



Institut für Kernphysik

***Erarbeitung und Umsetzung eines Konzepts
zur Beschleunigung polarisierter Protonen
im Kühlersynchrotron COSY***

Andreas Lehrach

***Erarbeitung und Umsetzung eines Konzepts
zur Beschleunigung polarisierter Protonen
im Kühlersynchrotron COSY***

Andreas Lehrach

Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3501

ISSN 0944-2952

Institut für Kernphysik Jül-3501

D 5 (Diss. Universität Bonn)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

☎ 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de

Abstract

Acceleration of the Polarized Proton Beam in the Cooler Synchrotron COSY

The COoler SYnchrotron COSY at the Forschungszentrum Jülich accelerates protons up to a momentum of 3.4 GeV/c. A concept has been developed and realized to accelerate a vertically polarized proton beam in COSY. In addition, different Siberian snake schemes for COSY were investigated.

The acceleration of a polarized beam in a circular accelerator is a delicate topic. During the acceleration strong depolarizing resonances, called imperfection or intrinsic resonances, are crossed. The existing magnet system of COSY is sufficient to overcome imperfection resonances. Correction dipoles and the solenoids of the electron cooler acting as a partial snake were successfully used to conserve the polarization by exciting adiabatic spin flips. Both methods are available for all five imperfection resonances in the momentum range of COSY. With the standard optics of COSY five intrinsic resonances are excited. Calculations predict the possibility to suppress three of these resonances by changing the optics during acceleration. This method enables the acceleration of the polarized beam up to 2 GeV/c. For the remaining intrinsic resonances a tune jump is necessary. A magnet system consisting of two iron free pulsed quadrupoles was developed and successfully used.

Polarization measurements during acceleration confirm that the developed concept allows the acceleration of a vertically polarized proton beam up to the maximum momentum of COSY. The installation of a Siberian snake could also provide a longitudinally polarized beam.

Zusammenfassung

Streuexperimente mit polarisierten Teilchenstrahlen gewinnen in der Kern- und Teilchenphysik zunehmend an Bedeutung, da sie wichtige Informationen über den spinabhängigen Anteil der starken Wechselwirkung liefern. Die Erzeugung und Beschleunigung eines polarisierten Strahls ist jedoch mit zusätzlichem Aufwand verbunden. Zur Zeit wird nur an wenigen Beschleunigeranlagen in der Welt neben dem unpolarisierten auch ein polarisierter Protonenstrahl angeboten.

Bei der Beschleunigung eines polarisierten Strahls in einem Synchrotron werden zwei Arten stark depolarisierender Resonanzen, sogenannte Imperfektionsresonanzen bzw. intrinsische Resonanzen, gekreuzt. Durch gezielte Magnetfeldeinwirkung beim Kreuzen dieser Resonanzen gelingt es jedoch, die Polarisation zu erhalten. Im Kühlersynchrotron COSY des Forschungszentrums Jülich können Protonen bis zu einem maximalen Teilchenimpuls von etwa $3.4 \text{ GeV}/c$ beschleunigt werden. In dieser Arbeit wurden verschiedene Methoden zum Erhalt der Polarisation während der Beschleunigung eines polarisierten Protonenstrahls untersucht. Beim Kreuzen von Imperfektionsresonanzen kann auf schon vorhandene Magnetssysteme zurückgegriffen werden. In den ersten Strahlzeiten mit polarisiertem Strahl wurde mit den Korrekturdipolen und den als partielle Schlange betriebenen Solenoidmagneten des Elektronenkühlers die Polarisation beim Resonanzübergang vollständig umgekehrt und damit erhalten. Beide Methoden sind für alle fünf im Impulsbereich von COSY auftretenden Imperfektionsresonanzen geeignet. Bei der standardmäßig in COSY verwendeten optischen Einstellung werden darüber hinaus fünf intrinsische Resonanzen angeregt. Durch Anpassung der optischen Einstellung während der Beschleunigung ist es möglich, drei dieser Resonanzen zu unterdrücken. Mit Hilfe dieser Methode, die in dieser Form erstmals überhaupt angewendet worden ist, konnte der polarisierte Strahl bis $2 \text{ GeV}/c$ beschleunigt werden. Dabei konnte etwa die Hälfte der injizierten Polarisation erhalten werden. Für die übrigen zwei intrinsischen Resonanzen ist ein zusätzliches Magnetsystem erforderlich, mit dem die Kreuzungsgeschwindigkeit beim Resonanzübergang durch eine schnelle Arbeitspunktänderung des Beschleunigers erhöht werden kann. Das für COSY ausgelegte Magnetsystem besteht aus zwei Luftspulen-Quadrupolmagneten, die mit speziell entwickelten Strompulsen bestromt werden. Nach Einbau des Magnetsystems in den COSY-Ring konnte es in der darauffolgenden Strahlzeit erstmals beim Kreuzen einer intrinsischen Resonanz erfolgreich eingesetzt werden. Bei den bisherigen Untersuchungen ist damit nachgewiesen worden, daß es mit den im COSY-Ring vorhandenen Magnetsystemen prinzipiell möglich ist, die Polarisation bis zum maximalen Teilchenimpuls des Beschleunigers zu erhalten.

Darüber hinaus wurde die Verwendung einer Sibirische Schlange in COSY diskutiert und ein geeignetes Magnetsystem optisch ausgelegt. Die Realisierung eines solchen Magnetsystems ist aus beschleunigertechnischer Sicht äußerst interessant. Es wäre die erste Sibirische Schlange überhaupt, die während der Beschleunigung eingesetzt würde. Dadurch ergäbe sich die Möglichkeit, ergänzend zu den Experimenten mit Sibirischer Schlange am Indiana-Kühlering, wegweisende Untersuchungen für die Beschleunigung polarisierter Teilchen zu höheren Teilchenimpulsen durchzuführen. Zudem könnten den internen Experimenten von COSY neben dem vertikal polarisierten auch ein longitudinal polarisierter Strahl angeboten werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Experimente mit polarisiertem Strahl	3
2.1	Nukleon-Nukleon Wechselwirkung	3
2.2	Observablen im Polarisationsexperiment	3
2.3	Polarisationsexperimente an COSY	5
3	Spinbewegung in Kreisbeschleunigern	6
3.1	Grundlagen der linearen Strahloptik	6
3.2	Thomas-BMT Gleichung	10
3.3	Mitbewegtes Koordinatensystem	11
3.4	Spinorgleichung für polarisierten Strahl	12
3.5	Depolarisierende Resonanzen	13
3.6	Invariante Spinachse und invariantes Spinfeld	15
3.7	Spinbewegung in Nähe einer isolierten Resonanz	16
3.8	Nichtlineares Resonanzkreuzen (Synchrotronseitenbänder)	18
3.9	Polarisationserhaltung beim Resonanzübergang	20
3.9.1	Herkömmliche Methoden zur Polarisationserhaltung	20
3.9.2	Spinbewegung bei Anwesenheit einer Schlange im Ring	21
4	Beschleunigeranlage COSY	24
4.1	Injektionssystem	24
4.2	Kühlersynchrotron	25
4.2.1	Beschreibung der Strahloptik von COSY	27
4.2.2	Solenoidmagnete des Elektronenkühlers	30
4.3	Strahlpolarimeter	31

5	Methoden zur Polarisationserhaltung in COSY	33
5.1	Imperfektionsresonanzen	33
5.1.1	Polarisationsumkehr mit Korrekturdipolen	35
5.1.2	Polarisationsumkehr mit partieller Schlange	35
5.1.3	Harmonische Korrektur	36
5.2	Intrinsische Resonanzen	38
5.2.1	Schnelle Arbeitspunktänderung	40
5.2.2	Anpassung der Strahloptik	43
5.2.3	Weitere Möglichkeiten zur Polarisationserhaltung	45
5.3	Depolarisierende Resonanzen höherer Ordnung	47
6	Magnetsystem zur schnellen Arbeitspunktänderung	49
6.1	Optische Auslegung	49
6.1.1	Positionierung im COSY-Ring	50
6.1.2	Einfluß auf die Strahloptik	51
6.2	Technische Auslegung	52
6.2.1	Umbau der Vakuumkammer	52
6.2.2	Anordnung und Verschaltung der Leiterplatten	53
6.2.3	Luftspulen-Quadrupolmagnet	58
6.2.4	Ferrit-Quadrupolmagnet	59
6.2.5	Spezifikation der Strompulser	59
6.2.6	Magnetfeldmessungen	61
6.3	Inbetriebnahme des Magnetsystems	63
6.3.1	Überprüfung der Funktionsfähigkeit der Strompulser	63
6.3.2	Kalibration des Sprungquadrupols	64
7	Anwendung der Methoden zur Polarisationserhaltung	66
7.1	Imperfektionsresonanzen	66
7.1.1	Polarisationsumkehr mit verschiedenen Methoden	66
7.1.2	Verlauf der Polarisation beim Resonanzübergang	68
7.2	Intrinsischen Resonanzen	69
7.2.1	Anpassung der Strahloptik	69
7.2.2	Schnelle Arbeitspunktänderung	73
7.3	Diskussion der Ergebnisse	74

8	Sibirische Schlange für COSY	75
8.1	Magnetfeldanordnungen für Sibirische Schlangen	75
8.2	Auslegung einer Sibirischen Schlange für COSY	76
8.2.1	Lösung unter Beibehaltung einer teleskopischen Abbildung	76
8.2.2	Lösung ohne Umbau des Teleskops	77
8.2.3	Lösung ohne Entkoppelung der transversalen Phasenräume	78
8.3	Anfahren einer Sibirischen Schlange in COSY	79
8.3.1	Spinpräparation bei Injektionsenergie	81
8.3.2	Spinpräparation bei höheren Energien	83
8.4	Diskussion der verschiedenen Möglichkeiten	84
9	Diskussion und Ausblick	85

Kapitel 1

Einleitung

Seit den zwanziger Jahren dieses Jahrhunderts spielen Teilchenbeschleuniger bei der Erforschung der Struktur und Wechselwirkung der Materie eine wichtige Rolle. Die von ihnen gelieferten Teilchenstrahlen werden in der Kern- und Teilchenphysik für Streuexperimente benötigt. Streuexperimente mit polarisierten Teilchenstrahlen gewinnen dabei zunehmend an Bedeutung. Bei der Streuung von unpolarisierten Teilchenstrahlen gehen wichtige Informationen über den spinabhängigen Anteil der starken Wechselwirkung verloren, da bei der Messung über alle Spin-zustände von Projektil und Target gemittelt wird. Bei der Verwendung von polarisierten Teilchenstrahlen kann nach dem Spin der Reaktionspartner selektiert werden. Diese Experimente leisten damit einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der Wechselwirkung der Materie und lassen Rückschlüsse auf die magnetische Struktur der Materie zu.

Für die Erzeugung eines polarisierten Strahls werden spezielle Ionenquellen benötigt, die in der Konstruktion und Handhabung aufwendiger als herkömmliche Ionenquellen für unpolarisierten Strahl sind. Außerdem müssen bei der Beschleunigung des polarisierten Strahls in Kreisbeschleunigern Maßnahmen ergriffen werden, um die Polarisierung zu erhalten. In einem planaren Ring mit vertikalem Führungsfeld präzidiert der Spin der Teilchen um die vertikale Achse. Die vertikale Polarisierung ist eine Erhaltungsgröße. Die Frequenz, mit der sich der Spin im Führungsfeld des Beschleunigers dreht, wächst mit der Teilchenenergie an. Da die Magnetfelder eines Kreisbeschleunigers zyklisch auf den Teilchenspin einwirken, existieren energie-unabhängige Resonanzfrequenzen, die während der Beschleunigung gekreuzt werden und zur Depolarisierung des polarisierten Strahls führen. In einem Synchrotron treten zwei Arten stark depolarisierender Resonanzen auf: Sogenannte intrinsische Resonanzen, die aus der fokussierenden Struktur des Beschleunigers resultieren und Imperfektionsresonanzen, die von Feld- und Positionierungsfehlern der Magnete hervorgerufen werden. Durch gezielte Magnetfeldeinwirkung beim Kreuzen der einzelnen Resonanzen ist es möglich, die Polarisierung zu erhalten. Folgende Methoden wurden bereits an anderen Beschleunigeranlagen erfolgreich eingesetzt. Zur Minimierung der Polarisationsverluste an intrinsischen Resonanzen kann die Kreuzungsgeschwindigkeit beim Resonanzübergang durch eine schnelle Arbeitspunktänderung des Beschleunigers, auch Arbeitspunktsprung (*tune jump*) genannt, erhöht werden. Beim Kreuzen von Imperfektionsresonanzen ist es mit einer geeigneten Anordnung von Korrekturdipolen oder einer sogenannten partiellen Schlange möglich, die Stärke der Resonanzen zu ändern und somit die Polarisierung zu erhalten.

Bisher ist weltweit nur an vier Beschleunigern ein polarisierter Protonenstrahl bis in den GeV-Bereich beschleunigt worden. Dazu waren große Anstrengungen des Beschleunigerpersonals und kostenintensive Erweiterungen der Beschleuniger nötig. Am SATURNE II (CEN Saclay, Frankreich) [1] ist die Beschleunigung polarisierter Protonen mit einem Polarisationsgrad von etwa 90 % bis zu kinetischen Energien von 2.9 GeV gelungen. Die bisher maximale Energie

eines polarisierten Protonenstrahls liegt bei etwa 22 GeV und wurde am AGS-Synchrotron (BNL Brookhaven, USA) [2] erreicht. Zuvor waren bereits im ZGS-Synchrotron (Argonne National Laboratory, USA) [3] polarisierte Protonen bis 7.6 GeV beschleunigt worden. Auch am KEK Proton-Synchrotron (NLHEP Ibaraki-ken, Japan) [4] gelang die Beschleunigung polarisierter Protonen über 3.5 GeV. Zur Zeit werden noch am SATURNE II und am AGS polarisierte Protonen bis in den GeV-Bereich beschleunigt. Die Beschleunigung polarisierter Protonen am AGS dient zur Vorbereitung auf den 250 GeV *Relativistic Heavy Ion Collider* RHIC [6].

Die Anzahl der depolarisierenden Resonanzen wächst mit der Teilchenenergie an. Im Energiebereich über 100 GeV ist ihre Zahl so groß, daß es nahezu unmöglich ist, jede Resonanz einzeln zu korrigieren. Ya.S.Derbenev und A.M.Kondratenko haben 1974 ein Magnetsystem vorgeschlagen, das den Spin der Teilchen um 180° pro Umlauf dreht [7]. Durch diese sogenannte Sibirische Schlange wird die Beeinflussung des Spins im jeweils darauffolgenden Umlauf der Teilchen im Beschleuniger gerade ausgeglichen, und eine Korrektur der Resonanzen ist nicht notwendig. Umfassende Untersuchungen am Indiana-Kühlerring (IUCF Bloomington, USA) [8] bestätigen die Wirksamkeit dieser Methode. Bei existierenden wie auch bei in der Planung befindlichen Beschleunigeranlagen ist die Verwendung von Sibirischen Schlangen vorgesehen [9, 10, 11, 12]. Sibirische Schlangen sollten jedoch bereits in die Planung des Beschleunigers einbezogen werden, da ein nachträglicher Einbau aus Platzgründen zumeist einen größeren Umbau des Beschleunigers erfordert.

Das Kühlersynchrotron COSY (COoler-SYnchrotron) des Forschungszentrums Jülich ist für die Beschleunigung und Speicherung von Protonen bis zu einem Impuls (kinetische Energie) von 3.3 GeV/c (2.5 GeV) ausgelegt [13]. COSY zeichnet sich durch einen gekühlten Strahl hoher Phasenraumdichte aus, die durch zwei verschiedenen Kühlsysteme (Elektronenkühlung, stochastische Kühlung) erreicht wird. Der Protonenstrahl wird an internen wie auch an externen Strahlplätzen für Experimente bereitgestellt. Zur Erzeugung eines polarisierten Strahls wurde eine in einer Kollaboration der Universitäten Bonn, Erlangen und Köln entwickelte Ionenquelle aufgebaut, die Anfang 1995 in Betrieb gegangen ist [14].

In dieser Arbeit ist ein Konzept zur Erhaltung der Polarisierung bei der Beschleunigung polarisierter Protonen in COSY erarbeitet und umgesetzt worden. In Kapitel 2 werden die experimentellen Möglichkeiten mit polarisiertem Protonenstrahl im Mittlerenergiebereich diskutiert und einige an COSY vorgeschlagene Polarisierungsexperimente erwähnt. Kapitel 3 behandelt die theoretischen Grundlagen der Bewegung des Spins in Kreisbeschleunigern. Darüber hinaus werden die bisher an anderen Beschleunigern erfolgreich eingesetzten Methoden zum Erhalt der Polarisierung beim Kreuzen depolarisierender Resonanzen diskutiert. Anschließend wird in Kapitel 4 die Beschleunigeranlage COSY mit den für die Erzeugung und Beschleunigung des polarisierten Strahls wichtigen Komponenten vorgestellt. Auf die in COSY auftretenden depolarisierenden Resonanzen wird in Kapitel 5 eingegangen und verschiedene Methoden zur Polarisierungserhaltung untersucht. Zusätzlich zu den schon im COSY-Ring vorhandenen Magneten ist ein Magnetsystem zur schnellen Arbeitspunktänderung erforderlich, um den polarisierten Strahl bis zum maximalen Teilchenimpuls beschleunigen zu können. Das für COSY ausgelegte Magnetsystem wird in Kapitel 6 beschrieben. In Kapitel 7 erfolgt die Untersuchung der Wirksamkeit der verschiedenen Methoden zur Polarisierungserhaltung mit polarisiertem Strahl. Im Anschluß daran beschäftigt sich Kapitel 8 mit der Realisierung einer Sibirischen Schlange für COSY. Abschließend werden in Kapitel 9 die Ergebnisse dieser Arbeit diskutiert und verschiedene Möglichkeiten für die Beschleunigung des polarisierten Strahls aufgezeigt.

Kapitel 2

Experimente mit polarisiertem Strahl

Mehr als die Hälfte der für COSY vorgeschlagenen Experimente erfordern einen polarisierten COSY-Strahl. In diesem Kapitel werden die Observablen diskutiert, die bei der Verwendung eines polarisierten Strahls gemessen werden können und an COSY genehmigte Polarisationsexperimente kurz vorgestellt.

2.1 Nukleon-Nukleon Wechselwirkung

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist die fundamentale Theorie der starken Wechselwirkung. In dieser Theorie sind die Gluonen die Feldquanten, die zwischen den Bausteinen der Materie, den Quarks, ausgetauscht werden. Im Gegensatz zu den Photonen, die in der Quantenelektrodynamik (QED) als Austauschteilchen zur Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung dienen, wechselwirken die Gluonen auch untereinander. Dies führt bei niedrigen Energien, im sogenannten nicht perturbativen Bereich, zu sehr komplizierten Rechnungen. Es ist daher notwendig für diesen Energiebereich geeignete Modelle aufzustellen. Im Rahmen von Mesonenaustauschmodellen wird die Wechselwirkung von Nukleonen durch den Austausch virtueller Mesonen beschrieben. Als 1947 das Pion mit der vorhergesagten Masse von etwa 140 MeV entdeckt wurde, erfuhr die Mesonentheorie einen großen Aufschwung. Seitdem sind verschiedene Potentialmodelle auf mesonentheoretischer Grundlage entwickelt worden [15, 16, 17].

Um die theoretischen Vorhersagen dieser Modelle im Experiment überprüfen zu können, werden Streuexperimente durchgeführt. Informationen über die nuklearen Vorgänge erhält man dabei durch Vergleich von Anfangszustand und Endzustand des Streuprozesses. Die zur Verfügung stehenden Meßgrößen sind die Energie, der Streuwinkel, die Zählraten und die Polarisation vor und nach der Streuung. Ziel der Streutheorie ist es nun, den Zusammenhang zwischen dem Wechselwirkungspotential und den beobachteten Effekten herzustellen [18].

2.2 Observablen im Polarisationsexperiment

Die Wechselwirkung zwischen Nukleonen hängt von der Orientierung der Nukleonenspins zueinander ab. Beispielsweise gibt es im Proton-Neutron System nur einen gebundenen Deuteriumzustand, bei dem aus der Stellung des Spins der beiden Nukleonen zueinander ein Kernspin von eins resultiert.

Bei einem Streuexperiment können Strahl und Target in allen drei Raumrichtungen (x, y, s) polarisiert sein und zusätzlich die Polarisation des gestreuten Teilchens und des Rückstoßkerns gemessen werden. Die experimentellen Größen der elastischen Streuung werden nach den Polarisationsrichtungen der Nukleonen im Nukleon-Nukleon Schwerpunktsystem mit den vier Indizes p, q Polarisation des gestreuten Teilchens bzw. des Rückstoßkerns und i, k Polarisation des Strahls bzw. des Targets klassifiziert [19]. Für unpolarisierten Strahl oder Target bzw. nicht analysierter Polarisation im Ausgangskanal wird der entsprechende Index auf Null gesetzt. In dieser Nomenklatur wird der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt mit $\sigma_0 = I_{0000}$ angegeben. Im Falle einer Ausrichtung des Spins ist der differentielle Wirkungsquerschnitt neben dem Streuwinkel Θ auch vom Azimutalwinkel Φ des Streuegels abhängig.

Für die elastische Streuung zweier Spin-1/2 Teilchen ergeben sich für alle möglichen Ausrichtungen der Teilchenspins 256 verschiedene Experimente, ohne Berücksichtigung von Symmetrien. Hierbei unterscheidet man neben dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt zwischen folgenden Klassen von Observablen [19].

Die Analysierstärke beschreibt die Asymmetrie des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Streuung, wenn Strahl oder Target polarisiert sind:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta, \Phi) = \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\Theta) \cdot (1 + \vec{p} \cdot \vec{A}(\Theta)), \quad (2.1)$$

$\vec{p}$ ist die Polarisation des Strahls bzw. Targets, $\vec{A}$ die Analysierstärke, die abhängig vom Targetmaterial, der Strahlenergie und dem Streuwinkel ist. Demnach gibt es drei Analysierstärken für die drei Raumrichtungen der Polarisation von Strahl (A_{00i0}) bzw. Target (A_{000k}), also insgesamt sechs verschiedene Observable. Umgekehrt läßt sich bei bekannter Analysierstärke die Strahlpolarisation aus der Messung der Asymmetrie bestimmen. Weitere neun Observable, sogenannte Spinkorrelationskoeffizienten, können gemessen werden, wenn Strahl und Target polarisiert sind (A_{00ik}). Zur Bestimmung von Spintransferkoeffizienten werden Doppelstreuexperimente benötigt, in denen die Polarisation der Teilchen im Ausgangskanal bestimmt wird. Man unterscheidet zwischen Messungen, in denen die Polarisation des gestreuten Teilchens ermittelt wird ($P_{p000}, D_{p0i0}, K_{p00k}, M_{p0ik}$), Messungen bei denen die Polarisation des Rückstoßkerns bestimmt wird ($P_{0q00}, K_{0qi0}, D_{0q0k}, N_{0qik}$) und Messungen, in denen die Polarisation beider Teilchen im Ausgangskanal gemessen wird ($C_{pq00}, C_{pqi0}, C_{pq0k}, C_{pqik}$). Insgesamt ergeben sich 240 verschiedene Observable.

Unter Berücksichtigung der Paritätserhaltung, der Invarianz bezüglich Zeitumkehr und des verallgemeinerten Pauli-Prinzips reduziert sich die Anzahl der unabhängige Observablen deutlich. Die elastische Nukleon-Nukleon-Streuung enthält sechs voneinander unabhängige Streuamplituden, die komplexe Funktionen von jeweils zwei Variablen sind. Daher wären zwölf unterscheidbare Experimente notwendig, um diese sechs komplexen Größen zu bestimmen, bis auf eine frei zu wählende Phase. Ein vollständiges Experiment benötigt daher elf unterscheidbare Experimente. Bei der elastischen Streuung gleicher Nukleonen reduziert sich die Anzahl der unterscheidbaren Experimente auf neun.

Um ein vollständiges Experiment durchführen zu können, muß die Polarisation des Strahls und Targets in verschiedenen Richtungen zur Verfügung stehen.

2.3 Polarisationsexperimente an COSY

In diesem Abschnitt erfolgt eine kurze Zusammenstellung der an COSY zunächst vorgesehenen Polarisationsexperimente. Diese Experimente benötigen neben dem polarisierten Protonenstrahl von COSY bis auf eine Ausnahme auch ein kernspinpolarisiertes Atomstrahltarget. Zur Durchführung der Polarisationsexperimente werden an COSY vorhandene Detektoren, die zuvor für Streuexperimente ohne Polarisation verwendet werden, in einer weiteren Ausbaustufe erweitert.

Mit dem EDDA-Detektor ist in der ersten Phase die Anregungsfunktion in der elastischen Proton-Proton-Streuung mit unpolarisiertem Strahl gemessen worden [20]. In der zweiten Phase sollen mit einem polarisierten COSY-Strahl aus der Reaktion $\vec{p} + \vec{p} \rightarrow p + p$ die Observablen $A_{00;0}$, A_{000k} und A_{00ik} bestimmt werden [21]. Dazu wurde der EDDA-Detektor Mitte 1997 mit einem polarisierten Atomstrahltarget ausgestattet [22] und eine weitere Detektorlage (Innenschale) zur Vertexrekonstruktion jedes einzelnen Ereignisses eingebaut [23].

Für das 0°-Spektrometer ANKE ist ebenfalls ein polarisiertes Atomstrahltarget inklusive Speicherzelle vorgesehen [24]. Zur Nutzung des polarisierten Strahls existieren zwei Vorschläge. Aus der Reaktion $\vec{p} + \vec{p} \rightarrow p + p + \Phi$ soll die Spinabhängigkeit der Erzeugung von Φ -Mesonen untersucht werden [25]. Das Φ ist ein fast reiner $s\bar{s}$ Zustand. Nach der OZI¹-Regel ist die Erzeugung des Φ -Mesons unterdrückt. Die Vermutung liegt nahe, daß die s-Quarks aus dem Quarksee der Protonen stammen. Experimentelle Daten aus der Proton-Antiproton Vernichtung deuten auf eine Polarisation der virtuellen $s\bar{s}$ -Paare hin [27]. Zudem soll die Spinabhängigkeit des Deuteronauflaufs (Analysierstärke und Spinkorrelationskoeffizienten) bei hohen Impulsüberträgen in der Reaktion $\vec{p} + \vec{d} \rightarrow p + p + n$ gemessen werden. Dazu werden die beiden Protonen im ANKE-Spektrometer unter Winkeln von 0° und 180° nachgewiesen [28].

Weitere Experimente zur Zeitumkehrinvarianz und Paritätsverletzung sind vorgesehen. Mit dem EDDA-Detektor soll die Verletzung der Zeitumkehrinvarianz in der $\vec{p}\vec{d}$ -Streuung gemessen werden [29]. In der Extraktionsstrahlführung am Niederenergiemeßplatz sind Experimente zur Paritätsverletzung in der $\vec{p}p$ -Streuung geplant [30]. Da die gemessenen Observablen bei der Erhaltung der Parität bzw. Zeitumkehr verschwinden, gehören diese Messungen zur Klasse der 'Null'-Experimente.

¹Bei hadronischen Zerfällen sind nichtverbundene Quarklinien unterdrückt. Derartige Zerfälle wurden von S. Okubo, G. Zweig und I. Iizuka untersucht [26].

Kapitel 3

Spinbewegung in Kreisbeschleunigern

Die Bewegung des Spins von Elementarteilchen, die in einem Kreisbeschleuniger umlaufen, wird durch das auf die Teilchen einwirkende magnetische Feld bestimmt. Die elektrischen Felder haben im Vergleich zu den Magnetfeldern einen vernachlässigbar kleinen Einfluß auf den Spin. Die Spin-Spin-Wechselwirkung zwischen einzelnen Teilchen ist bei den erreichbaren Strahldichten ebenfalls vernachlässigbar. Zudem spielt bei Protonen die Rückkoppelung der Bahnbewegung auf den Spin durch Synchrotronstrahlung (Sokolov-Ternov Effekt) [31] keine Rolle. Deshalb ist bei der Spindynamik von Protonen in Kreisbeschleunigern lediglich die Wechselwirkung zwischen dem sich periodisch ändernden magnetischen Feld und dem magnetischen Moment des Protons zu berücksichtigen, die sich in einem resultierenden Dehmoment auf den Spin des Protons äußert.

3.1 Grundlagen der linearen Strahloptik

Die Teilchenbewegung in einem stark fokussierenden Synchrotron ist von E.B. Courant und H.S. Snyder hergeleitet worden [32]. Im folgenden werden die für das Verständnis der Spinbewegung notwendigen Grundlagen diskutiert.

Die Bewegung eines geladenen Teilchens in einem Magnetfeld B ist durch die Lorentzkraft bestimmt. Für ein relativistisches Teilchen der Geschwindigkeit v , der Masse m und der Ladung e gilt:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e}{\gamma m} \vec{v} \times \vec{B}, \quad (3.1)$$

$\gamma = \frac{E}{m}$ ist der Lorentz-Faktor, der von der Energie E des Teilchens abhängt. In der Umgebung der Sollbahn kann das Magnetfeld nach Multipolen entwickelt werden. Für den vertikalen Feldanteil B_y ergibt sich:

$$B_y(x) = B_{y,0} + \frac{\partial B_y}{\partial x} x + \dots, \quad (3.2)$$

x und y sind die transversalen Auslenkungen der Teilchenbahn von der Sollbahn im mitbewegten Koordinatensystem des Beschleunigers (s. Abb. 3.1). Dipolfelder $B_{y,0}$ verursachen eine Ablenkung der Teilchen, die proportional zu ihrer Feldstärke ist. Mit ρ wird der Krümmungsradius der Teilchenbahn im Dipolfeld bezeichnet: $\frac{1}{\rho} = \frac{e}{p} B_{y,0}$, p ist der Impuls des Teilchens.

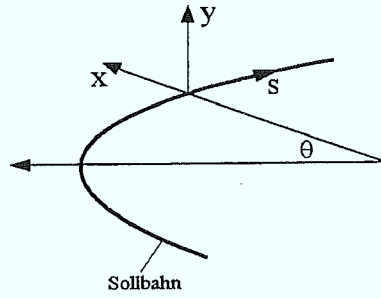


Abbildung 3.1: Koordinatensystem für die Beschreibung der Teilchenbewegung im Synchrotron. x, y und s sind die radialen, vertikalen und longitudinalen Auslenkungen der Teilchenbahn von der Sollbahn. Mit θ ist der Drehwinkel des Teilchens im Dipolfeld bezeichnet.

Um den Teilchenstrahl während der Beschleunigung auf der Sollbahn zu halten, muß das Dipolfeld des Beschleunigers synchron mit dem Impuls der Teilchen erhöht werden. Die ablenkenden Kräfte in Quadrupolfeldern nehmen linear mit der transversalen Auslenkung der Teilchen von der Sollbahn zu. Daher werden Quadrupolmagnete zur Strahlfokussierung eingesetzt. Die Fokussierungsstärke k ist gegeben durch $k = \frac{e}{p} \frac{\partial B_y}{\partial x}$. Die Fokussierung des Quadrupolmagneten ist somit abhängig vom Teilchenimpuls und dem sogenannten Gradienten $g = \frac{\partial B_y}{\partial x}$ des Quadrupolfeldes. Die Strahlführung und Fokussierung der Teilchen wird in Analogie zum Licht als Strahloptik bezeichnet. Man spricht von linearer Strahloptik, wenn nur Dipol- und Quadrupolfelder berücksichtigt werden. Alle höheren Multipolfelder sind verantwortlich für nichtlineare Effekte der Teilchenbewegung.

Bei kleiner Abweichung Δp des Teilchenimpulses p vom Sollimpuls p_0 ($\Delta p \ll p_0$) darf in linearer Näherung geschrieben werden:

$$\frac{1}{p} \simeq \frac{1}{p_0} \left(1 - \frac{\Delta p}{p_0} \right). \quad (3.3)$$

Damit erhält man folgende lineare Bahngleichungen für die beiden transversalen Ebenen [33]:

$$x''(s) + \left(\frac{1}{\rho^2(s)} - k(s) \right) x(s) = \frac{1}{\rho(s)} \frac{\Delta p}{p}, \quad y''(s) + k(s) y(s) = 0. \quad (3.4)$$

$k(s)$ und $\rho(s)$ sind periodische Funktionen, die sich in jedem Umlauf wiederholen. Diese beiden Gleichungen bilden die Grundlage für die Berechnung der linearen Strahloptik.

Die homogene Bahngleichung, mit $z \in \{x, y\}$, vom Typ:

$$z''(s) + K(s) z(s) = 0, \quad (3.5)$$

wird Hill'sche Differentialgleichung genannt. Sie hat folgenden allgemeinen Lösungsansatz:

$$z(s) = \sqrt{\epsilon_z \beta_z(s)} \cos(\psi_z(s) + \phi). \quad (3.6)$$

Sie beschreibt die transversale Betatronschwingung um die Sollbahn. $\beta_z(s)$ wird als Betatronamplitude bezeichnet und ist ebenfalls periodisch. $\psi_z(s)$ ist die Betatronphase und ϵ_z die sogenannte Emittanz des Strahls. Der Zusammenhang zwischen Phase und Amplitude der Betatronschwingung ist gegeben durch:

$$\psi_z(s) = \int_0^s \frac{d\tilde{s}}{\beta_z(\tilde{s})} + \psi_0. \quad (3.7)$$

Die Ableitung der Bahnfunktion $z'(s) = \frac{dz}{ds}$ lautet:

$$z'(s) = -\frac{\sqrt{\epsilon_z}}{\sqrt{\beta_z(s)}} [\alpha_z(s) \cos(\psi_z(s) + \phi) + \sin(\psi_z(s) + \phi)], \quad (3.8)$$

mit $\alpha_z(s) := -\frac{\beta'_z(s)}{2}$. Führt man die Definition $\gamma_z(s) := \frac{1+\alpha_z^2(s)}{\beta_z(s)}$ ein, so erhält man die Gleichung für die Bahnbewegung in der z - z' -Ebene [33]:

$$\gamma_z(s) z(s)^2 + 2\alpha_z(s) z(s) z'(s) + \beta_z(s) z'(s)^2 = \epsilon_z. \quad (3.9)$$

Die z - z' -Ebene wird auch als transversaler Phasenraum bezeichnet. Die Gleichung für die Bahnbewegung beschreibt eine Ellipse im transversalen Phasenraum mit der Fläche $\epsilon_z \pi$ (s. Abb. 3.2).

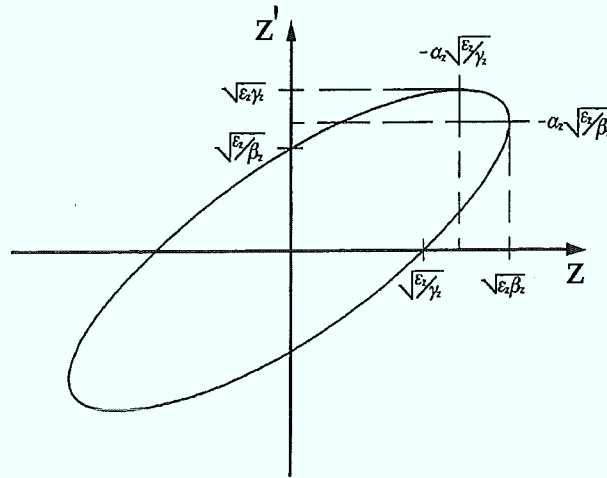


Abbildung 3.2: Phasenraumellipse in der z - z' -Ebene.

Die Fläche dieser Ellipse ist somit proportional zur Emittanz des Strahls und bei konstantem Teilchenimpuls eine Invariante der Teilchenbewegung (Liouville'scher Satz). Bei der Beschleunigung der Teilchen nimmt die Emittanz des Strahls umgekehrt proportional zum Teilchenimpuls ab (adiabatische Dämpfung). Zum Vergleich der Emittanz bei verschiedenen Impulsen wurde die normierte Emittanz ϵ_z^n eingeführt:

$$\epsilon_z^n = \epsilon_z \beta \gamma, \quad (3.10)$$

mit $\beta \gamma = \frac{p}{m}$, die während der Beschleunigung erhalten ist.

Die Form und Lage der Ellipse ändert sich entlang der Teilchenbahn mit der Betatronamplitude. Der Phasenvorschub der Betatronbewegung in einem Umlauf ist definiert als: $\Delta\psi_z = \psi_z(s + L) - \psi_z(s)$, mit dem Umfang L des Beschleunigers. Durch die Integration des Phasenvorschubs über einen Umlauf der Teilchen im Ring,

$$\nu_z = \frac{\Delta\psi_z}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{ds}{\beta_z(s)}, \quad (3.11)$$

erhält man den Arbeitspunkt ν_z des Beschleunigers, der die Anzahl der Betatronschwingungen pro Umlauf der Teilchen angibt. In einem Kreisbeschleuniger können Arbeitspunkte, die gleich einem Bruchteil einer ganzen Zahl sind, sogenannte Betatronresonanzen, zu Strahlverlust führen:

$$p \nu_x + q \nu_y = r, \quad (3.12)$$

p , q und r sind ganze Zahlen; $|p| + |q|$ wird als Ordnung der Resonanz bezeichnet.

Durch Abweichung des Teilchenimpulses vom Sollimpuls erfahren die Teilchen eine veränderte Fokussierungsstärke, die sich in einer Verschiebung des Arbeitspunktes äußert. Dies wird durch die natürliche Chromatizität ξ_z des Beschleunigers beschrieben:

$$\xi_z = \frac{\Delta \nu_z}{\Delta p/p} = -\frac{1}{4\pi} \oint k(s) \beta_z(s) ds. \quad (3.13)$$

Eine Impulsabweichung verursacht zudem eine Abweichung der Teilchenbahn. Aus der Bewegungsgleichung 3.4 geht hervor, daß die Impulsabweichung nur in Dipolmagneten beachtet werden muß, da dort $\frac{1}{\rho} \neq 0$ ist. In einem Dipolmagneten mit homogenem Magnetfeld ergibt sich folgende Bewegungsgleichung:

$$x'' + \frac{1}{\rho^2} x = \frac{1}{\rho} \frac{\Delta p}{p}. \quad (3.14)$$

Alle Teilchen mit einer Impulsabweichung bewegen sich auf sogenannten Dispersionsbahnen: $x_D = D_x(s) \frac{\Delta p}{p}$. $D_x(s)$ ist eine periodische Funktion und wird als horizontale Dispersion¹ bezeichnet:

$$D_x(s) = \frac{\sqrt{\beta_x(s)}}{2 \sin(\pi \nu_x)} \oint \frac{\sqrt{\beta_x(\tilde{s})}}{\rho(\tilde{s})} \cos(\psi_x(\tilde{s}) - \psi_x(s) - \pi \nu_x) d\tilde{s}. \quad (3.15)$$

Damit ergibt sich folgende modifizierte Teilchenbahn $x_p(s)$ für ein Teilchen mit einer relativen Impulsabweichung von $\Delta p/p$:

$$x_p(s) = x(s) + D_x(s) \frac{\Delta p}{p}. \quad (3.16)$$

In einem realen Beschleuniger treten darüber hinaus Abweichungen der Teilchenbahn von der Sollbahn durch Feld- und Positionierungsfehler der Magnete auf. Die Teilchen bewegen sich weiterhin um eine geschlossene Teilchenbahn (*closed orbit*) $z_{co}(s)$, auch Strahlablage genannt. Die resultierende Teilchenbahn $z_g(s)$ für ein einzelnes Teilchen ist gegeben durch:

$$z_g(s) = z_{co}(s) + z_p(s). \quad (3.17)$$

Die Länge der Teilchenbahn hängt vom Impuls der einzelnen Teilchen ab. Das Verhältnis der relativen Bahnänderung $\Delta L/L$ zur relativen Impulsänderung $\Delta p/p$ wird durch den sogenannten *momentum compaction factor* α bestimmt:

$$\alpha = \frac{\Delta L/L}{\Delta p/p} = \frac{1}{L} \oint \frac{D_x(s)}{\rho(s)} ds. \quad (3.18)$$

Die Umlaufzeit eines Teilchens im Beschleuniger ändert sich durch eine Änderung der Weglänge ΔL und der Fluggeschwindigkeit Δv :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta L}{L} - \frac{\Delta v}{v}. \quad (3.19)$$

Bei relativistischen Teilchen gilt:

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{1}{\gamma^2} \frac{\Delta p}{p}. \quad (3.20)$$

¹In einem planaren Ring ist die vertikale Dispersion im allgemeinen vernachlässigbar klein.

Damit erhält man für ein relativistisches Teilchen folgende relative Änderung der Flugzeit in Abhängigkeit von der relativen Impulsabweichung:

$$\frac{\Delta T}{T} = \left(\alpha - \frac{1}{\gamma^2} \right) \frac{\Delta p}{p}. \quad (3.21)$$

Bei der Beschleunigung muß dafür gesorgt werden, daß synchrone Teilchen eine feste Phase bezüglich der beschleunigenden Hochfrequenz einhalten. Die zu erfüllende Synchronitätsbedingung ist durch die Beschleunigungsfrequenz f_t , den Umfang des Beschleunigers und der Geschwindigkeit der Teilchen festgelegt und lautet: $f_t = v/L$. Teilchen mit einer Impulsabweichung führen um die Sollphase Synchrotronschwingungen in longitudinaler Richtung aus. Die Impulsabweichung und Phase dieser Schwingung bilden den sogenannten longitudinalen Phasenraum. Die Phase muß so gewählt sein, daß Teilchen mit einer längeren Umlaufzeit einer höheren Spannung ausgesetzt werden als Teilchen mit geringerer Umlaufzeit. Man spricht dann von einer Phasenfokussierung. Es existiert eine kritische Energie, auch Übergangsenergie (*transition energy*) $E_{tr} = \gamma_{tr} m$ genannt, für die gilt:

$$\gamma_{tr} = \frac{1}{\sqrt{\alpha}}. \quad (3.22)$$

Im Bereich der Übergangsenergie verschwindet die Phasenfokussierung. Dies führt zu einer Vergrößerung der Impulsabweichung der Teilchen. Wird dabei die Impulsakzeptanz des Beschleunigers erreicht, so tritt Strahlverlust auf. Daher muß das Kreuzen der Übergangsenergie bei der Beschleunigung vermieden werden.

3.2 Thomas-BMT Gleichung

Die Wechselwirkung des magnetischen Moments $\vec{\mu}$ eines Teilchens in einem äußeren Magnetfeld $\vec{B}$ bewirkt ein Drehmoment und somit eine zeitliche Änderung des Teilchenspins:

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{\mu} \times \vec{B}. \quad (3.23)$$

Das magnetische Moment ist ein axialer Vektor, der proportional zum Teilchenspin $\vec{S}$ ist. Der Proportionalitätsfaktor wird bestimmt durch die Masse, die Ladung und den Landé-Faktor g des Teilchens:

$$\vec{\mu} = g \frac{e}{2m} \vec{S}. \quad (3.24)$$

Aus der Dirac-Gleichung der Quantenelektrodynamik, die für punktförmige Teilchen mit halbzahligem Spin gilt, ergibt sich für g exakt zwei. Bei Elementarteilchen treten aufgrund der endlichen Ladungsverteilung zusätzliche magnetische Momente auf, die durch die gyromagnetische Anomalie G beschrieben werden:

$$g = 2(1 + G). \quad (3.25)$$

Für das Elektron mit nahezu punktförmiger Ladungsverteilung ist G sehr klein ($G = 0.001159$). Das Proton hingegen hat eine gyromagnetische Anomalie von $G = 1.792846$.

Für die Bewegung des Spins eines Elementarteilchens in einem magnetischen Feld gilt [34]:

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = g \frac{e}{2m} \vec{S} \times \vec{B}. \quad (3.26)$$

Die Gleichung gilt für das Schwerpunktsystem des Teilchens. Diese Darstellung ist für Berechnungen zunächst ungeeignet, da die Magnetfeldstruktur des Beschleunigers im Laborsystem bekannt ist. Die Transformation des Magnetfeldes in das Laborsystem führt zur sogenannten Thomas-BMT Gleichung, die nach L.H. Thomas, V. Bargmann, L. Michel und V.L. Telegdi benannt ist [34, 35]:

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{S} \times \vec{\Omega}, \quad \text{mit} \quad \vec{\Omega} = \frac{e}{\gamma m} [(1 + \gamma G)\vec{B}_\perp + (1 + G)\vec{B}_\parallel]. \quad (3.27)$$

$\vec{B}_\perp$ und $\vec{B}_\parallel$ sind die Anteile des Magnetfeldes transversal und longitudinal zur Bewegungsrichtung der Teilchen. Die Gleichungen für Spin- und Teilchenbewegung (s.Gl. 3.1) haben formale Ähnlichkeit. Bei konstantem transversalem Magnetfeld nimmt der Ablenkwinkel der Teilchen mit dem Impuls ab, wohingegen die Drehung des Spins durch den Faktor $1 + \gamma G$ in der Thomas-BMT Gleichung für relativistische Teilchen nahezu energieunabhängig ist. Damit steigt die Spinfrequenz im transversalen Feld während der Beschleunigung mit der Energie der Teilchen an. Die Anzahl der Drehungen des Spins im Laborsystem der Teilchen ist gegeben durch: $\nu_{sp} = 1 + \gamma G$. Der Drehwinkel des Spins in longitudinalen Feldern verhält sich wie der Ablenkwinkel der Teilchen im transversalen Feld umgekehrt proportional zum Teilchenimpuls. Diese Eigenschaft ist bei Spinrotatoren mit longitudinalem Feld zu beachten. Befinden sich horizontale Felder im Ring, so wird der Zusammenhang zwischen der Spinfrequenz und der Energie nichtlinear (s.Abschnitt 3.9.2).

3.3 Mitbewegtes Koordinatensystem

In einem Kreisbeschleuniger kann unterschieden werden zwischen Magnetfeldern, die den Geschwindigkeitsvektor entlang der Sollbahn drehen und damit die Bewegung der Teilchen auf der Sollbahn bestimmen (Dipolfelder), und Magnetfeldern, die auf der Sollbahn verschwinden und eine Oszillation der Teilchen um die Sollbahn bewirken (höhere Multipolfelder). Demnach kann auch der Drehvektor $\vec{\Omega}$ zerlegt werden in Sollbahnanteile (I) und Anteile die auf der Sollbahn verschwinden (II):

$$\vec{\Omega} = \vec{\Omega}^I + \vec{\Omega}^{II}, \quad \text{mit} \quad \vec{\Omega}|_{\text{Sollbahn}} = \vec{\Omega}^I. \quad (3.28)$$

In einem idealen Beschleuniger ohne Feld- und Positionierungsfehler der Magnete liegt die Teilchenbahn auf der Sollbahn. Die Bewegung des Spins wird durch die Dipolfelder bestimmt. In diesem Fall hat der Drehvektor $\vec{\Omega}$ lediglich einen vertikalen Anteil. Folglich präzidiert der Teilchenspin um die vertikale Achse. Die vertikale Polarisierung ist eine Erhaltungsgröße. Die Richtung, in der die Polarisierung eines Teilchenstrahls auf der Sollbahn erhalten ist, wird als invariante Spinachse² bezeichnet. Im mitbewegten Koordinatensystem der Teilchen (x, y, s) ist die Spinfrequenz um die Umlauffrequenz der Teilchen reduziert: $\nu_{sp} = \gamma G$. Da die Spinfrequenz von der Teilchenenergie abhängt, oszillieren die Spinvektoren des Teilchenensembles unterschiedlich schnell und sind nach wenigen Umläufen gleichförmig auf Kegeln um die invariante Spinachse verteilt.

In einem realen Beschleuniger müssen auch die auf der Sollbahn verschwindenden Felder berücksichtigt werden. E.D. Courant und R.D. Ruth haben durch Transformation der magnetischen Felder der Thomas-BMT Gleichung in das mitbewegte Koordinatensystem folgende Gleichung

²Auf die mathematische Definition der invarianten Spinachse wird in Abschnitt 3.6 eingegangen.

für die Spinbewegung gefunden [36]:

$$\begin{aligned}\frac{dS_x}{d\theta} &= \kappa S_s - r S_y, \\ \frac{dS_y}{d\theta} &= r S_x - t S_s, \\ \frac{dS_s}{d\theta} &= t S_y - \kappa S_x.\end{aligned}\tag{3.29}$$

κ , r und t sind Funktionen der transversalen Koordinaten:

$$\begin{aligned}\kappa &= -\gamma G + (1 + \gamma G)\rho x'', \\ r &= (1 + \gamma G)y' - \rho(1 + G)\left(\frac{y}{\rho}\right)', \\ t &= -(1 + \gamma G)\rho y''.\end{aligned}\tag{3.30}$$

$r = -\Omega_x^{II}$ und $t = \Omega_s^{II}$ beinhalten die auf der Sollbahn verschwindenden Felder; durch Mittelung erhält man: $-\kappa = \gamma G$.

Liegt die Teilchenbahn in der Nähe der Sollbahn, so lassen sich die auf der Sollbahn verschwindenden Anteile des Drehvektors $\vec{\Omega}$ durch eine komplexe, periodische Funktion

$$\xi = \xi_R + i\xi_I = t - ir\tag{3.31}$$

beschreiben. Die Gleichung für die Spinbewegung im mitbewegten Koordinatensystem kann damit in folgende Form gebracht werden:

$$\frac{d\vec{S}}{d\theta} = \vec{S} \times \vec{\Omega}, \quad \text{mit} \quad \vec{\Omega}(x, y, s) = \begin{pmatrix} \xi_R \\ -\gamma G \\ -\xi_I \end{pmatrix}.\tag{3.32}$$

Aus dieser Gleichung geht anschaulich hervor, daß entlang der Sollbahn der Spinvektor um die vertikale Achse gedreht wird, wohingegen die auf der Sollbahn verschwindenden Felder eine Auslenkung des Spins von der vertikalen Achse verursachen.

3.4 Spinorgleichung für polarisierten Strahl

Protonen sind Spin-1/2 Teilchen und werden daher zur Familie der Fermionen gerechnet. Fermionen zeichnen sich durch halbzahligen Spin aus. Für die Beschreibung des Teilchenspins von Spin-1/2 Teilchen werden zweikomponentige Spinoren benötigt:

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix}.\tag{3.33}$$

Die Spinordarstellung zur Beschreibung der Bewegung des klassischen Teilchenspins in Kreisbeschleunigern wurde von verschiedenen Autoren ausführlich beschrieben [37]. An dieser Stelle erfolgt eine kurze Zusammenfassung. In Spinorschreibweise lautet der Spinvektor $\vec{S}$:

$$\vec{S} = \Psi^\dagger \vec{\sigma} \Psi.\tag{3.34}$$

In dieser Gleichung sind

$$\vec{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \sigma_s \end{pmatrix}$$

die Pauli-Matrizen:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_y = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \sigma_z = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}.$$

Sie bilden eine $SU(2)$ -Gruppe, die die quantenmechanischen Eigenschaften des Spins beschreibt. Zur Beschreibung der Spinbewegung im Magnetfeld wird der Hamilton-Formalismus eingeführt. Der Hamiltonoperator H muß die Schrödinger-Gleichung

$$\frac{d\Psi}{d\theta} = -\frac{i}{2} H \Psi \quad (3.35)$$

erfüllen. Aus Gleichung 3.32 folgt, daß der Hamiltonoperator folgende Form hat:

$$H = -\vec{\Omega} \cdot \vec{\sigma}. \quad (3.36)$$

Die Spinorgleichung für klassischen Teilchenspin im Schwerpunktsystem des Teilchens in einem kreisförmigen Beschleuniger hat somit folgende Gestalt:

$$\frac{d\Psi}{d\theta} = -\frac{i}{2} \begin{pmatrix} \gamma G & -\xi(\theta) \\ -\xi^*(\theta) & -\gamma G \end{pmatrix} \Psi. \quad (3.37)$$

Die nichtdiagonale Größe ξ koppelt die beiden Komponenten der Wellenfunktion und verursacht die Auslenkung des Spinvektors.

3.5 Depolarisierende Resonanzen

Aufgrund der periodischen Struktur der Magnetfelder in einem Kreisbeschleuniger kann ξ nach Fourier entwickelt werden:

$$\xi = \sum \epsilon_r e^{-i\nu_r \theta} \quad (3.38)$$

und eine resonante Auslenkung des Spinvektors bewirken. Dabei ist ν_r die Resonanzfrequenz, mit der Fourier Amplitude:

$$\epsilon_r = \frac{1}{2\pi} \oint \xi e^{i\nu_r \theta} d\theta. \quad (3.39)$$

ϵ_r wird als Resonanzstärke der r -ten Resonanz bezeichnet ($\epsilon_r = \epsilon_R + i \epsilon_I$).

Ausgehend von der Thomas-BMT Gleichung ergibt sich folgende Fourier-Amplitude:

$$\epsilon_r = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{1}{B\rho} [(1 + \gamma G) B_{\perp}^{II} + (1 + G) B_{\parallel}^{II}] e^{i\nu_r \theta} d\theta. \quad (3.40)$$

$B_{\perp}^{II}$ sind die radialen Störfelder (Quadrupol- und höhere Multipolfelder) und $B_{\parallel}^{II}$ die longitudinalen Störfelder (Solenoidfelder).

Ist die Präzessionsfrequenz γG des Spins gleich einer Frequenz ν_r , mit der die auf der Sollbahn verschwindenden Felder auf die Teilchen einwirken, also einer Harmonischen der Teilchenbewegung, so ist die Resonanzstärke ungleich null. Bei der Auswertung des Integrals leitet sich folgende Resonanzbedingung ab:

$$\nu_r = k' \pm kP \pm m\nu_x \pm n\nu_y \pm l\nu_s, \quad (3.41)$$

ν_x, ν_y ist der horizontale bzw. vertikale Arbeitspunkt des Beschleunigers, ν_s die Frequenz der Synchrotronoszillation und k', k, n, m, l ganze Zahlen. Die Superperiodizität P gibt die Anzahl der magnetisch identischen Strukturen des Beschleunigers an.

In einem stark fokussierenden Synchrotron treten zwei Arten stark depolarisierender Resonanzen auf:

Imperfektionsresonanzen werden durch Feldfehler und Positionierungsfehler der Magnete im Ring hervorgerufen. Diese Magnetfehler bewirken eine resonante Auslenkung des Teilchenspins, wenn die Anzahl der Drehungen des Spinvektors pro Umlauf ganzzahlig ist:

$$\gamma G = k'. \quad (3.42)$$

Die Resonanzstärke ist proportional zur vertikalen Strahlablage, wenn die invariante Spinachse in die vertikale Richtung zeigt. Weicht die invariante Spinachse von der vertikalen Richtung ab, so wird die Resonanz auch von der horizontalen Teilchenbahn beeinflusst.

Intrinsische Resonanzen werden von der vertikalen Betatronoszillation der Teilchen angeregt. Die horizontalen Felder der vertikalen Fokussierung bewirken eine Winkeldrehung des Teilchenspins um eine horizontale Achse. Die Resonanzbedingung ergibt sich aus der Überlagerung der Bewegung der Teilchen im vertikalen Phasenraum mit der Drehbewegung des Spins beim Umlauf der Teilchen in Beschleuniger:

$$\gamma G = kP \pm \nu_y. \quad (3.43)$$

Die Resonanzstärke hängt von der Lage der Teilchen im vertikalen Phasenraum ab und verhält sich proportional zur Fokussierungsstärke des Beschleunigers und zur Wurzel der Emittanz der Teilchen.

Außerdem unterscheidet man zwischen mehreren schwach depolarisierenden Resonanzen:

Störung der Superperiodizität durch Gradientenfehler der Magnete sowie unterschiedliche effektive Längen oder longitudinale Positionierungsfehler der Quadrupolmagnete und Quadrupolanteile von Dipolmagneten regen sogenannte Gradientenfehler-Resonanzen an:

$$\gamma G = k \pm \nu_y. \quad (3.44)$$

Die Resonanzstärke hängt von der Größe der Störung ab.

Horizontale intrinsische Resonanzen hängen von der Bewegung der Teilchen im horizontalen Phasenraum ab:

$$\gamma G = k \pm \nu_x. \quad (3.45)$$

Sie werden wirksam bei Koppelung der transversalen Phasenräume, etwa durch gedrehte Quadrupolmagnete bzw. wenn die invariante Spinachse in die horizontale Richtung zeigt.

Resonanzen höherer Ordnung werden durch Multipolfelder hervorgerufen:

$$\gamma G = k \pm m\nu_x \pm n\nu_y. \quad (3.46)$$

Sextupolfeldern sind beispielsweise verantwortlich für nichtlineare Resonanzen zweiter Ordnung: $|m| + |n| = 2$. Sie werden im allgemeinen nur wirksam bei der Speicherung des Strahls in der Nähe der Resonanzenergie.

Synchrotronresonanzen werden durch die Synchrotronoszillation der Teilchen hervorgerufen. Sie gruppieren sich symmetrisch um die bisher erwähnten Resonanzen (ν_r):

$$\gamma G = \nu_r \pm l\nu_s. \quad (3.47)$$

Deshalb bezeichnet man sie auch als Synchrotronseitenbänder. Ihre Resonanzstärke hängt von der Impulsabweichung und der Synchrotronfrequenz ab.

Die Resonanzstärken nehmen mit der Strahlenergie zu, da die Magnetfelder und somit auch die Störfelder im Synchrotron proportional zum Teilchenimpuls erhöht werden und mit der Ordnung der Resonanz ab.

3.6 Invariante Spinachse und invariantes Spinfeld

Die Transformation des Spins durch ein Element kann durch die Spin-Transfermatrix T beschrieben werden:

$$\Psi(\theta_2) = T(\theta_2, \theta_1) \Psi(\theta_1). \quad (3.48)$$

Unter Verwendung der Pauli-Matrizen gilt:

$$T = IT_0 + i\sigma_x T_x + i\sigma_y T_y + i\sigma_z T_z, \quad I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.49)$$

Für den Transfer durch mehrere Elemente werden die Transfermatrixen einzelner Elemente multipliziert.

Für den Spinvektor ergibt sich folgende Matrixtransformation:

$$\vec{S}_f = \begin{pmatrix} T_0^2 + T_x^2 - T_y^2 - T_z^2 & 2(T_x T_y + T_0 T_z) & 2(T_x T_z - T_0 T_y) \\ 2(T_x T_y - T_0 T_z) & T_0^2 + T_y^2 - T_x^2 - T_z^2 & 2(T_y T_z + T_0 T_x) \\ 2(T_x T_z + T_0 T_y) & 2(T_y T_z - T_0 T_x) & T_0^2 + T_z^2 - T_x^2 - T_y^2 \end{pmatrix} \vec{S}_i. \quad (3.50)$$

In einem Kreisbeschleuniger wirken die Magnetfelder periodisch. Mit $T_{t=1}$ wird die Spin-Transfermatrix für einen Umlauf (*one turn map*) auf der geschlossenen Teilchenbahn bezeichnet: $T_{t=1} = T(\theta_i + 2\pi, \theta_i)$. Bezüglich dieser Matrix ist an jedem Ort im Ring ein Eigenvektor $\vec{n}_0$ zum Eigenwert eins definiert. Der Eigenvektor wird als invariante Spinachse bezeichnet. Aus der Eigenwertgleichung ergibt sich für $\vec{n}_0$:

$$\vec{n}_0 = \begin{pmatrix} \pm \frac{T_{x,t=1}}{\sqrt{1-T_{t=1}^2}} \\ \pm \frac{T_{y,t=1}}{\sqrt{1-T_{t=1}^2}} \\ \pm \frac{T_{z,t=1}}{\sqrt{1-T_{t=1}^2}} \end{pmatrix}. \quad (3.51)$$

Die invariante Spinachse ist von Umlauf zu Umlauf der Teilchen im Beschleuniger konstant. Die umlaufenden Teilchen befinden sich nach einem Umlauf jedoch an einer anderen Position im Phasenraum. Wird mit $\vec{z}$ die Position eines Teilchens im Phasenraum³ bezeichnet, dann kann ein invariantes Spinfeld $\vec{n}(\vec{z})$ definiert werden [38]. $T_{t=1}(\vec{z})$ sei die Spin-Transfermatrix für einen Umlauf, wenn sich das Teilchen am Anfang des Umlaufs im Phasenraumpunkt $\vec{z}$ befindet. Wird der Phasenraumpunkt $\vec{z}_i$ nach einem Umlauf auf $\vec{z}_f$ abgebildet, dann soll für alle Phasenraumpunkte gelten [39]:

$$\vec{n}(\vec{z}_f) = T_{t=1}(\vec{z}_i) \vec{n}(\vec{z}_i). \quad (3.52)$$

Daher zeigt das invariante Spinfeld bei Kreuzen von intrinsischen Resonanzen im allgemeinen nicht in Richtung der invarianten Spinachse.

³Gemeint ist die Position im transversalen und longitudinalen Phasenraum.

3.7 Spinbewegung in Nähe einer isolierten Resonanz

Für eine isolierte Resonanz $\epsilon_r e^{-i\nu_r \theta}$ folgt aus der Spinorgleichung:

$$\frac{d\Psi}{d\theta} = -\frac{i}{2} \begin{pmatrix} \gamma G & -\epsilon_r e^{-i\nu_r \theta} \\ -\epsilon_r^* e^{i\nu_r \theta} & -\gamma G \end{pmatrix} \Psi. \quad (3.53)$$

Um eine Spinorgleichung mit konstanten Koeffizienten zu erhalten, wird eine Transformation in das Koordinatensystem, das mit der Frequenz ν_r rotiert: $\Psi = e^{\frac{i}{2}\nu_r \theta \sigma_s} \Phi$, durchgeführt. Daraus ergibt sich folgende Gleichung:

$$\frac{d\Phi}{d\theta} = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \delta & \epsilon_r \\ \epsilon_r^* & -\delta \end{pmatrix} \Phi, \quad (3.54)$$

mit $\delta = \nu_r - \gamma G$. Diese Matrix kann nun als Linearkombination der Paulimatrizen geschrieben werden:

$$\frac{d\Phi}{d\theta} = (\epsilon_R \sigma_x - \epsilon_I \sigma_s + \delta \sigma_y) \Phi = \frac{i}{2} \lambda (\vec{n}_0 \cdot \vec{\sigma}) \Phi, \quad (3.55)$$

λ hängt von δ und ϵ_r ab: $\lambda = \sqrt{\epsilon_r^2 + \delta^2}$. Die formale Lösung dieser Gleichung lautet:

$$\Phi(\theta) = e^{\frac{i}{2} \lambda (\vec{n}_0 \cdot \vec{\sigma}) \theta} \Phi_0. \quad (3.56)$$

Sie beschreibt eine Präzessionsbewegung des Spins um die $\vec{n}_0$ -Achse (s. Abb. 3.3). Für die invariante Spinachse folgt:

$$\vec{n}_0 = \frac{\epsilon_R}{\lambda} \vec{x} + \frac{\delta}{\lambda} \vec{y} - \frac{\epsilon_I}{\lambda} \vec{s}. \quad (3.57)$$

Im Abstand $\delta = \nu_r - \gamma G = \pm a |\epsilon_r|$ von der Resonanz gilt für $\vec{n}_0$:

$$\vec{n}_0 = \begin{pmatrix} \frac{\epsilon_R}{|\epsilon_r| \sqrt{a^2 + 1}} \\ \frac{a}{\sqrt{a^2 + 1}} \\ \frac{-\epsilon_I}{|\epsilon_r| \sqrt{a^2 + 1}} \end{pmatrix}. \quad (3.58)$$

Der Verlauf des vertikalen Anteils der invarianten Spinachse beim Überfahren einer Resonanz ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

In großer Entfernung von der Resonanz ($a \rightarrow \infty$) gilt: $n_x \rightarrow 0$, $n_y \rightarrow 1$ und $n_s \rightarrow 0$. Die invariante Spinachse zeigt in die vertikale Richtung. Nähert sich der Spinfrequenz der Resonanzfrequenz, so neigt sich die invariante Spinachse aus der Vertikalen. Ist der Abstand zur Resonanz kleiner als ϵ_r , so dreht sich die Spinachse sehr schnell und liegt auf der Resonanz in der horizontalen Ebene. Die Resonanzstärke ϵ_r hat also die Bedeutung einer Resonanzbreite. Nach dem Überfahren der Resonanz nähert sich die Spinachse schnell der vertikalen Achse und geht im größeren Abstand zur Resonanz in einen asymptotischen Verlauf über. Gleiches gilt bei einer Resonanzstärke ϵ_r an einem Ort im Phasenraum für die Änderung des dort befindlichen invarianten Spinfeldes.

Die Geschwindigkeit, mit der sich die invariante Spinachse auf der Resonanz um die horizontale Achse dreht, hängt von der Resonanzstärke ϵ_r und der Kreuzungsgeschwindigkeit α_r ab. Die Kreuzungsgeschwindigkeit wird bestimmt durch den Energiegewinn $\Delta\gamma$ pro Umlauf. Bei intrinsichen Resonanzen kann sie zusätzlich durch eine Änderung des vertikalen Arbeitspunktes $\Delta\nu_y$ beim Resonanzübergang beeinflusst werden:

$$\alpha_r = \frac{(\Delta\gamma \cdot G \pm \Delta\nu_y)}{2\pi}. \quad (3.59)$$

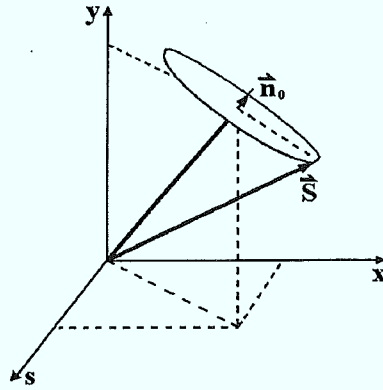


Abbildung 3.3: Bewegung des Spinvektors $\vec{S}$ um die invariante Spinachse $\vec{n}_0$ in der Nähe einer isolierten Resonanz.

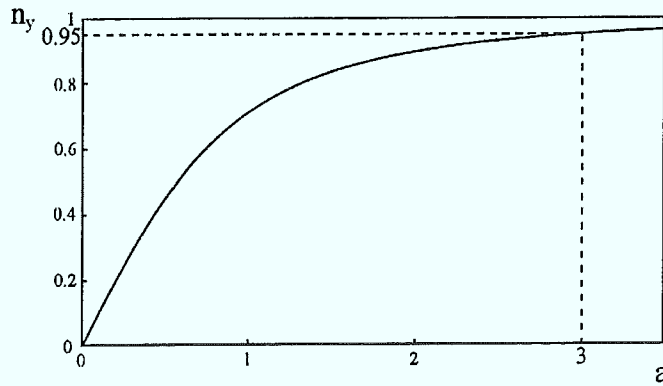


Abbildung 3.4: Verlauf des vertikalen Anteils der invarianten Spinachse in der Nähe einer isolierten Resonanz aufgetragen gegen den Abstand a zur Resonanz. Zeigt die Polarisation in Richtung der invarianten Spinachse, so ist die Polarisation im Abstand von $3|\epsilon_r|$ auf 95% abgesunken.

Den asymptotischen Verlauf der Polarisation nach Überfahren einer isolierten Resonanz mit konstanter Kreuzungsgeschwindigkeit beschreibt die Formel von M. Froissart und R. Stora [40]:

$$\frac{P_f}{P_i} = 2 \cdot e^{\frac{-\pi \epsilon_r^2}{2\alpha_r}} - 1. \quad (3.60)$$

P_f und P_i ist der Polarisationsgrad vor bzw. nach Kreuzen der Resonanz. Ausgehend von dieser Formel können die Resonanzübergänge klassifiziert werden:

- Ist die Resonanzstärke bezüglich der Kreuzungsgeschwindigkeit sehr klein:

$$\epsilon_r^2 \ll \alpha_r,$$

so kann der Spin der Bewegung der invarianten Spinachse nicht folgen. Die Beeinflussung des Spins ist gering und die Polarisation bleibt erhalten.

- Wenn die Resonanzstärke im Vergleich zur Kreuzungsgeschwindigkeit sehr groß ist:

$$\epsilon_r^2 \gg \alpha_r,$$

dann folgt der Spin der invarianten Spinachse adiabatisch (*adiabatical spin flip*). Die Polarisation des Strahls wird vollständig umgekehrt und bleibt erhalten.

- In allen anderen Fällen treten Polarisationsverluste auf. Der Grad der Depolarisation

hängt vom Verhältnis zwischen der Resonanzstärke und der Kreuzungsgeschwindigkeit ab.

3.8 Nichtlineares Resonanzkreuzen (Synchrotronseitenbänder)

Bei der Beschleunigung werden die Teilchen im longitudinalen Phasenraum fokussiert und oszillieren mit unterschiedlicher Impulsabweichung um die Sollphase. Die Impulsabweichung eines Teilchens $\frac{\Delta p}{p}$ ist gegeben durch:

$$\frac{\Delta p}{p} = \left(\frac{\Delta p}{p} \right)_s \cos(\nu_s \theta + \eta). \quad (3.61)$$

Dabei sind $\left(\frac{\Delta p}{p} \right)_s$ und ν_s die Amplitude und Frequenz der Synchrotronbewegung und η die Phase des betrachteten Teilchens. Die Spinfrequenz ν_{sp} des jeweiligen Teilchens wird durch die Synchrotronschwingung moduliert:

$$\nu_{sp} = \gamma G = \gamma_0 G \left(1 + \beta_0^2 \frac{\Delta p}{p} \right). \quad (3.62)$$

$\beta_0 = \frac{p_0}{E_0}$ und $\gamma_0 = \frac{E_0}{m}$ werden als kinematische Parameter des Sollteilchens bezeichnet; E_0 ist die Energie des Sollteilchens.

Damit hängt der Abstand der Spinfrequenz des Teilchens $\delta = \gamma G - \nu_r$ zur Resonanzfrequenz ν_r von der Synchrotronbewegung ab. Für Imperfektionsresonanzen gilt somit:

$$\delta = \gamma_0 G \left[1 + \beta_0^2 \left(\frac{\Delta p}{p} \right)_s \cos(\nu_s \theta + \eta) \right] - k'. \quad (3.63)$$

Zusätzlich wird im Falle einer von Null verschiedenen vertikalen Chromatizität ξ_y der vertikale Arbeitspunkt und somit auch die Resonanzfrequenz von intrinsischen Resonanzen durch die Synchrotronbewegung beeinflusst:

$$\nu_r = kP \pm \nu_y = kP \pm \left(\nu_{y,0} \pm \xi_y \frac{\Delta p}{p} \right). \quad (3.64)$$

$\nu_{y,0}$ ist die vertikale Betatronfrequenz des synchronen Teilchens.

Damit folgt für den Abstand der Spinfrequenz zur Resonanzfrequenz von intrinsischen Resonanzen:

$$\delta = \gamma_0 G - (kP \pm \nu_{y,0}) + \left(\frac{\Delta p}{p} \right)_s \cos(\nu_s \theta + \eta) [\beta_0^2 (\gamma_0 G) \mp \xi_y]. \quad (3.65)$$

Infolge der Synchrotronbewegung wird die Resonanz mehrfach gekreuzt. Die auftretenden Interferenzen wirken sich auf den asymptotischen Verlauf der Spinbewegung aus. Experimentell wurden diese Effekte zuerst am SATURNE [1] und später am KEK [41] beobachtet.

K. Yokoya konnte diese Beobachtungen störungstheoretisch beschreiben [42]. Diese Störungsrechnung ist jedoch, infolge ihrer schlechten Konvergenz, nur als Abschätzung zu gebrauchen und erfordert aufwendige Berechnungen von Fourierintegralen.

Später wurde der Einfluß der Synchrotronbewegung beim Resonanzübergang ausgehend von der Spinorschreibweise mittels kinematischer Effekte hergeleitet [43]. Ausgegangen wird dabei von der Spinorgleichung in der Nähe einer isolierten Resonanz (s.Gl. 3.53). Durch Transformation der Spinor-Wellenfunktion in das mit dem Spin mitrotierende Bezugssystem:

$$\Psi = e^{-\frac{i}{2} \int_0^\theta \gamma G d\theta} \sigma_s \Psi', \quad (3.66)$$

erhält man durch Einsetzen in die Spinorgleichung:

$$\frac{d\Psi'}{d\theta} = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} 0 & \epsilon_r e^{-i(\nu_r \theta - \int \gamma G d\theta)} \\ \epsilon_r^* e^{i(\nu_r \theta - \int \gamma G d\theta)} & 0 \end{pmatrix} \Psi'. \quad (3.67)$$

Für die Integration über die Spinfrequenz kann nach Gleichung 3.62 geschrieben werden:

$$\int_0^\theta \gamma G d\theta = \gamma_0 G \theta + \frac{\beta_0^2 \gamma_0 G}{\nu_s} \left(\frac{\Delta p}{p} \right)_s \sin(\nu_s \theta + \eta). \quad (3.68)$$

Die durch die Synchrotronschwingung verursachte Modulationsamplitude g verhält sich umgekehrt proportional zur Frequenz der Synchrotronschwingung und wächst mit der Spinfrequenz $\gamma_0 G$:

$$g = \frac{\beta_0^2 \gamma_0 G}{\nu_s} \left(\frac{\Delta p}{p} \right)_s. \quad (3.69)$$

Die Exponentialfunktion in der Spinorgleichung kann nach Besselfunktionen J_m entwickelt werden:

$$\epsilon_r e^{-i(\nu_r \theta - \int \gamma G d\theta)} = \sum_{-\infty}^{\infty} \epsilon_r J_m(g) e^{-i(\nu_r - \gamma_0 G - l\nu_s)\theta}. \quad (3.70)$$

Aus dieser Gleichung geht hervor, daß die Wirkung der Synchrotronoszillation beim Resonanzübergang als benachbarte Resonanzen (Seitenbänder) interpretiert werden kann. Fällt eines der Seitenbänder auf eine depolarisierende Resonanz, so wird die Spinbewegung gestört. Die Resonanzstärke der einzelnen Synchrotronseitenbänder ist proportional zur Resonanzstärke der ursprünglichen depolarisierenden Resonanz. Als Diagonalelement der Spinorgleichung bei der Spinfrequenz von $\gamma G = \nu_r + l\nu_s$ ergibt sich:

$$\epsilon_r J_m(g) e^{-i(\nu_r - \gamma_0 G - l\nu_s)\theta}. \quad (3.71)$$

Für $\epsilon_r J_m(g) < \nu_s$ ist die Resonanzstärke der Synchrotronseitenbänder gegeben durch $\epsilon_r J_m(g)$. Damit erhält man die in Tabelle 3.8 angegebenen Resonanzstärken für die einzelnen Seitenbänder. Bei kleiner Synchrotronfrequenz ν_s wird die Resonanzstärke groß, weil die Reso-

γG	Resonanzstärke
ν_r	ϵ_r
$\nu_r \pm \nu_s$	$\frac{1}{2} g \epsilon_r$
$\nu_r \pm 2\nu_s$	$\frac{1}{8} g^2 \epsilon_r$
$\nu_r \pm 3\nu_s$	$\frac{1}{48} g^3 \epsilon_r$
...	

Tabelle 3.1: Resonanzstärke der einzelnen Synchrotronseitenbänder.

nanzbedingung für längere Zeit erfüllt ist. Die Seitenbänder rücken näher an die ursprüngliche Resonanz heran. Bei einer Synchrotronfrequenz in der Größenordnung von 10^{-3} überlappen die Synchrotronseitenbänder die Resonanz.

Für ein Teilchenensemble hängt die Depolarisation von der Impulsabweichung, der Synchrotronfrequenz und der Synchrotronphase der einzelnen Teilchen ab. Bei den Berechnungen wird die mittlere Impulsabweichung und Synchrotronfrequenz des Strahls bei der entsprechenden Resonanzenergie verwendet und über die Synchrotronphasen der Teilchen gemittelt.

3.9 Polarisationserhaltung beim Resonanzübergang

In diesem Abschnitt soll ein Überblick über die Methoden gegeben werden, die bisher an anderen Beschleunigern erfolgreich zur Polarisationserhaltung angewendet worden sind.

3.9.1 Herkömmliche Methoden zur Polarisationserhaltung

Um beim Kreuzen von depolarisierenden Resonanzen die Polarisation zu erhalten, kann durch Änderung der Resonanzstärke oder der Kreuzungsgeschwindigkeit der Resonanzübergang beeinflusst werden [1, 2, 3, 5].

Für Imperfektionsresonanzen bieten sich folgende Möglichkeiten an:

Man spricht von einer harmonischen Korrektur, wenn die entsprechende Harmonische k' der Störfelder, die die Imperfektionsresonanz $\gamma G = k'$ anregt, korrigiert wird. Zur Korrektur dieser Störfelder werden Korrekturdipole verwendet. Das auf die Teilchen periodisch einwirkende Feld der Korrekturdipole kann wie folgt geschrieben werden: $B_{k'} = a_{k'} \cos(k'\Theta) + b_{k'} \sin(k'\Theta)$. Θ ist die Position des Korrekturdipols im Ring, $a_{k'}$ und $b_{k'}$ sind die experimentell bestimmten Fourieramplituden der k' -ten Harmonischen. Für diese Art der Korrektur wurden am AGS alle 96 vorhandenen Korrekturdipole verwendet. Am KEK und SATURNE waren zwei Korrekturdipole notwendig. Sie hatten einen Abstand im Ring der gerade einem Spin-Phasenvorschub von $\frac{\pi}{2}$ entsprach, wodurch der Sinus- und Cosinus-Anteil orthogonal zueinander korrigiert werden konnten.

Im Gegensatz dazu kann die Resonanz auch durch Vergrößerung der vertikalen Strahlablage angeregt werden. Dadurch wird die Umkehrung der Polarisation begünstigt. Dies kann jedoch durch Synchrotronseitenbänder erschwert oder gar verhindert werden. Am SATURNE war eine Spinumkehr bis auf die erste Imperfektionsresonanz an allen anderen Resonanzen möglich.

Die Standardmethode bei intrinsischen Resonanzen ist die Vergrößerung der Kreuzungsgeschwindigkeit durch schnelle Änderung des vertikalen Arbeitspunktes mittels gepulster Quadrupolmagnete (Arbeitspunktsprung):

In Abbildung 3.5 ist der zeitliche Verlauf der Spinfrequenz und der Resonanzfrequenz beim Resonanzübergang dargestellt. Nähert sich die Spinfrequenz der Resonanzfrequenz, so kann durch

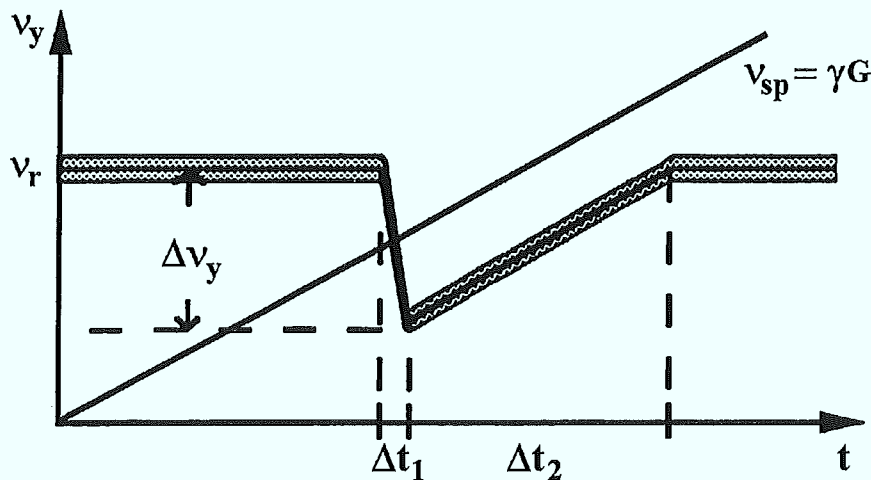


Abbildung 3.5: Zeitlicher Verlauf der Spin- und Resonanzfrequenz beim Arbeitspunktsprung. Δt_1 ist die Anstiegszeit des Sprungs, Δt_2 die Abfallzeit und $\Delta \nu_y$ die Sprungbreite.

schnelle Änderung des vertikalen Arbeitspunktes die Kreuzungsgeschwindigkeit erhöht und somit der Polarisationsverlust reduziert werden. Der Polarisationsverlust wird bestimmt durch die Sprungbreite $\Delta\nu_y = 2\delta$ und die Anstiegszeit Δt_1 des Sprungs. Die Abfallzeit des Sprungs Δt_2 muß so groß gewählt werden, daß sich der Abstand zur Resonanz nach dem Sprung nicht mehr verringert. Diese Methode wurde erfolgreich am AGS, ZGS und KEK angewendet.

Zur Berechnung der Depolarisation bei Erhöhung der Kreuzungsgeschwindigkeit in der Nachbarschaft einer intrinsischen Resonanz ist die Formel von Froissart und Stora nicht exakt anwendbar. E.D. Courant und R.D. Ruth haben ein Modell für einen Sprung der Sprungbreite 2δ in der Nähe einer isolierten Resonanz angegeben [36]. Dieses Modell basiert auf störungstheoretischen Überlegungen. Die erste Näherung⁴ für $\delta^2/2\alpha_r \ll 1$ lautet:

$$S_y = \frac{\delta^2 - \epsilon_r^2}{\delta^2 + \epsilon_r^2} - \frac{2\epsilon_r^2\delta^2}{3\alpha_r^2} \frac{\delta^2}{\delta^2 + \epsilon_r^2}. \quad (3.72)$$

Neben diesen herkömmlichen Methoden können auch sogenannte Schlangen zur Polarisationserhaltung eingesetzt werden.

3.9.2 Spinbewegung bei Anwesenheit einer Schlange im Ring

Schlangen sind Spinrotatoren, die den Spin der Teilchen pro Umlauf mit einem Winkel χ um eine horizontale Achse drehen. Durch die Drehachse werden die Schlangen klassifiziert. Bei Schlangen erster und zweiter Art⁵ liegt die Drehachse longitudinal bzw. radial zur Flugrichtung der Teilchen; die entsprechende Drehmatrix lautet:

$$M(\chi) = \begin{pmatrix} \cos \chi & \sin \chi & 0 \\ -\sin \chi & \cos \chi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.73)$$

Der Drehwinkel pro Umlauf um die vertikale Achse verursacht durch die Dipolmagneten im Kreisbeschleuniger beträgt $2\pi\gamma G$, die zugehörige Drehmatrix hat folgende Gestalt:

$$M(2\pi\gamma G) = \begin{pmatrix} \cos 2\pi\gamma G & 0 & \sin 2\pi\gamma G \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin 2\pi\gamma G & 0 & \cos 2\pi\gamma G \end{pmatrix}. \quad (3.74)$$

Die gesamte Drehung pro Umlauf hinter der Schlange wird somit beschrieben durch folgende Matrix:

$$M = M(\chi) \cdot M(2\pi\gamma G) = \begin{pmatrix} \cos \chi \cos 2\pi\gamma G & \sin \chi \cos 2\pi\gamma G & \cos \chi \sin 2\pi\gamma G \\ -\sin \chi \cos 2\pi\gamma G & \cos \chi \cos 2\pi\gamma G & -\sin \chi \sin 2\pi\gamma G \\ -\sin 2\pi\gamma G & 0 & \cos 2\pi\gamma G \end{pmatrix}. \quad (3.75)$$

Die invariante Spinachse $\vec{n}_0$ kann aus der Eigenwertgleichung dieser Matrix berechnet werden. Am Ort der Schlange ($\theta = 0$) gilt:

$$\vec{n}_0(\theta = 0) = \frac{1}{(1 - \cos^2 \pi\gamma G \cos^2 \chi/2)} \begin{pmatrix} \sin \pi\gamma G \sin \chi/2 \\ \sin \pi\gamma G \cos \chi/2 \\ \cos \pi\gamma G \sin \chi/2 \end{pmatrix}. \quad (3.76)$$

⁴Die vollständige Lösung ist in [44] hergeleitet.

⁵Schlangen dritter Art drehen den Spinvektor um die vertikale Achse.

Ausgehend vom Ort der Schlange erfährt der Spin bis zum geometrischen Ort θ eine Drehung des Spins um die vertikale Achse von $\theta\gamma G$. Daher ergibt sich für die invariante Spinachse an einem beliebigen Ort im Ring:

$$\vec{n}_0(\theta) = \frac{1}{(1 - \cos^2 \pi\gamma G \cos^2 \chi/2)} \begin{pmatrix} \sin(\pi - \theta)\gamma G \sin \chi/2 \\ \sin \pi\gamma G \cos \chi/2 \\ \cos(\pi - \theta)\gamma G \sin \chi/2 \end{pmatrix}. \quad (3.77)$$

Der horizontale und longitudinale Anteil der invarianten Spinachse ist abhängig vom Ort im Ring und der Energie, wohingegen der vertikale Anteil nur von der Energie abhängt. Bei ganzzahliger Spinfrequenz wechselt der vertikale Anteil sein Vorzeichen.

Wird der Spin durch die Schlange um weniger als 180° gedreht, so spricht man von einer partiellen Schlange. Der Verlauf des vertikalen Anteils der invarianten Spinachse beim Kreuzen einer

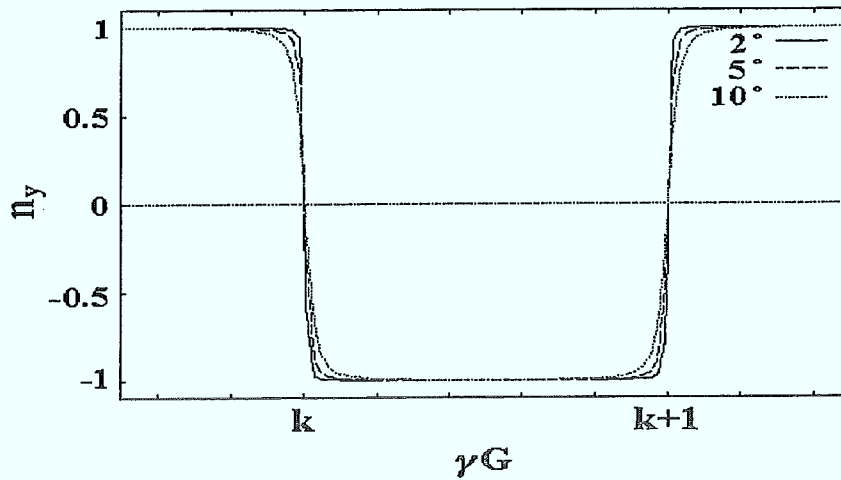


Abbildung 3.6: Verlauf des vertikalen Anteils der invarianten Spinachse als Funktion der Spinfrequenz γG bei verschiedenen Drehwinkeln der partiellen Schlange: $\chi = 2^\circ, 5^\circ$ bzw. 10° .

ganzzahligen Spinfrequenz mit verschiedenen Drehwinkeln χ geht aus Abbildung 3.6 hervor. Die Breite des Resonanzübergangs und damit auch die Stärke der Resonanz wächst mit der Größe der Drehwinkels. Die Gleichung für die Spinfrequenz kann aus der Spur der Drehmatrix berechnet werden:

$$\cos(\pi\nu_{sp}) = \cos\left(\frac{\chi}{2}\right) \cdot \cos(\pi\gamma G). \quad (3.78)$$

Die Spinfrequenz ν_{sp} weicht vom linearen Verhalten ab. In Abbildung 3.7 ist der Verlauf der Spinfrequenz bei Anwesenheit einer Schlange im Ring dargestellt.

In der Nähe ganzzahliger Resonanzen kommt es zu einem Sprung der Spinfrequenz der Größe $\frac{\chi}{2\pi}$. Imperfektionsresonanzen werden somit nicht gekreuzt [45, 46]. Eine Abschätzung für den benötigten Drehwinkel zum Erhalt der Polarisation wurde von T. Roser angegeben [47]. Die Drehung des Spinvektors durch die Schlange erhöht die Störfelder ξ und somit die Resonanzstärke. Eine lokale Drehung des Spins χ am Ort θ_0 im Beschleuniger kann durch eine Deltafunktion beschrieben werden: $\chi \cdot \delta(\theta - \theta_0 + n2\pi)$. Die Resonanzstärke ergibt sich aus der Amplitude der zugehörigen Fourierkomponente:

$$\epsilon_\chi = \epsilon_r + \frac{\chi}{2\pi} e^{ik\theta_0}. \quad (3.79)$$

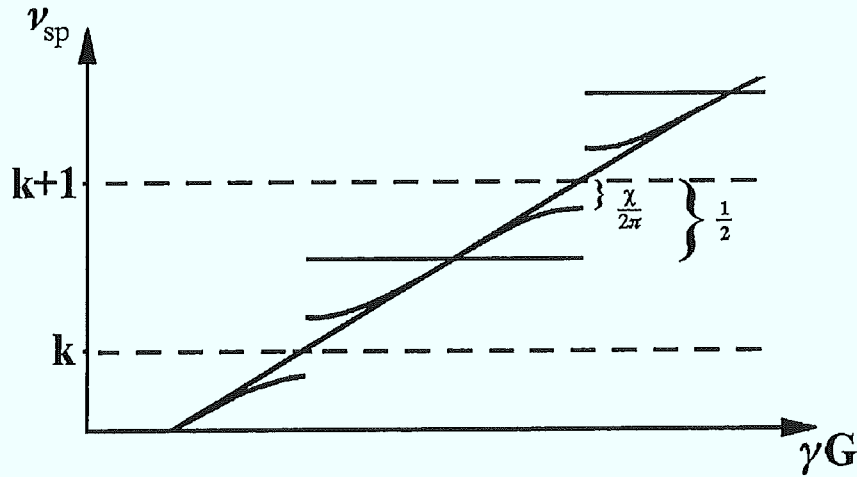


Abbildung 3.7: Spinfrequenz bei Anwesenheit einer Schlange im Ring. Der Sprung der Spinfrequenz an ganzzahligen Resonanzen beträgt $\frac{\chi}{2\pi}$. Bei $\chi = \pi$ ist die Spinfrequenz halbzahlig.

Ist die Abweichung vom linearen Verlauf nicht zu groß, so kann diese modifizierte Resonanzstärke in die Formel von Froissart und Stora eingesetzt werden:

$$\frac{P_f}{P_i} = 2e^{-\frac{\pi}{2\alpha_r}|\epsilon_r + \frac{\chi}{2\pi}e^{ik\theta_0}|^2} - 1. \quad (3.80)$$

Eine vollständige Umkehr des Spins tritt auf, wenn gilt:

$$\chi \gg 2\pi|\epsilon_r| + \sqrt{8\pi\alpha_r}. \quad (3.81)$$

Bei intrinsischen Resonanzen ist eine partielle Schlange nur dann hilfreich, wenn der vertikale Arbeitspunkt hinreichend nah an einer ganzen Zahl liegt. Dann befindet sich die intrinsische Resonanz im Bereich der Polarisationsumkehr.

Wird der Spin pro Umlauf um 180° in der Schlange gedreht, so spricht man von einer Sibirischen Schlange. Bei Verwendung einer einzigen Sibirische Schlange verschwindet der vertikale Anteil der invarianten Spinachse. Die invariante Spinachse liegt nun in der horizontalen Ebene. Die Richtung ist weiterhin abhängig vom Ort im Ring und der Energie. Auf der gegenüberliegenden Seite der Schlange existiert ein Symmetriepunkt bezüglich der Spinbewegung an dem die invariante Spinachse in Richtung der Drehachse der Schlange zeigt. Die Bewegung des Spins vom Symmetriepunkt bis zur Schlange wird durch die Bewegung des Spins in der zweiten Hälfte des Umlaufs hinter der Schlange rückgängig gemacht. Die Polarisation in der horizontalen Ebene liegt nach einem Umlauf wieder vor, wohingegen die Polarisation in der vertikalen Richtung erst nach zwei Umläufen reproduziert wird. Die Anzahl der Umdrehungen des Spins pro Umlauf ist somit halbzahlig und unabhängig von der Energie. Die Resonanzbedingung ist für Imperfektionsresonanzen zu keinem Zeitpunkt erfüllt [8, 48]. Auch intrinsische Resonanzen sind vernachlässigbar, da kein stark fokussierender Beschleuniger mit halbzahligem Arbeitspunkt betrieben werden kann. Die verbleibenden Resonanzen sind höherer Ordnung $|m| + |n| \geq 2$ und werden 'Snake'-Resonanzen genannt [49]. Um diese Resonanzen zu vermeiden sollte der fraktionale Arbeitspunkt des Beschleunigers nicht in der Nähe eines Bruchteils einer ganzen Zahl liegen.

Gegenüber den bisher erwähnten Korrekturmethode muß bei dieser Art der Korrektur nicht jede Resonanz einzeln korrigiert werden. Da die Anzahl der Resonanzen mit der Energie steigt, ist insbesondere bei Hochenergiebeschleunigern die Verwendung Sibirischer Schlangen erforderlich.

Kapitel 4

Beschleunigeranlage COSY

COSY ist ein Kühlersynchrotron und Speicherring, in dem Protonen in den Impulsbereich von 600 MeV/c bis maximal 3.4 GeV/c beschleunigt und mehrere Stunden gespeichert werden können [50, 51]. In Abbildung 4.2 ist die gesamte Beschleunigeranlage dargestellt. In diesem Kapitel werden die für die Beschleunigung polarisierter Protonen wichtigen Komponenten der Beschleunigeranlage vorgestellt.

4.1 Injektionssystem

Als Injektor von COSY dienen eine Quelle für polarisierte H^- -Ionen und zwei Quellen für unpolarisierte H^- -Ionen in Verbindung mit dem Isochron-Zyklotron JULIC.

Die Quelle für polarisierte H^- -Ionen vom CBS (*Colliding Beams Source*) Typ beruht auf dem Prinzip der Ionisation eines kernspinpolarisierten Wasserstoffatomstrahls durch die Ladungsaustauschreaktion [52]:



Die Quelle besteht aus drei Teilen, einem Atomstrahlteil, einem Cäsiumteil und einem Ladungsaustauschteil (s. Abb. 4.1).

In dem Atomstrahlteil [53] wird kernpolarisierter Wasserstoff in einem gepulsten Grundzustandsatomstrahl erzeugt. Dazu wird zunächst der molekulare Wasserstoff in einer Hochfrequenzentladung im Dissoziierer in atomaren Wasserstoff umgewandelt und in einer gekühlten Düse zu einem Atomstrahl geformt. Es existieren vier Zustände der Hyperfeinaufspaltung der Wasserstoffatome im Grundzustand. Das magnetische Moment des Kernspins ist etwa 660 mal schwächer als das des Hüllenspins, so daß das inhomogene Feld eines Sextupolmagneten im wesentlichen auf das magnetische Moment des Hüllenspins wirkt und den Strahl in zwei hüllenpolarisierte Teilstrahlen fokussiert (Stern-Gerlach Effekt). Ein Teilstrahl gelangt in die Hochfrequenz-Übergangseinheit, in der die Hüllenpolarisation durch induzierte Übergänge zwischen ausgewählten Zuständen der Hyperfeinaufspaltung auf den Kern übertragen wird.

Der im Cäsiumteil [54, 55] erzeugte Cäsiumstrahl wird zum Ladungsaustausch mit dem Atomstrahl benötigt. Die Ladungsaustauschreaktion des Wasserstoffs mit Cäsium ist aufgrund ihres großen Wirkungsquerschnitts besonders geeignet. Zunächst entstehen durch thermische Ionisation an einer Wolframoberfläche Cäsium-Ionen auf einem Potential von maximal 80 kV, die durch ein Quadrupolsystem in die Ladungsaustauschzone fokussiert werden. Die Neutralisation der Cäsium-Ionen erfolgt in der Cäsium-Dampfzelle des Neutralisierers. Die Cäsium-Dampfzelle wird nur während des COSY-Injektionszyklus gefüllt. In der verbleibenden Zeit werden die Cäsium-Ionen auf einen *Cup* umgelenkt.

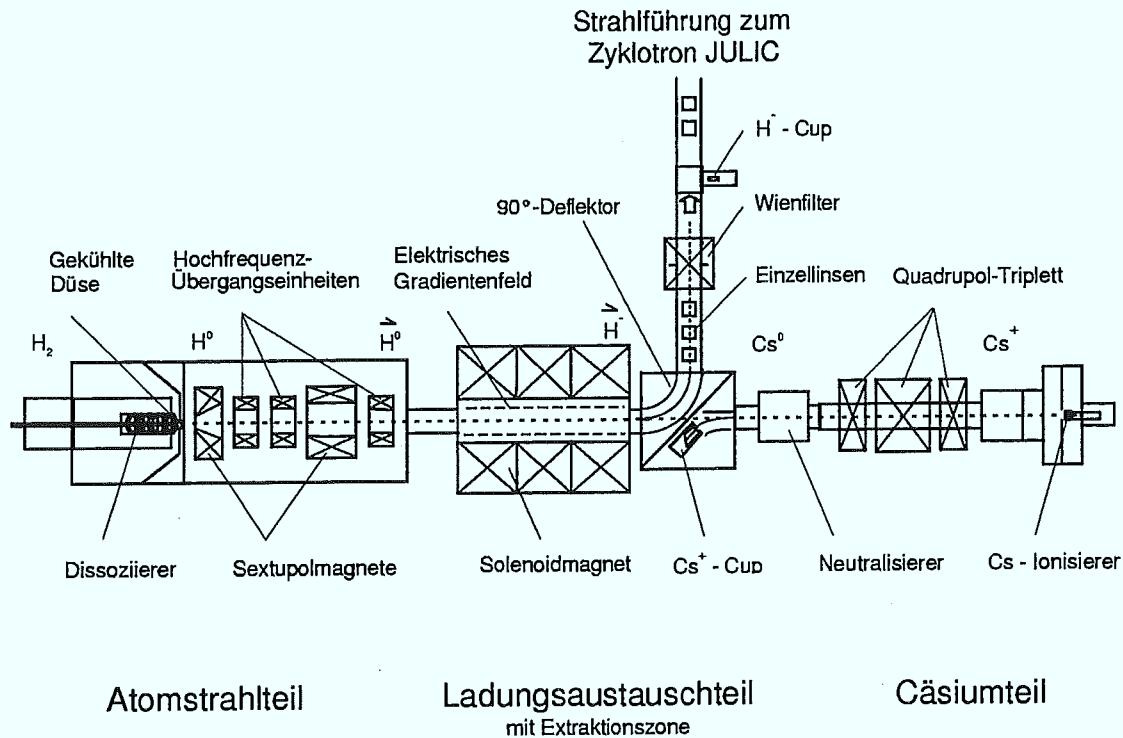


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Quelle für polarisierte H^- -Ionen.

Im Ladungsaustauschteil [56] treffen der Cäsium-Strahl und der Wasserstoff-Strahl im dort befindlichen Solenoidfeld aufeinander und tauschen gemäß Gleichung 4.1 Elektronen aus. Der dabei entstehende negativ geladene Wasserstoff erhält in einem elektrischen Gradientenfeld eine bevorzugte Driftrichtung zur Extraktion und wird über einen 90°-Deflektor in die Extraktionszone umgelenkt.

In der Strahlführung zum Zyklotron wird mit Hilfe eines Wienfilters die Spinrichtung der Teilchen präpariert, so daß der Kernspin der H^- -Ionen nach der Injektion in das Zyklotron parallel zum Zyklotron-Führungsfeld steht [57]. Feldkomponenten senkrecht zum Kernspin setzen den Polarisationsgrad herab. Das Isochron-Zyklotron JULIC beschleunigt die H^- -Ionen auf ca. 45 MeV [58]. Der vom Zyklotron extrahierte Strahl gelangt über die Injektionsstrahlführung mittels Stripping-Injektion [59], bei der den H^- -Ionen die Elektronen entzogen werden, in den COSY-Ring.

Die Quelle ist ausgelegt für einen Teilchenstrom von $30 \mu A$ mit einem Polarisationsgrad von mehr als 85 %. Bisher konnte ein Strom von maximal $23 \mu A$ erreicht werden [60].

4.2 Kühlersynchrotron

Das Synchrotron besteht aus zwei Bögen, die über zwei gerade Sektionen miteinander verbunden sind. Der gesamte Ring ist 183.4 m lang, die beiden geraden Sektionen haben jeweils eine Länge von etwa 40 m. Zur Verkleinerung der mittleren Impulsabweichung und Emittanz des Strahls stehen im COSY-Ring zwei verschiedene Kühlsysteme zur Verfügung. Ein Elektronenkühlsystem [61], das bis zu einem maximalen Strahlimpuls von etwa 0.6 GeV/c einsetzbar ist, und ein stochastisches Kühlsystem, ausgelegt für einen Strahlimpuls oberhalb von 1.5 GeV/c

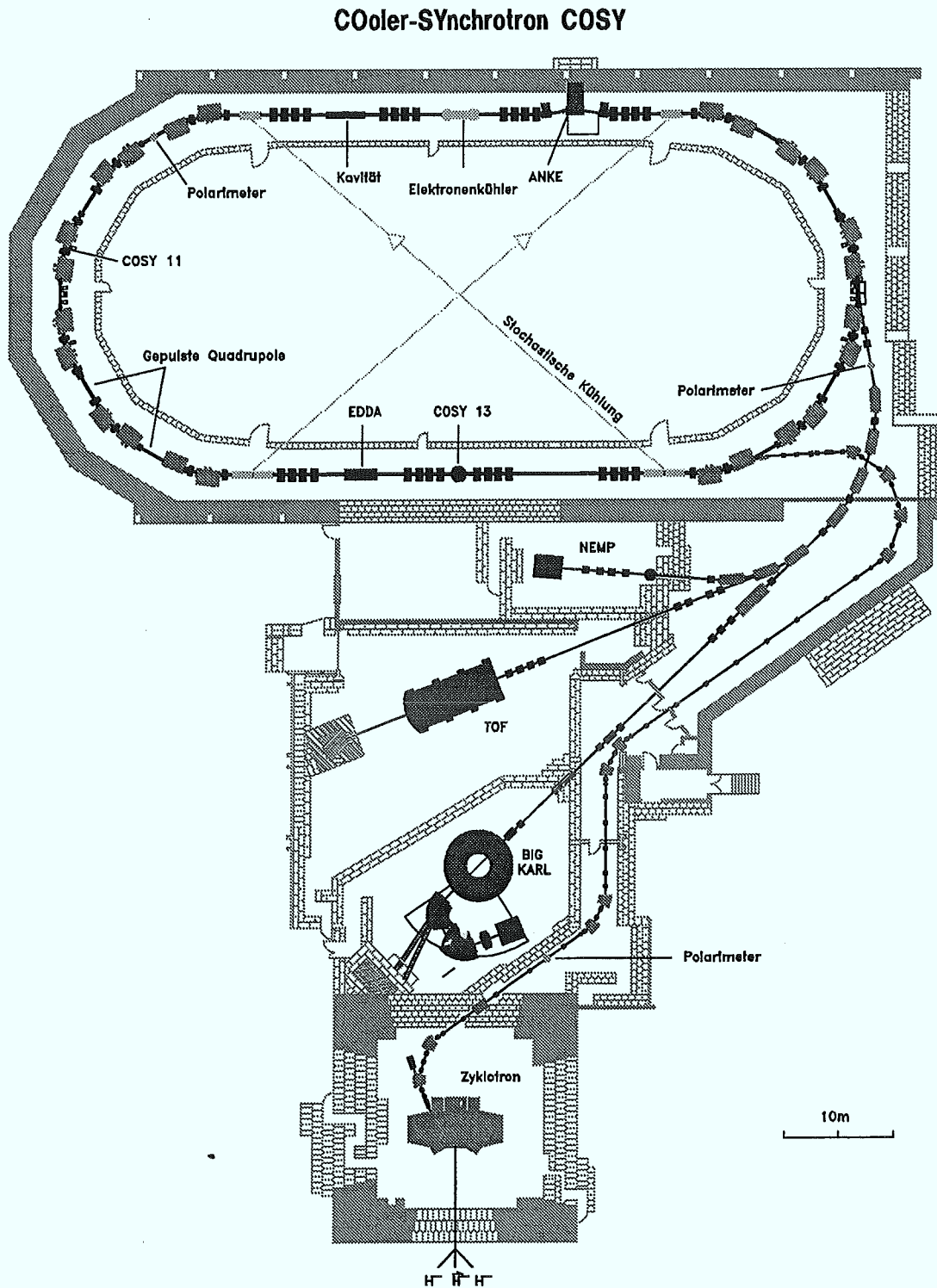


Abbildung 4.2: Übersichtsplan der Beschleunigeranlage COSY. Zur Beschleunigung polarisierter Teilchen wurden eine Quelle für polarisierte Ionen ($\bar{H}^-$), drei Polarimeter und zwei gepulste Quadrupole zusätzlich eingebaut.

[62]. Der im COSY-Ring zirkulierende Strahl kann von vier internen Experimenten (ANKE¹ [63], COSY 11 [64], COSY 13 [65], EDDA [66]) genutzt werden [67]. Darüber hinaus zeichnet sich COSY gegenüber anderen Speicherringen dadurch aus, daß der Strahl auch extern genutzt werden kann. Wahlweise kann der Strahl mittels ultralangsammer Extraktion oder Resonanzextraktion in die Extraktionsstrahlführung von COSY extrahiert werden [68]. Dort stehen drei externe Experimentierplätze (BIG KARL [69], TOF [70], NEMP [71]) zur Verfügung.

4.2.1 Beschreibung der Strahloptik von COSY

Die Bögen bestehen aus sechs magnetisch identischen Strukturen, auch Einheitszellen (*unit cells*) genannt. Jede Einheitszelle ist aus vier Dipolmagneten und vier Quadrupolmagneten zusammengesetzt, die in einer spiegelsymmetrischen Struktur (DOFO-OFOD)² angeordnet sind (s. Abb. 4.3).

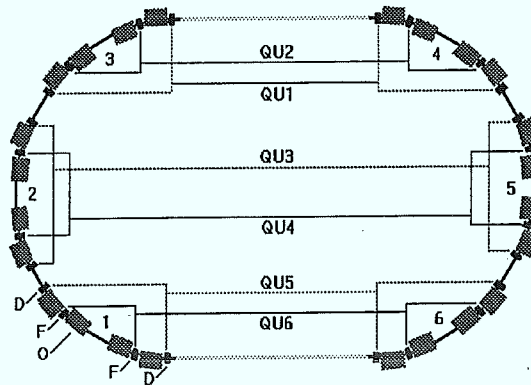


Abbildung 4.3: Magnetstruktur und Verschaltung der Quadrupolmagnete in den Bögen von COSY. Die jeweils inneren und äußeren Quadrupolmagnete einer Einheitszelle sind mit den Quadrupolmagneten der gegenüberliegenden Einheitszelle des zweiten Bogens verschaltet. Die Quadrupolfamilien in den Bögen sind mit QU1-6 bezeichnet.

Aus der Magnetstruktur in den Bögen ergeben sich folgende optische Einstellungen:

- 2-Parameter-Optik, bei der jeweils die fokussierenden bzw. defokussierenden Quadrupolmagnete in den Bögen und somit alle Einheitszellen mit gleichen Strömen betrieben werden. Diese Strahloptik hat die höchst mögliche Superperiodizität $P=6$ und wird daher als $P=6$ -Optik bezeichnet. Bei üblichen Arbeitspunkten von COSY ($\nu_x \sim 3.6$, $\nu_y \sim 3.6$) liegt die Übergangsenergie im Energiebereich von COSY ($\gamma_{tr} \sim 1.9$)³. Daher wird diese Strahloptik für die Beschleunigung bis etwa 1.6 GeV/c verwendet.
- 3-Parameter-Optik, bei der die fokussierenden oder defokussierenden Quadrupolmagneten der mittleren Einheitszellen (QU3, QU4) verschieden von allen übrigen Quadrupolmagneten in den Bögen bestromt werden. Zur Beschleunigung bis zur Endenergie werden die horizontal fokussierenden Quadrupolmagnete der mittleren Einheitszellen (QU4) mit einem höheren Strom versorgt, als alle anderen horizontal fokussierenden Quadrupolmagnete in den Bögen. Neben der Wahl der Arbeitspunkte kann damit auch die Dispersion im Ring geändert und somit die Übergangsenergie außerhalb des Energiebereichs von COSY geschoben werden. Dieses Verfahren erlaubt es mit den internen Experimenten während der

¹Befindet sich zur Zeit im Aufbau.

²Horizontal fokussierender (defokussierender) Quadrupolmagnete: F(D), Dipolmagnete: O

³Entspricht einem Impuls von etwa 1.6 GeV/c.

Beschleunigung im gesamten Energiebereich von COSY zu messen. Typische Skalierungsfaktoren für die fokussierenden Quadrupolfamilien sind: $QU2 = QU6 = 0.8$, $QU4 = 1.4$. Die Superperiodizität wird bei dieser Strahloptik auf $P=2$ reduziert.

- 4-Parameter-Optik, bei der die fokussierenden und defokussierenden Quadrupolmagneten der mittleren Einheitszelle verschieden von allen anderen Quadrupolmagneten in den Bögen bestromt werden. Bei dieser Strahloptik wird die Superperiodizität gegenüber der 3-Parameter-Optik nicht weiter reduziert. Sie wird deshalb als modifizierte $P=2$ -Optik bezeichnet. Durch den weiteren Parameter ($QU3$) ist es möglich, die vertikale Fokussierung zu ändern und somit die Stärke intrinsischer Resonanzen zu beeinflussen.

In den Abbildungen 4.4 und 4.5 sind die Betatronamplitude und horizontale Dispersion für verschiedene optische Einstellungen von COSY abgebildet.

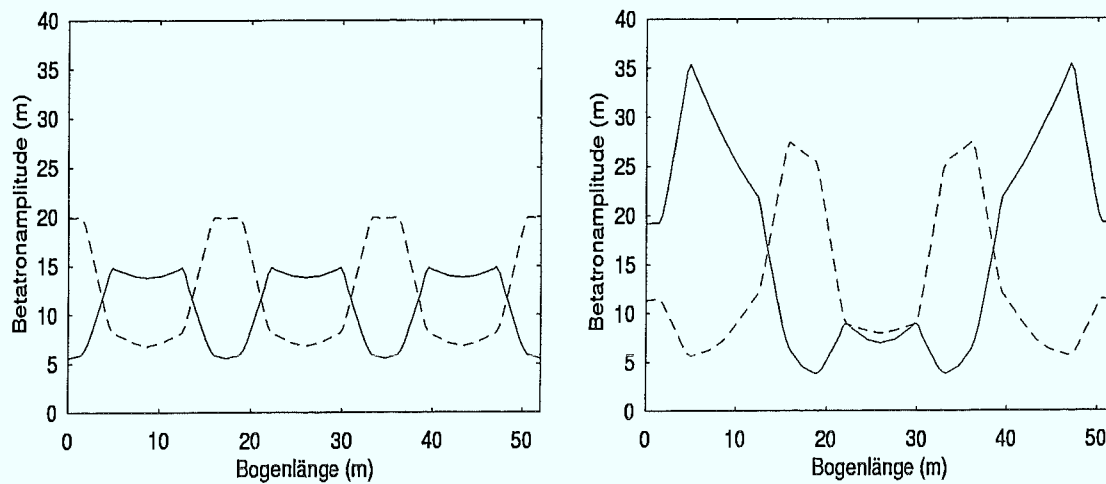


Abbildung 4.4: Betatronamplitude bei einer $P=6$ (links) bzw. $P=2$ -Optik (rechts) in einem Bogen von COSY. Dargestellt ist die horizontale (durchgezogene Linie) und vertikale (gestrichelte Linie) Betatronamplitude.

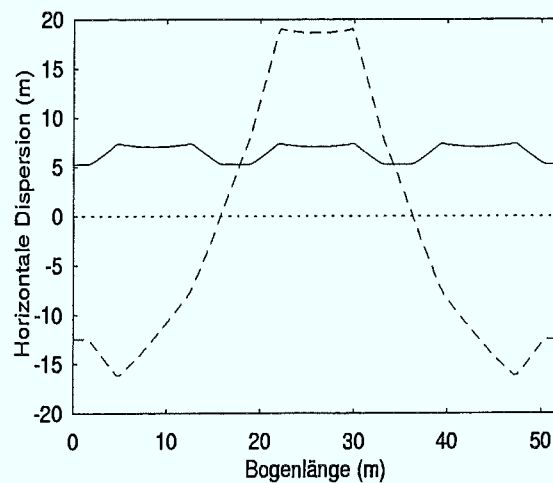


Abbildung 4.5: Horizontale Dispersion bei einer $P=6$ (durchgezogene Linie) bzw. $P=2$ -Optik (gestrichelte Linie) in einem Bogen von COSY.

Die Simulationsrechnungen⁴ wurden mit dem MAD-Programm (*Methodical Accelerator Design*) [73] durchgeführt.

Die beiden geraden Sektionen bestehen aus jeweils sechzehn Quadrupolmagneten, die in vier Gruppen angeordnet sind. Jede Gruppe beinhaltet zwei fokussierende und zwei defokussierende Quadrupolmagneten, die in einer FDDF- oder DFFD-Struktur betrieben werden können. Die inneren und äußeren Quadrupolmagnete einer Gruppe sind miteinander verschaltet, so daß jede Gruppe optisch einem Tripletts entspricht. Ein solches Tripletts wirkt wie eine optisch fokussierende Linse, da es den Strahl in beiden transversalen Ebenen fokussiert. Eine halbe gerade Sektion ist aus zwei fokussierenden Linsen zusammengesetzt. Mit einer solchen Anordnung wird eine teleskopische Abbildung ermöglicht [74], wenn der Abstand der beiden Linsen gleich der Summe

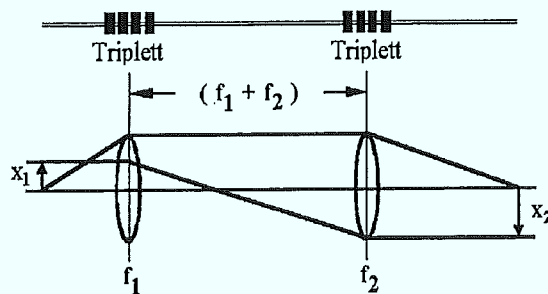


Abbildung 4.6: Teleskopische Abbildung in einer halben geraden Sektion von COSY.

ihrer Brennweiten f_1 und f_2 ist (s. Abb. 4.6). Die Vergrößerung M einer solchen Abbildung ist gegeben durch $M = \frac{x_2}{x_1} = \frac{f_2}{f_1}$. Die Abbildungsmatrix für die Orts- und Winkelabweichung (x, x') vom Anfang (1) bis zum Ende (2) der Anordnung lautet:

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_2 = \begin{pmatrix} -M & 0 \\ 0 & -\frac{1}{M} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_1. \quad (4.2)$$

Die teleskopische Abbildung in einer halben geraden Sektion invertiert somit die Orts- und Winkelabweichung. Eine gesamte gerade Sektion von COSY ist spiegelsymmetrisch angeordnet. Im zweiten Teil der geraden Sektion ist die Abbildung gerade spiegelsymmetrisch zur Abbildung im ersten Teil. Orts- und Winkelabweichung am Anfang und Ende der gesamten geraden Sektion sind daher gleich und die gerade Sektion somit optisch transparent. Man spricht von einer nicht invertierenden 1:1-Abbildung mit einem Betatron-Phasenvorschub von 2π . In der Mitte der geraden Sektion können verschiedene Vergrößerungen eingestellt werden, ohne die optische Transparenz zu verletzen. Dies ermöglicht eine Anpassung der optischen Einstellung an die Erfordernisse der internen Experimente [75]. Zur Unterscheidung der beiden geraden Sektionen wird die Sektion unmittelbar hinter der Injektion, in der sich das COSY 13 und EDDA-Experiment befinden, als Targetteleskop und die gegenüberliegende Sektion, in die der Elektronenkühler und das ANKE-Experiment eingebaut sind, als Kühlerteleskop bezeichnet (s. Abb. 4.2). Exemplarisch ist in Abbildung 4.7 eine $M \neq 1$ -Optik für Target- und Kühlerteleskop dargestellt.

⁴Weitere Informationen zur Simulationsrechnung von COSY sind in [72] zu finden.

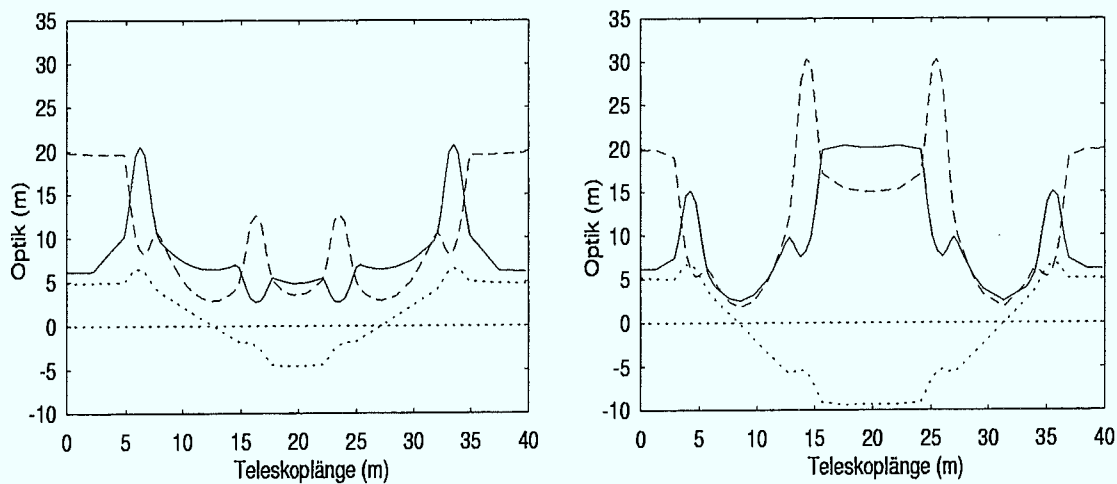


Abbildung 4.7: Strahloptik im Targetteleskop (links) und Kühlerteleskop (rechts). Dargestellt sind die horizontale Betatronamplitude (durchgezogene Linie), die vertikale Betatronamplitude (gestrichelte Linie) und die horizontale Dispersion (gepunktete Linie) bei einer $1:1-2\pi$ -Optik mit $M \neq 1$.

4.2.2 Solenoidmagnete des Elektronenkühlers

Der Elektronenkühler befindet sich in der Mitte des Kühlerteleskops. In einer Elektronenquelle werden transversal geordnete Elektronen mit der mittleren Geschwindigkeit der Protonen erzeugt. Mit einem Toroidfeld wird der Elektronenstrahl an den Protonenstrahl herangeführt. In einem 2 m langen Hauptsolenoidfeld mit einem maximalen Feld von 0.15 T kommt es zur Coulombwechselwirkung zwischen den Elektronen und den Protonen der COSY-Strahls. Über viele Umläufe wird dadurch die mittlere Impulsabweichung und Emittanz des Strahls verkleinert. Ein zweites Toroidfeld sorgt nach der Wechselwirkung dafür, daß die Elektronen in den Elektronenkollektor gelangen. Die Toroide haben eine longitudinale und eine vertikale Feldkomponente. Die longitudinale Feldkomponente führt zu einer Verlängerung des Solenoidfeldes an beiden Enden des Hauptsolenoiden. Die vertikalen Komponenten in den beiden Toroiden sind gegenläufig. Ihr Effekt auf die vertikale Polarisierung kann daher in erster Näherung vernachlässigt werden. Zur Korrektur der Ablenkung des Protonenstrahls in den Toroiden werden Korrekturdipole verwendet. Die Drehung des Phasenraums im Hauptsolenoid wird durch zwei Korrektursolenoiden ausgeglichen. Die beiden Korrektursolenoiden bestehen aus jeweils $N=186$ Kupferwindungen, die auf sechs Lagen verteilt sind. Bei einem Strom von $I=1020$ A ergibt sich ein maximales integrales Feld der beiden Korrektursolenoiden von $2 \int B dl = 2\mu_0 NI = 0.48$ Tm; mit $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ TmA $^{-1}$. Die Korrektursolenoiden können als partielle Schlange zur Polarisationserhaltung genutzt werden. Der Drehwinkel des Spins in den beiden Korrektursolenoiden beträgt mit der angegebenen integralen Feldstärke etwa 78° bei Injektionsenergie und 7.0° bei Endenergie (s.Kap. 8).

4.3 Strahlpolarimeter

Bei einem System aus Spin-1/2 Teilchen ist die Polarisierung definiert als:

$$P := \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}, \quad (4.3)$$

$N_{\pm}$ ist die Anzahl der Teilchen mit parallelem bzw. antiparallelem Spin zur Quantisierungsachse. Für vertikale Polarisation sind demnach die beiden Spinzustände Spin- $\uparrow$ (*up*) und Spin- $\downarrow$ (*down*) maßgeblich.

Idealerweise wird die vertikale Strahlpolarisation durch Messung der Asymmetrie des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei der Streuung eines polarisierten Strahls an einem unpolarisierten Target bestimmt. Bei vertikal polarisiertem Strahl ergibt sich eine links-rechts Asymmetrie ϵ der Zählraten im Detektor, aus der bei bekannter Analysierstärke A_y die vertikale Strahlpolarisation P_y berechnet werden kann:

$$\epsilon = A_y \cdot P_y = \frac{L - R}{L + R}. \quad (4.4)$$

Die Analysierstärke der Reaktion hängt vom Targetmaterial, der Energie des Strahls und dem Streuwinkel Θ ab. L und R sind die Zählraten in der linken bzw. rechten Detektorhälfte.

Bei der Messung der Asymmetrie müssen systematische Effekte ϵ_0 , üblicherweise bezeichnet als falsche Asymmetrie, berücksichtigt werden. Sie werden beispielsweise hervorgerufen durch unterschiedliche Ansprechwahrscheinlichkeiten der beiden Detektorhälften (Detektorasymmetrien) oder durch eine Strahlablage der Protonen. Um diese Effekte korrigieren zu können, wird die Polarisation des in COSY injizierten Strahls in der Quelle zyklisch zwischen Spin- $\uparrow$ bzw. Spin- $\downarrow$ und unpolarisiertem Strahl (Spin-0) variiert. Die korrigierte Asymmetrie ϵ_{kor} kann wie folgt ermittelt werden:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\uparrow}^{\text{kor}} &= \epsilon_{\uparrow} - \epsilon_0, \\ \epsilon_{\downarrow}^{\text{kor}} &= \epsilon_{\downarrow} - \epsilon_0. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Damit ergibt sich die Strahlpolarisation für die beiden Spinrichtungen:

$$P_{\uparrow\downarrow} = \frac{\epsilon_{\uparrow\downarrow}^{\text{kor}}}{A_y}. \quad (4.6)$$

Im Energiebereich von COSY werden zwei Reaktionen zur Bestimmung der Strahlpolarisation verwendet. Aus der elastischen Proton-Proton-Streuung wird mit einer sogenannten elastischen Analyse die Strahlpolarisation ermittelt [76]. Dazu kann der Protonenstrahl an einem CH_2 -Target gestreut werden. Die zweite Methode ist die Messung der Asymmetrie der inklusiven Proton-Kohlenstoff-Streuung. Zur Bestimmung der Strahlpolarisation aus der Proton-Kohlenstoff-Streuung werden im Energiebereich von 100 bis 750 MeV Messungen von M.W. Mc Naughton et al. [77] und im Bereich von 1 GeV Messungen von B. Bonin et al. [78] herangezogen.

Zur Messung der Strahlpolarisation stehen verschiedene Meßapparaturen zur Verfügung. In der Injektionsstrahlführung wurde ein Niederenergie-Polarimeter zur Optimierung der Einstellung der Quelle und des Wienfilters eingebaut [79]. Es befindet sich unmittelbar hinter dem Zyklotron (s. Abb 4.2). Als Targetmaterial dient Kohlenstoff.

Zur Bestimmung der Strahlpolarisation in COSY wurde bisher der EDDA-Detektor genutzt, der für die Messung der Anregungsfunktion der elastischen Proton-Proton-Streuung im Impulsbereich von 0.5 bis 3.4 GeV/c ausgelegt ist [20]. Er besteht aus zwei zylindersymmetrischen

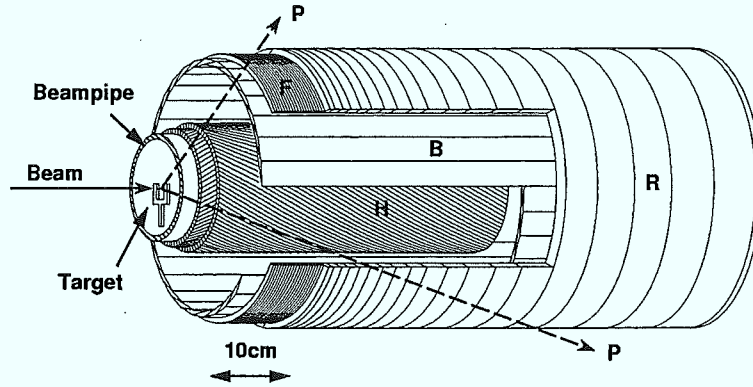


Abbildung 4.8: Der EDDA-Detektor. Die innere Lage (H) besteht aus szintillierenden Fasern, die helixförmig in jeweils gegenläufiger Richtung um das Strahlrohr von COSY gewunden sind. Die äußere Lage ist aus 32 Szintillatorstreifen (B), die parallel zur Strahlachse verlaufen, zusammengesetzt. Sie sind von szintillierenden Halbringen (R,F) umgeben.

szintillierenden Doppellagen (s. Abb 4.8), die etwa 85 % des Raumwinkels im Schwerpunktsystem der elastischen Proton-Proton Reaktion abdecken. Zur Bestimmung der mittleren Asymmetrie kann die Zählrate in den 29 rechten und linken Halbringen des EDDA-Detektors verglichen werden. Durch Mittelung über den Azimutwinkel Φ ergibt sich folgende effektive Analysierstärke in Abhängigkeit vom Streuwinkel Θ_{Lab} im Laborsystem:

$$A_{eff}(\Theta_{Lab}) = \frac{2}{\pi} A(\Theta_{Lab}). \quad (4.7)$$

Wahlweise wird ein ^{12}C - oder ein CH_2 -Target (Polypropylenfaser) während der Beschleunigung in den Strahl gefahren. EDDA eignet sich besonders gut zur Optimierung der Strahlpolarisation, da die Asymmetrie während der Beschleunigung gemessen und somit der Verlauf der Polarisation beim Resonanzübergang bestimmt werden kann.

Zwei weitere Polarimeter zur Messung der Strahlpolarisation sind in Vorbereitung. Zur Messung der Strahlpolarisation des internen Strahls ist ein Polarimeter an der Universität Hamburg [80] und für den extrahierten Strahl an der Universität Erlangen [81] entwickelt worden.

Kapitel 5

Methoden zur Polarisationserhaltung in COSY

Zur Minimierung der Polarisationsverluste an den verschiedenen depolarisierenden Resonanzen wurde ein Konzept erarbeitet, das in diesem Kapitel vorgestellt wird. Die dazu erforderlichen Berechnungen¹ sind für den üblichen Arbeitspunkt von COSY durchgeführt worden. Zur Optimierung der Strahlpolarisation steht ein Simulationsprogramm zur Verfügung, in das die jeweilige Maschineneinstellung und die aktuellen Strahlparameter eingelesen werden.

5.1 Imperfektionsresonanzen

Im Impulsbereich von COSY treten fünf Imperfektionsresonanzen auf (s.Tab. 5.1). Zur Berechnung der Resonanzstärken wurde die bei dem jeweiligen Resonanzimpuls gemessene vertikale Strahlablage zugrunde gelegt (s.Abb. 5.1). Die Berechnungen zeigen, daß die Resonanzstärken

γG	E_{kin} (MeV)	P (MeV/c)	y_{co}^{rms} (mm)	ϵ_r	P_f/P_i
2	108.4	463.8	2.3	$0.95 \cdot 10^{-3}$	-1.00
3	631.8	1258.7	1.8	$0.61 \cdot 10^{-3}$	-0.88
4	1155.1	1871.2	1.6	$0.96 \cdot 10^{-3}$	-1.00
5	1678.5	2442.6	1.6	$0.90 \cdot 10^{-3}$	-1.00
6	2201.8	2996.4	1.4	$0.46 \cdot 10^{-3}$	-0.58

Tabelle 5.1: Imperfektionsresonanzen im Impulsbereich von COSY. Angegeben sind die Resonanzenergie E_{kin} bzw. der Resonanzimpuls P , die Resonanzstärken ϵ_r und der Anteil der erhaltenen Polarisation P_f/P_i nach Überfahren der Imperfektionsresonanzen. Bei den Berechnungen wurde die jeweils gemessene mittlere vertikale Strahlablage y_{co}^{rms} zugrunde gelegt. Die Depolarisation an den einzelnen Resonanzen wurde für einen Energiegewinn von 0.7 keV pro Umlauf berechnet, ohne Berücksichtigung der Synchrotronoszillation.

aller Imperfektionsresonanzen in der Größenordnung von 10^{-3} liegen. Ohne Berücksichtigung der Synchrotronoszillation wird die Polarisationsrichtung an jeder Resonanz umgekehrt. Eine vollständige Umkehr der Polarisation kann jedoch durch die Synchrotronoszillation verhindert

¹Vor der Inbetriebnahme von COSY im Jahre 1993 wurden bereits Untersuchungen durchgeführt [44, 82, 83].

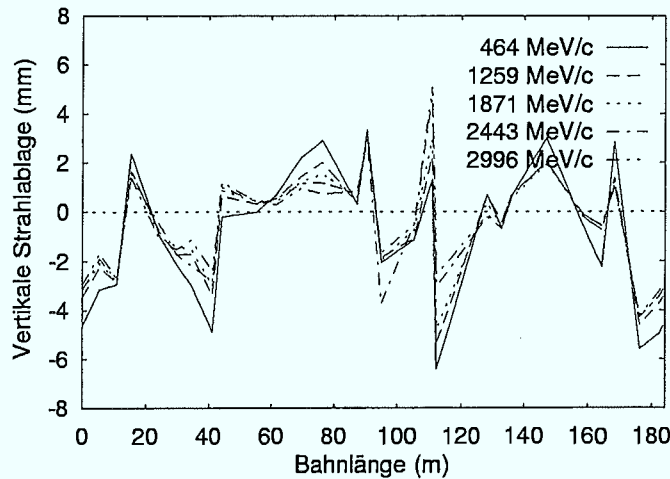


Abbildung 5.1: Gemessene vertikale Strahlablage y_{co} bei den Resonanzimpulsen der einzelnen Imperfektionsresonanzen. Die Strahlablage ist während der Beschleunigung innerhalb der Meßfehler der Strahlpositionsmonitore von etwa 1 mm nahezu konstant.

werden. Der Anteil der erhaltenen Polarisation nach Überfahren der ersten Imperfektionsresonanz $\gamma G = 2$ ist in Abbildung 5.2 als Funktion der Resonanzstärke für verschiedene Impulsabweichungen der Teilchen vom Sollimpuls aufgetragen. Soll der Polarisationsverlust beim

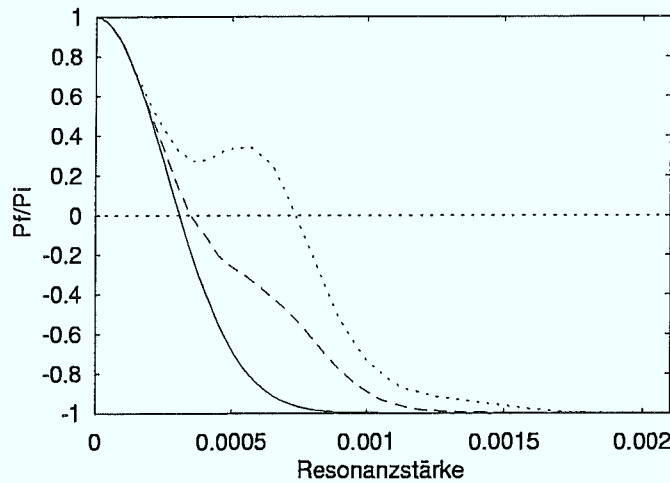


Abbildung 5.2: Anteil der erhaltenen Polarisation P_f/P_i nach Überfahren der ersten Imperfektionsresonanz $\gamma G = 2$ als Funktion der Resonanzstärke ϵ_r unter Berücksichtigung der Synchrotronoszillation. Aufgetragen ist der Verlauf bei verschiedenen Impulsabweichungen $\Delta p/p = 0.0$ (durchgezogene Linie), $1 \cdot 10^{-3}$ (gestrichelte Linie) und $2 \cdot 10^{-3}$ (gepunktete Linie), gemittelt über zehn Synchrotronphasen. Die Synchrotronfrequenz beträgt 450 Hz, der Energiegewinn 0.7 keV pro Umlauf.

Kreuzen der ersten Imperfektionsresonanz durch Umkehr der Polarisation geringer als 1% gehalten werden, so ist eine Erhöhung der Resonanzstärke auf $1.6 \cdot 10^{-3}$ erforderlich. Wird die Polarisation durch eine Korrektur der Resonanz erhalten, so braucht die Synchrotronoszillation nicht berücksichtigt zu werden.

Die Synchrotronfrequenz nimmt mit der Energie ab und ist folglich bei den übrigen Resonanzen kleiner als bei der ersten Resonanz. Die einzelnen Seitenbänder rücken näher an die ursprüng-

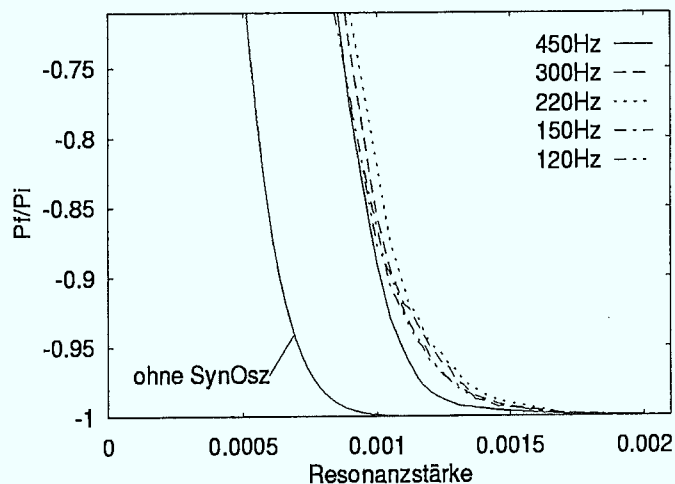


Abbildung 5.3: *Einfluß der Synchrotronoszillation bei Umkehr der Polarisisation. Verglichen wird der Anteil der erhaltenen Polarisisation nach Überfahren der Imperfektionsresonanzen mit und ohne Synchrotronoszillation. In der Simulation wurden typische Synchrotronfrequenzen bei den jeweiligen Resonanzimpulsen verwendet: $\gamma G = 2$ (450 Hz), $\gamma G = 3$ (300 Hz), $\gamma G = 4$ (220 Hz), $\gamma G = 5$ (150 Hz) und $\gamma G = 6$ (120 Hz), bei einer relativen Impulsabweichung von $1 \cdot 10^{-3}$.*

liche Resonanz heran. Die Stärke der Seitenbänder verhält sich jedoch umgekehrt proportional zur Synchrotronfrequenz, so daß bei den übrigen Resonanzen der Einfluß der Synchrotronoszillation ebenfalls beachtet werden muß. Zur Abschätzung des Einflusses der Synchrotronoszillation bei Umkehr der Polarisisation wurde bei den Berechnungen eine relativen Impulsabweichung von $1 \cdot 10^{-3}$ angenommen. Aus Abbildung 5.3 geht hervor, daß eine Erhöhung der Resonanzstärke auf $1.5 \cdot 10^{-3}$ notwendig ist, um die Polarisationsverluste an allen Resonanzen geringer als 1 % zu halten. Tatsächlich ist der Effekt bei Resonanzen mit höherem Resonanzimpuls jedoch kleiner, da auch die relative Impulsabweichung mit der Energie abnimmt. Bei einer Impulsabweichung von $0.5 \cdot 10^{-3}$ reicht bereits eine Resonanzstärke von $1.2 \cdot 10^{-3}$ aus, um den Polarisationsverlust an den einzelnen Resonanzen auf weniger als 1 % zu reduzieren. Zur Erhaltung der Polarisisation durch Polarisationsumkehr beim Kreuzen von Imperfektionsresonanzen existieren zwei verschiedene Methoden. Die Resonanz kann durch vertikale Korrekturdipole oder eine partielle Schlange angeregt werden. Beide Methoden sind prinzipiell auch gemeinsam verwendbar.

5.1.1 Polarisationsumkehr mit Korrekturdipolen

Zur vollständigen Umkehr der Polarisisation können die Resonanzen durch Vergrößerung der vertikalen Strahlablage angeregt werden. Dazu stehen in COSY achtzehn vertikale Korrekturdipole zur Verfügung. Die Simulation hat gezeigt, daß es durch vertikale Ablenkung der Teilchen von 1 mrad in einem der Korrekturdipole möglich ist, die Resonanzstärke aller Resonanzen auf $2 \cdot 10^{-3}$ zu erhöhen. Die maximale Strahlablage y_{co}^{max} liegt, je nach verwendetem Korrekturdipol, im Bereich von 6 bis 13 mm. Erste Teilchenverluste treten ab 15 mm auf.

5.1.2 Polarisationsumkehr mit partieller Schlange

In Kapitel 3.9.2 wird das Verhalten des Spins bei Anwesenheit einer partiellen Schlange im Ring diskutiert. Rechnungen für COSY haben gezeigt, daß eine Spindrehung um die longitudinale Achse von weniger als 1° ausreicht, um den Spin an allen Imperfektionsresonanzen ohne Polarisationsverlust umzukehren. Bei der ersten Resonanz erhöht beispielsweise ein Drehwinkel

von $\chi = 0.23^\circ$ die Resonanzstärke auf $1.6 \cdot 10^{-3}$, wodurch der Polarisationsverlust unter 1% reduziert wird. Die Koppelung der transversalen Phasenräume muß erst bei Drehwinkeln von mehr als 10° berücksichtigt werden.

Beim Einschalten der partiellen Schlange kann Polarisationsverlust auftreten, wenn die Änderung der invarianten Spinachse nichtadiabatisch erfolgt. Ein Adiabazitätskriterium ist in [84] angegeben. Danach sollte die partielle Schlange deutlich langsamer hochgefahren werden als die Protonen für einen Umlauf im Beschleuniger benötigen. Dies ist im allgemeinen aufgrund der Induktivität von Solenoidmagneten erfüllt. Die Anstiegszeiten liegen im Bereich von Millisekunden und damit beispielsweise bei COSY um mindestens eine Größenordnung oberhalb der Umlaufzeit der Protonen. Soll die partielle Schlange in der Nähe einer depolarisierenden Resonanz eingeschaltet werden, so wird die Bewegung des Spins gestört. Der Einfluß ist für Resonanzstärken kleiner als 0.1 vernachlässigbar klein [85] und braucht in COSY nicht berücksichtigt zu werden.

In COSY bietet sich die Verwendung der Korrektursolenoiden des Elektronenkühlers als partielle Schlange an. Sie ermöglichen eine hinreichend große Drehung des Spins bis zur Endenergie. Wird allerdings der Elektronenkühler betrieben, so können die Korrektursolenoiden nicht zur Polarisationserhaltung genutzt werden.

Darüber hinaus kann die Polarisation beim Kreuzen von Imperfektionsresonanzen auch durch eine harmonische Korrektur der Resonanz erhalten werden.

5.1.3 Harmonische Korrektur

Um eine harmonische Korrektur der Imperfektionsresonanzen durchzuführen, können die vorhandenen vertikalen Korrekturdipole genutzt werden. Verwendet man eine größere Anzahl von Korrekturdipolen, so kann die Teilchenbahn lokal gut korrigiert werden. Die Korrektur ist jedoch empfindlich gegenüber Feldschwankungen der Korrekturdipole. Mit der Anzahl der Korrekturdipole reduzieren sich die erforderlichen Korrekturströme und Feldschwankungen wirken sich stärker aus. Daher wurde ein Korrekturschema bestehend aus zwei vertikalen Korrekturdipolen untersucht. Exemplarisch ist die gemessene und korrigierte Strahlablage für die er-

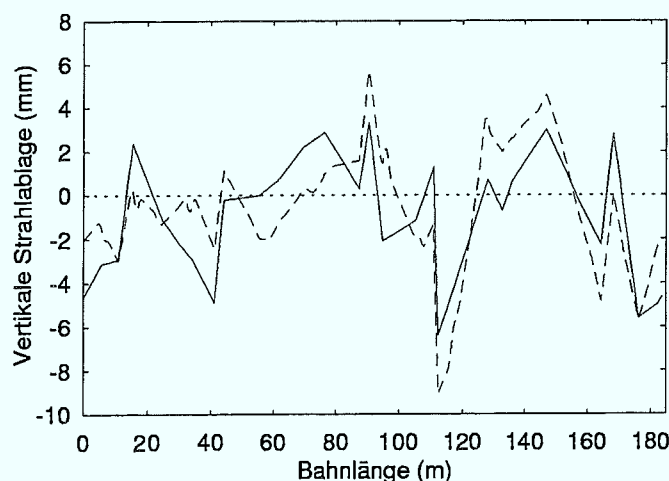


Abbildung 5.4: Harmonische Korrektur der ersten Imperfektionsresonanz $\gamma G = 2$. Dargestellt sind die gemessene (gestrichelte Linie) und korrigierte (durchgezogene Linie) vertikale Strahlablage. Für diese Korrektur wurden zwei vertikale Korrekturdipole in einem Bogen von COSY verwendet.

ste Resonanz in Abbildung 5.4 dargestellt. Die Resonanzstärke konnte bei allen auftretenden Resonanzen korrigiert werden. Der Ablenkwinkel für verschiedene Paare von Korrekturdipolen liegt unterhalb von 0.6 mrad , was zu einer maximalen Strahlablage von 5 bis 9 mm führt. Dies ist innerhalb der vertikalen Akzeptanz von COSY. Feldschwankungen der Korrekturdipole setzen jedoch die Resonanzstärke herauf. Soll der Polarisationsverlust an den auftretenden Imperfektionsresonanzen kleiner als 1% sein, so muß die Resonanzstärke unterhalb von $2.5 \cdot 10^{-5}$ liegen. Dies erfordert Feldstabilität der Korrekturdipole zwischen 0.008 und 0.03 mrad je nach verwendetem Korrekturpaar. Eine relative Feldstabilität der Korrekturdipole von etwa 1% ist somit noch tolerabel. Die Schwankungen der Felder werden im wesentlichen durch die Schwankungen des Ausgangsstroms der Netzgeräte verursacht. Die Netzgeräte der Korrekturdipole liefern $30 \pm 0.03 \text{ A}$ (Herstellerangabe). Bei Ablenk winkeln von 1 mrad an der ersten Resonanz bei 464 MeV/c werden etwa 10% des Maximalstroms der Netzgeräte benötigt. Die Stromschwankungen bei 3 A betragen etwa 1% und liegen somit in der Größenordnung der benötigten Stabilität. Messungen haben ergeben, daß die Stabilität der Netzgeräte um einen Faktor drei größer als die Herstellerangabe ist [86]. Bei höheren Energien sind größere Ströme bei gleichem Ablenkwinkel erforderlich, so daß die Feldstabilität der Korrekturdipole bei allen anderen Resonanzen ebenfalls ausreichend ist. Für diese Art der Korrektur müssen die Korrekturdipole sorgsam ausgewählt werden. Dazu kann das erwähnte Simulationsprogramm hilfreich sein, das nach Einlesen der gemessenen vertikalen Strahlablage und Wahl der Korrekturdipole die erforderlichen Ablenkwinkel der Korrekturanordnung berechnet.

Der Verlauf des Spins bei Verwendung einer der drei besprochenen Methoden ist exemplarisch für den Resonanzübergang der ersten Resonanz in Abbildung 5.5 dargestellt. Mit allen drei

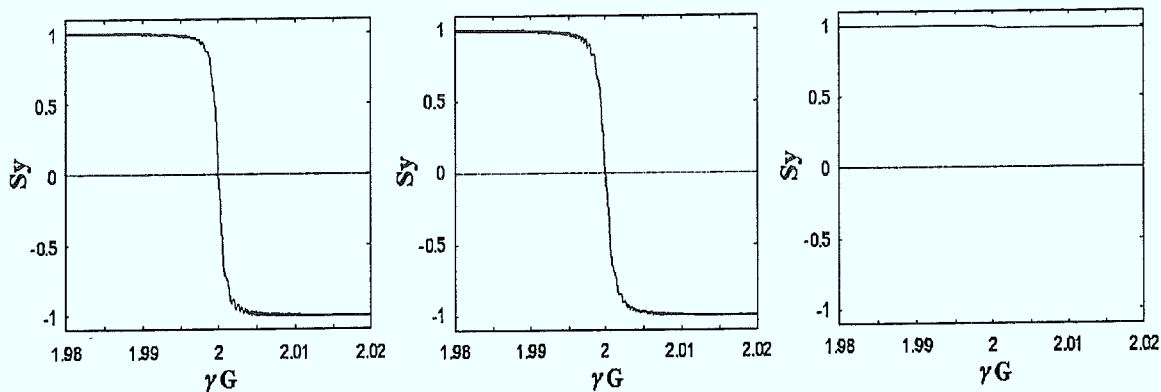


Abbildung 5.5: Verlauf des Spins beim Kreuzen der ersten Imperfektionsresonanz. Aufgetragen ist der vertikale Anteil des Spinvektors S_y gegen die Spinfrequenz γG bei Anregung der Resonanz $\gamma G = 2$ mit einem Korrekturdipol (links) bzw. mit der partiellen Schlange (Mitte) und bei einer harmonischen Korrektur (rechts).

Methoden lag der Polarisationsverlust in der Simulation unterhalb von 1% .

Zur Polarisationserhaltung durch Umkehr der Polarisation bei Kreuzen von Imperfektionsresonanzen können alternativ die vertikalen Korrekturdipole oder die Solenoidmagnete des Elektronenkühlers eingesetzt werden. Bei diesem Verfahren ist es notwendig, die Felder der Solenoidmagnete bzw. der Korrekturdipole beim Resonanzübergang hinreichend groß zu wählen. Im Gegensatz dazu ist die harmonische Korrektur der Resonanzen aufwendiger, da die erforderlichen Korrekturfelder auf besser als 1% experimentell ermittelt werden müssen. Im Hinblick auf das EDDA-Experiment, das während der Beschleunigung Polarisationsobservablen messen wird, ist eine harmonische Korrektur der Resonanzen sinnvoll, da auf diese Weise die Polarisation beim Resonanzübergang ohne Umkehr erhalten werden kann.

5.2 Intrinsische Resonanzen

Die Anzahl der intrinsischen Resonanzen hängt von der Superperiodizität P der vertikalen Strahloptik ab. Sind die Teleskope auf einen Betatron-Phasenvorschub von 2π eingestellt, so tragen sie nicht zur Resonanzstärke bei. Die Resonanzbedingung lautet in diesem Fall:

$$\gamma G = kP \pm (\nu_y - 2).$$

Die Superperiodizität wird von der Bestromung der Quadrupolmagnete in den Bögen bestimmt. In Tabelle 5.2 sind die intrinsischen Resonanzen für verschiedene optische Einstellungen von COSY aufgelistet. Bei der üblicherweise verwendeten $P=2$ -Optik treten im Impulsbereich von

P	γG	E_{kin} (MeV)	P (MeV/c)	ϵ_r 1 π mm mrad	P_f/P_i 1 π mm mrad	P_f/P_i 2 π mm mrad
2	$6 - \nu_y$	312.4	826.9	$0.26 \cdot 10^{-3}$	0.20	-0.27
2	$0 + \nu_y$	950.7	1639.3	$0.21 \cdot 10^{-3}$	0.43	0.04
2,6	$8 - \nu_y$	1358.8	2096.5	$1.62 \cdot 10^{-3}$	-1.00	-1.00
2	$2 + \nu_y$	1997.1	2781.2	$0.53 \cdot 10^{-3}$	-0.74	-0.97
2	$10 - \nu_y$	2405.2	3208.9	$0.25 \cdot 10^{-3}$	0.25	-0.19

Tabelle 5.2: *Intrinsische Resonanzen im Impulsbereich von COSY. Angegeben sind die Resonanzenergie E_{kin} bzw. der Resonanzimpuls P , die Resonanzstärken ϵ_r und der Anteil der erhaltenen Polarisation P_f/P_i für eine Strahloptik mit Superperiodizität $P = 2$ bzw. 6 bei einem vertikalen Arbeitspunkt von 3.61. Die Resonanzstärken ϵ_r wurde berechnet für eine normierte Emittanz von $\epsilon_y^n = 1 \pi$ mm mrad. Der Anteil der erhaltenen Polarisation ergibt sich bei einer normierte vertikale Emittanzen von 1 bzw. 2 π mm mrad und einem Energiegewinn von 0.7 keV pro Umlauf.*

COSY fünf intrinsische Resonanzen auf. Alle Resonanzen niedrigerer Superperiodizität, in diesem Fall die $P=1$ -Resonanzen, werden ausschließlich durch Gradientenfehler der Magnete im Ring oder durch Fehlabbildung der Teleskope angeregt: $\gamma G = -1 + \nu_y$ (992.4 MeV/c), $\gamma G = 7 - \nu_y$ (1505.3 MeV/c), $\gamma G = 1 + \nu_y$ (2222.0 MeV/c), $\gamma G = 9 - \nu_y$ (2659.4 MeV/c) und $\gamma G = 3 + \nu_y$ (3328.6 MeV/c). Wird in COSY mit einer $P=6$ -Optik beschleunigt, so reduziert sich die Anzahl der intrinsischen Resonanzen auf eins. Zusätzlich zu den $P=1$ -Resonanzen werden nun auch die $P=2$ -Resonanzen lediglich durch Störungen der Superperiodizität hervorgerufen. Alle durch die optische Einstellung bedingten intrinsischen Resonanzen führen zu Polarisationsverlusten. Daher müssen geeignete Maßnahmen ergriffen werden, um die Polarisation beim Kreuzen dieser Resonanzen zu erhalten.

Auch die ausschließlich durch die Störung der Superperiodizität angeregten $P=1$ -Resonanzen und $P=2$ -Resonanzen können deutliche Polarisationsverluste verursachen. Bei den in COSY üblichen Emittanzen von wenigen ' π mm mrad' liegt der Polarisationsverlust bei einer Resonanzstärke von $5 \cdot 10^{-5}$ im Prozentbereich. Beispielsweise ergibt sich bei einer Emittanz von 5 π mm mrad, je nach vertikaler Phasenraumverteilung ein Polarisationsverlust zwischen 3 und 4%. Nimmt man einen Feldfehler der einzelnen Quadrupolmagnete von $\Delta k/k = 10^{-3}$ an, so sind die Resonanzstärken durch Gradientenfehler in der Größenordnung 10^{-5} und die Polarisationsverluste bei den erwarteten Emittanzen geringer als 1%. Um eine Abschätzung für den tatsächlichen Einfluß zu bekommen, wurden in den Berechnungen die gemessenen Feld- und Positionierungsfehler der einzelnen Magnete berücksichtigt [72]. Die Resonanzstärken sind in Tabelle 5.3 zusammengefaßt. Die Polarisationsverluste an den einzelnen Resonanzen liegen

P	γG	ϵ_r
1	$-1 + \nu_y$	$0.3 \cdot 10^{-5}$
	$7 - \nu_y$	$0.3 \cdot 10^{-5}$
	$1 + \nu_y$	$1.0 \cdot 10^{-5}$
	$9 - \nu_y$	$0.1 \cdot 10^{-5}$
	$3 + \nu_y$	$0.1 \cdot 10^{-5}$
1,2	$6 - \nu_y$	$0.3 \cdot 10^{-5}$
	$0 + \nu_y$	$0.4 \cdot 10^{-5}$
	$2 + \nu_y$	$0.1 \cdot 10^{-5}$
	$10 - \nu_y$	$0.1 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 5.3: Anregung von $P=1$ -Resonanzen und $P=2$ -Resonanzen durch gemessene Feld- und Positionierungsfehler der Magnete.

ebenfalls unterhalb von 1 %. Eine Korrektur der Feld- oder Positionierungsfehler ist daher nicht notwendig.

Darüber hinaus werden die Resonanzen durch Fehlabbildung der Teleskope angeregt. Um den Einfluß der Teleskope zu untersuchen, wurden zunächst beide Teleskope verstimmt. Die Ergebnisse sind für $P=1$ -Resonanzen in Tabelle 5.4 und für $P=2$ -Resonanzen in Tabelle 5.5 zusammengefaßt. Die Rechnungen ergeben, daß die Resonanz $\gamma G = 1 + \nu_y$ besonders stark

Verstimmung	$\gamma G = -1 + \nu_y$	$\gamma G = 7 - \nu_y$	$\gamma G = 1 + \nu_y$	$\gamma G = 9 - \nu_y$	$\gamma G = 3 + \nu_y$
0.5 %	$0.32 \cdot 10^{-4}$	$0.33 \cdot 10^{-4}$	$1.02 \cdot 10^{-4}$	$0.15 \cdot 10^{-4}$	$0.17 \cdot 10^{-4}$
1.0 %	$0.51 \cdot 10^{-4}$	$0.52 \cdot 10^{-4}$	$1.40 \cdot 10^{-4}$	$0.24 \cdot 10^{-4}$	$0.28 \cdot 10^{-4}$
2.0 %	$1.03 \cdot 10^{-4}$	$1.05 \cdot 10^{-4}$	$1.93 \cdot 10^{-4}$	$0.56 \cdot 10^{-4}$	$0.66 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 5.4: Anregung von $P=1$ -Resonanzen durch vertikale Verstimmung beider Teleskope.

angeregt wird und schon eine Verstimmung von weniger als 0.5 % zu einer Depolarisation des Strahls im Prozentbereich führt. Die übrigen $P=1$ -Resonanzen müssen erst bei einer Verstimmung der Teleskope um 1 % beachtet werden. Auch die ersten beiden $P=2$ -Resonanzen werden

Verstimmung	$\gamma G = 6 - \nu_y$	$\gamma G = 0 + \nu_y$	$\gamma G = 2 + \nu_y$	$\gamma G = 10 - \nu_y$
0.5 %	$0.90 \cdot 10^{-4}$	$0.89 \cdot 10^{-4}$	$0.28 \cdot 10^{-4}$	$0.33 \cdot 10^{-4}$
1.0 %	$1.62 \cdot 10^{-4}$	$1.60 \cdot 10^{-4}$	$0.49 \cdot 10^{-4}$	$0.58 \cdot 10^{-4}$
2.0 %	$4.39 \cdot 10^{-4}$	$4.14 \cdot 10^{-4}$	$1.18 \cdot 10^{-4}$	$1.36 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 5.5: Anregung von $P=2$ -Resonanzen durch vertikale Verstimmung der beiden Teleskope bei einer $P=6$ -Optik.

schon bei Verstimmungen der Teleskope von 0.5 % stark angeregt. Die beiden anderen $P=2$ -Resonanzen verursachen ab 1 % Verstimmung Polarisationsverluste im Prozentbereich.

Ist nur ein Teleskop um 1 % verstimmt, so liegen alle Resonanzstärken unterhalb von $5 \cdot 10^{-5}$. Sind die beiden Teleskope in verschiedene Richtungen verstimmt, d.h. mit Phasenvorschub kleiner und größer als 2π , so werden $P=2$ -Resonanzen sehr schwach angeregt. Bei 1 % Verstimmung

liegen die Resonanzstärken unterhalb von $1 \cdot 10^{-5}$. $P=1$ -Resonanzen werden hingegen fast doppelt so stark angeregt wie bei einer Verstimmung der Teleskope in gleicher Richtung. Abschließend bleibt festzustellen, daß ein Abstimmungsfehler der Teleskope kleiner als 0.5 % notwendig ist, um die Polarisationsverluste an den einzelnen Resonanzen geringer als 1 % zu halten.

Darüber hinaus können auch interne Experimente oder andere Einbauten zusätzliche Quadrupolfelder induzieren oder Schwankungen der Quadrupolnetzgeräte die Superperiodizität stören. Zur Simulation wurden Quadrupolfelder an verschiedenen Stellen in das Modell eingefügt. Exemplarisch sind die Ergebnisse für ein zusätzliches Quadrupolfeld in der mittleren Einheitszelle am Ort des COSY 11 Experiments in den beiden folgenden Tabellen aufgelistet. Die Resonanz

$\int kdl \text{ (m}^{-1}\text{)}$	$\gamma G = -1 + \nu_y$	$\gamma G = 7 - \nu_y$	$\gamma G = 1 + \nu_y$	$\gamma G = 9 - \nu_y$	$\gamma G = 3 + \nu_y$
0.005	$0.08 \cdot 10^{-4}$	$0.07 \cdot 10^{-4}$	$0.39 \cdot 10^{-4}$	$0.12 \cdot 10^{-4}$	$0.13 \cdot 10^{-4}$
0.01	$0.19 \cdot 10^{-4}$	$0.17 \cdot 10^{-4}$	$1.08 \cdot 10^{-4}$	$0.25 \cdot 10^{-4}$	$0.27 \cdot 10^{-4}$
0.02	$0.45 \cdot 10^{-4}$	$0.41 \cdot 10^{-4}$	$3.00 \cdot 10^{-4}$	$0.56 \cdot 10^{-4}$	$0.61 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 5.6: Anregung von $P=1$ -Resonanzen durch ein zusätzliches Quadrupolfeld. Angegeben sind die Resonanzstärken für verschiedene integrale Quadrupolstärken.

$\gamma G = 1 + \nu_y$ wird schon bei einer integralen Quadrupolstärke unterhalb von 0.01 m^{-1} stark angeregt. Die anderen $P=1$ -Resonanzen erreichen erst bei Quadrupolstärken oberhalb von 0.02 m^{-1} vergleichbare Resonanzstärken. Die $P=2$ -Resonanzen treten erst oberhalb von 0.02 m^{-1} deut-

$\int kdl \text{ (m}^{-1}\text{)}$	$\gamma G = 6 - \nu_y$	$\gamma G = 0 + \nu_y$	$\gamma G = 2 + \nu_y$	$\gamma G = 10 - \nu_y$
0.005	$0.10 \cdot 10^{-4}$	$0.08 \cdot 10^{-4}$	$0.11 \cdot 10^{-4}$	$0.13 \cdot 10^{-4}$
0.01	$0.22 \cdot 10^{-4}$	$0.19 \cdot 10^{-4}$	$0.24 \cdot 10^{-4}$	$0.25 \cdot 10^{-4}$
0.02	$0.51 \cdot 10^{-4}$	$0.44 \cdot 10^{-4}$	$0.54 \cdot 10^{-4}$	$0.57 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 5.7: Anregung von $P=2$ -Resonanzen bei einer $P=6$ -Optik durch ein zusätzliches Quadrupolfeld. Angegeben sind die Resonanzstärken für verschiedene integrale Quadrupolstärken.

lich in Erscheinung. Weitergehende Untersuchungen haben gezeigt, daß unabhängig vom Ort des Quadrupolfeldes die Resonanz $\gamma G = 1 + \nu_y$ immer deutlich stärker als alle anderen Resonanzen ist. Durch Erhöhung der Anzahl der zusätzlichen Quadrupolfelder werden auch die anderen Resonanzen verstärkt angeregt.

Aus den Untersuchungen ergibt sich, daß zusätzliche Quadrupolfelder oberhalb einer integralen Quadrupolstärke von 0.005 m^{-1} beachtet werden müssen.

5.2.1 Schnelle Arbeitspunktänderung

Zur Minimierung der Polarisationsverluste beim Kreuzen von intrinsischen Resonanzen bietet sich die abrupte Erhöhung der Kreuzungsgeschwindigkeit durch schnelle Änderung des vertikalen Arbeitspunktes beim Überfahren der Resonanz an. Bei der Auslegung des Arbeitspunktsprungs wurden alle zehn im Impulsbereich von COSY auftretenden Resonanzen berücksichtigt. Der Arbeitspunktsprung ist so dimensioniert, daß die Polarisationsverluste beim Überfahren der stärksten Resonanz im ungünstigsten Fall 5 % betragen. Die Kreuzungsgeschwindigkeit

wird durch den Arbeitspunktsprung um vier Größenordnungen erhöht. Somit wird die Depolarisation maßgeblich durch den Sprung bestimmt. Der ungünstigste Fall liegt vor, wenn der Energiegewinn pro Umlauf maximal ist, da die Umkehr der Polarisation in diesem Fall am stärksten unterdrückt ist. In Abbildung 5.6 ist die Polarisation nach Überfahren der stärksten Resonanz unter der Annahme einer Rechteck- bzw. Gaussverteilung im vertikalen Phasenraum bei maximalem Energiegewinn von $\Delta E = 1.3 \text{ keV}$ pro Umlauf aufgetragen.

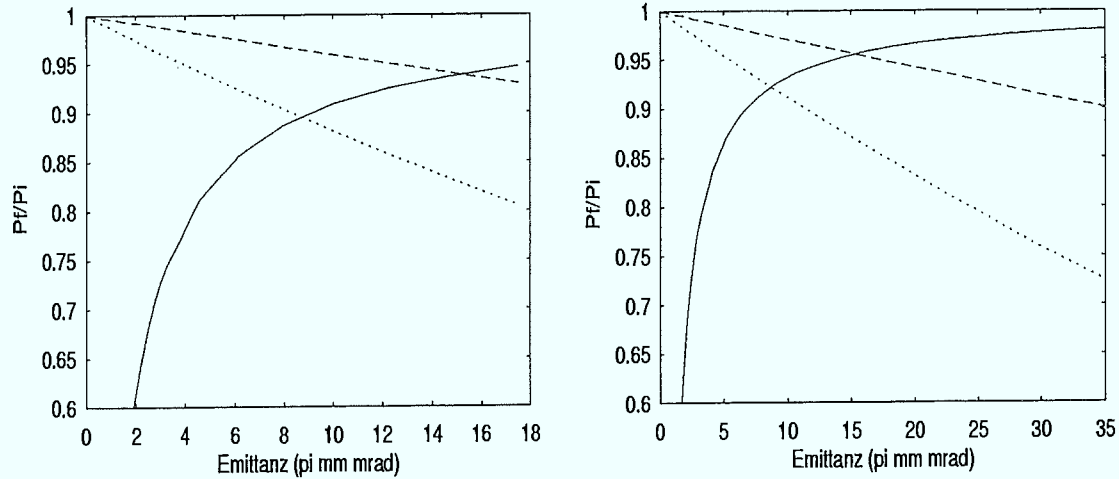


Abbildung 5.6: Anteil der erhaltenen Polarisation nach Überfahren der stärksten intrinsischen Resonanz bei einem Energiegewinn von 1.3 keV pro Umlauf. Bei den Berechnungen wurde eine Gauss'sche (links) bzw. rechteckige (rechts) Phasenraumverteilung im vertikalen Phasenraum angenommen. Verglichen ist die Abhängigkeit von der Strahlemittanz mit und ohne Arbeitspunktsprung: $\Delta \nu_y = 0.04$ (gestrichelte Linie) bzw. $\Delta \nu_y = 0.02$ (gepunktete Linie) in zehn Umläufen, ohne Arbeitspunktsprung (durchgezogene Linie). Der Verlauf der Polarisation ohne Arbeitspunktsprung wurde an der Abzisse gespiegelt.

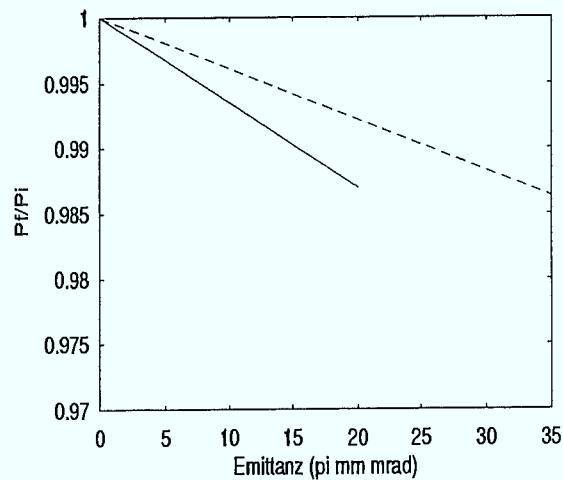


Abbildung 5.7: Anteil der erhaltenen Polarisation nach Überfahren der zweitstärksten intrinsischen Resonanz bei einem Arbeitspunktsprung von $\Delta \nu_y = 0.04$ in zehn Umläufen. Der Energiegewinn pro Umlauf beträgt 1.3 keV . Bei den Berechnungen wurde eine Gauss'sche (durchgezogene Linie) bzw. rechteckige (gestrichelte Linie) Phasenraumverteilung im vertikalen Phasenraum angenommen.

Ein Arbeitspunktsprung von $\Delta\nu_y = 0.04$ in zehn Umläufen ist erforderlich, um den Polarisationsverlust bei den beiden untersuchten Phasenraumverteilungen geringer als 5 % zu halten. Bei diesem Sprung liegen die Verluste der Polarisation an allen übrigen Resonanzen unterhalb von 1.5 % (s.Abb. 5.7).

Die Spinfrequenz und der Arbeitspunkt der einzelnen Teilchen werden durch die Synchrotronbewegung moduliert. Bei einer relativen Impulsabweichung der Teilchen von $\Delta p/p = 2.5 \cdot 10^{-3}$ bei Injektion gilt für den Impulsbereich oberhalb von $0.7 \text{ GeV}/c$, in dem sich alle intrinsischen Resonanzen befinden, folgende Abschätzung: $(\Delta p/p)_{p > 0.7 \text{ GeV}/c} < 1.5 \cdot 10^{-3}$. Für die Spinfrequenz ν_{sp} in Abhängigkeit von der Impulsabweichung des jeweiligen Teilchens ergibt sich:

$$\Delta\nu_{sp} = \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma^2} \gamma G \frac{\Delta p}{p}. \quad (5.1)$$

Bei einer von Null abweichenden Chromatizität des Beschleunigers wird der Arbeitspunkt aufgeweitet:

$$\Delta\nu_z = \xi_z \frac{\Delta p}{p}. \quad (5.2)$$

Die natürliche vertikale Chromatizität ξ_y liegt während der Beschleunigung im Bereich von -10 bis -3, ohne Korrektur mit Sextupolen. In Tabelle 5.8 ist die Abschätzung der Spinfrequenz- und Arbeitspunktaufweitung von COSY aufgelistet. Unter Berücksichtigung der Aufweitung

γG	$\Delta\nu_{sp}$	$\Delta\nu_y$
$6 - \nu_y$ (0.8 GeV/c)	$0.16 \cdot 10^{-2}$	$1.5 \cdot 10^{-2}$
$8 - \nu_y$ (2.1 GeV/c)	$0.43 \cdot 10^{-2}$	$1.5 \cdot 10^{-2}$
$2 + \nu_y$ (2.8 GeV/c)	$0.45 \cdot 10^{-2}$	$1.5 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 5.8: Obere Abschätzung für die Spinfrequenz- und Arbeitspunktaufweitung bei verschiedenen Resonanzen.

der Spinfrequenz und des Arbeitspunktes ist eine Erhöhung der Sprungweite von $\Delta\nu_y = 0.02$ erforderlich. Die sich für COSY ergebende Dimensionierung des Arbeitspunktsprungs ist in Tabelle 5.9 angegeben. Wird der Arbeitspunkt durch den Sprung in die Nähe einer Betatron-

	$\Delta\nu_y^t$	$\Delta\nu_y$	Δt_1 (μs)	Δt_2 (ms)
5 %	$4 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-2}$	10	18
10 %	$2 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-2}$	13	13

Tabelle 5.9: Dimensionierung des vertikalen Arbeitspunktsprungs für verschiedene maximale Polarisationsverluste an der stärksten Resonanz. Mit $\Delta\nu_y^t$ ist die Arbeitspunktänderung pro Umlauf bezeichnet.

resonanz geschoben, so kann Strahlverlust auftreten. Dies kann durch Änderung des vertikalen Arbeitspunktes vor dem Sprung mit Hilfe der Quadrupolmagnete in den Bögen verhindert werden.

Die abfallende Flanke des Sprungs kann prinzipiell auch zur Umkehr der Polarisation an einer intrinsischen Resonanz genutzt werden. Wird der Sprung derart eingestellt, daß die Resonanzbedingung während der abfallenden Flanke erfüllt ist, so wird der Resonanzübergang verlängert.

Dazu muß der abfallende Teil einen annähernd linearen Verlauf haben. Bei Resonanzen oberhalb von 1 GeV ist die Umkehr der Polarisation grundsätzlich möglich, da die Synchrotronfrequenz und die mittlere Impulsabweichung hinreichend klein sind. In COSY ist jedoch nur die Resonanzstärke von $\gamma G = 8 - \nu_y$ groß genug, um die Polarisation mit einem Verlust von weniger als 5% umzukehren.

5.2.2 Anpassung der Strahloptik

Bei der standardmäßig in COSY verwendeten Strahloptik wird die Übergangsenergie während der Beschleunigung mittels der horizontal fokussierenden Quadrupolmagnete in den Bögen geschoben. Die Superperiodizität der Strahloptik reduziert sich dadurch auf $P=2$, und vier intrinsische Resonanzen werden zusätzlich angeregt. Die Anzahl dieser Resonanzen kann durch Anpassung der Strahloptik während der Beschleunigung verringert werden. Um die erste intrinsische Resonanz $\gamma G = 6 - \nu_y$ zu unterdrücken, kann sie mit einer $P=6$ -Optik gekreuzt und erst ab etwa 1 GeV/c mit dem Schieben der Übergangsenergie begonnen werden. Zur Unterdrückung der restlichen drei Resonanzen $\gamma G = 0 + \nu_y$, $\gamma G = 2 + \nu_y$ und $\gamma G = 10 - \nu_y$ wurde eine modifizierte $P=2$ -Optik untersucht. Aufgrund der Spiegelsymmetrie der Einheitszellen verschwindet der imaginäre Anteil der Resonanzstärke aller intrinsischen Resonanzen. Der Realteil kann mit Hilfe der vertikal fokussierenden Quadrupolmagnete der mittleren Einheitszellen unterdrückt werden. Dies entspricht einer Korrektur der entsprechenden Harmonischen der Betatronbewegung (intrinsische Spin-Harmonische), welche die Resonanz hervorruft. Die Ergebnisse der Simulation sind in Abbildung 5.8 dargestellt. Zur Unterdrückung von $\gamma G = 0 + \nu_y$ und $\gamma G = 10 - \nu_y$

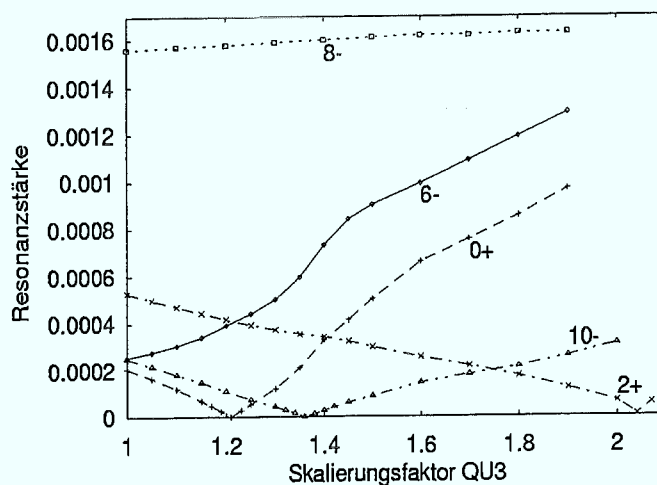


Abbildung 5.8: Resonanzstärke als Funktion des Skalierungsfaktors der vertikal fokussierenden Quadrupolmagnete der mittleren Einheitszellen QU3. Mit den vertikal fokussierenden Quadrupolmagnete der äußeren Einheitszellen QU1, QU5 wurde der Arbeitspunkt konstant gehalten. Für die horizontal fokussierenden Quadrupolfamilien sind typische Skalierungsfaktoren verwendet worden: $QU2=QU6=0.8$, $QU4=1.4$. Die Resonanzen $\gamma G = 0 + \nu_y$, $\gamma G = 10 - \nu_y$ und $\gamma G = 2 + \nu_y$ werden bei einem Skalierungsfaktor von 1.21, 1.36 bzw. 2.04 korrigiert. Zur Unterdrückung der Resonanz $\gamma G = 6 - \nu_y$ muß der Skalierungsfaktor kleiner als eins gewählt werden.

wurden optische Einstellungen von COSY mit üblichen Arbeitspunkten gefunden. Die resultierenden vertikalen Betatronamplituden sind in Abbildung 5.9 abgebildet. Zur Unterdrückung der Resonanz $\gamma G = 2 + \nu_y$ muß die Strahloptik stark geändert werden. Für eine solche optische

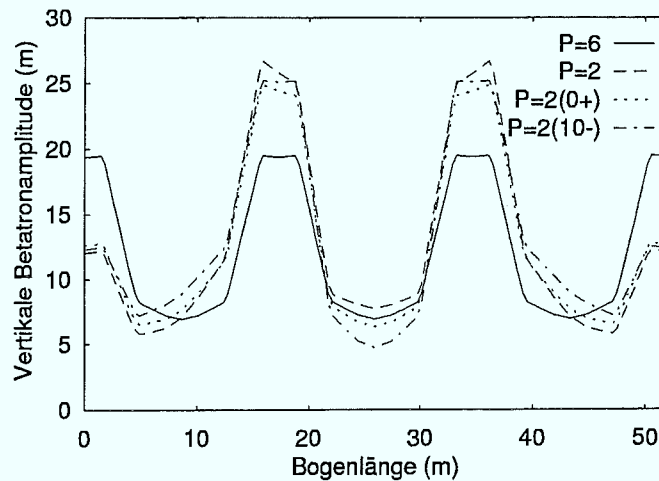


Abbildung 5.9: Vertikale Betatronamplitude in einem Bogen von COSY für verschiedene optische Einstellungen: Dargestellt sind eine $P=6$ -Optik, eine $P=2$ -Optik und zwei modifizierte $P=2$ -Optiken bei denen die intrinsischen Resonanzen $\gamma G = 0 + \nu_y$ bzw. $\gamma G = 10 - \nu_y$ korrigiert sind.

Einstellung sind die Netzgeräte der Quadrupolmagnete von COSY nicht ausgelegt. Die $P=6$ -Resonanz $\gamma G = 8 - \nu_y$ kann, wie auch aufgrund der sechser Struktur der Einheitszellen in den Bögen von COSY erwartet, nicht unterdrückt werden.

Durch eine angepasste Strahloptik während der Beschleunigung ist es in COSY möglich, die intrinsischen Resonanzen $\gamma G = 6 - \nu_y$, $\gamma G = 0 + \nu_y$ und $\gamma G = 10 - \nu_y$ zu unterdrücken. Sollte bei einer dieser Resonanzen nur eine teilweise Korrektur möglich sein, so kann der Arbeitspunktsprung unterstützend eingesetzt werden. Bei den verbleibenden zwei Resonanzen $\gamma G = 8 - \nu_y$ und $\gamma G = 2 + \nu_y$ ist der Arbeitspunktsprung in jedem Fall erforderlich.

Trotzdem ist es für die Beschleunigung des polarisierten Strahls wünschenswert, die $P=6$ -Optik während der gesamten Beschleunigung beizubehalten, um damit die Anzahl der intrinsischen Resonanzen auf eins zu reduzieren. Dazu ist es jedoch notwendig, die Übergangsenergie mit speziellen Quadrupolmagneten² zu überspringen, unter gleichzeitigem Wechsel der Beschleunigungsflanke durch einen Phasensprung der beschleunigenden Hochfrequenz [87]. Das erforderliche Magnetsystem stehen an COSY nicht zur Verfügung. Untersuchungen haben gezeigt, daß auch eine Strahloptik mit einer Übergangsenergie unterhalb der Injektionsenergie ($\gamma_{tr} = 0.89$) eingestellt werden kann (s. Abb. 5.10). Dazu muß die horizontale Fokussierung in den Bögen reduziert werden. Der horizontale Arbeitspunkt liegt bei einer solchen Einstellung bei $\nu_x = 2.6$, der vertikale Arbeitspunkt bleibt unverändert. Mit dieser Strahloptik konnte der Strahl in COSY injiziert und gespeichert werden. Dabei ist es jedoch nicht gelungen, den Strahl zu beschleunigen. Strahlverlust trat auf, wenn die Hochfrequenz eingeschaltet wurde. Beim Einfangen des Strahls mit der Hochfrequenz (*bunching*) nimmt die Impulsabweichung des Strahls zu, und die im Gegensatz zur Standardoptik relativ große horizontale Dispersion der untersuchten Strahloptik wirkt sich aus.

²Der maximal mögliche Sprung der Übergangsenergie mit dem für COSY ausgelegten Magnetsystem zur schnellen Arbeitspunktänderung (s. Kap. 6) liegt bei etwa $\Delta\gamma_{tr} = 0.1$ und ist damit um eine Größenordnung zu klein.

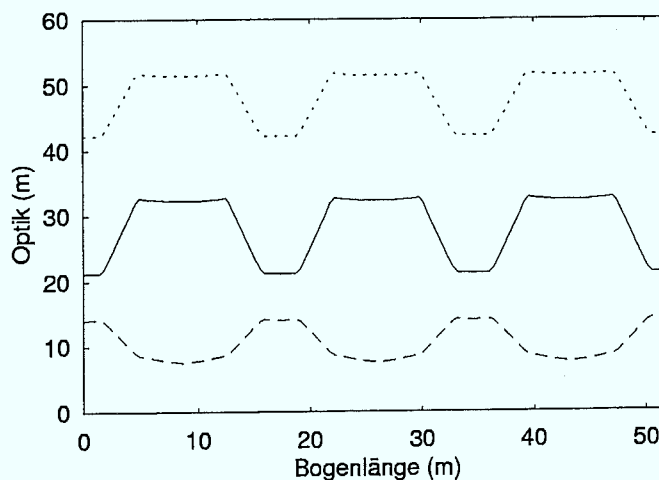


Abbildung 5.10: Strahloptik in einem Bogen von COSY bei einer Übergangsenergie unterhalb der Injektionsenergie. Dargestellt sind die horizontale Betatronamplitude (durchgezogene Linie), die vertikale Betatronamplitude (gestrichelte Linie) und die horizontale Dispersion (gepunktete Linie).

5.2.3 Weitere Möglichkeiten zur Polarisationserhaltung

Üblicherweise wird ein Arbeitspunktsprung zum Überfahren intrinsischer Resonanzen verwendet. Die Resonanzstärke der depolarisierenden Resonanzen wächst jedoch mit der Größe der Störfelder und somit mit der Teilchenenergie an. Damit erhöht sich auch die erforderliche Kreuzungsgeschwindigkeit beim Arbeitspunktsprung. Dies führt zu einer Vergrößerung der Sprungweite und Verkürzung der Sprungdauer. Beides ist hinsichtlich der Strahlstabilität problematisch. Die Sprungweite ist durch den Abstand zwischen den Betatronresonanzen limitiert. Am AGS wurde bei Sprungzeiten im Bereich von einem Umlauf der Teilchen beobachtet, daß bei nichtadiabatischer Arbeitspunktänderung die Emittanz des Strahls wächst [99]. Im Energiebereich von 3-8 GeV (DESYIII [11], LISS [89], AGS [90]) ist zudem der Einsatz von Sibirischen Schlangen äußerst schwierig (s.Kap. 8). Daher ist die Verwendung anderer Methoden in diesem Energiebereich wünschenswert.

- Um den Sprung der Spinfrequenz, den eine partielle Schlange an ganzzahligen Resonanzen bewirkt, auch bei intrinsischen Resonanzen ausnutzen zu können, muß der fraktionale vertikale Arbeitspunkt kleiner als $\frac{\chi}{2\pi}$ sein. Dann befinden sich die intrinsischen Resonanzen im Bereich der Polarisationsumkehr. Werden die Korrektursolenoiden und das Hauptsolenoid des Elektronenkühlers in COSY gleichzeitig verwendet, so beträgt die integrale Feldstärke etwa $Bdl=0.7$ Tm. Der Drehwinkel des Spins liegt damit zwischen 114° bei Injektionsenergie und 10° bei Endenergie. Der fraktionale vertikale Arbeitspunkt muß daher kleiner als 0.314 (Injektionsenergie) bzw. 0.028 (Endenergie) sein.

Mit gepulsten Solenoidmagneten kann die Einwirkung des Solenoidfeldes zum Zeitpunkt des Resonanzübergangs von intrinsischen Resonanzen stattfinden:

- Ein gepulster Solenoidmagnet erzeugt sogenannte 'rf-induzierte' Resonanzen, die eine Umkehr der Polarisation hervorrufen können. Die Stärke dieser Resonanzen berechnet sich aus dem Drehwinkel des Spins $\frac{\chi}{2\pi}$ bei der entsprechenden Teilchenenergie. Soll die 'rf-induzierte' Resonanz in der Nähe einer intrinsischen angeregt werden, so lautet die Frequenzbedingung für den Hochfrequenzsender: $f_{rf} = f_t(k \pm \nu_{res})$, f_t ist die Umlauffrequenz

der Teilchen im Beschleuniger und k eine ganze Zahl. Am Indiana-Kühlerring wurde zur Erzeugung einer solchen Resonanz ein aus 21 Windungen bestehender Solenoidmagnet mit einem Hochfrequenzsender (10 KW, 0.8-2.8 MHz) betrieben [91]. Das maximale Feld dieser Anordnung betrug 1.8 Tmm. Ein ähnliches Magnetsystem könnte auch an COSY zur Polarisationsumkehr beim Kreuzen von intrinsischen Resonanzen eingesetzt werden. Dazu wäre eine induzierte Resonanzstärke von $1.6 \cdot 10^{-3}$ ausreichend. Dies entspricht bei einer Energie von 800 MeV/c einem Feld von 4.8 Tmm.

- Soll eine Arbeitspunktverschiebung durch die fokussierende Wirkung eines Solenoidfeldes zum Überspringen der Resonanz genutzt werden, dann ist ein Feld von mehr als 1 Tm für einen Sprung von $\nu_y = 0.06$ bei 800 MeV/c erforderlich. Die Korrektursolenoiden des Elektronenkühlers liefert bei dreifacher Bestromung das erforderliche Feld. Die Induktivität der Korrektursolenoiden beträgt 31 mH. Das Eisengehäuse beeinflusst im wesentlichen das Randfeld und braucht in seiner Wirkung auf das Solenoidfeld lediglich in dritter Ordnung betrachtet zu werden. Verglichen mit gepulsten Quadrupolmagneten ist die Induktivität jedoch um eine Größenordnung höher, womit die Anforderungen an das Netzgerät drastisch erhöht werden.

Am Indiana-Kühlerring wurde das Verhalten einer partielle Schlange dritter Art erstmals beobachtet [92]. Der dort existierende Elektronenkühler ist horizontal angeordnet. Er besteht aus Solenoidmagneten, Toroidmagneten und vertikalen Korrekturdipolen. Da Drehungen im dreidimensionalen Raum nicht kommutativ sind, ergibt sich hinter dem Magnetsystem eine Restdrehung des Spins um die vertikale Achse. Diese äußerte sich am Indiana-Kühlerring in einer Verschiebung der Resonanzenergie der ersten Imperfektionsresonanz, die ihre Ursache in einer Änderung der Spinfrequenz hat.

- Für den geplanten Beschleuniger *Light Ion Spin Synchrotron* LISS (IUCF Bloomington) gibt es Überlegungen, eine gepulste Schlange dritter Art bestehend aus drei gepulsten Dipolmagneten und zwei Solenoidmagneten zu verwenden [9]. Die Polarisation wird durch einen Spinfrequenzsprung über die intrinsischen Resonanzen erhalten. Am LISS soll die Spinfrequenz in $2\mu\text{s}$ um 0.01 geändert werden. Die dazu benötigten Feldstärken sind sehr groß. Die integrale Feldstärke der Dipolmagnete beträgt 0.11 Tm, die der Solenoidmagnete 0.3-1.8 Tm.

Alle Anordnungen mit Solenoidmagneten sind bei höheren Energien unpraktikabel, da der Drehwinkel des Spins im Solenoidfeld umgekehrt proportional zum Impuls der Teilchen ist. Deshalb sind bei höheren Energien transversale Felder vorzuziehen.

- Zur Polarisationsumkehr an intrinsischen Resonanzen kann die vertikale Betatronbewegung kohärent angeregt werden. Dazu wurde am Indiana-Kühlerring versuchsweise ein vertikaler Kickerdipol verwendet, der mit einem integralen Feld von $Bdl = 5$ Tmm etwa 500 ns auf den Strahl einwirkte [93, 94]. Am AGS ist die Untersuchung dieser Methode an stark depolarisierenden Resonanzen geplant. Bei COSY ist dieses Verfahren zur Zeit nicht anwendbar, da nur ein horizontaler Kickerdipol im Ring existiert.

Besonders attraktiv sind natürlich Korrekturmethoden, die keine zusätzlichen Einbauten erfordern, sondern mit vorhandenen Systemen realisiert werden können.

- Am AGS wurde erfolgreich demonstriert, daß mit einem Energiesprung der Polarisationsverlust an schwächeren intrinsischen Resonanzen reduziert werden kann. Dazu ist mit dem HF-System abrupt die Länge der Flugbahn der Teilchen geändert worden [95].

Alle diese Methoden sind entweder nur für schwache Resonanzen bzw. bei niedrigen Energien zum Erhalt der Polarisierung beim Kreuzen von intrinsischen Resonanzen geeignet, oder ihre Wirksamkeit konnte bisher nicht unter Beweis gestellt werden. Es wäre im Hinblick auf die Beschleunigung polarisierter Protonen zu höheren Energien sinnvoll, den polarisierten COSY-Strahl zur Untersuchung verschiedener Methoden zu nutzen.

Soll unterstützend zu einem der Korrektursysteme die Resonanzstärke beeinflusst werden, so kann durch Kühlung bzw. Aufheizung des Strahls die vertikale Emittanz geändert werden. Die Kühlsysteme in COSY ermöglichen eine Verkleinerung der vertikalen Emittanz unterhalb von 0.4π mm mrad [61, 62]. Soll die Resonanz angeregt werden, so kann eine Aufheizung des Strahls bis zur Akzeptanzgrenze von etwa 30π mm mrad erfolgen. Somit ist es möglich, die Resonanzstärke um einen Faktor zehn zu variieren.

5.3 Depolarisierende Resonanzen höherer Ordnung

Alle sonstigen depolarisierenden Resonanzen sind höherer Ordnung. Sie führen bei der Beschleunigung des Strahls nur bei starker Koppelung der transversalen Phasenräume, hohen Multipolanteilen im Ring oder starker Synchrotronoszillation der Teilchen zu deutlichen Polarisationsverlusten. Sie können jedoch wirksam werden, wenn der Strahl nicht beschleunigt wird, also bei der Injektion, Extraktion oder Speicherung der Teilchen.

In Abbildung 5.11 ist das Verhalten des Spins in der Nähe einer depolarisierenden Resonanz, bei nicht beschleunigtem Strahl, dargestellt. Aus der Abbildung geht hervor, daß der Spin oszilliert.

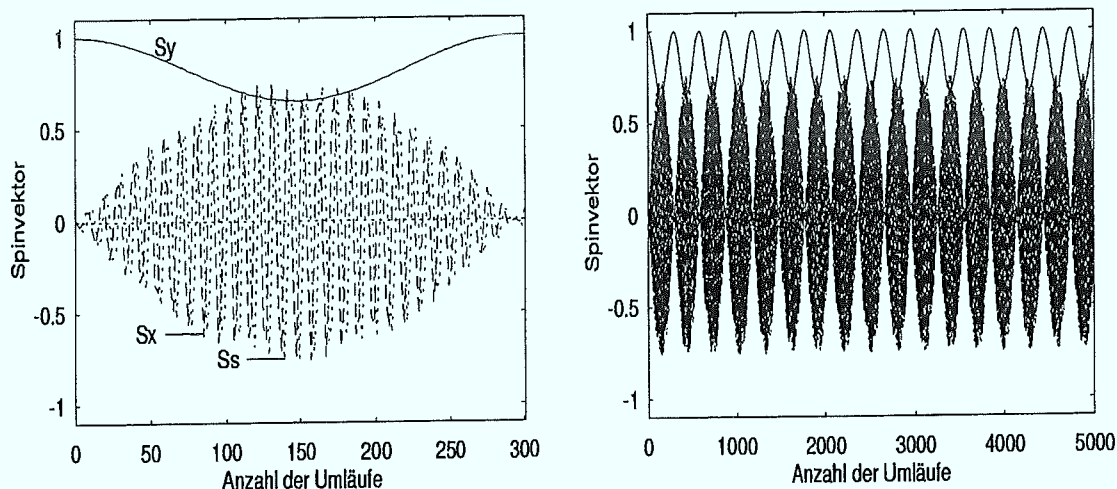


Abbildung 5.11: *Bewegung des Spins in der Nähe einer depolarisierenden Resonanz aufgetragen gegen die Anzahl der Umläufe der Teilchen im Beschleuniger. Der Abstand zur Resonanz beträgt $\delta = 2\epsilon_r$.*

Die beiden horizontalen Anteile des Spinvektors oszillieren im Vergleich zum vertikalen Anteil schneller und ihre Oszillation ist moduliert. Daraus kann geschlossen werden, daß das invariante Spinfeld ebenfalls um die vertikale Achse rotiert. Die beobachtbare Polarisierung ist in der Nähe einer depolarisierenden Resonanz herabgesetzt. Da das invariante Spinfeld bei Verkleinerung des Abstands zur Resonanz stärker aus der Vertikalen ausgelenkt wird (s.Gl. 3.58), nimmt die beobachtbare Polarisierung bei Annäherung an die Resonanz weiter ab.

Die Resonanzen, die durch Multipolfelder verursacht werden, sind in Tabelle 5.10 zusammengefaßt.

	'normal'	'gedreht'
Quadrupolfeld	$\gamma G = k \pm \nu_y$	$\gamma G = k \pm \nu_x$
Sextupolfeld	$\gamma G = k \pm \nu_x \pm \nu_y$	$\gamma G = k \pm 2\nu_x, k \pm 2\nu_y$
Oktupolfeld	$\gamma G = k \pm 2\nu_x \pm \nu_y, k \pm 3\nu_y, k \pm \nu_y$	$\gamma G = k \pm \nu_x \pm 2\nu_y, k \pm 3\nu_x, k \pm \nu_x$
...		

Tabelle 5.10: Depolarisierende Resonanzen hervorgerufen durch normal orientierte und gedrehte Multipolfelder.

Diese Resonanzen können bei ungünstiger Wahl der beiden transversalen Arbeitspunkte wirksam werden. Um dies zu vermeiden, kann ein Arbeitspunktdiagramm Aufschluß über die Lage der depolarisierenden Resonanzen geben. Die Lage der depolarisierenden Resonanzen ist abhängig von der jeweiligen Teilchenenergie. Exemplarisch sind in Abbildung 5.12 die bei 800 MeV/c auftretenden Resonanzen bis zur dritten Ordnung in einem aufgetragen.

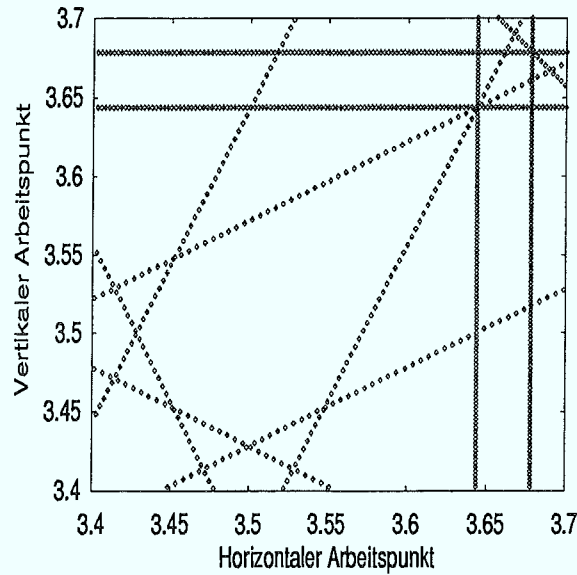


Abbildung 5.12: Depolarisierende Resonanzen bis zur dritten Ordnung bei 800 MeV/c in Abhängigkeit von den transversalen Arbeitspunkten des Beschleunigers: $\gamma G = -8.0 + \nu_x + 2\nu_y$, $-8.0 + 2\nu_x + \nu_y$, $-5.0 + \nu_x + \nu_y$, $-5.0 + 2\nu_x$, $-5.0 + 2\nu_y$, $-1 + \nu_x + 2\nu_y$, $-1 + 2\nu_x + \nu_y$, $6.0 + \nu_x - 2\nu_y$, $6.0 - 2\nu_x + \nu_y$, $6.0 - \nu_x$, $6.0 - \nu_y$.

Kapitel 6

Magnetsystem zur schnellen Arbeitspunktänderung

Um die Polarisationsverluste beim Überfahren von intrinsischen Resonanzen zu minimieren, wurde ein Magnetsystem zur schnellen Arbeitspunktänderung entwickelt und in COSY eingebaut [96]. Dieses Magnetsystem ist ausgelegt für alle zehn Resonanzen, unter Berücksichtigung verschiedener Arbeitspunkte und Beschleunigungszyklen von COSY. Es ist so dimensioniert, daß der Polarisationsverlust an der stärksten intrinsischen Resonanz kleiner als 5 % ist und an allen übrigen intrinsischen Resonanzen unterhalb von 2 % liegt.

6.1 Optische Auslegung

Ein Quadrupolmagnet besteht bei konventioneller Bauart aus vier Eisenpolen mit hyperbelförmigen Flächen, die durch Spulen wechselnder Polarität erregt werden [97]. Die magnetische Flußdichte $\vec{B}$ eines idealen Quadrupolfeldes im Abstand $\vec{r} = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$ von der Magnetachse ist gegeben durch:

$$\vec{B} = -g \vec{r}, \quad \text{mit} \quad g = \frac{\partial B_y}{\partial x} = \frac{\partial B_x}{\partial y}. \quad (6.1)$$

Das von ihm erzeugte Feld verschwindet auf der Magnetachse und wächst linear mit dem Abstand zu den Polschuhen hin an. Daraus ergibt sich für das skalare magnetische Potential V dieses Feldes mit $\vec{B} = -\vec{\nabla}V$:

$$V(x, y) = g \, x \, y. \quad (6.2)$$

Die Äquipotentialflächen $y(x) = \frac{V}{g \cdot x}$ verlaufen hyperbelförmig. Die Bewegungsgleichung eines Teilchens unter dem Einfluß der Lorentzkraft lautet:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = e v_y g \, x, \quad m \frac{d^2 y}{dt^2} = -e v_x g \, y. \quad (6.3)$$

Aufgrund des Feldlinienverlaufs zwischen den Polen wirkt dieses Feld in einer transversalen Ebene fokussierend und in der anderen Ebene defokussierend auf die Teilchen. Dementsprechend erhöht ein zusätzliches Quadrupolfeld im Beschleuniger den Arbeitspunkt in einer transversalen Ebene und reduziert ihn in der anderen transversalen Ebene.

6.1.1 Positionierung im COSY-Ring

Die Änderung des Arbeitspunktes $\Delta\nu_z$ im Quadrupolfeld hängt neben der effektiven Länge l^k und dem mittleren Gradienten g^k des Quadrupolmagneten von der Größe der Betatronamplitude β_z am Ort (k) des Magneten ab:

$$\Delta\nu_z = \frac{1}{4\pi} \beta_z^k \frac{g^k l^k}{B\rho}. \quad (6.4)$$

Um eine möglichst große Änderung des vertikalen Arbeitspunktes im Beschleuniger zu erzielen, müssen Sprungquadrupole an Orten großer vertikaler Betatronamplitude eingebaut werden. Soll ausschließlich eine vertikale Arbeitspunktänderung ausgeführt werden, so müssen Kompensationsquadrupole an Orten großer horizontaler Betatronamplitude vorgesehen werden, die die horizontale Arbeitspunktänderung durch die Sprungquadrupole gerade ausgleichen. Ein Magnetsystem aus Sprung- und Kompensationsquadrupol hat zudem den Vorteil, daß ebenso ein horizontaler Arbeitspunktsprung ausgeführt werden kann, wenn die Wirkung von Sprung- und Kompensationsquadrupol vertauscht wird.

Vertikale und horizontale Betatronfunktion verhalten sich gegenphasig. In COSY ist die horizontale Betatronamplitude in der Mitte einer Einheitszelle groß, wohingegen die vertikale Betatronamplitude am Beginn oder Ende einer Einheitszelle ihr Maximum erreicht. Die Betatronamplitude ist für mögliche Einbauorte der Quadrupolmagnete bei einer üblichen Strahloptik von COSY in Tabelle 6.1 aufgelistet.

Ort im Ring	β_x (m)	β_y (m)
Mitte Einheitszelle	27.9	9.8
Beginn/Ende Einheitszelle	3.2	21.1

Tabelle 6.1: *Betatronamplitude an möglichen Einbauorten der Quadrupolmagnete.*

Um einen vertikalen Arbeitspunktsprung von $\Delta\nu_y = 0.06$, mit $\Delta\nu_x = 0$, bei der stärksten intrinsischen Resonanz ausführen zu können, werden folgende Gradienten benötigt:

- $g_1 = 0.43$ T/m für den Sprungquadrupol,
- $g_2 = -0.05$ T/m für den Kompensationsquadrupol.

Dabei wurde eine effektive Länge der Quadrupolmagnete von 600 mm angenommen (s.Kap. 6.2).

Die Gradienten, die sich bei einem Magnetsystem aus zwei Quadrupolmagneten ergeben, sind technisch realisierbar. Freie Plätze im Ring sind in der Einheitszelle unmittelbar hinter dem Target-Teleskop in Strahlrichtung vorhanden (s.Abb. 4.2):

- in der Mitte der Einheitszelle zwischen dem zweiten und dritten Dipolmagneten und
- am Ende der Einheitszelle zwischen dem vierten und fünften Dipolmagneten.

6.1.2 Einfluß auf die Strahloptik

Die Strahloptik wird durch die zusätzlichen Quadrupolfelder beeinflusst. In Tabelle 6.2 sind die Ergebnisse zusammengefaßt. Mit dem Kompensationsquadrupol kann der Einfluß des Ar-

	ν_x	ν_y	$\beta_x^{max}(m)$	$\beta_y^{max}(m)$	$D_x^{max}(m)$
ohne Sprung	3.57	3.58	20.1	28.6	18.5
mit Sprung	3.57	3.64	20.0	50.0	19.5

Tabelle 6.2: Einfluß des Arbeitspunktsprungs auf eine in COSY verwendete $P=2$ -Optik.

beitspunktsprungs auf die horizontale Strahloptik von COSY ausgeglichen werden. Vertikal ist jedoch mit einem Anwachsen der optischen Funktionen während des Sprungs durch Fehlanpassung der Phasenraumellipse zu rechnen. Erfolgt die Änderung der Strahloptik nichtadiabatisch, so kann der Strahl der Strahloptik nicht folgen und die Emittanz des Strahls wächst an. Wird die Anstiegszeit des Sprungs erhöht und somit der Sprung über eine größere Anzahl von Umläufen der Teilchen ausgeführt, so stellt sich allmählich Adiabaticität ein. Eine Formel für das Emittanzwachstum bei Fehlanpassung wird in [98] angegeben. Für das Emittanzwachstum M_z gilt:

$$M_z = \frac{1}{2} \left(\Delta_z + \sqrt{\Delta_z^2 + 4\Delta_z} \right), \quad (6.5)$$

mit $\Delta_z = (\alpha_z^f - \alpha_z^i)^2 - (\beta_z^f - \beta_z^i)$ und $(\alpha_z, \beta_z, \gamma_z)$ sind die optischen Funktionen bei angepaßter (i) bzw. nicht angepaßter (f) Phasenraumellipse. Damit ergibt sich ein maximales vertikales Emittanzwachstum von $M_y^{max} = 90\%$.

Zum Abschätzen des adiabatischen Verhaltens des Emittanzwachstums M_y beim Sprung wird vereinfacht angenommen, daß die Feldstärke in den gepulsten Quadrupolmagneten linear zunimmt. Die optischen Funktionen am Ort größten Emittanzwachstums wurden über n Umläufe abgebildet und das zeitliche Verhalten des Emittanzwachstums bestimmt [44]. Das Emittanzwachstum für das hier vorgeschlagene Magnetsystem ist in Abbildung 6.1 gegen die Anzahl der Umläufe aufgetragen. Wie erwartet liefert dieses Modell ein geringeres Emittanzwachstum bei Erhöhung der Anzahl der Umläufe. Bei einer Änderung des Arbeitspunktes über zehn Umläufe

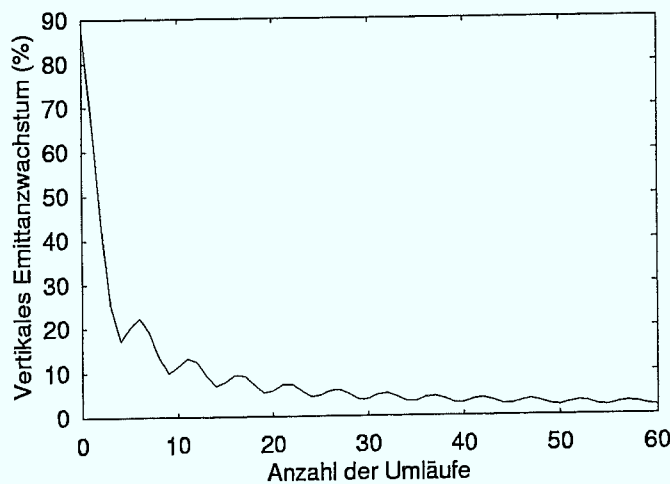


Abbildung 6.1: Vertikales Emittanzwachstum in Abhängigkeit von der Anzahl der Umläufe der Teilchen im Beschleuniger beim Arbeitspunktsprung.

liegt das vertikale Emittanzwachstum bei 10 bis 12 %. Eine weitere Erhöhung der Anzahl der Umläufe auf zwanzig würde zwar das Emittanzwachstum um 7 % reduzieren, aber zugleich eine um 50 % größere Sprungweite erfordern. Ebenso erscheint eine Verkleinerung der Anzahl der Umläufe für den Arbeitspunktsprung aufgrund des stark ansteigenden Emittanzwachstums nicht vorteilhaft.

Eine weitere Ursache¹ für das Emittanzwachstum ist die Auslenkung des Strahls während des Sprungs bei nichtaxialer Lage in den Quadrupolmagneten des Magnetsystems. Die Strahlablage in den Sprungquadrupolen verursachte beim AGS ein mittleres Emittanzwachstum pro Sprung von 50 % [99]. Erst durch eine sehr aufwendige Korrektur der transversalen Position des Strahls in allen zwölf dort verwendeten Sprungquadrupolen konnte das Emittanzwachstum pro Sprung auf weniger als 10 % gesenkt werden. In erster Ordnung ist das Emittanzwachstum der normierten Emittanz ϵ_z^n durch eine Strahlablage Δz_{co} im Sprungquadrupol gegeben durch:

$$\Delta \epsilon_z^n = 2 \sqrt{\frac{\epsilon_z^n \beta \gamma}{\beta_z}} \Delta z_{co}. \quad (6.6)$$

Nimmt man eine Strahlablage im Sprungquadrupol von 1 mm bei einer normierten Emittanz des Strahls von 1π mm mrad an, so errechnet sich an der stärksten Resonanz ein Emittanzwachstum von 16 % ($\Delta \epsilon_z^n = 0.16\pi$ mm mrad).

Für COSY ist ein Magnetsystem aus zwei Quadrupolen ausreichend, um den erforderlichen Arbeitspunktsprung zu realisieren. Zwei Quadrupolmagnete sind insbesondere im Hinblick auf die Korrektur der Strahlablage gegenüber einem Magnetsystem aus mehreren Quadrupolmagneten vorteilhaft. Darüber hinaus ist auch der Einbau eines Magnetsystems aus zwei Quadrupolmagneten in den Beschleuniger mit geringerem Aufwand verbunden. Da das vorgeschlagene Magnetsystem aus einem Sprung- und einem Kompensationsquadrupol besteht, ist es zudem in der Lage einen vertikalen und horizontalen Arbeitspunktsprung auszuführen. Daher bleibt es auch nach Umpolung der Quadrupolmagnete in den Bögen funktionsfähig.

6.2 Technische Auslegung

Für die Realisierung des Magnetsystems sind spezielle Strompulsler erforderlich, die Anstiegszeiten von $10 \mu s$ ermöglichen. Bei solch kurzen Anstiegszeiten müssen abweichend von der konventionellen Magnettechnik mit Eisenpolschuhen entweder eisenlose Magnete, sogenannte Luftspulen-Magnete, oder Ferrit-Magnete eingesetzt werden. Außerdem werden Keramikammern benötigt, damit das Quadrupolfeld innerhalb der benötigten Anstiegszeit in der Vakuumkammer aufgebaut werden kann.

6.2.1 Umbau der Vakuumkammer

Bei dem in COSY verwendeten Strahlrohr aus Edelstahl, mit einer Wanddicke von etwa 3 mm, sind die Wirbelstromverluste bei Anstiegszeiten im μs -Bereich nicht vernachlässigbar. Deshalb wurden sie an den Orten der gepulsten Quadrupolmagnete durch Keramikammern ersetzt. Die Keramikammern sind von der Firma Meta.Ceram-Quartex (Paris), einschließlich Flanschen aus Edelstahl an den Enden, geliefert worden. Der Innendurchmesser ist gleich dem der zu ersetzenden Edelstahlkammern und beträgt $150 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$. Die Wanddicke der Keramikammern liegt

¹Ein Anwachsen der Betatronamplitude durch die schnelle Änderung der Dispersion trägt ebenfalls zum Emittanzwachstum bei. Der Einfluß ist in COSY wegen der kleinen Änderung der horizontalen Dispersion während des Sprungs jedoch vernachlässigbar.

bei 8 mm und die Baulänge bei 650 mm. Zur Anpassung der Impedanz der Keramikammer an die Edelstahlkammer, zur Vermeidung von Raumladungseffekten und Strahlinstabilitäten wurde eine leitenden Schicht in einem Sputterprozess² auf die Innenwand der Keramikammer aufgetragen. Dabei handelt es sich um eine 10 μm Titanium-Beschichtung. Zum Ausgleich der mechanischen Kräfte wurden unmittelbar neben den Keramikammern Bälge in den COSY-Ring eingesetzt.

6.2.2 Anordnung und Verschaltung der Leiterplatten

Zunächst werden Luftspulen-Quadrupolmagnete untersucht, da sie einfacher in der Konstruktion sind als Ferrit-Quadrupolmagnete. Diese Luftspulenarrangierungen können mit Ferriten erweitert werden, falls dies gegenüber einer reinen Luftspulenarrangierung vorteilhaft ist. Dazu werden in Abschnitt 6.2.4 die elektrischen Parameter einer Ferritanordnung berechnet.

Das Magnetfeld wird bei Luftspulen durch eine entsprechende Anordnung der Leiter geformt [97, 100]. Zur Erzeugung eines Quadrupolfeldes ist eine Stromdichteverteilung von $\vec{j} = \vec{j}_0 \cdot \cos(2\phi)$ auf einem Kreisring erforderlich.

Die mechanischen Parameter sind durch die Dimension der Keramikammer vorgegeben.

- Aufgrund der maximalen Baulänge der Keramikammer konnte eine Länge der Quadrupolmagnete von 600 mm gewählt werden.
- Das Quadrupolfeld kann mit einfachen Stromschienen aus Kupfer erzeugt werden. Bei eckigen Leitern spricht man von einem Plattenquadrupol, bei runden Leitern hat der Quadrupolmagnet die Form eines Zylinders (s.Abb. 6.2).

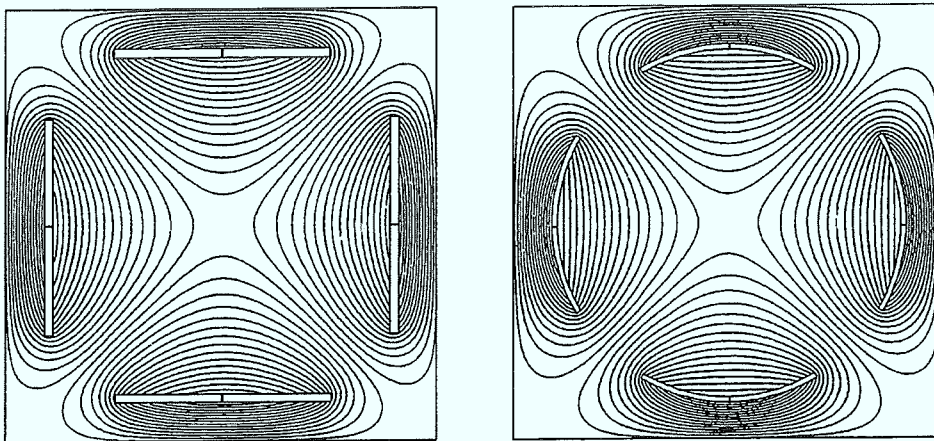


Abbildung 6.2: Anordnung und Feldverlauf eines Luftspulen-Quadrupolmagneten mit eckigen und runden Leitern.

- Die Apertur des Quadrupolmagneten sollte möglichst klein gehalten werden, damit die erforderliche Stromstärke nicht zu groß wird. Der maximale Innenradius der Keramikammer beträgt 80 mm, die Wanddicke 8 mm, die Dicke der Heizmanschette, die zum Ausheizen der Vakuumkammer benötigt wird, 6 mm. Die Achse der Vakuumkammer kann von der Sollbahn abweichen, so daß zur Einmessung des Quadrupolmagneten weitere 5 mm veranschlagt werden. Damit ergibt sich eine Aperturradius von 110 mm bei runder Bauform und 100 mm bei eckiger Bauform.

²In einer speziellen Anlage am Europäischen Kernforschungszentrum (CERN, Genf).

- Für den Betrieb der Quadrupolmagnete ohne zusätzliches Kühlsystem sollte der Querschnitt der Leiter mindestens $0.5 \text{ mm}^2/\text{A}$ Gleichstrom betragen. Geht man von einem maximalen Strom von 4000 A aus und nimmt als Abschätzung einen Gleichstrom von 2000 A an, der innerhalb einer Zyklusdauer von 3.2 s bis zu zehnmal etwa 30 ms den Magneten durchfließt, so ergibt sich eine untere Abschätzung für den Querschnitt der Stromleiter von 140 mm^2 .

Aufgrund der rechteckigen Geometrie der Vakuumkammer am Einbauort der gepulsten Quadrupolmagnete wird eine rechteckige Anordnung der Leiter vorgezogen. Sie liefert gegenüber einer runden Anordnung aufgrund des geringeren Abstands zur Strahlachse ein höheres Feld. Die Feldfehler beider Leiterformen liegt in der gleichen Größenordnung.

Zur Herleitung der Feldverteilung wird von dem Vektorpotential eines punktförmigen, unendlich langen Leiters, der in z -Richtung verläuft, ausgegangen:

$$\vec{A} = \frac{\mu_0 I}{\pi} \ln r \cdot \vec{e}_z. \quad (6.7)$$

Diese Gleichung kann durch Berechnung des Feldes über $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ leicht überprüft werden. Durch Integration über den Plattenquerschnitt ergibt sich das Vektorpotential für eine unendlich lange stromführende Platte:

$$\vec{A} = \frac{\mu_0 I}{8\pi ab} \int_{-a}^a \int_{-b}^b \ln r \, dx' dy' \vec{e}_z, \quad (6.8)$$

mit der Breite $2a$ und der Dicke $2b$ der Platte. Nach der Integration erhält man folgende Lösung [101]:

$$\begin{aligned} \vec{A} = \frac{\mu_0 I}{16\pi ab} \vec{e}_z \cdot & \left[(a-x)(b-y) \ln((a-x)^2 + (b-y)^2) \right. \\ & + ((a+x)(b-y) \ln((a+x)^2 + (b-y)^2)) \\ & + ((a-x)(b+y) \ln((a-x)^2 + (b+y)^2)) \\ & + ((a+x)(b+y) \ln((a+x)^2 + (b+y)^2)) \\ & + \left((a-x)^2 \left(\tan^{-1} \frac{b-y}{a-x} + \tan^{-1} \frac{b+y}{a-x} \right) \right) \\ & + \left((a+x)^2 \left(\tan^{-1} \frac{b-y}{a+x} + \tan^{-1} \frac{b+y}{a+x} \right) \right) \\ & + \left((b-y)^2 \left(\tan^{-1} \frac{a-x}{b-y} + \tan^{-1} \frac{a+x}{b-y} \right) \right) \\ & \left. + \left((b+y)^2 \left(\tan^{-1} \frac{a-x}{b+y} + \tan^{-1} \frac{a+x}{b+y} \right) \right) \right]. \quad (6.9) \end{aligned}$$

Wird vereinfacht angenommen, daß die Leiterbreite a gegenüber der Leiterdicke b groß ist, dann kann das Vektorpotential näherungsweise durch die Integration einer Linienstromdichte entlang der Leiterbreite berechnet werden:

$$\vec{A} = \frac{\mu_0 I}{4\pi a} \int_{-a}^a \ln r \, dx' \vec{e}_z, \quad (6.10)$$

woraus folgt:

$$\begin{aligned} \vec{A} = \frac{\mu_0 I}{8\pi a} \cdot & \left[(a+x) \ln((a+x)^2 + y^2) + (a-x) \ln((a-x)^2 + y^2) \right. \\ & \left. + 2y \left(\tan^{-1} \frac{a+x}{y} + \tan^{-1} \frac{a-x}{b+y} \right) - 4a \right]. \quad (6.11) \end{aligned}$$

Bildet man die Rotation, so ist das Feld für einen stromdurchflossenen Leiter gegeben durch:

$$\vec{B}_x = \frac{\mu_0 I}{4\pi a} \left(\tan^{-1} \frac{a+x}{y} + \tan^{-1} \frac{a-x}{y} \right), \quad (6.12)$$

$$\vec{B}_y = -\frac{\mu_0 I}{8\pi a} \ln \frac{(a+x)^2 + y^2}{(a-x)^2 + y^2}. \quad (6.13)$$

Das Feld für alle vier Leiter erhält man durch Superposition der Felder der Einzelleiter:

$$\begin{aligned} \vec{B}_x = \frac{\mu_0 I}{8\pi a} \cdot & \left[\ln \frac{(a+y)^2 + (x-R_0)^2}{(a-y)^2 + (x-R_0)^2} \right. \\ & - 2 \left(\tan^{-1} \frac{a+x}{y-R_0} + \tan^{-1} \frac{a-x}{y-R_0} \right) \\ & + \ln \frac{(a+y)^2 + (x+R_0)^2}{(a-y)^2 + (x+R_0)^2} \\ & \left. - 2 \left(\tan^{-1} \frac{a+x}{y+R_0} + \tan^{-1} \frac{a-x}{y+R_0} \right) \right], \quad (6.14) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \vec{B}_y = \frac{\mu_0 I}{8\pi a} \cdot & \left[-2 \left(\tan^{-1} \frac{a+y}{x-R_0} + \tan^{-1} \frac{a-y}{x-R_0} \right) \right. \\ & + \ln \frac{(a+x)^2 + (y-R_0)^2}{(a-x)^2 + (y-R_0)^2} \\ & - 2 \left(\tan^{-1} \frac{a+y}{x+R_0} + \tan^{-1} \frac{a-y}{x+R_0} \right) \\ & \left. + \ln \frac{(a+x)^2 + (y+R_0)^2}{(a-x)^2 + (y+R_0)^2} \right]. \quad (6.15) \end{aligned}$$

R_0 ist der Aperturradius des Quadrupolmagneten. Die Taylor-Entwicklung dieses Feldes lautet:

$$\begin{aligned} \vec{B}_x(x, y) = \frac{2\mu_0 I}{\pi a} \cdot & \left[\frac{2a}{a^2 + R_0^2} \cdot y \right. \\ & + \frac{2a^5 - 20a^3 R_0^2 + 10a R_0^4}{(a^2 + R_0^2)^5} \cdot x^4 y \\ & - \frac{4a^5 - 40a^3 R_0^2 + 20a R_0^4}{(a^2 + R_0^2)^5} \cdot x^2 y^3 \\ & \left. + \frac{0.4a^5 - 4a^3 R_0^2 + 2a R_0^4}{(a^2 + R_0^2)^5} \cdot y^5 \pm \dots \right]. \quad (6.16) \end{aligned}$$

Gleiches gilt für $\vec{B}_y$. Das Feld des Plattenquadrupols erzeugt neben einem Quadrupolfeld auch höhere Multipolfelder ($4n-2$, $n=1,2,3\dots$). Das niedrigste Multipolfeld, das 12-Polfeld, verschwindet, wenn gilt: $a^4 - 10a^2 R_0^2 + 5R_0^4 = 0$, woraus folgt:

$$a^2 = 5 \pm \sqrt{20} R_0^2. \quad (6.17)$$

Kann die Leiterdicke gegen die Leiterbreite nicht vernachlässigt werden, so treten zusätzliche Multipolfelder auf; die analytische Formel für das Feld wird sehr kompliziert. Das niedrigste Multipolfeld ist dann das Oktupolfeld. Die Berechnungen für die Sprungquadrupole wurden daher mit dem Programmpaket Poisson/Superfish [102] durchgeführt. Dieses Computerprogramm bestimmt das Vektorpotential mittels Poissongleichung. Im zweidimensionalen Fall sind zwei Komponenten des Vektorpotentials gleich Null. Es braucht nur eine Gleichung in betracht gezogen werden: $\Delta A_i = \mu j_i$, die diskretisiert auf einem Gitter gelöst wird.

Der Gradient, die Induktivität und die Feldfehler der Anordnung hängen von der Wahl der Dicke und Breite der Leiterplatten ab. Um ein gewisses Maß an Stabilität während der Bestromung des Magneten zu gewährleisten und auf eine zusätzliche Kühlung der Leiterplatten verzichten zu können, wurde eine Anordnung mit einer Leiterdicke von 5 mm untersucht. Die normierten Oktupol- und 12-Polanteile³ des Feldes und die Induktivitäten sind für verschiedene Leiterbreiten a in Abbildung 6.3 aufgetragen. Bei Leiterbreiten unterhalb von 50 mm ist

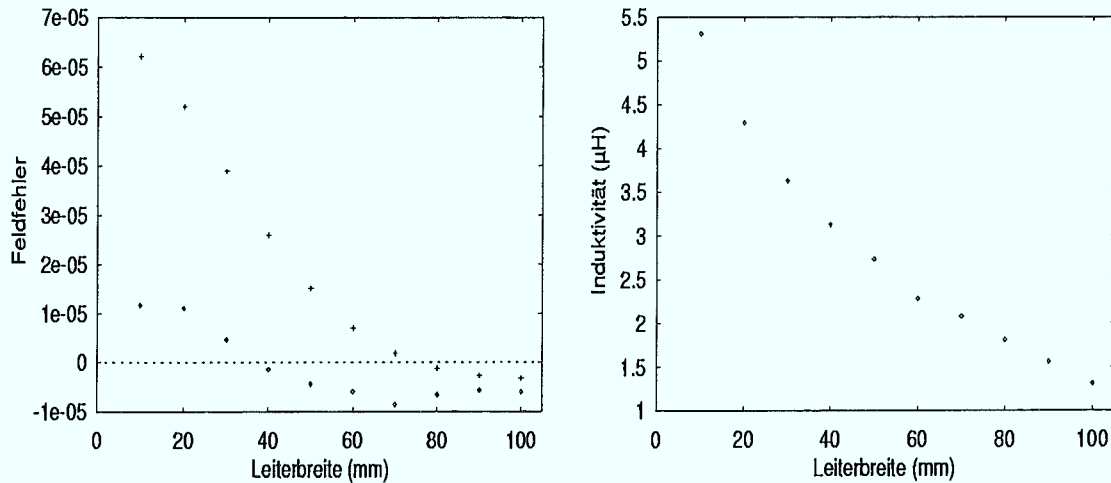


Abbildung 6.3: Vergleich rechteckiger Leiteranordnungen. Aufgetragen sind die Feldfehler (links) und Induktivitäten (rechts) einer rechteckigen Leiteranordnung bei verschiedenen Leiterbreiten a von 20-100 mm. Als Feldfehler ist der Betrag der normierten Fourierkoeffizienten c_n von Oktupol- (Rauten) und 12-Polanteil (Kreuze) des Feldes im Bereich von 70 mm um die Magnetachse bezeichnet.

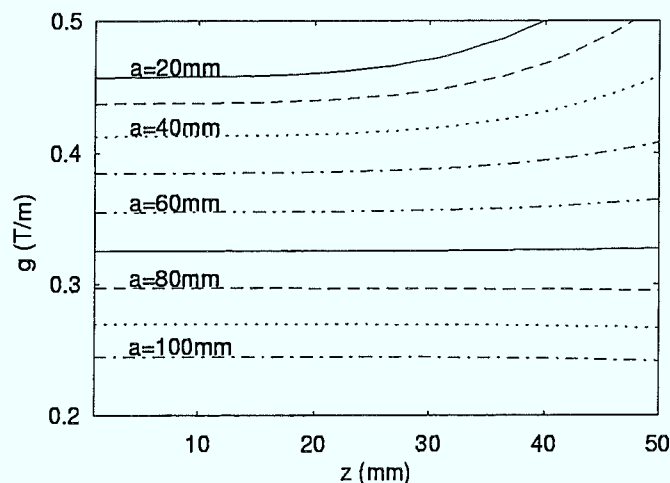


Abbildung 6.4: Gradient einer rechteckigen Leiteranordnung aufgetragen gegen den Abstand z von der Achse des Quadrupolmagneten für verschiedene Leiterbreiten a von 20-100 mm.

das relative Oktupolanteil des Feldes etwa um einen Faktor fünf kleiner der 12-Polanteil. Aus der Taylor-Entwicklung der Feldgleichung 6.16 geht hervor, daß bei einem mittleren Radius der Leiter von 52.5 mm der 12-Polanteil des Feldes bei einer Leiterbreite von 72.3 mm verschwindet.

³ $c_n = \left| \frac{a_n}{R^n} + i \frac{b_n}{R^n} \right|$, a_n und b_n sind die Fourierkoeffizienten mit $B = a_n \cdot \cos(nf) + b_n \cdot \sin(nf)$ und dem normierten Radius $R=10$ mm.

Dies ist in guter Übereinstimmung mit den durchgeführten Feldberechnungen. Der 12-Polanteil des Feldes sinkt mit zunehmender Leiterbreite. Dies hat unmittelbare Auswirkungen auf die Qualität des Quadrupolfeldes (s. Abb. 6.4). Schmale Leiter erzeugen einen hohen Gradienten auf der Achse des Quadrupolmagneten, die Qualität des Feldes nimmt nach außen hin stark ab. Bei der Wahl breiterer Leiter ist der Gradient kleiner, die Qualität des Quadrupolfeldes nimmt jedoch zu. Gleichzeitig sinkt die Induktivität des Magneten. Da die Strahlablage in den Quadrupolmagneten des Magnetsystems möglichst klein sein sollte, können schmalere Leiter verwendet werden. Bei einer Leiterbreite von 30 mm weicht der Gradient in einem Bereich von ± 20 mm um die Achse des Magneten weniger als 5 % vom idealen Quadrupolfeld ab. Die Breite des Strahls in COSY bei Impulsen über 800 MeV/c liegt üblicherweise unterhalb von ± 7 mm (FWHM).

Die Verschaltung der Leiter erfolgt über Strombrücken aus Kupfer (Querschnitt 5 mm $\times$ 30 mm) mit einem mittleren Radius von 142 mm. Die Strombrücken für eine einlagige Anordnung sind in Abbildung 6.5 dargestellt. Das integrale Quadrupolfeld wird bei der abgebildeten Verschaltung nicht beeinflusst, da die Ströme in den Strombrücken gegensinnig fließen. Die Bestimmung der

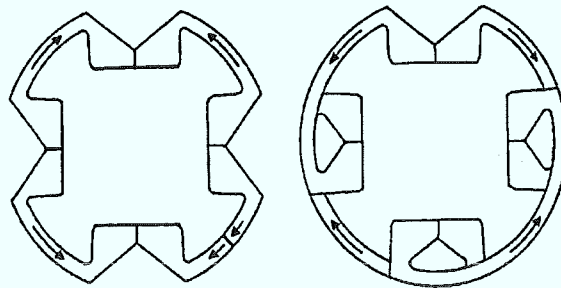


Abbildung 6.5: Strombrücken bei einer einlagigen Anordnung.

Induktivität der Strombrücken kann nur näherungsweise erfolgen. Zur Abschätzung wird als Idealisierung eine rechteckige Rahmenspule angenommen (s. Tab. 6.3). Die Addition der Induk-

	$L_{min} (\mu\text{H})$	$L_{max} (\mu\text{H})$
$m=1$	0.8	1.0
$m=2$	1.9	4.4
$m=3$	3.0	10.6
$m=4$	4.3	19.6

Tabelle 6.3: Abschätzung für die Induktivität der Strombrücken mittels Rahmenspulen. Angegeben ist eine obere und untere Schranke für verschiedene Anzahl m von Leiterlagen.

tivitäten der einzelnen Strombrücken ist nur eine untere Grenze für die gesamte Induktivität, da der von einer Strombrücke erzeugte magnetische Fluß die anderen Strombrücken durchsetzt. Zu einer oberen Abschätzung gelangt man durch Gewichtung der sich überlappenden Flächen der Strombrücken. Bei einer für die Beschleunigeranlage ELSA in Bonn nach demselben Prinzip gebauten Anordnung ergeben sich folgende Werte [103]: $L_{min} = 2.1 \mu\text{H}$, $L_{max} = 27.6 \mu\text{H}$. Der gemessene Wert lag bei $7.7 \mu\text{H}$. Wichtet man die Werte gemäß dieses Meßergebnisses, so ergeben sich die in Tabelle 6.4 angegebenen Induktivitäten.

	L (μH)
$m=1$	0.87
$m=2$	2.73
$m=3$	5.51
$m=4$	8.36

Tabelle 6.4: Abgeschätzte Induktivitäten für die Strombrücken.

6.2.3 Luftspulen-Quadrupolmagnet

Die Werte für den gesamten Luftspulen-Quadrupolmagneten sind in Tabelle 6.5 zusammengefaßt. Um ein maximales Feld bei gegebenem Strom zu erzeugen wäre eine mehrlagige Anord-

	L_g (μH)	I (A)	U_{ind} (kV)
$m=1$	4.5	3057	1.4
$m=2$	17.3	1528	2.6
$m=3$	38.2	1019	3.9
$m=4$	66.5	764	5.1

Tabelle 6.5: Induktivitäten, Ströme und Spannungen für einen Luftspulen-Quadrupolmagneten bei einer Leiterbreite von 30 mm.

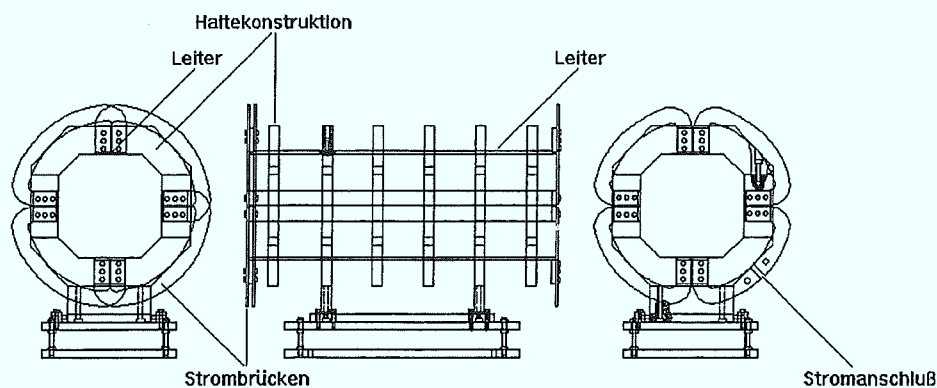


Abbildung 6.6: Vorder- und Seitenansicht der gepulsten Quadrupolmagnete. Acht Kupferleiter mit einer Breite a von 30 mm, einer Dicke $2b$ von 5 mm und einer Länge l von 600 mm werden verwendet. Zwischen den Leitern befinden sich Kaptonstreifen als Isolator. Die Leiter sind mit Schrauben an einer Haltekonstruktion aus kunststoffverklebtem Preßholz befestigt.

nung vorzuziehen. Pro Lage erhöht sich die Anzahl der Strombrücken um acht. Die Optimierung der Verschaltung hinsichtlich der Störströme wird komplizierter und die induzierte Spannung steigt stark an. Da bei der Konzeption der Strompulsler die Induktivität der Last ein kritischer Parameter ist, wurde eine einlagige Anordnung gewählt. Der benötigte Strom bei einer Leiterbreite von 30 mm und einer Leiterdicke von 5 mm beträgt 3057 A bei 0.43 T/m. Die Kraft auf die Leiter liegt bei 70 N, was bei der gewählten Leiterdicke vertretbar ist. Aus dem Widerstand der Leiter von 0.55 m Ω und der Strombrücken von 0.27 m Ω ergibt sich ein Gesamtwiderstand der einlagigen Anordnung von weniger als 1 m Ω ; die abgeschätzte Induktivität der Anordnung

beträgt $4.5 \mu\text{H}$. Unter Berücksichtigung der Eindringtiefe des Stroms in den Leiter (Skin-Effekt) bei einer Anstiegszeit von $10 \mu\text{s}$ wird bei einer Frequenz von 100 kHz ein Wechselstromwiderstand von $13 \text{ m}\Omega$ erwartet. Bei allen Berechnungen ist der zusätzliche Widerstand der Übergänge zwischen Leiter und Brücke nicht berücksichtigt. Die einlagige Anordnung ist in Abbildung 6.6 dargestellt.

6.2.4 Ferrit-Quadrupolmagnet

Zur Erhöhung des Gradienten ist die Verwendung von Ferriten diskutiert worden. Dazu wurde zunächst eine Anordnung untersucht, bei der Ferritplatten die Luftspulenordnung kastenförmig umschließen. Die Feldqualität der Anordnung wird dadurch kaum beeinflusst. Der benötig-

	$L_g (\mu\text{H})$	$I (\text{A})$	$U_{\text{ind}} (\text{kV})$
$m=1$	6.7	2123	1.4
$m=2$	26.0	1061	2.8
$m=3$	57.8	708	4.1
$m=4$	101.4	531	5.4

Tabelle 6.6: Induktivitäten, Ströme und Spannungen für einen Quadrupolmagneten mit Ferritplatten.

te Strom für den Ferrit-Quadrupolmagnet verringert sich, je nach verwendetem Ferrit, um bis zu 30 % gegenüber der Luftspulenordnung. Gleichzeitig erhöht sich die Induktivität der Anordnung. Da Netzgeräte mit Halbleiterschalter eingesetzt werden, ist das Magnetsystem durch die induzierte Spannung beim Sprung limitiert. Die Berechnungen haben gezeigt, daß der Ferrit-Quadrupolmagnet bei gleicher induzierter Spannung ein Feld mit nahezu gleicher Feldstärke liefern wie der Luftspulen-Quadrupolmagnet. Die Verwendung herkömmlicher Polschuhe aus Ferriten führt zu einer weiteren Erhöhung der Feldstärke. Zudem wird durch die Polschuhe das Feld geformt und somit die Feldqualität verbessert. Die Verarbeitung der sehr spröden Ferrite ist jedoch aufwendig und der Materialverbrauch hoch.

Bei der Auslegung des Ferrit-Quadrupolmagneten muß zudem die geometrische Konfiguration unter Berücksichtigung von Sättigungseffekten des Ferrits sorgsam ausgewählt und das Hochfrequenzverhalten der Anordnung untersucht werden. Darüber hinaus müssen Möglichkeiten gefunden werden, um die Leiter innerhalb der Platten zu fixieren. Dabei sollte darauf geachtet werden, daß der Abstand der Platten vom Leiter möglichst klein gehalten wird, um zusätzliche Feldfehler zu vermeiden. Bei der Wahl der Haltekonstruktion sind insbesondere die Kräfte beim gepulsten Betrieb des Quadrupolmagneten zu beachten.

Aufgrund der sehr einfachen Konstruktion von Luftspulen-Quadrupolmagneten, die bei durchaus realisierbaren Strömen von 3 kA den erforderlichen Gradienten liefern, wurde auf Ferrite verzichtet. Sollten im gepulsten Betrieb Störungen durch die Abstrahlung hochfrequenter Felder auftreten, so kann im Abstand von 0.5 m eine μ -Metallabschirmung angebracht oder Ferritplatten im Abstand von etwa 145 mm von der Magnetachse von außen auf die Haltekonstruktion gesetzt werden. Bei Ferritplatten erhöht sich der Gradient der Anordnung um etwa 15 %.

6.2.5 Spezifikation der Strompuls

Zum Überspringen der Resonanzen wird ein sägezahnförmiger Strompuls benötigt. Der Strompuls muß bipolar sein, damit Resonanzen verschiedenen Typs ($\gamma G = k + \nu_y$ bzw. $k - \nu_y$)

übersprungen werden können. Die Ladezeit des Netzgeräts soll je nach Beschleunigungsrampe zwischen 80 und 200 ms liegen, damit das Magnetsystem an allen auftretenden Resonanzen zur Verfügung steht. Für den Strompuls ergibt sich folgende Spezifikation:

1.) Stromrampe

- Anstiegszeit: $10\ \mu\text{s}$
- Abfallzeit (Aufladezeit): 10-40 ms (80-200 ms)
je nach Beschleunigungsrampe und Sprungweite
- Stromanstieg: $310\ \text{A}/\mu\text{s}$
- Maximalstrom: $\pm 3.1\ \text{kA}$

2.) Lastdaten (ohne Zuleitung)

- Induktivität: $< 7\ \mu\text{H}$
- Widerstand: $< 2\ \text{m}\Omega$
(In der Stromrampe bei 100 kHz: $16\ \text{m}\Omega$)

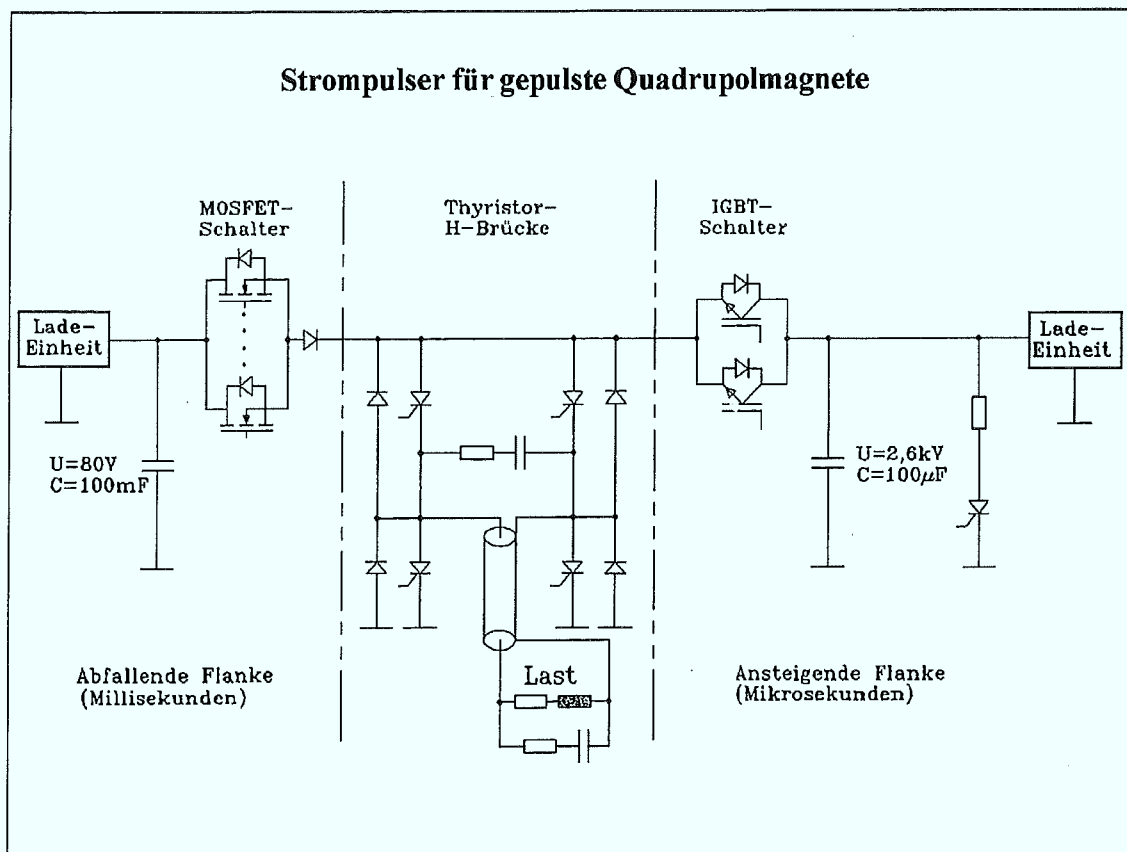


Abbildung 6.7: Schaltskizze des Strompulsers für die gepulsten Quadrupolmagnete.

Standardmäßig erzeugen Kickernetzgeräte Strompulse mit den hier benötigten Anstiegszeiten. Die Signalform wird über das Aufschwingen eines Schwingkreises und der Entladung des Schwingkreises nach einer Sinushalbwellen realisiert. Nach diesem Prinzip wurden Netzgeräte

für den AGS gebaut und eingesetzt, bei denen Röhrenschalter (Thyratrons und Ignitrons) verwendet werden. Vorteil dieser Schalter ist die hohe Spannungsverträglichkeit. Sie können nicht bipolar betrieben werden, daher wurden zusätzliche Röhrenschalter parallel geschaltet. Zudem sind sie nicht steuerbar, Aufschwingen und Abfall haben einen exponentiellen Verlauf und werden durch den Schwingkreis festgelegt. Abhängig von der Kapazität und dem Widerstand im Schwingkreis sind Zeitkonstanten des abfallenden Teils des Strompulses bis zu 3 ms zu erwarten. Die in COSY erforderlichen Abfallzeiten liegen um einen Faktor zehn höher.

Die Kosten für Halbleiterschalter sind, je nach Ausführung um einen Faktor vier bis acht geringer als für Röhrenschalter. Zur bipolaren Verwendung können zwei Halbleiterschalter parallel aber gegenpolig geschaltet werden. Einige Halbleiterschalter (IGBT, MOS-FET) werden gesteuert betrieben, so daß eine kontrollierte Entladung des Kondensators möglich ist. Der Nachteil von Halbleiterschaltern ist ihre viel geringere Spannungsverträglichkeit. Bei der Konstruktion der Last muß deshalb besonders auf deren Induktivität geachtet werden.

Die benötigten Strompulsenergie wurden von der Firma Puls-Plasma-Technik (Dortmund) geliefert. Sie bestehen aus drei Einheiten (s. Abb. 6.7). Zur Erzeugung der aufsteigenden Stromrampe des Strompulses wird ein Kondensator über einen IGBT entladen. Aufgrund der Steuerbarkeit dieses Halbleiterschalters erfolgt der Stromanstieg linear. Die anfallende Stromrampe wird über die Entladung eines Kondensators mittels eines MOS-FET's gesteuert. Beide Kreise sind über eine Thyristorbrücke mit dem Verbraucher verbunden. Die Thyristorbrücke bestimmt die Polarität des Stroms.

6.2.6 Magnetfeldmessungen

Die gemessene Induktivität des Magneten liegt bei $(4.2 \pm 0.1) \mu\text{H}$, der Gleichstromwiderstand beträgt $(0.99 \pm 0.04) \text{ m}\Omega$ und der Wechselstromwiderstand $16 \text{ m}\Omega$ bei 100 kHz . Die elektrischen Parameter des Quadrupolmagneten sind somit innerhalb der Spezifikation der Netzgeräte. Die Felderhöhung verläuft linear mit dem Erregungsstrom.

Für die Feldmessungen wurde der Magnet mit 600 A Gleichstrom betrieben und das Magnetfeld auf einem 3D-Meßtisch mit Hallsonden vermessen. Das Umgebungsfeld betrug bei der Messung 0.62 mT , die Fehler der Feldmessung liegen unterhalb von 0.2 mT .

Der gerechnete und gemessene Gradient des Magneten sind in Abbildung 6.8 aufgetragen. Der

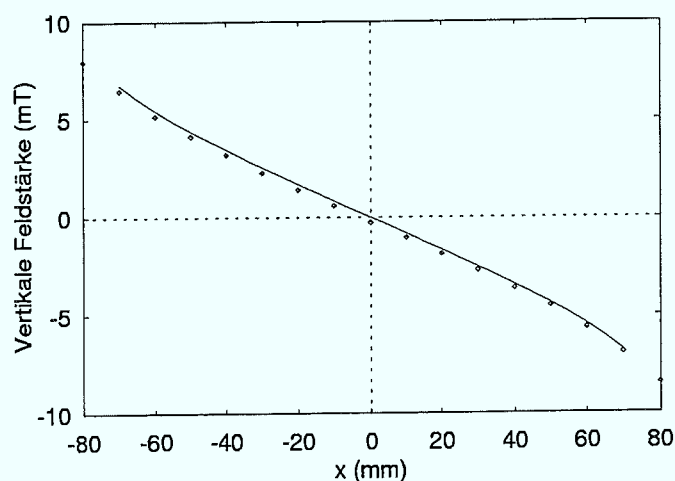


Abbildung 6.8: Gemessenes (Rauten) und berechnetes (durchgezogene Linie) Quadrupolfeld. Die vertikale Feldstärke ist gegen den horizontalen Abstand von der Magnetachse aufgetragen.

Verlauf der beiden Kurven stimmt gut überein, der Quadrupolmagnet liefert den berechneten

Gradienten. Die Verschiebung des gemessenen Feldes von der Magnetachse ist auf die Ungenauigkeit bei der Positionierung des Hallsondenträgers und das vertikale Umgebungsfeld von etwa -0.18 mT zurückzuführen.

Aus der Messung der integralen Feldstärke $\int B dl$ wurde die effektive Länge $l_{eff} = \int \frac{B dl}{B_{max}}$ des Quadrupolmagneten auf 570 mm bestimmt; B_{max} ist die maximale Feldstärke. Die effektive Länge liegt somit 5% unterhalb der Baulänge des Quadrupolmagneten.

Um den Verlauf des Feldes am Magnetende untersuchen zu können, wurde die Hallsonde parallel zur Magnetachse in den Quadrupol gefahren. Gleichzeitig ist die horizontale Meßposition variiert worden. In Abbildung 6.9 ist der Verlauf der Feldstärke bei einer vertikalen Meßposi-

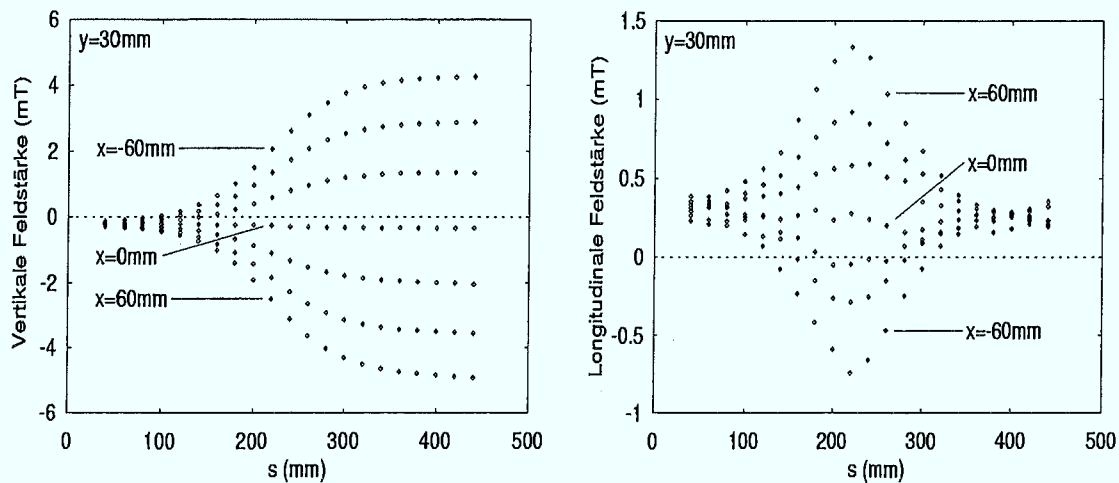


Abbildung 6.9: Gemessene vertikale (links) und longitudinale (rechts) Feldstärke parallel zur Magnetachse in der Nähe der Strombrücken. Die Strombrücken befinden sich bei $s=220 \text{ mm}$. Die Meßposition für die einzelnen Feldverläufe wurde horizontal zwischen $\pm 60 \text{ mm}$ in 20 mm -Schritten bezüglich der Magnetachse variiert und vertikal konstant bei 30 mm gehalten.

tion von $y = 30 \text{ mm}$ bezüglich der Magnetachse dargestellt. Die vertikale Feldstärke hat den typischen Streufeldverlauf. Sie fällt im Abstand von 100 mm vom Magnetende auf etwa 3% der maximalen Feldstärke ab. Innerhalb des Magneten steigt das vertikale Feld, wie bei einem Quadrupolfeld auch erwartet, proportional mit der horizontalen Meßposition an. Im Verlauf der longitudinalen Feldstärke ist die Wirkung der Strombrücken deutlich erkennbar. Die longitudinale Feldstärke erreicht auf Höhe der Strombrücken bei $s = 220 \text{ mm}$ ihr Maximum. Der Einfluß der Strombrücken wird bei größeren Abständen zur Magnetachse⁴ stärker. Im Bereich von $x = \pm 20 \text{ mm}$ um die Magnetachse ist das durch sie hervorgerufene Feld kleiner als 2.5% des Maximalfeldes. Da der Strahl beim Betrieb der Magneten auf deren Achse gelegt wird und sich das Feld der Strombrücken an den beiden Enden des Magneten zudem gegenläufig verhält, ist die Wirkung der Strombrücken auf den Strahl unkritisch.

Das Streufeld transversal zur Magnetachse zeigt ebenfalls den erwarteten Verlauf (s. Abb. 6.10). Im Abstand von 0.4 m hinter den Leitern sinkt das Feld auf 1% des Maximalwertes am Leiter ab.

⁴Gleichbedeutend mit kleineren Abständen zu den Strombrücken.

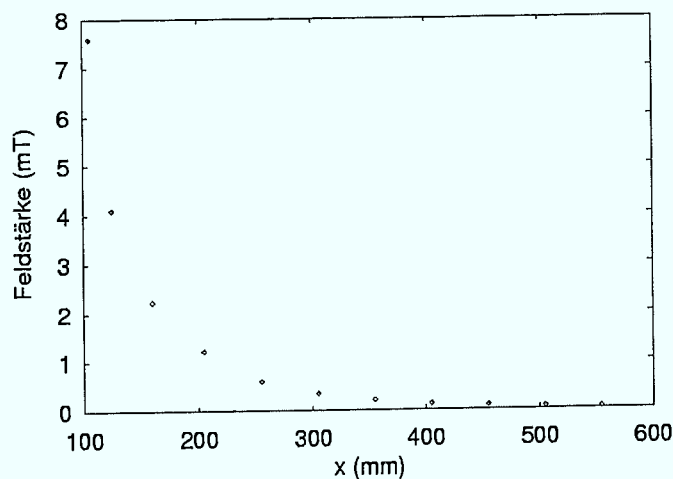


Abbildung 6.10: Gemessenes Streufeld des Quadrupolmagneten horizontal zur Magnetachse.

6.3 Inbetriebnahme des Magnetsystems

6.3.1 Überprüfung der Funktionsfähigkeit der Strompulser

Der erste Strompulser wurde mit verschiedenen Stromrampen im Dauerbetrieb getestet. Dabei sind Strompulse mit Amplituden von mehr als 3 kA und wechselnder Polarität eingestellt worden. Die Abfallzeit konnte von 10 ms bis 40 ms variiert werden. Die Aufladezeit liegt bei etwa 80 ms. Ein typisches Stromsignal mit maximaler Amplitude und eine Abfolge von vier Strompulsen wechselnder Polarität im Abstand von 100 ms sind in Abbildung 6.11 abgebildet.

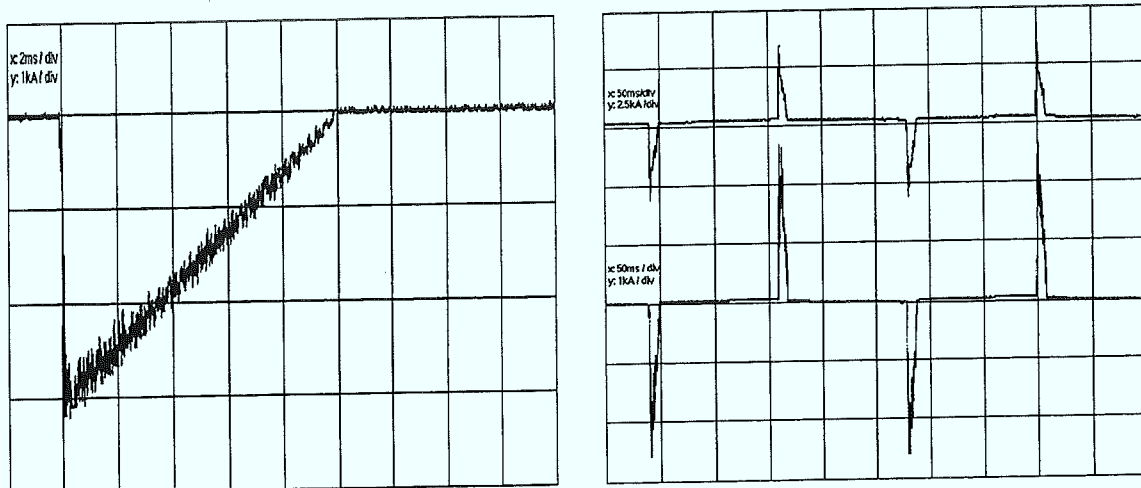


Abbildung 6.11: Gemessene Strompulse des Strompulsers. Links ein Puls mit maximaler Amplitude von 3 kA und rechts eine Abfolge von Strompulsen wechselnder Polarität im Abstand von 100 ms.

Die Verwendung des Sprungquadrupols bei gespeicherten und beschleunigten Strahlen verschiedener Energien ergab, daß die Strahlablage im Sprungquadrupol besser als 5 mm in beiden transversalen Richtungen korrigiert werden muß, um Strahlverluste zu vermeiden. Strahlverlust trat ebenfalls auf, wenn die Arbeitspunktänderung zu einem Sprung auf eine halbzahlige Betatronresonanz (Resonanz zweiter Ordnung) führte.

6.3.2 Kalibration des Sprungquadrupols

Zur Kalibration des Sprungquadrupols durch die Messung der Arbeitspunktänderung während des Sprungs muß der Arbeitspunkt im Mikrosekunden-Bereich bestimmt werden, da die Strompulsler nur für gepulsten Betrieb ausgelegt sind. Es ist jedoch kein Meßverfahren bekannt, mit dem derart schnelle Arbeitspunktänderungen ermittelt werden können. Die Kalibration des Magnetsystems kann somit nicht durch eine direkte Messung der Arbeitspunktänderung erfolgen. Daher wurde eine indirekte Methode gewählt, bei der die Arbeitspunktänderung durch den Strahlverlust beim Kreuzen einer halbzahligen Betatronresonanz bestimmt wird.

Bei den hier vorliegenden Messungen wurde zur Kalibration des Sprungquadrupols der Strahlverlust beim Kreuzen der halbzahligen vertikalen Betatronresonanz $\nu_y = 3.5$ beobachtet. Dazu ist die Amplitude des Strompulses bei verschiedenen vertikalen Arbeitspunkten des Beschleunigers gerade so eingestellt worden, daß vollständiger Strahlverlust beim Kreuzen der Betatronresonanz auftrat. Zunächst wurde eine Messung bei 1.92 GeV/c durchgeführt, um den maximalen Arbeitspunktsprung in der Nähe der stärksten intrinsischen Resonanz zu bestimmen. Eine weitere Messung bei nahezu maximalem Impuls von COSY bei 3.32 GeV/c sollte im Anschluß daran sicherstellen, daß auch bei höheren Impulsen ein hinreichend großer Arbeitspunktsprung erzielt werden kann. In Abbildung 6.12 sind die Arbeitspunkte in einem Arbeitspunktdiagramm eingetragen, die bei den beiden Messungen jeweils vor dem Sprung eingestellt waren.

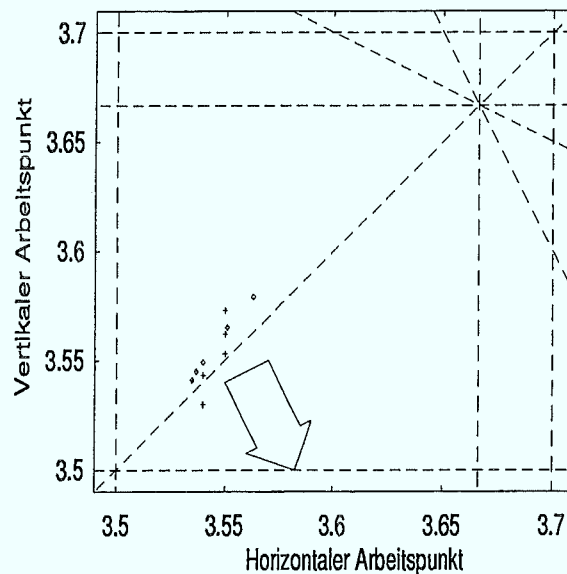


Abbildung 6.12: Schematische Darstellung der Änderung der beiden transversalen Arbeitspunkte durch den Sprungquadrupol. Im Arbeitspunktdiagramm sind die eingestellten Arbeitspunkte vor dem Sprung bei 1.92 GeV/c (Rauten) und 3.32 GeV/c (Kreuze) eingetragen. Der Pfeil deutet die Richtung der Änderung des Arbeitspunktes durch den Sprungquadrupol an. Die gestrichelten Linien geben den Verlauf der Betatronresonanzen wieder.

Trägt man den vertikalen Arbeitspunkt gegen die Sprungamplitude auf, so ergibt sich ein linearer Zusammenhang. Verbindet man die einzelnen Punkte, so entspricht die Steigung der Geraden dem Kalibrationsfaktor des Magnetsystems bei der eingestellten Strahloptik und Energie. Der Schnittpunkt mit der Ordinate ist ein Maß für die Breite der Resonanz. Die Meßergebnisse in Abbildung 6.13 bestätigen, daß es eine lineare Abhängigkeit zwischen der erforderlichen Sprungamplitude für vollständigen Strahlverlust und dem eingestellten vertikalen Arbeitspunkt gibt. Der Strahlverlust wurde somit durch eine vertikale Betatronresonanz verursacht.

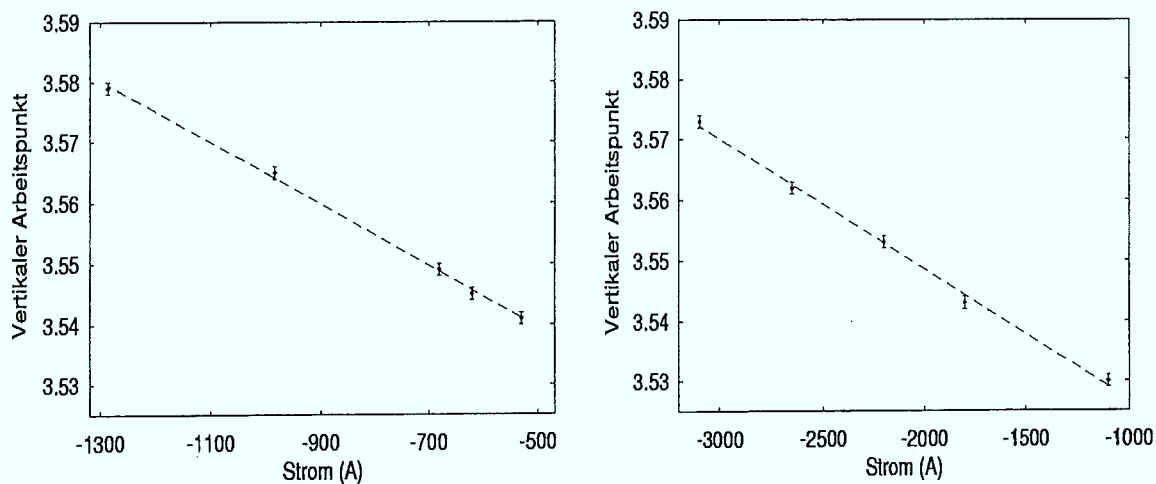


Abbildung 6.13: Kalibration des Sprungquadrupols. Aufgetragen ist die Sprungamplitude, die zum vollständigen Strahlverlust an der Betatronresonanz $\nu_y = 3.5$ führte, gegen den vertikalen Arbeitspunkt bei 1.92 GeV/c (links) und 3.32 GeV/c (rechts). An die Meßpunkte ist eine Gerade angepaßt worden (gestrichelte Linie).

Für die beiden Impulse ergibt sich folgende Kalibration für den Sprungquadrupol:

- $\nu_y = (3.514 \pm 0.001) + (-5.08 \pm 0.16) \cdot 10^{-5} \cdot I \text{ (A)}$, bei 1.92 GeV/c und
- $\nu_y = (3.505 \pm 0.001) + (-2.15 \pm 0.06) \cdot 10^{-5} \cdot I \text{ (A)}$, bei 3.32 GeV/c.

Bei der maximalen Sprungamplitude von 3.1 kA beträgt die Sprungweite somit $\Delta\nu_y = 0.158$ bei 1.92 GeV/c und $\Delta\nu_y = 0.067$ bei 3.32 GeV/c. Damit ist der Sprungquadrupol bei der eingestellten Strahloptik in der Lage, die spezifizierte Sprungweite von $\Delta\nu_y = 0.06$ bis zur Endenergie auszuführen.

Kapitel 7

Anwendung der Methoden zur Polarisationserhaltung

Zunächst wurde der standardmäßig in COSY verwendete Strahl aus den Quellen für unpolarisierte H^- -Ionen genutzt, um die Wirkung der einzelnen Methoden zur Polarisationserhaltung auf den Strahl zu studieren. Nach diesen vorbereitenden Untersuchungen ist ein polarisierter Strahl in COSY injiziert worden. Bei der Beschleunigung des polarisierten Strahls galt es nachzuweisen, daß die Polarisation mit den im COSY-Ring vorhandenen Magnetsystemen beim Kreuzen der verschiedenen Arten von depolarisierenden Resonanzen erhalten werden kann. Dazu stand der Strahl aus der Quelle für polarisierte H^- -Ionen insgesamt drei Strahlzeiten, mit jeweils etwa zwei Tagen, zur Verfügung. Die Messung der Strahlpolarisation in COSY erfolgte während dieser Strahlzeiten mit dem EDDA-Detektor.

7.1 Imperfektionsresonanzen

In der ersten Strahlzeit ist an der ersten Imperfektionsresonanz $\gamma G = 2$ die vollständige Umkehr der Polarisation mit der partiellen Schlange und den Korrekturdipolen untersucht worden [104]. Dazu wurde die Asymmetrie der Proton-Kohlenstoff-Streuung während der Beschleunigung gemessen. Diese Messung eignet sich besonders gut zur Optimierung der Einstellung des Beschleunigers für polarisierten Strahl, da sie innerhalb weniger Minuten Aufschluß über das Verhalten der Polarisation beim Resonanzübergang gibt. Zur Bestimmung der Strahlpolarisation ist im Anschluß daran eine Analyse durchgeführt worden, die auf Messungen von McNaughton et al. basiert [77]. Mit dieser Analyse kann die relative Änderung der Strahlpolarisation beim Resonanzübergang angegeben werden. Aufgrund der Unterschiede von Target und Detektor bei der hier vorliegenden Messung im Vergleich zu den Messungen von McNaughton et al. weicht die ermittelte Polarisation in einzelnen Winkelbereichen um bis zu 20% vom Mittelwert ab [105]. Inwieweit diese Unsicherheit auf die absolute Skala der angegebenen Strahlpolarisation übertragen wird, ist noch zu klären.

7.1.1 Polarisationsumkehr mit verschiedenen Methoden

Die Polarisation in der Injektionsstrahlführung, gemessen am Niederenergiepolarimeter, lag in dieser Strahlzeit bei etwa 85%. In Abbildung 7.1 ist die vertikale Polarisation gegen den Impuls des Teilchenstrahls nach Kreuzen der ersten Imperfektionsresonanz bei 463.8 MeV/c aufgetragen. Beim Überfahren der Resonanz wird die Polarisation wie erwartet umgekehrt und beträgt nach Überfahren der Resonanz -45%. Mit Hilfe eines vertikalen Korrekturdipols wie

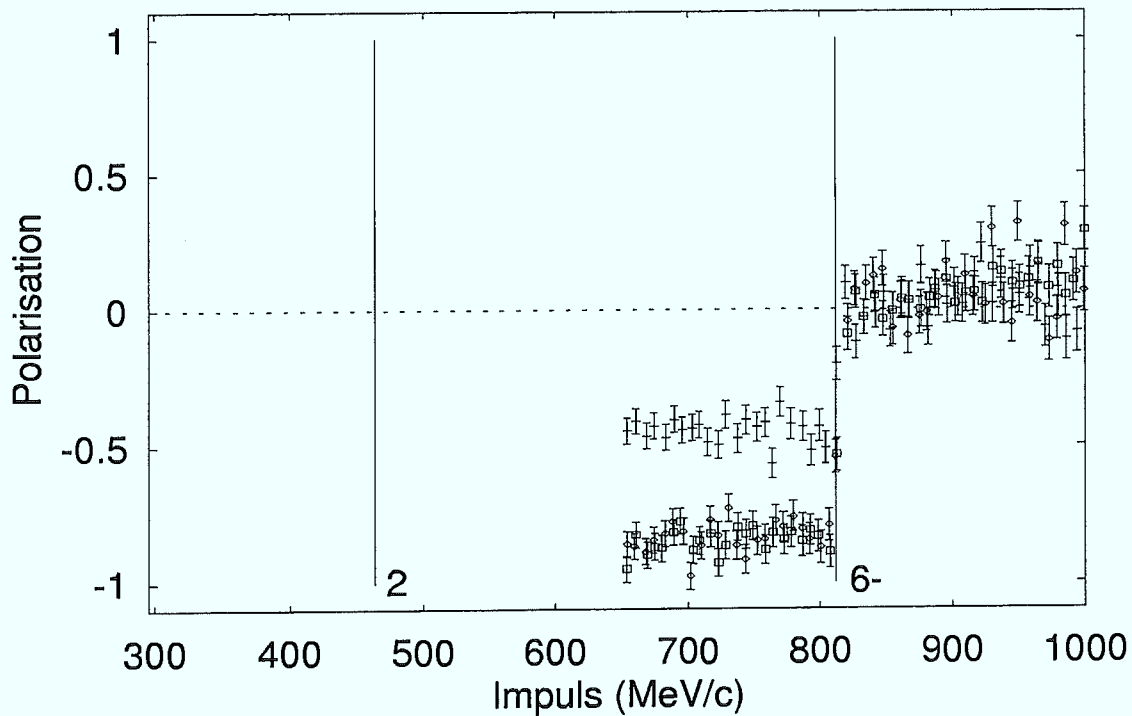


Abbildung 7.1: *Polarisationsumkehr beim Kreuzen der ersten Imperfektionsresonanz. Aufgetragen ist die gemessene vertikale Polarisation in Abhängigkeit vom Impuls des Teilchenstrahls nach Überfahren der ersten Imperfektionsresonanz $\gamma G = 2$ ohne Korrektur (Kreuze), mit partieller Schlange bei einem Drehwinkel des Spins von $\chi = 6,6^\circ$ (Quadrate) und mit angeschaltetem vertikalen Korrekturdipol bei einem Ablenkwinkel von 1.1 mrad (Rauten). Beim Kreuzen der ersten intrinsichen Resonanz $\gamma G = 6 - \nu_y$ wird der Strahl depolarisiert.*

auch mit der partiellen Schlange konnte die Polarisation vollständig umgekehrt werden und lag mit beiden Methoden jeweils bei -85% . Der statistische Fehler liegt unterhalb von 1% .

Bei dem verwendeten Korrekturdipol ist eine Ablenkung der Teilchen von 1 mrad ausreichend, um die Polarisation vollständig umzukehren. Das Netzgerät des Korrekturdipols wurde vor der Resonanz mit seinem maximal möglichen Stromanstieg ($dI/dt = 150 \text{ A/s}$) auf einen Strom von etwa 3 A gefahren, beim Kreuzen der Resonanz etwa 40 ms konstant auf diesem Wert gehalten und nach Überfahren der Resonanz wieder heruntergefahren. Die mittlere vertikale Strahlablage beim Resonanzübergang betrug $y_{co}^{rms} = 4.4 \text{ mm}$ und die maximale vertikale Auslenkung des Strahls $y_{co}^{max} = 11.7 \text{ mm}$. Bei der gemessenen vertikalen Strahlablage ergibt sich in der Simulation eine Resonanzstärke von $\epsilon_r = 2.1 \cdot 10^{-3}$, die ausreichend ist, um die Polarisation beim Resonanzübergang vollständig umzukehren.

Zur Bereitstellung der partiellen Schlange sind die Korrektursolenoiden des Elektronenkühlers mit einem dynamischen Netzgerät ($I_{max} = 275 \text{ A}$, $dI/dt = 500 \text{ A/s}$) betrieben worden. Auch hier wurde der Strom in den Korrektursolenoiden mit maximal möglichem Stromanstieg des Netzgeräts vor Überfahren der Resonanz bis zum halben Maximalstrom des Netzgeräts erhöht und beim Resonanzübergang während 40 ms konstant gehalten. Der Drehwinkel des Spins in der partiellen Schlange war beim Kreuzen der Resonanz auf $\chi = 6.6^\circ$ eingestellt. Um die Wirkung der partiellen Schlange zu untersuchen, wurde der Drehwinkel variiert. In Abbildung 7.2 ist der Anteil der Polarisation gegen den Drehwinkel χ des Spins in der partiellen Schlange aufgetragen. Die berechneten Werte stimmen mit der Messung überein. Aus dem Verlauf des Anteils der Polarisation in Abhängigkeit vom Drehwinkel geht hervor, daß die Polarisation ab

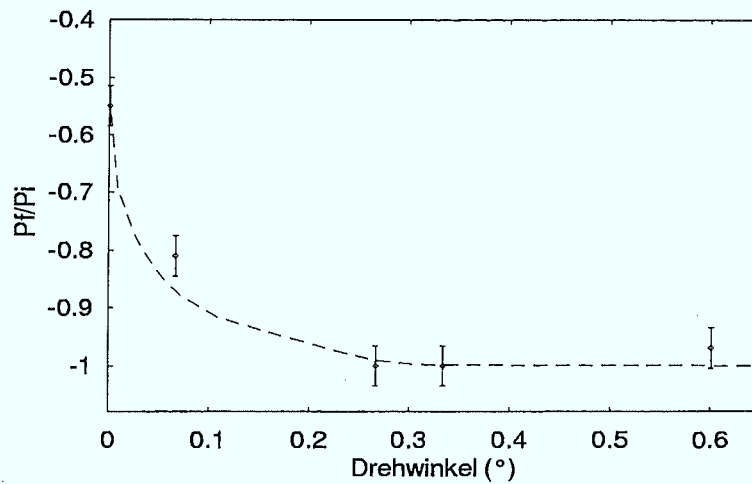


Abbildung 7.2: Gemessener Anteil der erhaltenen vertikalen Polarisation nach Überfahren der ersten Imperfektionsresonanz für verschiedene Drehwinkel χ des Spins in der partiellen Schlange. Die Simulation (gestrichelte Kurve) wurde bei einer mittleren Impulsabweichung von $2 \cdot 10^{-3}$ durchgeführt.

einem Drehwinkel von etwa 0.26° beim Resonanzübergang erhalten werden kann. Dies entspricht nach Gleichung 3.79 einer Erhöhung der Resonanzstärke von $0.7 \cdot 10^{-3}$. Damit erhöht sich die Resonanzstärke der untersuchten Resonanz von $\epsilon_r = 0.95 \cdot 10^{-3}$ (s. Abschnitt 5.1) auf $\epsilon_r = 1.65 \cdot 10^{-3}$. In der Simulation war eine Resonanzstärke von $\epsilon_r = 1.6 \cdot 10^{-3}$ notwendig, um die Polarisationsverluste beim Kreuzen dieser Resonanz geringer als 1 % zu halten.

Beim Kreuzen der ersten intrinsischen Resonanz $\gamma G = 6 - \nu_y$ wurde der Strahl depolarisiert, da in dieser Strahlzeit eine $P=2$ -Optik eingestellt war. Der Anteil der erhaltenen Polarisation nach Überfahren dieser Resonanz lag bei $P_f/P_i = -0.08 \pm 0.01$.

Die Untersuchungen in der ersten Strahlzeit haben bestätigt, daß die Polarisation beim Kreuzen der ersten Imperfektionsresonanz mit den Korrekturdipolen wie auch mit der partiellen Schlange vollständig umgekehrt werden kann.

7.1.2 Verlauf der Polarisation beim Resonanzübergang

Um den Resonanzübergang von $\gamma G = 2$ untersuchen zu können, wurde das EDDA-Target bei etwa 400 MeV/c in den COSY-Strahl gefahren. In Abbildung 7.3 ist der Resonanzübergang bei Verwendung der partiellen Schlange dargestellt. Die Polarisation zeigt den erwarteten Resonanzverlauf (s. Abschnitt 3.9.2). Es kommt zu einer vollständigen Umkehr der Polarisation.

Aus Abbildung 7.4 ist der Verlauf der Polarisation im Energiebereich von ± 10 MeV um die Resonanz ersichtlich. Der berechnete Verlauf stimmt innerhalb der Fehler mit dem gemessenen Verlauf überein. Um eine Abschätzung für die Abweichung der vorgesteuerten¹ von der tatsächlichen Energie der Protonen in COSY zu bekommen, wurde durch Variation der Resonanzenergie die gerechnete Kurve an die Meßwerte angepaßt. Dadurch ergibt sich eine Abweichung der vorgesteuerten Energie von der aus dem Resonanzübergang bestimmten Energie von $\Delta E = 0.95 \pm 0.48$ MeV. Damit ist die Energie der Protonen in COSY beim Resonanzübergang $\gamma G = 2$ innerhalb der Fehler mit der vorgesteuerten Energie verträglich.

¹Festgelegt durch die Synchronitätsbedingung.

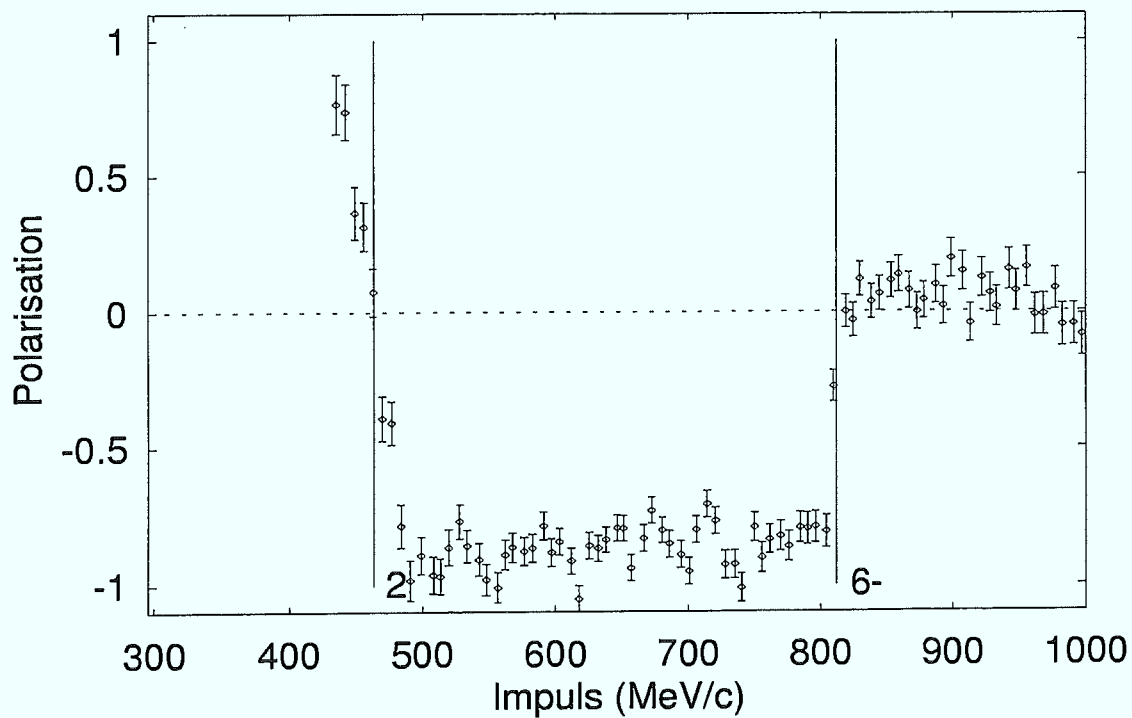


Abbildung 7.3: Gemessener Verlauf der vertikalen Polarisation im Bereich der ersten Resonanz bei Verwendung der partiellen Schlange. Die vertikale Polarisation wird vollständig umgekehrt.

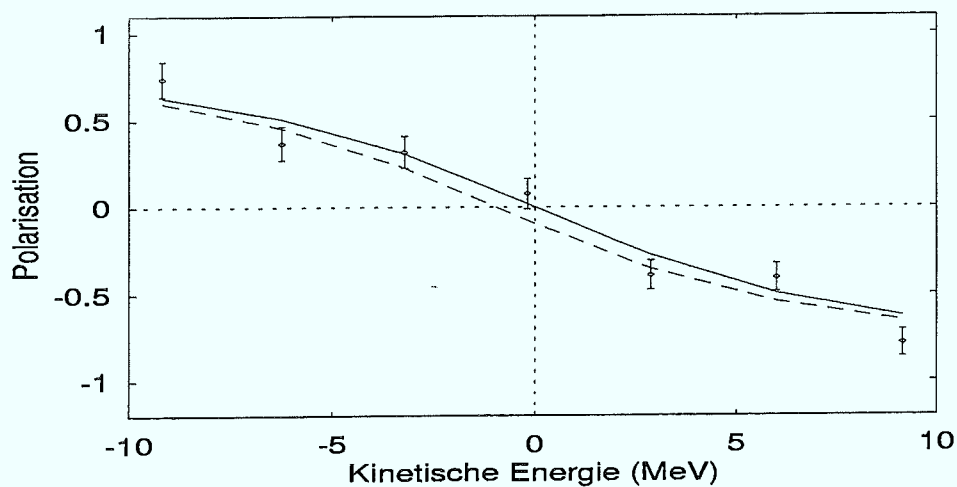


Abbildung 7.4: Untersuchung des Resonanzübergangs der ersten Imperfektionsresonanz. Abgebildet sind die gemessene vertikale Polarisation, der berechnete Verlauf (durchgezogene Linie) und der durch Variation der Resonanzenergie an die Meßwerte angepaßte Verlauf (gestrichelte Linie) der Polarisation im Energiebereich von ± 10 MeV um die Resonanz.

7.2 Intrinsischen Resonanzen

7.2.1 Anpassung der Strahloptik

Nach eingehendem Studium der Strahloptik von COSY ist in der zweiten Strahlzeit eine geeignete optische Einstellung zur Reduzierung der Anzahl der intrinsischen Resonanzen eingestellt

worden [106]. Zur Optimierung der Einstellung des Beschleunigers für polarisierten Strahl wurde der Anteil der erhaltenen Asymmetrie $\epsilon_f^{korr}/\epsilon_i^{korr}$ beim Resonanzübergang aus dem Verhältnis der gemessenen Asymmetrie der Proton-Kohlenstoff-Streuung vor und nach der jeweiligen Resonanz ϵ_i^{korr} bzw. ϵ_f^{korr} ermittelt. Dazu ist die Asymmetrie aus dem Bereich um die Resonanz, in dem sie einen konstanten Verlauf innerhalb der Fehler aufwies (s. Abb. 7.5), berechnet worden. Unter der Annahme, daß die Veränderung der effektive Analysierstärke im betrachteten Impulsbereich so gering ist, daß der daraus resultierende Fehler vernachlässigt werden kann, gilt: $P_f/P_i = \epsilon_f^{korr}/\epsilon_i^{korr}$. Eine genauere Analyse, die auf der elastischen Proton-Proton-Streuung beruht, ist in Vorbereitung.

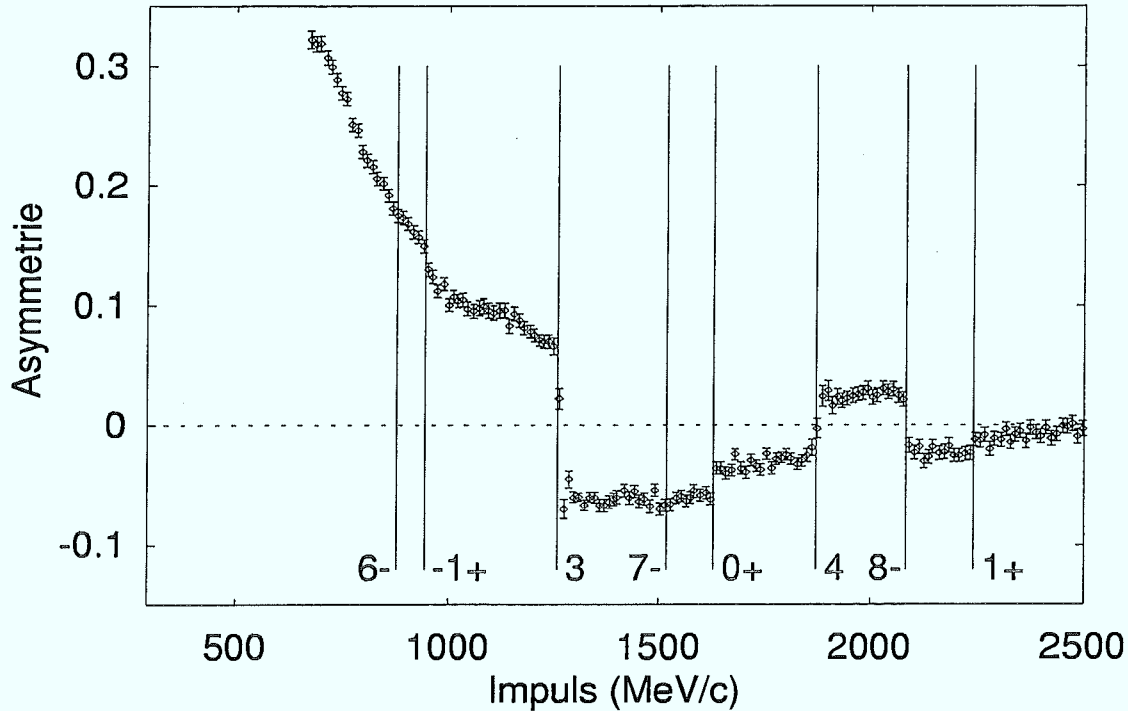


Abbildung 7.5: Verlauf der korrigierten Asymmetrie ϵ^{korr} während der Beschleunigung. Der Verlauf der Asymmetrie wird durch die effektive Analysierstärke der Reaktion bestimmt. Beim Kreuzen der zweiten und dritten Imperfektionsresonanz $\gamma G = 3$ und $\gamma G = 4$ wird die Polarisation des Strahls umgekehrt. Der Polarisationsverlust beim Kreuzen der ersten intrinsischen Resonanz $\gamma G = 6 - \nu_y$ wurde durch Überfahren mit einer $P=6$ -Optik minimiert. Bei der zweiten intrinsischen Resonanz $\gamma G = 0 + \nu_y$ gelang es, die Resonanzstärke durch eine modifizierte $P=2$ -Optik teilweise zu unterdrücken. Beim Kreuzen der dritten intrinsischen Resonanz $\gamma G = 8 - \nu_y$ wird die Polarisation umgekehrt.

Die gemessene Asymmetrie ist in Abbildung 7.5 gegen den Impuls des Teilchenstrahls aufgetragen. Die Polarisation konnte mit Korrekturdipolen an der zweiten und dritten Imperfektionsresonanz ebenfalls umgekehrt werden. Nach Überfahren von $\gamma G = 3$ bei 1258.7 MeV/c lag der Anteil der erhaltenen Asymmetrie bei $\epsilon_f^{korr}/\epsilon_i^{korr} = -0.94 \pm 0.05$. Beim Überfahren von $\gamma G = 4$ bei 1871.2 MeV/c konnte ein Anteil von $\epsilon_f^{korr}/\epsilon_i^{korr} = -0.88 \pm 0.13$ erhalten werden.

Zur Reduzierung der Anzahl der intrinsischen Resonanzen muß der Beschleuniger mit einer hohen Superperiodizität betrieben werden. Wie in Kapitel 5 diskutiert wurde, ist bei polarisiertem Strahl die Periodizität der vertikalen Strahloptik entscheidend. Um die für die Polarisation günstige Strahloptik mit einem Phasenvorschub von 2π in den Teleskopen einstellen zu können, wurden zunächst Modellrechnungen durchgeführt [73]. Nach der Einstellung der berechneten

Strahloptik sind Phasenvorschübe gemessen worden. Dazu wurde die Betatronoszillation kontinuierlich angeregt und das Strahlverhalten an Strahlpositionsmonitoren, die sich etwa 1.3 m vor und hinter dem jeweiligen Teleskop befinden, mit einem Netzwerkanalysator beobachtet. Aus

	Messung(296 MeV/c)	Rechnung	Messung(2800 MeV/c)	Rechnung
Targetteleskop	1.029 ± 0.004	1.020	1.026 ± 0.002	1.033
Kühlerteleskop	1.029 ± 0.001	1.020	1.023 ± 0.006	1.034

Tabelle 7.1: Gerechnete und gemessene vertikale Betatron-Phasenvorschübe zwischen zwei Strahlpositionsmonitoren, die sich in unmittelbarer Nähe vom Anfang und Ende der Teleskope befinden, in Einheiten von 2π .

dem Vergleich der gemessenen und gerechneten Phasenvorschübe in Tabelle 7.1 folgt, daß die Teleskope auf etwa 1 % abgestimmt sind. Damit ist zu erwarten, daß Polarisationsverlust an allen $P=1$ -Resonanzen im Bereich von wenigen Prozent liegt. Lediglich die Resonanz $\gamma G = 1 + \nu_y$ sollte nach den Berechnungen größere Polarisationsverluste verursachen. Diese Resonanz eignet sich daher auch besonders gut zur Optimierung der Teleskopeinstellung mit polarisiertem Strahl.

Nach der Einstellung der Teleskope hängt die Superperiodizität von den Bögen ab. Die Betatronamplitude wurde durch Variation der Quadrupolfamilien in den Bögen nach Gleichung 6.4 bestimmt. Da eine Quadrupolfamilie aus vier einzelnen Quadrupolmagneten besteht, kann mit dieser Methode nur die mittlere Betatronamplitude am Ort der vier Quadrupolmagneten ermittelt werden. Die gemessenen und berechneten vertikalen Betatronamplituden sind in Abbildung

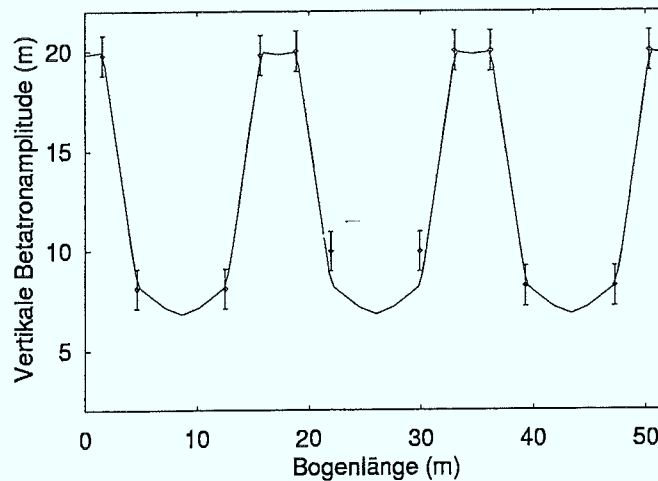


Abbildung 7.6: Gemessene und gerechnete vertikale Betatronamplitude in einem Bogen von COSY bei Injektionsimpuls.

7.6 verglichen. Die Messungen deuten auf eine superperiodische Einstellung der Strahloptik von COSY hin.

Bei Anfahren der Beschleunigungsrampe mit der eingestellten $P=6$ -Optik konnte an der ersten intrinsische Resonanz $\gamma G = 6 - \nu_y$ kein Polarisationsverlust mehr beobachtet werden. Dies bestätigt, daß in COSY mit einer superperiodischen optischen Einstellung beschleunigt werden kann, was im Hinblick auf die Unterdrückung der anderen $P=2$ -Resonanzen und zur Vermeidung von $P=1$ -Resonanzen notwendige Voraussetzung ist. Die zweite intrinsische Resonanz

$\gamma G = 0 + \nu_y$ depolarisiert den Strahl, weil sie mit einer $P=2$ -Optik gekreuzt wird. Der Anteil der erhaltenen Asymmetrie nach Überfahren der Resonanz lag bei $\epsilon_f^{korr}/\epsilon_i^{korr} = 0.13 \pm 0.05$. Durch Unterdrückung der Harmonischen der Betatronbewegung dieser Resonanz mit den vertikal fokussierenden Quadrupolmagneten in den Bögen konnte dieser Anteil auf $\epsilon_f^{korr}/\epsilon_i^{korr} = 0.63 \pm 0.05$ erhöht werden. Zum vollständigen Erhalt der Polarisation an dieser Resonanz muß die optische Einstellung von COSY weiter optimiert werden. Damit konnte gezeigt werden, daß es prinzipiell möglich ist $P=2$ -Resonanzen in COSY mit der Bogenoptik zu unterdrücken. Diese Methode ist in dieser Form erstmalig überhaupt angewendet worden.

Die dritte intrinsische Resonanz $\gamma G = 8 - \nu_y$ ist eine $P=6$ -Resonanz und tritt aufgrund der Sechserstruktur der Magnete in den Bögen von COSY bei jeder optischen Einstellung auf. Diese Resonanz führt zur Umkehr der Polarisation $\epsilon_f^{korr}/\epsilon_i^{korr} = -0.80 \pm 0.10$. Daraus kann unter der Annahme, daß die Resonanzstärke dieser Resonanz $\epsilon_r = 1.6 \cdot 10^{-3}$ beträgt (s. Abschnitt 5.2), bei einem Energiegewinn der Teilchen pro Umlauf von 0.7 keV auf eine vertikale Emittanz des Strahls von 1.8π mm mrad bei rechteckiger und 2.4π mm mrad bei Gauss'scher Verteilung der Teilchen im vertikalen Phasenraum geschlossen werden. Bei diesen Emittanzen errechnet sich mit einem Sprung von $\Delta\nu_y = 0.06$ ein Polarisationsverlust von weniger als 1% an dieser Resonanz. Damit ist das in dieser Arbeit ausgelegte Magnetsystem zur schnellen Arbeitspunktänderung bei den ermittelten vertikalen Emittanzen prinzipiell in der Lage, den Polarisationsverlust beim Kreuzen aller auftretenden intrinsischen Resonanzen geringer als 1% zu halten. Die $P=1$ -Resonanzen $\gamma G = -1 + \nu_y$ und $\gamma G = 1 + \nu_y$ depolarisieren den Strahl teilweise. Der Polarisationsverlust an $\gamma G = -1 + \nu_y$ ist gering und liegt im Prozentbereich $\epsilon_f^{korr}/\epsilon_i^{korr} \sim 0.95$. Beim Kreuzen von $\gamma G = 1 + \nu_y$ ist der Polarisationsverlust wie erwartet deutlich stärker $\epsilon_f^{korr}/\epsilon_i^{korr} \sim 0.50$. Um diese Verluste zu minimieren, ist eine Optimierung der Teleskopeinstellung mit polarisiertem Strahl notwendig.

Um genaueren Aufschluß über die Änderung der Strahloptik während der Beschleunigung zu bekommen, wurde die Lage der intrinsischen Resonanzen aus dem Verlauf der Asymmetrie bestimmt. Untersuchungen haben gezeigt, daß der von COSY vorgesteuerte Impuls mit dem tatsächlichen Impuls der umlaufenden Protonen auf 0.25 MeV/c (2 MeV/c) bei niedrigstem (höchstem) Impuls von COSY übereinstimmt [107]. Daher kann die Lage der intrinsischen Resonanzen auf etwa ± 3 MeV/c bestimmt werden. Aus der Resonanzbedingung können die vertikalen Arbeitspunkte errechnet werden (s. Tab. 7.2). Die Ergebnisse zeigen, daß der vertikale

γG	P (MeV/c)	ν_y
$-1 + \nu_y$	944 ± 3	3.544 ± 0.003
$0 + \nu_y$	1629 ± 3	3.593 ± 0.003
$8 - \nu_y$	2084 ± 3	3.632 ± 0.003
$1 + \nu_y$	2241 ± 3	3.644 ± 0.003

Tabelle 7.2: Änderung des vertikalen Arbeitspunktes während der Beschleunigung, ermittelt aus dem jeweiligen Resonanzübergang.

Arbeitspunkt während der Beschleunigung um $\Delta\nu_y = 0.1$ wandert. Aus den Phasenvorschubmessungen der Teleskope bei 2800 MeV/c kann geschlossen werden, daß dieser Effekt bis zur untersuchten Energie im wesentlichen von den Bögen verursacht wird.

Abschließend sind die in der zweiten Strahlzeit aufgetretenen Polarisationsverluste in Tabelle 7.3 zusammengestellt. Aus den in der Tabelle angegebenen Polarisationsverlusten geht hervor, daß etwa die Hälfte der injizierten Polarisation bis 2 GeV/c erhalten werden konnte.

γG	P (MeV/c)	$\epsilon_f^{korr} / \epsilon_i^{korr}$
$-1 + \nu_y$	944	~ 0.95
3	1259	-0.94 ± 0.05
$0 + \nu_y$	1629	0.63 ± 0.05
4	1871	-0.88 ± 0.13
$8 - \nu_y$	2084	-0.80 ± 0.10
$1 + \nu_y$	2241	~ 0.50

Tabelle 7.3: Aufgelistet sind die Polarisationsverluste bis 2.3 GeV/c.

7.2.2 Schnelle Arbeitspunktänderung

In der dritten Strahlzeit wurde das Magnetsystem zur schnellen Arbeitspunktänderung erstmals zum Kreuzen einer intrinsischen Resonanz ($\gamma G = 0 + \nu_y$) eingesetzt.

Um Strahlverlust beim Arbeitspunktsprung zu vermeiden, muß zunächst sichergestellt werden, daß der Arbeitspunkt während des Sprungs nicht in die Nähe einer halbzahligen Betatronresonanz geschoben wird (s. Abschnitt 6.3.2). Dazu wird der Arbeitspunkt vor dem Sprung mit den Quadrupolmagneten in den Bögen verschoben. Der Verlauf des vertikalen Arbeitspunktes ist schematisch in Abbildung 7.7 dargestellt.

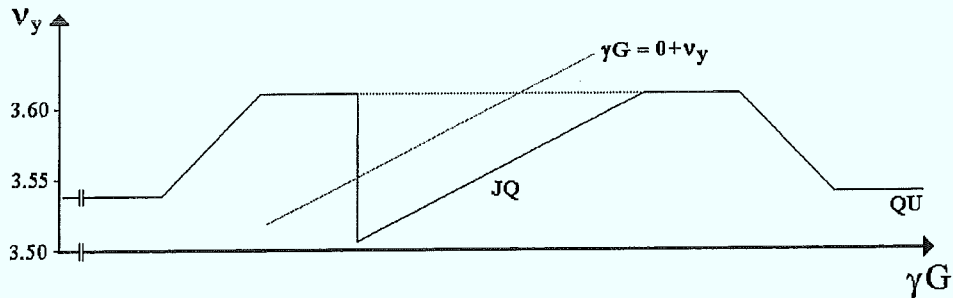


Abbildung 7.7: Arbeitspunktsprung an $\gamma G = 0 + \nu_y$. Aufgetragen ist die vertikale Arbeitspunktverschiebung gegen die Spinfrequenz beim Arbeitspunktsprung. Der vertikale Arbeitspunkt wurde vor der Resonanz mit den Bogen-Quadrupolfamilien (QU) von 3.54 nach 3.61 verschoben, um einen größeren Arbeitspunktsprung (JQ) zu ermöglichen.

Als nächstes wird die Strahlblage am Ort des Sprungquadrupols überprüft und gegebenenfalls korrigiert. Nach diesen vorbereitenden Maßnahmen wurde ein Arbeitspunktsprung mit einer Amplitude vom -2000 A und einer Abfallzeit von 40 ms eingestellt. Durch Messung der Asymmetrie wird der optimale Zeitpunkt für den Arbeitspunktsprung gesucht. Zur Einstellung des optimalen Sprungzeitpunktes wurde die Differenz der Asymmetrie von Spin- $\uparrow^2$ und Spin- $\downarrow$ gebildet (s. Abschnitt 4.3). Ihr Verlauf beim Resonanzübergang ist in Abbildung 7.8 mit und ohne Arbeitspunktsprung an $\gamma G = 0 + \nu_y$ dargestellt.

Aus der Messung geht deutlich hervor, daß die Asymmetrie durch den Arbeitspunktsprung erhalten werden konnte.

²Spinzustand bei der Injektion in COSY.

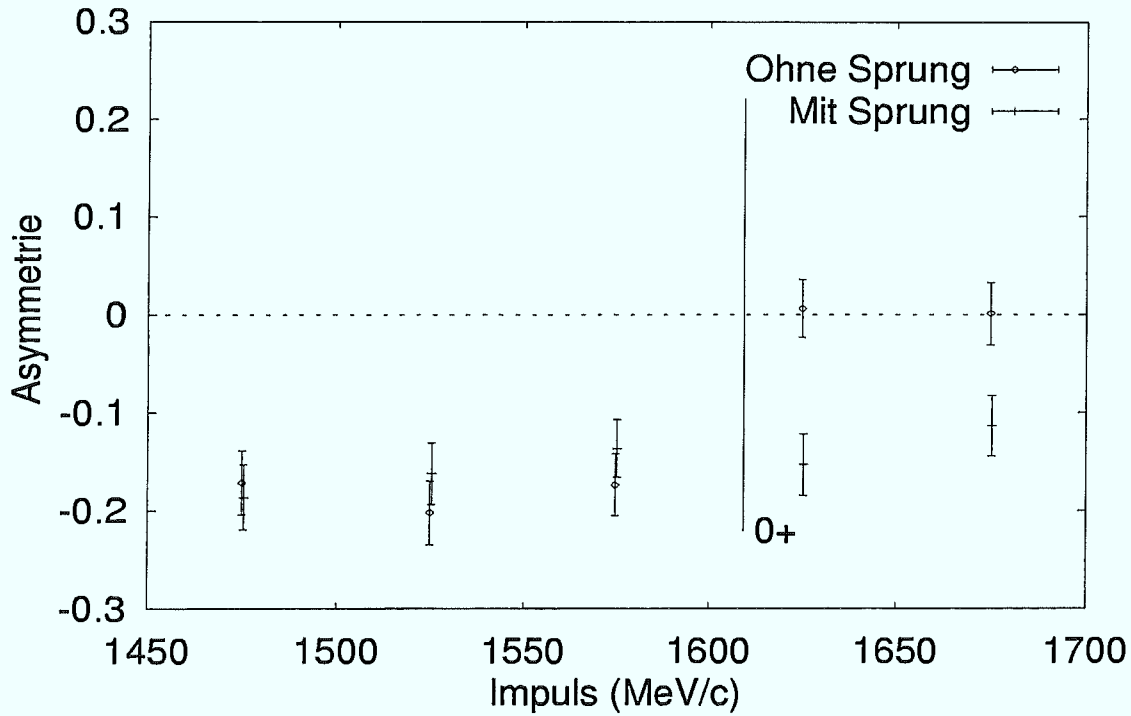


Abbildung 7.8: *Polarisationserhaltung beim Arbeitspunktsprung. Verglichen ist der Verlauf der Differenz der Asymmetrie ($\epsilon_{\uparrow}-\epsilon_{\downarrow}$) mit und ohne Arbeitspunktsprung beim Resonanzübergang an $\gamma G = 0 + \nu_y$.*

7.3 Diskussion der Ergebnisse

Zusammenfassend ist festzuhalten, daß die beiden Methoden zur Umkehr der Polarisation beim Kreuzen von Imperfektionsresonanzen erfolgreich eingesetzt werden konnten. Beide Methoden sind bei allen auftretenden Imperfektionsresonanzen verwendbar.

Beim Kreuzen von intrinsischen Resonanzen hat sich die Anpassung der Strahloptik während der Beschleunigung als sehr hilfreich erwiesen. Mit der eingestellten Strahloptik konnten die beiden intrinsischen Resonanzen $\gamma G = 6 - \nu_y$ und $\gamma G = 0 + \nu_y$ unterdrückt werden. Dadurch ist es innerhalb der ersten beiden Strahlzeiten gelungen, die Hälfte der injizierten Polarisation bis 2 GeV/c zu erhalten. Zur Beschleunigung des polarisierten Strahls bis zum maximalen Teilchenimpuls von COSY wird oberhalb von 2 GeV/c das Magnetsystem zur schnellen Arbeitspunktänderung beim Kreuzen von $\gamma G = 8 - \nu_y$ und $\gamma G = 2 + \nu_y$ benötigt. Es konnte in der dritten Strahlzeit erstmals erfolgreich zum Erhalt der Polarisation an einer Intrinsischen Resonanz eingesetzt werden. Um den beim Kreuzen der $P=1$ -Resonanzen $\gamma G = 1 + \nu_y$ bzw. $\gamma G = -1 + \nu_y$ und der $P=2$ -Resonanz $\gamma G = 0 + \nu_y$ aufgetretenden Polarisationsverluste zu reduzieren, muß die optische Einstellung von COSY weiter optimiert werden. Sollte die Korrektur einer dieser Resonanzen aufgrund unerwartet großer Störungen der Superperiodizität, etwa durch Experimenteinbauten, nicht zufriedenstellend gelingen, so kann der Arbeitspunktsprung unterstützend eingesetzt werden.

Kapitel 8

Sibirische Schlange für COSY

In diesem Kapitel werden Magnetfeldanordnungen für eine Sibirische Schlange in COSY diskutiert. Sibirische Schlangen können mit longitudinalen und transversalen Magnetfeldern realisiert werden. Der Einbau einer Sibirischen Schlange in COSY ist aus zwei Gründen von Interesse. Der polarisierte Strahl kann ohne zusätzliche Korrektur depolarisierender Resonanzen beschleunigt werden. Außerdem ergibt sich bei der Verwendung von longitudinalen Feldern die Möglichkeit internen Experimenten einen longitudinal polarisierten Strahl anzubieten.

8.1 Magnetfeldanordnungen für Sibirische Schlangen

Aus der Thomas-BMT Gleichung (s.Gl. 3.27) geht hervor, daß der Drehwinkel des Spins von der Orientierung des Magnetfeldes zur Flugrichtung der Teilchen und dem Impuls der Teilchen abhängt. Im folgenden wird die Wirkung von longitudinalen und transversalen Magnetfeldern auf den Teilchen spin im Hinblick auf eine Sibirische Schlange diskutiert und mögliche Magnetfeldanordnungen vorgestellt.

Der Drehwinkel des Spins im longitudinalen Feld $B_{||}$ verhält sich umgekehrt proportional zum Teilchenimpuls:

$$\chi_s = \frac{1+G}{B\rho} \int B_{||} dl. \quad (8.1)$$

Die benötigte integrale Feldstärke für einen gegebenen Drehwinkel steigt daher mit dem Impuls der Teilchen an.

Um den Spin bis zur Endenergie von COSY umkehren zu können, wird eine integrale Feldstärke von 12.8 Tm benötigt. Normalleitende Spulen haben, aufgrund der erreichbaren Stromdichten eine Länge von 10-20 m. Ohne größeren Umbau von COSY steht dieser Platz nicht zur Verfügung. Eine akzeptable Baulänge wird mit supraleitenden Solenoidmagneten erzielt. Das für COSY erforderliche Feld ist auf einer Länge von etwa 2.6 m realisierbar. Longitudinale Felder sind aufgrund der erreichbaren Feldstärken von supraleitenden Solenoidmagneten im Energiebereich oberhalb von 3 GeV jedoch nicht praktikabel. Soll der Drehwinkel des Spins im Solenoidmagnet während der Beschleunigung konstant gehalten werden, so muß das Feld synchron zum Teilchenimpuls erhöht werden. Nach heutigem Stand der Technik kann das Feld in einem supraleitenden Solenoidmagneten um 1-1.5 T/s geändert werden. Das Solenoidfeld könnte somit in 3-5 s auf den für COSY erforderlichen Maximalwert von 5 T gefahren werden. Da die Beschleunigungsdauer von COSY etwa 3 s beträgt, ist es technisch möglich, das Feld in einem supraleitenden Solenoidmagneten synchron mit dem Impuls der Teilchen zu erhöhen. Neben

dem Spin wird im Solenoidfeld auch der Phasenraum gedreht. Dies führt zur Koppelung der transversalen Betatronbewegung. Der Drehwinkel des Phasenraums ϕ_{pr} ist gegeben durch:

$$\phi_{pr} = \frac{1}{2B\rho} \int B_{\parallel} dl \quad (8.2)$$

und beträgt 32.2° bei Umkehr des Spins im Solenoidfeld. Zur vollständigen Entkoppelung muß die Gesamtmatrix der Solenoid-Schlange blockdiagonal sein [108]. Dazu werden zwei gedrehte Quadrupol-Dubletts¹ benötigt. Sibirische Schlangen bestehend aus Solenoid- und Quadrupolmagneten wurden bereits am Indiana-Kühlerring [110] und PulseStretcher AmPS (NIK-HEF Amsterdam) [111] verwirklicht.

Transversale Felder $B_{\perp}$ verursachen einen nahezu energieunabhängigen Drehwinkel des Spins:

$$\chi_z = \frac{1 + \gamma G}{B\rho} \int B_{\perp} dl. \quad (8.3)$$

Die Teilchen werden jedoch im transversalen Feld abgelenkt. Der Zusammenhang zwischen dem Ablenkwinkel des Teilchens θ_z und dem Drehwinkel des Spins im transversalen Feld lautet:

$$\chi_z = (1 + \gamma G) \theta_z. \quad (8.4)$$

Bei kleinen Energien wird der Strahl im transversalen Feld stärker ausgelenkt. Damit wächst auch die erforderliche Apertur der Magnete. Transversale Felder sind daher erst bei Energien oberhalb von etwa 8 GeV zum Bau einer Sibirischen Schlange sinnvoll einsetzbar [112].

Von K. Steffen wurden Sibirische Schlangen bestehend aus horizontalen (H) und vertikalen (V) Dipolmagneten² vorgeschlagen: (-H,-V,+2H,+2V,-2H,-V,+H) [113]. Alternativ zu diesen diskreten Dipol-Schlangen werden kontinuierliche Helix-Schlangen diskutiert [114]. Die erforderliche Apertur der Magnete einer Helix-Schlange ist etwa um einen Faktor zwei kleiner als bei diskreten Dipol-Schlangen.

8.2 Auslegung einer Sibirischen Schlange für COSY

Im Energiebereich von COSY werden Solenoidmagnete für den Bau einer Sibirischen Schlange benötigt. Wird eine Sibirische Schlange in eines der beiden Teleskope eingebaut, dann steht am Symmetriepunkt der Schlange, also im gegenüberliegenden Teleskop eine longitudinale Polarisation zur Verfügung. Da die Solenoid-Schlange einen zusätzlichen Phasenvorschub verursacht, wird die Strahloptik des Teleskops gestört. Zur Kompensation der Strahloptik wurden verschiedene Lösungsansätze untersucht, die im folgenden dargestellt werden.

8.2.1 Lösung unter Beibehaltung einer teleskopischen Abbildung

Der Einbau einer Sibirischen Schlange in ein Teleskop von COSY wird zunächst im Hinblick auf eine möglichst symmetrische optische Einstellung diskutiert. Dies ist der Fall, wenn eine teleskopische Abbildung mit eingebauter Schlange im jeweiligen Teleskop weiterhin eingestellt werden kann (s. Kap. 4). Dazu muß die Gesamtmatrix des Teleskops diagonal und die von Null verschiedenen Matrixelemente gleich eins³ sein. Die Matrix der Schlange sollte daher eine diagonale Form haben und die Schlange einen ganzzahligen Betatron-Phasenvorschub in den beiden transversalen Richtungen verursachen. Mit einer von Yu. Shatunov vorgeschlagenen Magnetanordnung wird dies realisiert [115] (s. Abb. 8.1).

¹Unter Berücksichtigung der Matrix des Solenoidfeldes in erster Ordnung und der Matrix des Quadrupolfeldes in Näherung dünner Linsen [109].

²Das Vorzeichen bezieht sich auf die Ablenkrichtung der Teilchen im Dipolmagneten.

³Bei invertierender Abbildung sind die Matrixelemente gleich -1 und der Betatron-Phasenvorschub beträgt 3 oder 5π .

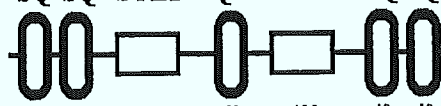
								
Länge (cm)	40	40	130	60	130	40	40	
	16	34		25	25	34	16	
Feld (T/m)	22.4-24.1			23.3		-24.1	22.4	
Feld (T)			4.9		4.9			
Winkel (°)	16.1	16.1		0		16.1	16.1	

Abbildung 8.1: Sibirische Schlange mit ganzzahligem Betatron-Phasenvorschub. Sie besteht aus zwei Solenoidmagneten (SOL1, SOL2), einem Quadrupolmagneten (QS) und vier in Dubletts angeordneten gedrehten Quadrupolmagneten (SQ).

Die Schlange besteht aus zwei Solenoidmagneten, vier in Dubletts angeordneten gedrehten Quadrupolmagneten, und einem Quadrupolmagneten in der Mitte der Anordnung, zur Einstellung des Phasenvorschubs. Die Baulänge der Gesamtanordnung beträgt 6.3 m. Mit den in der Abbildung angegebenen Parametern ist der Betatron-Phasenvorschub auf einer Länge von 8.1 m gleich π bzw. 2π in den beiden transversalen Richtungen.

Bei einer teleskopischen Abbildung sind die Abstände der Quadrupol-Triplets im Teleskop durch ihre Brennweiten festgelegt. Der Einbau weiterer fokussierender Magnete hat zur Folge, daß die Triplets in Strahlrichtung versetzt werden müssen, um weiterhin eine teleskopische Abbildung zu ermöglichen. Wird das vorgeschlagene Magnetsystem in ein Teleskop eingebaut, so könnten zwei oder vier Quadrupol-Triplets auf den verbleibenden 32 m für eine teleskopische Abbildung sorgen. Bei eingeschalteter Schlange liegt die invariante Spinachse in der horizontalen Ebene. Soll ein vertikal polarisierter Strahl beschleunigt werden, so muß die Schlange ausgeschaltet sein. Sind die Triplets versetzt, dann ist die Superperiodizität der Strahloptik bei ausgeschalteter Schlange jedoch auf $P=1$ reduziert und alle zehn Intrinsischen Resonanzen werden angeregt. Diese Lösung ist damit insbesondere dann geeignet, wenn COSY vorwiegend mit eingeschalteter Schlange betrieben werden sollte.

Entspricht die Matrix der Schlange einer Driftstrecke, so könnte das Teleskop mit an- und ausgeschalteter Schlange teleskopisch betrieben werden. Dazu sind allerdings zusätzliche Quadrupolmagnete in der Schlange notwendig, und ein Umbau des Teleskops wäre aus Platzgründen ebenfalls notwendig.

8.2.2 Lösung ohne Umbau des Teleskops

Bei eingeschalteter Sibirischer Schlange ist eine superperiodische Einstellung der Strahloptik nicht unbedingt erforderlich, da das Kreuzen depolarisierender Resonanzen durch die Schlange ja gerade verhindert wird. Daher wurde eine Lösung untersucht, bei der die Quadrupol-Triplets nicht versetzt zu werden brauchen. Dabei wurde auf den mittleren Quadrupolmagneten verzichtet, da ein ganzzahliger Betatron-Phasenvorschub in der Schlange nicht mehr erforderlich ist. Die untersuchte Anordnung besteht aus einem Solenoidmagneten und zwei gedrehten Quadrupol-Dubletts (s. Abb. 8.2).

Die Schlange kann dadurch auf eine Baulänge von 5.6 m verkürzt werden. Die benötigten Gradienten der gedrehten Quadrupolmagneten erhöhen sich jedoch bei dieser Anordnung um etwa 50 %.

Der Platz zwischen dem ersten und zweiten Quadrupol-Triplett in Strahlrichtung des Kühler-teleskops wurde als möglicher Einbauort untersucht. Dort stünde eine Einbaulänge von etwa

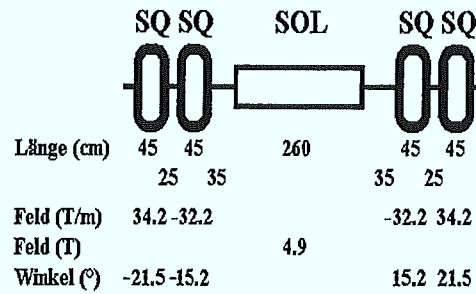


Abbildung 8.2: Sibirische Schlange in kompakter Bauweise. Sie besteht aus einem Solenoidmagneten (SOL) und vier in Dubletts angeordneten gedrehten Quadrupolmagneten (SQ).

6.4 m zur Verfügung. Der Einfluß der Schlange auf die Strahloptik muß aufgrund der hohen Feldstärken der Magnete der Schlange mit den Quadrupolmagneten im jeweiligen Teleskop kompensiert werden. Zunächst wurde eine Teleskopoptik mit einem Betatron-Phasenvorschub von 2π in beiden Richtungen untersucht. Die Schlange verursacht ohne Hinzunahme der Quadrupolmagnete auf einer Hälfte des Teleskops bereits einen Betatron-Phasenvorschub von mehr als 1.8π in beiden transversalen Richtungen. Auf der zweiten Hälfte des Teleskops kann, nach Formel 3.11, nur dann der Betatron-Phasenvorschub entsprechend klein gehalten werden, wenn die Betatronamplitude im Mittel etwa 38 m beträgt. Bei einer solchen Einstellung der Strahloptik wäre die maximale Betatronamplitude größer als 100 m. Werden die Quadrupolmagnete in der Hälfte des Teleskops, in der sich die Schlange befindet, eingeschaltet, so kann der Betatron-Phasenvorschub lediglich in einer transversalen Richtung reduziert werden. In der anderen Richtung kommt es dann zwangsläufig zu einer Erhöhung. Um eine superperiodische Einstellung von COSY beizubehalten wurde deshalb nach einer Lösung gesucht, bei der der Betatron-Phasenvorschub 2π bzw. 3π in den beiden transversalen Richtungen im Kühlerteleskop beträgt. Die gefundenen Lösungen lieferten jedoch keine 1:1-Abbildung, es kommt somit zu einer Vergrößerung oder Verkleinerung der Betatronamplitude im Teleskop. Betatron-Phasenvorschübe von 4π sind mit den vorhandenen Quadrupolmagneten nicht möglich. Die besten Resultate wurden bei gleicher Betatronamplitude am Anfang und Ende β_z^{fi} des Teleskops und gleichen Betatron-Phasenvorschüben in beiden transversalen Richtungen erzielt. Bei den

ψ_x	ψ_y	β_x^{fi}	β_y^{fi}	β_z^{max}	D_x^{max}
2.5π	2.5π	21 m	3.6 m	38 m	41 m

Tabelle 8.1: Strahloptik im Kühlerteleskop mit Sibirischer Schlange.

in Tabelle 8.1 angegebenen Betatron-Phasenvorschüben konnte die Betatronamplitude unterhalb von 40 m gehalten werden. Durch die Schlange wird der Betatron-Phasenvorschub erhöht und Betatronresonanzen können überfahren werden. Der von der Ganzzahligkeit abweichende Betatron-Phasenvorschub wurde mit den Quadrupolmagneten in den Bögen kompensiert.

8.2.3 Lösung ohne Entkoppelung der transversalen Phasenräume

Bei höheren Energien ist die Verwendung des Solenoidmagneten ausreichend. Aufgrund der rechteckigen Form der Vakuumkammer in den Bögen von COSY unterscheidet sich die horizontale von der vertikalen Akzeptanz etwa um einen Faktor vier [116]. Wird COSY bei der Injektion bis zur Akzeptanzgrenze gefüllt, und verhält sich die Emittanz des Strahls unge-

kehrt proportional zum Teilchenimpuls, so führt die Koppelung der transversalen Phasenräume oberhalb von etwa 1 GeV/c nicht zu Strahlverlust. Allerdings sollte das Überfahren linearer Koppelresonanzen ($\nu_x + \nu_y = l$; l ist eine ganze Zahl) vermieden werden [117]. Ab 1 GeV/c wäre es damit möglich den Solenoidmagneten als Sibirische Schlange zu verwenden. Bei gekühltem Strahl kann der Solenoidmagnet schon bei niedrigeren Impulsen angefahren werden.

Die Änderung des Arbeitspunktes $\Delta\nu_z$ im Solenoidfeld hängt von der Betatronamplitude β_z^{sol} am Ort des Solenoidmagneten, der Feldstärke B^{sol} und der Länge l^{sol} des Solenoidmagneten ab:

$$\Delta\nu_z = \frac{1}{4\pi} \beta_z^{sol} \left(\frac{B^{sol}}{2B\rho} \right)^2 l^{sol}. \quad (8.5)$$

Je nach verwendeter Teleskopoptik liegt die Betatronamplitude an der untersuchten Stelle im Kühlerteleskop zwischen 1.8 und 8.4 m. Damit ergibt sich für die benötigte integrale Feldstärke eine Änderung des Arbeitspunktes von $\Delta\nu_z \approx 0.02$ bzw. 0.08 ($\Delta\psi_z \approx 0.04\pi$ bzw. 0.16π). Bei geeigneter Wahl der transversalen Arbeitspunkte vor dem Anfahren der Schlange kann das Kreuzen von Betatronresonanzen vermieden werden.

8.3 Anfahren einer Sibirischen Schlange in COSY

Um einen polarisierten Strahl mit eingeschalteter Schlange beschleunigen zu können, muß der Spin vor der Beschleunigung am Symmetriepunkt der Schlange in die longitudinale Richtung zeigen. Es gibt zwei verschiedene Möglichkeiten den Spin zu präparieren.

Wird die Schlange bereits vor der Injektion der Teilchen in COSY angefahren, so muß auch der Spin vor der Injektion in die entsprechende Richtung gedreht werden. Dazu werden zusätzliche Solenoidmagnete in der Injektionsstrahlführung benötigt [118].

Darüber hinaus besteht auch die Möglichkeit, den Spin mit der Schlange selbst zu präparieren. Dazu wird der Strahl bei ausgeschalteter Schlange vertikal polarisiert injiziert. Beim adiabatischen Anfahren der Schlange nach der Injektion folgt der Spin der invarianten Spinachse, die sich aus der Vertikalen in die horizontale Ebene neigt. Die Felder der Schlange werden solan-

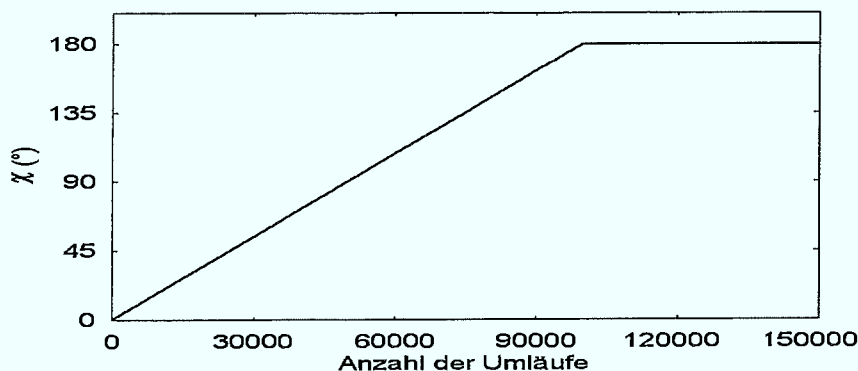


Abbildung 8.3: Fahrkurve der Schlange in der Simulation.

ge erhöht, bis die Drehung des Spins in Solenoidfeld 180° beträgt. Diese Methode kann auch bei höheren Energien angewendet werden. Dabei wird der vertikal polarisierte Strahl zunächst bei ausgeschalteter Schlange beschleunigt und der Einfluß der depolarisierenden Resonanzen mit den herkömmlichen Korrekturmethode korrigiert. Bei der gewünschten Energie kann die

Schlange adiabatisch angefahren und die vertikale Polarisation am Symmetriepunkt der Schlange in eine longitudinale Polarisation überführt werden. Zur Simulation dieses Vorgangs wurde das Feld der Schlange innerhalb von 100 000 Umläufen der Teilchen im Ring auf $\chi = 180^\circ$ erhöht und während der folgenden 50 000 Umläufe konstant gehalten (s.Abb. 8.3).

In Abbildung 8.4 ist der Verlauf des Spins eines Teilchens am Symmetriepunkt beim Anfahren der Schlange dargestellt. Der Spinvektor zeigt zu Beginn in die vertikale Richtung ($S_y^i = 1$).

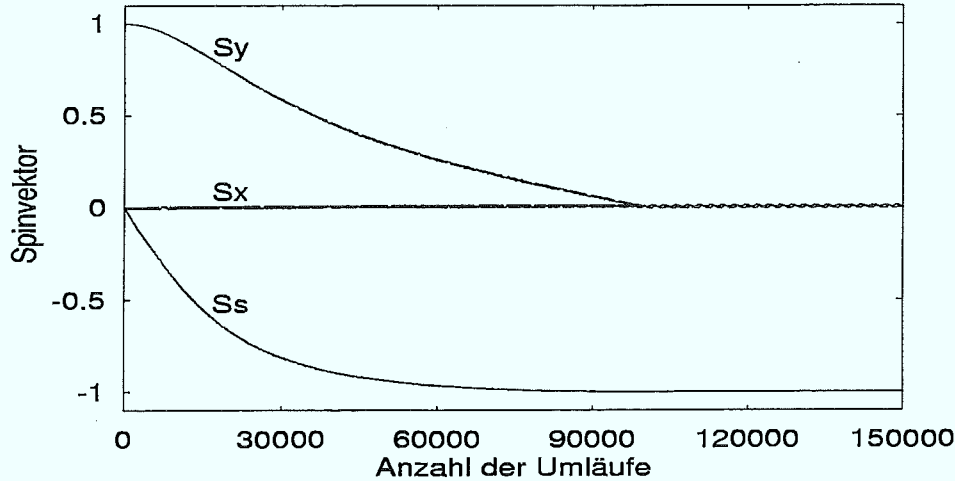


Abbildung 8.4: Verlauf des Spins am Symmetriepunkt beim Anfahren der Schlange, ohne Kreuzen depolarisierender Resonanzen. Jeder vierzigste Umlauf ist dargestellt.

Der vertikale Anteil des Spins wird beim Anfahren der Schlange in einen longitudinalen Anteil überführt, der nach Erreichen des maximalen Drehwinkels des Spins in der Schlange einen konstanten Wert annimmt ($S_s^f = -1$). Während des Anfahrens der Schlange wird die Spinfrequenz von $\nu_{sp} = \gamma G$ zur nächstliegenden Halbzahl verschoben. In Abbildung 8.5 ist der Verlauf der Spinfrequenz gegen den Drehwinkel des Spins in der Schlange aufgetragen (s.Gl. 3.78).

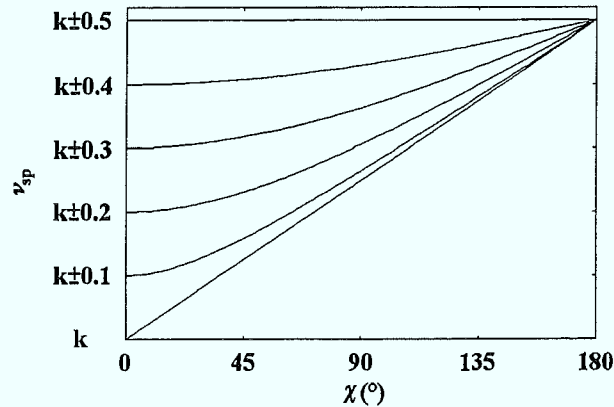


Abbildung 8.5: Spinfrequenz ν_{sp} in Abhängigkeit vom Drehwinkel des Spins χ in der Schlange.

Bei folgenden Energien ist die Spinfrequenz bereits vor Anfahren der Schlange halbzahlig und wird daher durch die Schlange nicht beeinflusst:

$$E_{kin} = 370 \text{ MeV} + k \cdot 523 \text{ MeV}; \quad (8.6)$$

k ist eine ganze Zahl. Die Schlange kann bei diesen Energien problemlos angefahren werden.

Sollte die Spinfrequenz vor Anfahren der Schlange nicht hinreichend nahe an einer Halbzahl liegen, so können depolarisierende Resonanzen gekreuzt werden.

8.3.1 Spinpräparation bei Injektionsenergie

Bei der Injektionsenergie von COSY beträgt die Spinfrequenz $\gamma_{inj}G = 1.88$. Daher stellt sich die Frage, ob die Schlange nach der Injektion eines vertikal polarisierten Strahls adiabatisch angefahren werden kann, ohne Polarisation zu verlieren. Zur Untersuchung des Einflusses depolarisierender Resonanzen wurde in der Simulation zunächst eine normierte Emittanz der Teilchen von $1\pi\text{ mm mrad}$ angenommen. In Abbildung 8.6 ist der Verlauf des Spins beim Anfahren der Schlange während 100 000 Umläufe bei Injektionsenergie dargestellt. Aus dem Verlauf des Spins

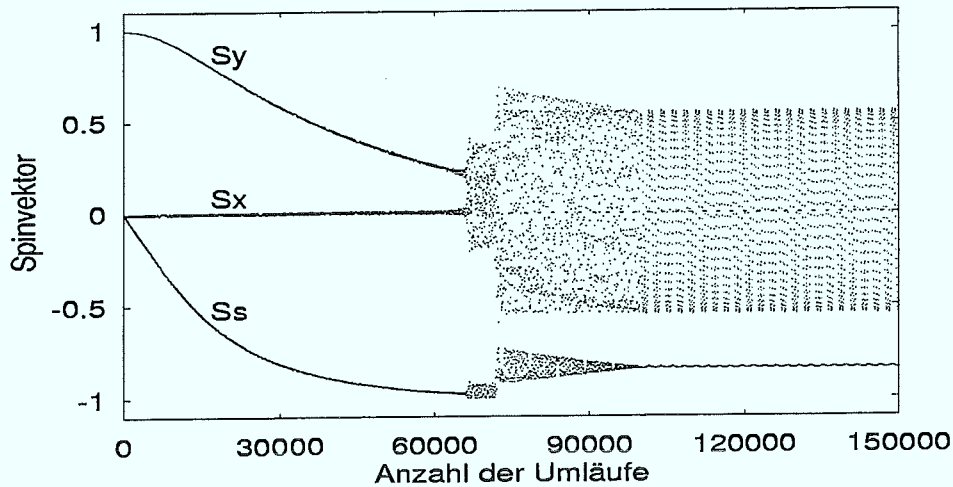


Abbildung 8.6: Verlauf des Spins am Symmetriepunkt beim Anfahren der Schlange nach der Injektion beim Kreuzen depolarisierender Resonanzen. Jeder vierzigste Umlauf ist dargestellt.

geht hervor, daß zwei Resonanzen bei etwa 66 500 und 72 000 Umläufen gekreuzt werden. Der Drehwinkel des Spins in der Schlange zum Zeitpunkt der beiden Resonanzübergänge beträgt $\chi \approx 119.7^\circ$ bzw. 129.6° . Daraus ergibt sich eine Spinfrequenz von $\nu_{sp} \approx 1.654$ bzw. 1.629 . Da die beiden transversalen Arbeitspunkte in der Simulation der Strahloptik bei $\nu_x = 3.655$ und $\nu_y = 3.630$ lagen, kann geschlossen werden, daß es sich um die beiden Resonanzen $\nu_{sp} = -2 + \nu_x$ und $\nu_{sp} = -2 + \nu_y$ handelt. Beide Resonanzübergänge verursachen eine starke Oszillation des Spins. Nach Überfahren der Resonanzen nähert sich der longitudinale Anteil einem konstanten Wert und beträgt nach Erreichen des maximalen Drehwinkels des Spins in der Schlange $S_s^f = -0.84$. Damit ist bei der Präparation des Spins ein Verlust von 16 % aufgetreten, der jedoch von der Betatronphase des betrachteten Teilchens beim Resonanzübergang abhängt. Die Bewegung der beiden transversalen Anteile des Spins ist nach Erreichen des maximalen Drehwinkels periodisch, der Spin oszilliert am Symmetriepunkt um die longitudinale Achse.

Durch Erhöhung der Anzahl der Umläufe, in denen die Schlange angefahren wird, ist es möglich den Polarisationsverlust bei der Präparation des Spins durch die Schlange zu reduzieren. In Abbildung 8.7 ist der Verlauf des Spins beim Anfahren der Schlange in 250 000 Umläufen dargestellt. Nach Erreichen des maximalen Drehwinkels des Spins in der Schlange ist $S_s^f > 0.99$. Damit konnte der Verlust bei der Präparation des Spins geringer als 1 % gehalten werden. Qualitativ hat sich die Bewegung des Spins nicht geändert.

Bei Injektionsenergie benötigen die Teilchen für 100 000 Umläufe in COSY etwa 200 ms. Die Untersuchungen bei Injektionsenergie haben gezeigt, daß das Verhalten des Spins beim Resonanzübergang neben der Anfahrzeit der Schlange von der Betatronphase des betrachteten

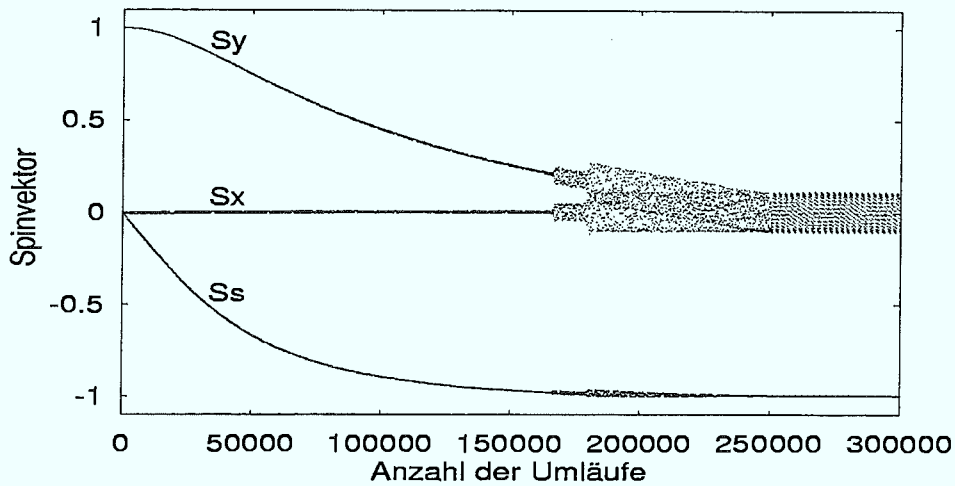


Abbildung 8.7: Verlauf des Spins am Symmetriepunkt bei Vergrößerung der Anfahrzeit der Schlange. Jeder achtzigste Umlauf ist dargestellt.

Teilchens zum Zeitpunkt des Resonanzübergangs abhängt. In Abbildung 8.8 ist der Verlauf des Anteils der überführten Polarisation P_f/P_i in Abhängigkeit von der Anfahrzeit der Schlange bei ungünstigster Betatronphase dargestellt. Dabei konnte der Anteil der überführten Polarisation

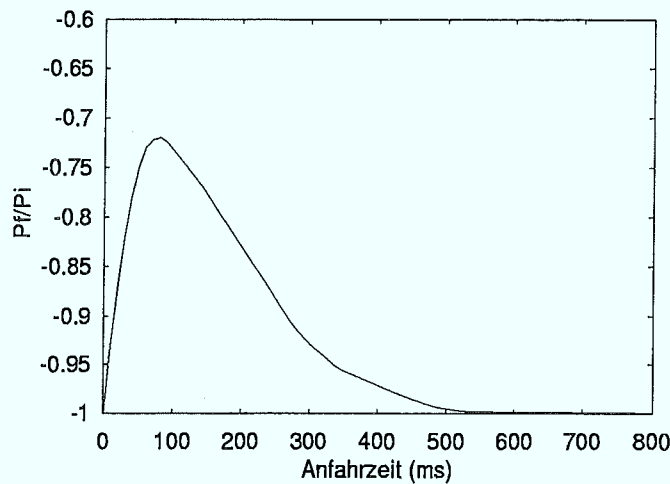


Abbildung 8.8: Anteil der überführten Polarisation P_f/P_i in Abhängigkeit von der Anfahrzeit der Schlange bei einer normierten Emittanz von $1 \pi \text{ mm mrad}$ und ungünstigster Betatronphase der Teilchen beim Resonanzübergang.

aus dem Mittelwert des Spins $\langle S_s^f \rangle$ über mehrere Umläufe nach Erreichen des maximalen Drehwinkels der Schlange berechnet werden, da in der Simulation $\langle S_y^i \rangle = 1$ ist. Betrachtet man ein Teilchenensemble, so wird über die Betatronphasen der Teilchen gemittelt. Der Polarisationsverlust ist damit geringer als in Abbildung 8.8 angegeben.

Bei Injektionsenergie muß das Solenoidfeld auf etwa 1.04 Tm gefahren werden. Liegt die Anfahrzeit der Schlange im Bereich von wenigen Millisekunden, so kann der Spin der Bewegung des invarianten Spinfeldes beim Resonanzübergang nicht folgen. Die Beeinflussung des Spins ist gering und die Polarisation bleibt erhalten. Bei sehr langen Anfahrzeiten von mehr als 450 ms folgt der Spin dem invarianten Spinfeld beim Resonanzübergang adiabatisch und die Polarisation bleibt ebenfalls erhalten. Im Bereich dazwischen treten Polarisationsverluste auf, da der

Spin der Änderung des invarianten Spinfeldes nur teilweise folgt. Durch Erhöhung der Anfahrzeit der Schlange ist es somit möglich den Polarisationsverlust zu senken. Wird eine Anfahrzeit von mehr als 450 ms (225 000 Umläufe) gewählt, so liegt bei einer normierten Emittanz der Teilchen von 1π mm mrad der Polarisationsverlust unterhalb von 1 %.

8.3.2 Spinpräparation bei höheren Energien

Soll die Schlange bei höheren Energien angefahren, so reichen bei einer normierten Emittanz von 1π mm mrad etwa 250 000 Umläufe aus, um den Polarisationsverlust geringer als 1 % zu halten. Dies entspricht bei der Endenergie von COSY einer Anfahrzeit von 160 ms. Die größten Polarisationsverluste traten in der Simulation beim Überfahren der stärksten Resonanzen $\nu_{sp} = 8 - \nu_{x,y} \approx 4.4$ auf. Der Verlauf des Spins beim Anfahren der Schlange bei einer Spinfrequenz von $\gamma G = 4.1$ (1929 MeV/c) in 250 000 Umläufen ist in Abbildung 8.9 dargestellt. In der Simulation

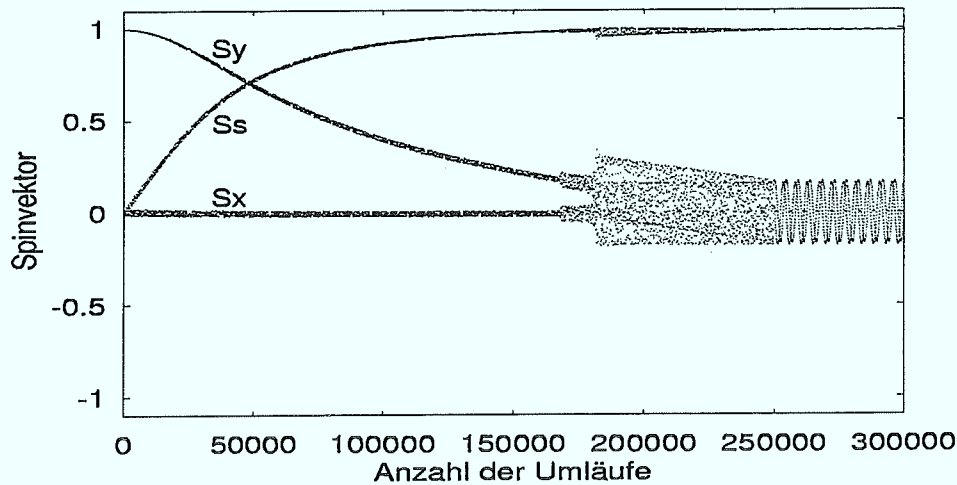


Abbildung 8.9: Verlauf des Spins am Symmetriepunkt beim Anfahren der Schlange bei einer Spinfrequenz $\gamma G = 4.1$ in 250 000 Umläufen. Jeder achtzigste Umlauf ist dargestellt.

ergibt sich ein Verlust von 1.1 %. Im Gegensatz zur Injektionsenergie wird die Spinfrequenz beim Anfahren der Schlange bei $\gamma G = 4.1$ erhöht, da die nächstliegende Halbzahl ($\nu_{sp} = 4.5$) größer ist. Damit wird der longitudinale Anteil des Spins am Symmetriepunkt positiv.

Bei größeren Strahlemittanzen erhöht sich auch die erforderliche Anfahrzeit zur Minimierung der Polarisationsverluste. Beispielsweise werden bei einer normierten Emittanz von 10π mm mrad etwa 400 000 Umläufe bzw. bei 30π mm mrad etwa 500 000 Umläufe der Teilchen im Ring zum Anfahren der Schlange benötigt, um den Polarisationsverlust unter 1 % zu halten. Da die erforderliche Feldstärke des Solenoidmagneten proportional zum Impuls der Teilchen ansteigt, liegen die Anfahrzeiten supraleitender Solenoidmagneten bei höheren Energien ohnehin im Sekundenbereich. Sollte bei niedrigeren Energien ein schnelleres Anfahren der Schlange erforderlich sein, so kann ein Arbeitspunktsprung zur Reduzierung der Polarisationsverluste beim Überfahren aller auftretenden Resonanzen eingesetzt werden, da das für COSY ausgelegte Magnetsystem einen Arbeitspunktsprung in beiden transversalen Richtungen erlaubt.

8.4 Diskussion der verschiedenen Möglichkeiten

Die Untersuchungen haben gezeigt, daß verschiedene Magnetsysteme als Sibirische Schlange in COSY integriert werden können. Die Wahl des Magnetsystems hängt von den Anforderungen an die Sibirische Schlange ab. Die Realisierung der einzelnen Magnetsysteme ist mit sehr unterschiedlichem Aufwand verbunden.

Soll den internen Experimenten von COSY vorwiegend ein longitudinal polarisierter Strahl angeboten werden, so ist eine superperiodische Lösung vorzuziehen, bei der jedoch ein Umbau des Teleskops notwendig ist. Der durch die Schlange verursachte Phasenvorschub kann durch die Bögen nicht kompensiert werden. Um das Überfahren von Betatronresonanzen beim Anfahren der Schlange zu vermeiden, muß die Schlange daher bereits vor der Injektion des Strahls angefahren werden. Dies wiederum erfordert die Präparation des Spins in der Injektionsstrahlführung. Außerdem kann COSY bei ausgeschalteter Schlange nur mit einer $P=1$ -Optik betrieben werden. Eine höhere Superperiodizität wäre ohne Schlange nur dann möglich, wenn die Quadrupol-Triplets in Strahlrichtung verschiebbar wären.

Da bei eingeschalteter Schlange eine superperiodische Einstellung der Strahloptik zur Beschleunigung des polarisierten Strahls nicht unbedingt erforderlich ist, wird eine Lösung ohne Umbau des Teleskops vorgeschlagen. Dabei ist das zweite Magnetsystem (s.Abb. 8.2) aufgrund seiner kompakteren Bauweise vorzuziehen. Bei der Berechnung der Strahloptik zeigen sich keine Nachteile gegenüber dem aufwendigeren ersten Magnetsystem (s.Abb. 8.1). Der Einbau der Sibirischen Schlange kann in zwei Schritten erfolgen. Bei höheren Energien ist die Verwendung des Solenoidmagneten ausreichend. Aufgrund der deutlich geringeren Beeinflussung der Strahloptik könnte zunächst nur der Solenoidmagnet eingebaut und erst bei Bedarf die Quadrupolmagnete zur Entkoppelung der Betatronbewegung für niedrigere Energien hinzugefügt werden. Es existieren zwei Betriebsarten für diese Schlange. Sie kann bereits bei der Beschleunigung betrieben werden, um das Überfahren depolarisierender Resonanzen zu verhindern. Dann müssen die Magnetfelder der Schlange während der Beschleunigung synchron zum Impuls erhöht werden. Bei dieser Betriebsart steht während der Beschleunigung eine longitudinale Polarisation im Teleskop, das sich auf der gegenüberliegenden Seite der Schlange befindet, zur Verfügung. Die zweite Möglichkeit besteht darin, den vertikal polarisierten Strahl zunächst bei ausgeschalteter Schlange zu beschleunigen. Bei der gewünschten Energie kann die Schlange adiabatisch angefahren werden, sie dient somit als Spinpräparator. Diese Möglichkeit ist insbesondere dann vorzuziehen, wenn internen Experimenten ein longitudinal polarisierter Strahl konstanter Energie angeboten werden soll. Die Untersuchungen bei verschiedenen Teilchenenergien haben gezeigt, daß Anfahrzeiten der Schlange von einer Sekunde bei den in COSY zu erwartenden Strahlemittanzen ausreichend sind, um den Polarisationsverlust geringer als 1 % zu halten.

Kapitel 9

Diskussion und Ausblick

In dieser Arbeit wurde der Einfluß der in COSY auftretenden depolarisierenden Resonanzen berechnet und verschiedene Methoden zum Erhalt der Polarisierung beim Resonanzübergang untersucht.

Während der Beschleunigung können Imperfektionsresonanzen und intrinsische Resonanzen zur Depolarisierung des Strahls führen. Beim Kreuzen der fünf in COSY auftretenden Imperfektionsresonanzen ist es möglich die Polarisierung entweder mit den vorhandenen Korrekturdipolen oder mit den als partielle Schlange betriebenen Solenoidmagneten des Elektronenkühlers vollständig umzukehren und damit zu erhalten. Im Hinblick auf das EDDA-Experiment, das während der Beschleunigung Polarisationsobservablen messen wird, ist eine harmonische Korrektur der Resonanzen vorzuziehen, da auf diese Weise die Polarisierung beim Resonanzübergang ohne Umkehr erhalten werden kann. Die für diese Korrektur erforderlichen Felder der Korrekturdipole müssen experimentell auf etwa 1 % genau ermittelt werden. Bei der standardmäßig in COSY verwendeten optischen Einstellung werden darüber hinaus fünf intrinsische Resonanzen angeregt. Durch Anpassung der optischen Einstellung während der Beschleunigung ist es möglich, drei dieser Resonanzen, $\gamma G = 6 - \nu_y$, $\gamma G = 0 + \nu_y$ und $\gamma G = 10 - \nu_y$, zu unterdrücken. Dies entspricht einer Unterdrückung der entsprechenden intrinsischen Spin-Harmonischen der Betatronbewegung. Für die verbleibenden zwei Resonanzen, $\gamma G = 8 - \nu_y$ und $\gamma G = 2 + \nu_y$, kann die Polarisierung durch eine schnelle Arbeitspunktänderung beim Resonanzübergang erhalten werden. Das dazu in dieser Arbeit für COSY ausgelegte Magnetsystem besteht aus zwei Luftspulen-Quadrupolmagneten die mit speziell entwickelten Strompulsen bestromt werden.

Die Wirksamkeit der verschiedenen Korrekturmethode konnte in drei Strahlzeiten untersucht werden. An der ersten Imperfektionsresonanz wurde gezeigt, daß sowohl die vertikalen Korrekturdipole als auch die Korrektursolenoiden des Elektronenkühlers genutzt werden können, um die Polarisierung an Imperfektionsresonanzen vollständig umzukehren. Beide Methoden sind für alle im Impulsbereich von COSY auftretenden Imperfektionsresonanzen geeignet. Beim Kreuzen der ersten beiden intrinsischen Resonanzen wurde die optische Einstellung des Beschleunigers angepaßt. Dadurch konnte die Resonanzstärke der jeweiligen Resonanz unterdrückt werden. Diese Methode ist in dieser Form erstmals überhaupt angewendet worden. Sie ermöglichte die Beschleunigung des polarisierten Strahls bis 2 GeV/c. Dabei konnte etwa die Hälfte der injizierten Polarisierung erhalten werden. Damit gehört COSY zu einem von insgesamt drei Beschleunigern in der Welt, an dem zur Zeit polarisierte Protonen in den GeV-Bereich beschleunigt werden. Nach dem Einbau in den COSY-Ring konnte auch das Magnetsystem zur schnellen Arbeitspunktänderung an der zweiten intrinsischen Resonanz erstmals erfolgreich eingesetzt werden. Bei den bisherigen Untersuchungen ist damit nachgewiesen worden, daß es mit den im COSY-Ring vorhandenen Magnetsystemen prinzipiell möglich ist, die Polarisierung beim Kreuzen aller auftretenden depolarisierenden Resonanzen zu erhalten. In den folgenden Strahlzeiten gilt es

nun, den polarisierten Strahl mit möglichst hoher Polarisierung bis zum maximalen Teilchenimpuls zu beschleunigen.

Darüber hinaus wurde die Verwendung einer Sibirischen Schlange in COSY diskutiert und ein geeignetes Magnetsystem optisch ausgelegt. Dabei zeigte sich, daß verschiedene Möglichkeiten für deren Realisierung existieren. Das vorgeschlagene Magnetsystem besteht aus einem Solenoidmagneten zur Drehung des Spins und zwei gedrehten Quadrupol-Dubletts zur Entkoppelung der transversalen Phasenräume. Um einen polarisierten Strahl mit eingeschalteter Schlange beschleunigen zu können, muß der Spin vor der Beschleunigung am Symmetriepunkt der Schlange in die longitudinale Richtung zeigen. Die Präparation des Spins kann bereits vor der Injektion der Teilchen in COSY erfolgen. Dies erfordert jedoch zusätzliche Solenoidmagnete in der Injektionsstrahlführung. Alternativ dazu kann der Spin auch durch die Schlange selbst präpariert werden. Dabei wird der Strahl zunächst vertikal polarisiert injiziert und beim adiabatischen Anfahren der Schlange in die horizontale Ebene überführt. Aus der Simulation dieses Vorgangs geht hervor, daß der Polarisationsverlust in COSY unterhalb von 1 % liegt, wenn Anfahrzeiten im Bereich von einer Sekunde gewählt werden. Diese Methode eröffnet zwei verschiedene Betriebsarten der Schlange. Sie kann als Sibirische Schlange betrieben werden. Dabei werden die Magnetfelder der Schlange bei der Beschleunigung synchron mit dem Impuls der Teilchen hochgefahren, um das Kreuzen depolarisierender Resonanzen zu verhindern. Bei dieser Betriebsart steht den internen Experimenten im Teleskop auf der gegenüberliegenden Seite der Schlange während der gesamten Beschleunigung eine longitudinale Polarisation zur Verfügung. Die Schlange kann aber auch als Spinpräparator für interne Experimente dienen. Dazu wird der vertikal polarisierte Strahl zunächst beschleunigt und die Schlange erst bei dem gewünschten Teilchenimpuls adiabatisch angefahren.

Das Anfahren einer Sibirischen Schlange nach der Injektion kann auch an anderen Beschleunigeranlagen, etwa zur Beschleunigung polarisierter Teilchen im Energiebereich von 8 GeV (LISS [89], AGS [90]), hilfreich eingesetzt werden. Bei diesen Energien sind Sibirische Schlangen aus Dipolmagneten einsetzbar. Dipol-Schlangen könnten bei niedrigeren Energien zunächst als partielle Schlange genutzt und erst bei Energien oberhalb von 8 GeV als Sibirische Schlange angefahren werden.

Abbildungsverzeichnis

3.1	Verwendetes Koordinatensystem	7
3.2	Phasenraumellipse in der z - z' -Ebene	8
3.3	Bewegung des Spinvektors um die invariante Spinachse	17
3.4	Verlauf der invarianten Spinachse beim Resonanzübergang	17
3.5	Zeitlicher Verlauf der Spin- und Resonanzfrequenz beim Arbeitspunktsprung . .	20
3.6	Verlauf der invarianten Spinachse mit partieller Schlange	22
3.7	Spinfrequenz bei Anwesenheit einer Schlange im Ring	23
4.1	Schematische Darstellung der Quelle für polarisierte H^- -Ionen	25
4.2	Übersichtsplan der Beschleunigeranlage COSY	26
4.3	Magnetstruktur im Bogen von COSY	27
4.4	Betatronamplitude im Bogen bei einer $P=6$ bzw. $P=2$ -Optik	28
4.5	Horizontale Dispersion im Bogen bei einer $P=6$ bzw. $P=2$ -Optik	28
4.6	Telskopische Abbildung	29
4.7	Strahloptik in den Teleskopen von COSY	30
4.8	Der EDDA-Detektor	32
5.1	Gemessene vertikale Strahlablage	34
5.2	Depolarisation an der ersten Imperfektionsresonanz	34
5.3	Einfluß der Synchrotronoszillation bei Umkehr der Polarisierung	35
5.4	Harmonische Korrektur der ersten Imperfektionsresonanz	36
5.5	Verlauf des Spins beim Kreuzen der ersten Imperfektionsresonanz	37
5.6	Depolarisation nach Überfahren der stärksten intrinsischen Resonanz	41
5.7	Depolarisation nach Überfahren der zweitstärksten intrinsischen Resonanz	41
5.8	Resonanzstärke in Abhängigkeit von der Quadrupolfamilie QU3	43
5.9	Vertikale Betatronamplitude in einem Bogen	44
5.10	Strahloptik bei einer Übergangsenergie unterhalb der Injektionsenergie	45
5.11	Bewegung des Spins in der Nähe einer depolarisierenden Resonanz	47
5.12	Depolarisierende Resonanzen höherer Ordnung bei 800 MeV/c	48
6.1	Vertikales Emittanzwachstum beim Arbeitspunktsprung	51
6.2	Anordnung und Feldverlauf eines Luftspulen-Quadrupolmagneten	53

6.3	Vergleich rechteckiger Leiteranordnungen	56
6.4	Gradient einer rechteckigen Leiteranordnung	56
6.5	Strombrücken bei acht Stromleitern	57
6.6	Vorder- und Seitenansicht der gepulsten Quadrupolmagnete	58
6.7	Schaltskizze des Strompulsers	60
6.8	Vergleich des gemessenen und berechneten Quadrupolfeldes	61
6.9	Gemessener Feldverlauf in der Nähe der Strombrücken	62
6.10	Gemessenes Streufeld horizontal zur Magnetachse	63
6.11	Gemessene Strompulse des Strompulsers	63
6.12	Arbeitspunktänderung durch den Sprungquadrupol	64
6.13	Kalibration des Sprungquadrupols	65
7.1	Polarisationsumkehr beim Kreuzen der ersten Imperfektionsresonanz	67
7.2	Polarisationserhaltung mit partieller Schlange	68
7.3	Verlauf der Polarisation im Bereich der ersten Resonanz	69
7.4	Untersuchung des Resonanzübergangs der ersten Imperfektionsresonanz	69
7.5	Verlauf der korrigierten Asymmetrie während der Beschleunigung	70
7.6	Vertikale Betatronamplitude im Bogen bei Injektionsimpuls	71
7.7	Arbeitspunktverschiebung beim Kreuzen einer intrinsischen Resonanz	73
7.8	Polarisationserhaltung beim Arbeitspunktsprung	74
8.1	Sibirische Schlange mit ganzzahligem Betatron-Phasenvorschub	77
8.2	Sibirische Schlange in kompakter Bauweise	78
8.3	Fahrkurve der Schlange in der Simulation	79
8.4	Verlauf des Spins beim Anfahren der Schlange	80
8.5	Spinfrequenz beim Anfahren der Schlange	80
8.6	Verlauf des Spins beim Anfahren der Schlange nach der Injektion	81
8.7	Verlauf des Spins bei Vergrößerung der Anfahrzeit der Schlange	82
8.8	Polarisationserhaltung bei Anfahren der Schlange	82
8.9	Verlauf des Spins beim Anfahren der Schlange bei höheren Energien	83

Tabellenverzeichnis

3.1	Resonanzstärke der einzelnen Synchrotronseitenbänder	19
5.1	Imperfektionsresonanzen im Impulsbereich von COSY	33
5.2	Intrinsische Resonanzen im Impulsbereich von COSY	38
5.3	Anregung von $P=1$ -Resonanzen und $P=2$ -Resonanzen durch Gradientenfehler . .	39
5.4	Anregung von $P=1$ -Resonanzen durch Verstimmung beider Teleskope	39
5.5	Anregung von $P=2$ -Resonanzen durch Verstimmung beider Teleskope	39
5.6	Anregung von $P=1$ -Resonanzen durch ein zusätzliches Quadrupolfeld	40
5.7	Anregung von $P=2$ -Resonanzen durch ein zusätzliches Quadrupolfeld	40
5.8	Spinfrequenz- und Arbeitspunktaufweitung bei verschiedenen Resonanzen	42
5.9	Dimensionierung des vertikalen Arbeitspunktsprungs	42
5.10	Anregung depolarisierender Resonanzen durch Multipolfelder	48
6.1	Betatronamplitude an möglichen Einbauorten der Quadrupolmagnete	50
6.2	Einfluß des Arbeitspunktsprungs auf die Strahloptik von COSY	51
6.3	Abschätzung für die Induktivität der Strombrücken	57
6.4	Abgeschätzte Induktivitäten der Strombrücken	58
6.5	Induktivitäten, Ströme und Spannungen für einen Luftspulen-Quadrupolmagneten	58
6.6	Induktivitäten, Ströme und Spannungen für einen Ferrit-Quadrupolmagneten . .	59
7.1	Vertikale Betatron-Phasenvorschübe in den Teleskopen	71
7.2	Änderung des vertikalen Arbeitspunktes während der Beschleunigung	72
7.3	Polarisationsverluste bis 2.3 GeV/c	73
8.1	Strahloptik im Kühlerteleskop mit Sibirischer Schlange	78

Literaturverzeichnis

- [1] J.L. Laclare et al., Jour. de Phys. Tome 46 No.2 (1985), 499.
- [2] F.Z. Khiari et al., Phys. Rev. D Vol.39 (1989), 45.
- [3] T. Khoe et al., Part. Accel. Vol.6 (1975), 213.
- [4] H. Sato et al., Nucl. Instr. Meth. A 272 (1988), 617.
- [5] H. Sato et al., *Pulsed quadrupole magnet system for the polarized beam acceleration at the KEK 12 GeV PS*, KEK Report 87-22 (1987).
- [6] K. Brown et al. (RHIC Spin Collaboration), *Conceptual design for the acceleration of polarized protons in RHIC*, technical report RHIC (1995).
- [7] Ya.S. Derbenev, A.M. Kondratenko, *Polarized beams in storage rings*, Proc. 10th Int. Conf. on High-Energy Accelerators Vol. 2, Protvino (1977), 70.
- [8] A.D. Krisch et al. (SPIN collaboration), Phys. Rev. Lett. Vol. 63 No.11 (1989), 1137.
- [9] P. Schwandt, *The Light Ion Spin Synchrotron (LISS) Project*, Scientific and technical report (1994/1995), Indiana University Cyclotron Facility (1995), 209.
- [10] A. Luccio, *Numerical studies of siberian snakes and spin rotators for RHIC*, BNL-UC-414 (1995).
- [11] D.P. Barber, *Possibilities for polarized protons in HERA*, In prospects of spin physics at HERA, DESY 95-200, Zeuthen (1995), 76.
- [12] A.D. Krisch et al. (SPIN collaboration), *Acceleration of polarized protons to 120 GeV and 1 TeV at Fermilab*, Report University of Michigan, Ann Arbor (1995).
- [13] K. Kilian, R. Maier, S. Martin, U. Pfister, (editorial board), *Cooler Synchrotron COSY-Jülich*, User Guide, Forschungszentrum Jülich (1990).
- [14] P.D. Eversheim et al., *The Polarized Ion-Source for COSY*, Proc. of the 12th International Symposium on High-Energy Spin Physics Amsterdam (1996), 306.
- [15] M. Lacombe et al., Phys. Rev. C21 (1980), 861.
- [16] M.M. Nagels, T.A. Rijken, J.J. de Swart, Phys. Rev. D17 (1978), 768.
- [17] R. Machleidt, K. Holinde, Ch. Elster, Phys. Rep. 149 (1987), 1.
- [18] L.S. Rodberg, R.M. Thaler, *Introduction to the Quantum Theory of scattering*, New York (1967).
- [19] J. Bystricky, F. Lehar, P. Winternitz, Jour. de Phys. Tome 39 No.1 (1978), 1.

- [20] D. Albers et al. (EDDA-Collaboration), Phys. Rev. Lett. 78 (1997), 1652.
- [21] F. Hinterberger, J. Bisplinghoff, W. Scobel, COSY-Proposal No. 5 (1989).
- [22] P.D. Eversheim et al., AIP Conf. Proc. No. 293 (1993), 92.
- [23] W. Wiedmann, *Ein zylindrischer Detektor aus szintillierenden Fasern und erste Messungen zum EDDA-Experiment an COSY*, Dissertation, Universität Bonn (1994).
- [24] H. Seyfarth, *Status of the polarized atomic beam source for the ANKE-spectrometer*, IKP Annual Report 1996, Bericht des Forschungszentrums Jülich Jül-3365, 52.
- [25] M.G. Sapozhnikov et al., COSY-Letter of Intent No. 35 (1995).
- [26] G. Zweig, CERN Report TH401, TH412 (1964).
- [27] M.G. Sapozhnikov, Proc. LEAP'94, Bled, Slovenia (1994), 355.
- [28] V.I. Komarov et al., COSY-Proposal No. 20 (1991).
- [29] P.D. Eversheim, COSY-Proposal No. 22 (1992).
- [30] P.D. Eversheim, COSY-Proposal No. 3 (1989).
- [31] A.A. Sokolov, I.M. Ternov, Sov. Phys. Doklady 8 (1964), 1203.
- [32] E.B. Courant, H.S. Snyder, *Theory of Alternating-Gradient Synchrotron*, Annals of Physics 3 (1958), 1.
- [33] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, Teubner Verlag, Stuttgart (1992).
- [34] L.H. Thomas, Phil. Mag. 3 (1927) 1.
- [35] V. Bargmann, L. Michel und V.L. Telegdi, Phys. Rev. Lett. Vol. 2 (1959), 435.
- [36] E.D. Courant, R.D. Ruth, *The acceleration of polarized protons in circular accelerators*, BNL 51270 (1980).
- [37] B.W. Montague, Part. Accel. Vol. 11 (1981), 219.
- [38] Ya.S. Derbenev, A.M. Kondratenko, Sov. Phys. JETP 35 (1972), 230.
- [39] G. H. Hoffstätter, D.P. Barber, K. Heinemann, *The Phase Space dependent Spin Polarisation Direction in the HERA Proton Ring at High Energy*, Internal Report DESY M 96-14 (1996).
- [40] M. Froissart, R. Stora, Nucl. Instr. Meth. 7 (1960), 297.
- [41] S. Hiramatsu et al., KEK Report 88-55 (1988).
- [42] K. Yokoya, Part. Accel. Vol. 14 (1983), 39.
- [43] P. Nghiem, A. Tkatchenko, Nucl. Instr. Meth. A 335 (1993), 349.
- [44] R. Jessenberger, *Erarbeitung analytischer Zusammenhänge zur Beschreibung polarisierter Teilchenstrahlen in Beschleunigern und deren Anwendung auf das Kühlersynchrotron COSY*, Dissertation, Bericht des Forschungszentrums Jülich Jül-2754 (1993).

- [45] T. Roser et al., Phys. Rev. Lett. Vol. 73, No. 22, 2982.
- [46] A.D. Krisch et al. (SPIN collaboration), Phys. Rev. Lett. Vol. 73 No. 12, 1621.
- [47] T. Roser, *Properties of partially excited siberian snakes*, Proc. of the 8th International Symposium on High-Energy Spin Physics, Minneapolis (1988), 1442.
- [48] S.Y. Lee, Nucl. Instr. Meth. A 306 (1991), 1.
- [49] S. Tepikian, *Snake Resonances*, Proc. of the 8th International Symposium on High-Energy Spin Physics, Minneapolis (1988), 1450.
- [50] R. Maier et al., Nucl. Instr. Meth. B 113 (1996), 26.
- [51] R. Maier et al. *Status of COSY*, Proc. EPAC 94, London (1994), 165.
- [52] W. Haeberli, Nucl. Instr. Meth. 62 (1968), 355.
- [53] R. Gebel, *Die Entwicklung des Wasserstoffatomstrahlteils der Quelle polarisierter Protonen und Deuteronen und der Aufbau der Quelle für das Cooler Synchrotron COSY in Jülich*, Dissertation, Universität Bonn (1994).
- [54] S. Lemaître, *Ionenoptik des intensiven Cäsiumstrahls einer Colliding-Beams-Ionenquelle*, Dissertation, Universität Köln (1994).
- [55] R. Reckenfelderbäumer, *Entwicklung des Cäsiumstrahlteils einer Quelle polarisierter Ionen nach dem Colliding-Beams-Prinzip*, Dissertation, Universität Köln (1994).
- [56] R. Weidmann, *Untersuchung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung mit Hilfe des Polarisationstransfers in der Proton-Proton-Streuung bei 25.68 MeV*, Dissertation, Universität Erlangen (1992).
- [57] K. Mümmeler, *Entwicklung eines drehbaren Wienfilters für die Quelle polarisierter Ionen des Cooler Synchrotrons (COSY) in Jülich*, Diplomarbeit, Universität Erlangen (1994).
- [58] W. Bräutigam et al., *Upgrading JULIC as Injector for COSY-Jülich*, Proc. EPAC 88, Rome (1988), 317.
- [59] G.I. Budker et al., Proc. of the Int. Conf. on High-Energy Accelerators Dubna (1963); G.I. Budker et al., Conf. 114 (USAEC, TID-4500, 1965).
- [60] P.D. Eversheim et al., *The Polarized Ion Source for COSY*, IKP Annual Report 1996, Bericht des Forschungszentrums Jül-3365, 251.
- [61] R. Maier et al. *Operational Characteristics of the COSY Electron Cooler*, Proc. EPAC 94, London (1994), 1200.
- [62] D. Prasuhn et al., *Stochastic Cooling System in COSY*, Proc. EPAC 94, London (1994), 1203.
- [63] O. Schult et al., Nucl. Phys. A 583 (1995), 629.
- [64] S. Brauksiepe et al., Nucl. Instr. Meth. A 376 (1996), 397.
- [65] O. Schult et al., Nucl. Phys. A 585 (1995), 247.

- [66] J. Bisplinghoff, F. Hinterberger, AIP Conf. Proc. 221 (1991), 312;
W. Scobel, Phys. Scripta 48 (1993), 92;
H. Rohdjes, Proc. of Int. Conf. on Physics with GeV-Particle Beams, Jülich (1994), 334.
- [67] R. Tölle et al., *Conditioning the Cooler Synchrotron COSY for Internal Experiments*, Proc. EPAC 96, Barcelona (1996), 572.
- [68] H. Stockhorst et al., *Beam Extraction at the Cooler Synchrotron COSY*, Proc. EPAC 96, Barcelona (1996), 2447.
- [69] S. Martin et al., Nucl. Instr. Meth. 214 (1983), 281;
H. Drochner et al., Phys. Rev. Lett. Vol. 77 (1996), 454.
- [70] U. Bechstedt et al., *Status of the Time of Flight Spectrometer COSY*, IKP Annual Report 1995, Bericht des Forschungszentrums Jülich Jül-3200, 5.
- [71] U. Linz, R. Maier, *A First Concept to use the Cooler Synchrotron COSY-Jülich for Cancer Therapy*, Proc. EPAC 92, Berlin (1992), 1672.
- [72] L.H.A. Leunissen (Forschungszentrum Jülich), *Non-linear transverse dynamics at the Cooler Synchrotron COSY*, Dissertation in Vorbereitung.
- [73] H. Grote, F.CH. Iselin, *The MAD Program (Methodical Accelerator Design)*, Version 8.1, Users's Reference Manuel, CERN/SL/90-13.
- [74] K.L. Brown, R.V. Servranckx, Nucl. Instr. Meth. A 258 (1987), 480.
- [75] A. Lehrach et al., *Tuning of the COSY Telescopes*, IKP Annual Report 1996, Bericht des Forschungszentrums Jülich Jül-3365, 228.
- [76] R.A. Arndt, Phys. Rev. D Vol. 45 (1992), 3995.
- [77] M.W. Mc Naughton et al., Nucl. Instr. Meth. A 241 (1985), 435.
- [78] B. Bonin et al., Nucl. Instr. Meth. A 288 (1990), 379.
- [79] J. Smyrski (Universität Krakau, Poland), private Mitteilung.
- [80] K. Büßer (Universität Hamburg), private Mitteilung.
- [81] R. Weidmann et al., *A High-Energy Polarimeter for COSY, Jülich*, Proc. of the 12th International Symposium on High-Energy Spin Physics, Amsterdam (1996), 840.
- [82] K. Bongardt, R. Maier, *Polarized Beam At COSY*, IUCF Workshop, Bloomington (1990).
- [83] U. Wienands, *Intrinsic depolarizing resonances in COSY*, COSY-Note No. 70 (1987).
- [84] A.D. Krisch et al. (SPIN collaboration), Phys. Rev. Lett. Vol. 72 No. 10 (1994), 1479.
- [85] S.Y. Lee, S. Tepikian, E.D. Courant, AIP Conf. Proc. No. 145 (1986), 185.
- [86] H. Schneider (Forschungszentrum Jülich), private Mitteilung.
- [87] T. Risselada, *Gamma Transition Jump Schemes*, CERN Accelerator School (Jyväskylä), CERN 94-01 (1994), 313.
- [88] C. Pellegrini, Nuovo Cimento, 64A (1969), 447.

- [89] P. Schwandt, Bull. Am. Phys. Soc. 41, No.2 (1996),1018.
- [90] M. Beddo et al., *RHIC Spin Proposal*, Brookhaven National Lab. proposal (1992), nicht veröffentlicht.
- [91] A.D. Krisch et al. (SPIN collaboration), Phys. Rev. A Vol. 46 No.12 (1992), 46.
- [92] R.E. Pollock, Nucl. Instr. Meth. A 300 (1991), 210.
- [93] D.A Crandell et al., *Spin-Flipping through an Intrinsic Depolarizing Resonance by Strengthening It*, UMHE 96-04 University of Michigan, Ann Arbor (1996).
- [94] M. Bai, S.Y. Lee, H. Huang, T. Roser, M. Syphers, *Overcoming the Intrinsic Spin Resonance Using Resonance Island Created by RF Dipoles*, AGS/RHIC/SN No.55.
- [95] H. Huang et al., *Overcoming Weak Intrinsic Depolarizing Resonances with Energy-jump*, Proc. of the PAC 97 (Vancouver).
- [96] A. Lehrach et al., *Tune jumping system for COSY*, IKP Annual Report 1996, Bericht des Forschungszentrums Jülich Jül-3200, 263.
- [97] G. Schnell, *Magnete Grundlagen-Aufbau-Anwendungen*, Verlag Karl Thieme, München (1973).
- [98] J. Guyard, M.Weiss, CERN/PS/LIN 76-3 (1976).
- [99] L.A. Ahrens, Proc. of the 8th International Symposium on High-Energy Spin Physics, Minneapolis (1988), 1068.
- [100] M. Winkler, *Entwicklung eisenfreier hochstromgepulster Luftspulenquadrupole*, Dissertation, Universität Gießen (1994).
- [101] M. Strutt, Arch. Elektrotechnik, 17 (1927), 533 bzw. 18 (1927) 282.
- [102] M.T. Menzel, H.K. Stokes, *User's guide for the poisson/superfish group of codes*, Los Alamos (1987), LA-UR-87-115.
- [103] H. Ebeling, *Konzeption, Bau und Test eisenloser Quadrupole für die Resonanzextraktion aus ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1987).
- [104] A. Lehrach et al., *Status of Polarized Beam at COSY*, Proc. of the 12th International Symposium on High-Energy Spin Physics, Amsterdam (1996), 416.
- [105] V. Schwarz (EDDA-Collaboration), private Mitteilung.
- [106] A. Lehrach et al., *Suppressing Intrinsic Spin Harmonics*, Veröffentlichung in Vorbereitung.
- [107] H.P. Engelhardt (Universität Bonn), Dissertation in Vorbereitung.
- [108] V. Garczynski, Nucl. Instr. Meth. A 324 (1993), 28.
- [109] S. Peggs, Part. Accel. Vol.12 (1982), 219.
- [110] A.D. Krisch et al, *Experimental Test of the Siberian Snake Concept*, Proposal to IUCF (1987), nicht veröffentlicht.

- [111] V.V. Danilov et al., *Longitudinal Polarization at the Amsterdam Pulse Stretcher*, Review of Physical Concept (1992).
- [112] A.D. Krisch et al. (SPIN collaboration), D.P. Barber et al. (DESY Polarisation Team), technical report UMHE 96-20, University of Michigan, Ann Arbor (1996).
- [113] K. Steffen, Part. Accel. 24 (1988), 45.
- [114] A.D. Krisch et al. (SPIN collaboration), *Acceleration of polarized Protons to 1 TeV in the Fermilab Tevatron*, Progress Report August 1994, nicht veröffentlicht.
- [115] Yu. Shatunov (INP Novosibirsk), private Mitteilung.
- [116] R. Maier et al., *The COSY-Jülich Project*, Proc. EPAC 1990, Nice (1990), 131.
- [117] J.Y. Liu et al., Phys. Rev. E Vol. 49 (1994), 2347.
- [118] P.D. Eversheim, *Prinzipielle Überlegungen zur Beschleunigung polarisierter Teilchen im COSY Ring*, COSY-Note No. 75 (1987).

Danksagung

Ich danke allen herzlich, die durch ihr Interesse zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben, insbesondere:

Herrn Dr. R. Maier für die interessante Themenstellung und das Vertrauen, das er in mich setzte, mir die Entwicklung des polarisierten Strahls in COSY zu übertragen. Durch seine Unterstützung trug er maßgeblich zum Gelingen des Projekts bei.

Herrn Prof. Dr. R. Maschuw für seine Hilfsbereitschaft, die Unterstützung in den entscheidenden Phasen meiner Promotion und die Übernahme des Referats.

Herrn Prof. Dr. J. Bisplinghoff für die Vermittlung des Kontakts zu COSY und wertvolle Hinweise und Hilfestellungen.

Allen Mitarbeitern von COSY bin ich für die freundliche Aufnahme in das COSY-Team sehr verbunden. Danken möchte ich den Herren Dr. J. Dietrich, Dr. S. Martin, Dr. D. Prasuhn, Dr. R. Tölle, Dr. A. Schnase und Dr. H. Stockhorst für nützliche Hinweise und ihre Mitwirkung bei der Durchführung von Maschinenexperimenten, sowie den COSY-Operateuren für ihre Mithilfe bei der Einstellung des Beschleunigers. Hervorgehoben sei die Unterstützung von Herrn Dr. U. Bechstedt und die Hilfe der Mitarbeiter der COSY-Testhalle, der Zentralabteilung Technologie des Forschungszentrums, der Konstruktionsabteilung und Werkstatt des Instituts für Kernphysik bei der Entwicklung und dem Bau der Luftspulen-Quadrupolmagnete des Magentsystems zur schnellen Arbeitspunktänderung. Erwähnen möchte ich zudem die erfolgreiche Zusammenarbeit mit Herrn N. Bongers und Herrn H. Schneider bei der Realisierung der Strompuls. Mit Herrn L. H. A. Leunissen und Herrn Dr. J. Stein habe ich zahlreiche Diskussionen über Beschleunigerphysik geführt und dabei viele Anregungen zur Optimierung der Einstellung des Beschleunigers für polarisierten Strahl bekommen.

Hervorheben möchte ich auch den Beitrag der Mitglieder der Quellen-Kollaboration, insbesondere die Herren Dr. P. D. Eversheim, Dr. R. Gebel und M. Glende für die gute Zusammenarbeit und freundschaftliche Atmosphäre. Desweiteren danke ich den Mitgliedern der EDDA-Kollaboration für die Kooperation bei der Entwicklung des polarisierten Strahls in COSY. Aufgrund ihrer Mitwirkung wurde die Messung von Asymmetrien während der Beschleunigung erst möglich, womit die Einstellung des Beschleunigers für polarisierten Strahl wesentlich erleichtert wurde. Nennen möchte ich in diesem Zusammenhang die Herren K. Büßer, Prof. Dr. F. Hinterberger, Dr. H. Rohdjeß, V. Schwarz und Prof. Dr. W. Scobel.

Forschungszentrum Jülich



Jül-3501
Januar 1998
ISSN 0944-2952