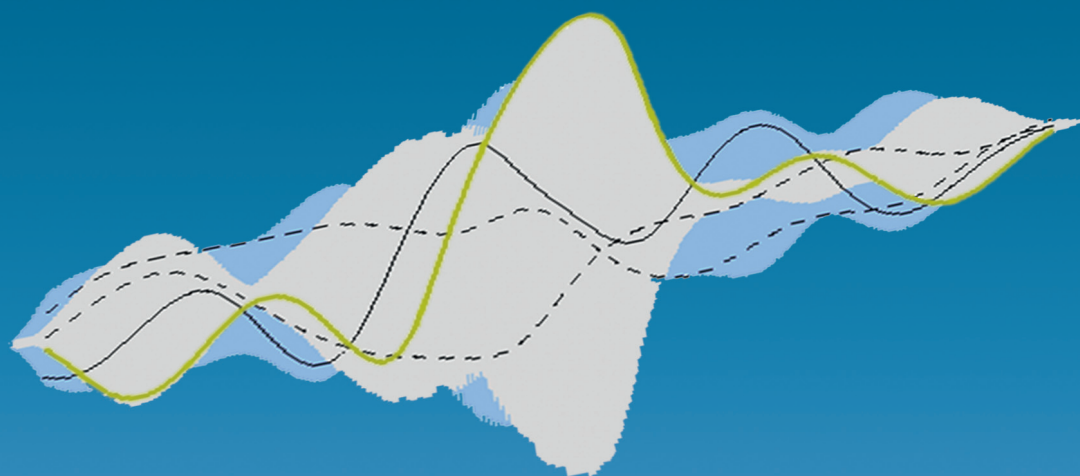




Strahl- und Spindynamik von Hadronenstrahlen in Mittlerenergie-Ringbeschleunigern

Andreas Lehrach

Forschungszentrum Jülich GmbH
Institut für Kernphysik (IKP)

Strahl- und Spindynamik von Hadronenstrahlen in Mittelenergie-Ringbeschleunigern

Andreas Lehrach

Schriften des Forschungszentrums Jülich
Reihe Schlüsseltechnologien / Key Technologies

Band / Volume 8

ISSN 1866-1807

ISBN 978-3-89336-548-7

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek.
Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der
Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte Bibliografische Daten
sind im Internet über <<http://dnb.d-nb.de>> abrufbar.

Herausgeber und Vertrieb: Forschungszentrum Jülich GmbH
Zentralbibliothek, Verlag
D-52425 Jülich
Telefon (02461) 61-5368 · Telefax (02461) 61-6103
e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de
Internet: <http://www.fz-juelich.de/zb>

Umschlaggestaltung: Grafische Medien, Forschungszentrum Jülich GmbH

Druck: Grafische Medien, Forschungszentrum Jülich GmbH

Copyright: Forschungszentrum Jülich 2008

Schriften des Forschungszentrums Jülich
Reihe Schlüsseltechnologien / Key Technologies Band / Volume 8

D 5 (Habil., Bonn, Univ., 2008)

ISSN 1866-1807
ISBN: 978-3-89336-548-7

Vollständig frei verfügbar im Internet auf dem Jülicher Open Access Server
(JUWEL) unter <http://www.fz-juelich.de/zb/juwel>

Alle Rechte vorbehalten. Kein Teil des Werkes darf in irgendeiner Form (Druck, Fotokopie oder in einem anderen Verfahren) ohne schriftliche Genehmigung des Verlages reproduziert oder unter Verwendung elektronischer Systeme verarbeitet, vervielfältigt oder verbreitet werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Polarisierte Hadronenstrahlen	3
2.1	Experimente mit unpolarisierten Teilchenstrahlen	3
2.2	Messung von Polarisationsobservablen	4
2.2.1	Polarisation eines Teilchenensembles	4
2.2.2	Observablen im Polarisationsexperiment	5
3	Strahldynamik in Ringbeschleunigern	9
3.1	Teilchenbewegung	9
3.1.1	Geladene Teilchen im elektromagnetischen Feld	9
3.1.2	Hamilton-Formalismus	11
3.1.3	Lineare Strahldynamik und optische Funktionen	12
3.1.4	Nichtlineare Strahldynamik und optische Resonanzen	15
3.2	Kollektive Effekte	16
3.2.1	Raumladung und Strahlrohrimpedanzen	16
3.2.2	Im Strahlpotential akkumulierte Ionen	20
3.3	Streuprozesse der Strahlteilchen	22
3.3.1	Strahl-Target Wechselwirkung	22
3.3.2	Strahl-Strahl Wechselwirkung	24
3.3.3	Streuung innerhalb des Strahls (IBS)	26
3.4	Strahlkühlung	28
3.4.1	Elektronenkühlung	28
3.4.2	Stochastische Kühlung	29
3.5	Luminosität	31
3.5.1	Internes und externes Target	32
3.5.2	Kollidierende Strahlen	33
4	Spindynamik in Ringbeschleunigern	35
4.1	Spinbewegung	35
4.1.1	Thomas-BMT Gleichung	35
4.1.2	Mitbewegtes Koordinatensystem	36
4.1.3	Spinorgleichung für Spin-1/2 Teilchen	37
4.2	Spinresonanzen	38
4.2.1	Resonanzstärke von Spinresonanzen	38
4.2.2	Invariante Spinachse und invariantes Spinfeld	40
4.2.3	Spinbewegung in Nähe einer isolierten Spinresonanz	41
4.2.4	Nichtlineare Querung von Spinresonanzen	43
4.2.5	Analytischer Matrixformalismus für Spinresonanzquerung	46

4.3	Spinmanipulation in Speicherringen	47
4.3.1	Sibirische Schlange	47
4.3.2	Polarisationsumkehr mit lokalem hochfrequentem Magnetfeld . .	50
4.3.3	Resonanzstärke bei Polarisationsumkehr	51
4.3.4	Polarisationsaufbau in Speicherringen	53
5	Methoden zur Strahloptimierung und Polarisationserhaltung	55
5.1	Kühlersynchrotron COSY	55
5.1.1	Strahlqualität und Luminosität	57
5.1.2	Polarisierter Protonenstrahl	64
5.1.3	Optimierung des polarisierten Protonenstrahls	69
5.1.4	Spinresonanzen höherer Ordnung	71
5.1.5	Polarisierter Deuteronenstrahl	72
5.2	AGS/RHIC Beschleunigeranlage	74
5.2.1	Polarisierter Protonenstrahl und Sibirische Schlangen	75
5.2.2	Spinresonanzen in AGS	77
5.2.3	Polarisationsoptimierung in AGS	80
5.2.4	Spinresonanzen und Polarisationsoptimierung in RHIC	82
5.2.5	Invariantes Spinfeld	83
6	Experimente zur Spinmanipulation	91
6.1	Untersuchung der Polarisationsumkehr	91
6.1.1	Magnetkonfigurationen für hochfrequente Magnetfelder	92
6.1.2	Polarisationsumkehr von Spin-1/2 Teilchen	93
6.1.3	Polarisationsumkehr von Spin-1 Teilchen	94
6.1.4	Resonanzstärke bei Polarisationsumkehr	97
6.1.5	Absolute Energiekalibrierung des COSY Strahls	108
6.1.6	Verlauf der Polarisation bei Resonanzübergang	109
6.2	Vorversuche zum Polarisationsaufbau in Speicherringen	113
6.2.1	Experimente an COSY	113
6.2.2	Planung weiterer Experimente	117
7	Strahlsimulation und Beschleunigerauslegung	119
7.1	Hochenergie-Speicherring (HESR)	119
7.1.1	FAIR Beschleunigeranlage	119
7.1.2	Auslegung und experimentelle Strahlanforderungen	120
7.1.3	Strahldynamische Berechnungen	123
7.1.4	Kollektive Effekte	127
7.1.5	Strahlrohrimpedanzen	127
7.1.6	Strahlgleichgewichte mit Strahlkühlung	130
7.1.7	Strahlverluste und Luminositätsabschätzung	132
7.2	Doppelring für polarisierte Protonen und Antiprotonen	136
7.2.1	Antiprotonen Polarisierer-Ring (APR)	137
7.2.2	Optimierung der polarisierten Teilchenstrahlen	139
7.2.3	Luminositätsabschätzung	143
8	Zusammenfassung und Ausblick	147

Kapitel 1

Einleitung

Teilchenstrahlen, die von Beschleunigeranlagen bereitgestellt werden, verwendet man in der Kern- und Teilchenphysik für Streuexperimente zur Erforschung der Struktur und Wechselwirkung der Materie. Die experimentelle Untersuchung der Spinstruktur von Elementarteilchen bekam dabei in den letzten Jahrzehnten eine zunehmende Bedeutung. Für diese Untersuchungen sind polarisierte Teilchenstrahlen als Sonde, polarisierte Zielobjekte (*Targets*) oder die Analyse des Spinzustands der Reaktionsprodukte erforderlich.

Zur Erzeugung polarisierter Teilchenstrahlen werden je nach Art der Teilchen und dem Energiebereich des physikalischen Experiments verschiedene Methoden angewendet. Man unterscheidet zunächst zwischen Primärstrahlen (z.B. Protonen oder Elektronen), die in Ionenquellen erzeugt werden, und Sekundärstrahlen (z.B. Antiprotonen), die aus Streuprozessen hochintensiver Protonenstrahlen mit verschiedenen Arten von Targets hervorgehen. Zur Beschleunigung eines Strahls aus geladenen Teilchen werden lineare oder zyklische Teilchenbeschleuniger verwendet. Bei der strahldynamischen Auslegung von zyklischen Teilchenbeschleunigern (Ringbeschleunigern) muss zunächst die Bewegung der geladenen Teilchen in den externen elektromagnetischen Feldern des Beschleunigers untersucht und optimiert werden. Hierbei unterscheidet man zwischen der linearen Strahldynamik, die durch homogene Magnetfelder (Dipolfelder) zur Strahlablenkung und Gradientenfelder (Quadrupolfelder) zur Strahlfokussierung bestimmt wird, und nichtlinearer Teilchenbewegung, die durch chromatische Effekte und unvermeidbare Feldfehler der Magnete hervorgerufen wird. Letzteres führt zur Erhöhung der Phasenraumverteilung des Strahls, was sich in einem Anwachsen der Strahlemittanz äußert sowie damit verbundener Teilchenverluste des Strahls durch die Akzeptanzbegrenzung des Beschleunigers. Um hohe Strahlintensitäten zu gewährleisten, muss daher ein geeignetes System aus Korrekturmagneten entwickelt werden. Neben den externen Magnetfeldern des Beschleunigers ist bei hoher Phasenraumdichte des Strahls auch die Wechselwirkung der Strahlteilchen untereinander und mit induzierten, elektromagnetischen Feldern durch die Vakuumkammer zu berücksichtigen. Die Teilchenstrahlen werden für physikalische Experimente in Speicherringen gespeichert, bei denen die umlaufenden Strahlen mit internen Targets wechselwirken, oder Doppelringen (*Collidern*), in denen zwei gegenläufige Strahlen zur Kollision gebracht werden. Durch Strahl-Target bzw. Strahl-Strahl Wechselwirkung kommt es dabei zur Strahlaufstreuung und damit verbundenem Anwachsen der Strahlemittanz und Impulsbreite des Strahls. Um eine möglichst gute Strahlqualität mit hoher Phasenraumdichte für Präzisionsexperimente zur Verfügung zu stellen, werden spezielle Strahlkühlsysteme (z.B. Elektronenkühlung

und stochastische Kühlung) eingesetzt. Die verfügbare Ereignisrate für das Experiment hängt neben dem Wirkungsquerschnitt des zu untersuchenden Streuprozesses von der Luminosität der Teilchenstrahlen ab.

Polarisierte Primärstrahlen können ebenfalls in speziellen Ionenquellen erzeugt werden. Bei Elektronen besteht darüber hinaus auch die Möglichkeit den Strahl in einem Speicherring zu polarisieren. Für den Polarisationsaufbau von Sekundärstrahlen werden Speicherringe benötigt, in denen die umlaufenden Sekundärstrahlen durch die Wechselwirkung mit nichtlinearen Feldern (*Spin-Splitting*) oder mit polarisierten Targets (*Spin-Filtern*) polarisiert werden können. Diese Methoden sind jedoch noch in der Erprobung und die Mechanismen noch weitestgehend unerforscht. Bei der Beschleunigung polarisierter Teilchenstrahlen in Ringbeschleunigern müssen zusätzlich die Spinbewegung geeignet beeinflusst werden, um die Polarisation während der Beschleunigung und Speicherung des Strahls zu erhalten. Die Frequenz, mit der sich der Spin der Teilchen im Führungsfeld des Beschleunigers dreht, wächst mit der Teilchenenergie an. Da die Magnetfelder eines Ringbeschleunigers zyklisch auf den Teilchenspin einwirken, existieren energieabhängige Spinresonanzen, die während der Beschleunigung gekreuzt werden und zur Depolarisation des polarisierten Teilchenstrahls führen können. In den letzten Jahrzehnten sind an verschiedenen Beschleunigeranlagen unterschiedliche Methoden zur Polarisationserhaltung während der Beschleunigung erprobt worden. Welche Methode geeignet ist, hängt jeweils von den Strahlparametern und dem Energiebereich des Beschleunigers ab. Im Energiebereich über 10 GeV ist die Anzahl der zu kreuzenden Spinresonanzen so groß, dass es zu aufwendig wird, jede Spinresonanz einzeln zu korrigieren. Durch eine „Sibirische Schlange“, die den Spin der Teilchen um 180° pro Umlauf dreht, wird die Beeinflussung des Spins im jeweils darauf folgenden Umlauf der Teilchen im Ringbeschleuniger gerade ausgeglichen, und eine einzelne Korrektur der Spinresonanzen ist nicht mehr erforderlich. Hochfrequente Magnetfelder können zusätzlich dazu verwendet werden, die Polarisationsrichtung des gespeicherten Strahls umzukehren, um die systematischen Fehler von Streuexperimenten mit polarisierten Strahlen zu reduzieren und die Energie des umlaufenden Teilchenstrahls zu bestimmen.

In der vorliegenden Arbeit sind allgemeine Prinzipien der Strahl- und Spindynamik gespeicherter und kollidierender Hadronenstrahlen sowie deren Anwendung bei der Auslegung und dem Betrieb von Ringbeschleunigern beschrieben. In Kapitel 2 werden die experimentellen Möglichkeiten mit unpolarisierten und polarisierten Hadronenstrahlen im Mittlerenergiebereich diskutiert, und Polarisationsobservablen eingeführt. Kapitel 3 behandelt die theoretischen Grundlagen der Strahlbewegung und Kapitel 4 die der Spinbewegung in Ringbeschleunigern. Dabei werden insbesondere Verfahren eingeführt und erläutert, die geeignet sind, die Strahlqualität bzw. den Grad der Strahlpolarisation maßgeblich zu erhöhen. Eine hohe Intensität bzw. Phasenraumdichte des Strahls bei gleichzeitig großer Strahlpolarisation ist das entscheidende Kriterium zum Erreichen einer hohen Messgenauigkeit in Experimenten mit polarisierten Strahlen. In Kapitel 5 werden Methoden zur Strahloptimierung und Polarisationserhöhung an existierenden Beschleunigern vorgestellt, und in Kapitel 6 wird auf spindynamische Experimente zur Polarisationsumkehr und Polarisationsaufbau eines gespeicherten Teilchenstrahls eingegangen. In Kapitel 7 erfolgen Berechnungen zur Auslegung geplanter Speicher- und Doppellringe, sowie strahl- und spindynamische Untersuchungen zur Gewährleistung der erforderlichen Strahlqualität. Abschließend werden die Ergebnisse dieser Arbeit zusammenfassend diskutiert und ein Ausblick auf zukünftige Beschleunigerprojekte mit besonderer Herausforderung im Bezug auf Strahlqualität und Strahlpolarisation gegeben.

Kapitel 2

Polarisierte Hadronenstrahlen

Die ersten Experimente mit polarisierten Protonen bei Teilchenenergien im GeV-Bereich gehen bis in die 1970er Jahre zurück. Dabei wurden polarisierte Protonenstrahlen im ZGS (*Zero Gradient Synchrotron*) am Argonne National Laboratory bei Chicago (IN, USA) bis 12 GeV beschleunigt [1]. Daran anschließend sind in den 1980er Jahren im AGS (*Alternating Gradient Synchrotron*) am Brookhaven National Laboratory in Upton (NY, USA) mit polarisierten Protonen Energien von 24 GeV erreicht worden [2]. Neben polarisierten Protonen gelang im Protonensynchrotron am National Laboratory for High Energy Physics in Tsukuba (Ibaraki-ken, Japan) [3] und am IUCF (*Indiana University Cyclotron Facility*) Kühlerring in Bloomington (IN, USA) [4] ebenfalls die Erzeugung und Beschleunigung polarisierter Deuteronen. Der höchste Polarisationsgrad von über 80% konnte bei Strahlenergien von einigen GeV in SATURNE II am CEN (*Centre d'Etudes Nucléaires*) in Saclay (Île-de-France, Frankreich) [6] und im Kühlersynchrotron COSY (*Cooler Synchrotron*) am Forschungszentrum Jülich [7] erreicht werden. Auch die Beschleunigung von Deuteronstrahlen mit Vektor- und Tensorpolarisation wurde an beiden Beschleunigeranlagen mit hohem Polarisationsgrad realisiert. Die maximale Energie eines polarisierten Protonenstrahls liegt bisher bei 205 GeV und wurde in RHIC (*Relativistic Heavy-Ion Collider*) am Brookhaven National Laboratory erreicht [8].

2.1 Experimente mit unpolarisierten Teilchenstrahlen

Die starke Wechselwirkung ist neben der elektromagnetischen Wechselwirkung, der schwachen Wechselwirkung und der Gravitation eine der vier fundamentalen Kräfte der Natur. Die Quantenchromodynamik (QCD) ist die quantenfeldtheoretische Beschreibung 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. Das Standardmodell der starken und elektroschwachen Wechselwirkung ist insbesondere im perturbativen Bereich bei hohen Energien vielfach erfolgreich experimentell bestätigt wurden. Bei niedrigen Energien, im so genannten nichtperturbativen Bereich, auch starke QCD genannt, sind sehr komplizierte Rechnungen erforderlich. In diesem Energiebereich lassen sich die verwendeten Rechnungen in zwei Gruppen einteilen. Zum einen gibt es phänomenologische Modelle (Mesonaustauschmodelle), die keinen Bezug zur QCD herstellen, zum anderen auf

der QCD basierende effektive Feldtheorien bzw. Gitterrechnungen. Quarks und Gluonen sind nicht als freie Objekte beobachtbar, sondern nur innerhalb von Hadronen. Daher können sie lediglich in hadronischen Systemen, wie Baryonen und Mesonen, untersucht werden. Experimente an Hadronenbeschleunigern wie etwa COSY oder dem geplanten Hochenergie-Speicherring HESR am zukünftigen Beschleunigerzentrum für die Forschung mit Antiprotonen- und Ionenstrahlen FAIR (*Facility for Antiproton and Ion Research*) [9, 10] tragen maßgeblich zum tieferen Verständnis der starken QCD bei. Im Energiebereich von COSY können Systeme bestehend aus den drei leichten Quarks (u,d,s) studiert werden [11]. Bei den im HESR bereitgestellten Energien steht die Untersuchung von mesonischen und baryonischen Quarkzuständen im Vordergrund, die Charmquarks (c) enthalten [12]. Die Annihilation von Antiprotonen mit Protonen ermöglicht neben der Spektroskopie einer Vielzahl von hadronischen Systemen auch die Untersuchung bisher noch nicht erforschter Systeme wie reine Gluonenzustände (*Glueballs*) sowie Hybridzustände, die aus Gluonen und Quarks zusammengesetzt sind.

2.2 Messung von Polarisationsobservablen

Der Spin hat einen maßgeblichen Einfluss auf die Zusammensetzung elementarer Teilchen. In den letzten Jahrzehnten sind daher viele Messungen mit Polarisationsobservablen durchgeführt worden, bei denen durch Streuung polarisierter Teilchenstrahlen bzw. Analyse des Spinzustands der Reaktionsprodukte der spinabhängige Anteil der Wechselwirkung untersucht wurde. Diese Experimente leisten einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der Wechselwirkung und lassen Rückschlüsse auf die magnetische Struktur der Materie zu.

2.2.1 Polarisation eines Teilchenensembles

Der Polarisationsvektor eines Teilchenensembles $\vec{P}$ ist das statistische Mittel der Spinvektoren $\vec{S}_i$ über alle N Teilchen

$$\vec{P} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \vec{S}_i. \quad (2.1)$$

Der Betrag dieses Vektors ist der Polarisationsgrad des Teilchenensembles. Der Spin als quantenmechanische Eigenschaft von nuklearen und subnuklearen Teilchen verhält sich wie ein Drehimpuls und wird durch den Spinoperator S und der Komponente S_z entlang einer Vorzugsrichtung (Quantisierungsachse) quantisiert

$$\begin{aligned} S^2|\psi\rangle &= s(s+1)\hbar^2|\psi\rangle, \\ S_z|\psi\rangle &= m\hbar|\psi\rangle, \quad m = -s, -s+1, \dots, s. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Der Spin wird in Einheiten der Planckschen Konstanten $\hbar/2$ gemessen. Die Anzahl der verschiedenen Spinzustände hängt vom Spin s der Teilchen ab und beträgt $(2s+1)$. Bei der Messung der Polarisation ergibt sich der Polarisationsgrad aus der Anzahl der verschiedenen Spinzustände des Teilchenensembles bezogen auf die Vorzugsrichtung.

Spin-1/2 Teilchen (z.B. Protonen oder Antiprotonen) weisen bezüglich einer Vorzugsrichtung zwei Einstellungen des Spins auf, parallel und antiparallel, $S_z = 1/2$ bzw. $S_z = -1/2$. Ein Teilchenensemble mit Spin-1/2 Teilchen kann daher durch eine Vektorpolarisation beschrieben werden. In einem Ringbeschleuniger ist die Vorzugsrichtung

durch das Führungsfeld des Beschleunigers gegeben. Die Polarisation eines Teilchenstrahls P_z entlang dieser Richtung z misst das Besetzungsverhältnis der beiden Spinzustände

$$P_z = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}, \quad (2.3)$$

wobei $N_{\uparrow}$ die Anzahl der Teilchen mit Spin parallel und $N_{\downarrow}$ mit Spin antiparallel zur Vorzugsrichtung angibt. P_z kann somit Werte zwischen $+1$ und -1 annehmen. Im Allgemeinen werden drei Parameter benötigt, um die Polarisation eines Spin-1/2 Systems zu charakterisieren: zwei Parameter für die Vorzugsrichtung und ein Parameter für das Besetzungsverhältnis $N_{\uparrow}/N_{\downarrow}$. Sie wird daher auch als Vektorpolarisation bezeichnet.

Der Spinvektor eines Spin-1 Teilchen hat drei mögliche Einstellungen: parallel, antiparallel und senkrecht zur Vorzugsrichtung ($m = +1, 0, -1$). In einem Deuteron sind die Spins von Proton und Neutron parallel zueinander ausgerichtet, daher befindet sich das System in einem Triplettzustand mit Spin-1. Zur Beschreibung der Polarisation eines Teilchenensembles von Spin-1 Teilchen benötigt man neben einem drei-komponentigen Vektor zusätzlich fünf unabhängige Parameter eines Tensors zweiter Stufe, auch Tensorpolarisation genannt. Die Vektorpolarisation ist analog zu der von Spin-1/2 Systemen bezüglich der Vorzugsrichtung z definiert

$$P_z = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_0 + N_{\downarrow}}. \quad (2.4)$$

N_0 ist die Anzahl der Teilchen im Spinzustand $m = 0$. Die Tensorpolarisation vergleicht die Anzahl der Teilchen, deren Spinprojektion auf der Vorzugsrichtung verschwindet, mit der Summe der Teilchen in den Zuständen ($N_{\uparrow} + N_{\downarrow}$) und hat folgende Form [13]

$$P_{zz} = \frac{N_{\uparrow} + N_{\downarrow} - 2N_0}{N_{\uparrow} + N_0 + N_{\downarrow}} = 1 - \frac{3N_0}{N_{\uparrow} + N_0 + N_{\downarrow}}. \quad (2.5)$$

Für einen unpolarisierten Strahl ist die Anzahl der Teilchen in allen drei Spinzuständen gleich. Die Vektorpolarisation eines Spin-1 Systems kann Werte zwischen $+1$ und -1 annehmen, wohingegen die Tensorpolarisation zwischen -2 und $+1$ liegt. Insgesamt werden also folgende Parameter benötigt, um ein Spin-1 System zu beschreiben: die drei Komponenten der Vektorpolarisation P_i mit $i = x, y, z$ und fünf unabhängige Werte für die Tensorpolarisation P_{ij} mit $0 \leq i \leq 2S$ und $-i \leq j \leq k$.

2.2.2 Observablen im Polarisationsexperiment

Die Analysierstärke gibt an, wie die einzelnen Komponenten der Vektor- und Tensorpolarisation den spinabhängigen Anteil der Wechselwirkung beeinflussen

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{pol}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 \left(1 + \frac{3}{2} \sum_i P_i A_i + \frac{1}{3} \sum_{ij} P_{ij} A_{ij} \right), \quad (2.6)$$

wobei der Index „0“ den unpolarisierten Fall bezeichnet, und P_i bzw. P_{ij} die kartesischen Komponenten der Vektor und Tensorpolarisation angeben, wenn Strahl oder Target polarisiert sind. A_i und A_{ij} sind die entsprechenden Vektor- bzw. Tensoranalysierstärken. Die Analysierstärken hängen vom Targetmaterial, der Strahlenergie und dem Streuwinkel ab. Bei bekannter Analysierstärke lässt sich die Strahlpolarisation aus der Messung der Asymmetrie bestimmen.

In einem Streuexperiment kann neben der Verwendung von polarisiertem Strahl und Target zusätzlich die Polarisation des gestreuten Teilchens und des Rückstoßkerns gemessen werden. Die experimentellen Größen der elastischen Nukleon-Nukleon Streuung werden nach den Spinausrichtungen der Teilchen im Raum mit den vier Indizes p, q für das gestreute Teilchen bzw. den Rückstoßkern und i, k für Strahl bzw. Target klassifiziert [14, 15]. Demnach gibt es drei Analysierstärken für die drei Raumrichtungen der Polarisation des Strahls (A_{00k0}) bzw. des Targets (A_{000l}), also insgesamt sechs verschiedene Observablen. Weitere neun Observablen, so genannte Spinkorrelationsparameter, können gemessen werden, wenn Strahl und Target polarisiert sind (A_{00kl}). Zur Bestimmung von Spintransferparametern 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_{p0k0} , K_{p00l} , M_{p0kl}), Messungen bei denen die Polarisation des Rückstoßkerns bestimmt wird (P_{0q00} , K_{0qk0} , D_{0q0l} , N_{0qkl}) und Messungen, in denen die Polarisation beider Teilchen im Ausgangskanal gemessen wird (C_{pq00} , C_{pqk0} , C_{pq0l} , C_{pqkl}). Insgesamt ergeben sich 240 verschiedene Polarisationsobservablen. Unter Berücksichtigung der Paritätserhaltung, der Invarianz bezüglich Zeitumkehr und des verallgemeinerten Pauli-Prinzips reduziert sich die Anzahl der unabhängigen Polarisationsobservablen deutlich.

Die Messung von Polarisationsobservablen ist für Streuphasenanalysen erforderlich [16]. An COSY sind mit dem EDDA-Detektor in der elastischen Proton-Proton Streuung neben Anregungsfunktionen [17] auch Winkelverteilungen der Analysierstärke [18, 19] und Spinkorrelationsparameter gemessen worden [20, 21]. Die dabei erhaltenen Messdaten erweitern den Welt Datensatz für diese Observablen im vermessenen Energiebereich von 0.5-2.5 GeV und stellen somit einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der Proton-Proton Wechselwirkung dar. Da polarisierte Neutronenstrahlen nicht bereitgestellt werden können, sind Polarisationsobservablen der Neutron-Proton Streuung im COSY Energiebereich kaum bekannt und Streuphasenanalysen für Isospin $I = 0$ bisher unzureichend überprüft worden. Es wurde gezeigt, dass Aufbruchreaktionen mit Ladungsaustausch von polarisierten Deuteronen wichtige Informationen zur spinabhängigen Neutron-Proton Streuung liefern können [22, 23]. Daher ist geplant mit polarisiertem Deuteronstrahl in COSY Polarisationsobservablen wie Vektor- und Tensoranalysierstärken bzw. Spinkorrelationsparameter mit dem ANKE-Detektor zu messen, die direkt mit der spinabhängigen Neutron-Proton Streuung zusammenhängen [24].

Zur Untersuchung der Spinstruktur des Nukleons im Rahmen der QCD sind polarisierte Strahlen bei höheren Energien notwendig. Tief-inelastische Streuungen mit polarisierten Strahlen der letzten Jahrzehnte haben gezeigt, dass Quarks und Antiquarks nur etwa 30% des Nukleonenspins beinhalten [25, 26]. Der verbleibende Anteil muss von Gluonen und dem Bahndrehimpuls (*orbital angular momentum*) von Quarks und Gluonen beigetragen werden. Mit RHIC kann insbesondere der Anteil des Gluons am Spin des Protons vermessen werden [27], aber auch die Messung des Quark- und Antiquark-Beitrags mit hoher Präzision ist möglich. Darüber hinaus kann die transversale Spinstruktur (*transversity*) des Protons untersucht werden, um Aufschlüsse über den Beitrag des Bahndrehimpulses von Quarks und Gluonen zu erlangen [28]. Direkte Messungen der transversalen Spinstruktur erfordert die Untersuchung der Drell-Yan Produktion von Leptonen-Paaren in Zusammenstößen von polarisierten Protonen mit polarisierten Antiprotonen [29, 30]. Das Physikprogramm einer solchen Beschleunigeranlage, die von der PAX (*Polarized Antiproton Experiments*) Kollaboration am HESR vorgeschlagen wurde [31, 32], würde die erfolgreichen Untersuchungen der Struktur des Nukleons der vergangenen vierzig Jahre mit unpolarisierter und polarisierter tief-inelastischer Streu-

ung in einen neuen Bereich ausdehnen und fortsetzen. Auch am J-PARC Projekt (*Japan Proton Accelerator Research Complex*) wurden Vorschläge für Physik mit polarisierten Protonen eingereicht [33, 34], um die Spinasymmetrien in der elastischen Proton-Proton Wechselwirkung mit hohem transversalen Impulsübertrag bei Strahlenergien von 30 bis 50 GeV zu messen.

Kapitel 3

Strahldynamik in Ringbeschleunigern

Die Theorie der Bewegung geladener Teilchen unter dem Einfluss elektromagnetischer Felder spielt bei der Auslegung von Teilchenbeschleunigern eine zentrale Rolle [35, 36]. Die Teilchenbewegung wird nicht nur durch externe elektromagnetische Felder des Beschleunigers bestimmt, sondern kann bei hoher Phasenraumdichte des Strahls auch durch die Wechselwirkung der Teilchen untereinander oder mit der Vakuumkammer beeinflusst werden. Außerdem kommt es bei internen Targets oder kollidierenden Strahlen zu Strahl-Target bzw. Strahl-Strahl Wechselwirkung, die zur Strahlaufstreuung führen. Dieser Aufstreuung des Strahls kann mit speziellen Strahlkühlssystemen entgegengewirkt werden.

3.1 Teilchenbewegung

Zunächst werden die einzelnen Strahlteilchen unabhängig voneinander betrachtet, sie wechselwirken also nicht untereinander und unterliegen keinen zusätzlichen Kräften, lediglich den externen elektromagnetischen Feldern des Beschleunigers.

3.1.1 Geladene Teilchen im elektromagnetischen Feld

Die Lorentzkraft beschreibt die Bewegung geladener Teilchen in einem elektromagnetischen Feld und ist gegeben durch

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (3.1)$$

mit den elektrischen und magnetischen Feldern $\vec{E}$ bzw. $\vec{B}$, der Geschwindigkeit $\vec{v}$ und der Ladung q der Teilchen. Damit ergibt sich folgende Bewegungsgleichung für relativistische Teilchen mit dem Impuls $\vec{p} = \gamma m \vec{v}$

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{\gamma m} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (3.2)$$

$\gamma = \frac{E}{mc^2}$ ist der Lorentz-Faktor, der von der Energie E und der Ruhemasse m des Teilchens abhängt.

Die Teilchenbahn in einem Beschleuniger wird durch die Anordnung der verschiedenen Magnete bestimmt. Zur Beschreibung der Teilchenbahn wird ein mitbewegtes orthogonales Koordinatensystem eingeführt, das die Abweichung der Teilchenbahn von

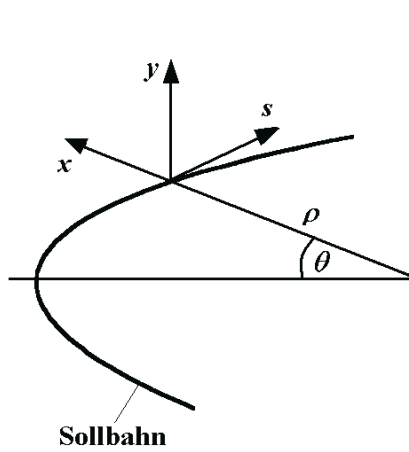


Abbildung 3.1: Mitbewegtes rechtshändiges Koordinatensystem für die Beschreibung der Teilchenbewegung in Ringbeschleunigern.

der Sollbahn in allen drei Raumrichtungen beschreibt (Abbildung 3.1). Die Sollbahn hat die lokale Bahnkrümmung ρ , und θ ist der Drehwinkel des mitbewegten Koordinatensystems. Die Teilchenbahn einzelner Teilchen wird mit den Vektor $\vec{r}$ bestehend aus den Koordinaten x , y und s beschrieben, die radialen, vertikalen und longitudinalen Auslenkungen der Teilchenbahn von der Sollbahn angeben.

Um die Bewegungsgleichung der transversalen Bewegung im mitbewegten Koordinatensystem zu erhalten, werden die transversalen Magnetfelder des Beschleunigers nach Multipolen um die Sollbahn entwickelt. Man erhält beispielsweise für die vertikalen Magnetfeldkomponenten folgenden Ausdruck

$$B_y(x) = B_y(0) + \frac{\partial B_y}{\partial x} x + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} x^2 + \dots \quad (3.3)$$

Daraus ergibt sich durch Multiplikation mit $\frac{q}{p}$

$$\frac{q}{p} B_y(x) = \frac{q}{p} B_y(0) + \frac{q}{p} \frac{\partial B_y}{\partial x} x + \frac{1}{2} \frac{q}{p} \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} x^2 + \dots = \frac{1}{\rho} + k_x x + \frac{1}{2} m_x x^2 + \dots \quad (3.4)$$

Die erste Ordnung der Multipolentwicklung beschreibt ein Dipolfeld und verursacht eine Ablenkung der Teilchen, die proportional zur Feldstärke B_y und umgekehrt proportional zum Betrag des Teilchenimpuls p ist, mit $\frac{1}{\rho} = \frac{q}{p} B_y$. Quadrupolfelder werden durch die zweite Ordnung repräsentiert und zur Fokussierung des Strahls verwendet. Die Fokussierungsstärke der durch sie erzeugten Gradientenfelder ist durch $k_x = \frac{q}{p} \frac{\partial B_y}{\partial x}$ gegeben und somit ebenfalls vom Teilchenimpuls abhängig. Alle höheren Ordnungen führen zu nichtlinearer Teilchenbewegung. Die dritte Ordnung beschreibt beispielsweise ein Sextupolfeld der Stärke $m_x = \frac{1}{2} \frac{q}{p} \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2}$ und ruft chromatische Effekte hervor.

3.1.2 Hamilton-Formalismus

Die Teilchenbewegung innerhalb eines Teilchenstrahls ist zu jedem gegebenen Zeitpunkt t durch jeweils drei generalisierte Orts- und Impulskoordinaten $q_i(t)$ bzw. $p_i(t)$ bestimmt, mit $i = x, y, s$. Sie bilden zusammen den so genannten Phasenraum der Teilchenbewegung

$$\vec{P}(t) = \{q_x(t), q_y(t), q_s(t), p_x(t), p_y(t), p_s(t)\}. \quad (3.5)$$

Unter dem Einfluss konservativer Kräfte bewegen sich Teilchen im Phasenraum derart, dass die Phasenraumdichte erhalten bleibt (Liouvillescher Satz). Diese Systeme können durch die Hamilton-Funktion $\mathcal{H}(q_i, p_i, t)$ beschrieben werden und es gelten die folgenden beiden Bewegungsgleichungen erster Ordnung

$$\dot{p} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial q}, \quad \dot{q} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p}. \quad (3.6)$$

Diese beiden Gleichungen müssen die Newtonsche Bewegungsgleichung erfüllen. In Anwesenheit eines äußeren elektromagnetischen Feldes ergibt sich folgende Form der Hamilton-Funktion in Ortsdarstellung

$$\mathcal{H}(q_i, p_i, t) = \frac{1}{2m} \left(\vec{p} - \frac{q}{c} \vec{A}(q_i, t) \right)^2 + q\phi(q_i, t), \quad (3.7)$$

wobei $\vec{A}(q_i, t)$ das Vektorpotential, $\phi(q_i, t)$ das skalare Potential, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und q die elektrische Ladung der Teilchen bezeichnet. Die beiden Potentiale hängen wie folgt mit den elektrischen und magnetischen Feldern $\vec{E}$ bzw. $\vec{B}$ zusammen

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}, \quad \vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}. \quad (3.8)$$

Ohne äußere Felder gilt für die Energie eines relativistischen Teilchens

$$E = \sqrt{(\vec{p}c)^2 + (mc^2)^2} = \mathcal{H}(q_i, p_i, t). \quad (3.9)$$

Damit kann die Hamilton-Funktion in einem äußeren elektromagnetischen Feld folgendermaßen geschrieben werden

$$\mathcal{H}(q_i, p_i, t) = \sqrt{\left(\vec{p} - \frac{q}{c} \vec{A}(q_i, t) \right)^2 c^2 + m^2 c^4} + q\phi(q_i, t). \quad (3.10)$$

Die Hamilton-Funktion der klassischen Mechanik wird in der Quantenmechanik vom Hamilton-Operator abgelöst. Ersetzen der klassischen Größen für Energie, Impuls und Ort in Gleichung 3.7 durch quantenmechanische Operatoren führt zu folgender Form des Hamilton-Operators

$$\mathcal{H}^{\text{OP}}(q_i, t) = \frac{1}{2m} \left(-i\hbar \vec{\nabla} - \frac{q}{c} \vec{A}(q_i, t) \right)^2 + q\phi(q_i, t) + V(q_i, t), \quad (3.11)$$

die den Zustand eines Teilchens, welches sich im Potential $V(q_i, t)$ befindet, durch die Wellenfunktion $\psi(q_i, t)$ beschreibt, die ihrerseits durch Lösen der Schrödingergleichung für ein explizites Potential gewonnen werden kann. Im dreidimensionalen Raum hat die Schrödingergleichung folgende Form

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(q_i, t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi(q_i, t) + V(q_i, t) \psi(q_i, t), \quad (3.12)$$

wobei $\hbar$ das Plancksche Wirkungsquantum ist. Die sich so ergebende Schrödingergleichung ist eine zentrale Gleichung der Quantenmechanik.

3.1.3 Lineare Strahldynamik und optische Funktionen

Über die zweite Ableitung des Ortsvektors $\vec{r}''(s) = \frac{\vec{F}}{\gamma m}$ kann aus der Lorentzkraft die Bewegungsgleichung der Teilchen in Magnetfeldern hergeleitet werden. Werden nur transversale Magnetfelder berücksichtigt, dann erhält man folgende lineare, homogene Bewegungsgleichungen für die beiden transversalen Ebenen, welche die so genannte Betatronschiwingung der Teilchen beschreiben [37]

$$x''(s) + \left(\frac{1}{\rho^2(s)} - k_x(s) \right) x(s) = 0, \quad y''(s) + k_y(s) y(s) = 0. \quad (3.13)$$

$k_{x,y}(s)$ und $\rho(s)$ sind periodische Funktionen, die vom lokalen Biegeradius und der Fokussierungsstärke abhängen und sich in jedem Umlauf wiederholen. Die homogene Bewegungsgleichung ist eine Differentialgleichung vom Hillschen Typ. Der allgemeine Lösungsansatz dieser Differentialgleichung für $z \in \{x, y\}$ lautet nach dem Floquetschen Theorem

$$z_\beta(s) = \sqrt{\epsilon_z \beta_z(s)} \cos(\psi_z(s) + \phi). \quad (3.14)$$

Die periodische Funktion $\beta_z(s)$ wird als Betatronamplitude bezeichnet. $\psi_z(s)$ ist die Phase der Betatronschiwingung und ϵ_z die so genannte Strahlemittanz. Der Zusammenhang zwischen dem Phasenvorschub und Amplitude der Betatronschiwingung ist gegeben durch

$$\psi_z(s) = \int_0^s \frac{d\tilde{s}}{\beta_z(\tilde{s})} + \psi_0. \quad (3.15)$$

Die erste Ableitung der Bahnfunktion nach dem Ort $z'_\beta(s) = \frac{dz_\beta}{ds}$ lautet

$$z'_\beta(s) = -\frac{\sqrt{\epsilon_z}}{\sqrt{\beta_z(s)}} [\alpha_z(s) \cos(\psi_z(s) + \phi) + \sin(\psi_z(s) + \phi)], \quad (3.16)$$

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

$$\gamma_z(s) z_\beta(s)^2 + 2\alpha_z(s) z_\beta(s) z'_\beta(s) + \beta_z(s) z'_\beta(s)^2 = \epsilon_z. \quad (3.17)$$

Die z - z' -Ebene wird auch als transversaler Phasenraum bezeichnet. Die Gleichung für die Teilchenbewegung beschreibt eine Ellipse im transversalen Phasenraum mit der Fläche $F = \epsilon_z \pi$ (Abbildung 3.2). Einzelne Teilchen laufen in der z - z' -Ebene auf konzentrischen Ellipsenbahnen. Die Fläche dieser Ellipsenbahnen einzelner Teilchen wird als Einteilchenemittanz oder Courant-Snyder Invariante bezeichnet und ist bei konstantem Teilchenimpuls eine Erhaltungsgröße. Bei Impulsänderung nimmt die Einteilchenemittanz der Beschleunigung der Teilchen umgekehrt proportional zum Teilchenimpuls ab (adiabatische Dämpfung). Zum Vergleich der Emittanz bei verschiedenen Impulsen wird die normierte Emittanz ϵ_z^n eingeführt

$$\epsilon_z^n = \epsilon_z \beta \gamma, \quad (3.18)$$

die während der Beschleunigung erhalten bleibt, mit der relativen Geschwindigkeit bezüglich der Lichtgeschwindigkeit $\beta = |\vec{\beta}| = \frac{|\vec{v}|}{c}$. Die Form und Lage der Ellipse ändert

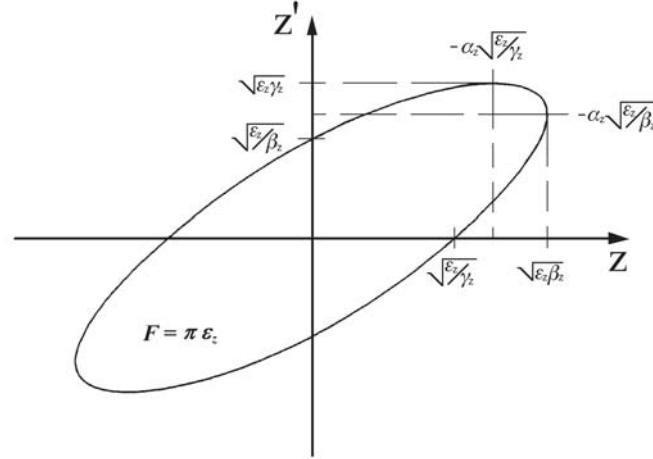


Abbildung 3.2: Phasenraumellipse der Teilchenbewegung in der z - z' -Ebene des transversalen Phasenraums.

sich entlang der Teilchenbahn mit der Betatronamplitude. Zur Charakterisierung des gesamten Strahls wird eine Strahlemittanz definiert, die das gesamte Phasenraumvolumen der Einteilchenemittanzen angibt. Die Strahlemittanz kann je nach Phasenraumverteilung in Standardabweichungen, „90%“-Strahlemittanz, die 90% der Strahlteilchen beinhaltet, oder „FWHM“-Strahlemittanzen angegeben werden. Nach dem Satz von Liouville ist die Strahlemittanz für konstanten Impuls ebenfalls erhalten. Die transversale Breite des Strahls am Ort s hängt von der Strahlemittanz und der am entsprechenden Betatronamplitude β_z ab und ist gegeben durch

$$\sigma_z = \sqrt{\beta_z \epsilon_z}. \quad (3.19)$$

Auch sie kann je nach Form der Phasenraumverteilung entsprechend spezifiziert werden. Der Phasenvorschub der Betatronsoschwingung in einem Umlauf ist definiert als $\Delta\psi_z = \psi_z(s + C) - \psi_z(s)$, mit dem Umfang C des Beschleunigers. Durch die Integration des Phasenvorschubs über einen Umlauf der Teilchen im Ring,

$$\nu_z = \frac{\Delta\psi_z}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{ds}{\beta_z(s)}, \quad (3.20)$$

erhält man den Arbeitspunkt ν_z des Beschleunigers, der die Anzahl der Betatronsoschwingungen pro Umlauf der Teilchen angibt.

Die gegenseitige Beeinflussung der transversalen Betatronsoschwingungen wird Phasenraumkopplung genannt und kann durch zwei gekoppelte Bewegungsgleichungen beschrieben werden [38]. Sie wird beispielsweise durch das longitudinale Feld eines Solenoidmagneten verursacht.

Die bisherige Diskussion war auf Teilchen mit Sollimpuls p_0 beschränkt. Für kleine Abweichung Δp des Teilchenimpulses p vom Sollimpuls darf in linearer Näherung geschrieben werden:

$$\frac{1}{p} \simeq \frac{1}{p_0} \left(1 - \frac{\Delta p}{p_0} \right). \quad (3.21)$$

Durch Abweichung des Teilchenimpulses vom Sollimpuls wird die Bewegungsgleichung in der horizontalen Ebene inhomogen und es folgt

$$x''(s) + \left(\frac{1}{\rho^2(s)} - k(s) \right) x(s) = \frac{1}{\rho(s)} \frac{\Delta p}{p}. \quad (3.22)$$

Weicht der Teilchenimpuls vom Sollimpuls ab, so kommt es zu einer Abweichung der Teilchenbahn von der Sollbahn, falls $\frac{1}{\rho} \neq 0$. Teilchen mit einer Impulsabweichung laufen auf so genannten Dispersionsbahnen $x_D = D_x(s) \frac{\Delta p}{p}$. Die daraus resultierende horizontale¹ Dispersionsfunktion ist ebenfalls periodisch

$$D_x(s) = \frac{\sqrt{\beta_x(s)}}{2 \sin(\pi \nu_x)} \oint \frac{\sqrt{\beta_x(\tilde{s})}}{\rho(\tilde{s})} \cos(\psi_x(\tilde{s}) - \psi_x(s) - \pi \nu_x) d\tilde{s}. \quad (3.23)$$

Die Länge der Teilchenbahn hängt also unter anderem vom Impuls der einzelnen Teilchen ab. Das Verhältnis der relativen Bahnänderung $\Delta L/L$ zur relativen Impulsänderung $\Delta p/p$ wird durch den so genannten „momentum compaction factor“ α bestimmt

$$\alpha = \frac{\Delta L/L}{\Delta p/p} = \frac{1}{L} \oint \frac{D_x(s)}{\rho(s)} ds. \quad (3.24)$$

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

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta L}{L} - \frac{\Delta v}{v}. \quad (3.25)$$

Bei relativistischen Teilchen gilt

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{1}{\gamma^2} \frac{\Delta p}{p}. \quad (3.26)$$

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

$$\frac{\Delta T}{T} = \left(\alpha - \frac{1}{\gamma^2} \right) \frac{\Delta p}{p}. \quad (3.27)$$

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 $f_t = v/C$. Teilchen mit einer Impulsabweichung von Sollimpuls führen um die Sollphase Synchronschwingungen in longitudinaler Richtung aus. Die Impulsabweichung von Sollimpuls und die Phase dieser Schwingung bilden den so genannten 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*) $E_{tr} = \gamma_{tr} mc^2$ genannt, für die gilt

$$\gamma_{tr} = \frac{1}{\sqrt{\alpha}}. \quad (3.28)$$

¹In einem planaren Ring ohne vertikale Auslenkung des Strahls ist die vertikale Dispersion vernachlässigbar klein.

Im Bereich der Übergangsenergie verschwindet die Phasenfokussierung. Dies führt zu einer Vergrößerung der Impulsabweichung der Teilchen vom Sollimpuls. Wird dabei die Impulsakzeptanz des Beschleunigers erreicht, so tritt Strahlverlust auf. Insbesondere bei Ringbeschleunigern für Hadronenstrahlen im mittleren Energiebereich von einigen GeV müssen geeignete Maßnahmen ergriffen werden, um Strahlverlust bei der Querung der Übergangsenergie zu vermeiden.

Teilchen mit einer Impulsabweichung vom Sollimpuls erfahren ebenfalls eine veränderte Fokussierungsstärke, die sich in einer Änderung des Arbeitspunkts äußert. Dies wird durch die natürliche Chromatizität ξ_z des Beschleunigers beschrieben

$$\xi_z = \frac{\Delta\nu_z}{\Delta p/p} = -\frac{1}{4\pi} \oint k(s) \beta_z(s) ds. \quad (3.29)$$

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 Strahlblage genannt. Die resultierende Teilchenbahn $z_g(s)$ für ein einzelnes Teilchen ist gegeben durch

$$z_g(s) = z_{co}(s) + z_\beta(s) + z_D(s). \quad (3.30)$$

Typische Toleranzen für Positionierungsfehler liegen im Bereich von wenigen zehntel Millimetern und relative Magnetfeldfehlern sind in der Größenordnung von $\frac{\Delta B}{B} < 10^{-4}$.

3.1.4 Nichtlineare Strahldynamik und optische Resonanzen

Unter Berücksichtigung nichtlinearer Feldfehler der Magnete führen die in 3.13 angegebenen Bewegungsgleichungen zu der nichtlinearen transversalen Bewegungsgleichung

$$z''(s) + \tilde{k}(s)z(s) = \frac{1}{\rho(s)} \frac{\Delta B}{B}, \quad (3.31)$$

wobei $\tilde{k}(s)$ neben der Fokussierung des Beschleunigers auch lineare Magnetfeldfehler beinhaltet. Unvermeidbare Magnetfeldfehler führen zu Emittanzwachstum des Strahls. Ein Feldfehler ΔB in einem Dipolmagneten der effektiven Länge L führt zu einer Winkeländerung der Teilchen von

$$\Delta z' = \frac{q}{p} \Delta B L. \quad (3.32)$$

Die Einteilchenemittanz erhöht sich somit um

$$\epsilon_z = \beta_z (\Delta z')^2. \quad (3.33)$$

Feldfehler wirken sich also besonders stark bei großer Betatronamplitude aus. An der Störstelle sind Ort und Winkel der gestörten Teilchenbahn gegeben durch [39]

$$z = \Delta z' \frac{\beta_z}{2 \tan(\pi \nu_z)}, \quad (3.34)$$

$$z' = \frac{\Delta z'}{2} \left(1 - \frac{\alpha_z}{2 \tan(\pi \nu_z)} \right).$$

Die Störung kann somit eine resonante Auslenkung des Strahls hervorrufen, wenn der Arbeitspunkt in der entsprechenden Ebene ganzzahlig ist, also der Betatronphasenvorschub $\Delta\psi_z$ ein Vielfaches von 2π . Bahnstörungen aufgrund von Feld- oder Positionierungsfehlern von Quadrupolmagneten addieren sich hingegen resonant auf, wenn der

Betatronphasenvorschub pro Umlauf ein Vielfaches von π ist. In diesem Fall sollten halbzahlige Arbeitspunkte vermieden werden. Feldfehler höherer Ordnung verursachen die entsprechenden Resonanzen höherer Ordnung. Allgemein gilt, dass Arbeitspunkte zu meiden sind, für die gilt

$$l\nu_x + m\nu_y = n, \quad (3.35)$$

wobei l, m, n ganze Zahlen sind; $|l| + |m|$ wird als Ordnung der so genannten optischen Resonanzen bezeichnet. Die Stärke dieser Resonanzen nimmt mit der Ordnung stark ab. In der Regel werden in Speicherringen die optischen Resonanzen lediglich bis zur dritten Ordnung korrigiert.

3.2 Kollektive Effekte

Kollektive Effekte treten bei hoher Phasenraumdichte oder Strahlintensität auf. Elektromagnetische Felder, die durch die Strahlteilchen oder Strahlrohrwand der Vakuumkammer induziert werden, oder Ionen, die im Strahlpotential des umlaufenden Strahls eingefangen werden, können die Strahlqualität maßgeblich reduzieren.

3.2.1 Raumladung und Strahlrohrimpedanzen

Raumladungseffekte werden durch elektromagnetische Felder hervorgerufen, die von den Teilchen des Strahls erzeugt werden und unmittelbar auf einzelne Teilchen wirken. Spiegelladungen, die durch den Strahl in der Strahlrohrwand erzeugt werden, generieren ebenfalls elektromagnetische Felder, die auf den Strahl wirken. Es handelt sich bei der Raumladung entweder um nichtrelativistische Effekte der Eigenfelder innerhalb eines Strahls oder um Spiegelladungsfelder aufgrund einer nicht perfekt leitenden und nicht glatten Kammerwand. Neben Spiegelfeldern können auch so genannte Kielwellen-Felder durch die Strahlrohrwand erzeugt werden, die ebenfalls im ultrarelativistischen Grenzfall und in freien Raum nicht auftreten würden [40, 41].

Raumladung

Geht man von einem Strahl mit einer gleichmäßigen Linienladungsdichte λe (Elementarladung; e) aus, der mit der Geschwindigkeit βc in longitudinale Richtung läuft, dann gilt für N Teilchen $\lambda e = \frac{Ne}{2\pi R}$. Dabei wird angenommen, dass die Strahltrajektorie auf einer Kreisbahn mit dem Umfang von $2\pi R$ liegt. Ausgehend vom Gaußschen und Ampèreschen Gesetz kann das transversale elektrische und magnetische Feld, das auf ein Teilchen innerhalb eines Strahls wirkt, berechnet werden. Für einen Strahl mit konstanter transversaler Phasenraumdichte des Radius a ergibt sich für ein Teilchen mit dem radialen Abstand r ($r < a$) von Strahlzentrum

$$E_r = \frac{2\lambda e}{a^2} r, B_\theta = \frac{2\lambda e\beta}{a^2} r = \beta E_r \quad (3.36)$$

Mittels der Gleichung für die Lorentzkraft erhält man folgende Kraft auf ein einzelnes Teilchen in radialer Richtung

$$F_r = e(E_r - \beta B_\theta) = \frac{2\lambda N e^2}{a^2 \gamma^2} r. \quad (3.37)$$

Damit ergibt sich aus der linearen Bewegungsgleichung 3.13 folgende Bewegungsgleichung der beiden transversalen Richtungen

$$z''(s) + \frac{\nu_0}{R} z(s) = \frac{F_z}{m\gamma\beta^2 c^2}, \quad (3.38)$$

mit der transversalen von der Raumladung unbeeinflussten Eigenfrequenz ν_0 . Für kleine $\Delta\nu = \nu - \nu_0$ kommt es somit zu einer raumladungsabhängigen Arbeitspunktverschiebung mit

$$\Delta\nu = -\frac{\lambda r_i R^2}{\nu_0 a^2 \beta^2 \gamma^3}. \quad (3.39)$$

$r_i = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 m_i c^2}$ ist der klassische Teilchenradius und $\epsilon_0 = 10^7/(4\pi c^2)$ F/m die Dielektrizitätskonstante des Vakuums. Die Raumladung führt zu einer Defokussierung des Strahls und geht gegen Null für steigende Teilchengeschwindigkeit. Es handelt sich hierbei also um einen nichtrelativistischen Effekt. Bei sich nicht stark ändernder Fokussierung mit der mittleren Betatronamplitude von $\langle\beta_z\rangle$ ergibt sich folgende Gleichung für einen Ringbeschleuniger $\frac{a^2}{\langle\beta_z\rangle} \approx \frac{\nu_0 a^2}{R}$. Aus Gleichung 3.39 folgt für die Arbeitspunktverschiebung einzelner Teilchen

$$\Delta\nu_z \approx -\frac{N r_i \langle\beta_z\rangle}{2\pi\beta^2 \gamma^3 a^2} = -\frac{N r_i \langle\beta_z\rangle}{2\pi\beta^2 \gamma} \left(\frac{1}{a^2 \gamma^2} \right), \quad (3.40)$$

mit $\lambda = \frac{N}{2\pi R}$. Diese so genannte „Laslett“-Arbeitspunktverschiebung [42] kann auf Spiegelladungen erweitert werden. Man erhält einen kohärenten und inkohärenten Anteil [43]

$$\Delta\nu_z^{\text{ink}} = -\frac{N r_i \langle\beta_z\rangle}{\pi\beta^2 \gamma} \left(\frac{\epsilon_0^z}{a^2 \gamma^2} + \frac{\epsilon_1^z}{h^2} + \beta^2 \frac{\epsilon_2^z}{g^2} \right), \quad (3.41)$$

$$\Delta\nu_z^{\text{koh}} = -\frac{N r_i \langle\beta_z\rangle}{\pi\beta^2 \gamma} \left(\frac{\xi_1^z}{h^2} + \beta^2 \frac{\xi_2^z}{g^2} \right), \quad (3.42)$$

mit den „Laslett“-Koeffizienten $\epsilon_{0,1,2}^z$ und $\xi_{1,2}^z$ (0: Eigenfelder, 1: elektrische Spiegelfelder der Vakuumkammer, magnetische Spiegelfelder der Vakuumkammer), dem Strahlradius der gleichförmig transversalen Phasenraumverteilung a , der halben Höhe der Vakuumkammer h , der halben Höhe des Magnetpolabstandes g und der Strahlemittanz $a^2/\langle\beta_z\rangle$. Transversale Raumladungseffekte sind aufgrund gleicher Ladungen der Strahlteilchen defokussierend.

Analog kann die longitudinale Raumladungskraft hergeleitet werden. Für einen ungebündelten (*unbunched*) Strahl mit gleichmäßiger longitudinaler Ladungsverteilung existieren keine longitudinalen Felder und somit auch keine longitudinalen Kräfte, die auf den Strahl einwirken. Mit der longitudinalen Ladungsverteilung $e\lambda(s - \beta ct)$ verschwinden die longitudinalen Felder nicht mehr. Da in einer perfekt leitenden Vakuumkammer im ultrarelativistischen Grenzfall die longitudinalen Felder verschwinden, muss die longitudinale Kraft proportional zu $\lambda'(s - \beta ct)/\gamma^2$ sein, mit λ' abgeleitet nach s . Für einen Strahl mit Radius a in einer zylindersymmetrischen, perfekt leitenden glatten Kammerwand mit dem Radius b kann das transversale elektrische und magnetische Feld gemäß Gleichung 3.36 angegeben werden

$$E_r = \frac{B_\theta}{\beta} = 2e\lambda(s - \beta ct) \begin{cases} 0, & \text{wenn } r < a, \\ 1/r, & \text{wenn } a < r < b. \end{cases} \quad (3.43)$$

Das longitudinale elektrische Feld kann mit den Faradayschen Gesetz hergeleitet werden

$$E_s = -\frac{2e}{\gamma^2} \lambda'(s - \beta ct) \left(\ln \frac{b}{a} + \frac{1}{2} \right), \quad (3.44)$$

mit $\frac{\partial \lambda}{\partial s} = -\beta c \lambda'$. Damit ergibt sich die inkohärente Arbeitspunktverschiebung

$$\Delta \nu_z^{\text{ink}} = -\frac{3r_i N \eta R_c^2}{2\beta^2 \gamma^3 \nu_s} \frac{1}{l_b^3} g, \quad (3.45)$$

mit Geometriefaktor $g = \ln \left(\frac{b}{a} + \frac{1}{2} \right)$, dem mittleren Ringradius R_c , der Frequenz der Strahlteilchenbewegung im longitudinalen Phasenraum ν_s , der longitudinalen Länge der Ladungsverteilung l_b und $\eta = \frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma_{tr}^2}$. Für gebündelte (*bunched*) Strahlen können die in diesem Abschnitt angegebenen Formeln erweitert werden [44, 45].

Numerisch können zwei- und dreidimensionale Raumladungsfelder über die Poisson-Gleichung gelöst werden [46]. Das elektrostatische Potential ϕ für eine perfekt leitende Kammerwand ($\rho_{\text{Wand}}(x, y, s) = 0$) ist dabei bestimmt durch die Ladungsdichte ρ über $\Delta \phi(x, y, s) = \rho(x, y, s)/\epsilon_0$. Da die Anzahl der Teilchen in einem Ring sehr groß ist, werden Berechnungen der Teilchenbahn von Makroteilchen, welche die Ladung vieler Teilchen tragen, auf einem festen Gitter im selbstkonsistenten elektromagnetischen Feld durchgeführt (*particle-in-cell*) [47, 48].

Strahlrohrimpedanzen

Strahlrohrimpedanzen rufen neben Spiegelfeldern auch so genannte Kielwellen-Felder (*wake fields*) hervor. Berücksichtigt man die Umgebung des Strahls, also Materialeigenschaften und Geometrien von Vakuumkammern, so können beim Passieren von Strahlteilchen elektromagnetische Felder entstehen, die auf nachfolgende Strahlteilchen rückwirken. Die elektrischen und magnetischen Felder müssen zunächst unterschiedliche Randbedingungen erfüllen. Elektrische Felder sollten unendlich gute Leitfähigkeit einer metallischen Wand vorfinden $E_s = 0$. Magnetische Felder sollten im Fall von ferromagnetischen Kammerwänden bei gleichmäßiger longitudinaler Ladungsverteilung der Strahlen auch außerhalb der Vakuumkammer (bzw. Magnete) eine senkrecht in die magnetische Oberfläche eintretende Feldrichtung aufweisen. Sind Teilchenpakete vorhanden, ist der Strahl also gebündelt mit ungleichmäßiger longitudinaler Ladungsverteilung, so schirmen metallische Vakuumkammern die magnetischen Felder nach außen hin über Wirbelstromverluste ab. Die induzierten elektromagnetischen Felder wirken auf den umlaufenden Strahl und verändern seine Orts- und Zeitkoordinaten. Transformiert man die elektromagnetischen Felder vom Zeitbereich in den Frequenzbereich, so erhält man die so genannte Koppelimpedanz $Z(\omega)$. Zur Berechnung der Koppelimpedanzen müssen die Maxwellschen Gleichungen gelöst werden. Das Konzept der longitudinalen Koppelimpedanzen wird verwendet [49], um die Modulation der Ladungsverteilung mit den induzierten elektrischen Feldern entlang der Flugrichtung des Strahls in Verbindung zu bringen. Die gesamte longitudinale Koppelimpedanz eines Rings ist definiert durch

$$Z_{\parallel}(\omega) = -\frac{1}{I(\omega)} \oint E_z(s) ds, \quad (3.46)$$

mit dem induzierten elektrischen Feld E_z und der Stromverteilung des Strahls $I(\omega)$ im Frequenzbereich ω . Für die longitudinale Koppelimpedanz über eine Diskontinuität der

Vakuumkammer erhält man über Integration des Potential für ein einzelnes Teilchen am Ort s

$$U_{\parallel}(s) = \int_0^{\text{Disk}} E_z(s) ds. \quad (3.47)$$

Die longitudinale Kielwellen-Funktion ist das normierte Potential $W_{\parallel}(s, r) = \frac{U_{\parallel}(s, r)}{Q}$, mit der Gesamtladung der Strahlverteilung Q . Es kann beschrieben werden über ein Fourier-Integral

$$W_{\parallel}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Z_{\parallel}(\omega) \rho(\omega) e^{-i\omega \frac{s}{c}} d\omega, \quad (3.48)$$

mit der Fourier-Transformierten $\rho(\omega)$ der longitudinalen Linienladungsdichte $\rho(s)$. Daraus ergibt sich für die longitudinale Koppelimpedanz $Z_{\parallel}(\omega_n, r)$ für das gesamte Frequenzspektrum $\omega = n \cdot \omega_0$

$$\frac{Z_{\parallel}(\omega)}{n} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} W_{\parallel}(s) e^{-i\omega_0 s} ds}{\rho(\omega) \cdot n}, \quad (3.49)$$

mit der Umlauffrequenz des Strahls ω_0 .

Eine Zusammenstellung der verschiedenen Arten von Impedanzen, die in einem Speicherring auftreten, ist in [41] zu finden. Im niederfrequenten Bereich muss der elektrische Widerstand der Vakuumkammer (*resistive wall*) berücksichtigt werden. Wirbelströme, die durch den Strahl in der Vakuumkammer induziert werden, können der Bewegung der erzeugenden Ladungen nicht folgen und verursachen ihrerseits elektromagnetische Felder, die auf nachfolgende Strahlteilchen einwirken. Die Impedanz ist von der Wandstärke der Vakuumkammer, der Schichtdicke bezüglich des "Skin"-Effekts und seiner Leitfähigkeit abhängig [40]. Die Raumladungsimpedanz kann über das schon erwähnte longitudinale elektrische Raumladungsfeld berechnet werden

$$\frac{Z_{\parallel}^{\text{SC}}(\omega)}{n} = i \frac{Z_0}{\beta \gamma^2} g, \quad (3.50)$$

mit $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \approx 377 \Omega$, der Impedanz im freien Raum, mit der magnetischen Permeabilität des Vakuums $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$. Durch Querschnittsänderungen der Vakuumkammer können auch kavitätsähnliche Strukturen entstehen. Beschleunigerkomponenten wie beispielsweise Strahlableiter (*Kicker*) oder Beschleunigungskavitäten können in einem Resonanzmodell ähnlich wie bei einem Schwingkreis über die Güte Q beschrieben werden

$$Z_{\parallel}^{\text{Kav}}(\omega) = \frac{R_s}{1 + iQ \left(\frac{\omega_r}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_r} \right)} \quad (3.51)$$

und führen zu schmalbandigen Impedanzen (*narrow-band impedance*) mit dem Widerstand R_s bei der Resonanzfrequenz ω_r . Auch andere Querschnittsänderungen der Vakuumkammer, hervorgerufen beispielsweise durch Vakuumflansche, Strahldiagnose oder

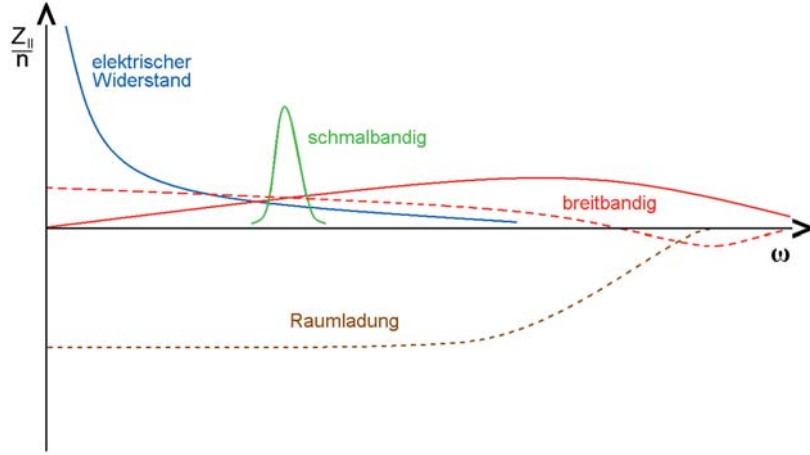


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Verteilung longitudinaler Koppelimpedanzen für einen Beschleuniger aufgetragen gegen die Frequenz ω . Skizziert sind der elektrische Widerstand der Kammerwand, schmalbandige bzw. breitbandige Impedanzen und die Raumladungsimpedanz. Die durchgezogenen und gestrichelten Kurven geben den realen- bzw. imaginären Anteil der Impedanz an.

Detektorkomponenten, können durch das Resonanzmodell über breitbandige Impedanzen (*broad-band impedance*) mit entsprechend kleiner Güte beschrieben werden. In Abbildung 3.3 ist die Impedanzverteilung für einen Ringbeschleuniger schematisch dargestellt [50]. Man unterscheidet zwischen dem Realteil der Impedanzen, die Instabilitäten hervorrufen, und dem Imaginärteil, wie beispielsweise Raumladungsfeldern, die lediglich Arbeitspunktänderungen verursachen.

Über das Panofsky-Wenzel Theorem besteht ein Zusammenhang zwischen transversalen und longitudinalen Impedanzen [51]

$$Z_{\perp}(\omega) = \frac{1}{k_s} Z_{\parallel}(\omega). \quad (3.52)$$

Es gilt für zylindersymmetrische Geometrie der Vakuumkammer und der Wellenzahl $k_s = \frac{\omega}{v}$ in Richtung der Strahlausbreitung.

3.2.2 Im Strahlpotential akkumulierte Ionen

Ionisation des Restgases durch den umlaufenden primären Strahl führt dazu, dass entstehende Ionen mit umgekehrten Ladungsvorzeichen im Strahlpotential akkumuliert werden können. Dies geschieht an Stellen mit Querschnittsänderung der Vakuumkammer. Das im Vakuum vorhandene Restgas im Ringbeschleuniger besteht aus einer größeren Anzahl verschiedener Ionen, abhängig von Undichtigkeiten der Vakuumkomponenten oder Kontamination des Vakuums durch interne Targets. Der Einfachheit halber wird angenommen, dass leichte Ionen den größten Anteil ausmachen; als Referenzionen werden H_2^+ und CO^+ betrachtet [52]. Die Ionisations-Wirkungsquerschnitte bei relativistischen Energien der Antiprotonen sind $\sigma_{\text{ion}}^{\bar{p}-H_2^+} = 2 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$ und $\sigma_{\text{ion}}^{\bar{p}-CO^+} = 2 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$. Die Neutralisationszeit $\tau_{\text{neutr}}^{\text{ion}}$ gibt die Zeit an, in der die Gesamtladung der akku-

mulierten Ionen gleich der Ladung der umlaufenden Antiprotonen ist

$$\tau_{\text{neutr}}^{\text{ion}} = \frac{1}{\beta c \sigma_{\text{ion}} d_{\text{ion}} Z_{\text{ion}}}, \quad (3.53)$$

mit der Ladungszahl Z_{ion} der Ionen, der Dichte der Ionenverteilung $d_{\text{ion}} = \frac{p_{\text{ion}}}{R_s T}$ mit dem Partialdruck p_{ion} einzelnen Ionen und $R_s = 1.30356 \cdot 10^{-25} \frac{\text{m}^3}{\text{K Torr}}$. Falls die Lebensdauer der akkumulierten Ionen kleiner ist als die Ionisationszeit, kommt es zu einer teilweisen Neutralisierung des elektrischen Feldes des primären Strahls und die entstehende Ionenwolke kann als stationär betrachtet werden. Das Raumladungsfeld der Ionenwolke führt zu inkohärenten Raumladungseffekten, linearer und nichtlinearer Arbeitspunktverschiebung und Resonanzanregung.

Für eine gleichmäßige Phasenraumverteilung im transversalen Phasenraum mit dem Radius a kann das Strahlpotential U für eine Vakuumkammer mit kreisförmigem Querschnitt des Radius b und der Randbedingung $U(b) = 0$ berechnet werden

$$U(0) = Z_{\text{ion}} U_0 \left[2 \ln \left(\frac{b}{a} \right) + 1 \right], \quad (3.54)$$

mit $U_0 = \pi \rho_0 a^2$, wobei ρ_0 die primäre Strahldichte in Strahlzentrum angibt. Für eine zylindersymmetrische Querschnittsänderung mit dem Querschnitt b_{in} ergibt sich bei Vernachlässigung der Querschnittsänderung der Strahlen

$$\Delta U_{\text{long.}} = U_0 \left\{ 2 \ln \left(\frac{b_{\text{in}}}{b} \right) - \eta_{\text{tr}} \left[2 \ln \left(\frac{b_{\text{in}}}{a} \right) + 1 \right] \right\}, \quad (3.55)$$

mit dem maximalen Neutralisierungsgrad

$$\eta_{\text{tr}} = \frac{2 \ln \left(\frac{b_{\text{in}}}{b} \right)}{2 \ln \left(\frac{b_{\text{in}}}{a} \right) + 1}. \quad (3.56)$$

Diese Gleichungen gelten im stationären Fall, wenn die Lebensdauer der umlaufenden Teilchen $\tau^{\bar{p}} > \eta_{\text{tr}} \tau_{\text{neutr}}^{\text{ion}}$. Die inkohärente transversale Arbeitspunktverschiebung für gleiche transversale Emittanzen ($\epsilon_x = \epsilon_y$) ist gegeben durch

$$\Delta \nu_{x,y}^{\text{ink}} = \frac{r_i N F_1}{2\pi \beta^2 \gamma \epsilon_{x,y}} \left\langle \eta_{\text{tr}}(s) \frac{\sqrt{\beta_{x,y}(s)}}{\sqrt{\beta_{x,y}(s)} + \sqrt{\beta_{y,x}(s)}} \right\rangle. \quad (3.57)$$

Der Koeffizient F_1 beschreibt die Nichtlinearitäten des im Strahlpotential akkumulierten Ionenstrahls. Berücksichtigt man lediglich das lineare Verhalten des Ionenstrahls ($F_1 = 1$), unter der Annahme, dass sich der Neutralisationsgrad η_{tr} entlang des Rings durch einen mittleren Neutralisationsgrad $\bar{\eta}$ beschreiben lässt und der Mittelwert der beiden transversalen Betatron-Funktionen ungefähr gleich ist, so gilt folgende Approximation $\left\langle \frac{\eta(s)}{\bar{\eta}} \frac{\sqrt{\beta_{x,y}(s)}}{\sqrt{\beta_{x,y}(s)} + \sqrt{\beta_{y,x}(s)}} \right\rangle \approx \frac{1}{2}$. Daraus folgt für die inkohärente transversale Arbeitspunktverschiebung

$$\Delta \nu_{x,y}^{\text{ink}} \approx \frac{r_i N}{4\pi \beta^2 \gamma \epsilon_{x,y}} \bar{\eta}. \quad (3.58)$$

3.3 Streuprozesse der Strahlteilchen

Streuprozesse vergrößern die Strahlemittanz und Impulsbreite des umlaufenden Teilchenstrahls und führen zu Teilchenverlust bei Einzelstreuungen aus der Akzeptanz des Beschleunigers. Die Strahllebensdauer hängt somit vom Wirkungsquerschnitt der Streuprozesse und der transversalen und longitudinalen Akzeptanz des Beschleunigers ab. Die Aufstreuung von Strahlteilchen kann innerhalb des Teilchenstrahls (*intra-beam scattering*) mit dem Restgas des Vakuums, in Speicherringen mit internen Targets oder in Doppelringen mit den gegenläufigen Strahlen stattfinden.

3.3.1 Strahl-Target Wechselwirkung

Grundsätzlich kann die hadronische bzw. die Coulomb-Wechselwirkung zur Aufstreuung des umlaufenden Strahls in internen Targets oder am Restgas führen. Bei der Coulomb-Wechselwirkung unterscheidet man zwischen Coulomb-Einzelstreuung am Target aus der transversalen Akzeptanz des Beschleunigers und Energieverlust des umlaufenden Strahls am Target, der zu Strahlverlust in der longitudinalen Akzeptanz führt. Die Strahllebensdauer hängt vom totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} dieser Streuprozesse ab

$$(\tau_{\text{loss}}^{-1}) = n_t \sigma_{\text{tot}} f_0. \quad (3.59)$$

$(\tau_{\text{loss}}^{-1})$ ist die relative Teilchenverlustrate, n_t die effektive Targetflächendichte und f_0 die Umlauffrequenz der Strahlteilchen in Ring.

Hadronische Wechselwirkung

Der totale und elastische hadronische Antiproton-Proton Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{H}}^{\bar{p}p}$ beträgt 100 mbarn bei 1.5 GeV/c und nimmt mit wachsendem Strahlimpuls auf 51 mbarn bei

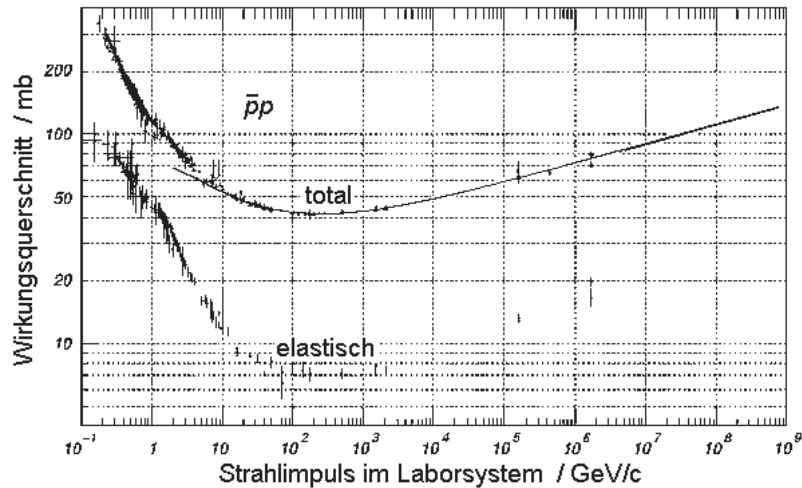


Abbildung 3.4: Totaler und elastischer hadronischer Antiproton-Proton Wirkungsquerschnitt als Funktion des Strahlimpulses (<http://pdg.lbl.gov/xsect/contents.html>).

15 GeV/c ab. Der hadronische Wirkungsquerschnitt der Wechselwirkung von Antiprotonen mit nuklearen Targets kann aufgrund von geometrischen Überlegungen über die Kernradien abgeschätzt werden. Es gilt für 1.5 GeV/c

$$\sigma_H^{\bar{p}p} \approx 100 \text{ mbarn} := \pi(r_p)^2, \quad \sigma_H^{\bar{p}A} = \pi(R_A + r_p)^2, \quad (3.60)$$

mit dem Protonenradius $r_p = 0.9 \text{ fm}$. Der Radius eines Nukleus ist in guter Näherung sphärisch und gegeben durch $R_A = r_0 A^{1/3}$, mit $r_0 = 1.2 \text{ fm}$ und der Massenzahl A .

Für höhere Strahlpulse kann der hadronische Wechselwirkungsquerschnitt für nukleare Targets entsprechend dem der Antiproton-Proton Streuung skaliert werden.

Coulomb-Einzelstreuung

Die Wachstumsrate des Strahls im transversalen Phasenraum durch Coulomb-Einzelstreuung ist gegeben durch [53]

$$(\tau_{C,\perp})^{-1} = \frac{\Lambda_{\perp}^t}{\epsilon_{\perp}}, \quad \Lambda_{\perp}^t = \frac{1}{2} f_0 \beta_z^t \theta_{\text{rms}}^2 \quad (3.61)$$

und gibt die transversale Wachstumsrate der „rms“-Strahlemittanz am Ort des Targets mit der Betatronamplitude β_z^t an. Der „rms“-Streuwinkel kann abgeschätzt werden durch

$$\theta_{\text{rms}} = \frac{14.1 \text{ MeV}}{\beta^2 E_0} \sqrt{\frac{z}{z_{\text{rad}}}}, \quad (3.62)$$

mit der Targetdicke z , der Wechselwirkungslänge z_{rad} und der Energie des Sollteilchens E_0 . Streuungen der Teilchen unter großen Winkeln aus der transversalen Akzeptanz des Speicherrings werden beschrieben durch

$$\left(\tau_{\text{loss},\perp}^{-1}\right)^t = f_0 \sigma_C^t n_t. \quad (3.63)$$

Die Streuung kann durch den Rutherford-Wirkungsquerschnitt beschrieben werden. Der Wirkungsquerschnitt für Coulomb-Einzelstreuung ist gegeben durch

$$\sigma_C^t = \frac{4\pi Z_t^2 Z_i^2 r_i^2}{\beta^4 \gamma^2 \theta_{\text{max}}^2}, \quad (3.64)$$

wobei Z_t und Z_i die Ladungszahlen von Target- bzw. Strahlteilchen sind. Für Streuwinkel größer als dem maximalen Streuwinkel θ_{max} tritt Teilchenverlust auf. Der maximale Streuwinkel ist abhängig von der transversalen Akzeptanz A des Ringbeschleunigers

$$\theta_{\text{max}} = \sqrt{\frac{A}{\beta_z^t}}. \quad (3.65)$$

Energieverlust durch Targetstreuung

Energieverlust des umlaufenden Strahls durch Streuung am Target kann ebenfalls zu Teilchenverlust führen, falls das Teilchen aus der longitudinalen Akzeptanz des Beschleunigers gestreut wird. Für homogene Targetdichten und sehr dünne Targets, in denen die Wahrscheinlichkeit für eine Mehrfachstreuung gering ist, kann die Wahrscheinlichkeit

für Energieverlust eines Targetdurchgangs durch einen Rutherford-ähnlichen Ausdruck beschrieben werden [54]

$$\omega(\epsilon) = \frac{\xi_0}{\epsilon^2} \left(1 - \beta^2 \frac{\epsilon}{\epsilon_{\max}} \right), \quad (3.66)$$

mit dem Energieverlust ϵ und der Impulsänderung $\Delta\delta = -\epsilon/(\beta^2 E_0)$ der umlaufenden Teilchen im Target. Der maximal mögliche Energieübertrag von Strahlteilchen auf die Target-Elektronen bei Streuung unter 0° ist gegeben durch

$$\epsilon_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{m_i} + \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^2}, \quad (3.67)$$

wobei m_e die Elektronenmasse und m_i die Masse der umlaufenden Teilchen ist [55, 56]. Der entsprechende maximale Impulsverlust der Strahlteilchen lautet $\delta_{\max} = \epsilon_{\max}/(\beta^2 E_0)$. Die Skalierung ξ_0 kann wie folgt geschrieben werden

$$\xi_0 = 153.4 \left[\frac{\text{keV}}{\text{g cm}^{-2}} \right] \frac{Z_i^2 Z_t}{\beta^2 A_t} \rho x \quad (3.68)$$

und ist proportional zum mittleren Energieverlust, mit der Massenzahl A_t und der Ladungszahl Z_t des Targets, der Targetdichte ρ und der effektiven Targetdicke x . Für Targets sehr geringer Flächentargetdichte wird vorausgesetzt, dass $\xi_0 \leq \epsilon_{\max}$ und $\xi_0 \leq I$, wobei I die Ionisationsenergie eines Ions im Target ist. Unter diesen Bedingungen kann mehrfacher Energieverlust durch Vielfachstreuung pro Targetdurchgang vernachlässigt werden. Das zweite Moment der Verteilung für Energieverlust beinhaltet den mittleren Energieverlust $\Delta\epsilon_{\text{rms}}^2$. Der entsprechende Ausdruck für die relative Impulsbreite lautet

$$\delta_{\text{rms}}^2 = \left(\frac{\gamma}{\gamma + 1} \right)^2 \frac{\Delta\epsilon_{\text{rms}}^2}{T_0^2}, \quad (3.69)$$

mit der kinetischen Energie T_0 des Sollteilchens. Durch Integration erhält man die Wahrscheinlichkeitsfunktion für die relative Teilchenverlustrate

$$(\tau_{\text{loss},||})^{-1} = f_0 \int_{\epsilon_{\text{cut}}}^{\epsilon_{\max}} \omega(\epsilon) d\epsilon = f_0 \xi \left(\frac{1}{\epsilon_{\text{cut}}} - \frac{1}{\epsilon_{\max}} - \frac{\beta^2}{\epsilon_{\max}} \ln \frac{\epsilon_{\max}}{\epsilon_{\text{cut}}} \right), \quad (3.70)$$

unter Einführung der oberen Energiebegrenzung ϵ_{cut} , die festlegt, oberhalb welches Energieverlustes am Target $\epsilon < \epsilon_{\text{cut}}$ die Teilchen verloren gehen. Es kann analog ebenfalls eine obere Grenze für den Impulsverlust der Teilchen am Target definiert werden, δ_{cut} , die mit der Impulsakzeptanz des Beschleunigers zusammenhängt

$$\delta_{\text{cut}} = \left(\frac{\gamma}{\gamma + 1} \right) \frac{\Delta\epsilon_{\text{cut}}}{T_0}, \quad (3.71)$$

3.3.2 Strahl-Strahl Wechselwirkung

Bei kollidierenden Strahlen in Doppelringen ist die Strahlqualität und Strahllebensdauer maßgeblich von der Strahl-Strahl Wechselwirkung bestimmt [57, 58]. Die Ladungsverteilung eines Strahls erzeugt ein elektrisches Feld, das auf den entgegenkommenden Strahl

wirkt. Geht man von einer Gaußschen Flächenladungsverteilung eines runden Strahls der „rms“-Breite $\sigma = \sigma_x = \sigma_y$ in radialer Richtung aus, so gilt für die Ladungsverteilung

$$\rho(r) = \frac{Ne}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}}. \quad (3.72)$$

Durch Anwendung des Gaußschen Gesetzes erhält man für einen Strahl der Länge l in longitudinaler Richtung das elektrische Feld in Abhängigkeit vom radialen Abstand r vom Strahlzentrum

$$E_r(r) = \frac{Ne}{2\pi\epsilon_0 r l} \left(1 - e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}}\right). \quad (3.73)$$

Mittels des Ampèreschen Gesetzes folgt für das magnetische Feld

$$B_\phi(r) = \beta E_r(r)/c, \quad (3.74)$$

das konzentrisch mit dem Azimutwinkel ϕ um die Ladungsverteilung verläuft, und von β abhängt, das die relative Geschwindigkeit der entgegenkommenden Teilchenstrahlen angibt. Für Gaußsche Flächenladungsverteilungen ist das resultierende elektrische Feld in Abbildung 3.5 dargestellt. Das elektrische Feld und somit auch das magnetische Feld eines Strahls mit normalverteilter Ladungsdichte hat einen linearen und nichtlinearen Bereich.

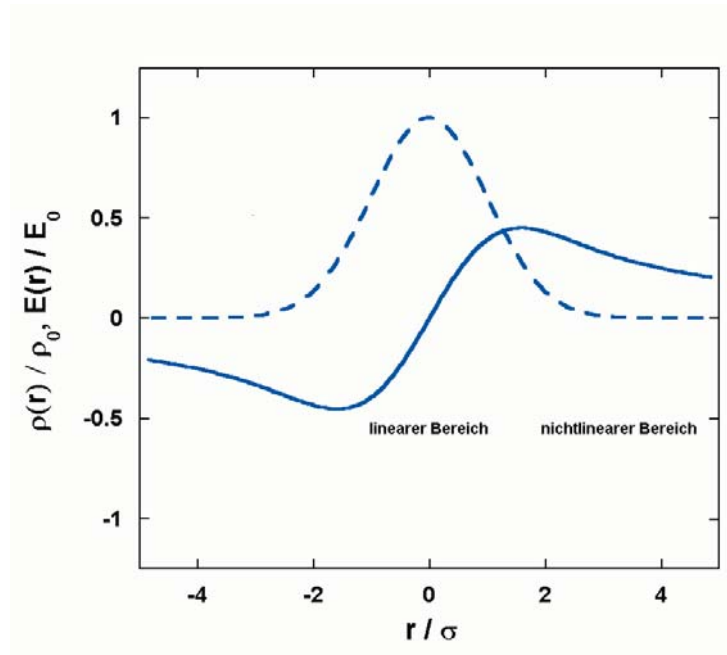


Abbildung 3.5: Gaußsche Flächenladungsverteilung $\rho(r)$ (gestrichelte Kurve) und resultierendes elektrisches Feld $E(r)$ (durchgezogene Kurve) eines entgegenkommenden Strahls. Beide Verteilungen sind gegen den radialen Abstand r vom Strahlzentrum aufgetragen und normiert auf $\rho_0 = \frac{Ne}{2\pi\sigma^2}$ bzw. $E_0 = \frac{Ne}{2\pi\epsilon_0 l\sigma}$.

Über die Gleichung für die Lorentzkraft erhält man folgende Gleichung für die Kraft, die auf ein Teilchen wirkt

$$F_r(r) = -\frac{Ne^2}{2\pi\epsilon_0 r l} \left[1 - e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \right] \left(1 + \frac{v^2}{c^2} \right) \approx -\frac{Ne^2}{2\pi\epsilon_0 l \sigma^2} r. \quad (3.75)$$

Die Approximation gilt im linearen Bereich und für $\beta \approx 1$. Die Strahl-Strahl Wechselwirkung wirkt bei entgegengesetztem Ladungsvorzeichen der beiden Strahlen für kleine r wie das fokussierende Gradientenfeld eines Quadrupolmagneten. Im nichtlinearen Bereich kommt es zu einer amplitudenabhängigen inkohärenten Arbeitspunktverschiebung und Emittanzwachstum des Teilchenstrahls. Daher sollte der transversale Strahlüberlapp der beiden entgegenkommenden Teilchenstrahlen mittels Fokussierung und Kollimation gut kontrolliert werden. Der Einfluss von Strahl-Strahl Effekten auf die Strahlqualität des Teilchenstrahls „(1)“ bzw. entgegenkommenden Teilchenstrahls „(2)“ wird durch den Strahl-Strahl Parameter $\xi_{x,y}^{1,2}$ beschrieben

$$\xi_{x,y}^{(1,2)} = \frac{N^{(2,1)} r_i}{\gamma^{(1,2)}} \frac{\beta_{x,y}^{*(1,2)}}{2\pi\sigma_{x,y}^{(2,1)} (\sigma_x^{(2,1)} + \sigma_y^{(2,1)})}, \quad (3.76)$$

mit der Anzahl der Teilchen N in einem Teilchenpaket (*bunch*), der transversalen „rms“-Breite des Strahls $\sigma_{x,y}$ und der transversalen Betatronamplitude $\beta_{x,y}^*$ am Wechselwirkungspunkt. $\xi_{x,y}^{1,2}$ gibt die inkohärente Arbeitspunktverschiebung eines Strahls durch Wechselwirkung mit einem entgegenkommenden Strahl an. Ist die Strahlintensität bzw. Strahlbreite der Teilchenpakete innerhalb eines Teilchenstrahls verschieden, so variiert auch der Strahl-Strahl Parameter der einzelnen Strahlpakete. In diesem Fall ist es schwierig die kohärente Arbeitspunktverschiebung zu korrigieren, die gegeben ist durch

$$\Xi_{x,y}^{(1,2)} = \frac{N^{(2,1)} r_i}{\gamma^{(1,2)}} \frac{\beta_{x,y}^{*(1,2)}}{2\pi\Sigma_{x,y}^{(2,1)} (\Sigma_x + \Sigma_y)}, \quad (3.77)$$

mit der effektiven Strahlbreite $\Sigma_{x,y} = \sqrt{(\sigma_{x,y}^{(1)})^2 + (\sigma_{x,y}^{(2)})^2}$.

Die beiden kollidierenden Strahlen sind über die Strahl-Strahl Wechselwirkung miteinander gekoppelt, da die transversale Ablenkung der Strahlen ihre Betatronbewegung und somit die transversale Breite am Wechselwirkungspunkt ändert und somit die Strahl-Strahl Parameter variiert. Die Strahlpakete werden dadurch zu Schwingungen angeregt. Im einfachsten Fall mit nur einer Kollision zweier Strahlpakete existieren zwei transversale Schwingungsmoden. Anteile des Strahls schwingen gleichphasig um den ursprünglichen Arbeitspunkt („0“ oder „ σ “-Modus) und gegenphasig um den durch die Strahl-Strahl Wechselwirkung erhöhten kohärenten Arbeitspunkt („ π “-Modus). Je stärker die Strahl-Strahl Wechselwirkung ist, desto größer ist der Abstand der Schwingungsfrequenz der beiden Moden. Im allgemeinen Fall wechselwirken viele Strahlpakete miteinander, was zu einem komplizierteren Spektrum der Arbeitspunktverteilung führt, in dem unterschiedliche Moden zwischen den beiden ursprünglichen existieren.

3.3.3 Streuung innerhalb des Strahls (IBS)

Die Diffusion durch Coulomb-Vielfachstreuungen innerhalb eines Strahls bei homogen verteilten Strahlteilchen („intra-beam scattering“ IBS) ist in [59] hergeleitet. Den longitudinalen Diffusionskoeffizienten erhält man unter der Annahme einer Geschwindigkeitsverteilung der Strahlteilchen, bei der die longitudinale Temperatur im mitbewegten

Koordinatensystem wesentlich geringer ist als die transversale

$$D_{\parallel}^* \approx n_i^* \left(\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 m} \right)^2 \frac{L_C}{\tilde{v}_{\perp}^*}, \quad (3.78)$$

wobei n_i^* die Dichte und $\tilde{v}_{\perp}^*$ die transversale „rms“-Geschwindigkeit der Strahlteilchen ist. Der effektive Coulomb-Logarithmus L_C ist gegeben durch

$$L_C = \ln \left(\frac{b_{\perp} + \rho_{\max} + \rho_L}{b_L + \rho_L} \right), \quad (3.79)$$

mit von der Debye-Länge abhängigen $\rho_{\max}$, dem minimalen Einflussparameter $b_{\perp}$ und dem Larmor-Radius ρ_L . Der Diffusionskoeffizient hängt nicht von der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung ab. Man kann den Diffusionskoeffizienten im Laborsystem über die Strahlparameter wie folgt angeben

$$D_{\parallel}^{\text{IBS}} = \frac{\Lambda_{\parallel}^{\text{IBS}}}{\epsilon_{\perp}^{3/2}}, \quad \Lambda_{\parallel}^{\text{IBS}} = \frac{\sqrt{\pi} N_i c r_e^2 L_C}{4\gamma^3 \beta^3 \langle \beta_z^{1/2} \rangle C}, \quad (3.80)$$

mit der transversalen „rms“-Strahlemittanz, der Anzahl der umlaufenden Teilchen N_i , der mittleren Betatronamplitude im Ring $\langle \beta_z^{1/2} \rangle$ und des Ringumfangs C . Die entsprechende Wachstumsrate des Strahls im longitudinalen Phasenraum lautet

$$\left(\tau_{\parallel}^{-1} \right)^{\text{IBS}} = \frac{1}{\tilde{\delta}} \frac{d\tilde{\delta}^2}{dt} = \frac{\Lambda_{\parallel}^{\text{IBS}}}{\epsilon_{\perp}^{3/2} \tilde{\delta}^2}, \quad (3.81)$$

mit der relativen Impulsbreite $\tilde{\delta}$. Ebenso kann die Wachstumsrate des Strahls im horizontalen Phasenraum für die transversale Strahlemittanz $\epsilon_{\perp}$ angegeben werden [60]

$$\left(\tau_{\perp}^{-1} \right)^{\text{IBS}} = \frac{1}{\epsilon_{\perp}} \frac{d\epsilon_{\perp}}{dt} \approx \left(\tau_{\parallel}^{-1} \right)^{\text{IBS}} \frac{\tilde{\delta}^2}{\epsilon_{\perp}} \left(\left\langle \frac{D_z^2 + \tilde{D}_z^2}{\beta_z} \right\rangle - \frac{\langle \beta_z \rangle}{\gamma^2} \right), \quad (3.82)$$

mit $\tilde{D}_z = D_z \alpha_z + D'_z \beta_z$. D_z und D'_z ist die transversale Dispersionsfunktion bzw. ihre Ableitung. Für großes γ folgt

$$\left(\tau_{\perp}^{-1} \right)^{\text{IBS}} \approx \left(\tau_{\parallel}^{-1} \right)^{\text{IBS}} \frac{\tilde{\delta}^2}{\epsilon_{\perp}} \left\langle \frac{D_z^2 + \tilde{D}_z^2}{\beta_z} \right\rangle. \quad (3.83)$$

Für $\left(\tau_{\perp}^{-1} \right)^{\text{IBS}} = \frac{1}{2} \left(\tau_{\parallel}^{-1} \right)^{\text{IBS}}$ erhält man die entsprechende Wachstumsrate der Strahlemittanz im transversalen Phasenraum

$$\left(\tau_{\perp}^{-1} \right)^{\text{IBS}} \approx \frac{1}{2} \left\langle \frac{D_z^2 + \tilde{D}_z^2}{\beta_z} \right\rangle \frac{\Lambda_{\parallel}^{\text{IBS}}}{\epsilon_{\perp}^{5/2}}. \quad (3.84)$$

Einzelstreuung unter großen Winkeln im Strahl kann zu Teilchenverlust führen, wenn die Teilchen aus der longitudinalen Akzeptanz des Rings gestreut werden. Die relative Verlustrate der Teilchen kann dann über folgende Gleichung berechnet werden [59]

$$\left(\tau_{\text{loss}}^{-1} \right) = \frac{D_{\parallel}^{\text{IBS}}}{L_C \delta_{\text{cut}}^2}, \quad (3.85)$$

mit der longitudinalen Akzeptanz des Rings δ_{cut} . Dieser Effekt ist besonders bei kleinen Strahlemittanzen und niedrigen Strahlenergien nicht zu vernachlässigen.

3.4 Strahlkühlung

Strahltemperatur und Strahlkühlung sind Begriffe, die aus der kinetischen Theorie von Gasen abgeleitet worden sind. Wird der Teilchenstrahl in einem Bezugssystem mit der mittleren Geschwindigkeit des umlaufenden Strahls betrachtet, so ist die Geschwindigkeitsverteilung des Teilchenstrahls in alle Richtungen gerichtet. Die Strahltemperatur T wird definiert durch das mittlere Quadrat über die Geschwindigkeitsverteilung $\langle v^2 \rangle$ bzw. der mittleren kinetischen Energie des Teilchenstrahls im mitbewegten Koordinatensystem $\frac{3}{2}k_B T = \frac{1}{2}m\langle v^2 \rangle$, mit der Boltzmann-Konstanten k_B . Daraus folgt für die transversale Strahltemperatur $\frac{3}{2}k_B T_\perp = \frac{1}{2m}\langle p_\perp^2 \rangle \propto (\beta\gamma)^2 \epsilon_\perp$, sie ist also proportional zur Strahlemittanz $\epsilon_\perp$. Analog gilt für die longitudinale Strahltemperatur $\frac{3}{2}k_B T_\parallel = \frac{1}{2m}\langle p_\parallel^2 \rangle \propto (\beta)^2 \delta^2$, womit sie proportional zum Quadrat der relativen Impulsbreite δ^2 ist. Die transversale und longitudinale Kühlrate $\tau_\perp^{-1}$ bzw. $\tau_\parallel^{-1}$ wird daher im Allgemeinen wie folgt definiert

$$\tau_\perp^{-1} = -\frac{1}{\epsilon_\perp} \left(\frac{d\epsilon_\perp}{dt} \right), \tau_\parallel^{-1} = -\frac{1}{\delta^2} \left(\frac{d\delta^2}{dt} \right). \quad (3.86)$$

In Falle dissipativer Kräfte sind die Geschwindigkeitsverteilung und somit auch die Phasenraumverteilung des Strahls nicht mehr erhalten. Beispielsweise können Kleinwinkelstreuungen, die durch verschiedene Streuprozesse der Teilchen in einem Speicherring auftreten, zur Vergrößerung von Strahlemittanz und Impulsverteilung des Strahls führen. Strahlkühlung kann der Aufstreuung des Strahls entgegenwirken.

3.4.1 Elektronenkühlung

Bei der Elektronenkühlung [61] wird ein „kalter“ Elektronenstrahl in einer Elektronenquelle erzeugt, auf die mittlere Geschwindigkeit der umlaufenden Teilchen beschleunigt und über Solenoid- und Toroidfelder an den „wärmeren“ umlaufenden Strahl herangeführt. Durch Coulomb-Wechselwirkung zwischen dem umlaufenden Strahl und dem Elektronenstrahl in einem Solenoidfeld kommt es zum Temperatúraustausch und somit zu einer Erhöhung der Phasenraumdicke des umlaufenden Strahls über viele Umläufe. Nach der Wechselwirkung wird der Elektronenstrahl wiederum über Solenoid- und Toroidfelder in einen Kollektor gelenkt. Die Kühlrate ist neben den Parametern der Coulomb-Wechselwirkung durch die Stärke des Solenoidfeldes bestimmt. Ohne oder bei sehr schwachem Solenoidfeld findet eine nahezu freie Coulomb-Wechselwirkung statt, bei der es zwischen dem umlaufenden Strahl und den Elektronen nur zu binäre Stößen kommt. Die analytische Formel zur Beschreibung der Kühlkraft unter Vernachlässigung des magnetischen Führungsfeldes lautet [62]

$$\vec{F}(\vec{v}_i) = -\frac{4\pi n_e e^4 Z^2}{m_e} L_C \int \frac{\vec{v}_i - \vec{v}_e}{|\vec{v}_i - \vec{v}_e|^3} f(v_e) d^3 v_e, \quad (3.87)$$

wobei n_e die Elektronendichte, $\vec{v}_i$ die Geschwindigkeit der umlaufenden Teilchen mit der Ladungszahl Z und $\vec{v}_e$ die Geschwindigkeit der Elektronen mit der Geschwindigkeitsverteilung $f(v_e)$ ist. Die Kühlkraft hängt also vom Geschwindigkeitsunterschied der umlaufenden Teilchen relativ zu den Elektronen ab und ist proportional zu $(\vec{v}_i - \vec{v}_e)$ für kleine Relativgeschwindigkeiten. Für große Relativgeschwindigkeiten gilt hingegen $F \propto (v_i - v_e)^{-2}$. Bei starkem Solenoidfeld ist die Bewegung der Elektronen eingeschränkt und findet fast ausschließlich in longitudinaler Richtung auf Larmor-Radien

statt. Die Elektronen können viele Oszillationen zwischen einzelnen Kollisionen ausführen. Umlaufende Teilchen und Elektronen bewegen sich für eine gewisse Anzahl von Zyklotron-Oszillationen nahezu parallel zueinander, was die Wechselwirkung zwischen ihnen verstärkt und zu einer Erhöhung der Kühlkraft führt [63, 64]. Die Kühlkraft für diese „magnetisierte Kühlung“ kann im mitbewegten Koordinatensystem des Referenzteilchens durch die empirische Formel [65]

$$\vec{F}^*(\vec{v})^* = -kL_C \frac{\vec{v}^*}{((v^*)^2 + (v_{\text{eff}}^*)^2)^{3/2}} \quad (3.88)$$

beschrieben werden, mit der Konstanten k , der relativen Geschwindigkeit der umlaufenden Teilchen $\vec{v}^*$ und einer effektiven Geschwindigkeit v_{eff}^* der Elektronen im Referenzsystem, die durch Fehler des Strahlkühlsystems beeinflusst wird. Typische Werte für existierende Niederenergie-Elektronenkühler sind in der Größenordnung von $v_{\text{eff}}^* = 10^4 \text{ m/s}$ [66, 67]. Insbesondere Feld- und Positionierungsfehler der einzelnen Führungsfelder sind zu beachten, die in einen effektiven Divergenzwinkel $\theta_{\text{eff}} = v_{\text{eff}}^*/(\gamma\beta c)$ umgerechnet werden können und die effektive Geschwindigkeit und somit Magnetisierung der Elektronen beeinflussen. Für magnetisierte Kühlung sollte der effektive Divergenzwinkel in der Größenordnung von 10^{-5} rad liegen. Die Kühlrate im Laborsystem für bereits vorgekühlte Strahlen ($v^* \ll v_{\text{eff}}^*$) ist durch die effektive Geschwindigkeit bestimmt

$$(\tau_0^{-1}) = \frac{4\pi r_e n_e c \eta_c L_C}{\gamma^2} \frac{c^3}{(v_{\text{eff}}^*)^3}. \quad (3.89)$$

$\eta_c = l_c/C$ ist die relative Länge der Kühlstrecke, mit der Kühlerlänge l_c , dem Ringumfang C , n_e die Elektronendichte und r_e der klassische Elektronenradius. Im Falle von nicht vorgekühlten Strahlen ist die Kühlrate nicht nur von Imperfektionen im Kühler, sondern auch von den transversalen Strahlemittanzen $\epsilon_{\perp}$ abhängig

$$(\tau^{-1}) = \frac{(\tau_0^{-1})}{1 + (\epsilon_{\perp}/\epsilon_{\text{eff}})^{3/2}}, \quad (3.90)$$

mit der effektiven Strahlemittanz

$$\epsilon_{\text{eff}} = \left(\frac{v_{\text{eff}}^*}{\gamma\beta c} \right)^2 \beta_z^c, \quad (3.91)$$

wobei β_z^c die transversale Betatronamplitude am Ort der Kühlstrecke ist.

Verschiedene Simulationsprogramme sind verfügbar, mit denen Strahlgleichgewichte im longitudinalen und transversalen Phasenraum unter Berücksichtigung der Elektronenkühlung, Strahl-Target/Strahl Wechselwirkung und Strahlaufstreuung innerhalb des Strahls berechnet werden können [68, 69, 70].

3.4.2 Stochastische Kühlung

Die stochastische Kühlung [71] besteht aus breitbandigen Verstärkersystemen im Mikrowellenbereich und geeigneten Elektroden, die als Signalaufnehmer (*Pick-up*) und Signalgeber (*Kicker*) verwendet werden [72]. Das Differenzsignal des Signalaufnehmers liefert bei transversaler Kühlung ein Signal proportional zur Auslenkung der Teilchen, d.h. zur Amplitude ihrer Betatronschwingung. Die Signale werden verstärkt und anschließend wird im Signalgeber ein Korrekturfeld auf den Strahl aufgeprägt. Es existieren zwei

verschiedene Arten der longitudinalen Kühlung. Die so genannte „Palmer“-Kühlung basiert auf der Korrelation zwischen Position und Impuls eines Teilchens im Bereich hoher Dispersion [73]. Dabei wird das Differenzsignal des Signalaufnehmers zum Signalgeber transferiert, der idealerweise im Bereich von Dispersion Null steht. Die zweite Methode wird als „Filter“-Kühlung bezeichnet, und nutzt den Zusammenhang zwischen der Umlauffrequenz des Strahls und dem Teilchenimpuls [74]. Das Summensignal des Signalaufnehmers wird in einem Notch-Filter modifiziert, bevor es zum Signalgeber weitergeleitet wird [75]. Einzelne Teilchen können durch die Signalaufnahme nicht aufgelöst werden, lediglich Stichproben des gesamten Teilchenensembles werden vermessen und korrigiert. Daher kann das stochastische Strahlkühlungssystem nur aufgrund von Laufzeitunterschieden der einzelnen Teilchen im Ring funktionieren, die aus der Impulsverteilung des Strahls resultieren und zu einer Durchmischung des Teilchenensembles führen. Eine gute Durchmischung wird dann erreicht, wenn die Laufzeitunterschiede der einzelnen Teilchen groß gegenüber der zeitlichen Länge der Stichprobe des Teilchenensembles sind. Der resultierende Mischfaktor M ist definiert über die Anzahl der Umläufe, die ein Teilchen mit einer relativen Impulsbreite δ von vier Standardabweichungen für eine Verschiebung um eine Stichproben-Länge benötigt

$$M = \frac{f_0}{2W} \frac{1}{4\delta_{\text{rms}}|\eta|}. \quad (3.92)$$

Der Mischfaktor ist umgekehrt proportional zur relativen „rms“-Impulsverteilung δ_{rms} des Strahls. Bei Anwendung der longitudinalen Kühlung ist der Mischfaktor nicht konstant, sondern nimmt mit der Kühltdauer zu. Die ideale Durchmischung des Teilchenensembles tritt bei $M = 1$ auf. Die Kühlrate hängt von der Bandbreite $W = f_{\text{max}} - f_{\text{min}}$ des Strahlkühlungssystems mit der Frequenzbegrenzung $f_{\text{max,min}}$ und der Anzahl N der Teilchen im Ring ab. Zudem ist der elektronische Verstärkungsfaktor G (*gain*) entscheidend, der ein Maß für die Korrektur der verschiedenen Stichproben des Teilchenensembles pro Umlauf ist. Die Theorie der stochastischen Kühlung für ungebundelte Strahlen ist in [75, 76] angegeben; für gebündelte Strahlen in [77, 78]. Die Kühlrate kann über folgende Gleichung angegeben werden

$$\frac{1}{\tau} = \frac{W}{N} \left[2G \left(1 - \frac{1}{\tilde{M}^2} \right) - G^2(M + U) \right]. \quad (3.93)$$

Die Kühlrate besteht aus zwei Anteilen. Der erste Anteil beschreibt den kohärenten Kühlprozess, bei dem die Teilchen durch das von ihnen induzierte Signal gekühlt werden, wobei $\tilde{M} = M \frac{C}{L}$ vom Verhältnis zwischen dem Ringumfang C und dem Abstand zwischen Signalaufnehmer und Signalgeber L abhängt. Der zweite Anteil beschreibt inkohärente Heizprozesse und enthält den Rauschfaktor U , der thermisches Rauschen von Verstärkern und Dispersion der Signalübertragung beinhaltet. Die beste Einstellung für die Kühlung ist bei optimalem elektronischem Verstärkungsfaktor erreicht

$$G^{\text{opt}} = \frac{\left(1 - \frac{1}{\tilde{M}^2} \right)}{M + U}. \quad (3.94)$$

Bei kleinem Rauschfaktor $U \approx 0$ und großen Mischfaktoren $M \gg 1$ bzw. $\tilde{M} \gg 1$, wie sie typischerweise zu erwarten sind, folgt für den optimalen Verstärkungsfaktor aus Gleichung 3.92

$$G^{\text{opt}} \approx \frac{1}{M} = \frac{8W}{f_0} \delta_{\text{rms}}|\eta|. \quad (3.95)$$

Für die optimale Kühlrate folgt damit aus Gleichung 3.93

$$\frac{1}{\tau_{\text{opt}}} = \frac{W}{N} \frac{\left(1 - \frac{1}{M^2}\right)^2}{M + U} \approx \frac{W}{N} \frac{1}{M} = 8 \frac{W^2}{N} \frac{\delta_{\text{rms}} |\eta|}{f_0}. \quad (3.96)$$

Während sich beim transversalen Kühlprozess die Impulsverteilung nicht ändert und eine einfache Gleichung für die Kühlrate angegeben werden kann, wird für die longitudinale Beschreibung des Kühlvorgangs die Fokker-Planck Gleichung herangezogen, welche die zeitliche Entwicklung der Impulsverteilung $\Psi(\delta)$ im mitbewegten Koordinatensystem beschreibt [75]

$$\frac{\partial \Psi(\delta, t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial \delta} \left[F(\delta) \Psi(\delta, t) - D(\delta, t) \frac{\partial}{\partial \delta} \Psi(\delta, t) \right]. \quad (3.97)$$

Der Driftterm $F(\delta)$ in der Fokker-Planck Gleichung beschreibt den kohärenten Kühlprozess, während die Diffusion $D(\delta, t)$ Heizprozesse beinhaltet, die zur Verbreiterung der Strahlverteilung führen. Die zeitliche Entwicklung der relativen „rms“-Impulsbreite kann über die Varianz der Impulsverteilung berechnet werden

$$\delta_{\text{rms}}^2(t) = \frac{1}{N} \int \delta^2 \Psi(\delta, t) d\delta, \quad (3.98)$$

wobei angenommen wird, dass der Mittelwert des Impulses konstant ist. Die zeitliche Entwicklung der Impulsverteilung kann bei der longitudinalen „Filter“-Kühlung durch numerisches Lösen der Fokker-Planck Gleichung ermittelt werden [79].

Zur Berechnung von „rms“-Strahlgleichgewichten im longitudinalen und transversalen Phasenraum mit internem Target wurde der angegebene Formalismus erweitert [80]. Die Gleichgewichtswerte für die „rms“-Emittanz mit internem Target kann wie folgt angegeben werden

$$\epsilon_{\text{rms}}^{\text{eq}} = \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \frac{N f_0^2 \beta_z^t}{|\eta| \delta_{\text{rms}} f_c W} \theta_{\text{rms}}^2. \quad (3.99)$$

Das Gleichgewicht der Strahlemittanz hängt neben der Betatronamplitude am Target und der Streuwinkelverteilung durch die Strahl-Target Wechselwirkung von der Bandbreite und der Mittenfrequenz f_c des Strahlkühlsystems ab, unter der Voraussetzung, dass der entsprechende optimale elektronische Verstärkungsfaktor eingestellt wird. Für die relative „rms“-Impulsverteilung im Gleichgewicht gilt analog

$$\delta_{\text{rms}}^{\text{eq}} = \frac{4}{5} \left(\frac{3}{16} \cdot \frac{N f_0^2}{|\eta| W f_c} \delta_{\text{loss}}^2 \right)^{1/3}, \quad (3.100)$$

wobei δ_{loss} die mittlere relative Impulsbreite durch die Strahl-Target Wechselwirkung ist. Für kleine Strahlemittanzen müssen auch Streuprozesse innerhalb des Strahls berücksichtigt werden.

3.5 Luminosität

Die Luminosität L bestimmt die Ereignisrate $\dot{N}$, die in einem Detektorsystem gemessen wird, wenn ein gespeicherter Strahl mit einem internen Target, ein extrahierter Strahl mit einem externen Target oder zwei gegenläufige Strahlen miteinander kollidieren

$$\dot{N} = \sigma_{\text{tot}} \cdot L, \quad (3.101)$$

σ_{tot} ist der totale Wirkungsquerschnitt des Streuprozesses. Will man einen Streuprozess möglichst genau untersuchen, d.h. mit hoher statistischer Signifikanz, ist eine hohe Luminosität erforderlich. Bei Sekundärstrahlen ist die maximale mittlere Luminosität durch die Produktionsrate $\dot{N}_{\bar{p}}$ begrenzt und kann bei gleicher Produktions- und Verlustrate der Sekundärteilchen wie folgt berechnet werden

$$L_{\text{max}} = \frac{\dot{N}_{\bar{p}}}{\sigma_{\text{tot}}}. \quad (3.102)$$

Im Folgenden wird angenommen, dass der Strahl-Target bzw. Strahl-Strahl Überlapp über den gesamten Zyklus gleich ist, also Streuprozesse der Strahlteilchen durch die Strahlkühlung kompensiert werden. In diesem Fall sind die Strahl- und Luminositätslebensdauern, die durch den 1/e Abfall der Strahlintensität bzw. Luminosität über den Zyklus bestimmt sind, gleich.

3.5.1 Internes und externes Target

Die Luminosität für interne Experimente ist gegeben durch

$$L_{\text{int}} = f_0 N_i n_t, \quad (3.103)$$

mit der Anzahl der Teilchen N_i . Zur Berechnung der über den Zyklus gemittelten Luminosität $\bar{L}_{\text{int}}$ interner Experimente muss der Maschinenzyklus mit den verschiedenen Zeiten zur Strahlpräparation definiert werden. Für eine Zykluslänge t_{zyk} und eine Gesamtzeit für die Bereitstellung des Strahls t_{prep} , die unter anderem die Dauer der Injektion, der Strahlkühlung, der Beschleunigung des Strahls sowie der Fokussierung auf das Target berücksichtigt, kann die über den Zyklus gemittelte Luminosität wie folgt berechnet werden

$$\bar{L}_{\text{int}} = \frac{\int_0^{t_{\text{exp}}} L_0 e^{-t/\tau} dt}{t_{\text{zyk}}} = \frac{L_0 \tau [1 - e^{-t_{\text{exp}}/\tau}]}{t_{\text{zyk}}}, \quad (3.104)$$

wobei t_{exp} die Zeitspanne pro Zyklus ist, die der Strahl auf das Target fokussiert ist (Experimentdauer im Zyklus). τ ist die 1/e Strahllebensdauer und $L_0 = f_0 N_i n_t$ die Luminosität am Anfang des Zyklus. Sie wird bestimmt durch die anfänglich zur Verfügung stehende Anzahl der Teilchen N_i . Mit ($t_{\text{zyk}} = t_{\text{prep}} + t_{\text{exp}}$) erhält man durch Einsetzen

$$\bar{L}_{\text{int}} = f_0 N_i n_t \frac{\tau [1 - e^{-t_{\text{exp}}/\tau}]}{t_{\text{prep}} + t_{\text{exp}}}. \quad (3.105)$$

Bei Primärteilchen ist die mittlere Luminosität im Wesentlichen durch die maximale Anzahl der am Anfang des Zyklus zur Verfügung stehenden Teilchen und durch die Strahllebensdauer begrenzt. Zum Erreichen maximaler, über den Zyklus gemittelter Luminositäten sollte die Strahllebensdauer möglichst lang und die Strahlpräparationszeit möglichst kurz sein.

Für externe Targets hängt die Luminosität von der Anzahl der extrahierten Teilchen N_{ext} , der Targetflächendichte n_t und der Zykluslänge ab

$$\bar{L}_{\text{ext}} = N_{\text{ext}} n_t \frac{1}{t_{\text{exp}} + t_{\text{prep}}}. \quad (3.106)$$

Dabei sollte zum Erreichen der maximalen mittleren Luminosität bei Sekundärstrahlen die Extraktionszeit, die der Experimentdauer im Zyklus t_{exp} entspricht, an die Produktionsrate angepasst werden. Bei Primärstrahlen sollte hingegen die Extraktionszeit, und somit die gesamte Zykluslänge, möglichst kurz sein.

3.5.2 Kollidierende Strahlen

Luminositäten gebündelter und ungebündelter kollidierender Strahlen können wie folgt berechnet werden. Unter der Annahme einer frontalen und zentralen Kollision der beiden Strahlen mit normalverteilter transversaler Phasenraumverteilung gilt

$$L_{\text{koll}} = \frac{N_1 N_2 \cdot f_k}{2\pi \sqrt{(\sigma_{x,1}^2 + \sigma_{x,2}^2) (\sigma_{y,1}^2 + \sigma_{y,2}^2)}}, \quad (3.107)$$

mit der gesamten Anzahl der Teilchen N_1 bzw. N_2 in den beiden Ringen, σ_x und σ_y sind die transversalen „rms“-Strahlbreiten am Wechselwirkungspunkt und f_k die Frequenz, mit der sich die Teilchenpakete am Wechselwirkungspunkt treffen. Für den ungebündelten Strahl gilt $f_k = f_1 \cdot d_{\text{eff}}/C_2$, mit der Umlauffrequenz f_1 im ersten Ring, dem Umfang C_2 des zweiten Rings und der effektiven Länge der Wechselwirkungszone der beiden Strahlpakete d_{eff} in longitudinaler Richtung. Hohe Luminositäten können erreicht werden bei hohen Frequenzen, mit denen sich die gebündelten Teilchenpakete am Wechselwirkungspunkt treffen bzw. kleiner Wechselwirkungszone bei ungebündelten Strahlen. Außerdem sollte die Phasenraumdicke der Strahlen N/ϵ groß und die Strahlbreite am Wechselwirkungspunkt klein sein, was neben einer kleinen Strahlenmittanz durch möglichst kleine Betatronamplituden am Wechselwirkungspunkt erreicht werden kann. Die maximale, über den Zyklus gemittelte Luminosität hängt ebenfalls von der Strahllebensdauer, der Zeit für die Bereitstellung des Strahls und der gesamten Dauer des Zyklus ab. Sie kann analog zu Gleichung 3.103 berechnet werden.

Bisher wurde angenommen, dass die transversale Strahlbreite in der Wechselwirkungszone konstant ist. Die Betatronamplitude ändert sich jedoch quadratisch mit dem Abstand s zum Wechselwirkungspunkt

$$\beta_{x,y}(s) = \beta_{x,y}^* \left(1 + \left(\frac{s}{\beta_{x,y}^*} \right)^2 \right). \quad (3.108)$$

Damit variiert die transversale Strahlbreite linear mit s , was unter anderem zu einer Änderung der Strahl-Strahl Parameter als Funktion von s und somit zur Anregung weiterer Schwingungsmoden der Strahl-Strahl Wechselwirkung führt. Darüber hinaus führt dieser Effekt (*hour-glass effect*) zu einer Verringerung der Luminosität $L_{\text{koll}}^{\text{HG}}$ [81, 82]

$$\frac{L_{\text{koll}}^{\text{HG}}}{L_{\text{koll}}} = \iint_{-\infty}^{\infty} \rho_1(s_1) \rho_2(s_2) \frac{\Sigma_x(0) \Sigma_y(0)}{\Sigma_x(s) \Sigma_y(s) \big|_{s=\frac{s_1+s_2}{2}}} ds_1 ds_2, \quad (3.109)$$

wobei $\rho_{1,2}$ die longitudinalen Ladungsverteilungen der beiden Strahlen sind und $\Sigma_{x,y}$ die schon eingeführte effektive Breite des Strahls ist. Haben die einzelnen Teilchenpakete eine normalverteilte Phasenraumdicke σ_s , so sollte am Wechselwirkungspunkt das Kriterium $\sigma_s \leq \beta_{x,y}^*$ eingehalten werden.

Kapitel 4

Spindynamik in Ringbeschleunigern

Die Bewegung des Spins von Elementarteilchen, die in einem Ringbeschleuniger umlaufen, wird durch das auf die Teilchen einwirkende, externe magnetische Feld des Beschleunigers bestimmt. Bei Teilchen mit relativistischen Geschwindigkeiten haben elektrische Felder im Vergleich zu Magnetfeldern einen vernachlässigbar kleinen Einfluss auf den Teilchenspin. Die Beschleunigung und Spinmanipulation polarisierter Teilchenstrahlen erfordert die Anwendung spezieller Methoden, um einen möglichst hohen Grad der Polarisation zu erhalten. Zudem kann es durch Streuung des umlaufenden Strahls mit internen Targets oder anderen Teilchenstrahlen zur Änderung des Polarisationsgrads kommen.

4.1 Spinbewegung

In einem planaren Ring mit vertikalem Führungsfeld präzediert der Spin der Teilchen um die vertikale Achse. Die vertikale Polarisation ist eine Erhaltungsgröße. Die Frequenz, mit der sich der Spin im magnetischen Führungsfeld des Beschleunigers dreht, wächst mit der Teilchenenergie an. Da die Magnetfelder eines Ringbeschleunigers zyklisch auf den Teilchenspin einwirken, existieren energieabhängige Spinresonanzen, die während der Beschleunigung gekreuzt werden und zur Depolarisation des polarisierten Strahls führen können [83, 84].

4.1.1 Thomas-BMT Gleichung

Auf das magnetische Moment $\vec{\mu}$ eines Teilchens in einem äußeren Magnetfeld $\vec{B}$ wirkt ein Drehmoment und somit eine zeitliche Änderung des Teilchenspins

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{\mu} \times \vec{B}. \quad (4.1)$$

Das magnetische Moment ist proportional und gleichgerichtet zum Teilchenspin $\vec{S}$

$$\vec{\mu} = g \frac{q}{2m} \vec{S}. \quad (4.2)$$

Der Proportionalitätsfaktor ergibt sich somit aus der Teilchenmasse, der Teilchenladung und dem Landé-Faktor g des Teilchens. Aus der Dirac-Gleichung der Quantenelektrodynamik, die für punktförmige Teilchen mit halbzahligem Spin gilt, folgt $g = 2$. Bei

Elementarteilchen treten aufgrund der endlichen Ladungsverteilung zusätzliche magnetische Momente auf, die durch die gyromagnetische Anomalie G beschrieben werden

$$g = 2 \cdot (1 + G). \quad (4.3)$$

Für das Elektron ist G sehr klein ($G = 0.00115967$). Das Proton hingegen hat eine gyromagnetische Anomalie von $G = 1.792843$, ähnlich dem der Antiprotonen von $G = 1.800$. Bei Deuteronen ergibt sich eine gyromagnetische Anomalie von $G = -0.142987$.

Die Bewegung des Spins in einem externen magnetischen Feld wird beschrieben durch [85]

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = g \frac{q}{2m} \vec{S} \times \vec{B}. \quad (4.4)$$

Die Gleichung ist für das Schwerpunktsystem des Teilchens gültig. Diese Darstellung ist für Berechnungen der Spinbewegung im Ringbeschleuniger zunächst ungeeignet, da die Magnetfelder des Beschleunigers im Laborsystem bekannt sind. Die Transformation des Magnetfeldes in das Laborsystem führt zur so genannten Thomas-BMT (Bargmann, Michel und Telegdi) Gleichung [85, 86]

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{S} \times \vec{\Omega}, \quad \vec{\Omega} = \frac{q}{m\gamma} \left[(1 + \gamma G) \vec{B}_\perp + (1 + G) \vec{B}_\parallel - \left(\gamma G + \frac{\gamma}{1 + \gamma} \right) \frac{\vec{\beta} \times \vec{E}}{c} \right], \quad (4.5)$$

wobei $\vec{B}_\perp$ und $\vec{B}_\parallel$ sind die Anteile des Magnetfeldes transversal bzw. longitudinal zur Bewegungsrichtung $\vec{v}$ der Teilchen und $\vec{\Omega}$ gibt die Winkelfrequenz der Drehung an. Der Einfluss von elektrischen Feldern $\vec{E}$ auf die Spinbewegung relativistischer Teilchen ist deutlich geringer, wurde aber in der angegebenen Gleichung ebenfalls angegeben. Die Gleichungen für Spin- und Teilchenbewegung (Gleichung 3.2) haben formale Ähnlichkeit. Die Winkelgeschwindigkeit des Spins relativistischer Teilchen im transversalen magnetischen Feld ist jedoch durch den Vorfaktor $(1 + \gamma G)$ nahezu energieunabhängig, wohingegen der Ablenkungswinkel der Teilchen bei konstantem Magnetfeld mit dem Impuls abnimmt. Im longitudinalen Feld nimmt die Winkelgeschwindigkeit des Spins ebenfalls mit dem Impuls ab.

4.1.2 Mitbewegtes Koordinatensystem

Der Drehvektor $\vec{\Omega}$ kann in zwei Anteile zerlegt werden. Anteile, die auf der Sollbahn wirken (I), und solche, die auf der Sollbahn verschwinden (II)

$$\vec{\Omega} = \vec{\Omega}^I + \vec{\Omega}^{II}, \quad \text{mit} \quad \vec{\Omega}|_{\text{Sollbahn}} = \vec{\Omega}^I. \quad (4.6)$$

Ohne Feld und Positionierungsfehler liegt die Teilchenbahn auf der Sollbahn. Die Spinbewegung wird lediglich durch die Dipolfelder bestimmt. Der Drehvektor $\vec{\Omega}$ hat in einem planaren Ring nur einen vertikalen Anteil. Die Spins des Teilchenensembles präzedieren um die vertikale Achse, auch als invariante Spinachse¹ bezeichnet. Im mitbewegten Koordinatensystem (x, y, s) ist die Anzahl der Spindrehungen pro Umlauf durch $\nu_{\text{sp}} = \gamma G$ gegeben, im Folgenden als Spinarbeitspunkt bezeichnet.

Der Spinarbeitspunkt ist energieabhängig, und somit aufgrund der Energiebreite des Strahls unterschiedlich für verschiedene Teilchen. Daher oszillieren die Spins des Strahls gleichmäßig verteilt um die invariante Spinachse.

¹Auf die mathematische Definition der invarianten Spinachse wird in Kapitel 4.2.2 eingegangen.

In einem realen Ring weicht die Teilchenbahn von der Sollbahn ab, weshalb auf der Sollbahn verschwindende Magnetfelder ebenfalls berücksichtigt werden müssen. Durch Transformation der magnetischen Felder der Thomas-BMT Gleichung in das mitbewegte Koordinatensystem ergeben sich folgende Gleichungen für die Spinbewegung [83]

$$\begin{aligned}\frac{dS_x}{d\theta} &= \kappa S_s - r S_y, \\ \frac{dS_y}{d\theta} &= r S_x - t S_s, \\ \frac{dS_s}{d\theta} &= t S_y - \kappa S_x,\end{aligned}\tag{4.7}$$

wobei $\theta = \frac{2\pi s}{C}$ den Ort im Ring angibt. Die Funktionen κ , r und t hängen von den transversalen Koordinaten ab und sind gegeben durch

$$\begin{aligned}\kappa &= -\gamma G + (1 + \gamma G)\rho x'', \\ r &= (1 + \gamma G)y' - \rho(1 + G)\left(\frac{y}{\rho}\right)', \\ t &= -(1 + \gamma G)\rho y'',\end{aligned}\tag{4.8}$$

$r = -\Omega_x^{\text{II}}$ und $t = \Omega_s^{\text{II}}$ 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 darstellen

$$\xi = \xi_R + i\xi_I = t - ir.\tag{4.9}$$

Die Gleichung für die Spinbewegung im mitbewegten Koordinatensystem kann wie folgt geschrieben werden

$$\frac{d\vec{S}}{d\theta} = \vec{S} \times \vec{\Omega}, \quad \text{mit} \quad \vec{\Omega}(x, y, s) = \begin{pmatrix} \xi_R \\ -\gamma_G \\ -\xi_I \end{pmatrix}.\tag{4.10}$$

Entlang der Sollbahn dreht der Spin um die vertikale Achse. Die auf der Sollbahn verschwindenden Felder können eine Auslenkung des Spins von der vertikalen Achse bewirken.

4.1.3 Spinorgleichung für Spin-1/2 Teilchen

Für die Beschreibung des Teilchenspins von Spin-1/2 Teilchen werden zweikomponentige Spinoren benötigt

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix}.\tag{4.11}$$

Die Spinordarstellung zur Beschreibung der Bewegung des Teilchenspins in Kreisbeschleunigern [87] gilt für den Spinvektor $\vec{S}$

$$\vec{S} = \Psi^\dagger \vec{\sigma} \Psi.\tag{4.12}$$

In dieser Gleichung sind $\vec{\sigma}$ die Pauli-Matrizen

$$\vec{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \sigma_z \end{pmatrix} \text{ mit } \sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_y = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \sigma_z = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}. \quad (4.13)$$

Der Hamilton-Formalismus kann zur Beschreibung der Spinbewegung eingeführt werden. Der Hamilton-Operator $\mathcal{H}$ muss die Schrödingergleichung erfüllen

$$\frac{d\Psi}{d\theta} = -\frac{i}{2}\mathcal{H}\Psi. \quad (4.14)$$

Durch Einsetzen von Gleichung 4.10 transformiert sich der Hamilton-Operator in

$$\mathcal{H} = -\vec{\Omega} \cdot \vec{\sigma}. \quad (4.15)$$

Für den Teilchenspin im mitbewegten Koordinatensystem ergibt sich damit folgende Spinorgleichung

$$\frac{d\Psi}{d\theta} = -\frac{i}{2} \begin{pmatrix} \gamma G & -\xi(\theta) \\ -\xi^*(\theta) & -\gamma G \end{pmatrix} \Psi. \quad (4.16)$$

Das nichtdiagonale Matrixelement ξ koppelt die beiden Komponenten der Wellenfunktion und kann zu einer Spinumkehr führen.

4.2 Spinresonanzen

In einem Ringbeschleuniger treten verschiedene Arten depolarisierender Spinresonanzen auf, die von Feld- und Positionierungsfehlern, den fokussierenden Feldern und höheren Multipolfeldern der Beschleunigermagnete angeregt werden können. Durch gezielte Magnetfeldeinwirkung bei der Querung einzelner Resonanzen ist es möglich, die Polarisation zu erhalten.

4.2.1 Resonanzstärke von Spinresonanzen

Aufgrund der periodischen Struktur der Magnetfelder in einem Ringbeschleuniger kann ξ in einer Fourierreihe entwickelt werden

$$\xi = \sum \epsilon_r e^{-i\nu_r \theta}, \quad (4.17)$$

mit der Fourier-Amplitude

$$\epsilon_r = \frac{1}{2\pi} \oint \xi e^{i\nu_r \theta} d\theta. \quad (4.18)$$

Die Resonanzstärke der r -ten Resonanz mit der Resonanzfrequenz ν_r ist gegeben durch $\epsilon_r = \epsilon_R + i \epsilon_I$. Mit Hilfe der Thomas-BMT Gleichung kann folgende Fourier-Amplitude hergeleitet werden

$$\epsilon_r = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{1}{B\rho} [(1 + \gamma G)B_{\perp}^{\text{II}} + (1 + G)B_{\parallel}^{\text{II}}] e^{i\nu_r \theta} d\theta. \quad (4.19)$$

Dabei sind $B_{\perp}^{\text{II}}$ die radialen bzw. $B_{\parallel}^{\text{II}}$ die longitudinalen Störfelder. Die Spinbewegung gerät in Resonanz, wenn der Spinarbeitspunkt γG gleich einer der Frequenzen ν_r ist, die

höhere Harmonische der Teilchenbewegung sind. Folgende Resonanzbedingung ergibt sich

$$\nu_r = k' \pm kP \pm m\nu_x \pm n\nu_y \pm l\nu_s, \quad (4.20)$$

wobei ν_x und ν_y die horizontalen bzw. vertikalen Arbeitspunkte des Beschleunigers, ν_s die Frequenz der Synchrotronoszillation und k', k, n, m, l ganze Zahlen sind. Die Superperiodizität P gibt die Anzahl der magnetisch identischen Strukturen des Beschleunigers an. In einem Ringbeschleuniger treten zwei Arten stark depolarisierender Spinresonanzen auf.

- Imperfektionsresonanzen werden durch Feldfehler- und Positionierungsfehler der Magnete im Ring hervorgerufen. Die Resonanzbedingung für Imperfektionsresonanzen lautet

$$\gamma G = k'. \quad (4.21)$$

Die Anzahl der Drehungen des Spinvektors pro Umlauf muss also ganzzahlig sein. Die Resonanzstärke ist proportional zur vertikalen Strahlablage.

- Intrinsische Resonanzen werden durch die horizontalen Felder der vertikalen Fokussierung angeregt, hängen also von der vertikalen Betatronoszillation der Teilchen ab. Die Resonanzbedingung für intrinsische Resonanzen ergibt sich aus der Überlagerung der Bewegung der Teilchen im vertikalen Phasenraum mit der Drehbewegung des Spins zu

$$\gamma G = kP \pm \nu_y. \quad (4.22)$$

Die Resonanzstärke hängt von der Lage der Teilchen im vertikalen Phasenraum und der Fokussierungsstärke der Magnete ab. Über alle Phasen der Teilchen gemittelt ergibt sich, dass die Resonanzstärke proportional zur Wurzel der vertikalen Strahlemittanz ist.

Zudem können mehrere Arten schwach depolarisierender Spinresonanzen existieren.

- Gradientenfehler-Resonanzen werden durch Gradientenfehler der Magnete und unterschiedliche effektive Magnetlängen bzw. longitudinale Positionierungsfehler der Quadrupolmagneten hervorgerufen, wodurch die Superperiodizität der Magnetanordnung reduziert wird. Die Resonanzbedingung lautet

$$\gamma G = k \pm \nu_y. \quad (4.23)$$

Die Resonanzstärke hängt von der Größe der Störung ab.

- Ebenso können Spinresonanzen durch Phasenraumkopplung der beiden transversalen Schwingungsebenen angeregt werden, die beispielsweise durch Solenoidfelder oder um die Magnetachse gedrehte Quadrupolmagneten verursacht werden können

$$\gamma G = k \pm \nu_x. \quad (4.24)$$

Die Stärke dieser Resonanzen hängt von der Größe der Phasenraumkopplung ab.

- Spinresonanzen höherer Ordnung werden durch Multipolfelder angeregt

$$\gamma G = k \pm m\nu_x \pm n\nu_y. \quad (4.25)$$

Sextupolfelder regen beispielsweise Spinresonanzen zweiter Ordnung $|m| + |n| = 2$ an. Die Resonanzstärke hängt stark von der Ordnung der Resonanz ab. Spinresonanzen höherer Ordnung sind in der Regel nur wirksam bei gespeichertem Strahl, wenn die Strahlenergie nahe bei der Resonanzenergie liegt.

- Synchrotronseitenbänder von Spinresonanzen entstehen durch die Bewegung der Teilchen im longitudinalen Phasenraum (Synchrotronoszillation)

$$\gamma G = \nu_r \pm l\nu_s. \quad (4.26)$$

Ihre Resonanzstärke hängt von der Impulsverteilung und der Synchrotronfrequenz des Strahls ab.

Da die Magnetfelder in einem Synchrotron proportional mit dem Teilchenimpuls erhöht werden, nehmen die Resonanzstärken mit der Strahlenergie zu.

4.2.2 Invariante Spinachse und invariantes Spinfeld

Durch die Spintransfermatrix T kann die Bewegung des Spins durch ein Element des Beschleunigers beschrieben werden

$$\Psi(\theta_2) = T(\theta_2, \theta_1) \Psi(\theta_1). \quad (4.27)$$

Unter Anwendung der Pauli-Matrizen ergibt sich folgende Darstellung

$$T = IT_0 + i\sigma_x T_x + i\sigma_y T_y + i\sigma_z T_z, \quad I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.28)$$

Werden die Transfermatrizen einzelner Elemente multipliziert, so kann die Bewegung des Spins durch mehrere Elemente berechnet werden. Für den Spinvektor ergibt sich damit folgende Matrixtransformation

$$\vec{S}_f = \begin{pmatrix} T_0^2 + T_x^2 - T_y^2 - T_z^2 & 2(T_x T_y + T_0 T_z) & 2(T_x T_z - T_0 T_y) \\ 2(T_x T_y - T_0 T_z) & T_0^2 + T_y^2 - T_x^2 - T_z^2 & 2(T_y T_z + T_0 T_x) \\ 2(T_x T_z + T_0 T_y) & 2(T_y T_z - T_0 T_x) & T_0^2 + T_z^2 - T_x^2 - T_y^2 \end{pmatrix} \vec{S}_i. \quad (4.29)$$

Da die Magnetfelder in einem Beschleuniger periodisch auf den Spin wirken, kann eine Transfermatrix für einen Umlauf der Teilchen im Ring (*one turn map*) $T_{t=1}$ angegeben werden, mit $T_{t=1} = T(\theta_{i+2\pi}, \theta_i)$. An jedem Ort der geschlossenen Teilchenbahn ist bezüglich dieser Matrix ein Eigenvektor $\vec{n}_0$ zum Eigenwert „eins“ definiert. Der Eigenvektor wird als invariante Spinachse bezeichnet. Aus der Eigenwertgleichung ergibt sich für $\vec{n}_0$ auf der geschlossenen Teilchenbahn

$$\vec{n}_0 = \begin{pmatrix} \pm \frac{T_{x,t=1}}{\sqrt{1-T_{t=1}^2}} \\ \pm \frac{T_{y,t=1}}{\sqrt{1-T_{t=1}^2}} \\ \pm \frac{T_{z,t=1}}{\sqrt{1-T_{t=1}^2}} \end{pmatrix}. \quad (4.30)$$

Da die Teilchen sich im Phasenraum bewegen, befinden sie sich von Umlauf zu Umlauf an einer anderen Position im Phasenraum. Wird mit $\vec{z}$ die Position eines Teilchens im sechsdimensionalen Phasenraum² bezeichnet und befindet sich das Teilchen im Ring bei θ , dann kann ein invariantes Spinfeld $\vec{n}(\vec{z}, \theta)$ definiert werden [88]. $T_{t=1}(\vec{z})$ sei die Spintransfermatrix für ein Teilchen am Phasenraumpunkt $\vec{z}$ zu Anfang des Umlaufs. Wird der Phasenraumpunkt $\vec{z}_i$ nach einem Umlauf auf $\vec{z}_f$ abgebildet, dann existiert für jeden Phasenraumpunkt $\vec{z}_i$ ein Spinfeldvektor $\vec{n}(\vec{z}_i, \theta)$, so dass für alle Phasenraumpunkte gilt [89]

$$T_{t=1}(\vec{z}_i, \theta) \vec{n}(\vec{z}_i, \theta) = \vec{n}(\vec{z}_f, \theta). \quad (4.31)$$

Ein Teilchenspin mit dem anfänglichen Winkel ϕ bezüglich des entsprechenden invarianten Spinfeldvektors wird diesen Winkel zu $\vec{n}(\vec{z}_i, \theta)$ bei adiabatischer Spinbewegung beibehalten, wenn das Teilchen nahe an den ursprünglichen Phasenraumpunkt $\vec{z}_i$ kommt. ϕ ist konstant und der Teilchenspin folgt der Bewegung des entsprechenden invarianten Spinfeldvektors. Die über die Zeit gemittelte Polarisation an $\vec{z}_i$ ist parallel zu $\vec{n}(\vec{z}_i, \theta)$ mit der Größe eins, wenn alle Teilchenspins parallel zum entsprechenden Spinfeldvektor stehen. Die maximale, über die Zeit gemittelte Polarisation P_{lim} des Strahls wird bestimmt durch die Mittelung der invarianten Spinfeldvektoren $\langle \vec{n} \rangle$ des Strahls und hängt daher von der Phasenraumverteilung des Strahls ab [90]. Eine große Winkelstreuung von $\vec{n}(\vec{z}, \theta)$ führt zu einer reduzierten, über die Zeit gemittelten Polarisation. Daher muss die Verteilung des invarianten Spinfeldes eines Strahls berechnet werden, um die maximale Polarisation bestimmen zu können, die für physikalische Experimente zur Verfügung gestellt werden kann. Eine Methode zur Berechnung des invarianten Spinfeldes ist stroboskopische Mittelung [91], bei welcher der Teilchenspin von Umlauf zu Umlauf an einem festen Ort im Ring beobachtet, und für jeden Phasenraumpunkt gemittelt wird. Eine weitere Methode zur Berechnung des invarianten Spinfeldes beruht auf der adiabatischen Änderung der Amplitude der Teilchen- und Spinbewegung im Phasenraum [90, 92].

Die Berechnung des invarianten Spinfeldes ist insbesondere bei Hochenergie-Ringbeschleunigern wichtig, bei denen das invariante Spinfeld einen großen Öffnungswinkel haben kann, wenn Spinresonanzen stark überlappen. Bei Mittelenergie-Ringbeschleunigern tritt zwar im Bereich von intrinsischen Resonanzen ein großer Öffnungswinkel des invarianten Spinfeldes auf. Da die Resonanzbreiten jedoch klein sind, und sich Spinresonanzen im Allgemeinen nicht überschneiden, existiert ein hinreichend großer Energiebereich zwischen den Spinresonanzen, in dem das invariante Spinfeld in Richtung der invarianten Spinachse zeigt, und somit die im Strahl vorhandene Polarisation dem Experiment vollständig bereitgestellt werden kann.

4.2.3 Spinbewegung in Nähe einer isolierten Spinresonanz

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

$$\frac{d\Psi}{d\theta} = -\frac{i}{2} \begin{pmatrix} \gamma G & -\epsilon_r e^{-i\nu_r \theta} \\ -\epsilon_r^* e^{i\nu_r \theta} & -\gamma G \end{pmatrix} \Psi. \quad (4.32)$$

Um eine Spinorgleichung mit konstantem Koeffizienten zu erhalten, wird eine Transformation in das Koordinatensystem, das mit der Frequenz ν_r rotiert $\Psi = e^{\frac{i}{2}\nu_r \theta \sigma_s} \Phi$,

²Transversaler und longitudinaler Phasenraum.

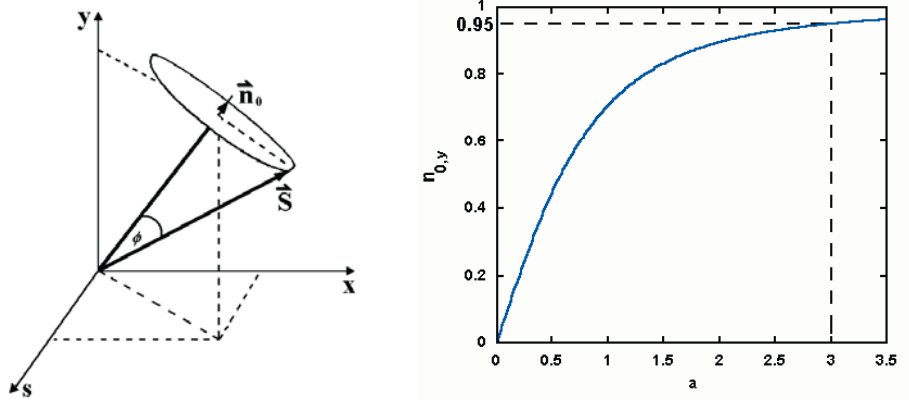


Abbildung 4.1: Bewegung des Spinvektors $\vec{S}$ um die invariante Spinachse $\vec{n}_0$ (links) und Verlauf des vertikalen Anteils der invarianten Spinachse $n_{0,y}$ aufgetragen gegen den Abstand a zur Spinresonanz (rechts).

durchgeführt. Daraus ergibt sich folgende Gleichung

$$\frac{d\Phi}{d\theta} = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \delta & \epsilon_r \\ \epsilon_r^* & -\delta \end{pmatrix} \Phi, \quad (4.33)$$

mit $\delta = \nu_r - \gamma G$ als dem Abstand des Spinarbeitspunkts zur Resonanzfrequenz. Diese Matrix kann als Linearkombination der Pauli-Matrizen geschrieben werden

$$\frac{d\Phi}{d\theta} = (\epsilon_R \sigma_x - \epsilon_I \sigma_s + \delta \sigma_y) \Phi = \frac{i}{2} \lambda (\vec{n}_0 \cdot \vec{\sigma}) \Phi, \quad (4.34)$$

wobei gilt $\lambda = \sqrt{\epsilon_r^2 + \delta^2}$. Die formale Lösung dieser Gleichung lautet

$$\Phi(\theta) = e^{\frac{i}{2} \lambda (\vec{n}_0 \cdot \vec{\sigma}) \theta} \Phi_0. \quad (4.35)$$

Sie beschreibt eine Präzession des Spins um die $\vec{n}_0$ -Achse (Abbildung 4.1, links). Für die invariante Spinachse folgt

$$\vec{n}_0 = \frac{\epsilon_R}{\lambda} \vec{x} + \frac{\delta}{\lambda} \vec{y} - \frac{\epsilon_I}{\lambda} \vec{s}. \quad (4.36)$$

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

$$\vec{n}_0 = \begin{pmatrix} \frac{\epsilon_R}{|\epsilon_r| \sqrt{a^2 + 1}} \\ \frac{a}{\sqrt{a^2 + 1}} \\ -\frac{\epsilon_I}{|\epsilon_r| \sqrt{a^2 + 1}} \end{pmatrix}. \quad (4.37)$$

Der Verlauf des vertikalen Anteils der invarianten Spinachse beim Überfahren einer Spinresonanz ist in Abbildung 4.1 (rechts) dargestellt. In großer Entfernung zur Spinresonanz ($a \rightarrow \infty$) 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 Spinarbeitspunkt der Resonanzfrequenz, so

neigt sich die invariante Spinachse aus der Vertikalen. Im Abstand $3|\epsilon_r|$ hat der vertikale Anteil auf 95 % abgenommen. Ist der Abstand zur Spinresonanz kleiner als ϵ_r , so dreht sich die Spinachse sehr schnell und liegt auf der Spinresonanz in der horizontalen Ebene. Die Resonanzstärke ϵ_r hat also die Bedeutung einer Resonanzbreite. Nach dem Überfahren der Spinresonanz nähert sich die Spinachse schnell der vertikalen Achse und geht mit zunehmendem Abstand zur Spinresonanz 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 Spinresonanz um die horizontale Achse dreht, hängt von der Resonanzstärke ϵ_r und der Geschwindigkeit bei der Querung der Spinresonanz α_r ab. Die Geschwindigkeit bei der Querung wird bestimmt durch den Energiegewinn der Teilchen $\Delta\gamma$ pro Umlauf. Bei intrinsischen Resonanzen kann sie zusätzlich durch eine Änderung des vertikalen Arbeitspunkts $\Delta\nu_y$ bei Resonanzquerung beeinflusst werden

$$\alpha_r = \frac{(\Delta\gamma \cdot G \pm \Delta\nu_y)}{2\pi}. \quad (4.38)$$

Den asymptotischen Verlauf der Polarisation nach Überfahren einer isolierten Spinresonanz mit konstanter Geschwindigkeit beschreibt die Formel von Froissart und Stora [93]

$$\frac{P_f}{P_i} = 2 \cdot e^{-\frac{\pi\epsilon_r^2}{2\alpha_r}} - 1. \quad (4.39)$$

P_f und P_i ist der Polarisationsgrad vor bzw. nach der Querung der Spinresonanz. Ausgehend von dieser Formel können die Resonanzübergänge klassifiziert werden

- Ist die Resonanzstärke bezüglich der Geschwindigkeit bei der Querung 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 Geschwindigkeit bei der Querung sehr groß ist $\epsilon_r^2 \gg \alpha_r$,
dann folgt der Spin der invarianten Spinachse (adiabatische Umkehr). 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 Geschwindigkeit bei der Querung ab.

4.2.4 Nichtlineare Querung von Spinresonanzen

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

$$\frac{\Delta p}{p} = \left(\frac{\Delta p}{p} \right)_s \cos(\nu_s \theta + \eta_s). \quad (4.40)$$

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

$$\nu_{sp} = \gamma_i G = \gamma G \left(1 + \beta^2 \frac{\Delta p}{p}\right). \quad (4.41)$$

$\gamma_i = \frac{E_i}{m_i c^2}$ ist der Lorentz-Faktor des Teilchens mit der Energie E_i . Der Abstand des Spinarbeitspunkts des Teilchens ($\delta_i = \gamma_i G - \nu_r$) zur Resonanzfrequenz ν_r hängt von der Synchrotronschwingung ab. Für Imperfektionsresonanzen gilt

$$\delta_i = \gamma G \left[1 + \beta^2 \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_s \cos(\nu_s \theta + \eta_s)\right] - k'. \quad (4.42)$$

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

$$\nu_r = kP \pm \nu_y = kP \pm \left(\nu_{y,0} \pm \xi_y \frac{\Delta p}{p}\right). \quad (4.43)$$

$\nu_{y,0}$ ist die vertikale Betatronfrequenz des synchronen Teilchens. Damit folgt für den Abstand des Spinarbeitspunkt zur Resonanzfrequenz von intrinsischen Resonanzen

$$\delta_i = \gamma G - (kP \pm \nu_{y,0}) + \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_s \cos(\nu_s \theta + \eta_s) [\beta^2(\gamma G) \mp \xi_y]. \quad (4.44)$$

Infolge der Synchrotronschwingung wird die Spinresonanz mehrfach gekreuzt. Die auftretenden Interferenzen wirken sich auf den asymptotischen Verlauf der Spinbewegung aus. Experimentell wurden diese Effekte zuerst am SATURNE II in Saclay [6] und später am Protonensynchrotron in Tsukuba [94] beobachtet. Störungstheoretische Berechnungen zur Beschreibung dieser mehrfachen Resonanzquerung erfordern aufwendige Berechnungen von Fourier-Integralen [95]. Der Einfluss der Synchrotronschwingung beim Resonanzübergang kann mittels kinematischer Effekte basierend auf der Spinorschreibweise (Gleichung 4.32) hergeleitet werden [96]. Durch Transformation der Spinorwellenfunktion in das mit dem Spin rotierende Bezugssystem

$$\Psi = e^{-\frac{i}{2} \int_0^\theta \gamma_i G d\theta \sigma_s} \Psi', \quad (4.45)$$

erhält man durch Einsetzen in die Spinorgleichung

$$\frac{d\Psi'}{d\theta} = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} 0 & \epsilon_r e^{-i(\nu_r \theta - \int \gamma_i G d\theta)} \\ \epsilon_r^* e^{i(\nu_r \theta - \int \gamma_i G d\theta)} & 0 \end{pmatrix} \Psi'. \quad (4.46)$$

Für die Integration über den Spinarbeitspunkt kann nach Gleichung 4.41 geschrieben werden

$$\int_0^\theta \gamma_i G d\theta = \gamma G \theta + \frac{\beta^2 \gamma G}{\nu_s} \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_s \sin(\nu_s \theta + \eta_s). \quad (4.47)$$

Die durch die Synchrotronschwingung verursachte Modulationsamplitude g verhält sich umgekehrt proportional zur Frequenz der Synchrotronschwingung und wächst mit dem Spinarbeitspunkt γG

$$g = \frac{\beta^2 \gamma G}{\nu_s} \left(\frac{\Delta p}{p} \right)_s. \quad (4.48)$$

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

$$\epsilon_r e^{-i(\nu_r \theta - \int \gamma_i G d\theta)} = \sum_{-\infty}^{\infty} \epsilon_r J_m(g) e^{-i(\nu_r - \gamma G - l\nu_s)\theta}. \quad (4.49)$$

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 einem Spinarbeitspunkt von $\gamma G = \nu_r + l\nu_s$ ergibt sich

$$\epsilon_r J_m(g) e^{-i(\nu_r - \gamma G - l\nu_s)\theta}. \quad (4.50)$$

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 4.1 angegebenen Resonanzstärken für die einzelnen Seitenbänder. Bei kleiner Synchrotronfrequenz ν_s wird die Resonanzstärke groß, weil die Resonanzbedingung für längere Zeit erfüllt ist. Die Seitenbänder rücken näher an die ursprüngliche Spinresonanz heran. Bei einer Synchrotronfrequenz in der Größenordnung von 10^{-3} überlappen die Synchrotronseitenbänder die Resonanz.

Tabelle 4.1: *Resonanzstärke der Synchrotronseitenbänder von Spinresonanzen.*

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

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

4.2.5 Analytischer Matrixformalismus für Spinresonanzquerung

Ein Matrixformalismus wurde eingeführt, mit dem analytische Berechnungen der Strahlpolarisation innerhalb einer isolierten Spinresonanz möglich sind [97]. Ausgehend von Gleichung 4.46 kann die Spinorgleichung auch wie folgt geschrieben werden

$$\frac{d\Psi'}{d\theta} = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} 0 & \epsilon_r(\theta)e^{-i\beta(\theta)} \\ \epsilon_r^*(\theta)e^{i\beta(\theta)} & 0 \end{pmatrix} \Psi', \quad (4.51)$$

mit

$$\beta(\theta) = \int_{\theta_0}^{\theta} \alpha_r(\theta') d\theta'. \quad (4.52)$$

$\alpha_r(\theta)$ beschreibt die Spinresonanzquerung und $\epsilon_r(\theta)$ die Stärke der Spinresonanz, die im allgemeinen Fall von θ abhängen. Mit den Ansatz

$$\Psi'(\theta) = \begin{pmatrix} -f(\theta) \\ -g(\theta) e^{i\beta(\theta)} \end{pmatrix} \quad (4.53)$$

erhält man durch Einsetzen

$$\frac{df}{d\theta} = -\frac{i\epsilon_r}{2}g, \quad \frac{dg}{d\theta} = -i\alpha_r g - \frac{i\epsilon_r^*}{2}f, \quad (4.54)$$

wobei $|f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2 = 1$ für alle θ ist. Die vertikale Komponente der Polarisation ist gegeben durch die Gleichung

$$P_y(\theta) = \Psi_1^\dagger \vec{\sigma}_y \Psi_1 = |f(\theta)|^2 - |g(\theta)|^2 = 2|f(\theta)|^2 - 1. \quad (4.55)$$

Die Anfangsbedingung für die beiden Funktionen f und g , mit $\alpha_{r,0} = \alpha_r(\theta_0)$ und $\epsilon_{r,0} = \epsilon_r(\theta_0)$, kann wie folgt angegeben werden

$$\begin{bmatrix} f \\ g \end{bmatrix}_{\theta_0} = \sqrt{\frac{\Omega + |\alpha_{r,0}|}{2\Omega}} \begin{bmatrix} 1 \\ -\frac{\text{sgn}(\alpha_{r,0})}{\epsilon_{r,0}} (\Omega - |\alpha_{r,0}|) \end{bmatrix}, \quad \text{mit } \Omega = \sqrt{\alpha_{r,0}^2 + |\epsilon_{r,0}|^2}. \quad (4.56)$$

Die Spinbewegung kann in Matrixform für konstantes $\alpha_r(\theta) = \alpha_{r,1}$ bzw. $\epsilon(\theta) = \epsilon_{r,1}$ in einem Intervall $[\theta_1, \theta_2]$ angegeben werden

$$\begin{bmatrix} f \\ g \end{bmatrix}_{\theta_2 > \theta > \theta_1} = T_{\alpha_{r,1}, \epsilon_{r,1}}(\theta, \theta_1) \begin{bmatrix} f \\ g \end{bmatrix}_{\theta_1}. \quad (4.57)$$

Mit Gleichung 4.54 und $\Theta = \frac{\Omega(\theta - \theta_1)}{2}$ folgt

$$T_{\alpha_{r,1}, \epsilon_{r,1}}(\theta, \theta_1) = e^{-\left(\frac{\alpha_{r,1}}{2}\right)(\theta - \theta_1)} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\alpha_{r,1}}{\epsilon_{r,1}} & i\frac{\Omega}{\epsilon_{r,1}} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \cos \Theta & \sin \Theta \\ -\sin \Theta & \cos \Theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ i\frac{\alpha_{r,1}}{\Omega} & -i\frac{\epsilon_{r,1}}{\Omega} \end{bmatrix}. \quad (4.58)$$

Dieser Matrixformalismus kann für verschiedene experimentelle Bedingungen verwendet werden. Entsprechende Matrizen können für konstantes $\alpha_{r,n}$ und $\epsilon_{r,n}$ innerhalb eines

Intervalls definiert werden. Durch Multiplikation der einzelnen Matrizen von n Intervallen können unterschiedliche Resonanzquerungen beschrieben werden. Der resultierende Spinor ergibt sich aus

$$\begin{bmatrix} f \\ g \end{bmatrix}_{\theta_n > \theta > \theta_1} = T_{\alpha_{r,n}, \epsilon_{r,n}}(\theta, \theta_n) \dots T_{\alpha_{r,2}, \epsilon_{r,2}}(\theta, \theta_2) T_{\alpha_{r,1}, \epsilon_{r,1}}(\theta, \theta_1) \begin{bmatrix} f \\ g \end{bmatrix}_{\theta_1}. \quad (4.59)$$

Es wird dabei angenommen, dass Änderungen von $\alpha_{r,n}$ und $\epsilon_{r,n}$ zwischen den Intervallen über mehrere Perioden der Spindrehung stattfinden. Der Matrixformalismus ermöglicht somit die Beschreibung komplizierterer Resonanzübergänge, die durch eine Analyse mit der Froissart-Stora Formel nicht erfasst werden können. Mittels einer zeitabhängigen Matrix kann auch die zeitliche Entwicklung des Spinors beschrieben werden. Beim der Querung einer Spinresonanz mit linearer Änderung der Geschwindigkeit bei der Querung Γ_c gilt $\alpha_{r,c}(\theta) = (\theta - \theta_c)\Gamma_c$. Für jedes lineare Teilstück kann eine entsprechende Matrix $U_{\Gamma_c, \alpha_{r,c}(\theta), \epsilon_{r,c}}(\theta, \theta_c)$ berechnet [97] und durch sequentielle Multiplikation der resultierende Spinor bestimmt werden.

Der Matrixformalismus stellt eine fundamentale Erweiterung der bisher verwendeten Froissart-Stora Formel dar, weil er die analytische Berechnung des Verlaufs der Polarisation während der Resonanzquerung erlaubt.

4.3 Spinmanipulation in Speicherringen

Durch verschiedene Maßnahmen kann die Richtung der invarianten Spinachse wie auch der Grad der Polarisation des Strahl beeinflusst werden.

4.3.1 Sibirische Schlange

Sibirische Schlangen sind Spinrotatoren, die den Spin der Teilchen pro Umlauf mit einem Winkel χ um eine horizontale Achse drehen. Durch die Drehachse werden Sibirische Schlangen klassifiziert. Bei Sibirischen Schlangen erster und zweiter Art³ liegt die Drehachse longitudinal bzw. radial zur Flugrichtung der Teilchen; die entsprechende Drehmatrix lautet

$$M(\chi) = \begin{pmatrix} \cos \chi & \sin \chi & 0 \\ -\sin \chi & \cos \chi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.60)$$

Der Drehwinkel pro Umlauf um die vertikale Achse, verursacht durch die Dipolmagnete im Ringbeschleuniger, beträgt $2\pi\gamma G$. Die Drehmatrix des Spins in den Dipolfeldern des Ringbeschleunigers hat folgende Gestalt

$$M(2\pi\gamma G) = \begin{pmatrix} \cos 2\pi\gamma G & 0 & \sin 2\pi\gamma G \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin 2\pi\gamma G & 0 & \cos 2\pi\gamma G \end{pmatrix}. \quad (4.61)$$

Die gesamte Spindrehung in einem Umlauf wird somit durch folgende Matrix beschrieben

$$M = M(\chi) \cdot M(2\pi\gamma G) = \begin{pmatrix} \cos \chi \cos 2\pi\gamma G & \sin \chi \cos \chi \sin 2\pi\gamma G \\ -\sin \chi \cos 2\pi\gamma G & \cos \chi - \sin \chi \sin 2\pi\gamma G \\ -\sin 2\pi\gamma G & 0 & \cos 2\pi\gamma G \end{pmatrix}. \quad (4.62)$$

³Sibirische Schlangen dritter Art drehen den Spinvektor um die vertikale Achse.

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

$$\vec{n}_0(\theta = 0) = \frac{1}{\sqrt{(1 - \cos^2(\pi\gamma G) \cdot \cos^2(\chi/2))}} \begin{pmatrix} \sin \pi\gamma G \sin \chi/2 \\ \sin \pi\gamma G \cos \chi/2 \\ \cos \pi\gamma G \sin \chi/2 \end{pmatrix}. \quad (4.63)$$

Ausgehend vom Ort der Sibirischen Schlange erfährt der Spin bis zum geometrischen Ort θ eine Drehung um die vertikale Achse von $\theta\gamma G$. Der longitudinale und transversale Anteil der invarianten Spinachse hängt daher vom Ort der Sibirischen Schlange im Ring ab. Für die invariante Spinachse an einem beliebigen Ort θ im Ring gilt

$$\vec{n}_0(\theta) = \frac{1}{\sqrt{(1 - \cos^2(\pi\gamma G) \cdot \cos^2(\chi/2))}} \begin{pmatrix} \sin(\pi - \theta)\gamma G \sin \chi/2 \\ \sin \pi\gamma G \cos \chi/2 \\ \cos(\pi - \theta)\gamma G \sin \chi/2 \end{pmatrix}. \quad (4.64)$$

Die Richtung der invarianten Spinachse hängt von der Teilchenenergie und dem Drehwinkel des Spins χ pro Umlauf in der Sibirischen Schlange ab. Wird der Spin durch die Schlange um weniger als 180° ($\chi < \pi$) pro Umlauf gedreht, so spricht man von einer partiellen Sibirischen Schlange. Die Gleichung für den Spinarbeitspunkt kann aus der Spur der Drehmatrix berechnet werden

$$\cos(\pi\nu_{\text{sp}}) = \cos\left(\frac{\chi}{2}\right) \cdot \cos(\pi\gamma G). \quad (4.65)$$

In Abbildung 4.2 (links) ist der Verlauf des Spinarbeitspunkts mit Sibirischer Schlange dargestellt. In der Nähe ganzzahliger Spinresonanzen weicht der Spinarbeitspunkt vom linearen Verhalten ab, bei weiterem Annähern an die Spinresonanz kommt es zu einer Unstetigkeitsstelle des Spinarbeitspunkts. Der Sprung des Spinarbeitspunkts an ganzzahligen Spinresonanzen beträgt $\frac{\chi}{2\pi}$. Imperfektionsresonanzen werden mit partieller Sibirischer Schlange somit nicht gekreuzt. Bei intrinsischen Resonanzen ist eine partielle Sibirische Schlange nur dann hilfreich, wenn der vertikale Arbeitspunkt hinreichend nahe an einer ganzen Zahl liegt.

Bei einer vollständigen Sibirischen Schlange mit einer 180° -Drehung ($\chi = \pi$) des Spins ist der Spinarbeitspunkt halbzahlig, unabhängig von der Teilchenenergie. Das Überfahren von Spinresonanzen wird somit verhindert [98, 99].

Die Drehung des Spinvektors in einer partiellen Sibirischen Schlange erhöht die horizontalen Störfelder ξ und somit die Resonanzstärke. Eine lokale Drehung des Spins χ am Ort θ_0 im Beschleuniger kann durch eine Deltafunktion beschrieben werden $\chi \cdot \delta(\theta - \theta_0 + 2n\pi)$. Die Resonanzstärke ergibt sich aus der Amplitude der zugehörigen Fourier-Komponente

$$\epsilon_\chi = \epsilon_r + \frac{\chi}{2\pi} e^{ik\theta_0}. \quad (4.66)$$

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

$$\frac{P_f}{P_i} = 2e^{-\frac{\pi}{2\alpha_r}(|\epsilon_r + \frac{\chi}{2\pi} e^{ik\theta_0}|)^2} - 1. \quad (4.67)$$

Eine vollständige Umkehr des Spins tritt auf, wenn gilt [100]

$$\chi \gg 2\pi|\epsilon_r| + \sqrt{8\pi\alpha_r}. \quad (4.68)$$

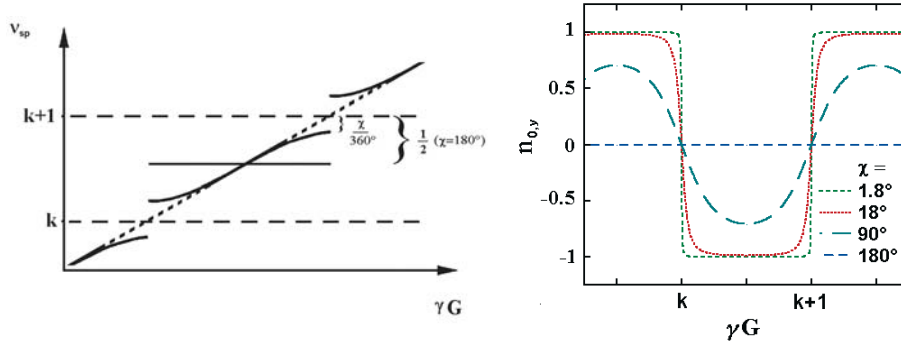


Abbildung 4.2: Verlauf des Spinarbeitspunkts ν_{sp} (links) und des vertikalen Anteils der invarianten Spinachse $n_{0,y}$ (rechts) bei verschiedenen Drehwinkeln χ des Spins in der Sibirischen Schlange aufgetragen gegen γG .

Der Verlauf des vertikalen Anteils der invarianten Spinachse bei der Querung eines ganzzahligen Spinarbeitspunkts geht aus Abbildung 4.2 (rechts) hervor. Die Breite des Resonanzübergangs und damit auch die Stärke der Spinresonanz wächst mit der Größe der Drehwinkel. Wird der Spin pro Umlauf um 180° in der Sibirischen Schlange gedreht, so verschwindet der vertikale Anteil und die invarianten Spinachse rotiert lediglich in der horizontalen Ebene. Die Richtung der invarianten Spinachse ist weiterhin vom Ort im Ringbeschleuniger und der Strahlenergie abhängig. 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, Spinresonanzen erster Ordnung werden eliminiert.

In einem Ringbeschleuniger ohne Feldfehler kann sich mit vollständigen Sibirischen Schlangen bei bestimmten Arbeitspunkten die Störung der Spinbewegung durch fokussierende Felder am Ort starker intrinsischer Resonanzen kohärent aufaddieren und zu Polarisationsverlust führen. Für eine einzelne vollständige Sibirische Schlange im Ring existieren diese Resonanzen höherer Ordnung, auch Schlangenresonanzen (*snake resonances*) genannt [101], für bestimmte vertikale Arbeitspunkte $m\nu_y = \nu_{sp} + k$, mit der Ordnung m der Schlangenresonanz und der ganzen Zahl k . Bei einer vollständigen Sibirischen Schlange werden gerad- und ungeradzahlige Schlangenresonanzen angeregt. Für zwei vollständige Sibirische Schlangen auf gegenüberliegenden Seiten im Ring werden nur ungeradzahlige Schlangenresonanzen angeregt, weil die Störung der Spinbewegung von geradzahligen Spinresonanzen während eines Umlaufs im nächsten Umlauf gerade ausgeglichen wird. Diese geradzahligen sind zusätzlich zu den ungeradzahligen Schlangenresonanzen jedoch in einem realen Ring mit Feld- und Positionierungsfehlern nicht zu vernachlässigen, insbesondere wenn intrinsische Resonanzen mit Imperfektionsresonanzen überlappen [84]. Da die Harmonische der geschlossenen Teilchenbahn in der Nähe des Arbeitspunkts des Beschleunigers in der entsprechenden transversalen Richtung groß ist, existieren in der Umgebung von starken intrinsischen Resonanzen auch die wichtigsten Imperfektionsresonanzen. Die Stärke der Schlangenresonanzen skaliert mit der Resonanzstärke der Spinresonanz erster Ordnung, die bei der entsprechenden

Strahlenergie gekreuzt wird. Dies führt dazu, dass bei hoher Resonanzstärke, wie sie in Hochenergie-Ringbeschleunigern auftritt, der Arbeitspunktbereich sehr stark eingeschränkt ist, und die vertikale Strahlblage mit hoher Genauigkeit korrigiert werden muss, um den Polarisationsverlust gering zu halten.

Die Resonanzbedingung für Schlangenresonanzen kann allgemein wie folgt geschrieben werden

$$\nu_{\text{sp}} = 1/2 = k \pm l\nu_x \pm m\nu_y. \quad (4.69)$$

Um diese Spinresonanzen zu unterdrücken, sollte zudem der fraktionale⁴ Arbeitspunkt des Beschleunigers nicht in der Nähe eines Bruchteils einer ganzen Zahl liegen. Experimentell wurde diese Art der Spinresonanzen erstmals am IUCF Kühlerring und später im RHIC beobachtet [102, 103].

4.3.2 Polarisationsumkehr mit lokalem hochfrequentem Magnetfeld

Die Polarisationsrichtung eines polarisierten Teilchenstrahls kann in einem Speicherring durch resonante Anregung der Spinbewegung mittels hochfrequenter Magnetfelder umgekehrt werden. Die Vektor- und Tensorpolarisation eines Strahls mit Spin-1/2 bzw. Spin-1 Teilchen transformiert sich wie folgt

$$P_V^f(\theta) = P_V^i \cos \theta, \quad (4.70)$$

$$P_T^f(\theta) = P_T^i \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right), \quad (4.71)$$

mit der Vektorpolarisation P_V^i vor bzw. P_V^f nach der Polarisationsumkehr. Gleiches gilt für die Tensorpolarisation P_T^i bzw. P_T^f . Dabei wird die Polarisationsrichtung bezüglich der anfänglichen Richtung um einen Winkel θ gedreht. Die Drehung um θ bei Spin-1/2 Teilchen wird experimentell wie eine partielle Depolarisation des Strahls gemessen, wohingegen bei Spin-1 Teilchen die Drehung der Polarisation von der Depolarisation des Strahls unterschieden werden kann. Bei $\theta = \pi$ ist die Polarisationsrichtung umgekehrt und es folgt

$$P_V^f(\pi) = -P_V^i, \quad P_T^f(\pi) = P_T^i. \quad (4.72)$$

Die Vektorpolarisation wechselt im Gegensatz zur Tensorpolarisation das Vorzeichen. Eine Umkehr der Polarisation ist insbesondere bei gespeichertem Strahl hilfreich, um den systematischen Fehler der Messung von Asymmetrien zu verringern. In der Regel werden dazu hochfrequente Dipol- oder Solenoidfelder verwendet. Der Spin der Teilchen wird im ablenkenden Feld des Beschleunigers in die Vertikale ausgerichtet. Das hochfrequente horizontale Magnetfeld erzeugt eine HF-induzierte Spinresonanz, welche die Polarisationsrichtung des Strahls umkehrt, falls die Frequenz der Spinbewegung mit dem hochfrequenten Feld in Resonanz gerät. Die Frequenz der Spinbewegung hängt unter anderem von der gyromagnetischen Anomalie der Teilchen ($G = (g - 2)/2$) und der Teilchenenergie ab. Die Resonanzbedingung ist erfüllt, falls

$$f_r = f_0(k \pm \nu_{\text{sp}}), \quad (4.73)$$

⁴Gibt den Wert eines Dezimalbruchs ohne den ganzzahligen Anteil an.

wobei f_r die Resonanzfrequenz ist. Wird die Frequenz des hochfrequenten Magnetfeldes in die Nähe oder über die Resonanzfrequenz gefahren, so kann die Strahlpolarisation umgekehrt werden. Der Anteil der erhaltenen Vektorpolarisation ist durch die schon eingeführte Froissart-Stora Formel beschrieben

$$\frac{P_V^f}{P_V^i} = 2 \cdot \exp \left[\frac{-(\pi \epsilon_r f_0)^2}{\Delta f \Delta t} \right] - 1, \quad (4.74)$$

mit der Frequenzverschiebung Δf in der Zeit Δt des HF Feldes. Durch Einsetzen von Gleichung 4.71 erhält man aus Gleichung 4.74 eine analoge Froissart-Stora Formel für Tensorpolarisation

$$\frac{P_T^f}{P_T^i} = \frac{3}{2} \left(2 \cdot \exp \left[\frac{-(\pi \epsilon_r f_0)^2}{\Delta f \Delta t} \right] - 1 \right)^2 - \frac{1}{2}. \quad (4.75)$$

Bei nahezu vollständiger Sibirischer Schlange im Ring liegt der Spinarbeitspunkt ν_{sp} in der Nähe der Halbzahl. Gleichung 4.73 ergibt, dass zwei nahe beieinander liegende induzierte Spinresonanzen existieren, f_r^+ und f_r^- , die symmetrisch um $f_0/2$ angeordnet sind

$$\begin{aligned} f_r^- &= f_0(k + \nu_{sp}), \\ f_r^+ &= f_0(k + 1 - \nu_{sp}). \end{aligned} \quad (4.76)$$

Wenn ν_{sp} deutlich von der Halbzahl abweicht, sind die beiden induzierten Spinresonanzen separiert, und die Froissart-Stora Formel für die lineare Querung einer isolierten Spinresonanz kann angewendet werden. Beide Spinresonanzen können zur Umkehr der Polarisation verwendet werden, solange der Frequenzbereich des hochfrequenten Magnetfeldes die jeweilige Spinresonanz vollständig umschließt. Für Spinarbeitspunkte nahe an der Halbzahl überlappen sich die beiden Resonanzen und eine Polarisationsumkehr ist deutlich schwieriger.

4.3.3 Resonanzstärke bei Polarisationsumkehr

Die Resonanzstärke für ein lokales hochfrequentes transversales Magnetfeld wird durch folgende Gleichung⁵ beschrieben [84, 104, 105]

$$\epsilon_{B_\perp dl} = \frac{e}{p} \frac{(1 + \gamma G)}{2\pi} \int B_\perp dl = \frac{e}{p} \frac{(1 + \gamma G)}{2\sqrt{2}\pi} \int B_\perp^{\text{rms}} dl. \quad (4.77)$$

Analog gilt für ein hochfrequentes longitudinales Magnetfeld

$$\epsilon_{B_\parallel dl} = \frac{e}{p} \frac{(1 + G)}{2\pi} \int B_\parallel dl = \frac{e}{p} \frac{(1 + G)}{2\sqrt{2}\pi} \int B_\parallel^{\text{rms}} dl, \quad (4.78)$$

gegeben jeweils für die maximalen Feldstärken $B_\perp, B_\parallel$ bzw. für die „rms“-Feldstärken $B_\perp^{\text{rms}}, B_\parallel^{\text{rms}}$ des lokalen hochfrequenten Feldes integriert über die Feldlänge.

Ein transversales Magnetfeld regt zusätzlich kohärente Schwingungen des Teilchenstrahls an. Diese erzwungenen transversalen Betatronschwingungen erhöhen die Resonanzstärke. Longitudinale Felder hingegen erzeugen nur eine sehr geringe Störung der transversalen Betatronbewegung. Wenn der horizontale und vertikale Arbeitspunkt

⁵Die Gültigkeit dieser Gleichung wurde in COSY eingehend untersucht, insbesondere die Richtigkeit des Vorfaktors vor dem Integral $(1 + \gamma G)$ (Kapitel 6.1.4).

gleich sind, kann es zu Störungen durch Phasenraumkopplung kommen. Sie ist jedoch aufgrund der geringen integralen Feldstärke der HF Magnete klein verglichen mit der Störung durch longitudinale Felder aufgrund von Feld- und Positionierungsfehlern der Magnete des Beschleunigers.

Die Amplitude der kohärenten vertikalen Betatronschwingung durch hochfrequente horizontale Magnetfelder ist durch folgende Gleichung bestimmt [106]

$$y_{\text{ex}}(s) = \Theta_1 \frac{\nu_y \sqrt{\beta_y(s) \beta_y^{\text{HF}}}}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\nu_y - (n + \nu_m)^2} \cdot \cos[(n + \nu_m)\phi_y(s) + \phi_1]. \quad (4.79)$$

Die Modulationsfrequenz der Betatronschwingung $\nu_m = \frac{\omega_m}{\omega_0}$ ist gegeben durch die Winkelfrequenz der Modulation des hochfrequenten transversalen Magnetfeldes ω_m und der Umlauffrequenz der Teilchen im Ring ω_0 . Die Resonanzstärke der k -ten Harmonischen der Teilchenbewegung ist gegeben durch

$$\epsilon_k = \frac{1}{2n\pi} \int_0^{2n\pi} \left\{ -\rho y_{\text{ex}}''(1 + \gamma G) - i \left[(1 + \gamma G) y_{\text{ex}}' - \rho(1 + G) \left(\frac{y_{\text{ex}}}{\rho} \right)' \right] \right\} e^{ik\theta} d\theta. \quad (4.80)$$

Da diese Gleichung linear in y_{ex} ist, kann der Beitrag jeder Harmonischen k separat berechnet werden

$$y_{\text{ex}}(s) = \Theta_1 \frac{\nu_y \sqrt{\beta_y(s) \beta_y^{\text{HF}}}}{2\pi} \cos[\tilde{\nu}_m \phi_y(s) + \phi_1], \quad (4.81)$$

wobei $\Theta_1 = \frac{B_{\text{x}l}}{B\rho}$ die Modulationsamplitude und β_y^{HF} die Betatronamplitude am Ort des HF Magneten ist. Die erzwungene, kohärente Betatronschwingung ist resonant für Harmonische n , für die gilt: $\tilde{\nu}_m = |n + \nu_m| \approx \nu_y$. Der erste Term in der Klammer von Formel 4.80 ist dominierend. Mit Hilfe der Beziehung $y_{\text{ex}}''(s) + k_y(s)y = 0$ für eine harmonische Schwingung im fokussierenden Feld des Beschleunigers mit der ortsabhängigen Fokussierungsstärke $k_y(s)$ folgt für die Resonanzstärke aufgrund der erzwungenen, kohärenten Betatronschwingung

$$\epsilon_k^{\text{Betatron}} = \frac{(1 + \gamma G) \Theta_1 \nu_y \sqrt{\beta_y^{\text{HF}}}}{4\pi^2 n (\nu_y^2 - \tilde{\nu}_m^2)} \int_0^{2n\pi} k_y(s) \sqrt{\beta_y(s)} \cdot \cos[\tilde{\nu}_m \phi_y(s) + \phi_1] e^{ik\theta} ds. \quad (4.82)$$

Das in dieser Gleichung auftretende Integral kann mit Hilfe des Simulationsprogramms „DEPOL“ über die Resonanzstärke einer isolierten intrinsischen Resonanz berechnet werden [83]

$$\epsilon_k^{\text{DEPOL}} = \frac{(1 + \gamma G)}{2\pi n} \sqrt{\frac{\epsilon_y^n}{\pi \gamma}} \int_0^{2n\pi} k_y(s) \sqrt{\beta_y(s)} \cdot \cos[\tilde{\nu}_m \phi_y(s) + \phi_1] e^{ik\theta} ds. \quad (4.83)$$

Mit Gleichung 4.77 und 4.83 folgt für die Gleichung zur Berechnung der Resonanzstärke bei Strahlanregung mit einem hochfrequenten transversalen Magnetfeld in der Nähe einer isolierten intrinsischen Resonanz [106]

$$\epsilon_k = \frac{\epsilon_{\text{B} \perp \text{dl}} \nu_y \sqrt{\beta_y^{\text{HF}}} \Theta_1}{4\pi^2 (\nu_y^2 - \tilde{\nu}_m^2)} \sqrt{\frac{\pi \gamma}{\epsilon_y^n}} \epsilon_k^{\text{DEPOL}}. \quad (4.84)$$

4.3.4 Polarisationsaufbau in Speicherringen

Bei Antiprotonen können die Methoden zur Erzeugung eines polarisierten Teilchenstrahls in Ionenquellen [107, 108] nicht angewendet werden. Das liegt zum einen daran, dass der dazu benötigte Antiwasserstoff nicht in ausreichender Menge erzeugt werden kann. Außerdem ist die Wechselwirkung von Antiprotonen mit Materie durch Anihilationsprozesse dominiert. Auch die durch Zerfallprozesse entstehenden polarisierten Antiprotonen, etwa aus $\bar{\Lambda}$ -Zerfällen [109], können nicht in hinreichend großer Zahl hergestellt werden. Es gibt jedoch verschiedene Möglichkeiten einen in einem Speicherring umlaufenden Strahl zu polarisieren.

Bei Elektronen (Positronen) wird in einem transversalen Magnetfeld eine elektromagnetische Strahlung ausgesendet, die so genannte Synchrotronstrahlung. Die spektralen Eigenschaften dieser Strahlung wurden bereits viele Jahre vor ihrem experimentellen Nachweis [110] theoretisch abgeleitet [111]. Die Rückwirkung dieser Strahlung auf die Strahlpolarisation des Elektronenstrahls wurde erst deutlich später entdeckt (Sokolov-Ternov Effekt) [112]. Die Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Photons, die eine Spinumkehr bewirkt, hängt von der anfänglichen Ausrichtung des Spins im Führungsfeld des Beschleunigers ab [113]. Im Strahlungsfeld wird die Umkehr der Spinrichtung mit antiparalleler Ausrichtung im Endzustand der Spins der Elektronen zum Magnetfeld bevorzugt. Für Positronen gilt das entgegengesetzte Vorzeichen, die Spinvektoren des Strahls werden in Richtung des äußeren Magnetfeldes ausgerichtet. Dadurch kommt es zu einem Polarisationsaufbau des umlaufenden Strahls, deren Zeitkonstante eine starke Abhängigkeit vom Bahnradius, der Energie und der Masse der Strahlteilchen aufweist und sich umgekehrt proportional zur fünften Potenz des Lorentz-Faktors γ verhält [114]. Bei Protonen (Antiprotonen) ist der Sokolov-Ternov Effekt aufgrund der deutlich größeren Masse der Teilchen erst bei Strahlenergien von mehreren zehn Tera-Elektronenvolt anwendbar.

Zum Polarisationsaufbau von Protonen (Antiprotonen) in Speicherringen sind verschiedene Möglichkeiten vorgeschlagen worden [115]. Ein in einem Speicherring mit großer Akzeptanz umlaufender Strahl kann durch Wechselwirkung an einem internen, polarisierten Atomstrahl-Target hoher Dichte über viele Umläufe polarisiert werden. Der spinabhängige Anteil der Wechselwirkung kann durch folgende Gleichung beschrieben werden

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_0 + \sigma_{\perp} (\vec{P} \cdot \vec{Q}) + \sigma_{\parallel} (\vec{P} \cdot \vec{k}) (\vec{Q} \cdot \vec{k}). \quad (4.85)$$

σ_0 ist der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt, $\sigma_{\perp}$ bzw. $\sigma_{\parallel}$ sind die spinabhängigen Wirkungsquerschnitte für den transversal bzw. longitudinal polarisierten Strahl. $\vec{P}$ ist die Strahlpolarisation, $\vec{Q}$ die Targetpolarisation und $\vec{k}$ der Einheitsvektor entlang der Bewegungsrichtung des Strahls. Für die anfängliche Gleichbesetzung der beiden Spinzustände des Strahls ergeben sich aus Gleichung 4.85 folgende Gleichungen. Für transversale Polarisation gilt $\vec{P} \cdot \vec{Q} = \pm Q$ und $\vec{Q} \cdot \vec{k} = 0$. Daraus folgt

$$\sigma_{\text{tot}\pm} = \sigma_0 \pm \sigma_{\perp} \cdot Q. \quad (4.86)$$

Bei longitudinaler Polarisation folgt aus $(\vec{P} \cdot \vec{Q}) = \pm Q$ und $(\vec{P} \cdot \vec{k}) (\vec{Q} \cdot \vec{k}) = \pm Q$

$$\sigma_{\text{tot}\pm} = \sigma_0 \pm (\sigma_{\perp} + \sigma_{\parallel}) \cdot Q. \quad (4.87)$$

Diese Methode, auch als „Spinfiltern“ bezeichnet, wurde 1992 erstmals am Testspeicherring TSR (MPI Heidelberg) experimentell mit Protonen überprüft [116]. Dabei wurde

eine Rate für den Polarisationsaufbau von $dP/dt = (0.0124 \pm 0.0006/h)$ gemessen. Dieses Ergebnis wurde zunächst unter Einbeziehung des Einflusses der polarisierten Elektronen im Wasserstoff des internen Target auf die Polarisation des umlaufenden Strahls durch Streuung und Spintransfer erklärt [117, 118]. Ein weiterer theoretischer Ansatz basiert auf reiner Nukleon-Nukleon Streuung am Kern des polarisierten Targets [119, 120], wobei der Anteil der Positronen/Elektronen am Polarisationsaufbau fast vollständig zu vernachlässigen ist. Der Nachteil dieser Methode ist, dass durch die Coulomb-Einzelstreuung in internen Targets die Strahllebensdauer stark reduziert wird, und daher ein Speicherring hoher Akzeptanz benötigt wird [121, 122].

Ein weiterer Vorschlag beruht der Wechselwirkung zweier paralleler Strahlen. Dabei kommt es zu einem Spintransfer polarisierter Elektronen/Positronen auf den umlaufenden Protonen/Antiprotonenstrahl bei geringen Geschwindigkeitsunterschieden von $\Delta v/c \approx 0.001$ [123]. QED Rechnungen zeigen bei niedrigen Energien für diesen Fall einen großen Wirkungsquerschnitt für Spinaustauschreaktionen. Prinzipiell könnten mit dieser Methode hohe Strahlpolarisationen in kurzen Zeitintervallen verglichen zur „Spinfilter“-Methode erreicht werden. Da die Coulomb-Streuwinkel von der Masse des Streupartners abhängen, sind deutlich kleinere Akzeptanzwinkel des Speicherrings ausreichend.

Darüber hinaus kann auch über eine kohärente Stern-Gerlach Separation [124] (*spin splitting*) ein polarisierter Antiprotonenstrahl in einem Speicherring generiert werden. Die räumliche Separation der Teilchenstrahlen mit entgegengesetzter Polarisationsrichtung geschieht über vielfachen Durchlauf der Teilchen in inhomogenen magnetischen Feldern [125, 126, 127]. Diese Methode konnte bisher noch nicht experimentell verifiziert werden.

Kapitel 5

Methoden zur Strahloptimierung und Polarisationserhaltung

Die Messgenauigkeit eines Experiments mit polarisierten Teilchenstrahlen hängt neben der Strahlintensität I vom Polarisationsgrad P ab und ist proportional zu $1/(P\sqrt{I})$. Die Güte der Polarisationsmessung (*Figure Of Merit* „FOM“), die maßgeblich die Messzeit bestimmt, ist definiert durch $FOM \equiv IP^2$. Beim Polarisationsexperiment ist somit neben hoher Strahlintensität insbesondere ein hoher Polarisationsgrad entscheidend. Da spezielle Maßnahmen ergriffen werden müssen, um die Polarisation eines Teilchenstrahls während der Beschleunigung zu erhalten, ist bei der Einstellung des Beschleunigers für polarisierten Strahl immer ein Kompromiss zwischen möglichst hoher Strahlqualität und gleichzeitig hohem Polarisationsgrad zu finden.

5.1 Kühlersynchrotron COSY

Im Kühlersynchrotron COSY des Forschungszentrums Jülich können polarisierte Protonen und Deuteronen in einem Impulsbereich von etwa 300 (540) bis 3.7 GeV/c beschleunigt werden [128, 129]. In Abbildung 5.1 ist COSY mit den verschiedenen Experimenten dargestellt.

Als Injektor von COSY dienen eine Ionenquelle für polarisierte und zwei Ionenquellen für unpolarisierte H^- und D^- Ionen [130, 131, 132] in Verbindung mit dem Isochronzyklotron JULIC [133]. In der Strahlführung zum Zyklotron wird mit Hilfe eines Wienfilters die Spinrichtung der Teilchen eingestellt, so dass der Kernspin der polarisierten Ionen nach der Injektion in das Zyklotron parallel zum Führungsfeld des Zyklotrons steht [134]. Am Niederenergie-Polarimeter hinter dem Zyklotron kann die Strahlpolarisation gemessen werden. In COSY wird zur Messung der Vektor- und Tensorpolarisation des vertikal polarisierten Teilchenstrahls der EDDA Detektor verwendet [135, 136]. In der externen Strahlführung steht ein Hochenergie-Polarimeter zur Verfügung.

Die Teilchenstrahlen können an internen und externen Experimentplätzen in COSY bereitgestellt werden. Die unterschiedlichen Experimente sind in Abbildung 5.1 ebenfalls angegeben.

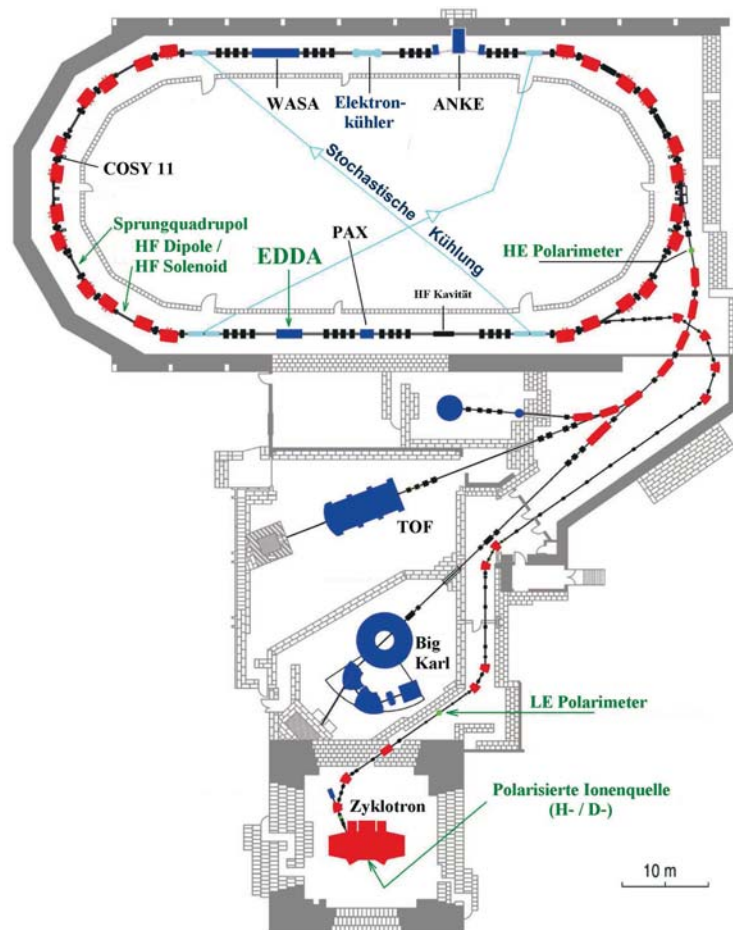


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Küblersynchrotrons COSY. Gekennzeichnet sind die polarisierte Ionenquelle, der EDDA Detektor, der als internes Polarimeter verwendet wird, ein externes Niederenergie-Polarimeter (LEP) und Hochenergie-Polarimeter (HEP), Magnetsysteme zur Spinmanipulation (Sprungquadrupol, HF Dipol-/HF Solenoidmagnet), Strahlkühlssysteme (Elektronen-/stochastische Kühlung) sowie verschiedene interne und externe Experimente.

Magnetstruktur und ionenoptische Einstellung

Die Magnetstruktur von COSY besteht aus zwei 180° Bögen mit jeweils drei magnetisch identischen Strukturen, auch Einheitszellen (*unit cells*) genannt, die über zwei gerade Strahlführungen miteinander verbunden sind. Die sechs Einheitszellen der beiden Bögen sind spiegelsymmetrisch aufgebaut. Jede Halbzeile besteht aus einem fokussierenden Quadrupolmagnet (F), zwei Dipolmagneten (O) und einem defokussierenden Quadrupolmagnet (D), die in einer so genannten „FODO“-Anordnung aufgebaut sind (Abbildung 5.2).

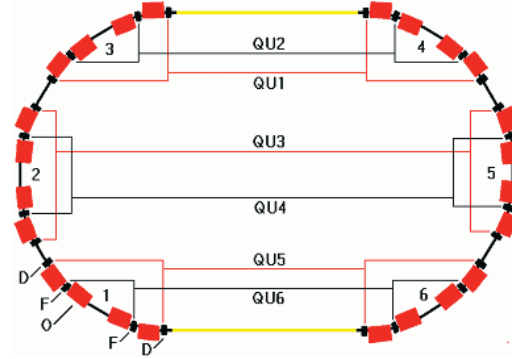


Abbildung 5.2: Magnetstruktur im Bogen von COSY. Dargestellt sind die Dipolmagnete (O), horizontal fokussierenden bzw. defokussierenden Quadrupolmagnete (F,D) und die Verschaltung der Quadrupolmagnete in sechs Familien im Bogen (QU1 bis QU6).

Die beiden geraden Strahlführungen bestehen aus jeweils 16 Quadrupolmagneten und können mit einer 1:1 Abbildung und $\Delta\psi_z = 2\pi$ Betatronphasenvorschub in beiden transversalen Ebenen teleskopisch eingestellt werden. In dieser Einstellung sind sie ionenoptisch transparent. Werden alle fokussierenden und defokussierenden Quadrupolmagnete in den Bögen jeweils mit dem gleichen Strom beaufschlagt, und ist die Einstellung der Geraden teleskopisch, also ionenoptisch transparent, so weist die Superperiodizität der ionenoptischen Einstellung eine sechsfache Symmetrie auf ($P = 6$) [137].

5.1.1 Strahlqualität und Luminosität

Die polarisierte Quelle erzeugt bis zu $50\mu\text{A}$ polarisierter H^- bzw. D^- in einem Einzelpuls von 20 ms Länge, was $5.5 \cdot 10^{12}$ polarisierten Teilchen entspricht. Nach Beschleunigung der polarisierten Ionen im Zyklotron auf etwa 300 MeV/c bzw. 540 MeV/c steht mehr als $1\mu\text{A}$ Strahlintensität zur Verfügung. Die Anzahl polarisierter Teilchen beträgt in COSY etwa 10^{10} . Unpolarisiert können bis zu 10^{11} Teilchen gespeichert und beschleunigt werden, da die unpolarisierte Quelle eine Größenordnung höheren Strahlstrom liefern kann. Zum Erreichen hoher Luminositäten ist neben einer hohen Strahlintensität eine hohe Teilchendichte im Phasenraumvolumen wichtig. In COSY wird dies mittels Strahlkühlung durch zwei verschiedene Strahlkühlssysteme (Elektronenkühlung, stochastische Kühlung) erreicht [138].

Elektronenkühlung

Der Elektronenkühler von COSY kann einen Elektronenstrom von bis zu 3 A bei maximaler Spannung von 100 kV erzeugen und bis zu einem maximalen Strahlimpuls von etwa 0.6 GeV/c eingesetzt werden. Die wichtigsten Parameter dieses Systems sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst [139, 140].

Der Elektronenkühler wird bei COSY routinemäßig bei Injektionsenergie eingesetzt. Die relative Impulsbreite und Strahlemittanz des gespeicherten Strahls wird dabei typischerweise um eine Größenordnung reduziert. Dazu sind bei Injektionsenergie mehrere Sekunden Kühlzeit erforderlich, was einigen Millionen Strahlumläufen in COSY ent-

Tabelle 5.1: Parameter des Elektronenkühlers von COSY.

Elektronenenergie	20 bis 100 keV
Max. Elektronenstrom	1 A bei 20 keV, 3 A bei 100 keV
Solenoidfeldstärke	0.08 bis 0.165 T
Länge der Kühlstrecke	2 m
Durchmesser des Elektronenstrahls	2.54 cm
Standardbetrieb bei Injektion	250 mA bei 24.5 kV und 0.08 T
Diagnose	H^0 -Profile und Zählraten
Ionenoptik in der Kühlstrecke	zwei hor./vert. Positionsmonitore $\beta_x = 8$ m; $\beta_y = 16$ m; $D_x = -6$ m

spricht. Durch Mehrfachinjektion in Verbindung mit Strahlkühlung (*stacking injection*) kann der Strahl akkumuliert, und somit die Strahlintensität signifikant erhöht werden [141]. In Abbildung 5.3 (links) ist für diese Betriebsart die H^0 Zählrate und der Strahlstrom, der mit einem Strahlstrommessgerät (BCT, *beam current transformer*) gemessen wurde, gegen die Zeit im Zyklus aufgetragen [139]. Der Strahl wird alle zwei Sekunden injiziert und gekühlt. Nach einigen Minuten erreicht der akkumulierte Strahl ein Gleichgewicht von etwa $5 \cdot 10^{10}$ Protonen. Diese Intensität kann jedoch nur erreicht werden, wenn kohärente Betatronschwingungen durch ein breitbandiges transversales Rückkoppl-

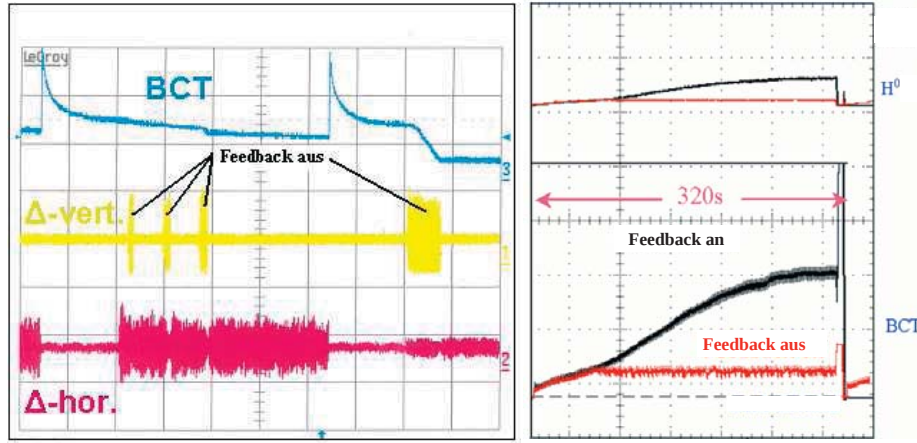


Abbildung 5.3: Strahlakkumulation bei Injektionsenergie mittels Elektronenkühlung in COSY. Die linke Abbildung zeigt den Strahlstrom (Spur '3') und vertikale bzw. horizontale kohärente Betatronschwingungen (Spur '1' und Spur '2') bei Einzelinjektion mit Elektronenkühlung. Durch ein breitbandiges vertikales Rückkopplsystem (feedback) können vertikale Betatronschwingungen unterdrückt und somit der Strahlverlust reduziert werden. In der rechten Abbildung ist die H^0 Rate (oben) und der Strahlstrom (BCT) (unten) bei Mehrfachinjektion in Kombination mit Elektronenkühlung gegen die Zeit im Zyklus aufgetragen. Die Intensität des akkumulierten Strahls wird bei eingeschaltetem Rückkopplsystem signifikant erhöht.

pelsystem unterdrückt werden (Abbildung 5.3, rechts) [142]. Diese Art der Strahlakkumulation zur Erhöhung der Strahlintensität wird insbesondere bei polarisiertem Strahl in COSY verwendet.

Stochastische Kühlung

Das stochastische Strahlkühlssystem von COSY ist ausgelegt für den Frequenzbereich von 1 bis 3 GHz. Es besteht aus zwei Einheiten mit Signalaufnehmern und Signalgebern, jeweils aufgeteilt in zwei Frequenzbänder. Dieses Strahlkühlssystem kann bei Strahlimpulsen oberhalb von 1.5 GeV/c betrieben werden. Die wichtigsten Parameter dieses Systems sind in Tabelle 5.2 zusammengestellt [143].

Tabelle 5.2: Parameter des stochastischen Strahlkühlsystems von COSY.

Signalaufnehmer	2 Einheiten, Länge jeweils 4 m
Signalgeber	2 Einheiten, Länge jeweils 2 m
Frequenzbereich	1.0 bis 1.8 GHz (Band I) 1.8 bis 3.0 GHz (Band II)
Geschwindigkeitsbereich der Teilchen	oberhalb von $\beta = 0.85$
HF Leistung pro Einheit	500 W
Longitudinale Kühlung	„Notch-Filter“ Methode

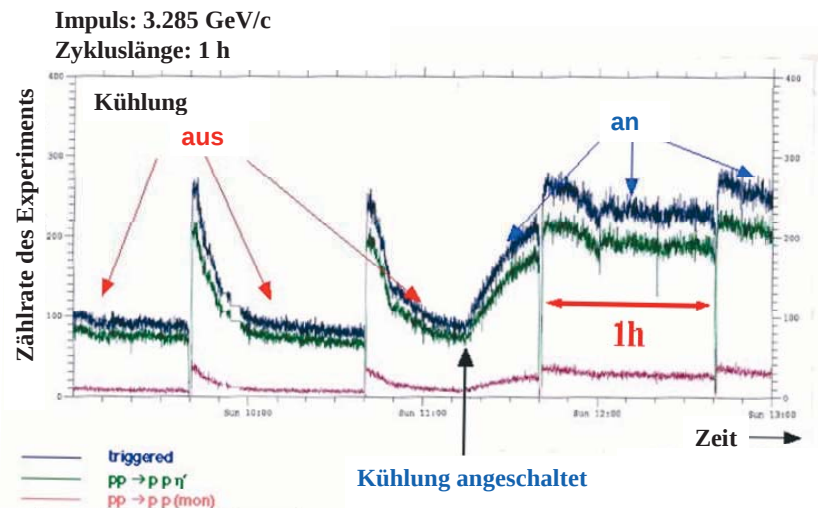


Abbildung 5.4: Luminositätssteigerung durch stochastische Kühlung in COSY. Die Zählrate eines Experiments mit Clusterjet-Target ist über die Zeit im Zyklus aufgetragen mit ein- und ausgeschalteter stochastischer Kühlung bei einem Strahlimpuls von 3.285 GeV/c.

Eine Einheit wird für die horizontale Strahlkühlung verwendet, wohingegen die beiden Frequenzbänder der zweiten Einheit aufgeteilt sind für vertikale und longitudinale Kühlung. Die longitudinale Kühlung wird dabei mit der „Notch-Filter“ Methode über das Summensignal des Signalaufnehmers realisiert [75, 79].

Die stochastische Kühlung wird zur Kompensation von Streuprozessen durch Strahl-Target Wechselwirkung eingesetzt. Dadurch kann in den transversalen und longitudinalen Phasenräumen ein Strahlgleichgewicht hergestellt werden. Dies führt zu einer weitestgehend konstanten Luminosität über die Zykluszeit. In Abbildung 5.4 ist die Zählrate eines Experiments mit Clusterjet-Target gegen die Zeit im Zyklus bei einer Zykluslänge von einer Stunde aufgetragen. Mit angeschalteter stochastischer Kühlung bleibt die Zählrate des Experiments und somit die Luminosität über den Zyklus nahezu erhalten. Strahlaufweitung durch Mehrfachstreuung der Strahlteilchen am Target kann durch die Strahlkühlung kompensiert werden. Strahlverluste treten lediglich durch Einzelstreuung von Strahlteilchen aus der Akzeptanz des Beschleunigers auf. Bei ausgeschalteter stochastischer Kühlung nimmt die Zählrate deutlich stärker mit der Zeit im Zyklus ab [143].

Raumladungsbegrenzung

Raumladungseffekte regen kohärente und inkohärente Betatronschwingungen an. Inkohärente Schwingungen können mittels Rückkopplungssystem nicht kompensiert werden. Ausgehend von Gleichung 3.40 kann für ungebündelte Strahlen mit Normalverteilung und 2σ -Strahlbreite in den beiden transversalen Phasenräumen die durch direkte Raumladung begrenzte Teilchenzahl $N^{\max.}$ wie folgt abgeschätzt werden [144]

$$N^{\max.} \approx \frac{\pi \beta^2 \gamma^3 \Delta \nu_{x,y}^{\max.} (\epsilon_{x,y} + \sqrt{\epsilon_x \epsilon_y})}{r_i 2}. \quad (5.1)$$

In dieser Gleichung wurde die Näherung $\frac{(2a)^2}{\langle \beta_{x,y} \rangle} \approx (\epsilon_{x,y} + \sqrt{\epsilon_x \epsilon_y})$ verwendet, wobei $\epsilon_{x,y}$ die jeweils kleinere der beiden transversalen Strahlemittanzen repräsentiert. Die maximale inkohärente Arbeitspunktverschiebung $\Delta \nu_{x,y}^{\max.}$ hängt in Ringbeschleunigern davon ab, wie lange der Teilchenstrahl vor der Beschleunigung bei Injektionsenergie verbleibt und wie groß die Resonanzbreite der benachbarten optischen Resonanzen ist. Ist der Strahl nur wenige Millisekunden nach Beginn des Teilcheneinschusses bei Injektionsenergie gespeichert, wie es grundsätzlich bei Injektion innerhalb eines Strahlumlaufs von wenigen Mikrosekunden mit speziellen Strahlablenkern (*kicker injection* [145]) möglich ist, so kann ein Wert von $\Delta \nu_{x,y}^{\max.} = 0.25$ bis 0.5 erreicht werden. Aufgrund des Injektionsprozesses über mehrere tausend Umläufe, bei dem die beiden Elektronen der injizierten H^- bzw. D^- Ionen in einer Injektionsfolie abgestreift werden (*stripping injection* [147]), und bedingt durch Strahlakkumulation mittels Elektronenkühlung wird der COSY Strahl deutlich länger bei Injektionsenergie gespeichert (Tabelle 5.4). Daher sind deutlich kleinere Werte für $\Delta \nu_{x,y}^{\max.}$ von 0.025 bis 0.05 realistisch. Aufgrund des niedrigen Injektionsimpulses von etwa $300 \text{ MeV}/c$ von Protonen in COSY ist die theoretische Raumladungsgrenze im Bereich von $1 \cdot 10^{11}$ bis $3 \cdot 10^{11}$.

In Abbildung 5.5 ist die Raumladungsgrenze für verschiedene Strahlemittanzen mit den bisher erreichten Strahlintensitäten dargestellt. Die transversalen Strahlemittanzen wurden bei angeschalteter Elektronenkühlung durch H^0 Profilmessungen bestimmt [148]. Bei Einzelinjektion ohne Elektronenkühlung wird COSY durch Streuung an der Injektionsfolie bis zur Akzeptanzgrenze mit Strahl gefüllt.

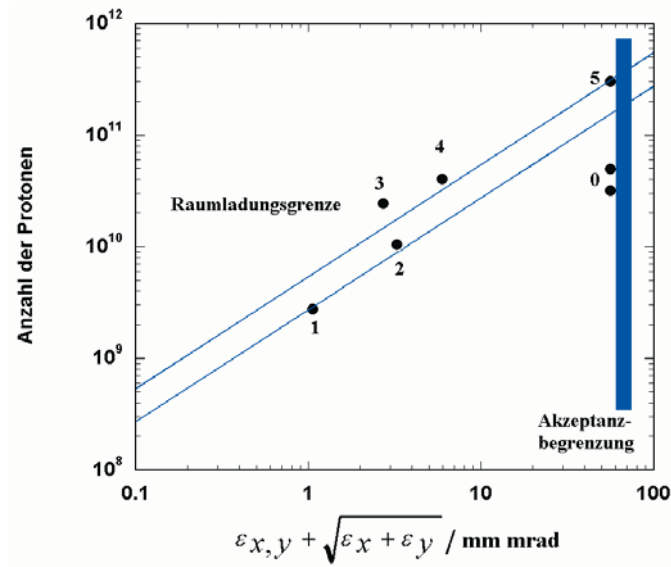


Abbildung 5.5: Raumladungsgrenze von Protonen bei Injektionsenergie von COSY für verschiedene Strahlemittanzen. Die beiden Geraden repräsentieren die maximale Teilchenzahl für eine Arbeitspunktaufweitung von $\Delta\nu_{x,y}^{\max.} = 0.025$ bis 0.05. Zudem ist die Akzeptanzbegrenzung von COSY angedeutet. Erreichte Teilchenintensitäten sind gegen gemessene Strahlemittanzen für gekühlte und ungekühlte Strahlen eingetragen. Die Punkte bei '0' repräsentieren die Strahlintensität unmittelbar nach Injektion. '1' und '2' sind gekühlte Strahlen nach Einzelinjektion und '3' und '4' nach Mehrfachinjektion [146]. Nach Strahloptimierung ist eine deutliche Erhöhung der Strahlintensität bei Einzelinjektion '5' zu verzeichnen [149].

Durch Optimierung der Einstellung aller Teilkomponenten konnte die gespeicherte Strahlintensität signifikant erhöht werden [149]. Dabei wurden insbesondere die ionenoptische Einstellung der Injektionsstrahlführung und die Injektion in COSY optimiert. Nach der Optimierung ist die injizierte und beschleunigte Strahlintensität nach Einzelinjektion ohne Elektronenkühler auf $3 \cdot 10^{11}$ injizierte bzw. $1.5 \cdot 10^{11}$ beschleunigte Protonen angewachsen.

Strahllebensdauer und maximale Luminosität

Um eine akzeptable Strahllebensdauer zu erreichen, müssen interne Targets eine geringe Targetflächendichte aufweisen. In Tabelle 5.3 sind typische effektive Targetflächendichten interner Targets und Lebensdauern des gespeicherten Strahls in COSY zusammengestellt. Für die Strahllebensdauer kann nur ein typischer Bereich angegeben werden, da sie proportional mit der Targetdichte abnimmt, und stark vom Teilchenimpuls abhängt. Externe Targets hingegen müssen große Flächentargetdichten haben, um möglichst hohe Luminositäten erreichen zu können. Externe Feststofftargets haben in COSY typischerweise eine effektive Targetflächendichte von $5 \cdot 10^{19}$ Atome/cm², Flüssigwasserstoff oder der polarisierte Feststoff von mehr 10^{22} Atome/cm² bei einer Dicke von etwa 3 mm.

Tabelle 5.3: Effektive Targetflächendichte und Strahllebensdauer begrenzt durch Strahl-Target Wechselwirkung bei internen, polarisierten und unpolarisierten Targets in COSY.

Targettyp (intern)	Flächentargetdichte / Atome/cm ²	Strahllebensdauer
Polarisierter Atomstrahl	10 ¹²	10 bis 100 h
Polarisierter Atomstrahl mit Speicherzelle	10 ¹⁴	1 bis 10 h
Clusterjet	10 ¹⁴ bis 10 ¹⁵	einige h
Pellet	10 ¹⁵ bis 10 ¹⁶	s bis min
Feststoff	10 ¹⁶ bis 10 ¹⁸	ms bis s

In Abbildung 5.6 sind die maximale Luminosität für interne und externe Targets in Abhängigkeit von der effektiven Flächentargetdichte und der Anzahl der umlaufenden bzw. extrahierten Teilchen angegeben. Es wurde ein Bereich von 10⁹ bis 10¹¹ für die Anzahl der umlaufenden Teilchen berücksichtigt, der bei polarisiertem und unpolarisiertem Teilchenstrahl in COSY abgedeckt wird [149]. Eine typische Umlauffrequenz der Teilchen in COSY von 1 MHz wurde bei den Rechnungen zugrunde gelegt. Bei extrahierten Teilchen wurde von einer Extraktionszeit von 100 s ausgegangen. Für die angenommen Teilchenzahlen und Targetflächendichten können maximale Luminositäten von 10²⁶ bis 10³² cm⁻² s⁻¹ erreicht werden.

Zur Berechnung der mittleren Luminosität muss der Maschinenzyklus und die Zeit für die Bereitstellung des Strahls spezifiziert werden (Tabelle 5.4). Die mittlere Luminosität ergibt sich aus Gleichung 3.105. In Abbildung 5.7 (obere Kurven) ist die mittlere

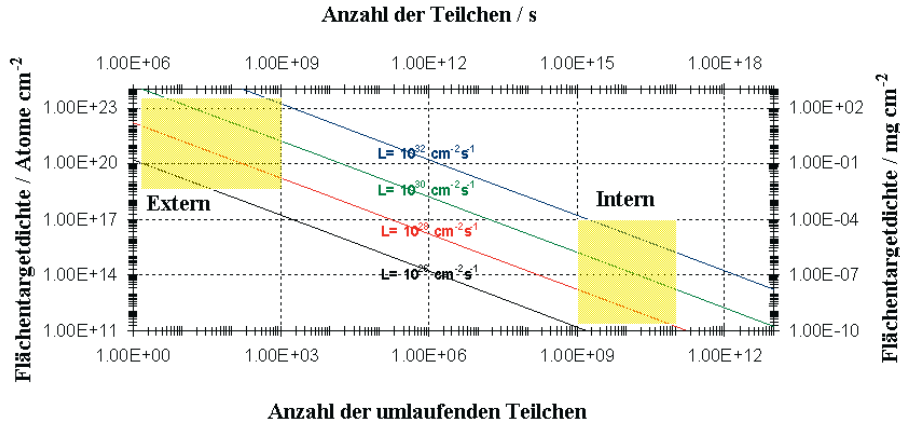


Abbildung 5.6: Abschätzung der maximalen Luminosität für interne und externe Experimente in COSY. Die maximale Luminosität wurde für verschiedene effektive Targetflächendichten und Anzahl der umlaufenden bzw. extrahierten Teilchen bei einer Umlauffrequenz von 1 MHz und einer Extraktionszeit von 100 s berechnet.

Tabelle 5.4: *Präparationszeiten des Strahls für verschiedene Betriebsarten von COSY.*

Art der Strahlpräparation	Dauer
Strahlinjektion und Akkumulation (Einzelinjektion)	200 ms
Beschleunigung	2 bis 3 s
Strahlpräparation für des Experiment	bis zu 3 s
Magnete auf Injektionsniveau fahren	2 bis 3 s
Zeitlicher Abstand zwischen den Zyklen	1 s
Einzelinjektion und Elektronenkühlung	10 s
Mehrfachinjektion und Elektronenkühlung	1 bis 15 min

Luminosität gegen die Experimentdauer im Zyklus für eine effektive Flächentargetdichte eines internen Pellet-Targets von $2.5 \cdot 10^{15}$ Atome/cm² und 10^{11} umlaufenden Teilchen aufgetragen. Verschiedene Strahllebensdauern wurden für die Berechnungen bei einer Präparationszeit des Strahls von 7s angenommen. Liegen die Strahllebensdauern für interne Pellet-Targets bei 100 s, so können mittlere Luminositäten von mehr also 10^{32} cm⁻² s⁻¹ erreicht werden. Für die mittlere Luminosität externer Experimente (Gleichung 3.105) in Abbildung 5.7 (untere Kurven) wurde die effektive Flächentargetdichte variiert.

Bei externen Experimenten muss die Extraktionszeit unterhalb von 40 bzw. 20s liegen, um bei den angenommenen effektiven Targetflächendichten mittlere Luminositäten oberhalb von 10^{32} cm⁻² s⁻¹ zu erreichen. Werden für Experimente polarisierte

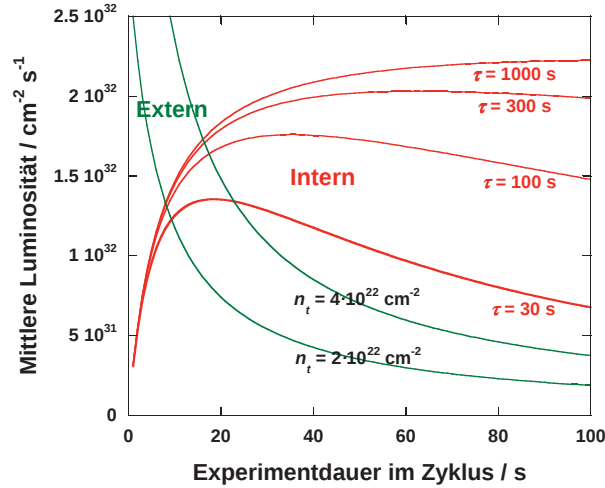


Abbildung 5.7: Abschätzung der mittleren Luminosität für interne und externe Experimente in COSY. Die mittlere Luminosität ist aufgetragen gegen die Experimentdauer im Zyklus für verschiedene Strahllebensdauern bei internen Experimenten (obere Kurven) und verschiedene effektive Targetflächendichten für externe Targets (untere Kurven). Die Anzahl der umlaufenden bzw. extrahierten Teilchen beträgt 10^{11} , bei einer Umlauffrequenz von 1 MHz und einer Zeit für die Bereitstellung des Strahls von 7s.

Strahlen und Targets benötigt, dann kann mit 10^{10} umlaufenden Teilchen und den angegebenen Targetflächendichten für polarisierte Atomstrahl-Targets eine mittlere Luminositäten von $10^{28} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht werden, bei Verwendung einer Speicherzelle sind $10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ möglich.

5.1.2 Polarisierte Protonenstrahl

Im Impulsbereich von COSY müssen mit polarisiertem Protonenstrahl fünf Imperfektionsresonanzen gekreuzt werden. Die Anzahl der intrinsischen Resonanzen hängt von der Superperiodizität der magnetischen Struktur und der ionenoptischen Einstellung ab. Die magnetische Struktur von COSY erlaubt die Einstellung der Superperiodizität von $P=2$ oder 6 [137]. Die Untersuchung der Spindynamik in COSY und die Umsetzung eines Konzepts zur Beschleunigung eines polarisierten Protonstrahls in COSY sind ausführlich diskutiert worden [150, 151].

Imperfektionsresonanzen

Die Imperfektionsresonanzen im Impulsbereich von COSY sind in Tabelle 5.5 angegeben. Ohne Berücksichtigung der Synchrotronoszillation würde eine partielle bzw. vollständige Umkehr der Polarisation von den verschiedenen Imperfektionsresonanzen angeordnet werden. Der Einfluss der Synchrotronoszillation ist jedoch nicht zu vernachlässigen.

Tabelle 5.5: Resonanzstärke ϵ_r und Anteil der erhaltenen Polarisation P_f/P_i bei der Querung von Imperfektionsresonanzen in COSY für einen Energiegewinn pro Umlauf von 0.7 keV und einer typischen vertikalen Strahlblage y_{co}^{rms} , ohne Berücksichtigung der Synchrotronoszillation.

γG	E_{kin} / MeV	$P / \text{MeV}/c$	y_{co}^{rms} / mm	$\epsilon_r / 10^{-3}$	P_f/P_i
2	108.4	463.9	2.3	0.95	-1.00
3	631.8	1258.8	1.8	0.61	-0.88
4	1155.1	1871.3	1.6	0.96	-1.00
5	1678.4	2442.7	1.6	0.90	-1.00
6	2201.8	2996.6	1.4	0.46	-0.58

An der ersten Imperfektionsresonanz ist der Anteil der erhaltenen Polarisation unter Berücksichtigung der Synchrotronoszillation gleich $P_f/P_i \approx -0.85$ (Abbildung 5.8), wenn eine Impulsbreite von $\Delta p/p = 1 \cdot 10^{-3}$ mit einer Synchrotronfrequenz von $f_s = 450 \text{ Hz}$ ($\nu_s = 6.3 \cdot 10^{-4}$) angenommen wird. Die Resonanzstärke der ersten Imperfektionsresonanz muss auf $\epsilon_r = 1.6 \cdot 10^{-3}$ erhöht werden, um eine adiabatische Polarisationsumkehr mit einem Polarisationsverlust von unter einem Prozentpunkt bei einer Impulsbreite von $\Delta p/p = 1 \cdot 10^{-3}$ zu gewährleisten.

An allen anderen Imperfektionsresonanzen ist der Einfluss der Synchrotronoszillation im Bereich der adiabatischen Polarisationsumkehr geringer, da die Impulsbreite mit dem Strahlimpuls abnimmt. Vertikale Korrekturdipole oder eine partielle Schlange können eingesetzt werden, um eine adiabatische Polarisationsumkehr zu erreichen. Simulationen zeigen, dass bei 1 mrad Ablenkungswinkel der Korrekturdipole an allen Resonanzen der Polarisationsverlust unterhalb von einem Prozentpunkt liegt. Zusätzlich können die Solenoide des Elektronkühlers als partielle Schlange verwendet werden. In

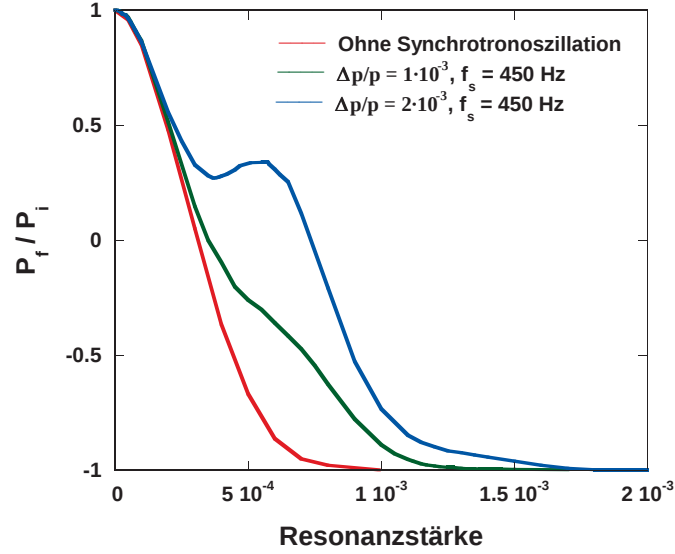


Abbildung 5.8: Der Anteil der erhaltenen Polarisation P_f/P_i nach Querung der ersten Imperfektionsresonanz $\gamma G = 2$ in COSY ist gegen die Resonanzstärke aufgetragen. Dabei wurde der Verlauf der erhaltenen Polarisation ohne Berücksichtigung der Synchrotronoszillation bzw. für zwei verschiedenen Impulsbreiten von $\Delta p/p = 1 \cdot 10^{-3}$ und $2 \cdot 10^{-3}$ mit einer Synchrotronfrequenz von $f_s = 450$ Hz berechnet. Der Energiegewinn beträgt 0.7 keV pro Umlauf der Teilchen im Ring.

die gleiche Feldrichtung geschaltet, kann der Spin um 8° bei Maximalimpuls gedreht werden. Ein Drehwinkel des Spins von 1° ist bereits ausreichend, um der Spin an allen Imperfektionsresonanzen adiabatisch umzukehren [152].

Intrinsische Resonanzen

Wenn die geraden Strahlführungen in COSY teleskopisch eingestellt sind, ist die Resonanzbedingung gegeben durch $\gamma G = kP \pm (\nu_y - 2)$, wobei k einer ganzen Zahl und ν_y dem vertikalen Arbeitspunkt entspricht. Die auftretenden intrinsischen Resonanzen sind in Tabelle 5.6 aufgelistet.

Tabelle 5.6: Resonanzstärke ϵ_r von intrinsischen Resonanzen in COSY für eine normierte Strahlemittanz von $1 \pi \text{ mm mrad}$ und einem vertikalen Arbeitspunkt von $\nu_y = 3.61$ für verschiedene Superperiodizitäten P .

P	γG	$E_{\text{kin}} / \text{MeV}$	$P / \text{MeV/c}$	$\epsilon_r / 10^{-3}$
2	$6 - \nu_y$	312.4	826.9	0.26
2	$0 + \nu_y$	950.7	1639.3	0.21
2,6	$8 - \nu_y$	1358.8	2096.5	1.57
2	$2 + \nu_y$	1997.1	2781.2	0.53
2	$10 - \nu_y$	2405.2	3208.9	0.25

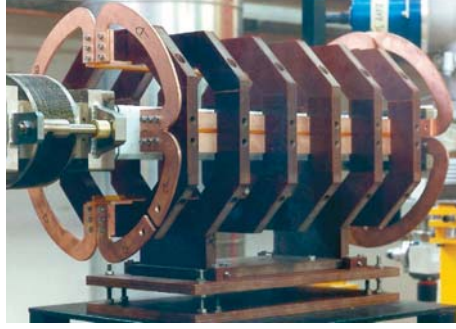


Abbildung 5.9: Sprungquadrupol zur schnellen Arbeitspunktänderung in COSY.

Der Anteil der erhaltenen Polarisation bei der Querung von intrinsischen Resonanzen hängt von der Strahlverteilung in vertikalen Phasenraum ab. Ausführliche Rechnungen für gleich- und normalverteilte Phasenraumvolumina sind in [151] zu finden.

Ein System zur schnellen Arbeitspunktänderung ist entwickelt worden, um die Polarisation an intrinsischen Resonanzen zu erhalten. Das Magnetsystem besteht aus einem gepulsten Quadrupolmagneten mit zwei Leerschleifen in einer Luftspulenordnung mit einer Baulänge von 0.6 m (Abbildung 5.9). Der maximale Feldgradient beträgt $\pm 0.45 \text{ T/m}$ bei einem Strom von $\pm 3100 \text{ A}$. In Abbildung 5.10 ist das Prinzip des Arbeitspunktsprungs dargestellt. Kurz vor Erreichen der Resonanzenergie der intrinsischen Resonanz wird durch eine schnelle Änderung des vertikalen Arbeitspunkts die Geschwindigkeit bei der Resonanzquerung erhöht. Nach dem Arbeitspunktsprung wird der vertikale Arbeitspunkt wieder langsam auf den Anfangswert zurückgefahren. Dabei ist zu beachten, dass ein möglichst großer Abstand des Spinarbeitspunkts zur Resonanzfrequenz beibehalten wird. Die Anstiegszeit des Stroms beträgt für COSY $\Delta t_1 = 10 \mu\text{s}$. Die Abfallzeit Δt_2 kann zwischen 10 und 40 ms variiert werden (Abbildung 5.10). Das Magnetsystem ist spezifiziert für einen vertikalen Arbeitspunktsprung von mehr als $\Delta \nu_y = 0.06$, abhängig von der vertikalen Betatronamplitude am Ort des Magneten und seiner Bestromung. Mit diesen Parametern können bei verschiedenen vertikalen Phasenraumverteilungen Polarisationsverluste unterhalb von 5% an der stärksten intrinsischen

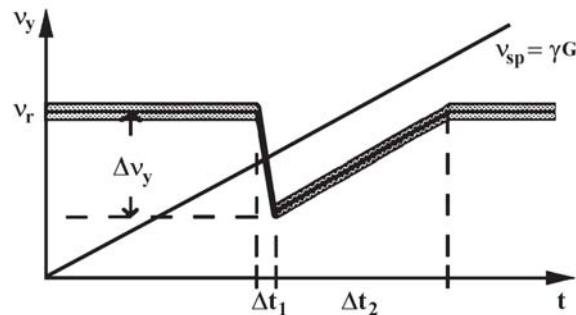


Abbildung 5.10: Schematische Darstellung des Prinzips eines Arbeitspunktsprungs zur schnellen Querung von intrinsischen Resonanzen.

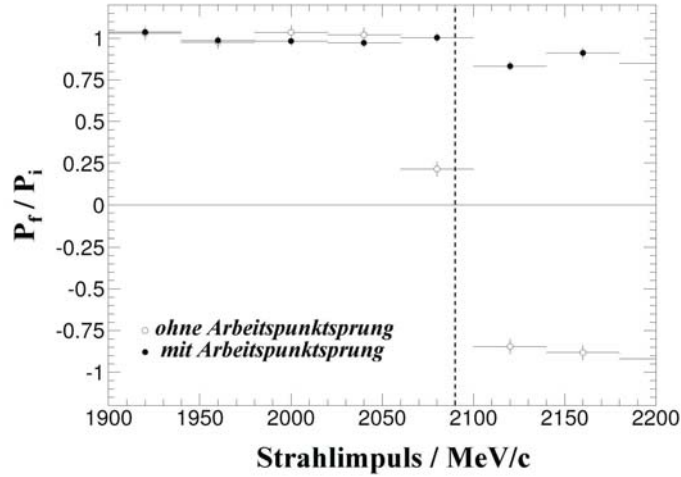


Abbildung 5.11: Anteil der erhaltenen Strahlpolarisation P_f/P_i nach Querung der stärksten intrinsischen Resonanz bei 2090 MeV/c mit und ohne Arbeitspunktsprung.

Resonanz und unter 1% an allen anderen intrinsischen Resonanzen erreicht werden [151]. Die Abbildung 5.11 zeigt die gemessene Polarisation mit und ohne Arbeitspunktsprung an der stärksten intrinsischen Resonanz $\gamma G = 8 - \nu_y$. Die Spinresonanz erzeugt eine fast adiabatische Polarisationsumkehr. Mit Arbeitspunktsprung konnte die Polarisation nahezu vollständig erhalten werden.

Optimierte Ionenoptik

Um die Ionenoptik für den polarisierten Strahl zu optimieren, wurden Phasenvorschübe und Amplituden der transversalen Betatronbewegung entlang des Rings gemessen und teleskopisch eingestellt [137]. Bei einer teleskopischen Einstellung hängt die Superperiodizität von der Bestromung der Bogenquadrupole ab. Die Superperiodizität ist $P = 6$, wenn die Quadrupolmagnete in allen sechs Einheitszellen mit dem gleichen Strom beaufschlagt werden. In diesem Fall tritt lediglich eine intrinsische Resonanz auf ($\gamma G = 8 - \nu_y$). Da aber bei dieser ionenoptischen Einstellung die Übergangsenergie bei ungefähr 1600 MeV/c liegt, werden die horizontal fokussierenden Quadrupolmagnete der inneren Einheitszellen (QU4) stärker bestromt (Abbildung 5.2), um die Übergangsenergie aus dem Energiebereich von COSY zu schieben. Gleichzeitig werden die horizontal fokussierenden Quadrupolmagnete der äußeren Einheitszellen (QU2, QU6) schwächer bestromt, um die beiden transversalen Arbeitspunkte konstant zu halten. Die Superperiodizität nimmt dadurch auf $P = 2$ ab, und vier weitere intrinsische Resonanzen werden angeregt (Tabelle 5.6). Simulationsrechnungen zeigen (Abbildung 5.12, oben), dass es möglich ist, diese zusätzlichen intrinsischen Resonanzen zu unterdrücken, indem man die vertikal fokussierenden Quadrupolmagnete der inneren Einheitszellen verwendet (QU3), was zu einer modifizierten $P=2$ -Optik führt. Analog zur Einstellung des horizontalen Arbeitspunkts werden die vertikal fokussierenden Quadrupolmagnete der äußeren Einheitszellen (QU1, QU5) zur Kompensation der vertikalen Arbeitspunktverschiebung ein-

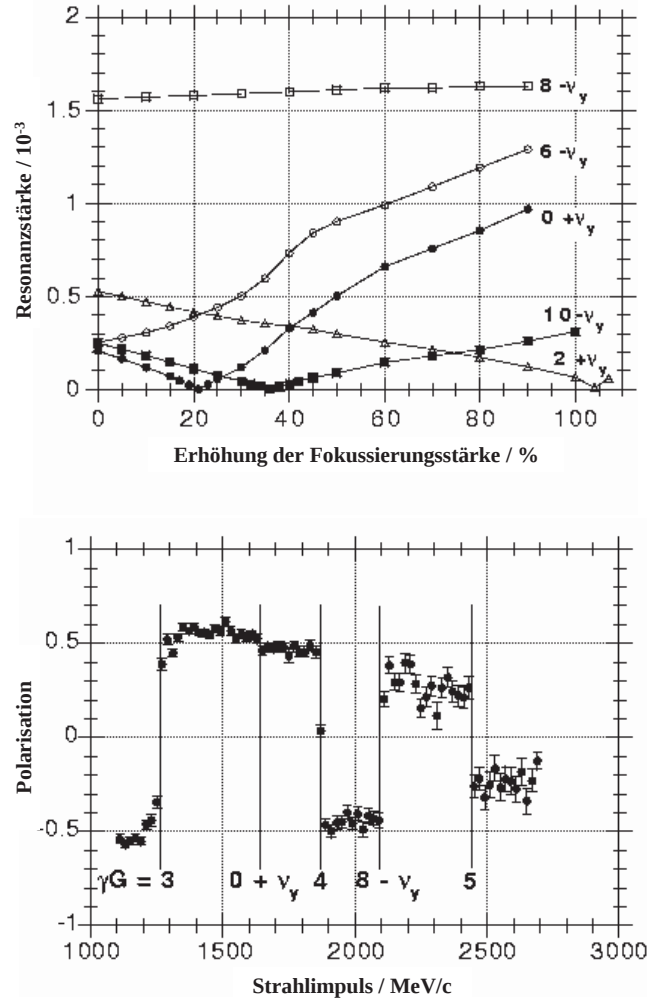


Abbildung 5.12: Optimierte ionenoptische Einstellung für den polarisierten Protonenstrahl. Die obere Abbildung zeigt die Resonanzstärke von intrinsischen Resonanzen für eine vertikale Strahlemittanz von 1π mm mrad gegen die relative Erhöhung der Fokussierungsstärke der vertikal fokussierenden Quadrupolmagnete in den inneren Einheitszellen (QU3). Dabei werden die beiden transversalen Arbeitspunkte mit den Quadrupolmagneten in den äußeren Einheitszellen (QU1, QU5) konstant gehalten. Diese Rechnungen sind durchgeführt für eine relative Erhöhung der Fokussierungsstärke von 40% der horizontal fokussierenden Quadrupolmagnete der inneren Einheitszellen (QU4). In der unteren Abbildung ist die gemessene Polarisation im Impulsbereich von 1.1 GeV/c bis 2.7 GeV/c dargestellt. An der zweiten intrinsischen Resonanz $\gamma G = 0 + \nu_y$ wurde die Polarisation durch eine modifizierte $P=2$ -Optik fast vollständig erhalten. Die dritte Intrinsische Resonanz $\gamma G = 8 - \nu_y$ erzeugt eine Umkehr der Polarisation. An allen Imperfektionsresonanzen wurde die Polarisation ebenfalls umgekehrt.

gesetzt. Diese Methode wurde experimentell überprüft (Abbildung 5.12, unten) [137]. Um die Polarisationsverluste an der ersten intrinsischen Resonanz $\gamma G = 6 - \nu_y$ bei 827 MeV/c zu verringern, wurde die Ionenoptik zu Beginn der Beschleunigung zunächst auf $P=6$ gehalten. Der Anteil der erhaltenen Polarisation lag bei $P_t/P_i = 0.97 \pm 0.05$. Ab 900 MeV/c wurde die Ionenoptik mit den horizontal fokussierenden Quadrupolmagneten in den Bögen schrittweise auf eine Superperiodizität von $P=2$ geändert, um die Übergangsenergie zu verschieben. Wie erwartet traten bei der Querung von $\gamma G = 0 + \nu_y$ bei 1640 MeV/c Polarisationsverluste auf ($P_t/P_i = 0.13 \pm 0.05$). Nach Einstellung der modifizierten $P=2$ -Optik konnte der Anteil der erhaltenen Polarisation nach der Querung von $\gamma G = 0 + \nu_y$ signifikant auf $P_t/P_i = 0.88 \pm 0.05$ erhöht werden [137]. Diese Methode vermeidet die Vergrößerung der transversalen Strahlemittanz, die mit der nichtadiabatischen Natur des Arbeitspunktsprungs verbunden ist. Beim Betrieb der ANKE bzw. WASA Detektormagnete ist diese Methode jedoch nicht praktikabel, da die Superperiodizität von COSY auf $P = 1$ reduziert, wird und zusätzlich fünf weitere Resonanzen auftreten: $\gamma G = -1 + \nu_y, 7 - \nu_y, 1 + \nu_y, 9 - \nu_y, 3 + \nu_y$. Zudem werden durch den WASA Solenoidmagneten zusätzlich Kopplungs-Spinresonanzen angeregt.

5.1.3 Optimierung des polarisierten Protonenstrahls

Die ionenoptische Einstellung von COSY wird mit unpolarisiertem Strahl optimiert, da die höhere Strahlintensität eine größere Messgenauigkeit der Strahldiagnose ermöglicht. Um das Emittanzwachstum und die Strahlverlust während der schnellen Arbeitspunktänderung zu reduzieren, wird zunächst die Strahlablage während der Beschleunigung minimiert. Mittels der dynamischen Arbeitspunktmessung während der Beschleunigung wird anschließend der vertikale Arbeitspunkt eingestellt, um für die Arbeitspunktsprünge einen möglichst großen Bereich zwischen den optischen Resonanzen zur Verfügung zu stellen. Der vertikale Arbeitspunkt wird während der Beschleunigung konstant auf $\nu_y = 3.62$ gehalten und der horizontale Arbeitspunkt nahe bei $\nu_y = 3.60$. Nach Korrektur der Teilchenbahn und der Arbeitspunkte werden die Strahlmanipulationen (vertikale Korrekturdipole und Arbeitspunktsprünge) für den polarisierten Strahl eingestellt. In Abbildung 5.13 (oben) sind der Strahlstrom, die zeitliche Änderung der Stärke des vertikalen Korrekturdipols und die verschiedenen Arbeitspunktsprünge innerhalb eines Zyklus dargestellt.

Zur Polarisationserhaltung an Imperfektionsresonanzen ($\gamma G = 2, 3, 4, 5$ und 6) wird der Spin adiabatisch unter Verwendung von vertikalen Korrekturdipolen umgekehrt. An nahezu allen intrinsischen Resonanzen werden aufgrund der reduzierten Superperiodizität durch Detektormagnete Arbeitspunktsprünge verwendet. Die gemessene Strahlpolarisation nach der Optimierung der Korrekturmaßnahmen ist in Abbildung 5.13 (unten) dargestellt. An der stärksten intrinsischen Resonanz $\gamma G = 8 - \nu_y$ wird die Polarisation je nach der Größe der vertikalen Strahlemittanz teilweise oder vollständig umgekehrt. Bei partieller Umkehr der Polarisation wird das Sprungsystem zur schnellen Arbeitspunktänderung an dieser Spinresonanz ebenfalls eingesetzt. Durch Phasenraumkopplung können zusätzliche Polarisationsverluste in der Nähe der Kopplungs-Spinresonanz $\gamma G = 8 - \nu_x$ verursacht werden (Abbildung 5.13, unten).

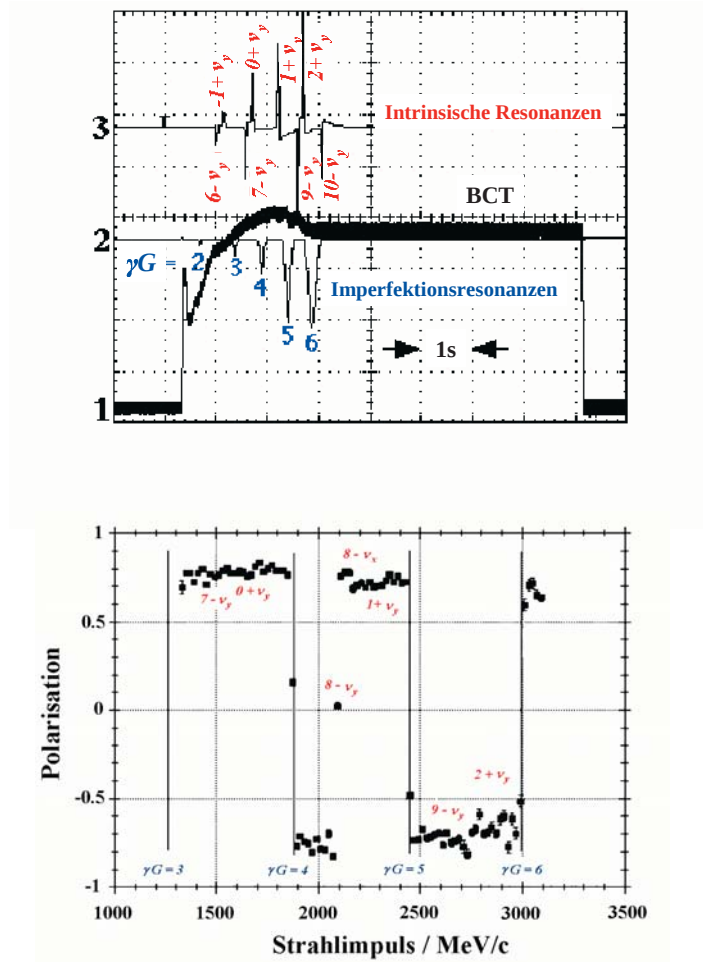


Abbildung 5.13: Korrekturmaßnahmen und gemessene Strahlpolarisation für den polarisierten Protonenstrahl in COSY. Spur '1' in der oberen Abbildung zeigt den Strahlstrom, Spur '2' den zeitlichen Verlauf des Stroms der Korrekturdipole und Spur '3' die angewendeten Arbeitspunktsprünge an verschiedenen Spinresonanzen aufgetragen gegen die Zeit im Zyklus. In der unteren Abbildung ist die vertikale Strahlpolarisation gegen den Strahlimpuls im Bereich von 1000 bis 3100 MeV/c aufgetragen.

Untersuchungen haben gezeigt, dass es durch Annäherung der beiden transversalen Arbeitspunkte zu einem nahezu vollständigen Polarisationsverlust kommt. Separiert man die beiden Arbeitspunkte wieder, so steigt der Anteil der erhaltenen Polarisation nach der Querung dieser beiden Resonanzen an. Eine Separation der transversalen Arbeitspunkte von $|\nu_x - \nu_y| > 0.15$ reduziert die Polarisationsverluste auf wenige Prozentpunkte. Werden die Solenoide des Elektronenkühlers oder des WASA-Detektors benötigt, so ist diese Spinresonanz deutlich stärker und die Polarisationsverluste sind größer.

In Abbildung 5.14 ist die gemessene Strahlpolarisation gegen den Strahlimpuls bis 3300 MeV/c aufgetragen. Nach Optimierung aller erforderlichen Korrekturen für Spinresonanzen liegen die Polarisationsverluste während der Beschleunigung im Bereich weniger Prozentpunkten. Für interne und externe Experimente bei verschiedenen Strahlimpulsen konnte ein Polarisationsgrad von bis zu 80 % erreicht werden.

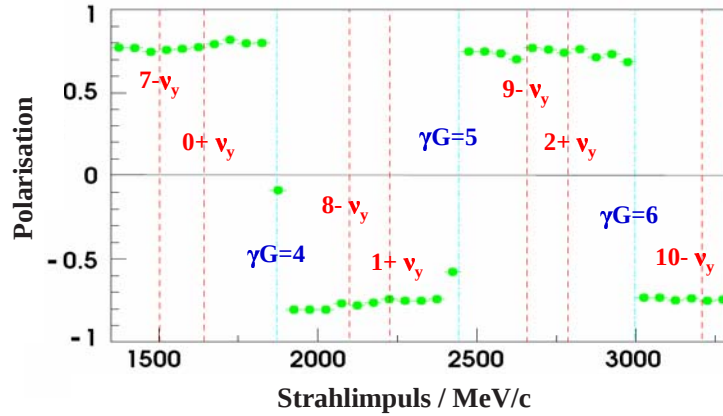


Abbildung 5.14: Gemessene Strahlpolarisation für den polarisierten Protonenstrahl im Impulsbereich von 1100 bis 3300 MeV/c in COSY.

5.1.4 Spinresonanzen höherer Ordnung

Spinresonanzen höherer Ordnung wurden mit einem vertikal polarisierten Protonenstrahl bei 2.1 GeV/c untersucht [153]. Dazu wurde der vertikale Arbeitspunkt von anfänglich $\nu_y = 3.525$ im Bereich von 3.51 bis 3.71 variiert. Der horizontale Arbeitspunkt

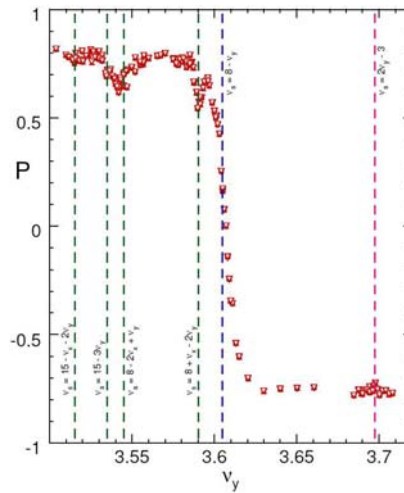


Abbildung 5.15: Untersuchung von Spinresonanzen höherer Ordnung mit einem bei 2.1 GeV/c gespeicherten Protonenstrahl in COSY. Aufgetragen ist die gemessene Polarisation P gegen den vertikalen Arbeitspunkt ν_y .

wurde während der vertikalen Arbeitspunktänderung konstant gehalten ($\nu_x = 3.575$). Die Richtung der Polarisierung wurde an der Spinresonanz erster Ordnung $\gamma G = 8 - \nu_y$ vollständig umgekehrt (Abbildung 5.15). Polarisationsverlust wurde an Spinresonanzen zweiter- und dritter Ordnung gemessen. Einige Spinresonanzen dritter Ordnung sind bei dieser Strahlenergie deutlich stärker als die identifizierte Spinresonanz zweiter Ordnung. Weitere Untersuchungen in anderen Energiebereichen sind geplant, um diese zunächst unerwartete Beobachtung weiter zu untersuchen.

5.1.5 Polarisierter Deuteronenstrahl

Mit der polarisierten Ionenquelle von COSY können alle Kombinationen von möglichen Polarisationszuständen der Vektor- und Tensorpolarisation angeboten werden [154]. Im Impulsbereich von COSY existiert aufgrund der um einen Faktor 12.6 kleineren gyromagnetischen Anomalie der Deuteronen verglichen mit Protonen nur eine Spinresonanz erster Ordnung $\gamma G = -4 + \nu_y$. In Abbildung 5.16 ist der Resonanzimpuls der intrinsischen Resonanz gegen den fraktionalen vertikalen Arbeitspunkt aufgetragen.

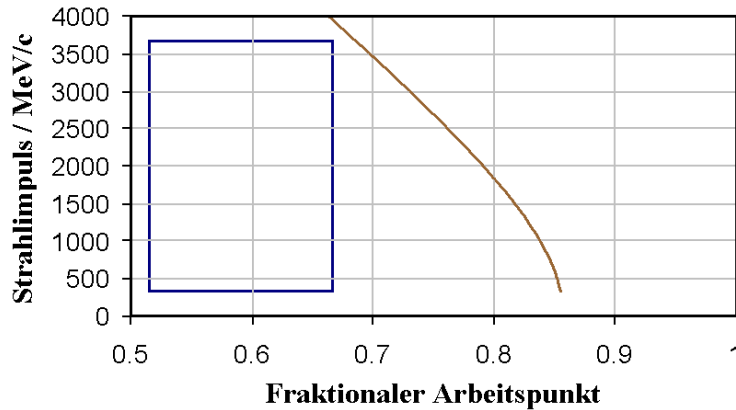


Abbildung 5.16: *Spinresonanz erster Ordnung für Deuteronen im Impulsbereich von COSY. Der Resonanzimpuls ist gegen den fraktionalen vertikalen Arbeitspunkt aufgetragen. Die rechteckige Markierung deutet den Impuls- und Arbeitspunktbereich von COSY an.*

Im Impuls- und Arbeitspunktbereich von COSY wird diese Spinresonanz erster Ordnung nicht gekreuzt. Daher sind für den polarisierten Deuteronenstrahl keine zusätzlichen Korrekturmaßnahmen erforderlich. Lediglich für einen unüblichen vertikalen Arbeitspunkt, im Bereich von etwa $\nu_y = 3.7$ bis 3.85 , kann die intrinsische Resonanz $\gamma G = -4 + \nu_y$ gequert werden. Zur Untersuchung der Deuteronpolarisation in COSY wurden Polarisationsmessungen am Niederenergie-Polarimeter (LEP) hinter den Zyklotron und an EDDA nach der Beschleunigung durchgeführt [155]. Am externen Polarimeter wurde bei einer Energie von 75.6 MeV (539 MeV/c) die Vektorpolarisation über elastische Deuteron-Kohlenstoff Streuung bestimmt. Aufgrund von Messungen des Wirkungsquerschnitts und der Asymmetrie für 70 MeV [156] und 76 MeV [157] wurden die Detektoren des Polarimeters so positioniert, dass Teilchen unter einem Polarwinkel von etwa 40° mit einer Vektoranalysierstärke von $A_y = 0.61 \pm 0.04$ bei 75.6 MeV gemessen wurden. Unter diesen Bedingungen ist das Polarimeter nur sensitiv für Vek-

Tabelle 5.7: Gemessene Vektor- und Tensorpolarisation von acht verschiedenen Polarisationszuständen (P_z, P_{zz}) polarisierter Deuteronen in COSY. Angegeben ist die am Polarimeter hinter den Zyklotron (LEP) bei einem Strahlimpuls von 539 MeV/c gemessene Vektorpolarisation P_z^{LEP} und die an EDDA bei einem Strahlimpuls von 1043 MeV/c gemessene Vektor- und Tensorpolarisation P_{zz}^{EDDA} bzw. P_z^{EDDA} , unter der Annahme, dass der Polarisationszustand im Modus '0' unpolarisiert ist. Der angegebene Fehler ist statistisch und liegt bei etwa 0.04 [155]

Modus	P_z	P_{zz}	P_z^{LEP}	P_z^{EDDA}	P_{zz}^{EDDA}
0	0	0	0.000 ± 0.010	0	0
1	-2/3	0	-0.516 ± 0.010	-0.499 ± 0.021	0.057 ± 0.051
2	+1/3	+1	0.257 ± 0.010	0.290 ± 0.023	0.594 ± 0.050
3	-1/3	-1	-0.272 ± 0.010	-0.248 ± 0.021	-0.634 ± 0.051
4	+1/2	-1/2	0.356 ± 0.013	0.381 ± 0.027	-0.282 ± 0.064
5	-1	+1	-0.683 ± 0.013	-0.682 ± 0.027	0.537 ± 0.064
6	+1	+1	0.659 ± 0.013	0.764 ± 0.027	0.545 ± 0.061
7	-1/2	-1/2	-0.376 ± 0.013	-0.349 ± 0.027	-0.404 ± 0.065

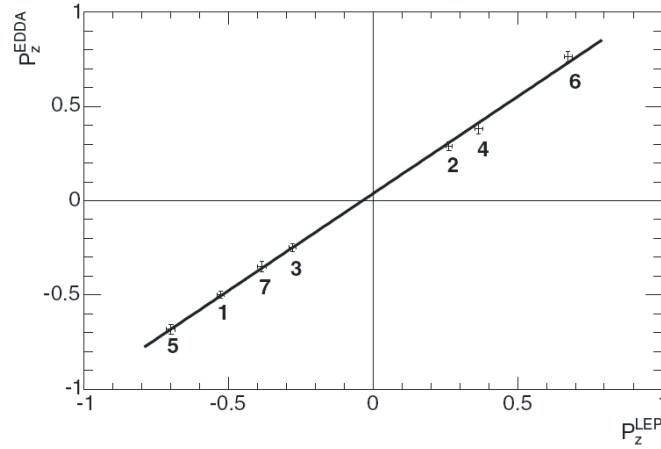


Abbildung 5.17: Vergleich der gemessenen Vektorpolarisation polarisierter Deuteronen am externen Polarimeter hinter den Zyklotron (LEP) P_z^{LEP} und dem EDDA Detektor P_z^{EDDA} für die in Tabelle 5.7 angegebenen Polarisationsmessungen der einzelnen Polarisationszustände. An die Messungen wurde eine Gerade angepasst.

torpolarisation, da die Tensoranalysierstärke sehr klein ist. Nach der Beschleunigung des polarisierten Deuteronstrahls auf 270 MeV (1042 MeV/c) wurde mittels elastischer Deuteron-Proton-Streuung die Vektor- und Tensorpolarisation mit dem EDDA Detektor gemessen. Vektor- und Tensoranalysierstärken sind bei dieser Energie mit hoher Genauigkeit bekannt [158]. In Tabelle 5.7 sind die am externen Polarimeter und an EDDA gemessenen Strahlpolarisationen aufgelistet. Die gemessenen Vektorpolarisationen werden

in Abbildung 5.17 verglichen und stimmen innerhalb der Messgenauigkeit gut miteinander überein. Die angepasste Gerade ergibt $P_z^{\text{EDDA}} = P_z^{\text{LEP}}(1.05 \pm 0.02) + (0.038 \pm 0.008)$ mit $\chi^2/ndf = 5.1/5$. Die Verschiebung der Geraden vom Koordinatenursprung und die Abweichung der Steigung von eins ist in der gleichen Größenordnung wie die Kalibrierungsgenauigkeit bei EDDA von ± 0.04 bzw. der Genauigkeit¹ der Analysierstärke der Deuteron-Kohlenstoffmessung und der EDDA Polarisationsmessungen von ± 0.06 [155]. Verglichen mit dem maximalen theoretischen Wert wurde ein Anteil von etwa 74% und 59% der Vektor- bzw. Tensorpolarisationen in dieser Messung erreicht.

5.2 AGS/RHIC Beschleunigeranlage

Im Doppelring RHIC am Brookhaven National Laboratory können neben Kollisionen von schweren Ionen (z.B. Goldionen) auch polarisierte Protonen bis zu einer maximalen Schwerpunktsenergie von 500 GeV für physikalische Experimente zur Kollision gebracht werden [159, 160]. Die gesamte AGS/RHIC Beschleunigeranlage ist in Abbildung 5.18 dargestellt, wobei die für die Beschleunigung polarisierter Protonen erforderlichen Komponenten hervorgehoben sind.

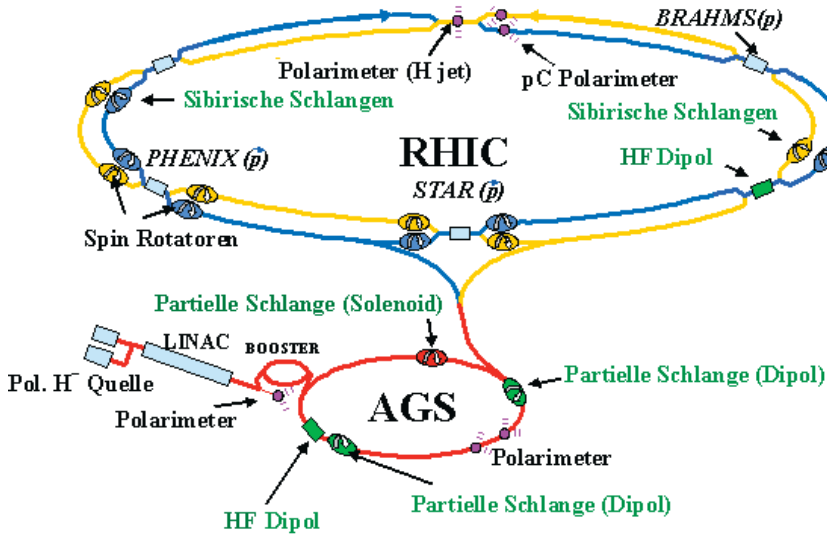


Abbildung 5.18: Schematische Darstellung der AGS/RHIC Beschleunigeranlage mit polarisierter H^- -Quelle, LINAC, AGS Booster, AGS und RHIC. Gekennzeichnet sind darüber hinaus die Experimente (BRAHMS, PHENIX, STAR), verschiedene Polarimeter und Magnetsysteme zur Spinmanipulation sowie HF Dipolmagnete, Sibirische Schlangen und Spinrotatoren.

Zum Erreichen der spezifizierten mittleren Luminosität von $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ für polarisierte Protonen muss in RHIC eine Teilchenzahl pro Teilchenbündel von etwa $2 \cdot 10^{11}$ in

¹Mit dem ANKE Detektor und Clusterjet-Target konnte bei 1170 MeV die Vektor- und Tensorpolarisation mit einer Genauigkeit von etwa 4% bestimmt werden.

112 Teilchenbündel erreicht werden [161]. Der erforderliche Grad der Strahlpolarisation liegt bei 70%. Dazu wurde die ursprünglich verwendete polarisierte Protonenquelle (*Colliding Beam Source CBS*) [162] durch eine neue polarisierte Ionenquelle (*ECR-type optical pumped polarized ion source OPPIS*) ersetzt [163]. Diese Quelle erzeugt einen polarisierten H^- -Strahl mit einem Strahlstrom von mehr als $500\mu\text{A}$ innerhalb einer normierten Strahlemittanz von $2\pi\text{ mm mrad}$ und einem Einzelpuls der Länge von $300\mu\text{s}$, was $9\cdot 10^{11}$ Strahlteilchen entspricht. Die Strahlpolarisation liegt oberhalb von 80%. Nach Beschleunigung der Teilchen in einem Hochfrequenz-Quadrupol (RFQ) und Linearbeschleuniger (*LINAC*) auf 200 MeV gelangen die Teilchen über Einzelinjektion (*stripping injection*) in das Injektorsynchrotron des AGS (*AGS Booster*) mit einer Intensität einzelner Teilchenbündel von $4\cdot 10^{11}$ in einer normierten 95% Strahlemittanz von $10\pi\text{ mm mrad}$. Die einzelnen Teilchenbündel werden dort bis zu einer kinetischen Energie von 1.5 GeV beschleunigt und zu AGS transferiert, wo sie auf 25 GeV beschleunigt und anschließend über eine Transferstrahlführung in RHIC injiziert werden. Polarisierte Protonen können in RHIC bis zu einer Strahlenergie von 250 GeV beschleunigt werden. Für die Kollision von Goldionen sind gemittelte Luminositäten von $2\cdot 10^{26}\text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ mit einer maximalen Teilchenenergie der beiden Goldionenstrahlen von 100 GeV/u spezifiziert [161]. Die spezifizierten Luminositäten für polarisierte Protonen und Goldionen in RHIC konnten erreicht bzw. substantiell übertroffen werden [164]. In der nächsten Ausbaustufe ist vorgesehen durch den Einbau von Strahlkühlssystemen (Elektronenkühlung, stochastische Kühlung) die Luminositäten weiter zu erhöhen [165, 166].

5.2.1 Polarisierter Protonenstrahl und Sibirische Schlangen

Nach der Erzeugung des polarisierten H^- -Strahls in der polarisierten Quelle wird der Spin der Teilchen in einem Solenoidmagneten vertikal ausgerichtet, bevor er im Linearbeschleuniger beschleunigt wird. In der nächsten Beschleunigungsstufe im Injektorsynchrotron des AGS müssen zur Minimierung der Polarisationsverluste zunächst zwei schwach depolarisierende Imperfektionsresonanzen ($\gamma G = 3, 4$) durch eine harmonische Korrektur der vertikalen Strahlablage korrigiert werden. Zudem wird der vertikale Arbeitspunkt auf $\nu_y = 4.9$ gefahren, um die Querung der intrinsischen Resonanz $\gamma G = 0 + \nu_y$ zu vermeiden. Nach Injektion ins AGS wird der vertikal polarisierte Strahl auf 25 GeV beschleunigt, und die Polarisation durch Verwendung von partiellen Sibirischen Schlangen und einem HF Dipolmagnet erhalten. Der Grad der Strahlpolarisation kann mit einem internen Polarimeter gemessen werden. In den beiden gegenläufigen Ringen von RHIC kann der vertikal polarisierte Protonenstrahl bis auf 250 GeV pro Strahl beschleunigt werden. Um die Strahlpolarisation während der Beschleunigung in RHIC zu erhalten, sind zwei vollständige, sich gegenüberliegende Sibirische Schlangen pro Ring eingebaut. Zur Bestimmung der relativen und absoluten Polarisation existieren drei interne Polarimeter. Jeweils ein Polarimeter pro Ring wird verwendet, um über Proton-Kohlenstoff Streuung (pC Polarimeter) die relative Polarisation zu messen. Durch die Bestimmung der Polarisation eines polarisierten Atomstrahl-Targets aus Wasserstoff (*H-jet*), kann in dem dritten Polarimeter, das an einem Kreuzungspunkt der beiden Ringe positioniert ist, auch die absolute Polarisation bestimmt werden. Zur Einstellung der Spinrichtung an den Wechselwirkungspunkten sind Spinrotatoren auf beiden Seiten der Experimente STAR und PHENIX vorhanden. Dadurch kann die vertikale Strahlpolarisation der umlaufenden Strahlen am Wechselwirkungspunkt in die longitudinale Richtung überführt werden. Zur Spinmanipulation der beiden Strahlen existiert zusätzlich ein HF Dipolmagnet an einem Kreuzungspunkt der beiden Ringe.

In AGS und RHIC sind aufgrund der verschiedenen Energiebereiche und des zur Verfügung stehenden Platzes unterschiedliche Magnetsysteme erforderlich, um die Sibirischen Schlangen zu realisieren. Im AGS werden mehrere partielle Sibirische Schlangen bestehend aus einem Solenoidmagnet oder einem Dipolmagnet mit spiralförmiger Leiteranordnung (Helixdipolmagnet) verwendet [167, 168]. In RHIC besteht eine Sibirische Schlange bzw. ein Spinrotator aus vier supraleitenden Helixdipolmagneten [169]. Spiralförmige Leiteranordnungen haben bei der Verwendung in Sibirischen Schlangen und Spinrotatoren gegenüber konventionellen Anordnungen mehrere Vorteile. Die maximale Strahlablage ist kleiner und hängt nicht vom Abstand benachbarter Magnete ab. Zudem erlauben sie eine einfachere Kontrolle der Spindrehung (Rotationswinkel und Achse). Die einzelnen Magnete haben eine Länge von 2.4 m und erzeugen ein maximales Magnetfeld von 4 T. Ihre spiralförmige Leiteranordnung hat einen Drehwinkel um die Magnetachse von nahezu² 360°. Eine Sibirische Schlange besteht aus Helixdipolmagneten mit rechtshändigen Leiteranordnungen. Die äußeren bzw. inneren Dipolmagnete sind jeweils mit einem Netzgerät mit umgekehrter Polarität verbunden. In Abbildung 5.19 ist die Feldverteilung, Strahlablage und Spindrehung in longitudinaler Richtung s innerhalb der aus vier Helixdipolmagneten bestehenden Sibirischen Schlange bei einer Strahlenergie mit dem Lorentz-Faktor von $\gamma = 25$ angegeben [170].

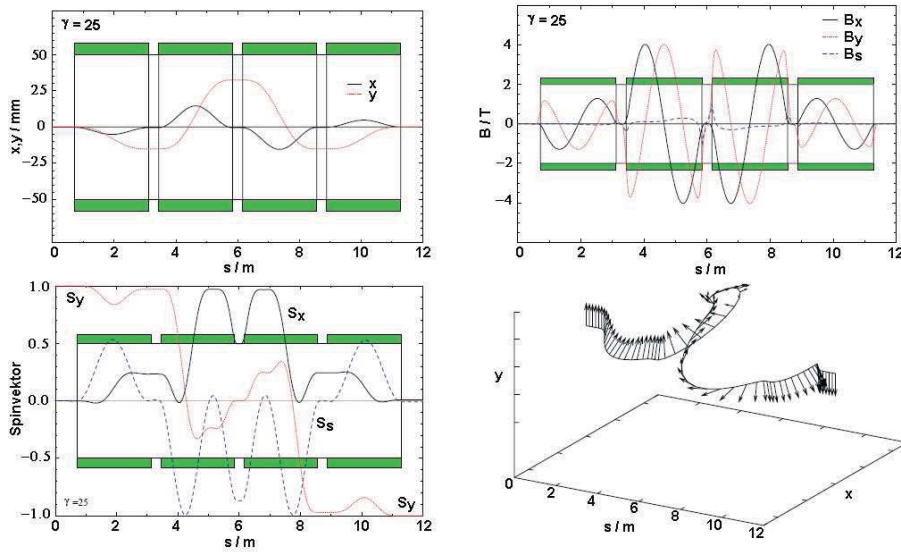


Abbildung 5.19: Vollständige Sibirische Schlangen in RHIC. Die oberen beiden Abbildungen zeigen die Strahlablage (links) und die Feldverteilung (rechts) für Injektionsenergie mit einem Lorentz-Faktor von $\gamma = 25$ entlang der Magnetachse s der Sibirischen Schlange. In der Abbildung unten links ist die Drehung des Spinvektors entlang der Magnetachse dargestellt, unten rechts die Strahlablage in beliebigen Einheiten und die Spindrehung im dreidimensionalen Raum. Die vier Helixdipolmagneten der Sibirischen Schlange sind jeweils durch grüne Balken angedeutet.

²Da das Randfeld der Magnete ebenfalls zum integralen Feld beiträgt, ist der Drehwinkel der Leiteranordnung etwas kleiner als 360°.

Mit dieser Magnetanordnung gelingt es bei einmaligem Durchgang der Teilchen durch die Sibirische Schlange die Spinrichtung um 180° zu drehen. Die Drehachsen der beiden Schlangen in einem Ring liegen in der horizontalen Ebene und stehen senkrecht zueinander, um einen halbzahligen Spinarbeitspunkt im gesamten Energiebereich zu gewährleisten. Die Drehachse einer Sibirischen Schlange schließt einen Winkel von 45° mit der longitudinalen Richtung ein, wohingegen die Drehachse der anderen Sibirischen Schlange -45° beträgt. Die Bahn des Teilchenstrahls wird dabei durch die unterschiedliche Polung der Magnete gerade kompensiert. Die maximale Strahlablage in der Sibirischen Schlange liegt bei Injektionsenergie unter 30 mm. Die Feldstärke der Helixdipolmagnete ist konstant während der Beschleunigung. Daher nimmt die maximale Strahlablage in der Sibirischen Schlange mit dem Strahlimpuls ab.

Spinrotatoren sind ähnlich aufgebaut. Sie bestehen ebenfalls aus vier Helixdipolmagneten, welche die gleiche Verschaltung wie die Magnete der Sibirischen Schlange haben. Die Feldpolarität aller Helixdipolmagnete ist gleich gewählt, wohingegen die Drehrichtung der Leiteranordnung für zwei Helixdipolmagnete, die an einem Netzgerät angeschlossen sind, unterschiedlich ist. Das erforderliche Magnetfeld der Spinrotatoren hängt von der Strahlenergie ab. Sie sind bei der Beschleunigung jedoch nicht erforderlich und werden erst bei der Experimentenergie eingeschaltet.

Weitere Informationen zur Auslegung der Sibirischen Schlangen und Spinrotatoren sind in [171] zu finden. Insgesamt werden für die Beschleunigung des polarisierten Strahls zwei Sibirische Schlangen und vier Spinrotatoren pro Ring benötigt, also insgesamt achtundvierzig Helixdipolmagnete.

5.2.2 Spinresonanzen in AGS

Im AGS existieren drei verschiedene Arten von Spinresonanzen, die den polarisierten Protonenstrahl während der Beschleunigung signifikant depolarisieren können. Insgesamt sind einundvierzig Imperfektionsresonanzen ($\gamma G = 5, 6, \dots, 45$) und sieben intrinsische Resonanzen im Energiebereich zu queren. Hinzu kommen mehrere Kopplungs-Spinresonanzen, die insbesondere in der Nähe von starken intrinsischen Resonanzen zu beachten sind.

Die Resonanzstärke von intrinsischen Resonanzen wurde eingehend untersucht, um eine optimale Einstellung des Beschleunigers zu gewährleisten. Sie hängt im Wesentlichen von der vertikalen Strahlemittanz, der magnetischen Struktur und der ionenoptischen Einstellung des Beschleunigers ab. Die AGS Magnetstruktur besteht aus 12 Einheitszellen. Jede Einheitszelle setzt sich aus zwanzig Ablenk-magneten mit fokussierenden Gradienten (*combined function*) zusammen.

In Abbildung 5.20 ist die Magnetstruktur einer Einheitszelle dargestellt. Die Einheitszellen sind zwar relativ komplex aufgebaut, jede Einheitszelle kann aber in zwei antisymmetrische Paare mit inverser Richtung der Quadrupolgradienten aufgeteilt werden. Diese Paare können wiederum in jeweils zwei spiegelsymmetrische Abschnitte unterteilt werden. Die Superperiodizität von $P = 12$ bestimmt zunächst die Anzahl der auftretenden intrinsischen Resonanzen ($12n \pm \nu_z$). Die antisymmetrische Struktur ruft jedoch eine Variation der Resonanzstärke bezüglich geradzahligem und ungeradzahligem n hervor. In einer regulären „FODO“-Anordnung tragen fokussierende und defokussierende Quadrupolmagnete, die als antisymmetrische Paare aufgefasst werden können, additiv zu Spinauslenkungen bei [84], wenn die intrinsischen Resonanzen ungeradzahlig sind. Daher weisen auch die intrinsischen Resonanzen mit ungeradzahligem n eine größere Resonanzstärke in der Struktur der Einheitszellen des AGS auf. Von den sie-

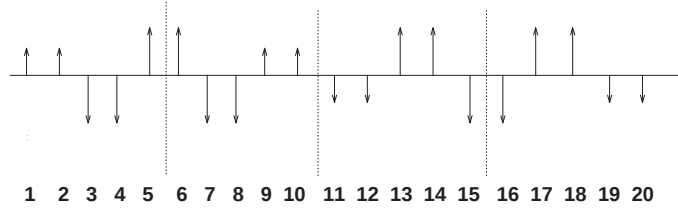


Abbildung 5.20: Magnetstruktur der Einheitszelle von AGS. Die Position der Dipolmagnete ist von 1 bis 20 nummeriert. Die Pfeile geben die Richtung und Stärke der fokussierenden Gradienten der Dipolmagnete wieder. Zwei zusätzliche Quadrupolmagnete pro Einheitszelle dienen zur Einstellung der beiden transversalen Arbeitspunkte und befinden sich hinter den Dipolmagneten '3' und '17'.

ben im Impulsbereich des AGS auftretenden intrinsischen Resonanzen haben daher vier Spinresonanzen eine größere Resonanzstärke ($\gamma G = 0 + \nu_y$, $12 + \nu_y$ und $36 \pm \nu_y$) und drei eine kleine Resonanzstärke ($\gamma G = 24 \pm \nu_y$ und $48 - \nu_y$). In Tabelle 5.8 sind alle intrinsischen Resonanzen zusammengefasst.

Tabelle 5.8: Resonanzstärke ϵ_r für intrinsische Resonanzen bei einer normierten vertikalen Strahlemittanz von 10π mm mrad. Das Verhältnis der erhaltenen Polarisation P_f/P_i ist berechnet für einen Strahl mit 95% der Strahlteilchen innerhalb einer normalverteilten Phasenraumverteilung und einer Geschwindigkeit bei der Querung von $\alpha_r = \frac{d\gamma G}{d\theta} = 4.8 \cdot 10^{-5}$.

P (GeV/c)	γG	$\epsilon_r / 10^{-3}$	P_f/P_i
4.5	$0 + \nu_y$	6.1	-0.42
8.0	$24 - \nu_y$	0.2	0.995
10.8	$12 + \nu_y$	2.4	0.45
14.3	$36 - \nu_y$	5.1	-0.26
17.1	$24 + \nu_y$	0.4	0.98
20.5	$48 - \nu_y$	0.6	0.95
23.4	$36 + \nu_y$	1.1	-0.77

Die Resonanzstärke von schwachen intrinsischen Resonanzen wurde in Abhängigkeit von der Einstellung der Quadrupolmagnete an Position '3' und '17' berechnet. In Abbildung 5.21 (oben) ist die Resonanzstärke exemplarisch gegen die integrale Fokussierungsstärke der Quadrupolmagnete an Position '3' aufgetragen. Der Polarisationsverlust pro Resonanzübergang liegt zwischen 0.5% und 5%. Würde man die Quadrupolmagnete an einen Symmetriepunkt der Einheitszellen setzen, also an Position '5' oder der dazu äquivalenten Position '15', so ergäbe sich die in Abbildung 5.21 (unten) aufgetragene Resonanzstärke. Im Arbeitspunktbereich zwischen $\nu_y = 8.5$ und $\nu_y = 9.0$ könnten die Resonanzstärken der drei schwachen intrinsischen Resonanzen so stark reduziert werden, dass die Polarisationsverluste pro Resonanzübergang unterhalb von 0.5% lägen.

Die Berechnungen zeigen, dass es möglich ist, schwache intrinsische Resonanzen durch eine angepasste ionenoptische Einstellung zu unterdrücken. Die Polarisation bei maximaler Strahlenergie könnte dadurch um einen Faktor 1.14 erhöht werden. Zur Um-

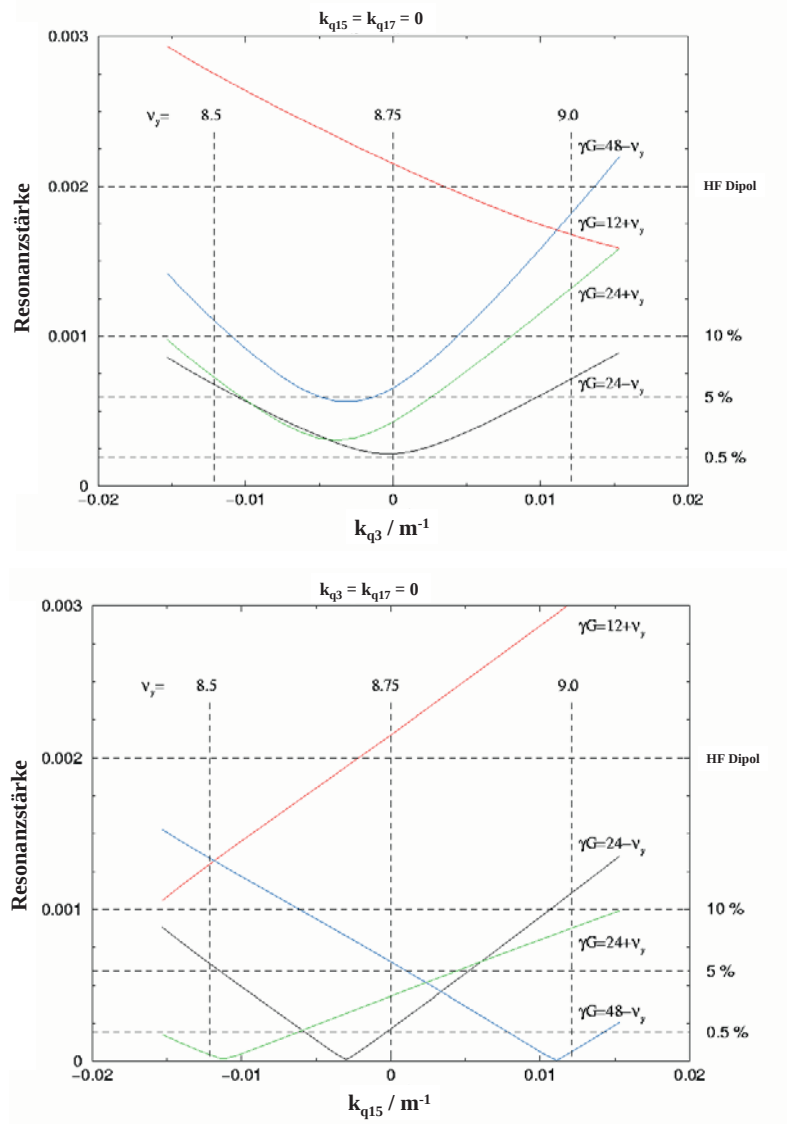


Abbildung 5.21: Resonanzstärke ϵ_r von intrinsischen Resonanzen für verschiedene Einstellungen der Quadrupolmagnete an Position '3' (oben) bzw. Position '15' (unten) in AGS. Die Einstellung der Quadrupole ist in Einheiten der integralen Fokussierungsstärke angegeben. Das Verhältnis der erhaltenen Polarisation P_t/P_i beim Resonanzübergang berechnet mit den Parametern aus Tabelle 5.8, und die minimale Resonanzstärke, die für die Verwendung des HF Dipolmagneten erforderlich ist, sind jeweils auf der rechten Seite der beiden Abbildungen angegeben.

setzung dieser Methode sind jedoch erhebliche Umbaumaßnahmen erforderlich, da an den entsprechenden Plätze im AGS zum Teil bereits andere Einbauten vorhanden sind wie Extraktionssysteme und Sextupolmagnete. Bei der nominalen Geschwindigkeit der Beschleunigung können die verschiedenen ionenoptischen Einstellungen mit den existierenden Netzgeräten der Quadrupolmagnete nicht schnell genug eingestellt werden. Darüber hinaus liegen die transversalen Arbeitspunkte dieser ionenoptischen Einstellungen sehr nahe an der Halb- bzw. Ganzzahl [172, 173], was zum Wachstum der Strahlemittanz und zu Teilchenverlusten führen kann.

5.2.3 Polarisationsoptimierung in AGS

In den letzten Jahrzehnten sind verschiedene Methoden am AGS entwickelt worden, um Spinresonanzen mit möglichst geringem Polarisationsverlust kreuzen zu können. In den 1980er Jahren wurden dabei nichtadiabatische Methoden verwendet [174]. Die Imperfektionsresonanzen wurden mit einer harmonischen Korrektur unterdrückt. Zum Überfahren der intrinsischen Resonanzen wurden Arbeitspunktsprünge angewendet, die zur Verschlechterung der Strahlqualität durch Emittanzwachstum führten. Die Einstellung des Beschleunigers für polarisierten Strahl war mit diesen beiden Methoden sehr aufwendig, da jede der Spinresonanzen einzeln korrigiert werden musste, was aufgrund ihrer großen Anzahl sehr viel Zeit in Anspruch genommen hat. In den 1990er Jahren wurden neue Methoden entwickelt, bei der durch Erhöhung der Resonanzstärke eine adiabatische Polarisationsumkehr angeregt wurde. Imperfektionsresonanzen wurden durch eine partielle Sibirische Schlange der Stärke $s = \frac{\chi}{\pi} = 5\%$ (χ ist der Drehwinkel des Spins in der Schlange pro Durchgang) erfolgreich gekreuzt [167, 168]. Die dadurch das longitudinale Solenoidfeld der partiellen Sibirischen Schlange verursachte transversale Phasenraumkopplung führte jedoch zur einer Erhöhung der Resonanzstärke von Kopplungs-Spinresonanzen [175]. Ein weiterer wichtiger Schritt war die Verwendung eines HF Dipolmagneten zur Anregung von starken intrinsischen Resonanzen [176]. Mit keiner der beiden Methoden können jedoch Kopplungs-Spinresonanz bzw. schwache intrinsische Resonanzen überwunden werden. Verschiedene Möglichkeiten wurden diskutiert, um den bis dahin erreichten Grad der Polarisation von etwa 40% signifikant zu erhöhen [177]. Um Kopplungs-Spinresonanzen zu unterdrücken, wurde der Bau einer partiellen Sibirischen Schlange aus einem Helixdipolmagnet vorgeschlagen [178], wodurch die durch den Solenoidmagnet hervorgerufene Phasenraumkopplung reduziert wird. Für schwache intrinsische Resonanzen ist die im vorherigen Abschnitt diskutierte Anpassung der ionenoptischen Einstellung als geeignete Methode identifiziert worden [172, 173]. Weitere Simulationen der Spinbewegung in AGS führten schließlich zur Untersuchung von Konfigurationen mit einer oder mehreren partiellen Sibirischen Schlangen aus Helixdipolmagneten größerer Stärke [179]. Wie bereits in Kapitel 4.3.1 diskutiert, kommt es bei einer Sibirischen Schlange mit dem Drehwinkel χ zu einem Sprung des Spinarbeitspunkts von $\frac{s}{2} = \frac{\chi}{2\pi}$ bei ganzzahligem γG . Da der Platz zum Einbau einer vollständigen Sibirischen Schlange in AGS nicht ausreicht, kann auch eine partielle Schlange mit größerer Stärke dafür sorgen, dass bei entsprechender Wahl des vertikalen Arbeitspunkts nahe einer Ganzzahl neben der Resonanzbedingung für Imperfektionsresonanzen auch die intrinsischer Resonanzen erfüllt ist. Der Nachteil dieser Methode ist, dass der Polarisationsverlust bei Injektion und Extraktion nicht mehr vernachlässigbar ist, da die invariante Spinachse signifikant von der vertikalen Richtung abweicht. Bei einer partiellen Schlange von $s = 20\%$ ($\chi = 36^\circ$) kommt es beispielsweise zu einem Polarisationsverlust von etwa 10%. Durch Hinzunahme einer weiteren partiellen Schlange

kann die Richtung der invarianten Spinachse bei Injektion und Extraktion angepasst und zusätzlich die effektive Stärke der partiellen Schlangen erhöht werden, wenn die Position der beiden Schlangen entsprechend gewählt wurde [179]. Der Spinarbeitspunkt für zwei partielle Schlangen der Stärke s_1 bzw. s_2 , die räumlich durch den Bruchteil $1/m$ des Ringumfangs getrennt sind, ist gegeben durch

$$\cos \nu_{\text{sp}} = \cos \frac{s_1 \pi}{2} \cos \frac{s_2 \pi}{2} \cos \gamma G \pi - \sin \frac{s_1 \pi}{2} \sin \frac{s_2 \pi}{2} \cos \frac{\gamma G \pi (m-2)}{m}. \quad (5.2)$$

Separiert man die beiden partiellen Schlangen räumlich um $1/3$ des Ringumfangs, so wird eine Periodizität des Spinarbeitspunkts von drei Einheiten in γG hervorgerufen. Für AGS sind Orte der beiden partiellen Schlangen mit einem Abstand von $1/3$ des Ringumfangs interessant, da die Superperiodizität $P = 12$ und der vertikale Arbeitspunkt $\nu_y \approx 9$ beide durch drei teilbar sind. In diesem Fall beträgt der Spinarbeitspunkt an allen starken intrinsischen Resonanzen $\nu_{\text{sp}} = (s_1 + s_2)/2$ für alle $\gamma G = 3n$, wobei n einer ganzen Zahl entspricht. Haben beide partielle Sibirischen Schlangen die gleiche Stärke s , dann ist $\nu_{\text{sp}} = s$ an den stärksten intrinsischen Resonanzen, und die effektive Stärke der partiellen Sibirischen Schlangen verdoppelt sich. Darüber hinaus hebt sich die Wirkung der beiden Schlangen bei Injektion und Extraktion ($\gamma G = 3n + 1.5$) gerade auf, und Polarisationsverlust wird vermieden. Zur Zeit sind im AGS zwei partielle Schlangen bestehend aus Helixdipolmagneten installiert, eine 5.9% Schlange aus einem normalleitenden Magnet und eine 20% Schlange aus einem supraleitenden Magnet. Um die beiden Stärken der Schlangen anzugleichen, wurde die supraleitende Schlange bei $s = 10\%$ betrieben. Die ionenoptischen Auswirkung der Magnetfelder durch die Helixdipolmagnete, insbesondere bei niedrigen Strahlenergien, wurde mit jeweils vier zusätzlichen Quadrupolmagneten pro Schlange kompensiert. Da für zwei Schlangen mit unterschiedlicher Stärke auch die effektive Resonanzstärke variiert, liegt der Sprung des Spinarbeitspunkts in diesem Fall bei Imperfektionsresonanzen zwischen 0.92 und 0.96, weshalb die beiden Arbeitspunkte oberhalb eines fraktionalen Anteils von 0.96 liegen müssen, um Polarisationsverluste an intrinsischen Resonanzen und Kopplungs-Spinresonanzen zu vermeiden. Aufgrund der Breite des Arbeitspunkts, die aus der natürlichen Chromatizität resultiert, wurde ein vertikaler Arbeitspunkt von $\nu_y = 8.98$ gewählt, bei dem es sich allerdings als schwierig erwies, den horizontalen Arbeitspunkt oberhalb von $\nu_x = 8.96$ zu schieben. Damit gelang es $1.5 \cdot 10^{11}$ Protonen pro Teilchenbündel auf 24 GeV mit einem Polarisationsgrad von 65% zu beschleunigen [180]. Experimentelle und theoretische Untersuchungen haben gezeigt, dass insbesondere die Kopplungs-Spinresonanzen zu Polarisationsverlust führen [181]. Ihre Resonanzstärke hängt von der Stärke der partiellen Schlangen ab. Um eine weitere Erhöhung des Grads der Polarisation in AGS zu erreichen, muss der horizontale Arbeitspunkt noch näher an die Ganzzahl geschoben werden, oder die beiden Schlangen müssen einen größeren und möglichst gleichen Spindrehwinkel liefern. Mit den zurzeit installierten partiellen Sibirischen Schlangen aus Helixdipolmagneten im AGS wäre es nur möglich, die Stärke der supraleitenden Magnetanordnung zu erhöhen. Mit einer Stärke von 14% könnte der Abstand der beiden transversalen Arbeitspunkte von der Ganzzahl auf 0.90 bis 0.94 erhöht werden, und die Einstellung hinsichtlich der Wahl der beiden transversalen Arbeitspunkte wäre deutlich einfacher zu realisieren. Allerdings käme es zu noch größeren Störungen der ionenoptischen Funktionen, die mit weiteren zusätzlichen Quadrupolmagneten ausgeglichen werden müssten.

5.2.4 Spinresonanzen und Polarisationsoptimierung in RHIC

Im Energiebereich von RHIC existieren eine Vielzahl von Spinresonanzen erster Ordnung, die nicht einzeln korrigiert werden können. Die Resonanzenergie von intrinsischen Resonanzen ist gegeben durch

$$\gamma G = kP \pm \nu_y \approx mPM \pm \nu_B. \quad (5.3)$$

k und m sind ganze Zahlen, P die Superperiodizität des Beschleunigers, M die Anzahl der „FODO“-Zellen pro Einheitszelle und $2\pi\nu_B = 2\pi(\nu_y - 12)$ der akkumulierte Beta-tronphasenvorschub beim Passieren aller „FODO“-Zellen in den Bögen. Die stärksten intrinsischen Resonanzen sind

$$\gamma G = 3 \cdot 81 + (\nu_y - 12), \quad 5 \cdot 81 - (\nu_y - 12) \quad \text{und} \quad 5 \cdot 81 + (\nu_y - 12), \quad (5.4)$$

wobei 81 das Produkt der Superperiodizität $P = 3$ und der effektiven Superperiodizität der einzelnen „FODO“-Zellen $P_{\text{eff}} = 27$ ist. In Abbildung 5.22 ist die Resonanzstärke von intrinsischen und Imperfektionsresonanzen gegen die Strahlenergie von RHIC aufgetragen. Die Resonanzstärke aller intrinsischen Resonanzen liegt unterhalb von 0.5.

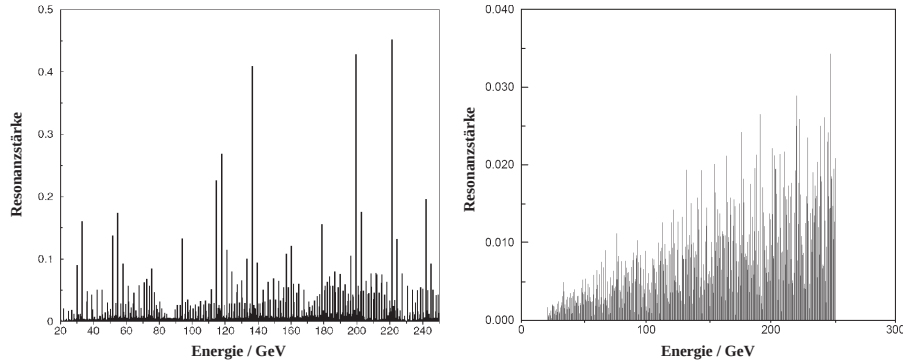


Abbildung 5.22: Resonanzstärke intrinsischer Resonanzen und Imperfektionsresonanzen gegen die Strahlenergie von RHIC aufgetragen. Die Resonanzstärke für intrinsische Resonanzen (links) ist berechnet für eine normierte vertikale Strahlemittanz von $10\pi \text{ mm mrad}$ für $\beta_{x,y}^* = 2\text{ m}$ Betatronamplituden an den STAR und PHENIX Wechselwirkungspunkten [8]. Die Resonanzstärke der Imperfektionsresonanzen (rechts) ist berechnet für eine Korrektur der geschlossenen Teilchenbahn mit einer vertikalen Strahlablage von $y_{\text{rms}} = 0.155 \text{ mm}$ [182].

Die drei wichtigsten intrinsischen Resonanzen liegen bei höheren Strahlenergien oberhalb von 130 GeV. Die am stärksten depolarisierenden Imperfektionsresonanzen liegen in der Nähe von intrinsischen Resonanzen mit großer Resonanzstärke für eine unkorrigierte geschlossene Teilchenbahn [182]. Die Resonanzstärke von Imperfektionsresonanzen ϵ_{imp} steigt linear mit dem Strahlimpuls an und ist gegeben durch $\epsilon_{\text{imp}} = 0.25 \frac{\gamma}{250} \sigma_y^{\text{rms}}$, wobei σ_y^{rms} der „rms“-Wert der vertikalen Strahlablage in mm angibt [83]. Wird die geschlossene Teilchenbahn auf 0.155 mm (rms) korrigiert, so reduziert sich die maximale Resonanzstärke unter 0.04.

Polarisierte Protonen wurden zunächst mit geringem Polarisationsverlust bei Strahlpolarisationen von 60% bis 65% bis 100 GeV in RHIC beschleunigt [183]. In diesem

Energiebereich existieren vier starke intrinsische Resonanzen, deren Resonanzstärke zwischen 0.1 und 0.2 liegt. Um die Stärke von Imperfektionsresonanzen unterhalb von 0.075 zu halten, ist in vertikaler Richtung eine korrigierte geschlossener Teilchenbahn von $\sigma_y^{\text{rms}} \leq 0.3 \text{ mm}$ erforderlich. Mit zwei kollidierenden polarisierten Protonenstrahlen konnten bei 100 GeV mittlere Luminositäten von bis zu $2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht werden. Bei verschiedenen Strahlenergien wurden durch Variation des vertikalen Arbeitspunkts Schlangenresonanzen beobachtet und vermessen [103, 184, 185]. Als nächstes wurde der Protonenstrahl bis zu einen neuen Maximalwert für polarisierte Strahlen von 205 GeV beschleunigt. Bis zu dieser Energie existieren bereits zwei intrinsische Resonanzen mit Resonanzstärken die um einen Faktor zwei bis drei größer sind als die maximale Resonanzstärke im unteren Energiebereich bis 100 GeV. Die Kontrolle des Arbeitspunkts und Korrektur der geschlossenen Teilchenbahn muss während der Beschleunigung also entsprechend gut sein, um die Polarisation zu erhalten. Die höchste bisher erreicht Strahlpolarisation bei 205 GeV lag bei $39.5 \pm 3.4\%$ bzw. $48.6 \pm 3.2\%$ in den beiden Ringen [8]. Größere Polarisationsverluste konnten im Wesentlichen zwischen 128 GeV und 205 GeV festgestellt werden, also im Energiebereich der zwei stärksten intrinsischen Resonanzen, die bei etwa 136 GeV und 203 GeV liegen. Verschiedene korrigierte vertikale Strahlablagen führten zu unterschiedlichen Polarisationsverlusten an den starken intrinsischen Resonanzen. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind konsistent mit der theoretischen Vorhersage, dass die Überlagerung von starken intrinsischen Resonanzen mit relativ schwachen Imperfektionsresonanzen zu größerem Polarisationsverlust führen kann. Die Korrektur der vertikalen geschlossenen Teilchenbahn ist also neben der Kontrolle des vertikalen Arbeitspunkts die wichtigste Maßnahme zum Erhalt der Polarisation während der Beschleunigung polarisierter Protonen zur maximalen Strahlenergie von RHIC [186].

5.2.5 Invariantes Spinfeld

Um die Polarisationsverteilung innerhalb des transversalen Phasenraums eines Strahls zu studieren, muss das invariante Spinfeld berechnet werden. Dabei kann die Teilchenbahn mit kohärenten Betatronschwingungen adiabatisch angeregt werden [92]. Teilchen- und Spinbewegung sind dabei mit dem Simulationsprogramm SPINK berechnet worden [187]. Um eine große kohärente Amplitude der Betatronschwingung zu erzeugen, muss der Modulations-Arbeitspunkt³ ν_{HF} des HF Dipolfeldes möglichst nahe am fraktionalen vertikalen Arbeitspunkt ν_y des Beschleunigers liegen. Die kohärente Amplitude der Betatronschwingung ist gegeben durch [188]

$$Y_{\text{coh}} = \frac{1}{2} \beta_y^{\text{HF}} \frac{B_{\text{HF}} l_{\text{eff}}}{B\rho} \frac{1}{2\pi\delta_y}, \quad (5.5)$$

wobei β_y^{HF} die vertikale Betatronamplitude am Ort des HF Dipolmagneten angibt, l_{eff} die effektive Feldlänge, B_{HF} die Amplitude des HF Dipolfeldes, $B\rho$ die magnetische Steifigkeit des Teilchenstrahls und $\delta_y = |\nu_{\text{HF}} - \nu_y|$ ist.

Wenn der Spin eines Teilchens im Strahlzentrum parallel zur invarianten Spinachse steht, und die Anregung der Teilchen- und Spinbewegung adiabatisch ist, dann bleibt der Spin an jedem Punkt im Phasenraum parallel zum entsprechenden Spinfeldvektor. In diesem Fall ist die Berechnung der Teilchen- und Spinbewegung eines Teilchens hinreichend, um das invariante Spinfeld im gesamten Phasenraum zu erhalten. Zur Berechnung des Spinfeldes in RHIC wurde eine ionenoptische Einstellung mit dem vertikalen

³Frequenz des HF Dipolfeldes geteilt durch die Umlauffrequenz des Strahls.

Arbeitspunkt von $\nu_y = 29.18$ verwendet [182]. Die Feld- und Positionierungsfehler der Magnete sind nicht berücksichtigt worden.

Das invariante Spinfeld wurde zunächst für eine Strahlenergie bestimmt, die einem halbzahligen Spinarbeitspunkt entspricht, um den Einfluss von Spinresonanzen gering zu halten. In Abbildung 5.23 ist die Anregung der Teilchen- und Spinbewegung durch

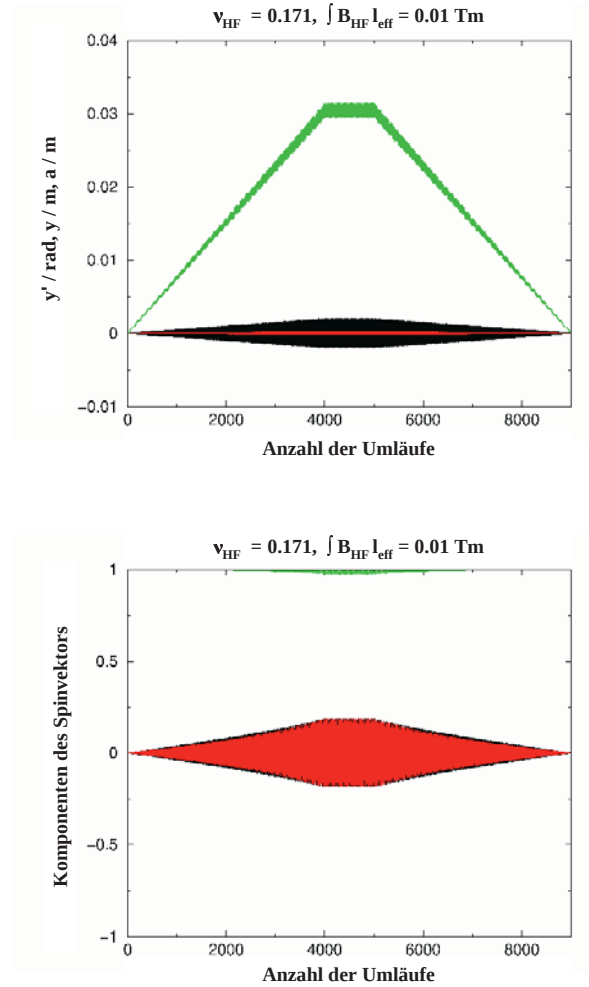


Abbildung 5.23: Anregung der Strahl- und Spinbewegung mit einem HF Dipolfeld in RHIC. Aufgetragen ist die Teilchenbewegung gegen die Anzahl der Teilchenumläufe im Ring. Die grüne Kurve in der oberen Abbildung zeigt die normierte Amplitude der Betatronbewegung a und die rote und schwarze Kurve die Phasenraumkoordinaten (y bzw. y'). Die Spinbewegung ist in der unteren Abbildung dargestellt, die grüne Kurve zeigt die vertikale Komponente S_y und liegt durchgängig bei einem Wert von nahezu Eins. Die rote und schwarze Kurve stellen die horizontale bzw. longitudinale Komponente S_x bzw. S_s dar.

das HF Dipolfeld in RHIC am PHENIX Wechselwirkungspunkt bei $\gamma G = 430.5$ dargestellt. Die Amplitude des HF Dipolfeldes wird in 9000 Strahlumläufen von Null auf eine integrale Feldstärke von $\int Bdl = 0.01 \text{ Tm}$ erhöht, konstant gehalten und wieder auf Null gefahren. Teilchen- und Spinbewegung sind adiabatisch, da nach der Anregung der anfängliche Phasenraumpunkt und die Spinrichtung wieder hergestellt werden. Der HF Dipolmagnet hatte in dieser Simulation einen Modulations-Arbeitspunkt von $\nu_{\text{HF}} = 0.171$. Die Phasenraumkoordinaten (y, y') sind gegeben durch die Ablage y und den Winkel y' der Strahlteilchen im vertikalen Phasenraum. Die normierte Amplitude ist gegeben durch $a = \sqrt{\beta_y^* \epsilon_y^n}$ und hängt von der vertikalen Betatronamplitude am PHENIX Wechselwirkungspunkt $\beta_y^* = 10 \text{ m}$ und der normierten vertikalen Strahlemittanz ϵ_y^n ab. Dabei entspricht eine normierte Strahlemittanz von $20 \pi \text{ mm mrad}$ an diesem Beobachtungspunkt einer normierten Amplitude von 0.015 m und beinhaltet etwa 95% der Teilchen im RHIC Phasenraum.

Die Abhängigkeit des invarianten Spinfeldes von der vertikalen Phasenraumposition $(y \text{ bzw. } y')$ am PHENIX Wechselwirkungspunkt ist in Abbildung 5.24 gezeigt. Die Abweichung des invarianten Spinfeldes von der vertikalen Achse für Phasenraumpunkte mit einer Ablage von $y=2 \text{ mm}$ oder Winkel von $y'=0.2 \text{ mrad}$ beträgt weniger als 15° , was einer Reduzierung der maximalen, über die Zeit gemittelten Polarisierung von 3.4% entspricht, verglichen mit der gesamten im Strahl vorhandenen Polarisierung. Für den gesamten Strahl ist die für an das Experiment bereitgestellte Polarisierung in größerer Entfernung zu einer Spinresonanz nicht wesentlich kleiner als die im Strahl tatsächlich vorhandene Polarisierung. Polarisationsverteilungen des Strahls können also mit dieser Methode bestimmt werden, um eine geeignete Strahlenergie für Polarisierungsexperimente zu ermitteln.

Das invariante Spinfeld wurde für den Übergang an der stärksten Spinresonanz $\gamma G = 5 \cdot 81 + (\nu_y - 12) \approx 422.81$ berechnet [190]. Da die Auslenkung des Spins bei der Querung einer Spinresonanz deutlich größer ist, musste das maximale integrale HF Dipolfeld zunächst auf $\int Bdl = 0.004 \text{ Tm}$ reduziert und die Anstiegszeit des Dipolfeldes auf drei Millionen Strahlumläufe erhöht werden, um weiterhin eine adiabatische Spinbewegung zu gewährleisten. Dabei wurde das HF Dipolfeld nach dem Anfahren für eine halbe Millionen Strahlumläufe konstant gehalten und anschließend in drei Millionen Strahlumläufen zu Null gefahren. Während der Amplitudenänderung des HF Dipolfeldes wurden starke Interferenzstrukturen in der Spinbewegung beobachtet [190], die durch die Überlagerung der benachbarten intrinsischen Resonanz mit der durch den HF Dipolmagneten direkt erzeugten Spinresonanz entstanden (Abbildung 5.25, oben). Um diese Interferenzeffekte zu reduzieren, wurde der Modulations-Arbeitspunkt von $\nu_{\text{HF}} = 0.171$ näher am fraktionalen vertikalen Arbeitspunkt des Beschleunigers $\nu_y = 0.180$ gewählt [190]. Dadurch gelingt es bei gleicher kohärenter Amplitude der Betatronschwingung (Gleichung 5.5) das integrale Feld des HF Dipolmagneten deutlich zu reduzieren, wodurch die direkt erzeugte Spinresonanz schwächer wird, und schließlich die Interferenzstruktur für $\nu_{\text{HF}} = 0.1799$ und $\int Bdl = 0.00005 \text{ Tm}$ fast vollständig verschwindet (Abbildung 5.25, unten). Die Spinbewegung wird in diesem Fall also lediglich von Spinresonanzen hervorgerufen, die durch die Magnetstruktur des Beschleunigers angeregt werden. Man sieht deutlich, dass es bei einer normierten Amplitude von $a = 0.01 \text{ m}$, was einer normierten vertikalen Strahlemittanz von $10 \pi \text{ mm mrad}$ entspricht, zu einer deutlichen Auslenkung des invarianten Feldes am PHENIX Wechselwirkungspunkt kommt. Das invariante Spinfeld für Phasenraumpunkte auf der Begrenzung der Phasenraumellipse von $10 \pi \text{ mm mrad}$ streut sehr stark in einem Winkelbereich von $\theta \approx 40$ bis 100° bezüglich der vertikalen Achse.

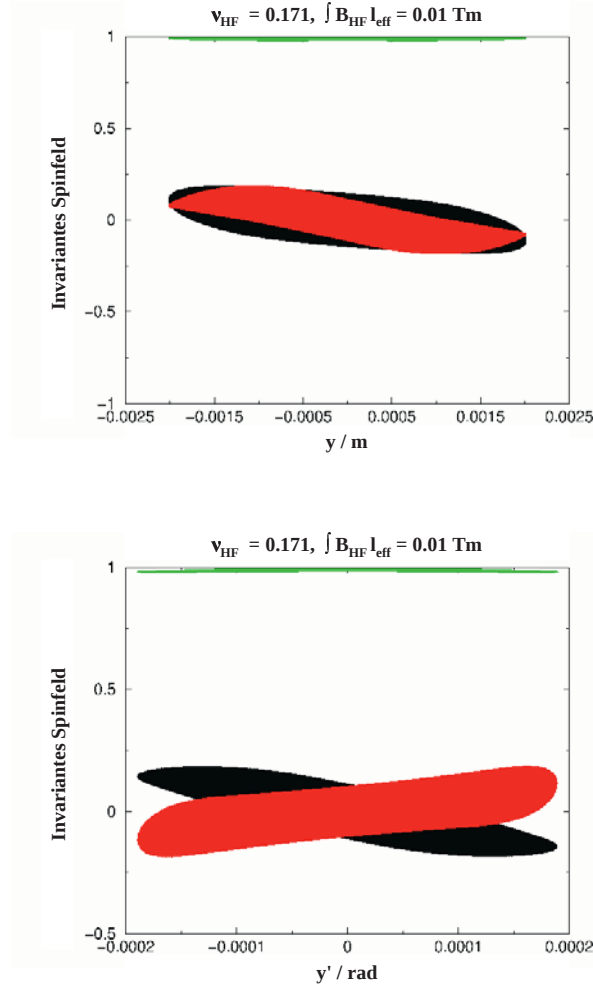


Abbildung 5.24: Das invariante Spinfeld ist aufgetragen in Abhängigkeit vom Phasenraumpunkt y (oben) bzw. y' (unten) bei $\gamma G = 430.5$. Die grünen Kurven sind die vertikale Komponente, die roten und schwarzen Kurven die horizontalen bzw. longitudinalen Komponenten des invarianten Spinfeldes.

Zur Untersuchung des invarianten Spinfeldes während des Querens einer intrinsischen Spinresonanz wurde das HF Dipolfeld in größerer Entfernung zur stärksten Spinresonanz bei $\gamma G = 416$ in 5000 Strahlumläufen angeschaltet, während der Resonanzquerung für 136000 Umläufe konstant gehalten und in 5000 Umläufen wieder auf Null gefahren, kurz bevor $\gamma G = 430$ erreicht wurde. Dabei wurde ein Modulations-Arbeitspunkt von $\nu_{\text{HF}} = 0.1799$ gewählt und die Amplitude des HF Dipolfeldes variiert, um das invariante Spinfeld für verschiedene vertikale Strahlemittanz zu untersuchen. Abbildung 5.26 zeigt, dass Spinresonanzen in der Nähe der stärksten intrinsischen Resonanz bei $\gamma G' = 422.81$ überlappen. Das invariante Spinfeld hängt im betrachteten Energiebereich stark von der

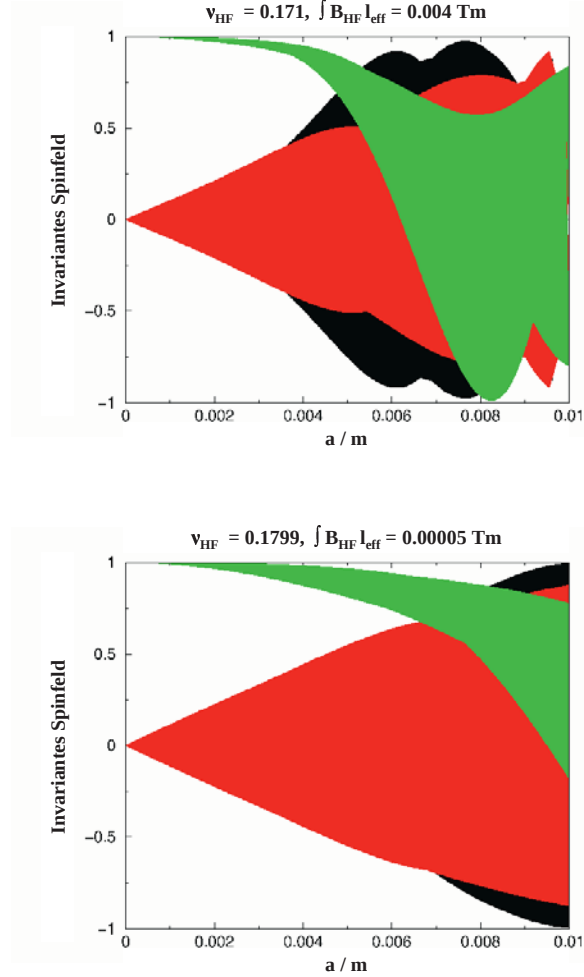


Abbildung 5.25: Das invariante Spinfeld ist in Abhängigkeit von der normierten Amplitude der Betatronschwingung auf der stärksten Spinresonanz von RHIC aufgetragen. Verschiedene integrale Feldstärken und Modulationsarbeitspunkte des HF Dipolfeldes (siehe Bildüberschriften) sind verwendet worden. Die grüne Kurve ist die vertikale Komponente, die roten und schwarzen Kurven die horizontalen bzw. longitudinalen Komponenten des invarianten Spinfeldes.

Position der Teilchen im vertikalen Phasenraum ab. Im Energiebereich um $\gamma G = 422.81$ liegt die maximale, über die Zeit gemittelte Strahlpolarisation für einen Strahl mit der normierten vertikalen Strahlemittanz von 5π mm mrad unterhalb eines Anteils von 0.75 der im Strahl tatsächlich vorhandenen Polarisation. Für Polarisationsexperimente sollte also eine Energie in unmittelbarer Nähe einer starken intrinsischen Resonanz vermieden werden, um die im Strahl vorhandene Polarisation dem Experiment vollständig zur Verfügung stellen zu können. Bei $\gamma G = 418$ bzw. 428 liegt der maximale Anteil der zur Verfügung stehenden Strahlpolarisation bereits oberhalb vom 0.9. Es kann also bei

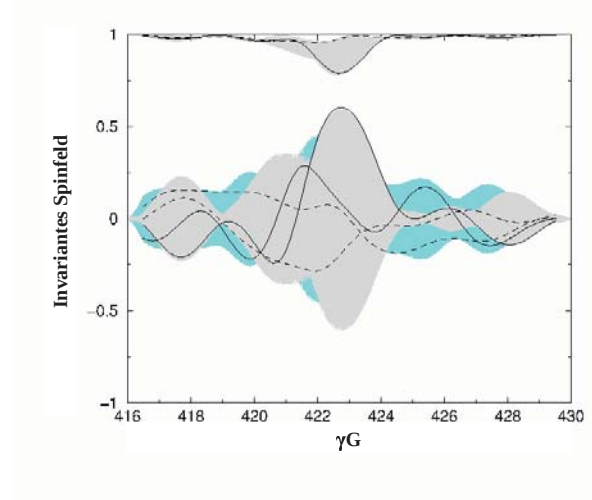


Abbildung 5.26: Die Komponenten des invarianten Spinfeldes sind gegen die Strahlenergie in Einheiten von γG im Bereich der stärksten Spinresonanz aufgetragen. Der schraffierte Bereich zeigt das invariante Spinfeld aller Phasenraumpunkte innerhalb der Phasenraumellipse der normierten vertikalen Strahlemittanz von $5\pi \text{ mm mrad}$. Die Punkte im oberen Bereich sind die vertikalen Komponenten (grau), die beiden unteren die horizontalen bzw. longitudinalen Komponenten (grau und blau) des invarianten Spinfeldes. Die Linien illustrieren das invariante Spinfeld von zwei selektierten Phasenraumpunkten, mit maximaler Ablage (durchgezogene Kurve) und maximalem Winkel (gestrichelte Kurve) auf der Begrenzung der Phasenraumellipse.

gleicher Strahlpolarisation eine höhere Polarisation dem Experiment angeboten werden, da die Richtung des invarianten Spinfeldes deutlich stärker in die vertikale Richtung gerichtet ist.

Abbildung 5.27 zeigt die Abhängigkeit des invarianten Spinfeldes von der vertikalen Strahlemittanz im Bereich der stärksten intrinsischen Resonanz. Wie erwartet weichen die Vektoren des invarianten Spinfeldes mit wachsender Strahlemittanz stärker von der vertikalen Richtung ab. Bis zu einer Strahlemittanz von $20\pi \text{ mm mrad}$ ist die Spinbewegung bei Überfahren der stärksten Spinresonanz in RHIC adiabatisch, auch wenn das Vorzeichen der Richtung des invarianten Spinfeldes wechselt. Auch bei einem Strahl mit einer Emittanz von $20\pi \text{ mm mrad}$ ist es in diesem Energiebereich möglich, eine maximale, über die Zeit gemittelte Polarisation von mehr als 0.9 zu erhalten, wenn die Strahlenergie für das Experiment so gewählt wird, dass γG im Bereich von 418.5 bzw. 426.5 liegt.

Dieses Konzept der Strahl- und Spinanregung durch kohärente Betatronschwingung erlaubt auch darüber hinaus, den amplitudenabhängigen Spinarbeitspunkt zu berechnen [191]. Zwei Spinvektoren werden dabei parallel $\vec{n}_p(\vec{z}, \theta)$ bzw. nicht parallel $\vec{n}_{np}(\vec{z}, \theta)$ zur Orientierung des entsprechenden Vektors des invarianten Spinfeldes gestartet. Zwei Einheitsvektoren $\vec{u}_1(\vec{z}, \theta)$ und $\vec{u}_2(\vec{z}, \theta)$ müssen gewählt werden, die ein orthogonales Koordinatensystem bilden. Das invariante Spinfeld wird wiederum durch die adiabatische Bewegung von $\vec{n}_p(\vec{z}, \theta)$ im Phasenraum bestimmt. Der nichtparallele Spinvektor

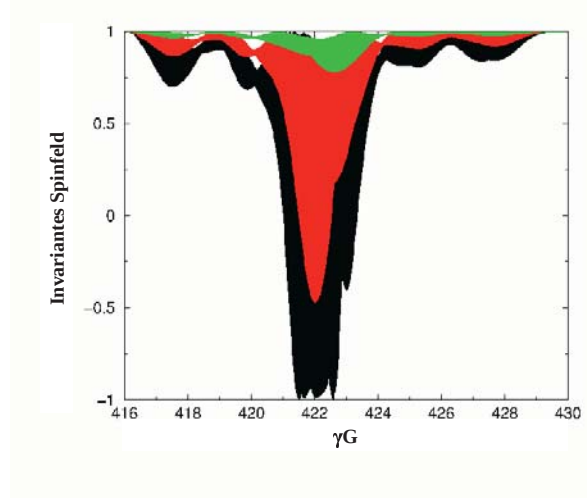


Abbildung 5.27: Vertikale Komponente des invarianten Spinfeldes in RHIC, aufgetragen gegen die Strahlenergie in Einheiten von γG im Bereich der stärksten Spinresonanz für Phasenraumpunkte auf verschiedenen Phasenraumellipsen mit einer normierten vertikalen Strahlemittanz von 5π mm mrad (grün), 10π mm mrad (rot), und 20π mm mrad (schwarz).

$\vec{n}_{np}(\vec{z}, \theta)$ präzediert um $\vec{n}_p(\vec{z}, \theta)$ [91, 192, 193]. Der Spinarbeitspunkt ν_{sp} gibt die Anzahl der Spinpräzessionen um den invarianten Spinfeldvektor $\vec{n}$ in diesem orthogonalen Koordinatensystem pro Strahlumlauf an, kann also durch Berechnung des Phasenvorschubs der Spinbewegung von $\vec{n}_{np}(\vec{z}, \theta)$ bestimmt werden.

Kapitel 6

Experimente zur Spinmanipulation

Es wurden verschiedene Experimente zur Untersuchung der Spindynamik in Ringbeschleunigern an COSY durchgeführt. Dazu gehört eine detaillierte Analyse der Polarisationsumkehr mittels hochfrequenter Magnetfelder, die experimentelle Überprüfung der Spinbewegung beim Resonanzübergang sowie Vorversuche mit Protonen zum Polarisationsaufbau von Antiprotonen in Speicherringen.

6.1 Untersuchung der Polarisationsumkehr

Die Methode der Polarisationsumkehr eines gespeicherten Strahls von Spin-1/2 bzw. Spin-1 Teilchen ist bereits an mehreren Beschleunigeranlagen erfolgreich erprobt worden. Beispiele hierfür sind die äußerst erfolgreichen Experimente mit polarisierten Protonen und Deuteronen am IUCF Kühlring [194, 195, 196, 197, 198, 199, 200, 201] und Untersuchungen mit polarisierten Elektronen am MIT-Bates Speicherring [202]. An COSY wurden die Experimente mit polarisierten Protonen und Deuteronen fortgesetzt. Der Schwerpunkt bei den Messungen an COSY lag insbesondere darin, den Mechanismus der Polarisationsumkehr zu untersuchen. Dazu wurden die theoretischen Vorhersagen zur Resonanzstärke und der Verlauf der Strahlpolarisation während des Resonanzübergangs überprüft.

Ausgehend von der Froissart-Stora Formel (Gleichung 4.39) kann folgende empirische Gleichung angegeben werden [198, 202], um die Messungen bei nicht vollständiger Polarisationsumkehr zu beschreiben. Für die Vektorpolarisation folgt die modifizierte Froissart-Stora Formel

$$\frac{P_V}{P_V^i} = -\eta_V = (1 + \eta_V^l) \cdot \exp \left[\frac{-(\pi \epsilon_V^r f_0)^2}{\Delta f / \Delta t} \right] - \eta_V^l, \quad (6.1)$$

wobei ϵ_V^r die Resonanzstärke der induzierten Resonanz, P_V^i und P_V die Vektorpolarisation des Teilchenstrahls vor bzw. nach der Umkehr der Polarisation sind. Dabei gibt der Parameter η_V^l die obere Grenze der erreichbaren Effizienz bei Polarisationsumkehr η_V an, die bei mehrfacher Änderungen der Polarisationsrichtung wie folgt bestimmt werden kann

$$P_V^n = P_V^i (-\eta_V)^n, \quad (6.2)$$

mit der Vektorpolarisation P_V^n nach n Richtungsänderungen der Polarisation.

Für die Tensorpolarisation folgt aus Gleichung 4.70 und 6.2 [203]

$$\frac{P_T}{P_T^i} = \frac{3}{2} \left(\frac{P_V}{P_V^i} \right)^2 - \frac{1}{2} = \frac{3}{2} \left\{ (1 + \eta_T^l) \cdot \exp \left[\frac{-(\pi \epsilon_T^r f_0)^2}{\Delta f / \Delta t} \right] - \eta_T^l \right\}^2 - \frac{1}{2}, \quad (6.3)$$

mit der Tensorpolarisation P_T^i des Teilchenstrahls vor bzw. P_T nach der Umkehr der Strahlpolarisation und ϵ_T^r der Resonanzstärke der induzierten Resonanz. η_T^l gibt wiederum die obere Grenze der Effizienz der Polarisationsumkehr von η_T bei Tensorpolarisation an, die analog zur Vektorpolarisation bei mehrfacher Umkehr der Polarisationsrichtung wie folgt bestimmt werden kann

$$P_T^n = P_T^i \left\{ \frac{3}{2} (-\eta_T)^2 - \frac{1}{2} \right\}^n, \quad (6.4)$$

mit P_T^n der Tensorpolarisation nach n Richtungsänderungen der Strahlpolarisation.

6.1.1 Magnetkonfigurationen für hochfrequente Magnetfelder

Für die Untersuchungen zur Polarisationsumkehr und Spindynamik beim Resonanzübergang sind verschiedene Magnete zur Erzeugung hochfrequenter transversaler und longitudinaler Magnetfelder ausgelegt, gebaut und im COSY Ring installiert worden. In der ersten Strahlzeit wurde ein HF Dipolmagnet mit vier Leiterschleifen in einer Luftspulenordnung mit einer Länge von 0.6 m verwendet, der ein integrales transversales Feld von $\int B_{rms} dl = 0.11 \text{ T mm}$ bei $V_{rms} = 6.6 \text{ kV}$ liefert. Zur Erhöhung der Effizienz der Polarisationsumkehr wurde für weitere Strahlzeiten ein zweiter HF Dipolmagnet mit ebenfalls 0.6 m Länge verwendet, der aus acht wassergekühlten Leiterschleifen besteht,

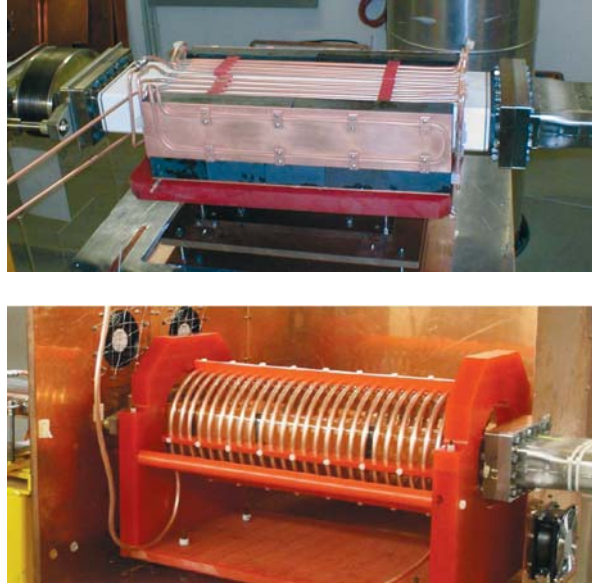


Abbildung 6.1: Abgebildet sind der HF Dipol- (oben) und HF Solenoidmagnet (unten) an ihrer Position im COSY Ring.

die von Ferriten umgeben sind (Abbildung 6.1, oben). Bei $V_{\text{rms}} = 2.8 \text{ kV}$ ist mit dieser Anordnung ein integrales transversales Feld von $\int B_{\text{rms}} dl = 0.54 \text{ T mm}$ möglich. Nach Abschluss der Messungen mit den HF Dipolmagneten wurde ein HF Solenoidmagnet in COSY eingebaut. Es besteht aus einer Luftpule mit fünfundzwanzig wassergekühlten Leiterwindungen auf einer Länge von 0.575 m (Abbildung 6.1, unten). Bei $V_{\text{rms}} = 5.7 \text{ kV}$ beträgt das integrale longitudinale $\int B_{\text{rms}} dl = 0.69 \text{ T mm}$.

Da neben der Position des Sprungquadrupols nur eine weitere Position in COSY mit einem hinreichend langen Keramikrohr von etwa 0.6 m vorhanden ist, konnte nur jeweils ein HF Magnet in den COSY Ring eingebaut werden. Es wurden jeweils dieselben HF Verstärker mit einem Frequenzbereich von 0.25 bis 1.45 MHz für alle drei HF Magnete verwendet. Typischerweise ist ein Frequenzbereich von 0.9 bis 1 MHz genutzt worden, in dem die angegebenen integralen Feldstärken erreicht werden können.

6.1.2 Polarisationsumkehr von Spin-1/2 Teilchen

Zur Bestimmung der Effizienz der Polarisationsumkehr wurden polarisierte Protonen in zwei verschiedenen COSY Strahlzeiten bei Strahlenergien von 1.941 GeV/c bzw. 2.1 GeV/c gespeichert, und die Polarisationsrichtung mit einem HF Dipolmagneten in Luftpulen- bzw. Ferritanordnung umgekehrt [204, 205].

Zunächst muss der theoretische Wert für die Frequenz des HF Dipolmagneten berechnet werden, bei dem es zur resonanten Anregung der Spinbewegung des Teilchenstrahls kommt. Die Umlauffrequenz bei 2.1 GeV/c beträgt $f_0 = 1.491892 \text{ MHz}$ mit einem Lorentz-Faktor von $\gamma = 2.4514$, was einem Spinarbeitspunkt von $\gamma G = 4.395$ entspricht. Die Resonanzfrequenz der induzierten Spinresonanz ist nach Gleichung 4.73 gegeben durch $f_r = (5 - \gamma G) f_0 = 902.6 \text{ kHz}$ für $k = 5$. Durch lineare Änderung der Frequenz des HF Dipolfeldes im Bereich der berechneten Resonanzfrequenz wird zuerst die induzierte Spinresonanz gesucht und vermessen (Abbildung 6.2, links). Dabei wird die gemessene Strahlpolarisation gegen die Mittenfrequenz des HF Dipolfeldes aufgetragen. In diesem Fall ist die Frequenz f_{HF} des HF Dipolfeldes um $\Delta f/2 = 2 \text{ kHz}$, 1 kHz und 0.2 kHz unterhalb und oberhalb der Mittenfrequenz in $\Delta t = 10 \text{ s}$ geändert worden.

Durch Anpassung der Ausgleichskurve (erste Ordnung Lorentz-Kurve) an die gemessene Vektorpolarisation für $\Delta f_{\text{HF}}/2 = 0.2 \text{ kHz}$ konnte die Resonanzfrequenz $f_r = 902.4 \pm 0.1 \text{ kHz}$ mit einer Resonanzbreite von $w = 2.4 \pm 0.3 \text{ kHz}$ (FWHM) ermittelt werden. Nachdem die Resonanzfrequenz und Resonanzbreite bestimmt wurden, musste die Zeit Δt variiert werden, um die Effizienz der Umkehr der Polarisation zu optimieren. Dabei wurde zur Erhöhung der Messgenauigkeit die Polarisation elfmal umgekehrt, und für eine vollständige Polarisationsumkehr bei einer Frequenzänderung von $\Delta f_{\text{HF}}/2 = 6 \text{ kHz}$ ein Wert von $\Delta t = 0.1 \text{ s}$ bestimmt. Anschließend wurde bis zu einundfünfzigmal eine Polarisationsumkehr induziert, und die Polarisation in Intervallen von ungeraden Anzahlen gemessen. In Abbildung 6.2 (rechts) ist die Strahlpolarisation gegen die Anzahl der Richtungsänderungen des Polarisation aufgetragen. Nach Anpassen einer Ausgleichsgeraden wurde die Effizienz der Polarisationsumkehr über Gleichung 6.2 berechnet.

Mit dieser Methode konnte eine Effizienz der Polarisationsumkehr bei Verwendung des HF Dipolfeldes in Ferritanordnung von $\eta_V = 99.92 \pm 0.04 \%$ ermittelt werden. Im Vergleich zur Luftpulenanordnung der ersten Strahlzeit, mit der eine Umkehreffizienz von $\eta_V = 99.3 \pm 0.1 \%$ erzielt werden konnte, bedeutete dies eine weitere Effizienzsteigerung.

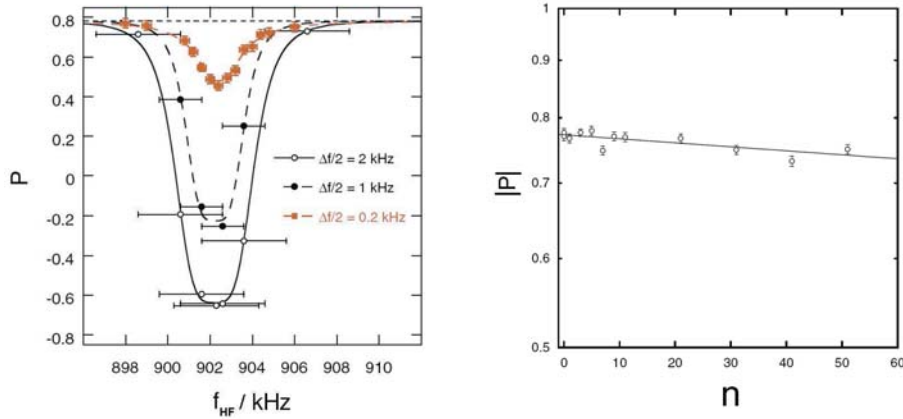


Abbildung 6.2: Links ist die gemessene Vektorpolarisation P eines Protonenstrahls bei 2.1 GeV/c für verschiedene Frequenzen des hochfrequenten Dipolfeldes f_{HF} aufgetragen, die in $\Delta t = 10$ s um $\Delta f/2$ unterhalb und oberhalb der Mittenfrequenz geändert wurde. Die Ausgleichskurven sind Lorentz-Kurven erster und zweiter Ordnung. Rechts ist der Betrag der gemessenen Vektorpolarisation $|P|$ eines Protonenstrahls bei 2.1 GeV/c gegen die Anzahl der Richtungsänderungen der Polarisation n dargestellt. Die Zeit für die Frequenzänderung beträgt $\Delta t = 0.1$ s, die Breite der Frequenzänderung ist $\Delta f/2 = 6$ kHz bei einem integralen Magnetfeld von $\int B_{rms} dl = 0.46 \pm 0.03$ T mm.

6.1.3 Polarisationsumkehr von Spin-1 Teilchen

Die Umkehr der Vektor- und Tensorpolarisation eines Deuteronstrahls ist deutlich komplexer als die Polarisationsumkehr von Protonen. Ein vertikal polarisierter Deuteronenstrahl wurde bei 1.85 GeV/c in COSY gespeichert [206]. Fünf verschiedene Polarisationszustände wurden für dieses Experiment von der polarisierten Quelle geliefert: $(P_V, P_T) = (0, 0)$, $(-2/3, 0)$, $(-1/3, -1)$, $(-1, +1)$ und $(+1, +1)$. Die Spannung des HF Dipolmagneten in Ferritanordnung wurde in 200 ms von 0 auf 2.8 kV (rms) erhöht, was einem maximalen integralen Feld von 0.54 T mm entspricht. Das Magnetfeld wurde für einige Sekunden auf diesem Wert konstant gehalten und dann innerhalb von 200 ms wieder auf Null gefahren.

Es wurde zunächst wiederum die Resonanzfrequenz der induzierten Spinresonanz bestimmt. Die Umlauffrequenz der Deuteronen im COSY Ring beträgt bei 1.85 GeV/c $f_0 = 1.14743$ MHz mit einem Lorentz-Faktor von $\gamma = 1.4046$. Damit ergibt sich ein Spinarbeitspunkt von $\gamma G = -0.20084$. Die berechnete Resonanzfrequenz beträgt $f_r = (1 + \gamma G)f_0 = 917.0$ kHz für $k = 1$. Zur Messung der Resonanzfrequenz wurde die Frequenz des HF Dipolmagneten anfangs in Schritten von 10 kHz um den theoretischen Wert geändert, und die Strahlpolarisation gemessen. Durch schrittweise Reduzierung der Frequenzänderung Δf des HF Dipolfeldes konnte schließlich eine Resonanzfrequenz von etwa 916.9 kHz ermittelt werden. Daran anschließend wurde die Resonanzfrequenz mit fester Frequenz des HF Dipolmagneten weiter vermessen. Die gemessene Vektor- und Tensorpolarisation ist in Abbildung 6.3 gegen die Frequenz des HF Dipolmagneten aufgetragen. Durch Anpassung einer Lorentz-Kurve zweiter Ordnung an die Messwerte der Vektorpolarisation konnte die Resonanzfrequenz zu $f_r = 916.96222 \pm 0.00026$ kHz

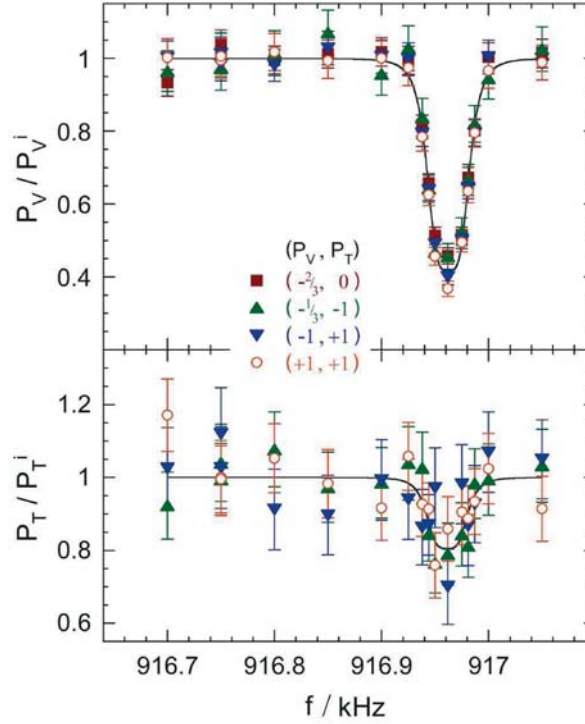


Abbildung 6.3: Vektor- und Tensorpolarisation (oberer bzw. unterer Graph) aufgetragen gegen die Frequenz des HF Dipolfeldes für Deuteronen, die bei 1.85 GeV/c in COSY gespeichert wurden. P_V^i und P_T^i wurden über sechs Punkte im Minimum jeder Verteilung gemittelt. An beide Verteilungen wurde eine Lorentz-Kurve zweiter Ordnung angepasst.

mit einer Resonanzbreite von $w = 40.82 \pm 0.76$ Hz (FWHM) bestimmt werden. Für die Messwerte der Tensorpolarisation ergab sich mit dieser Methode eine Resonanzfrequenz von $f_r = 916.9612 \pm 0.0025$ kHz mit einer Resonanzbreite von $w = 39.4 \pm 7.4$ Hz (FWHM). Die Ergebnisse für die Resonanzfrequenz und die Resonanzbreite sind also innerhalb der Messfehler für Vektor- und Tensorpolarisation konsistent.

Daran anschließend wurde die Effizienz für die Polarisationsumkehr optimiert. In Abbildung 6.4 ist die Vektor- und Tensorpolarisation für $\Delta f_{\text{HF}}/2 = 0.1$ kHz während der Umkehr der Strahlpolarisation gegen die Zeit der Frequenzänderung Δt aufgetragen. Beim Resonanzübergang wechselt die Vektorpolarisation des Strahls ihr Vorzeichen, wohingegen die Richtung der Tensorpolarisation zunächst teilweise umgekehrt wird, ein Minimum erreicht und schließlich in die ursprüngliche Richtung zurückkehrt. Mit Gleichungen 6.1 und 6.3 konnte eine Kurve an die gemessene Polarisation angepasst werden, welche die Messwerte gut beschreibt. Für die Vektorpolarisation ergibt sich eine Effizienz der Polarisationsumkehr von $\eta_V^1 = 100.4 \pm 2.0\%$ mit einer Resonanzstärke von $\epsilon_V^1 = 1.167 \pm 0.011 \cdot 10^{-6}$. Die Werte aus der Kurvenanpassung für Tensorpolarisation sind $\eta_V^1 = 100.2 \pm 2.1\%$ bei $\epsilon_V^1 = 1.144 \pm 0.022 \cdot 10^{-6}$, gemittelt über alle Polarisationszustände. Die Resonanzstärke und Effizienz der Polarisationsumkehr stimmen für Vektor- und Tensorpolarisation innerhalb der Messfehler sehr gut überein.

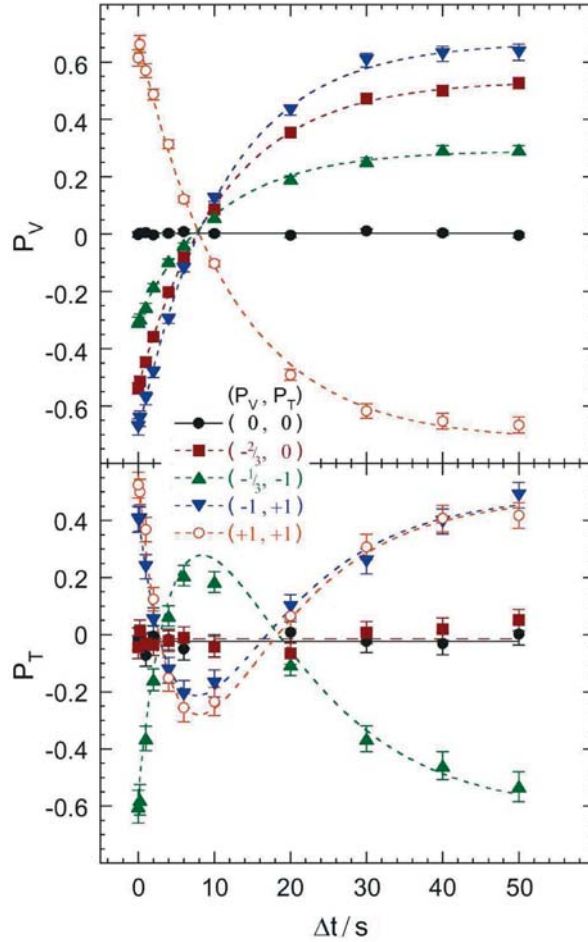


Abbildung 6.4: Polarisationsumkehr der Vektor- und Tensorpolarisation (oberer bzw. unterer Graph) von Deuteronen, die bei 1.85 GeV/c in COSY gespeichert wurden. Die gemessene Vektorpolarisation P_V bzw. Tensorpolarisation P_T ist gegen die Zeit Δt aufgetragen, in der die Frequenz des hochfrequenten Dipolfeldes um $\Delta f/2 = 100$ Hz geändert wurde. An die Messpunkte wurden Ausgleichskurven nach Formel 6.1 und 6.3 angepasst.

Im nächsten Schritt wurden mit optimierter Einstellung des HF Dipolmagneten ($\Delta t = 60$ s, $\Delta f = 150$ Hz) und maximalem integralen HF Dipolfeld mehrere Änderungen der Polarisationsrichtung ausgeführt [206]. In Abbildung 6.5 ist die gemessene Vektor- und Tensorpolarisation polarisierter Deuteronen bei drei Richtungsänderungen der Polarisation abgebildet. Mit den Gleichungen 6.2 und 6.4 wurden folgende Effizienzen der Polarisationsumkehr für Vektor- und Tensorpolarisation bestimmt $\eta_V = 96.5 \pm 0.6\%$ und $\eta_T = 98.3 \pm 1.0\%$. Die gewichtete Effizienz der Polarisationsumkehr für Vektor- und Tensorpolarisation beträgt $\eta = 97 \pm 1\%$. In einem weiteren Experiment wurde die Vektorpolarisation fünfmal umgekehrt. Dabei konnte die Effizienz der Polarisationsum-

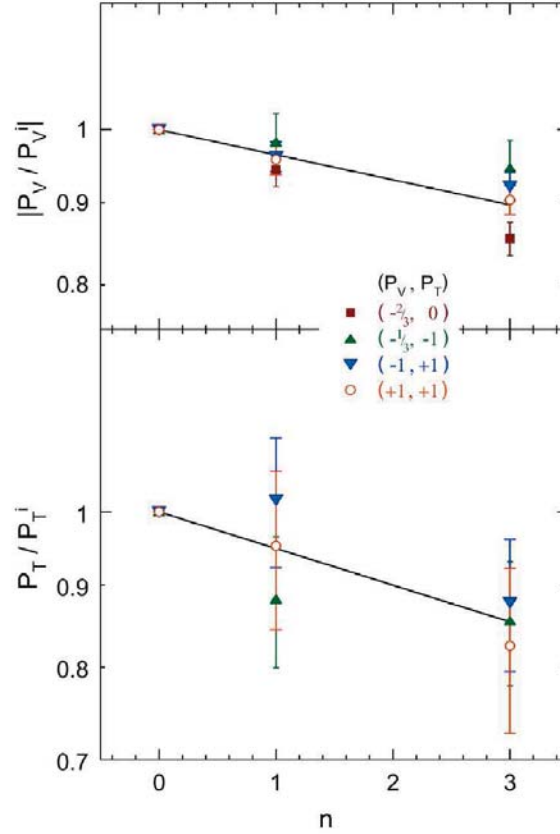


Abbildung 6.5: Gemessenes Verhältnis der Vektor- bzw. Tensorpolarisation polarisierter Deuteronen, die bei 1850 MeV/c in COSY gespeichert wurden, aufgetragen gegen die Anzahl der Richtungsänderungen der Polarisation n . Die Frequenz des HF Dipolmagneten wurde um $\Delta f = 150 \text{ Hz}$ in $\Delta t = 60 \text{ s}$ geändert, mit einem integralen Feld von $\int B_{\text{rms}} dl = 0.54 \text{ Tmm}$.

kehr für die Vektorpolarisation mit höherer Messgenauigkeit gemessen und ein Wert von $\eta_V = 98.5 \pm 0.3\%$ erreicht werden [206]. Eine Kalibrierung der Tensorpolarisation fand bei dieser Messung nicht statt.

6.1.4 Resonanzstärke bei Polarisationsumkehr

Die an verschiedenen Ringbeschleunigern aufgetretenen Resonanzstärken bei Polarisationsumkehr mit hochfrequenten Magnetfeldern wurden verglichen [209]. Dabei zeigten sich teils starke Abweichungen der gemessenen Resonanzstärke vom theoretischen Wert für den direkte Einfluss des HF Dipolfeldes auf die Spindrehung (Kapitel 4.3.3). Eine systematische experimentelle Untersuchung der Resonanzstärke, die von einem HF Dipol- bzw. HF Solenoidfeld bei Polarisationsumkehr hervorgerufen wird, wurde an

COSY durchgeführt. Die Messergebnisse wurden mit den theoretischen Vorhersagen verglichen.

Dabei sind verschiedene Normierungen der Messwerte der Resonanzstärke verwendet worden. In früheren Messungen wurde eine um einen Faktor „2“ größere Normierung als in den Gleichungen 4.77 und 4.78 angegeben, $\epsilon_{\text{Bdl}}/2 = {}^*\epsilon_{\text{Bdl}}$, verwendet. In späteren Messungen wurde mit der theoretischen Resonanzstärke ${}^*\epsilon_{\text{Bdl}}$ normiert [84, 105, 106, 178, 207, 208].

Messung der Resonanzstärke bei hochfrequentem Dipolfeld

Zur Bestimmung der Resonanzstärke wird die gemessene Polarisation zunächst gegen die Zeit für die Frequenzänderung des HF Dipolmagneten aufgetragen. Aus dem Verlauf der gemessenen Polarisation als Funktion von Δt kann die experimentelle Resonanzstärke ϵ_{FS} bestimmt werden. In Abbildung 6.6 ist die gemessene Vektorpolarisation für Protonen bei 2.1 GeV/c dargestellt.

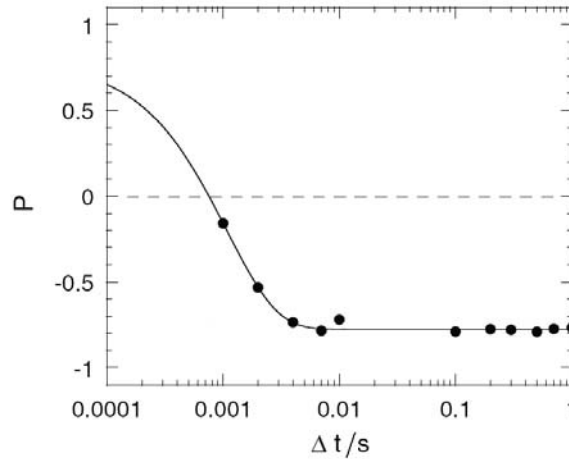


Abbildung 6.6: *Gemessene Vektorpolarisation von polarisierten Protonen, die bei 2.1 GeV/c in COSY gespeichert wurden, aufgetragen gegen die Zeit Δt in der die Frequenzänderung des HF Dipolmagneten von $\Delta f = 8 \text{ kHz}$ erfolgte.*

Das integrale transversale Magnetfeld beträgt für die Messung $\int B dl = 0.46 \pm 0.03 \text{ T mm}$, was einer Resonanzstärke von $\epsilon_{\text{Bdl}} = (80 \pm 4) \cdot 10^{-6}$ entspricht. Durch Anpassung der modifizierten Froissart-Stora Formel an die Messwerte konnte folgender Wert für die Resonanzstärke bestimmt werden $\epsilon_{\text{FS}} = (580 \pm 10) \cdot 10^{-6}$. Das Verhältnis von $\epsilon_{\text{FS}}/\epsilon_{\text{Bdl}}$ beträgt in diesem Fall etwa 7.3. Die Resonanzstärken vorhergehender Messungen mit polarisierten Protonen wurden auf dieselbe Weise analysiert und mit theoretischen Werten verglichen [205, 209].

Zur weiteren experimentellen Untersuchung wurde ein vertikal polarisierter Protonenstrahl bei 2.1 GeV/c in COSY gespeichert, und eine Spinresonanz mit einem hochfrequenten transversalen Magnetfeld erzeugt [209]. Der HF Dipolmagnet wurde im Bereich von $f_{\text{HF}} = 902.6 \text{ kHz}$ mit einer Spannung von $V_{\text{HF}} \approx 1 \text{ kV (rms)}$ betrieben, was einem integralen Feld von $0.19 \pm 0.01 \text{ T mm}$ entspricht. Für verschiedene vertikale Ar-

beitspunkte wurde die Vektorpolarisation als Funktion von Δt gemessen und aus dem Verlauf der Kurve ϵ_{FS} ermittelt. Das Verhältnis von ϵ_{FS} zu ϵ_{Bdl} ist in Abbildung 6.7 für den eingestellten vertikalen Arbeitspunkt ν_y aufgetragen.

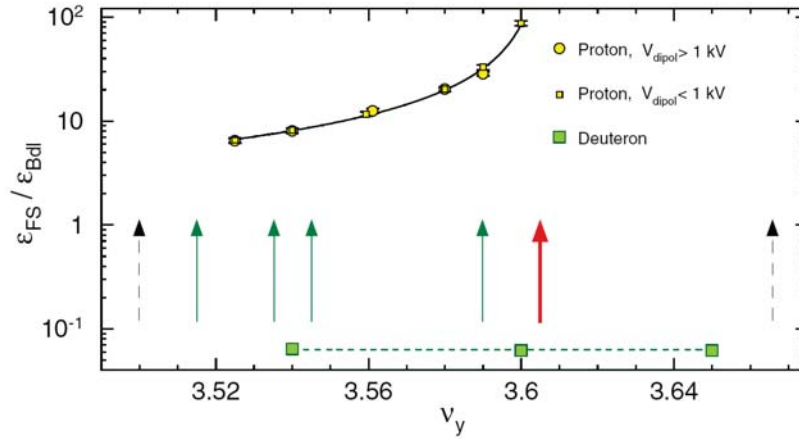


Abbildung 6.7: Resonanzstärke von Spinresonanzen induziert durch ein hochfrequentes transversales Magnetfeld bei polarisierten Protonen und Deuteronen, die bei 2.1 GeV/c bzw. 1.85 GeV/c in COSY gespeichert wurden. Das Verhältnis von ϵ_{FS} zu ϵ_{Bdl} ist aufgetragen gegen den vertikalen Arbeitspunkt, der im Bereich von $\nu_y = 3.52$ bis 3.6 bei Protonen bzw. 3.54 bis 3.65 bei Deuteronen variiert wurde. ϵ_{FS} wurde für die einzelnen Arbeitspunkte durch eine Kurvenanpassung der gemessenen Polarisation für verschiedene Δt mit der modifizierten Froissart-Stora Formel ermittelt, und ϵ_{Bdl} aus Formel 4.77 berechnet. Die Position intrinsischer Resonanzen erster und dritter Ordnung sind für Protonen durch breite bzw. schmale Pfeile angedeutet; optische Resonanzen durch gestrichelte.

Die gemessene Resonanzstärke hängt bei Protonen stark vom vertikalen Arbeitspunkt ab. Wie erwartet kommt es zu einer Erhöhung der gemessenen Resonanzstärke um einen Faktor von ≈ 100 in der Nähe der stärksten intrinsischen Resonanz $\gamma G = 8 - \nu_y$, da der HF Dipolmagnet bei einer Modulationsfrequenz in der Nähe des vertikalen Arbeitspunkts kohärente Betatronschwingungen mit großer Amplitude anregt. Die folgende Gleichung wurde an die Messwerte angepasst, um das Resonanzverhalten der gemessenen Werte für Protonen zu beschreiben [106, 105]

$$\frac{\epsilon_{\text{FS}}}{\epsilon_{\text{Bdl}}} = A + \frac{B}{|\nu_y - \nu_r|}. \quad (6.5)$$

Dabei wurden aus der Messung folgende Werte ermittelt: $A = 0.44 \pm 0.46$, $B = 0.50 \pm 0.03$ und $\nu_r = 3.6060 \pm 0.0005$. Die gemessene Resonanzfrequenz ν_r steht in guter Übereinstimmung mit der theoretischen Position der intrinsischen Resonanz bei 3.605. A gibt das Verhältnis von ϵ_{FS} zu ϵ_{Bdl} in großer Entfernung zu der intrinsischen Resonanz an, konnte jedoch nicht mit genügend großer Genauigkeit bestimmt werden, um weitere Aussagen treffen zu können. B hängt von der ionenoptischen Struktur und der Einstellung des Beschleunigers ab.

Die gemessenen Werte für polarisierte Deuteronen in Abbildung 6.7 zeigen keine Abhängigkeit vom vertikalen Arbeitspunkt [206], da keine intrinsischen Resonanzen für Deuteronen im ausgewählten Arbeitspunktbereich liegen. Die angepasste Gerade ergibt ein Verhältnis der Resonanzstärken von $\epsilon_{FS}/\epsilon_{BdI} = 0.063 \pm 0.002$. Der gemessene Wert weicht also stark vom theoretischen Wert ab und liegt deutlich unter eins.

Um sicherzustellen, dass die Ergebnisse weder von den gewählten Parametern des HF Dipolmagneten noch von der Strahlemittanz abhängen, wurden verschiedene systematische Untersuchungen durchgeführt. In Abbildung 6.8 ist das Verhältnis von ϵ_{FS} zu ϵ_{BdI} gegen die vertikale Strahlbreite am EDDA Wechselwirkungspunkt aufgetragen.

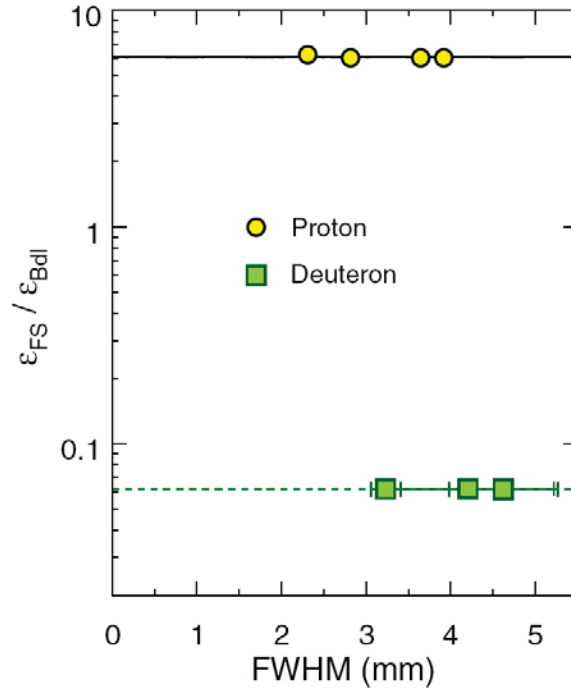


Abbildung 6.8: Resonanzstärke von Spinresonanzen bei Protonen und Deuteronen in COSY, die mit einem hochfrequenten transversalen Magnetfeld erzeugt wurden. Das Verhältnis von ϵ_{FS} zu ϵ_{BdI} ist aufgetragen gegen die vertikale Strahlbreite (FWHM) am EDDA Wechselwirkungspunkt.

Zur Variation der Strahlbreite wurde nach Erreichen der Experimentenergie der Sprungquadrupol mit verschiedenen Amplituden angeschaltet. Durch die nicht adiabatisch verlaufende Änderung des Arbeitspunktes wurde ein Emittanzwachstum des Strahls in transversaler Richtung hervorgerufen. Die vertikale Strahlbreite wurde durch ein Fädchentarget an EDDA bestimmt, das durch den Strahl gefahren wurde. Aus Abbildung 6.8 ist gut ersichtlich, dass Resonanzstärken für Protonen und Deuteronen nicht von der vertikalen Strahlbreite abhängen.

Um die Untersuchungen in der Nähe einer Spinresonanz für Deuteronen fortzuführen, wurde in einer weiteren Strahlzeit ein polarisierter Deuteronstrahl bei 1.85 GeV/c gespeichert [210]. Der HF Dipolmagnet wurde bei $f_{HF} = 917 \text{ kHz}$ und $V_{HF} = 3.1 \text{ kV}$

(rms) betrieben, was einem integralen Feld von $0.60 \pm 0.03 \text{ T mm}$ entspricht. Daraus folgt eine theoretische Resonanzstärke von $*\epsilon_{\text{Bdl}} = (8.8 \pm 0.4) \cdot 10^{-6}$. Drei verschiedene Polarisationszustände wurden gewählt: $(P_V, P_T) = (1/3, -1)$, $(-2/3, 0)$ und $(+1, +1)$. In Abbildung 6.9 sind die gemessenen Vektorpolarisationen für einen Arbeitspunkt von $\nu_y = 3.60$ gegen die Zeit Δt für die Frequenzänderung aufgetragen.

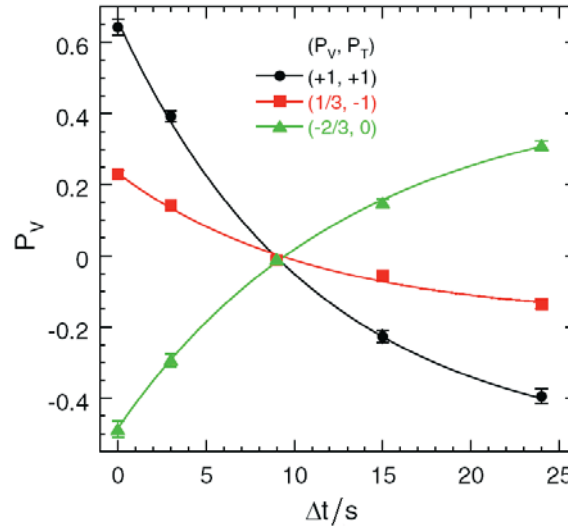


Abbildung 6.9: Vektorpolarisation für drei verschiedene Polarisationszustände von Deuteronen, die bei 1.85 GeV/c in COSY gespeichert wurden, aufgetragen gegen die Zeit Δt in der die Frequenzänderung $\Delta f = 300 \text{ Hz}$ des HF Dipolmagneten erfolgte. Der vertikale Arbeitspunkt beträgt $\nu_y = 3.60$.

Durch Anpassung der modifizierten Froissart-Stora Formel konnte eine Resonanzstärke von $\epsilon_{\text{FS}} = (1.39 \pm 0.04) \cdot 10^{-6}$ ermittelt werden. Damit ergibt sich ein Verhältnis der Resonanzstärken von $\epsilon_{\text{FS}} / *\epsilon_{\text{Bdl}} = 0.15 \pm 0.01$. Diese Prozedur wurde für verschiedene vertikale Arbeitspunkte wiederholt, wobei der vertikale Arbeitspunkt über einen großen Bereich von $\nu_y = 3.54$ bis 3.85 variiert wurde.

Das Verhältnis von ϵ_{FS} zu $*\epsilon_{\text{Bdl}}$ ist für verschiedene vertikale Arbeitspunkte in Abbildung 6.10 (oberer Graph) aufgetragen. Die gemessene Resonanzstärke hängt bei Deuteronen in dem gewählten Arbeitspunktbereich stark vom vertikalen Arbeitspunkt ab, und der Verlauf wird maßgeblich durch die intrinsische Resonanz $\gamma G = -4 + \nu_y$ bestimmt. Deutlich zu sehen ist die um einen Faktor drei überhöhte Resonanzstärke in der Nähe der intrinsischen Resonanz, die jedoch deutlich schwächer ausgeprägt ist als bei der untersuchten intrinsischen Resonanz bei Protonen. Mittels einer angepassten Kurve (Gleichung 6.5) wurden folgende Werte ermittelt: $A = 0.06 \pm 0.04$ und $B = 0.010 \pm 0.002$ mit $\nu_r = 3.798 \pm 0.001$, was in Übereinstimmung mit der theoretischen Position der intrinsischen Resonanz von $\nu_r = 3.799$ ist. Auch bei ausgeschaltetem HF Dipolfeld ist die intrinsische Resonanz im angegebenen Verhältnis von P_V zu P_V^i in Abbildung 6.10 (unterer Graph) deutlich zu erkennen.

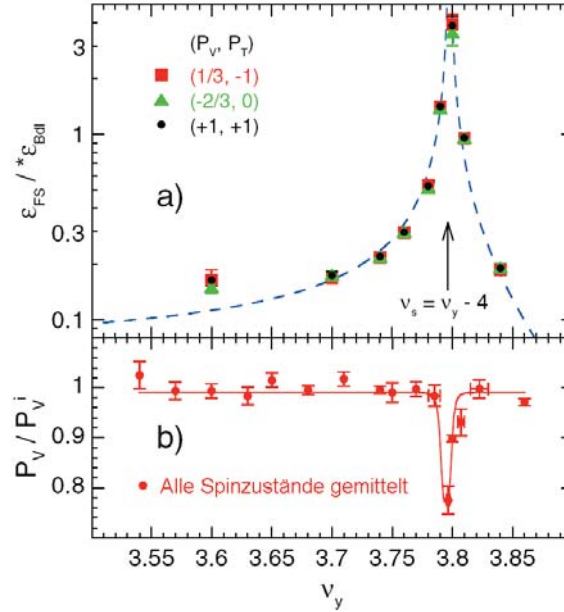


Abbildung 6.10: Resonanzstärke von Spinresonanzen angeregt durch ein hochfrequentes transversales Magnetfeld bei Deuteronen, die bei 1.85 GeV/c in COSY gespeichert wurden. Das Verhältnis von ϵ_{FS} zu $^*\epsilon_{BdI}$ ist aufgetragen gegen den vertikalen Arbeitspunkt ν_y (oberer Graph). ϵ_{FS} wurde für verschiedene vertikale Arbeitspunkte durch Kurvenanpassung der modifizierten Froissart-Stora Formel an den gemessenen Verlauf der Polarisation ermittelt. Das gemessene Verhältnis der Vektorpolarisation nach Resonanzquerung für ein ausgeschaltetes HF Magnetfeld ist im unteren Graph gegen den vertikalen Arbeitspunkt dargestellt. An die Messwerte wurde eine Lorentz-Kurve zweiter Ordnung angepasst.

Um zu überprüfen, ob die reduzierte Resonanzstärke von der Einstellung des HF Dipolmagneten abhängt, wurde die Frequenzänderung des HF Dipolfeldes variiert [210]. Dazu wurde ein vertikaler Arbeitspunkt $\nu_y = 3.60$ gewählt, der in größerer Entfernung zu einer Spinresonanz für Deuteronen liegt. In Abbildung 6.11 ist das Verhältnis der gemessenen zur berechneten Resonanzstärke gegen die Frequenzänderung des HF Dipolfeldes aufgetragen.

Zusätzlich sind gemessene Verhältnisse von Resonanzstärken eingetragen, die mit hochfrequenten Dipol- bzw. Solenoidfeldern im IUCF Kühlerring bestimmt wurden. Aus dem Vergleich der gemessenen zur berechneten Resonanzstärke ist klar ersichtlich, dass die reduzierte Resonanzstärke mit der Verwendung eines transversalen, hochfrequenten Magnetfeld zusammenhängt. Das Verhältnis der gemessenen zur berechneten Resonanzstärke liegt bei den COSY und IUCF Messungen mit transversalem Feld bei $\epsilon_{FS} / ^*\epsilon_{BdI} = 0.15 \pm 0.01$, wohingegen bei den IUCF Messungen mit longitudinalem, hochfrequentem Feld der Wert nahe bei eins liegt. Für elektronengekühlten und ungekühlten Strahl sind die Messwerte innerhalb der Messfehler ebenfalls konsistent, was wiederum bestätigt, dass die Resonanzstärke nicht von der Strahlemittanz abhängt.

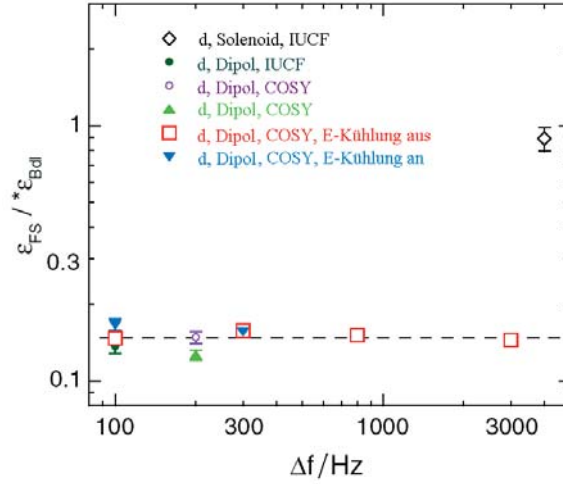


Abbildung 6.11: *Spinresonanzen bei Deuteronen angeregt mit einem hochfrequenten Dipolfeld in COSY und mit hochfrequenten Dipol- bzw. Solenoidfeldern im IUCF Kühler-ring. Das Verhältnis von ϵ_{FS} zu ϵ_{Bd} ist aufgetragen gegen die Frequenzänderung des HF Dipolfeldes Δf . Der vertikale Arbeitspunkt von COSY betrug $\nu_y = 3.60$ und beim IUCF Kühlerring $\nu_y = 4.80$.*

Messung der Resonanzstärke bei hochfrequentem Solenoidfeld

Um die IUCF Messung der Resonanzstärke bei Polarisationsumkehr mit longitudinalem Magnetfeld zu bestätigen, wurde in COSY der HF Solenoidmagnet verwendet, und ein polarisierter Deuteronenstrahl bei 1.85 GeV/c in COSY gespeichert. Die Frequenz des HF Solenoidfeldes lag bei $f_{HF} = 917$ kHz mit einer Spannung von $V_{HF} = 5.7$ kV (rms), was einem integralen longitudinalen Feld von 0.67 T mm entspricht [211].

Das Verhältnis von ϵ_{FS} zu ϵ_{Bd} ist in Abbildung 6.12 für verschiedene vertikale Arbeitspunkte ν_y (oben) bzw. für verschiedene Frequenzänderungen Δf des HF Solenoidmagneten (unten) aufgetragen. Es zeigt bis auf einen Messwert keine Abhängigkeit vom gewählten vertikalen Arbeitspunkt oder der Dauer der Frequenzänderung des HF Solenoidmagneten und kann durch eine Gerade angepasst werden. Der berechnete Wert $\epsilon_{FS}/\epsilon_{Bd} = 1.02 \pm 0.07$ ist innerhalb der Messfehler konsistent mit eins. Die in Gleichung 4.78 angegebene Resonanzstärke liefert also für den longitudinalen Fall den gemessenen Wert. Lediglich ein einzelner Messpunkt in unmittelbarer Nähe der intrinsischen Resonanz $\gamma G = -4 + \nu_y$ weicht um etwa 2.5σ von der angepassten Geraden ab. Dies ist durch transversale Magnetfeldkomponenten im Randfeld des Solenoidmagneten zu erklären, die zu schwachen kohärenten Betatronschwingungen führen und somit die intrinsische Resonanz anregen.

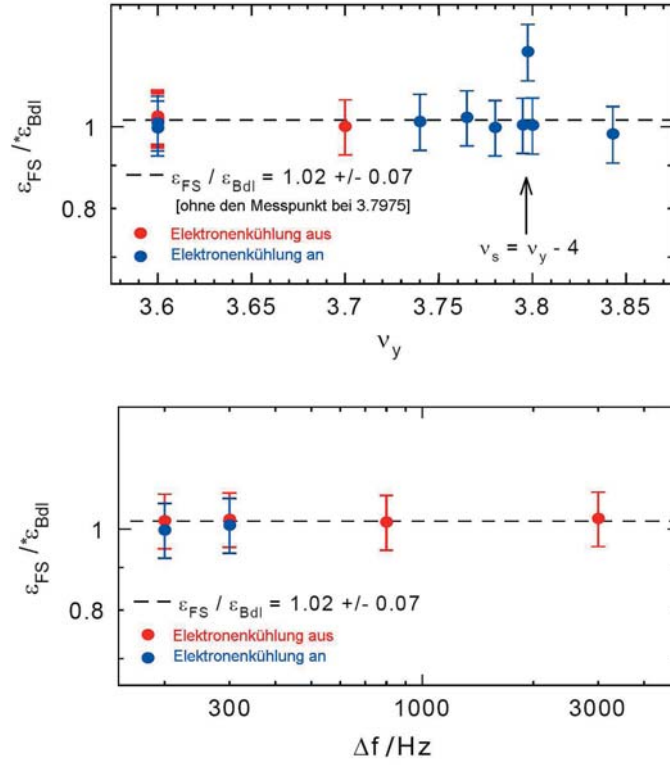


Abbildung 6.12: Resonanzstärke von Spinresonanzen angeregt mit einem hochfrequenten longitudinalen Magnetfeld bei Deuteronen, die bei 1.85 GeV/c in COSY gespeichert wurden. Das Verhältnis von ϵ_{FS} zu ϵ_{Bdl} ist gegen den vertikalen Arbeitspunkt ν_y (oben) bzw. die Frequenzänderung des HF Solenoidfeldes Δf (unten) bei $\nu_y = 3.60$ aufgetragen.

Berechnung der Resonanzstärke bei hochfrequentem Dipolfeld

Die Messungen an COSY und IUCF zeigen, dass die gemessene Resonanzstärke der induzierten Spinresonanz mit den berechneten Werten übereinstimmen, wenn die Polarisationsumkehr von einem hochfrequenten longitudinalen Magnetfeld hervorgerufen wird. Wird ein transversales Magnetfeld verwendet, so kommt es zusätzlich zu einer kohärenten Betatronoszillation des Strahls, die zu einer weiteren Anregung des Spins in den horizontalen Feldkomponenten der Quadrupolmagnete des Beschleunigers führt. Dieser Effekt ist in der Nähe von intrinsischen Resonanzen besonders stark ausgeprägt.

Im Folgenden werden die Messwerte für ein transversales Dipolfeld, die mit polarisierten Protonen bzw. Deuteronen an COSY gemessen wurden, mit theoretischen Vorhersagen verglichen. Für die Messungen mit polarisierten Protonen und Deuteronen wurde eine Ionenoptik mit dispersionsfreien geraden Strahlführungen an COSY eingestellt, um die Strahlbreite für Polarisationsmessungen am EDDA Wechselwirkungspunkt klein zu halten. Die ionenoptischen Funktionen entlang des Rings sind für diese Einstellung in Abbildung 6.13 abgebildet.

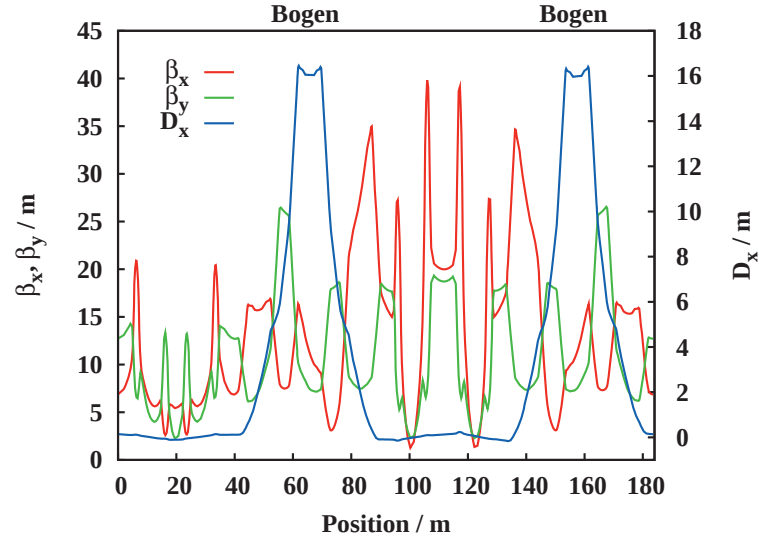


Abbildung 6.13: Ionenoptische Funktionen in COSY bei Experimenten zur Polarisationsumkehr. Dargestellt sind die horizontale Betatronfunktion β_x , die vertikale Betatronfunktion β_y und die horizontale Dispersion D_x entlang des Rings. Die Lage der beiden Bögen ist markiert.

In der Strahlzeit mit polarisierten Protonen wurde der Strahl bei 2.1 GeV/c in COSY gespeichert. Das entspricht einem Spinarbeitspunkt von $\gamma G = 4.394979$. Im typischen COSY Arbeitspunktbereich von $\nu_y = 3.52$ bis 3.62 müssen folgende intrinsische Resonanzen berücksichtigt werden: $\tilde{\nu}_m(\gamma G = 1 + \nu_y) = 3.394979$, $\tilde{\nu}_m(\gamma G = 8 - \nu_y) = 3.605021$ und $\tilde{\nu}_m(\gamma G = 0 + \nu_y) = 4.394979$, wobei $\tilde{\nu}_m$ den Modulationsarbeitspunkt der entsprechenden intrinsischen Resonanz angibt. In Abbildung 6.14 (links) ist die Resonanzstärke für eine normierte vertikale Strahlemittanz von 1 mm mrad gegen den vertikalen Arbeitspunkt aufgetragen. Die Resonanzstärke ist für die intrinsische Resonanz $\gamma G = 8 - \nu_y$ am größten und ändert sich mit dem vertikalen Arbeitspunkt kaum. Die anderen beiden intrinsischen Resonanzen sind stark von der ionenoptischen Einstellung von COSY abhängig, und ihre Resonanzstärken ungefähr um eine Größenordnung kleiner als die der stärksten intrinsischen Resonanz. Unter Verwendung dieser Resonanzstärken kann der Beitrag einzelner intrinsischer Resonanzen zu ϵ_{FS} berechnet werden. In Abbildung 6.14 (rechts) sind die berechneten und gemessenen Verhältnisse (aus Abbildung 6.7) von ϵ_{FS} zu ϵ_{BdI} für verschiedene vertikale Arbeitspunkte aufgetragen. Die theoretische Vorhersage der Resonanzstärke, die sich im Wesentlichen aus dem Betrag von zwei intrinsischen Resonanzen und dem direkten Beitrag des HF Dipolfeldes auf die Spindrehung zusammensetzt, stimmt gut mit dem gemessenen Wert innerhalb der Messfehler überein.

In der Strahlzeit mit polarisierten Deuteronen wurde der Strahl bei 1.85 GeV/c in COSY gespeichert. Das entspricht einem Spinarbeitspunkt von $\gamma G = -0.200697$. Im Arbeitspunktbereich von $\nu_y = 3.55$ bis 3.85 tragen im Wesentlichen sechs intrinsische Resonanzen bei: $\tilde{\nu}_m(\gamma G = -6 + \nu_y) = 5.799303$, $\tilde{\nu}_m(\gamma G = -5 + \nu_y) = 4.799303$, $\tilde{\nu}_m(\gamma G = 3 - \nu_y) = 3.200697$, $\tilde{\nu}_m(\gamma G = -4 + \nu_y) = 3.799303$, $\tilde{\nu}_m(\gamma G = -2 + \nu_y) = 1.799303$ und $\tilde{\nu}_m(\gamma G = 8 - \nu_y) = 8.200697$, deren Resonanzstärke für eine normierte vertikale Strahlemittanz von 1 mm mrad im Bereich von 10^{-4} liegen. Der Beitrag aller anderen

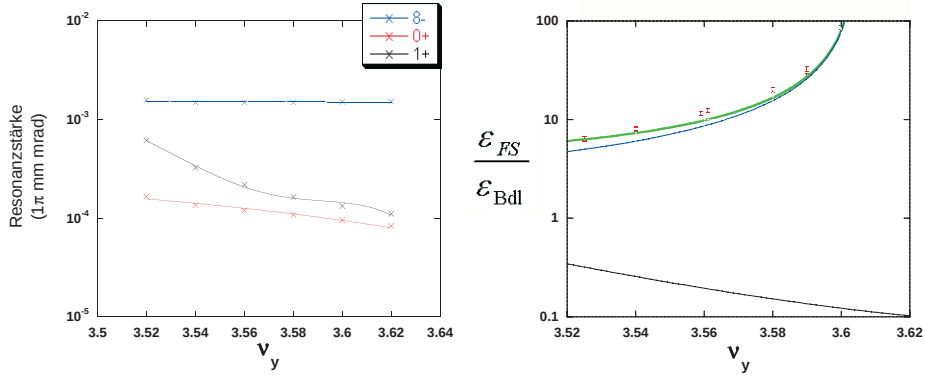


Abbildung 6.14: Links ist die berechnete Resonanzstärke der intrinsischen Resonanzen in COSY gegen den vertikalen Arbeitspunkt ν_y aufgetragen. Rechts sind berechnete (Kurven) und gemessene (Datenpunkte) Verhältnisse von ϵ_{FS} zu ϵ_{Bdl} für Protonen gegen den vertikalen Arbeitspunkt dargestellt, die bei 2.1 GeV/c in COSY gespeichert wurden. Die unteren beiden Kurven (blau und schwarz) stellen die einzelnen Beiträge der intrinsischen Resonanzen $\gamma G = 8 - \nu_y$ bzw. $\gamma G = 1 + \nu_y$ dar. Der Beitrag von $\gamma G = 0 + \nu_y$ liegt unterhalb von 0.1. In der oberen Kurve (grün) sind die Beiträge aller intrinsischen Resonanzen und der direkte Einfluss des HF Dipolfeldes auf die Spindrehung aufsummiert.

intrinsischen Resonanzen in diesem Bereich ist deutlich kleiner, da die Resonanzstärken nur wenige 10^{-5} betragen. In Abbildung 6.15 (links) ist die Resonanzstärke für eine normierte vertikale Strahlemittanz von 1 mm mrad gegen den vertikalen Arbeitspunkt aufgetragen.

In derselben Abbildung sind rechts die berechneten und gemessenen Verhältnisse (aus Abbildung 6.8) von ϵ_{FS} zu ϵ_{Bdl} für verschiedene vertikale Arbeitspunkte aufgetragen. In größerer Entfernung von der intrinsischen Resonanz $\gamma G = -4 + \nu_y$, im vertikalen Arbeitspunktbereich von $\nu_y = 3.55$ bis 3.70, weicht der gesamte berechnete Beitrag um etwa 0.75 vom gemessenen Verhältnis ab. Skaliert man den berechneten Wert von ϵ_{FS} unter der Annahme, dass in Gleichung 4.77 der vom Spinarbeitspunkt abhängige Vorfaktor $1 + \gamma G$ durch γG ersetzt werden muss, so erhält man das in Abbildung 6.16 gezeigte Verhältnis der Resonanzstärken. Die gemessenen und skalierten Verhältnisse der Resonanzstärken stimmen deutlich besser überein, was bestätigt, dass die Formel für Resonanzstärken im transversalen HF Magnetfeldern modifiziert werden muss.

Um diese Analyse zu bestätigen, wurde mit einem Simulationsprogramm die Bewegung des Spins in den Magnetfeldern (*spin tracking*) von COSY berechnet [187]. In Abbildung 6.17 ist die gemessene Vektorpolarisation eines Polarisationszustandes aus Abbildung 6.9 zusammen mit Simulationsergebnissen gegen die Zeit für die Frequenzänderung Δt aufgetragen.

Simulationsrechnungen bei $\nu_y = 3.61$ wurden für Spindrehungen im HF Dipolfeld proportional zu $1 + \gamma G$ bzw. γG durchgeführt. Der Vergleich der Messungen mit den Ergebnissen zeigt, dass bei der bisher verwendeten Formel für die Spindrehung in einem transversalen Magnetfeld die Resonanzstärke um etwa einen Faktor vier zu groß ist. Wird in der Simulation die Spindrehung proportional zu γG gesetzt, so stimmen der gemessene und simulierte Werte für den Verlauf der Polarisation während des Re-

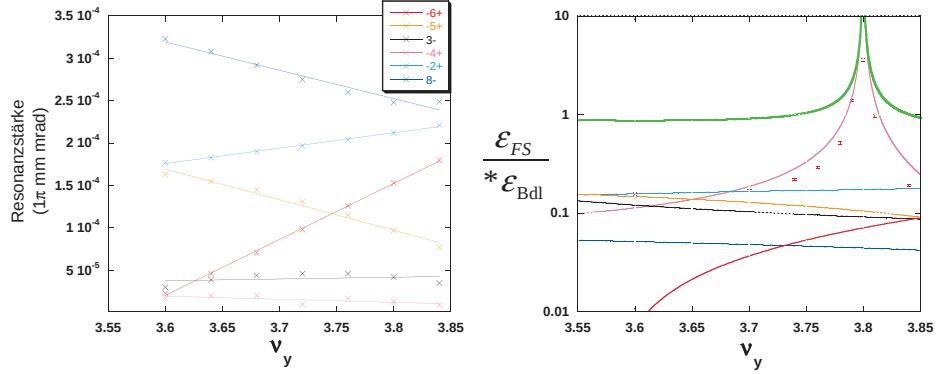


Abbildung 6.15: Links ist die berechnete Resonanzstärke der intrinsischen Resonanzen in COSY gegen den vertikalen Arbeitspunkt ν_y aufgetragen. Rechts sind die berechneten (Kurven) und gemessenen (Datenpunkte) Verhältnisse von ϵ_{FS} zu $*\epsilon_{Bdl}$ für Deuteronen gegen den vertikalen Arbeitspunkt dargestellt, die bei 1.85 GeV/c in COSY gespeichert wurden. Die unteren Kurven (Farbcode wie links) stellen die einzelnen Beiträge von sechs intrinsischen Resonanzen dar, deren Anteil größer als 0.01 ist. In der oberen Kurve (grün) sind die Beiträge aller sechs intrinsischen Resonanzen und der direkte Einfluss des HF Dipolfeldes auf die Spindrehung aufsummiert.

sonanzübergangs, und somit auch die gemessene und berechnete Resonanzstärke bei Polarisationsumkehr sehr gut miteinander überein. Die Simulationsergebnisse bestätigen, dass die Spindrehung in einem hochfrequenten transversalen Feld proportional zu γG sind [189]. Damit ist mit analytischen Berechnungen und durch Simulation der Spinbewegung gezeigt worden, dass die bisher verwendete Gleichung 4.77 für den direkten Einfluss eines hochfrequenten transversalen Feldes auf die Spindrehung modifiziert

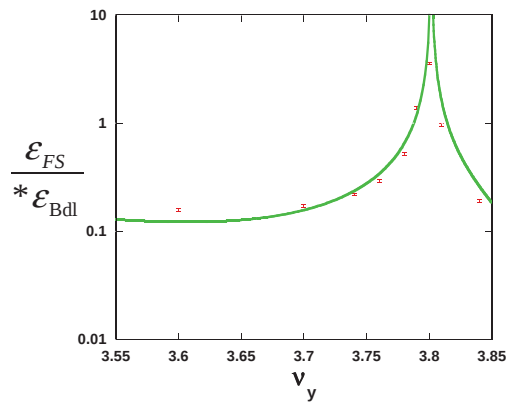


Abbildung 6.16: Vergleich der gemessenen und skalierten Resonanzstärke ϵ_{FS} zu $*\epsilon_{Bdl}$ für Deuteronen in COSY, aufgetragen gegen den vertikalen Arbeitspunkt ν_y . Der direkte Einfluss des HF Dipolfeldes auf die Spindrehung wurde dabei mit $\left| \frac{\gamma G}{1+\gamma G} \right| \approx 0.2511$ skaliert.

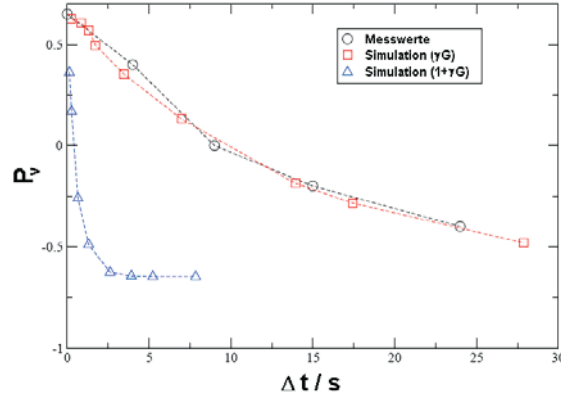


Abbildung 6.17: Vergleich des gemessenen und simulierten vertikalen Anteils der Vektorpolarisation P_V von Deuteronen bei $1.85 \text{ GeV}/c$ in COSY, aufgetragen für die Zeit Δt in der die Frequenzänderung des HF Dipolmagneten von $\Delta f = 300 \text{ Hz}$ erfolgte, bei einem integralen HF Dipolfeld von 0.6 T mm .

werden muss. Verschiedene theoretische Berechnungen kommen zu demselben Ergebnis [212, 213, 214].

Für Protonen, die bei $2.1 \text{ GeV}/c$ gespeichert wurden, ist der Effekt deutlich kleiner, und somit die Überprüfung der Resonanzstärke weniger sensitiv, da der Unterschied zwischen $1 + \gamma G$ und γG das Verhältnis von ϵ_{FS} zu ϵ_{BDI} nur um 4.5% ändert, was innerhalb der Messfehler der Strahlzeit mit polarisierten Protonen liegt.

6.1.5 Absolute Energiekalibrierung des COSY Strahls

Zur genauen Bestimmung der Masse und Produktionsschwelle von Elementarteilchen in Streuprozessen ist eine absolute Energiekalibrierung des umlaufenden Strahls notwendig. Ein Beispiel hierfür ist die präzise Bestimmung der η -Masse, die bisher in verschiedenen Experimenten im Bereich von 547.30 bis $547.87 \text{ MeV}/c^2$ gemessen wurde [215]. An COSY soll die η -Masse über die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ am ANKE Detektor mit hoher Genauigkeit bestimmt werden [216].

Zur absoluten Energiekalibrierung des COSY Strahls wurde die in diesem Kapitel vorgestellte Methode zur Polarisationsumkehr des gespeicherten Teilchenstrahls mit hochfrequenten Magnetfeldern angewendet. Mit polarisiertem Deuteronstrahl kann mit den HF Solenoidmagneten eine Spinresonanz angeregt werden, deren Resonanzfrequenz durch die Gleichung $f_r = (1 - \gamma G)f_0$ gegeben ist. In Abbildung 6.18 ist die gemessene Polarisation des gespeicherten Strahls in COSY als Funktion der Frequenz des hochfrequenten Solenoidfeldes aufgetragen. Durch Anpassung einer Gauß-Funktion an die Messwerte konnte die Resonanzfrequenz bestimmt werden:

$$f_r = 1.011831 \pm 0.000001 \text{ MHz}. \quad (6.6)$$

Die Breite der Verteilung betrug $\sigma_r = 26.8 \pm 1.2 \text{ Hz}$.

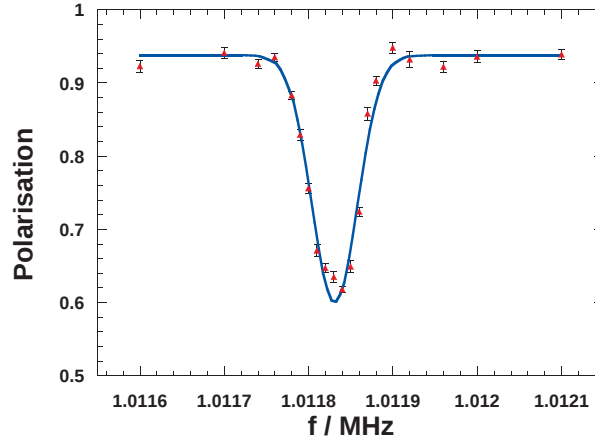


Abbildung 6.18: Gemessene Polarisation des gespeicherten Strahls in COSY gegen die Frequenz f_{HF} einer mit hochfrequentem Solenoidfeld angeregten Spinresonanz aufgetragen. An die Messwerte ist eine Gauß-Funktion angepasst.

Das Spektrum der Umlauffrequenz des Strahls wurde durch Signalaufnehmer auf der tausendsten Harmonischen der Umlauffrequenz gemessen und damit folgender Wert bestimmt

$$f_0 = 1.399995 \pm 0.000010 \text{ MHz.} \quad (6.7)$$

Über folgende Gleichung kann zunächst der Lorentz-Faktor γ bestimmt werden

$$\gamma = \frac{1}{|G|} \left(1 - \frac{f_r}{f_0} \right). \quad (6.8)$$

Damit ergeben sich für den Lorentz-Faktor und den Strahlimpuls folgende Werte

$$\gamma = 1.93906 \pm 0.00004, \quad (6.9)$$

$$p = 3.11598 \pm 0.00009 \text{ GeV}/c. \quad (6.10)$$

Dies entspricht einer relativen Impulsgenauigkeit des Strahls von $\Delta p/p = \pm 3 \cdot 10^{-5}$, die zu einer Genauigkeit der Bestimmung der η -Masse von etwa $\Delta m_\eta = \pm 50 \text{ keV}/c^2$ führt [215]. Die üblicherweise für unpolarisierten Strahl verwendete Methode erfordert die Messung der Umlauffrequenz und Bahnlänge der Teilchen. Die Unsicherheit der Bahnlänge in COSY geht dabei ein und ermöglicht in dieser Messung eine Bestimmung des Strahlimpulses von $\Delta p/p \approx \pm 3 \cdot 10^{-4}$, was eine Größenordnung schlechter ist als bei der hier vorgestellten Methode mit polarisiertem Strahl.

6.1.6 Verlauf der Polarisation bei Resonanzübergang

Der in Kapitel 4.2.5 vorgestellte Formalismus zur Berechnung des Verlaufs der Polarisation während und nach dem Queren einer isolierten Spinresonanz kann auf zwei verschiedene Arten angewendet werden. Im ersten Fall ist der Abstand zwischen dem Spinarbeitspunkt $\nu_{\text{sp}} = \gamma G$ zu einer Spinresonanz $\nu_{\text{HF}} = k \pm f_{\text{HF}}/f_0$ konstant. Im zweiten Fall wird der Abstand zwischen ν_{sp} und ν_{HF} linear geändert. Für beide Fälle

beschreibt die in der Gleichung 4.57 angegebene zeitabhängige Matrix die Spinorbewegung. Wird die Frequenz des hochfrequenten Magnetfeldes um $\Delta f = [f_{\text{end}} - f_{\text{start}}]$ im Zeitintervall Δt linear variiert, so sind $\theta_1 = \theta_{\text{start}}$ und $\theta = \theta_{\text{end}}$ proportional zurzeit der Resonanzquerung, wobei θ mit der Zeit während der Resonanzquerung wie folgt zusammenhängt $\theta = 2\pi f_0 t$. Im Experiment wurde zur Überprüfung des Formalismus Δf und Δt konstant gehalten, f_{start} variiert, und das hochfrequente Magnetfeld abrupt bei f_{end} abgeschaltet, um den vertikalen Anteil der Strahlpolarisation zu diesem Zeitpunkt messen zu können. In Abbildung 6.19 ist die Frequenzänderung schematisch dargestellt.

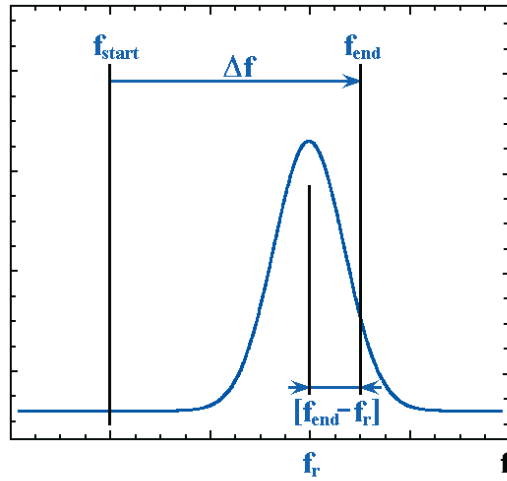


Abbildung 6.19: Schematische Darstellung der Frequenzänderung zur Überprüfung des Matrixformalismus bei Spinresonanzquerung in COSY. f_r ist die Resonanzfrequenz der erzeugten Spinresonanz. Die Frequenzänderung des hochfrequenten Magnetfeldes $\Delta f = [f_{\text{end}} - f_{\text{start}}]$ ist in diesem Experiment jeweils konstant gewählt worden.

Unter Verwendung von

$$\begin{aligned} \theta_{\text{start}} &= -\pi f_0 \Delta t, \quad \theta_{\text{end}} = \pi f_0 \Delta t, \quad \alpha_{r,1} = \frac{1}{2\pi f_0^2} \frac{\Delta f}{\Delta t}, \\ \theta_0 &= \frac{1}{\alpha_{r,1}} \frac{[\Delta f/2] - [f_{\text{end}} - f_r]}{f_0}, \end{aligned} \quad (6.11)$$

können die Parameter des Formalismus mit den experimentellen Parametern in Beziehung gesetzt werden. Theoretische Vorhersagen für den Verlauf der Polarisation bei der Resonanzquerung sind unter verschiedenen experimentellen Bedingungen gemacht worden [217], um die optimale experimentelle Konfiguration zu finden.

Zur experimentellen Überprüfung des Formalismus wurde ein vertikal polarisierter Deuteronenstrahl nach der Injektion mit dem Elektronenkühler gekühlt und bei 1.85 GeV/c in COSY gespeichert. Von der polarisierten Quelle sind für dieses Experiment vier verschiedene Polarisationszustände geliefert worden $(P_V, P_T) = (0, 0), (-2/3, 0), (1/3, -1)$ und $(+1, +1)$. Zunächst wurden die experimentellen Parameter des HF Dipolmagneten so gewählt, dass eine adiabatische Umkehr der Polarisation bei einem vertikalen Arbeitspunkt von $\nu_y = 3.79$ gewährleistet werden konnte. Dabei wurden folgende Parameter verwendet: $\Delta f = 200$ Hz, $\Delta t = 4$ s und $\int B_{\text{rms}} dl = 0.60 \pm 0.03$ T mm

mit $V_{\text{HF}} = 3.1 \text{ kV}$ (rms). Für die Resonanzfrequenz und Resonanzbreite ergaben sich experimentell folgende Werte: $f_r = 916992 \pm 10 \text{ Hz}$ und $w = 23 \pm 2 \text{ Hz}$ (FWHM). Der gemessene Anteil der erhaltenen Vektorpolarisation ist in Abbildung 6.20 gegen den Abstand der Endfrequenz f_{end} des HF Dipolfeldes von der Resonanzfrequenz f_r der erzeugten Spinresonanz aufgetragen.

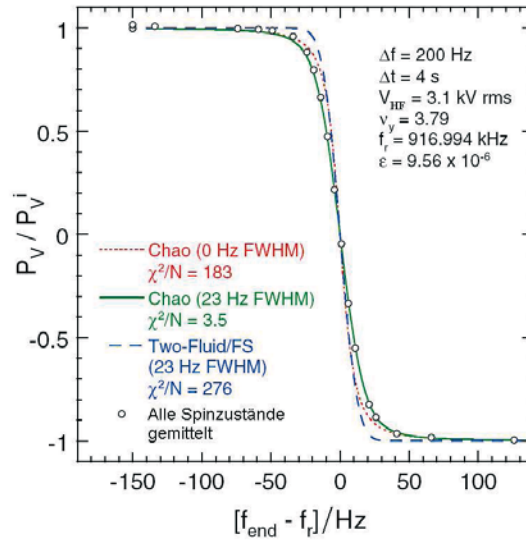


Abbildung 6.20: Gemessenes Verhältnis der Vektorpolarisation für adiabatische Polarisationsumkehr in COSY, gemittelt über alle Spinzustände und aufgetragen gegen den Abstand der Endfrequenzen des HF Dipolfeldes von der Resonanzfrequenz der Spinresonanz $[f_{\text{end}} - f_r]$. Die Frequenzänderung beträgt $\Delta f = 200 \text{ Hz}$ in einer Zeitspanne von $\Delta t = 4 \text{ s}$ und die Resonanzstärke der Spinresonanz $\epsilon_r = 9.56 \cdot 10^{-6}$. Die gepunktete bzw. durchgezogene Kurve sind Vorhersagen des Matrixformalismus für eine normalverteilte Resonanzbreite f_r von $w = 0$ und 23 Hz (FWHM) und die gestrichelte Kurve des Zwei-Flüssigkeiten Modells mit $w = 23 \text{ Hz}$ (FWHM). Die Fehlerbalken und die für die angepasste Vorhersage berechneten χ^2/N -Werte sind statistisch und kleiner als die Symbole, welche die Messpunkte beschreiben.

Zum Vergleich wurden neben den Vorhersagen des Matrixformalismus auch ein auf der Froissart-Stora Formel basierendes Zwei-Flüssigkeiten Modell (*two-fluid model*) herangezogen [218]. Die Vorhersagen wurden jeweils für eine normalverteilte Resonanzfrequenz f_r von 0 und 23 Hz (FWHM) gemacht. Für die angepassten Kurven wurde χ^2 bei einer Resonanzfrequenz von $f_r = 916.992 \text{ kHz}$ minimiert, und damit die verschiedenen Vorhersagen verglichen. Die Werte für χ^2/N sind in Abbildung 6.20 angegeben. Aus dem Vergleich der Vorhersagen mit den Messpunkten geht klar hervor, dass der Matrixformalismus mit einer gemessenen Resonanzbreite von $w = 23 \text{ Hz}$ (FWHM) den Verlauf der Polarisation am besten beschreibt, und $\chi^2/N = 3.5$ relativ nahe bei eins liegt. Auch die Vorhersage des Matrixformalismus ohne Berücksichtigung der Resonanzbreite beschreibt die gemessene Polarisation besser als das Zwei-Flüssigkeiten Modell, bei dem ebenfalls die gemessene Resonanzbreite berücksichtigt wurde.

Im nächsten Schritt wurde die Zeit Δt für die Frequenzänderung auf 0.2s verkürzt. Dies führte zu einer teilweisen Umkehr der Polarisation. Die gemessene Vektorpolarisation ist zusammen mit den verschiedenen theoretischen Vorhersagen in Abbildung 6.21 dargestellt.

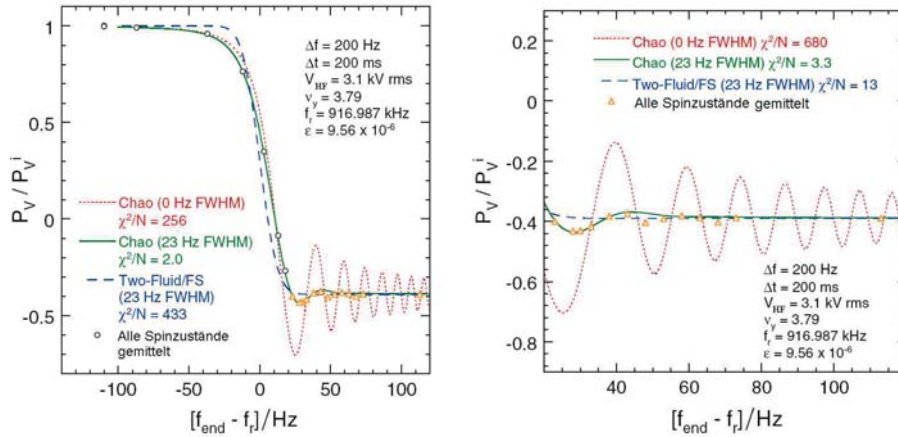


Abbildung 6.21: Gemessenes Verhältnis der Vektorpolarisation für partielle Polarisationsumkehr in COSY, aufgetragen gegen den Abstand der Endfrequenzen des HF Dipolfeldes von der Resonanzfrequenz der Spinresonanz $[f_{\text{end}} - f_r]$. Die Zeit für die Frequenzänderung ist gegenüber der Messung in Abbildung 6.20 auf $\Delta t = 0.2$ s verkürzt wurden. Links ist der gesamte Frequenzbereich der Polarisationsumkehr abgebildet, rechts der Frequenzbereich nach der partiellen Polarisationsumkehr. Die berechneten χ^2/N -Werte (Kreise) in der linken Abbildung beziehen sich auf den Frequenzbereich von $[f_{\text{end}} - f_r] < 20$ Hz, in der rechten Abbildung (Dreiecke) auf $[f_{\text{end}} - f_r] > 20$ Hz.

Nach partieller Polarisationsumkehr konnte ein mittlerer Wert für den Anteil der erhaltenen Polarisation von $P_V/P_V^i \approx -0.38$ erreicht werden. Die Amplitude der Oszillation des vertikalen Anteils hängt dabei von der Breite w ab. Der Matrixformalismus mit einer gemessenen Resonanzbreite von $w = 23$ Hz (FWHM) beschreibt den Verlauf der gemessenen Polarisation wiederum am besten. Für den Frequenzbereich von $[f_{\text{end}} - f_r] < 20$ Hz kann durch Anpassung des berechneten Verlaufs ein $\chi^2/N = 2.0$ erzielt werden. Nach der Polarisationsumkehr treten große Amplituden der Oszillation des vertikalen Anteils der Polarisation auf, und die Anpassung liefert einen Wert von $\chi^2/N = 3.3$. Um χ^2/N -Werte unterhalb von 100 zu erhalten, musste allerdings die Resonanzfrequenz von $f_r = 916.992$ kHz auf 916.987 kHz angepasst werden [217]. Ohne Berücksichtigung der Resonanzbreite beschreibt der Matrixformalismus den Verlauf der vertikalen Polarisation mit $\chi^2/N = 256$ im Bereich der Spinresonanz deutlich schlechter. Nach partieller Polarisationsumkehr werden für $w = 0$ Schwingungsamplituden des vertikalen Anteils der Polarisation von größer 0.2 ermittelt, und die berechneten Werte können die gemessene Polarisation mit $\chi^2/N = 680$ nicht beschreiben. Durch die Breite der Resonanzverteilung werden also die Oszillationen der Polarisation nach partieller Umkehr geglättet. Das Zwei-Flüssigkeiten Modell beschreibt die gemessene Polarisation im Bereich der Resonanz am schlechtesten. Nach der teilweisen Umkehr der Polarisation sagt sie keine Oszillation des vertikalen Anteils der Polarisation voraus und liegt

aufgrund der sehr kleinen Schwingungsamplitude näher an den gemessenen Werten als die Vorhersage des Matrixformalismus ohne Berücksichtigung der Resonanzbreite.

In einer weiteren Strahlzeit wurde erneut ein polarisierter Deuteronstrahl mit denselben experimentellen Strahlbedingungen bei 1.85 GeV/c gespeichert, um den Matrixformalismus für den Fall zu überprüfen, bei dem es zwar zu einem partiellen Polarisationsverlust nach dem Resonanzübergang kommt, aber nicht zur Umkehr der Polarisationsrichtung. Die Frequenz des HF Solenoidfeldes wurde um $\Delta f = 400$ Hz in $\Delta t = 100$ ms geändert, wodurch die Geschwindigkeit der Resonanzquerung um einen Faktor vier reduziert wurde. Die Amplitude der Oszillationen des vertikalen Anteils der Polarisation nach dem Resonanzübergang ist deutlich erhöht, und das Verhältnis der erhaltenen Polarisation lag bei $P_V/P_V^i \approx 0.4$. Wiederum konnten die Messwerte mit dem Matrixformalismus unter Berücksichtigung der Breite der Resonanzfrequenz gut beschrieben werden [219].

Insgesamt ist festzustellen, dass die Vorhersage des Matrixformalismus mit der gemessenen Breite der Resonanzverteilung den Verlauf der Polarisation beim Resonanzübergang am besten beschreibt.

6.2 Vorversuche zum Polarisationsaufbau in Speicherringen

Es existieren zwei Vorschläge, die auf verschiedenen theoretischen Annahmen beruhen, um Anti-/Protonen in einem Speicherring zu polarisieren. Im ersten Fall werden freie oder atomare polarisierte Positronen/Elektronen benötigt. Bei kleinen relativen Geschwindigkeiten bezüglich des umlaufenden Strahls kommt es zu einer starken Erhöhung des Elektron-Proton bzw. Positron-Antiproton Polarisationstransfers [123]. Bei der zweiten Möglichkeit wird davon ausgegangen, dass der Polarisationsaufbau des umlaufenden Strahls an freien oder atomaren Elektronen zu vernachlässigen ist, und der umlaufende Strahl durch reine nukleare Wechselwirkung an einem polarisierten Target polarisiert wird [119, 120].

6.2.1 Experimente an COSY

Um den Beitrag eines freien oder atomaren Elektronenstrahls zum Polarisationsaufbau an COSY überprüfen zu können, wurde ein Experiment vorgeschlagen, bei dem die Depolarisation eines bei Injektionsenergie von 45 MeV in COSY gespeicherten Protonenstrahls untersucht wird, um den möglichen Beitrag der Elektronen in einem ^4He oder D_2 -Target zu messen [220]. Für eine vierwöchige Strahlzeit mit Deuterium-Target und Speicherzelle sind die in Tabelle 6.1 angegebenen Strahlparameter erforderlich, um eine statistische Signifikanz von $4-5\sigma$ zu erreichen. Bei den hier diskutierten Strahlenergien wird die Strahllebensdauer ohne Target durch Coulomb-Einzelstreuung der Strahlteilchen am Restgas des Vakuums und durch optische Resonanzen bestimmt, die zu Strahlverlust in der Akzeptanzbegrenzung des Beschleunigers führen. Mit Target wirkt sich neben den optischen Resonanzen im Wesentlichen die Coulomb-Einzelstreuung der Strahlteilchen am Target aus.

Tabelle 6.1: *Strahlparameter für die Untersuchung der Depolarisation eines umlaufenden Strahls in COSY an einem internen Target.*

Strahlparameter	Wert
Flächentargetdichte mit Speicherzelle	$2 \cdot 10^{14}$ Atome/cm ²
Anzahl der gespeicherten Protonen	10^{10}
Strahlpolarisation nach Injektion	0.8
Strahllebensdauer mit Target	2700 s
Strahllebensdauer ohne Target	10000 s
Polarisationslebensdauer	45000 s
Strahlenergie	45 MeV

Die Polarisationslebensdauer setzt sich aus der Lebensdauer τ_p^{COSY} , die durch Spinresonanzen, und der Lebensdauer τ_p^{ST} , die durch die Strahl-Target Wechselwirkung bestimmt ist, zusammen und ist gegeben durch

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_p^{COSY}} + \frac{1}{\tau_p^{ST}}. \quad (6.12)$$

In Abbildung 6.22 sind die relevanten Resonanzen für eine Strahlenergie von 45 MeV in einem Arbeitspunktdiagramm abgebildet. Arbeitspunkte, die bei 45 MeV gleichzeitig hohe Strahl- und Polarisationslebensdauer ermöglichen, liegen bei $\nu_{x,y} \approx 3.62$ bzw. 3.64.

In einer ersten Strahlzeit mit unpolarisierten Protonen wurde zunächst die Strahllebensdauer untersucht und optimiert [221]. Eine Variation der Magneteinstellung in COSY bei Injektionsenergie kann den Injektionsprozess erheblich beeinträchtigen, falls die ionenoptische Einstellung der Injektionsstrahlführung und die Strahlblage für jede

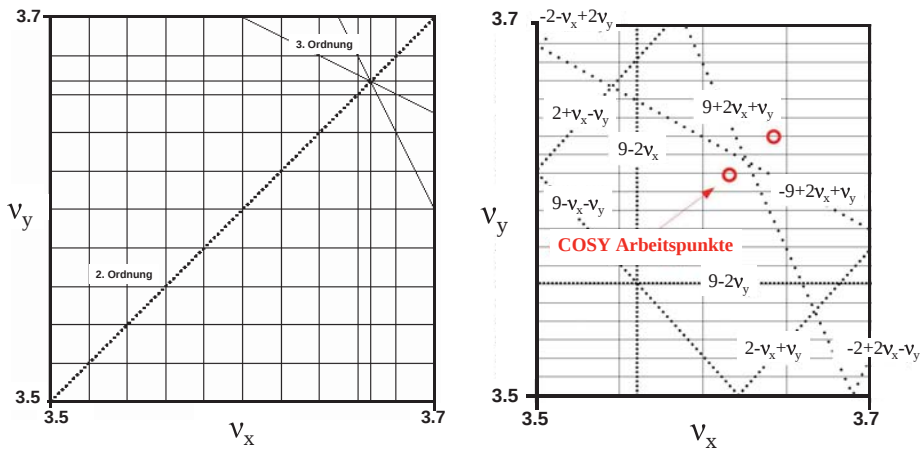


Abbildung 6.22: *Arbeitspunktdiagramm für optische Resonanzen (links) bzw. Spinresonanzen (rechts) bei 45 MeV bis zur dritten Ordnung. Angedeutet sind mögliche Arbeitspunkte $\nu_{x,y} = 3.62$ bzw. 3.64 von COSY.*

Einstellung optimiert werden. Um Änderungen der ionenoptischen Einstellung und Korrekturen der geschlossenen Teilchenbahn in COSY zur Optimierung der Strahllebensdauer unabhängig von der Strahlinjektion ausführen zu können, wurde der bei einem Strahlpuls von 293.48 MeV/c (44.83 MeV) injizierte Strahl zunächst auf 295 MeV/c (45.28 MeV) beschleunigt. Im nächsten Schritt wurde der Beitrag des Restgases in COSY zur Strahllebensdauer untersucht. Dazu wurden alle Massenspektrometer im COSY Ring ausgelesen, und der Gesamtdruck in jedem Abschnitt von COSY gemessen, um den Partialdruck der dominierenden Residualgas-Komponenten zu bestimmen. Der größte Restgasanteil im COSY Vakuum ist Wasserstoff, gefolgt von Stickstoff, der einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag liefert. Ausgehend von einer transversalen Akzeptanz von COSY von etwa 40π mm mrad, die aufgrund einfacher geometrischer Überlegungen aus dem Quadrat des Strahlrohrradius dividiert durch die maximale transversale Beta-tronamplitude für die ionenoptische Einstellung bei Injektion bestimmt werden kann, ergibt sich ein Wert für die Strahllebensdauer von mehr als 10000 s. Hierfür ist nur die Coulomb-Einzelstreuung aus der Akzeptanz des Beschleunigers berücksichtigt.

Vor der Strahloptimierung an COSY lag die maximale Strahlablage der geschlossenen Teilchenbahn bei ± 18 mm in horizontaler bzw. ± 7 mm in vertikaler Richtung. Da die größte transversale Akzeptanz bei minimaler Strahlablage erreicht wird, wurde die maximale Strahlablage in beiden transversalen Richtungen auf unter ± 5 mm korrigiert. Nach Einschalten der Magnete des Elektronenkühlers, von denen die Toroidmagnete eine große Strahlablenkung von mehr als 50 mrad bei Injektionsenergie verursachen [222], konnte eine maximale Strahlablage von etwa ± 12 mm erreicht werden. Zur Messung der transversalen Akzeptanz unter diesen Bedingungen wurde mittels Strahlanregung durch einen Strahlablenker über den Ablenkwinkel und die ionenoptischen Funktionen ein oberes Limit von ungefähr 30π mm mrad sowohl mit als auch ohne Speicherzelle bestimmt. Die Speicherzelle stellt unter diesen Bedingungen also keine Akzeptanzbegrenzung dar. Strahlsimulationen haben gezeigt [221], dass für maximale Strahlablagen von weniger als ± 6 mm die Speicherzelle die Akzeptanz begrenzt, wohingegen für größere Strahlablagen die Begrenzung durch die Vakuumkammer von COSY gegeben ist (Abbildung 6.23, oben). Bei einer maximalen Strahlablage von etwa ± 10 mm wird die Ringakzeptanz auf etwa 20π mm mrad reduziert, was in guter Übereinstimmung mit der Messung der transversalen Akzeptanz ist. Diese Werte führen zu einer theoretischen Strahllebensdauer mit Speicherzelle von etwa 5400 s. Während der Strahlentwicklung wurde die Strahllebensdauer mit einem Strahlstrommessgerät gemessen. Die Impulsbreite des Strahls wurde dabei mit einem Schottky-Monitor gemessen, und das H^0 -Signal des Elektronenkühlers zur Überwachung der transversalen Strahlbreite genutzt. Um die gesamte zur Verfügung stehende geometrische Akzeptanz des Beschleunigers nutzen zu können, mussten die transversalen Arbeitspunkte optimiert werden. Dazu wurden die beiden transversalen Arbeitspunkte variiert und die jeweilige Strahllebensdauer gemessen. Wie erwartet war die Strahllebensdauer in der Nähe der optischen Kopplungsresonanz ($\nu_x = \nu_y$) mit etwa 2500 s am größten. Einstellungen mit exakt gleichen transversalen Arbeitspunkten konnten aufgrund der transversalen Phasenraumkopplung nicht erreicht werden. In COSY existieren keine gedrehten Quadrupole, die zur Kompensation der transversalen Phasenraumkopplung verwendet werden könnten. Aufgrund der Strahlablage können jedoch Sextupolmagnete verwendet werden, mit denen es gelang, den minimal erreichbaren Abstand der beiden Arbeitspunkte auf $\Delta\nu_{\min} = 0.01$ zu reduzieren. Die größte Strahllebensdauer konnte in zwei Messungen bei $(\nu_x - \nu_y) \approx -0.04$ erzielt werden und lag bei etwa 3000 s (Abbildung 6.23, unten). Die Strahlintensität bei diesen Messungen lag unterhalb von 10^{10} Teilchen. Grundsätzlich sollte aber beim Einsatz des transver-

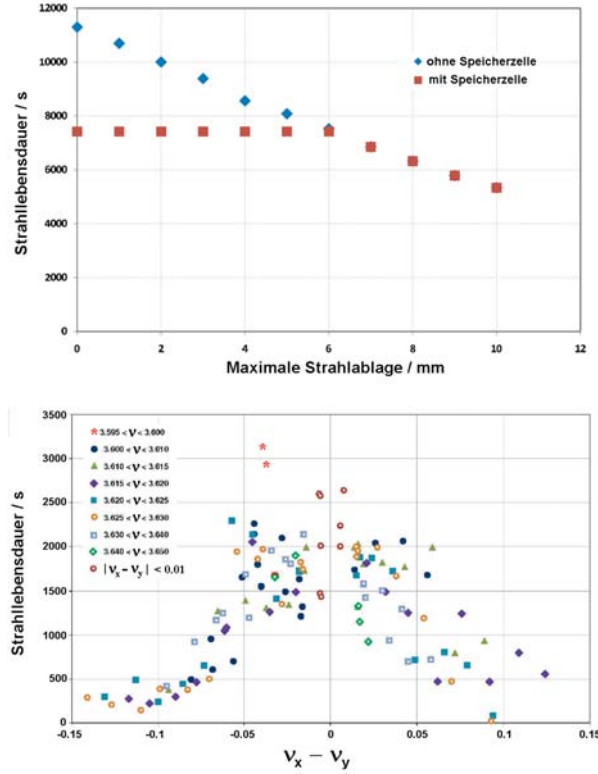


Abbildung 6.23: Berechnete Strahllebensdauer mit und ohne Speicherzelle als Funktion der maximalen Strahlablage in COSY (oben). Gemessene Strahllebensdauer für verschiedene transversale Arbeitspunkte von COSY (unten). Die Farben der Punkte stehen für unterschiedliches $\nu = \frac{\nu_x^2 + \nu_y^2}{2}$. Die Punkte in der Nähe der optischen Kopplungsresonanz für $|\nu_x - \nu_y| < 0.01$ konnten nach einer Korrektur mit Sextupolfeldern eingestellt werden.

salen Rückkopplungssystemen die Strahllebensdauer unabhängig von der Teilchenzahl sein, so dass bei 10^{10} gespeicherten Teilchen gleiche Lebensdauern erreicht werden sollten.

Mit Stickstoff- bzw. Deuterium-Targets, die in der Strahlzeit zur Verfügung standen, wurde die Strahllebensdauer wiederum gemessen (Abbildung 6.24). Die an die Lebensdauermessungen angepassten Kurven haben einen Exponenten von -0.91 und -1.01 für das Stickstoff- bzw. Deuterium-Target, was mit dem theoretischen Wert von -1 bei Strahlverlusten durch Strahl-Target Wechselwirkung übereinstimmt. Für Stickstoff betrug die Strahllebensdauer 170 s bei einer Flächentargetdichte von etwa 10^{13} cm^{-2} , für Deuterium-Target 150 s oberhalb von 10^{14} cm^{-2} . Das Verhältnis zwischen den Strahllebensdauern bei gleicher Targetdichte sollte für Coulomb-Einzelstreuung 49:1 betragen, da für Stickstoff die Ladungszahl $Z = 7$ ist. Die genauere Analyse zeigt, dass das gemessene Verhältnis nur etwa 20:1 beträgt. Als Ursache ist zunächst die Kalibrierung der Gaszufuhr der Targets zu nennen, die getrennt voneinander vorgenommen wurden. Darüber hinaus können unterschiedliche Vakuumbedingungen während der verschiedenen

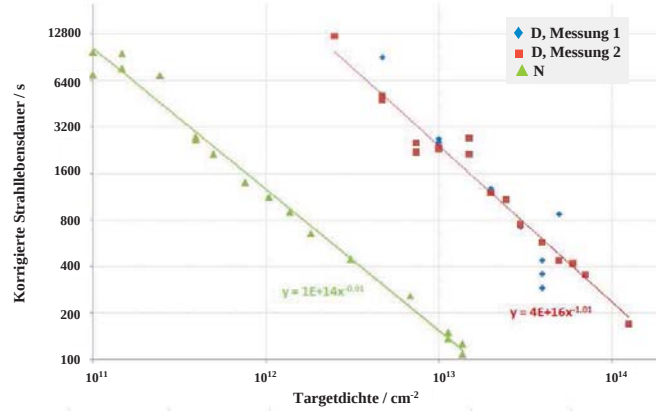


Abbildung 6.24: Gemessene Strahllebensdauer für verschiedene Flächentargetdichten von Stickstoff- (linke Gerade) bzw. Deuterium-Targets (rechte Gerade). Die Strahlverluste aufgrund der Restgastreuung sind korrigiert und Mehrfachstreuung am Target durch den Elektronenkühler kompensiert worden.

Messperioden zu einer großen Unsicherheit der korrigierten Strahllebensdauern führen [221]. Neben der Coulomb-Einzelstreuung können auch andere Streuprozesse am Target zu Strahlverlust führen. In einer zweiten Strahlzeit konnte unter verbesserten Vakuumbedingungen mit reduziertem Stickstoffanteil die Strahllebensdauer mit und ohne Target bei 10^8 polarisierten Teilchen um einen Faktor zwei auf 6000 s bzw. 300 s erhöht werden.

6.2.2 Planung weiterer Experimente

Die beobachtete Strahllebensdauer von maximal 300 s bei einer Flächentargetdichte des Deuterium-Targets von $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ist etwa einen Faktor 9 zu klein, um die geplanten Experimente zur Depolarisation mit einem Deuterium-Target zum jetzigen Zeitpunkt durchzuführen zu können. Um die Strahllebensdauer weiter zu erhöhen, ist eine bessere Korrektur der geschlossenen Teilchenbahn auf maximal $\pm 6 \text{ mm}$ und eine Kompensation der Multipolfelder erforderlich, die durch die Feldfehler der Beschleunigermagnete erzeugt werden. Durch eine bessere Korrektur der Strahlablage könnte die Strahllebensdauer um einen Faktor zwei erhöht werden. Für Multipolkorrekturen stehen in COSY nur Sextupolmagnete zur Verfügung, was eine gleichzeitige Korrektur der Phasenraumkopplung schwierig macht. Zudem reduziert das nichtlineare Feld des Elektronenstrahls den stabilen dynamischen Bereich des Beschleunigers. Vorbereitungen werden getroffen, um vier weitere Quadrupolmagnete am zur Verfügung stehenden Wechselwirkungspunkt einzubauen. Dadurch könnte die Betatronamplitude in der Speicherzelle von etwa 4 m auf 0.6 m reduziert werden [223]. Der Akzeptanzwinkel am Target würde um $\sqrt{4/0.6} \approx 2.6$ vergrößert, was einer Erhöhung der Strahllebensdauer um den Faktor 6.7 entspricht. Durch diesen Einbau wären Strahllebensdauern von etwa 2000 s mit Deuterium-Target möglich. Aufgrund der geringeren Betatronamplitude würde die Speicherzelle die transversale Akzeptanz des Beschleunigers auch bei kleineren Strahlablagen nicht begrenzen. Eine bessere Korrektur der geschlossenen Teilchenbahn würde demnach zu einer weiteren Erhöhung der Strahllebensdauer in COSY führen.

In der nächsten Strahlzeit ist zunächst geplant, den Anteil der Elektronen an der Depolarisation des umlaufenden Strahls mit dem Elektronenkühler zu untersuchen. Dazu ist ein polarisierter Protonenstrahl erforderlich, der mit den Elektronen des Elektronenkühlers wechselwirkt. Bei typischen kinematischen Bedingungen mit Elektronenenergien von 1 keV im Schwerpunktssystem¹ der umlaufenden Protonen, wird eine hohe Depolarisation des COSY Strahls erwartet.

Darüber hinaus werden Vorbereitungen getroffen, den Strahl des Antiprotonen-Entschleuniger Rings AD (*Antiproton Decelerator*) [224] am Europäischen Forschungszentrum CERN in Genf zu nutzen und Studien zum Polarisationsaufbau mit Antiprotonen durchzuführen [225]. Auch hier ist geplant, zusätzliche Quadrupolmagnete um den Wechselwirkungspunkt einzubauen [223], um eine Speicherzelle effektiver nutzen zu können. Zusätzlich gibt es Überlegungen, eine Sibirische Schlange einzubauen. Dadurch wird eine longitudinale Ausrichtung des invarianten Spinvektors am Wechselwirkungspunkt erreicht, was zu einer kürzeren Zeitkonstante des Polarisationsaufbaus führt.

¹Entspricht einer Relativgeschwindigkeit von $\Delta v/c \approx 0.001$.

Kapitel 7

Strahlsimulation und Beschleunigerauslegung

Die Optimierung der Magnetanordnung von Beschleunigern und Simulation der Teilchenbewegung gewährleistet maßgeblich die zu erreichende Strahlqualität und die maximale Strahlpolarisation, die im späteren Strahlbetrieb erzielt werden können. In diesem Kapitel wird die Auslegung von vorgeschlagenen und bereits in der Planung befindlichen Speicher- und Doppelringen diskutiert. Dabei wurden insbesondere Strahlgleichgewichte im longitudinalen bzw. transversalen Phasenraum und maximale Luminosität bei der Verwendung von internen Targets und bei kollidierenden Strahlen berechnet. Für Experimente mit polarisierten Protonen und Antiprotonen werden die vorgeschlagenen Beschleunigeranordnungen diskutiert.

7.1 Hochenergie-Speicherring (HESR)

Der HESR ist Teil der geplanten Beschleunigeranlage für die Forschung mit Antiprotonen- und Ionenstrahlen FAIR [9, 10], die an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt entsteht. Im HESR sollen Antiprotonen im Impulsbereich von 1.5 bis 15 GeV/c beschleunigt, gespeichert und dem PANDA Experiment [12] zur Verfügung gestellt werden. Eine effektive Strahlkühlung ist erforderlich, um die spezifizierten Strahlparameter im gesamten Impulsbereich zu erreichen. Daher wird der HESR mit einem Elektronenkühler und einer stochastischen Kühlung ausgestattet. Zudem sind interne Targets mit hoher Flächendichte erforderlich, um möglichst hohe Luminositäten erzielen zu können.

7.1.1 FAIR Beschleunigeranlage

In Abbildung 7.1 sind der an der GSI bereits vorhandene Beschleuniger und die Erweiterung durch die geplante FAIR Beschleunigeranlage abgebildet. In diesem Abschnitt wird lediglich auf die für die Produktion von Antiprotonen relevanten Teile der FAIR Beschleunigeranlage eingegangen.

Ein hochintensiver Protonenstrahl von 35 mA mit einer Pulslänge von $36 \mu\text{s}$ wird in einem Linearbeschleuniger auf 70 MeV mit einer Wiederholrate von 4 Hz beschleunigt [226]. Im schon existierenden Schwerionensynchrotron SIS 18 [227] werden daran anschließend etwa $5 \cdot 10^{12}$ Protonen pro Zyklus auf 2 GeV beschleunigt und in das geplante Schwerionensynchrotron SIS 100 [228] injiziert. Nach acht Strahlfüllungen aus

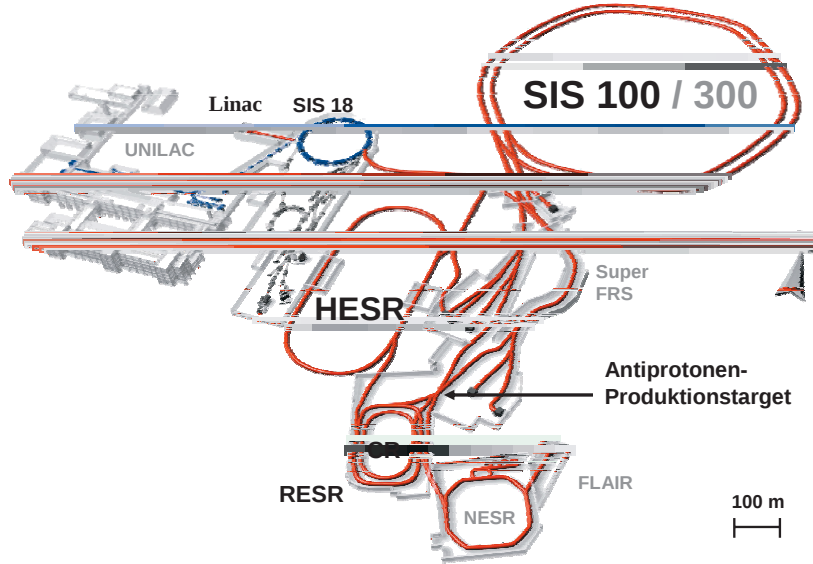
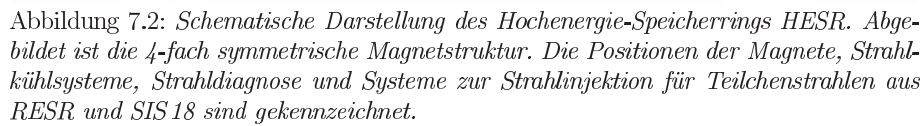


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung der geplanten FAIR Beschleunigeranlage (rot), mit den Synchrotronen (SIS 100/300), Kollektor- und Akkumulatorringen (CR, RESR) und Speicherringen (HESR, NESR). Die Position des geplanten Linearbeschleunigers für Protonen (LINAC) ist ebenfalls rot gekennzeichnet. Der schon existierende Teil der Beschleunigeranlage an der GSI (blau) beinhaltet den Linearbeschleuniger für Schwerionen (UNILAC) und das Schwerionensynchrotron (SIS 18).

SIS 18 beschleunigt SIS 100 bis zu $4 \cdot 10^{13}$ Protonen pro Zyklus auf 29 GeV. Nachdem die Teilchenpakete auf etwa 25 ns komprimiert worden sind, werden sie extrahiert und auf ein Antiprotonen-Produktionstarget gelenkt [229]. Bis zu $2 \cdot 10^8$ Antiprotonen mit einer maximalen Impulsbreite von $\Delta p/p = 3\%$ können bei einer Strahlenergie von 3 GeV innerhalb der Akzeptanz der hinter dem Antiprotonen-Produktionstarget angeordneten Strahlführung zur Antiproton-Separation transportiert werden. Die separierten Antiprotonen werden im Kollektorring CR [230] eingefangen. Zur Reduzierung der Strahl-emittanz und Impulsbreite des gespeicherten Strahls wird im CR eine stochastische Kühlung eingesetzt. Der Kühlvorgang dauert etwa 10 s, danach wird das Teilchenpaket im longitudinale Phasenraum gedreht (*bunch rotation*), um eine weitere Verkleinerung der Impulsbreite zu erreichen. Nach der Injektion des Strahls in den Akkumulatorring RESR [231] werden die erhaltenen Antiprotonen weiter stochastisch gekühlt. Mit dieser Anordnung ergibt sich eine spezifizierte Produktionsrate der Antiprotonen von $\dot{N}_p = 2 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, die für physikalische Experimente am HESR zur Verfügung steht.

7.1.2 Auslegung und experimentelle Strahlanforderungen

Der HESR besteht aus zwei geraden Strahlführungen, die über zwei „180°“-Bögen miteinander verbunden sind. Der Ringumfang beträgt etwa 574 m (Abbildung 7.2). Eine gerade Strahlführung beinhaltet den Elektronenkühler, die zweite den PANDA Detektor, zwei hochfrequente Kavitäten, die Magnetsysteme zur Strahlinjektion (Septumsmagnet und Strahlablenker), sowie einen Abschnitt für Strahldiagnose [232, 233].



Die Strahlqualität des vom RESR gelieferten Strahls hängt von der Anzahl der akkumulierten Antiprotonen ab. Die Strahlemittanzen und Impulsbreiten des bei 3.8 GeV/c injizierten Strahl wachsen mit der Teilchenzahl an. Die „rms“-Werte sind durch folgende Gleichungen gegeben

wobei N die Anzahl der injizierten Teilchen und $N_0 = 3.5 \cdot 10^{10}$ die Referenzteilchenzahl angibt. Es ist geplant, Pellet-Targets aus Wasserstoff mit einer hohen Flächendichte von $4 \cdot 10^{15}$ Atome/cm² zu verwenden, um die spezifizierten Luminositäten erreichen zu können. In der Betriebsart „hoher Luminosität“, der im gesamten Impulsbereich zur

¹Nur bei den supraleitenden Magnetstrukturen aufgrund der fehlenden Dipolmagnete in der Einheitszelle möglich.

Tabelle 7.1: *Strahlparameter des injizierten Antiprotonenstrahls, der experimentellen Anforderungen von PANDA und der verschiedenen Betriebsarten des HESR.*

Strahlparameter bei Injektion	
Transversale Strahlemittanz	1 mm mrad (normiert, rms) bei $3.5 \cdot 10^{10}$ Teilchen
Relative Impulsbreite	$1.33 \cdot 10^{-3}$ (normiert, rms) bei $3.5 \cdot 10^{10}$ Teilchen
Länge der Teilchenpakete	200 m
Impuls bei Injektion	3.8 GeV/c
Injektionsmethode	Innerhalb eines Strahlumlaufs (<i>kicker injection</i>)
Experimentelle Strahlanforderungen von PANDA	
Teilchensorte	Antiprotonen
Antiprotonen-Produktionsrate	$2 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$
Impuls- bzw. Energiebereich	1.5 bis 15 GeV/c bzw. 0.83 bis 14.1 GeV
Teilchenzahl	10^{10} bis 10^{11}
Fächendichte des Targets	$4 \cdot 10^{15} \text{ Atome/cm}^2$
Betatronamplitude am Target	1 bis 20 m
Strahlparameter der verschiedenen Betriebsarten des HESR	
„Hohe Auflösung“	Luminosität maximal $2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ für $10^{10} \bar{p}$, Impulsbreite (rms) $\sigma_p/p \geq 4 \cdot 10^{-5}$, Impulsbereich 1.5 bis 9 GeV/c, Elektronenkühlung
„Hohe Luminosität“	Luminosität maximal $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ für $10^{11} \bar{p}$, Impulsbreite (rms) $\sigma_p/p \sim 10^{-4}$, Impulsbereich 1.5 bis 15 GeV/c, Stochastische Kühlung oberhalb von 3.8 GeV/c

Verfügung stehen soll, sind maximale Luminositäten von bis zu $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bei 10^{11} umlaufenden Antiprotonen mit einer Impulsbreite von $\sigma_p/p \sim 10^{-4}$ vorgesehen. Hohe Impulsauflösung von $\sigma_p/p \geq 4 \cdot 10^{-5}$ ist lediglich mit einer reduzierten Anzahl umlaufender Antiprotonen von 10^{10} im Impulsbereich von 1.5 bis 9 GeV/c geplant.

Zur Realisierung der beiden Betriebsarten werden zwei verschiedenen Methoden zur Strahlkühlung angewendet. Der vorgeschlagene Elektronenkühler ist für den Energiebereich der Elektronen von 400 keV bis 4.5 MeV ausgelegt. Der maximale Elektronenstrom beträgt 1 A bei einem Strahlradius von 5 mm der Kühlstrecke [234]. Dies entspricht einem Impulsbereich des umlaufenden Strahls von 1.5 GeV/c bis 8.9 GeV/c. Der Elektronenstrahl wird in einem longitudinalen Feld von bis zu 0.2 T mit einer spezifizierten Geradlinigkeit der Feldlinien von $\frac{B_r}{B} < 10^{-5} \text{ rad}$ (rms) transportiert, B_r ist hierbei der radiale Feldanteil. Die Länge des Solenoidmagneten am Elektronenkühler beträgt 24 m. Das stochastische Kühlsystem ist für eine Bandbreite von $W = 2$ bis 4 GHz im Impulsbereich des umlaufenden Strahls oberhalb von 3.8 GeV/c ausgelegt [235]. Für die Kühlung des longitudinalen Phasenraums wird die „Notch-Filter“ Methode angewendet. Zwei verschiedene Typen von breitbandigen Elektroden (Lambdaviertel-Schleifenkoppler und

Spalt-Koppler [72, 236]), die später im HESR eingesetzt werden sollen, wurden zur Erprobung in COSY installiert [237].

7.1.3 Strahldynamische Berechnungen

Ionenoptik

Es gibt spezielle Anforderungen an die Magnetanordnung und Ionenoptik, um die experimentellen Strahlanforderungen zu erfüllen. Die geraden Strahlführungen des HESR sollen dispersionsfrei einstellbar sein. Die Betatronamplitude am Wechselwirkungspunkt von PANDA und in der Elektronenkühlersektion muss über einen weiten Bereich variierbar sein, um den unlaufenden Strahl an die transversale Ausdehnung des Pellet-Targets und des Elektronenstrahls anpassen zu können. Zudem muss die Übergangsenergie γ_{tr} während der Beschleunigung außerhalb des HESR Energiebereichs liegen. Dadurch können Strahlverluste vermieden werden, die beim Queren der Übergangsenergie auftreten würden. Betatronamplituden und Phasenverschiebe zwischen Signalaufnehmer und Signalgeber sowie Laufzeiten der Teilchen sollten für die stochastische Kühlung angepasst sein. Verschiedene Magnetanordnungen sind untersucht worden. Die ionenoptischen Parameter und Magnetparameter der vorgeschlagenen Magnetanordnungen werden in Tabelle 7.2 verglichen. Alle drei untersuchten Konfigurationen haben eine ähnliche Magnetanordnung in den geraden Strahlführungen des HESR. Sie ermöglicht die Änderung der transversalen Betatronamplituden am Wechselwirkungspunkt von PANDA und am

Tabelle 7.2: *Ionenoptische Funktionen und Magnetparameter der vorgeschlagenen Magnetanordnungen des HESR basierend auf „FODO“-Zellen.*

Magnetanordnung	6-fach Symmetrie	4-fach Symmetrie	„FODO“-Zellen
Magnettyp	supraleitend	supraleitend	normalleitend
Anzahl der Dipolmagnete	48	32	44
Dipollänge	1.82 m (gerade)	3.0 m (gebogen)	4.2 m (gebogen)
Max. Dipolfeld	3.6 T	3.6 T	1.7 T
Ablenkwinkel, <i>Sagitta</i>	7.5°, 0.0297 m	11.25°, 0.0669 m	8.2°, 0.0705 m
Quadrupollänge	0.5 m	0.5 m	0.6 m
Max. Feldgradient	45 T/m	60 T/m	25 T/m
Sextupollänge	0.5 m	0.5 m	0.3 m
Sextupolfeld	460 T/m ²	460 T/m ²	50 T/m ²
Magnetabstand	0.6 m	0.6 m	0.3 m
Arbeitspunkt $\nu_{x,y}$	12.16	9.16	7.61
Bogen: $\beta_{x,y}^{max.}$	20 m	30 m	24 – 70 m
$D_x^{max.}$	9 m	12 m	2 – 8.5 m
Gerade: $\beta_{x,y}^{max.}$	606 – 150 m	585 – 176 m	490 – 110 m
Target: $\beta_{x,y}$	1 – 15 m	1 – 15 m	1 – 10 m
E-Kühler: $\beta_{x,y}$	25 – 200 m	25 – 200 m	20 – 200 m
Chromatizität: $\xi_{x,y}$	-28 – -16	-28 – -16	-20 – -10
Übergangsenergie: γ_{tr}	6i (variabel)	6i (variabel)	6.2 – 33.2
Bogenlänge	155 m	155 m	157 m
Ringumfang	574 m	573 m	575 m

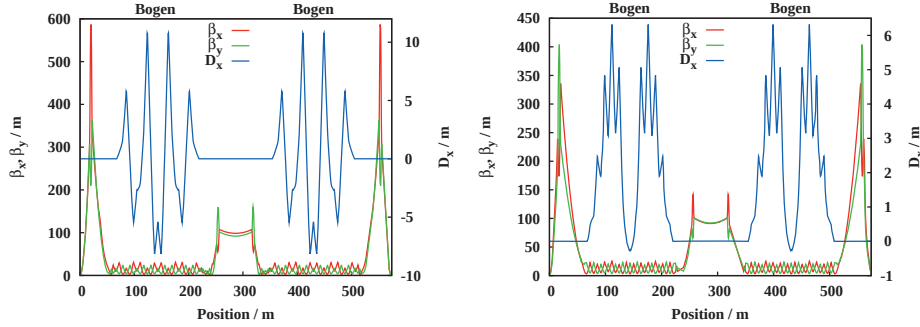


Abbildung 7.3: Ionenoptische Funktionen des HESR für die 4-fach symmetrische supraleitende Magnetanordnung (links) und die normalleitende Magnetanordnung (rechts). Dargestellt sind die horizontale Betatronfunktion β_x , die vertikale Betatronfunktion β_y und die horizontale Dispersion D_x entlang des Rings. Die Betatronamplituden der dargestellten ionenoptischen Einstellungen betragen jeweils $\beta_{x,y} = 1\text{ m}$ am Target bzw. 100 m in der Elektronenkühlersektion. Die Position der beiden Bögen ist markiert.

Elektronenkühler über einen weiten Bereich. Lediglich um den PANDA Wechselwirkungspunkt musste die Anordnung der Dipolmagnete und Quadrupol-Triplets mehrfach an die Erfordernisse bei der Detektorauslegung angepasst werden, wodurch die maximale Betatronamplitude um den Bereich von PANDA reduziert werden konnte. Größere Unterschiede der vorgeschlagenen Magnetanordnungen sind in den Bögen zu verzeichnen. Zunächst wurden modifizierte „FODO“-Anordnungen der Magnete in Bögen mit 6-facher und 4-facher Symmetrie (vier bzw. sechs Einheitszellen pro Bogen) untersucht [238, 239]. Eine Einheitszelle besteht dabei aus vier Dipol- bzw. sechs Quadrupolmagneten in einer „FODO“-Zelle, bei der die mittleren zwei Dipolmagnete jeweils weggelassen werden (*missing dipole* „FODO“) [240, 10]. Ein Vorteil dieser Magnetstrukturen gegenüber einer reinen „FODO“-Anordnung ist, dass die Übergangsenergie bei gleichzeitig dispersionsfreier gerader Strahlführungen über einen weiten Bereich variiert und insbesondere imaginär gewählt werden kann. Zudem können aufgrund des ganzzahligen Phasenvorschubs der Betatronoszillation in den Bögen die Sextupolmagnete an Orten mit Phasendifferenz π platziert werden. Dadurch ist eine effektive Korrektur der Chromatizität bei gleichzeitiger Kompensation der dafür benötigten Multipolfelder möglich [241]. Der dynamisch stabile Bereich der Teilchenbahnen innerhalb der Vakuumkammer wird also durch die Korrektur der Chromatizität bei der Verwendung von zwei Sextupolfamilien nicht wesentlich reduziert [242]. Zudem werden in einer solchen Magnetanordnung systematische Feldfehler der Magnete ausgeglichen, da jeweils zwischen Paaren von Magneten ein Vorschub mit ungeradzahligem Vielfachen von π vorhanden ist [242]. Die zunächst untersuchte 6-fach symmetrische Magnetstruktur mit sechs Einheitszellen pro Bogen erfordert kurze, gerade, supraleitende Dipolmagnete von etwa 1.8 m Länge bei einem Ablenkwinkel pro Dipolmagnet von 7.5° . In diesen Magnettyp ist die Bahnkrümmung sehr groß, was zur Folge hat, dass der Strahl in der Mitte des Magneten einen großen Abstand von der Magnetachse (*Sagitta*) hat. Dies führt zu einer Reduzierung der geometrischen Akzeptanz des Beschleunigers. Zudem haben die Randfelder dieser kurzen, supraleitenden Magnettypen einen großen, relativen Anteil an der gesamten Feldverteilung. Um größere geometrische Akzeptanzen des Beschleunigers und höhere relative Feldqualitäten der Dipolmagnete erreichen zu können, wurde eine

4-fach symmetrische Magnetanordnung mit gebogenen Dipolmagneten einer Länge von 3 m und einem Ablenkwinkel von 11.25° ausgelegt. Dadurch konnte die Anzahl der Dipolmagnete um ein Drittel reduziert werden. Allerdings sind höhere Feldgradienten der Quadrupolmagnete in dieser Magnetstruktur erforderlich. Zudem wachsen aufgrund des größeren Abstands der Quadrupolmagnete zueinander die ionenoptischen Funktionen im Bogen an. Die maximale Betatronamplitude erhöht sich von 20 auf 30 m und die horizontale Dispersion von 9 auf 12 m. Die ionenoptischen Funktionen der 4-fach Symmetrie ist in Abbildung 7.3 (links) dargestellt. Die ionenoptische Flexibilität bezüglich der Variationsbreite der Übergangsenergie mit dispersionsfreien geraden Strahlführungen und die Möglichkeit der effektiven Korrektur der Chromatizität bleibt bei dieser Magnetanordnung erhalten.

Darüber hinaus wurde eine Magnetstruktur mit normalleitenden Magnettypen² erarbeitet, bei der gekrümmte, normalleitende Dipolmagnete einer Länge von 4.2 m verwendet werden. Bei einem maximalen Magnetfeld von 1.7 T führt dies zu einem Ablenkwinkel der Teilchen von etwa 8.2° . Um die Topologie von FAIR nicht ändern zu müssen, wurde eine „FODO“-Anordnung untersucht. Durch Einführung von drei horizontal fokussierenden und einer vertikal fokussierenden Quadrupolfamilie in den Bögen gelingt es gleichzeitig, die beiden transversalen Arbeitspunkte, dispersionsfreie gerade Strahlführungen und eine variable Übergangsenergie in einem eingeschränkten Bereich von $\gamma_{tr} = 6.2 - 30$ einzustellen (Tabelle 7.2). Allerdings steigt die maximale Betatronamplitude im Bogen von $\beta_{x,y} = 24$ m auf hohe Werte von bis zu 70 m an, wenn die Übergangsenergie bei gleichzeitig, dispersionsfreien geraden Strahlführungen sehr groß gewählt wird. Die ionenoptischen Funktionen der Einstellung für $\gamma_{tr} = 7.1$ ist in Abbildung 7.3 (rechts) dargestellt. Vorteil von normalleitenden Magnettypen ist die höhere Feldqualität und größere Positionierungsgenauigkeit. Insbesondere muss bei einer supraleitenden Magnetanordnung die maximale Stärke der Sextupolfelder deutlich höher gewählt werden, da bei zeitlicher Änderung der Magnetfelder Multipolfelder³ hoher Feldstärke entstehen.

Strahlinjektion

Das Strahlverhalten bei Injektion wurde durch die Berechnung der Teilchenbewegung bestimmt [47]. Der Strahl wird innerhalb eines Strahlumlaufs über einen Septumsmagnet und einen daran anschließenden Strahlablenker in den HESR injiziert. Strahldynamische Rechnungen zeigen, dass zwei verschiedene hochfrequente Kavitäten im HESR benötigt werden. Eine Kavität wird für Injektion, Drehung der Teilchenpakete im longitudinalen Phasenraum und zur Beschleunigung bzw. Entschleunigung benötigt [244]. Die Kavität ist für einen Frequenzbereich von 440 kHz bis 3 MHz mit einer Spannung von bis zu 3.5 kV ausgelegt und kann harmonische Signale $h = 1, \dots, 6$ der Umlauffrequenz der Teilchen im HESR erzeugen. Die zweite Kavität wird zur Speicherung der Teilchen in einem multiharmonischen Strahlbündel (*barrier bucket*) benötigt und stellt harmonische Signale der Teilchenumlauffrequenz von $h = 1, \dots, 20$ bereit. Der Frequenzbereich reicht von 440 KHz bis 10 MHz mit Spannungen von bis zu 600 V [10].

²Angeregt durch Diskussionen im FAIR Technischen Beratungskomitee [243].

³Magnetisierung der supraleitenden Spulen durch Ströme mit großer Zeitkonstante (*persistent currents*).

Korrektur der geschlossenen Teilchenbahn

Zur Korrektur der geschlossenen Teilchenbahn wurde die Methode der Orbitresponsematrix verwendet [245]. Die für die Strahlsimulation angenommenen Positionierungsfehler und die Messgenauigkeit der Strahlablage durch die Strahlpositionsmonitore sind in Tabelle 7.3 zusammengestellt [246]. Die geschlossenen Teilchenbahnen wurden mit ver-

Tabelle 7.3: *Typische Positionierungsfehler von supraleitenden Magneten und Genauigkeit der Messung der Strahlablage im HESR.*

Positionierungsfehler	normalverteilt	gleichverteilt
Winkel / mrad	0.55	1.1
Position / mm	0.5	1.1
Genauigkeit der Strahlpositionsmonitore	normalverteilt	
Skalierungsfehler	0.1	
Versatz / mm	0.1	

schiedenen Sätzen von gewürfelten Fehlerverteilungen für die 6-fach und 4-fach symmetrische Magnetanordnung simuliert. Exemplarisch sind zehn verschiedene unkorrigierte, horizontale Teilchenbahnen für die 4-fach symmetrische Magnetanordnung in Abbildung 7.4 (links) dargestellt, wobei normalverteilte Positionierungs- und Messfehler angenommen worden sind. Große Strahlablagen oberhalb von 300 mm treten im Bereich um den Wechselwirkungspunkt auf, wo die maximale Betatronamplitude 500 m übersteigt.

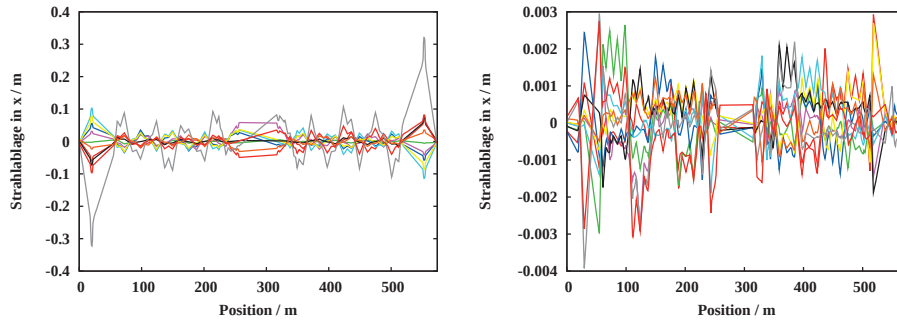


Abbildung 7.4: *Unkorrigierte (links) und korrigierte (rechts) geschlossene Teilchenbahn für die 4-fach symmetrische Magnetanordnung des HESR. Dargestellt sind zehn horizontale Teilchenbahnen mit verschiedenen Fehlerverteilungen bzw. Stärken der Korrekturdipole aufgetragen gegen die Position s im Ring.*

Insgesamt sind 32 Korrekturdipole in den Bögen und 24 in den geraden Strahlführungen des HESR platziert worden. Zudem wurden 31 Strahlpositionsmonitore in den Bögen und 18 in den geraden Strahlführungen für die Korrektur der geschlossenen Teilchenbahn verwendet. Die Korrekturdipole lenken den Strahl jeweils nur in einer transversalen Richtung aus, wohingegen die Strahlpositionsmonitore die Strahlablage in beiden Richtungen messen. Die korrigierte Strahlablage in horizontaler Richtung ist in Abbildung 7.4 (rechts) gegen die Position im Ring aufgetragen. Die Strahlablage liegt unterhalb von 4 mm bei einem maximalen Ablenkwinkel der Teilchen in den Korrekturdipolen von

1 mrad. Bei eintausend simulierten Teilchenbahnen ergab sich eine maximale Strahlablage von 4.9 mm in beiden transversalen Richtungen mit einem maximalen „rms“-Wert von 1.4 mm.

Zur Strahlpositionierung bei Injektion, am Wechselwirkungspunkt und in der Elektronenkühlersektion sind spezielle Auslenkungen der geschlossenen Teilchenbahn mit jeweils vier Korrekturdipolen geplant. Dazu wird ein zusätzlicher Ablenkwinkel von 1 mrad der Teilchen in den Korrekturdipolen benötigt. Für die Kompensation der Strahlenablenkung durch die Toroidmagnete des Elektronenkühlers mit einem maximalen Ablenkwinkel von 30 mrad bei minimalem Impuls des umlaufenden Strahls sind spezielle Korrekturdipole geplant, die möglichst nahe am Toroidmagneten platziert werden müssen [246].

7.1.4 Kollektive Effekte

7.1.5 Strahlrohrimpedanzen

Longitudinale Impedanzen des Strahlrohrs können die erreichbare longitudinale Strahlqualität maßgeblich beeinflussen. Zur Simulation der erreichbaren Impulsbreiten wird zunächst das longitudinale Frequenzspektrum des Strahls über eine Fourier-Analyse berechnet. Dazu werden die den Strahl repräsentierenden Makroteilchen in 128 Bins entlang der longitudinalen Position der Teilchen aufgeteilt. Das Frequenzspektrum des Strahls wird durch die Amplitude I_n und Phase ϕ_n für Vielfache n der Umlauffrequenz f_0 der Teilchen im Ring beschrieben (Abbildung 7.5, links).

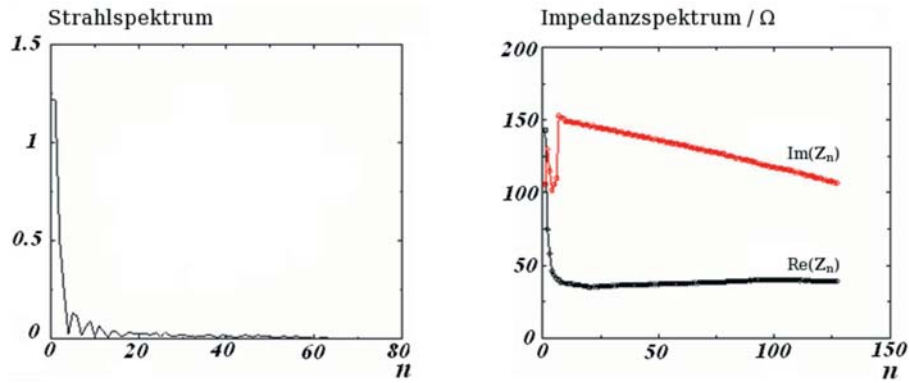


Abbildung 7.5: Typisches longitudinales Frequenzspektrum des Strahls (links) und Spektrum von longitudinalen Impedanzen in Ringbeschleunigern (rechts) gegen Vielfache n der Umlauffrequenz f_0 aufgetragen.

Zur Beschreibung der longitudinalen Impedanzen wird der reale und imaginäre Anteil der Impedanz Z_n/n benötigt. Für jeden ganzzahligen Wert von n wird die Amplitude Z_n/n und die Phase ξ_n über

$$Z_n = \sqrt{\text{Re}(Z_n)^2 + \text{Im}(Z_n)^2}, \quad \xi_n = \arctan \frac{\text{Im}(Z_n)}{\text{Re}(Z_n)} \quad (7.2)$$

bestimmt. Die Änderung der Teilchenenergie des i -ten Makroteilchens durch die longi-

itudinale Impedanz kann wie folgt berücksichtigt werden

$$\Delta E_i = q I_n Z_n \cos(\phi_i + \phi_n + \xi_n), \quad (7.3)$$

wobei ϕ_i die Phase des betrachteten Makroteilchens im longitudinalen Phasenraum ist. Die Energieänderung kann bei der Strahlsimulation in jedem Abschnitt des Beschleunigers auf die Teilchen aufgeprägt werden, falls die entsprechende Impedanzverteilung in diesem Bereich bekannt ist, oder einmal pro Umlauf, wenn ein longitudinales Spektrum der Impedanz nur für den gesamten Ring vorliegt. Zum Zeitpunkt der Simulation waren die Impedanzen der Vakuumkammer des HESR nur ansatzweise bekannt. Lediglich einzelne Teilbereiche sind berechnet worden wie zum Beispiel im Bereich des Wechselwirkungspunktes von PANDA [247]. Um Abschätzungen der erreichbaren Impulsbreite machen zu können, wurde das Impedanzspektrum aus Abbildung 7.5 (rechts) verwendet und mit einem Skalierungsfaktor variiert [248]. Bei den hier vorgestellten Rechnungen sind die Teilchenbahnen von zehntausend Makroteilchen mit einer gesamten Teilchenladung von 10^{11} Teilchen im longitudinalen und in den transversalen Phasenräumen simuliert worden [48]. In Abbildung 7.6 (links) ist die Änderung der Energiebreite des Strahls für verschiedene anfängliche Energieverteilungen der Strahlteilchen in Abhängigkeit von der Anzahl der Umläufe des Strahls aufgetragen.

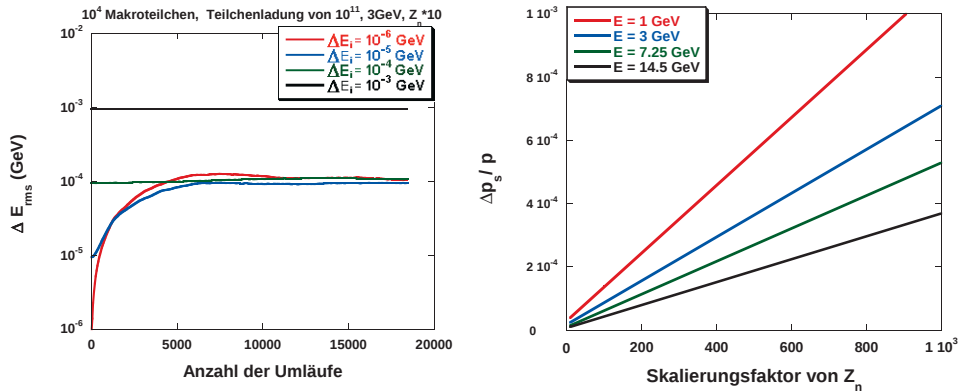


Abbildung 7.6: Berechnung der longitudinalen Strahlqualität bei longitudinalen Impedanzen im HESR. Links ist die „rms“-Energiebreite ΔE_{rms} des Strahls für verschiedene anfängliche Energieverteilungen ΔE_i bei einer Strahlenergie von $E = 3 \text{ GeV}$ in Abhängigkeit von der Anzahl der Umläufe des Strahls aufgetragen. Rechts ist der Schwellenwert der Impulsbreite $\Delta p_s/p$ für verschiedene Skalierungen des angenommenen longitudinalen Frequenzspektrums und vier verschiedener Strahlenergien E dargestellt.

Es ist deutlich zu erkennen, dass eine Schwelle für die Instabilität existiert. Liegt für eine gegebene longitudinale Impedanz die Energiebreite der anfänglichen Strahlverteilung unterhalb der Schwelle, so erreicht sie nach etwa fünftausend Umläufen des Strahls im Beschleuniger diesen Wert. Wird mit größerer Energiebreite des Strahls oberhalb des Schwellenwerts gestartet, so bleibt der „rms“-Wert der Energieverteilung wie erwartet unverändert. Die theoretische Begrenzung der longitudinalen Strahlqualität in Abhängigkeit von der longitudinalen Impedanz und der Teilchenzahl wird durch das Keil-Schnell Kriterium beschrieben [40]

$$\left| \frac{Z_n}{n} \right| = \frac{2\pi E \beta^2 \gamma \eta}{e I_{\text{max}}} \left[\frac{\Delta p_s}{p} \right]^2, \quad (7.4)$$

wobei $I_{\max}$ der maximale Strahlstrom und $\frac{\Delta p_s}{p}$ der Schwellenwert der „rms“-Impulsbreite ist. Systematische Untersuchungen wurden durchgeführt, um die Ergebnisse der Strahlsimulation mit der Vorhersage des Keil-Schnell Kriteriums zu vergleichen. Der ermittelte Schwellenwert zeigt die gleiche Abhängigkeit von der angenommenen Impedanz und den maximalen Strahlstrom [248]. Bei der Untersuchung der Energieabhängigkeit dieses Effektes sind jedoch Abweichungen von der theoretischen Vorhersage aufgetreten. In Abbildung 7.6 (rechts) ist der Schwellenwert der Impulsbreite für verschiedene Skalierungsfaktoren⁴ angegeben. Bei 10^{11} umlaufenden Teilchen können „rms“-Impulsbreiten von $\frac{\Delta p}{p} \approx 2 \cdot 10^{-5}$ mit der angenommenen longitudinalen Impedanzverteilung aus Abbildung 7.5 (rechts) erreicht werden. Transversale Impedanzen sind im HESR nicht so entscheidend für die Strahlqualität, da für einen guten Strahl-Target Überlapp die Strahlemittanzen im Bereich von 1 mm mrad liegen.

Ein weiterer kollektiver Effekt, der zur Reduzierung der Strahlqualität und zu Strahlverlusten führen kann, wird durch im Strahlpotential akkumulierte Ionen (*trapped ions*) aus dem Restgas des Vakuums hervorgerufen. Querschnittsänderungen in der Vakuumkammer können zu einer Akkumulation dieser Ionen führen, die mit umgekehrtem Ladungsvorzeichen bezüglich des umlaufenden Strahls im Strahlpotential eingefangen werden. Dies ist im HESR im Antiprotonenstrahl bzw. im Elektronenstrahl des Elektronenkühlers möglich. Vorläufige Abschätzungen dieses Effektes für den HESR wurden mit einem analytischen Modell durchgeführt [249, 250]. Zur weiteren Untersuchung müssen jedoch Details der Struktur der Vakuumkammer des HESR vorliegen.

Nichtlineare Felder des Elektronenstrahls

Das durch den Elektronenstrahl des Elektronenkühlers hervorgerufene Raumladungsfeld wirkt wie eine nichtlineare Linse auf den umlaufenden Strahl. Dieses Feld kann zur einer transversalen Aufweitung des Arbeitspunkts und Phasenraumvergrößerung des Strahls führen. Der Einfluss des Elektronenkühlers wurde mit nichtlinearen transversalen Winkeländerungen der Teilchenbahn simuliert [251]

$$\Delta z'(z) = \frac{qeN_e}{2\pi\epsilon_0 mc^2 \beta^2 \gamma^3} \frac{z}{R^2} \int_0^R r n_0(r) dr, \quad (7.5)$$

mit $z \in \{x, y\}$, der Anzahl der Elektronen $N_e = \left| \frac{I_e L_e}{e \beta c} \right|$, der normierten, radialen Verteilung der Teilchen im Elektronenstrahl $n_0(r)$ und dem Radius $R = \sqrt{x^2 + y^2}$. In Abbildung 7.7 ist eine Arbeitspunktverteilung mit typischen Parametern des Elektronenkühlers abgebildet. Deutlich zu erkennen ist der fokussierende Effekt des Elektronenstrahls, der zu einer Arbeitspunktverschiebung und Aufweitung von $\nu_{x,y} = 0.03$ führt. Analytische Rechnungen [252] sind mit Simulationsrechnungen [253] für den HESR verglichen worden und zeigen eine gute Übereinstimmung.

Weitere Untersuchungen haben gezeigt, dass insbesondere bei niedrigen Energien und maximalem Elektronenströmen nicht zu vernachlässigende Störungen der Ionenoptik des HESR durch die fokussierende Wirkung des Feldes der Elektronen auftreten [254]. Das nichtlineare Feld des Elektronenstrahls im Randbereich begrenzt zudem den stabilen Bereich der Teilchenbahnen innerhalb der Vakuumkammer. Untersuchungen zeigen, dass das Feld des Elektronenstrahls im Randbereich mit Multipolfeldern prinzipiell korrigiert werden kann [255].

⁴Das in Abbildung 7.5 (rechts) angenommenen Impedanzspektrums wurde skaliert.

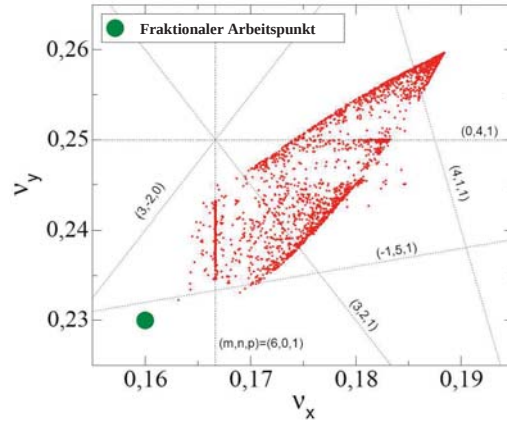


Abbildung 7.7: Arbeitspunktverbreiterung hervorgerufen durch den Elektronenstrahl des Elektronenkühlers mit einer trapezförmigen, radialen Stromverteilung bei einem Elektronenstrom von $I_e = 1\text{ A}$ und einer Länge der Kühlstrecke von $L_e = 30\text{ m}$. Die fraktionalen Arbeitspunkte des Beschleunigers ohne Elektronenstrahl betragen in dieser Simulation bei $\nu_x^{\text{frak}} = .16$ bzw. $.23$. Die optischen Resonanzen (m,n,p) sind eingezeichnet und gegeben durch $p = m\nu_x^{\text{frak}} + n\nu_y^{\text{frak}}$.

Außerhalb des Elektronenstrahls ist die Teilchenbahn des umlaufenden Strahls jedoch aufgrund der zur Korrektur verwendeten Multipolfelder nicht mehr stabil.

7.1.6 Strahlgleichgewichte mit Strahlkühlung

Insbesondere in der Betriebsart „hoher Auflösung“ des HESR sind Strahlgleichgewichte zwischen Strahlkühlung und Streuprozessen durch Strahl-Target Wechselwirkung von entscheidender Bedeutung. Eine effektive Strahlkühlung ist erforderlich um die spezifizierte Strahlqualität zu gewährleisten. Die Berechnungen der Strahlgleichgewichte wurden mit verschiedenen Simulationsprogrammen (BETACOOOL [68], MOCAC [69] und PTARGET [70]) durchgeführt und zeigen eine gute Übereinstimmung [256].

Elektronenkühlung

Zur Simulation des Strahlgleichgewichts mit Elektronenkühlung wurden folgende Parameter angenommen: Der Strahlstrom beträgt 0.2 A mit einer effektiven Geschwindigkeit des Elektronenstrahls von $2 \cdot 10^{-4}\text{ m/s}$. Die Betatronamplitude in beiden transversalen Richtungen wurde auf 100 m in der Kühlstrecke und 1 m am Target eingestellt [257]. In Abbildung 7.8 sind die simulierten Strahlgleichgewichte bei verschiedenen Strahlenergien für 10^{10} umlaufende Teilchen dargestellt.

Transversale Strahlemittanzen unterhalb von 10^{-3} mit relativen Impulsbreiten von 2 bis $3 \cdot 10^{-5}$ (rms) können im Energiebereich der Betriebsart „hoher Auflösung“ erreicht werden. Das Strahlgleichgewicht im longitudinalen Phasenraum wird aufgrund der kleinen Strahlemittanzen maßgeblich durch Streuprozesse innerhalb des Strahls bestimmt. Die Strahlemittanzen im Gleichgewicht liefern keinen hinreichenden Strahl-Target Überlapp. Daher müssen weitere Maßnahmen ergriffen werden, um die transversale Strahlemittanz zu vergrößern. Prinzipiell ist dies mit schnellen Strahlablenkern, durch Winkel-

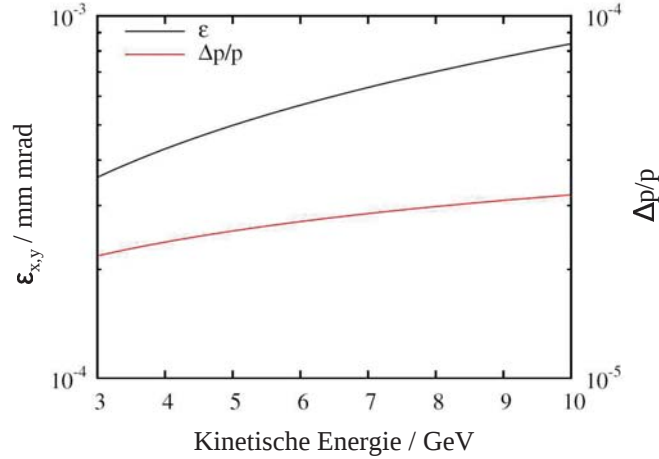


Abbildung 7.8: Strahlgleichgewichte mit Elektronenkühlung im HESR. Die obere Kurve zeigt die transversale Strahlemittanz und die untere Kurven die Impulsbreite für verschiedene kinetische Energien. Es sind jeweils die „rms“-Werte angegeben.

versatz von Elektronenstrahl relativ zum umlaufenden Antiprotonenstrahl oder durch Verwendung eines Hohlstrahls der Elektronen [262] möglich.

Zur besseren Anpassung des umlaufenden Strahls an das Pellet-Target und an den Elektronenstrahl des Elektronenkühlers wurden detaillierte Untersuchungen durchgeführt [258]. Dabei wurden die Betatronamplitude am Target zwischen 4 und 16 m und in der Kühlstrecke zwischen 40 und 160 m variiert. Zudem konnte die transversale Strahlemittanz durch einen relativen Winkelversatz zwischen dem Elektronenstrahl und umlaufenden Strahl von mehreren zehn μrad geändert werden. Dabei sind für verschiedene Strahlpulse relative 90%-Impulsbreiten⁵ von etwa 3 bis $5 \cdot 10^{-5}$ bei 10^{10} umlaufenden Teilchen erzielt worden. Berechnungen der relativen Impulsbreite für 10^{11} umlaufende Teilchen ergeben Impulsbreiten unterhalb von 10^{-4} .

Stochastische Kühlung

Die Strahlgleichgewichte sind für die Betriebsarten „hoher Auflösung“ bzw. „hoher Luminosität“ simuliert worden [235, 259]. In Abbildung 7.9 sind die relativen „rms“-Impulsbreiten gegen den Strahlimpuls aufgetragen.

Mit stochastischer Kühlung können je nach Strahlimpuls relative Impulsbreiten in der Betriebsart „hoher Auflösung“ von 4 bis $5 \cdot 10^{-5}$ (rms) erreicht werden. In der Betriebsart „hoher Luminosität“ liegt die relative „rms“-Impulsbreite wie spezifiziert im Bereich von 10^{-4} . Die zweite multiharmonische Kavität dient dabei zur Kompensation der mittleren Energieverluste durch Strahl-Target Wechselwirkung.

Die Simulationen der Strahlgleichgewichte haben gezeigt, dass es mit beiden Strahlkühlensystemen prinzipiell möglich ist, die spezifizierten relativen Impulsbreiten der Betriebsart „hoher Auflösung“ zu erreichen. Die stochastische Kühlung hat den Vorteil, dass die transversalen und longitudinalen Phasenräume unabhängig voneinander gekühlt werden können. Daher kann die für hinreichenden Strahl-Target Überlapp er-

⁵Impulsbreite, die 90% der Strahlteilchen beinhaltet.

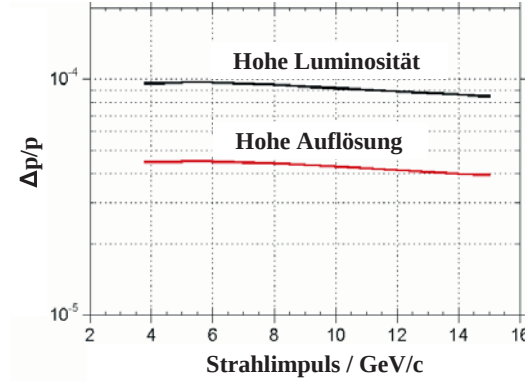


Abbildung 7.9: Strahlgleichgewichte mit stochastischer Kühlung im HESR. Die obere Kurve zeigt die relative „rms“-Impulsbreite im Gleichgewicht für verschiedene Strahlimpulse in der Betriebsart „hohe Luminosität“, die untere Kurve für die Betriebsart „hohe Auflösung“.

forderliche Strahlemittanz wesentlich leichter als bei der Elektronenkühlung eingestellt werden. Beide Methoden der Strahlkühlung sind als komplementär zu betrachten, da nur mit beiden Systemen der gesamte Impulsbereich des HESR abgedeckt werden kann. Gegebenenfalls ist auch eine gleichzeitige Verwendung beider Strahlkühlsysteme im mittleren Impulsbereich von 3.8 bis 8.9 GeV/c hilfreich [258], um die erforderlichen Impulsbreiten in der Betriebsart „hohe Auflösung“ zu erreichen.

7.1.7 Strahlverluste und Luminositätsabschätzung

Zur Abschätzung der mittleren Luminosität wurde zunächst der Zyklus des HESR festgelegt (Abbildung 7.10) [260]. Die gesamte Zykluslänge t_{zyk} setzt sich zusammen aus der Zeit für die Bereitstellung des Strahls t_{prep} und die Experimentdauer im Zyklus t_{exp} , in welcher der Strahl für Experimente zur Verfügung steht. Die verschiedenen Zeitabschnitte im Zyklus setzten sich wie folgt zusammen. Für Injektion und Strahlkühlung bei 3.8 GeV/c sind 30 bis 60 s eingeplant. Bei einer Änderung der Magnetfeldstärke von 25 mT/s der supraleitenden Magnete werden 25 bis 110 s für die Beschleunigung bzw. Verzögerung der Teilchen im Impulsbereich des HESR benötigt. In dieser Abschätzung wurde für die Beschleunigung ein Strahlverlust von 5% angenommen. Nach Erreichen des für das Experiment erforderlichen Strahlimpulses sind bis zu 20 s notwendig, um den Strahl auf das Target zu lenken und zu fokussieren. Insbesondere für die Betriebsart „hohe Luminosität“ muss nach Beendigung der Experimentdauer im Zyklus t_{exp} der noch verbliebene Strahl wieder auf Injektionsimpuls gebracht werden. Dazu ist dieselbe Zeit wie für die Beschleunigung notwendig, jedoch werden Strahlverluste erwartet, die deutlich höher sind. Für diese Rechnungen wird von 10% Strahlverlust ausgegangen. Die gesamte Zeit für die Bereitstellung des Strahls liegt somit je nach Strahlimpuls im Bereich von 100 bis 300 s.

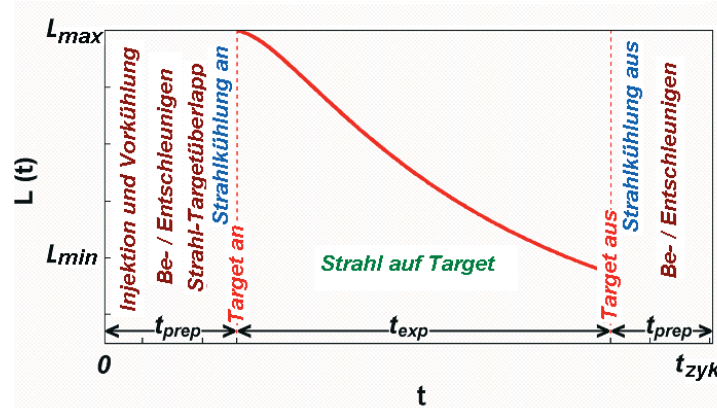


Abbildung 7.10: Zyklusbeschreibung des HESR. Angegeben ist die zeitabhängige Luminosität $L(t)$ während des Zyklus gegen die Zeit im Zyklus t . Die Zykluslänge t_{zyk} setzt sich zusammen aus der Zeit für die Bereitstellung des Strahls t_{prep} und der Experimentdauer im Zyklus t_{exp} . Verschiedene Maßnahmen zur Strahlpräparation sind angegeben.

Strahlverluste

Strahlverluste sind insbesondere für die Betriebsart „hoher Luminosität“ relevant. Drei dominierende Effekte treten bei der Wechselwirkung des Strahls in einem internen Target auf: Strahlverluste durch hadronische Wechselwirkung, Coulomb-Einzelstreuung und Energieverlust der umlaufenden Teilchen durch Streuung am Target. Zusätzlich muss noch der Strahlverlust durch den Touschek-Effekt beachtet werden. In Kapitel 3.3.1 sind die Gleichungen zur Berechnung der Strahlverluste durch die einzelnen Streuprozesse angegeben. Für eine longitudinale Akzeptanz des Rings von $\frac{\Delta p_{\text{max}}}{p} = \pm 10^{-3}$ und einer transversalen Strahlemittanz für optimalen Strahl-Target Überlapp von 1 mm mrad (rms) kann die relative Teilchenverlustrate berechnet werden (Tabelle 7.4) [260]. Verlustmechanismen des Strahls durch Einzelstreuung am Target sind un-

Tabelle 7.4: Relative Teilchenverlustrate durch Strahl-Target Wechselwirkung bzw. Streuprozesse innerhalb des Strahls und Strahllebensdauern für verschiedene Strahlimpulse im HESR.

	$(\tau_{\text{loss}}^{-1}) / \text{s}^{-1}$		
Strahlimpuls	1.5 GeV/c	9 GeV/c	15 GeV/c
Hadronische Wechselwirkung	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-4}$
Coulomb-Einzelstreuung ($\epsilon_{x,y} = 1 \text{ mm mrad}$)	$2.9 \cdot 10^{-4}$	$6.8 \cdot 10^{-6}$	$2.4 \cdot 10^{-6}$
Energieverlust ($\Delta p_{\text{max}}/p = \pm 10^{-3}$)	$1.3 \cdot 10^{-4}$	$4.1 \cdot 10^{-5}$	$2.8 \cdot 10^{-5}$
Touschek Effekt ($\epsilon_{x,y} = 1 \text{ mm mrad}$)	$4.9 \cdot 10^{-5}$	$2.3 \cdot 10^{-7}$	$4.9 \cdot 10^{-8}$
Totale relative Verlustrate	$6.5 \cdot 10^{-4}$	$1.7 \cdot 10^{-4}$	$1.4 \cdot 10^{-4}$
„1/e“-Strahllebensdauer / s	1540	6000	7100

abhängig von der Phasenraumdichte des Teilchenstrahls, wohingegen die Strahlverluste durch den Touschek-Effekt stark von der Teilchenzahl und der Strahlemittanz abhängen. 10^{11} umlaufende Teilchen werden hier angenommen. Die berechneten Strahllebensdauern hängen stark vom Strahlimpuls ab und liegen im Impulsbereich des HESR zwischen 1540 und 7100 s. Insbesondere bei kleinen Strahlimpulsen begrenzt die Akzeptanz des Rings die erreichbare Strahllebensdauer. Durch Verwendung von gebogenen Dipolmagneten kann die longitudinale Ringakzeptanz allerdings um etwa einen Faktor zwei erhöht werden.

Mittlere maximale Luminosität

Mit den berechneten Strahllebensdauern und der Zeitdauer zur Bereitstellung des Strahls kann die mittlere Luminosität in Abhängigkeit von der Zykluszeit berechnet werden. Zur Optimierung der Luminosität wurde die Zykluslänge variiert. In Abbildung 7.11 ist die über den Zyklus gemittelte Luminosität als Funktion der Zykluslänge dargestellt.

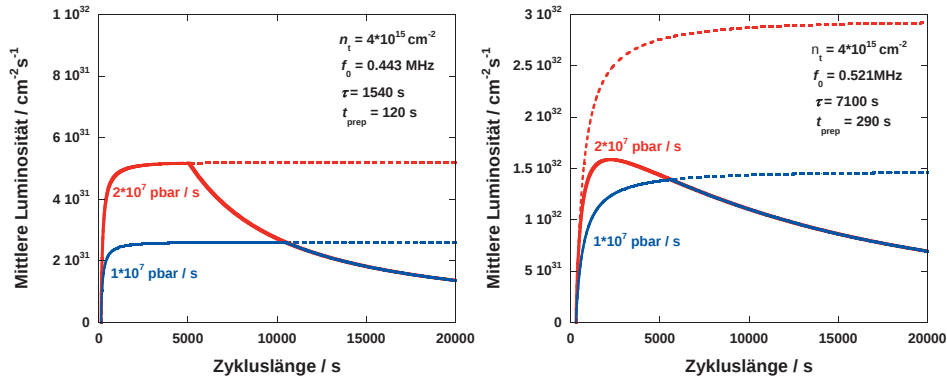


Abbildung 7.11: Über den Zyklus gemittelte Luminosität bei 1.5 GeV/c (links) und bei 15 GeV/c (rechts) als Funktion der Zykluslänge. Dabei wurden Produktionsrate der Antiprotonen von $1 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ bzw. $2 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ angenommen. Die maximale Anzahl der injizierten Antiprotonen ist begrenzt auf 10^{11} Antiprotonen (durchgezogene Kurve) bzw. nicht begrenzt (gestrichelte Kurven).

Mit der Begrenzung der Anzahl der injizierten Antiprotonen auf 10^{11} ergibt sich für die Betriebsart „hoher Luminosität“ eine maximale, über den Zyklus gemittelte Luminosität von $1.6 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bei einer Produktionsrate der Antiprotonen von $2 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ und maximalem Strahlimpuls. Die optimale Zykluslänge zum Erreichen der maximalen Luminosität liegt unterhalb einer Strahllebensdauer. Ohne Begrenzung der maximalen Anzahl der umlaufenden Teilchen können Werte bis zu $3 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht werden. Dabei handelt es sich jedoch um ein theoretisches oberes Limit, da die Impulsbreite des injizierten Strahls die longitudinale Akzeptanzgrenze des HESR übersteigen würde, und somit hohe Strahlverluste während der Injektion auftreten würden. Zudem ist der RESR ausgelegt für eine maximale Anzahl von 10^{11} akkumulierte Antiprotonen pro Zyklus. Für niedrige Strahlimpulse können maximale, über den Zyklus gemittelte Luminositäten von $0.67 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht werden. Da aufgrund der kleinen Strahllebensdauer die Teilchenverluste verglichen mit der Produktionsrate der Antiprotonen zu klein ist, werden 10^{11} Antiprotonen zu Beginn des Zyklus nur bei sehr langer Zyklusdauer

erreicht, so dass sich die Begrenzung auf 10^{11} injizierte Antiprotonen bei minimalem Impuls des HESR kaum auf die mittlere Luminosität auswirkt. Würde man die Produktionsrate der Antiprotonen auf $1 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ reduzieren, so hätte dies aufgrund der genügend großen Strahllebensdauer bei hohen Strahlimpulsen auf die mittlere Luminosität keine große Auswirkungen, weiterhin wäre bei 15 GeV/c eine über den Zyklus gemittelte Luminosität in der Größenordnung von $1.5 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ möglich. Bei 1.5 GeV/c würde sich die erreichbare mittlere Luminosität jedoch halbieren.

Insbesondere für niedrige Strahlimpulse sind eine große longitudinale Akzeptanz des HESR und hohe Produktionsraten der Antiprotonen erforderlich. Ab etwa 2.4 GeV/c werden mit den angenommenen Werten bereits mittlere Luminositäten oberhalb von $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht.

Luminositätsabschätzung für nukleare Targets

Analog zu den Berechnungen für Pellet-Targets aus Wasserstoff wurde die maximale Luminosität für andere nukleare Targets durchgeführt. Der hadronische Wirkungsquerschnitt wurde für einen Strahlimpuls von 1.5 GeV/c abgeschätzt (Formel 3.60). Die Werte für verschiedene nukleare Targets sind in Tabelle 7.5 zusammengefasst.

Tabelle 7.5: Abschätzung des hadronischen Wirkungsquerschnitts von Antiprotonen bei 1.5 GeV/c Strahlimpuls im HESR mit nuklearen Targets. Z und A sind die Massen- bzw. Ladungszahlen der verschiedenen Targets.

	Clusterjet / Pellet							Feststoff				
Target	H	D	N	Ne	Ar	Kr	Xe	C	Al	Ni	Ag	Au
Z, A	1,1	1,2	7,14	10,20	18,40	36,84	54,131	6,12	13,27	28,58	47,108	79,197
$\sigma_{\text{H}}^{\text{PA}}/b$	0.1	0.2	0.45	0.54	0.79	1.19	1.54	0.42	0.64	0.97	1.37	1.95

Für verschiedene Strahlimpulse kann der hadronische Wirkungsquerschnitt gemäß der Impulsabhängigkeit des totalen hadronischen Antiproton-Proton Wirkungsquerschnitts skaliert werden. Unter Berücksichtigung der hadronischen Wechselwirkung, der Coulomb-Einzelstreuung und der Energieverluste des umlaufenden Strahls am Target ergeben sich die in Abbildung 7.12 angegebenen Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Strahlimpulse. Dabei wird eine longitudinale Akzeptanz des Rings von $\Delta p_{\text{max}}/p = \pm 10^{-3}$ und eine normierte, transversale Strahlemittanz von 1 mm mrad (rms) angenommen. Zudem ist die maximale, über den Zyklus gemittelte Luminosität in Abbildung 7.12 (unten links) dargestellt.

Bei den Überlegungen wurde der Strahlverlust durch den Touschek-Effekt vernachlässigt, da bei nuklearen Targets die Strahlemittanzen von der Geometrie des Targets abhängen. Für die spezifizierte Produktionsrate der Antiprotonen können bei einem Strahlimpuls von 1.5 GeV/c maximale, über den Zyklus gemittelte Luminositäten von $5 \cdot 10^{31}$ bis $4 \cdot 10^{28} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Deuterium bis Gold) erreicht werden. Die minimale, dafür zu Verfügung stehende Targetflächendichte liegt im Bereich von $1 \cdot 10^{15}$ bis $9 \cdot 10^{12}$ Atome/cm². Für maximalen Strahlimpuls sind die zu erreichenden maximalen, über den Zyklus gemittelten Luminositäten deutlich größer und liegen bei etwa $1.9 \cdot 10^{32}$ bis $2.4 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Deuterium bis Gold). Dazu werden Targetflächendichte von mindestens $3.6 \cdot 10^{15}$ bis $4.1 \cdot 10^{13}$ Atome/cm² benötigt.

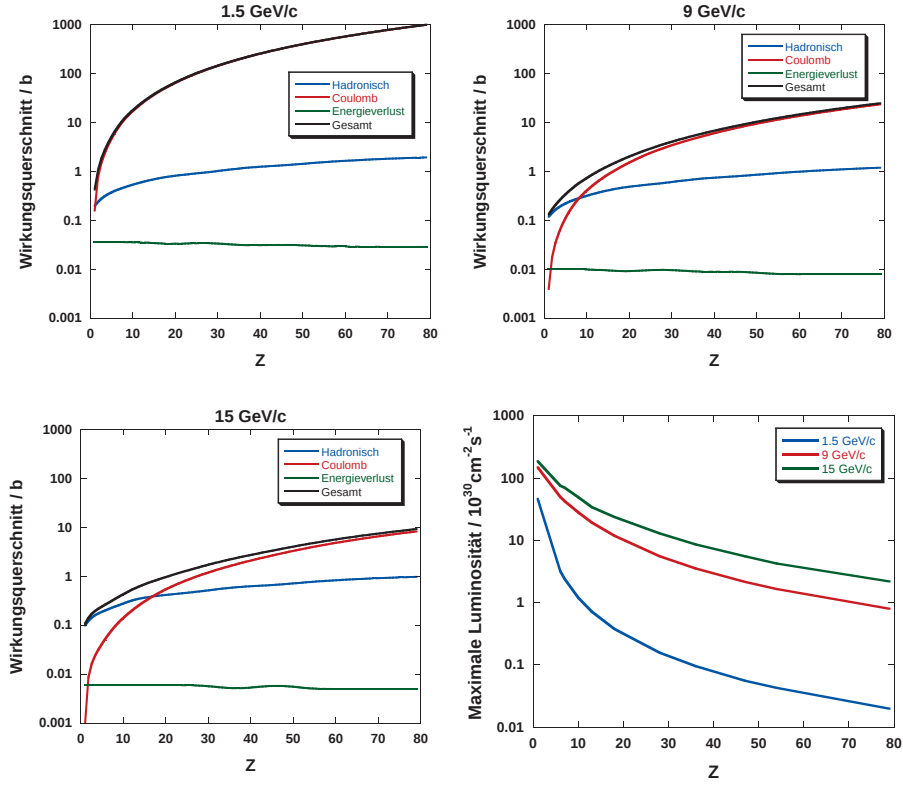


Abbildung 7.12: Die Wirkungsquerschnitte für verschiedene Strahlimpuls (oben links: 1.5 GeV/c, oben rechts: 9 GeV/c, unten links: 15 GeV/c) und maximale, über den Zyklus gemittelte Luminosität (unten rechts) im HESR wurden für verschiedene Ladungszahlen Z von nuklearen Targets aufgetragen.

7.2 Doppelring für polarisierte Protonen und Antiprotonen

Zwei weitere experimentelle Kollaborationen (PAX [31] und ASSIA [263]) haben ein Physikprogramm mit polarisierten Protonen und Antiprotonen am HESR vorgeschlagen. Dies erfordert die Produktion von polarisierten Protonen in üblichen Ionenquellen und zusätzlich die Erzeugung polarisierter Antiprotonen in speziellen Speicherringen. Zudem müssen weitere Einbauten in verschiedenen Ringen des FAIR-Projekts erfolgen, um die Polarisation messen und während der Beschleunigung erhalten zu können. Zwei verschiedene Konzepte sind erarbeitet worden, um die beiden polarisierten Strahlen zur Kollision zu bringen, ein antisymmetrischer [31] und ein symmetrischer [264] Doppelring. Die antisymmetrische Version ist in Abbildung 7.13 schematisch dargestellt.

Polarisierte Protonen werden im Linearbeschleuniger und SIS 18 beschleunigt und in den HESR injiziert. Unpolarisierte Antiprotonen werden über den RESR zunächst in den Kühler-Speicherring CSR (*Cooler Storage Ring* bei 3.8 GeV/c (3 GeV) injiziert, auf 729 MeV/c (250 MeV) entschleunigt und anschließend elektronengekühlt. Danach wird der gekühlte Strahl in den Antiprotonen Polarisier-Ring (APR) transferiert, wo der Polarisationsaufbau stattfindet. Der polarisierte Antiprotonenstrahl wird nach etwa

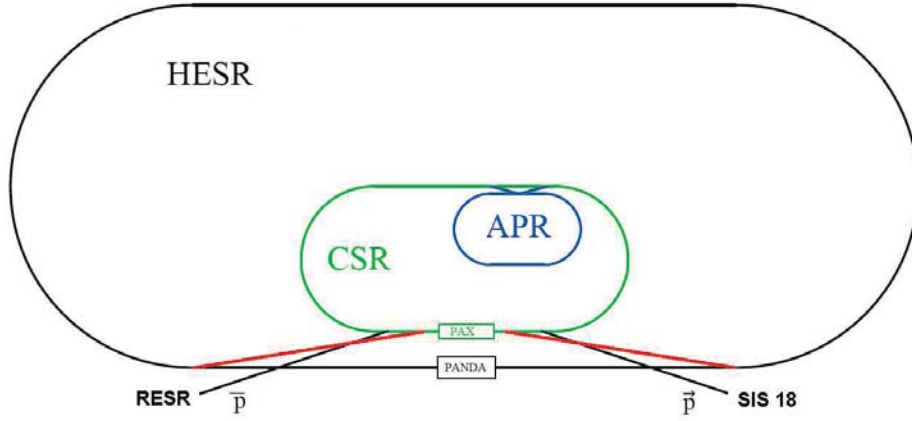


Abbildung 7.13: Schematische Darstellung der antisymmetrischen Version des Proton-Antiproton Doppelrings. Angedeutet sind die Injektion der polarisierten Protonen aus dem SIS 18 bzw. der unpolarisierten Antiprotonen aus dem RESR, die im APR polarisiert werden. Am Wechselwirkungspunkt der beiden Ringe, dem Ort des PAX Detektors, werden die Teilchenstrahlen aus dem CSR mit einem Strahlimpuls von $3.5 \text{ GeV}/c$ mit dem entgegenkommenden Strahl aus dem HESR mit einem Strahlimpuls von $15 \text{ GeV}/c$ zur Kollision gebracht.

zwei Strahllebensdauern wieder in den CSR überführt und steht nach Beschleunigung auf die entsprechende Energie für Experimente zur Verfügung.

7.2.1 Antiprotonen Polarisierer-Ring (APR)

Antiprotonen können durch die „Spinfilter“-Methode in einem Speicherring mit großer Akzeptanz polarisiert werden. Eine Sibirische Schlange aus Solenoidmagneten muss verwendet werden, um die invariante Spinachse am Wechselwirkungspunkt in die longitudinale Richtung zu drehen. Darüber hinaus ist ein polarisiertes Atomstrahl-Target mit hoher Dichte für den Polarisationsaufbau erforderlich. Nach zwei „ $1/e$ “-Strahllebensdauern hat sich die Teilchenzahl um den Faktor $1/e^2$ verringert und es ergibt sich eine Produktionsrate für polarisierte Antiprotonen von

$$\dot{N}_{\bar{p}}^{\text{pol}} = \frac{\dot{N}_{\bar{p}}}{(2.71828)^2} = 2.7 \cdot 10^6 / s. \quad (7.6)$$

Die vorgeschlagene Anordnung ist in Abbildung 7.14 skizziert. Ein wichtiger Parameter des Rings ist die transversale Akzeptanz, die im Bereich von mehreren 100 mm mrad liegen muss, was mit einer Sextupolkorrektur erreicht werden kann [261]. Weitere ionenoptische Eigenschaften sind dispersionsfreie, gerade Strahlführungen und eine Betatronamplitude am Target von 0.2 m . Die vorgeschlagene Magnetanordnung mit einer Tripletanordnung der Quadrupolmagnete erfüllt diese Bedingungen [31]. Die Sextupolmagnete sind symmetrisch zwischen den Dipolmagneten der Bögen unmittelbar hinter dem ersten Dipolmagnet, in der Mitte und vor dem zweiten Dipolmagnet platziert. Diese Magnetanordnung ermöglicht die Einstellung der Chromatizität mit den beiden äußeren bzw. die Korrektur von optischen Resonanzen mit dem mittleren Sextupolmagnet

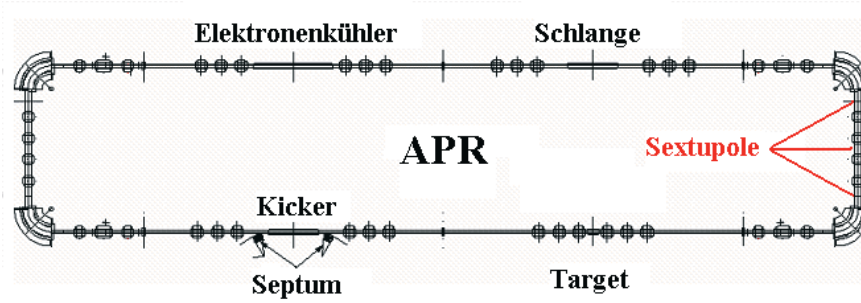


Abbildung 7.14: Schematische Darstellung des Antiprotonen Polarisierers APR. In den geraden Strahlführungen befinden sich der Elektronenkühler, die Sibirischen Schlange, das Magnetsystem zur Strahlinjektion (bestehend aus Strahlablenker- und Septums-magnet) und das Target. Die Positionen der drei Sextupolmagnete pro Bogen sind nur im rechten Bogen markiert.

in beiden Bögen nahezu unabhängig voneinander, da Positionen im Ring mit maximaler und sehr kleiner Dispersion gewählt worden sind. Die Korrektur durch Multipolfelder muss noch erarbeitet werden, um die vorgesehene Ringakzeptanz zu erreichen. Dazu ist aber zunächst die Auslegung der Dipol- und Quadrupolmagnete erforderlich, um die entstehenden Multipol-Feldkomponenten in der Optimierung berücksichtigen zu können. Die Strahl- und Ringparameter sind in Tabelle 7.6 zusammengestellt. Bis zu 10^{12} Antiprotonen werden in den Ring injiziert. Nach zwei Strahllebensdauern stehen 10^{11} polarisierte Antiprotonen bereit.

Tabelle 7.6: Strahl- und Ringparameter des APR.

Ionen	Antiprotonen
Kinetische Energie	250 MeV
Impuls	729 MeV/c
Magnetische Steifigkeit	2.43 T m
Transversale Akzeptanz	> 250 mm mrad
Relative Energieakzeptanz	0.2%
Anzahl der injizierten Teilchen	10^{12}
Anzahl der polarisierten Teilchen	10^{11}
Magnetanordnung einer Bogenzelle	D-F-D-O-D-F
Anzahl der Perioden pro Bogen	2 (spiegelsymmetrisch)
Ringumfang	86.5 m
Länge der geraden Strahlführungen	24 m
Übergangsenergie	$\gamma_{tr} = 9.2$
Dichte des Atomstrahl-Targets	$1.5 \cdot 10^{17}$ Atome/s

Zum Erreichen der benötigten Strahllebensdauern ist ein Elektronenkühler erforderlich. Um die Anforderungen an das Strahlkühlsystem zu ermitteln, wurden Strahlgleichgewichte im APR berechnet [68]. Die Simulation der Strahlgleichgewichte beinhaltet Streuprozesse innerhalb des Strahls (IBS), Elektronenkühlung, Strahl-Target Wechsel-

wirkung und Teilchenverluste aus der longitudinalen und transversalen Akzeptanz des Rings. Eine Diskussion der Strahlgleichgewichte und der Parameter des Elektronenkühlers ist in [122] zu finden.

7.2.2 Optimierung der polarisierten Teilchenstrahlen

Zur Erhaltung der Strahlpolarisation während der Beschleunigung sind zusätzliche Einbauten in verschiedenen Beschleunigern von FAIR erforderlich [265].

Der polarisierte Antiprotonenstrahl wird vom APR bei 729 MeV/c wieder in den CSR transferiert. Da der CSR sehr ähnlich zu COSY ausgelegt werden kann, können die gleichen Methoden zur Polarisationserhaltung angewendet werden. Aufgrund von Modifikationen in der Wechselwirkungszone, insbesondere durch zusätzliche Ablenk- und Detektormagnete, ist die Superperiodizität der CSR Magnetanordnung $P = 1$. Bis zu einem Strahlimpuls von 3.5 GeV/c werden zehn intrinsische Resonanzen ($\gamma G = 6 - \nu_y, -1 + \nu_y, \dots, 10 - \nu_y, 3 + \nu_y$) und fünf Imperfektionsresonanzen ($\gamma G = 3, \dots, 7$) gequert. Für eine normierte Strahlemittanz von 1 mmrad ist eine maximale Resonanzstärke intrinsischer Resonanzen von etwa 10^{-3} zu erwarten. Ein Magnetsystem zur schnellen Arbeitspunktänderung ähnlich dem an COSY verwendeten Sprungsystem kann eingesetzt werden. Für eine Beschleunigungsgeschwindigkeit von 1 GeV/c pro Sekunde kann die Strahlpolarisation bei der Querung von Imperfektionsresonanzen entweder durch vertikale Strahlablagen von 1 mrad oder durch eine partielle Sibirische Schlange mit der Stärke von 0.5 % erhalten werden.

Der Protonenstrahl aus der polarisierten Ionenquelle wird nach der Beschleunigung im geplanten Linearbeschleuniger in das SIS 18 injiziert. Im Impulsbereich des SIS 18 existieren aufgrund der hohen Superperiodizität der Magnetstruktur von $P = 12$ nur zwei intrinsische Resonanzen ($\gamma G = \nu_y$ bzw. $\gamma G = 12 - \nu_y$). Bei einem vertikalen Arbeitspunkt von $\nu_y = 3.28$ liegt der Resonanzimpuls der ersten intrinsischen Resonanz bei etwa 1.44 GeV/c und der zweiten intrinsische Resonanz bei etwa 4.47 GeV/c, also oberhalb des HESR Injektionsimpuls von 3.8 GeV/c. Für den Betrieb mit hohem Strahlstrom von etwa $5 \cdot 10^{12}$ Teilchen pro Zyklus werden normierte Strahlemittanzen von bis zu 20 mmrad erwartet. Die Resonanzstärke der beiden intrinsischen Resonanzen beträgt ungefähr $3 \cdot 10^{-3}$. Bei polarisierten Protonen sollte jedoch die deutlich geringere Teilchenzahl zu einer reduzierten Strahlemittanz führen. Bei einer normierten Strahlemittanz von 1 mmrad würde sich die Resonanzstärke der beiden intrinsischen Resonanzen etwa um den Faktor 4.5 auf unter 10^{-3} reduzieren, und Arbeitspunktsprünge könnten ähnlich wie bei COSY zum Queren der intrinsischen Resonanzen angewendet werden. Bei größeren Resonanzstärken oberhalb von $2 \cdot 10^{-3}$ bietet sich die Verwendung eines HF Dipolmagneten zur adiabatischen Polarisationsumkehr bei intrinsischen Resonanzen an. Bis zum HESR Injektionsimpuls müssen außerdem sechs Imperfektionsresonanzen ($\gamma G = 2, \dots, 7$) berücksichtigt werden. Da die spezifizierte Beschleunigungsgeschwindigkeit größer als 1 GeV/c pro 0.05 s ist, reicht eine 3%-tige partielle Sibirische Schlange zur adiabatischen Umkehr der Strahlpolarisation an den Imperfektionsresonanzen aus. Aufgrund der deutlich geringeren Injektionsenergie des SIS 18 von 70 MeV im Vergleich zum AGS von 1.5 GeV, ist die Verwendung von partiellen Sibirischen Schlangen aus Helixdipolmagneten deutlich schwieriger zu realisieren, da es bei niedrigen Energien zu großen Strahlablagen durch die Magnetfelder der Helixdipolmagnete kommen würde. Störungen der Ionenoptik sind somit deutlich stärker ausgeprägt, was eine aufwendige Korrektur der ionenoptischen Einstellung erfordert. Zudem muss untersucht werden, ob die transversale Akzeptanz des SIS 18 ausreicht. Durch partielle Sibirische Schlangen

aus Solenoidmagneten werden zusätzliche Kopplungs-Spinresonanzen angeregt, die zu Polarisationsverlust führen können. Um die Stärke der Sibirischen Schlangen möglichst gering zu halten, sollte daher die Beschleunigungsgeschwindigkeit des SIS 18 für polarisierten Strahl deutlich reduziert werden. Wie beim AGS können auch durchaus mehrere partielle Sibirische Schlangen verwendet werden. Dazu müsste jedoch untersucht werden, wie nahe der Arbeitspunkt des SIS 18 an der Ganzzahl gewählt werden kann, und ob entsprechende Plätze im Ring vorhanden sind. Für den Betrieb mit polarisiertem Strahl in SIS 18 sind kleine Strahlemittanzen hilfreich, damit die Resonanzstärke von intrinsischen Resonanzen und Kopplungs-Spinresonanzen klein ist. In diesem Fall könnte das System zur schnellen Arbeitspunktänderung verwendet werden. Eine deutlich geringere Beschleunigungsgeschwindigkeit wäre ebenfalls hilfreich, damit die Stärke der partiellen Sibirischen Schlangen möglichst klein gewählt werden kann, um die Störungen der Ionenoptik gering zu halten.

Im Impulsbereich des HESR treten fünfundzwanzig Imperfektionsresonanzen und fünfzig intrinsische Resonanzen auf. Zusätzlich werden fünfzig Kopplungs-Spinresonanzen aufgrund des großen integralen Feldes der Solenoide des Elektronenkühlers erwartet. Die Stärke der Spinresonanzen reicht von 10^{-5} bis 10^{-2} für die erwarteten Strahlparameter mit einer normierten Strahlemittanz von 1 mm mrad. In Tabelle 7.7 sind die Spinresonanzen erster Ordnung im Impulsbereich des HESR für einen vertikalen Arbeitspunkt von $\nu_y = 9.16$ angegeben.

Tabelle 7.7: *Spinresonanzen erster Ordnung im Impulsbereich des HESR bei einem vertikalen Arbeitspunkt von $\nu_y = 9.16$. Angegeben ist jeweils die Resonanzenergie bzw. Impuls.*

$E_{\text{kin}} / \text{GeV}$	$P / \text{GeV}/c$	γG
1.093	1.801	$13 - \nu_y$
1.155	1.871	4
1.217	1.940	$-5 + \nu_y$
1.616	2.376	$14 - \nu_y$
1.678	2.443	5
1.741	2.510	$-4 + \nu_y$
2.139	2.931	$15 - \nu_y$
2.202	2.997	6
2.265	3.063	$-3 + \nu_y$
2.652	3.465	$16 - \nu_y$
2.725	3.541	7
• • •		
13.255	14.162	$18 + \nu_y$
13.653	14.561	$37 - \nu_y$
13.715	14.624	28
13.778	14.686	$19 + \nu_y$

Die Stärke der intrinsischen Resonanzen hängt im wesentlichen von der Superperiodizität der Magnetanordnung im Bogen und der Stärke der Fokussierung ab. Zur Erhalt der Strahlpolarisation im HESR wird eine vollständige Sibirische Schlage vorgeschlagen [264, 266].

Sibirische Schlange für den HESR

Im Impulsbereich des HESR kann keine aus Helixdipolmagneten bestehende Sibirische Schlange analog zur Magnetanordnung in RHIC verwendet werden [169, 171], da die Strahlablage bei 1.5 GeV/c im transversalen Feld der Dipolmagnete fast 250 mm betragen würde (Abbildung 7.15, oben links). Dies liegt weit außerhalb der Vakuumkammer des HESR. Mit höherem Strahlimpuls nimmt die Strahlablage ab und beträgt bei maximalem HESR Impuls weniger als 50 mm. Eine Sibirische Schlange aus longitudinalen Feldern würde einen Solenoidmagneten mit einem integralen Feld von etwa 60 T m erfordern. Daher wurde ein Magnetsystem bestehend aus beiden Magnetfeldtypen untersucht [266]. Es besteht aus einem Solenoidmagnet und vier Helixdipolmagneten bei einer Ge-

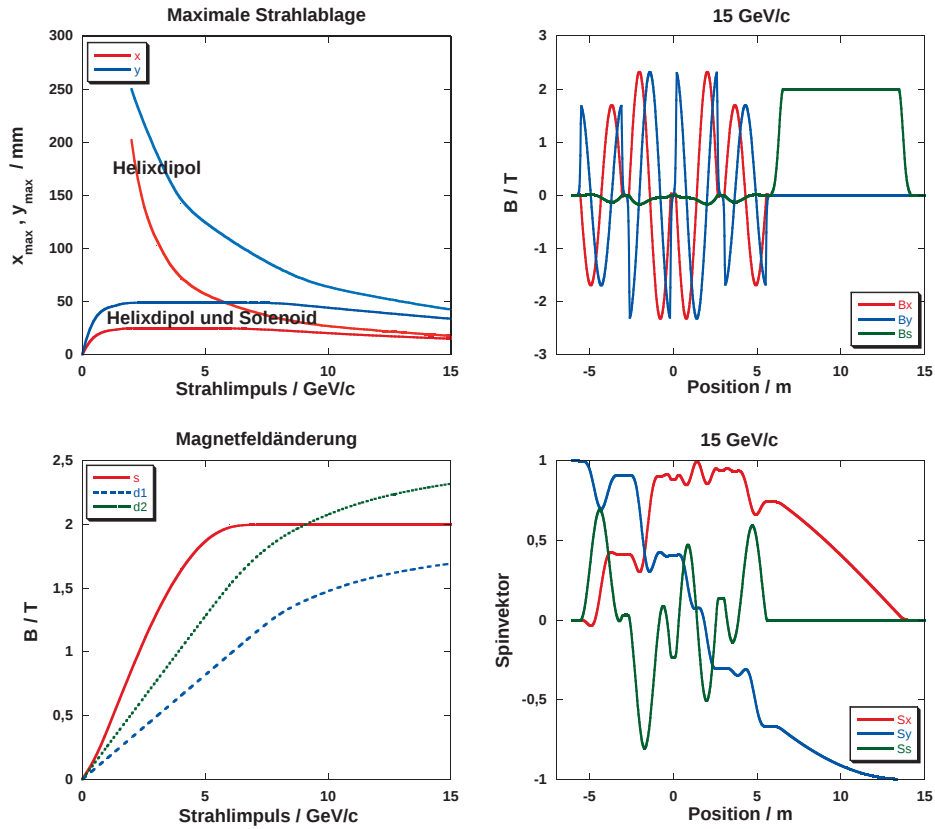


Abbildung 7.15: Auslegung einer vollständigen Sibirischen Schlange mit kombinierten Magnetfeldtypen für den HESR. Die Strahlablage im Impulsbereich des HESR wird für eine Magnetanordnung aus Helixdipolmagneten mit einer Anordnung aus kombinierten Magnetfeldtypen in der Abbildung oben links verglichen. Für eine Schlange mit kombinierten Magnetfeldtypen ist die Feldstärke entlang der Magnetachse in der Abbildung oben rechts für einen Strahlimpuls von 15 GeV/c dargestellt. Die Änderung des Feldes (s : Solenoidfeldstärke, $d1$, $d2$: Helixdipol-Feldstärke) mit dem Strahlimpuls ist unten links und die Komponenten des Spinvektors in Abhängigkeit von der Position in der Schlange unten rechts abgebildet.

samtlänge der Magnetanordnung von 27 m. Die Feldverteilung ist in Abbildung 7.15 (oben rechts) entlang der Magnetachsen aufgetragen. Ein maximales Feld der Helixdipolmagnete von 2.5 T und des Solenoidmagneten von 15 T m wurde verwendet. Um eine vollständige Umkehr der Spinvektoren pro Durchgang der Teilchen in der Schlange zu erzielen, müssen die Feldstärken der Magnete an den Strahlimpuls angepasst, also die Magnetfelder während der Beschleunigung des Strahls erhöht werden (selbe Abbildung unten links). Die Spinbewegung in der Schlange ist ebenfalls in Abbildung 7.15 unten rechts gezeigt. Die Richtung des Spinvektors wird bei einmaligem Durchgang der Teilchen durch die Sibirische Schlange um eine horizontale Achse mit dem Drehwinkel von 180° gedreht. Die Komponenten $S_{x,y}$ sind vor und nach Passieren der Schlange gleich Null, S_z kehrt hingegen sein Vorzeichen um. Die Spindrehung innerhalb des für konstantes Feld ausgelegten Solenoidmagneten am Elektronenkühler kann durch den Solenoidmagneten der Schlange ausgeglichen werden, so dass keine zusätzlichen Kompensationssolenoiden für die Spinbewegung erforderlich sind. Dazu muss jedoch die Schlange in derselben Gerade wie der Elektronenkühler eingebaut sein. Der größte Nachteil der Sibirischen Schlange mit kombinierten Magnetfeldtypen ist die große Strahlablage von bis zu 50 mm, die vom Strahlimpuls abhängt. Daher ist eine ionenoptische Kompensation erforderlich, die mit dem Strahlimpuls geändert werden muss.

Der zweite Vorschlag zur Realisierung einer Sibirischen Schlange im HESR beinhaltet vier Solenoidmagnete, die symmetrisch um den Solenoidmagneten des Elektronenkühlers gruppiert sind (Abbildung 7.16) [264]. Das maximale integrale Feld jedes Solenoidmagneten beträgt 15 T m, was dem Wert des Solenoidmagneten am Elektronenkühler entspricht. Daher können auch hier verschiedene Einstellungen des Solenoidmagneten im Elektronenkühler durch die Solenoidmagnete der Schlange ausgeglichen werden, und eine vollständige Sibirische Schlange bis zum maximalen Strahlimpuls des HESR realisiert werden.

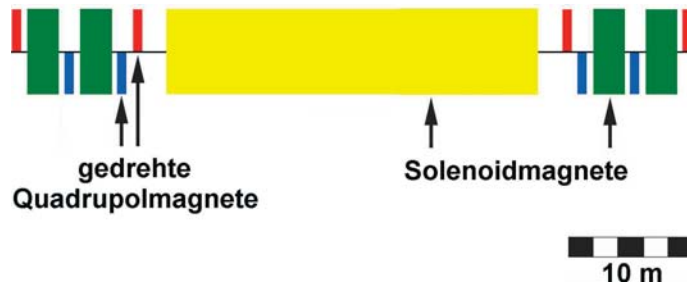


Abbildung 7.16: Vollständige Sibirische Schlange aus Solenoidmagneten für den HESR. Die Magnetanordnung besteht aus vier Solenoidmagneten (grün), dem Solenoidmagneten des Elektronenkühlers (gelb) und acht gedrehten Quadrupolmagneten mit unterschiedlicher Feldpolarität (rot bzw. blau).

Um die durch die Solenoidmagneten hervorgerufene Phasenraumkopplung zu kompensieren, werden zwei Gruppen mit jeweils vier gedrehten Quadrupolmagneten benötigt. Die Drehwinkel der Quadrupolmagnete müssen für unterschiedliche Stärken des Solenoidmagneten am Elektronenkühler und verschiedene Strahlimpulse angepasst werden, um eine vollständige Entkopplung der transversalen Phasenräume zu erreichen. Das gesamte Magnetsystem inklusive der Magnete des Elektronenkühlers hat eine Länge von

56 m. Es liefert einen Betatronphasenvorschub von $\Delta\psi_z = 0.75 \cdot 2\pi$ bzw. $1.25 \cdot 2\pi$ in den beiden transversalen Ebenen bei einer Betatronamplitude von $\beta_z = 50$ m in der Elektronenkühlersektion. Durch diese Anordnung wird keine zusätzliche Strahlblage hervorgerufen.

In beiden vorgeschlagenen Magnetanordnungen muss die Magnetfeldstärke der supraleitenden Magnete während der Beschleunigung an den Strahlimpuls angepasst werden, um eine 180° -Drehung des Spins in der Sibirischen Schlange zu gewährleisten.

7.2.3 Luminositätsabschätzung

Das Physikprogramm der PAX Kollaboration erfordert maximale Luminositäten in der Größenordnung von $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [31]. Für Experimente im HESR mit polarisiertem Antiprotonenstrahl und internem, polarisiertem Target sowie für Experimente in den vorgeschlagenen Doppelringen mit kollidierenden, polarisierten Teilchenstrahlen wurden die maximal erreichbaren Luminositäten abgeschätzt.

Gespeicherter Teilchenstrahl und internes Target

Bei einer Flächentargetdichte eines Atomstrahl-Targets aus polarisiertem Wasserstoff mit Speicherzelle von $n_t = 7 \cdot 10^{14} \text{ Atome/cm}^2$, einem totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt von 100 bis 50 mbarn und einer Umlauffrequenz von $f_c = 443$ bis 521 kHz im Impulsbereich des HESR, können die Strahlverlustraten für eine longitudinale Ringakzeptanz von $\Delta p_{\text{max}}/p = \pm 10^{-3}$ und einer maximalen Strahlemittanz von 1 mm mrad für hinreichend großen Strahl-Target Überlapp berechnet werden (Tabelle 7.8).

Tabelle 7.8: *Relative Strahlverlustrate und Luminositätsabschätzungen für interne Experimente mit polarisiertem Strahl und Target.*

	$(\tau_{\text{loss}}^{-1}) / \text{s}^{-1}$		
Strahlimpuls	1.5 GeV/c	9 GeV/c	15 GeV/c
Hadronisch	$3.1 \cdot 10^{-5}$	$2.1 \cdot 10^{-5}$	$1.8 \cdot 10^{-5}$
Coulomb-Einzelstreuung ($\epsilon_{x,y} = 1 \text{ mm mrad}$)	$5.1 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-6}$	$4.2 \cdot 10^{-7}$
Energieverlust ($\Delta p_{\text{max}}/p = \pm 10^{-3}$)	$2.3 \cdot 10^{-5}$	$7.2 \cdot 10^{-6}$	$4.9 \cdot 10^{-6}$
Touschek ($\epsilon_{x,y} = 1 \text{ mm mrad}$)	$4.9 \cdot 10^{-5}$	$2.3 \cdot 10^{-7}$	$4.9 \cdot 10^{-8}$
Gesamte Strahlverlustrate	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$3.0 \cdot 10^{-5}$	$2.3 \cdot 10^{-5}$
Maximale Luminosität / $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	0.55	3.2	4.2

Daraus ergibt sich in Abhängigkeit vom Strahlimpuls eine maximale Luminosität für interne Experimente mit polarisiertem Strahl und Target von 0.55 bis $4.2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [265], die durch die Produktionsrate der Antiprotonen begrenzt ist.

Kollidierende Teilchenstrahlen

Abschätzungen der maximalen Luminosität für kollidierende Strahlen im antisymmetrischen Doppelring wurden für verschiedene Strahlparameter durchgeführt und sind in Tabelle 7.9 zusammengefasst.

Tabelle 7.9: *Strahlparameter und Luminositäten für kollidierende Strahlen mit Teilchenbündeln (Spalte 2 und 3) und ungebündelt (Spalte 4) im antisymmetrischen Doppelring.*

	CSR	HESR	CSR	HESR	CSR	HESR
Teilchensorte	p	$\bar{p}$	$\bar{p}$	p	$\bar{p}$	p
Impuls GeV/c	3.65	15	3.65	15	3.65	15
Anzahl der Teilchen	$1 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{11}$	$2.4 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{11}$	$1 \cdot 10^{12}$
Anzahl der Teilchenbündel	10	30	10	30	-	-
Wechselwirkungszone /cm	-	-	-	-	50	50
Teilchenpaket-Länge /cm	27	22	28	31	-	-
Betatronamplitude IP /m	0.3	1	0.3	1	0.1	0.1
Strahlemittanz / mm.mrad	1	0.13	0.5	0.08	0.05	0.05
Strahl-Strahl Parameter	0.003	0.006	0.01	0.0025	0.006	0.0002
Raumladungsparameter	0.1	0.002	0.05	0.02	0.02	0.006
Maximale Luminosität	$1.6 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$		$5.0 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$		$1.2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	

Dabei wurden drei Szenarien mit gebündelten bzw. ungebündelten Strahlen und verschiedenen Teilchensorten in CSR und HESR untersucht [265, 267]. Die verschiedenen Abschätzungen zeigen, dass für gebündelte Teilchenstrahlen die maximal erreichbaren Luminositäten im Bereich von 1.6 bis $5 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ liegen. Die Luminosität bei gebündelten Teilchenstrahlen wird durch Raumladungseffekte bei Injektion in den CSR begrenzt. Bis zu 10^{12} Protonen bzw. $5 \cdot 10^{11}$ Antiprotonen müssen in den CSR injiziert werden, was zu Raumladungsparametern⁶ von bis zu 0.1 führt. Zusätzlich wird die Luminosität durch Streuung der Teilchen innerhalb des Strahls (IBS) aufgrund der großen Anzahl der Teilchenpakete begrenzt.

Für den ungebündelten Strahl ist die erreichbare Luminosität mindestens um den Faktor zwei höher. Maximale Luminosität von bis zu $1.2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ können erreicht werden. Allerdings sind sehr kleine Betatronamplituden am Wechselwirkungspunkt von bis zu $\beta_{x,y}^* = 0.1 \text{ m}$ erforderlich, was eine Integration der fokussierenden Magnete in den Detektor und aufwendige Multipolkorrekturen notwendig macht. Durch diese Maßnahmen kann die longitudinale Luminositätsverteilung für den ungebündelten Strahl auf etwa 40 cm (FWHM) begrenzt werden. Der berechnete Strahl-Strahl Parameter sind in allen drei Szenarien tolerabel.

Im antisymmetrischen Doppelring können die Teilchenstrahlen mit einem maximalen Impuls von 3.5 GeV/c mit entgegenkommenden Teilchenstrahlen von bis zu 15 GeV/c zum Zusammenstoß gebracht werden. Die maximal erreichbare Schwerpunktsenergie liegt bei $\sqrt{s} \approx 15 \text{ GeV}$.

Im symmetrischen Doppelringkonzept, bei dem beiden Teilchenstrahlen im HESR bis maximal 15 GeV/c beschleunigt und gespeichert werden, können maximale Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} \approx 28 \text{ GeV}$ erreicht werden. Aufgrund des höheren Teilchenimpulses des zweiten Strahls können deutlich höhere Luminositäten erreicht werden [264, 268]. Jeweils 12 Teilchenpakete pro Ring mit insgesamt 10^{12} Teilchen wurden

⁶„Laslett“-Arbeitspunktverschiebungen bei Injektionsenergie von 250 MeV .

bei den Rechnungen verwendet. Die maximale Luminosität liegt deutlich oberhalb von $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und steigt für maximale Strahlimpulse bis zum theoretischen Maximum von $5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ an [264], das durch die Produktionsrate der Antiprotonen gegeben ist. Zur Realisierung dieses Konzepts sind erhebliche Modifikationen des HESR erforderlich. Es muss eine zusätzliche Strahlführung im Bereich des Elektronenkühlers geschaffen werden, damit beide umlaufenden Strahlen elektronengekühlt werden können. Die Separation von Protonen und Antiprotonen in diesem Abschnitt ist lediglich über elektrische Felder möglich und erfordert insbesondere bei maximalem Strahlimpuls hohe Feldgradienten. Zudem muss die Strahlführung des Elektronenkühlers entsprechend modifiziert werden, so dass der Elektronenstrahl an beide umlaufenden Strahlen herangeführt werden kann. Durch diese Modifikationen wird der gesamte Umfang des HESR um rund 100m erhöht, so dass der ursprünglich geplante Tunnel erweitert werden müsste.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden verschiedene Methoden, die für eine hohe Strahlqualität, Luminosität und Strahlpolarisation in Mittelenegie-Ringbeschleunigern entscheidend sind, vorgestellt und anhand von existierenden und geplanten Beschleunigeranlagen diskutiert.

Ein Beispiel hierfür ist das Kühlersynchrotron COSY, an dem polarisierte Protonen und Deuteronen mit einem Polarisationsgrad von 80% bis zum maximalen Impuls von 3.7 GeV/c beschleunigt werden. Dazu wurden für Protonen Methoden entwickelt, mit denen jede Spinresonanz einzeln korrigiert wird, um die Vektorpolarisation während der Beschleunigung zu erhalten. Durch die Detektormagnete und das Magnetsystem des Elektronenkühlers werden zusätzliche intrinsische Resonanzen und Kopplungs-Spinresonanzen angeregt. Kopplungs-Spinresonanzen können nur begrenzt unterdrückt werden und führen zu einer reduzierten Strahlpolarisation. Bei polarisierten Deuteronen existieren bei typischen Arbeitspunkten im Impulsbereich von COSY keine Spinresonanzen. Daher ist die Beschleunigung polarisierter Deuteronen nicht mit zusätzlichen Korrekturmaßnahmen verbunden. Zur Erhöhung der Strahlqualität und der Luminosität stehen an COSY zwei Strahlkühlsysteme zur Verfügung, ein Elektronenkühler und ein stochastisches Kühlsystem, die zur Strahlakkumulation nach der Strahlinjektion bzw. zur Kompensation der Strahlaufstreuung durch Strahl-Target Wechselwirkung bei Experimentenergie verwendet werden.

Verschiedene Experimente zur Spindynamik sind an COSY durchgeführt worden. Mittels hochfrequenter Magnetfelder wurde die Richtung der Strahlpolarisation mit hoher Effizienz umgekehrt. Die Methode der Polarisationsumkehr konnte damit für Experimente an COSY verfügbar gemacht werden, um systematische Fehler bei der Messung von Polarisationsobservablen zu reduzieren. Zudem kann durch Anregung der Spinbewegung mittels hochfrequentem Magnetfeld eine absolute Energiekalibrierung des Beschleunigerstrahls durchgeführt werden. Diese Methode wird zur genauen Bestimmung der Masse und Reaktionsschwelle von Elementarteilchen in Streuprozessen verwendet. Experimentelle und theoretische Untersuchungen von polarisierten Deuteronen bestätigen, dass die bei der Umkehr der Polarisationsrichtung bisher allgemein verwendete Formel zur Berechnung der Spindrehung in einem hochfrequenten transversalen Magnetfeld modifiziert werden muss. Aufgrund der deutlich größeren gyromagnetischen Anomalie des Protons war eine Überprüfung dieser Formel innerhalb der Messfehler bei polarisierten Protonenstrahlen nicht möglich. Darüber hinaus wurde die Spinbewegung während und nach dem Queren einer Spinresonanz in COSY studiert. Ein neuer Matrixformalismus, der die Spinbewegung von Strahlen mit Spin-1/2 und Spin-1 Teilchen

beschreibt, konnte experimentell bestätigt werden.

Im den RHIC Doppelringen können Protonen auf eine Strahlenergie von 250 GeV pro Ring beschleunigt werden. Als Vorbeschleuniger dient das AGS Synchrotron, das die Protonen bis zu einer Strahlenergie von etwa 25 GeV beschleunigt. Im AGS wurden über die letzten Jahrzehnte verschiedene Methoden zur Erhaltung der Polarisierung des Protonenstrahls während der Beschleunigung entwickelt. Ein entscheidender Fortschritt bei der Entwicklung des polarisierten Protonenstrahls im AGS konnte durch den Einbau mehrerer partieller Sibirischer Schlangen bestehend aus Helixdipolmagneten erzielt werden. Durch diese Modifikation gelang es, einen Strahl mit bis zu 65% Strahlpolarisation für RHIC bereitzustellen. In RHIC kommen zur Erhaltung der Strahlpolarisation zwei vollständige Sibirische Schlangen zum Einsatz, die jeweils aus vier Helixdipolmagneten bestehen. Der polarisierte Protonenstrahl konnte mit geringem Polarisationsverlust bis zu einer Strahlenergie von 100 GeV beschleunigt werden. Die höchste bisher erreichte Strahlenergie lag bei 205 GeV mit Strahlpolarisationen zwischen 40 und 50% in den beiden Ringen. Die Resonanzstärke der Spinresonanzen ist in diesem Bereich bereits um einen Faktor zwei bis drei höher, so dass zum Erreichen der maximalen Strahlenergie von RHIC die Kontrolle des vertikalen Arbeitspunkts und die Korrektur der geschlossenen Teilchenbahn während der Beschleunigung die wichtigsten Maßnahmen zum Erhalt der Polarisierung sind.

Um Experimenten in RHIC einen longitudinal polarisierten Strahl anbieten zu können, sind um die entsprechenden Wechselwirkungspunkte jeweils zwei Spinrotatoren bestehend aus vier Helixdipolmagneten angeordnet. Polarisationsverteilung innerhalb des transversalen Phasenraums eines Strahls in der Nähe und innerhalb von Spinresonanzen wurden studiert. Für Polarisierungsexperimente sollten Strahlenergien in unmittelbarer Nähe von starken Spinresonanzen vermieden werden, um die gesamte im Strahl vorhandene Polarisierung dem Experiment zur Verfügung stellen zu können.

Der Hochenergie-Speicherring HESR der geplanten Beschleunigeranlage FAIR an der GSI in Darmstadt wird für Antiprotonen im Impulsbereich von 1.5 bis 15 GeV/c ausgelegt. Zum Erreichen der spezifizierten Strahlparameter für das PANDA Experiment ist der HESR mit einem Elektronenkühler und einer stochastischen Kühlung auszustatten. Simulationsrechnungen haben gezeigt, dass die Betriebsarten „hoher Auflösung“ bzw. „hoher Luminosität“ realisiert werden können. Insbesondere zum Erreichen hoher Luminositäten ist die spezifizierte Produktionsrate der Antiprotonen entscheidend. Verschiedene Magnetanordnungen des HESR sind untersucht und verglichen worden, um die ionenoptischen Anforderungen am PANDA Wechselwirkungspunkt, in der Elektronenkühlersektion und für die stochastische Kühlung zu erfüllen.

Zwei weitere experimentelle Kollaborationen, ASSIA und PAX, haben ein Physikprogramm mit polarisierten Protonen und Antiprotonen im HESR vorgeschlagen. Dies erfordert neben der Bereitstellung von polarisierten Protonen aus üblichen Ionenquellen zusätzlich die Erzeugung polarisierter Antiprotonen in Speicherringen mit großer transversaler Akzeptanz. Erste Vorversuche mit Protonen an COSY wurden durchgeführt, um die Methode des Polarisationsaufbaus von Antiprotonen in Speicherringen zu studieren. Weitere Experimente mit Antiprotonen sind im Antiprotonen Ring AD am CERN geplant. Zur Realisierung der vorgeschlagenen Polarisierungsexperimente am HESR sind zusätzliche Einbauten in verschiedenen Ringen des FAIR-Projekts erforderlich, um die Polarisierung während der Beschleunigung erhalten zu können. Damit die Protonen mit den Antiprotonen im HESR zur Kollision gebracht werden können, muss die Magnetanordnung insbesondere im Bereich der Wechselwirkungspunktzonen der beiden Strahlen stark modifiziert werden. Zwei verschiedene Konzepte sind erarbeitet worden, ein an-

tisymmetrischer und ein symmetrischer Doppelring. Strahlsimulationen haben gezeigt, dass die für die Messungen der Polarisationsobservablen erforderlichen mittleren Luminositäten von $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bei entsprechender Wahl der Strahlparameter und einer effektiven Strahlkühlung möglich sind.

Abschließend bleibt festzuhalten, dass bei der Bereitstellung polarisierter Hadronenstrahlen in Mittelenergie-Ringbeschleunigern in den letzten zwei Jahrzehnten große Fortschritte erzielt worden sind. Durch die Entwicklung neuer Methoden kann die Strahlpolarisation während der Beschleunigung mit großer Effizienz erhalten werden. Die Verwendung von Strahlkühlssystemen gewährleistet dabei eine hohe Strahlqualität der Teilchenstrahlen. Die an den vorgestellten Beschleunigeranlagen gesammelte Erfahrung mit polarisierten und unpolarisierten Hadronenstrahlen hoher Strahlqualität, und die Durchführung von strahldynamischen Experimenten ist bei der Auslegung geplanter Mittelenergie-Ringbeschleuniger, insbesondere des HESR, von zentraler Bedeutung.

Abbildungsverzeichnis

3.1	Mitbewegtes Koordinatensystem für die Teilchenbewegung in Ringbeschleunigern	10
3.2	Phasenraumellipse der Teilchenbewegung im transversalen Phasenraum	13
3.3	Longitudinale Koppelimpedanzen aufgetragen gegen die Frequenz	20
3.4	Totaler und elastischer hadronischer Antiproton-Proton Wirkungsquerschnitt	22
3.5	Elektrisches Feld einer Gaußsche Flächenladungsverteilung	25
4.1	Bewegung des Spinvektors in der Nähe einer isolierten Spinresonanz	42
4.2	Verlauf des Spinarbeitspunkts und der invarianten Spinachse mit Sibirischer Schlange	49
5.1	Schematische Darstellung des Kühlersynchrotrons COSY	56
5.2	Magnetstruktur im Bogen von COSY	57
5.3	Strahlakkumulation bei Injektionsenergie mittels Elektronenkühlung in COSY	58
5.4	Luminositätssteigerung mittels stochastischer Kühlung in COSY	59
5.5	Raumladungsgrenze von Protonen bei Injektionsenergie von COSY	61
5.6	Maximale Luminosität in COSY	62
5.7	Mittlere Luminosität in COSY	63
5.8	Einfluss der Synchrotronoszillation bei der Querung von Imperfektionsresonanzen in COSY	65
5.9	Sprungquadrupol zur schnellen Arbeitspunktänderung in COSY	66
5.10	Schematische Darstellung des Prinzips eines Arbeitspunktsprungs zur schnellen Querung von intrinsischen Resonanzen	66
5.11	Anteil der erhaltenen Strahlpolarisation nach Querung der stärksten intrinsischen Resonanz	67
5.12	Optimierte ionenoptische Einstellung für den polarisierten Protonenstrahl	68
5.13	Korrekturmaßnahmen und gemessene Strahlpolarisation für den polarisierten Protonenstrahl in COSY	70
5.14	Gemessene Strahlpolarisation für den polarisierten Protonenstrahl in COSY	71
5.15	Untersuchung von Spinresonanzen höherer Ordnung in COSY	71
5.16	Spinresonanz erster Ordnung für Deuteronen in COSY	72
5.17	Vergleich der gemessenen Vektorpolarisation polarisierter Deuteronen in COSY	73
5.18	Schematische Darstellung der AGS/RHIC Beschleunigeranlage	74
5.19	Vollständige Sibirische Schlangen in RHIC	76
5.20	Magnetstruktur der Einheitszelle von AGS	78

5.21	Resonanzstärke von intrinsischen Resonanzen für verschiedene Einstellungen der Quadrupolmagnete in AGS	79
5.22	Resonanzstärke von Spinresonanzen in RHIC	82
5.23	Anregung der Strahl- und Spinbewegung mit einem HF Dipolfeld in RHIC	84
5.24	Invariantes Spinfeld in Abhängigkeit vom Phasenraumpunkt in RHIC	86
5.25	Invariantes Spinfeld in Abhängigkeit von der normierten Amplitude der Betatronschwingung in RHIC	87
5.26	Invariantes Spinfeld im Bereich der stärksten Spinresonanz in RHIC	88
5.27	Vertikale Komponente des invariantes Spinfeldes im Bereich der stärksten Spinresonanz in RHIC	89
6.1	HF Dipol- und HF Solenoidmagnet in COSY	92
6.2	Polarisationsumkehr von vertikal polarisierten Protonenstrahlen in COSY	94
6.3	Vektor- und Tensorpolarisation im Bereich einer HF induzierten Spinresonanz	95
6.4	Polarisationsumkehr von Vektor- und Tensorpolarisation in COSY	96
6.5	Gemessenes Verhältnis der Vektor- bzw. Tensorpolarisation von Deuteronen nach mehreren Richtungsänderungen der Polarisation in COSY	97
6.6	Gemessene Vektorpolarisation von polarisierten Protonen beim Resonanzübergang in COSY	98
6.7	Resonanzstärke beim Resonanzübergang mit einem hochfrequenten transversalen Magnetfeld in COSY	99
6.8	Resonanzstärke von Spinresonanzen mit einem hochfrequenten transversalen Magnetfeld für verschiedene Strahlemittanzen in COSY	100
6.9	Vektorpolarisation von Deuteronen für drei verschiedene Polarisationszustände in COSY	101
6.10	Resonanzstärke mit einem hochfrequenten transversalen Magnetfeld in COSY	102
6.11	Resonanzstärke von Spinresonanzen mit einem hochfrequenten Dipolfeld in COSY und IUCF	103
6.12	Resonanzstärke von Spinresonanzen mit einem hochfrequenten longitudinalen Magnetfeld in COSY	104
6.13	Ionenoptische Funktionen von COSY bei Experimenten zur Polarisationsumkehr	105
6.14	Vergleich der berechneten und gemessenen Verhältnisse von Resonanzstärken für Protonen in COSY	106
6.15	Vergleich der berechneten und gemessenen Verhältnisse von Resonanzstärken für Deuteronen in COSY	107
6.16	Vergleich der gemessenen und skalierten Verhältnisse Resonanzstärken für Deuteronen in COSY	107
6.17	Vergleich des gemessenen und simulierten vertikalen Anteils der Vektorpolarisation von Deuteronen in COSY	108
6.18	Gemessene Polarisation in COSY als Funktion der Resonanzfrequenz einer Spinresonanz	109
6.19	Frequenzänderung zur Überprüfung des Matrixformalismus bei Spinresonanzquerung in COSY	110
6.20	Polarisationsverlauf bei Resonanzquerung von Spinresonanzen für adiabatische Polarisationsumkehr in COSY	111

6.21	Polarisationsverlauf bei Resonanzquerung von Spinresonanzen für partielle Polarisationsumkehr in COSY	112
6.22	Arbeitspunktdiagramm für optische Resonanzen bzw. Spinresonanzen bei 45 MeV	114
6.23	Strahllebensdauer als Funktion der maximalen Strahlablage und des Arbeitspunkts in COSY	116
6.24	Gemessene Strahllebensdauer für verschiedene Flächentargetdichten in COSY	117
7.1	Schematische Darstellung der geplanten FAIR Beschleunigeranlage.	120
7.2	Schematische Darstellung des Hochenergie-Speicherrings HESR	121
7.3	Ionenoptische Funktionen des HESR	124
7.4	Unkorrigierte und korrigierte geschlossene Teilchenbahn im HESR	126
7.5	Typisches longitudinales Frequenzspektrum des Strahls und der Impedanzverteilung von Strahlrohrimpedanzen im Ringbeschleunigern	127
7.6	Berechnung der longitudinalen Strahlqualität bei longitudinalen Impedanzen im HESR	128
7.7	Arbeitspunktverbreiterung hervorgerufen durch den Elektronenstrahl des Elektronenkühlers im HESR	130
7.8	Strahlgleichgewichte mit Elektronenkühlung im HESR	131
7.9	Strahlgleichgewichte mit stochastischer Kühlung im HESR	132
7.10	Zyklusbeschreibung des HESR	133
7.11	Über den Zyklus gemittelte Luminosität im HESR	134
7.12	Wirkungsquerschnitte und maximale, über den Zyklus gemittelte Luminosität für nukleare Targets im HESR	136
7.13	Schematische Darstellung der antisymmetrischen Version des Proton-Antiproton Doppelrings.	137
7.14	Schematische Darstellung des Antiprotonen Polarisierer-Rings APR	138
7.15	Auslegung einer vollständigen Sibirischen Schlange mit kombinierten Magnetfeldtypen für den HESR	141
7.16	Ionenoptische Funktionen und Magnetanordnung einer vollständigen Sibirischen Schlange aus Solenoidmagneten für den HESR	142

Tabellenverzeichnis

4.1	Resonanzstärke der Synchrotronseitenbänder von Spinresonanzen	45
5.1	Parameter des Elektronenkühlers von COSY	58
5.2	Parameter des stochastischen Strahlkühlsystems von COSY	59
5.3	Effektive Targetflächendichte und Strahllebensdauer in COSY	62
5.4	Präparationszeiten des Strahls für verschiedene Betriebsarten von COSY	63
5.5	Resonanzstärke bei der Querung von Imperfektionsresonanzen in COSY	64
5.6	Resonanzstärke bei der Querung von intrinsischen Resonanzen in COSY	65
5.7	Gemessene Vektor- und Tensorpolarisation polarisierter Deuteronen in COSY	73
5.8	Intrinsische Resonanzen in AGS	78
6.1	Strahlparameter für die Untersuchung der Depolarisation eines umlau- fenden Strahls in COSY an einem internen Target	114
7.1	Strahlparameter, experimentelle Anforderungen und verschiedene Betriebs- arten des HESR	122
7.2	Ionenoptische Funktionen und Magnetparameter der vorgeschlagenen Mag- netenanordnungen des HESR	123
7.3	Positionierungsfehler von supraleitenden Magneten und Genauigkeit der Messung der Strahlblage im HESR	126
7.4	Relative Teilchenverlustrate und Strahllebensdauern im HESR	133
7.5	Abschätzung des hadronischen Wirkungsquerschnitts von Antiprotonen im HESR mit nuklearen Targets	135
7.6	Strahl- und Ringparameter des APR	138
7.7	Spinresonanzen erster Ordnung im Impulsbereich des HESR	140
7.8	Relative Strahlverlustrate und Luminositätsabschätzungen für interne Experimente mit polarisiertem Strahl und Target	143
7.9	Strahlparameter und Luminositäten für kollidierende Strahlen im anti- symmetrischen Doppelring	144

Literaturverzeichnis

- [1] T. Khoe et al., Part. Accel. Vol.6, 213 (1975).
- [2] F.Z. Khiari et al., Phys. Rev. D 39, 45 (1989).
- [3] H. Sato et al., Nucl. Instr. Meth. A 272, 617 (1988).
- [4] D.L. Friesel et al., *Polarized Beam Performance of the IUCF CIPUS, CIS, and Cooler Research Facilities*, Vienna, Proc. of the European Accelerator Conference EPAC 2000, MOP5B05, 539 (2000).
- [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] J.L. Laclare et al., Jour. de Phys. Tome 46 No. 2, 499 (1985).
- [7] A. Lehrach et al., *Overcoming Depolarizing Resonances at COSY*, Proc. of Workshop on Increasing the Polarization at the AGS, Ann Arbor Michigan, 2002, AIP Conf. Proc. 667, 30 (2003).
- [8] M. Bai et al., Phys. Rev. Lett. 96, 174801 (2006).
- [9] *Conceptual Design Report von FAIR*, (November 2001), <http://www.gsi.de/GSI-Future/cdr/>.
- [10] *An International Accelerator Facility for Beams of Ions and Antiprotons*, FAIR Baseline Technical Report, GSI Darmstadt (2006), ISBN 3-9811298-0-6, <http://www.gsi.de/fair/reports/btr.html>.
- [11] COSY Proposals, Letters of Intent and Beam Requests, http://www.fz-juelich.de/ikp/publications/List_of_all_COSY-Proposals.shtml.
- [12] PANDA Kollaboration, *Strong Interaction Studies with Antiprotons*, FAIR Baseline Technical Report, Volume 3B, Chapter 3.2, März 2006, <http://www.gsi.de/documents/DOC-2006-Jul-42-1.pdf>.
- [13] *Madison Convention*, Proc. of the 3rd International Symposium on Polarization Phenomena in Nuclear Physics, Madison, 1970, herausgegeben von H.H. Barschall, W. Haeberli (University of Wisconsin Press, Madison, WS), 25 (1971).
- [14] J. Bystricky, F. Lehar, P. Wintermiz, *Formalism of nucleon-nucleon elastic scattering experiments*, Jour. de Phys. Tome 39 No. 1, 1 (1978).
- [15] C. Bourrely et al., *Polarization phenomena in hadronic reactions*, Rep. Prog. Phys. 59, 95 (1980).

- [16] R.A. Arndt et al., Nucleon-nucleon elastic scattering analysis to 2.5 GeV, Phys. Rev. C 56, 3005 (1997).
- [17] D. Albers et al., Phys. Rev. Lett. 78, 1652 (1997).
- [18] M. Altmeier et al., Phys. Rev. Lett. 85, 1819 (2000).
- [19] M. Altmeier et al., Eur. Phys. J. A 23, 351 (2005).
- [20] F. Bauer et al., Phys. Rev. Lett. 90, 142301 (2003).
- [21] F. Bauer et al., Phys. Rev. C 71, 054002 (2005).
- [22] D.V. Bugg, C. Wilkin, Phys. Lett. B 152, 37 (1985).
- [23] D.V. Bugg, C. Wilkin, Nucl. Phys. A 467, 575 (1987).
- [24] A. Kacharava et al., *Measurement of the $\vec{d} + \vec{p} \rightarrow \{pp\} + n$ Charge-Exchange Reaction with Polarised Beam and Target*, Letter of Intent to COSY No. 172 (2006), http://www.fz-juelich.de/ikp/publications/List_of_all_COSY-Proposals.shtml.
- [25] D. Hasch, *Spin Physics at HERMES*, Proc. of the 17th International Spin Physics Symposium SPIN 2006, Kyoto, AIP Conf. Proc. 915, 307 (2007).
- [26] A. Magnon, *COMPASS Overview*, Proc. of the 17th International Spin Physics Symposium SPIN 2006, Kyoto, AIP Conf. Proc. 915, 287 (2007).
- [27] G. Bunce et al., Annual Review Nucl. Particle Science 50, 525 (2000); C. Aidala et al., *Research Plan for Spin Physics at RHIC* (2005), <http://spin.riken.bnl.gov/isc/report/masterspin.pdf>.
- [28] Eine zusammenfassende Darstellung der transversalen Spinstruktur des Protons findet sich in: V. Barone, A. Drago, P. Ratcliffe, Phys. Rep. 359, 1 (2002).
- [29] J.C. Collins, Phys. Lett. B 536, 43 (2002).
- [30] D. Sivers, Phys. Rev. D 41, 83 (1990); Phys. Rev. D 43, 261 (1991).
- [31] PAX Kollaboration, *Antiproton/Proton Scattering Experiments with Polarization*, FAIR Baseline Technical Report, Volume 3B, Chapter 3.3, März 2006, <http://www.gsi.de/documents/DOC-2006-Jul-42-1.pdf>.
- [32] A. Kacharava, F. Rathmann, C. Wilkin, *Spin Physics from COSY to FAIR*, arXiv:nucl-ex/0511028 (2005).
- [33] Satellite Workshop on Polarized Proton Beam at J-PARC of Workshop on Hadron Structure at J-PARC, High Energy Accelerator Research Organization (KEK), Tsukuba (Ibaraki-ken, Japan), November 2005; <http://www-conf.kek.jp/J-PARC-HS05/>.
- [34] A.D. Krisch et al., *Analyzing power A_n and A_{nn} in 30-50 GeV very-high- $P_\perp$ proton-proton elastic scattering*, SPIN@J-PARC Proposal, November 2007.
- [35] M.S. Livingston, J.P. Blewett, *Particle Accelerators*, McGraw-Hill, New York, (1962).

- [36] *Handbook of Accelerator Physics and Engineering*, Dritte Auflage, herausgegeben von A.W. Chao, M. Tigner, World Scientific, ISBN 981-02-3858 (2006).
- [37] E.D. Courant, H.S. Snyder, *Theory of Alternating-Gradient Synchrotron*, Ann. Phys. 3, 1 (1958).
- [38] P. Bryant, *A simple theory for betatron coupling*, CERN Accelerator Note, CERN/ISR-MA/75-28 (1975).
- [39] E.J.N. Wilson, *Nonlinear Resonances*, Proc. of the CERN Accelerator School CAS: Advanced accelerator physics, CERN Report, CERN-87-03, 41 (1987).
- [40] A.W. Chao, *Physics of Collective Beam Instabilities in High Energy Accelerators*, Wiley Series in Beam Physics and Accelerator Technology, ISBN 0-471-55184-8 (1993).
- [41] K.Y. Ng, *Physics of Intensity Dependent Beam Instabilities*, Fermilab Note, Fermilab-FN-0731 (2001).
- [42] L.J. Laslett, *On Intensity Limitations Imposed by Transverse Space-Charge Effects in Circular Accelerators*, BNL Report, BNL-7534 (1963), Neudruck in L.J. Jackson Laslett, LBL PUB-616 (1987).
- [43] A. Hoffman, *Tune Shifts from Self-Fields and Images*, Proc. of the CERN Accelerator School CAS: 5th General accelerator physics course, CERN Report, CERN-94-01, 329 (1994).
- [44] L.J. Laslett, J. Resegotti, *The Space Charge Intensity Limit Imposed by Coherent Oscillations of a Bunched Synchrotron Beam*, Proc. of the 6th Accelerator Conf. CEAL 2000 Cambridge (1967).
- [45] C. Buvet et al., *A Selection of Formulae and Data Useful for the Design of A.G. Synchrotrons*, CERN Report, CERN/MPS-SI/Int. DL/70/4 (1970).
- [46] J.M. Dawson, *Particle simulation of plasmas*, Rev. Mod. Phys. 55, 403 (1983).
- [47] J.D. Galambos et al., *ORBIT User's Manual*, Vers. 1.10, Technical Note SNS-ORNL-AP 0011 (1999); J.D. Galambos et al., *ORBIT – A Ring Injection Code with Space Charge*, Proc. of the Particle Accelerator Conference PAC 1999, New York, THP82, 3143 (1999).
- [48] A.U. Luccio, N. D'Imperio, *SIMBAD Strahlsimulationsprogramm*, BNL (2004) basiert auf ORBIT Strahlsimulationsprogramm, siehe [47].
- [49] A. Ruggiero, V. Vaccaro, CERN Accelerator Note, CERN/ISR-TH/68-33 (1968).
- [50] O. Boine-Frankenheim, *Introduction to the Physics of High Current Ion Beams in Accelerators and Storage Rings*, Vorlesungsskript TU Darmstadt, Sommersemester 2001, <http://www-linux.gsi.de/~boine/vorlesung.html>.
- [51] W. Panofsky, W. Wenzel, Rev. Sci. Instr. 27, 967 (1956).
- [52] D. Neuffer, K.Y. Young, *Thoughts on Ion Trapping Instability in the Recycler*, Fermilab Note TM-2256 (1998).

- [53] F. Hinterberger, D. Prasuhn, Nucl. Instr. Meth. A 279, 413 (1989).
- [54] F. Hinterberger, T. Mayer-Kuckuk, D. Prasuhn, Nucl. Instr. Meth. A 275, 239 (1989).
- [55] D. Groom, *Energy loss in matter by heavy particle*, Particle Data Group Note, PDG-93-06 (1993).
- [56] H. Bichsel, D.E. Groom, S.R. Klein, *Passage of particles through matter*, section 27 in S. Eidelman et al., *Review of particle physics*, Phys. Lett. B 592, 1 (2004).
- [57] *Beam-Beam Coupling in SPEAR*, The SPEAR Group, Proc. of the 9th International Conference on High Energy Accelerators, Stanford (1974).
- [58] K. Hirata, *Coherent Betatron Oscillation Modes due to Beam-Beam Interaction*, KEK Preprint 87-40 (1987).
- [59] A.H. Sørensen, Proc. of the CERN Accelerator School CAS: General accelerator physics, CERN Report, CERN 87-10, 135 (1987).
- [60] J.D. Bjorken, S.K. Mtingwa, Part. Accel. 13, 115 (1983).
- [61] G.I. Budker, Proc. of Int. Symp. on Electron and Positron Storage Rings, Saclay (1966); G.I. Budker, At. Energ. 22, 346 (1967).
- [62] V.V. Parkhomchuk, A.N. Skrinsky, *Electron cooling: physics and prospective applications*, Rep. Proc. Phys. 54, 919 (1991).
- [63] Ya.S. Derbenev, A.N. Skrinsky, *The effect of an accompanying magnetic field on electron cooling*, Part. Acc. 8, 235 (1978).
- [64] T.J.P. Ellison, *Observation of Magnetized Cooling in the IUCF Cooler*, Proc. of the Particle Accelerator Conference PAC 1991, 1612 (1991).
- [65] V.V. Parkhomchuk, Nucl. Instr. Meth. A 441, 9 (2000).
- [66] V.V. Parkhomchuk, A.N. Skrinsky, Rep. Prog. Phys. 54, 919 (1991).
- [67] A.V. Fedotov et al., Phys. Rev. E 73, 066503 (2006).
- [68] A.O. Sidorin, I.N. Meshkov, I.A. Seleznev, A.V. Smirnov, E.M. Syresin, G.V. Trubnikov, Nucl. Instr. Meth A 558, 325 (2006).
- [69] A.E. Bolshakov et al., *Observation of Magnetized Cooling Numerical Code for Monte Carlo Simulation of Ion Storage*, Proc. Conf. on Space Charge Dominated Beam Physics for HIF, Saitama, AIP Conf. Proc. 480, 31 (1998).
- [70] A. Dolinskii et al., *Simulations of Pellet Targets Effects with the Program PETAG01*, Proc. of ICAP 2006, Chamonix, WEPPP15, 216 (2006).
- [71] S. van der Meer, CERN Accelerator Note, CERN/ISR-PO/72-31 (1972); S. van der Meer, Rev. Mod. Phys. 57, 689 (1985).
- [72] G. Lambertson, *Dynamic Devices - Pickup and Kickers*, AIP Conf. Proc. 153, 1413 (1987).

- [73] R.B. Palmer, BNL Report, BNL/CRISP/73-19 (1973).
- [74] G. Carron, et al., CERN Accelerator Note, CERN/ISR/RF/78-12 (1978).
- [75] D. Möhl et al., Phys. Rep. Vol. 58 (1980); D. Möhl, Proc. of the CERN Accelerator School CAS: Antiprotons for colliding beam facilities, CERN Report, CERN-84-15 (1984).
- [76] B. Autin, *Fast Betatron Cooling in an Antiproton Accumulator*, CERN Report, CERN/PS-AA/82-20 (1982).
- [77] H. Herr, D. Möhl, Proc. of the Workshop on Phase Space Cooling of High Energy Beams, Madison WI (1978); CERN Note, CERN/EP/Note 79-34 (1979); CERN Note, CERN/PS/DL/Note 79-3 (1979).
- [78] M. Blaskiewicz, J.M. Brennan, Phys. Rev. ST Accel. Beams 10, 061001 (2007).
- [79] H. Stockhorst et al., *Experimental Test of Momentum Cooling Model Predictions at COSY and Conclusions for WASA and HESR*, Proc. of the Symposium on Meson Physics at COSY-11 and WASA-at-COSY, Krakow, Poland, (2007), AIP Conf. Proc. 950, 239 (2007).
- [80] F. Hinterberger, *Beam-Target Interaction and Intrabeam Scattering in the HESR Ring*, Bericht des Forschungszentrums Jülich, Jül-4206 (2006), ISSN 0944-2952.
- [81] M.A. Furman, SLAC-ABC-41-RE (1991).
- [82] M. Venturini, W. Kozanecki, SLAC-PUB-8699 (2000).
- [83] E.D. Courant, R.D. Ruth, *The acceleration of polarized protons in circular accelerators*, BNL Report Nr. 51270 (1980).
- [84] S.Y. Lee, *Spin Dynamics and Snakes in Synchrotrons*, World Scientific, ISBN 981-02-2805-8 (1997).
- [85] L.H. Thomas, Phil. Mag. 3, 1 (1927).
- [86] V. Bargmann, L. Michel, V.L. Telegdi, Phys. Rev. Lett. Vol. 2 (1959), 435.
- [87] B.W. Montague, Part. Accel. Vol. 11, 219 (1981).
- [88] Ya.S. Derbenev, A.M. Kondratenko, Sov. Phys. JETP 37(6), 968 (1973).
- [89] G.H. Hoffstätter, D.P. Barber, K. Heinemann, *The Phase Space dependent Spin Polarization Direction in the HERA Proton Ring at High Energy*, Internal Report DESY M 96-14 (1996).
- [90] M. Vogt et al., *The Amplitude Dependent Spin Tune and the Invariant Spin Field in High Energy Proton Accelerators*, Proc. of the European Particle Accelerator Conference EPAC 98, Stockholm, THP35G, 1362 (1998).
- [91] K. Heinemann, G.H. Hoffstätter, Phys. Rev. E 54, 4240(1996).
- [92] A. Lehrach et al., *Calculation of the invariant spin field by adiabatically blowing up the beam with an rf dipole*, BNL Report, RHIC Spin Note AGS/RHIC/SN-81, (1999).

- [93] M. Froissart, R. Stora, Nucl. Instr. Meth. 7, 297 (1960).
- [94] S. Hiramatsu et al., KEK Report 88-55 (1988).
- [95] K. Yokoya, Part. Accel. Vol. 14, 39 (1983).
- [96] P. Nghiem, A. Tkatchenko, Nucl. Instr. Meth. A 335, 349 (1993).
- [97] A.W. Chao, Phys. Rev. ST Accel. Beams 8, 104001 (2005).
- [98] H. Huang et al., Phys. Rev. Lett. 73, 2982 (1994).
- [99] B.B. Blinov et al., Phys. Rev. Lett. 73, 1621 (1994).
- [100] T. Roser, *Properties of Partially Excited Siberian Snakes*, Proc. of the 8th International Symposium on High-Energy Spin Physics, Minneapolis 1442, (1988).
- [101] S. Tepikian, *Snake Resonances*, Proc. of the 8th International Symposium on High-Energy Spin Physics, Minneapolis, 1450 (1988).
- [102] R.A. Phelps et al., Phys. Rev. Lett. 78, 2772 (1997).
- [103] V.H. Ranjbar et al., Phys. Rev. Lett. 91, 034801 (2003).
- [104] T. Roser, *Spin Rotators and Siberian Snakes*, in [36].
- [105] M. Bai et al., Comment, Phys. Rev. ST Accel. Beams 8, ZCK1001 (2005).
- [106] S.Y. Lee, *Spin resonance strength of a localized rf magnetic field*, Phys. Rev. ST Accel. Beams 9, 074001 (2006).
- [107] W. Haeberli, *Sources of Polarized Ions*, Annu. Rev. Nucl. 17, 373 (1967).
- [108] W. Haeberli, Nucl. Instr. Meth. 62, 355 (1968).
- [109] D.P. Grosnick et al., Nucl. Instr. Meth. A 290, 269 (1990).
- [110] F.R. Elder et al., Phys. Rev. 71, 829 (1947).
- [111] G.A. Schott, *Electromagnetic Radiation*, Cambridge University Press, 1912.
- [112] I.M. Ternov, Yu.M. Loskutov, L.I. Korovina, *Possibility of polarizing an electron beam by relativistic radiation in a magnetic field*, Sov. Phys.-JETP 14, 921 (1962).
- [113] A.A. Sokolov, I.M. Ternov, *On polarization and spin effects in the theory of synchrotron radiation*, Sov. Phys.-Dokl. 8, 1208 (1964).
- [114] J. Buon, J.P. Koutchouk, *Polarization of Electron and Proton Beams*, Proc. of the CERN Accelerator School CAS: 5th Advanced Accelerator Physics Course, CERN Report, CERN-95-06, 879 (1995).
- [115] Proc. of the Workshop on Polarized Antiprotons, herausgegeben von A.D. Krisch, O. Chamberlain, Bodega Bay 1985, AIP Conf. Proc. 145 (1986).
- [116] F. Rathmann et al., Phys. Rev. Lett. 71, 1379 (1993).
- [117] H.O. Meyer, Phys. Rev. E 50, 1485 (1994).

- [118] C.J. Horowitz, H.O. Meyer, Phys. Rev. Lett. 72, 3981 (1994).
- [119] A.I. Milstein, V.M. Strakhovenko, Phys. Rev. E 72, 066503 (2005).
- [120] N.N. Nikolaev, F.F. Pavlov, *Polarization Buildup of Stored Protons and Antiprotons: Filter Result and Implications for PAXIR*, arXiv:hep-ex:0601184 (2006).
- [121] F. Rathmann et al., Phys. Rev. Lett. 94, 014801 (2005).
- [122] A. Lehrach et al., *A Method to Polarize Stored Antiprotons to a High Degree*, Proc. of the Particle Accelerator Conference PAC 2005, Knoxville, TPPE030, 2158 (2005).
- [123] Th. Walcher et al., *A surprising method for polarising antiprotons*, Eur. Phys. J. A 34, 447-461 (2007).
- [124] W. Gerlach O. Stern, Z. Phys. 9, 349 (1922).
- [125] Y. Onel, A. Penzo R. Rossmanith, *A Spin-Splitter for Antiprotons in Low Energy Storage Rings*, AIP Conf. Proc. 150, 1229 (1986), herausgegeben von R.G. Lerner, D.F. Geesaman in American Institute of Physics, New York.
- [126] M. Conte et al., *Analytical Treatment of the Spin-Splitter*, INFN-Trieste Report, INFNITC-88/25 (1988).
- [127] M. Conte et al., *Further considerations regarding the Spin Splitter*, IV LEAR Workshop, Villars-sur-Ollon, Schweiz, 1987, Nucl. Sci. Res. Conf. Series, 14, 211 (1988).
- [128] R. Maier, Nucl. Instr. Meth. A 390, 1 (1997).
- [129] H. Stockhorst et al., *Progress and Developments at the Cooler Synchrotron COSY*, Proc. of the European Accelerator Conference EPAC 2002, Paris, THPLE081, 629 (2002).
- [130] R. Weidmann et al., Rev. Sci. Instr. 67, 1357 (1996).
- [131] P.D. Eversheim et al., AIP Conf. Proc. 339, 668 (1995).
- [132] R. Gebel et al., *Recent Gains in Polarized Beam Intensities for the Cooler Synchrotron COSY at Jülich*, Proc. of the European Particle Accelerator Conference EPAC 2006, Edinburgh, TUPLS087, 1706 (2006).
- [133] W. Bräutigam et al., *Upgrading JULIC as Injector for COSY-Jülich*, Proc. of the European Accelerator Conference EPAC 88, Rome, 317 (1988).
- [134] K. Mümmeler, *Entwicklung eines drehbaren Wienfilters für die Quelle polarisierter Ionen des Cooler Synchrotrons (COSY) in Jülich*, Diplomarbeit, Universität Erlangen (1994).
- [135] D. Albers et al., Phys. Rev. Lett. 78, 1652 (1997).
- [136] V. Schwarz et al., Proc. of the 13th International Symposium on High Energy Spin Physics (IHEP), Protvino, 1998, herausgegeben von N.E. Tyurin et al., World Scientific, 560 (1999).

- [137] A. Lehrach et al., Nucl. Instr. Meth. A 439, 26 (2000).
- [138] D. Prasuhn et al., *Cooling at COSY*, Workshop on Beam Cooling and Related Topics, Bad Honnef (2001), Matter and Material (Forschungszentrum Jülich), Volume 13, ISBN 3-89336-316-5 (2001).
- [139] H.J. Stein et al., *Present Performance of Electron Cooling at COSY-Jülich*, Proc. of the XVIII Conference on Charged Particle Accelerators RUPAC 2002, Obninsk (2002).
- [140] H.J. Stein et al., Atomic Energy, 94 1, 24 (2003).
- [141] G.I. Budker et al., Proc. of the Int. Conf. on High-Accelerators Dubna (1963); G.I. Budker et al., Conf. 114 (USAEC, TID-4500, 1965).
- [142] V. Kamerdzhev, *Untersuchung und Verbesserung des Stabilitätsverhaltens eines intensiven elektronengekühlten Teilchenstrahles in COSY*, Dissertation Universität Dortmund (2003), Bericht des Forschungszentrums Jülich, Jül-4114 (2004).
- [143] D. Prasuhn et al., Nucl. Instr. Meth. A 441, 167 (2000).
- [144] W.T. Weng, *Space Charge Effects – Tune Shifts and Resonances*, Physics of Particle Accelerators, AIP Conf. Proc. 1, 349 (1987).
- [145] G.H. Rees, *Injection*, Proc. of the CERN Accelerator School CAS: General Accelerator Physics (1984), CERN Report, CERN-85-19 Vol. II, 331 (1985).
- [146] R. Maier et al., *Preparation of High-Intensity Low-Emittance Proton Beams by Electron Cooling in COSY*, IKP Annual Report 1999, Bericht des Forschungszentrums Jülich Jül-3744, 147 (2000).
- [147] G.I. Budker et al., Proc. of Int. Conf. on High-Energy Accelerators (1963), Dubna, CONF. 114, USAEC TID-4500, 1372 (1965).
- [148] H.J. Stein et al., *Electron Cooling in COSY*, Proc. of 4th Workshop on Medium Energy Electron Cooling, Dubna (1998).
- [149] A. Lehrach et al., Luminosity Considerations for Internal and External Experiments at COSY, Proc. of the European Particle Accelerator Conference EPAC 2004, Lucerne, TUPLT046, 1255 (2004).
- [150] R. Jessenberger, *Erarbeitung analytischer Zusammenhänge zur Beschreibung polarisierter Teilchenstrahlen in Beschleunigern und deren Anwendung auf das Kühlersynchrotron COSY*, Dissertation Universität Bonn (1993), Bericht des Forschungszentrums Jülich, Jül-2754 (1993).
- [151] A. Lehrach, *Erarbeitung und Umsetzung eines Konzepts zur Beschleunigung polarisierter Protonen im Kühlersynchrotron COSY*, Dissertation Universität Bonn (1997), Bericht des Forschungszentrums Jülich, Jül-3501 (1998).
- [152] A. Lehrach et al., *Status of Polarized Beam at COSY*, Proc. of the 12th International Symposium on High-Energy Spin Physics SPIN 1996, Amsterdam, 1996, World Scientific, 416 (1997), ISBN 981-02-3052-4.

- [153] A.D. Krisch et al., *Spin manipulating 2 GeV/c polarized protons and deuterons stored in COSY*, Proc. of the 16th International Spin Physics Symposium SPIN2004, Trieste, World Scientific, 691 (2005), ISBN 981-25-6315-6.
- [154] O. Felden, R. Gebel, P. von Rossen, *Polarized D^- beams at the cooler synchrotron COSY/Jülich*, Nucl. Instr. Meth. A 536, 278 (2005).
- [155] D. Chiladze et al., Phys. Rev. ST Accel. Beams 9, 050101 (2006).
- [156] S. Kato et al., Nucl. Instr. Meth. A 238, 453 (1985).
- [157] E.J. Stephenson, *Deuteron EDM Polarimetry*, Proc. of the XIth International Workshop on Polarized Sources and Targets, Tokyo, 2005.
- [158] K. Sekiguchi et al., Phys. Rev. C 65, 034003 (2002).
- [159] D. Trbojevic et al., *Commissioning of the Relativistic Heavy Ion Collider*, Proc. of the Particle Accelerator Conference PAC2001, Chicago, 3138 (2001).
- [160] I. Alekseev et al., Nucl. Instr. Meth. A 499, 392 (2003).
- [161] *RHIC Design Manual*, Brookhaven National Laboratory (1993), Neubearbeitung Oktober 2000, <http://www.agsrhichome.bnl.gov/NT-share/rhicdm>.
- [162] J.G. Alessi et al., AIP Conf. Proc. 187, 1221 (1988).
- [163] A. Zelenski et al., *Optically pumped polarized H^- ion source for RHIC spin physics*, Rev. Sci. Instr. 73, 888 (2002).
- [164] A.V. Fedotov, *RHIC plans towards higher luminosity*, Proc. of the Particle Accelerator Conference PAC200707, Albuquerque, TUZAKI01, 709 (2007).
- [165] M. Blaskiewicz, M. Brennan, *Stochastic cooling of high-energy bunched beams*, Proc. of the Particle Accelerator Conference PAC2007, Albuquerque, WEYC02, 2014 (2007).
- [166] *Electron cooling for RHIC*, <http://www.bnl.gov/cad/ecooling>.
- [167] T. Roser, AIP Conf. Proc. 187, 1442 (1988).
- [168] H. Huang et al., Phys. Rev. Lett. 73, 2982 (1994).
- [169] V.I. Ptitsin, Yu.M. Shatunov, *Helical spin rotators and snakes*, Proc. of the 3rd Workshop on Siberian Snakes and Spin Rotators, BNL Report, BNL-52453 (1994).
- [170] A.U. Luccio, *Numerical studies of siberian snakes and spin rotators for RHIC*, BNL Report, BNL-UC-414 (1995).
- [171] W.W. MacKay et al., *Superconducting Helical Snake Magnets: Design and Construction*, DESY-PROC-1999-03, 163 (1999).
- [172] A. Lehrach et al., *Suppressing intrinsic spin harmonics at the AGS*, Brookhaven National Laboratory, Accelerator Physics Note C-A/AP-11 (2000).
- [173] A. Lehrach, V.H. Ranjbar, *AGS Lattice Changes to Eliminate Weak Intrinsic Resonances*, Proc. of Workshop on Increasing the AGS Polarization 2002, Ann Arbor, Nov. 2002, AIP Conf. Proc. 667, 67 (2002).

- [174] F.Z. Khiari et al., Phys. Rev. D 39, 45 (1989).
- [175] T. Roser, Proc. of the 10th International Symposium on High Energy Spin Physics, Nagoya, Vol. 429 (1992).
- [176] M. Bai et al., Phys. Rev E56, 6002 (1997).
- [177] Workshop on Increasing the AGS Polarization, Ann Arbor, 2002, AIP Conference Proc. 667 (2003), herausgegeben von A.D. Krisch, A.M.T. Lin, T. Roser.
- [178] T. Roser et al., *Helical partial snake for the AGS*, BNL Internal Report, RHIC Spin Note, AGS/RHIC/SN-072 (1998).
- [179] T. Roser et al., *Acceleration of Polarized Beams using Multiple Strong Partial Siberian Snakes*, Proc. of the European Accelerator Conference EPAC 2004, Lucerne, TUPLT190, 1577 (2004); T. Roser et al., Proc. of the 16th International Spin Physics Symposium SPIN2004, Trieste, World Scientific, 687 (2005), ISBN 981-25-6315-6.
- [180] H. Huang et al., Phys. Rev. Lett. 99, 154801 (2007).
- [181] F. Lin et al., Phys. Rev. ST Accel. Beams 10, 044001 (2007).
- [182] RHIC Spin Kollaboration, *Design Manual – Polarized Proton Collider at RHIC*, Brookhaven National Laboratory (1998), <http://www.agsrhichome.bnl.gov/RHIC/Spin/design/>.
- [183] V. Ptitsyn et al., *RHIC Performance as Polarized Proton Collider in RUN-6*, Proc. of the European Particle Accelerator Conference EPAC2006, Edinburgh, MOPLS024, 592 (2006).
- [184] M. Bai et al., *Observations of snake resonances in RHIC*, Proc. of the Particle Accelerator Conference PAC 2005, Knoxville, TPAP044, 2839 (2005).
- [185] M. Bai et al., *Snake Depolarizing Resonance Study in RHIC*, Proc. of the Particle Accelerator Conference PAC 07, Albuquerque, TUPAS086, 1850 (2007).
- [186] M. Bai et al., *Accelerating Polarized Protons to 250 GeV*, Proc. of the Particle Accelerator Conference PAC 07, Albuquerque, TUODKI04, 745 (2007).
- [187] A.U. Luccio et al., *New Capabilities of the Spin Tracking Code SPINK*, Proc. of the Particle Accelerator Conference PAC99, New York, TUP44, 1578 (1999).
- [188] M. Bai et al., Phys. Rev. E 56, 6002 (1997).
- [189] A.U. Luccio, *Spin rotation formalism for spin tracking*, Brookhaven National Laboratory, Accelerator Physics Note C-A/AP-294 (2007), http://www.rhichome.bnl.gov/AP/ap_notes/ap_note_294.pdf.
- [190] A. Lehrach et al., *Calculation of the invariant spin field by adiabatically blowing up the beam with an rf dipole*, Proc. of Workshop on Polarized Protons at High Energies – Accelerator Challenges and Physics Opportunities, Hamburg, DESY-PROC-1999-03 (1999) und RHIC Spin Note, AGS/RHIC/SN 81 (1999).

- [191] M. Vogt, *Bounds on the Maximum Attainable Equilibrium Spin Polarization of Protons at High Energy in HERA*, Dissertation Universität Hamburg, Report DESY-THESIS-2000-054 (2000).
- [192] K. Yokoya, DESY Technical Report 86-57 (1986).
- [193] D.P. Barber, K. Heinemann, G. Ripken, DESY Report, M-92-04 (1992).
- [194] D.D. Caussyn et al., Phys. Rev. Lett. 73, 2857 (1994).
- [195] D.A. Crandell et al., Phys. Rev. Lett. 77, 1763 (1996).
- [196] B.B. Blinov et al., Phys. Rev. Lett. 81, 2906 (1998); V.A. Anferov et al., Proc. of the 13th International Symposium on High Energy Spin Physics (IHEP), Protvino, 1998, herausgegeben von N.E. Tyurin et al., World Scientific, 503, (1999).
- [197] V.A. Anferov et al., Phys. Rev. ST Accel. Beams 3, 041001 (2000).
- [198] B.B. Blinov et al., Phys. Rev. ST Accel. Beams 3, 104001 (2000).
- [199] A.M.T. Lin et al., Proc. of the 14th International Spin Physics Symposium, Osaka, 2000, AIP Conf. Proc. 570, 736 (2001).
- [200] B.B. Blinov et al., Phys. Rev. Lett. 88, 014801 (2002).
- [201] V.S. Morozov et al., Phys. Rev. Lett. 91, 214801 (2003).
- [202] V.S. Morozov et al., Phys. Rev. ST Accel. Beams 4, 104002 (2001).
- [203] V.S. Morozov et al., Phys. Rev. Lett. 91, 214801 (2003).
- [204] V.S. Morozov et al., Phys. Rev. ST Accel. Beams 7, 024002 (2004).
- [205] M.A. Leonova et al., Phys. Rev. Lett. 93, 224801 (2004).
- [206] V.S. Morozov et al., Phys. Rev. ST Accel. Beams 8, 061001 (2005).
- [207] H. Stockhorst, B. Lorentz, COSY Internal Report (2003), unveröffentlicht.
- [208] V.S. Morozov et al., Reply to Comment, Phys. Rev. ST Accel. Beams 8, ZGK1001 (2005).
- [209] M.A. Leonova et al., Phys. Rev. ST Accel. Beams 9, 051001 (2006); Erratum: Phys. Rev. ST Accel. Beams 9, 089901 (2006).
- [210] A.D. Krisch et al., Phys. Rev. ST Accel. Beams 10, 071001 (2007).
- [211] M.A. Leonova et al., *Spin resonance strengths due to rf solenoids and dipoles for stored deuteron beams*, Veröffentlichung bei Phys. Rev. Lett. eingereicht.
- [212] A.M. Kondratenko, SPIN@COSY Interner Bericht, August 2006 (unveröffentlicht); Proc. 9th the International Symposium on High Energy Spin Physics, Bonn, 1990, Springer-Verlag, Berlin, 149 (1991); Proc. of the VI Workshop on High Energy Spin Physics, Protvino, Protvino, 1995, 207, (1996).
- [213] D.W. Sivers, SPIN@COSY Internal Report, Februar 2007.

- [214] S.R. Mane, Phys. Rev. ST Accel. Beams 10, 111001 (2007).
- [215] A. Khoukaz et al., *Precision Measurement of the η Mass at COSY*, COSY-Proposal and Beam Request No. 187 (2007), http://www.fz-juelich.de/ikp/publications/List_of_all_COSY-Proposals.shtml.
- [216] F. Plouin et al., Phys. Lett. B 276, 526 (1992).
- [217] V.S. Morozov et al., Phys. Rev. ST Accel. Beams 10, 041001 (2007).
- [218] D.D. Caussyn et al., Phys. Rev. Lett. 73, 2857 (1994).
- [219] V.S. Morozov et al., Phys. Rev. Lett. 100, 054801 (2008).
- [220] D. Oellers, F. Rathmann, P. Lenisa, *Do unpolarized electrons affect the polarization of a stored proton beam?*, COSY-Proposal and Beam Request No. 169 (2007), http://www.fz-juelich.de/ikp/publications/List_of_all_COSY-Proposals.shtml.
- [221] D. Oellers, M. Nekipelov, F. Rathmann, *Summary of machine development*, PAX Internal Notes 5/2007, Jülich (2007).
- [222] G. Müller et al., *Design and Performance of the Proton Beam Correction Steerers for the COSY Electron Cooler*, IKP Annual Report 1994, Bericht des Forschungszentrums Jülich, Jül-3035, 215 (1995).
- [223] A. Garishvili et al., *Storage Ring Section for a Polarized Gas Target with High Angular Acceptance*, Proc. of Conference for Polarized Sources and Targets PST 07 (2007).
- [224] P. Belochitski et al., *Commissioning and first operation of the antiproton decelerator*, Proc. of the Particle Accelerator Conference PAC 2001, Chicago, ROPA008, 580 (2001).
- [225] PAX Kollaboration, *Measurement of the Spin-Dependence of the $\bar{p}p$ Interaction at the AD-Ring*, Letter-of-Intent, (November 2005), <http://www.fz-juelich.de/ikp/pax/proposals/files/cernloi20051123.pdf>.
- [226] L. Greoning et al., *The 70-MeV Proton Linac for the Facility for Antiproton and Ion Research FAIR*, Proc. of the Linear Accelerator Conference LINAC 2006, Knoxville, MOP061, 186 (2006).
- [227] K. Blasche et al., *The SIS Heavy Ion Synchrotron Project*, Proc. of the Particle Accelerator Conference PAC 1985, IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-32 No. 5, 2687, (1985).
- [228] P. Spiller et al., *Status of the FAIR SIS100/300 Synchrotron Design*, Proc. of the Particle Accelerator Conference PAC 2007, Albuquerque, TUPAN014, 1419 (2007).
- [229] N.A. Tahir et al., *Design of a Target for Antiproton Production at the Future FAIR Facility*, High Energy Density Physics with Intense Ion and Laser Beams: Annual Report 2006 (GSI Report 2007-2), Target Theory TT-01 (2007), <http://www.gsi.de/informationen/wti/library/plasma2006/PAPERS/TT-01.pdf>.
- [230] A. Dolinskii et al., Nucl. Inst Meth. A 532, 483 (2004).

- [231] P. Beller et al., *Layout of an Accumulator und Decelerator Ring for FAIR*, Proc. of the European Particle Accelerator Conference EPAC 2006, Edinburgh, MOP-CH074, 199 (2006).
- [232] A. Lehrach et al., *Design Work for the High-Energy Storage Ring of the Future GSI Project*, Proc. of the Particle Accelerator Conference PAC 2005, Knoxville, FPAE001, 776 (2005).
- [233] R. Tölle et al., *HESR at FAIR: Status of Technical Planning*, Proc. of the Particle Accelerator Conference, PAC 2007, Albuquerque, TUPAN024, 1443 (2007).
- [234] B. Gålnander et al., *Status of Design Work Towards an Electron Cooler for HESR*, Proc. of the Workshop on Beam Cooling and Related Topics COOL 2007, Bad Kreuznach, THAP10, 168 (2007).
- [235] H. Stockhorst et al., *Stochastic Cooling for the HESR at the GSI-FAIR Complex*, Proc. of the European Accelerator Conference EPAC 2006, Edinburgh, MOP-CH086, 231 (2006).
- [236] C. Peschke, F. Nolden, M. Balk, Nucl. Instr. Meth. A 532, 459 (2004).
- [237] R. Stassen et al., *Recent Developments for the HESR Stochastic Cooling System*, Proc. of the Workshop on Beam Cooling and Related Topics COOL 2007, Bad Kreuznach, THAP13, 173 (2007).
- [238] Y. Senichev, *A resonant lattice for a synchrotron with a low or negative momentum compaction factor*, KEK Reprint 97-40A (1997).
- [239] A. Lehrach et al., *Design work for the HESR high energy cooler ring*, Proc. the of 33rd ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on High Intensity and High Brightness Hadron Beams, Bensheim, AIP Conf. Proc. 773, 420 (2005).
- [240] Y. Senichev et al., *Lattice Design Study for HESR*, Proc. of the European Accelerator Conference EPAC 2004, Lucerne, MOPLT047, 653 (2004).
- [241] A. Chechenin et al., *The Optimum Chromaticity Scheme Correction for Nonchromatic and Non-Nonchromatic Beam in HESR*, Proc. of the Accelerator Conference PAC 2007, Albuquerque, THPAN027, 3286 (2007).
- [242] A. Chechenin et al., *The High Order Non-Linear Beam Dynamics in the High Energy Storage Ring of FAIR*, Proc. of the European Accelerator Conference EPAC 2006, Edinburgh, WEPCH072, 2083 (2006).
- [243] FAIR Technical Advisory Committee, 11-13 Juni 2007, GSI Darmstadt, FAIR TAC Report, unveröffentlicht.
- [244] S. An, K. Bongardt, HESR Interne Berichte, KB010-KB012, Jülich (2005), <http://www.fz-juelich.de/ikp/hesr/>.
- [245] R. Talman, *Single particle motion, Frontiers of Particle Beams; Observation, Diagnosis, and Correction*, Lecture Notes in Physics, Vol. 343, Springer-Verlag, New York (1888).

- [246] D.M. Welsch, *Auslegung eines Orbitkorrektursystem für den Hochenergie Speicherring HESR im Projekt FAIR*, Diplomarbeit Universität Bonn (September 2006), Bericht des Forschungszentrums Jülich, Jül-4241 (2007), ISSN 0944-2952.
- [247] E. Senicheva, A. Lehrach, D. Prasuhn, *The PANDA Insertion Impedance in High Energy Storage Ring of FAIR*, Proc. of the European Particle Accelerator Conference EPAC 2006, Edinburgh, THPCH038, 2865 (2006).
- [248] A. Lehrach, A.U. Luccio, *SIMBAD Studies of the effect of Impedances on the HESR*, Proc. of the 33rd ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on High Intensity and High Brightness Hadron Beams ICFA-HB2004, Bensheim, AIP Conf. Proc. 773, 384 (2005).
- [249] P. Zenkevich, O. Boine-Frankenheim, P. Alekseev, *Trapped Particles Effects in the HESR Storage Ring*, GSI Interner Bericht, GSI-Acc-Note-2006-03-004 (2006).
- [250] P. Zenkevich, O. Boine-Frankenheim, A. Lehrach, *Inter-Species Effects in the HESR Storage Ring*, HESR Interner Bericht, HESR-PZ 001 (2007), <http://www.fz-juelich.de/ikp/hesr/SpSpHESRfin.pdf>.
- [251] S. Sorge, O. Boine-Frankenheim, G. Franchetti, *Analysis of Resonances induced by the SIS-18 Electron Cooler*, Proc. of the Workshop on Beam Cooling and Related Topics COOL 2007, Bad Kreuznach, WEM1C03, 117 (2007).
- [252] V. Ziemann, *Resonances driven by the electric field of the electron cooler*, The Svedberg Laboratory, Uppsala, TSL-Note 98-43 (1998).
- [253] S. Sorge, O. Boine-Frankenheim, A. Lehrach, *Studies of non-linear and collective effects relevant for HESR*, GSI Scientific Report 2006, GSI Report 2007-1 (2007).
- [254] A.U. Luccio, N. D'Imperio, A. Lehrach, *Perturbation of HESR Lattice due to e-Cooler Insertion*, Proc. of 33rd ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on High Intensity and High Brightness Hadron Beams, Bensheim, AIP Conf. Proc. 773, 434 (2005).
- [255] A. Chechenin et al., *The Regular and Random Multi-Pole Errors on the HESR Dynamic Aperture*, Proc. of the Accelerator Conference PAC 2007, Albuquerque, FRPMN019, 3949 (2007).
- [256] A. Dolinskii et al., *Simulation Results on Cooling Times and Equilibrium Parameters for Antiproton Beams in the HESR*, Proc. of the European Accelerator Conference EPAC 2004, Lucerne, WEPLT057, 1972 (2004).
- [257] O. Boine-Frankenheim et al., Nucl. Instr. Meth. A 560, 245 (2006).
- [258] D. Reistad et al., *Calculations on High-Energy Electron Cooling in the HESR*, Proc. of the Workshop on Beam Cooling and Related Topics COOL 2007, Bad Kreuznach, MOA2C05, 44 (2007).
- [259] H. Stockhorst et al., *Stochastic Cooling for the HESR at FAIR*, Proc. of the Workshop on Beam Cooling and Related Topics COOL 2007, Bad Kreuznach, MOA1C02, 30 (2007).
- [260] A. Lehrach et al., Nucl. Instr. Meth. A 561, 289 (2006).

- [261] E. Wilson (ACOL Study Group), *Design Study of an Antiproton Collector for the Antiproton Accumulator (ACOL)*, CERN Report, CERN 83-10 (1983).
- [262] V.V. Parkhomchuk et al., *The Electron Gun with Variable Beam Profile for Optimization of Electron Cooling*, Proc. of the European Accelerator Conference EPAC 2002, Paris, WEPR1049, 1356 (2002).
- [263] ASSIA Kollaboration, *A Study of Spin-dependent Interactions with Antiprotons*, FAIR Baseline Technical Report, Volume 3B, Chapter 3.4, März 2006, <http://www.gsi.de/documents/DOC-2006-Jul-42-1.pdf>.
- [264] F. Bradamante et al., *Conceptual Design for a Polarized Proton-Antiproton Collider Facility at GSI*, INFN-TC-05-14 (2005), arXiv.org: physics/0511252.
- [265] A. Lehrach, *Accelerator Configuration for Polarized Proton-Antiproton Physics at FAIR*, Proc. of the 17th International Spin Physics Symposium SPIN 2006, Kyoto, AIP Conf. Proc. 915, 147 (2007).
- [266] A. Lehrach et al., *Polarized beams in the high-energy storage ring of the future GSI project*, Proc. of the 16th International Spin Physics Symposium SPIN 2004, Trieste, World Scientific, 742 (2005), ISBN 981-25-6315-6.
- [267] A. Smirnov, *Luminosity for the PAX project*, Proc. of the Caucasian-German School and Workshop on Hadron Physics, Tbilisi, Georgia (2006).
- [268] Y.M. Shatunov, *Polarized Antiproton Collider at FAIR*, Proc. of the Caucasian-German School and Workshop on Hadron Physics, Tbilisi, Georgia (2006).

Danksagung

Ich danke allen, die mich in den letzten Jahren durch ihr fachliches Interesse und ihre Anregungen bei physikalischen Fragestellungen unterstützt haben.

Prof. Dr. R. Maier danke ich für seine maßgebliche Unterstützung meiner akademischen Laufbahn und der steten Bereitschaft, mir mit Rat und Tat zur Seite zu stehen.

Allen Mitarbeitern der Jülicher Großgerätegruppe bin ich für die stets kollegiale und sachliche Arbeitsatmosphäre sehr verbunden. Insbesondere hervorheben möchte ich Dr. D. Prasuhn, Dr. B. Lorentz, Dr. R. Gebel, Dr. S. Martin, Dipl. Phys. D.M. Welsch, Dr. R. Tölle, Dr. H. Stockhorst, Dr. R. Stassen, Prof. Dr. Dr. J. Dietrich, Dr. O. Felden, und G. Roes. Zudem danke ich den Mitarbeitern des Instituts für Kernphysik für die gute Zusammenarbeit, stellvertretend möchte ich PD Dr. M. Büscher und PD Dr. F. Rathmann nennen.

Besonders wichtig für meinen beruflichen Werdegang war meine zweijährige Postdoc-Zeit am Brookhaven National Laboratory in Upton, NY. Dabei erhielt ich die Möglichkeit an der RHIC-Inbetriebnahme teilzunehmen und die bis heute während enge Verbindung zu den Mitgliedern des Collider-Accelerator Departments aufzubauen. Recht herzlich bedanke ich mich dafür bei Dr. D. Lowenstein, Dr. T. Roser, Dr. S. Peggs und Dr. D. Trbojevic. Besonders verbunden bin ich Dr. M. Bai, Dr. A.U. Luccio, Dr. A. Drees, Dr. W.W. MacKay, Dr. A. Zelenski, Dr. M. Okamura, Dr. V. Ranjbar und allen anderen Mitarbeitern, die mich während dieser Zeit freundschaftlich begleitet und fachlich inspiriert haben. Auch die Mitarbeiter des Physics Departments, insbesondere Dr. W. Vogelsang, Dr. G. Bunce, Dr. Y. Makdisi, Dr. C. Allgower und Prof. Dr. M. Grosse-Perdekamp möchte ich für die stets anregenden Diskussionen und Gespräche danken.

Der gesamten SPIN@COSY Kollaboration danke ich für die vielen interessanten Experimente mit polarisiertem Strahl an COSY und für die gute Zusammenarbeit in den letzten Jahren. Insbesondere beim COSY-Schichtdienst aber auch bei den regelmäßigen Telefonkonferenzen kam es zu vielen fachlichen Diskussionen und Erkenntnissen. Hervorheben möchte ich Prof. Dr. A.D. Krisch, Prof. Dr. E.D. Courant, Prof. Dr. D.W. Sivers, Dr. V.S. Morozov, Dr. M.A. Leonova, Dr. R.S. Raymond, (alle Univ. Michigan), Prof. Dr. F. Hinterberger (Univ. Bonn), Prof. Dr. A. Chao (SLAC) und Dr. A. Schnase (JAEA/J-PARC).

Auch möchte ich Dr. H. Gutbrod, Dr. D. Krämer, Dr. H. Eickhoff, Dr. O. Boine-Frankenheim, Prof. Dr. I. Hofmann, Dr. G. Francetti, Dr. S. Sorge, Dr. P. Spiller, Dr. M. Steck und allen Mitgliedern der Beschleunigergruppe der GSI Darmstadt herzlich für die gute Zusammenarbeit innerhalb des FAIR-Projekts danken.

Dr. D.P. Barber (DESY), Prof. Dr. S.Y. Lee (IUCF), Prof. Dr. E. Steffens (Univ. Erlangen), Prof. Dr. H.O. Meyer (IUCF), Prof. Dr. G.H. Hoffstätter (Cornell Univ.), Prof. Dr. E.J. Stephenson (IUCF), Dr. C.J.G. Onderwater (Univ. Groningen), Prof. Dr. Y.M. Shatunov (BINP Novosibirsk), Dr. P. Zenkevich (ITEP Moskau) und PD Dr. V.

Ziemann (Univ. Uppsala) bin ich für die vielen wertvollen Diskussionen über Spin- und Strahldynamik sehr dankbar.

Zutiefst verbunden bin ich meiner Ehefrau Dr. Ingeborg Lehrach, meiner kleinen Tochter Charlotte Ulrike, meinen Eltern und Familie für ihre uneingeschränkte Unterstützung und die mir entgegengebrachte Geduld.

1. **Soft Matter**
From Synthetic to Biological Materials
Lecture manuscripts of the 39th IFF Spring School March 3 – 14, 2008
Jülich, Germany
edited by J.K.G. Dhont, G. Gompper, G. Nägele, D. Richter, R.G. Winkler (2008),
c. 1000 pages
ISBN: 978-3-89336-517-3
2. **Structural analysis of diblock copolymer nanotemplates using grazing incidence scattering**
by D. Korolkov (2008), III, 167 pages
ISBN: 978-3-89336-522-7
3. **Thermal Nonequilibrium**
Thermal forces in fluid mixtures
Lecture Notes of the 8th International Meeting on Thermodiffusion,
9 – 13 June 2008, Bonn, Germany
edited by S. Wiegand, W. Köhler (2008), 300 pages
ISBN: 978-3-89336-523-4
4. **Synthesis of CMR manganites and ordering phenomena in complex transition metal oxides**
by H. Li (2008), IV, 176 pages
ISBN: 978-3-89336-527-2
5. **Neutron Scattering**
Lectures of the JCMS Laboratory Course held at the Forschungszentrum Jülich
and the research reactor FRM II of TU Munich
edited by R. Zorn, Th. Brückel, D. Richter (2008), c. 500 pages
ISBN: 978-3-89336-532-6
6. **Ultrafast Magnetization Dynamics**
by S. Woodford (2008), 130 pages
ISBN: 978-3-89336-536-4
7. **Role of Surface Roughness in Tribology: from Atomic to Macroscopic Scale**
by C. Yang (2008), VII, 166 pages
ISBN: 978-3-89336-537-1
8. **Strahl- und Spindynamik von Hadronenstrahlen in Mittelenergie-Ringbeschleunigern**
von A. Lehrach (2008), II, 171 Seiten
ISBN: 978-3-89336-548-7

Band | Volume 8
ISBN 978-3-89336-548-7

