

WESTFÄLISCHE  
WILHELMS-UNIVERSITÄT  
MÜNSTER

---

## Diplomarbeit

Hochpräzise Impulsbestimmung des  
COSY-Beschleunigerstrahls im Rahmen der  
Messung zur Bestimmung der  $\eta$ -Masse am  
Experimentaufbau ANKE

vorgelegt von

PAUL GOSLAWSKI

– Dezember 2008 –



# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Einführung in das Themengebiet</b>	<b>3</b>
1.1 Das Standardmodell der Elementarteilchen und die Quantenchromodynamik . . . . .	3
1.2 Das $\eta$ -Meson . . . . .	5
1.3 Aktueller Forschungsstand zur $\eta$ -Masse . . . . .	8
1.4 Mögliche Messmethoden . . . . .	9
1.4.1 Massenbestimmung mittels Interpolation des totalen Wirkungsquerschnitts auf die Reaktionsschwelle . . . . .	10
1.4.2 Massenbestimmung durch Berechnung der invarianten Masse der Zerfallsprodukte des $\eta$ -Mesons . . . . .	11
1.4.3 Kinematische Massenbestimmung mit einer Zwei-Teilchen-Reaktion . . . . .	12
1.5 Fazit zum aktuellen Forschungsstand der $\eta$ -Masse . . . . .	13
<b>2 Kinematische Massenbestimmung mit einer Zwei-Teilchen-Reaktion</b>	<b>15</b>
2.1 Allgemeine kinematische Überlegungen . . . . .	15
2.1.1 Laborsystem und Schwerpunktsystem . . . . .	16
2.1.2 Zwei-Teilchen-Reaktion und Kinematik . . . . .	17
2.2 Ausnutzung der Zwei-Teilchen-Reaktion $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ zur Bestimmung der $\eta$ -Masse . . . . .	18
2.3 Physikalische Grundlagen der Spin-Resonanz-Methode . . . . .	20
2.3.1 Der Spin im elektromagnetischen Feld: Die Thomas-BMT-Gleichung . . . . .	21
2.3.2 Depolarisierende Resonanzen . . . . .	23
2.4 Exakte Impulsbestimmung durch Erzeugung einer künstlichen Spin-Resonanz . . . . .	25
<b>3 Das ANKE-Experiment am Cooler Synchrotron - COSY</b>	<b>27</b>
3.1 Das Cooler Synchrotron - COSY . . . . .	27
3.1.1 Der EDDA-Detektor als Strahlpolarimeter . . . . .	30
3.1.2 Der Hochfrequenz-Solenoid zur Erzeugung einer künstlichen Spin-Resonanz . . . . .	31

3.2	Das ANKE - Magnetspektrometer . . . . .	32
3.2.1	Das Clusterjet-Target . . . . .	33
3.2.2	Das Vorwärtsdetektorsystem . . . . .	36
3.2.3	Das Triggersystem . . . . .	37
<b>4</b>	<b>Vorbereitung und Durchführung der Strahlzeit</b>	<b>39</b>
4.1	Wahl des Messverfahrens . . . . .	39
4.1.1	Die kontinuierliche Impuls-Rampe . . . . .	40
4.1.2	Feste Strahlimpulse . . . . .	41
4.2	An ANKE-COSY erreichbare Genauigkeit für die Bestimmung der $\eta$ -Masse . . . . .	41
4.3	Durchführung der Strahlzeit . . . . .	44
4.3.1	Luminositätsbetrachtung . . . . .	44
4.3.2	Endgültige Messmethode - Die drei Superzyklen . . . . .	46
<b>5</b>	<b>Bestimmung der Umlauffrequenz</b>	<b>51</b>
5.1	Das Schottkyrauschen des Teilchenstrahls . . . . .	51
5.1.1	Einstellungen zur Messung des Schottkyrauschens . . . . .	52
5.1.2	Sortierung der Schottkydaten . . . . .	54
5.2	Entwickelte Verfahren zur Bestimmung der Umlauffrequenz $f_0$ . . . . .	59
5.2.1	Bestimmung der Umlauffrequenz anhand des Intensitätsmittelwertspektrums . . . . .	59
5.2.2	Bestimmung der Umlauffrequenz anhand einzelner Schottkyspektren . . . . .	63
5.3	Ergebnisse zur Umlauffrequenz $f_0$ . . . . .	64
5.3.1	Untersuchung der Stabilität der Umlauffrequenz des COSY-Beschleunigerstrahls . . . . .	65
5.3.2	Auswirkung der Strahl-Target-Wechselwirkung auf die Umlauffrequenz . . . . .	67
5.3.3	Vergleich der mittleren Umlauffrequenzen während der Spin-Resonanz-Messung und Datenaufnahme . . . . .	70
5.3.4	Umlauffrequenzen zur Strahlimpulsbestimmung . . . . .	72
<b>6</b>	<b>Bestimmung der Spin-Resonanz-Frequenz</b>	<b>75</b>
6.1	Untersuchungen zur Spin-Resonanz-Messung . . . . .	76
6.1.1	Der Messzyklus der Spin-Resonanz-Messung . . . . .	76
6.1.2	Unsicherheit der mit EDDA gemessenen Strahlpolarisation . . . . .	78
6.1.3	Auswirkungen des ANKE-Clusterjet-Targets auf die Spin-Resonanz-Messung . . . . .	81
6.2	Auswertung der Spin-Resonanz-Kurven . . . . .	85
6.2.1	Bestimmung der Spin-Resonanz-Frequenzen aller Flattops . . . . .	87
6.2.2	Betrachtung der Orbitlänge des Teilchenstrahls . . . . .	90

6.2.3	Spin-Resonanz-Frequenzen zur Strahlimpulsbestimmung . . .	92
<b>7</b>	<b>Ergebnisse - Bestimmung der exakten Strahlimpulse</b>	<b>95</b>
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>99</b>
8.1	Zusammenfassung . . . . .	99
8.2	Ausblick . . . . .	100
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>101</b>
A.1	Invariante Masse und Missing-Mass . . . . .	101
A.2	Berechnung der gyromagnetischen Anomalie des Deuterons . . . . .	103
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>104</b>



# Einleitung

„Woraus besteht Materie?“

Die Frage nach den Grundbausteinen der Materie ist eine alte Frage und auch in der heutigen modernen Teilchenphysik noch sehr aktuell. Bereits im antiken Griechenland wurde von Demokrit die Idee geäußert, dass die Welt aus unteilbaren, kleinsten, elementaren Teilchen bestehe. Seit Ende des 19. Jahrhunderts zeigen Experimente, dass es tatsächlich einen derartigen Grundbaustein der Materie gibt, das Atom; es jedoch ein Teilchensystem bestehend aus einer negativen Elektronenhülle und einem positivem Atomkern darstellt. In Experimenten gelangen J.J. Thomson, E. Rutherford und J. Chadwick die genaue Untersuchung der einzelnen Bestandteile, die als Elektron, Proton und Neutron identifiziert wurden. Während das Elektron nach heutigem Kenntnisstand elementar ist, weisen Proton und Neutron eine Substruktur auf.

Mit der Entwicklung der ersten Teilchenbeschleuniger um 1930, dem Zyklotron von Lawrence und dem Van-de-Graaff-Beschleuniger, konnten mittels Streuexperimenten der Atomkern und somit Proton und Neutron genauer untersucht werden. Überraschenderweise wurden bei diesen Experimenten gleichzeitig zahlreiche neue kurzlebige Teilchen erzeugt, die als Leptonen und Hadronen bezeichnet werden. Man unterscheidet zwei verschiedene Arten von Hadronen, die Baryonen und die Mesonen. Deren systematische Untersuchung hinsichtlich ihrer Eigenschaften ist ein wichtiger Forschungsschwerpunkt der modernen Teilchenphysik, die es sich zum Ziel gemacht hat, die physikalischen Prozesse und Wechselwirkungen auf der Größenskala<sup>1</sup> der Hadronen zu beschreiben. Eine zentrale, oft in theoretische Modelle eingehende, Größe ist die Masse der Hadronen, so dass deren Bestimmung mit hoher Präzision von entscheidender Bedeutung ist.

Eine internationale Kollaboration von Teilchenphysikern, die „Particle Data Group“ (PDG), stellt bereits veröffentlichte Ergebnisse zur Teilchenphysik im „Review of Particle Physics“ zusammen. Bei Betrachtung der Massen der leichtesten Mesonen im „Review 2006“ der PDG [Y<sup>+</sup>07] stellt man fest, dass es Unterschiede in den Genauigkeiten von bis zu drei Größenordnungen gibt. Während die Masse der Pionen mit einer Genauigkeit von  $\Delta m_\pi/m_\pi \approx 10^{-6} - 10^{-7}$  beziehungsweise die der Kaonen

---

<sup>1</sup>Im Bereich von  $10^{-15}$  m.

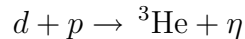
---

mit  $\Delta m_K/m_K \approx 10^{-5}$  bekannt ist, wird die Masse des  $\eta$ -Mesons lediglich mit einer Präzision von  $\Delta m_\eta/m_\eta \approx 10^{-4}$  angegeben.

$$\begin{aligned}m_{\pi^\pm} &= (139,57018 \pm 0,000035) \text{ MeV}/c^2 \\m_{\pi^0} &= (134,9766 \pm 0,0006) \text{ MeV}/c^2 \\m_{K^\pm} &= (493,677 \pm 0,016) \text{ MeV}/c^2 \\m_{K^0} &= (497,648 \pm 0,022) \text{ MeV}/c^2 \\m_\eta &= (547,51 \pm 0,18) \text{ MeV}/c^2\end{aligned}$$

Die große Unsicherheit in der  $\eta$ -Masse liegt in widersprüchlichen Ergebnissen unterschiedlicher Experimente begründet (siehe Kapitel 1.3). Zur Klärung dieser aktuell unbefriedigenden Situation sind folglich weitere Experimente nötig.

Im November 2007 wurde dem „Program Advisor Committee“ daher ein Strahlzeitantrag [Kho07] zur Bestimmung der  $\eta$ -Masse mit dem ANKE-Magnetspektrometer [B<sup>+</sup>01], welches am COoler SYnchrotron - COSY [Mai97] installiert ist, eingereicht. Nach dessen Bewilligung wurde bereits im März 2008 eine vierwöchige Strahlzeit zur Bestimmung der  $\eta$ -Masse mittels der Reaktion



durchgeführt. Zur Messung der  $\eta$ -Masse mit einer zu den anderen Experimenten vergleichbaren Genauigkeit, wurde ein neues Verfahren zur Bestimmung des Strahlimpulses am COSY-Beschleuniger, das als „Spin-Resonanz-Methode“ bezeichnet wird, entwickelt. Diese Methode ermöglicht eine Impulsbestimmung des Teilchenstrahls mit der erforderlichen und bisher noch nicht erreichten Präzision von  $\Delta p/p < 10^{-4}$ . Bei der gewählten Reaktion beträgt der Impuls des Deuteronenstrahls in etwa 3000 MeV/c und kann mit der Spin-Resonanz-Methode bis auf wenige 100 keV/c exakt bestimmt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit werden strahlzeitvorbereitende Rechnungen und die Bestimmung der exakten Strahlimpulse durch Auswertung der Spin-Resonanz-Daten vorgestellt.

Nach einer kurzen Einführung zur aktuellen Forschungssituation bezüglich der  $\eta$ -Masse wird im ersten Hauptteil bestehend aus Kapitel 2, 3 und 4 das grundlegende Messverfahren und die damit erzielbare Genauigkeit diskutiert.

Der zweite Hauptteil, der sich aus Kapitel 5, 6, und 7 zusammensetzt, umfasst die Auswertung der Messdaten der Schottky- und Spin-Resonanz-Messungen sowie die Berechnung der exakten Strahlimpulse.



# 1 Einführung in das Themengebiet

## 1.1 Das Standardmodell der Elementarteilchen und die Quantenchromodynamik

Auf der Suche nach den Grundbausteinen beziehungsweise Elementarteilchen der Materie sind Physiker experimentell zu immer kleineren Längenskalen vorgedrungen. Mit der Entwicklung von Teilchenbeschleunigern konnte mittels Streuexperimenten die innere Struktur des Atomkerns, das heißt des Protons und des Neutrons, studiert werden. Die Untersuchung der bei diesen Experimenten entdeckten kurzlebigen Hadronen lässt ebenfalls auf eine Substruktur dieser schließen. Durch das Zusammenspiel aus Experiment und Theorie konnte ein Modell der Grundbausteine der Materie und ihrer Wechselwirkungen entwickelt werden: „**Das Standardmodell der Elementarteilchen**“.

Das Standardmodell der Elementarteilchen ist eine relativistische Quantenfeldtheorie, die drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen beschreibt. Die vier fundamentalen Wechselwirkungen sind die Gravitation, die schwache, die elektromagnetische und die starke Wechselwirkung. Die Gravitation ist auf der Längenskala der Teilchenphysik vernachlässigbar, da sie im Vergleich zu den anderen Kräften um viele Größenordnungen schwächer ist.

Im Standardmodell werden die Wechselwirkungen zwischen den Materieteilchen mit halbzahligem Spin - den Fermionen - durch Kraftfelder beziehungsweise Kraftaustauschteilchen mit ganzzahligem Spin - den Bosonen - beschrieben. Die Wechselwirkungsteilchen koppeln an eine bestimmte Eigenschaft der Fermionen, die als Ladung bezeichnet wird. Während das Photon, das Austauscheteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung, an die elektrische Ladung koppelt, koppeln die Austauschbosonen -  $W^\pm$ ,  $Z^0$  - der schwachen Wechselwirkung an die schwache Ladung und die Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung - die Gluonen - an die Farbladung.

In Abbildung 1.1 sind die Elementarteilchen des Standardmodells aufgeführt, wobei die Quarks blau, die Leptonen gelb und die Austauschbosonen rot markiert sind. Laut Quantenfeldtheorie existiert aus Symmetriegründen zu jedem Elementarteilchen ein Antiteilchen mit entgegengesetzten additiven Quantenzahlen, beispielsweise mit entgegengesetzter Ladung. Folglich gibt es 24 Elementarteilchen - sechs

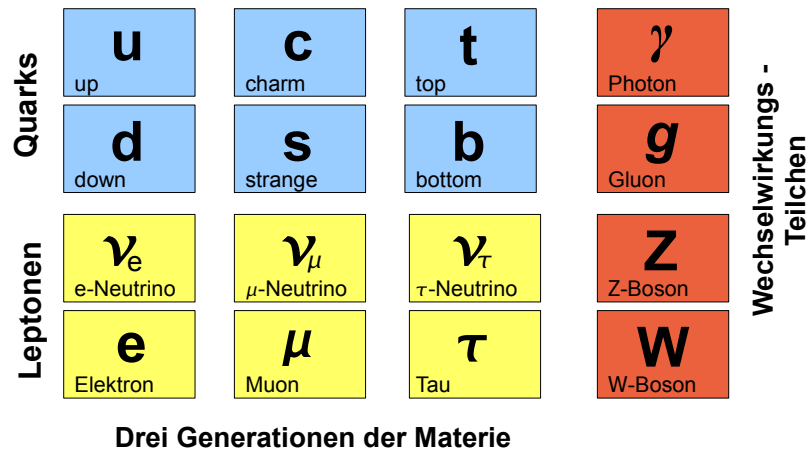


Abbildung 1.1: Schematische Skizze zum Standardmodell der Elementarteilchen.

Quarks, sechs Leptonen und die dazugehörigen zwölf Antiteilchen. Des Weiteren existieren zwölf Austauschteilchen, das Photon, das  $W^+$ ,  $W^-$  und das  $Z^0$ -Boson und acht Gluonen. Die Unterteilung der Elementarteilchen in Quarks und Leptonen liegt darin begründet, dass nur Quarks eine Farbladung tragen und somit nur diese an der starken Wechselwirkung teilnehmen können.

Alle Hadronen setzen sich aus Quarks und Antiquarks gemäß den Gesetzen der starken Wechselwirkung, die auch als Quantenchromodynamik bezeichnet wird, zusammen. In der Quantenchromodynamik unterscheidet man die drei verschiedenen Farbladungen rot, grün und blau, die ein Quark tragen kann sowie die drei zugehörigen Gegenladungen antirot, antigrün und antiblau des jeweiligen Antiquarks. Die Gluonen, die selber Träger einer Farb- und Antifarbladung sind, koppeln an die Farbe der Quarks.

Eine Aussage der Quantenchromodynamik ist, dass nur farbneutrale Zustände erlaubt sind und somit Quarks nur in gebundenen Quarksystemen auftreten können. Drei-Quark-Systeme (Drei-Antiquark-Systeme) mit drei verschiedenen Farbladungen - rot, grün und blau (antirot, antigrün, antiblau) - sind farbneutral und werden als Baryonen (Antibaryonen) bezeichnet. Hierzu gehören auch das Proton - bestehend aus  $(u, u, d)$ -Quarks - und das Neutron - bestehend aus  $(u, d, d)$ -Quarks. Zwei-Quark-Systeme, zusammengesetzt aus Quark und Antiquark, mit einer Farbe und der zugehörigen Antifarbe sind ebenfalls farbneutral und werden als Mesonen bezeichnet. Ein Beispiel ist das  $\pi^+$ -Meson, welches aus einem up-Quark und einem down-Antiquark  $(u, \bar{d})$  besteht. Mesonen und Baryonen werden zur Klasse der Hadronen, die der starken Wechselwirkung unterliegen, zusammengefasst. Während das einzige bis dato bekannte stabile Hadron das Proton ist, sind alle übrigen Hadronen instabil und zerfallen über die drei Kräfte des Standardmodells.

## 1.2 Das $\eta$ -Meson

Mesonen, wozu auch das  $\eta$ -Teilchen zählt, sind aus einem Quark und einem Antiquark ( $q\bar{q}$ ) aufgebaut. Zur Zeit sind sechs verschiedene Quarks bekannt, die aufgrund ihrer Quantenzahlen und ihrer Massen, dargestellt in Tabelle 1.1, unterscheidbar sind. Des Weiteren gibt es sechs Antiquarks, die sich nur durch entgegengesetzte Vorzeichen in den additiven Quantenzahlen ( $I_3$ , S, C, B, T, Q) von den Quarks unterscheiden. In der starken Wechselwirkung sind die additiven Quantenzahlen neben den üblichen Erhaltungsgrößen Energie, Impuls, Drehimpuls und Ladung ebenfalls erhalten.

Quark	I	$I_3$	S	C	B	T	Q	Masse in MeV/c
up (u)	1/2	+1/2	0	0	0	0	+2/3	1,5 - 3,0
down (d)	1/2	-1/2	0	0	0	0	-1/3	3,0 - 7,0
strange (s)	0	0	-1	0	0	0	-1/3	$95 \pm 25$
charme (c)	0	0	0	+1	0	0	+2/3	$1250 \pm 90$
bottom (b)	0	0	0	0	-1	0	-1/3	$4200 \pm 70$
top (t)	0	0	0	0	0	+1	+2/3	$(174 \pm 3) \cdot 10^3$

Tabelle 1.1: Quantenzahlen (I: Isospin,  $I_3$ : Dritte Komponente des Isospins, S: strange, C: charm, B: bottom, T: top, Q: Elektrische Ladung in Einheiten der Elementarladung) der Quarks.

Die große Anzahl der Mesonen lässt sich anhand dieser Quantenzahlen sortieren und klassifizieren. Eine wichtige Größe dabei ist der Gesamtdrehimpuls  $\vec{J}$ , der sich aus Spin  $\vec{S}$  und Drehimpuls  $\vec{L}$  zu

$$\vec{J} = \vec{S} + \vec{L} \quad (1.1)$$

ergibt. Dabei kann der Spin eines Mesons, welches aus zwei Spin 1/2-Teilchen, einem Quark und einem Antiquark, besteht, laut Drehimpulskopplung nur zu Spin 0 oder Spin 1 koppeln. Eine weitere wichtige Größe ist die Parität  $P$ , die direkt mit der Drehimpulsquantenzahl  $l$  zusammenhängt:

$$P = (-1)^{l+1} . \quad (1.2)$$

Die unterschiedlichen Mesonen werden nach ihren Quantenzahlen  $J^P$  in sogenannten Multipletts klassifiziert. Man unterscheidet ( $0^-$ ) - Pseudoskalare Mesonen, ( $1^-$ ) - Vektormesonen, ( $0^+$ ) - Skalare Mesonen, ( $1^+$ ) - Axiale Mesonen und ( $2^+$ ) - Tensor mesonen. Das  $\eta$ -Meson hat die Quantenzahlen  $J^P = 0^-$  und wird daher dem pseudoskalaren Multiplett zugeordnet.

Betrachtet man nur die drei leichtesten Quarks, das heißt das Quark-Triplett  $(u, d, s)$  und das dazugehörige Antiquark-Triplett  $(\bar{u}, \bar{d}, \bar{s})$ , so lassen sich neun Mesonen aus diesen kombinieren. Die Multiplikation dieser zwei Quark-Antiquark-Triplets wird mathematisch durch die  $SU(3)$ -Flavour-Symmetrie beschrieben und liefert als Ergebnis acht antisymmetrische und einen symmetrischen Zustand, die als antisymmetrisches Oktett und symmetrisches Singulett bezeichnet werden. Die Auftragung der Strangeness gegen die dritte Komponente des Isospins führt zur grafischen Darstellung des pseudoskalaren Multipletts (siehe Abbildung 1.2).

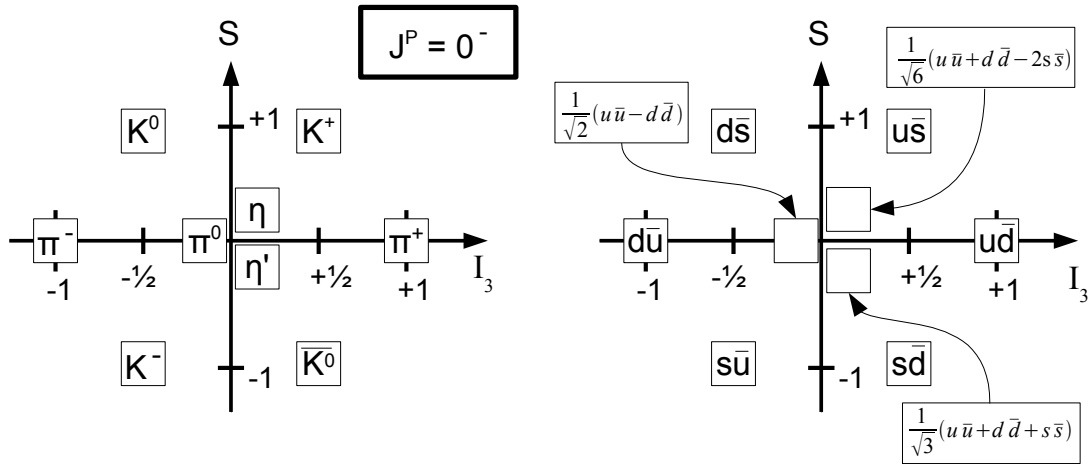


Abbildung 1.2: Nonett der pseudoskalaren Mesonen. Links: Beobachtete Teilchen. Rechts: Theoretische Zustände nach der  $SU(3)$ -Flavour-Symmetrie.

Die drei Zustände im Zentrum des Diagramms weisen gleiche Quantenzahlen ( $S = 0, I_3 = 0$ ) auf und können daher quantenmechanisch mischen. Der rein aus up- und down-Quarks zusammengesetzte Zustand  $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$  wird dem  $\pi^0$ -Meson zugeordnet und bildet mit dem  $\pi^+$  und dem  $\pi^-$  das Triplett der Pionen. Die Zustände, deren Strangeness  $S$  ungleich null ist, werden als Kaonen bezeichnet. Die physikalischen, in Experimenten messbaren, Teilchen  $\eta$  und  $\eta'$  können nicht eindeutig den Zuständen

$$\eta_0 = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot (u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}) \quad \text{und} \quad \eta_8 = \frac{1}{\sqrt{6}} \cdot (u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}) \quad (1.3)$$

mit den Quantenzahlen  $S = I_3 = 0$  zugeordnet werden, sondern ergeben sich als Mischzustände dieser. Das  $\eta_0$  ist der symmetrische Singulett Zustand und das  $\eta_8$  ein Zustand aus dem antisymmetrischen Oktett. Bei der Bestimmung des Mischungswinkels liefern verschiedene Herangehensweisen unterschiedliche Winkel zwischen  $-11,5^\circ$  und  $-20^\circ$ , so dass der aktuelle Mittelwert als  $\theta = -15 \pm 1^\circ$  angegeben wird. Während sich so für das  $\eta$ -Meson eine prozentuale Quarkzusammensetzung

aus 30% ( $u\bar{u}$ )-, 30% ( $d\bar{d}$ )- und 40% ( $s\bar{s}$ )-Quarks ergibt, setzt sich das  $\eta'$ -Meson aus 20% ( $u\bar{u}$ )-, 20% ( $d\bar{d}$ )- und 60% ( $s\bar{s}$ )-Quarks zusammen.

Das  $\eta$ -Meson ist elektrisch neutral und instabil, so dass es in einem Experiment nur indirekt nachgewiesen werden kann. Zwei Möglichkeiten das  $\eta$ -Meson zu identifizieren ergeben sich aus der Energie- und Impulserhaltung. Während eine Möglichkeit in der Berechnung der „Missing-Mass“ besteht, zeigt die Betrachtung der Zerfallsprodukte des  $\eta$ -Mesons eine zweite Möglichkeit auf. Durch Berechnung der „Invarianten Masse“ der Zerfallsprodukte kann das  $\eta$ -Meson rekonstruiert werden (siehe dazu Anhang A.1 Invariante Masse und Missing-Mass).

Das  $\eta$ -Meson weist eine sehr schmale Zerfallsbreite von  $\Gamma = 1,30 \pm 0,07$  keV, was einer Lebensdauer von ungefähr  $\tau \approx 5 \cdot 10^{-19}$  s entspricht, auf. Der Zerfall des  $\eta$ -Mesons erfolgt über die elektromagnetische und starke Wechselwirkung und wird von zwei neutralen und zwei geladenen Zerfallskanälen [Y<sup>+</sup>07] dominiert.

$$\eta \rightarrow 2\gamma\gamma \quad \text{mit } 39,31 \% \quad (1.4)$$

$$\eta \rightarrow 3\pi^0 \quad \text{mit } 32,56 \% \quad (1.5)$$

$$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \quad \text{mit } 22,73 \% \quad (1.6)$$

$$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma \quad \text{mit } 4,6 \% \quad (1.7)$$

Weitere Zerfallskanäle sind ebenfalls möglich, jedoch stark unterdrückt.

Neben dem Quarkinhalt, den Quantenzahlen und den Zerfallsreaktionen, stellt die Masse eine zentrale Eigenschaft der Mesonen dar. In Tabelle 1.2 ist der von der PDG ermittelte Mittelwert der  $\eta$ -Masse chronologisch aufgeführt.

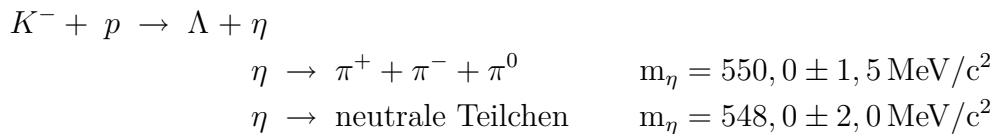
Ausgabe des „Review of Particle Physics“	PDG-Wert der $\eta$ -Masse in MeV/ $c^2$
Jahr 1996	<b>547,45</b> $\pm 0,19$
Jahr 2002	<b>547,30</b> $\pm 0,12$
Jahr 2004	<b>547,75</b> $\pm 0,12$
Jahr 2006	<b>547,51</b> $\pm 0,18$
Jahr 2008	<b>547,853</b> $\pm 0,024$

Tabelle 1.2: PDG-Mittelwerte der  $\eta$ -Masse.

Seit 1996 hat die Particle Data Group den Mittelwert der  $\eta$ -Masse vier mal korrigieren müssen. Besonders in den letzten sechs Jahren haben präzise Messungen neue Ergebnisse zur  $\eta$ -Masse geliefert. Doch auch die momentane Situation schafft noch keine endgültige Klarheit. Die Ergebnisse der letzten Experimente und die aktuelle Sachlage zur  $\eta$ -Masse werden im folgenden Kapitel vorgestellt.

### 1.3 Aktueller Forschungsstand zur $\eta$ -Masse

Zu Beginn der 60er Jahre, zeitgleich mit der Vorhersage des Nonetts der pseudoskalaren Mesonen durch Gell-Mann, wurde am Lawrence Radiation Laboratory in Berkley eine neue Teilchenresonanz, ein Signal aus 12 Einträgen, bei einer Masse von  $546 \pm 25 \text{ MeV}/c^2$  beobachtet [P<sup>+</sup>61]. Diese Teilchenresonanz wurde als das pseudoskalare  $\eta$ -Meson identifiziert. 1962, ein Jahr später, wurde die Masse des  $\eta$ -Mesons erstmals mit größerer Genauigkeit über folgende zwei Zerfallsreaktionen bestimmt [P<sup>+</sup>62].



Die daraus resultierende Masse wurde mit  $549,00 \pm 1,25 \text{ MeV}/c^2$  angegeben. Mit dem Fortschritt der Technik ist die Unsicherheit bezüglich der  $\eta$ -Masse immer kleiner geworden. In den 60er Jahren wurden zur Teilchendetektion Blaskammern, die eine Genauigkeiten der  $\eta$ -Masse von  $1 - 2 \text{ MeV}/c^2$  ermöglichten, verwendet. Bei aktuellen Experimenten werden anstelle der Blaskammern komplizierte Detektorsysteme aus mehreren Detektorkomponenten, mit denen eine Präzision von unter  $100 \text{ keV}/c^2$  erreicht werden kann, genutzt. Die ausgereifteren Messmethoden lieferten neue Erkenntnisse und Überraschungen hinsichtlich der  $\eta$ -Masse. In Abbildung 1.3 sind die Ergebnisse zur  $\eta$ -Masse seit 1974 dargestellt<sup>1</sup>.

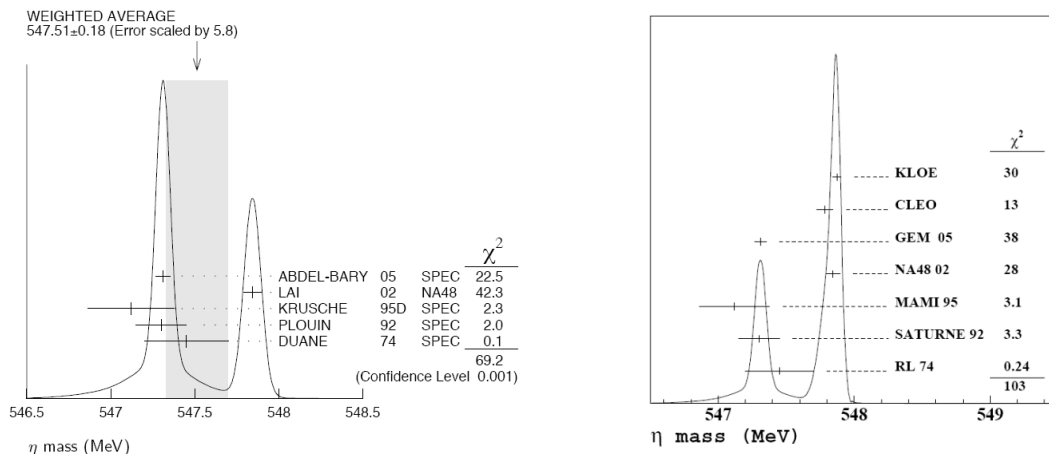


Abbildung 1.3: Links: Ergebnisse zur  $\eta$ -Masse bis 2005. Rechts: Ergebnisse bis 2008.

<sup>1</sup>Ergebnisse aus den 60er Jahren, die von Experimenten mit Blaskammern stammen, werden nicht aufgeführt, da diese systematisch ungefähr  $1 \text{ MeV}$  zu hoch ausfielen. Die Abbildungen stammen aus [Y<sup>+</sup>07] und [M<sup>+</sup>07b].

Mit steigender Präzision pendelten sich die Werte der  $\eta$ -Masse in einem Bereich von  $547,3 - 547,8 \text{ MeV}/c^2$  ein. Während Resultate bis zum Jahr 2000 mit Genauigkeiten in der Größenordnung von ungefähr  $250 \text{ keV}/c^2$  auf den niedrigeren Wert hindeuten, lassen neuere Ergebnisse mit Genauigkeiten von unter  $60 \text{ keV}/c^2$  auf den höheren Wert der  $\eta$ -Masse schließen.

Eine weitere Messung, die in den Abbildungen noch nicht aufgeführt ist, wurde Ende 2007 am „Crystal Ball (CB)“ Experiment am Mainzer Microtron (MAMI) durchgeführt und liefert den vorläufigen Wert von  $m_\eta = 547,76 \pm 0,10_{stat.} \pm 0,07_{sys.} \text{ MeV}/c^2$ . Die neue MAMI 2007 Messung steht im Widerspruch zur MAMI 1995 Messung, wobei als mögliche Ursache eine ungenaue Kalibrierung der Beschleunigerenergie angegeben wird. Die Ergebnisse der Messungen seit 1992 sind in Tabelle 1.3 chronologisch aufgelistet.

Experiment	$\eta$ -Masse	stat. Fehler	sys. Fehler
SPES-SATURNE [P <sup>+</sup> 92]	<b>547,300</b>	0,150	- - -
TAPS-MAMI 1995 [K <sup>+</sup> 95]	<b>547,120</b>	0,060	0,250
NA48-CERN-SPS [L <sup>+</sup> 02]	<b>547,843</b>	0,030	0,041
GEM-COSY [AB <sup>+</sup> 05]	<b>547,311</b>	0,028	0,032
KLOE-DAΦNE [M <sup>+</sup> 07b]	<b>547,873</b>	0,007	0,031
CLEO-CESR [M <sup>+</sup> 07c]	<b>547,785</b>	0,017	0,057
CB-MAMI 2007 [Nik07]	<b>547,760</b>	0,100	0,070
Alle Angaben in $\text{MeV}/c^2$			

Tabelle 1.3: Ergebnisse der Messungen zur  $\eta$ -Massen.

Innerhalb der Messungenauigkeiten stimmen die Resultate der Experimente NA48, KLOE, CLEO und CB-MAMI 2007 überein, wohingegen die Ergebnisse des SPES-SATURNE und des GEM-COSY Experimentes diesen gegenüberstehen.

Die aktuelle Lage zur  $\eta$ -Masse ist folglich nicht eindeutig, so dass sich die Frage nach dem Ursprung der Diskrepanz der verschiedenen Messungen stellt.

## 1.4 Mögliche Messmethoden

Die vorgestellten Ergebnisse zur  $\eta$ -Masse wurden an verschiedenen experimentellen Anlagen, bestehend aus Beschleuniger und Detektor, gemessen. Grundsätzlich lassen sich jedoch alle Messungen auf drei grundlegende Messverfahren, die im Folgenden kurz dargestellt werden, reduzieren. Für tiefer gehende Informationen wird auf die Originalveröffentlichungen verwiesen.

### 1.4.1 Massenbestimmung mittels Interpolation des totalen Wirkungsquerschnitts auf die Reaktionsschwelle

Die MAMI Experimente [K<sup>+</sup>95, Nik07] erzeugten das  $\eta$ -Meson über Photoproduktion an einem Proton gemäß der Reaktion:

$$\gamma + p \rightarrow p + \eta . \quad (1.8)$$

Das  $\eta$ -Meson kann dabei nur gebildet werden, wenn das Photon im Eingangskanal ausreichend Energie zur Erzeugung der Masse des  $\eta$ -Mesons aufweist. Der Punkt, an dem die  $\eta$ -Produktion einsetzt, wird als Reaktionsschwelle bezeichnet und ist lediglich von der Photonenergie (Beschleunigerenergie) und den Massen der beteiligten Teilchen abhängig:

$$E_{\gamma}^{thr.} = m_{\eta} + \frac{m_{\eta}}{2 \cdot m_p} . \quad (1.9)$$

Demnach ist die  $\eta$ -Masse bestimmbar, sobald die Reaktionsschwelle, das heißt die Schwellenenergie des Photons ( $E_{\gamma}^{thr.}$ ), bekannt ist.

Um die Reaktionsschwelle zu bestimmen, wird die Anzahl der produzierten  $\eta$ -Mesonen beziehungsweise der daraus berechneten Wirkungsquerschnitt zu den exakt bestimmten Photonenergien benötigt. Bei den MAMI Experimenten wurde die Photonenergie durch ein trickreiches „Tagging-System“ gemessen. Das Mainzer Microtron lieferte einen monoenergetischen Elektronenstrahl mit der Energie  $E_0$ , der an einer Radiator-Folie durch Bremsstrahlung Photonen erzeugt. Nach dem Durchdringen der Radiator-Folie wurden die Elektronen in einem magnetischen Spektrometer abgelenkt und die Energie der Elektronen  $E_{e^-}$  mit einem sogenannten „microscope tagger“ gemessen. Die Energie der Photonen  $E_{\gamma}$  ergibt sich aus

$$E_{\gamma} = E_0 - E_{e^-} , \quad (1.10)$$

da Energieüberträge auf Atomkerne der Radiator-Folie vernachlässigbar sind. Die Genauigkeit der Photonenergie ist somit von der Genauigkeit, mit der  $E_0$  und  $E_{e^-}$  bestimmt werden können, abhängig.

Das  $\eta$ -Meson wurde bei beiden Experimenten über die beiden neutralen Zerfälle detektiert (siehe Gleichung 1.5 und 1.6), wobei beim Zerfall in drei Pionen diese weiter in jeweils zwei Photonen zerfallen. Detektiert wurden die Photonen beim älteren Experiment mit dem „TAPS“, beim neueren mit dem „Crystall Ball“-Detektor. Über die Anzahl der detektierten  $\eta$ -Mesonen konnte mit einem theoretischen Modell der absolute Wirkungsquerschnitt der Reaktion bestimmt werden. In das theoretische Modell gehen Annahmen über den  $\eta$ -Produktionsprozess und das Verhältnis zwischen s-, p-, und d-Wellenproduktion an der Schwelle ein. Über die Interpolation



des Wirkungsquerschnitts auf die Reaktionsschwelle wurde die Energie der Photonen an der Schwelle festgelegt.

Das TAPS-Experiment lieferte folgendes Resultat:

$$E_{\gamma}^{thr.} = 706,63 \text{ MeV} \leftrightarrow m_{\eta} = 547,12 \text{ MeV} .$$

Dagegen ergab das Crystall-Ball-Experiment das vorläufige Ergebnis:

$$E_{\gamma}^{thr.} = 707,64 \text{ MeV} \leftrightarrow m_{\eta} = 547,76 \text{ MeV} .$$

Als mögliche Ursache für die Differenz wird eine ungenaue Energiekalibrierung des „Tagging-Systems“ im Experiment von 1995 vermutet.

Die wesentlichen Herausforderungen dieser Messmethode sind einerseits ein genaues Verständnis und eine präzise Kalibrierung des „Tagging-System“ zur exakten Bestimmung der Photonenergie, sowie andererseits ein tief gehendes Verständnis des theoretische Modells zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion zur richtigen Festlegung der Reaktionsschwelle.

### 1.4.2 Massenbestimmung durch Berechnung der invarianten Masse der Zerfallsprodukte des $\eta$ -Mesons

Eine weitere Methode die  $\eta$ -Masse zu messen, ergibt sich aus der Bestimmung der invarianten Masse der Zerfallsprodukte. Die Experimente NA48, CLEO und KLOE [L<sup>+</sup>02, M<sup>+</sup>07b, M<sup>+</sup>07c] bestimmten auf diese Weise die  $\eta$ -Masse. Im Unterschied zur in Kapitel 1.4.1 beschriebenen Methode werden die  $\eta$ -Mesonen nicht schwellennah, sondern bei hohen Überschussenergien erzeugt.

Beim NA48 Experiment wurde das  $\eta$ -Mesonen zusammen mit einem Neutron durch Streuung eines  $\pi^{-}$ -Strahls an einem Polyethylentarget produziert. Der Nachweis des  $\eta$ -Mesons erfolgte ausschließlich über den Zerfall in drei Pionen (siehe Gleichung 1.5), die wiederum in drei Photonenpaare zerfallen, die mit dem elektromagnetischen, flüssigen Kryptonkalorimeter detektiert wurden.

Beim CLEO Experiment wurde mit dem CESR-Collider (Cornell Electron Storage Ring) durch Elektron-Positron-Streuung das Vektormeson  $\Psi(2S)$  erzeugt, welches in ein  $\eta$ -Meson und das Vektormeson  $J/\Psi$  zerfällt. Mit dem CLEO Detektor, einem Universaldetektor für geladene Teilchen und Photonen, wurden alle in Kapitel 1.2 beschriebenen Zerfälle detektiert. Zusätzlich wurden zur eindeutigen Identifikation der Reaktion die Zerfallsprodukte des  $J/\Psi$ -Mesons, ein Elektron-Positron Paar beziehungsweise ein Myon-Antimyon Paar, detektiert.

Das KLOE Experiment nutzte den DAΦNE Elektron-Positron-Collider, um das  $\eta$ -Meson über den Zerfall  $\Phi \rightarrow \eta + \gamma$  zu erzeugen. Das  $\eta$ -Meson wurde anhand des Zerfall in zwei Photonen rekonstruiert.

Bei diesem Messverfahren ist eine genaue Kalibrierung des Detektors unerlässlich, wobei insbesondere die elektromagnetischen Kalorimeter zur Detektion der Photonen aus dem  $\eta$ -Meson Zerfall gut verstanden sein müssen.

### 1.4.3 Kinematische Massenbestimmung mit einer Zwei-Teilchen-Reaktion

Sowohl das SPES-SATURNE [P<sup>+</sup>92] als auch das GEM-COSY [AB<sup>+</sup>05] Experiment produzierten das  $\eta$ -Meson in einer Zwei-Teilchen-Reaktion und bestimmten die  $\eta$ -Masse anhand der bekannten Kinematik.

Das SPES-SATURNE Experiment nutzte die Reaktion



wobei der Deuteronenstrahl des Saturne II Beschleunigers an einem Wasserstofftarget gestreut wurde. Dabei fusionierten das Deuteron und Proton zu einem  ${}^3\text{He}$ -Kern und ein  $\eta$ -Meson wurde erzeugt. Die Energie des Beschleunigerstrahls wurde so gewählt, dass die  $\eta$ -Mesonen schwelennah gebildet wurden. Die  ${}^3\text{He}$ -Kerne wurden mit dem hochauflösenden, doppelfokussierenden SPES IV Spektrometer detektiert. Aufgrund der eingeschränkten geometrischen Akzeptanz konnten nur  ${}^3\text{He}$ -Kerne, die im CMS-System vorwärts ( $\cos \vartheta = 1$ ) und rückwärts ( $\cos \vartheta = -1$ ) gestreut wurden, detektiert werden. Durch die Bestimmung der Impulse dieser Kerne wurde der Strahlimpuls an der Reaktionsschwelle berechnet. Da diese Größe lediglich von den Massen der vier Teilchen, die an dieser Reaktion beteiligt sind, abhängig ist, konnte die  $\eta$ -Masse daraus extrahiert werden. Zur Kalibrierung des Beschleunigers und Spektrometers wurden drei weitere Reaktionen verwendet<sup>2</sup>. Aufgrund der geringen Akzeptanz des SPES IV Spektrometers musste jedoch der Energiebereich des Beschleunigers für die einzelnen Reaktionen angepasst werden.

Beim GEM-COSY Experiment erzeugte man ebenfalls  ${}^3\text{He} + \eta$  im Endzustand, jedoch wurde ein Protonenstrahl an einem dünnen, flüssigen Deuteriumtarget gestreut:



Das verwendete Spektrometer BIG KARL besitzt einen wesentlich größeren Akzeptanzbereich als SPES IV, so dass bei einem Protonenimpuls von  $p_p = 1641 \text{ MeV}/c$  drei Reaktionen gleichzeitig gemessen werden konnten. Mit zwei dieser drei Reaktionen<sup>3</sup> konnten der Impuls des Protonenstrahls und die Dichte des Targets berechnet

---

<sup>2</sup>Für weitere Details siehe [P<sup>+</sup>92].

<sup>3</sup>Es handelt sich um folgende zwei Reaktionen  $p + d \rightarrow \pi^+ + t$  und  $p + d \rightarrow t + \pi^+$ , wobei mit BIG KARL nur das erste Teilchen auf der rechten Seite detektiert wurde.

werden. Die dritte Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  lieferte unter Berücksichtigung des Strahlimpulses und der Targetdichte mit der Missing-Mass-Technik die  $\eta$ -Masse.

Der Vorteil dieser kinematischen Messung gegenüber der im Kapitel 1.4.1 beschriebenen Photoproduktion ist, dass kein theoretisches Modell zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte angenommen werden muss, da sich die  $\eta$ -Masse allein aus der bekannten Kinematik der Zwei-Teilchen-Reaktion ergibt. Die besondere Herausforderung im Rahmen dieser Messung besteht in der möglichst genauen Bestimmung der Impulse des Beschleunigerstrahls und der  ${}^3\text{He}$ -Kerne.

## 1.5 Fazit zum aktuellen Forschungsstand der $\eta$ -Masse

Der momentane Forschungsstand bezüglich der  $\eta$ -Masse lässt zwei unterschiedliche Deutungsmöglichkeiten zu. Vergleicht man die aktuellsten fünf Messungen mit Messungenauigkeiten von unter  $100 \text{ keV}/c^2$ , so stimmen die Messungen von NA48, CLEO, KLOE und CB-MAMI 2007 innerhalb ihrer Unsicherheiten miteinander überein. Dem gegenüber steht das Ergebnis der GEM-COSY Messung, welche eine niedrigere  $\eta$ -Masse lieferte.

Dieser direkte Vergleich legt zunächst nahe, dass die Ursache für die Differenz im GEM-COSY Experiment zu suchen ist. Von diesem Szenario geht auch die PDG aus, so dass im „Review 2008“ [A<sup>+</sup>08] (siehe Tabelle 1.2) in den Mittelwert der  $\eta$ -Masse ausschließlich die veröffentlichten Ergebnisse der Experimente NA48, CLEO und KLOE einfließen.

Andererseits bestünde die Möglichkeit, dass die Reaktionen mit  ${}^3\text{He} + \eta$  im Endzustand besondere Auswirkungen auf die  $\eta$ -Masse beziehungsweise den Messprozess haben. In Tabelle 1.4 sind nochmals alle Resultate mit den verwendeten Messmethoden aufgelistet.

Experiment	$\eta$ -Masse in $\text{MeV}/c^2$	Messmethode
SPES-SATURNE [P <sup>+</sup> 92]	<b>547,300</b>	$d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$
NA48-CERN-SPS [L <sup>+</sup> 02]	547,843	Zerfallsprodukte
GEM-COSY [AB <sup>+</sup> 05]	<b>547,311</b>	$p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$
KLOE-DAΦNE [M <sup>+</sup> 07b]	547,873	Zerfallsprodukte
CLEO-CESR [M <sup>+</sup> 07c]	547,785	Zerfallsprodukte
CB-MAMI 2007 [Nik07]	547,760	Photoproduktion

Tabelle 1.4: Ergebnisse der verschiedenen Messmethoden zur  $\eta$ -Massenbestimmung.

Das SPES-SATURNE und das COSY-GEM Experiment, bei denen das  ${}^3\text{He} + \eta$  im Endzustand erzeugt wurde, wiesen beide eine um  $0,5 \text{ MeV}/c^2$  niedrigere  $\eta$ -Masse nach. Möglicherweise spielen Besonderheiten im Produktionsprozess der Reaktion eine Rolle. Eine aktuell diskutierte Erklärung geht von einer Störung des Mehrpionenuntergrunds an der  $\eta$ -Schwelle durch Kopplung der Kanäle  $\eta {}^3\text{He} \leftrightarrow \pi^+\pi^- {}^3\text{He}$  aus. Aufgrund solcher Prozesse könnte die Messung zu einer „verfälschten“  $\eta$ -Masse führen [Kho07, Wil08].

Bereits eine vorausgegangene Messung [M<sup>+</sup>07a, Mer07] zur Untersuchung der Wechselwirkung zwischen  ${}^3\text{He}$ -Kern und  $\eta$ -Meson lieferte überraschende Ergebnisse. Der Wirkungsquerschnitt an der Schwelle bei Überschussenergien von  $0 - 10 \text{ MeV}$  weist eine starke Überhöhung in den ersten MeV gegenüber dem Phasenraumverhalten auf. Interpretiert wird dieses Verhalten als virtuell, gebundener Zustand zwischen dem  ${}^3\text{He}$ -Kern und dem  $\eta$ -Meson [W<sup>+</sup>07]. Zum tieferen Verständnis werden aktuell Wirkungsquerschnitte bei höheren Überschussenergien von  $20, 40$  und  $60 \text{ MeV}$  analysiert [Rau09].

Unter Berücksichtigung dieser Ergebnisse könnte die Diskrepanz in der  $\eta$ -Masse auf physikalische Effekte in der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  zurückzuführen sein. Eine neue und unabhängige Messung der  $\eta$ -Masse über diesen Reaktionskanal ist daher wünschenswert und nötig.

Die Tatsache, dass die  $\eta$ -Masse eine wichtige Größe für weitere Experimente und theoretische Modelle ist, motiviert die Messung zusätzlich. Beispielsweise kann anhand der Amplitude des Zerfalls  $\eta \rightarrow 3\pi^0$  der Unterschied der Quarkmassen des up- und des down-Quarks berechnet werden [A<sup>+</sup>05, A<sup>+</sup>07], wobei hierfür das Dalitzdiagramm des Zerfalls bestimmt werden muss. Das Dalitzdiagramm kann durch eine einzige kinematische Variable  $z$ , die sehr sensitiv auf die  $\eta$ -Masse ist

$$z = \frac{2}{3} \sum_{i=1}^3 \left( \frac{3E_i - m_\eta}{m_\eta - 3m_{\pi^0}} \right), \quad (1.13)$$

beschrieben werden, wobei  $E_i$  die Energie des  $i$ -ten Pions im Ruhesystem des  $\eta$ -Mesons ist. Die Ereigniswahrscheinlichkeit im Dalitzdiagramm lässt sich durch einen einzigen Parameter  $\alpha$  beschreiben:

$$|A_{\eta \rightarrow 3\pi^0}(z)|^2 \propto 1 + 2\alpha \cdot z, \quad (1.14)$$

so dass der Quarkmassenunterschied zwischen up- und down-Quark direkt mit dem Parameter  $\alpha$  verknüpft ist. Abhängig von der Wahl der  $\eta$ -Masse, die zur Berechnung der kinematische Variable  $z$  herangezogen wird, werden bei der Analyse des Dalitzdiagramms unterschiedliche Werte für den Parameter  $\alpha$  erhalten. Bei Verwendung der niedrigeren Masse ( $m_\eta = 547,3 \text{ MeV}$ ) erhält man  $\alpha = -0,013 \pm 0,005_{stat.} \pm 0,004_{sys.}$ , wohingegen das Ergebnis des KLOE Experiments (siehe Tabelle 1.3)  $\alpha = -0,027 \pm 0,004_{stat.} \pm 0,005_{sys.}$  liefert.

# 2 Kinematische Massenbestimmung mit einer Zwei-Teilchen-Reaktion

## 2.1 Allgemeine kinematische Überlegungen

Die Kombination aus ANKE-Magnetspektrometer und COSY-Beschleuniger am Forschungszentrum Jülich eignet sich besonders gut für eine kinematische Bestimmung der  $\eta$ -Masse mittels einer Zwei-Teilchen-Reaktion.

Bei Streuexperimenten, wie sie am COSY-Beschleuniger durchgeführt werden, ist eine relativistische Beschreibung der Kinematik notwendig, da die beteiligten Teilchen Geschwindigkeiten im Bereich der Lichtgeschwindigkeit erreichen. Die relativistische Kinematik lässt sich besonders elegant im Minkowski-Raum, einem vierdimensionalen Vektorraum, beschreiben. Für die anschließenden Betrachtungen wird die in der Kern- und Elementarteilchenphysik übliche Konvention  $\hbar = c = 1$  verwendet. Die Definitionen für den Viererimpulsvektor eines Teilchens und das Längenquadrat beziehungsweise Skalarprodukt im Minkowski-Raum sind in den folgenden zwei Gleichungen dargestellt:

$$\mathbb{P} = \begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

$$|\mathbb{P}|^2 = E^2 - \vec{p}^2 . \quad (2.2)$$

Anhand der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung

$$E^2 = p^2 + m^2 \quad (2.3)$$

wird deutlich, dass sich die Ruhemasse des Teilchens direkt aus dem Skalarprodukt (Gleichung 2.2) berechnen lässt. Diese Größe ist unabhängig vom Bezugssystem, in dem Energie und Impuls des Teilchens bestimmt werden und wird daher als invariante Masse bezeichnet.

### 2.1.1 Laborsystem und Schwerpunktsystem

Die mathematische Beschreibung von Streuexperimenten erfolgt bevorzugt in zwei Bezugssystemen, dem Laborsystem (LS) und dem Schwerpunktsystem (CMS<sup>1</sup>) (siehe Abbildung 2.1).

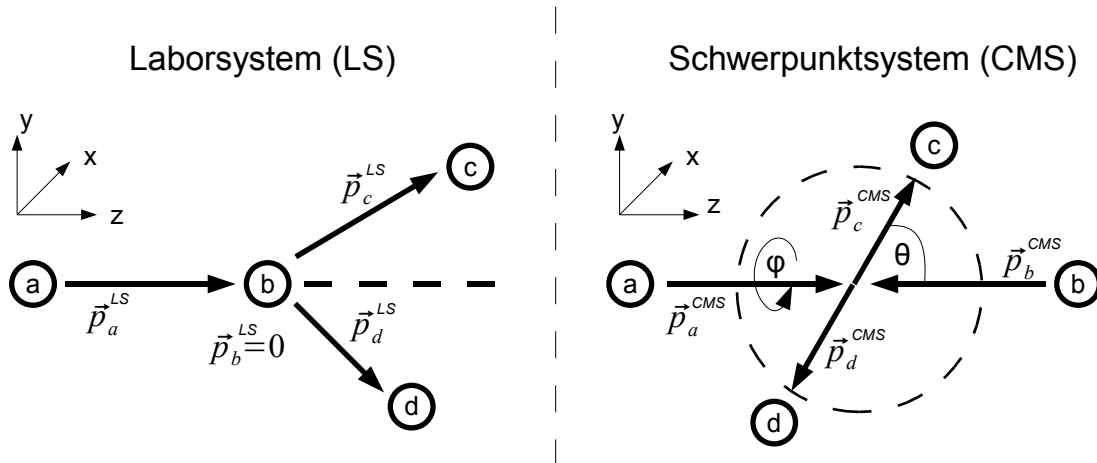


Abbildung 2.1: Zwei-Teilchen-Reaktion im Laborsystem (LS) und Schwerpunktsystem (CMS).

Bei Fixed-Target-Experimenten, wie sie am COSY Beschleuniger durchgeführt werden, wird der Beschleunigerstrahl mit dem Impuls  $\vec{p}_a$  an einem ruhenden Target mit  $\vec{p}_b = 0$  gestreut. Der Schwerpunkt des Gesamtsystems bewegt sich hierbei mit der Geschwindigkeit  $\vec{\beta}$ :

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{p}_a}{E_{ges}} . \quad (2.4)$$

Das natürliche Bezugssystem zur Beschreibung dieser Situation ist das Laborsystem, da Impulse und Energien der Teilchen im Ausgangskanal im Laborsystem gemessen werden. Eine Transformation dieser Größen in das Schwerpunktsystem, welches durch einen Gesamtimpuls des Eingangskanal von null mit

$$\vec{p}_a + \vec{p}_b = 0 \quad (2.5)$$

definiert ist, ist für weitere kinematische Betrachtungen sinnvoll. Die Transformation zwischen den Systemen erfolgt mittels der Lorentztransformation entlang der Strahlachse, die als z-Achse gewählt wird. Die einzelnen Impulskomponenten und

<sup>1</sup>Aus dem Englischen: Center of Mass System oder Center of Momentum System.

die Energie werden wie folgt transformiert:

$$\begin{aligned} p_x^{CMS} &= p_x^{LS}, & p_y^{CMS} &= p_y^{LS} \\ p_z^{CMS} &= \gamma (p_z^{LS} - \beta E^{LS}) \\ E^{CMS} &= \gamma (E^{LS} - \beta p_z^{LS}) . \end{aligned} \quad (2.6)$$

Dabei ist der relativistische  $\gamma$ -Faktor folgendermaßen definiert:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} . \quad (2.7)$$

Die Impulskomponenten in x- und y-Richtung sind in beiden Bezugssystemen identisch, lediglich die z-Komponente wird transformiert.

### 2.1.2 Zwei-Teilchen-Reaktion und Kinematik

Eine Zwei-Teilchen-Reaktion (siehe Abbildung 2.1)

$$a + b \rightarrow c + d$$

zeichnet sich dadurch aus, dass zwei Teilchen im Eingangskanal ( $a$  und  $b$ ) und zwei Teilchen im Ausgangskanal ( $c$  und  $d$ ) vorliegen. Aufgrund von Energie- und Impulserhaltung muss die Summe der Vierervektoren des Eingangskanals gleich der Summe der Vierervektoren des Ausgangskanals sein:

$$\mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b = \mathbb{P}_c + \mathbb{P}_d . \quad (2.8)$$

Die Gesamtenergie der Reaktion wird als Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  bezeichnet und setzt sich aus den Massen und kinetischen Energien der Teilchen im Eingangs- beziehungsweise Ausgangskanal zusammen:

$$\sqrt{s} = |\mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b| = |\mathbb{P}_c + \mathbb{P}_d| . \quad (2.9)$$

Bei einem Fixed-Target-Experiment wird die Schwerpunktsenergie durch den Impuls und die Masse des beschleunigten Teilchens sowie die Masse des Targetteilchens vorgegeben. Für den Ausgangskanal gilt

$$\sqrt{s} = m_c + m_d + Q , \quad (2.10)$$

wobei sich die Schwerpunktsenergie aus den Massen der Ejektile und der gesamten kinetischen Energie des Ausgangskanals, die als Überschussenergie  $Q$  definiert wird, zusammensetzt. Für den Fall  $Q = 0$  liefert der Eingangskanal gerade ausreichend

Energie, um die Massen  $m_c$  und  $m_d$  zu erzeugen. Man spricht dann von der Produktionsschwelle der Reaktion. Im Schwerpunktsystem ist die kinetische Energie der Teilchen  $c$  und  $d$  an der Reaktionsschwelle gleich null, so dass sie an ihrem Entstehungsort nebeneinander ruhen. Die Impulse der Partikel  $c$  und  $d$ , die für  $Q > 0$  auftreten, lassen sich am sinnvollsten im Schwerpunktsystem beschreiben. Aufgrund der Dreier-Impulserhaltung gilt nach Gleichung 2.5 ebenfalls

$$\vec{p}_a + \vec{p}_b = \vec{p}_c + \vec{p}_d = 0 . \quad (2.11)$$

Demzufolge sind die Impulse der auslaufenden Teilchen entgegengesetzt und gleich groß. Wie in Abbildung 2.1 angedeutet, liegen die Impulse der auslaufenden Teilchen auf einer Impulskugel, deren Radius durch den Betrag der Impulse - auch als Endzustandsimpuls  $p_f$  bezeichnet wird - gegeben ist:

$$p_f = |\vec{p}_c| = |\vec{p}_d| . \quad (2.12)$$

Man kann zeigen, dass der Endzustandsimpuls von der Schwerpunktsenergie und den Teilchenmassen im Ausgangskanal<sup>2</sup> abhängig ist:

$$p_f = \frac{\sqrt{[s - (m_c + m_d)^2] \cdot [s - (m_c - m_d)^2]}}{2 \cdot \sqrt{s}} . \quad (2.13)$$

Die Überschussenergie  $Q$  setzt sich aus den kinetischen Energien der Ejektile  $c$  und  $d$  zusammen, so dass Überschussenergie und Endzustandsimpuls in direktem Zusammenhang stehen.

## 2.2 Ausnutzung der Zwei-Teilchen-Reaktion

### $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ zur Bestimmung der $\eta$ -Masse

Bei der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  fusioniert ein Deuteron des Beschleunigerstrahls mit einem Target-Proton zu einem  ${}^3\text{He}$ -Kern und ein  $\eta$ -Meson entsteht. Inwiefern dieser Prozess bei einem Streuexperiment stattfinden kann, hängt von der Energie des Eingangskanals  $d + p$  ab. Diese muss groß genug sein, um die Masse des  $\eta$ -Mesons im Ausgangskanal zu erzeugen. In Tabelle 2.1 sind die bekannten Teilchenmassen der Reaktionspartikel nach [NIS08] aufgeführt. Nach Gleichung 2.9 kann die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  für die obige Reaktion bei einem Fixed-Target-Experiment berechnet werden. Diese hängt allein von den Massen der Teilchen im

---

<sup>2</sup>Eine Herleitung sowie eine detailliertere Betrachtung zur Zwei-Teilchen-Kinematik findet sich in [BK73].



## 2.2 Ausnutzung der Zwei-Teilchen-Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ zur Bestimmung der $\eta$ -Masse

Teilchen	Masse in MeV/c <sup>2</sup>
Deuteron $d$	$1875,612793 \pm 0,000047$
Proton $p$	$938,272013 \pm 0,000023$
Helium ${}^3\text{He}$	$2808,391383 \pm 0,000070$

Tabelle 2.1: Massen, der an der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  beteiligten Teilchen.

Eingangskanal (Deuteron und Proton) und dem Impuls der beschleunigten Deuteronen ab:

$$\begin{aligned}\sqrt{s} &= \sqrt{(E_d + E_p)^2 - (\vec{p}_d + \vec{p}_p)^2} \\ &= \sqrt{2m_p\sqrt{m_d^2 + \vec{p}_d^2} + m_d^2 + m_p^2} .\end{aligned}\quad (2.14)$$

Mittels Einstellung des Strahlimpulses lässt sich somit die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  genau festlegen, was eine Festlegung der Überschussenergie  $Q$

$$Q = \sqrt{s} - m_{{}^3\text{He}} - m_\eta , \quad (2.15)$$

sowie des Endzustandsimpulses  $p_f$

$$p_f = \frac{\sqrt{[s - (m_{{}^3\text{He}} + m_\eta)^2] \cdot [s - (m_{{}^3\text{He}} - m_\eta)^2]}}{2 \cdot \sqrt{s}} \quad (2.16)$$

im Ausgangskanal mit sich bringt. Die Überschussenergie und der Endzustandsimpuls sind zwei Größen, die insbesondere an der Reaktionsschwelle sehr sensitiv gegenüber der  $\eta$ -Masse sind und bis auf konstante Massen nur vom einstellbaren Strahlimpuls abhängen. In Abbildung 2.2 sind der Endzustandsimpuls und die Überschussenergie als Funktionen des Strahlimpulses für jeweils vier unterschiedliche  $\eta$ -Massen dargestellt:

$$p_f = p_f(p_d, m_\eta) \quad \text{und} \quad Q = Q(p_d, m_\eta) . \quad (2.17)$$

Wie aus den Diagrammen deutlich wird, setzt die  $\eta$ -Produktion für schwerere Massen erst bei höheren Strahlimpulsen ein und Endzustandsimpuls sowie Überschussenergie weisen stets kleiner Werte als bei leichteren Massen auf.

Werden die Endzustandsimpulse der  ${}^3\text{He}$ -Kerne für verschiedene bekannte beziehungsweise gemessene Strahlimpulse gemessen, so lässt sich aus diesem Datensatz die  $\eta$ -Masse bestimmen. Die Datenpunkte können mit dem in Gleichung 2.16 dargestellten funktionalen Zusammenhang beschrieben werden, wobei die  $\eta$ -Masse als Fitparameter gewählt wird. Die Genauigkeit, mit der die  $\eta$ -Masse auf diese Weise bestimmt werden kann, hängt von der Präzision, mit der die Endzustands- und Strahlimpulse absolut gemessen werden können, ab.

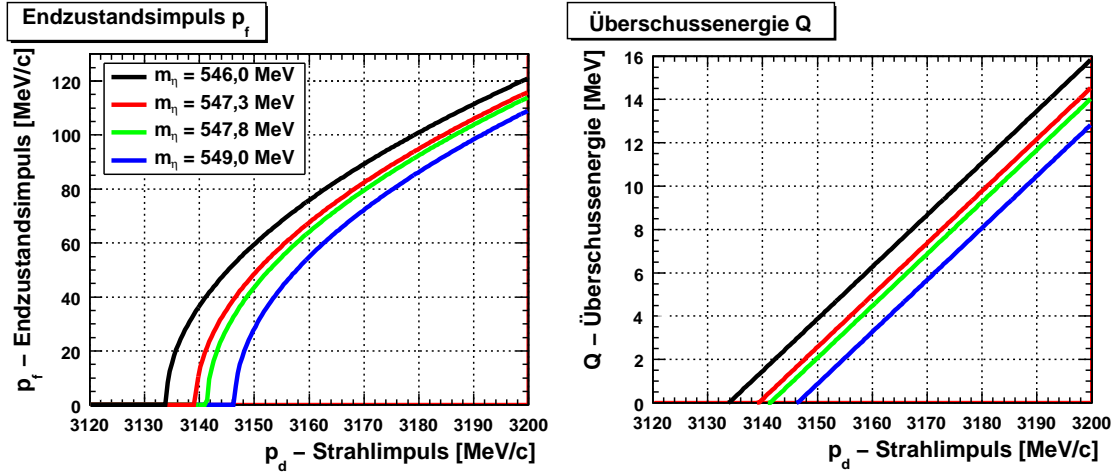


Abbildung 2.2: Endzustandsimpuls und Überschussenergie in Abhängigkeit von der  $\eta$ -Masse und des Strahlimpulses.

Wie in der Arbeit von T. Mersmann gezeigt, lässt sich der Endzustandsimpuls über den Impuls der  ${}^3\text{He}$ -Kerne, die mit dem ANKE-Magnetspektrometer detektiert werden können, hochpräzise extrahieren [Mer07].

Der Strahlimpuls der beschleunigten Deuteronen wird mit der an COSY dazu erstmals verwendeten Spin-Resonanz-Methode bestimmt.

## 2.3 Physikalische Grundlagen der Spin-Resonanz-Methode

Wie oben erläutert, muss zur Bestimmung der  $\eta$ -Masse der Strahlimpuls der im COSY-Ring gespeicherten Deuteronen möglichst genau bekannt sein. Der Impuls der Strahlteilchen in einem Ringbeschleuniger kann auf zwei unterschiedliche Weisen bestimmt werden.

Bei der klassischen Methode wird die Orbitlänge  $s$  und die Umlauffrequenz  $f_0$  der Strahlteilchen gemessen. Aus diesen beiden Größen lässt sich die Geschwindigkeit  $v$  und damit der Impuls  $p$  der Strahlteilchen gemäß

$$v = s \cdot f_0 \quad (2.18)$$

berechnen. Die absolute Genauigkeit, die mit dieser Methode erzielt werden kann, liegt im Bereich  $\Delta p/p = 10^{-3}$  und wird von der relativ ungenauen Orbitlängenmessung limitiert.

Die zweite Möglichkeit den Strahlimpuls mit höherer Präzision zu bestimmen, ergibt sich aus der Spindynamik eines polarisierten Teilchenstrahls. Dabei wird ausgenutzt, dass ein polarisierter Teilchenstrahl in Abhängigkeit des Strahlimpulses  $p$  und der Umlauffrequenz  $f_0$  durch Einstrahlung eines magnetischen Wechselfeldes mit einer bestimmten Frequenz  $f_r$  depolarisiert werden kann. Um die depolarisierende Resonanzfrequenz  $f_r$  zu bestimmen, muss die Polarisation des Beschleunigerstrahls in Abhängigkeit von der eingestrahlten Frequenz gemessen werden. Mit der sogenannten Spin-Resonanz-Methode ist eine Bestimmung des Strahlimpulses mit einer Präzision von  $\Delta p/p < 10^{-4}$  möglich [S<sup>+</sup>07].

### 2.3.1 Der Spin im elektromagnetischen Feld: Die Thomas-BMT-Gleichung

Bevor die Spin-Resonanz-Methode in Kapitel 2.4 diskutiert wird, werden in diesem und dem folgenden Abschnitt die physikalischen Grundlagen zum Verhalten eines Teilchenspins  $\vec{S}$  im Magnetfeld eines Synchrotrons erläutert.

Das magnetische Moment  $\vec{\mu}$  eines geladenen Teilchens ist direkt mit dem Teilchenspin  $\vec{S}$  über

$$\vec{\mu} = g \frac{q}{2m} \vec{S} \quad (2.19)$$

verknüpft<sup>3</sup>. Neben der Ladung  $q$  und der Masse  $m$  des Teilchens geht in die Proportionalitätskonstante der gyromagnetische Faktor  $g$  ein. Nach der relativistischen Dirac-Gleichung, die für punktförmige Teilchen mit halbzahligem Spin definiert ist, sollte der  $g$ -Faktor exakt zwei sein. Aufgrund ihrer endlichen Ladungsverteilung und der somit zusätzlich auftretenden magnetischen Momente, wird für die unterschiedlichen Elementarteilchen eine Abweichung des  $g$ -Faktors von dem in der Theorie geforderten Wert beobachtet. Beschrieben wird diese Abweichung mit der gyromagnetischen Anomalie  $G$ , die wie folgt definiert ist:

$$G = \frac{g - 2}{2} . \quad (2.20)$$

Der Wert für die gyromagnetische Anomalie des Deuterons  $G_d$  ist

$$G_d = -0,1429872725 \pm 0,0000000073 \quad (2.21)$$

und kann aus dem Verhältnis der magnetischen Momente und Massen von Deuteron und Proton und dem  $g$ -Faktor des Protons berechnet werden (siehe Anhang A.2).

<sup>3</sup>Es wird weiterhin die in der Kern- und Teilchenphysik übliche Konvention  $c = \hbar = 1$  verwendet.  
Eigentlich:  $\vec{\mu} = g \frac{q\hbar}{2m} \vec{S}$ .

Wechselwirkt ein äußeres Magnetfeld  $\vec{B}$  mit dem magnetischen Moment  $\vec{\mu}$  eines geladenen Teilchens, so wird ein Drehmoment  $\vec{\tau}$  ausgeübt, welches zu einer zeitlichen Änderung des Spinvektors  $\vec{S}$  führt:

$$\vec{\tau} = \frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{\mu} \times \vec{B} . \quad (2.22)$$

Mittels Gleichung 2.19 lässt sich, wobei für die Ladung die Elementarladung  $e$  eingesetzt wird, die Bewegungsgleichung des Spinvektors in einem magnetischen Feld wie folgt ausdrücken:

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = g \frac{e}{2m} \vec{S} \times \vec{B} . \quad (2.23)$$

Diese Gleichung ist im Ruhesystem des betrachteten Teilchens definiert. Um Aussagen über die Spinbewegung eines Teilchens in einem Synchrotron treffen zu können, muss die im Laborsystem bekannte Magnetfeldstruktur  $\vec{B}$  des Beschleunigers in das Ruhesystem des Teilchens transformiert werden. Dies führt zur Thomas-BMT-Gleichung [VB59]:

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \frac{e}{\gamma m} \vec{S} \times \left[ (1 + G\gamma) \vec{B}_\perp + (1 + G) \vec{B}_\parallel + \left( G\gamma + \frac{\gamma}{\gamma + 1} \right) \frac{\vec{E} \times \vec{v}}{c^2} \right] . \quad (2.24)$$

Dabei ist  $\vec{S}$  weiterhin der Spinvektor im Ruhesystem des Teilchens und  $\gamma$  der Lorentzfaktor.  $\vec{B}_\perp$  und  $\vec{B}_\parallel$  beschreiben die transversale und longitudinale Magnetfeldkomponenten im Laborsystem in Bezug auf die Bewegungsrichtung des Teilchens, welche durch den Geschwindigkeitsvektor  $\vec{v}$  gegeben ist. Die Auswirkung eines äußeren elektrischen Feldes  $\vec{E}$  auf den Spin wird durch den letzten Term berücksichtigt. In einem Synchrotron wirkt das beschleunigende elektrische Feld  $\vec{E}$  des Hochfrequenz-Resonators stets parallel zur Teilchengeschwindigkeit  $\vec{v}$ , so dass das Kreuzprodukt  $\vec{E} \times \vec{v} = 0$  verschwindet und der letzte Term unter der Annahme, dass keine transversalen elektrischen Felder auftreten, vernachlässigbar ist.

In einem idealen Ringbeschleuniger gibt es für die umlaufenden Teilchen eine ideale Gleichgewichtsbahn, den Sollorbit. Auf dem Sollorbit wirken nur die vertikalen und strahlführenden Dipolmagnetfelder, die senkrecht zur Bewegungsrichtung des Teilchens ausgerichtet sind (mit  $\vec{B}_\perp \neq 0$ ), wohingegen magnetische Multipolfelder höherer Ordnung (mit  $\vec{B}_\parallel \neq 0$ ) verschwinden. In solch einem Fall folgt aus der Thomas-BMT-Gleichung, dass der Spin um die vertikale y-Achse<sup>4</sup> der strahlführenden Dipolfelder präzidiert. Nur in dieser Richtung ist die Polarisation des Teilchenstrahls erhalten. Die vertikale y-Achse wird daher auch invariante Spinachse

---

<sup>4</sup>Zum Vergleich siehe das Koordinatensystem in den Abbildung 2.1 oder 3.4.

genannt<sup>5</sup>. Die Anzahl der Umdrehungen des Spins um die invariante Spinachse pro Umlauf des Teilchens im Synchrotron wird als Spinfrequenz  $\nu_{Sp}$  beziehungsweise „spin tune“ bezeichnet und ergibt sich aus Gleichung 2.24:

$$\nu_{Sp} = 1 + \gamma G . \quad (2.25)$$

Die Spinfrequenz im mitbewegten Koordinatensystem ist  $\gamma G$ . Für Gleichung 2.25, die im Laborsystem gilt, muss die Rotation des mitbewegten Koordinatensystems im Laborsystem einmalig addiert werden. Die Spinpräzessionsfrequenz ist demnach abhängig vom  $\gamma$ -Faktor des umlaufenden Teilchens und somit auch vom Strahlimpuls.

### 2.3.2 Depolarisierende Resonanzen

Die tatsächlichen Verhältnisse in einem realen Beschleuniger unterscheiden sich deutlich vom idealisierten Fall. Bedingt durch Feld- und Positionierungsfehler der Magnete wirken Magnetfelder höherer Multipolordnung auf die Strahlteilchen. Die Teilchen bewegen sich daher nicht auf der idealen Gleichgewichtsbahn, sondern auf Bahnen, die um diese verteilt sind. Im Allgemeinen treten aufgrund der fokussierenden Quadrupolfelder um den Sollorbit transversale Oszillationen, sogenannte Betatronoszillationen, auf. Die Anzahl der horizontalen und vertikalen Betatronoszillationen pro Umlauf werden horizontaler  $\nu_x$  und vertikaler  $\nu_y$  Arbeitspunkt genannt. Aufgrund dieser Effekte müssen bei der Betrachtung der Spindynamik Quadrupolfelder und Multipolfelder höherer Ordnung, die zu einer Auslenkung des Spinvektors von der invarianten, vertikalen Achse führen, berücksichtigt werden. Jedes Störfeld bewirkt eine Auslenkung des Teilchenspinvektors um die x-Achse des mitbewegten Koordinatensystems. Bei Betrachtung eines Störfeldes an einer bestimmten Stelle im Beschleuniger, führt dieses stets zu einer Auslenkung des Teilchenspins in die gleiche Richtung. Abhängig von der Phasenlage des Spinvektors bei der Wechselwirkung mit dem Störfeld kann die Projektion des Teilchenspins auf die vertikale y-Achse vergrößert oder verkleinert werden. Im Mittel über alle Teilchenspins heben sich die unterschiedlichen Auslenkungen auf, so dass die makroskopische Strahlpolarisation erhalten bleibt.

Unter bestimmten Bedingungen kann der Teilchenstrahl jedoch auch depolarisiert werden. Ist die Spinpräzessionsfrequenz  $\gamma G$  gleich einer Frequenz  $\nu_r$ , mit der die Störfelder auf die Teilchenspins einwirken, erfolgt die Auslenkung des Teilchenspins stets bei gleicher Phasenlage des Spinvektors. Im Mittel über alle Teilchenspins

---

<sup>5</sup>Als Koordinatensystem des Strahlteilchens wird ein mitbewegtes, krummliniges Koordinatensystem  $(x, y, s)$  gewählt, wobei die Koordinatenachse  $y$  die Vertikale zur Ebene des Beschleunigers,  $x$  die horizontale Position und  $s$  die zurückgelegte Wegstrecke beschreibt. Das Standardkoordinatensystem der Beschleunigerphysik ist unter anderem in [Hin97] dargestellt.

addieren sich die Auslenkungen auf und kompensieren sich nicht mehr gegenseitig. Das Resultat ist eine makroskopische Depolarisation des Beschleunigerstrahls. Da die Spinpräzessionsfrequenz vom  $\gamma$ -Faktor abhängt, treten depolarisierende Resonanzen nur für bestimmte Strahlimpulse auf. Diese müssen daher beim Beschleunigen eines polarisierten Teilchenstrahls berücksichtigt werden. Ein aktuelles Forschungsgebiet der Beschleunigerphysik umfasst die Entwicklung neuer Methoden zur Umgehung derartiger depolarisierender Resonanzen und Aufrechterhaltung der Polarisation des Strahls bis zur gewünschten Energie. Eine detaillierte Beschreibung zur Spindynamik in Synchrotrons findet sich in [Lee97].

In COSY-Beschleuniger, einem stark fokussierendem Synchrotron, beeinflussen zwei unterschiedliche Arten von depolarisierenden Resonanzen die Strahlpolarisation [Leh97].

### **Imperfektionsresonanzen**

Aufgrund von Feld- und Positionierungsfehlern der Magnete im Beschleunigerring werden sogenannte Imperfektionsresonanzen verursacht. Wenn für die Spinpräzessionsfrequenz

$$\gamma G \in \mathbb{Z} \tag{2.26}$$

gilt, resultiert durch diese Störfelder eine resonante Auslenkung des Teilchenspins von der vertikalen Achse. Aufgrund der unterschiedlichen gyromagnetischen Anomalien für Deuteron ( $G_d = -0,142987$ ) und Proton ( $G_p = 1,792847$ ) treten die Imperfektionsresonanzen für beide Teilchensorten bei unterschiedlichen Impulsen auf. Während der Impulsbereich<sup>6</sup> des COSY-Beschleunigers für Protonen fünf Resonanzen umfasst, tritt für Deuteronen, deren erste Resonanz bei einem Impuls von 12,98 GeV/c auftritt, keine Depolarisation auf.

### **Intrinsische Resonanzen**

Durch vertikale Betatronoszillationen der Strahlteilchen werden intrinsische Resonanzen angeregt. Horizontale Felder der strahlfokussierenden Quadrupole üben auf den Teilchenspin ein Drehmoment um die horizontale Achse aus. Die Resonanzbedingung ergibt sich aus der Überlagerung der vertikalen Betatronschwingung und der Drehbewegung des Spins beim Umlauf der Teilchen im Beschleuniger:

$$\gamma G = kP + \nu_y . \tag{2.27}$$

Hierbei sind  $\nu_y$  der vertikale Arbeitspunkt,  $k$  eine ganze Zahl und  $P$  die Anzahl der identischen und aufeinanderfolgenden magnetischen Strukturen des Beschleunigers bei einem Umlauf, die als Superperiodizität bezeichnet wird. Da die Superperiodizität für COSY  $P = 2,6$  gewählt werden kann, treten erste intrinsische Resonanzen bei höheren Impulsen als die ersten Imperfektionsresonanzen auf.

---

<sup>6</sup>Der COSY-Beschleuniger kann sowohl Protonen- als auch Deuteronenstrahlen auf Impulse im Bereich von 300 – 3700 MeV/c beschleunigen.

## 2.4 Exakte Impulsbestimmung durch Erzeugung einer künstlichen Spin-Resonanz

Wie im vorherigen Kapitel näher beschrieben, wird die vertikale Spinpräzession durch horizontale magnetische Felder im Ring beeinflusst. Mit einem Solenoiden (siehe Kapitel 3.1.2) kann zusätzlich ein lokales, horizontales Magnetfeld in COSY erzeugt und somit eine „künstliche“ Spin-Resonanz induziert werden [Mon84]. Die Resonanzbedingung ist erfüllt, falls

$$f_r = (k + \gamma G) f_0 \quad (2.28)$$

gilt, wobei  $k$  eine ganze Zahl,  $f_0$  die Umlauffrequenz,  $G$  die gyromagnetische Anomalie und  $\gamma$  der relativistische Lorentzfaktor der Strahlteilchen ist. Die Resonanzfrequenz, mit der das induzierte horizontale Magnetfeld schwingen muss, wird durch  $f_r$  beschrieben. In Abhängigkeit vom Einschalten des horizontalen Magnetfeldes des Hochfrequenz-Solenoiden kann der polarisierte Teilchenstrahl unterschiedlich beeinflusst werden. Beim adiabatischen Durchfahren der Hochfrequenz des Solenoiden durch die Resonanzfrequenz  $f_r$  kann die Polarisation vollständig gekippt werden, man spricht dann vom adiabatischen Spin-Flip [M<sup>+</sup>05]. Wird dagegen instantan ein horizontales Magnetfeld mit einer Frequenz im Bereich der Resonanzfrequenz eingeschaltet, so erfolgt lediglich eine partielle Umkehr der Spinvektoren, die sich in einer makroskopischen Depolarisation des Strahls manifestiert.

In der Strahlzeit zur Bestimmung der  $\eta$ -Masse mittels der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  wurde für die exakte Impulsbestimmung ein vektorpolarisierter Deuteronenstrahl durch das instantane Einschalten des Solenoid-Magnetfeldes depolarisiert. In Bezug auf den Spin unterscheiden sich Deuteronen - Spin 1 Teilchen - von Fermionen - Spin 1/2 Teilchen - darin, dass es drei reine Spinzustände  $m_s = \pm 1, 0$  bezogen auf die Quantisierungsachse gibt. Im Gegensatz zu Fermionen ist die Beschreibung der Polarisation eines Spin-1-Teilchenstrahls, der sowohl vektor- als auch tensorpolarisiert sein kann, aufwendiger und in [Dar67] detaillierter beschrieben.

Für die Impulsbestimmung wurden ausschließlich Spin-Resonanzen mit  $k = 1$  betrachtet, so dass sich Gleichung 2.28 zu

$$f_r = (1 + \gamma G_d) f_0 \quad (2.29)$$

vereinfacht. Hierbei wurde für  $G$  die gyromagnetische Anomalie des Deuterons  $G_d$  eingesetzt. Durch Bestimmung der Umlauffrequenz  $f_0$  und der Spin-Resonanzfrequenz  $f_r$  kann der  $\gamma$ -Faktor der umlaufenden Deuteronen berechnet werden:

$$\gamma = \frac{1}{G_d} \left( \frac{f_r}{f_0} - 1 \right) . \quad (2.30)$$

Die Unsicherheit für den relativistischen  $\gamma$ -Faktor ergibt sich, da  $f_0$  und  $f_r$  unabhängige Messgrößen sind, gemäß der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung. Es gilt:

$$\begin{aligned}\Delta\gamma &= \left\{ \left( \frac{\partial\gamma}{\partial G_d} \Delta G_d \right)^2 + \left( \frac{\partial\gamma}{\partial f_r} \Delta f_r \right)^2 + \left( \frac{\partial\gamma}{\partial f_0} \Delta f_0 \right)^2 \right\}^{1/2} \\ \Delta\gamma &= \left\{ \left( \frac{1}{G_d^2} \left( 1 - \frac{f_r}{f_0} \right) \Delta G_d \right)^2 + \left( \frac{1}{G_d f_0} \Delta f_r \right)^2 + \left( \frac{-f_r}{G_d f_0^2} \Delta f_0 \right)^2 \right\}^{1/2} .\end{aligned}\quad (2.31)$$

Für den relativistischen Strahlimpuls der Deuteronen gilt:

$$p_d = m_d \beta \gamma , \quad (2.32)$$

wobei mit der Relation  $\beta\gamma = \sqrt{\gamma^2 - 1}$  der Ausdruck für den Impuls  $p_d$  zu

$$p_d = m_d \sqrt{\gamma^2 - 1} \quad (2.33)$$

vereinfacht werden kann. Für die Unsicherheit des Strahlimpulses gilt nach dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz:

$$\begin{aligned}\Delta p_d &= \left\{ \left( \frac{\partial p_d}{\partial m_d} \Delta m_d \right)^2 + \left( \frac{\partial p_d}{\partial \gamma} \Delta \gamma \right)^2 \right\}^{1/2} \\ \Delta p_d &= \left\{ \left( \sqrt{\gamma^2 - 1} \Delta m_d \right)^2 + \left( \frac{m_d}{\sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}} \Delta \gamma \right)^2 \right\}^{1/2} .\end{aligned}\quad (2.34)$$

Zur exakten Bestimmung des Strahlimpulses müssen folglich die Umlauffrequenz  $f_0$  und die Spin-Resonanz-Frequenz  $f_r$  ermittelt werden.

Die Umlauffrequenz ergibt sich aus der Analyse der Schottky-Messungen, die in Kapitel 5 vorgestellt wird. Durch Auswertung der Spin-Resonanz-Kurven wurde die Spin-Resonanz-Frequenz, wie in Kapitel 6 dargestellt, bestimmt.



# 3 Das ANKE-Experiment am Cooler Synchrotron - COSY

## 3.1 Das Cooler Synchrotron - COSY

Die Beschleunigeranlage des Forschungszentrums Jülich, die in Abbildung 3.1 dargestellt ist, trägt den Namen COSY - COoler SYnchrotron [Mai97], der auf die beiden Strahlkühlungsmechanismen des Speicherrings zurückzuführen ist. Die gesamte Anlage besteht aus einer Ionenquelle, dem Zyklotron JULIC, der Injektionsbeamline und dem Speicherring COSY. Insgesamt sind drei interne Experimente direkt im Speicherring installiert: ANKE, WASA und EDDA. Darüber hinaus gibt es zwei externe Experimentierplätze mit den Experimenten COSY-TOF und BIG KARL, für die der beschleunigte Teilchenstrahl aus dem Speicherring extrahiert werden kann.

Durch zwei verschiedenen Ionenquellen können sowohl unpolarisierte als auch polarisierte  $H^-$ -Ionen oder  $D^-$ -Ionen durch Stöße von Wasserstoff beziehungsweise Deuterium mit Cäsium  $H(D) + Cs \rightarrow H^-(D^-) + Cs^+$  erzeugt werden. Die Ionen werden ins Zyklotron injiziert und vorbeschleunigt, wobei  $H^-$ -Ionen auf eine Energie von 45 MeV und  $D^-$ -Ionen auf 90 MeV gebracht werden. Beim Durchdringen einer Kohlenstofffolie am Ende der Injektionsbeamline streifen die negativen Ionen ihre Elektronenhülle ab und gelangen als Protonen beziehungsweise Deuteronen in den Speicherring COSY.

Der Umfang des Synchrotrons beträgt 183,4 m und setzt sich aus zwei 40 m langen Geraden und zwei 52 m langen Halbkreisen zusammen. 24 Dipolmagnete, davon zwölf in jedem Halbkreissegment, halten den Teilchenstrahl auf seiner Bahn. Weitere 56 Quadrupolmagnete werden zur Strahlfokussierung eingesetzt, da sonst der Teilchenstrahl aufgrund der Coulombabstoßung der positiven Strahlteilchen auseinander laufen würde.

Um eine geringe Impulsverschmierung  $\Delta p/p$  des Teilchenstrahls zu gewährleisten, sind im Speicherring zwei unterschiedliche Strahlkühlungsmechanismen eingebaut. Für Impulse bis 650 MeV/c kann der Beschleunigerstrahl durch Elektronenkühlung gekühlt werden. Hierbei wird dem Beschleunigerstrahl auf einer Distanz von wenigen Metern ein geordneter Elektronenstrahl überlagert. Durch Wechselwirkung des

Elektronenstrahl mit dem Beschleunigerstrahl wird die Ordnung im Beschleunigerstrahl erhöht und die Impulsverschmierung minimiert, während diese gleichzeitig beim Elektronenstrahl zunimmt. Im Impulsbereich von 1500 – 3000 MeV/c besteht die Möglichkeit den Teilchenstrahl mit der stochastischen Kühlung zu kühlen. Dabei wird mit einer Pick-Up-Elektrode die Abweichung des Beschleunigerstrahls vom Sollorbit bestimmt. Dieses Signal wird an eine im Ring gegenüberliegende Kicker-Elektrode, die die Bahn des Teilchenstrahls korrigiert, gesendet.

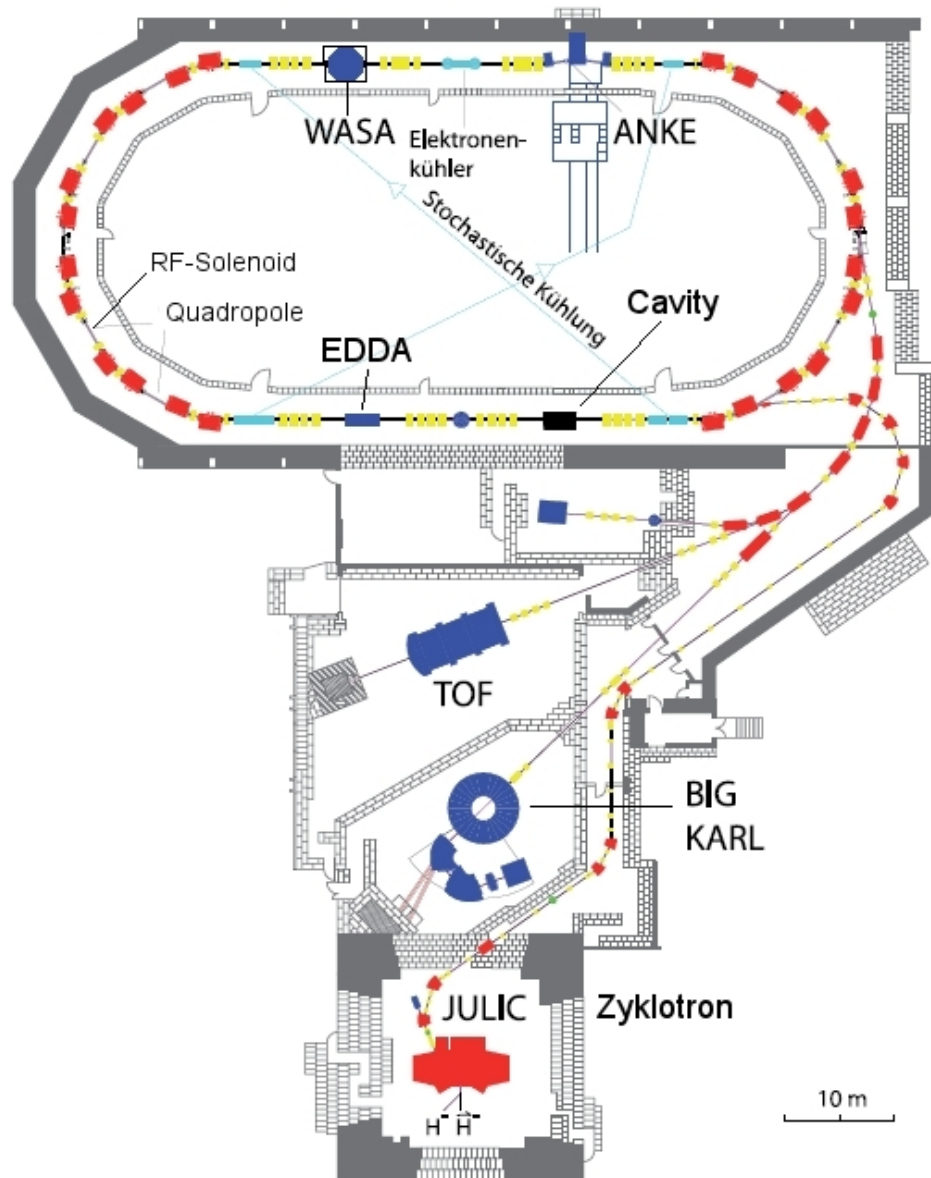


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Speicherrings COSY des Forschungszentrums Jülich

Sowohl Protonen als auch Deuteronen können im Speicherring auf Impulse von 300 – 3700 MeV/c beschleunigt werden. Bei hohen Strahlimpulsen wird ohne stochastische Kühlung eine Impulsauflösung von  $\Delta p/p = 5 \cdot 10^{-4}$ , die sich durch Einschalten der Kühlung auf  $\Delta p/p = 1 \cdot 10^{-4}$  verbessern lässt, erreicht. Die Strahlintensität ist für beide Teilchensorten unterschiedlich und hängt von der Polarisation des Strahls ab. Die erreichbaren Strahlintensitäten sind in Tabelle 3.1 aufgeführt [Leh08]. Im Vergleich zur polarisierten Quelle, können aufgrund ihrer stärkeren Io-

Ionenquelle	Protonen	Deuteronen
Unpolarisiert Quelle	$1,5 \cdot 10^{11}$	$1,3 \cdot 10^{11}$
Polarisiert Quelle	$1,0 \cdot 10^{10}$	$6,0 \cdot 10^9$
Intensität = Teilchenanzahl im Speicherring		

Tabelle 3.1: Intensität des COSY-Strahls in Abhängigkeit von der Ionenquelle

nenströme mit der unpolarisierten Quelle durchschnittlich zehn mal mehr Teilchen in COSY gespeichert werden.

Im COSY-Ring sind seit 2007 zwei unterschiedliche Hochfrequenz-Resonatoren, die Hochfrequenz-Kavität (HF-Kavität) und die Barrier-Bucket-Kavität (BB-Kavität), installiert [S<sup>+</sup>08a].

Mit der HF-Kavität wird der Teilchenstrahl mittels elektrischer Felder auf den gewünschten Strahlimpuls beschleunigt oder abgebremst. Nach Injektion der Strahlteilchen füllen diese den Speicherring zunächst homogen aus. Durch das Beschleunigen mit der HF-Kavität wird der Teilchenstrahl gebuncht, das heißt die Strahlteilchen werden zu einem Teilchenpaket gebündelt, so dass der COSY-Ring nicht mehr homogen ausgefüllt ist.

Mit der zweiten Kavität, einer Breitband-BB-Kavität, kann der Teilchenstrahl auf eine andere Art beeinflusst werden. Erste Experimente zum „Barrier Bucket“ wurden von J.E. Griffin und M. Blaskiewicz durchgeführt [JG83, B<sup>+</sup>96]. Durch das Hochfrequenz-Signal der BB-Kavität, welches im Gegensatz zur HF-Kavität aus mehreren Harmonischen besteht, wird nur ein einziger großer bunch, der zwischen 80% und 90% des Ringumfangs ausfüllt, erzeugt. Durch den BB-Betrieb lässt sich die Lebensdauer des Beschleunigerstrahls erhöhen. Der mittlere Energieverlust und die Strahlaufheizung, die durch die Strahl-Target-Wechselwirkung verursacht werden, können in gewissem Maße mit dem Barrier Bucket kompensiert werden. Am effektivsten werden die Effekte in Verbindung mit der stochastischen Kühlung ausgeglichen.

In der Strahlzeit zur Bestimmung der  $\eta$ -Masse konnte die stochastische Kühlung nicht verwendet werden, da der Beschleuniger im Superzyklus-Modus betrieben wurde (siehe Kapitel 4.3.2). Zur Minimierung von Strahl-Target-Effekten wurde jedoch auf Empfehlung der COSY-Beschleunigerphysiker die BB-Kavität verwendet.

### 3.1.1 Der EDDA-Detektor als Strahlpolarimeter

Der EDDA-Detektor ist ein internes Experiment an COSY, das zur Untersuchung der elastischen Proton-Proton-Streuung konzipiert worden ist. In Abbildung 3.2 ist der Detektoraufbau schematisch dargestellt.

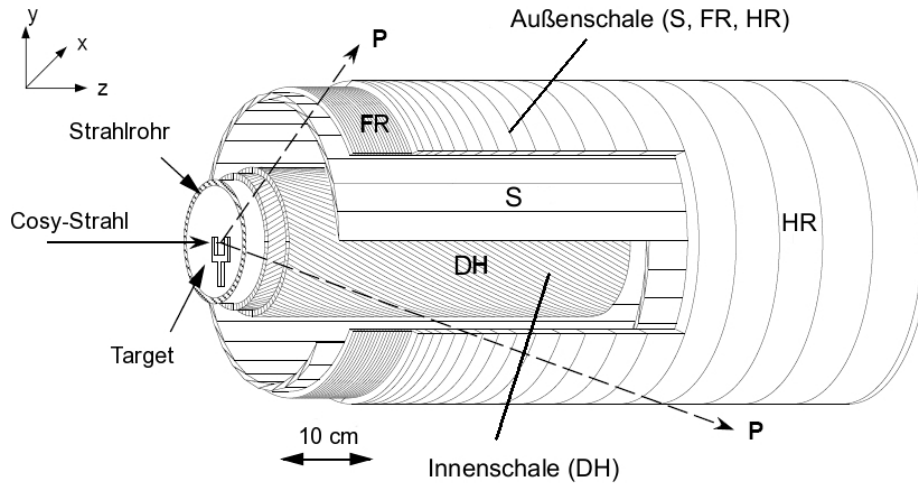


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des EDDA-Detektors. Die Abbildung stammt aus [Sch99].

EDDA besteht aus zwei Szintillatorschalen, die das Strahlrohr axialsymmetrisch umschließen und 85% des gesamten Raumwinkels abdecken. Die Innenschale besteht aus szintillierenden Fasern, die zu einer Doppelhelix DH zusammengesetzt sind. Die Außenschale setzt sich aus einer szintillierenden Stablage S, einer Faserlage FR und aus einer Lage Halbringpaare HR zusammen. Als Targets können ein Polypropylen- $(CH_2)_n$ -Fädchentarget, ein reines Kohlenstofftarget oder ein polarisiertes Wasserstoff-Gasstrahltarget verwendet werden.

In Arbeiten von V. Schwarz und E. Weise [Sch99, Wei00] wird ein Verfahren zur Nutzung des EDDA-Detektor als schnelles internes Strahlpolarimeter am COSY-Ring vorgestellt. Dieses Verfahren zur schnellen Bestimmung der Strahlpolarisation wurde in den Spin-Resonanz-Messungen verwendet. Dabei wird ausgenutzt, dass ein polarisierter Teilchenstrahl an einem unpolarisiertem Target aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung so gestreut wird, dass eine Asymmetrie  $\epsilon$  in der Verteilung der Azimutalwinkel  $\varphi$  auftritt. Diese Asymmetrie ist direkt proportional zur Polarisation  $P$  des Teilchenstrahls und der zugehörigen Analysierstärke  $A$ . Für einen vertikal zur Strahlachse polarisierten Strahl gilt:

$$\epsilon = P_y \cdot A_y = \frac{N_R - N_L}{N_R + N_L} . \quad (3.1)$$

Bei der schnellen Polarisationsbestimmung mit EDDA wird die Asymmetrie durch Auszählung koinzidenter Treffer in den linken und rechten Halbringen des Detektor gemessen ( $N_L$  - Zählrate links;  $N_R$  - Zählrate rechts). Um aus der Asymmetrie auf die tatsächliche Polarisation schließen zu können, muss eine aufwendige Kalibrierungsmessung zur Bestimmung der effektiven Analysierstärke durchgeführt werden. Detaillierter wird dieses Verfahren in den oben genannten Quellen erläutert. Aus der Spin-Resonanz-Messung zur Bestimmung der exakten Strahlimpulse muss ausschließlich die depolarisierende Resonanzfrequenz bestimmt werden, so dass eine unkalibrierte Angabe der Polarisation ausreicht und daher auf die aufwendige Kalibrierungsmessung verzichtet wurde.

### 3.1.2 Der Hochfrequenz-Solenoid zur Erzeugung einer künstlichen Spin-Resonanz

Bei der Spin-Resonanz-Methode wird mit einem longitudinalen magnetischen Wechselfeld eine künstliche Spin-Resonanz induziert. Das Magnetfeld wird von dem in Abbildung 3.3 dargestellten Hochfrequenz-Solenoiden erzeugt [S<sup>+</sup>07].

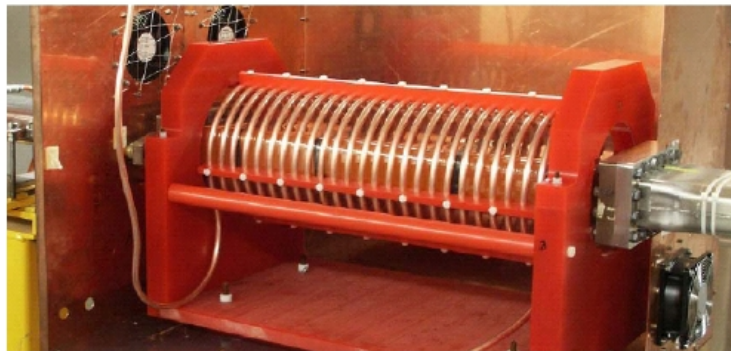


Abbildung 3.3: Hochfrequenz-Solenoid zur Beeinflussung des polarisierten COSY-Beschleunigerstrahls.

Zur Vermeidung der Abschirmung des magnetischen Hochfrequenzfeldes durch das überwiegend aus Edelstahl bestehende Strahlrohr, ist der Magnet um einen keramischen Strahlrohrabschnitt montiert. Der Magnet besteht aus einer einlagigen, wassergekühlten Kupferspule, die um einen Plexiglaszylinder gewickelt ist. Das maximal einstellbare Magnetfeldintegral beträgt  $\int B_{rms} dl = 0,67 \text{ Tmm}$ . Der mögliche Frequenzbereich umfasst  $0,25 - 1,45 \text{ MHz}$ .

## 3.2 Das ANKE - Magnetspektrometer

ANKE [B<sup>+</sup>01] ist eine Kurzform und steht für „Apparatus for Studies of Nucleon and Kaon Ejectiles“. Das ANKE-Experiment ist konzipiert worden um Reaktionen schwelennah zu untersuchen. Für Ejektile mit kleinen Überschussenergien ist die geometrische Akzeptanz des Detektorsystems am größten. In Abbildung 3.4 ist das gesamte ANKE-Experiment dargestellt.

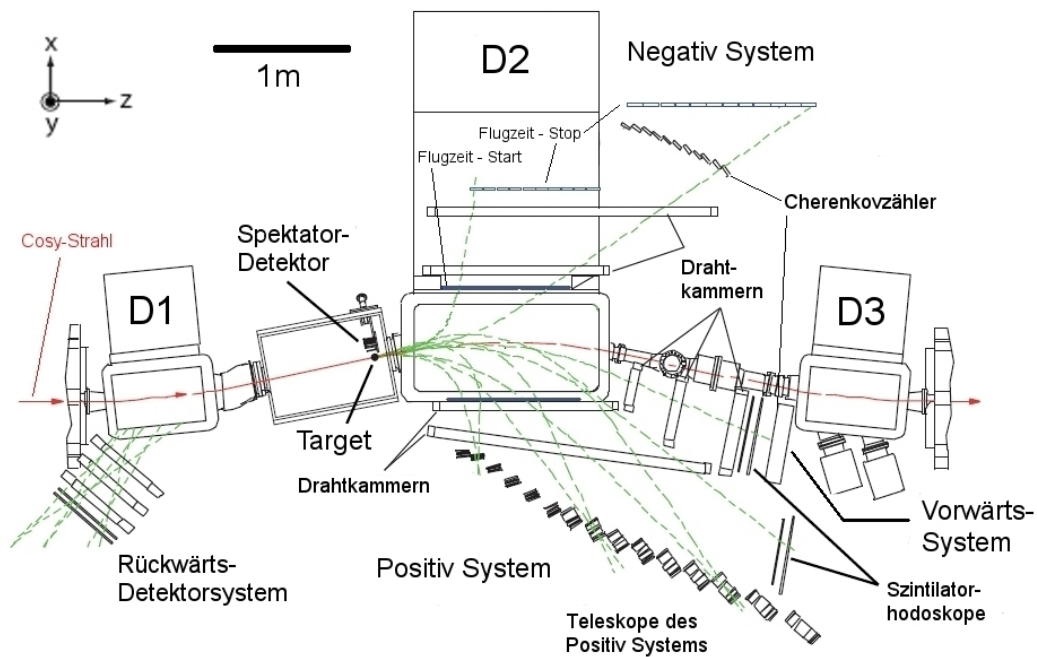


Abbildung 3.4: Der ANKE-Experimentaufbau.

Die Hauptbestandteile des ANKE Aufbaus sind die drei Dipolmagnete (D1, D2, D3), das Target und das Detektorsystem, welches aus fünf Komponenten besteht - dem Spektatordetektor, sowie dem Positiv-, Negativ-, Vorwärts- und Rückwärtssystem. Für ANKE stehen drei verschiedene Targettypen zur Auswahl: ein Clusterjet-Target, ein polarisiertes Speicherzellentarget und ein Festkörper-Fädchentarget.

Mit dem ersten Dipolmagneten D1 wird der COSY-Beschleunigerstrahl um den Winkel  $\alpha$  aus seinem Sollorbit abgelenkt und auf das Target geführt. Der Anteil des Beschleunigerstrahls, welcher nicht mit dem Target wechselwirkt, wird über den dritten Dipolmagneten D3 wieder auf den COSY-Standardorbit geführt. Das Herzstück des ANKE-Aufbaus bildet der Dipolspektrometermagnet D2, der die Reaktionsprodukte in Abhängigkeit ihrer Ladung und ihres Impulses ablenkt. Der D2-Magnet, das Positiv-, Negativ- und Vorwärtssystem stehen auf einer senkrecht

zur Strahlrichtung beweglichen Plattform, über die der Auslenkwinkel  $\alpha$  festlegen werden kann. Zur Untersuchung einer bestimmten Reaktion kann durch Einstellung des D2-Magnetfeldes und des Auslenkwinkels  $\alpha$  die geometrische Akzeptanz von ANKE für diese Reaktion optimiert werden.

Der D2-Spektrometernagnet separiert die Reaktionsejektile nach Ladung und Impuls. Negative Teilchen, wie beispielsweise das  $\pi^-$  und  $K^-$ , werden zum Ringäußern in das Negativsystem abgelenkt, leichte positive Teilchen zum Ringinneren in das Positivsystem. Schwere positive Teilchen mit hohem Longitudialimpuls<sup>1</sup> im Laborsystem, wie zum Beispiel Protonen, Deuteronen und  $^3\text{He}$ -Kerne, werden vom D2-Magneten nur leicht abgelenkt, so dass ihre Flugbahn nahe am Strahlrohr verläuft. Diese Teilchen werden mit dem Vorwärtssystem nachgewiesen.

In den folgenden zwei Kapiteln werden die Komponenten des ANKE-Aufbaus, die zur Untersuchung der Reaktion  $d + p \rightarrow ^3\text{He} + \eta$  verwendet wurden, detaillierter vorgestellt.

### 3.2.1 Das Clusterjet-Target

Da es sich im Fall des ANKE-Detektors um ein direkt im Speicherring eingebautes internes Experiment handelt, muss das ANKE-Target besonderen Ansprüchen genügen. So muss ein internes Target gleichzeitig zwei eigentlich unmöglich miteinander vereinbare Bedingungen erfüllen. Zum einen darf die Dichte des Targets nicht zu groß sein, da sonst der Beschleunigerstrahl und die Reaktionsejektile zu stark vom Target beeinflusst würden. Ein zu dichtes Target führt zu einer kurzen Strahllebensdauer und zu hohen Energieverlusten im Target. Eine Kompensation dieser durch die Optik und Kühlungsmechanismen des Beschleunigers ist nicht mehr möglich, so dass die Impulsverschmierung des Strahls zunimmt. Eine zu große räumliche Ausdehnung und Dichte des Targets kann zur Mehrfachstreuung im Targetvolumen führen, was eine vollständige Rekonstruktion der Kinematik der Ereignisse mit dem Detektorsystem deutlich erschwert. Diese Prozesse sind bei internen Festkörpertargets unvermeidbar.

Gleichzeitig aber muss die Dichte des Target ausreichend groß sein, so dass die Ereignisrate der zu untersuchenden Reaktion eine sinnvolle Größenordnung erreicht. Darüber hinaus muss das Target zur präzisen Bestimmung des Wechselwirkungspunkts zwischen Target und Beschleunigerstrahl eine möglichst kleine räumliche Ausdehnung aufweisen. Nur so ist eine genaue Spurrekonstruktion möglich. Zusätzlich darf das Vakuum in der Streukammer nicht zu stark beeinträchtigt werden, da sonst die Anzahl der unerwünschten Untergrundreaktionen zunimmt. Im

---

<sup>1</sup>Das Koordinatensystem wird folgendermaßen gewählt: Die  $z$ -Achse liegt in Strahlrichtung, so dass für den Longitudialimpuls  $p_L = p_z$  und den Transversalimpuls  $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$  gilt.

Gegensatz zu Gas-, Festkörper- und Speicherzellentargets erfüllt das Clusterjet-Target alle genannten Bedingungen. In Abbildung 3.5 ist das an der Westfälischen-Wilhelms-Universität Münster entwickelte und am ANKE-Experiment eingesetzte Clusterjet-Target [K<sup>+</sup>99] dargestellt.

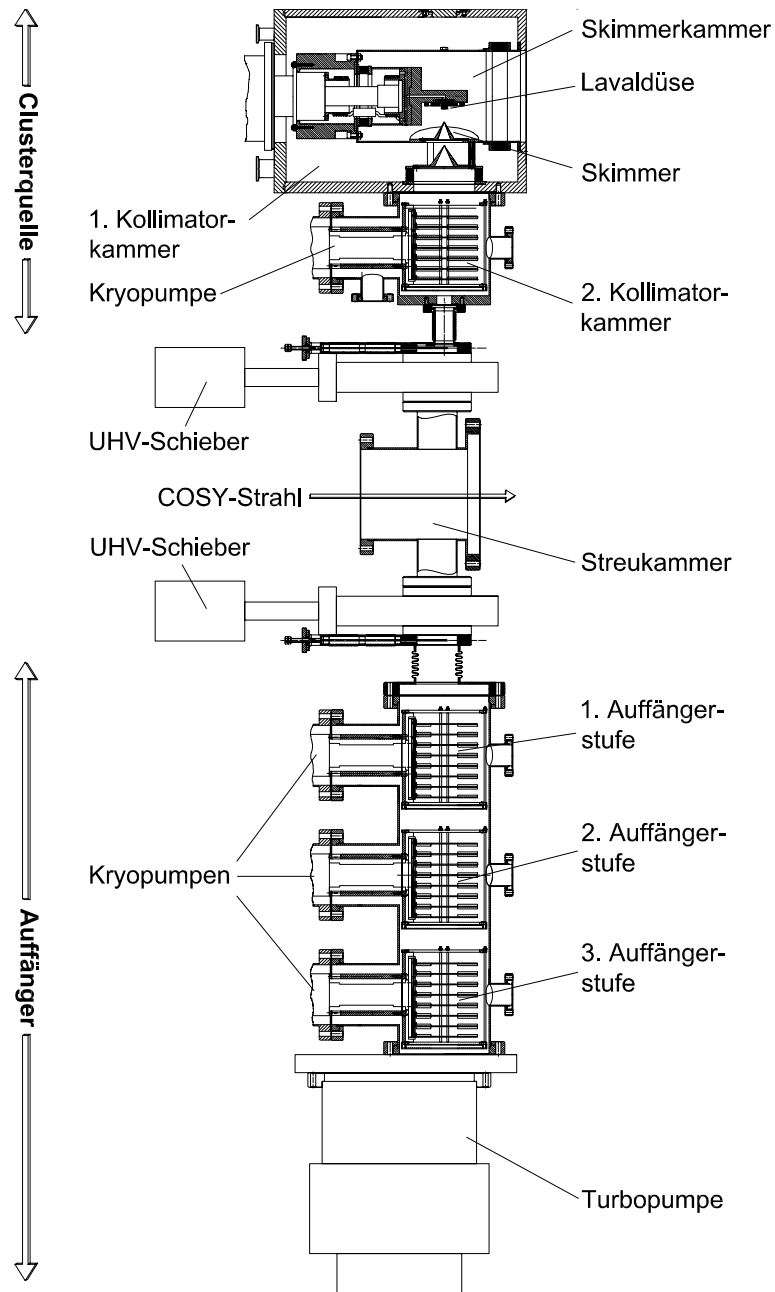


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des ANKE Clusterjet-Targetts.



Das Clusterjet-Target besteht aus zwei Hauptkomponenten: Der Clusterquelle und der Auffängerstufe, die durch Ultrahochvakuum-Schieber und die Streukammer voneinander getrennt sind. Mit dem Target können sowohl Wasserstoff- als auch Deuterium-Clusterstrahlen produziert werden. Dabei wird das Gas zunächst durch einen Gasreiniger mit einer geheizten Palladiummembran geleitet und von Verunreinigungen gesäubert. Das Gas wird von einem Kaltkopf bis unter die Dampfdruckkurve auf eine Temperatur von 20 – 30 K herabgekühlt und liegt mit einem Druck von 15 – 20 bar an einer Lavaldüse an. In der Lavaldüse, deren Öffnung einen Durchmesser von  $20\ \mu\text{m}$  aufweist, findet der Clusterproduktionsprozess statt. Dieser ist in Abbildung 3.6 skizziert.

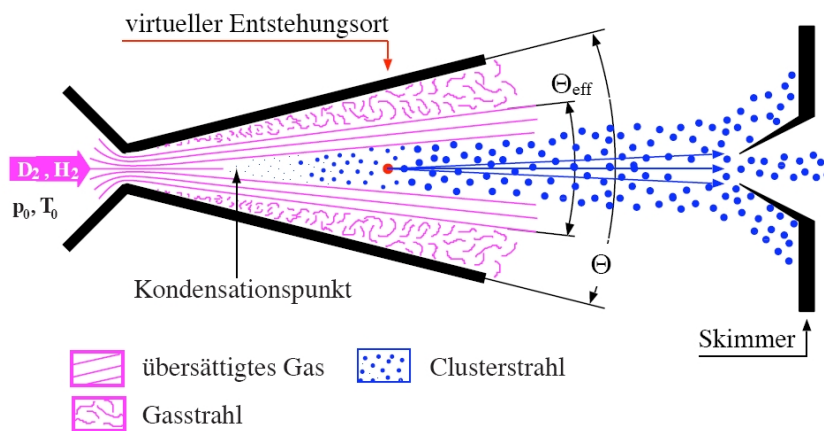


Abbildung 3.6: Clusterentstehung in einer Lavaldüse.

Durch adiabatische Expansion in der Lavaldüse erfährt das vorgekühlte Gas eine weitere Temperaturerniedrigung und liegt im übersättigten Zustand vor [Que97]. In diesem Zustand kondensiert das Gas zu kleinsten Tröpfchen, die aus bis zu tausend Atomen bestehen können und als Cluster bezeichnet werden. Der Clusterstrahl wird nach der Lavaldüse mit einer kegelförmigen Blende, dem Skimmer, vom Restgas separiert. Eine zweite Blende, der Kollimator, bestimmt letztendlich die Form des Clusterstrahls in der Streukammer. Beim Übergang des Clusterstrahls ins Ringvakuum der Streukammer muss das Restgas effektiv abgepumpt werden, da ein Druck von  $10^{-6} - 10^{-7}$  mbar in der Streukammer nicht überschritten werden darf. In der Skimmerkammer wird durch einen Roots- und Vorpumpenstand ein Druck von  $10^{-1}$  mbar erreicht. Das Abpumpen der Kollimator-kammer erfolgt über zwei Pumpstufen. Während vor dem Kollimator mittels einer Turbomolekularpumpe ein Druck von  $10^{-4}$  mbar erreicht wird, wird der Druck nach der Kollimator-kammer durch eine Kryopumpe nochmals auf das Niveau des Ringvakuums absenkt. In der Auffängerstufe wird der Anteil des Clusterstrahls, welcher nicht mit dem Beschleunigerstrahl in Wechselwirkung getreten ist, abgepumpt. Das Druckniveau wird über drei Kryopumpen an das Ringvakuum angepasst, wobei der überwiegen-

de Anteil des Clusterstrahls von einer Turbomolekularpumpe abgepumpt wird. Die Flächendichten, die mit dem Clusterjet-Target erreichbar sind, bewegen sich in der Größenordnung von  $10^{14} - 10^{15} \frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}^2}$ . Ein weiterer Vorteil des Clusterjet-Targets ist, dass durch Einstellung des Drucks und der Temperatur an der Lavaldüse die Flächendichte des Targets in einem gewissen Rahmen einstellbar ist.

### 3.2.2 Das Vorwärtsdetektorsystem

Für die Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  wurde zur Detektion der  ${}^3\text{He}$ -Kerne ausschließlich das Vorwärtssystem verwendet. Zur Untersuchung des in der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  auftretenden ABC-Effektes [AA60, Mie07] waren in der Strahlzeit zusätzlich das Positiv- und Negativsystem eingeschaltet.

Das Vorwärtsdetektorsystem besteht aus drei fest installierten Drahtkammern und zwei Szintillatorhodoskopen, hinter die wahlweise ein Cherenkovdetektor oder eine weitere Szintillatorlage platziert werden kann. Für die Strahlzeit im März 2008 entschied man sich für den Einbau der dritten Szintillatorlage. Das verwendete Detektorsystem ist in Abbildung 3.7 skizziert.

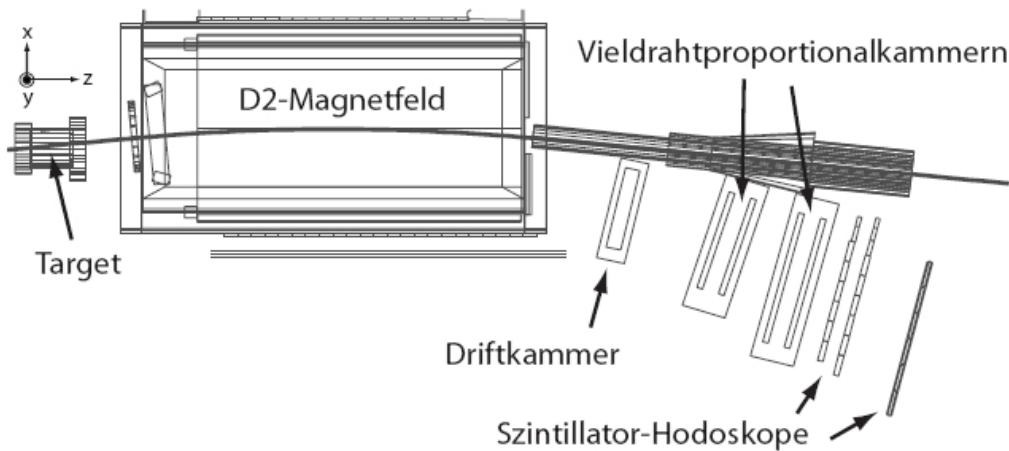


Abbildung 3.7: Das Vorwärtsdetektorsystem.

Bevor die schweren Reaktionsejektile auf die Drahtkammern treffen, verlassen sie das Streukammervakuum durch ein 0,5 mm dickes Aluminium-Austrittsfenster. Die Drahtkammern sind mit einem Gas gefüllt, welches beim Durchflug hochenergetischer Teilchen ionisiert wird. Die ionisierten Ladungsträger lösen im elektrischen Feld, der in den Kammern eingebauten Drähte, eine Ionisationslawine, die an den Anodendrähten einen Spannungspuls erzeugt, aus. Durch das Auslesen der Signale

der einzelnen Drähte kann die Trefferposition in der Kammer bestimmt werden. Über die Trefferpositionen der Teilchen können dann deren Flugbahnen bestimmt und mit Kenntnis des D2-Magnetfeldes die zugehörigen Impulse rekonstruiert werden.

Bei der ersten Drahtkammer handelt es sich um eine Driftkammer, die aus drei Drahtebenen besteht, deren Abstand zueinander jeweils 10 mm beträgt. In einer Drahtebene sind in einem Abstand von jeweils 5 mm vertikal 32 Kathodendrähte und 33 Anodendrähte angebracht. Aufgrund der vertikalen Drahtausrichtung kann mit der Driftkammer ausschließlich die Trefferposition in der  $xz$ -Ebene bestimmt werden. Auf diese Weise wird die Auflösung der  $z$ -Komponente, die den größten Beitrag zum Gesamtimpuls im Laborsystem liefert, erhöht. Die an ANKE genutzte Driftkammer erreicht in der Bestimmung der Trefferposition eine Genauigkeit von bis zu  $200 \mu\text{m}$ .

Nach der Driftkammer folgen zwei bis auf die Größe baugleiche Vieldrahtproportionalkammern, die aus sechs Draht- bzw. Kathodenstreifenebenen bestehen. In einer Kammer sind zwei horizontale Drahtebenen, zwei vertikale Drahtebenen sowie zwei um  $18^\circ$  zu den jeweiligen Drahtebenen verkippte Kathodenstreifenebenen eingebaut. Der Drahtabstand in einer Ebene beträgt 2 mm, so dass durch Versatz der Drahtebenen um 1 mm eine Ortsauflösung von 1 mm erreicht werden kann.

Mit dem sich anschließenden Szintillatorhodoskop wird der Energieverlust der Teilchen im Ausgangskanal bestimmt. Durchqueren Reaktionsejektile das Szintillatormaterial, so wird es angeregt und gibt die Anregungsenergie in Form von Photonen wieder ab, wobei die Anzahl der Photonen direkt von der deponierten Energie der Reaktionsejektile abhängig ist. Das Vorwärts-Szintillatorhodoskop besteht aus zwei Lagen mit acht beziehungsweise neun vertikal angebrachten Kunststoffszintillatorkathoden, die mit Photomultipliern am oberen und unteren Ende ausgelesen werden. Für die Strahlzeit wurde hinter das Vorwärtshodoskop eine zusätzliche Szintillatorlage des Positivsystem eingebaut.

### 3.2.3 Das Triggersystem

Bei einem typischen Streuexperiment an ANKE ist die Ereignisrate im Vorwärtsdetektor größer als mit dem Datenerfassungssystem verarbeitet werden kann. Es müssen daher die interessanten Ereignisse der zu untersuchenden Reaktion mit Hardwaretriggern vorselektiert werden. Das für ANKE entwickelte Triggersystem [Sch96] ermöglicht die Nutzung von vier unabhängigen Triggern.

Als erster Trigger T1 wurde ein  $^3\text{He}$ -Trigger aufgesetzt um bevorzugt Ereignisse, bei denen ein  $^3\text{He}$ -Kern im Vorwärtssystem nachgewiesen wurde, wegzuschreiben. Mit

diesem Trigger wurden Reaktionen mit Deuteronen und Protonen im Ausgangskanal unterdrückt. Im betrachteten Impulsbereich verursachen die  $^3\text{He}$ -Kerne im Vergleich zu Protonen und Deuteronen einen deutlich höheren Energieverlust in den Szintillatorlagen, so dass eine Unterscheidung der drei möglich ist. Die Schwellen der Photomultiplier an den Szintillatorlagen wurden auf den Energieverlust der  $^3\text{He}$ -Kerne eingestellt. Der letztendliche  $^3\text{He}$ -Trigger, der in der Strahlzeit verwendet wurde, forderte einen hohen Energieverlust koinzident in allen drei Szintillatorlagen.

Der Trigger T2 wurde zur Erfassung von Ereignissen weiterer Reaktionen, die zur Normierung der Daten und zur Kalibrierung des Detektorsystems benötigt werden, verwendet. Eine derartige Reaktion ist beispielsweise die dp-elastische Streuung. Der T2-Trigger forderte einen Energieverlust in der ersten oder zweiten Lage des Szintilltorhodoskops und wird daher als FD/Or-Trigger bezeichnet. Im Gegensatz zum T1-Trigger ist der T2-Trigger mit einem Faktor  $n = 1024$  untersetzt, so dass nur jedes 1024. Ereignis weggeschrieben wurde.

Der vierte Trigger T4 wird stets bei allen Strahlzeiten genutzt, um mit einer Rate von 10 Hz den mitlaufenden Scaler auszulesen. Im Scaler werden Informationen zur Stärke des Strahlstroms und die Zählrate bestimmter Detektormodule, mit denen das Experiment online überwacht wird, gespeichert.

# 4 Vorbereitung und Durchführung der Strahlzeit

## 4.1 Wahl des Messverfahrens

In Kapitel 2.2 wurde erläutert, wie die  $\eta$ -Masse aus einem Datensatz von Endzustandsimpulsen, die bei bestimmten Strahlimpulsen gemessen worden sind, bestimmt werden kann.

Mit dem COSY-Beschleuniger sind zwei unterschiedliche Messverfahren zur Bestimmung des Datensatzes möglich:

- Messung mit einer kontinuierlichen „Impuls-Rampe“
- Messung mit mehreren festen Strahlimpulsen

Vor- und Nachteile beider Methoden wurden im Rahmen der Strahlzeitvorbereitung untersucht, wobei festgestellt wurde, dass das Messverfahren mit festen Strahlimpulsen für die Bestimmung der  $\eta$ -Masse besser geeignet ist. In Abbildung 4.1 sind die zeitliche Struktur für die Zyklen der kontinuierlichen Rampe und der festen Strahlimpulsen dargestellt.

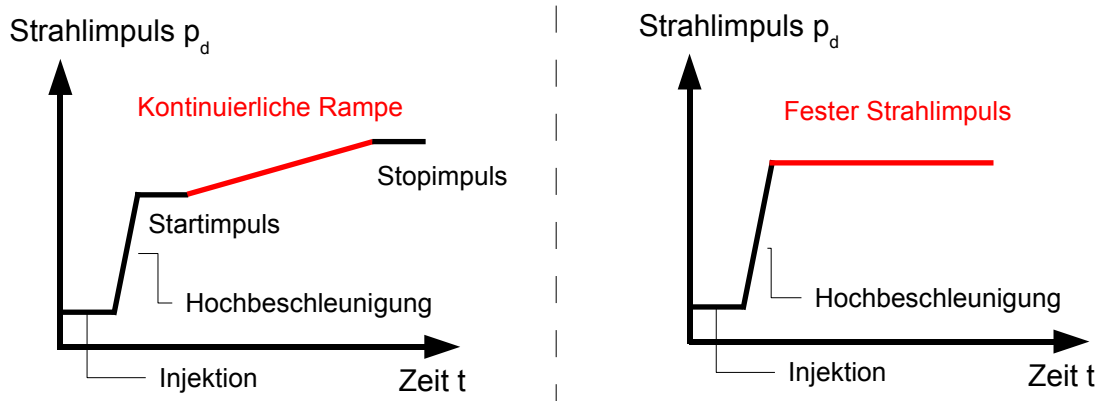


Abbildung 4.1: Links: Zeitliche Struktur der kontinuierlichen Rampe.  
Rechts: Zeitliche Struktur für einen festen Strahlimpuls.

### 4.1.1 Die kontinuierliche Impuls-Rampe

Der COSY-Beschleuniger bietet die Möglichkeit, den Strahlimpuls der im Ring gespeicherten Teilchen in einem gewissen Zeitintervall linear mit der Zeit zu erhöhen. Nach Injektion in den Speicherring werden die Teilchen in wenigen Sekunden durch den Hochfrequenz-Resonator auf den Startimpuls der sogenannten kontinuierlichen Rampe beschleunigt. In einem anschließenden Zeitintervall von fünf bis zehn Minuten wird die Frequenz der Kavität langsam und kontinuierlich erhöht, so dass der Impuls der Strahlteilchen linear mit der Zeit zunimmt (siehe Abbildung 4.1). Der Impulsbereich kann so eingestellt werden, dass die kontinuierliche Rampe zur Untersuchung von Untergrundreaktionen bei negativen Überschussenergien startet. Mit dem Anstieg des Strahlimpulses steigt die Überschussenergie an, bis die Reaktionsschwelle überschritten wird und die gewünschte Reaktion einsetzt. Dieses Verfahren eignet sich optimal zur Untersuchung von physikalischen Prozessen an der Reaktionsschwelle.

Der Vorteil dieser Methode ist, dass der gesamte schwellennahe Endzustandsimpulsbereich der Ejektile durch das kontinuierliche Erhöhen des Strahlimpulses abgedeckt und somit gemessen werden kann. Auf diese Weise lassen sich systematische Fehler im Endzustandsimpuls minimieren [Mer07].

Nichtsdestotrotz müssen für die Massenbestimmung die Strahlimpulse  $p_d$  der jeweiligen Endzustandsimpulse  $p_f$  präzise bekannt sein. Mit der Spin-Resonanz-Methode ist eine Impulsbestimmung des Beschleunigerstrahls nur für konstante beziehungsweise fest eingestellte Strahlimpulse möglich. Für das Messverfahren mit der kontinuierlichen Rampe könnte daher lediglich der Strahlimpuls für den Start- und den Stopimpuls der Rampe gemessen werden. Ausgehend von diesen zwei Informationen müsste der Strahlimpuls für jeden Zeitpunkt der kontinuierlichen Rampe interpoliert werden.

Solch ein Verfahren ist mit vielen Unsicherheiten behaftet. Zum einen muss sichergestellt sein, dass Start- und Stopimpuls, die mit der Spin-Resonanz-Methode gemessen werden, auch die tatsächlichen Start- und Stopimpulse der Rampe sind. Zum anderen muss das Zeitsignal zwischen dem COSY-Beschleuniger und dem ANKE-Datenerfassungssystem synchronisiert werden, so dass den gemessenen Endzustandsimpulsen ein genauer Zeitpunkt und somit ein genauer Strahlimpuls in der Rampe zugeordnet werden kann. Darüber hinaus kann keine Aussagen über das Verhalten des Orbits der Strahlteilchen beim langsamen Erhöhen der Resonator-Hochfrequenz getroffen werden. Aufgrund dieser schwer abschätzbaren Gegebenheiten ist eine hochpräzise Impulsangabe für jeden Zeitpunkt der kontinuierlichen Rampe nicht möglich.

Das Messverfahren mit der kontinuierlichen Rampe erlaubt folglich eine sehr genaue Untersuchung der Endzustandsimpulse  $p_f$ , wohingegen eine exakte Bestimmung der Strahlimpulse  $p_d$  nicht realisierbar ist.

### 4.1.2 Feste Strahlimpulse

Die zweite Möglichkeit den Datensatz  $(p_f, p_d)$  aufzunehmen, besteht in der Bestimmung der Endzustandsimpulse für diskrete Strahlimpulse. Aus dem Überschussenergiebereich von 0 – 11 MeV können beispielsweise zwölf Datenpunkte, für die der Strahlimpuls mit der Spin-Resonanz-Methode exakt bestimmt und der Endzustandsimpuls mit dem ANKE-Magnetspektrometer gemessen wird, ausgewählt werden.

Der große Vorteil dieser Methode gegenüber der kontinuierlichen Rampe ist, dass für jeden Datenpunkt der Strahlimpuls direkt gemessen werden kann und nicht anhand von zwei Messungen für Start- und Stopimpuls interpoliert werden muss. Zusätzlich kann mittels mehrmaliger Spin-Resonanz-Messungen die Stabilität des COSY-Beschleunigers verifiziert und das Verhalten des Strahlimpulses über einen längeren Zeitraum untersucht werden.

Obwohl im Strahlzeitantrag eine Messung mit der kontinuierlichen Rampe vorgeschlagen wurde, entschied man sich aufgrund oben genannter Vorteile für das Messverfahren mit festen Strahlimpulsen.

## 4.2 An ANKE-COSY erreichbare Genauigkeit für die Bestimmung der $\eta$ -Masse

Aus den Ergebnissen der Dissertation von T. Mersmann [Mer07], in deren Rahmen mit der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  die Wechselwirkung zwischen  $\eta$ -Meson und  ${}^3\text{He}$ -Kern untersucht wurde, und einer Spin-Resonanz-Testmessung der COSY-Beschleunigerphysiker zur Bestimmung des Strahlimpulses [S<sup>+</sup>07] lässt sich die Genauigkeit, mit der die  $\eta$ -Masse bestimmt werden kann, abschätzen.

Mit der Spin-Resonanz-Testmessung wurde der Strahlimpuls  $p_d$  mit einer Präzision von  $\Delta p_d/p_d < 5 \cdot 10^{-5}$  bestimmt. Bei einem eingestellten Impuls von  $p_d = 3118 \text{ MeV}/c$  lieferte die Testmessung das Resultat  $p_d = (3115,98 \pm 0,09) \text{ MeV}/c$ . Für eine konservative Abschätzung zur Genauigkeit der  $\eta$ -Masse wird mit einer Unsicherheit des Strahlimpuls von

$$\Delta p_d = 150 \text{ keV}/c \tag{4.1}$$

gerechnet. Die Ergebnisse der Arbeit von T. Mersmann basieren auf einer Anzahl von 400000  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  Ereignissen, die mit der kontinuierlichen Rampe in einem Überschussenergiebereich von  $-5 \text{ MeV}$  bis  $11 \text{ MeV}$  aufgenommen wurden. Das ANKE-Magnetspektrometer weist für diese Reaktion bis zu einer Überschussenergie von  $20 \text{ MeV}$  vollständige geometrische Akzeptanz auf. Für die Analyse wurde die

kontinuierliche Rampe in 200 Datenpunkte unterteilt, so dass bei einem konstanten Wirkungsquerschnitt von ungefähr 400 nb jeder Datenpunkt 2000  $\eta$ -Ereignisse beinhaltet. Durch die hochpräzise Kalibrierung, die von T. Mersmann entwickelt wurde, lässt sich der Endzustandsimpuls aus der Impulsellipse der  $^3\text{He}$ -Kerne für Überschussenergien  $Q > 1 \text{ MeV}$  bis auf unter  $\pm 400 \text{ keV}/c$  rekonstruieren [Mer07]. In der Strahlzeit zur Bestimmung der  $\eta$ -Masse sollte ein Datenpunkt mindestens zehn mal mehr Statistik, das heißt 20000  $\eta$ -Ereignisse, beinhalten. Da die statistische Unsicherheit sich umgekehrt proportional mit der Wurzel der Anzahl der gemessenen Ereignisse entwickelt, ergibt sich für die erwartete statistische Unsicherheit des Endzustandsimpulses

$$\Delta p_f = \frac{400 \text{ keV}/c}{\sqrt{10}} \approx 126 \text{ keV}/c . \quad (4.2)$$

Wie für den Strahlimpuls wurde für den Endzustandsimpuls eine größere statistische Unsicherheit von

$$\Delta p_f = 150 \text{ keV}/c \quad (4.3)$$

angenommen. Zur Abschätzung der Genauigkeit, mit der die  $\eta$ -Masse mittels der kinematischen Messmethode bestimmt werden kann, wurden zwölf feste Strahlimpulse aus dem Überschussenergiebereich von  $1 - 11 \text{ MeV}/c^2$  ausgewählt. In Tabelle 4.1 sind die zwölf Strahlimpulse und die zugehörigen Überschussenergien für die unterschiedlichen  $\eta$ -Massen von  $547,3 \text{ MeV}/c^2$  und  $547,8 \text{ MeV}/c^2$  aufgelistet.

Messpunkt	Strahlimpuls $p_d$ in $\text{MeV}/c$	Q in MeV für $m_\eta = 547,3 \text{ MeV}$	Q in MeV für $m_\eta = 547,8 \text{ MeV}$
1	3146	1,6	1,1
2	3147	1,8	1,3
3	3148	2,1	1,6
4	3150	2,6	2,1
5	3152	3,0	2,5
6	3154	3,5	3,0
7	3158	4,5	4,0
8	3162	5,4	4,9
9	3167	6,6	6,1
10	3171	7,6	7,1
11	3176	8,8	8,3
12	3183	10,5	10,0

Tabelle 4.1: Datenpunkte zur Bestimmung der  $\eta$ -Masse.

Gemäß den Gleichungen 2.14 und 2.16 wurde unter Verwendung der  $\eta$ -Masse des COSY-GEM Experiments ( $547,311 \text{ MeV}/c^2$ ) zu jedem Strahlimpuls der zugehöri-



ge Endzustandsimpuls berechnet. Die berechneten Endzustands- und Strahlimpulse wurden jeweils mit Zufallszahlen einer Gaußverteilung verschmiert, wobei für die Breite  $\sigma$  der Gaußverteilung die entsprechenden Unsicherheiten von Strahl- (150 keV/c) beziehungsweise Endzustandsimpuls (150 keV/c) gewählt wurden. Die statistischen Unsicherheiten des jeweiligen Datenpunktes im Endzustands- und Strahlimpuls entsprechen ebenfalls dem Wert von 150 keV/c. Die auf diese Weise konstruierten Datenpunkte wurden mit dem funktionalen Zusammenhang aus Gleichung 2.16 beschrieben, wobei die  $\eta$ -Masse als Fitparameter  $p_1$  gewählt und ein zusätzlicher Skalierungsparameter  $p_0$  eingebaut wurde:

$$p_f = p_f(p_d, m_\eta) = p_0 \cdot \frac{\sqrt{[s - (m_{3\text{He}} + p_1)^2] \cdot [s - (m_{3\text{He}} - p_1)^2]}}{2 \cdot \sqrt{s}}. \quad (4.4)$$

Die Schwerpunktsenergie ergibt sich nach Gleichung 2.14. Die Resultate des  $\chi^2$ -Fits sind in Abbildung 4.2 dargestellt, wobei die Unsicherheiten in Strahl- und Endzustandsimpuls innerhalb der eingezeichneten Datenpunkte liegen.

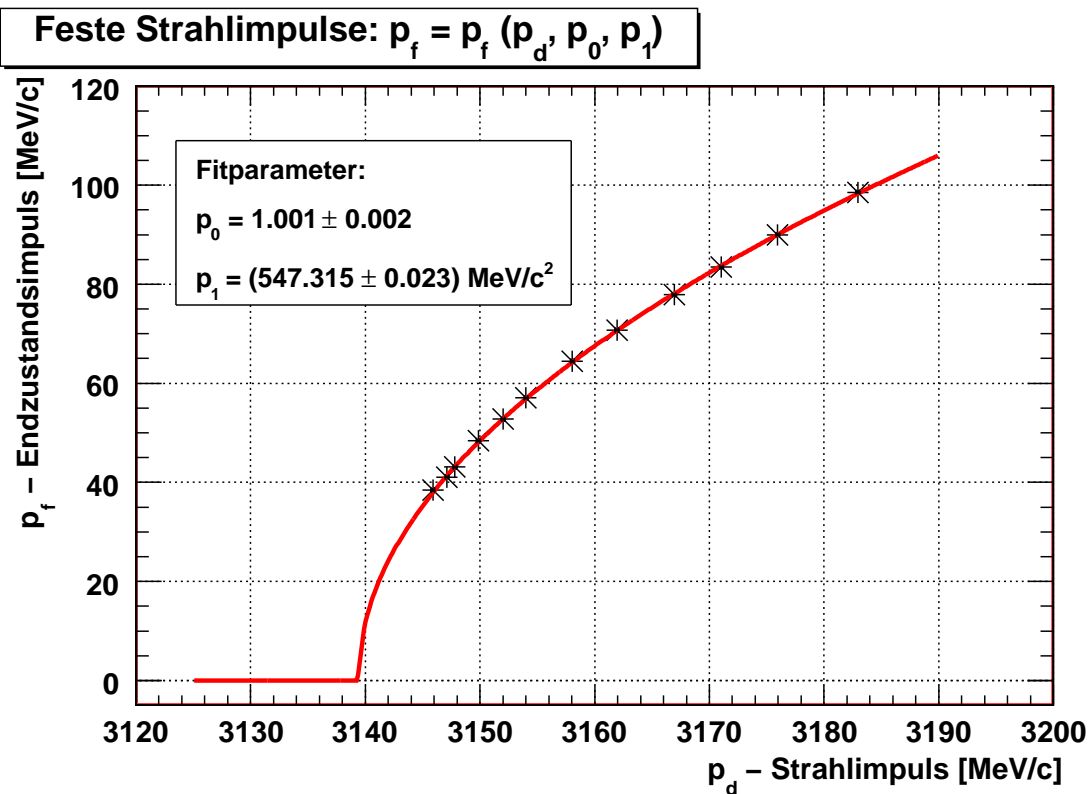


Abbildung 4.2: Statistische Unsicherheit, mit der die  $\eta$ -Masse an ANKE-COSY bestimmt werden kann.

Der  $\chi^2$ -Fit liefert für die Fitparameter:

$$\begin{aligned} p_0 &= 1,000 \pm 0,002 \\ p_1 &= (547,314 \pm 0,023) \frac{\text{MeV}}{c^2} . \end{aligned} \quad (4.5)$$

Mit der kinematischen Messmethode kann die  $\eta$ -Masse demzufolge mit einer statistischen Unsicherheit von unter  $30 \text{ keV}/c^2$  bestimmt werden. Die mögliche Präzision des ANKE-COSY Ergebnisses wäre demnach vergleichbar mit den aktuellsten Messungen zur  $\eta$ -Masse, wobei bei dieser Betrachtung keine systematischen Unsicherheiten berücksichtigt wurden.

## 4.3 Durchführung der Strahlzeit

### 4.3.1 Luminositätsbetrachtung

Um die  $\eta$ -Masse mit einer statistischen Unsicherheit von unter  $30 \text{ keV}/c^2$  zu bestimmen, muss, wie in Kapitel 4.2 gezeigt, jeder der zwölf Datenpunkte mindestens 20000  $\eta$ -Ereignisse beinhalten. Neben den zwölf Datenpunkten oberhalb der Schwelle wird für die hochpräzise Kalibrierung ein Datenpunkt unterhalb der Schwelle zur Beschreibung des Untergrundes mit größerer Statistik benötigt [Mer07]. Der Strahlimpuls für den unterschwelligen Datenpunkt wurde auf  $p_d = 3120 \text{ MeV}/c$  festgelegt, was einer Überschussengie von etwa  $-5 \text{ MeV}$  entspricht. Für eine sinnvolle Untergrundbeschreibung sollte die Messzeit für den unterschwelligen Datenpunkt viermal länger sein als für einen oberhalb der Schwelle.

Insgesamt müssten in der vierwöchigen Strahlzeit somit 16 Datenpunkte mit gleicher Messzeit gemessen werden. Zwölf Tage wurden für die Strahlentwicklung, das Einschalten und Einstellen des ANKE-Magnetspektrometers sowie die Impulsbestimmung mit der Spin-Resonanz-Messung eingeplant, so dass im Endeffekt 16 Tage Messzeit für 16 Datenpunkte blieben. Um das Ziel der Strahlzeit zu erreichen, müsste die  $\eta$ -Ereignisrate  $dN/dt$  mindestens

$$\frac{dN}{dt} = \frac{20000}{1\text{Tag}} = \frac{20000}{86400} \cdot \frac{1}{\text{s}} \quad (4.6)$$

betragen. Über die Ereignisrate, den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  der Reaktion und einen Effizienzfaktor  $\epsilon$  lässt sich die benötigte Luminosität  $L$  berechnen:

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \cdot L \cdot \epsilon . \quad (4.7)$$

Die Luminosität ist eine Größe, die den Zusammenhang zwischen der gewünschten Ereignisrate und der Strahlintensität sowie Targetdichte beschreibt. In den Effizienzfaktor gehen technische Probleme, Totzeiten der Detektoren und weitere Faktoren, die dazu beitragen, dass ein Messtag weniger als 24 Stunden Messzeit hat, ein. Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion ist für  $Q > 1$  MeV nahezu konstant und beträgt  $\sigma \approx 400$  nb, während der Effizienzfaktor mit  $\epsilon = 0,7$  abgeschätzt wird. Um die benötigte Ereignisrate zu erreichen, müssten Beschleuniger und Target eine Luminosität von

$$L = 8,3 \cdot 10^{29} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \quad (4.8)$$

liefern. Für einen Ringbeschleuniger setzt sich die Luminosität aus der Targetflächendichte  $\rho_{Target}$ , den im Ring gespeicherten Teilchen  $n_{Strahl}$  und deren Umlauffrequenz  $f_0$  wie folgt zusammen:

$$L = \rho_{Target} \cdot n_{Strahl} \cdot f_0 . \quad (4.9)$$

Die typische Flächendichte des Clusterjet-Targets liegt konservativ abgeschätzt bei  $\rho = 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , während die Umlauffrequenz für Strahlimpulse ab 3100 MeV/c in COSY ungefähr  $f_0 = 1,4$  MHz beträgt. Die Strahlintensität beziehungsweise die Anzahl der im Ring gespeicherten Deuteronen muss demnach zum Erreichen der geforderten Luminosität

$$n_{Strahl} = 3 \cdot 10^9 \quad (4.10)$$

betragen.

In der Strahlzeit im März 2008 konnte mit der polarisierten Quelle lediglich eine maximale Anzahl der im Ring gespeicherten Deuteronen von

$$n_{pol.} = 3 - 5 \cdot 10^8 \quad (4.11)$$

erreicht werden. Diese um einen Faktor zehn zu kleine Strahlintensität reicht zwar aus, um mit der Spin-Resonanz-Methode die Strahlimpulse zu bestimmen, jedoch würde bei der Analyse der Endzustandsimpulse eine größere Unsicherheit infolge der deutliche geringeren Statistik erwartet werden. Zum Erreichen der benötigten Ereignisrate wurde daher nach Messung der Strahlimpulse mit der Spin-Resonanz-Methode von der polarisierten auf die unpolarisierte Quelle umgeschaltet. Die Anzahl der im Ring gespeicherten Deuteronen konnte mittels der unpolarisierten Ionenquelle auf

$$n_{unpol.} = 1 \cdot 10^{10} \quad (4.12)$$

gesteigert werden.

Es stellt sich die Frage, wie sich der Strahlimpuls der Deuteronen im Synchrotron für die unterschiedlichen Ionenquellen verhält. Das Zyklotron wirkt nach Aussagen und Erfahrungen der COSY-Beschleunigerphysiker wie ein Energiefilter, so dass der Strahlimpuls im Speicherring unabhängig von der Ionenquelle sein sollte.

### 4.3.2 Endgültige Messmethode - Die drei Superzyklen

Die typische Zyklusdauer, in der die Teilchen einer Injektion im Ring bei einer festen Energie gespeichert werden, beträgt, abhängig von der Targetdichte des Clusterjet-Targets, drei bis zehn Minuten. Abhängig von der Targetdichte ist der Beschleunigerstrahl nach wenigen Minuten verbraucht und wird entsorgt, worauf eine neue Injektion in den Speicherring erfolgt. Der COSY-Beschleuniger bietet die Möglichkeit bis zu sieben feste Strahlenergien in einem Superzyklus zusammenzufassen. Dabei werden die Strahlteilchen bei jeder Injektion nacheinander auf einen der sieben Strahlimpulse beschleunigt.

Die zwölf überschwelligen Datenpunkte aus Tabelle 4.1 wurden auf zwei Superzyklen aufgeteilt, wobei der unterschwellige Datenpunkt in jeden Superzyklus zweimal implementiert wurde. Bedingt durch die gute Strahlintensität der unpolarisierten Quelle konnte zum Ende der Strahlzeit ein weiterer Superzyklus mit fünf festen Strahlimpulsen eingestellt und innerhalb von drei Tagen gemessen werden. In Abbildung 4.3 ist die zeitliche Struktur eines Superzyklus schematisch dargestellt.

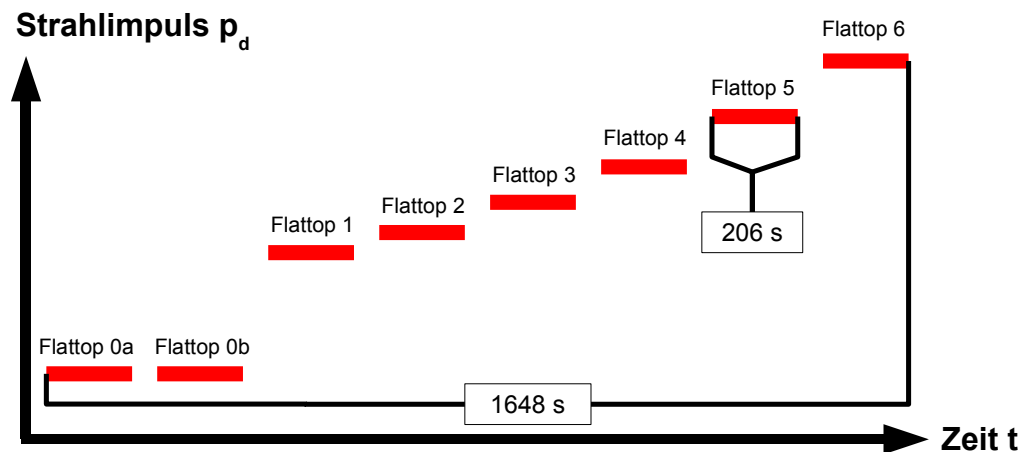


Abbildung 4.3: Zeitliche Struktur des Superzyklus. Bei einer Dauer von 206 s für einen einzelnen Flattop beträgt die Gesamtdauer des Superzyklus 1648 s beziehungsweise 27 Minuten und 28 Sekunden.

Die drei Superzyklen mit den verschiedenen Strahlimpulsen beziehungsweise Flattops<sup>1</sup> sind in Tabelle 4.2 aufgeführt. Obwohl diese Strahlimpulse in der Strahlzeit im März 2008 am COSY-Beschleuniger eingestellt wurden, kann der tatsächliche Strahlimpuls vom eingestellten, wie die Spin-Resonanz-Testmessung gezeigt hat (siehe Kapitel 4.2 und [S<sup>+</sup>07]), um bis zu einige MeV abweichen. Daher wurde zu

<sup>1</sup>In der Beschleunigerphysik bezeichnet man einen Zyklus mit einem festen Strahlimpuls auch als Flattop.

	1. Superzyklus	2. Superzyklus	3. Superzyklus
Flattop 0a	3120	3120	3125
Flattop 0b	3120	3120	- - -
Flattop 1	3146	3147	3146
Flattop 2	3148	3150	3157
Flattop 3	3152	3154	3160
Flattop 4	3158	3162	3202
Flattop 5	3167	3171	- - -
Flattop 6	3176	3183	- - -
Strahlimpulse in MeV/c			

Tabelle 4.2: Strahlimpulse der drei Superzyklen. Der unterschwellige Datenpunkt wird zweimal im 1. und 2. Superzyklus als Flattop 0a und Flattop 0b implementiert.

Beginn der Strahlzeit anhand der 1. Spin-Resonanz-Messung für Flattop 0 des 1. Superzyklus und der Frequenz der BB-Kavität, die bis auf ungefähr 10 Hz mit der tatsächlichen Umlauffrequenz übereinstimmt (siehe Kapitel 5), der Strahlimpuls des eingestellten Flattops nach Gleichung 2.30 und 2.33 berechnet. Auf diese Weise wurde festgestellt, dass der tatsächliche Strahlimpuls von dem am COSY-Beschleuniger eingestellten um 4,5 MeV/c abweicht. Die Einstellungen für alle Flattops wurden daraufhin um diesen Betrag korrigiert, damit die tatsächlichen Strahlimpulse den gewünschten und in Tabelle 4.2 aufgelisteten Impulsen entsprechen.

Um die Daten zur Bestimmung des Strahlimpulses  $p_d$  und Endzustandsimpulses  $p_f$  für jeden einzelnen Flattop eines Superzyklus aufzunehmen, wurde folgende Prozedur durchgeführt:

- **1. Spin-Resonanz-Messung:**

Zu jedem Flattop eines Superzyklus wurde mit der Spin-Resonanz-Methode die Resonanzkurve gemessen. Dazu wurde die Polarisation des vektorpolarisierten Deuteronenstrahls in Abhängigkeit von der Frequenz des mit dem Solenoiden erzeugten magnetischen Wechselfeldes gemessen. Der Beschleuniger wurde dabei nicht im Superzyklus-Modus betrieben, sondern beschleunigte den polarisierte Deuteronenstrahl bei jeder Injektion auf den Strahlimpuls des eingestellten Flattops. Mit dem Solenoiden wurde für fünf Sekunden ein magnetisches Wechselfeld mit einer bestimmten Frequenz eingestrahlt, welches die Polarisation des Strahls beeinflusste. Mit dem internen EDDA-Detektor wurde die Polarisation des Strahls innerhalb drei bis vier Zyklen bestimmt. Zur Abdeckung des gesamten Bereichs der Spin-Resonanz wurde die Frequenz am Solenoiden bei den folgenden Injektionen geändert. Die Aufnahme einer vollständigen Spin-Resonanz-Kurve von 20 bis 30 Datenpunkten dauerte zwei

bis drei Stunden. Auf diese Weise wurden zu allen Flattops eines Superzyklus die Spin-Resonanz-Kurven aufgenommen.

- **Datenaufnahme mit ANKE:**

Für die Datenaufnahme wurde von der polarisierten auf die unpolarisierte Quelle umgestellt und die Einstellungen der Strahlimpulse wurden in den Superzyklus implementiert. Um die Endzustandsimpulse präzise zu bestimmen, wurden mit dem ANKE-Magnetspektrometer in einem Zeitraum von fünf Tagen Daten mit ausreichender Statistik zur Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  aufgenommen.

- **2. Spin-Resonanz-Messung:**

Im Anschluss an die Datenaufnahme wurde die Ionenquelle erneut getauscht und die Spin-Resonanz-Kurven ein zweites Mal für alle Flattops gemessen.

Mittels zweimaliger Spin-Resonanz-Messung lässt sich das Verhalten des Strahlimpulses beziehungsweise die Einstellung des COSY-Beschleunigers über einen längeren Zeitraum überprüfen. Die gesamte Prozedur wurde für den 2. und 3. Superzyklus wiederholt. Für den unterschweligen Datenpunkt des 2. Superzyklus, Flattop 0, wurde die Spin-Resonanz-Messung nur einmal durchgeführt, da dieser Datenpunkt bei der Bestimmung der  $\eta$ -Masse keine Rolle spielt. Für den 3. Superzyklus konnten die Spin-Resonanz-Kurven aus zeitlichen Gründen nur einmal für die letzten drei der fünf Strahlimpulse aufgenommen werden.

Während der Spin-Resonanz-Messung für die Impulsbestimmung mit der polarisierten Quelle und der anschließenden Datenaufnahme mit der unpolarisierten Quelle wurde darauf geachtet, dass die Einstellungen des COSY-Beschleunigers und des Clusterjet-Targets nicht verändert wurden. Auf diese Weise wurde sichergestellt, dass für beide Situationen identische Bedingungen herrschten.

Von der Injektion bis zur Strahlvernichtung war die zeitliche Struktur des COSY-Zyklus für beide Situationen, bis auf die Zyklusdauer, identisch. Zur Aufnahme der Spin-Resonanz-Kurven wurde die Zyklusdauer auf 36 Sekunden festgelegt. Für die Datenaufnahme wurde eine deutlich längere Zyklusdauer von 206 Sekunden gewählt. Aufgrund der Tatsache, dass die Anzahl der Strahlteilchen bei jedem Durchlauf durch das Clusterjet-Target abnimmt, wäre eine längere Zyklusdauer nicht sinnvoll gewesen. Eine kürzere Zyklusdauer wäre in Bezug auf die Ereignisrate ebenfalls unökonomisch, da in jedem Zyklus durch Injektion, das Hochbeschleunigen, das Hoch- und Runterfahren der Dipolmagnete sowie das Hochfahren der ANKE-Drahtkammern effektive Messzeit verloren geht. Auf nachfolgender Seite sind die zeitlichen Strukturen der beiden Zyklen während der Spin-Resonanz-Messung und der Datenaufnahme mit dem ANKE-Detektor detaillierter aufgeführt.

**Spin-Resonanz-Messung zur Bestimmung von  $p_d$   
Polarisierte Quelle**

Sekunde	Prozess
0	Beginn des Zyklus: Injektion
0 - 3,7	Beschleunigung des Teilchenstrahls auf gewünschten Impuls mit Hochfrequenz-Kavität
3,7	Abschaltung der Hochfrequenz-Kavität
4	„Übernahme“ des Teilchenstrahls durch Barrier-Bucket-Kavität
20 - 25	Einschaltung des Hochfrequenz-Solenoiden
25 - 30	Bestimmung der Strahlpolarisation mit dem EDDA-Detektor
36	Ende des Zyklus

Tabelle 4.3: Zeitliche Struktur eines Zyklus während der Spin-Resonanz-Messung.

**Datenaufnahme zur Bestimmung von  $p_f$   
Unpolarisierte Quelle**

Sekunde	Prozess
0	Beginn des Zyklus: Injektion
0 - 3,7	Beschleunigung des Teilchenstrahls auf gewünschten Impuls mit Hochfrequenz-Kavität
3,7	Abschaltung der Hochfrequenz-Kavität
4	„Übernahme“ des Teilchenstrahls durch Barrier-Bucket-Kavität
14 - 196	Datenaufnahme mit ANKE
206	Ende des Zyklus

Tabelle 4.4: Zeitliche Struktur eines Zyklus während der Datenaufnahme.





# 5 Bestimmung der Umlauffrequenz

In Kapitel 2.4 wurde dargestellt, wie durch Ausnutzung einer künstlichen Spin-Resonanz der Impuls des Beschleunigerstrahls bestimmt werden kann. Zur Berechnung des Strahlimpulses werden die Angaben der Umlauffrequenz  $f_0$  und der Spin-Resonanz-Frequenz  $f_r$  benötigt.

Die Umlauffrequenz der in einem Synchrotron beschleunigten Teilchen wird durch das elektrische Wechselfeld des Hochfrequenz-Resonators vorgegeben. In Tabelle 5.1 sind die Frequenzen, mit denen die BB-Kavität für die unterschiedlichen Flattops der drei Superzyklen betrieben wurde, aufgeführt.

	1. Superzyklus	2. Superzyklus	3. Superzyklus
Flattop 0	1400771	1400771	1401364
Flattop 1	1403831	1403947	1403831
Flattop 2	1404064	1404296	1405108
Flattop 3	1404529	1404761	1405454
Flattop 4	1405224	1405686	1410234
Flattop 5	1406261	1406720	- - -
Flattop 6	1407292	1408089	- - -
BB-Kavität-Frequenz in Hz			

Tabelle 5.1: Mit einem Oszilloskop gemessene Frequenz der BB-Kavität für die unterschiedlichen Flattops.

Die mit einem Oszilloskop gemessene Frequenz der Kavität ist aufgrund der Messgenauigkeit des Oszilloskops jedoch nur ein Richtwert für die Umlauffrequenz der Strahlteilchen. Eine präzisere Bestimmung der Umlauffrequenz ergibt sich aus der Betrachtung des Schottkyrauschens [Sch18] des Teilchenstrahls.

## 5.1 Das Schottkyrauschen des Teilchenstrahls

Der Ursprung des Schottkyrauschens des Beschleunigerstrahls ist auf die statistische Verteilung der Teilchen im Strahl zurückzuführen. Diese Verteilung führt zum zufälligen Auftreten von Teilchenstromschwankungen. In einer sogenannten „beam

pick-up“-Elektrode [M<sup>+</sup>01], die im Synchrotron installiert ist, induzieren diese zufälligen Stromfluktuationen ein Spannungssignal, welches als Schottkyrauschen des Strahls bezeichnet wird. Die Fourieranalyse des Signals mit einem Spektrumanalysator liefert die Frequenzverteilung des Teilchenstrahls um die Harmonischen der Umlauffrequenz.

Die Einstellung des Spektrumanalysators wurden so gewählt, dass die Frequenzverteilung des Teilchenstrahls im Bereich der 1000. Harmonischen gemessen werden konnte. Bei einer tatsächlichen Umlauffrequenz von 1,4 MHz wurde die Schottkymessung im Bereich von 1,4 GHz durchgeführt. Aufgrund der unterschiedlichen Strahlpulse und somit unterschiedlichen Umlauffrequenzen im Superzyklus wurden die Frequenzverteilungen im Bereich der 996. - 1004. Harmonischen aufgenommen.

Das vom Spektrumanalysator gemessene Signal des Schottkyrauschens ist proportional zur Wurzel der Anzahl der im Ring gespeicherten Teilchen, so dass die Amplituden der gemessenen Frequenzverteilung quadriert werden müssen [S<sup>+</sup>08b]. Mit den so ermittelten Intensitäts-Schottky-Spektren lässt sich die Umlauffrequenz des Teilchenstrahls bestimmen. Die gemessene Schottky-Frequenzverteilung ist darüber hinaus charakteristisch für die Impulsverteilung des Teilchenstrahls [Bou87].

### 5.1.1 Einstellungen zur Messung des Schottkyrauschens

Während der Strahlzeit wurde die Einstellung des Spektrumanalysators für die Schottkymessung verändert. Neben der Umstellung des Frequenzbereichs wurde auch der Zeitpunkt der Schottkymessung im Zyklus vom 1. auf den 2. Superzyklus umgestellt. In Tabelle 5.2 sind die wichtigsten Informationen zu den Schottkymessungen aufgeführt.

#### 1. Superzyklus:

Für den 1. Superzyklus liegen Schottkymessungen für die Datenaufnahme mit der unpolarisierten Quelle und die 2. Spin-Resonanz-Messung mit der polarisierten Quelle vor. Für die 1. Spin-Resonanz-Messung waren die Schottkymessungen noch nicht in der Datenerfassung implementiert. Während der Datenaufnahme wurden zu allen Flattops Schottkyspektren aufgezeichnet, da ein Frequenzbereich von 1,4039 – 1,4056 GHz eingestellt wurde. Die Messung des Schottkyrauschens wurde durch den Beschleunigerzyklus getriggert, so dass alle 30 Sekunden ein Spektrum im 206 Sekunden langem Zyklus aufgenommen wurde. Aufgrund einer Umstellung des Frequenzbereichs auf 1,403711 – 1,403961 GHz konnten in der 2. Spin-Resonanz-Messung lediglich für Flattop 1 und Flattop 4 Schottkyspektren aufgezeichnet werden. Diese Messungen wurden ebenfalls durch den Beschleunigerzyklus getriggert, so dass nach 20 Sekunden im 36 Sekunden langen Spin-Resonanz-Zyklus drei Schottkymessungen im Abstand von ein bis zwei Sekunden durchgeführt wurden.

Superzyklen	Flattops	Zeitliche Struktur	Messart
1. SZ: 1. Spin-Resonanz	- - -	- - -	- - -
1. SZ: Datenaufnahme	0,1,2,3,4,5,6	Alle 30 s eine Messung	getriggert
1. SZ: 2. Spin-Resonanz	1,4	Alle 30 s drei Messungen	getriggert
2. SZ: 1. Spin-Resonanz	5,6	Alle 30 s drei Messungen	getriggert
2. SZ: Datenaufnahme	0,1,2,3,4,5,6	Alle 3 s eine Messung	ungetriggert
2. SZ: 2. Spin-Resonanz	0,1,3,5,6	Alle 3 s eine Messung	ungetriggert
3. SZ: Spin-Resonanz	0,1,2,3	Alle 3 s eine Messung	ungetriggert
3. SZ: Datenaufnahme	0,1,2,3	Alle 3 s eine Messung	ungetriggert

Tabelle 5.2: Einstellungen des Spektrumanalysators für die Schottkymessungen. Mit SZ wird Superzyklus abgekürzt.

## 2. Superzyklus:

Für die 1. Spin-Resonanz-Messung im 2. Superzyklus wurden die Bedingungen identisch zur 2. Spin-Resonanz-Messung des 1. Superzyklus eingestellt. Der Frequenzbereich ermöglichte eine Aufzeichnung der Schottkyspektren für Flattop 5 und 6. Für die fünftägige Datenaufnahme des 2. Superzyklus waren die Einstellungen des Spektrumanalysators für die letzten acht Stunden des letzten Messtages sinnvoll gewählt worden. Der Frequenzbereich wurde auf  $1,403211 - 1,404461$  GHz eingestellt und ermöglichte die Aufzeichnung aller Flattops. Im Gegensatz zum 1. Superzyklus wurde die Messung nicht mehr getriggert, so dass alle drei Sekunden ein Spektrum aufgenommen wurde. Diese Einstellung wurde bis zum Ende der Strahlzeit beibehalten. Auf diese Weise wurden daher auch Schottkymessungen zum Zeitpunkt der Injektion, der Strahlvernichtung, des Hochbeschleunigung und zwischen zwei Zyklen durchgeführt. Bei der Bestimmung der Umlauffrequenz aus den Schottkyspektren dürfen diese Daten nicht mit einbezogen werden (siehe dazu Kapitel 5.1.2). Für die 2. Spin-Resonanz-Messung sind Schottkyspektren für Flattop 0, 1, 3 und 5 bei einem eingestellten Frequenzbereich von  $1,400190 - 1,401440$  GHz gespeichert worden. Für Flattop 6 wurde der Frequenzbereich auf  $1,406075 - 1,40732$  GHz umgestellt.

## 3. Superzyklus:

Die Einstellung des Frequenzbereichs für die Datenaufnahme und Spin-Resonanz-Messung des 3. Superzyklus blieb identisch auf  $1,406075 - 1,407325$  GHz eingestellt. Bis auf Flattop 4, dessen 997. Harmonische nur teilweise im Frequenzbereich lag, konnten zu allen Flattops vollständige Schottkyspektren aufgezeichnet werden. Die Messung der Spin-Resonanz-Kurve wurde aus zeitlichen Gründen nur für Flattop 2, 3 und 4 durchgeführt. Folglich liegen auch nur für diese die Spektren der Spin-Resonanz-Messung vor, wobei die Schottkydaten für Flattop 4 unbrauchbar sind.

### 5.1.2 Sortierung der Schottkydaten

Neben dem Frequenzspektrum wurde bei jeder Schottkymessung auch der Zeitpunkt der Messung gespeichert. Aus diesen Informationen müssen die Schottkymessungen den verschiedenen Flattops zugeordnet werden.

Im Gegensatz zu den Schottkyspektren, die während der fünftägigen Datenaufnahme aufgenommen wurden, lassen sich die Spektren der Spin-Resonanz-Messung eindeutig den unterschiedlichen Flattops zuordnen.

Bei der Spin-Resonanz-Messung wurde der Beschleunigerstrahl innerhalb der 36 Sekunden langen Zyklen, wie in Kapitel 4.3.2 vorgestellt, stets auf den gleichen Strahlimpuls beschleunigt. Unter Variation der Solenoid-Frequenz wurde die Polarisation des vertikal polarisierten Deuteronenstrahls bestimmt. Die Aufnahme einer vollständigen Spin-Resonanz-Kurve mit 20 bis 30 Datenpunkten dauerte zwei bis drei Stunden. Die in diesem Zeitraum aufgenommenen Schottkyspektren lassen sich anhand der Zeitinformation eindeutig dem eingestellten Strahlimpuls beziehungsweise Flattop zuordnen.

Während der Datenaufnahme mit dem ANKE-Detektor wurde der Beschleuniger im Superzyklus-Modus (siehe Abbildung 4.3) betrieben, so dass nach jedem 206 Sekunden langem Zyklus der Deuteronenstrahl auf den nächsten der sieben Strahlimpulse beschleunigt wurde. Die Schottkyspektren, die während der fünftägigen Datenaufnahme aufgezeichnet wurden, lassen sich anhand der Zeitinformation nicht mehr eindeutig den Flattops zuweisen, da es aufgrund technischer Probleme zu zeitlichen Unterbrechungen der Messung kam. Eine Zuordnung der Schottkydaten kann jedoch durch die aufgenommenen Frequenzverteilungen erfolgen.

Das Zuordnen der Schottkyspektren zu den jeweiligen Flattops wird hier exemplarisch für den 1. Superzyklus vorgestellt. In Abbildung 5.1 und 5.2 sind die gemessenen Schottkyspektren für die unterschiedlichen Flattops des 1. Superzyklus dargestellt. Der Frequenzbereich des Spektrumanalysators wurde entsprechend groß gewählt, so dass eine Aufnahme der Frequenzverteilungen aller Flattops möglich war. Das Schottkyspektrum für Flattop 2 zeigt sogar zwei Harmonische, die 1000. und die 1001. Durch den Vergleich mit den in Tabelle 5.1 aufgeführten Kavitätsfrequenzen kann ermittelt werden, um welche Harmonische es sich in den einzelnen Schottkyspektren handelt. In Tabelle 5.3 sind die Harmonischen der einzelnen Flattops aufgelistet.

Um die einzelnen Spektren den unterschiedlichen Flattops zuweisen zu können, wurde mit einer Gaußfunktion ein enger Bereich um die Frequenzverteilung interpoliert. Obwohl diese Funktion die tatsächliche Frequenzverteilung nicht beschreiben kann, kann der durch den Fit bestimmte Erwartungswert der Gaußfunktion als Sortierparameter verwendet werden. Anhand dieser Information wird das jeweilige Schottkyspektrum eindeutig einem Flattop zugewiesen.

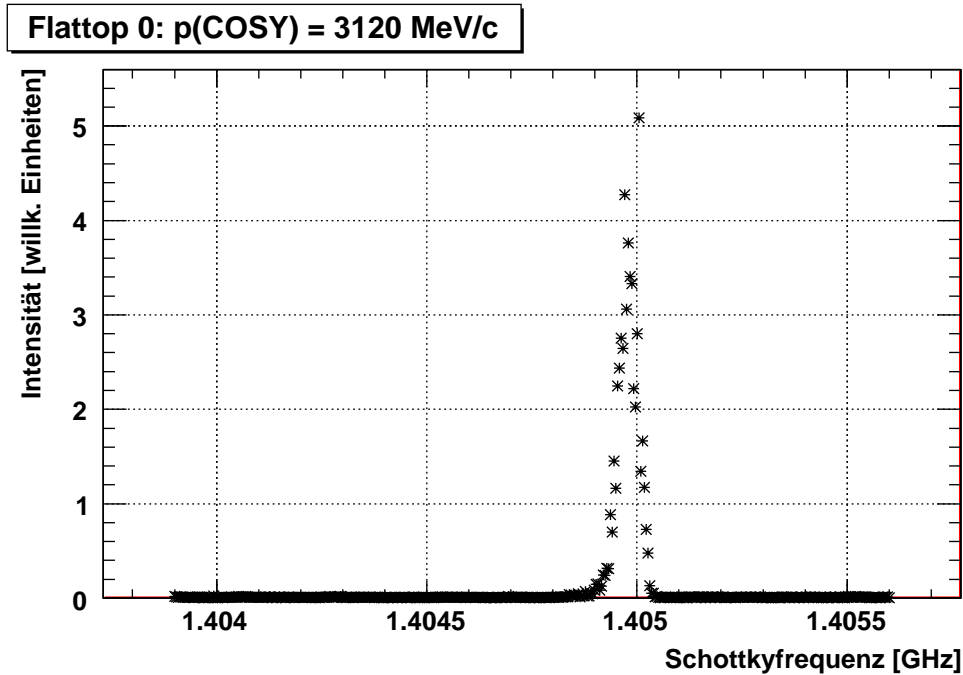


Abbildung 5.1: Schottkyspektrum der 1003. Harmonischen der Umlauffrequenz von Flattop 0 des 1. Superzyklus.

	1. Superzyklus	2. Superzyklus	3. Superzyklus
Flattop 0	1003	1002	1004
Flattop 1	1001	1000	1002
Flattop 2	1001	1000	1001
Flattop 3	1000	999	1001
Flattop 4	1000	999	- - -
Flattop 5	999	998	- - -
Flattop 6	998	997	- - -

Tabelle 5.3: Gemessene Harmonische des Schottkyspektrums während der Datenaufnahme der drei Superzyklen.

Durch Division der Schottkydaten durch die entsprechende im Spektrum gemessene Harmonische werden die Daten auf die tatsächliche Umlauffrequenz des Teilchenstrahls normiert.

In Abbildung 5.3 ist der Sortierparameter in Abhängigkeit des Zeitpunktes der Schottkymessung für den Zeitraum einer Stunde dargestellt, wobei der Sortierparameter bereits durch die entsprechende Harmonische des zugehörigen Flattops dividiert wurde.

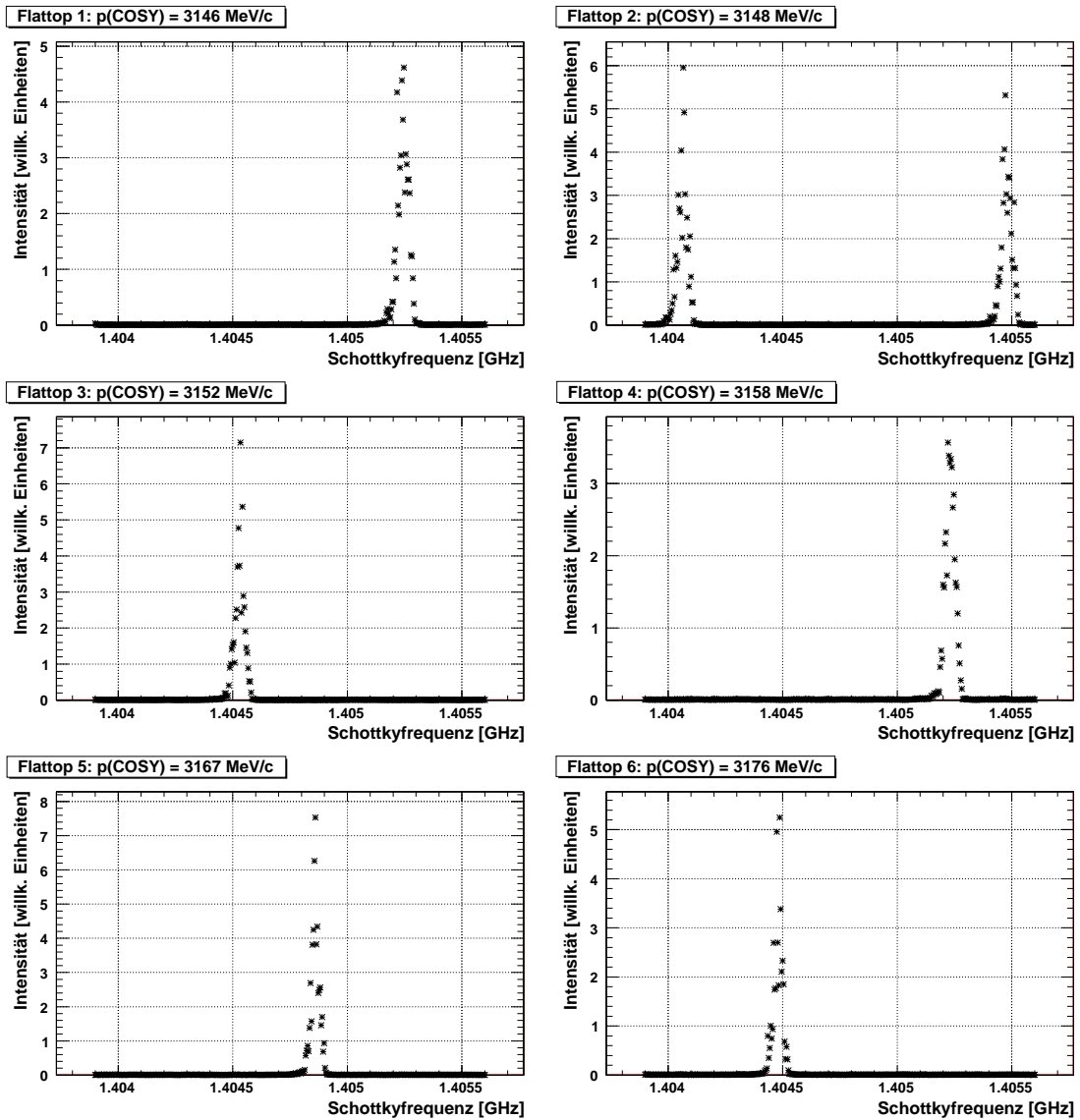


Abbildung 5.2: Schottkyspektren mit den unterschiedlichen Harmonischen für Flattop 1, 2, 3, 4, 5 und 6 des 1. Superzyklus.

Der Zeitpunkt der Schottkymessung ist in der Einheit DDHHMMSS dargestellt, wobei DD für den Tag, HH für die Stunde, MM für die Minute und SS für die Sekunde steht. Aus dem Diagramm wird deutlich, dass eine exakte Zuordnung der Schottkyspektren zu den jeweiligen Flattops durch einen einfachen Gaußfit gewährleistet ist. Mittels des Sortierverfahrens konnten 9083 der 9131 Schottkyspektren, die während der fünftägigen Datenaufnahme des 1. Superzyklus aufgenommen wurden, einem Flattop zugewiesen werden. Folglich wurden 99,47 % der aufgenommenen Schottkydaten zur weiteren Analyse verwendet. Für den 2. und 3. Superzyklus er-

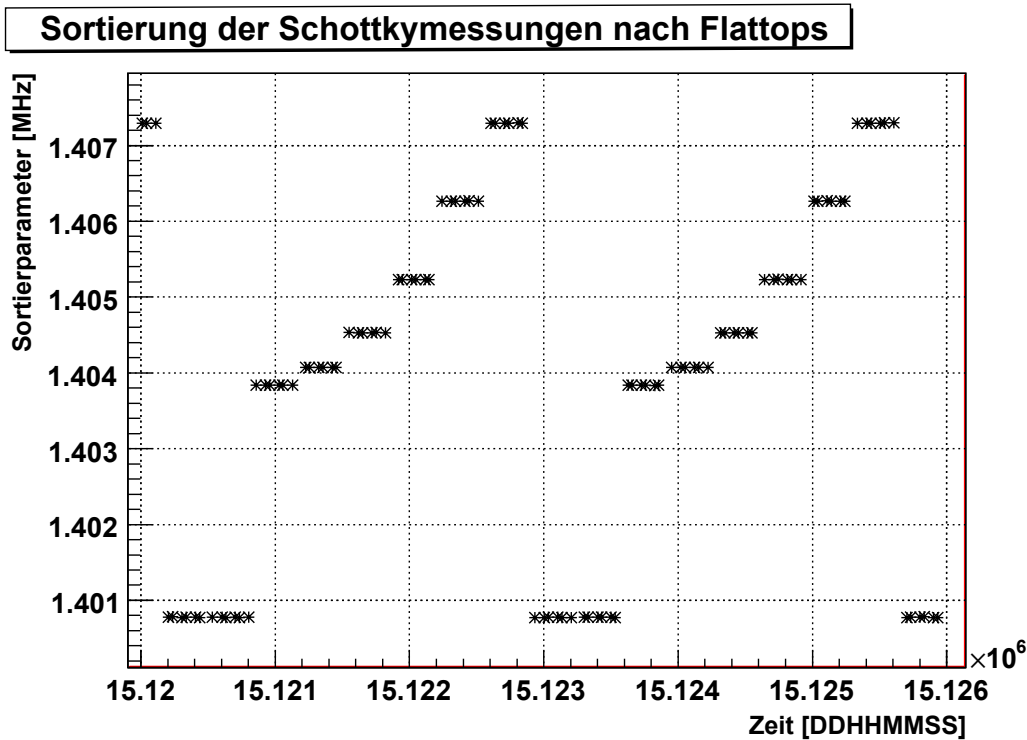


Abbildung 5.3: Sortierung der Schottkyspektren nach Flattops während der Datenaufnahme. Die Zeit ist in DD = Tag, HH = Stunde, MM = Minute und SS = Sekunde dargestellt.

laubte dieses Verfahren ebenfalls eine erfolgreiche Zuordnung von mehr als 99 % der Messungen.

Die Abbildung 5.3 verdeutlicht darüber hinaus die Struktur des Superzyklus<sup>1</sup>. Der Deuteronenstrahl wurde bei den ersten beiden Injektionen auf den Strahlimpuls des unterschwelligen Datenpunktes beschleunigt. Bei jeder weiteren Injektion wurde der Teilchenstrahl, bis zum erneuten Beginn des Superzyklus nach 27 Minuten und 28 Sekunden, auf die jeweilig nächste der sechs überschwelligen Energien beschleunigt.

Das Sortierverfahren der Schottkyspektren bietet in einem gewissen Rahmen die Möglichkeit, Veränderungen in den Einstellungen des Clusterjet-Targets oder des Beschleunigers aufzuspüren. Dies würde sich in einer Abweichung der in Abbildung 5.3 gezeigten Struktur äußern. Das Abschalten des Clusterjet-Targets würde die Strahl-Target-Wechselwirkung unterbinden und so eine Veränderung der Umlauffrequenz des Beschleunigerstrahls und somit auch des Sortierparameters nach sich ziehen.

<sup>1</sup>Vergleiche Abbildung 4.3 und Tabelle 4.2.

Die Schottkymessungen für den 2. und 3. Superzyklus wurden, wie in Kapitel 5.1.1 erläutert, nicht mehr durch den Beschleunigerzyklus getriggert. Unabhängig von der Situation im COSY-Ring wurde alle drei Sekunden ein Spektrum aufgenommen. Auf diese Weise wurden Messungen zum Zeitpunkt der Injektion, der Strahlvernichtung, des Beschleunigens, beim Hereinführen des EDDA-Fädchentargets in den Teilchenstrahl und zwischen zwei Zyklen aufgenommen. Diese „schlechten“ Schottkydaten mussten, da sie nicht die Umlauffrequenz des Teilchenstrahls widerspiegeln, für die weitere Analyse aussortiert werden.

Ein einzelnes Schottkyspektrum (siehe Abbildung 5.1) besteht aus 401 Frequenz-Intensitäts-Datenpunkten. Für jedes einzelne Spektrum kann mittels Summation der Intensitätswerte über alle Frequenzen die Gesamtintensität des Spektrums berechnet werden. Bei Betrachtung der Gesamtintensität in Abhängigkeit des Aufnahmezeitpunkts des Schottkyspektrums beziehungsweise bei Auftragung der Gesamtintensität in einem Histogramm (siehe Abbildung 5.4) wird deutlich, dass es zwei unterschiedliche Sorten von Spektren<sup>2</sup> gibt.

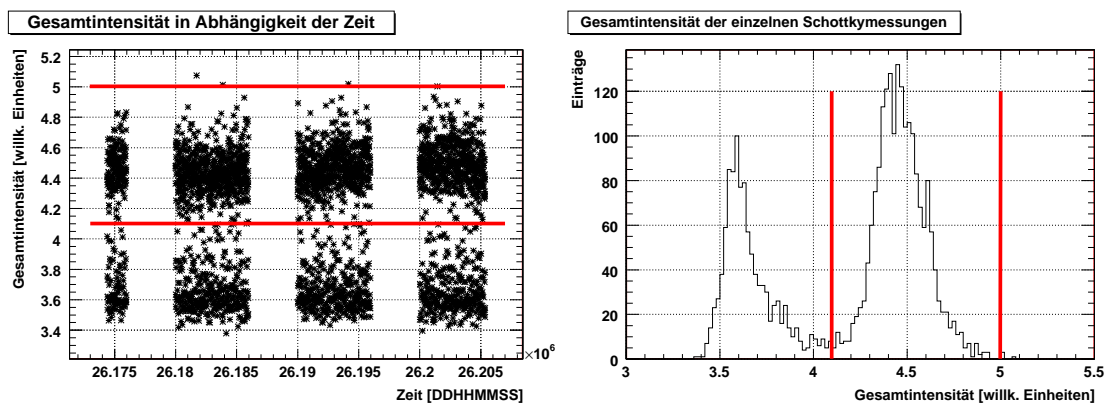


Abbildung 5.4: Links: Gesamtintensität und Zeitpunkt der Schottkymessung.  
Rechts: Histogramm zur Gesamtintensität.

Während die Schottkyspektren, die die tatsächliche Verteilung der Umlauffrequenz des Teilchenstrahls darstellen, einen hohen Wert der Gesamtintensität zeigen, weisen die Messungen zwischen zwei Zyklen, bei Injektion oder Strahlvernichtung beziehungsweise bei Einführung des EDDA-Fädchentargets in den Beschleunigerstrahl einen niedrigen Wert der Gesamtintensität auf. Durch die ausschließliche Betrachtung von Spektren mit einer bestimmten Gesamtintensität<sup>3</sup> im weiteren Verlauf der Analyse wird sichergestellt, dass unbrauchbare Schottkydaten aussortiert werden.

<sup>2</sup>Es wurden die Schottkydaten der 2. Spin-Resonanz-Messung für Flattop 1 des 2. Superzyklus betrachtet.

<sup>3</sup>In der Abbildung 5.4 durch die roten Linien angedeutet.



## 5.2 Entwickelte Verfahren zur Bestimmung der Umlauffrequenz $f_0$

Nach der Sortierung und Zuordnung der Schottkyspektren zu den einzelnen Flattops, lassen sich aus den Daten die Umlauffrequenzen der einzelnen Strahlimpulse bestimmen. Es wurden zwei Verfahren zur Bestimmung der Umlauffrequenz, die anhand der Schottkydaten für Flattop 1 des 1. Superzyklus exemplarisch vorgestellt werden, entwickelt.

### 5.2.1 Bestimmung der Umlauffrequenz anhand des Intensitätsmittelwertspektrums

Aufgrund des Sortierverfahrens liegen zu jedem Flattop sowohl für die Datenaufnahme als auch für die Spin-Resonanz-Messung eine bestimmte Anzahl  $n$  an Schottkymessungen, die bereits auf die erste Harmonische der Umlauffrequenz normiert worden sind, vor. Für Flattop 1 des 1. Superzyklus wurden während der fünftägigen Datenaufnahme 1131 Schottkymessungen aufgezeichnet. Jedes Spektrum besteht aus 401 Frequenz-Intensitäts-Datenpunkten innerhalb eines Frequenzbereichs von 1,4039 – 1,4056 MHz.

In Abbildung 5.5 sind die sechs jeweils nach 30 Sekunden aufgenommenen Schottkyspektren des 206 Sekunden andauernden Zyklus aufgeführt, wobei nur ein enger Bereich um die Umlauffrequenz dargestellt wird. Bedingt durch die kurze Messzeit weisen die Datenpunkte der Frequenzverteilung im Bereich von 1,4038 – 1,4039 MHz große statistische Schwankungen auf und können daher nicht mit einer glatten Funktion beschrieben werden.

Zusätzlich wird ersichtlich, dass mit zunehmender Zyklusdauer die Anzahl der Deuteronen mit kleineren Umlauffrequenzen im Bereich von 1,4036 – 1,4038 MHz zunimmt. Die Ursache hierfür ist die Strahl-Target-Wechselwirkung, durch die einige Strahlteilchen im Target einen Energieverlust erleiden. Dieser kann von der BB-Kavität nicht mehr kompensiert werden. Diese Teilchen entweichen dem von der BB-Kavität erzeugten Potential oder lagern sich in einem neuen Potentialminimum an und kreisen mit deutlich niedrigeren Umlauffrequenzen im Beschleuniger. Trotz dessen wechselwirken diese Deuteronen weiterhin mit dem Clusterjet-Target und müssen bei der Berechnung der Umlauffrequenz berücksichtigt werden<sup>4</sup> [Sto08].

---

<sup>4</sup>Die Auswirkung der Strahl-Target-Wechselwirkung, also der Energieverlust einiger Strahlteilchen im Clusterjet-Target, auf die Umlauffrequenz wird in Kapitel 5.3.2 beschrieben.

## 5 Bestimmung der Umlauffrequenz

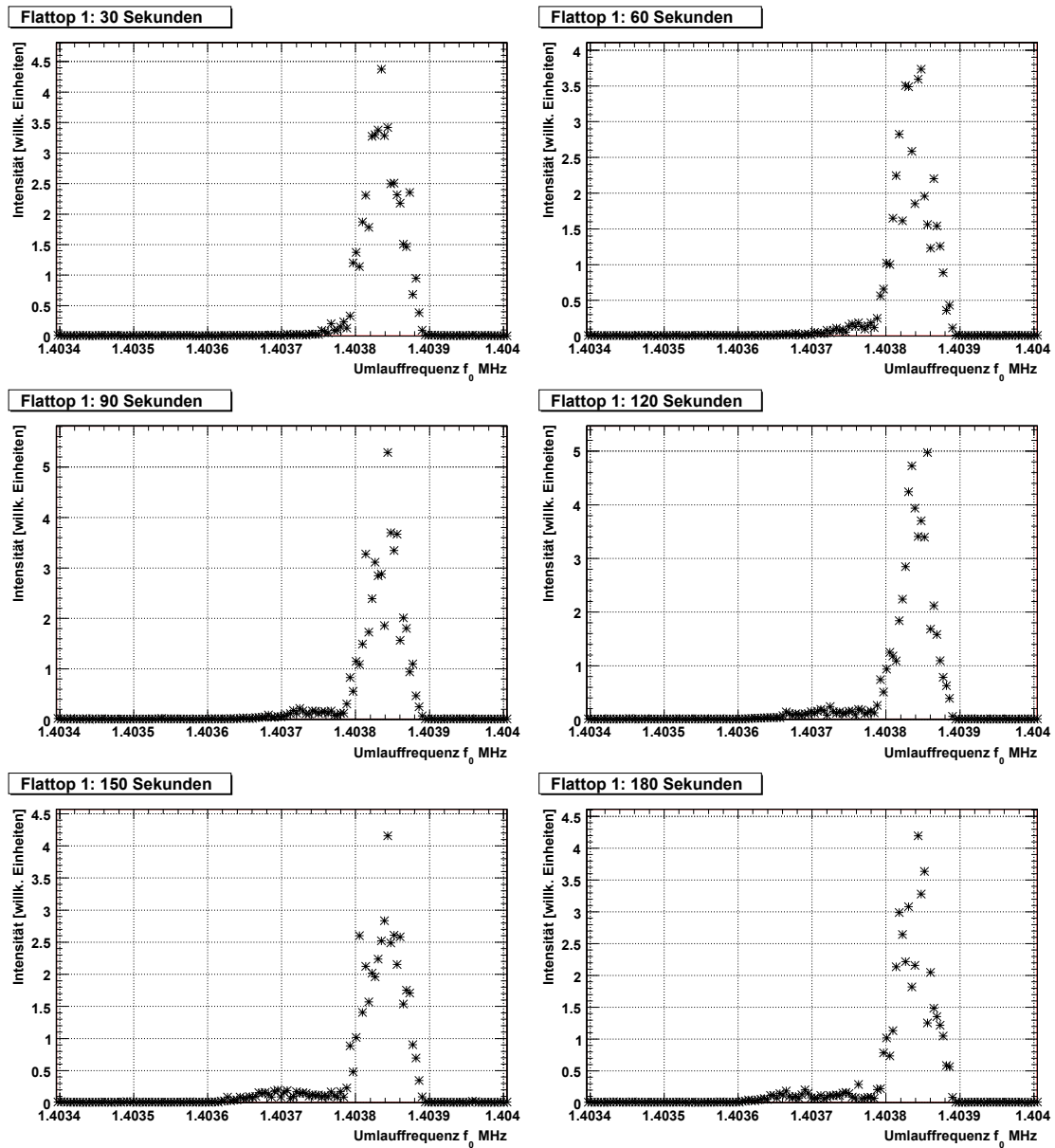


Abbildung 5.5: Zeitliche Entwicklung der Schottkyspektren im 206 Sekunden andauernden Zyklus. Messung nach 30, 60, 90, 120, 150 und 180 Sekunden.

Zur Bestimmung der Umlauffrequenz wurde aus den  $n = 1131$  Schottkyspektren ein Intensitätsmittelspektrum erstellt. Da der Frequenzbereich während der fünftägigen Datenaufnahme nicht verändert wurde, kann zu jeder Frequenz  $f$  der 401 Frequenzen der Mittelwert der Intensität  $\bar{I}$ , die Standardabweichung  $\sigma_{\bar{I}}$  und die Unsicherheit des Mittelwertes  $\Delta\bar{I}$  aus den Intensitätswerten aller Schottkyspektren

berechnet werden:

$$\bar{I} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n I_j \quad (5.1)$$

$$\sigma_{\bar{I}} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{j=1}^n (I_j - \bar{I})^2} \quad (5.2)$$

$$\Delta \bar{I} = \frac{\sigma_{\bar{I}}}{\sqrt{n}} . \quad (5.3)$$

Die einzelnen Schottkymessungen werden mit  $j$  durchnummeriert. Damit jedes Schottkyspektrum mit gleicher Gewichtung in die Mittelwertberechnung eingeht, muss jedes Spektrum mit der jeweiligen Gesamtintensität des Spektrums normiert werden. Dazu werden alle Intensitätswerte eines Spektrums durch die Gesamtintensität dividiert. Das auf diese Weise konstruierte Intensitätsmittelwertspektrum für Flattop 1 des 1. Superzyklus ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Das Spektrum beschreibt die gemittelte Verteilung der Umlauffrequenz über einen Zeitraum von fünf Tagen. Im Vergleich zu den einzelnen Schottkyspektren heben sich die statistischen Schwankungen auf, so dass Strukturen im Frequenzspektrum des Strahls besser erkennbar sind. Neben dem nun „glatten“ Hauptpeak ist die Struktur bei kleineren Umlauffrequenzen von 1,4036 – 1,4038 MHz, die sich in den Einzelspektren nur leicht abzeichnet, hier deutlich zu erkennen. Des weiteren sind in der logarithmischen Darstellung zwei weitere Signale bei Frequenzen von 1,40295 MHz und 1,4033 MHz erkennbar. Diese sind auf Betatronoszillationen des Strahls zurückzuführen und dürfen bei der Bestimmung der Umlauffrequenz nicht betrachtet werden [Sto08].

Aus dem Intensitätsmittelwertspektrum wird die mittlere Umlauffrequenz  $\bar{f}_0$  durch Berechnung des gewichteten arithmetischen Mittels der Frequenzen für einen engen Bereich um die Frequenzverteilung<sup>5</sup> bestimmt:

$$\bar{f}_0 = \frac{\sum_{i=1}^m f_i \cdot \bar{I}_i}{\sum_{i=1}^m \bar{I}_i} . \quad (5.4)$$

Hierbei ist  $m$  die Anzahl der Frequenz-Intensitäts-Datenpunkte, die dieser Frequenzbereich umfasst. Bevor die mittlere Umlauffrequenz auf diese Weise berechnet wird, muss jedoch der Untergrund, der in einem bestimmten Frequenzbereich<sup>6</sup> durch eine Konstante beschrieben werden kann, von den gemittelten Intensitätswerten abgezogen werden.

---

<sup>5</sup>Für Flattop 1 des 1. Superzyklus wird der Bereich auf 1,4035 – 1,404 MHz festgelegt.

<sup>6</sup>Für Flattop 1 des 1. Superzyklus zum Beispiel im Bereich 1,4034 – 1,4036 MHz.

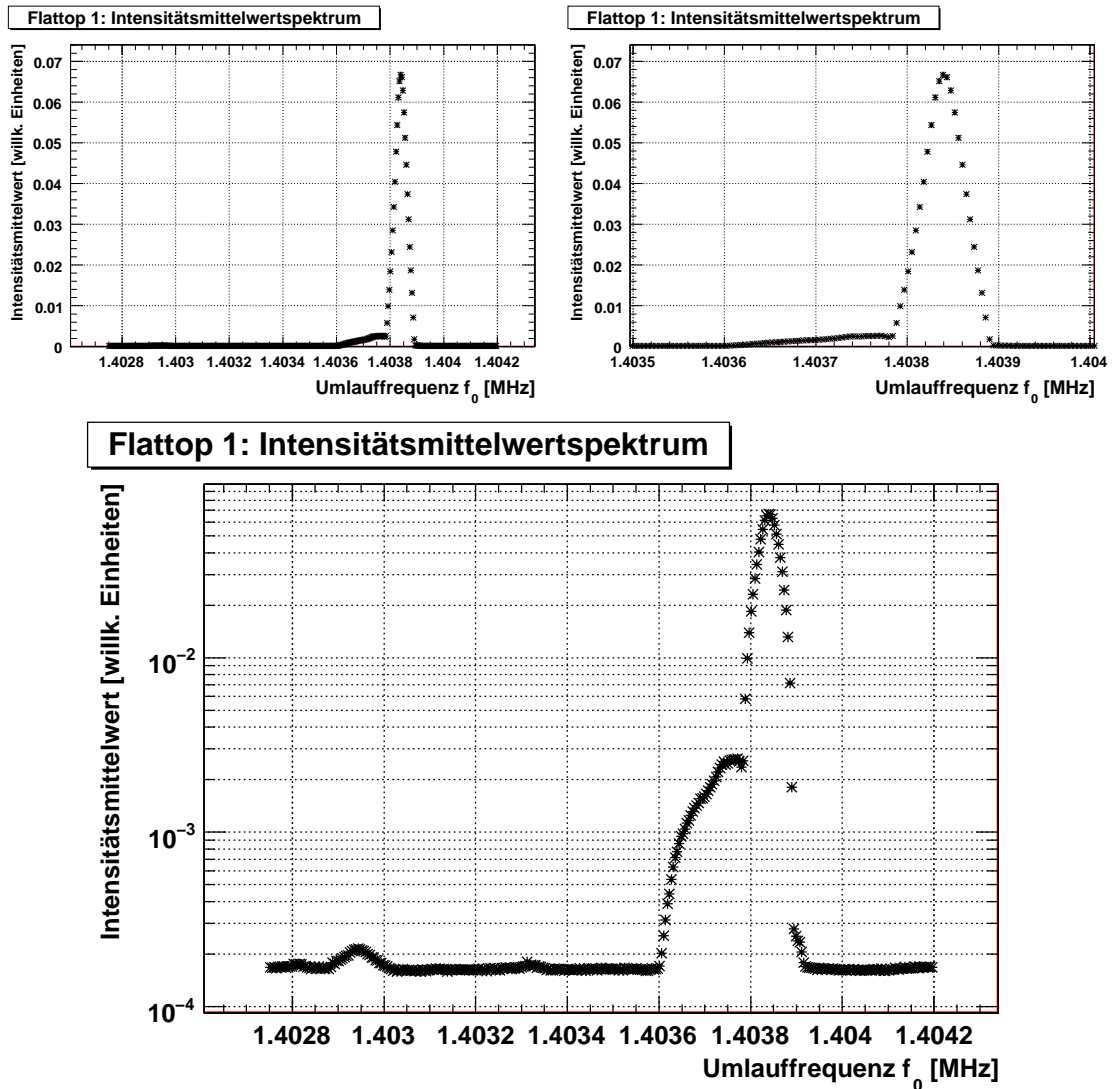


Abbildung 5.6: Oben: Intensitätsmittwertspektrum für Flattop 1 des 1. Superzyklus. Unten: Logarithmische Darstellung des Spektrums.

Die statistische Unsicherheit  $\Delta \bar{f}_0$  der mittleren Umlauffrequenz  $\bar{f}_0$  kann aus den möglichen Schwankungen  $\Delta \bar{I}$  der Intensitätsmittelwerte  $\bar{I}$  wie folgt berechnet werden. Jeder Intensitätsmittelwert  $\bar{I}$  wird im Rahmen seiner Unsicherheit  $\Delta \bar{I}$  mit Zufallszahlen einer Gaußverteilung der Breite  $\sigma = \Delta \bar{I}$  variiert. Dies führt gemäß Gleichung 5.4 zu einer mittleren Umlauffrequenz, die gegenüber dem Messwert verschoben ist. Bei ausreichender Wiederholung dieses Verfahrens ergibt sich eine statistisch signifikante Gaußverteilung der mittleren Umlauffrequenzen. Die Breite  $\sigma$  dieser Verteilung liefert die statistische Unsicherheit mit der mittleren Umlauffrequenz  $\Delta \bar{f}_0$  angegeben werden kann.

### 5.2.2 Bestimmung der Umlauffrequenz anhand einzelner Schottkyspektren

Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der mittleren Umlauffrequenz besteht in der Anwendung des zuvor beschriebenen Verfahrens auf jedes einzelne Schottkyspektrum. Die mittlere Umlauffrequenz  $\bar{f}_j$  für das  $j$ -te Schottkyspektrum ergibt sich aus der Gleichung

$$\bar{f}_j = \frac{\sum_{i=1}^m f_i \cdot I_i}{\sum_{i=1}^m I_i}, \quad (5.5)$$

wobei in die Mittelwertbildung nur Wertepaare  $(f_i, I_i)$  aus dem engen Frequenzbereich um die Frequenzverteilung eingehen. Wie bereits erklärt wurde, muss auch hier zunächst der Untergrund, der mit einer Konstanten beschrieben werden kann, von jedem Intensitätswert jedes einzelnen Schottkyspektrums subtrahiert werden (siehe Fußnote 5 und 6 auf Seite 61). Bei Auftragung der berechneten mittleren Umlauffrequenzen  $\bar{f}_j$  der einzelnen Schottkyspektren in einem Histogramm, ergibt sich aus dessen Verteilung direkt die mittlere Umlauffrequenz  $\bar{f}_0$  der fünftägigen Datenaufnahme.

Für Flattop 1 des 1. Superzyklus ist die Verteilung der Umlauffrequenzen  $f_j$  der einzelnen Schottkyspektren in Abbildung 5.7 dargestellt. Die erkennbare Überhöhung der Verteilung bei niedrigeren Umlauffrequenzen ist auf die mit der Zyklusdauer ausgeprägtere Struktur im Frequenzbereich von 1,4036 – 1,4038 MHz der einzelnen Schottkyspektren zurückzuführen (siehe Abbildung 5.5). Für die bei Sekunde 90, 120, 150 und 180 aufgezeichneten Spektren wurde verglichen mit den ersten beiden Spektren (Sekunde 30 und 60) im Mittel eine niedrigere Umlauffrequenz berechnet.

Mit den beiden Verfahren können verschiedene zur Bestimmung der Umlauffrequenz wichtige Aspekte betrachtet werden.

Beispielsweise können durch Berechnung der Intensitätsmittelwerte Strukturen wie Betatronoszillationen im Schottkyspektrum sichtbar gemacht werden. Würden diese bei der Berechnung der mittleren Umlauffrequenz fälschlicherweise berücksichtigt, so würde eine systematische Abweichung von 1 – 2 Hz in der Umlauffrequenz auftreten. Mit Hilfe des zweiten Verfahrens können im Gegensatz zur ersten Methode Aussagen über das zeitliche Verhalten der mittleren Umlauffrequenz  $\bar{f}_j$  getroffen werden.

Trotz unterschiedlicher Berechnung der mittleren Umlauffrequenz liefern beide Verfahren im Rahmen ihrer Unsicherheiten das gleiche Ergebnis. Die statistischen Unsicherheiten mit der die mittlere Umlauffrequenz berechnet werden kann, liegt in der Größenordnung von 0,1 Hz.

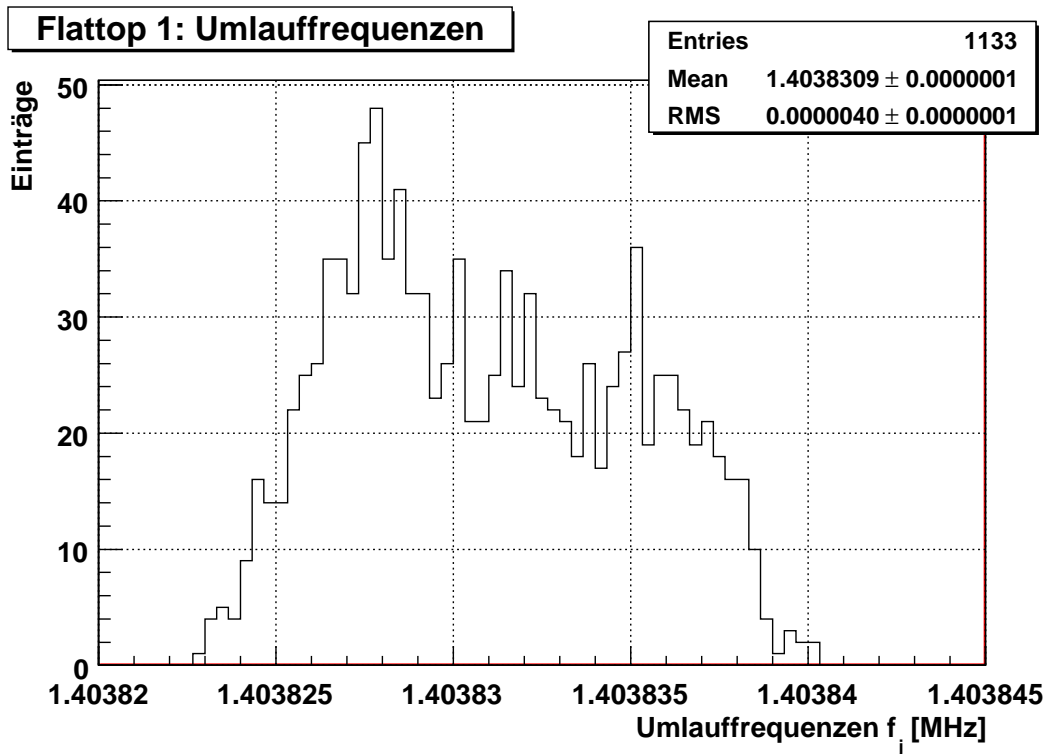


Abbildung 5.7: Verteilung der mittleren Umlauffrequenz  $f_j$  der einzelnen Schottky-spektren für Flattop 1 des 1. Superzyklus.

### 5.3 Ergebnisse zur Umlauffrequenz $f_0$

Mittels der in Kapitel 5.2 beschriebenen Methoden können die mittleren Umlauffrequenzen für alle drei Superzyklen während der Datenaufnahme mit der unpolarisierten Quelle und der Spin-Resonanz-Messung mit der polarisierten Quelle bestimmt werden.

Im nachfolgenden Kapitel wird zunächst die Stabilität der Umlauffrequenz des Teilchenstrahls im COSY-Beschleuniger untersucht. In Kapitel 5.3.2 wird die Veränderung der Umlauffrequenz innerhalb des 206 Sekunden langen Zyklus während der Datenaufnahme durch die Strahl-Target-Wechselwirkung beziehungsweise den Energieverlust des Teilchenstrahls im Target diskutiert. Die bei dieser Betrachtung gewonnenen Ergebnisse werden in Kapitel 5.3.3 verwendet, um die Umlauffrequenzen für die Spin-Resonanz-Messung mit den Umlauffrequenzen während der Datenaufnahme mit dem ANKE-Detektor zu vergleichen. Im abschließenden Kapitel 5.3.4 werden die mittleren Umlauffrequenzen, die zur Berechnung des relativistischen  $\gamma$ -Faktors gemäß Gleichung 2.30 und somit zur Berechnung des Strahlimpulses gemäß Gleichung 2.33 benötigt werden, angegeben.

### 5.3.1 Untersuchung der Stabilität der Umlauffrequenz des COSY-Beschleunigerstrahls

Für den 2. Superzyklus wurden für die fünftägigen Datenaufnahme aufgrund der Einstellungen des Spektrumanalysators (siehe Seite 53) nur Schottkyspektren der letzten acht Stunden des letzten Messtages aufgezeichnet. Anhand der Daten des 1. Superzyklus, die für die gesamten fünf Tage der Datenaufnahme vorliegen, wurde die Stabilität der Umlauffrequenz des COSY-Beschleunigers über einen längeren Zeitraum überprüft. Aufgrund dessen ist eine Aussage über die Qualität der Ergebnisse der Umlauffrequenzen des 2. Superzyklus möglich.

Für den 1. Superzyklus wurden die mittleren Umlauffrequenzen  $\bar{f}_0$  für alle Flattops tageweise berechnet. In Tabelle 5.4 werden exemplarisch nur die Ergebnisse für Flattop 1 und Flattop 5 vorgestellt.

1. Superzyklus		
Tag	Flattop 1	Flattop 5
Tag 1	$1403831,4 \pm 0,4$	$1406260,0 \pm 0,4$
Tag 2	$1403831,7 \pm 0,3$	$1406260,0 \pm 0,3$
Tag 3	$1403831,8 \pm 0,3$	$1406260,5 \pm 0,3$
Tag 4	$1403832,0 \pm 0,3$	$1406260,5 \pm 0,3$
Tag 5	$1403831,6 \pm 0,4$	$1406260,5 \pm 0,4$
Mittlere Umlauffrequenz $f_0$ in Hz		

Tabelle 5.4: Umlauffrequenzen der einzelnen Tage für Flattop 1 und 5 des ersten Superzyklus.

Im Rahmen der Unsicherheiten stimmen die berechneten mittleren Umlauffrequenzen der einzelnen Tage miteinander überein, wobei die Schwankungen deutlich unter 1 Hz liegen. Demzufolge liefert der COSY-Beschleuniger über mehrere Tage einen Teilchenstrahl mit stabiler Umlauffrequenz.

Unter der Annahme, dass der Orbit, der durch die magnetische Struktur des Beschleunigers vorgegeben wird, zeitlich konstant ist, kann davon ausgegangen werden, dass der Strahlimpuls ebenfalls über einen längeren Zeitraum stabil ist.

Am letzten Messtag des 2. Superzyklus wurde der COSY-Beschleuniger aufgrund einer Besichtigung für eine Stunde ausgeschaltet. Durch Vergleich der Daten vor und nach der Unterbrechung kann die Veränderung der Umlauffrequenz durch das Aus- und Einschalten des Beschleunigers überprüft werden. Die mittlere Umlauffrequenz  $\bar{f}_0$  vor und nach der Unterbrechung ist exemplarisch für Flattop 1 und Flattop 5 in Tabelle 5.5 dargestellt.

Den Ergebnissen zufolge stimmen die Umlauffrequenzen vor und nach der Unterbrechung im Rahmen ihrer Unsicherheiten miteinander überein. Bei fest gewählten

2. Superzyklus		
COSY-Unterbrechung	Flattop 1	Flattop 5
VOR	$1403945,7 \pm 0,3$	$1406719,0 \pm 0,3$
NACH	$1403945,8 \pm 0,2$	$1406719,5 \pm 0,2$
Mittlere Umlauffrequenz $f_0$ in Hz		

Tabelle 5.5: Mittlere Umlauffrequenz VOR und NACH der COSY-Unterbrechung.

Einstellungen lässt dies auf eine gute Reproduzierbarkeit der Umlauffrequenz durch den COSY-Beschleuniger schließen.

Im 1. und 2. Superzyklus wurde als Flattop 0 der unterschwellige Datenpunkt bei einem Strahlimpuls von 3120 MeV/c eingestellt (siehe Tabelle 4.2). Die Umlauffrequenzen müssten demnach für diesen Flattop im 1. und 2. Superzyklus übereinstimmen. Das gleiche gilt für Flattop 1 des 1. und 3. Superzyklus, dessen Strahlimpuls auf 3146 MeV/c eingestellt wurde. Die berechneten mittleren Umlauffrequenzen sind in Tabelle 5.6 aufgelistet.

Flattop 0	Strahlimpuls	1. Superzyklus	2. Superzyklus
	3120 MeV/c	$1400771,1 \pm 0,1$	$1400767,1 \pm 0,1$
Mittlere Umlauffrequenz $f_0$ in Hz			

Flattop 1	Strahlimpuls	1. Superzyklus	3. Superzyklus
	3146 MeV/c	$1403831,8 \pm 0,1$	$1403826,0 \pm 0,1$
Mittlere Umlauffrequenz $f_0$ in Hz			

Tabelle 5.6: Umlauffrequenzen identischer Impulse verschiedener Superzyklen.

Die Abweichung der Umlauffrequenz für Flattop 0 beträgt 4 Hz und für Flattop 1 sogar 5,8 Hz. Die tageweise Betrachtung der Umlauffrequenzen des 1. Superzyklus sowie die Betrachtung der Umlauffrequenz vor und nach der COSY-Unterbrechung schließen stärkere Schwankungen der Umlauffrequenz nahezu aus. Eine mögliche Erklärung der Differenz könnte im Umschalten der Ionenquellen zwischen 1. und 2. Superzyklus liegen. Nach Aussagen und Erfahrungen der COSY-Beschleunigerphysiker sollte die Umlauffrequenz jedoch von der Ionenquelle unabhängig sein, da das Zyklotron wie ein Energiefilter wirkt [Sto08].

Die wahrscheinlichste Ursache für die Diskrepanz liegt daher in der Änderung der Einstellung des Spektrumanalysators (siehe Seite 53) zur Messung des Schottkyrauschens. Demnach würde die beobachtete Differenz auf ein Messartefakt der Schottkymessapparatur zurückzuführen sein. Dieses wird in Kapitel 5.3.3 eingehender diskutiert.



### 5.3.2 Auswirkung der Strahl-Target-Wechselwirkung auf die Umlauffrequenz

Um die Umlauffrequenzen für die Spin-Resonanz-Messung mit der polarisierten Quelle mit den Umlauffrequenzen der Datenaufnahme mit der unpolarisierten Quelle miteinander vergleichen zu können, muss die unterschiedliche Zyklusdauer (siehe Seite 49 - COSY Einstellungen) und der damit verbundene Energieverlust der Strahlteilchen im Clusterjet-Target berücksichtigt werden.

Für die Spin-Resonanz-Messung betrug die Zyklusdauer 36 Sekunden, wobei die Schottkydaten in den ersten 25 Sekunden aufgezeichnet wurden. Die aus diesen Daten berechnete Umlauffrequenz spiegelt die Situation der umlaufenden Deuteronen innerhalb der ersten 25 Sekunden wider.

Für die Datenaufnahme betrug die Zyklusdauer 206 Sekunden, wobei die Schottkydaten innerhalb des gesamten Zeitintervalls gemessen wurden (siehe Abbildung 5.5). Die aus diesen Daten berechnete Umlauffrequenz beschreibt die Situation der umlaufenden Deuteronen während des gesamten Zyklus. Dabei gehen Effekte wie der Energieverlust einiger Strahlteilchen, der zur Ausbildung eines „Plateaus“ bei niedrigeren Umlauffrequenzen führt, in die Berechnung mit ein.

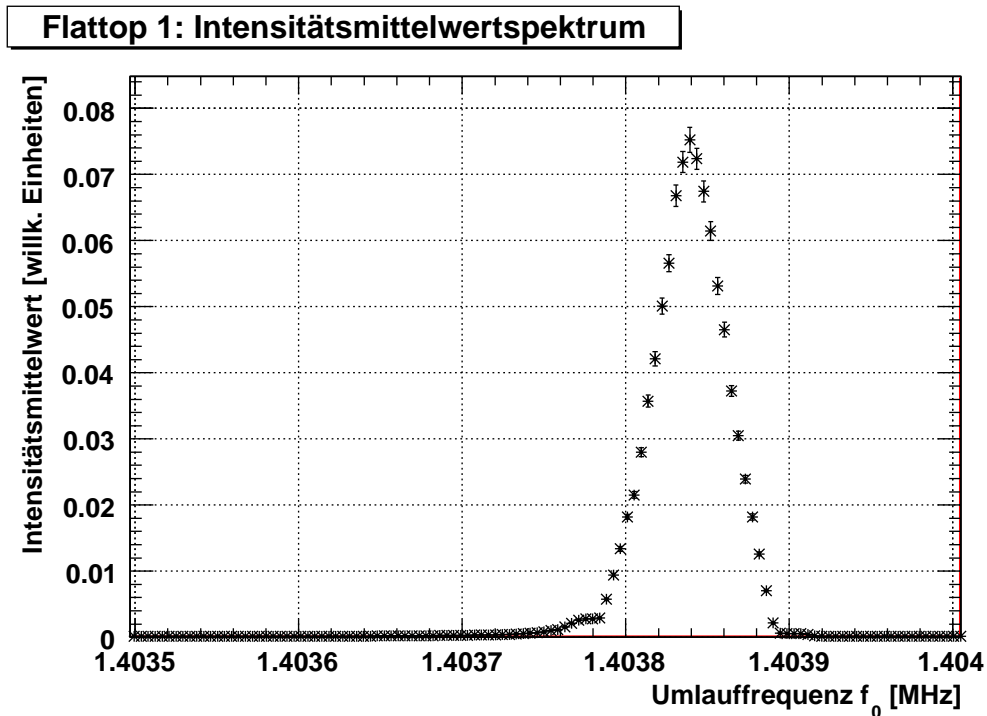


Abbildung 5.8: Vergrößerte Darstellung der Frequenzverteilung innerhalb der ersten 30 Sekunden des Zyklus.

Um einen Vergleich mit den Ergebnissen aus der Spin-Resonanz-Messung anstellen zu können, dürfen ausschließlich Schottkyspektren, die in den ersten 25 – 30 Sekunden des 206 Sekunden langen Zyklus aufgenommen wurden, zur Berechnung der Umlauffrequenz berücksichtigt werden. Die aus diesen Daten berechnete mittlere Umlauffrequenz charakterisiert die Situation des Deuteronenstrahls nach 25 – 30 Sekunden und ist daher äquivalent zu der Situation der Spin-Resonanz-Messung.

In Abbildung 5.8 ist das Intensitätsmittelwertspektrum für Flattop 1 des 1. Superzyklus, welches ausschließlich aus den Schottkydaten der ersten 30 Sekunden des 206 Sekunden langen Zyklus berechnet wurde, dargestellt. Im Vergleich zum Intensitätsmittelwertspektrum der Schottkydaten des gesamten Zyklus (siehe Abbildung 5.6 oben rechts), ist die Struktur bei niedrigen Umlauffrequenzen im Frequenzbereich von 1,40376 – 1,40378 MHz nur geringfügig ausgeprägt. Demnach muss die mittlere Umlauffrequenz innerhalb der ersten 30 Sekunden  $\bar{f}_0(30\text{ s})$  größer sein als die Umlauffrequenz des gesamten Zyklus  $\bar{f}_0(\text{gesamt})$ .

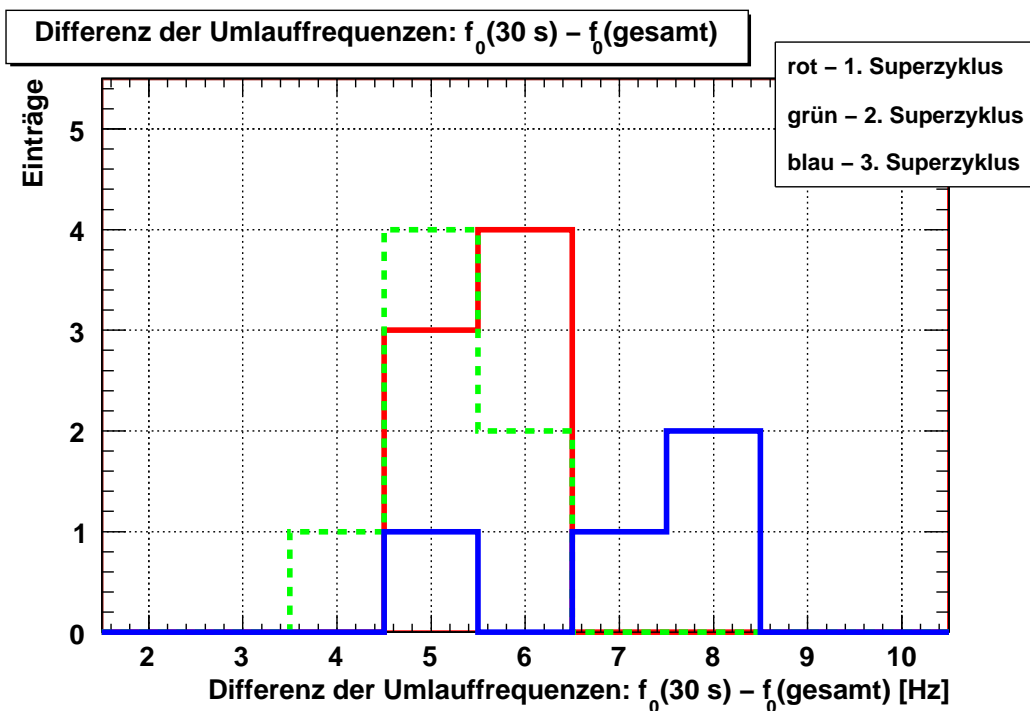


Abbildung 5.9: Unterschied der Umlauffrequenzen am Anfang des Zyklus gegenüber der des Gesamtzyklus.

In Tabelle 5.7 sind die berechneten Umlauffrequenzen für diese beiden Situationen für alle Flattops der drei Superzyklen aufgeführt. Zusätzlich ist in der dritten Spalte die Differenz ( $f_0(30\text{ s}) - f_0(\text{gesamt})$ ) zwischen den Umlauffrequenzen aufgelistet und

in Abbildung 5.9 grafisch dargestellt. Für den 1. und 2. Superzyklus ist die Umlauffrequenz innerhalb der ersten 30 Sekunden im Gegensatz zur Umlauffrequenz des Gesamtzyklus um 4 – 6 Hz größer. Die Differenz beträgt für den 3. Superzyklus sogar 5 – 8 Hz. Dieser Unterschied ist auf den Energieverlust einiger Strahlteilchen im Target, die anschließend mit kleineren Umlauffrequenzen im COSY-Ring kreisen, zurückzuführen. Die Fragestellung, wie sich die Änderung der Umlauffrequenz innerhalb des Zyklus auf den Strahlimpuls und somit auf die Spin-Resonanz-Kurve auswirkt, wird in Kapitel 6.1.3 diskutiert.

1. SZ	$f_0(30\text{ s})$ in Hz	$f_0(\text{gesamt})$ in Hz	Differenz in Hz
Flatop 0	$1400775,66 \pm 0,07$	$1400771,05 \pm 0,06$	$4,61 \pm 0,10$
Flatop 1	$1403837,70 \pm 0,09$	$1403831,75 \pm 0,12$	$5,95 \pm 0,15$
Flatop 2	$1404072,65 \pm 0,09$	$1404066,74 \pm 0,12$	$5,91 \pm 0,15$
Flatop 3	$1404530,04 \pm 0,10$	$1404524,21 \pm 0,12$	$5,83 \pm 0,16$
Flatop 4	$1405231,07 \pm 0,09$	$1405225,20 \pm 0,13$	$5,87 \pm 0,16$
Flatop 5	$1406265,65 \pm 0,08$	$1406260,32 \pm 0,12$	$5,33 \pm 0,14$
Flatop 6	$1407293,22 \pm 0,09$	$1407288,21 \pm 0,12$	$5,01 \pm 0,15$

2. SZ	$f_0(30\text{ s})$ in Hz	$f_0(\text{gesamt})$ in Hz	Differenz in Hz
Flatop 0	$1400771,70 \pm 0,11$	$1400767,05 \pm 0,08$	$4,65 \pm 0,14$
Flatop 1	$1403951,56 \pm 0,13$	$1403945,76 \pm 0,15$	$5,80 \pm 0,20$
Flatop 2	$1404304,06 \pm 0,13$	$1404298,23 \pm 0,16$	$5,83 \pm 0,21$
Flatop 3	$1404759,57 \pm 0,12$	$1404755,87 \pm 0,11$	$3,70 \pm 0,16$
Flatop 4	$1405693,29 \pm 0,12$	$1405688,19 \pm 0,18$	$5,10 \pm 0,22$
Flatop 5	$1406724,34 \pm 0,11$	$1406719,34 \pm 0,15$	$5,00 \pm 0,19$
Flatop 6	$1408093,34 \pm 0,12$	$1408088,18 \pm 0,16$	$5,16 \pm 0,20$

3. SZ	$f_0(30\text{ s})$ in Hz	$f_0(\text{gesamt})$ in Hz	Differenz in Hz
Flatop 0	$1401369,74 \pm 0,05$	$1401364,44 \pm 0,05$	$5,30 \pm 0,07$
Flatop 1	$1403833,45 \pm 0,05$	$1403825,98 \pm 0,06$	$7,47 \pm 0,08$
Flatop 2	$1405109,97 \pm 0,05$	$1405102,34 \pm 0,06$	$7,63 \pm 0,08$
Flatop 3	$1405460,15 \pm 0,05$	$1405452,41 \pm 0,06$	$7,74 \pm 0,08$

Tabelle 5.7: Mittlere Umlauffrequenz zu Beginn des 206 Sekunden langen Zyklus und des Gesamtzyklus.

### 5.3.3 Vergleich der mittleren Umlauffrequenzen während der Spin-Resonanz-Messung und Datenaufnahme

Die in Kapitel 5.3.2 dargestellten Umlauffrequenzen für die ersten 30 Sekunden der Datenaufnahme  $\bar{f}_0(30\text{s})$  können direkt mit den mittleren Umlauffrequenzen der Spin-Resonanz-Messung  $\bar{f}_0(\text{SR})$  verglichen werden, da beide Frequenzen die Situation des Beschleunigerstrahls in den ersten 30 Sekunden des Zyklus widerspiegeln. Die mittleren Umlauffrequenzen für die einzelnen Flattops der drei Superzyklen der Spin-Resonanz-Messung sind in Tabelle 5.8 aufgeführt. In der dritten Spalte ist die Differenz zwischen der mittleren Umlauffrequenz der Datenaufnahme innerhalb der ersten 30 Sekunden<sup>7</sup> und der Spin-Resonanz-Messung ( $\bar{f}_0(30\text{s}) - \bar{f}_0(\text{SR})$ ) aufgelistet. Abbildung 5.10 stellt dies grafisch dar. Der Vergleich konnte aufgrund der Einstellungen des Spektrumanalysators nur für eine begrenzte Anzahl von Flattops erfolgen.

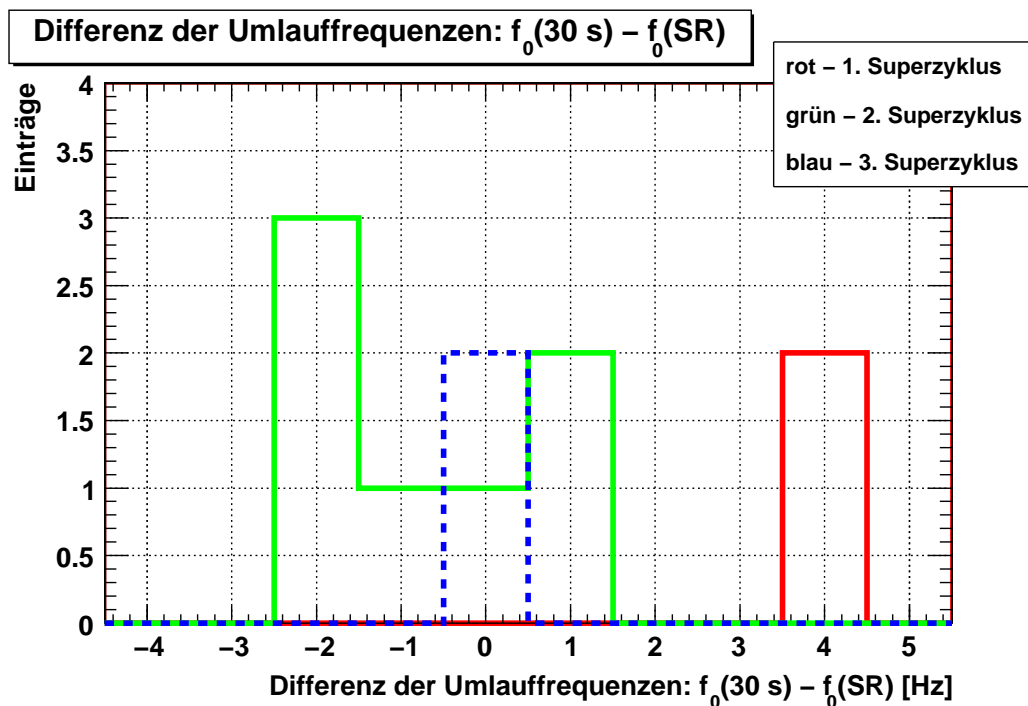


Abbildung 5.10: Unterschied der Umlauffrequenzen zwischen der Spin-Resonanz-Messung und Datenaufnahme.

Für den 1. Superzyklus waren die mittlere Umlauffrequenz der Spin-Resonanz-Messung etwa 4 Hz kleiner als die der Datenaufnahme. Im 2. Superzyklus wurden

<sup>7</sup>Siehe mittlere Umlauffrequenz  $\bar{f}_0(30\text{s})$  in Tabelle 5.7.

1. Superzyklus - 2. Spin-Resonanz-Messung		
	$\bar{f}_0(\text{SR})$ in Hz	Differenz $\bar{f}_0(30 \text{ s}) - \bar{f}_0(\text{SR})$ in Hz
Flattop 1	$1403833,73 \pm 0,04$	$3,97 \pm 0,10$
Flattop 4	$1405226,87 \pm 0,03$	$4,20 \pm 0,09$

2. Superzyklus - 1. Spin-Resonanz-Messung		
	$\bar{f}_0(\text{SR})$ in Hz	Differenz $\bar{f}_0(30 \text{ s}) - \bar{f}_0(\text{SR})$ in Hz
Flattop 5	$1406724,01 \pm 0,04$	$0,33 \pm 0,11$
Flattop 6	$1408092,82 \pm 0,05$	$0,52 \pm 0,12$

2. Superzyklus - 2. Spin-Resonanz-Messung		
	$\bar{f}_0(\text{SR})$ in Hz	Differenz $\bar{f}_0(30 \text{ s}) - \bar{f}_0(\text{SR})$ in Hz
Flattop 0	$1400773,77 \pm 0,12$	$-2,07 \pm 0,16$
Flattop 1	$1403953,69 \pm 0,10$	$-2,13 \pm 0,16$
Flattop 3	$1404761,05 \pm 0,12$	$-1,48 \pm 0,17$
Flattop 5	$1406725,94 \pm 0,20$	$-1,60 \pm 0,23$
Flattop 6	$1408092,66 \pm 0,10$	$0,68 \pm 0,16$

3. Superzyklus - 1. Spin-Resonanz-Messung		
	$\bar{f}_0(\text{SR})$ in Hz	Differenz $\bar{f}_0(30 \text{ s}) - \bar{f}_0(\text{SR})$ in Hz
Flattop 2	$1405109,92 \pm 0,07$	$0,05 \pm 0,09$
Flattop 3	$1405460,05 \pm 0,09$	$0,10 \pm 0,10$

Tabelle 5.8: Vergleich der mittleren Umlauffrequenzen der Spin-Resonanz-Messung und Datenaufnahme.

unterschiedliche Umlauffrequenzen für die beiden Spin-Resonanz-Messungen gemessen. Für die 1. Spin-Resonanz-Messung lag die Umlauffrequenz für Flattop 5 und 6 um 0,33 Hz und 0,56 Hz tiefer, wohingegen die Umlauffrequenzen während der 2. Messung, außer für Flattop 6, um zirka 2 Hz größer waren. Für Flattop 6, bei dem der Frequenzbereich des Spektrumanalysators der Schottkymessungen während der Spin-Resonanz-Messung verstellt wurde, betrug die Differenz 0,68 Hz.

Diese Ergebnisse sprechen dafür, dass es sich bei den beobachteten Differenzen um ein Messartefakt der Schottkymessapparatur handelt, da der Frequenzbereich für die Schottkymessungen zwischen Datenaufnahme und Spin-Resonanz-Messung verstellt wurde (siehe Kapitel 5.1.1).

Im Gegensatz dazu war der Frequenzbereich des Spektrumanalysators für die Datenaufnahme und Spin-Resonanz-Messung des 3. Superzyklus identisch eingestellt. Die berechneten Umlauffrequenzen für Flattop 2 und Flattop 3 stimmen im Rahmen ihrer Unsicherheiten miteinander überein. Diese Beobachtung deutet ebenfalls

darauf hin, dass die Differenz in der Umlauffrequenz auf die Umstellung des Frequenzbereichs des Spektrumanalysators zurückzuführen ist.

Unabhängig von der Ursache für die beobachtete Diskrepanz, kann die mittlere Umlauffrequenz nur innerhalb dieser systematischen Schwankungen angegeben werden. Die systematische Unsicherheit mit der die Umlauffrequenz letztendlich angegeben werden kann, ergibt sich aus der in Abbildung 5.10 gezeigten Verteilung.

Die Schwankungen in der Umlauffrequenz zwischen Datenaufnahme und Spin-Resonanz-Messung variieren zwischen  $-2$  Hz und  $+4$  Hz. Für eine konservative Abschätzung der systematischen Unsicherheit der mittleren Umlauffrequenz wird ein Intervall von  $\pm 6$  Hz festgelegt. Demzufolge wird die Genauigkeit der mittleren Umlauffrequenz, die sich aus statistischer und systematischer Unsicherheit zusammensetzt, vollständig von der systematischen dominiert. Die statistische Unsicherheit in der Größenordnung von  $0,1$  Hz ist somit vernachlässigbar.

### 5.3.4 Umlauffrequenzen zur Strahlimpulsbestimmung

Zur Bestimmung der  $\eta$ -Masse muss, wie in Kapitel 2.2 beschrieben, ein Datensatz von Endzustandsimpulsen und den zugehörigen Strahlimpulsen ( $p_d$ ,  $p_f$ ) gemessen werden. Die Endzustandsimpulse ergeben sich aus der Analyse der Daten der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ , die während der 206 Sekunden langen Zyklen mit dem ANKE-Detektor aufgezeichnet wurden. Für die Bestimmung der zugehörigen Strahlimpulse müssen daher die mittleren Umlauffrequenzen des gesamten Zyklus betrachtet werden (siehe Tabelle 5.7). Die Unsicherheit, mit der die Umlauffrequenz angegeben werden kann, wird von der systematischen Schwankung des Spektrumanalysators, die auf  $\pm 6$  Hz festgelegt wurde, bestimmt. In Tabelle 5.9 ist die mittlere Umlauffrequenz bis zur letzten signifikanten Stelle, die durch die systematische Ungenauigkeit gegeben wird, aufgelistet.

1. Superzyklus	Mittlere Umlauffrequenz $f_0$ in Hz	Unsicherheit in Hz
Flattop 0	1400771	6
Flattop 1	1403832	6
Flattop 2	1404067	6
Flattop 3	1404524	6
Flattop 4	1405225	6
Flattop 5	1406260	6
Flattop 6	1407288	6

2. Superzyklus	Mittlere Umlauffrequenz $f_0$ in Hz	Unsicherheit in Hz
Flattop 0	1400767	6
Flattop 1	1403946	6
Flattop 2	1404298	6
Flattop 3	1404756	6
Flattop 4	1405688	6
Flattop 5	1406719	6
Flattop 6	1408088	6

3. Superzyklus	Mittlere Umlauffrequenz $f_0$ in Hz	Unsicherheit in Hz
Flattop 0	1401364	6
Flattop 1	1403826	6
Flattop 2	1405102	6
Flattop 3	1405452	6
Flattop 4	- - -	- - -

Tabelle 5.9: Umlauffrequenzen mit systematischer Unsicherheit zur Bestimmung der Strahlimpulse.





## 6 Bestimmung der Spin-Resonanz-Frequenz

Zur Bestimmung der Spin-Resonanz-Frequenz wurde, wie in Kapitel 4.3.2 beschrieben, zu jedem Flattop vor und nach der fünftägigen Datenaufnahme eine Spin-Resonanz-Kurven aufgenommen. Exemplarisch ist in Abbildung 6.1 die Resonanzkurve der ersten Messung für Flattop 1 des 1. Superzyklus dargestellt.

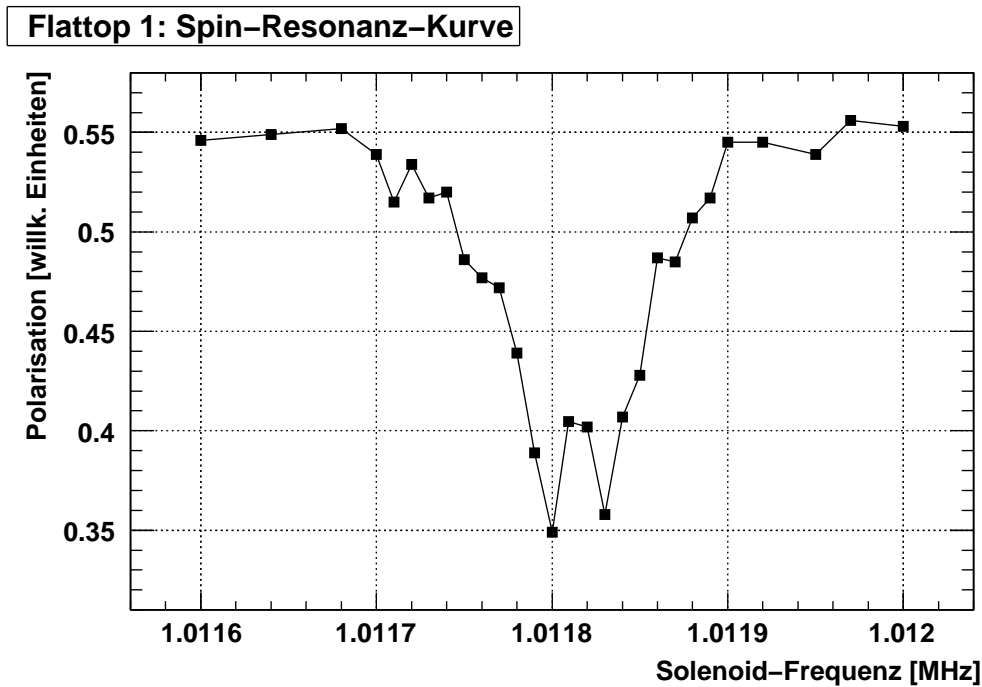


Abbildung 6.1: 1. Spin-Resonanz-Messung für Flattop 1 des 1. Superzyklus.

Unter Variation der Solenoid-Frequenz wurde mit dem EDDA-Detektor die zur Strahlpolarisation proportionale Messgröße der Asymmetrie gemessen (siehe Kapitel 3.1.1). Außerhalb der Resonanz für Solenoid-Frequenzen von  $f_S = 1,0116$  MHz und  $f_S = 1,012$  MHz ist die in Gleichung 2.29 dargestellte Resonanzbedingung nicht erfüllt. Das Feld des Solenoiden hat keinen Einfluss auf die Polarisation des vektorpolarisierten Deuteronenstrahls, so dass ein hoher Wert der Asymmetrie bezie-

ungsweise Polarisation gemessen wird. Bei einer Solenoid-Frequenz, die der Resonanzfrequenz entspricht, wird der Teilchenstrahl maximal depolarisiert und mittels des EDDA-Detektors eine minimale Strahlpolarisation gemessen.

Im Vergleich zu der im Oktober 2007 durchgeführten Spin-Resonanz-Testmessung [S<sup>+</sup>07], deren Datenpunkte auf einen glatten Kurvenverlauf hindeuten, war die Form der im März 2008 gemessenen Resonanzkurve und insbesondere die Struktur im Resonanzmaximum überraschend. Zurückzuführen ist diese Struktur auf unterschiedliche Einstellungen des Beschleunigers bei beiden Messungen. Zur Gewährleistung gleicher Strahlbedingungen während der Datenaufnahme und der Spin-Resonanz-Messung, wurden im Gegensatz zur Testmessung die Spin-Resonanz-Kurven im März 2008 mit eingeschaltetem Clusterjet-Target und BB-Kavität aufgenommen. In Kapitel 6.1 werden Auswirkungen unterschiedlicher Einstellungen und Messbedingungen auf die Spin-Resonanz-Kurve diskutiert. Die Methode zur Bestimmung der Resonanzfrequenz aus den Resonanzkurven wird in Kapitel 6.2 vorgestellt.

## 6.1 Untersuchungen zur Spin-Resonanz-Messung

Die Spin-Resonanz-Methode wurde am COSY-Beschleuniger erstmalig zur Bestimmung des Strahlimpulses verwendet. Aus diesem Grund mussten zu Beginn der Strahlzeit zunächst Untersuchungen hinsichtlich der Auswirkungen unterschiedlicher Messbedingungen auf die Spin-Resonanz-Kurve angestellt werden. Zur Gewährleistung vergleichbarer Messergebnisse der Spin-Resonanz-Messungen bestand die Notwendigkeit, einheitliche und konstante Messbedingungen festzulegen. In Kapitel 6.1.1 wird vorgestellt, wie Änderungen des in Tabelle 4.3 dargestellten Messzyklus die Spin-Resonanz-Kurve beeinflussen. Die Messungenauigkeit, mit der die zur Strahlpolarisation proportionale Größe mittels des EDDA-Detektors bestimmt werden kann, wird in Kapitel 6.1.2 diskutiert. In Kapitel 6.1.3 wird gezeigt, wie sich der Einfluss des Clusterjet-Targets auf den Beschleunigerstrahl in der Spin-Resonanz-Kurve widerspiegelt.

### 6.1.1 Der Messzyklus der Spin-Resonanz-Messung

Für den in Tabelle 4.3 aufgeführten Messzyklus muss sichergestellt sein, dass der Beschleunigerstrahl erst nach Beschleunigung auf den konstanten Strahlimpuls vom Feld des Solenoiden beeinflusst wird. Ein zu frühes Einschalten des Solenoiden würde dazu führen, dass die gemessene Spin-Resonanz-Kurve die Situation des Strahlimpulses während des Beschleunigungsvorgangs und somit während dieser noch nicht stabil ist, widerspiegelt.

Zur Überprüfen ab welchem Zeitpunkt der Strahlimpuls im Zyklus stabil ist, wurden zu Beginn der Strahlzeit unter Variation des Einschalt-Zeitpunktes des Solenoiden für Flattop 1 des 1. Superzyklus vier Spin-Resonanz-Kurven aufgenommen. In Tabelle 6.1 sind die unterschiedlichen zeitlichen Strukturen der vier Messungen aufgeführt.

Messung	a	b	c	d
I	4,0 s	9,0 s	9,3 s	14,3 s
II	8,0 s	18,0 s	25,3 s	30,3 s
III	12,0 s	17,0 s	17,3 s	22,3 s
IV	20,0 s	25,0 s	25,3 s	30,3 s

Tabelle 6.1: Zeitliche Struktur der vier Spin-Resonanz-Messungen.

**a:** Einschalten des Solenoiden; **b:** Ausschalten des Solenoiden; **c:** Start der EDDA-Polarisationmessung; **d:** Ende der Polarisationsmessung.

Bei allen Messungen wurde die beschleunigende Hochfrequenz-Kavität nach 3,7 Sekunden ausgeschaltet, wohingegen die BB-Kavität während des gesamten Zyklus eingeschaltet blieb.

Die unter diesen Bedingungen aufgenommenen Spin-Resonanz-Kurven sind in Abbildung 6.2 im linken Diagramm dargestellt.

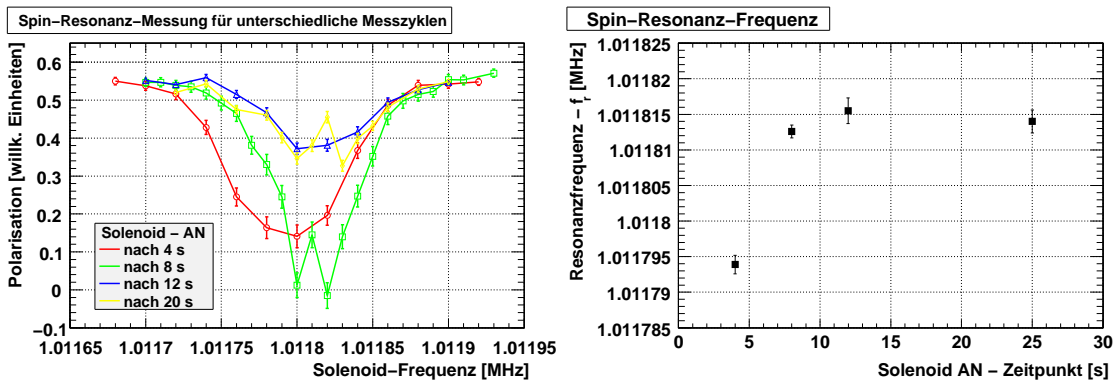


Abbildung 6.2: Links: Spin-Resonanz-Kurven für verschiedene Zykluseinstellungen. Rechts: Resonanzfrequenzen unterschiedlicher Einstellungen.

Die Datenpunkte einer Messung können mit einer Gaußfunktion beschrieben werden (siehe dazu Kapitel 6.2), so dass sich die Resonanzfrequenz direkt aus dem Mittelwert der Gaußfunktion ergibt. Die Ergebnisse für die Resonanzfrequenzen der  $\chi^2$ -Fits sind in Tabelle 6.2 dargestellt und im rechten Diagramm der Abbildung 6.2 gegen den Einschalt-Zeitpunkt des Solenoiden aufgetragen.

Messung	Spin-Resonanz-Frequenz in Hz
I	$1011793,9 \pm 1,3$
II	$1011812,6 \pm 1,0$
III	$1011815,4 \pm 1,8$
IV	$1011814,0 \pm 1,6$

Tabelle 6.2: Spin-Resonanz-Frequenzen der vier unterschiedliche Messbedingungen aus Tabelle 6.1.

Die Spin-Resonanz-Frequenzen stimmen für die Messungen II, III und IV, bei denen der Solenoid nach 8, 12 und 20 s eingeschaltet wurde, im Rahmen ihrer Unsicherheiten miteinander überein. Für die Messung I, bei der der Solenoid bereits nach 4 s eingeschaltet wurde, ist die Resonanzfrequenz um etwa 20 Hz zu niedrigeren Frequenzen verschoben. Diese Verschiebung ist darauf zurückzuführen, dass der Teilchenstrahl nach 4 s noch nicht den endgültigen Strahlimpuls des Flattops erreicht hat. Möglicherweise haben die Dipolmagnete des Beschleunigers innerhalb dieser Zeit noch nicht ihren Arbeitspunkt erreicht, so dass noch geringe Änderungen in der Magnetfeldstruktur des Beschleunigers auftreten und so den Strahlimpuls beeinflussen.

Zur Bestimmung der tatsächlichen, stabilen Strahlimpulse der einzelnen Flattops aus den Spin-Resonanz-Kurven, wurden alle weiteren Spin-Resonanz-Messungen mit den Einstellungen der Messung IV durchgeführt (siehe auch Tabelle 4.3).

### 6.1.2 Unsicherheit der mit EDDA gemessenen Strahlpolarisation

In allen Spin-Resonanz-Kurven der einzelnen Flattops der drei Superzyklen treten ähnliche, jedoch geringfügig unterschiedliche Strukturen im Resonanzmaximum auf (vgl. Abbildung 6.1). Zum einen könnten die Strukturen auf physikalische Effekte des Teilchenstrahls zurückzuführen und somit reproduzierbar sein, zum anderen könnte es sich jedoch auch um statistische Schwankungen der Asymmetriemessung mit dem EDDA-Detektor handeln.

Um zu überprüfen, wie stark die Streuung der Asymmetrie beziehungsweise Polarisation<sup>1</sup> der einzelnen Datenpunkte der Spin-Resonanz-Kurve ist, wurde für drei unterschiedliche Solenoid-Frequenzen die Strahlpolarisation jeweils bis zu zehn mal gemessen. Die Frequenzen wurden dabei so gewählt, dass der erste Datenpunkt direkt im Resonanzmaximum, der zweite etwa in der Halbwertsbreite der Resonanz

---

<sup>1</sup>Im Weiteren wird die mittels EDDA gemessenen Asymmetrie vereinfacht als Polarisation bezeichnet (siehe Gleichung 3.1).

und der dritte weit außerhalb der Resonanzfrequenz liegt. Der Abstand zum Resonanzmaximum beträgt für diese drei Datenpunkte etwa 0, 50 und 270 Hz, wobei das Resonanzmaximum mit einem Gaußfit an die Spin-Resonanz-Kurve bestimmt wurde.

Zu jedem der drei Datenpunkte wurden aus den zehn Polarisationswerten der Mittelwert und die Standardabweichung  $\sigma$  berechnet. Die Standardabweichung beschreibt die Streuung der einzelnen Polarisationswerte um den Mittelwert und kann somit direkt als Unsicherheit der Polarisationsmessung interpretiert werden. In Abbildung 6.3 sind die drei Standardabweichungen  $\sigma$  gegen den jeweiligen Abstand zum Resonanzmaximum  $x$  aufgetragen.

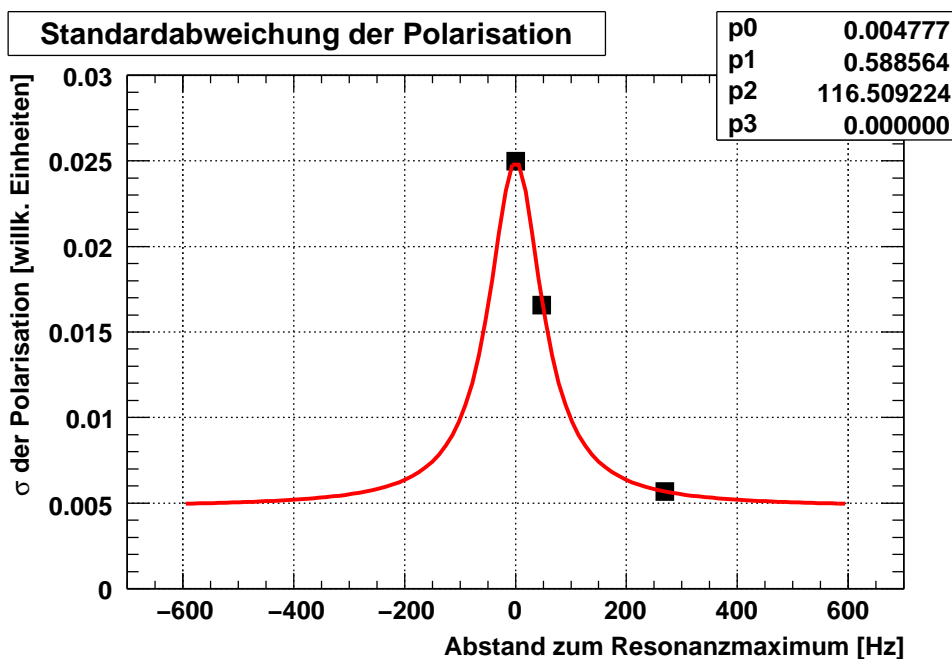


Abbildung 6.3: Unsicherheit der mit EDDA gemessenen Polarisation.

Die Unsicherheit der Strahlpolarisation  $\Delta P$  ist demnach im Resonanzmaximum am größten und weit außerhalb der Resonanz am kleinsten. Der Zusammenhang zwischen der Polarisation und der Messgröße - der Asymmetrie  $\epsilon$  - ist gemäß Gleichung 3.1 linear. Berechnet man nach der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung aus den Zählraten die Unsicherheit der Asymmetrie  $\Delta\epsilon$ , so wird erwartet, dass diese mit der Abnahme der Asymmetrie zunimmt. Genau dieses Verhalten wird mit der in Abbildung 6.3 gezeigten Messung beobachtet. Weit außerhalb der Resonanz ist der vektorpolarisierte Deuteronenstrahl maximal polarisiert und es wird ein großer Wert der Asymmetrie mit einer kleinen Unsicherheit mittels des EDDA-Detektors gemessen. Im Resonanzmaximum wird der Teilchenstrahl maximal depolarisiert und ein kleiner Wert der Asymmetrie mit einer großen Unsicherheit gemessen.

Die Unsicherheit der Polarisation  $\Delta P$  muss mit einer Funktion beschrieben werden, die ihr Maximum bei null, das heißt im Resonanzmaximum, hat und symmetrisch um dieses bis auf einen konstanten Wert abfällt. Das Verhalten der drei Datenpunkte lässt sich am sinnvollsten mit einer Breit-Wigner Funktion 1. Ordnung beschreiben:

$$\Delta P = p_0 + p_1 \cdot \frac{p_2}{\left(\frac{p_2}{2}\right)^2 + (x - p_3)^2} . \quad (6.1)$$

Dabei sind  $p_0$  der Offset der Funktion für  $x \rightarrow \pm\infty$ ,  $p_1$  ein Skalierungsparameter,  $p_2$  die Breite und  $p_3$  der Mittelwert der Kurve, der auf null festgelegt wird. Die Ergebnisse für die Fitparameter des  $\chi^2$ -Fits sind in Abbildung 6.3 angegeben.

Mit dieser Breit-Wigner-Funktion lässt sich zu jedem Punkt einer Resonanzkurve über den Abstand  $x$  des Punktes zum Resonanzmaximum die Unsicherheit der Polarisation berechnen:

$$\Delta P(x) = 0,004777 + 0,589 \cdot \frac{116,51}{\left(\frac{116,51}{2}\right)^2 + (x - 0,0)^2} . \quad (6.2)$$

Zur Bestimmung der Unsicherheit der Polarisation musste zunächst für jede Spin-Resonanz-Kurve ein vorläufiges Resonanzmaximum mit einem Gaußfit bestimmt werden. In Abbildung 6.4 ist die Spin-Resonanz-Kurve für Flattop 1 des 1. Super-

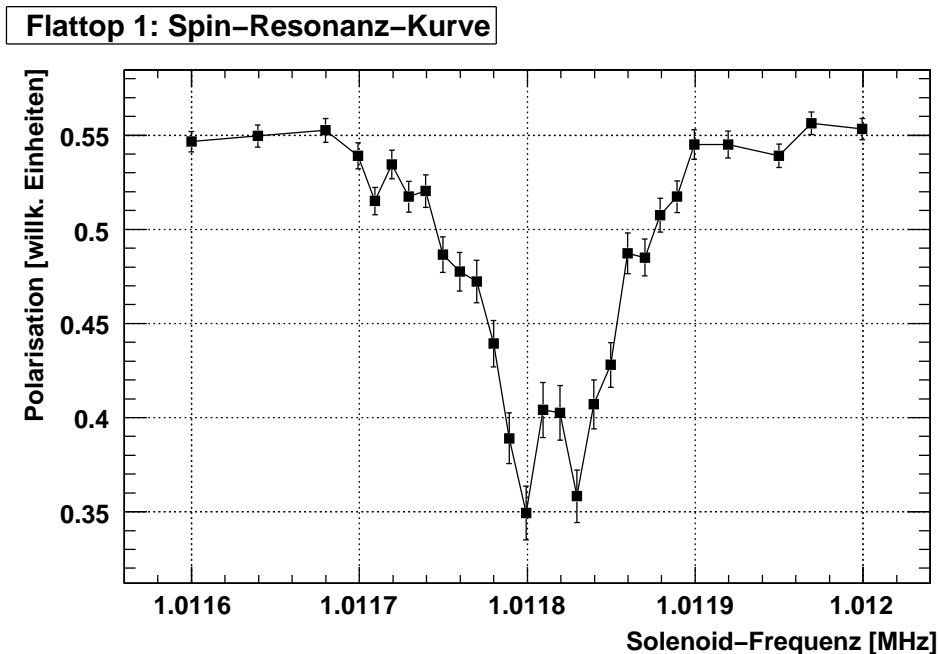


Abbildung 6.4: Spin-Resonanz-Kurve für Flattop 1 des 1. Superzyklus mit Unsicherheiten der Strahlpolarisation.

zyklus mit den Unsicherheiten der Asymmetriemessung dargestellt. Die ermittelten Unsicherheiten der Asymmetriemessung können die Strukturen der Kurve nicht erklären, was darauf hindeutet, dass diese auf physikalische Effekte zurückzuführen sein müssen. Mit der direkt nacheinander durchgeführten zweimaligen Messung einer Spin-Resonanz-Kurve für Flattop 1 des 1. Superzyklus (siehe Abbildung 6.5) wurde gezeigt, dass die Form und Strukturen der Kurve reproduzierbar sind.

Für alle gemessenen Spin-Resonanz-Kurven wurde auf die oben beschriebene Weise die Unsicherheit der Polarisierung berechnet. Aus den so erhaltenen Spin-Resonanz-Kurven wurden zur Berechnung der exakten Strahlpulse die Spin-Resonanz-Frequenzen extrahiert (siehe Kapitel 6.2).

### 6.1.3 Auswirkungen des ANKE-Clusterjet-Targets auf die Spin-Resonanz-Messung

Um während der Datenaufnahme und der Spin-Resonanz-Messung identische Bedingungen für den Deuteronenstrahl im COSY-Beschleuniger zu gewährleisten, wurde das Clusterjet-Target während der Spin-Resonanz-Messung dauerhaft betrieben. Wie in Kapitel 5.3.2 beschrieben, bewirkt das Target aufgrund des Energieverlusts der Strahlteilchen im Target eine Änderung der Umlauffrequenz. Es stellt sich die Frage, wie sich dieser Effekt auf die Spin-Resonanz-Kurve auswirkt.

**Spin-Resonanz-Messung mit ein- und ausgeschaltetem Clusterjet-Target**  
Mittels zweier Messungen, einmal mit eingeschaltetem und das andere mal mit ausgeschaltetem Clusterjet-Target, wurde verifiziert, wie sich die Spin-Resonanz-Kurve unter dem Einfluss des Targets verändert. Für die zwei Spin-Resonanz-Messungen wurden die als Standard definierten Einstellungen aus Tabelle 4.3 verwendet.

In Abbildung 6.5 sind die zwei gemessenen Spin-Resonanz-Kurven abgebildet. Die Unsicherheit in der Polarisierung wurde mit dem in Kapitel 6.1.2 dargestellten Verfahren berechnet. Die gemessenen Resonanzkurven stimmen gut miteinander überein und sowohl Form als auch Strukturen im Resonanzmaximum sind unabhängig vom Clusterjet-Target reproduzierbar. Die Datenpunkte der einzelnen Messungen wurden mit einer Gaußfunktion beschrieben, so dass sich die Resonanzfrequenz direkt aus dem Mittelwert beziehungsweise dem Erwartungswert der Funktion ergibt. In Tabelle 6.3 sind die so ermittelten Spin-Resonanz-Frequenzen aufgeführt.

Die anhand des Fits bestimmten Spin-Resonanz-Frequenzen stimmen im Rahmen ihrer Unsicherheiten miteinander überein. Demzufolge hat das Clusterjet-Target innerhalb des 36 Sekunden langen Messzyklus keine erkennbare Auswirkung auf die Spin-Resonanz-Messung. Um identische Bedingungen zu gewährleisten, wurden trotz dessen alle Spin-Resonanz-Kurven mit eingeschaltetem Clusterjet-Target gemessen.

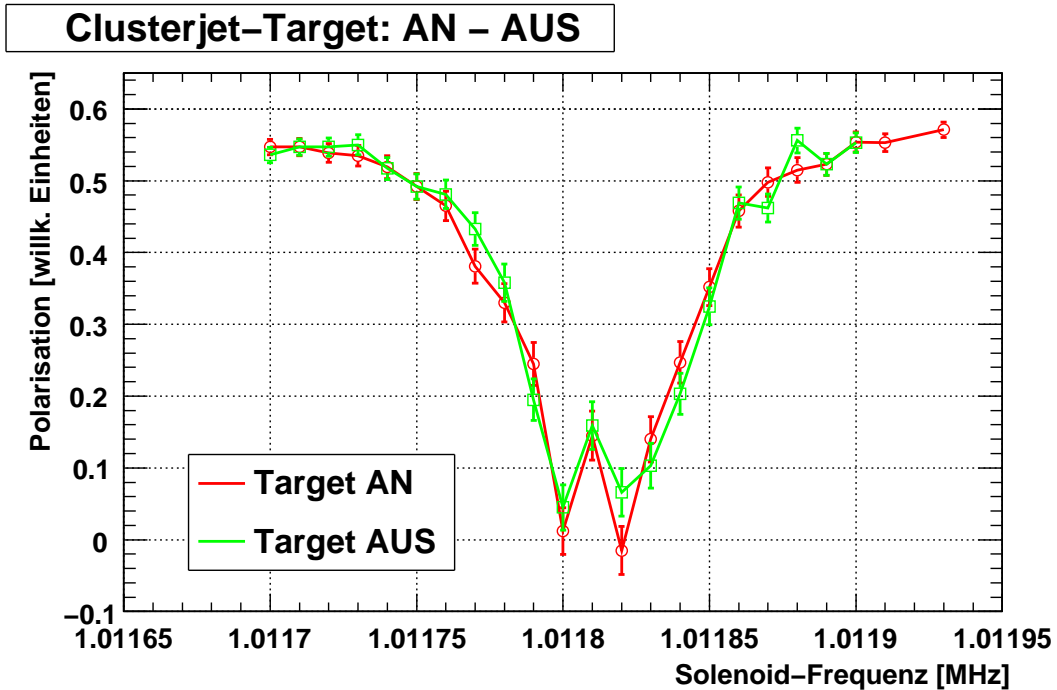


Abbildung 6.5: Spin-Resonanz-Kurven mit ein- und ausgeschaltetem Clusterjet-Target.

Messung	Spin-Resonanz-Frequenz in Hz
Target AN	$1011814,4 \pm 1,0$
Target AUS	$1011812,6 \pm 1,0$

Tabelle 6.3: Spin-Resonanz-Frequenzen der Messungen mit ein- und ausgeschaltetem Clusterjet-Target.

### Spin-Resonanz-Messung am Ende des 206 Sekunden langen Zyklus

Mit den unter Standardeinstellungen gemessenen Spin-Resonanz-Kurven wurde die Resonanzfrequenz des Beschleunigerstrahls innerhalb der ersten 20 – 30 Sekunden im Zyklus untersucht. Aus diesen Messungen lässt sich keine Aussage über die Situation der Spin-Resonanz-Frequenz am Ende des 206 Sekunden langen Zyklus der Datenaufnahme treffen. Um zu überprüfen, ob sich die Resonanzfrequenz durch das Clusterjet-Target am Ende des Zyklus verändert hat, wurde die Zyklusdauer für eine Spin-Resonanz-Messung von 36 auf 206 Sekunden erhöht. Die Beeinflussung des vektorpolarisierten Deuteronenstrahls durch das Hochfrequenzfeld des Solenoiden und die anschließende Polarisationsmessung wurden am Ende des Zyklus (178 – 199 s) durchgeführt. In Tabelle 6.4 ist die zeitliche Struktur des Messzyklus angegeben.



Messung	a	b	c	d
V	178,2 s	183,2 s	194,3 s	199,3 s

Tabelle 6.4: Einstellung für die Spin-Resonanz-Messung am Ende des Zyklus.  
**a:** Einschalten des Solenoiden; **b:** Ausschalten des Solenoiden; **c:** Start der EDDA-Polarisationmessung; **d:** Ende der Polarisationsmessung.

Die unter diesen Bedingungen gemessenen Datenpunkte sind in Abbildung 6.6 dargestellt. Im Wesentlichen entspricht die Spin-Resonanz-Kurve am Ende des Zyklus

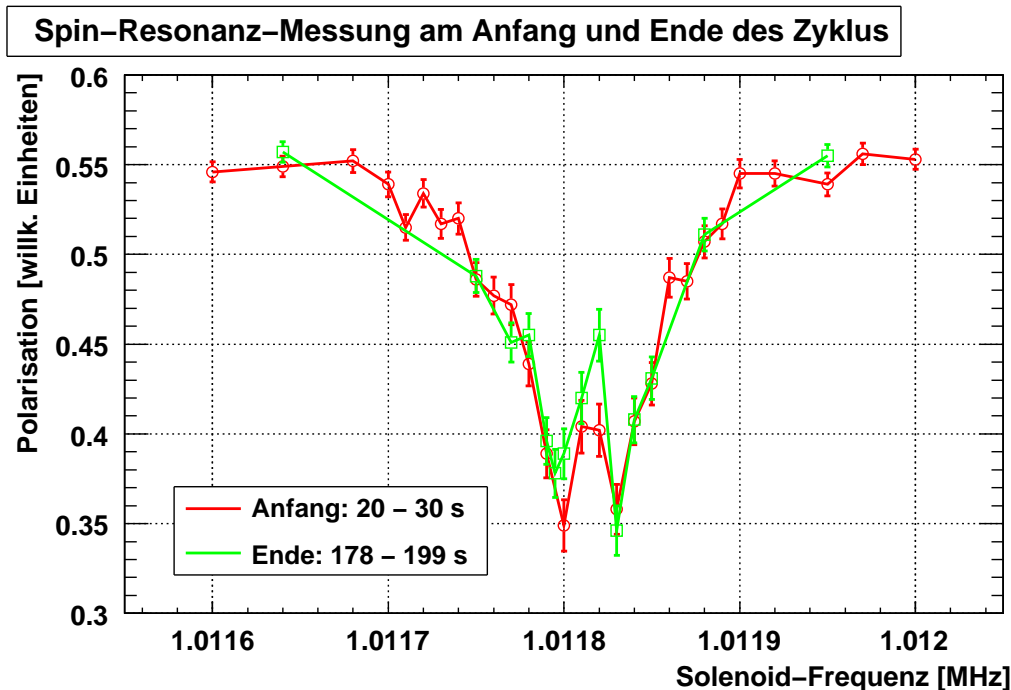


Abbildung 6.6: Spin-Resonanz-Messung am Anfang und Ende des Zyklus.

der Resonanzkurve zu Beginn des Zyklus. Die Spin-Resonanz-Frequenzen, in Tabelle 6.5 dargestellt, stimmen ebenfalls im Rahmen ihrer Unsicherheiten miteinander überein.

Die Ergebnisse dieser Messung deuten darauf hin, dass das Clusterjet-Target und der damit verbundene Energieverlust einiger Strahlteilchen keine erkennbare Auswirkung auf die Spin-Resonanz-Kurve und Resonanzfrequenz hat.

Aufgrund des Energieverlusts des Teilchenstrahls im Target würde man jedoch erwarten, dass sich der Impuls zu Beginn und gegen Ende des Zyklus und somit auch die Spin-Resonanz-Frequenz unterscheidet. Dieses ist im Folgenden exemplarisch für Flattop 1 des 1. Superzyklus dargestellt.

Spin-Resonanz-Messung	Spin-Resonanz-Frequenz in Hz
Am Anfang des Zyklus (36 s)	$1011812,0 \pm 1,4$
Am Ende des Zyklus (206 s)	$1011813,4 \pm 2,0$

Tabelle 6.5: Spin-Resonanz-Frequenz am Anfang und Ende des Zyklus.

Wie in Kapitel 5.3.2 gezeigt, nimmt die Umlauffrequenz im Verlauf des Zyklus geringfügig ab. Geht man von einer linearen Abnahme der Umlauffrequenz in Abhängigkeit von der Zeit aus, so ist die Umlauffrequenz am Ende des Zyklus etwa 12 Hz kleiner als am Anfang. Die Umlauffrequenzen am Anfang und am Ende des Zyklus sind demnach (siehe Tabelle 5.7)

$$f_0^{Anf.} = 1,403838 \text{ MHz} \quad \text{und} \quad f_0^{End.} = 1,403826 \text{ MHz} . \quad (6.3)$$

Mit der aus der gemessenen Resonanzkurve bestimmten Resonanzfrequenz  $f_r^{Anf.} = 1,011812 \text{ MHz}$  lässt sich der Strahlimpuls am Anfang des Zyklus gemäß der Gleichungen 2.30 und 2.33 berechnen:

$$p^{Anf.} = 3146,43 \text{ MeV}/c . \quad (6.4)$$

In einem Synchrotron hängt die Umlauffrequenz direkt mit dem Impuls der Teilchen zusammen. Es gilt (siehe [Hin97]: Seite 243):

$$\frac{\Delta f_0}{f_0} = \eta \frac{\Delta p}{p} . \quad (6.5)$$

Hierbei ist die Proportionalitätskonstante der sogenannte  $\eta$ -Parameter. Für die Flattops des 1. Superzyklus wurden die  $\eta$ -Parameter von den Beschleunigerphysikern gemessen; für Flattop 1 wurde  $\eta = 0,1075 \pm 0,0050$  bestimmt [Sto08]. Durch Umformung der Gleichung 6.5 nach  $\Delta p$  kann die Änderung des Strahlimpulses berechnet werden. Für den Strahlimpuls am Ende des Zyklus ergibt sich somit

$$\Delta p = -0,25 \text{ MeV}/c \quad \rightarrow \quad p^{End.} = 3146,18 \text{ MeV}/c . \quad (6.6)$$

Über den Strahlimpuls und die Umlauffrequenz am Ende des Zyklus lässt sich die erwartete Spin-Resonanz-Frequenz gemäß Gleichung 2.29 berechnen. Man würde am Ende des Zyklus folglich eine Resonanzfrequenz von

$$f_r^{End.} = 1,011826 \text{ MHz} \quad (6.7)$$

erwarten. Im Gegensatz zu der erwarteten Spin-Resonanz-Frequenz am Ende des Zyklus, die sich um 14 Hz von der Frequenz am Anfang des Zyklus unterscheidet, wurde bei der Messung (siehe Tabelle 6.5) keine Differenz beobachtet. Die Ursache für dieses Resultat ist noch unklar und bedarf weiterer Untersuchungen.

## 6.2 Auswertung der Spin-Resonanz-Kurven

Wie in Kapitel 6.1 beschrieben sind die gemessenen Spin-Resonanz-Kurven reproduzierbar und die Strukturen im Resonanzmaximum auf physikalische Effekte des Teilchenstrahls zurückzuführen. In Kapitel 6.1.3 wurde gezeigt, dass das Clusterjet-Target keine erkennbare Auswirkung auf die Spin-Resonanz-Kurve hat und somit auch nicht der Ursprung für die Form der Resonanzkurve sein kann. Durch zusätzliche Spin-Resonanz-Messungen, die sowohl mit ein- als auch ausgeschalteter BB-Kavität sowie HF-Kavität durchgeführt wurden, wurde gezeigt, dass die Strukturen im Resonanzmaximum vom Feld der Kavität verursacht werden.

Bedingt durch das Hochfrequenzfeld der Kavität führen Strahlteilchen, deren Phasen mit der Sollphase des Kavität-Feldes nicht übereinstimmen, longitudinale, periodische Teilchenbewegungen um die Sollphase aus [Wil92, Hin97]. Diese sogenannten Synchrotronschwingungen manifestieren sich im Spin-Resonanz-Spektrum als zusätzliche scharfe Peaks um das Resonanzmaximum, die als Synchrotronseitenbänder bezeichnet werden. Für den Fall, dass die Spin-Resonanz-Kurven bei eingeschalteter HF-Kavität, deren Feld aus einer einzigen Harmonischen besteht, gemessen werden, liegen die Synchrotronseitenbänder symmetrisch um das Resonanzmaximum [A<sup>+</sup>92, C<sup>+</sup>98, B<sup>+</sup>99]. Das Verhalten bei Nutzung der BB-Kavität, deren Hochfrequenz-Signal aus mehreren Harmonischen zusammengesetzt ist, wurde bisher noch nicht untersucht.

Alle im Rahmen der Strahlzeit zur Bestimmung der  $\eta$ -Masse gemessenen Spin-Resonanz-Spektren der Flattops der drei Superzyklen weisen im Resonanzmaximum unterschiedliche Strukturen auf. Neben der in Abbildung 6.1 dargestellten Spin-Resonanz-Kurve mit einem symmetrischen „Doppelpeak“ um das Resonanzmaximum, wurden teilweise auch symmetrische beziehungsweise asymmetrische drei-, vier- und fünffach Peakstrukturen beobachtet. Für die mit eingeschalteter BB-Kavität gemessenen Spin-Resonanz-Kurven existiert zur Zeit noch kein mathematisches Modell das die Strukturen im Resonanzmaximum erklären könnten.

Um alle Spin-Resonanz-Kurven miteinander vergleichen zu können, wurde ein normiertes Spin-Resonanz-Spektrum erstellt. Hierzu wurde zunächst jede einzelne Resonanzkurve mit einer Gaußfunktion beschrieben:

$$P = P(f_S) = p_0 - p_1 \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{f_S - p_2}{p_3}\right)^2\right). \quad (6.8)$$

Hierbei ist  $P$  die gemessene Polarisierung in Abhängigkeit der eingestellten Solenoid-Frequenz  $f_S$ . Der Fitparameter  $p_0$  beschreibt den Offset der Gauß'schen Glockenkurve, während  $p_1$  ein Skalierungsparameter,  $p_2$  den Mittelwert und  $p_3 = \sigma$  die Breite der Kurve darstellen. Über die Parameter der Gaußfunktion wurden die einzelnen Datenpunkte normiert. Für jeden Datenpunkt wurde von der Solenoid-Frequenz der

Mittelwert der Gaußfunktion subtrahiert. Vom Polarisationswert wurde zunächst der Offset subtrahiert und anschließend durch den Skalierungsparameter dividiert und so die normierte Spin-Resonanz-Kurve erstellt. In Abbildung 6.7 sind alle normierten Spin-Resonanz-Kurven dargestellt.

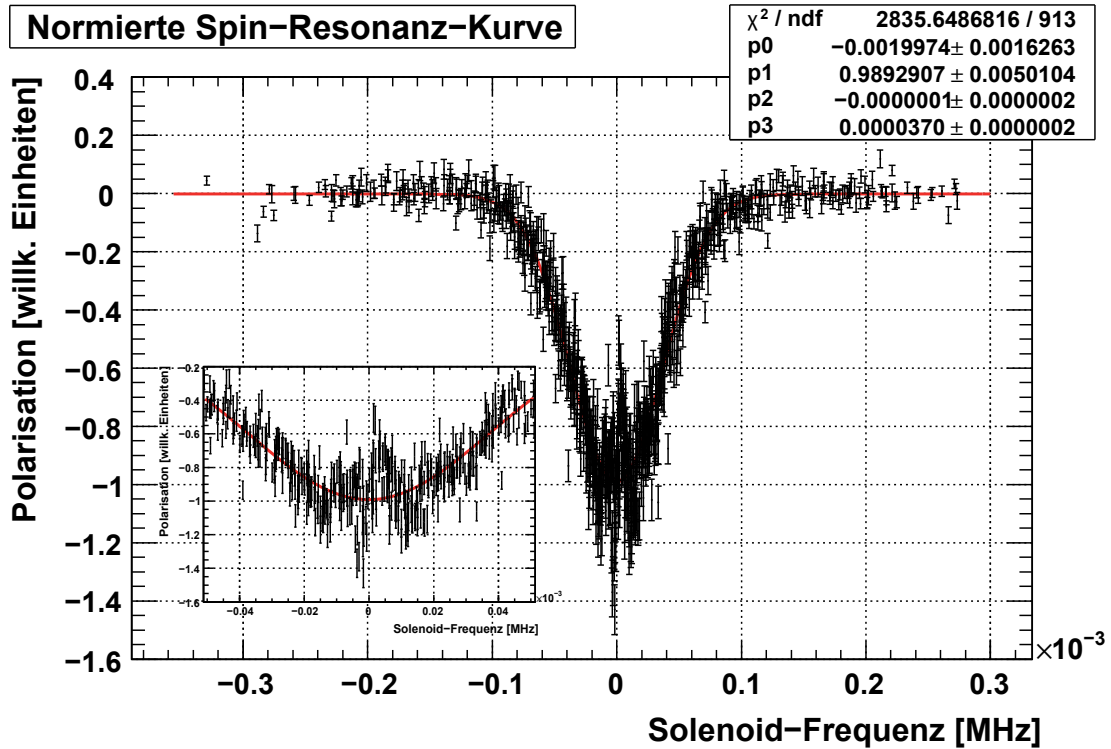


Abbildung 6.7: Normierte Spin-Resonanz-Kurve aller Spin-Resonanz-Messungen der drei Superzyklen.

Die Strukturen der einzelnen Spin-Resonanz-Messungen sind im normierten Spektrum nicht mehr zu erkennen, sondern heben sich gegenseitig auf. Im Mittel liegen die Datenpunkte aller Messungen auf einer glatten um das Resonanzmaximum symmetrischen Kurve. Ausschließlich im Bereich von  $\pm 20$  Hz um das Minimum ist eine Oszillation der Datenpunkte zu beobachten (vergrößerter Ausschnitt in Abbildung 6.7).

Mittels des normierten Spin-Resonanz-Spektrums wurde eine Funktion bestimmt, die zur Beschreibung der einzelnen Spin-Resonanz-Kurven geeignet ist. Die normierten Datenpunkte wurden mit Breit-Wigner-Funktionen und Gaußfunktionen 1. und 2. Ordnung beschrieben, wobei die Gaußfunktion erster Ordnung die Kurve am besten widerspiegelt (siehe Gleichung 6.8). Die Fitparameter des  $\chi^2$ -Fits sind in Abbildung 6.7 angegeben. Durch Ausschluss der Datenpunkte im Bereich von  $\pm 20$  Hz um das Minimum bei erneutem Fitten konnte gezeigt werden, dass

die Oszillation im Minimum sich nicht signifikant auf die Parameterwerte des Fits auswirkt. Die Breite ( $p_3 = \sigma$ ) des normierten Spin-Resonanz-Spektrums beträgt 37 Hz. Dieses entspricht den Breiten der einzelnen Spin-Resonanz-Kurven. Wie in Kapitel 6.2.2 vorgestellt wird, kann die Breite der Spin-Resonanz-Kurven über die Betrachtung der Orbitlänge der umlaufenden Teilchen erklärt werden.

### 6.2.1 Bestimmung der Spin-Resonanz-Frequenzen aller Flattops

Zur Bestimmung der Spin-Resonanz-Frequenz wurde jede einzelne Spin-Resonanz-Messung mittels einer Gaußfunktion beschrieben. Exemplarisch ist in Abbildung 6.8 das Diagramm der 1. Spin-Resonanz-Messung für Flattop 1 des 1. Superzyklus dargestellt.

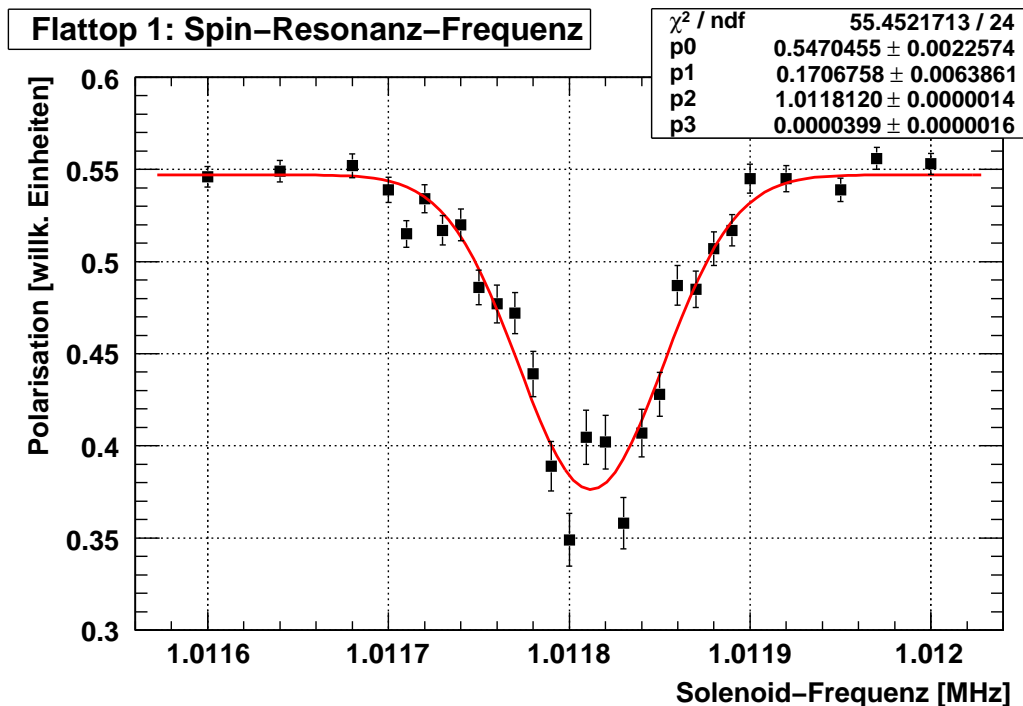


Abbildung 6.8: Bestimmung der Spin-Resonanz-Frequenz von Flattop 1 des 1. Superzyklus mittels eines Gaußfunktion.

Während die Breiten der Gaußfunktionen zwischen 30 und 40 Hz liegen, variieren die Werte für das reduzierte  $\chi^2$  zwischen 2,0 und 4,0. Die Spin-Resonanz-Frequenz, das heißt der Mittelwert der Gaußfunktion, ergibt sich aus dem Fit mit einer Genauigkeit von 1 – 2 Hz.

**1. Superzyklus**

	1. S-R-M	2. S-R-M	Differenz in Hz
Flattop 0	$1012013,2 \pm 1,0$	$1012004,0 \pm 1,0$	$9,1 \pm 1,4$
Flattop 1	$1011812,0 \pm 1,4$	$1011808,1 \pm 1,3$	$3,9 \pm 1,9$
Flattop 2	$1011795,0 \pm 1,4$	$1011788,6 \pm 1,4$	$6,4 \pm 2,0$
Flattop 3	$1011755,0 \pm 1,3$	$1011750,9 \pm 1,2$	$4,1 \pm 1,8$
Flattop 4	$1011685,7 \pm 1,4$	$1011678,9 \pm 1,1$	$6,8 \pm 1,8$
Flattop 5	$1011568,8 \pm 1,2$	$1011562,0 \pm 1,2$	$6,8 \pm 1,7$
Flattop 6	$1011434,5 \pm 1,1$	$1011427,7 \pm 1,0$	$6,7 \pm 1,5$
	Spin-Resonanz-Frequenz in Hz		

**2. Superzyklus**

	1. S-R-M	2. S-R-M	Differenz in Hz
Flattop 0	- - -	$1012020,8 \pm 1,0$	- - -
Flattop 1	$1011797,8 \pm 1,2$	$1011813,0 \pm 1,0$	$-15,1 \pm 1,6$
Flattop 2	$1011771,6 \pm 1,3$	$1011783,6 \pm 1,0$	$-12,0 \pm 1,6$
Flattop 3	$1011726,7 \pm 1,2$	$1011739,2 \pm 1,0$	$-12,5 \pm 1,6$
Flattop 4	$1011633,7 \pm 1,2$	$1011646,7 \pm 1,0$	$-13,0 \pm 1,6$
Flattop 5	$1011509,2 \pm 1,1$	$1011525,3 \pm 1,0$	$-16,1 \pm 1,5$
Flattop 6	$1011316,9 \pm 1,0$	$1011334,2 \pm 1,0$	$-17,4 \pm 1,4$
	Spin-Resonanz-Frequenz in Hz		

**3. Superzyklus**

	1. S-R-M	2. S-R-M	Differenz in Hz
Flattop 0	- - -	- - -	- - -
Flattop 1	- - -	- - -	- - -
Flattop 2	$1011706,7 \pm 1,0$	- - -	- - -
Flattop 3	$1011669,9 \pm 1,0$	- - -	- - -
Flattop 4	$1011079,0 \pm 1,2$	- - -	- - -
	Spin-Resonanz-Frequenz in Hz		

Tabelle 6.6: Resonanzfrequenzen für die einzelnen Spin-Resonanz-Messungen aller Flattops. Spin-Resonanz-Messung wird mit S-R-M abgekürzt.

In Tabelle 6.6 sind die auf diese Weise bestimmten Spin-Resonanz-Frequenzen für die beiden Spin-Resonanz-Messungen aller Flattops der drei Superzyklen aufgeführt. Die vierte Spalte listet die Differenzen der Resonanzfrequenzen der ersten und zweiten Messung auf. Im Rahmen der Unsicherheiten stimmen die Resonanzfrequenzen der ersten und zweiten Messung nicht miteinander überein. Für den 1. Superzyklus sind die Resonanzfrequenzen der ersten Messung aller Flattops um

4 – 9 Hz höher als die der zweiten Messung. Im Gegensatz dazu sind die Resonanzfrequenzen der 2. Spin-Resonanz-Messung im 2. Superzyklus um 12 – 17 Hz höher.

Zum Vergleich der Spin-Resonanz-Messungen eines Flattops sind in Abbildung 6.9 die Datenpunkte der 1. und 2. Spin-Resonanz-Messung für Flattop 1 des 1. Superzyklus abgebildet. Es wird deutlich, dass die rechte Seite der Spin-Resonanz-Kurve der zweiten Messung, in grün dargestellt, zu niedrigeren Frequenzen verschoben ist. Dies resultiert in einer Verschiebung der Resonanzfrequenz um  $3,9 \pm 1,0$  Hz.

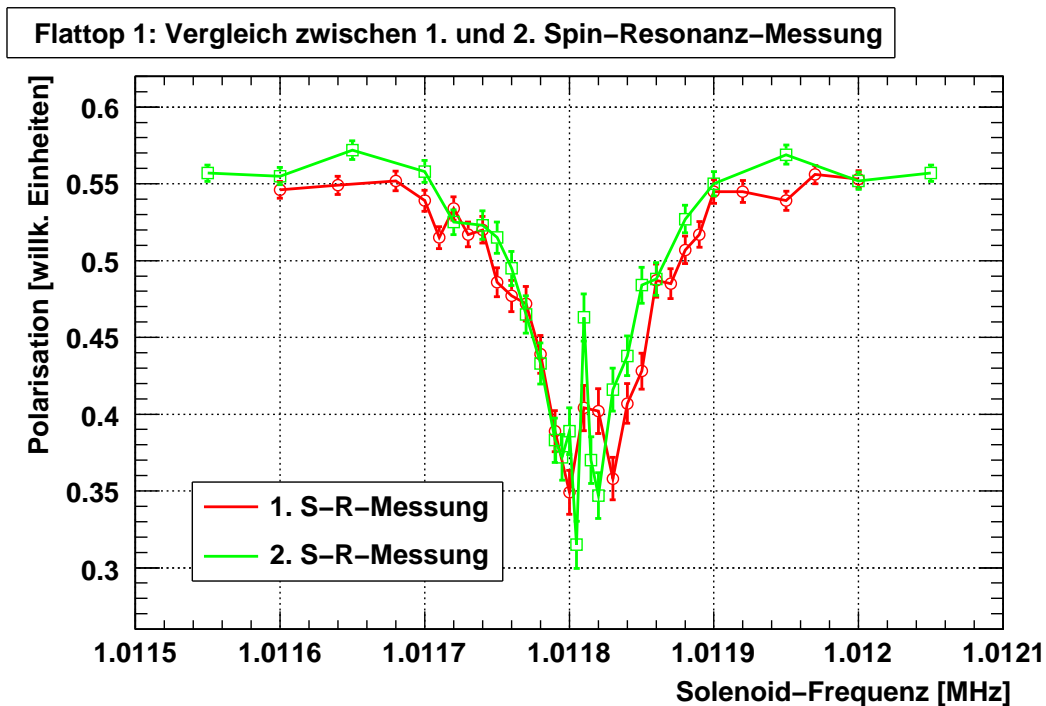


Abbildung 6.9: Die beiden Spin-Resonanz-Messungen für den 1. Flattop aus dem 1. Superzyklus. Spin-Resonanz-Messung wird hier mit S-R-Messung abgekürzt.

Mit den Umlauffrequenzen aus Tabelle 5.9 und Spin-Resonanz-Frequenzen aus Tabelle 6.6 kann nach den Gleichungen 2.30 und 2.33 der Strahlimpuls für jede Spin-Resonanz-Messung berechnet werden. Die Unsicherheit des Strahlimpulses ergibt sich gemäß der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung und beträgt für alle Impulse  $\approx 50$  keV/c. Dominiert wird die Unsicherheit des Strahlimpulses von der systematischen Unsicherheit der Umlauffrequenz, wohingegen die statische Unsicherheit der Spin-Resonanz-Frequenz vernachlässigbar ist.

Für den 1. Superzyklus nahmen die Strahlimpulse der Flattops von der 1. zur 2. Spin-Resonanz-Messung um 40 – 100 keV/c ab. Dies entspricht einer Zunahme der

Resonanzfrequenz von 3 – 9 Hz. Im 2. Superzyklus nahmen die Strahlimpulse dagegen um 130 – 190 keV/c zu, was einer Abnahme der Spin-Resonanz-Frequenz von 12 – 17 Hz gleichkommt.

Obwohl alle Einstellungen des COSY-Beschleunigers und des Messverfahrens für die 1. und 2. Spin-Resonanz-Messung identisch waren, zeigen die Ergebnisse, dass der Strahlimpuls des COSY-Beschleunigers kleinen Schwankungen im Bereich von 200 keV/c unterliegt. Dies äußert sich in einer Änderung der Resonanzfrequenz um bis zu 20 Hz.

### 6.2.2 Betrachtung der Orbitlänge des Teilchenstrahls

Eine mögliche Erklärung für die Änderung der Spin-Resonanz-Frequenz zwischen erster und zweiter Messung könnte eine Änderung der Orbitlänge des Beschleunigerstrahls sein. Über die Umlauf- und Spin-Resonanz-Frequenz kann die Orbitlänge, die Strecke die der Teilchenstrahl bei einem Umlauf zurücklegt, berechnet werden. Die Geschwindigkeit  $v$  im Lorentzfaktor  $\gamma$  kann als Produkt der Orbitlänge  $s$  und der Umlauffrequenz  $f_0$  ausgedrückt werden (siehe Gleichung 2.18). Für den Lorentzfaktor gilt somit:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{s^2 f_0^2}{c^2}}} . \quad (6.9)$$

Für die Resonanzbedingung aus Gleichung 2.29 folgt dann:

$$f_r = \left( 1 + \frac{G_d}{\sqrt{1 - \frac{s^2 f_0^2}{c^2}}} \right) f_0 . \quad (6.10)$$

Durch Auflösen nach  $s$  ergibt sich als Ausdruck für die Orbitlänge:

$$s = c \cdot \left\{ \frac{1}{f_0^2} - \left( \frac{G_d}{f_r - f_0} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} . \quad (6.11)$$

Dabei bezeichnet  $G_d$  die gyromagnetische Anomalie und  $c = 299792458$  m/s die Lichtgeschwindigkeit. Mit den Umlauffrequenzen aus Tabelle 5.9 und Resonanzfrequenzen aus Tabelle 6.6 lässt sich die Orbitlänge zu jedem Flattop der beiden Spin-Resonanz-Messungen mit einer Genauigkeit von weniger als 0,3 mm bestimmen. In Tabelle 6.7 sind die berechneten Orbitlängen aufgelistet. Eine Änderung der Orbitlänge von 1 mm von der 1. zur 2. Spin-Resonanz-Messung bei einem Solorbit von 183,4 m entspricht folglich einer Änderung der Spin-Resonanz-Frequenz von etwa 6 Hz.



**1. Superzyklus**

	1. S-R-M	2. S-R-M	Differenz in mm
Flattop 0	$183,4283 \pm 0,0002$	$183,4299 \pm 0,0002$	$-1,6 \pm 0,2$
Flattop 1	$183,4337 \pm 0,0002$	$183,4344 \pm 0,0002$	$-0,7 \pm 0,3$
Flattop 2	$183,4340 \pm 0,0002$	$183,4350 \pm 0,0002$	$-1,1 \pm 0,3$
Flattop 3	$183,4354 \pm 0,0002$	$183,4361 \pm 0,0002$	$-0,7 \pm 0,3$
Flattop 4	$183,4385 \pm 0,0002$	$183,4397 \pm 0,0002$	$-1,1 \pm 0,3$
Flattop 5	$183,4445 \pm 0,0002$	$183,4456 \pm 0,0002$	$-1,1 \pm 0,3$
Flattop 6	$183,4521 \pm 0,0002$	$183,4532 \pm 0,0002$	$-1,1 \pm 0,3$
Orbitlänge in m			

**2. Superzyklus**

	1. S-R-M	2. S-R-M	Differenz in mm
Flattop 0	- - -	$183,4271 \pm 0,0001$	- - -
Flattop 1	$183,4348 \pm 0,0002$	$183,4323 \pm 0,0002$	$2,5 \pm 0,3$
Flattop 2	$183,4353 \pm 0,0002$	$183,4333 \pm 0,0002$	$2,0 \pm 0,3$
Flattop 3	$183,4374 \pm 0,0002$	$183,4354 \pm 0,0002$	$2,1 \pm 0,3$
Flattop 4	$183,4413 \pm 0,0002$	$183,4392 \pm 0,0002$	$2,1 \pm 0,3$
Flattop 5	$183,4480 \pm 0,0002$	$183,4454 \pm 0,0002$	$2,6 \pm 0,3$
Flattop 6	$183,4593 \pm 0,0002$	$183,4565 \pm 0,0002$	$2,8 \pm 0,2$
Orbitlänge in m			

**3. Superzyklus**

	1. S-R-M	2. S-R-M	Differenz in mm
Flattop 0	- - -	- - -	- - -
Flattop 1	- - -	- - -	- - -
Flattop 2	$183,4366 \pm 0,0002$	- - -	- - -
Flattop 3	$183,4383 \pm 0,0002$	- - -	- - -
Flattop 4	- - -	- - -	- - -
Orbitlänge in m			

Tabelle 6.7: Orbitlängen für beide Spin-Resonanz-Messungen aller Flattops der drei Superzyklen.

Da sich die Orbitlängen aller Flattops in einem Superzyklus von der ersten zur zweiten Messung um nahezu den gleichen Betrag unterscheiden, muss eine systematische Veränderung am COSY-Beschleuniger, die alle Flattops gleichermaßen betrifft, aufgetreten sein. Der Orbit des umlaufenden Teilchenstrahls wird allein durch die Magnetfeldstruktur des Beschleunigers vorgegeben. Durch kleine Än-

derungen dieser, die beispielsweise durch Temperaturänderungen des Kühlwassers der Dipolmagnete verursacht werden können, können der Orbit und damit auch die Spin-Resonanz-Frequenz sowie der Strahlimpuls beeinflusst werden.

Neben den Unterschieden der Resonanzfrequenzen zwischen der 1. und 2. Spin-Resonanz-Messung kann über die Betrachtung der Orbitlänge die Breite  $\sigma$  der Spin-Resonanz-Kurven erklärt werden. Die Breite ergibt sich aus der Gaußfunktion mit der die einzelnen Kurven beschrieben wurden und beträgt zwischen 30 und 40 Hz.

Die Spin-Resonanz-Frequenz kann allein aus der Umlauffrequenz und Orbitlänge, wie in Gleichung 6.10 dargestellt, berechnet werden. Unter der Annahme eines konstanten Orbits und einer Verteilung der Umlauffrequenz mit einer Breite von  $\sigma = 21$  Hz beziehungsweise einer Halbwertsbreite<sup>2</sup> von 50 Hz, die der tatsächlichen Halbwertsbreite entspricht (vgl. Abbildung 5.6), ergibt sich für die Spin-Resonanz-Kurve ein scharfer Resonanzpeak mit einer Breite von weniger als 5 Hz. Demnach spielt die Verteilung der Umlauffrequenz für die Breite der Spin-Resonanz-Kurve nur eine untergeordnete Rolle.

Wird jedoch eine gaußverschmierte Orbitlänge mit  $\sigma = 5,5 - 7,0$  mm angenommen, so kann die gemessene Breite der einzelnen Spin-Resonanz-Kurven von 30 – 40 Hz reproduziert werden.

Aus der Verschmierung der Orbitlänge beziehungsweise der Breite der Resonanzkurve kann eine Strahlverschmierung von  $(\Delta p/p)_{Strahl, \sigma} < 4 \cdot 10^{-4}$  abgeschätzt werden.

### 6.2.3 Spin-Resonanz-Frequenzen zur Strahlimpulsbestimmung

Aufgrund der Veränderung der Spin-Resonanz-Frequenz durch die Orbitlängenänderung des Teilchenstrahls wurde zur Bestimmung der exakten Strahlimpulse aus den zwei Resonanzfrequenzen der 1. und 2. Spin-Resonanz-Messung jedes Flattops (siehe Tabelle 6.6) die mittlere Resonanzfrequenz berechnet. Die Differenzen der Frequenzen der Einzelmessungen gegenüber dem berechneten Mittelwert sind in Abbildung 6.10 für alle Flattops dargestellt.

Aus dieser Verteilung kann abgeleitet werden, wie genau der Mittelwert die Spin-Resonanz-Frequenz der einzelnen Flattops widerspiegelt. Für die Flattops des 1. Superzyklus weichen die Spin-Resonanz-Frequenzen der Einzelmessungen um bis zu 5 Hz von den Mittelwerten ab, für die Flattops des 2. Superzyklus sogar bis zu 10 Hz. Das heißt, dass die berechnete mittlere Resonanzfrequenz der einzelnen Flattops mit einer Genauigkeit von höchstens  $\pm 10$  Hz angegeben werden darf. Zur

---

<sup>2</sup>Halbwertsbreite HWB und die Breite  $\sigma$  der Gaußfunktion hängen über  $HWB = \sigma \cdot 2\sqrt{\ln 2}$  zusammen.

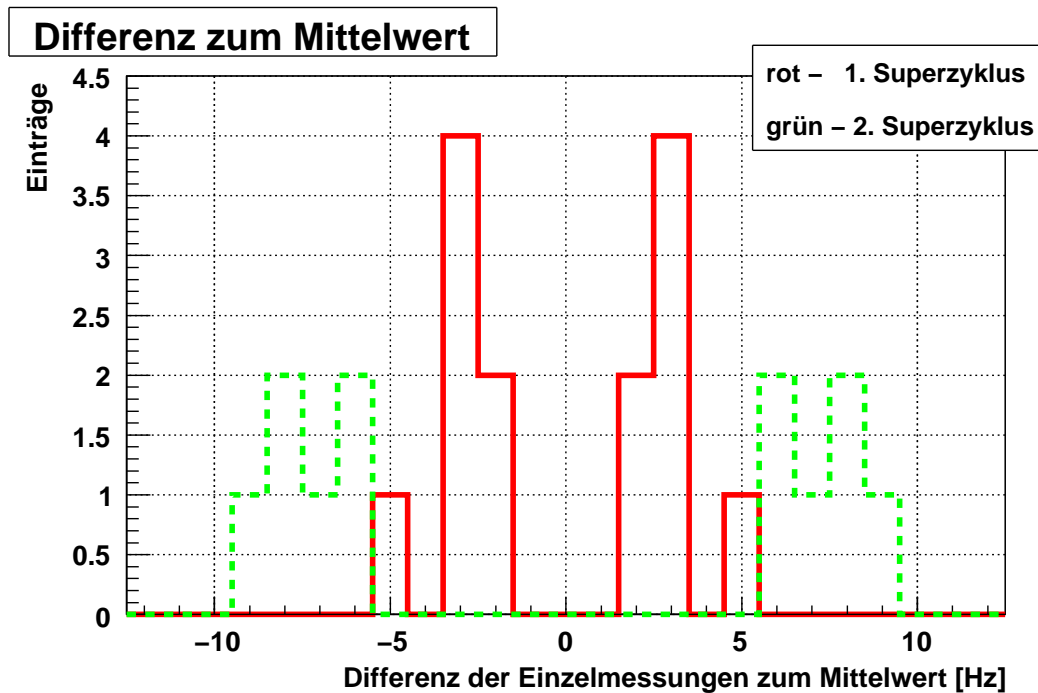


Abbildung 6.10: Abweichung der Spin-Resonanz-Frequenzen der Einzelmessungen vom jeweils berechneten Mittelwert.

Berechnung der exakten Strahlimpulse wird die systematische Unsicherheit konservativ auf  $\pm 15$  Hz festgelegt. Die statistische Unsicherheit der einzelnen Spin-Resonanz-Frequenz von 1 – 2 Hz, die sich aus der Interpolation der einzelnen Kurve mit der Gaußfunktion ergibt, kann aufgrund der deutlich größeren systematischen Schwankungen der Resonanzfrequenz vernachlässigt werden.

Für Flattop 0 des 2. Superzyklus und die Flattops des 3. Superzyklus, für die nur eine Spin-Resonanz-Messung durchgeführt wurde, muss eine größere systematische Unsicherheit der Spin-Resonanz-Frequenz angenommen werden. Den Ergebnissen aus Tabelle 6.6 zufolge unterscheiden sich die Resonanzfrequenzen von der ersten zur zweiten Messung um bis zu 17,4 Hz. Die Unsicherheiten der Spin-Resonanz-Frequenzen der Flattops, die nur einmal gemessen wurden, werden daher auf  $\pm 20$  Hz festgelegt. In Tabelle 6.8 sind die Spin-Resonanz-Frequenzen zur Berechnung der exakten Strahlimpulse mit ihren systematischen Unsicherheiten aufgelistet.

1. Superzyklus	Spin-Resonanz-Frequenz $f_r$ in Hz	Unsicherheit in Hz
Flatop 0	1012009	15
Flatop 1	1011810	15
Flatop 2	1011792	15
Flatop 3	1011753	15
Flatop 4	1011682	15
Flatop 5	1011565	15
Flatop 6	1011431	15

2. Superzyklus	Spin-Resonanz-Frequenz $f_r$ in Hz	Unsicherheit in Hz
Flatop 0	1012021	20
Flatop 1	1011805	15
Flatop 2	1011778	15
Flatop 3	1011733	15
Flatop 4	1011640	15
Flatop 5	1011517	15
Flatop 6	1011326	15

3. Superzyklus	Spin-Resonanz-Frequenz $f_r$ in Hz	Unsicherheit in Hz
Flatop 0	- - -	- - -
Flatop 1	- - -	- - -
Flatop 2	1011707	20
Flatop 3	1011670	20
Flatop 4	1011079	20

Tabelle 6.8: Spin-Resonanz-Frequenzen mit systematischen Unsicherheiten zur Bestimmung der exakten Strahlimpulse.

## 7 Ergebnisse - Bestimmung der exakten Strahlimpulse

Mittels der Umlauffrequenzen aus Tabelle 5.9 und der Spin-Resonanz-Frequenzen aus Tabelle 6.8 wurden gemäß der Gleichungen 2.30 und 2.33 die exakten Impulse des Deuteron-Beschleunigerstrahls für alle Flattops der drei Superzyklen berechnet<sup>1</sup>.

Bei der Bestimmung der Umlauffrequenz wurden alle Deuteronen des Teilchenstrahls, die das Clusterjet-Target durchqueren, berücksichtigt. Dazu zählen auch die Deuteronen, die im Target einen Energieverlust erleiden und anschließend mit niedrigeren Umlauffrequenzen im COSY-Ring kreisen (siehe Kapitel 5.3.2). Die berechneten Strahlimpulse, aufgelistet in Tabelle 7.1, stellen demzufolge die mittleren Impulse aller Deuteronen, die an der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  teilnehmen können, dar.

Die berechneten Strahlimpulse oberhalb der Reaktionsschwelle sind im Vergleich zu den gewünschten Strahlimpulsen (vgl. Tabelle 4.2) um  $0,4 - 2,0 \text{ MeV}/c$  zu hoch. Im Gegensatz zur Unsicherheit des Strahlimpulses hat die geringe Abweichung des berechneten Strahlimpulses vom gewünschten Impuls einen vernachlässigbaren Effekt auf die Genauigkeit, mit der die  $\eta$ -Masse bestimmt werden kann (vgl. Abbildung 4.2). Die Unsicherheit des Strahlimpulses wird von den systematischen Unsicherheiten der Umlauffrequenz und Spin-Resonanz-Frequenz dominiert, wobei letztere die ausschlaggebende Größe ist. Aufgrund der Unabhängigkeit dieser beiden Größen werden die systematische Unsicherheiten gemäß der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung nach Gleichung 2.31 quadratisch addiert. Die Unsicherheit des Strahlimpulses ergibt sich schließlich nach Gleichung 2.34 und setzt sich aus den Unsicherheiten der Spin-Resonanz-Frequenz, der Umlauffrequenz, der gyromagnetischen Anomalie und der Masse des Deuterons zusammen. Während die Unsicherheit für die Flattops, für die zwei Spin-Resonanz-Messungen durchgeführt wurden,  $\Delta p_d = 170 \text{ keV}/c$  beträgt, liegt diese für Flattops mit nur einer Messung bei  $\Delta p_d = 220 - 230 \text{ keV}/c$ .

---

<sup>1</sup>Für Flattop 4 des 3. Superzyklus konnte aufgrund der Einstellungen des Spektrumanalysators keine Umlauffrequenz aus den Schottkyspektren bestimmt werden. Zur Berechnung des Strahlimpulses wurde die Frequenz der BB-Kavität aus Tabelle 5.1, die im Bereich von  $\pm 10 \text{ Hz}$  mit der Schottky-Umlauffrequenz übereinstimmt, verwendet.

1. Superzyklus	Strahlimpuls $p_d$ in MeV/c	Unsicherheit in MeV/c
Flattop 0	3120,17	0,17
Flattop 1	3146,41	0,17
Flattop 2	3148,45	0,17
Flattop 3	3152,45	0,17
Flattop 4	3158,71	0,17
Flattop 5	3168,05	0,17
Flattop 6	3177,51	0,17

2. Superzyklus	Strahlimpuls $p_d$ in MeV/c	Unsicherheit in MeV/c
Flattop 0	3120,00	0,22
Flattop 1	3147,35	0,17
Flattop 2	3150,42	0,17
Flattop 3	3154,49	0,17
Flattop 4	3162,78	0,17
Flattop 5	3172,15	0,17
Flattop 6	3184,87	0,17

3. Superzyklus	Strahlimpuls $p_d$ in MeV/c	Unsicherheit in MeV/c
Flattop 0	- - -	- - -
Flattop 1	- - -	- - -
Flattop 2	3157,48	0,22
Flattop 3	3160,62	0,22
Flattop 4	3204,16	0,23

Tabelle 7.1: Exakte Strahlimpulse und systematische Unsicherheiten der einzelnen Flattops der verschiedenen Superzyklen.

Unter Berücksichtigung der Auswirkungen der systematischen Unsicherheiten der Umlauffrequenz und Spin-Resonanz-Frequenz auf den Strahlimpuls, wurde mit dem in Kapitel 4.2 vorgestellten Verfahren die systematische Unsicherheit der  $\eta$ -Masse berechnet.

### Systematische Unsicherheit der Umlauffrequenz

Eine systematische Abweichung der Umlauffrequenz von 6 Hz (siehe Tabelle 5.9), führt zu einer Änderung des Strahlimpulses um 50 keV/c. Eine systematische Verschiebung der zwölf Strahlimpulse um diesen Wert resultiert in einer systematischen Verschiebung der  $\eta$ -Masse um 11 keV/c<sup>2</sup>.

---

### **Systematische Unsicherheit der Spin-Resonanz-Frequenz**

Die systematische Unsicherheit der Spin-Resonanz-Frequenz von 15 Hz (siehe Tabelle 6.8) bewirkt eine Änderung des Strahlimpulses von  $164 \text{ keV}/c$ . Dieses entspricht einer systematische Unsicherheit der  $\eta$ -Masse von  $38 \text{ keV}/c^2$ .

### **Systematische Unsicherheit der Strahlimpulse**

Wie bereits oben erwähnt, werden die systematischen Unsicherheiten der beiden Frequenzen, da diese unabhängig voneinander sind, gemäß der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung quadratisch addiert. Folglich ergibt sich eine systematische Gesamtunsicherheit des Strahlimpulses von  $170 \text{ keV}/c$ . Eine systematische Verschiebung der zwölf Strahlimpulse um diesen Wert führt zu einer systematischen Verschiebung der  $\eta$ -Masse um  $40 \text{ keV}/c^2$ .

Unter der Annahme, dass der Endzustandsimpuls für jedes Flattop mit einer Genauigkeit von  $\Delta p_f = 150 \text{ keV}/c$  extrahiert werden kann, wurde gezeigt, dass die mögliche statistische Genauigkeit, mit der die  $\eta$ -Masse an ANKE-COSY bestimmt werden kann, unter  $30 \text{ keV}/c^2$  liegt. Die systematische Unsicherheit des Strahlimpulses resultiert in einer systematischen Unsicherheit der  $\eta$ -Masse von  $40 \text{ keV}/c^2$ . Die Präzision des an ANKE-COSY bestimmten Werts der  $\eta$ -Masse wäre unter diesen Voraussetzungen vergleichbar mit den bislang präzisesten Messungen der  $\eta$ -Masse [A<sup>+</sup>08] (oder siehe Tabelle 1.3).





# 8 Zusammenfassung und Ausblick

## 8.1 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Messkonzept zur Bestimmung der  $\eta$ -Masse am Experimentaufbau ANKE-COSY mittels der Zwei-Teilchen-Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  ausgearbeitet und im März 2008 durchgeführt. Die Genauigkeit, mit der die  $\eta$ -Masse anhand des so gewonnen Datensatzes aus Impulsen des Deuteron-Beschleunigerstrahls  $p_d$  und den zugehörigen Endzustandsimpulsen  $p_f$  der  ${}^3\text{He}$ -Kerne bestimmt werden kann, liegt unter  $50 \text{ keV}/c^2$ .

Darüber hinaus wurde in dieser Arbeit vorgestellt, wie unter Ausnutzung einer künstlichen Spin-Resonanz aus der Umlauffrequenz des Teilchenstrahls und der Spin-Resonanz-Frequenz der Impuls des Beschleunigerstrahls hochpräzise bestimmt werden kann.

Durch die Analyse der Schottkyspektren, die während der gesamten Strahlzeit aufgezeichnet wurden, gelang die Bestimmung der Umlauffrequenzen der einzelnen Flattops. Aus der Untersuchung der zweimalig gemessenen Spin-Resonanz-Kurven jedes Flattops wurden die jeweiligen Spin-Resonanz-Frequenzen extrahiert. Anhand dieser beiden Größen wurde der Impuls des polarisierten Deuteronenstrahls des Beschleunigers für jedes Flattop mit einer an COSY bisher noch nicht erreichten Präzision von  $\Delta p_d/p_d < 8 \cdot 10^{-5}$  bestimmt. Der Strahlimpuls kann somit im schwelennahen Impulsbereich von  $3100 - 3200 \text{ MeV}/c$  der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  mit einer Unsicherheit von unter  $250 \text{ keV}/c$  angegeben werden. Diese wird hauptsächlich durch kleine systematische Schwankungen des Strahlimpulses, wie durch das zweimalige Messen der Spin-Resonanz-Frequenz gezeigt wurde, determiniert. Die Ergebnisse der Spin-Resonanz-Messungen erlaubten darüber hinaus die Bestimmung der absoluten Orbitlänge des umlaufenden Teilchenstrahls mit einer Genauigkeit von unter  $0,3 \text{ mm}$ .

Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, dass die Spin-Resonanz-Methode mehrere interessante Anwendungsgebiete im Bereich der Beschleunigerphysik bietet. Zum einen eignet sich die Spin-Resonanz-Methode hervorragend zur Impuskalibrierung des Beschleunigerstrahls, was insbesondere für weitere Hochpräzisionsexperimente von Wichtigkeit sein wird. Zum anderen können bereits vorhandene Messapparaturen zur Strahldiagnose, wie beispielsweise das „Beam-Position-Monitor“ System,

mit der die Abweichung des Orbits der Strahlteilchen vom Sollorbit gemessen werden kann, durch die präzise Orbitlängenbestimmung der Spin-Resonanz-Methode kalibriert werden.

Darüber hinaus bietet die Spin-Resonanz-Messung die Möglichkeit der genauen Untersuchung der Auswirkungen des Hochfrequenzfeldes der Kavität (sowohl HF-Kavität als auch BB-Kavität) auf den Teilchenstrahl. Die resultierenden Synchrotronseitenbänder um das Resonanzmaximum der Spin-Resonanz-Kurve, durch Synchrotronschwingungen der Strahlteilchen verursacht, sind für Protonen- und Deuteronenstrahlen noch nicht systematisch untersucht und verstanden worden. Speziell das Verhalten des Teilchenstrahls mit eingeschalteter BB-Kavität wirft viele noch offene Fragen auf und bedarf tief gehender Untersuchungen.

## 8.2 Ausblick

Die in dieser Arbeit bestimmten und in Tabelle 7.1 dargestellten exakten Strahlimpuls bilden die Grundlage zur weiteren Analyse der Daten der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ , die mit dem ANKE-Detektor aufgenommen wurden. Für eine präzise Kalibrierung des ANKE-Detektorsystems ist die genaue Kenntnis der Strahlimpulse der einzelnen Flattops von entscheidendem Vorteil. Das Ziel der anstehenden Analyse wird die genaue Rekonstruktion der Endzustandsimpulse der  ${}^3\text{He}$ -Kerne der einzelnen Flattops sein. Aus dem so gewonnen Datensatz der Endzustands- und Strahlimpulse wird dann, wie in Kapitel 4.2 gezeigt, die Masse des  $\eta$ -Mesons bestimmt.

Mit dem ANKE-COSY Ergebnis zur  $\eta$ -Masse kann ein wichtiger und entscheidender Beitrag zur Klärung der aktuellen Diskrepanz zwischen den verschiedenen Resultaten zur  $\eta$ -Masse geliefert werden. Wie in Kapitel 1.5 erörtert, wiesen die Experimente SPES-SATURNE und COSY-GEM, die das  $\eta$ -Meson in einer Reaktion mit dem Endzustand  ${}^3\text{He} + \eta$  erzeugten, verglichen mit den übrigen Experimenten eine deutlich niedrigere  $\eta$ -Masse nach (siehe Tabelle 1.4). Aufgrund der Erzeugung des  $\eta$ -Mesons im identischen Endzustand  ${}^3\text{He} + \eta$ , ermöglicht das Ergebnis des ANKE-COSY Experiments die Verifizierung dieser zwei Resultate.

# A Anhang

## A.1 Invariante Masse und Missing-Mass

Wie in Kapitel 1.2 bereits erwähnt, ist es nicht immer möglich mit einem Experimentaufbau alle bei einer Reaktion erzeugten Teilchen zu detektieren. Einige Teilchen, wie zum Beispiel das  $\eta$ -Meson, sind elektrisch neutral und daher nur indirekt durch Berechnung der Invarianten Masse der Zerfallsprodukte oder durch Bestimmung der Missing-Mass nachweisbar.

### Invariante Masse der Zerfallsprodukte

Werden bei einem Streuexperiment die Teilchen a, b, c erzeugt, so gibt es zwei Möglichkeiten für die Entstehung dieser. Zum einen können die Teilchen durch bestimmte Reaktionen direkt produziert werden, zum anderen können die Partikel aus dem Zerfall schwerer Teilchen entstehen. Wird zum Beispiel ein Teilchen x, welches in die leichteren Komponenten a, b, c zerfällt, erzeugt, so gilt nach Impuls- und Energieerhaltung für die Vierervektoren:

$$\mathbb{P}_x = \mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b + \mathbb{P}_c . \quad (\text{A.1})$$

Gemäß den Gleichungen 2.2 und 2.3 ergibt der Betrag der Vierervektoren des Teilchensystems direkt die Masse des Teilchens x:

$$m_x = |\mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b + \mathbb{P}_c| . \quad (\text{A.2})$$

Werden mit einem Detektor die Viererimpulse aller erzeugten Teilchen a, b, c bestimmt, so kann die Invariante Masse (IM) berechnet werden:

$$\text{IM} = |\mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b + \mathbb{P}_c| . \quad (\text{A.3})$$

Für die aus der direkten Produktion erzeugten Teilchen a, b, c erhält man ein kontinuierliches Massenspektrum, welches durch die Kinematik und die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen vorgegeben wird. Für die Partikel a, b, c, die aus dem Zerfall des Teilchens x stammen, wird nach Gleichung A.2 die Masse des Teilchens x berechnet, so dass sich im invarianten Massenspektrum ein Peak an der Position der Masse des Teilchens x abzeichnen muss.

### Missing-Mass-Technik

Die Rekonstruktion eines nicht direkt detektierbaren Teilchens oder Teilchensystems  $x$  mittels der Missing-Mass-Technik wird anhand der Reaktion  $a + b \rightarrow c + x$  erläutert. Nach Impuls- und Energieerhaltung gilt

$$\mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b = \mathbb{P}_c + \mathbb{P}_x . \quad (\text{A.4})$$

Die Vierervektoren des Eingangskanals sind durch die Kenntnis der Energien und Impulse des Beschleunigerstrahls und des Targets vollständig bekannt. Unter der Annahme, dass Strahl- und Targetvierervektor konstant sind und der Vierervektor des Teilchens  $c$  mit dem Detektionssystem gemessen wurde, kann die Missing Mass (MM) des Teilchens beziehungsweise Teilchensystems  $x$  bestimmt werden:

$$\text{MM}(\mathbb{P}_c) = |\mathbb{P}_x| = |\mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b - \mathbb{P}_c| = m_x . \quad (\text{A.5})$$

Mit der Missing-Mass-Funktion wird die Invariante Masse der unbekanntenen Komponente  $x$  berechnet. Für den Fall, dass  $x$  ein Teilchensystem ist, erhält man für die Missing-Mass-Funktion ein kontinuierliches Spektrum, welches von den Relativbewegungen der Partikel des Teilchensystems  $x$  bestimmt wird. Stellt  $x$  ein einzelnes Teilchen beispielsweise das  $\eta$ -Meson dar, so erhält man für die Missing-Mass-Funktion die  $\eta$ -Masse. Im Missing-Mass-Spektrum muss ein Peak, dessen Breite durch die Zerfallsbreite des Mesons und die Detektorauflösung gegeben ist, an der Position der  $\eta$ -Masse auftreten.

## A.2 Berechnung der gyromagnetischen Anomalie des Deuterons

Der g-Faktor des Deuterons wird üblicherweise in Einheiten des Kern-Magnetons angegeben. Für eine Darstellung in Einheiten des „Deuteron-Magnetons“ muss der g-Faktor wie folgt berechnet werden. Für den Betrag der magnetischen Momente von Deuteron und Proton gilt:

$$|\mu_d| = g_d \frac{e}{2m_d} \cdot |\vec{S}_d| \quad (\text{A.6})$$

$$|\mu_p| = g_p \frac{e}{2m_p} \cdot |\vec{S}_p| . \quad (\text{A.7})$$

$$(\text{A.8})$$

Setzt man für den Protonenspin  $|\vec{S}_p| = 1/2$  und für den Deuteronenspin  $|\vec{S}_d| = 1$  ein und dividiert Gleichung A.7 durch Gleichung A.8, so ergibt sich ein Ausdruck, mit dem der gyromagnetische Faktor des Deuterons berechnet werden kann:

$$g_d = \frac{1}{2} \cdot g_p \frac{\mu_d}{\mu_p} \frac{m_d}{m_p} . \quad (\text{A.9})$$

Der g-Faktor setzt sich folglich aus dem g-Faktor des Protons und den Verhältnissen der magnetischen Momente und Massen für Deuteron und Proton zusammen. Diese Konstanten sind in Tabelle A.1 nach [NIS08] aufgelistet. Bei der Berechnung

Konstante	Wert
$g_p$	$5,585694713 \pm 0,000000046$
$\mu_d/\mu_p$	$0,3070122070 \pm 0,0000000024$
$m_d/m_p$	$1,99900750108 \pm 0,0000000022$

Tabelle A.1: Konstanten zur Bestimmung des g-Faktors des Deuterons.

der Unsicherheit des gyromagnetischen Faktors muss berücksichtigt werden, dass die Konstanten  $(\frac{\mu_d}{\mu_p}, g_p)$  und  $(\frac{m_d}{m_p}, g_p)$  miteinander korrelieren. Das Gauß'sche Fehlerfortpflanzungsgesetz muss in diesem Fall um die Kovarianz beziehungsweise die Korrelationskoeffizienten  $r(\frac{\mu_d}{\mu_p}, g_p)$  und  $r(\frac{m_d}{m_p}, g_p)$  erweitert werden. Der g-Faktor des Deuterons ist somit:

$$g_d = 1,714025455 \pm 0,000000015 . \quad (\text{A.10})$$

Gemäß Gleichung 2.20 ergibt sich für die gyromagnetische Anomalie des Deuterons:

$$G_d = -0,1429872725 \pm 0,0000000073 . \quad (\text{A.11})$$



# Literaturverzeichnis

- [A<sup>+</sup>92] ANFEROV, V. A. et al.: *Effect of a partial Siberian snake on an rf-induced depolarizing resonance*. Physical Review A, 46:R7383, 1992.
- [A<sup>+</sup>05] AMBROSINO, F. et al.: *KLOE Results on  $f_0(980)$ ,  $a_0(980)$  scalars and  $\eta$  decays*. arXiv:hep-ex/0505074v2, 2005.
- [A<sup>+</sup>07] AMBROSINO, F. et al.: *Measurement of the slope parameter  $\alpha$  for the  $\eta \rightarrow 3\pi^0$  decay at KLOE*. arXiv:0707.4137v1 [hep-ex], 2007.
- [A<sup>+</sup>08] AMSLER, C. et al.: *Review of Particle Physics 2008*. Physical Letters B, Seite 667, 2008.
- [AA60] A. ABASHIAN, N.E. BOOTH, K.M. CROWE: *Possible Anomaly in Meson Production in  $p + d$  Collisions*. Physical Review Letters, 5:258, 1960.
- [AB<sup>+</sup>05] ABDEL-BARY, M. et al.: *A precision determination of the mass of the  $\eta$  meson*. Physical Letters B, 619:281–287, 2005.
- [B<sup>+</sup>96] BLASKIEWICZ, M. et al.: *A Barrier Bucket Experiment for Accumulating De-bunched Beam in the AGS*. In: *European Particle Accelerator Conference 1996*, 1996.
- [B<sup>+</sup>99] BLINOV, B. B. et al.: *Synchrotron-sideband snake depolarizing resonances*. Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams, 2:064001–1, 1999.
- [B<sup>+</sup>01] BARSOV, S. et al.: *ANKE, a new facility for medium energy hadron physics at COSY-Jülich*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 462:364–381, 2001.
- [BK73] BYCKLING, E. und K. KAJANTIE: *Particle Kinematics*. John Wiley & Sons, 1973.
- [Bou87] BOUSSARD, D.: *Schottky noise and beam transfer function diagnostics*. in Proceedings of CERN Accelerator School: Advanced Accelerator Physics, CERN 87-03:416, 1987.
- [C<sup>+</sup>98] CHU, C. M. et al.: *Unexpectedly wide rf-induced synchrotron sideband depolarizing resonances*. Physical Review E, 58:4973–4976, 1998.

- [Dar67] DARDEN, S.E.: *Polarized Spin-One Particles*. American Journal of Physics, 35:727–738, 1967.
- [Hin97] HINTERBERGER, F.: *Physik der Teilchenbeschleuniger*. Springer Verlag, 1997.
- [JG83] J.E. GRIFFIN, C. ANKENBRANDT, J.A. MACLACHLAN: *Isolated Bucket RF Systems in the Fermilab Antiproton Facility*. In: *Particle Accelerator Conference 1983*, 1983.
- [K<sup>+</sup>95] KRUSCHE, B. et al.: *Mass and  $\Gamma_{3\pi^0}/\Gamma_{\gamma\gamma}$  decay branching ratio of the  $\eta$ -meson from the  $p(\gamma, \eta)p$  reaction*. Zeitschrift fuer Physik A, 351:237–240, 1995.
- [K<sup>+</sup>99] KHOUKAZ, A. et al.: *Systematic studies on hydrogen cluster beam production*. The European Physical Journal D, 5:275–281, 1999.
- [Kho07] KHOUKAZ, A.: *COSY Proposal: Precision Measurement of the  $\eta$  Mass at COSY*. 2007.
- [L<sup>+</sup>02] LAI, A. et al.: *New measurements of the  $\eta$  and  $K^0$  masses*. Physical Letters B, 533:196–206, 2002.
- [Lee97] LEE, S.Y.: *Spin Dynamics and Snakes in Synchrotronstrahls*. World Scientific, 1997.
- [Leh97] LEHRACH, A.: *Erarbeitung und Umsetzung eines Konzepts zur Beschleunigung polarisierter Protonen im Kühlersynchrotron COSY*. Doktorarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 1997.
- [Leh08] LEHRACH, A.: *Accelerator Physics - COSY*. In: *Hadron Physic Summer School*, 2008.
- [M<sup>+</sup>01] MOHOS, I. et al.: *New Schottky - PickUp for Cosy - Jülich*. In: *5th European Workshop on Diagnostics and Beam Instrumentation, Grenoble, France*, 2001.
- [M<sup>+</sup>05] MOROZOV, V.S. et al.: *Spin manipulating stored 1.85 GeV/c vector and tensor polarized spin-1 bosons*. Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams, 8:061001–1–9, 2005.
- [M<sup>+</sup>07a] MERSMANN, T. et al.: *Precision study of the  $\eta$   $^3\text{He}$  system using the  $dp \rightarrow ^3\text{He}\eta$  reaction*. Physical Review Letters, 98:242301, 2007.
- [M<sup>+</sup>07b] MICCO, B. DI et al.: *Precise measurement of the  $\eta$  meson and the neutral kaon masses with the KLOE detector*. JHEP 0712:073,2007., 2007.
- [M<sup>+</sup>07c] MILLER, D. H. et al.: *Measurement of the  $\eta$ -Meson Mass Using  $\Psi(2S) \rightarrow \eta J/\Psi$* . Physical Review Letters, 99:122002(1–5), 2007.



- [Mai97] MAIER, R.: *Cooler synchrotron COSY - performance and perspectives*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 390:1–8, 1997.
- [Mer07] MERSMANN, T.: *Untersuchung der Wechselwirkung zwischen  $\eta$ -Mesonen und  ${}^3\text{He}$ -Kernen am Experimentaufbau ANKE*. Doktorarbeit, Westfälische Wilhelms Universität Münster, 2007.
- [Mie07] MIELKE, M.: *Untersuchung des ABC-Effekts in der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  am Magnetspektrometer ANKE*. Diplomarbeit, Westfälische-Wilhelms-Universität Münster, 2007.
- [Mon84] MONTAGUE, B.W.: *Polarized beams in high energy storage rings*. Physics Reports (Review Section of Physics Letters), 113:1–96, 1984.
- [Nik07] NIKOLAEV, A.: *Measurement of the  $\eta$ -mass from the reaction  $\gamma p \rightarrow p\eta$  in threshold region*. 2007.
- [NIS08] NIST: *National Institute of Standards and Technology*. <http://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html>, 2008.
- [P<sup>+</sup>61] PEVSNER, A. et al.: *Evidence for a three-pion resonance near 550 MeV*. Physical Review Letters, 7:421–423, 1961.
- [P<sup>+</sup>62] PIERRE, L. B. et al.: *Decay modes and width of the  $\eta$  Meson*. Physical Review Letters, 8:114 – 117, 1962.
- [P<sup>+</sup>92] PLOUIN, F. et al.: *The  $\eta$ -meson mass*. Physical Letters B, 276:526–530, 1992.
- [Que97] QUENTMEIER, C. A.: *Aufbau eines Clustertargets und systematische Untersuchungen zur Clusterproduktion*. Diplomarbeit, Universität Münster, 1997.
- [Rau09] RAUSMANN, T.: *Doktorarbeit in Vorbereitung*. Doktorarbeit, Westfälische Wilhelms Universität Münster, 2009.
- [S<sup>+</sup>07] STOCKHORST, H. et al.: *RF Solenoid and Beam Energy Calibration*. In: *FZ Jülich IKP Annual Report*, Seiten 22–23, 2007.
- [S<sup>+</sup>08a] STASSEN, R. et al.: *The HESR RF-System and tests in COSY*. In: *Proceedings of EPAC08, Genoa, Italy*, 2008.
- [S<sup>+</sup>08b] STEIN, H.J. et al.: *Determination of target thickness and luminosity from beam energy losses*. Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams, 11:052801, 2008.
- [Sch18] SCHOTTKY, W.: *Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern*. Annalen der Physik, 362:541–567, 1918.

- [Sch96] SCHLEICHERT, R.: *Entwicklung eines schnellen Triggersystems für das ANKE-Spektrometer am COSY-Speicherring in Jülich*. Doktorarbeit, RWTH Aachen, 1996.
- [Sch99] SCHWARZ, V.: *Kontinuierliche Messung der Polarisation eines Synchrotronstrahls während der Hochbeschleunigung*. Doktorarbeit, Rheinische-Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 1999.
- [Sto08] STOCKHORST, H.: *Private Kommunikation*, Mai 2008.
- [VB59] V. BARGMANN, L. MICHEL, V.L. TELEGDI: *Precession of the polarization of particles moving in a homogeneous electromagnetic field*. Physical Review Letters, 2:435–436, 1959.
- [W<sup>+</sup>07] WILKIN, C. et al.: *Is there an  $\eta^3\text{He}$  quasi-bound state?* Physical Letters B, 654:92–96, 2007.
- [Wei00] WEISE, E.: *Anregungsfunktionen der Analysierstärke der elastischen Proton-Proton-Streuung*. Doktorarbeit, Rheinische-Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2000.
- [Wil92] WILLE, K.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. Teubner Studienbücher, 1992.
- [Wil08] WILKIN, C.: *Private Kommunikation*, Januar 2008.
- [Y<sup>+</sup>07] YAO, W.M. et al.: *Review of Particle Physics (2006) and 2007, partial update for edition 2008*. Journal of Physics, G33:1, 2007.

# Danksagung

Zum Abschluss dieser Arbeit möchte ich mich bei allen Menschen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Als erstes möchte ich Herrn PRIV.-DOZ. DR. A. KHOUKAZ dafür danken, dass er mir die Mitarbeit an einem spannenden und sehr umfangreichen Themengebiet in seiner Arbeitsgruppe ermöglicht hat. Viel mehr noch möchte ich mich jedoch für die freundschaftliche und intensive Unterstützung, das stets offene Ohr und die zahlreichen und hilfreichen Diskussionen während der gesamten Zeit bedanken.

Herrn PROF. DR. J. P. WESSELS danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Herrn PROF. DR. H. STRÖHER und HERRN DR. A. KACHARAVA danke ich für die freundliche Aufnahme in Jülich und für die Unterstützung meiner Diplomarbeit in der ANKE-Kollaboration.

Allen Mitgliedern der ANKE-Kollaboration gilt mein Dank für die angenehme und konstruktive Zusammenarbeit, insbesondere während der Strahlzeiten im Oktober 2007 und März 2008.

Für die Zusammenarbeit bei der Aufnahme der Schottky- und Spin-Resonanz-Daten und die Unterstützung bei der Analyse dieser möchte ich mich bei der „COSY-Crew“ bedanken. Besonders hervorzuheben sind hier DR. A. LEHRACH, DR. B. LORENTZ, DR. R. STASSEN, DR. J. STEIN und DR. H. STOCKHORST, von denen ich in zahlreichen Diskussionen viel über die Physik von Teilchenbeschleunigern lernen konnte.

Weiterhin möchte ich der gesamten Arbeitsgruppe für die tolle Aufnahme, die angenehme Arbeitsatmosphäre und das gemeinsame „Kickern“ danken. Hierzu zählen F. BERGMANN, E. KÖHLER, A. PASSFELD, DIPL.-PHYS. T. RAUSMANN und DIPL.-PHYS. A. WINNEMÖLLER. Nicht zu vergessen sind die ehemaligen Kollegen DIPL.-PHYS. S. GENERAL, DIPL.-PHYS. N. MILKE und DIPL.-PHYS. J. OTTE. Herrn DIPL.-PHYS. A. TÄSCHNER danke ich für die hilfreichen Ratschläge in Bezug auf das Programmieren und mein Arbeitsgerät - den Computer.

Ein ganz großer Dank gilt Herrn DIPL.-PHYS. M. MIELKE und Herrn DIPL.-PHYS. M. PAPENBROCK, die mich erfolgreich durch die Diplomarbeitszeit „geführt“ und „betreut“ haben und meine Arbeit unermüdlich Korrektur gelesen haben. Die Zeit mit Euch hat Spaß gemacht und Ihr beiden seid „zloty“.

Zuletzt möchte ich mich noch von Herzen bei meiner kleinen „Rodzinka“ bedanken, die immer hinter mir stand und steht. Vielen Dank - JULIA, MAMA, PAPA UND MICHAEL - für Eure Liebe, Euer Vertrauen und Eure Unterstützung, auf die ich mich immer verlassen kann.

# Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe. Alle Textstellen, die dem Wortlaut oder dem Sinn nach anderen Werken entnommen sind, wurden unter der Angabe der Quelle deutlich gekennzeichnet.

Münster, Dezember 2008

.....  
(Paul Goslawski)