht stark unterschiedlich ist. Allerdings kann in einigen Fällen keine vollständige Trennung erreicht werden, da die Geschwindigkeitsverteilung für eine Spezies eine entsprechende Breite der Ortsverteilung in der dispersiven Ebene zur Folge hat. Diese kann evtl. mit dem Abstand, den verschiedene Ionensorten aufgrund ihrer unterschiedlichen m/q -Werte haben vergleichbar sein. An dieser Mittelebene besteht nun die Möglichkeit, eine weitere Materieschicht einzufügen. Das Ziel ist dabei, die Ionen durch die atomaren Wechselwirkungen abzubremesen. Gemäß Gl. (2.1) ist das Maß dieser Abbremsung eines Ions proportional zum Quadrat seiner Ordnungszahl und damit unterschiedlich für die nach der ersten Stufe verbliebenen Ionen. Auf diese Art erhalten auch Ionen mit gleichem Masse-zu-Ladungsverhältnis aber unterschiedlicher Kernladung, die in der ersten Stufe nicht getrennt werden konnten, verschiedene magnetische Steifigkeiten und können so in

der zweiten Stufe des FRS getrennt werden. Diese zweite Stufe ist so ausgelegt, daß insgesamt ein achromatisches ionenoptisches System entsteht, dabei kann die Strecke zwischen den beiden Dipolmagneten der zweiten Stufe unterschiedlich lang sein. Dies hängt mit der Wahl verschiedener Strahlziele zusammen, insbesondere weicht der Aufbau von Abb. 2.2 ab, wenn der Strahl vom FRS in den ESR injiziert werden soll (siehe hierzu auch Abb. 2.1). Um alle Teilchen einer Ionensorte am Ende des Separators auf einen Fleck fokussieren zu können, besteht die Möglichkeit, die Form des Abbremsers entsprechend zu wählen, daß die Achromasie bezüglich der Impulsbreite im Produktionstarget erhalten bleibt. Mit dieser $B\rho - \Delta E - B\rho$ -Methode lassen sich isotopenreine Strahlen quasi aller am FRS erzeugbaren Nuklide herstellen, solange sie vollständig ionisiert sind. Bei höheren Ordnungszahlen und niedrigeren Energien ist dies schwieriger [MGV⁺95].

Unter Verzicht auf den Abbremsler in der Mittelebene lassen sich am FRS auch Sekundärstrahlen erzeugen, die rein nach dem Masse-zu-Ladungsverhältnis getrennt sind, am Ende des Separators kommen demzufolge mehrere Teilchensorten an. Diese transmittierten Ionen können dann durch Messung der Flugzeit in der zweiten Stufe (*TOF*) und die Bestimmung der Ordnungszahl aus der Energiedeposition ΔE in einer Ionisationskammer mit der $B\rho - \Delta E - TOF$ -Methode identifiziert werden.

Kapitel 3

Methoden zur Massenmessung exotischer Nuklide

Im folgenden sollen verschiedene Verfahren vorgestellt werden, die zur Massenmessung exotischer Nuklide verwendet werden können. Einen ausgezeichneten Überblick über dieses Gebiet bietet der kürzlich erschienene Review-Artikel [MLSO97], dem auch einige der hier wiedergegebenen Informationen entnommen sind. Auf die Massenmessung an Speicherringen wird in den folgenden Kapiteln eingegangen.

3.1 Q-Wert Messungen

Eine der klassischen Methoden der Massenbestimmung besteht darin, den Q-Wertes einer Reaktion zu messen, an der das zu untersuchende Nuklid beteiligt ist. Voraussetzung ist natürlich, daß die Massen aller beteiligten Teilchen bis auf das zu untersuchende Nuklid bekannt sind.

Messungen des Q-Wertes von Transferreaktionen bei niedriger Energie, bei denen meist einige wenige Nukleonen ausgetauscht werden, zeichnen sich durch eine hohe Präzision bis zu wenigen keV aus. Leider konnten bisher auf diese Weise im wesentlichen nur Messungen an relativ leichten Ionen vorgenommen werden. Allerdings bieten Reaktions-Q-Wert Messungen die Möglichkeit, die Masse ungebundener Zustände wie z. B. ^{10}Li zu bestimmen.

Eine andere Möglichkeit hierzu stellt die sog. *Invariant mass spectroscopy* dar. Hierbei wird aus einem radioaktive Strahl ein ungebundener Zustand eines Kerns erzeugt, welcher dann in mehrere Bruchstücke zerfällt. Die Kinematik aller Bruchstücke wird nun bestimmt und daraus die Masse des Gesamtsystems berechnet.

Eine häufig verwendete Methode ist die Messung des Q -Wertes des β -Zerfalls. Sie ist auf einen großen Teil der radioaktiven Nuklide anwendbar. Die Problematik liegt hier zum einen in dem kontinuierlichen β -Energiespektrum und der daraus resultierenden Notwendigkeit, den Endpunkt dieses Spektrums zu bestimmen. Zum anderen muß der Zerfall nicht unbedingt zum Grundzustand des Tochterkerns führen, so daß das Zerfallsschema bekannt sein muß. Da dieses Zerfallsschema aber für exotische Nuklide oft nur unzulänglich bekannt ist, sind solche Messungen an Kernen mit kleinen Produktionsraten äußerst schwierig. Die erzielbare Präzision kann von etwa 10 keV bis zu 1 MeV reichen.

Das Problem der Endpunktsbestimmung entfällt für Messungen des α - oder Protonenzerfall- Q -Wertes so daß hierbei eine hohe Präzision von etwa 10 keV erreicht werden kann. Ferner ist beispielsweise für den α -Zerfall von gg-Kernen der Übergang in den Grundzustand des Tochterkerns dominant und somit auch das Zerfallsschema einfach. In anderen Fällen muß jedoch auch hier ein komplexes Zerfallsschema rekonstruiert werden.

3.2 Direkte Massenmessungen

Zur direkten Massenmessung in Verbindung mit der ISOL-Technik werden sowohl lateral dispersive Magnetspektrometer (z. B. in [TKR⁺75] und in [EAT⁺79, EAT⁺80, AET⁺82, ACERC⁺86] an ISOLDE/CERN mit einer relativen Präzision bis zu $2 \cdot 10^{-7}$ [ACERC⁺86]) als auch Spektrometer nach Smith [Smi60] und in neuerer auch Zeit Ionenfallen verwendet.

MISTRAL [CLGdSS⁺88, LAB⁺96] als Neukonstruktion nach dem Prinzip von Smith filtert die Ionen nach ihrer Zyklotronfrequenz mit Hilfe einer eingespeisten Hochfrequenz während zweier Umläufe in einem homogenen Magnetfeld. Die kurze Meßzeit erlaubt, Massen weitab von der β -Stabilität zu messen. Bei kürzlich durchgeführten Messungen an Natriumisotopen mit Halbwertszeiten bis zu 31 ms (^{28}Na) wurde eine Massenauflösung von $m/\Delta m \approx 50000$ erreicht [TAB⁺].

Die präzisesten Massenmessungen wurden bislang mit Penning-Fallen [Pen36] durchgeführt, dabei wurden einige elementare Massendifferenzen (z. B. Elektron – Positron [SVDD81] oder Proton – Antiproton [GPQ⁺95]) mit einer Präzision von $\Delta m/m = 10^{-10}$ [BPG⁺97] gemessen.

Das *ISOLTRAP*-System [SBB⁺90, BBK⁺96] an ISOLDE/CERN erlaubt es, die Massen exotischer Nuklide mit einer Penning-Falle zu messen. Anfänglich wurden diese zunächst mit Hilfe einer Rheniumfolie aufgesammelt, durch Erhitzen wieder freigesetzt und in einer ersten Penning-Falle durch ein Puffergas gekühlt, bevor sie zur eigentlichen Massenmessung in die Präzisionsfalle injiziert wurden.

Die eigentliche Massenmessung erfolgt durch Resonanzanregung mit der Zyklotronfrequenz

$$\omega_C = \frac{q}{m} \cdot B, \quad (3.1)$$

wobei q/m das Ladungs-zu-Masseverhältnis des Ions ist und B die Flußdichte des Magnetfeldes darstellt. Die Resonanz wird über die Erhöhung der Radialenergie nachgewiesen, die nach der Ejektion eine Verkürzung der Flugzeit zwischen Falle und Detektor bewirkt.

Die Rheniumfolie wurde zwischenzeitlich durch eine Paul-Falle und inzwischen durch ein Quadrupolmassenfilter (beide mit einem Puffergas) ersetzt. Dadurch läßt sich der Strahl von ISOLDE unabhängig von chemischen Eigenschaften an die Erfordernisse des Penning-Fallensystems anzupassen. Die ursprüngliche Technik mit der Rheniumfolie hatte im wesentlichen nur Messungen an Alkali- und Erdalkalimetallen mit Lebensdauern von mindestens zehn Sekunden erlaubten. Ferner wurde die Kühlfalle durch ein verbessertes Modell ersetzt. In ersten Messungen mit diesem verbesserten System konnten einige Quecksilberisotope als erste instabile, nicht oberflächenionisierbare Nuklide untersucht werden [Sch98]. Die dabei erzielte Präzision liegt bei wenigen zehn keV, in günstigen Fällen sogar bei wenigen keV.

Die Lebensdauern der in [Sch98] untersuchten Isotope betragen alle mehr als 20 Sekunden. Die Methode ist jedoch prinzipiell auch für kürzere Halbwertszeiten geeignet. Dabei hängt allerdings die erreichbare Massenauflösung von der Meßzeit ab, es werden Werte von $m/\Delta m = 1.8 \cdot 10^6$ und $3.7 \cdot 10^6$ bei Meßzeiten von vier bzw. acht Sekunden angegeben [Sch98]. Die untere Lebensdauergrenze für solche Messungen liegt bei etwa 0.1 – 1 Sekunden.

An SPEG [BFG⁺89, GBC⁺86, GMB⁺87, OMF⁺91] und TOFI [WVW⁺85, SWV⁺94, Sei93, VSW⁺95] wurden die Massen einiger relativ leichter Kerne (typ. bis Nickel) durch Messung ihrer Flugzeit bestimmt. Die exotischen Nuklide wurden dabei via Projektilfragmentation (SPEG) und Separation im Flug oder durch Spallation und Spaltung in einem Thoriumtarget (TOFI) erzeugt.

Diese Methode erlaubt die simultane Messung mehrerer Kerne und ist von daher besonders effizient. Die Massenauflösung betrug in beiden Fällen etwa $3 \cdot 10^{-4}$, was allerdings eine relativ starke Einschränkung bedeutet. So können oftmals Grundzustand und Isomer eines Nuklids mit dieser Auflösung nicht getrennt werden. Die Ursache für diese Limitierung der Auflösung liegt in der Begrenzung der Flugstrecke und somit der Flugzeit.

Eine wesentliche Vergrößerung eben dieser Flugstrecke wird durch die Verwendung von Zyklotrons erreicht. Die große Weglänge wird durch viele Umläufe auf den für Zyklotrons typischen spiralförmigen Bahnen erreicht. In GANIL wurden Kerne weitab der β -Stabilität, unter anderem ^{100}Sn [LSAM⁺95, CAM⁺96], in einem Produktionstarget erzeugt, das sich zwischen zwei Zyklotrons befand. Zur Messung der Flugzeit wurde die gemeinsame Hochfrequenz beider Zyklotrons ausgenutzt, was allerdings den beobachtbaren m/q -Bereich und damit die Kalibrationsmöglichkeiten einschränkt. Eine Auflösung von $2 \cdot 10^{-6}$ ist bei guter Statistik erreichbar.

Im Gegensatz dazu werden an SARA zwei Zyklotrons verwendet, deren Frequenzen nicht gekoppelt sind und damit die Auswahl verschiedener m/q -Werte im zweiten Zyklotron erlauben. Dies wirkt sich aber nachteilig auf

die Transmission aus, ferner muß ein Startdetektor verwendet werden. Eine Präzision von 10^{-6} wurde erreicht [IFP⁺98].

Beide Zyklotronmethoden verwenden die Separation im Flug und sind daher prinzipiell auch für kurzlebig Kerne geeignet.

Eine weitere Verlängerung der Flugstrecke läßt sich durch die Verwendung eines Speicherrings erzielen. Im Gegensatz zur Verwendung von Zyklotrons kann die Flugstrecke hier quasi beliebig lang gewählt werden. Diese Methode wird im Rahmen dieser Arbeit verwendet.

Kapitel 4

Schottky- Massenspektrometrie am ESR

Das Verfahren der Schottky-Massenspektrometrie (SMS) wurde am ESR der GSI entwickelt und erfolgreich eingesetzt [FGM87, GBB⁺92, WBB⁺95, FBE⁺95, Ker96, RKS⁺97, Sch97, SBB⁺97, BS97, Rad98, FBE⁺98].

Im folgenden soll zunächst der Speicherring ESR vorgestellt werden, danach werden die Grundlagen des Verfahrens beschrieben.

4.1 Der Experimentierspeicherring ESR

Der Experimentierspeicherring ESR [Fra87] hat die Aufgabe, relativistische Schwerionen zu speichern und somit den zirkulierenden Strahl über einen längeren Zeitraum bis in den Bereich von Stunden für Experimente zugänglich zu machen.

Dazu werden die Ionen durch sechs Dipolmagnete auf eine geschlossene Umlaufbahn von 108.36 m Länge gelenkt. Wie in Abb. 4.1 zu sehen ist, befinden sich zwischen diesen Dipolmagneten gerade Strecken, auf denen unter anderem 20 Quadrupolmagnete untergebracht sind, die der Fokussierung des Ionenstrahls dienen. Ferner gibt es acht Sextupolmagnete und Endkappenwicklungen an den Dipolmagneten, die für Korrekturzwecke benutzt werden. Die zeitliche Stabilität der Magnetfelder liegt bei $\delta B/B \approx \pm 4 \cdot 10^{-6}$ [FBE⁺98]. Die Umlauffrequenz der gespeicherten Ionen liegt typisch in der Nähe von 2 MHz.

Es können Ionen quasi aller chemischen Elemente bis hinauf zum Uran bei magnetischen Steifigkeiten von 0.5 bis 10.0 Tm gespeichert werden, dies entspricht beispielsweise 3 – 840 MeV/u für Kerne mit $A/Z = 2$ oder 3 – 560 MeV/u für $^{238}\text{U}^{92+}$. Die Speicherzeit kann aufgrund der geringen Restgaskonzentration (ca. 5×10^{-11} mbar) mehrere Stunden oder sogar einige Tage betragen.

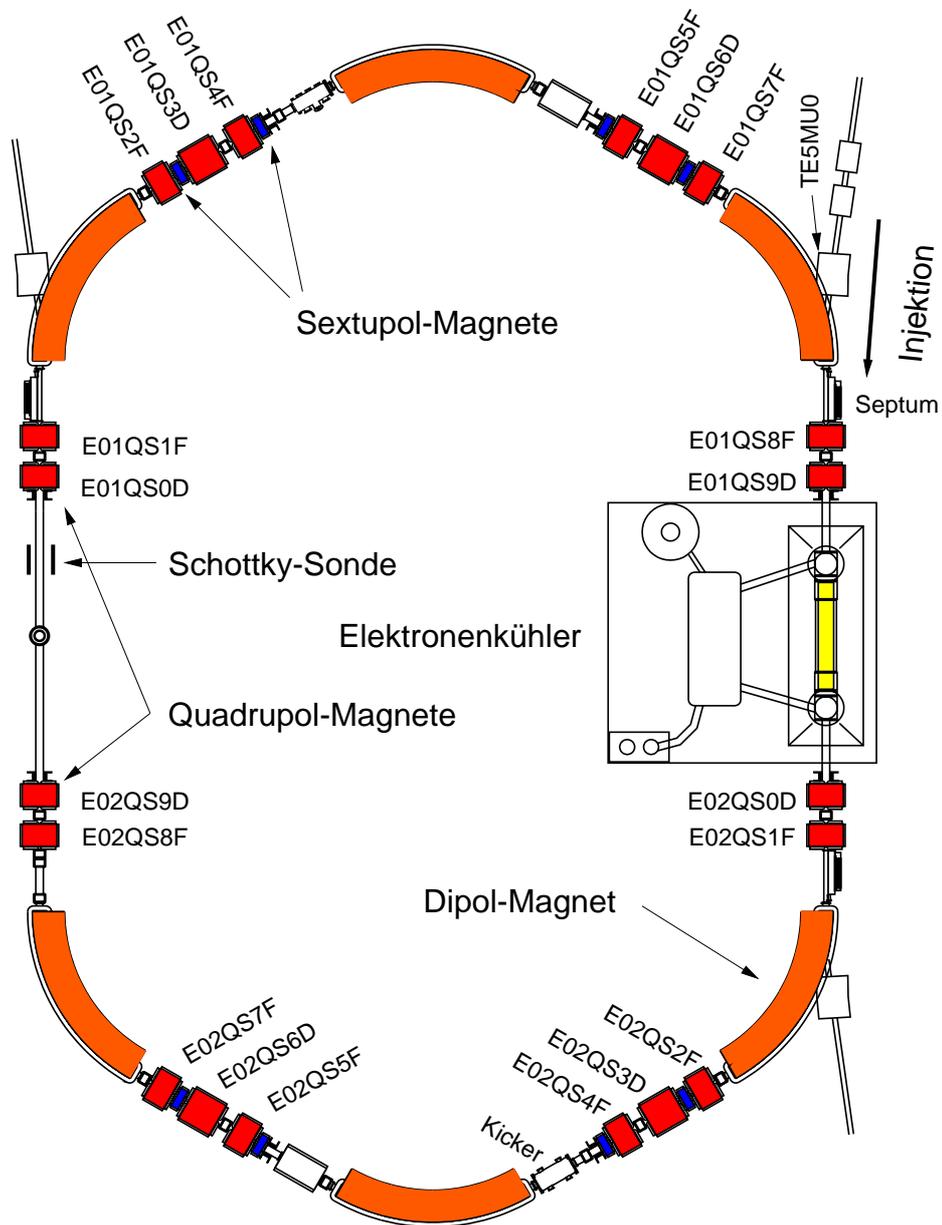


Abbildung 4.1: Übersicht über den Experimentierspeicherring ESR.

Aufgrund der relativ großen Aperturabmessungen (horizontal \times vertikal: $220 \times 70 \text{ mm}^2$ in den Dipolen und $300 \times 120 \text{ mm}^2$ in den Quadrupolen) kann dabei in Abhängigkeit von der ionenoptischen Einstellung eine vergleichsweise breite Verteilung magnetischer Steifigkeiten gespeichert werden. Als Impulsbreite ausgedrückt beträgt die Akzeptanz bei der ionenoptischen Standardeinstellung $(\Delta p/p)_{\max} \approx 2.5\%$. Durch eine Veränderung der ionenoptischen Einstellung läßt sich dieser Wert aber in beide Richtungen verändern. Die angegebene Zahl erlaubt es, schwerere Nuklide gleichzeitig in zwei bis drei Ladungszuständen zu beobachten.

Die Injektion in den ESR kann direkt vom Schwerionensynchrotron SIS oder über den Fragmentseparator FRS erfolgen, wobei das Injektionsschema in beiden Fällen das gleiche ist. Der zu injizierende Strahl kommt in Abb. 4.1 von rechts oben und wird durch das magnetische Septum¹ parallel zur optischen Achse ausgerichtet. Im weiteren Verlauf schwingt der injizierte Strahl dann um die Sollbahn bis er den Kickermagnet erreicht, von dem er dann auf eine geschlossene Bahn gelenkt wird. Details zur Injektion finden sich in Abschnitt 6.2.

Ein wichtiger Teil des ESR ist der Elektronenkühler [ABE⁺89, ABE⁺90] (in Abb. 4.1 rechts). Hier wird dem Ionenstrahl ein Elektronenstrahl auf einer Länge von einigen Metern überlagert wird. Diese Elektronen zeichnen sich durch eine schmale Geschwindigkeitsverteilung aus, man sagt, sie seien „kalt“. Im Gegensatz dazu ist der Ionenstrahl bei der Injektion „heiß“, d. h. er hat eine breite Geschwindigkeitsverteilung. Die Elektronenkühlung [Bud67, Pot90] beruht darauf, daß durch Stöße zwischen den Elektronen und den Ionen des umlaufenden Strahls ein „Wärmeaustausch“ zwischen beiden Strahlen stattfindet. Der Elektronenstrahl wird „aufgeheizt“, seine Geschwindigkeitsverteilung verbreitert sich. Der Ionenstrahl hingegen wird „gekühlt“, seine Geschwindigkeitsverteilung wird schmaler. Der aufgeheizte Elektronenstrahl wird vernichtet gleichzeitig wird neuer, kalter Elektronenstrahl in die Wechselwirkungszone mit dem Ionenstrahl gebracht. Der Effekt nach einem Umlauf ist klein, aber der Ionenstrahl wird über viele Umläufe mit neuem, kaltem Elektronenstrahl in Berührung gebracht und so gekühlt. Im Gleichgewichtszustand hat der Ionenstrahl quasi die Geschwindigkeitsbreite des Elektronenstrahls und auch die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen übernommen.

Durch Variation der Spannung mit der die Elektronen beschleunigt werden, kann deren mittlere Geschwindigkeit variiert werden. Durch die beschriebene Wechselwirkung mit dem Ionenstrahl kann somit auch die Energie der umlaufenden Ionen kontrolliert werden.

Mit dem Elektronenkühler des ESR konnten im Experiment bei niedrigen Ionenstrahlintensitäten Geschwindigkeitsverteilungen des Ionenstrahls mit einer Breite von nur $\Delta v/v = 10^{-6}$ erzielt werden [SBE⁺96, SBE⁺98]. Die Energie der Elektronen kann am ESR derzeit etwa im Bereich 20 – 240 keV

¹Das Septum ist ein Dipolmagnet, dessen Feld auf den äußeren Bereich der horizontalen Apertur beschränkt ist und somit einen nahe der optischen Achse verlaufenden Strahl (im Idealfall) nicht beeinflusst.

variiert werden, dies entspricht etwa 40 – 440 MeV/u für die Ionen.

4.2 Grundlage der Massenmessung am ESR

Die Massenmessung am ESR beruht auf der Messung der Umlauffrequenzen f von Ionen mit unterschiedlichen Masse-zu-Ladungsverhältnissen m/q . Die Frequenz f , mit der ein Ion im ESR umläuft, ist durch seine Geschwindigkeit v und die Länge C der Bahn, auf der es umläuft, bestimmt:

$$f = \frac{v}{C(m/q, v)}. \quad (4.1)$$

Dabei ist die Bahnlänge $C(m/q, v)$ — bei gegebener Geometrie und gegebener Einstellung der Magnetfelder — durch die Geschwindigkeit v und das Masse-zu-Ladungsverhältnis m/q des Ions bestimmt. Unter Verwendung des *momentum compaction factors* α_p (siehe Gl. 6.36) kann man daraus den differentiellen Zusammenhang

$$\frac{df}{f} = -\alpha_p \cdot \frac{d(m/q)}{(m/q)} + (1 - \alpha_p \cdot \gamma^2) \cdot \frac{dv}{v} \quad (4.2)$$

ableiten (siehe Abschnitt 6.3, Seite 47) Dabei ist $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ der relativistische Lorentz Faktor (c stellt die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit dar). Die Größe α_p kann in erster Ordnung als eine dimensionslose Konstante angesehen werden, die durch die ionenoptischen Einstellung des Speicherrings gegeben ist, sie verknüpft eine Änderung der magnetischen Steifigkeit mit der daraus resultierenden Bahnlängenänderung (siehe Abschnitt 6.1.2 und Gl. 6.36). Der numerische Wert² beträgt etwa $\alpha_p = 0.18$. Gelingt es nun, den zweiten Summanden auf der rechten Seite von Gl. (4.2) auf einen vernachlässigbaren Wert zu reduzieren, so wird die Umlauffrequenz ein Maß für das Masse-zu-Ladungsverhältnis m/q und damit aufgrund der Quantelung der Ladung auch für die Masse.

4.3 Das Prinzip der Schottky-Massenspektrometrie

Eine Möglichkeit, um die geforderte Reduktion des geschwindigkeitsabhängigen Terms in Gl. (4.2) zu erreichen, besteht darin, die Breite der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen zu verkleinern. Dies läßt sich mit Hilfe des Elektronenkühlers erreichen. Auf diese Weise kann die Geschwindigkeitsverteilung aller im ESR kreisenden Ionen bei kleinen Strahlintensitäten auf eine Breite von $\delta v/v = 10^{-6}$ reduziert werden [SBE⁺96], wie bereits in Abschnitt 4.1 erwähnt wurde. Damit wird der zweite Summand auf der rechten Seite

²Dieser Wert gilt für die Standardeinstellung der Fokussierung am ESR, vergleiche auch Kapitel 6.

von Gl. (4.2) klein und kann vernachlässigt werden.

In erster Ordnung hängt die Umlauffrequenz eines Ions dann (bei gegebener Ringgeometrie) nur noch von dessen Masse-zu-Ladungsverhältnis ab. Eine Messung dieser Frequenzen für verschiedene Teilchensorten erlaubt dann eine Bestimmung der Massendifferenzen zwischen diesen Nukliden. Dies ist das Prinzip der Schottky-Massenspektrometrie. Dabei ist es vorteilhaft, wenn mehrere Ionensorten gleichzeitig im Ring gespeichert werden können, denn so können die schon bekannten Massen zur Kalibration herangezogen werden. So werden mögliche Fehler, die aus eventuellen zeitlichen Schwankungen experimenteller Parameter resultieren, auf ein Minimum reduziert.

Zur Messung der Umlauffrequenz wird die im folgenden Abschnitt (4.4) erläuterte Schottky-Diagnose verwendet.

4.4 Schottky-Diagnose

Schottky-Diagnose ist eine zerstörungsfreie Methode zur Messung der Umlauffrequenzen geladener Teilchen in Kreisbeschleunigern und wurde am ISR (CERN) entwickelt [BBH⁺74]. Detaillierte Darstellungen finden sich beispielsweise in [PP80, CH90, AH93, Bou95]. Der Aufbau, wie er am ESR Verwendung findet, ist in [BCFS90, Sch91a] beschrieben.

4.4.1 Prinzip der Schottky-Diagnose

Die Schottky-Diagnose beruht darauf, dass ein in einem Kreisbeschleuniger umlaufendes geladenes Teilchen an einer kapazitiven Sonde, die einen kleinen Teil des Umfangs der Teilchenbahn einnimmt, einen kurzen elektrischen Puls influenziert. Dieser Puls ist proportional der Stromdichte, die von den umlaufenden Teilchen am (longitudinalen) Ort der Sonde dargestellt wird. Für ein einzelnes Teilchen läßt sich die Stromdichte idealerweise als Summe von δ -Funktionen darstellen, deren zeitlicher Abstand der Umlaufzeit entspricht. Für den Grenzfall unendlich langer Speicherung (und Beobachtung) kann man aus diesem idealen zeitlichen Verlauf durch Fourier Transformation [BS85] eine Darstellung im Frequenzraum gewinnen. Diese besteht dann ebenfalls aus einer Summe von δ -Funktionen, die der Umlauffrequenz und deren Vielfachen entsprechen. Man spricht hier von *Harmonischen* der Umlauffrequenz.

Ein Ensemble von umlaufenden Teilchen, die die Sonde in zufälliger zeitlicher Abfolge passieren, erzeugt ein sog. *Schottky-Rauschen*. Aus der Autokorrelationsfunktion läßt sich die *spektrale Rauschleistungsdichte*, d. h. die Rauschleistungsdichte pro Frequenzbandbreite, berechnen. Für Teilchenensemble mit einer gaußförmigen Umlauffrequenzverteilung mit der Breite δf und dem Mittelwert f_0 (wobei wir annehmen, daß $\delta f \ll f_0$ gilt) ergibt sich ein Spektrum der Rauschleistungsdichte, welches gaußförmige Verteilungen um jede Harmonische der Umlauffrequenz aufweist. Diese werden *Schottky-Bänder* genannt. Dabei wächst die Breite der Verteilungen linear mit der

Frequenz (bzw. der Harmonischen), während die Amplitude sich reziprok dazu verhält. Somit ergibt sich für jede Harmonische die gleiche relative Breite der Verteilung (bezogen auf ihren jeweiligen Mittelwert) und die gleiche integrale Rauschleistung.

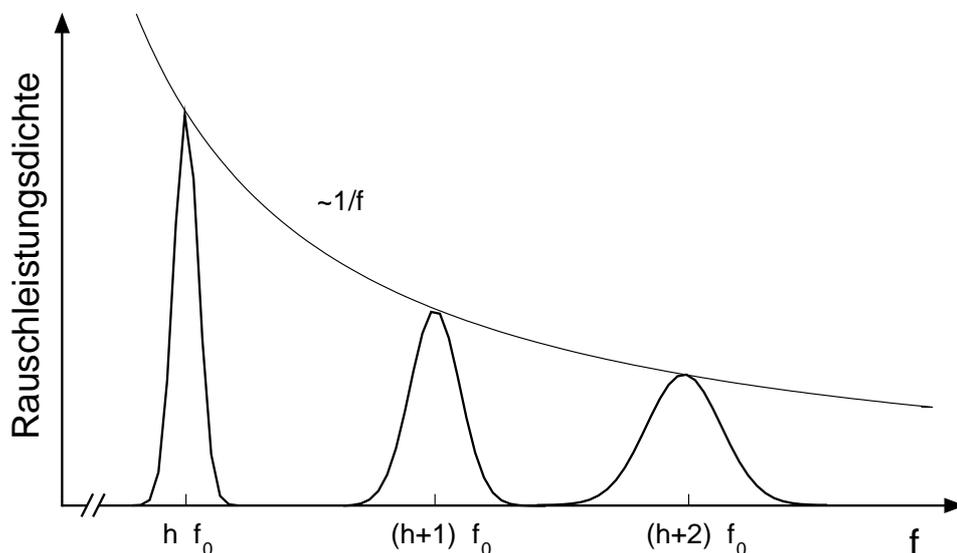


Abbildung 4.2: Schottky Bänder für ein Ensemble von Teilchen mit gaußförmiger Verteilung der Umlauffrequenzen. Es sind drei Bänder dargestellt, die drei Harmonischen ($h, h + 1, h + 2$) entsprechen. Die Einhüllende soll die Antiproportionalität der Amplitude der einzelnen Bänder zur Harmonischen h illustrieren. (Quelle: [Sch97])

4.4.2 Schottky-Diagnose am ESR

Die Schottky-Diagnose am ESR verwendet zwei kapazitive Sonden von 25 cm Länge mit einem vertikalen Abstand von 10 cm. Die Signale beider Teilsonden werden verstärkt und entweder addiert oder subtrahiert. Diese Teilung der Sonde erlaubt sowohl eine Messung der Umlauffrequenz als auch eine Bestimmung der vertikalen Strahlage. Auf diesen die Strahlagebestimmung soll hier aber nicht näher eingegangen werden. Zur Frequenzmessung wird nur das Summensignal verwendet, welches dann über einen Tiefpassfilter einem sog. Mischer zugeführt wird, siehe Abb. 4.3. Dort wird ein Schottky-Band mit Hilfe eines harmonischen Oszillators passend gewählter Frequenz auf einen Frequenzbereich von wenigen hundert kHz Breite transformiert. Die in diesem transformierten Rauschen enthaltene Information wird dann mit Hilfe einer *Fast Fourier Transformation* (FFT) [PTVF92] zu einem Frequenzspektrum verarbeitet.

Im Prinzip kann dabei durch die Frequenz des Oszillators eine beliebige Harmonische der Umlauffrequenz ausgewählt werden und so die Breite des vom

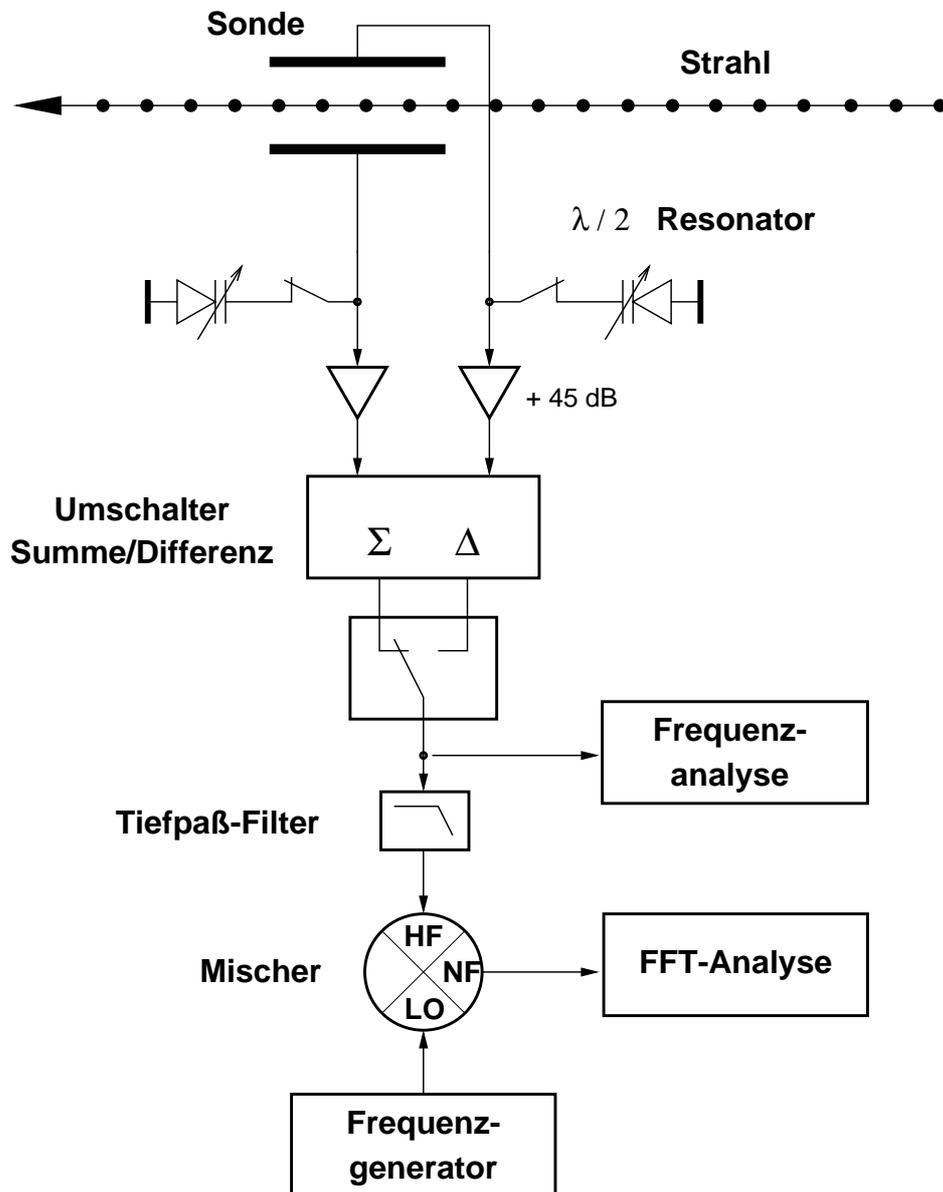


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der Schottky Diagnose am ESR.
 (Quelle: [Sch97])

gespeicherten Ionenstrahl eingenommenen Frequenzraums an die Parameter der dem Mischer nachfolgenden Datenaufnahme angepaßt werden. Für niedrige Strahlintensitäten empfiehlt es sich, den in Abb. 4.3 skizzierten Resonator zuzuschalten, um die Sensitivität zu erhöhen. Dieser kann derzeit auf Frequenzen um 30 MHz abgestimmt werden, zeigt dann aber auch bei der doppelten Frequenz seine Wirkung. Die Wahl von 30 MHz (bzw. 60 MHz) ist geeignet, um unter Verwendung der ESR Standardoptik, den Frequenzbereich der umlaufenden Ionen an die vorhandenen Datenaufnahmesysteme anzupassen.

4.5 Schottky-Massenspektrometrie an der GSI

Die Schottky-Massenspektrometrie zielt auf die Messung der Massen instabiler Kerne ab. Der erste Schritt ist demzufolge die Erzeugung dieser Nuklide. Mit der in Abschnitt 2.4 beschriebenen Methode der Separation im Flug ohne die Verwendung des in 2.4.2 beschriebenen Abbremsers wurden in Pilotexperimenten Ensembles von verschiedenen Ionensorten hergestellt und als Sekundärstrahl bis in den Speicherring ESR transportiert und dort untersucht [GGB⁺92, IGN⁺95].

In weiteren Experimenten wurden bei Fragmentation von schweren Projektilen (²⁰⁹Bi und ¹⁹⁷Au) jeweils bis zu etwa 100 verschiedene Ionensorten gleichzeitig im ESR gespeichert. Darunter befanden sich auch verschiedene Ladungszustände einiger Nuklide. In Abb. 4.4 beispielsweise ist ganz rechts die Linie des vollständig ionisierten ¹⁷⁵Re markiert. Die Linie, die zu wasserstoffähnlichem ¹⁷⁵Re⁷⁴⁺ (d. h. Rhenium mit einem Elektron) gehört, überlappt bei der gegebenen Auflösung des gezeigten Spektrums mit der des nackten Wolframisotops ¹⁷⁵W⁷⁴⁺ weiter links im Bild. Ionen mit gleicher Nukleonenzahl und (ionischer) Ladung aber mit unterschiedlicher Ordnungszahl liegen so im Frequenzspektrum dicht beieinander und es ergibt sich eine relativ große Anzahl von Kalibrationsmöglichkeiten zur Bestimmung der unbekanntenen Massenwerte.

Auffällig ist in Abb. 4.4 die Struktur mit eng gebündelten Linien auf der rechten Seite, während nach links hin diese Bündel breiter werden und sich zum Teil sogar überlagern. Dies liegt an dem Verhältnis von Nukleonenzahl A und Ladung Q (in e), das für den rechten Teil des Spektrums durch einen einfachen Bruch beschrieben wird ($A/Q = 7/3$) und somit von verschiedenen Ionensorten erfüllt wird während es sich nach links hin die Werte von A/Q stärker unterscheiden.

Es sollte an dieser Stelle erwähnt werden, daß es bei der Schottky-Massenspektrometriewichtig ist, kleine Strahlströme zu haben, da nur dann die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen auf kleine Breiten reduziert werden kann [SBE⁺96]. Bei größeren Strahlströmen scheint das *intra beam scattering*, die Wechselwirkung der Strahlteilchen untereinander, der Elektronenkühlung so stark entgegen zu wirken, daß keine ausreichend schmalen Geschwindigkeitsverteilungen erzielt werden können.

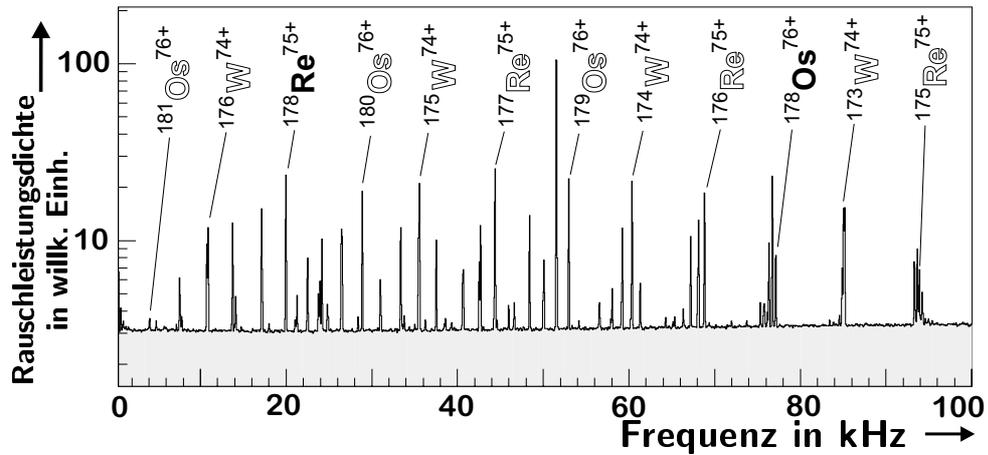


Abbildung 4.4: Ein breitbandig aufgenommenes Übersichtsspektrum der Schottky-Massenspektrometrie zeigt die große Anzahl unterschiedlicher Frequenzlinien, die zu verschiedenen Ionensorten gehören. Benannt sind nur vollständig ionisierte Isotope der Elemente Wolfram, Rhenium und Osmium. Die angegebenen Frequenzen geben den Abstand der 16-ten Harmonischen der Umlauffrequenz von der Mischerfrequenz von 30.7 MHz an [RKS⁺97].

4.5.1 Erste Messungen

Erste Experimente wurden in den Jahren 1992 bis 1995 durchgeführt [GBB⁺92, IGN⁺95, Irn95, Beh95, Ker96, RKS⁺97, Rad98]. Im Rahmen dieser Experimente konnte die Eignung der Methode zur Messung von Massen radioaktiver Kerne belegt und die Massen von etwa 100 Kernen erstmalig gemessen werden. Zur Bestimmung der Massen dieser Nuklide wurden die bekannten Massen von etwa 150 weiteren Kernen aus der Literatur [AW95] verwendet. Auf diese Art konnten die Kernmassen in einem ganzen Bereich der Nuklidkarte in einem Experiment konsistent gemessen werden. Dies ist insbesondere für die Untersuchung systematischer Abhängigkeiten der Masse von anderen Größen der Kernphysik interessant und stellt in diesem Bereich der Nuklidkarte Rückschlüsse auf Kernstruktureffekte bezüglich der Kernmasse auf eine konsistente Basis rein experimenteller Daten.

Im Bereich $120 \lesssim A \lesssim 200$ konnten die Massen von neutronenarmen Kernen mit einer Genauigkeit von etwa ± 100 keV bestimmt werden. Dabei wurden die Massen eines großen Teils der Nuklide gemessen, die sich in Abb. 1.1 zwischen den stabilen Kernen und der „Halbinsel“ von neutronenarmen Kernen mit bekannter Masse rechts der magischen Neutronenzahl $N = 82$ befinden. Die Lebensdauern der beobachteten Kerne gingen von stabilen Kernen bis hinunter zu wenigen Sekunden. Einige der gemessenen Kerne sind durch bekannte α -Zerfallsketten mit wesentlich kurzlebigeren Kernen verbunden, die bis an die Protonenabbruchkante oder knapp darüber hinaus reichen [Ker96, RKS⁺97, Rad98]. In diesen Experimenten wurde ein Massenaufklärungsvermögen von etwa $m/\Delta m \approx 100000$ erzielt, dies wird in

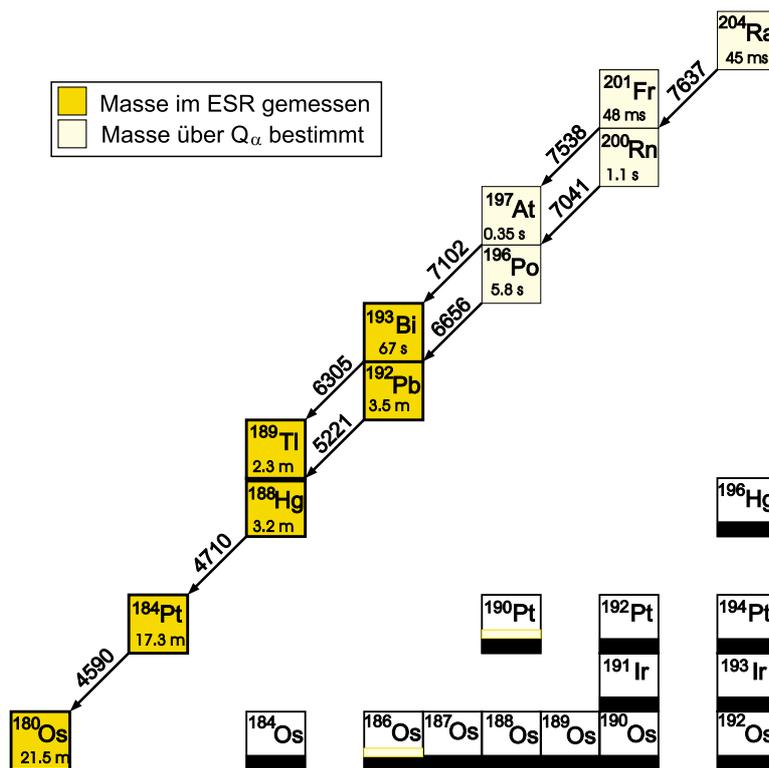


Abbildung 4.5: Ein Beispiel für die im Text beschriebene Verwendung von α -Zerfallsketten: in den abgebildeten zwei Ketten konnten die Massen der sechs dunkler hinterlegten Kerne direkt im ESR gemessen werden. Damit ließen sich auch die Massen der anderen fünf Kerne mit zum Teil sehr kurzer Halbwertszeit anhand der bekannten Q_α -Werte (Angaben in keV) bestimmen [RKS⁺97]. Die stabilen Isotope unten rechts dienen nur der Orientierung.

Abb. 4.6 illustriert.

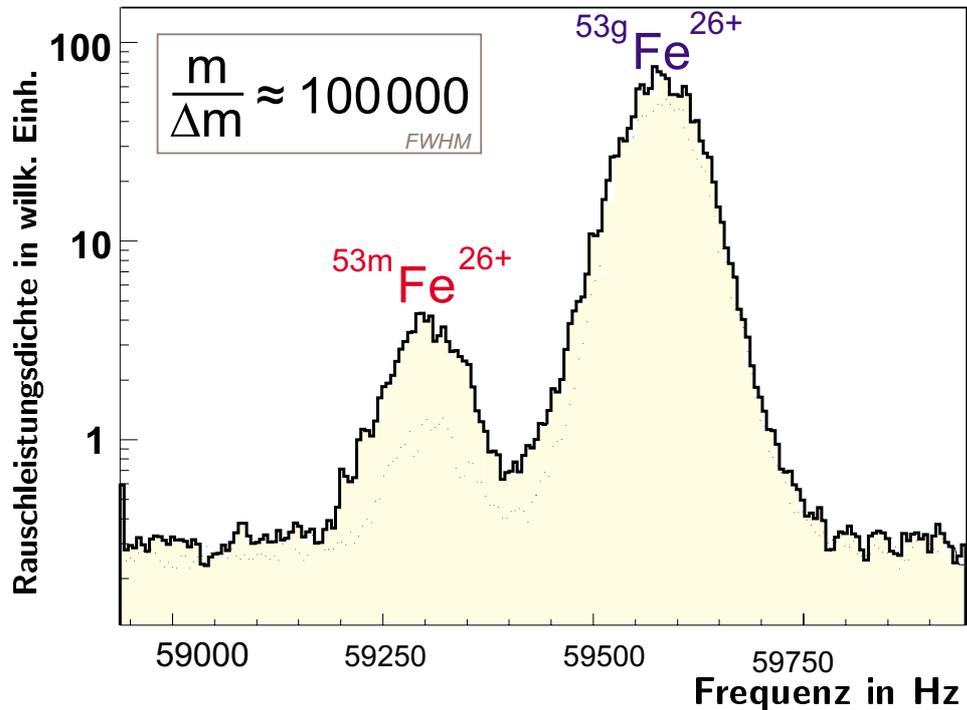


Abbildung 4.6: Ein hochaufgelöstes schmalbandiges Frequenzspektrum des Grundzustandes von ^{53}Fe und des zugehörigen Isomers, das den ersten Messungen aus dem Jahr 1994 [IGN⁺95, Irn95] entstammt. Das Auflösungsvermögen ergibt sich zu $m/\Delta m \approx 100000$.

4.5.2 Aktuelle Verbesserungen

Neueste Messungen konnten von Verbesserungen sowohl der Homogenität der Dipolfelder am ESR als auch der zeitlichen Stabilität dieser Felder profitieren. Die Breite der Frequenzverteilungen, die einzelnen Ionensorten zugeordnet werden müssen, wurden dadurch stark reduziert. Auf diese Weise konnte das Massenaufhebungsvermögen um etwa einen Faktor sechs gesteigert werden, wie in Abb. 4.7 zu erkennen ist. Auch die leichte Veränderung der ionenoptischen Einstellung hat dazu beigetragen, durch sie wurde der numerische Wert des Parameters α_p (siehe Gl. 4.2) (≈ 0.18 im Vergleich zu ≈ 0.14 vorher), und damit der Abstand der einzelnen Frequenzlinien voneinander, etwas vergrößert hat.

Des weiteren wurde dabei erstmals ein neues System zur Datenaufnahme eingesetzt, welches es erlaubt, zeitliche Schwankungen des Systems zu korrigieren. Beispielsweise konnten während der letzten Messungen periodische synchrone Bewegungen der Frequenzlinien als Funktion der Zeit beobach-

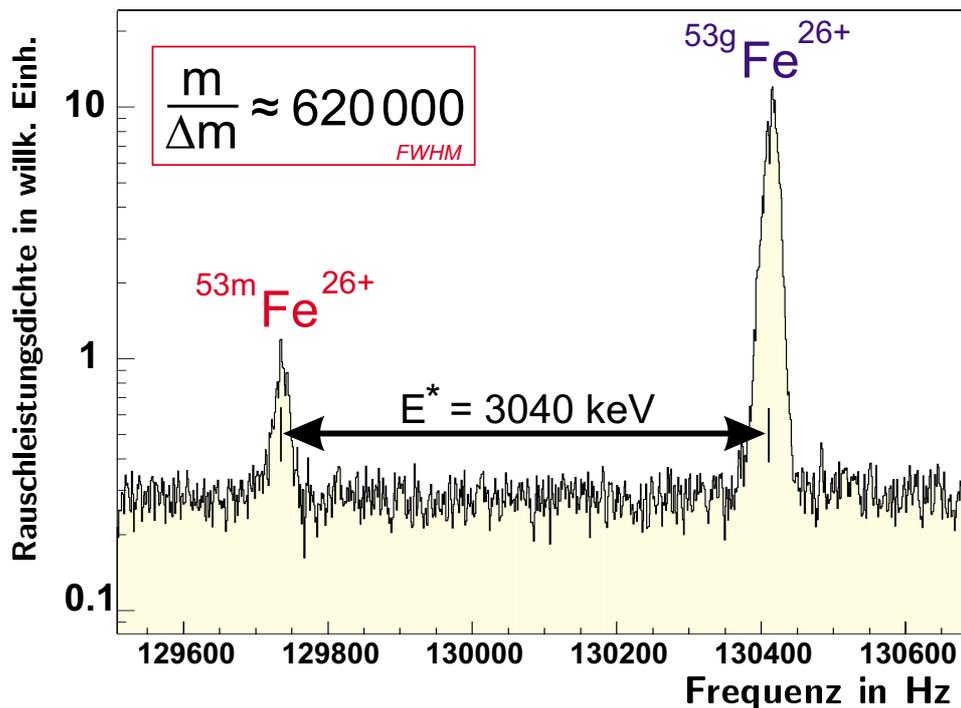


Abbildung 4.7: Ein Beispiel für das verbesserte Massenaufklärungsvermögen am ESR. Wie in Abb. 4.6 sind die Frequenzlinien des Grund- und des angeregten Zustands von ^{53}Fe zu sehen. Allerdings beträgt das Massenaufklärungsvermögen hier $m/\Delta m \approx 620000$ im Vergleich zu etwa 100000 in Abb. 4.6 [Rad].

tet werden, die mit der Beschleunigung eines anderen Strahls für ein anderes Experiment im Schwerionensynchrotron SIS bis an dessen magnetische Steifigkeitsgrenze in Zusammenhang gebracht werden müssen. Ferner wurde durch das System ein Nachteil der vorherigen Datenaufnahme eliminiert. Diese konnte nämlich hochaufgelöste Frequenzspektren nur bei vergleichsweise kleiner Bandbreite aufnehmen. Dadurch mußten mehrere Spektren hintereinander aufgenommen werden, um alle gleichzeitig gespeicherten Ionensorten zu erfassen. Durch die nun gleichzeitig erfolgende Messung (fast)³ aller umlaufenden Ionen wird die notwendige Gesamtmeßzeit drastisch reduziert und die Zahl der Nuklide, die zur Kalibration der Apparateparameter herangezogen werden erhöht.

Durch Verbesserungen am Elektronenkühler konnte weiterhin die für die Kühlung benötigte Zeit verringert werden. Ferner lassen sich inzwischen auch höhere Kühlerspannungen und damit höhere Elektronengeschwindigkeiten erzielen, somit können schnellere Ionen gezielt gekühlt werden.

³Eine Bandbreitenbeschränkung besteht immer noch, aber diese tritt bei entsprechender Einstellung der Parameter nur schwach in Erscheinung

4.6 Möglichkeiten und Grenzen der Methode

Die Möglichkeiten der Schottky-Massenspektrometrie lassen sich recht gut anhand der letzten Messungen, die durchgeführt wurden, beschreiben. Das Auflösungsvermögen konnte auf etwa $m/\Delta m = 650000$ gesteigert werden [GRA⁺98]. Hier sind noch leichte Verbesserungen durch die Korrektur zeitlicher Frequenzschwankungen zu erzielen [Fal, FKL⁺99]. Diese dürften aber nicht mehr groß sein, da der erreichte Wert etwa den niedrigsten durch Elektronenkühlung erreichten Strahltemperaturen von $\delta v/v = 10^{-6}$ entspricht [SBE⁺96].

Ferner erlaubt die Methode, die Massen vieler verschiedener Nuklide in vergleichsweise kurzer Zeit zu messen.

Die Sensitivität der Methode ist im Prinzip so hoch, daß selbst einzelne Ionen nachgewiesen werden können [Sch97]. Dies wurde an einem hochgeladenen Wolframion demonstriert. Für kleinere Werte des Ladungszustandes ist dies erheblich schwieriger, da die Fläche einer Linie im Frequenzspektrum quadratisch proportional zur Ladung des Ions ist.

Ferner nimmt die Sensitivität bei kurzen Meßzeiten ab, da bei konstanter Auflösungsbandbreite des Spektrums kurze Meßdauern nur wenige Mittelungen des Spektrums erlauben. Dies hat zur Folge, daß das statistische Rauschen zunimmt und kleine Linien im Vergleich dazu nicht mehr hervortreten.

Aufgrund der Abhängigkeit der Sensitivität von der Meßdauer und aufgrund der Zeit, die nötig ist, um mit der Elektronenkühlung eine hinreichend schmale Geschwindigkeitsverteilung der umlaufenden Ionen zu erreichen, ist die Schottky-Massenspektrometrie bislang nur für Nuklide mit Halbwertszeiten von einigen Sekunden und mehr geeignet.

Kapitel 5

Idee der Massenmessung bei energieisochroner Einstellung

Das Verfahren der Schottky-Massenspektrometrie ist derzeit nicht geeignet, Massen von Kernen mit Lebensdauern von deutlich unter einer Sekunde zu messen, da die Elektronenkühlung Kühlzeiten von $t_{\text{cool}} \gtrsim 1\text{s}$ erfordert. Für Kerne mit kleinen Produktionsquerschnitten ist ferner zu erwarten, daß pro Beschleunigungszyklus maximal einige wenige Ionen dieser Sorten in den ESR injiziert werden können.

Für exotische Kerne weitab von der β -Stabilität kommen hier also zwei Schwierigkeiten zusammen: quasi verschwindende Strahlintensitäten und kurze Lebensdauern. Dies erfordert ein schnelles und gleichzeitig sensitives Verfahren zur Massenmessung.

Eine andere Möglichkeit trotz der Breite der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen im ESR eine präzise Massenmessung zu ermöglichen, besteht darin, die Ionen *energieisochron* umlaufen zu lassen [WSB86, Wol87a, WBB⁺97]. Dazu muß von zwei Ionen einer Sorte das energiereichere und damit schnellere Ion einen Umweg machen, der so dimensioniert ist, daß er den Geschwindigkeitsunterschied gerade kompensiert. Die Umlauffrequenz wird dann energieunabhängig und der Term $(1 - \alpha_p \cdot \gamma^2)$ auf der rechten Seite von Gl. (4.2) verschwindet. Wie in Kapitel 4 wird dann die Umlauffrequenz bzw. die Umlaufzeit eines Ions zu einem Maß für sein Masse-zu-Ladungsverhältnis. Der Realisierung dieser Isochronie sind die folgenden Kapitel gewidmet.

Zusätzlich wird ein schnelles und empfindliches System zur Bestimmung der Umlauffrequenz bzw. Umlaufzeit benötigt. Ein Detektorsystem, das es erlaubt, die Umlaufzeiten einzelner Ionen innerhalb von etwa 10 bis 100 Umläufen zu bestimmen, wird in Abschnitt 9 vorgestellt.

Dieses Detektorsystem sollte zusammen mit der Einstellung der Isochronie die Messung von Massen exotischer Nuklide mit kurzen Lebensdauern und kleinen Produktionsquerschnitten erlauben.

Kapitel 6

Ionenoptische Entwicklung der isochronen Einstellung am ESR

6.1 Allgemeine ionenoptische Betrachtung zu Kreisbeschleunigern

6.1.1 Grundlagen der Ionenoptik

Im folgenden sollen einige grundlegende Definitionen und Zusammenhänge aus der Ionenoptik dargestellt werden. Diese werden dann im weiteren zur Beschreibung der Bewegung eines geladenen Teilchens in einem Speicherring verwendet.

Definitionen und Relationen der Relativitätstheorie

Im folgenden sollen relativistische Teilchen beschrieben werden, daher wird die Geschwindigkeit v relativ zur Vakuum-Lichtgeschwindigkeit $c = 2.99792458 \cdot 10^8$ m/s [MK92] angegeben:

$$\beta = \frac{v}{c}. \quad (6.1)$$

Besonders wichtig im Zusammenhang mit Massenmessungen ist das Verhältnis zwischen der relativistischen Masse γm und der Ruhemasse m

$$\gamma = \frac{\gamma m}{m} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (6.2)$$

Daraus ergibt sich der Impuls eines Teilchens

$$p = \gamma m v = \beta \gamma m c, \quad (6.3)$$

der demnach für eine gegebene Teilchensorte proportional zu $\beta\gamma$ ist. Die Gesamtenergie E steht gemäß

$$E = \gamma mc^2 = mc^2 + E_k \quad (6.4)$$

in Relation zu der kinetische Energie E_k , welche sich auch durch

$$E_k = mc^2(\gamma - 1) \quad (6.5)$$

ausdrücken läßt. Zwischen Energie und Impuls besteht der Zusammenhang

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4. \quad (6.6)$$

Für die Geschwindigkeit β , den Lorentz-Faktor γ und das Produkt aus beiden, welches bei festem m den Impuls definiert, gelten die differentiellen Zusammenhänge

$$\frac{d\beta}{\beta} = \frac{1}{(\beta\gamma)^2} \frac{d\gamma}{\gamma} \quad (6.7)$$

$$\frac{d\beta}{\beta} = \frac{1}{\gamma^2} \frac{d(\beta\gamma)}{(\beta\gamma)} \quad (6.8)$$

$$\frac{d\gamma}{\gamma} = \beta^2 \frac{d(\beta\gamma)}{(\beta\gamma)}. \quad (6.9)$$

Für eine Teilchensorte (d. h. einen festen Wert für das Masse-zu-Ladungsverhältnis m/q) erhält man aus den Gleichungen (6.3), (6.5) und (6.9)

$$\frac{dE_k}{E_k} = \frac{\gamma + 1}{\gamma} \frac{dp}{p}. \quad (6.10)$$

Elektromagnetische Kräfte

Bewegt sich ein Teilchen mit der elektrischen Ladung q in einem Feld mit der elektrischen Feldstärke \vec{E} und der magnetischen Flußdichte \vec{B} , so erfährt es eine Kraft

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} \vec{p} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (6.11)$$

Für geladene Teilchen, die sich in einem rein magnetischen Feld auf einer Kreisbahn mit dem Radius ρ bewegen, kompensieren sich die magnetische Komponente dieser Kraft und die Zentrifugalkraft. Man erhält die magnetische Steifigkeit

$$B\rho = \frac{p}{q}, \quad (6.12)$$

welche demnach proportional zum Teilchenimpuls ist.

Ionenoptische Koordinaten und Transfermatrizen

Die Bewegung eines Teilchens in einem ionenoptischen System, beispielsweise einem Synchrotron oder Speicherring erfolgt im wesentlichen entlang einer vorgegebenen Trajektorie, diese wird die *Sollbahn* oder *optische Achse* genannt. Das (idealisierte) Teilchen, das sich genau entlang dieser Sollbahn bewegen würde, heißt *Referenzteilchen*. Anstelle absoluter Koordinaten wird nun im allgemeinen ein System orthogonaler Koordinaten relativ zu diesem Referenzteilchen verwendet. Dabei wird dessen Bahnlänge s als unabhängige Koordinate verwendet.

Das Referenzteilchen erreiche den Ort s zur Zeit T_0 und habe dann den Impuls \vec{p}_0 (in Richtung der Tangente zur Sollbahn), die Geschwindigkeit v_0 und die Ladung q_0 .

Ein anderes Teilchen passiert die longitudinale Koordinate s zur Zeit T und hat dabei transversal die Abstände x und y zur Sollbahn. Ferner hat es die transversalen Impulskomponenten p_x und p_y senkrecht zu \vec{p}_0 . Es läßt sich also durch

$$x \tag{6.13}$$

$$x' = \frac{p_x}{p_0} \tag{6.14}$$

$$y \tag{6.15}$$

$$y' = \frac{p_y}{p_0} \tag{6.16}$$

$$l = v_0(T - T_0) \tag{6.17}$$

$$\Delta = \frac{p/q - p_0/q_0}{p_0/q_0} \tag{6.18}$$

beschreiben¹.

Durchläuft das Teilchen ein ionenoptisches System oder einen Teil davon, zum Beispiel einen Magneten, so ändern sich diese Koordinaten im allgemeinen. Die Abhängigkeit der Koordinaten am Ende (\vec{x}_f) der betrachteten Strecke von denen am Anfang (\vec{x}_i) läßt sich in Form einer Matrix ausdrücken:

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \Delta \end{pmatrix}_f = \begin{pmatrix} (x|x) & (x|x') & (x|y) & (x|y') & (x|l) & (x|\Delta) \\ (x'|x) & (x'|x') & (x'|y) & (x'|y') & (x'|l) & (x'|\Delta) \\ (y|x) & (y|x') & (y|y) & (y|y') & (y|l) & (y|\Delta) \\ (y'|x) & (y'|x') & (y'|y) & (y'|y') & (y'|l) & (y'|\Delta) \\ (l|x) & (l|x') & (l|y) & (l|y') & (l|l) & (l|\Delta) \\ (\Delta|x) & (\Delta|x') & (\Delta|y) & (\Delta|y') & (\Delta|l) & (\Delta|\Delta) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \Delta \end{pmatrix}_i \tag{6.19}$$

Eine quadratische (6×6)-Matrix berücksichtigt dabei allerdings nur den linearen Anteil der Abhängigkeiten der Endkoordinaten von den Startbedingungen. In der Realität hingegen können die Elemente von \vec{x}_f auch von Produkten der einzelnen Anfangskordinaten abhängen. Solche Terme können

¹Die hier gewählten Koordinaten entsprechen denen in [Wol87b] und gleichen den kanonischen Koordinaten in [Dra82]. Eine etwas andere Definition wird in [Wol67, Bro72] benutzt, die Unterschiede liegen hauptsächlich in der Definition der Koordinaten x' und y'

in Transfermatrizen höherer Ordnung berücksichtigt werden.

Die Transfermatrizen einzelner ionenoptischer Elemente können in [Wol87b] nachgeschlagen werden.

Zur Bestimmung der Transfermatrix eines Systems aus mehreren Elementen müssen die einzelnen Matrizen sukzessive miteinander multipliziert werden.

6.1.2 Synchrotrons und Speicherringe

Eine weit verbreitete Form von Beschleuniger- und Experimentanlagen sind Synchrotrons und Speicherringe. Diese gleichen sich in ihrem prinzipiellen Aufbau. In beiden wird der Teilchenstrahl von mehreren Dipolmagneten auf eine geschlossene Umlaufbahn gelenkt. Zwischen diesen Dipolen befinden sich gerade Bahnstücke. In den meisten modernen Maschinen erfolgt die Fokussierung durch Quadrupole in diesen geraden Wegstücken. Meist sind auch Sextupolmagnete für Korrekturzwecke vorhanden.

Der Unterschied besteht im wesentlichen in der Zielsetzung: bei einem Synchrotron liegt der Schwerpunkt auf der Beschleunigung der umlaufenden Teilchen, dies erfolgt meist in relativ kurzer Zeit (z. B. \approx eine Sekunde im Fall des GSI-Synchrotrons SIS).

Speicherringe hingegen sind im allgemeinen auf lange Speicherung eines Strahls bei konstanter Energie ausgelegt [BJ93]).

Die Hill'sche Differentialgleichung

Die geladenen Teilchen bewegen sich in einem solchen System im allgemeinen nicht exakt auf der Sollbahn. Die Fokussierungskräfte $K(s)$ entlang der Bahn hindern die Teilchen daran sich während der vielen Umläufe, die sie im System bleiben sollen, zu weit von der Sollbahn zu entfernen. Dies führt dazu, daß sie um die Sollbahn oszillieren, diese Oszillationen werden im folgenden näher betrachtet.

Die Fokussierungskräfte $K(s)$ werden im allgemeinen durch Quadrupolfelder realisiert und variieren entlang der Sollbahn. Die beiden transversalen ionenoptischen Koordinaten unterscheiden sich darin, daß eine davon in der Ablenkebene der Dipolmagnete liegt und die andere senkrecht dazu steht, hier sei x die Koordinate in der Ablenkebene. Dann wird die transversale Bewegung eines Teilchens in erster Ordnung durch die beiden Differentialgleichungen

$$\frac{d^2x}{ds^2} + K_x(s) \cdot x = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\Delta p}{p_0} \quad (6.20)$$

$$\frac{d^2y}{ds^2} + K_y(s) \cdot y = 0 \quad (6.21)$$

beschrieben, welche Hill'sche Gleichungen genannt werden (siehe [Liv61, BJ93, RS94]). In erster Ordnung werden die periodischen Fokussierungskräfte $K(s) = k(s) - 1/\rho^2(s) = K(s + C)$ (die Länge C entspricht einem

Umlauf im Ring) durch die Quadrupolkonstante $k(s)$ und die Krümmung der Sollbahn $1/\rho^2(s)$ bestimmt.

In der rechten Seite von Gl. (6.20) kommt zum Ausdruck, daß die Bahn eines Teilchens mit dem Impuls $p = p_0 + \Delta p \neq p_0$ wegen Gleichung (6.12) in den Dipolmagneten einen anderen Krümmungsradius hat als die Sollbahn.

Lösung der homogenen DGL

Die Lösung der homogenen Form der Hill'schen Gleichung (senkrecht zur Ablenkebene oder für $\Delta p = 0$) läßt sich als Linearkombination der beiden linear unabhängigen Funktionen

$$C(s) = \sqrt{\epsilon \cdot \beta(s)} \cos(\psi(s) + \delta_\psi) \quad (6.22)$$

$$S(s) = \sqrt{\epsilon \cdot \beta(s)} \sin(\psi(s) + \delta_\psi) \quad (6.23)$$

darstellen. Die *Emittanz* ϵ beschreibt die Qualität des Strahls. Die Funktion $\beta(s)$ wird Betatronfunktion genannt. Emittanz und Betatronfunktion werden weiter unten näher erläutert (siehe auch Abb. 6.1). Die Teilchen führen demnach harmonische Schwingungen um die Sollbahn mit der Amplitude

$$A(s) = \sqrt{\epsilon \cdot \beta(s)} \quad (6.24)$$

und der Betatronphase

$$\psi(s) = \int \frac{ds}{\beta(s)} \quad (6.25)$$

aus. Die Größe δ_ψ gibt die Phase an dem (bei einem Ring beliebig zu wählenden) Anfangspunkt ($s = 0, \psi(s) = 0$) des Systems an.

Transfermatrix und Stabilität

Die Transfermatrix eines Unterraums, z. B. (x, x') , für einen vollen Umlauf ergibt sich zu

$$M(s) = \begin{pmatrix} C(s) & S(s) \\ C'(s) & S'(s) \end{pmatrix}, \quad (6.26)$$

wobei s der Weglänge eines Umlaufs entsprechen muß.

Die Matrix für n Umläufe ist demnach gleich der n -ten Potenz von $M(s)$, diese Größe muß auch für $n \rightarrow \infty$ endlich bleiben. Daraus ergibt sich die einfache *Stabilitätsbedingung*

$$\text{Stabilität} \Leftrightarrow |\text{Spur}(M)| < 2, \quad (6.27)$$

die erfüllt sein muß, damit eine Speicherung über viele Umläufe überhaupt möglich ist.

Phasenraumellipsen, Liouville'scher Satz und Emittanzen

Betrachtet man die Teilchen in einem gegebenen Ensemble am Anfang des Systems, so stellen diejenigen mit gleicher Amplitude aber unterschiedlichen Anfangsphasen $0 \leq \delta\psi \leq 2\pi$ im Phasenraum (x, x') Ellipsen dar (siehe Abb. 6.1). Variiert man die Amplitude so erhält man kleinere und größere Ellipsen. Das Liouville'sche Theorem besagt nun, daß sich diese Ellipsen — sofern die Energie der Teilchen unverändert bleibt — nur in ihrer Form und ihrer Orientierung als Funktion der unabhängigen Koordinate s ändern, nicht aber in ihrer Fläche F . Letztere ist durch die *Emittanz* ϵ gegeben

$$F = \pi \cdot \sqrt{\epsilon \cdot \beta(s)} \cdot \sqrt{\frac{\epsilon}{\beta(s)}} = \pi\epsilon. \quad (6.28)$$

Eine Ableitung des Liouville'schen Theorems und der Emittanz wird unter anderem in [Sør89] gegeben.

Die Form und Orientierung der Ellipse wird durch die *Twiss-Parameter* α , β und γ beschrieben², wobei β der oben gegebenen Betatronfunktion entspricht. Die Bedeutung der einzelnen Twiss-Parameter ist aus Abbildung 6.1 ersichtlich. Aufgrund der Erhaltung des Phasenraumvolumens sind nur zwei der Twiss-Parameter unabhängig, der dritte ist durch

$$\beta\gamma - \alpha^2 = 1 \quad (6.29)$$

gegeben. Für eine gegebene Emittanz bestimmt somit die Betatronfunktion die Breite der Strahleinhüllenden (Envelope) als Funktion von s . Die Strahldivergenz wird durch die Betatronfunktion und deren Ableitung nach s definiert.

Die Tunes eines Kreisbeschleunigers

Gleichung (6.25) entsprechend hängt die Phase der oben angeführten Oszillationen eines Teilchens um die Sollbahn von der Betatronfunktion ab. Damit bestimmt letztere auch die Anzahl der Betatronoszillationen pro Umlauf, den *Tune* der Maschine. Dieser Wert kann für die beiden transversalen Richtungen unterschiedlich sein:

$$Q_h = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{ds}{\beta_h(s)} \quad (6.30)$$

$$Q_v = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{ds}{\beta_v(s)}. \quad (6.31)$$

Die Indizes h und v beziehen sich auf die horizontale und vertikale Richtung, die Integration muß über genau einen Umlauf ausgeführt werden.

²Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß die Twiss-Parameter β und γ nicht mit den oben benutzten Faktoren aus der Relativitätstheorie identisch sind. Trotzdem soll hier an den üblichen Bezeichnungen festgehalten werden.

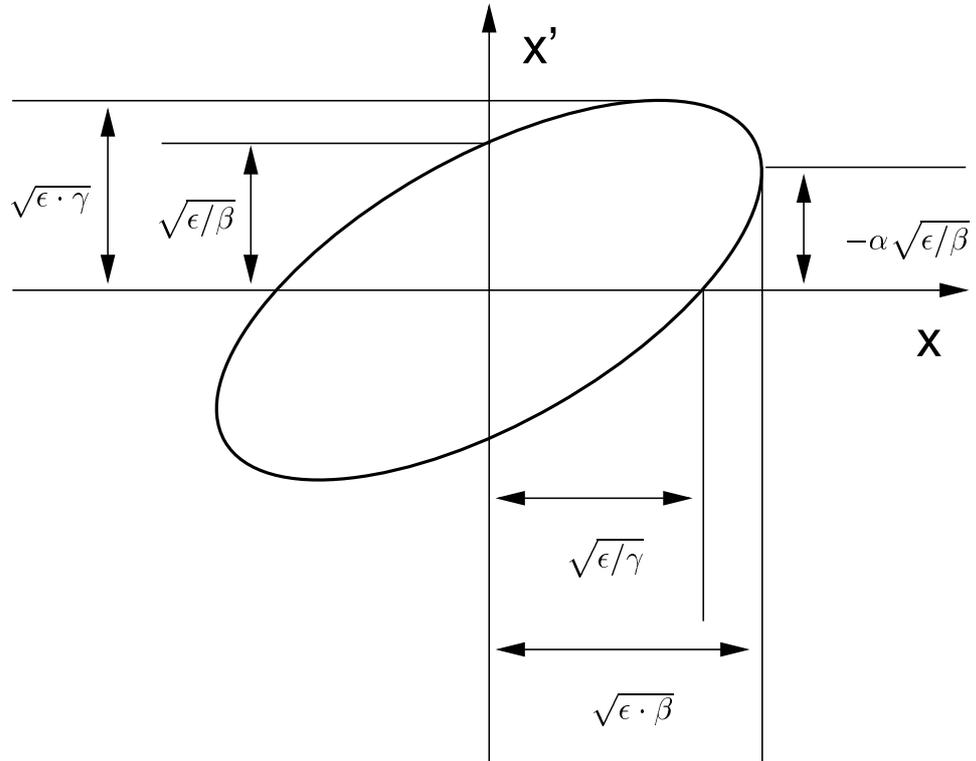


Abbildung 6.1: Die Twiss-Parameter definieren die Form und Orientierung einer Phasenraumellipse. Ihre Fläche hingegen ist durch die Angabe der Emittanz ϵ vollständig charakterisiert [Wil94b].

Die Tunes, die also in direktem Zusammenhang zur Stärke der Fokussierung in dem System stehen, sollten so gewählt werden, daß die durch die Gleichung

$$n_h Q_h + n_v Q_v = n \quad \text{für alle} \quad n_h, n_v, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (6.32)$$

definierten *Resonanzen* vermieden werden, um eine stabile Speicherung des Strahls über viele Millionen Umläufe zu gewährleisten (siehe auch [BJ93, Wil94a, Wil94b]). Im *Arbeitsdiagramm*, d. h. der Auftragung des vertikalen gegen den horizontalen Tune, stellen sich diese Resonanzen als Geraden dar.

Lösung der inhomogenen DGL und Chromatizität

Eine Lösung der Hill'schen Differentialgleichung für Teilchen, deren Impuls von dem des Referenzteilchens abweicht, ergibt sich durch Addition der allgemeinen Lösung der homogenen DGL (s. o.) und einer speziellen Lösung der inhomogenen DGL.

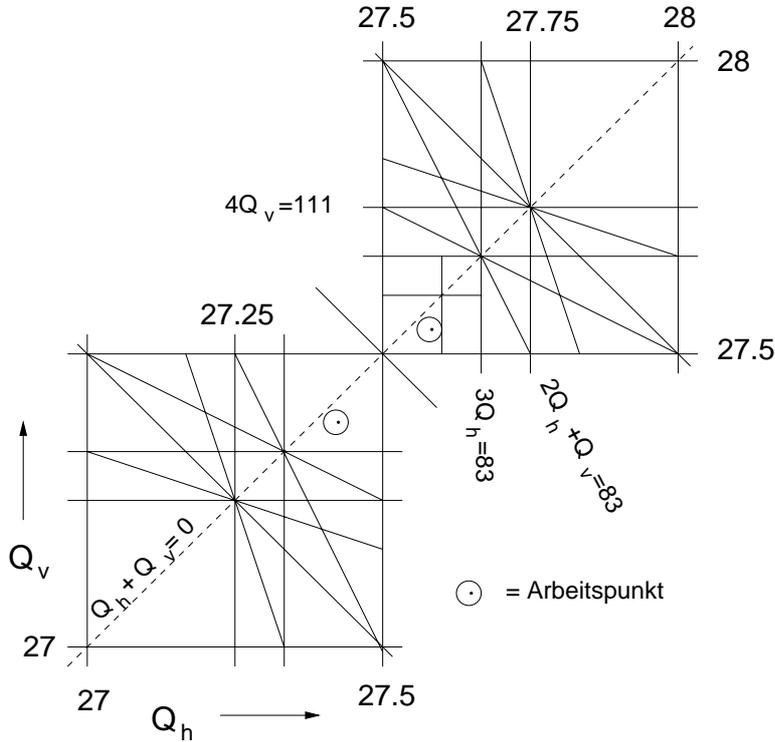


Abbildung 6.2: Ausschnitt aus dem Arbeitsdiagramm des SPS (CERN) [Wil94b]. Die Linien repräsentieren die Kombinationen von Tunes, bei denen eine Resonanz vorliegt (siehe Gl. (6.32) und führen deshalb möglicherweise zum Strahlverlust. Es sind zwei mögliche Arbeitspunkte angegeben, d. h. nichtresonante Tune-Kombinationen, die ein stabiles Umlaufen des Strahls erlauben.

Ist x_i eine solche spezielle Lösung der inhomogenen Hill'schen Gleichung (Gl. 6.20) für $\Delta p/p_0 = \Delta_i$, so löst $n \cdot x_i$ die Gl. (6.20) für $\Delta p/p_0 = n \cdot \Delta_i$. Daher ist es sinnvoll, die *Dispersionsfunktion*

$$D(s) = \frac{x_i(s)}{\Delta p/p_0} \quad (6.33)$$

als normierte (in Bezug auf $\Delta p/p_0$) spezielle Lösung der inhomogenen DGL (6.20) zu definieren (siehe [RS94]). Sie setzt die Impulsabweichung eines Ions gegenüber dem Referenzteilchen in Beziehung zu der dadurch verursachten Veränderung der Teilchenbahn.

Damit ergibt sich die allgemeine Lösung der inhomogenen Hill'schen Differentialgleichung

$$x(s) = C(s)x_0 + S(s)x'_0 + D(s)\frac{\Delta p}{p_0}. \quad (6.34)$$

Wie aus Gleichung (6.12) zu erkennen ist, hat eine Änderung des Impulses eines Teilchens eine Veränderung der Wirkung der Fokussierkräfte auf

dieses Teilchen zur Folge. Dies impliziert eine veränderte Betatronfunktion für dieses Ion und hat damit nach Gl. (6.25) und Gl. (6.30) eine Modifikation des Tunes zur Folge. Die *Chromatizität* ξ beschreibt die Veränderung des Tunes ΔQ infolge der Impulsabweichung

$$\Delta Q = \xi \frac{\Delta p}{p_0}. \quad (6.35)$$

Dieser Effekt geht bereits über die Behandlung von Kreisbeschleunigern in erster Ordnung hinaus, existiert aber bereits für ein rein lineares Lattice, d. h. eine Magnetanordnung die nur Dipole und Quadrupole enthält. Für ein solches Lattice ist der Wert der Chromatizität ξ immer negativ. Daher spricht man von der *natürlichen* Chromatizität, sie kann in großen Synchrotrons oder Speicherringen beachtliche Werte annehmen, z. B. $\xi \approx -60$ für den Speicherring HERA (lt. [RS94]). Zur Korrektur dieses Effekts werden Sextupolmagnete verwendet. Auf diese Art ist es möglich, den Bereich der in einem realen Ensemble umlaufender Teilchen vorkommenden Tunes soweit zu verkleinern, daß dieser im Arbeitsdiagramm (siehe z. B. Abbildung 6.2) in einen einigermaßen resonanzfreien Raum paßt.

Momentum compaction and Transition

Wie oben schon angesprochen wurde, hat der Impuls³ eines Teilchens in einem Kreisbeschleuniger Einfluß auf die Trajektorie, der das Teilchen folgt. Neben der Veränderung des Tunes, die im vorigen Abschnitt behandelt wurde, wirkt sich dies insbesondere auch auf die Länge der geschlossenen Bahn aus. Ein Ion mit einer größeren magnetische Steifigkeit wird sich in den Ablenkmagneten auf einer Bahn mit größerem Krümmungsradius bewegen, dies führt im allgemeinen insgesamt zu einer größeren Länge der geschlossenen Bahn⁴. In erster Ordnung wird der integrale Effekt über einen vollen Umlauf in

$$\frac{dC}{C} = \alpha_p \cdot \frac{dp}{p} \quad (6.36)$$

durch den *momentum compaction factor* α_p beschrieben, dessen Größe durch die Dispersion zu

$$\alpha_p = \frac{1}{C} \cdot \oint \frac{D(s)}{\rho} ds \quad (6.37)$$

bestimmt ist, d. h. α_p ist durch die mittlere Dispersion in den Ablenkmagneten (mit dem Krümmungsradius ρ der Sollbahn) gegeben. Die Integration erfolgt wie in Gln. (6.30) und (6.31) über einen Umlauf. Die spezielle Lösung

³In diesem Abschnitt soll davon ausgegangen werden, daß nur eine Teilchensorte mit einem konstanten Wert des Masse-zu-Ladungsverhältnisses betrachtet wird. Eine Behandlung für verschiedene Teilchensorten folgt weiter unten.

⁴Durch Einfügen von Dipolmagneten, die im Vergleich zu den übrigen Dipolen in die umgekehrte Richtung ablenken, läßt sich der Gesamteffekt prinzipiell umkehren (siehe [Sør75] und die darin angegebenen Referenzen).

der inhomogenen Hill'schen Differentialgleichung (6.20) bestimmt also letztlich die Bahnlänge für Teilchen deren Impuls von dem des Referenzteilchens abweicht.

Somit läuft ein Ion mit größerem Impuls einerseits auf einer längeren Bahn um, andererseits bewegt es sich auf dieser mit einer im Vergleich zum Referenzteilchen größeren Geschwindigkeit. Beide Effekte üben einen Einfluß auf die Zeit T aus, die das besagte Ion für einen Umlauf benötigt. Während die veränderte Bahnlänge die Umlaufzeit verlängert hat die größere Geschwindigkeit eine Verkürzung der Umlaufzeit zur Folge. Für die Umlauffrequenz $f = T^{-1}$ des Teilchens gilt die Gleichung

$$\frac{df}{f} = \eta \cdot \frac{dp}{p}. \quad (6.38)$$

Die *Frequenzdispersion* η ist mit dem momentum compaction factor α_p durch die Gleichung

$$\eta = \frac{1}{\gamma^2} - \alpha_p \quad (6.39)$$

verknüpft, γ bezeichnet hier den relativistischen Lorentz-Faktor (Gl. 6.2). Das Vorzeichen von η hängt davon ab, welcher der beiden Effekte überwiegt, entweder die Geschwindigkeitszunahme oder die Weglängenzunahme.

Während der momentum compaction factor für ein gegebenes Lattice (quasi) konstant ist, ändert sich γ für ein Teilchen, das in einem Synchrotron beschleunigt wird. Damit kann sich während des Beschleunigungsvorgangs das Vorzeichen von η ändern. Da diese Vorzeichenänderung Einfluß auf die Phasenfokussierung hat (siehe z. B. [Sør75, BJ93]), spricht man von einem Phasenübergang (engl. phase transition) und bezeichnet den Wert von γ , an dem η verschwindet, als Transitionspunkt

$$\gamma_t = \frac{1}{\sqrt{\alpha_p}}. \quad (6.40)$$

6.2 Ionenoptische Parameter des ESR

Die grundlegenden Eckdaten des ESR wurden bereits in Abschnitt 4.1 behandelt. An dieser Stelle soll daher mehr auf die in Abschnitt 6.1.2 angesprochenen Parameter eingegangen werden.

Symmetrien

Der ESR hat, wie man in Abb. 4.1 erkennen kann, zwei Symmetrieachsen. Die eine davon verläuft durch den Elektronenkühler und die gegenüber liegende Strecke und teilt den Ring in eine nördliche (in Abb. 4.1 oben) und eine südliche Hälfte. Die andere Symmetrieachse teilt die westliche (links in Abb.4.1) von der östlichen Hälfte.

Die erste dieser beiden Symmetrien (Nord-Süd) kommt auch in der Ansteuerung der Fokussierungsmagnete zum Ausdruck. Jeweils ein Magnet aus dem nördlichen und einer aus dem südlichen Teil des ESR werden zusammen von einem Netzgerät versorgt, dies gilt für die Quadrupol- und die Sextupolmagnete. Die Dipole sind alle in Serie geschaltet und somit nicht einzeln regelbar. Des weiteren werden die Fokussierungsmagnete im allgemeinen so eingestellt, daß auch die Quadrupol- bzw. Sextupolfelder eine Ost-Westsymmetrie aufweisen. Ferner ist zu beachten, daß die Polarität der Quadrupolfelder festgelegt ist.

Die Betatronfunktion und Chromatizität

Die standardmäßige Einstellung der Quadrupole ergibt den in Abb. 6.3 dargestellten Verlauf der Betatronfunktionen (für ein Teilchen mit dem Sol-

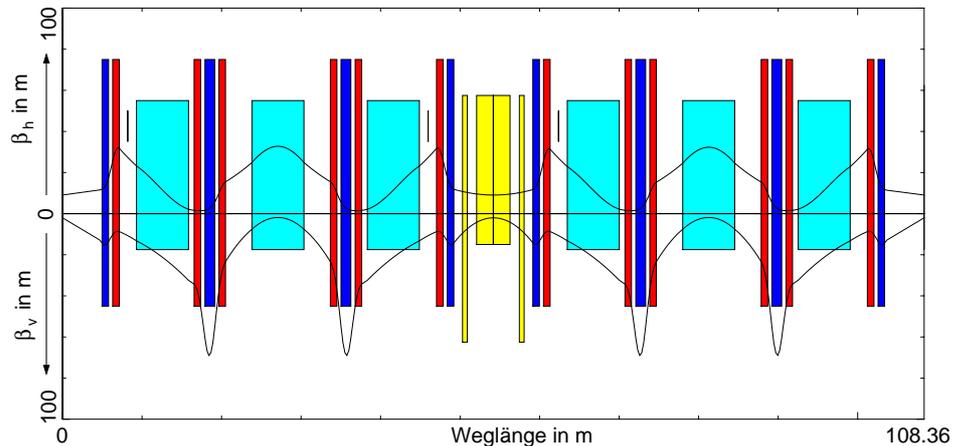


Abbildung 6.3: Betatronfunktionen am ESR bei standardmäßiger Einstellung der Quadrupolfelder. Der Anfangspunkt in dieser Darstellung wurde in der Mitte der dem Elektronenkühler gegenüberliegenden geraden Strecke gewählt. Die horizontale Betatronfunktion ist nach oben, die vertikale hingegen nach unten aufgetragen. Im Hintergrund sind die Magnete skizziert, wobei die Ausdehnung nach oben/unten die horizontale/vertikale Apertur wiedergibt.

limpuls). Die hier dargestellten Betatronfunktionen entsprechen den Tunes $Q_h = 2.378$ und $Q_v = 2.113$ (lt. Rechnung mit dem Programm MIRKO [Fra84]).

Ferner kann man aus Abb. 6.3 erkennen, daß die horizontale Betatronfunktion am Ort einer der beiden Sextupolfamilien klein ist, während genau an dieser Stelle die vertikale Betatronfunktion groß ist. Der Strahl ist daher in vertikaler Richtung breit und kann relativ leicht durch die dort positionierten Sextupole beeinflusst werden, während in horizontaler Richtung

nur ein schwacher Einfluß zu erwarten ist. Diese Wahl der Position für eine Familie von Sextupolen erlaubt eine Chromatizitätskorrektur in vertikaler Richtung, die nur einen kleinen Einfluß auf die horizontale Betatronfunktion hat. Das Verhältnis der beiden Betatronfunktionen ist am Ort der zweiten Sextupolfamilie weniger ausgeprägt, aber deren unerwünschter Einfluß in vertikaler Richtung kann mit der erstgenannten Gruppe ausgeglichen werden. Im Modell kann so die Chromatizität auf Werte von $\xi_h = -2.0777$ und $\xi_v = -0.9798$ reduziert werden⁵.

Dispersion und Transition

Die Dispersionsfunktion variiert zwischen etwa zwei und fünf Metern, siehe Abb. 6.4, wobei sie auf den längeren geraden Strecken ihren minimalen

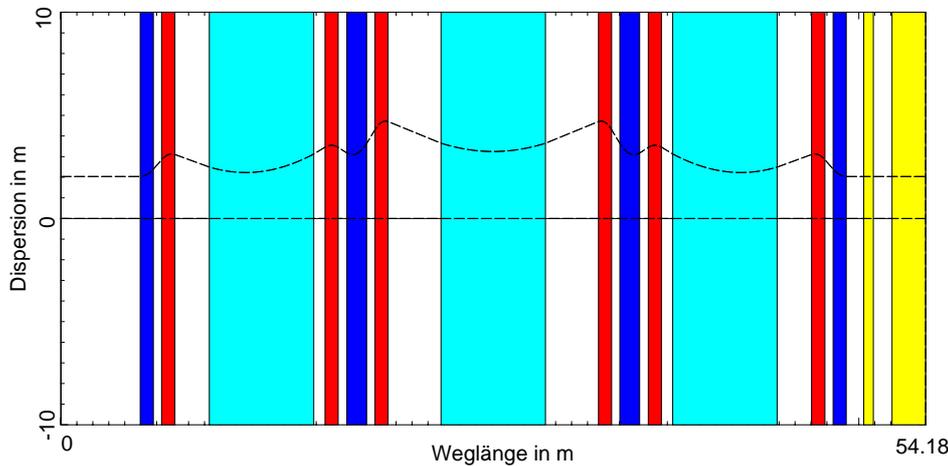


Abbildung 6.4: Dispersionsfunktion am ESR bei Standardeinstellung. Aufgrund der Symmetrie wurde auf die Darstellung der zweiten Hälfte des ESR verzichtet (vgl. 6.3).

Wert annimmt. Dieses Verhalten wird qualitativ durch Messungen bestätigt, allerdings ergibt sich experimentell eine größere Schwankung der Dispersionsfunktion (0.5 bis ≈ 1 m auf den längeren Geraden, etwa 6.5 m in der Nähe der Quadrupol-Triplets) [No196].

Entsprechend der Gln. 6.37 und 6.40 ergibt sich aus der Dispersion auch die momentum compaction bzw. der Transitionspunkt. Hier ergeben die Rechnungen Werte von $\alpha_p = 0.16$ und $\gamma_t = 2.50$ während experimentell eine etwas größere momentum compaction von $\alpha_p = 0.18$ (und entsprechend $\gamma_t = 2.35$) gefunden wurde.

⁵Die hier angegebenen Zahlen entsprechen der Definition in Abschnitt 6.1.2 und nicht den von MIRKO angegebenen Zahlen, da dort eine etwas andere Definition verwendet wird: $\Delta Q/Q_0 = \xi \cdot \Delta p/p_0$.

Injektion

Zur Injektion des Strahls werden am ESR ein magnetisches Septum in der Nähe des Quadrupol-Dubletts vor dem Elektronenkühler (siehe Abb. 4.1 und Abb. 6.3) und ein schneller magnetischer Kicker (zwischen dem ersten Triplett nach dem Kühler und dem darauf folgenden Dipol) verwendet.

Da das Septumfeld auf einen weit außerhalb der Sollbahn liegenden Bereich begrenzt ist, wird eine in der Nähe dieser Sollbahn verlaufende Trajektorie nicht gestört. So kann der zu injizierende Strahl, der unter einem Winkel von einigen Grad zur Sollbahn ankommt durch das Septum soweit umgelenkt werden, daß er sich danach parallel zur Sollbahn (aber mit einem horizontalen Versatz zu dieser) bewegt.

Im Phasenraumbild sind sowohl der zu injizierende Strahl als auch ein möglicherweise bereits auf einer geschlossenen Bahn umlaufender Strahl um $x' = 0$ zentriert, während sie im Ort getrennt sind (siehe Abb. 6.5).

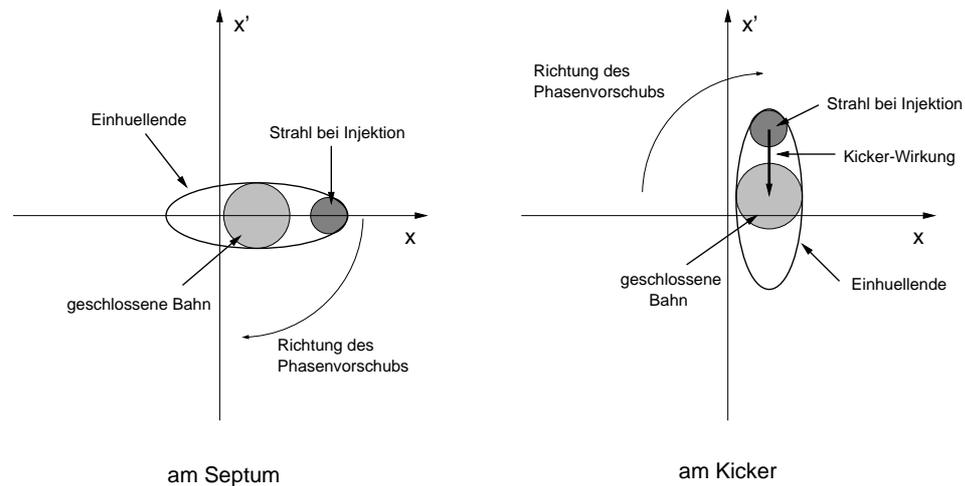


Abbildung 6.5: Das Injektionsschema des ESR: am Septum (links) hat der zu injizierende Strahl gegenüber der geschlossenen Bahn einen horizontalen Versatz. Durch den Phasenvorschub, der als Drehung der einhüllenden Ellipse betrachtet werden kann, verändert sich dieses Bild bis zum Kicker (rechts): der injizierte Strahl befindet sich am Ort einer geschlossenen Bahn, hat aber gegenüber dieser einen anderen Winkel. Der Kicker verändert nun den Winkel der Teilchen so, daß der injizierte Strahl auf die geschlossene Bahn gelenkt wird und dann im Ring umlaufen kann.

Beide Strahlen laufen nun auf verschiedenen Bahnen bis zum Kicker, dabei ändern sie Ihre Betatronphase, dies wird in Abb. 6.5 durch die Drehung der Ellipse illustriert, die beide Strahlen einhüllt. Ist der Phasenvorschub vom Septum zum Kicker als ein ungerades Vielfaches von 90° gewählt, so wird die liegende Ellipse „aufrecht gestellt“. Im Fall des ESR beträgt dieser

Phasenvorschub 270° . Dies bedeutet, daß sich am Kicker beide Strahlen am gleichen (horizontalen) Ort befinden aber unterschiedliche mittlere Winkel zur optischen Achse aufweisen. Durch den Kickermagneten werden nun die injizierten Teilchen so abgelenkt, daß ihr Winkel dem der umlaufenden Ionen auf der geschlossenen Bahn entspricht. Diejenigen Ionen, die den Kicker zu diesem Zeitpunkt auf der geschlossenen Bahn erreichen, werden dabei so abgelenkt, daß sie schließlich verloren gehen.

Hinter diesem Schema steht die Idee, zwischen zwei Injektionen die Energie der umlaufenden Ionen leicht zu verändern und so den umlaufenden Strahl auf eine andere Bahn zu verlagern. Aufgrund der Dispersion⁶ verläuft diese dann am Ort des Kickers weiter innen und wird somit von diesem (idealerweise) nicht beeinflusst, da auch der Kicker nur einen Teil der horizontalen Apertur überspannt. So kann auf der *Speicherbahn* Strahlstrom akkumuliert werden, während die *Injektionsbahn* immer wieder für den injizierten Strahl frei gemacht wird. Diese Prozedur wird *Stacking* genannt. Abgesehen vom Akkumulieren des Strahls auf der Speicherbahn ist dieses Injektionsschema am ESR generell gültig, auch dann, wenn nur eine einzige Injektion stattfindet, wie dies bei Massenmessungen der Fall ist.

Zur nichtlinearen Ionenoptik

Die oben erfolgte ionenoptische Beschreibung eines Speicherrings (Abschnitt 6.1.2) beschränkte sich auf die erste Ordnung. Der einzige Effekt höherer Ordnung, der behandelt wurde, ist die Chromatizität, dazu liegen im Fall des ESR Messungen vor [Nol96].

Innerhalb der Beschreibung in erster Ordnung sind speziell die momentum compaction α_p , der Transitionspunkt γ_t und die Frequenzdispersion η nur von der Geometrie und der Einstellung der Magnetfelder abhängig, nicht aber von den Koordinaten eines Ions. Auch die Dispersion ist in dieser Beschreibung nur von der longitudinalen Koordinate s abhängig.

Diese lineare Beschreibung ist jedoch nicht hinreichend. In [DJ86] wird speziell für die Dispersion D und den sich daraus ergebenden momentum compaction factor α_p (siehe Gl. 6.37) eine Beschreibung in höherer Ordnung diskutiert. Die Gleichungen (4.2), (6.36), (6.37), (6.38), (6.39) und (6.40) behalten ihre Gültigkeit, wenn man die Dispersion D , den momentum compaction factor α_p , die Frequenzdispersion η und den Transitionspunkt γ_t als Funktionen von $\Delta p/p_0$ betrachtet. In [DJ86] und für den speziellen Fall des ESR in [Sch97] werden die Dispersion D und der momentum compaction factor α_p daher in einer Potenzreihe in $\Delta p/p_0$ um die Sollbahn ($\Delta p/p_0=0$) entwickelt. Nach den Gleichungen (6.39) und (6.40) können $\eta(\Delta p/p_0)$ und $\gamma_t(\Delta p/p_0)$ daraus abgeleitet werden. Die Autoren zeigen in [DJ86, Sch97], daß die Terme höherer Ordnung auch für den Fall einer Magnetanordnung,

⁶Die Dispersion ist auch der (hauptsächliche) Grund dafür, daß der umlaufende Strahl weder am Septum noch am Kicker auf der optischen Achse verläuft, sondern in beiden Fällen bei positiven x -Koordinaten lokalisiert ist.

die als höchste (nominale) Multipolarität Quadrupole enthält, nicht verschwinden. Sie können nur dann vernachlässigt werden, wenn der Quotient aus der Dispersion erster Ordnung und dem Krümmungsradius der Sollbahn klein gegen eins ist. Am ESR ist dies aber nicht der Fall und diese Terme müssen daher berücksichtigt werden. In [Sch97] wird insbesondere die Bedeutung für Massenmessungen hervorgehoben und die Einfluß der Terme höherer Ordnung untersucht. Es sollte an dieser Stelle angemerkt werden, daß aufgrund der Änderungen am magnetischen Aufbau und der Einstellung des ESR [Nol95, Nol96, Spi98] die Ergebnisse aus [Sch97] keine quantitative Gültigkeit mehr haben.

Im folgenden verstehen sich daher die Dispersion D , der momentum compaction factor α_p , die Frequenzdispersion η und der Transitionspunkt γ_t , wenn nicht anders angegeben, implizit Funktionen von $\Delta p/p_0$ bzw. von $\Delta(B\rho)/(B\rho)_0$, wenn mehrere Teilchensorten betrachtet werden. In Kapitel 7 wird diese Fragestellung experimentell untersucht.

6.3 Isochrone Einstellung des ESR

Der Begriff der *isochronen* Einstellung des ESR bezieht sich auf die Frequenz f , mit der verschiedene Ionen in dem Speicherring umlaufen. Diese ist durch die Geschwindigkeit v der Teilchen und die Länge C der Bahn, auf der sie kreisen, durch Gleichung (4.1) gegeben. Durch differenzieren erhält man

$$\frac{df}{f} = \frac{dv}{v} - \frac{dC}{C}. \quad (6.41)$$

Ersetzt man in Gl. (6.36) den Impuls durch die magnetische Steifigkeit, wie das bei Betrachtung unterschiedlicher Masse-zu-Ladungsverhältnisse notwendig ist, und setzt die entstehende Gleichung in Gl. (6.41) ein, so ergibt sich

$$\frac{df}{f} = \frac{dv}{v} - \alpha_p \frac{d(B\rho)}{(B\rho)}. \quad (6.42)$$

Dies läßt sich mit den Gleichungen (6.12), (6.1), (6.3) und (6.8) in die Form

$$\frac{df}{f} = \frac{dv}{v} - \alpha_p \left(\frac{d(m/q)}{(m/q)} + \gamma^2 \frac{dv}{v} \right) \quad (6.43)$$

überführen. Die differentielle Abhängigkeit der Frequenz von der Geschwindigkeit und dem Masse-zu-Ladungsverhältnis m/q der Ionen ergibt sich dann mit Gl. (6.39) zu

$$\frac{df}{f} = -\alpha_p \cdot \frac{d(m/q)}{(m/q)} + \eta \cdot \gamma^2 \cdot \frac{dv}{v}. \quad (6.44)$$

Isochronie ist dann gegeben, wenn die Umlauffrequenz nicht von der Geschwindigkeit bzw. der Energie eines Teilchens abhängt. Den Definitionen (6.39) und (6.40) entsprechend bedeutet dies, daß die Bedingung

$$\eta = 0 \quad \text{oder} \quad \gamma = \gamma_t \quad (6.45)$$

erfüllt sein muß. Die Gl. (6.45) soll daher als Isochroniebedingung bezeichnet werden. Verschwindet η auf diese Weise, so wird — wie schon in Kapitel 5 angesprochen — der zweite Summand auf der rechten Seite von Gl. (6.44) vernachlässigbar, und es wird möglich, aus der Umlauffrequenz auf den Wert von m/q zu schließen [WSB86, Wol87a, WBB⁺97].

Die prinzipiellen Möglichkeiten zur Realisierung der Bedingung (6.45) am ESR werden im folgenden erörtert.

6.3.1 Anforderungen an eine isochrone ESR-Einstellung

Wahl des gewünschten Transitionspunkts

Wie oben erwähnt, können im ESR Ionen mit einer magnetischen Steifigkeit $B\rho$ zwischen 0.5 und 10 Tm gespeichert werden. üblicherweise liegt der Transitionspunkt des ESR bei $\gamma_t \approx 2.5$ [Nol96]. Selbst bei der maximalen Steifigkeit von 10 Tm würden sich nur fünf verschiedenen Nuklide⁷ mit $\gamma = \gamma_t = 2.5$ überhaupt im ESR speichern lassen. Für alle anderen Nuklide reicht die Ablenkraft der ESR-Magnete bei derartig hohen Energien nicht aus.

Somit besteht die einzig sinnvolle Möglichkeit, den ESR isochron zu betreiben, darin, den Transitionspunkt zu niedrigeren Energien hin zu verschieben, bei denen eine größere Anzahl verschiedener Kerne noch gespeichert werden kann. Der maximalen magnetischen Steifigkeit entspricht für neutronenreiche Nuklide wie z. B. $^{78}\text{Ni}^{28+}$ mit einem Masse-zu-Ladungsverhältnis von $m/q \approx 2.78$ ein Lorentz-Faktor von $\gamma = 1.529$. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit, durch geeignete Veränderung der ionenoptischen Einstellung γ_t auf einen Wert um $\gamma_t = 1.5$ zu reduzieren, wenn solch neutronenreiche Kerne isochron im ESR umlaufen sollen. In Abb. 6.6 ist ein Überblick über die experimentell bestimmten (und akzeptierten [AW95, ABBW97]) Massenwerte in Form der Nuklidkarte gegeben. Mittels dreier Geraden sind drei bestimmte Masse-zu-Ladungsverhältnisse markiert, welche bei $\gamma = 1.4$ bzw. $\gamma = 1.5$ den angegebenen magnetischen Steifigkeiten von neun bzw. zehn Tm entsprechen. Bei dem jeweiligen Wert von γ haben alle Kerne links der Geraden eine kleinere Steifigkeit als solche, die genau auf der Geraden liegen und können somit im ESR gespeichert werden. Nur die Kerne rechts der Geraden würden im Fall der 10 Tm-Linie das Steifigkeitslimit überschreiten. Die Grenze von 9 Tm wurde gewählt, um eine gewisse Reserve gegenüber der maximalen Biegekraft der Dipolmagnete zu haben, da bei einer veränderten Einstellung des ESR evtl. sonst einige Magnete das Einstellen der erforderlichen Werte nicht zulassen könnten.

Aus diesen Gründen wird im folgenden von einem angestrebten Wert des Transitionspunkts von $\gamma_t = 1.4$ ausgegangen. Diese Wahl würde für $B\rho = 10$ Tm nur einige wenige extrem neutronenreiche leichte Kerne (im voll ionisierten Zustand) aus den erwähnten Gründen ausschließen.

⁷die Kerne p , ^5Be , ^8C , ^4Li und ^7B

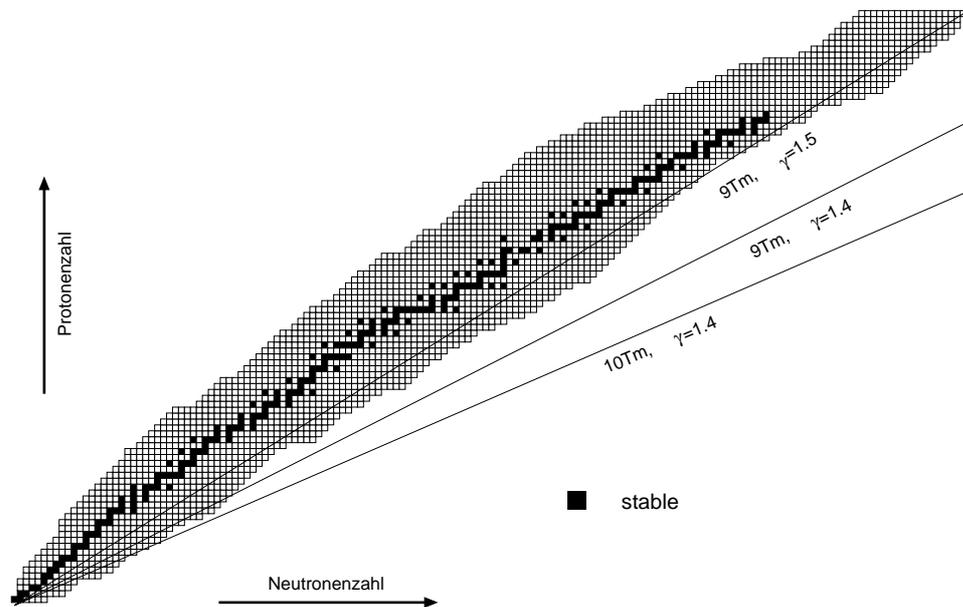


Abbildung 6.6: Überblick über die Nuklide, die bei einer bestimmten Einstellung isochron im ESR umlaufen können: jede der drei Geraden repräsentiert dasjenige Masse-zu-Ladungsverhältnis, das sich aus den angegebenen Werten für die magnetische Steifigkeit und den Lorentzfaktor γ ergibt. Alle Nuklide links oberhalb der Geraden haben einen kleineren m/q -Wert, und damit bei der Energie, die dem jeweiligen Lorentzfaktor entspricht eine kleinere magnetische Steifigkeit. Somit können sie unter Einhaltung der Isochroniebedingung gespeichert werden, wenn man davon ausgeht, daß der angegebene Wert von $B\rho$ als obere Grenze zu betrachten ist.

Randbedingungen

Die meisten Randbedingungen, die an eine Einstellung des ESR mit niedrigem Transitionspunkt zu stellen sind, wurden bereits erwähnt. Daher sollen sie hier nur kurz zusammengefaßt.

1. Eine grundlegende Voraussetzung besteht darin, daß die Fokussierung so gewählt werden muß, daß ein Strahl über viele Umläufe⁸ gespeichert werden kann (siehe Gleichung 6.27).
2. Um eine Speicherung des Strahls zu gewährleisten muß ferner der Arbeitspunkt abseits von Resonanzen niedriger Ordnung gewählt werden (siehe Gleichung 6.32). Zur Vermeidung dieser Resonanzen bei Variation des Impulses sollte ferner die Chromatizität klein gehalten werden.

⁸Hier entspricht eine Minute etwa 10^8 Umläufen. Auch wenn weiter unten in dieser Arbeit wesentlich weniger Umläufe für eine Messung gefordert werden, so muß man doch davon ausgehen, daß in der Entwicklung einer solchen Einstellung ein Mehrfaches dieser 10^8 Umläufe zur Strahldiagnose notwendig ist.

3. Des weiteren darf diejenige geschlossene Bahn, welche durch den Kicker verläuft, nicht auch durch das Septum verlaufen.
4. Neben diesen Bedingungen, die sich mit dem bereits in dem Ring befindlichen Strahl befassen, sind noch einige Bedingungen zu erfüllen, um eine Injektion möglich zu machen.
 - (a) Zum einen ist, wie oben erwähnt, der Phasenverschub vom Injektionsseptum zum Kicker als Vielfaches von 90° zu wählen.
 - (b) Die zweite dieser Bedingungen bezieht sich auf die Oszillationen, die der Strahl bei der Injektion im ESR zwischen Septum und Kicker um den geschlossenen Orbit herum ausführt. Bei einem Phasenverschub von 270° führt der injizierte Strahl eine $3/4$ Schwingung um die geschlossene Bahn aus (siehe Abb. 6.7 und kann daher sowohl auf der Außen- als auch auf der Innenseite der Apertur verloren gehen.

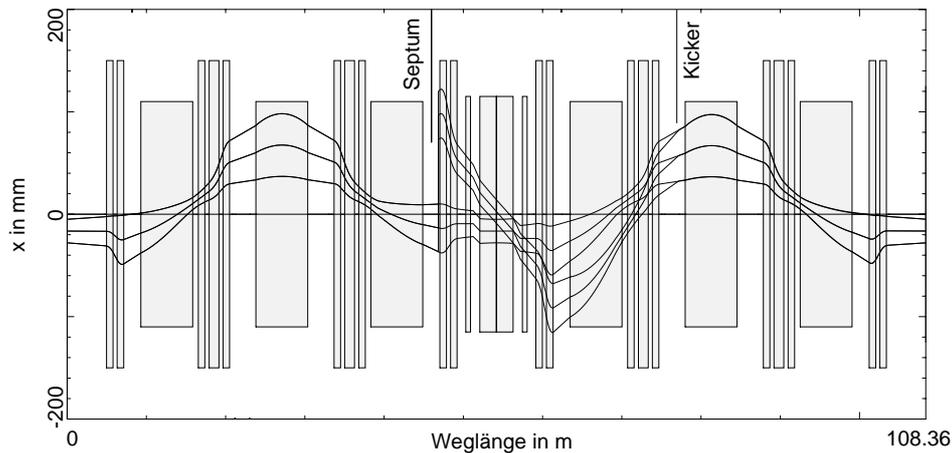


Abbildung 6.7: Bahnverlauf im ESR bei Injektion in isochroner Einstellung. Es sind die Enveloppen in horizontaler Richtung sowohl des Strahls bei Injektion als auch des umlaufenden Strahls auf einer geschlossenen Bahn dargestellt. Der injizierte Strahl führt zwischen Septum und Kicker eine dreiviertel Schwingung um die geschlossene Bahn aus.

- (c) Des weiteren muß der Strahl den Kicker, der nur eine aktive Breite von etwa 7 cm hat, überhaupt erst einmal treffen und der Winkel, um den der Strahl im Kicker abgelenkt werden muß, darf bei gegebener magnetischer Steifigkeit die technischen Spezifikationen des Kickers nicht überschreiten. Letzteres gilt prinzipiell auch für das Septum, allerdings erlaubt schon die Geometrie hier keine großen Variationen.
5. Ferner sollte der Betrag der Dispersion auf den beiden längeren geraden Strecken möglichst nicht groß werden. Dies würde einerseits sicherstellen, daß der Strahl im Elektronenkühler für verschiedene Energien

mit dem Elektronenstrahl überlappt, andererseits erlaubt es, die aktive Fläche eines Detektors zur Messung der Umlaufzeit (siehe Abschnitt 9) klein zu halten.

Einfluß verschiedener Parameter auf den Transitionspunkt

Der Transitionspunkt wird entsprechend den Gln. (6.40) und (6.37) durch die Dispersionsfunktion bestimmt. Diese wiederum wird in erster Ordnung durch die Einstellung der Quadrupolfeldstärken festgelegt.

Für einen Ring von der Größe des ESR ist die Dispersion selbst bei Betrachtung eines rein linearen Lattice (d. h. nur Dipole und Quadrupole) nicht mehr unabhängig vom Teilchenimpuls [DJ86, Sch97]. Dies führt, wie insbesondere von Schlitt [Sch97] betont wird, dazu, daß verschiedene Ionen, die mit unterschiedlichen magnetischen Steifigkeiten im ESR kreisen, unterschiedliche Werte von γ_t „erfahren“. Somit ist die Isochroniebedingung (Gl. 6.45) für die meisten dieser Teilchen nicht *exakt* erfüllt. Daher ist es wichtig, auch die Abhängigkeit des Transitionspunkts von der magnetischen Steifigkeit und die Möglichkeiten, diese zu beeinflussen, zu betrachten. Wie bereits in Abschnitt 4.1 dargelegt, stehen am ESR Sextupole als Felder höherer Ordnung zur Verfügung. Diese üben mit ihren Hauptfeldern im wesentlichen Einfluß auf die mittlere Steigung der Funktion $\gamma_t(\Delta(B\rho)/(B\rho)_0)$ aus. In den Randfeldern der Magnete finden sich Feldanteile höherer Multipolarität, in Modellrechnungen mit MIRKO werden speziell die Randfelder der Quadrupole [HIW93] durch oktopolähnliche Komponenten berücksichtigt. Damit ergibt sich $\gamma_t(\Delta(B\rho)/(B\rho)_0)$ in der Nähe der optischen Achse als parabelförmige Funktion.

6.3.2 Realisierung der Isochronie am ESR

Erste erfolgreiche experimentelle Schritte in Richtung einer Einstellung des ESR mit niedrigem Transitionspunkt wurden 1993/94 unternommen [EBF⁺95, DVE⁺96].

Seit diesen Experimenten ist allerdings die Einstellung der Oberflächenspulen der ESR-Dipolmagnete geändert worden [Nol95]. Dies hat dem Anschein nach zu einer Reduktion von Multipolanteilen erster und höherer Ordnung im Feld der Dipolmagneten geführt. Infolgedessen besitzen die Ergebnisse dieser ersten Experimente keine quantitative Gültigkeit mehr.

Allerdings konnte der dort eingeschlagene Weg zur Verringerung der Transitionsenergie auch weiterhin verwendet werden. Dieser besteht darin, die Dispersion nicht in allen verfügbaren Dipolen zu vergrößern (siehe Gl. 6.37), sondern eine große Dispersion nur in den beiden Dipolen ganz im Norden bzw. Süden (siehe Abb. 4.1) zu erzeugen.

Dabei wechselt die Dispersion in allen anderen Dipolen ihr Vorzeichen, was

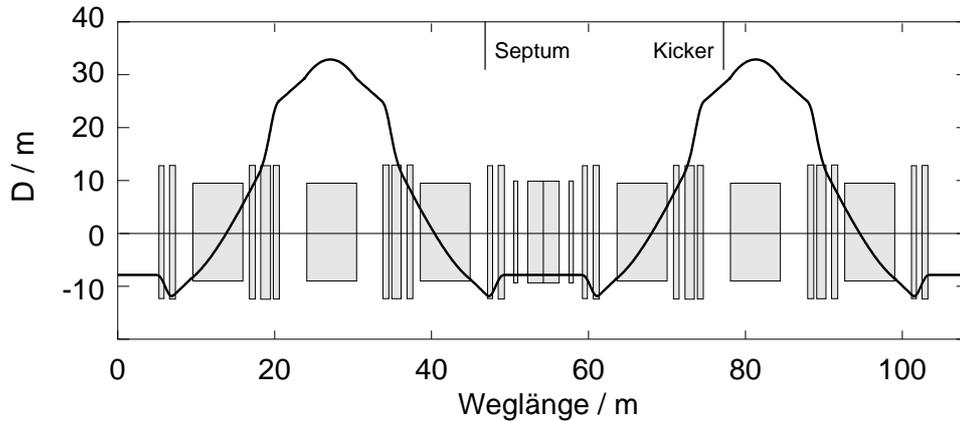


Abbildung 6.8: Berechnete Dispersionsfunktion D (gültig für das Sollteilchen) für eine isochrone Einstellung des ESR mit einem experimentell bestimmten Transitionspunkt von $\gamma_t \approx 1.4$. Im Hintergrund sind die Magnete angedeutet.

zu einer kleinen mittleren Dispersion in diesen Abschnitten führt. Dieser Verlauf der Dispersionsfunktion hat mehrere ungünstige Auswirkungen. Zum einen hat die Dispersion auf den langen Geraden einen relativ großen negativen Wert, der, wie oben erklärt, nicht wünschenswert ist. Zum anderen reduziert die große Dispersion in den beiden genannten Dipolen und am Ort des Kickers die Akzeptanz auf etwa $\delta(B\rho)/(B\rho) \leq 2 \cdot 10^{-3}$, bei gleichmäßiger Verteilung der Dispersion auf die Dipole wäre dieser Effekt weniger drastisch. Des weiteren bedeutet der Vorzeichenwechsel der Dispersion zwischen Septum und Kicker, daß der Abstand zwischen injiziertem und umlaufendem Strahl am Ort des Septums (in Abb.6.5 links) relativ groß wird, und demzufolge die Gefahr besteht, den Strahl aufgrund der Schwingung um die geschlossene Bahn bei der Injektion zu verlieren.

All diesen Nachteilen steht aber ein entscheidender Vorteil gegenüber. Der horizontale Tune dieser Einstellung beträgt laut Rechnung $Q_h = 2.27$ und unterscheidet sich nur wenig von dem Wert für die übliche Einstellung der Fokussierung am ESR. Insbesondere konnte der Phasenvorschub zwischen Septum und Kicker bei etwa 270° gehalten werden, was eine Injektion überhaupt erst ermöglicht. Dies wurde erreicht, in dem die Einstellung der Quadrupole in den Dubletts so wenig wie irgend möglich gegenüber ihren Standardwerten verändert wurden. Die Dispersion wurde hauptsächlich durch eine Reduktion der Fokussierungsfelder in den Quadrupol-Triplets erreicht (siehe Tab.6.1), wobei das größte Problem darin bestand, eine befriedigende vertikale Fokussierung zu erzielen. Die Einstellungen der Fokussierungsmagnete sind in Tab. 6.1 aufgelistet und mit den üblicherweise verwendeten Werten verglichen. Die daraus resultierenden Betatronfunktionen der gefundenen Lösung sind in Abb. 6.9 dargestellt.

Die einzige prinzipiell andere Einstellung der ESR-Magnete mit einem Tran-

Magnet	Fokussierung bei Standard- Einstellung in m^{-1}	Fokussierung bei isochroner Einstellung in m^{-1}	Änderung in %
Quadrupole			
E01QS0D/9D	0.410997	0.397999	-3.163
E01QS1F/8F	-0.381996	-0.407001	+6.546
E01QS2F/7F	-0.276000	-0.000000	-100.000
E01QS3D/6D	0.552995	0.356999	-35.443
E01QS4F/5F	-0.347003	-0.270002	-22.190
Sextupole	in m^{-2}	in m^{-2}	in %
E01KS1/4	0.150	0.030	-80.0
E01KS2/3	-0.081	-0.005	-93.83
Parameter	abs.	abs.	Δ in %
Q_h	2.38	2.27	-4.6
Q_v	2.11	2.51	+19.0
γ_t	2.50	1.40	-44.0

Tabelle 6.1: Erste isochrone ESR-Einstellung der Fokussierungsmagnete im Vergleich zur Standardeinstellung des ESR, die $\gamma_t = 2.5$ entsprechen. Die nicht aufgeführten Magnete ergeben sich aus der in 4.1 angesprochenen Symmetrie. Beachtenwert ist einerseits die relativ kleinen Änderungen im Bereich der Quadrupol-Dubletts (E01QS0D/9D und E01QS1F/8F) und andererseits die starke Reduktion der Quadrupolfelder in den Triplets (E01QS2F/7F bis E01QS4F/5F). Zur Nomenklatur der Magnete siehe Abb. 4.1. Im unteren Teil werden die resultierenden Parameter Q_h , Q_v und γ_t (alle entsprechend einer Modellrechnung mit dem Programm MIRKO) für beide Einstellungen verglichen. Der Wert des horizontalen Tunes wurde fast beibehalten, um eine Injektion und anschließende Speicherung des Strahl möglich zu machen.

sitionspunkt von $\gamma_t \approx 1.4$, die bisher gefunden wurde [Fra], weist zwar eine gleichmäßigere Verteilung der Dispersion auf die vorhandenen Dipole auf, hat jedoch einen horizontalen Tune $Q_h < 2$. Auch der Phasenvorschub vom Septum zum Kicker ist deutlich kleiner als 270° und erlaubt deshalb keine Injektion.

Die einzige Möglichkeit zur Verwendung dieser Einstellung bestünde darin, einen weiteren Kicker im ESR an anderer Position (nahe dem Quadrupol-Dublett (E02QS8F/9D) in Abb. 4.1) einzubauen. Dies ist jedoch bei der Planung des ESR nicht vorgesehen gewesen, so daß an dieser Stelle auch der notwendige Platz nicht vorhanden ist.

Außerdem hat sich gezeigt, daß die erste beschriebene Einstellung trotz ihrer teilweise ungünstigen Eigenschaften sowohl eine Injektion und Speicherung des Strahls erlaubt als auch die Untersuchung dessen mit den Mitteln der ESR-Strahldiagnose zuläßt.

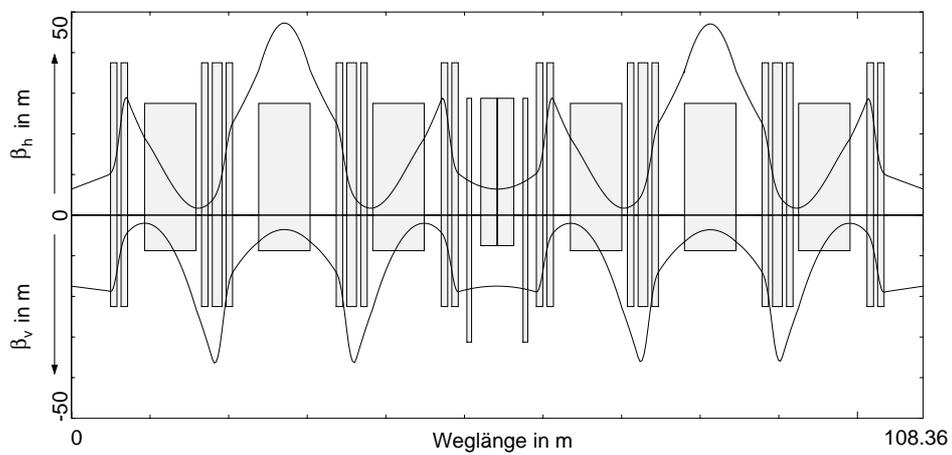


Abbildung 6.9: Berechnete Betatronfunktionen (siehe Abschnitt 6.1.2) in horizontaler (β_h) und vertikaler (β_v) Richtung (gültig für das Sollteilchen) bei isochroner ESR-Einstellung ($\gamma_t \approx 1.4$), vgl. Abb. 6.3.

Kapitel 7

Experimentelle Untersuchung der isochronen Einstellung des ESR

Im folgenden sollen die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten experimentellen Untersuchungen zur isochronen Einstellung des ESR beschrieben werden sowie die Ergebnisse diskutiert und mit den Modellrechnungen, wie sie im vorhergehenden Kapitel dargestellt wurden, verglichen werden. Ein Teil dieser Untersuchungen ist bereits in [HBD⁺98] beschrieben. Der Schwerpunkt der im folgenden beschriebenen Untersuchungen liegt auf der Messung der Umlauffrequenz als Funktion der Teilchengeschwindigkeit und damit auf der experimentellen Bestimmung des Transitionspunktes. Daneben wird die Messung von Tuning und Bahnverläufen und der lokalen Dispersion angesprochen.

7.1 Messung der Geschwindigkeitsabhängigkeit der Umlauffrequenz

Die für eine Massenmessung entscheidende Eigenschaft einer isochronen Einstellung ist das Verhalten der Umlauffrequenz in Abhängigkeit von der Teilchengeschwindigkeit. Die Messung dieser Relation wird im folgenden beschrieben.

Mit Hilfe des Elektronenkühlers wird dem umlaufenden Strahl eine scharf definierte mittlere Geschwindigkeit aufgeprägt. Aufgrund der Wechselwirkung zwischen den Ionen und Elektronen passen sich die Ionen in ihrer Geschwindigkeit den Elektronen an. Die Ionen werden dabei der elektromagnetischen Wechselwirkung mit einem Strahl von beschleunigten Elektronen ausgesetzt und nehmen (nach vielen Umläufen) deren Geschwindigkeit an. Bei verschiedenen Werten der Beschleunigungsspannung der Elektronen im Kühler und somit bei verschiedenen Werten der Teilchengeschwindigkeit

im Strahl wird nun die Umlauffrequenz mit dem Verfahren der Schottky-Diagnose bestimmt.

Im Prinzip läßt sich die Geschwindigkeit, mit der die Ionen im ESR umlaufen, mit dem Elektronenkühler quasi über den gesamten Bereich der Werte, die ein stabiles Umlaufen erlauben, variieren.

Aufgrund der Chromatizität kann es allerdings vorkommen, daß bei dieser Variation der Strahlenergie im Arbeitsdiagramm eine Resonanzen gekreuzt wird und es infolgedessen zu Strahlverlusten kommt (siehe 6.1.2). In günstigen Fällen gelingt es eventuell, einen Teil des Strahlstroms über die Resonanz hinweg zu „retten“, bei sehr schnellem Verlust des Strahls aber kann ein Teil der eigentlich möglichen Bahnen nicht angefahren werden, da er von der Injektionsbahn durch eine strahlzerstörende Resonanz getrennt wird und der Strahl bei der Injektion nur auf einen begrenzten Teil der stabilen Bahnen gelangen kann.

Ferner kann es passieren, daß der Ionenstrahl aufgrund der — speziell bei der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Einstellung — auf der Kühlstrecke vorhandenen Dispersion den Überlappbereich zum Elektronenstrahl verläßt. Da der Strahl dann weder gekühlt, noch in seiner mittleren Geschwindigkeit verändert werden kann, schränkt auch dies gegebenenfalls den möglichen Variationsbereich der Teilchengeschwindigkeit ein.

So würden Dispersion und Geometrie des ESR im Beispiel weiter unten (Abb. 7.2) bei verschwindend kleiner Emittanz einen größeren Variationsbereich der Geschwindigkeit zulassen. Zum einen Ende des gezeigten Kühlerspannungsbereichs hin wurde die Frequenzverteilung des Strahls jedoch stark verbreitert, was darauf hindeutet, daß der Ionenstrahl nicht mehr gekühlt wurde.

Daher konnte die Messung der Umlauffrequenz nicht auf alle wahrscheinlich für den Strahl möglichen Geschwindigkeiten ausgedehnt werden. Der Teil, der bei der Injektion bevölkert werden kann, wurde aber durch die Messungen abgedeckt.

Der Elektronenstrom des Kühlers erzeugt eine Raumladung. Daher muß die nominale Kühlerspannung entsprechend korrigiert werden. Unter Verwendung der effektiven Kühlerspannung läßt sich die korrekte Teilchengeschwindigkeit für die gekühlten Ionen berechnen. Hierbei wird der Wert dieses Raumladungspotentials in der Mitte der transversalen Ortsverteilung des Kühlerstroms verwendet. Dieser berechnet sich unter Berücksichtigung der am ESR-Kühler herrschenden Geometrie zu [Win96, Win]

$$\Phi_0 = -0.113\text{V} \cdot \frac{I_{\text{cool}}/\text{mA}}{\beta_0}. \quad (7.1)$$

Hierbei stellt β_0 die Geschwindigkeit der Elektronen in der Mitte des Strahlquerschnitts in Einheiten der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit dar¹. Der Elektronenstrom I_{cool} des Kühlers muß bei Verwendung der angegebenen nume-

¹Bei der Berechnung von β_0 wurde dabei die Raumladung vernachlässigt, da sonst eine iteratives Verfahren hätte verwendet werden müssen.

rischen Konstante in mA eingesetzt werden. Insgesamt beträgt die Raumladungskorrektur für die vorliegenden Messungen je nach Elektronenstrom nur einige -10 V (im Vergleich zu Kühlerspannungen von etwa 190000 V) und ist dabei quasi unabhängig von der Kühlerspannung.

Die Verwendung einer einheitlichen Raumladungskorrektur unabhängig von der transversalen Strahlposition ist dadurch begründet, daß Ionen- und Elektronenstrahl nicht exakt parallel verliefen. Aufgrund des Winkels zwischen beiden Strahlen durchliefen die Ionen verschiedene Bereiche des Elektronenstrahls und somit des Raumladungspotentials. Auf diese Art erfährt der Ionenstrahl ein gemittelttes Raumladungspotential, dieser gemittelte Wert unterscheidet sich für verschiedene Bahnen nur geringfügig. Daher erscheint die Verwendung eines konstanten Wertes (Gl. 7.1) für diese ohnehin relativ kleine Korrektur gerechtfertigt.

Eine weitere Problematik bei den hier beschriebenen Messungen stellt die Tatsache dar, daß elektronengekühlte Strahlen, welche die Isochroniebedingung (6.45) in guter Näherung erfüllen, aufgrund der dann fehlenden Landau-Dämpfung [BJ93] und der hohen Phasenraumdichten zu Kohärenzeffekten neigen. Das heißt, daß sich ein vorher gleichmäßig auf den Ringumfang verteilter Strahl ohne äußere Einwirkung selbst *buncht*, d. h. ein vorher gleichförmig longitudinal verteilter Strahl entwickelt sich zu einem gepulsten Strahl. Man spricht hier vom sogenannten *selfbunching*, da dieser Effekt ohne den Einfluß eines von außen an eine Kavität angelegten elektrischen Wechselfeldes rein durch Wechselwirkung des Strahls mit dem umgebenden Strahlrohr und sich selbst entsteht. Das bunching hat eine gravierende Veränderung des Frequenzspektrums zur Folge.

Der kohärente Strahl induziert im Gegensatz zu nicht korrelierten einzelnen Ionen ein wesentlich stärkeres Signal in den Schottky-Sonden, demzufolge werden die zugehörigen Frequenzen im Spektrum stark überhöht (siehe Abb. 7.1), jede Korrelation zwischen Teilchenstrom und integraler Rauschleistungsdichte (d. h. Fläche der Linie) geht bei dem Übergang vom gleichförmigen zum kohärenten Strahl verloren.

Ferner werden Synchrotron-Seitenbänder beobachtet: innerhalb des Bunches oszillieren die einzelnen Ionen mit der Synchrotronfrequenz [BJ93]

$$\omega_s = \sqrt{\frac{2\pi h e U}{C_0^2 \gamma m}} |\eta| \quad (7.2)$$

um den Bunch-Schwerpunkt. Dabei gibt h das Verhältnis von Umfang des Rings zu Bunch-Abstand an, e ist die Elementarladung und C_0 die Sollbahnlänge. In dem üblichen Fall, wenn die Bunche mittels eines elektrischen Wechselfeldes in einer Kavität erzeugt werden, entspricht U dem Gradienten der angelegten Spannung beim Durchgang durch die Sollphase. Dieser Wert ist im Falle des *selfbunching* nicht von außen kontrollierbar. Die Überlagerung dieser Oszillation mit dem periodischen Passieren der Sonde erzeugt im Abstand ω_s um die Umlauffrequenz zusätzliche Frequenzlinien, die Seitenbänder, deren Intensität nach außen hin abnimmt, wie in Abb. 7.1 rechts

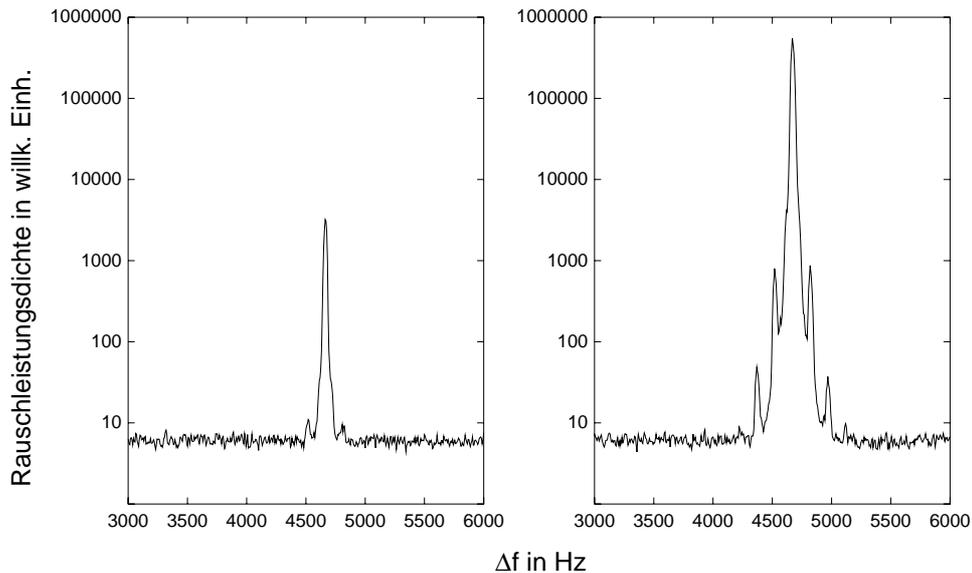


Abbildung 7.1: Der Unterschied im Frequenzspektrum zwischen (fast) nicht kohärentem und stark kohärentem Strahl: während der Strahl im Spektrum links noch quasi inkohärent ist, zeigen sich rechts starke Kohärenzeffekte. Bemerkenswert ist, daß sich die beiden Spektren lediglich durch eine um 50 V (von 188700 V) veränderte Kühlerspannung unterscheiden. Die Frequenzen verstehen sich als Differenz zum eingestellten Wert des Frequenzgenerators von 62.39 MHz und entsprechen der 33. Harmonischen (siehe Abschnitt 4.4).

zu sehen ist. In wesentlich schwächerem Ausmaß als auf der rechten Seite sind sie dort auch schon links bei dem Frequenzspektrum des Strahls zu sehen, der (fast) kein selfbunching erfährt.

Trotz dieser recht komplexen Struktur der Spektren, die Kohärenzeffekte zeigen, lassen sich die Schwerpunkte der jeweiligen Frequenzverteilungen recht gut bestimmen.

Problematischer als die Seitenbänder ist die beschriebene Überhöhung der Frequenzamplitude. Wenn verschiedene Teile der Geschwindigkeitsverteilung unterschiedlich starke Kohärenz zeigen, stimmen die Schwerpunkte der Geschwindigkeits- und der Frequenzverteilung dann aufgrund des nichtlinearen Verhaltens der Frequenzamplitude nicht mehr exakt überein. Es kann zu einer Verzerrung der Messung der Umlauffrequenz als Funktion der Ionengeschwindigkeit kommen.

Die mögliche Verzerrung bewegt sich zwar innerhalb der Breite der ohne diesen Effekt gegebenen Frequenzverteilung und ist somit klein, zur Bestimmung von γ_t bildet man jedoch die Differenzen zwischen Meßpunkten, die sich nur wenig in der Kühlerspannung unterscheiden. Dabei fallen solche Verzerrungen stärker ins Gewicht. In der Praxis konnte dies bislang ignoriert werden.

Als Beispiel einer Messung der Umlauffrequenz als Funktion der effektiven

Kühlerspannung sind in Abb. 7.2 Daten aufgetragen, die aus einer Messung mit Nickel-Primärstrahl stammen, in der die Fokussierung des ESR den Zahlen in Tab. 6.1 entsprechend eingestellt war.

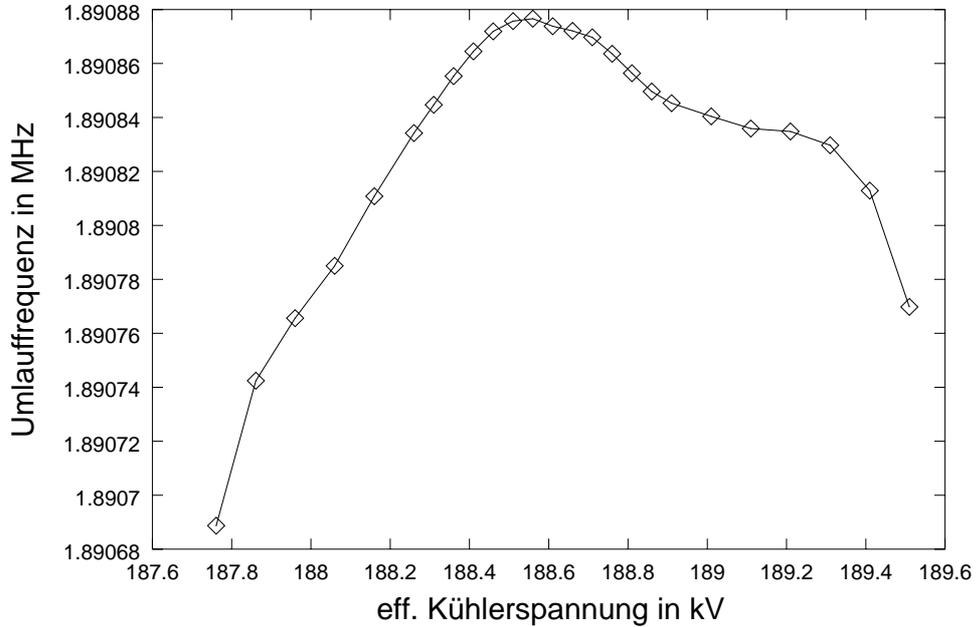


Abbildung 7.2: Beispiel für die gemessene Abhängigkeit der Umlauffrequenz von der Kühlerspannung um den Transitionsunkt. Die hier angegebene effektive Kühlerspannung berücksichtigt das Raumladungspotential wie im Text angegeben. Die eigentlichen Meßwerte sind durch die Punkte gekennzeichnet, während die Verbindungslinien nur der schnelleren Übersicht dienen.

Die gesamte Variation der Kühlerspannung beträgt $\Delta U_{\text{cool}}/U_{\text{cool}} \approx 1\%$ und entspricht damit einer Impulsvariation von $\Delta p/p \approx 0.5\%$. Dies entspricht etwa 65% des bei optimaler Bahnanpassung und verschwindender transversaler Emittanz aufgrund der Dispersion in den Bögen möglichen Wertes. Beim Übergang zu kleineren Werten der Kühlerspannung ging der Strahl verloren, bei größeren Werten hingegen erfuhr er eine Aufweitung im Frequenzspektrum, dies spricht dafür, daß er möglicherweise aus dem Wirkungsbereich des kühlenden Elektronenstroms herausgeraten ist. Dieser hat einen Radius von 2.5cm [Win96], was diese Hypothese aufgrund der erwarteten Dispersion von knapp zehn Metern auf der Kühlstrecke wahrscheinlich erscheinen läßt.

Das wichtigste Ergebnis dieser Messungen ist die Tatsache, daß die Frequenzvariation aufgrund unterschiedlicher Teilchengeschwindigkeiten auf etwa $\Delta f/f = 10^{-4}$ reduziert wurde. Für die gleiche Impulsbreite wäre in der Standardeinstellung der ESR-Fokussierung ein Wert von etwa $1.8 \cdot 10^{-3}$ zu erwarten gewesen, welcher sich sogar noch erhöht, wenn man die volle — in

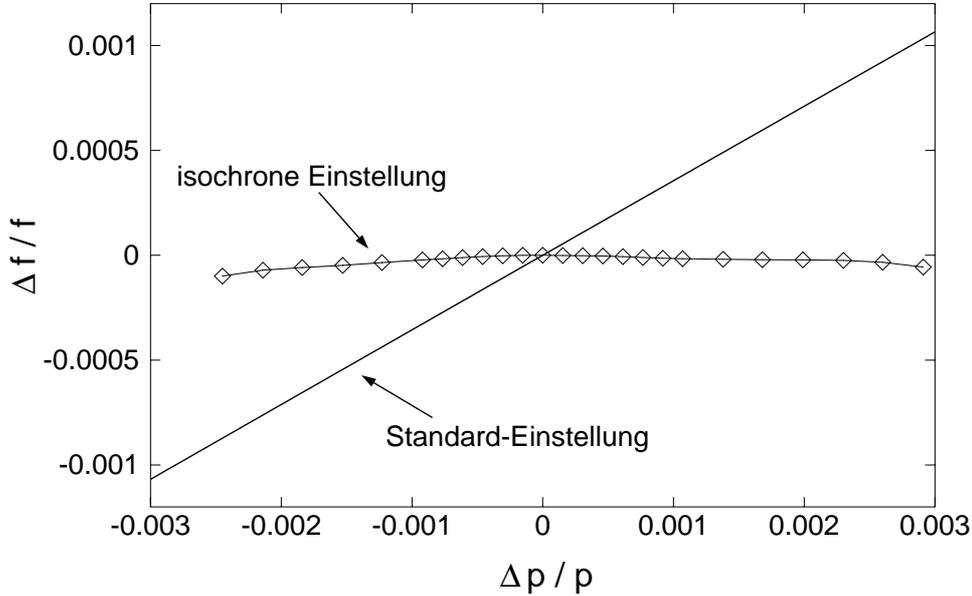


Abbildung 7.3: Vergleich der Frequenzvariation als Funktion der relativen Impulsänderung $\Delta p/p$ bei isochroner Einstellung und bei Standardeinstellung des ESR. Für die Standard Einstellung wurde dabei der Frequenzverlauf auf Basis eines konstanten Wertes von $\gamma_t = 2.5$ berechnet, für die isochrone Einstellung sind die Daten aus Abb. 7.2 gezeigt. Die Impulsskala wurde relativ zu dem Wert am Maximum der in Abb. 7.2 gezeigten Kurve aufgetragen.

der Standardeinstellung größere — Akzeptanz betrachtet.

Die reduzierte Frequenzvariation ist darauf zurückzuführen, daß durch Anpassung von Strahlenergie und Fokussierung die Isochroniebedingung 6.45 erfüllt wurde. Nach den Ausführungen von Abschnitt 6.3.1 war dies (für ^{58}Ni) nur durch eine massive Absenkung des Wertes von γ_t möglich.

7.2 Bestimmung des Transitionspunkts

Aus der Messung der Frequenz als Funktion der effektiven Kühlerspannung läßt sich der Wert von γ_t als Funktion des Impulses bzw. der magnetischen Steifigkeit unter Benutzung der Gleichungen (6.38), (6.39) und (6.40) ableiten. Der differentielle Zusammenhang von Umlauffrequenz f und effektiver Kühlerspannung $U_{\text{cool, eff.}}$ ergibt sich aus Gl. (6.38) und (6.10) zu

$$\frac{\Delta f}{f} = \eta \cdot \frac{\gamma}{\gamma + 1} \cdot \frac{\Delta U_{\text{cool, eff.}}}{U_{\text{cool, eff.}}}, \quad (7.3)$$

wobei die Differenzen Δf und $\Delta U_{\text{cool, eff.}}$ zwischen benachbarten Datenpunkten in Abb. 7.2 gebildet wurden. Somit erhält man aus den Messungen die

Frequenzdispersion η und mit Hilfe der Gleichungen (6.39) und (6.40) läßt sich daraus γ_t berechnen. Sowohl η als auch γ_t sind für das Beispiel aus Abb. 7.2 als Funktion der effektiven Kühlerspannung $U_{\text{cool, eff.}}$ in Abb. 7.4 dargestellt. Das Ergebnis bestätigt die deutliche Reduktion des Transitions-

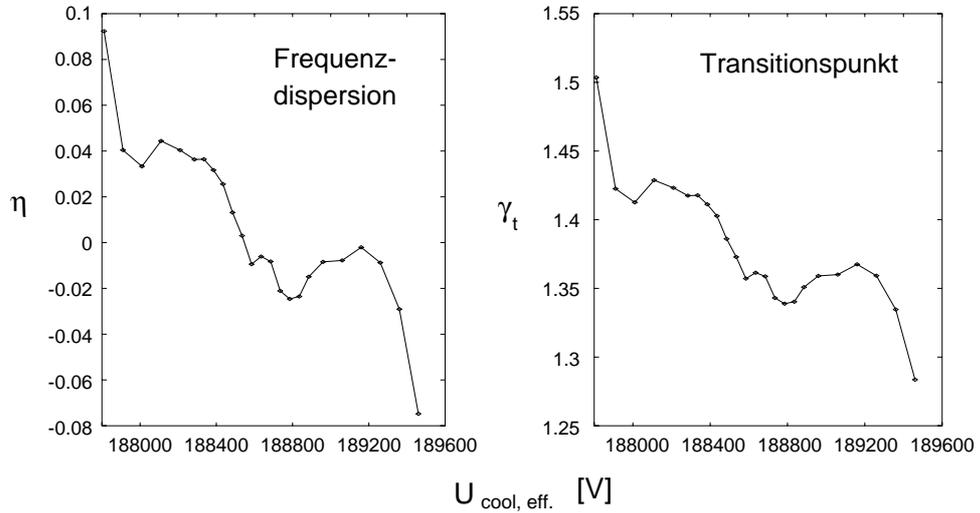


Abbildung 7.4: Frequenzdispersion η (links) und Transitionspunkt γ_t (rechts) als Funktion der effektiven Kühlerspannung. Beide Größen wurden aus den in Abb. 7.2 gezeigten Daten wie im Text angegeben berechnet. Für die Spannung $U_{\text{cool, eff.}}$ wurde dabei jeweils der Mittelwert der beteiligten Meßpunkte eingesetzt.

punktes gegenüber dem Wert der Standardeinstellung des ESR von etwa $\gamma_t = 2.5$. Die Frequenzdispersion bewegt sich um den Wert Null herum und ihr Betrag ist ebenfalls deutlich kleiner als bei der Standardeinstellung, somit ist die Isochronie (zumindest näherungsweise) bei einem moderaten Wert der magnetischen Steifigkeit erreicht. Gl. 6.38 entsprechend bedingt der kleine Wert von η die stark reduzierte Frequenzvariation. Der verbliebene Variationsbereich der Umlauffrequenz resultiert daraus, daß die Frequenzdispersion nicht identisch verschwindet sondern um Null herum variiert. Dies ist größtenteils auf die Schwankungen des Transitionspunktes in Abhängigkeit von der Teilchenenergie bzw. der magnetischen Steifigkeit zurückzuführen. Aufgrund der Gegebenheiten am ESR war eine solche Abhängigkeit prinzipiell zu erwarten [DJ86, Sch97], wie es in den Abschnitten 6.2 und 6.3.1 angesprochen wurde.

7.2.1 Variation des Transitionspunkts

Im folgenden soll die oben angesprochene Variation des Transitionspunkts γ_t in Abhängigkeit von der Teilchenenergie, wie sie in Abb. 7.4 gezeigt ist, näher betrachtet werden. Bei der Untersuchung dieses Effekts empfiehlt sich

jedoch im Falle eines magnetischen Systems wie des ESR die Verwendung der Koordinate

$$\Delta = \frac{(B\rho) - (B\rho)_0}{(B\rho)_0} \quad (7.4)$$

an Stelle der Energie oder der Kühlerspannung, da die Trajektorie eines Teilchens von seiner magnetischen Steifigkeit bezogen auf die Stärke der ablenkenden Felder bestimmt ist. Diese Koordinate erlaubt eine Beschreibung, die über eine Skalierung der magnetischen Steifigkeit des Gesamtsystems hinaus Bestand hat. Dies zeigt sich deutlich beim Vergleich zweier Meßreihen, die bei leicht unterschiedlicher Skalierung der Magnetfelder aufgenommen wurden (siehe Abb. 7.5). Weiterhin erlaubt diese Koordinate einen einfachen Vergleich mit ionenoptischen Rechnungen, siehe Def. (6.18).

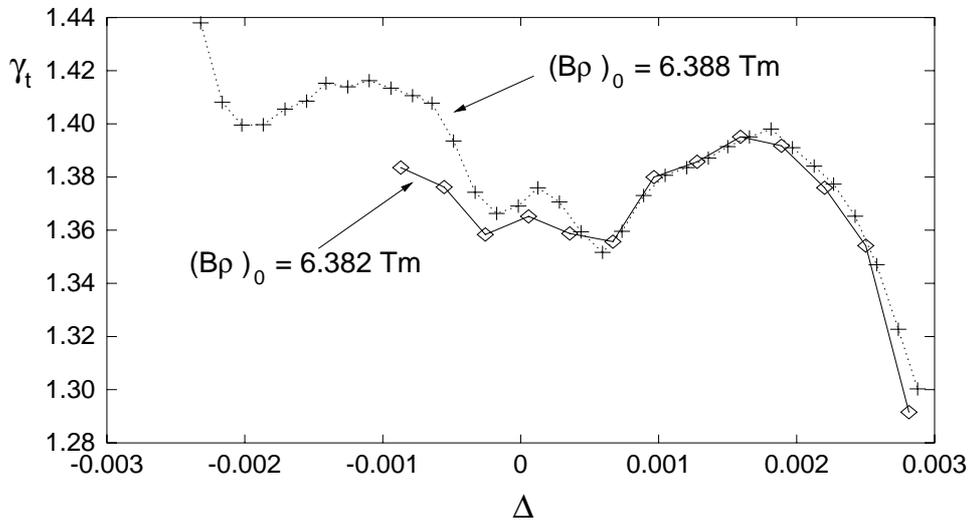


Abbildung 7.5: γ_t als Funktion der Koordinate $\Delta = \Delta(B\rho)/(B\rho)_0$ bei zwei leicht unterschiedlichen Skalierung der Felder. Der Verlauf der γ_t -Variation ist in beiden Fällen fast identisch, obwohl die absoluten Feldwerte der Magnete um etwa $5 \cdot 10^{-4}$ (relativ) unterschiedlich waren.

In ionenoptischen Rechnungen, wie sie in Kapitel 6 beschrieben wurden, wurde die Variation von γ_t als Funktion der Koordinate Δ für die Einstellung der Fokussierungsmagnete berechnet, die den Messungen in Abb. 7.5 zu Grunde lag. Dabei wurden die vorhandenen Felder bis zur dritten Ordnung berücksichtigt, Oktupolkomponenten treten in Form der Quadrupolrandfelder [HIW93] auf.

Die einzige Anpassung der Rechnung an die Daten besteht in einem empirisch gefundenen Wert für den Kantenwinkel der Dipolmagnete, der leicht von dem geometrischen Wert abweicht. Diese Maßnahme trägt ansonsten nicht berücksichtigte Multipolkomponenten im Dipolfeld² und an dessen

²Aus technischen Gründen bestehen die Dipolmagnete des ESR aus mehreren Teilen. An den Spalten zwischen diesen Segmenten wurde ein leichter Abfall des Feldes beobachtet [Lan], diese könnte höhere Multipolkomponenten verursachen.

Rändern Rechnung. In den hier präsentierten Rechnungen wurde im Vergleich zu früheren Rechnungen [DVE⁺96] ein Wert gewählt, der dem geometrischen Kantenwinkel näher kommt, da aufgrund einer veränderten Einstellung der Oberflächenwindungen in den Dipolen deren Feldhomogenität verbessert worden ist [Nol95].

Das Ergebnis wird in Abb. 7.6 mit den entsprechenden Meßwerten verglichen.

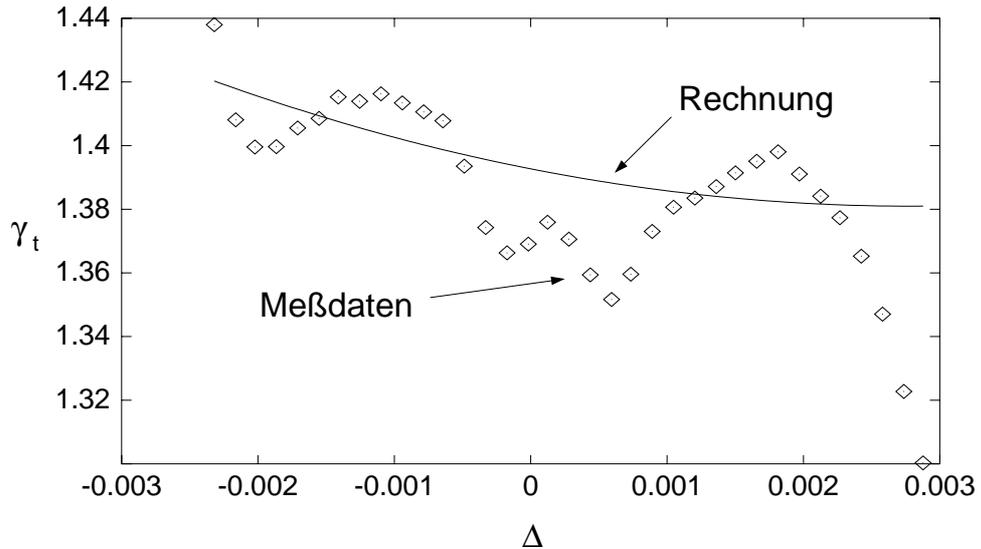


Abbildung 7.6: Die Variation von γ_t als Funktion von $\Delta = \Delta(B\rho)/(B\rho)_0$ im Experiment (Datenpunkte) und das Ergebnis einer ionenoptischen Rechnung unter Verwendung der experimentellen Einstellung. Es zeigt sich daß trotz Verwendung der bekannten Felder im ESR bis zur dritten Ordnung (Quadrupolrandfelder [HIW93]) die Daten um die berechnete Kurve schwanken.

Abb. 7.6 zeigt, daß die Rechnungen unter Berücksichtigung der bekannten Felder bis zur dritten Ordnung die experimentell bestimmte Variation von $\gamma_t(\Delta)$ nicht vollständig erklären. Auffällige Abweichungen sind insbesondere der am Rand des Meßbereichs erkennbare Trend zu größeren bzw. kleineren Werten von γ_t für kleine bzw. große Werte der Energie und der deutliche Abfall des gemessenen Wertes von γ_t um die Sollbahn herum. Ersteres deutet auf Felder vierter Ordnung (Dekapole) hin während für die detaillierte Beschreibung der Meßwerte sogar noch höhere Multipolkomponenten nötig sind. Felder solch hoher Multipolarität wurden in Rechnungen zum ESR bisher nicht betrachtet. Eine Lokalisierung dieser Felder gestaltet sich äußerst schwierig. Außer den Magneten des Elektronenkühlers sind alle Hauptfelder in den Rechnungen berücksichtigt. Daher verbleiben als mögliche Ursachen die Kühlermagnete, Randfeldkomponenten und Abweichungen der realen Felder von ihrer idealisierten Darstellung in den Rechnungen, die bislang nicht berücksichtigt wurden.

Die Magnete im Kühler sind deutlich schwächer als die anderen Magnete

des Rings. Ferner zeigen ionenoptische Rechnungen, daß in diesem Bereich starke Dekapolkomponenten vorhanden sein müßten, um den beobachteten Trend am Rand des Meßbereichs in Abb. 7.6 zu erklären. Daher erscheinen die Magnete des Kühlers als mögliche Quelle der beobachteten „Störungen“ eher unwahrscheinlich. Ein abschließendes Urteil läßt sich möglicherweise durch Messungen bei verschiedenen Feldstärken dieser Felder herbeiführen, solche Messungen sind für zukünftige Experimente vorgesehen.

Im Zuge dieser Rechnungen hat sich ferner gezeigt, daß schon schwache Multipolkomponenten im Bereich der Dipolmagnete einen wesentlich ausgeprägteren Effekt verursachen. Dabei wurden diese Felder in den Rechnungen im Bereich der Kanten der Magnete eingefügt.

Zur Erzielung eines möglichst homogenen Dipolfelds im Inneren des Magneten werden Oberflächenwindungen verwendet. Möglicherweise erzeugen dabei deren Zuführungen am Ein- und Ausgang des Magneten Feldkomponenten höherer Ordnung. Es existieren leider keine Daten über diese Randfelder, so daß bislang hier keine abschließende Aussage gemacht werden kann.

Entsprechend den Gleichungen 6.39 und 6.40 ist der Transitionspunkt eng mit der Frequenzdispersion η verknüpft, die Variation von γ_t beeinflusst daher die Variation der Umlauffrequenz. Der Lorentz-Faktor γ ist innerhalb des gezeigten Bereiches von Δ vergleichsweise konstant und hätte bei konstantem Wert des Transitionspunktes nur eine wesentlich kleinere Frequenzschwankung zur Folge. Zur Verdeutlichung der unterschiedlichen Schwankungsbreiten von γ und γ_t werden diese in Abb. 7.7 für das Beispiel aus Abb. 7.6 miteinander verglichen.

Quantitativ wird der Einfluß von $\gamma_t(\Delta)$ auf die Umlauffrequenz durch die Gleichung

$$f(B\rho) = \frac{v(B\rho)}{C(B\rho)} = \frac{v(B\rho)}{C_0 \cdot \exp\left(\int_{(B\rho)_0}^{(B\rho)} \gamma_t^{-2}(x) \cdot x^{-1} dx\right)}. \quad (7.5)$$

beschrieben, wobei die Integrationsvariable x die magnetische Steifigkeit zwischen den Integrationsgrenzen darstellt. Unter anderem kann Gl. 7.5 benutzt werden, um aus $\gamma_t(\Delta)$, wie es sich aus ionenoptischen Rechnungen ergibt, den resultierenden Frequenzverlauf zu berechnen. In Abb. 7.8 wird das Ergebnis dieser Transformation mit dem gemessenen Frequenzverlauf und dem Verlauf bei konstantem Transitionspunkt verglichen. Es zeigt sich, daß ein konstanter Transitionspunkt eine wesentlich kleinere Frequenzvariation zur Folge hätte, und daß auch die Rechnungen mit einer leichten Variation des Transitionspunktes, (siehe Abb. 7.6) nicht die volle Schwankung der Umlauffrequenz erklären, wie sie im Experiment beobachtet wurde. Ein großer Teil dieser Schwankung ist auf die beschriebenen Abweichungen des realen Verlaufs von $\gamma_t(\Delta)$ von dem Ergebnis der ionenoptischen Rechnungen zurückzuführen. Insbesondere die starke Veränderung des Transitionspunktes am Rand des untersuchten Steifigkeitsbereichs führt zu einer deutlichen Frequenzvariation. Diese ist jedoch teilweise nur von untergeordneter Bedeu-

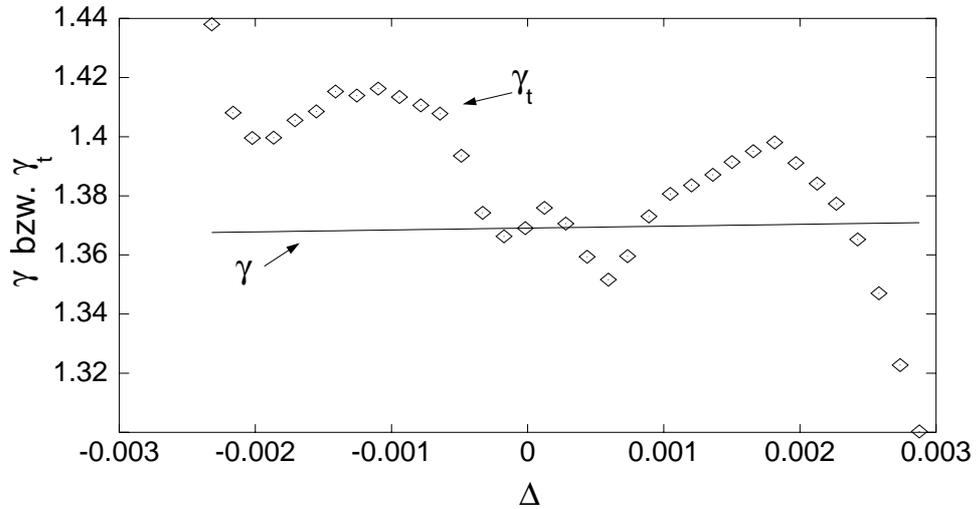


Abbildung 7.7: Vergleich der Schwankungsbreiten von γ und γ_t als Funktion der Koordinate $\Delta = \Delta(B\rho)/(B\rho)_0$ für das Beispiel aus Abb. 7.6. Während der Lorentzfaktor für die betrachteten kleinen Impulsänderungen fast konstant ist, schwankt γ_t wesentlich stärker. Diese Schwankung bestimmt somit die Variation der Umlauffrequenz, siehe Gl. (6.39) und (6.40). Vergleiche auch Abb. 7.8.

tung da die entsprechenden Bahnen nicht durch den Kicker verlaufen und daher bei der Injektion des Strahls nicht bevölkert werden. Für Massenmessungen an ungekühlten Ionen kann dieser Teil vernachlässigt werden.

7.2.2 Optimierung der Sextupolfeldstärken

Der Verlauf von $\gamma_t(\Delta)$, wie er sich aus den Rechnungen zu der experimentell untersuchten Einstellung des ESR ergibt, ist noch verbesserungswürdig, wie der Vergleich zum Verlauf bei konstanter Transitionsenergie in Abb. 7.8 zeigt. Die bisher nicht erklärten Abweichungen von den Rechnungen sollen dabei an dieser Stelle zunächst vernachlässigt werden. Die einzigen Magnete am ESR, deren Feldstärken verändert werden können, um den Verlauf dieser Kurve zu verbessern, sind die vorhandenen Sextupole, eine Änderung der Quadrupoleinstellung würde auch den mittleren Wert von γ_t beeinflussen. Die Sextupolstärken sind mit der mittlere Steigung der abgebildeten Kurve verknüpft, wie bereits in Abschnitt 6.3.1 dargestellt wurde. Diese lassen sich unabhängig von den Quadrupolen einstellen und bieten somit die Möglichkeit den Verlauf der abgebildeten Kurve zu optimieren. Aus diesem Grund wurden ionenoptische Rechnungen und experimentelle Untersuchungen mit verschiedenen Einstellungen der Sextupolfelder durchgeführt.

Die Krümmung der Kurve in Abb. 7.6 ist nicht veränderbar, da sie von Feldkomponenten dritter Ordnung bestimmt ist, die in den Randfeldern der Quadrupole lokalisiert sind.

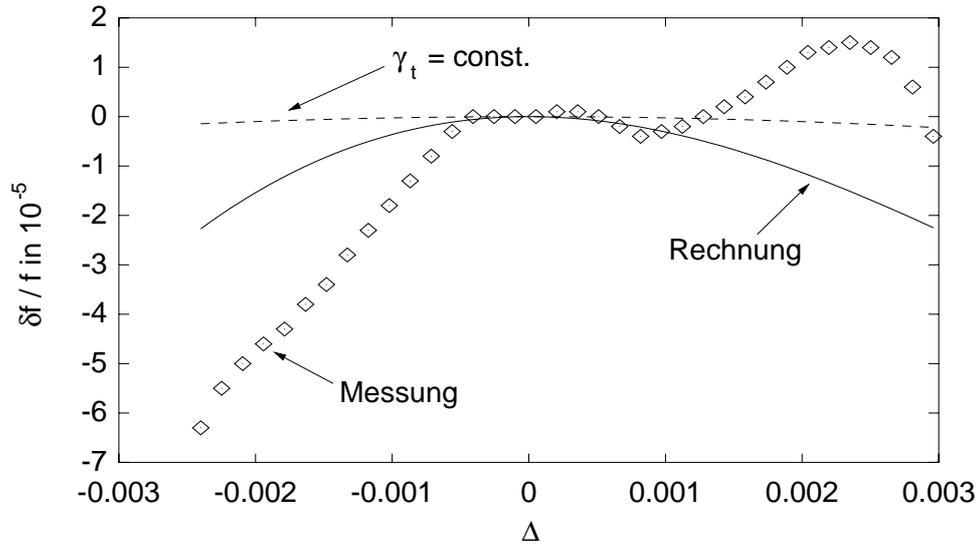


Abbildung 7.8: Vergleich des Frequenzverlaufs als Funktion von $\Delta = \Delta(B\rho)/(B\rho)_0$. Die gemessenen Umlauffrequenzen (Punkte) zeigen eine starke Variation aufgrund der Schwankungen von γ_t , vgl. Abb. 7.7. Mit der ionenoptischen Rechnung aus Abb. 7.6 ergibt sich die durchgezogene Linie während der Idealfall einer Einstellung mit konstant niedrigem Wert von γ_t durch die gestrichelte Linie repräsentiert wird. Der Frequenzverlauf wurde jeweils mit Gl. (7.5) berechnet.

Unter Einhaltung beider in 4.1 angesprochener Symmetrien verbleiben am ESR zwei Gruppen von Sextupolmagneten, deren Felder variiert werden können, je ein Magnet dieser Gruppen ist in Abb. 4.1 markiert.

Der Einfluß dieser Magnete auf die Dispersionsfunktion und damit auf $\gamma_t(\Delta)$ läßt sich anhand der horizontalen β -Funktion abschätzen. Für die untersuchte Einstellung ist diese der Abb. 6.9 zu entnehmen. Demnach haben diejenigen Sextupole, die sich im Inneren des Quadrupol-Triplets befinden (mit den Bezeichnungen „E01KS1“, „E01KS4“, „E02KS1“ und „E02KS4“) nur einen kleinen Einfluß auf den Transitionspunkt, da an diesen Stellen die horizontale Betatronfunktion kleine Werte hat. Demgegenüber ist der Einfluß der anderen vier Sextupolmagnete („E01KS2“, „E01KS3“, „E02KS2“ und „E02KS3“) wesentlich größer, entsprechend dem größeren Wert der Betatronfunktion zwischen Quadrupol-Triplett und den mittleren Dipolmagneten beider Bögen. Die Rechnungen bestätigen diese Überlegung.

Die Auswirkungen unterschiedlicher Sextupoleinstellungen wurden experimentell untersucht. Erwartungsgemäß zeigte sich dabei ein verschwindend kleiner Einfluß einer dieser beiden Sextupolgruppen auf den Verlauf des lokalen Wertes des Transitionspunkts. Für die andere — einflußreichere — Gruppe von Sextupolen wurden bei insgesamt drei verschiedenen Einstellungen Messungen wie oben beschrieben durchgeführt. Gegenüber den Daten aus Abb. 7.5 wurde bei beiden dort verwendeten Steifigkeiten jeweils eine an-

dere Sextupolstärke untersucht, die Ergebnisse sind in Abb. 7.9 dargestellt. Zum Vergleich sind auch die Ergebnisse der entsprechenden Rechnungen als

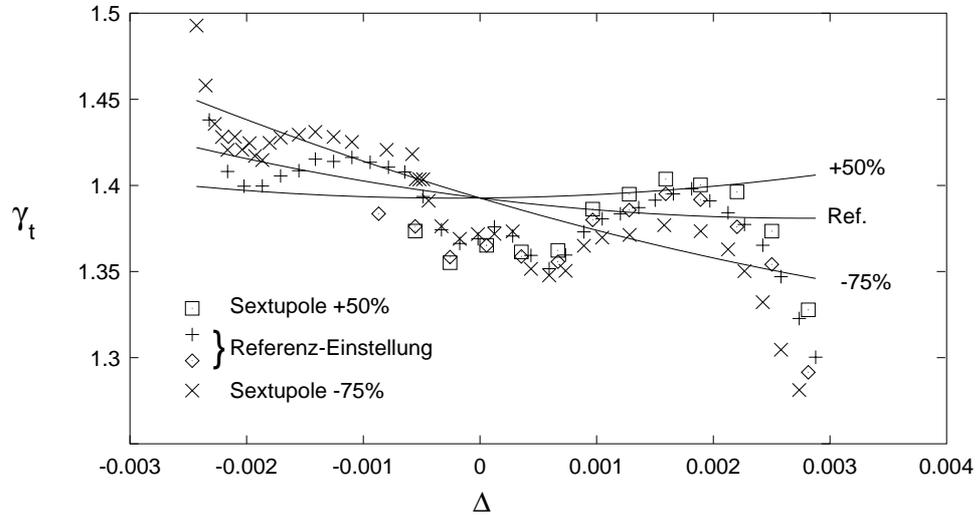


Abbildung 7.9: Einfluß verschiedener Sextupolstärken auf die Variation des Transitionspunkts als Funktion der Koordinate $\Delta = \Delta(B\rho)/(B\rho)_0$. Die Meßdaten werden durch Punkte, die entsprechenden Rechnungen durch Kurven dargestellt.

Kurven aufgetragen, dabei entspricht die „Referenz“-Einstellung der Sextupole den Daten bzw. der Rechnung in Abb. 7.5 bis Abb. 7.8.

Die anderen Kurven bzw. Datensätze entsprechen einer Veränderung der Feldstärken in der Sextupolgruppe „E01KS2“ bis „E02KS3“ um +50% bzw. -75% gegenüber der Referenz. Diese recht starke Veränderung der Feldstärken begründet sich aus der relativ schwachen absoluten Erregung der Sextupole in dieser Einstellung.

Abb. 7.9 zeigt einerseits den vorhandenen Effekt der unterschiedlichen Sextupoleinstellungen sowohl in den Rechnungen als auch in den Meßdaten. Andererseits zeigt sich, daß dieser Effekt im Verhältnis zu den schon in 7.2.1 diskutierten Abweichungen der Realität von der ionenoptischen Beschreibung schwach ist. Aufgrund dessen gestaltet sich eine quantitative Beurteilung dieses Effektes anhand von Abb. 7.9 schwierig.

Allerdings sollten die Differenzen zwischen den einzelnen Sextupoleinstellungen unabhängig von Termen höherer Ordnung sein. Diese Differenzen zwischen den einzelnen Einstellungen sollten demzufolge einen Vergleich zwischen den Meßwerten und den Ergebnissen der ionenoptischen Rechnungen ermöglichen. In Abb. 7.10 ist die gute Übereinstimmung zwischen dem erwarteten Effekt der verschiedenen Sextupolfeldstärken auf $\gamma_t(\Delta)$ und den experimentellen Ergebnissen zu sehen. Die gleichen Differenzen lassen sich auch zwischen den jeweiligen Umlauffrequenzen bilden. Für die experimentellen Daten stellen diese sogar direkt die Meßwerte dar, im Fall der Rechnungen kann die Transformation wie im vorigen Abschnitt über Gleichung (7.5) er-

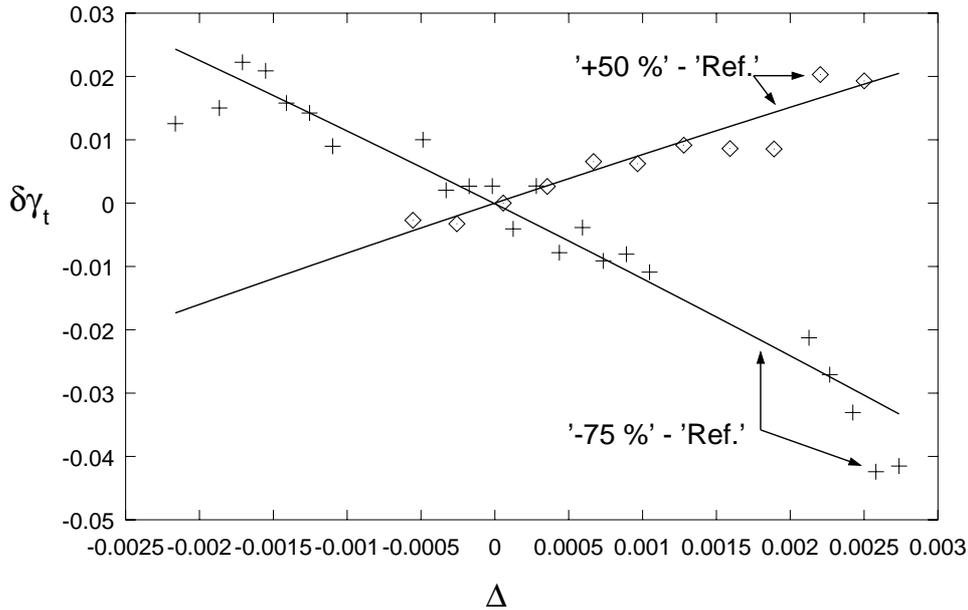


Abbildung 7.10: Einfluß verschiedener Sextupolstärken auf den Verlauf von $\gamma_t(\Delta)$ wobei $\Delta = \Delta(B\rho)/(B\rho)_0$ die relative Abweichung der magnetischen Steifigkeit von $(B\rho)_0$ darstellt. Aufgetragen sind die Differenzen zwischen je zwei Kurven bzw. Datensätzen aus Abb. 7.9. Die experimentellen Daten sind wieder als Punkte, die Ergebnisse der ionenoptischen Rechnungen als Kurven dargestellt. Es wurde jeweils die Referenzeinstellung von den anderen subtrahiert.

folgen. das Ergebnis ist unter Verwendung einer relativen Frequenzskala in Abb. 7.11 gezeigt. Die gute übereinstimmung von Theorie und Experiment wird hier sogar noch deutlicher.

7.3 Bestimmung der Bahnlänge

Die Umlauffrequenz eines Teilchens im ESR ist nach Gl. 4.1 durch seine Geschwindigkeit und die Länge seiner Bahn gegeben. Die Geschwindigkeit ist eine Eigenschaft des Teilchens während die Bahnlänge sowohl von der magnetischen Steifigkeit der Ionen als auch von den Eigenschaften des Speicherrings abhängt. Letztere bestimmen die Relation zwischen Bahnlänge und der magnetischen Steifigkeit (siehe Gl. (6.36)).

Die Beschreibung der Bahnlänge als Funktion der magnetischen Steifigkeit

$$C = C(B\rho) \quad (7.6)$$

beinhaltet alle relevanten Eigenschaften des Magnetsystems und ist ferner unabhängig von dem m/q -Verhältnis der Ionen. Somit kann diese Relation durch Messungen mit einer Ionensorte bestimmt und dann auf andere Sorten übertragen werden.

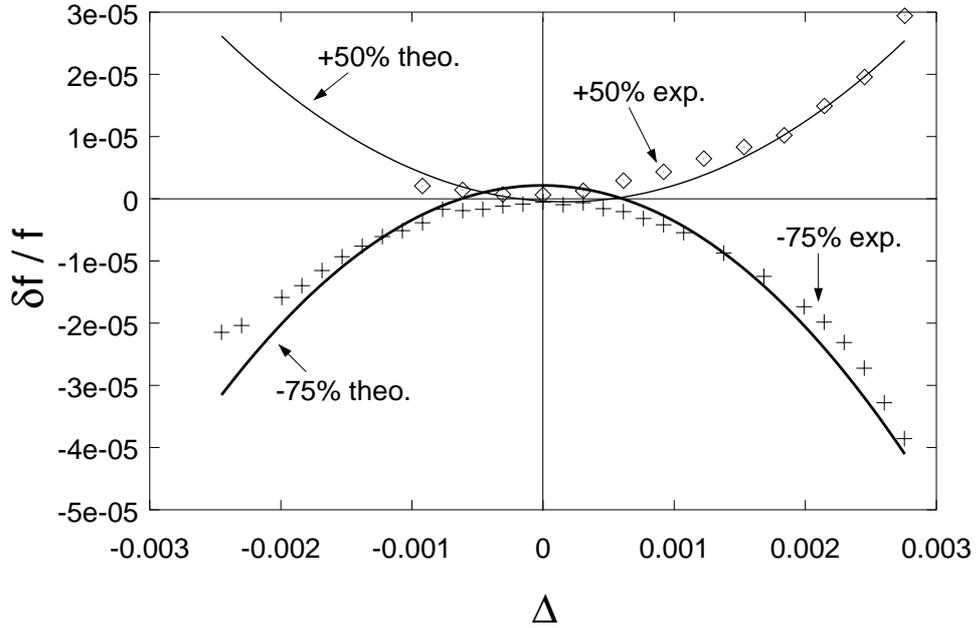


Abbildung 7.11: Einfluß verschiedener Sextupolstärken auf die Umlauffrequenz. Aufgetragen sind jeweils die Umlauffrequenzdifferenzen zwischen zwei unterschiedlichen Einstellungen der Sextupole als Funktion der Koordinate $\Delta = \Delta(B\rho)/(B\rho)_0$. D. h. es sind die Differenzen der Kurven bzw. Daten in Abb. 7.9 — transformiert durch Gleichung (7.5) — aufgetragen. Die Rechnungen reproduzieren die experimentellen Ergebnisse ausgezeichnet.

Dieser Zusammenhang von magnetischer Steifigkeit und Bahnlänge kann aus den Messungen in Abschnitt 7.1 kann experimentell ermittelt werden. Die effektive Kühlerspannung bestimmt die Ionengeschwindigkeit und damit auch die magnetische Steifigkeit für eine gegebene Ionensorte. Aus der gemessenen Umlauffrequenz und der Geschwindigkeit ergibt sich durch Gl. 4.1 die Bahnlänge. In Abb. 7.12 sind die so bestimmten Daten für das in Abschnitt 7.2.1 beschriebene Beispiel aufgetragen. Dabei läßt sich ein im Wesentlichen linearer Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen konstatieren. Die Residuen zu einem entsprechenden linearen Fit an die Daten zeigen jedoch, daß dieser lineare Ansatz die Messung nicht hinreichend beschreibt. Eine verbliebene Abhängigkeit der Bahnlänge von der magnetischen Steifigkeit in höherer Ordnung wird so erkennbar, die in Abb. 7.12 noch von dem linearen Anteil dominiert wird. Die in Abb. 7.13 gezeigten Fehlerbalken entsprechen denen der Gesamtbahnlänge C unter Nichtberücksichtigung der Unbestimmtheit der linearen Ausgleichsfunktion. Diese Fehlerbalken werden durch die Unsicherheiten der Kühlerspannung und der Messung der Umlauffrequenz bestimmt. Dabei wurde eine beobachtete typische Breite der Frequenzverteilungen von etwa $\delta f = 20$ Hz bei der 33. Harmonischen der Umlauffrequenz (ca. 62 MHz) und eine Unbestimmtheit der Kühlerspan-

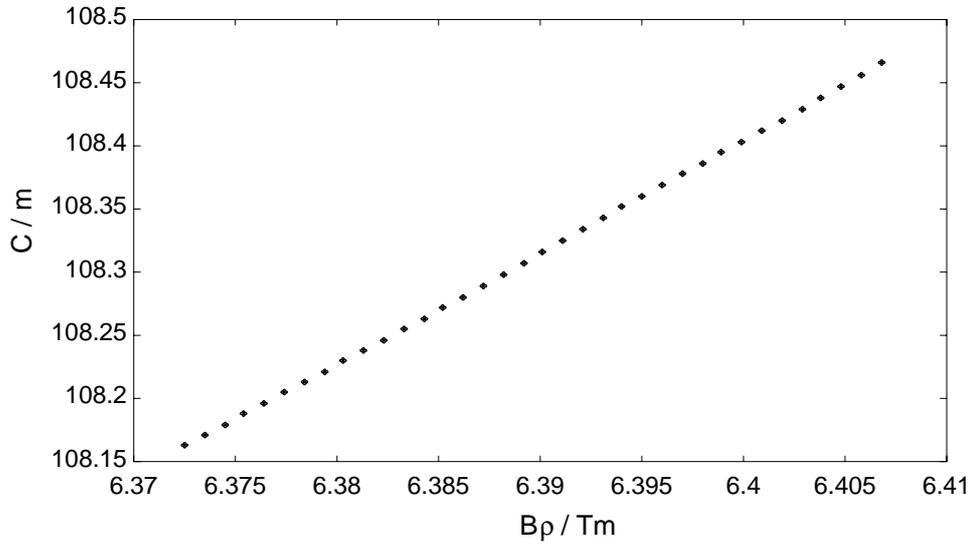


Abbildung 7.12: Die Bahnlänge C als Funktion der magnetischen Steifigkeit $B\rho$, bestimmt aus den Messungen, auf denen auch die Abbildungen in Abschnitt 7.2.1 beruhen. Die Fehlerbalken für die Bahnlänge und die Steifigkeit verlaufen innerhalb der Symbolgröße.

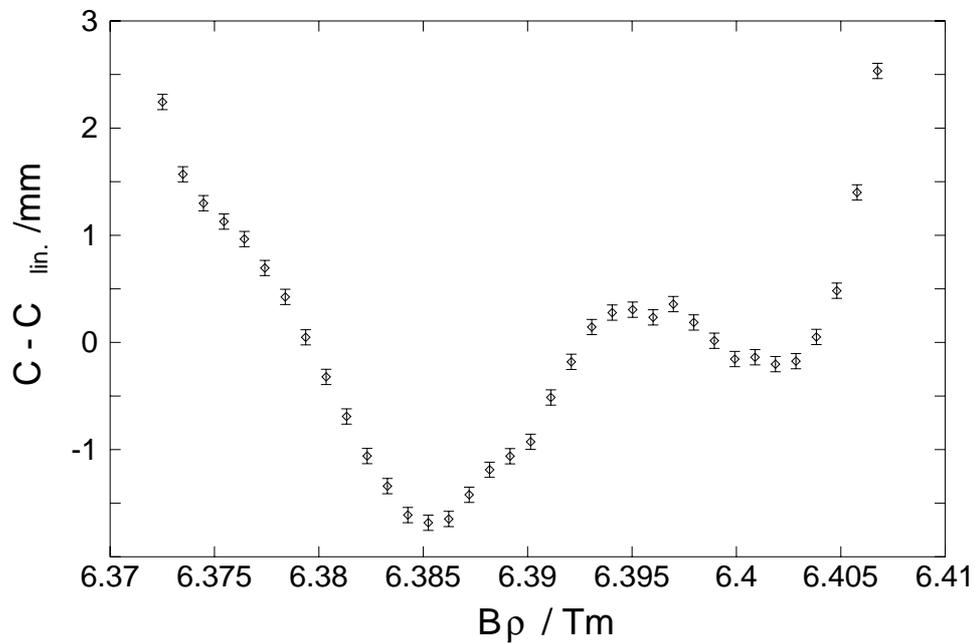


Abbildung 7.13: Nach Abzug des linearen Fits an die Daten werden die höheren Ordnungen erkennbar. Die Fehlerbalken entsprechen den Unsicherheiten der experimentellen Werte, für die magn. Steifigkeit sind sie kleiner als die Symbole.

nung von $\delta U = 0.1 \text{ V}^3$ verwendet.

Zu einer detaillierten Beschreibung der Bahnlänge als Funktion der magnetischen Steifigkeit erscheint im gezeigten Fall ein Polynom siebter Ordnung hinreichend. Ein χ^2 -Test deutet bei kleinerer Ordnung der Ausgleichsfunktion auf deutlich schlechtere Übereinstimmung hin, hingegen verkleinert sich der Wert von χ^2 für höhere Ordnungen nicht mehr wesentlich. In diesem

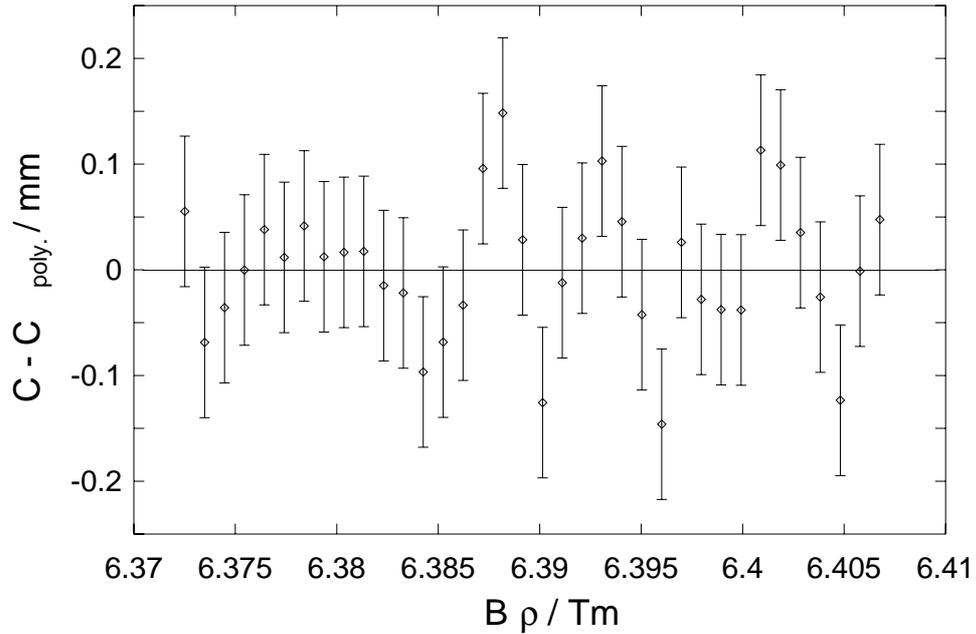


Abbildung 7.14: Die Residuen eines Fits der Bahnlänge als Funktion der magnetischen Steifigkeit mit einem Polynom siebter Ordnung. Die Fehlerbalken entsprechen denen in Abb. 7.13.

Beispiel hat das Ausgleichspolynom folgende Form:

$$\begin{aligned}
 C = & 108.3146448 \text{ m} + \\
 & 9.150975 \text{ T}^{-1} \cdot (B\rho - 6.39 \text{ Tm}) - \\
 & 9.813655 \text{ T}^{-2} \text{m}^{-1} \cdot (B\rho - 6.39 \text{ Tm})^2 - \\
 & 4911.515 \text{ T}^{-3} \text{m}^{-2} \cdot (B\rho - 6.39 \text{ Tm})^3 - \\
 & 46801.93 \text{ T}^{-4} \text{m}^{-3} \cdot (B\rho - 6.39 \text{ Tm})^4 + \\
 & 2.19397 \cdot 10^7 \text{ T}^{-5} \text{m}^{-4} \cdot (B\rho - 6.39 \text{ Tm})^5 + \\
 & 1.8224 \cdot 10^8 \text{ T}^{-6} \text{m}^{-5} \cdot (B\rho - 6.39 \text{ Tm})^6 - \\
 & 2.858 \cdot 10^{10} \text{ T}^{-7} \text{m}^{-6} \cdot (B\rho - 6.39 \text{ Tm})^7 \quad (7.7)
 \end{aligned}$$

³Der Absolutwert der Kühlerspannung ist leider nur auf etwa 10 V genau und die Schrittweite, mit der die Spannung verändert werden kann beträgt etwa 1 V. Die Einstellgenauigkeit der Kühlerspannung innerhalb eines relativ kleinen Spannungsintervalls, wie es bei den vorliegenden Messungen, kann etwa mit dem angegebenen Wert abgeschätzt werden [Ste].

Die verbleibenden Abweichungen erscheinen unter Berücksichtigung der Fehlerbalken nicht relevant. Eine Rückrechnung von dem erhaltenen Polynom auf die Umlauffrequenzen ergibt eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit den Daten.

7.4 Bestimmung und Korrektur des Bahnverlaufs

Die ionenoptischen Berechnungen des Kapitels 6 beschreiben den ESR in einer idealisierten Form. Wie sich auch schon in Abschnitt 7.2 zeigte, gibt es in der Realität Abweichungen von dieser Darstellung. Ein Beispiel für eine zwar qualitativ bekannte aber in den Rechnungen nicht berücksichtigte Komponente war während der ersten Messungen im Rahmen dieser Arbeit das Streufeld eines Magneten der Injektionsstrecke mit Dipol- und Quadrupolkomponente. Dieser letzte Umlenkmagnet der Strahlführung vor dem ESR befand sich in unmittelbarer Nähe zu einem der Dipolmagnete des Rings selber (siehe Abb. 4.1). Das Streufeld dieses Magneten ragte bis in den benachbarten ESR-Dipol hinein und hatte somit Einfluß auf die Trajektorie. Dieses Beispiel für eine Störung wurde zwischenzeitlich beseitigt [Spi98], es zeigt jedoch recht anschaulich mögliche Ursachen für eine Abweichung des tatsächlichen Bahnverlaufs von den Ergebnissen der ionenoptischen Rechnungen.

üblicherweise werden zur Bestimmung der Bahnlage zwölf *Positionssonden* verwendet. Es handelt sich dabei um kapazitive Sonden ähnlich denen, die bei der Schottky-Diagnose verwendet werden, allerdings werden zur Positionsbestimmung die Differenzen der auf den beiden Platten eines Paares induzierten Signale gebildet. Hinreichende Signalamplituden lassen sich allerdings nur bei gebunchtem Strahl erzielen.

Bei Betrieb am Transitionsunkt fehlt jedoch die Phasenfokussierung, die zum Bunchen mittels einer Kavität notwendig ist, da Unterschiede in der Teilchengeschwindigkeit sich (fast) nicht auf die Umlaufzeit auswirken. Daher ist es praktisch nicht möglich den Strahl im isochronen Betrieb zu bunchen. Entsprechende Versuche führten trotz minimaler Amplitude der verwendeten Spannung zu Strahlverlust innerhalb weniger Sekunden. Die so erzielbaren Positionsmessungen müssen als unzuverlässig angesehen werden.

Als alternative Methode zur Bestimmung der Bahnlage verblieb somit nur eine strahlzerstörende Messung. Dabei werden Schlitzbacken in die Apertur eingefahren, bis es zur Vernichtung des gespeicherten Strahls kommt. Der Rand der Schlitzbacke markiert dann die Strahlmitte, da alle Strahlteilchen aufgrund der Betatronoszillationen nach wenigen Umläufen mit der Schlitzbacke kollidieren⁴. Leider stehen im ESR nur relativ wenige solche Scraper zur Verfügung, so daß keine Aussicht auf eine vollständige Korrektur der Bahnstörungen bestand.

Mit zwei von außen einfahrbaren Scrapern wurde die Strahlposition und der Winkel des Strahls auf dem längeren geraden Teilstück des ESR, das in Abb. 4.1 auf der linken Seite zu sehen ist, bestimmt. Mit Hilfe von Korrekturdipolen in den Enden der vor und hinter dieser Geraden gelegenen Umlenkmagnete wurde dann der Winkel des injizierten Strahls korrigiert, um die Experimente, die in Kapitel 9 beschrieben werden, zu ermöglichen. Dies

⁴Hierbei wird allerdings vorausgesetzt, daß der horizontale Phasenraum des Strahls an dieser Stelle mehr oder weniger ellipsenförmig ist.

geschah durch antisymmetrische Einstellung der Korrekturdipole, während eine symmetrische Komponente auf die horizontale Strahlposition wirkt. Ferner wurden Scrapper im nördlichen (in Abb. 4.1 oberen) Bogen des ESR benutzt, um auch dort die Bahnlage exemplarisch zu bestimmen.

7.5 Dispersionsmessungen

Führt man die im vorigen Abschnitt beschriebenen Messungen der horizontalen Bahnlage $x(s)$ für gekühlte Strahlen bei verschiedenen Werten der Kühlerspannung durch, so kann daraus auf die Dispersion am Ort des jeweiligen Scrapers geschlossen werden. Auch diese Messungen wurden für die genannte Gerade und den nördlichen Bogen durchgeführt. So konnte der rechnerische Wert der Dispersion auf der genannten geraden Strecke näherungsweise bestätigt werden.

Im nördlichen Bogen des ESR steht neben den Scrapern ein *Strahlprofilmonitor* zur Verfügung. Durch die Wechselwirkung mit dem Strahl ionisierte Restgaspartikel werden dabei durch ein elektrisches Feld nach oben bzw. unten auf Detektoren gelenkt, die den Ort des auftreffenden Teilchens registrieren. Der Strahlprofilmonitor befindet sich im Feld des nördlichen Dipolmagneten und nutzt so dessen Feld aus, um eine gute Ortsabbildung zu gewährleisten. Auf diese Weise kann nicht nur die Position sondern auch die horizontale Verteilung des Strahls an dieser Stelle bestimmt werden⁵. Diese zerstörungsfreie Methode erlaubt eine unabhängige zweite Bestimmung der Strahlage in Abhängigkeit von der Energie der umlaufenden Teilchen. Durch Messungen mit Scrapern und Strahlprofilmonitor konnte die Dispersion in einem der Bögen bestimmt werden. Ein linearer Fit durch die in Abb. 7.15 gezeigten Daten ergibt eine Dispersion von $D = 30.4 \pm 0.5\text{m}$ und stimmt relativ gut mit den Erwartungen überein (siehe Abb. 6.8).

Die Messungen mit dem äußeren Scrapper ergeben eine Dispersion von etwa $D = (27.59 \pm 0.02)\text{m}$ für eine azimutale Position kurz vor (in Strahlrichtung) dem mittleren Dipol des Nordbogens. Auch dies stimmt gut mit den Rechnungen überein (siehe Abb. 6.8).

7.6 Tunemessungen

Das am ESR angewandte Verfahren zur Bestimmung der Tunes (siehe Abschnitt 6.1.2) beruht auf der Messung der *Beam Transfer Function* (BTF) [Sch91a]. Dabei wird der Strahl einem transversalen elektrischen Wechselfeld ausgesetzt und so zu kollektiven Betatronschwingungen angeregt. Dies führt im Frequenzspektrum zu Betatronseitenbändern auf beiden Seiten

⁵Letzteres ist in Verbindung mit der an dieser Stelle im ESR vorhandenen Dispersion geeignet, um Aussagen über die Impulsverteilung des Strahls zu gewinnen, die insbesondere in Verbindung mit dem Elektronenkühler von Interesse sind.

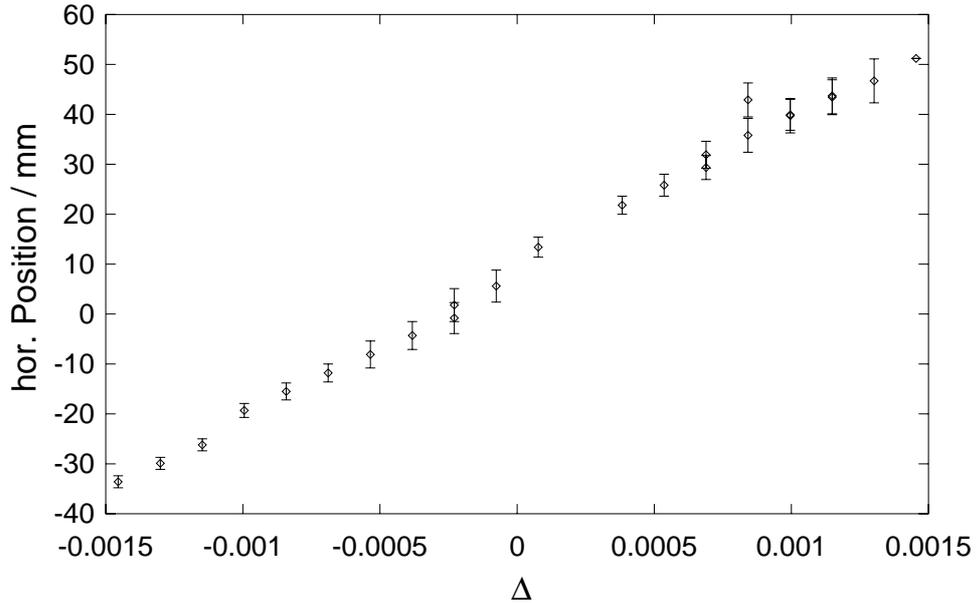


Abbildung 7.15: Horizontale Strahlposition in Abhängigkeit von der relativen magnetischen Steifigkeit $\Delta = \Delta(B\rho)/(B\rho)_0$. Die Messung erfolgte zerstörungsfrei mit dem Strahlprofilmonitor, die angegebenen Fehlerbalken entsprechen den beobachteten Breiten des Strahlprofils.

der Umlauffrequenz und ihrer Harmonischen. Der Frequenzabstand der Seitenbänder von der Umlauffrequenz wird durch den nicht-ganzzahligen Teil Q^f des Tunes bestimmt:

$$\Delta f = Q^f \cdot f_0. \quad (7.8)$$

Dabei stellt f_0 die Umlauffrequenz dar, Q^f wird auch als *fraktionaler Tune* bezeichnet. Da einem Seitenband a priori nicht anzusehen ist, zu welcher Harmonischen der Umlauffrequenz es gehört, ist dieses Verfahren nicht ganz eindeutig, da eine beobachtetes Seitenband beispielsweise ein oberes Seitenband einer Harmonischen m oder ein unteres Seitenband der Harmonischen $m + 1$ sein kann. Speziell bei fraktionalem Tunes um $Q^f = 0.5$ kann die Identifizierung schwierig werden (siehe Abb. 7.16).

Bei Messungen mit einem ^{12}C Strahl wurden bei isochroner Einstellung, entsprechend der Tabelle 6.1, die Tunes bei verschiedenen Werten der Kühler-spannung gemessen. Der ganzzahlige Anteil des Tunes wurde mit $Q_{h,v}^i = 2$ angenommen. Zumindest für den horizontalen Tune spricht die erfolgreiche Speicherung des Strahls für die Richtigkeit dieser Annahme (siehe Abschnitt 6.2 und Abb. 6.5). Des weiteren ergeben die ionenoptischen Berechnungen diesen Wert (siehe Tabelle 6.1). Dabei ergaben sich die folgenden Werte.

$$Q_h = 2.26 \quad (7.9)$$

$$Q_v = 2.43 \quad (7.10)$$

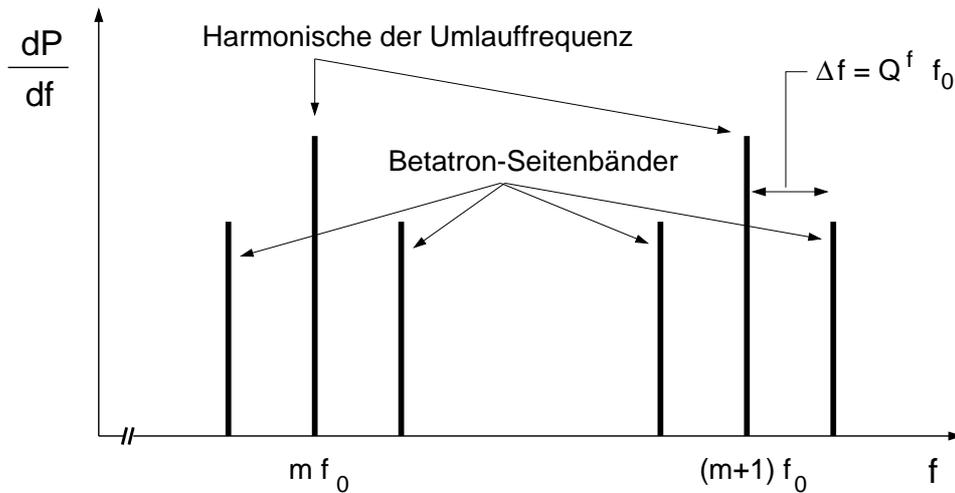


Abbildung 7.16: Bei der „Beam Transfer Function“ BTF werden die Beta-tronseitenbänder beobachtet. Der Frequenzabstand zur entsprechenden Harmonischen der Umlauffrequenz erlaubt die Bestimmung des fraktionalen Tunnes (siehe Text) [Sch91a]. dP/df stellt die spektrale Rauschleistungsdichte dar.

Wie oben angesprochen kann für den vertikalen Tune ein abweichender Wert von

$$Q_{v,\text{alternativ}} = 2.57 \quad (7.11)$$

nicht ganz ausgeschlossen werden, zumal das Ergebnis der Rechnungen zwischen diesen beiden Werten liegt. Als Kriterium für die Wahl des kleineren Wertes wurde das Vorzeichen der Chromatizität herangezogen. Es soll jedoch betont werden, daß damit der angegebene alternative Wert nicht vollständig ausgeschlossen ist. Für die angestrebten Massenmessungen und die weiteren Betrachtungen spielt dies jedoch eine untergeordnete Rolle. Bei späteren Messungen mit einer modifizierten Einstellung der Quadrupole (siehe Abschnitt 7.7.1) wurden Werte von

$$Q_{h,\text{mod.}} = 2.275 \quad (7.12)$$

$$Q_{v,\text{mod.}} = 2.47 \quad \text{oder} \quad (7.13)$$

$$Q_{v,\text{mod., alternativ}} = 2.53 \quad (7.14)$$

gemessen.

7.7 Verschiedene isochrone Einstellungen

7.7.1 Anpassung der Einstellung an veränderte Bedingungen

Die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente haben in einem Gesamtzeitraum von etwa einem Jahr stattgefunden. In dieser Zeit ist es zu mindestens

Magnet	Einstellung der Fokussierung in m^{-1}	Änderung gegenüber Tab. 6.1 in %
Quadrupole		
E01QS0D/9D	0.393	-1.3
E01QS1F/8F	-0.404	-0.7
E01QS2F/7F	-0.000	+0.0
E01QS3D/6D	0.353	-1.1
E01QS4F/5F	-0.266	-1.5
Sextupole	in m^{-2}	
E01KS1/4	0.030	+0.0
E01KS2/3	-0.020	+150.0
Parameter	abs.	
Q_h	2.2750	+0.2
Q_v	2.4485	-2.5
γ_t	1.3925	-0.5

Tabelle 7.1: Die veränderte Einstellung der Fokussierungsmagnete zur Erzielung einer isochronen Einstellung nach der Modifikation der ESR-Injektion. Zur Nomenklatur der Magnete siehe Abb. 4.1. Mit Ausnahme einer Sextupolgruppe wurden nur leichte Veränderungen gegenüber Tabelle 6.1 vorgenommen. Wie dort sind auch hier im unteren Teil die resultierenden Werte der Größen Q_h , Q_v und γ_t entsprechend einer ionenoptischen Rechnung angegeben.

einer wesentlichen Modifikation der Anlage gekommen.

Dabei handelt es sich um die Modifikation der Strahlführung zum ESR [Spi98], die auch schon in Abschnitt 7.4 angesprochen wurde. Dabei wurde die Anordnung der Strahlführungsmagnete unmittelbar vor dem ESR verändert, um Strahlverluste bei der Injektion zu minimieren. Der Magnet „TE5MU0“ wurde in Strahlrichtung vor das benachbarte Quadrupol-Dublett verschoben, vgl. Abb. 4.1, die den ursprünglichen Zustand zeigt. Durch diese Modifikation konnte der Einfluß der Streufelder der Strahlführungsmagnete auf den Strahl im ESR verkleinert werden. Infolge der veränderten Geometrie mußte das Injektionsseptum des ESR dahingehend modifiziert werden, daß es den Strahl nun um etwa 50% stärker ablenkt. Dazu wird es nun gepulst betrieben, eine möglicherweise vorher vorhandene Bahnstörung durch das Septum kann nun nur noch während der ersten Umläufe nach der Injektion auftreten.

Nach Durchführung der beschriebenen Modifikationen wurde beim Betrieb des ESR in der Standardeinstellung eine veränderte Bahnlage beobachtet [Nol].

Im Rahmen der hier vorgestellten Untersuchungen wurde nach der beschriebenen Modifikation eine Erhöhung des Wertes von γ_t festgestellt. In einigen Schritten wurde daher die Einstellung der Quadrupole leicht verändert. Die Einstellung, die letztlich beibehalten wurde, ist in Tabelle 7.1 gegeben. Sie unterscheidet sich nur wenig von der vorher verwendeten Einstellung. Ein

großer Teil der in den vorhergehenden Abschnitten beschriebenen Ergebnisse wurde mit dieser neueren Einstellung gewonnen, insbesondere wurden die Untersuchungen zum Einfluß der Sextupolmagnete mit dieser Einstellung vorgenommen und die relativ große Abweichung der Einstellung einer der Sextupolgruppen resultiert auch aus dieser Optimierung, siehe Abschnitt 7.2.2. Auch die gezeigten Vergleichsrechnungen (z. B. in Abb. 7.6) wurden unter Verwendung der in Tabelle 7.1 genannten Zahlen durchgeführt.

7.7.2 Optimierung der isochronen Einstellung

Im Zuge der Analyse der Daten, die mit der Einstellung aus dem vorigen Abschnitt gewonnen wurden, stellte sich heraus, daß die Strahlenergie und der mittlere Transitionsunkt nicht optimal aneinander angepaßt waren. Im Verlauf von erst kürzlich angestellten Untersuchungen wurde daher die Einstellung ein weiteres Mal variiert, die neue Einstellung ist in Tabelle 7.2 dargestellt. Die Variation beschränkte sich dabei auf die Feldgradienten einer der fünf Quadrupolgruppen und fiel dazu minimal aus (das Steuerprogramm des ESR nimmt derzeit nur die hier angegebene Anzahl von Nachkommastellen an). Das Ergebnis war eine ausgezeichnete Anpassung des Transitionspunkts an die gewählte Teilchenenergie, welche einem Wert des Lorentzfaktors von $\gamma = 1.37$ entsprach. Dies zeigt sich in Abb. 7.17. Dort wird der experimentell bestimmte Verlauf von γ_t als Funktion der Bahnlänge dargestellt. Zum Vergleich $\gamma(C)$ für das in diesem Fall ausgewählte Nuk-

Magnet Quadrupole	Einstellung der Fokussierung in m^{-1}	Änderung gegenüber Tab. 7.1 in %
E01QS0D/9D	0.393	+0.0
E01QS1F/8F	-0.403	-0.2
E01QS2F/7F	-0.000	+0.0
E01QS3D/6D	0.353	+0.0
E01QS4F/5F	-0.266	+0.0
Sextupole	in m^{-2}	
E01KS1/4	0.030	+0.0
E01KS2/3	-0.020	+0.0
Parameter	abs.	
Q_h	2.2664	-0.4
Q_v	2.4503	+0.1
γ_t	1.3858	-0.5

Tabelle 7.2: Die derzeit verwendete Einstellung der Fokussierungsmagnete zur Erzielung der Isochronie. Zur Nomenklatur der Magnete siehe Abb. 4.1. Gegenüber der Tabelle 7.1 wurde nur die Stärke einer Quadrupolgruppe verändert. Erneut sind die resultierenden Werte für Q_h , Q_v und γ_t entsprechend einer ionenoptischen Rechnung angegeben.

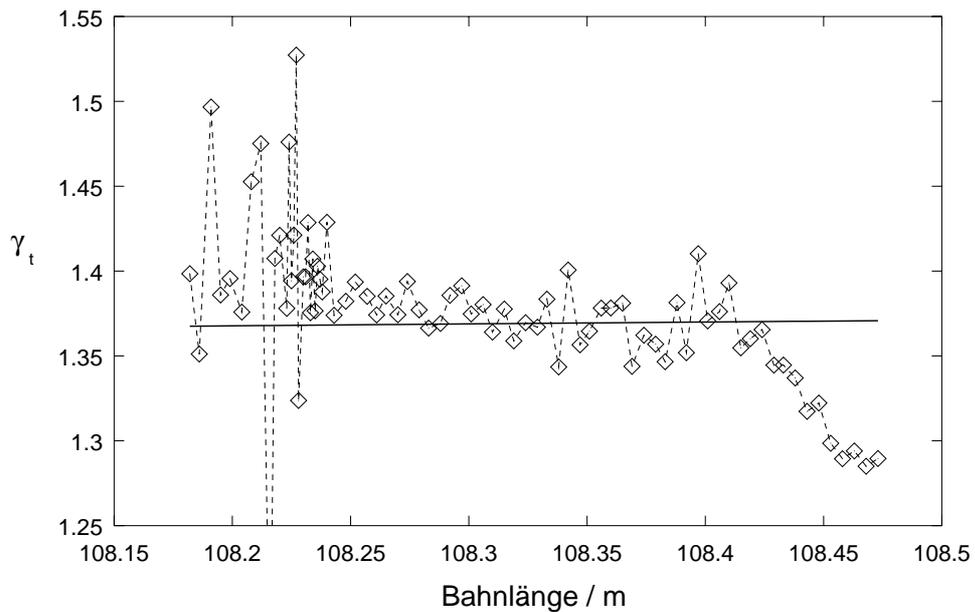


Abbildung 7.17: Der gemessene Verlauf von γ_t (Symbole) als Funktion der Bahnlänge für die aktuelle Einstellung der Fokussierungselemente (siehe Tabelle 7.2). Die Messung erfolgte mit Bleionen bei einer magnetischen Steifigkeit, die für ^{52}Cr zur Isochronie führt, der entsprechende Verlauf von γ für das genannte Chromisotop ist als Linie zum Vergleich dargestellt. Es zeigt sich, daß die Einstellung für ^{52}Cr über einen weiten Bereich isochron ist. Die starke Fluktuation von γ_t für Bahnlängen unterhalb von 108.25 m resultiert teilweise aus numerischen Ungenauigkeiten. Hier wurde die Kühlspannung in sehr kleinen Schritten variiert, die an der Grenze der Einstellgenauigkeit der Apparatur liegen und daher nicht exakt realisiert werden konnten. Der nur teilweise dargestellte Ausreißer nach unten folgt aus einer Störung durch eine Betatronresonanz und stellt keine Beeinträchtigung dar.

lid (^{52}Cr) als durchgezogene Linie dargestellt. Die eigentliche Messung des Verlaufs von $\gamma_t(C)$ konnte in diesem Fall allerdings nicht mit diesem Nuklid durchgeführt werden. Stattdessen wurde ^{208}Pb verwendet, das sich im Masse-zu-Ladungsverhältnis deutlich von ^{52}Cr unterscheidet. Die Energie des Bleistrahls wurde dabei so gewählt, daß seine magnetische Steifigkeit der des Chrom bei $\gamma = 1.37$ entspricht. Für das Blei war demzufolge die Isochronebedingung nicht erfüllt. Trotzdem ist es möglich, aus der gemessenen Relation zwischen der magnetischen Steifigkeit und der Umlauffrequenz den Verlauf von γ_t zu berechnen. Unter der Annahme, daß ein Chromstrahl gleicher magnetischer Steifigkeit den gleichen Fokussierungskräften ausgesetzt ist, läßt sich daraus auch der hypothetische Verlauf der Umlauffrequenz des ^{52}Cr berechnen, dieser ist in Abb. 7.18 dargestellt.

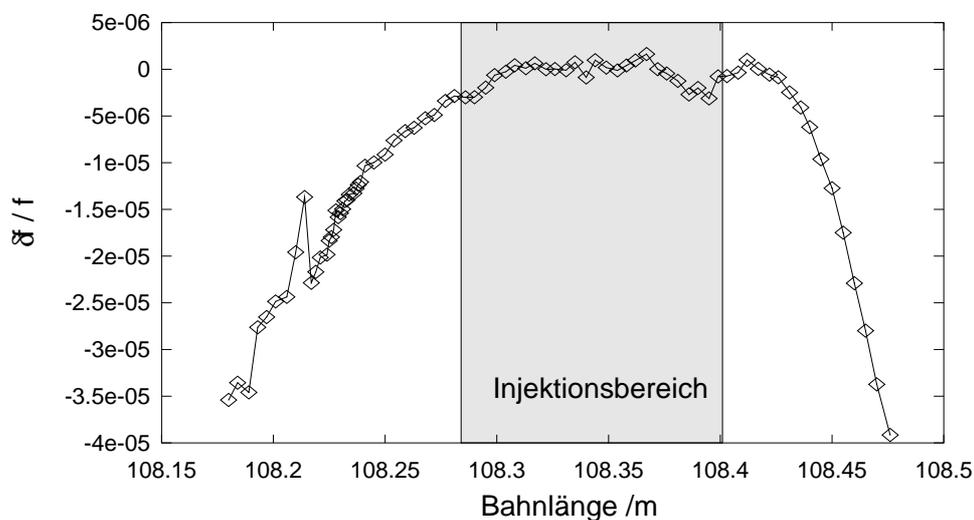


Abbildung 7.18: Verlauf der Variation der Umlauffrequenz für ^{52}Cr als Funktion Bahnlänge. Gemessen wurde der Verlauf der Frequenz von ^{208}Pb . Unter der Annahme, daß die Bahnlänge bei gegebener Einstellung des ESR nur von der magnetischen Steifigkeit abhängt, wurde diese Messung auf das genannte Chromisotop übertragen. Dabei war die Einstellung von vornherein so gewählt worden, daß sich für ^{52}Cr Isochronie ergeben sollte, wie es die gezeigten Daten bestätigen. Der Bereich, der bei der Injektion bevölkert wurde, ist grau hinterlegt und wurde auf der Basis der in Abb. 7.19 gezeigten Frequenzverteilung ermittelt. Die starke Variation der Frequenz bei Bahnlängen um 108.22 m resultiert aus einer Störung infolge einer Beta-tronresonanz (siehe Abb. 7.17).

Der Grund dafür, die Einstellung für ^{52}Cr mit einem Bleistrahl zu untersuchen lag darin, daß

- ein Einschuß des Blei bei $\gamma = 1.37$ zu diesem Zeitpunkt nicht möglich war, da einige Oberflächenwindungen der ESR-Dipole umgepolt hätten werden müssen

- die dem isochronen Chromstrahl entsprechende Steifigkeit dieses Umpolen nicht erforderte
- und diese Untersuchung letztlich der Vorbereitung eines Experiments mit eben diesem Nuklid ^{52}Cr diene.

Zusätzlich bot die Tatsache, daß der Bleistrahl nicht isochron war, den Vorteil, daß die in Abschnitt 7.1 angesprochenen Störeffekte wie selfbunching in diesem Fall ausgeschlossen waren. Dadurch konnte sogar die Qualität der Messung noch etwas erhöht werden. Des weiteren besteht in diesem Fall ein (in weiten Bereichen) streng monotoner Zusammenhang zwischen der magnetischen Steifigkeit und der Umlauffrequenz, dadurch läßt sich eine direkte Aussage über die $B\rho$ -Verteilung des gespeicherten aber ungekühlten Strahls gewinnen. Dessen Frequenzverteilung ist in Abb. 7.19 gezeigt. Die Breite, die

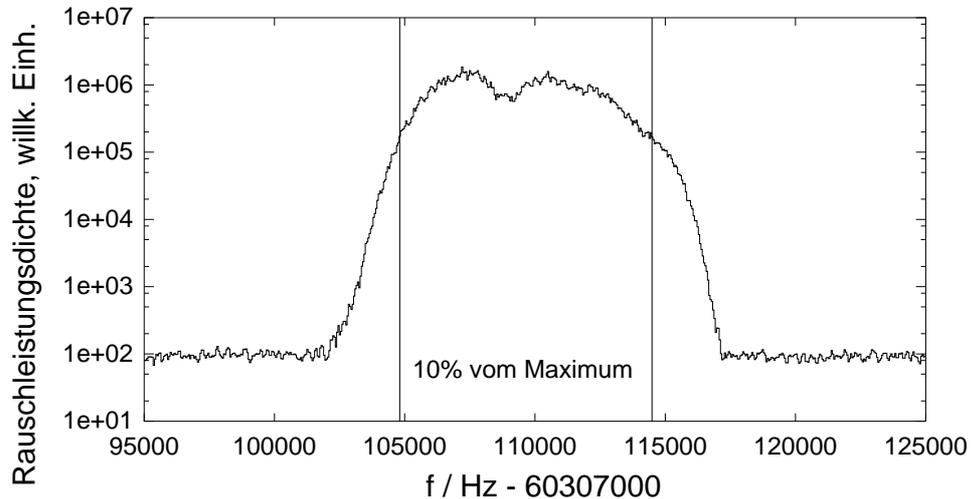


Abbildung 7.19: Das gemessene Schottkyspektrum des ungekühlten Strahls direkt nach der Injektion gibt dessen Frequenzverteilung wieder. Da für die hier beobachteten Bleionen die Isochroniebedingung nicht erfüllt ist, ist die Frequenz (auf weiten Bereichen) eine streng monoton steigende Funktion des Impulses. Dadurch kann aus der gemessenen Frequenzverteilung auf die Impulsverteilung des Strahls rückgeschlossen werden. Auf diese Weise wurde das gezeigte Fenster als Injektionsbereich in Abb. 7.18 übertragen.

etwa $\delta(B\rho)/(B\rho) = 0.2\%$ entspricht, gibt eine untere Grenze für die Breite des Akzeptanzfensters. Da bei diesem Experiment der Primärstrahl verwendet wurde, welcher nur eine kleine Impulsbreite hat, ist nicht auszuschließen, daß diese hier die Breite der Frequenzverteilung bestimmt hat. Ein unterer Grenzwert der Akzeptanz von $\delta(B\rho)/(B\rho) = 0.2\%$ ist in Übereinstimmung mit den ionenoptischen Rechnungen.

Kapitel 8

Erste Massenmessungen bei isochroner Einstellung des ESR

8.1 Umlauffrequenzen verschiedener Ionensorten

In den bisherigen Betrachtungen wurde immer von *einer* Ionensorte ausgegangen, die *einen* Wert des Masse-zu-Ladungsverhältnisses m/q hat und deren Geschwindigkeit bei der eingestellten magnetischen Steifigkeit des Speicherrings die Isochroniebedingung (6.45) erfüllt. Ähnlich der Schottky-Massenspektrometrie ist es aber auch für Massenmessungen bei isochroner Einstellung [HAB⁺] notwendig, verschiedene Ionensorten gleichzeitig im ESR zu speichern und zu untersuchen. In diesem Fall könnte nämlich eine unbekannte Masse durch Vergleich mit den bekannten Massen von Ionen, die zusammen mit dem untersuchten Nuklid im Ring kreisen, gewonnen werden. Dies ist gegenüber einer Messung, bei der immer nur ein Nuklid beobachtet wird, vorzuziehen, da wesentlich geringere Anforderungen an die Langzeitstabilität und die Skalierbarkeit einer Einstellung gestellt werden. Speziell die exakte Reproduzierbarkeit einer gegebenen Einstellung der ESR-Magnetstruktur bei veränderlichen Absolutwerten der Feldstärken ist eine quasi unlösbare Aufgabe. Es ist daher davon auszugehen, daß eine sinnvolle Massenbestimmung nur erfolgen kann, wenn mehrere Nuklide gleichzeitig gespeichert werden können und diese ferner die Isochroniebedingung ausreichend genau erfüllen.

Aufgrund des relativ kleinen Akzeptanzfensters der untersuchten isochronen Einstellung des ESR muß dabei ein zweites Teilchen mit unterschiedlichem Masse-zu-Ladungsverhältnis quasi die gleiche magnetische Steifigkeit haben, wie das Ion, an das die Apparatur angepaßt wurde. Dies führt jedoch zwangsläufig zu einem anderen Wert der Geschwindigkeit für dieses zweite Teilchen und somit zu einer Verletzung der Isochroniebedingung.

Im idealisierten Fall eines über den gesamten Aperturbereich konstanten

Transitionspekts läßt sich die zu erwartende Umlauffrequenz des zweiten Ions noch relativ leicht anhand von Gleichung (4.2) ableiten.

Nach den Ergebnissen des Abschnitts 7.2.1 entspricht dies nicht der Realität am ESR. Vielmehr zeigt γ_t eine merkliche Variation als Funktion der magnetischen Steifigkeit. Dadurch wird es schwieriger, die Umlauffrequenzen unterschiedlicher Ionensorten abzuschätzen.

Eine sichere Methode, die Umlauffrequenzen verschiedener Teilchen bei gleicher Einstellung abzuschätzen, stellt die Verwendung der in Abschnitt 7.3 gefundenen Beziehung zwischen der magnetischen Steifigkeit und der daraus resultierenden Bahnlänge in Gleichung (4.1) dar. Für einen gegebenen Wert von m/q kann die Geschwindigkeit leicht in Relation zur magnetischen Steifigkeit gesetzt werden und so läßt sich die Umlauffrequenz einer zweiten Ionensorte für jede Bahn berechnen. Voraussetzung ist allerdings, daß für die gewählte Einstellung die Untersuchungen aus Abschnitt 7.3 durchgeführt wurden.

8.1.1 Berechnung der Umlauffrequenzen von Nickelfragmenten mit $A = 2Z + 2$

Die gemessenen Umlauffrequenzen für ^{58}Ni (siehe Abb. 7.2) können analog zu dem Beispiel aus Abschnitt 7.3 zur Bestimmung von $C(B\rho)$ verwendet werden. Dabei beschreibt in diesem Fall ein Polynom sechster Ordnung den Verlauf von $C(B\rho)$ hinreichend gut. Der daraus mittels Gleichung 4.1 berechnete Frequenzverlauf stimmt ausgezeichnet mit den zugrunde liegenden Frequenzmessungen überein, wie Abb. 8.1 illustriert.

Die Auswahl anderer Ionensorten, für die auf diese Weise der Frequenzverlauf berechnet werden kann, orientiert sich daran, welche Nuklide bei der Einstellung auf ^{58}Ni zusätzlich gespeichert werden können. Durch Fragmentation am Fragmentseparator (siehe Abschnitt 2.2) können Fragmente des verwendeten ^{58}Ni -Primärstrahls zum ESR transportiert und injiziert werden.

In einer Simulation mit dem Programm MOCADI [SGM⁺88, Sch91b, IGM⁺97] wurde die Fragmentation des angegebenen Primärstrahls an einem Berylliumtarget mit einer Flächenbelegung von 4 g/cm^2 simuliert. Die Energie des eingeschossenen Strahls wurde dabei mit 479.19 MeV/u angesetzt. Dieser Wert wurde so gewählt, daß sich für den Primärstrahl nach dem Target die gleiche Energie ergibt, wie sie der Strahl vorher bei der Messung des Frequenzverlaufs gehabt hatte. Die Energie von 344.66 MeV/u entspricht $\gamma = 1.37$.

Der wahrscheinlichste Ladungszustand der Nickelionen und der Fragmente nach Verlassen des Targets ist der vollständig ionisierte, andere Ladungszustände können vernachlässigt werden. In der Simulation wurden die Fragmente, die wie das Primärstrahlennuklid die Bedingung $A = 2 \cdot Z + 2$ erfüllen, berücksichtigt, da für diese aufgrund des ähnlichen m/q -Verhältnisses eine hinreichende Transmission bis hinein in den ESR zu erwarten ist. Ferner sind

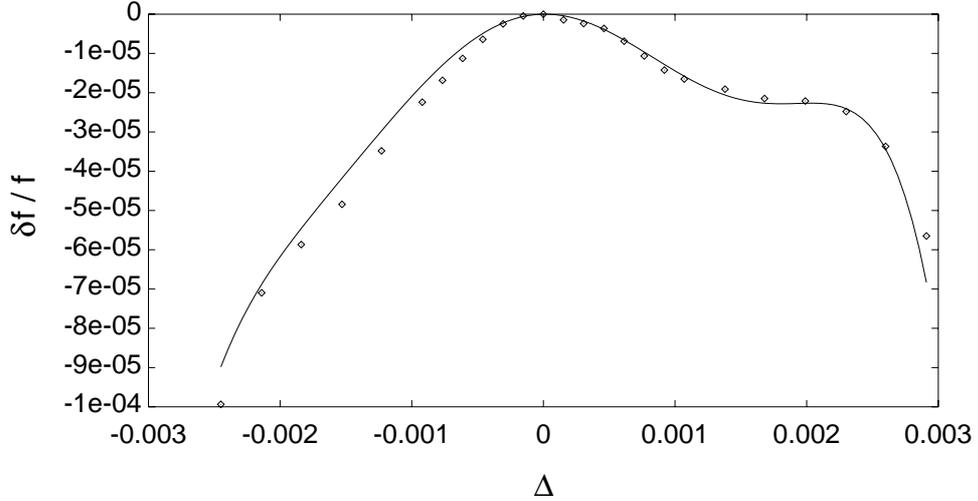


Abbildung 8.1: Vergleich der experimentellen Umlauffrequenzen mit dem Ergebnis der Rechnung auf der Basis eines Ausgleichspolynoms sechster Ordnung an $C(\Delta)$. $\Delta = \Delta(B\rho)/(B\rho)_0$ bezeichnet die relative magnetische Steifigkeit bezogen auf $(B\rho)_0$ (siehe Def. 7.4). Die Messungen sind durch Punkte die Rechnung durch die Kurve dargestellt.

die Produktionsquerschnitte relativ groß [SBM⁺90]. Auf der Basis dieser Simulation wurde dann die weitere Berechnung auf die Kerne beschränkt, von denen mindestens ein Ion pro 10000 Teilchen des Primärstrahls innerhalb eines (eher großzügig bemessenen) $B\rho$ -Fensters von $\delta(B\rho)/(B\rho) = \pm 0.15\%$ um die mittlere Steifigkeit des abgebremsten Primärstrahls zu erwarten ist. Das sind die Kerne mit $A = 2 \cdot Z + 2$ von $^{58}\text{Ni}^{28+}$ bis hinunter zu $^{44}\text{Sc}^{21+}$. Die Masse-zu-Ladungsverhältnisse dieser Kerne bewegen sich in einem Bereich von $m/q = 2.06857\text{u/e}$ ($^{58}\text{Ni}^{28+}$) bis $m/q = 2.09738\text{u/e}$ ($^{44}\text{Sc}^{21+}$).

Für diese Kerne wurde dann die Umlauffrequenz als Funktion der Koordinate Δ (siehe Def. 7.4) auf der Grundlage der Polynomapproximation von $C(B\rho)$ berechnet. Das Ergebnis (Abb. 8.2) zeigt, daß für die hier betrachteten Ionensorten die Unterschiede zwischen den Umlauffrequenzen der einzelnen Nuklide deutlich größer sind als die Variation der Umlauffrequenz für eines dieser Nuklide. Somit ist eine deutliche Trennung der Nuklide in einem Spektrum der Umlauffrequenzen zu erwarten.

Es zeigt sich ferner in Abb. 8.2, daß der Frequenzverlauf für alle berücksichtigten Ionensorten flach ist, d. h. daß alle diese Nuklide die Isochroniebedingung gut erfüllen, obwohl die entsprechenden m/q -Werte sich um bis zu etwa 1.4% voneinander unterscheiden. Dies gilt insbesondere dann, wenn nur ein schmaler Steifigkeitsbereich von der Breite der Injektionsakzeptanz betrachtet wird. Dessen Breite beträgt etwa $\delta(B\rho)/(B\rho) = 0.2\%$. Da nur dieser Bereich bei der Injektion bevölkert wird, kann für eine Massenmessung bei isochroner Einstellung für die gegebenen Fragmente eine entsprechend gute Separation der Umlauffrequenzen erwartet werden.

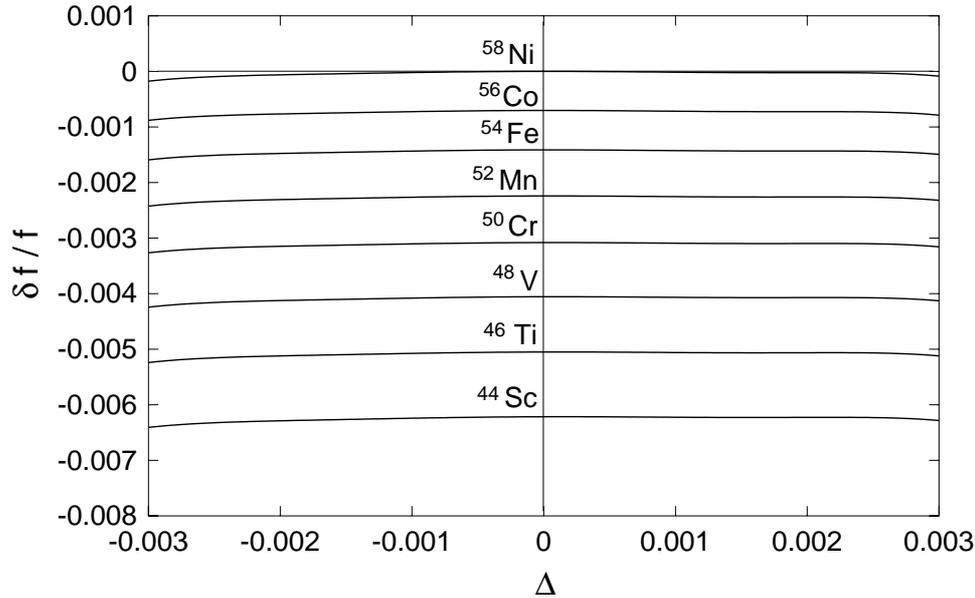


Abbildung 8.2: Die Umlauffrequenzen einiger Nickelfragmente als Funktion der Koordinate $\Delta = \Delta(B\rho)/(B\rho)_0$ ($(B\rho)_0 = 6.01$ Tm, siehe Def. 7.4), aufgetragen als relative Abweichung zur Frequenz der Nickelprimärionen bei $\Delta = 0$. Es wurde für alle genannten Ionensorten das Ausgleichspolynom sechster Ordnung an die Relation $C(\Delta)$ verwendet, wie schon in Abb. 8.1, um die vorliegenden Kurven zu berechnen. Die $B\rho$ -Akzeptanz bei Injektion hat eine Breite von etwa ± 0.001 .

Diese Folgerungen konnten im Experiment bestätigt werden. Der Vergleich der berechneten Umlauffrequenzen mit dem gemessenen Frequenzspektrum eines entsprechenden Fragmentstrahls zeigt, daß die Frequenzabstände hervorragend übereinstimmen (siehe Abb. 8.3).

Zur Verdeutlichung wurde Abb. 8.2 dazu so dargestellt, daß die Projektion auf die Frequenzachse einen direkten Vergleich mit den gemessenen Umlauffrequenzen der einzelnen Ionensorten erlaubt. Mit gestrichelten Linien wurde dabei die ungefähre Breite des Akzeptanzfensters angedeutet.

8.1.2 Übertragung auf weitere Nickelfragmente

Bei den Messungen mit einer für $^{58}\text{Ni}^{28+}$ optimierten Einstellung wurden keine anderen Nickelisotope beobachtet. Diese konnten nach einer Änderung der absoluten Feldstärken des ESR und des FRS beobachtet werden. Im Rahmen der Experimente mit Nickelprimärstrahl wurden die oben beschriebenen Messungen der Umlauffrequenz als Funktion der Kühlerspannung jedoch nur mit dem Primärstrahl durchgeführt.

Unter der Annahme, daß sich die Eigenschaften einer Einstellung durch Skalierung aller Felder auf einen Strahl mit leicht veränderter magnetischer

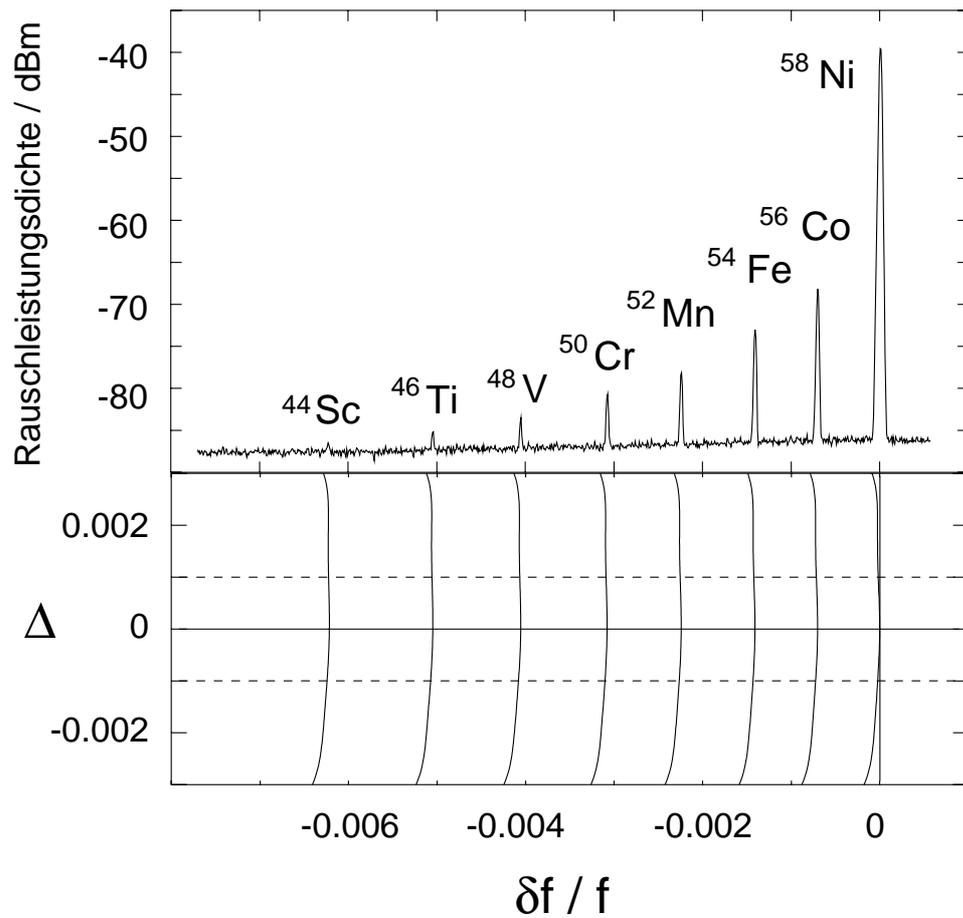


Abbildung 8.3: Der Vergleich der berechneten Umlauffrequenzen aus Abb. 8.2 (unten) mit einem gemessenen Schottky-Spektrum (oben) zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen der berechneten und der gemessenen Umlauffrequenz der einzelnen Nuklide. Mit gestrichelten Linien wurde im unteren Teil die Breite des Akzeptanzfensters des ESR angedeutet.

Steifigkeit übertragen lassen, können die Umlauffrequenzen anderer Nickelfragmente berechnet werden. Insbesondere gilt dies für solche Fragmente deren m/q -Werte sich wesentlich weniger von einander unterscheiden als die des vorigen Abschnitts.

Unter Verwendung der für die ^{58}Ni -Einstellung gefundenen Relation $C(\Delta)$ mit einem veränderten Wert von $(B\rho)_0$ (siehe Gl. (7.4)) wurden so auch die Umlauffrequenzen verschiedener Fragmente bei Einstellung auf die Nickelisotope ^{57}Ni und ^{56}Ni berechnet.

Es zeigt sich, daß die Ergebnisse dieser Berechnungen für die Fragmente mit $A = 2Z + 1$ gut separierte Umlauffrequenzen erwarten lassen, und daß diese Erwartung auch im Experiment bestätigt wurde, siehe Abb. 8.4.

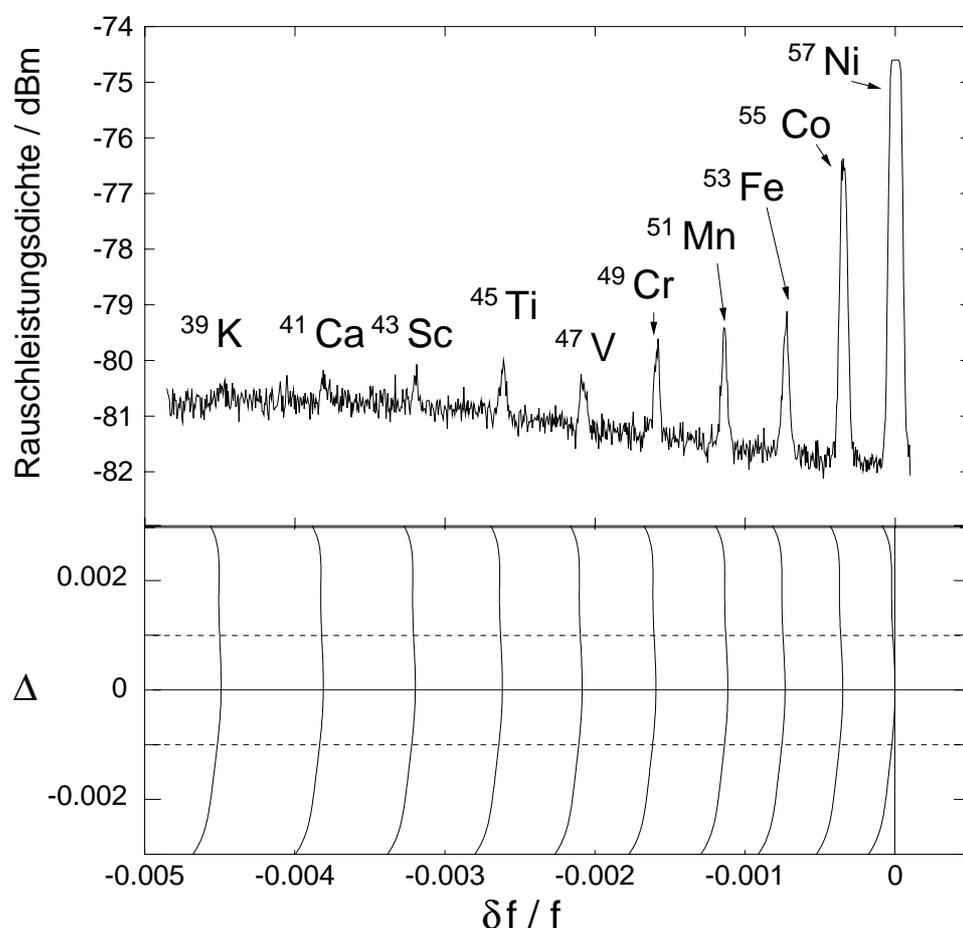


Abbildung 8.4: Vergleich berechneter (als Funktion der von $\Delta = \Delta(B\rho)/(B\rho)_0$, siehe Def. 7.4) und gemessener Umlauffrequenzen für Nickelfragmente mit $A = 2Z + 1$. Wie in Abb. 8.3 deuten die gestrichelten Linien die Breite des Akzeptanzfensters des ESR bei Injektion an. Die Variation des Untergrunds im oberen Teil der Abbildung ist auf die resonante Beschaltung der Schottky-Sonden zurückzuführen (siehe Abschnitt 4.4). Die Frequenzlinie, die zu ^{57}Ni gehört, wurde in ihrer Amplitude abgeschnitten.

Bei der Einstellung auf ^{56}Ni werden im wesentlichen Nuklide mit $A/Z = 2$ transmittiert und gespeichert. Die Unterschiede in den Masse-zu-Ladungsverhältnissen sind hier klein, da der Quotient A/Z in diesem Fall für alle Nuklide gleich ist und die unterschiedlichen m/q -Werte nur noch von der Kernbindungsenergie herrühren. Dies wird im Ergebnis der Rechnungen, die analog zu denen für die Einstellung auf das Nickelisotop ^{57}Ni durchgeführt wurden, deutlich, siehe Abb. 8.5.

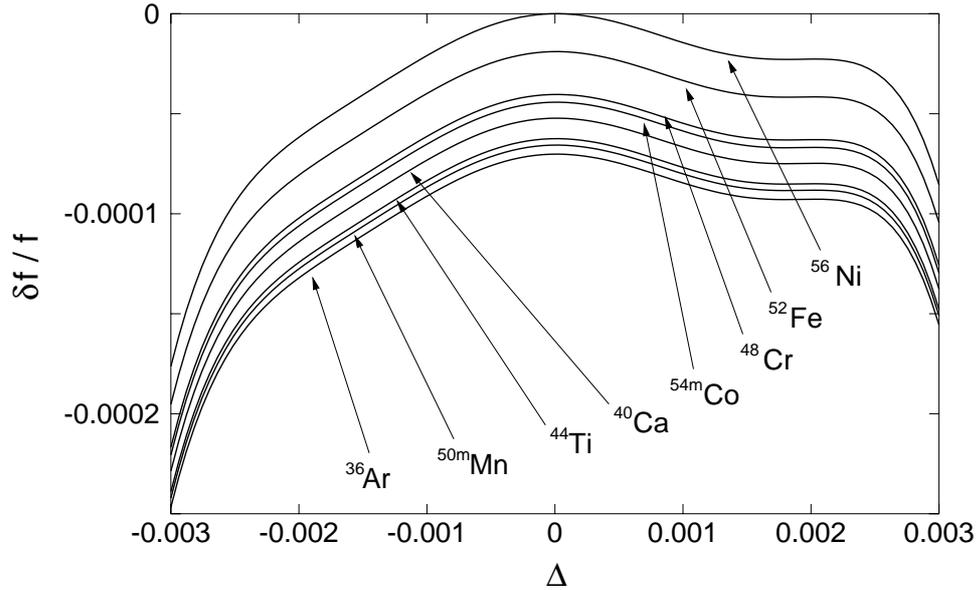


Abbildung 8.5: Berechnete Umlauffrequenzen für Nickelfragmente mit $A/Z = 2$ als Funktion der Koordinate $\Delta = \Delta(B\rho)/(B\rho)_0$ (siehe Def. 7.4). Die Berechnung erfolgte auf der Basis der für ^{58}Ni bei entsprechend höherer magnetischer Steifigkeit gewonnenen Relation $C(\Delta)$. Man beachte die gegenüber den Abbildungen 8.3 und 8.4 um etwa eine Größenordnung veränderte Frequenzskala.

Es ist zu beachten, daß in Abb. 8.5 nur einige Fragmente mit $A/Z = 2$ berücksichtigt wurden. Aufgrund der Tatsache, daß die bei den entsprechenden Experimenten verwendete Schottky-Diagnose mehrere Sekunden benötigt, um ein Frequenzspektrum zu erzeugen, wurden Nuklide mit Halbwertszeiten von weniger als zehn Sekunden (nach [ABBW97]) nicht berücksichtigt. Dies betrifft die Nuklide ^{54g}Co , ^{50g}Mn , ^{46g}V , ^{46m}V und ^{42g}Sc . Weiterhin wurden keine Fragmente berücksichtigt, die sich im m/q -Verhältnis stärker von ^{56}Ni unterscheiden als ^{36}Ar .

Ferner zeigt Abb. 8.5, daß selbst unter Verwendung eines Akzeptanzbereiches von nur $\pm 0.1\%$ Breite für einige der hier genannten Nuklide keine Trennung der Umlauffrequenzen mehr zu erwarten wäre. Lediglich für Nickel und Eisen besteht den Ergebnissen zufolge eine Aussicht auf Separation der Frequenzlinien. Zur Trennung der anderen Fragmente müßte der Akzeptanzbereich künstlich weiter eingeschränkt werden.

8.2 Frequenzspektren von Fragmenten bei isochroner Einstellung

8.2.1 Nickelfragmente

Die ersten Experimente, bei denen Fragmente vom Fragmentseparator bei isochroner Einstellung in den ESR injiziert und gespeichert wurden, erfolgten mit einem ^{58}Ni -Strahl. Bei der zuvor mit dem Primärstrahl untersuchten Einstellung des ESR wurden Fragmente mit $A = 2Z + 2$ injiziert und beobachtet, siehe Abb. 8.3. Das Produktionstarget für die Erzeugung der Fragmente und die Energien des Strahls beim Auftreffen auf das Targets und beim Verlassen desselben entsprechen den in Abschnitt 8.1.1 für die entsprechende Simulation angegebenen Werten. Die Fokussierung wurde entsprechend der Tabelle 6.1 auf Energieisochronie eingestellt.

Das resultierende Spektrum der Umlauffrequenzen ist bereits in Abb. 8.3 dargestellt und mit berechneten Umlauffrequenzen verglichen worden.

Bei Verwendung des gleichen Produktionstargets konnten durch Einstellung der Magnetfelder des FRS und des ESR auf das Fragment ^{57}Ni und bei einer Primärstrahlenergie von $E/A = 480.7$ MeV Nickelfragmente mit $A = 2Z + 1$ gespeichert werden. Das resultierende Frequenzspektrum (Abb. 8.4) wurde ebenfalls bereits im vorhergehenden Abschnitt gezeigt. Aufgrund der kleinen Intensitäten der leichteren Fragmente wurde dabei die resonante Beschaltung der Schottky-Sonden (siehe Abschnitt 4.4) auf deren Umlauffrequenz (bzw. deren entsprechende Harmonische) abgestimmt. Dies führt aufgrund der endlichen Breite des Frequenzbandes, in dem die resonante Beschaltung wirkt, zu dem in Abb. 8.4 beobachteten nicht konstanten Untergrund.

Das Nuklid ^{53}Fe in dem gezeigten Spektrum hat ein bekanntes Isomer mit einer Anregungsenergie von $E^* = 3.0404\text{MeV}$ und einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 2.526\text{m}$ [ABBW97]. Aufgrund des nicht linearen Zusammenhangs zwischen magnetischer Steifigkeit und Umlauffrequenz verschiedener Ionen einer Sorte (siehe Abb. 8.1) zeigte die Verteilung der Umlauffrequenzen der umlaufenden ^{53g}Fe -Ionen eine relativ starke Asymmetrie. Diese war geeignet, den anscheinend schwächer bevölkerten isomeren Zustand im Frequenzspektrum zu überdecken, siehe Abb. 8.6. Aus diesem Grund wurde die $B\rho$ -Breite des gesamten Fragmentstrahls schon vor der Injektion am FRS begrenzt. Dazu wurden an der in Abb. 2.2 mit F_1 bezeichneten Fokalebene des FRS Schlitze so eingefahren, daß die magnetische Steifigkeit des Strahls auf Werte von etwa $B\rho \leq 1.0025 \cdot (B\rho)_0$ beschränkt wurde. Dabei bezeichnet $(B\rho)_0$ die Steifigkeit des Sollteilchens, das sich genau auf der optischen Achse bewegt. So ist es gelungen, die niedrigen Frequenzen des ^{53g}Fe weitestgehend zu eliminieren und dadurch eine Separation des Grundzustands und des Isomers zu erreichen, siehe Abb. 8.7. Zum Vergleich können die Spektren in den Abbildungen 4.6 und 4.7 herangezogen werden, die die erzielte Auflösung in verschiedenen Experimenten zur Schottky-Massenspektrometrie an gekühlten Ionen dokumentieren. Das hier bei isochroner Einstellung gewonnene Spektrum zeigt ein Massenauflösungsvermögen von $m/\Delta m_{\text{FWHM}} = 200000$

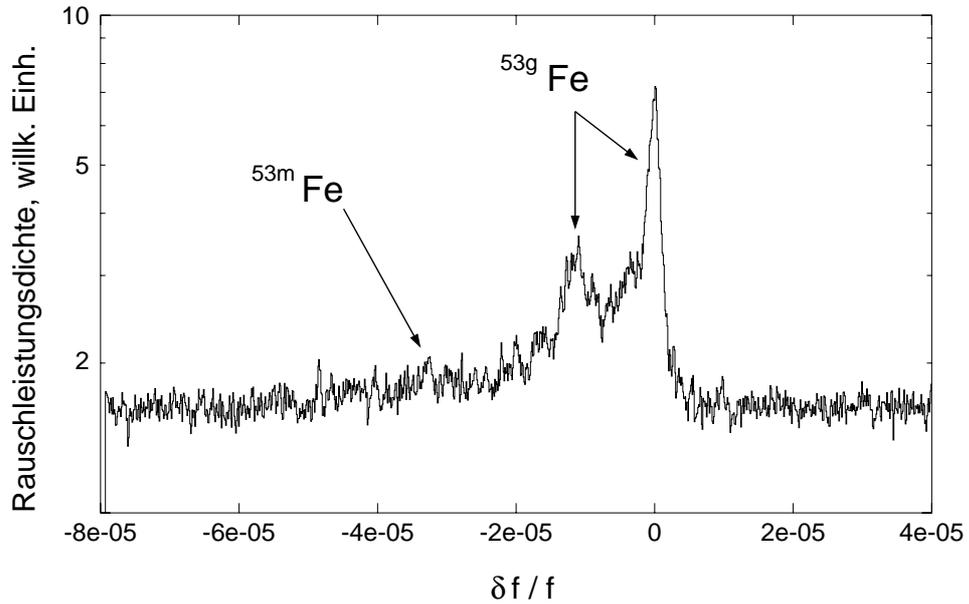


Abbildung 8.6: Frequenzspektrum von ^{53g}Fe bei Nutzung der vollen $B\rho$ -Akzeptanz. Der Grundzustand von ^{53}Fe hat eine relative breite und unregelmäßige Frequenzverteilung, die beiden markierten „Spitzen“ resultieren höchstwahrscheinlich aus der Tatsache, daß die Kurve in Abb. 8.1 an zwei Stellen eine verschwindende Steigung aufweist und daher ein verhältnismäßig breiter Steifigkeitsbereich in ein kleines Frequenzintervall abgebildet wird. Die Auflösung ist nicht ausreichend und der isomere Zustand ist in diesem Spektrum kaum zu identifizieren, da er fast von dem Ausläufer des Grundzustands zu niedrigen Frequenzen hin überlagert wird.

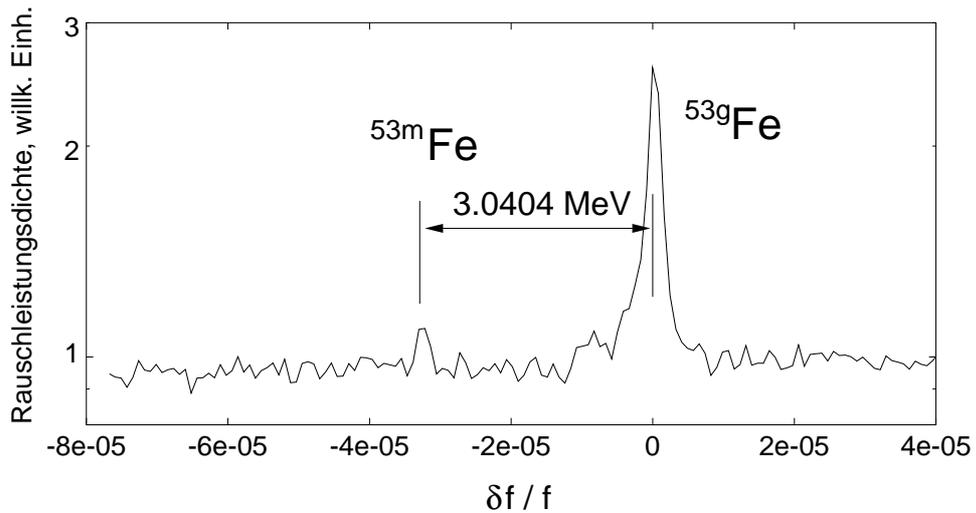


Abbildung 8.7: Frequenzspektrum von ^{53g}Fe und ^{53m}Fe bei Einschränkung der Breite der durch den FRS transmittierten $B\rho$ -Verteilung.

und erreicht dabei nicht ganz den Wert von $m/\Delta m_{\text{FWHM}} = 620000$ aus Abb. 4.7, es ist allerdings schon besser als die in Abb. 4.6 gezeigte Auflösung, die anfänglich mit der Schottky-Massenspektrometrie erzielt wurde. Leider war die Intensität des Isomers klein, so daß die entsprechende Frequenzlinie am Rand der Nachweisbarkeit ist. Deshalb wurde nur für den Grundzustand die Breite der Frequenzverteilung bestimmt, diese beträgt $\sigma_f/f = 1.1 \cdot 10^{-6}$. Daraus ergibt sich der angegebene Wert des Massenaufhebungsvermögens.

Weiterhin wurde im Rahmen dieses Experiments die Apparatur auf des Nickelisotop ^{56}Ni mit $A/Z = 2$ eingestellt, der Primärstrahl hatte dabei eine Energie von $E/A = 482.2$ MeV. Das Auflösen der Umlauffrequenzen der Fragmente, die bei dieser Einstellung gespeichert werden konnten, muß aufgrund der sehr ähnlichen Masse-zu-Ladungsverhältnisse dieser Ionensorten als äußerst schwierig betrachtet werden. Dies zeigt auch Abb. 8.5. Allerdings soll hier nochmals darauf hingewiesen werden, daß die dort gezeigten Frequenzkurven auf einer Messung mit der Einstellung für das schwerere Nickelisotop ^{58}Ni beruhen. Der wahre Verlauf dieser Kurve kann daher aufgrund der Variation der absoluten magnetischen Steifigkeit um etwa 3.5% etwas von den gezeigten Kurven abweichen.

Dennoch illustriert Abb. 8.5, daß bei Verwendung der vollen $B\rho$ -Akzeptanzbreite von etwa $\pm 0.1\%$ keine Separation der Frequenzlinien der einzelnen Nuklide erwartet werden kann. Auch hier konnte durch Einschränkung der Breite der $B\rho$ -Verteilung an der Fokalebene F_1 des FRS die Auflösung erheblich gesteigert werden. Allerdings kann die so eingeführte Beschränkung ($\Delta \leq 0.2\%$ gegenüber der Sollbahn am FRS) nicht direkt auf die Abb. 8.5 übertragen werden, da die Sollsteifigkeit des FRS nicht exakt mit der des ESR übereingestimmt hat. Im Experiment konnte jedoch eine deutliche Verbesserung der Form der Frequenzlinien und der Separation der unterschiedlichen Nuklide beobachtet werden. Mit der angegebenen Einstellung der Schlitze am FRS konnte das in Abb. 8.8 gezeigte Frequenzspektrum gewonnen werden. Dabei wurden vier Einzelspektren gemittelt, die ihrerseits jeweils 1000 Mittelungen enthielten¹. Insgesamt enthält das Spektrum also 4000 Mittelungen. In diesem hochaufgelösten Spektrum kann man noch eine restliche Asymmetrie der Frequenzverteilung speziell des ^{56}Ni erkennen. Diese ist derjenigen in Abb. 8.7 vergleichbar und beeinträchtigt die Auflösung nur relativ wenig. Aus den klar getrennten Frequenzen von ^{56}Ni und ^{52g}Fe , die in der Abbildung durch dickere vertikale Striche hervorgehoben sind, wurden die erwarteten Positionen der anderen genannten Nuklide berechnet. Im Fall der Ionen $^{48}\text{Cr}^{24+}$ und $^{54m}\text{Co}^{27+}$ stimmen diese gut mit zwei beobachteten Frequenzlinien überein, so daß diese Linien den entsprechenden Nukliden zugeordnet werden können. Für die in Klammern angegebenen Ionen läßt sich keine aufgelöste Frequenzlinie mehr finden. Die

¹Es wurde ein Datenaufnahmesystem verwendet, das das Schottky-Rauschen aufgenommen und „online“ einer Fast-Fourier-Transformation unterzogen hat (siehe Abschnitt 4.4). Dies wurde dann (in diesem Fall) 1000 mal wiederholt und die Ergebnisse gemittelt. Nur das Resultat der Mittelung steht danach zur weiteren Verwendung zur Verfügung. Um das Signal-Untergrundverhältnis noch etwas zu verbessern, wurden hier „offline“ vier solcher Spektren gemittelt.

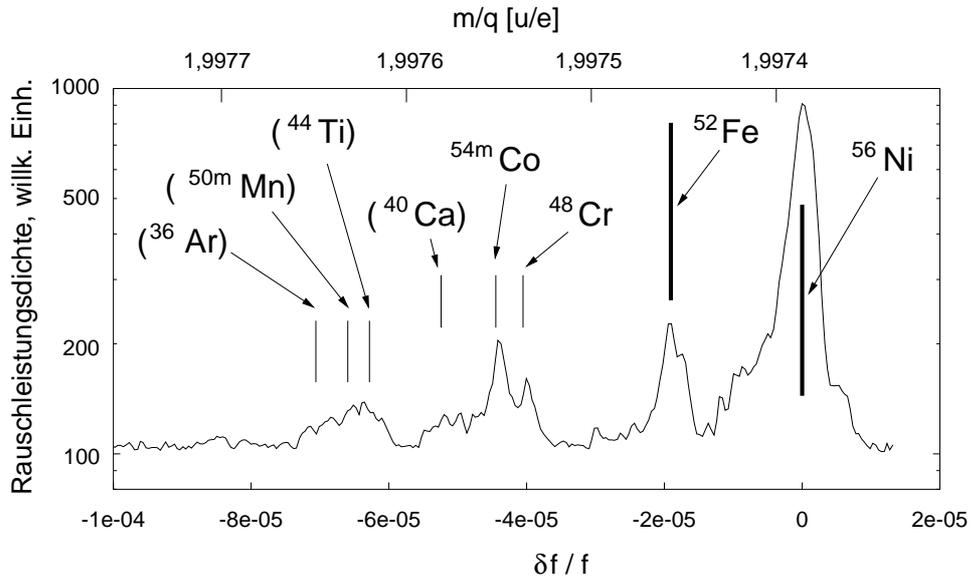


Abbildung 8.8: Frequenzspektrum von Nickelfragmenten mit $A/Z = 2$. Die Umlauffrequenzen von ^{56}Ni und ^{52g}Fe sind ganz deutlich getrennt, für ^{48}Cr und ^{54m}Co ist die Trennung entsprechend den sehr ähnlichen m/q -Werten weniger klar und die übrigen angedeuteten Nuklide sind nicht aufgelöst. Am oberen Bildrand ist das Masse-zu-Ladungsverhältnis m/q angegeben.

Frequenzauflösung beträgt für ^{56}Ni etwa $\sigma f/f = 1.7 \cdot 10^{-6}$, das entspricht einem Massenaufhebungsvermögen von etwa $m/\Delta m_{\text{FWHM}} = 150000$. Dieser Wert sollte eben ausreichen, um die Nuklide ^{48}Cr und ^{54m}Co zu trennen, was sich auch in Abb. 8.8 bestätigt.

8.2.2 Neonfragmente

In einem weiteren Experiment wurden Fragmente eines ^{22}Ne -Strahls im ESR gespeichert und untersucht.

Für das Primärstrahlisotop ^{22}Ne gilt, wie für ^{58}Ni , $A = 2Z + 2$. Allerdings liegen die m/q -Verhältnisse hier aufgrund der kleineren Ordnungszahl weiter auseinander. Tatsächlich unterscheiden sich die leichteren Kerne mit $A = 2Z + 2$ um mehr als ein Prozent im Masse-zu-Ladungsverhältnis von $^{22}\text{Ne}^{10+}$. Das einzige Nuklid, das dem Primärstrahl im m/q -Verhältnis ähnlich ist, ist ^{11}B . Diese Spezies ließ sich jedoch schon bei der nichtisochronen Einstellung der ESR-Fokussierung und bei Verwendung der Elektronenkühlung trotz einer Flächenbelegung des Produktionstargets von etwa 8 g/cm^2 kaum noch nachweisen. Bei isochroner Einstellung ist jedoch die B/ρ -Akzeptanz kleiner. Daher gibt es für diese Einstellung erwartungsgemäß keine Frequenzspektren mit Fragmenten.

Mit einer Einstellung der magnetischen Steifigkeit auf das Neonisotop ^{20}Ne konnten Fragmente mit $A/Z = 2$ beobachtet werden. Dazu wurde ^{22}Ne mit

einer Energie gemäß $E/A = 441.5\text{MeV}$ auf ein Beryllium Target mit einer Flächenbelegung von 8 g/cm^2 gelenkt. Dies ergibt für E/A (^{20}Ne) = 344.6 MeV . Dabei war der ESR entsprechend der Tabelle 7.1 eingestellt, dies entspricht für die Sextupole der „Referenz“-Einstellung des Abschnitts 7.2.2. Zusätzlich wurden auch Fragmente bei einer anderen Sextupoleinstellung gemessen. Als Beispiel wird in Abb. 8.9 jeweils ein Frequenzspektrum von Neonfragmenten mit jeder dieser beiden Sextupoleinstellungen gezeigt. Dabei zeigt sich, daß die in Abschnitt 7.2.2 als „Referenz“ gewählte Ein-

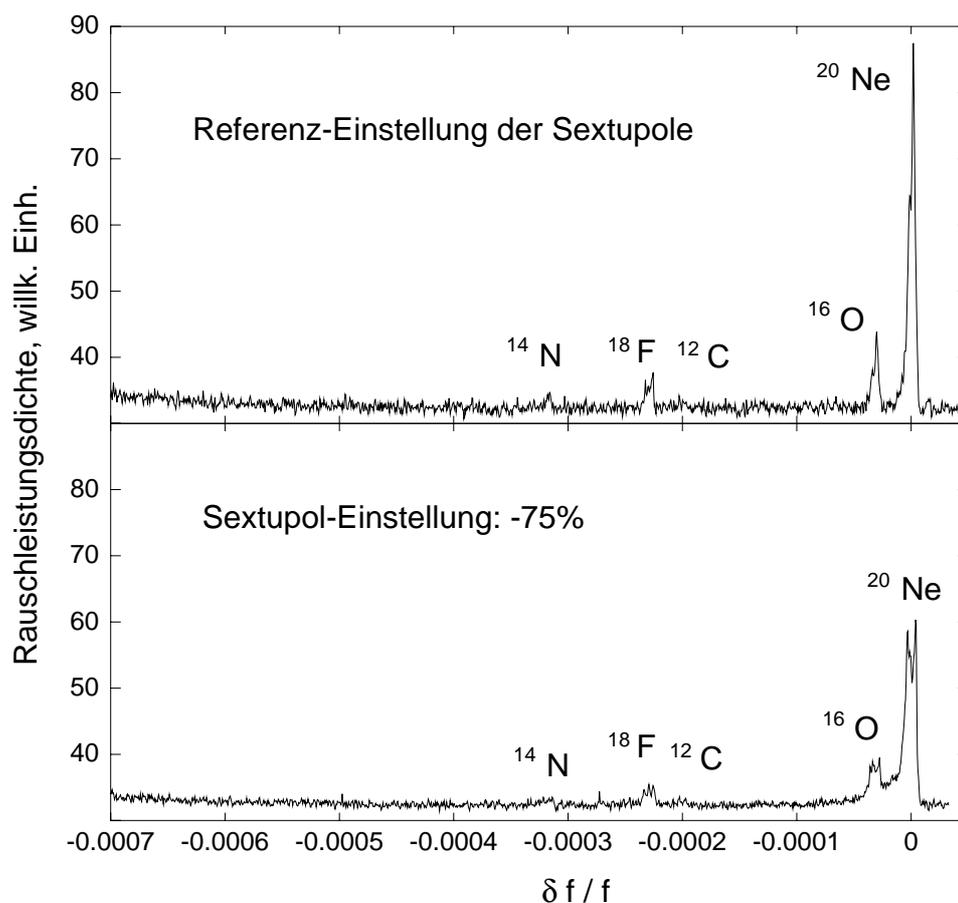


Abbildung 8.9: Frequenzspektren von Neonfragmenten bei zwei verschiedenen Einstellungen der Sextupolfeldstärken. Es ist deutlich zu erkennen, daß bei Verwendung der „Referenz“-Einstellung (oben) die Frequenzverteilungen der einzelnen Fragmente günstiger sind als bei einer Einstellung mit deutlich kleineren Sextupolstärken in einer Sextupolgruppe (siehe Abschnitt 7.2.2). Das unterschiedliche Verhalten des Untergrunds ist auf die Anzahl der Mittelungen (oben 4000, unten 9999) zurückzuführen.

stellung eine günstigere Form der Frequenzlinien erzeugt. Daher werden im folgenden nur Spektren behandelt, die mit dieser Einstellung aufgenommen wurden.

Das Spektrum in Abb. 8.10 stellt eine Mittelung über 13000 Einzelspektren

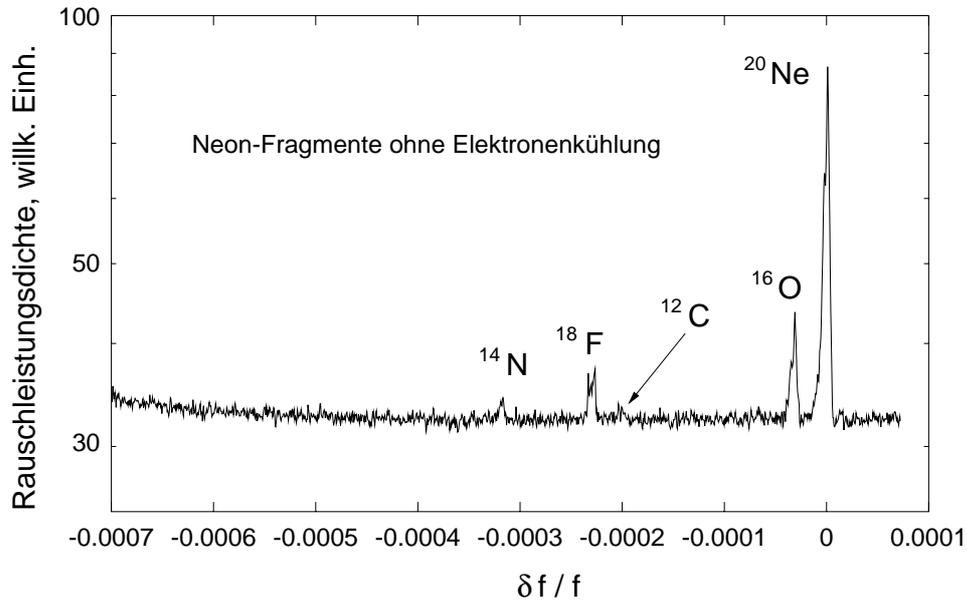


Abbildung 8.10: Frequenzspektrum von Neonfragmenten bei „Referenz“-Einstellung der Sextupole. Die Umlauffrequenzen sind relativ zur Frequenz von ^{20}Ne angegeben. Das gezeigte Spektrum wurde aus zwei Spektren gemittelt und enthält so insgesamt 13000 Mittelungen über Einzelspektren.

dar. Die Umlauffrequenzen der einzelnen hier beobachteten Fragmente sind klar getrennt, obwohl die m/q -Verhältnisse dieser Nuklide mit $A/Z = 2$ untereinander ähnlich sind. Die unterschiedlichen Amplituden sind zum Teil auf unterschiedliche Intensitäten zurückzuführen, zum anderen geht aber auch die Ladung der Ionen quadratisch in die Fläche des jeweiligen Frequenzlinie ein. Speziell die Frequenzverteilungen von ^{20}Ne und ^{16}O weisen eine deutliche Asymmetrie auf, wie sie schon weiter oben diskutiert wurde. Das hier gezeigte Spektrum entspricht einem Massenaufklärungsvermögen von etwa $m/\Delta m_{\text{FWHM}} = 82000$, wobei aber keine zusätzliche Beschränkung des $B\rho$ -Fensters im FRS benutzt wurde, vgl. Abschnitt 8.2.1. Weitere Fragmente mit $A/Z = 2$ konnten aus Gründen der Intensitäten und der niedrigen Ladung nicht nachgewiesen werden.

Im Rahmen dieser Experimente wurde auch die Elektronenkühlung bei Messungen an Fragmenten in isochroner Einstellung eingesetzt. Dadurch bekamen alle Nuklide die gleiche mittlere Geschwindigkeit aufgeprägt und die Breiten der Geschwindigkeitsverteilungen wurden stark reduziert. Demzufolge wurden auch die Frequenzverteilungen schmäler, siehe Abb. 8.11. Das Signal-Rauschverhältnis der einzelnen Linien wurde so deutlich verbessert, sogar das durch eine Ladungsaustauschreaktion entstandene Natriumisotop ^{22}Na konnte nachgewiesen werden. Durch die verbesserte Linienform ergibt sich ein Massenaufklärungsvermögen von $m/\Delta m_{\text{FWHM}} \approx 600000$.

Das hier gezeigte Spektrum unterscheidet sich von dem in Abb. 8.10 nur durch die zwischenzeitliche Applikation der Elektronenkühlung und die An-

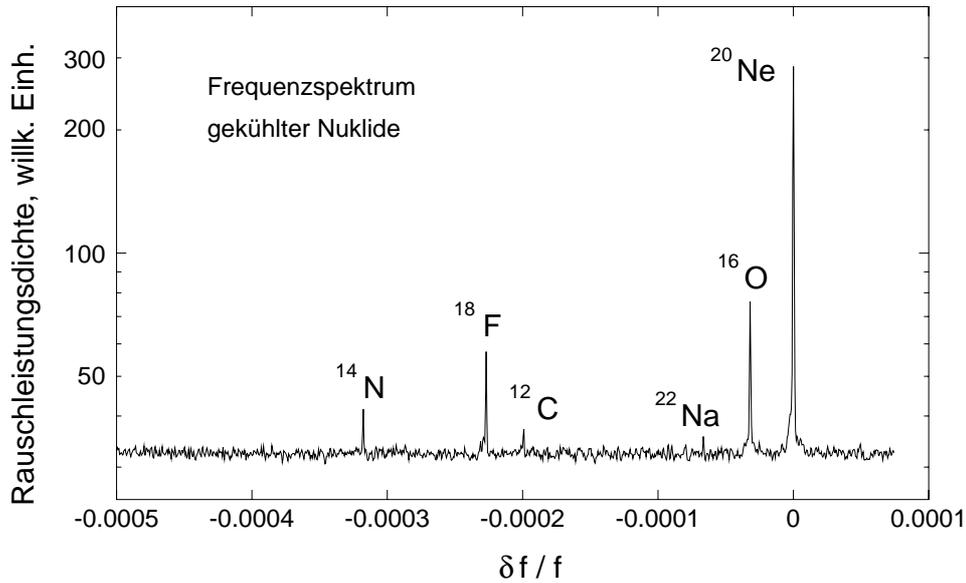


Abbildung 8.11: Frequenzspektrum von gekühlten Neonfragmenten bei isochroner Einstellung des ESR. Gegenüber Abb. 8.10 sind alle Frequenzlinien schmaler und höher. Dadurch läßt sich auch das Natriumisotop ^{22}Na nachweisen, das durch eine Ladungsaustauschreaktion aus dem Primärstrahl (^{22}Ne) entstanden ist.

zahl der Mittelungen. Der Vergleich beider Spektren auf einer absoluten Frequenzskala zeigt, daß sich durch die Elektronenkühlung die Umlauffrequenzen nur innerhalb des ohne Kühlung eingenommenen Bereichs verändert haben, insbesondere sind die Frequenzabstände im wesentlichen gleich geblieben. Exemplarische wird dies in Abb. 8.12 für die intensivsten Frequenzlinien der genannten Spektren illustriert. Bei Verwendung der Elektronenkühlung unterscheiden sich die Spektren nur noch wenig von dem, was bei Schottky-Massenspektrometrie an gekühlten Strahlen und bei der üblichen ESR-Ionenoptik zu erwarten ist. Der Hauptunterschied liegt in dem größeren Abstand der Frequenzlinien bei isochroner Einstellung, der aus den unterschiedlichen Werten des momentum compaction factors α_p (siehe Abschnitt 6.1.2, Gl. (4.2)) resultiert. Bei isochroner Einstellung ist dieser Wert aufgrund der großen Dispersion in zwei der Dipolmagneten um etwa einen Faktor 3 größer. Dies wird beim Vergleich des Spektrums aus Abb. 8.11 mit Abb. 8.13, einem Frequenzspektrum gekühlter Neonfragmente mit $A/Z = 2$ bei nichtisochroner Einstellung des ESR, deutlich. Aufgrund der größeren $B\rho$ -Akzeptanz der nichtisochronen ionenoptischen Einstellung konnten hier auch die Nuklide ^4He und ^{10}B nachgewiesen werden. Das Massenauflosungsvermögen beträgt in diesem Fall etwa $m/\Delta m_{\text{FWHM}} = 200000$. Damit ist es deutlich niedriger als in [GRA⁺98] und in Abb. 4.7. Dies ist darauf zurückzuführen, daß in dem hier vorliegenden Fall die Einstellung des Elektronenkühlers, insbesondere der Überlapp von Ionen- und Elektronenstrahl,

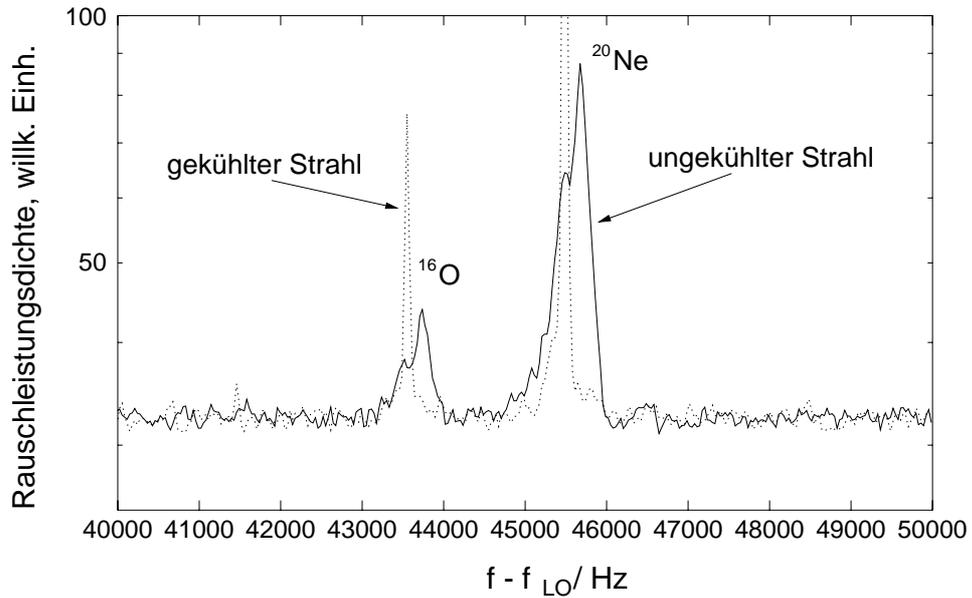


Abbildung 8.12: Vergleich der Frequenzverteilungen von ungekühlten und gekühlten Neonfragmenten bei isochroner Einstellung des ESR. Es ist die 32. Harmonische der Umlauffrequenz auf einer absoluten Frequenzskala angegeben um die Vergleichbarkeit zu gewährleisten.

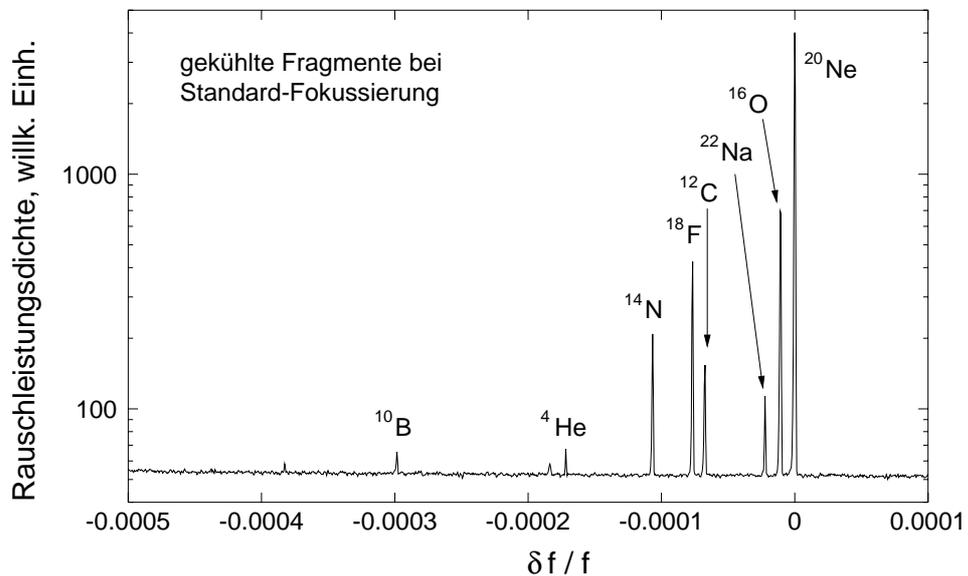


Abbildung 8.13: Frequenzspektrum gekühlter Neonfragmente mit $A/Z = 2$ bei nichtisochroner Einstellung der Fokussierung des ESR. Die Frequenzabstände sind um etwa einen Faktor 3 kleiner als in Abb. 8.10 und Abb. 8.11. Zusätzlich zu den dort beobachteten Nukliden konnte hier ${}^4\text{He}$ und ${}^{10}\text{B}$ nachgewiesen werden. Die kleinen Signale bei etwa $\delta f/f = -0.00018$ bzw. bei $\delta f/f = -0.00038$ sind Artefakte.

nicht optimiert wurde, da dies nicht der Schwerpunkt der Untersuchungen war.

8.3 Der Zusammenhang zwischen Masse und Umlauffrequenz

Zur Bestimmung von Massen aus den Frequenzspektren aus Abschnitt 8.2 ist es zunächst notwendig zu untersuchen, in welcher Relation diese beiden Größen theoretisch zueinander stehen. Ein erster Ansatz ist die Gleichung (4.2) unter Vernachlässigung des geschwindigkeitsabhängigen Terms. Allerdings kann nicht von einem identischen Verschwinden der Frequenzdispersion η (siehe Gleichung (6.38) und (6.39)) ausgegangen werden. Dies liegt einerseits an der Variation des Transitionspunkts in Abhängigkeit von der magnetischen Steifigkeit und andererseits an den unterschiedlichen Teilchengeschwindigkeiten (und Lorentz-Faktoren) der verschiedenen Ionensorten.

In Abschnitt 8.1 wurden allerdings die Umlauffrequenzen verschiedener Spezies als Funktion der magnetischen Steifigkeit berechnet. Innerhalb eines schmalen $B\rho$ -Fensters, dessen Breite von etwa $\pm 0.1\%$ durch die Injektionsakzeptanz gegeben ist, ist der Frequenzverlauf für die betrachteten Ionensorten ähnlich. Ferner hat der Vergleich mit den Spektren gezeigt, daß die Betrachtungen aus Abschnitt 8.1 zutreffend sind. Der dort verwendete Ansatz kann demnach auch zur Berechnung der Frequenzabstände zwischen unterschiedlichen Nukliden benutzt werden.

Für eine gegebene magnetische Steifigkeit $(B\rho)_m$ und die zugehörige Bahnlänge C_m ergibt sich damit die Umlauffrequenz f_m einer Ionensorte mit dem Masse-zu-Ladungsverhältnis m/q nach Gleichung (4.1):

$$f_m(m/q) = \frac{c}{C_m} \beta((B\rho)_m, (m/q)) = \frac{c}{C_m} \sqrt{1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{(B\rho)_m}{c \cdot (m/q)}\right)^2}}. \quad (8.1)$$

Dieser Zusammenhang läßt sich durch Taylorentwicklung um einen gegebenen Wert $(m/q)_0$ des Masse-zu-Ladungsverhältnis und Abbruch der Reihe nach wenigen Gliedern wesentlich vereinfachen. Die Abweichung dieses vereinfachten Ansatzes von Gl.(8.1) wird in Tabelle 8.1 abgeschätzt. Darin wird die relative Frequenzabweichung angegeben, die sich beim Abbruch der Entwicklung nach der ersten bzw. zweiten Ordnung für unterschiedlich breite m/q -Intervalle höchstens ergibt. Aus den dort angegebenen Zahlen, läßt sich ersehen, daß innerhalb eines m/q -Intervalls von $\pm 0.2\%$ Breite eine lineare Näherung an die Funktion $f_m(m/q)$ ausreichend ist, während eine quadratische Näherung bis etwa $\Delta(m/q)/(m/q) = \pm 2\%$ hinreichende Ergebnisse liefern sollte.

Zur Überprüfung dieser Abschätzung wurden die Fragmente mit $N = Z$ für den Bereich $\Delta(m/q)/(m/q) \leq \pm 0.2\%$ und die Spektren aus Abschnitt 8.1.2 für den Bereich $\Delta(m/q)/(m/q) \geq \pm 0.2\%$ herangezogen. Der größte m/q -Unterschied innerhalb eines Spektrums beträgt $\Delta(m/q)/(m/q) = 1.17\%$

n	$\frac{\Delta(m/q)}{(m/q)}$	$\frac{\Delta f}{f}$
1	$\pm 0.2\%$	$\approx 5 \cdot 10^{-7}$
2	$\pm 0.2\%$	$\approx 5 \cdot 10^{-10}$
2	$\pm 0.5\%$	$\approx 6 \cdot 10^{-9}$
2	$\pm 2.0\%$	$\approx 3 \cdot 10^{-7}$
2	$\pm 5.0\%$	$\approx 5 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 8.1: Der Abbruch der Taylorentwicklung der Gleichung (8.1) nach dem Glied der Ordnung n führt bei m/q Intervallen der Breite $\frac{\Delta(m/q)}{(m/q)}$ zu einer Abweichung in der Frequenz, die sich durch die Angabe in Spalte $\frac{\Delta f}{f}$ nach oben abschätzen läßt.

(^{44}Sc gegenüber ^{58}Ni). Für Fragmente mit $N = Z$ ist nach der obigen Abschätzung bereits ein linearer Ansatz ausreichend. Dies wird im folgenden Abschnitt bestätigt. Die Spektren von Fragmenten mit $N > Z$ haben jedoch eine vergleichsweise schlechte Auflösung, die Breite eines Kanals im Spektrum in Abb. 8.3 entspricht $\Delta f/f = 9 \cdot 10^{-6}$ und die einzelnen Linien sind nur wenige Kanäle breit. Insgesamt ist somit keine detaillierte experimentelle Überprüfung der obigen Abschätzung des Fehlers, der aus dem Abbruch der Potenzreihe resultiert, möglich. Es konnte jedoch der Trend beobachtet werden, daß ein Polynom zweiter Ordnung $f_2(m/q)$ die beobachteten Frequenzen etwas besser reproduziert als ein Polynom erster Ordnung $f_1(m/q)$. Die Unterschiede sind allerdings in der Größenordnung der mit einer halben Kanalbreite angenommenen Unsicherheit der Frequenzbestimmung.

8.4 Bestimmung von Massen aus Frequenzspektren

In den Frequenzspektren in den Abschnitten 8.1 und 8.2 sind den beobachteten Frequenzlinien verschiedene Fragmente zugeordnet. Die Massen der neutralen Atome aller dieser Kerne sind bereits experimentell bestimmt und in Tabellen verzeichnet [AW95, ABBW97]. Die Bindungsenergie der Elektronenhülle kann [HAC⁺76] entnommen werden. Somit können die Massen der beobachteten vollständig ionisierten Nuklide als bekannt betrachtet werden.

Im folgenden wird untersucht, ob diese bekannten Massen aus den gemessenen Umlauffrequenzen reproduziert werden können.

8.4.1 Fragmente mit $A/Z = 2$

Die Fragmente mit $A/Z = 2$, die im Rahmen dieser Arbeit beobachtet wurden, unterscheiden sich in ihren Masse-zu-Ladungsverhältnissen um weniger als $\Delta(m/q)/(m/q) = \pm 0.2\%$. Nach den Abschätzungen von Abschnitt 8.3

wird somit die Relation zwischen dem m/q -Verhältnis und der Frequenz durch ein Polynom erster Ordnung hinreichend genau beschrieben:

$$\frac{m}{q} = a_0 + a_1 \cdot f. \quad (8.2)$$

Um dies zu überprüfen wurden zunächst die Schwerpunkte der Frequenzlinien bestimmt. Danach wurde für jedes Fragment folgendes Verfahren angewandt.

Es wurde gemäß Gl. 8.2 eine Ausgleichsgerade für alle in dem entsprechenden Spektrum beobachteten Nuklide mit Ausnahme der Ionensorte, deren Masse bestimmt werden soll, berechnet. Dabei wurden sowohl die Unsicherheiten des Masse-zu-Ladungsverhältnisses gemäß [ABW97] als auch diejenigen der Umlauffrequenz berücksichtigt [PTVF92]. In die resultierende Geradengleichung wurde die gemessene Umlauffrequenz der untersuchten Spezies eingesetzt und so deren Masse-zu-Ladungsverhältnis bestimmt. Dieses Verfahren wurde für alle in einem Spektrum beobachteten Ionensorten durchgeführt. Die daraus resultierenden Werte der Masse wurden dann mit den jeweiligen Werten, die in der Literatur [AW95, ABW97, HAC⁺76] angegeben sind, verglichen.

Als Beispiel wird hier das Spektrum betrachtet, das in Abb. 8.10 abgebildet ist. Die dort dem Nuklid ^{12}C zugeordnete Frequenzlinie ist so schwach, daß dieses Nuklid nicht in die Analyse eingeschlossen wurde. Die verbliebenen vier Nuklide reichen aus, um das oben beschriebene Verfahren anzuwenden. Die Unsicherheiten der eingehenden Massenwerte stammen aus [AW95, ABW97], für die Frequenzunsicherheit wurde $0.4 \cdot \sigma_f$ angenommen, wobei σ_f die aus dem Spektrum bestimmte Breite der jeweiligen Frequenzlinie darstellt. Diese Abschätzung entspricht im Beispiel in Abb. 8.14 etwa 70 bis 90 Hz. Die so aus dem Frequenzspektrum gewonnenen Werte für die Massen der einzelnen Nuklide werden in Abb. 8.14 mit den in der Literatur angegebenen Zahlen verglichen. Dazu wurde die Differenz nach Gleichung (6.4) in die Einheit keV umgerechnet. Die hier gezeigten Fehlerbalken resultieren ausschließlich aus den Unsicherheiten der hier bestimmten Massenwerte, die Fehler der Literaturwerte können dabei vernachlässigt werden, da sie kleiner als ein keV sind.

In den Frequenzspektren von Neonfragmenten besteht das Problem, daß einige der darin enthaltenen Frequenzlinien sich nur schwach vom Untergrund unterscheiden und fast alle Frequenzlinien eine unregelmäßige Form aufweisen, die nicht als normalverteilt angesehen werden kann. Die Unsicherheit der Frequenzbestimmung wurde mit $\delta f = 0.4 \cdot \sigma_f$ angenommen. Diese Wahl stellt sicher, daß das Maximum der Frequenzverteilung jeweils innerhalb der Fehlerbalken um den berechneten Schwerpunkt liegt.

In sieben Spektren konnten mehr als drei Frequenzlinien mit ausreichendem Signal-Untergrundverhältnis beobachtet werden, die Massen der zugehörigen Nuklide wurden nach dem oben beschriebenen Verfahren bestimmt und mit den Literaturwerten verglichen. Die dabei gefundenen Abweichungen weisen eine Streuung mit der Breite $\sigma = 30$ keV auf und der Mittelwert ihrer Verteilung liegt bei Null. Letzteres und die Tatsache, daß kein einheitlicher Trend

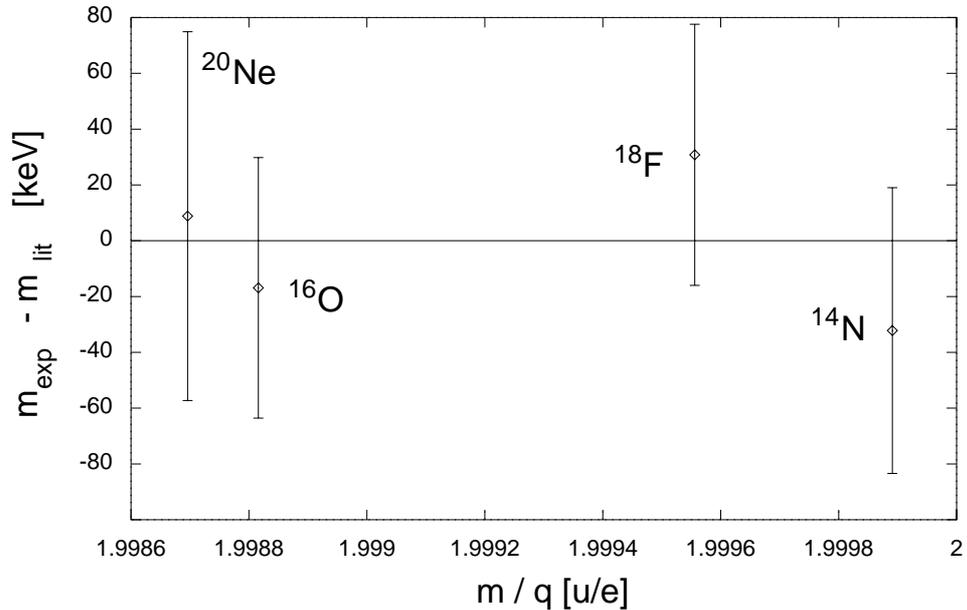


Abbildung 8.14: Abweichung der Massenwerte m_{exp} , die aus dem in Abb. 8.10 gezeigten Umlauffrequenzspektrum gewonnen wurden, von den Literaturwerten m_{lit} . [AW95, ABBW97, HAC⁺76] in Einheiten von keV. Die Differenzen sind gegen die Masse-zu-Ladungsverhältnisse aufgetragen. Die Fehlerbalken entsprechen denen von m_{exp} . Die Literaturwerte haben Unsicherheiten von weniger als einem keV, diese können in dieser Darstellung vernachlässigt werden.

in diesen Abweichungen zu finden war, bestätigen die Abschätzung aus Abschnitt 8.3, derzufolge ein linearer Ansatz die Beziehung zwischen dem Masse-zu-Ladungsverhältnis und der Umlauffrequenz eines Teilchens hinreichend gut approximiert. Die Schwankungsbreiten, die sich für die einzelnen Massenwerte ergeben, streuen mit einer Breite von 35 keV um $\overline{\delta m} = 70 \text{ keV}$.

Für Nickelfragmente mit $A/Z = 2$ konnten in dem Spektrum in Abb. 8.8 vier Frequenzlinien mit hinreichendem Signal-Untergrundverhältnis bestimmt und den entsprechenden Nukliden (^{56}Ni , ^{52g}Fe , ^{48}Cr und ^{54m}Co) zugeordnet werden. Auch hier sind die Linienformen und -Amplituden unvoreteilhaft, der Fehler der Frequenzbestimmung mußte durch Mittelung über mehrere Frequenzbestimmungen ermittelt werden und beträgt etwa $\delta f = 15 \text{ Hz}$. Im Gegensatz zu den Neonfragmenten betragen die Schwankungsbreiten der Literaturwerte der hier verwendeten Massen $4 - 11 \text{ keV}$ [AW95, ABBW97]. Mit diesen Werten wurden die Massen der vier genannten Spezies nach dem oben beschriebenen Verfahren bestimmt und die Ergebnisse mit den bekannten Werten aus der Literatur verglichen (siehe Abb. 8.15). Dabei wird wieder der Fehlerbalken der Massenbestimmung, die im Rahmen dieser Arbeit erfolgte, angegeben, zusätzlich wird derjenige der Literaturwerte dargestellt. Die Werte zeigen eine gute Übereinstimmung. Der lineare Ansatz (8.2) ist

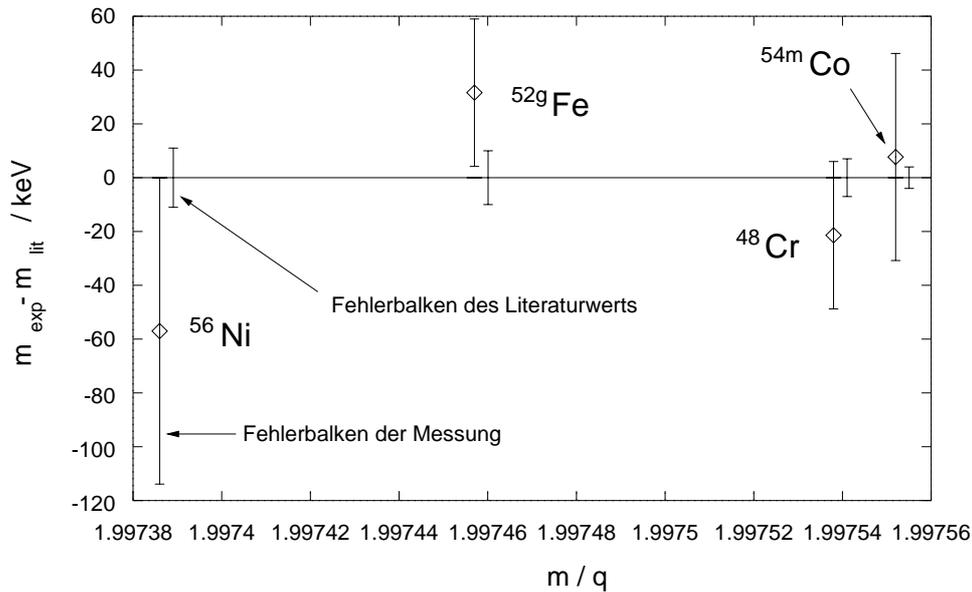


Abbildung 8.15: Vergleich der Massenwerte für Nickelfragmente, die aus dem Spektrum in Abb. 8.8 gewonnen wurden mit den Literaturwerten. Die Differenz der Massenwerte wird in keV angegeben. Rechts daneben ist jeweils die angegebene Schwankungsbreite des Literaturwerts angegeben.

demzufolge zutreffend.

Bei den Experimenten mit Neonfragmenten wurde zeitweise die Elektronenkühlung eingesetzt. In Abschnitt 8.2.2 wurde bereits ein Frequenzspektrum von gekühlten Neonfragmenten bei isochroner Einstellung gezeigt. Ferner wurde dort bereits erwähnt, daß sich die Auflösung des Frequenzspektrums durch die Elektronenkühlung verbessert. Die Kühlung hat aber nicht nur schmalere Frequenzlinien zur Folge sondern beeinflusst auch die magnetischen Steifigkeiten und die Bahnlängen der einzelnen Teilchen.

Ohne Kühlung nehmen die verschiedenen Ionensorten den gleichen Bereich der magnetischen Steifigkeit, und somit der Bahnlängen, ein. Dazu müssen sie aufgrund der verschiedenen m/q -Verhältnisse unterschiedliche mittlere Geschwindigkeiten haben. Die unterschiedlichen Frequenzen resultieren aus diesen unterschiedlichen Geschwindigkeiten.

Mit Kühlung haben die Ionen aller Spezies praktisch die gleiche mittlere Geschwindigkeit, die einzelnen Spezies unterscheiden sich aber in ihren Bahnlängen und demzufolge in ihren Umlauffrequenzen. Der Zusammenhang zwischen der magnetischen Steifigkeit und der Bahnlänge ist aufgrund der Fluktuationen von $\gamma_t(\Delta)$ (siehe Abschnitt 7.2.1) nichtlinear, er unterliegt Schwankungen in Abhängigkeit von $B\rho$. Dies beeinflusst im Fall ungekühlte Ionen die Frequenzverteilungen aller Nuklide in etwa gleich. Mit Kühlung hingegen haben die einzelnen Nuklide scharf definierte magnetische Steifigkeiten, wobei die verschiedenen Nuklide unterschiedliche Werte haben. Der Frequenzabstand zwischen zwei Nukliden wird aber durch den

mittleren Wert von γ_t im Steifigkeitsintervall zwischen diesen beiden Spezies bestimmt (siehe Gl. (7.5)). Somit verschieben sich diese Abstände aufgrund der Fluktuationen von γ_t leicht. Dies hat einen systematischen Fehler von Massenwerten zur Folge, die aus den gemessenen Umlauffrequenzen bestimmt werden. Ein Beispiel dazu wird in Anhang B gegeben.

Da dieser systematische Fehler zu erwarten ist, soll an dieser Stelle nur ein Beispiel für eine Massenbestimmung für gekühlte Fragmente gegebene werden, bei der dieser Effekt scheinbar keine entscheidene Rolle gespielt hat. In diesem Beispiel, dessen Ergebnis in Abb. 8.16 dargestellt ist, konnten die Massenwerte der beteiligten Nuklide bis auf wenige keV reproduziert werden. Insgesamt bleibt aber festzuhalten, daß eine Massenmessung bei

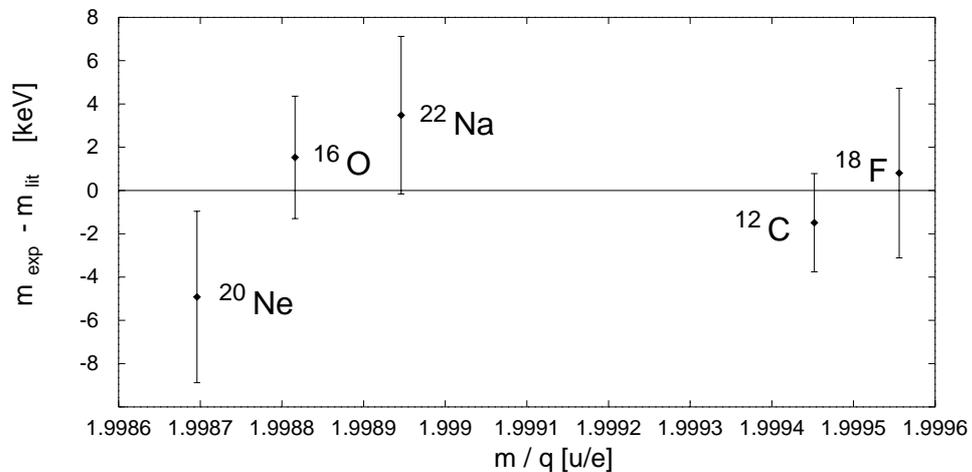


Abbildung 8.16: Die Ergebnisse einer Massenbestimmung aus dem Frequenzspektrum eines gekühlten Fragmentstrahls im Vergleich zu den Literaturwerten [AW95, ABBW97].

isochroner Einstellung des ESR und Elektronenkühlung *a priori* nicht sinnvoll erscheint, da die die isochrone Einstellung entwickelt wurde, um die Massen von Kernen zu bestimmen, die aufgrund ihrer Halbwertszeiten nicht mehr gekühlt werden können. Somit braucht dieser systematische Fehler nicht weiter untersucht zu werden.

Für die Bestimmung von Massen aus den Umlauffrequenzen ohne die Verwendung von Elektronenkühlung spielen diese Fluktuationen von $\gamma_t(B\rho)$ nur dann eine entscheidende Rolle, wenn nur wenige einzelne Ionen einer Sorte beobachtet werden. In diesem Fall können die einzelnen Teilchen innerhalb des ESR-Akzeptanzbereichs eine beliebige magnetische Steifigkeit haben. Der Frequenzabstand zwischen zwei einzelnen unterschiedlichen Teilchen repräsentiert dann nicht mehr den Abstand, der sich bei Mittelung über mehrere Teilchen ergeben würde. Daher sollte in diesem Fall, wenn es nicht möglich ist, ausreichend viele Messungen zur Reproduktion der Frequenzverteilungen zu unternehmen, die volle (typische) Breite dieser Frequenzlinien als Unsicherheit der Frequenzbestimmung angenommen werden.

8.4.2 Nickelfragmente mit $A/Z > 2$

Die Abbildungen 8.3 und 8.4 zeigen bereits die wichtigsten Umlauffrequenzspektren von Nickelfragmenten mit $A/Z \neq 2$. Die Ionen liefen dabei ungekühlt im ESR um. Die m/q -Intervalle, die von den beobachteten Ionen bevölkert wurden, erstrecken sich über Bereiche von etwa $\Delta(m/q)/(m/q) = 1.2\%$ im Fall der Fragmente mit $A = 2Z + 2$ und 0.85% bei den Nukliden mit $A = 2Z + 1$. Der Tabelle 8.1 entsprechend, müßte in beiden Fällen ein Polynom zweiter Ordnung als Relation zwischen m/q und der Umlauffrequenz verwendet werden. Aufgrund der beschränkten Frequenzauflösung der Spektren kann aber auch hier der lineare Ansatz aus Gl. 8.2 verwendet werden, wie schon in Abschnitt 8.3 festgestellt wurde.

Quantitativ ist auch hier die Unsicherheit der Frequenzbestimmung schwierig abzuschätzen. Der Schwerpunkt läßt sich genauer reproduzieren, als es der 1σ -Breite der jeweiligen Frequenzlinie entspricht, eine Skalierung der Breiten mit der Fläche verbietet sich aufgrund der großen Intensitätsunterschiede. Für die Spektren von Fragmenten mit $A = 2Z + 2$ zeigte sich, daß die Frequenzlinien sich aufgrund der Auflösung der Spektren über nur wenige Kanäle erstrecken. Daher wurde der Fehler zu einer halben Kanalbreite festgelegt, dies stimmt mit der Schwankungsbreite bei mehrfacher Bestimmung des Schwerpunkts überein. Die Ergebnisse der Massenbestimmung auf der Grundlage dieser Abschätzung sind in Abb. 8.17 dargestellt. Die Abweichun-

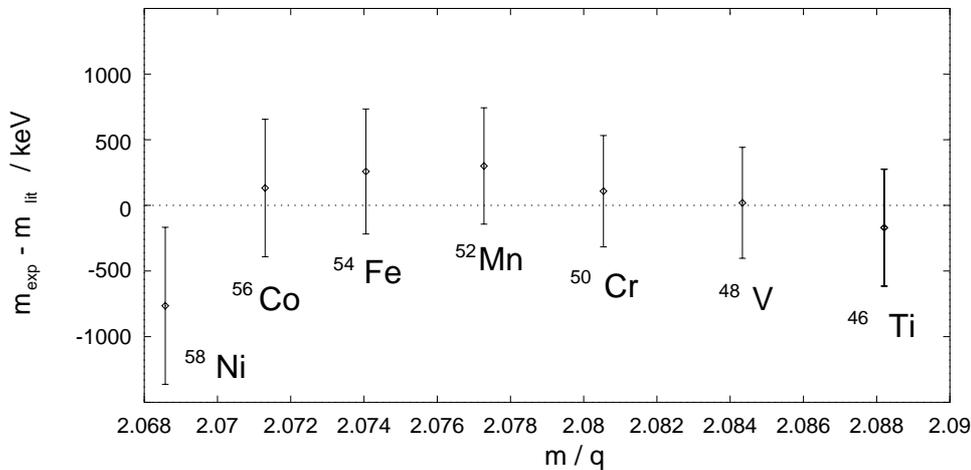


Abbildung 8.17: Ergebnisse der Massenbestimmung von Nickelfragmenten mit $A = 2Z + 2$ im Vergleich zu den Literaturwerten [AW95, ABBW97] in keV. Die gezeigten Daten wurden aus dem Spektrum in Abb. 8.3 gewonnen, dabei wurde das Scandium nicht berücksichtigt, da hier aufgrund des unvorteilhaften Signal-zu-Rauschverhältnis die Frequenz nicht hinreichend präzise bestimmt werden konnte.

gen von den Literaturwerten sind relativ groß und zeigen einen deutlichen Trend zweiter Ordnung, wie es nach den Ausführungen von Abschnitt 8.3

angesichts der Breite des abgedeckten m/q -Bereichs zu erwarten ist. Allerdings sind die Abweichungen für alle Nuklide mit Ausnahme des Nickels kleiner als die Unsicherheiten, die sich aus der Unsicherheit der Frequenzbestimmung ergeben. Trotzdem wurden Ausgleichspolynome zweiter Ordnung bestimmt, die Abweichungen der damit gewonnen Massen von den Literaturwerten sind in Abb. 8.18 dargestellt und teilweise deutlich kleiner als bei

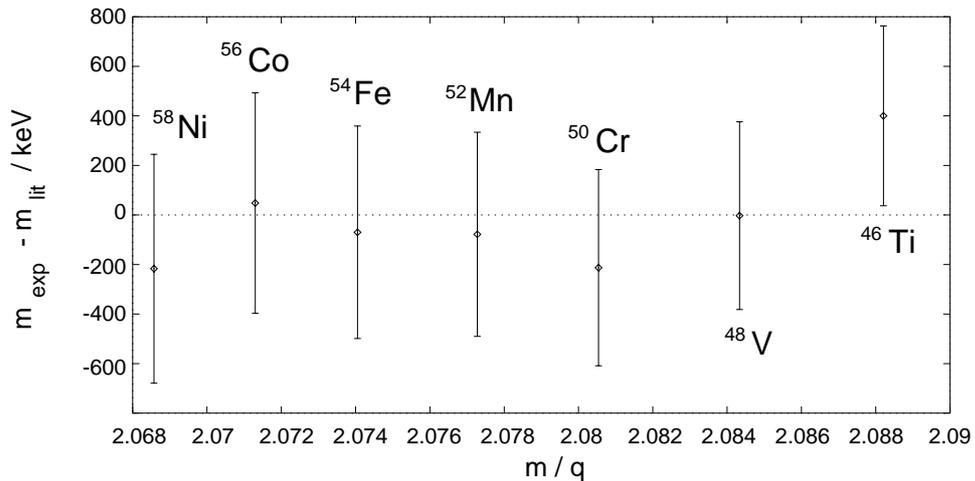


Abbildung 8.18: Ergebnisse der Massenbestimmung von Nickelfragmenten mit $A = 2Z + 2$ im Vergleich zu den Literaturwerten [AW95, ABBW97] in keV unter Verwendung von Ausgleichspolynomen zweiter Ordnung. Die Fehlerbalken werden durch die Frequenzunsicherheiten bestimmt.

Verwendung linearer Ausgleichsfunktionen.

ähnlich wurde für die Fragmente mit $A = 2Z + 1$ verfahren. Da hier nur ein schmalerer Frequenzbereich abgedeckt werden mußte, enthalten die einzelnen Frequenzlinien eine größere Anzahl Kanäle, der Frequenzfehler wurde hier mit etwa einem Fünftel der Kanalbreite abgeschätzt. Das Ergebnis ist in Abb. 8.19 dargestellt. Sowohl die Fehlerbalken als auch die Abweichungen vom Literaturwert sind hier kleiner als im vorigen Beispiel. Aber auch hier erweist sich die Beschreibung durch eine Polynom zweiter Ordnung als etwas günstiger. Dies ist möglicherweise auf den

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß eine präzise Massenbestimmung zunächst Frequenzspektren möglichst hoher Auflösung erfordert. Ferner sollten solche bekannten Massen zur Kalibration herangezogen werden, die sich von der zu untersuchenden Ionensorte möglichst wenig im Masse-zu-Ladungsverhältnis unterscheiden. Liegt die Gesamtbreite des genutzten m/q -Intervalls unterhalb von etwa $\pm 0.2\%$, so kann der lineare Ansatz (8.2) verwendet werden.

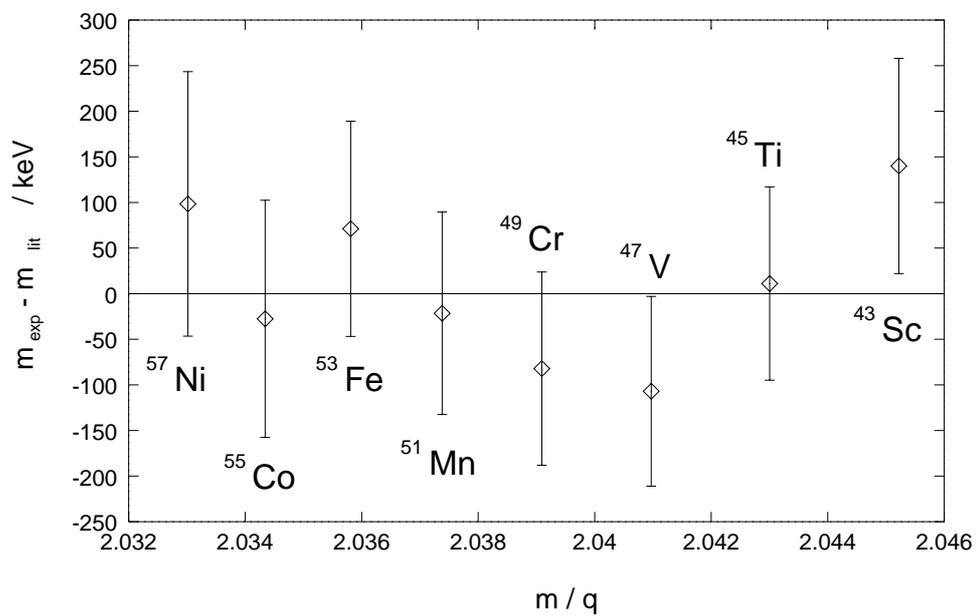


Abbildung 8.19: Ergebnisse der Massenbestimmung von Nickelfragmenten mit $A = 2Z + 1$ im Vergleich zu den Literaturwerten [AW95, ABBW97] in keV. Die hier gezeigten Werte entsprechen dem Spektrum in Abb. 8.4.

Kapitel 9

Erster Test des Flugzeitdetektors am ESR

In Kapitel 5 wurde bereits dargelegt, welche Schwierigkeiten speziell bei der Messung von Massen exotischer Kerne weitab der β -Stabilität am ESR zu berücksichtigen sind. Die kleinen Produktionsraten und die kurzen Lebensdauern dieser Kerne erfordern neben der isochronen Einstellung des ESR, die in den vorangegangenen Kapiteln behandelt wurde, eine Methode die Umlaufzeit *einzelner* Ionen innerhalb *kürzester* Zeit zu bestimmen.

9.1 Der Flugzeitdetektor

Da die Standard-Diagnosemethoden am ESR diese Anforderungen nicht erfüllen, wurde ein spezieller Detektor für diesen Zweck entwickelt [TBE⁺92, Trö93, Rad94, WBB⁺97]. In Anlehnung an [BH78] beruht dieser Detektor auf dem folgenden Prinzip. Eine dünne Folie wird im Strahlweg plaziert. Die energiereichen Schwerionen lösen beim Auftreffen auf diese Folie an deren Oberfläche Sekundärelektronen aus, die dann mit Hilfe gekreuzter elektrischer und magnetischer Felder abgezogen und *isochron* auf einen geeigneten Elektronendetektor gelenkt werden.

Die Verwendung von Kohlenstofffolien mit einer Flächenbelegung von etwa $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ stellt sicher, daß Schwerionen von einigen hundert A MeV nur einen relativ kleinen Energieverlust erleiden. Die Winkelstreuung ist sogar noch kleiner und vernachlässigbar. Dadurch wird es möglich, diese Ionen trotz der Wechselwirkung mit der Folie über (mindestens) mehrere hundert Umläufe im ESR zu speichern und zu beobachten.

Als Detektor für die Sekundärelektronen werden Vielkanalplatten (engl. Multi Channel Plates, MCPs) in einer „Chevron“-Anordnung verwendet. Dadurch soll die Verstärkung des zweiten MCP in eine Sättigung getrieben werden um die Amplitudenstreuung zu begrenzen, da eine große Amplitudenstreuung einer optimalen Zeitauflösung abträglich ist. Das Design dieser

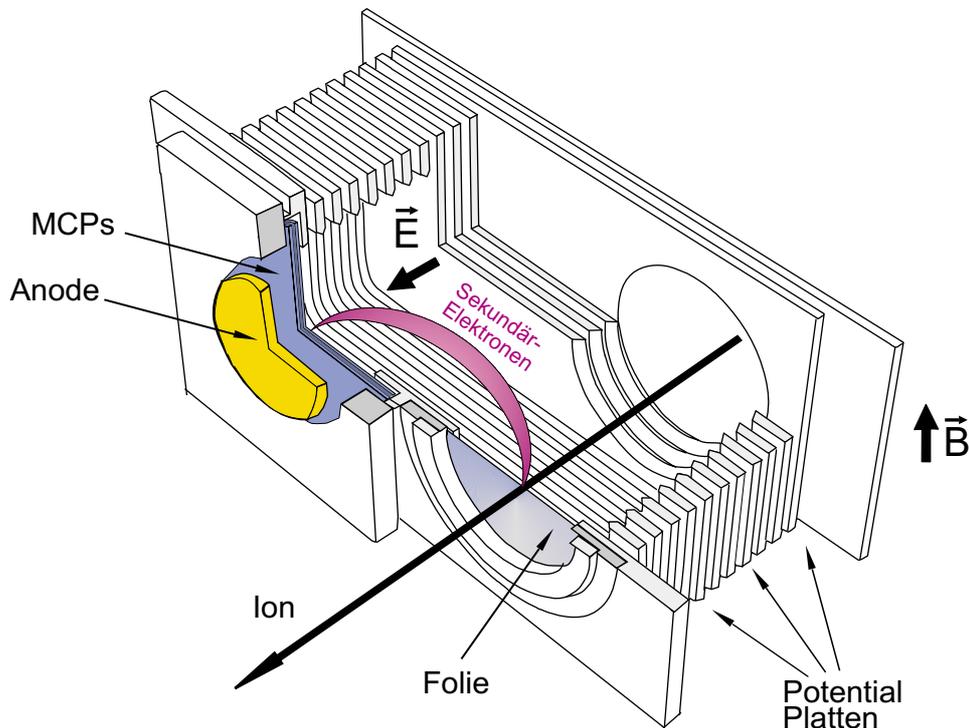


Abbildung 9.1: Schematische Darstellung der elektrostatischen Einheit des Flugzeitdetektors und der Funktionsweise des Detektors. Die aus der Folie ausgelösten Sekundärelektronen fliegen isochron auf Zykloidenbahnen zu den MCPs, dort wird das Signal verstärkt und wird dann von der Anode über hochwertige Signalkabel abgezogen.

MCP-Detektoren wurde auf die Erzeugung möglichst kurzer Signale ausgelegt, bei typischen Signalen wurde eine Gesamtlänge von etwa 3 ns beobachtet, die Anstiegsflanke des Signals hat eine Dauer von etwa einer ns. Die kurzen Signale ermöglichen eine präzise Zeitmessung. Ferner ermöglichen sie die Auflösung von Signalen, die einander in kurzen zeitlichen Abständen (etwa 5 ns) folgen und damit eine hohe Wiederholrate.

Das magnetische Feld wird bei diesem Detektor durch einen Elektromagneten [Sen92] erzeugt während das elektrische Feld zur Ablenkung der Sekundärelektronen durch Potentialplatten erzeugt wird (siehe Abb. 9.1).

Schwerionen, die durch die Folie hindurch fliegen, lösen auf beiden Seiten der Folie Sekundärelektronen aus. Der verwendete Detektor nutzt die Elektronen beider Seiten der Folie¹. Dadurch ergeben sich zwei Signalzweige. Diese nutzen das gemeinsame Magnetfeld und die Potentiale zur Erzeugung des elektrischen Ablenkkfelds. Die MCP-Detektoren der beiden Signalzweige hingegen sind unabhängig voneinander. Der Aufbau mit zwei Signalzweigen hat mehrere Vorteile:

¹Abb. 9.1 zeigt eine Hälfte der elektrostatischen Einheit zur Illustration der Funktionsweise, die andere Hälfte ergibt sich durch Punktspiegelung in der Folienmitte.

1. eine weitgehende Redundanz für den Fall eines Defekts in einem Signalzweig
2. eine Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit, da diese für die einzelnen Signalzweige kleiner als 100% ist
3. die Möglichkeit einer Koinzidenzschaltung zur Unterdrückung eines möglichen Untergrunds
4. die Verwendung einer Hälfte zur Bestimmung des Orts, an dem das Teilchen die Folie getroffen hat. Hierzu wurde ein spezieller ortsauflösender Anodenaufbau entwickelt, dessen Design einen Einsatz in Verbindung mit dem Flugzeitdetektor erlaubt [Kle95, Hau95]. Die dazu notwendigen Abbildungseigenschaften zwischen Folie und MCP-Detektor sind zumindest in horizontaler Richtung erreichbar, erfordern jedoch eine Änderung der Feldkonfiguration gegenüber der derzeitigen Einstellung die als Optimum bezüglich hinreichender Effizienz und guter Zeitauflösung experimentell bestimmt wurde [Rad94].

Das gesamte System des Flugzeitdetektors wurde von Beginn an darauf ausgelegt, im ESR eingesetzt zu werden. Daher wurde hinsichtlich der Wahl der Materialien und des Designs besonderer Wert auf die Erfüllung der strengen vakuumtechnischen Kriterien gelegt.

Im Rahmen der experimentellen Optimierung und Erprobung des Flugzeitdetektors konnte mit α -Teilchen im Labor eine Zeitkorrelation zwischen beiden Signalzweigen mit einer Breite von nur etwa 100 ps (FWHM) beobachtet werden [Rad94]. Bei einem Test mit relativistischen Schwerionen am FRS konnte dieser Wert sogar auf etwa 85 ps verbessert werden. Diese Zeitauflösungen beinhalten die Beiträge der Elektronik und stellen gute Werte dar.

9.2 Einbau des Flugzeitdetektors im ESR

Die Implementation des Flugzeitdetektors am ESR erforderte eine Möglichkeit den Detektor in den Strahlweg zu fahren und ihn wieder zu entfernen, ohne das Vakuumsystem des ESR zu öffnen. Es wurde eine Lösung gewählt, bei der der Detektor direkt in das ESR-Vakuumsystem eingebracht wird. Dazu existiert ein zusätzliches Vakuumsystem außerhalb des Rings, in dem der Detektor sich befindet, wenn er nicht eingesetzt wird. Beide Systeme sind durch ein Ventil voneinander getrennt. Wenn es geöffnet ist, kann der Detektor in den Strahlweg gefahren werden. Das zusätzliche Vakuumsystem umfaßt unter anderem eine Testkammer, die es erlaubt, den Detektor auch außerhalb des ESR zu betreiben und so seine Funktionstüchtigkeit sicherzustellen.

Diese Tests werden mit einem Laser durchgeführt, der ultraviolette Licht abstrahlt. Durch entsprechende Fenster in der Testkammer kann dieses auf

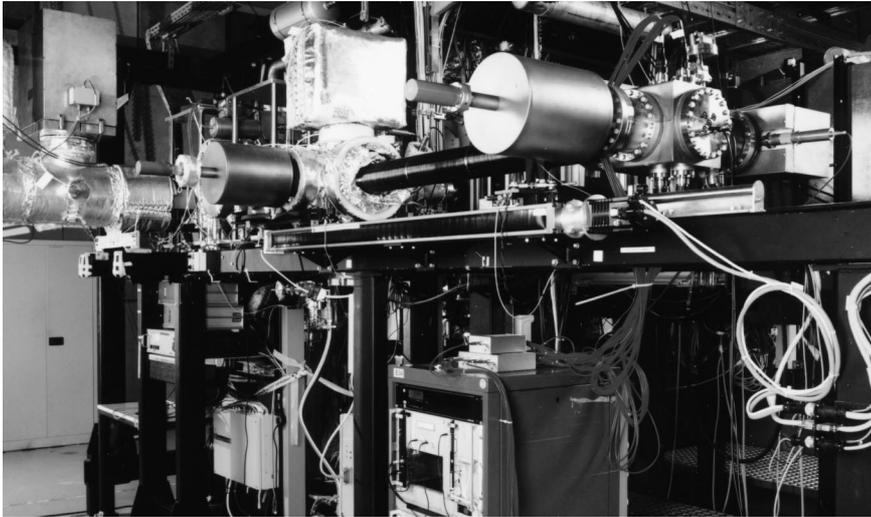


Abbildung 9.2: Überblick über das Vakuumsystem des Flugzeitdetektors. Im Vordergrund rechts ist die Vakuumkammer, die alle elektrischen Anschlüsse beinhaltet, mit zwei angeschlossenen Vakuumpumpen zu sehen. Links daneben befinden sich der Faltenbalg, der ein Verfahren des Detektors ermöglicht, und eine weitere Kammer mit zwei Pumpen an. Dahinter schließen sich die durch ein Ventil getrennten eigentlichen Detektorkammern mit den Magneten an. Foto: A. Zschau, GSI

die Folie gerichtet werden, wo es Sekundärelektronen auszulösen vermag. Das Verfahren des Detektors zwischen der Testposition und der Einsatzposition im ESR geschieht mit Hilfe eines Schrittmotors, der die elektrostatische Einheit inklusive der MCP-Detektoren über eine Strecke von etwa 85 cm bewegt.

Zur Ableitung der Signale werden hochwertige halbstarre Kabel mit einem Wellenwiderstand von 50Ω verwendet. Flexible Leitungen waren mit den vakuumtechnischen Anforderungen des ESR nicht zu vereinbaren. Diese Signalleitungen und die Verbindungen für die notwendigen Hochspannungen sind innerhalb des Vakuumsystems fest verlegt, außerhalb des Vakuums werden flexible Leitungen verwendet, um ein Verfahren des Detektors zu ermöglichen.

Während eines Experiments am ESR ist dieses Areal aus Sicherheitsgründen nicht betretbar. Aus diesem Grund sind sowohl die für den Betrieb des Detektors notwendigen Hochspannungen, als auch der Strom zur Erzeugung des Magnetfelds fernsteuerbar. Auch das Verfahren des Detektors durch den Schrittmotor erfolgt ferngesteuert, gleiches gilt (im Prinzip) für das Öffnen und Schließen des Ventils. Da auch die angeschlossene Elektronik im wesentlichen fernsteuerbar ist, besteht während eines Experiments keine Notwendigkeit, den Sicherheitsbereich des ESR zu betreten.

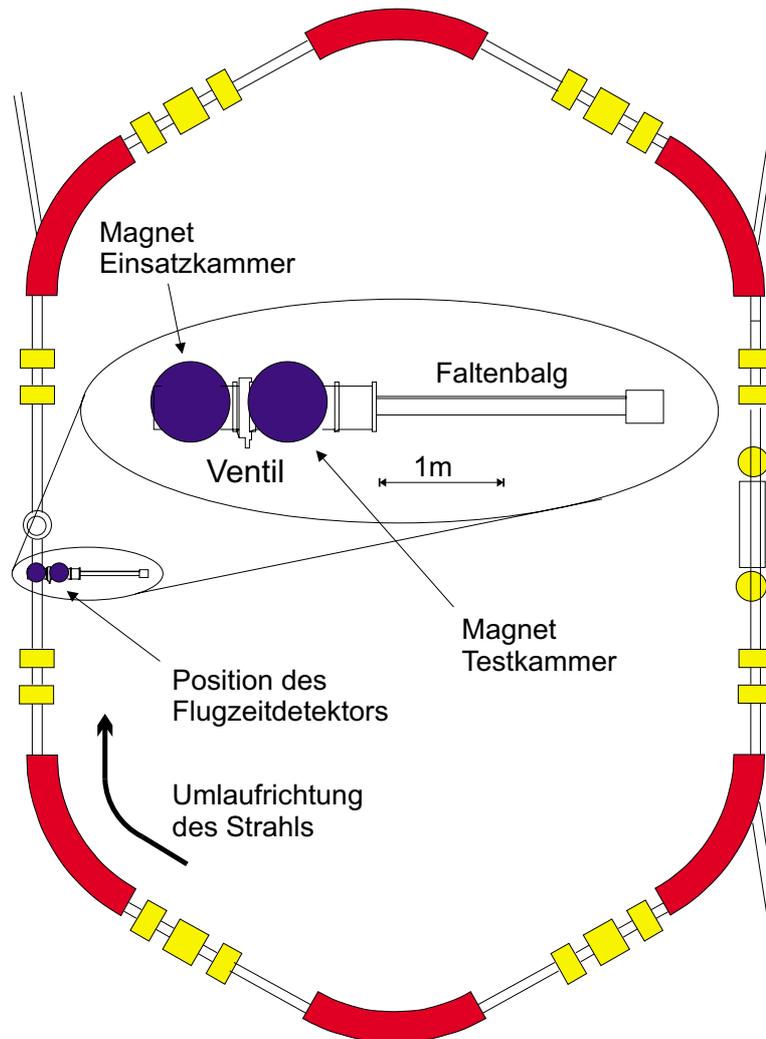


Abbildung 9.3: Der ESR mit dem Flugzeitdetektorsystem. In dem vergrößerten Ausschnitt sind die Magnete und die Vakuumkammern (ohne Pumpen) dargestellt.

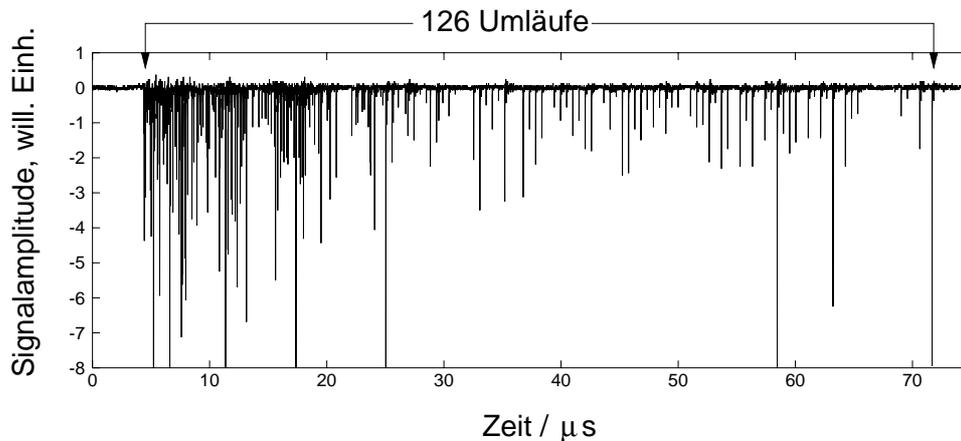


Abbildung 9.4: Analoges Detektorsignal von einzelnen ^{58}Ni -Ionen mit einer kinetischen Energie von etwa 344.65 MeV/u über bis zu 126 Umläufe bei isochroner Einstellung des ESR. Die Abtastrate betrug 100 MS/s.

9.3 Erste Inbetriebnahme des Flugzeitdetektors am ESR

Die erste Inbetriebnahme des Flugzeitdetektors am ESR mit gespeicherten Schwerionen erfolgte im November 1997. Dem ging die Installation des gesamten Systems und die Durchführung erster Untersuchungen in der Testposition des Detektors voraus. Bei diesen vorbereitenden Tests wurde ein ultravioletter Laser benutzt, um Sekundärelektronen aus der Folie auszulösen. Dabei wurden hinreichend große Signalamplituden von bis zu einigen Volt beobachtet.

Bei der eigentlichen Inbetriebnahme wurde zunächst die Bahnlage des eingeschossenen Schwerionenstrahls mit Hilfe von Scrapern untersucht und dann mit horizontal wirksamen Korrekturmagneten so verschoben, daß die Ionen die Folie in der angestrebten Detektorposition auf der optischen Achse treffen sollten. Bei eingefahrenem und betriebsbereitem Detektor wurde dann ein ^{58}Ni -Primärstrahl niedriger Intensität (wenige Teilchen pro Injektionszyklus) in den Ring eingeschossen.

Es konnte gezeigt werden, daß die kreisenden Ionen Signale auslösen. Das analoge Signal eines Detektorzweiges wurde mittels hochwertiger Kabel (über eine Entfernung von etwa 300 m) bis in den Hauptkontrollraum transportiert, wo auch die notwendigen Manipulationen an der Beschleunigeranlage vorgenommen wurden (z.B. zur Erreichung der niedrigen Strahlintensität). Dort wurden die Signale mit einem digitalen Speicheroszilloskop digitalisiert und aufgezeichnet. Abb. 9.4 zeigt ein analoges Detektorsignal, das im Rahmen dieser Experimente aufgenommen wurde.

Die gezeigten Signale wurden von etwa zehn Ionen im Ring ausgelöst. Die Amplitude der Signale streut dabei relativ stark, was einerseits auf die statistische Fluktuation der Anzahl der ausgelösten Sekundärelektronen und an-

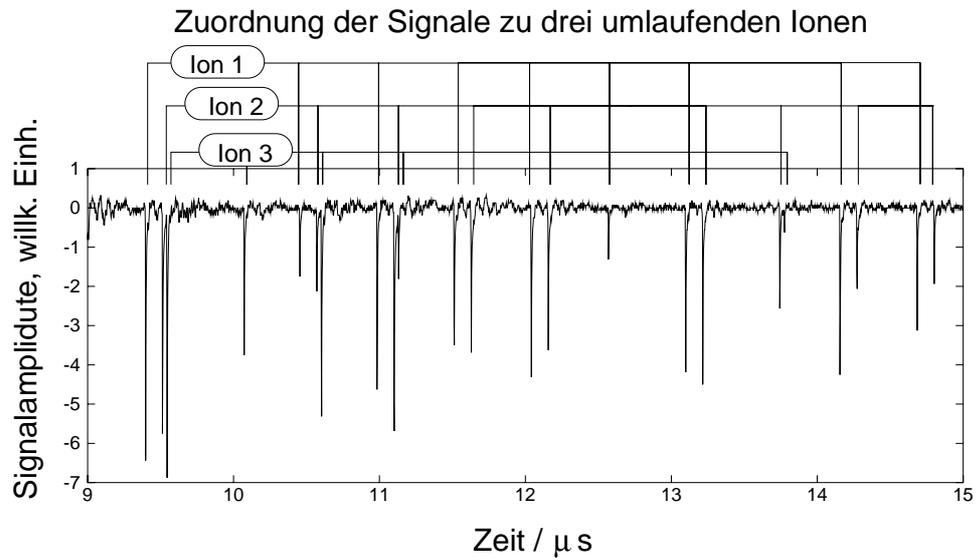


Abbildung 9.5: Analoges Detektorsignals von ^{58}Ni -Ionen bei einer Abtastrate von 500 MS/s. Die hier gezeigten Signale rühren von drei Ionen her, die Zuordnung der Signale ist am oberen Bildrand gegeben.

dererseits auf die Streuung der Verstärkung einer Chevron-MCP-Anordnung zurückzuführen ist. In Abb. 9.4 hat in einigen Fällen der Wertebereich der Analog-Digital-Wandlung nicht ausgereicht, so daß diese Signale mit der maximal möglichen Amplitude dargestellt sind. Da die Anzahl der Abtastpunkte bei einer Messung auf 10240 begrenzt war, konnte eine lange Meßdauer, wie sie in Abb. 9.4 gezeigt ist, nicht bei einer höheren Abtastrate realisiert werden, die Aufschluß über die Signalform erlauben würde.

In Abb. 9.4 betrug die Abtastrate 100000000 Abtastungen pro Sekunde (100 MS/s), das entspricht einem Punktabstand von 10 ns. Die abgetasteten Signale zeigten dabei eine Länge von etwa 20 ns, was wahrscheinlich größtenteils auf die verhältnismäßig langen Leitungen zurückzuführen ist. Mit wesentlich kürzeren Leitungen konnten Signale der weiter oben genannten Länge von etwa drei ns beobachtet werden.

Für eine kürzere Aufnahmedauer konnten die Detektorsignale auch mit einer höheren Abtastrate aufgenommen werden. Ein Beispiel ist in Abb. 9.5 gezeigt. Der Abstand der Abtastpunkte beträgt hier 2 ns und die beobachtete Länge eines Signals beträgt etwa 10-20 ns (siehe Abb. 9.6). In Abb. 9.5 ist am oberen Rand eine Zuordnung der Signale zu einzelnen Ionen vorgenommen. Es zeigt sich, daß trotz der beeinträchtigten Signalqualität Teilchen in einem zeitlichen Abstand von nur wenigen zehn ns zweifelsfrei getrennt werden konnten. Andererseits wird in diesem Bild auch deutlich, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors merklich unter 100% liegt. Die Effizienz wurde bei diesem Experiment anhand von Ionen, die über mehrere Umläufe beobachtet wurden, zu etwa 60% bestimmt.

Der wichtigste Punkt jedoch ist, daß aus den Signalen, die von einem um-

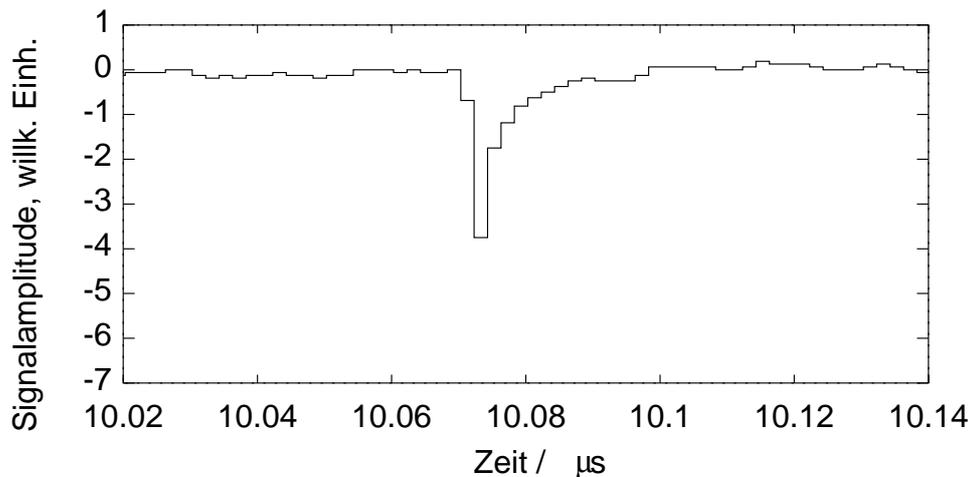


Abbildung 9.6: Durch eine Ausschnittsvergrößerung der Signale aus Abb. 9.5 kann ein einzelnes Detektorsignal detailliert beobachtet werden. Die Abtastrate von 500 MS/s ist in diesem Fall gerade ausreichend, um die Signalform sichtbar zu machen.

laufenden Ion ausgelöst wurden, auf dessen Umlaufzeit geschlossen werden kann. Dazu können die zeitlichen Differenzen zwischen zwei solchen Signalen gebildet werden, wobei man nicht auf die Bildung von Differenzen zwischen direkt aufeinanderfolgenden Signalen eines Ions beschränkt ist. Vielmehr ist die Bildung von Differenzen über mehrere Umläufe sinnvoll, da hierdurch die *relative* Unsicherheit der Zeitbestimmung durch den Detektor und die Elektronik weniger ins Gewicht fällt.

In einer anderen Methode zur Bestimmung der Umlaufzeit aus den gezeigten Signalen werden *alle* möglichen nichtnegativen Zeitdifferenzen zwischen den beobachteten Signalen gebildet. Da in diesem Fall nur Ionen einer Sorte in den Ring eingeschossen wurden und dieser isochron eingestellt war, haben alle umlaufenden Ionen in guter Näherung die gleiche Umlaufzeit. Daher treten diese Umlaufzeit und ihre Vielfachen auf diese Weise in einem Histogramm der gebildeten Differenzen deutlich hervor (siehe Abb. 9.7).

Zusätzlich gibt es weitere Linien in diesem Histogramm, die daher rühren, daß auch Differenzen zwischen Signalen, die nicht von dem gleichen Ion ausgelöst wurden, berücksichtigt werden. Der zeitliche Abstand, mit dem zwei unterschiedliche Teilchen an der Detektorfolie ankommen, ändert sich aufgrund der gleichen Umlaufzeit dieser Teilchen nicht. Das bedeutet, daß der entsprechende Wert mehrfach als Ergebnis der Differenzbildung vorkommt. Auf diese Weise kommt es in dem Histogramm der Differenzen zu zusätzlichen Linien, die nicht der Umlaufzeit entsprechen. Diese sind symmetrisch um die Vielfachen der Umlaufzeit angeordnet. So entstehen ähnliche Liniengruppen, deren zentrale Hauptlinie jeweils eine Messung des entsprechenden Vielfachen der Umlaufzeit repräsentiert.

Durch Subtraktion des entsprechenden Vielfachen einer angenommenen Um-

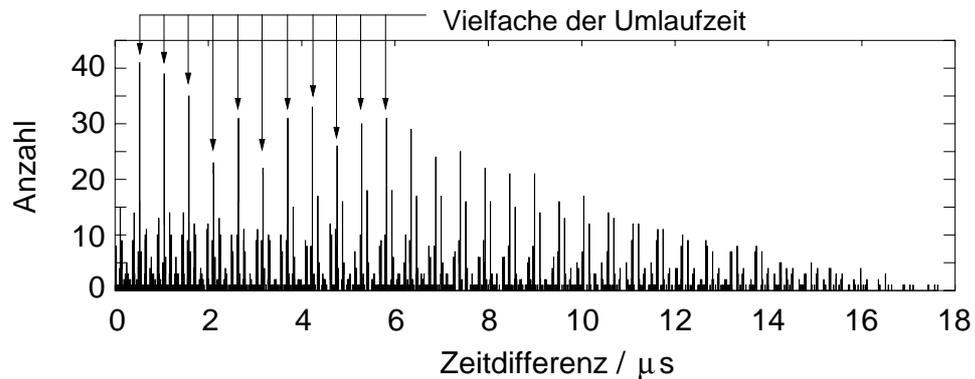


Abbildung 9.7: Histogramm der Umlaufzeitdifferenzen, die aus den Detektorsignalen berechnet wurden, die in Abb. 9.5 teilweise dargestellt sind. Die Linien, die den Vielfachen der Umlaufzeit entsprechen, sind am oberen Rand gekennzeichnet.

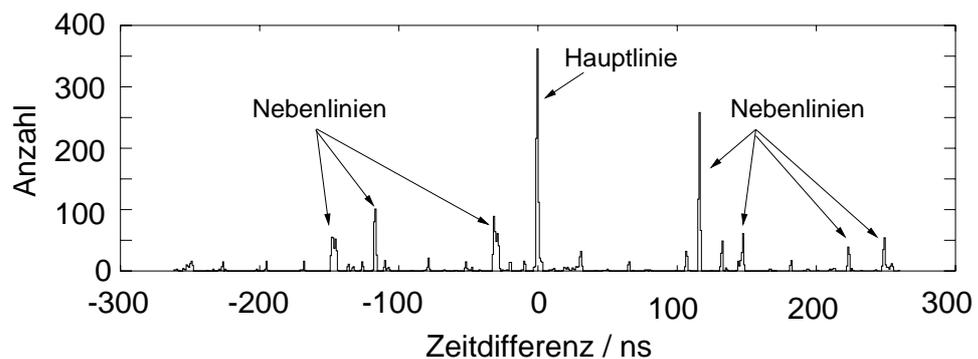


Abbildung 9.8: Durch Modulo-Bildung mit einer zutreffend angenommenen Umlaufzeit ergibt sich aus den in Abb. 9.7 gezeigten Daten das hier gezeigte Bild, das nur noch eine Linie enthält, welche die Umlaufzeit der Ionen repräsentiert (Hauptlinie). Als Nebenlinien sind solche Linien bezeichnet, die sich durch die Bildung von Zeitdifferenzen zwischen Signalen, die nicht vom gleichen Ion ausgelöst wurden, ergeben, wie im Text angesprochen. Man beachte die Skalierung der Zeitachse im Vergleich zu den vorherigen Abbildungen.

laufzeit, können alle diese Gruppen übereinander geschoben werden. Die gesamte relevante Information aus vielen Umläufen wird so komprimiert in einer Verteilung dargestellt (siehe Abb. 9.8). Die Breite der zentralen Linie hängt dabei von der richtigen Wahl der angenommenen Umlaufzeit ab, je schmaler diese Linie ist, um so genauer reproduziert der angenommene Wert die Umlaufzeit. Durch ein einfaches Iterationsverfahren läßt sich so in wenigen Schritten die Umlaufzeit präzise bestimmen [Stab]. Schon aus diesen allerersten Daten, die nur einen kleinen Umfang haben, konnte die Umlaufzeit mit einer Präzision von etwa $\Delta T/T = 4 \cdot 10^{-5}$ bestimmt werden.

Das entspricht für einen einzelnen Einschub bei Beobachtung von nur 40 Umläufen einer Massenauflösung von etwa $\Delta m/m = 8 \cdot 10^{-5}$.

Die angesprochenen Linien um die eigentliche Umlaufzeit herum mitteln sich heraus, wenn nicht nur die Daten berücksichtigt werden, die aus einem einzigen Meßzyklus (eine Injektion) stammen, sondern mehrere solcher Zyklen verwendet werden, da die Ionen nicht in jedem Zyklus mit den gleichen zeitlichen Abständen untereinander auftauchen, aber andererseits die Umlaufzeit gleich bleibt. Dies setzt allerdings voraus, daß die Apparatur eine hinreichende zeitliche Stabilität aufweist.

Kapitel 10

Diskussion und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Verfahren zur Messung der Massen kurzlebiger Nuklide am Experimentierspeicherring ESR der GSI dargestellt. Damit kann man quasi alle Nuklide mit Ordnungszahlen bis $Z = 92$ (Uran) am Fragmentseparator FRS erzeugen und in den ESR injizieren, um dann dort ihre jeweilige Masse zu messen.

Zur Realisierung dieses Verfahrens wurde zunächst eine energieisochrone ionenoptische Einstellung der Quadrupol- und Sextupolmagnete des ESR entwickelt und erprobt. Diese Einstellung zeichnet sich dadurch aus, daß sie es ermöglicht, die Energie des eingeschossenen Ionenstrahls so zu wählen, daß die Umlaufzeit für Ionen einer Sorte unabhängig von deren Geschwindigkeit ist. Dies wird durch die Wahl einer Einstellung der Fokussierungselemente möglich, die in einem niedrigen Wert für den Transitionspunkt γ_t resultiert. Es konnte experimentell gezeigt werden, daß die entwickelte Einstellung die Injektion und Speicherung eines Ionenstrahls erlaubt. Der Wert des Transitionspunkts wurde experimentell bestimmt und seine Abhängigkeit von der magnetischen Steifigkeit wurde untersucht. Für diese Untersuchungen wurde dem Ionenstrahl im ESR mit Hilfe des Elektronenkühlers eine wohldefinierte Energie aufgeprägt und diese Energie wurde variiert. So wurde die Umlauffrequenz der Ionen in Abhängigkeit von der Teilchenenergie gemessen. Aus diesen Messungen wurde der Transitionspunkt γ_t als Funktion der magnetischen Steifigkeit abgeleitet, die experimentellen Ergebnisse stimmen weitgehend mit den Resultaten der ionenoptischen Berechnungen überein. Ferner wurde aus diesen Messungen die Abhängigkeit der Länge der Bahn eines Teilchens von seiner magnetischen Steifigkeit bestimmt. Dieser Zusammenhang ist von Bedeutung, weil er unabhängig von seinem Masse-zu-Ladungsverhältnis für ein beliebiges im ESR kreisendes Teilchen gilt. Mit der Beziehung zwischen magnetischer Steifigkeit und Bahnlänge konnte der Verlauf der Umlauffrequenz eines Teilchens als Funktion seiner Energie für *verschiedene* Teilchensorten untersucht werden. Insbesondere konnten mit dieser Methode zuverlässige Vorhersagen für die mittleren Umlauffrequenzen verschiedener Nuklide gemacht werden, und es konnte gezeigt werden, daß diese Umlauffrequenzen verschiedener Ionensorten innerhalb eines m/q -

Bereichs der Breite $\Delta(m/q)/(m/q)_0 = \pm 0.2\%$ in hinreichend guter Näherung eine rein lineare Abhängigkeit vom Masse-zu-Ladungsverhältnis m/q des jeweiligen Nuklids zeigen.

Erstmals wurden Umlauffrequenzspektren von ungekühlten Projektilfragmenten aufgenommen, in denen die unterschiedlichen Fragmente trotz ihrer breiten Geschwindigkeitsverteilungen getrennt sind. Dazu wurde mehrere Nuklide in einem am Fragmentseparator FRS erzeugten Sekundärstrahl gleichzeitig in den Experimentierspeicherring ESR injiziert und dort gespeichert. Das Produktionstarget und die Primärstrahlenergie wurden dabei so gewählt, daß die vollständig ionisierten Projektilfragmente im ESR energisochron umliefen.

Es wurden die Umlauffrequenzen von Nukliden mit bekannter Masse untersucht, in den meisten Fällen konnten deutlich getrennte Umlauffrequenzen für verschiedene Nuklide beobachtet werden. Die beobachteten Frequenzabstände zwischen diesen Nukliden stimmen ausgezeichnet mit den Berechnungen überein, die auf der experimentell bestimmten Abhängigkeit der Bahnlänge von der magnetischen Steifigkeit basieren.

Aus den gemessenen Umlauffrequenzen verschiedener Neon- und Nickelfragmente wurden die Massen der jeweils beobachteten Nuklide bestimmt. Die Resultate dieser Massenmessungen wurden mit den aus der Literatur bekannten Werten verglichen, sie stimmen mit diesen innerhalb einer Genauigkeit von wenigen zehn keV überein.

Das erzielte Massenaufklärungsvermögen beträgt etwa $m/\Delta m = 150000$.

Da die Schottky-Diagnose, die bei diesen Untersuchungen verwendet wurde, sich nicht für Umlauffrequenzmessungen an kurzlebigen ($T_{1/2} \lesssim 10$ s) Nukliden eignet, wurde ein Flugzeitdetektor im Ultrahochvakuumsystem des ESR eingebaut und erfolgreich in Betrieb genommen. Dieser Detektor erlaubt es, die Umlaufzeiten *einzelner* Ionen im ESR innerhalb von wenigen Umläufen zu bestimmen. Damit vereint dieses System eine hohe Empfindlichkeit mit einer kurzen Meßdauer.

Dieser Detektor konnte erfolgreich bei isochroner Einstellung des ESR zur Umlaufzeitmessung einzelner Ionen eingesetzt werden. Die Kombination aus isochroner Einstellung des ESR und diesem Flugzeitdetektor ermöglicht Massenmessungen an exotischen Nukliden mit kleinen Produktionsraten und Halbwertszeiten im Submillisekundenbereich.

Zwischenzeitlich konnte mit dem hier gezeigten Verfahren eine erste Massenmessung an kurzlebigen Fragmente eines ^{52}Cr -Primärstrahls durchgeführt werden [Staa]. Dabei wurde erstmals bei Massenmessungen am ESR der Abbremsler im Fragmentseparator (siehe Abschnitt 2.4.2) benutzt, um die relativen Häufigkeiten der gespeicherten Ionensorten zu Gunsten der ansonsten zu selten vorkommenden interessierenden Nuklide zu verschieben. Mit dem beschriebenen Flugzeitdetektor wurden dabei die Umlaufzeiten einzelner Projektilfragmente gemessen, die bei isochroner Einstellung im ESR umliefen. Dazu wurde ein modernes Speicheroszilloskop verwendet, das bis zu etwa 200 Umläufe einzelner Teilchen im ESR mit hinreichender Abtastrate

registrieren kann. Parallel dazu wurde eine weitere kommerziell erhältliche Elektronik zur Umlaufzeitmessung verwendet (siehe Abschnitt 9.3).

Das kurzlebigste bislang identifizierte Nuklid, das bei diesen Messungen beobachtet wurde, hat eine Halbwertszeit von nur 80 ms (^{41}Ti) [ABBW97]. Es konnten mehrere Nuklide beobachtet werden, die in der Nähe der Protonenabbruchkante liegen und deren Massen bislang unbekannt sind.

Die Meßdauer betrug bei diesen Messungen nur etwa $100\mu\text{s}$. Sie war damit kurz gegenüber der Lebensdauer der beobachteten Nuklide. Somit ist davon auszugehen, daß mit diesem Verfahren auch die Massen noch kurzlebiger Kerne gemessen werden können. So können etwa Massenmessungen an Spaltfragmenten von Uran und insbesondere den extrem neutronenreichen Nukliden von astrophysikalischem Interesse in der Umgebung von ^{78}Ni und ^{132}Cd durchgeführt werden.

Anhang A

MIRKO-Datensatz der isochronen Einstellung

An dieser Stelle sollen die in MIRKO [Fra84] verwendeten Daten am Beispiel der Einstellung in Tabelle 7.2 wiedergegeben werden.

Die folgenden Liste wurde dabei mit dem Befehl „EXPO“ erzeugt, die Angaben zur Berechnung mit Einzelteilchen und die Fitbedingungen wurden nicht verwendet, sie sind hier nur der Vollständigkeit halber mit aufgeführt. Die Quadrupolrandfelder [HIW93] sind in der Form, in der sie in MIRKO implementiert sind, in der Liste enthalten. Die Koordinaten der angegebenen Sollbahn beziehen sich auf eine geschlossene Bahn, die durch den Kicker verläuft, und damit auf die im Rahmen dieser Arbeit betrachtete Injektionsbahn.

```
$$-MIRKO-Export von "CROM" mit Version 6.08-V vom 05.10.1998
! auf crom_mit_Oktupolen.mix am 23.06.1999 um 10:46:16 Uhr
!
$KOPF (3X,A)
CROM
Fuer Chrom-Exp. aus ne94 entstanden
$STRAHL (2X,F10.5,2F5.0,F12.5,A)
1.00000 1. 1. 47.10527 ! Masse,Ladung,Ordnungszahl,Energie
$EMITTANZEN (2X,2F12.5)
20.00000 19.99998
$ELLIPSOID (3X,6E14.8)
0.13087780E+03
0.52216711E-040.30563070E-05
0.00000000E+000.00000000E+000.33299482E+03
0.00000000E+000.00000000E+00-.53287896E-040.12012261E-05
0.00000000E+000.00000000E+000.00000000E+000.00000000E+000.26687282E+00
0.00000000E+000.00000000E+000.00000000E+000.00000000E+000.00000000E+000.00000000E+00
$SOLLBAHN (3X,6E14.8)
-.16333185E+02-.39073592E-040.00000000E+000.00000000E+000.00000000E+000.20000000E-02
$EINZELTEILCHEN (3X,6E14.8)
0.00000000E+000.00000000E+000.00000000E+000.00000000E+000.00000000E+000.00000000E+00
$ELEMENTE (3X,A,3I4,F12.4,F17.10,F10.2,F10.2,I4)
EEXDR1 0 2 0 4670.6992 0 0 0
E01KY1 0 22 1 0.000000000 0.00 0.00 0
E01DR01 0 2 2 205.0000 0 0 0
```

E01QS0D	13	1						
	0	2	1	20.0000				0
	0	21	9		-0.0006916171	0.00	0.00	0
	0	2	1	75.0000				0
	0	3	1	75.0000	0.0006916171	150.00	90.00	0
	0	21	9		0.0006916171	0.00	0.00	0
	0	3	1	671.5999	0.0006916171	150.00	90.00	0
	0	21	9		0.0006916171	0.00	0.00	0
	0	3	1	75.0000	0.0006916171	150.00	90.00	0
	0	2	1	75.0000				0
	0	21	9		-0.0006916171	0.00	0.00	0
	0	2	1	20.0000				0
	13	0						
E01DR02	0	2	1	325.3999				0
E01QS1F	13	1						
	0	2	1	20.0000				0
	0	21	9		0.0006948851	0.00	0.00	0
	0	2	1	75.0000				0
	0	3	1	75.0000	-0.0006948851	150.00	90.00	0
	0	21	9		-0.0006948851	0.00	0.00	0
	0	3	1	684.5999	-0.0006948851	150.00	90.00	0
	0	21	9		-0.0006948851	0.00	0.00	0
	0	3	1	75.0000	-0.0006948851	150.00	90.00	0
	0	2	1	75.0000				0
	0	21	9		0.0006948851	0.00	0.00	0
	0	2	1	20.0000				0
	13	0						
E01DR03	0	2	1	962.7000				0
	0	17	1	0.0000	0.0000000000	70.00	200.00	0
E01DR04	0	2	1	1080.0000				0
E01MU1A	13	1						
	0	2	1	20.0000				0
	0	7		9.40000	6250.00000000		35.00	0
	0	5	1	7.50000	6250.00000000	110.00	35.00	0
	13	0						
E01KX1	0	21	1		0.0000000000	0.00	0.00	0
E01MU1M	13	1						
	0	5	1	7.50000	6250.00000000	110.00	35.00	0
	0	5	1	7.50000	6250.00000000	110.00	35.00	0
	0	5	1	7.50000	6250.00000000	110.00	35.00	0
	13	0						
E01MU1	14	E01MU1M						
E01KX2	0	21	1		0.0000000000	0.00	0.00	0
E01MU1E	13	1						
	0	5	1	7.50000	6250.00000000	110.00	35.00	0
	0	7		9.40000			35.00	0
	0	2	1	20.0000				0
	13	0						
E01DR05	0	2	1	592.7000				0
E01QS2F	13	1						
	0	2	1	20.0000				0
	0	21	9		0.0000000000	0.00	0.00	0
	0	2	1	75.0000				0
	0	3	1	75.0000	0.0000000000	150.00	90.00	0
	0	21	9		0.0000000000	0.00	0.00	0
	0	3	1	671.5999	0.0000000000	150.00	90.00	0
	0	21	9		0.0000000000	0.00	0.00	0

	0	3	1	75.0000	0.0000000000	150.00	90.00	0
	0	2	1	75.0000				0
	0	21	9		0.0000000000	0.00	0.00	0
	0	2	1	20.0000				0
		13	0					
E01DR06	0	2	1	176.0000				0
E01KS1	0	21	3		0.0000000150	0.00	0.00	0
E01DR07	0	2	1	176.0000				0
E01QS3D		13	1					
	0	2	1	20.0000				0
	0	21	9		-0.0005334652	0.00	0.00	0
	0	2	1	75.0000				0
	0	3	1	75.0000	0.0005334652	150.00	90.00	0
	0	21	9		0.0005334652	0.00	0.00	0
	0	3	1	1090.3999	0.0005334652	150.00	90.00	0
	0	21	9		0.0005334652	0.00	0.00	0
	0	3	1	75.0000	0.0005334652	150.00	90.00	0
	0	2	1	75.0000				0
	0	21	9		-0.0005334652	0.00	0.00	0
	0	2	1	20.0000				0
		13	0					
E01DR08	0	2	1	326.0000				0
E01QS4F		13	1					
	0	2	1	20.0000				0
	0	21	9		0.0005689973	0.00	0.00	0
	0	2	1	75.0000				0
	0	3	1	75.0000	-0.0005689973	150.00	90.00	0
	0	21	9		-0.0005689973	0.00	0.00	0
	0	3	1	671.5999	-0.0005689973	150.00	90.00	0
	0	21	9		-0.0005689973	0.00	0.00	0
	0	3	1	75.0000	-0.0005689973	150.00	90.00	0
	0	2	1	75.0000				0
	0	21	9		0.0005689973	0.00	0.00	0
	0	2	1	20.0000				0
		13	0					
E01DR09	0	2	1	235.7000				0
E01KS2	0	21	3		-0.0000000100	0.00	0.00	0
E01DR10	0	2	1	350.0000				0
	0	17	1	0.0000	0.0000000000	200.00	70.00	0
E01KY2	0	22	1		0.0000000000	0.00	0.00	0
E01DR11	0	2	1	1842.5232				0
E01ME1L	0	21	1		0.0000000000	0.00	0.00	0
	0	2	1	0.0000				0
	0	17	1	0.0000	0.0000000000	200.00	70.00	0
E01DR12	0	2	1	780.0000				0
		14		E01MU1A				
E01KX3	0	21	1		0.0000000000	0.00	0.00	0
		14		E01MU1M				
E01MU2		14		E01MU1M				
E01KX4	0	21	1		0.0000000000	0.00	0.00	0
		14		E01MU1E				
		14		E01DR12				
		14		E01DR11				
E01KY3	0	22	1		0.0000000000	0.00	0.00	0
		14		E01DR10				
E01KS3		14		E01KS2				
		14		E01DR09				

E01QS5F	14		E01QS4F					
	14		E01DR08					
E01QS6D	14		E01QS3D					
	14		E01DR07					
E01KS4	14		E01KS1					
	14		E01DR06					
E01QS7F	14		E01QS2F					
	14		E01DR05					
	14		E01MU1A					
E01KX5	0	21	1	0.0015641075	0.00	0.00	0	
	14		E01MU1M					
E01MU3	14		E01MU1M					
	0	21	1	0.0001387385	0.00	0.00	0	
	14		E01MU1E					
	14		E01DR04					
	0	17	1	0.0000	0.0000000000	70.00	200.00	0
E01MU4I	0	-19	300	0.0000	-0.0026000000	150.00	90.00	0
E01DR03	0	2	1	831.7000				0
E01MU4I	0	-19	300	90.0000	0.0057799998	150.00	90.00	0
E01DR03	0	2	1	131.0000				0
E01QS8F	14		E01QS1F					
	14		E01DR02					
E01QS9D	14		E01QS0D					
	14		E01DR01					
E01KY4	0	22	1	0.0000000000	0.00	0.00	0	
ECEDR1	0	2	2	797.7002				0
ECEM01P	0	23	1	600.0000	0.0000000000	115.00	125.00	0
ECEDR2	0	2	1	295.0000				0
ECEKX1	0	21	1	-0.0082099857	0.00	0.00	0	
ECEKY1	0	22	1	0.0000000000	0.00	0.00	0	
ECEDR3	0	2	1	878.0000				0
EKICKY	0	22	1	0.0000000000	0.00	0.00	0	
EKICKX	0	21	1	0.0082099857	0.00	0.00	0	
ECEM03C	0	23	1	2100.0000	0.0000000000	115.00	30.00	0
E-COOL	0	1		0.0000000000	115.00	30.00	0	
	14		ECEM03C					
EKICKX	0	21	1	-0.0082099857	0.00	0.00	0	
	14		EKICKY					
	14		ECEDR3					
	14		ECEKY1					
ECEKX1	0	21	1	0.0082099857	0.00	0.00	0	
	14		ECEDR2					
	14		ECEM01P					
	14		ECEDR1					
E02KY1	0	22	1	0.0000000000	0.00	0.00	0	
	14		E01DR01					
E02QS0D	14		E01QS9D					
	14		E01DR02					
E02QS1F	14		E01QS8F					
	14		E01DR03					
	0	17	1	0.0000	0.0000000000	70.00	200.00	0
	0	21	1	0.0000000000	0.00	0.00	0	
	14		E01DR04					
	14		E01MU1A					
	0	21	1	-0.0001399998	0.00	0.00	0	
	14		E01MU1M					
E02MU1	14		E01MU1M					

	0	21	1		-0.0015599973	0.00	0.00	0
		14	E01MU1E					
		14	E01DR05					
E02QS2F		14	E01QS7F					
		14	E01DR06					
E02KS1		14	E01KS1					
		14	E01DR07					
E02QS3D		14	E01QS6D					
		14	E01DR08					
E02QS4F		14	E01QS5F					
		14	E01DR09					
E02KS2		14	E01KS2					
		14	E01DR10					
E02KY2	0	22	1		0.0000000000	0.00	0.00	0
		14	E01DR11					
KIKER	0	-21	1		-0.0039999932	0.00	0.00	0
		14	E01DR12					
		14	E01MU1A					
E02KX3	0	21	1		0.0000000000	0.00	0.00	0
		14	E01MU1M					
E02MU2		14	E01MU1M					
E02KX4	0	21	1		0.0000000000	0.00	0.00	0
		14	E01MU1E					
		14	E01DR12					
		14	E01DR11					
E02KY3	0	22	1		0.0000000000	0.00	0.00	0
		14	E01DR10					
E02KS3		14	E01KS2					
		14	E01DR09					
E02QS5F		14	E01QS4F					
		14	E01DR08					
E02QS6D		14	E01QS3D					
		14	E01DR07					
E02KS4		14	E01KS1					
		14	E01DR06					
E02QS7F		14	E01QS2F					
		14	E01DR05					
		14	E01MU1A					
E02KX5	1	21	1		0.0000000000	0.00	0.00	0
		14	E01MU1M					
E02MU3		14	E01MU1M					
E02KX6	1	21	1		0.0000000000	0.00	0.00	0
		14	E01MU1E					
		14	E01DR04					
		14	E01DR03					
E02QS8F		14	E01QS1F					
		14	E01DR02					
E02QS9D		14	E01QS0D					
		14	E01DR01					
E02KY4	0	22	1		0.0000000000	0.00	0.00	0
		14	EEXDR1					
TARGET	0	1			0.0000000000	125.00	35.00	0
! 226 Elemente, Gesamtmenge = 108359.998 mm								
\$FITBEDINGUNGEN (2(2I5,2X,2E14.8))								
101	2	0.10000000E-02	0.10000000E+04	0	0	0.00000000E+00	0.00000000E+00	
101	1	0.00000000E+00	0.10000000E+02	0	0	0.00000000E+00	0.00000000E+00	
1	2	0.00000000E+00	0.10000000E+03	0	0	0.00000000E+00	0.00000000E+00	

```
3 4 0.00000000E+000.10000000E+03 0 0 0.00000000E+000.00000000E+00
0 0 0.00000000E+000.00000000E+00 0 0 0.00000000E+000.00000000E+00
0 0 0.00000000E+000.00000000E+00 0 0 0.00000000E+000.00000000E+00
$$ - Ende der Fahnenstange -
```

Anhang B

Isochroner Mode und Elektronenkühlung

In Abschnitt 8.4.1 wurde angesprochen, daß die Bestimmung von Massen aus Frequenzspektren elektronengekühlter Fragmente einen systematischen Fehler enthält, wenn innerhalb des $B\rho$ -Bereichs, den die betrachteten gekühlten Nuklide einnehmen, der Transitionspunkt deutliche Schwankungen aufweist. An dieser Stelle soll dafür ein Beispiel gegeben werden.

Bei Messung der Umlauffrequenzen gekühlter ^{20}Ne , ^{16}O , ^{22}Na , ^{12}C , ^{18}F und ^{14}N Ionen konnte dieser Effekt beobachtet werden. Von vier Spektren, in denen die Frequenzlinien dieser Nuklide beobachtet wurden, wurden zwei bei einer Kühlerspannung von 189000V aufgenommen, die anderen beiden bei 189500V und vergleichbaren Elektronenströmen. Die Massen, die aus den Spektren mit 189000V Kühlerspannung resultierten, zeigten keine besondere Auffälligkeit. Bei dem höheren Wert der Kühlerspannung hingegen zeigte sich, daß die Masse des ^{14}N deutlich abwich und auch die anderen Werte weniger gut reproduziert wurden als bei 189000V (siehe Abb. B.1).

Die für den Stickstoff gemessene Umlauffrequenz weicht stark von dem Wert ab, den man aufgrund der Umlauffrequenzen der anderen Nuklide erwarten würde. Bei der niedrigeren Kühlerspannung war keine solche Auffälligkeit zu beobachten. Durch die höhere Kühlerspannung werden alle Ionensorten auf andere Bahnen verschoben, die größeren magnetischen Steifigkeiten entsprechen. Den höchsten Wert von $B\rho$ erreicht dabei der Stickstoff aufgrund seines größeren Masse-zu-Ladungsverhältnis. Quantitativ beträgt die Veränderung der magnetischen Steifigkeit durch die veränderte Spannung etwa $\Delta(B\rho)/(B\rho) = 0.15\%$. Alle beobachteten Ionensorten zusammen überdecken etwa einen Bereich der Breite $\Delta(B\rho)/(B\rho) = 0.06\%$ entsprechend ihren m/q -Werten. Somit ist diese Verschiebung nicht zu vernachlässigen. Ein Blick auf Abb. 7.6 legt den Schluß nahe, daß für das Intervall zwischen Fluor und Stickstoff ein anderer mittlerer Wert von γ_t herrschte als für der Rest des Spektrums. Dafür spricht auch die Tatsache, daß der entsprechende Abstand im Frequenzspektrum größer ist als die meisten anderen Abstände.

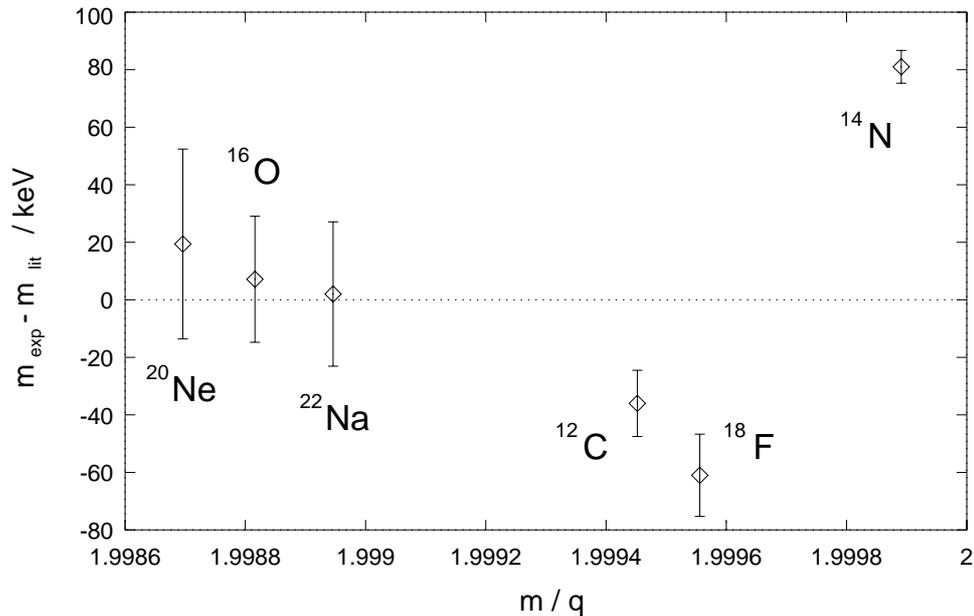


Abbildung B.1: Die Massenwerte, die hier als Abweichung vom Literaturwert dargestellt sind, wurden aus den Frequenzen gekühlter Ionen der genannten Spezies bei einer Kühlerspannung von 189500V bestimmt. Es zeigt sich, daß die Werte aller Spezies mit Ausnahme des Stickstoffs recht gut auf einer Linie liegen, der Wert für Stickstoff jedoch davon drastisch abweicht. Wird der Stickstoff nicht berücksichtigt, so ergibt sich für die verbleibenden Ionensorten eine andere Kalibrationskurve und die Abweichungen werden erheblich kleiner (siehe Abb. 8.16).

Ebenfalls ein relativ großer Frequenzabstand findet sich zwischen der Gruppe Neon-Sauerstoff-Natrium und der Kohlenstoff-Fluor-Gruppe. Tatsächlich konnte auch hier teilweise beobachtet werden, daß die Frequenzen innerhalb der erstgenannten Gruppe besser zusammenpassen als dies unter Berücksichtigung des gesamten Spektrums (ohne Stickstoff, der teilweise nicht beobachtet werden konnte) der Fall ist¹.

Solche Fluktuationen von $\gamma_t(B\rho)$, wie sie in Abschnitt 7.2.1 beschrieben wurden, führen dazu, daß die Frequenzdifferenzen zwischen den gekühlten Ionen mehrerer Nuklide sich nicht mehr entsprechend der auch in der Schottky-Massenspektrometrie verwendeten Beschreibung aus Gl. 8.2 verhalten. Eine Massenbestimmung auf Basis dieser Gleichung ist demnach mit einem systematischen Fehler behaftet. Im Prinzip trifft dies auch auf andere Einstellungen der Fokussierung zu, und wurde bei der Schottky-Massenspektrometrie für die dort verwendete Einstellung auch untersucht [Sch97]. Der Effekt scheint dort aber keine so bedeutende Rolle zu spielen.

¹Da die Gruppe Kohlenstoff-Fluor nur zwei Linien enthält, ist innerhalb dieser Gruppe keine Aussage dieser Art möglich

Literaturverzeichnis

- [ABW97] G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot, and A. H. Wapstra. The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties. *Nuclear Physics, A* 624, 1997.
- [ABE⁺89] N. Angert, W. Bourgeois, H. Emig, B. Franzke, B. Langenbeck, K. D. Leible, H. Schulte, P. Spädtke, and B. H. Wolf. Electron cooling on the ESR at GSI. In S. Tazzari, editor, *Proceedings of the European Particle Accelerator Conference, Rome, 1988*, page 1436, Singapore, 1989. World Scientific.
- [ABE⁺90] N. Angert, W. Bourgeois, H. Emig, B. Franzke, B. Langenbeck, K. D. Leible, T. Odenweller, H. Poth, H. Schulte, P. Spädtke, and B. H. Wolf. The 320-keV ESR-electron cooler. In P. Marin and P. Mandrillon, editors, *Proceedings of the 2nd European Particle Accelerator Conference, Nice, 1990*, page 1374, Gif-sur-Yvette, Cedex, 1990. Edition Frontieres.
- [ACERC⁺86] G. Audi, A. Coc, M. Epherre-Rey-Campagnolle, G. Le Scornet, C. Thibault, and F. Touchard. Mass-spectrometric measurements of exotic Rb,Cs and Fr isotopes. *Nuclear Physics, A* 449:491, 1986.
- [AET⁺82] G. Audi, M. Epherre, C. Thibault, A. H. Wapstra, and K. Bos. Masses of Rb,Cs and Fr isotopes. *Nuclear Physics, A* 378:443, 1982.
- [AH93] V. V. Avilov and I. Hoffmann. Theory of longitudinal Schottky spectra of ordered ion beams in a storage ring. *Physical Review E*, 47:2019, 1993.
- [AW95] G. Audi and A. H. Wapstra. The 1995 update to the atomic mass evaluation. *Nuclear Physics, A* 595:409, 1995.
- [BAA⁺95] M. Bernas, F. Ameil, P. Armbruster, S. Czajkowski, Ph. Desagne, C. Donzaud, Ch. Engelmann, H. Geissel, A. Heinz, Z. Janas, C. Kozhuharov, Ch. Miede, G. Münzenberg, M. Pfützner, C. Röhl, W. Schwab, C. Stephan, K. Sümmerer, L. Tassan-Got, and B. Voss. First observation of the doubly

- magic nucleus $^{78}\text{Ni}_{50}$. In M. de Saint Simon and O. Sorlin, editors, *Proceedings of the International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses — ENAM95*, page 481, Gif-sur-Yvette, 1995. Editions Frontieres.
- [BBFP85] K. Blasche, D. Böhne, B. Franzke, and H. Prange. The SIS heavy ion synchrotron project. *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, Ns-32(5):2657, 1985.
- [BBH⁺74] J. Borer, P. Bramham, H. G. Hereward, K. Hübner, W. Schnell, and L. Thorndahl. Nondestructive diagnosis of coasting beams with Schottky noise. In *Proc. IXth Conference on High Energy Accelerators, Stanford 1974*, page 53. U. S. Department of Commerce, 1974.
- [BBK⁺96] G. Bollen, S. Becker, H.-J. Kluge, M. König, R.B. Moore, T. Otto, H. Raimbault-Hartmann, G. Savard, L. Schweikhard, H. Stolzenberg, and the ISOLDE Collaboration. ISOLTRAP: A tandem penning trap system for accurate on-line mass determination of short-lived isotopes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A368:675, 1996.
- [BCA⁺94] M. Bernas, S. Czajkowski, P. Armbruster, H. Geissel, Ph. Dessagne, C. Donzaud, H. R. Faust, E. Hanelt, A. Heinz, M. Heese, C. Kozhuharov, Ch. Miede, G. Münzenberg, M. Pfützner, C. Röhl, K. H. Schmidt, W. Schwab, C. Stephan, K. Sümmerer, L. Tassan-Got, and B. Voss. Projectile fission at relativistic velocities: A novel and powerful source of neutron-rich isotopes well suited for in-flight isotopic separation. *Physics Letters*, B 331:19, 1994.
- [BCFS90] K. Beckert, S. Cocher, B. Franzke, and U. Schaaf. The ESR Schottky-diagnosis-system. In P. Marin and P. Mandrillon, editors, *Proceedings of the 2nd European Particle Accelerator Conference, Nice, 1990*, page 777, Gif-sur-Yvette, Cedex, 1990. Edition Frontieres.
- [Beh95] T. Beha. *Direkte Massenmessungen neutronenarmer Goldfragmente am Experimentierspeicherring der GSI*. Doktorarbeit, Universität München, 1995.
- [Bet32] H. Bethe. Bremsstrahlung für Elektronen relativistischer Geschwindigkeit. *Zeitschrift für Physik*, 76:293, 1932.
- [Bet33] H. Bethe. Quantenmechanik der Ein- und Zwei-Elektronenprobleme. In H. Geiger and K. Scheel, editors, *Handbuch der Physik*, volume 24/1, page 273. Springer, Berlin, 1933.

- [BFG⁺89] L. Bianchi, B. Fernandez, J. Gastebois, A. Gillibert, W. Mittag, and Barrette J. SPEG: An energy loss spectrometer for GANIL. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A 276:509, 1989.
- [BH78] J. D. Bowman and R. H. Heffner. A novel zero time detector for heavy ion spectroscopy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 148:503–509, 1978.
- [BJ93] P. J. Bryant and K. Johnsen. *The principles of circular accelerators and storage rings*. Cambridge University Press, 1993.
- [Bou95] D. Boussard. Schottky noise and beam transfer function diagnostics. In S. Turner, editor, *CAS Cern Accelerator School, Fifth Advanced Accelerator Physics Course*, Cern Report, page 749, Geneva, 1995. Cern Accelerator School, CERN.
- [BPG⁺97] M. Bradley, F. Palmer, D. Garrison, L. Ilich, S. Rusinkiewicz, and D. E. Pritchard. Accurate mass spectrometry of trapped ions. *Hyperfine Interactions*, 108:227–238, 1997.
- [Bro72] K. L. Brown. A first- and second order matrix theory for the design of beam transport systems and charged particle spectrometers. SLAC-Report SLAC-91, SLAC, Stanford, California, 1972.
- [BS85] I. N. Bronstein and K. A. Semendjajew. *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harry Deutsch, Thun und Frankfurt/Main, 22. edition, 1985. herausgegeben von G. Grosche, V. Ziegler und D. Ziegler.
- [BS97] F. Bosch and B. Schlitt. Schottky-Massenspektrometrie. *Physikalische Blätter*, 53(1):27–32, 1997.
- [Bud67] G. I. Budker. An effective method of damping particle oscillations in proton and antiproton storage rings. *Sov. J. Atom. Energy*, 22:438, 1967.
- [CAM⁺96] M. Chartier, G. Auger, W. Mittag, A. Lépine-Szily, L. K. Field, J. M. Casandjian, M. Chabert, J. Ferme, A. Gillibert, M. Lewitowicz, M. Mac Cormick, M. H. Moscatello, O. H. Odland, N. A. Orr, G. Politi, C. Spitaels, and A. C. C. Villari. Mass measurement of ¹⁰⁰Sn. *Physical Review Letters*, 77:2400, 1996.
- [CH90] S. Cocher and I. Hoffmann. On the stability and diagnostics of heavy ions in storage rings with high phase space density. *Particle Accelerators*, 34:189, 1990.

- [CLGdSS⁺88] A. Coc, R. Le Gac, M. de Saint Simon, C. Thibault, and F. Touchard. Theoretical resolving power of a radiofrequency mass spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A 271:512, 1988.
- [DJ86] J.-P. Delahaye and J. Jäger. Variation of the dispersion function, momentum compaction factor and damping partition numbers with particle energy deviation. *Particle Accelerators*, 18:183 – 201, 1986.
- [Dra82] A. J. Dragt. Lectures on nonlinear orbit dynamics. In *AIP Conference Proceedings*, volume 87 of *1981 Fermilab Summer School*, New York, 1982. American Institute of Physics.
- [DVE⁺96] A. Dolinskiy, A. Valkov, H. Eickhoff, B. Franczak, and B. Franzke. Operation of the ESR (GSI, Darmstadt) at the transition energy. In S. Myers, A. Pacheco, R. Pascual, Ch. Petit-Jean-Genaz, and J. Poole, editors, *Proceedings of the 5th European Particle Accelerator Conference*, pages 596–598, 1996.
- [EAT⁺79] M. Epherre, G. Audi, C. Thibault, R. Klapisch, G. Huber, F. Touchard, and H. Wollnik. Direct measurements of the masses of Rubidium and Cesium isotopes far from stability. *Physical Review*, C 19:1504, 1979.
- [EAT⁺80] M. Epherre, G. Audi, C. Thibault, R. Klapisch, G. Huber, F. Touchard, and H. Wollnik. Direct mass measurements on francium isotopes and deduced masses for odd-z neighbouring elements. *Nuclear Physics*, A 340:1, 1980.
- [EBF⁺95] H. Eickhoff, K. Beckert, B. Franczak, B. Franzke, F. Nolden, M. Steck, J. Struckmeier, and A. Dolinsky. ESR injection at transition energy. In U. Grundinger, editor, *GSI Scientific Report 1994*, GSI-95-1, 64291 Darmstadt, März 1995. Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH.
- [Fal] M. Falch. Doktorarbeit in Vorbereitung, Universität München.
- [Fan63] U. Fano. Penetration of protons, alpha particles, and mesons. *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 13:1, 1963.
- [FBE⁺95] B. Franzke, K. Beckert, H. Eickhoff, F. Nolden, H. Reich, U. Schaaf, B. Schlitt, A. Schwinn, M. Steck, and Th. Winkler. Schottky mass spectrometry at the experimental storage ring ESR. *Physika Scripta*, T59:176, 1995.
- [FBE⁺98] B. Franzke, K. Beckert, H. Eickhoff, F. Nolden, H. Reich, B. Schlitt, A. Schwinn, M. Steck, and Th. Winkler. Performance of Schottky mass spectrometry at the ESR. In

- S. Myers, L. Liljeby, Ch. Petit-Jean-Genaz, J. Poole, and K.-G. Rensfeldt, editors, *Proceedings of the 6th European Particle Accelerator Conference, Stockholm, 1998*, pages 256 – 258, Bristol, 1998. Institute of Physics Publishing.
- [FGM87] B. Franzke, H. Geissel, and G. Münzenberg. Direct high precision mass measurements in the ESR. GSI-proposal, März 1987.
- [FKL⁺99] M. Falch, Th. Kerscher, K. E. G. Löbner, D. Habs, F. Attallah, F. Bosch, B. Franzke, H. Geissel, M. Hausmann, O. Klepper, H.-J. Kluge, C. Kozhuharov, G. Münzenberg, F. Nolden, Yu. Novikov, Z. Patyk, W. Quint, T. Radon, C. Scheidenberger, B. Schlitt, Vermeeren L., and H. Wollnik. Schottky Massenmessungen am ESR der GSI: Ein neues Datenaufnahmesystem mit neuen Möglichkeiten der Datenanalyse. In *Verhandlungen des Fachverbands Physik der Hadronen und Kerne, Freiburg 1999*. Deutsche Physikalische Gesellschaft, 1999.
- [Fra] B. Franzke. private Mitteilung.
- [Fra84] B. Franczak. *MIRKO — An interactive program for beam lines and synchrotrons*. Springer, Berlin, 1984.
- [Fra87] B. Franzke. The heavy ion storage and cooler ring project ESR at GSI. *Nucl. Instr. Meth.*, B24/25:18, 1987.
- [GAB⁺92] H. Geissel, P. Armbruster, K.H. Behr, A. Brünle, K. Burkard, M. Chen, H. Folger, B. Franczak, H. Keller, O. Klepper, E. Pfeng, M. Pfützner, E. Roeckl, K. Rykaczewsky, I. Schall, D. Schardt, C. Scheidenberger, K.-H. Schmidt, A. Schröter, T. Schwab, K. Sümmerer, M. Weber, G. Münzenberg, T. Brohm, H.-G. Clerc, M. Fauerbach, J.-J. Gaimard, A. Grewe, E. Hanelt, B. Knödler, M. Steiner, J. Weckenmann, C. Ziegler, A. Magel, H. Wollnik, J. P. Dufour, Y. Fujita, D. J. Vieira, and B. Sherrill. The GSI projectile fragment separator (FRS): a versatile magnetic system for relativistic heavy ions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, B70:286, 1992.
- [GBB⁺92] H. Geissel, K. Beckert, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franczak, B. Franzke, M. Jung, O. Klepper, R. Moshhammer, G. Münzenberg, F. Nickel, F. Nolden, U. Schaaf, C. Scheidenberger, P. Spädtke, M. Steck, K. Sümmerer, and A. Magel. First storage and cooling of secondary heavy-ion beams at relativistic energies. *Physical Review Letters*, 68(23):3412–3415, 1992.

- [GBC⁺86] A. Gillibert, L. Bianchi, A. Cunsolo, B. Fernandez, A. Foti, J. Gastebois, C. Gregoire, W. Mittig, A. Peghaire, Y. Schutz, and C. Stephan. Mass measurement of light neutron-rich fragmentation products. *Physics Letters*, B 176:317, 1986.
- [GMB⁺87] A. Gillibert, W. Mittig, L. Bianchi, A. Cunsolo, B. Fernandez, A. Foti, J. Gastebois, C. Gregoire, Y. Schutz, and C. Stephan. New mass measurements far from stability. *Physics Letters*, B 192:39, 1987.
- [GMR95] H. Geissel, G. Münzenberg, and K. Riisager. Secondary exotic nuclear beams. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 45:163 – 203, 1995.
- [Gol74] A. S. Goldhaber. Statistical models of fragmentation processes. *Physics Letters*, 53B:306 – 308, 1974.
- [GPQ⁺95] G. Gabrielse, D. Phillips, W. Quint, H. Kalinowsky, G. Rouleau, and W. Jhe. Special relativity and the single antiproton: Fortyfold improved comparison of \bar{p} and p charge-to-mass ratios. *Physical Review Letters*, 74:3544, 1995.
- [GRA⁺98] H. Geissel, T. Radon, F. Attallah, K. Beckert, F. Bosch, A. Dolinskiy, H. Eickhoff, M. Falch, B. Franczak, B. Franzke, Y. Fujita, M. Hausmann, M. Hellström, F. Herfurth, Th. Kerscher, O. Klepper, H.-J. Kluge, C. Kozhuharov, K. E. G. Löbner, G. Münzenberg, F. Nolden, Yu. Novikov, Z. Patyk, W. Qunit, H. Reich, C. Scheidenberger, B. Schlitt, J. Stadlmann, M. Steck, K. Sümmerer, L. Vermeeren, M. Winkler, Th. Winkler, and H. Wollnik. Experiments with stored relativistic exotic nuclei. In B. M. Sherrill, D. J. Morrissey, and C. N. Davids, editors, *Proceedings of ENAM98: Exotic Nuclei and Atomic Masses*. The American Institute of Physics, 1998.
- [GS91] J. J. Gaimard and K. H. Schmidt. A reexamination of the abrasion-ablation model for the description of the nuclear fragmentation reaction. *Nuclear Physics*, A531:709, 1991.
- [HAB⁺] M. Hausmann, F. Attallah, K. Beckert, F. Bosch, A. Dolinskiy, H. Eickhoff, M. Falch, B. Franczak, B. Franzke, H. Geissel, Th. Kerscher, O. Klepper, H. J. Kluge, C. Kozhuharov, K. E. G. Löbner, G. Münzenberg, F. Nolden, Yu. Novikov, T. Radon, H. Schatz, C. Scheidenberger, J. Stadlmann, M. Steck, T. Winkler, and Wollnik. H. First isochronous mass spectrometry at the experimental storage ring ESR. *in Vorbereitung*.
- [HAC⁺76] K.-N. Huang, M. Aoyagi, M. H. Chen, B. Crasemann, and H. Mark. Neutral-atom electron binding energies from relaxed-orbital relativistic Hartree–Fock–Slater calculations

$2 \leq z \leq 106$. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 18:243–291, 1976.

- [Hau95] M. Hausmann. *Identifikation und Massenmessung von Projektilfragmenten an FRS und ESR der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt*. Diplomarbeit, Justus-Liebig Universität Gießen, 1995.
- [HBD⁺98] M. Hausmann, K. Beckert, A. Dolinskiy, H. Eickhoff, B. Franzczak, B. Franzke, H. Geissel, G. Münzenberg, F. Nolden, C. Scheidenberger, M. Steck, Th. Winkler, and H. Wollnik. Operation of the ESR at transition energy. In S. Myers, L. Liljeby, Ch. Petit-Jean-Genaz, J. Poole, and K.-G. Rensfeldt, editors, *Proceedings of the 6th European Particle Accelerator Conference, Stockholm, 1998*, pages 511 – 513, Bristol, 1998. Institute of Physics Publishing.
- [HIW93] B. Hartmann, H. Irnich, and H. Wollnik. Analytical determination of 5th-order transfer matrices of magnetic quadrupole fringing fields. In *Proceedings of the International Workshop on Nonlinear Problems in Accelerator Physics, Berlin, 1992*, number 131 in Inst. Phys. Conf. Ser., pages 87 – 96, 1993.
- [IFP⁺98] S. Issmer, M. Fruneau, J. A. Pinston, M. Asghar, D. Barneoud, J. Genevey, Th. Kerscher, and K. E. G. Löbner. Direct mass measurements of $A = 80$ isobars. *European Physical Journal*, A 2:173, 1998.
- [IGM⁺97] N. Iwasa, H. Geissel, G. Münzenberg, C. Scheidenberger, Th. Schwab, and H. Wollnik. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, B126:284, 1997.
- [IGN⁺95] H. Irnich, H. Geissel, F. Nolden, K. Beckert, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, Y. Fujita, M. Hausmann, H. C. Jung, O. Klepper, C. Kozhuharov, G. Kraus, A. Magel, G. Münzenberg, F. Nickel, T. Radon, H. Reich, B. Schlitt, W. Schwab, M. Steck, K. Sümmerer, T. Suzuki, and H. Wollnik. Half-live measurements of bare, mass-resolved isomers in a storage-cooler ring. *Physics Review Letters*, 75:4182–4185, 1995.
- [Irn95] H. Irnich. *Der Fragmentseparator als 'GSI-Sekundärstrahlenfabrik': Massen- und Lebensdauermessung hochaufgelöster Isomere*. Doktorarbeit, Universität Giessen, 1995.
- [Ker96] Th. Kerscher. *Systematische Massenmessungen am Experimentier-Speicherring der GSI*. Doktorarbeit, Universität München, 1996.
- [Kle95] Ch. Klein. *Oberflächenanalyse durch direkte Rückstoßspektroskopie mit einem ortsauflösenden Zeitdetektor*. Doktorarbeit, Justus-Liebig Universität Gießen, 1995.

- [LAB⁺96] M. D. Lunney, G. Audi, C. Borcea, M. Dedieu, H. Doubre, M. Duma, M. Jacotin, J.-F. Képinski, G. Le Scornet, M. de Saint Simon, and C. Thibault. MISTRAL: A new program for precise atomic mass determinations of nuclides far from stability. *Hyperfine Interactions*, 99:105–114, 1996.
- [Lan] B. Langenbeck. private Mitteilung.
- [Liv61] J. J. Livingood. *Cyclic Particle Accelerators*. D. van Nostrand Company Inc., Princeton, New Jersey, 1961.
- [LSAM⁺95] A. Lépine-Szily, G. Auger, W. Mittig, M. Chartier, D. Bibet, J. M. Casandjian, M. Chabert, J. Ferme, A. Gillibert, M. Lewitowicz, M. Mac Cormick, M. H. Moscatello, N. A. Orr, E. Plagnol, C. Ricault, C. Spitaels, and A. C. C. Villari. Mass measurement of secondary ions of $A = 100$ in the vicinity of ^{100}Sn using the second cyclotron of GANIL. In M. de Saint Simon and O. Sorlin, editors, *Proceedings of the International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses — ENAM95*, page 79, Gif-sur-Yvette, 1995. Editions Frontieres.
- [MGV⁺95] A. Magel, H. Geissel, B. Voss, P. Armbruster, T. Aumann, M. Bernas, B. Blank, T. Brohm, H.-G. Clerc, S. Czajkowsky, H. Folger, A. Grewe, E. Hanelt, A. Heinz, H. Irnich, M. de Jong, A. Junghans, F. Nickel, M. Pfützner, A. Piechaczek, C. Röhl, C. Scheidenberger, K.-H. Schmidt, W. Schwab, S. Steinhäuser, K. Sümmerer, W. Trinder, H. Wollnik, and G. Münzenberg. First spatial isotopic separation of relativistic uranium projectile fragments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, B 94:548, 1995.
- [MK92] T. Mayer-Kuckuk. *Kernphysik*. Teubner Studienbücher, Stuttgart, fünfte edition, 1992.
- [MLSO97] W. Mittig, A. Lépine-Szily, and N. A. Orr. Mass measurements far from stability. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 47:27 – 66, 1997.
- [Mor89] D. J. Morrissey. Systematics of momentum distributions from reactions with relativistic ions. *Physical Review C*, 39(2):460 – 470, 1989.
- [Nol] F. Nolden. private Mitteilung.
- [Nol95] F. Nolden. Polflächenströme für den ESR-Dipol. Arbeitsnotiz ESR27105MA, Gesellschaft für Schwerionenforschung, Planckstraße 1, 64291 Darmstadt, Germany, 1995. unpublished.

- [Nol96] F. Nolden. ESR-Bahnkorrekturen und andere optische Maßnahmen im November '96. Arbeitsnotiz ESR18126.BEX, Gesellschaft für Schwerionenforschung, Planckstraße 1, 64291 Darmstadt, Germany, 1996. unpublished.
- [OMF⁺91] N. A. Orr, W. Mittig, L. K. Fifield, M. Lewitowicz, E. Plagnol, Y. Schutz, Z. W. Long, L. Bianchi, A. Gillibert, A. V. Belozyorov, S. M. Lukyanov, Yu. E. Penionzhkevich, A. C. C. Villari, A. Cunsolo, A. Foti, G. Audi, C. Stephan, and L. Tassan-Got. New mass measurements of neutron-rich nuclei near $N = 20$. *Physics Letters*, B 258:29, 1991.
- [Pen36] F. M. Penning. *Physica*, 3:873, 1936.
- [Pot90] H. Poth. Electron cooling: theory, experiment, application. *Physics Reports*, 196:135, 1990.
- [PP80] V. V. Parkhomchuk and D. V. Pestrikov. Thermal noise in an intense beam in a storage ring. *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 25:818, 1980.
- [PTVF92] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery. *Numerical Recipes in C: the art of scientific computing*. Cambridge University Press, Cambridge, GB, second edition, 1992.
- [Rad] T. Radon. private Mitteilung.
- [Rad94] T. Radon. *Aufbau und Test eines schnellen Zeitdetektorsystems*. Diplomarbeit, Justus-Liebig Universität Gießen, 1994.
- [Rad98] T. Radon. *Massenmessung neutronenarmer Wismutfragmente am Experimentierspeicherring der GSI*. Doktorarbeit, Universität Giessen, 1998.
- [Rav92] H. L. Ravn. Status and future development of ion sources for on-line mass separators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, B 70:107, 1992.
- [RKS⁺97] T. Radon, Th. Kerscher, B. Schlitt, K. Beckert, T. Beha, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, Y. Fujita, H. Geissel, M. Hausmann, H. Irnich, H. C. Jung, O. Klepper, H.-J. Kluge, C. Kozhuharov, G. Kraus, K. E. G. Löbner, G. Münzenberg, Yu. Novikov, F. Nickel, F. Nolden, Z. Patyk, H. Reich, C. Scheidenberger, W. Schwab, M. Steck, K. Sümmerer, and H. Wollnik. Schottky mass measurement of cooled proton-rich nuclei at the GSI experimental storage ring. *Physical Review Letters*, 78(25):4701 – 4704, 1997.
- [RS94] J. Rossbach and P. Schmüser. Basic course on accelerator optics. In S. Turner, editor, *CAS Cern Accelerator School*,

Fifth General Accelerator Physics Course, number 94-01 in Cern Report, pages 17 – 88, Geneva, 1994. Cern Accelerator School, CERN.

- [SBB⁺90] H. Stolzenberg, St. Becker, G. Bollen, F. Kern, H.-J. Kluge, Th. Otto, G. Savard, L. Schweikhard, G. Audi, and R.B. Moore. Accurate mass determination of short-lived isotopes by a tandem penning-trap mass spectrometer. *Physical Review Letters*, 65(25):3104, 1990.
- [SBB⁺97] B. Schlitt, K. Beckert, T. Beha, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, Y. Fujita, H. Geissel, M. Hausmann, H. C. Jung, Th. Kerscher, O. Klepper, H.-J. Kluge, C. Kozhuharov, G. Kraus, K. E. G. Löbner, G. Münzenberg, F. Nickel, F. Nolden, Yu. Novikov, T. Radon, H. Reich, C. Scheidenberger, W. Schwab, M. Steck, K. Sümmerer, and H. Wollnik. Schottky mass spectrometry at the ESR: A novel tool for precise direct mass measurements of exotic nuclei. In F. Bosch and P. Egelhoff, editors, *Proceedings of the 3rd international Conference on Nuclear Physics at Storage Rings STORI96*, volume A626 of *Nuclear Physics*, pages 325c – 326c, 1997.
- [SBE⁺96] M. Steck, K. Beckert, H. Eickhoff, B. Franzke, F. Nolden, H. Reich, and B. Schlitt. Anomalous temperature reduction of electron-cooled heavy ion beams in the storage ring ESR. *Physical Review Letters*, 77(18):3803, 1996.
- [SBE⁺98] M. Steck, K. Beckert, H. Eickhoff, B. Franzke, F. Nolden, H. Reich, B. Schlitt, and T. Winkler. Lowest temperatures in cooled heavy ion beams at the ESR. In S. Myers, L. Liljeby, Ch. Petit-Jean-Genaz, J. Poole, and K.-G. Rensfeldt, editors, *Proceedings of the 6th European Particle Accelerator Conference, Stockholm, 1998*, pages 1064 – 1066, Bristol, 1998. Institute of Physics Publishing.
- [SBM⁺90] K. Sümmerer, W. Brüche, D. J. Morrissey, M. Schädel, B. Szewerny, and Yang Weifan. Target fragmentation of Au and Th by 2.6 GeV protons. *Physical Review C*, 42(6):2546, 1990.
- [Sch91a] U. Schaaf. *Schottky-Diagnose und BTF-Messungen an gekühlten Strahlen im Schwerionen-Speicherring ESR*. Doktorarbeit, Universität Frankfurt, Germany, 1991.
- [Sch91b] Th. Schwab. GSI-Report 91-10, Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt, 1991.
- [Sch97] B. Schlitt. *Schottky Mass Spectrometry at the Heavy Ion Storage Ring ESR*. Doktorarbeit, Universität Heidelberg, 1997.

- [Sch98] S. Schwarz. *Manipulation radioaktiver Ionenstrahlen mit Hilfe einer Paulfalle und direkte Massenmessung an neutronenarmen Quecksilberisotopen mit dem ISOLTRAP-Experiment*. Doktorarbeit, Universität Mainz, Germany, 1998.
- [Sei93] H. Seifert. *Mass Measurement of light neutron-rich isotopes using the Time-of-Flight Isochronous Spectrometer TOFI*. Doktorarbeit, Justus–Liebig Universität Gießen, 1993.
- [Sen92] M. Sendor. *Magnet-Konstruktion und Aufbau für einen Timing-Detektor*. Diplomarbeit, Justus–Liebig Universität Gießen, 1992.
- [SG98] C. Scheidenberger and H. Geissel. Penetration of relativistic heavy ions through matter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, B 135:25 – 34, 1998.
- [SGM⁺88] Th. Schwab, H. Geissel, G. Münzenberg, K. H. Schmidt, B. Sherrill, and H. Wollnik. MOCADI, a simulation program for ions passing through ion-optical elements and matter. In U. Grundinger, editor, *GSI Scientific Report 1987*, GSI-88-1, page 284, D-64291 Darmstadt, 1988. Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH.
- [Smi60] L. G. Smith. In H. E. Duckworth, editor, *Proc. Int. Conf. on Nuclidic Masses*, page 418, Canada, 1960. University Toronto Press.
- [Sør75] A. Sørensen. Crossing the phase transition in strong-focusing proton synchrotrons. *Particle Accelerators*, 6:141–173, 1975.
- [Sør89] A. H. Sørensen. Liouville’s theorem and emittance. In S. Turner, editor, *CAS Cern Accelerator School, Third General Accelerator Physics Course*, number 89-05 in Cern Report, pages 17 – 88, Geneva, 1989. Cern Accelerator School, CERN.
- [Spi98] P. Spiller. Optimierung des Strahleinschusses in den Experimentierspeicherring (ESR): Ionenoptische Aspekte. unpublished, 1998.
- [SSM⁺98] C. Scheidenberger, Th. Stöhlker, W. E. Meyerhof, H. Geissel, P. H. Mokler, and B. Blank. Charges states of relativistic heavy ions in matter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, B 142:441 – 462, 1998.
- [Staa] J. Stadlmann. Doktorarbeit in Vorbereitung, Universität Giessen.
- [Stab] J. Stadlmann. private Mitteilung.
- [Ste] M. Steck. private Mitteilung.

- [SVDD81] P. B. Schwinberg, R. S. Van Dyck, and H. G. Dehmelt. Trapping and thermalization of positrons for geonium spectroscopy. *Physics Letters*, A 81:119, 1981.
- [SWV⁺94] H. L. Seifert, J. M. Wouters, D. J. Vieira, H. Wollnik, X. G. Zhou, X. L. Tu, Z. Y. Zhou, and G. W. Butler. Mass measurement of neutron-rich isotopes from ^{51}Ca to ^{72}Ni . *Zeitschrift für Physik*, A349:25, 1994.
- [TAB⁺] C. Toader, G. Audi, C. Borcea, H. Doubre, M. Duma, M. Jacotin, S. Henry, J.-F. Képinski, G. Lebrée, G. Le Scornet, D. Lunney, C. Monsanglant, M. de Saint Simon, C. Thibault, and the ISOLDE-collaboration. Accurate mass measurements of short-lived isotopes with the MISTRAL RF spectrometer. to be published.
- [TBE⁺92] J. Trötscher, K. Balog, H. Eickhoff, B. Franczak, B. Franzke, Y. Fujita, H. Geissel, Ch. Klein, J. Knollmann, A Kraft, K. E. G. Löbner, A. Magel, G. Münzenberg, A. Przewloka, D. Rosenauer, H. Schäfer, M. Sendor, D. J. Vieira, B. Vogel, Th. Winkelmann, and H. Wollnik. Mass measurements of exotic nuclei at the ESR. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, B70:455–458, 1992.
- [TKR⁺75] C. Thibault, R. Klapisch, C. Rigaud, A. M. Poskanzer, R. Prieels, L. Lessard, and W. Reisdorf. Direct measurement of the masses of ^{11}Li and $^{26-32}\text{Na}$ with an on-line mass spectrometer. *Physical Review*, C 12:644, 1975.
- [Trö93] J. Trötscher. *Der Experimentierspeicherring der GSI als Flugzeitmassenspektrometer für exotische Nuklide*. Doktorarbeit, Justus-Liebig Universität Gießen, 1993.
- [VSW⁺95] D. J. Vieira, H. L. Seifert, J. M. Wouters, H. Wollnik, X. G. Zhou, X. L. Tu, Z. Y. Zhou, and G. W. Butler. Masses new and old: Measurements of 39 isotopes from ^{51}Ca to ^{72}Ni . In M. de Saint Simon and O. Sorlin, editors, *Proceedings of the International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses — ENAM95*, page 103, Gif-sur-Yvette, 1995. Editions Frontieres.
- [WBB⁺95] H. Wollnik, K. Beckert, T. Beha, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, Y. Fujita, H. Geissel, M. Hausmann, H. Irnich, H. C. Jung, Th. Kerscher, O. Klepper, G. Kraus, K. E. G. Löbner, G. Münzenberg, F. Nickel, F. Nolden, Yu. Novikov, T. Radon, H. Reich, C. Scheidenberger, B. Schlitt, W. Schwab, A. Schwinn, M. Steck, and K. Sümmerer. Direct mass measurements of cooled gold and bismuth projectile fragments at the FRS-ESR facility. In M. de Saint Si-

- mon and O. Sorlin, editors, *Proceedings of ENAM95*, pages 97–102. Editions Frontieres, 1995.
- [WBB⁺97] H. Wollnik, K. Beckert, T. Beha, F. Bosch, A. Dolinskii, H. Eickhoff, M. Falch, B. Franzke, Y. Fujita, H. Geissel, M. Hausmann, Th. Horvath, H. Irnich, H. C. Jung, Th. Kerscher, O. Klepper, C. Kozhuharov, G. Kraus, K. E. G. Löbner, G. Münzenberg, F. Nickel, F. Nolden, Yu. Novikov, T. Radon, H. Reich, C. Scheidenberger, B. Schlitt, W. Schwab, A. Schwinn, M. Steck, K. Sümmerer, M. Theiss, and Th. Winkler. TOF–mass–measurements of exotic nuclei at the ESR of the GSI. In F. Bosch and P. Egelhoff, editors, *Proceedings of the 3rd international Conference on Nuclear Physics at Storage Rings STORI96*, volume A626 of *Nuclear Physics*, pages 327c – 331c, 1997.
- [WHB88] H. Wollnik, B. Hartmann, and M. Berz. Principles of GIOS and COSY. In C. Eminiher, editor, *AIP Conference Proceedings*, volume 177, pages 74–85, 1988.
- [Wil94a] E. J. N. Wilson. Non-linearities and resonances. In S. Turner, editor, *CAS Cern Accelerator School, Fifth General Accelerator Physics Course*, number 94-01 in Cern Report, pages 239 – 252, Geneva, 1994. Cern Accelerator School, CERN.
- [Wil94b] E. J. N. Wilson. Transverse beam dynamics. In S. Turner, editor, *CAS Cern Accelerator School, Fifth General Accelerator Physics Course*, number 94-01 in Cern Report, pages 131 – 158, Geneva, 1994. Cern Accelerator School, CERN.
- [Win] Th. Winkler. private Mitteilung.
- [Win96] Th. Winkler. *Untersuchungen zur Elektronenkühlung hochgeladener schwerer Ionen*. Doktorarbeit, Universität Heidelberg, 1996.
- [Wol67] H. Wollnik. Second order transfer matrices of real magnetic and electrostatic sector fields. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 52:250, 1967.
- [Wol87a] H. Wollnik. Mass separators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A258:289–296, 1987.
- [Wol87b] H. Wollnik. *Optics of Charged Particles*. Academic Press Inc., Orlando, Florida, 1987.
- [WSB86] H. Wollnik, Th. Schwab, and M. Berz. First ion optical calculations to operate the planned ESR as a time-of-flight mass spectrometer. In U. Grundinger, editor, *GSI Scientific Report 1985*, GSI-86-1, page 372, 6100 Darmstadt, März 1986. Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH.

- [WVW⁺85] J. M. Wouters, D. J. Vieira, H. Wollnik, H. A. Enge, S. Kowalski, and K. L. Brown. Optical design of the TOFI (time-of-flight isochronous) spectrometer for mass measurements of exotic nuclei. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A240:77–90, 1985.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben.

Insbesondere gilt mein Dank Herrn Professor Dr. Hermann Wollnik für die Übertragung dieser Arbeit, sowie seine hilfreichen Anregungen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Professor Dr. Gottfried Münzenberg danke ich für sein ständiges Interesse an dieser Arbeit und für die Schaffung des Rahmens, in dem diese Arbeit an der GSI durchgeführt werden konnte.

Herrn Priv. Doz. Dr. Hans Geissel sei für die ständige Unterstützung und für seinen unermüdlichen Einsatz, speziell während der Experimente, gedankt.

Herrn Dr. Bernhard Franzke und Herrn Dr. Fritz Nolden sei hier stellvertretend für die gesamte ESR-crew für die freundliche (zwischenzeitliche) Aufnahme in ihre Arbeitsgruppe gedankt.

Herrn Professor Dr. Yuri Novikov, Herrn Dr. Faouzi Attallah, Herrn Dr. Peter Torsten Radon, Herrn Dr. Hendrik Schatz, Herrn Dr. Christoph Scheidenberger und Herrn Dipl.-Phys. Jens Stadlmann danke ich für anregende Diskussionen und die angenehme Zusammenarbeit.

Herrn Dr. Jens Trötscher sei stellvertretend für all diejenigen dankend erwähnt, die in der Vergangenheit wichtige Vorarbeiten für diese Arbeit geleistet haben, und die nun nicht mehr zur Mannschaft gehören.

Den Herren Karl-Heinz Behr, Adolf Brünle und Karlheinz Burkard danke ich für ihre ständige Hilfsbereitschaft in technischen Fragen.

Des weiteren danke ich allen Kollegen an der GSI und am II. Physikalischen Institut der Justus-Liebig-Universität Gießen.

Abschließend gebührt meinen Eltern und meinem Bruder Dank dafür, daß sie immer für mich da waren.